

# Procédés de Plasturgie: Approche par des modèles numériques, thermiques et mécaniques

Yves Bereaux

► **To cite this version:**

Yves Bereaux. Procédés de Plasturgie: Approche par des modèles numériques, thermiques et mécaniques. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2012. <tel-01023401>

**HAL Id: tel-01023401**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01023401>**

Submitted on 16 Jul 2014

**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.

**Habilitation à Diriger des Recherches**  
*Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*  
*Université Claude Bernard Lyon 1*

**Yves Béreaux**

Maître de Conférences 62ème section CNU  
Enseignant à l'INSA de Lyon, filière GMPP  
Chercheur au Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures

Procédés de plasturgie :

approche par des modèles numériques, thermiques et mécaniques

Mémoire définitif

Date de Soutenance : 06 Janvier 2012

Composition du jury :

François DUPRET	Professeur, Université Catholique de Louvain	Rapporteur
Rémi DETERRE	Professeur, Université de Nantes	Rapporteur
Daniel NELIAS	Professeur, INSA de Lyon	Rapporteur
René FULCHIRON	Maître de Conférences, Université Claude Bernard de Lyon	Examineur
Jean-Yves CHARMEAU	Professeur, INSA de Lyon	Examineur



# Table des matières

<b>I</b>	<b>CV, publications, activités et responsabilités pédagogiques</b>	<b>13</b>
<b>1</b>	<b>Publications</b>	<b>15</b>
1.1	Articles . . . . .	15
1.2	Conférences avec actes . . . . .	16
1.3	Conférences sans actes ou actes avec diffusion restreintes . . . . .	19
1.4	Séminaires . . . . .	20
1.5	Cours . . . . .	21
1.6	Rapports . . . . .	21
1.7	Co-encadrements . . . . .	22
1.8	Devenir des étudiants encadrés . . . . .	23
<b>2</b>	<b>Activités d'enseignement</b>	<b>25</b>
2.1	Contexte . . . . .	25
2.2	Ecoulement de polymères fondus . . . . .	26
2.3	Méthodes numériques . . . . .	26
2.4	Travaux Pratiques Moyenne Durée . . . . .	27
2.5	Travaux pratiques de mécanique . . . . .	29
2.6	Suivi de stage ESP et GMPP . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Responsabilités administratives</b>	<b>31</b>
<b>II</b>	<b>Activités de recherche</b>	<b>33</b>
<b>4</b>	<b>Introduction</b>	<b>35</b>
<b>5</b>	<b>Méthode des tubes de courant</b>	<b>37</b>
5.1	Formulation . . . . .	37
5.2	Tenseur des déformations . . . . .	38
5.3	Minimisation de la dissipation mécanique . . . . .	39
5.4	Exemples de Résultats . . . . .	41
<b>6</b>	<b>Plastification des polymères dans les ensembles vis-fourreau</b>	<b>45</b>
6.1	Introduction . . . . .	45
6.2	Plastification et casse des thermoplastiques chargés fibres longues	47
6.2.1	Modélisation de la plastification . . . . .	47
6.2.2	Calcul des points de fonctionnement des vis de plastification	53
6.2.3	Dégradation des fibres . . . . .	56
6.2.4	Déformation des fibres en phase fondue . . . . .	58
6.3	Modélisation de l'écoulement dans un chenal de vis . . . . .	62
6.3.1	Contexte et décomposition . . . . .	62
6.3.2	Géométrie du chenal . . . . .	64

6.3.3	Equations de conservation . . . . .	65
6.3.4	Ecoulement par différence de pression . . . . .	67
6.3.5	Ecoulement par déplacement de paroi d'un fluide Newtonien	71
6.4	Visualisation dans les vis de plastification . . . . .	75
6.4.1	Visualisation de l'écoulement dans le chenal . . . . .	77
6.4.2	Conception d'un fourreau à fenêtres . . . . .	80
<b>7</b>	<b>Thermique et défauts d'aspect en injection-moulage</b>	<b>87</b>
7.1	Introduction . . . . .	87
7.2	Ecoulement anisotherme dans une buse d'injection . . . . .	88
7.2.1	Introduction . . . . .	88
7.2.2	Etude bibliographique . . . . .	89
7.2.3	Solution analytique de l'écoulement anisotherme . . . . .	89
7.2.4	Modélisation numérique de l'écoulement anisotherme . . . . .	91
7.3	Défauts d'aspect . . . . .	94
7.4	Thermique instationnaire du contact polymère-acier . . . . .	96
7.4.1	Thermique instationnaire dans les composites . . . . .	96
7.4.2	Modèle de croissance de gaine solide . . . . .	100
7.4.3	Application aux défauts de ligne de soudure . . . . .	100
7.5	Optimisation du refroidissement en soufflage . . . . .	102
7.6	Perspectives . . . . .	102
<b>8</b>	<b>Optimisation des procédés de Soufflage</b>	<b>107</b>
8.1	Mesure optique en ligne de la géométrie des parois dans le procédé d'extrusion soufflage . . . . .	107
8.1.1	Contexte et état de l'art . . . . .	107
8.2	Mesure optique de l'épaisseur . . . . .	110
8.3	Résultats expérimentaux . . . . .	111
8.3.1	Modélisation du gonflement . . . . .	112
8.3.2	Modélisation du fluage . . . . .	116
8.3.3	Conclusions et Perspectives . . . . .	120
8.4	Simulation et optimisation du procédé d'injection Soufflage . . . . .	120
<b>9</b>	<b>Microstructure</b>	<b>125</b>
9.1	Microstructure . . . . .	125
9.1.1	Micro-Rhéologie . . . . .	126
9.1.2	Lois de comportement . . . . .	128
9.2	Simulation numérique . . . . .	133
9.2.1	Méthodologie de Calcul . . . . .	133
9.2.2	Algorithme de Calcul en écoulement de Poiseuille . . . . .	133
9.3	Filière micronique . . . . .	134
<b>10</b>	<b>Peinture</b>	<b>137</b>
10.1	Introduction : contexte économique et enjeux du procédé de peinture par pulvérisation . . . . .	137
10.1.1	Contraintes sur la formulation des peintures . . . . .	138
10.2	Physique du procédé . . . . .	139
10.2.1	Atomisation de la peinture . . . . .	139
10.2.2	Electrostatique . . . . .	141
10.2.3	Aérodynamique . . . . .	142
10.2.4	Aérosol . . . . .	144
10.2.5	Couplages entre les phases peinture et air . . . . .	144

---

10.3 Simulation numérique du transport des gouttes . . . . .	146
10.3.1 Introduction . . . . .	146
10.3.2 Modèle analytique de trajectoires . . . . .	147
10.3.3 Emploi de codes de calculs volumes-finis . . . . .	148
10.4 Déposition des gouttes de peinture et filmification . . . . .	149
<b>11 Perspectives</b>	<b>153</b>



# Liste des tableaux

2.1	Activités d'enseignement dans la filière GMPP . . . . .	27
6.1	Critères de flambement de Forgacs & Mason et calculés . . . . .	60
6.2	Tableau des perturbations calculées . . . . .	67
6.3	Dimensions du système vis-fourreau Visiovis . . . . .	76
6.4	Bilan des projets liés à l'étude de la plastification dans les ensembles vis-fourreau . . . . .	82
7.1	Conditions de transformation du Polyamide 6,6, pour la simulation numérique de la phase d'injection . . . . .	92
7.2	Epaisseurs gaines solides PBT . . . . .	100
8.1	Paramètres procédé . . . . .	111





# Table des figures

2.1	Service Horaire Annuel à l'INSA . . . . .	26
5.1	Lignes de courant et définition des coordonnées Tubes de Courant ( $R, Z$ ) et Protéennes ( $\psi, Z$ ) . . . . .	38
5.2	Ecoulement d'un fluide Newtonien dans une filière convergente : (g) Lignes de courant calculées. (c) Evolution de $f'R$ et $f'Z$ . (d) Evolution des composantes de vitesse $V_z$ et $V_r$ le long des lignes de courant. . . . .	41
5.3	Ecoulement d'un fluide Newtonien dans une transition adhérence-glissement : (g) Lignes de courant calculées. (c) Evolution de $f'R$ et $f'Z$ . (d) Evolution des composantes de vitesse $V_z$ et $V_r$ le long des lignes de courant. . . . .	41
5.4	Ecoulement périodique d'un fluide Newtonien dans une conduite sinusoïdale : (g) Lignes de courant calculées. (c) Evolution de $f'R$ et $f'Z$ . (d) Evolution des composantes de vitesse $V_z$ et $V_r$ le long des lignes de courant. . . . .	42
6.1	Schéma de plastification dans une vis trois zones . . . . .	47
6.2	Géométrie d'une vis 3 zones . . . . .	48
6.3	Profil de pression dans le film fondu au sommet du filet . . . . .	49
6.5	Plastification dans une vis trois zones. Lit solide compacté à l'arrière du filet et lit fondu. Thèse T.-L. Pham [91] . . . . .	50
6.4	Schéma de plastification de Tadmor . . . . .	50
6.6	Profil de largeur de lit solide pour : (g) différentes conditions de plastification, (d) différents polymères . . . . .	52
6.7	Profil de largeur de lit solide adimensionnel en extrusion et injection. Vis diamètre 90mm, PP chargé Fibre de Verre [98] . . . . .	52
6.8	Ecoulement entre plaques parallèles infinies. Profils de vitesse selon le signe du gradient de pression [80, Crs.] . . . . .	53
6.9	Développement de la pression le long d'une vis 3 zones . . . . .	54
6.10	Développement de la pression le long d'une vis de 63.5mm de diamètre (PEBD, 40 rpm et 100 rpm. Prédiction du modèle (avec et sans profil de plastification) et résultats expérimentaux [148]. Comparaison des débits massiques calculés et mesurés . . . . .	55
6.11	Comparaison des débits calculés par notre modèle et ceux mesurés par Han <i>et al.</i> [149] . . . . .	55
6.12	Comparaison du débit adimensionnel selon la contre -pression adimensionnelle pour trois vis différentes. . . . .	56
6.13	Plastification des polymères chargés dans une vis trois zones . . . . .	56
6.14	Schéma de casse des fibres dans le lit solide . . . . .	57

6.15	Distribution des longueurs de fibre (g). Fraction en nombre (c) et en masse (d). Thèse M. Moguedet [99, Enc.] . . . . .	58
6.16	Modèle de fibre . . . . .	59
6.17	Flexion d'une fibre sous 3 forces concentrées . . . . .	59
6.18	Orbite d'une fibre flexible $A_r = 21$ , $F_l = 1E4$ . . . . .	60
6.19	Fibres à leur flexion maximale. $A_r = 51$ (d) . . . . .	60
6.20	Evolution de l'orientation d'une fibre ( $A_r = 21$ ) dans un cisaillement simple. $F_l = 10^3$ (g.) $F_l = 10^4$ (d.) . . . . .	61
6.21	Evolution du maximum du moment de flexion (g) et du maximum d'angle de flexion (c) selon le nombre d'écoulement $F_l$ pour deux fibres de rapport d'aspect $A_r = 21, 51$ . . . . .	61
6.22	Géométrie de vis et développement du modèle des plaques parallèles	62
6.23	Chenal hélicoïdal rectangulaire et base de Frenet . . . . .	64
6.24	Tore, ( $\epsilon$ ), Chenal hélicoïdal ( $\alpha, \epsilon$ ), Chenal torsion( $\alpha$ ). . . . .	65
6.27	Effet de la torsion et de la courbure sur le débit $Q$ , normé par le débit $Q_0$ pour une conduite rectiligne de même section. . . . .	68
6.25	Écoulement par dépression. Fluide Newtonien : Isovaleurs de $w_0 / < w >_0$ (a,d), $(w_0 + \epsilon w_\epsilon + \epsilon^2 w_{\epsilon^2}) / < w >_0$ (c,f), $(w_0 + \alpha^2 w_{\alpha^2}) / < w >_0$ (b,e), dans une section carrée (a,b,c) et dans une section rectangulaire (d,e,f). La différence entre deux isovaleurs est de 0.5; les isovaleurs sont croissantes depuis la paroi vers le centre. . . . .	69
6.26	Effet de la courbure sur la composante de vitesse $w$ . Comparaison entre le calcul éléments finis ("plfw", points) et le modèle analytique (ligne) dans le cas d'une conduite toroïdale. Paroi interne $x = 0.5$ , externe $x = -0.5$ . (g) fluide Newtonien $\lambda = 0.5, \epsilon = 2/3, \alpha = 0$ . Les contributions au premier et second ordre en $\epsilon$ sont nécessaires. (d) fluide viscoélastique $\lambda = 1.0, \epsilon = 0.2, \alpha = 0, D_e = 0.73$ . Le maximum de vitesse se décale vers la paroi externe. . . . .	70
6.28	Isovaleurs de vitesse $w$ dans une section carrée ( $\lambda = 1$ ). Cas d'un fluide viscoélastique (UCM) au nombre de Weissenberg $D_e = 1$ (a) et $D_e = 2$ (b). . . . .	71
6.29	Isovaleurs de vitesse $w$ à travers une section rectangulaire ( $\lambda = 5$ ) pour un fluide viscoélastique (UCM) à nombre de Weissenberg $D_e = 0, 1$ et $D_e = 2$ . . . . .	72
6.30	Vecteurs vitesse de l'écoulement secondaire d'un fluide viscoélastique (UCM). Deux recirculations apparaissent, dont les centres se décalent vers la paroi latérale quand le rapport d'aspect $\lambda$ augmente. $\epsilon = 0.5, \alpha = 0$ , Weissenberg $D_e = 1$ . . . . .	73
6.31	Vecteurs vitesse de l'écoulement de la cavité entraînée. Cas de la contre-pression maximale. Design Visiovis : $\lambda = 7, \alpha = 0.16, \epsilon = 0.52$ . (g) Modèle sans torsion ni courbure. (d) Notre modèle. . . . .	74
6.32	Comparaison entre les vitesses calculées par éléments finis et les solutions analytiques dans le cas de la cavité entraînée. (g) section carrée $\lambda = 1$ , composante $w$ . (d) section rectangulaire $\lambda = 5$ , composantes $u, v$ . . . . .	75
6.33	Dispositif Visiovis . . . . .	77
6.34	Point de fonctionnement de la Visiovis selon la viscosité . . . . .	77
6.35	Image du calibre vue par deux caméras en vis-à-vis avant (g) et après correction (d) . . . . .	78
6.36	Bandes d'images prises par les caméras. La particule est visible au centre ainsi que le bruit du capteur . . . . .	78

6.37	Problème de fausse détection par réfraction de l'objet (g) et conséquence sur les trajectoires 2D (d)	79
6.38	Trajectoires bidimensionnelles acquises par les caméras. Données brutes (g) et données filtrées (d)	79
6.39	Evolution du rayon simulé et expérimental de la particule, à 1 rpm (d) [99]	80
6.40	Principe de visualisation	80
6.41	Insert en verre	80
6.42	Fourreau à fenêtres	81
6.43	Evolution de la température dans le fourreau	81
7.1	Evolution de la température dans l'écoulement en présence d'une paroi isotherme. $Br150, Gz120$	90
7.2	Conditions aux limites thermiques sur la buse d'injection de la presse	92
7.3	Profils de température et de vitesse à l'entrée (ent) et sortie (fin) de la buse pour le Zytel 101 et 42, avec thermo-dépendance de la viscosité (T) ou sans (NT) [5]	93
7.4	Différence de débit volumique	93
7.5	Croissance d'une gaine solide durant le remplissage	96
7.6	Problème de thermique instationnaire dans un composite	97
7.7	Position des dix premières racines $\beta_1$	98
7.8	Evolution de la température lors du contact polymère/outillage	100
7.9	Coupe PBT/DLC [96]	100
7.10	Température à l'interface PBT/Revêtement/Moule	101
7.11	Croissance de gaine solide PBT/acier	101
7.13	Evolution de la température mesurée dans le col lors du soufflage, pour différents matériaux du col (acier, aluminium, cuivre, frittage + canaux classique, frittage + canaux conformaux). Cas du PE (g) et du PP (d). PFE D. Baud [97]	102
7.12	Moule de soufflage	102
7.14	Cols de soufflage	102
8.1	Principe du procédé d'extrusion-soufflage	107
8.2	Paraison (g). Schéma du dispositif optique (d)	110
8.3	Débit en fonction de la vitesse de vis	112
8.4	Rayon adimensionnel $r/R_0$ suivant la longueur adimensionnelle $z/R_0$ à différents instants. $R_0$ est le rayon de la filière. Le terme "fit" se réfère au modèle exponentiel de gonflement. Ouverture 25% colonne de gauche, 10% colonne de droite. Vitesse de vis 15 rpm, première ligne, 30 rpm deuxième ligne, 45 rpm troisième ligne	113
8.5	Epaisseur $e$ selon la longueur adimensionnelle $z/R_0$ à différents instants. Ouverture 25% colonne de gauche, 10% colonne de droite. Vitesse de vis 15 rpm, première ligne, 30 rpm deuxième ligne, 45 rpm troisième ligne	114
8.6	Vitesse adimensionnelle $V_z/\langle V_z \rangle$ selon la longueur adimensionnelle $z/R_0$ à différents instant. à gauche : vitesse 15 rpm, ouverture (25%), à de droite : vitesse 45 rpm, ouverture (10%).	115
8.7	Courbe $G'$ et $G''$ (g) et viscosité complexe $\eta^*$ pour le PEHD à 230 °C(d)	115
8.8	Comparaison simulation numérique et mesure expérimentale (PEHD, 15 rpm fente 25%)	116

8.9	Déformation radiale $r/R$ suivant le temps à différents $z$ à 15 rpm et ouverture 10%	117
8.10	Vitesses de déformation radiale	117
8.11	Modèle d'extrusion de fil mince : le point matériel marqué $Z_2$ débouche au temps $t_2$ , tandis que le point matériel marqué $Z_1$ est sorti au temps $t_1$ précédent et a déjà subi une déformation extensionnelle sous l'effet de la gravité	118
8.12	Longueur calculée de la paraison (m) suivant le temps (s). Longueur totale d'extrusion est représentée ( $L = 1.47m$ ), avec le temps total d'extrusion ( $t_{\text{end}}$ ) et temps critique ( $t_c$ ). Vitesse 15 rpm et 25% ouverture	120
8.13	Séquence de soufflage d'une préforme avec surpression localisée. Comparaison entre un fluide Newtonien (coté droit du moule uniquement) et un fluide rhéofluidifiant (côté droit et gauche du moule). Le fluide rhéofluidifiant cède sous la surpression, alors que le fluide Newtonien répartit plus largement la déformation [92, Enc.]	122
8.14	Répartition des épaisseurs dans le cas du soufflage Fig. 8.13	122
9.1	Tube	129
9.2	Reptation	129
9.3	Vitesse et taux de cisaillement calculés selon les modèles Newtonien, Doi-Edwards et Wagner MSF, dans la filière d'entrefer $50\mu\text{m}$ , pour un même gradient de pression de $7.5 \cdot 10^9 \text{ Pa/m}$ . Thèse S. Akkoyun [90].	133
9.4	Filière micronique. Ensemble. Thèse S. Akkoyun	134
9.5	Filière micronique. Partie interchangeable. Thèse S. Akkoyun	134
10.1	Schéma de la pulvérisation de peinture par bol rotatif et électrostatique	140
10.2	Création de gouttes et de ligaments en périphérie d'un bol rotatif, pour des conditions de débit et vitesse de rotation différentes. Cliché SAMES	141
10.3	Charge massique d'une goutte de peinture suivant le diamètre. Limite de Rayleigh, Paschen (potentiel ou champ) et de saturation	142
10.4	Bol rotatif en fonctionnement [94], cliché J. Balcaen	143
10.5	Profil de vitesse axiale suivant l'axe du bol vers la pièce	143
10.6	Profil de vitesse axiale suivant $z = xD_{\text{bol}}$	143
10.7	(g) Cliché laser de la projection de peinture ([94, Enc.] et J. Balcaen). (d) Simulation numérique [93, Enc.]	144
10.8	Approche Lagrangienne du problème de simulation	148
10.9	Trajectoires d'une particule de diamètre $50\mu\text{m}$ [93]	148

## **Première partie**

# **CV, publications, activités et responsabilités pédagogiques**

## Yves BERAUX

46 ans, né le 8/9/66  
à Lannion, Côtes d'Armor

E-mail yves.bereaux@insa-lyon.fr

### Dom.

12E, r. Mal. de Lattre  
de Tassigny  
01100 Oyonnax  
Tél. 06 81 19 81 66

### Bur.

Site de Plasturgie INSA Lyon  
BP 807  
01108 Oyonnax  
Tél. 04 74 81 93 06  
Fax. 04 74 81 93 01

---

## Situation Actuelle

---

**Maître de Conférences 62e CNU, éch. 6, INSA de Lyon** (nommé au 01/09/1998 à l'Ecole Supérieure de Plasturgie d'Oyonnax)

**Recherche LaMCoS : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Solides, UMR 5259**

**Mots-clés** Modélisation, rhéologie, plasturgie, injection-moulage, soufflage, logiciel libre

**Enseignement** *filière GMPP de L'INSA-Lyon*

---

## Titres Universitaires

---

**Habilitation à diriger des recherches** 6 Janvier 2012 *Procédés de Plasturgie : Approche par des modèles numériques, thermiques et mécaniques*

Jury : R. Fulchiron (MC, 33e CNU), R. Deterre (rapporteur, Pr. 62e CNU), J-Y Charneau (Pr, 33e CNU), D. Nelias (rapporteur, Pr. 60e CNU)

**Thèse de Doctorat, 10/92-01/96** *Laboratoire de Rhéologie de Grenoble : "Simulation numérique d'écoulements de fluides viscoélastiques à formulation intégrale, par la Méthode des Tubes de Courant"*. Mention Très Honorable avec Félicitations du Jury.

Directeur : J.R. Clermont (DR CNRS, sc. 9), Jury : J. Guillet (Pr, 33e CNU), A. Yassine (MC, 26e CNU), J. Baranger (Pr, 26e CNU), J-M Piau (Pr, 60e CNU)

**DEA de Mécanique 10/91-09/92** *Institut National Polytechnique de Grenoble*. Mention Assez-Bien

**Licence-Maîtrise de Mécanique : 87-90** *Université Paul Sabatier, Toulouse*

---

## Expériences

---

**Professeur invité 07/99** *Université des Amériques, Puebla, Mexique*

**Chercheur Associé. 10/97-08/98** *Laboratoire Cavendish, Université de Cambridge, Royaume-Uni.*

**ATER. 09/96-08/97** *Ecole Nationale d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble (ENSHMG).*

**Post-Doctorat. 02/96-08/96** *Unité MEMA, Université Catholique de Louvain, Belgique.*

**Stage. 07/91-09/91** *Centre de Mise en Forme des Matériaux, Nice*

**Service National : 08/90-07/91** **Enseignant** *Ecole d'Enseignement Technique de l'Armée de l'Air de Saintes (EETAA 722)*

---

## Bilan

---

# Chapitre 1

## Publications

### 1.1 Articles

- [1] Yves Béréaux, Jean-Yves Charneau, and Jean Balcaen. Optical measurement and modelling of parison sag and swell in blow moulding. *International Journal of Material Forming*, 5(3) :199–211, Sep 2012.
- [2] Y. Béréaux, J.-Y. Charneau, and M. Moguedet. A simple model of throughput and pressure development for single screw. *Journal of Material Technology and Processing*, 209(1) :611–618, 2009.
- [3] Y. Béréaux, M. Moguedet, X. Raoul, JY. Charneau, J. Balcaen, and D. Graebbling. Series solutions for viscous and viscoelastic fluids flow in the helical rectangular channel of an extruder screw. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 123(2-3) :237–257, 2004.
- [4] X. Raoul, J. Balcaen, Y. Béréaux, J.-Y. Charneau, and M. Moguedet. Un dispositif d'imagerie 3d dans une vis d'injection. *Contrôles-Essais-Mesures*, pages 30–33, Avril 2004.
- [5] N. Pierre, L. Barré, D. Graebbling, J. Y. Charneau, and Y. Béréaux. Influence de la phase de plastification dans le procédé d'injection moulage sur la dégradation des polymères : cas du pa 6,6. *Entropie*, 235-236 :8–15, 2001.
- [6] L. Barré, Y. Béréaux, and D. Graebbling. Ecoulement anisotherme d'un polymère fondu dans une buse d'injection. *Cahiers de Rhéologie*, Octobre 2000.
- [7] Y. Béréaux. Modelling of the flow in the distribution plate of a spin pack. *International Polymer Processing*, 17(4) :325–332, 2002.
- [8] Y. Béréaux, J.R. Clermont, and A. Yassine. Optimization methods for solving non-linear equations in viscoelastic flow problems. *Engineering optimization*, 31(4) :405–434, 1999.
- [9] Y Béréaux and J. R. Clermont. Numerical simulation of two- and three-dimensional complex flows of viscoelastic fluids using the stream-tube method. *Mathematics and computers in simulation*, 44(4) :387, 1997.
- [10] J. Guillet, C. Carrot, B. S. Kim, J. F. Agassant, B. Vergnes, C. Beraudo, J.R. Clermont, M. Normandin, and Y. Béréaux. Comparison between experimental data and numerical models. In J. M. Piau and J. F. Agassant, editors, *Rheology for Polymer Melt Processing*, pages 285–336. Elsevier Science, 1996.



- [11] J. Guillet, P. Revenu, Y. Béreaux, and J.R. Clermont. Experimental and numerical study of complex flows of low-density polyethylene melt. *Rheologica Acta*, 35 :494–507, 1996.
- [12] Y Béreaux and J. R. Clermont. Numerical simulation of complex flows of non-newtonian fluids using the stream tube method and memory integral constitutive equations. *International journal for numerical methods in fluids*, 21(5) :371–389, 1995.
- [13] Y Béreaux, J. R. Clermont, and A. Yassine. Numerical simulation of viscoelastic complex flows using the stream-tube method and optimization algorithms. *Communications in numerical methods in engineering.*, 11(11) :917, 1995.
- [14] Y. Béreaux and J. R. Clermont. Calcul d'écoulements d'un modèle intégral k-bkz dans une contraction brusque axisymétrique. formulation théorique et résultats numériques. *Cahiers de Rhéologie*, 1993.

## 1.2 Conférences avec actes

- [15] Yves Béreaux, Jean-Yves Charmeau, and Jean Balcaen. Optical measurement and modelling of parison sag and swell in blow moulding. *AIP Conference Proceedings*, 1353(1) :683–688, 2011.
- [16] M. Moguedet, R. E. Apaloo, Y. Béreaux, J.-Y. Charmeau, and Ph. Le Bot. Modelling of plastication and fibre damage in single screw injection moulding. In *Esaform*, Glasgow, UK, 26-28 April 2006. Esaform.
- [17] J.Y. Charmeau, M. Moguedet, R. Apaloo, J. Balcaen, , and Y. Béreaux. Understanding and modelling processing of unfilled and long glass fibre reinforced thermoplastics in single screw-barrel unit. In *European Polymer Congress*, Moscow, Russia, June 27-July 1 2005.
- [18] M. Moguedet, J. Balcaen, JY. Charmeau, and Y. Béreaux. Flow visualisation in a single screw channel. In *Polymer Processing Society 21th Annual Meeting*, Leipzig, Germany, June 2005. Polymer Processing Society.
- [19] M. Moguedet, Y. Béreaux, R. Apaloo, J. Balcaen, and J.Y. Charmeau. Modeling of fibre breakage in single screw processing. In *Polymer Processing Society 21th Annual Meeting*, Leipzig, Germany, June 2005. Polymer Processing Society. poster.
- [20] M. Moguedet, Y. Béreaux, JY. Charmeau, and J. Balcaen. Velocity, residence time and channel efficiency in a helical screw mixing. In *Polymer Processing Society 21th Annual Meeting*, Leipzig, Germany, June 2005. Polymer Processing Society.
- [21] Y. Béreaux, M. Moguedet, J.Y. Charmeau, and J. Balcaen. Series solutions for viscoelastic fluid flow in a helical rectangular channel. In *2nd Annual European Rheology Conference*, Grenoble, France, April 21-23 2005.
- [22] M. Moguedet, R. Apaloo, J. Balcaen, Y. Béreaux, and J.Y. Charmeau. Modelling fibre breakage in a single screw plastification unit. In *ICIT conference*, Velenje, Slovenia, April 12-15 2005.
- [23] M. Chailly, J.-Y. Charmeau, Y. Bereaux, and J. Balcaen. Interactions between polymer melts and mould surface deposits. In *Interfaces and*

- interphases in multicomponent materials*, Villeurbanne, France, 12-14 septembre 2005. Poster.
- [24] M. Chailly, J.-Y. Charneau, Y. Béréaux, and J. Balcaen. Surface deposits on injection moulds surface : impact on polymer friction in molding and demolding stage. In *Novel Applications of Surface Modification*, London, UK, 19-21 September 2005. Institute of Physics.
- [25] M. Moguedet, J. Balcaen, Y. Béréaux, J.Y. Charneau, and X. Raoul. Visualization and analytical simulation of a viscous fluid flow in a screw channel. In *IUPAC Conference, MACRO*, Paris, July 4-9 2004. Poster.
- [26] Y. Béréaux, M. Moguedet, J. Balcaen, J. Y. Charneau, and X. Raoul. Modelling and visualisation of viscous fluid flow in a helical screw channel. In *Polymer Processing Society 20th Annual Meeting*, Akron, Ohio, USA, June 2004. Polymer Processing Society.
- [27] M. Moguedet, Y. Béréaux, JY. Charneau, J. Balcaen, and X. Raoul. Visualization and analytical simulation of a viscous fluid flow in a screw channel. In *ANTEC*, volume 1, pages 626–630, Chicago, May 2004. SPE.
- [28] M. Moguedet, R. Apaloo, J. Balcaen, Y. Béréaux, and J-Y. Charneau and. Screw-barrel unit for injection moulding of lgf reinforced thermoplastics : Visualization, analytical simulation of a viscous fluid flow and breaking model description. In *2ème Colloque International de Rhéologie - Rhéologie et Fluides Industriels*, Ghardaïa, Algérie, 9-12 Décembre 2004.
- [29] M. Moguedet, X. Raoul, J. Balcaen, J. Y. Charneau, Y. Béréaux, and D. Graebing. Visualisation et simulation des écoulements de polymères chargés dans un ensemble vis-fourreau. In *Rhéologie et physicochimie des produits formulés. 38ème colloque annuel du Groupe Français de Rhéologie*, Brest, Finistère, France, Octobre 2003. Groupe Français de Rhéologie. poster.
- [30] J. Balcaen, Y. Béréaux, J.Y. Charneau, and D. Graebing. Pressure and temperature effects on the flow in a nozzle during injection moulding. In *Polymer Processing Society 19th Annual Meeting*, Melbourne, Australia, July 2003. Polymer Processing Society.
- [31] J. Balcaen, Y. Béréaux, G. Bekri, J.Y. Charneau, and D. Graebing. Température d'un liquide polymère et fluorescence. In *Les IV ièmes Journées sur les Polymères Organiques et leurs Applications (JPOA IV)*, Rabat, Maroc, 24-25 avril 2003.
- [32] M. Moguedet, J. Balcaen, Y. Béréaux J.Y. Charneau, and X. Raoul. Visualisation et simulation des écoulements de polymères chargés dans un ensemble vis-fourreau. In *Congrès annuel du GFP*, Clermont-Ferrand, 25-27 Novembre 2003. Poster.
- [33] N. Pierre, Y. Béréaux, D. Graebing, J. Balcaen, and J.Y. Charneau. Relationship between the plasticising stage in injection moulding and the properties of plates in noryl gtx (blend of nylon 6-6 and ppo). In *International Conference on Industrial Tools, ICIT 2003*, Bled, Slovenie, 08-10 april 2003.
- [34] X. Raoul, J. Balcaen, Y. Béréaux, J.Y. Charneau, and M. Moguedet. 3d flow imaging system for polymer processing industry. In *EUROSENSORS 17*, pages 221–225, Guimares, Portugal, 21-24 Septembre 2003. 17th European Conference on Solid State Transducers.

- [35] J. Balcaen, G. Bekri, Y. Béreaux, J. Y. Charmeau, and D. Graebling. Différents aspects du procédé d'injection-moulage. In *Rhéologie, Morphologie, Structure. 37ème colloque annuel du Groupe Français de Rhéologie*, Saint-Etienne, Loire, France, Octobre 2002. Groupe Français de Rhéologie.
- [36] N. Pierre, L. Barré, D. Graebling, JY. Charmeau, and Y. Béreaux. Polyamide 6-6 dégradation during injection moulding. In *Polymer Processing Society 17th Annual Meeting*, Montréal, Canada, May 2001. Polymer Processing Society. Poster.
- [37] N. Pierre, L. Barré, D. Graebling, JY. Charmeau, and Y. Béreaux. Dégradation du polyamide 6,6 dans le procédé d'injection-moulage. In *Les 3èmes Journées sur les Polymères Organiques et leurs Applications*, Marrakech, Maroc, Avril 2001.
- [38] L. Barré, Y. Béreaux, and D. Graebling. Ecoulement anisotherme d'un polymère fondu dans une buse d'injection. In *Rhéologie et Innovation*, Grenoble, Octobre 2000. Groupe Français de Rhéologie, 35ème Colloque Annuel.
- [39] J-Y. Charmeau and Y. Béreaux. Numerical simulation and optimisation of injection blow moulding process. In *29th International Conference of the Polymer Processing Society*, Nuremberg, Germany, 15-19 July 2013.
- [40] T-L Pham, J. Balcaen, S. Chhay, J-Y. Charmeau, and Y. Béreaux. In-line visualisation of polymer plastication in an injection moulding screw. In *16th Annual Esaform Conference on Material Forming*, Aveiro, Portugal, 22-24 April 2013.
- [41] Y. Béreaux, J.-Y. Charmeau, and J. Balcaen. Optical measurement and numerical simulation of parison formation in blow moulding. *International Journal of Material Forming*, 3(0) :595–598, 2010.
- [42] Y. Béreaux, J. Charmeau, J. Balcaen, and M. Chailly. On-line optical measurement of parisons in blow moulding. *International Journal of Material Forming*, 1(1) :675–678, janvier 2008.
- [43] Y. Béreaux, J. Charmeau, and M. Moguedet. Modelling of fibre damage in single screw processing. *International Journal of Material Forming*, 1(1) :827–830, janvier 2008.
- [44] Jean-Yves Charmeau, Mikaël Chailly, Vincent Gilbert, and Yves Béreaux. Influence of mold surface coatings in injection molding. application to the ejection stage. *International Journal of Material Forming*, 1(1) :699–702, 2008. 11th Esaform conference.
- [45] Y. Béreaux, J.-Y. Charmeau, and M. Moguedet. A simple model of throughput calculations for single screw. In E. Cueto and F. Chinesta, editors, *10th esaform conference on material forming*, volume 907 of *AIP Conference Proceedings*, pages 963–968, Zaragoza, Spain, 18-20 April 2007. Esaform.
- [46] Y. Béreaux. Modelling of the flow in the distribution plate of a spin pack. In *Polymer Processing Society 18th Annual Meeting*, Guimarães, Portugal, June 2002. Polymer Processing Society. Poster.
- [47] Y. Béreaux and J. R. Clermont. Numerical simulation of 2d and 3d flows using the stream-tube analysis. In *12th Int. Congress on Rheology*, Quebec, 18-23 August 1996.

- [48] Y. Béreaux and J. R. Clermont. Numerical simulation of three-dimensional complex flows of viscoelastic fluids obeying memory integral equations using the stream-tube analysis. In *IMACS-Cost Conference on 3D-Flows*, Lausanne, Suisse, 13-15 Septembre 1995.
- [49] Y. Béreaux and J. R. Clermont. Simulation numérique d'écoulements de fluides viscoélastiques dans des filières axisymétriques. In *Elasticité, Viscoélasticité et Contrôle Optimal*, Lyon, 6-8 Déc. 1995. Huitièmes Entretiens du Centre Jacques Cartier, E.S.A.I.M. proceedings.
- [50] Y. Béreaux, J. R. Clermont, and A. Yassine. Algorithme de région de confiance pour la simulation numérique d'écoulements de fluides viscoélastiques. In *Elasticité, Viscoélasticité et Contrôle Optimal*, Lyon, 6-8 Déc. 1995. Huitièmes Entretiens du Centre Jacques Cartier, E.S.A.I.M. proceedings.
- [51] Y. Béreaux and J. R. Clermont. Calcul d'écoulements d'un modèle intégral k-bkz dans une contraction brusque axisymétrique. formulation théorique et résultats numériques. In *Rhéologie pour la Transformation des Polymères Fondus*, Le Mans, 11-13 Octobre 1993. GDR 901.
- [52] Y. Béreaux and J. R. Clermont. Optimisation de profils de conduites, prévision des niveaux de contraintes et de l'évolution des recirculations par la simulation numérique d'écoulements 2d et 3d de polymères visqueux et viscoélastiques. In *4ème Congrès Français de Génie des Procédés*, Grenoble, 21-23 Septembre 1993.

### 1.3 Conférences sans actes ou actes avec diffusion restreintes

- [53] S. Akkoyun, C. Barres, Y. Béreaux, B. Blottière, and J.-Y. Charreau. Rhéologie des polymères fondus dans des géométries minces. In *JEPO 39*, 16-21 Octobre 2011.
- [54] M. Chailly, J.-Y. Charreau, Y. Bereaux, and J. Balcaen. Impact de traitements de surface dlc et siox en paroi de moules sur les forces de démoulage en injection plastique. In *Colloque Mécanique-Physique des Surfaces de Polymères solides*, 5-7 avril 2005. poster.
- [55] M. Moguedet, J. Balcaen, Y. Béreaux, J.Y. Charreau, and X. Raoul. Visualisation et modélisation d'écoulement 3d dans un système vis-fourreau de presse à injecter. In *Journée d'Echanges - Réseau Normand Matériaux Polymères / Fédération des Polyméristes Lyonnais*, Rouen, 13-14 octobre 2004.
- [56] Y. Béreaux. Ecoulement anisotherme d'un polymère fondu dans une buse d'injection. In *Journées d'échange, réseau matériaux polymères plasturgie & Fédération des polyméristes lyonnais*, Lyon, 18-19 septembre 2003.
- [57] Y. Béreaux. Ecoulement anisotherme d'un polymère fondu dans une buse d'injection. In *Journée Simulation Numérique de L'injection*, Oyonnax, 5 juin 2003. PEP.
- [58] Y. Béreaux, M. Moguedet, X. Raoul, J. Balcaen, and J. Y. Charreau. Visualisation et simulation des écoulements de polymères chargés dans un ensemble vis-fourreau. In *Rhéologie et procédés*, St. Etienne, 13 Novembre 2003. Fédération des Polyméristes Lyonnais.

- [59] M. Moguedet, R. Le Goff, P. Namy, and Y. Béreaux. Level set method for fully thermal-mechanical coupled simulations of filling in injection and micro-injection molding process. In *Comsol Conference*, Milan, 14-16 Octobre 2009.
- [60] Y. Béreaux, M. Moguedet, X. Raoul, J. Balcaen, and J. Y. Charmeau. Visualisation et simulation des écoulements de polymères chargés dans un ensemble vis-fourreau. In *Journées d'échange, réseau matériaux polymères plasturgie & Fédération des polyméristes lyonnais*, Lyon, 18-19 septembre 2003. poster.
- [61] Y. Béreaux, J.-R. Clermont, and A. Yassine. Méthodes d'optimisation pour la résolution d'équations non-linéaires dans des problèmes d'écoulement de fluides viscoélastiques. In *Quatrièmes Journées du Groupe MODE, Mathématiques de l'Optimisation et de la Décision*, Limoges, 21-23 mars 1996. SMAI Société de Mathématiques Appliquées et Industrielles Equipe "Analyse non-linéaire et Optimisation", LACO - Université de Limoges.
- [62] Y. Béreaux and J. R. Clermont. Simulation numérique d'écoulements de polymères fondus dans des contractions brusques : application à des polyéthylènes. In *Journée de Printemps de la Section Rhône-Alpes*, Grenoble, 21 Avril 1994. Groupe Français des Polymères.
- [63] J. Guillet, P. Revenu, Y. Béreaux, and J.R. Clermont. Etude expérimentale et numérique d'écoulements complexes d'un polyéthylène basse densité, modélisé par une loi intégrale. In *Rhéologie pour la Transformation des Polymères Fondus*, Strasbourg, 20-21 Septembre 1994. GDR 901.
- [64] M. Normandin, Y. Béreaux, and J. R. Clermont. Simulation numérique d'écoulements de fluides viscoélastiques. In *Journées des Polymères et des Colloïdes*, Grenoble, 2-3 Février 1994. Institut Laue-Langevin.

## 1.4 Séminaires

- [65] Y. Béreaux, M. Moguedet, J. Balcaen, J.Y. Charmeau, and X. Raoul. Solutions asymptotiques de l'écoulement de fluides visqueux et viscoélastiques dans le chenal d'une vis d'extrudeuse. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 17 Février 2005. LPCP.
- [66] Y. Béreaux, M. Moguedet, J. Balcaen, J.Y. Charmeau, and X. Raoul. Solutions asymptotiques de l'écoulement de fluides visqueux et viscoélastiques dans le chenal d'une vis d'extrudeuse. INSA, Lyon, 7 October 2004. Lamcos.
- [67] Y. Béreaux, D. Graebing, J.R. Clermont, M. Normandin, A. Kalifeh, A. Ammar, J. Guillet, and A. Ainsier. Optimisation matériaux polymères / procédé / objet : Modélisation expérimentale et numérique d'un écoulement 3d dans un ensemble vis-fourreau. In *Journée Recherche*, Lyon, 10 Décembre 2003. Région Rhône-Alpes.
- [68] D. Graebing and Y. Béreaux. Optimisation matériaux polymères / procédé / objet : Modélisation expérimentale et numérique d'un écoulement 3d dans un ensemble vis-fourreau. In *Journée Recherche*, Lyon, Mai 2001. Région Rhône-Alpes.
- [69] Y. Béreaux and D. Graebing. Simulation and polymer processing. In *COST Action P3 Workshop*, Bruxelles, Belgique, Mars 2000.

- [70] Y. Béreaux, D. Graebing, and L. Barré. Simulation and polymer processing. In *COST Action P3 Workshop*, Brunel University, Uxbridge, UK, Avril 1999.
- [71] Y. Béreaux. Apport et choix des outils de simulation numérique. Site de Plasturgie INSA-Lyon, 2-5 Juin 2009. Journées pédagogiques du GFP.
- [72] LG2M. *Modélisation en plasturgie*, Lorient, 5 Mai 2003.
- [73] Ecole Supérieure de plasturgie. *Ecoulement d'un fluide visqueux incompressible*, Oyonnax, 3 Février 2000.
- [74] TCM/PC internal meeting, Cavendish Laboratory. *P1/P2 finite elements for the 3D Stokes problem*, Cambridge, U.K., 28 November 1997.
- [75] LG2M. *Simulation numérique d'écoulements de fluides viscoélastiques*, Lorient, 28 Mars 1997.
- [76] European Workshop. *Numerical Simulation of Memory Integral Fluids in Complex Flows, using the Stream-Tube Method*, Les Deux-Alpes, France, Janvier 1995.
- [77] Université Catholique de Louvain. *Simulation numérique d'écoulements de fluides viscoélastiques dans des filières convergentes*, Louvain-La-Neuve, Belgique, 3 Octobre 1995.
- [78] Laboratoire de Rhéologie. *Calcul d'écoulements d'un modèle intégral K-BKZ dans une contraction brusque axisymétrique. Formulation théorique et résultats numériques*, 17 Février 1994.

## 1.5 Cours

- [79] Y. Béreaux. Viscoélasticité non-linéaire. Cours 4GMPP, 2006.
- [80] Y. Béreaux. Ecoulement pour la mise en œuvre. Cours 4GMPP, 2005.
- [81] Y. Béreaux. Simulation numérique des écoulements de fluides viscoélastiques. Cours 4GMPP, 2002.
- [82] Y. Béreaux. Extrusion soufflage. TPMD 5GMPP, 2008.

## 1.6 Rapports

- [83] Y. Béreaux, K. Lamnawar, and H. Tollenaere. Innovation en plasturgie par des procédés intelligents : Jouvence et développement de l'instrumentation des tpmd. BQF INSA-Lyon, 2011.
- [84] Y. Béreaux. *Simulation numérique d'écoulements de fluides viscoélastiques à formulation intégrale, par la Méthode des Tubes de Courant*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 29 Janvier 1996.
- [85] Y. Béreaux. *Procédés de Plasturgie : Approche par des modèles numériques, thermiques et mécaniques*. PhD thesis, Institut National Sciences Appliquées de Lyon, 6 Janvier 2012. Habilitation à Diriger des Recherches.
- [86] Y. Béreaux and J.-Y. Charneau. Mesure optique en ligne de la géométrie des paraisons dans le procédé d'extrusion soufflage. BQR INSA-Lyon, Juillet 2008.

- [87] Y. Béreaux. Simulation de l'écoulement de polyamide dans un pack de filage. Contrat de recherche Rhodia Engineering Polyamide, 12 février 2001.
- [88] Y. Béreaux and V. Legat. Détermination des paramètres matériels d'un fluide viscoélastique et simulation numérique de l'écoulement en rhéométrie capillaire, comparaison avec l'expérience. Université Catholique de Louvain, Belgique, Août 1996.
- [89] Y. Béreaux. Simulation numérique d'un fluide viscoélastique de type k-bkz en contraction brusque par la méthode des tubes de courant. rapport de dea, Université de Grenoble, 1992.

## 1.7 Co-encadrements

- [90] S. Akkoyun. *Rhéologie de polymères fondus dans des entrefers micrométriques*. PhD thesis, INSA-Lyon, 11 Février 2013.
- [91] T.-L. Pham. *Plastification des polymères fonctionnels et chargés*. PhD thesis, INSA-Lyon, 2013. en cours.
- [92] R. Boche and J. Biglione. Simulation numérique du procédé de d'injection-soufflage : Optimisation des épaisseurs et des propriétés mécaniques. caractérisation mécanique, rhéologique et validations. Master's thesis, Insa-Lyon, GMPP, 2012.
- [93] N. Viollet. Simulation de la projection électrostatique de peinture. rapport de projet innovation développement. Master's thesis, Insa-Lyon, GMPP, Février 2011.
- [94] Ch.-H. Deveille. Simulation et visualisation de la projection électrostatique de peinture. rapport de projet innovation développement. Master's thesis, Insa-Lyon, GMPP, Février 2010.
- [95] F. Staad and F. Moustier. Approche expérimentale de la micro-rhéologie des polymères. Master's thesis, Insa-Lyon, GMPP, Février 2008.
- [96] M. Chailly. *Influence des traitements de surface de moule dans le procédé d'injection-moulage. Application aux défauts d'aspects*. PhD thesis, INSA-Lyon, Juillet 2007.
- [97] D. Baud. Optimisation du procédé de soufflage de flacons. approche expérimentale et simulations numériques. Master's thesis, Ecole Supérieure de Plasturgie, 2006.
- [98] R. E. Apaloo. Plastification en injection. simplast. Master's thesis, Insa-Lyon, GMPP, 2005.
- [99] M. Moguedet. *Développement d'un outil d'aide à la conception et au fonctionnement d'un ensemble vis/fourreau industriel -Application à l'injection de thermoplastiques chargés fibres de verre longues*. PhD thesis, INSA-Lyon, 12 Décembre 2005.
- [100] L. Barré. Quantification par simulation numérique de l'autoéchauffement d'un polymère dans une buse d'injection. rapport de dea matériaux et composites, Université Claude Bernard, Lyon, Juin 2000.
- [101] J. Biglione. *Simulation et Optimisation du procédé d'injection soufflage cycle chaud*. PhD thesis, INSA-Lyon, 2013. en cours.
- [102] Y. Florian. Modélisation de la déformation et rupture des fibres de verre longues en injection. Master's thesis, Insa-Lyon, GMPP, Juillet 2008.

## 1.8 Devenir des étudiants encadrés

**Laurent Barré** a obtenu un doctorat de l'Université de Southampton en 2003. Il est actuellement Responsable Recherche et Développement à Valeo Eclairage, Bobigny

**Xavier Apaya-Gadabaya** est responsable de la chaîne d'approvisionnement de Grosfillex, Oyonnax.

**Maël Moguedet** est devenu Responsable Recherche et Développement de l'activité Plastronique au Pôle Européen de Plasturgie.

**Richard Apaloo** a monté sa propre entreprise d'ingénierie.

**David Baud** est chef de projet dans l'activité Plastronique au Pôle Européen de Plasturgie à Oyonnax.

**Mikael Chailly** a été chef de projet au Pôle Européen de Plasturgie, puis à Faurecia à Belfort.

**Yves Florian** a été embauché à Areva, Dijon

**Thuy-Linh Pham** est ATER pour sa dernière année de doctorat.





# Chapitre 2

## Activités d'enseignement

---

2.1	Contexte . . . . .	25
2.2	Ecoulement de polymères fondus . . . . .	26
2.3	Méthodes numériques . . . . .	26
2.4	Travaux Pratiques Moyenne Durée . . . . .	27
2.5	Travaux pratiques de mécanique . . . . .	29
2.6	Suivi de stage ESP et GMPP . . . . .	29

---

### 2.1 Contexte

J'ai été nommé Maître de Conférences à l'Ecole Supérieure de Plasturgie d'Oyonnax (ESP) en septembre 1998. L'ESP assurait une formation d'ingénieur plasturgiste en quatre ans. De création récente (1994), exclusivement dédiée à la Plasturgie sa formation couvrait tous les aspects de la plasturgie : conception de pièces plastiques, production et procédé de mise en œuvre, chimie des polymères et surfaces, rhéologie et mécanique, électronique, automatisation et simulation numérique

En Septembre 2004, à la suite de l'intégration de l'ESP à l'INSA de Lyon, s'est ouvert au sein du département Génie Mécanique Conception, une filière "Génie Mécanique Procédés Plasturgie" (GMPP). La filière GMPP a pour objectif de former des ingénieurs mécaniciens, concepteurs dans le domaine de la transformation des matières plastiques. Depuis 2004, les effectifs de la filière sont en augmentation constante pour atteindre 48 étudiants en cinquième année depuis la rentrée 2011.

La formation GMPP s'articule sur trois années spécifiques :

- 3GMPP (2 semestres), à Villeurbanne où le programme est largement celui de 3GMC avec des enseignements spécifiques de rhéologie et de science des polymères.
- 4GMPP (2 semestres) à lieu au Site de Plasturgie de l'INSA-Lyon à Oyonnax, où l'enseignement s'oriente majoritairement vers les matières plus directement liées à la transformation des polymères et composites.
- 5GMPP (1 semestre) durant laquelle les étudiants effectuent les Travaux Pratiques Moyenne Durée (TPMD 44h) ainsi que leur projet d'innovation développement (300h). Les étudiants suivent également une semaine d'options différenciées et des cours de sciences économiques et sociales.

A noter que le deuxième semestre est consacré au stage industriel.

Si l'on considère que dans les deux premières années (3,4 GMPP) les étudiants sont plutôt récepteurs de connaissances, dans cette cinquième année GMPP,

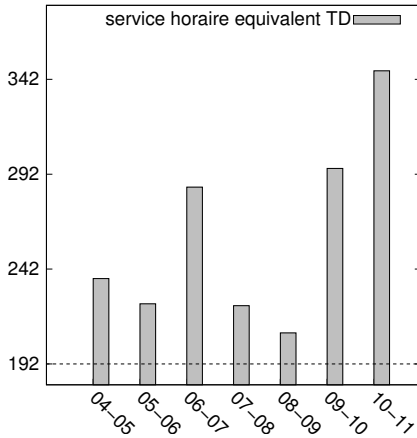


Figure 2.1: Service Horaire Annuel à l'INSA

par contre, il leur est demandé d'être émetteur de connaissances cette fois lors des TPMD et du Projet Innovation Développement.

J'ai gardé la majeure partie de mes enseignements de l'ESP, mais avec un horaire réduit. A ceci se rajoutait jusqu'en 2007 des enseignements à Villeurbanne impliquant des déplacements bi-hebdomadaires. Du fait de la croissance constante des effectifs en 4 et 5 GMPP, j'ai été amené à interrompre mes enseignements en 3GMPP<sup>1</sup> à Villeurbanne pour me consacrer à ceux de 4 et 5GMPP à Oyonnax. Depuis Septembre 2010 j'interviens également dans la filière par apprentissage et j'ai dû aussi assurer des Travaux Pratiques d'Elasticité et de Vibrations. L'évolution récente de mon service figure dans le graphique 2.1

## 2.2 Ecoulement de polymères fondus

**Ecoulement pour la mise en œuvre** [80, Crs.] est central dans la formation d'un élève ingénieur plasturgiste car il concerne tous les écoulement de polymère, vu sous l'angle des fluides visqueux, dans des géométries pertinentes aux procédés. On y aborde les calculs des pertes de charges, de débit, cisaillement et pression d'injection ainsi que la décomposition d'un outillage complexe en réseau d'écoulements simples.

**Viscoélasticité Non-Linéaire** [79, Crs.] passe en revue les modèles viscoélastiques et leurs prédictions dans le cas des cisaillement simple et elongation uniaxiale. Les modèles rhéologiques sont vus dans une première partie exclusivement sous l'angle de la mécanique des milieux continus (fluide simple, objectivité, modèle d'Oldroyd à huit constantes). Ensuite, dans la seconde partie on passe aux modèles dits "moléculaires" c'est-à-dire des modèles pour lesquels on invoque des arguments sur la configuration des chaînes macromoléculaires pour justifier le choix particulier de l'expression de la loi de comportement.

## 2.3 Méthodes numériques

**Simulation Numériques des écoulements de fluides viscoélastiques** Il s'agit des méthodes éléments finis appliquées aux écoulement de fluides viscoélastiques : cours, [81, Crs.], TD, TP sur le logiciel POLYFLOW. Durant le cours, je présente les techniques de discrétisation par éléments finis de façon très générale (méthode des résidus pondérés), pour traiter ensuite les variantes spécifiques aux modèles rhéologiques (Newtonien, viscoélastiques différentiels) ou aux conditions d'écoulement (présence de surface libre, de couplage thermomécanique). J'insiste sur la résolution des problèmes mixte de diffusion/convection par l'utilisation de schémas décentrés à l'amont, utilisant les lignes de courant comme caractéristiques. J'aborde également des points plus pratiques (maillage et décompte des degrés de liberté suivant le type d'élément fini).

L'application de cette mécanique des fluides dans les procédés et de ces techniques numériques se fait en travaux pratiques sur le logiciel POLYFLOW, ou on modélise différents procédés de plasturgie et différents phénomènes typiques des polymères fondus en écoulement : Croissance avec le débit des recirculations de coin et du taux de gonflement en sortie de filière pour les fluides viscoélastiques, Variation de la position de l'interface entre deux fluides suivant

1. et EMMME et DUT +3

<b>Analyse Numérique</b> (jusqu'en 2007)	3 GMPP	TD	28 H
<b>TP Mécanique Solide</b> (jusqu'en 2005)	3 GMPP	TD	24 H
<b>Ecoulement et mise en œuvre</b>	4 GMPP	Crs	16 H
<b>Viscoélasticité Non-Linéaire</b>	4 GMPP	Crs	16 H
<b>Simulation Numérique</b>	4 GMPP	Crs	16 H
<b>TD Polyflow</b>	4 GMPP	TD	16 H
<b>TP Photo-élasticité et Vibrations</b>	4 GMPP	TP	8 H
<b>TP Moyenne Durée</b>	5 GMPP	TP	44 H
<b>Suivi PID</b>	5 GMPP	TD	15 H
<b>Suivi stage industriel</b>	5 GMPP	TD	4 H

Table 2.1: Activités d'enseignement dans la filière GMPP

leur viscosité, Etude des profils de températures au sein d'un polymère pour des régimes pertinents en injection (effets de l'auto échauffement et de la thermodépendance), Soufflage-étirage d'une paraison, Filage avec cristallisation, Ecoulement 2D1/2 dans le chenal d'une vis d'extrusion. Dans ce contexte, les TP sur logiciel POLYFLOW donnent leur justification pratique au cours et à son mélange de mécanique des fluides et de méthodes numériques. Certains étudiants recourent à la simulation numérique avec POLYFLOW durant leur stage industriel de fin d'études.

**TD Analyse Numérique 3GMPP (jusqu'en 2007)** L'enseignement de l'analyse numérique est commun avec GMC. Les TD consistent essentiellement à initier les élèves à différents logiciels : calcul formel avec Maple, programmation avec Visual Basic, analyse numérique avec Excel et Matlab. A la différence de mes collègues qui sont spécialisés dans une partie de cet enseignement, je suis les mêmes groupes tout au long de l'année (3GMPP, DUT+3 et EMMME). Chaque partie donne lieu à un projet à rendre par les élèves ce qui me permet d'orienter certains projets pour les 3GMPP vers des problèmes de plasturgie, par exemple en 2006 le refroidissement d'une pièce plastique en contact avec un outillage.

## 2.4 Travaux Pratiques Moyenne Durée

J'ai été porteur, avec K. Lamnawar et H. Tollenaere, du BQF 2011 [83, Rapp.], intitulé *Innovation en plasturgie par des procédés intelligents : Jouvence et développement de l'instrumentation des TPMD* qui a été retenu et financé par l'INSA-Lyon.

**Rôle des TPMD dans la formation GMPP** Un aspect original et structurant de la formation en 5GMPP est constitué par les Travaux Pratiques Moyenne Durée (44h face-à-face) où les étudiants abordent un procédé de transformation donné sous tous ses aspects : mise en œuvre, mesure et contrôle, caractérisation du polymère, simulation numérique. L'objet des TPMD est donc le contrôle et l'étude scientifique d'un procédé industriel, sur des machines de taille comparables à celles utilisées dans l'industrie. La confrontation entre expérience et simulation apporte aux étudiants une compréhension et une capacité d'innovation future dans leur carrière en entreprise.

**Organisation actuelle des TPMD** L'offre actuelle des TPMD comprend l'injection moulage, rotomoulage, coextrusion, extrusion (bivis, soufflage) et thermoformage. La plupart de ces procédés ont été instrumenté par nos soins, via la pose de capteurs dans les outillages, capteurs et système d'acquisition qui proviennent en grande partie de projets de recherche.

- **Injection moulage.** Dans ce TPMD, nous pouvons étudier l'influence des paramètres d'injection sur la qualité de la pièce (propriétés mécaniques, retrait-gauchissement, aspect de surface). Nous disposons d'empreintes de moules qui sont instrumentables avec des capteurs pression piézo électriques et température. Ceci permet de suivre en temps réel sur une station d'acquisition le remplissage de l'empreinte lors de la phase d'injection dynamique et le refroidissement de la pièce dans le moule.
- **Rotomoulage.** Ce procédé de transformation idéal pour les pièces creuses de grand volume, est instrumenté de façon originale par des thermocouples dont l'acquisition (DataPac) est embarquée avec le moule et doit pouvoir résister au cycle de chauffe du four. Dans ce TPMD, nous pouvons étudier l'influence des paramètres de rotomoulage (vitesse de rotation des axes, temps de cycle) et du polymère sur le profil de répartition des épaisseurs. La simulation de la phase de fusion coalescence des poudres de polymère est réalisée par un programme développé dans la formation. Ce TPMD peut être étendu à l'étude des pièces multicouches par l'utilisation d'un "dropbox". Le drop box est un conteneur calorifugé monté sur les moules pour introduire des poudres de polymères pendant le cycle de moulage.
- **Extrusion soufflage.** Deux phases distinctes du procédé sont étudiables. Tout d'abord l'extrusion de la paraison et ses variations dimensionnelles avec les vitesses de rotation de vis et l'entrefer de filière. Nous avons développé une instrumentation originale de mesure optique du diamètre et de l'épaisseur par réfraction d'un faisceau laser sur la surface de la paraison et analyse d'image. Lors de la phase de soufflage, un moule instrumenté en thermocouples permet de suivre les phases de contact et solidification de la pièce soufflée. Les simulations des phases d'extrusion et de soufflage sont réalisées avec le code de calcul par éléments finis POLYFLOW.
- **Extrusion bivis et formulation.** Ce TPMD porte sur l'utilisation d'une extrudeuse bivis de laboratoire et permet d'effectuer des mélanges à base de biopolymères et leur formulation. L'instrumentation native comprend des capteurs de pression, température et un mesureur de couple. L'extrudeuse est également équipée d'un banc de soufflage de gaine qui pourrait faire l'objet d'un TPMD dans l'avenir.
- **Thermoformage.** Dans ce procédé on déforme des plaques de polymères préalablement chauffées par lampes infrarouge, à l'aide d'un poinçon. Selon la nature du polymère, la vitesse du poinçon et l'homogénéité de la température, la déformation finale de la plaque n'est pas la même. Une caméra thermique est utilisée pour mesurer la répartition de la température de surface initiale de la plaque. Le moule peut être instrumenté avec des thermocouples. La simulation du procédé peut être réalisée avec le code POLYFLOW.
- **Moulage par transfert de résine RTM.** Ce nouveau TPMD, en cours de développement permet de mesurer l'évolution du front de remplissage de résine à travers un renfort tissé de fibres longues de verre dans

un moule comprenant une face transparente en verre. En associant une mesure de pression par capteur et un suivi du front de remplissage radial par caméra vidéo, on peut déterminer la porosité (anisotrope) du renfort.

- **Calandrage.** Ce procédé permet d'obtenir des produits plats de plus grande largeur (feuilles ou plaques) par laminage entre les cylindres chauffants. Ce nouveau TPMD permettra d'aborder la transformation des élastomères en plus des thermoplastiques. L'instrumentation peut être réalisée par observation de la forme du bourrelet avec un appareil photo.

Outre ces machines de transformations, un certain nombre d'appareils de caractérisation du laboratoire sont utilisés dans le cadre des TPMD. Toutes les mesures de viscosité et caractéristiques rhéologiques des polymères sont faites sur des rhéomètres dynamique et capillaire. Les caractéristiques thermiques des polymères sont mises en évidence par la calorimétrie différentielle. La présence de charges est déterminée par thermogravimétrie. L'étude des morphologies est faite par microscopie électronique à balayage, associée si nécessaire à une sonde à rayons X. Enfin les propriétés mécaniques sont mesurables par une machine de traction. Un développement interne lui permet également de réaliser des essais de pelage. Tous ces appareils sont disponibles au Site de Plasturgie.

Nous avons souhaité par ce BQF développer une instrumentation pérenne, dédiée aux TPMD et ainsi étendre à la fois le nombre de TPMD offerts (moulage par transfert, calandrage) et la part de l'instrumentation dans les TPMD existants. Une instrumentation dédiée au TPMD permettrait une mise en place plus simple et plus rapide de ces TPMD, et donc de pouvoir le proposer également dans le cadre des actions de formation continue assurée avec INSACAST.

## 2.5 Travaux pratiques de mécanique

Enfin, j'ai assuré des Travaux Pratiques (TP) de mécanique et thermique en première et deuxième année de L'ESP : Transmission de la chaleur (convection naturelle et conduction), Boucle hydraulique, Fluage, Flexion de poutre (avec jauges extensiométriques), Biréfringence (élasticité), Anneau en traction (élasticité, jauge et biréfringence)

Ceux-ci ont été remplacés par les TP de mécanique en 3GMPP qui sont sensiblement les mêmes : traction, flexion et torsion de barres métalliques.

## 2.6 Suivi de stage ESP et GMPP

Le stage de fin d'études, en fin de troisième et quatrième année est un temps crucial de la formation des ingénieurs. A l'ESP, il était beaucoup plus long (10 mois en entreprise réparti sur 14 mois) que dans la plupart des autres écoles. Il se passe exclusivement dans des entreprises de plasturgie et doit être de niveau ingénieur (recherche développement, assistant chef de projet, organisation de la production...). Le travail du tuteur école est de suivre entre 3 et 5 stagiaires chaque année, de s'assurer que les objectifs du stage sont cohérents et suivis, en accord avec une formation d'ingénieurs, d'aller sur place pour rencontrer leurs tuteurs entreprise, et se faire une meilleure idée de l'environnement du stagiaire, de suivre la rédaction des rapports qui donne lieu à une soutenance orale. La visite des stagiaires en entreprise prend bien évidemment du temps mais c'est un très bon moyen d'affirmer la présence de l'école auprès du monde

industriel et de se rendre compte par nous mêmes des diverses techniques en usage dans l'industrie de la plasturgie.

## Chapitre 3

# Responsabilités administratives

J'ai été membre, de toutes les commissions de l'école Supérieure de Plasturgie : Conseil d'Administration (jusqu'en 2002), Conseil Scientifique, Commission de Spécialistes. Toutes ces instances ont été dissoutes lors de l'intégration de l'ESP à l'INSA de Lyon, et remplacées par un conseil du Site de Plasturgie et un conseil de la filière GMPP. J'ai été élu membre de ces deux instances.

De plus, j'ai pris la charge de l'organisation et du suivi des emplois du temps de 4GMPP et 5GMPP, depuis 2005.

A tous ces titres, je suis un des acteurs du développement de la filière GMPP. La cohérence scientifique et la pertinence industrielle de la formation qui est dispensée au sein de cette filière sont très importantes à mes yeux.

Etablir les emplois du temps en 4 et 5 GMPP m'a permis de mieux connaître le contenu des enseignements de GMPP et d'en percevoir la cohérence depuis l'intégration de L'Ecole Supérieure de Plasturgie à l'INSA de Lyon.

Bien que les effectifs de GMPP soient moindres que ceux des autres départements de l'INSA, et que nos locaux soient comparativement vastes, il y a cependant une spécificité qui complique l'élaboration des emplois du temps qui est l'externalité des enseignants. Cette externalité prend deux formes : un bon nombre des interventions sont assurées par des industriels qui apportent une dimension technique et professionnelle unique à leur enseignement. Etant très engagés professionnellement, il est difficile de les faire venir pour moins qu'une journée ou demi-journée, et pour cela, il faut prendre les créneaux plusieurs mois à l'avance. En ce qui concerne les académiques, beaucoup de collègues enseignent et vivent à Lyon, ce qui fait que chaque cours en 4 et 5 GMPP implique un déplacement. La tentation est grande, alors, de programmer les enseignements par blocs de quatre heures de cours d'affilée, afin d'optimiser le temps de présence sur le site, au détriment de l'apprentissage par les étudiants. Le passage à deux groupes depuis 2009, avec des plages de Travaux Dirigés clairement définies, permet de palier partiellement cette situation.

Paradoxalement, le semestre de cinquième année, qui comprend moins d'enseignements théoriques et plus de projets, est celui qui demande le phasage le plus soigné. En effet, l'investissement personnel des étudiants doit augmenter graduellement de Septembre à Février, à mesure qu'ils avancent dans leur Projet Innovation Développement et, parallèlement, la place accordée aux cours dans l'emploi du temps doit diminuer. Laisser trop de cours vers la fin du semestre, c'est prendre le risque de voir un absentéisme se développer<sup>1</sup>. Mettre trop de cours en début de semestre, c'est retarder d'autant le début

---

1. si j'ose dire



effectif des travaux du PID, avec ensuite un encombrement des installations du laboratoire et une nervosité générale<sup>2</sup>.

C'est une tâche assez lourde mais évidemment nécessaire, cela représente près de 200 courriels échangés par promotion et par semestre et il faut compter près d'un mois d'attention portée à ce sujet, pas en continu bien sûr, mais au détriment des activités de recherche quand même.

---

2. *idem*

**Deuxième partie**

**Activités de recherche**



# Chapitre 4

## Introduction

En moins de soixante ans, les matières plastiques ont envahi la vie de tous les jours et des secteurs clés de l'industrie. La plasturgie est l'industrie de transformation des matières plastiques (polymères) en pièces finies. La plasturgie française occupe le 2ème rang européen, avec un chiffre d'affaires de 29 Milliards €, et représente plus de cent quarante mille personnes<sup>1</sup>. Cette industrie est particulièrement active en Rhône-Alpes et considère Oyonnax et la "Plastics Vallée" comme son centre historique. Sans être exclusif, l'injection-moulage est prépondérante dans la "Plastics vallée", où se trouve de nombreux transformateurs, moulistes et fabricants de périphériques pour l'injection, ainsi que Billion, le seul fabricant français de presses à injecter.

Derrière tout usage des matières plastiques, il y a un matériau polymère et un procédé de mise en forme de celui-ci. C'est dire l'importance de :

- la connaissance de la physico-chimie du polymère, de sa micro-structure et de son comportement rhéologique et mécanique ;
- la maîtrise du procédé thermomécanique qui transforme la matière première en produit fini. L'optimum du procédé de mise en forme est une notion qui comprend le temps de cycle, la consommation énergétique de l'outillage et son usure, les propriétés mécaniques de la pièce obtenue (tenue aux chocs), l'état de sa surface (aspect), ses dimensions et sa densité.

Mes activités de recherche sont centrées sur les procédés de transformation des polymères, essentiellement le procédé d'injection-moulage, mais aussi le soufflage, et maintenant l'application de peinture industrielle. Je participe à plusieurs projets de recherche appliquée pluridisciplinaire, donc à finalité industrielle. Des enjeux techniques et économiques il faut dégager une problématique scientifique viable, ce qui n'est pas toujours facile dans le contexte des programmes de financement actuels. La primauté accordée aux préoccupations immédiates des industriels dans la définition de ces programmes serait, à long terme, néfaste pour la recherche en France.

L'originalité de mon travail réside dans la pluridisciplinarité des projets qui mêlent des aspects théoriques et numériques à des aspects expérimentaux ; la science des polymères à la thermique, à la mécanique et à la rhéologie. Ces thèmes de recherche originaux sont appuyés par des projets labélisés par le Pôle de Compétitivité PLASTIPOLIS (FONLIMICS, SAFFIR, MASTHER, IS2, Thématiques prioritaires Rhône-Alpes), impliquant des industriels et ont donné lieu à des encadrements (doctorant, DEA, PFE). J'ai également abordé, le problème de conception de filière dans le cadre d'une prestation pour un in-

---

1. Source : Fédération de la Plasturgie

dustriel. Dans ces projets, ma contribution directe porte sur la modélisation du procédé, que ce soit par l'utilisation de codes de calculs commerciaux ou par le développement de modèles numériques réduits à l'aide de logiciels libres.

En effet, l'approche que j'ai adoptée depuis ma nomination en 1998 n'est plus celle du développement et la programmation d'un code de calcul comme durant mon doctorat ou mes post-doctorats. En effet, devenu enseignant, j'ai reconnu ne plus avoir suffisamment de temps à y consacrer complètement. Surtout, cela m'aurait coupé de l'activité générale du laboratoire qui était l'étude des procédés de transformation.

L'approche que j'ai adoptée n'est pas non plus celle du calcul intensif appliqué à la simulation des procédés de transformation, procédés qui sont, dans toute leur généralité, effroyablement complexes et représentent un défi passionnant à relever du point de vue numérique et informatique. Pour autant, quand bien même parviendrait-on à la simulation totale du procédé sous toutes ces facettes, tridimensionnelles, instationnaires anisothermes, viscoélastiques, multiphasiques et thermodynamiques, pourra-t-on dire quel facteur est prépondérant dans le résultat ? la rhéologie ? la thermique ? la géométrie de l'outillage ? Pour le savoir, il faudra reprendre ces calculs gigantesques et faire une étude de sensibilité de chacun de ces paramètres pour ensuite tenter de les hiérarchiser. Bien que cette activité de calcul intensif soit tout à fait respectable, elle ne peut être menée que dans une structure dédiée à cette activité.

A l'inverse, la littérature ancienne sur les procédés, en gros jusqu'au milieu des années quatre-vingt, abonde de modèles thermiques et mécaniques qui sont basés, eux, sur une analyse simplifiée et hiérarchique des phénomènes physiques opérants dans les procédés et aboutissent ainsi à des modèles réduits directement utilisables. Recenser, revisiter ces modèles, les programmer, les évaluer et les étendre ainsi qu'en produire de nouveaux, tout cela aura été pour moi un le moyen à la fois de découvrir les procédés dans leur diversité et de contribuer rapidement aux projets auxquels j'ai été associé. De plus, en tant qu'enseignant dans une école d'ingénieurs, je ne perds pas de vue que ce qui compte, finalement, c'est l'aspect dimensionnement et conception des outillages et procédés, c'est chercher à donner les paramètres clés qui pilotent un procédé. C'est dans ce cadre méthodologique que j'inscris les travaux présentés dans ce mémoire.

Les modélisations s'appuient aussi sur des mesures expérimentales qui sont, dans les procédés de transformation, particulièrement délicates à isoler et à interpréter. Il faut bien reconnaître qu'instrumenter une machine industrielle n'en fera pas un instrument de mesure : fatalement, les mesures seront faites dans un environnement non complètement contrôlé. Concevoir, mettre au point ces dispositifs expérimentaux et négocier leurs financements<sup>2</sup> représentent une part considérable de l'effort de recherche dans ces projets. Cette part a été assumée principalement par Jean-Yves Charneau, Jean Balcaen et les doctorants Maël Moguedet, Mikaël Chailly et Thuy-Linh Pham.

---

2. ce qui n'est pas la moindre des difficultés

# Chapitre 5

## Méthode des tubes de courant

---

5.1	Formulation . . . . .	37
5.2	Tenseur des déformations . . . . .	38
5.3	Minimisation de la dissipation mécanique . . . . .	39
5.4	Exemples de Résultats . . . . .	41

---

### 5.1 Formulation

La Méthode des Tubes de Courant, proposée par Jean-Robert Clermont dès 1983 [111] s'appuie sur le calcul d'une fonction de transformation du domaine physique d'écoulement vers un domaine de calcul où les lignes de courant sont rectilignes et parallèles. C'est cette fonction de transformation qui constitue, avec la pression, les inconnues primaires du problème en fonction desquelles la vitesse et les contraintes vont désormais s'exprimer. Pour les écoulements en géométries axisymétriques, Fig. 5.1, il s'agit en fait d'un changement des coordonnées cylindriques vers des coordonnées protéennes [112], où un point matériel dans l'écoulement est repéré d'une part, par une coordonnées axiale  $Z$  et, d'autre part, soit par la valeur de la fonction de courant en ce point dans les coordonnées protéennes *stricto sensu*, soit par la position radiale initiale de la ligne de courant qui passe en ce point dans le cas de la méthode des tubes de courant. Ceci montre que les deux méthodes sont très voisines. L'intérêt d'une formulation qui s'appuierait directement sur les lignes de courant a été reconnu dans le passé dans le domaine de la mise en forme des métaux [110, 115]. Il est aussi particulièrement net pour les fluides viscoélastiques dont les propriétés de mémoire obligent à intégrer l'historique des déformations antérieures d'un point matériel dans son mouvement, pour être en mesure de calculer son état de contrainte en un point donné. Dans ce domaine, on peut citer les travaux de Luo et Tanner [116, 117], ainsi que Papanastasiou [119]. Enfin, même dans le domaine des formulations aux éléments finis polynomiaux classiques "Vitesse-Pression", les schémas "Streamline Upwind" qui sont nécessaires pour résoudre le calcul des contraintes des fluides viscoélastiques différentiels, peuvent être aussi vu comme une différentiation privilégiée le long des lignes de courants.

La fonction de transformation  $f$  se définit comme un changement des coordonnées cylindriques  $r, z$  cette fois à des coordonnées curvilignes :  $R, Z$

$$r = f(R, Z) \tag{5.1}$$

$$z = Z \tag{5.2}$$

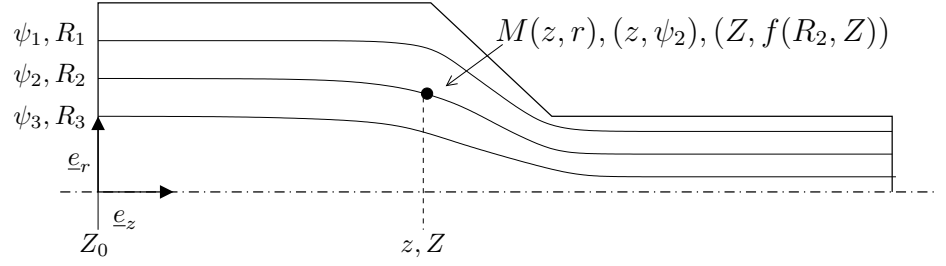


Figure 5.1: Lignes de courant et définition des coordonnées Tubes de Courant  $(R, Z)$  et Protéennes  $(\psi, Z)$

A ce changement de coordonnées sont associés deux formules de dérivation :

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{f'_R} \frac{\partial}{\partial R} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = -\frac{f'_z}{f'_R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial}{\partial Z} \quad (5.4)$$

Les conditions aux limites sont applicables à la section de référence  $Z = Z_0$  :

$$f(R, Z_0) = R \quad (5.5)$$

La fonction de courant  $\psi$  est alors définie en tout point sur cette section de référence. Elle doit vérifier les conditions aux limites suivantes :

$$\psi(R_{\max}) = \frac{Q}{2\pi} \quad (5.6)$$

$$\psi(R_0) = 0 \quad (5.7)$$

Les composantes de vitesse  $\underline{V}$  s'expriment alors en fonction de la fonction de transformation  $f$  :

$$V_z = \frac{-\psi'(R)}{f f'_R} \quad (5.8)$$

$$V_r = \frac{-\psi'(R) f'_Z}{f f'_R} \quad (5.9)$$

Par construction, le champ de vitesse utilisé, quel qu'il soit, vérifie cette contrainte d'incompressibilité. Dans les nouvelles coordonnées  $R, Z$  les lignes de courant apparaissent comme rectilignes et parallèles. On remarque alors que le problème récurrent de repérage des positions antérieures d'une particule en mouvement est devenu unidimensionnel dans le cadre de la méthode de courant. De même, la dérivée matérielle d'une variable  $F$  devient alors :

$$\underline{V} \cdot \nabla F = V_z \frac{\partial F}{\partial Z} \quad (5.10)$$

Les dérivées convectées qui apparaissent dans les lois de comportement des fluides viscoélastiques sont donc prises en compte comme des équations différentielles ordinaires suivant la variable  $Z$ .

## 5.2 Tenseur des déformations

D'après les travaux de K. Adachi [103, 104], l'expression du tenseur gradient des déformations  $\underline{\underline{F}}_t(t')$  entre une configuration actuelle de référence et

une configuration passée déformée, dans la base des coordonnées protéennes ou MTC est la suivante (5.11) :

$$\underline{\underline{F}}_t(t') = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{\partial Z'}{\partial R} & 0 & \frac{\partial Z'}{\partial Z} \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Les deux gradients s'expriment quant à eux de la manière suivante :

$$\frac{\partial Z'}{\partial R} = V_z(R, Z') \int_Z^{Z'} \frac{\partial V_z}{\partial R}(R, \zeta) \frac{d\zeta}{(V_z(R, \zeta))^2} \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial Z'}{\partial Z} = \frac{V_z(R, Z')}{V_z(R, Z')} \quad (5.13)$$

où  $V_z$  est la composante de vitesse suivant  $z$ .

### 5.3 Minimisation de la dissipation mécanique

La dissipation mécanique totale  $\Gamma$  associée à un fluide visqueux en écoulement, s'exprime sous la forme d'une intégrale calculant la puissance des efforts mécaniques :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \int_{\Omega} (-P\underline{\underline{1}} + 2\eta\underline{\underline{S}}) : \underline{\underline{d}} \, d\Omega \\ &= \int_{\Omega} \underline{\underline{S}} : \underline{\underline{d}} \, d\Omega \end{aligned} \quad (5.14)$$

Lorsque le champ des vitesses vérifient la contrainte d'incompressibilité en tous points, la pression disparaît alors comme inconnue du problème, à la différence des formulation Vitesse-Pression éléments finis, où la pression joue le rôle de multiplicateur de Lagrange vis à vis de la contrainte d'incompressibilité. De manière générale, d'après l'inégalité de Clausius-Duhem [105], la dissipation mécanique est toujours positive dans un écoulement isotherme. De plus le théorème d'Helmholtz [114, 108] atteste que, pour un écoulement d'un fluide Newtonien en régime non-inertiel, parmi tous les champs de vitesses vérifiant les conditions aux limites essentielles, c'est à dire de Dirichlet, ainsi que la condition d'incompressibilité, la solution est celle qui minimise la dissipation. D'ailleurs, il est utile de remarquer que les formulations faibles discrètes utilisées en éléments finis classiques "vitesse-pressure" peuvent être elles aussi obtenues comme minimum de la dissipation mécanique. On a en effet :

$$\underline{V} = \sum_{k=1}^N \underline{V}^k N(\underline{x})^k \quad (5.15)$$

$$P = \sum_{l=1}^M P^l M(\underline{x})^l \quad (5.16)$$

$$\Gamma = \int_{\Omega} -P\underline{\nabla} \cdot \underline{V} + 2\eta \underline{\underline{d}} : \underline{\underline{d}} \, d\Omega \quad (5.17)$$

par définition de la dissipation mécanique pour un fluide visqueux dont le mouvement est approché par les variables de vitesse (5.15) et pression polynomiale (5.16), discrétisées par éléments finis d'interpolation. La dérivation de la dissipation (5.17), qui est une forme bilinéaire symétrique, par rapport à une



inconnue nodale de pression  $P^l$  conduit à la condition d'incompressibilité, tandis que la dérivation par rapport à une inconnue nodale de vitesse  $\underline{V}^k$  amène cette fois la forme intégrale de l'équation d'équilibre :

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial P^l} = \int_{\Omega} \nabla \cdot \underline{V} M^l d\Omega \quad (5.18)$$

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial \underline{V}^k} = \int_{\Omega} \left( -P \underline{1} + 2\eta \underline{d} \right) \cdot \nabla N^k d\Omega \quad (5.19)$$

L'algorithme de résolution que nous proposons alors consiste à prendre la fonction  $f$ , discrétisée par éléments finis d'interpolation de Hermite, comme seule inconnue du problème. Chaque valeur nodale inconnue solution  $f^i$  est telle que :

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial f^i} = 0 \quad (5.20)$$

Dans le cas d'un fluide Newtonien (5.21), la dissipation (5.14) prend la forme d'une intégrale d'une somme des carrés des composantes de  $\underline{d}$ , donc toujours positive, quelle que puisse être la forme du champ des vitesses ou de  $f$  envisagées, et qui ne pose aucun problème pratique à la recherche d'un minimum. La littérature regorge d'algorithmes de minimisation sans contraintes [113].

$$\underline{S} = \eta_0 \underline{d} \quad (5.21)$$

Dans le cas d'un fluide viscoélastique, il n'en va plus de même, rien ne garantit en effet que la dissipation locale, c'est à dire calculée en un point de l'écoulement, sera uniquement composée de termes positifs, la somme seulement de ces termes devant être positive d'après l'inégalité de Clausius-Duhem. Et de fait, l'examen des termes composant la dissipation locale d'un fluide viscoélastique de Maxwell convecté supérieur dans un écoulement convergent axisymétrique, fait apparaître des contributions négatives des contraintes normales. Seule la contribution provenant de la contrainte de cisaillement est toujours positive. Néanmoins on peut envisager de toujours minimiser la dissipation mécanique, sous la contrainte qu'elle doit être positive localement. L'algorithme existe, par exemple la pénalité, mais sera beaucoup moins performant.

A ce stade, il est nécessaire de faire le point sur les travaux initiés par Binding [106, 107], et repris par Tremblay [120], Mackay *et al.* [118], Carrot, Guillet et Fulchiron [109], sur l'analyse des effets d'entrée dans les filières convergentes. L'idée initiale de Binding était de donner un cadre plus rigoureux et général à l'analyse de Cogswell sur les corrections d'entrée dans les filières convergentes, en supposant un écoulement radial à l'entrée de filière et en minimisant la puissance des contraintes. Il faut bien comprendre que dans toutes ces méthodes la puissance mécanique est reconstruite comme une somme de termes obligatoirement positifs, qui tiennent compte des effets sans doute prépondérants d'élongation et de cisaillement. Il ne s'agit donc pas de la dissipation mécanique au sens strict.

Nous avons cependant développé un calcul de la dissipation, sans distinguer *a priori* les termes prépondérants, pour un fluide viscoélastique intégral de type K-BKZ, ce qui ne présentait pas de difficulté particulière, le calcul des contraintes étant repris de nos travaux de doctorat [84, Rap.]. Mais une difficulté majeure s'est présentée, c'est que la solution viscoélastique de l'écoulement de Poiseuille tube, qui est identique à celle d'un fluide Newtonien, n'apparaît pas comme minimum de la dissipation mécanique. En d'autres termes, le gradient de la dissipation calculé pour un fluide viscoélastique intégral ne s'annule pas, même dans ce cas de la solution exacte. Il ne s'agit pas d'une

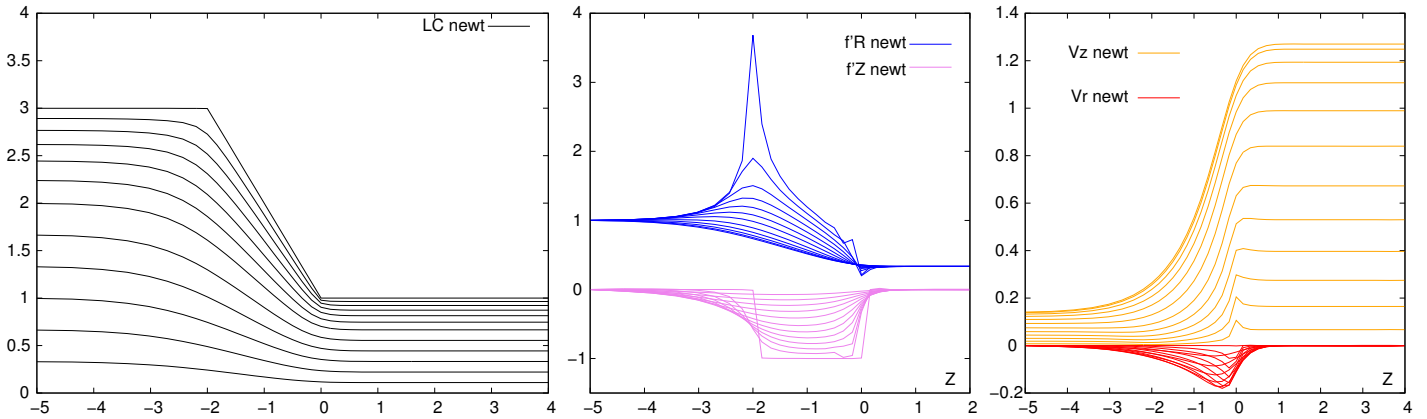


Figure 5.2: Ecoulement d'un fluide Newtonien dans une filière convergente : (g) Lignes de courant calculées. (c) Evolution de  $f'R$  et  $f'Z$ . (d) Evolution des composantes de vitesse  $V_z$  et  $V_r$  le long des lignes de courant.

effet viscoélastique, puisqu'il ne s'atténue pas lorsque les taux de cisaillement diminuent. Il s'agit d'un obstacle qui n'est pas levé encore à ce jour, et qui bloque le développement de cette méthode vers les fluides viscoélastiques, pour lesquels elle est a priori la plus appropriée.

### 5.4 Exemples de Résultats

Les résultats des calculs de trois écoulements de fluides Newtonien sont présentés dans les figures qui suivent. Tous sont des cas où les conditions aux limites sont de type Dirichlet (Vitesse connue) pour lequel le théorème d'Helmholtz est démontré. Dans la Fig. 5.2, l'écoulement dans un convergent est étudié. Les lignes de courant se resserrent au voisinage de la contraction, provoquant une augmentation des vitesses qui retrouvent un niveau constant juste après le passage de la contraction. Dans la Fig. 5.3, on étudie le problème de la transition entre adhérence et glissement. Ceci pose un problème particulier puisque la dérivée  $f'_R$  tend vers zéro à la paroi glissante. Pour palier la divergence des vitesses nous avons opté pour une formulation en coordonnées protéennes  $f'_\psi$  pour les éléments proches de cette paroi glissante. Enfin, dans la Fig. 5.4, on étudie l'écoulement dans une conduite sinusoïdale avec des condi-

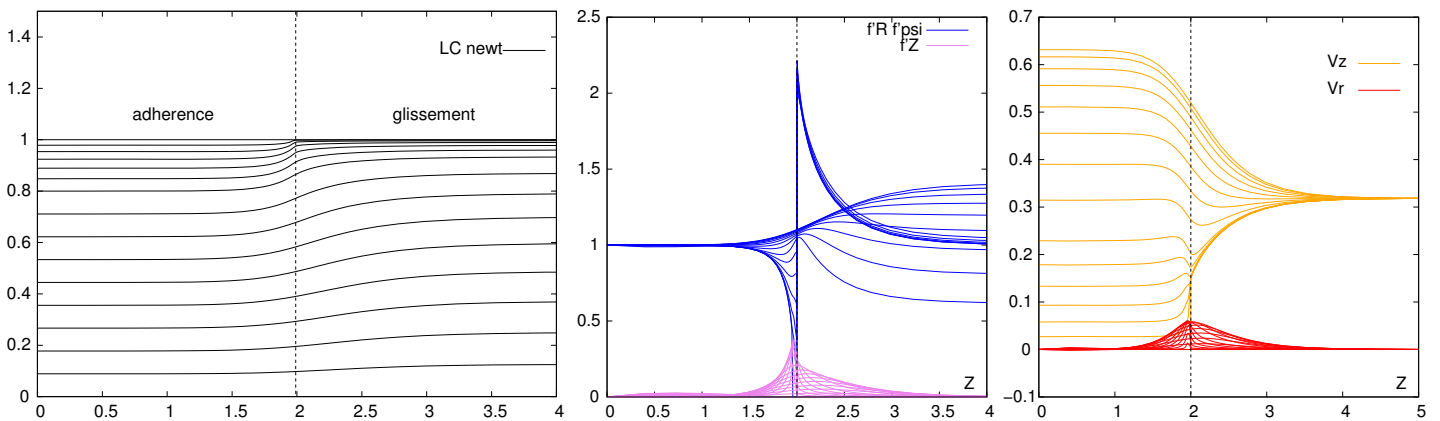


Figure 5.3: Ecoulement d'un fluide Newtonien dans une transition adhérence-glissement : (g) Lignes de courant calculées. (c) Evolution de  $f'R$  et  $f'Z$ . (d) Evolution des composantes de vitesse  $V_z$  et  $V_r$  le long des lignes de courant.

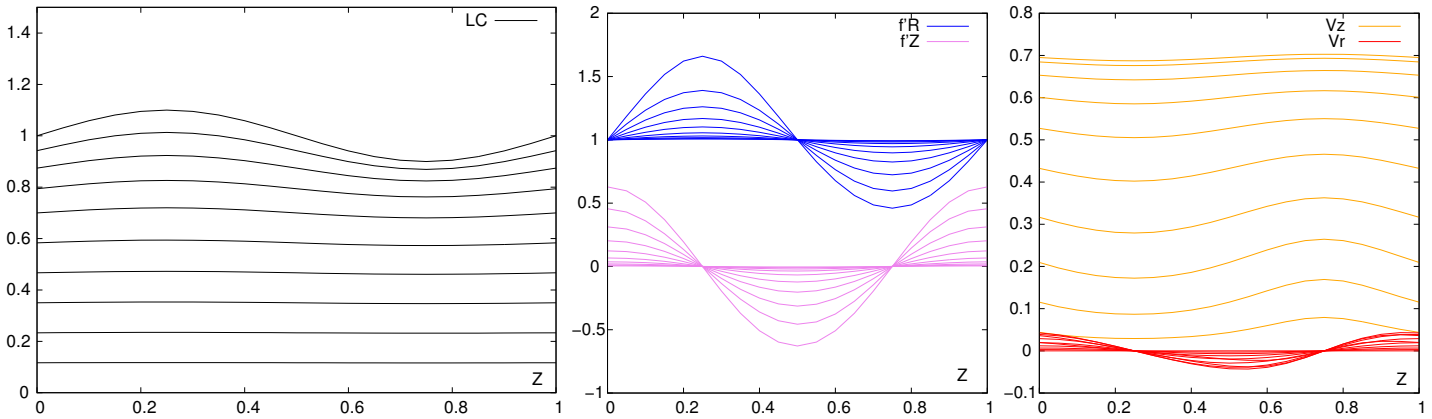


Figure 5.4: Ecoulement périodique d'un fluide Newtonien dans une conduite sinusoïdale : (g) Lignes de courant calculées. (c) Evolution de  $f'R$  et  $f'Z$ . (d) Evolution des composantes de vitesse  $V_z$  et  $V_r$  le long des lignes de courant.

tions aux limites périodiques. Ce cas particulier oblige à prendre également la valeur de la fonction de courant sur la section de référence comme inconnue du problème.

## Bibliographie

- [103] K. Adachi. Calculation of strain histories in protean coordinate systems. *Rheol. Acta*, 22 :326–335, 1983.
- [104] K. Adachi. A note on the calculation of strain histories in orthogonal streamline coordinate systems. *Rheol. Acta*, 25 :555–563, 1986.
- [105] G. Astarita and G. Marucci. *Principles of Non-Newtonian Fluid Mechanics*. Mc Graw-Hill, 1974.
- [106] D.M. Binding. An approximate analysis for contraction and converging flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 27(2) :173 – 189, 1988.
- [107] D.M. Binding. Further considerations of axisymmetric contraction flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 41(1-2) :27 – 42, 1991.
- [108] R. Byron Bird. New variational principle for incompressible non-newtonian flow. *Physics of Fluids*, 3(4) :539–541, 1960.
- [109] Ch. Carrot, J. Guillet, and R. Fulchiron. Converging flow analysis, entrance pressure drops, and vortex sizes : Measurements and calculated values. *Polymer Engineering and Science*, 41(12) :2095–2107, December 2001.
- [110] S.G. Chung and K. Kuwahara. Explicit streamline method for steady flows of non-newtonian matter : History-dependence and free surfaces. *Journal of Computational Physics*, 104(2) :444 – 450, 1993.
- [111] J. R. Clermont. Sur la modélisation numérique d'écoulements plans et méridiens de fluides non newtoniens incompressibles. *Compte Rendus Académie des Sciences.*, 297(Série II) :1–4, 4 Juillet 1983.
- [112] J. L. Duda and J. S. Vrentas. Fluid mechanics of laminar liquid jets. *Chem. Eng. Sci*, 22 :855–869, 1967.
- [113] R. Fletcher. *Practical Methods of Optimization*. Wiley, 1987.
- [114] J. Happel and H. Brenner. *Low Reynolds number hydrodynamics*. Martinus Nijhoff publishers, 1983.

- [115] S. F. Hoysan and P. S. Steif. A streamline-based method for analysing steady state metal forming processes. *International Journal of Mechanical Sciences*, 34(3) :211–221, March 1992.
- [116] X. L. Luo and R. I. Tanner. A streamline element scheme for solving viscoelastic flows problems. part ii : Integral constitutive models. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 22 :61–69, 1986.
- [117] X. L. Luo and R. I. Tanner. A streamline element scheme for solving viscoelastic flows problems. part ir. : Differential constitutive equations. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 22 :61–69, 1986.
- [118] Michael E. Mackay and Gianni Astarita. Analysis of entry flow to determine elongation flow properties revisited. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 70(3) :219 – 235, 1997.
- [119] A. C. Papanastasiou, L. E. Scriven, and C. W. Macosko. A finite element method for liquid with memory. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 22 :271–288, 1987.
- [120] B. Tremblay. Estimation of the elongational viscosity of polyethylene blends at high deformation rates. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 33 :137–164, 1989.



## Chapitre 6

# Plastification des polymères dans les ensembles vis-fourreau

---

6.1	Introduction . . . . .	45
6.2	Plastification et casse des thermoplastiques chargés fibres longues	47
6.2.1	Modélisation de la plastification . . . . .	47
6.2.1.1	Le convoyage solide . . . . .	48
6.2.1.2	La zone de retard à la fusion . . . . .	49
6.2.1.3	La plastification en extrusion . . . . .	49
6.2.1.4	Programme de calcul de la plastification en extrusion . . . . .	51
6.2.1.5	Spécificité de l'injection . . . . .	52
6.2.2	Calcul des points de fonctionnement des vis de plastification . . . . .	53
6.2.2.1	Modélisation . . . . .	53
6.2.2.2	Résultats . . . . .	55
6.2.2.3	Conclusions . . . . .	56
6.2.3	Dégradation des fibres . . . . .	56
6.2.4	Déformation des fibres en phase fondue . . . . .	58
6.2.4.1	Modèle de Yamamoto . . . . .	58
6.2.4.2	Résultats . . . . .	59
6.3	Modélisation de l'écoulement dans un chenal de vis . . . . .	62
6.3.1	Contexte et décomposition . . . . .	62
6.3.2	Géométrie du chenal . . . . .	64
6.3.3	Equations de conservation . . . . .	65
6.3.4	Écoulement par différence de pression . . . . .	67
6.3.5	Écoulement par déplacement de paroi d'un fluide Newtonien . . . . .	71
6.3.5.1	Conclusions . . . . .	75
6.4	Visualisation dans les vis de plastification . . . . .	75
6.4.1	Visualisation de l'écoulement dans le chenal . . . . .	77
6.4.1.1	Conception et Mise au point du dispositif . . . . .	77
6.4.1.2	Résultats . . . . .	80
6.4.2	Conception d'un fourreau à fenêtres . . . . .	80

---

### 6.1 Introduction

La plupart des matières plastiques sont mises en œuvre par injection ou par extrusion, ce qui implique qu'elles sont passées, au moins une fois, par une

étape de plastification au sein d'un ensemble vis-fourreau. C'est dire l'importance économique, technologique et scientifique de ce mode de transformation pour la plasturgie. De plus en plus, la vis d'injection doit remplir des fonctions supplémentaires de mélange (coloration liquide, mélange maître, incorporation de polymère recyclé, traceurs et charges) et cela avec des polymères dits "techniques" qui ont parfois des plages de transformation extrêmement restreintes. Les industriels de la plasturgie font face à des impératifs de performances toujours plus grands et de coûts plus restreints dans les opérations de transformation des matières plastiques. Ce contexte pousse les industriels à s'interroger au delà des réglages habituels sur la nature même du processus de plastification dans une presse à injecter. La question industrielle à laquelle on doit alors répondre est simple : Quelle profil de vis adopter pour tel ou tel polymère ?

Un projet emblématique de ces préoccupations a été le projet Eureka SAF-FIR en partenariat avec les sociétés Plastic Omnium, Engel et Dow chemical et d'autres laboratoires de recherche. SAFFIR visait à la maîtrise de l'injection des thermoplastiques chargés de fibres longues pour les pièces automobiles de grandes dimensions. Ceci consiste principalement à limiter la dégradation des fibres longues lors de la plastification en mettant au point un profil de vis adapté.

Un autre développement, le projet FONLIMICS, concerne plus particulièrement l'incorporation efficace des charges au sens large, depuis les nano-traceurs pour le marquage des pièces jusqu'aux mélanges-maître sur-concentrés, qui permettrait, dans l'idéal, de formuler dans la presse un grade de polymère de spécialité à partir d'un grade générique et d'additifs sur-concentrés.

Dans ces cadres, nous nous sommes plus particulièrement intéressé, depuis 1998 à :

- La plastification des polymères par la vis, en vue de comprendre et de proposer un mécanisme permettant de prévoir la casse des fibres longues durant cette phase.
- La modélisation des points de fonctionnement (pression débit) d'une vis
- la modélisation et visualisation de l'écoulement du polymère en phase fondue dans le chenal de la vis. Ceci a donné lieu à la conception de deux dispositifs originaux : Visiovis (Thèse M. Moguedet [99]), une maquette froide d'une vis de plastification dans un fourreau cylindrique transparent, et un véritable fourreau industriel, à fenêtres de verre, montable sur presse à injecter (Thèse T.-L. Pham[91]).
- Le type de mélange que l'on peut obtenir dans cette phase de plastification.

Les hypothèses et les modèles sont articulés entre eux de la façon suivante : Tout d'abord on passe d'une situation instationnaire à une situation stationnaire en considérant un fourreau en rotation plutôt qu'une vis en rotation. Seule la plastification en injection est véritablement instationnaire (cyclique).

Sont présentés ici deux types de modèles : des modèles d'écoulement isotherme dans le chenal et des modèles de plastification anisotherme. Dans les modèles d'écoulement, la distinction a été faite entre un modèle bidimensionnel qui tient compte de la géométrie réelle du chenal et dans lequel les propriétés viscoélastiques du fluide peuvent jouer un rôle (§6.3), et un modèle unidimensionnel de perte de charge (§6.2.2) qui donne les caractéristiques globales de la vis (débit et pression) et pour lequel les propriétés rhéofluidifiantes en cisaillement sont suffisantes, comme en plastification. Ces caractéristiques de la

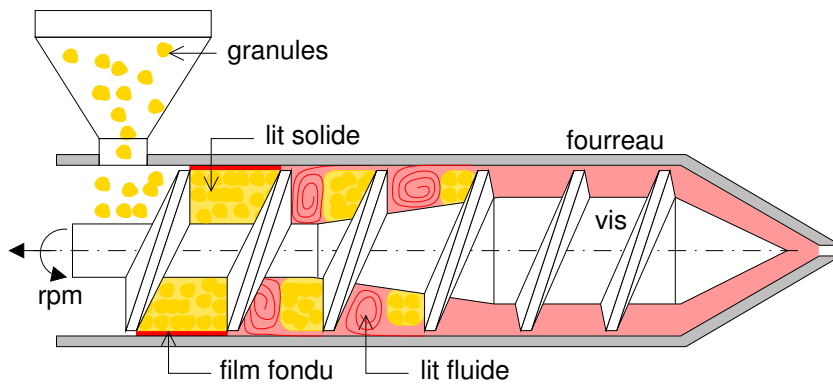


Figure 6.1: Schéma de plastification dans une vis trois zones

vis constituent une donnée d'entrée des modèles de plastification (§6.2.1). En outre, nous avons greffé à ces modèles de plastification un modèle de casse des fibres (§6.2.3). Un autre modèle de déformation des fibres (§6.2.4) est proposé également pour la partie écoulement. Enfin deux dispositifs expérimentaux de visualisation complètent la modélisation : un pour les écoulements (§6.4.1), l'autre pour la plastification (§6.4.2).

## 6.2 Plastification et casse des thermoplastiques chargés fibres longues

Le procédé d'injection moulage utilise le même principe d'une vis de plastification et de mise en pression du polymère que l'extrusion, avec des zones de transport, de compression et de mélange. Avec cette différence importante que les mouvements de vis utilisés en injection sont plus complexes (translation et rotation), et que le procédé n'est pas continu mais cyclique.

### 6.2.1 Modélisation de la plastification

La plastification Fig. 6.1, est l'étape du procédé d'injection ou d'extrusion durant laquelle les granules de polymère solides sont fondus par l'action conjuguée d'une vis et de colliers chauffants. Comprendre et modéliser, pour prévoir et dimensionner cette phase est primordial dans le procédé d'injection. Les champs à connaître sont la température, les taux de cisaillement, le débit de fusion des granules, la position du lit solide, la pression en fin de plastification, et la longueur de vis nécessaire pour plastifier le polymère. Ces grandeurs sont influencées par les paramètres du procédé (rotation de la vis, contre pression, température de chauffe), le profil de la vis (standard ou barrière), le profil du fourreau (lisse ou rainuré), le type de polymère (amorphe ou cristallin) et ses caractéristiques thermophysiques (température et chaleur latente de fusion, conductivité thermique, viscosité). En outre, dans le cas des polymères chargés, la casse des fibres se produit majoritairement durant cette phase de plastification.

Différents modèles de plastification existent dans la littérature, cependant ils ne sont en général directement applicables qu'au cas de l'extrusion. La plastification en injection est plus complexe car à la phase de rotation continue de la vis s'ajoute des phases d'attente où le polymère fond uniquement par conduction instationnaire ainsi qu'une phase de translation de la vis ou un cisaillement particulier est appliqué au polymère dans le chenal de la vis. C'est



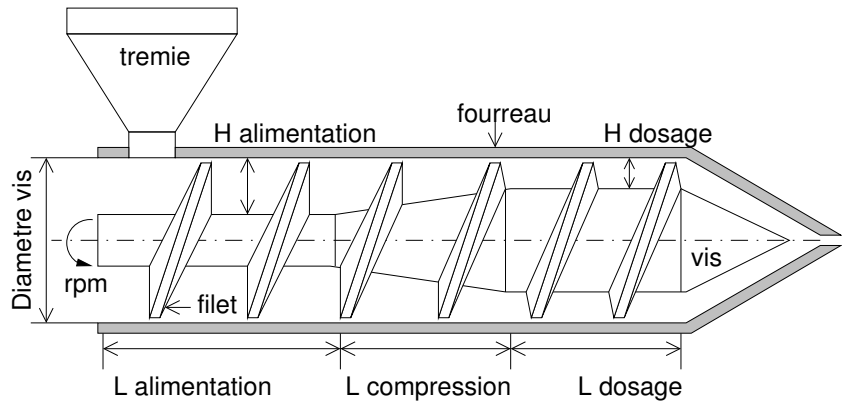


Figure 6.2: Géométrie d'une vis 3 zones

pourquoi, concrètement, nous avons souhaité programmer dans un environnement Octave différentes approches de la plastification, afin de les évaluer et de déterminer quel peut être un profil de vis optimal pour la plastification.

Un profil de vis standard Fig. 6.2, en injection ou extrusion, comprend trois zones de profondeur différentes qui recourent les trois fonctions de la vis :

- alimentation plus creuse pour le convoyage des granules solide,
- compression où la profondeur du chanal diminue graduellement et qui assure l'essentiel de la plastification,
- pompage de profondeur constante plus faible pour la mise en pression et l'homogénéisation du liquide polymère.

On peut distinguer différentes étapes dans ce processus de plastification :

- Tout d'abord le convoyage solide (alimentation) où les granules de polymère sont transportés depuis la trémie vers l'aval de la vis, tout en se compactant pour former un lit solide qui remplit toute la largeur du chanal.
- ensuite la zone de retard à la fusion où un film de polymère fondu se forme à l'interface entre le lit solide et le fourreau, là où le cisaillement est maximal et où le polymère est le plus proche des colliers chauffants. Ce film croît vers l'aval de la vis. Le lit solide occupe toujours toute la largeur du chanal de la vis
- Lorsque ce film de polymère fondu a atteint une épaisseur critique, une poche de liquide se crée à l'arrière du filet et l'épaisseur du film fluide se stabilise. La largeur du lit solide diminue nettement le long de la vis jusqu'à disparaître totalement. On qualifie ce processus de plastification avec lit solide contigu (CSM). Lorsqu'il se produit une désagrégation du lit solide on parle au contraire de plastification par lit solide dispersé (DSM).

Idéalement, la plastification commence en fin de zone d'alimentation et se termine en fin de zone de compression. La fonte prématurée des granules en zone d'alimentation entraînerait le colmatage de l'orifice de la trémie, c'est d'ailleurs pourquoi celui-ci doit être isolé thermiquement.

Les modèles qui ont été retenus dans ce travail, sont passés en revue dans les sections qui suivent.

### 6.2.1.1 Le convoyage solide

Dans le transport solide, on recherche la vitesse du lit solide  $V_{sz}$  et le développement de la pression au sein de ce lit solide.

Cette vitesse de lit solide est différente de la vitesse périphérique de la vis et dépend de la géométrie de la vis (chenal et pas) et des coefficients de frottement du polymère sur le métal de la vis et celui du fourreau. Pour un bon convoyage, il faut que le polymère frotte plus sur le fourreau que sur la vis.

Le fait que le lit solide se compacte (en début de transport la masse volumique solide  $\rho_s$  augmente) fait varier d'autant la vitesse de lit solide. La pression augmente exponentiellement dans la zone d'alimentation et le frottement produit un échauffement considérable.

Le modèle de Darnell et Mol [134] est le modèle le plus courant pour représenter le transport solide. Toutefois nous ne l'avons pas utilisé car ses prédictions sont extrêmement dépendantes des valeurs des coefficients de frottement sec sur le fourreau et sur la vis. Or ces grandeurs sont difficilement mesurables et varient elles-mêmes avec la température. Nous avons jugé plus raisonnable de calculer  $V_{sz}$  à partir du débit masse  $\dot{m}$  par la formule (6.1). Ce débit masse est soit connu dans l'expérience : il correspond au volume dosé divisé par le temps de dosage et multiplié par la masse volumique du polymère fondu, soit il peut être estimé par un calcul de point de fonctionnement de la vis §6.2.2.

$$\dot{m} = \rho_s V_{sz} \text{Section} \quad (6.1)$$

**6.2.1.2 La zone de retard à la fusion**

Dans cette zone le film de polymère fondu se forme à l'interface et croît le long du chenal. Durant cette phase il est possible que le polymère fondu pénètre le lit solide comme dans un milieu poreux ainsi que le suggère Noriega [161]. De plus, du polymère fondu s'échappe par l'entrefer entre le fourreau et le haut des filets de la vis. La taille effective de l'entrefer joue donc un grand rôle dans la croissance de ce film. Tadmor et Kacir [153] ont proposé un modèle complexe qui repose sur la connaissance de l'épaisseur initiale du film.

Il est délicat de donner un critère précis selon lequel la zone de retard se termine et la plastification proprement dite commence : d'après Noriega [161] c'est lorsque le lit solide est entièrement saturé en polymère fondu ; d'après Tadmor et Kacir [153], c'est lorsque le film de polymère fondu atteint une valeur critique par rapport à l'entrefer (cinq fois la valeur de l'entrefer) ; enfin, d'après Wey et Agassant [175] c'est lorsque l'épaisseur du polymère fondu est telle que la surpression, créée par l'écoulement de ce polymère fondu au passage de l'entrefer Fig. 6.3, est suffisante pour percer le lit solide et ainsi créer une poche de liquide.

Toutes ces approches pour pouvoir être utilisables, prédictives, nécessiteraient de connaître la valeur réelle de l'entrefer, la perméabilité du lit solide, et la contrainte seuil d'écoulement du lit solide, laquelle doit changer avec le niveau de saturation en polymère fondu. Là encore nous avons dû adopter pour une solution très simple où le film fondu croît linéairement avec le temps selon une vitesse constante jusqu'à atteindre la valeur du début de plastification.

**6.2.1.3 La plastification en extrusion**

Le modèle le plus courant de plastification est celui de Tadmor [171, 154], le premier qui ait rendu compte des extraction de vis par Maddock [158]. Nous avons suivi ce modèle Fig. 6.4 notamment dans le découpage de la section du chenal en trois zones d'intérêt : le film fondu situé entre le lit solide et le fourreau, le lit solide et la poche de liquide où s'accumule le polymère fondu Fig.

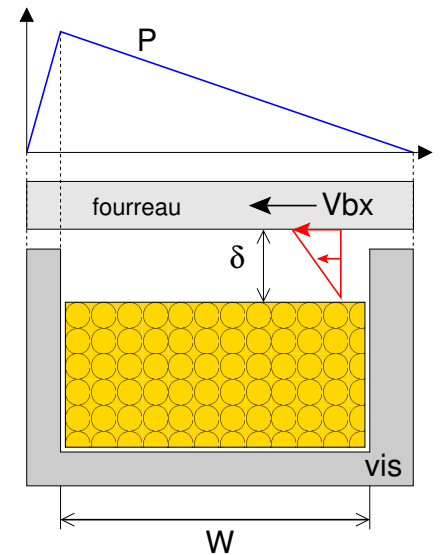


Figure 6.3: Profil de pression dans le film fondu au sommet du filet

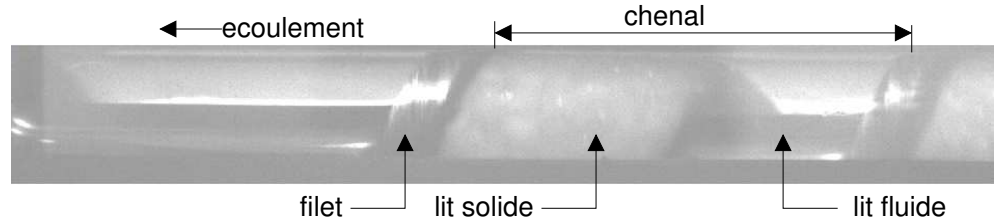


Figure 6.5: Plastification dans une vis trois zones. Lit solide compacté à l'arrière du filet et lit fondu. Thèse T.-L. Pham [91]

6.5. En effet, le cisaillement intense qui se produit entre le lit solide et le fourreau ainsi que la chaleur développée par les colliers chauffants qui se propage dans le lit solide crée et entretient un film fondu sur toute la largeur du lit solide. Ce film est constamment essuyé contre le fourreau et ainsi maintenu à épaisseur  $\delta$ . Ceci assure d'ailleurs l'efficacité de la plastification : Si  $\delta$  augmentait avec le temps, le cisaillement dans le film et donc l'auto-échauffement diminueraient ainsi que la chaleur amenée par conduction.

Le polymère ainsi fondu se déverse dans la poche de liquide adjacente qui repousse le lit solide un peu plus contre le filet. Le lit solide se déforme et sa largeur diminue alors en conséquence. Dans le modèle de Tadmor le lit solide est dit librement déformable. La Fig. 6.4 schématise la circulation du polymère dans le film fondu. On comprend bien que l'épaisseur du film ne peut être constante selon la largeur du lit solide puisque le polymère fondu s'accumule depuis le filet jusqu'à l'extrémité de la largeur du lit solide. En effet, le long d'un incrément de longueur  $dx$  le film fondu doit contenir ce qui a été fondu le long de  $dx$ , c'est-à-dire  $V_{sy}dx$ , où  $V_{sy}$  désigne la vitesse de fonte du lit solide ; plus ce qui est entraîné par la vitesse relative du fourreau par rapport au lit solide :  $V_{bx}\delta(x)$ . C'est pourquoi, à la différence de Tadmor, pour calculer le débit de fondue il faut considérer non pas l'épaisseur moyenne du film  $\bar{\delta}$  mais sa valeur à l'extrémité de la largeur du lit solide. Ceci découle de l'analyse faite par Pearson [164] et cette option est justifiée par Rauwendaal [166]. Par contre, pour pouvoir calculer le cisaillement dans le film, on est obligé de recourir à l'épaisseur moyenne.

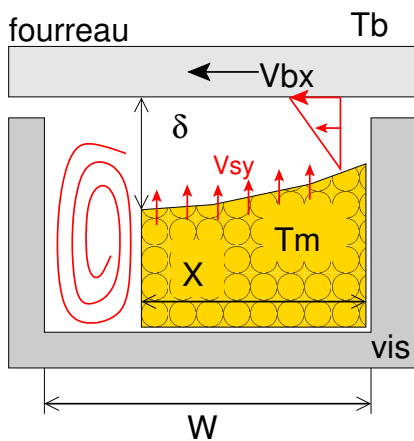


Figure 6.4: Schéma de plastification de Tadmor

D'autres points de vue ont été adoptés dans la littérature *cf.* Lindt [155], notamment sur l'existence probable de films fondus tout autour du lit solide : le long des filets et dans le fond du chenal. Ces films seraient créés par la chaleur propagée par la vis, dont la température n'est pas connue, et en tout état de cause, ces films ne sont pas essuyés par le mouvement relatif de la vis par rapport au fourreau. Ils croissent jusqu'à une certaine valeur, et ensuite isolent thermiquement le lit solide car ils ne sont pas renouvelés comme le film qui est au contact du fourreau. Nous n'avons donc pas considéré que leurs influences étaient importantes.

Un autre point controversé concerne l'accélération du lit solide au passage de la zone de compression. À l'instar de Tadmor, nous avons adopté une vitesse de lit solide constante tout au long de la vis car nous n'avons pas trouvé dans la littérature de modèle convaincant, prédictif qui permettrait de calculer cette accélération ou décélération du lit solide en zone de compression. Donovan [137] a été le premier à proposer un paramètre d'accélération du lit solide (SBAP) variant selon que le polymère est mou ou rigide, mais il faut rappeler que ce paramètre est totalement empirique et a été contesté. Il est cependant très utile de considérer une accélération du lit solide lors du calcul du point

de fonctionnement des vis de plastification §6.2.2.

Si de nombreuses publications expérimentales s'accordent sur l'existence d'une accélération du lit solide il n'y a pas d'unanimité sur ce point et incidemment Wong [176] montre une légère décélération. Cette accélération du lit solide serait à l'origine des phénomènes de rupture du lit solide. On peut être sceptique vis à vis d'une accélération systématique du lit solide au passage de la zone de compression quand on considère le schéma suivant : si dans la zone de compression, la pression est croissante uniquement et qu'il existe des films fondus tout autour du lit solide qui agissent comme des lubrifiants, alors le frottement du lit solide contre le fourreau et la vis sont considérablement réduits et le lit solide ne progresse plus par entraînement de la vis mais parce qu'il est poussé simplement par le lit solide provenant de la zone d'alimentation à la vitesse initiale  $V_{sz}$ . De plus, la pression croissante le long de la vis aurait plutôt tendance à freiner sa progression ; si, par contre, la pression diminue à partir d'un certain point dans la zone de compression, il est possible qu'elle accélère le lit solide voire le détache en plusieurs morceaux.

#### 6.2.1.4 Programme de calcul de la plastification en extrusion

Notre programme Octave de calcul de la plastification en extrusion résout les équations suivantes :

- Viscosité en loi puissance thermodépendante

$$\eta = K \exp(-a(T - T_m)) \dot{\gamma}^{n-1} \quad (6.2)$$

où  $K$  est le facteur de consistance,  $n$  est l'indice de pseudo plasticité,  $a$  un coefficient d'Arrhenius approché et  $T_m$  la température de fusion.

- Débit de plastification :

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \sqrt{\frac{V_{bx} U_2(A) \rho_m k_m (T_b - T_m) (1 + Br U_1(A)) X}{\Delta E_{thlpy}}} \quad (6.3) \\ \frac{d}{dz}(\rho_s H X V_{sz}) &= \dot{m} \\ B_r &= \frac{K V_r^{n+1} \delta^{1-n}}{k_m (T_b - T_m)} \\ A &= \frac{a(T_b - T_m)}{n} \\ \delta &= \frac{\dot{m}}{\rho_m V_{bx} U_2(A)} \end{aligned}$$

Où  $X$  représente la largeur du lit solide,  $B_r$  est le nombre adimensionnel de Brinkmann qui traduit l'importance de l'autoéchauffement,  $A$  est un nombre qui traduit l'importance de la thermodépendance de la viscosité,  $T_b$  est la température du fourreau,  $T_m$  et  $\Delta E_{thlpy}$  sont la température et la chaleur latente de fusion du polymère.

Des exemples de profil de plastification, calculés par notre programme, sont présentés Fig. 6.6. Ils montrent les différences selon les polymères et pour un même polymère, selon les conditions de plastification (vitesse de vis, contre-pression, températures des colliers).

De manière générale, il est apparent sur la Fig. 6.6, que la longueur de plastification, c'est-à-dire la longueur de vis pour laquelle la fraction solide  $\frac{X}{W}$  est nulle :

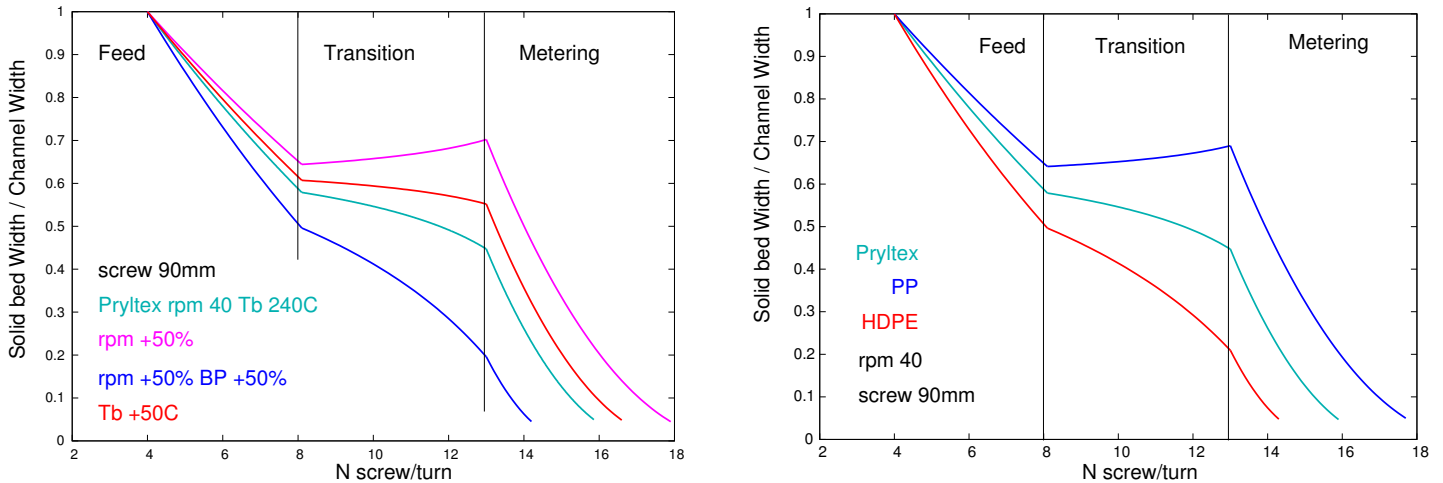


Figure 6.6: Profil de largeur de lit solide pour : (g) différentes conditions de plastification, (d) différents polymères

- augmente si on augmente la vitesse de rotation de la vis, car le lit solide est convoyé sur une distance plus grande ;
- diminue avec la vitesse de vis pour un débit total constant, par augmentation du cisaillement et de la contre-pression ;
- peut diminuer ou augmenter selon la nature du polymère lorsque l'on augmente la température des colliers chauffants. En effet, on augmente ainsi la part de conduction mais on diminue la part d'auto-échauffement dans le processus de plastification en diminuant la viscosité.

### 6.2.1.5 Spécificité de l'injection

A la différence de la plastification en extrusion qui est un phénomène stationnaire, la plastification en injection comprend des phases instationnaires et le découpage du cycle en différentes phases (dosage, attente, injection, compactage, maintien, refroidissement) est une donnée expérimentale importante. Les vis de plastification en injection sont plus courtes que les vis d'extrusion car les temps de séjour dans le fourreau y sont plus long. La spécificité de l'injection est qu'en plus de la phase de dosage où la vis est en rotation et plastifie comme une extrudeuse, il existe la phase d'attente où la vis est immobile et le polymère continue de fondre par conduction thermique uniquement. Il y a également la phase d'injection dynamique où la vis se translate uniquement ce qui produit une certaine quantité d'auto-échauffement.

Le point le plus délicat est sans doute le fait que plusieurs profils de plastification sont présents dans un cycle d'injection selon l'instant où le polymère atteint la zone de transport de la vis. De plus, ce point dans la vis où la plastification commence lui-même varie selon que le recul de celle-ci l'éloigne plus ou moins de la première zone de colliers chauffants.

Dans ce travail nous avons suivi le modèle de Nunn [162] qui reprend le modèle de plastification de Tadmor pour le dosage et traite simplement les phases d'attente c'est-à-dire de conduction instationnaire.

**Phase d'injection** La translation de la vis à une vitesse  $\dot{S}_{inj}$  pendant une durée  $t_{inj}$  provoque une fonte supplémentaire sans convoyage du lit solide :

$$X = X_0 \exp \left( -\Delta t_{inj} \frac{k_m(T_b - T_m) + \eta \dot{S}_{inj}^2}{\delta H \rho_m \Delta E_{thlpy}} \right)$$

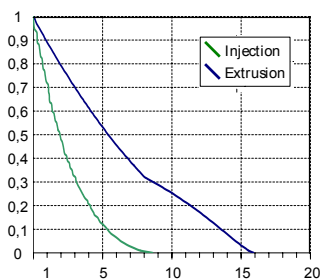


Figure 6.7: Profil de largeur de lit solide adimensionnel en extrusion et injection. Vis diamètre 90mm, PP chargé Fibre de Verre [98]

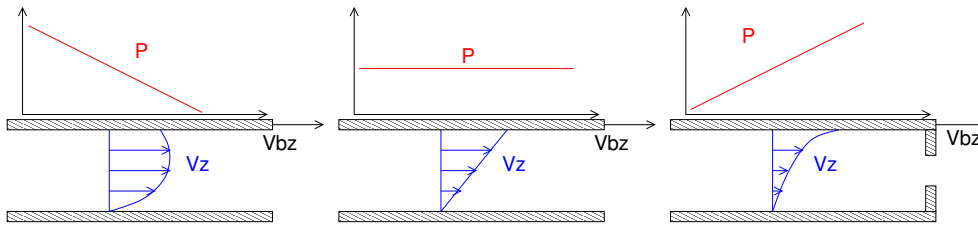


Figure 6.8: Ecoulement entre plaques parallèles infinies. Profils de vitesse selon le signe du gradient de pression [80, Crs.]

où  $k_m$  représente la conductivité du polymère fondu,  $X_0$  et  $X$  sont les largeurs du lit solide initiale et finale de cette phase.

**Phase d'attente** Lorsque la vis s'arrête le film fondu  $\delta$  n'est plus essuyé et il augmente explicitement avec le temps  $t_{dwell}$ , à partir d'une valeur initiale  $\delta_0$ , selon les lois de la conduction instationnaire :

$$\delta = \delta_0 + \sqrt{\frac{k_m(T_b - T_m)\Delta t_{dwell}}{\rho_s}}$$

**Phase de rotation après une phase d'attente** Tout d'abord, lorsque la rotation de la vis reprend, le lit solide de polymère partiellement plastifié déjà présent dans le chenal de la vis se réorganise. L'épaisseur de film fondu passe d'une valeur importante à une valeur moindre qui correspond à la plastification en régime stationnaire. Ceci veut dire que le lit solide (librement déformable) voit sa hauteur augmentée et par conséquent sa largeur diminuée pour conserver la masse. Ensuite, la plastification se poursuit comme en extrusion 6.3.

Les résultats obtenus durant le PFE de R. Apaloo [98] font apparaître clairement Fig 6.7 les différences de longueur de plastification entre une plastification continue en extrusion et une plastification cyclique en injection, sur une longueur plus courte mais sur une durée plus grande du fait des phases d'attente.

## 6.2.2 Calcul des points de fonctionnement des vis de plastification

Etre capable de prédire le point de fonctionnement d'une monovis d'extrusion ou le temps de dosage pour une vis d'injection, en fonction de sa géométrie, des paramètres procédés et du polymère transformé revêt une importance particulière, tant en pratique que du point de vue de la conception des vis de plastification. En effet, pour pouvoir prédire le profil de plastification, il faut a priori connaître le débit massique de la vis pour une vitesse de rotation donnée. Le modèle développé dans la publication [2] est basé sur l'approximation de la vis de plastification comme d'une pompe, qui transporte conjointement une fraction de polymère solide et une fraction de polymère fondu.

### 6.2.2.1 Modélisation

C'est dans le cadre des hypothèses n° (1),(2),(4) et n° (5), développées au §(6.3) que nous proposons un modèle de calcul de point de fonctionnement. De manière générale, l'écoulement dans un chenal peut prendre trois formes différentes suivant le signe du gradient de pression : négatif (dépression), nul (cisaillement simple), positif (contre-pression), illustrées dans la Fig. 6.8. La

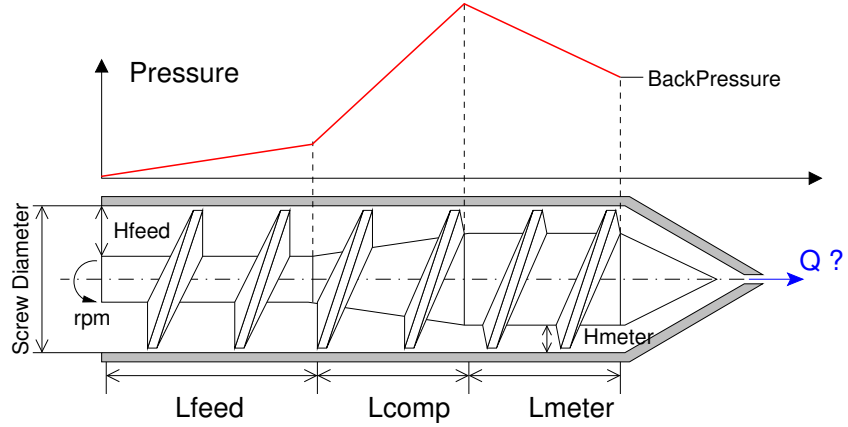


Figure 6.9: Développement de la pression le long d'une vis 3 zones

solution analytique du champ de vitesse pour un fluide loi-puissance (6.4) est un classique de la littérature [172, 166] :

$$\begin{aligned}
 \eta &= K(T)\dot{\gamma}^{n-1} & (6.4) \\
 s &= \frac{1}{n} \\
 G &= \frac{H^{n+1}}{6KV_{bz}^n} \frac{dP}{dz} \\
 Q &= \frac{V_{bz}WH}{(1+s)(1+2s)} |6G|^s \text{sgn}(G) f(\lambda) \\
 f(\lambda) &= (1-\lambda)|1-\lambda|^{1+s} + \lambda|\lambda|^{1+s} - (2+s)|\lambda|^{1+s} \\
 0 &= |\lambda|^{1+s} - |1-\lambda|^{1+s} + \frac{1+s}{|6G|^s \text{sgn}(G)} & (6.5)
 \end{aligned}$$

Le point de fonctionnement est représenté par la solution de ce système d'équations non-linéaires (6.5) entre le débit  $Q$  et le gradient de pression local  $G$  via le paramètre  $\lambda$ . Pour compléter le modèle, il faut tenir compte du développement global de la pression le long de la vis qui pompe un fluide à l'amont à pression atmosphérique et le délivre à l'aval à pression atmosphérique à travers une filière ou à la valeur imposée de la contre-pression selon le schéma Fig. 6.9 et qui se traduit par la relation : (6.6).

$$\Delta P = \int_{\text{vis}} \frac{dP}{dz} dz \quad (6.6)$$

Lors du processus de plastification une fraction solide de polymère est convectée conjointement avec une fraction liquide. L'évolution de cette fraction solide de polymère constitue la base du processus de plastification. Le débit massique  $\dot{m}$  à une section quelconque du chenal se décompose alors de la façon suivante :

$$\dot{m} = \rho_m Q_{\text{liq}} + \rho_s V_{sz} H X \quad (6.7)$$

où  $V_{sz}$  représente la vitesse du lit solide,  $\rho_m$  et  $\rho_s$  les masses volumiques liquide et solide et  $X$  la largeur du chenal occupée par le lit solide. Le gradient de pression local est dû à la fraction liquide de polymère et s'applique au deux fractions, liquide et solide [165].

Avant le début de la plastification le chenal est rempli de polymère à l'état solide :

$$V_{sz} = \alpha V_{sz0} \quad (6.8)$$

$$\alpha = \frac{H_{\text{alim}} W_{\text{alim}}}{HW} \quad (6.9)$$

$$\dot{m} = \rho_s V_{sz0} H_{\text{alim}} W_{\text{alim}} \quad (6.10)$$

où  $V_{sz0}$  est la vitesse initiale du lit solide que l'on relie à  $V_{sz}$  par le facteur d'accélération  $\alpha$  (6.8). En insérant (6.8) et (6.10) dans (6.7) on obtient l'expression

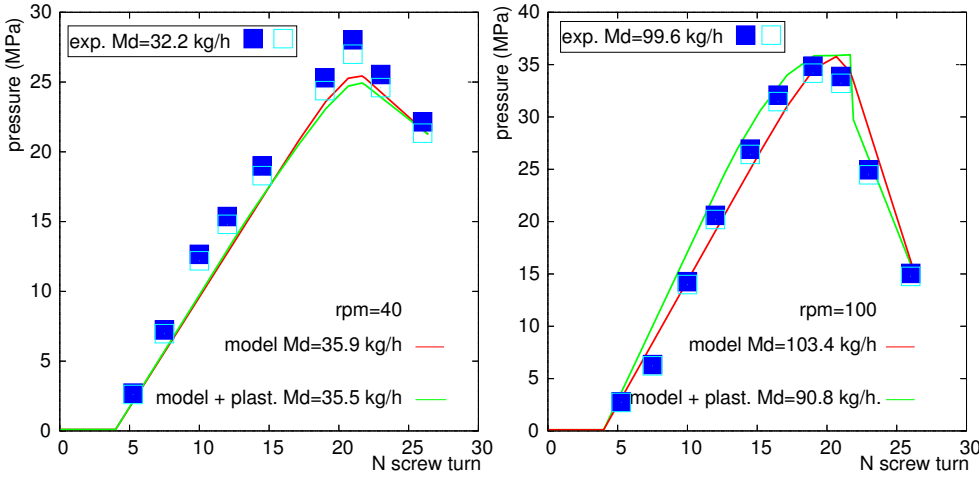


Figure 6.10: Développement de la pression le long d'une vis de 63.5mm de diamètre (PEBD, 40 rpm et 100 rpm). Prédictions du modèle (avec et sans profil de plastification) et résultats expérimentaux [148]. Comparaison des débits massiques calculés et mesurés

du débit massique combiné de la fraction fondue et de la fraction solide :

$$\frac{\dot{m}}{\rho_m} = \frac{Q_{liq}}{1 - \frac{HX}{H_{alim}W_{alim}}\alpha} \quad (6.11)$$

On conçoit que le débit volumique de la fraction fondue soit proportionnel à la largeur du lit fondu  $W - X$  :

$$Q_{liq} = \frac{W - X}{W} Q \quad (6.12)$$

où  $Q$  est le débit volumique si la section était entièrement remplie de polymère liquide. Finalement on obtient l'expression du débit massique en fonction de la géométrie de la vis et de l'évolution de la plastification :

$$\frac{\dot{m}}{\rho_m} = r_{plast} Q \quad (6.13)$$

$$r_{plast} = \frac{\frac{W-X}{W}}{1 - \frac{HX\alpha}{H_{alim}W_{alim}}} \quad (6.14)$$

Ainsi, le processus de plastification apparaît comme un facteur de correction dans le modèle d'une pompe fluide. Cependant, si l'on hypothèse que ce lit solide accélère dans la zone de compression, et que ce facteur d'accélération est pris comme le rapport de compression de la vis (6.9), à l'instar de certains auteurs [143, 130], son influence sur le calcul du point de fonctionnement est nulle ( $r_{plast} = 1$ ), ce qui permet d'obtenir une très bonne estimation du débit ainsi que de la pression atteinte le long de la vis. Connaissant alors un point de fonctionnement, on peut calculer un profil de plastification §(6.2.1) puis l'introduire dans le calcul pour une meilleure précision.

### 6.2.2.2 Résultats

Les calculs ont été comparés à un large jeu de données disponibles dans la littérature, avec un très bon accord, tant sur le débit que sur la pression maximale atteinte, par exemple en comparant avec les résultats de Han *et al.* [148, 149]. Les résultats démontrent que l'effet du processus de plastification

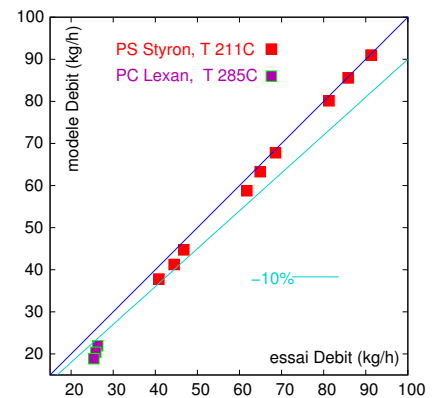


Figure 6.11: Comparaison des débits calculés par notre modèle et ceux mesurés par Han *et al.*[149]



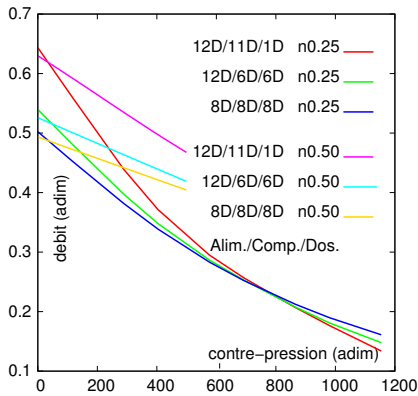


Figure 6.12: Comparaison du débit adimensionnel selon la contre-pression adimensionnelle pour trois vis différentes.

sur la valeur du point de fonctionnement est faible lorsque la longueur de plastification est courte, plus marqué lorsque celle-ci prend une plus grande part de la longueur de vis, par exemple lorsque la vitesse de rotation de vis augmente. Ceci résulte en un débit de fonctionnement plus faible et en un pic de pression plus faible et plus large aussi.

### 6.2.2.3 Conclusions

Le modèle démontre que la géométrie de la vis est le paramètre prépondérant, suivi de la rhéologie du polymère et les paramètres procédés. La plastification proprement dite semble intervenir à un moindre degré.

Enfin, le modèle est utilisé pour la conception de profil de vis, mettant en évidence le rôle de la zone de compression dans les performances de la vis comme il est visible dans la Fig. 6.12. Dans cet exemple, les vis sont de même longueur totale (24D), de même diamètre et de même profondeur, mais les zones sont réparties différemment. De plus, on simule deux fluides de propriétés rhéologiques différentes : indice de pseudo plasticité  $n = 0.25, 0.5$ . Ce sont les vis qui possèdent la zone de compression la plus longue qui ont le débit le plus important.

### 6.2.3 Dégradation des fibres

Les propriétés mécaniques des pièces produites dépendent de la longueur finale des fibres et de leur orientation. En effet, il existe une longueur minimale de la fibre en dessous de laquelle la fibre ne peut jouer un rôle de renfort. Ceci démontre l'importance de préserver au maximum la longueur des fibres lorsque l'on transforme le polymère.

Certains paramètres de transformation peuvent avoir un effet direct ou indirect sur la distribution finale des longueurs de fibres. Ainsi, Lunt et Shortall [156, 157] montrent que l'augmentation de la vitesse de rotation de la vis dégrade davantage les fibres. Il a aussi été démontré que plus la concentration de fibres dans le fluide augmente, plus la longueur moyenne de celles-ci diminue [136, 163, 141]. Le polymère constituant la matrice agit également sur l'attrition des fibres, puisque Fisa [141] a observé qu'un polymère plus visqueux engendrera des fibres plus courtes. Tous ces auteurs s'accordent à dire que la grande majorité des fibres se rompent pendant la plastification, même si elles peuvent continuer à se dégrader lors de leur passage dans la buse et les canaux, ou encore lors de l'injection dans le moule. Il a été montré que la réduction du diamètre de la buse et des canaux d'injection [163, 124] est susceptible de réduire la longueur moyenne des fibres, mais généralement cette dégradation reste faible comparée à celle subie dans l'enceinte vis-fourreau.

De manière générale on estime que la fibre peut se rompre à la suite de différents phénomènes :

1. Les interactions fibre/fibre : l'abrasion des surfaces de verre réduit leur résistance en provoquant des concentrations de contraintes, conduisant à la rupture de la fibre. La rupture peut également avoir lieu lorsque la fibre fléchit.
2. Le contact des fibres avec les parois de la vis et du fourreau
3. Les interactions fibre/polymère : la forte viscosité des polymères engendre de fortes contraintes de cisaillement, provoquant la rupture des fibres.

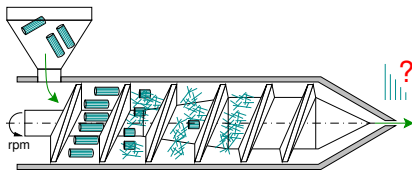


Figure 6.13: Plastification des polymères chargés dans une vis trois zones

Les deux premières sources de rupture des fibres sont très difficiles à modéliser. Il n'existe, à l'heure actuelle, aucun modèle tenant compte de ces phénomènes. Par contre, Mittal et al. [160] ont développé une théorie de la rupture des fibres pendant la plastification selon le mécanisme n° (3) précédent. Selon eux, les fibres se dégraderaient à l'interface lit solide/film fluide, à proximité du fourreau. Le cisaillement dans le film fondu crée la rupture des fibres par flexion. D'autres études, et notamment celles de Lunt et Shortall [156, 157] et de Fisa [141] ont démontré qu'effectivement, en mesurant les longueurs de fibres dans le polymère solide et fondu pendant le procédé, la dégradation intervient là où a lieu la fonte du polymère, à l'interface solide-liquide.

Une autre approche, exposée par Forgacs et Mason [142], reprise ensuite par plusieurs auteurs [168, 174], considère une dégradation des fibres en phase fondue, par flambement dans un écoulement en cisaillement. Bien que ce phénomène ait été observé dans le cas d'une fibre isolée et soumise à de très forts cisaillements, il nous avait apparu dans un premier temps peu probable que ce type de dégradation soit prépondérant pendant la plastification. En effet, la quantité importante de fibres présentes en général dans le fluide ne permet plus de se considérer en milieu dilué, et la présence d'autres fibres à proximité ou en contact remet en cause cette théorie pour ce qui est de la transformation des thermoplastiques chargés fibres. En outre, une fibre ayant flambé n'est pas forcément rompue. Toutefois, nous avons également étudié ce mécanisme dans la section §(6.2.4).

Aux profils de plastification calculés précédemment, nous avons greffé au cours de la thèse de M. Moguedet [99], un modèle original et prédictif de la casse des fibres durant cette phase, sur la base du mécanisme décrit par Mittal [160] et détaillé ici. Les granulés de polymères sont introduits dans la vis par la trémie, formant ainsi un lit solide compact. Au début de la plastification il est raisonnable de penser que le lit solide enrobe et protège les fibres de verre durant leur transport. L'apparition d'un film fondu, Fig. 6.14 entre le lit solide et le fourreau découvre une partie des fibres et l'écoulement de cisaillement dans le film applique à leur extrémité découverte des efforts mécaniques qui se traduisent par une flexion de la fibre encastrée dans le lit solide. Lorsque ces efforts sont trop importants par rapport à la contrainte à la rupture connue de la fibre, celle-ci se rompt. Ce mécanisme initialement proposé par Mittal [160] uniquement pour un fluide Newtonien et pour une hauteur de film arbitraire, a été étendu au fluide loi puissance et intégré au modèle de plastification de Tadmor qui calcule une hauteur de film fondu variable selon la plastification et les conditions de transformation.

$$\sigma_{\text{appli}} = \frac{128\delta^{3-n}KV_r^n}{d^3} \frac{A^{n-1}}{(\exp(A) - 1)^n} F \quad (6.15)$$

$$F = \int_0^{\frac{l}{\delta}} \frac{(1 - \exp(-Ax))x}{\log(\frac{7.4}{Re})} dx \quad (6.16)$$

où  $\sigma_{\text{appli}}$  est la contrainte de flexion appliquée à la fibre,  $\delta$  représente la hauteur du film fondu,  $V_r$  est la vitesse relative du fourreau par rapport au lit solide,  $d$  est le diamètre de la fibre et  $Re$  le nombre de Reynolds;  $K$ ,  $n$  et  $\alpha$  sont le facteur de consistance, l'indice de pseudo-plasticité et le facteur d'Arrhenius de viscosité;  $T_b$  et  $T_m$  sont la température de fourreau et de fusion.

Lorsqu'une fibre est rompue, une extrémité est emportée dans la phase fondue, l'autre reste encastrée dans le lit solide et est découverte progressivement. Le calcul décrit précédemment se poursuit alors de proche en proche,

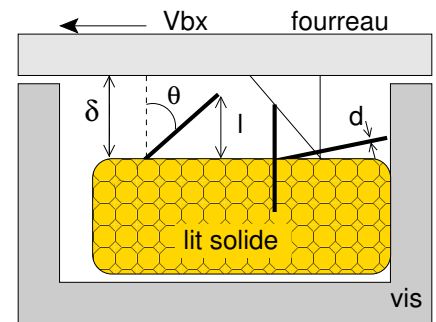


Figure 6.14: Schéma de casse des fibres dans le lit solide

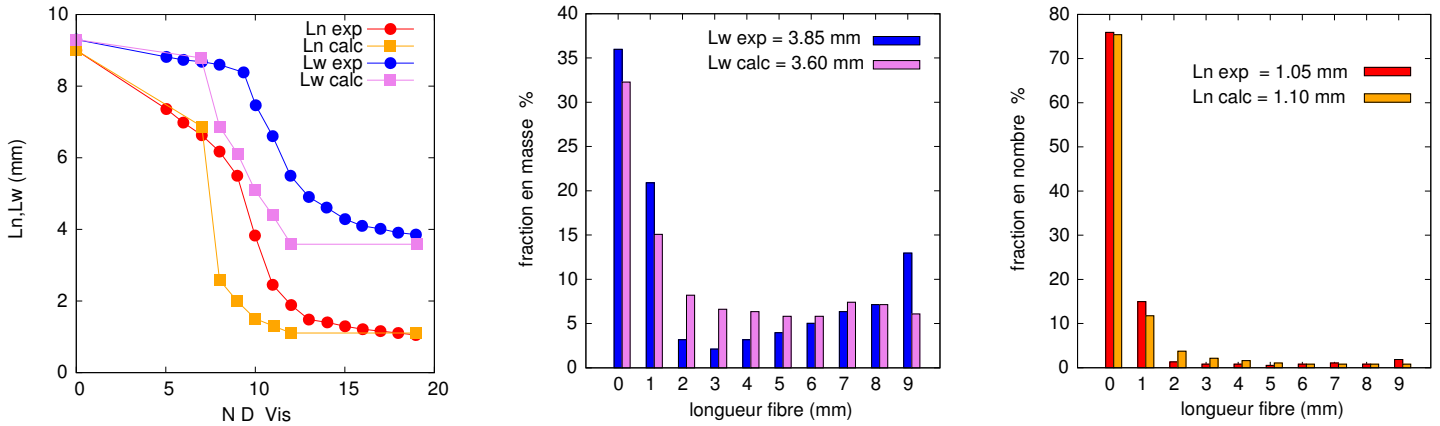


Figure 6.15: Distribution des longueurs de fibre (g). Fraction en nombre (c) et en masse (d). Thèse M. Moguedet [99, Enc.].

permettant ainsi d'obtenir des distributions des longueurs de fibre en nombre et en masse.

$$L_n = \frac{\sum_i n_i L_i}{\sum_i n_i} \quad (6.17)$$

$$L_w = \frac{\sum_i n_i L_i^2}{\sum_i n_i L_i} \quad (6.18)$$

**Comparaisons avec l'expérience** Gupta *et al.* [147] ont effectué des mesures de longueur de fibres le long du chenal d'une vis de 38mm, pour du PP chargé de fibres de verre longues 9 mm. Nous avons ainsi pu comparer nos calculs des longueurs moyennes en nombre  $L_n$  et en masse  $L_w$  aux résultats expérimentaux.

On constate que l'attrition des fibres se déroule effectivement majoritairement durant la phase de plastification et que l'évolution des longueurs moyennes des fibres au cours de la plastification, Fig.6.15 (g), est assez bien prise en compte, mais avec des vitesses différentes. En ce qui concerne la distribution finale des longueurs de fibres (c), (d), nous avons un bon accord entre calculs et expériences, particulièrement sur les fibres sous-millimétriques. Enfin, on doit noter sur le caractère bimodal de cette distribution : une majorité de fibres sont coupées, mais une minorité préserve sa longueur.

**Sensibilité aux paramètres de transformation** Bien qu'elle augmente l'épaisseur du film fondu, l'augmentation de la température de fourreau n'accroît pas la casse des fibres car elle diminue la viscosité du polymère. De même, l'emploi d'une matrice polymère moins rhéofluidifiante augmente l'attrition des fibres car la contrainte appliquée aux fibres sera supérieure à un cisaillement donné. Enfin, le modèle dans sa forme actuelle ne prédit pas l'accroissement de l'attrition des fibres lorsque le cisaillement appliqué augmente, par une augmentation de la vitesse de rotation de vis. En effet, lorsque le cisaillement augmente, le film fondu de plastification diminue, mais la contrainte appliquée calculée par (6.15) reste constante.

## 6.2.4 Déformation des fibres en phase fondue

### 6.2.4.1 Modèle de Yamamoto

Forgacs et Mason [142] ont étudié le comportement d'une fibre unique plongée dans un écoulement de cisaillement et ont développé une théorie de la déformation des fibres dans un système infiniment dilué. En utilisant la théorie des corps minces ("slender body"), ils ont défini une contrainte de cisaillement critique au delà de laquelle le flambement d'une fibre droite se pro-

duit. Yamamoto et Matsuoka ont quant à eux [178], proposé une simulation dynamique du processus de déformation des fibres sous écoulement. La base de leur raisonnement est de considérer une fibre comme une suite de sphères reliées ensemble par des liens flexibles Fig. 6.16. Le mouvement de la fibre est alors déterminé par la résolution d'équations différentielles de translation et de rotation de chaque sphère, soumises individuellement à des forces et des couples hydrodynamiques. La flexibilité d'une chaîne de sphères est prise en compte en considérant le module d'élasticité  $E$  du lien entre les sphères et les efforts d'étirement et de flexion entre deux sphères consécutives sont calculés de la façon suivante :

$$\underline{F}_{\text{stretch}}^{ij} = -\frac{\pi a E}{2} (\underline{r}^i - \underline{r}^j) \quad (6.19)$$

$$\underline{T}_{\text{bending}}^{ij} = \frac{\pi a^3 E}{8} (\theta_b^{ij} - \pi) \underline{n}_b \quad (6.20)$$

La résistance hydrodynamique des sphères est calculée par une force et un couple de frottement visqueux :

$$\underline{F}_{\text{hydro}}^i = -6\pi a \eta_0 (\underline{V}^i - \underline{V}_{\text{imp}}(\underline{r}^i)) \quad (6.21)$$

$$\underline{T}_{\text{hydro}}^i = -8\pi a^3 \eta_0 (\underline{\omega}^i - \underline{\omega}_{\text{imp}}(\underline{r}^i)) \quad (6.22)$$

où  $\underline{V}^i$ ,  $\underline{\omega}^i$  désignent les vitesses de translation et de rotation d'une sphère  $i$ ,  $\underline{r}^i$  représente sa position, et le vecteur unité  $\underline{n}^{ij}$  entre les sphères  $i$  et  $j$  est défini selon la Fig. 6.16. L' indice "imp" indique l'écoulement surimposé.

La cohésion de la fibre est assurée en considérant une condition de non-glissement entre deux sphères consécutives  $i$  et  $j$  (6.23) :

$$\underline{V}^i + a \underline{\omega}^i \wedge \underline{n}_{ij} = \underline{V}^j + a \underline{\omega}^j \wedge \underline{n}_{ji} \quad (6.23)$$

ainsi que la force de frottement  $\underline{f}_{ij}$  qu'une sphère  $j$  exerce sur la sphère  $i$ .

Finalement, la conservation de la quantité de mouvement en rotation et translation donne lieu à deux équations différentielles (6.24,6.25) :

$$m \frac{d^2 \underline{r}^i}{dt^2} = \underline{F}_{\text{hydro}}^i + \sum \underline{F}_{\text{stretch}}^i + \sum \underline{f}^{ij} \quad (6.24)$$

$$\frac{2ma^2}{5} \frac{d^2 \theta^i}{dt^2} = \underline{T}_{\text{hydro}}^i + \sum \underline{T}_{\text{bend}}^i + a \sum \underline{n}_{\wedge}^{ij} \underline{f}^{ij} \quad (6.25)$$

Ce modèle a été programmé, comme décrit précédemment avec cependant une différence avec l'original : Dans notre formulation, nous calculons la vitesse de translation grâce à (6.23), ce qui permet de retirer cette vitesse de translation du vecteur d'inconnue et d'éviter de devoir repositionner les sphères à chaque pas de temps [177]. Les équations différentielles ordinaires (6.24,6.25) sont alors résolues selon l'algorithme LSODE (Hindmarsh [150]) dans l'environnement libre Octave.

### 6.2.4.2 Résultats

Un test du programme a été effectué en comparant la solution analytique de flexion d'une poutre sous charges ponctuelles avec les prédictions du code,

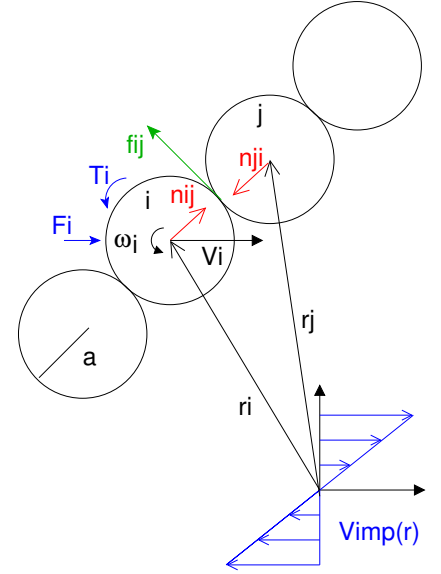


Figure 6.16: Modèle de fibre

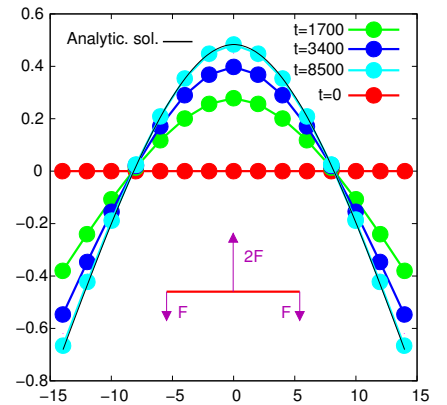
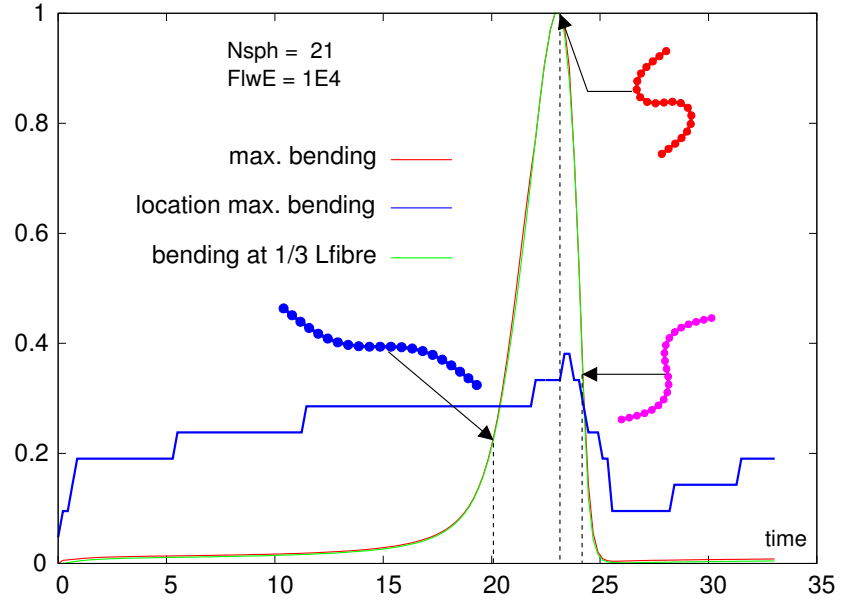


Figure 6.17: Flexion d'une fibre sous 3 forces concentrées

Figure 6.18: Orbite d'une fibre flexible  $A_r = 21$ ,  $F_l = 1E4$ 

Nombre d'écoulement critique		
$A_r$	Numérique	Forgacs & Mason, éq. (6.29)
21	$10^4$	$2.0 \cdot 10^5$
51	$5.0 \cdot 10^5$	$4.7 \cdot 10^6$

Table 6.1: Critères de flambement de Forgacs &amp; Mason et calculés

lorsque le régime établi est atteint Fig. 6.17. Les résultats pour les fibres s'analysent suivant trois paramètres : le rapport d'aspect  $A_r$  (6.26), un nombre adimensionnel d'écoulement  $F_l$  (6.27) qui est le ratio entre le module d'élasticité de la fibre et la contrainte de cisaillement dans l'écoulement, et la période de Jeffery (6.28).

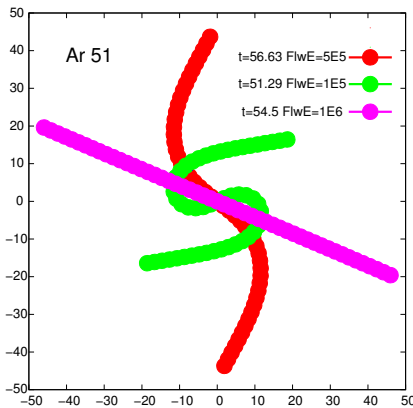
$$A_r = \frac{L}{2a} \quad (6.26)$$

$$F_l = \frac{E}{\eta_0 \dot{\gamma}} \quad (6.27)$$

$$t_J = \frac{\pi}{\dot{\gamma}} \left( A_r + \frac{1}{A_r} \right) \quad (6.28)$$

Typiquement le mouvement d'une fibre, initialement alignée avec la direction d'écoulement est de suivre une orbite de Jeffery [151], avec une déformation qui passe par un maximum puis s'atténue ainsi qu'il est visible sur la Fig. 6.18. Si l'on utilise la période de Jeffery (6.28) comme mesure du temps, on constate que, Fig. (6.18), le maximum de déformation se produit environ au tiers de cette période, au tiers de la longueur de la fibre (comptée à partir de l'extrémité). Si l'on compare deux fibres présentant des module d'élasticité différents, on constate Fig. 6.20 que l'amplitude et l'évolution de leur déformation sont très différentes.

Si l'on regarde maintenant pour une fibre donnée, l'évolution de la flexion suivant le nombre d'écoulement  $F_l$ , on constate que le moment de flexion passe par un maximum pour un nombre d'écoulement précis pour ensuite décroître brutalement, il en va de même pour l'angle Fig. 6.21. L'allure des fibres à leur

Figure 6.19: Fibres à leur flexion maximale.  $A_r = 51$  (d)

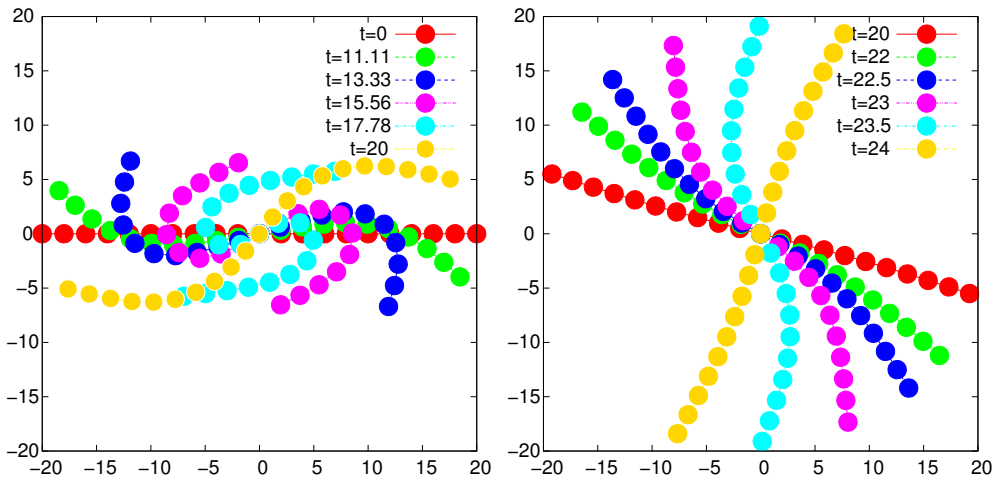


Figure 6.20: Evolution de l'orientation d'une fibre ( $A_r = 21$ ) dans un cisaillement simple.  $F_l = 10^3$  (g.)  $F_l = 10^4$  (d.)

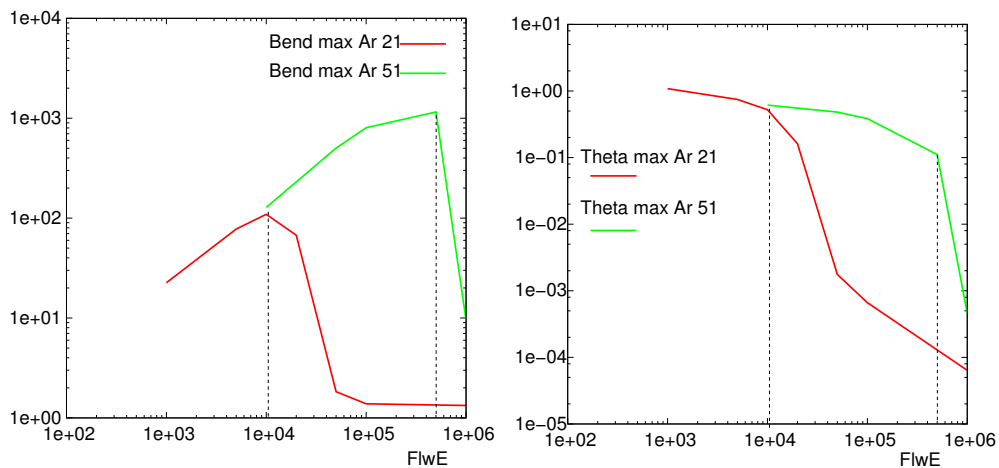


Figure 6.21: Evolution du maximum du moment de flexion (g) et du maximum d'angle de flexion (c) selon le nombre d'écoulement  $F_l$  pour deux fibres de rapport d'aspect  $A_r = 21, 51$ .

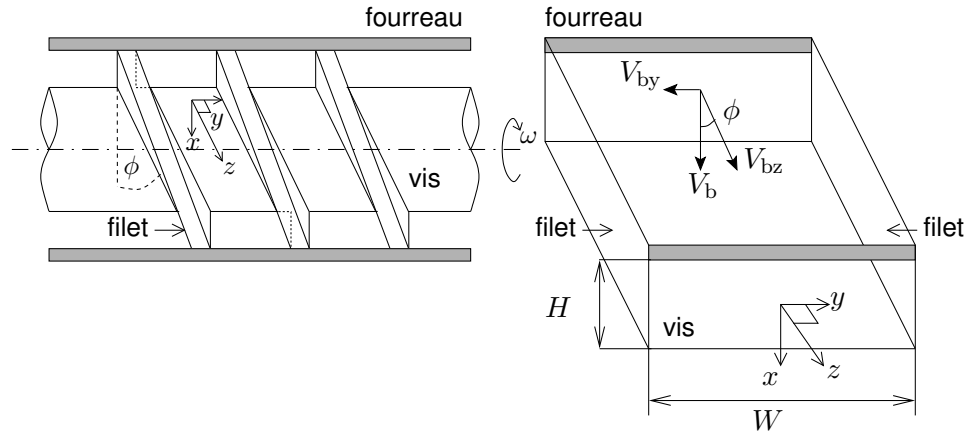


Figure 6.22: Géométrie de vis et développement du modèle des plaques parallèles

point de déformation maximum selon  $F_l$  est rappelée dans la Fig. 6.19. Enfin, on peut comparer le critère de flambement proposé par Forgacs et Mason (6.29) à nos calcul de maximum de flexion dans le Tab. 6.1 Le régime d'écoulement critique de flambement prédit par Forgacs et Mason est bien plus élevé que celui calculé par la simulation. Ceci veut dire que la déformation maximale se produit plus tôt d'après les calculs numériques que d'après la théorie.

$$F_{l\text{bckl}} = \frac{2A_r^4}{\log 2A_r - 1.75} \quad (6.29)$$

### 6.3 Modélisation de l'écoulement dans un chenal de vis

#### 6.3.1 Contexte et décomposition

L'étude des écoulements dans les systèmes vis-fourreau est encore à l'heure actuelle largement dominée par l'hypothèse de chenal déroulé et le modèle des plaques parallèles (PPM). Il y a comme alternatives, la simulation tridimensionnelle instationnaire (avec domaines mobiles) thermique et couplée qui est a priori assez lourde par éléments finis (POLYFLOW), ou éléments frontières (BEMFLOW).

Nous avons recherché des modèles (analytiques ou numériquement "réduits") qui prennent en compte la géométrie de la vis (courbure et hélicité) et fournissent des solutions de références

Cette recherche s'est basée initialement sur la méthode des tubes de courant §(5), puis sur la formulation des équations de conservation de Stokes en coordonnées curvilignes hélicoïdales générales. Notre approche est de faire intervenir la courbure et la torsion comme deux petits paramètres adimensionnels d'un développement en série de la vitesse et de résoudre à chaque ordre les équations de Stokes écrites dans le repère curviligne de Frenet. Le modèle classique PPM correspond alors à la solution à l'ordre zéro de notre formulation.

L'écoulement dans le chenal d'une vis de plastification est a priori extrêmement complexe : tridimensionnel, instationnaire avec des parois mobiles. Un certain nombre de simplifications sont nécessaires pour pouvoir le modéliser, du plus général au plus spécifique :

1. La première consiste à placer le référentiel d'observation sur la vis et donc à avoir un fourreau en rotation et une vis immobile. Ceci amène à traiter un écoulement tridimensionnel stationnaire. Dans le cas des

fluides visqueux, donc des écoulements à nombre de Reynolds faible, et donc à régime inertiel négligeable, il ne s'agit en aucun cas d'une approximation<sup>1</sup>.

2. Les sections traversées par l'écoulement sont soit constantes, soit varient faiblement ce qui permet de considérer un écoulement développé selon la direction du chenal, et permet de passer à des modèles bidimensionnels.
3. Lorsque l'on considère des fluides viscoélastiques ou Newtonien pour lesquels la viscosité est indépendante du taux de déformation, on peut alors distinguer deux types d'écoulements : par dépression ("pressure driven flow") et par déplacement de paroi ("drag driven flow") et traiter leurs contributions respectives séparément. Ces problèmes sont décrits séparément par des équations aux dérivées partielles bidimensionnelles.
4. Lorsque le diamètre de la vis et son pas sont supérieurs à la profondeur du chenal, la courbure et la torsion du chenal sont faibles et peuvent être dans une certaine mesure négligées. Le chenal est alors vu comme un simple canal rectangulaire Fig. 6.22 au dessus duquel le fourreau défile comme une plaque mobile. On obtient alors le modèle des plaques parallèles. La vitesse et la fonction de courant sont alors calculées sur un domaine bidimensionnel rectangulaire par série de Fourier. Ce modèle porte le nom de "Modèle des Plaques Parallèles" PPM.
5. Lorsque en plus, le rapport d'aspect de la section du chenal est grand, on peut négliger le développement de la solution dans la direction transversale ( $x$ ) et ne considérer qu'une dépendance des solutions suivant la profondeur ( $y$ ), décrites par des solutions polynomiales.

Les deux derniers points (5 et 4) négligent l'hélicité du chenal, c'est à dire sa courbure et sa torsion. Il serait cependant intéressant de produire un modèle analytique qui puisse en tenir compte car, si effectivement, la profondeur du chenal est faible par rapport au diamètre de la vis, il n'en va pas de même pour le pas de la vis, qui est souvent pris égal au diamètre.

Un autre point d'intérêt concerne la possibilité qu'il existe des effets viscoélastiques spécifiques qui seraient déclenchés par la courbure et la torsion du chenal. Bien qu'il existe des centaines de publications sur la simulation des écoulements viscoélastiques dans les filières d'extrusion, il y en a comparativement très peu sur l'écoulement dans le chenal d'une vis, [129, 152], et encore moins de solutions analytiques.

Plusieurs auteurs ont par le passé tenté de prendre en compte la géométrie réelle du chenal de la vis. On citera Booy [128] qui tient compte de la courbure du chenal avec le modèle CCM, mais pas de la torsion ni de l'effet latéral des filets. Plus récemment, Yu et Hu [179, 180] ont développé une approche basée sur un système de coordonnées hélicoïdales, mais leurs résultats analytiques ne tiennent pas non plus compte des effets des filets de vis. En résumé de ces travaux, on peut affirmer que jusqu'à présent les solutions polynomiales ont été modifiées pour tenir compte de la géométrie réelle du chenal de vis, en laissant de côté les effets latéraux des filets sur le champ de vitesse. Il y a une contradiction dans la mesure où ces solutions polynomiales ne s'obtiennent qu'en négligeant la courbure et la torsion du chenal.

Ce que l'on vise dans ce travail, c'est de produire un modèle analytique complet incluant les effets de la courbure et de la torsion du chenal ainsi que les

1. Bien que ce sujet refasse régulièrement surface dans les conférences...



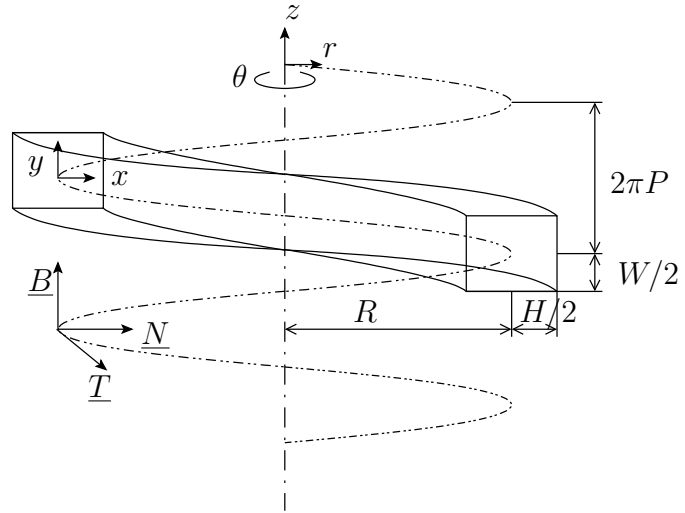


Figure 6.23: Chenal hélicoïdal rectangulaire et base de Frenet

effets latéraux des filets, leur ordre de grandeur et ceci pour un rapport d'aspect quelconque de la section. Le modèle analytique est validé en comparant avec une simulation numérique par éléments finis (POLYFLOW) de l'écoulement tridimensionnel correspondant.

L'apport de ce travail est tout d'abord d'inclure dans ce cadre l'écoulement par déplacement de paroi d'un fluide Newtonien. De même, l'étude d'un écoulement par dépression d'un fluide viscoélastique à été réalisée en courbure et en torsion, ce qui n'avait jamais été fait auparavant.

La méthode repose sur des travaux antérieurs de mécanique des fluides sur le calcul des pertes de charge dans les conduites de refroidissement. On peut remonter à Dean en 1927 [135] et Germano en 1982 [145] pour les premières études concernant l'effet de la courbure d'un canal sur la structure d'un écoulement. Mais c'est à Bolinder en 1996 [125, 127, 126] et à Thompson [173] que l'on doit la méthodologie employée dans ce travail. On utilise un développement asymptotique selon la courbure et la torsion du chenal des équations de conservation pour un écoulement stationnaire, en régime non-inertiel dans un repère hélicoïdal. A chaque ordre en courbure et torsion, on doit résoudre des équations aux dérivées partielles pour la vitesse longitudinale et la fonction de courant dans une section rectangulaire. Ces équations harmoniques et bi-harmoniques sont résolues par un développement en série de fonctions orthogonales, dont le détail est donné dans l'article [3, Art.].

### 6.3.2 Géométrie du chenal

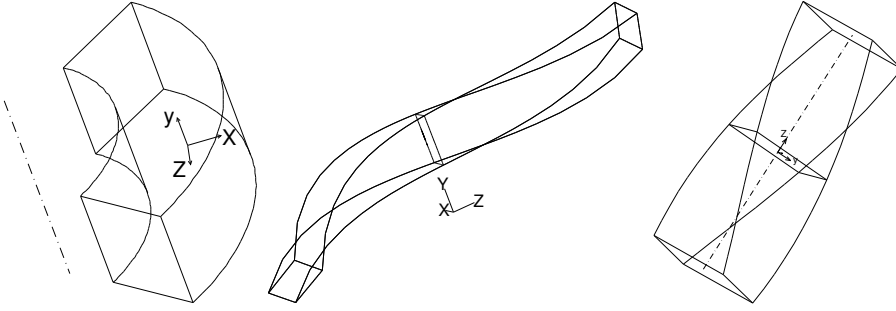
Un chenal hélicoïdal rectangulaire est exposé dans la Fig. 6.23. La courbe axiale du chenal est une hélice de rayon constant  $R_h$  et de pas constant  $P_h$ . Le repère de Frenet est construit sur cette courbe.

Le vecteur position d'un point sur la courbe centrale est donnée par :

$$\underline{r}_c = R_h \underline{e}_r + P_h \theta \underline{e}_z \quad (6.30)$$

où  $\underline{e}_r, \underline{e}_\theta, \underline{e}_z$  sont les vecteurs unitaires dans un système de coordonnées cylindriques. L'abscisse curviligne  $s$  est définie par :

$$s = \theta \sqrt{R_h^2 + P_h^2} \quad (6.31)$$

Figure 6.24: Tore, ( $\epsilon$ ), Chenal hélicoïdal ( $\alpha, \epsilon$ ), Chenal torsion( $\alpha$ ).

et sera utilisée comme coordonnée le long du chenal. La courbure  $\kappa$ , la torsion  $\tau$  et angle  $\phi$  de cette hélice sont définies comme :

$$\kappa = \frac{R_h}{R_h^2 + P_h^2} \quad (6.32)$$

$$\tau = \frac{P_h}{R_h^2 + P_h^2} \quad (6.33)$$

$$\tan(\phi) = \frac{P_h}{R_h} \quad (6.34)$$

La base de Frenet est définie par la tangente  $\underline{T}$ , normale  $\underline{N}$  et bi-normale  $\underline{B}$  :

$$\underline{T}(s) = \cos(\phi)\underline{e}_\theta + \sin(\phi)\underline{e}_z$$

$$\underline{N}(s) = -\underline{e}_r$$

$$\underline{B}(s) = -\sin(\phi)\underline{e}_\theta + \cos(\phi)\underline{e}_z$$

$$D_{hy} = \frac{2HW}{H+W} \quad (6.35)$$

$$\lambda = \frac{W}{H} \quad (6.36)$$

$$\epsilon = D_{hy}\kappa \quad (6.37)$$

$$\alpha = D_{hy}\tau \quad (6.38)$$

$$\tan(\phi) = \frac{\alpha}{\epsilon} \quad (6.39)$$

Désormais, la position d'un point quelconque dans le chenal est définie par :

$$\underline{r}(s, x, y) = \underline{r}_c(s) + x\underline{N}(s) + y\underline{B}(s) \quad (6.40)$$

Le diamètre hydraulique  $D_{hy}$  d'une section rectangulaire de largeur  $W$  et hauteur  $H$ , est donné par (6.35). En utilisant le diamètre hydraulique comme longueur de référence, la courbure (6.32) et la torsion (6.33), on définit quatre nombre adimensionnels caractérisant le chenal de la vis : courbure  $\epsilon$  (6.37), torsion  $\alpha$  (6.38), angle  $\phi$  et rapport d'aspect  $\lambda$  (6.36).

### 6.3.3 Equations de conservation

**Fluide Newtonien** L'écoulement d'un fluide visqueux en régime non-inertiel est décrit par les équations de Stokes écrites dans le cas présent dans le repère des coordonnées curvilignes de Frenet, suivant le travail antérieur de Bolinder [125]. Comme il a été mentionné précédemment, deux types d'écoulements différents peuvent être considérés séparément : L'écoulement créé par différence de pression et l'écoulement créé par déplacement de paroi : Pour chacun type d'écoulement, il faut étudier deux sous-écoulements : un écoulement principal perpendiculaire à la section du chenal, qui joue sur le débit et le développement de la pression, et un écoulement secondaire dans le plan de la section du chenal, qui impose un mouvement de recirculation et joue sur les temps de séjour et le mélange dans le chenal.

Les équations sont adimensionalisées en utilisant le diamètre hydraulique  $D_{hy}$  comme longueur de référence. Pour les écoulements par différence de pression, la vitesse moyenne calculée dans le chenal rectiligne de même section est

prise comme vitesse de référence, tandis que pour l'écoulement par déplacement de paroi, c'est la vitesse de rotation de vis  $R_b\omega$  qui est plus appropriée.

Les composantes du champ de vitesse sont notées :

$$\underline{V} = w\underline{T} + u\underline{N} + v\underline{B} \quad (6.41)$$

La composante  $w$  se réfère à l'écoulement principal, tandis que les composantes  $u$  et  $v$  définissent l'écoulement secondaire. Le choix d'un repère de Frenet nous permet de définir un écoulement développé stationnaire dans une géométrie de chenal hélicoïdal de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial s} = \frac{\partial u}{\partial s} = \frac{\partial v}{\partial s} &= 0 \\ \frac{\partial P}{\partial s} &= G_P \end{aligned}$$

où  $G_P$  désigne une perte de charge, constante dans le cas d'un écoulement par dépression, nulle dans le cas d'un écoulement par déplacement de paroi. La condition d'incompressibilité nous permet de définir une fonction de courant  $\psi$  :

$$0 = \frac{\partial}{\partial x} ((1 - \epsilon x)u + \alpha y w) + \frac{\partial}{\partial y} ((1 - \epsilon x)v - \alpha x w) \quad (6.42)$$

$$u = \frac{1}{1 - \epsilon x} \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} - \alpha y w \right) \quad (6.43)$$

$$v = \frac{1}{1 - \epsilon x} \left( -\frac{\partial \psi}{\partial x} + \alpha x w \right) \quad (6.44)$$

L'écoulement d'un fluide visqueux incompressible est alors décrit par l'équation différentielle :

$$-\nabla P - \eta \Delta \underline{V} = 0 \quad (6.45)$$

Les inconnues sont désormais  $w$  et  $\psi$  et les équations aux dérivées partielles les décrivant sont obtenues en éliminant  $\frac{\partial P}{\partial x}$  et  $\frac{\partial P}{\partial y}$  de l'équation (6.45) par dérivée croisée. Cette étape du calcul ne peut raisonnablement être abordée qu'à l'aide d'un logiciel de calcul formel. Nous en présentons le résultat pour  $w$  and  $\psi$  jusqu'à l'ordre deux en torsion  $\alpha$  et courbure  $\epsilon$ .

$$\begin{aligned} \Delta w &= -G_P \\ &+ \epsilon \left( 5xG_P + \frac{\partial w}{\partial x} + 6x\Delta w \right) + \alpha \left( x\frac{\partial}{\partial x}\Delta\psi + y\frac{\partial}{\partial y}\Delta\psi \right) \\ &+ \epsilon\alpha \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} + x\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - 2x\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + 3y\frac{\partial^2 \psi}{\partial x\partial y} - 4xy\frac{\partial}{\partial y}\Delta\psi - 4x^2\frac{\partial}{\partial x}\Delta\psi \right) \\ &+ \epsilon^2 \left( w - 5x\frac{\partial w}{\partial x} - 10x^2G_P - 15x^2\Delta w \right) \\ &+ \alpha^2 \left( -x\frac{\partial w}{\partial x} - y\frac{\partial w}{\partial y} + 2xy\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y} - x^2\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - 2y^2\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - 2x^2\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right. \\ &\quad \left. - y^2\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \\ &+ O(\alpha^p \epsilon^q) \quad p + q \geq 3 \end{aligned} \quad (6.46)$$

$$\nabla^4 \psi = \epsilon \left( 5x\nabla^4 \psi - 2\frac{\partial}{\partial x}\Delta\psi \right) + \alpha \left( 4\Delta w + x\frac{\partial}{\partial x}\Delta w + y\frac{\partial}{\partial y}\Delta w \right)$$

Fluide	Écoulement	Direction	Perturbations
visqueux	déplacement	principal $w$	$w_{0d}, w_{\epsilon d}, w_{\alpha^2/\epsilon}$
		secondaire $\psi$	$\psi_{\alpha/\epsilon}, \psi_{\beta}, \psi_{\alpha d}$
	dépression	principal $w$	$w_0, w_{\epsilon}, w_{\epsilon^2}, w_{\alpha^2}$
		secondaire $\psi$	$\psi_{\alpha}, \psi_{\alpha\epsilon}$
viscoélastique	dépression	principal $w$	$w_{\epsilon}^{\text{mxwl}}, w_{\alpha}^{\text{mxwl}}$
		secondaire $\psi$	$\psi_{\epsilon}^{\text{mxwl}}$

Table 6.2: Tableau des perturbations calculées

$$\begin{aligned}
& + \epsilon\alpha \left( 4 \frac{\partial w}{\partial x} - 5x^2 \frac{\partial}{\partial x} \Delta w - 18x \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial x} - 17x \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial y} - y \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} - 5xy \frac{\partial}{\partial y} \Delta w \right) \\
& + \epsilon^2 \left( -10x^2 \nabla^4 \psi + 8x \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi - 3 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \\
& + \alpha^2 \left( x \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi + y \frac{\partial}{\partial y} \Delta \psi + 2xy \frac{\partial^2 \Delta \psi}{\partial x \partial y} - y^2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} \right. \\
& \quad \left. - (y^2 + x^2) \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial y^2} - x^2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial y^4} \right) \\
& + O(\alpha^p \epsilon^q) \quad p + q \geq 3
\end{aligned} \tag{6.47}$$

**Modèle viscoélastique différentiel** Nous avons utilisé le modèle de Maxwell convecté supérieur (UCM), sous la forme d'une contribution purement élastique  $\underline{S}$  à un fluide Newtonien :

$$\underline{\sigma} = -P\underline{1} + 2\eta\underline{d} + \underline{S} \tag{6.48}$$

$$0 = \underline{S} + \lambda_r \underline{\overset{\nabla}{S}} + 2\eta\lambda_r \underline{\overset{\nabla}{d}} \tag{6.49}$$

où  $\lambda_r$  est le temps de relaxation et la dérivée convectée supérieure est définie par :

$$\underline{\overset{\nabla}{S}} = \nabla \underline{S} \cdot \underline{v} - \underline{S} \cdot \nabla \underline{v}^t - \nabla \underline{v} \cdot \underline{S} \tag{6.50}$$

Ce type de fluide viscoélastique présente une première différence des contraintes normales positives en cisaillement simple et une viscosité de cisaillement constante.

En insérant les définitions des vitesses (6.43,6.44) dans l'équation (6.49), nous obtenons le développement des contraintes viscoélastiques dans le repère de Frenet. Comme le développement implique près de mille cinq cent termes nous ne tentons pas de l'écrire ici. La conservation de la quantité de mouvement est définie cette fois par :

$$-\nabla P - \eta \Delta \underline{V} + \nabla \cdot \underline{S} = 0 \tag{6.51}$$

### 6.3.4 Écoulement par différence de pression

**Fluide Newtonien** Pour la vitesse longitudinale  $w$  et la fonction de courant  $\psi$ , on établit le développement en série de puissances croissantes des nombres  $\alpha$  et  $\epsilon$  :

$$\begin{aligned}
w &= w_0 + \epsilon w_{\epsilon} + \epsilon^2 w_{\epsilon^2} + \alpha^2 w_{\alpha^2} + \dots \\
\psi &= \alpha \psi_{\alpha} + \epsilon \alpha \psi_{\epsilon \alpha} + \dots
\end{aligned}$$

Chaque terme non-nul de ce développement est solution d'une équation aux dérivées partielles (EDP) :

$$\Delta w_0 = -G_P \quad (6.52)$$

$$\Delta w_\epsilon = -G_P x + \frac{\partial w_0}{\partial x} \quad (6.53)$$

$$\begin{aligned} \Delta w_{\epsilon^2} &= -G_P x^2 + \frac{\partial w_\epsilon}{\partial x} + x \frac{\partial w_0}{\partial x} + w_0 \\ \Delta w_{\alpha^2} &= G_P(x^2 + y^2) + y \frac{\partial \Delta \psi_\alpha}{\partial y} + x \frac{\partial \Delta \psi_\alpha}{\partial x} \\ &\quad - x^2 \frac{\partial^2 w_0}{\partial y^2} - y^2 \frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2} + 2xy \frac{\partial^2 w_0}{\partial x \partial y} - y \frac{\partial w_0}{\partial y} - x \frac{\partial w_0}{\partial x} \end{aligned} \quad (6.54)$$

$$\begin{aligned} \nabla^4 \psi_\alpha &= -4G_P \\ \nabla^4 \psi_{\alpha\epsilon} &= -2 \frac{\partial \Delta \psi_\alpha}{\partial x} - 8G_P x + 8 \frac{\partial w_0}{\partial x} \end{aligned} \quad (6.55)$$

Dans l'écoulement par dépression il faut remarquer que seul le terme d'ordre zéro (6.52) est résolu dans le modèle des plaques parallèles. En particulier, il ne peut y avoir d'écoulement secondaire prédit par ce modèle.

En examinant les termes non-nuls dans les expressions précédentes, on constate qu'il n'y a pas de terme au premier ordre en torsion sur l'écoulement principal et il n'y a donc pas d'effet de la courbure seule sur l'écoulement secondaire. De plus, la contribution au premier ordre en courbure (6.53) est impaire et n'aura pas donc d'impact sur le débit. Seuls les termes au second ordre en courbure et en torsion sont à même de changer le débit.

Il est plus aisé de démontrer et valider les effets de courbure et de torsion séparément dans les géométries décrites Fig. 6.24. Nous avons tracé Fig. 6.25 les isovalues de vitesse de l'écoulement principal  $w$  au travers d'une section carrée ( $\lambda = 1$ ) ou rectangulaire ( $\lambda = 2, \frac{1}{2}$ ). Nous pouvons voir clairement que la courbure du chenal provoque un déplacement du maximum de vitesse vers la paroi interne de la conduite. Ceci est parfaitement logique, puisque le fluide prend préférentiellement le chemin d'écoulement le plus court. Cet effet s'accroît dans les conduites profondes ( $\lambda < 1$ ) mais diminue dans les conduites étroites ( $\lambda > 1$ ). En ce qui concerne la torsion, on constate que quelle que soit le sens de celle-ci, puisqu'elle intervient à l'ordre deux, elle restreint l'écoulement et donc diminue le débit. Nous avons confrontés nos calculs analytiques à des simulations numériques tri-dimensionnelles réalisées avec le code éléments finis POLYFLOW. Par exemple, le décalage du maximum de vitesse est visible sur la Fig. 6.26, de même que la contribution à l'ordre deux est clairement nécessaire pour complètement coller aux résultats numériques. Au deuxième ordre, l'effet de la courbure est positif sur le débit dans le cas des chenaux profonds (Fig. 6.27,  $\lambda < 1$ ) et quasi nul dans le cas des chenaux étroits ( $\lambda > 1$ ).

**Fluide viscoélastique** En plus d'altérer les contributions existantes, un fluide viscoélastique crée des contributions spécifiques à l'écoulement telle une contribution au premier ordre en torsion sur l'écoulement principal  $w$  et une contribution au premier ordre en courbure sur l'écoulement secondaire. L'échelle des effets viscoélastiques est donnée par le nombre adimensionnel de Weissenberg  $D_e$  (6.56). en cohérence avec notre choix de longueur et de vitesse caractéristique pour un écoulement par différence de pression Le développement jusqu'au premier ordre en courbure et torsion est désormais :

$$D_e = \frac{\lambda_r \langle w \rangle_0}{D} \quad (6.56)$$

$$\psi = \alpha \psi_\alpha + \epsilon D_e \psi_\epsilon^{\text{mxwl}} \quad (6.57)$$

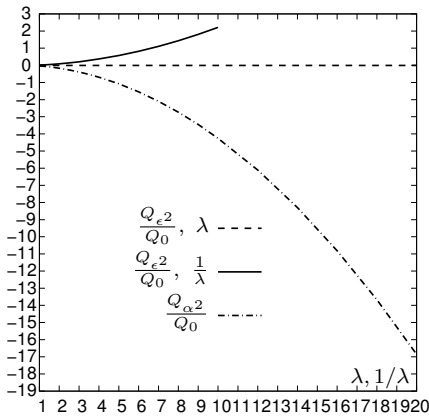


Figure 6.27: Effet de la torsion et de la courbure sur le débit  $Q$ , normé par le débit  $Q_0$  pour une conduite rectiligne de même section.

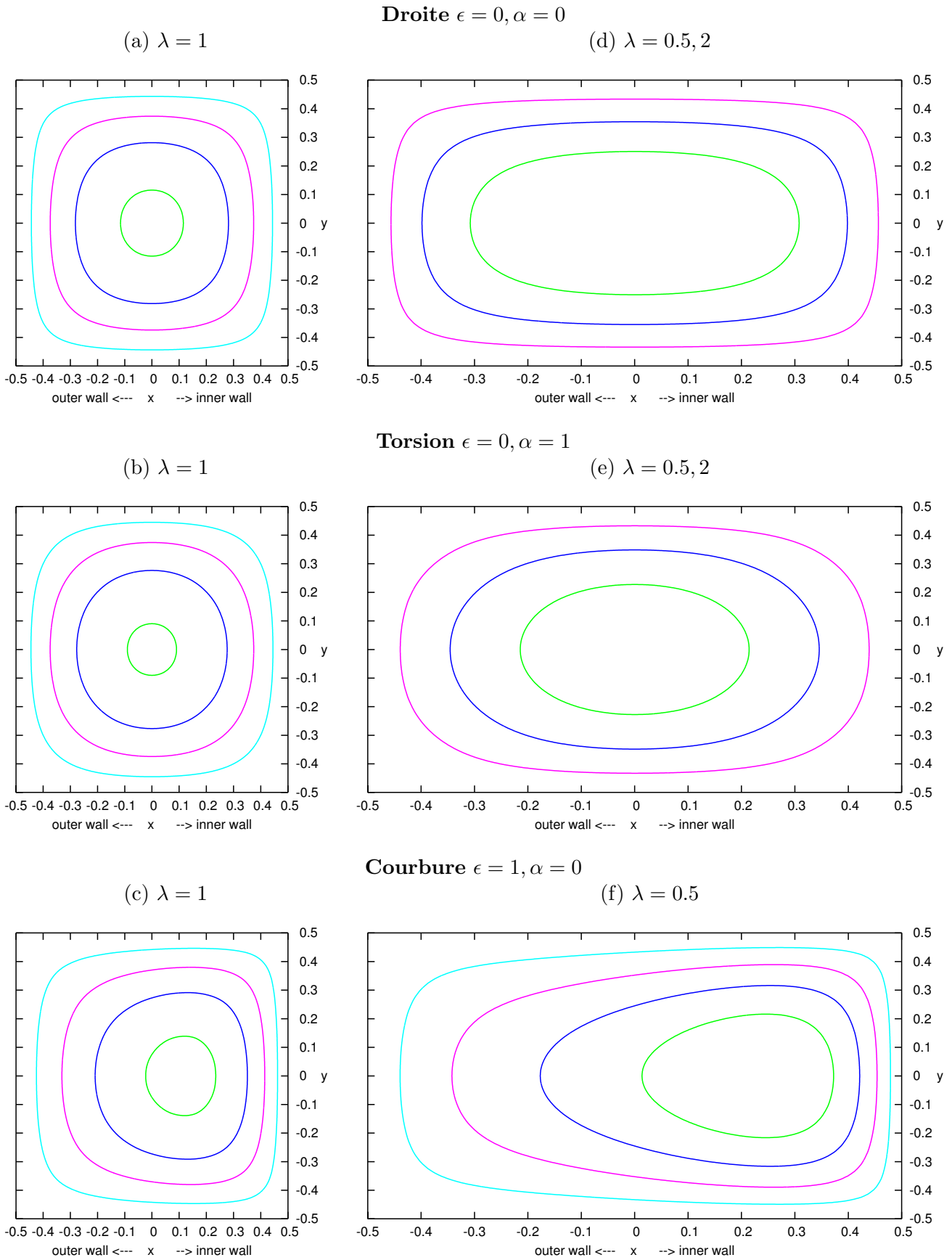


Figure 6.25: Ecoulement par dépression. Fluide Newtonien : Isovaleurs de  $w_0 / \langle w \rangle_0$  (a,d),  $(w_0 + \epsilon w_\epsilon + \epsilon^2 w_{\epsilon^2}) / \langle w \rangle_0$  (c,f),  $(w_0 + \alpha^2 w_{\alpha^2}) / \langle w \rangle_0$  (b,e), dans une section carrée (a,b,c) et dans une section rectangulaire (d,e,f). La différence entre deux isovaleurs est de 0.5; les isovaleurs sont croissantes depuis la paroi vers le centre.

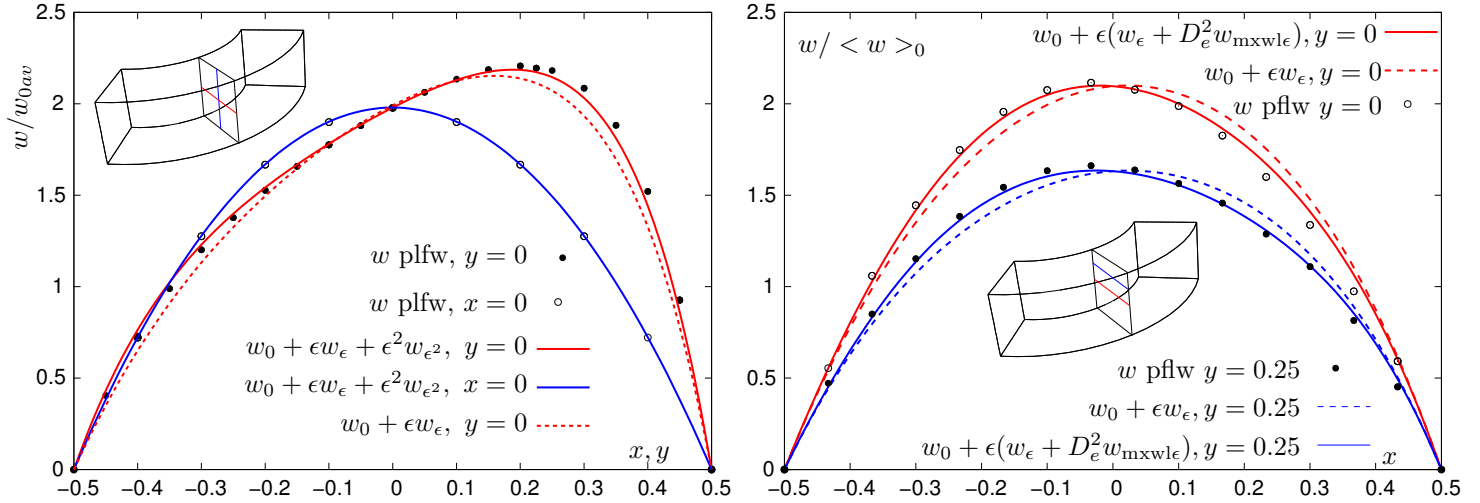


Figure 6.26: Effet de la courbure sur la composante de vitesse  $w$ . Comparaison entre le calcul éléments finis ("plfw", points) et le modèle analytique (ligne) dans le cas d'une conduite toroïdale. Paroi interne  $x = 0.5$ , externe  $x = -0.5$ . (g) fluide Newtonien  $\lambda = 0.5, \epsilon = 2/3, \alpha = 0$ . Les contributions au premier et second ordre en  $\epsilon$  sont nécessaires. (d) fluide viscoélastique  $\lambda = 1.0, \epsilon = 0.2, \alpha = 0, D_e = 0.73$ . Le maximum de vitesse se décale vers la paroi externe.

$$w = w_0 + \epsilon w_\epsilon + \epsilon D_e^2 w_\epsilon^{\text{mxwl}} + \alpha D_e w_\alpha^{\text{mxwl}} \quad (6.58)$$

Ces termes obéissent aux équations aux dérivées partielles harmoniques et bi-harmoniques suivantes :

$$\nabla^4 \psi_\epsilon^{\text{mxwl}} = -4 \left( \frac{\partial w_0}{\partial x} \frac{\partial^2 w_0}{\partial x \partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial y} \frac{\partial^2 w_0}{\partial y^2} \right) \quad (6.59)$$

$$\begin{aligned} \Delta w_\epsilon^{\text{mxwl}} &= \frac{\partial w_0}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \Delta \psi_\epsilon^{\text{mxwl}} - \frac{\partial w_0}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi_\epsilon^{\text{mxwl}} \\ &\quad - 2 \frac{\partial^2 w_0}{\partial x \partial y} \left( \frac{\partial^2 \psi_\epsilon^{\text{mxwl}}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_\epsilon^{\text{mxwl}}}{\partial y^2} \right) \\ &\quad + 2 \frac{\partial^2 \psi_\epsilon^{\text{mxwl}}}{\partial x \partial y} \left( \frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 w_0}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (6.60)$$

$$\begin{aligned} \Delta w_\alpha^{\text{mxwl}} &= \frac{\partial w_0}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \Delta \psi_\alpha - \frac{\partial w_0}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi_\alpha \\ &\quad - 2 \frac{\partial^2 w_0}{\partial x \partial y} \left( \frac{\partial^2 \psi_\alpha}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_\alpha}{\partial y^2} \right) \\ &\quad + 2 \frac{\partial^2 \psi_\alpha}{\partial x \partial y} \left( \frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 w_0}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (6.61)$$

Toutes ces contributions, qui sont impaires, n'ont donc pas d'effets sur le débit volumique. A l'instar du fluide Newtonien, les effets sur le débit sont du second ordre en courbure et torsion.

Lorsqu'on s'intéresse aux effets viscoélastiques spécifiques créés par la courbure et la torsion, on remarque sur la Fig. 6.28 (a) que le décalage du maximum de vitesse a changé et se situe cette fois vers la paroi externe de la conduite. La courbure du chenal a donc cette fois l'effet inverse sur l'écoulement d'un fluide viscoélastique. Ceci a également été mentionné par Robertson and Fan [167, 140]. Par contre l'effet de la torsion dans le cas d'un fluide viscoélastique n'a jamais été, à notre connaissance, étudié dans la littérature. Il est visible sur la Fig. 6.28 (b) que la contribution au premier ordre en torsion  $w_\alpha^{\text{mxwl}}$  provoque

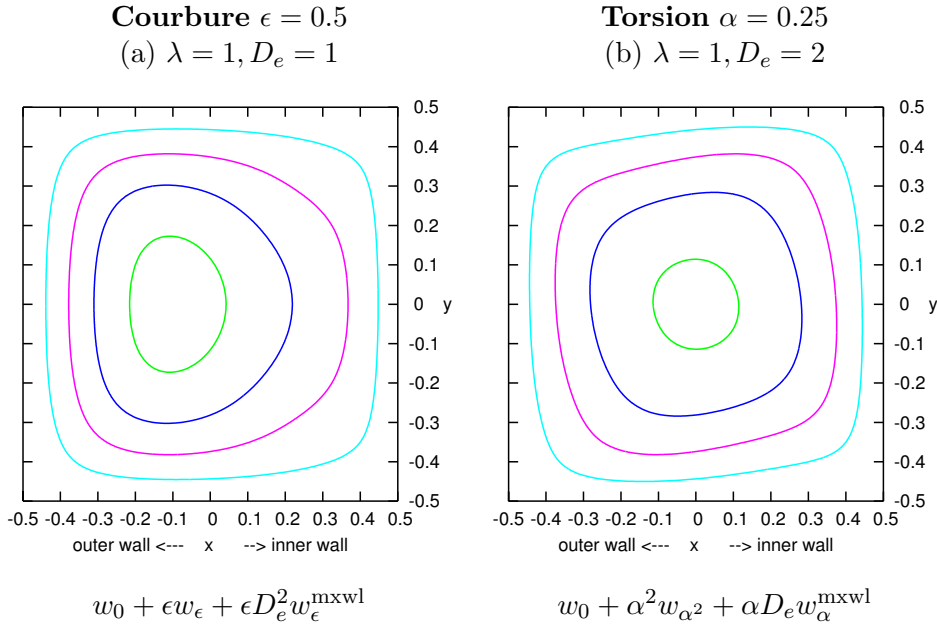


Figure 6.28: Isovaleurs de vitesse  $w$  dans une section carrée ( $\lambda = 1$ ). Cas d'un fluide viscoélastique (UCM) au nombre de Weissenberg  $D_e = 1$  (a) et  $D_e = 2$  (b).

clairement une asymétrie marquée des isovaleurs de vitesse  $w$ . Cet effet est une illustration nouvelle des propriétés de mémoire des fluides viscoélastiques.

Un autre effet spécifique au fluide viscoélastique concerne l'existence d'un écoulement secondaire purement créé au premier ordre par la courbure du chenal et figurant Fig. 6.30 (a). Il est constitué d'une paire de recirculations très semblables aux recirculation inertielles calculées par Bolinder [126]. Lorsque le rapport d'aspect de la section augmente, ces vortex se déplacent vers les parois latérales, correspondant aux filets de vis, tout en s'atténuant. Enfin, il faut insister sur le fait que l'intensité de ces contributions viscoélastiques est proportionnelle au nombre de Weissenberg  $D_e$ , ce qui signifie que pour une courbure et torsion donnée, ils peuvent être arbitrairement importants.

### 6.3.5 Écoulement par déplacement de paroi d'un fluide Newtonien

Lors d'un écoulement par déplacement de paroi, le gradient de pression imposé est nul puisque l'écoulement est créé par le déplacement d'une paroi (écoulement de Couette). Si l'on considère l'écoulement créé par la rotation de la vis, ou de manière équivalente par le fourreau de rayon  $R_b$ , avec une vitesse angulaire  $\omega$ , nous obtenons dans le repère de Frenet la condition limite en vitesse suivante :

$$\underline{V}_b = \omega \underline{e}_z \wedge \underline{r}_b \quad (6.62)$$

$$\frac{\underline{V}_b}{w_b} = \left( \underline{T} - \tan \phi \underline{B} - y \frac{\tan \phi}{R_b} \underline{N} \right) \quad (6.63)$$

$$w_b = R_b \omega \cos \phi \quad (6.64)$$

Dans la suite nous prenons  $w_b$  comme vitesse de référence.

Le champ de vitesse introduit par les deux premiers termes de (6.63) est celui pris en compte par le modèle des plaques parallèles (PPM). Le dernier terme, qui porte sur le vecteur  $\underline{N}$ , provient du fait que nous avons défini l'écoulement dans le repère de Frenet et non pas dans un repère cartésien. Ce



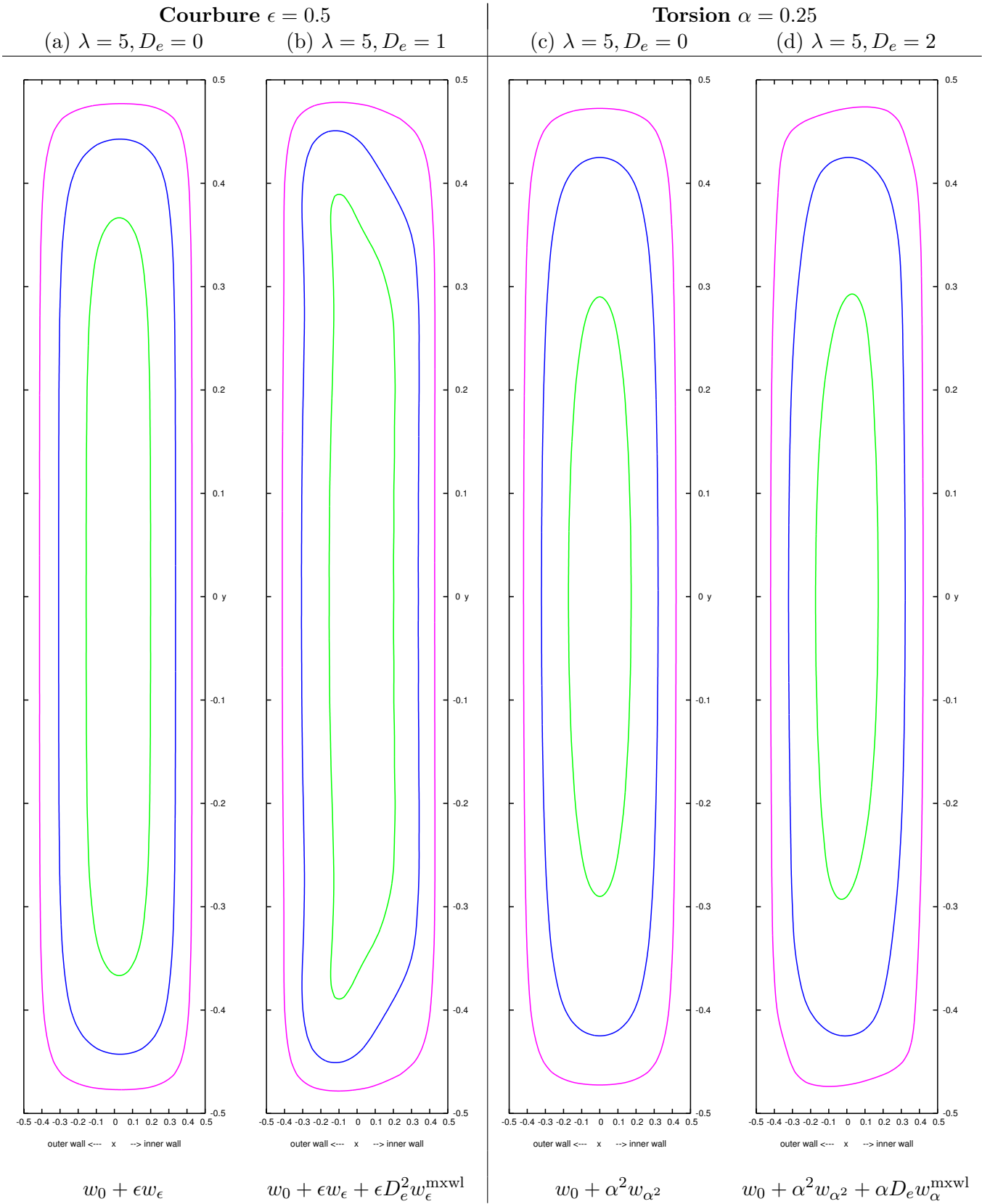


Figure 6.29: Isovaleurs de vitesse  $w$  à travers une section rectangulaire ( $\lambda = 5$ ) pour un fluide viscoélastique (UCM) à nombre de Weissenberg  $D_e = 0, 1$  et  $D_e = 2$ .

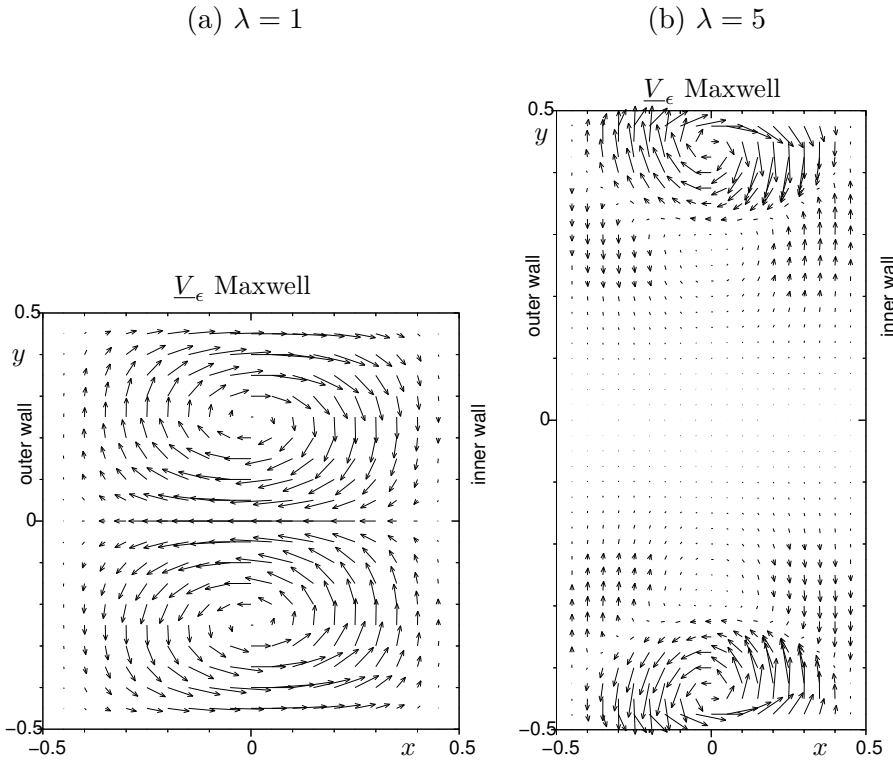


Figure 6.30: Vecteurs vitesse de l'écoulement secondaire d'un fluide viscoélastique (UCM). Deux recirculations apparaissent, dont les centres se décalent vers la paroi latérale quand le rapport d'aspect  $\lambda$  augmente.  $\epsilon = 0.5, \alpha = 0$ , Weissenberg  $D_e = 1$

terme prend en compte le fait que lorsque l'on se place dans la section du chenal, un côté latéral monte lorsque l'autre descend lors de la rotation du fourreau. A partir de (6.63) on peut redéfinir ces conditions aux limites sur les inconnues primaires de l'écoulement principal et secondaire  $w$  et  $\psi$  :

$$\begin{aligned}
 w &= 1 & (6.65) \\
 v &= -\frac{\alpha}{\epsilon} \\
 u &= -y\left(\alpha + \frac{\alpha^3}{\epsilon^2} + \dots\right)
 \end{aligned}$$

Le dernier terme se réfère au développement de  $\frac{\tan \phi}{R_b}$  suivant la courbure et la torsion. A partir de la définition de  $u$  et  $v$  (6.43,6.44) nous déduisons les conditions aux limites sur  $\frac{\partial \psi}{\partial x}$  et  $\frac{\partial \psi}{\partial y}$  à la paroi supérieure mobile (fourreau).

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \psi}{\partial x} &= \frac{\alpha}{\epsilon} \\
 \frac{\partial \psi}{\partial y} &= y\beta
 \end{aligned}
 \tag{6.66}$$

où  $\beta$  est un développement dont le premier ordre est donné par (6.67).

Le développement asymptotique de  $w$  et  $\psi$  doit être étendu désormais pour prendre en compte les puissances du ratio  $\alpha/\epsilon$  :

$$\beta \propto \frac{\alpha^3}{\epsilon^2} \tag{6.67}$$

$$w = w_{0d} + \epsilon w_{\epsilon d} + \epsilon^2 w_{\epsilon^2 d} + \frac{\alpha^2}{\epsilon} w_{\frac{\alpha^2}{\epsilon}} + \dots \tag{6.68}$$

$$\psi = \frac{\alpha}{\epsilon} \psi_{\frac{\alpha}{\epsilon}} + \beta \psi_{\beta} + \alpha \psi_{\alpha d} + \dots \tag{6.69}$$

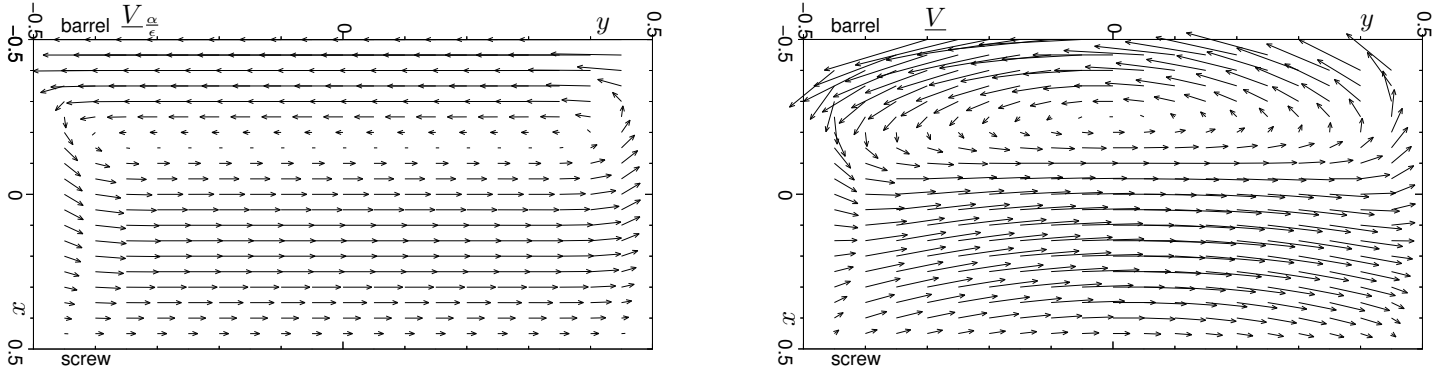


Figure 6.31: Vecteurs vitesse de l'écoulement de la cavité entraînée. Cas de la contre-pression maximale. Design Visovis :  $\lambda = 7$ ,  $\alpha = 0.16$ ,  $\epsilon = 0.52$ . (g) Modèle sans torsion ni courbure. (d) Notre modèle.

**Écoulement principal** Il existe un écoulement principal créé par la rotation du fourreau (6.63), à l'ordre zéro, pour lequel l'équation aux dérivées partielles est simplement :

$$\Delta w_{0d} = 0$$

avec les conditions aux limites inhomogènes :

$$w_{0d}(x_b, y) = 1$$

La première contribution non-nulle, à l'ordre  $\alpha^2/\epsilon$ , spécifique à l'écoulement principal, obéit à l'EDP suivante :

$$\Delta w_{\alpha^2/\epsilon} = x \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi_{\alpha/\epsilon} + y \frac{\partial}{\partial y} \Delta \psi_{\alpha/\epsilon}$$

L'effet de l'ajout de ces termes est visible sur la Fig. 6.32 (g).

**Cavité entraînée** Nous nous concentrons cette fois sur l'écoulement secondaire provoqué par la vitesse tangentielle du fourreau  $v_B$  à l'ordre  $\frac{\alpha}{\epsilon}$ . Il s'agit en fait du problème célèbre de la cavité entraînée où la fonction de courant obéit à une équation biharmonique, avec une vitesse non-nulle à la paroi :

$$\nabla^4 \psi_{\alpha/\epsilon} = 0 \quad (6.70)$$

$$\frac{\partial \psi_{\alpha/\epsilon}}{\partial x}(x_b, y) = 1 \quad (6.71)$$

$$\frac{\partial \psi_{\alpha/\epsilon}}{\partial y}(x_b, y) = 0 \quad (6.72)$$

Cet écoulement a été étudié de manière exhaustive dans la littérature et nous avons repris les techniques de résolution de Meleshko [159] pour produire nos solutions à ce problème [3]. Cependant, cette solution n'est que le premier terme dans le développement de la fonction de courant qui doit être complétée, afin de mettre en évidence l'influence de la courbure et de la torsion du chenal sur cet écoulement. Ce qui est fait en ajoutant la contribution provenant de la composante de vitesse normale du fourreau à l'ordre  $\beta$  (6.67), qui obéit à l'EDP suivante :

$$\nabla^4 \psi_\beta = 0 \quad (6.73)$$

$$\frac{\partial \psi_\beta}{\partial x}(x_b, y) = 0 \quad (6.74)$$

$$\frac{\partial \psi_\beta}{\partial y}(x_b, y) = y \quad (6.75)$$

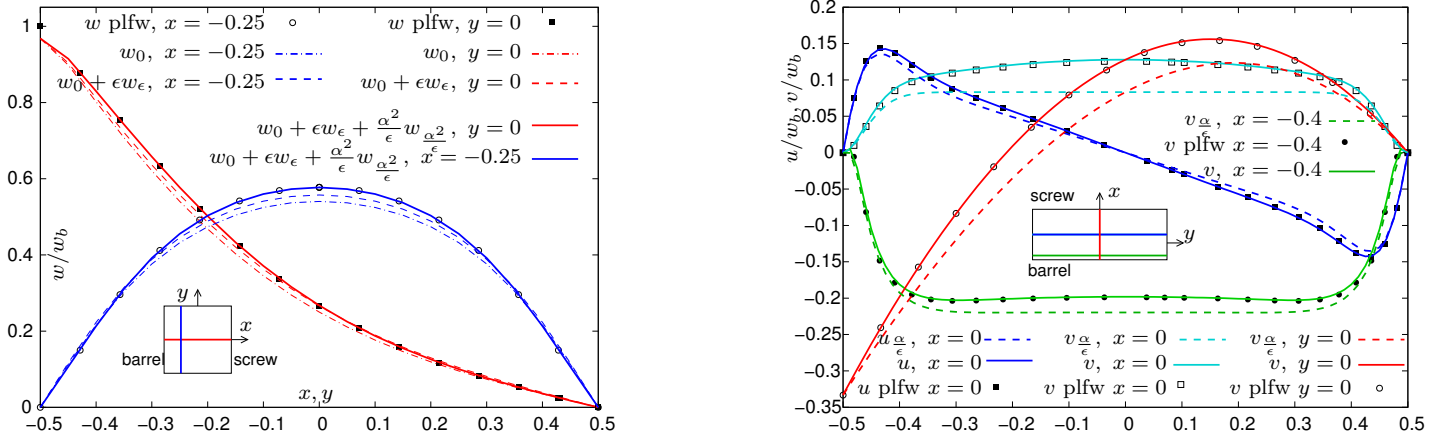


Figure 6.32: Comparaison entre les vitesses calculées par éléments finis et les solutions analytiques dans le cas de la cavité entraînée. (g) section carrée  $\lambda = 1$ , composante  $w$ . (d) section rectangulaire  $\lambda = 5$ , composantes  $u, v$

De plus un autre terme apparaît au premier ordre en torsion  $\alpha$  :

$$\nabla^4 \psi_\alpha = -2 \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi_{\alpha/\epsilon} \tag{6.76}$$

avec des conditions aux frontières homogènes. L'effet de la courbure et de la torsion est visible Fig. 6.31 qui présente une circulation du fluide dans une section rectangulaire, différente de celle prédite par le modèle PPM.

### 6.3.5.1 Conclusions

L'ensemble de ce travail a permis de résoudre l'écoulement d'un fluide visqueux ou viscoélastique dans le chenal d'une vis de pas et de profondeur constantes, en tenant compte de la courbure et de la torsion. Ce nouveau modèle a été précisément validé par comparaison avec des simulations numériques tridimensionnelles. Le modèle indique que l'écoulement créé par dépression est plus sensible à l'hélicité de la géométrie que ne l'est l'écoulement par déplacement. Dans le cas de l'écoulement par dépression, la torsion du chenal provoque un écoulement secondaire. Ces effets de torsion deviennent importants pour les sections rectangulaires de rapport d'aspect supérieurs à un. Au contraire, les effets de courbure diminuent avec le rapport d'aspect dans le cas du fluide Newtonien, mais restent non négligeable pour le fluide viscoélastique.

Dans le cas de la cavité entraînée, une composante radiale de vitesse doit être prise en compte dans la description du mouvement du fourreau. Dans l'ensemble, des corrections importantes semblent nécessaires au modèle PPM en vue de calculer plus précisément les efficacités de mélange et les temps de séjour. En effet dans le calcul des trajectoires, les différences de vitesses ponctuelles s'accroissent au cours du temps et peuvent résulter dans des trajectoires finales très différentes.

## 6.4 Visualisation dans les vis de plastification

Les écoulements dans le chenal d'une vis d'extrusion ou d'injection ont un rôle extrêmement important dans la mise en œuvre des polymères puisqu'ils contrôlent le débit, les temps de séjour et le mélange du polymère fondu. De nombreux auteurs ont développé dans le passé des expériences permettant d'observer le comportement de la matière dans les ensembles vis-fourreau. Le

premier d'entre eux a été Maddock [158] qui a obtenu des illustrations des écoulements, de la plastification et du mélange dans les vis d'extrusion. En arrêtant et en refroidissant rapidement l'ensemble vis-fourreau, il pouvait alors retirer l'ensemble de l'hélice de polymère présente dans le chenal et faire ses observations, grâce notamment à du polyéthylène (PE) et du polychlorure de vinyle (PVC) colorés et utilisés comme traceurs. Cette méthode a été reprise par la suite [138, 139, 170]. Quoique très utile, elle présente néanmoins l'inconvénient d'être très difficile à mettre en œuvre de nos jours. De plus, la phase d'arrêt avant extraction induit une fonte par conduction pure qui peut changer considérablement les profils de plastification. Plus récemment, Wong et al. [181, 169] ont présenté une extrudeuse bi-vis industrielle dans laquelle avaient été placées à intervalle régulier des fenêtres en verre, permettant l'observation directe du comportement du polymère lors de la plastification.

L'idée a été reprise ensuite par Gao et Jin [144] pour une presse à injecter industrielle cette fois. Le dispositif a été conçu à l'origine pour l'étude de la rupture du lit solide pendant la phase de plastification. Ce type de système permet de visualiser la dynamique des écoulements dans le fluide à travers des photos et des vidéos, tout en mesurant les conditions dans l'enceinte grâce à des capteurs de pression et de température. Cependant, même si les fourreaux à fenêtres apportent des informations précieuses sur la fonte du polymère, tels qu'ils sont conçus, ils présentent l'inconvénient majeur de n'avoir qu'une estimation partielle en deux dimensions de l'écoulement, généralement avec l'utilisation d'une seule caméra pour visualiser, et non mesurer. Un troisième type de dispositif peut être utilisé afin d'avoir une vision complète des écoulements dans le chenal de la vis ; ce sont les fourreaux entièrement transparents comme dans les travaux suivants [123, 171, 146, 132]. Ainsi, plusieurs expériences ont été menées sur la visualisation des écoulements dans des géométries mobiles, avec mesures des vitesses (Choo [133] et Campbell [131]). Ils ont utilisé le principe d'un traceur plongé dans un fluide visqueux. Une caméra de télévision enregistre le parcours de la particule à une fréquence de trente images par seconde, et sa position par rapport à la vis peut alors être déduite. La vitesse peut être recalculée entre deux positions consécutives. Malheureusement, cette technique ne donne qu'une information bidimensionnelle sur l'écoulement. De plus, la particule ne peut être observée la moitié du temps car elle est cachée par la vis. En résumé ces dispositifs n'ont été destinés qu'à faire des observations, au mieux à procéder à des mesures bidimensionnelles, mais à notre connaissance aucun d'eux n'a cherché à faire des mesures de vitesses ou de position en trois dimensions. L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) a également été utilisée [121, 122] pour faire des mesures de vitesses dans des petites extrudeuses, avec des résultats remarquables. Le principal inconvénient de cette technique est qu'aucun des composants de l'extrudeuse ne peut être ferromagnétique, ce qui rend la conception des outillages beaucoup trop complexe.

Si l'on regarde maintenant les techniques de mesures des vitesses applicables aux écoulements de mise en œuvre dans ces outillages transparents ou semi-transparentes, il en existe de deux types voisins : la vélocimétrie par image de particule (PIV, "Particle Image Velocimetry") et la vélocimétrie par suivi de particule (PTV, "Particle Tracking Velocimetry") :

- La PIV est une technique de mesure planaire dans laquelle une nappe laser est utilisée pour illuminer un plan de l'écoulement d'un fluide préalablementensemencé de traceurs. Deux images prises à un intervalle de

Diamètre Fourreau	40 mm
Diamètre Vis	30 mm
Pas	40 mm
Chenal Hauteur	5 mm
Chenal Largeur	34.6 mm
Angle Hélice	20°
Rapport d'aspect	6.9

Table 6.3: Dimensions du système vis-fourreau Visiovis

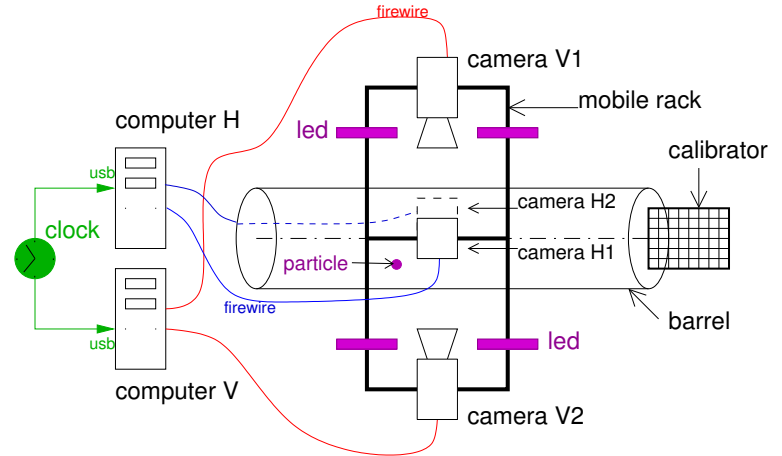
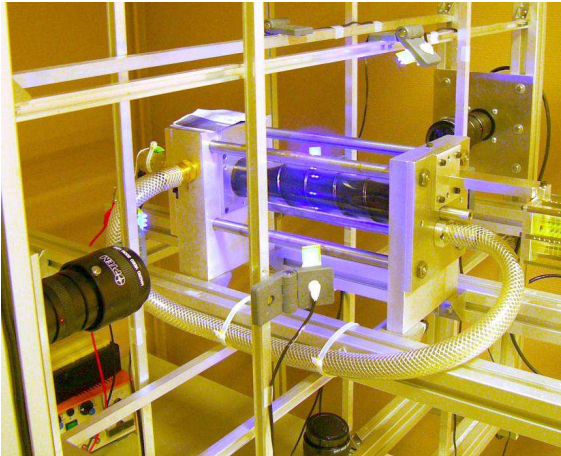


Figure 6.33: Dispositif Visiovis

temps très faible permettent de mesurer le décalage de position des particules entre les deux instants. La carte des trajectoires des particules et des vitesses est alors obtenue par corrélation des images successives.

- Dans la PTV, on observe à l'aide de caméras, un petit nombre de particules que l'on peut suivre alors individuellement dans leur mouvement sur une grande distance. On peut, reconstruire une trajectoire tridimensionnelle avec deux caméras seulement.

Le géométrie complexe du chenal et la présence de la vis en rotation rendent l'utilisation de la PTV plus pertinente pour nos applications.

### 6.4.1 Visualisation de l'écoulement dans le chenal

Au cours de la thèse de M. Moguedet [99] et du projet "SAFFIR", nous avons mis au point une technique originale de suivi de particule dans laquelle le mouvement de la particule est continûment observé et enregistré par quatre caméras et sa trajectoire est reconstruite a posteriori par analyse d'image.

#### 6.4.1.1 Conception et Mise au point du dispositif

Le dispositif expérimental, nommé "Visiovis", consiste en une vis dont la géométrie est décrite dans le Tab. 6.3. La vis est insérée dans un cylindre en PMMA, et une huile silicone (PDMS) de viscosité constante 100Pas a été retenue comme fluide transparent de référence. La vis est actionnée par un moteur à courant continu et présente une plage de fonctionnement décrite dans la Fig. 6.34.

Quatre caméras numériques (Basler A 301f at 80fps) sont placées sur un cadre mobile à angle droit autour du fourreau 6.33. Quatre rangées de diodes électroluminescentes, émettant dans l'ultra-violet ( $400\text{nm} \pm 5\text{nm}$ ), ont été disposées près des caméras pour assurer l'illumination correcte de l'écoulement. La vis en rotation pompe le fluide visqueux en circuit fermé, sans auxiliaire. Un orifice a été ménagé à l'amont pour pouvoir introduire les traceurs, particules ou colorants. Tous types de traceurs sont envisageables.

Une fibre fluorescente cylindrique de 0.4 mm de diamètre plongée dans l'écoulement et de densité très proche de celle du fluide, est continûment observable par deux des quatre caméras, chacune d'entre elles enregistrant une image bidimensionnelle de sa position et de son orientation. Les données

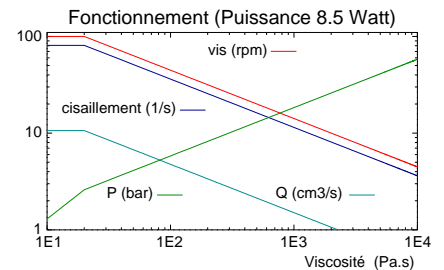


Figure 6.34: Point de fonctionnement de la Visiovis selon la viscosité

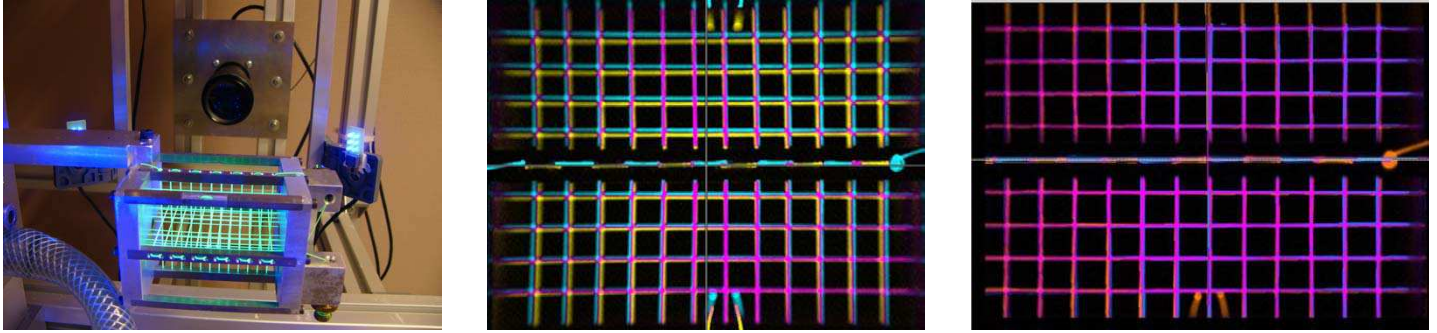


Figure 6.35: Image du calibrateur vue par deux caméras en vis-à-vis avant (g) et après correction (d)

brutes sont transférées pour traitement depuis les caméras vers deux ordinateurs connectés par interface rapide ("firewire"). L'opération synchrone des ordinateurs et des cartes a nécessité le développement d'une horloge externe<sup>2</sup>, indépendante des ordinateurs et des systèmes d'exploitation.

Il est essentiel également que les axes optiques des caméras soient parfaitement alignés, et que ces axes se situent à angle droit de l'axe de la vis. Le grossissement des objectifs des caméras doit être identique également. C'est pourquoi un calibrateur a été construit et disposé à l'avant du dispositif Fig. 6.33.

Il consiste en une grille tri-dimensionnelle de fils de Nylon fluorescents. Pour comparer les images prises du calibrateur par deux caméras en vis-à-vis, visible Fig. 6.35, une échelle de couleur différente est appliquée à chaque image. L'image constituée de la différence des images précédentes est utilisée pour vérifier et corriger les focalisations des caméras.

L'analyse des données s'effectue en trois étapes : Détection de la particule, filtrage des fausses détections et reconstruction de la trajectoire tri-dimensionnelle à partir de coordonnées bi-dimensionnelles.

**Détection** Un premier traitement en temps réel est appliqué aux images noir et blanc acquise par les caméras. Ces images de taille 600x400 pixels, doivent être réduites autour de la particule, censée être l'objet le plus brillant détecté. La position de ce point et l'instant de prise de vue sont inscrites sur une image plus petite (60x60 pixels). Un exemple de ces images type est visible dans la Fig. 6.36. La réduction des images est rendue nécessaire par la limite de bande passante des ordinateurs lors du téléchargement des images.

**Filtrage** La particule n'est en réalité pas le seul objet brillant dans l'expérience, et d'autres objets, comme des poussières parfois ou le haut des filets de la vis, peuvent également devenir une source de luminosité concurrente de la particule et résulter en une fausse détection. La procédure pour filtrer ces fausses détections consiste à rechercher dans l'image si une signature symétrique, correspondant à la particule, est présente dans l'image. Ceci est fait en sommant les intensités d'abord ligne par ligne, puis colonne par colonne et ensuite en normant la différence des deux vecteurs d'intensité qui doit être proche de zéro si la particule est présente. Une autre source est le bruit aléatoire du capteur qui est faible mais qui prédomine si la particule est absente de l'image. La procédure consiste alors à suivre l'évolution de l'intensité dans

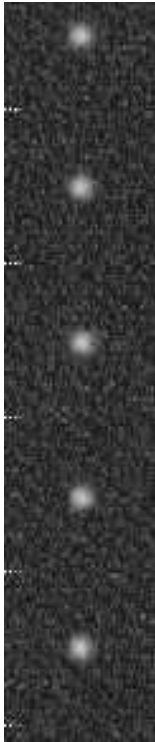


Figure 6.36: Bandes d'images prises par les caméras. La particule est visible au centre ainsi que le bruit du capteur

2. avec toute l'énergie et le savoir faire de J. Balcaen



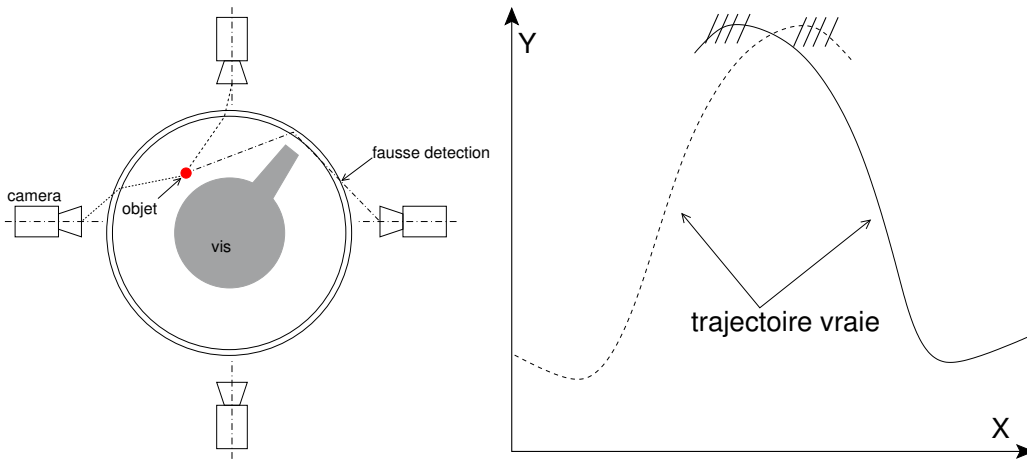


Figure 6.37: Problème de fausse détection par réfraction de l'objet (g) et conséquence sur les trajectoires 2D (d)

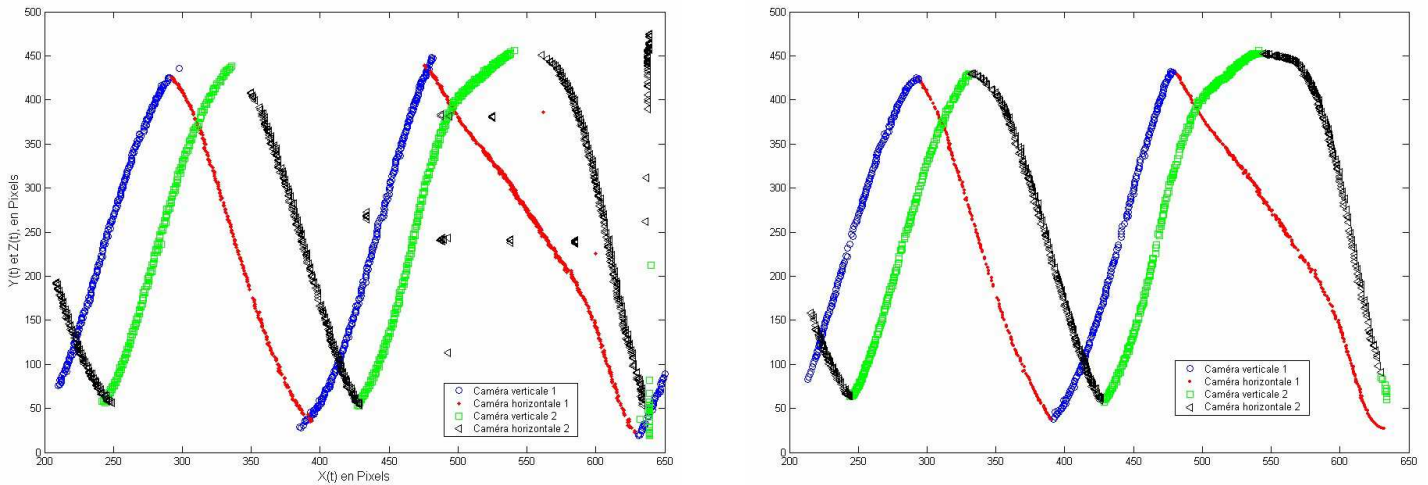


Figure 6.38: Trajectoires bidimensionnelles acquises par les caméras. Données brutes (g) et données filtrées (d)

l'image, la présence de la particule résultant dans un pic d'intensité marqué et différent du bruit de fond. Enfin, il existe le cas où la particule est vue non pas par deux caméras, mais par trois, à cause de réfraction sur la surface externe du fourreau cylindrique comme il est illustré dans la Fig. 6.37(g). La signature de ce phénomène est visible sur la Fig. 6.37(d) par un recouvrement des trajectoires bidimensionnelles.

**Reconstruction** Les données brutes sont combinées pour former une trajectoire tridimensionnelle qui doit ensuite être corrigée de la réfraction lumineuse lors de la traversée de trois matériaux d'indice différents : air ( $n = 1$ ), fourreau (PMMA  $n = 1.4911$ ) et huile silicone (PDMS  $n = 1.404$ ). La position réelle du traceur est obtenue comme étant l'intersection des chemins corrigés de deux rayons lumineux. Il est bien évident alors, que des erreurs angulaires minimales sur ces chemins peuvent conduire à une erreur importante sur le calcul final de la position de la particule.



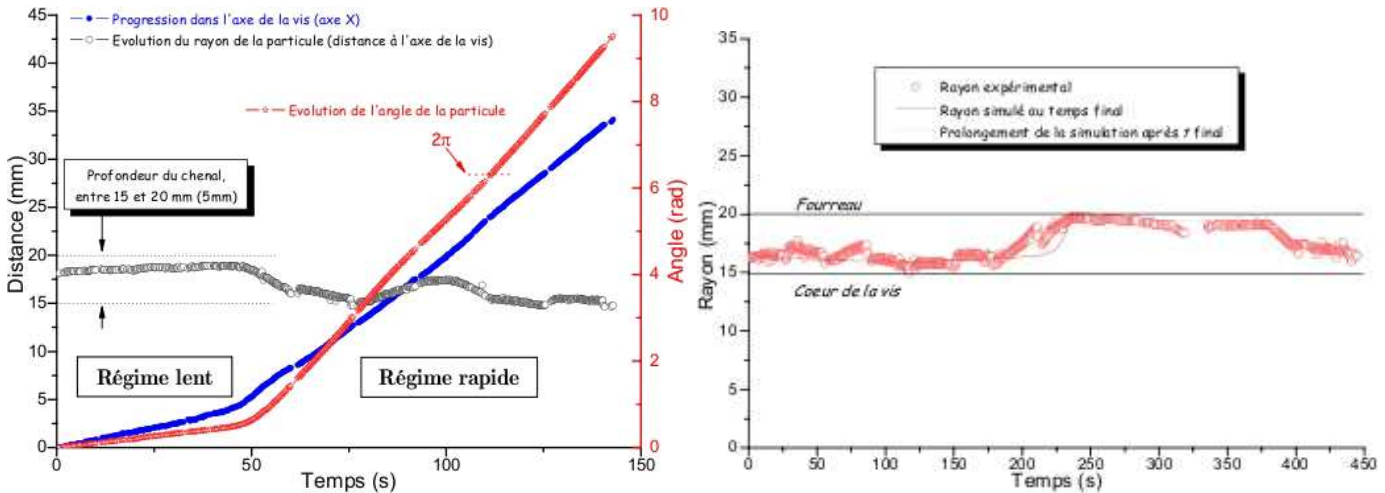


Figure 6.39: Evolution du rayon simulé et expérimental de la particule, à 1 rpm (d) [99]

#### 6.4.1.2 Résultats

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations à été conduite pour une vitesse de rotation de un tour par minute, afin de prendre le plus d'images possibles, à une fréquence de sept images par seconde.

La Fig. 6.39 retrace l'évolution de la position radiale de la particule et sa progression angulaire et axiale. Les courbes font apparaître clairement deux régimes différents : un régime lent de la particule lorsqu'elle avoisine le fourreau, un régime rapide lorsqu'elle se rapproche de la vis. La simulation numérique retraduit bien cette progression sur la position radiale comme le montre la Fig. 6.39, mais pas sur la progression axiale. Ceci nous amène à penser que la valeur de contre-pression prise en compte est erronée, puisque la contre-pression joue sur la vitesse axiale (longitudinale) mais pas sur la vitesse transversale qui dépend uniquement de la géométrie de la vis et de sa vitesse de rotation.

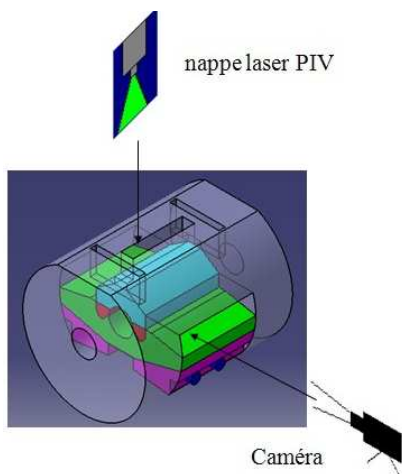


Figure 6.40: Principe de visualisation

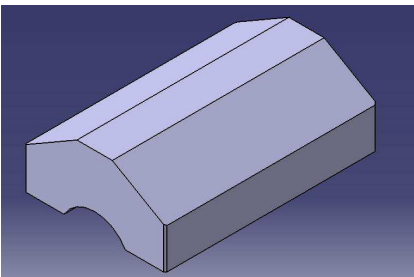


Figure 6.41: Insert en verre

#### 6.4.2 Conception d'un fourreau à fenêtres

L'expérience acquise sur Visiovis, mais aussi ses limitations nous ont conduit à concevoir un fourreau, montable sur une presse à injecter industrielle, équipé d'inserts en verre optique, et capable de plastifier des polymères techniques tout en permettant les mesures optiques dans de bonnes conditions. Ce dispositif, totalement innovant et unique au monde, à nécessité un travail de conception détaillé par T.-L. Pham [91, Enc.] et J. Balcaen. Une fois opérationnel, outre l'analyse détaillée du processus de plastification en injection Fig. 6.5, l'utilisation de talc marqué fluorescent et d'une matrice polymère transparente, Polystyrène par exemple, autorise le suivi des trajectoires par caméra CCD et l'analyse de la dispersion et de la distribution des charges par traitement d'image. Il s'agit d'une mesure pratique des caractéristiques du mélange en lien direct avec le procédé. Pour permettre la visualisation dans de bonnes conditions, il fallait que deux faces au moins du fourreau soient transparentes, visibles, planes et à angle droit. Ceci pour permettre l'éclairage par une nappe laser et la visualisation à angle droit par la caméra CCD (Fig. Fig. 6.4.2). En outre, et à l'évidence, l'insert en verre doit pouvoir résister aux contraintes de pression et de température qui existe dans le fourreau, lors de la plastification, 500 bar au maximum. L'analyse des déformations élastiques à été conduites sur différents dessins d'inserts, pour aboutir Fig. 6.4.2 au compromis entre

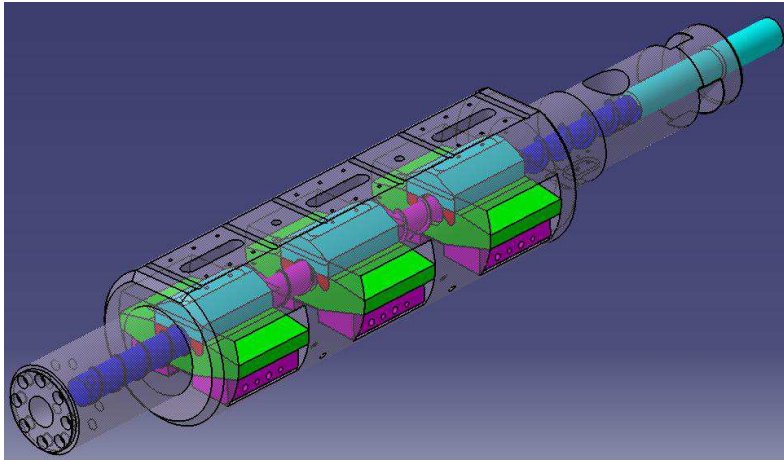


Figure 6.42: Fourreau à fenêtres

faisabilité et facilité de montage. L'ensemble du montage nécessite un nombre de pièces auxiliaires (cales et socles) dont la fonction est d'assurer le positionnement des verres en fonctionnement ainsi que l'étanchéité du système.

**Analyse thermique** Plus que le niveau de température atteint (max 300°C), c'est la différence de température entre deux points de l'insert en verre qui doit être maintenue à un niveau inférieur à 50°C. L'évolution de la température dans le fourreau et le niveau de puissance requis des colliers chauffants pendant les phases de chauffe et de maintien en température peuvent être simulé en utilisant un modèle géométrique axisymétrique, en reconnaissant que la diffusion de la chaleur est surtout unidimensionnelle. On constate que le programme de chauffe retenu maintient la différence de température dans les inserts en verre en dessous de la limite Fig. 6.43 (g). De plus, en un point donné, Fig. 6.43 (d), que la température augmente linéairement avec le temps pendant la phase de chauffage, puis diminue plus lentement ensuite.

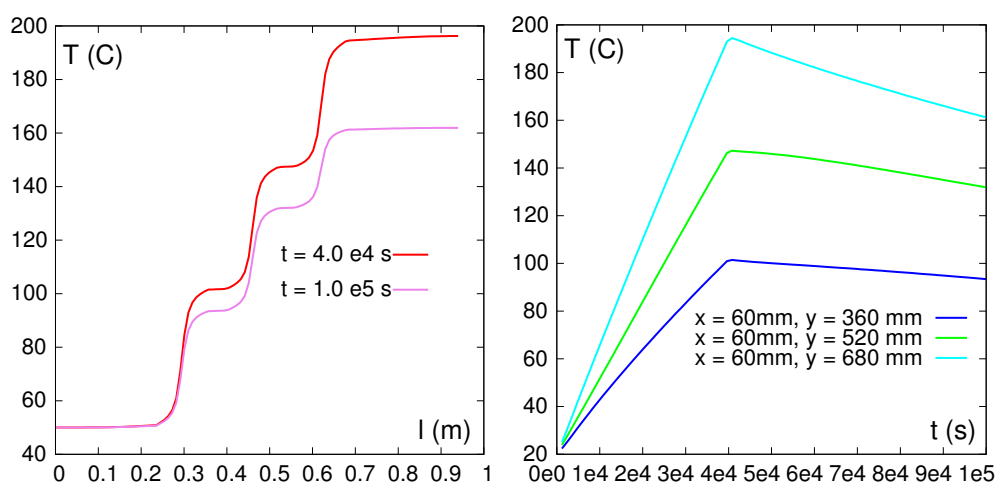


Figure 6.43: Evolution de la température dans le fourreau

## Bilan des Projets

Ces projets représentent un effort considérable pour à la fois, mettre en évidence, analyser scientifiquement les phénomènes physiques présents lors de la transformation des polymères dans l'unité de plastification d'une presse à injecter, et à la fois rendre ces conclusions directement utilisables par les industriels, qu'ils soient transformateurs ou fabricants de presses à injecter.

<b>Titre</b>	FONctionnalisation en Ligne de Matériaux Intelligents par Compounds assistée par Simulation
<b>Contexte</b>	Projet DGE Plastipolis FONLIMICS
<b>Durée</b>	2007–2011
<b>Partenaires</b>	INSA-Lyon (LaMCoS,IMP J. Y. Charneau), Plastic Omnium, AD Majoris, CEMEF, SCC Consultants
<b>Encadrement</b>	co-direction Thèse T.-L. Pham, en cours
<b>Publications</b>	
<b>Titre</b>	Injection de matériaux chargés fibres pour les pièces automobiles de grandes dimensions
<b>Contexte</b>	Projet Eureka SAFFIR
<b>Durée</b>	Juillet 2002–Décembre 2005
<b>Partenaires</b>	Site de Plasturgie-ERT10, Plastic Omnium, Engel, Dow Chemical, Ecoles des Mines de Paris, CEMEF, ENSAM Chambéry
<b>Encadrement</b>	co-direction Thèse Maël Moguedet, PFE Richard Eté Apaloo [99, 98, Enc.]
<b>Publications</b>	[3, 4, Art.], [16, 19, 20, 18, 17, 21, 22, 28, 25, 26, 27, 29, 34, 32, Proc.] [65, 66, 55, 58, Sem.]
<b>Titre</b>	Optimisation matériaux polymères / procédé / objet : Modélisations expérimentale et numérique d'un écoulement 3D dans un ensemble vis-fourreau
<b>Contexte</b>	Thématique Prioritaire de la Région Rhône-Alpes, ingénierie des matériaux
<b>Durée</b>	2000–2003
<b>Partenaires</b>	Ecole Supérieure de Plasturgie-ERT10 (D. Graebing, J.-Y. Charneau, Thèse G. Bekri) Laboratoire de Rhéologie de Grenoble LRMP Saint Etienne, Billion
<b>Publications</b>	[31, 35, Proc.], [67, 68, Sem.]

Table 6.4: Bilan des projets liés à l'étude de la plastification dans les ensembles vis-fourreau

## Bibliographie

- [121] Cynthia K. Agemura, R. J. Kauten, and K. L. McCarthy. Flow fields in straight and tapered screw extruders using magnetic resonance imaging. *Journal of Food Engineering*, 24 :55–72, 1995.
- [122] M H G Amin, A D Hanlon, L D Hall, C Marriott, S Ablett, W Wang, and W J Frith. A versatile single-screw-extruder system designed for magnetic resonance imaging measurements. *Measurement Science and Technology*, 14(10) :1760–1768, October 2003.
- [123] M Y Anastas, R E Lynn, and R S Brodkey. A visual study of the dynamics of polymer extrusion. *Journal of rheology*, 22(2) :135–164, 1978.

- [124] R. Bailey and H. Kraft. A study of fibre attrition in the processing of long fibre reinforced thermoplastics. *International Polymer Processing*, 2(2) :94–101, 1987.
- [125] CJ Bolinder. Curvilinear coordinates and physical components : An application to the problem of viscous flow and heat transfer in smoothly curved ducts. *Journal of applied mechanics*, 63(4) :985, 1996.
- [126] CJ Bolinder. First- and higher-order effects of curvature and torsion on the flow in a helical rectangular duct. *Journal of fluid mechanics*, 314 :113, 1996.
- [127] CJ Bolinder and B Sunden. Numerical prediction of laminar flow and forced convective heat transfer in a helical square duct with a finite pitch. *International journal of heat and mass transfer*, 39(15) :3101, 1996.
- [128] ML Booy. Influence of channel curvature on flow, pressure distribution, and power requirements of screw pumps and melt extruders. *Polymer Engineering and Science*, 3 :176–185, July 1963.
- [129] J. Broszeit. Finite-element simulation of circulating steady flow for fluids of the memory-integral type : flow in a single-screw extruder. *Journal of non-Newtonian fluid mechanics*, 70 :35–58, 1997.
- [130] Izi Bruker and Gary S. Balch. Melting mechanism in single screw extrusion. *Polymer Engineering and Science*, 29(4) :258–267, February 1989.
- [131] G A Campbell, P A Sweeney, and J N Felton. Experimental investigation of the drag flow assumption in extruder analysis. *Polymer Engineering and Science*, 32(23) :1765–1768, 1992.
- [132] Gregory. A. Campbell, Hongying Cheng, Chicheng Wang Matthew Bullwinkel, and Mary Ann te Riele. Temperature rise in a single screw pump extruder. *ANTEC*, pages –, 2001.
- [133] K. P. Choo, N. R. Neelakantan, and J. F. T. Pittman. Experimental deep-channel velocity profiles and operating characteristics for a single-screw extruder. *Polymer Engineering and Science*, 20(5) :349–356, 1980.
- [134] W. H. Darnell and E. A. J. Mol. Solids conveying in extruders. *SPE Journal*, pages 20–29, April 1956.
- [135] WR Dean. Note on the motion of a fluid in a curved pipe. *Phil. Mag.*, 4 :208–223, 1927.
- [136] J Deneault, T Vu-Khan, and B Foster. Tensile properties of injection molded long fiber thermoplastic composites. *Polymer Composites*, 10(5) :313–321, October 1989.
- [137] R C Donovan. A theoretical melting model for plasticating extruders. *Polymer Engineering and Science*, 11(3) :247–257, May 1971.
- [138] R. C. Donovan, D. E. Thomas, and L. D. Leversen. An experimental study of plasticating in a reciprocating-screw injection molding machine. *Polymer Engineering and Science*, 11(5) :353–360, 1971.
- [139] I. R. Edmondson and R. T. Fenner. Melting of thermoplastics in single screw extruders. *Polymer*, 16(1) :49–56, January 1975.
- [140] Y. Fan, R. I. Tanner, and N. Phan-Thien. Fully developed viscous and viscoelastic flows in curved pipes. *Journal of Fluid Mechanics*, 440 :327–357, 2001.

- [141] B Fisa. Mechanical degradation of glass fibers during compounding with polypropylene. *Polymer Composites (1985)*, 6(4) :232–241, October 1985.
- [142] O L Forgacs and S G Mason. Particle motions in sheared suspensions ix. spin and deformation of threadlike particle. *Journal of Colloid Science*, 14 :457–472, 1959.
- [143] H Fukase, T kunio, S Shinya, and K Nomura. A plasticating model for single-screw extruders. *Polymer Engineering and Science*, 22(9) :578–586, June 1982.
- [144] F Gao, Z Jin, and X Chen. A visual barrel system study of reciprocating screw injection molding. *Polymer Engineering and Science*, 40(6) :1334–1343, June 2000.
- [145] M Germano. On the effect of torsion on a helical pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 125 :1–8, 1982.
- [146] I. Gestring and D. Mewes. *Antec 2002*, pages –, May.
- [147] V. B. Gupta, R. K. Mittal, P. K. Sharma, G. Menning, and J. Wolters. Some studies on glass fiber-reinforced polypropylene. part 1 : Reduction in fiber length during processing. *Polymer composites*, 10(1) :8–15, February 1989.
- [148] Chang Dae Han, Kee Yoon Lee, and Norton C. Wheeler. An experimental study on plasticating single-screw extrusion. *Polymer Engineering and Science*, 30(24) :1557–1567, December 1990.
- [149] Chang Dae Han, Kee Yoon Lee, and Norton C. Wheeler. Plasticating single-screw extrusion of amorphous polymers : Development of a mathematical model and comparison with experiment. *Polymer Engineering and Science*, 36(10) :1360–1376, May 1996.
- [150] A. C. Hindmarsh. Lsode and lsodi, two new initial value ordinary differential equation solvers. *ACM SIGNUM Newsletter archive*, 15(4) :10–11, December 1980.
- [151] G.B. Jeffery. The motion of ellipsoidal particles immersed in a viscous fluid. *Proc. Roy. Soc. (London)*, A102 :161–179, 1922.
- [152] JH Jeong and AI Leonov. Viscoelastic effects in helical flows of polymer fluids. *ASME*, 255 :59–64, 2001.
- [153] L. Kacir and Z. Tadmor. Solids conveying in screw extruders part iii : The delay zone. *Polymer Engineering and Science*, 12(5) :387–395, September 1972.
- [154] Zehev Tadmor Imrich Klein. The simulation of the plasticating screw extrusion process with a computer programmed theoretical model. *Polymer Engineering & Science*, 9(1) :11–21, 1969. commande 22/02/07.
- [155] J. T. Lindt. Mathematical modeling of melting of polymers in a single-screw extruder a critical review. *Polymer Engineering and Science*, 25(10) :585–588, July 1985.
- [156] J. M. Lunt and J. B. Shortall. The effect of extrusion compounding on fibre degradation and strength properties in short glass-fibre-reinforced nylon 6,6. *Plastics and Rubber : Processing*, pages 108–114, September 1979.
- [157] J. M. Lunt and J. B. Shortall. Extrusion compounding of short-glass-fibre-filled nylon 6,6 blends. *Plastics and Rubber : Processing*, pages 37–44, June 1980.

- [158] B. H. Maddock. A visual analysis of flow and mixing in extruder screws. *SPE Journal*, pages 383–389, May 1959.
- [159] VV Meleshko. Biharmonic problem in a rectangle. *Applied Scientific Research*, 58(1/4) :217–249(33), 1997.
- [160] R. K. Mittal, V. B. Gupta, and P. K. Sharma. Theoretical and experimental study of fibre attrition during extrusion of glass fibre-reinforced polypropylene. *Composites Science and Technology*, 31 :295–313, 1988.
- [161] M. Noriega, T. A. Osswald, and N. Ferrier. In line measurement of the polymer melting behavior in single-screw extruders. *SPE-ANTEC Technical papers*, 50 :154–161, 2004.
- [162] R E Nunn. *The reciprocating Screw Process*, chapter 3, pages 56–83. 1986.
- [163] D. O'Regan and M. Akay. The distribution of fibre lengths in injection moulded polyamide composite components. *Journal of Materials Processing Technology*, 56 :282–291, 1996.
- [164] J. R. A. Pearson. On the melting of solids near hot moving interface, with particular reference to beds of granular polymers. *Int. Journal Heat Mass Transfer*, 19 :405–411, 1976.
- [165] H. Potente. *Screw Design*. Hanser, 2001.
- [166] Chris Rauwendaal. *Polymer extrusion*. Hanser, 4 edition, 2001.
- [167] A.M. Robertson and S.J. Muller. the flow of an oldroyd b fluids in curved pipes of circular and annular cross section. *Intl. J. Non-Linear Mech.*, 31 :1–20, 1996.
- [168] A Salinas and JFT Pittman. Bending and breaking fibers in sheared suspensions. *Polymer Engineering and science*, 21(1) :23, 1981.
- [169] W. Song, J. Perdikoulis, and M. Planeta. Extruder analysis utilizing a transparent extruder and simulation software. *Antec*, 58 :89–93, 2000.
- [170] SPE Injection Molding Division Technical Conference. *Melt Plasticating by Reciprocating Screws*, Boston, MA, October 1978.
- [171] Z Tadmor, IJ Duvdevani, and I Klein. Melting in plasticating extruders. theory and experiments. *Polymer Engineering and Science*, pages 198–217, July 1967.
- [172] Z. Tadmor and C. G. Gogos. *Principles of Polymer Processing*. John Wiley, 1979.
- [173] DL Thomson, Y Bayazitoglu, and AJ Meade. Series solution of low dean and germano number flows in helical rectangular ducts. *International Journal of Thermal Science*, 40 :937–948, 2001.
- [174] R. von Turkovich and L. Erwin. Fiber fracture in reinforced thermoplastic processing. *Polymer Engineering and Science*, 23(13) :743–749, September 1983.
- [175] E. Wey. *Etude de la plastification des polymères thermoplastiques en injection*. PhD thesis, 1984.
- [176] A C-Y Wong, T Liu, J C M Lam, and F Zhu. Dynamic performance of single-screws of different configurations. *International polymer processing*, 14(1) :35–43, 1999.
- [177] S. Yamamoto and T. Matsuoka. A method for dynamic simulation of rigid and flexible fibers in a flow field. *Journal of Chemical Physics*, 98(1) :644–650, January 1993.

- [178] S. Yamamoto and T. Matsuoka. Dynamic simulation of flow-induced fiber fracture. *Polymer Engineering and Science*, 35(12) :1022–1030, June 1995.
- [179] Q Yu and GH Hu. Development of a helical coordinate system and its application to analysis of polymer flow in screw extruders. part 1. the balance equations in a helical coordinate system. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 69 :155 – 167, 1997.
- [180] Quanping Yu and Guo-Hua Hu. Development of a helical coordinate system and its applications to analysis of polymer flow in screw extruders. part ii : A helical channel model for single screw extruders. *Polymer Engineering and Science*, 38(5) :819–830, May 1998.
- [181] F. H. Zhu and A. N. Other. *10th PPS*, pages –, 1994.

## Chapitre 7

# Thermique de l'injection moulage. Application aux défauts des pièces injectées

---

7.1	Introduction . . . . .	87
7.2	Ecoulement anisotherme dans une buse d'injection . . . . .	88
7.2.1	Introduction . . . . .	88
7.2.2	Etude bibliographique . . . . .	89
7.2.3	Solution analytique de l'écoulement anisotherme . . . . .	89
7.2.4	Modélisation numérique de l'écoulement anisotherme . . . . .	91
7.2.4.1	Grandeurs caractéristiques et nombres adimensionnels . . . . .	91
7.2.4.2	Résultats numériques . . . . .	91
7.3	Défauts d'aspect . . . . .	94
7.4	Thermique instationnaire du contact polymère-acier . . . . .	96
7.4.1	Thermique instationnaire dans les composites . . . . .	96
7.4.1.1	Séparation des variables . . . . .	97
7.4.1.2	Conditions à l'interface . . . . .	98
7.4.1.3	Conditions aux limites . . . . .	98
7.4.1.4	Solution . . . . .	98
7.4.1.5	Exemple de résultats . . . . .	99
7.4.2	Modèle de croissance de gaine solide . . . . .	100
7.4.3	Application aux défauts de ligne de soudure . . . . .	100
7.5	Optimisation du refroidissement en soufflage . . . . .	102
7.6	Perspectives . . . . .	102

---

### 7.1 Introduction

Dans les procédés d'injection et d'extrusion, la thermique des polymères en écoulement est importante et très particulière, combinant à la fois une forte viscosité et une très faible conductivité thermique. La conjonction de ces deux spécificités résulte dans des pics de température créés par auto-échauffement et localisés dans les zones les plus cisailées (au voisinage des parois de l'outillage) et qui ne diffusent que très peu dans l'écoulement. Une autre conséquence de la faible conductivité est que ces profils de température ne sont jamais développés et évoluent tout au long de l'écoulement. Du plus, le couplage thermique entre



l'outillage et le polymère doit être absolument envisagé pour avoir une vue réaliste des transferts thermiques.

L'injection moulage reprend ces phénomènes et y ajoute des spécificités : la cyclicité du procédé introduit un aspect instationnaire à cette thermique. De plus, lors de la phase dynamique de l'injection, les niveaux de cisaillement et de contraintes atteints dans la buse d'injection et dans les seuils d'injection sont tels que la compressibilité du polymère rentre en jeu. On est également en droit de se demander si la structure macromoléculaire maintient son intégrité dans un tel environnement. Ce thème fait l'objet de la première partie de ce chapitre §7.2, et permettra d'aborder celui des écoulements en géométries confinées, que ce soit la micro-rhéologie Chap.9, ou l'injection parois minces.

En outre, lors du remplissage, le contact du polymère chaud avec l'outillage froid engendre la création d'une gaine solide dont l'évolution est capitale pour la conduite du procédé et pour l'atténuation de certains défauts d'aspects. Ce dernier point a fait l'objet du développement d'un modèle de thermique de contact §7.4 et d'une analyse des effets des revêtements de surface sur l'apparition des défauts d'aspects.

Enfin, une optimisation du refroidissement des pièces soufflées a été conduite, mettant en évidence l'intérêt des inserts en métaux conducteurs et des canaux de refroidissement conformaux §7.5.

## 7.2 Ecoulement anisotherme dans une buse d'injection

### 7.2.1 Introduction

L'injection moulage est un procédé de transformation des matières plastiques très répandu. Néanmoins, les paramètres du procédé ne contrôlent pas toutes les contraintes thermomécaniques subies par le polymère en cours de transformation, ce qui peut être dommageable du point de vue des propriétés d'usage des pièces produites. La phase de plastification en est habituellement tenue pour responsable, mais les mesures directes sont difficiles à réaliser et à interpréter. C'est pourquoi, dans le cadre de la thèse de N. Pierre [5, Art.], nous avons adopté une démarche conjointe d'analyse des propriétés des objets finis et de simulation numérique de l'écoulement. Pour deux Polyamide de masses moléculaires différentes, il a été effectué des essais d'injection de plaques, en faisant varier les paramètres de plastification : contre-pression, vitesse de rotation de la vis, temps de séjour au sein du fourreau. Des mesures de viscosité en solution ont été ensuite effectuées sur des échantillons prélevés de ces plaques. Il apparaît alors qu'une dégradation s'est produite pour le polyamide de plus haute masse. Des expériences de dégradation contrôlée ont montré que la température en était le facteur principal, par rapport au temps de séjour. La plus haute masse moléculaire est liée à la plus forte viscosité et par conséquent à l'autoéchauffement le plus important. Durant le cycle d'injection-moulage nous distinguons deux étapes où la dégradation du polymère a pu se produire : la plastification-dosage et l'injection par la buse. La simulation numérique de l'écoulement anisotherme du polymère dans la buse d'injection, conduite dans le cadre du DEA de L. Barré [100, Enc.], au plus près des conditions d'injection, a effectivement mis en évidence des pics de température.

### 7.2.2 Etude bibliographique

Les modèles newtoniens généralisés [191] (ou visqueux purs) tels que la loi puissance ou le modèle de Bird-Carreau (7.1), sont majoritairement utilisés dans les logiciels commerciaux de simulation des procédés de la plasturgie où le comportement en cisaillement est jugé prioritaire. Notamment en injection où le remplissage d'une cavité, de faible épaisseur comparée à ses autres dimensions, annihile une grande part des effets dus au comportement viscoélastique du polymère fondu [184]. Il n'en va pas de même en extrusion et dans les écoulements en filière où l'existence de zones d'écoulement mixte (cisaillement et élongation) provoque, a priori, une réponse plus complexe du polymère.

Le comportement à la fois visqueux et élastique des polymères rend complexe les mécanismes du transfert de l'énergie mécanique en chaleur (la dissipation). D'un côté le comportement visqueux pur où toute l'énergie mécanique est transformée en chaleur, de l'autre le comportement élastique idéal où cette énergie mécanique peut être emmagasinée. Peters et Baaijens [196] ont proposé une partition de la dissipation mécanique sous la forme d'une combinaison linéaire entre la puissance des contraintes et l'énergie élastique. De plus, dans cette équation d'énergie, si l'on considère également un fluide strictement incompressible, alors les effets de refroidissement par dilatation ne sont pas pris en compte. Pourtant d'après Wapperom et al. [202], ils ne sont pas négligeables devant la puissance des contraintes mais, selon Winter [203], ils aboutissent à surestimer le refroidissement car les mesures des coefficients d'expansion sont faites à l'état d'équilibre thermodynamique et non pas en écoulement. Les courbes PvT obtenues alors sont le plus souvent modélisées par la loi de Tait à deux domaines (cf. [186],[200],[187]). De même, la capacité calorifique varie linéairement au-delà de la température de fusion. La conductivité thermique du polymère à l'état fondu varie lentement avec la température si on la mesure à l'état d'équilibre. Néanmoins, si l'on considère une situation d'écoulement, l'orientation des chaînes macromoléculaires produit une anisotropie de conductivité thermique et la conductivité est en fait un tenseur lié au tenseur d'orientation [202]. Le couplage thermomécanique apparaît directement dans la dépendance de la viscosité avec la température : on peut utiliser une loi d'Arrhenius [204] qui peut également s'appliquer aux temps caractéristiques ou de relaxation du modèle rhéologique (7.2).

La plupart des études numériques sont conduites avec une hypothèse de paroi maintenue à température constante [201], voire à flux de chaleur constant [203]. Pourtant dans le procédé, la régulation thermique effectuée ne permet pas de maintenir ces conditions. Le contact thermique entre le polymère fondu et l'acier de l'outillage doit faire l'objet d'un problème d'interface (cf. [184],[203]) entre ces deux milieux de conductivité très différente.

### 7.2.3 Solution analytique de l'écoulement anisotherme

Le calcul des profils de température au sein de l'écoulement stationnaire d'un polymère fondu en contact avec une paroi froide est un problème classique de la mise en œuvre des matières plastiques. Il combine la faible diffusivité thermique du polymère (nombre de Graetz  $Gz \gg 1$ ) avec un fort autoéchauffement (nombre de Brinkman  $Br > 1$ ). Bien qu'il existe des solutions semi-analytiques à ce problème de Graetz-Nusselt dans la littérature, l'auto-échauffement est parfois ignoré dans des publications récentes. Pourtant, dès 1979, Richardson [197] a proposé une solution de type Lévêque à ce

$$\eta = \frac{\eta_0}{(1 + (\lambda\dot{\gamma})^a)^{\frac{1-n}{a}}} \quad (7.1)$$

$$\frac{\eta_0(T)}{\eta_0(T_0)} = \exp\left(A\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (7.2)$$

problème en développant la température en série de puissances du nombre de Graetz. Le fluide est incompressible, la viscosité suit une loi puissance mais ne dépend pas de la température. On peut donc estimer que la vitesse est développée mais pas la température. La paroi du tube est maintenue isotherme à la température  $T_w$ , ce qui n'est pas le cas des outillages dans la réalité. La conservation de l'énergie est alors, la seule équation à résoudre.

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial z} V_z = \frac{k_f}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \eta \left( \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \left( \frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 \quad (7.3)$$

Les nombres adimensionnels de Peclet (7.5) et de Graetz (7.6), mesurent l'importance relative de la convection axiale sur la conduction radiale, tandis que les nombres adimensionnels de Brinkman (7.7) et Nahme-Griffith (7.8) comparent l'élévation de température causée par dissipation visqueuse à une échelle de température. Dans le nombre de Brinkman, l'échelle de température est construite sur le procédé (7.9), dans le nombre de Nahme, elle est construite sur la thermodépendance de la viscosité (7.10). En ce sens, le nombre de Nahme caractérise la force du couplage thermomécanique dans l'écoulement. Cette échelle de température peut être estimée à partir de la loi d'Arrhenius (7.2).

On utilise les variables adimensionnelles :

$$V = \frac{Q}{\pi R^2} \quad (7.4)$$

$$Pe = \frac{\rho C_p 2 R V}{k_f} \quad (7.5)$$

$$Gz = \frac{\rho C_p V R^2}{L k_f} \quad (7.6)$$

$$Br = \frac{V^2 \eta}{k_f \Delta T_{\text{proc}}} \quad (7.7)$$

$$Na = \frac{V^2 \eta}{k_f \Delta T_{\text{rheo}}} \quad (7.8)$$

$$\Delta T_{\text{proc}} = T_i - T_w \quad (7.9)$$

$$\Delta T_{\text{rheo}} = \left( \frac{\eta_0}{\frac{\partial \eta_0}{\partial T}} \right)_{T_0} \quad (7.10)$$

$$x = \frac{r}{R}, \quad y = \frac{z}{L}, \quad \theta = \frac{T - T_w}{T_w - T_i} \quad (7.11)$$

puis on effectue un changement de variable :

$$\psi = \left( \frac{9}{2} \frac{y}{Gz^*} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7.12)$$

$$\phi = \frac{1 - x}{\psi} \quad (7.13)$$

La température  $\theta$  est alors développée selon les puissances de la variable adimensionnelle  $\psi$  :

$$\theta = \theta_0(\phi) + \psi \theta_1(\phi) + \psi^2 \theta_2(Br, \phi) + \dots$$

$$\psi = \left( \frac{9}{2} \frac{z}{L Gz^*} \right)^{\frac{1}{3}}$$

$$\phi = \frac{1 - r/R}{\psi}$$

Le développement converge pour  $Gz \gg 1$  et  $x \approx 1$  ce qui est le cas des écoulements de polymères fondus.

Cette solution a été programmée dans l'environnement OCTAVE. La comparaison entre les résultats du modèle de Richardson à l'ordre zéro, un et deux avec un calcul par éléments finis (POLYFLOW), a été faite pour un fluide loi puissance au voisinage d'une paroi maintenue isotherme. La comparaison est faite pour un débit représentatif de la phase d'injection dans une buse. L'accord est très bon et l'influence du nombre de Brinkman bien représentée. Plus récemment Jansen [190] a proposé une solution équivalente mais qui converge pour des valeurs de  $x$  plus proches du centre de l'écoulement Fig. 7.1.

La croissance de la gaine solide au contact de la paroi d'un moule froid peut être également prédite par ce type de modèle, mais il s'agit alors d'une approche stationnaire qui donne la gaine solide maximale atteinte, et non pas son évolution. Un modèle de gaine solide instationnaire est présenté §(7.4.2).

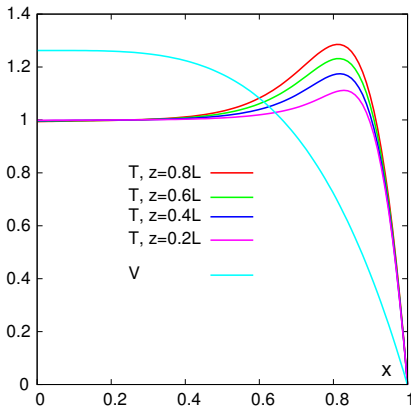


Figure 7.1: Evolution de la température dans l'écoulement en présence d'une paroi isotherme.  $Br150, Gz120$

## 7.2.4 Modélisation numérique de l'écoulement anisotherme

### 7.2.4.1 Grandeurs caractéristiques et nombres adimensionnels

Les grandeurs caractéristiques et les nombres adimensionnels sont calculés pour un écoulement de Polyamide (Zytel 101, Tab. 7.1) dans la buse d'injection. La vitesse moyenne (7.4) est de l'ordre de  $20\text{ms}^{-1}$ . Le taux de cisaillement à la paroi (7.14) correspondant à un modèle équivalent en loi puissance en est de l'ordre de  $6 \cdot 10^4 \text{s}^{-1}$

La température moyenne de mélange ("mixing cup") (7.15) qui est une moyenne pondérée par la vitesse d'écoulement, ne traduit pas bien les effets d'autoéchauffement qui sont localisés, elle reste proche de la température de mise en œuvre  $\approx 300^\circ\text{C}$ .

$$T_{bulk} = \frac{2\pi}{Q} \int_0^R T v_z(r) r dr \quad (7.15)$$

$$\dot{\gamma}_c = \frac{(3n+1)Q}{n\pi R^3} \quad (7.14)$$

Le temps caractéristique de conduction instationnaire dans le polymère et dans l'acier peut être estimé à l'aide des nombres de Fourier correspondants (7.16). Dans notre cas,  $t_F$  vaut 33s dans le polymère ( $R$  est le rayon de la buse) et 80 s dans l'outillage d'acier ( $R$  est l'épaisseur d'acier du fourreau). Ce temps est à comparer avec le temps de séjour moyen dans la buse qui est de 0.5ms

$$t_F = \frac{\rho C_p R^2}{k} \quad (7.16)$$

Les nombres adimensionnels pertinents sont discutés dans ce qui suit. La valeur calculée du nombre de Graetz  $G_z$  (7.6) de  $6.0 \cdot 10^4$  montre que le profil de température n'est pas développé. De même, la valeur importante de  $3 \cdot 10^3$  du nombre de Nahme-Griffith  $N_a$  (7.8) indique un très fort couplage thermomécanique.

La compressibilité du polymère peut être prise en compte par une piézo-dépendance de la masse volumique (7.17), à l'aide des lois PvT. où le facteur de piézo dépendance est de l'ordre de  $10^{-8} \text{Pa}^{-1}$  pour les polymères ce qui est a priori très faible mais au regard des pressions atteinte dans le procédé donne lieu à un nombre adimensionnel  $B_P$  de l'ordre de 0.08.

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\rho_0} &= \exp(\beta_P(P - P_0)) \\ B_P &= \beta P_{\text{ref}} \end{aligned} \quad (7.17)$$

### 7.2.4.2 Résultats numériques

La géométrie typique de l'extrémité de l'unité d'injection, la buse d'injection et l'entrée du moule, ainsi que les conditions aux limites (Fig. 7.2) ont été prises en compte dans un calcul d'écoulement instationnaire, anisotherme couplé, avec une interface thermique fluide-solide. Les dimensions caractéristiques de la buse d'injection sont le plus petit rayon du canal ( $R$ ) et sa longueur ( $L$ )

L'étude Fig. 7.3 des profils de vitesse à l'entrée et sortie de la buse, montre clairement le partage de l'écoulement en deux régions distinctes : la zone centrale, peu cisailée qui conserve l'histoire thermomécanique acquise à l'amont, et une zone périphérique très proche de la paroi et très fine qui, elle, est fortement cisailée et soumise à une température très grande. Ces résultats montrent que le couplage thermomécanique a une influence massive sur le profil de vitesse dans la buse. Malgré le fait que les températures atteintes dans la buse puissent être extrêmement fortes, le volume de matière impacté est très faible. Ceci est dû aux très faibles temps de séjour dans la buse associé à la faible conductivité thermique du polymère. Ce temps de séjour est de l'ordre de 0.5ms, bien trop court pour permettre à la dégradation de se produire. De plus, la comparaison de ce temps de séjour moyen dans l'écoulement (0.5ms) avec les temps caractéristiques de conduction dans le polymère



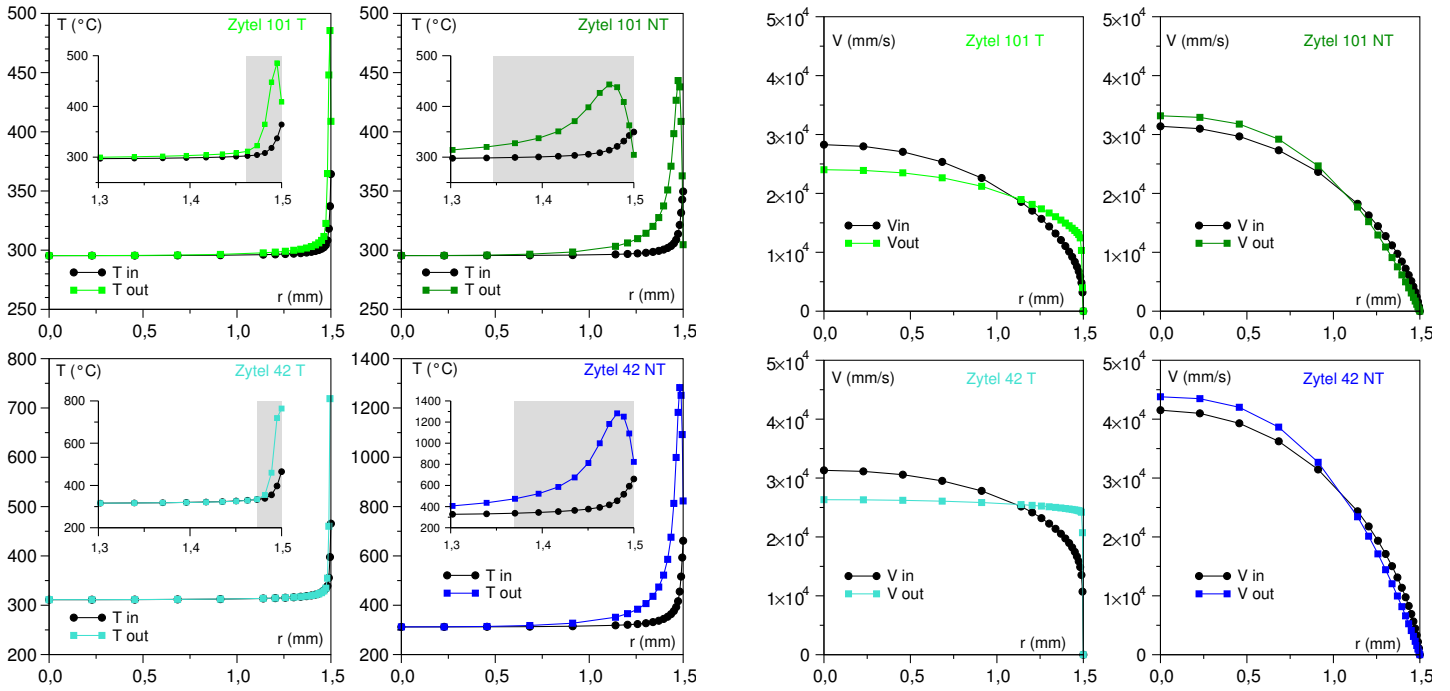


Figure 7.3: Profils de température et de vitesse à l'entrée (ent) et sortie (fin) de la buse pour le Zytel 101 et 42, avec thermo-dépendance de la viscosité (T) ou sans (NT) [5]

et l'acier (plus de 30s), nous indiquent que ces pics de température sont donc quasi instantanés car ils proviennent du cisaillement. Les simulations instationnaires effectuées sur la durée de la phase d'injection (1.5 s) ne montrent alors que le développement de la température dans l'outillage, puisqu'il n'y a pas de diffusion dans le polymère.

Nous pensons avoir démontré ainsi que l'injection à travers la buse ne peut affecter qu'un faible volume de polymère alors que la plastification touche l'ensemble de celui-ci.

Par la suite nous avons refait des essais de moulage de plaques en utilisant une buse rhéométrique instrumentée. Ceci nous a permis de disposer des mesures de pression dans la buse, afin de pouvoir prendre en compte de la compressibilité du fluide dans la simulation numérique de la phase d'injection. La compressibilité du polymère durant cette phase d'injection dynamique est responsable d'un effet retard marqué entre le début du mouvement de la vis, et le début de l'écoulement véritable dans le système buse-carotte-canaux. La différence de débit volumique qui en résulte est un phénomène transitoire (Fig. 7.4). Il est possible de modéliser simplement cette différence de débit volumique entre la tête de vis et le seuil d'injection par l'expression :

$$\Delta Q_{out-in} = -\beta_P \dot{P}_{inj} V + \beta_P \int_V \mathbf{v} \cdot (-\nabla P) dV \quad (7.18)$$

où l'on voit que l'écart de débit volumique est proportionnel au volume  $V$  injecté, à la compressibilité du polymère  $\beta_P$  et à la vitesse de montée en pression lors de la phase d'injection  $\dot{P}_{inj}$ . Au cours de l'injection, le second terme de l'équation traduit l'effet de la perte de charge dans l'écoulement et va diminuer la différence de débit volumique.

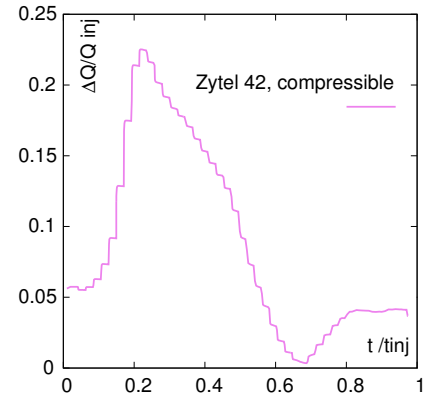


Figure 7.4: Différence de débit volumique durant la phase d'injection. Vitesse d'injection de référence : 150  $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ . Polyamide Zytel 42

### 7.3 Défauts d'aspect

Parmi les défauts d'aspects rencontrés en injection, il peut exister des différences de brillance sur la pièce plastique. Ces défauts qui sont révélés et magnifiés en peinture ou en métallisation les rendent inacceptable dans l'industrie et provoquent la mise au rebut de pièces par ailleurs conformes au cahier des charges du point de vue mécanique. Les exigences de qualité de surface ont évolué plus vite que les connaissances scientifiques concernant les liens entre les défauts, les paramètres d'injection et les états de surfaces des moules. Les défauts d'aspect (vagues, lignes de flux, givrage,) sont gérés empiriquement par des modifications des paramètres procédés. Pour des industriels tels que Valéo-éclairage (optique de phares automobiles), Essilor (verres organiques) la maîtrise des défauts d'aspect en liaison avec les paramètres procédés et le traitement de surface du moule est vitale. Les causes de ces défauts sont multiples et complexes.

Par exemple, les marques d'écoulements ou défauts de vagues qui correspondent à une alternance entre des bandes mates et brillantes, déphasées d'une face à l'autre de la pièce. Dans la mesure où c'est la couche superficielle ("peau") qui détermine la brillance et l'orientation des macromolécules et que cette couche est déposée par le front de matière dans sa progression (effet "fontaine"), il semble clair que l'uniformité de cet écoulement aura un impact direct sur la qualité de la surface. On peut alors penser que ces marques sont produites par une instabilité de ce front de matière durant la phase de remplissage. En effet au lieu de se propager en ligne droite, le front de matière est déstabilisé et pulse alternativement d'une paroi vers l'autre [182, 193, 185]. Ce défaut se produit pour une grande variété de polymères semi-cristallins (PP,PE), amorphes (PC,ABS,PS), chargés (talc) ou non. Dans le cas de mélanges de polymères PC/ABS, il peut être associé à une ségrégation des composants du mélange [185]. Dans les cas monophasiques, c'est une différence d'orientation qui est visible. Pourquoi une phase se dépose-t-elle préférentiellement sur la paroi du moule et pourquoi elle s'oriente de façon plus marquée sont des questions encore ouvertes. Dans la mesure où le front de matière est une zone de sollicitation mécanique intense et complexe où il y a une transition rapide entre une déformation de cisaillement vers une déformation d'élongation, il est manifeste que le comportement viscoélastique du polymère à l'état fondu joue un rôle prépondérant dans cette instabilité [182]. Ces auteurs ont démontré par simulation numérique que ces instabilités de front existaient bien et que leur apparition pouvait être retardée en augmentant le degré de durcissement sous contraintes ("strain-hardening") c'est à dire l'accroissement de la viscosité élongationnelle dans les lois de comportement considérées. Patham [195] a également constaté, pour des mélanges de thermoplastiques élastomères, que celui possédant un facteur de durcissement sous contrainte élongationnelle, présentait des défauts d'aspect moins marqués. La perturbation initiale qui déstabilise le front de matière est à ce jour encore mal identifiée. Ce pourrait être le passage du seuil d'injection ou une zone de réorientation brutale des flux, ou bien encore une zone de transition adhérence glissement ou bien encore une dissymétrie thermique très en amont, dans les canaux par exemple. Le défaut est atténué ou éradiqué si l'on maintient le moule à une température supérieure à la température de transition visqueuse, permettant ainsi la relaxation des chaînes. Mais cela ne veut pas dire que la différence de température moule-matière soit à l'origine du défaut, mais qu'elle influe sur sa sévérité seulement [182]. De même, les différences de morphologies, voire même les ségrégations

de phases qui apparaissent dans les marques d'écoulements, ne sont sans doute que les conséquences de l'instabilité de front mais pas la cause. Le mécanisme est sans doute le même dans le cas des mélanges ou des monocomposants.

Les halos, aussi appelés marbrures ou défauts de seuil, sont des défauts qui concernent surtout les matériaux multiphasiques. Ils se traduisent au voisinage du point d'injection, par une zone plus mate et rugueuse que le reste de la pièce sur l'une ou l'autre des faces de la pièce. Lorsque que le défaut affecte les deux faces, les défauts peuvent être soit en phase soit en opposition de phase comme pour les marques d'écoulement. L'apparition des défauts est liée aux conditions d'injection, principalement la vitesse d'injection (donc du niveau de cisaillement et de contrainte) et la différence de température entre le fondu et la paroi de l'empreinte. En effet si le polymère dispose du temps suffisant pour relaxer en surface avant de solidifier le défaut sera supprimé.

Un autre défaut d'aspect concerne les microsillons [205, 206, 199] qui sont des bandes de petites longueurs d'onde, inférieures au millimètre et jusqu'à quelques microns, et qui donnent une rugosité spécifique à la pièce et un aspect de disque microsillon. On les rencontre dans le cas des thermoplastiques amorphe ou cristallin. Contrairement aux marques d'écoulement, ce défaut apparaît au vitesse d'injection lentes et disparaît aux vitesses élevées ce qui exclut une instabilité d'écoulement cette fois. Une hypothèse plausible expliquant leur formation est celle qui invoque la croissance de couche solide qui se forme immédiatement au contact du front de matière et de la paroi du moule [205, 206] ou bien une contraction thermique de cette gaine solide superficielle en amont de ce point de contact [199, 192].

Les lignes de soudure ne sont pas a proprement parler des défauts puisqu'elles résultent de la topologie du remplissage, mais leur visibilité apparente peut être considérée comme un défaut d'aspect. La encore, des études récentes [96] tendent à montrer que les premiers instants de formation de la gaine solide, ainsi que la nature du traitement de surface, sont prépondérants sur l'aspect de la ligne de soudure. Les traitements de surface des empreintes que nous avons étudiés dans la thèse de M. Chailly [96, Enc.], de type PVD et PACVD<sup>1</sup> comprennent le Nitrure de Chrome (CrN), le Nitrure de Titane (TiN), le Carbone-Diamant (DLC), le Chrome (Cr) et un dépôt vitreux (SiOx). L'acier poli miroir étant pris comme référence. En effet, nous avons remarqué dans ce travail que les ordres de grandeurs des temps de formation de la gaine solide "instantanée", c'est à dire dans les tous premiers instants qui suivent le contact du polymère fondu avec la paroi de l'empreinte étaient du même ordre de grandeur que les temps caractéristiques de conduction à travers les dépôts métalliques à la surface des empreintes, aussi minces soient-ils (quelques microns). L'origine de l'influence des traitements de surface sur les défauts d'aspects, apparition et sévérité, peut donc être d'origine thermique et résulter des différences de propriété thermophysique d'un revêtement à l'autre §7.4.3.

Une toute autre catégorie de défauts d'aspects est constituée par les rayures faites sur la pièce pendant l'éjection, et pour lesquels, là encore, les traitements de surface des empreintes précités, apportent une réponse intéressante. L'évolution et l'ampleur des forces de démoulage selon les traitements et les polymères sont la clé de la compréhension de ces phénomènes d'éjection et de ces défauts d'aspect. L'étude sur les efforts de démoulage a pris principalement la forme de campagnes d'essais sur un moule instrumenté de capteurs de force permettant la mesure des forces lors de l'éjection d'un cube. Trois

---

1. Physical Vapor Deposition, Plasma Assisted Chemical Vapor Deposition



polymères ont été retenus pour l'étude : un amorphe, le Polycarbonate (PC), un mélange de copolymère amorphe (SAN/ABS) et un semi-cristallin Polybutylène téréphtalate (PBT). L'étude de l'évolution des forces de démoulage permet de calculer l'énergie impliquée et un coefficient de frottement effectif. Ces résultats sont corrélés aux données de retrait, mesures d'énergie de surface du polymère et des revêtements métalliques, suivant la température. L'étude expérimentale a montré l'importance de la nature du revêtement de surface notamment sa rugosité. On a également remarqué que l'éjection se décomposait en deux phases successives : une phase de décollement de la pièce et une phase de friction dynamique. Les amorphes sont marqués par cette première phase où l'adhésion interfaciale polymère/moule est prépondérante tandis que, pour les semi-cristallins, la rugosité intervient dans la mesure où elle crée des points d'ancrage mécanique. Ces polymères semi-cristallins sont très sensibles à la phase de friction dynamique du fait de leur retrait plus important.

A l'heure actuelle notre compréhension des interactions entre les propriétés thermiques, physique chimique et topographique de ces revêtements de surface et du polymère n'est pas définitive.

## 7.4 Thermique instationnaire du contact polymère-acier

La fabrication industrielle de pièces en matière plastique peut souvent passer par une phase de refroidissement par contact du polymère chaud avec la paroi d'un outillage métallique plus froid. C'est le cas de l'injection-moulage. La durée de cette phase de refroidissement conditionne non seulement le temps de cycle et le coût de production mais aussi la qualité morphologique et mécanique de la pièce. Cette durée dépend de l'épaisseur, des propriétés thermiques des différents matériaux impliqués ainsi que des régulations mises en place. De plus, afin de pouvoir étudier l'influence thermo-mécanique des traitements de surface, il est nécessaire de quantifier thermiquement l'interface polymère-acier durant la phase de remplissage. Cet aspect de thermique du contact ne peut être traité que comme un problème instationnaire. Nous avons développé, à partir des travaux de [194], des solutions analytiques qui calculent l'évolution de la température dans le temps et suivant l'épaisseur de milieux composites d'épaisseur finie. L'avantage principal de cette méthode est de s'affranchir du maillage des différentes couches de revêtement.

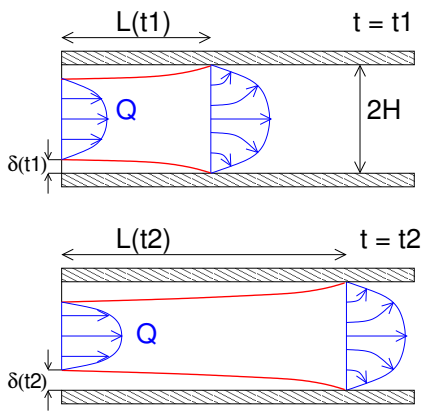


Figure 7.5: Croissance d'une gaine solide durant le remplissage

### 7.4.1 Thermique instationnaire dans les composites

Deux matériaux (Fig. 7.6) d'épaisseur  $e_1$  et  $e_2$  initialement séparés et à température  $T_{1\text{initial}}(x)$  et  $T_{2\text{initial}}(x)$  sont brutalement mis en contact à  $t = 0$ . Le champ de température dans chaque milieu  $j$  est noté  $T_j(x, t)$ . A chaque extrémité  $x = e_1$  et  $x = e_2$ , des conditions aux limites sont imposées à tout instant, par exemple :

$$\frac{\partial T_1}{\partial x}(e_1, t) = 0 \quad (7.19)$$

$$T_2(e_2, t) = 0 \quad (7.20)$$

Dans chaque couche on vérifie l'équation de la chaleur instationnaire (conservation de l'énergie) :

$$\rho_j C_{pj} \frac{\partial T_j}{\partial t}(x, t) = k_j \frac{\partial^2 T_j}{\partial x^2}(x, t) \quad (7.21)$$

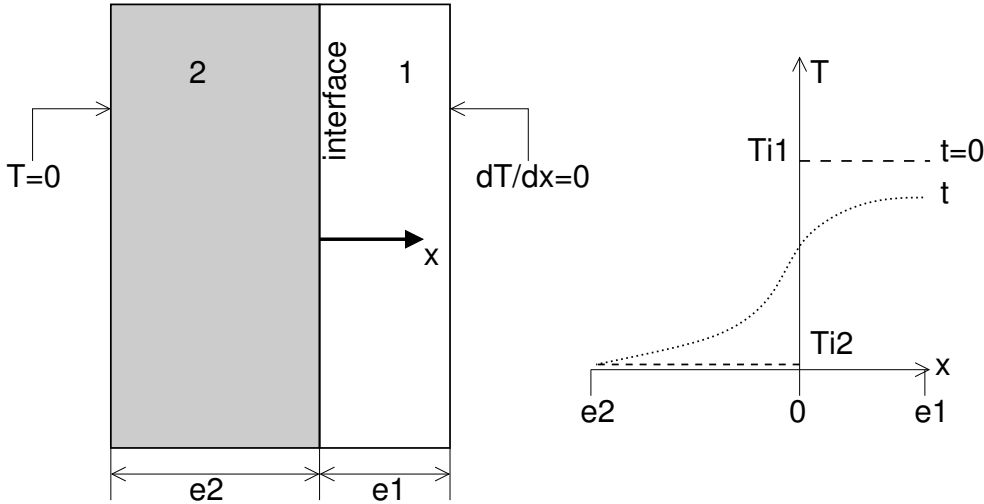


Figure 7.6: Problème de thermique instationnaire dans un composite

$$\frac{\partial T_j}{\partial t}(x, t) = \alpha_j \frac{\partial^2 T_j}{\partial x^2}(x, t) \tag{7.22}$$

$$\alpha_j = \frac{k_j}{\rho_j C_{pj}} \tag{7.23}$$

où  $k_j$  est la conductivité thermique (W/m.K),  $\rho_j$  est la masse volumique (kg/m<sup>3</sup>),  $C_{pj}$  est la capacité calorifique (J/kg.K) et  $\alpha_j$  (m<sup>2</sup>/s) est la diffusivité dans le milieu  $j$ . A l'interface entre les milieux, en  $x = 0$  dans ce cas précis, on a continuité de la température et du flux de chaleur (dans le cas d'un contact parfait entre les milieux, sans résistance thermique de contact) :

$$T_1(0, t) = T_2(0, t) \tag{7.24}$$

$$k_2 \frac{\partial T_1}{\partial x}(0, t) = k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}(0, t) \tag{7.25}$$

### 7.4.1.1 Séparation des variables

La méthode de solution est basée sur la séparation des variables :

$$T_j(x, t) = X_j(x)Y_j(t) \tag{7.26}$$

L'équation de la chaleur se démultiplie en deux équations différentielles :

$$\frac{\partial T_j}{\partial t}(x, t) = \alpha_j \frac{\partial^2 T_j}{\partial x^2}(x, t) \tag{7.27}$$

$$X_j(x) \frac{dY_j}{dt}(t) = \alpha_j Y_j(t) \frac{d^2 X_j}{dx^2}(x) \tag{7.28}$$

$$\frac{dY_j}{dt}(t) - \alpha_j \beta_j^2 Y_j(t) = 0 \tag{7.29}$$

$$X_j(x) + \beta_j^2 \frac{d^2 X_j}{dx^2}(x) = 0 \tag{7.30}$$

Les solutions de ces deux équations sont de la forme :

$$X_j(x) = A_j \cos(\beta_j x) + B_j \sin(\beta_j x) \tag{7.31}$$

$$Y_j(t) = \exp(-\alpha_j \beta_j^2 t) \tag{7.32}$$

### 7.4.1.2 Conditions à l'interface

A l'interface en  $x = 0$ , l'évolution de la température en fonction du temps est forcément la même quelle que soit la couche envisagée 1 ou 2. En d'autres termes il n'y a pas de stockage d'énergie dans cette interface d'épaisseur nulle. On a donc d'après (7.24) :

$$\begin{aligned} X_1(0)Y_1(t) &= X_2(0)Y_2(t) \\ X_1(0) \exp(-\alpha_1\beta_1^2 t) &= X_2(0) \exp(-\alpha_2\beta_2^2 t) \\ \alpha_1\beta_1^2 &= \alpha_2\beta_2^2 \\ \beta_2 &= \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}}\beta_1 \end{aligned} \quad (7.33)$$

### 7.4.1.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites ((7.19),(7.20),(7.24),(7.25)) donnent lieu à un système linéaire homogène de 4 équations à 4 inconnues  $A_1, A_2, B_1, B_2$ , où les  $\beta_j$  sont des paramètres :

$$-A_1 \sin(\beta_1 e_1) + B_1 \cos(\beta_1 e_1) = 0 \quad (7.34)$$

$$A_2 \cos(\beta_2 e_2) + B_2 \sin(\beta_2 e_2) = 0 \quad (7.35)$$

$$A_1 = A_2 \quad (7.36)$$

$$k_1\beta_1 B_1 = k_2\beta_2 B_2 \quad (7.37)$$

La solution de ce système linéaire n'est différente de zéro que lorsque le déterminant du système est nul :

$$k_1\beta_1 \tan(\beta_1 e_1) + \frac{k_2\beta_2}{\tan(\beta_2 e_2)} = 0 \quad (7.38)$$

ou en tenant compte de ((7.33)) :

$$\tan(\beta_1 e_1) \tan\left(\beta_1 \frac{e_2}{\sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}}\right) + \frac{k_2}{k_1 \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}} = 0 \quad (7.39)$$

Cette équation transcendantale possède une infinité de racines positives croissantes  $\beta_1$  qu'il faut trouver numériquement, à l'aide d'un simple algorithme de Newton-Raphson, mais en prenant bien soin de balayer tous les intervalles où se trouvent ces racines, comme le montre la Fig. 7.7. Les racines les plus grandes s'atténuent le plus vite, elles n'influent donc qu'aux tout premiers instants du contact.

Enfin, les inconnues  $A_2, B_1, B_2$ , du système linéaire précédent peuvent toutes s'exprimer en fonction de  $A_1$  par exemple, et on peut poser  $A_1 = 1$ . On a alors compte des racines multiples de (7.39) :

$$X_1(x) = \cos(\beta_1 x) + B_1 \sin(\beta_1 x)$$

$$X_2(x) = A_2 \cos(\beta_2 x) + B_2 \sin(\beta_2 x)$$

### 7.4.1.4 Solution

La solution dans chaque milieu  $j$  est alors donnée sous forme de série :

$$T_j(x, t) = \sum_{k=1}^{k=\infty} C_j^k X_j^k(x) \exp(-\alpha_j \beta_j^{k^2} t) \quad (7.40)$$

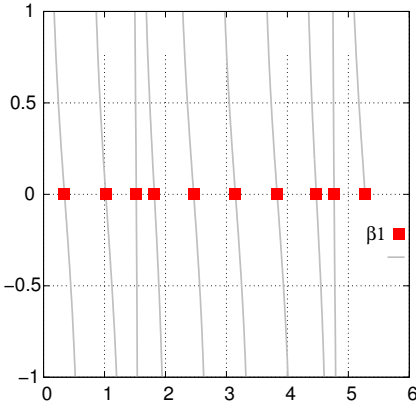


Figure 7.7: Position des dix premières racines  $\beta_1$

Ces derniers coefficients  $C_j^k$  s'obtiennent en considérant les conditions initiales en chaque milieu. En effet à  $t = 0$  on doit avoir maintenant :

$$T_{j\text{initial}}(x) = \sum_{k=1}^{k=\infty} C_j^k X_j^k(x) \quad (7.41)$$

Ensuite, grâce à la propriété de quasi-orthogonalité des fonctions  $X_j(x)$  démontrée par l'auteur de cette méthode [198], on admettra que :

$$C_j^k = \frac{W_1^2 \int_0^{e_1} T_{1\text{initial}}(x) X_1^k(x) dx + W_2^2 \int_{e_2}^0 T_{2\text{initial}}(x) X_2^k(x) dx}{W_1^2 \int_0^{e_1} X_1^{k2}(x) dx + W_2^2 \int_{e_2}^0 X_2^{k2}(x) dx} \quad (7.42)$$

$$W_j^2 = \frac{k_j}{\alpha_j} \quad (7.43)$$

**Solution stationnaire** Dans la résolution, la solution instationnaire doit vérifier des conditions aux limites homogènes. Il s'agit de conditions aux limites homogènes mais la méthode de calcul ne se limite pas aux problèmes homogènes. En effet dans le cas de conditions aux limites plus générale du 3ème type :

$$k_j \frac{\partial T_j}{\partial x}(e_j, t) + h_j(T_j(e_j, t) - T_{jl}) = 0 \quad (7.44)$$

où  $T_{jl}$  est une température donnée constante, il suffit de poser que le champ de température recherché se divise en une partie instationnaire  $T_{is}$  et une partie stationnaire  $T_{ss}$  :

$$T_j(x, t) = T_{jis}(x, t) + T_{jss}(x) \quad (7.45)$$

La partie stationnaire vérifie les conditions aux limites non-homogènes, la partie instationnaire vérifie les conditions aux limites homogènes associées

**Solution milieux semi-infinis** Lorsque les milieux en contact sont d'épaisseur infinies, la température à l'interface reste uniforme dans le temps et sa valeur est donnée par (7.46) :

$$T_{\text{interface}} = \frac{T_{1\text{initial}}(0) \sqrt{\rho_1 k_1 C_{p1}} + T_{2\text{initial}}(0) \sqrt{\rho_2 k_2 C_{p2}}}{\sqrt{\rho_1 k_1 C_{p1}} + \sqrt{\rho_2 k_2 C_{p2}}} \quad (7.46)$$

où l'on voit que la température d'interface est une moyenne entre les températures initiales pondérée par les effusivités. Cette valeur est très importante car ce sera la valeur initiale de la température de l'interface dans le cas des milieux d'épaisseurs finies, quelles que soit l'épaisseur.

#### 7.4.1.5 Exemple de résultats

On peut dès lors calculer l'évolution de la température du polymère et de l'outillage lors du contact et également dimensionner l'influence de la position de la régulation de l'outillage sur le refroidissement Fig. 7.8.

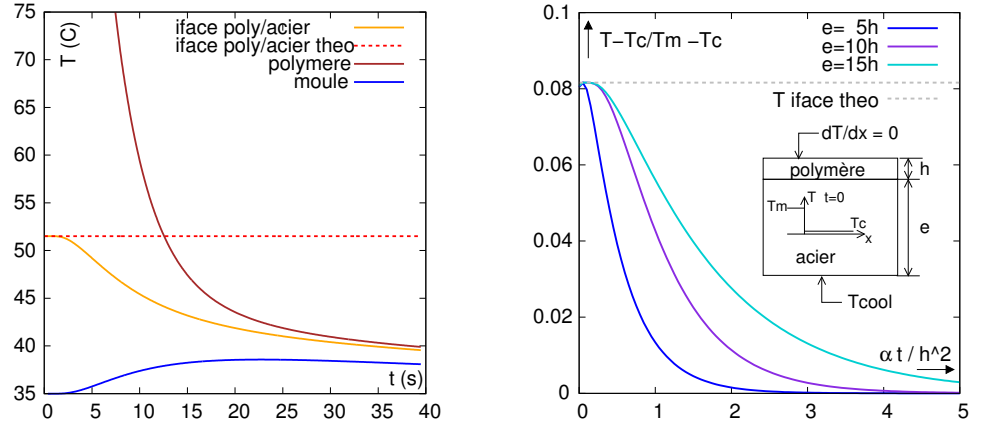


Figure 7.8: Evolution de la température lors du contact polymère/outillage

#### 7.4.2 Modèle de croissance de gaine solide

$$k_f \frac{T_{\text{solid}} - T_{\text{cool}}}{\delta(t)} = \frac{\rho_f C_{pf}}{2} (T_{\text{solid}} - T_{\text{cool}}) \frac{d\delta}{dt} \quad (7.47)$$

$$+ \frac{dP}{dz} HV_{\text{moy}} \quad (7.48)$$

$$+ h_{\text{trsf}} (T_{\text{melt}} - T_{\text{solid}}) \quad (7.49)$$

$$\delta_{\infty} = \frac{k_f (T_{\text{solid}} - T_{\text{cool}})}{\frac{dP}{dz} HV_{\text{moy}} + h_{\text{trsf}} (T_{\text{melt}} - T_{\text{solid}})} \quad (7.50)$$

$$h_{\text{trsf}} = \frac{k}{2H} Nu \quad (7.51)$$

$$Nu = 0.967 G_z^{1/3} \quad (7.52)$$

$$G_z = \frac{4H^2}{\alpha_f z} \quad (7.53)$$

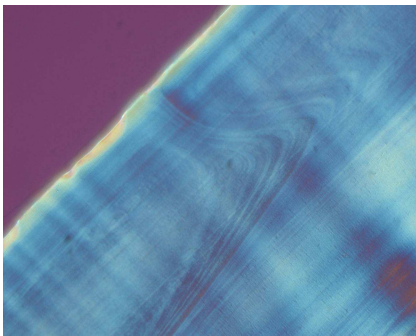


Figure 7.9: Coupe PBT/DLC [96]

Revêt.	Epais.	T. contact
PG	100 $\mu\text{m}$	51.5 C
DLC	18 $\mu\text{m}$	39 C
CrN	54 $\mu\text{m}$	49.2 C
TiN	33 $\mu\text{m}$	56.6 C

Table 7.2: Epaisseurs mesurées des gaines solides instantanées (PBT-revêtement). Températures théoriques de contact selon (7.46)

La croissance d'une gaine solide lors du remplissage de l'empreinte est importante dans la mesure où elle impacte la pression d'injection (concept de pression optimale) [183], et également l'aspect de surface de la pièce injectée. Un modèle de croissance de gaine solide doit tenir compte des transferts thermiques se produisant, d'une part, au contact du polymère fondu et de la paroi de l'empreinte et, d'autre part, par convection du polymère fondu durant le remplissage. Le modèle de Kriegl [188, 189] que nous avons choisi, utilise une forme simplifiée de l'équation de conservation de l'énergie : où le membre de gauche désigne la quantité de chaleur conduite dans la gaine solide entre le moule maintenu à une température  $T_{\text{cool}}$  et la température à laquelle le polymère se solidifie  $T_{\text{solid}}$ . Dans le membre de droite figure la chaleur relâchée par le polymère lors de la croissance de la gaine solide, puis la part de dissipation visqueuse qui amène de la chaleur et est proportionnelle au gradient de pression  $\frac{dP}{dz}$  et à la vitesse moyenne d'écoulement  $V_{\text{moy}}$ , enfin le dernier terme concerne le transfert de chaleur par convection entre la gaine solide et l'écoulement et fait intervenir un coefficient d'échange  $h_{\text{trsf}}$  et le nombre de Nusselt associé aux écoulements confinés de fluide visqueux à grand nombre de Graetz  $G_z$ . La limite de croissance de la gaine solide est atteinte lorsque  $\frac{d\delta}{dt}$  s'annule, ce qui se traduit par la valeur  $\delta_{\infty}$  (7.50), où l'on voit que la gaine solide croît avec la conductivité du polymère, la différence de température entre la solidification et la température de paroi de l'empreinte, et qu'elle diminue avec la dissipation visqueuse et le transfert thermique entre la gaine et l'écoulement.

#### 7.4.3 Application aux défauts de ligne de soudure

L'observation des coupes des échantillons de PBT fait apparaître Fig. 7.9 une morphologie complexe des lignes de soudure, qui s'étend sur toute l'épais-

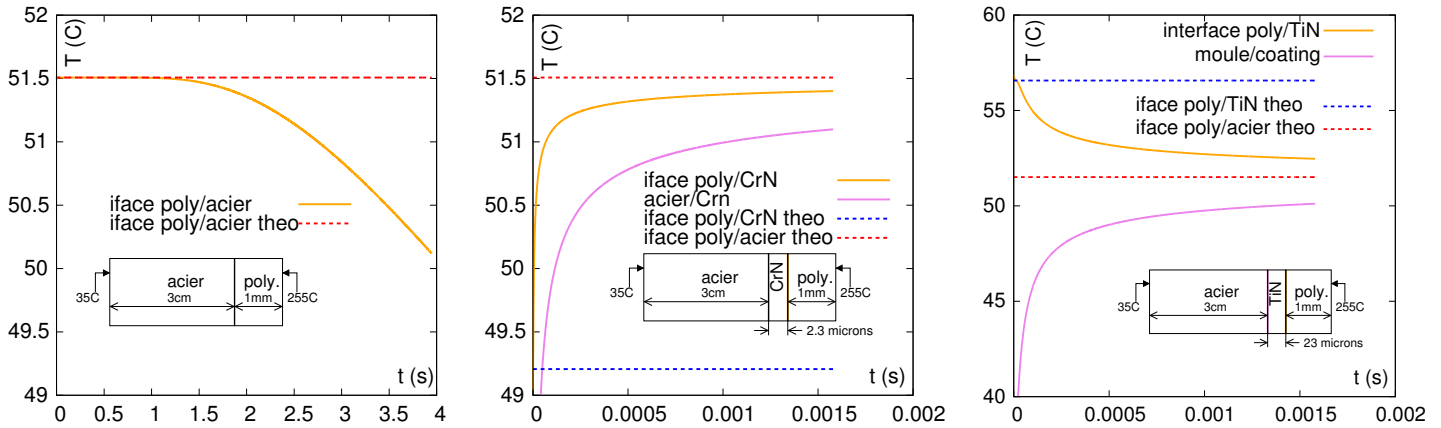


Figure 7.10: Température à l'interface PBT/acier, PBT/CrN/acier et PBT/TiN/acier

seur de la pièce [96]. L'influence des revêtements de surface est particulièrement importante sur cette morphologie, notamment sur l'épaisseur de la gaine solide instantanée, celle qui se forme au contact du polymère avec la paroi du moule. Les épaisseurs moyennes mesurées sur les coupes, entre la surface et la zone d'interpénétration des flux, sont indiquées dans le tableau suivant Tab. (7.2), ainsi que les températures théoriques d'interface du polymère avec le revêtement. On constate que les températures d'interface les plus élevées correspondent aux gaines instantanées les plus faibles (acier poliglase et DLC mis à part). Cependant, l'effet thermique d'un revêtement en couche mince ne peut avoir qu'une durée très courte. On remarque Fig. 7.10, que lors d'un contact polymère-acier, la température d'interface se maintient relativement longtemps, près de quatre secondes, avant de chuter. Le modèle thermique développé précédemment nous permet aussi d'estimer que la durée pendant laquelle le revêtement très mince influence la température d'interface est bien moindre, de l'ordre de 2ms. Or le modèle de croissance de gaine solide indique que cette durée produit des épaisseurs de l'ordre de quelques dizaines de microns, en cohérence avec celles mesurées. Il y a donc cohérence de l'hypothèse que le revêtement de l'empreinte peut avoir un impact sur la gaine solide instantanée.

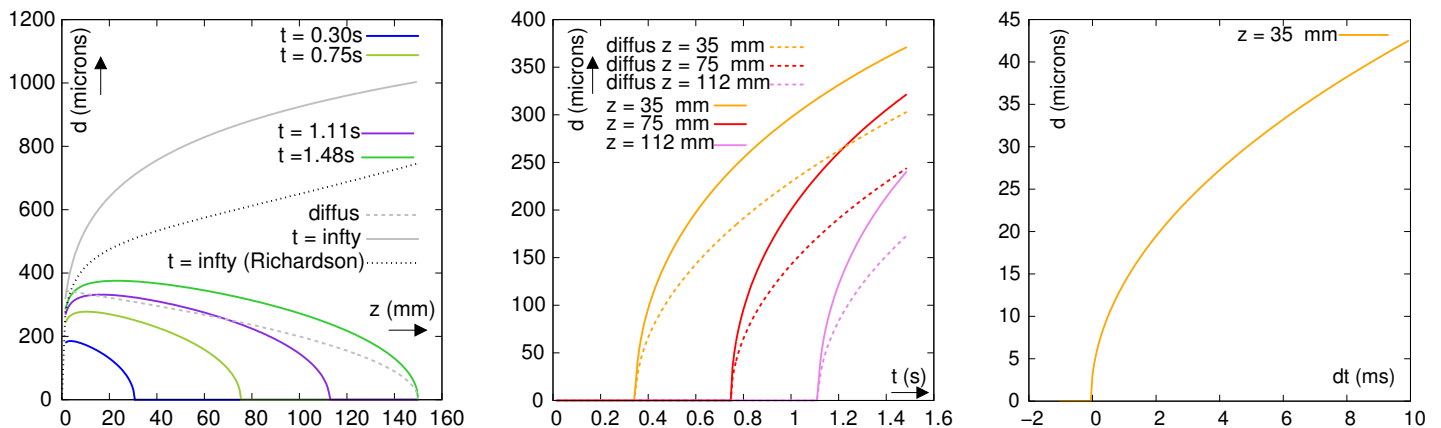


Figure 7.11: Croissance de gaine solide PBT/acier

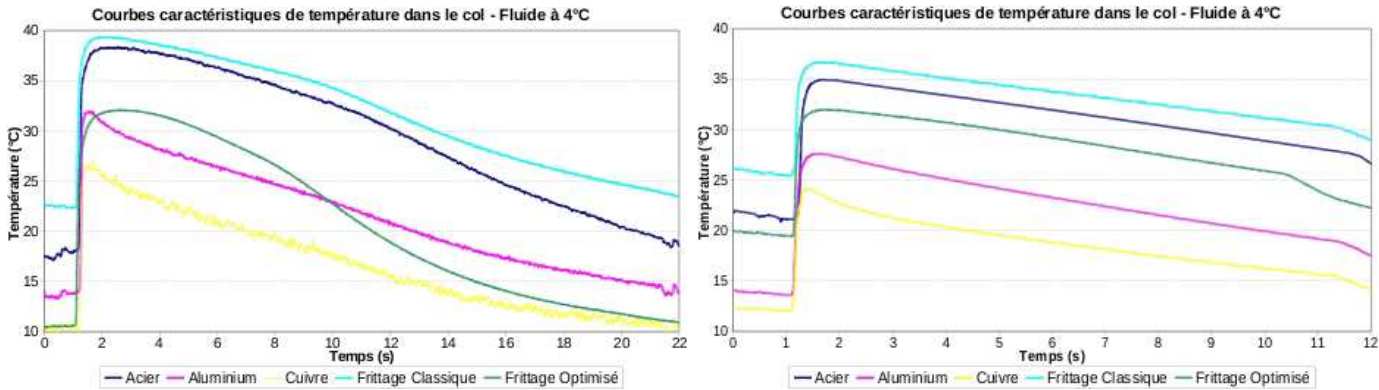


Figure 7.13: Evolution de la température mesurée dans le col lors du soufflage, pour différents matériaux du col (acier, aluminium, cuivre, frittage + canaux classique, frittage + canaux conformaux). Cas du PE (g) et du PP (d). PFE D. Baud [97]

## 7.5 Optimisation du refroidissement en soufflage

Cette partie du projet concerne aussi bien l'injection-soufflage que l'extrusion-soufflage. Comme en injection-moulage, une grande partie du temps de cycle est constituée du temps de refroidissement, nécessaire pour que la pièce soufflée devienne rigide. Lorsque des sur-épaisseurs sont présentes, comme dans le col d'un flacon Fig. 7.12, ce temps est plus long dans cette partie que dans le reste de la pièce. Dans le cadre du projet MASTHER [97] l'optimisation du temps de refroidissement a été abordée par le biais de solutions très prometteuses : Par exemple, l'utilisation d'un moule instrumenté et modulaire permettant le remplacement de la partie col du moule en acier par des matériaux plus conducteurs (aluminium et cuivre), et la réalisation d'un col en poudre d'acier frittée permettant de définir un canal de refroidissement conformal, c'est-à-dire situé au plus près de la surface de l'empreinte. L'impact de ces solutions (Fig. 7.13) est très net sur le refroidissement du col, où se situe la partie la plus épaisse du flacon. Enfin, l'intérêt de l'utilisation d'un groupe froid pour une température de fluide de refroidissement plus basse a été également testée. Pour globalement quantifier les gains en temps de cycle obtenus, l'approche du changement des matériaux du moule doit être étendue à tout le moule (col + corps + fond) car, dans la situation actuelle, le corps en acier devient la partie limitante. De même la conception d'un moule entièrement fritté (à partir de poudre de métaux conducteurs) où les canaux de refroidissement sont optimisés en forme et en position est à envisager.

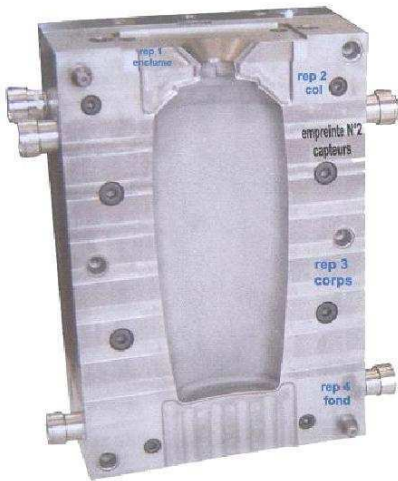


Figure 7.12: Moule de soufflage

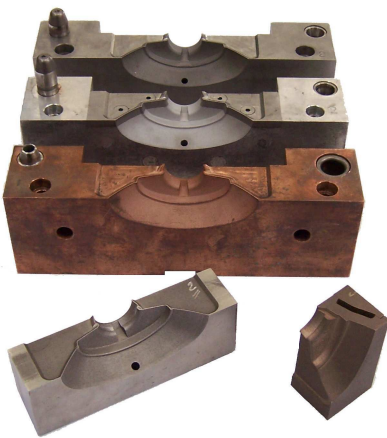


Figure 7.14: Cols de soufflage

## 7.6 Perspectives

Réduire le poids des pièces plastiques implique de réduire l'épaisseur de ces pièces et passe donc par l'injection en parois minces. Ces parois plus minces impliquent des pressions d'injection plus grandes. Il apparaît judicieux alors de baisser la viscosité des polymères par des additifs, ou de le faire temporairement le temps de la phase d'injection par l'adjonction de CO<sub>2</sub> supercritique, ou de lubrifiants externes. Un chauffage dynamique de la surface de l'empreinte du moule facilite également le remplissage en diminuant la gaine solide instantanée. Ces effets de parois minces entraînent des perturbations d'écoulement qui se traduisent par des défauts d'aspects très gênants car révélés en finition. Ainsi, par la prise en compte, l'identification, la caractérisation puis le contrôle de ces effets de parois minces, se profile le concept du moule intelligent, in-



tégrant les sauts technologiques nécessaires au zéro défaut. Mais au delà de la réduction des pressions d'injection et du poids des pièces, les perspectives visent à la compréhension des phénomènes physiques spécifiques aux écoulements de polymères en géométries confinées, et à la maîtrise des spécificités de l'injection en parois minces ainsi qu'à la réduction des défauts d'aspects se produisant lors de la phase de remplissage. Un premier obstacle, au plan théorique, est la nature même des conditions d'écoulement dans ces géométries confinées qui fait débat, notamment les conditions de contact entre le fluide et la paroi : adhérence ou glissement, ou transition entre les deux. L'influence de la nature et de la topographie du revêtement de surface de l'empreinte, de la tension interfaciale sont également à prendre en compte dans une étude globale du contact entre le front de remplissage et la surface de l'empreinte du moule. Entre autre, on doit se poser la question de savoir si la tension de surface (ou l'angle de contact) a une influence quelconque sur le remplissage, sur la façon dont le front de matière se propage dans l'empreinte ?

Un deuxième obstacle est constitué par le manque de données pertinentes sur la rhéologie des écoulements des polymères techniques dans ces géométries confinées, que ce soit l'injection en parois minces ou la micro-injection. Dans la suite, nous proposons de développer et de tester des moyens de mesure originaux (fente plate instrumentée et rhéomètre en ligne) qui permettront de mesurer la viscosité à des vitesses de déformation du même ordre que celles rencontrées réellement dans le procédé d'injection. A l'aide du dispositif rhéologique précité nous pourrions mettre en évidence l'existence du glissement à la paroi et sa portée sur l'écoulement.

De plus, un moule instrumenté modulaire grâce à des inserts, sur lequel on peut changer la surface de l'empreinte (revêtement et topographie) et contrôler sa température, en utilisant des canaux performants récents, fournirait les données expérimentales indispensables aux modèles physiques. Des études expérimentales et théoriques doivent être conduites sur le contact moule-polymère durant la phase de remplissage sous l'angle de la croissance de gaine solide, de la thermique instationnaire en fonction de la nature physico-chimique du couple polymère/revêtement de surface. Enfin, les défauts d'aspects sont en grande partie créés lors de la phase de remplissage (ils sont magnifiés ou atténués par les phases ultérieures). Une cause probable de ces défauts est l'instabilité du front de matière, qui est elle même liée à la nature viscoélastique du polymère. La simulation numérique de ces types d'écoulements viscoélastiques sera conduite.

La mise en œuvre de ces actions fournira un ensemble de données pertinentes pour l'injection en parois minces et précisera le contexte d'apparition et d'éradication des défauts d'aspects. Dans ce cadre de moule intelligent, nous souhaitons lever des verrous scientifiques liés aux effets de parois minces qu'ils soient thermomécanique, physico chimiques que subit le polymère lors de l'injection.



## Bilan des projets

<b>Contexte</b>	Projet Région Rhône-Alpes, Thèse N. Pierre
<b>Durée</b>	Mars 1999–Septembre 2000
<b>Partenaires</b>	Ecole Sup. Plasturgie-ERT10 (D. Graebing, J.-Y. Charneau) Plastic Omnium
<b>Encadrement</b>	PFE/DEA L. Barré [100, Enc.]
<b>Publications</b>	[5, 6, Art.], [30, 33, 35, 37, 36, 38, Proc.] [56, 57, 69, 70, Sem.]
<b>titre</b>	Maîtrise des défauts d'ASpect des pièces en THERmoplastique
<b>Contexte</b>	Projet RNMP MASTHER
<b>Durée</b>	Sept. 2003–Sept. 2006
<b>Partenaires</b>	Site de Plasturgie-ERT10 (J.-Y. Charneau) Valéo-éclairage, Essilor, L'Oréal-Packaging, HEF, LAMCOS, E. Mines Douai
<b>Encadrement</b>	co-direction Thèse M. Chailly, PFE D. Baud [96, 97, Enc.]
<b>Publications</b>	[24, 23, Proc.], [54, Sem.], [96, 97, Enc.]

## Bibliographie

- [182] A. C. B. Bogaerds, M. A. Hulsen, G. W. Peters, and F. P. T. Baaijens. Stability analysis of injection molding flows. *Journal of rheology*, 48(4) :765–785, 2004.
- [183] R. Deterre, P. Mousseau, and A. Sarda. *Injection des polymères. Simulation, optimisation et conception*. Lavoisier, Techniques et Documentation, 2003.
- [184] F. Dupret, A. Couniot, O. Mal, L. Vanderschuren, and O. Verhoyen. Modelling and simulation of injection molding. In *Advances in the Flow and Rheology of Non-Newtonian Fluids*, Rheology series. Elsevier, 1998.
- [185] H. Hamada and H. Tsunasawa. Correlation between flow mark and internal structure of thin pc/abs blend injection moldings. *Journal of Applied Polymer Science*, 60 :353–362, 1996.
- [186] S. Han and K. K. Wang. Shrinkage prediction for slowly-crystallizing thermoplastic polymers in injection molding. *International Polymer Processing*, 12(3) :228–237, 1997.
- [187] C. A. Hieber. Modelling the pvt behavior of isotactic polypropylene. *Intern. Polymer Processing*, 12(3) :249, 1997.
- [188] H. Janeschitz-Kriegl. Injection moulding of plastics : some ideas about the relationship between mould filling and birefringence. *Rheologica Acta*, 16(4) :327–339, July-August 1977.
- [189] H. Janeschitz-Kriegl. Injection moulding of plastics ii. analytical solution of heat transfer problem. *Rheologica Acta*, 18 :693–701, 1979.
- [190] K. M. B. Jansen. An analytical solution for the temperature profiles during injection molding, including dissipation effects. *Rheologica Acta*, 31 :592–602, 1992.
- [191] R. G. Larson. *Constitutive Equations for Polymer Melts and Solutions*. Butterworths, 1988.
- [192] T. H. Lee and N. J. Mills. Surface roughness and impact strength of injection-moulded polystyrene. *journal of materials science*, 29 :2704–2712, 1994.

- [193] L. Mathieu, L. Stockmann, J. M. Haudin, B. Monasse, M. Vincent, J.-M. Barthez, J.-Y. Charmeau, V. Durand, J.-P. Gazonnet, and D. C. Roux. Flow marks in injection molding of pp. influence of processing conditions and formation in fountain flow. *International Polymer Processing*, 16(4) :404–411, 2001.
- [194] M. Necati Özişik. *Boundary Value Problems of Heat Conduction*. Dover, 1989.
- [195] Bhaskar Patham, Paul Papworth, Krishnamurthy Jayaraman, Chichang Shu, and Michael D. Wolkowicz. Flow marks in injection molding of polypropylene and ethylene-propylene elastomer blends : Analysis of morphology and rheology. *Journal of Applied Polymer Science*, 96(2) :423–434, 2005.
- [196] G. W. M. Peters and F. P. T Baaijens. Modelling of non-isothermal viscoelastic flows. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, 68 :205–224, 1997.
- [197] S. M. Richardson. Extended levêque solutions for flows of power law fluids in pipes and channels. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22 :1417–1423, 1979.
- [198] C. W. Tittle. Boundary value problems in composite media : quasi orthogonal functions. *Journal of Applied Physics*, 36(4) :1486–1488, april 1965.
- [199] L. Tredoux and I. Satoh. Investigation of wave-like flow marks in injection molding : Flow vizualisation and micro-geometry. *Polymer Engineering and Science*, 39(11) :2233–2241, November 1999.
- [200] A. J van der Lelij. The appropriate use of pvt data for injection moulding simulation. *Kunststoffe Plast Europe*, December 1994.
- [201] P. Wapperom and O. Hassager. Numerical simulation of wire-coating : The influence of temperature boundary conditions. *Polymer Engineering and Science*, 39(10), October 1999.
- [202] Peter Wapperom, Martien A. Hulsen, and J. Van Der Zanden. A numerical method for steady and non isothermal fluid flow for high Deborah and Peclet numbers. *Rheol. Acta*, 37 :73–88, 1998.
- [203] H. H. Winter. Viscous dissipation in shear flows of molten polymers. *Advances in Heat Transfer*, 13 :205–267, 1977.
- [204] B. Yesilata, A. Oztekin, and S. Neti. Non-isothermal viscoelastic flow through an axissymmetric sudden contraction. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, 89 :133–164, 2000.
- [205] H. Yokoi, Y. Deguchi, L. Sakamoto, and Y. Murata. Visual analyses of flow marks generation process using glass-inserted mold. p2. synchronous flow marks with same phases on both top and bottom surfaces of molded samples. *ANTEC*, pages 829–832, 1994.
- [206] M. Yoshii, H. Kuramoto, T. Kawana, and K. Kato. The observation and origin of micro flow marks in the precision injection molding of polycarbonate. *Polymer Engineering and Science*, 36(6) :819–826, March 1996.



# Chapitre 8

## Optimisation des procédés de Soufflage

---

8.1	Mesure optique en ligne de la géométrie des parois dans le procédé d'extrusion soufflage . . . . .	107
8.1.1	Contexte et état de l'art . . . . .	107
8.2	Mesure optique de l'épaisseur . . . . .	110
8.3	Résultats expérimentaux . . . . .	111
8.3.1	Modélisation du gonflement . . . . .	112
8.3.2	Modélisation du fluage . . . . .	116
8.3.2.1	Evolution de la déformation radiale . . . . .	116
8.3.2.2	Modélisation élongationnelle . . . . .	118
8.3.2.3	Susceptibilité au fluage . . . . .	119
8.3.3	Conclusions et Perspectives . . . . .	120
8.4	Simulation et optimisation du procédé d'injection Soufflage . . . . .	120

---

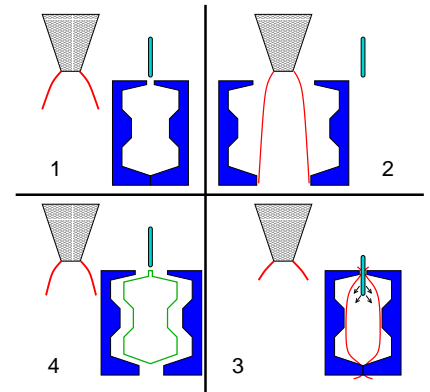


Figure 8.1: Principe du procédé d'extrusion-soufflage

Dans ce chapitre sont regroupés différents travaux et projets autour des procédés de soufflage : extrusion soufflage et injection-soufflage. Initialement, dans le cadre du projet MASTHER, la partie transfert à la technologie du soufflage a donné lieu a des simulations spécifiques concernant la thermique du refroidissement dans le moule §(7.5) ainsi qu'à la simulation avec POLYFLOW du soufflage proprement dit de paraison de section elliptique.

Par la suite, confrontés à des paraisons dont nous ignorons les dimensions réelles, nous avons développé une technique de mesure optique en ligne des dimensions de ces paraisons. Enfin, la soumission d'un projet FUI sur le développement d'outillage d'injection soufflage sur des presses à injecter standard, ouvre la possibilité d'étudier le procédé sous l'angle de la conception optimale des préformes.

### 8.1 Mesure optique en ligne de la géométrie des parois dans le procédé d'extrusion soufflage

#### 8.1.1 Contexte et état de l'art

Le procédé de soufflage Fig. 8.1 consiste à : 1 extruder un tube de polymère fondu appelé paraison, 2 fermer un moule de corps creux autour de cette paraison, 3 souffler de l'air pour gonfler la paraison jusqu'à ce quelle atteigne les parois du moule et s'y solidifie en refroidissant 4.

Ce procédé est largement utilisé pour la fabrication de flacons dans la cosmétique avec des impératifs d'aspects et d'états de surface, et également dans l'automobile (réservoirs, pipes d'admission d'air, soufflets) avec des formes parfois très complexes.

Dans ce travail nous nous focalisons sur la mesure des dimensions de la paraison, c'est à dire le diamètre, ellipticité de la section et crucialement l'épaisseur. En effet de la géométrie initiale dépend la répartition finale des épaisseurs de la pièce soufflée.

Idéalement, c'est la filière d'extrusion qui devrait être entièrement conçue *a priori* en fonction d'une paraison désirée alors qu'en pratique le choix de la filière relève du pur empirisme en comparant la pièce souhaitée à un flacon similaire et le réglage se fait par essai-erreur en contrôlant les épaisseurs sur les flacons obtenus. La variabilité du procédé n'est pas prise en compte.

Pourtant, le contrôle des dimensions de la paraison est excessivement délicat car la géométrie de la paraison est le produit de nombreux facteurs :

- La géométrie de la filière, son diamètre, l'entrefer, l'angle formé par le cône central.
- les propriétés viscoélastiques du polymère qui se manifestent dans les phénomènes concurrents de fluage et de gonflement

Le gonflement en sortie de filière est défini par l'augmentation des dimensions de la paraison par rapport aux dimensions de la filière et si la filière est elliptique, par un changement d'ellipticité de la paraison. Ces propriétés de gonflement sont liées à la viscoélasticité, c'est à dire à la distribution des masses moléculaires du polymère, et aux vitesses de déformation atteintes dans la filière. C'est un phénomène directement lié à la relaxation de la première différence des contraintes normales (8.1). Tout ce qui affecte la viscosité du polymère, température, variabilité de la matière, du processus d'extrusion, va directement affecter le taux de gonflement et donc la géométrie de la paraison.

$$N_1 \propto \eta \lambda \dot{\gamma}^2 \quad (8.1)$$

L'autre phénomène à prendre en compte est le fluage qui est l'amincissement de la paraison sous son propre poids durant la phase d'extrusion. Ceci implique que les dimensions de la paraison sont transitoires aussi. Dans le fluage, c'est surtout la viscosité élongationnelle qui est en jeu et qui apparaît dans une échelle de temps critique au delà de laquelle la paraison se déchire sous son propre poids.

En outre, ces deux propriétés rhéométriques de viscosité élongationnelle et de différences de contraintes normales sont les plus difficiles à mesurer directement.

La simulation numérique de l'extrusion d'une paraison pose deux problèmes majeurs : Tout d'abord il s'agit d'un écoulement à surface libre, transitoire, dont la masse s'accroît avec le temps. Ce qui rend une approche purement Lagrangienne délicate du point de vue numérique. D'un autre côté, l'approche Eulérienne transitoire se heurte à des contraintes de remaillage importantes. Lorsque que la filière d'extrusion présente une section elliptique on passe obligatoirement à un problème tridimensionnel, avec des tailles de calculs bien plus importantes. Bien que le problème soit transitoire, il n'y a pas d'effet inertiel et on peut très bien l'envisager comme une série de problèmes stationnaires chacun d'entre eux impliquant une longueur de paraison définie. De plus, le polymère doit être impérativement pris en compte comme un fluide viscoélastique de façon à correctement capter le gonflement et le fluage, caractéristiques des fluides viscoélastiques. En comparant les résultats de simulation numérique aux mesures expérimentales on pourra donner des

bornes de validité aux choix des lois de comportement et de leurs paramètres matériels. En effet, un problème récurrent de la rhéologie est qu'il n'existe pas de lois "définitives" de comportement des polymères à l'état fondu, mais toute une série de modèles qui ne répondent que partiellement à la demande de rendre compte du comportement observable des polymères en rhéométrie. Par exemple, Eggen [211] a constaté que des polymères, présentant des taux de gonflement très similaires en sortie de filière capillaire, se comportent très différemment en extrusion-soufflage. Ce comportement observable en rhéométrie fait lui-même débat lorsque l'on sort de la mesure classique de la viscosité en cisaillement pour chercher les différences de contraintes normales et surtout élongationnelles. Un écoulement élongationnel pur, observable et quantifiable est excessivement difficile à réaliser. Malgré tous ces obstacles, les modèles viscoélastiques intégraux type de K-BKZ sont désormais généralement acceptés comme bien adaptés à la simulation du gonflement en filière annulaire. Preuve en est les travaux de Luo et Mitsoulis [218], Goublomme et Crochet [213] et Garcia-Rejon *et al.* [212]. En particulier, ce dernier a étudié les effets de la géométrie de la filière, notamment l'entrefer, l'angle d'inclinaison, le rapport de contraction et la longueur.

Dans ce contexte, il serait particulièrement utile de mettre au point une technique de mesure optique, donc sans contact, en temps réel qui donnerait accès à la géométrie et au profil des épaisseurs de la paraison. Dans le passé, un certain nombre de techniques de mesures ont été proposées dans la littérature, mais très peu d'entre elles sont capables d'être utilisables en temps réel, afin de percevoir les changements transitoires dans la paraison, sans contact pour ne pas interférer avec l'extrusion, et cruciallement, capables de mesurer l'épaisseur de la paraison à l'état fondu.

Au début, Dutta *et al.* [210] et Kalyon *et al.* [215], ont utilisé un moule à compartiments ("pinch-off") pour évaluer la longueur, le diamètre et la répartition du poids, et donc de l'épaisseur, en fonction du temps d'extrusion. Cette technique nécessitait d'être étayée par l'emploi de caméra vidéo rapide afin de palier l'erreur causée par le retrait important du polymère solidifié dans le moule. L'enregistrement vidéo a permis de suivre le gonflement en sortie de filière d'extrusion mais aucune mesure directe de l'épaisseur n'avait pu être effectuée à l'époque. Récemment, Huang [214] a utilisé de l'encre pour marquer d'un trait la paraison à intervalle régulier tout en filmant le processus. De cette façon, le diamètre de la paraison peut être enregistré en fonction du temps. L'épaisseur, quant à elle doit être déduite d'une conservation de la masse faite sur des cylindres élémentaires.

Certaines techniques ont fait l'objet d'un brevet, comme par exemple Maziers *et al.* [219], qui ont utilisés une caméra CCD ("Charge Coupled Device") et une source lumineuse éclairant la paraison à intervalle régulier, permettant ainsi d'accéder à la longueur et au diamètre de la paraison en fonction du temps. Dans cette méthode il n'y a pas de traitement de l'épaisseur.

La technique la plus prometteuse a été proposée simultanément par Swan [221] et par Langkamp [217] il y a plus de 15 ans, mais à notre connaissance, elle n'a pas été développée, bien que les capteurs photographiques CCD se soient perfectionnés depuis. Le principe de la mesure est d'utiliser les propriétés optiques de semi-transparence que possède le polymère à l'état fondu en éclairant la paraison avec un faisceau laser. La paraison ainsi éclairée est observée et acquise par une caméra durant l'extrusion.



Ainsi, l'angle incident  $\varphi$  du rayon laser à la surface de la paraison est :

$$\varphi = \theta - \hat{M}'' \quad (8.5)$$

D'après la loi de Snell-Descartes pour les matériaux transparents on peut obtenir l'angle réfracté  $\varphi'$  :

$$\varphi' = \arcsin\left(\frac{n_{\text{air}}}{n_{\text{poly}}}\sin\varphi\right) \quad (8.6)$$

où  $n_{\text{air}}, n_{\text{poly}}$  sont les indices de réfraction de l'air et du polymère. L'indice de réfraction du PEHD est pris à une valeur constante.

Enfin, en supposant une section circulaire de la paraison, et en utilisant la loi des sinus (8.10) dans le triangle ABD (Fig. 8.2) on obtient l'épaisseur :

$$\beta = \frac{\theta' - \theta}{2}$$

$$\frac{\sin\varphi'}{R - e} = \frac{\sin(\pi - \varphi' - \beta)}{R} \quad (8.10)$$

$$e = R\left(1 - \frac{\sin\varphi'}{\sin(\varphi' + \beta)}\right) \quad (8.11)$$

$$n_{\text{PEHD}} = 1.54 \quad (8.7)$$

$$dn/dT \approx -10^{-4}\text{C}^{-1} \quad (8.8)$$

$$\rho_{\text{PEHD}} = 748\text{kg/m}^3 \quad (8.9)$$

Nous pouvons identifier trois sources d'erreur distinctes dans la mesure de l'épaisseur : la résolution de l'image, les variations d'indice de réfraction et l'incertitude dans le positionnement de la caméra, la source laser et l'axe de la filière. Nous avons évalué l'impact de ces incertitudes sur l'épaisseur en faisant varier ces facteurs tour à tour. Il résulte de cette étude de sensibilité que l'erreur la plus importante provient de l'incertitude sur l'indice de réfraction. En effet une variation de  $\pm 0.05$  autour de la valeur nominale (8.7) entraîne une variation de  $\pm 2.5\%$  sur la valeur calculée de l'épaisseur. La variation de l'indice de réfraction dans l'épaisseur de la paraison due à un gradient de température doit aussi être considérée. Elle peut être estimée comme le produit du coefficient thermo-optique et du gradient de température entre un cœur à l'état fondu et une peau plus froide. D'un côté, les propriétés thermo-optiques sont connues pour être linéairement dépendantes de la température [223] et l'ordre de grandeur de la thermo-dépendance de l'indice de réfraction (8.8) est minime. D'un autre côté, la différence de température entre les faces internes et externes de la paraison, a été estimée par simulation numérique transitoire du transfert de chaleur être au plus  $10^\circ\text{C}$  sur la longueur observable, et cela lorsque la paraison est la plus mince, avec le temps d'extrusion le plus long. Ceci résulte en une variation totale de l'indice de réfraction de l'ordre de  $10^{-3}$ , bien moindre que celle supposée dans l'étude de sensibilité.

### 8.3 Résultats expérimentaux

D'après les travaux de Di Raddo et Garcia-Rejon [209], nous gardons l'hypothèse d'une valeur de la masse volumique constante.

Des essais ont été conduits sur machine d'extrusion-soufflage en faisant varier deux paramètres : l'entrefer filière/poinçon et la vitesse de rotation de vis Tab. (8.1), ceci pour le même PEHD (poly-ethylene haute densité). Le débit massique a été mesuré en pesant les paraisons obtenues durant une durée déterminée pour un jeu de paramètres fixés Fig. 8.3. La linéarité du débit en fonction de la vitesse de rotation est bien reproduite. Les images enregistrent

HDPE Totalfina 2003SN53		
vitesse vis (rpm)		
15	30	45
Filière		
diam. mm	18.5	$R_0$ 9.25
ouvert. %,mm	10%, 0.5	25%, 1.25

Table 8.1: Paramètres procédé



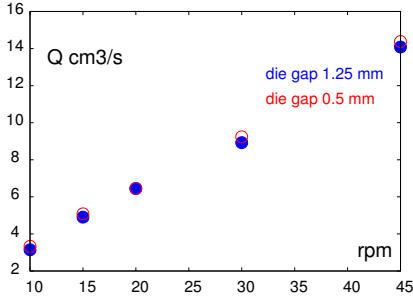


Figure 8.3: Débit en fonction de la vitesse de vis

les effets sur la paraison du gonflement et du fluage durant l'extrusion. Dans la Fig. 8.4 nous remarquons que le gonflement en diamètre au tout début de l'extrusion reste constant quelque soit la vitesse de rotation de vis lorsque l'on utilise une large ouverture de filière (25%) et augmente à peine pour l'ouverture mince (10%). Dans tous les cas, le diamètre photographié à la fin de l'extrusion est plus important lorsque la vitesse de vis augmente. Ceci indique une diminution des effets du fluage lorsque le temps nécessaire pour extruder la paraison sur la même longueur totale de 1.47 m diminue.

Dans la Fig. 8.5, l'évolution de l'épaisseur de la paraison est décrite à différentes vitesses de rotation de vis et tailles d'entrefers. Comme il a été évoqué auparavant le bruit visible sur les courbes est probablement dû à la rugosité de surface interne de la paraison. Clairement, l'épaisseur de la paraison est plus grande lorsque l'entrefers est plus grand mais n'y est pas proportionnel. De manière générale, on constate que, quelque soit l'entrefers, l'étendue des valeurs est moindre lorsque le temps d'extrusion diminue. On remarque aussi que, à la plus faible vitesse de rotation de la vis, l'épaisseur enregistrée aux premiers instants est plus grande qu'au derniers instants de l'extrusion, ceci étant dus aux effets de fluage. De plus, à plus forte vitesse, 30 rpm et 45 rpm surtout, l'épaisseur tracée aux temps initiaux est en fait plus faible qu'à des temps plus grands. Ceci est vrai pour les deux entrefers et indique que le gonflement en épaisseur posséderait une échelle de temps différente de celle du gonflement en diamètre.

La vitesse moyenne est obtenue à partir du débit massique et des mesures de diamètre et d'épaisseur en utilisant la formule :

$$V_z = \frac{Q}{\pi(r^2 - (r - e)^2)} \quad (8.12)$$

Il est apparent (8.12) que cette expression de la vitesse cumule les erreurs de mesure provenant du débit massique, du diamètre et de l'épaisseur. L'évolution de la vitesse  $V_z$  est exposée sur la Fig. 8.6 pour deux entrefers (10% et 25%) et pour deux fréquences de rotation de vis (15 et 45 rpm). Le fluage est mis en évidence dans la plupart des graphes, ce qui résulte dans une augmentation de la vitesse avec le temps. Cependant, du fait du fort gonflement en épaisseur que l'on observe à 45 rpm et 10% d'ouverture, la vitesse diminue d'abord puis augmente ensuite.

### 8.3.1 Modélisation du gonflement

Le code de calculs par éléments finis Polyflow, disponible au site de plasturgie de l'INSA-Lyon, est dédié à la simulation des procédés de mise en forme par extrusion et incorpore la totalité des modèles rhéologiques viscoélastiques pertinents (Maxwell, K-BKZ, POM-POM), que ce soit en stationnaire ou transitoire, avec ou sans transfert thermique, en géométrie d'écoulement bi- ou tri-dimensionnelle. Le code de calcul est donc adapté à l'étude que nous envisageons. Une stratégie de prédiction inverse peut être développée où c'est la section de la filière d'extrusion qui est recherchée en fonction d'une section de paraison donnée.

Le phénomène de gonflement en sortie de filière impose l'utilisation d'un modèle viscoélastique, dont les paramètres matériels doivent être déterminés à partir de mesures rhéométriques. Notre choix s'est porté sur un modèle K-BKZ avec une fonction d'amortissement de Wagner. En effet ce modèle rhéologique se révèle être un des rares à pouvoir prédire un gonflement en filière conséquent

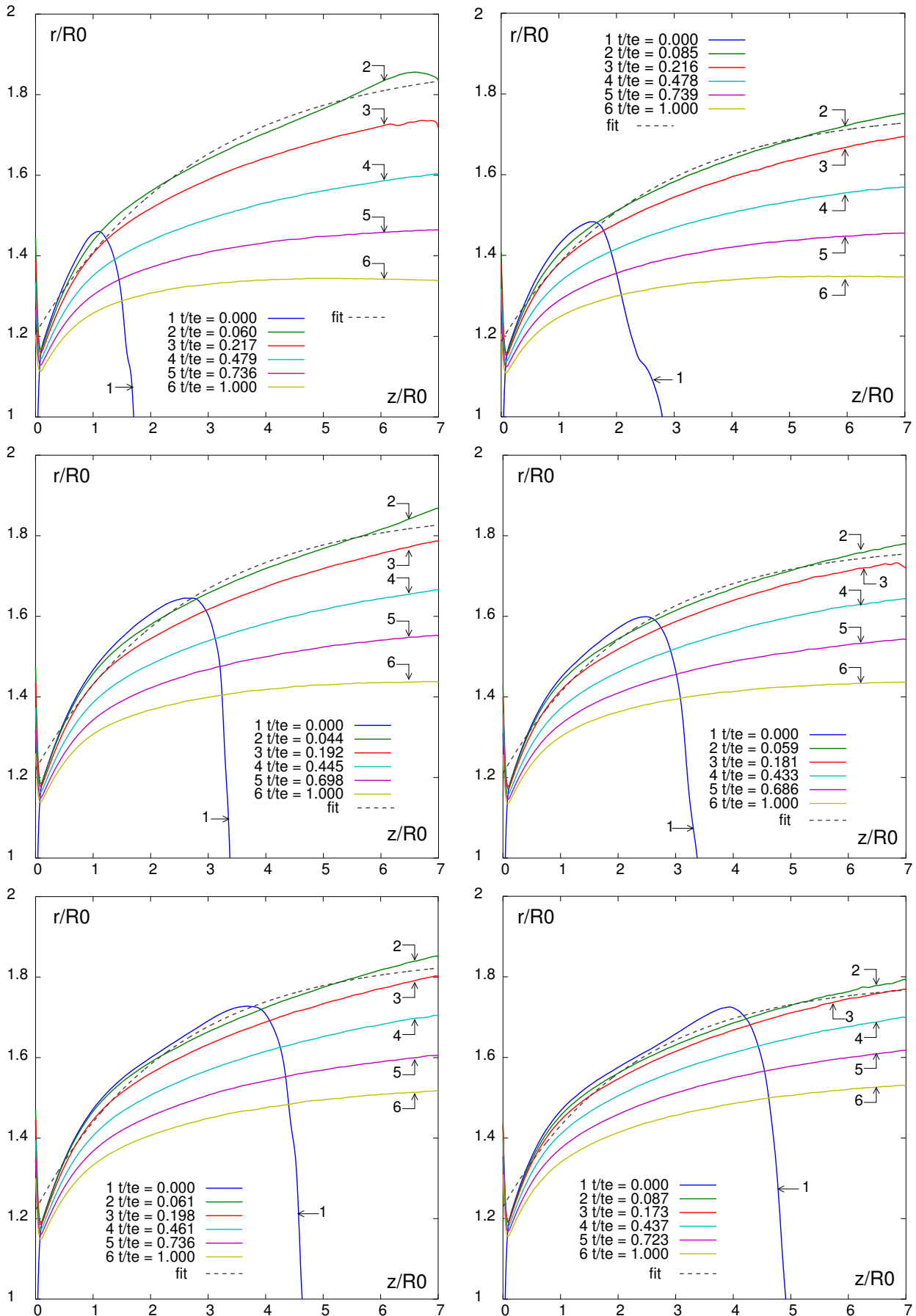


Figure 8.4: Rayon adimensionnel  $r/R_0$  suivant la longueur adimensionnelle  $z/R_0$  à différents instants.  $R_0$  est le rayon de la filière. Le terme "fit" se réfère au modèle exponentiel de gonflement. Ouverture 25% colonne de gauche, 10% colonne de droite. Vitesse de vis 15 rpm, première ligne, 30 rpm deuxième ligne, 45 rpm troisième ligne

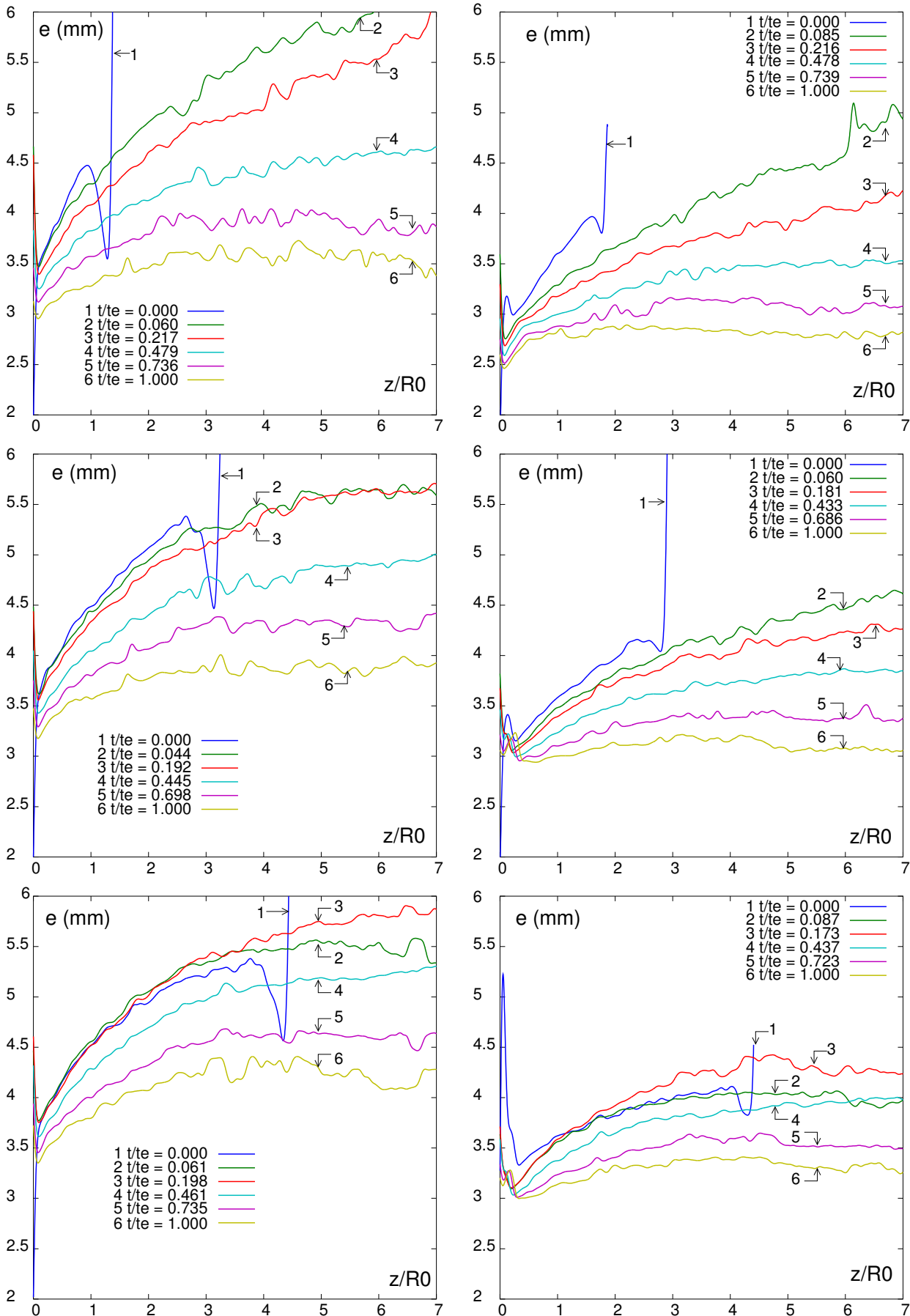


Figure 8.5: Epaisseur  $e$  selon la longueur adimensionnelle  $z/R_0$  à différents instants. Ouverture 25% colonne de gauche, 10% colonne de droite. Vitesse de vis 15 rpm, première ligne, 30 rpm deuxième ligne, 45 rpm troisième ligne

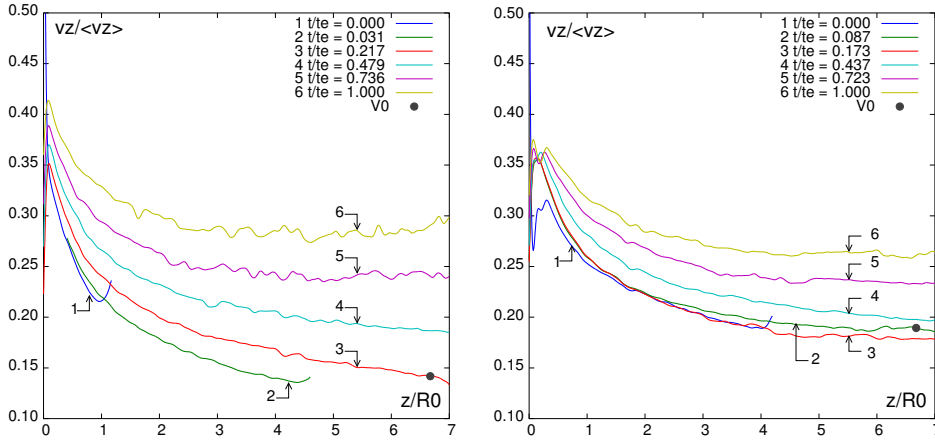


Figure 8.6: Vitesse adimensionnelle  $V_z/\langle V_z \rangle$  selon la longueur adimensionnelle  $z/R_0$  à différents instant. à gauche : vitesse 15 rpm, ouverture (25%), à de droite : vitesse 45 rpm, ouverture (10%).

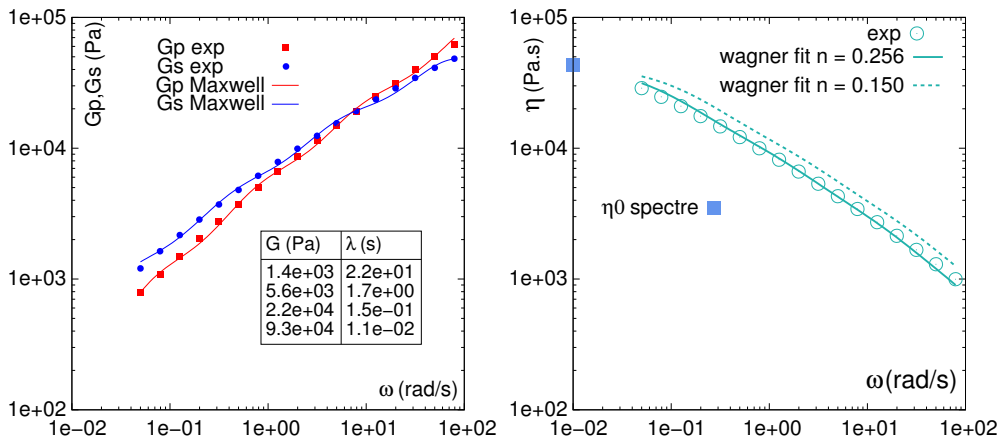


Figure 8.7: Courbe  $G'$  et  $G''$  (g) et viscosité complexe  $\eta^*$  pour le PEHD à 230 °C(d)

dans le cas des filières convergentes [212]. La formulation du modèle est la suivante :

$$\underline{S} = \int_{-\infty}^t \sum_{l=1}^{l=N} \frac{G_l}{\lambda_l} \exp\left(\frac{t-t'}{\lambda_l}\right) \exp\left(-n\sqrt{I-3}\right) \underline{C}_t^{-1} dt'$$

$$I = \beta \text{tr}(\underline{C}_t^{-1}) + (1 - \beta) \text{tr}(\underline{C}_t) \quad \beta = 0.032$$

Les courbes des modules de stockage  $G'$  et de perte  $G''$  sont obtenues à partir d'essais de balayage en fréquence en mode plan-plan à température constante. Le spectre des temps de relaxation de Maxwell est déterminé à partir des courbes en utilisant un algorithme de minimisation des moindres carrés non linéaire. Selon la méthodologie proposée par Carrot *et al.* [208], nous n'imposons ni la valeur des modules ni celles des temps de relaxation. Le nombre de termes dans le spectre est déterminé comme étant celui qui donne l'écart entre valeurs expérimentales et calculées le plus faible, sans toutefois introduire de termes aberrant. Les courbes expérimentales et le spectre de temps et de modules de relaxation sont présentés dans la figure Fig. 8.7(g). Le paramètre  $n$  de la fonction d'amortissement de Wagner peut être déterminé à partir de la courbe de viscosité complexe, déduite des mesures de  $G'$  et  $G''$ .

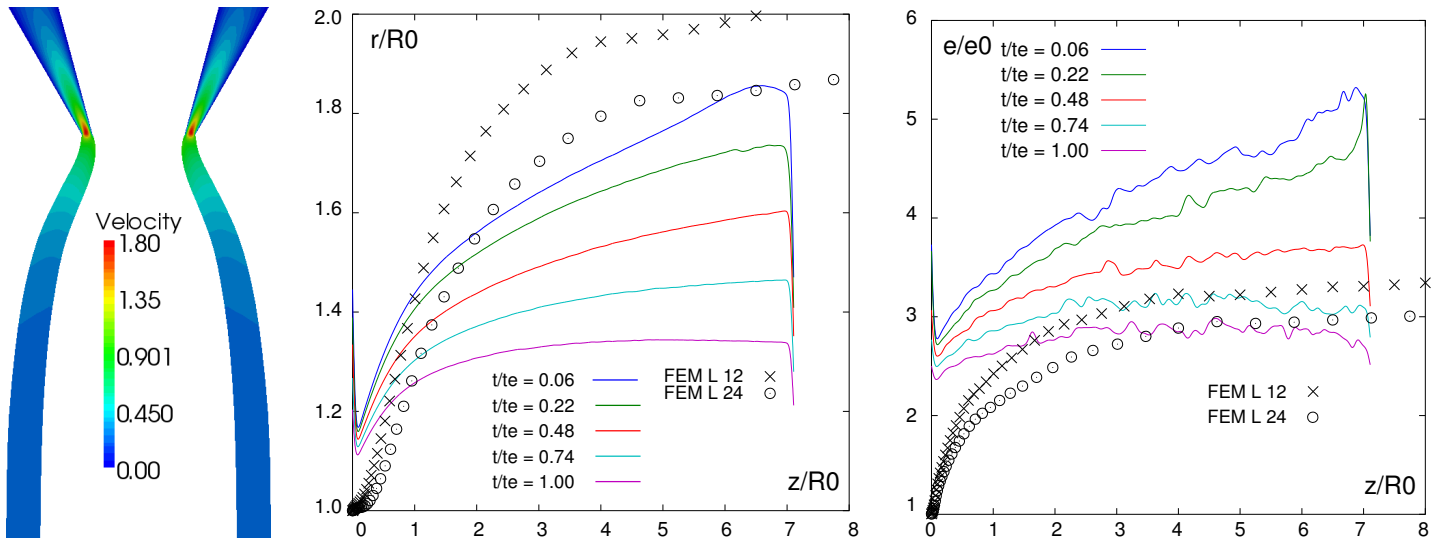


Figure 8.8: Comparaison simulation numérique et mesure expérimentale (PEHD, 15 rpm fente 25%)

Enfin la valeur du paramètre matériel  $\beta$  qui n'apparaît qu'en élongation, a été prise dans la littérature [212]. La confrontation entre les résultats numériques préliminaires et les mesures montre que le gonflement en diamètre est surestimé mais que par contre le gonflement en épaisseur est sous-estimé Fig 8.8

### 8.3.2 Modélisation du fluage

Le fluage se manifeste par l'amincissement de la paraison sous son propre poids durant l'extrusion.

#### 8.3.2.1 Evolution de la déformation radiale

Le fluage est une déformation élongationnelle transitoire que l'on met ici en évidence Sur la Fig. 8.9, en traçant l'évolution du rayon de la paraison suivant le temps, à différentes côtes le long de la partie observable de la paraison. Afin de mesurer une déformation, le rayon de la paraison est normalisé par sa valeur à un temps initial. On est frappé de l'allure quasi parfaitement linéaire que prennent les tracés. En conséquence, il est intéressant de tracer Fig. 8.10 les pentes de ces courbes, cette fois selon leur position  $z$  le long de la paraison. Ces pentes sont en fait des taux de déformation radiale et sont croissantes avec la position, démontrant que les effets du fluage sont plus prononcés quand on s'éloigne de la filière. De plus un tracé du ratio de ces pentes sur la position axiale  $z$  suggère que l'on atteindrait une valeur constante plus en aval. Cette valeur limite est extraite d'un ajustement exponentiel Fig. 8.10 et sera identifiée plus tard comme étant un facteur de susceptibilité au fluage que l'on appellera  $A$ . De plus, sur cette figure on voit que les effets du fluage sont croissants avec la vitesse de rotation de vis à ouverture constante, et également croissant avec une ouverture décroissante à vitesse de rotation de la vis constante. Ces deux comportements indiquent un taux de cisaillement plus grand dans la filière. En conséquence, Fig. 8.10 démontre que le fluage augmente avec le taux de cisaillement dans la filière ou, en d'autres termes avec une viscosité en cisaillement moindre.

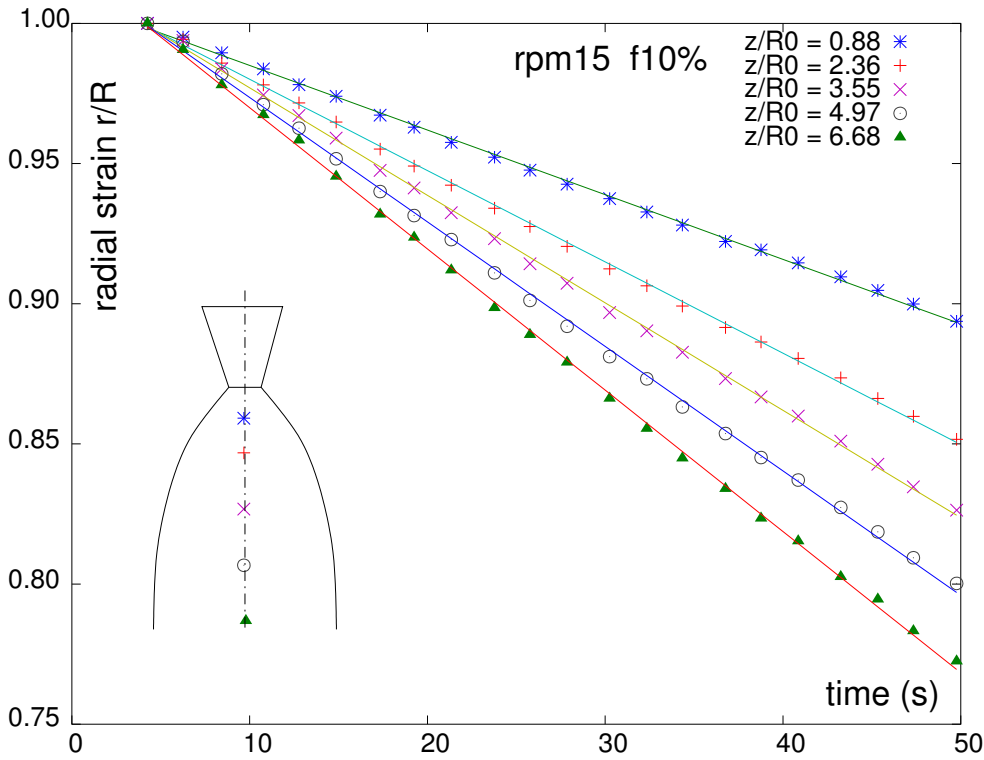


Figure 8.9: Déformation radiale  $r/R$  suivant le temps à différents  $z$  à 15 rpm et ouverture 10%

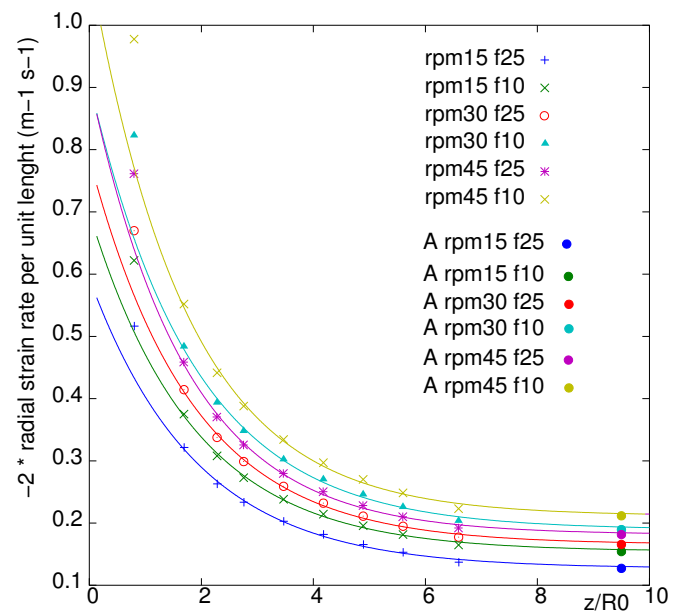
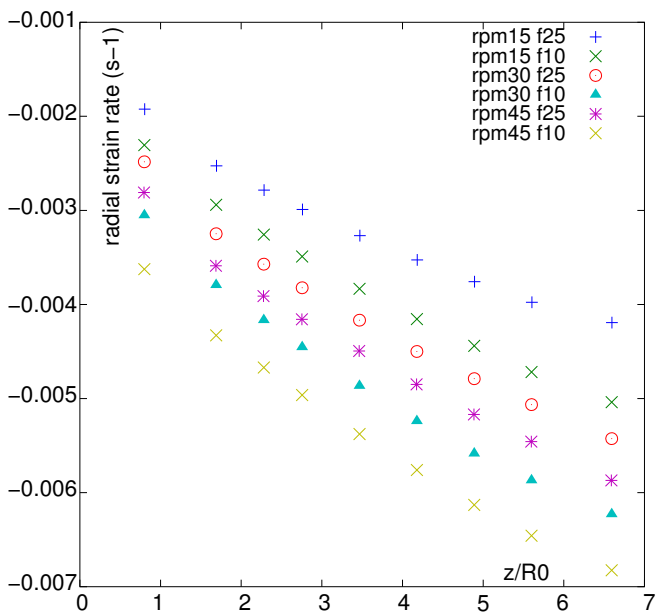


Figure 8.10: Vitesses de déformation radiale ( $s^{-1}$ ), symboles, (g) et Vitesses de déformation radiale par unité de longueur ( $s^{-1}m^{-1}$ ), symboles, (d), le long de la paraison pour chaque expérience. A est la susceptibilité au fluage (symboles disques) obtenu à partir d'un fit exponentiel (lignes).

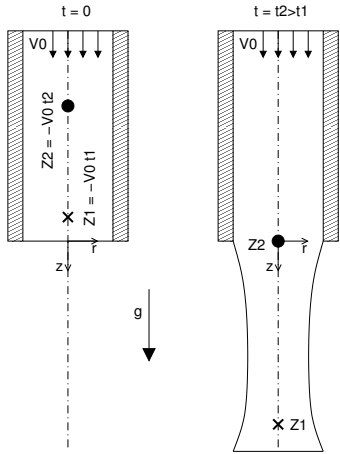


Figure 8.11: Modèle d'extrusion de fil mince : le point matériel marqué  $Z_2$  débouche au temps  $t_2$ , tandis que le point matériel marqué  $Z_1$  est sortie au temps  $t_1$  précédent et a déjà subi une déformation extensionnelle sous l'effet de la gravité

### 8.3.2.2 Modélisation élongationnelle

La modélisation de Kaye [216] est basée sur une analyse unidimensionnelle de la mécanique des milieux continus qui est valide pour les fils minces de liquide de section transversale quelconque Fig. 8.11. Un point matériel en  $z$  au temps  $t$  est marqué par la valeur de sa coordonnée  $Z$  au temps initial  $t = 0$ . Le mouvement est entièrement décrit par la connaissance de la distance  $dz$  entre deux points matériels voisins initialement séparés d'une distance  $dZ$  :

$$dz = f(t, Z)dZ \quad (8.13)$$

Le tenseur gradient déformation  $\underline{F}$  pour une déformation extensionnelle d'un matériau incompressible peut être déduit [216] d'une interprétation tri-dimensionnelle de la définition (8.13). Ainsi :

$$F = \begin{pmatrix} f & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{f}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{f}} \end{pmatrix} \quad \det(\underline{F}) = 1$$

Donc, la distance radiale  $dr$  entre deux points matériels situés sur la même section transversale et initialement séparés par  $dR$  est :

$$dr = \frac{1}{\sqrt{f(Z, t)}} dR \quad (8.14)$$

Par intégration immédiate de (8.14), la relation entre la position radiale actuelle  $r$  d'un point matériel avec sa position initiale  $R$  est obtenue :

$$\frac{r}{R} = \frac{1}{\sqrt{f(Z, t)}} \quad (8.15)$$

Lorsque l'on considère le cas de l'extrusion, qui correspond au mouvement d'un point matériel hors d'une filière Fig. 8.11, un point matériel quelconque qui émerge de l'orifice  $z = 0$  au temps  $t$  a été marqué par sa position initiale en  $Z = -V_0 t$ , ou, autrement dit, tous les points matériels à considérer sont marqués dans l'intervalle  $[-V_0 t, 0]$ , où  $V_0$  est une vitesse d'extrusion constante.

A partir de la conservation de la quantité de mouvement pour un fluide Newtonien, Kaye [216] montre que :

$$f(Z, t) = \frac{1}{1 + At + \frac{A}{V_0} Z^2} \quad (8.16)$$

$$A = \frac{\rho g}{3\eta} \quad (8.17)$$

où  $\eta$  est la viscosité Newtonienne,  $\rho g$  est le poids spécifique, et  $V_0$  est la vitesse d'extrusion.  $A$  est la susceptibilité au fluage du matériau. Cette propriété matérielle du polymère doit être évaluée à partir des mesures faites durant les expériences §(8.3).

L' intégration de (8.13) avec la relation (8.16) nous donne la description du mouvement d'un point matériel quelconque :

$$z = \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \operatorname{atan} \left( \frac{A}{\sqrt{\Delta}} (2 \frac{Z}{V_0} + t) \right) + \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \operatorname{atan} \left( \frac{A}{\sqrt{\Delta}} t \right) \quad (8.18)$$

$$\Delta = \frac{4A}{V_0} - A^2 t^2 \quad (8.19)$$

où dans l'équation (8.18) la condition initiale a été définie par le fait que le point matériel marqué  $Z = -V_0t$  émergera de l'orifice  $z = 0$  au temps  $t$ . De plus, la définition de (8.19) amène la notion d'un temps critique auquel la paraison se déchire sous son propre poids :

$$t_c = \frac{2}{\sqrt{AV_0}} \quad (8.20)$$

$$l_c = V_0t_c \quad (8.21)$$

Alternativement, on définit une longueur critique (8.21) qui montre que accroître la vitesse d'extrusion diminuerait les effets du fluage si  $A$  restait constant.

Le point matériel situé à l'extrémité de la paraison est marqué  $Z = 0$ , donc le mouvement de l'extrémité  $L(t)$  est donné par (8.18) :

$$L(t) = \frac{4}{\sqrt{\Delta}} \operatorname{atan} \left( \frac{A}{\sqrt{\Delta}} t \right) \quad (8.22)$$

### 8.3.2.3 Susceptibilité au fluage

Pour évaluer la susceptibilité au fluage  $A$  à partir des résultats expérimentaux nous avons adopté la démarche suivante :

Premièrement, nous séparons les effets de fluage des effets de gonflement en diamètre : le fluage est un effet à long terme qui s'accroît durant l'expérience, à la différence du gonflement, qui est lui est quasi instantané et résulte en un diamètre plus important et une vitesse moyenne moindre de paraison qu'à la sortie immédiate de la filière. De fait, il semble pertinent d'utiliser les caractéristiques du gonflement atteintes à l'aval de la filière comme conditions initiales du modèle de fluage. De plus, la linéarité quasi parfaite de l'évolution de la déformation radiale selon le temps observée dans la Fig. 8.9 suggère d'utiliser un fluide Newtonien comme base de travail.

Deuxièmement, reconnaissant que toutes les mesures ont été faites à proximité de la sortie de filière, où les effets de fluage sont moins prononcés, il semble pertinent d'approcher le mouvement d'un point matériel simplement par :

$$Z = z - V_0t \quad (8.23)$$

Ensuite, (8.23) est incluse dans (8.16) et dans (8.14) afin de passer à une représentation Eulerienne de la déformation radiale :

$$\frac{r}{R} = \sqrt{1 + \frac{z}{V_0} A (z - V_0t)} \quad (8.24)$$

Finalement, cette expression est développée pour les faibles valeurs de fluage au premier ordre en temps  $t$  :

$$\frac{r}{R} = 1 + \left( -\frac{A}{2}z + \frac{A^2z^3}{4V_0} + \dots \right) t + \dots \quad (8.25)$$

De ce développement (8.25), nous concluons que les pentes seront elles aussi linéaires en  $z$ , comme observé expérimentalement dans la Fig. 8.9, et sans dépendance selon la vitesse d'extrusion au premier ordre. En fait, la courbe expérimentale des taux de déformation radiales par unité de longueur Fig. 8.10 (d) suggère une valeur limite en aval, où le gonflement s'est stabilisé, en cohérence avec notre hypothèse de vitesse d'extrusion constante pour le modèle. De cette manière, nous sommes en mesure d'identifier la valeur de la



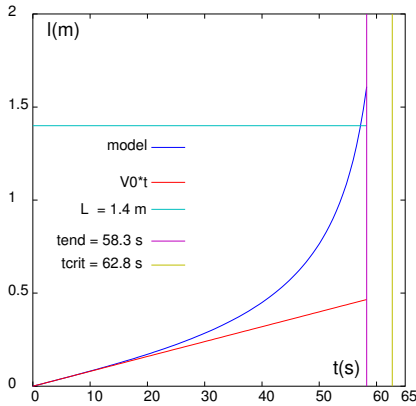


Figure 8.12: Longueur calculée de la paraison (m) suivant le temps (s). Longueur totale d'extrusion est représentée ( $L = 1.47m$ ), avec le temps total d'extrusion ( $t_{\text{end}}$ ) et temps critique ( $t_c$ ). Vitesse 15 rpm et 25% ouverture

susceptibilité au fluage  $A$  à la valeur limite expérimentale obtenue dans la Fig. 8.10(d).

Nous vérifions notre approche en calculant par notre modèle la longueur  $L(t)$  atteinte par l'extrémité de la paraison durant l'extrusion. Bien que celle-ci ne soit pas visible à la caméra durant l'expérience, elle doit être égale à la longueur maximale à la fin de l'extrusion, quelle que soit l'expérience comme le montre la Fig. 8.12. Sur la Fig. 8.12 on peut voir que le fluage est très important et que la paraison s'étire considérablement lors de l'extrusion. De plus, le temps critique calculé  $t_c$  (8.20) est en fait proche de la fin de l'extrusion  $t_{\text{end}}$  ce qui prouve encore une fois que cette expérience a été menée dans un régime de fluage fort. Enfin, à partir de la définition de la susceptibilité au fluage (8.17) nous pouvons déduire une valeur de viscosité variant entre  $1.9 \cdot 10^4 \text{Pas}$  au plus haut et  $1.15 \cdot 10^4 \text{Pas}$  au plus bas, ce qui est cohérent avec la valeur de  $\eta_0$  mesurée en rhéométrie dynamique  $3.0 \cdot 10^4 \text{Pas}$  mais ne peut être tenu pour identique puis il ne s'agit pas des mêmes déformations.

### 8.3.3 Conclusions et Perspectives

Nous avons mis au point dans ce travail une technique de mesure des paraisons précise, sans contact, en temps réel. La photographie à haute résolution couplée à l'éclairage laser fournit les profils de diamètre et d'épaisseur le long d'une grande partie de la paraison. Des caractéristiques du comportement de gonflement et de fluage ont été mis à jour lors des expériences. Le gonflement du diamètre de la paraison semble être contraint de varier dans une plage étroite par la géométrie convergente de la filière, tandis que le gonflement en épaisseur semble avoir une dynamique de développement plus sensible au cisaillement.

Le fluage a pu être modélisé en effectuant l'analyse de Kaye pour les écoulements élongationnels de fils minces. Elle révèle que, a priori, les effets de fluage se réduisent lorsque les temps d'extrusion sont plus courts par augmentation de la vitesse de rotation de vis. Cependant, à cause de la rhéofluidification du polymère, la susceptibilité au fluage augmente lorsque la vitesse de rotation de vis augmente.

Outre un contrôle du procédé, ce dispositif, couplé à la simulation numérique permettrait d'évaluer les propriétés viscoélastiques et les modèles rhéologiques en comparant les mesures optiques avec les résultats des simulations numériques effectuées avec un code éléments finis ou par la méthode des tubes de courant, puisque ce sont des écoulements qui ne présentent pas de recirculations. Il s'agit d'un écoulement non viscométrique particulièrement discriminant.

## 8.4 Simulation et optimisation du procédé d'injection Soufflage

La simulation numérique est un outil important de conception des outillages et des pièces, de contrôle des procédés et d'investigation du comportement des polymères. Dans le cas du procédé d'injection soufflage, il est particulièrement important de concevoir une préforme de géométrie optimale, qui une fois déformée par soufflage, présentera un profil d'épaisseur conforme, sans sur-épaisseur (plus longue à refroidir) et surtout sans sous-épaisseur, cause de fragilité. A l'heure actuelle, lors du développement d'un produit nouveau par

soufflage et face à un manque d'outils de conception intégrée dans ce secteur de la plasturgie, c'est encore l'empirisme qui prévaut, basé sur une expérience longue et extensive de produits similaires et sur une pratique d'essais-erreurs et de modifications successives coûteuses en temps et incertaines.

Il est à noter qu'il n'existe pas de logiciels de simulation du procédé complet d'injection soufflage, dans ces trois phases successives d'injection, de réchauffage et de soufflage. Cependant, il existe des logiciels commerciaux dédiés à l'injection (Moldflow, Sigmasoft, Cadmould) qui sont bien répandus dans l'industrie de la plasturgie. Par contre pour le soufflage, il existe quelques logiciels spécifiques (Bsim), mais il est fait plutôt usage de code éléments finis génériques de calculs des structures (Abaqus, Ansys) ou de mécanique des fluides (POLYFLOW) et proposant des applications particulières en soufflage ou en thermoformage. Si l'on reprend ces trois étapes, on peut identifier un certain nombre verrous qui persistent dans le champ de la modélisation numérique des procédés : En ce qui concerne l'injection, si les pièces courantes sont désormais bien appréhendées, il n'en va forcément de même pour les pièces complexes qui demandent une modélisation tri-dimensionnelle de l'écoulement. La bi-injection qui demande quant à elle un suivi de l'interface entre deux fluides aux propriétés différentes, est une application possible mais délicate. En ce qui concerne le soufflage, un certain nombre de points sont encore en débat. Les lois de comportement pertinentes pour le polymère et le procédé devraient impérativement prendre en compte les aspects élastiques et visqueux inhérents à ces matériaux ainsi que les grandes déformations imposées par le procédé. En outre le procédé de soufflage transformant la matière dans une gamme de température qui balaie depuis le fondu jusqu'à la solidification, fait intervenir le caractère amorphe ou cristallin du polymère. Lequel caractère devrait être visible dans le choix de la loi de comportement. Une fois en contact avec la paroi du moule, le problème de la friction de la préforme sur ce moule reste entier. Enfin, lors de la phase dynamique de soufflage par un flux d'air, la pression appliquée sur la face interne de la préforme n'est ni constante dans le temps, ni monotone, mais résulte d'une interaction dynamique complexe de type fluide structure entre la pression nominale du circuit d'air, le volume libéré par la cavité de la préforme et la rigidité atteinte par la préforme à l'instant considéré. La modélisation du réchauffage de la préforme par des lampes infra-rouge est un problème de thermique radiative extrêmement complexe qui demanderait pour une résolution rigoureuse l'analyse des spectres d'émission des lampes et des spectres d'absorption du polymère. Ceci fait l'objet pour l'instant de travaux académiques uniquement [207].

Ces approches permettent de réaliser des calculs avec des paramètres de soufflage et une géométrie de préforme définis. Le véritable enjeu de la démarche de conception est de les utiliser dans un cadre semi-automatique d'optimisation des paramètres de mise en œuvre ou de géométrie de préforme dans le but d'optimiser certaines propriétés mécaniques ou géométriques (régularité des épaisseurs) de la pièce à produire. Ceci faisant gagner en temps et en sécurité de développement.

Notre objectif dans ce projet est double :

- Simuler le procédé de soufflage (avec ou sans phase d'étirage) afin de prédire la répartition des épaisseurs de la pièce, et cela pour un polymère donné et des paramètres procédés connus tels la pression d'air de soufflage, la température initiale, la cinématique de canne.
- Intégrer ces simulations dans un cadre plus large d'optimisation de la

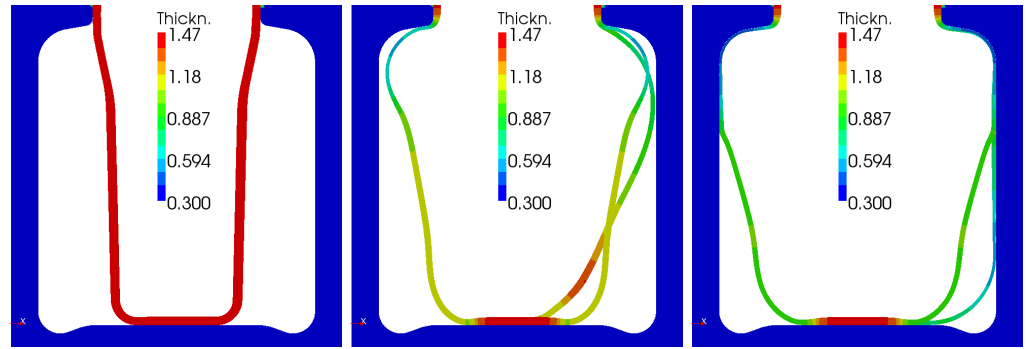


Figure 8.13: Séquence de soufflage d'une préforme avec surpression localisée. Comparaison entre un fluide Newtonien (coté droit du moule uniquement) et un fluide rhéofluidifiant (côté droit et gauche du moule). Le fluide rhéofluidifiant cède sous la surpression, alors que le fluide Newtonien répartit plus largement la déformation [92, Enc.].

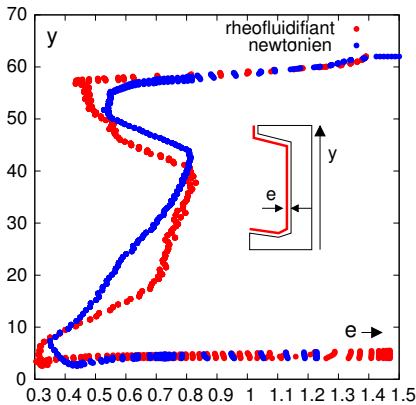


Figure 8.14: Répartition des épaisseurs dans le cas du soufflage Fig. 8.13

géométrie des préformes en comparant les calculs numériques avec le profil d'épaisseur optimal souhaité et en agissant sur un nombre limité mais crucial de paramètres géométriques de la préforme (tel l'épaisseur en trois zones distinctes col, corps et fond). Cette approche a été déjà utilisée par différents auteurs [222, 207] pour ce même problème. Il est donc parfaitement plausible de chaîner un ou plusieurs logiciels dans une démarche d'optimisation d'une fonction à variable multiples, sous contraintes (programmation quadratique séquentielle)

Ceci implique un nombre limité de polymères pour cette étude (un amorphe et un semi- cristallin) mais dont les caractéristiques rhéologiques, viscoélastiques notamment et mécaniques seront mesurées puis modélisées dans une loi de comportement (type KBKZ ou Christiansen). En outre, la répartition initiale des températures sur la préforme devra être connue (mesurée et modélisée). En effet, les matériaux étant thermodépendants, leurs caractéristiques mécaniques varient suivant la température et donc une inhomogénéité des températures entraîne une inhomogénéité des déformations lors du soufflage. Enfin, dans la plupart des simulations, l'effet de l'air de soufflage est pris en compte via une pression uniforme sur la surface interne de la préforme ou mieux, variable dans le temps en fonction du volume de la cavité créé par la préforme [220]. Une étude récente [207] montre qu'il s'agit en fait d'un problème couplé fluide-structure où d'une part le flux d'air dans la cavité exerce une pression sur la préforme, et d'autre part la pression régnant dans la cavité qui évolue dans le temps affecte le débit massique d'air de soufflage délivré dans la cavité. La spécificité du procédé envisagé est que l'air de soufflage provient du noyau sur lequel la préforme repose directement, laissant des marques sur la face interne et rendant le soufflage sensible à la position des orifices de soufflage. Il semble judicieux de tenter d'aller au delà de ces approches et de modéliser le flux d'air de soufflage comme un jet aérodynamique impactant une surface solide.

## Bilan des projets

<b>Titre</b>	Injection Soufflage cycle chaud ultra-productive sur du matériel d'Injection Standard
<b>Contexte</b>	Programme FUI "IS2"
<b>Durée</b>	Nov. 2011–Nov. 2014
<b>Encadrement</b>	doctorant à recruter
<b>Contexte</b>	Dossier BQR 2008
<b>Durée</b>	Janvier 2008 –
<b>Partenaires</b>	Site de Plasturgie : J.-Y. Charneau, J. Balcaen
<b>Encadrement</b>	PID, TPMD 5GMPP
<b>Publications</b>	[1, Art.], [15, Proc.]

## Bibliographie

- [207] M. Bordival, F.M. Schmidt, Y. Le Maout, and V. Velay. Optimization of preform temperature distribution for the stretch-blow molding of pet bottles : Infrared heating and blowing modeling. *Polymer Engineering & Science*, 49(4) :783–793, 2009.
- [208] Ch. Carrot, J. Guillet, J.-F. May, and J.-P. Puaux. Application of the marquardt-levenberg procedure to the determination of discrete relaxation spectra. *Die-Makromolekulare-chemie-Theory-and-simulations.*, 1(4) :215–231, 1992.
- [209] R. W. Diraddo and A. Garcia-Rejon. Noncontact measurement of parison thickness profiles affected by swell and sag in continuous extrusion blow molding. *Polymer Engineering and Science*, 32(19) :1401–1410, 1992.
- [210] A. Dutta and M.E. Ryan. A study of parison development in extrusion blow molding. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 10 :235–256, 1982.
- [211] S. Eggen and A. Sommerfeldt. On-line measurement of parison geometry during blow molding : Parison swelling for three high-density polyethylenes with different molecular weights and molecular weight distributions. *Polymer Engineering and Science*, 36(3) :336–346, Feb. 1996.
- [212] A Garcia-Rejon, R. W. DiRaddo, and M. E. Ryan. Effect of die geometry and flow characteristics on viscoelastic annular swell. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 60 :107–128, 1995.
- [213] A Goublomme, B Draily, and MJ Crochet. Numerical prediction of extrudate swell of a high-density polyethylene. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 44 :171–195, Sep 1992.
- [214] H.-X. Huang and J.-C. Li. Fast online acquisition and analysis for parison swell and sag in blow molding. *Journal of applied polymer science*, 101 :2399–2406, 2006.
- [215] Dilhan Kalyon, Victor Tan, and Musa R. Kamal. The dynamics of parison development in blow molding. *Polymer Engineering & Science*, 20(12) :773–777, 1980.
- [216] A. Kaye. Convected coordinates and elongational flow. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 40 :55–77, 1991.

- [217] U Langkamp and W. Michaeli. On line monitoring of parison geometry to prevent sag and swell. *Plastics Engineering*, 52(12) :29–, Dec. 1996.
- [218] X.-L. Luo and E. Mitsoulis. Memory phenomena in extrudate swell simulations for annular dies. *Journal of Rheology*, 33(8) :1307–1327, 1989.
- [219] E. Maziers and P. Pestiaux. Polymer processability evaluation through on-line processing. *European Patent Application*, (EP 1 378 336 A1), 2004.
- [220] G.H. Menary, C.W. Tan, C.G. Armstrong, Y. Salomeia, M. Picard, N. Billon, and E.M.A. Harkin-Jones. Validating injection stretch-blow molding simulation through free blow trials. *Polymer Engineering & Science*, 50(5) :1047–1057, 2010.
- [221] P. L. Swan, M. R. Kamal, A. Garcia-Rejon, and P. Cielo. Optical on-line measurement of the thickness distribution of blow molding parisons. *Polymer Engineering and Science*, 36(7) :985–992, Mid-April 1996.
- [222] F. Thibault, A. Malo, B. Lanctot, and R. Diraddo. Preform shape and operating condition optimization for the stretch blow molding process. *Polymer Engineering & Science*, 47(3) :289–301, 2007.
- [223] Z. Zhang, P. Zhao, P. Lin, and F. Sun. Thermo-optic coefficients of polymers for optical waveguide applications. *Polymer*, 47 :4893–4896, 2006.

# Chapitre 9

## Microstructure

---

9.1	Microstructure . . . . .	125
9.1.1	Micro-Rhéologie . . . . .	126
9.1.2	Lois de comportement . . . . .	128
9.1.2.1	Introduction . . . . .	128
9.1.2.2	Modèle viscoélastiques intégraux . . . . .	129
9.1.2.3	Modèle de Doi Edwards . . . . .	129
9.1.2.4	Modèle de Wagner MSF . . . . .	131
9.2	Simulation numérique . . . . .	133
9.2.1	Méthodologie de Calcul . . . . .	133
9.2.2	Algorithme de Calcul en écoulement de Poiseuille . . . . .	133
9.3	Filière micronique . . . . .	134

---

### 9.1 Microstructure

L'injection des pièces plastiques de faibles épaisseurs inférieures au millimètre, en parois minces donc, est devenue de plus en plus importante suite à la croissance fulgurante du marché des télécommunications sans fil et de l'électronique portable, qui requiert des boîtiers plus minces et plus légers. Ces procédés sont également la clé technologique de la production de masse de systèmes complexes dans des secteurs tels que le médical, l'électronique, l'automobile et les biotechnologies. Ces systèmes peuvent même posséder des microstructures. Cependant, l'injection en parois minces représente un certains nombres de défis technologiques et de problématiques scientifiques. En tout premier lieu, il y a la méconnaissance de la physique des polymère dans les conditions extrêmes de pression et de cisaillement qui dépassent 150MPa et  $10^4\text{s}^{-1}$ . En deuxième lieu et en conséquence, les outils actuels commerciaux de simulation numérique dont les solutions sont basées sur des valeurs des propriétés physiques questionnables, ne prédisent pas les observations expérimentales en paroi minces et en pièce microstructurée. Typiquement, les simulations actuelles prédisent le remplissage de structures qui, en pratique, ne le seront que très partiellement, et cela durant la phase de compactage. En troisième lieu, les pièces en parois minces présentent des géométries d'écoulement complexes et restrictives par comparaison avec l'injection classique. Ceci conduit à des fenêtres de transformation bien plus étroites.

Sous le terme de microstructure nous rangeons différentes problématiques.

- Tout d'abord la micro-rhéologie c'est à dire le changement de comportement rhéologique observable lorsque l'on confine les chaînes polymères

dans des espaces de l'ordre de  $50\mu\text{m}$ . En découle toute une problématique sur l'observation et la mesure de la viscosité dans de telles géométries. C'est l'objet du dispositif dont la conception fait l'objet de la demande de BQR (Bonus Qualité Recherche) et est un des axes de la thèse de S. Akkoyun [90].

- La micro-injection, pas forcément les micro pièces, mais plutôt les macro-pièces microstructurées. Dans ce cas, la problématique est bien évidemment la réplique sur la pièce des microstructures présentes dans l'empreinte. L'usinage de ces microstructures représente également en soi un verrou technologique.

Spécifiquement, en ce qui concerne le remplissage de ces microstructures quatre questions se posent :

1. L'écoulement d'un fluide visqueux autour d'une paroi rugueuse. Est ce que les rugosités influencent les caractéristiques de l'écoulement, sous la forme d'un coefficient de glissement effectif, par exemple, ou par la persistance d'air prisonnier dans les rugosités ?
2. La micro-rhéologie déjà évoquée. Les caractéristiques du fluide cette fois sont-elles les mêmes à l'échelle micro qu'à l'échelle macro ? Le phénomène de glissement à la paroi se manifeste de façon prépondérante dans la mesure ou les longueurs de glissement du polymère sont comparables à la taille caractéristique de la microstructure.
3. Le rôle de la tension superficielle durant la phase du remplissage, lors du contact entre le front de matière et la paroi métallique.
4. Et pour mémoire, les questions usuelles de solidification et de croissance de gaine solide, déjà évoquées dans les défauts d'aspects.

### 9.1.1 Micro-Rhéologie

L'un des enjeux du développement des techniques de microplasturgie<sup>1</sup> est de maîtriser les écoulements de polymères fondus dans des géométries comportant au moins une dimension à l'échelle micrométrique, c'est à dire inférieure à 100 microns environ. Dans ces écoulements, les comportements rhéologiques sont complètement modifiés et ceci nécessite des moyens de mesure adaptés (en effet, les outils de rhéologie classiques - rhéologie de volume - mettent en jeu des écoulements dont la dimension reste en général supérieure à 500 microns avec les polymères fondus) et une réinterprétation des données dans un cadre théorique nouveau.

Peu de travaux ont été développés spécifiquement sur la microrhéologie des polymères fondus. Ils sont principalement basés sur des études en cisaillement plan à une échelle "mésoscopique", c'est-à-dire pour des entrefers de quelques microns à quelques centaines de microns. Les méthodes expérimentales employées sont la rhéométrie entre plateaux parallèles en rotation [230] ou en translation [241, 237, 238, 239, 227, 228] éventuellement couplée à un dispositif de microscopie optique/fluorescence pour le suivi de particules [237, 238] ou de spectroscopie infra-rouge en transmission [241]. La diminution apparente de viscosité constatée lorsque les entrefers diminuent, en général en dessous de 100 microns environ, est imputée le plus souvent à des phénomènes de glissement ou d'écoulement multicouches. Une manifestation prépondérante du glissement est tout à fait envisageable lorsque la longueur caractéristique de

1. Cette section reprend partiellement le texte du dossier de demande BQR rédigé par C. Barres

glissement (de l'ordre de la dizaine de microns) devient comparable avec la taille de l'entrefer [80, Crs.]. Ce glissement microscopique est donc systématique et ne se déclare pas au delà d'une certaine contrainte de cisaillement. Les études concernant les écoulements de Poiseuille sont extrêmement rares du fait des difficultés expérimentales liées à la mesure des pressions in-situ ou au contrôle des températures [7-8]. Les géométries retenues par les auteurs sont des microcanaux d'injection à section rectangulaire [226] ou une fente plate [233]. Dans ces travaux, l'écart entre les mesures en géométrie mésoscopique et celles effectuées en rhéométrie de volume classique est interprétée en termes de glissement à la paroi, de piézodépendance de la viscosité et de dissipation visqueuse.

La compréhension et la modélisation du comportement en écoulement des polymères fondus dans des géométries de dimensions microniques, en conditions de forts gradients de pression et grandes vitesses de cisaillement, constituent donc un réel verrou scientifique vis-à-vis du développement des technologies de microplasturgie. L'objectif de ce projet de recherche est de développer une démarche couplant une approche expérimentale génératrice de données pertinentes et un travail à caractère théorique sur la modélisation des écoulements de polymères dans ces géométries.

Comme mentionné plus haut, l'interprétation de données rhéologiques recueillies dans une géométrie micronique doit être menée dans un cadre théorique différent de celui de la rhéologie volumique classique. Une illustration de cela concerne la vitesse de glissement. Dans les travaux de Henson et Mackay [230], la vitesse de glissement présente une dépendance linéaire vis-à-vis du taux de cisaillement, conformément à la théorie de de Gennes sur la longueur de glissement. Toutefois, cette longueur de glissement présente une dépendance quasi linéaire vis à vis de la masse molaire [230, 237], en contradiction avec la théorie cette fois-ci. Les travaux inspirés de la dynamique moléculaire ont pour objectif d'investiguer de façon plus poussée le comportement des chaînes macromoléculaires au voisinage d'une paroi et les effets de confinement sur les propriétés. Les approches sont diverses et les principaux exemples sont : la modélisation stochastique du mouvement et de la configuration des chaînes via un modèle billes-ressorts de type FENE (finitely extendable nonlinear elastic) [232], la simulation par la méthode Monte-Carlo avec modification des probabilités de mouvement des segments moléculaires en fonction du champ externe [229, 231], l'établissement de lois d'échelles sur la base du modèle de Rouse avec une extensibilité limite, ou fondées sur un modèle de blob [244, 243, 242]. Ces travaux ont pour point commun la mise en évidence des modifications de configuration, d'orientation, de relaxation des chaînes polymères au voisinage d'une paroi par rapport au volume. Du point de vue théorique et numérique, de récents travaux ont pris en compte ces modèles communément appelés "micro-macro", par exemple dans [234] en utilisant une approche stochastique. Ces modèles sont validés pour des écoulements macroscopiques mais ne prennent pas en compte la géométrie confinée qui nous intéresse. En particulier ils n'incluent pas d'éventuels effets d'interaction dus aux parois, ni même thermiques. Néanmoins les modèles obtenus sont très complexes tant du point de vue théorique (en général il est impossible de prouver qu'il existe une solution globale aux modèles introduits) que du point de vue de l'implémentation numérique (Méthode CONFESSIT Calculation of Non-Newtonian Flow, Finite Elements and Stochastic Simulation Technique par exemple). Ces modèles déjà existants semblent ainsi inadaptés pour simuler les écoulements



réels qui font l'objet de notre démarche.

Les écoulements de cisaillement plan étant peu représentatifs des conditions réelles de mise en œuvre des polymères, on peut affirmer que la littérature ne décrit pas d'outil permettant de combiner un caractère rhéométrique avec les conditions d'un écoulement mésoscopique à fort gradient de pression tel que ceux rencontrés dans les procédés de microplasturgie. Par ailleurs, aucune des approches théoriques développées par les différents auteurs n'est directement transposable à de tels écoulements. Il nous semble intéressant d'introduire certains concepts inspirés des théories moléculaires, tels que ceux pris en compte dans ces travaux, dans des modèles d'écoulements *a priori* macroscopiques. L'objectif est en particulier de tenter de combler le fossé séparant les représentations micro- et macroscopique des écoulements de polymère. Pour ce faire, nous évaluerons les modèles implantés dans les logiciels de simulation numérique dans leur version macroscopique, puis en y intégrant une prise en compte des modifications du comportement des macromolécules au voisinage de la paroi, à différents niveaux de complexité.

## 9.1.2 Lois de comportement

### 9.1.2.1 Introduction

Deux courants [224] marquent la recherche de lois de comportement représentatives du comportement observable des polymères à l'état fondu ou en solution, dans le domaine de la viscoélasticité non-linéaire<sup>2</sup>.

Le premier, le plus ancien, est basé sur la mécanique rationnelle et culmine avec le concept de fluide simple, qui postule le déterminisme des contraintes et un principe d'action locale. Ce concept de fluide simple est si général que l'on doit le restreindre à l'aide du principe de Boltzmann qui postule l'additivité des effets<sup>3</sup> résultante de l'additivité des causes<sup>4</sup>, ainsi que le principe de mémoire évanescence, qui énonce que les déformations subies dans un passé proche ont plus d'importance que celles subies dans un passé lointain, ce qui revient à introduire la notion capitale d'échelle de temps de relaxation. Enfin, on doit adjoindre aux principes précédents, le principe d'indifférence matérielle (ou d'invariance) qui restreint l'expression analytique des lois de comportement à des tenseurs objectifs, c'est à dire des tenseurs qui obéissent aux règles tensorielles de changement de base, même lorsque cette base est en mouvement. Cette approche de mécanique rationnelle ne fournit pas de lois de comportement, car elle reste trop générale, mais seulement un cadre que les expressions "candidates" au titre de loi de comportement<sup>5</sup> doivent nécessairement vérifier. La pertinence des lois de comportement se détermine alors ensuite par la confrontation de leur prédiction aux observations rhéométriques expérimentales, ce qui introduit paradoxalement, via des paramètres ajustables, une mesure d'empirisme dans le processus.

Le second courant, plus récent, que l'on appellera modélisation moléculaire, consiste à exécuter deux étapes : d'abord examiner la microstructure que constitue l'amas des chaînes polymères, modéliser sa cinématique et calculer son évolution au cours du temps et, ensuite, en extraire selon les règles de la mécanique statistique, les forces et les contraintes qui s'exercent sur cette

2. Cette section fait partie du cours de Viscoélasticité Non-Linéaire 4GMPP [79, Crs]

3. lire : contraintes

4. lire : déformations

5. "A thousand Prima Donnas" d'après Jim White

microstructure. Le but ultime est de faire émerger de cette analyse une relation entre contrainte macroscopique et déformation macroscopique.

Dans l'approche moléculaire, il nous faut distinguer entre le cas des polymères à l'état fondus ou en solutions concentrées, et celui des solutions diluées de polymères. Dans le premier cas, les interactions entre chaînes sont si importantes, que la microstructure doit être vue comme un réseau. Les interactions qui y règnent sont si complexes que l'on abandonne alors l'espoir de calculer l'évolution de la microstructure et l'on recourt à l'hypothèse que la microstructure se déforme de façon affine avec le milieu continu, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de mouvement relatif entre la microstructure et le milieu continu. Dans le second cas, il n'y a pratiquement pas d'interactions entre les chaînes, et la microstructure s'identifie avec la distribution géométrique des macromolécules isolées.

### 9.1.2.2 Modèle viscoélastiques intégraux

Le modèle de Wagner, proche des modèles K-BKZ, suppose qu'il y a deux mécanismes distincts et indépendants pour l'existence des enchevêtrements : la probabilité de survie d'un enchevêtrement durant le laps de temps  $t - t'$  qui est  $\exp(-\frac{t-t'}{\lambda})$ , et le désenchevêtrement par déformation, qui est relié à la fonction d'amortissement  $h(I_1, I_2)$ .

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\sigma}} &= \int_{-\infty}^t \sum_{l=1}^{l=N} \frac{G_l}{\lambda_l} \exp(-\frac{t-t'}{\lambda_l}) h(I_1, I_2) \underline{\underline{C}}_t^{-1} dt' \\ I_1 &= tr(\underline{\underline{C}}_t^{-1}) \\ I_2 &= tr(\underline{\underline{C}}_t) \end{aligned}$$

### 9.1.2.3 Modèle de Doi Edwards

D'après Marrucci *et al* [236], il y a désormais un consensus large sur le fait que la rhéologie des polymères à l'état fondu ou en solutions concentrées, peut être décrite par la théorie de Doi Edwards (DE). Cette théorie est basée sur l'existence d'un "tube" de contraintes topologiques Fig. 9.1, entourant une chaîne polymère de masse moléculaire  $M$ , et sur la dynamique de reptation due à De Gennes Fig.9.2. Cette chaîne est prisonnière de ce tube, dont la longueur de parcours consiste en  $N_e$  segments, chaque segment reliant deux points d'enchevêtrement consécutifs. A l'équilibre, la longueur d'un segment du tube est du même ordre de grandeur que son diamètre noté  $a_0$ . L'hypothèse cinétique principale du modèle de Doi-Edwards concernant la viscoélasticité non-linéaire est que, suite à une déformation, la chaîne en considération retrouve sa conformation d'équilibre après un processus de relaxation élastique de Rouse, selon un temps caractéristique court  $t_R$  proportionnel au carré de la masse moléculaire. La contribution principale au tenseur des contraintes est alors donnée par l'orientation des segments du tube. Dans la version la plus simple du modèle de Doi-Edwards, on fait l'hypothèse supplémentaire d'alignement indépendant (IA), c'est à dire que les segments du tube s'orientent de manière affine selon la déformation macroscopique, dont la mesure est donnée par (9.1) :

$$\underline{\underline{S}}_{DE}^{IA} = 5 \langle \frac{\underline{u}' \otimes \underline{u}'}{|\underline{u}'|^2} \rangle_0 \tag{9.1}$$

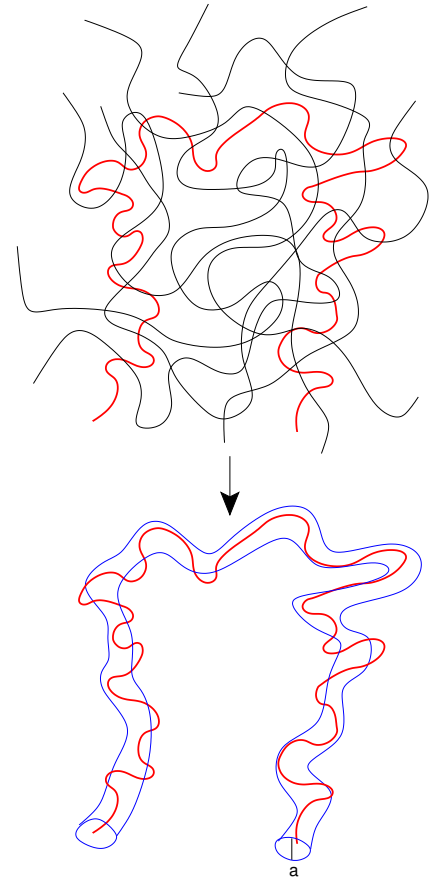


Figure 9.1: Tube

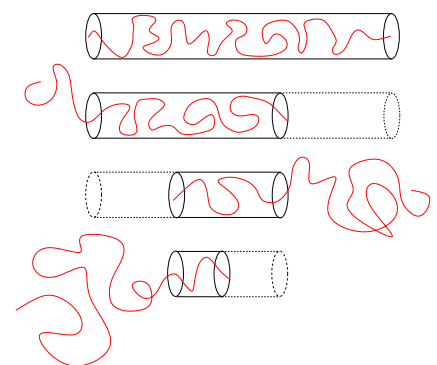


Figure 9.2: Reptation

où la moyenne est prise sur une distribution isotrope (sphérique) du vecteur unité  $\underline{u}$ , correspondant à celle existant à l'état d'équilibre originel :

$$\langle \cdot \rangle_0 = \frac{1}{4\pi} \int \int du^2 \quad (9.2)$$

$$= \int_0^\pi \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta d\theta \quad (9.3)$$

avec  $\underline{u} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta,)$  en coordonnées sphériques.  $\underline{u}'$  est le vecteur déformé calculé sur la base de l'hypothèse de la déformation affine :

$$\begin{aligned} |\underline{u}| &= 1 \\ \underline{u}' &= \underline{\underline{F}}_t^{-1} \cdot \underline{u} \end{aligned} \quad (9.4)$$

La réponse élastique de la portion de chaîne située dans le segment du tube est alors donnée par (9.5)

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{G_N^0}{5} \underline{\underline{S}}_{DE}^{IA} \quad (9.5)$$

où  $G_N^0$  désigne la valeur plateau du module d'élasticité (9.6), avec  $c$  la concentration de polymère (c'est-à-dire le nombre de monomères par unité de volume),  $b$  la longueur de segment de Kuhn (la longueur d'un monomère),  $T$  la température absolue et  $k_B$  la constante de Boltzmann. Le total des contributions prend la forme d'un modèle viscoélastique intégral :

$$G_N^0 = \frac{3ck_B T b^2}{a_0^2} \quad (9.6)$$

$$\underline{\underline{\sigma}} = \int_{-\infty}^t \frac{G_N^0}{5} m(t-t') \underline{\underline{S}}_{DE}^{IA}(t') dt' \quad (9.8)$$

$$k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \quad (9.7)$$

La fonction mémoire  $m$  est reliée à la probabilité de survie du tube, ou au temps de son renouvellement durant la reptation  $t_D \propto M^3$ , beaucoup plus long que le temps de réponse élastique. L'équation (9.8) peut être posé sous la forme d'un modèle K-BKZ (9.9) en utilisant l'approximation de Currie :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \int_{-\infty}^t \left( 2 \frac{\partial U}{\partial I_1} \underline{\underline{C}}_t^{-1}(t') - 2 \frac{\partial U}{\partial I_2} \underline{\underline{C}}_t(t') \right) dt' \quad (9.9)$$

$$U(I_1, I_2) \approx \frac{5}{2} \log \left( \frac{J-1}{7} \right) \quad (9.10)$$

$$J = I_1 + 2 \sqrt{I_2 + \frac{13}{4}}$$

De ce potentiel on obtient :

$$\underline{\underline{S}}_{DE}^{IA} = \frac{5}{J-1} \underline{\underline{C}}^{-1} - \frac{5}{(J-1)\sqrt{I_2 + 13/4}} \underline{\underline{C}} \quad (9.11)$$

Bien que la théorie de Doi-Edwards se confronte favorablement aux observations expérimentales, notamment sur une évolution de la viscosité et du temps de relaxation suivant la masse moléculaire au cube, un certain nombre de divergences persiste. Dans le domaine de la viscoélasticité linéaire, il y a en effet une divergence dans la largeur du spectre des temps de relaxation entre la théorie et l'expérience. Deux effets en seraient responsable : les fluctuations de la longueur du tube et le désenchevêtrement des chaînes voisines par agitation thermique ("double reptation", ou "dilution des tube"). Dans le domaine de la viscoélasticité non-linéaire, qui est plus celui des procédés de transformation, ce sont les instabilités de cisaillement prédites par le modèle

de Doi-Edwards qui sont sujettes à caution : la contrainte de cisaillement passe par un maximum pour un taux de cisaillement égal à l'inverse du temps de reptation. Bien que les instabilités d'extrusion existent en effet, elles ne sont pas liées forcément à une instabilité de la loi de comportement. L'introduction du concept de désenchevêtrement convectif ("convective constraint release"), c'est-à-dire du désenchevêtrement des chaînes voisines, causé par l'écoulement cette fois, permet d'y remédier. De plus, le modèle de Doi-Edwards ne prédit pas de durcissement sous contraintes en élongation [245].

#### 9.1.2.4 Modèle de Wagner MSF

Dans le modèle de DE, le diamètre du tube reste constant quelle que soit la déformation subie par le polymère. Alors que le tube représente le voisinage de la chaîne en considération, il paraît normal que son diamètre évolue également lors d'un étirement. De même, le processus de relaxation de cette chaîne suivant sa longueur, est indépendant de l'évolution du diamètre du tube.

L'hypothèse majeure du modèle de Wagner-MSF [245] est de prévoir que, lors d'une déformation affine, le tube s'étire en longueur, parce que son diamètre diminue également de manière affine suivant l'inverse de l'étirement moyen. Wagner propose l'existence d'une fonction macro moléculaire des contraintes ("Molecular Stress Function", MSF)  $f$  qui est définie par l'inverse du diamètre relatif du tube à l'équilibre (9.12).

La réponse élastique à une déformation est cette fois, à la différence du modèle DE (9.5), multipliée par  $f^2$  (9.13) :

$$f = \frac{a_0}{a} \quad (9.12)$$

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{G_N^0}{5} f^2 \underline{\underline{S}}_{DE}^{IA} \quad (9.13)$$

Pour obtenir une expression utilisable de cette fonction  $f$ , il est nécessaire de rappeler que, dans le cas des polymères linéaires, l'énergie libre d'un segment du tube de diamètre  $a$  est donnée par :

$$\begin{aligned} W_{\text{MSF}} &= 3k_B T \frac{N_e b}{a^2} - 3k_B T \\ &= 3k_B T \frac{a_0^2}{a^2} - 3k_B T \\ &= 3k_B T (f^2 - 1) \end{aligned} \quad (9.14)$$

Cette énergie libre  $W_{\text{MSF}}$  (9.14) ne joue aucun rôle dans le modèle DE, dans la mesure où le diamètre du tube reste constant. Dans le modèle DE, l'énergie libre due à l'orientation s'exprime sous la forme :

$$W_{\text{DE}} = \langle \log u' \rangle_0 \quad (9.15)$$

Dans le cas des polymères linéaires,  $f$  est solution d'une équation différentielle (9.16) qui, suivant le principe des puissances virtuelles, représente l'idée que toute la puissance amenée dans le système lors d'une déformation sert à accroître l'énergie libre, et qu'il n'y a pas de dissipation.

$$\frac{1}{3k_B T} \frac{\partial W_{\text{MSF}}}{\partial t} = f^2 \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{S}}_{DE}^{IA} \quad (9.16)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\partial f^2}{\partial t} \\ f^2 &= \int_0^t \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{S}}_{DE}^{IA} \end{aligned} \quad (9.17)$$

En appliquant le même raisonnement à l'énergie libre d'orientation du modèle DE (9.15) on en déduit que :

$$f^2 = \exp(\langle \log u' \rangle_0) \quad (9.18)$$

Pour les polymères linéaires cette expression de  $f$  est appelée fonction moléculaire linéaire, car  $f^2$  est une fonction linéaire de la déformation moyenne.

Dans le cas des polymères branchés, l'énergie libre (9.19) est modifiée :

$$W_{\text{MSF}} = 3k_B T \frac{1}{2} \left( (f^2 - 1) + \langle \log u' \rangle_0 \right) \quad (9.19)$$

et la nouvelle expression de  $f^2$  est donnée par (9.20), appelée fonction moléculaire quadratique.

$$f^2 = \frac{1}{2} \exp(2\langle \log u' \rangle_0) + \frac{1}{2} \quad (9.20)$$

En généralisant le modèle de DE par la MSF, la viscosité élongationnelle des polymères fondus peut être prédite quantitativement, notamment le phénomène de durcissement sous déformation ("strain hardening"), contrairement au modèle de DE qui n'en prédit pas. Dans le cas des polymères linéaires (PS, PEHD), ce durcissement est quantifiable par la fonction moléculaire des contraintes linéaires (LMSF), tandis que dans le cas des polymères branchés, qui présentent un durcissement encore plus marqué, il est décrit par la variante quadratique de cette fonction (QMSF).

**Étirement maximum** Les travaux plus récents de Wagner [245] ont conduits à un modèle de fonction moléculaire de contrainte  $f$  avec un paramètre matériel ajustable qui introduit la notion d'un étirement maximal possible du tube, de la même manière que FENE introduit un étirement maximal des chaînes. Cet étirement repose sur le concept d'un glissement des tubes entre eux lors des grandes déformations. Dans ce cas les fonctions moléculaires linéaires et quadratiques deviennent (9.21,9.22) :

$$f^2 = 1 + (f_{\text{max}}^2 - 1) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\exp(\langle u' \rangle) - 1}{f_{\text{max}}^2 - 1}\right) \right] \quad (9.21)$$

$$f^2 = 1 + (f_{\text{max}}^2 - 1) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\exp(2\langle u' \rangle) - 1}{2(f_{\text{max}}^2 - 1)}\right) \right] \quad (9.22)$$

Lorsque l'on fait tendre  $f_{\text{max}}^2$  vers l'infini, on récupère les expressions précédentes de la fonction moléculaire de contrainte (9.18,9.20).

**Désenchevêtrement convectif** Le processus supplémentaire de désenchevêtrement convectif, ("convective constraint release") a été suggéré par Marucci et Ianniruberto [235]. L'idée est que le processus de relaxation des chaînes est plus rapide que dans le régime de reptation (temps caractéristique  $t_D$ ) lorsque le taux de cisaillement dépasse  $1/t_D$ . Ceci du fait de la perte rapide des contraintes topologiques latérales car elles sont détruites avec une échelle de temps proportionnel à l'inverse de la puissance mécanique. Dans le modèle de Wagner MSF, ceci aboutit à une équation différentielle sur la fonction moléculaire de contrainte  $f$ , au lieu d'une expression analytique comme précédemment, ce qui change complètement l'implémentation du modèle et n'a donc pas été retenu dans nos travaux pour cette raison.

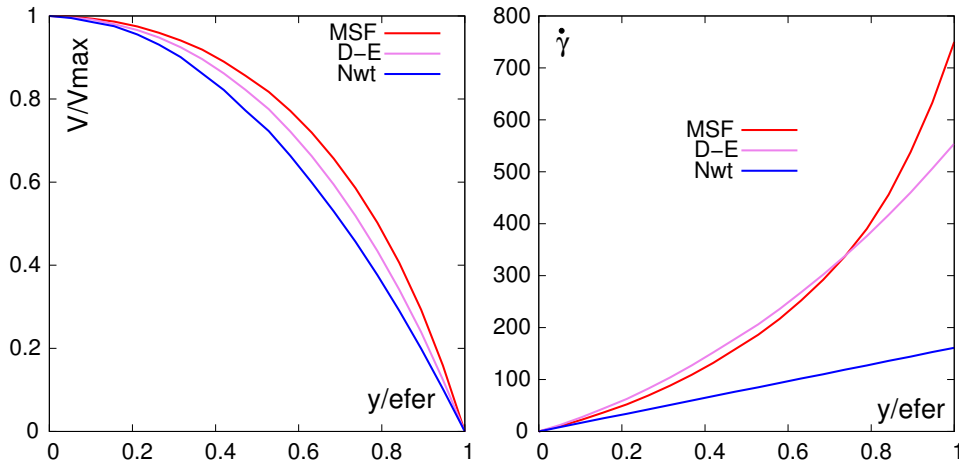


Figure 9.3: Vitesse et taux de cisaillement calculés selon les modèles Newtonien, Doi-Edwards et Wagner MSF, dans la filière d'entrefer  $50\mu\text{m}$ , pour un même gradient de pression de  $7.510^9\text{Pa/m}$ . Thèse S. Akkoyun [90].

## 9.2 Simulation numérique

### 9.2.1 Méthodologie de Calcul

Pour évoluer numériquement la différence de microstructure entre la paroi et le volume du polymère en écoulement, nous envisageons une approche multicouches, avec ou sans glissement à la paroi, où des modèles rhéologiques de même type (DE, Wagner MSF, KBKZ) sont pris en compte dans chaque couche, mais avec des paramètres matériels moléculaires différents selon que la couche est proche ou éloignée de la paroi, reflétant ainsi la différence de conformation du polymère au voisinage d'une paroi solide.

Le code de calcul POLYFLOW peut se prêter à cet exercice car il dispose de la plupart des modèles intégraux de type KBKZ, DE (via l'approximation de Currie) mais pas de la fonction moléculaire de contrainte. Toutefois, lorsque le niveau d'élasticité est élevé, comme cela sera le cas des écoulements dans la filière micronique, les convergences sont délicates à obtenir avec ces modèles viscoélastiques pour la méthode des éléments finis.

Pour l'instant, il nous a paru plus pertinent de développer d'abord un programme Matlab qui calcule les pertes de charge, vitesse et taux de cisaillement dans un écoulement de Poiseuille plan représentant la filière micronique, et qui nous permettra de confronter résultats numériques et expérimentaux. C'est un des axes de travail de la thèse de S. Akkoyun [90].

### 9.2.2 Algorithme de Calcul en écoulement de Poiseuille

Le calcul des modèles DE et Wagner MSF en Poiseuille dans le cadre de la thèse de S. Akkoyun [90] s'appuie sur le schéma déjà utilisé par [84].

- Définitions des constantes : viscosité, temps de relaxation, perte de charge  $\frac{\partial P}{\partial Z}$
- En chaque point  $y$  de l'entrefer :
  - Calculer  $\dot{\gamma}(y)$  en résolvant la contrainte de cisaillement  $S_{zy}$  selon la loi de comportement considérée (DE, Wagner MSF, KBKZ).

$$S_{zy} = y \frac{\partial P}{\partial Z} \quad (9.23)$$

Cette étape peut être réalisée par dichotomie ou par Newton-Raphson

- Calculer le champ de vitesse par intégration du champ des taux de cisaillement  $\dot{\gamma}(y)$  :

$$V_z(y) = - \int_y^{y_{\max}} \dot{\gamma}(u) du \quad (9.24)$$

- Calculer le débit par intégration du champ des taux de cisaillement  $\dot{\gamma}(y)$  :

$$Q = - \int_0^{y_{\max}} u \dot{\gamma}(u) du \quad (9.25)$$

Lorsque l'on utilise le modèle de Wagner-MSF, la partie la plus délicate consiste à devoir intégrer  $\log u'$  sur la surface d'une sphère unité. A la différence de [240] qui utilise une méthode de Newton-Cotes, nous employons une intégration de Gauss plus précise, dont les points sont répartis sur la surface de la sphère unité, en utilisant les formules données par [225].

### 9.3 Filière micronique

Le volet expérimental du projet microstructure comprend la conception d'une filière plate instrumentée et possédant un entrefer variable entre  $50\mu\text{m}$  et  $200\mu\text{m}$ . L'instrumentation comprend des capteurs de pression et de température et l'exploitation des mesures implique des corrections d'entrée et d'auto-échauffement. La filière plate, initialement conçue pour être montée sur une presse à injecter [95], a évolué vers un modèle montable sur un rhéomètre capillaire Fig. 9.4. Elle est composée de deux parties, l'une plane recueillant les capteurs de pression, l'autre, interchangeable, présente un aplat de hauteur différente Fig. 9.5 selon que l'on réalise une filière d'entrefer  $50\mu\text{m}$ ,  $100\mu\text{m}$ , ou  $200\mu\text{m}$ .

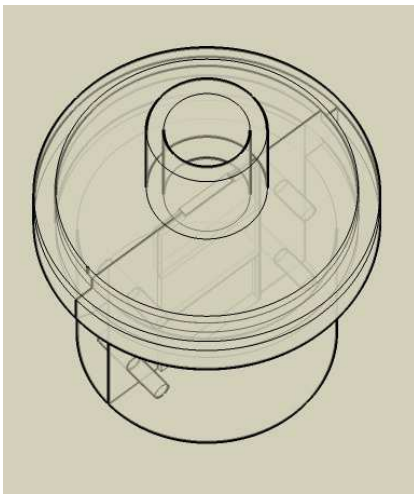


Figure 9.4: Filière micronique. Ensemble. Thèse S. Akkoyun

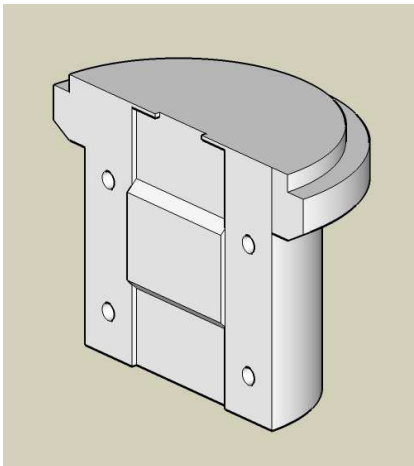


Figure 9.5: Filière micronique. Partie interchangeable. Thèse S. Akkoyun

### Bilan des projets

<b>Contexte</b>	BQR 2008-2010 C. Barrès, Y. Béreaux, L Chupin
<b>Durée</b>	2007 -
<b>Partenaires</b>	IMP : C. Barres, J.-Y. Charmeau
<b>co-Encadrement</b>	PID 5GMPP F. Staad et F. Moustier, Thèse S. Akkoyun (Enc. C. Barrès) [95, Enc.]
<b>Publications</b>	[53, Proc.]

### Bibliographie

- [224] G. Astarita. Three alternative approaches to the development of constitutive equations. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 5 :125–140, 1978.
- [225] Z. P. Bazant and B. H. Oh. Efficient numerical integration on the surface of a sphere. *ZAMM*, 66(1) :37–49, 1986.
- [226] R.-D. Chien, W.-R. Jong, and S.-C. Chen. Study on rheological behavior of polymer melt flowing through micro-channels considering the wall-slip effect. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 15 :1389–1396, 2005.

- [227] C. Clasen and G. H. McKinley. Gap-dependent microrheometry of complex liquids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 124 :1–10, 2004.
- [228] Christian Clasen, Brian P. Gearing, and Gareth H. McKinley. The flexure-based microgap rheometer (fmr). *Journal of Rheology*, 50(6) :883–905, Nov-Dec. 2006.
- [229] SS Gleiman and JR Dorgan. Monte carlo simulation of homopolymer melts in plane poiseuille flow. *Journal of Chemical Physics*, 112(13) :6073–6083, APR 1 2000.
- [230] D. J. Henson and M. E. Mackay. Effect of gap on the viscosity of monodisperse polystyrene melts : Slip effects. *Journal of Rheology*, 39(2) :359–373, March/April 1995.
- [231] Jeremiasz K. Jeszka and Tadeusz Pakula. Monte carlo simulation of linear polymer melts in shear flow. effect of shear stress and confined space on chain dynamics. *POLYMER*, 47(20) :7289–7301, SEP 20 2006.
- [232] R Khare, JJ dePablo, and A Yethiraj. Rheology of confined polymer melts. *Macromolecules*, 29(24) :7910–7918, Nov 18 1996.
- [233] F. Klaiber, I. D. Lopez Gomez, T. A. Osswald, and L-S. Turng. Development of high-pressure rheometer. *ANTEC*, pages –, 2006.
- [234] T. Lelièvre. *Modèles multi-échelles pour les fluides viscoélastiques*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2004.
- [235] G. Marrucci. Dynamics of entanglements : A nonlinear model consistent with the cox-merz rule. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 62 :279–289, 1996.
- [236] G. Marrucci, F. Greco, and G. Ianniruberto. Rheology of polymer melts and concentrated solutions. *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, 4 :283–287, 1999.
- [237] V. Mhetar and L. A. Archer. Slip in entangled polymer melts. 1. general features. *Macromolecules*, 31(24) :8607–8616, Déc 1 1998.
- [238] V. Mhetar and L. A. Archer. Slip in entangled polymer melts. 2. effect of surface treatment. *Macromolecules*, 31(24) :8617–8622, Dec 1 1998.
- [239] VR Mhetar and LA Archer. A new proposal for polymer dynamics in steady shearing flows. *Journal of Polymer Science Part B-Polymer Physics*, 38(1) :222–233, Jan 1 2000.
- [240] P Olley. A study of the quadratic molecular stress function constitutive model in simulation. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 125(2-3) :171–183, Jan 30 2005.
- [241] I Soga, A Dhinojwala, and S Granick. Optorheological studies of sheared confined fluids with mesoscopic thickness. *Langmuir*, 14(5) :1156–1161, MAR 3 1998.
- [242] A. Subbotin, A. Semenov, G. Hadziioannou, and G. ten Brinke. Non-linear rheology of confined polymer under oscillatory flow. *Macromolecules*, 29 :1296–1304, 1996.
- [243] A. Subbotin, A. Semenov, E. Manias, G. Hadziioannou, and G. ten Brinke. Rheology of confined polymer melts under shear flow : Strong adsorption limit. *Macromolecules*, 28 :1511–1515, 1995.



- 
- [244] A. Subbotin, A. Semenov, E. Manias, G. Hadziioannou, and G. ten Brinke. Rheology of confined polymer melts under shear flow : Weak adsorption limit. *Macromolecules*, 28 :1511–1515, 1995.
- [245] M.H. Wagner, P. Rubio, and H. Bastian. The molecular stress function model for polydisperse polymer melts with dissipative convective constraint release. *Journal of Rheology*, 45(6) :1387–1412, Nov-Dec. 2001.

# Chapitre 10

## Peinture

---

10.1	Introduction : contexte économique et enjeux du procédé de peinture par pulvérisation . . . . .	137
10.1.1	Contraintes sur la formulation des peintures . . . . .	138
10.2	Physique du procédé . . . . .	139
10.2.1	Atomisation de la peinture . . . . .	139
10.2.2	Electrostatique . . . . .	141
10.2.3	Aérodynamique . . . . .	142
10.2.4	Aérosol . . . . .	144
10.2.5	Couplages entre les phases peinture et air . . . . .	144
	10.2.5.1 Espace de charge . . . . .	145
	10.2.5.2 Efforts aérodynamiques . . . . .	145
	10.2.5.3 Dispersion turbulente . . . . .	145
	10.2.5.4 Collisions . . . . .	146
	10.2.5.5 Couplage bilatéral . . . . .	146
10.3	Simulation numérique du transport des gouttes . . . . .	146
10.3.1	Introduction . . . . .	146
10.3.2	Modèle analytique de trajectoires . . . . .	147
10.3.3	Emploi de codes de calculs volumes-finis . . . . .	148
10.4	Déposition des gouttes de peinture et filmification . . . . .	149

---

### 10.1 Introduction : contexte économique et enjeux du procédé de peinture par pulvérisation

La mise en peinture des pièces, plastiques ou métalliques, incorpore des problématiques très diverses que ce soient environnementales lorsqu'il s'agit de réduire l'émission de solvants volatils, ou bien d'uniformité et d'efficacité lors de l'application de la peinture par aérosol, ou encore de filmification de la peinture, par exemple lors du nivellement des aspérités initiales sur la pièce et de la brillance obtenue. La création sur le site de plasturgie, d'une cabine de peinture semi-industrielle "Coating Xpert" a ouvert de nouvelles perspectives de recherches. CoatingXpert est un site pilote d'application de peinture, initié par la région Rhône-Alpes et différents partenaires industriels dont POAES et SAMES. Il dispose d'une cabine et chaîne complète de mise en peinture qui peut être le lieu de manipulations expérimentales sur la pulvérisation.

L'étape de peinture est cruciale dans l'élaboration et la valorisation de pièces plastiques d'aspect mais reste une technique délicate et coûteuse pour

les équipementiers. Depuis des années, la mise en peinture dans le secteur automobile a constamment évolué pour répondre à des performances techniques toujours plus grandes et proposer une diversité de style de plus en plus attractive. Aujourd'hui, le contexte a changé, l'évolution des produits et procédés est en plus guidée par les exigences environnementales, et doit faire face à une pression économique jamais connue jusqu'ici, sans contrepartie sur les exigences premières de performances techniques et esthétiques. Ces nouveaux enjeux amènent les acteurs de ce marché à mieux maîtriser le procédé de peinture, afin d'en optimiser les performances et d'atteindre la qualité attendue tout en répondant aux exigences économiques et environnementales.

La simplification et l'optimisation des procédés de mise en peinture, la diminution du coût énergétique et des peintures utilisées sont autant d'axes d'amélioration qui restent à explorer. Par exemple, une installation peinture pour pare chocs automobiles (Plastic Omnium) consomme 5 GWh de gaz (150k€) et 2,8 GWh d'électricité (160k€) par an. Par conséquent, c'est un objectif stratégique pour un équipementier de réduire les consommations énergétiques, et ceci particulièrement dans le contexte d'une augmentation prévisible des coûts de l'énergie de 30 à 50% dans les années à venir.

Par ailleurs, les solutions d'optimisation et de contrôle du procédé par simulation numérique doivent aussi permettre de diminuer l'empreinte environnementale du procédé peinture. A ce jour, pour exemple, une chaîne peinture type pour pièces plastiques automobiles rejette plus de 1 000 tonnes de CO<sub>2</sub> par an.

Le procédé actuel de peinture est loin d'être optimal : une fraction seulement de la peinture aspergée est réellement déposée sur la pièce et de cette fraction, une partie seulement l'est uniformément. Une compréhension complète du processus de peinture est donc nécessaire pour pouvoir optimiser la mise en peinture en terme de produit utilisé, volume de solvant et qualité de fini.

Une cabine de peinture industrielle est donc un équipement coûteux à mettre en œuvre; une simple amélioration d'un pourcent de l'efficacité de transfert (le ratio de la masse de peinture présente sur la pièce sur la masse totale de peinture utilisée) représente une économie considérable dans le coût des matières premières. Une meilleure efficacité de transfert implique également une réduction dans l'émission de solvants organiques, dans le traitement des boues de peinture résiduelles, et dans l'utilisation de la compression d'air.

### 10.1.1 Contraintes sur la formulation des peintures

Le marché mondial de la peinture représentait en 2002 près de 25 millions de tonnes. L'Europe, l'Amérique (zone NAFTA) et l'Asie se partagent un tiers environ de ce marché. Le secteur automobile représente quant à lui près de 7% (4% la production et 3% la réparation), l'essentiel du marché étant représenté par le bâtiment (60%). La composition de la peinture est en évolution constante sous la triple pression du coût, de la qualité et des normes environnementales [278].

Les chocs pétroliers ont mis en relief les coûts des matières premières et d'utilisation des fours de séchage des pièces peintes avec des peintures conventionnelles solvantées. De même le remplacement dans l'industrie automobile des peintures acrylique mélamine par des peintures epoxy-acrylique, polyurethane et acrylosilane est dû à la demande d'une meilleure résistance aux rayures. Enfin, les normes proscrivent ou limitent le rejet dans l'atmosphère

des composés volatiles organiques (COV) susceptibles de réagir photochimiquement dans l'atmosphère basse. Une autre catégorie de produits sont classés polluants aériens tels le toluène et le xylène et doivent être contrôlés. En Europe, c'est la directive REACH, établie en 2007 qui est prédominante : Elle stipule que toute substance chimique importée ou manufacturée, utilisée seule, en composé ou dans un produit fini, doit être enregistrée dans une base de donnée ouverte européenne et que les risques sanitaires et environnementaux doivent être prouvés. Il s'agit de risques non seulement liés à la substance elle-même mais aussi à son procédé de transformation et à son utilisation. En outre, la directive REACH impose le remplacement d'une substance par une autre moins nocive existante dans la même fonction. En effet, dans les années à venir, un grand nombre de substances chimiques vont faire l'objet d'une évaluation toxicologique. Certaines substances seront interdites d'utilisation dans l'Union Européenne, et de nouvelles substances CMR (Cancérogène, Mutagène, Reprotoxique) seront vraisemblablement identifiées. Il est donc indispensable d'anticiper au maximum ces évolutions, afin de protéger au mieux les hommes et leur environnement.

Plusieurs types de peinture peuvent répondre techniquement à cette pression environnementale et présenter un faible taux de COV : Il s'agit des peintures solvantées toujours mais de haute fraction massique, des poudres et des peintures à l'eau. Ces dernières sont de plus en plus représentées dans le domaine automobile avec cependant des différences notables entre l'Allemagne où elles sont nettement majoritaires et le reste de l'Europe où elles représentent moins de la moitié du marché. Il est à noter que dans le domaine des pièces plastiques, les peintures à l'eau sont susceptibles de produire un aspect inférieur. Bien qu'elles représentent un surcoût tant en matière première qu'à l'application (nécessité d'installation en inox), les indicateurs pointent vers un accroissement constant de leur utilisation dans le domaine automobile (tourisme et utilitaires).

Dans ce cadre général tout l'intérêt des applicateurs rotatifs électrostatiques, comparés aux applicateurs conventionnels pneumatiques, est qu'ils peuvent atteindre théoriquement une efficacité de transfert voisine de 90%. [272]. Les atomiseurs rotatifs sont présents dans les lignes de peinture moderne que ce soit pour l'application des vernis et des bases, bien que les caractéristiques rhéologiques et diélectriques de ces peintures soient très différentes. Ceci est d'autant plus vrai pour les peintures à base d'eau qui sont rhéofluidifiantes.

## 10.2 Physique du procédé

L'exposé des phénomènes physiques adopté ici suit le cheminement de la peinture, depuis le bol jusqu'à la pièce, comme le présente la Fig. 10.1.

### 10.2.1 Atomisation de la peinture

L'atomisation est l'étape durant laquelle le flux continu de peinture liquide est dispersé par le bol en gouttelettes. La rotation du bol à plusieurs milliers de tours par minutes, centrifuge ce flux de peinture en un film mince qui s'étend radialement jusqu'à la périphérie du bol pour former un tore liquide d'où sont expulsés des gouttes ou des ligaments. L'épaisseur du film diminue radialement et également avec la vitesse de rotation du bol. Elle augmente avec le débit et la viscosité du fluide. On doit à Hinze et Millborn [271] une étude théorique et

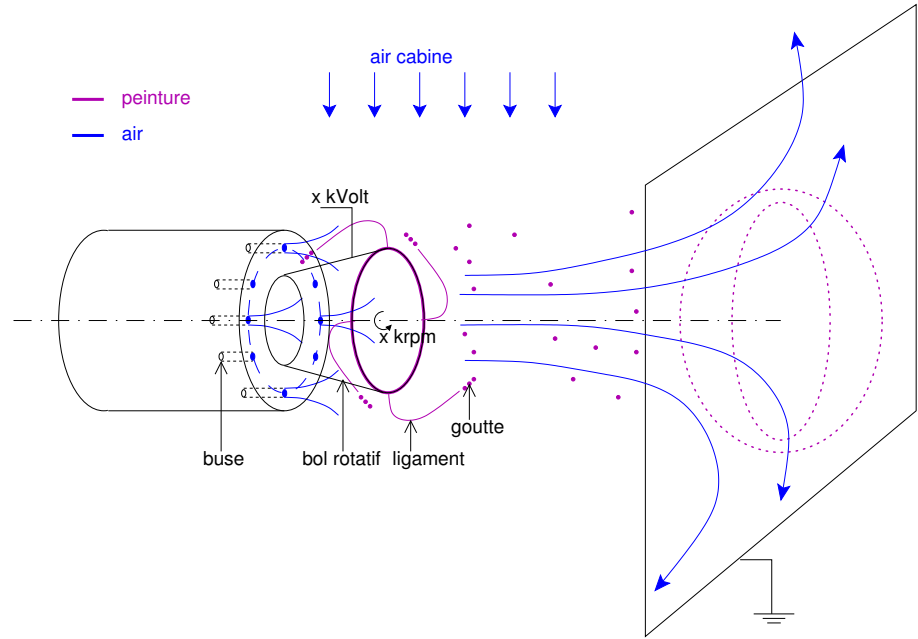


Figure 10.1: Schéma de la pulvérisation de peinture par bol rotatif et électrostatique

expérimentale fondamentale sur le mode de formation des gouttes à partir de ces atomiseurs rotatifs. Lorsque que le débit de fluide est faible il se crée des gouttes directement à la périphérie du bol qui se détachent ensuite une à une. Pour un débit plus important, les excroissances périphériques se transforment en ligaments qui eux mêmes se brisent en gouttelettes à la périphérie du bol Fig. 10.2. Enfin, à débit très important, c'est un film qui est expulsé du disque et qui se désagrège à l'extérieur en ligaments et ensuite en gouttes. Dans la cas de la projection de peinture, l'atomisation est surtout dans le régime ligamentaire mais les bols récents de petit diamètre opérant à très grande vitesse de rotation fonctionnent à la transition entre ligaments et film. Dans tous les cas, l'atomisation est complète dans un voisinage de quelques millimètres de la périphérie du bol [257]. La taille des gouttelettes produites est loin d'être uniforme mais suit une distribution. La forme de cette distribution dépend des paramètres principaux du procédé : débit de peinture, dimension et vitesse de rotation du bol et des caractéristiques du liquide : viscosité, tension de surface et masse volumique. La forme du bol joue un rôle également dans le sens où elle influe sur la régularité et l'épaisseur du film initial [273]. Le processus selon lequel des ligaments se forment à partir du tore correspond à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz où un cisaillement interne à l'interface entre un gaz et un liquide produit des ondes d'instabilités croissantes. Ces ligaments sont eux-mêmes détruits par une instabilité capillaire (Rayleigh) dont le moteur est la tension de surface. La modélisation de ces deux types d'instabilités devrait à priori fournir le nombre de ligaments créés à la périphérie du bol, la taille moyenne des gouttes, les limites de chaque domaine en fonction des paramètres du procédés. En l'absence de champ électrostatique, trois paramètres adimensionnels caractérisent l'écoulement du film de peinture et le processus d'atomisation par bol rotatif : le nombre de Reynolds  $R_e$ , le Nombre de Weber  $W_b$  et un nombre d'écoulement  $F_l$  [271, 257] définis en fonctions du diamètre du bol  $D$ , de sa vitesse de rotation  $\omega$  ainsi que du débit, de la viscosité  $\mu$  et tension de surface  $\sigma_T$  de la peinture. Une première analyse expérimentale et dimensionnelle est faite par [271] qui révèle que le

$$R_e = \frac{\rho D^2 \omega}{\mu} \quad (10.1)$$

$$W_b = \frac{D^3 \omega^2 \rho}{\sigma_T} \quad (10.2)$$

$$F_l = \frac{D^3 \omega^2}{Q} \quad (10.3)$$

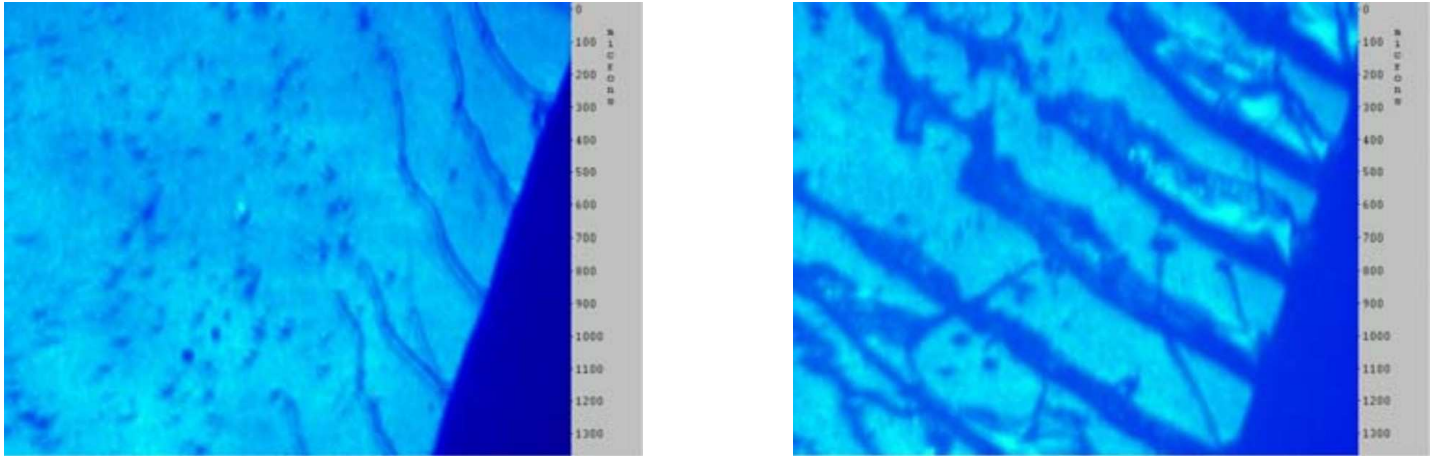


Figure 10.2: Création de gouttes et de ligaments en périphérie d'un bol rotatif, pour des conditions de débit et vitesse de rotation différentes. Cliché SAMES

nombre de ligaments augmente quasi linéairement avec la vitesse de rotation du bol. Ce résultat est corroboré par les travaux de Bailey [249] où un calcul d'instabilité de film plan mince montre que la longueur d'onde  $\lambda_c$  possédant la vitesse de croissance la plus importante est donnée par (10.4) Ce résultat est obtenu lorsque l'on simplifie l'analyse en film mince d'un fluide non visqueux et que l'on remplace la gravité par la force centrifuge  $\rho\omega^2$ . Ce résultat montre également que le nombre de ligaments à la périphérie augmente avec la vitesse de rotation du disque. D'autres auteurs, Drummond [258], par exemple, prennent en compte le gaz ambiant via sa masse volumique notamment. Il n'y a pas à notre connaissance de travaux publiés sur la simulation numérique de ce phénomène d'atomisation pour les bols rotatifs, du même type que ceux de Senecal [281] dans le domaine de l'injection de carburants.

$$\lambda_c = 4\pi\sqrt{\frac{\sigma}{\rho D\omega^2}} \quad (10.4)$$

### 10.2.2 Electrostatique

L'intérêt de l'ajout des effets électrostatiques dans le procédé de peinture a été reconnu dès les années trente et s'appuie sur le fait que ces forces sont très efficaces sur les petites particules et qu'elles agissent directement et exclusivement sur les particules chargées, améliorant ainsi nettement les rendements que ce soit en peinture mais aussi dans d'autres domaines comme la filtration [251]. Lors de l'application de la peinture liquide, les forces électrostatiques améliorent nettement l'efficacité du procédé car elles attirent les gouttes les plus légères vers la pièce, mais ne sont pas essentielles au regard des forces mécaniques, contrairement aux poudres de peinture dont l'application est purement électrostatique. Une différence notable entre les peintures solvantées et aqueuses, est que ces dernières sont nettement plus conductrices. Or il existe un optimum de résistivité électrique du liquide qui rentre en compte dans le temps de charge des gouttelettes. Une résistivité trop forte implique un temps de relaxation trop grand et les gouttes n'ont pas le temps de se charger électriquement de façon appréciable. Inversement, une résistivité électrique trop faible implique que les gouttes se chargent puis se déchargent extrêmement vite. Entre ces deux extrêmes, pour estimer le temps de charge d'une goutte par induction, il est généralement admis qu'il est équivalent au temps de relaxation électrique  $\tau_t = \epsilon_0\epsilon/\sigma$ , Dans le cas des peintures solvantées, le bol est porté à un potentiel de plusieurs dizaines de milliers de Volts et charge

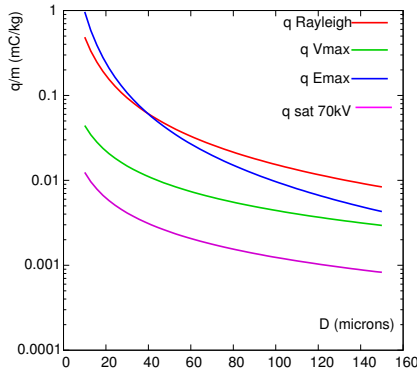


Figure 10.3: Charge massique d'une goutte de peinture suivant le diamètre. Limite de Rayleigh, Paschen (potentiel ou champ) et de saturation

par influence les gouttes de peintures. Dans le cas des peintures aqueuses, un dispositif spécifique charge directement la peinture avant de la diffuser dans le bol. La charge réellement acquise par les gouttes de peinture est inconnue durant ce procédé. Elle dépend du débit de liquide, de la taille des gouttes et de l'intensité du champ électrique et donc pas uniquement du voltage appliqué sur le bol mais aussi de la distance à la quelle la pièce à peindre est placée. Dans le domaine de l'électrohydrodynamique, la charge maximale par unité de volume peut être calculée selon la formule de Rayleigh  $q_R$  (10.5), où  $\epsilon$  désigne la permittivité électrique de la goutte de peinture,  $\sigma_T$  la tension de surface,  $R$  le rayon de la goutte considérée. Cette charge est la charge stable limite qu'une goutte sphérique isolée peut supporter. Pfeifer *et al.* [279] ont montré qu'en minimisant l'énergie potentielle d'une population de gouttes sphériques identiques en taille et en charge, tout en conservant la totalité de la charge et du volume de cette population, la valeur de la charge d'une goutte n'était que la moitié de cette limite. Cette approche simpliste a été cependant critiquée plus tard par Gomez [267] qui a démontré expérimentalement que la charge dépend de la taille de la goutte et que dans le cas des gouttes supérieures à 50  $\mu\text{m}$ , la charge de la goutte atteignait près de 80% de cette limite de Rayleigh. Dans cette gamme de taille, les gouttes suivent alors effectivement une loi en puissance  $-3/2$  sur le rayon de la goutte. Les modélisations actuelles [256] prennent de façon très arbitraire une fraction de cette charge limite entre 5% et 50%. Pourtant, la plupart des mesures de charge spécifique faites dans un procédé de pulvérisation [252, 266, 248, 276] montrent que cette limite de Rayleigh surestime largement la charge portée par les gouttes et que la charge est proportionnelle au potentiel appliqué jusqu'à une valeur de saturation. La raison [255] de cette saturation est que le champ électrique et le potentiel portés par la goutte chargée atteignent la valeur limite de claquage de l'air ambiant ( $3\text{E}6$  V/m et 327V) ou bien celle d'ionisation de l'air ambiant (Limite de Pauthenier par effet corona), lesquelles limitent l'accumulation de charges sur la goutte. Dans ce cas, la charge limite d'une goutte sphérique est alors donnée par la formule (10.6) ou (10.7).

$$q_R = 8\pi\sqrt{\epsilon\sigma_T R^3} \quad (10.5)$$

$$q_V = 4\pi\epsilon R^2 E_{\text{lim}} \quad (10.6)$$

$$q_E = 4\pi\epsilon R V_{\text{lim}} \quad (10.7)$$

$$q_{\text{sat}} = 12\pi\epsilon R^2 E_0 \quad (10.8)$$

Enfin, on peut également calculer [247] la charge limite de saturation ionique  $q_{\text{sat}}$  (10.8) d'une sphère diélectrique dans un champ électrique uniforme  $E_0$  où  $\epsilon_r$  représente la permittivité relative de la peinture prise égale à celle d'un polymère. L'ensemble de ces représentations figurent Fig. 10.3 où l'on note que pour la taille de gouttes envisagée, la limite en potentiel (limite de Paschen) est à considérer plutôt que la limite en champ électrique. Cette limite en potentiel est plus faible que la limite de Rayleigh et enfin, même pour un potentiel électrique important, la limite de saturation donne une charge massique beaucoup plus faible que les limites précédentes. Les résultats expérimentaux de [266], obtenus pour une pulvérisation électrostatique et rotative d'eau, se situent entre les deux limites : au dessus de la limite calculée de saturation, en dessous de la limite de Paschen.

Bien que l'utilisation du potentiel électrostatique dans le procédé soit dans le but d'améliorer le transport des gouttes, il se trouve également [250] qu'il promeut le phénomène d'atomisation en augmentant le nombre de ligaments à la périphérie du bol.

### 10.2.3 Aérodynamique

L'écoulement de l'air autour du bol et, entre le bol et la pièce à peindre, est décomposable en plusieurs parties distinctes. A l'arrière immédiat du bol est



Figure 10.4: Bol rotatif en fonctionnement [94], cliché J. Balcaen

percée une couronne de trous sub-millimétriques, qui diffusent des jets d'air de mise en forme. Comme on le voit nettement sur la figure (10.4), ces jets d'air impactent la périphérie du bol pour former un jet annulaire autour du bol. La typologie d'un jet annulaire, visible sur la Fig (10.5), est bien connue [275, 259]. On dispose en effet d'une loi de similarité ou de corrélations expérimentales [282], pour ce type de jet d'air. Il se compose d'une zone de recirculation intense (30% de la vitesse initiale du jet) et anisotrope dans le voisinage immédiat du bol. Le minimum de vitesse axiale est alors atteint à une distance d'un demi-diamètre du bol (Fig. 10.5) Ensuite se trouve une zone de convergence des flux d'air périphériques Fig. 10.6, marquée par une déviation du jet d'air annulaire vers l'axe et se traduisant par une augmentation de la vitesse axiale qui atteint un maximum à une distance  $z \approx 2D_{bol}$  et enfin d'une zone développée à l'aval où la vitesse axiale adopte un profil auto-similaire [275] Fig. 10.6, à l'instar d'un jet cylindrique, avec une décroissance de la vitesse comme l'inverse de la distance à l'orifice de sortie. L'amplitude du rapport entre minimum et maximum de vitesse axiale de même que l'étendue de la zone de recirculation, dépendent uniquement du rapport des diamètres interne et externe de l'écoulement annulaire, c'est-à-dire en ce qui concerne notre application, du rapport entre le diamètre de buse et le diamètre du bol. Lorsque ce rapport augmente et tend vers un, l'étendue de la zone de recirculation et le rapport entre minimum et maximum de vitesse axiale diminuent conjointement [259]. Cet écoulement produit également un effet d'entraînement latéral notable qui tend à ramener vers le centre les particules éjectées à la périphérie. En outre, la rotation du bol à très grande vitesse produit une aspiration d'air vers le bol. La vitesse de cette aspiration n'est pas négligeable puisque elle est de l'ordre de  $\sqrt{\omega\nu}$ , et elle contribue à la zone de recirculation existante devant le bol [256] sans modifier toutefois la structure de jet annulaire visible sur la Fig. 10.7.

Au voisinage de la pièce, le jet est dévié par celle-ci, ce qui crée une zone de stagnation au centre où les vitesses sont faibles et transforme l'écoulement en un jet pariétal. Dans ce jet pariétal, les vitesses normales sont faibles comparées aux vitesses tangentielles, parallèles à la pièce. Sans la présence d'un champ électrostatique en surface de la pièce à peindre, les gouttes de plus petite taille seraient emportées au delà de la pièce sans pouvoir se déposer.

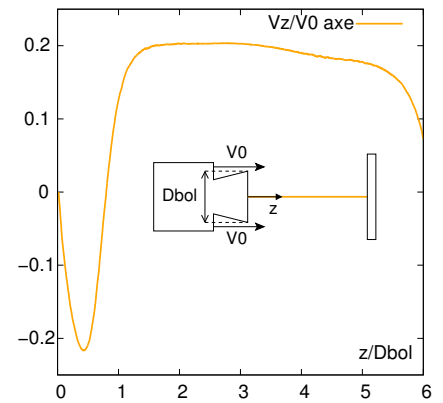
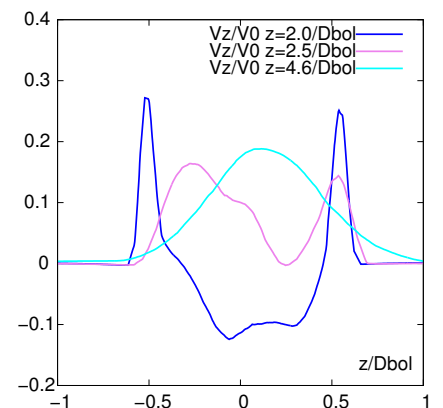


Figure 10.5: Profil de vitesse axiale suivant l'axe du bol vers la pièce

Figure 10.6: Profil de vitesse axiale suivant  $z = xD_{bol}$



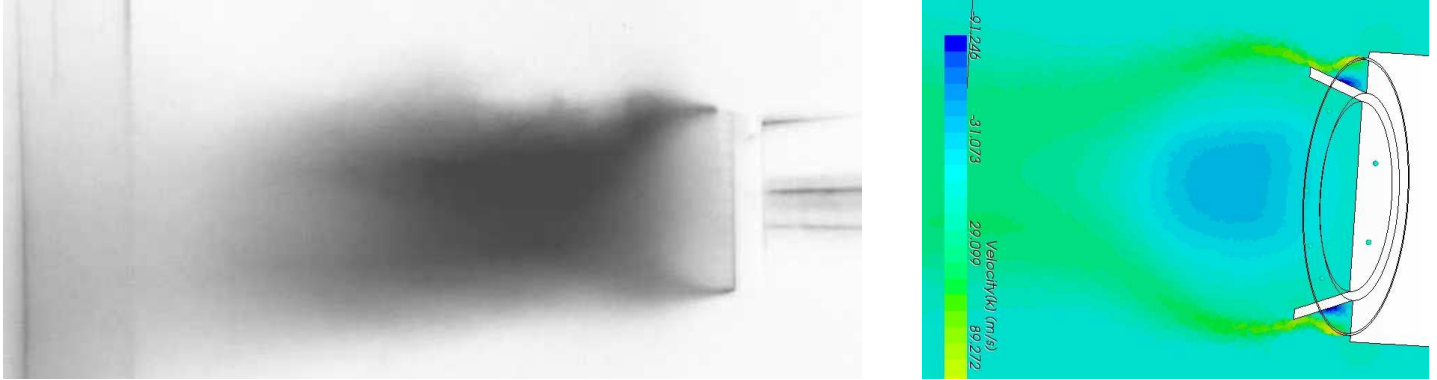


Figure 10.7: (g) Cliché laser de la projection de peinture ([94, Enc.] et J. Balcaen). (d) Simulation numérique [93, Enc.].

### 10.2.4 Aérosol

L'ensemble constitué des gouttes de peinture et de l'air constitue un aérosol. L'aérosol n'est dense que dans la région proche du bol, il est considéré comme dilué partout ailleurs. L'indicateur constitué par le rapport  $L/D$  entre la distance inter-particulaire  $L$  et le diamètre d'une particule  $D$  (10.9) montre qu'avec un rapport des débits massique  $Z$  entre l'air de mise en forme et la peinture égal à l'unité, la fraction volumique de peinture est voisine de  $1/1000$  ce qui équivaut à une distance inter-particulaire de l'ordre de dix fois le diamètre, ce qui exclut a priori les effets inter-particulaires [254].

$$\frac{L}{D} = \left( \frac{\pi}{6} \frac{Z \rho_{\text{air}} / \rho_p}{1 + Z \rho_{\text{air}} / \rho_p a} \right)^{1/3} \quad (10.9)$$

L'objectif principal des mesures expérimentales est la détermination des caractéristiques de l'aérosol à savoir les distributions des tailles et des vitesses des gouttes, à différentes distances depuis le voisinage du bol jusqu'à la pièce. En outre, ces mesures doivent être conduites suivant la gamme des paramètres procédés les plus importants à savoir : le débit de peinture, la vitesse de rotation du bol et la valeur du potentiel électrostatique appliqué, ceci pour chaque peinture et chaque géométrie de bol.

Une technique possible consiste à effectuer les mesures par ombroscopie laser, devant la cible, et à déplacer le volume de mesure dans une section du jet. L'étude est effectuée sur des gouttes présentant différentes caractéristiques en vol et différentes propriétés physiques. La technique de mesure consiste à éclairer les particules par l'arrière à l'aide d'un faisceau laser parallèle et à mesurer leurs images sur la matrice d'une caméra. La vitesse est obtenue à partir du déplacement de ces images à deux instants précis. Le système de mesure met en œuvre un double laser YAG<sup>1</sup>, et une caméra rapide permettant des temps d'ouverture de l'ordre de la microseconde. Un traitement d'images permet une analyse statistique des tailles et vitesses dans le volume de mesure considéré.

### 10.2.5 Couplages entre les phases peinture et air

Les phénomènes physiques aérodynamiques, électrostatiques et particulières décrits précédemment peuvent également interagir et produire un certain nombre de couplages :

1. grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme

### 10.2.5.1 Espace de charge

Le champ électrostatique exerce des forces électrostatiques sur les particules chargées qui, en retour par leur déplacement, modifient la distribution des charges dans l'espace. Cet effet d'espace de charge est notable sur la déposition des gouttes au voisinage de la pièce à peindre, où l'espace de charge fait croître le champ électrique [246].

### 10.2.5.2 Efforts aérodynamiques

Le champ des vitesses aérodynamiques, en exerçant des efforts de traînée sur les particules, met l'aérosol en forme et le dirige vers la cible. De plus la turbulence de l'écoulement d'air contribue à disperser de manière aléatoire les gouttes. Une notion extrêmement importante est celle du temps  $\tau_r$  de réaction (ou de relaxation) mécanique de la particule, défini par le rapport entre sa masse et le frottement aérodynamique (10.10). Le nombre de Stokes  $S_t$  (10.11) compare cette échelle de temps de la particule à l'échelle de temps caractéristique de l'écoulement de l'air de mise en forme  $\tau_c$ , soit globalement par des vitesses moyennes d'écoulement, soit localement au niveau de la turbulence et de l'échelle de Kolmogorov. Lorsque  $S_t \ll 1$ , la particule suit fidèlement l'écoulement de l'air, lorsque  $S_t \gg 1$ , la particule traverse l'écoulement. Le temps de relaxation mécanique dépendant du carré du diamètre, une distribution de tailles de goutte induit une plus large distribution des temps de réaction et donc une grande variété de comportements dans l'écoulement. Les efforts de frottement aérodynamique sont modélisables à partir de la formule de Stokes  $F_D$  (10.12) où  $f$  représente une correction en fonction du nombre de Reynolds relatif  $Re_r$  (10.13). A noter que lorsque la particule et l'air ambiant sont à vitesses égales, les effets de traînée disparaissent et le nombre de Reynolds relatif s'annule également. Les corrections de traînée sont dus aux effets inertiels mesurés par le nombre de Reynolds relatif et sont appréhendés par la corrélation de Schiller-Naumann (10.14) qui couvre largement le régime inertiel de notre application  $Re_r < 800$ . On peut noter également la correction d'Oseen (10.15) au premier ordre des effets inertiels qui donne une expression de  $f$  un peu différente. Les effets de traînée aérodynamique représentent les effets stationnaires de l'air sur la particule, stationnaires au sens de la vitesse relative entre la particule et l'air. Il existe des effets dit instationnaires, qui sont liés à l'accélération de la vitesse relative, notamment les forces de masse virtuelle qui prennent en compte l'effet de l'accélération de la particule sur le fluide ambiant, ainsi que la force de Basset qui traduit les effets de retard dans l'établissement de l'écoulement lors d'une accélération. En tout état de cause, l'importance relative de ces effets est proportionnel au rapport de la masse volumique de l'air sur la la masse volumique de la particule, ce qui implique dans le cas de notre application quelles soient négligeables.

$$\tau_r = \frac{\rho D^2}{18\eta_{\text{air}}} \quad (10.10)$$

$$S_t = \frac{\tau_r}{\tau_c} \quad (10.11)$$

$$\underline{F}_D = 3\pi\eta_{\text{air}}Df(\underline{V}_{\text{air}} - \underline{V}_p) \quad (10.12)$$

$$Re_r = \frac{D(V_{\text{air}} - V)}{\nu_{\text{air}}} \quad (10.13)$$

$$f = 1 + 0.15Re_r^{0.687} \quad (10.14)$$

$$f = 1 + 3/16Re_r \quad (10.15)$$

### 10.2.5.3 Dispersion turbulente

Les particules se dispersent sous l'action des fluctuations turbulentes de la vitesse de l'air. Ces fluctuations turbulentes possèdent des échelles différentes. Les particules y répondent selon leur taille et leur temps de réponse propre. L'approche actuelle la plus simple dans le cadre Lagrangien est de considérer [254] l'écoulement d'air turbulent comme une collection de vortex turbulents, de vitesse et de temps de survie donnés. Lorsqu'une particule traverse un vortex, la vitesse de la goutte dans celui-ci est considérée comme constante. La

$$t_E = \frac{l}{\sqrt{\frac{2k}{3}}} \quad (10.16)$$

$$l \propto \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \quad (10.17)$$

$$t_R \frac{l}{V_p - V_{\text{air}}} \quad (10.18)$$

valeur de la vitesse est calculée comme la somme de la vitesse moyenne du fluide, plus une fluctuation aléatoire prise dans une distribution Gaussienne, dont la variance est proportionnelle à l'énergie cinétique turbulente  $k$ . Le temps de survie d'un vortex  $t_E$  est estimé comme le rapport entre l'échelle caractéristique de la turbulence  $l$  et l'énergie cinétique turbulente. Cette échelle de turbulence est elle-même calculable à partir d'un modèle  $k - \epsilon$ . Le temps de séjour de la particule dans le vortex est simplement la taille du vortex  $l$  divisée par la différence de vitesse entre la particule et l'air en ce point. Enfin, logiquement, le temps d'interaction entre la particule et le vortex est le minimum entre le temps de séjour  $t_R$  et le temps de survie  $t_E$ .

#### 10.2.5.4 Collisions

Dans le cas d'une concentration importante de particules, les collisions, coalescences et répulsions inter-particules chargées doivent être prises en compte de même que leur présence en tant que fluide dans l'écoulement d'air modifie sa dynamique. Il faut distinguer les effets de densité dans l'écoulement à trois niveaux différents : la distance inter-particulaire (déjà abordée §10.2.4), l'importance des collisions et, le point le plus épineux, dans quelle mesure, la présence des gouttes modifie l'aérodynamique de l'air de mise en forme et dans quelle mesure l'on doit appliquer un modèle de couplage bilatéral ("two-way coupling").

L'existence de collisions peut être estimée en calculant le rapport du temps de réaction mécanique avec la fréquence des collisions. Ceci donne un diamètre limite de goutte  $D_{\text{max}}$  au delà duquel les collisions sont si fréquentes qu'elles dominent le mouvement des gouttes où  $V_{\text{turb}}$  représente la vitesse relative d'une particule sur ces plus proches voisines, ce qui l'amènerait à entrer en collision avec elles. Cette vitesse relative correspond aux fluctuations de vitesse turbulente. Dans notre cas de figure, la limite est de 200 $\mu\text{m}$  pour un ordre de fluctuation des vitesses de 1m/s.

$$D_{\text{max}} = 1.33 \frac{\mu_{\text{air}}}{Z \rho_{\text{air}} V_{\text{turb}}} \quad (10.19)$$

#### 10.2.5.5 Couplage bilatéral

Un indice de couplage bilatéral  $M_c$  (10.20) peut être défini [254], où  $Z$  représente la charge, c'est-à-dire le rapport des débits massiques entre la peinture et l'air de mise en forme, et  $S_t$  est le nombre de Stokes calculé globalement. Cette fois, dans le cas d'une charge proche de l'unité et d'un nombre de Stokes faible, le couplage bilatéral est déjà présent. Certains auteurs [264, 270] estiment que ce couplage bilatéral est présent dès que la charge  $Z$  dépasse la valeur de 0.1, indépendamment du nombre de Stokes. L'effet principal de la présence de particules sur les caractéristiques d'un jet libre de gaz est de réduire l'expansion du jet et l'atténuation de la vitesse longitudinale, par un facteur déterminé expérimentalement  $\exp(-0.69Z)$ .

$$M_c = Z/(1 + S_t) \quad (10.20)$$

## 10.3 Simulation numérique du transport des gouttes

### 10.3.1 Introduction

La simulation numérique de la projection de peinture liquide est un problème de mécanique des fluides multiphasique faisant intervenir une phase liquide dispersée (peinture) dans une phase continue gazeuse (air). Cette problématique peut être envisagée de deux façons différentes : fluide-fluide ou

fluide-particule. Quelle que soit l'approche, l'écoulement d'air est partout turbulent et compressible au voisinage des buses. Il est fait appel à une modélisation stationnaire de la turbulence (modèles de type k-epsilon) [253, 256], plutôt qu'à la simulation directe de toutes les échelles de turbulence. Jusqu'à présent, l'aspect instationnaire n'a pas été pris en compte dans les modélisations de la pulvérisation.

- Dans l'approche multiphasique fluide-fluide (dite Euler-Euler), chaque phase est représentée par un fluide avec ses propres propriétés physiques. On calcule la fraction volumique de la phase dispersée dans l'écoulement. La phase dispersée interagit avec la phase continue via des forces à une échelle correspondant à la taille caractéristique des gouttes. Cette approche est séduisante a priori car elle est correcte au niveau de l'aérosol et ne présuppose pas la distribution de taille des gouttes mais revient à devoir simuler directement le phénomène d'atomisation de la peinture en sortie du bol, c'est à dire les instabilités qui créent puis détruisent les ligaments fluides. Ceci n'est pas envisageable sans un coût de calcul prohibitif. A notre connaissance, aucune publication dans la littérature sur la simulation du procédé de projection de peinture n'utilise cette approche à l'heure actuelle.
- Dans l'approche multiphasique fluide-particule (dite Euler-Lagrange), on prend en compte la phase dispersée par un nombre représentatif de particules et on calcule leurs trajectoires individuelles au sein de la phase continue. Dans la plupart des études [284, 283, 253], ainsi que dans des travaux préliminaires menés à l'INSA-Lyon [94, 93, Enc.], c'est l'approche Euler-Lagrange que l'on adopte où les gouttes sont prises en compte comme des particules pour lesquelles on établit un bilan des forces de traînée aérodynamique et d'attraction électrostatique qu'elles subissent. L'influence des structures turbulentes sur la dispersion des particules est modélisée via une approche stochastique séparée. La présence des particules modifie en retour les caractéristiques de l'écoulement de la phase continue et est pris en compte via par une force ponctuelle dans la conservation de quantité de mouvement de la phase continue. Cette effet de la présence des particules est notable sur la forme de l'aérosol, même lorsque celui-ci est dilué. Le résultat des simulations est le faisceau de trajectoires et de vitesses d'impact des gouttes qui atteignent la cible et qui indiquent le profil d'épaisseur initial du film déposé.

### 10.3.2 Modèle analytique de trajectoires

Une première approche consiste à répertorier les forces qui agissent sur une goutte et à modéliser de façon simplifiée l'écoulement de l'air de mise en forme et le champ électrostatique. Les trajectoires de gouttes de différentes tailles sont alors calculées en intégrant dans le temps la quantité de mouvement. Bien qu'approximative, cette approche a le mérite de dimensionner les effets prépondérants et de donner des tendances de la répartition des gouttes sur la pièce. Elle a été privilégiée par le passé au vu des ressources de calcul existant à l'époque. On peut retracer les résultats de [247] pour le procédé peinture par poudre, pour lequel c'est une décharge corona qui est utilisée pour charger les particules. Le champ électrostatique est simplifié en résolvant une équation de Poisson unidimensionnelle. L'air de mise en forme est pris en compte par un jet cylindrique. Dans le cas de la peinture liquide on peut citer les travaux de [260, 261] qui, par une méthode de simulation de charge, modélisent uniquement le

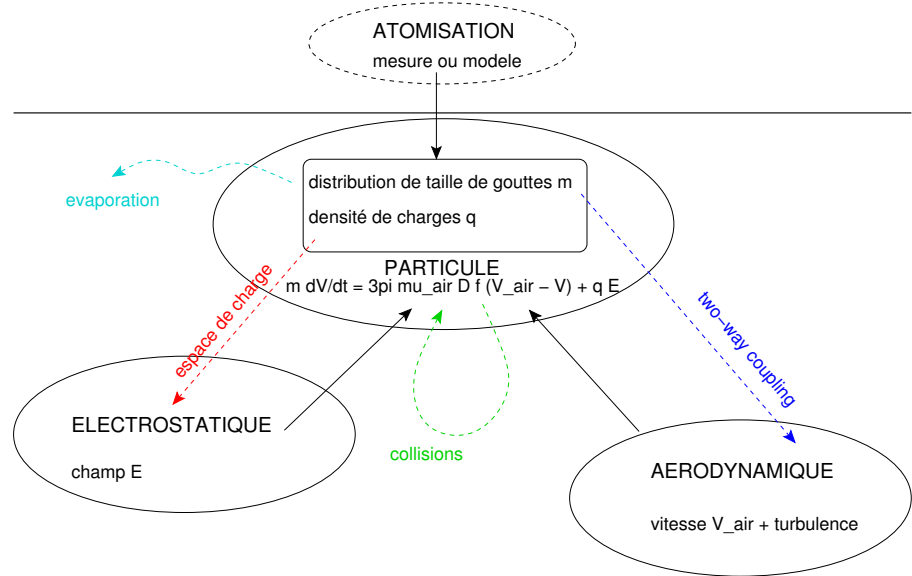


Figure 10.8: Approche Lagrangienne du problème de simulation

champ électrostatique entre le bol et la pièce, mettant en relief l'influence de la taille de la cible et de l'espace de charge sur le champ électrostatique au voisinage de la pièce. Par contre l'air de mise en forme n'est absolument pas pris en compte. Enfin, Hakberg *et al.* [269] ont étudié le procédé en modélisant par éléments finis le champ électrostatique avec espace de charge.

### 10.3.3 Emploi de codes de calculs volumes-finis

Nous avons au cours de trois PID, eu recours à un code de calculs volumes finis STARCCM pour aborder la simulation numérique du procédé, avec une approche Lagrangienne. Notre stratégie de calcul est illustrée dans le graphique 10.8. Le phénomène d'atomisation n'est pas simulé mais pris en compte par des mesures ou par des modèles, en tout état de cause il fournit une distribution de taille de gouttes (diamètre et masse) ainsi qu'une charge électrique. En pointillé, les effets d'évaporation, d'espace de charge et de couplage bilatéral n'ont pas été pris en compte.

On constate Fig. 10.9 que le jet annulaire qui devient cylindrique et la présence d'une recirculation intense devant le bol. Le jet est dévié perpendiculairement par la pièce. Les gouttes sont expulsées tangentiuellement au bol puis sont ramenées vers le centre par l'effet d'entraînement du jet. La modélisation de la couche limite au voisinage immédiat de la cible est importante

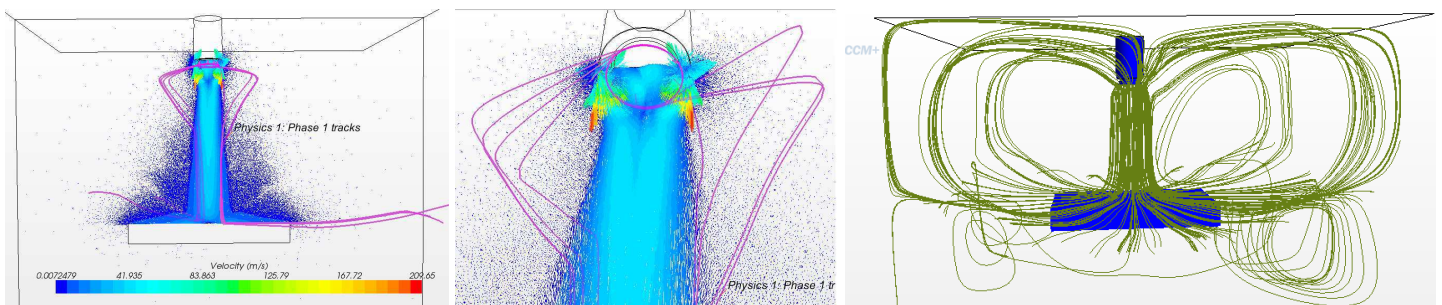


Figure 10.9: Trajectoires d'une particule de diamètre 50µm [93]

pour définir si les gouttes atteignent ou longent la cible.

## 10.4 Dépôt des gouttes de peinture et filmification

La dernière étape de la projection d'une goutte est son impact sur le substrat. Dans la projection par bol rotatif, un calcul des ordres de grandeur montre que les vitesses normales d'impacts sont très faibles par rapport aux vitesses tangentielles (phénomène de déviation du jet d'air par la pièce) et, de plus, les viscosités de la peinture sont relativement importantes de l'ordre de la centaine de mPa s. Ceci implique des nombres de Weber et de Reynolds de particule faibles et un comportement de dépôt simple ou de rebond des gouttes sans réatomisation [263, 265].

Le film de peinture<sup>2</sup> qui recouvre la pièce est de fait constitué de la somme des gouttes qui ont été déposées pendant l'application sur celle-ci. La morphologie du film de peinture obtenu dépend donc initialement des morphologies individuelles des gouttes étalées.

La formation d'un film mince à matrice polymère à partir d'une solution ou d'un système colloïdal par séchage est difficile à appréhender en raison du couplage complexe de phénomènes thermiques, mécaniques et de transport. Le séchage joue un rôle crucial dans la distribution finale d'espèces présentes dans le système initial : molécules hydrophiles, hydrophobes, tensioactives, nanoparticules de fonctionnalités diverses, particules de pigment, de charge, de liant. Cette distribution a, elle-même, une influence déterminante sur les propriétés du film. Les processus par lesquels [280] un film se forme sont aux nombres de trois : Dans une première étape un front d'évaporation se propage à la surface de la dispersion initiale, conduisant ainsi à une concentration des particules présentes en un réseau compact. Ensuite l'évaporation subséquente conduit à la disparition progressive des vides de ce réseau et à la déformation des particules, sans que l'on sache exactement quels mécanismes prédominent, que ce soit la coalescence entre sphères visqueuses ou une pression capillaire existant à la surface, et s'appliquant sur les couches profondes. Quoiqu'il en soit, la troisième phase consiste en une solidification uniforme par la diffusion aux interfaces des chaînes polymères.

D'autres phénomènes sont impliqués dans le processus de séchage. Le tendu de la peinture [277], notamment, provient de l'atténuation des ondulations initiales présentes à la surface du film, par l'action de la tension de surface. Cette action est en compétition avec la viscosité (ou avec la viscoélasticité [274]). Mais par contre, la présence de gradients de tension de surface peut donner lieu à l'apparition d'instabilités et de défauts [262, 268]

La complexité des mécanismes de séchage impose de les aborder conjointement par trois approches complémentaires : expérimentale, théorique et par simulation numérique.

---

2. On appelle latex toute suspension stable de particules polymères

## Bilan des projets

<b>Titre</b>	Simulation de la Projection de Peinture et FILmification
<b>Contexte</b>	ANR SPPLIF (2011) avec labélisation Plastipolis
<b>Durée</b>	Mars 2008 –
<b>Partenaires</b>	IMP@INSA (J.-Y. Charneau), J. Balcaen CoatingXpert : A. Blond, L. Matthieu POAES, ICS Strasbourg, Laboratoire de Rhéologie
<b>Encadrement</b>	PID
<b>Publications</b>	[94, 93, Enc.]

## Bibliographie

- [246] T. C. Anestos. A theoretical model for electric field distribution and enhancement in air atomized electrostatic spray painting. *IEEE Transactions on industry applications*, IA-22(1) :70–74, Jan./Feb. 1986.
- [247] M.L. Ang and P.J. Lloyd. Investigation of charged particle trajectories in electrostatic powder coating systems. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6) :823 – 836, 1987.
- [248] G. Artana, L. C. Bassani, and R. Scaricabarozzi. Specific charge of induction electrified sprays. *Journal of Electrostatics*, 29(2) :127 – 145, 1993.
- [249] W. Balachandran and A.G. Bailey. The influence of electrostatic fields on the centrifugal atomisation of liquids. *Journal of Electrostatics*, 10 :189 – 196, 1981.
- [250] W. Balachandran and A.G. Bailey. The dispersion of liquids using centrifugal and electrostatic forces. *IEEE Transactions on industry applications*, 20(3) :682–686, 1984.
- [251] G. S. P. Castle. Industrial applications of electrostatics : : the past, present and future. *Journal of Electrostatics*, 51-52 :1 – 7, 2001.
- [252] G. S. P. Castle and II Inculet. Induction charge limits of small water droplets. *Institute of physics conference series*, 118 :141–146, 1991.
- [253] S. A. Colbert and R. A. Cairncross. A discrete droplet transport model for predicting spray coating patterns of an electrostatic rotary atomizer. *Journal of Electrostatics*, 64 :234–246, 2006.
- [254] C. Crowe, M. Sommerfeld, and Y. Tsuji. *Multiphase Flows with droplets and particles*. CRC Press, 1998.
- [255] J. M. Crowley. *Fundamentals of Applied Electrostatics*. Laplacian Press, 1999.
- [256] J. Domnick, A. Scheibe, and Q. Ye. The simulation of the electrostatic spray painting process with high speed ratary bell atomizers. part 1 : Direct charging. *Part. Part. Syst. Charact.*, 22 :141–150, 2005.
- [257] J. Domnick and M. Thieme. Atomization characteristics of high-speed rotary bell atomizers. *Atomization and Sprays*, 16(8) :857–874, 2006.
- [258] A. M. Drummond. On atomization and linearized free-surface instability on rotating bodies.

- [259] D. F. G. Durao and J. H. Whitelaw. Velocity characteristics of the flow in the near wake of a disk. *Journal of Fluid Mechanics*, 85(02) :369–385, 1978.
- [260] A. A. Elmoursi. Laplacian fields of bell-type electrostatic painting systems. *IEEE Transactions on industry applications*, 25(2) :234–240, March/April 1989.
- [261] A. A. Elmoursi. Electrical characterization of bell-type electrostatic painting systems. *IEEE Transactions on industry applications*, 28(5) :1174–1181, sept. oct. 1992.
- [262] PL Evans, LW Schwartz, and RV Roy. A mathematical model for crater defect formation in a drying paint layer. *Journal of Colloid and Interface Science*, 227(1) :191–205, JUL 1 2000.
- [263] M. Fogliati, D. Fontana, M. Garbero, M. Vanni, G. Baldi, and R. Dondè. Cfd simulation of paint deposition in an air spray process. *Journal of Coatings Technology and Research*, 3 :117–125, 2006.
- [264] R. J. Foreman and G. J. Nathan. Scaling of the gas phase in particle-laden turbulent axisymmetric jets. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(1) :96–100, Jan 2009.
- [265] Mirko Garbero, Marco Vanni, and Giancarlo Baldi. Cfd modelling of a spray deposition process of paint. *Macromolecular Symposia*, 187(1) :719–730, 2002.
- [266] T. Gemci, R. Hitron, and N. Chigier. Measuring charge-to-mass ratio of individual droplets using phase doppler interferometry. In *ILASS Americas 15th conference , Madison, USA,, May 2002*.
- [267] Alessandro Gomez and Keqi Tang. Charge and fission of droplets in electrostatic sprays. *Physics of Fluids*, 6(1) :404–414, 1994.
- [268] V. R. Gundabala and A. F. Routh. Thinning of drying latex films due to surfactant. *Journal of Colloid and Interface Science*, 303(1) :306–314, NOV 1 2006.
- [269] B. Hakberg, S. Lundqvist, B. Carlsson, and T. Högberg. A theoretical model for electrostatic spraying and coating. *Journal of Electrostatics*, 14(3) :255 – 268, 1983.
- [270] Y. Hardalupas, A. M. K. P. Taylor, and J. H. Whitelaw. Velocity and particle-flux characteristics of turbulent particle-laden jets. *Proceedings of the Royal Society of London Series A-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 426(1870) :31–78, Nov 8 1989.
- [271] J.O. Hinze and H. Milborn. Atomization of liquids by means of a rotating cup. *J. Appl. Mech.*, 17(2) :145–153, 1950.
- [272] K-S. Im, M-C Lai, Y. Liu, N. Sankagiri, T. Loch, and H. Nivi. Visualization and measurement of automotive electrostatic rotary-bell paint spray transfer processes. *Journal of Fluids Engineering*, 123 :237–245, June 2001.
- [273] S. Kazama. Steady-state paint flow under high centrifugal force : atomization in spray painting. *JSAE Review*, 24 :489–494, 2003.
- [274] R. Keunings and D. W. Bousfield. Analysis of surface-tension driven leveling in viscoelastic films. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 22(2) :219–233, Jan 1987.



- [275] N. W. M. Ko and W. T. Chan. Similarity in initial region of annular jets - 3 configurations. *Journal of Fluid Mechanics*, 84(Feb) :641–656, 1978.
- [276] JE McCarthy and DW Senser. Specific charge measurements in electrostatic air sprays. *Particulate Science and Technology*, 23(1) :21–32, Jan-Mar 2005.
- [277] W. S. Overdiep. The leveling of paints. *Progress in Organic Coatings*, 14(2) :159–175, Oct 13 1986.
- [278] Paint and coatings : A mature industry in transition. K. weiss. *Progress in Polymer Science*, 22 :203–245, 1997.
- [279] R. J. Pfeifer and C. D. Hendricks. Charge-to-mass relationships for electrohydrodynamically sprayed liquid droplets. *Physics of Fluids*, 10(10) :2149–2154, October 1961.
- [280] A. F. Routh and W. B. Russel. Horizontal drying fronts during solvent evaporation from latex films. *AIChE Journal*, 44(9) :2088–2098, Sep 1998.
- [281] P. K. Senecal, D. P. Schmidt, I. Nouar, C. J. Rutland, R. D. Reitz, and M. L. Corradini. Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization. *International Journal of Multiphase flow*, 25 :1073–1097, 1999.
- [282] M. Uyttendaele and RL Shambaugh. The flow field of annular jets at moderate reynolds-numbers. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 28(11) :1735–1740, Nov 1989.
- [283] V. Viti and J. Kulkarni. Cfd analysis of the electrostatic spray painting process with a rotating bell cup. *ILASS Americas, 21st Annual conference on Liquid Atomization and Spray System. Orlando, Florida, USA*, May 2008.
- [284] Q Ye, J. Domnick, and A. Scheibe. Numerical simulation of spray painting in the automotive industry. Bingen, Allemagne, 25-26 Juin 2003 2003.

# Chapitre 11

## Perspectives

En Juin 1998, en descendant du bus durant la coupe du monde de football, et environné de supporters anglais qui bientôt allaient être accueillis à Lyon par des paires de menottes, je n'imaginai pas la tournure qu'allait prendre l'audition pour le poste de Maître de Conférences à l'Ecole Supérieure de Plasturgie d'Oyonnax. Oyonnax, cela semblait bien différent de Cambridge, Louvain-La-Neuve et Grenoble. Trouver sa place ne fût pas forcément facile. Avec le recul de ces années, finalement, trouver sa place c'est simplement faire ce que l'on sait faire le mieux (ce pourquoi on a été recruté, après tout) et faire aussi ce qui est le plus utile là où on est. Il faut donc s'intéresser à beaucoup de choses, qui ne porteront pas de fruits avant longtemps, et pour lequel on n'a pas *a priori* beaucoup d'affinités. Mais pas une minute, je n'envisageais une recherche solitaire et exotique, qui n'aurait pas eu de lien direct avec le cadre dans lequel j'étais dorénavant.

Quels développements donner aux travaux présentés dans ce mémoire ? Je reprendrais quatre questions à partir des thèmes abordés :

**Où est la viscoélasticité ?** Dans les procédés de plasturgie, la viscoélasticité est finalement assez absente. Lorsqu'elle se manifeste, c'est sous la forme de défauts (instabilités, recirculations) qu'il faut éviter. C'est pourquoi, la plupart des écoulements impliqués dans les procédés sont de type lubrification : une dimension au moins est petite devant les autres ; ce qui atténue de façon effective les effets viscoélastiques. Une illustration frappante en est donnée par les recirculations viscoélastiques créées par la courbure du chenal d'une vis : lorsque le rapport d'aspect de la section augmente, elles s'atténuent et se décalent vers les parois latérales, précisément là où dans la section, aucune dimension n'est petite devant l'autre. Seule l'extrusion soufflage s'appuie totalement sur les propriétés viscoélastiques du polymère en écoulement, au travers des phénomènes de gonflement et de fluage. Cet écoulement est particulièrement discriminant et doit permettre à terme de déterminer les paramètres matériels d'une loi viscoélastique intégrale en comparant les prédictions des simulation numériques (par POLYFLOW ou la méthode des tubes de courant) aux mesures expérimentales du gonflement et de fluage, devenues réalisables désormais avec notre technique de visualisation.

**Que se passe-t-il dans un ensemble vis-fourreau ?** Ce thème de recherche est celui qui a nécessité le plus d'efforts et c'est celui qui est le plus ardu. La difficulté première, celle des observations, est en passe d'être surmontée avec le fourreau à fenêtres qui permet une visualisation inégalée des phénomènes

de plastification. Nous allons pouvoir reprendre et vérifier toutes les hypothèses usuelles de la plastification : accélération du lit solide, fonte contiguë ou dispersée, position et épaisseur des films fluides. En ce qui concerne la modélisation numérique du convoyage solide du polymère dans le chenal de la vis, l'utilisation d'un code aux éléments discrets, tels LMGC90 disponible au LaM-CoS, serait une application intéressante dans un domaine où la modélisation analytique est défailante.

**Qu'y a-t-il au contact du front d'écoulement avec l'empreinte métallique ?**

Cette zone de contact dynamique est responsable de l'aspect des pièces injectées. Nous avons jusqu'à présent étudié les effets thermiques en montrant que même des revêtements métalliques extrêmement fins pouvaient avoir une influence thermique. Qu'en est-il de l'aspect dynamique de l'écoulement et du contact (tension de surface) polymère-métal ? Ce sujet est d'importance pour l'injection moulage classique mais aussi la micro-plasturgie.

**Où vont les gouttes ?** Là encore, au prix d'un détour thématique, il s'agit de saisir l'opportunité de la création d'une ligne pilote de peinture sur le Site de Plasturgie, pour amorcer une recherche inédite en France. Cela reste toujours de la mécanique des fluides et des polymères mais avec des outils différents (code volumes finis, OpenFOAM, StarCCM). Encore une fois, une analyse des phénomènes prépondérants, notamment dans l'aérodynamique et le champ électrostatique, associée à des mesures expérimentales, devraient aboutir à un modèle simplifié des trajectoires des gouttes et donc de la projection de peinture.