



**HAL**  
open science

# Caractérisation et modélisation du comportement d'un polymère semi cristallin au crash

Alban Fabrice Epée

► **To cite this version:**

Alban Fabrice Epée. Caractérisation et modélisation du comportement d'un polymère semi cristallin au crash. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2009. Français. NNT : 2009VALE0028 . tel-03060835

**HAL Id: tel-03060835**

**<https://uphf.hal.science/tel-03060835>**

Submitted on 14 Dec 2020

**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.

N° d'ordre :0929



UMR CNRS-UVHC 8530

Année 2009



## THÈSE

Pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT  
CAMBRESIS**

Ecole Doctorale régionale Sciences pour l'Ingénieur Lille Nord-de-France

DISCIPLINE : GENIE MECANIQUE

Présentée par :

**EPEE Alban Fabrice**

## **CARACTERISATION ET MODELISATION DU COMPORTEMENT D'UN POLYMERE SEMI CRISTALLIN AU CRASH**

Soutenance prévue le 26 novembre 2009  
devant le jury composé de :

- Rapporteur : Jean Michel. Bergheau - Professeur - Ecole Nationale d'Ingénieurs de Saint-Étienne.  
Rapporteur : Nathalie Boudeau - Professeur - Université de Franche-Comté.
- Examineur : Moussa Naït Abdelaziz - Professeur - Université des Sciences et Technologies de Lille.  
Examineur : Guillaume Kermouche - Maître de conférences - Ecole Nationale d'Ingénieurs de Saint-Étienne.
- Directeur de thèse : Franck Lauro - Professeur - Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.  
Co-encadrant : Bruno Bennani - Maître de conférences - Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.
- Invité : Grégory Spingler - Docteur en Génie Mécanique - Société Aréva.  
Invité : Sonia Delannoye - Pursuit CAE & Validation Engineer - Société Visteon.

N° d'ordre :0929



UMR CNRS-UVHC 8530



Année 2009



# THÈSE

Pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT  
CAMBRESIS**

Ecole Doctorale régionale Sciences pour l'Ingénieur Lille Nord-de-France

DISCIPLINE : GENIE MECANIQUE

Présentée par :

**EPEE Alban Fabrice**

## **CARACTERISATION ET MODELISATION DU COMPORTEMENT D'UN POLYMERE SEMI CRISTALLIN AU CRASH**

Soutenance prévue le 26 novembre 2009  
devant le jury composé de :

- Rapporteur : Jean Michel Bergheau - Professeur - Ecole Nationale d'Ingénieurs de Saint-Étienne.  
Rapporteur : Nathalie Boudeau - Professeur - Université de Franche-Comté.
- Examineur : Moussa Naït Abdelaziz - Professeur - Université des Sciences et Technologies de Lille.  
Examineur : Guillaume Kermouche - Maître de conférences - Ecole Nationale d'Ingénieurs de Saint-Étienne.
- Directeur de thèse : Franck Lauro - Professeur - Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.  
Co-encadrant : Bruno Bennani - Maître de conférences - Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.
- Invité : Grégory Spingler - Docteur en Génie Mécanique - Société Aréva.  
Invité : Sonia Delannoye - Pursuit CAE & Validation Engineer - Société Visteon.

*A la mémoire d'EVA*

Je tiens à exprimer chaleureusement toute ma gratitude à Franck Lauro et Bruno Bennani pour m'avoir donné l'opportunité et les moyens d'effectuer ces travaux de thèse, pour leurs conseils, leur disponibilité et leur grande patience.

Je remercie également Grégory Spingler pour la disponibilité et la sympathie dont il a su faire preuve à mon égard durant ces travaux, et à travers sa personne, la société Vistéon pour le partenariat et le soutien financier qu'elle a apporté à cette étude.

Mes remerciements s'adressent ensuite à David Morin, pour son ingéniosité, Jacky Fabis et son équipe en particulier (Alain Deudon et Jean-Michel Mortier) pour leur savoir faire et leur expertise, avec eux j'ai beaucoup appris, Romain Balieu, pour son sérieux et son efficacité.

Je remercie également les membres du jury.

Je souhaite aussi remercier l'ensemble des membres et du personnel du LAMIH, qui m'ont accueilli au sein de leurs locaux tout au long de ces années, ainsi que mes camarades et collègues avec qui j'ai passé des moments agréables en particulier, Julien, Audrey, Estelle, Anastasia, Damien, Kevin, Audrey, Bassem, Fahmi, Frédéric, Julien, Cédric, Birame, Benjamin, Jamila, et tous ceux que j'ai oublié de citer.

Enfin je voudrais remercier tous mes proches, en particulier ceux qui ont su m'accompagner tout le long de ce projet, et surtout, qui m'ont apporté leur soutien inflexible, je pense à Hombeline, Samuel, Honorée, Michel, Geneviève et le petit Aël.

# TABLE DES MATIERES

<b>TABLE DES MATIERES.....</b>	<b>3</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>5</b>
<b>CHAPITRE I : PHYSIQUE DES POLYMERES.....</b>	<b>7</b>
I.1. CARACTERISTIQUES GENERALES .....	8
I.1.A. Définition.....	8
I.1.B. Caractéristiques générales.....	8
I.1.C. Charges et additifs .....	9
I.1.D. Les polymères thermoplastiques .....	11
I.1.D.i. Aspect thermique.....	12
I.1.D.ii. Morphologie.....	12
I.2. MECANISMES DE DEFORMATION ET D'ENDOMMAGEMENT DANS LES POLYMERES SEMICRISTALLINS .....	13
I.2.A. La phase amorphe .....	13
I.2.B. La phase cristalline .....	17
I.2.C. La déformation des sphérolites .....	18
I.2.D. Influence des charges.....	20
I.3. MODELISATION MECANIQUE.....	20
I.3.A. Approche physique .....	21
I.3.B. Approche phénoménologique .....	24
I.3.B.i. Limite élastique .....	25
I.3.B.ii. Critère de von Mises modifié.....	27
I.3.B.iii. Critère de Drucker Prager.....	27
I.3.B.iv. Critère de Raghava .....	28
I.3.B.v. Le critère de Cam Clay .....	29
I.4. Plasticité et grandes déformations.....	29
I.4.A. Les lois de comportement additives .....	30
I.4.B. Les lois multiplicatives .....	31
I.5. CONCLUSIONS .....	34
<b>CHAPITRE II : CARACTERISATION ET MODELISATION DU BMT 225.....</b>	<b>36</b>
II.1. ETUDE DU COMPORTEMENT PHYSIQUE DU BMT 225 .....	37
II.1.A. Le polypropylène.....	37
II.1.B. Essais de traction uniaxiale .....	37
II.1.B.i. Dispositif expérimental .....	38
II.1.B.ii. Présentation des résultats.....	39
II.1.C. Viscoélasticité .....	42
II.1.C.i. Modules d'élasticité.....	42
II.1.D. Dissymétrie du comportement en traction et compression .....	43
II.1.D.i. Présentation des éprouvettes de compression et de traction associées.....	43
II.1.D.ii. Dispositif expérimental et présentation des résultats.....	43
II.1.E. Comportement apparent.....	45
II.1.F. Ecart à l'incompressibilité.....	49
II.1.G. Considérations thermiques .....	50
II.2. MODELISATION ET IDENTIFICATION DE LA LOI DE COMPORTEMENT .....	52
II.2.A. Détermination du modèle viscoélastique.....	52
II.2.B. Limite d'élasticité.....	53
II.2.C. Choix du critère de plasticité et identification des paramètres.....	54
II.2.D. Etude et modélisation de la viscoplasticité .....	55
II.2.D.i. Principe de la corrélation d'image.....	55
II.2.D.ii. Présentation de la méthode SEÉ.....	58
II.2.D.iii. Lois de comportement obtenues par la méthode SEÉ .....	60
II.3. CONCLUSIONS .....	66
<b>CHAPITRE III : IMPLEMENTATION ET VALIDATION NUMERIQUE.....</b>	<b>68</b>
III.1. PRESENTATION D'UN CODE DE CALCUL EXPLICITE .....	69
III.2. IMPLEMENTATION DU MODELE ET PRESENTATION DE L'ALGORITHME DE RESOLUTION .....	71

III.2.A. Viscoélasticité.....	71
III.2.B. Critère de plasticité.....	73
III.2.C. Retour à la surface de charge.....	73
III.3. VALIDATION NUMERIQUE .....	79
III.3.A. Vérification numérique de la viscoélasticité et de la viscoplasticité.....	79
III.3.B. Vérification numérique de la dissymétrie traction-compression .....	80
III.3.C. Mise en évidence numérique de la compressibilité du matériau .....	80
III.3.D. Vérification numérique de l'isotropie transverse .....	82
III.4. CORRELATION NUMERIQUE-EXPERIMENTALE .....	84
III.4.A. Validation sur éprouvette de traction droite.....	84
III.4.A.i. Modélisation numérique de l'éprouvette de traction.....	84
III.4.A.ii. Vérification des grandeurs globales.....	85
III.4.A.iii. Vérification des grandeurs locales.....	85
III.4.B. Validation sur éprouvette de traction entaillée.....	90
III.4.B.i. Modélisation numérique de l'éprouvette de traction entaillée.....	90
III.4.B.ii. Vérification des grandeurs globales et locales sur éprouvette entaillée.....	90
III.4.C. Validation sur un cas test industriel : la gouitière.....	94
III.5. CONCLUSIONS .....	99
<b>CHAPITRE IV : ETUDE DE LA RUPTURE.....</b>	<b>101</b>
IV.1. MODELE DE RUPTURE DES POLYMERES .....	102
IV.1.A. Critères de rupture basiques.....	103
IV.1.A.i. Critère à déformation équivalente.....	103
IV.1.A.ii. Critère basé sur les courbes limites de formage.....	103
IV.1.A.iii. Critère en cisaillement maximal .....	104
IV.1.A.iv. Critère de Johnson Cook.....	104
IV.1.B. Critères de rupture énergétiques.....	105
IV.1.B.i. Critère de Cockcroft–Latham.....	106
IV.1.B.ii. Le critère de Wilkins.....	107
IV.1.B.iii. Critère basé sur le modèle de Xue–Wierzbicki.....	108
IV.2. RUPTURE PAR ESSAIS DE TRACTION.....	109
IV.2.A. Rupture des éprouvettes de traction droites.....	110
IV.2.B. Rupture des éprouvettes entaillées.....	112
IV.3. RUPTURE SUR LES ESSAIS ARCAN .....	116
IV.4. RUPTURE EN COMPRESSION .....	120
IV.5. SYNTHÈSE ET PROPOSITION D'UN MODELE DE RUPTURE.....	121
<b>CONCLUSIONS GENERALES.....</b>	<b>124</b>
<b>REFERENCES .....</b>	<b>126</b>
<b>TABLE DES FIGURES .....</b>	<b>132</b>
<b>TABLE DES TABLEAUX.....</b>	<b>135</b>

## **INTRODUCTION GENERALE**

Les matériaux polymères sont de plus en plus utilisés dans le secteur automobile et notamment pour les structures d'absorption d'énergie au choc. Ils apparaissent comme une solution intéressante à la problématique de réduction des émissions gazeuses au travers de la réduction du poids des véhicules. Ils remplacent ainsi les matériaux métalliques dans les zones peu sollicitées mécaniquement. Dans le cas des chargements accidentels extrêmes (choc tête sur capot, jambe sur pare-choc, tête sur tableau de bord,...), il devient alors important de connaître le comportement de ces matériaux aux grandes vitesses de déformations mais aussi de déterminer avec précision leur rupture. La gamme des matériaux polymères est très vaste de part la nature même de la matière et des ajouts possibles lors de la fabrication (particules, fibres etc...). De plus, le procédé de fabrication a une influence certaine sur le comportement final des structures polymères. Il est donc nécessaire de bien connaître le matériau étudié ainsi que sa physique de déformation. Si le comportement des polymères solides est aujourd'hui connu et modélisé dans les codes de calcul en quasi-statique, leur réponse mécanique sur une grande plage de vitesses de déformation est plus difficile à modéliser, ce qui rend problématique la détermination d'un critère de rupture pertinent lors de chocs à grandes vitesses. Les modèles actuels de comportement polymères utilisés dans les codes de calcul prédisent correctement la réponse globale en effort déplacement, ils s'avèrent peu précis sur les champs locaux (contrainte - déformation) et à fortiori sur l'instant de rupture.

Dans ce contexte, la problématique traitée dans ce manuscrit porte sur la modélisation du comportement d'un polymère semi cristallin solide à température ambiante sur une large gamme de vitesses de déformation. La démarche utilisée consiste en l'analyse du comportement physique du matériau sous diverses sollicitations afin de choisir la modélisation la plus adéquate. Doit-on tenir compte de la viscoélasticité ? Comment introduire la pression hydrostatique ? Comment identifier une loi de comportement viscoplastique sur un matériau présentant une striction diffuse ? Comment la rupture se comporte t'elle ?

L'objectif des travaux présentés sera notamment de répondre à ces questions. Pour cela dans le premier chapitre, une étude bibliographique sur les polymères solides est présentée. Les propriétés mécaniques des polymères sont décrites ainsi que les modes de déformation aux diverses échelles. La complexité, engendrée notamment par le mélange des parties amorphes et semi cristallines et l'ajout d'additifs impliquant des modes d'endommagement nouveaux, amènent à des modèles de comportement faisant intervenir de nombreux paramètres. Une approche plus phénoménologique est aussi présentée afin d'obtenir des modèles plus macroscopiques.

Afin de déterminer l'approche la plus adéquate, une analyse du comportement d'un polymère semi cristallin au travers d'essais mécaniques simples est présentée dans le deuxième chapitre. Des essais de traction et de compression à différentes vitesses ont permis de constater la viscoélasticité et viscoplasticité du matériau, la non symétrie de la limite élastique entre traction et compression, le comportement isotrope transverse du matériau et la non conservation du volume en plasticité. De plus, la striction apparaissant relativement tôt au cours de la déformation, il est difficile de déterminer expérimentalement un modèle de comportement sur un champ de déformation et de vitesse de déformation hétérogène. Pour faciliter cette identification, une méthode originale appelée méthode SEÉ a été mise en place en exploitant notamment la corrélation d'image. Cette analyse physique du comportement

permet d'introduire la combinaison des modèles choisis afin de répondre aux observations expérimentales. Ainsi, les trois phases du comportement des polymères sont décrites: la viscoélasticité par un module d'élasticité sensible à la vitesse de déformation, la transition élastique-plastique par un critère de plasticité de Drucker Prager pour prendre en compte la pression hydrostatique et la viscoplasticité par un modèle de type G'sell modifié, avec un écoulement plastique non associatif. L'identification des paramètres de la loi de comportement est réalisée à l'aide d'essais de traction-compression à différentes vitesses de déformation ( $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  -  $50 \text{ s}^{-1}$ ).

Dans le troisième chapitre, l'ensemble des modèles sont implémentés dans le code de calcul par éléments finis Pam Crash® pour des éléments coques. La confrontation des résultats numériques sur cas tests simples et structures industrielles avec les résultats expérimentaux mettent en valeur les améliorations apportées par ce nouveau modèle, pour la simulation du comportement des matériaux polymères sur une grande plage de vitesses de déformation.

Enfin le dernier chapitre se concentre sur la rupture. Après une brève présentation des critères de rupture existants pour les polymères, une étude expérimentale est effectuée pour construire un critère de rupture réaliste sur la base d'une déformation équivalente à rupture en fonction du taux de triaxialité des contraintes. Pour cela, des essais de traction sur éprouvettes entaillées ainsi que des essais Arcan sont menés à différentes vitesses. Les observables mécaniques sont déterminées à l'aide de la corrélation d'image et permettent de construire une première proposition de critère de rupture spécifique aux polymères semi cristallins.

## **CHAPITRE I : PHYSIQUE DES POLYMERES**

---

Ce premier chapitre est une revue bibliographique permettant de décrire la physique des polymères, les modes de déformation et les modèles mathématiques de comportement. L'accent est mis sur les matériaux thermoplastiques qui feront l'objet de notre étude dans les chapitres suivants.

---

## I.1.CARACTERISTIQUES GENERALES

### I.1.A. Définition

Les matériaux plastiques sont constitués de polymères. Un polymère est une macromolécule constituée de l'enchaînement répété de motifs organiques identiques appelés monomères [1], [2], [3]. Quand la molécule ne comporte que des chaînons identiques, on dit avoir affaire à un homopolymère (Figure 1).

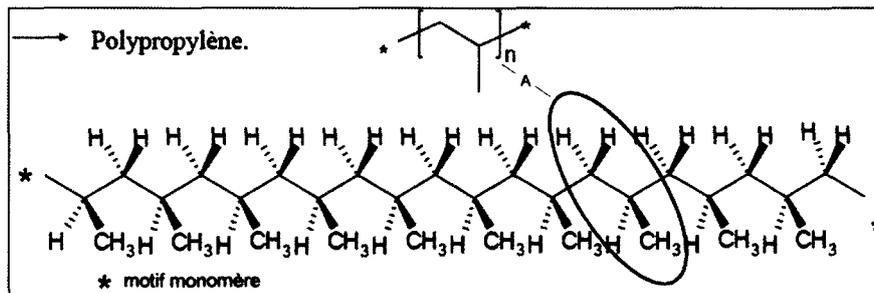


Figure 1 : Représentation architecturale d'un polymère linéaire semi cristallin : le polypropylène.

Lorsqu'on a affaire à des monomères de natures différentes, on parle de copolymères. Enfin, qu'ils soient homopolymères ou copolymères, les polymères peuvent être réticulés. Un polymère réticulé est un polymère dont certains branchements se font par des liaisons chimiques covalentes [4].

### I.1.B. Caractéristiques générales

Historiquement, on distingue deux grandes classes de polymères, bien que cette classification soit arbitraire : Les thermoplastiques et les thermodurcissables. Thermoplastique signifie littéralement que l'échantillon devient plastique par chauffage. Les thermoplastiques ou encore thermoplastes sont constitués de chaînes plus ou moins linéaires liées entre elles par des forces de van der Waals [2]. Ils sont susceptibles d'être, de manière répétée, ramollis par chauffage et durcis par refroidissement. En fait, les macromolécules restent chimiquement séparées les unes des autres, ce qui permet un remoulage à discrétion. Selon la régularité de leurs chaînes, certains de ces polymères peuvent cristalliser, ce sont les polymères semi cristallins sinon on dit qu'ils sont amorphes.

Un polymère est qualifié de thermodurcissable lorsqu'il ne peut être mis en œuvre qu'une seule fois et qu'il devient infusible et insoluble après polymérisation, en fait les molécules ou les chaînes linéaires sont réticulées pendant le durcissement et sont donc reliées par des liaisons primaires et stables. Une fois durci, la forme du thermodurcissable ne peut être modifiée.

Les propriétés des polymères sont conditionnées par le comportement individuel de chaque macromolécule, en d'autres termes par le mode d'assemblage des motifs monomères, mais aussi par la longueur et la rigidité des chaînes moléculaires. Les atomes sont liés de façon rigide dans le sens des chaînes et peuvent tourner autour de chaque liaison. Les empêchements à la rotation proviennent surtout de l'encombrement autour des atomes de carbone. Des interactions sont également possibles entre macromolécules voisines. De plus,

les arrangements moléculaires peuvent évoluer en fonction de la température. Chaque réarrangement est caractérisé par une température de transition de phase dont la plus importante est la température de transition vitreuse ( $T_g$ ) qui caractérise souvent un changement important des caractéristiques mécaniques.

### **I.1.C. Charges et additifs**

Divers composants sont rajoutés aux polymères pour améliorer leurs propriétés mécaniques ou leur mise en oeuvre [4] :

les fibres: employées pour les propriétés mécaniques intéressantes qu'elles apportent aux polymères, sont ajoutées sous forme de mèche, en mat ou non tissée, en tissu ou tressée. On les rencontre la plupart du temps sous forme de verre mais également en carbone, en kevlar ou en polyéthylène.

les charges: elles peuvent être introduites en grande quantité de façon pulvérulente ou fibreuse (plus de 10 %), ou en quantité plus petite sous forme de poudre fine, de pâte ou liquide. La matière rajoutée varie en fonction des caractéristiques qu'on veut apporter au matériau par exemple :

- les charges renforçantes, comme les microbilles de verre ou les nodules élastomères, apportent un renfort mécanique. Lorsque les polymères sont constitués d'une phase renforçante à morphologie nodulaire constituée en général d'élastomère, on dit qu'ils sont alors renforcés aux chocs. Les nodules jouent le rôle d'hétérogénéités au niveau desquelles une concentration de contraintes se développe sous sollicitation mécanique. Le renfort joue donc le rôle d'amorceur de la déformation plastique, qui se produit principalement par craquelure à l'interface nodule/matrice. Il permet ainsi d'accroître la capacité du matériau à dissiper de l'énergie [5],
- les charges de remplissage, sont généralement des charges minérales incorporées au polymère pour faire du volume à bas prix tels que le carbonate de calcium, silicates divers sous la forme de talc, de kaolin, etc...,
- les plastifiants: sont en général des composés organiques dont le rôle est d'améliorer la mobilité des chaînes moléculaires, d'abaisser la viscosité lors du moulage, ce qui peut avoir pour effet d'augmenter la tenue au choc et l'allongement à la rupture de la pièce fabriquée,
- les charges ignifugeantes ou retardatrices de flammes,
- les charges conductrices pour véhiculer l'électricité statique.

Les additifs : la plupart des additifs sont des colorants ou pigments. Il existe toute une palette de composés minéraux ou organiques, en poudre ou en pâte plus ou moins visqueuse, que l'on incorpore en petite quantité dans le polymère pour lui donner une couleur unie ou un effet coloré spécial (phosphorescent, nacré, marbré, etc.). Il existe également des additifs biodégradable ou bactéricides, des ignifugeants, des lubrifiants pour améliorer les propriétés en glissement et les stabilisants qui empêchent une dégradation prématurée du polymère.

Le Tableau 1 regroupe les principales caractéristiques mécaniques et thermiques des polymères renforcés couramment employés [4]. Ces valeurs sont des ordres de grandeur indicatifs. Certaines propriétés dépendent de l'orientation des fibres.

Matériaux	Mise en œuvre (§ 3)	Densité	Taux de fibres % en masse	Flexion		Traction		Compression (MPa)	Dureté Rockwell	Conductivité thermique (W/m · °C)	Capacité thermique massique (kJ/kg · °C)	Coefficient de dilatation thermique (µm/m · °C)
				Limite (MPa)	Module (GPa)	Limite (MPa)	Module (GPa)					
<b>THERMODURCISSABLES RENFORCÉS</b>												
Polyester - verre	SMC-BMC	1,7-2,1	15-30	70-210	10-14	25-140	11-17	100-210	R 60 à 112	0,19-0,24	1,2-1,5	14-22
	RTM	1,5-1,7	25-50	70-275	9-12,5	170-210	6-14	100-210	R 40 à 105	0,19-0,25	1,2-1,4	16-22
	Stratification	1,4-1,6	30-50	110-165	7-8	60-125	5-12	100-170	R 40 à 105	0,17-0,23	1,2-1,4	22-26
Époxide - verre	Enroulement	1,7-2,2	30-60	700-1 900	25-48	550-1 750	28-62	210-480	M 95 à 120	0,28-0,33	0,98-1	3,8-11
Polyester - verre	Pultrusion	1,6-2	40-60	700-1 250	26-40	410-1 250	26-41	210-460	R 60 à 112	0,26-0,33	0,92-1	5,4-14
Phénolique - verre	Compression	1,7-1,9	5-25	125-165	21	50-120	16-20	100-240	M 90 à 99	0,16-0,30	0,84-1,25	6-16
<b>THERMOPLASTIQUES RENFORCÉS</b>												
Acétal	Injection	1,6-1,7	20-40	100-195	5,5-9	60-125	5,5-10	90-120	M 75 à 94	0,41	1,46	24-63
Polyamide		1,5-1,7	6-60	50-250	1,5-18	90-230	1,4-14	90-170	R 110 à 120	0,25	1,25-1,46	20-28
Polycarbonate		1,2-1,5	20-40	120-210	5-10	80-170	5-12	100-170	M 75 à 100	0,20	1,25	22-32
Polyéthylène		1,1-1,2	10-40	50-85	1,5-4,5	45-60	3-6	20-55	M 60 à 85	0,40		20-48
Polypropylène		1,1-2,5	20-40	50-80	2,5-5,5	25-70	3-6	40-55	R 95 à 115	0,15		29-43
Polystyrène		1,2-1,3	20-35	70-120	5,5-6,5	70-100	5,5-6	90-120	M 70 à 95	0,16	0,98-1,46	30-40
Polyulfone		1,4-1,6	20-40	145-190	5,5-10	90-140	10	145-180	M 85 à 92	0,26		22-30
ABS		1,2-1,4	20-40	160-180	6,5-10	80-110	4-7	80-150	M 75 à 102	0,16		29-36
PVC		1,5-1,6	15-35	140-170	6-11	100-125	7-12	90-120	M 60 à 88	0,16		22
PPO		1,2-1,4	20-40	120-215	5,5-10	100-160	6,5-10	125-140	M 95			16-26
SAN		1,5-1,6	20-40	100-145	5-12,5	90-125	6-13	90-160	M 77 à 103	0,16		29-38
Polyester saturé	1,3-1,4	20-35	120-200	6-10	100-120	6-11	110-125	R 118 à M 70	0,25	1,80	43-60	
<b>THERMOPLASTIQUES NON RENFORCÉS</b>												
Acétal	Injection	1,4	0	90-100	3	55-70	2,8-3,4	34	M 75 à 94	0,21	1,46	61
PMMA		1,18	0	60-70	3,3	60-70	3,2	-	M 65	0,19		70
Polyamide		1,1-1,2	0	25-125	1,5-3	60	1,4-3,4	50-70	R 105 à 115	0,25	1,67	100-112
Polycarbonate		1,2	0	90-100	2	60-75	2,4	65	M 70	0,20	1,25	70
Polypropylène		0,9	0	25-65	0,5-2	20-35	0,8	25-55	R 50 à 110	0,15		66
Polystyrène		1,05	0	20-70	0,5-3,5	20-35	1,4-2,6	25-62	M 12 à 45	0,16		40-100
Polyulfone		1,25	0	5-25	2	70	2,5	100	M 60 à R 12	0,26		56
ABS		1,05	0	50-80	2-3	45	1,9-2,6	50-100	R 113	0,16		74-94
PVC rigide		1,4	0	90-110	3	40-50	2,8	-	M 60	0,16		-
PPO		1,05	0	100-110	2	70	2,6	100	M 75			54
SAN		1,08	0	65-120	3,5	70-80	3,4	100-110	M 80	0,16		65

Tableau 1 : Caractéristiques mécaniques et thermiques utilisables pour le prédimensionnement d'une pièce en plastique ou composite (ordres de grandeur indicatifs).

### I.1.D. Les polymères thermoplastiques

Pendant la phase de mise en forme, lors du refroidissement à partir de l'état liquide, les polymères thermoplastiques ont tendance à cristalliser. Ces derniers restent à l'état liquide jusqu'à une température  $T_g$  dite température de transition vitreuse. Ces polymères passent alors de l'état liquide/caoutchouteux à l'état vitreux, les chaînes macromoléculaires ont tendance à former des pelotes irrégulières, elles n'ont pas d'ordre apparent bien qu'elles peuvent être parfois orientées: ce sont les polymères thermoplastiques amorphes. Ils n'ont pas de température de fusion précise, mais plutôt une phase de ramollissement. Ils présentent une bonne tenue au choc, une assez bonne résistance au fluage et sont difficiles à étirer. Ce sont principalement les polymères tels que le Polystyrène (PS), l'Acrylonitrile-Butadiène-Styrène (ABS), le Polyméthylacrylate de méthyle (PMMA), le Polycarbonate (PC), le Polychlorure de vinyle (PVC)...etc. [2], [6].

On parle de polymères semi cristallins lorsque la cristallisation devient possible dès que la température est inférieure à  $T_f$ , la température de fusion. Les molécules composant le polymère adoptent alors une structure ordonnée de façon à optimiser la stabilité thermodynamique. Les chaînes se replient sur elles-mêmes pour former des segments réguliers qui s'empilent selon un réseau cristallin de plus forte densité que le polymère amorphe. Pour constituer ce réseau cristallin, les chaînes macromoléculaires présentent une périodicité dans leur structure chimique par :

- soit une configuration régulière, isotactique ou syndiotactique (Figure 2-a ou b),
- soit une conformation régulière globale en zig-zag planaire ou en hélice [6].

Par contre, la configuration atactique (Figure 2 -c) ou une conformation en pelote statique est caractéristique de l'état amorphe.

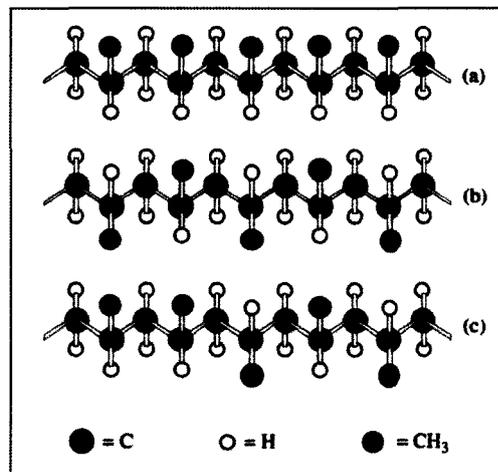


Figure 2 : Isomère de configuration du polypropylène : (a) isotactique, (b) syndiotactique, (c) atactique.

Dans un grand nombre de cas, les polymères ne cristallisent pas complètement, on se retrouve alors avec un matériau constitué d'un état cristallin organisé entouré d'un état désordonné dit amorphe, d'où l'appellation semi cristallin (Figure 3). Ce sont principalement le Polyéthylène (PE), le Polypropylène (PP), le Polyéthylène Téréphtalate (PET), le polyamide (PA), le polytetrafluoroéthylène (PTFE)...etc. On s'intéressera particulièrement à ce type de polymère car le matériau objet de l'étude appartient à cette famille (polypropylène chargé). Le taux de cristallinité, le plus souvent déterminé par diffraction aux rayons x (WAXS) [6], caractérise

l'importance de la structure cristalline dans l'ensemble du matériau. Plus le taux de cristallinité sera important plus le polymère sera rigide et fragile [7].

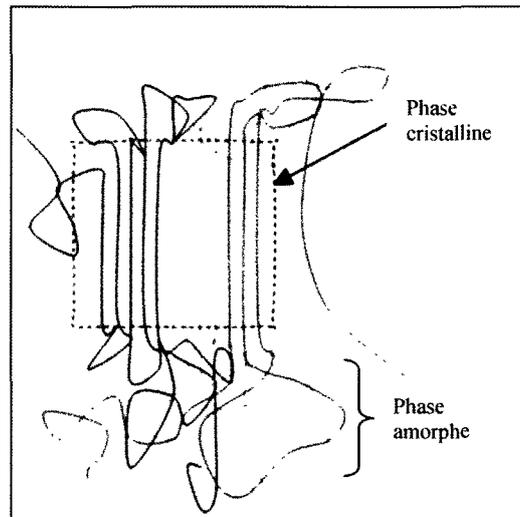


Figure 3 : Représentation d'un arrangement microscopique amorphe et semi cristallin.

### I.1.D.i. Aspect thermique

Au cours du refroidissement depuis l'état liquide, le comportement mécanique des polymères semi cristallins présente deux températures caractéristiques : la température de transition vitreuse de la phase amorphe  $T_g$  et la température de fusion  $T_f$  de la phase cristallisée. On a donc :

- en dessous de  $T_g$ , un polymère rigide de module d'Young de l'ordre de 2000 MPa,
- entre  $T_g$  et  $T_f$  un matériau plus souple (module de l'ordre de 700 MPa) à cause de la phase amorphe caoutchouteuse mais avec une bonne résistance grâce à la présence des cristallites,
- au dessus de  $T_f$ , un fluide visqueux ou viscoélastique (Tableau 2).

Polymères semi cristallins		
$T < T_g$	$T_g < T < T_f$	$T > T_f$
2 phases solides : -cristalline -vitreuse	2 phases solides : -cristalline -caoutchouteux	liquide visqueux

Tableau 2 : Différentes phases d'un polymère semi cristallin en fonction de la température.

### I.1.D.ii. Morphologie

Les polymères semi cristallins possèdent localement un arrangement périodique dont l'unité de base est la lamelle cristalline. Les lamelles cristallines ont une épaisseur d'environ 10 nm, elles résultent de l'arrangement des chaînes macromoléculaires parallèlement les unes aux autres selon une périodicité qui minimise l'énergie globale de Van der Waals. La phase amorphe qui entoure les lamelles est constituée de la partie mobile des extrémités de chaînes,

de boucles de repliements et de molécules indépendantes. Au cours de la cristallisation du polymère, les lamelles cristallines s'organisent pour former des arrangements dont la taille varie d'un micromètre à un millimètre. Ces arrangements sont des sphérolites. Un sphérolite est donc un arrangement polycristallin constitué de cristallites radiales séparées par la phase amorphe, ces cristallites croissent à partir du centre pour occuper tout l'espace offert. Les sphérolites résultent d'une nucléation hétérogène. La croissance radiale des lamelles à partir d'un noyau est limitée par le développement des sphérolites voisins [8]. La Figure 4 décrit l'arrangement des zones cristallines et amorphes d'un sphérolite.

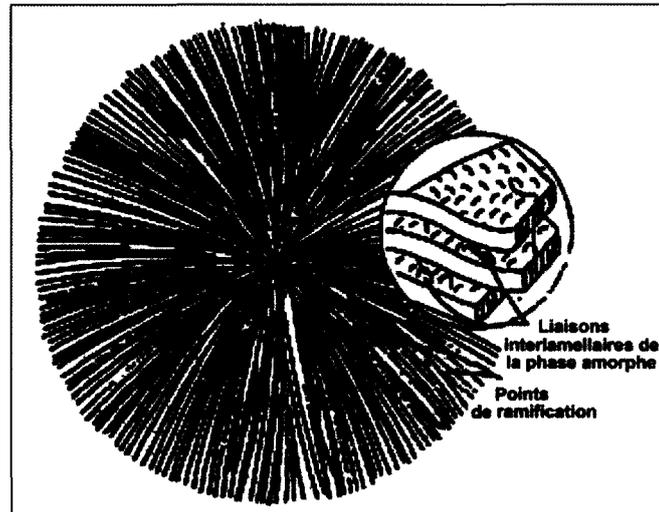


Figure 4 : Représentation schématique d'un sphérolite et des lamelles le constituant.

## **I.2. MECANISMES DE DEFORMATION ET D'ENDOMMAGEMENT DANS LES POLYMERES SEMI CRISTALLINS**

Le processus de déformation d'un polymère semi cristallin va s'effectuer en plusieurs étapes : d'abord, la phase amorphe va accommoder la totalité de la déformation c'est elle qui se déforme le plus aisément, elle va permettre la transmission des contraintes aux parties cristallines puis, sous de fortes sollicitations, il y aura destruction des parties cristallines via un phénomène de fibrillation. De plus, des cavités se forment, ce qui entraîne une augmentation de la taille de la zone plastique et conduit à une forte consommation d'énergie au sein du matériau [7], [9], [10].

### **I.2.A. La phase amorphe**

La déformation de la phase amorphe interlamellaire des polymères semi cristallins est caractérisée par deux mécanismes principaux :

- le cisaillement interlamellaire (Figure 5-a), résultant du glissement des cristaux lamellaires parallèles les uns par rapport aux autres sous l'effet des contraintes déviatoriques locales,

-la séparation ou le rapprochement interlamellaire, résultant de la traction ou de la compression perpendiculaire à la surface des lamelles (Figure 5-b). Pour les petites déformations, le glissement interlamellaire est le mécanisme prédominant.

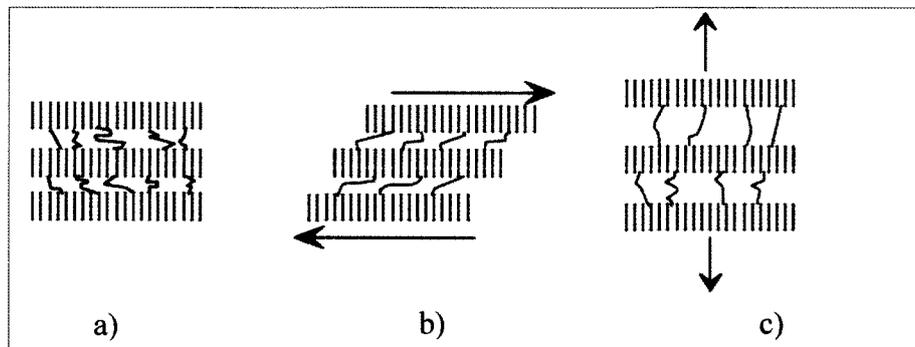


Figure 5 : Mécanisme de déformation de la phase amorphe dans un polymère semi cristallin : a) état non déformé, b) glissement interlamellaire et c) séparation interlamellaire.

Lors d'essais de compression, des bandes de cisaillement peuvent se développer dans la phase amorphe dans les zones à forte concentration de contrainte [11], [12]. Leur apparition est associée au développement de la plasticité dans le matériau. Deux types de bandes de cisaillement sont à distinguer :

- les bandes fines, qualifiées de diffuses qui recouvrent un domaine relativement grand, (Figure 6-a),
- les bandes larges qui se développent individuellement (Figure 6-b),

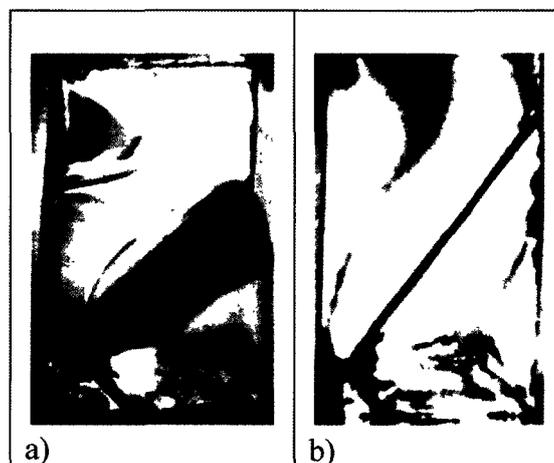


Figure 6 : Bandes de cisaillement générées par compression d'un polymère : a) bandes fines et b) bandes larges.

Le mode de chargement et la température déterminent le type de bandes rencontrées. Le taux de déformation plastique à l'intérieur d'une bande de cisaillement peut être supérieur d'un ou deux ordres de grandeur à la déformation macroscopique du polymère à la rupture. Les intersections entre bandes constituent des sites de faiblesse où peuvent s'initier des craquelures et des fissures. La formation de bandes de cisaillement est influencée par les paramètres cristallins. On trouve généralement un plus grand nombre de bandes dans les amorphes que dans les semi cristallins car leur taux de cristallinité, important, a tendance à

accroître la contrainte nécessaire à leur initiation. De plus, la rupture est atteinte plus rapidement car il est plus facile de concentrer la déformation dans une seule bande que d'en créer de nouvelles.

En traction, la contribution de la séparation de la phase interlamellaire augmente progressivement avec l'étirage. Le blanchissement lors de la déformation est dû à l'augmentation de la période interlamellaire, ainsi qu'à la cavitation de la phase amorphe. Les travaux de Hellinckx [13] précisent le comportement en indiquant que la phase amorphe se répartit entre une phase amorphe libre localisée entre les lamelles et une phase amorphe confinée. Cette dernière a peu de mobilité car elle se situe entre la phase amorphe libre et la zone cristallisée. Les deux phases amorphes n'ont pas le même comportement [14]. La phase amorphe libre, liée à sa plus grande mobilité, en quantité plus importante, a une température de transition vitreuse plus basse. La phase amorphe confinée aurait une température de transition vitreuse plus grande. Cette classification en deux phases amorphes a permis à certains auteurs de proposer de nouvelles explications quant aux modes de déformation et d'endommagement [15]. Pendant la sollicitation, deux types de cavitations peuvent intervenir dans les polymères. Le premier type correspond à des cavités formées au moment de la cristallisation, lors de la germination des sphérolites et de leur croissance radiale en de multiples endroits, le volume cristallisé ne peut en aucun cas être totalement dense. Des cavités se forment alors aux nœuds entre sphérolites. Le second type de cavités peut se former en cours de sollicitations. A température ambiante, il se peut que seule la phase amorphe libre ait un comportement caoutchouteux tandis que la phase amorphe liée a plutôt un comportement d'amorphe vitreux. Compte tenu du confinement des phases amorphes, une traction normale aux lamelles cristallines ne va pas engendrer un écoulement des chaînes, mais l'apparition d'une contrainte hydrostatique qui va conduire au processus de cavitation, entraînant un endommagement progressif du matériau (Figure 7).

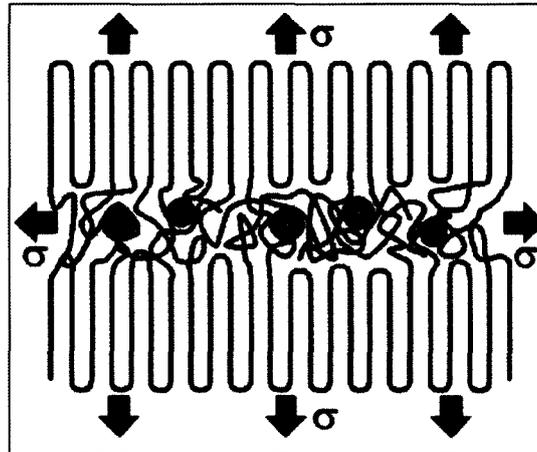


Figure 7 : Schéma idéalisé du mécanisme d'endommagement par cavitation induite par le confinement entre les lamelles rigides, dans les zones amorphes des sphérolites en traction.

Lors de la sollicitation mécanique de la phase amorphe du polymère, des craquelures apparaissent perpendiculairement à la direction de traction principale (Figure 8). Ces craquelures sont organisées en fissures dont les bords sont reliés par des macromolécules appelées fibrilles. La forme des craquelures correspond à celle de la zone plastique de Dugdale-Barrenblat [16]. La présence de ces craquelures, que l'on nomme aussi parfois 'pseudo-fissures', n'est pas toujours liée à une rupture imminente du matériau.

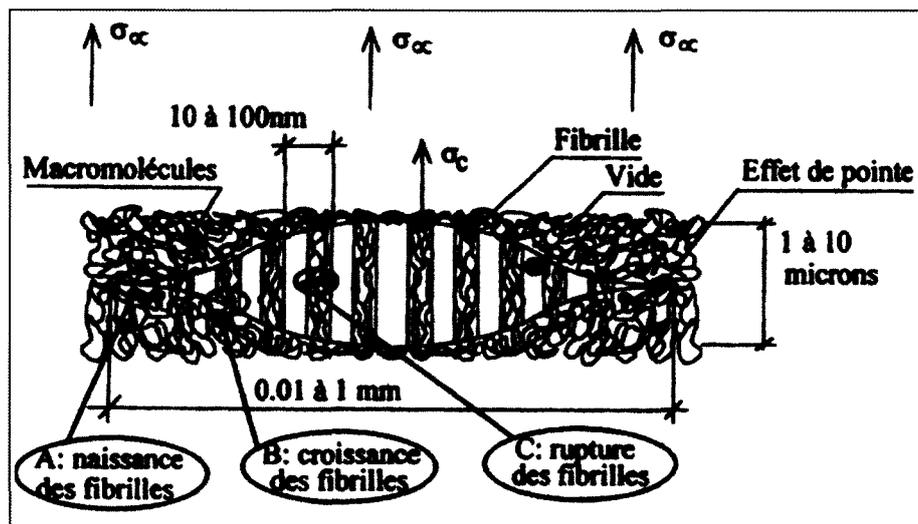


Figure 8 : Microstructure d'une craquelure sans fissure.

Il est communément admis que l'initiation des craquelures est due aux défauts de structure du polymère (fluctuations de densité, impuretés). Elles sont probablement issues d'un des mécanismes de cavitation cités précédemment [14], [17]. Certains auteurs tel Friedrich [18] proposent comme sites propices à la formation de craquelures les intersections entre bandes de cisaillement. On observe également une croissance des craquelures lors de la sollicitation. Cette croissance résulte d'une extraction de matière par fluage. Le polymère se comporte comme un liquide à seuil  $\sigma_c$  et son écoulement est régi par les nœuds physiques entre macromolécules. La matière ainsi extraite représente des fibrilles qui s'allongent, soit leurs diamètres diminueront jusqu'à rupture, soit ils resteront constants lors de l'avancée du front de craquelure. Ce mécanisme de croissance est dominant et localisé entre le polymère en masse et la fibrille dans la zone dite "active" (Figure 9).

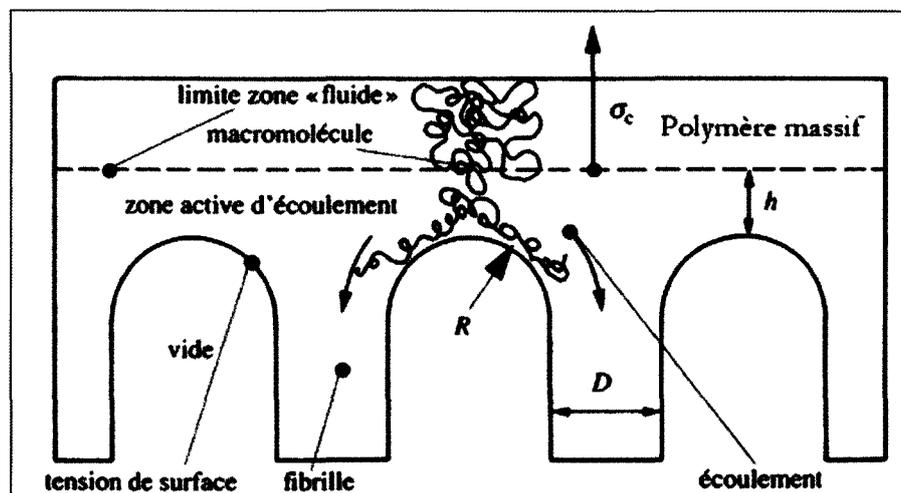


Figure 9 : Mécanisme d'extraction de matière par une fibrille qui s'allonge. Les paramètres pertinents sont le seuil d'écoulement plastique  $\sigma_c$ , la tension de surface du polymère, le diamètre des fibrilles  $D$ , et l'épaisseur  $h$  de la zone active "fluide"

Le front de craquelure avance par un mécanisme d'instabilité de "ménisque de Taylor" [16] et se comporte également comme dans un liquide à seuil (Figure 10). Le polymère formant la

jonction entre les deux bords de la craquelure s'écarte et forme des "doigts" dont la section va progressivement se réduire et conduire à la formation de nouvelles fibrilles.

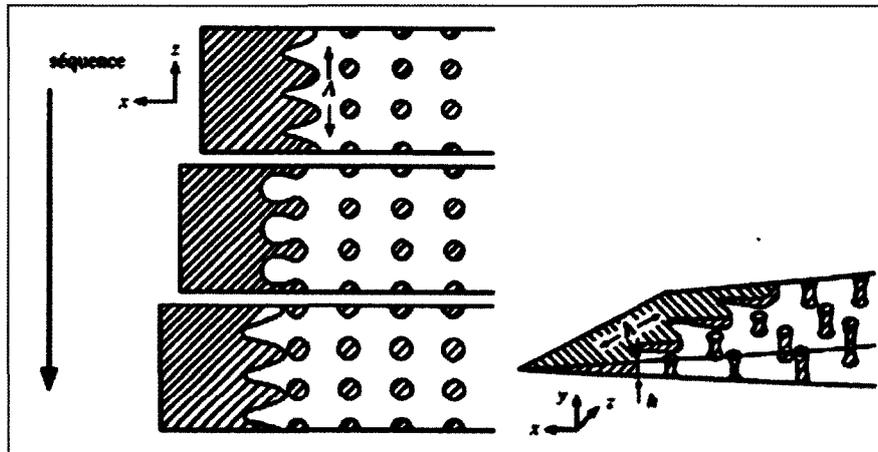


Figure 10 : Mécanisme d'instabilité de ménisque d'avancée du front de la craquelure montrant la formation de nouvelles fibrilles.

Bien que la rupture soit associée au développement des craquelures, une structure polymère envahie par des craquelures n'est pas ruinée puisqu'elle peut conserver de bonnes propriétés mécaniques, anisotropes bien sûr à cause des fibrilles. La ruine se produit à la rupture des fibrilles suite à la déformation de la phase cristalline. Pour une température supérieure à  $T_g$ , on aura une rupture des fibrilles par leur milieu, laissant une couche uniforme de demi fibrilles rompues sur chaque surface.

### I.2.B. La phase cristalline

La phase cristalline étant plus rigide par rapport aux parties amorphes, cette dernière va intervenir ultérieurement dans le processus de déformation. Dans le cas du polypropylène cinq structures cristallines du polypropylène ont été identifiées : la forme monoclinique  $\alpha$ , la forme hexagonale  $\beta$ , la forme triclinique  $\gamma$ , la forme smectique et la phase cristalline  $\delta$ . Les formes les plus répandues dans les polymères industriels sont les formes  $\alpha$  et  $\beta$  [19]. Il apparaît que chaque phase, en fonction de la sollicitation, aura une déformation qui lui est propre [20]. Le cristal du polymère se déforme par des mécanismes cristallographiques tels que le glissement, le maclage ou la transformation martensitique [21]. Ces mécanismes, observables pour des petites déformations, ne détruisent pas l'ordre cristallin. Par contre, pour des fortes déformations, les cristaux lamellaires se détruisent en se fragmentant en blocs cristallins plus petits qui sont reliés à la phase amorphe par des macromolécules étirées. Cette nouvelle structure cristalline fibrillaire n'a plus de relation avec la structure originale. Les polymères isotropes cristallisés montrent expérimentalement deux directions de glissement (Figure 11) :

- un glissement dans la direction des chaînes des lamelles cristallines (chain slip),
- un glissement perpendiculaire aux chaînes des lamelles cristallines (transverse slip).

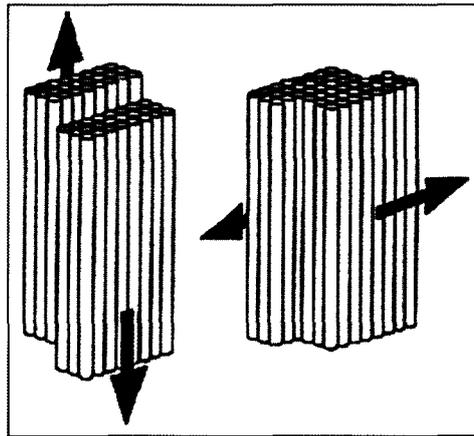


Figure 11 : Glissement parallèlement (chain slip) ou perpendiculairement aux chaînes (transverse slip).

Les plans et les directions de glissement sont le plus souvent ceux présentant une densité atomique élevée, on pourra distinguer les glissements dans la direction de la chaîne, qui sont les plus faciles, de ceux perpendiculaires aux chaînes mais qui vont intervenir suite à une orientation favorable de certains cristaux. Ainsi, pour une même valeur du cisaillement, le glissement peut présenter deux aspects : le "fine slip" (Figure 12-a) où il intervient de manière égale pour tous les plans, et le "coarse slip" (Figure 12-b) où seul un nombre réduit de plans sont concernés mais avec une intensité plus importante. On remarque que la terminologie employée est la même que celle ayant trait aux bandes de cisaillement dans les amorphes.

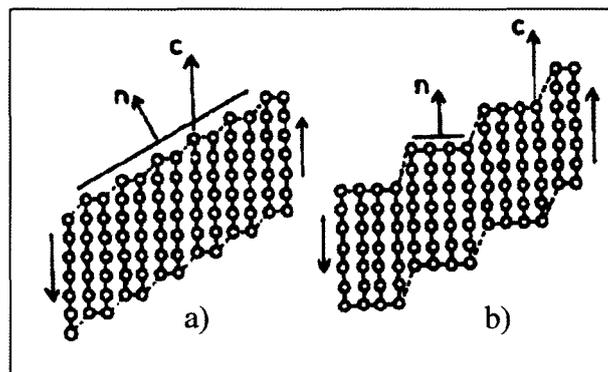


Figure 12 : Glissement entre plans cristallins : a) bande diffuse et b) bande large.

Enfin, sous l'action de fortes contraintes, ce qui impose donc une déformation rapide, les lamelles cristallines subissent parfois un changement de phase : c'est la transformation martensitique. Dans le cas du polypropylène cristallisé sous sa forme  $\beta$ , ce type de modification structurale intervient lorsque le polymère développe une striction : la phase  $\beta$  disparaît au profit de la phase  $\alpha$  [21]. Les mécanismes que nous venons de décrire n'agissent que sur une petite échelle et n'affectent pas l'ordre cristallin dans son ensemble.

### I.2.C. La déformation des sphérolites

Les mécanismes de déformation des polymères semi cristallins peuvent également être observés à l'échelle du sphérolite [21]. La déformation des sphérolites dépend de leurs orientations par rapport à la direction de traction (Figure 13). On distingue essentiellement 3 régions :

- les régions équatoriales, où les rayons du sphérolite sont quasiment perpendiculaires à la direction de traction,
- les régions diagonales, où les rayons font un angle compris entre 0 et 90° avec la direction de traction,
- les régions polaires, où les rayons sont quasiment parallèles à la direction de traction.

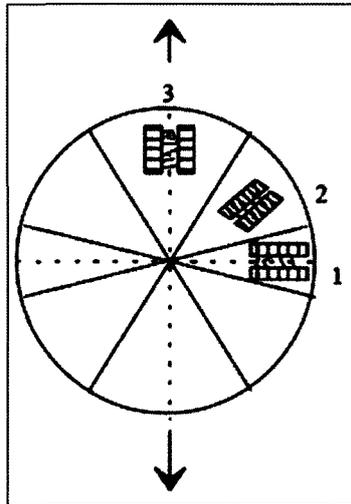


Figure 13 : Les trois types de régions à considérer dans un sphérolite soumis à une traction uniaxiale : 1) régions polaires, 2) régions diagonales et 3) régions équatoriales.

La déformation commence au centre du sphérolite et se propage dans les zones équatoriales. Lors des grandes déformations, la séparation des lamelles provoque une extension importante des molécules de liaison dans la phase amorphe, conduisant à une fragmentation des cristaux en blocs plus petits. Dans les zones diagonales les lamelles sont à la fois soumises à un cisaillement provoquant le glissement interlamellaire et à une déformation perpendiculaire à leur plan, ensuite, les cristaux se fragmentent en blocs orientés dans la direction de traction. Dans les zones polaires, on assiste à une fragmentation précoce des cristaux. Dans tous les cas, on passe d'une microstructure sphérolitique à une structure fibrillaire, entraînant la séparation des lamelles. La Figure 14 montre un mécanisme de fibrillation dans les zones diagonales du sphérolite. Lorsque cette fibrillation est massive, elle sera associée au développement de la striction. Puis se produisent des mécanismes cristallographiques conduisant à la rupture des cristaux selon le mécanisme de Peterlin [21], [22].

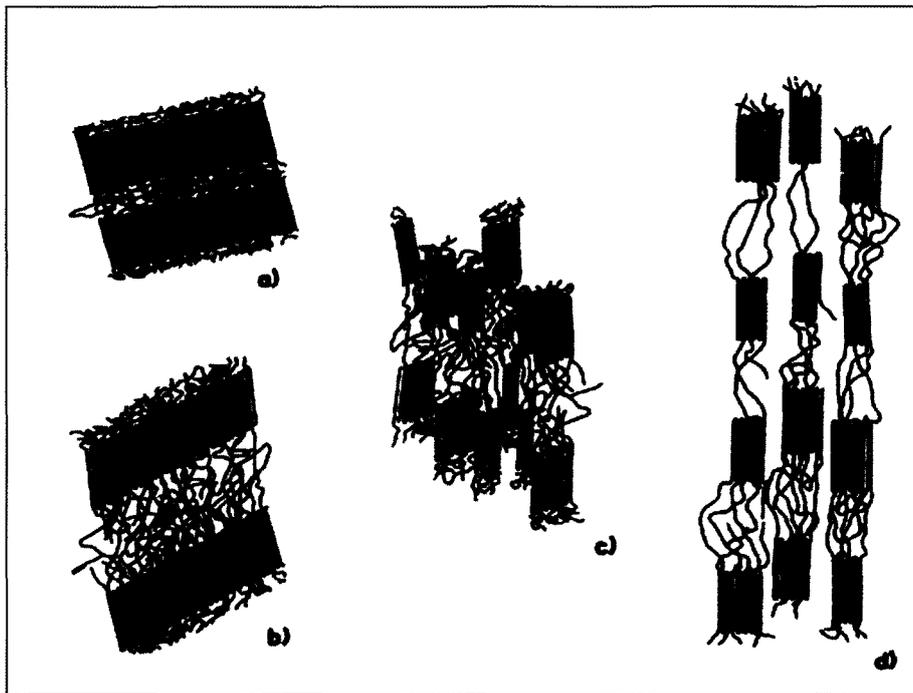


Figure 14 : Mécanisme de fibrillation dans une zone diagonale du sphérolite : a) état non déformé, b) extension des molécules de liaison et basculement des chaînes à l'intérieur des lamelles, c) fragmentation des lamelles en blocs plus petits et d) alignement des blocs selon la direction d'étirage.

### I.2.D. Influence des charges

Généralement sous forme de nodule, les charges vont également jouer un rôle sur le processus de déformation via un phénomène de cavitation. Le processus de cavitation découle d'un fort contraste des propriétés mécaniques de la matrice (polymère semi cristallin) et du renfort (charges). La cavitation a un effet sur d'autres processus de déformation tels l'apparition des bandes de cisaillement à des niveaux de contraintes plus faibles, en fonction de la taille et de la concentration des charges, la cavitation induite par ces dernières peut jouer un rôle d'initiation des craquelures à cause de la forte concentration de contraintes autour de celles-ci), mais aussi d'arrêt des craquelures à condition que l'adhésion soit suffisante à l'interface) [23]. Galeski [24] et Argon et al. [25] soulignent l'intérêt des mécanismes de cavitation au cours de la déformation par la présence de charges, la multiplication de ce processus conduit à une forte absorption d'énergie par le matériau en redistribuant localement les contraintes. Un endommagement important de la matrice peut donc se développer sans pour autant conduire à la rupture. A ces effets viennent s'ajouter la contribution propre de la cavitation du polymère à sa déformation plastique.

### I.3. MODELISATION MECANIQUE

On distingue trois grandes étapes lors de la sollicitation d'un polymère semi cristallin en traction uni axial (Figure 15). Le début de la courbe contrainte déformation vraie présente une pente quasi linéaire à l'origine, cette partie est appelée réponse viscoélastique car elle varie en fonction de la vitesse de sollicitation. À la fin du stade viscoélastique, un crochet de traction

se produit. C'est la première étape. La deuxième correspond au développement de la striction lorsque la déformation devient irréversible. Le phénomène de striction correspond à l'orientation des chaînes macromoléculaires par application de l'élongation uniaxiale. Lors de la stabilisation de la striction, le diamètre minimal de l'éprouvette ne diminue quasiment plus, la déformation qui suit la striction intervient à une contrainte quasi constante. La troisième étape marque le durcissement structural. Les chaînes s'allongent et se disposent en fibrilles, ce qui, en réduisant l'espace intermoléculaire, renforce la cohésion du système alors que l'allongement augmente. Lorsque la striction s'est entièrement propagée, la déformation redevient homogène jusqu'à la rupture de l'éprouvette.

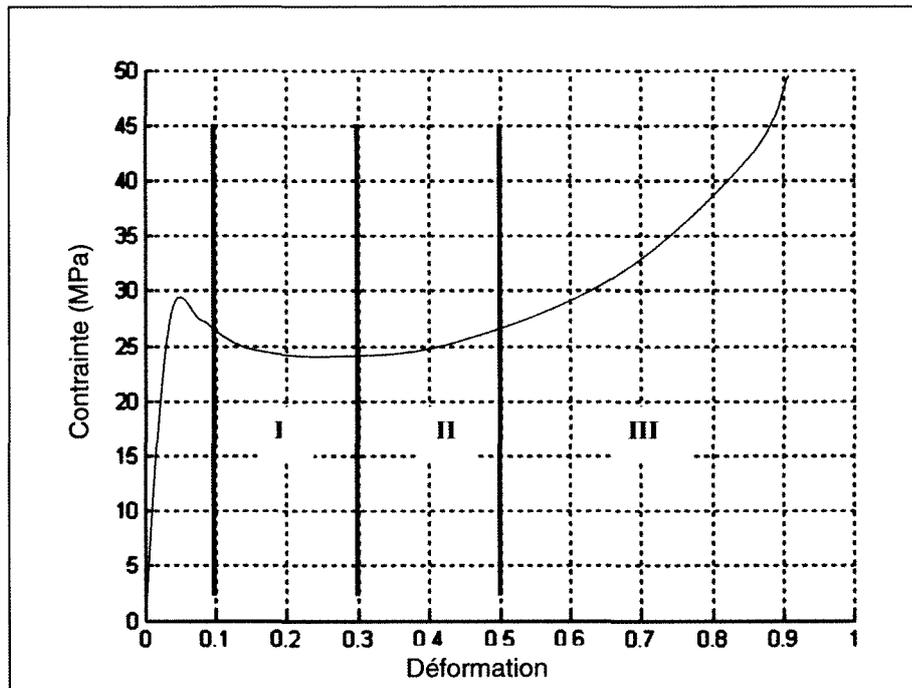


Figure 15 : Evolution typique de la contrainte vraie en fonction de la déformation vraie d'un polymère semi cristallin.

La modélisation des matériaux polymères s'articule autour de deux approches. L'approche physique et l'approche phénoménologique.

### I.3.A. Approche physique

Les approches physiques sont basées sur l'orientation et le réarrangement des chaînes macromoléculaires au cours de la sollicitation du matériau. Par exemple, Escaig et al. [26] ont proposé un formalisme de "pré-plasticité" pour décrire les phénomènes de relaxation jusqu'au voisinage de la limite élastique. La déformation est décomposée en une partie élastique pure  $\varepsilon_e$  et une composante pré-plastique  $\varepsilon_p$  dont la cinétique est régie par l'équation suivante

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = \sigma^*(\dot{\varepsilon}_p, T) + \sigma_i(\varepsilon_p, T) \quad (1)$$

avec  $\sigma^*$  étant la contrainte nécessaire à l'activation du franchissement des barrières enthalpiques liées au changement des conformations macromoléculaires et  $\sigma_i$  la mesure des

effets des changements microscopiques qui s'opposent à l'écoulement des chaînes (Figure 16).

On retrouve le même principe dans les modèles proposés par Boyce [27], Arruda [28], Wu [29] et leurs collaborateurs respectifs.

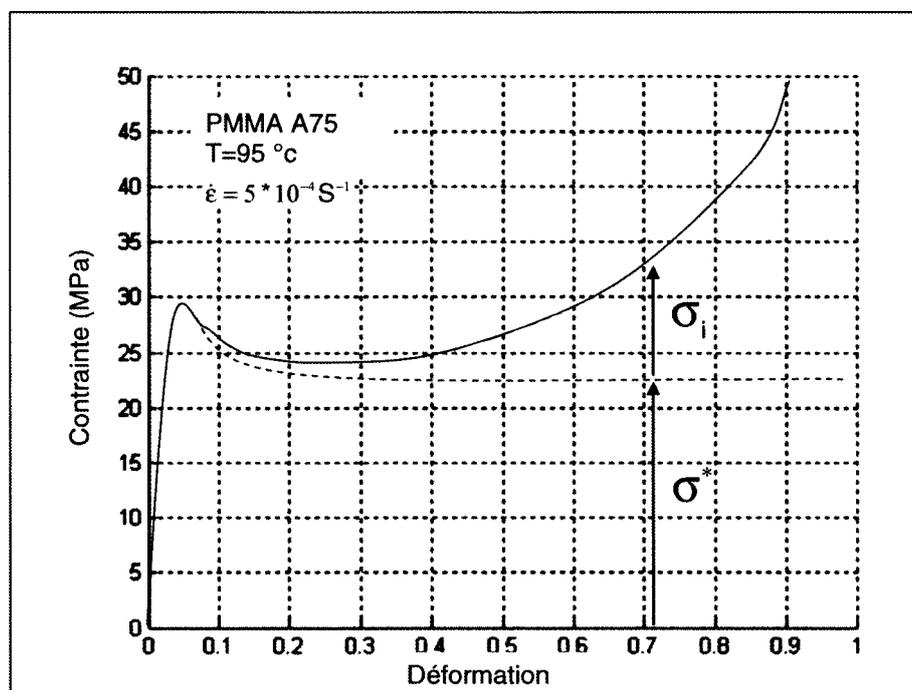


Figure 16 : Décomposition de la contrainte d'écoulement en traction du PMMA vitreux en composante d'activation  $\sigma^*$  et une composante orientationnelle  $\sigma_i$ .

La limite élastique peut être obtenue par l'analyse d'Eyring [30], [31], elle est basée sur l'activation thermique au saut des molécules par dessus les barrières de potentiel  $\xi_0$ , résultant de leur interaction. La vitesse de déformation en cisaillement s'exprime alors sous la forme

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{\xi_0}{KT}\right) \sinh\left(\frac{V_a \sigma_y}{KT}\right) \quad (2)$$

où  $V_a$  est un volume d'activation,  $K$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température absolue et  $\sigma_y$  la contrainte d'écoulement.

Aux grandes vitesses, cette équation peut s'écrire

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{\xi_0 - V_a \sigma_y}{KT}\right). \quad (3)$$

La contrainte d'écoulement  $\sigma_y$  s'obtient alors par :

$$\frac{\sigma_y}{T} = \frac{K}{V_a} \left[ \frac{\xi_0}{KT} - \ln\left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0}\right) \right]. \quad (4)$$

De la même façon, les travaux de Bauwens-Crowet [32] sont également basés sur une approche d'activation thermique. Pour le PMMA (Polyméthyle méthacrylate), l'auteur a constaté que les courbes représentant l'évolution de  $\sigma_y/T$  en fonction de  $\ln(\dot{\epsilon})$  pour des essais de compression sont sensiblement des droites. Dans chaque domaine on peut alors écrire

$$\frac{\sigma_y}{T} = \frac{K}{V_{\text{exp}}} \left[ \ln\left(\frac{\dot{\epsilon}_p}{\dot{\epsilon}_0}\right) + \frac{Q}{KT} \right] \quad (5)$$

où  $\dot{\epsilon}_p$  est la vitesse de déformation plastique en compression. On constate l'analogie par rapport à l'équation d'Eyring avec deux paramètres ajustables (l'énergie d'activation  $Q$  et le volume d'activation expérimental  $V_{\text{exp}}$ ). Enfin, Escaig et al. [33] ont introduit l'analyse thermodynamique de la plasticité des polymères solides en s'inspirant du travail de Kauzman. Dans leur approche, le seuil d'écoulement macroscopique est associé à la propagation de défauts de cisaillement. Ces défauts sont dus à l'action combinée de la contrainte et des fluctuations thermiques cohérentes, les obstacles locaux au mouvement étant caractérisés par une barrière d'énergie  $\Delta G_a$ . Le comportement au seuil d'écoulement d'un essai à vitesse de sollicitation constante peut alors être décrit en fonction de cette barrière énergétique :

$$\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_a(\sigma_y, T)}{KT}\right). \quad (6)$$

Le volume d'activation  $V_a$  est associé à l'extension spatiale du phénomène élémentaire thermiquement activé par

$$V_a = -\left(\frac{\partial \Delta G_a}{\partial T}\right). \quad (7)$$

Ces équations permettent de déterminer la contrainte lors d'un écoulement plastique à vitesse de déformation imposée. Ces formulations montrent la sensibilité de la contrainte d'écoulement plastique aux conditions d'essais et à la vitesse de déformation.

Si l'approche physique présente l'avantage de mieux expliciter les phénomènes observés à l'échelle microscopique ou mésoscopique, elle requiert toutefois la prise en compte de variables internes qui peuvent s'avérer nombreuses et difficilement accessibles (longueur des chaînes polymères, distance interlamellaire, taux de cristallinité etc...). D'autre part les formalismes microscopiques ou multi échelles nécessitent de prendre en compte des méthodes d'homogénéisation [34], [35], [36].

Compte tenu de la complexité des mécanismes qui interviennent au cours de la déformation du polymère, il est difficile d'identifier tous les paramètres microscopiques mis en jeu. Cependant il existe dans la bibliographie des modèles phénoménologiques plus aisés d'utilisation.

### I.3.B. Approche phénoménologique

L'approche phénoménologique nous permet de décrire le comportement rhéologique du matériau à partir de grandeurs physiques accessibles tels que le déplacement, la force, le temps et la température. Généralement issus de la métallurgie, ces modèles ont ensuite été adaptés aux polymères [37]. On peut présenter ces modèles en trois parties : la phase élastique ou viscoélastique, la transition élastique plastique et le phase plastique ou viscoplastique.

Les matériaux polymères présentent à température ambiante un comportement viscoélastique. C'est à dire un comportement intermédiaire entre celui d'un solide élastique, où la déformation est proportionnelle à la contrainte, et un fluide où c'est la vitesse de déformation qui est proportionnelle à la contrainte. La contrainte n'est proportionnelle à la déformation que dans un stade initial restreint qui détermine le module d'élasticité. Nous sommes alors dans le cadre de l'élasticité linéaire. Dans ce cas, la relation entre les contraintes et les déformations sont reliées par la loi de Hooke :

$$\sigma = E\varepsilon \quad (8)$$

avec E le module d'élasticité du matériau,  $\sigma$  la contrainte et  $\varepsilon$  la déformation. En statique, le relâchement de la contrainte entraîne un phénomène d'hystérésis caractérisé par des essais de relaxations, ils traduisent le caractère visqueux des polymères.

Pour un liquide visqueux idéal, c'est la vitesse de déformation  $\frac{d\varepsilon}{dt} = \dot{\varepsilon}$  qui est proportionnelle à la contrainte  $\sigma$

$$\sigma = \mu\dot{\varepsilon} \quad (9)$$

où  $\mu$  désigne la viscosité newtonienne du matériau. Le formalisme de la viscoélasticité linéaire s'appuie sur la modélisation des milieux viscoélastiques par divers assemblages de ressorts et d'amortisseurs en série ou en parallèle. Le ressort de module E représente un milieu parfaitement élastique (Figure 17-a). L'amortisseur de viscosité représente un milieu parfaitement visqueux Newtonien (Figure 17- b). Les liquides viscoélastiques sont représentés par un ressort et un amortisseur mis en série (Figure 17- c). Tandis que pour les solides viscoélastiques, les ressorts et amortisseurs sont placés en parallèles (Figure 17- d).

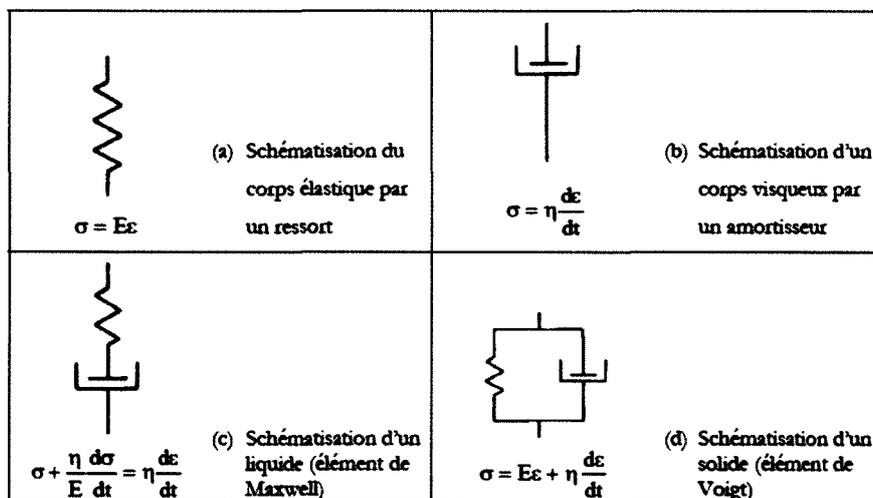


Figure 17 : Différents modèles analogiques uniaxiaux.

Les processus viscoélastiques sont définis en terme de variation de module en fonction du temps. La réponse viscoélastique est donnée par le modèle de Maxwell

$$E(t) = \int_0^{\infty} E_0(\tau) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) d\tau \quad (10)$$

où le temps de relaxation  $\tau$  est supposé indépendant du temps et  $E_0(t)$  représente le spectre de relaxation.

Grâce au principe de superposition de Boltzmann, qui postule que l'effet résultant d'un ensemble de sollicitations élémentaires est la somme des réponses à chacune de ses contributions élémentaires, on peut déterminer la relation contrainte déformation à vitesse constante

$$\sigma(\varepsilon) = \dot{\varepsilon} \int_0^{\infty} \tau E_0(\tau) [1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)] d\tau. \quad (11)$$

A partir de ce principe, on peut modéliser le comportement viscoélastique des polymères de façon non linéaire en développant des modèles rhéologiques résultant d'une combinaison de ressorts et d'amortisseurs placés en série ou en parallèle [38], [39], [40]. Malheureusement, l'identification des paramètres de ces modèles nécessite d'effectuer des essais de relaxation ou de fluage, impossibles à mener en dynamique. La méthode d'identification des paramètres viscoélastique en dynamiques nécessite des essais DMA (Dynamic Méchanic Analysis) [41].

### **I.3.B.i.Limite élastique**

La limite d'élasticité peut s'avérer sensible à la vitesse de déformation et à la température, selon la nature du polymère (4). Les polymères fragiles rompent au cours du stade viscoélastique, ils n'admettent donc pas de limite élastique. De la même façon, les polymères hyperélastiques tels que les élastomères ne présentent pas de limite élastique. La limite élastique est généralement discutable, on l'associe à une brusque variation de la pente de la courbe contrainte déformation, on dit alors qu'elle prend une forme de genou. C'est le cas pour la majorité des polymères semi cristallins et de quelques polymères amorphes (Figure 18). Lorsque la courbe contrainte-déformation présente un maximum local on parle alors de crochet. Ils sont caractéristiques de la plupart des polymères amorphes [42].

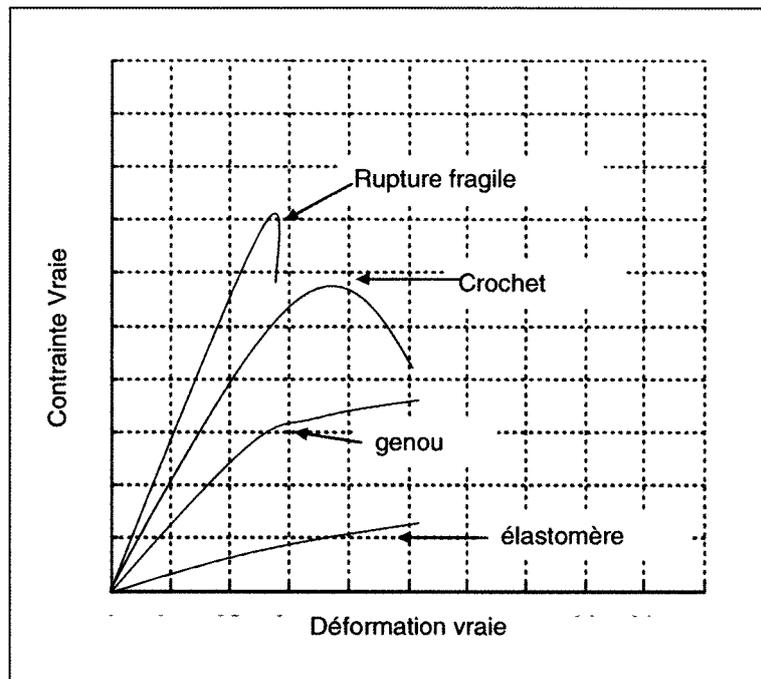


Figure 18 : Comportements typiques des polymères.

Dans tous les cas, il s'avère difficile de déterminer la limite élastique. En effet, la part de la déformation viscoélastique à recouvrance lente est difficile à déterminer. La seule certitude est que, une fois passé ce seuil, la déformation reste irréversible. Le passage de l'état viscoélastique à l'état plastique marquant l'irréversibilité de la déformation au sein du matériau peut-être caractérisé par une condition en contrainte, en déformation ou en énergie, on parle alors de critère de plasticité [43]. Il s'agit d'une formulation mathématique mettant en jeu une fonction  $f$  dépendante des contraintes exercées au sein du matériau. Le critère est défini de la façon suivante :

si  $f(\underline{\underline{\sigma}}) < 0$ , le comportement est dit élastique (ou dans notre cas viscoélastique),

si  $f(\underline{\underline{\sigma}}) = 0$ , le matériau se déforme plastiquement,

si  $f(\underline{\underline{\sigma}}) > 0$ , ce cas est impossible pour un comportement dépendant du temps.

Si le matériau est considéré comme isotrope, le critère ne fait intervenir que les invariants du tenseur des contraintes. On peut donc écrire le critère de plasticité sous la forme suivante

$$f(\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III}, \sigma_y) = 0 \quad (12)$$

où  $\sigma_I, \sigma_{II}$  et  $\sigma_{III}$  sont les contraintes principales du tenseur des contraintes.

Parmi les critères les plus connus, on note le critère de Tresca où on suppose que le seuil de plasticité apparaît lorsque la contrainte de cisaillement maximale atteint une valeur limite et le critère de von Mises où le seuil de plasticité est atteint lorsque l'énergie de cisaillement atteint une valeur limite. Ces critères sont basés sur des hypothèses d'isotropie et d'incompressibilité hors l'expérience montre l'échec des modèles de plasticité isotrope pour les polymères. En effet, les études menées par Dahoun [44] sur le polyéther éther cétone (PEEK) montrent qu'il n'y a pas de corrélation entre le comportement plastique en traction uniaxiale et en cisaillement simple en se basant sur le critère de von Mises. Cet échec est du à la non validité

de l'hypothèse d'isotropie du milieu. Bien que les éprouvettes de départ soient isotropes, une anisotropie structurale dépendant du mode de sollicitation apparaît pendant les déformations. Il en découle qu'en fonction de la sollicitation, les textures cristallines vont se développer de façons différentes.

De plus, pour les polymères, il existe une influence de la contrainte hydrostatique sur la limite élastique. On observe que le niveau de contrainte atteint au seuil est plus élevé en compression qu'en traction. Plusieurs critères ont été développés pour tenir compte de cette influence. Il apparaît qu'un critère de von Mises modifié s'adapte bien à la plupart des polymères solides.

### **I.3.B.ii.Critère de von Mises modifié**

Comme les polymères sont également sensibles à la pression hydrostatique, une écriture du critère de von Mises "modifiés en pression" a alors été proposée [45], [46]. Il s'écrit sous la forme :

$$f = \frac{1}{3}[(\sigma_I - \sigma_{II})^2 + (\sigma_{II} - \sigma_{III})^2 + (\sigma_{III} - \sigma_I)^2]^{1/2} - (\tau_0 + \alpha \frac{\sigma_I + \sigma_{II} + \sigma_{III}}{3}) = 0 \quad (13)$$

où  $\tau_0$  est ici la contrainte octaédrale critique à la limite élastique (observée en cisaillement pur) et  $\alpha$  un paramètre ajustable sensible à la pression hydrostatique. Cette relation indique que la limite élastique en traction est inférieure à la limite élastique en compression. La surface de plasticité est l'ellipse de von Mises translatée selon la première diagonale de l'espace des contraintes principales  $\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III}$  (Figure 19).

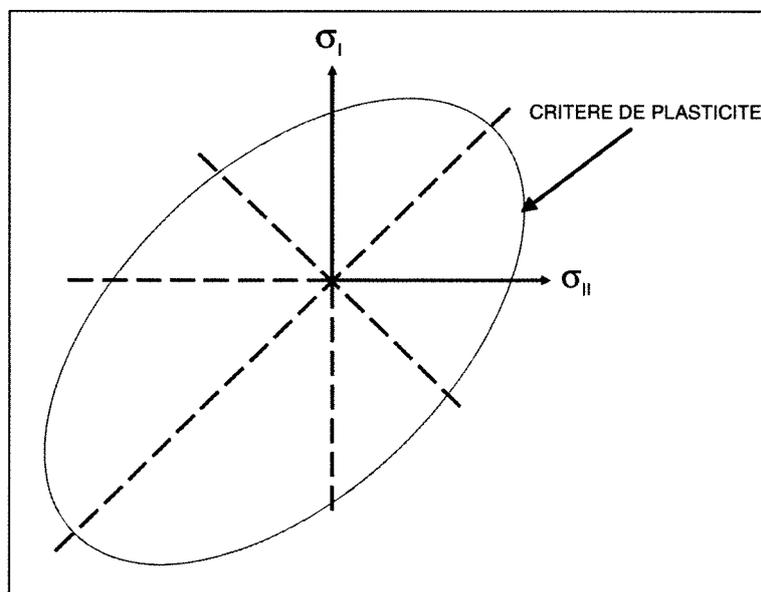


Figure 19 : Critère de plasticité de von Mises modifié.

### **I.3.B.iii.Critère de Drucker Prager**

Ce critère est intéressant pour le polymère car il prend également en compte l'effet de la pression hydrostatique. Il s'écrit

$$f = \alpha I_1 + \sqrt{J_2} - \sigma_y = 0 \quad (14)$$

où  $\alpha$  représente la sensibilité du matériau à la pression hydrostatique,  $I_1$  représente le premier invariant du tenseur des contraintes

$$I_1 = tr(\underline{\underline{\sigma}}) \quad (15)$$

et  $J_2$  le deuxième invariant du tenseur déviateur des contraintes  $\sigma'$

$$J_2 = \frac{1}{2} \underline{\underline{\sigma'}} : \underline{\underline{\sigma'}} \quad (16)$$

Ce critère peut être représenté par un cône dans l'espace des contraintes principales (Figure 20)

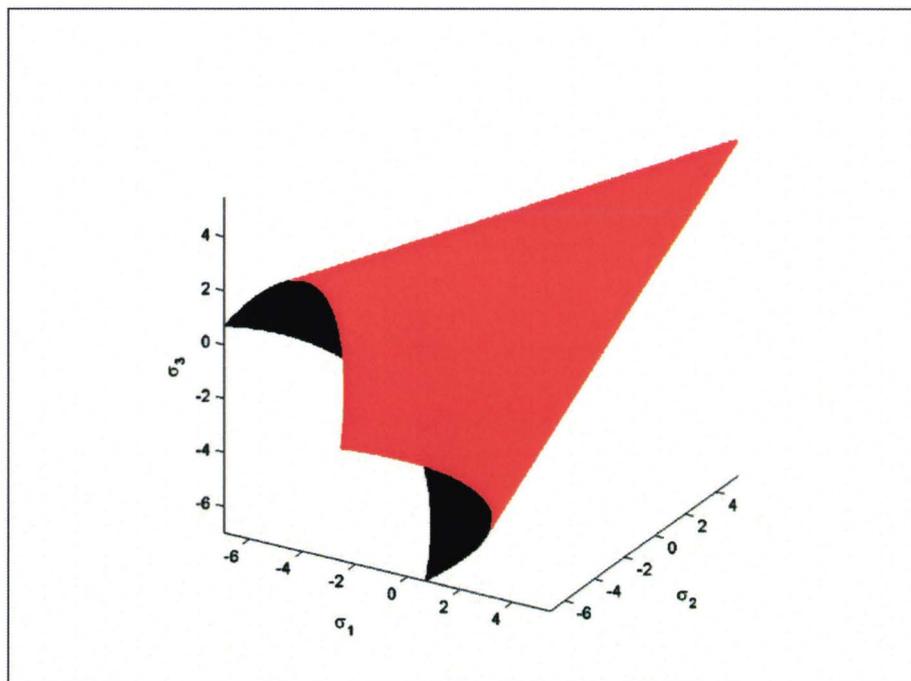


Figure 20 : Représentation du critère de Drucker Prager dans l'espace des contraintes principales.

Ce critère issu de la mécanique des milieux poreux permet de prendre en compte la cohésion et la friction interne du matériau.

### I.3.B.iv. Critère de Raghava

Raghava et al. [47] ont proposé un critère non linéaire qui décrit la différence entre les contraintes d'écoulement en traction et en compression et tient compte de la pression hydrostatique.

$$f = 6(\sigma_c - \sigma_T) I_1 + J_2 + 2\sigma_c \sigma_T = 0 \quad (17)$$

où  $\sigma_c$  est la contrainte d'écoulement en compression et  $\sigma_T$  est la contrainte d'écoulement en traction.

Ce critère, utilisé pour la mécanique des sols, a permis de décrire le comportement d'un joint collé en cisaillement simple [48].

### **I.3.B.v. Le critère de Cam Clay**

Le critère de Cam Clay, également non linéaire, est très utilisé dans la mécanique des sols [49]. Il s'apparente à un critère de Drucker Prager en puissance

$$f = \alpha I_1^2 + J_2 + P = 0 \quad (18)$$

Où  $\alpha$  et  $P$  sont des paramètres du matériau liés au frottement interne.

Les critères présentés ci-dessus ne sont qu'une liste non exhaustive de l'ensemble des critères de plasticités trouvés dans la littérature. Cependant nous nous limiterons à ceux-ci car malgré leur simplicité, ils sont bien représentatifs du comportement des polymères semi cristallin entre leur température de transition vitreuse et de fusion. Les critères faisant intervenir la pression hydrostatique ont initialement été développés pour la mécanique des milieux poreux.

## **I.4. Plasticité et grandes déformations.**

En grande déformation, les difficultés rencontrées pour les essais de traction concernent le phénomène de striction. A la limite élastique, lorsque la contrainte nominale passe par son maximum, la striction apparaît au niveau d'un défaut géométrique. La striction correspond à une déformation hétérogène. En effet, les vitesses de déformations sont plus importantes à l'endroit où se situe la striction. La contrainte est également plus élevée dans la zone de striction en raison de la réduction locale de la section de l'éprouvette. On note aussi que les effets thermiques peuvent affecter la striction. En effet, un auto-échauffement de plus de 10 degrés peut être enregistré si la vitesse de sollicitation est assez élevée. Les courbes de la Figure 21 obtenues en traction avec la méthode vidéométrique, montrent la variété des comportements plastique aux grandes déformations pour une sélection de divers polymères amorphe (PEEK, PA6, PC, PVC) et semi cristallins (PP, PE, PTFE) polymères à la température ambiante [42].

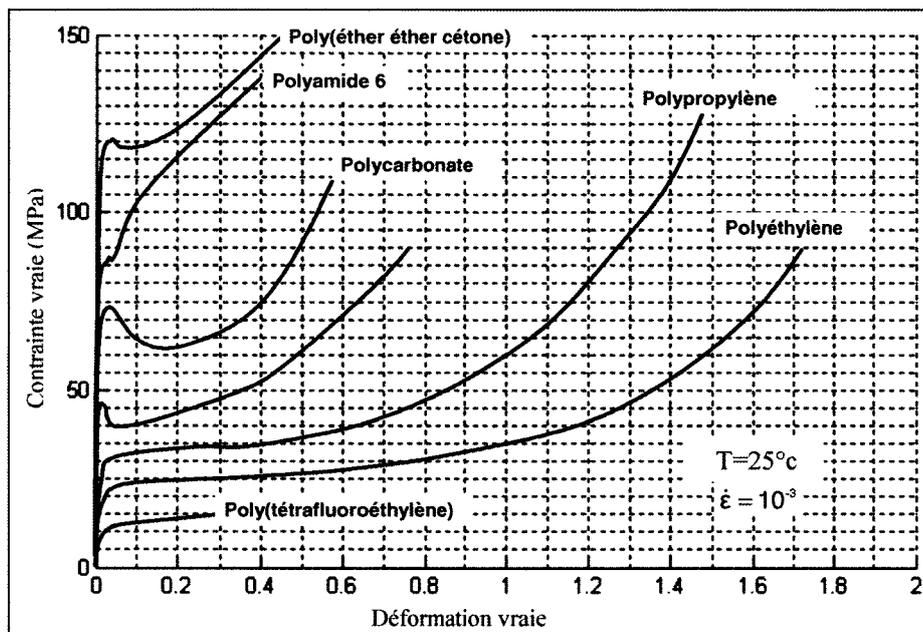


Figure 21 : Courbes contrainte vraie - déformation vraie de divers polymères obtenues à 25 °C avec la méthode vidéométrique.

On constate que les comportements de tous ces polymères sont relativement semblables, la limite élastique des semi cristallins se présente comme un genou raccordant le stade viscoélastique et plastique. Les lois que nous allons présenter cherchent à décrire le comportement des polymères solides dans leur globalité. La rhéologie des polymères solides ductiles correspond à un comportement complexe élasto-visco-plastique. Dans la littérature, de nombreuses lois ont été proposées pour représenter un tel comportement. Elles reposent dans leur majorité sur un principe de séparation des variables. Elles sont constituées d'un terme  $F$  qui caractérise la sensibilité de la contrainte vis-à-vis de la déformation  $\epsilon$  d'un terme  $G$  caractérisant la sensibilité vis-à-vis de la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$ , et éventuellement d'un facteur d'échelle  $K_p$ . Dans la littérature, nous nous sommes particulièrement intéressés à deux types de loi [50], [51], [52] :

- Les lois "additives",
- Les lois "multiplicatives".

Ces deux types de formalisme proposent des lois assez complexes pour traduire correctement le comportement des polymères tout en apportant une certaine souplesse pour l'identification des variables et l'implémentation dans les codes de calcul.

#### I.4.A. Les lois de comportement additives

Le formalisme additif permet de modéliser un comportement complexe mais est par contre d'identification délicate. La contrainte est analysée en termes d'effet d'activation (ou enthalpique)  $\sigma_1(\epsilon)$  et d'orientation (ou entropique)  $\sigma^*(\dot{\epsilon})$ . Le terme  $\sigma_1(\epsilon)$  qui mesure l'effet de la déformation plastique vraie accumulée dans le matériau depuis son état non déformé agit comme une force qui tend à faire revenir la matière dans son état initial. Le second terme  $\sigma^*$ , appelé contrainte effective, reflète la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation. A

partir de l'analyse effectuée par Ward [54], G'sell et al. [53] ont décrit la somme de deux contributions par

$$\sigma = K[\exp(2\varepsilon) - \exp(-\varepsilon)] - m \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \quad (19)$$

Où K va représenter la consistance du matériau et m la sensibilité à la vitesse de déformation.

Cette expression n'a pas permis de reproduire le terme crochet observé expérimentalement dans le cas d'un polycarbonate. Elle a néanmoins permis de reproduire le comportement d'un polyéthylène en traction.

Contrairement à la loi précédente, Belcadi [55] a proposé pour décrire le comportement d'un polycarbonate prédéformé à froid, d'utiliser une loi avec seuil

$$\sigma = \sigma_y + \sigma_0 \cdot \left(\exp\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c}\right) - 1\right) \quad (20)$$

où  $1/\varepsilon_c$  représente la pente de la droite  $d\sigma/d\varepsilon$  en fonction de la contrainte vraie  $\sigma$ , cette pente caractérise la consolidation du matériau,  $\sigma_y$  est la contrainte au seuil d'écoulement plastique et le rapport  $\sigma_0/\varepsilon_c = (d\sigma/d\varepsilon)_{\sigma=\sigma_y}$  correspond au taux de consolidation au seuil d'écoulement plastique. Malheureusement, cette loi ne permet pas de modéliser correctement le crochet de traction. Mais on peut la rendre sensible à la vitesse de déformation par la forme

$$\beta = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial \ln\dot{\varepsilon}}\right). \quad (21)$$

La loi complète devient alors

$$\sigma = \sigma_y + \sigma_0 \cdot \left(\exp\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_c}\right) - 1\right) + \beta \ln\dot{\varepsilon}. \quad (22)$$

Bisilliat [50] propose une formulation élasto-viscoplastique à seuil dans laquelle la déformation plastique obéit à

$$\sigma_p = K_s[1 + \theta\varepsilon_p \exp(-w\varepsilon_p^2)] + K \cdot \left(\exp\left(\frac{\beta}{T}\right) \exp(h\varepsilon_p^2)\right) \dot{\varepsilon}_p^m \quad (23)$$

où  $\varepsilon_p$  est la composante plastique de la déformation,  $K_s$ ,  $\theta$ ,  $W$ ,  $K$ ,  $\beta$ ,  $h$ ,  $m$ , des paramètres matériau,  $\dot{\varepsilon}_p$  la vitesse de déformation plastique.

#### **I.4.B. Les lois multiplicatives**

Les lois multiplicatives sont du type

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = K_p \cdot F(\varepsilon) \cdot G(\dot{\varepsilon}) \quad (24)$$

Avec  $K_p$  le paramètre représentant la consistance du matériau, il est éventuellement sensible à la température,  $F$  la fonction qui caractérise la sensibilité à la déformation  $\varepsilon$  et  $G$  la fonction qui caractérise la sensibilité à la vitesse de déformation  $\dot{\varepsilon}$ .

Il existe de nombreuses lois de comportement multiplicatives reliant la contrainte à la fois à la déformation et à la vitesse de déformation. Les plus courantes sont issues de la métallurgie. En voici quelques une obtenues à partir de l'essai de traction uniaxiale

$$\text{Norton Hoff:} \quad \sigma = K * \dot{\varepsilon}_p^m \quad (25)$$

$$\text{Hollomon:} \quad \sigma = K * \varepsilon_p^n * \dot{\varepsilon}_p^m \quad (26)$$

$$\text{Marciniak:} \quad \sigma = K * (\varepsilon_p + \varepsilon_0)^n * \dot{\varepsilon}_p^m \quad (27)$$

$$\text{Green:} \quad \sigma = K * \varepsilon_p^n * (1 + \alpha \dot{\varepsilon}_p^m) \quad (28)$$

où  $\varepsilon_0$  et  $\dot{\varepsilon}_0$  sont respectivement une déformation et une vitesse de déformation de référence, où  $m$  est le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation et  $n$  est un coefficient d'écrouissage. Ces lois ont pour la plupart une origine phénoménologique et décrivent essentiellement le comportement plastique des matériaux. Elles ont parfois de ce fait quelques difficultés à reproduire correctement le durcissement structural des polymères qui ont un taux d'écrouissage différent de celui des métaux. Les polyméristes ont donc cherché des lois plus spécifiques capables de rendre compte de la non-saturation de la contrainte aux fortes déformations. Plusieurs approches ont été proposées. C'est ainsi que G'sell et al. [56] ont montré qu'il était souvent possible de rendre compte du comportement viscoplastique de la plupart des polymères à l'aide d'une fonction  $F(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$  de la forme

$$F(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = K_p \cdot V(\varepsilon) \cdot C(\varepsilon) \cdot H(\varepsilon) \cdot G(\dot{\varepsilon}) \quad (29)$$

dans laquelle le terme  $V(\varepsilon)$  est représentatif de la forme du stade transitoire à la limite élastique,  $C(\varepsilon)$  d'un éventuel crochet et  $H(\varepsilon)$  représentatif du durcissement structural aux fortes déformations.

En ce qui  $G(\dot{\varepsilon})$  le terme dépendant de la vitesse de déformation, les auteurs ont conservé une forme de type Norton Hoff (loi puissance). Pour les polymères semi cristallins à matrice caoutchoutique, la fonction  $V(\varepsilon)$  peut s'écrire en première approximation sous la forme

$$V(\varepsilon) = 1 - \exp(-w\varepsilon) \quad (30)$$

Le terme  $C(\varepsilon)$  permet de prendre en considération un éventuel crochet de traction (polymères amorphes) à condition d'introduire deux paramètres supplémentaires :

$$C(\varepsilon) = 1 + a \exp(-b\varepsilon) \quad (31)$$

Quant au terme  $H(\varepsilon)$ , il semble décrire correctement le durcissement structural aux grandes déformations des polymères soumis à un essai de traction uniaxiale sous la forme

$$H(\varepsilon) = \exp(h.\varepsilon^n) \quad (32)$$

où  $n$  a une valeur proche de 2 pour de nombreux polymères en traction (polyéthylène haute densité, polycarbonate, PMMA et polystyrène). Pour des essais d'impact multiaxial, certains auteurs ont proposé d'utiliser un terme de durcissement inversement proportionnel à la déformation de façon à rendre compte d'un adoucissement important observé dans certains

polymères (polypropylène). En outre, pour prendre en compte les effets thermiques, G'Sell [53] a redéfini le facteur d'échelle  $K_p$  en y introduisant une loi de type Arrhenius :

$$K_p = K \exp(-\beta/T) \quad (33)$$

le terme de dépendance en vitesse de déformation  $G(\dot{\epsilon})$  s'écrit

$$G(\dot{\epsilon}) = \dot{\epsilon}^m \quad (34)$$

La loi de comportement complète (loi de G'SELL ou loi polymère solide) [53] qu'il convient d'identifier s'exprime donc finalement sous la forme :

$$\sigma = K \exp(-\beta/T) * [1 - \exp(-w\epsilon)] * [1 + a \exp(-b\epsilon)] * \exp(h.\epsilon^n) * \dot{\epsilon}^m \quad (35)$$

Le jeu de coefficients à déterminer est alors composé de :

K: la consistance du matériau,

$\beta$ : le coefficient de thermodépendance,

w: le coefficient viscoélastique,

a et b : les paramètres représentatifs d'un éventuel crochet de traction,

h et n : les coefficients caractéristiques du durcissement structural,

m : le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation.

Le plus souvent, les modèles présentés ci-dessus sont identifiés en statique à l'aide du dispositif de vidéotraction [53], [56], [57]. La mesure des déformations locales est effectuée à partir de marqueurs imprimés sur l'éprouvette avant l'essai.

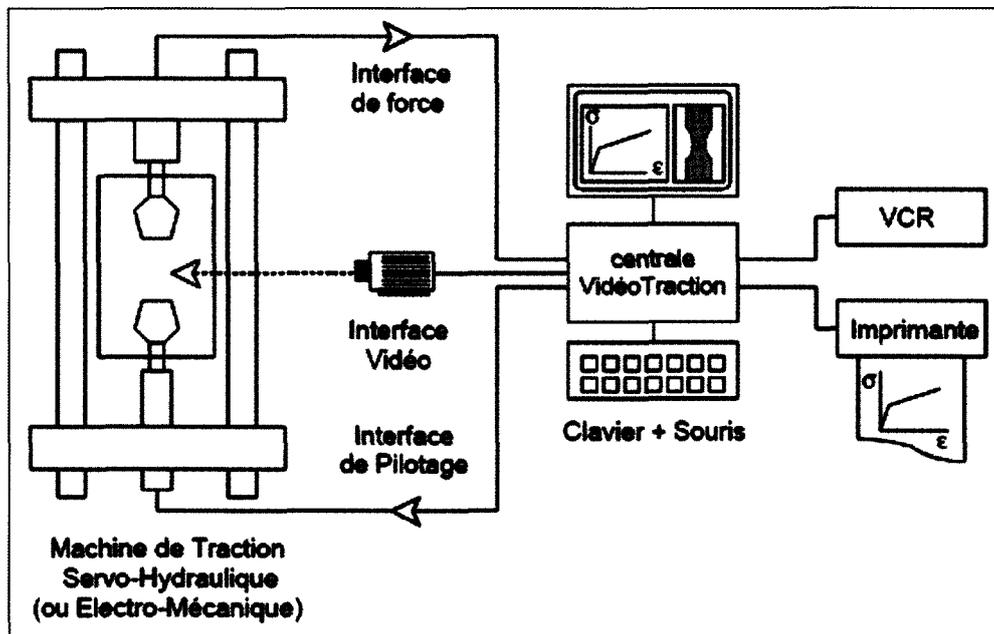


Figure 22 : Schéma du système de vidéo traction.

L'avantage de ce système est qu'il donne la possibilité de contrôler en temps réel la vitesse de déformation. On peut alors identifier les lois de comportement à vitesse de déformation constante. L'inconvénient est que les paramètres ainsi déterminés ne sont généralement valables que dans la gamme de vitesses de déformation de la quasi statique. C'est ainsi que les essais effectués dans le cadre de la dynamique tels que les tests d'impact, une

extrapolation des paramètres obtenus sur les essais basses vitesses conduisent à des réponses erronées [51], [58]. D'autre part, les simulations numériques ne semblent pas toujours pouvoir rendre compte du comportement aux grandes déformations. En ce qui concerne la loi de G'SELL, les paramètres  $h$  et  $n$ , déterminés par des essais de traction semblent en effet avoir tendance à surestimer le durcissement observé en sollicitation multiaxiale [51]. Pour contrebalancer ce phénomène, des modifications ont été apportées à la loi de G'SELL, elle prend alors la forme suivante

$$\sigma = K_p' [1 - \exp(-w \varepsilon)] * (1 + h_1 \varepsilon + h_2 \varepsilon^2) * \dot{\varepsilon}^m \quad (36)$$

Avec  $K_p' = K \exp(-\beta/T)$  et où  $h_1$  et  $h_2$  sont les coefficients caractéristiques du durcissement structural.

Cette formulation " modifiée" de la loi de G'SELL, ne peut pas être considérée comme une loi physique validée.

Enfin, dans le cadre de la dynamique, l'identification des paramètres de comportement par méthode inverse est préférée aux méthodes classiques par des tests d'impact [52], [59].

## 1.5.CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons brièvement défini les matériaux polymères. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux polymères semi cristallins dans leur phase caoutchouteuse, c'est-à-dire entre leur température de transition vitreuse et leur température de fusion. Nous avons ensuite passé en revue les mécanismes de déformation propres aux différentes phases des polymères semi cristallins. Dans un premier temps c'est la phase amorphe qui se déforme, puis, les contraintes sont transmises aux parties cristallines. Les mécanismes de déformation des polymères semi cristallins peuvent également être observés à l'échelle du sphérolite. Les mécanismes d'endommagement peuvent être attribués soit à la présence de cavité au sein du matériau, soit à la fibrillation du matériau lors de fortes sollicitations. Finalement on distingue trois grandes étapes lors de la sollicitation d'un polymère en traction uniaxiale : une première phase caractérisée par la viscoélasticité du matériau, une seconde phase, marquée par le développement de la striction, la déformation devient alors irréversible, enfin la troisième phase correspond au durcissement structural. Pour modéliser le comportement des polymères, on distingue deux types d'approches : l'approche physique et l'approche phénoménologique. Si les modèles physiques permettent de mieux comprendre les mécanismes de déformation des polymères, ils mettent en jeu des variables internes difficilement accessibles. Les modèles issus de la métallurgie ont été adaptés aux polymères. La phase viscoélastique peut être modélisée par des modèles rhéologiques résultant d'une combinaison de ressort et d'amortisseur placés en série ou en parallèle. On peut associer un critère de plasticité qui va tenir compte de la dissymétrie traction compression observable chez les polymères, enfin le comportement des polymères solides en grande déformation est marqué par un fort développement de la striction. Pour prendre en compte ce phénomène on distingue essentiellement deux types de lois : Les lois additives et les lois multiplicatives. Pour les lois additives le comportement global du matériau sera une sommation de modèles représentant les différentes phases de déformation du polymère. Les lois multiplicatives telle que la loi de G'sell permettent de mieux reproduire le comportement dans sa globalité, cependant dans cette situation il est impossible de tenir compte de la dissymétrie traction compression. Enfin, l'ensemble de ces lois sont généralement déterminées en statique et ne sont plus valables pour

les grandes vitesses de déformation. Pour palier à cela, elles sont généralement identifiées par méthode inverse sur des tests faisant intervenir les grandes vitesses de déformation et peuvent être, le cas échéant, modifiée.

L'objectif de ces travaux de thèse est de trouver une loi de comportement valable sur une large plage de vitesse de déformation pour un matériau semi cristallin. Les paramètres de cette loi devront être relativement accessibles par des essais expérimentaux. Une approche phénoménologique semble être la plus pertinente au regard du comportement mécanique du polymère. Il est donc nécessaire d'étudier dans un premier temps le comportement physique du matériau polymère au travers de divers tests afin d'appréhender les caractéristiques mécaniques essentielles.

## **CHAPITRE II : CARACTERISATION ET MODELISATION DU BMT 225**

---

Dans ce chapitre, nous allons présenter le matériau de l'étude : le BMT 225. Puis, nous analyserons son comportement physique à l'aide de l'essai de traction et de compression uniaxiale à différentes vitesses, afin de développer un modèle de comportement le plus adéquat possible.

---

## **II.1. ETUDE DU COMPORTEMENT PHYSIQUE DU BMT 225**

Il s'agit d'un copolymère de polypropylène pigmenté chargé à 20 % de sa masse par des particules minérales (essentiellement du talc). Utilisé dans l'industrie automobile, notamment pour l'élaboration des tableaux de bord, la régularité de la chaîne polypropylène permet à ce matériau d'être semi cristallin à l'état solide. Le Tableau 3 nous donne quelques propriétés du BMT 225. Il est mis en œuvre par injection. La caractérisation du matériau se fera essentiellement par l'essai de traction uniaxiale dans les conditions standard de température et de pression.

Propriété	Condition	Unité	Méthode de test	Valeur
Densité	23°	g/cm <sup>3</sup>	ISO 1183	1,04
R <sub>e</sub>	(50 mm/min)	MPa	ISO 527	18
R <sub>m</sub>	(50 mm/min)	MPa	ISO 527	14
ε <sub>p</sub>	(50 mm/min)	%	ISO 527	2,6
ε <sub>lim</sub>	(50 mm/min)	%	ISO 527	19
E	(50 mm/min)	MPa	ISO 527	1900
Coefficient de Poisson	(50 mm/min)			0,39

Tableau 3 : Quelques propriétés du BMT 225.

### **II.1.A. Le polypropylène**

Le polypropylène est une polyoléfine, c'est-à-dire qu'il dérive de la polymérisation de l'éthylène (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>) dans lesquels on peut substituer les hydrogènes par un groupement hydrocarboné différent.

Le polypropylène est très utilisé entre sa température de transition vitreuse, environs -20°C, et sa température de fusion, entre 160-180°C. On remarque que compte tenu des caractéristiques thermiques ci-dessus, à température ambiante, le BMT 225 se trouve à l'état caoutchouteux. Nous n'allons donc pas tenir compte de la sensibilité à la température, l'ensemble des essais ayant été effectué à température ambiante. Toutefois, la sensibilité du matériau à l'auto échauffement sera évaluée en statique.

### **II.1.B. Essais de traction uniaxiale**

L'essai de traction uniaxiale est le plus simple pour déterminer les caractéristiques mécaniques d'un matériau. Le but de cet essai est d'accéder à la loi de comportement contrainte déformation. On parle d'essais statiques lorsque l'on travaille dans le domaine de vitesse de déformation de 10<sup>-5</sup> à 10<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. En dynamique, les vitesses de déformation peuvent monter au de là de 1000 s<sup>-1</sup>.

Les éprouvettes de traction sont usinées par découpe au jet d'eau à partir de plaques injectées de 3 mm d'épaisseur (Figure 23). La zone utile a été choisie afin de favoriser un large champ de calcul pour la corrélation d'image tout en gardant un rayon de courbure assez grand pour limiter les effets de concentration de contrainte.

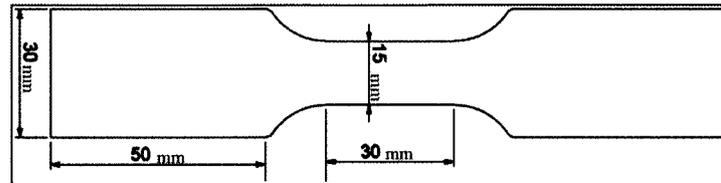


Figure 23 : Géométrie des éprouvettes de traction.

Les essais ont été effectués à différentes vitesses allant de la statique à la dynamique afin de couvrir une large gamme de vitesses de déformation. La vitesse de déformation moyenne est donnée par le rapport entre la vitesse d'essai et la longueur utile (Tableau 4), elle nous donne une indication des champs de vitesses de déformation parcourus.

vitesse d'essai	$\dot{\epsilon} = V/L_0$
8 m/s	266.66 s <sup>-1</sup>
1 m/s	33.33 s <sup>-1</sup>
0,5 m/s	16,66 s <sup>-1</sup>
0,01 m/s	0,33 s <sup>-1</sup>
420 mm/min	0,23 s <sup>-1</sup>
5 mm/min	0,0027 s <sup>-1</sup>

Tableau 4 : Tableau des vitesses et des vitesses de déformation des essais de traction.

### **II.1.B.i. Dispositif expérimental**

Les essais ont été effectués à température ambiante sur un vérin dynamique INSTRON® VHS capable d'aller jusqu'à 20 m/s. Une cellule force de 100 KN est utilisée pour relever les efforts mis en jeu. Un capteur optique est fixé sur les mors afin de mesurer le déplacement de la tête de traverse (Figure 24). Chaque éprouvette a été mouchetée afin d'y apposer un motif en noir et blanc aléatoire. La zone utile de chaque éprouvette a été filmée par une caméra ultrarapide CORDIN® à une résolution de 1024\*1024 pixels capable d'aller jusqu'à 400000 images par secondes. Un spot lumineux a été installé pour éclairer la zone utile.

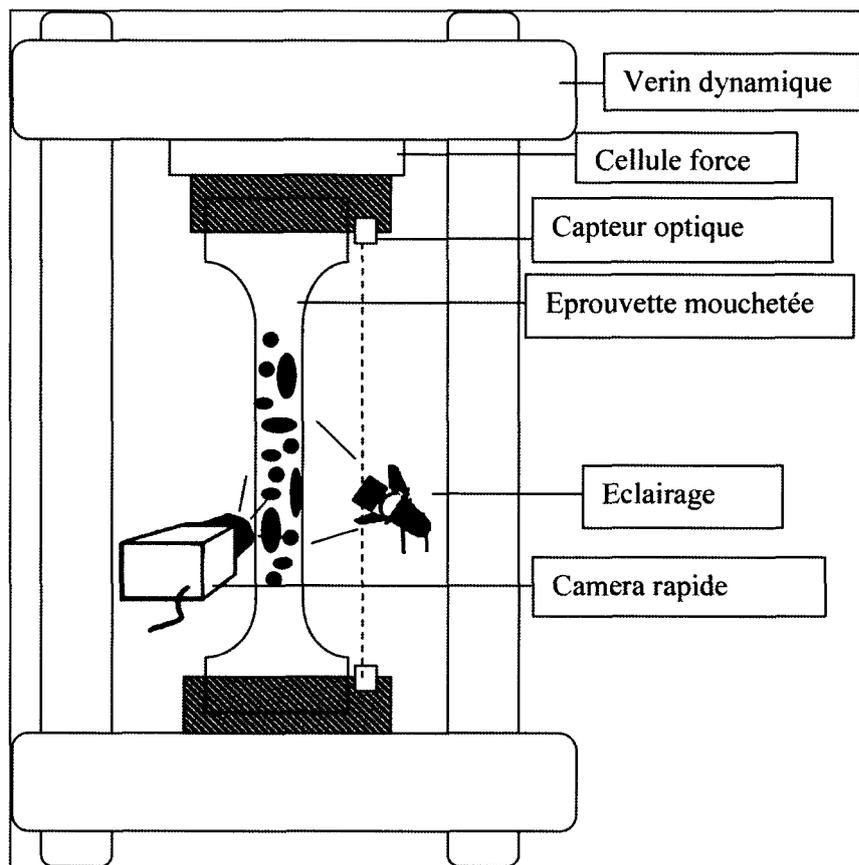


Figure 24 : Dispositif expérimental de l'essai de traction uniaxiale.

### **II.1.B.ii. Présentation des résultats**

Les essais ont été répétés trois fois ou plus selon la répétitivité des résultats. On peut constater un léger blanchissement du matériau qui aura tendance à être plus prononcé en dynamique (Tableau 5).

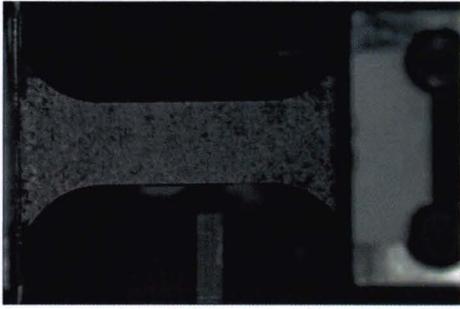
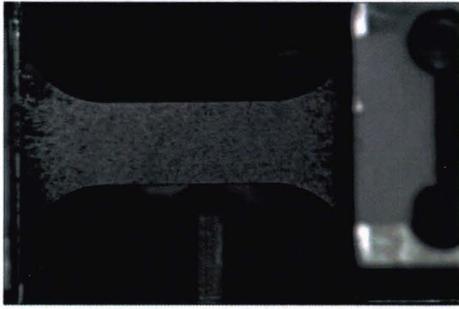
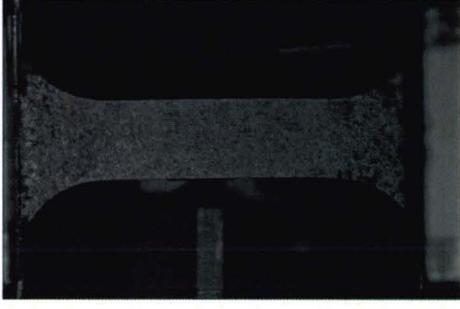
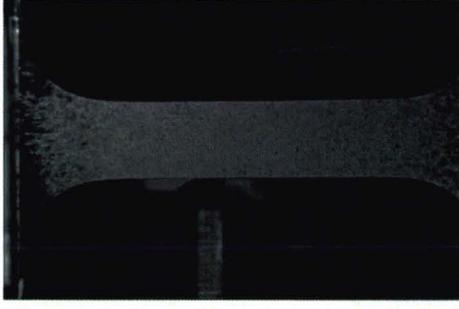
Vitesse d'essais	0,01 m/s	1 m/s
Image initiale		
Image avant rupture		

Tableau 5 : Mise en évidence du blanchissement au cours de l'essai de traction en fonction de la vitesse.

L'essai le plus représentatif de chaque vitesse a été tracé en effort déplacement, le déplacement étant donné par le capteur optique (Figure 25).

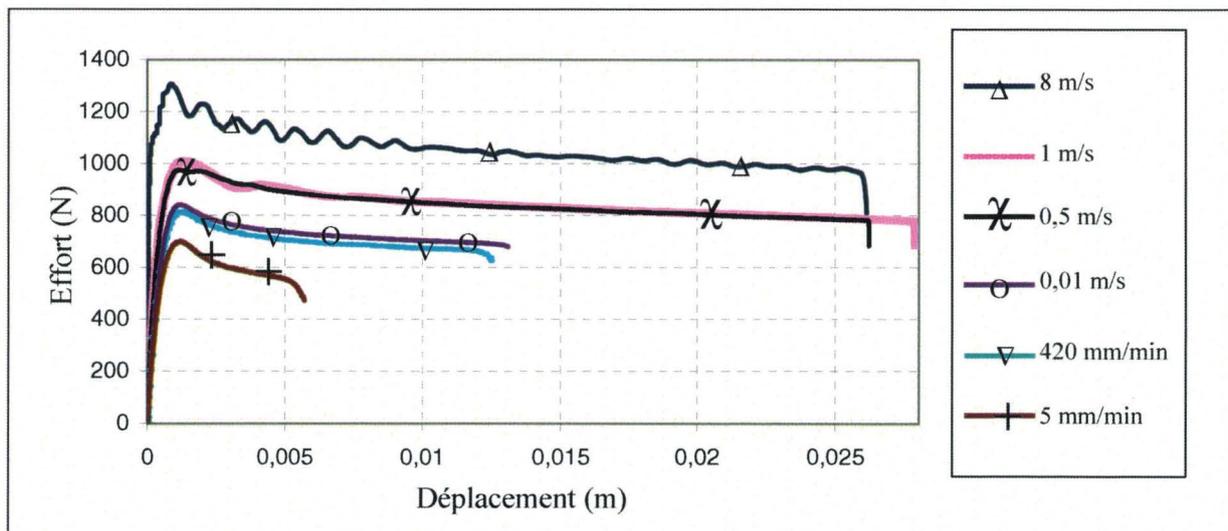


Figure 25 : Evolution des courbes effort déplacement avec la vitesse d'essai.

Ces premiers résultats mettent en évidence une sensibilité à la vitesse d'essai de notre matériau, cependant on constate que les essais à 1 m/s se superposent avec ceux effectués à 0,5 m/s de la même façon, pour les essais à 0,01 m/s et à 420 mm/min, ceci s'explique par le fait que les vitesses de déformation sont proches (Tableau 4). En effet les vitesses de déformation moyenne à 1 m/s et à 0,5 m/s sont du même ordre de grandeur, il en est de même

pour les essais à 0,01 m/s et à 420 mm/min. Ainsi notre matériau est bien sensible à la vitesse de déformation à laquelle il est sollicité cependant la différence de vitesse doit être assez importante pour que cela soit remarquable. Il faut environs une décade entre deux vitesses de déformation pour apprécier cette sensibilité.

On constate également un adoucissement de l'effort avec le développement de la plasticité. Ce phénomène met en évidence un endommagement du matériau pendant la déformation plastique, endommagement imputable au chargement minéral dont est constitué le matériau.

A partir des résultats en effort – déplacement, on peut déterminer dans une première, approximation la loi de comportement du matériau. La déformation sera calculée de façon rationnelle par

$$\varepsilon = \ln\left(\frac{L}{L_0}\right) \quad (37)$$

où  $L_0$  représente la longueur utile initiale de l'éprouvette et  $L$  la longueur utile en cours d'essai.

En traction uniaxiale, la contrainte est déterminée par la relation

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (38)$$

où  $S$  représente l'évolution de la section résistante pendant l'essai et  $F$  l'effort mis en jeu, donné par la cellule force.

La section résistante est donnée par la relation

$$S = l * e \quad (39)$$

où  $l$  est l'évolution de la largeur de la zone utile de l'éprouvette et  $e$  l'évolution de l'épaisseur. On écrit les déformations transversales en fonction de la déformation longitudinale par l'hypothèse d'incompressibilité.

$$\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = 0 \quad (40)$$

avec  $\varepsilon_{11} = \varepsilon$  la déformation longitudinale,  $\varepsilon_{22}$  la déformation de la largeur de la zone utile et  $\varepsilon_{33}$ , la déformation de l'épaisseur de la zone utile.

En écriture rationnelle, on peut quantifier l'évolution de la longueur de la zone utile en fonction de la longueur initiale  $L_0$  et des déformations associées

$$L = L_0 \exp^{\varepsilon} . \quad (41)$$

On en déduit la section courante en fonction de la section initiale

$$S = S_0 \exp^{\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}} . \quad (42)$$

Avec l'hypothèse d'incompressibilité, il vient

$$S = S_0 \exp^{-\varepsilon} . \quad (43)$$

La contrainte est alors donnée par l'expression

$$\sigma = \frac{F}{S_0} \exp^{\varepsilon} . \quad (44)$$

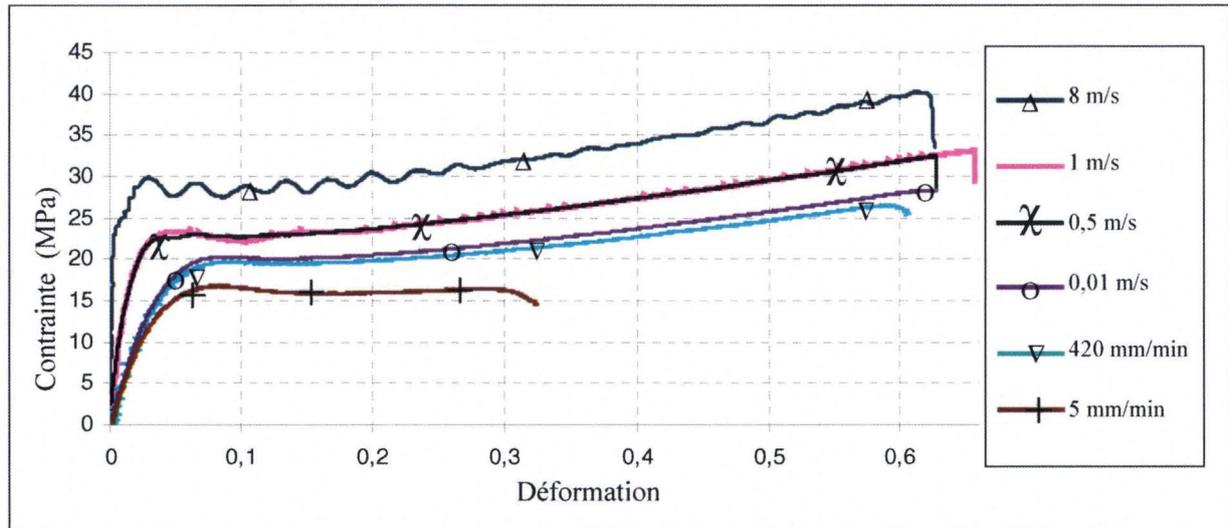


Figure 26 : Evolution des courbes contrainte déformation pour différentes vitesses d'essais (Hypothèse d'incompressibilité).

Le BMT 225 présente une sensibilité à la vitesse de déformation dans sa phase élastique et plastique. L'hypothèse d'incompressibilité qui nous a permis d'arriver à cette première conclusion devra bien entendu être vérifiée.

### II.1.C. Viscoélasticité

La détermination du module de Young s'effectue généralement dans le cadre de la statique et ne tient pas compte de la sensibilité à la vitesse de déformation. Ces restrictions permettent de mettre en œuvre des méthodologies fines et précises mais peu adaptées dans le cadre de la dynamique. Compte tenu des vitesses mises en jeu, il était techniquement impossible de déterminer la sensibilité du module d'élasticité à la vitesse de déformation sans passer par des essais DMA (Dynamic Méchanic Analysis) [41]. Ne disposant pas de ce système, nous avons évalué les modules d'élasticité en se basant sur les modules apparents issus des essais de traction.

#### II.1.C.i. Modules d'élasticité

A partir des courbes de la Figure 26, on peut distinguer trois modules d'élasticité. En effet, on constate que pour les faibles vitesses à 5mm/min, 420mm/min et 0,01m/s, le module de Young est sensiblement le même, il correspond à la vitesse de déformation à  $0,33 \text{ s}^{-1}$  et a été identifié autour de 1,6 Giga Pascal par extensométrie optique. Cette valeur sera donc considérée comme le module de référence  $E_0$  de notre matériau, en quasi statique. Le module correspondant à une vitesse de déformation moyenne de  $33 \text{ s}^{-1}$  représente les essais à 1 m/s. Le dernier module est valable pour les très grandes vitesses de déformations et correspond aux essais à 8m/s pour une vitesse moyenne de  $266 \text{ s}^{-1}$  (Tableau 6).

Vitesses	$\dot{\epsilon}$ (s <sup>-1</sup> )	E (GPa)
8 m/s	266,66	13,5
1m/s	33,33	2,30
0,5 m/s	16,66	1,88
0,01m/s	0,33	1,6
420 mm/min	0,23	1,6
5 mm/min	0,0027	1,6

Tableau 6 : Modules d'élasticité en fonction de la vitesse de déformation moyenne.

### II.1.D. Dissymétrie du comportement en traction et compression

De nombreuses études ont mis en évidence des pics d'effort différents entre les essais de traction et de compression en ce qui concerne les matériaux polymères à l'état solide [60], [61]. Cette différence traduit la sensibilité du matériau au type de chargement. Il est donc nécessaire de prendre en compte ce phénomène dans le modèle de comportement. Pour cela, nous avons choisi de faire des essais de compression que nous allons comparer avec des essais de traction associés.

#### II.1.D.i. Présentation des éprouvettes de compression et de traction associées

Les éprouvettes de compression et de traction présentées ici ont été usinées au jet d'eau à partir de plaques injectées de 3 mm d'épaisseur. Les éprouvettes de compression sont de forme quasiment cubique de 4 mm de cotés. Ces dimensions ont été choisies afin d'éviter tout risque de flambement lors de l'essai. Nous avons décidé de combiner les essais de compression avec des essais de traction dont la zone utile fait 4 mm de côté pour une épaisseur équivalente (Figure 27).

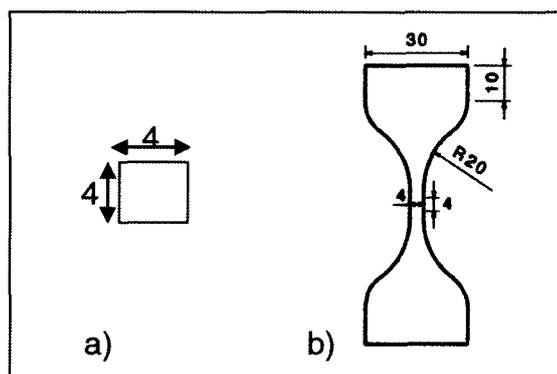


Figure 27 : Géométrie des éprouvettes : a) pour la compression et b) pour la traction.

#### II.1.D.ii. Dispositif expérimental et présentation des résultats

Les essais ont été fait en quasi statique à deux vitesses différentes afin d'apprécier la sensibilité à la vitesse de déformation. Les échantillons de compression sont posés sur des plateaux de compression tandis que les éprouvettes de traction sont maintenues par des mors.

Les essais ont été faits sur une machine de traction HOUNSFIELD® H5KT capable d'aller jusqu'à 500 mm/min pour une cellule force de 100 KN.

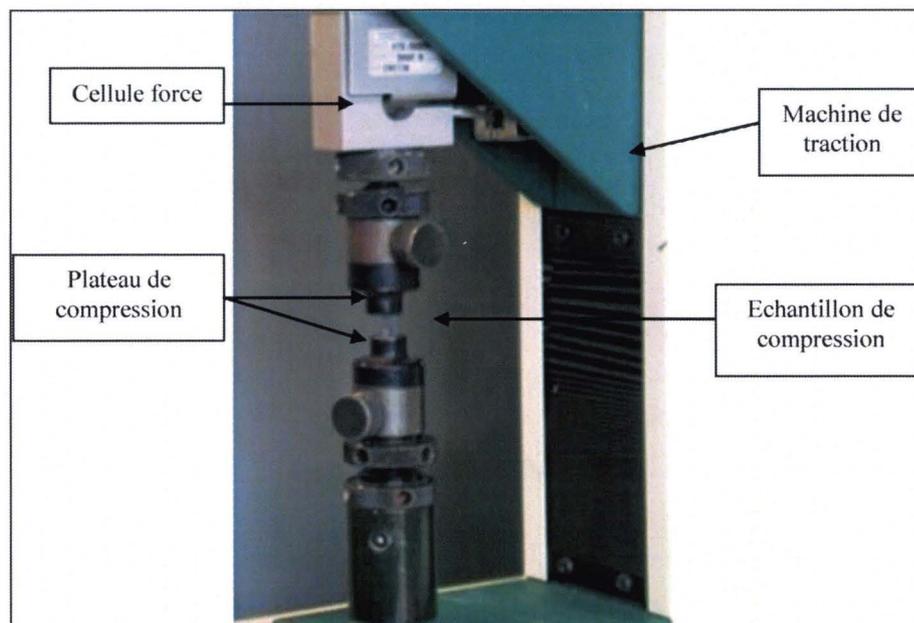


Figure 28 : Présentation du dispositif expérimental pour l'essai de compression.

Chaque essai a été répété trois fois afin de s'assurer de la répétitivité des résultats, les résultats les plus représentatifs sont donnés à la Figure 29.

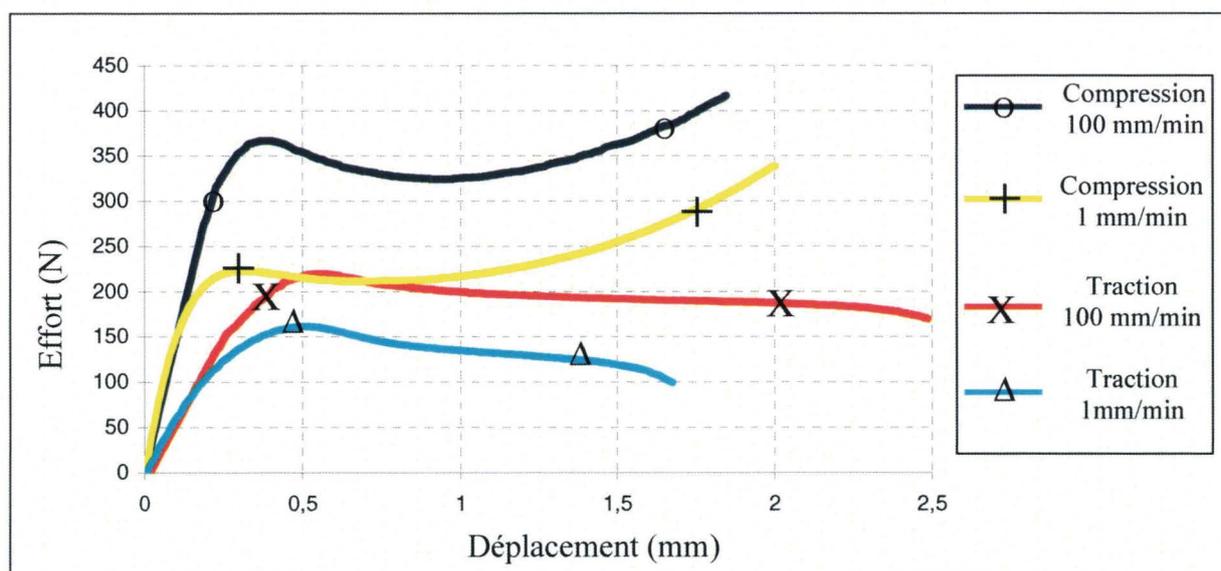


Figure 29 : Présentation des résultats des essais de compression et de traction à 1 et 100 mm/min.

On note que les pics d'effort sont sensibles à la vitesse de déformation mais également au type de chargement. Nous avons décidé de caractériser la dissymétrie traction – compression du matériau par le ratio entre les contraintes de compression et de traction. En première approximation, la contrainte est donnée par la relation

$$\sigma = \frac{F}{S_0} \tag{45}$$

où  $S_0$  représente la section résistante initiale du matériau.

Si l'on considère  $F_c$  et  $F_t$  respectivement les pics d'effort de compression et de traction, en première approximation (Tableau 7), on peut déterminer

$$\sigma_c = \frac{F_c}{S_0} \quad (46)$$

et

$$\sigma_t = \frac{F_t}{S_0} \quad (47)$$

où  $\sigma_c$  et  $\sigma_t$  sont respectivement les contraintes maximales en compression et en traction.

Ainsi le ratio des contraintes entre la compression et de traction peut s'écrire :

$$\Gamma = \frac{\sigma_c}{\sigma_t} = \frac{F_c}{F_t} \quad (48)$$

Vitesse	100 mm/min	1mm/min	$\Gamma_{\text{moyen}}$
$F_c$	370	215	
$F_t$	220	160	
$\Gamma$	1,68	1,34	1.51

Tableau 7 : Présentation des résultats traction - compression.

On constate que le ratio  $\Gamma$  gravite autour de 1,7 à 100 mm/min et de 1,3 à 1 mm/min. Afin de simplifier le modèle, nous n'allons pas considérer que ce ratio est sensible à la vitesse de déformation, mais plutôt qu'il fluctue autour d'une valeur moyenne qui est de 1,5. Pour définir notre modèle nous allons, dans ce qui va suivre, considérer que la ratio caractérisant la dissymétrie traction compression est de  $\Gamma = 1,5$ .

### II.1.E.Comportement apparent

L'observation du comportement du matériau dans la section II.1.B, est basée sur l'hypothèse d'incompressibilité. Hors certaines études montrent que les polymères solides semi cristallins ont tendance à avoir un comportement non incompressible [60], [62], [63]. Il convient donc de vérifier cette hypothèse. Pour cela, nous avons effectué des essais de traction sur des éprouvettes plus petites. La géométrie de ces éprouvettes a été définie pour avoir le plus de surface à filmer possible tant sur la face de l'éprouvette que sur la tranche (Figure 30).

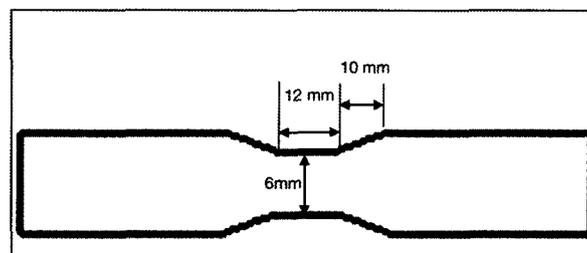


Figure 30 : Géométrie des petites éprouvettes de traction.

Les essais de traction ont été fait en statique à 5mm/min, sur une machine du traction Hounsfield® capable d'aller jusqu'à 500 mm/min. Deux caméras ont été placées afin de

mesurer les champs de déplacement sur les zones utiles de la face et de l'épaisseur à l'aide du logiciel Corréli@v7 (Figure 31).

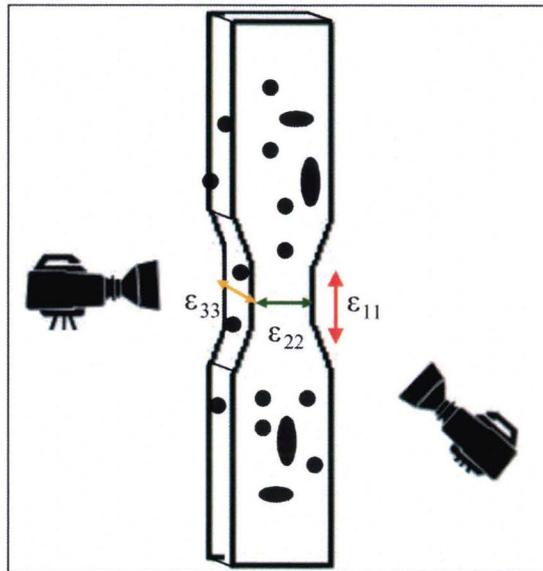


Figure 31 : Mesure des champs de déplacement sur les zones utiles de la face et de l'épaisseur à l'aide de deux caméras.

Les essais ont été effectués cinq fois pour s'assurer de la répétitivité des résultats. Pour être sûr de la fiabilité de la mesure, il convient de vérifier que la déformation longitudinale mesurée est la même sur la face et sur l'épaisseur (Figure 32). Dans un premier temps la vérification a été faite directement sur les champs de déplacement et de déformation à l'issue d'un calcul de corrélation d'image. Les champs de déplacement sont mesurés sur une région d'intérêt (ROI) qui représente la zone utile de l'éprouvette.

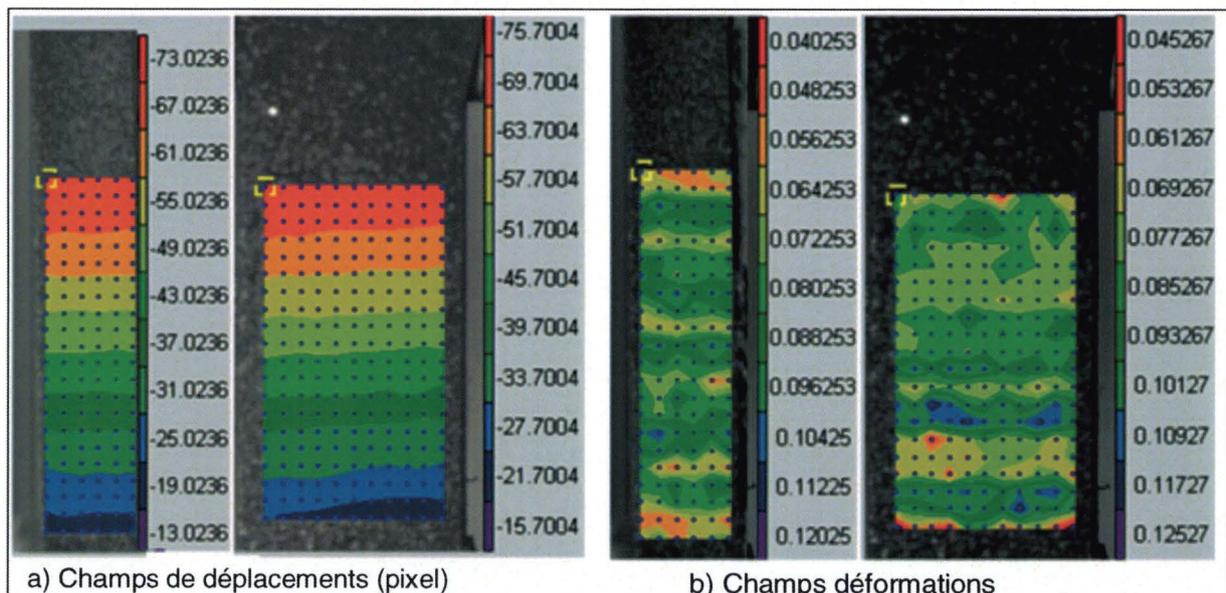


Figure 32 : Vérification des mesures entre la face et l'épaisseur : a) comparaison du champ de déplacement longitudinal entre l'épaisseur (gauche) et la face (droite), b) comparaison du champ de déformation longitudinal entre l'épaisseur (gauche) et la face (droite).

On voit clairement que les champs de déformations et déplacements longitudinaux sont quasiment identiques entre la face et la tranche. Les déformations sont calculées à partir des dimensions significatives représentant la zone utile (Figure 33).

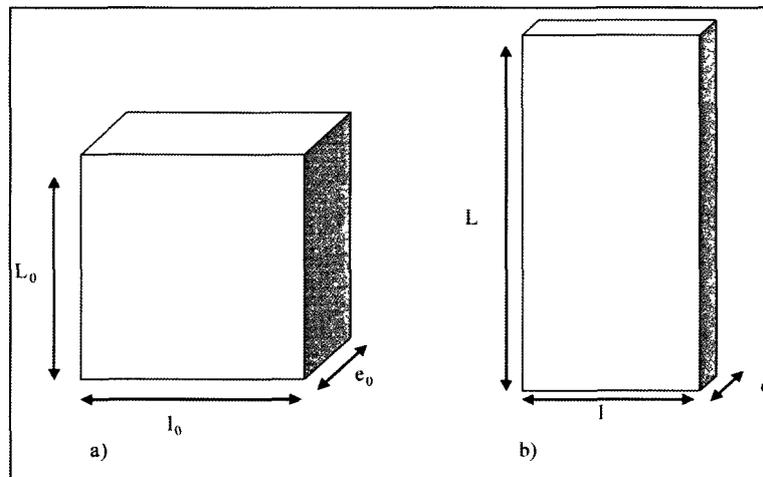


Figure 33 : Evolution des dimensions de la zone utile représentée par une ROI : a) dimensions initiales avant déformation et b) dimensions après déformation.

Les déformations longitudinales et transversales sont données par les relations

$$\epsilon_{11} = \ln\left(\frac{L}{L_0}\right), \quad (49)$$

$$\epsilon_{22} = \ln\left(\frac{l}{l_0}\right), \quad (50)$$

$$\epsilon_{33} = \ln\left(\frac{e}{e_0}\right), \quad (51)$$

et

avec  $\epsilon_{11}$  la déformation longitudinale calculée à partir de la ROI,  $\epsilon_{22}$  la déformation transversale de la face,  $\epsilon_{33}$  la déformation transversale dans l'épaisseur,  $L_0$  et  $L$  la longueur initiale et courante de la ROI,  $l_0$  et  $l$  la largeur initiale et courante de la ROI et  $e_0$  et  $e$  l'épaisseur initiale et courante de l'éprouvette.

De cette façon, on peut utiliser le logiciel de corrélation d'image comme un extensomètre optique. Nous avons donc mesuré les déformations longitudinales et transversales vraies de chaque éprouvette. Puis, nous avons comparé image par image l'évolution de la déformation longitudinale sur la face et sur l'épaisseur (Figure 34).

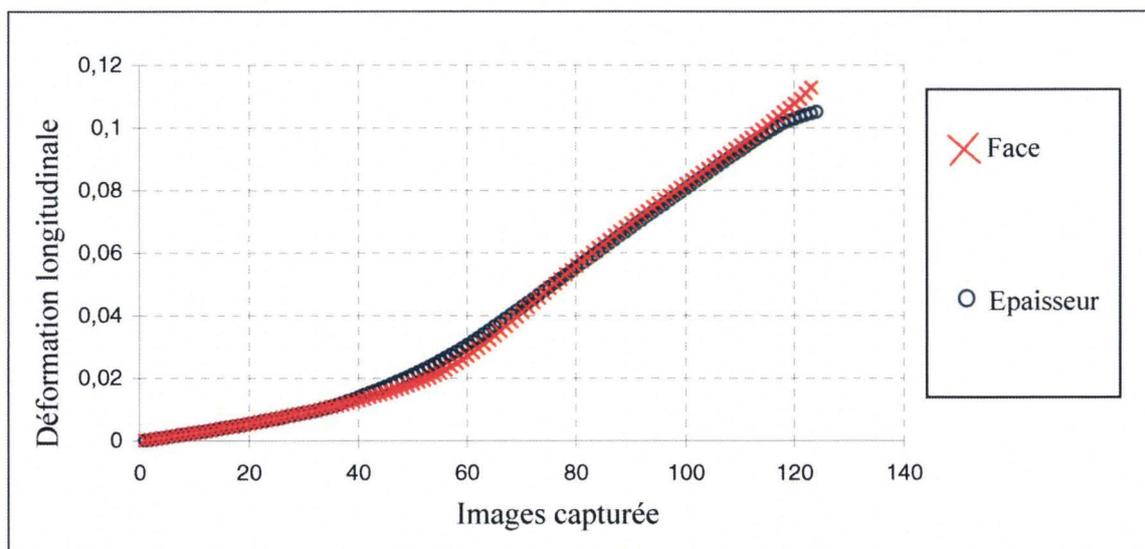


Figure 34 : Comparaison de la déformation longitudinale sur la ROI entre la face et la tranche en fonction de l'image capturée.

On constate que la déformation longitudinale mesurée est bien la même sur la face et sur la tranche. Ce résultat prouve que nous travaillons bien sur la même zone utile, et nous conforte quant à la fiabilité des résultats. A l'instar du travail qui a été fait précédemment, nous avons comparé l'évolution de la déformation transversale sur la face  $\epsilon_{22}$  avec la déformation transversale sur l'épaisseur  $\epsilon_{33}$  (Figure 35).

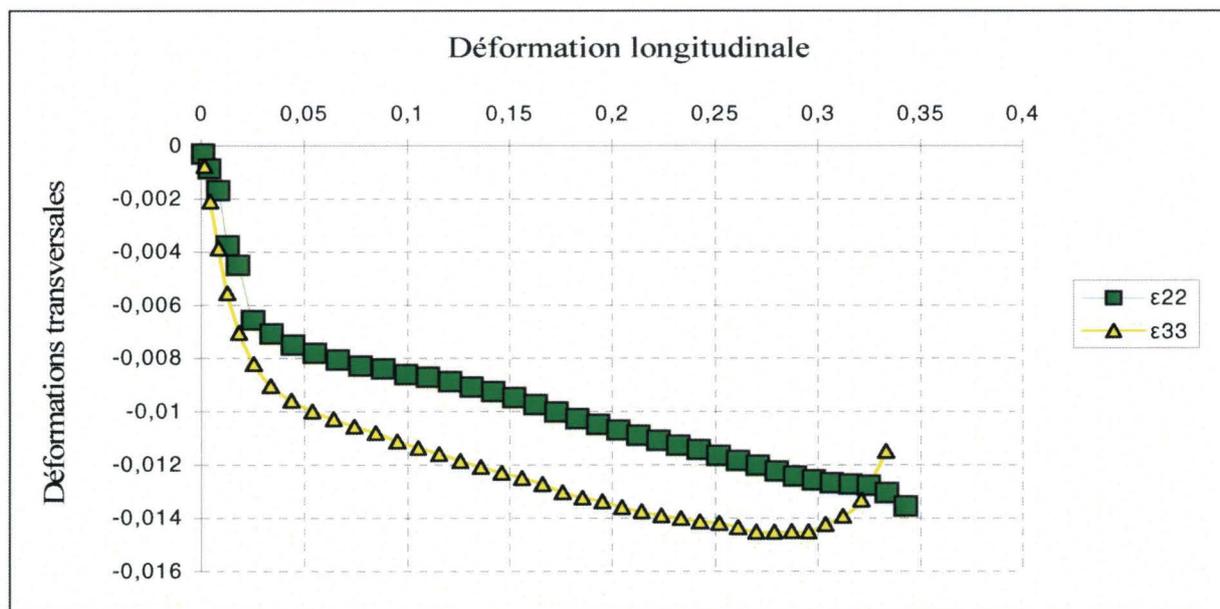


Figure 35 : Evolution des déformations transversales en fonction de la déformation longitudinale.

On note une légère différence entre  $\epsilon_{22}$  et  $\epsilon_{33}$  cependant il convient de comparer ce résultat à notre hypothèse de départ à savoir l'incompressibilité. On rappelle que l'hypothèse d'incompressibilité est donnée par l'équation (40).

A partir de cette hypothèse, on peut déterminer  $\epsilon_{33}$  tel que

$$\epsilon_{33} = -(\epsilon_{11} + \epsilon_{22}) \tag{52}$$

Puis nous avons comparés les résultats obtenus à l'aide de l'hypothèse d'incompressibilité avec ceux mesurés expérimentalement (Figure 36).

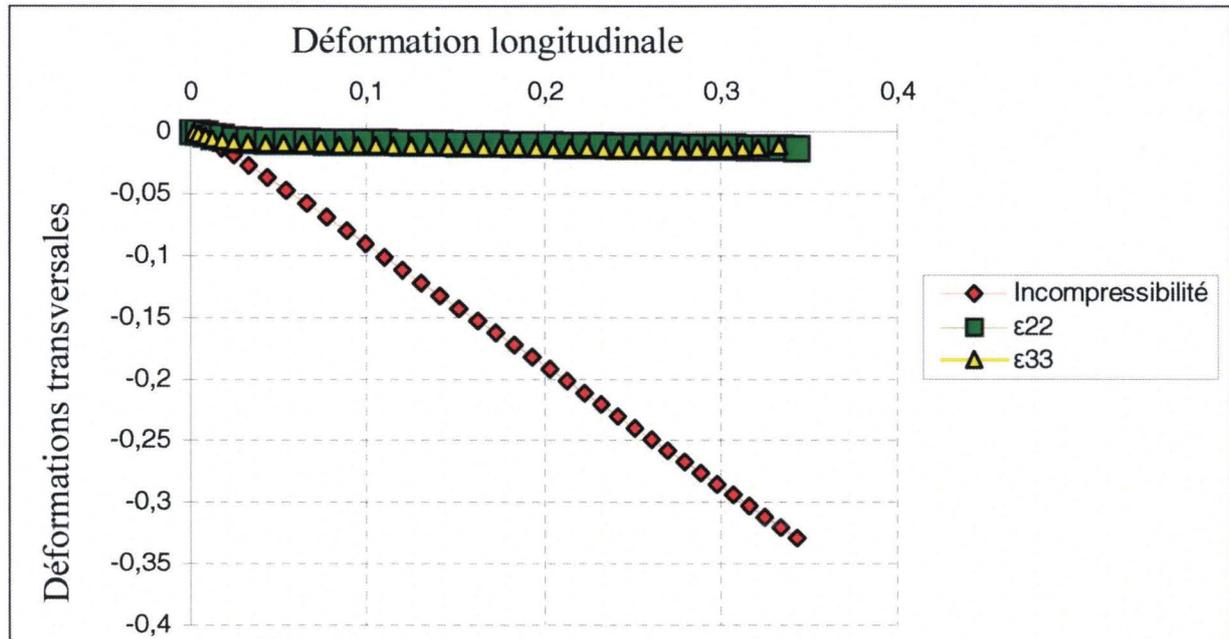


Figure 36 : Comparaison entre les déformations transversales mesurées et  $\epsilon_{33}$  calculée avec l'hypothèse d'incompressibilité.

Il apparaît clairement que le comportement apparent du BMT225 n'est pas incompressible mais isotrope transverse. On rappelle que l'hypothèse d'isotropie transverse est donnée par

$$\epsilon_{33} = \epsilon_{22} \quad (53)$$

### II.1.F.Ecart à l'incompressibilité

Nous venons d'observer que notre matériau n'est pas incompressible. Nous allons mettre en place un protocole simple pour caractériser l'écart à l'incompressibilité. L'incompressibilité est caractérisée en plasticité par l'équation (40). Si l'on tient compte des caractéristiques d'isotropie transverse du matériau, la relation d'incompressibilité devient alors :

$$\epsilon_{11} + 2\epsilon_{22} = 0. \quad (54)$$

Ce qui permet d'écrire

$$\frac{-\epsilon_{22}}{\epsilon_{11}} = 0,5. \quad (55)$$

Pour un matériau incompressible, le rapport entre les déformations transversales et longitudinales est de 0,5 lors de l'écoulement plastique. Pour vérifier cet état, on peut définir une variable suivant  $\nu_p$  telle que :

$$\nu_p = \frac{-\varepsilon_{22}}{\varepsilon_{11}} \quad (56)$$

où le coefficient  $\nu_p$  peut être défini comme l'évolution du coefficient de Poisson durant la plasticité. Cette valeur a été calculée sur les essais de traction réalisés avec les petites éprouvettes (Figure 30), présentées dans la section II.1.E. Les résultats montrent clairement que la variable  $\nu_p$  s'éloigne de 0,5 avec le développement de la plasticité. Cette évolution traduit l'écart à l'incompressibilité du matériau. Cet écart a tendance à s'accroître jusqu'à converger vers une valeur fixe d'environ 0,07 (Figure 37).

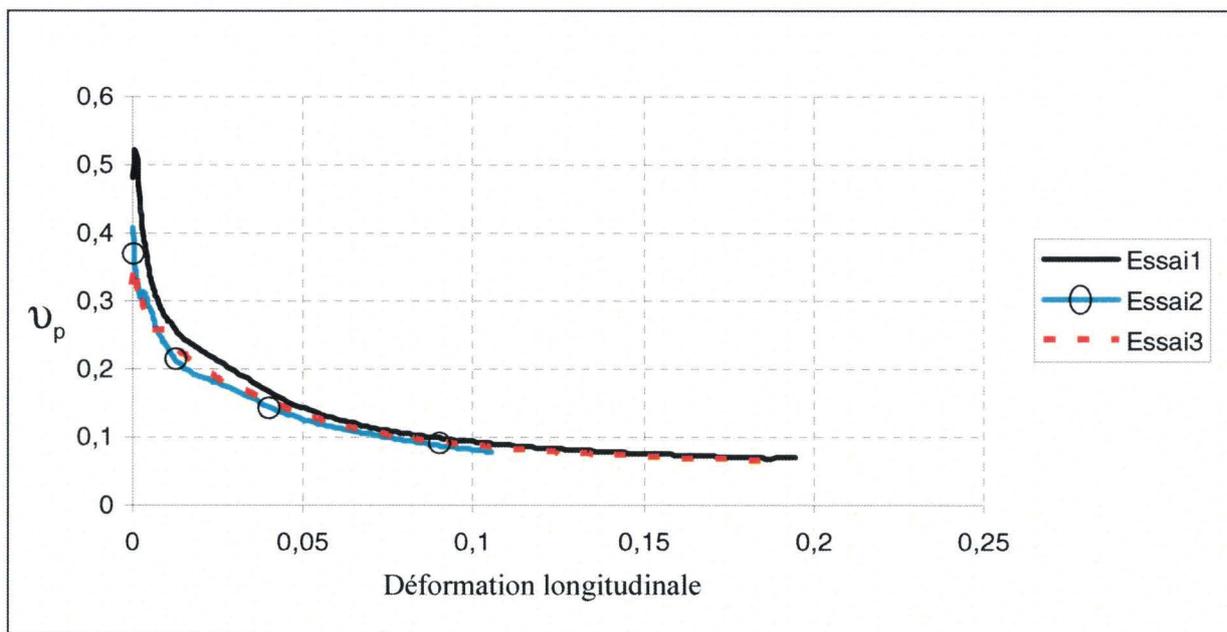


Figure 37 : Evolution du coefficient de Poisson en plasticité.

### II.1.G. Considérations thermiques

L'ensemble de cette étude ayant été effectuée à température ambiante, nous n'avons pas tenu compte de l'influence de la température dans notre modèle. Même si cette influence n'est pas négligeable, le matériau n'est pas voué à être utilisé en dehors des conditions standard de température et de pression. Cependant, ce type de matériau présente de l'auto échauffement lors de la sollicitation. Pour évaluer l'importance de ce phénomène, nous avons effectués des essais de traction sur les petites éprouvettes (Figure 30). Pendant l'essai, la zone utile a été filmée par une caméra thermique CEDIP Jade 3/III MWIR capable de mesurer une gamme de températures allant de 5 à 200 °C pour une fréquence d'acquisition de 50 hertz. Les essais ont été effectués à 90 et à 500 mm/min pour apprécier la sensibilité à la vitesse et répétés trois fois par vitesse. L'émissivité du matériau est de l'ordre de 0,97. Lors de l'essai de traction, on note un léger blanchiment du polymère qui n'est cependant pas assez important pour perturber la mesure. Nous obtenons ainsi une cartographie thermique de la zone utile de

l'éprouvette tout au long de l'essai. Les relevés montrent une nette augmentation de température entre le début et la fin de l'essai (Figure 38).

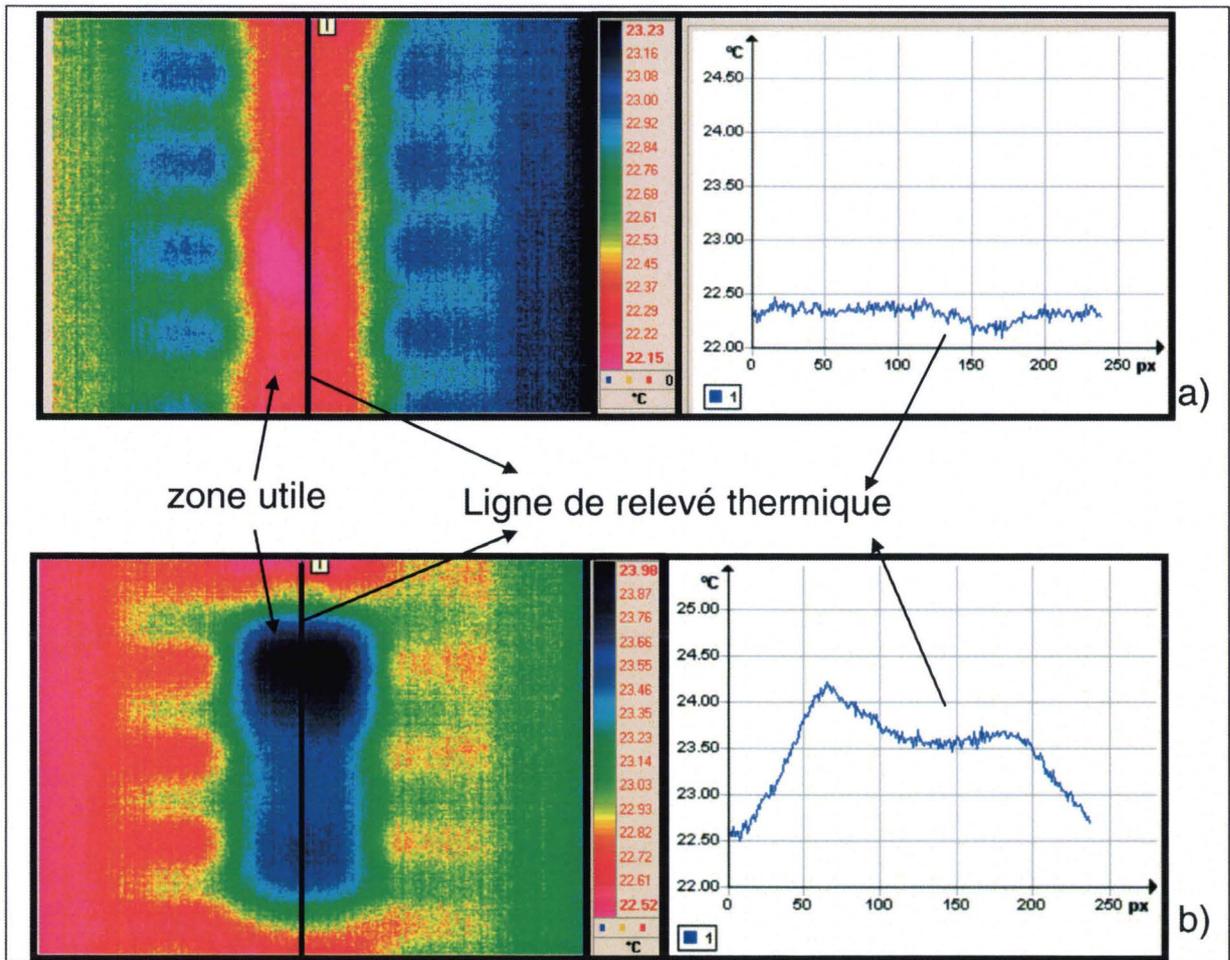


Figure 38 : Cartographie thermique autour de la zone utile : a) avant l'essai à 90 mm/min et b) à la fin de l'essai à 90 mm/min.

En statique, l'auto échauffement se situe entre 2 et 2,5 °C (Tableau 8). On peut considérer que l'élévation de température qui en résulte n'est pas assez importante pour modifier de façon radicale le comportement de notre matériau.

vitesse	90 mm/min			vitesse	500 mm/min		
	Temperature initiale (°C)	Temperature finale (°C)	$\Delta T$ (°C)		Temperature initiale (°C)	Temperature finale (°C)	$\Delta T$ (°C)
Essai 1	22,3	24,2	1,9	Essai 3	22,9	25,5	2,6
Essai 2	22,5	24,4	1,9	Essai 4	23,6	26	2,4
Essai 3	23	24,8	1,8	Essai 5	23,3	25,8	2,5

Tableau 8 : Auto échauffement de la zone utile des petites éprouvettes de traction : a) essai à 90 mm/min et b) essai à 500mm/min.

Cette étude n'a pu être menée pour les grandes vitesses de déformation, la caméra thermique n'ayant pas une cadence d'acquisition assez importante pour les mesures dynamiques. Nous allons néanmoins considérer que l'auto échauffement est du même ordre de grandeur en dynamique qu'en statique donc qu'il n'altère en rien le comportement du matériau tel que

nous l'avons décrit. Dans le cas où cette hypothèse serait erronée, il faudrait encore vérifier que la diffusion de la chaleur au sein du matériau, en dynamique, soit assez rapide pour que l'échauffement mis en jeu ait une influence sur les mécanismes de déformation. Dans tous les cas, nous allons considérer pour l'instant que l'autoéchauffement n'est pas assez important pour influencer sur le comportement du matériau.

## **II.2.MODELISATION ET IDENTIFICATION DE LA LOI DE COMPORTEMENT**

Les essais de traction effectués à différentes vitesses de sollicitation ont mis en évidence la sensibilité du BMT225 à la vitesse de déformation, il s'agit donc d'un matériau viscoélastique et viscoplastique. D'autre part une dissymétrie du comportement entre la traction et la compression a été mise en évidence, de plus ce polymère présente un comportement apparent isotrope transverse et un écart important à l'incompressibilité. Le but de l'étude est de déterminer une loi de comportement applicable au crash (grandes vitesses de déformation) qui puisse reproduire tous les phénomènes observés avec le moins de paramètres possibles. Pour cela nous allons procéder par étape en proposant différents modèles capables de reproduire le comportement global du matériau.

### **II.2.A.Détermination du modèle viscoélastique**

Le comportement viscoélastique du BMT 225 a été mis en évidence par des modules d'élasticité apparents variant en fonction de la vitesse de déformation de façon non linéaire (Figure 26). Les modèles permettant de rendre compte d'une viscoélasticité non linéaire sont généralement issus des cas particuliers des modèles rhéologiques de Maxwell ou de Kelvin-Voigt généralisés [39], [40]. Ces modèles sont constitués de ressorts et d'amortisseurs placés entre eux en série ou en parallèle. L'inconvénient de ces modèles est qu'ils nécessitent des tests de fluage et (ou) de relaxation pour déterminer leurs paramètres. De ce fait, ces tests ne sont réalisables qu'en quasi statique. Ne disposant pas de bancs d'essais capables d'effectuer des analyses mécaniques dynamiques (essais DMA), la sensibilité du module d'élasticité sera donnée par l'évolution des modules d'élasticité apparents par rapport à la vitesse de déformation moyenne (Tableau 6). Les résultats observés montrent que le module d'élasticité du BMT 225 possède une valeur initiale en statique  $E_0$  puis aura tendance à augmenter rapidement et de façon non linéaire avec la vitesse de déformation. Pour modéliser la viscoélasticité observée sur le matériau, un module élastique variable en fonction de la vitesse de déformation a été défini.

Ce modèle rhéologique est celui d'un ressort sensible à la vitesse de déformation (Figure 39).

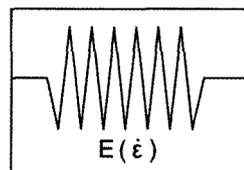


Figure 39 : Modèle rhéologique; ressort sensible à la vitesse de déformation.

La réponse en contrainte dans la phase viscoélastique est donnée par la loi de Hooke, avec un module d'élasticité pilotée en vitesse de déformation comme ci dessous

$$\sigma = E(\dot{\epsilon}) \epsilon \quad (57)$$

avec

$$E = (E_0 + \eta \dot{\epsilon}^k) \quad (58)$$

ou  $E_0$  est le module de référence défini en statique,  $\eta$  est le paramètre de consistance et  $k$  le coefficient de non linéarité. Les paramètres  $\eta$  et  $k$  représentant la sensibilité du module d'élasticité à la vitesse de déformation (Figure 40), ont été identifiés par la méthode des moindres carrés à partir des modules apparents (Tableau 9)

La Figure 40 illustre la non linéarité du modèle viscoélastique.

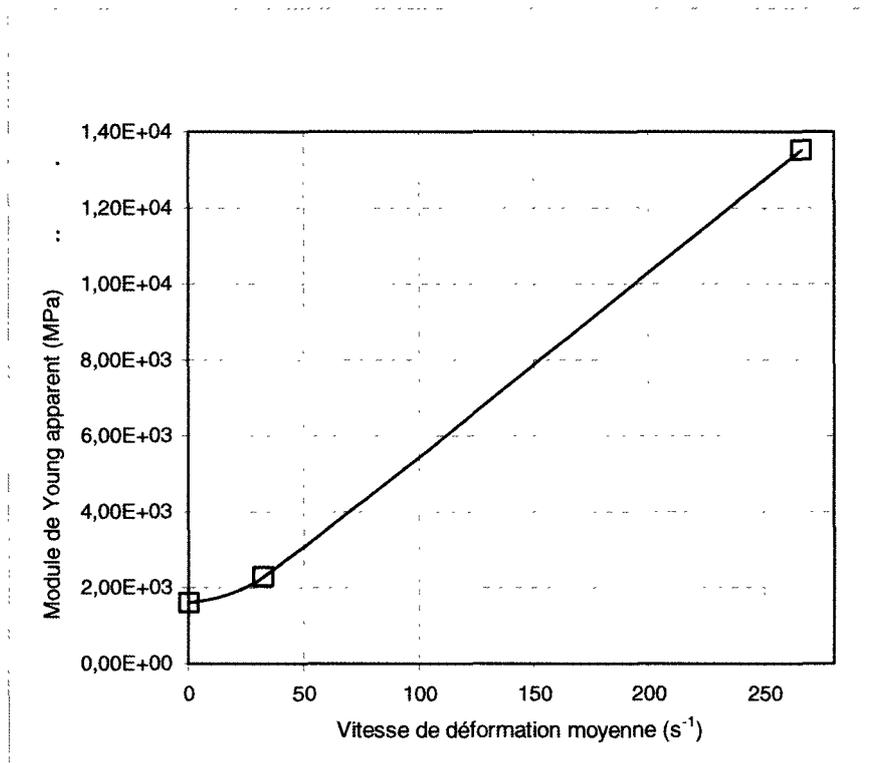


Figure 40 : Evolution du module d'élasticité en fonction de la vitesse moyenne

$E_0$ (MPa)	$\eta$ (MPa)	$k$
1600	6	1,36

Tableau 9 : Paramètre du modèle viscoélastique.

### II.2.B. Limite d'élasticité

La limite élastique a été fixée à 10 Mpa car elle correspond à l'apparition des premiers signes de non linéarité du modèle en statique. Dans ce qui va suivre, nous allons considérer la limite élastique de notre matériau telle que

$$\sigma_y = 10 \text{ MPa.} \quad (59)$$

### II.2.C. Choix du critère de plasticité et identification des paramètres

Nous avons choisi d'utiliser un critère de plasticité selon la formulation de Drucker Prager pour prendre en compte la dissymétrie traction – compression à travers la pression hydrostatique (équation (14)). Notre matériau peut être assimilé à un matériau poreux en effet, on peut stipuler que les charges de talc dont il est constitué, n'adhèrent pas parfaitement à la matrice ce qui provoque des micros cavités au sein du matériau et est propice aux phénomènes d'endommagement. Il en résulte un adoucissement des courbes d'effort lors des essais de traction (Figure 25).

La limite d'élasticité en traction a été fixée à 10 MPa.

$$\sigma_t = \sigma_y = 10 \text{ MPa} . \quad (60)$$

La limite en compression est obtenue à l'aide du rapport  $\Gamma$  de l'équation (48) qui caractérise la dissymétrie traction compression et est égale à

$$\sigma_c = 15 \text{ MPa} \quad (61)$$

Il s'agit maintenant d'identifier le paramètre  $\alpha$ . Pour cela, nous avons écrit le critère dans le cas de la traction pure

$$f = \alpha \sigma_t + \sqrt{\frac{1}{3}} \sigma_t - \sigma_y = 0, \quad (62)$$

puis dans le cas de la compression

$$f = -\alpha \sigma_c + \sqrt{\frac{1}{3}} \sigma_c - \sigma_y = 0. \quad (63)$$

En combinant les deux équations précédentes, on en déduit l'expression de  $\alpha$

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{3}} \left( \frac{\sigma_c - \sigma_t}{\sigma_t + \sigma_c} \right). \quad (64)$$

En utilisant le rapport des contraintes  $\Gamma$ , il vient :

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{3}} \left( \frac{\Gamma - 1}{\Gamma + 1} \right). \quad (65)$$

Après calcul, on trouve

$$\alpha = 0,1155. \quad (66)$$

Ainsi, pour une même loi de comportement, les contraintes seront 1,5 fois plus importantes en compression qu'en traction.

L'autre avantage du critère de Drucker Prager est qu'il nous permet de tenir compte de l'écart à l'incompressibilité du matériau.

En effet, comme nous le verrons ultérieurement, en plasticité, la variation des termes du tenseur de déformations peut s'exprimer en fonction de la déformation plastique équivalente, résultat obtenu grâce au critère de normalité. Cette variation s'exprime par

$$d\varepsilon_{ij} = \frac{d\bar{\varepsilon}_p \left[ \alpha\sqrt{3} I_1 + \frac{S_{ij}}{\sqrt{3}J_2} \right]}{\alpha\sqrt{3} + 1}. \quad (67)$$

Dans cette formulation le paramètre  $\alpha$  nous permet d'introduire de la compressibilité dans le modèle.

## **II.2.D. Etude et modélisation de la viscoplasticité**

Dans un premier temps, nous avons calculé les contraintes associées à nos efforts à partir d'un extensomètre optique. Les contraintes ainsi obtenues sont donc globalisées sur la zone utile de l'éprouvette. Si cette première approximation nous a permis de décrire la viscoélasticité du matériau, il nous faut avoir des informations plus fines pour décrire son comportement plastique précisément. Compte tenu des vitesses mises en jeu, il était impossible pour nous d'asservir la machine de traction pour se trouver à vitesse de déformation constante comme l'a fait G'sell et al. avec sa méthode de vidéotraction [56], [57]. Pour déterminer la loi de comportement du matériau, nous avons utilisé une méthodologie basée sur le principe de la corrélation d'image, avec le logiciel Corréli® v7 que nous avons appelé la méthode SEË, S pour sigma le symbole des contraintes, E pour epsilon le symbole des déformations et Ë pour epsilon point, les vitesses de déformations. Nous allons d'abord expliciter brièvement le principe de calcul par corrélation d'image tel qu'il a été développé dans Corréli® v7, puis détailler la méthode SEË, ensuite présenter les résultats obtenus par cette méthode et enfin construire un modèle viscoplastique à partir de ces résultats.

### **II.2.D.i. Principe de la corrélation d'image**

Le logiciel Corréli® v7 a été développé au LMT Cachan par F.Hild et al. [64], [65]. Dans cette version, on suppose les déplacements plans et l'ensemble des phénomènes hors plans négligeables. Le principe de base est de filmer la déformation d'un échantillon sous sollicitation, ce dernier ayant été préalablement moucheté afin d'obtenir un niveau de gris réparti de façon aléatoire.

Le but étant de pouvoir comparer l'image de référence, soit l'échantillon dans son état initial avant sollicitation, aux images déformées, soit l'échantillon en cours d'essai, pendant la sollicitation. A l'issue de cette comparaison, on peut obtenir les informations locales telles que les champs de déplacements et de déformations. Pour cela, une région d'intérêt (ROI) est définie sur l'image de référence, cette région représentera la zone utile de l'éprouvette. Puis la région d'intérêt sera subdivisée en imagerie ou zone d'intérêt (ZOI). Le principe de la corrélation consiste à comparer les motifs correspondants à chaque imagerie entre l'image de référence et les images déformées. La Figure 41 montre la représentation de la ROI sur la zone utile des éprouvettes de traction définies à la section II.1.B, la discrétisation en ZOI et leur évolution.

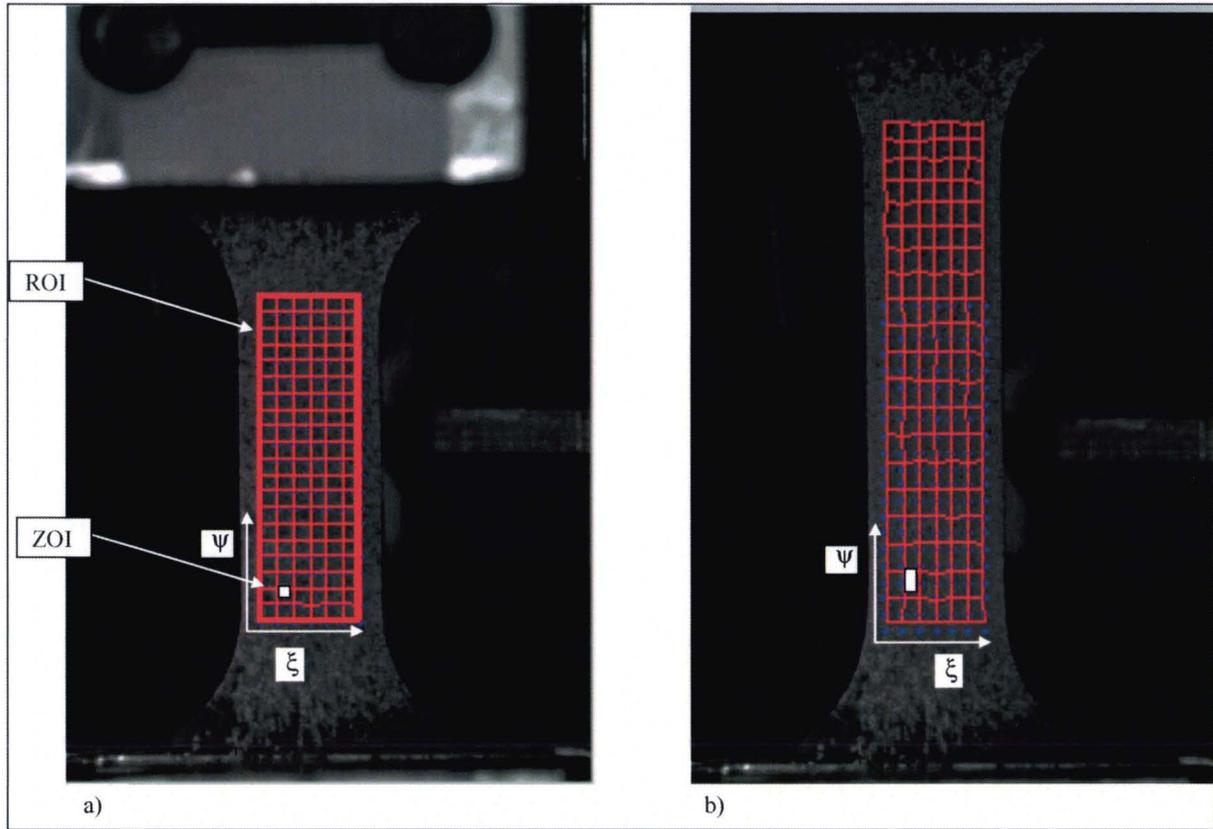


Figure 41 : Définition de la Région d'intérêt (ROI) : a) discrétisation de la ROI en facettes (ZOI) sur une image de référence, b) évolution de la ROI et déformation des ZOI sur une image déformée.

Les images peuvent être considérées comme des signaux digitalisés pouvant être représentés par des matrices de taille de  $m$  lignes et de  $n$  colonnes,  $m$  et  $n$  correspondant à la résolution de l'image et donc de la caméra. Les images en noir et blanc sont codées en 8 bits. Cela nous donne donc une répartition des niveaux de gris de 0 à 255, 0 correspondant au noir et 255 au blanc. Pour estimer le déplacement entre deux imagerie, l'approche standard utilise une fonction de corrélation. Soit la fonction  $f(\xi, \Psi)$  qui va représenter le signal digitalisé de l'image de référence donné par la caméra, et  $g(\xi, \Psi)$  le signal de l'image déformée. La relation entre le signal déformé et de référence est donnée par

$$g(\xi, \Psi) = f(\xi - \delta_x, \Psi - \delta_y) + b(\xi, \Psi) \quad (68)$$

où  $\delta_x$  et  $\delta_y$  sont les déplacements recherchés et  $b(\xi, \Psi)$  un bruit aléatoire. L'évaluation des déplacements  $\delta_x$  et  $\delta_y$  peut être effectuée en minimisant la norme de la différence entre les fonctions  $g(\xi, \Psi)$  et  $f(\xi - \delta_x, \Psi - \delta_y)$  tenant compte des déplacements  $\delta_x$  et  $\delta_y$

$$\min_{x,y} \|g(\xi, \Psi) - f(\xi - \delta_x, \Psi - \delta_y)\|^2. \quad (69)$$

Si l'on travaille avec les formes normalisées quadratiques, alors  $f(\xi, \Psi)$  est définie par

$$\|f\|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \Psi) d\xi d\Psi. \quad (70)$$

Le problème de minimisation de l'équation (69) devient un problème de maximisation d'une fonction  $h(x,y)$  définie par le produit d'intercorrélacion de la fonction  $g(\xi, \Psi)$  par la fonction  $f(\xi - \delta_x, \Psi - \delta_y)$

$$h(x,y) = (g * h)(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\xi, \Psi) f(\xi - \delta_x, \Psi - \delta_y) d\xi d\Psi. \quad (71)$$

Le calcul du produit d'intercorrélacion peut être effectué dans l'espace de Fourier par le biais d'une Transformation Rapide de Fourier (FFT)

$$g * h = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{FFT}^{-1}(\text{FFT}[g] \overline{\text{FFT}[f]}). \quad (72)$$

La maximisation du produit d'intercorrélacion va donc être effectuée sur chaque ZOI. En grandes déformations, ce calcul est exécuté entre chaque image de la séquence d'acquisition. Les déplacements sont ensuite cumulés afin d'obtenir le déplacement total de la ZOI. Le calcul d'intercorrélacion est sensible à la répartition du niveau de gris et donc au mouchetis. Plus la répartition des niveaux de gris sera homogène, plus le calcul sera performant. La répartition des niveaux de gris peut s'étudier à travers l'histogramme d'une image. Pour une répartition optimum, il faudrait un histogramme plat (Figure 42-a). Cependant il s'agit là d'un cas idéal difficile à reproduire expérimentalement. L'histogramme qui permet de restreindre les incertitudes tout en fournissant un bon calcul de corrélation et qui est relativement reproductible a la forme d'une Gaussienne (Figure 42-b).

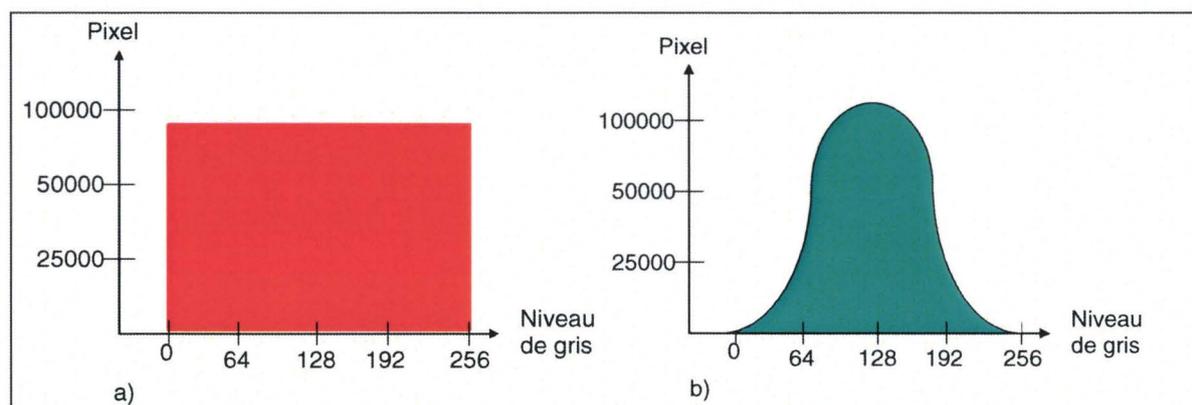


Figure 42 : Histogrammes de mouchetis : a) répartition de niveau de gris uniforme et b) répartition de niveau de gris en forme de Gaussienne.

Dans tous les cas, il convient d'éviter les saturations dans les niveaux de gris trop faibles ou trop élevés. Le calcul de corrélation nous permet donc de mesurer le déplacement effectué en pixel par le centre de chaque imagerie, une fois le déplacement obtenu, on peut déterminer la déformation associée. Les déformations peuvent être obtenues selon la formulation de Lagrange, ce qui facilite les comparaisons avec un code de calcul Lagrangien. Un calcul de l'incertitude de mesure entre chaque image, résultant d'une estimation du bruit ( $b(\xi, \Psi)$ ) est estimé. L'incertitude dépendra du mouchetis et de la taille des ZOI. Si le mouchetis est grossier (répartition des niveaux de gris sur une large zone) alors les ZOI devront être grandes pour limiter les incertitudes. Par contre si le mouchetis est fin (répartition des niveaux de gris sur une zone réduite), alors les ZOI pourront être petites. Il est donc nécessaire d'adapter le mouchetis en fonction de la taille de maille désirée. Dans le cadre de notre étude, l'idéal serait d'obtenir une ZOI représentant  $1 \text{ mm}^2$  de surface pour la comparer avec un élément de  $1 \text{ mm}$  de coté.

### II.2.D.ii. Présentation de la méthode SEÉ

Comme nous l'avons vu précédemment, Le logiciel Corréli® v7 mesure les champs de déplacements et calcule les champs de déformations sur chaque facette (ZOI). Une observation des champs de déformations calculés montre généralement une apparition précoce de la striction au cours du développement de la plasticité et ce de façon diffuse (Figure 44-a). L'idée est de profiter des hétérogénéités du champ de déformation de chaque facette, en associant les déformations calculées par le logiciel avec la réponse en effort tout en tenant compte de la taille des ZOI. On rappelle que les déformations sont calculées dans le plan. Considérons la section de la zone utile d'une éprouvette de traction, sous sollicitation uniaxiale, elle est soumise à soumise à une force  $\vec{F}$  (Figure 43-a).

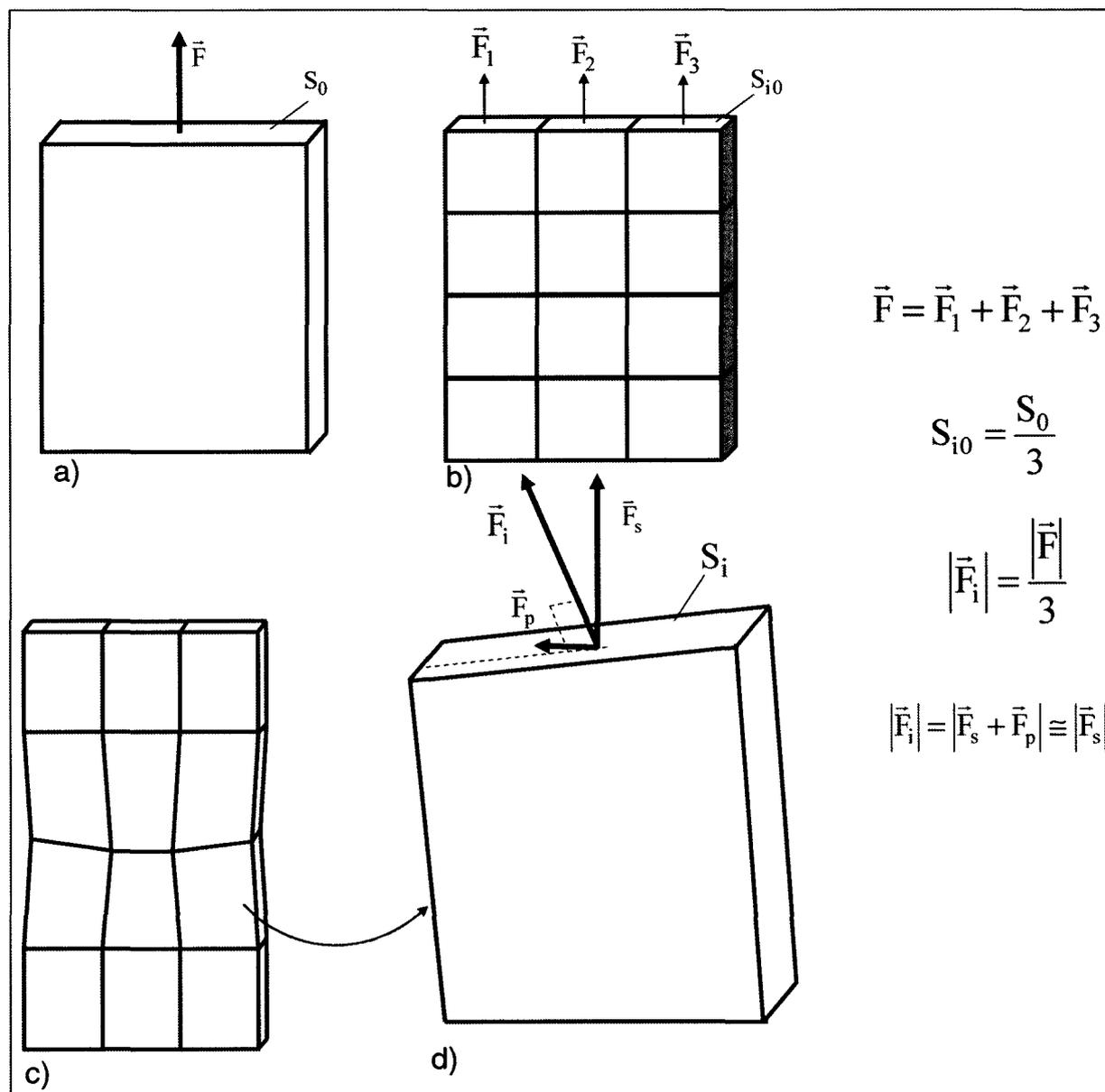


Figure 43 : Principe de la méthode SEÉ : a) représentation de la zone utile d'une éprouvette droite (ROI), b) discrétisation de la ROI en ZOI, c) représentation de la striction après déformation et d) grossissement d'une ZOI.

Lors du calcul de corrélation, la zone utile de l'éprouvette est représentée par la ROI et est discrétisée en ZOI (Figure 43-b). La section de l'éprouvette est alors décrite par n ZOI et la somme des efforts dans chaque ZOI donne la force totale.

$$\vec{F} = \sum_1^n \vec{F}_i. \quad (73)$$

Pour une section divisée de façon équitable, il vient

$$|\vec{F}_i| = \frac{|\vec{F}|}{n} \quad (74)$$

avec n le nombre de discrétisation par section de l'éprouvette.

Lors de la sollicitation, l'apparition de la striction provoque des hétérogénéités au niveau du champ de déformation. Cette striction est caractérisée par une déformation plus importante de la ZOI (Figure 43-c). Chaque ZOI peut être considérée comme un volume élémentaire représentatif du matériau. Notre but est de calculer la contrainte issue des ZOI. Si l'on considère un élément représentatif soumis à une forte striction, l'effort résultant normal à la section résistante de l'élément est définie par une force  $\vec{F}_i$  (Figure 43-d). Cette force peut être séparée en une composante  $\vec{F}_s$  parallèle à la direction de sollicitation et une composante  $\vec{F}_p$  perpendiculaire à celle-ci (Figure 43-d)

$$\vec{F}_i = \vec{F}_s + \vec{F}_p. \quad (75)$$

Pour estimer la contrainte relative à chaque ZOI, nous allons supposer que la composante  $\vec{F}_p$  est négligeable devant  $\vec{F}_s$  d'où

$$|\vec{F}_i| = |\vec{F}_s|. \quad (76)$$

La contrainte relative à l'élément est alors donnée par

$$\sigma_i = \frac{F_i}{S_i}. \quad (77)$$

où  $S_i$  est la section résistante de l'élément représentatif caractérisé par la ZOI. Si l'on considère l'hypothèse d'incompressibilité, d'après l'équation (43) on montre que

$$S_i = S_{i0} e^{-\epsilon_i} \quad (78)$$

où  $S_{i0}$  est la section initiale de l'élément représentatif et  $\epsilon_i$  la déformation longitudinale de l'élément calculée par corrélation.

Si la section totale de la zone utile de l'éprouvette est divisée de façon équitable en  $n$  parties, alors il vient

$$S_{i0} = \frac{S_0}{n} \quad (79)$$

avec  $S_0$  la section initiale de la zone utile.

Finalement, en combinant les équations (74), (78) et (79) dans l'équation (77), on montre que la contrainte relative à l'élément est alors donnée par

$$\sigma_i = \frac{F}{S} e^{\epsilon_i}. \quad (80)$$

Ainsi sur chaque ZOI, on peut déterminer la contrainte associée à la déformation calculée par corrélation. Le développement de la striction est caractérisé par une augmentation de la vitesse de déformation. Cette dernière peut être déterminée sur chaque ZOI par la différence entre la déformation longitudinale de deux images successives sur l'intervalle de temps,

$$\dot{\epsilon}_i = \frac{\epsilon_{i,t} - \epsilon_{i,t-\Delta t}}{\Delta t} \quad (81)$$

où  $\dot{\epsilon}_i$  est la vitesse de déformation longitudinale de la ZOI de l'image courante,  $\epsilon_{i,t}$  la déformation longitudinale de la ZOI de l'image courante,  $\epsilon_{i,t-\Delta t}$ , la déformation longitudinale de la ZOI de l'image précédente et  $\Delta t$  l'incrément de temps entre deux images.

Nous obtenons ainsi sur chaque ZOI, la contrainte, la déformation et la vitesse de déformation. A partir de cette méthode, une routine a été implémentée dans Corréli® v7. Elle nous permet de visualiser les lois de comportement calculées dans l'espace des contraintes, déformations et vitesses de déformation.

### **II.2.D.iii. Lois de comportement obtenues par la méthode SEÉ**

La méthode SEÉ a été appliquée à l'ensemble des essais de traction présentés dans la section II.1.B. La Figure 44 montre un exemple du calcul de corrélation sur la zone utile et les lois de comportement obtenues.

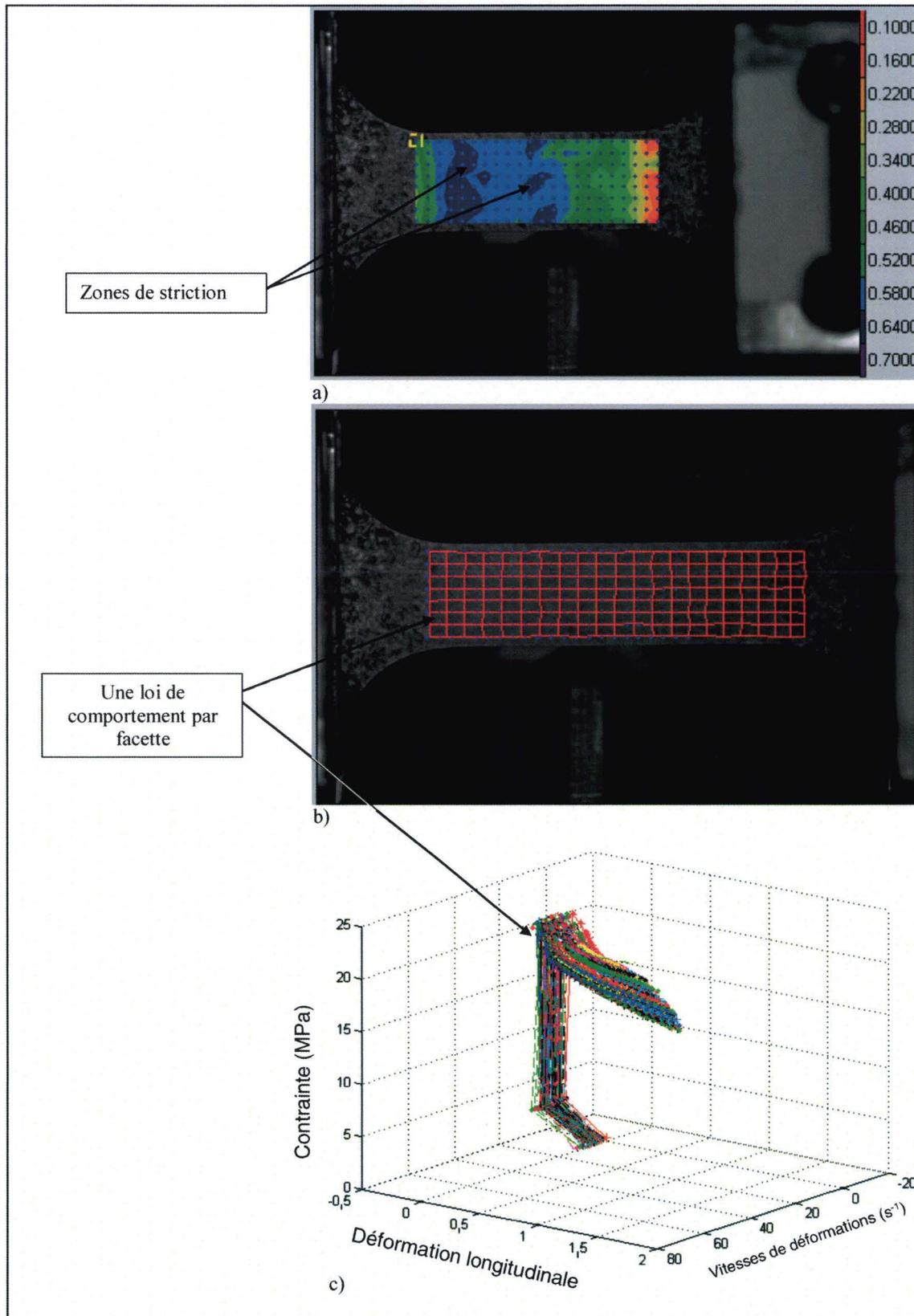


Figure 44 : Dépouillement d'un essai de traction à 1m/s : a) visualisation des champs de déformation avec Corréli® v7, b) évolution de la déformation des ZOI sur une image déformée, c) calcul de la contrainte de chaque ZOI dans l'espace des contraintes, déformations et vitesses de déformation.

Pour l'exemple de la Figure 44, une ZOI de 32 pixels représente environ  $1,8 \text{ mm}^2$ . A cause du blanchissement de l'éprouvette (plus important en dynamique), l'incertitude de mesure s'élève au maximum à 2 pixels soit une incertitude d'environ  $0,1 \text{ mm}$  de déplacement.

Les lois de comportement présentées sur la Figure 44 c) ne sont valables que pour la partie plastique. En effet dans la zone élastique, compte tenu des vitesses mises en jeux, nous n'avons pas assez d'images pour effectuer des calculs précis. En regroupant l'ensemble des essais qui ont été effectués (Tableau 4) pour les vitesses de  $5 \text{ mm/min}$  à  $1 \text{ m/s}$ , on a pu déterminer une surface de comportement valable sur une large plage de vitesse de déformation allant jusqu'à  $50 \text{ s}^{-1}$ . Après un travail de traitement de données, la surface obtenue a été lissée et tracée dans l'espace des contraintes, déformations et vitesses de déformation (Figure 45).

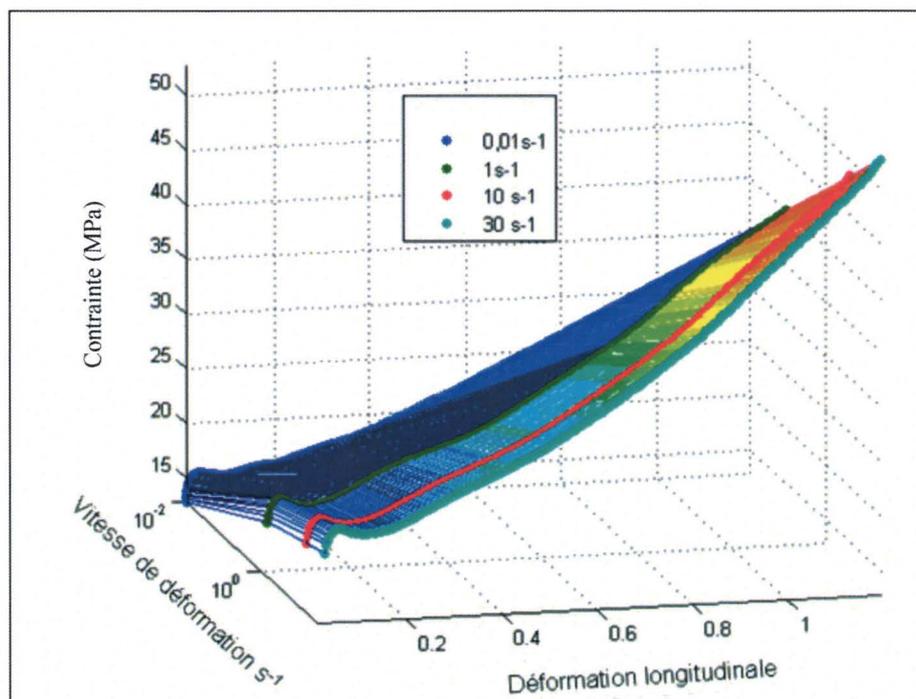


Figure 45 : Surface de comportement établie avec l'hypothèse d'incompressibilité.

La surface de comportement ayant été identifiée, on peut obtenir la loi de comportement à vitesse de déformation constante en faisant une coupe de cette surface à la vitesse de déformation désirée. Par cette procédure, nous avons obtenu la loi de comportement du matériau à  $0,01$ ,  $1$ ,  $10$  et  $30 \text{ s}^{-1}$ . Une extrapolation a été faite en fonction des résultats expérimentaux pour obtenir la loi à  $260 \text{ s}^{-1}$  (Figure 46).

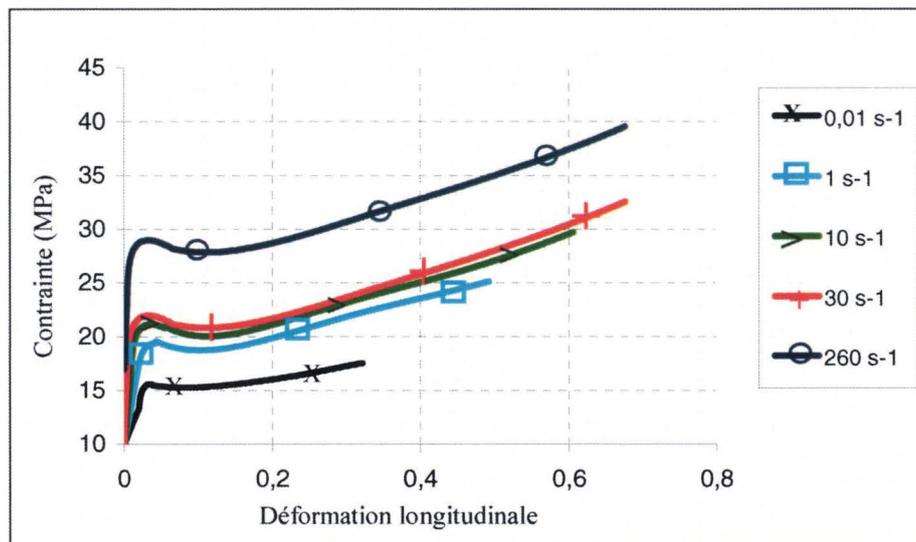


Figure 46 : Lois de comportement obtenues à différentes vitesses de déformation avec l’hypothèse d’incompressibilité.

L’ensemble des calculs a été effectué sous l’hypothèse d’incompressibilité hors on a pu constater que le matériau a plutôt un comportement isotrope transverse, on a donc appliqué cette hypothèse à la méthode SEÉ.

Dans ce cas, la contrainte sur chaque ZOI s’écrit

$$\sigma_i = \frac{F}{S} e^{-2\varepsilon_{2,i}} \tag{82}$$

où  $\varepsilon_{2,i}$  est la déformation transversale de la ZOI.

Ces formulations ayant été appliquées au calcul de chaque ZOI, on peut obtenir la surface de comportement correspondante (Figure 47).

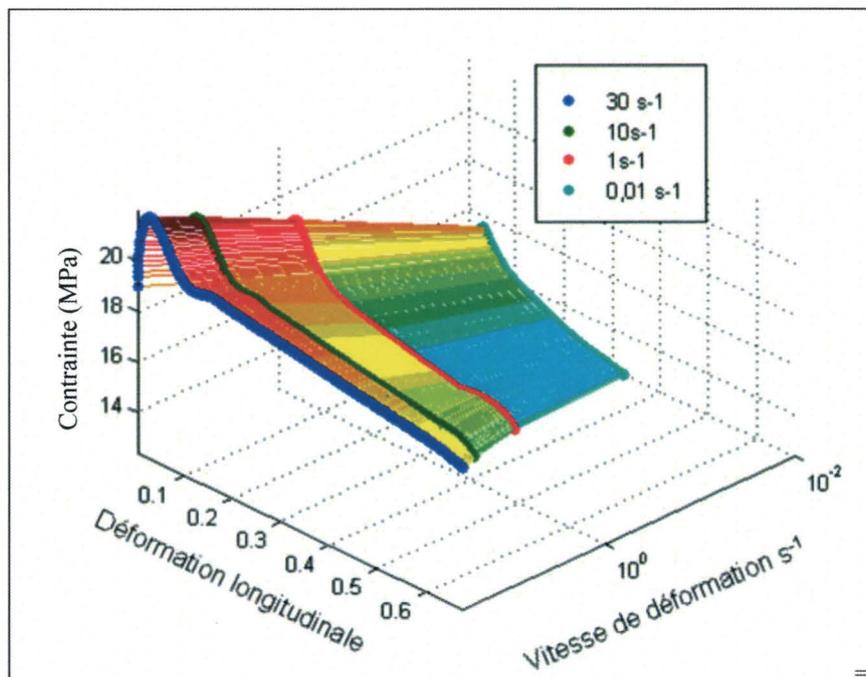


Figure 47 : Surface de comportement établie avec l’hypothèse d’isotropie transverse.

De la même façon que précédemment, on peut établir des lois de comportement à vitesse déformation constante à 0,01, 1, 10 et 30 s<sup>-1</sup> (Figure 48).

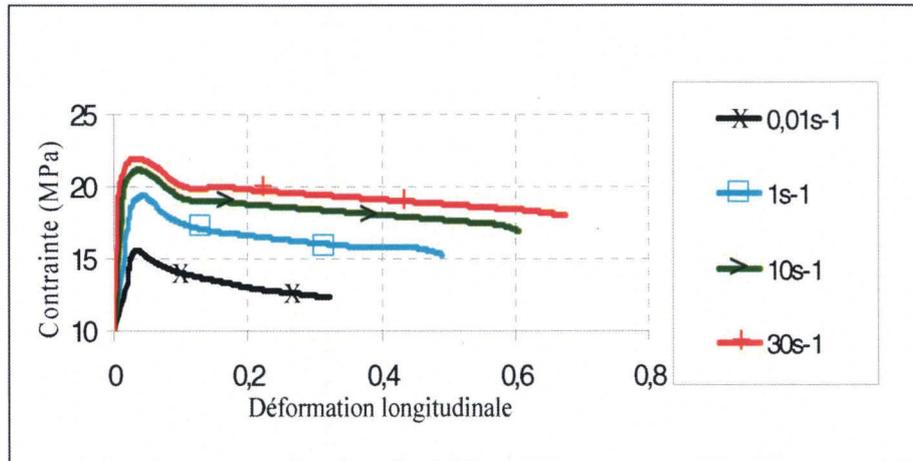


Figure 48 : Lois de comportement obtenues à différentes vitesses de déformation avec l'hypothèse d'isotropie transverse.

Il apparaît clairement qu'il existe une différence entre les deux modèles, compte tenu des observations expérimentales, nous devons utiliser l'hypothèse d'isotropie transverse. Cependant, elles présentent une décroissance des contraintes avec le développement de la plasticité, hors ce genre de courbe produit des instabilités numériques lors de l'implémentation dans les codes de calculs. Pour éviter ce problème, nous avons fait le choix de travailler avec les lois de comportement incompressibles, toutefois, il sera nécessaire de tenir compte de l'isotropie transverse et de l'écart à l'incompressibilité lors de la résolution numérique.

Nous pouvons donc identifier un modèle mathématique représentatif de la partie viscoplastique à partir de ces courbes. L'identification des paramètres du modèle a été effectuée par méthode directe à partir des lois de comportement incompressibles présentées à la Figure 46. Nous avons choisi de construire notre modèle sur les vitesses de 0,01, 1, 10, 30 et 260 s<sup>-1</sup>. Pour chaque vitesse, les lois de comportement identifiées sont associées à une fonction coût définie par

$$j_k = \sum_{i=1}^n \left( \frac{|y_e^2 - y_m^2|}{y_e^2} \right)_i \quad (83)$$

$k = 260, 30, 10, 1, 0,01$

où  $k$  représente l'indice de la vitesse associée à la loi de comportement,  $n$  le nombre de valeurs constituant la loi concernée ( $n=300$  pour chaque vitesse),  $y_e$  la contrainte associée aux calculs expérimentaux et  $y_m$  la contrainte associée aux calculs sur le modèle.

L'identification finale des paramètres se fera par minimisation de la fonction coût finale  $J$ , qui sera la somme des fonctions  $j_k$  présentées précédemment

$$J = \sum_k j_k, \quad (84)$$

$k = 260, 30, 10, 1, 0,01.$

La minimisation de cette fonction a été faite par un algorithme de résolution de Newton. Ce modèle s'applique au delà d'un état de contrainte équivalent de 10 MPa, et il doit tenir compte de la sensibilité à la vitesse de déformation. Plusieurs modèles ont été testés, notamment ceux présentés dans la partie I.4.B. Les modèles testés ont parfois été modifiés afin de correspondre aux critères énoncés précédemment. Au final, le modèle qui a été retenu et qui présente la fonction coût la moins élevée est un modèle proche de celui de Gsell, qui a été modifié. La loi d'écoulement s'écrit

$$\sigma_m = \sigma_y + k_p \left( 1 - \exp(-w \bar{\epsilon}_p) \right) * (h_1 \bar{\epsilon}_p + h_2 \bar{\epsilon}_p^n) * \dot{\bar{\epsilon}}_p^m \quad (85)$$

où  $\sigma_m$  représente la contrainte d'écoulement,  $\sigma_y$  la limite d'élasticité,  $k_p$  la consistance du matériau,  $\bar{\epsilon}_p$  la déformation plastique,  $w$  est à l'origine un coefficient viscoélastique, ici il va représenter la sensibilité du module tangent après la limite de élastique,  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $n$  sont les paramètres caractéristiques du durcissement structural,  $\dot{\bar{\epsilon}}_p$  est la vitesse de déformation plastique et  $m$  le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation.

A l'exception de la limite d'élasticité, ce modèle présente 6 paramètres qui ont été identifiés (Tableau 10).

$K_p$	$W$	$h_1$	$h_2$	$n$	$m$
9.95	187	-30,8	31,95	1,026	0,118

Tableau 10 : Paramètres identifiés de la loi de comportement.

Les lois de comportement identifiées sont présentées Figure 49.

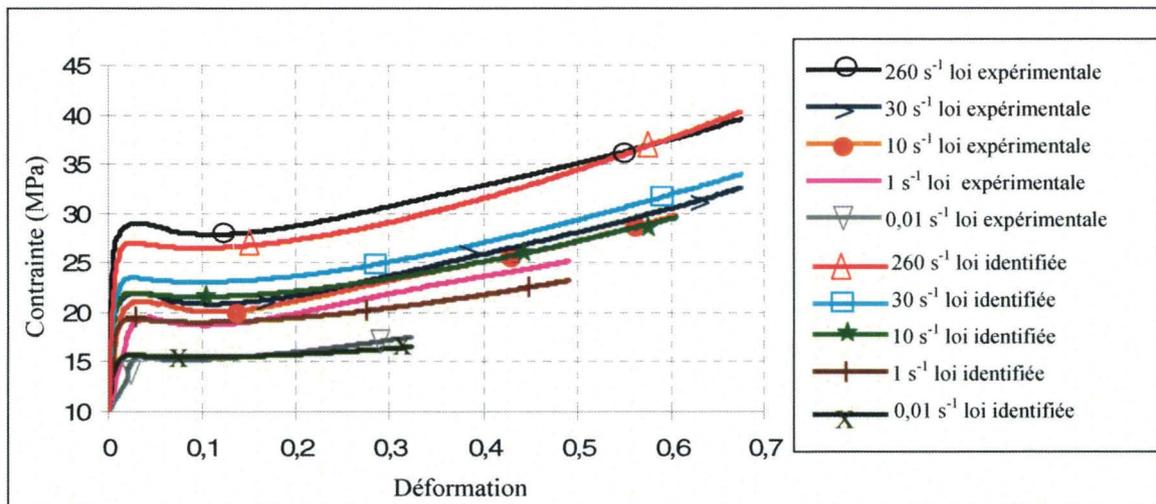


Figure 49 : Identification des paramètres du Gsell modifié.

Afin de couvrir la gamme de vitesses allant de 0,01 à 260 s<sup>-1</sup>, nous avons orienté la recherche de la solution vers les vitesses de déformation limites à 0,01 et 260 s<sup>-1</sup> au détriment des lois de comportement aux vitesses intermédiaires. Il en résulte que même si le crochet de traction n'est pas parfait, la tendance globale de chaque courbe est respectée.

## II.3.CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons identifié le comportement de notre matériau grâce à des essais de traction et de compression puis construit un modèle relatif à ce comportement par des méthodes de corrélation d'images. Les essais effectués montrent une sensibilité du matériau à la vitesse de déformation tant dans la phase élastique que plastique, on a aussi mis en évidence une dissymétrie entre le comportement du matériau en traction et en compression. La loi de comportement du matériau peut donc être définie en trois parties :

-une phase viscoélastique où nous avons quantifié le module d' Young en fonction de la vitesse moyenne de déformation, le module d'élasticité identifié est exprimé par,

$$E = 1600 + 6 * \dot{\epsilon}^{1.36} \quad (86)$$

-un critère de plasticité donné par la formulation de Drucker Prager

$$f = 0.1155 * I_1 + \sqrt{J_2} - \sigma_y = 0 \quad (87)$$

L'avantage de cette formulation est qu'elle prend en compte la dissymétrie entre la traction et la compression.

-une phase plastique dont la loi d'écoulement est obtenue à l'aide des calculs issus de la corrélation d'images en profitant des hétérogénéités des champs de déformation et de vitesse de déformation. La contrainte a été calculée sur chaque ZOI. Les essais ayant été menés de la statique à la dynamique, le comportement du matériau a été défini sur une large gamme de vitesses de déformation. Dans un premier temps, une surface de comportement a été définie dans l'espace des contraintes, déformations et vitesses de déformation. Les lois de comportement à vitesse de déformation constante sont issues de cette surface. La vérification des hypothèses de calculs a montré que le matériau est isotrope transverse d'une part et d'autre part qu'il présente un écart important à l'incompressibilité.

Malgré cette constatation, nous avons néanmoins choisi de construire un modèle de comportement sur les lois incompressibles afin de limiter les problèmes numériques par contre le caractère isotrope du matériau sera pris en compte lors de la résolution.

La loi de comportement proposée est une modification de la loi de G'sell. Elle permet de représenter au mieux la viscoplasticité du matériau sur une large gamme de vitesses de déformation. Les paramètres de ce modèle sont identifiés sur les lois de comportement à vitesse de déformation constantes issues de la surface de comportement. La loi de comportement identifiée est donnée par

$$\sigma_m = 10 + 9.95 * \left(1 - \exp(-187 \bar{\epsilon}_p)\right) * (-30,8 * \bar{\epsilon}_p + 31,95 \bar{\epsilon}_p^{1.026}) * \dot{\epsilon}_p^{0.118} \quad (85)$$

La Figure 50 récapitule le modèle défini dans son ensemble.

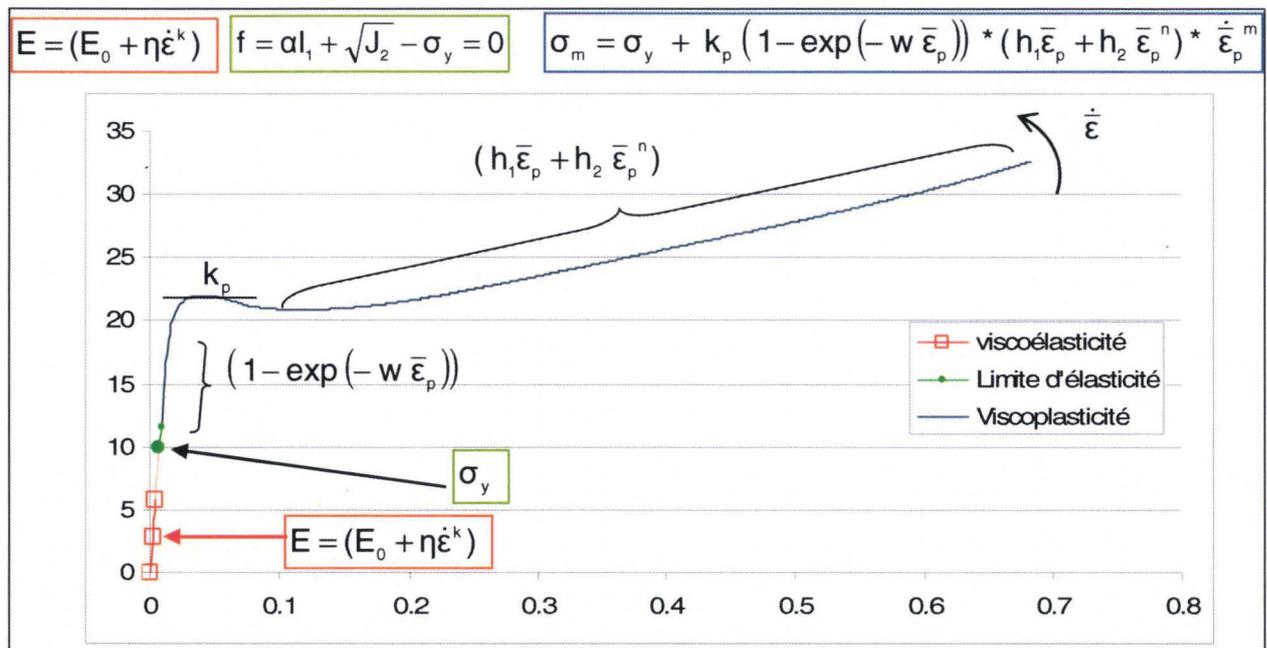


Figure 50 : Modèle de comportement complet.

L'étude menée sur le matériau ne tient pas compte de la sensibilité à la température car il est voué à être utilisé à température ambiante. Toutefois une analyse thermique a été effectuée en statique afin de vérifier l'influence de l'auto échauffement sur le matériau. On en a déduit que si cet échauffement est notable, il n'est pas assez important pour avoir une grande influence sur le comportement. Nous considérerons qu'il en est de même en dynamique. Afin d'approfondir cette question, des études plus poussées devront être effectuées.

## **CHAPITRE III :IMPLEMENTATION ET VALIDATION NUMERIQUE**

---

Ce chapitre est consacré à l'implémentation numérique de la loi de comportement du BMT225. L'ensemble des hypothèses de calcul fera l'objet d'une vérification numérique, puis le modèle implémenté sera confronté aux essais expérimentaux.

---

### III.1.PRESENTATION D'UN CODE DE CALCUL EXPLICITE

Le logiciel Pam Crash® est un code de calcul principalement utilisé pour les calculs de structure en dynamique. Il s'agit d'un code éléments finis de formulation Lagrangienne, défini en trois dimensions, basé sur une résolution explicite [66]. Il est voué à une analyse des structures sollicitées en dynamique et prend en compte les réponses non linéaires. Le principe de la formulation explicite peut-être expliqué par un exemple simple monodimensionnel à un degré de liberté représenté par le système masse ressort (Figure 51)

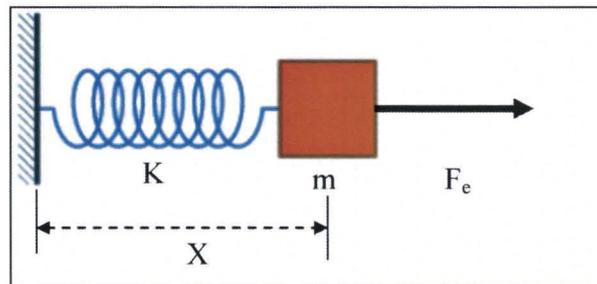


Figure 51 : Représentation schématique du système masse ressort.

La solution de ce système est donnée par l'équation d'équilibre suivante

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + Kx = F_e. \quad (88)$$

La résolution de cette équation en formulation explicite se fait par un calcul incrémental. Soit  $n$  l'indice de l'incrément de temps, l'équation d'équilibre à l'instant  $t_n$  est donnée par

$$m \frac{\partial^2 x_n}{\partial t_n^2} + Kx_n = F_n. \quad (89)$$

A cet instant, on suppose l'incrément de déplacement  $x_n$  connu. La réponse en accélération est donnée par

$$\frac{\partial^2 x_n}{\partial t_n^2} = \frac{F_n - Kx_n}{m}. \quad (90)$$

Les prédictions en incrément de vitesse et en déplacement sont données par différences finies centrées respectivement aux instants  $t_{n+1/2}$  et  $t_{n+1}$ . Les vitesses sont calculées par

$$\frac{\partial x_{n+1/2}}{\partial t} = \frac{\partial x_{n-1/2}}{\partial t} + \frac{\partial^2 x_n}{\partial t^2} \Delta t_n. \quad (91)$$

Et les déplacements par

$$x_{n+1} = x_n + \frac{\partial x_{n+1/2}}{\partial t} \Delta t_{n+1/2}. \quad (92)$$

De ce fait, les conditions de stabilités imposent un incrément de temps tel que

$$\Delta t \leq \sqrt{2m / K}. \quad (93)$$

Par analogie avec un élément barre (Figure 52), on montre que la condition de stabilité est donnée par

$$\Delta t_{\text{critique}} = L\sqrt{\rho/E} \quad (94)$$

où L représente la longueur de l'élément, E le module d'élasticité et  $\rho$  la masse volumique.

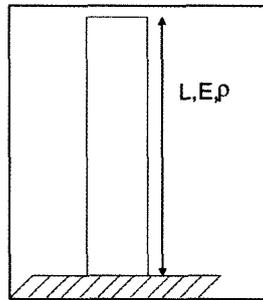


Figure 52 : Représentation schématique d'un élément barre.

Le code Pam Crash® offre la possibilité à l'utilisateur d'implémenter sa propre loi de comportement par le biais de cartes matériaux (Usermat), toutefois les modèles implémentés sont limités par la formulation des éléments qui doivent respecter les conditions de stabilité présentés précédemment. Le modèle de comportement peut alors être défini pour les éléments solides ou surfaciques utilisés dans la base de données du code. Le principe de fonctionnement de la Usermat est relativement simple. En entrée, le logiciel envoie les incréments de déformation, les contraintes, la déformation plastique équivalente et la vitesse de déformation plastique équivalente calculées à l'incrément précédent. Pendant le traitement de la Usermat sont calculées les contraintes, la loi de comportement plastique, la déformation plastique équivalente et la vitesse de déformation plastique à l'incrément de temps courant. En sortie le logiciel récupère les contraintes, la déformation plastique équivalente et la vitesse de déformation plastique à l'incrément de temps courant.

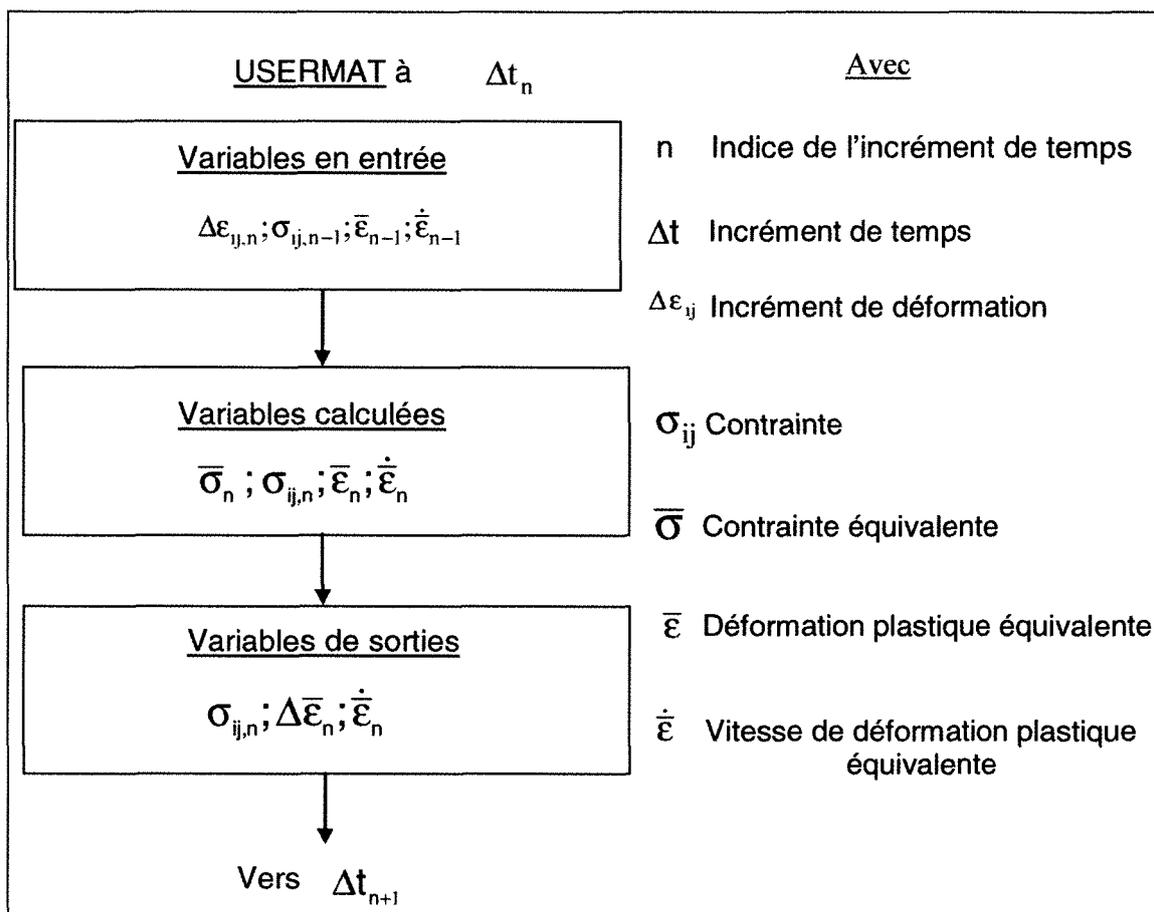


Figure 53 : Schéma de fonctionnement de la Usermat.

La Usermat utilisée est adaptée pour des éléments de type coque. Compte tenu du mode de mise en forme de notre matériau. On considèrera le cas des contraintes planes.

## III.2. IMPLEMENTATION DU MODELE ET PRESENTATION DE L'ALGORITHME DE RESOLUTION

L'implémentation du modèle se fera en trois parties. Dans un premier temps la phase viscoélastique, puis nous implémenterons le critère de plasticité et enfin, le retour à la surface de charge.

### III.2.A. Viscoélasticité

Nous rappelons que la phase élastique de notre matériau est sensible à la vitesse de déformation, pour tenir compte de cette sensibilité, la réponse en contrainte dans la phase élastique sera donnée par la loi de Hooke, avec un module d'élasticité piloté en vitesse de déformation tel qu'il est présenté à l'équation (58).

En supposant que le module élastique du matériau arrive à saturation pour des vitesses de déformation de l'ordre de  $1000 \text{ s}^{-1}$ , il peut varier sur une plage de valeur telle que

$$1600 \leq E \leq 74000 \text{ (MPa)} . \quad (95)$$

Or d'après la condition de stabilité du schéma explicite donnée par l'équation (94), il nous faudra donc définir un module critique  $E_{cr}$  qui assurera la stabilité du calcul malgré la variation du module d'élasticité. Ce module critique est donné par le maximum des valeurs admissible par le module d'élasticité

$$E_{cr} = \text{MAX}(E) = 74000 \text{ (MPa)} . \quad (96)$$

La stabilité des calculs ayant été assurée, la première phase de calcul de la Usermat est la prédiction élastique qui est donnée par la loi de Hooke à ceci près que dans notre cas le module d'élasticité est variable. On obtient

$$\Delta\sigma_{ij} = \frac{E(\dot{\epsilon})}{(1+\nu)} \Delta\epsilon_{ij} + \frac{E(\dot{\epsilon})\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \Delta\epsilon_{kk} \delta_{ij} \quad (97)$$

où  $\Delta\sigma_{ij}$  est l'incrément des composantes du tenseur de contrainte,  $\Delta\epsilon_{ij}$  est l'incrément des composantes du tenseur de déformation  $E(\dot{\epsilon})$  est le module d'élasticité sensible à la vitesse de déformation,  $\nu$  est le coefficient de Poisson. et  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker.

Pendant la prédiction élastique, la variable  $\dot{\epsilon}$  représente la vitesse de déformation calculée par l'incrément de déformation totale équivalente sur l'incrément de temps

$$\dot{\epsilon} = \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} (\Delta\epsilon_{ij} : \Delta\epsilon_{ij}) \right] / \Delta t. \quad (98)$$

Finalement, la prédiction élastique en contrainte est donnée par la sommation entre les incréments de contrainte calculés à l'instant courant (indiqué n) et les contraintes cumulées calculées à l'instant précédent (indiqué n-1)

$$\sigma_{ij,n} = \sigma_{ij,n-1} + \Delta\sigma_{ij,n}. \quad (99)$$

### **III.2.B.Critère de plasticité**

Pour vérifier l'état de contrainte plastique du matériau, nous avons choisi le critère de Drucker Prager car ce dernier permet de tenir compte d'une limite élastique différente en état de traction et de compression. De l'utilisation de ce critère il résulte une contrainte équivalente spécifique donnée par

$$\bar{\sigma} = \frac{\alpha\sqrt{3} I_1 + \sqrt{3} J_2}{\alpha\sqrt{3} + 1} \quad (100)$$

où  $\bar{\sigma}$  est la contrainte équivalente au sens de Drucker Prager,  $\alpha$  représente le paramètre de dissymétrie traction compression du critère,  $I_1$  est le premier invariant du tenseur des contraintes et  $J_2$  représente le second invariant du tenseur des déviateurs des contraintes.

Dans l'équation (100), on note que  $\sqrt{3} J_2$  est l'expression de la contrainte équivalente de von Mises. Dans ce cas, il est possible d'écrire la contrainte équivalente de Drucker Prager en fonction de celle de von Mises, de la façon suivante

$$\bar{\sigma} = \frac{\alpha\sqrt{3} I_1 + \sigma_{VM}}{\alpha\sqrt{3} + 1} \quad (100)$$

où  $\sigma_{VM}$  représente la contrainte équivalente au sens de von Mises.

Le critère de plasticité va donc vérifier l'état des contraintes par le biais de l'équation (14). Si on tient compte de la contrainte équivalente dans cette équation, il vient :

$$f = \bar{\sigma} - \sigma_y = 0 \quad (101)$$

où  $\bar{\sigma}$  est la contrainte équivalente au sens de Drucker Prager et  $\sigma_y$  la limite d'élasticité.

si  $f(\bar{\sigma}, \sigma_y) < 0$ , le comportement est viscoélastique,

si  $f(\bar{\sigma}, \sigma_y) = 0$ , le matériau se déforme plastiquement et

si  $f(\bar{\sigma}, \sigma_y) > 0$ , ce cas est impossible, la prédiction élastique est erronée, les contraintes calculées sont alors surestimées, il est nécessaire de corriger ces contraintes en effectuant un retour à la surface de charge.

### **III.2.C.Retour à la surface de charge**

Lorsque la fonction  $f(\bar{\sigma}, \sigma_y)$  est supérieure à zéro un retour à la surface de chargement du matériau est nécessaire par le biais d'une correction plastique, la Figure 54 illustre bien ce principe.

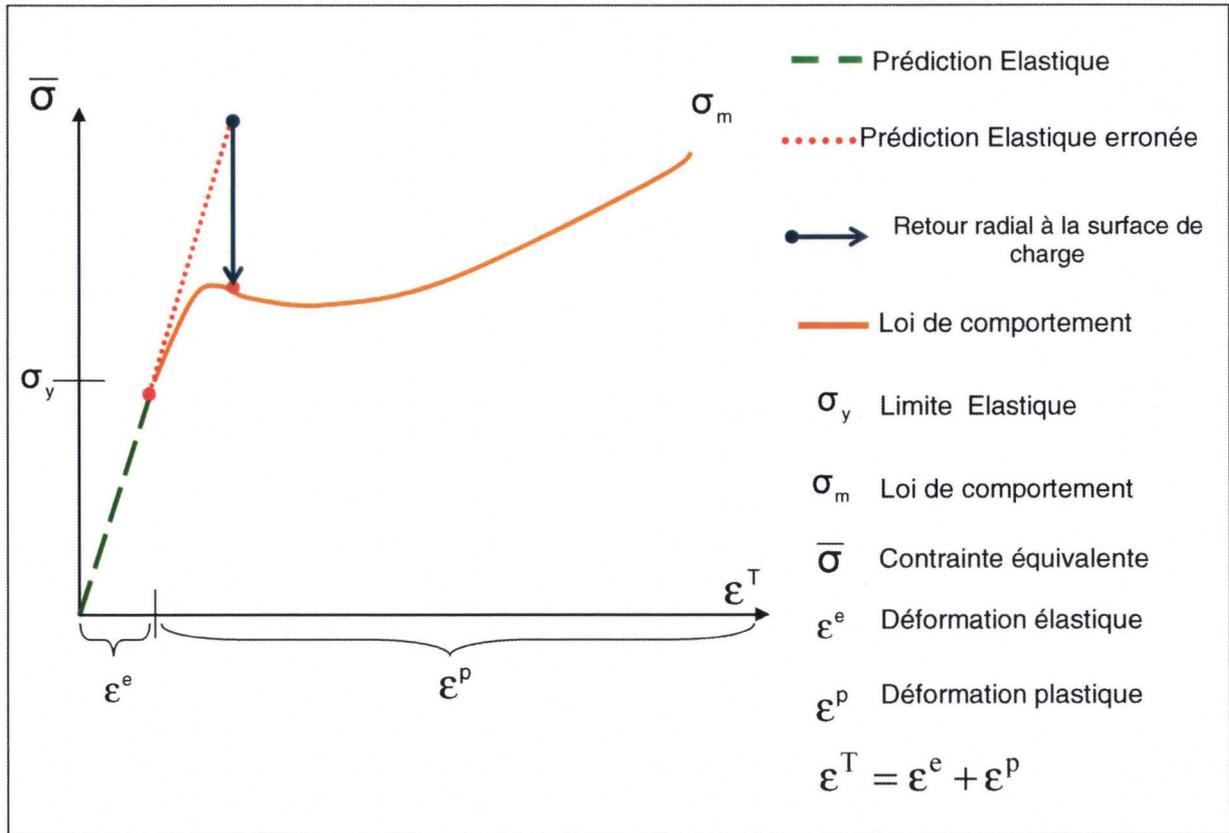


Figure 54 : Représentation du retour à la surface de charge.

Au-delà de la limite élastique, le critère de plasticité doit vérifier la loi de comportement, qui caractérise la plasticité du matériau. Dans ce cas le critère devient

$$f = \bar{\sigma} - \sigma_m = 0 \quad (102)$$

où  $\bar{\sigma}$  est la contrainte équivalente au sens de Drucker Prager et  $\sigma_m$  représente la loi de d'écoulement plastique du matériau.

On rappelle que la loi de comportement, exprimée par l'équation (85), est fonction de la déformation plastique équivalente et de la vitesse de déformation plastique équivalente. La déformation plastique équivalente exprimée au sens de Drucker Prager s'écrit

$$\bar{\epsilon}_p = \frac{\alpha + \sqrt{1/3}}{\sqrt{3\alpha^2 + 1/2}} \sqrt{\epsilon^{p_{ij}} : \epsilon^{p_{ij}}} \quad (103)$$

où  $\bar{\epsilon}_p$  est la déformation équivalente au sens de Drucker Prager et  $\epsilon^{p_{ij}}$  la composante du tenseur de déformation et  $\alpha$  la contribution de la partie sphérique du tenseur des déformations

La vitesse de déformation plastique équivalente est alors donnée par

$$\dot{\bar{\epsilon}}_p = \left( \frac{\alpha + \sqrt{1/3}}{\sqrt{3\alpha^2 + 1/2}} \sqrt{\Delta\epsilon^{p_{ij}} : \Delta\epsilon^{p_{ij}}} \right) / \Delta T \quad (104)$$

où  $\bar{\varepsilon}_p$  est la déformation plastique équivalente au sens de Drucker Prager et  $\Delta\varepsilon^{p}_{ij}$  l'incrément des composantes du tenseur de déformation plastique.

L'incrément de déformation plastique représente la différence entre l'incrément de déformation totale et l'incrément de déformation élastique exprimée par

$$\Delta\varepsilon^{p}_{ij} = \Delta\varepsilon^{T}_{ij} - \Delta\varepsilon^{e}_{ij} \quad (105)$$

où  $\Delta\varepsilon^{T}_{ij}$  est l'incrément des composantes du tenseur de la déformation totale et  $\Delta\varepsilon^{e}_{ij}$  l'incrément des composantes du tenseur de déformation élastique.

La variation de la déformation plastique est donnée par la loi de normalité

$$d\varepsilon^{p}_{ij} = d\lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \quad (106)$$

où  $d\lambda$  est le multiplicateur plastique et  $f$  la fonction relative au critère de plasticité.

On montre que

$$d\lambda = \sqrt{\frac{d\varepsilon^{p}_{ij} : d\varepsilon^{p}_{ij}}{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} : \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}}} = d\bar{\varepsilon}_p \quad (107)$$

et d'autre part que

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{\alpha \sqrt{3} I + \frac{3}{2} \frac{S_{ij}}{\sqrt{3} J_2}}{\alpha \sqrt{3} + 1}. \quad (108)$$

On en déduit l'expression de la variation du tenseur de déformation plastique en fonction de la déformation plastique équivalente, présentée à l'équation (67), que l'on rappelle ici :

$$d\varepsilon^{p}_{ij} = \frac{d\bar{\varepsilon}_p}{\alpha \sqrt{3} + 1} \left[ \alpha \sqrt{3} I + \frac{3}{2} \frac{S_{ij}}{\sigma_{VM}} \right]. \quad (67)$$

La difficulté de la résolution plastique réside dans le fait de vérifier l'égalité entre la contrainte équivalente et la loi d'écoulement plastique tout en s'assurant de respecter le critère de normalité.

A partir des équations (85) et (105), on peut montrer que l'équation (102) devient

$$f = \bar{\sigma}(\varepsilon^{p}_{ij}(\bar{\varepsilon}_p)) - \sigma_m(\bar{\varepsilon}_p) = 0. \quad (109)$$

On peut donc décrire notre système comme dépendant uniquement de la déformation plastique équivalente :

$$f = \bar{\sigma}(\bar{\varepsilon}_p) - \sigma_m(\bar{\varepsilon}_p) = 0. \quad (110)$$

Pour résoudre cette équation, nous avons opté pour une résolution itérative avec un algorithme de Newton-Raphson.

Un développement de Taylors-Lagrange de la fonction  $f$  donne

$$f(\bar{\varepsilon}_p + \Delta\bar{\varepsilon}_p) = f(\bar{\varepsilon}_p) + \frac{\partial f(\bar{\varepsilon}_p)}{\partial \bar{\varepsilon}_p} * \Delta\bar{\varepsilon}_p + \dots + \theta(\Delta\bar{\varepsilon}_p) \quad (111)$$

où  $\theta(\Delta\bar{\varepsilon})$  représente les résidus de l'approximation.

$f(\bar{\varepsilon}_p + \Delta\bar{\varepsilon}_p) = 0$  implique au premier ordre

$$f(\bar{\varepsilon}_p) + \frac{\partial f(\bar{\varepsilon}_p)}{\partial \bar{\varepsilon}_p} * \Delta\bar{\varepsilon}_p = 0 \quad (112)$$

d'où

$$\Delta\bar{\varepsilon}_p = - \frac{f(\bar{\varepsilon}_p)}{\frac{\partial f(\bar{\varepsilon}_p)}{\partial \bar{\varepsilon}_p}} \quad (113)$$

On utilise une différence finie à droite pour évaluer  $\frac{\partial f(\bar{\varepsilon}_p)}{\partial \bar{\varepsilon}_p}$

$$\frac{\partial f(\bar{\varepsilon}_p)}{\partial \bar{\varepsilon}_p} = \frac{f(\bar{\varepsilon}_p + \xi) - f(\bar{\varepsilon}_p)}{\xi} \quad (114)$$

où  $\xi$  représente une petite perturbation.

L'équation (113) devient

$$\Delta\bar{\varepsilon}_p = - \frac{f(\bar{\varepsilon}_p)}{\frac{f(\bar{\varepsilon}_p + \xi) - f(\bar{\varepsilon}_p)}{\xi}} \quad (115)$$

Finalement, à la  $K^{\text{ième}}$  itération, la mise à jour de la déformation plastique est donnée par

$$\bar{\varepsilon}_{p,K} = \bar{\varepsilon}_{p,K-1} + \Delta\bar{\varepsilon}_{p,K} \quad (116)$$

Enfin, la correction de l'état de contrainte est apportée par la relation :

$$\sigma_{ij,K} = \sigma_{ij,K=0} - \Delta\sigma_{ij,K} \quad (117)$$

où  $\sigma_{ij,K=0}$  est le terme du tenseur des contraintes issues de la prédiction élastique,  $\Delta\sigma_{ij,K}$  la contribution plastique des composantes du tenseur des contraintes à retirer à la prédiction élastique, cette contribution est donnée par la loi de Hooke

$$\Delta\sigma_{ij,K} = \frac{E_{cr}}{(1+\nu)} \Delta\varepsilon_{ij,K}^p + \frac{E_{cr}\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \Delta\varepsilon_{kk}^p \delta_{ij,K} \quad (118)$$

où  $E_{cr}$  est le module d'élasticité critique (Equation (96)),  $\nu$  est le coefficient de Poisson,  $\Delta\varepsilon_{ij,k}^p$  est l'incrément des composantes du tenseur de déformation plastique donné par le critère de normalité de l'équation (67).

La condition d'arrêt du calcul est donnée par un test de convergence

$$\frac{\bar{\sigma}_k - \sigma_{m,k}}{\sigma_{m,k}} < 10^{-3}. \quad (119)$$

De cette façon, les contraintes plastiques ont été corrigées tout en respectant le critère de normalité. Un retour radial à la surface de charge est donc effectué. Le schéma de résolution est récapitulé à la Figure 55

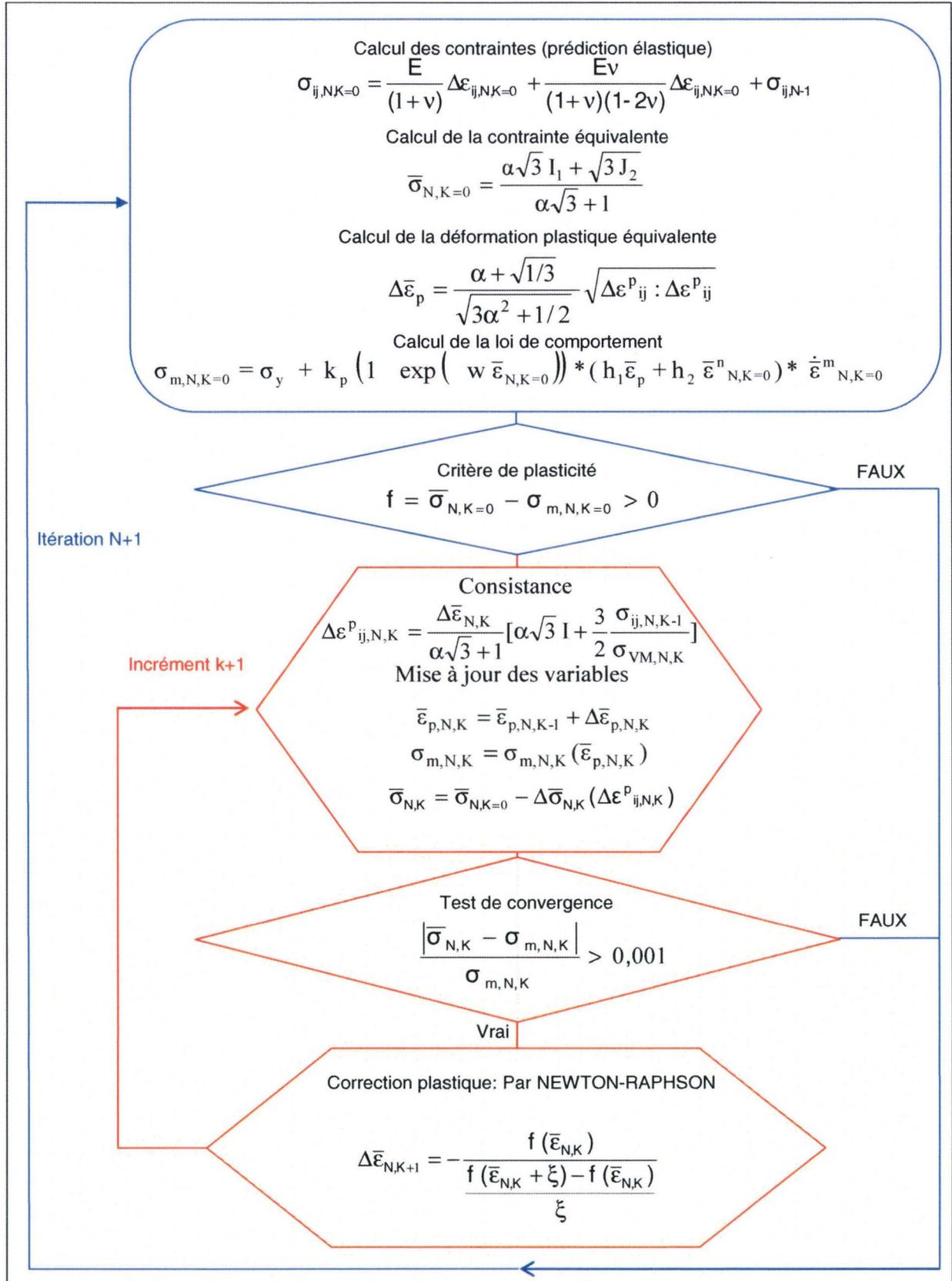


Figure 55 : Schéma de résolution numérique.

### III.3.VALIDATION NUMERIQUE

L'implémentation de la Usermat ayant été réalisée, il est maintenant nécessaire d'effectuer des tests de validation numérique afin de vérifier que la loi de comportement implémentée respecte bien l'ensemble des critères physiques représentatifs du matériau à savoir :

- la viscoélasticité,
- la viscoplasticité,
- la dissymétrie traction-compression,
- la compressibilité du matériau,
- l'isotropie transverse.

Pour vérifier ces caractéristiques, le test de traction a été modélisé sur un élément représentatif (Figure 56).

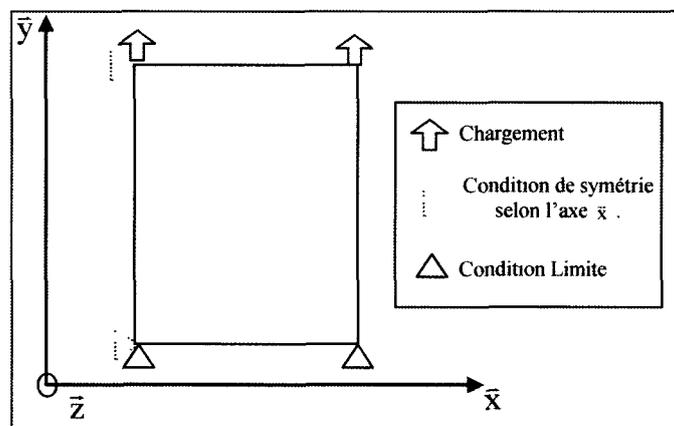


Figure 56 : Modélisation d'un cas test constitué d'un élément.

L'élément fini est un élément coque. Le chargement correspond à une vitesse imposée selon l'axe  $\bar{y}$ . Les conditions de symétries selon l'axe  $\bar{x}$  correspondent à un blocage des translations selon l'axe  $\bar{x}$  et des rotations autour des axes  $\bar{y}$  et  $\bar{z}$ . Les conditions limites correspondent à un blocage des translations selon l'axe  $\bar{y}$ .

#### III.3.A.Vérification numérique de la viscoélasticité et de la viscoplasticité

Afin de vérifier le bon comportement du modèle numérique, trois vitesses différentes ont été testées sur l'élément de validation. Les vitesses de déformation associées au chargement sont présentées dans le Tableau 11.

Vitesse (m/s)	Vitesse de déformation ( $s^{-1}$ )
0,01	0,33
1	33.33
8	266.66

Tableau 11 : Tableau des vitesses d'essais et des vitesses de déformation pour la validation numérique.

Les résultats montrent que le modèle est bien sensible à la vitesse de déformation tant dans la phase élastique que plastique (Figure 57).

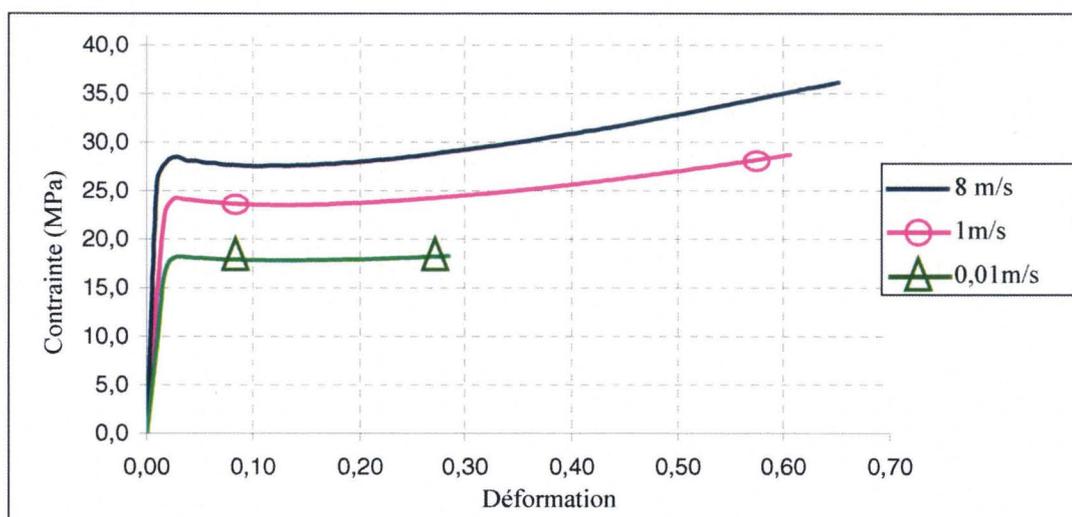


Figure 57 : Validation numérique de la viscoélasticité et de la plasticité.

### III.3.B. Vérification numérique de la dissymétrie traction-compression

Nous avons utilisé le critère de Drucker Prager pour tenir compte de la dissymétrie traction-compression. Pour vérifier la prise en compte de ce phénomène, nous allons imposer une vitesse à 1m/s en compression que nous allons comparer à la simulation en traction à un 1m/s. On observe clairement que la contrainte en compression est plus élevée qu'en traction, d'ailleurs, on peut aisément constater que le pic de contrainte en compression est 1,5 fois plus élevé que le pic de contrainte en traction. Ainsi, le ratio de dissymétrie traction-compression présenté à l'équation (48) est vérifié (Figure 58).

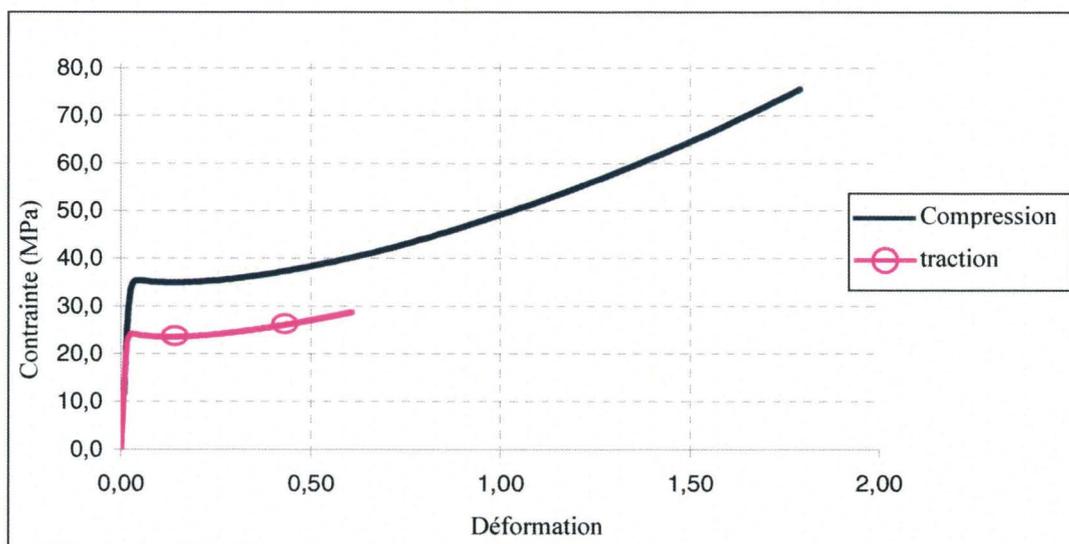


Figure 58 : Validation numérique de la dissymétrie traction-compression.

### III.3.C. Mise en évidence numérique de la compressibilité du matériau

Lors des observations expérimentales, nous avons mis en évidence la compressibilité du matériau où nous avons observé l'évolution du coefficient de Poisson plastique (Figure 37).

Nous allons maintenant comparer l'évolution du coefficient de Poisson plastique obtenue numériquement sur un élément avec l'évolution obtenue expérimentalement (Figure 59).

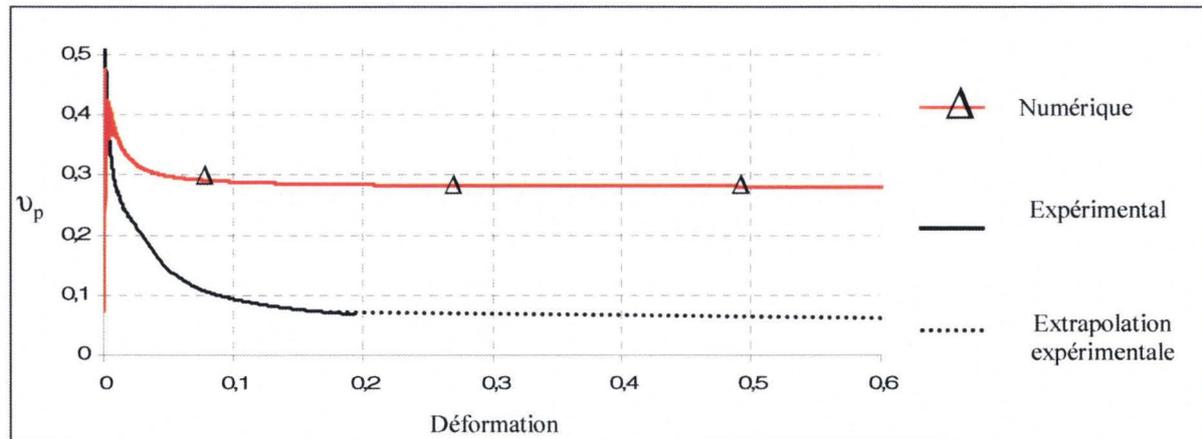


Figure 59 : Comparaison de l'évolution du coefficient de Poisson numérique et expérimental.

On rappelle que pour un matériau incompressible, le coefficient de Poisson plastique vaut  $\nu_p = 0,5$ .

L'évolution du coefficient de Poisson plastique sur notre élément de validation s'écarte bien de la valeur théorique d'un matériau incompressible qui est de 0,5 mais n'est pas tout à fait égale à la valeur observée expérimentalement (Figure 59). Pour tenir compte de cette différence, le schéma de résolution a été modifié. Nous avons vu qu'on pouvait calculer la variation du tenseur de déformation plastique par

$$d\varepsilon^p_{ij} = \frac{d\bar{\varepsilon}_p}{\alpha\sqrt{3} + 1} \left[ \alpha\sqrt{3} I + \frac{3}{2} \frac{S_{ij}}{\sigma_{VM}} \right] \quad (67)$$

où  $\alpha$  représente la contribution des composantes volumiques dans le critère de Drucker Prager.

En modifiant ce paramètre dans le schéma de résolution, on pourra augmenter l'écart à l'incompressibilité. Pour cela, on introduit  $\beta$  dans l'expression de l'incrément de déformation plastique.

$$d\varepsilon^p_{ij} = \frac{d\bar{\varepsilon}_p}{\beta\sqrt{3} + 1} \left[ \beta\sqrt{3} I + \frac{3}{2} \frac{S_{ij}}{\sigma_{VM}} \right] \quad (120)$$

Dans ce cas, le retour à la surface de charge n'est plus radial (Figure 60). On parle alors d'une résolution non associative du schéma de Drucker-Prager [67].

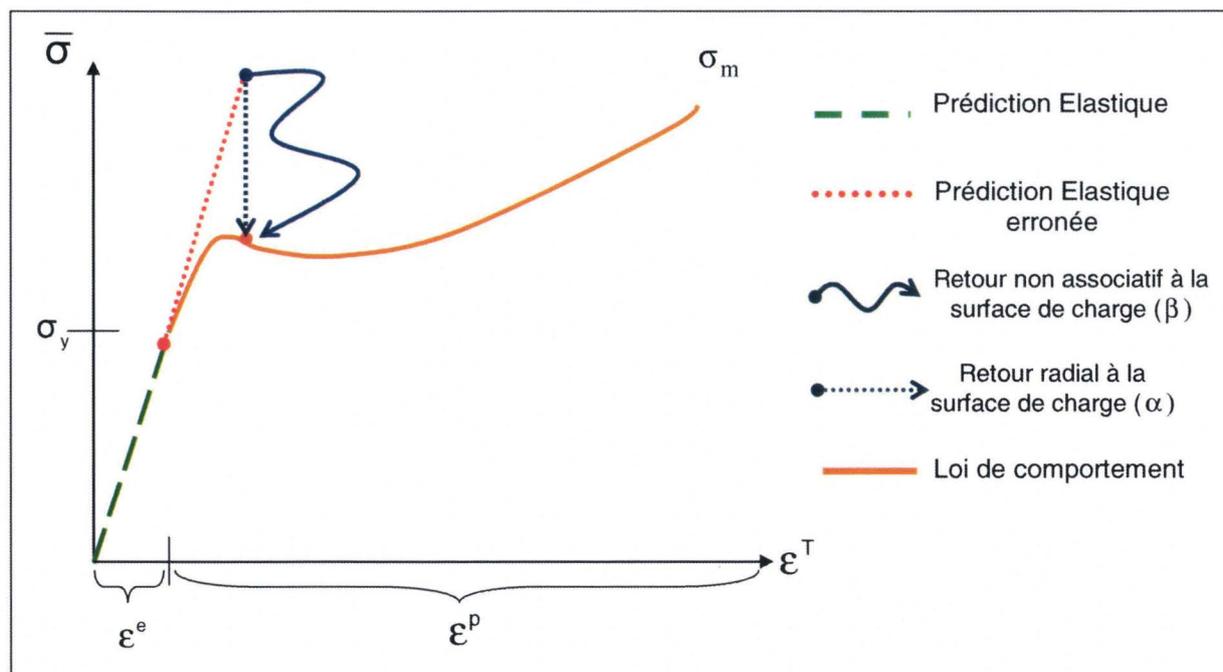


Figure 60 : Représentation du retour non associatif à la surface de charge par opposition au retour radial.

La détermination du paramètre  $\beta$  est effectuée numériquement par dichotomie, on trouve

$$\beta = 2,35 \alpha = 0,231. \tag{121}$$

On constate alors une meilleure approximation de l'écart à l'incompressibilité (Figure 61).

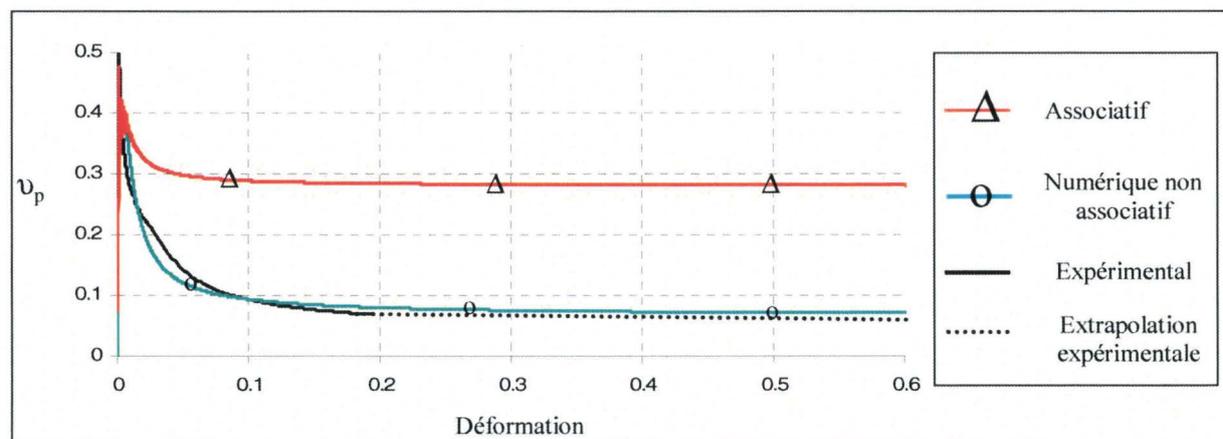


Figure 61 : Comparaison de l'évolution du coefficient de Poisson numérique, numérique non associatif et expérimental.

### III.3.D. Vérification numérique de l'isotropie transverse

Nous avons observé que le comportement apparent du matériau présentait une isotropie transverse, donnée par  $\epsilon_{33} = \epsilon_{22}$ .

La loi de comportement du matériau avec l'hypothèse d'isotropie transverse a ensuite été déterminée par la méthode SEE (Figure 47 et Figure 48). Il en résulte des courbes en contrainte déformation décroissantes (Figure 48) et de ce fait numériquement instables. Il a donc été décidé d'implémenter un modèle basé sur l'hypothèse d'incompressibilité (lois de comportement croissantes de la Figure 46) tout en s'assurant que le comportement apparent

du matériau soit bien isotrope transverse. La Figure 62 nous présente l'évolution de  $\epsilon_{33}$  en fonction de  $\epsilon_{22}$  avec l'hypothèse d'incompressibilité et avec l'hypothèse d'isotropie transverse sur l'élément fini de validation numérique. Leur influence respective sur la réponse en effort de cet élément a été étudiée.

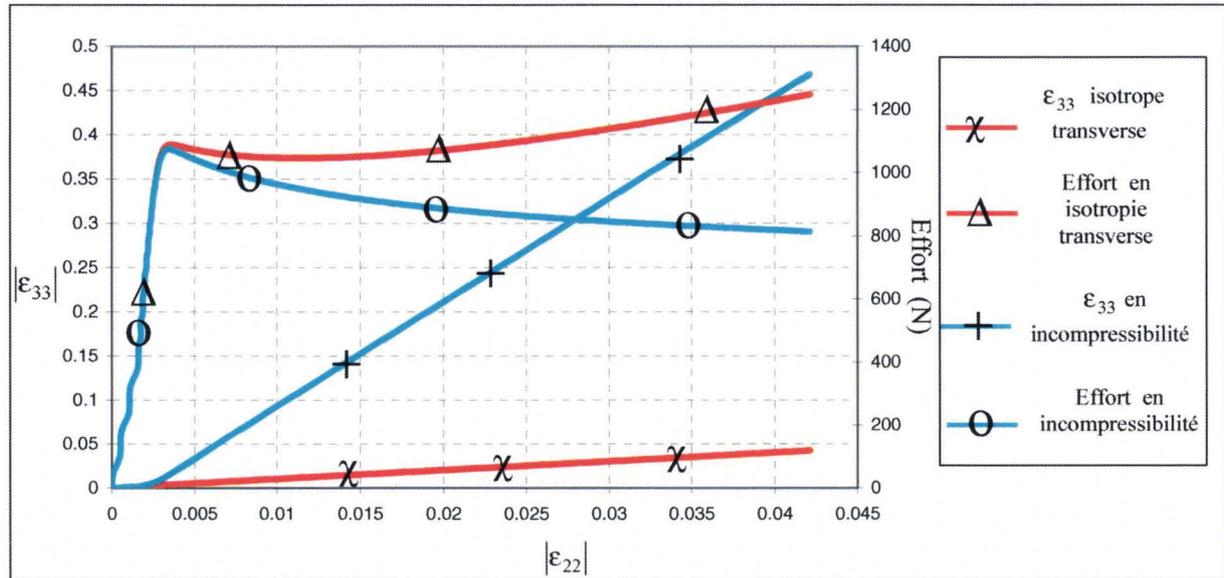


Figure 62 : Evolution de  $|\epsilon_{33}|$  en fonction de  $|\epsilon_{22}|$  sur l'élément de validation numérique.

On constate que la déformation  $\epsilon_{33}$  est beaucoup plus faible dans le cas de l'isotropie transverse que dans le cas de l'incompressibilité. Lorsque l'isotropie transverse est respectée, la réponse en effort est plus forte et croissante. Tandis dans le cas de l'hypothèse d'incompressibilité, la réponse en effort présente un adoucissement et est décroissante. Cette réponse est plus proche de notre matériau que dans le cas de l'isotropie transverse. On peut établir une relation entre la réponse en effort et le calcul de la déformation  $\epsilon_{33}$ . En traction uniaxiale, la relation entre la contrainte et l'effort est donnée par la relation  $\sigma = F/S$ . Avec l'hypothèse d'incompressibilité, l'effort est obtenu par l'intermédiaire de l'équation (44), il vient alors

$$F = \sigma S_0 \exp^{-\epsilon_{11}} \quad (122)$$

où  $S_0$  représente la section résistante dans son état initial et  $\epsilon_{11}$  la déformation longitudinale. Dans l'équation (122), si la contrainte  $\sigma$  est donnée par la loi de comportement, on constate que l'effort aura tendance à diminuer à cause d'une forte réduction de la section résistante. Dans le cas de l'isotropie transverse, la réponse en effort est donnée par

$$F = \sigma S_0 \exp^{\epsilon_{22} + \epsilon_{33}} = \sigma S_0 \exp^{2\epsilon_{22}}. \quad (123)$$

Dans l'équation (123), on rappelle que pour un essai de traction uniaxiale la déformation transversale  $\epsilon_{22}$  est négative. Cependant dans notre cas  $|2\epsilon_{22}| \ll |\epsilon_{11}|$ . Donc si la contrainte  $\sigma$  est donnée par la loi de comportement, l'effort aura tendance à diminuer beaucoup moins rapidement que dans le cas de l'incompressibilité et on obtiendra un effort croissant sans adoucissement.

En fait, l'isotropie transverse représente le comportement apparent de notre matériau et la réduction réelle de l'épaisseur, tandis que l'incompressibilité représente le comportement réel

de notre matériau, en particulier l'évolution réelle de la section, probablement endommagée, qui résiste effectivement à la sollicitation. Afin de conserver la cohérence du modèle, et notamment une bonne approximation des efforts, le choix a été fait de calculer  $\epsilon_{33}$  par l'hypothèse d'incompressibilité. Le calcul de l'épaisseur se fera par l'hypothèse d'isotropie transverse pour tenir compte du comportement apparent.

### III.4.CORRELATION NUMERIQUE-EXPERIEMENTALE

Pour valider le modèle implémenté numériquement, il a été confronté dans un premier temps aux essais de traction, d'abord dans sa réponse globale en comparant les courbes effort déplacement, puis dans sa réponse locale en comparant les niveaux de déformation observés numériquement et expérimentalement par la corrélation d'image. Enfin, nous avons testé le modèle numérique en le confrontant au test d'impact sur gouttière.

#### III.4.A. Validation sur éprouvette de traction droite

Les essais de traction sur lesquels il convient de valider le modèle numérique sont ceux présentés à la section II.1.B. à partir desquels a été identifiée la loi de comportement.

##### III.4.A.i. Modélisation numérique de l'éprouvette de traction

Une modélisation de l'éprouvette de traction a été effectuée sur la moitié de l'éprouvette pour tenir compte des conditions de symétrie, les parties encastées dans les mors n'ont pas été modélisées, la taille des éléments est de 1mm de côté (Figure 63).

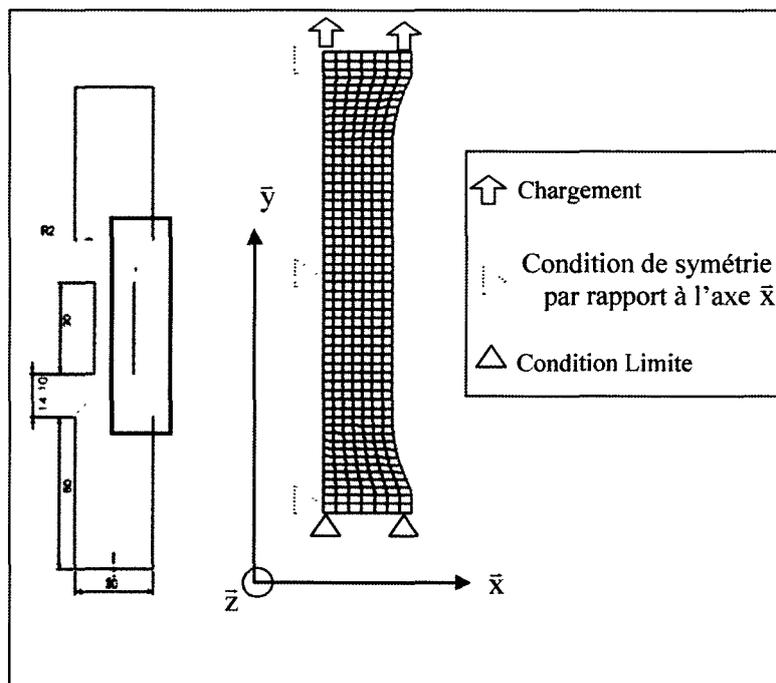


Figure 63 : modélisation de l'éprouvette de traction en éléments finis par rapport aux dimensions réelles.

Le chargement correspond à une vitesse imposée selon l'axe  $\bar{y}$ . Les conditions de symétries selon l'axe  $\bar{x}$  correspondent à un blocage des translations selon l'axe  $\bar{x}$  et des rotations autour des axes  $\bar{y}$  et  $\bar{z}$ . Les conditions limites correspondent à un blocage des translations selon l'axe  $\bar{y}$ .

#### III.4.A.ii. Vérification des grandeurs globales

Les calculs numériques ont été effectués à trois vitesses différentes à 8, 1 et 0,01 m/s. Les résultats obtenus en effort déplacement ont été confrontés à la réponse expérimentale (Figure 64).

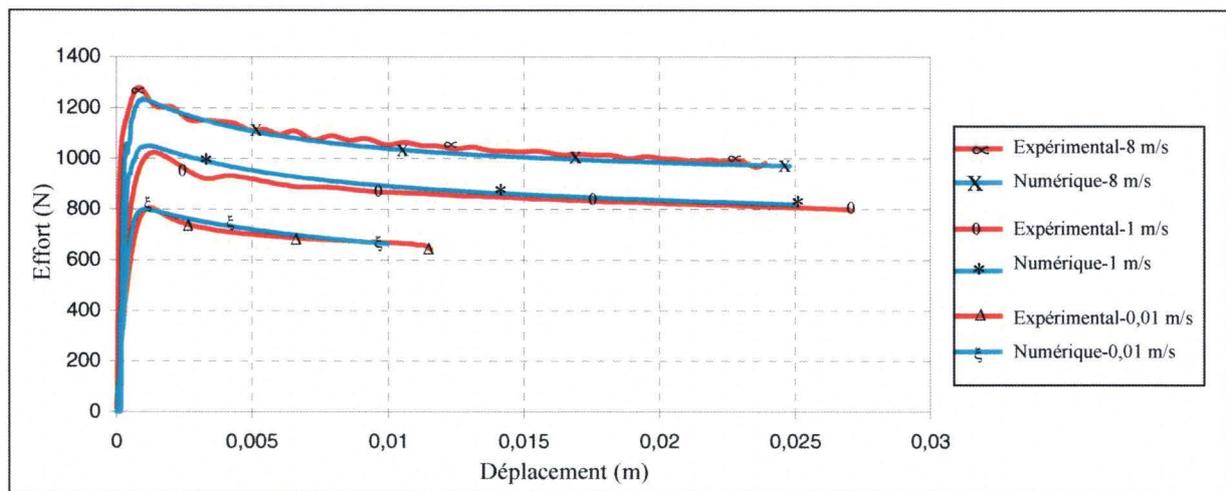


Figure 64 : Comparaison entre les réponses numériques et expérimentales en effort déplacement sur les essais de traction.

On constate une bonne adéquation entre la réponse numérique et expérimentale. On peut donc considérer que la réponse des variables globales du modèle implémenté est validée sur l'essai de traction.

#### III.4.A.iii. Vérification des grandeurs locales

Le but ici est de vérifier la prédiction des déformations obtenues par simulations numériques par rapport aux mesures expérimentales effectuées par la corrélation d'images. Pour cela, nous allons comparer à trois instants différents les champs locaux de déformations donnés par simulation numériques aux champs donnés par la corrélation d'image pour un essai à 1m/s. Les évolutions des déformations longitudinales et transversales de la zone utile de l'éprouvette étudiée sont tracées en fonction du temps. Les instants observés sont indiqués sur le graphique.

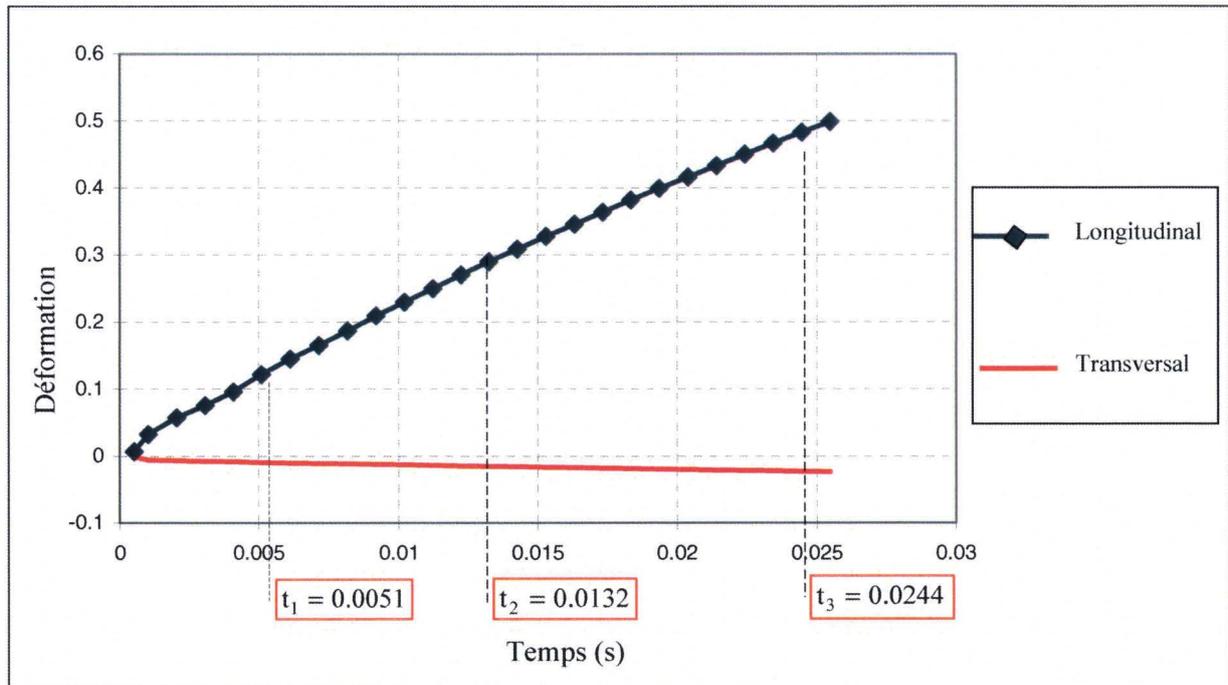


Figure 65 : Evolution des déformations longitudinales et transversales en fonction du temps, indication des instants de comparaison des champs locaux de déformation.

Les trois instants observés correspondent au début de la plasticité, au milieu de l'essai et enfin, juste avant la rupture. Les résultats présentés sont également comparés aux déformations obtenues sur la zone utile de l'éprouvette par l'extensomètre optique.

En début d'essai, on constate que la striction apparaît assez rapidement et que les champs de déformation numériques ont sensiblement les mêmes valeurs que ceux observés par corrélation d'image (Tableau 12). La déformation donnée par extensomètre optique est faible par rapport aux deux autres, mais il est intéressant de noter que les valeurs relevées par l'extensomètre optique sont à peu près la moyenne des champs de déformation obtenus par corrélation d'image et numériquement.

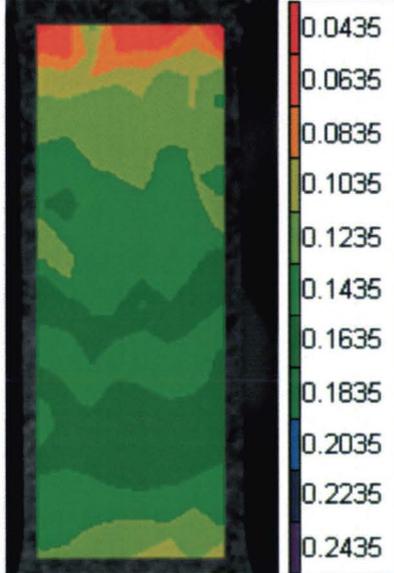
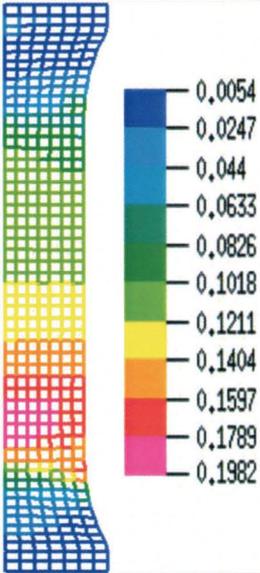
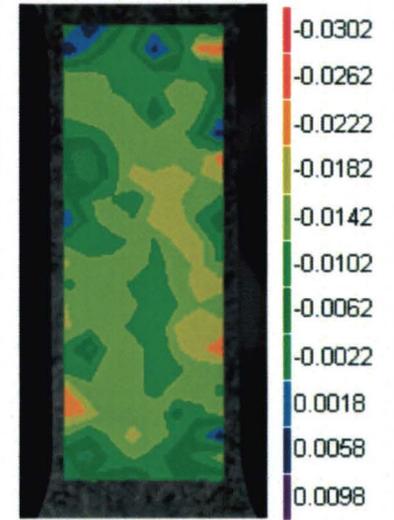
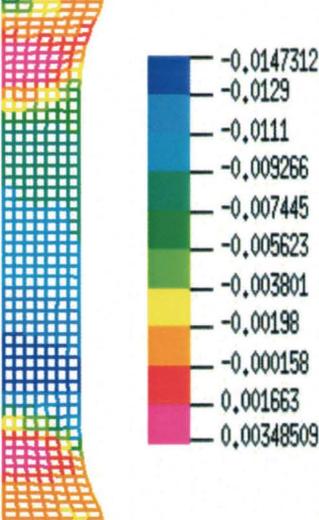
temps (s)	0.00509 Corrélation	0.00500 numérique	0.00509 extensométrie
Champ de déformation longitudinale			0,122
Champ de déformation transversale			-0,0092

Tableau 12 : comparaison des champs de déformation calculés par corrélation d'image et numériquement au début de la plasticité.

En milieu d'essai, les observations sont les mêmes que précédemment, il y a toujours cette correspondance entre les déformations observées par corrélation d'image et calculées numériquement, si ce n'est que les localisations apparaissent de façon plus diffuse sur les mesures par corrélation, tandis que numériquement elles sont plus localisées. Comme précédemment, les déformations déduites par l'extensomètre optique sont faibles, elles correspondent à la moyenne de l'ensemble des champs de déformation (Tableau 13).

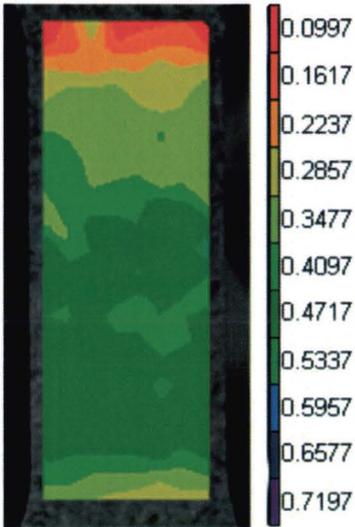
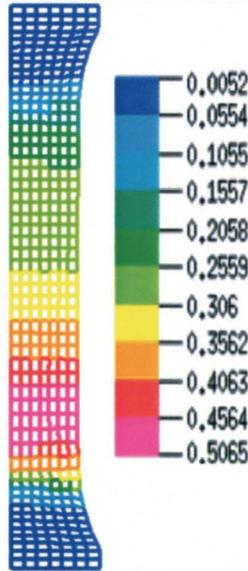
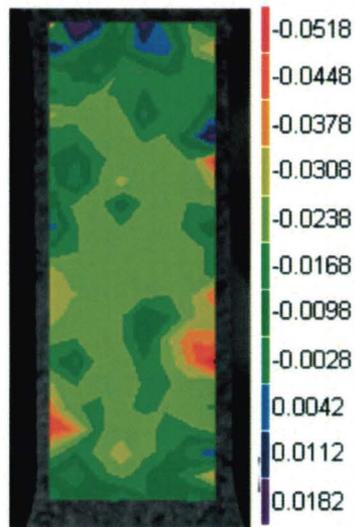
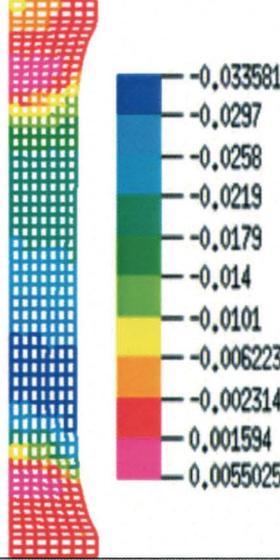
temps (s)	0.01325	0.01325	0.01325
	Corrélation	numérique	extensométrie
Champ de déformation longitudinale			0,290
Champ de déformation transversale			-0,015

Tableau 13 : Comparaison des champs de déformation calculés par corrélation d'image et numériquement en milieu d'essai.

En fin d'essai, on constate que si les déformations transversales sont à peu près équivalentes entre les deux champs, la déformation longitudinale obtenue numériquement est légèrement sous estimée par rapport à celle mesurée par corrélation d'images (Tableau 14).

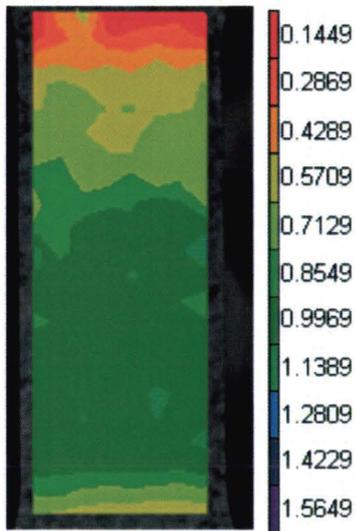
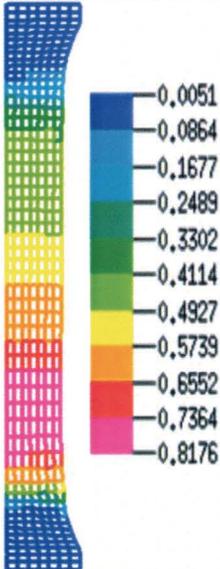
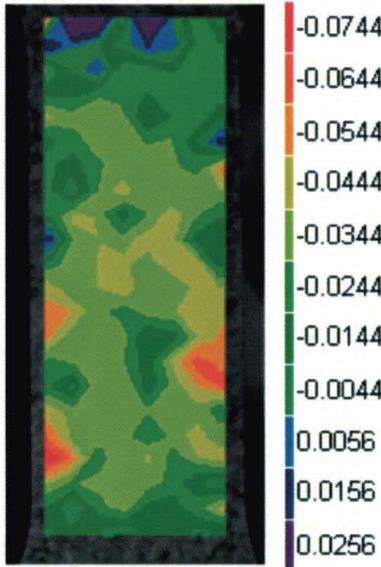
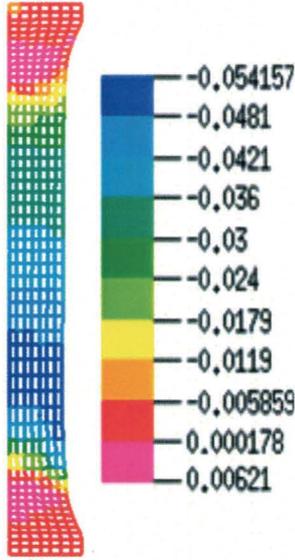
temps (s)	0.02446338	0.02450	0.02446338
	Corrélation	Numérique	extensométrie
Champ de déformation longitudinale			0,48
Champs de déformation transversale			-0,022

Tableau 14 : Comparaison des champs de déformation calculés par corrélation d'images et numériquement en fin d'essai.

### **III.4.B. Validation sur éprouvette de traction entaillée**

Des essais de traction sur éprouvette entaillés ont également été effectués. Ils présentent l'avantage de localiser les déformations lors de la sollicitation.

#### **III.4.B.i. Modélisation numérique de l'éprouvette de traction entaillée**

L'éprouvette de traction entaillée a été testée en dynamique à une vitesse de consigne de 0,25 m/s. Les conditions d'essais sont les mêmes que celles présentées pour les essais de traction des grandes éprouvettes droites en dynamique (II.1.B.i). La modélisation des éprouvettes a été effectuée avec des éléments d'environ 1mm de coté pour les comparer avec des ZOI qui vont représenter environ 1 mm pour 32 pixels. Ainsi, on aura des dimensions de même ordre de grandeur entre notre modèle éléments finis et le calcul de corrélation d'images. La partie modélisée a été encadrée en rouge (Figure 66).

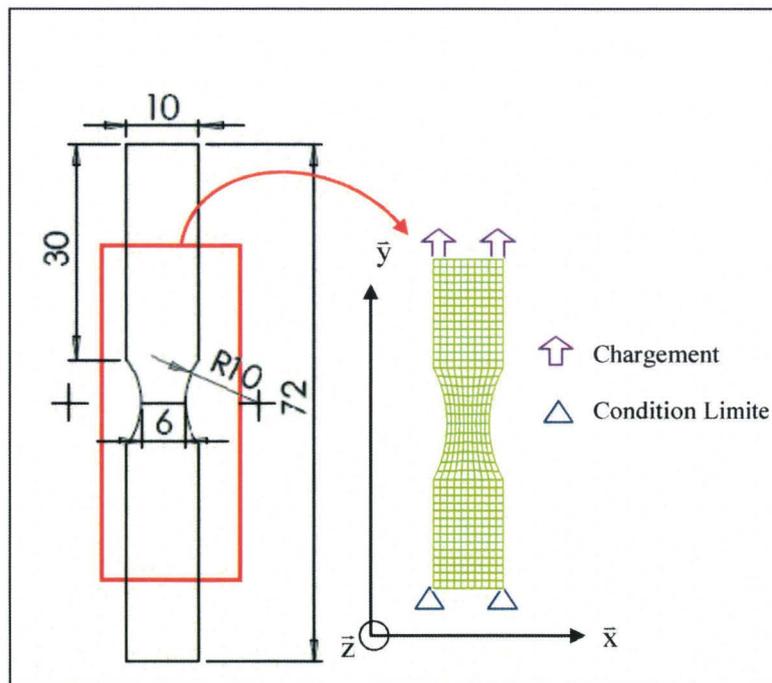


Figure 66 : Modélisation de l'éprouvette de traction en éléments finis par rapport aux dimensions réelles.

Le chargement correspond à une vitesse imposée selon l'axe  $\bar{y}$ . Les conditions limites correspondent à un blocage des translations selon l'axe  $\bar{y}$ .

#### **III.4.B.ii. Vérification des grandeurs globales et locales sur éprouvette entaillée**

Dans un premier temps, nous avons comparé l'effort obtenu par simulation numérique aux relevés expérimentaux (Figure 67). On constate que le pic d'effort numérique a la même amplitude que celui relevé expérimentalement. L'évolution de l'effort en numérique suit parfaitement celui de l'expérimental.

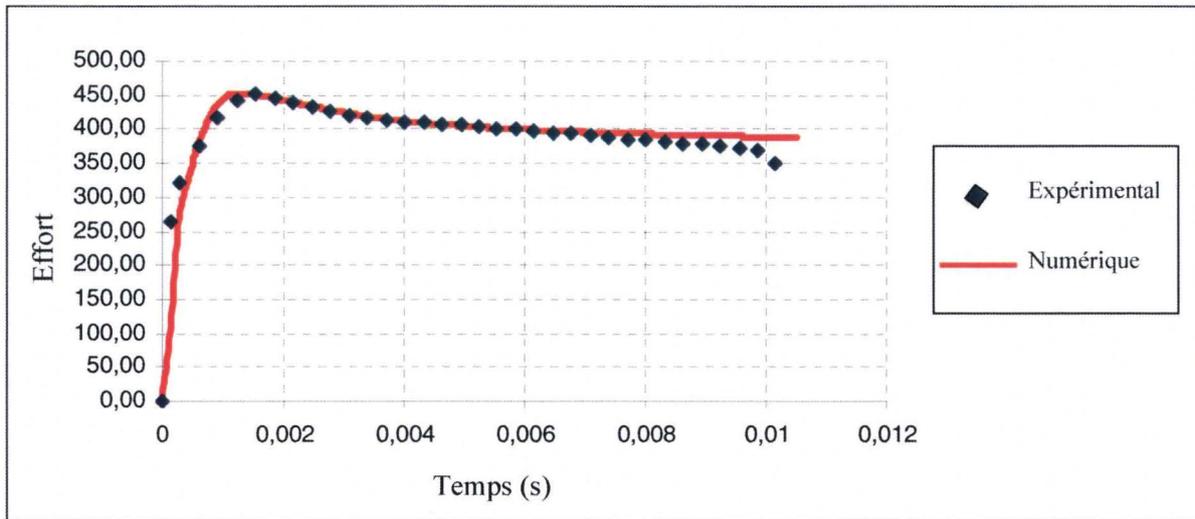


Figure 67 : Evolution des efforts de traction sur éprouvette droite entaillée en fonction du temps.

Pour comparer les déformations locales, nous avons choisi de nous placer sur une base d'allongement de la ROI entre la corrélation d'image et le numérique identique (Figure 68).

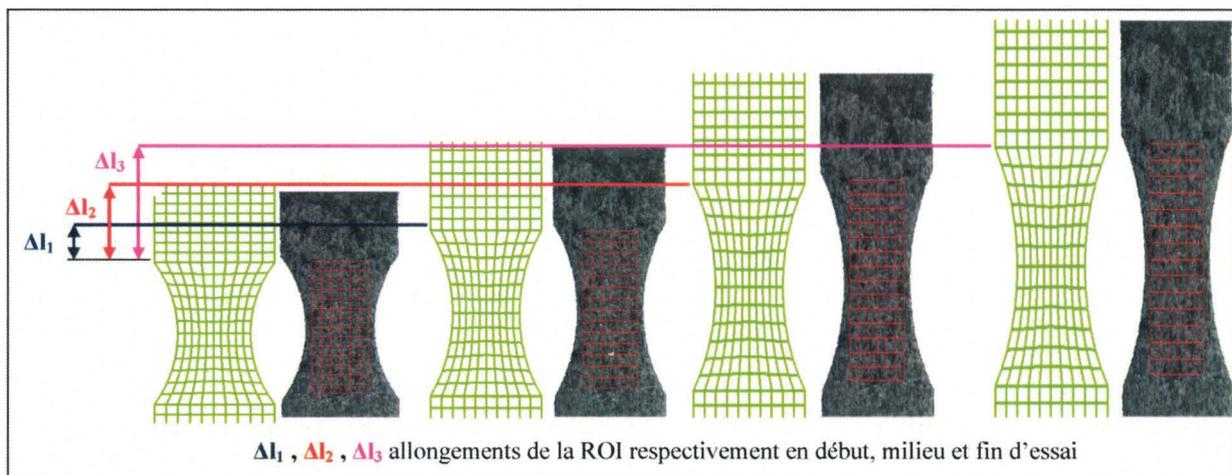


Figure 68 : Comparaison des allongements obtenus par la ROI et le calcul numérique.

On souhaite comparer la prédiction des déformations obtenues par simulations numériques avec les mesures expérimentales obtenues par la corrélation d'images. Pour cela, nous nous sommes assurés que nous avons les mêmes déplacements entre le numérique et l'expérimental au niveau de la ROI. La comparaison a été effectuée pour trois déplacements distincts. Grâce à l'entaille, les déformations sont localisées au centre de l'éprouvette. Si les déformations numériques ont tendance à être plus fortement localisées, on constate toutefois une bonne adéquation entre les résultats numériques et expérimentaux (Tableau 15).

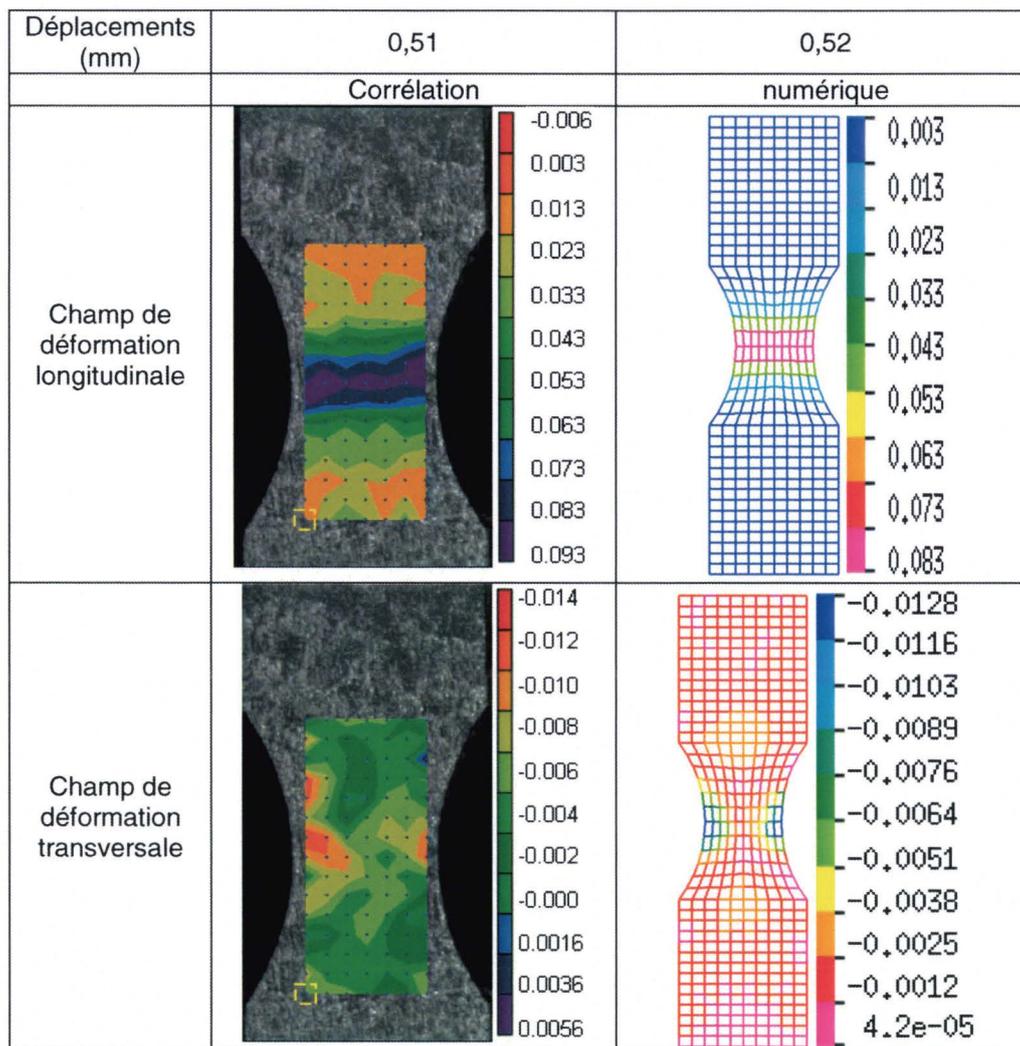


Tableau 15 : Comparaisons des champs de déformation calculés par corrélation d'image et numériquement au début de la plasticité sur une éprouvette entaillée.

En milieu d'essai, les observations sont les mêmes que précédemment, il y a toujours une bonne adéquation entre les résultats numériques et la corrélation d'image (Tableau 16).

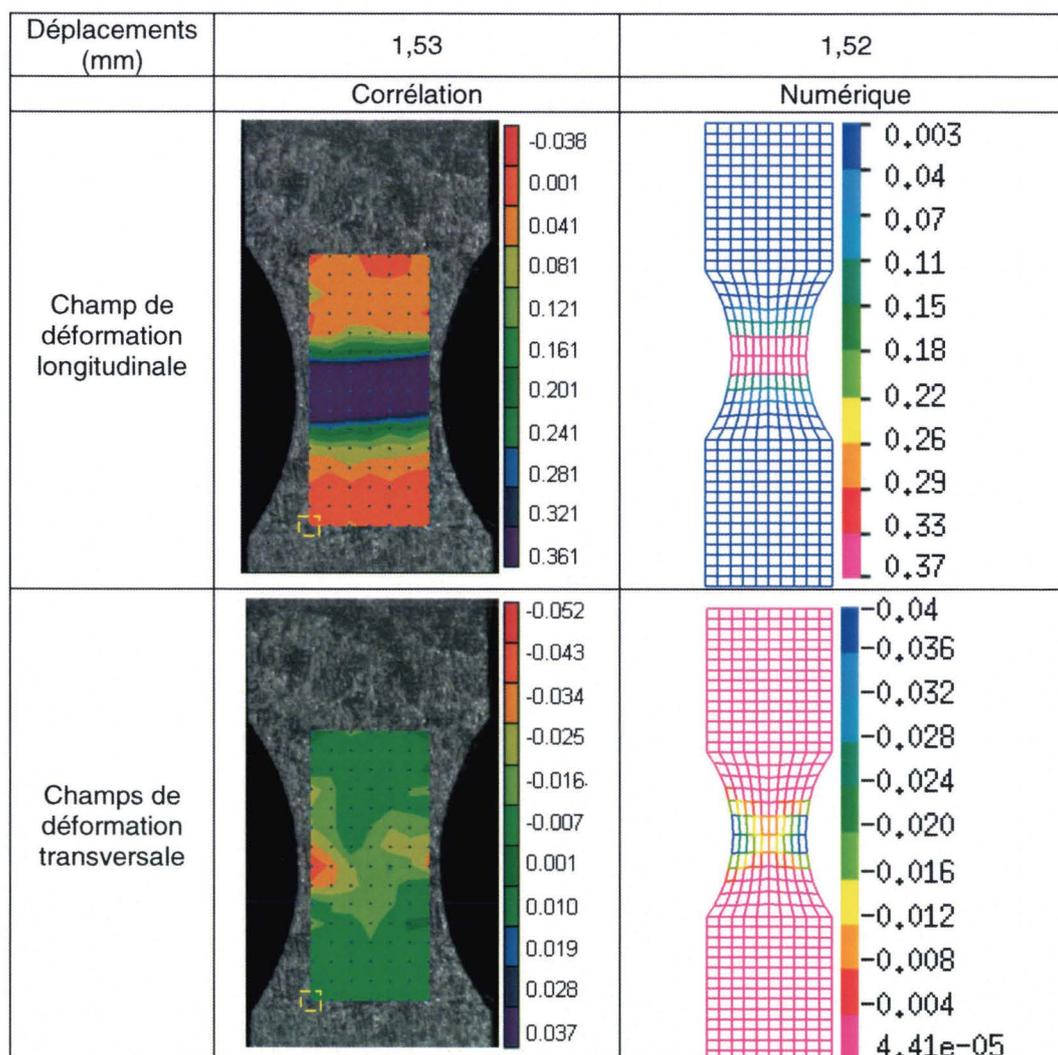


Tableau 16 : Comparaisons des champs de déformation calculés par corrélation d'image et numériquement en milieu d'essai sur une éprouvette entaillée.

En fin d'essai, juste avant rupture, on constate que les déformations numériques et celles obtenues par corrélation sont également correspondantes (Tableau 17).

Déplacements (mm)	2,75	2,75
	Corrélation	Numérique
Champ de déformation longitudinale		
Champs de déformation transversale		

Tableau 17 : Comparaisons des champs de déformation calculés par corrélation d'image et numériquement en fin d'essai sur une éprouvette entaillée.

Finalement, l'étude de l'éprouvette entaillée et sa modélisation numérique nous a permis de valider le modèle numérique en terme d'efforts, mais également en terme de déformations locales pour un champ de vitesse de déformation hétérogène.

### **III.4.C. Validation sur un cas test industriel : la gouttière**

Un test de validation industriel a été effectué sur une gouttière injectée en BMT 225 de 3 mm d'épaisseur (Figure 69). Il s'agit d'un choc d'impact sur gouttière. La géométrie en forme de gouttière a été choisie car elle est représentative de la forme globale des tableaux de bord dans ces dimensions. D'autre part, le test d'impact procure des sollicitations généralement rencontrées en cas de crash notamment en traction, flexion et étirement biaxial, D'après le partenaire industriel Visteon, qui a fourni le matériau et les gouttières, ce test est la

première étape de validation des simulations numériques pour les lois de comportement tenant compte des grandes déformations et des grandes vitesses de déformations plastiques. Les résultats fournis par ce test se rapprochent de l'essai ECE 21 qui est le test normalisé du choc tête sur tableau de bord.

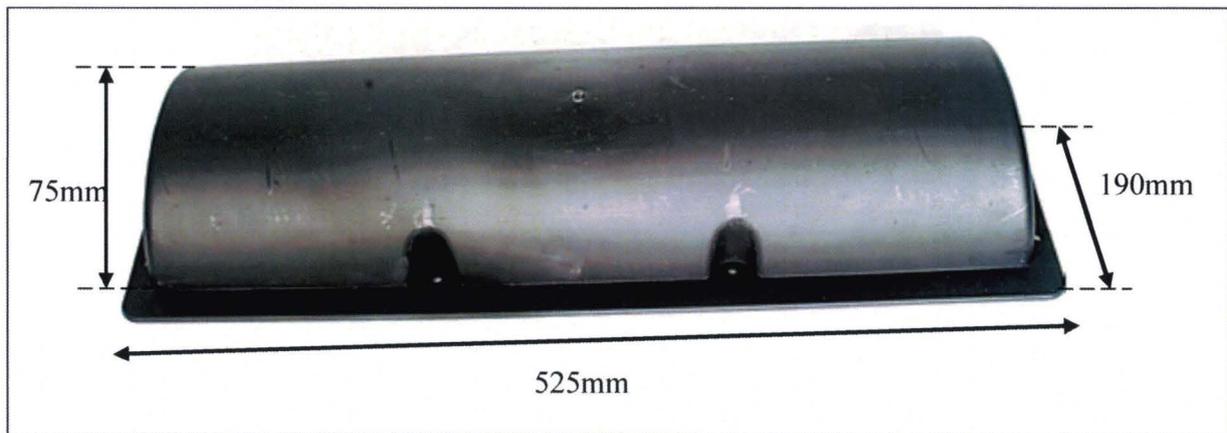


Figure 69 : Géométrie et dimension de la gouttière.

Les essais ont été réalisés sur un vérin dynamique de la marque TEMA CONCEPT capable d'aller jusqu'à 2 m/s, la cellule force étant de 14 KN. Le poinçon est un cylindre de 25 mm de rayon dont la face qui entre en contact avec la gouttière a une forme arrondie d'un rayon de 165 mm. Les essais ont été effectués à 0,1 m/s et à 2m/s. Le poinçon perce la gouttière à 150 mm du seuil d'injection situé au centre de la pièce (Figure 70). Les essais ont été répétés trois fois à chaque vitesse pour s'assurer de leur répétitivité.

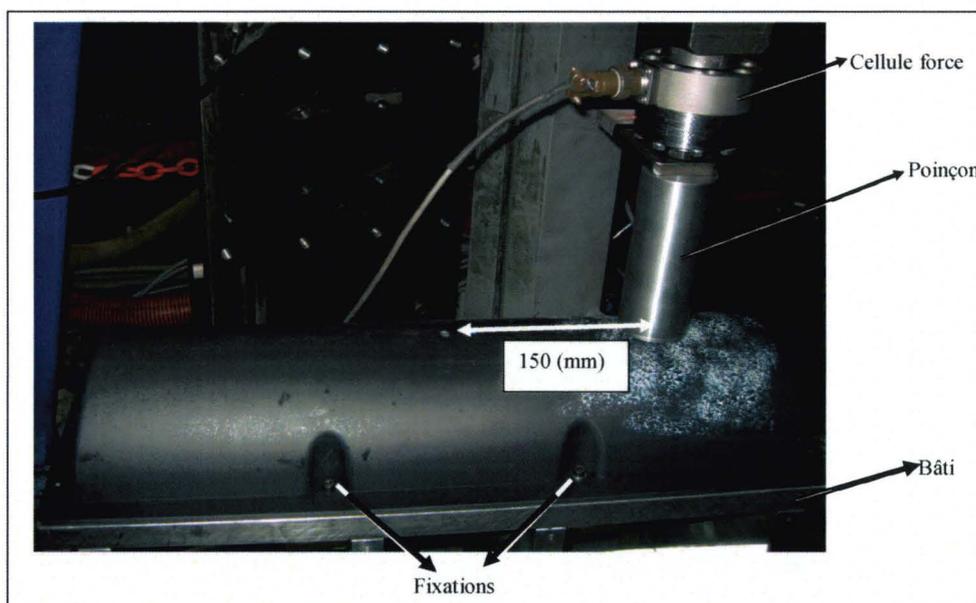


Figure 70 : Dispositif expérimental du test d'impact sur gouttière.

Pendant la campagne d'essais on a constaté que la gouttière entre en contact avec le bâti avant la rupture. C'est pourquoi l'ensemble du système poinçon gouttière et bâti a été modélisé afin de prendre en compte ce contact (Figure 71). Pour la modélisation, le bâti et le poinçon sont considérés comme des corps rigides. La condition de chargement est une vitesse constante imposée sur le poinçon, les conditions aux limites sont des encastremets appliqués tout

autour des fixations, un espace de 5 mm a été laissé entre le poinçon et la gouttière à l'instant initial pour permettre une bonne mise en vitesse. Des conditions de contact glissant ont été établies d'une part entre le poinçon et la gouttière, d'autre part entre la gouttière et le bâti. Enfin, la zone de contact entre le poinçon et le bâti a été raffinée dans le but de calculer plus précisément les déformations à cet endroit.

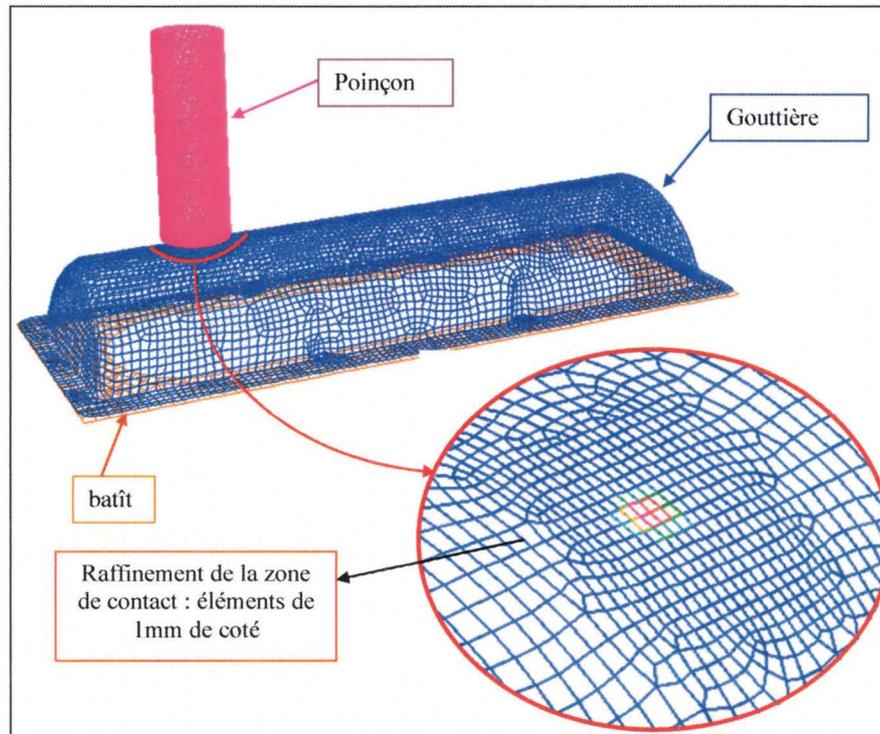


Figure 71 : Modélisation numérique du test d'impact sur gouttière.

A l'issue des simulations numériques, la visualisation des déformations est globalement en accord avec les observations expérimentales, l'essai a été filmé sous la gouttière, afin d'apprécier les déformations au moment de l'impact (Figure 72).

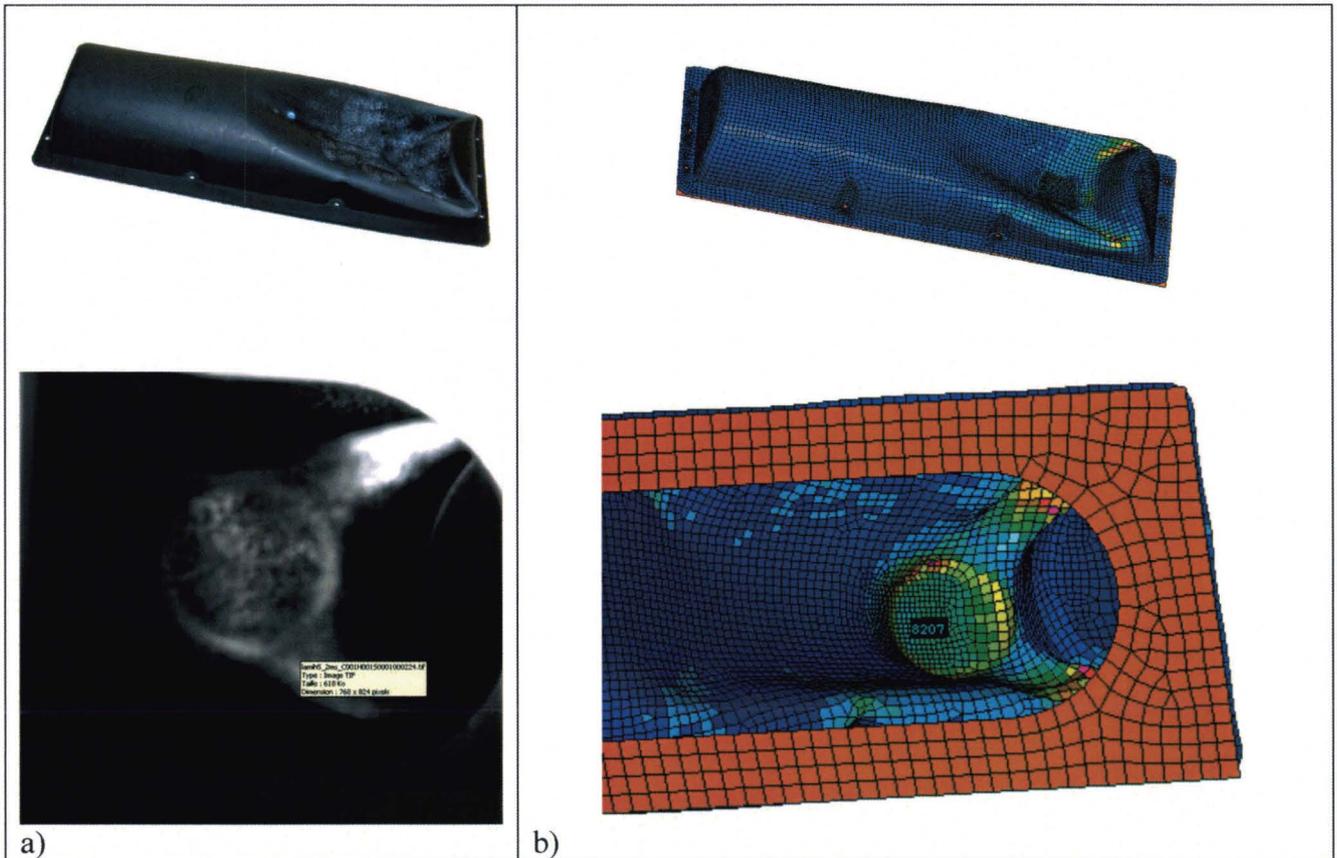


Figure 72 : Visualisation des déformations de la gouttière : a) expérimental et b) numérique.

La réponse en effort numérique est donnée par la réaction du contact entre le poinçon et la gouttière. La courbe d’effort expérimentale la plus représentative de chaque vitesse a été comparée à la réponse numérique (Figure 74 et Figure 75). D’autre part, les résultats obtenus ont également été comparés à la carte matériau viscoplastique prédéfinie dans le code de calcul Pam Crash® référencée sous la carte matériau 121. Il s’agit d’une loi de G’SSELL modifiée dont les paramètres sont identifiés par méthode inverse à partir de tests d’impact sur plaque.

Le schéma rhéologique de la loi de G’sell représente un ressort en série avec un amortisseur (Figure 73).

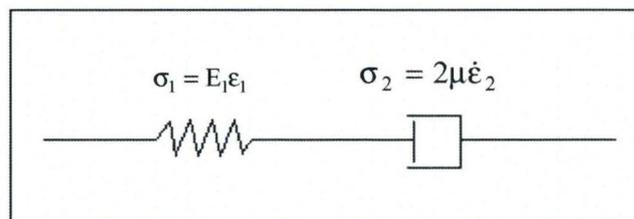


Figure 73 : Schéma rhéologique de la loi de G’sell définie dans Pam Crash®.

où  $\sigma_1$  est la contrainte donnée par le ressort,  $\sigma_2$  est la contrainte donnée par l’amortisseur,  $E_1$  le module d’élasticité du matériau,  $\epsilon_1$  est la déformation élastique,  $\mu$  représente la loi d’écoulement plastique et  $\dot{\epsilon}_2$  représente la vitesse de déformation plastique équivalente. La loi de comportement de Gsell modifiée est donnée par

$$\mu = K(1 - e^{-w\varepsilon_2})(1 + h_1\varepsilon_2^2 + h_2\varepsilon_2)\dot{\varepsilon}_2^m \quad (124)$$

où  $K$ ,  $w$ ,  $h_1$  et  $h_2$  représentent les paramètres du matériau et  $\varepsilon_2$  la déformation plastique équivalente du matériau.

On montre que la contrainte est donnée par

$$\sigma = \sigma_1 = \sigma_2. \quad (125)$$

On en déduit :

$$E_1\varepsilon_1 = 2\mu \frac{d\varepsilon_2}{dt}. \quad (126)$$

Et d'autre part :

$$\varepsilon_t = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \quad (127)$$

où  $\varepsilon_t$  représente la déformation totale.

La spécificité de cette formulation est qu'il n'y a pas de distinction entre zone élastique et zone plastique, le matériau étant considéré comme viscoplastique à tout instant. L'algorithme de résolution ne se fera pas sur un retour à la surface de charge mais avec une résolution directe où les équations (126) et (127) sont vérifiées à chaque incrément de temps.

Les paramètres matériaux du BMT 225 relatifs à la carte matériau 121 de Pam Crash® ont été fournis par le partenaire industriel Visteon. On a ainsi pu confronter les résultats expérimentaux avec les résultats numériques issus du modèle implémenté et les résultats numériques issus du modèle classique (carte matériau 121). La Figure 74 représente l'essai à 0,1m/s tandis que la Figure 75 représente l'essai à 2 m/s.

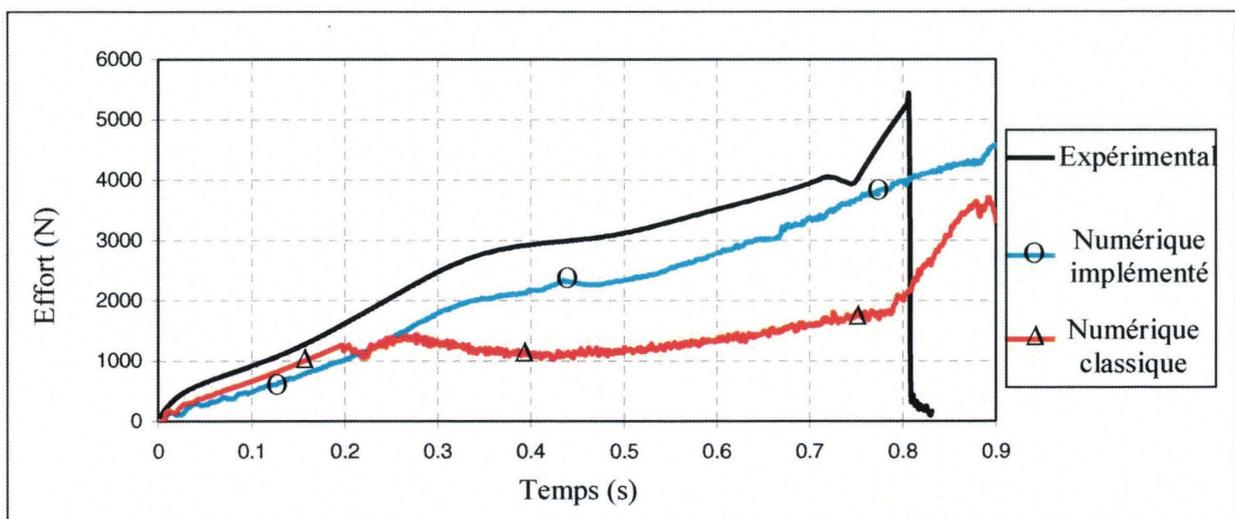


Figure 74 : Comparaison des résultats numériques et expérimentaux à 0,1 m/s.



A 0,1 m/s, on note un écart assez important de la réponse numérique par rapport aux résultats expérimentaux toutefois, on constate un meilleur comportement numérique du modèle implémenté en comparaison avec le modèle classique.

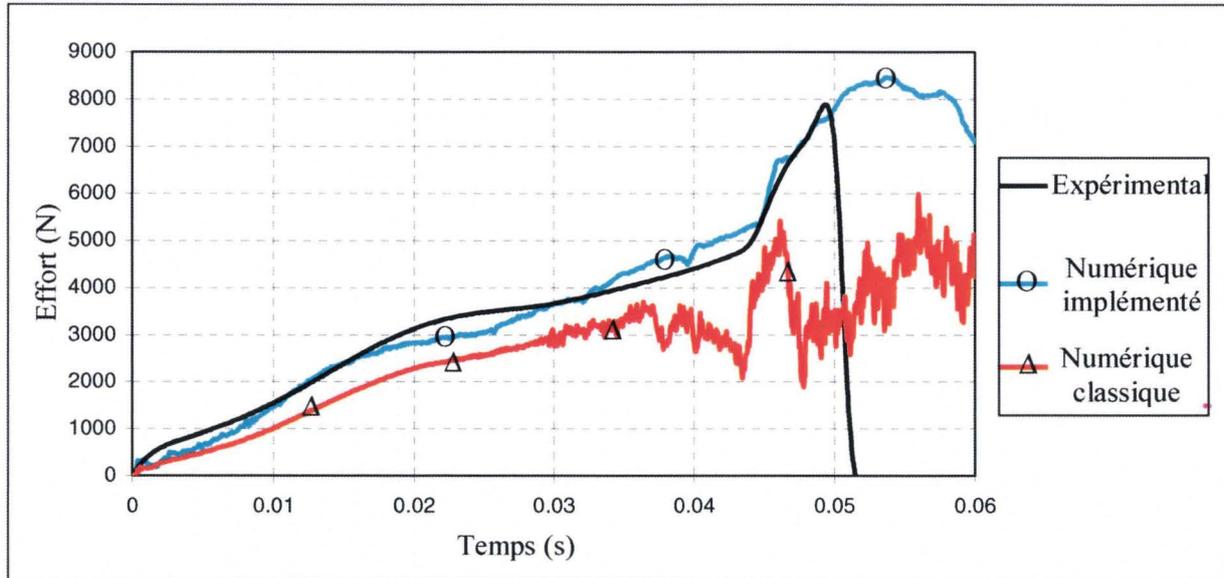


Figure 75 : Comparaison des résultats numériques et expérimentaux à 2 m/s.

A 2 m/s, les résultats numériques du modèle implémenté sont plus proches des résultats expérimentaux que ceux du modèle classique. On note également une plus grande stabilité au niveau des calculs.

On peut conclure que le modèle implémenté est plus performant en grandes vitesses de déformation, et d'autre part, apporte de meilleurs résultats que le modèle classique.

### III.5.CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons implémenté notre loi de comportement élasto-visco-plastique dans une carte matériau du logiciel Pam Crash®, puis nous avons vérifié que le modèle implémenté respectait bien l'ensemble des hypothèses choisies par un test de validation numérique sur un élément. Dans un premier temps, il a été constaté que si le modèle implémenté respectait bien les hypothèses d'élasto-visco-plasticité et la dissymétrie traction compression, par contre la compressibilité n'était pas assez importante. L'algorithme de calcul a donc été modifié en conséquence, avec une résolution non associative. De ce fait, le retour à la surface de charge n'est plus radial. Cependant, on a une meilleure approximation de la compressibilité du matériau. Enfin, la vérification de l'hypothèse d'isotropie transverse, s'est avérée problématique. La loi de comportement ayant été construite sur un modèle incompressible, il a été constaté qu'implémenter l'isotropie transverse générait une mauvaise approximation de l'effort. Le schéma de résolution se fera donc avec l'hypothèse d'incompressibilité pour avoir une bonne approximation de l'effort. Par contre, le calcul de l'épaisseur se fera avec l'hypothèse d'isotropie transverse pour tenir compte du comportement apparent. Le modèle numérique a ensuite été confronté aux essais expérimentaux à l'aide de l'essai de traction uniaxiale. On a pu constater que la réponse des variables globales en effort déplacement est bonne. La réponse des variables locales, en déformation correspond bien au début de l'essai mais a tendance à s'éloigner des mesures expérimentales en fin d'essai.

Cependant, cette analyse reste "délicate" par le fait que l'éprouvette droite ne permet pas de maîtriser l'évolution du champ de déformations. Néanmoins, la prédiction reste bonne par rapport aux mesures effectuées en extensométrie optique. Ensuite, le modèle numérique a été confronté à un essai de traction sur éprouvette entaillée. L'entaille a permis de localiser les déformations au centre de l'éprouvette et de rendre ainsi la comparaison plus pertinente. Dans ce cas, il y a une bonne correspondance en effort et une bonne prédiction des déformations locales obtenues numériquement par rapport à la corrélation d'image. Enfin, le modèle a été confronté à un test de validation industriel d'impact sur gouttière. Si la prédiction numérique de ce test à 0,1 m/s n'est pas totalement satisfaisante, elle est meilleure à 2 m/s. Le modèle semble être plus prédictif dans le cadre de la dynamique à grande vitesse de déformation. Dans tous les cas, on note une amélioration significative de la prédiction numérique du modèle implémenté par rapport au modèle viscoplastique classique du code de calcul Pam Crash®.

## **CHAPITRE IV : ETUDE DE LA RUPTURE**

---

Ce chapitre est consacré à l'étude de la rupture du BMT225. Dans un premier temps, une bibliographie des critères de rupture applicables aux polymères sera présentée, puis différents essais de caractérisation seront effectués pour déterminer un critère de rupture pertinent. Enfin un premier modèle de rupture sera proposé.

---

## IV.1. MODELE DE RUPTURE DES POLYMERES

La rupture des matériaux polymères solides est souvent associée à l'endommagement du matériau. Cet endommagement est essentiellement dû à deux types de phénomènes : l'apparition de la cavitation et des craquelures, et le développement de la plasticité par cisaillement. Ainsi, plusieurs auteurs ont mis en évidence une compétition entre ces deux phénomènes pour caractériser l'endommagement. Si ces phénomènes sont à associer à des niveaux de contrainte et de déformation locaux, il est aussi possible d'aborder le problème de manière plus globale. De plus en plus d'auteurs proposent d'associer un modèle d'endommagement aux lois de comportement macroscopique des polymères, par exemple F. Zaïri et al. [68] ont couplé un modèle d'endommagement de Gurson avec un modèle de Bodner-Partom pour la caractérisation de polymères chargés. D'autres auteurs comme Bowden et Oxbourrough [69] utilisent des critères plus simples. Ils ont postulé que les craquelures se développent à partir d'une valeur de déformation critique  $\epsilon_c$  et cela indépendamment de la direction considérée. On a donc

$$\epsilon_c = Y' + 3X'/P \quad (128)$$

où P représente la contrainte hydrostatique. Dans l'espace des contraintes on obtient

$$\sigma_1 - \nu\sigma_1 - \nu\sigma_3 = Y + X/(\sigma_1 + \sigma_{II} + \sigma_{III}) \quad (129)$$

où X, X', Y et Y' sont des paramètres expérimentaux fonction des conditions en vitesse et en température de l'essai tels que  $X = EX'$  et  $Y = EY'$ , E étant le module d'élasticité. Sternstein [70] a couplé ce critère aux lois d'écoulement plastique applicables aux polymères tel que le critère de von Mises modifié (Figure 76).

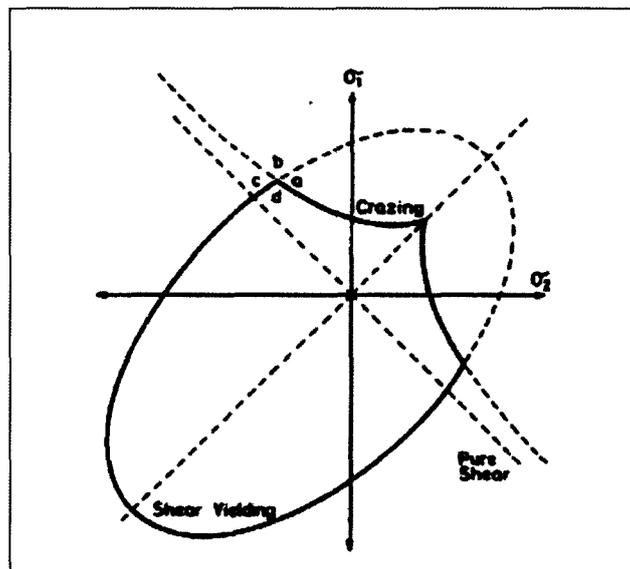


Figure 76 : Critère de plasticité de Von Mises modifié et critère de craquelure en état de contraintes planes.

Compte tenu des modes de sollicitations que nous souhaitons appliquer (grandes vitesses de déformation), nous avons choisi, à l'instar de Sternstein [70], de définir un critère de rupture que nous allons coupler à notre loi d'écoulement plastique. Nous nous sommes donc intéressés aux critères issus des approches phénoménologiques qui considèrent la rupture

comme l'instant à partir duquel un descripteur de l'état de contrainte atteint une valeur limite à l'échelle macroscopique. La plupart des modèles présentés ci-dessous ont été repris et reformulés dans les travaux présentés par Wierzbicki et al. [71].

### **IV.1.A.Critères de rupture basiques**

Les critères de rupture les plus souvent utilisés pour décrire la rupture des matériaux polymères sont des critères simples, qui postulent qu'à l'échelle macroscopique, la rupture est définie à l'instant où un composant du champ de contrainte (ou de déformation) a atteint une valeur limite.

#### **IV.1.A.i. Critère à déformation équivalente**

Ce critère suppose qu'à partir d'un certain seuil de déformation  $\bar{\varepsilon}_f$ , la rupture s'initialise sur l'élément matériel. Lorsque la déformation équivalente atteint une valeur limite, il y aura donc rupture du matériau lorsque  $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_f$

Pour un matériau plastique incompressible, la déformation équivalente  $\bar{\varepsilon}$  est donnée par :

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{2}{3}(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2)} \quad (130)$$

où  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  sont les déformations principales.

L'identification de la contrainte équivalente à la rupture dépend essentiellement de la sollicitation à effectuer même si elle est traditionnellement déterminée à partir d'essais de traction.

#### **IV.1.A.ii.Critère basé sur les courbes limites de formage**

Le critère basé sur les courbes limites de formage s'écrit

$$\varepsilon_{1f} + \varepsilon_{2f} = \varepsilon_{3f} = C \quad (131)$$

où  $\varepsilon_{1f}, \varepsilon_{2f}$  et  $\varepsilon_{3f}$  représentent la limite en valeur absolue des déformations dans les trois directions au point de la rupture. Cette formulation, est généralement utilisée pour les plaques métalliques et s'applique pour des sollicitations équilibriales aux sollicitations uniaxiales en tension, elle est donc limitée dans l'espace  $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$  et concerne essentiellement les problèmes en contrainte plane (Figure 77).

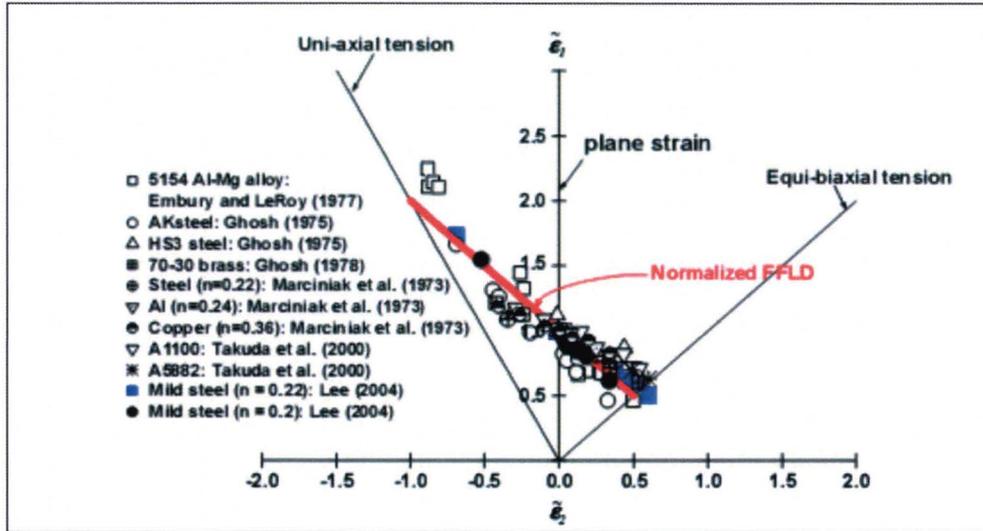


Figure 77 : Courbe limite de formage pour différents matériaux métalliques pour des tests classiques d'impact.

#### IV.1.A.iii.Critère en cisaillement maximal

Le critère de rupture utilisé lorsque la sollicitation en cisaillement est prépondérante, notamment pour les plaques s'écrit

$$\tau_{\max} = (\tau_{\max})_f \quad (132)$$

où  $(\tau_{\max})_f$  est la contrainte de cisaillement à la rupture définie par

$$(\tau_{\max})_f = \max\left\{\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}, \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2}, \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{2}\right\} \quad (133)$$

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  étant les contraintes dans les trois directions principales.

Ce critère s'apparente à celui de Tresca, mais la contrainte de cisaillement à la rupture  $(\tau_{\max})_f$  est plus importante que la limite d'élasticité et nécessite des essais de cisaillement.

#### IV.1.A.iv.Critère de Johnson Cook

Dans ce critère, on suppose que la déformation équivalente à rupture est une fonction monotone du taux de triaxialité.

$$\bar{\epsilon}_f = C_1 + C_2 \exp(C_2 \eta) \quad (134)$$

où  $\bar{\epsilon}_f$  est la déformation équivalente à la rupture et  $\eta$  le taux de triaxialité, défini par

$$\eta = \frac{\sigma_m}{\bar{\sigma}} \quad (135)$$

avec  $\bar{\sigma}$  la contrainte équivalente au sens de von Mises, et  $\sigma_m$  la pression hydrostatique donnée par

$$\sigma_m = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}. \quad (136)$$

Ce critère est très prisé pour déterminer la rupture des matériaux métalliques car il a été calibré pour différents métaux, en particulier dans le cas de la traction. Cependant, il est limité dans le sens où il n'est valable que pour des taux de triaxialité initiaux.

### IV.1.B. Critères de rupture énergétiques

Lors des sollicitations mécaniques, il a été démontré qu'une forte triaxialité dilatoire diminue la ductilité du matériau alors qu'une triaxialité compressive se traduit par une augmentation de celle-ci [72]. La dissipation énergétique due aux déformations plastiques doit donc être fonction de la contrainte hydrostatique. Une forme générale des critères de rupture peut-être définie de la forme suivant

$$\phi = \int_0^{\bar{\epsilon}_f} X d\bar{\epsilon} \quad (137)$$

où  $\phi$  est la densité d'énergie dissipée,  $X$  est une fonction de la contrainte et des différentes dérivées de la fonction seuil de plasticité.

C'est à partir de ce principe que Wierzbicki et al. [71] ont effectué différents essais (traction, compression et cisaillement) avec des éprouvettes en aluminium (planes ou cylindriques) de différentes géométries. Ils ont ainsi pu déterminer la déformation équivalente à rupture en fonction du taux de triaxialité (Figure 78).

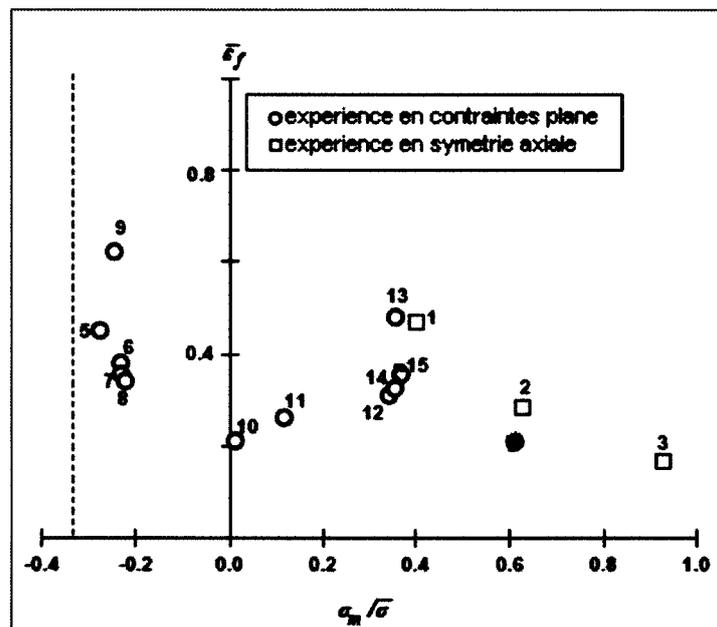


Figure 78 : Evolution de la déformation équivalente à rupture en fonction de l'état de contrainte initial.

L'étape suivante sera de déterminer un critère de rupture pertinent capable de recouvrir l'ensemble des déformations équivalentes à rupture en fonction du taux de triaxialité. Parmi les critères présentés par Wierzbicki [71] on trouve

### IV.1.B.i. Critère de Cockcroft–Latham

Selon ce critère, la rupture se produit quand la déformation équivalente cumulée modifiée par la contrainte principale maximale a atteint une valeur critique

$$\int_0^{\bar{\epsilon}_f} \sigma_1 d\bar{\epsilon} = C \quad (138)$$

où  $C$  est une valeur constante.

Wierzbicki et al. ont montré qu'en contrainte plane, on peut écrire  $\bar{\epsilon}_f(\eta)$  sous une forme normalisée

$$\int_0^{\bar{\epsilon}_f} \frac{\sigma_{\theta\theta}}{\bar{\sigma}} d\bar{\epsilon} = C' \quad (139)$$

où  $\sigma_{\theta\theta}$  est la contrainte circonférentielle dans le plan d'une éprouvette cylindrique.

Il devient alors possible de déterminer l'expression de la déformation équivalente à rupture en fonction du taux de triaxialité qui sera en adéquation avec l'équation (137)

$$\bar{\epsilon}_f = \frac{C'}{\sqrt{3}} \frac{3\eta + \sqrt{12 - 27\eta^2}}{2(1 + \eta\sqrt{12 - 27\eta^2})} \quad (140)$$

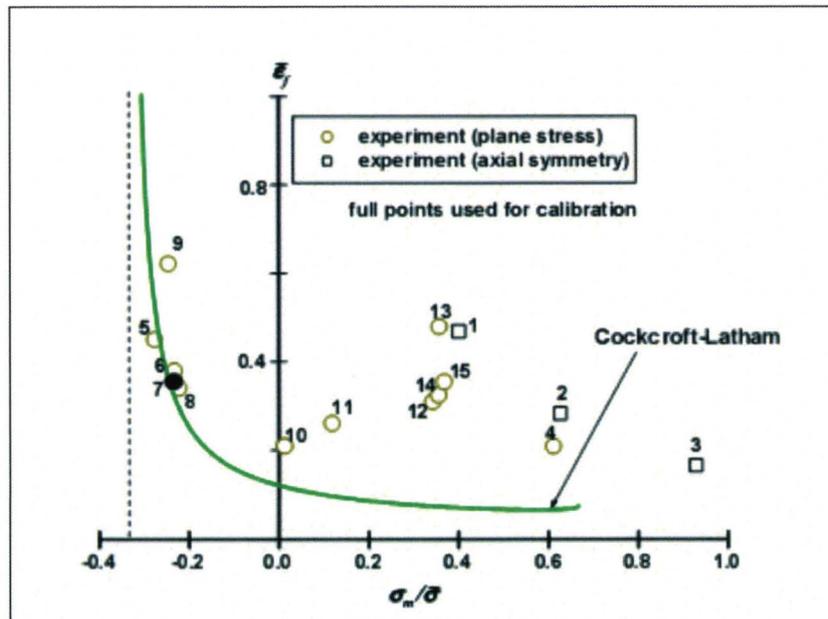


Figure 79 : Représentation de la courbe  $\bar{\epsilon}_f(\eta)$  dans l'espace  $(\bar{\epsilon}_f, \eta)$  du critère de Cockcroft–Latham pour un aluminium.

On peut constater qu'il suffit de normaliser le critère de Cockcroft–Latham pour pouvoir l'exprimer en fonction du taux de triaxialité. Les auteurs ont donc pu tenir compte du taux de triaxialité dans l'expression du critère. Dans le cas du modèle de Cockcroft–Latham, on constate que la courbe obtenue donne une bonne corrélation pour les taux de triaxialité négatifs (essais de compression). Par contre, ce critère est moins bon pour les taux de triaxialité positifs (cisaillement et traction).

### IV.1.B.ii. Le critère de Wilkins

Wilkins a postulé que la rupture se produit quand l'intégrale suivante atteint une valeur critique  $D_c$

$$D_c = \int_0^{\bar{\epsilon}_f} \frac{1}{(1 - a\sigma_m)} (2 - A)^\eta d\bar{\epsilon} \quad (141)$$

avec

$$A = \max\left(\frac{S_2}{S_1}; \frac{S_2}{S_3}\right) \quad (142)$$

où  $S_1 > S_2 > S_3$  et  $\lambda$  et  $\eta$  sont des constantes matérielles. Ces constantes ainsi que le paramètre critique  $D_c$  sont déterminés à partir d'essais d'étalonnage expérimentaux.

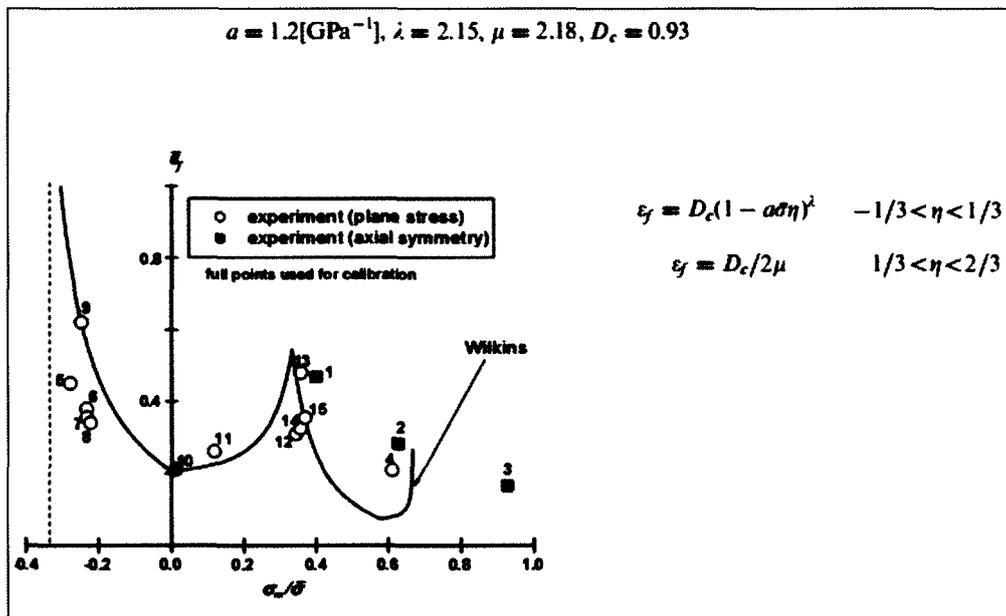


Figure 80 : Représentation de la courbe  $\bar{\epsilon}_f(\eta)$  dans l'espace  $(\bar{\epsilon}_f, \eta)$  pour un critère de Wilkins pour un aluminium.

L'avantage de ce critère est qu'il a été implémenté dans différents codes éléments finis (Pam Crash®, Ls Dyna®), et les résultats obtenus numériquement sont quasiment insensibles au maillage.

### IV.1.B.iii. Critère basé sur le modèle de Xue–Wierzbicki

Dans ce modèle plus élaboré, la rupture se réalise lorsque la déformation plastique cumulée associée à une fonction  $F$  dépendant du taux de triaxialité  $\eta$  et d'un paramètre déviatorique  $\xi$  atteint une limite égale à l'unité. Il se présente sous la forme

$$\int_0^{\bar{\epsilon}_f} \frac{d\bar{\epsilon}}{F(\eta, \xi)} = 1 \quad (143)$$

Le paramètre déviatorique  $\xi$  est défini par

$$\xi = \frac{27 J_3}{2 \bar{\sigma}^3} \quad (144)$$

où  $J_3$  est le troisième invariant du déviateur des contraintes. Si les termes des composantes principales des contraintes sont  $\sigma'_1$ ,  $\sigma'_2$  et  $\sigma'_3$  alors  $J_3$  est défini par

$$J_3 = \sigma'_1 \sigma'_2 \sigma'_3. \quad (145)$$

Les paramètres de  $\eta$  et de  $\xi$  peuvent être définis sur leurs valeurs moyennes tout au long de la déformation.

$$\eta_{av} = \frac{1}{\bar{\epsilon}_f} \int_0^{\bar{\epsilon}_f} \eta(\bar{\epsilon}) d\bar{\epsilon} \quad (146)$$

et

$$\xi_{av} = \frac{1}{\bar{\epsilon}_f} \int_0^{\bar{\epsilon}_f} \xi(\bar{\epsilon}) d\bar{\epsilon}. \quad (147)$$

Les auteurs montrent finalement que la fonction  $F$  peut s'écrire de la façon suivante

$$\bar{\epsilon}_f = F(\eta, \xi) = C_1 e^{-C_2 \eta} - (C_1 e^{-C_2 \eta} - C_3 e^{-C_4 \eta})(1 - \xi^{1/n})^n \quad (148)$$

où  $n$  est le coefficient caractérisant le durcissement structural,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  et  $C_4$  représentent 4 paramètres à identifier relatifs aux déformations à ruptures observées en fonction du taux de triaxialité. Le paramètre  $\xi$  va paramétrer l'application du critère,  $\xi = 1$  en cas d'état de contrainte axisymétrique et  $\xi = 0$  en cas de déformation plane. De cette façon, le critère de rupture est plus performant (Figure 81).

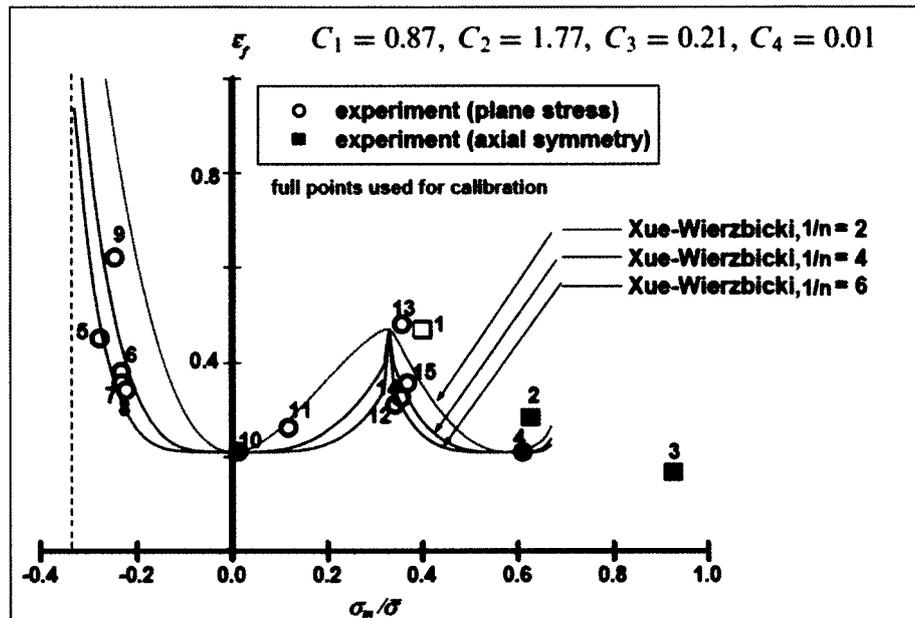


Figure 81 : Représentation de la courbe  $\bar{\epsilon}_f(\eta)$  dans l'espace  $(\bar{\epsilon}_f, \eta)$  d'un critère de Xue-Wierzbicki pour un aluminium.

Les critères des ruptures présentés précédemment ont été déterminés pour prévoir la rupture des métaux. Ils sont intéressants dans la mesure où ils tiennent compte du taux de triaxialité. Ainsi, on peut tenir compte de la pression hydrostatique qui joue un rôle prépondérant dans les mécanismes de déformation des polymères

L'objectif de ces travaux est de déterminer un critère de rupture fiable. L'idée est de construire ce critère à partir de l'évolution du taux de triaxialité à l'instar des travaux de Wierzbicki. Pour cela, divers essais ont été réalisés : des essais de traction sur éprouvette droite, des essais de traction sur éprouvettes entaillées avec des rayons différents et des essais Arcan. La diversification de la géométrie des éprouvettes permet de faire varier le taux de triaxialité initial.

## IV.2. RUPTURE PAR ESSAIS DE TRACTION

L'essai de traction reste le plus simple et le plus rapide pour étudier la rupture d'un matériau. Les grandes éprouvettes droites présentées dans les sections II.1.B et sur les petites éprouvettes droites présentées II.1.E ont fait l'objet de cette étude. Le protocole expérimental est le même que celui présenté à la section II.1.B. Les éprouvettes sont fixées sur le vérin dynamique INSTRON® VHS. Chaque essai est couplé à une caméra rapide afin d'étudier les déformations jusqu'à la rupture par corrélation d'image, les éprouvettes ayant été préalablement mouchetées dans ce but. Des éprouvettes de traction entaillées ont également fait l'objet de l'étude de la rupture. Ces éprouvettes permettent non seulement de localiser la zone de rupture mais également de faire varier le taux de triaxialité initial. Les essais sont effectués à différentes vitesses pour apprécier la sensibilité à la vitesse de déformation.

### **IV.2.A. Rupture des éprouvettes de traction droites**

La rupture a été étudiée à l'aide du logiciel de corrélation d'image Corréli@v7 (Figure 82). La déformation équivalente est calculée dans le plan de l'éprouvette sur l'image précédant la rupture

$$\bar{\varepsilon} = \frac{2}{3} (\varepsilon_{11}^2 + 2\varepsilon_{22}^2 + 2\varepsilon_{12}^2) \quad (149)$$

où  $\bar{\varepsilon}$  représente la déformation équivalente sur la ZOI.

On rappelle que le taux de triaxialité est donné par l'équation (135). C'est le rapport entre la pression hydrostatique et la contrainte équivalente. La contrainte équivalente dépend du critère utilisé. Dans notre cas, le taux de triaxialité a été estimé au sens de von Mises. Pour l'essai de traction, il est égal à 0,33. Cette valeur peut être vérifiée numériquement. En effet, dans le cas de géométries simples telles que les éprouvettes de traction droites, le taux de triaxialité initial peut être déterminé facilement. Pour les géométries complexes, le taux de triaxialité initial est déterminé numériquement en faisant une simulation numérique identique aux conditions d'essais sur un temps de calcul faible.

La vitesse de déformation est donnée par

$$\dot{\bar{\varepsilon}}_{i,t} = \frac{\bar{\varepsilon}_{i,t} - \bar{\varepsilon}_{i,t-\Delta t}}{\Delta t} \quad (150)$$

où  $\dot{\bar{\varepsilon}}_{i,t}$  est la vitesse de déformation équivalente de la ZOI de l'image courante,  $\bar{\varepsilon}_{i,t}$  la déformation équivalente relative à l'instant de calcul  $t$  et  $\Delta t$  l'intervalle de temps entre deux images.

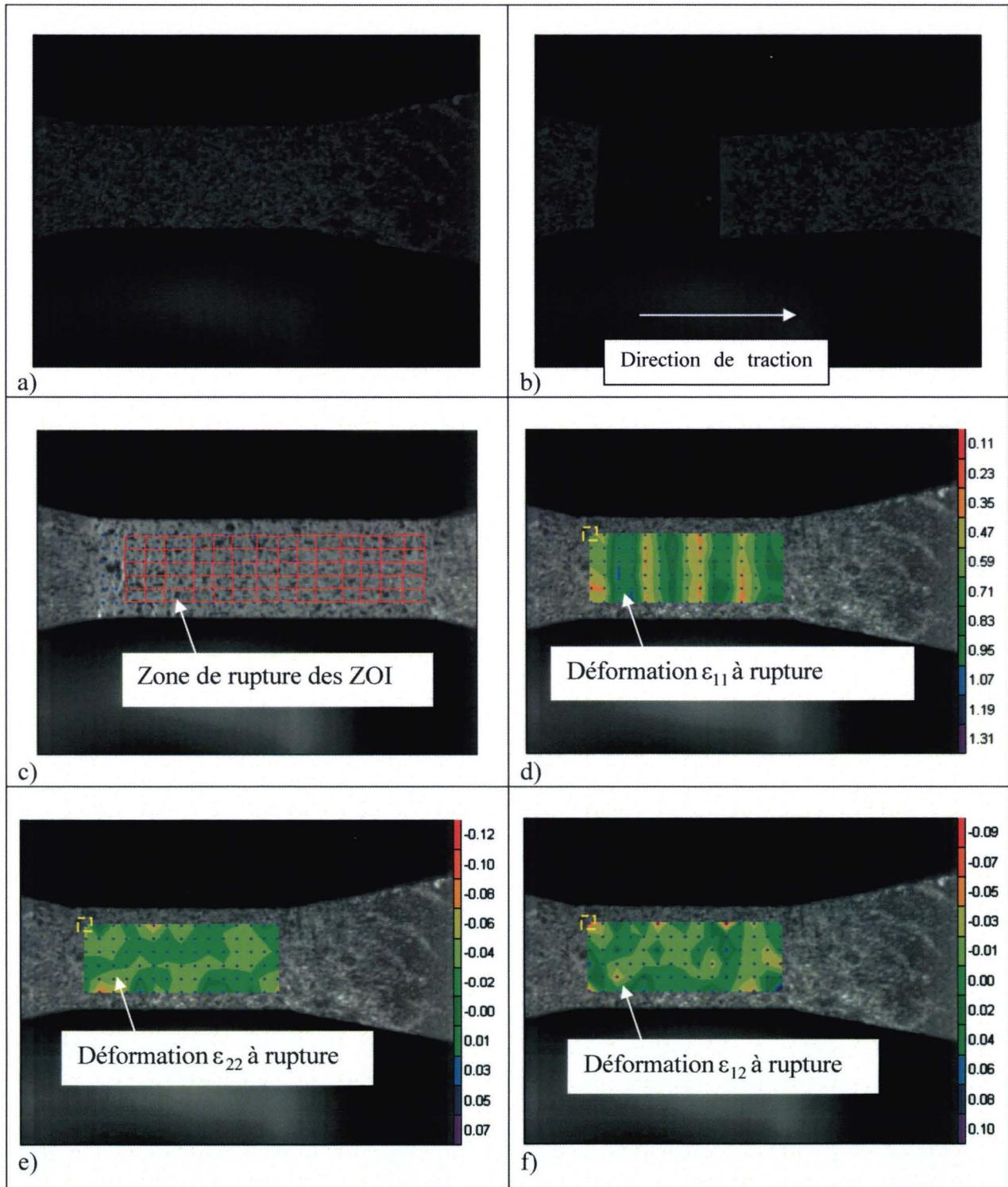


Figure 82 : Exemple de relevés des déformations dans la zone à rupture sur une petite éprouvette droite : a) image initiale d'une petite éprouvette de traction, b) image à la rupture, c) visualisation des déformations des ZOI affichées sur l'image avant rupture d) visualisation de la déformation longitudinale  $\epsilon_{11}$  sur l'image initiale e) visualisation de la déformation transversale  $\epsilon_{22}$  sur l'image initiale et f) visualisation de la déformation transversale  $\epsilon_{12}$  sur l'image initiale.

Le dépouillement des essais de traction qui ont fait l'objet d'une étude de la rupture est récapitulé dans le Tableau 18.

Type d'éprouvette	Vitesse (ms)	Déformation équivalente à rupture	Taux de triaxialité	Vitesse de déformation ( $s^{-1}$ )
Grande	1	1,06	0,33	50
Grande	1	0,82	0,33	43
Grande	1	0,82	0,33	44
Grande	0,5	0,57	0,33	22
Grande	0,5	0,98	0,33	21
Grande	0,5	0,98	0,33	21
Grande	0,01	0,82	0,33	0,72
Grande	0,01	0,61	0,33	0,72
Grande	0,01	0,90	0,33	0,68
Petite	0,25	0,89	0,33	20
Petite	0,25	1,14	0,33	30
Petite	0,25	1,14	0,33	30
Petite	0,25	1,14	0,33	28
Petite	0,025	0,82	0,33	0,5
Petite	0,025	0,82	0,33	0,5
Petite	0,025	0,82	0,33	0,4
Petite	0,025	0,98	0,33	0,5

Tableau 18 : Dépouillement des essais de traction sur éprouvettes droites pour l'étude de la rupture.

La Figure 83 montre l'évolution de la déformation équivalente à rupture des éprouvettes droites en fonction de la vitesse de déformation instantanée. On constate que la déformation équivalente à rupture est relativement importante ce qui montre la ductilité du matériau. Si la déformation équivalente à rupture présente une certaine dispersion en fonction de la vitesse de déformation, on note une tendance à augmenter à partir de la statique pour atteindre un pic autour de  $30 s^{-1}$  pour ensuite diminuer (courbe tendance Figure 83).

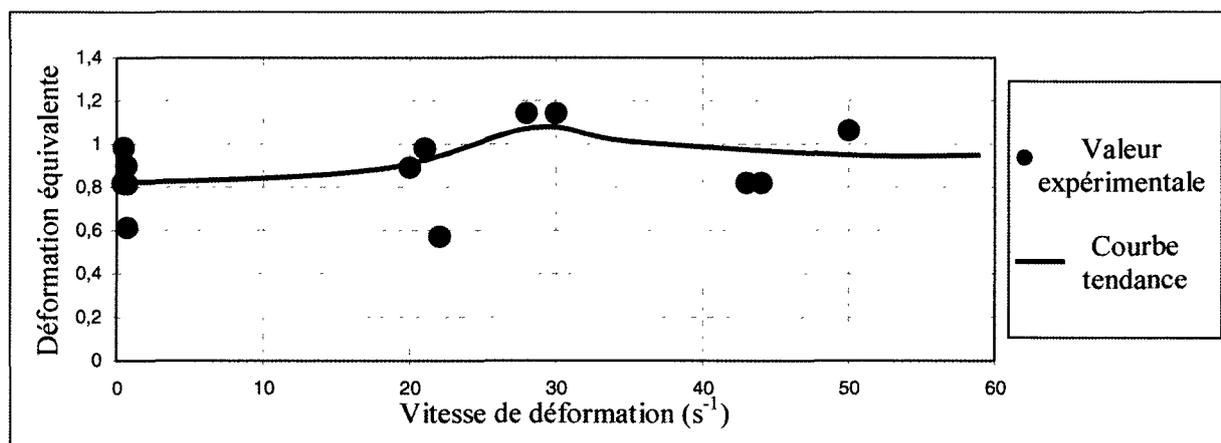


Figure 83 : Evolution de la déformation équivalente à rupture en fonction de la vitesse de déformation.

#### **IV.2.B. Rupture des éprouvettes entaillées**

Le protocole expérimental des essais de traction sur éprouvettes entaillées est le même que celui des éprouvettes droites. Les éprouvettes ont été dimensionnées avec différents rayons d'entailles pour faire varier le taux de triaxialité initial (Figure 84).

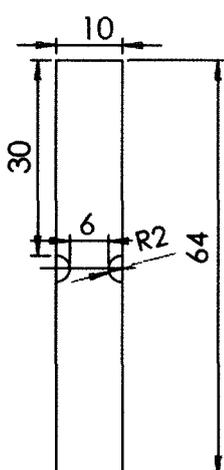
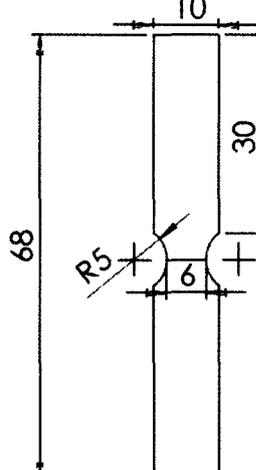
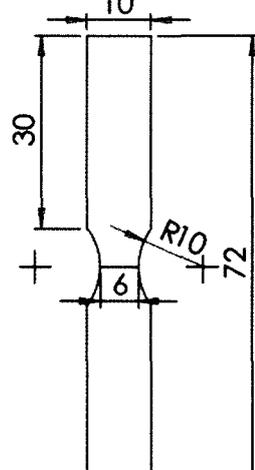
Type d'éprouvette	Rayon à 2 mm	Rayon à 5 mm	Rayon à 10 mm
Schémas (en mm)			
Taux de triaxialité	0,5	0,44	0,4

Figure 84 : Présentation des éprouvettes entaillées avec leur taux de triaxialité initial.

Les essais ont été effectués à deux vitesses différentes pour apprécier la sensibilité à la vitesse de déformation et ont été répétés trois fois. Le Tableau 19 récapitule l'ensemble des essais de traction sur éprouvettes entaillées qui ont fait l'objet d'une étude de la rupture ainsi que les résultats obtenus.

Vitesse (m/s)	Rayon d'entaille (mm)	Taux de triaxialité	Déformation équivalente à rupture	Vitesse de déformation (s <sup>-1</sup> )
0,0025	2	0,5	0,53	0,7
0,0025	2	0,5	0,50	0,7
0,0025	2	0,5	0,49	0,7
0,25	2	0,5	0,62	90
0,25	2	0,5	0,61	90
0,25	2	0,5	0,70	90
0,0025	5	0,44	0,68	0,77
0,0025	5	0,44	0,67	0,8
0,0025	5	0,44	0,65	0,8
0,25	5	0,44	0,52	77
0,25	5	0,44	0,58	70
0,25	5	0,44	0,58	70
0,0025	10	0,4	0,78	0,6
0,0025	10	0,4	0,92	0,7
0,0025	10	0,4	0,78	0,7
0,25	10	0,4	0,95	65
0,25	10	0,4	0,95	90
0,25	10	0,4	1,09	80

Tableau 19 : Dépouillement des essais de traction sur éprouvettes entaillées pour l'étude de la rupture.

A l'instar du travail effectué pour les éprouvettes droites, la déformation à rupture équivalente ainsi que la vitesse de déformation sont déterminées à partir de l'image précédant la rupture (Figure 85).

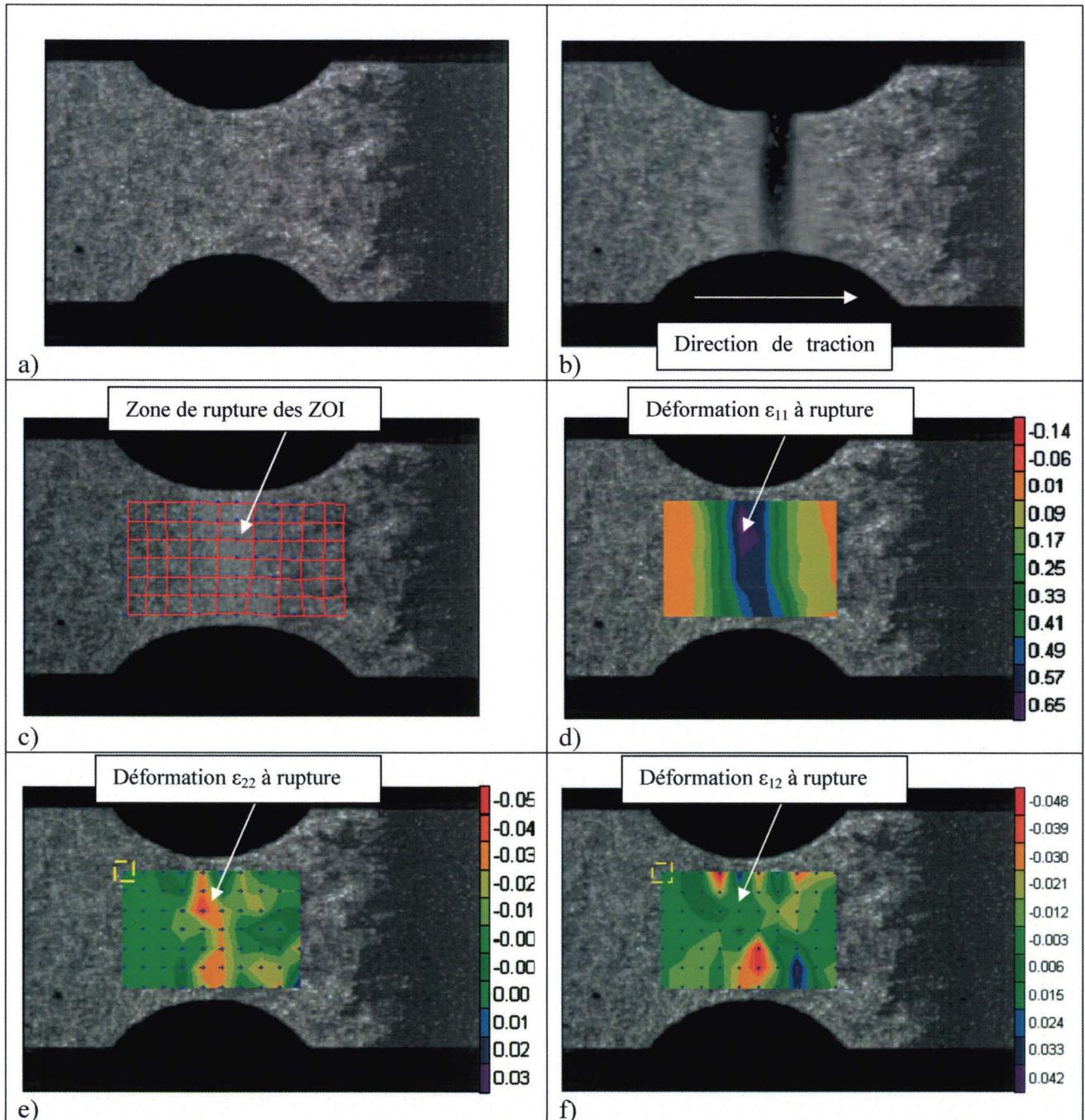


Figure 85 : Exemple de relevés des déformations dans la zone à rupture sur une éprouvette entaillée de rayon de 2 mm : a) image initiale d'une petite éprouvette de traction, b) image à la rupture, c) visualisation des déformations des ZOI affichée sur l'image avant rupture, d) visualisation de la déformation longitudinale  $\varepsilon_{11}$  sur l'image initiale, e) visualisation de la déformation transversale  $\varepsilon_{22}$  sur l'image initiale et f) visualisation de la déformation transversale  $\varepsilon_{12}$  sur l'image initiale.

L'analyse des déformations à rupture des éprouvettes entaillées montre qu'elles sont sensibles à la vitesse de déformation et ont tendance à augmenter avec cette dernière (Tableau 20-graphique 1 et 3) sauf pour les éprouvettes de rayon à 5 mm où la déformation à rupture semble diminuer (Tableau 20-graphique 2).

Rayon d'entaille (mm)	Taux de triaxialité	Graphiques
2	0,5	<p>Graphique 1</p>
5	0,44	<p>Graphique 2</p>
10	0,4	<p>Graphique 3</p>

Tableau 20 : Evolutions de la déformation équivalente à rupture des éprouvettes de traction entaillées en fonction de la vitesse de déformation et du rayon d'entaille.

On note un écart important en terme de vitesses de déformation à la rupture entre les essais en statiques et les essais dynamiques. Pour combler cette absence de données, des essais à des vitesses intermédiaires entre la statique et la dynamique devront être effectués. En attendant on peut utiliser la tendance de l'évolution de la déformation à rupture des éprouvettes droites pour construire un modèle

### IV.3. RUPTURE SUR LES ESSAIS ARCAN

Les essais Arcan permettent d'étudier la rupture pour des sollicitations en cisaillement. Ces essais nécessitent un type de montage spécifique, adaptable à une machine de traction (Figure 86). Selon l'orientation du montage par rapport à l'axe de sollicitation, il est possible d'accentuer le cisaillement de l'éprouvette. Le cisaillement pur étant atteint pour une orientation de  $90^\circ$ .

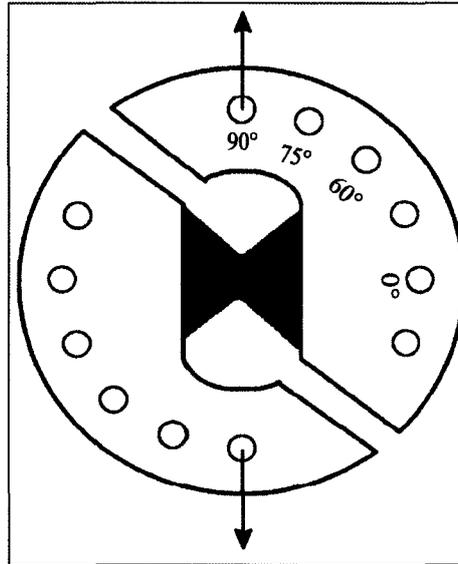


Figure 86 : Représentation du montage Arcan.

Les éprouvettes Arcan ont été usinées au jet d'eau à partir de plaques en BMT 225 de 3 mm d'épaisseur. Le rayon d'entaille et la zone utile sont relativement petits pour localiser la rupture et éviter les déplacements hors plans (Figure 87).

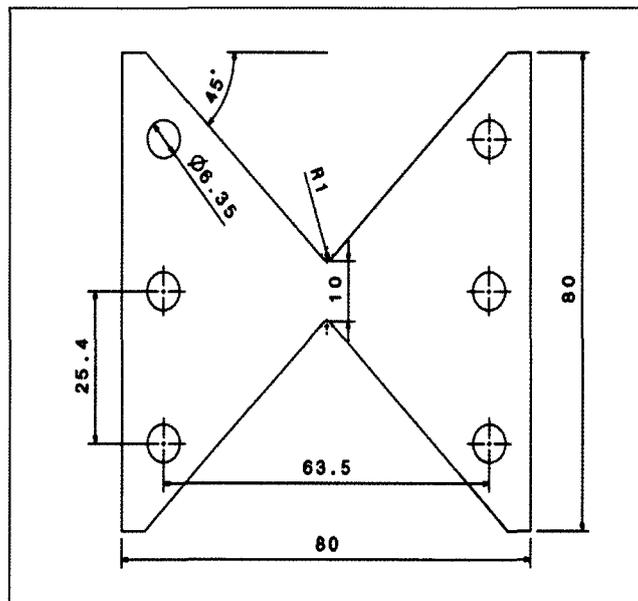


Figure 87 : Géométrie des éprouvettes Arcan (en mm).

Le montage Arcan est lourd et possède donc une grande inertie. Dans ces conditions, il est impossible d'effectuer les essais Arcan en dynamique. La rupture des éprouvettes Arcan sera étudiée dans le cadre de la statique sur un vérin de traction SINTECH 20D capable d'aller jusqu'à 1000 mm/min. Les essais ont été effectués à des vitesses de 1, 90 et 450 mm/min pour apprécier la sensibilité à la vitesse de déformation. A chaque vitesse trois angles sont réglés sur le montage à 90, 75 et 60° afin de faire varier le taux de triaxialité initial déterminé numériquement. Les essais ont été répétés trois fois par orientation et par vitesse. Les éprouvettes ont également été mouchetées et l'étude de la déformation a été faite à l'aide du système VIC-3D développés par la société TechLab®. Il s'agit d'un logiciel de stéréo corrélation capable de mesurer les déformations hors plan. Dans ce cas, deux caméras sont associées à l'essai. Le Tableau 21 récapitule l'ensemble des résultats.

Vitesse (mm/min)	Angle de cisaillement (degré)	Taux de triaxialité	Déformation équivalente à rupture	Vitesse de déformation (s <sup>-1</sup> )
1	90	0,08	0,072	0,0025
1	90	0,08	0,091	0,0026
1	90	0,08	0,068	0,0022
90	90	0,08	0,073	0,1990
1	75	0,17	0,041	0,0013
1	75	0,17	0,033	0,0015
1	75	0,17	0,049	0,0019
90	75	0,17	0,186	0,3179
90	75	0,17	0,124	0,2737
90	75	0,17	0,174	0,3152
450	75	0,17	0,227	0,8195
450	75	0,17	0,221	0,8594
1	60	0,275	0,021	0,0010
1	60	0,275	0,032	0,0014
1	60	0,275	0,019	0,0010
90	60	0,275	0,047	0,1361
90	60	0,275	0,082	0,1270
90	60	0,275	0,031	0,0663
450	60	0,275	0,094	0,6309
450	60	0,275	0,133	0,7150

Tableau 21 : Dépouillement des éprouvettes Arcan.

Les vitesses de déformation sont directement calculées par le logiciel VIC-3D. La rupture n'apparaît pas de façon brutale mais a tendance à se déclencher à partir d'une zone la plus sollicitée puis à s'étendre (Figure 88). Les déformations à rupture sont relevées au centre de l'éprouvette en raison de la forte localisation avant la rupture.

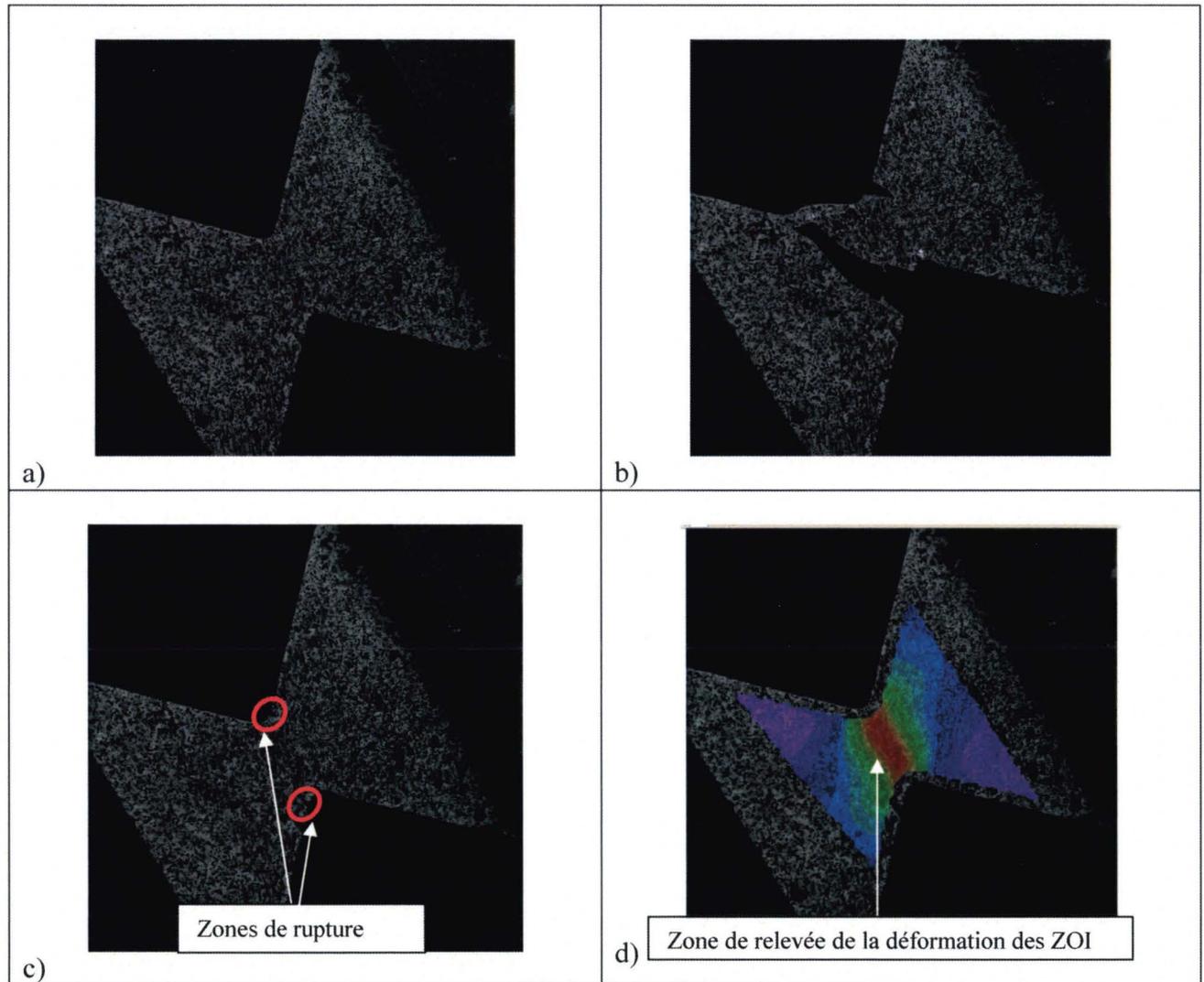


Figure 88 : Exemple de relevés de la déformation en cisaillement à rupture sur une éprouvette Arcan orienté à  $60^\circ$  à 1 mm/min : a) image initiale d'une éprouvette Arcan, b) image à la rupture d'une éprouvette Arcan, c) initiation de la rupture et d) visualisation de la déformation transversale  $\varepsilon_{12}$  sur l'image initiale.

L'analyse des déformations à rupture des éprouvettes Arcan montre une sensibilité à la vitesse de déformation (Tableau 22).

Angle de cisaillement	Taux de triaxialité	Graphiques
90	0,08	<p>Graphique 1</p>
75	0,17	<p>Graphique 2</p>
60	0,275	<p>Graphique 3</p>

Tableau 22 : Evolution de la déformation équivalente à rupture des éprouvettes Arcan en fonction de la vitesse de déformation.

La déformation équivalente à rupture est sensible à la vitesse de déformation bien que nous soyons en quasi statique. On peut noter une nette augmentation de la déformation à rupture avec la vitesse de déformation pour les taux de triaxialité à 0,17 et 0,275 (Tableau 22-graphique 2 et 3). On constate que la déformation équivalente à la rupture a tendance à augmenter avec la diminution du taux de triaxialité des éprouvettes Arcan pour les faibles vitesses de déformation. Cette tendance a l'air de se confirmer avec la vitesse de déformation pour les taux de triaxialité à 0,17 et 0,275. Malheureusement, nous ne disposons pas assez d'informations sur le taux de triaxialité à 0,08 pour apprécier avec certitude son évolution avec la vitesse de déformation. Ces résultats sont en contradiction avec les phénomènes obtenus pour des éprouvettes métalliques où la déformation à rupture en cisaillement ( $0 < \eta < 0,33$ ) augmente avec le taux de triaxialité.

## IV.4. RUPTURE EN COMPRESSION

Les essais de compression en statique effectués dans la section II.1.D nous ont fournis des données intéressantes sur la rupture de notre polymère. On rappelle que des essais de compression ont été effectués sur des échantillons de 4mm de côté pour une épaisseur de 3 mm (Figure 27). Les essais ont été effectués en statique à 1mm/min et à 100 mm/min. En compression pure, le taux de triaxialité est de -0,33. Pour ces essais, il a été observé que les échantillons vont s'aplatir complètement sans présenter une chute de contrainte (Figure 89). En compression, on note une absence de rupture.

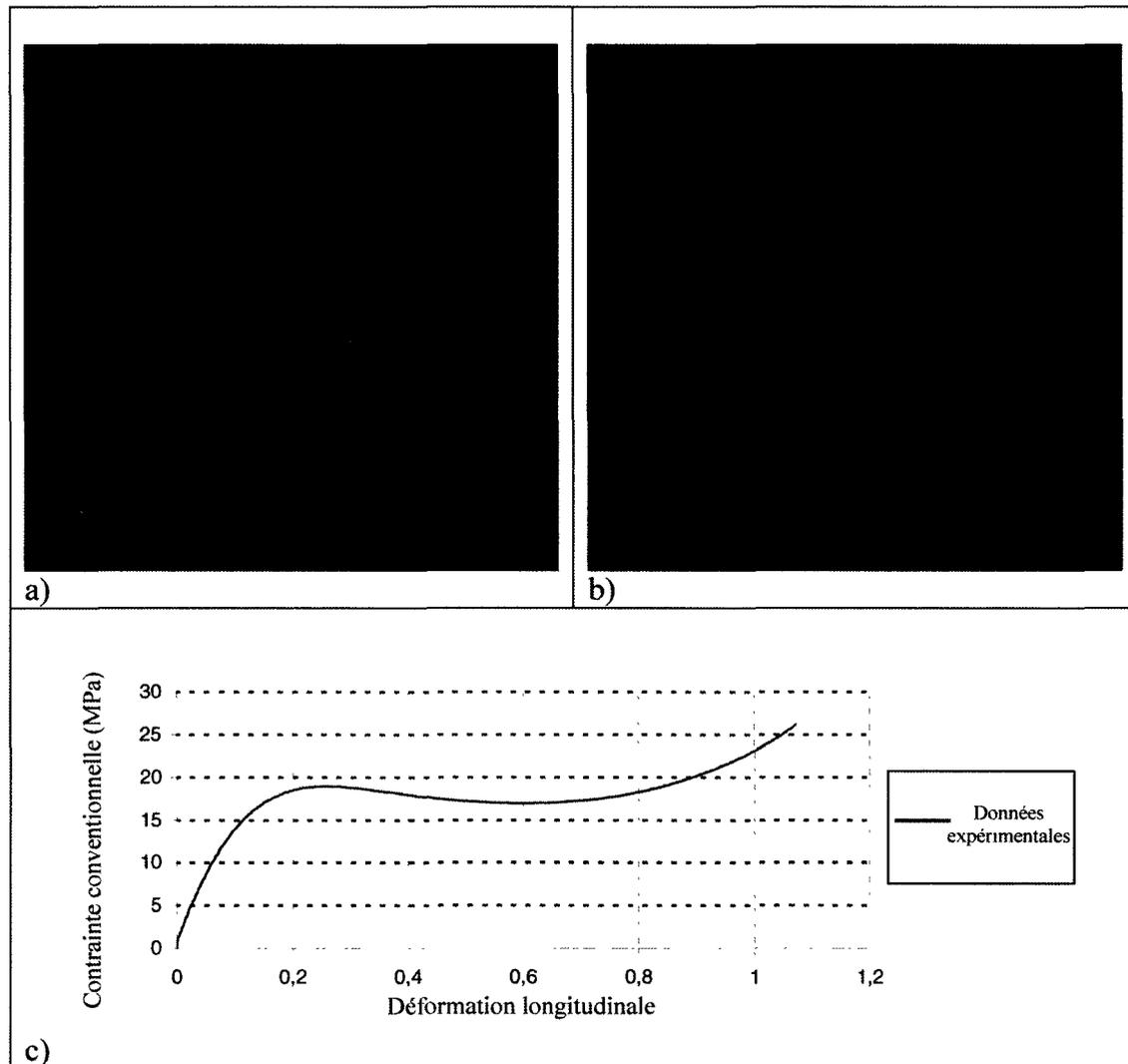


Figure 89 : Représentation de l'absence de rupture en cas de compression : a) image initiale d'une éprouvette de compression en début d'essai, b) image d'une éprouvette de compression en fin d'essai et c) courbe contrainte déformation.

## IV.5. SYNTHÈSE ET PROPOSITION D'UN MODÈLE DE RUPTURE

Le but de notre étude est de construire un modèle de rupture qui dépende non seulement du taux de triaxialité mais aussi de la vitesse de déformation. C'est pourquoi, des séries d'essais de traction sur éprouvettes droites et entaillées avec différents rayons, des essais Arcan avec différentes orientations ainsi que des essais de compression ont été effectués. Si les essais de traction sur éprouvette droite présentent suffisamment de résultats sur une large gamme de vitesses de déformation, ce n'est pas le cas des essais sur éprouvettes de traction entaillées. Quant aux essais Arcan, ils n'ont pu être effectués qu'en statique, et les résultats obtenus dans ce cas présentent des interrogations par rapport à l'évolution de la déformation à rupture avec le taux de triaxialité. En effet, la déformation à rupture a tendance à diminuer avec l'augmentation du taux de triaxialité contrairement au matériau métallique où c'est le phénomène inverse qu'on observe. Enfin, des essais de compression ont également été effectués dans le cadre de la statique et ne présentent pas de signes de rupture.

Dans ces conditions, il est délicat de définir un modèle de rupture suffisamment fiable. En effet il faudrait multiplier les essais de traction des éprouvettes entaillées sur une gamme plus importante de vitesses afin d'avoir plus d'informations sur la sensibilité de la déformation à rupture par rapport à la vitesse de déformation. De la même façon, les essais Arcan devraient être adaptés pour la dynamique afin d'obtenir une véritable sensibilité à la rupture sur un large gamme de vitesses de déformation.

Toutefois, on peut déjà tracer le profil de la déformation équivalente à rupture en quasi statique en fonction du taux de triaxialité (Figure 90). Finalement, on constate qu'en quasi statique, le faciès de rupture est proche de celui observé pour les métaux tel qu'il a été présenté par Wierzbicki et al. [71] (Figure 78 à Figure 81). Globalement, la déformation équivalente à rupture semble être assez faible pour les taux de triaxialité compris entre  $0 \leq \eta \leq 0,25$  (essai Arcan) puis va augmenter pour atteindre un point culminant autour de 0,33 (essais de traction droite), pour enfin diminuer quand le taux de triaxialité est compris entre  $0,33 < \eta \leq 0,5$  (essais de traction entaillées). Il n'y a pas de rupture en compression pure. On peut tracer une asymptote verticale à  $\eta = -0,33$  et prolonger la courbe pour obtenir une continuité (courbe tendance Figure 90).

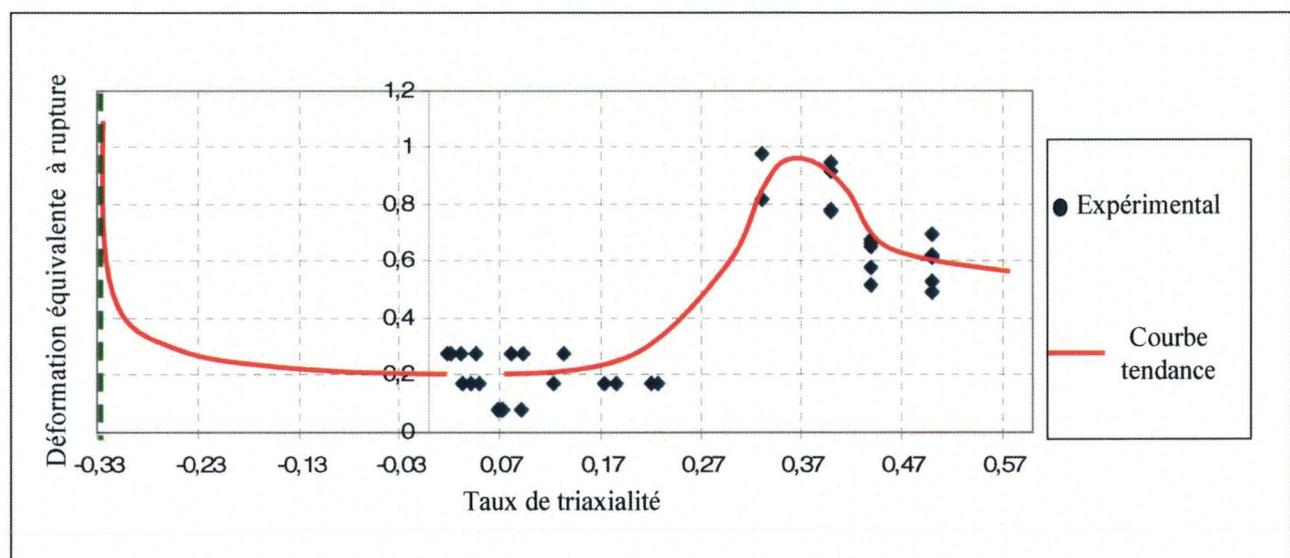


Figure 90 : Evolution de la déformation à rupture en fonction du taux de triaxialité en statique.

Un critère de rupture est actuellement à l'étude, Le but est d'exprimer la déformation à rupture équivalente en fonction du taux triaxialité initial et de la vitesse de déformation. L'évolution du critère par rapport au taux de triaxialité sera essentiellement donnée par les résultats présentés à la Figure 90. La sensibilité à la vitesse de déformation sera calquée sur l'évolution de la déformation à rupture des éprouvettes droites (Figure 83). Pour l'instant, le modèle a été déterminé sur une gamme de taux de triaxialité, comprise entre  $0,15 < \eta < 0,5$  (Figure 91).

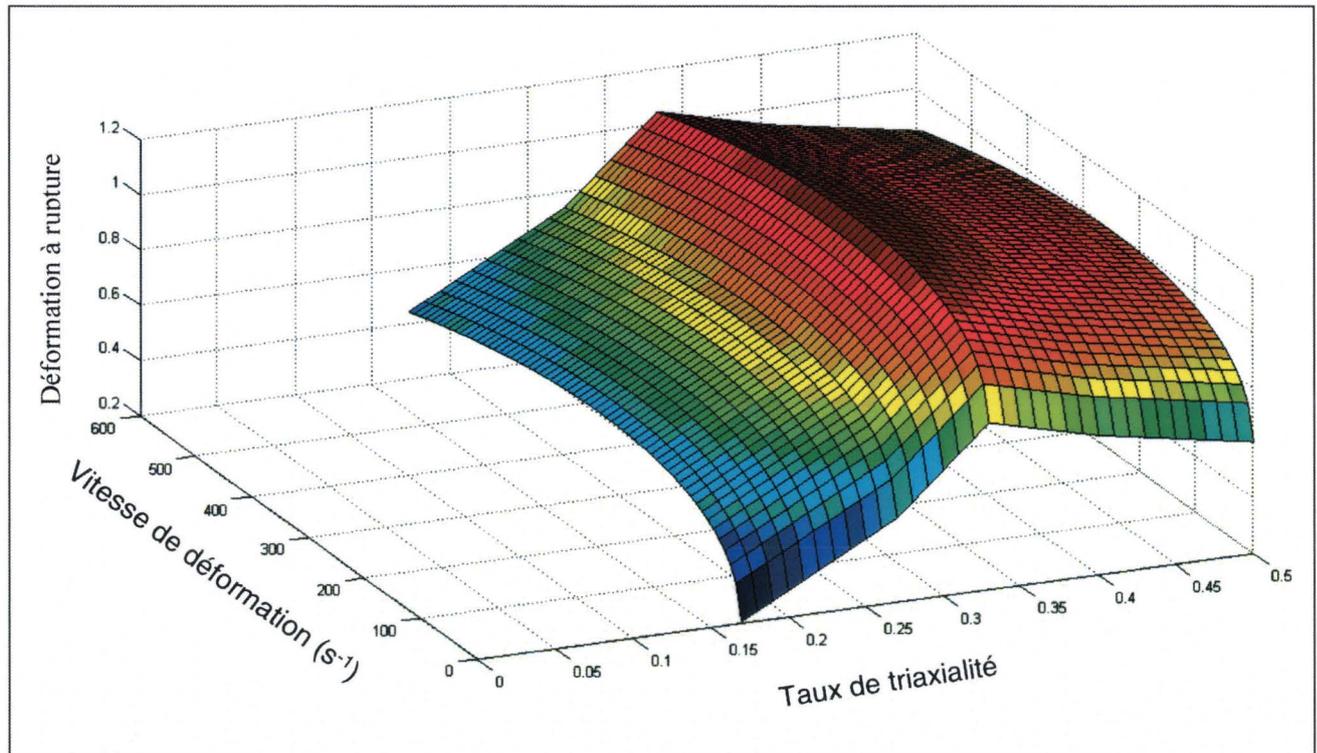


Figure 91 : Construction d'un critère de rupture en déformation équivalente en fonction du taux de triaxialité et de la vitesse de déformation.

Le critère de rupture proposé peut s'inscrire dans l'espace des taux de triaxialité, des vitesses de déformation et de la déformation équivalente à rupture. On peut donc décrire la déformation équivalente à rupture par une combinaison de deux fonctions, la première donnant la sensibilité à la vitesse de déformation et la seconde la sensibilité au taux de triaxialité (Equation.(151)).

$$\bar{\epsilon}_r = f_1(\dot{\bar{\epsilon}}) + f_2(\eta) \quad (151)$$

avec

$$f_1(\dot{\bar{\epsilon}}) = 0,1 * (1 - e^{-0,0015 * \dot{\bar{\epsilon}}^{1/3}})(700 - 0,7\dot{\bar{\epsilon}}) \quad (152)$$

où  $\dot{\bar{\epsilon}}$  représente la vitesse de déformation équivalente à rupture.

$f_2$  est une fonction par morceau, qui peut être exprimée selon un critère de rupture de Johnsons-Cook:

$$f_2(\eta) = C_1 \exp(C_2 \eta). \quad (153)$$

Pour l'instant, les paramètres  $C_1$  et  $C_2$  ont été identifiés sur deux plages distinctes du taux de triaxialité (Tableau 23).

$0 \leq \eta < 0,33$		$0,33 \leq \eta \leq 0,5$	
$C_1$	$C_2$	$C_1$	$C_2$
0,063	7,36	1,33	-1,97

Tableau 23 : Détermination des paramètres du critère de Johnson Cook en fonction de la plage du taux de triaxialité.

Ce modèle reste une première approximation du critère de rupture que l'on souhaite obtenir et fait l'objet d'une implémentation numérique. Cependant, il faut encore l'améliorer d'une part en le complétant car on n'a pas assez d'informations sur la rupture à déformation équivalente pour des taux de triaxialité négatifs, d'autre part il convient de vérifier les approximations qui ont été faites sur la sensibilité du modèle à la vitesse de déformation en effectuant des essais sur plusieurs vitesses, capables de couvrir une gamme plus importante de vitesses de déformation. Enfin, le modèle est basé sur la déformation équivalente à rupture pour un taux de triaxialité initial à une vitesse de déformation donnée. Il serait plus pertinent d'élaborer un critère qui prenne en compte la variation du taux de triaxialité au cours de la sollicitation.

## **CONCLUSIONS GENERALES**

Le comportement des polymères solides reste encore aujourd'hui complexe à modéliser en grandes vitesses de déformation. Si la réponse globale en effort déplacement est correcte, la sensibilité de ces matériaux à la vitesse de déformation, l'apparition précoce de la striction, leur compressibilité sont autant de facteurs qui font que la prédiction des champs locaux en contrainte – déformation est peu précise. Dans ces conditions il devient problématique d'établir un critère de rupture fiable lors de sollicitations dynamiques. L'objectif de ces travaux est d'étudier un polymère semi cristallin renforcé de talc, utilisé dans l'industrie automobile notamment pour l'élaboration de tableaux de bord afin de déterminer un modèle numérique le plus pertinent possible.

Dans une première étape, l'étude bibliographique vise à mettre en évidence la complexité du comportement des matériaux polymères. Elle donne une vision globale des approches de modélisation de ce type de matériaux et permet de choisir la meilleure approche au regard des critères scientifiques et industriels.

La deuxième étape consiste en l'étude expérimentale du comportement du polymère semi cristallin sur une large gamme de vitesses de déformation au travers d'essais de traction et de compression. Ainsi, les comportements macroscopiques tels que, la viscoélasticité, la dissymétrie de la limite élastique en traction-compression, la compressibilité, la viscoplasticité sont mis en évidence. Des modèles mathématiques correspondants sont alors proposés afin de représenter le comportement global à l'aide d'un module élastique sensible à la vitesse de déformation, d'un critère de plasticité de Drucker Prager, d'une loi d'écoulement plastique de G'sell modifiée et de l'isotropie transverse. Les paramètres des modèles sont alors identifiés soit par des méthodes classiques, soit, notamment pour la viscoplasticité, par l'utilisation des techniques de corrélation d'image. Une nouvelle approche est ainsi définie par la mise en place de la méthode SEË. Avec cette méthode, on va profiter des hétérogénéités des champs de déformation lors de la sollicitation du matériau pour construire une surface de comportement dans l'espace des contraintes, déformations et vitesses de déformation. En faisant une coupe de cette surface, on peut établir la loi de comportement à vitesse de déformation constante. A partir des lois ainsi obtenues, une loi d'écoulement plastique de G'sell modifiée est déterminée par optimisation directe.

La troisième étape consiste en l'implémentation numérique des différents modèles dans le code de calcul, Pam Crash® par le biais d'un Usermat pour des éléments coques. Pour assurer l'écart à l'incompressibilité, l'algorithme de résolution s'effectue de façon non associative. Le calcul de l'épaisseur est effectué avec l'hypothèse d'isotropie transverse pour considérer le comportement apparent du matériau, par contre le schéma de résolution numérique est basé sur l'incompressibilité afin de bien estimer la section résistante. A l'issue de l'implémentation, des tests numériques simples sont effectués pour vérifier la bonne représentativité du comportement global du polymère. L'ensemble des comportements macroscopiques observés lors des essais expérimentaux est correctement reproduit. Les résultats numériques obtenus avec les paramètres identifiés sont confrontés aux essais expérimentaux de traction d'éprouvettes droites et entaillées. Les efforts globaux ainsi que les champs de déformation locaux et donc a fortiori les champs de contrainte locaux sont correctement reproduits. Enfin un essai de validation industriel a fait l'objet d'une étude expérimentale et numérique. Il s'agit du test d'impact sur gouttière effectué à deux vitesses distinctes : 0,1 m/s et 2 m/s. On constate que la réponse numérique est plus proche des

résultats expérimentaux à 2m/s qu'à 0,1m/s. Le modèle numérique semble être plus prédictif pour les hautes vitesses de déformation. Dans tous les cas, on observe une amélioration significative des résultats du modèle numérique implémenté par rapport au modèle classique du logiciel dédié aux matériaux viscoplastiques. L'ensemble de ces résultats valide l'approche numérique développée.

Enfin, la rupture est étudiée au travers d'une approche expérimentale. La déformation à rupture est définie en fonction du taux initial de triaxialité des contraintes et de la vitesse de déformation. Pour cela plusieurs types d'essais sont effectués pour faire varier le mode de sollicitation par des essais de traction sur éprouvettes droites et entaillées, de compression et des essais Arcan. Les différents rayons d'entaille et l'angle d'orientation des essais Arcan permettent de changer le taux initial de triaxialité des contraintes. Les résultats montrent qu'en statique, l'évolution de la déformation équivalente à rupture en fonction du taux de triaxialité des contraintes a globalement la même tendance que celle observée pour les matériaux métalliques. La sensibilité à la vitesse de déformation est estimée grâce à l'essai de traction sur éprouvette droite. Une évolution non uniforme est observée puisque la déformation à rupture augmente avec la vitesse de déformation dans un premier temps pour s'infléchir ensuite. Un premier modèle mathématique est proposé pour reproduire l'ensemble des comportements observés.

Si le travail effectué apporte une amélioration certaine pour l'identification et la modélisation du comportement en dynamique d'un polymère semi cristallin, nous n'avons pas tenu compte de l'influence de la température dans le modèle. Le modèle a été implémenté pour des éléments coques dans un code explicite dédié aux sollicitations dynamiques. Il serait envisageable de l'implémenter sur des éléments volumiques d'une part, et d'autre part dans un code implicite pour pouvoir valider l'approche en statique. Enfin, il reste encore à implémenter le critère de rupture proposé afin de voir s'il correspond à la rupture observée expérimentalement. Ce modèle de rupture est défini pour des taux initiaux de triaxialité or pendant l'essai, le taux de triaxialité peut évoluer avec la sollicitation. Il serait judicieux de tenir compte de cette évolution dans le critère de rupture. Enfin, la sensibilité du critère de rupture à la vitesse de déformation doit faire l'objet d'une étude plus approfondie. Pour cela, il conviendrait, de multiplier les essais sur plusieurs vitesses afin d'évaluer le critère sur une gamme de vitesses de déformation la plus large possible, et de multiplier le type de sollicitation afin de faire varier le plus possible le taux de triaxialité en particulier pour les taux de triaxialité négatifs où on ne dispose pas assez d'informations.

## REFERENCES

- [1] **M-F. GRENIER-LOUSTALOT**, "*Architecture et élaboration des polymères*" dans "*Introduction à la mécanique des polymères*", INPL, p57-76, 1995.
- [2] **H-H. KAUSCH, N. HEYMANS., C. J. PLUMMER, P. DECROLY** " *Introduction* " dans " *Matériaux polymères : propriétés mécaniques et physiques* ", Traité des matériaux vol.14, PPUR presse polytechnique, p.1-46, 2001.
- [3] **C. FRIEDLI**, "*Chimie générale pour l'ingénieur*", PPUR presse polytechnique, 2002.
- [4] **A.DESSARTHE**, "*Introduction aux plastiques et composites en mécanique*", Techniques de l'Ingénieur, B 5 170, p1-4.
- [5] **A. ERNER**, "*Etude expérimentale du thermoformage assisté par poinçon d'un mélange de polystyrène* " Thèse, Ecole des mines de Paris, chapitre II, p. 12-41, 1983.
- [6] **J-M. HAUDIN.**, "*Structure et morphologie des polymères semi-cristallins*", dans "*Introduction à la mécanique des polymères*", INPL, pp 97-115, 1995.
- [7] **A. ERSHAD LANGROUDI**, "*Etude de la déformation viscoélastique et plastique du PET amorphe et semi cristallin autour de la transition vitreuse*", Thèse, INSA de Lyon, 1999, chap IV, p. 65-101.
- [8] **A-F. GOURGUES-LORENZO, J-M. HAUDIN**, "*Chapitre VIII: Microstructure des polymères*" dans "*Matériaux pour l'ingénieur*", Ecole des Mines de Paris, 2006.
- [9] **N. OUALI**, "*Etude de la déformation non élastique (faible et forte contrainte) de polymères amorphe monophasés et polyphasés base PMMA*", Thèse, INSA de Lyon, 1992,.
- [10] **B.M. MANGION, J.Y. CAVAILLE, J. PEREZ**, "*A molecular theory for the sub-Tg plastic response of amorphous polymer*", Philos. Mag., 1992, vol A66, P 773-796.
- [11] **J. LI**, "*Shear yielding and shear bands* ", dans "*Plastic deformation of amorphous and semi-crystalline materials*", Les Editions de Physique, 1982.
- [12] **L. SCODELLARO**, "*Endommagement par cavitation du polypropylène renforcé au choc par des particules d'élastomère*", Thèse, université louis pasteur strasbourg I, 2001, chap.I p5-22.
- [13] **S. HELLINCKX**, "*A quantitative model describing physical ageing in isostatic polypropylenes*", Colloid polymer science, 1995, 273, p. 130-137.
- [14] **S. CASTAGNET**, "*Comportement mécanique du PVDF : compétition entre cavitation et écoulement visqueux*", Thèse, Université de Poitiers, 1998.

- [15] C. FOND, C.G'SELL, "*Localisation des déformations et mécanismes d'endommagements dans les polymères multiphasés*", Mécanique & industries, 2002, 3, p. 431-438.
- [16] R. SCHIRRER, "*Les craquelures dans les polymères*", dans "*Introduction à la mécanique des polymères*", INPL, pp 395-411, 1995.
- [17] R. SCHIRRER, C. FOND., "*Quelques aspects de la rupture des polymères : craquelures, microcisaillement et renforcement aux chocs*", La revue de Métallurgie-CIT/Science et génie des matériaux, pp 1027-1042, 1995.
- [18] K. FRIEDRICH, "*Crazes and shear bands in semi-crystalline thermoplastics*", Advances in Polymer Science, 52/53, KAUSCH H., Editions Springer Verlag, 1983.
- [19] G. NATTA, P. CORRADINI, Nuovo Cimento, suppl. 15 (1960) 40.
- [20] M. ABOULFARAJ, C. G'SELL, B. ULRICH AND A. DAHOUN, "*In situ observation of the plastic deformation of polypropylene spherulites under uniaxial tension and simple shear in the scanning electron microscope*" Polymer Volume 36, Issue 4, 1995, Pages 731-742.
- [21] J.M. HAUDIN J. M. et C. G'SELL, "*Mécanismes microscopiques de déformation des polymères semi-cristallins* ", dans "*Introduction à la mécanique des polymères* ", G'SELL C. et. HAUDIN J. M (Eds), INPL, pp. 251-273, (1995).
- [22] A. PETERLIN, F.J. BALTA-CALLEJA, "*Plastic deformation of polypropylene. Part 2: The influence of temperature and draw-ratio on the axial long period*", Journal of Material Science, vol 4, pp 722-729, 1969.
- [23] S. WU, "*Phase structure and adhesion in polymer blends: a criterion for rubber toughening*", Polymer, vol 26, pp 1855-1863, 1985.
- [24] A. GALESKI, "*Strength and toughness of crystalline polymer systems*", Prog. Polym. Sci. 28 (2003) 1643-1699.
- [25] A.S. ARGON, R.E. COHEN, "*Toughenability of polymers*" Polymer 44 (2003) 6013-6032.
- [26] C. BULTEL, J. M. LEFEBVRE and B. ESCAIG, "*On the Workhardening Rate of Glassy Polymers*", Polymer, 24, pp. 476-480, (1983).
- [27] M.C. BOYCE, D.M. PARKS, A.S. ARGON, "*Large inelastic deformation of glassy polymers. Part I: rate dependent constitutive model*", Mechanics of Materials 7 (1988), pp. 15-33.
- [28] E.M. ARRUDA, M.C. BOYCE and R. JAYACHANDRAN, "*Effects of strain rate, temperature and thermomechanical coupling on the finite strain deformation of glassy polymers*", Mechanics of Materials 19 (1995), pp. 193-212.

- [29] **WU and E. VAN DER GIESSEN**, *"On neck propagation in amorphous glassy polymers under plane strain tension"*, International Journal of Plasticity 11 (1995), pp. 211–235.
- [30] **EYRING H.**, *"Viscosity, Plasticity, and Diffusion as Examples of Absolute Reaction Rates"*, J. Chem. Phys, 4, p. 283, (1936).
- [31] **O.GUEGUEN, J. RICHTON, S. AHZI, A. MAKRAFI**, *"Micromechanically based formulation of the cooperative model for the yield behaviour of semi-crystalline polymers"* Acta Materialia 56 (2008) 1650–1655.
- [32] **C.BAUWENS-CROWET**, *"The Compression Yield Behaviour of Polymethyl Methacrylate over a Wide Range of Temperatures and strain rates"*, J Mater. Sci, 8, pp. 968–979, (1973).
- [33] **B.ESCAIG and J. M LEFEBVRE**, *"Thermodynamic and Kinetic Analysis of Non-elastic Deformation in Polymeric Glasses"*. Revue de Physique Appliquée, 13, n° 6, pp. 285–292, (1978).
- [34] **O. VAN DER SLUIS, P.J.G. SCHREURS and H.E.H. MEIJER**, *"Homogenisation of structured elastoviscoplastic solids at finite strains"*, Mechanics of Materials 33 (2001), pp. 499–522.
- [35] **S. NIKOLOV, I. DOGHRI, O. PIERARD, L. ZEALOUK, A. GOLDBERG**, *"Multi-scale constitutive modeling of the small deformations of semi-crystalline polymers."*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids 50 (2002) 2275 – 2302.
- [36] **J. DIANI, F. BEDOUI, G. REGNIER**, *"On the relevance of the micromechanics approach for predicting the linear viscoelastic behavior of semi-crystalline poly(ethylene) terephthalates (PET) "*, Materials Science and Engineering A 475 (2008) 229–234.
- [37] **L. CHABOCHE**, *"Thermodynamic formulation of constitutive equations and application to the viscoplasticity and viscoelasticity of metals and polymers, International Journal of Solids and Structures."* 34 (1997), pp. 2239–2254.
- [38] **Y. LETERRIER and C. G'SELL** *"Viscoelastic Analysis of a Polyurethane Thermosetting Resin under Relaxation and at Constant Compression Strain Rate"*, J. Mater. Sci., 23, pp. 4209–4216, (1988).
- [39] **D. Lai, I. Yakimets, M. Guigon**, *"A non-linear viscoelastic model developed for semi-crystalline polymer deformed at small strains with loading and unloading paths"*, Materials Science and Engineering A 405 (2005) 266–271.
- [40] **A.S. KHAN, O. LOPEZ-PAMIES and R. KAZMI** *"Thermo-mechanical large deformation response and constitutive modeling of viscoelastic polymers over a wide range of strain rates and temperatures"*, International Journal of Plasticity 22 (2006) 581–601.
- [41] **L. FRYE W. PEUKERT**, *"Identification of material specific attrition mechanisms for polymers in dilute phase pneumatic conveying"*, International Journal of Plasticity 22 (2006) 581–601.

- [42] **C. G'SELL** "Lois de comportement des polymères solides " dans " Introduction à la mécanique des polymères", G'SELL C. et. HAUDIN J. M (Eds), INPL p.141-165, (1995).
- [43] **Y. BERTHAUD et D.BAPTISTE** "Rappels de mécanique des milieux continus" dans " Introduction à la mécanique des polymères" G'SELL C. et. HAUDIN J. M (Eds), INPL p.13-55, (1995).
- [44] **A. DAHOUN**, "comportement plastique et texture de déformation des polymères semi-cristallin en traction uniaxiale et en cisaillement simple", Thèse, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy (1992).
- [45] **P. B. BOWDEN and J. A. JUKES**, "The Plastic Flow of Isotropic Polymers", J. Mat. Sci., 7, pp. 52-63, (1972).
- [46] **S. STERNSTEIN**, "Yielding in Glassy Polymers", in "Polymeric Materials", ASM, Metals Park, Oh, pp. 369-410, (1975)
- [47] **R. RAGHAVA, R.M. CADDEL, G.S.Y. YEH**, "The Macroscopic yield behaviour of polymers" , J. Mat. Sci. 8 (1973) 225-232.
- [48] **M.N. CHARALAMBIDES, AJ KINLOCH, F.L MATTEWS**, "Adhesively-bonded repairs to fibre composite materials II: Finite element modeling", Composites Part A: Applied Science and Manufacturing 1998;29:1383-1396.
- [49] **N. RENON**, "Simulation numérique par éléments finis des grandes déformations des sols. Application a la Scarification", These de Doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, 2002.
- [50] **M. L. BISILLIAT**, "Comportement mécanique d'un polycarbonate à grande vitesse de sollicitation - Etude expérimentale et simulation", Thèse Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, (1997) .
- [51] **Y. TILLIER**, "Identification par analyse inverse du comportement mécanique des polymères solides ; application aux sollicitations multiaxiales et rapides", Thèse, Ecole nationale supérieure des mines de Paris 1998, p.11-51.
- [52] **G. SPINGLER**, "Caractérisation des matériaux pour la sécurité passive secondaire", thèse de doctorat de l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambresis, 2001.
- [53] **C. G'SELL, J.J. JONAS**, "Yield and Transient Effects during the Plastic Deformation of Solid Polymers", J. Mater. Sci., 16, p. 1956, (1981) .
- [54] **I.M. WARD**, "Review: The Yield Behaviour of Polymers", Journal of Materials Science, 6, pp. 1397-1417, (1971) .
- [55] **M. BELCADI**, "Comportement mécanique d'un polycarbonate prédéformé par laminage ", Thèse Université de Poitiers, ENSMA, (1990) .
- [56] **C. G'SELL and J.J. JONAS**, "Determination of the Plastic Behaviour of Solid Polymer at Constant True Strain Rate ", J. Mater. Sci., 14, pp.583-591, (1979) .

- [57] **C. G'Sell, J.M. Hiver, A. Dahoun**, "Experimental characterization of deformation damage in Solid polymers under tension, and its interrelation with necking", *International Journal of Solids and Structures* 39 (2002) 3857–3872
- [58] **N. BILLON, L. MAURIN, Y. GERMAIN**, "Characterisation of ductile polymers at high strain rates: experimental and theoretical considerations, 1<sup>st</sup> International Conference of Time Dependant Materials", Ljubljana, (1995), p. 293.
- [59] **G. Spingler, P. Drazetic, and E. Markiewicz**, "Dynamic characterization of polymers to improve numerical simulations for passive safety", *International Journal of Crashworthiness*, 10:1, 87 – 101, (2005).
- [60] **N.TEMIMI-MAAREF**, "Comportement thermo-mécanique et rupture de polypropylènes. Etude expérimentale et modélisation.", thèse de doctorat l'école des mines de paris, 2006.
- [61] **S. A. FAWAZ, A.N. PALAZOTTO, C.S. WANG**, "Axial tensile and compressive properties of high-performance polymeric fibres", *Polymer*, Volume 33, Issue 1, 1992, Pages 100-105.
- [62] **C.G'SELL, J-M HIVER, S-L. BAI**, "Polypropylene / polyamide6 / polyethylene-octane elastome blends. Part 2: volume dilatation during plastic deformation under uniaxial tension", *Polymer* 45 (2004) 5785–5792.
- [63] **O. De ALMEIDA, F. LAGATTU, J. BRILLAUD**, "Analysis by a 3D DIC technique of volumetric deformation gradients: Application to polypropylene / EPR / talc composites", *Composites: Part A* 39 (2008) 1210–1217.
- [64] **F. HILD** "CORRELI<sup>1MT</sup>: A software for Displacement Field Measurements by Digital Image Correlation", internal report No 254, January 2002.
- [65] **J.-N. PÉRIÉ, S. CALLOCH, C. CLUZEL, F. HILD**, "Analysis of a Multiaxial Test on a C/C composite by Using Digital Image Correlation and a Damage Model", *Experimental Mechanics*, vol 42, No. 3, September 2002.
- [66] Pam-Crash Theory Notes Manuel V2000, Pam Système International, France.
- [67] **E.A. De SOUZA, D.PERIC, D.R.J. OWEN**, "Computational methods for plasticity theory and applications", WILEY, 2008.
- [68] **F. ZAIRI, M. NAIT-ABDELAZIZ, J.M. GLOAGUEN, J.M. LEFEBVRE**, "Modelling of the elasto viscoplastic damage behaviour of glassy polymers", *International Journal of Plasticity* 24 (2008) 945–965.
- [69] **P.B. BOWDEN, R.J. OXBOUROUGH**, "A general critical-strain criterion for crazing in amorphous glassy polymers", *Philosophical Magazine*, vol 28, pp 547, 1973.
- [70] **S.S.STERNSTEIN, L. ONGSHIN**, "Polymer preprints", American Chemical Society, Division Polymer Chemistry, vol 10 (2), pp 1117, 1969.

- [71] **T.Wierzbicki, Y.Bao, Y-W. Lee, Y. Bai** "*Calibration and evaluation of seven fracture models*", International Journal of Mechanical Sciences 47 (2005) 719–743.
- [72] **Q.M. Li**, "*Strain energy density failure criterion*", International Journal of Solids and Structures, 38 (2001) 6997-7013.

## TABLE DES FIGURES

FIGURE 1 : REPRESENTATION ARCHITECTURALEMENT D'UN POLYMERE LINEAIRE SEMI CRISTALLIN : LE POLYPROPYLENE. ....	8
FIGURE 2 : ISOMERE DE CONFIGURATION DU POLYPROPYLENE : (A) ISOTACTIQUE, (B) SYNDIOTACTIQUE, (C) ATACTIQUE. ....	11
FIGURE 3 : REPRESENTATION D'UN ARRANGEMENT MICROSCOPIQUE AMORPHE ET SEMI CRISTALLIN. ....	12
FIGURE 4 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE D'UN SPHEROLITE ET DES LAMELLES LE CONSTITUANT. ....	13
FIGURE 5 : MECANISME DE DEFORMATION DE LA PHASE AMORPHE DANS UN POLYMERE SEMI CRISTALLIN : A) ETAT NON DEFORME, B) GLISSEMENT INTERLAMELLAIRE ET C) SEPARATION INTERLAMELLAIRE. ....	14
FIGURE 6 : BANDES DE CISAILLEMENT GENEREES PAR COMPRESSION D'UN POLYMERE : A) BANDES FINES ET B) BANDES LARGES. ....	14
FIGURE 7 : SCHEMA IDEALISE DU MECANISME D'ENDOMMAGEMENT PAR CAVITATION INDUITE PAR LE CONFINEMENT ENTRE LES LAMELLES RIGIDES, DANS LES ZONES AMORPHES DES SPHEROLITES EN TRACTION. ....	15
FIGURE 8 : MICROSTRUCTURE D'UNE CRAQUELURE SANS FISSURE. ....	16
FIGURE 9 : MECANISME D'EXTRACTION DE MATIERE PAR UNE FIBRILLE QUI S'ALLONGE. LES PARAMETRES PERTINENTS SONT LE SEUIL D'ECOULEMENT PLASTIQUE $\sigma_c$ , LA TENSION DE SURFACE DU POLYMERE, LE DIAMETRE DES FIBRILLES D, ET L'EPAISSEUR H DE LA ZONE ACTIVE "FLUIDE" ....	16
FIGURE 10 : MECANISME D'INSTABILITE DE MENISQUE D'AVANCEE DU FRONT DE LA CRAQUELURE MONTRANT LA FORMATION DE NOUVELLES FIBRILLES. ....	17
FIGURE 11 : GLISSEMENT PARALLELEMENT (CHAIN SLIP) OU PERPENDICULAIREMENT AUX CHAINES (TRANSVERSE SLIP). ....	18
FIGURE 12 : GLISSEMENT ENTRE PLANS CRISTALLINS : A) BANDE DIFFUSE ET B) BANDE LARGE. ....	18
FIGURE 13 : LES TROIS TYPES DE REGIONS A CONSIDERER DANS UN SPHEROLITE SOUMIS A UNE TRACTION UNIAXIALE : 1) REGIONS POLAIRES, 2) REGIONS DIAGONALES ET 3) REGIONS EQUATORIALES. ....	19
FIGURE 14 : MECANISME DE FIBRILLATION DANS UNE ZONE DIAGONALE DU SPHEROLITE : A) ETAT NON DEFORME, B) EXTENSION DES MOLECULES DE LIAISON ET BASCULEMENT DES CHAINES A L'INTERIEUR DES LAMELLES, C) FRAGMENTATION DES LAMELLES EN BLOCS PLUS PETITS ET D) ALIGNEMENT DES BLOCS SELON LA DIRECTION D'ETIRAGE. ....	20
FIGURE 15 : EVOLUTION TYPIQUE DE LA CONTRAINTE VRAIE EN FONCTION DE LA DEFORMATION VRAIE D'UN POLYMERE SEMI CRISTALLIN. ....	21
FIGURE 16 : DECOMPOSITION DE LA CONTRAINTE D'ECOULEMENT EN TRACTION DU PMMA VITREUX EN COMPOSANTE D'ACTIVATION $\sigma^*$ ET UNE COMPOSANTE ORIENTATIONNELLE $\sigma_1$ . ....	22
FIGURE 17 : DIFFERENTS MODELES ANALOGIQUES UNIAXIAUX. ....	24
FIGURE 18 : COMPORTEMENTS TYPIQUES DES POLYMERES. ....	26
FIGURE 19 : CRITERE DE PLASTICITE DE VON MISES MODIFIE. ....	27
FIGURE 20 : REPRESENTATION DU CRITERE DE DRUCKER PRAGER DANS L'ESPACE DES CONTRAINTES PRINCIPALES. ....	28
FIGURE 21 : COURBES CONTRAINTE VRAIE - DEFORMATION VRAIE DE DIVERS POLYMERES OBTENUES A 25 °C AVEC LA METHODE VIDEOMETRIQUE. ....	30
FIGURE 22 : SCHEMA DU SYSTEME DE VIDEO TRACTION. ....	33
FIGURE 23 : GEOMETRIE DES EPROUVETTES DE TRACTION. ....	38
FIGURE 24 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE L'ESSAI DE TRACTION UNIAXIALE. ....	39
FIGURE 25 : EVOLUTION DES COURBES EFFORT DEPLACEMENT AVEC LA VITESSE D'ESSAI. ....	40
FIGURE 26 : EVOLUTION DES COURBES CONTRAINTE DEFORMATION POUR DIFFERENTES VITESSES D'ESSAIS (HYPOTHESE D'INCOMPRESSIBILITE). ....	42
FIGURE 27 : GEOMETRIE DES EPROUVETTES : A) POUR LA COMPRESSION ET B) POUR LA TRACTION. ....	43
FIGURE 28 : PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ESSAI DE COMPRESSION. ....	44
FIGURE 29 : PRESENTATION DES RESULTATS DES ESSAIS DE COMPRESSION ET DE TRACTION A 1 ET 100 MM/MIN. ....	44
FIGURE 30 : GEOMETRIE DES PETITES EPROUVETTES DE TRACTION. ....	45
FIGURE 31 : MESURE DES CHAMPS DE DEPLACEMENT SUR LES ZONES UTILES DE LA FACE ET DE L'EPAISSEUR A L'AIDE DE DEUX CAMERAS. ....	46

FIGURE 32 : VERIFICATION DES MESURES ENTRE LA FACE ET L'ÉPAISSEUR : A) COMPARAISON DU CHAMP DE DEPLACEMENT LONGITUDINAL ENTRE L'ÉPAISSEUR (GAUCHE) ET LA FACE (DROITE), B) COMPARAISON DU CHAMP DE DEFORMATION LONGITUDINAL ENTRE L'ÉPAISSEUR (GAUCHE) ET LA FACE (DROITE). .....	46
FIGURE 33 : ÉVOLUTION DES DIMENSIONS DE LA ZONE UTILE REPRESENTÉE PAR UNE ROI : A) DIMENSIONS INITIALES AVANT DEFORMATION ET B) DIMENSIONS APRES DEFORMATION.....	47
FIGURE 34 : COMPARAISON DE LA DEFORMATION LONGITUDINALE SUR LA ROI ENTRE LA FACE ET LA TRANCHE EN FONCTION DE L'IMAGE CAPTURÉE.....	48
FIGURE 35 : ÉVOLUTION DES DEFORMATIONS TRANSVERSALES EN FONCTION DE LA DEFORMATION LONGITUDINALE.....	48
FIGURE 36 : COMPARAISON ENTRE LES DEFORMATIONS TRANSVERSALES MESURÉES ET $E_{33}$ CALCULÉE AVEC L'HYPOTHESE D'INCOMPRESSIBILITE. ....	49
FIGURE 37 : ÉVOLUTION DU COEFFICIENT DE POISSON EN PLASTICITE. ....	50
FIGURE 38 : CARTOGRAPHIE THERMIQUE AUTOUR DE LA ZONE UTILE : A) AVANT L'ESSAI A 90 MM/MIN ET B) A LA FIN DE L'ESSAI A 90 MM/MIN. ....	51
FIGURE 39 : MODELE RHEOLOGIQUE; RESSORT SENSIBLE A LA VITESSE DE DEFORMATION. ....	52
FIGURE 40 : ÉVOLUTION DU MODULE D'ELASTICITE EN FONCTION DE LA VITESSE MOYENNE.....	53
FIGURE 41 : DEFINITION DE LA REGION D'INTERET (ROI) : A) DISCRETISATION DE LA ROI EN FACETTES (ZOI) SUR UNE IMAGE DE REFERENCE, B) ÉVOLUTION DE LA ROI ET DEFORMATION DES ZOI SUR UNE IMAGE DEFORMÉE.....	56
FIGURE 42 : HISTOGRAMMES DE MOUCHETIS : A) REPARTITION DE NIVEAU DE GRIS UNIFORME ET B) REPARTITION DE NIVEAU DE GRIS EN FORME DE GAUSSIENNE. ....	57
FIGURE 43 : PRINCIPE DE LA METHODE SEË : A) REPRESENTATION DE LA ZONE UTILE D'UNE EPROUVETTE DROITE (ROI), B) DISCRETISATION DE LA ROI EN ZOI, C) REPRESENTATION DE LA STRICTION APRES DEFORMATION ET D) GROSSISSEMENT D'UNE ZOI. ....	58
FIGURE 44 : DEPOUILLEMENT D'UN ESSAI DE TRACTION A 1M/S : A) VISUALISATION DES CHAMPS DE DEFORMATION AVEC CORRELI® v7, B) ÉVOLUTION DE LA DEFORMATION DES ZOI SUR UNE IMAGE DEFORMÉE, C) CALCUL DE LA CONTRAINTE DE CHAQUE ZOI DANS L'ESPACE DES CONTRAINTES, DEFORMATIONS ET VITESSES DE DEFORMATION.....	61
FIGURE 45 : SURFACE DE COMPORTEMENT ÉTABLIE AVEC L'HYPOTHESE D'INCOMPRESSIBILITE. ....	62
FIGURE 46 : LOIS DE COMPORTEMENT OBTENUES A DIFFÉRENTES VITESSES DE DEFORMATION AVEC L'HYPOTHESE D'INCOMPRESSIBILITE. ....	63
FIGURE 47 : SURFACE DE COMPORTEMENT ÉTABLIE AVEC L'HYPOTHESE D'ISOTROPIE TRANSVERSE.....	63
FIGURE 48 : LOIS DE COMPORTEMENT OBTENUES A DIFFÉRENTES VITESSES DE DEFORMATION AVEC L'HYPOTHESE D'ISOTROPIE TRANSVERSE.....	64
FIGURE 49 : IDENTIFICATION DES PARAMETRES DU GSELL MODIFIÉ.....	65
FIGURE 50 : MODELE DE COMPORTEMENT COMPLET. ....	67
FIGURE 51 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU SYSTEME MASSE RESSORT. ....	69
FIGURE 52 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE D'UN ELEMENT BARRE.....	70
FIGURE 53 : SCHEMA DE FONCTIONNEMENT DE LA USERMAT. ....	71
FIGURE 54 : REPRESENTATION DU RETOUR A LA SURFACE DE CHARGE. ....	74
FIGURE 55 : SCHEMA DE RESOLUTION NUMERIQUE. ....	78
FIGURE 56 : MODELISATION D'UN CAS TEST CONSTITUÉ D'UN ELEMENT. ....	79
FIGURE 57 : VALIDATION NUMERIQUE DE LA VISCOELASTICITE ET DE LA PLASTICITE.....	80
FIGURE 58 : VALIDATION NUMERIQUE DE LA DISSYMETRIE TRACTION-COMPRESSION. ....	80
FIGURE 59 : COMPARAISON DE L'ÉVOLUTION DU COEFFICIENT DE POISSON NUMERIQUE ET EXPERIMENTAL. ....	81
FIGURE 60 : REPRESENTATION DU RETOUR NON ASSOCIATIF A LA SURFACE DE CHARGE PAR OPPOSITION AU RETOUR RADIAL. ....	82
FIGURE 61 : COMPARAISON DE L'ÉVOLUTION DU COEFFICIENT DE POISSON NUMERIQUE, NUMERIQUE NON ASSOCIATIF ET EXPERIMENTAL. ....	82
FIGURE 62 : ÉVOLUTION DE $ \epsilon_{33} $ EN FONCTION DE $ \epsilon_{22} $ SUR L'ÉLEMENT DE VALIDATION NUMERIQUE.....	83
FIGURE 63 : MODELISATION DE L'ÉPROUVETTE DE TRACTION EN ELEMENTS FINIS PAR RAPPORT AUX DIMENSIONS REELLES. ....	84
FIGURE 64 : COMPARAISON ENTRE LES REPONSES NUMERIQUES ET EXPERIMENTALES EN EFFORT DEPLACEMENT SUR LES ESSAIS DE TRACTION.....	85
FIGURE 65 : ÉVOLUTION DES DEFORMATIONS LONGITUDINALES ET TRANSVERSALES EN FONCTION DU TEMPS, INDICATION DES INSTANTS DE COMPARAISON DES CHAMPS LOCAUX DE DEFORMATION.....	86
FIGURE 66 : MODELISATION DE L'ÉPROUVETTE DE TRACTION EN ELEMENTS FINIS PAR RAPPORT AUX DIMENSIONS REELLES. ....	90
FIGURE 67 : ÉVOLUTION DES EFFORTS DE TRACTION SUR EPROUVETTE DROITE ENTAILLÉE EN FONCTION DU TEMPS. ....	91

FIGURE 68 : COMPARAISON DES ALLONGEMENTS OBTENUS PAR LA ROI ET LE CALCUL NUMERIQUE. ....	91
FIGURE 69 : GEOMETRIE ET DIMENSION DE LA GOUTTIERE. ....	95
FIGURE 70 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL DU TEST D'IMPACT SUR GOUTTIERE. ....	95
FIGURE 71 : MODELISATION NUMERIQUE DU TEST D'IMPACT SUR GOUTTIERE. ....	96
FIGURE 72 : VISUALISATION DES DEFORMATIONS DE LA GOUTTIERE : A) EXPERIMENTAL ET B) NUMERIQUE. ....	97
FIGURE 73 : SCHEMA RHEOLOGIQUE DE LA LOI DE G'SELL DEFINIE DANS PAM CRASH®. ....	97
FIGURE 74 : COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUES ET EXPERIMENTAUX A 0,1 M/S. ....	98
FIGURE 75 : COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUES ET EXPERIMENTAUX A 2 M/S. ....	99
FIGURE 76 : CRITERE DE PLASTICITE DE VON MISES MODIFIE ET CRITERE DE CRAQUELURE EN ETAT DE CONTRAINTES PLANES. ....	102
FIGURE 77 : COURBE LIMITE DE FORMAGE POUR DIFFERENTS MATERIAUX METALLIQUES POUR DES TESTS CLASSIQUES D'IMPACT. ....	104
FIGURE 78 : EVOLUTION DE LA DEFORMATION EQUIVALENTE A RUPTURE EN FONCTION DE L'ETAT DE CONTRAINTE INITIAL. ....	105
FIGURE 79 : REPRESENTATION DE LA COURBE $\bar{\epsilon}_f(\eta)$ DANS L'ESPACE $(\bar{\epsilon}_f, \eta)$ DU CRITERE DE COCKCROFT- LATHAM POUR UN ALUMINIUM. ....	106
FIGURE 80 : REPRESENTATION DE LA COURBE $\bar{\epsilon}_f(\eta)$ DANS L'ESPACE $(\bar{\epsilon}_f, \eta)$ POUR UN CRITERE DE WILKINS POUR UN ALUMINIUM. ....	107
FIGURE 81 : REPRESENTATION DE LA COURBE $\bar{\epsilon}_f(\eta)$ DANS L'ESPACE $(\bar{\epsilon}_f, \eta)$ D'UN CRITERE DE XUE- WIERZBICKI POUR UN ALUMINIUM. ....	109
FIGURE 82 : EXEMPLE DE RELEVES DES DEFORMATIONS DANS LA ZONE A RUPTURE SUR UNE PETITE EPROUVETTE DROITE : A) IMAGE INITIALE D'UNE PETITE EPROUVETTE DE TRACTION, B) IMAGE A LA RUPTURE, C) VISUALISATION DES DEFORMATIONS DES ZOI AFFICHEES SUR L'IMAGE AVANT RUPTURE D) VISUALISATION DE LA DEFORMATION LONGITUDINALE $E_{11}$ SUR L'IMAGE INITIALE. ....	111
FIGURE 83 : EVOLUTION DE LA DEFORMATION EQUIVALENTE A RUPTURE EN FONCTION DE LA VITESSE DE DEFORMATION. ....	112
FIGURE 84 : PRESENTATION DES EPROUVETTES ENTAILLEES AVEC LEUR TAUX DE TRIAXIALITE INITIAL. ....	113
FIGURE 85 : EXEMPLE DE RELEVES DES DEFORMATIONS DANS LA ZONE A RUPTURE SUR UNE EPROUVETTE ENTAILLEE DE RAYON DE 2 MM : A) IMAGE INITIALE D'UNE PETITE EPROUVETTE DE TRACTION, B) IMAGE A LA RUPTURE, C) VISUALISATION DES DEFORMATIONS DES ZOI AFFICHEE SUR L'IMAGE AVANT RUPTURE, D) VISUALISATION DE LA DEFORMATION LONGITUDINALE $E_{11}$ SUR L'IMAGE INITIALE, E) VISUALISATION DE LA DEFORMATION TRANSVERSALE $E_{22}$ SUR L'IMAGE INITIALE ET F) VISUALISATION DE LA DEFORMATION TRANSVERSALE $E_{12}$ SUR L'IMAGE INITIALE. ....	114
FIGURE 86 : REPRESENTATION DU MONTAGE ARCAN. ....	116
FIGURE 87 : GEOMETRIE DES EPROUVETTES ARCAN (EN MM). ....	116
FIGURE 88 : EXEMPLE DE RELEVES DE LA DEFORMATION EN CISAILLEMENT A RUPTURE SUR UNE EPROUVETTE ARCAN ORIENTE A 60° A 1 MM/MIN : A) IMAGE INITIALE D'UNE EPROUVETTE ARCAN, B) IMAGE A LA RUPTURE D'UNE EPROUVETTE ARCAN, ....	118
FIGURE 89 : REPRESENTATION DE L'ABSENCE DE RUPTURE EN CAS DE COMPRESSION : A) IMAGE INITIALE D'UNE EPROUVETTE DE COMPRESSION EN DEBUT D'ESSAI, B) IMAGE D'UNE EPROUVETTE DE COMPRESSION EN FIN D'ESSAI ET C) COURBE CONTRAINTE DEFORMATION. ....	120
FIGURE 90 : EVOLUTION DE LA DEFORMATION A RUPTURE EN FONCTION DU TAUX DE TRIAXIALITE EN STATIQUE. .....	121
FIGURE 91 : CONSTRUCTION D'UN CRITERE DE RUPTURE EN DEFORMATION EQUIVALENTE EN FONCTION DU TAUX DE TRIAXIALITE ET DE LA VITESSE DE DEFORMATION. ....	122

## TABLE DES TABLEAUX

TABLEAU 1 : CARACTERISTIQUES MECANIQUES ET THERMIQUES UTILISABLES POUR LE PREDIMENSIONNEMENT D'UNE PIECE EN PLASTIQUE OU COMPOSITE (ORDRES DE GRANDEUR INDICATIFS).....	10
TABLEAU 2 : DIFFERENTES PHASES D'UN POLYMERE SEMI CRISTALLIN EN FONCTION DE LA TEMPERATURE.....	12
TABLEAU 3 : QUELQUES PROPRIETES DU BMT 225.....	37
TABLEAU 4 : TABLEAU DES VITESSES ET DES VITESSES DE DEFORMATION DES ESSAIS DE TRACTION.....	38
TABLEAU 5 : MISE EN EVIDENCE DU BLANCHISSEMENT AU COURS DE L'ESSAI DE TRACTION EN FONCTION DE LA VITESSE.....	40
TABLEAU 6 : MODULES D'ELASTICITE EN FONCTION DE LA VITESSE DE DEFORMATION MOYENNE.....	43
TABLEAU 7 : PRESENTATION DES RESULTATS TRACTION - COMPRESSION.....	45
TABLEAU 8 : AUTO ECHAUFFEMENT DE LA ZONE UTILE DES PETITES EPROUVETTES DE TRACTION : A) ESSAI A 90 MM/MIN ET B) ESSAI A 500MM/MIN.....	51
TABLEAU 9 : PARAMETRE DU MODELE VISCOELASTIQUE.....	53
TABLEAU 10 : PARAMETRES IDENTIFIES DE LA LOI DE COMPORTEMENT.....	65
TABLEAU 11 : TABLEAU DES VITESSES D'ESSAIS ET DES VITESSES DE DEFORMATION POUR LA VALIDATION NUMERIQUE.....	79
TABLEAU 12 : COMPARAISON DES CHAMPS DE DEFORMATION CALCULES PAR CORRELATION D'IMAGE ET NUMERIQUEMENT AU DEBUT DE LA PLASTICITE.....	87
TABLEAU 13 : COMPARAISON DES CHAMPS DE DEFORMATION CALCULES PAR CORRELATION D'IMAGE ET NUMERIQUEMENT EN MILIEU D'ESSAI.....	88
TABLEAU 14 : COMPARAISON DES CHAMPS DE DEFORMATION CALCULES PAR CORRELATION D'IMAGES ET NUMERIQUEMENT EN FIN D'ESSAI.....	89
TABLEAU 15 : COMPARAISONS DES CHAMPS DE DEFORMATION CALCULES PAR CORRELATION D'IMAGE ET NUMERIQUEMENT AU DEBUT DE LA PLASTICITE SUR UNE EPROUVETTE ENTAILLEE.....	92
TABLEAU 16 : COMPARAISONS DES CHAMPS DE DEFORMATION CALCULES PAR CORRELATION D'IMAGE ET NUMERIQUEMENT EN MILIEU D'ESSAI SUR UNE EPROUVETTE ENTAILLEE.....	93
TABLEAU 17 : COMPARAISONS DES CHAMPS DE DEFORMATION CALCULES PAR CORRELATION D'IMAGE ET NUMERIQUEMENT EN FIN D'ESSAI SUR UNE EPROUVETTE ENTAILLEE.....	94
TABLEAU 18 : DEPOUILLEMENT DES ESSAIS DE TRACTION SUR EPROUVETTES DROITES POUR L'ETUDE DE LA RUPTURE.....	112
TABLEAU 19 : DEPOUILLEMENT DES ESSAIS DE TRACTION SUR EPROUVETTES ENTAILLEES POUR L'ETUDE DE LA RUPTURE.....	113
TABLEAU 20 : EVOLUTIONS DE LA DEFORMATION EQUIVALENTE A RUPTURE DES EPROUVETTES DE TRACTION ENTAILLEES EN FONCTION DE LA VITESSE DE DEFORMATION ET DU RAYON D'ENTAILLE.....	115
TABLEAU 21 : DEPOUILLEMENT DES EPROUVETTES ARCAN.....	117
TABLEAU 22 : EVOLUTION DE LA DEFORMATION EQUIVALENTE A RUPTURE DES EPROUVETTES ARCAN EN FONCTION DE LA VITESSE DE DEFORMATION.....	119
TABLEAU 23 : DETERMINATION DES PARAMETRES DU CRITERE DE JOHNSON COOK EN FONCTION DE LA PLAGE DU TAUX DE TRIAXIALITE.....	123



Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



00900657