

# THÈSE

présentée à

## L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Sylvain Chaminade

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : MÉCANIQUE

\*\*\*\*\*

Déplacement et organisation de micro-bulles dans un fluide fortement chargé simulant un propergol à l'état pâteux - Relation avec les anomalies de combustion constatées

\*\*\*\*\*

Soutenue le : 8 décembre 2006

Après avis de :

<b>MM.</b>	F. Bertrand	Professeur, École Polytechnique de Montréal	<b>Rapporteurs</b>
	O. Masbernat	Chargé de Recherche, LGC, Toulouse	

Devant la commission d'examen formée de :

<b>MM.</b>	B. Pouligny	Directeur de Recherche, CRPP, Bordeaux	<b>Président</b>
	F. Bertrand	Professeur, École Polytechnique de Montréal	<b>Rapporteurs</b>
	O. Masbernat	Chargé de Recherche, LGC, Toulouse	
	E. Arquis	Professeur, TREFLE, ENSCPB, Bordeaux	<b>Examineurs</b>
	G. Chounet	Chef d'unité R&T, SME	
	J. Toutain	Maître de Conférence, TREFLE, ENSCPB, Bordeaux	

*à mes parents,  
à ma famille,*



# Remerciements

Une thèse n'est pas l'affaire d'une seule personne mais résulte de très nombreuses rencontres et collaborations. C'est pourquoi l'exercice des remerciements est aussi sympathique que difficile quand tant de monde a croisé votre route comme ça l'a été pour moi.

En effet, cette thèse présentée à l'Université de Bordeaux I a été financée grâce à un contrat industriel avec SNPE Matériaux Énergétiques (SME), en collaboration avec le Centre National d'Études Spatiales (CNES). De fait, les travaux ont été menés sur deux sites différents, d'une part, sur le site de Saint Médard en Jalles de SME, d'autre part, au laboratoire Transferts Écoulements Fluides Énergétique (TrEFIE) sur le site de l'École Nationale Supérieure de Physique et de Chimie de Bordeaux dont je remercie les directeurs successifs MM. Bernard Clin et François Cansell pour leur accueil. Le fait de travailler ainsi avec deux équipes différentes, ayant chacune une approche du projet différente, a été pour moi très enrichissant.

Je tiens en premier lieu à remercier mon directeur de thèse Eric Arquis, Professeur à l'ENSCP, qui, malgré ses responsabilités de directeur du laboratoire, a su être présent tout au long de ces trois ans. Je lui exprime ma reconnaissance pour la confiance qu'il m'a accordé en me proposant ce sujet, ainsi que pour ses conseils toujours avisés dont il m'a fait part tout en me laissant une parfaite autonomie et en me soutenant dans mes projets.

Cette thèse a été co-encadrée au laboratoire par Jean Toutain, Maître de Conférence à l'ENSCP. Toujours disponible, il a su, par ses compétences scientifiques, me donner les bonnes pistes à suivre et m'a permis de gagner un temps précieux. Son permanent enthousiasme pour mes travaux m'a motivé et stimulé pendant ces trois ans. Pour tout cela, et pour le reste, je lui exprime ma profonde reconnaissance et toute mon amitié.

Je remercie sincèrement les membres du jury : M. Bernard Pouligny, Directeur de recherche au Centre de Recherche Paul Pascal, qui m'a fait l'honneur de présider ma soutenance, MM. François Bertrand, Professeur à l'École Polytechnique de Montréal et Olivier Masbernat, Directeur de recherche à au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse qui ont bien voulu prendre du temps et mobiliser leur compétences pour être rapporteurs de mon manuscrit, Monsieur Georges Chounet, chef d'unité R&T SME, et M. Bernard Gondoin du CNES, qui ont suivi mes travaux pendant trois ans et m'ont fait le plaisir d'assister à ma thèse. Je les remercie pour toutes les remarques pertinentes et l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Ce travail a été également co-encadré par Christine Marraud et Virginie Marchetto, Ingénieurs procédés SME, sans lesquelles je n'aurais pu réaliser cette thèse et sans l'implication desquelles ce manuscrit n'aurait jamais vu le jour. Je leur adresse mes remerciements et toute mon amitié, tout d'abord à Christine qui a su diriger ce travail avec énergie, perspicacité et bonne humeur, et Virginie avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler sur un problème qu'elle découvrait en même temps que moi. Sa motivation et nos franches discussions ont été un véritable booster pour la conduite de ces travaux. Elle a, de plus, réussi à ne pas craquer face à mon flegme légendaire qui a du être, à certains moments, insoutenable pour les nerfs.

La nombreuse équipe SME ne s'arrête pas là. Je continuerai donc en adressant toute ma sympathie aux deux personnes qui ont dirigé successivement cette unité : la très énergique Marie Gaudré, pour sa confiance et les conseils qu'elle m'a prodigué pendant la première moitié de ma thèse et Georges Chounet, pour sa gentillesse et sa simplicité. Son savoir-faire et ses remarques pertinentes m'ont été très utiles. Je ne peux omettre de remercier tout particulièrement Jean-Pierre Jullien, toujours de bonne humeur et disponible, avec qui j'ai eu le grand plaisir de travailler sur les installations RX. Ses compétences et son professionnalisme ont été indispensables à l'installation de mes manip qui sortaient de l'ordinaire. Je le remercie également pour la sympathie qu'il m'a témoigné immédiatement et pour m'avoir fait découvrir la Guyane par ses récits passionnés. Pour tout cela, je lui exprime ma sincère amitié. Je n'oublie pas son disciple toujours enthousiaste Eric. Mes sincères remerciements s'adressent également à Michel Lacombe pour son implication entière dans ces travaux. Il a su mettre ses compétences à la disposition de mes souhaits les plus excentriques. Je tiens à remercier également tout le reste de l'équipe du LQG sans lequel aucune manip n'aurait été envisageable, ainsi que toutes les autres personnes, d'autres services, qui sont intervenues et se sont investies de près ou de loin dans cette aventure.

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance aux personnes peuplant le magnifique bâtiment du CBX, pour leur accueil plus que sympathique, malgré ma présence épisodique. Je remercie notamment, Thierry pour nos discussions détendues, Alex pour sa gentillesse et ses précieux renseignements, Josette, notre secrétaire à l'amabilité à toute épreuve, Agnès et (l'autre) Virginie pour leur gentillesse. Je n'oublie pas les nombreux stagiaires que j'y ai vu se succéder, comme Émilie, la championne des bactéries. A tous, je leur exprime ma sincère amitié.

Je souhaite également remercier toutes les personnes extérieures qui ont contribué à ce travail en donnant de leur temps et en mettant à disposition leurs compétences. J'exprime ainsi ma profonde gratitude à Stéfan Dilhaire, Maître de conférence au Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne (CPMOH) pour sa disponibilité et sa simplicité. Sans son aide précieuse et ses idées lumineuses, mes observations auraient pu s'avérer bien plus fastidieuses et inefficaces. Je remercie également M. Ochsenhofer, du site ENSAM, pour la construction de la maquette PVC en un temps record et d'après des plans approximatifs.

Mes remerciements vont également à tout le personnel de l'ENSCPB pour leur disponibilité vis-à-vis de mes demandes d'aide ou de matériel souvent incongrues. Je remercie tout particulièrement Claudia pour sa gentillesse et son aide sans faille, toujours prête à me rappeler, au détour d'un couloir, mon très haut niveau d'anglais, et Marco l'éternel cpbien et le plus froggy d'entre tous.

Ces trois années de thèse ont pu aboutir grâce à tous les éminents membres du TrEFIE, qui ont su maintenir une bonne humeur et une ambiance de travail plus que agréable et détendue. Je les remercie ici par un petit tour des bureaux, comme à mon habitude :

Meijdi, qui tente de faire croire qu'il travaille à Toulouse lorsqu'il n'est pas au labo, ce perpétuel narquois sait combien "je ne suis pas content de lui", l'énigmatique Aurélie et ses remarques inattendues, Marie-Paule pour ses nombreux services de dernière minute et son poisson au pshitt citron, Jean-Paul, le détenteur du pouvoir Aquilonnesque, Delphine pour sa gentillesse et ses mythiques patchworks de couleur qui égayaient le labo, Guillaume, puits de science insondable et grand maître sommelier souvent dépassé par ses élèves, Christophe, mon Stéphane Glokner personnel, merci pour ton aide précieuse, son tranquille collègue de bureau Nico, merci d'avoir supporté mes incessantes allées et venues, leur successeurs : Erwan, monsieur CAC 40, et Mathilde, ma voisine verteillacoise, qui a amené beaucoup de fraîcheur au labo ; fraîcheur à laquelle avait fortement contribué Sylvie, toujours enjouée et pétillante, dont les rires n'épargnent aucun recoin du labo. Je remercie également l'irremplaçable Bernard, Aurélie, notre leader de manifs, Stéphane G., pour sa disponibilité et sa bonne humeur à toute épreuve, même face à mes 36000 questions et ses collègues de bureaux successifs : Jérôme, le dernier en date, l'homme qui dégaine plus vite que son ombre, à 10 m de haut, et avec le sourire ! et Greg, le charento-québécois, mon mentor en escalade, je le remercie pour toutes les discussions bd, zic, ciné, sf et pour son humour toujours fin... L'énergique Stéphanie, partenaire de grimpe intraitable et toujours à l'heure, elle ! Etienne, notre basque préféré, avec qui j'ai eu le grand plaisir de partager le poussage de caddie. J'ai une pensée spéciale pour Mohammed, mon cher collègue de bureau, toujours discret mais dont la gentillesse et l'humour m'ont accompagné sans faille pendant ces 3 ans. A la porte suivante on peut trouver Nirina, non moins discret et sympathique, son successeur, Arthur, monsieur 3D, ou encore comment faire de l'informatique de haut vol avec zénitude, ainsi que le maître de ces lieux étranges, planqué derrière sa muraille livresque, Stéphane V., l'autre Périgourdin, l'autre Mangeur fou, l'autre Blagueur, en un mot mon homologue, mais dans un univers parallèle ! Quelques pas plus loin : David, et ses nombreux stagiaires, a qui j'ai enfin rendu sa salle de manifs après 3 ans de squat, Cédric, aussi poli que stressé, l'asticoter a été un de mes passe-temps favoris. Pour s'en être montré digne et à la hauteur, je l'en remercie. Ma visite se termine par l'ultime bureau, la deuxième salle de pause en fait, l'autre de la bête : Pierre. Acolyte improbable du précédent,

ce nouvel acquéreur d'une belle voiture de Papa est toujours prêt à ponctuer d'une évacuation sonore ses commentaires "pertinents" sur nos tenus vestimentaires (toujours plaisant venant d'un barbichu rasé aux t-shirts trashes, solidarité Delphine !!). Je n'oublie pas le pauvre colocataire de cet énergumène, Hamza, dit aussi le capoeiraman de Rio. Enfin, Guillaume (number 2), mon confrère de délectables blagues politiquement incorrectes. Expatrié maintenant à Tours, ce boute en train insatiable fut, entre autre, une partenaire exemplaire de grimpe. Pour tous les repas de midi animés et les autres bons moments, je les remercie tous et leur faire part de ma profonde amitié.

Comme la thèse n'est pas synonyme de vie exclusive au labo, j'ai pu faire la connaissance de nombreux doctorants venant d'autres horizons : Seb que j'ai appris à connaître au cours de mes nombreux passages au LCPO, le p'tit Nico, l'incarnation humaine de la petite éponge carrée, Thomas, Cécile, Ségolène ou encore Guerrick, avec qui planifier un apéro est toujours un plaisir.

Il y a aussi la fine équipe de Ionique du solide : Yohan, le baryton à roulettes, Cédric, le Jean-Jacques Goldman des salles de classes, Astrid, la plus frenchy des allemandes et sa glacière toujours pleine, Chakir, l'expert en tajine et thé à la menthe, Magali, finiras-tu un jour ta thèse ? et enfin Myriam et sa petite famille. Merci pour toutes ces soirées trivialesques.

Je ne peux oublier mes chers *Funky Mates* avec qui j'ai passé de merveilleux moments de folie musicales : Alex, notre Charly Oleg qui fait du piano debout, Seb, qui fait ce qu'il peut avec le peu de cordes qu'il a, Luc, le bienheureux à la blague de potache facile, Ben, la rigueur même incarnée dans un sax, Laety, notre Aretha latina préférée, Hacène, le Jimmy Hendrix du funk, et enfin, Jérôme, qui tente de mettre un peu d'ordre dans tout ce fourbi.

Je n'aurais pu aborder efficacement ces semaines de travail si je n'avait pu compter sur les week-end de franche camaraderie et de délires assurés avec notre bande de joyeux lurons : Clément, mon instructeur sur la neige et mon disciple sous les toits, merci pour tous les apéros et les pauses, Oliv', le maître du parpaing, des camemberts oranges et du short-track, et Fred, suprême terreur des cliniques, Olivier, ses savoureuses blagues grasses et ses 50 consoles, Dam's, tranquille prof désormais ch'ti dans l'âme et sa Karine, doublure de Dustin Hoffman dans le prochain épisode de Marathon Man, Kiki, merci pour ta présence sans faille, l'éternelle lardinette Anna, mon quart chevelu préféré, ma p'tite Caro, pour ses boulettes, ses coups de fils en voiture, sa joie de vivre biarrote, Benou, le nantais expatrié au pays des *tchikets* fosséens, mon frère de fin de nuit et, par la force des choses, colloque de clic-clac, Djib, mon grand noir préféré, toujours aussi délicat, sa future moitié et ma cousine Sandrine, propriétaire de la table basse la mieux ultra-rangée au monde, son frangin, Pascal, le tombeur de ces dames, le guide irremplaçable des x souterrains de Saint-Émilion et, paraît-il, mon double. Merci à tous pour tous ces week-end

terriblement gastronomiques, à Angoulême, Bordeaux, Douai, Hossegor, Marseille, Toulouse, Saint-Émilion et surtout dans la mythique petite maison de Moliets.

Enfin, je souhaite remercier mes frères de toujours, Arnaud et Macaire, pour tous ces moments inoubliables passés à leur côté, mêmes s'ils sont de plus en plus rares. Je remercie chaleureusement leurs familles qui m'accueillent chaque fois comme si j'en faisais partie. Merci du fond du coeur à tous.

Avant de terminer, et parce que je ne suis plus à une ligne près, je tiens à remercier, dans le désordre et de manière non exhaustive, les talentueux John, James et Ennio, les amis Pug et Tomas, les déjantées Brie, Gaby, Suzan et Lynett, Homer et Malcolm ainsi que leur familles non moins déjantées, les groupes Muse, Nouvelle Vague, Keane, Portishead, The Who, Holden et Morcheeba, les compères Herbert et Marvin, les impayables Lanfeust et Hébus, les quatre garçons dans le vent, Arthur et sa cour de fous, les fabuleux Freddy, Mathieu et Jean-Jacques, et le magique Philip Kindred qui m'ont permis d'aborder la rédaction d'une manière détendue et sereine. Je remercie également tous les autres héros, réels ou fictifs, qui m'ont accompagné pendant ces trois ans.

Pour finir, je remercie et dédie ce travail à mes parents, mes soeurs et ma famille pour m'avoir toujours soutenu et entouré durant toutes ces années et sans qui je ne serais pas là. Et à ma douce Géraldine, mon inspiration de chaque instant...

Merci à tous.

Sylvain





# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>9</b>
<b>I Contexte général de la thèse</b>	<b>13</b>
I.1 La propulsion solide et sa conception . . . . .	13
I.1.1 Principe de fonctionnement du lanceur européen Ariane 5 . . . . .	13
I.1.1.a Principe de la propulsion spatiale . . . . .	13
I.1.1.b La propulsion du lanceur Ariane 5 . . . . .	14
I.2 Réalisation des chargements MPS . . . . .	17
I.2.1 Les propergols solides . . . . .	17
I.2.2 Le procédé de remplissage des MPS . . . . .	18
I.3 Problèmes de survitesses constatées . . . . .	21
I.3.1 Eléments de combustion . . . . .	21
I.3.2 Mise en évidence des survitesses . . . . .	23
I.4 Études SME menées sur les problèmes de bulles . . . . .	26
I.4.1 Mise en évidence de la formation des bulles lors de la coulée . . . . .	26
I.4.2 Observation du transport des bulles . . . . .	30
I.4.3 Influence de la pression sur la taille des bulles . . . . .	34
I.5 Enjeux de la thèse . . . . .	36
<b>II Étude des phénomènes de création et de transport de micro-bulles</b>	<b>37</b>
II.1 Écoulement en fluide réel . . . . .	38
II.1.1 Démarche expérimentale . . . . .	38
II.1.1.a Montage expérimental . . . . .	38
II.1.1.b Déroulement des essais . . . . .	40
II.1.2 Résultats . . . . .	43
II.1.2.a Observations qualitatives des phénomènes lors de la coulée	43

II.1.2.b	Évaluation de la population de bulles au sein du fluide . . .	44
II.2	Reconstruction 3D de trajectoire de bulles . . . . .	48
II.2.1	Montage Expérimental . . . . .	49
II.2.1.a	Installation expérimentale . . . . .	49
II.2.1.b	Acquisition d'image . . . . .	50
II.2.1.c	Installations optiques . . . . .	50
II.2.1.d	Principe de l'ombroscopie 3D . . . . .	52
II.2.1.e	Résultats d'acquisitions . . . . .	57
II.2.2	Traitement des images et reconstruction des trajectoires . . . . .	58
II.2.2.a	Identification des bulles présentes dans le fluide . . . . .	58
II.2.2.b	Détermination des trajectoires . . . . .	62
II.2.3	Observation des phénomènes de coulée . . . . .	66
II.3	Conclusion . . . . .	70
<b>III Simulation du phénomène de transport</b>		<b>73</b>
III.1	Stratégie numérique . . . . .	74
III.1.1	Méthodes de résolution . . . . .	74
III.1.2	Limitations des méthodes . . . . .	75
III.1.3	Algorithme du couplage Eulérien-Lagrangien . . . . .	75
III.2	Modèle numérique . . . . .	78
III.2.1	Modélisation de l'écoulement . . . . .	78
III.2.1.a	Les équations de bilan . . . . .	80
III.2.1.b	Résolution du transport d'interface . . . . .	81
III.2.1.c	Conditions aux limites . . . . .	88
III.2.1.d	Discrétisation . . . . .	89
III.2.1.e	Couplage vitesse-pression . . . . .	90
III.2.2	Schéma de transport de particules . . . . .	91
III.2.2.a	Équation du mouvement et modèle de forces . . . . .	91
III.2.2.b	Interpolation des données du maillage . . . . .	99
III.2.2.c	Schéma d'intégration . . . . .	101
III.2.3	Validation analytique . . . . .	103
III.3	Résultats de simulation . . . . .	105
III.3.1	Écoulement de Poiseuille en 3D . . . . .	105
III.3.2	Confrontation à l'expérience . . . . .	107

III.3.3 Cas de coulées industrielles . . . . .	113
III.4 Conclusions et perspectives . . . . .	116
<b>IV Influence des micro-bulles sur la combustion</b>	<b>119</b>
IV.1 Coulée avec contrôle du taux de bulles . . . . .	120
IV.1.1 Principe : Coulées à différents niveaux de pression . . . . .	120
IV.1.2 Expérimentation inerte avec visualisation par RX-TV . . . . .	121
IV.1.2.a Montage expérimental . . . . .	121
IV.1.2.b Essais sur inerte . . . . .	123
IV.1.2.c Comportement des bulles lors de variations de pression . .	124
IV.1.2.d Essais sur propergol actif . . . . .	125
IV.1.3 Coulée de propergol avec contrôle du débit . . . . .	127
IV.2 Caractérisations du propergol . . . . .	129
IV.2.1 Évaluation du taux de bulles . . . . .	129
IV.2.1.a Radioscopie des échantillons . . . . .	129
IV.2.1.b Compressibilité . . . . .	133
IV.2.1.c Densité . . . . .	135
IV.2.2 Étude de la combustion en fonction du taux de bulles . . . . .	137
IV.2.2.a Choix de la méthode et hypothèses d'étude . . . . .	137
IV.2.2.b Résultats et interprétations . . . . .	139
IV.3 Conclusion . . . . .	145
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>147</b>
<b>Annexes</b>	<b>151</b>
<b>A Méthodes de caractérisation</b>	<b>151</b>
A.1 Contrôle non destructif (CND) . . . . .	151
A.1.1 Radiographie RX . . . . .	152
A.1.2 Tomographie RX . . . . .	159
A.2 Capteurs LVDT . . . . .	163
<b>B Interpolation polynomiale</b>	<b>165</b>
B.1 Interpolation polynomiale . . . . .	165
B.2 Validation de l'interpolation . . . . .	168
B.3 Configuration des cas tests . . . . .	169

B.4 Résultats de validation . . . . .	170
<b>C Validation du schéma numérique</b>	<b>173</b>
<b>D Découpe des blocs</b>	<b>185</b>
<b>Table des figures</b>	<b>186</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>192</b>

# Nomenclature

## Lettres latines

$a$	: facteur pré-exponentiel .....	adim.
$d$	: diamètre .....	m
$e$	: épaisseur à brûler .....	m
$K$	: coefficient de compressibilité .....	Pa
$n$	: exposant de pression .....	adim.
$C$	: hauteur du capteur CCD .....	m
$C_{ma}$	: constante de masse ajoutée .....	adim.
$C_l$	: constante de Saffman .....	adim.
$D$	: distance objet-système optique .....	m
$f$	: focale .....	m
$m$	: masse .....	kg
$M_v$	: rapport de masse $\frac{\rho_f}{\rho_p}$ .....	adim.
$q$	: débit massique .....	kg.s <sup>-1</sup>
$p$	: pression .....	Pa ou bar
$r$	: rayon .....	m
$R$	: constante des gaz parfait .....	J.K <sup>-1</sup>
$t$	: temps .....	s
$T$	: température .....	K ou °C
$V_e$	: vitesse d'éjection .....	m.s <sup>-1</sup>

## Lettres grecques

$\dot{\gamma}$	: accélération de cisaillement .....	$\text{m.s}^{-2}$
$\nu_c$	: vitesse de combustion .....	$\text{m.s}^{-1}$
$v_p$	: volume de combustion .....	$\text{m.s}^{-1}$
$\rho$	: masse volumique .....	$\text{kg.m}^{-3}$
$\theta$	: angle optique .....	radian
$\mu$	: viscosité dynamique .....	$\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$ soit Pa.s

## Vecteurs et tenseurs

<b>A</b>	: vecteur accélération .....	$\text{m.s}^{-2}$
<b>U</b>	: vitesse du fluide .....	$\text{m.s}^{-1}$
<b>F</b>	: force .....	N
<b>X</b>	: vecteur position .....	m
<b>g</b>	: vecteur gravité .....	$\text{m.s}^{-2}$
<b>n</b>	: normale à l'interface(vecteur normé) .....	adim.
<b>V</b>	: vitesse de la particule .....	
$\text{m.s}^{-1}$		
$\omega$	: vitesse rotationnelle .....	$\text{m.s}^{-1}$
$\bar{\tau}$	: tenseur des contraintes visqueuses .....	Pa

## Opérateurs mathématiques

$\nabla$	: opérateur gradient
$\nabla \cdot$	: opérateur divergence
$\Delta$	: opérateur Laplacien
$\partial$	: opérateur dérivée partielle
$\frac{D}{Dt}$	: opérateur dérivée particulière

## Indices et exposants

$f$  : relatif à la phase fluide

$p$  : relatif à la particule





# Introduction générale

Si la conquête spatiale a commencé dans l'imaginaire de visionnaires tels que Jules Verne ou H.G.Wells, l'histoire de la fusée débuta des siècles bien plus tôt. En 1232 à la bataille de Kaifeng, les Chinois se servirent des "flèches de feu volant" pour repousser les Mongols. Ces fusées, qui semaient la panique parmi les chevaux des adversaires, utilisaient la poudre noire inventée deux siècles avant notre ère. L'emploi de ces engins se limitait auparavant aux feux d'artifices, dès lors ils se répandirent en Europe essentiellement pour des usages militaires. Les avancées technologiques aidant, ces armes s'améliorèrent au fil des siècles.

Pour voir le jour d'un usage pacifiste des fusées et l'espoir de voyages interplanétaires, il fallu attendre la fin du XIX<sup>e</sup> siècle pour que Konstantin Tsiolkovski apporte la solution en imaginant le moteur-fusée, capable de créer sa propre force motrice aussi bien dans l'atmosphère que dans le vide spatial. En 1898, il recommande l'utilisation d'ergols liquides, l'hydrogène et l'oxygène, pour la propulsion des fusées. Cette combinaison est actuellement celle mise en oeuvre pour le fonctionnement du moteur principal de la fusée Ariane 5. Les plans de fusées qu'il dessine alors (figure 1), font apparaître non seulement les réservoirs d'oxygène et d'hydrogène liquides, séparés par la tuyère, mais également des volets de pilotage dans le jet et une cabine symbolisée par la partie avant.



FIG. 1 – Schéma de principe de fusée par Tsiolkovski

A partir de cette époque, une course à la conquête spatiale est engagée entre les différentes puissances mondiales, dont les motivations sont essentiellement stratégiques et économiques. En effet, l'utilisation des fusées est aujourd'hui principalement dédiée à la mise en orbite de satellites de communication.

En 1973, l'Europe, soucieuse d'affirmer son indépendance vis à vis des Américains et des Soviétiques, décide de construire son propre lanceur de satellites. Ainsi voit le jour le programme Ariane dont les opérations sont pilotées depuis le Centre Spatial Guyanais à Kourou. Le premier lancement d'Ariane 1, le 24 décembre 1979, fut un succès, suivi de la réalisation des lanceurs Ariane 2 et 3.

L'évolution du marché a montré la nécessité de mettre en orbite des satellites de masse de plus en plus importante, aussi bien sur l'orbite géostationnaire que sur les orbites basses. Le lanceur a du alors évoluer rapidement. Ainsi, Ariane 4 entre en service le 15 juin 1988 en proposant des versions modulables, puis Ariane 5 le 30 octobre 1997. De conception sensiblement différente de celle de son prédécesseur, capable de transporter des satellites, des éléments de station et éventuellement des modules habités, ce dernier programme est dirigé par l'Agence spatiale Européenne (ESA) et sa réalisation est assurée par le Centre National d'Études Spatiales (CNES).

En plus de son moteur principal Vulcain, le lanceur Ariane 5 dispose, pour le décollage, de deux boosters latéraux dont la propulsion est assurée par la mise en feu de propergol solide. Ce combustible solide se présente sous la forme d'un polymère très fortement chargé en matières oxydantes et réductrices, elles-mêmes se présentant sous forme pulvérulente.

Malgré la réussite du programme Ariane 5, il existe certains aspects du fonctionnement du moteur qui peuvent être encore améliorés. Il est en effet connu que le procédé de fabrication des boosters induit, lors de son fonctionnement, des survitesses localisées. Celles-ci sont en partie imputées à une ségrégation des charges oxydantes sous l'effet du cisaillement à la coulée. Mais ce phénomène ne permet pas d'expliquer la totalité des survitesses constatées. Une seconde cause, cumulée à la première, serait la présence de micro-bulles, de très petite taille (inférieure à 1mm).

En effet, malgré la précaution de fabrication et de mise en forme du propergol, notamment en réalisant toutes les opérations sous pression réduite, il est possible qu'une porosité résiduelle subsiste. Il semblerait même que ces inclusions soient transportées et dispersées de façon inhomogène dans le moteur.

Les objectifs de cette thèse sont alors de mieux comprendre la création et le transport de ces micro-cavités, de mettre en évidence leur effet sur la combustion du propergol, et de comprendre et prévoir les phénomènes entrant en jeu dans leur répartition. Cette dernière phase de l'étude passe par la mise en place d'un modèle numérique. Cependant, le domaine d'étude étant très grand (environ 1 mètre sur 10) par rapport à la taille des inclusions d'air (de l'ordre du millimètre), seul le phénomène de transport a été abordé, la description des phénomènes de création de bulles à de telles échelles ne pouvant être traitée dans le cadre de l'étude.

Il s'agit d'analyser et de comprendre le phénomène de transport de bulles à une échelle suffisamment fine, dans une région proche de la zone d'alimentation, lors de l'étape de mise en forme, réalisée par coulée gravitaire. Les simulations ont été réalisées à partir de la bibliothèque de recherche Aquilon. Cette dernière est un ensemble de modules de programmation destinés à la simulation en mécanique des fluides, développé au laboratoire TREFLE. Cette bibliothèque de calcul intègre de nombreux modules permettant de traiter des écoulements multiphasiques, 3D, avec changement de phase, compressibles ou incompressibles, laminaires ou turbulents.

Cependant, les problèmes d'échelles et de dimensions énoncés précédemment rendent prohibitive une simulation directe sur un volume dont l'ordre de grandeur est le mètre cube, tant en terme de ressource informatique (espace mémoire) qu'en terme de temps calcul. Une alternative intéressante est d'envisager de simuler la phase de transport des bulles par un modèle à particules discrètes, ou suivi lagrangien de particules, qui permet de reconstruire la trajectoire de bulles et de tenir compte de l'éventuelle interaction de la présence de celles-ci sur l'écoulement du fluide. Un ensemble de modules a été développé dans ce sens sur la base de la bibliothèque Aquilon.

Par ailleurs, afin d'appréhender les phénomènes réellement mis en jeu dans de tels écoulements, et ce afin de valider le modèle numérique ainsi mis en place, une étude expérimentale a été menée. En effet, cette étude numérique ne peut se faire sans interaction directe avec le monde physique et on ne peut donc l'envisager sans une confrontation avec des mesures expérimentales. Une confrontation avec des données d'écoulements en situations réelles sont indispensables pour s'assurer de la capacité de prévision du modèle.

Enfin, l'influence de la présence de micro-cavités sur la combustion a été étudiée afin de pouvoir estimer les survitesses en fonction du taux de bulles dans le propergol. Pour ce faire, des études expérimentales faisant appel aux procédés de fabrication et de caractérisation de la SNPE Matériaux Énergétiques (SME) ont été menées. La complémentarité

des résultats de ces manipulations et des prévisions numériques de répartition des micro-bulles permet de découvrir des pistes pour expliquer les phénomènes observés.

Ce mémoire comprend quatre grandes parties.

- La première expose la problématique, explicite la configuration industrielle et synthétise les nombreux travaux réalisés par le passé au sein même de SME.

- La seconde présente la partie expérimentale de l'étude des phénomènes de création et de transport des micro-bulles. Ces études, essentiellement dédiées à la validation du code numérique, constituent une part importante puisqu'elles sont portées à la fois sur fluide modèle au laboratoire et sur matière inerte à SME.

- La troisième partie est consacrée à l'approche numérique du phénomène de transport de micro-bulles. La description du modèle développé, les motivations de nos choix, la validation des différentes parties du modèle ainsi que la confrontation à l'expérimental y sont abordés.

- Un quatrième chapitre développe la phase expérimentale relative aux problèmes de combustion, cherchant à définir et quantifier l'influence de la présence des micro-bulles sur la vitesse de combustion. Lorsque l'on connaît l'importance de la sécurité à SME, ces essais ont nécessité des heures de présence et de préparation.

- La dernière partie synthétise l'ensemble des résultats et tente de répondre à la problématique posée.

# Chapitre I

## Contexte général de la thèse

### I.1 La propulsion solide et sa conception

#### I.1.1 Principe de fonctionnement du lanceur européen Ariane 5

##### I.1.1.a Principe de la propulsion spatiale

Au début de l'astronautique, le problème de la propulsion dans le vide résidait dans la compréhension même du phénomène de toute propulsion. Le déplacement sur le sol, l'eau ou dans l'air est intuitive : même sans aucune connaissance scientifique du phénomène, chacun peut dire que l'objet "prend appui" sur un des éléments pour se déplacer. Le problème du déplacement dans l'espace est l'absence de matière. Il est donc plus difficile d'imaginer la possibilité d'un mouvement par propulsion dans un tel milieu.

C'est le russe Konstantin Tsiolkovski qui a l'idée, à la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle d'appliquer au déplacement dans le vide le principe de l'action et de la réaction inhérent à tout mouvement. Par ce principe, Isaac Newton avait énoncé deux siècles plus tôt qu'à toute action correspond une réaction d'intensité égale mais de sens opposé.

Dans l'espace, le rôle du moteur-fusée est de produire d'abondantes quantités de gaz éjectées à très grande vitesse dans une direction donnée. Par réaction, le véhicule dont il est solidaire se trouve propulsé dans la direction opposée sans point d'appui extérieur : au mouvement de la masse de gaz vers l'arrière correspond un mouvement opposé de la fusée vers l'avant. L'engin s'appuie donc sur les gaz éjectés et fonctionne parfaitement dans le vide. La propulsion est d'autant plus forte que le débit est important et que la vitesse

d'éjection est élevée. Cette force délivrée par un moteur-fusée est appelée la poussée :

$$F_{poussée} = q \cdot V_e \quad (\text{I.1})$$

avec  $q$  le débit massique des gaz propulsifs et  $V_e$  la vitesse d'éjection des gaz.

Pour produire les gaz qu'il faut éjecter en grande quantité et à vitesse élevée, chaque étage de la fusée emporte son combustible (qui brûle) et son comburant (qui fournit l'oxygène ou son équivalent nécessaire à la combustion). Combustible et comburant, appelés aussi ergols, brûlent ensemble dans une chambre de combustion. Les gaz acquièrent ensuite leur vitesse finale d'éjection par détente et accélération dans une tuyère. Cette vitesse est d'autant plus grande que la pression et la température de combustion sont élevées.

Le choix des ergols s'effectue en fonction d'impératifs techniques variés : facilité d'allumage, performances énergétiques, facilité de fabrication, de manipulation et de stockage, toxicité...

Enfin, la particularité d'une telle propulsion est qu'elle est totalement anaérobie. Par conséquent, elle permet la propulsion à l'extérieur de l'atmosphère, où le milieu est exempt d'oxygène, contrairement au moteur à réaction classique. En outre, non seulement le propulseur peut opérer dans l'espace, mais c'est dans un tel milieu, sans air pour le freiner ou ralentir l'échappement des gaz, qu'il est le plus efficace.

### **I.1.1.b La propulsion du lanceur Ariane 5**

Le lanceur Ariane 5 est composé de deux étages propulsifs (figure I.1) utilisés chacun dans une phase de vol particulière. Avant d'utiliser seul le moteur Vulcain à ergols liquides de l'Étage Principal Cryogénique (EPC), la fusée fait appel à deux Moteurs à Propulsion Solide (MPS) identiques pour décoller. Ces deux boosters à propergol solide sont les moteurs de l'Étage d'Accélération à Poudre (EAP). Un propergol est une substance, solide ou liquide, résultant du mélange d'ergols nécessaires à la combustion. Ces deux types de propulseur ont une architecture et un fonctionnement bien définis.

L'Étage Principal Cryogénique est composé principalement de deux réservoirs (hydrogène liquide et oxygène liquide) et du moteur Vulcain. Ce moteur cryogénique, utilise 160 tonnes d'hydrogène et d'oxygène liquides refroidis à  $-253^\circ\text{C}$ . Cet étage assure la propulsion du lanceur durant la deuxième phase de son vol (une dizaine de minutes).

Les deux accélérateurs à "poudre" qui entourent l'EPC ont pour mission d'arracher les 725 tonnes du lanceur de la table de lancement avec une accélération de 5 g au décollage.

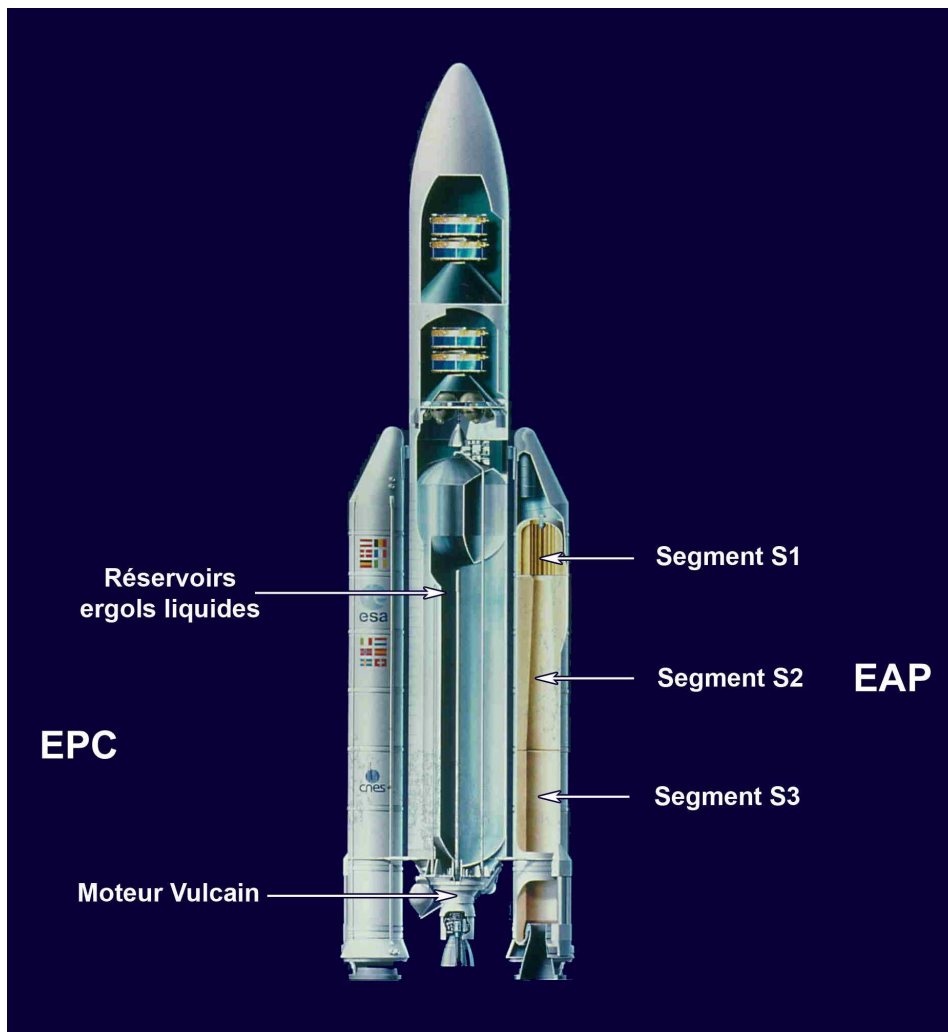


FIG. I.1 – Architecture du lanceur Ariane 5

D'une hauteur de 31 mètres et d'un diamètre de 3 mètres, chacun de ces deux étages de 275 tonnes est chargé de 240 tonnes de propergol solide. Ils délivrent une poussée combinée de 1 370 tonnes au décollage, soit 92% de la poussée totale du lanceur au décollage. Leur durée totale de fonctionnement (jusqu'à épuisement du propergol) est de 130 secondes, avant leur largage à 60 kilomètres d'altitude, au-dessus de l'océan.

Un moteur fusée à propulsion solide est composé (figure I.2) de plusieurs sous-ensembles :

- une structure métallique : réalisée en acier faiblement allié, le corps du propulseur nu constitue son enveloppe.

- la tuyère : chargée d'orienter le vecteur poussée, elle comporte des pièces de protection thermique. Le col est composé de pièces en carbone-carbone garantissant une faible



érosion pendant le fonctionnement.

- un système d'allumage : il constitue en lui-même un petit propulseur. Initié par une charge pyrotechnique, il comporte une charge relais qui allume la charge principale. C'est un bloc à grande surface de combustion qui donne un débit important de gaz chauds pendant une demi-seconde.

- Les protections thermiques : elles protègent la structure des gaz de combustion pendant le fonctionnement du moteur. Réalisées à partir de caoutchouc chargé de silice ou de fibres, elles sont mises en place et vulcanisées.

- Le chargement : le bloc de propergol constitue la partie du moteur produisant les gaz nécessaires à la poussée. Sa géométrie intérieure dépend de la réponse balistique que l'on cherche à obtenir, et donc de l'utilisation du moteur.

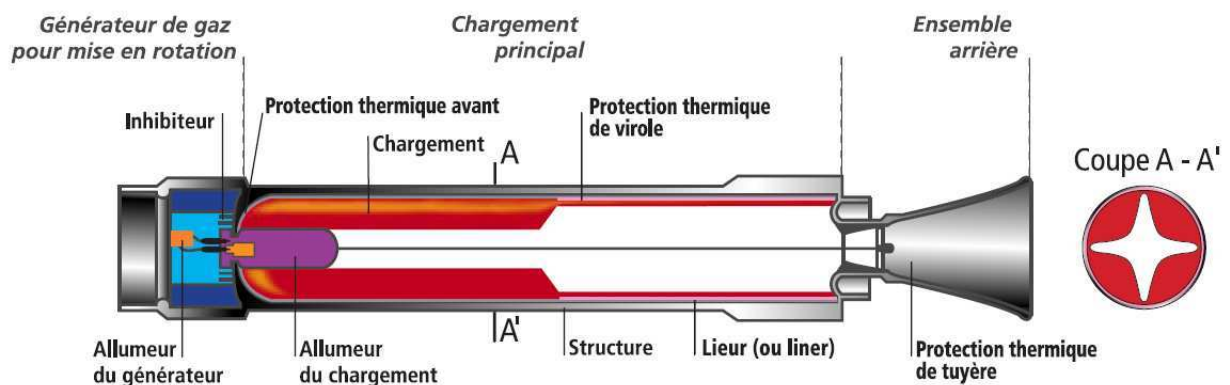


FIG. I.2 – Architecture d'un moteur fusée ou moteur à propergol solide

La combustion des propergols délivre des gaz chauds suivant un débit préétabli que la tuyère détend pour créer la poussée. Les vitesses d'éjection sont importantes et les débits massiques élevés. Ils peuvent donc fournir de très fortes poussées. Ces propulseurs présentent l'avantage d'être simples, fiables, leur stockage est aisé, et leur mise en œuvre rapide. L'inconvénient majeur des propulseurs à propergol solide est qu'ils ne peuvent pas être éteints une fois allumés.

Les Moteurs à Propergol Solide du lanceur Ariane 5 sont constitués de trois segments chargés en propergol : le segment S1 de 26 tonnes, en forme d'étoile, les segments S2 et S3 de 107 tonnes, cylindro-coniques (voir figure I.1).

Notre étude concerne en particulier le chargement en propergol et son comportement

ballistique en fonction de ses conditions de fabrication. Nous allons donc dans un premier temps présenter les propergols, leur propriétés et la conception même du chargement.

## I.2 Réalisation des chargements MPS

### I.2.1 Les propergols solides

Les propergols sont, par définition, des corps ou ensembles de corps dont la réaction chimique, sans intervention de l'oxygène de l'air, donne naissance à la libération d'une grande quantité d'énergie, à un fort volume de gaz chauds et permet d'entretenir le mouvement d'un engin autopropulsé. Après l'utilisation de la poudre noire, au tournant du XX<sup>ème</sup> siècle, les pionniers des fusées songèrent à des propergols liquides comme le couple oxygène liquéfié/alcool. Les applications militaires réclamant cependant une propulsion prête à l'usage sans délai, les chimistes inventèrent des mélanges solides de substances réductrices et oxydantes sophistiquées (1945) d'où le nom de propergols solides (ou parfois par référence au passé de "poudres pour moteur fusée"). Ces matériaux produisent la grande quantité de gaz nécessaire à la poussée à partir d'une réaction d'oxydo-réduction très vive.

Le propergol utilisé pour la propulsion d'Ariane 5 est dit "Propergol composite". Par opposition aux carburants homogènes, ce dernier est principalement constitué par :

- une charge oxydante qui fournit l'oxygène nécessaire à la combustion
- une charge réductrice
- le liant polymérique qui assure les propriétés mécaniques du bloc de propergol
- le réticulant

Dans le cas des MPS d'Ariane 5, on utilise un propergol de type butalane : c'est un propergol composite chargé en perchlorate d'ammonium (oxydant) et en particules d'aluminium (réducteur) dont le polymère est du polybutadiène hydroxylé et le réticulant un isocyanate. Les proportions utilisées sont 68-18-14 c'est à dire : 68 % de perchlorate d'ammonium, 18 % d'aluminium, 14 % de polymère (le polybutadiène).

Ce mélange d'éléments pulvérulents dans un polymère visqueux donne au propergol la forme d'une pâte extrêmement visqueuse lors de sa réalisation. Puis, par réticulation en température, il devient solide.

### I.2.2 Le procédé de remplissage des MPS

La fabrication des moteurs à propergol solide se fait en de nombreuses étapes, depuis le mélange des composants jusqu'à l'assemblage final (voir synopsis I.3). La première étape consiste à malaxer les composants à température contrôlée à l'aide d'un malaxeur vertical. Le propergol est ensuite mis en forme au puits de coulée. Après réticulation du bloc complet, activée par chauffage, le noyau est démonté et retiré du chargement. Ce dernier est alors prêt pour la vérification de l'absence de défaut et pour l'assemblage du moteur.

Les phases de malaxage et de coulée sont les étapes les plus critiques vis-à-vis du comportement mécanique et balistique futur du propulseur. En effet, la présence d'in-homogénéités au sein du bloc de propergol peut avoir des répercussions importantes : des problèmes de tenue mécanique ou des variations de vitesse pendant la combustion peuvent être induits par des changements de propriété du produit et mettre en danger la mission du propulseur. Il est donc nécessaire de s'assurer d'un mélange parfait des différents composants et d'un bloc exempt de défaut.

Ainsi, lors de la préparation du premix et de la finition du mix<sup>1</sup>, de l'air est piégé dans le produit à cause des écoulements dans le malaxeur. C'est pourquoi le malaxage (figure I.4) est effectué sous pression réduite, afin de dégazer le produit et de limiter l'inclusion d'air. Après le malaxage à 50°C, la quantité de propergol contenue dans la cuve (1800 gallons soient 11 tonnes de produit), appelée *malaxée*, est acheminée au dessus du puits de coulée (figure I.5a). Cette étape est délicate car elle intervient lors du commencement de la réticulation du propergol. Si un incident intervient alors, tout le chargement peut en être affecté. Une fois la cuve du malaxeur en position, le vide est fait à l'intérieur du dispositif et la malaxée est coulée par gravité à travers une grille (figure I.5b). Cette grille permet d'éliminer les cavités présentes dans le produit après le malaxage. La coulée est également effectuée sous vide afin d'écraser les inclusions qui subsisteraient, par la remise à pression atmosphérique après coulée.

Pour fabriquer les segments S2 et S3 du MPS, dix malaxées successives sont coulées les unes sur les autres. Un cycle de fabrication adapté est nécessaire, permettant de préparer une malaxée pendant l'opération de coulée de la précédente afin qu'elle soit elle-même coulée par la suite au plus vite. Ce cycle est effectué sur plusieurs jours : tous les prémix

---

<sup>1</sup>Dans le cas des chargements du lanceur Ariane 5, le premix est constitué de tous les ingrédients sauf le réticulant, et la préparation du mix consiste à ajouter cet agent de réticulation.

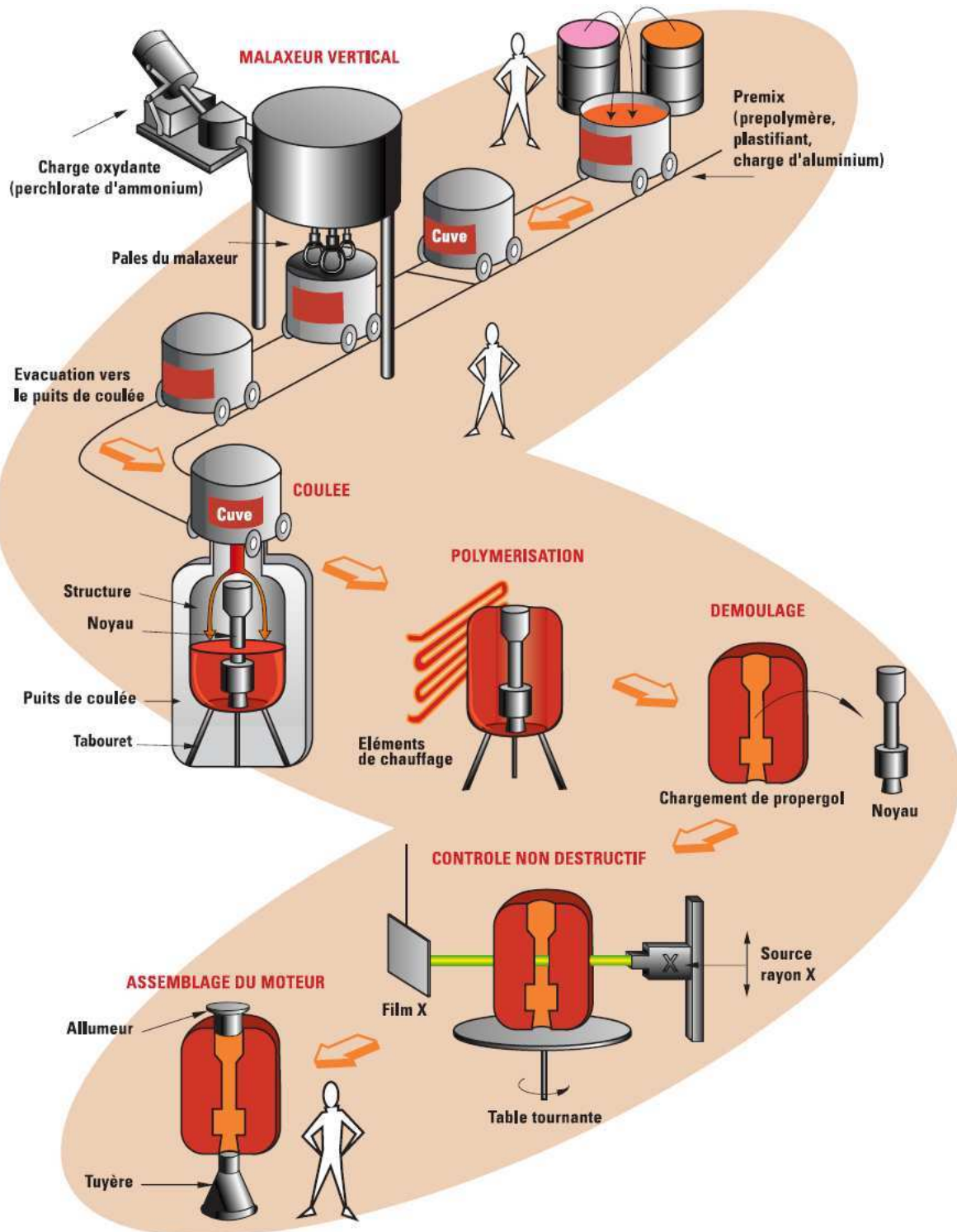


FIG. I.3 – Procédé de fabrication d'un chargement de propergol composite



FIG. I.4 – Malaxeur vertical (1800 Gallons)

sont préparés les uns après les autres, puis mis en attente à température contrôlée. Les mélanges ainsi réalisés, sans réticulant, peuvent rester plusieurs jours avant la finalisation des malaxées. Le jour de la coulée du chargement, les prémix sont remalaxés et finalisés les uns après les autres. Pendant qu'un mélange est coulé, un autre est en préparation dans un deuxième malaxeur afin de réduire le temps de remplissage. Cet enchaînement doit être rapide du fait de la réticulation des mélanges. En effet, afin que l'élimination de la porosité du produit par écrasement des bulles soit la plus efficace possible, il est nécessaire d'effectuer la remise à pression atmosphérique avant que le produit soit trop solide. On estime que les caractéristiques rhéologiques du propergol sont intéressantes pour de telles manipulations jusqu'à 45 heures après l'ajout de réticulant. L'intervalle de temps entre le malaxage du premier mix et la coulée du dernier, qui est aujourd'hui d'environ 30 heures, ne doit donc pas dépasser 45 h.

Enfin, la morphologie du chargement est fortement liée à la hauteur de chute du propergol. Cette hauteur correspond à la différence entre le niveau de remplissage et le haut du segment. Elle varie donc en fonction de la quantité présente dans le puits, avec un maximum de 10 m pour la première coulée. Par effet d'accélération gravitaire, chaque malaxée pénètre en profondeur dans la précédente, donnant une forme particulière au chargement (figures I.6). Une zone de délimitation, appelée *intermalaxée*, se forme entre les différentes couches de propergol non-miscibles. D'autres endroits remarquables, les *knit-lines*, sont formés par l'intersection des remontées de propergol entre les différents pieds de coulées. Ces phénomènes ont été mis en évidence sur des propergols colorés et des propergols inertes.

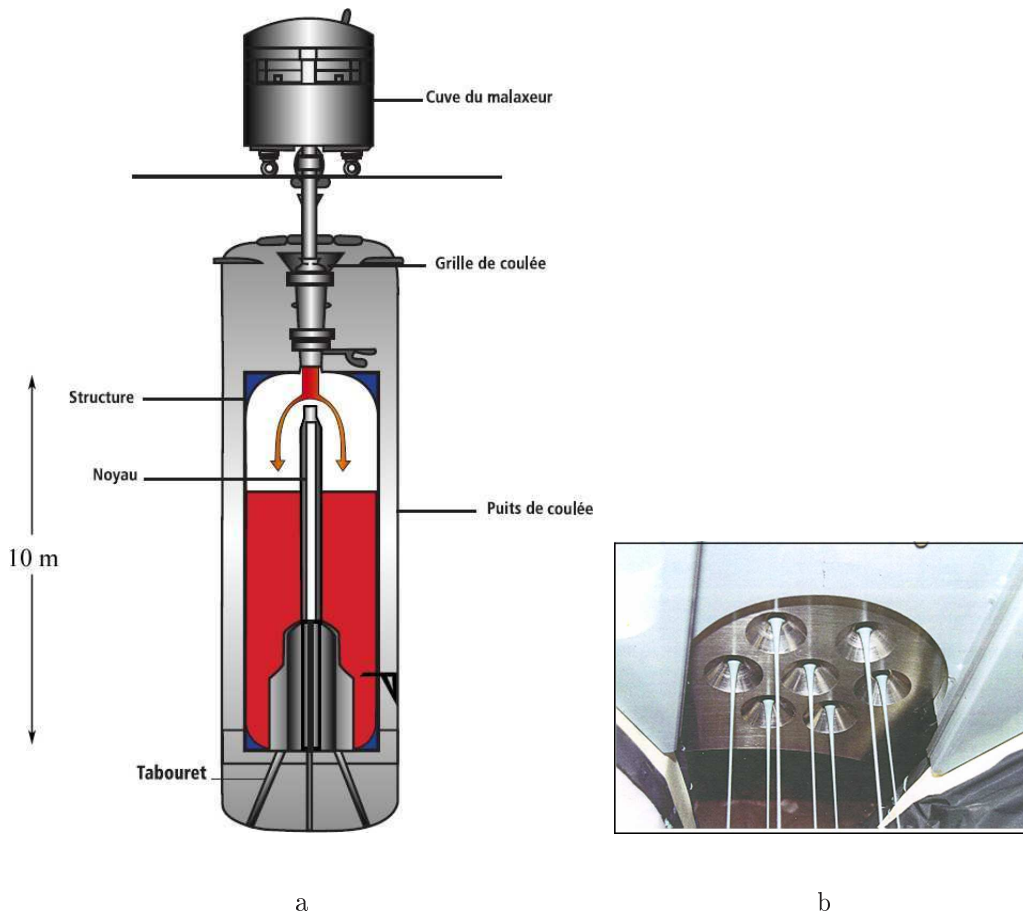


FIG. I.5 – a. Exemple de coulée en puits ; b. Grille de coulée 7 trous

## I.3 Problèmes de survitesSES constatées

### I.3.1 Eléments de combustion

Lors de l'étude de la combustion du propergol dans le propulseur, une première approximation de l'évolution de surface consiste à dire que la surface de combustion se déplace perpendiculairement à l'axe de la chambre de combustion. En général, cette approximation a pour résultat une évolution de surface par couches parallèles et le calcul de vitesse de combustion (vitesse de progression du front de flamme en un point et instant donnés de la surface) se ramène à un simple calcul de distance entre la surface initiale du bloc et la surface en cours par unité de temps. Dans ce cas, pour une géométrie de bloc donnée, une loi caractéristique de l'évolution de surface de combustion en fonction de l'épaisseur est définie, c'est la fonction de forme notée  $s(e)$ .

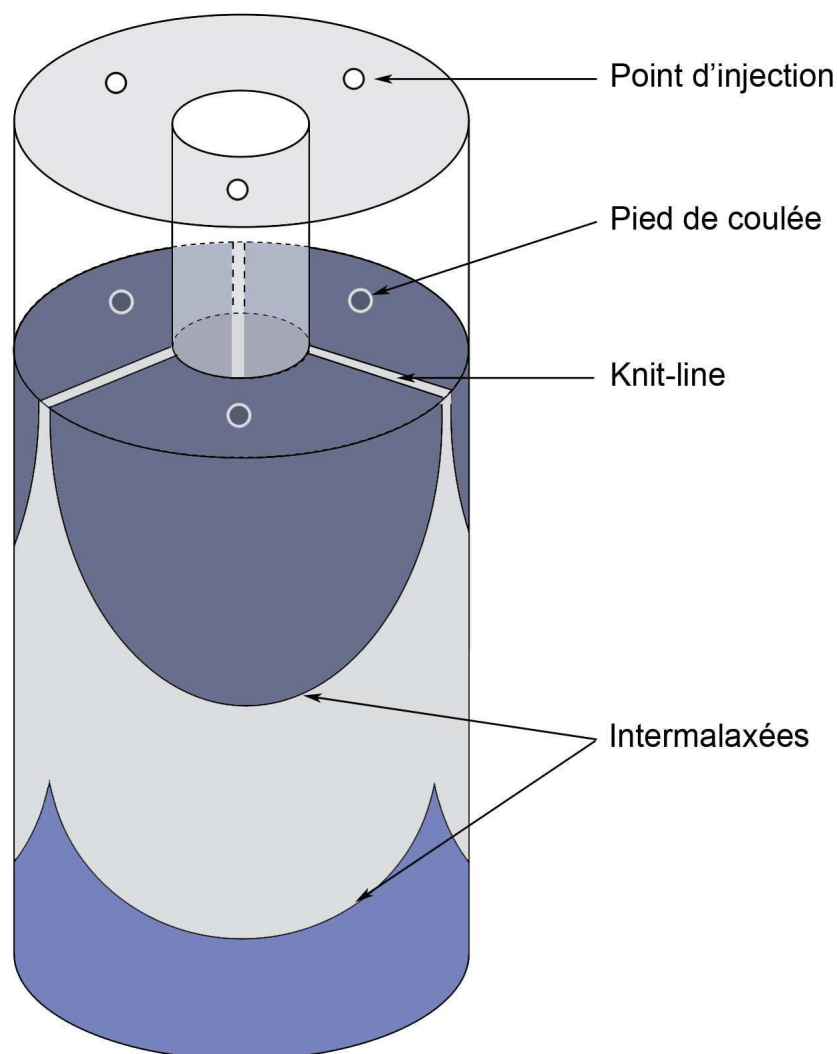


FIG. I.6 – Morphologie d'un chargement par coulées successives. Mise en évidence des knit-lines et intermalaxées

En même temps, de nombreux résultats expérimentaux ont montré la dépendance de la vitesse  $v_c$  de combustion à la pression et température de la chambre. Lorsque la vitesse n'est fonction que de ces deux paramètres, on dit que la vitesse de régression est "normale". Le gradient longitudinal de température étant négligeable dans le propulseur, on peut déduire que la vitesse de combustion dépend essentiellement de la pression. On obtient la loi empirique de Saint Robert et Vieille du type :

$$v_c(P) = v_{c_0} \left( \frac{P}{P_0} \right) = aP^n \quad (\text{I.2})$$

où  $a$  est la constante de vitesse appelée facteur pré-exponentiel et  $n$  l'exposant de pression.

Ces coefficients sont caractéristiques d'un type de propergol et sont obtenus expérimentalement. On constate par exemple, que pour les propergols,  $n$  peut varier entre 0.2 et 0.7, avec 0.5 environ pour la composition d'Ariane 5.

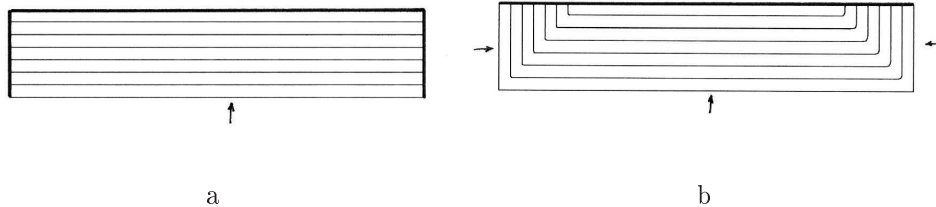


FIG. I.7 – Deux exemples de régression de surface par couches parallèles.

On considère que la pression est uniforme dans la chambre et donc que la vitesse de régression de la surface est la même tout le long du canal. Dans ce cas, le front est régulier et se déplace par couches parallèles ; le front de combustion progresse alors dans une direction normale à la surface émissive, comme nous le montrent les deux exemples de la figure I.7.

Dans la chambre de combustion, on a alors les relations :

- La vitesse de combustion :  $v_c = aP^n$ ,
- L'épaisseur brûlée :  $\frac{de}{dt} = v_c$ ,
- La variation du volume de la chambre :  $\frac{dvol}{dt} = s(e)v_c$

### I.3.2 Mise en évidence des survitesses

Il a été mis en évidence que le procédé de fabrication décrit précédemment agit sur le comportement balistique du moteur à deux niveaux :

- Le premier, macroscopique, est majoritairement dû au procédé en multimalaxées. En effet, les couches de propergol successives ont des vitesses de combustion légèrement différentes. Même si elles restent acceptables, ces différences induisent des variations au niveau du comportement balistique, notamment en fin de combustion.

- Le second impact du procédé de coulée est à considérer à l'échelle microscopique : la ségrégation de charges et le transport de la porosité résiduelle lors du chargement ont un effet sur la combustion. De part sa nature composite, la granulométrie de ses charges et sa viscosité, le propergol est sensible à la ségrégation. Ce phénomène est la réponse de la



pâte au cisaillement induit par l'écoulement au remplissage.

Lors du remplissage, la formation de micro-cavités est observée de façon évidente et a fait l'objet de nombreuses études (cf. § I.4). Tout comme les charges, ces micro-bulles sont fortement sensibles au phénomène de cisaillement et migrent dans des zones privilégiées, que l'on cherche à identifier dans notre étude. Des variations locales de concentration des charges et des micro-cavités sont ainsi induites. Cette répartition inhomogène des "défauts" a pour effet des variations locales des propriétés balistiques du propergol que l'on cherche à évaluer.

Lors des simulations de fonctionnement à vitesse constante ou "prévisions balistiques" telles qu'on le fait habituellement<sup>2</sup>, on constate des écarts entre tir et simulation. Les prévisions de fonctionnement classiques conduisent à des différences entre l'évolution de pression calculée et l'évolution mesurée. S'il n'y a pas de modification majeure de la définition du procédé de fabrication et de la composition du propergol, ces écarts sont reproductibles d'un tir à l'autre, pour un moteur donné.

Cela signifie qu'on est en mesure de prévoir le fonctionnement du même moteur au tir suivant, à partir de l'exploitation d'une courbe de tir d'un moteur donné. En pratique, il a été nécessaire de formaliser la prise en compte des résultats antérieurs dans les prévisions de fonctionnement. Cette formalisation, telle qu'elle est mise en œuvre aujourd'hui, résulte de l'exploitation d'un grand nombre de tirs. On fait l'hypothèse que le propergol est homogène et qu'il brûle par couches parallèles selon une loi phénoménologique simple (équation I.2). Dès lors, les prédictions balistiques habituelles ne tiennent compte que des caractéristiques du moteur. L'ensemble des hétérogénéités du propergol nous amènent ainsi à recalculer ces écarts par l'utilisation de plusieurs facteurs empiriques de recalage.

On distingue deux types d'écart :

- Le premier écart constaté est une différence sur le temps de combustion efficace. Il traduit une différence entre la vitesse de combustion mesurée sur un bloc de référence de faible taille, appelé bloc de contrôle, et la vitesse de combustion réelle au tir. En faisant le rapport des deux évolutions (celle du bloc de contrôle et celle du moteur), on déduit un rapport de vitesses, que l'on nomme *facteur d'échelle*, qui est utilisé pour les prévisions suivantes.

- Le second est une différence sur la forme de la courbe  $v_c(e)$ . Il est interprété comme

---

<sup>2</sup>ces prévisions utilisent comme données d'entrée les résultats de tirs des blocs de contrôle (petits moteurs servant de référence)

une évolution de la vitesse de combustion sur l'épaisseur à brûler. Pratiquement, en comparant la courbe calculée et la courbe mesurée, on extrait une évolution de la vitesse de combustion sur l'épaisseur du chargement. Cette évolution est par la suite introduite dans les prévisions de fonctionnement du moteur considéré. C'est ce que l'on a l'habitude d'appeler l'*effet bosse*, du fait de la forme en bosse de ce paramètre (figure I.8).

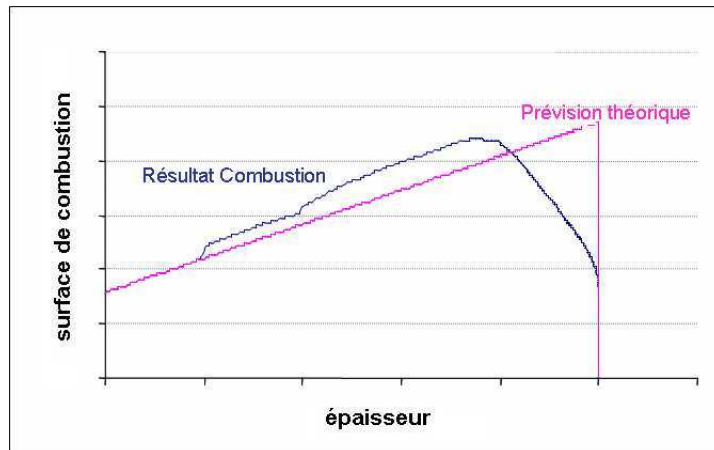


FIG. I.8 – Exemple d'effet bosse entre théorie et tir

Dans les deux cas, ces facteurs empiriques sont déduits de l'exploitation des tirs et sont supposés englober tous les phénomènes physiques non pris en compte dans les simulations.

Comme nous l'avons déjà abordé, une cause identifiée pour expliquer les survitesses constatées est la ségrégation des charges présentes dans le propergol. Cependant, cela ne peut expliquer la totalité des variations de vitesse, de l'ordre de 3 à 5 %. La prise en compte de l'incidence de bulles formées pendant la réalisation du propergol sur la combustion doit être étudiée. C'est pourquoi l'objet de notre étude est de mettre en évidence le transport et la localisation de telles micro-cavités ainsi que leur effet sur la combustion.

## I.4 Études SME menées sur les problèmes de bulles

De nombreuses études ont été menées sur le site de Saint Médard en Jalles sur les problèmes de remplissage, de présence et de comportement de bulles. Dans de nombreux cas, la formation de bulles a été constatée. La relation de causalité porosité-survitesses étant établie à petite échelle, certaines études ont été poursuivies dans l'optique de mieux connaître les causes de création et les zones de migration des bulles ainsi que leurs propriétés, notamment la taille caractéristique des inclusions.

Ces investigations ont été menées afin d'optimiser le procédé de remplissage qui semble, en partie, être à l'origine des écarts de vitesse constatés. Il est en effet nécessaire de connaître les phénomènes conduisant à la création de ces défauts et les zones de migration privilégiées.

Quelques unes de ces études, dont la liste n'est pas exhaustive, sont indispensables pour comprendre non seulement les enjeux et les problèmes liés à la phase de remplissage, mais également pour donner des indications sur la démarche à envisager, tout particulièrement d'un point de vue expérimental. Dans un premier temps, nous présenterons deux études permettant de se familiariser avec le problème de création de bulles. Dans une seconde partie nous nous attarderons sur les études où des phénomènes de transport de bulles ont été observés. Enfin, l'effet de la pression sur la taille des bulles fera l'objet d'une troisième partie. Ce dernier phénomène est très important pour l'étude de l'influence de la porosité sur la combustion comme nous le verrons dans le chapitre IV.1.1.

### I.4.1 Mise en évidence de la formation des bulles lors de la coulée

Les expériences réalisées à SME ont été menées sur des fluides modèles (propergol inerte) ou sur fluides transparents afin de disposer de conditions idéales en terme de représentativité viscosimétrique. Que la formation de bulles, de plus ou moins gros diamètre, ait été expérimentée de manière volontaire ou non, les observations sont toujours les mêmes : les filets ou les amas de pâte, en s'écrasant sur la surface libre, forment des cavités de taille et de forme variées qui emprisonnent de l'air à la pression résiduelle.

Certaines d'entre elles éclatent rapidement sous l'effet de l'écoulement, d'autres remontent en surface (ce qui permet de mettre en évidence la présence d'air au sein du fluide comme sur la figure I.9), mais une proportion variable reste emprisonnée au sein de la pâte. Hiss [22] résume clairement le phénomène dans son compte-rendu en précisant que seules celles qui ont un volume important et qui se trouvent proche de la surface

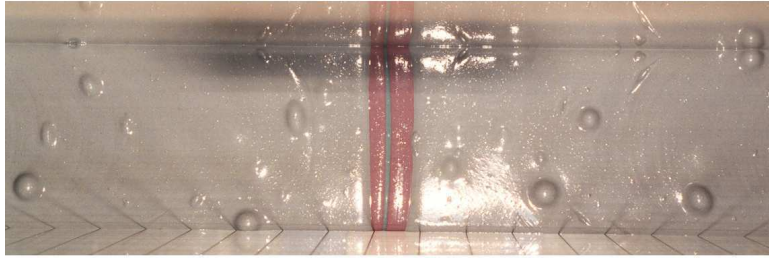


FIG. I.9 – Observation de la remontée de bulles à la surface lors d'une coulée à  $P_{atm}$  d'un propergol inerte pâteux - 500 Pa.s. (Hiss [21])

remontent et finissent par disparaître. Ce n'est cependant pas une vérité générale, il a été observé des cavités de taille importante qui restaient piégées alors que de plus petites réussissaient à s'échapper.

Les travaux de cette étude ont été menés pour tenter de décrire le scénario de création des cavités au sein du propergol lors de la coulée sous faible pression. Précisons que, lors de la coulée, la pâte s'écoule, au travers d'une grille à trous ou à fentes. La forme des filets est continue ou non selon la viscosité, la nature de la pâte, la dimension des perforations ou encore le débit imposé.

Deux études de coulée à pression atmosphérique ont mis en évidence le "piégeage" de bulles et leur entraînement dans le propergol. Grand [15] traitait le cas du recouvrement d'une malaxée par une deuxième en fonction du rapport des viscosités et du débit de coulée, et Giraud [14] effectuait des coulées en multimalaxées afin de les comparer à celles obtenues par le code numérique de simulation de coulée de SME, MONTREAL<sup>®</sup>. Dans la première étude, le propergol inerte est coulé en un seul point au travers d'une grille trois trous (figure I.10a) ; dans la seconde il est coulé en trois points et en un unique jet.

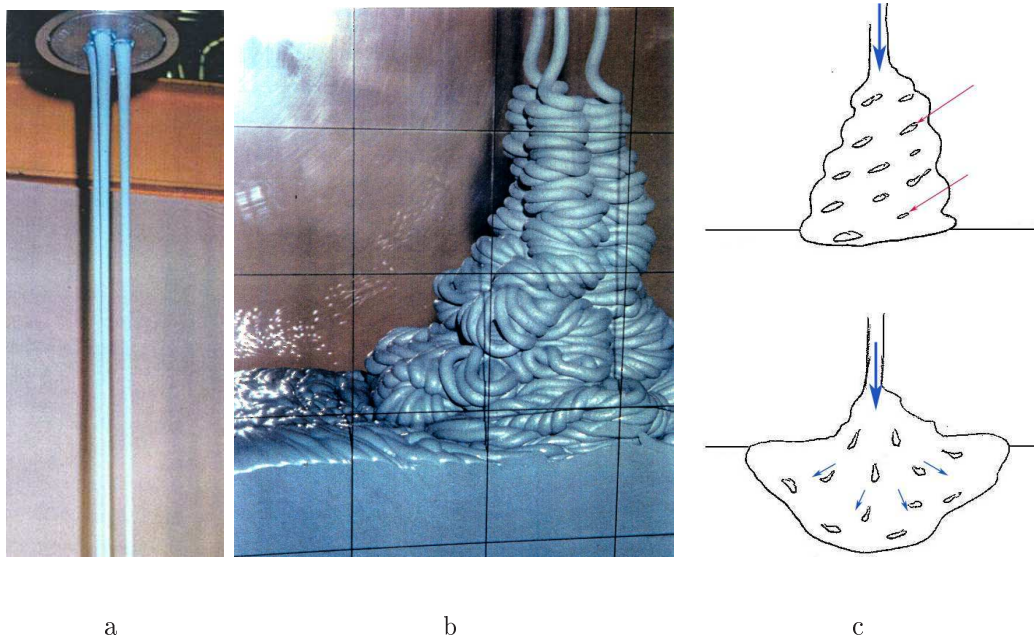


FIG. I.10 – a. Replis de pâte formant des amas, emprisonnant de l'air, lors d'une coulée de propergol (Grand [15]); b. Filets de pâte à la sortie d'une grille de coulée à trois trous; c. Schéma de principe de la formation des bulles dans le pied de coulée.

Dans les deux cas, au cours des coulées dans les maquettes, il semble qu'un emprisonnement d'air se fasse dans les replis de pâte qui ont, malgré des différences de grilles, quasiment la même forme (photos I.10b et I.11).

Du fait de la proportion de ses composants, le propergol a des caractéristiques rhéologiques particulières : d'une part, sa viscosité élevée (450 Pa.s environ à la sortie du malaxeur) augmente fortement au cours du temps, du fait de la réticulation du produit, d'autre part, le propergol a un comportement de type rhéofluidifiant. Cette propriété confère au propergol un comportement particulier lors de ses diverses sollicitations. En effet, sa viscosité dépend fortement du cisaillement :

$$\mu = \mu_0 \dot{\gamma}^{n-1} \quad (\text{I.3})$$

où  $\mu$  est la viscosité,  $\dot{\gamma}$  la vitesse de cisaillement et  $n$  dépendant de la composition du propergol ( $\simeq 0.9$  pour une butalane 68/18). Un tel matériau est donc moins visqueux lorsqu'il est sollicité par un fort cisaillement. Ce comportement a une forte incidence sur la formation de bulles lors de la coulée. A la sortie de la grille de coulée, le propergol est fortement cisailé et s'écoule donc facilement. Au contraire, à partir du moment où

il atteint la surface, la vitesse de cisaillement chute fortement, la pâte ne s'étale pas et forme un monticule assez conséquent en s'enroulant et en piégeant de l'air.

Ainsi, les filets forment des amas qui s'enfoncent de manière continue dans la couche précédente, entraînant avec eux les bulles formées (Schéma I.10c). Il est à noter que la taille et la forme des filets sont liées au diamètre de la grille de coulée utilisée. La zone d'impact est donc identifiée comme la zone où se forme l'essentiel des cavités internes. De plus, il a été observé dans ces études que la superposition d'une seconde malaxée empêche la disparition des bulles qui commencent à remonter.

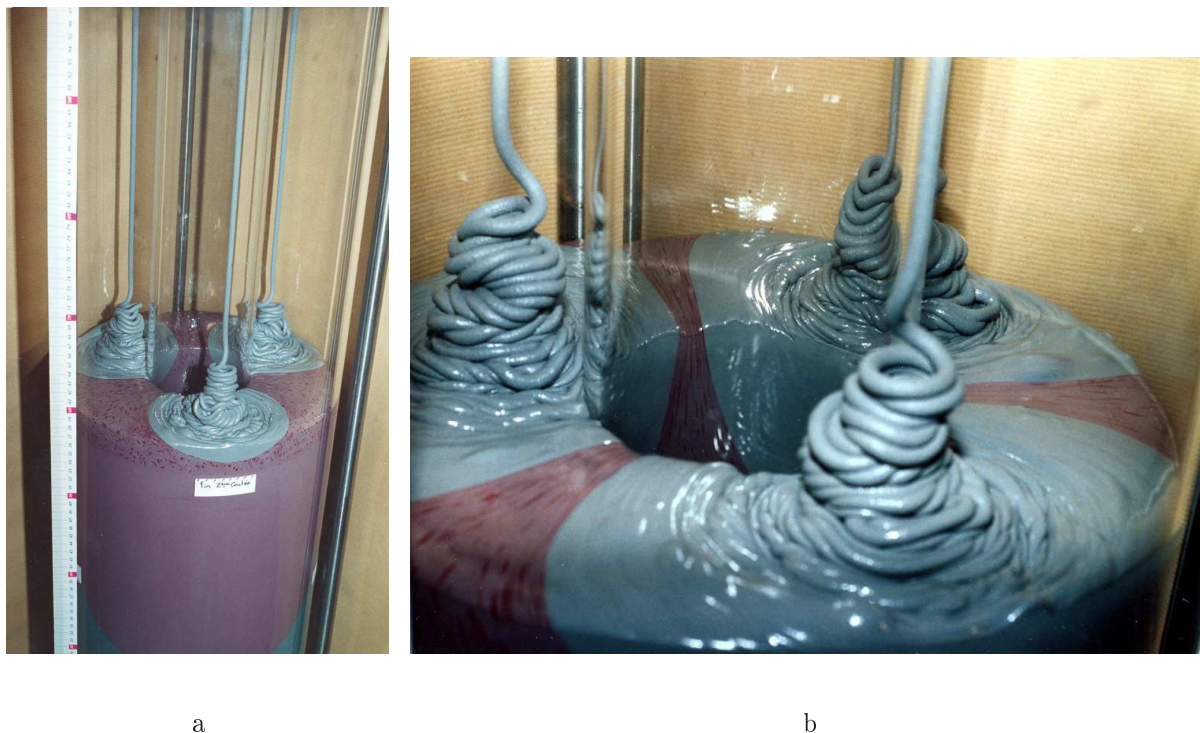


FIG. I.11 – Visualisation de la coulée d'un propergol inerte en plusieurs malaxées. Observation des filets de pâte à la surface, avec oscillation du jet et pénétration des amas.

Très présents dans ces travaux, les phénomènes de migration de bulles, notamment aux intermalaxées et knit-lines, sont présentés dans la partie suivante consacrée au transport des inclusions.

## I.4.2 Observation du transport des bulles

Les expériences de remplissage en multimalaxées à pression atmosphérique, menées par Hiss [21] (caractérisation géométrique de 4 couches de propergol inerte coulées en deux points), Giraud [14] et Faure [8] (validation des codes de calcul respectifs MONTREAL<sup>®</sup> et SEVILLE) ont permis de mettre en évidence les zones où migrent les bulles de manière privilégiée. Ces trois études ont été effectuées à température ambiante et à pression atmosphérique sur des inertes avec réticulant dont les viscosités sont respectivement de 500 Pa.s, 350 Pa.s et 500 Pa.s à la coulée.

Il a été utilisé dans chacun des travaux une composition inerte dont chaque malaxée avait une coloration différente. Il a ainsi été possible de visualiser les écoulements pendant la coulée ainsi que les interpénétrations à cœur par découpe des blocs réticulés. Du fait de ces interpénétrations, pour chaque couche de la maquette, l'épaisseur des malaxées est plus importante à mesure que l'on s'approche du point de coulée et la matière des coulées précédentes remonte aux knit-lines (photos a., b. et c. de la figure I.12).

Les interpénétrations des malaxées les unes dans les autres forment des zones où la concentration des bulles est importante. En effet, les bulles d'air générées par les points d'alimentation suivent ces strates. Dans un premier temps, après la coulée d'une malaxée, elles remontent vers la surface (photos I.12d et I.12e). Puis, lors de la seconde coulée, elles sont prises entre les deux malaxées successives (photo I.12f). De fait, les intermalaxées présentent une plus grande densité d'inclusions que le reste du chargement.

Ces études ont permis de suivre la formation de bulles seulement à la surface fluide. La présence d'inclusion d'air au sein des volumes étudiés n'a pas pu être observée directement mais soit lors des remontées des bulles en surface, soit lors de la découpe du produit après réticulation.

Au contraire, l'étude menée par Faure [7] a permis d'observer la formation de bulles et leur comportement pendant la coulée. Pour cela, cinq malaxées silicones ont été coulées dans une maquette en plexiglas identique à celle utilisée précédemment (figure I.13a). Le suivi de la formation et du transport des bulles au sein de ces fluides transparents a ainsi été rendu possible, tout en gardant une viscosité similaire à celle du propergol. De plus, le suivi des intermalaxées, mis en évidence dans les précédentes études, est devenu réalisable grâce à l'utilisation d'huiles silicones de différentes couleurs.

Sous l'impact des filets, un enfoncement se profile sous le jet de silicone. Il est à noter que ce renflement de matière se forme et se positionne différemment selon les paramètres

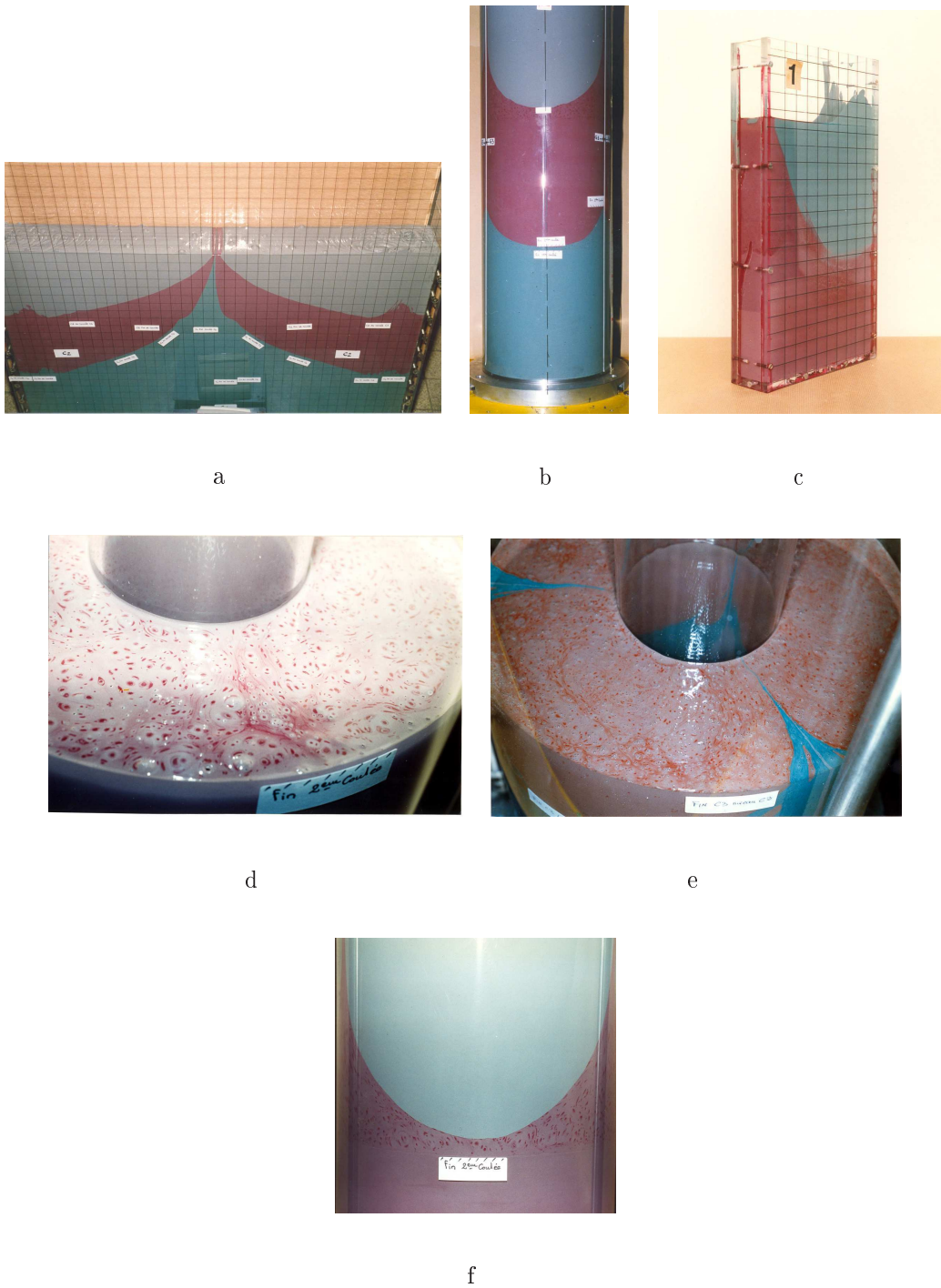


FIG. I.12 – a., b. et c. (Hiss [21], Giraud [14] et Faure [8]) : Répartition de la matière en multimalaxée ; d. et e. : Remontée de bulles en fin de coulée ; f. Visualisation de bulles au niveau d'une intermalaxée Giraud [14]



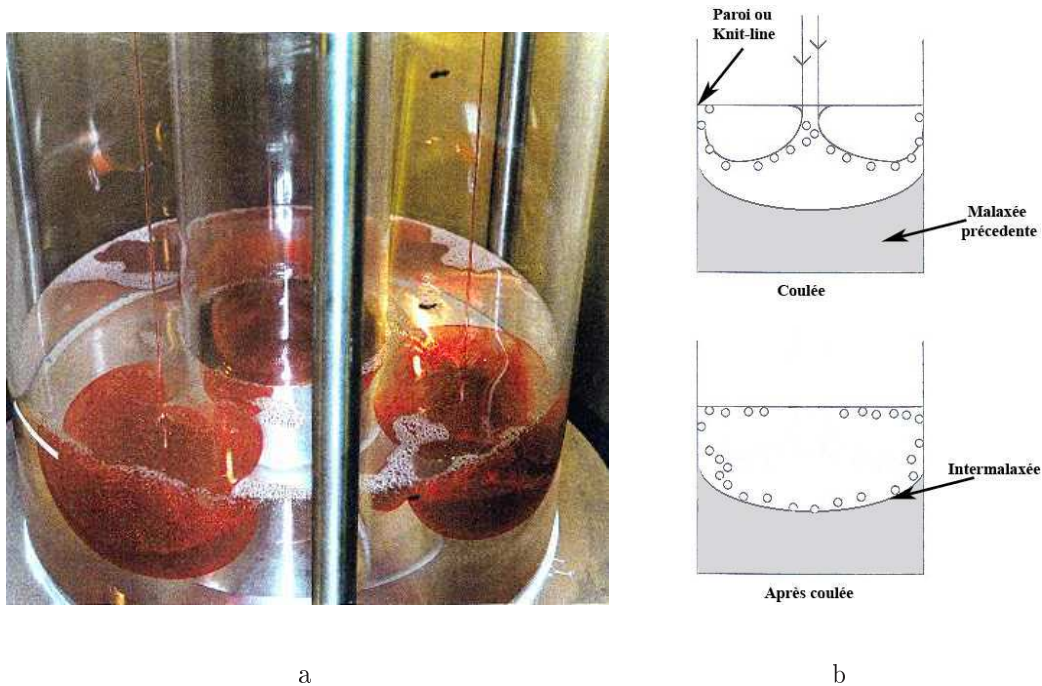


FIG. I.13 – a. Coulées silicones successives dans une cuve cylindrique transparente à pression atmosphérique et à température ambiante et b. Schéma illustrant le phénomène de formation et d'entraînement des bulles à la coulée correspondant à l'expérience

de coulée. En outre, plus la hauteur de chute diminue, moins il se forme de bulles. Par conséquent, la population de bulles est plus importante dans la première coulée que dans les suivantes.

Les bulles d'air sont générées lors de l'impact du filet sur la surface réceptrice. La vitesse du filet provoque un mouvement de la matière qui entraîne les bulles vers le fond en s'éloignant du point de contact (voir schéma I.13b). Une fois entraînées vers le fond, elles se déplacent vers les zones statiques comme la paroi ou les knit-lines. Les phénomènes observés sur les huiles silicones sont similaires à ceux sur les inertes chargés, c'est-à-dire la migration des bulles dans les zones à faible cisaillement.

Une autre étude menée par Faure [9] met également en exergue la migration des bulles dans des zones privilégiées lors d'un cisaillement. Il s'agissait ici d'évaluer le comportement des cavités pendant la phase de noyautage. L'opération a été réalisée à pression atmosphérique dans un matériau transparent (huile silicone). Cette étude a montré que

le noyautage crée des défauts sous formes de bulles, peu nombreux, de faible taille (4-7mm), essentiellement localisés sur la surface frontale pénétrante du noyau. Ces cavités sont piégées à cet endroit durant toute l'opération (photo I.14).

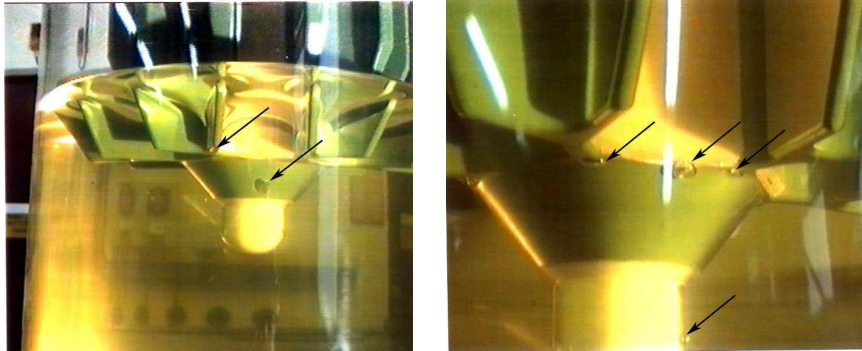


FIG. I.14 – "Piégeage" de bulles en cours de noyautage dans une huile silicone à pression atmosphérique (90 Pa.s à 20°C).

Une étude complémentaire a consisté à noyauter dans un milieu où des bulles pré-existaient. Elle a montré que le noyautage pratiqué dans une couche supérieure bulleuse provoque la dispersion de ces bulles dans toute la hauteur du chargement et conduit à une concentration plus forte des défauts dans des zones de repos, comme les parois du chargement. Cette étude montre toute la difficulté d'extraction des bulles à la surface, celle-ci étant aussitôt réincluses dans le mouvement d'enroulement du matériau pendant la pénétration du noyau. Bien que la phase de remplissage des boosters soit effectuées avec le noyau en place, donc sans noyautage, les phénomènes observés peuvent être appliqués à l'impact d'un jet de propergol dans une couche de bulles, lors d'une coulée en multimalaxées par exemple.

Il est important de retenir de ces travaux que le suivi des bulles est facile dans de tels fluides transparents, ce qui permet d'avoir une idée de leur mouvement. Bien que présentant des différences en terme comportement rhéologique par rapport au propergol, ces fluides permettent de retrouver les phénomènes identifiés sur les inertes. Des méthodes de visualisation directe de suivi de bulles peuvent être développées à partir de l'utilisation de tels fluides.

### I.4.3 Influence de la pression sur la taille des bulles

La formation de cavités lors de la coulée du propergol a donc été mise en évidence. Cependant, lors des vérifications après réticulation (Radiographie par rayons X notamment), la présence de bulles n'est plus observée la plupart du temps, ou la porosité est beaucoup plus faible que celle attendue. Cela est principalement dû au fait que les bulles créées sous pression subissent l'influence du rétablissement de la pression atmosphérique, aussi nommé "cassage du vide". Ce procédé permet ainsi de réduire la taille des cavités. Cela s'explique par la loi des gaz parfaits, appliquée en conditions isothermes, qui lie l'évolution de la pression et à celle du volume :  $PV = Constante$ . Les bulles ne disparaissent pas totalement mais sont écrasées lors du rétablissement de la pression atmosphérique. En fait, il a été observé que seules les cavités de dimension supérieure au centimètre étaient encore visibles après rétablissement de la pression atmosphérique. Cependant, le rétrécissement des bulles nécessite que la réticulation ne soit pas trop avancée, une viscosité trop importante empêcherait en effet une telle diminution de taille. Des mesures de viscosité sur des échantillons permettent de suivre la cinétique de réticulation dans les premières heures (environ 24 h). Par la suite, la matière étant trop solide, une méthode de pénétrométrie est utilisée pour estimer la viscosité du propergol (cf. figure I.15).

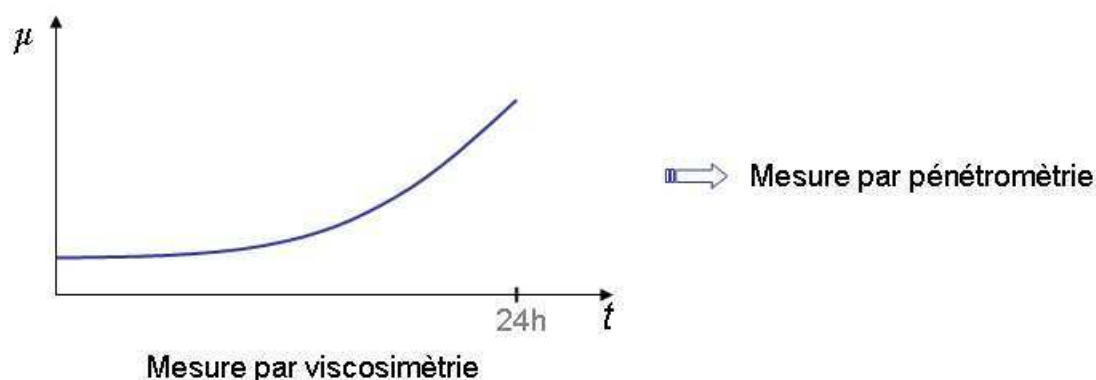


FIG. I.15 – Suivi de la cinétique de réticulation par viscosimétrie dans les premières heures, puis par pénétrométrie quand le propergol est trop solidifié.

Gaudré [13] a tenté d'évaluer l'effet de la pression sur la disparition des cavités en travaillant avec un propergol de type Ariane 5. Les essais de retour à pression atmosphérique ont été effectués à différents temps de cuisson de la pâte. Il est effectivement apparu que le retour à la pression atmosphérique écrase les cavités et fait disparaître les plus petites. Il

a également été observé qu'il fallait un long temps de réticulation (supérieur à 64 h dans le cas étudié) afin que le propergol soit suffisamment solide pour que les cavités subsistent après le "cassage" du vide.

Enfin, Hiss [22] a caractérisé l'écrasement de cavités dans un propergol en fonction de la viscosité et de la pression. Une composition inerte proche de celle du propergol Ariane 5 a été cette fois-ci utilisée. Un suivi de réticulation à pression réduite par radioscopie et une caractérisation de la cinétique de réticulation ont été effectués. En appliquant des paliers de pression à différents instants de la réticulation, il a été possible de mesurer la diminution de la taille des cavités en fonction de la pression exercée, compte tenu de l'évolution de la viscosité du propergol. Par exemple, il a été observé ici que, jusqu'à 33 h après la coulée, les bulles subissaient la pression exercée sur le fluide (voir l'exemple du tableau I.1) alors que cet effet n'est plus perceptible au-delà.

50 mbar	200 mbar	600 mbar	Patm
3 mm	0	0	0
9 mm	6 mm	3 mm	0
12 mm	9 mm	5 mm	0

TAB. I.1 – Tailles des cavités en fonction de la pression exercée sur le propergol, 10 h après la coulée effectuée à 50 mbar (mesures effectuées à partir de clichés RX), la viscosité étant de 16000 Pa.s.

Cet aspect de la porosité est particulièrement intéressant. En effet, dans le cadre de notre étude expérimentale, nous allons être amenés à contrôler le taux d'inclusions et le volume d'air dans le propergol. Ces études sont d'autant d'indications sur l'effet du "cassage du vide" sur les populations de bulles pouvant être utilisées par la suite.

## I.5 Enjeux de la thèse

Ce premier chapitre permet de fixer le contexte de la problématique industrielle. Il est alors possible de dégager une stratégie concernant l'étude de la création des bulles lors du remplissage, leur devenir dans le chargement et leur influence sur la combustion. Il est essentiel de comprendre les phénomènes de dispersion des bulles dans le fluide par l'observation et ensuite de les reproduire à l'aide d'un outil numérique prédictif, afin de connaître les zones où les populations de bulles sont les plus importantes. Puis, il s'agit de comprendre dans quelles mesure les bulles ont un effet sur la combustion afin de vérifier que ces régions correspondent bien aux zones de survitesses constatées.

Dans un premier, il est nécessaire de quantifier les grandeurs caractéristiques du phénomène de création de bulles : la localisation, la fréquence d'apparition et la distribution de la population (en taille et en nombre). Afin de recueillir ces informations de manière pertinente, une phase expérimentale sur fluide réel est indispensable. Il est possible, par la suite, d'utiliser ces paramètres comme données d'entrée pour la simulation. De plus, il nous faut connaître le devenir des bulles dans de tels écoulements : trajectoires et vitesses de déplacement, zones de migration privilégiées, comportement sous cisaillement et sous impact de jet. L'objectif de cette étape est de pouvoir effectuer des comparaisons avec l'outil numérique en vue de sa validation sur des cas simples. Ces deux phases expérimentales sont présentées au Chapitre II.

Dans un second temps, il s'agit de mettre en place une méthode numérique prédictive représentant les problèmes de migration de bulles dans un fluide visqueux. Le rapport entre la taille des inclusions et les dimensions du domaine d'étude étant très important, il n'est pas envisageable d'effectuer une approche numérique purement eulérienne pour suivre individuellement les bulles dans l'écoulement. La méthode de suivi lagrangien est la mieux adaptée aux conditions de l'écoulement (obtention d'un compromis temps/précision de calcul). La description du modèle numérique, développé à partir d'Aquilon, le code de calcul du laboratoire, ainsi que sa validation font l'objet du Chapitre III.

Enfin, il est nécessaire de connaître le comportement balistique du propergol en fonction de sa porosité afin de pouvoir préciser dans quelle mesure la combustion est affectée par la présence des bulles. Une étude expérimentale est requise pour étudier les variations de vitesse de combustion en fonction du taux de bulles. Cette étude, détaillée au Chapitre IV, requiert donc la fabrication de propergols présentant des porosités différentes et de confronter leur comportement en combustion.

## Chapitre II

# Étude des phénomènes de création et de transport de micro-bulles

Comme nous l'avons abordé au chapitre précédent, le premier objectif de la thèse est de développer un code numérique permettant de suivre des bulles de faible volume au sein d'un écoulement visqueux. La validation d'un tel outil doit passer par sa confrontation avec la réalité physique. De plus, les grandes dimensions du domaine par rapport à la taille de inclusions rendent impossible la simulation des phénomènes de création de celles-ci. Les temps de calculs de configuration seraient prohibitifs compte tenu des outils numériques à notre disposition. L'expérience permettra cependant de connaître les paramètres de formation des bulles au cours du temps et d'initialiser ceux-ci dans les simulations.

Il est donc nécessaire, dans un premier temps, de connaître les mécanismes de coulée. SME a de l'expérience dans ce domaine et dispose, sur le site de Saint-Médard en Jalles, des installations adéquates. C'est pourquoi, afin de mieux comprendre les caractéristiques de ces coulées et les phénomènes entrant en jeu, des essais ont été menés sur du propergol inerte. Puis, pour valider le code sur des cas simples, une autre phase de validation expérimentale a été mise en oeuvre au laboratoire TREFLE. S'appuyant notamment sur des observations lors de ces coulées réelles, elle fait l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

## II.1 Écoulement en fluide réel

Afin d'avoir des éléments de comparaison pour valider le modèle numérique, des données caractérisant des coulées de propergol sont nécessaires. De telles expérimentations fournissent également des données d'entrée à la simulation numérique et permettent d'avoir une idée plus précise sur le phénomène de création de bulles dans ce type d'écoulement. De plus, ces essais, menés sur inerte, ont permis de mettre au point les expérimentations sur actif pour l'étude de l'influence des bulles sur la combustion (Chapitre IV).

### II.1.1 Démarche expérimentale

Il s'agit d'effectuer une coulée d'inerte en suivant l'écoulement par visualisation RX. Cette méthode permet de mesurer des variations de densités au sein d'un fluide opaque comme le propergol (Annexe A). L'enregistrement nous permet donc de visualiser les cavités qui se forment lors de la coulée et leur évolution dans le fluide, puis de faire des comparaisons avec le modèle numérique. L'expérience, menée dans le but de suivre les bulles et non de mettre en évidence les effets de la pression de coulée, a été effectuée sous pression atmosphérique et non sous vide, les manipulations étant plus simple à mettre en place. De plus, une composition de propergol inerte a été formulée pour notre étude : les charges ont été remplacées par du sucre et les proportions des différents composants ont été fixées afin d'obtenir une viscosité à 20°C proche de celle du propergol lors d'une coulée réelle, soit d'environ 300 Pa.s.

#### II.1.1.a Montage expérimental

Le site de SME à Saint Médard en Jalles possède une enceinte RX pour effectuer des contrôles de défauts sur les objets fabriqués sur le site. Cette enceinte est, par son espace libre interne, tout à fait adaptée à notre étude. Il nous est possible de placer notre appareillage expérimental et de suivre en direct les résultats d'acquisition sur les écrans de contrôle.

Celui-ci se compose d'un réservoir en aluminium (environ 1 L, hauteur 40 cm) sur pied, placé au dessus d'une cuve en plastique. L'utilisation d'un tel réceptacle est essentiel. En effet, l'usage d'une cuve en métal, par exemple, empêcherait l'observation des cavités dans le propergol, la puissance de rayonnement nécessaire à la traversée d'un métal étant bien plus supérieure à celle du propergol. La puissance nécessaire à la traversée du plastique

est équivalente à celle exigée par le propergol (Annexe A). Les différences de densité de la matière, et donc les cavités, peuvent donc être observées au travers de cette cuve. Le réservoir est relié au réseau d'air comprimé par une électrovanne ce qui permet de mettre son contenu sous pression. En jouant sur cette pression, il est possible de maîtriser le débit de sortie du fluide. Cette sortie se fait par une buse d'injection qui offre la possibilité d'avoir différents diamètres (de 3 à 15 mm) et donc de régler la taille du jet. Étant donné l'encombrement du système de mise sous pression, il est placé à l'extérieur de la chambre RX. L'acquisition des données se fait grâce au PC dans la salle de contrôle. On peut suivre en temps réel la coulée grâce au moniteur et ainsi connaître à chaque instant le parcours des bulles formées. La mobilité du support permet de privilégier certains endroits de la coulée en plaçant à notre convenance le matériel par rapport au rayonnement, et ainsi s'adapter au mouvement des bulles. L'installation expérimentale est présentée sur le schéma de la figure II.1.

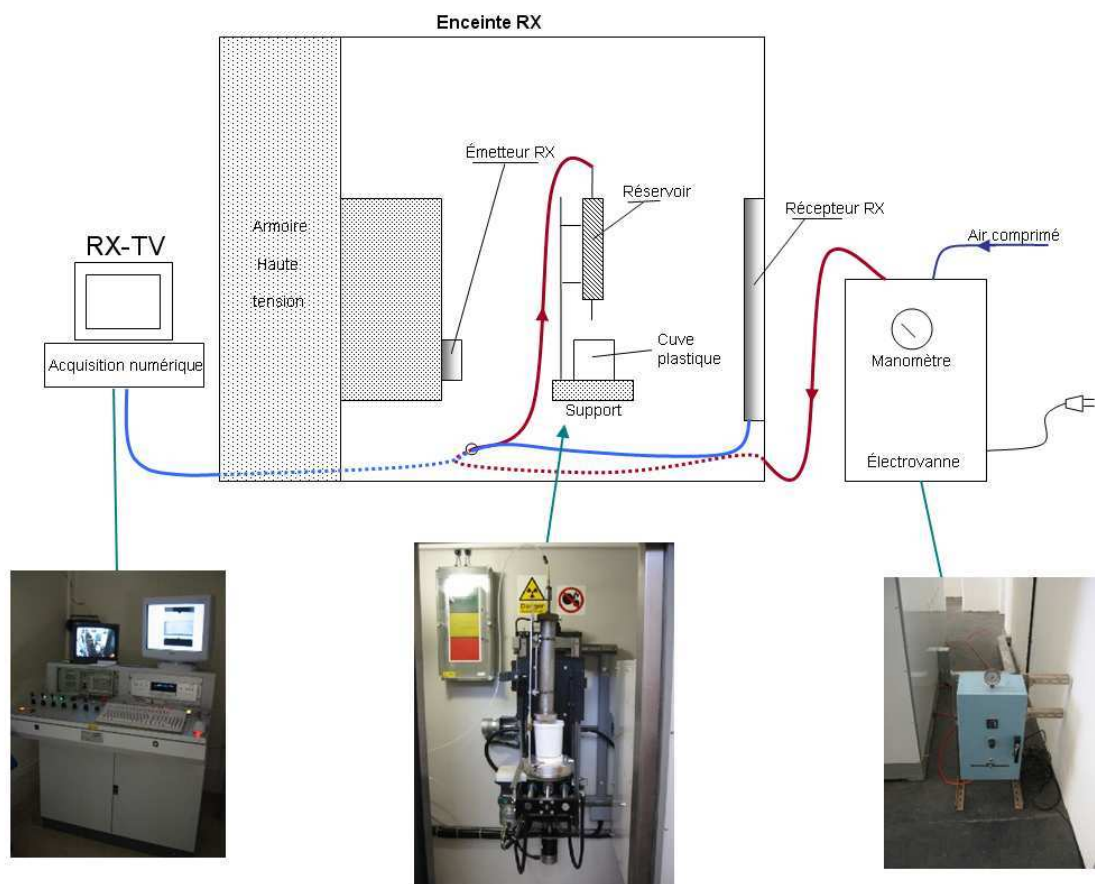


FIG. II.1 – Installation RX-TV pour la visualisation d'une coulée de propergol inerte.



### II.1.1.b Déroulement des essais

#### Remplissage du réservoir à pression réduite (figure II.2)

Cette phase préliminaire est nécessaire pour obtenir un propergol exempt de bulles avant coulée. Le réservoir métallique est rempli sous vide, avant chaque coulée, avec du propergol inerte issu d'une malaxée préalablement coulée dans un entonnoir. Le réservoir est placé dans une cloche à vide. Une fois atteinte une pression assez faible (de l'ordre de 50 mbar), l'entonnoir contenant le propergol est placé au dessus et la vanne est ouverte, libérant le produit. A la fin du remplissage, la vanne est fermée, le vide est cassé et le réservoir retiré pour son utilisation sous RX.

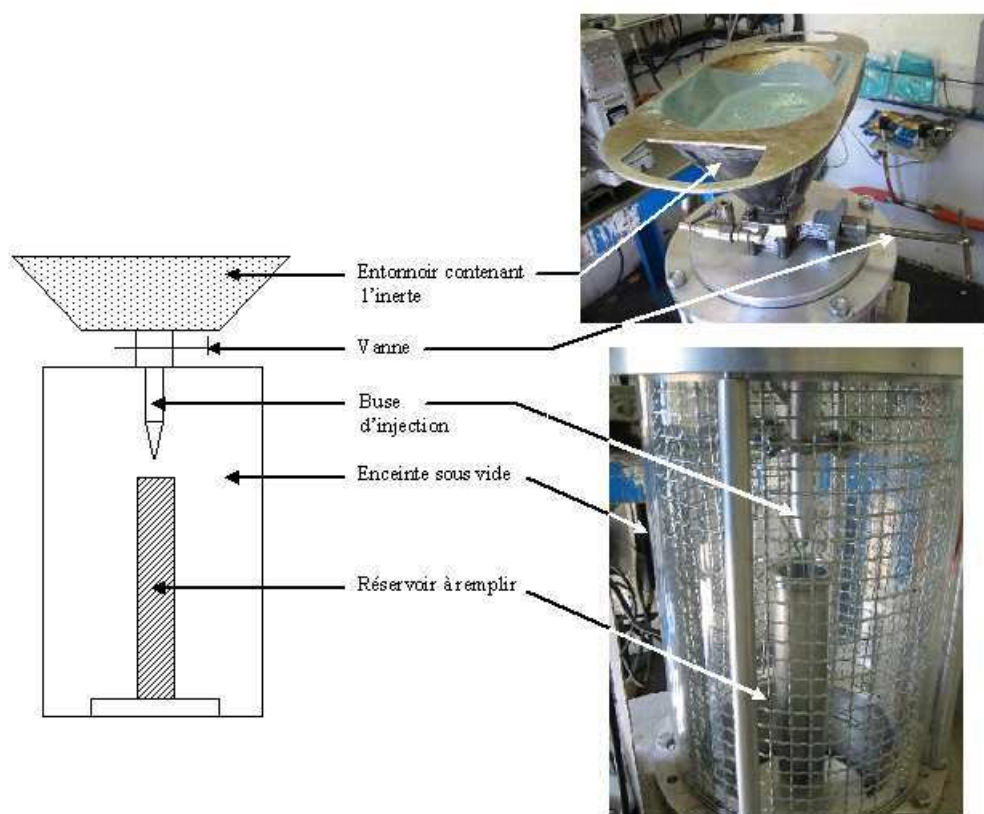


FIG. II.2 – Remplissage à pression réduite du réservoir de propergol

### Coulée sous contrôle RX

Les observations RX de quelques écoulements préliminaires ont montré que les bulles étaient plus visibles et plus faciles à localiser dans un bac de coulée à section rectangulaire que circulaire. En effet, dans le cas d'un cylindre à base circulaire, l'épaisseur  $e$  de pâte soumise au rayonnement n'est pas la même dans toute la largeur de l'objet étudié. Si l'objet est soumis à une puissance de rayonnement qui n'est pas suffisante pour observer à travers la plus grande épaisseur (correspondant au diamètre de la section du cylindre), on obtient, lors de la visualisation, une zone centrale noire inexploitable (Le rayonnement n'ayant pu atteindre le récepteur RX). En revanche la puissance de rayonnement nécessaire pour observer au travers de cette épaisseur est trop élevée pour les plus faibles épaisseurs de la périphérie et il n'est plus possible d'observer les phénomènes dans ces zones de l'objet (voir figure II.3).

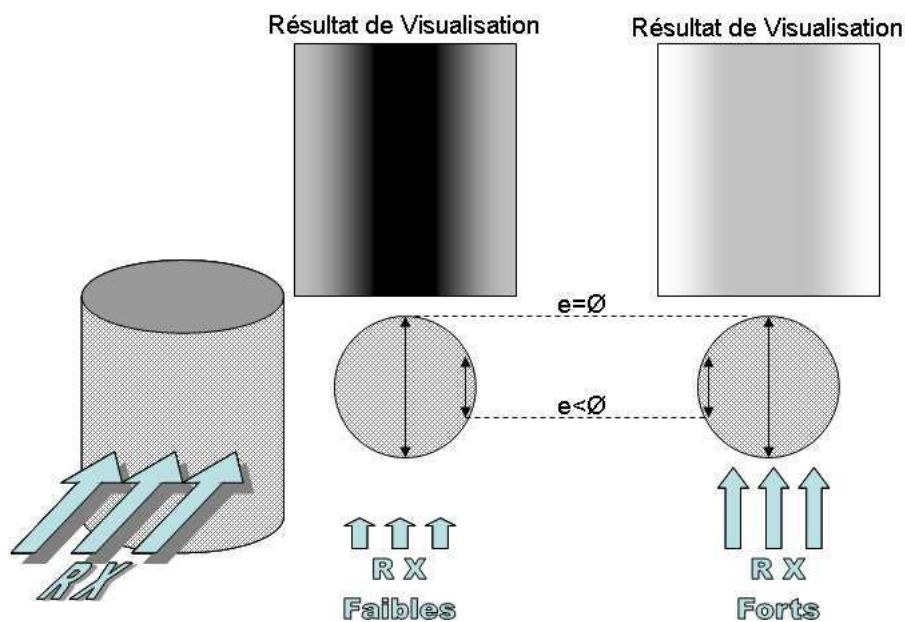


FIG. II.3 – Inhomogénéité de la visualisation RX à travers un cylindre à base circulaire

Par conséquent, afin d'homogénéiser la visualisation de l'ensemble de l'objet, un réceptacle de coulée parallélépipédique a été choisi (figure II.4), d'une largeur et d'une longueur identiques de 200 mm. Ces dimensions ne permettent pas d'estimer précisément la position des bulles comme pour une visualisation dans un plan (largeur plus faible). Cependant, elles sont plus en accord avec la modélisation, conservant les caractéristiques d'un écoulement 3D où les effets de bord sont limités.

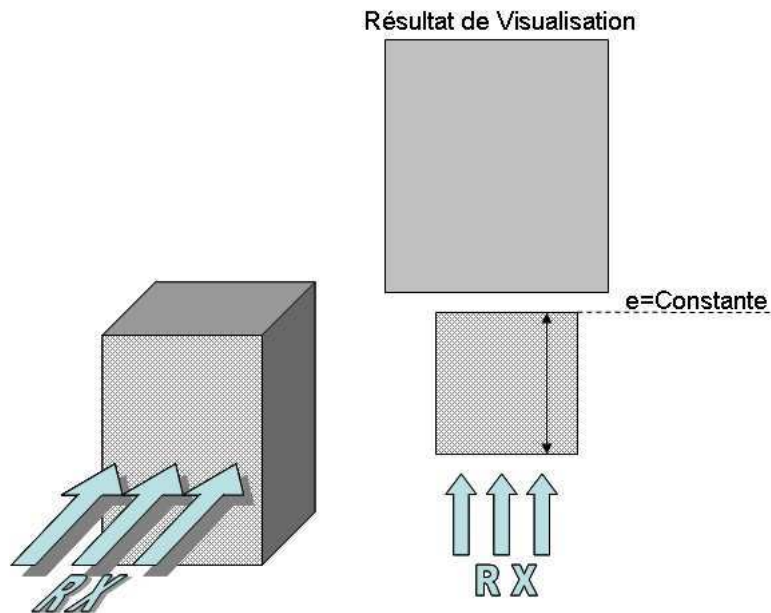


FIG. II.4 – Homogénéisation de la visualisation RX par utilisation d'un objet cylindrique à base rectangulaire

Une pression additionnelle de 1 bar, appliquée sur la pâte, permet de forcer le débit et d'avoir une vitesse de coulée satisfaisante pour les observations. Pour déterminer la taille des bulles au sein du propergol, un étalon métallique donnant une échelle de grandeurs a été placé sur la paroi extérieure du bac de coulée. De cette façon, il est facile de connaître, par visualisation directe sur l'image, la taille des bulles et les comparer aux résultats numériques.

Plusieurs coulées dont les principaux résultats sont présentés dans la partie suivante ont été ainsi effectuées afin d'obtenir un maximum d'informations sur les phénomènes à la coulée.

## II.1.2 Résultats

### II.1.2.a Observations qualitatives des phénomènes lors de la coulée

Les manipulations ont montré de manière assez nette le parcours des bulles lors de la coulée. On peut en effet non seulement avoir une bonne idée de la forme du jet à l'impact, mais également percevoir la formation des bulles de 1-2 mm de diamètre à ce niveau (figure II.5). Cela confirme les constatations déjà faites à ce sujet dans les études SME.



FIG. II.5 – Forme du jet à l'impact

De plus, comme le montre la figure II.6, on visualise très bien la répartition de celles-ci le long des lignes de courant. Il est à noter également que les bulles ont tendance à se déformer lors de la coulée (elles présentent un certain allongement).

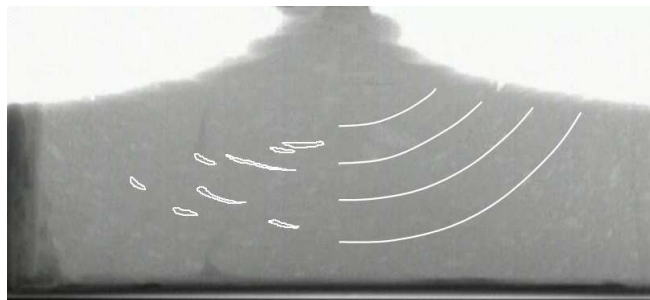


FIG. II.6 – Répartition des bulles suivant les lignes de courant de l'écoulement

Le modèle numérique développé est basé sur une assimilation des bulles à des sphères dures (voir chapitre III). L'information, intéressante en soi, ne pourra pas être prise en compte dans les comparaisons.

Les images de la figure II.7 ont été prises à différents instants d'une expérience de coulée. Dans cet exemple, trois coulées successives ont été effectuées, les images a., b. et

c. provenant de la première et l'image d. de la fin de la troisième.

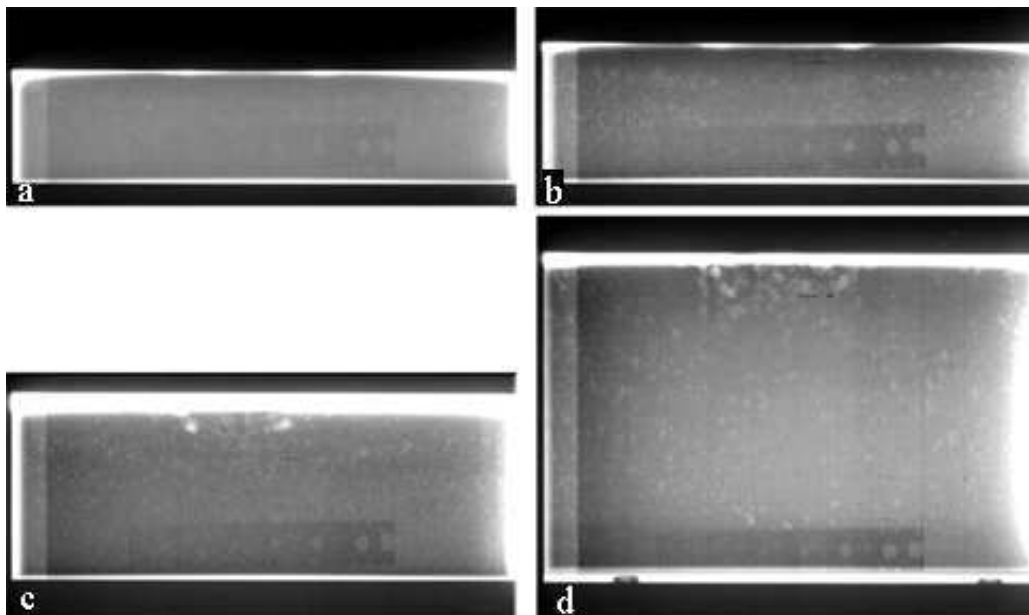


FIG. II.7 – Visualisation RX-TV de différents instants d'une succession de coulées (un étalon métallique est visible sur les clichés et permet de connaître la taille des inclusions)

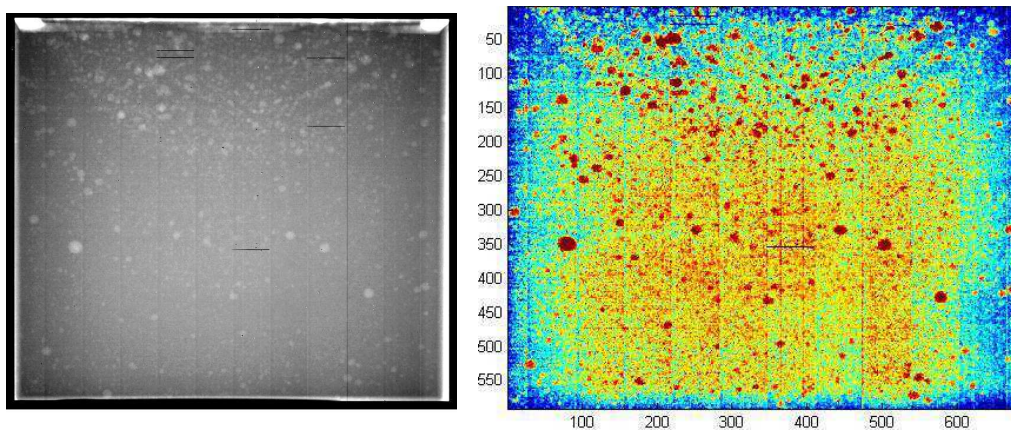
Il est assez facile de suivre la trajectoire des bulles au cours de l'écoulement. A chaque fin de coulée (images c. et d. ) une formation importante de cavités, due à la pression du jet d'air lors de la vidange du réservoir, est observée. Cette création de bulles, qui ne représente en rien la réalité d'une coulée, est utile pour générer des cavités que l'on suit lors de la coulée suivante. On peut ainsi avoir une idée de ce qui se produit lors d'une coulée en multimalaxées. Cette génération de bulles permet de mieux apprécier leur transport suivant les lignes de courant. En effet, il est bien visible que les bulles se répartissent en arc de cercle centré sur le point d'impact. Enfin, certaines zones sont systématiquement plus denses en population de bulles que d'autres, les zones centrales et proches des parois étant les plus riches en cavités et les coins du domaine les plus pauvres. Il sera important de retrouver cette répartition par la simulation.

### II.1.2.b Évaluation de la population de bulles au sein du fluide

#### Traitement des images RX

Prenons l'exemple de l'image RX II.8a résultant d'une coulée à pression atmosphérique comme présenté plus haut. Cette photo montre la présence de nombreuses bulles de tailles

variées et réparties dans tout le bloc. Afin de quantifier cette répartition, un traitement



a - Cliché RX initial

b - Accentuation du contraste

FIG. II.8 – Mise en évidence des bulles par contraste

de cette image est nécessaire. La première étape du traitement de ce cliché est d'accentuer le contraste pour que les différences d'intensité de l'image soient plus prononcées et donc plus facilement détectables par le programme. Celui-ci, utilisant un ensemble de fonctions Matlab<sup>®</sup>, est capable de trouver les inclusions de différentes tailles. Une fonction de granulométrie permet d'estimer la distribution des bulles qui se trouvent sur l'image en fonction du nombre de pixels qu'elles contiennent et donc leur taille (figures II.9 et II.10).

Les tailles, données en pixels sur le graphe, peuvent être converties par la suite en millimètres. Cela nous permet d'avoir une appréciation des populations de bulles formées lors de la coulée d'un tel fluide.

Ces résultats montrent que les bulles sont centrées dans le bloc. Peu sont présentes au niveau des parois. Les grosses inclusions (rayon  $> 1$  mm), moins nombreuses que les petites bulles (rayon  $< 1$  mm), semblent réparties de manière non structurée, essentiellement dans les deux tiers supérieurs du bloc. Les petites sont beaucoup plus nombreuses et sont groupées de façon préférentielle proche de la surface et centrées au niveau du pied de coulée. Cela confirme bien la formation des bulles lors de l'impact du jet.

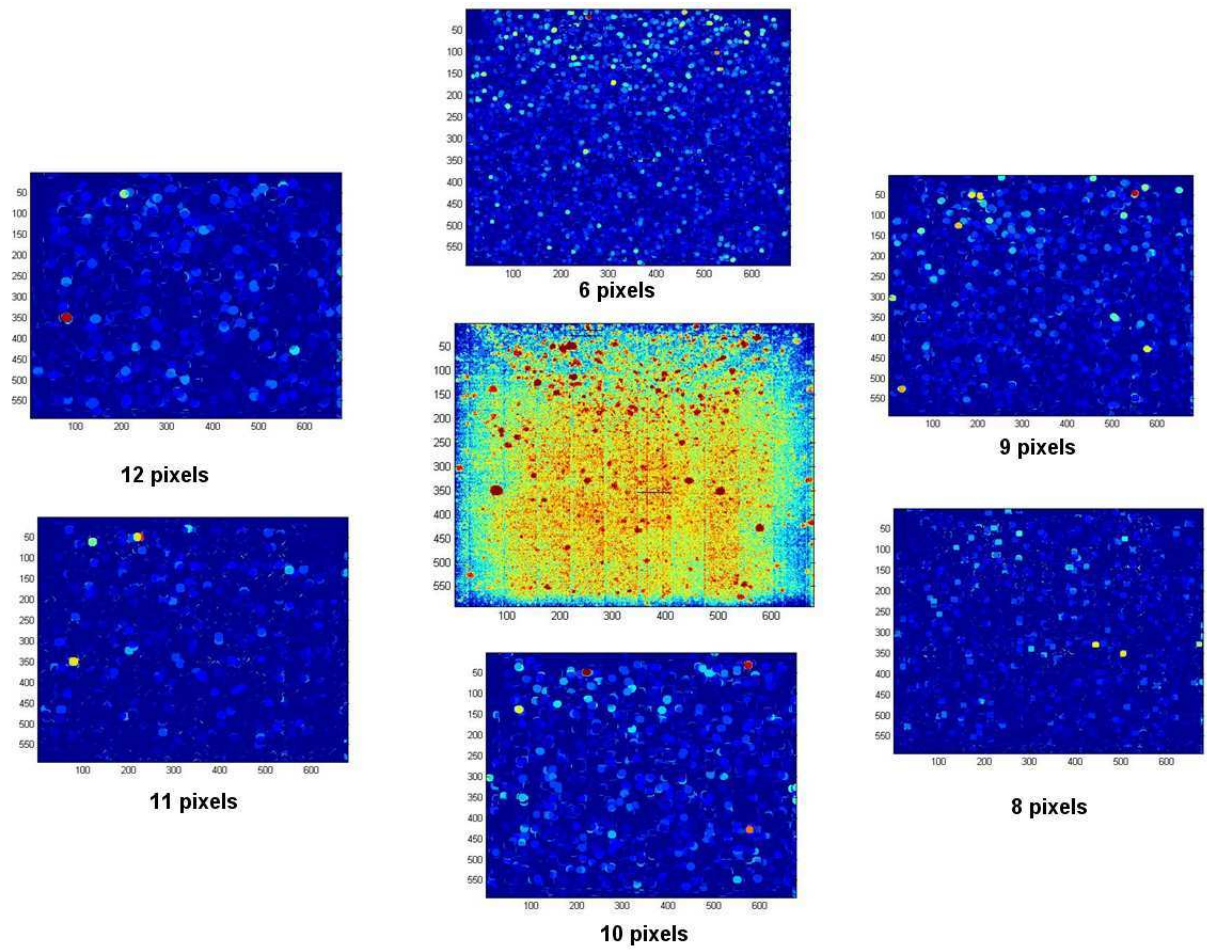


FIG. II.9 – Détection des bulles en fonction de leur taille

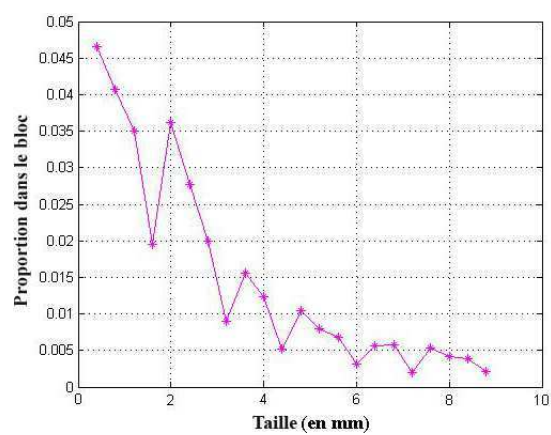


FIG. II.10 – Distribution en taille des bulles

### Traitement des images de tomographie

L'exploitation des clichés RX précédente est limitée à la visualisation en deux dimensions des densités intégrées sur toute l'épaisseur. La tomographie (voir Annexe A), quant à elle, permet de visualiser en 3D les objets contenus dans les blocs coulé. La tomographie traitée à la figure II.11 correspond au demi-bloc étudié précédemment par radioscopie RX. Un

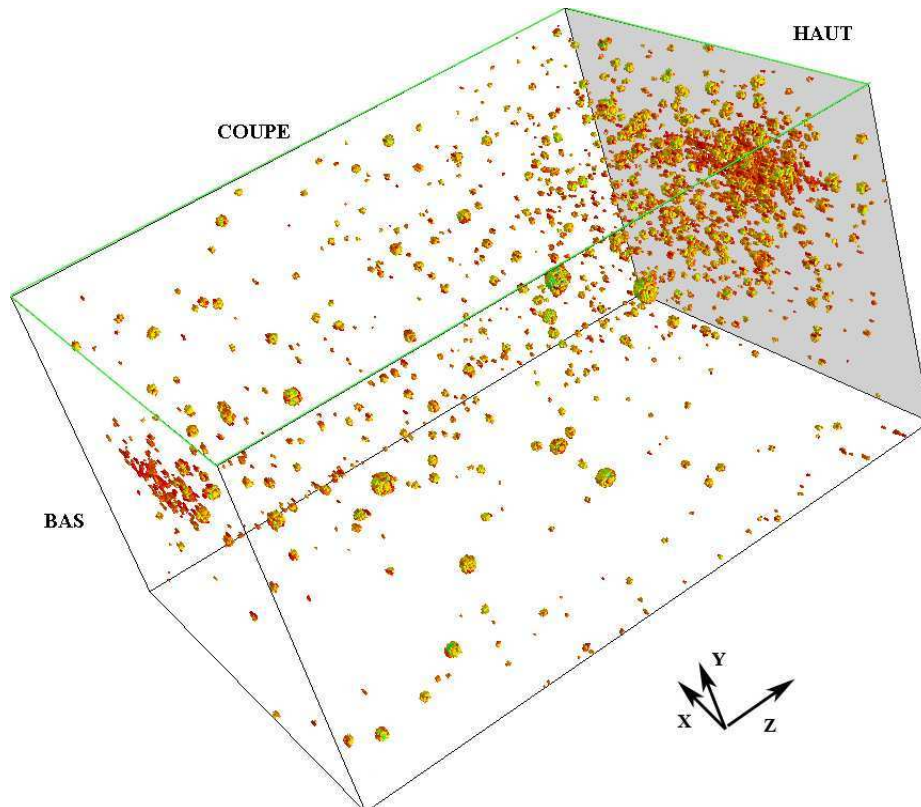


FIG. II.11 – Visualisation de la distribution des bulles par tomographie

traitement granulométrique des clichés de tomographie permet d'avoir des informations complètes sur la répartition des bulles, ou amas de bulles. Celles-ci sont tout d'abord identifiées et les volumes qu'elles représentent sont fermés. Puis, chaque entité peut être localisée précisément dans le bloc de matière considéré. Comme on peut le constater, on retrouve la distribution de bulles que l'on avait .

Ces données précises pourront par la suite faire l'objet de comparaisons avec la répartition des bulles en fin de coulée issue d'une simulation. En effet, cette méthode de visualisation nécessitant un objet fixe, seul l'état final peut être ainsi traité.



## II.2 Reconstruction 3D de trajectoire de bulles

Cette phase expérimentale a pour objectif la validation du modèle numérique. Il faut pour cela trouver des cas tests simples, représentatifs des contraintes que subissent les bulles dans les écoulements étudiés. Leur comportement est décrit expérimentalement par leur trajectoire. Pour obtenir de telles données expérimentales, de nombreuses techniques sont utilisées, comme la visualisation directe, la P.I.V<sup>1</sup>(Serge [44]) ou des méthodes acoustiques.

Les mesures de trajectoires sont souvent plus facilement accessibles que les mesures de vitesses instantanées des bulles. En effet, les positions peuvent être enregistrées sur une séquence temporelle d'images et les trajectoires de chacune d'entre elles sont traitées informatiquement afin de reconstruire les trajectoires. De nombreuses méthodes expérimentales (Nicolai [33], Ekiel-Jesewska [6] and Ten Cate [47]) existent pour déterminer le rayon et les trajectoires de bulles dans des écoulements mais les propriétés particulières des fluides et des écoulements que nous étudions ne permettent pas d'utiliser n'importe quelle méthode.

Tout d'abord, notre choix s'est porté sur une expérimentation avec utilisation de fluides transparents présentant des caractéristiques proches du propergol (le paramètre prédominant étant la viscosité). Cette orientation vers une méthode de visualisation directe a été motivée par la simplicité de la mise en oeuvre et l'interactivité d'une telle installation. De plus, les produits pâteux que nous étudions ont des propriétés particulières qui rendent impossible l'utilisation de certaines techniques comme l'échographie 3D (absorption des ultrasons trop importante) ou d'autres méthodes acoustiques comme celles utilisées par Mordant [31].

Une méthode très utilisée pour suivre des bulles dans un fluide est l'ombroscopie. Elle permet d'obtenir des contours et donc des positions précises des bulles au cours du temps. Raymond et Rosant [37] et Takemu [45], par exemple, ont utilisé une telle méthode de visualisation directe pour leurs études. Ils obtinrent de bonnes images, avec de très bons contrastes, paramètre primordial pour la phase de post-traitement d'image.

Nous avons choisi cette méthode pour notre étude. Cependant, nous avons besoin d'informations sur trois dimensions afin de pouvoir les comparer correctement à notre approche numérique. Nous allons devoir adapter une telle méthode afin de pouvoir faire une acquisition dans deux plans. En effet, à moins d'utiliser des particules opaques, l'om-

---

<sup>1</sup>Particle Image Velocimetry, ou Vélométrie par Image de Particules, en français

broscopie ne permet pas le suivi de particules en 3D.

**Principe de l'ombroscopie** L'ombroscopie est une des techniques les plus simples de visualisation. Les modulations de l'éclairage d'un écran, dues aux variations de l'indice optique (causées par des variations de densité, elles-mêmes dues à des variations de pression ou de température) peuvent être interprétées comme l'intersection de caustiques<sup>2</sup>, et, dans certaines conditions, peuvent conduire à des résultats quantitatifs.

Un tel éclairage permet de mettre en évidence les gradients d'indices et de déterminer les caractéristiques géométriques des bulles. En effet, ces gradients provoquent une déformation optique consécutive de l'éclairage et le faisceau est fortement dévié. Il en résulte la visualisation d'un contour noir circulaire délimitant le contour de la bulle. Il est à noter que, pour de faibles tailles de particules ou pour des longueurs d'onde importantes, toute la surface apparaît noire, du fait de sa courbure dans le premier cas, et de l'augmentation du gradient d'optique dans le second.

### II.2.1 Montage Expérimental

Pour valider le modèle numérique de suivi lagrangien avec des cas tests simples, une maquette où le fluide est une huile silicone transparente est utilisée. La cuve utilisée est en plexiglas permettant, tout comme le fluide, une visualisation directe par ombroscopie.

#### II.2.1.a Installation expérimentale

Le principe repose sur l'obtention des clichés du contour précis des bulles, en observant leur ombre générée par un éclairage diffus.

Pour obtenir des données en 3D, il est nécessaire d'effectuer l'acquisition dans deux plans orthogonaux. On place deux dispositifs d'ombroscopie (couple système d'éclairage-caméra) orthogonalement. Il est ainsi possible de suivre chaque bulle dans les deux plans et reconstruire leur trajectoire dans l'espace (paragraphe II.2.2).

---

<sup>2</sup>Courbes sur lesquelles concourent les rayons successivement réfléchis ou rompus par une surface

### II.2.1.b Acquisition d'image

L'acquisition est automatisée via un programme Matlab<sup>®</sup>. Celui-ci contrôle les paramètres des capteurs CCD<sup>3</sup> (intensité lumineuse, contraste, durée de pause, saturation, gamma, etc...). La fréquence des clichés est, elle aussi, contrôlée. Les conditions expérimentales (fluide très visqueux) permettent de prendre des photos seulement toutes les dix secondes et d'avoir des informations satisfaisantes et en adéquation avec notre modèle numérique. Il est possible cependant d'augmenter cette fréquence d'acquisition voire, pour un écoulement de vitesse élevée, de filmer à une cadence de trente images par seconde. Toutefois, il faut être vigilant quant au délai entre l'acquisition des deux caméras : il est presque immédiat et donc négligeable pour des fréquences comme les nôtres, mais en augmentant fortement ces fréquences, il est possible de rencontrer quelques problèmes de coordination des images entre les deux plans d'acquisition.

### II.2.1.c Installations optiques

A la suite des premiers essais, il est apparu des limitations à l'installation pour obtenir des résultats et traitements d'image optimaux. En effet, comme on peut le voir sur la figure II.12, l'angle de fuite gêne le traitement des images acquises : lorsqu'une bulle est près du fond de la cuve ou d'une paroi, sa localisation est rendue difficile, voire impossible, à cause du bruit dû à la baisse très importante de contraste (fond sombre).

Plusieurs solutions vont permettre d'obtenir de meilleurs clichés et donc des images plus facilement manipulables et enfin des trajectoires plus proches de la réalité avec des calculs moins lourds. Pour cela, nous allons utiliser dans un premier temps des objectifs photos afin de pouvoir s'éloigner de la cuve et éviter les distorsions dues à l'objectif très peu performant des WebCam.

En plaçant de tels objectifs directement sur le capteur CCD, à la place de la lentille plastique de la webcam, il est possible de s'éloigner grâce au zoom, de régler l'ouverture et donc de contrôler la luminosité par l'intermédiaire d'un diaphragme. Une telle installation permet de modifier à convenance les focales du dispositif et donc d'optimiser les réglages, tant de netteté, de luminosité et de contraste, que de profondeur de champ,

---

<sup>3</sup>Les capteurs CCD, pour *Charge Coupled Device*, utilisent le principe de transfert de charge. Ils transforment les photons en paires électron-trou par effet photoélectrique dans le substrat semi-conducteur, puis collectent les électrons dans le puits de potentiel maintenu à chaque photosite. Le nombre d'électrons collectés est proportionnel à la quantité de lumière reçue. A la fin de l'exposition, les charges sont transférées de photosites et sont transformées en tension, proportionnelle au nombre d'électrons.

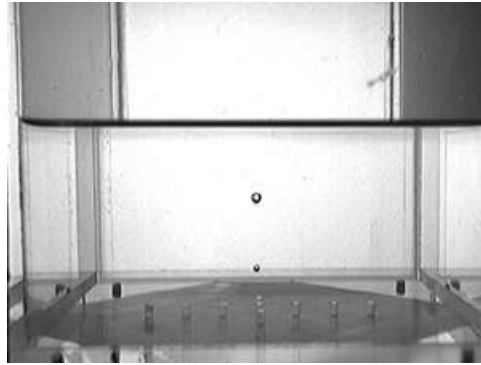


FIG. II.12 – Problème de point de fuite

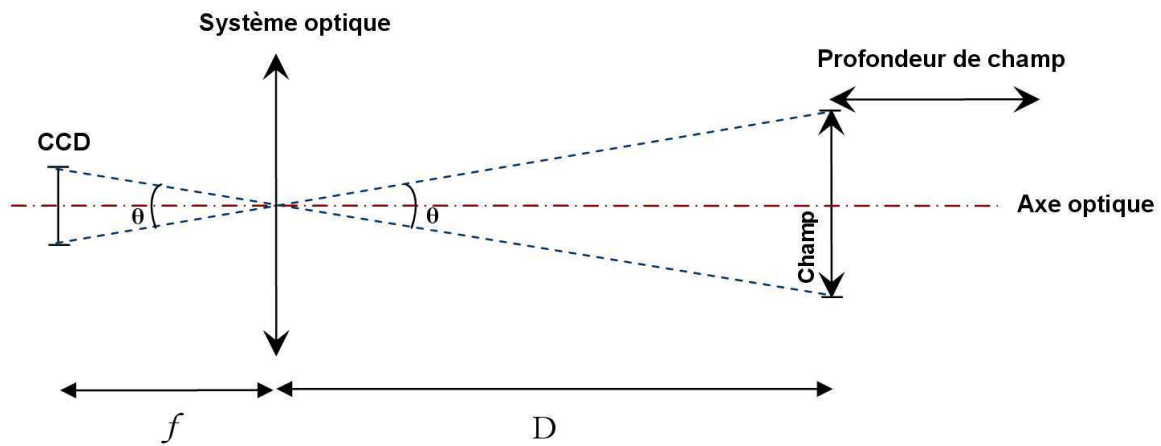


FIG. II.13 – Problème de point de fuite

comme schématisé sur la figure II.13 .

Pour notre étude, le système optique (lentilles, diaphragme et autres composants de l'objectif) est assimilé à une lentille mince. En effet, cette approximation permet de se faire une idée des distances caractéristiques de l'installation, distances ajustables empiriquement par la suite.

Une relation, dans cette approximation, lie ces distances :

$$\left. \begin{array}{l} \theta \sim \frac{CCD}{f} \\ \theta \sim \frac{C}{D} \end{array} \right\} \frac{CCD}{f} \sim \frac{C}{D} \quad (\text{II.1})$$

où  $CCD$  est la hauteur du capteur CCD,  $f$  la focale du système optique,  $C$  la valeur du champ de l'installation et  $D$  la distance entre le système optique et l'objet que nous observons.

Comme  $CCD$  est connu, ainsi que le champ (hauteur que nous souhaitons observer, c'est-à-dire la hauteur de notre cuve plexiglas par exemple), la distance  $D$  entre la cuve et l'objectif dépend de la focale de notre système optique. Le zoom de l'objectif fait varier cette focale. Le zoom est une fonction optique utile car elle permet, en s'éloignant de l'objet, de projeter le point de fuite "à l'infini" et de diminuer l'angle de fuite qui génère des déformations de l'image lorsque la caméra était trop proche. Enfin, le diaphragme de l'objectif photo permet d'élargir la profondeur de champ. Toute la profondeur de la cuve se trouve ainsi dans la focale du système optique et donc reste nette.

En considérant les grandeurs caractéristiques de notre installation, le capteur ayant une taille  $CCD=5$  mm, le zoom fixant la focale à 100 mm, et le champ d'observation étant de 100 mm, il faut placer l'objet (la cuve) à une distance de :

$$D = f \cdot \frac{C}{CCD} = \frac{0.1 \times 0.1}{0.005} = 2 \text{ m}$$

#### II.2.1.d Principe de l'ombroscopie 3D

Grâce à cette installation, nous pouvons faire l'acquisition de la trajectoire des bulles sur deux plans et donc étendre le domaine de l'ombroscopie à la visualisation 3D. Cependant, si les sources lumineuses émettent dans les mêmes longueurs d'ondes, ce qui est le cas avec les lampes utilisées généralement, une déformation de l'ombre des bulles apparaît, comme on peut le voir sur l'image II.14b.

Ceci est dû à la diffusion de la lumière par les bulles dans toutes les directions (figure II.14a). A cause de cette diffusion, les caméras reçoivent de la lumière provenant des deux sources lumineuses. Ne pouvant sélectionner la provenance de la lumière qui les frappe, les caméras font l'acquisition d'une ombre résultant de l'éclairement sur deux plans et donc d'un contour déformé.

Afin d'éviter ce phénomène et de faciliter le traitement d'image, il est nécessaire de se soustraire à la luminosité orthogonale parasite. L'éclairage est le fondement de notre méthode en permettant l'indépendance des plans d'acquisition. Pour cela, nous utilisons la propriété qu'ont les pixels des capteurs CCD des caméras à être sensibles à différentes gammes de longueurs d'onde. En effet, ces capteurs sont sensibles à l'ensemble du spectre de la lumière visible. Cependant, un capteur CCD est constitué d'un assemblage de trois

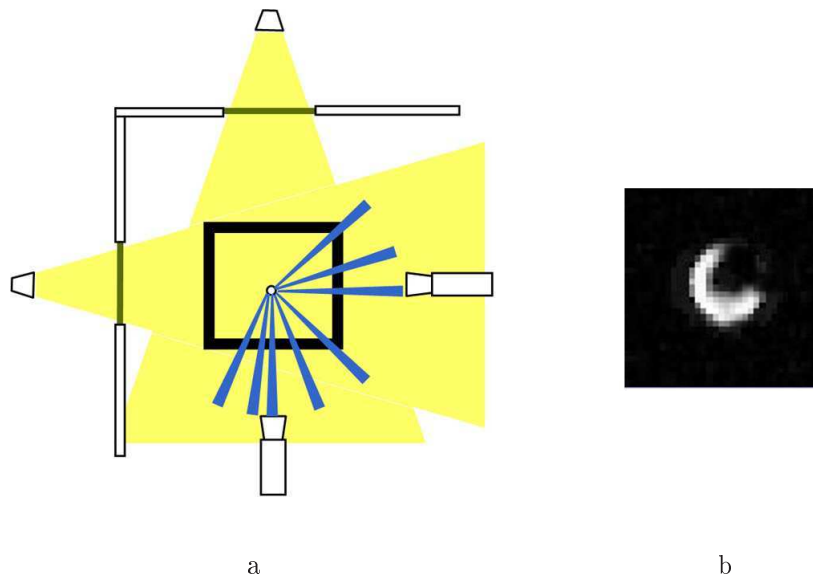


FIG. II.14 – a. Principe de l'installation de l'ombroscopie 3D ; b. Déformation de l'ombre d'une bulle par la présence d'une lumière orthogonale parasite.

sortes de pixels de  $5.6\mu m$  de côté.

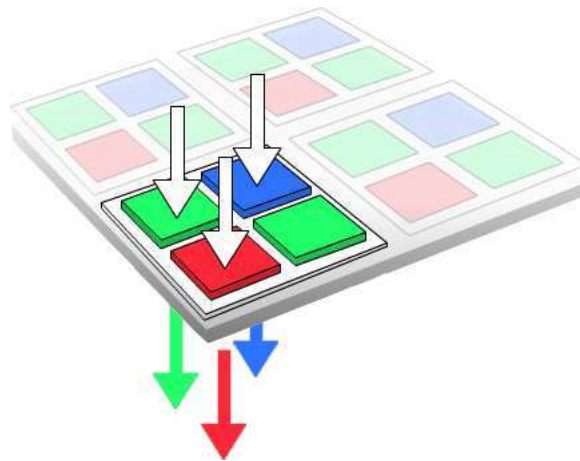


FIG. II.15 – Sélection des longueurs d'onde par filtre RGB d'un capteur CCD

Grâce à un filtre, dit de Bayer, constitué de cellule de couleur primaire, chaque photosite ou pixel du capteur ne voit qu'une seule couleur : rouge, vert ou bleu. Sur chaque groupe de quatre photosites, on trouve un pour le rouge, un pour le bleu et deux pour le vert (figure II.15). Cette répartition correspond à la sensibilité de notre vision et permet

de reconstituer toutes les couleurs à partir des trois couleurs optiques complémentaires. Chaque type de pixel est ainsi muni d'un filtre qui sélectionne une bande de longueur d'onde particulière.

Ces filtres, dénommés en conséquence filtres RVB<sup>4</sup>, laissent passer une bande de longueurs d'onde électromagnétiques qui leur est spécifique. Typiquement (figure II.17), l'ordre de grandeur des bandes passantes est, pour le bleu, 400-500 *nm*, pour le vert, 450-600 *nm*, et pour le rouge, 600-700 *nm*.

Il est possible de bloquer un rayonnement de longueur d'onde donnée en éteignant un filtre. Par exemple si on rend le filtre rouge inopérant, (figure II.16a), seules les longueurs d'onde correspondant au vert et bleu seront "vues" par la caméra. De même, seul le filtre rouge laisse passer les rayonnement au-delà de 650 *nm* (figure II.17). Par conséquent, si on éclaire le capteur CCD avec une lumière émettant dans cette gamme du visible, les pixels recouverts d'un filtre bleu et vert sont "aveugles" (figure II.16b), et si on ne sélectionne que ces pixels, tout le capteur de la caméra est privé de lumière (figure II.16c). Pour le dispositif optique, c'est comme si la source lumineuse était éteinte.

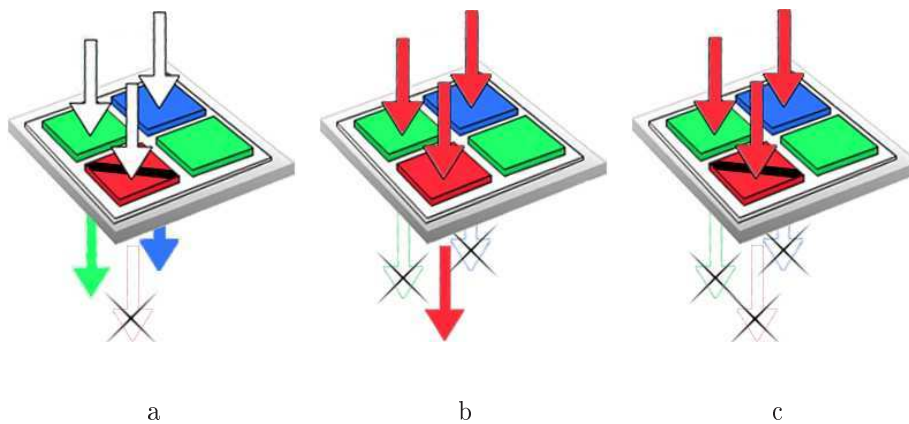


FIG. II.16 – a. Extinction d'un filtre et de la gamme de longueurs d'onde correspondante (rouge) ; b. Interruption de la gamme de longueurs d'onde par les filtres non concernés (vert et bleu) ; c. Extinction complète de la source rouge par désélection du filtre rouge

Ce principe est à l'origine de l'ombroscopie 3D que nous avons développée pour notre phase expérimentale. En effet, il est ainsi possible d'éteindre la lumière que nous ne souhaitons pas acquérir via la caméra, en éclairant chaque plan orthogonal avec deux

<sup>4</sup>Rouge, Vert, Bleu ; *RGB* en anglais pour *Red, Green, Blue*

longueurs d'onde différentes et en sélectionnant les filtres RVB appropriés. Avec deux sources lumineuses orthogonales émettant dans des domaines spectraux bien définis et différents, la sélection de la lumière devient beaucoup plus facile : bien que des rayons réémis par les objets observés proviennent de la lampe orthogonale indésirable, il suffit de choisir sous quel filtre optique la caméra considérée doit travailler. Ainsi, en choisissant d'utiliser un seul filtre pour une caméra, on peut soit éteindre la luminosité provenant d'un plan d'éclairage, soit visualiser cette source lumineuse.

Il est juste nécessaire de choisir correctement les domaines d'émission en fonction de la sensibilité des filtres. En effet, comme le montre le graphe II.17, certaines zones

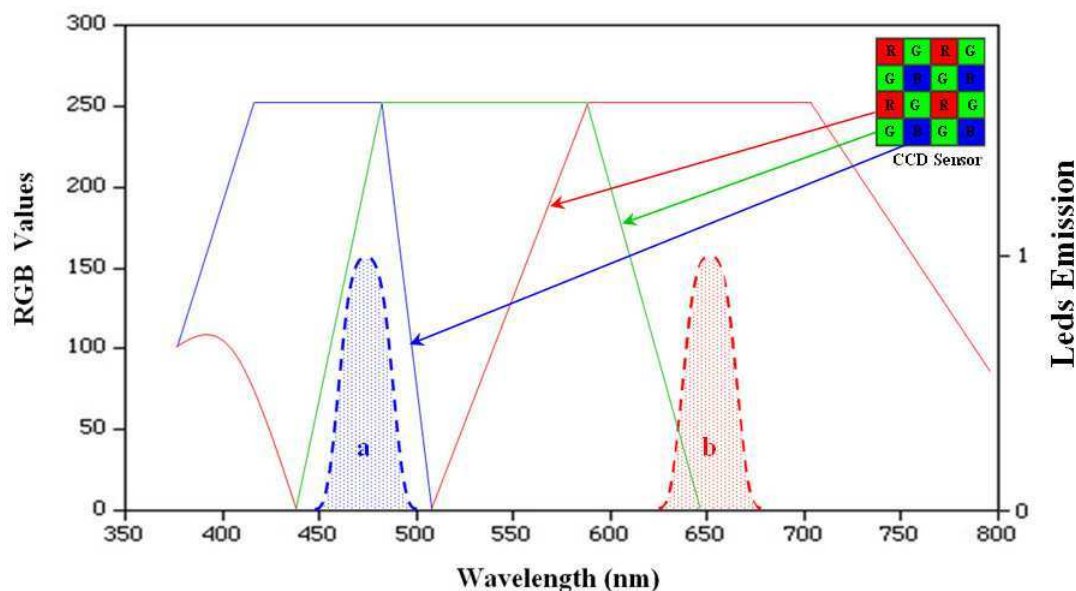


FIG. II.17 – Sensibilité relative des filtres RVB en fonction de la longueur d'onde et pics d'émission des Diodes superluminescentes bleu (a) et rouge (b)

d'émission peuvent être communes à deux filtres alors que le troisième ne laisse pas passer les longueurs d'onde considérées. Ainsi, par exemple, seuls les filtres vert et bleu laissent passer les longueurs d'ondes comprises entre 440 nm et 510 nm et le rouge arrête toute lumière appartenant à ce domaine. Il est donc nécessaire de connaître les zones d'émission et de filtrage avec précision afin d'obtenir des résultats satisfaisants. Le graphe nous montre que seulement deux filtres peuvent être utilisés facilement : le bleu et le rouge. En effet, le filtrage vert empiète trop largement sur le domaine des deux autres filtres. Pour l'utiliser, il serait nécessaire de trouver des longueurs d'onde assez extrêmes pour



le bleu ou le rouge. Or, dans le commerce, la gamme des diodes superluminescentes est assez restreinte en terme de bande d'émission.

Nous avons donc choisi d'utiliser les filtres bleu et rouge qui présentent de larges domaines où ils peuvent être utilisés séparément : la bande 440-510 nm où le pixel rouge est aveugle et le domaine au delà de 510 nm où le filtre bleu ne laisse rien passer. Nous utilisons deux couleurs de Leds superluminescentes dont les pics d'émission sont relativement fins autour d'une longueur d'onde correspondant à ces domaines privilégiés (pics a et b). Ces diodes ont des longueurs d'onde bien définies de 470 nm (bleu) et 660 nm (rouge).

Ainsi, si le filtre rouge de la caméra placée face à la source de lumière rouge est le seul sélectionné, l'acquisition d'image se fera seulement sous cette couleur et les rayons verts provenant de l'autre lampe ne seront pas observés. En travaillant de manière similaire avec la source lumineuse bleue, il possible d'avoir deux observations, dans deux plans, totalement indépendantes l'une de l'autre, sans aucun éclairage parasite.

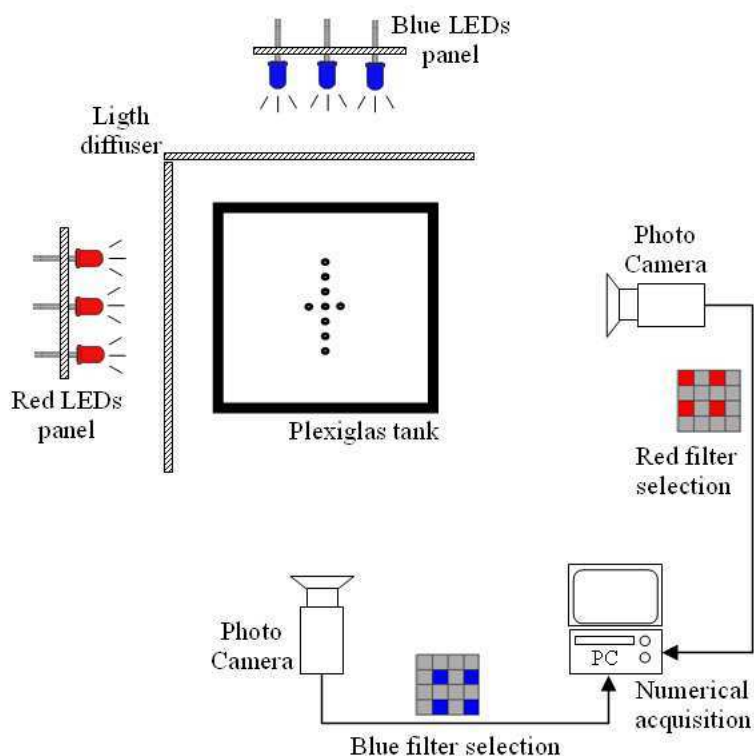


FIG. II.18 – Schéma d'installation expérimentale

### II.2.1.e Résultats d'acquisitions

Les résultats d'acquisition obtenus avec l'installation décrite précédemment sont ici présentés sur un exemple d'images acquises lors de la remontée de trois bulles de tailles différentes. On obtient donc, à chaque instant, une image de chaque plan, soient une bleue

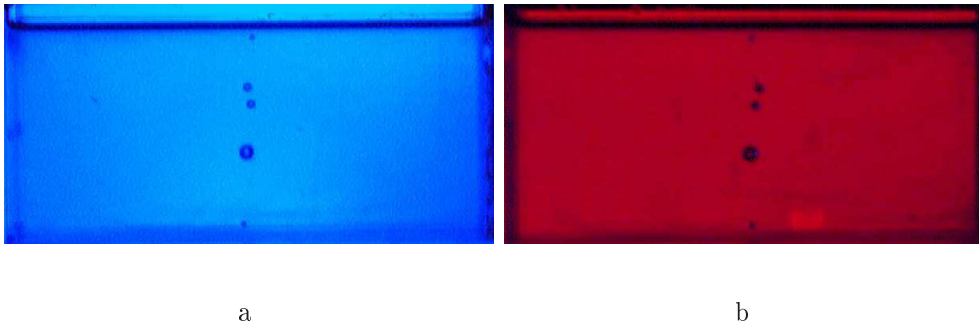


FIG. II.19 – Images d'acquisition brut, avant choix des filtres Rouge ou Bleu

et une rouge comme celles de la figure II.19.

Les avantages de notre méthode d'acquisition, présentés plus haut, sont illustrés par le zoom de ces clichés (figure II.20) : d'une part, bien que la résolution du capteur CCD utilisé soit limitée, la résolution des images acquises est très satisfaisante grâce aux objectifs optiques ajoutés. En effet, même les plus petites bulles contiennent assez de pixels pour être traitées correctement : une bulle de 0.5 mm de rayon contient une dizaine de pixels dans son diamètre. D'autre part, on peut également apprécier sur cette figure l'utilité de deux longueurs d'onde d'éclairage. Comme on peut le voir, sur l'image rouge, une interférence bleu apparaît et déforme le contour de l'objet observé. En revanche, lorsque l'on ne sélectionne que la couleur rouge de l'image, la bulle retrouve une géométrie correcte. Ceci est d'autant plus important pour les bulles de faible rayon.

Enfin, les clichés de la figure II.21 montrent l'enchaînement d'acquisition en cours de remontée. Chaque image est repérée dans le temps, ce qui permettra la confrontation avec le code numérique que l'on cherche à valider. Cependant, pour obtenir des données à partir de ces images, il est nécessaire qu'elles subissent un traitement adapté au problème, ce que nous présentons dans la partie suivante.

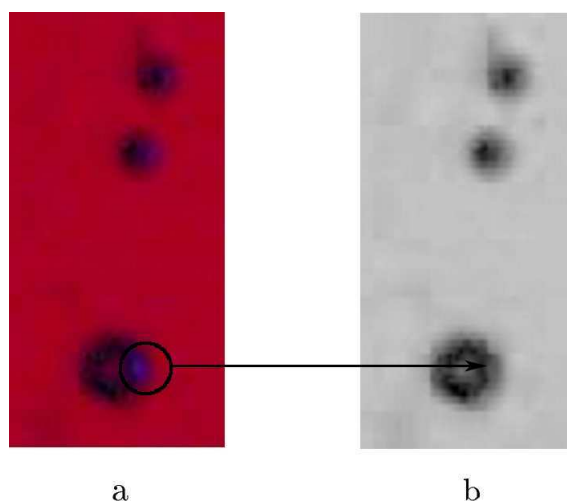


FIG. II.20 – Illustration de l'intérêt de la sélection des filtres de couleur : a. présence d'une zone bleue parasite sur l'image rouge brute ; b. symétrie de la bulle rétablie

## II.2.2 Traitement des images et reconstruction des trajectoires

### II.2.2.a Identification des bulles présentes dans le fluide

Le traitement d'images désigne en informatique l'ensemble des traitements automatisés qui permettent, à partir d'images numérisées d'en extraire de l'information. Chaque traitement d'image est spécifique au type d'information que l'on cherche à en tirer mais aussi dépend de l'image elle-même (résolution, netteté, éclairage, bruit de fond, etc.).

Ici, un programme de reconnaissance de forme, de centre et de diamètre permet de trouver et compter les bulles présentes dans le fluide, connaître leurs coordonnées ainsi que leur vitesse.

Pour cette étape de l'expérimentation, nous utilisons le logiciel Matlab<sup>®</sup>. Cette première phase du traitement consiste en la transformation de chaque image en une matrice. Comme on peut le constater sur la figure II.22a, une telle matrice est composée de trois couches correspondant à chaque couleur primaire. Il est à noter que cette sélection des filtres RVB appropriés à chaque plan (comme il a été précédemment expliqué) est effectuée à ce stade de l'expérimentation et non lors de la phase d'acquisition afin de ne pas allonger le temps de prise de photo.

Le principe repose sur l'utilisation d'un tableau 3D : pour sélectionner un filtre de couleur en particulier, il suffit de multiplier les deux autres dimensions de la matrice

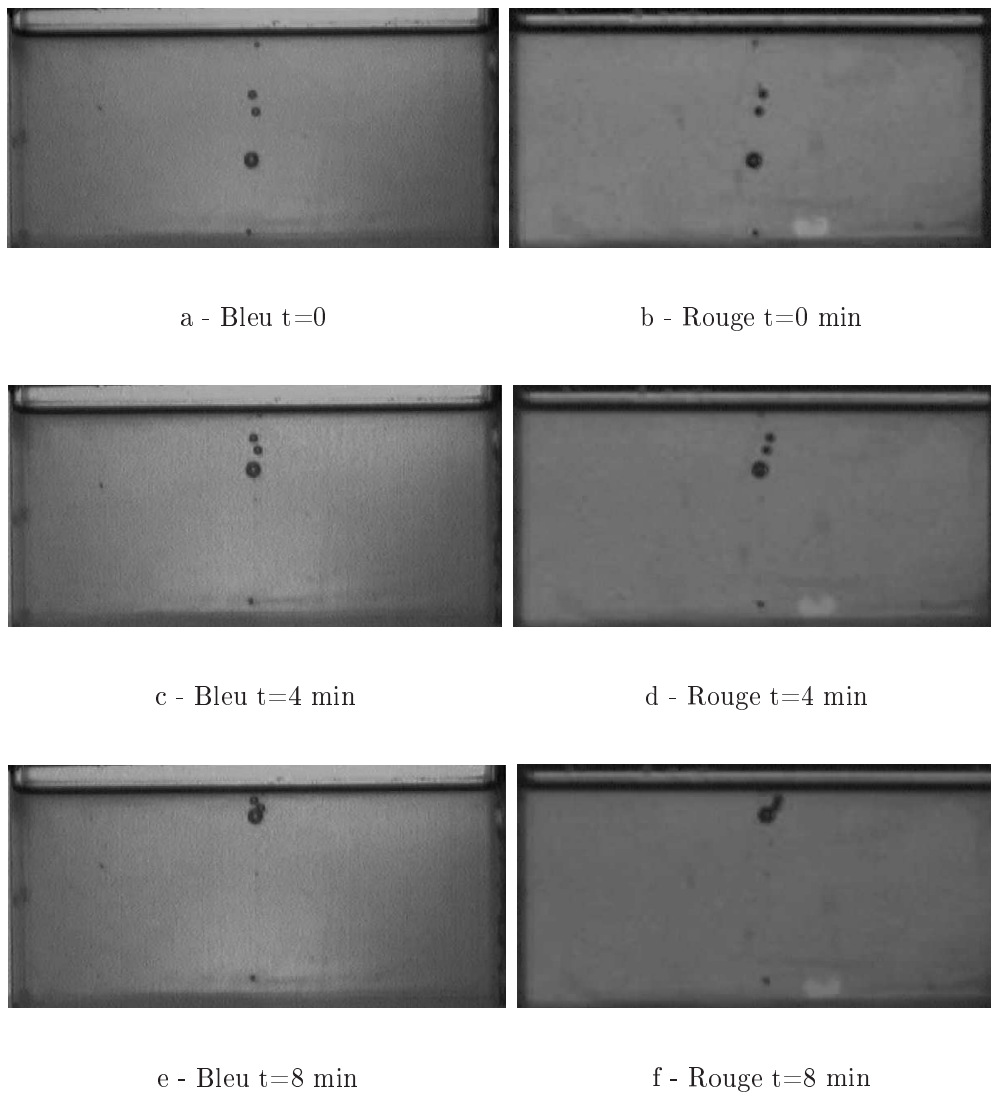


FIG. II.21 – Images de remontée de bulle

(correspondant aux deux autres couleurs) par zéro. Ainsi, seulement la couche de l'image qui a reçu l'information correcte est prise en compte (Fig II.22b).

Les figures II.23a et II.23b présentent une image avant traitement et après sélection d'un filtre en particulier. Cette dernière image, en nuance de gris, constitue le point de départ du traitement proprement dit.

Il est à noter que, parfois, des traitements préalables peuvent être nécessaires afin de corriger une luminosité non uniforme de la photo. Par exemple, la fonction Matlab<sup>®</sup> *morphological opening* est employée afin d'estimer l'illumination du fond. Il est alors aisé de

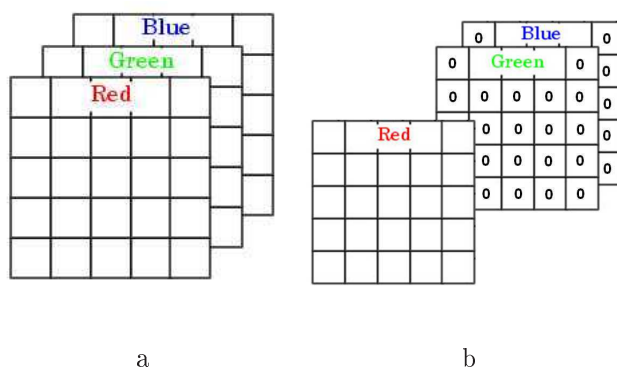


FIG. II.22 – a. Tableau 3D correspondant à l'acquisition par 3 filtres RGB ; b. Sélection de l'acquisition d'un filtre (le filtre rouge sur cet exemple)

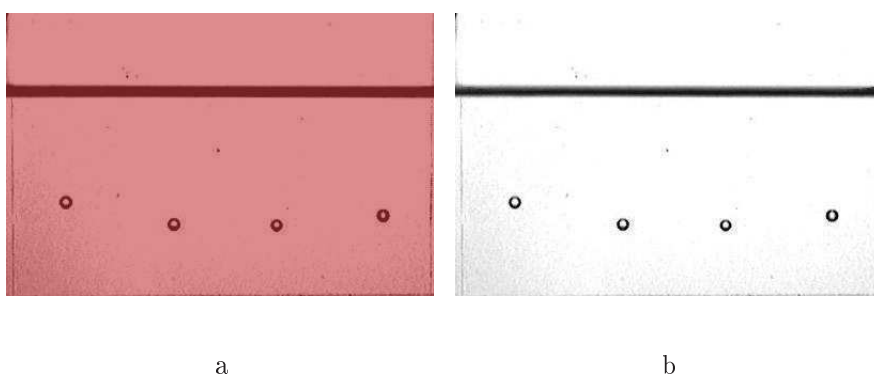


FIG. II.23 – a. Image de remontée de bulles avant traitement numérique ; b. Image après sélection du filtre rouge

soustraire la matrice du fond de celle de l'image considérée. Afin de faciliter la recherche de contour d'objets, le contraste peut également être augmenté. Sur l'exemple considéré, qui correspond aux images types de notre étude, de tels traitements ne sont pas nécessaires. En effet, notre installation permet une luminosité spatialement et temporellement uniforme et donc d'éviter ainsi de tels pré-traitements.

L'étape suivante est la plus importante de ce traitement : le seuillage de l'image (Figure II.24). L'opération consiste à mettre à zéro tous les pixels ayant un niveau de gris inférieur à une certaine valeur appelée *seuil* (en anglais, *threshold*) et à la valeur maximale les pixels ayant une valeur supérieure. Le terme de binarisation est, pour cette raison, parfois employé pour cette opération dont le résultat est une image binaire, en noir et blanc.

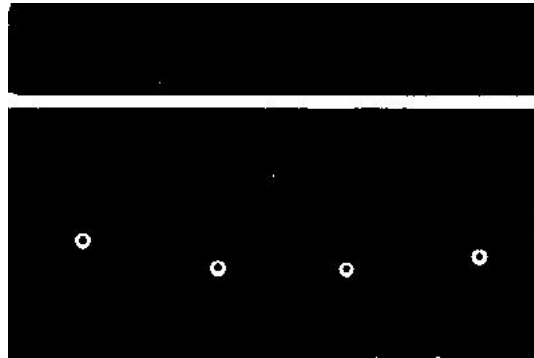


FIG. II.24 – Image binaire obtenue par seuillage

De cette manière, seules les informations importantes sont retenues par le programme (élimination des petits défauts, des inhomogénéités d'éclairage, etc...). De plus, l'image binaire ainsi obtenue, est plus facile à manipuler et rend donc l'extraction d'information plus aisée.

Cela permet en outre de préparer l'image en vue de la recherche des contours. Tout d'abord, le bruit de fond est éliminé par une fonction de morphologie : les pixels qui n'appartiennent pas à un ensemble de pixels important sont exclus. Dans le même temps, tous les contours sont fermés et remplis (figure II.25a). Les limites de chaque objet peuvent être déterminées avec précision (figure II.25b).

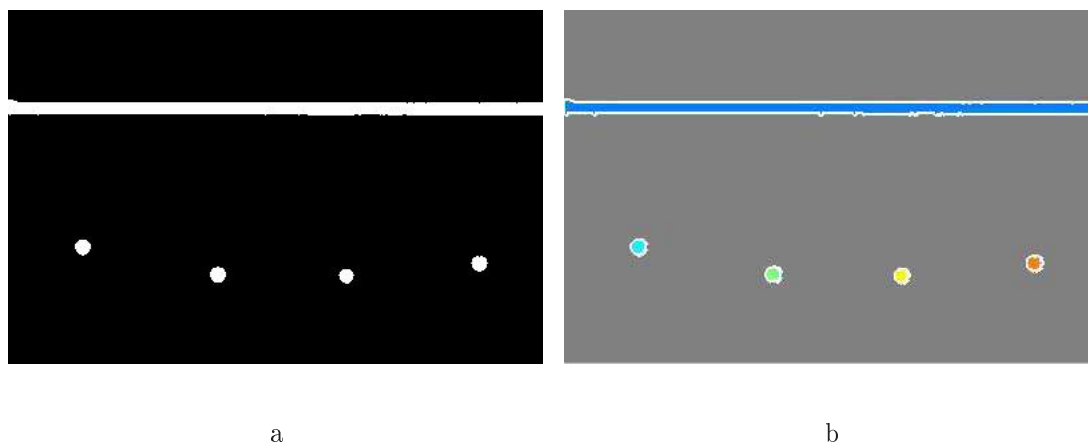


FIG. II.25 – a. Remplissage des contours; b. Identification des limites des objets

Ces deux phases permettent de connaître, d'une part, le nombre de pixels contenus dans le contour de l'objet et donc son aire, et, d'autre part, le nombre de pixels formant ses

limites, ce qui correspond à son périmètre. A partir de ces données, il est facile d'identifier les objets circulaires des autres. On utilise à cet effet la grandeur  $C$  dont l'expression est :

$$C = \frac{4 \cdot \pi \cdot \text{aire}}{\text{périmètre}^2}$$

Cette grandeur prend la valeur 1 dans le seul cas d'un disque, sa valeur étant inférieure pour toute autre forme. Un procédé de seuillage est utilisé afin d'être sûr de prendre en compte tous les disques de l'image : seul les objets présentant une valeur de  $C$  supérieur à la valeur seuil sont sélectionnés. Dans l'exemple présenté ici, la valeur seuil de  $C$  est fixée à 0.9, valeur raisonnable vue notre résolution d'image (figure II.26).

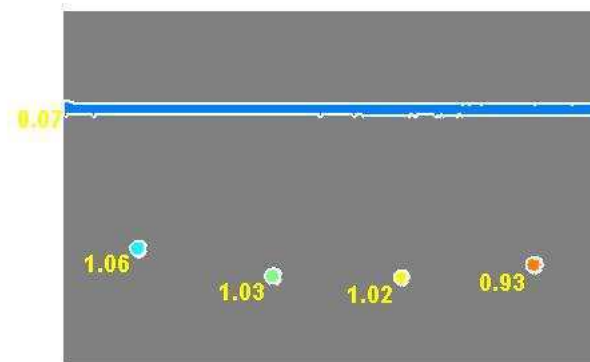


FIG. II.26 – Identification des disques

Tous les disques sont ainsi identifiés, ce qui signifie que l'on connaît de fait non seulement leur rayon mais aussi la position de leur centre dans la matrice image.

Cette méthode ne permet pas d'affirmer que tous les disques présents sur l'image sont des sphères. Cependant, dans les conditions d'expériences, toutes les bulles présentes dans le fluides sont sphériques. De plus, les informations sont récupérées dans deux directions, et, à partir de deux mesures de surface, il est possible de déterminer la sphéricité des objets identifiés.

### II.2.2.b Détermination des trajectoires

Il est possible ensuite de suivre les bulles lors de leur mouvement en conservant, d'une image à l'autre, leur position précédente : l'étude ne se fait plus sur toute l'image mais

seulement sur une zone restreinte autour du centre de chaque bulle. L'aire de cette zone est fixée empiriquement et dépend de la vitesse propre de la particule. Typiquement, pour les écoulements de notre étude, nous effectuons le traitement sur un domaine de valeur égale à deux fois le rayon de la bulle (figure II.27).

En ne limitant ainsi la recherche de forme qu'à une petite zone autour de chaque bulle nous diminuons fortement le temps de traitement. Cela permet, en outre, de faire un suivi des bulles aisé en gardant, comme nous le verrons par la suite, les informations relatives à chaque bulle dans des matrices allouées à chacune d'elles.



FIG. II.27 – Suivi individuel des bulles

En effet, sur une suite d'images complexes comme celles de la figure II.28a, la phase d'identification des bulles (Figure II.28b) est assez lourde en temps de calcul. Il est donc nécessaire, pour traiter un grand nombre d'images (30 par seconde pour un film), d'avoir une approche permettant d'alléger le traitement d'image.

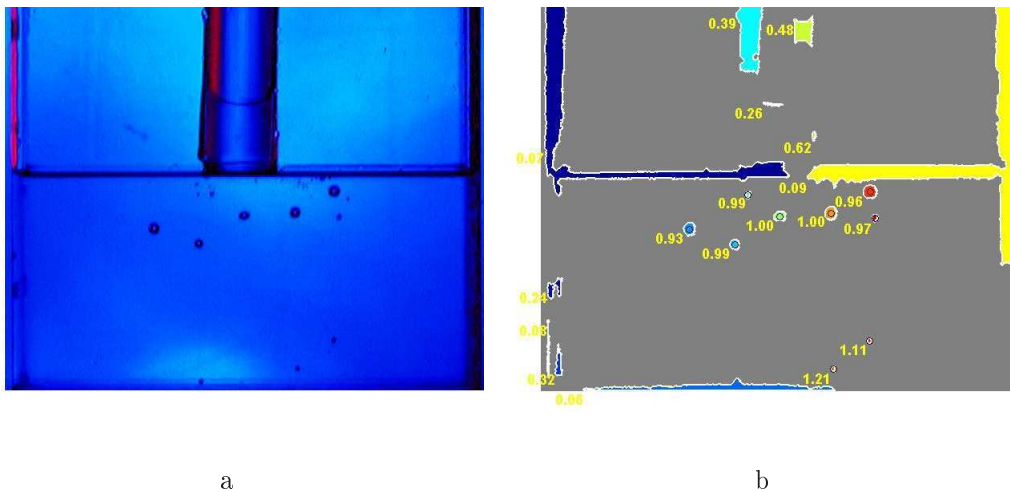


FIG. II.28 – a. Image originale; b. Exemple d'identification de 9 bulles, celles-ci étant repérées comme telles pour  $C > 0.9$



Pour ce faire, à partir du résultat du traitement du premier cliché, une matrice est allouée à chaque bulle regroupant les coordonnées du centre et le rayon pour chaque image :

$$\begin{array}{cccc}
 & x & y & z & rayon \\
 & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\
 \text{Image 1} \rightarrow & x_1 & y_1 & z_1 & r_1 \\
 \text{Image 2} \rightarrow & x_2 & y_2 & z_2 & r_2 \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
 \text{Image n} \rightarrow & x_n & y_n & z_n & r_n
 \end{array} \quad (\text{II.2})$$

Si une bulle atteint la surface, son contour n'est plus un cercle, elle sera écartée du traitement et la matrice correspondante restera telle quelle. Au contraire, il est possible de traiter des bulles supplémentaires apparues au cours de l'écoulement, en traitant le domaine d'étude entier de manière ponctuelle. Il est cependant impossible de traiter un trop grand nombre de bulles à la fois. La reconnaissance tridimensionnelle des positions des bulles dans un milieu trop dense est très difficile et nécessite, entre autre, de considérer les intersections des bulles.

Il est à noter que sur les images que nous obtenons, la résolution est très correcte. En effet, les plus petites bulles visualisées (diamètre < 1 mm) contiennent au moins une dizaine de pixels dans leur diamètre. Il est ainsi facile d'atteindre une précision de l'ordre du centième de pixel (Vanroyen [51]).

A la fin du traitement de la séquence d'images, il nous est possible de reconstituer la trajectoire de chaque bulle. En effet, nous connaissons à chaque instant la position dans l'espace de chacune d'elles. Nous obtenons ainsi des trajectoires telles que celles de la figure II.29. L'exemple donné représente la trajectoire de deux bulles de tailles différentes en remontée dans un fluide au repos (notées (1) et (2)). Il est à noter que seule la composante verticale est ici tracée. Les composantes dans les deux autres dimensions ne subissent que de très faibles variations. On peut voir que les deux courbes sont rectilignes, ce qui est conforme à une remontée verticale. De ce type de courbe, on peut déterminer la vitesse propre de chaque bulle ( $V_1 = 1.4 \cdot 10^{-5} m \cdot s^{-1}$  pour la première et  $V_2 = 4.5 \cdot 10^{-5} m \cdot s^{-1}$  pour la seconde) . De plus, comme on peut le voir sur la trajectoire de la plus grosse

bulle (1), on peut déterminer l'instant où la bulle atteint la surface. A partir de cet instant la trajectoire présente un plateau jusqu'en fin d'expérience.

A partir de ces résultats, deux optiques d'étude sont possibles :

- soit on connaît parfaitement la viscosité du fluide utilisé (données fabricant) et alors il nous est possible de déterminer le rayon de la bulle avec précision
- soit la taille des objets dans le fluide peut être déterminée avec grande précision et on peut alors évaluer la viscosité du fluide avec grande précision. Dans, ce cas précis, on utilise l'installation comme un viscosimètre à chute de bille.

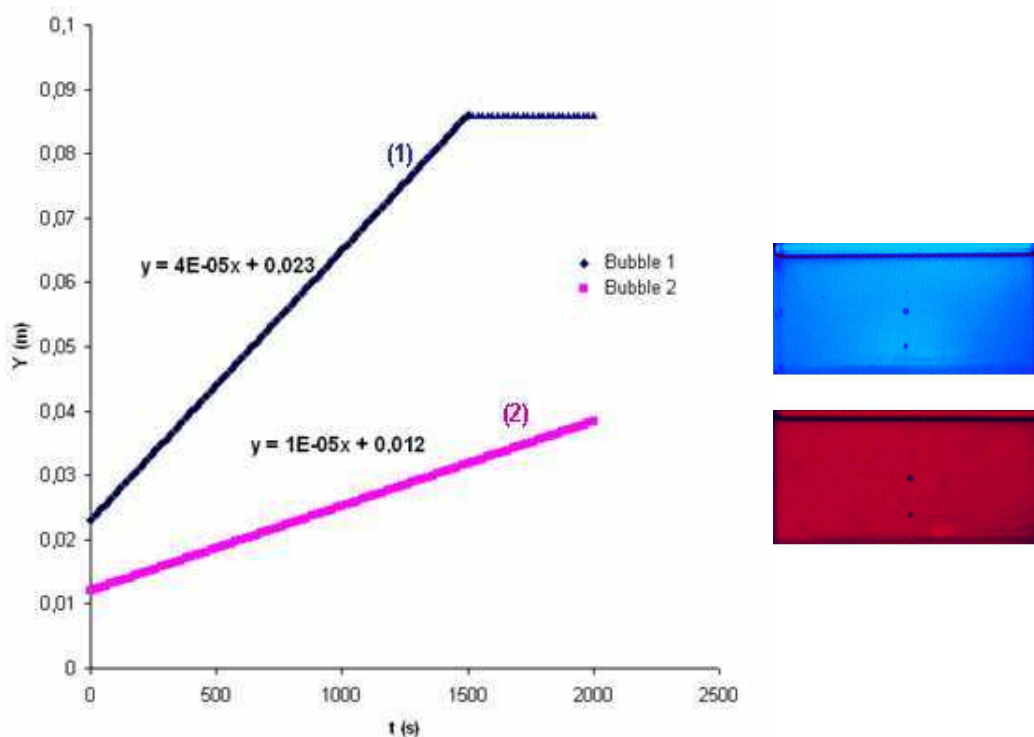
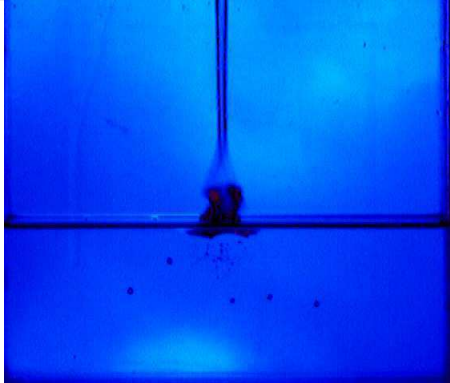
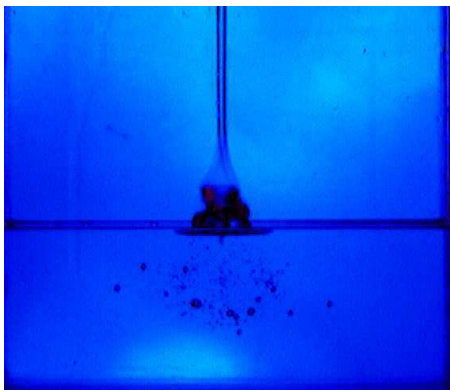
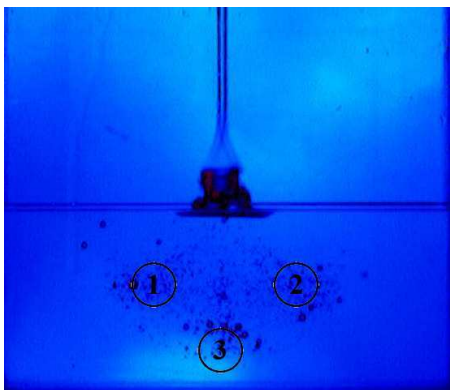


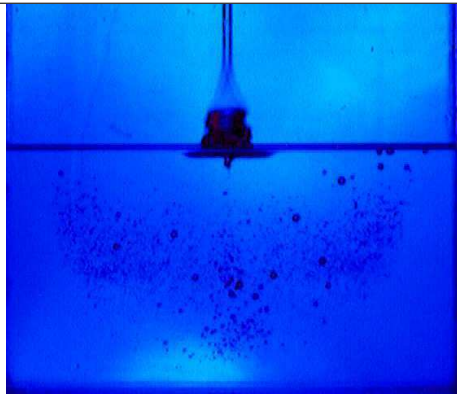
FIG. II.29 – Trajectoires de bulles obtenues par traitement d'image

L'utilisation que nous ferons de cette méthode de reconstruction de trajectoire tridimensionnelle se restreint cependant, dans cette étude, à la validation du code numérique. Dans le chapitre III l'expérience sera confrontée à la simulation, sur des cas simples menés sur cette installation.

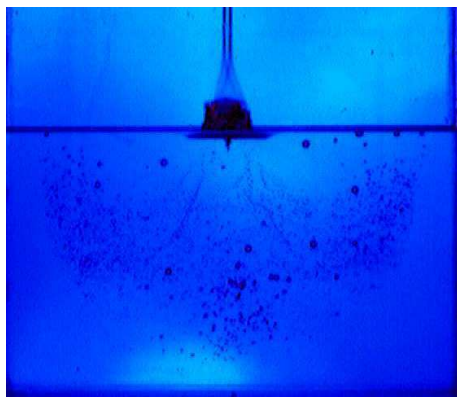
### II.2.3 Observation des phénomènes de coulée

Dans la présente partie, nous présentons les résultats d'une coulée avec impact de jet afin de mettre en évidence, de façon qualitative, les phénomènes qui ont lieu. Cette expérience a été effectuée avec une huile silicone de 290 Pa.s, l'origine du jet étant placé 10 cm au dessus de la surface. Le fluide est placé dans un réservoir au dessus de la cuve d'expérimentation et l'écoulement se fait par gravitation (débit : environ  $100 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  diminuant jusqu'à  $70 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  en fin d'expérience). Les observations ont été les suivantes :

	<p>La coulée est effectuée sur un fluide au repos, placé au préalable dans la cuve.</p> <p>Dès le départ, un pied de coulée se forme au dessus de bulles placées initialement dans le fluide. Il est généré par l'oscillation du jet (diamètre 2 mm), conformément aux observations faites dans l'étude bibliographique</p>
<p style="text-align: center;">t=0 s</p> 	<p>Immédiatement, de nouvelles bulles sont générées : celles de taille importante (1-3 mm de diamètre) sont formées de manière éparse, les bulles fines de façon plus organisée, par paquets.</p>
<p style="text-align: center;">t=10 s</p> 	<p>Puis, on observe la migration des bulles dans trois zones privilégiées (numérotées sur le cliché). L'oscillation propre du jet semble être corrélée à cette répartition. Les bulles de très faible taille restent dans ces régions alors que, du fait de la poussée d'Archimède, les plus grosses remontent.</p>
<p style="text-align: center;">t=1 min</p>	



t=3 min



t=4 min



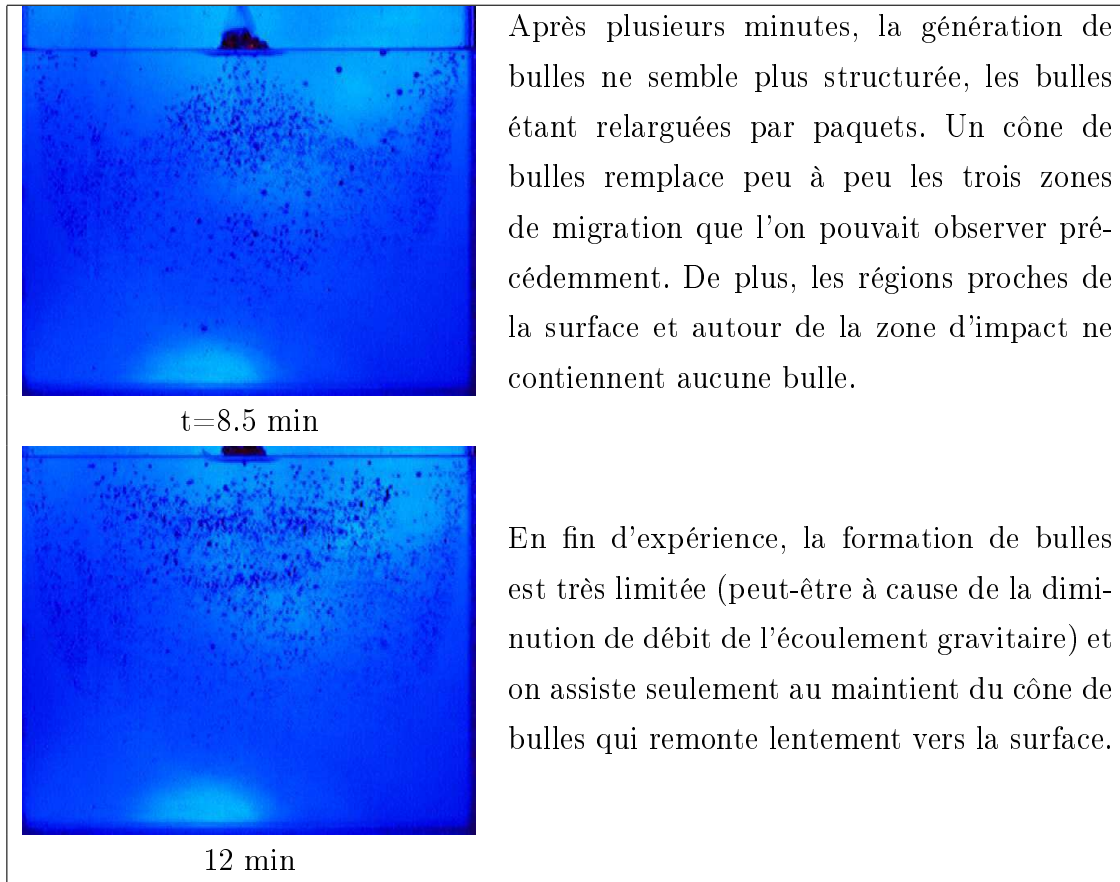
t=4.5 min



t=5 min

Après quelques minutes, ce sont essentiellement les bulles de faible diamètre qui sont générées. Elles forment des strates qui ont tendance à perturber la remontée des grosses bulles se situant sous les nuages ainsi formés.

A partir d'un instant donné, et pendant plusieurs minutes, une très forte organisation de l'écoulement peut être observée. Des chapelets fins de petites bulles s'arrangent en nappes dans le fluide. De nombreuses bulles fines sont ainsi formées ; les grosses sont générées en faible nombre et doivent contourner difficilement ces amas pour remonter vers la surface.



La première observation concerne les zones dans lesquelles on retrouve les bulles, quelque soit leur diamètre. Ces zones de dispersion évoluent en fonction du temps, de la proportion de bulles dans le fluide et de leur stratification. On peut donc supposer que le grand nombre de bulles fines, de vitesse propre très faible, ont une influence notable sur l'écoulement.

De plus, les phénomènes observés dépendent du système fortement dynamique, et donc de ses propriétés mêmes (viscosité, dimensions de la cuve, hauteur et vitesse du jet,...). Par exemple, il est très probable que la fréquence des oscillations du jet (non mesurée ici) soit corrélée à la structure en nappes observée pendant plusieurs minutes avant rétablissement d'une configuration chaotique.

Pour tenter de quantifier cela, comme il n'est pas possible d'utiliser la simulation à l'heure actuelle, il faudrait poursuivre une étude expérimentale plus riche. En faisant varier les termes adimensionnels (nombres de Reynolds, Froude, Galilée), il serait possible d'avoir une tendance du comportement des bulles et de leur organisation en fonction des paramètres du système.

Ces phénomènes nécessiteraient une étude plus approfondie pour tenter de dégager des explications sur la dynamique d'un tel système, mais cela sort du cadre des objectifs de la thèse. Le temps imparti pour atteindre ceux-ci ne permet pas de mener des expérimentations et des analyses plus poussées sur le sujet.

L'étude de la formation et de la répartition de bulles dans cette configuration de coulée pourrait faire l'objet d'une thèse, par exemple, afin d'être traitée de la manière la plus complète possible.

## II.3 Conclusion

Ce chapitre a présenté les études expérimentales sur les phénomènes de création et de transport de bulles dans des fluides visqueux. Il s'agissait d'obtenir plus d'informations sur ces phénomènes afin d'être en mesure d'effectuer des comparaisons avec la simulation.

Dans un premier temps, une étude de la création de bulles dans un écoulement de propergol par visualisation RX et tomographie RX a été menée. Ces deux méthodes de visualisation sont basées sur le même principe de détection, mais offrent un type d'information différent. La détection par rayons X permet une visualisation en continu d'un écoulement : cette méthode intègre les fluctuations de densité sur l'épaisseur de l'objet et donc ne rend pas compte de la répartition spatiale des inclusions dans le propergol. On ne suit pas les bulles à proprement parlé mais seulement les variations de densité liées à leur déplacement. Ainsi, il est possible d'obtenir une estimation des fréquences de formation et des distributions en taille des bulles dans le fluide. Ces données pourront servir à initialiser des inclusions au cours de simulations afin de reproduire leur entrée dans le fluide et de les suivre dans l'écoulement. La tomographie RX fournit, quant à elle, des informations tridimensionnelles sur la répartition des inclusions. Néanmoins, cette méthode de visualisation exige que l'objet soit fixe lors de sa caractérisation. Il n'est donc pas possible de suivre l'écoulement en continu en utilisant cette technique et les résultats de ces visualisations sont représentatifs de l'état final du système étudié et de sa géométrie de répartition.

Chacune de ces méthodes a donc ses avantages : pour suivre la création des bulles pendant la coulée, la visualisation RX est la mieux adaptée ; au contraire, pour une étude plus précise de la répartition en taille et en nombre des inclusions au sein du propergol, la tomographie est indispensable. Bien qu'elles soient de ce fait complémentaires, leur utilisation en parallèle n'est pas systématique : pour une étude qualitative de la distribution des bulles, l'une ou l'autre est suffisante. Les observations faites par ces deux méthodes en fin de coulée montrent que le type de comportement est toujours le même, les bulles se trouvent dans des zones bien définies. Elles peuvent donc faire l'objet de comparaison avec des résultats de simulation en fin de coulée.

Dans un second temps, l'étude expérimentale a porté sur le phénomène de transport des bulles pendant une coulée de fluide. Il s'agissait d'effectuer un suivi des bulles en vue d'une comparaison avec la simulation. La corrélation entre les informations bidimensionnelles fournies par visualisation RX et la simulation tridimensionnelle n'est pas envisageable. Par conséquent, une méthode de visualisation de bulles dans un fluide trans-

parent a été développée afin d'obtenir les grandeurs caractéristiques du déplacement des bulles dans les écoulements. Un dispositif automatisé permet de déduire la trajectoire 3D et la vitesse des bulles dans un fluide. La méthode est limitée à l'usage de fluides transparents et ceci dans le cas de quelques dizaines de bulles. Outre la connaissance de ces trajectoires 3D, utile pour la validation du modèle numérique, ce procédé apporte également plus d'informations qualitatives sur le phénomène de création. En effet, avec un système d'acquisition plus performant, il est possible par exemple d'extraire de ces mesures les temps et fréquences d'apparition des bulles ainsi que leur taille. Ces données sont importantes car non seulement elles dépendent de la topologie de la coulée, mais elles ont une incidence sur la répartition des bulles elles-mêmes (formations de nappes et paquets de bulles répartis par taille). Les informations recueillies dans ces expériences permettent donc de mieux caractériser le système initial et effectuer les simulations à partir de propriétés représentatives de telles coulées.

Les observations que nous avons effectuées fournissent donc de nombreuses informations qualitatives pour mieux comprendre les phénomènes qui interviennent pendant la coulée. Dans le chapitre suivant, après la description du modèle, les résultats numériques seront confrontés à l'expérience. Il sera question de retrouver par le calcul les phénomènes observés et mesurés, afin de valider expérimentalement le modèle de forces retenu pour l'outil numérique.





# Chapitre III

## Simulation du phénomène de transport

Après avoir mis en évidence, dans les précédents chapitres, les différents phénomènes ayant lieu dans les coulées de fluides visqueux, nous nous intéressons à présent aux moyens de les modéliser. Dans ce chapitre sont décrites les équations et les méthodes numériques qui permettent de résoudre les systèmes concernant le devenir de bulles de faible taille (de l'ordre du millimètre) dans des écoulements de grandes dimensions (de l'ordre du mètre). Le modèle présenté a été développé dans le souci de satisfaire au mieux les contraintes physiques et numériques inhérentes à ces systèmes particuliers qui font l'objet de notre étude.

Ce chapitre présente également la validation du modèle sur des cas test analytiques dont la solution est connue. Enfin, la dernière partie expose la comparaison du modèle numérique à des résultats issus de la méthode expérimentale présentée au chapitre précédent, puis des exemples de simulation de cas industriels.

### III.1 Stratégie numérique

Sont tout d'abord présentées dans cette partie les approches numériques eulérienne et lagrangienne. Leurs limitations sont ensuite exposées afin de comprendre l'intérêt de notre stratégie de calcul. Le principe du suivi lagrangien est ensuite expliqué : il consiste à coupler ces deux méthodes dans le but d'obtenir un compromis intéressant.

#### III.1.1 Méthodes de résolution

L'approche Eulérienne diphasique est basée sur la résolution des équations régissant le mouvement de la phase : l'équation de continuité et celle de Navier-Stokes.

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \\ \rho \left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \nabla \mathbf{U} \right) = \rho g - \nabla p + \nabla [ \mu (\nabla \mathbf{U} + \nabla^t \mathbf{U}) ] \end{array} \right. \quad (\text{III.1})$$

On calcule dans ce cas les lignes de courant de l'écoulement, les champs de vitesse et de pression, c'est-à-dire les paramètres de l'écoulement pour chaque point du volume de fluide étudié, à chaque instant.

La résolution est effectuée en certains points du domaine, les noeuds, qui constituent un maillage. Plus celui-ci est resserré, plus la résolution sera proche de la réalité, mais plus elle sera lourde en ressources informatiques et donc en temps de calcul. Il est à noter que c'est la méthode utilisée, par exemple, en Simulation Numérique Directe des écoulements.

L'approche Lagrangienne, quant à elle, est basée sur la résolution de la relation fondamentale de la dynamique ou deuxième loi de Newton.

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{V}) = \sum \mathbf{F} \quad (\text{III.2})$$

Elle permet de déterminer la trajectoire de particules en intégrant les forces agissant sur les particules à l'équation du mouvement appliquée au centre de masse. Il n'y a donc pas de maillage, la résolution des équations est effectuée au centre de masse de chaque particule composant le système fluide étudié. Il est évident qu'ici, le temps de calcul augmente avec le nombre de particules.

### III.1.2 Limitations des méthodes

Bien que totalement différentes, ces deux approches présentent toutes deux des limitations entre précision de la résolution et temps de calcul. En effet, plus le domaine est grand, plus les éléments sur lesquels est effectuée la résolution (mailles ou particules) doivent avoir une taille importante afin de ne pas avoir un temps de calcul prohibitif. Ceci se fait bien évidemment au détriment de la précision du calcul et, à terme, de la pertinence du résultat. Ainsi, s'il on veut affiner la résolution du système, il est nécessaire de réduire le domaine d'étude.

Nous sommes donc confrontés à un problème de dimension. En effet, notre étude joue sur des dimensions d'ordre extrêmement différents : les bulles dont nous cherchons à déterminer les trajectoires sont de l'ordre du millimètre et l'écoulement dans lequel elles évoluent est l'ordre du mètre voir de la dizaine de mètre.

Nous ne pouvons utiliser aucune de ces deux approches seules. Prenons l'exemple d'un écoulement dans une enceinte cubique d'un mètre de côté dans lequel sont présentes des bulles d'un millimètre de diamètre. Dans le cas de la résolution eulérienne, Pianet [36] montre qu'il est nécessaire d'avoir au moins dix mailles dans le diamètre pour être capable de "voir" une bulle, soit des mailles de l'ordre du dixième de millimètre de côté. Le nombre de mailles représentatives du domaine serait de l'ordre de la dizaine de million. Dans le cas d'une approche lagrangienne, en considérant que toutes les particules composant le fluide sont de l'ordre de grandeur de celle des bulles, il serait nécessaire d'effectuer un calcul sur un million de particules afin de prendre en compte toutes les forces (y compris les forces d'interaction particules-particules) sur tout le système étudié.

Dans les deux cas, la densité du maillage ou le nombre de particules à traiter sont excessifs et demanderaient un traitement des données excessivement lourd et un temps de calcul que l'équipement informatique actuel rend inaccessible.

### III.1.3 Algorithme du couplage Eulérien-Lagrangien

Dans le cadre de notre étude, un compromis intéressant entre temps de calcul et précision est possible par un couplage de ces deux approches en se plaçant aux échelles appropriées à chaque phase de la résolution du système.

D'une part, le calcul de l'écoulement peut être traité par la méthode eulérienne, avec un maillage approprié aux dimensions de l'écoulement et non à celles des bulles présentes dans le fluide. On obtient ainsi les paramètres de l'écoulement à chaque instant de ma-

nière satisfaisante en un temps raisonnable. D'autre part, en effectuant la résolution de l'équation de transport de chaque bulle par la méthode lagrangienne, on limite celle-ci aux quelques particules que représentent les bulles présentes dans le fluide et on suppose qu'elles ne perturbent pas l'hydrodynamique du système. Le calcul est ainsi moins lourd et le temps de calcul moins important.

Cette approche, qui découple calcul de l'écoulement et calcul de trajectoires, permet ainsi de résoudre le système précisément, avec des temps de calcul non prohibitifs.

Pour résoudre convenablement l'équation de transport des bulles dans le fluide, il faut déterminer le jeu de forces exercées sur chacune d'elles. Ces forces dépendent non seulement des caractéristiques de chaque bulle (densité  $\rho_p$ , rayon  $r$ , position  $X = (x, y, z, t)$ ), mais également des caractéristiques de l'écoulement (vitesse  $U$ , pression  $p$ , densité  $\rho$ , température  $T, \dots$ ), à l'endroit d'application de ces forces, c'est-à-dire aux centres de masse des bulles. Il est donc nécessaire de connaître la nature de l'écoulement à ces positions.

Le calcul eulérien nous fournit ces données aux noeuds du maillage qui ne correspondent généralement pas aux centres de masse des particules. C'est pourquoi une étape d'interpolation est indispensable pour récupérer ces informations au centre de masse de chaque particule.

En suivant ce principe, le modèle du Suivi Lagrangien s'articule ainsi (cf. algorithme de la figure III.1) :

- l'écoulement est calculé à l'instant  $t$
- une interpolation des grandeurs du maillage nécessaires au calcul lagrangien est effectuée à la position  $X(t)$  de chaque bulle
- à partir des grandeurs interpolées, il est possible de déterminer les forces exercées au centre de masse des bulles et d'appliquer la relation fondamentale de la dynamique
- enfin, à partir du calcul de l'accélération de chaque bulle, de sa position et vitesse à l'instant donné  $t$  sont déduits la position et la vitesse pour l'instant suivant  $t + dt$ ,  $t + \delta t$  ( III.2.2.c)

Ce principe de calcul ne prend pas en compte l'influence des particules sur la phase fluide. Cette méthode, que l'on nomme le "one-way coupling", fournit de bons résultats pour des densités de bulles assez faibles. Pour de grands nombres de particules, leurs effets sur l'écoulement ne peuvent plus être négligés et une démarche plus appropriée, le "two-way coupling" doit être envisagée. Cependant, pour la configuration de bulles de notre étude, et au vue des conditions d'écoulement, le "one-way coupling" est suffisant.

De plus, le modèle développé ne prend pas en compte les phénomènes de bris et de coalescence de bulles. Cet aspect de leur comportement n'est pas essentiel dans cette étude et demanderait un investissement trop important par rapport aux objectifs. En revanche il est possible de prendre les changements de volume des inclusions en fonction de la pression, phénomène qui se produit lors de leur remontée dans le fluide.

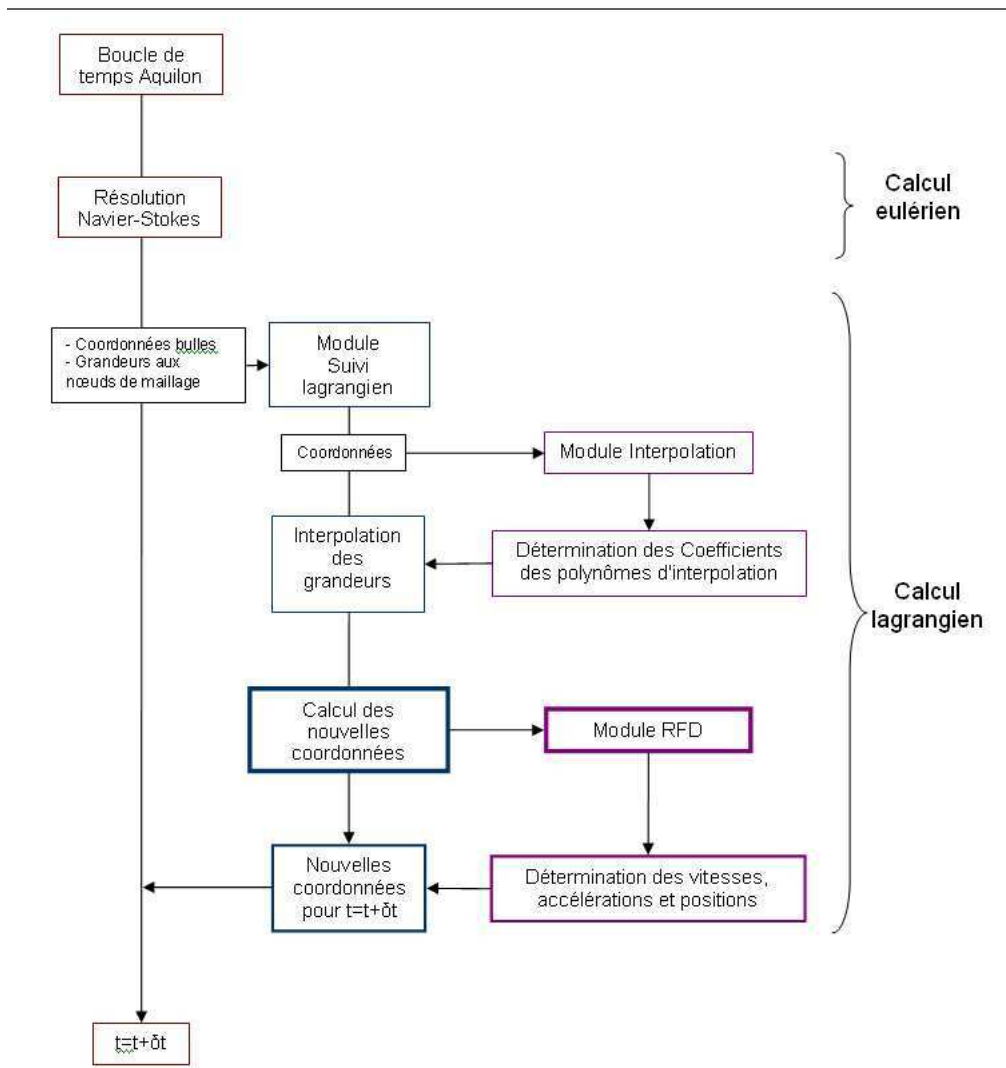


FIG. III.1 – Algorithme du modèle numérique pour l'itération  $t$

## III.2 Modèle numérique

Conformément à la méthode numérique que nous venons de décrire, notre modèle s'articule en deux parties. Nous allons présenter dans un premier temps la méthode eulérienne qui permet d'obtenir les informations nécessaires au suivi lagrangien de particules. Précisons que le calcul eulérien est effectué par la bibliothèque de calcul Aquilon, développée au laboratoire TREFLE. La deuxième partie de l'outil numérique, intégrée au code de calcul eulérien Aquilon, fera l'objet de la partie suivante. La fin de cette section abordera la validation analytique du modèle.

### III.2.1 Modélisation de l'écoulement

Le modèle numérique décrit dans la présente partie est le support eulérien de notre modèle numérique. Comme il a déjà été exposé, il calcule les caractéristiques de l'écoulement sur un maillage et constitue donc la première étape du modèle.

L'état d'écoulement d'un fluide incompressible est donné par le vecteur vitesse  $V(x,y,z)$  et la pression  $p$ . Pour déterminer l'écoulement du fluide il nous faut connaître les composantes  $u,v,w$  de ce vecteur vitesse et la pression en fonction du temps et de l'espace. Il nous faut pour cela résoudre deux équations :

- l'équation de continuité, soit la conservation de la masse de la particule de fluide.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) \quad (\text{III.3})$$

- l'équation de la quantité de mouvement, traduisant la seconde loi de Newton appliquée à des particules de fluide :

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{V}) = \sum \mathbf{F} \quad (\text{III.4})$$

c'est-à-dire l'expression de la variation de quantité de mouvement en fonction de la somme vectorielle des forces agissant sur la particule

Nous avons donc à déterminer cinq variables dépendantes inconnues  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $\rho$  et  $p$ , fonctions de  $x$ ,  $y$ ,  $z$  et  $t$ . Pour cela il convient d'ajouter les conditions aux limites et les conditions initiales pour pouvoir résoudre complètement le système. Il est à noter que pour des fluides incompressibles, on admet que la masse volumique  $\rho$  est constante.

Pour décrire un écoulement du point de vue cinématique, il faut donc connaître le champ de vitesse donné par  $\mathbf{V}(\mathbf{r},t)$ , où  $\mathbf{r}=(x,y,z)$ . Deux méthodes permettent de déterminer ce champ vectoriel.

La première consiste à suivre la particule dans son mouvement, en déterminant sa position dans l'espace au cours du temps. Il s'agit de calculer sa trajectoire en fonction des conditions initiales, au temps  $t = t_0$ , qui donnent la position initiale de la particule  $r = r_0$ . La trajectoire se calcule à partir de la relation :

$$\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (\text{III.5})$$

Cette méthode repose sur la description lagrangienne qui stipule que le vecteur position  $\mathbf{r}$  est une fonction de  $r_0$  et du temps.

La seconde méthode s'appuie sur la description eulérienne : toutes les grandeurs de l'écoulement (la vitesse, la pression, etc...) sont données comme fonction de la position  $\mathbf{r}$  et du temps. On cherche ici à déterminer, dans le champ de vitesse, les lignes de courant.

Le code de calcul AQUILON ne cherchant pas à obtenir les positions relatives des particules le long des trajectoires par rapport au temps, il utilise la méthode eulérienne, soit la seconde méthode. L'étude est donc effectuée en un point de l'espace donné et les variations temporelles des différentes grandeurs (vitesse, pression, masse volumique, etc..) sont calculées à chaque instant en ce point.

Soit  $A(r, t)$  une grandeur quelconque de l'écoulement. La variation totale de  $dA$  de quantité est donnée, en coordonnées cartésienne, par :

$$dA = \frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot A \frac{dr}{dt} \quad (\text{III.6})$$

Avec  $V = \frac{dr}{dt}$  on déduit la relation

$$dA = \frac{\partial A}{\partial t} + (V \cdot \nabla)A \quad (\text{III.7})$$

qui est la dérivée particulaire de la grandeur  $A$ .



### III.2.1.a Les équations de bilan

La méthode s'appuie sur la résolution d'un système d'équations formé à partir d'équations bilan.

- Bilan de masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) \quad (\text{III.8})$$

avec  $\mathbf{U}$  la vitesse l'élément fluide.

- Bilan de quantité de mouvement

D'après la relation fondamentale de la dynamique, la variation de quantité de mouvement est égale à la somme des forces extérieures appliquées au système.

Ces forces se divisent en deux catégories :

- les forces volumiques, s'exerçant sur chaque élément de volume, comme la force de pesanteur ;

- les forces surfaciques, s'exerçant sur chaque élément de surface, comme les forces définies par le tenseur de contraintes  $\bar{\bar{\Sigma}}$  ou les forces de tension superficielle.

Ces considérations nous permettent de retrouver la forme locale de l'équation de bilan de la quantité de mouvement valable pour tout le domaine  $\Sigma$  :

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \bar{\bar{\tau}} \quad (\text{III.9})$$

où  $\bar{\bar{\tau}}$  est le tenseur des contraintes visqueuses

Les écoulements que l'on étudie présentent toujours une surface de discontinuité qui sépare deux fluides newtoniens incompressibles non miscibles. En prenant en compte cette hypothèse nous pouvons simplifier les conditions de saut à l'interface. En effet, dans le cas d'un fluide newtonien, l'expérience montre qu'il n'y a pas de glissement de part et d'autre de l'interface et l'on fait l'hypothèse supplémentaire que le champ de vitesse est continu. On peut donc écrire :

$$\mathbf{U}_{\text{fluide 1}} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{U}_{\text{fluide 2}} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{U}_{\text{interface}} \cdot \mathbf{n} \quad (\text{III.10})$$

L'hypothèse de fluide incompressible nous donne un taux de dilatation volumique identiquement nul en tout point et à tout instant :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (\text{III.11})$$

En considérant que le comportement du fluide est newtonien et que l'on ne prend pas en compte la tension superficielle, nous allons obtenir l'équation de bilan de la quantité de mouvement sous la forme locale :

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla [ \mu(\nabla \mathbf{U} + \nabla^t \mathbf{U}) ] \quad (\text{III.12})$$

c'est l'équation de Navier-Stokes.

En ce qui concerne la relation de saut associée, nous obtenons :

$$p.n + [ \mu(\nabla \mathbf{U} + \nabla^t \mathbf{U}).n ] = 0 \quad (\text{III.13})$$

Le système d'équation qui régit l'écoulement diphasique newtonien dans chacune des phases est donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \\ \rho \left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \nabla \mathbf{U} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla [ \mu(\nabla \mathbf{U} + \nabla^t \mathbf{U}) ] \end{array} \right. \quad (\text{III.14})$$

Avec, à l'interface, les relations de saut :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{U}_{\text{fluide 1}} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{U}_{\text{fluide 2}} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{U}_{\text{interface}} \cdot \mathbf{n} \\ p.n + [ \mu(\nabla \mathbf{U} + \nabla^t \mathbf{U}).n ] = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III.15})$$

### III.2.1.b Résolution du transport d'interface

Avant d'aborder le cas de l'équation de Navier-Stokes, qui fera l'objet des parties suivantes, nous faisons un rapide état des lieux des méthodes qui permettent de résoudre le transport de l'interface entre deux fluides, et les raisons de notre choix sont expliquées. Beaucoup de méthodes existent, tels que les méthodes lagrangiennes de suivi d'interface sur maillage mobile (Fig III.2a) qui permettent de représenter l'interface comme une discontinuité et de suivre son évolution de manière précise. Contrairement à ces méthodes, les méthodes eulériennes de suivi d'interface ne sont pas limitées à de faibles déformations

de l'interface, sans rupture ni reconnection. Utilisées sur maillage fixe (Fig III.2b), elles sont plus appropriées à des écoulements présentant des évolutions complexes de l'interface, comme dans notre étude.

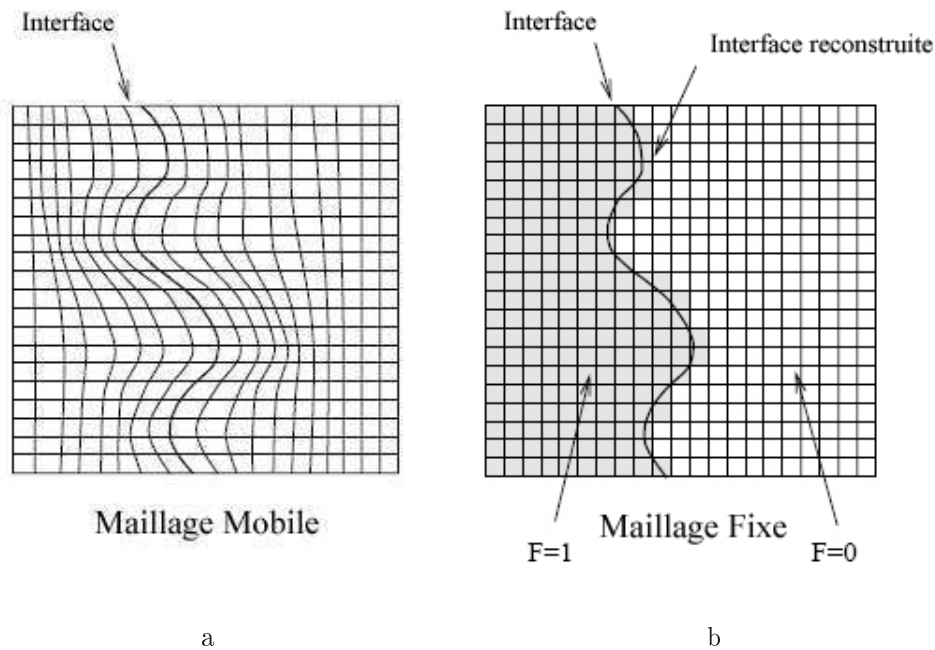


FIG. III.2 – Principales familles de méthodes de transport d'interface : a. Méthode lagrangienne, sur maillage mobile ; b. Méthode eulérienne, sur maillage fixe.

Dans les méthodes eulériennes de suivi de surface, une fonction de présence permet de localiser la présence du fluide en tout point du domaine. L'interface est alors reconstruite à partir du champ de vitesse dans les différents fluides. Ces méthodes peuvent être classées en deux catégories, les méthodes de suivi de front et les méthodes de suivi en volume. Lakehal, Meier, et Fulgosi [26] dressent une revue bibliographique des méthodes de suivi d'interface eulériennes les plus fréquemment employées pour prédire les écoulements multiphasiques.

**Suivi de front**

Parmi les méthodes de *suivi de front* on peut distinguer (Figure III.3) :

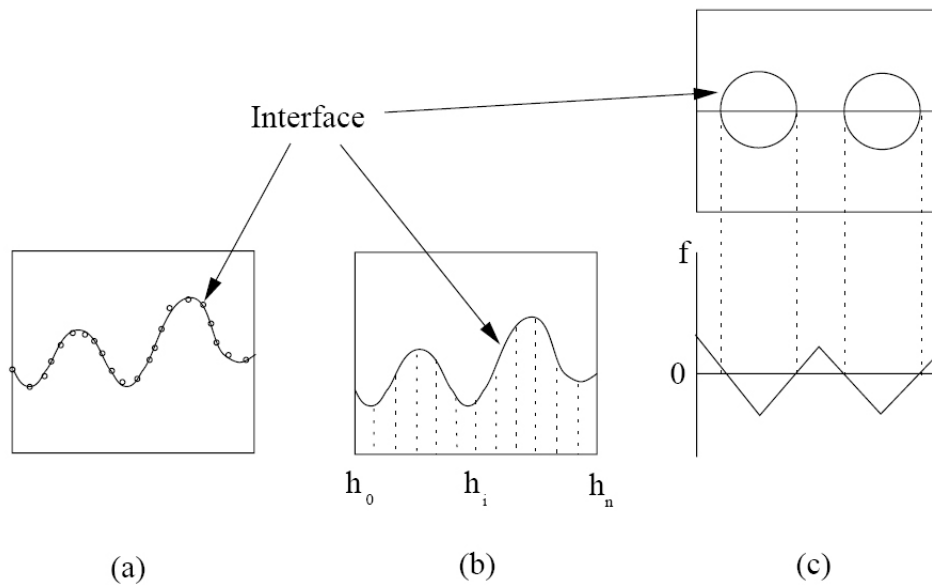


FIG. III.3 – Différentes méthodes de suivi de front (a) Front tracking (b) Fonction de hauteur et (c) Méthode de ligne de niveau.

– les **méthodes Front-Tracking** (FT) (Unverdi [48], Juric [23] et Daly [4]) permettent de suivre la surface libre en marquant l'interface avec des particules sans masse. Dans ces méthodes, la position de l'interface est connue exactement en un nombre fini de points appelés marqueurs. L'approche FT diffère des autres en ce qu'elle emploie des points discrets pour repérer l'interface plutôt que des fonctions continues.

– les **méthodes de fonction de hauteur** [Nichols 73] relient les points qui marquent l'interface sur un plan de référence. La position de l'interface est alors donnée par une fonction de hauteur. L'inconvénient de cette méthode est que chaque coordonnée ne peut représenter qu'une seule hauteur, donc un seul point de l'interface, limitant l'utilisation de la méthode aux écoulements simples.



– **les méthodes de marqueurs de volume** (Markers And Cells - MAC). Introduites par Harlow [17], elles utilisent une distribution de particules sans masse pour identifier le volume occupé par le fluide. Une cellule ne contenant pas de marqueur est considérée comme vide. Une cellule contenant des marqueurs mais adjacente à une cellule vide est traversée par la surface libre. Les autres cellules contenant des particules sont considérées comme pleines. Les particules sont advectées directement par l'écoulement à l'aide d'une méthode lagrangienne. Cette méthode permet de traiter les écoulements complexes multiphasiques avec reconnection d'interface mais est très lourde en taille mémoire par la nécessité de stocker les positions de tous les marqueurs.

– **les schémas TVD** (Total Variation Diminishing, LeVeque [29], Yee [54] et Hirsh [19]) dans lesquels les fluides sont repérés à l'aide d'une fonction couleur  $C$ . Cette fonction vaut 1 lorsque la cellule de calcul est totalement remplie de fluide et 0 lorsqu'il n'y a pas de fluide. On trouvera l'interface dans les cellules de calcul où l'on a  $0 < C < 1$ . La mise à jour de la masse volumique et de la viscosité se fait en utilisant directement la valeur de la fonction couleur

Soit  $U$  la vitesse du fluide. Le transport de la fonction couleur, et donc de l'interface, s'effectue en résolvant l'équation de transport sur  $C$  :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla C = 0 \quad (\text{III.17})$$

L'interface est donc représentée par une fonction discontinue que l'on va advecter. Si l'on utilise des schémas numériques classiques, cette discontinuité va être difficile à traiter. Par exemple, avec un schéma UPWIND, on aura trop de diffusion et la discontinuité va s'affaïsser. De la même manière, si on emploie des schémas d'ordre plus élevé (LAX-WENDROFF, QUICK, ...) on obtiendra des oscillations dues à la forte discontinuité à l'interface. Par conséquent, ces types de schémas ne permettent pas un bon transport de l'interface. L'utilisation de schémas TVD permet d'éviter les problèmes d'oscillation et réduit la diffusion de la discontinuité à l'interface à trois cellules seulement. De plus, l'écriture explicite de ces schémas rend leur extension en 3D très facile (Vincent [52]). L'inconvénient des schémas TVD est que la fonction couleur diffuse sur trois cellules, on connaît donc la position de l'interface sur le maillage mais on n'a pas d'information précise sur sa position dans la cellule de calcul. Les méthodes de Volume de fluides, présentées dans la suite, permettent de remédier à ce problème.

– **les méthodes de Volume de fluide** (Volume Of Fluid - VOF) Hirt [20], Kothe [25], Richards [38] et Rider [39]

Elles utilisent, comme les schémas TVD, une fonction scalaire dont la valeur varie entre zéro et un pour repérer les deux fluides. Cette fonction scalaire représente le volume occupé par le fluide dans une cellule de calcul, donc, une maille plein de fluide a une valeur de un et une maille vide zéro. Si la valeur de la fraction volumique est comprise entre ces deux valeurs, cela indique la présence de l'interface et on connaîtra directement la proportion occupée par le fluide (figure III.5).

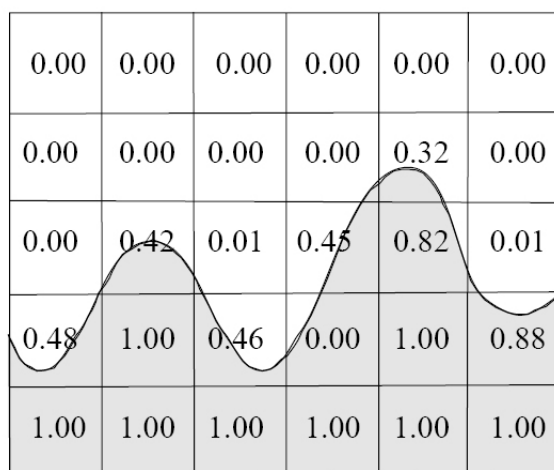


FIG. III.5 – Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret.

L'utilisation de la fraction volumique est plus économique que les méthodes utilisant les marqueurs car une seule valeur, la fraction volumique, doit être associée à une maille de calcul. Comme il l'a déjà été abordé précédemment, un autre avantage de l'utilisation de la fraction volumique est que l'on évite les problèmes de diffusion numérique. Il existe différentes méthodes VOF (figure III.6), mais l'algorithme reste le même quelle que soit la méthode utilisée :

– la reconstruction de la représentation de la surface libre à partir de la fraction volumique est l'étape qui fait la spécificité de chaque méthode VOF. A chaque itération on ne connaît pas la position de la surface libre mais grâce à cette étape le champ de fraction volumique permet la reconstruction géométrique de l'interface et la détermination de sa position exacte. Nous utilisons pour nos calcul la méthode VOF-CIAM (Calcul d'Interface

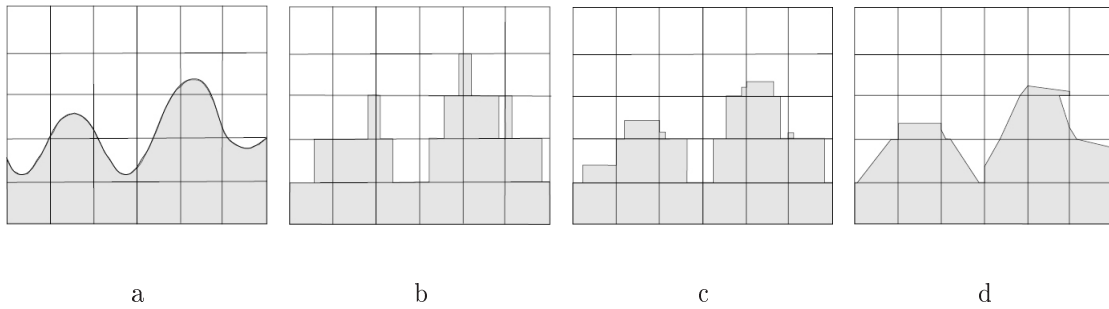


FIG. III.6 – a. Surface libre quelconque et différentes méthodes VOF associées : b. Méthode VOF SLIC suivant la direction  $y$  ; c. Reconstruction en escalier suivant la direction  $y$  ; d. Méthode VOF CIAM.

Affine par Morceaux)<sup>1</sup> qui approche la surface à un segment en 2D et à un plan en 3D (figures III.6d et III.7).

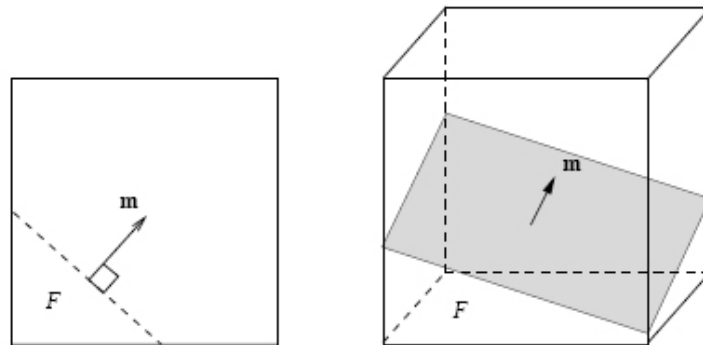


FIG. III.7 – Positionnement de l'interface à partir de la normale et de la fraction volumique.

– le transport de l'interface à l'aide d'une méthode lagrangienne. C'est l'étape d'advection, l'interface reconstruite est transportée en utilisant la vitesse du fluide.

– le calcul du nouveau champ de fraction volumique. On évalue les flux volumiques qui passent entre les différentes cellules pour construire le nouveau champ de fraction volumique.

<sup>1</sup>VOF-PLIC en anglais, pour Piecewise Linear Interface Calculation



Nous utiliserons donc la méthode VOF-CIAM pour le suivi d'interface, car c'est celle qui répond le mieux aux conditions des écoulements que nous étudions. De plus, c'est une méthode utilisée par la bibliothèque de calcul Aquilon dont il est nécessaire également de prendre en compte le développement.

### III.2.1.c Conditions aux limites

La résolution des équations de Navier-Stokes nécessite l'obtention, à chaque instant, du champ de pression et du champ de vitesse, satisfaisant aux équations du mouvement et à l'équation de conservation de la masse.

Ce couplage vitesse-pression est difficile à traiter en incompressible car la pression n'apparaît pas explicitement dans la conservation de la masse.

Nous allons ici décrire une approche particulière pour la résolution numérique des équations de Navier-Stokes pour les écoulements incompressibles. Tout d'abord nous verrons comment obtenir une prédiction du champ de vitesse grâce à la méthode du Lagrangien Augmenté. Puis nous décrirons l'étape suivante qui consiste en une correction du champ de vitesse qui le projette sur un champ à divergence nulle.

Cet algorithme nous permet donc de vérifier à chaque itération le système d'équation imposé (Système III.1).

Il faut tout d'abord injecter dans cette équation les conditions limites, soient des conditions de Neumann au bord du domaine, soient des conditions de Dirichlet au bord et dans le domaine. Pour cela nous utilisons une technique particulière qui consiste à exprimer une condition limite généralisée sous forme d'un flux surfacique :

$$-\left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial n}\right)_s = \mathbf{Bi}_U(\mathbf{U}_s - \mathbf{U}_\infty) \quad (\text{III.18})$$

Avec :

- $\mathbf{Bi}_U = 0$  exprimant une condition de Neumann homogène ( $\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial n} = 0$ ).
- $\mathbf{Bi}_U$  exprime une condition de Dirichlet ( $\mathbf{U}_s - \mathbf{U}_\infty$ ).

La condition à la limite est directement intégrée dans l'équation générale en ajoutant  $\mathbf{Bi}_U(\mathbf{U}_s - \mathbf{U}_\infty)$ .

On obtient ainsi une équation qui permet, à l'aide du terme de pénalisation  $Bi_U(\mathbf{U}_s -$

$U_\infty$ ), d'imposer une vitesse sur un bord ou à l'intérieur du domaine :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \\ \rho \left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \nabla \mathbf{U} \right) + \mathbf{Bi}_{\mathbf{U}} (\mathbf{U}_s - \mathbf{U}_\infty) = \rho g - \nabla p + \nabla [ \mu (\nabla \mathbf{U} + \nabla^t \mathbf{U}) ] \end{array} \right. \quad (\text{III.19})$$

### III.2.1.d Discrétisation

Ce système d'équation est discrétisé temporellement avant d'effectuer sa résolution spatiale. L'intervalle de temps est discrétisé en un nombre fini d'intervalles  $[t_n, t_{n+1}]$  de durées éventuellement différentes. L'approximation de la variable  $\Phi$  à l'instant  $t_n$  est notée  $\Phi^n$ . Lors de la discrétisation en temps, l'approximation du terme  $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$  à l'instant  $t_{n+1}$  est obtenue à partir d'un développement en série de Taylor tronqué à un ordre N. Nous choisissons un schéma décentré d'ordre 1 qui s'écrit en posant  $\Delta t = t_{n+1} - t_n$  :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|^{n+1} = \frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} \quad (\text{III.20})$$

Un traitement implicite des divers termes formant le système d'équation à résoudre sera effectué. Ils seront tous évalués à l'instant  $n+1$ , à l'exception de ceux issus de la discrétisation temporelle évalués à l'instant  $n$  et des termes faisant apparaître une non linéarité.

Les deux principales non linéarités apparaissent dans l'évaluation de la masse volumique  $\rho^{n+1}$  et de la viscosité  $\mu^{n+1}$  qui dépendent de la position de l'interface. Elles seront donc évaluées à l'instant  $n$ . De plus, le terme d'inertie dans l'équation de Navier-Stokes constitue la seconde source de non linéarité. On linéarise ce terme en l'écrivant sous la forme  $\mathbf{U}^n \cdot \nabla \mathbf{U}^{n+1}$ .

Nous utilisons donc une méthode semi-implicite. En effet, elle permet de s'affranchir de la condition de stabilité de type CFL qui lie le pas de temps aux pas d'espace, autorisant de ce fait l'emploi de grands pas de temps. De plus, le choix du pas de temps test basé sur le temps caractéristique physique du problème instationnaire étudié et n'est plus lié aux dimensions des cellules qui constituent le maillage.

La discrétisation des équations par une méthode implicite nous permet de reformuler le problème linéarisé sous la forme suivante :

les quantités  $\mathbf{U}^n$ ,  $\mathbf{U}^{n-1}$  et  $p^n$  sont supposées connues

nous déterminons alors  $\mathbf{U}^{n+1}$  et  $p^{n+1}$  en résolvant les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{U}^{n+1} = 0 \\ \rho^n \left( \frac{\mathbf{U}^{n+1}}{\Delta t} + \mathbf{U}^n \nabla \mathbf{U}^{n+1} \right) + \mathbf{Bi}_{\mathbf{U}} (\mathbf{U}^{n+1} - \mathbf{U}_{\infty}) = \rho^n g - \nabla p^{n+1} \\ \quad + \nabla [ \mu^n (\nabla \mathbf{U}^{n+1} + \nabla^t \mathbf{U}^{n+1}) ] + \rho^n \left( \frac{\mathbf{U}^n}{\Delta t} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III.21})$$

### III.2.1.e Couplage vitesse-pression

Comme nous l'avons déjà abordé précédemment, un des problèmes lorsque l'on résout les équations de Navier-Stokes concerne le traitement du couplage vitesse-pression. Les équations du système III.21 sont discrétisées (spatialement) sur un maillage cartésien par la méthode des volumes finis (Patankar [35]) : l'intégration des équations se fait sur un volume de contrôle centré en chacune des variables résolues. Il est nécessaire de connaître la valeur à l'interface des volumes de contrôle. Toute la difficulté réside donc dans la résolution sous la contrainte de continuité exprimée par la relation  $\nabla \cdot \mathbf{U}^{n+1} = 0$ . En effet, il n'existe aucune équation explicite permettant le calcul de la pression, comme on peut le voir dans le système d'équations.

Afin de limiter les interpolations, un maillage décalé en vitesse-pression est utilisé : les composantes de la vitesse ne sont pas calculées sur le maillage principal (maillage de pression) mais sur 3 grilles (2 grilles en 2D) décalées dans le sens de la composante de la vitesse considérée. Pour résoudre suivant ce principe, nous allons utiliser la méthode du Lagrangien augmenté Fortin [10] et Vincent [53], méthode de minimisation sous la contrainte de l'équation de continuité, où la pression, découplé de la vitesse, apparaît comme un multiplicateur de Lagrange. On introduit la contrainte directement dans l'équation du mouvement sous la forme du terme de pénalisation  $-dp \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U})$  qui couple les différentes composantes de la vitesse.

On obtient l'algorithme du tableau III.1 :

TAB. III.1 – Algorithme du Lagrangien Augmenté.

<p>– <b>Initialisations</b> : <math>\mathbf{U}^{ k=0} = \mathbf{U}^{ n}</math> et <math>p^{ k=0} = p^{ n}</math>.</p> <p>– <b>Itérations</b> : Pour <math>k = 0</math> à <math>K - 1</math> faire :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Calcul de <math>\mathbf{U}^{ k+1}</math> solution de l'équation : <math display="block">\begin{aligned} &amp; \rho^{ n} \left( \frac{\mathbf{U}^{ k+1}}{\Delta t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}^{ k} \mathbf{U}^{ k+1}) - \mathbf{U}^{ k+1} \nabla \cdot (\mathbf{U}^{ k}) \right) + \mathbf{Bi}_U (\mathbf{U}^{ k+1} - \mathbf{U}_\infty) \\ &amp; = \rho^{ n} \mathbf{g} - \nabla p^{ k} + \nabla \cdot \left[ \mu^{ n} (\nabla \mathbf{U}^{ k+1} + \nabla^t \mathbf{U}^{ k+1}) \right] \\ &amp; + \rho^{ n} \left( \frac{\mathbf{U}^{ n}}{\Delta t} \right) + \boxed{dr \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}^{ k+1})}. \end{aligned}</math> <div style="text-align: right;">(III.22a)</div> </li> <li>• Calcul de <math>p^{ k+1}</math> à partir de l'équation : <math display="block">p^{ k+1} = p^{ k} - dp \nabla \cdot \mathbf{U}^{ k+1} .</math> <div style="text-align: right;">(III.22b)</div> </li> </ul> <p>– <b>Solutions</b> : <math>\mathbf{U}^{ n+1} = \mathbf{U}^{ k=K}</math> et <math>p^{ n+1} = p^{ k=K}</math>.</p>
---

Les itérations de Lagrangien Augmenté (k) sont répétées jusqu'à ce que la valeur de la moyenne de la divergence de la vitesse soit suffisamment petite. De plus, les paramètres dp et dr, strictement positifs, sont évalués selon des critères de convergence.

### III.2.2 Schéma de transport de particules

A partir des champs de vitesse et de pression ainsi calculés et des autres grandeurs du fluide l'écoulement, il est possible de calculer la trajectoire des inclusion d'air présentes dans ce fluide.

Il faut, dans un premier temps, définir le modèle physique à utiliser afin de connaître les caractéristiques exactes qu'il nous faudra interpoler par la suite.

#### III.2.2.a Équation du mouvement et modèle de forces

Comme il a été explicité précédemment, l'approche lagrangienne ne se place pas à un endroit précis de l'espace comme l'approche eulérienne, mais cherche à suivre la particule. On fait intervenir les différentes forces agissant sur la particule et on les intègre à l'équation du mouvement appliquée au centre de masse de la particule-bulle. On trouve ainsi

l'équation du transport de la particule à résoudre, et on peut apprécier ainsi la trajectoire de la bulle.

De prime abord, cette équation de transport est une équation générale difficile à déterminer. En effet, non seulement les termes dépendent des objectifs de l'étude, mais également les conditions d'écoulement (cf. III.2.2.a) influent sur le choix des termes. Nous commencerons donc par exposer le choix du modèle de forces et les motivations de ce choix (cf. III.2.2.a).

Afin de limiter la complexité et donc le temps du calcul, le modèle est basé sur une approximation fondamentale. Cette restriction essentielle est l'assimilation des micro-bulles à des sphères dures, considérant que, vu leur taille et les paramètres du système (viscosité, tension de surface, etc...), elles ne se déforment pas. Il sera cependant possible de faire évoluer leur volume en fonction de la température ou de la pression du milieu, mais la conservation de leur sphéricité est primordiale pour une résolution simple du problème.

### Grandeurs caractéristiques des écoulements

A chacune des caractéristiques des écoulements monophasiques ou multiphasiques, isothermes ou anisothermes, laminaires ou turbulents peuvent être associés des nombres adimensionnels traduisant les grandeurs des écoulements. Dans ce paragraphe sont répertoriés les nombres adimensionnels utilisés dans cette thèse. Dans le cas d'écoulements multiphasiques, la surface libre entre deux fluides se meut sous l'action de diverses forces en compétition dont la résultante définit la forme de l'interface. Le transport de quantité de mouvement par advection, convection et par dissipation visqueuse entre en compétition avec les forces de volume dues à la gravité ainsi qu'avec les forces de tension superficielle.

#### **Re** – Nombre de Reynolds particulaire

Le nombre de Reynolds caractérise l'importance du flux de quantité de mouvement par inertie par rapport à celui associé à la diffusion visqueuse. De sa valeur va dépendre le régime de l'écoulement, laminaire ou turbulent. En considérant que la vitesse propre de la particule est négligeable dans l'écoulement, il peut être formulé selon l'expression :

$$Re_p = \frac{\rho_f U_0 d_p}{\mu} \quad (\text{III.23})$$

$U_0$  et  $d_p$  correspondent respectivement à la vitesse du fluide et au diamètre de la particule.  $\rho_f$  et  $\mu$  sont respectivement les masses volumiques et viscosités dynamiques des fluides considérés dans l'écoulement.

**St** – Nombre de Stokes

Le nombre de Stokes correspond au rapport de l'inertie d'une inclusion et des forces visqueuses. Il a pour expression :

$$St = \frac{\rho_p d_p U_0}{\mu} \quad (\text{III.24})$$

**Ar** – Nombre d'Archimède

Le nombre d'Archimède compare le poids de la force de gravitation et des forces visqueuses. Il est généralement utilisé pour caractériser le mouvement d'un corps dans un fluide dû à leur différence de densité. Il est défini de la forme :

$$Ar = \frac{g \rho_f D^3}{\mu^2} (\rho_p - \rho_f) \quad (\text{III.25})$$

où  $g$  est la gravité,  $\rho_f$  et  $\rho_p$  respectivement les masses volumiques du fluide et du corps,  $D$  la longueur caractéristique de l'écoulement et  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide.

Ces nombres, dans les conditions de bulles de faible diamètre dans un écoulement très visqueux, tendent vers zéro. Ceci permet de s'assurer que notre étude se place bien dans le cas particulier des écoulements en régime de Stokes.

### Forces exercées sur une particule

- Force d'Archimède et flottabilité :

La poussée d'Archimède agit sur tout corps plongé dans un fluide, qu'il y ait ou pas mouvement relatif. Elle est égale au poids du volume de fluide (porteur) déplacé. Elle est généralement introduite dans un terme dit de flottabilité qui lui associe le poids et dont l'expression est :

$$\mathbf{F}_{Archimède} = \frac{4\pi.r^3}{3} \rho_f \mathbf{g} \quad (\text{III.26})$$

$r$  et  $\rho_p$  désignent le rayon et la densité de la particule,  $\rho_f$  la masse volumique du fluide et  $\mathbf{g}$  l'accélération de la pesanteur.

- Force de gradient de pression :

Cette force est engendrée par les effets de pression statique et de viscosité. Elle caractérise le phénomène d'inertie de l'écoulement non perturbé du mouvement d'ensemble "fluide porteur-inclusion" : c'est en fait la force que le fluide doit exercer sur un volume correspondant à celui de l'inclusion pour le mettre en mouvement.

Dans le cas où l'on considère que la forme, et surtout le volume de l'inclusion, ne modifie pas la nature de l'écoulement au point considéré, cette force prend la forme :

$$\mathbf{F}_{\text{Gradient de pression}} = v_p \rho_f \frac{D\mathbf{U}}{Dt} \quad (\text{III.27})$$

avec  $v_p$  le volume de la particule et  $\mathbf{U}$  la vitesse du fluide.

- Force de masse ajoutée :

La force de masse ajoutée est une force d'inertie, produit d'une masse par une accélération. Elle traduit l'effet d'accélération du mouvement relatif fluide porteur-particule : lorsqu'une particule possède un mouvement relatif par rapport au fluide porteur, elle entraîne avec elle une certaine masse de ce fluide. C'est pourquoi on parle de masse ajoutée qui est égale à  $C_{ma}$  fois la masse du fluide porteur contenu dans un volume égal à celui de l'inclusion. Landau et Lifshitz [28] ont étudié le mouvement uniforme accéléré d'une particule dans un fluide au repos et ont donné l'expression suivante :

$$\mathbf{F}_{\text{Masse ajoutée}} = C_{ma} \rho \nu_p \left( \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right) = C_{ma} \rho \nu_p \mathbf{a}_p(t) \quad (\text{III.28})$$

pour  $Re = \frac{d_p \rho_p |\mathbf{V} - \mathbf{U}|}{\mu} \ll 1$

et  $A_c = \frac{\|\mathbf{V}\|^2}{\|\mathbf{a}_p(t) d_p\|} \ll 1$  où  $A_c$  désigne le nombre d'accélération particulaire

Auton, Hunt, et Prud'homme [2] ont entrepris une généralisation pour des nombres de Reynolds supérieurs en se penchant sur le type de dérivée convective à utiliser :

- la dérivée suivant l'élément fluide  $\frac{D\mathbf{U}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$

- la dérivée suivant l'inclusion  $\frac{d\mathbf{U}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{U}$

Leurs travaux ont été consacrés à l'étude de l'écoulement rotationnel, instationnaire et non-uniforme d'un fluide autour d'une sphère et d'un cylindre de longueur infinie et ont abouti à l'expression suivante :

$$\mathbf{F}_{\text{Masse ajoutée}} = C_{ma} \nu_p \rho \left( \frac{D\mathbf{U}}{Dt} - \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right) = C_{ma} m_f \left( \frac{D\mathbf{U}}{Dt} - \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right) \quad (\text{III.29})$$

La dérivée qui intervient est donc la dérivée suivant l'élément fluide. Ce choix a été confirmé par Magnaudet, Rivero, et Fabre [30]. Ces derniers montrent qu'une inclusion au

repos dans un écoulement stationnaire où l'accélération est uniquement de nature spatiale, subit un effet de masse ajoutée, ce que ne permet pas de modéliser le recours à la dérivée particulaire, dont l'utilisation induit l'annulation des effets de masse ajoutée. Des travaux ont été entrepris pour des sphères solides et des bulles afin d'étudier le coefficient de masse ajoutée  $C_{ma}$ . Odar et Hamilton [34] ont mis en évidence une indépendance de  $C_{ma}$  vis à vis du nombre de Reynolds en étudiant le mouvement oscillatoire d'une sphère solide plongée dans un liquide au repos et ont abouti à la relation :

$$C_{ma} = 1.05 - \frac{0.66}{A_c^2 + 0.12} \quad (\text{III.30})$$

Karanfilian et Kotas [24] déterminèrent, à l'aide d'un dispositif expérimental, une valeur constante de 0,5 pour une gamme de Reynolds variant de 100 à 1000. Cette valeur a également été établie par simulation numérique par Rivero [40], pour des sphères solides et des bulles sphériques. Tous ces travaux ont été réalisés pour des écoulements accélérés où les nombres de Reynolds et d'accélération varient respectivement de 0.1 à 300 et 0 à l'infini. Tchen [46] et Gatignol [12] donnent enfin l'expression pour le cas d'une sphère dure :

$$\mathbf{F}_{Masse\ ajoutée} = 0.5m_f \left( \frac{DU}{Dt} - \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right) \quad (\text{III.31})$$

Cette force est liée à l'accélération d'une phase qui entraîne l'accélération de l'autre. Elle est l'expression de l'inertie du fluide en situation instationnaire. Lorsque la particule se déplace, elle met en mouvement autour d'elle un certain volume de fluide. La force de masse ajoutée résulte de l'accélération transmise à ce volume de fluide lorsque le mouvement est instationnaire (mise en régime).

- Force de traînée :

Cette force a été très étudiée, notamment par Lamb [27], Van Dyke [49] et Vanroyen [51]. Elle caractérise la résistance qu'oppose le fluide environnant au mouvement de la particule. Elle s'exerce en chaque point de la surface de l'inclusion et peut être décomposée en deux contributions :

- une contribution normale due aux effets de pression appelée traînée de forme
- une contribution tangentielle due aux effets de frottements appelée traînée de frottement



Plus généralement, le calcul de cette force fait apparaître un coefficient  $C_d$  tenant compte de ces deux contributions. Il en résulte l'expression de la force de traînée :

$$\mathbf{F}_{Trainée} = -\frac{1}{8}C_t\rho_t\pi d_p^2\|\mathbf{U}\| \cdot \mathbf{U} \quad (\text{III.32})$$

où  $\mathbf{U}$  désigne la vitesse relative apparente de l'inclusion par rapport à la phase continue qui l'entoure.

On peut raisonnablement se baser sur :

$$\begin{cases} C_d = \frac{24}{Re}(1 + 0.15Re^{0.687}), & \text{pour } Re < 1000 \\ C_d = 0.44 & , \text{pour } Re \geq 1000 \end{cases} \quad (\text{III.33})$$

Plusieurs corrélations de traînée existent pour la suspension d'une particule isolée (Bardin-Monnier [3]) et des propositions de fonctions de correction ont été faites afin de prendre en compte les effets d'amas des particules.

La force de traînée, due à la friction entre les phases fluides et solides, a, pour le cas d'une particule sphérique, l'expression (Happel et Brenner [16]) :

$$\mathbf{F}_{Trainée} = 6\pi r\mu(\mathbf{U} - \mathbf{V}) \quad (\text{III.34})$$

- Force de Basset :

$$\mathbf{F}_{Basset} = -\frac{3\nu}{2d}C_H\sqrt{\frac{\rho\mu}{\pi}}\int_{-\infty}^t\frac{1}{\sqrt{t-\tau}}\frac{d(\mathbf{U}-\mathbf{V})}{dt}d\tau \quad (\text{III.35})$$

La force de Basset, ou "force d'histoire", prend en compte l'accélération " précédente " de la particule. Son expression décrit la diffusion des tourbillons d'une particule à travers la couche limite. Son expression n'est pas figée, elle change d'un article à l'autre, car elle repose essentiellement sur des considérations empiriques.

- Forces transversales :

Ces forces sont engendrées par les interactions entre la vorticit e et la vitesse relative du corps par rapport à l'écoulement non perturbée. Elles s'exercent perpendiculairement au mouvement relatif de la particule, conduisant à une migration de celle-ci dans cette même direction. Les expressions des forces de lift sont très peu nombreuses. Elles n'ont été établies que pour des situations asymptotiques et des causes particulières. C'est pourquoi, dans les paragraphes suivants, nous nous contenterons de récapituler les différentes expressions correspondant à des cas bien précis.

- Effet Magnus :

La force de Magnus ou de glissement/rotation est importante pour les particules ayant une forte vitesse rotationnelle  $\boldsymbol{\omega}_p$ . La modification de l'écoulement autour d'une particule en rotation induit une force orthogonale à la direction de son mouvement qui suit la relation de Rubinow et Keller [42] :

$$\mathbf{F}_{Magnus} = \pi r^3 \rho \boldsymbol{\omega}_p \wedge (\mathbf{U} - \mathbf{V}) , \text{ pour } Re \ll 1 \quad (\text{III.36})$$

Le phénomène est assez complexe et lié à la formation d'un sillage asymétrique. On voit par comparaison avec la force de traînée que l'on peut négliger cet effet si le diamètre des particules ou la vitesse de rotation est faible :

$$\frac{\|\mathbf{F}_{Magnus}\|}{\|\mathbf{F}_{Trainée}\|} = \frac{1}{24} \frac{\rho d^2 \|\boldsymbol{\omega}_p\|}{\mu_f} \quad (\text{III.37})$$

- Force de Saffman :

Cette force de cisaillement est liée aux gradients de vitesses. La direction de cette force dépend de la vitesse de glissement et la direction du gradient de cisaillement. Si Saffman [43] fut un des premiers à étudier l'influence du cisaillement d'un fluide sur une particule, nous avons choisi d'utiliser pour l'instant les résultats d'Auton [1] qui propose l'expression :

$$\mathbf{F}_{Saffman} = C_l v_p \rho (\mathbf{U} - \mathbf{V}) \wedge \boldsymbol{\omega}_f , \text{ avec } Cl = 0,5 \quad (\text{III.38})$$

C'est une expression qui a été établie pour des écoulements accélérés dans le cas des sphères en mouvement dans des écoulements instationnaires, à contrainte uniforme pour des fluides non visqueux et incompressibles. Il faut rajouter l'hypothèse que le changement de vitesse de l'écoulement contraint est faible par rapport à la vitesse relative

entre la sphère et le fluide, et que le temps nécessaire à un changement de vitesse relative est grand par rapport au temps nécessaire à un élément fluide pour passer l'obstacle. Nous l'avons notamment choisi par rapport aux autres expressions de la littérature à cause de son caractère général dans sa formulation et de sa simplicité de calcul. La valeur de  $C_l$  vient d'une étude mathématique complétée par des simulations et a été confirmée par Drew et Lahey [5]

Ceci nous conduit à l'équation du mouvement de la particule dans le fluide :

$$\begin{aligned} \rho_p \frac{d\mathbf{V}}{dt} = & \mathbf{F}_{Archimede} + \mathbf{F}_{Gradient\ de\ pression} + \mathbf{F}_{Masse\ ajoutee} + \mathbf{F}_{Trainee} \\ & + \mathbf{F}_{Basset} + \mathbf{F}_{Magnus} + \mathbf{F}_{Saffman} \end{aligned} \quad (\text{III.39})$$

### Modèle de forces retenu pour notre étude

L'équation de trajectoire est donc obtenue à partir de la relation fondamentale de la dynamique, en considérant les forces de flottabilité, la traînée de Stokes, linéaire par définition, de masse ajoutée ( $C_{ma} = 0.5$ ), et une force transversale de glissement cisaillement ( $C_l = 0.5$ ). Aux vues des conditions des écoulements étudiés (régime de Stokes), on négligera volontairement les forces de gradient de pression, Basset et de Magnus (portance liée à la rotation de la sphère). Toutefois, il faut noter que l'on peut s'attendre à ce que leurs effets soient très limités, dès lors que l'on s'intéresse aux mouvements de bulles dans des fluides fortement visqueux.

L'expression de l'équation que nous chercherons à résoudre sera donc la suivante :

$$\begin{aligned} \rho_p \frac{d\mathbf{V}}{dt} = & \frac{4\pi \cdot r^3}{3} (\rho_p - \rho_f) \mathbf{g} + 6\pi r \mu (\mathbf{U} - \mathbf{V}) \\ & + C_l v_p \rho (\mathbf{U} - \mathbf{V}) \wedge \boldsymbol{\omega}_f + \frac{1}{2} m_f \left( \frac{D\mathbf{U}}{Dt} - \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.40})$$

### III.2.2.b Interpolation des données du maillage

Le maillage est décomposé en trois grilles décalées : la grille de pression, la grille de vitesse et la grille de viscosité (figures III.8).

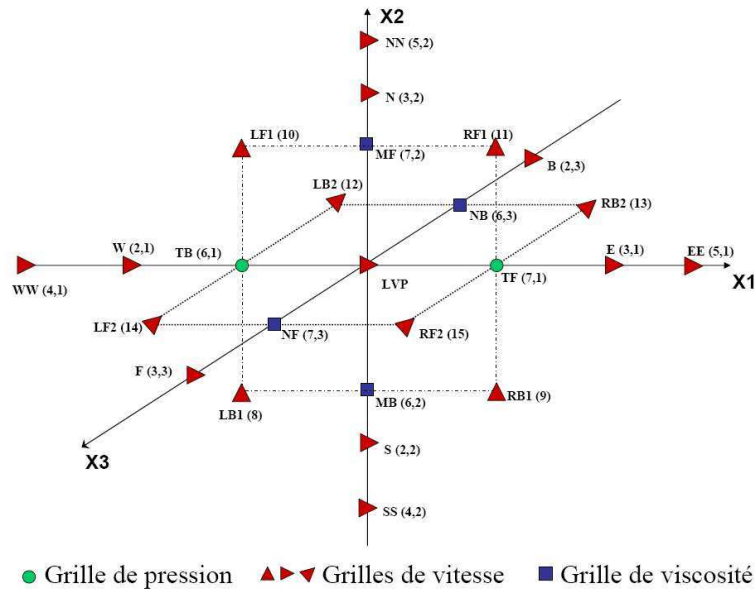


FIG. III.8 – Repérage 3D des voisins d'un nœud de la composante de la vitesse selon X1

Chaque grandeur caractéristique de l'écoulement est calculé par AQUILON sur une de ces grilles (vitesses sur grille de vitesse ; pression ou masse volumique sur grille de pression ; viscosité sur grille de viscosité, etc...). Cependant, les particules/bulles ne se déplacent pas sur les nœuds de maillage et l'on ne connaît donc pas la valeur des grandeurs en chaque centre de masse. Il est alors nécessaire de les calculer par interpolation aux positions exactes à partir de celles données par Aquilon sur les nœuds.

Le principe d'une interpolation est d'évaluer la valeur d'un champ scalaire  $\phi$  en un point quelconque  $M_0$  du domaine à l'aide de valeurs connues de ce champ sur un nombre de points spécifiques situés dans le voisinage de  $M_0$ . Deux types d'interpolations ont été développés ici : une interpolation linéaire, interpolation simple effectuée sur un faible nombre de nœuds, et une interpolation polynômiale, plus précise mais plus lourde en terme de calcul.

Si la fonction à interpoler est vectorielle, on interpole de la même manière chacune des composantes. Ainsi, par exemple, pour la vitesse  $U(x, y, z)$ , l'interpolation sera effectuée sur les composantes scalaires  $U_x, U_y, U_z$ .

Pour ce faire, une interpolation de type polynômiale d'ordre 2 est utilisée. La description de cette méthode ainsi que la validation de son implémentation à la bibliothèque de calcul AQUILON font l'objet de l'annexe B.

**III.2.2.c Schéma d'intégration**

La présentation de cette partie du suivi lagrangien consiste en un approfondissement de la méthode lagrangienne présentée plus haut. L'importance de ce module est primordiale, puisque qu'il permet de calculer la position  $\mathbf{X}(t + \delta t)$  à chaque instant  $t$ , qui est le but du suivi lagrangien :  $\mathbf{X}(t + \delta t) = \mathbf{X}(t) + \mathbf{V}(t).\delta t + \frac{1}{2}.\mathbf{A}(t).\delta t$

Comme il apparaît dans ce schéma explicite du vecteur position (développement de Taylor), il est nécessaire de connaître l'accélération ainsi que la vitesse pour le calcul de la position à  $t + \delta t$ .

Le schéma s'articule donc de la manière suivante, à l'instant  $t$  :

1. Calcul de l'accélération  $A(t)$  :

On détermine  $A(t)$  à partir des grandeurs interpolées et des vitesses  $V(t)$  et  $U(t)$ , à l'instant  $t$ . L'accélération  $A(t)$  est donnée par la Relation Fondamentale de la dynamique :

$$mA = \sum \mathbf{F} = \mathbf{F}_{Archimede} + \mathbf{F}_{Masseajoute} + \mathbf{F}_{Traîne} + \mathbf{F}_{Cisaillement}$$

Il faut donc exprimer la somme des forcées  $\sum F$  exercées sur chaque bulle, en fonction des paramètres du problème, pour obtenir l'expression de  $A(t)$  :

$$(1 + C_{MA}.M_V).A(t) = (1 - M_V)\mathbf{g} + M_V.C_{MA}.\frac{DU}{Dt} + \left(\frac{1}{\tau}I + \Omega\right).(U(t) - V(t)) \quad (\text{III.41})$$

Avec :

- $C_{MA}$  le coefficient de masse ajoutée
- $M_V$  le rapport de masse  $\left(\frac{\rho_f}{\rho_p}\right)$
- $\frac{DU}{Dt}$  la dérivée particulaire de la vitesse
- $I$  la matrice identité
- $U(t)$  la vitesse du fluide
- $V(t)$  la vitesse de la particule à l'instant  $t$
- $g$  la gravité

On pose de plus :  $\frac{1}{\tau} = \frac{3\pi \cdot \mu_f \cdot d_p}{v_p \cdot \rho_p}$  et  $\Omega \cdot U = \omega \wedge U$  où  $\omega$  est le rotationnel <sup>2</sup> .

### 2. Calcul de la position $X(t + \delta t)$

On utilise ici l'expression de  $A(t)$  précédemment déterminée ainsi que  $V(t)$  :

$$X(t + \delta t) = X(t) + V(t) \cdot \delta t + \frac{1}{2} \cdot A(t) \cdot \delta t \quad (\text{III.42})$$

### 3. Calcul de la vitesse $V(t + \delta t)$

Le calcul est effectué à partir des grandeurs interpolées et des vitesses  $U(t)$  et  $V(t)$ , à l'instant  $t$ . En intégrant sur  $t$  l'expression de l'accélération  $A(t) = \frac{dV(t)}{dt}$ , on obtient :

$$\begin{aligned} (1 + C_{MA} \cdot M_V) \cdot [V(t + \delta t) - V(t)] &= [(1 - M_V)g \\ &+ M_V C_{MA} \frac{DU}{Dt}] \delta t + \left(\frac{1}{\tau} I + \Omega\right) U(t) \\ &- \left(\frac{1}{\tau} I + \Omega\right) \delta t V(t + \delta t) \end{aligned} \quad (\text{III.43})$$

Soit la relation semi-implicite pour la vitesse :

$$\begin{aligned} V(t + \delta t) &= \left[ (1 + C_{MA} M_V) + \left(\frac{1}{\tau} I + \Omega\right) \delta t \right]^{-1} \\ &\cdot \left( \left[ (1 - M_V)g + M_V C_{MA} \frac{DU}{Dt} \right] \delta t \left(\frac{1}{\tau} I + \Omega\right) U(t) + (1 + C_{MA} M_V) V(t) \right) \end{aligned} \quad (\text{III.44})$$

Cette expression permet donc de calculer la vitesse de la particule à  $t + \delta t$ , c'est-à-dire pour son utilisation à l'itération lagrangienne suivante.

Enfin, avant d'utiliser le modèle ainsi établi sur des cas industriels, il est nécessaire de le valider sur des cas analytiques.

---

<sup>2</sup>Toutes ces grandeurs sont issues de l'interpolation des résultats Aquilon au centre de masse de la bulle considérée. (Il en est de même pour  $\mu f$ )

### III.2.3 Validation analytique

Avant toute application à des cas industriels, la sagesse et la prudence nous imposent une phase dite de validation dans laquelle on comparera les résultats d'intégration à des solutions analytiques. L'existence de telles solutions nécessite néanmoins de poser un certain nombre d'hypothèses simplificatrices permettant de ramener les équations de trajectoires à un problème linéaire.

La trajectoire d'une particule de forme sphérique va tout d'abord être calculée dans un cas général correspondant aux conditions suivantes :

- l'écoulement est calculé en 2 dimensions (plan O, x, z) ;
- au temps t=0, la particule a une vitesse nulle et est placée sur l'origine du repère ;
- on note  $x, \dot{x}, \ddot{x}$  respectivement la position de la particule, sa vitesse et son accélération, de même pour  $z$  ;
- le profil de vitesse dans le fluide est défini de la manière suivante :  $U = (U_0 + z ; 0 ; 0)$ .

L'équation de trajectoire est obtenue à partir de la relation fondamentale de la dynamique, en considérant le même "jeu" de forces que pour notre modèle.

Il est possible alors d'écrire la relation fondamentale de la dynamique sous la forme vectorielle suivante :

$$\ddot{V} = (1 - M_V)g + M_V.C_{MA} \cdot \frac{DU}{Dt} + \left( \frac{3.\pi.\mu_f.d_p}{\nu_p.\rho_p} \right) + C_l.M_v(U - V) \wedge \omega \quad (\text{III.45})$$

En projetant sur les axes du repère, on déduit de cette équation le système différentiel qui suit :

$$\begin{aligned} \ddot{x} \cdot (1 + C_{ma}.M_v) + \dot{x} \cdot \frac{3.\pi.\mu_f.d_p}{\nu_p.\rho_p} = & \\ \frac{1}{2}.\alpha.M_v.\dot{z} + \left( \frac{3.\pi.\mu_f.d_p}{\nu_p.\rho_p}.\alpha + M_v.\alpha^2.(1 + C_{ma}) \right) .z & \\ + \frac{3.\pi.\mu_f.d_p}{\nu_p.\rho_p}.U_0 + M_v.\alpha.(1 + C_{ma}) & \quad (\text{III.46}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \ddot{z} \cdot (1 + C_{ma}.M_v) + \dot{z} \cdot \frac{3.\pi.\mu_f.d_p}{\nu_p.\rho_p} - \frac{1}{2}.\alpha^2.C_l.M_v.z = & \\ -\frac{1}{2}.\alpha.M_v.\dot{x} + \frac{1}{2}.\alpha.C_l.L_v.U_0 + (1 - M_v).g_z & \quad (\text{III.47}) \end{aligned}$$



Dans un souci de simplifier un peu les expressions générées, on pose :

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{3 \cdot \pi \cdot \mu_f \cdot d_p}{\nu_p \cdot \rho_p} \cdot \frac{1}{(1 + C_{ma} \cdot M_v)} \quad ; \quad K_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha \cdot C_l \cdot M_v}{(1 + C_{ma} \cdot M_v)} \quad ; \\ K_3 &= \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha \cdot M_v \cdot (1 + C_{ma})}{(1 + C_{ma} \cdot M_v)} \quad ; \quad K_4 = \frac{(1 - M_v) \cdot g_z}{(1 + C_{ma} \cdot M_v)} \end{aligned} \quad (\text{III.48})$$

La sélection des forces ainsi faite implique que le problème constitué des relations III.46 et III.47 est un système différentiel à coefficients constants qui se prête particulièrement bien à une résolution par la transformation de Laplace. Ainsi, si l'on note  $X(p)$  et  $Z(p)$  les transformées respectivement de  $x(t)$  et de  $z(t)$ , la résolution du système fournit l'image de  $X$  et  $Z$  dans l'espace de Laplace, à partir desquelles on pourra remonter aux expressions analytiques, via un dictionnaire d'images :

$$\begin{aligned} X(p) &= \frac{U_0 \cdot (K_1 + K_3)}{G(p)} + \frac{K_2 \cdot (U_0 \cdot K_2 + K_4) + K_1 \cdot U_0 \cdot (K_1 + K_3)}{p \cdot G(p)} \\ &\quad + \frac{\alpha \cdot (K_1 + K_3) \cdot (U_0 \cdot K_2 + K_4) - \alpha \cdot K_2 \cdot U_0 \cdot (K_1 + K_3)}{p^2 \cdot G(p)} \end{aligned} \quad (\text{III.49})$$

$$Z(p) = \frac{U_0 \cdot (K_2 + K_4)}{G(p)} + \frac{K_1 \cdot K_4 - U_0 \cdot K_2 \cdot K_3}{p \cdot G(p)} \quad (\text{III.50})$$

Les formes analytiques de  $x(t)$  et de  $z(t)$  vont dépendre des zéros de  $G$ . Bien que ceux-ci puissent être aisément calculés par les formules de Ferrari, la décomposition en éléments simples peut s'avérer rapidement pénible. Nous avons donc privilégié les fonctions de calcul symbolique disponibles sous l'environnement de programmation Matlab. Il faut enfin préciser que les solutions numériques de  $G$  sont exactes à la précision machine, soit  $10^{-15}$ . Ainsi, notre solution analytique ne l'est en fait que sur le papier. Cependant, les valeurs déduites de ces relations permettent d'obtenir une excellente approximation de la trajectoire " vraie ". Cette solution est ensuite comparée sur des cas tests de cisaillement à notre schéma numérique pour la validation de celui-ci. Les résultats sont présentés dans l'annexe C.

## III.3 Résultats de simulation

### III.3.1 Écoulement de Poiseuille en 3D

Le cas de l'écoulement de Poiseuille 3D entre deux plans infinis a été étudié. Les bulles ont été placées à diverses endroits de l'écoulement. Pour l'exemple, nous prendrons comme positions initiales des bulles celles de la figure III.9 : les bulles de type a. sont dans la partie supérieure du domaine, les bulles de type b. sont proches de la paroi inférieure.

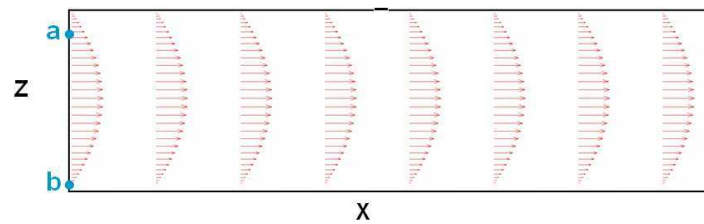
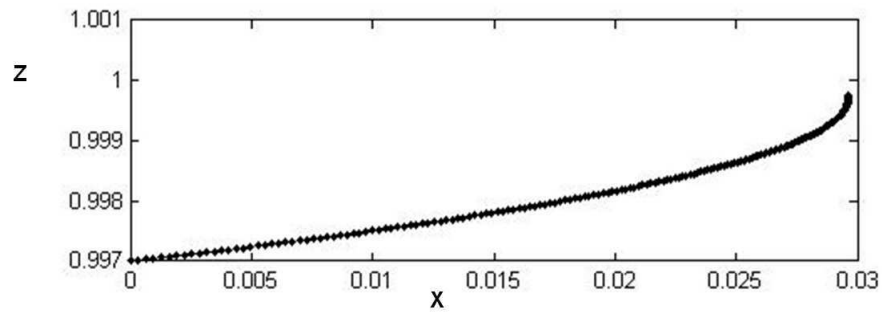


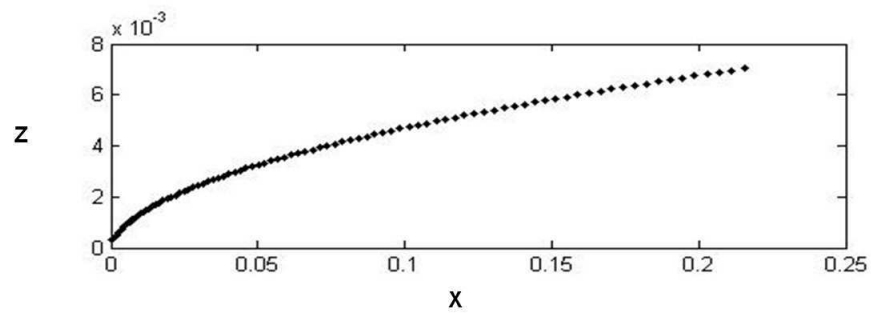
FIG. III.9 – Positions initiales des bulles dans l'écoulement de Poiseuille pour la validation analytique

Quatre bulles de chaque type, a et b, ont été suivies par la simulation. Pour chaque position, nous avons vérifié que les quatre particules avaient la même trajectoire (figure III.10c) dans le plan XZ, et ce à cause de l'infinité du domaine.

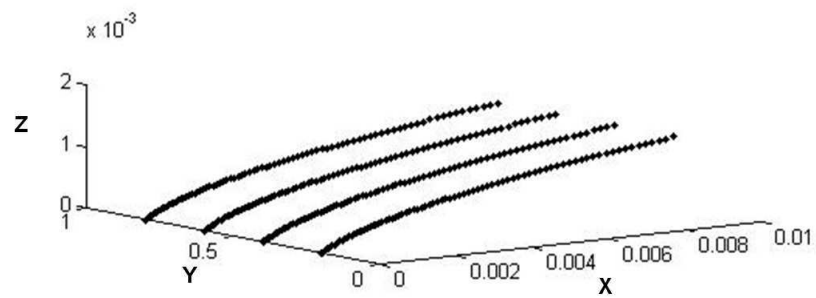
Lors de la remontée des bulles dans l'écoulement, une trajectoire particulière (figure III.10), dont la solution analytique 2D est connue, correspond à chaque position de bulle initiale. Les résultats obtenus pour les bulles a. et b. dans le plan XZ ont été comparés aux solutions analytiques correspondantes. Le calcul dans le régime établi étant parfait, il vérifie la solution analytique à la précision machine.



a - Trajectoire des bulles placées en (a)



b - Trajectoire des bulles placées en (b)



c - Visualisation 3d des trajectoires de bulles placées en (b)

FIG. III.10 – Validation en écoulement de Poiseuille simple de la trajectoire de 4 bulles placées près de la paroi inférieure

### III.3.2 Confrontation à l'expérience

Trois cas de validation par l'expérience en huiles silicones sont ici présentés : la remontée dans un fluide au repos d'une bulle, puis de sept bulles de différentes tailles, et le comportement de 5 bulles dans un écoulement engendré par un jet non impactant.

#### Remontée d'une bulle seule dans un fluide au repos

Afin de vérifier le bon fonctionnement du modèle numérique développé dans cette étude, le premier test a été la remontée d'une bulle seule dans un fluide au repos (figure III.11). La viscosité de l'huile utilisée ici est de 12 Pa.s et la vitesse de remontée théorique estimée à  $2.09.10^{-5}$  m.s<sup>-1</sup>, pour un rayon de bulle mesuré de 1.16 mm.



FIG. III.11 – Expérience de remontée d'une bulle seule dans un fluide visqueux au repos

Le calcul d'une telle trajectoire étant effectué de manière parfaite par le modèle numérique, la différence avec le résultat expérimental doit être infime. Cette étape a donc eu pour but principal de vérifier que la confrontation avec l'expérience était exploitable et donc légitime. En effet, comme le montre le graphe III.12, les résultats d'expérience présentent des écarts relatifs à la valeur théorique de l'ordre de  $10^{-6}$ . La précision de la comparaison est donc de l'ordre du micromètre, ce qui, compte tenu de la taille des bulles et du domaine d'étude, est suffisant pour notre étude.

Il est donc possible par la suite d'effectuer les comparaisons avec le modèle en étant garanti de leur fiabilité.

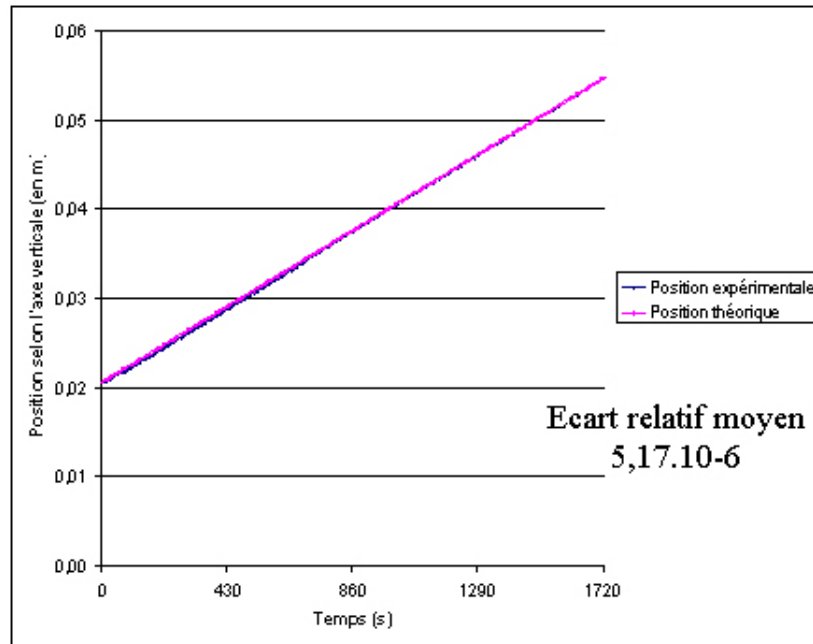


FIG. III.12 – Comparaison des trajectoires expérimentale et théorique d’une bulle remontant seule dans un fluide au repos

Plusieurs cas de remontée de bulles ont été testés par la suite (remontée de bulles alignées, les unes au-dessous des autres, décalées, etc...). Deux d’entre eux sont ici présentés.

### Remontée de 2 bulles dans un fluide au repos

Cette expérience a été menée dans une huile silicone de viscosité de 290 Pa.s. Deux bulles ont été injectées successivement dans le fluide : la première présente un rayon de 1.14 mm, la seconde de 0.85 mm (figure III.13). Comme dans l’étude précédente, la simulation permet de calculer parfaitement les trajectoires de chacune des bulles. Cependant, comme on peut l’observer sur le graphe III.14, les résultats de simulation ne correspondent pas exactement à l’expérience (écart relatif d’environ 0.28). La vitesse de remontée de chaque bulle est plus importante que si elle était seule dans le fluide (données par les pentes expérimentales  $p_1^{exp}$  et  $p_2^{exp}$  et calculées  $p_1^{cal}$  et  $p_2^{cal}$ ). Cela permet de mettre en évidence les interactions bulles-bulles, l’influence des bulles sur l’écoulement (comme la traînée qui a une influence sur la trajectoire de la seconde bulle) et les limitations de notre modèle quant à la prise en compte de ces phénomènes dans les calculs.



FIG. III.13 – Expérience de remontée de 2 bulles remontant l'une derrière l'autre dans un fluide visqueux au repos

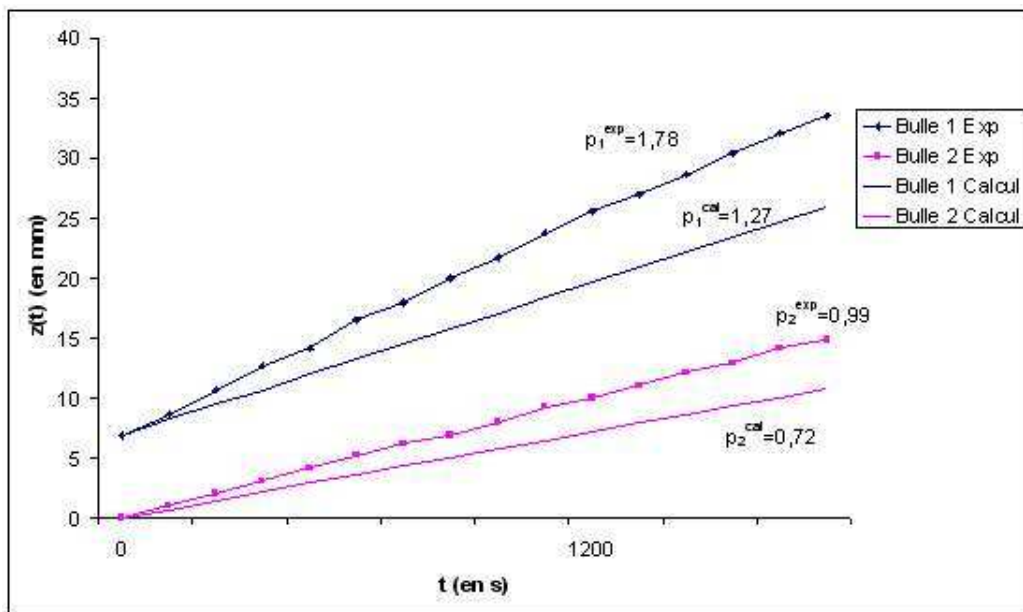


FIG. III.14 – Comparaison des trajectoires expérimentales et théoriques de 2 bulles remontant l'une derrière l'autre dans un fluide au repos

Dans le cas de bulles placées côté-à-côté, des phénomènes similaires ont également été observés. Cette étude fait l'objet du paragraphe suivant.

### Remontée de 7 bulles dans un fluide au repos

L'exemple traité ici est celui de la remontée simple de 7 bulles de tailles différentes (de 0.89 mm à 1.26 mm de rayon) injectées dans le fluide les unes à côté des autres. La viscosité de l'huile silicone utilisée était de 290 Pa.s. Notre programme d'acquisition et de traitement d'images nous a permis de reconstruire les trajectoires 3D de chacune d'elles et de connaître leur rayon. Il a ainsi été possible de déterminer les données initiales correspondant à cette expérience. Une simulation a été lancée avec ces paramètres et les

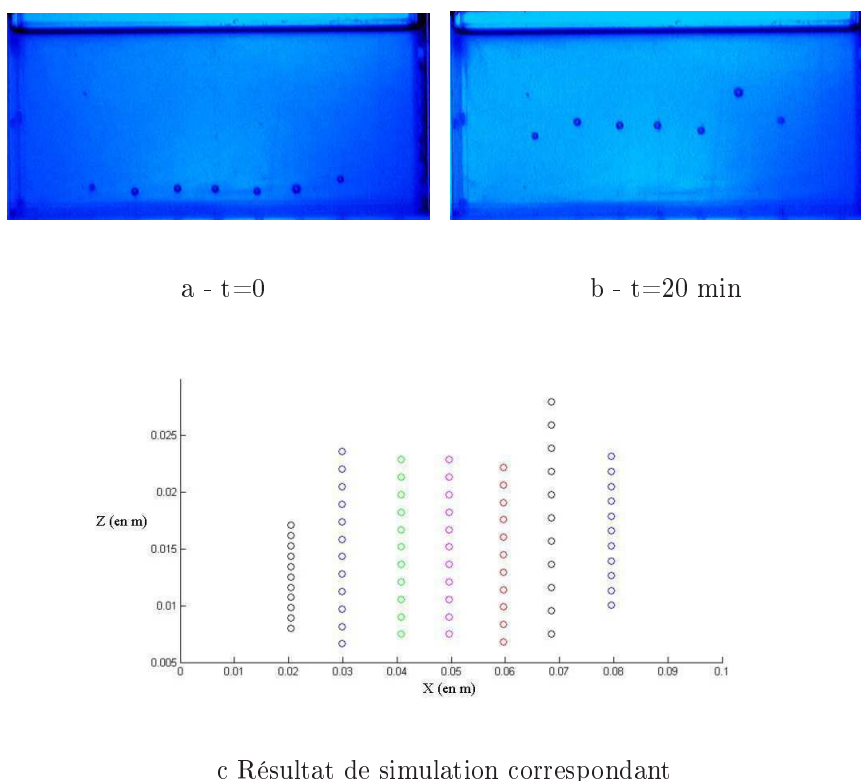


FIG. III.15 – Remontée de 7 bulles alignées de tailles différentes et simulation numérique de leur trajectoire pendant le même laps de temps

résultats expérimentaux et numériques ont été comparés. Comme on peut le voir sur la figure III.20, qui expose les résultats pour les vingt premières minutes modélisées, les trajectoires expérimentales semblent qualitativement respectées par la modélisation.

Lorsque l'on compare quantitativement les coordonnées entre expérience et simulation des écarts apparaissent (figure III.16). Alors que la simulation donne des trajectoires rectilignes, les bulles sont déviées dans la réalité. De même, les positions verticales sont

soit sous-estimées, soit sur-estimées par le modèle numérique. Ceci est dû au fait que la simulation ne tient pas compte des interactions entre les particules ni de leur influence sur le fluide. Lors d'une remontée, ou d'une chute, de plusieurs bulles côte à côte dans un fluide au repos, les trajectoires sont définies par les paramètres du système (Vanroyen [50]).

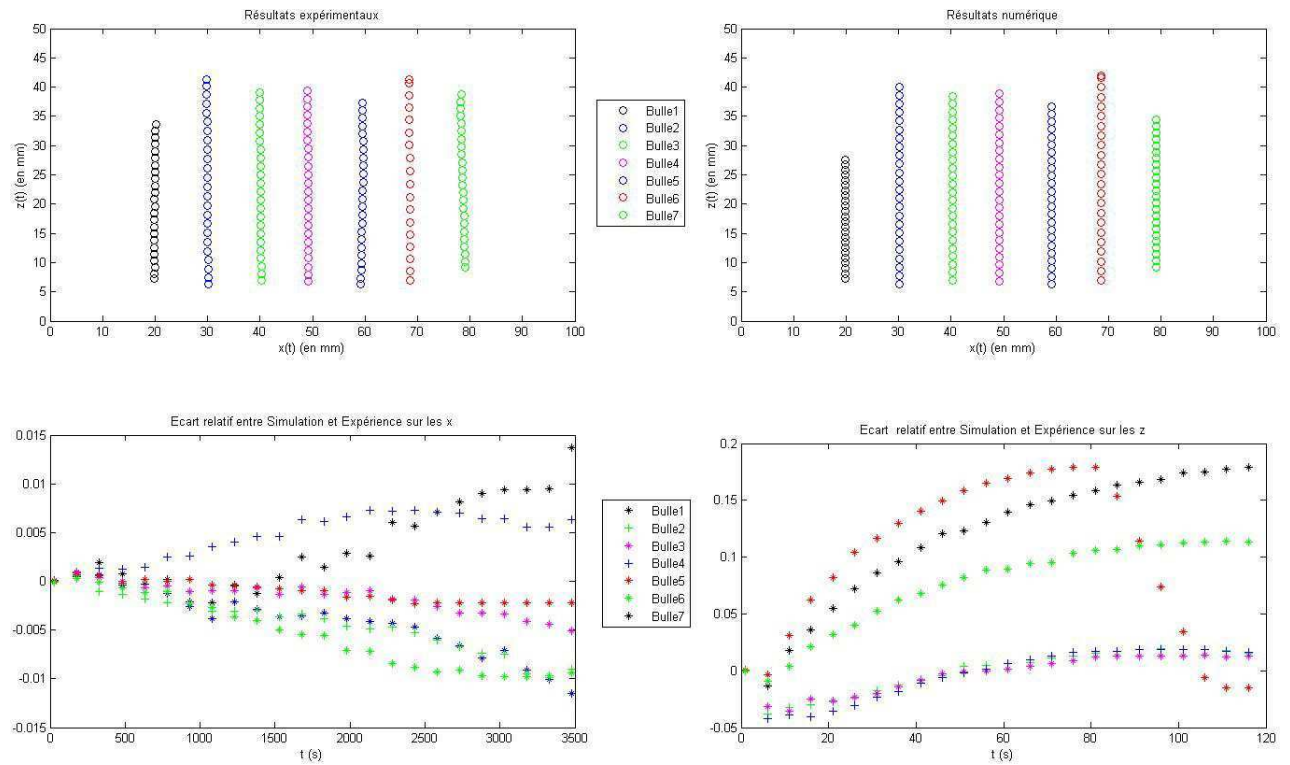
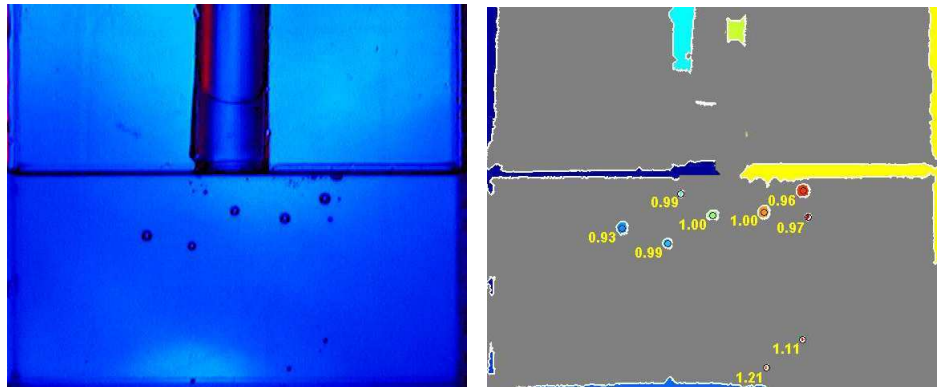


FIG. III.16 – Comparaison des trajectoires expérimentales et numériques



**Jet non impactant**

Une autre expérience est comparée à la simulation : une coulée dans une huile silicone sans impact de jet a été effectuée dans un fluide au repos. Des bulles ont été placées au préalable dans le fluide et le comportement de cinq d'entre elles pendant l'écoulement a été suivi. Les résultats de simulation sont difficiles à comparer à l'expérience, c'est pourquoi nous



a - Image d'acquisition

b - Identification des bulles

FIG. III.17 – Expérience d'écoulement sur 9 bulles avec un jet non impactant

ne présentons pas de comparaison quantitative. En effet, les paramètres de l'écoulement sont connus approximativement (orientation et diamètre du jet, etc.). Cependant, comme on peut le constater sur la figure III.18, l'influence du jet sur les bulles est bien rendu. Ensuite, lorsque celles-ci sont suffisamment écartées des zones de fort cisaillement, elles remontent vers la surface.

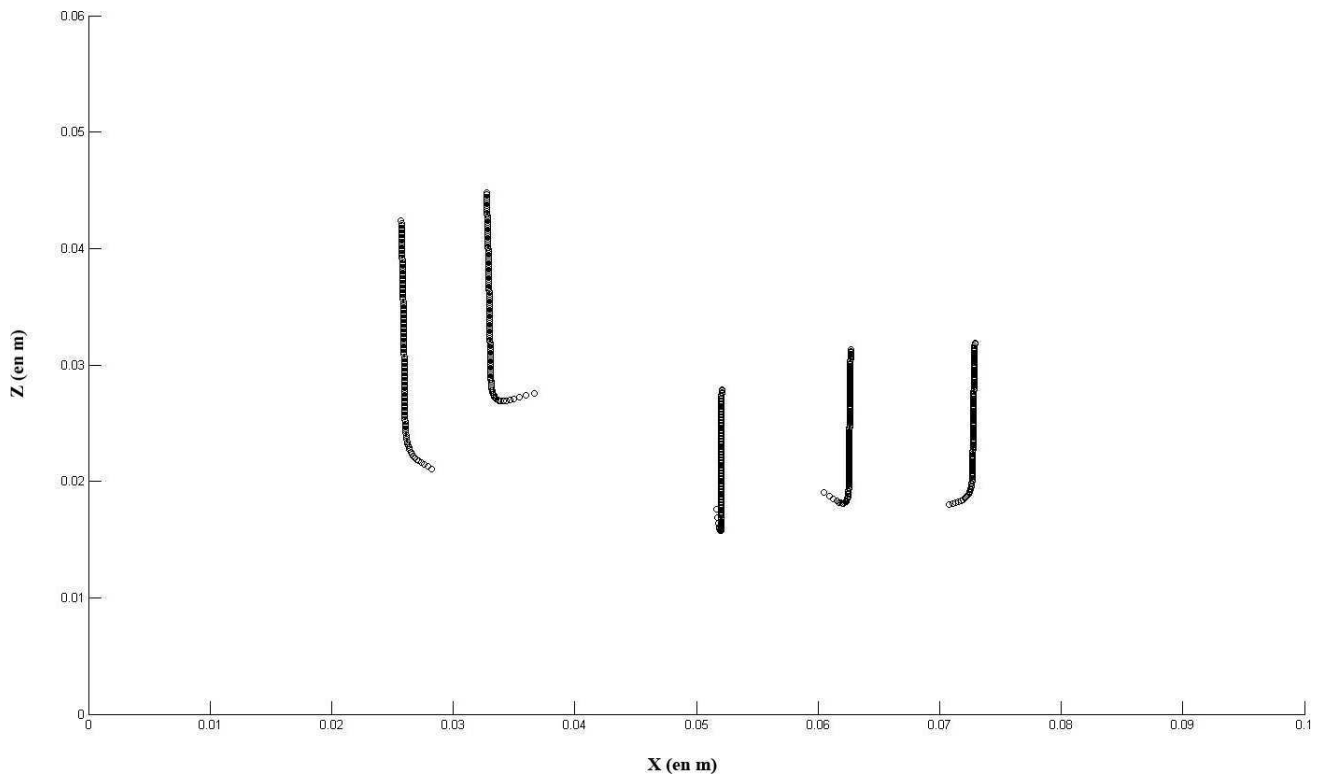


FIG. III.18 – Trajectoires des bulles issues de la simulation

### conclusion

Avec un tel outil numérique il est possible d'avoir une tendance des trajectoires des bulles dans le domaine étudié. Il est plus performant à grande échelle qu'à une échelle proche de celle du rayon des bulles. Son application à la simulation de coulées réelles de propergol est donc possible.

### III.3.3 Cas de coulées industrielles

A partir de données concernant les coulées de propergol en multimalaxées des simulations ont été faites afin de suivre une population de bulles dans de tels écoulements.

Tout d'abord, afin de représenter une précédente malaxée, un fluide au repos est placé initialement dans le domaine, sa hauteur est de 1 m. Dans ce fluide sont disposées 25 bulles à proximité du point d'impact et proches de la surface (III.19a). La hauteur du domaine d'étude ayant été restreinte à 2 m dans un souci de taille/temps de calcul, un ajustement des vitesses a été effectué pour reproduire les différentes hauteurs de chute au

cours de la remontée de la pâte. Les vitesses d'impact pour les différentes malaxées sont ainsi respectées dans un domaine dont les dimensions ne sont pas prohibitives en temps de calcul (maillage de 500 000 points environ, contre 3 000 000 nécessaires pour le domaine entier).

Comme on peut le constater sur la représentation graphique de l'écoulement (figure III.19, le jet pénètre plus profondément pour une hauteur de chute plus importante. De ce fait, il est clair que l'on attend un comportement des bulles différent d'une situation à l'autre.

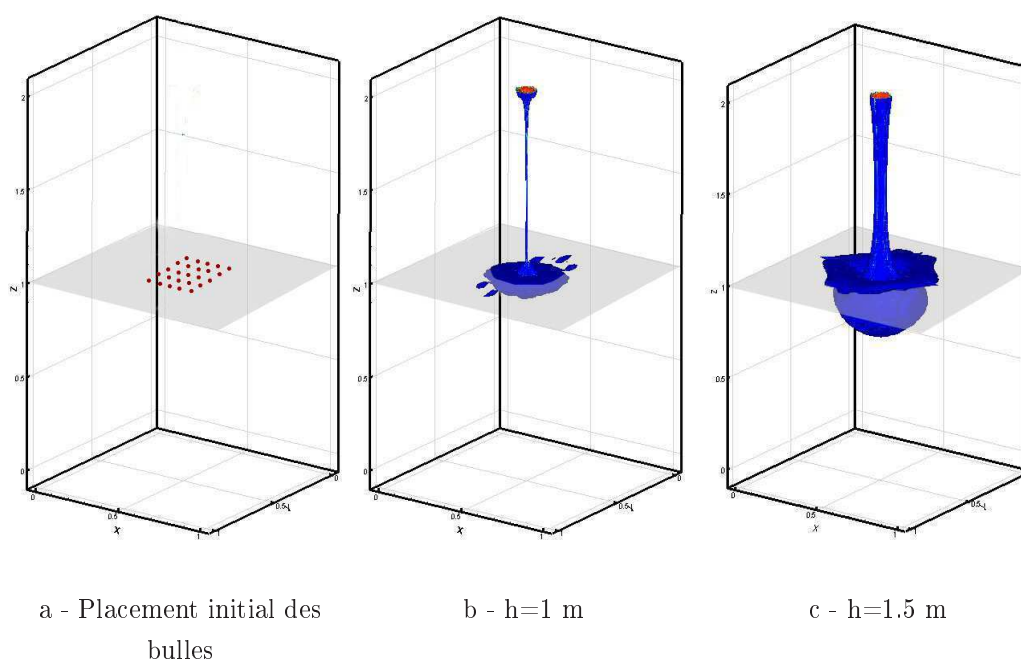
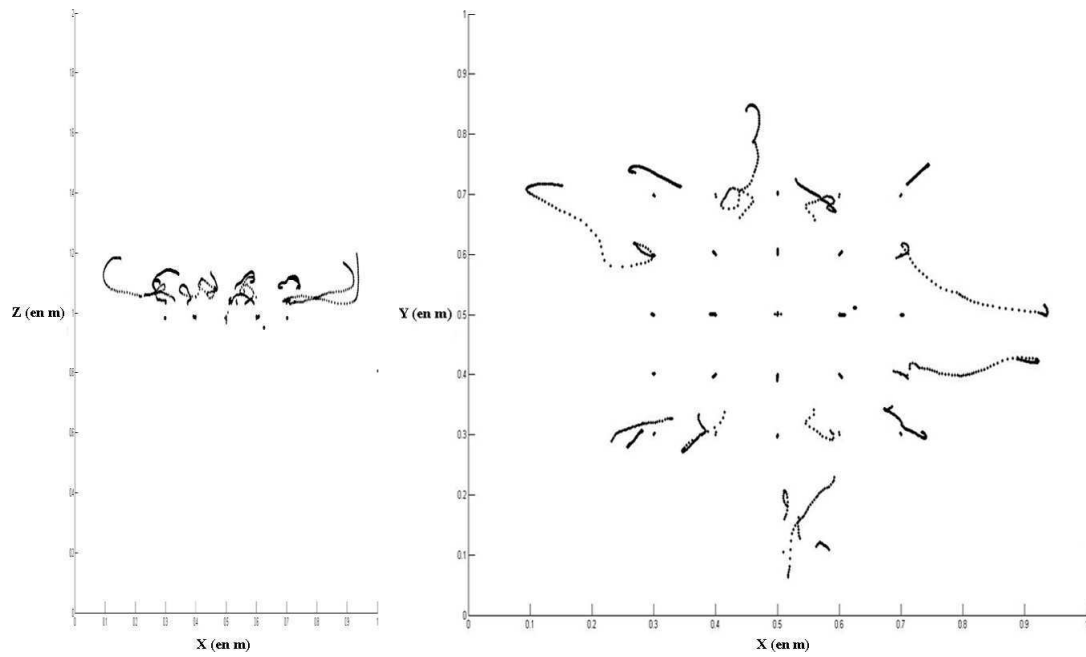


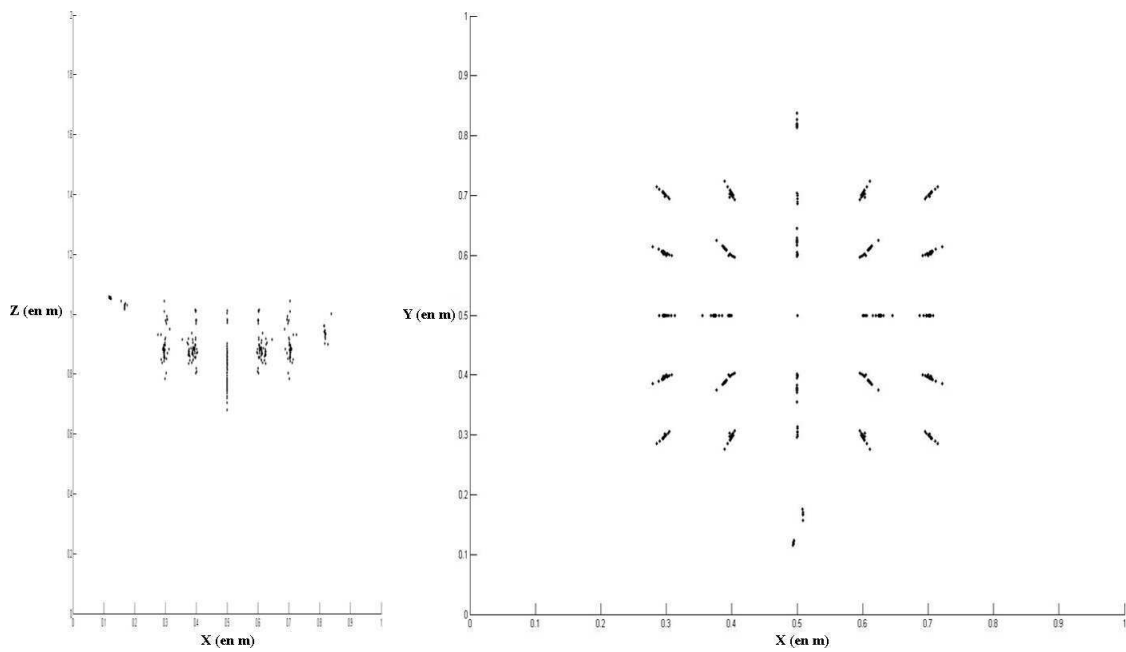
FIG. III.19 – Placement initial des bulles dans la première couche de fluide et pénétration du jet de propergol en fonction de la hauteur de chute

Sur la figure III.20, on peut constater que les bulles sont entraînées plus ou moins profondément dans la malaxée précédente. Lorsque le jet n'est pas pénétrant, les bulles restent près de la surface (figure III.20a). Dans le cas contraire, seules les bulles sous le jet sont emportées vers le fond du domaine de coulée (figure III.20c), les autres étant repoussées sur les côtés ou restant en surface. Alors que les premières migrent vers le fond de la malaxée, les secondes se déplacent peu à peu vers les parois (et les knit-lines dans le cas de plusieurs points de coulée).



a - Plan XZ -  $h=1$  m

b - Plan XY -  $h=1$  m



c - Plan XZ -  $h=1.5$  m

d - Plan XY -  $h=1.5$  m

FIG. III.20 – Trajectoires de 25 bulles dans des écoulements -  $h=1$  m et  $h=1.5$  m

### III.4 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre a été présenté le modèle numérique de suivi de bulles développé pour prédire leur répartition pendant le remplissage d'un booster. L'articulation du modèle a été décrite ainsi que la validation de chaque étape importante. Enfin, des résultats de coulées ont été présentés, vérifiant les observations faites pendant la phase expérimentale.

Ce modèle de suivi lagrangien de particules est basé sur la prise en compte des forces exercées sur les bulles par l'écoulement. Dans l'algorithme qui permet de coupler l'approche eulérienne de l'écoulement fluide et l'approche lagrangienne, deux étapes clés émergent : l'interpolation des grandeurs physique du maillage, faisant également l'objet d'une autre thèse au laboratoire (Rome [41]), et le schéma d'intégration du modèle. Ces deux étapes primordiales ont été validées sur des cas tests analytiques simples. Les résultats étant obtenus à la précision machine près, une phase de validation expérimentale a pu être envisagée. En effet, afin de confronter le modèle à la physique du problème, des résultats de simulation ont été comparés à des résultats expérimentaux. Compte tenu des approximations que nous avons effectuées pour la mise en place du modèle (faibles nombres de Reynolds et peu de bulles), celui-ci répond correctement à nos attentes.

Une fois la validation terminée, divers cas ont été simulés, confirmant le bon fonctionnement du modèle de suivi lagrangien. On peut noter que les bulles se comportent, dans les écoulement visqueux, comme des traceurs, ce qui n'est pas surprenant puisque, du point de vue de la bulle, l'écoulement est en régime de Stokes.

Les limites du modèle, inhérentes aux hypothèses que nous avons faites, apparaissent dès que l'on tient compte de l'étude expérimentale présentée à la fin du Chapitre II. Dans cette expérience, des phénomènes particuliers apparaissent du fait du nombre et de la répartition des bulles dans le fluide : dans le cas de remontées simultanées de plusieurs bulles, les trajectoires, notamment des grosses bulles, sont très nettement déviées par rapport au cas d'une bulle équivalente seule (trajectoire rectiligne). Par ailleurs, les phénomènes observés ne peuvent être reproduit par le modèle développé, car celui-ci ne tient pas compte des rétroactions des bulles sur le milieu et des interactions entre les particules qui en sont à l'origine. Le passage d'un modèle "one-way coupling", comme nous l'avons développé dans notre étude, à un modèle "two-way coupling" pourrait s'avérer très vite intéressant. La bibliographie est riche de modèles de traînée (Helland [18]) qui permettent de rendre compte des influences d'un champ de porosité sur le fluide. De plus, il serait bon d'avoir

une modélisation plus détaillée, tenant compte notamment des forces d'interactions entre les bulles. Un tel modèle pourrait restituer des phénomènes comme ceux rencontrés dans les expériences de remontée de bulles (Vanroyen [50]). La gestion des phénomènes collisionnels entre particules pourrait également faire l'objet d'un ajout au modèle, apportant un plus notable pour des écoulements moins visqueux et permettrait également de traiter, de manière similaire, les chocs aux parois. Enfin, nous n'avons pas cherché à simuler la création des bulles à cause de la taille prohibitive du maillage à l'échelle du MPS. Cependant, la création à petite échelle pourrait être étudiée numériquement pour tenter de retrouver les résultats expérimentaux (taille des inclusions, étirement des bulles, etc...).



## Chapitre IV

# Étude de l'influence des micro-bulles sur la combustion

Si la relation entre la présence de micro-bulles et les écarts à la combustion a été observée, elle n'a pas encore été clairement quantifiée. L'étude expérimentale présentée dans cette partie a été menée afin de tenter de compléter les connaissances sur ce thème. Pour cela, certaines données sont requises : d'une part, il est nécessaire d'avoir à disposition des échantillons à différents taux de porosité ; d'autre part, il faut faire subir à ces objets des tests en combustion identiques et en étudier les différents comportements.

Quatre blocs (de dimensions  $150mm * 130mm * 80mm$ ) ont tout d'abord été coulés sous différents niveaux de vide afin d'obtenir des porosités différentes. Puis, une phase de caractérisation des matériaux poreux a été réalisée pour quantifier non seulement le "taux d'air" des échantillons, mais également leur comportement en combustion. L'aspect essentiel du problème étant de mieux comprendre les survitesses observées pendant la combustion des MPS, l'étude a été menée dans l'optique de mesurer les vitesses en fonction de la porosité.



## IV.1 Coulée avec contrôle du taux de bulles

La démarche que nous avons suivie a été d'utiliser du propergol inerte pour mettre au point le protocole expérimental le mieux adapté au problème, en vue d'essais finaux sur du propergol. Cette phase a, en outre, apporté d'importantes informations, notamment sur le comportement des bulles lors du cassage du vide.

### IV.1.1 Principe : Coulées à différents niveaux de pression

Afin de maîtriser la porosité au sein des différents blocs de propergol coulés, le contrôle de la pression à la coulée est indispensable. En effet, comme nous l'avons vu au § I.4.3, lors du "cassage du vide", les bulles présentes dans la pâte sont comprimées et leur volume dépend du  $\Delta P$  subi.

Les effets de la compressibilité propre du propergol intervenant au second ordre, une étude au premier ordre peut être menée en s'appuyant seulement sur l'équation des gaz parfaits. Il est ainsi possible d'effectuer une bonne approche de l'influence de la pression sur la taille des bulles dans le propergol, à partir de l'expression :

$$PV = nRT \quad (\text{IV.1})$$

avec  $P$  la pression en Pa,  $V$  le volume, en  $\text{m}^3$ , occupé par le gaz,  $R = 8.314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$  la constante des gaz parfaits,  $T$  la température en K et  $n$  le nombre de moles de gaz.

De l'expression de  $n$  donnée par cette équation, il est possible de déterminer la relation de changement de pression à température constante :

$$n = \frac{P_1 V_1}{RT} = \frac{P_2 V_2}{RT} \quad (\text{IV.2})$$

et le changement de volume qui en découle :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{P_1}{P_2} \Rightarrow \frac{d_2}{d_1} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{IV.3})$$

avec  $d_1$  le diamètre de la bulle à la pression  $P_1$ , et  $d_2$  son diamètre à pression  $P_2$ .

Ainsi, il est possible d'évaluer la taille d'une bulle après remise à pression atmosphérique ( $P_2 = P_{atm}$ ) en fonction de sa taille initiale à une pression donnée. Quelques exemples sont donnés dans le tableau IV.1.

Pression de coulée $P_1$ (en mbar)	rapport $\frac{P_1}{P_2}$	diamètre des bulles après retour à $P_2 = P_{atm}$ (en mm)						
Diamètre initial		8	6	4	2	1	0.50	
$P_{atm}$	1	8	6	4	2	1	0.50	
230	0.23	4.88	3.66	2.44	1.22	0.61	0.31	
160	0.16	4.32	3.24	2.16	1.08	0.54	0.27	
13	0.013	1.87	1.40	0.94	0.47	0.23	0.12	

TAB. IV.1 – Exemple d'évolution de la taille des bulles au moment du cassage du vide après coulée sous différents niveaux de vide.

Afin de maîtriser la taille des bulles et par conséquent le niveau de porosité, on utilise cette propriété. Plus le  $\Delta P$  est important entre la pression de coulée et la pression atmosphérique, plus la diminution de volume est importante lors du cassage du vide, et donc plus la porosité est faible.

### IV.1.2 Expérimentation inerte avec visualisation par RX-TV

La visualisation RX est bien adaptée, comme nous l'avons vu lors des essais précédents, au suivi des bulles au sein du propergol. Il s'agit maintenant d'observer les bulles pendant une coulée sous vide et non plus à pression atmosphérique. Ces travaux ont été menés au préalable sur de la matière inerte, pour des raisons de sécurité, afin de définir et mettre en place le montage expérimental. Ils ont ensuite été suivis pour des essais sur propergol en vue d'une étude comparative de l'effet des bulles sur la réponse balistique.

#### IV.1.2.a Montage expérimental

Comme pour les essais de suivi de bulles (Partie II.1), l'enceinte RX a été utilisée. Cependant, cette fois-ci, les coulées sont réalisées à pression réduite et non plus à pression atmosphérique. A cet effet, le réceptacle de coulée est placé dans une cloche à vide (schéma IV.1). Un entonnoir contenant le propergol inerte ou actif, placé au dessus de ce dispositif, permet de contrôler la coulée à l'aide d'une vanne que l'on ouvre partiellement. La coulée se fait au travers d'une plaque percée d'un trou de 5 mm de diamètre. Ceci permet d'avoir à la fois un diamètre contrôlé, une vitesse de coulée suffisamment lente, ainsi qu'un jet stable.

Le propergol est tout d'abord placé dans l'entonnoir de coulée en fin de malaxage. Le dispositif est ensuite installé dans l'enceinte RX. Dès que le vide est fait dans la cloche, la vanne est ouverte afin de permettre la coulée, la porte de l'enceinte est fermée et l'acquisition d'images peut commencer. A la fin de chaque coulée, le vide est cassé (retour à pression atmosphérique).

On cherche à observer le comportement du propergol sous vide vis-à-vis de la formation de cavités et le devenir des celles-ci après cassage du vide. C'est pourquoi l'observation du comportement des bulles lors du cassage du vide est importante car c'est à ce moment que l'on peut apprécier leur diminution de volume et suivre la répartition de la porosité dans le propergol.

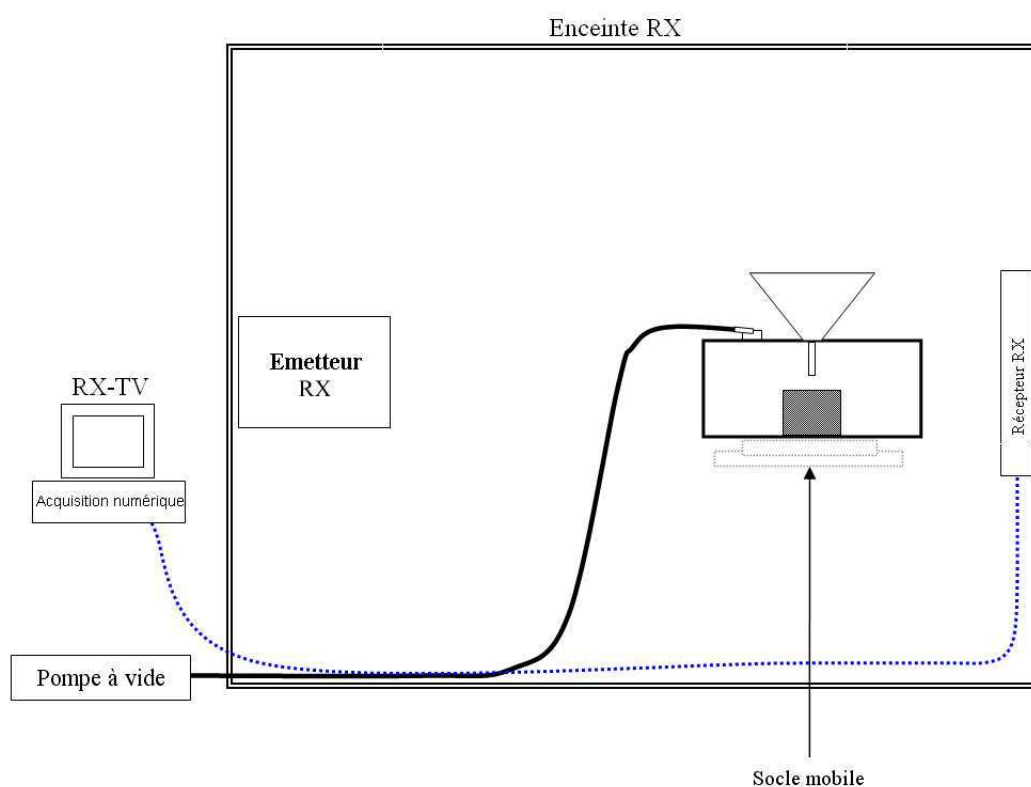


FIG. IV.1 – Installation de contrôle de coulée

Les coulées ont donc été effectuées sous des pressions différentes :

- d'une part, à pression atmosphérique : dans ce cas précis, il n'y aura pas de cassage de vide et donc aucune rétraction de volume des bulles, comme on peut le constater dans le tableau IV.1. C'est le mode de coulée qui permet d'avoir la plus forte porosité.

- d'autre part, à des niveaux de vide plus ou moins poussé : les blocs de propergol

coulés sous la pression la plus faible présente, comme on le verra par la suite, une porosité quasi-nulle.

#### IV.1.2.b Essais sur inerte

Outre la qualification du montage expérimental, l'objectif de ces essais est d'étudier l'effet du niveau de pression à la coulée et du cassage de vide sur les bulles. De plus, ils ont permis de mettre en place un protocole pour un propergol actif, déterminant des pressions de coulée permettant d'obtenir des taux de bulles différents.

Ces essais préliminaires ont été réalisés à 40 et 920 mbar, à température ambiante, afin d'effectuer une mise au point de l'expérimentation sur de l'inerte (composition : Sucre/PBHT) proche, en terme de comportement rhéologique, de la composition Ariane 5. Comme on peut le constater sur la figure IV.2, il y a bien eu confirmation du phénomène décrit plus haut : à 920 mbar les bulles sont plus présentes et leur taille beaucoup plus importante qu'à 40 mbar. Il est important de noter également que la taille des bulles à la

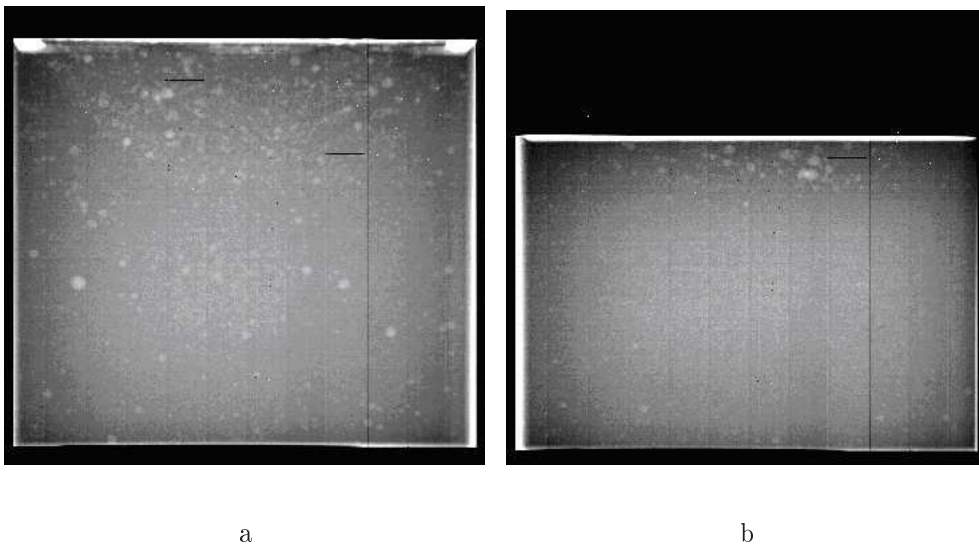


FIG. IV.2 – Visualisation RX de la présence et répartition des bulles en fin de coulée inerte après cassage du vide, sous a) 920 mbar b) 40 mbar

coulée (avant "cassage du vide") ne dépend pas de la pression à la coulée. Ainsi, quelle que soit la population de bulles formées, la taille finale des inclusions dépend essentiellement de la phase de retour à pression atmosphérique. Ceci confirme que le procédé de coulée sous pression réduite est primordial pour limiter le niveau de porosité dans les MPS.

## IV.1.2.c Comportement des bulles lors de variations de pression

Lors d'une coulée sous pression réduite, des essais de cassages et remises du vide successifs ont été réalisés pour observer leurs effets sur les bulles formées. Le cliché RX

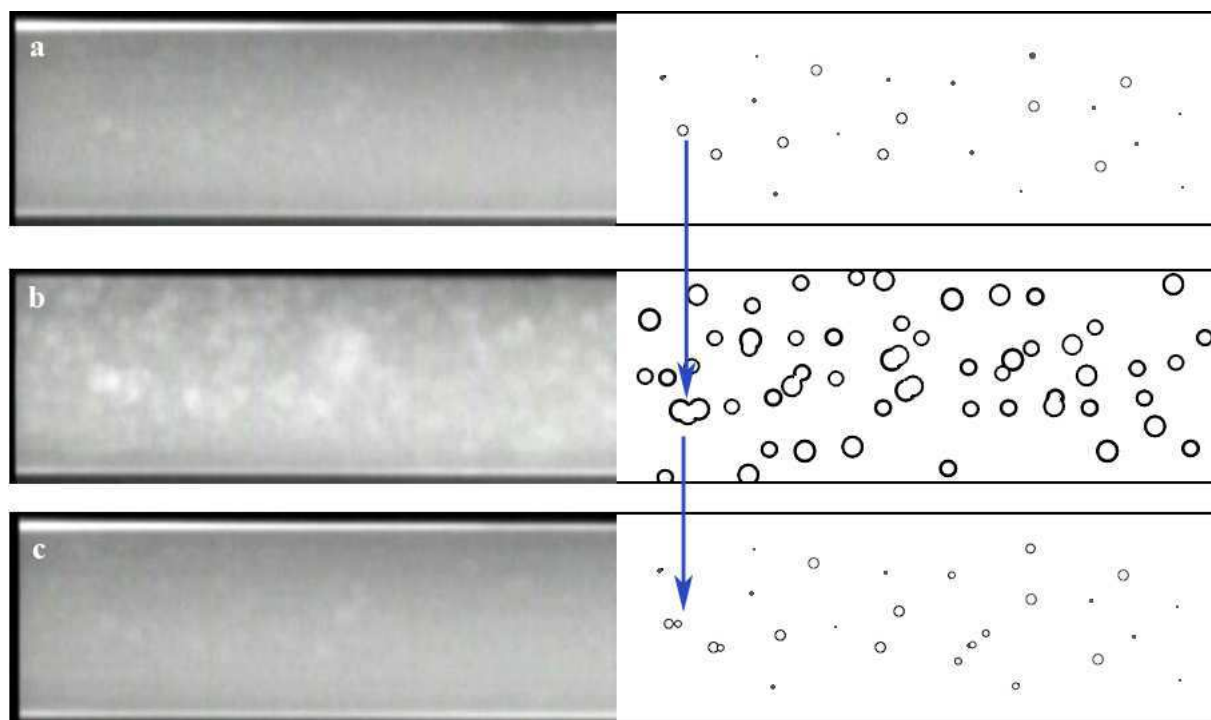


FIG. IV.3 – Visualisation de l'effet de la pression sur les micro-cavités : a. premier retour à pression atmosphérique ; b. remise de la pâte sous vide ; c. second cassage du vide.

après cassage du vide (photo IV.3.a.) montre, comme précédemment, l'écrasement des bulles. Lors de la remise de la pression réduite dans l'enceinte, un foisonnement assez conséquent apparaît. Les bulles collapsées, qui semblaient avoir disparu, réapparaissent, les plus grosses passant de 2 mm à 6 mm de diamètre par exemple ; toujours selon la loi  $PV = Constante$ . Cependant, la configuration de la porosité (photo IV.3.b.) semble un peu différente que lors du vide de départ. Lorsqu'on casse le vide à nouveau, ce foisonnement est écrasé (photo IV.3.c.) et de petites bulles additionnelles semblent apparaître à ce moment en comparaison au premier retour à pression atmosphérique. Ce phénomène est dû à la réunion de bulles plus fines, non visibles à l'origine et qui se collapsent lors de la remise sous vide. Un autre phénomène apparaît également (flèches du schéma de la figure IV.3) : des bulles, ayant grossies par rétablissement de la pression réduite, s'écrasent en formant plusieurs petites bulles à pression atmosphérique. Cependant, la morphologie de

la porosité (taux d'air emprisonné dans le propergol) reste inchangée après des retours au vide et à pression atmosphérique successifs.

#### IV.1.2.d Essais sur propergol actif

Nous avons ensuite mené, dans les mêmes conditions de coulée, des expérimentations sur propergol (composition Ariane 5). Quatre coulées ont été effectuées : à 920 mbar, 400 mbar, 100 mbar et 40 mbar. Pour ce faire, deux malaxeurs horizontaux de faible capacité (8 L) ont été mobilisés. Afin de couler les deux malaxées le jour même, elles ont été préparées suivant un cycle prémix/mix, les prémix étant réalisés la veille de la coulée et la finalisation des mélanges (introduction du réticulant) le jour même. Si les bulles observées pendant la coulée par RX étaient proches de celles obtenues avec l'inerte, les différences étant liées aux écarts de comportement rhéologique, les résultats après réticulation n'étaient pas ceux escomptés. Comme on peut le voir sur la figure IV.4, qui présente les résultats de tomographie des blocs coulés aux mêmes pressions que ceux de la figure IV.2, les bulles ne sont pas plus visibles à 920 mbar qu'à 40 mbar.

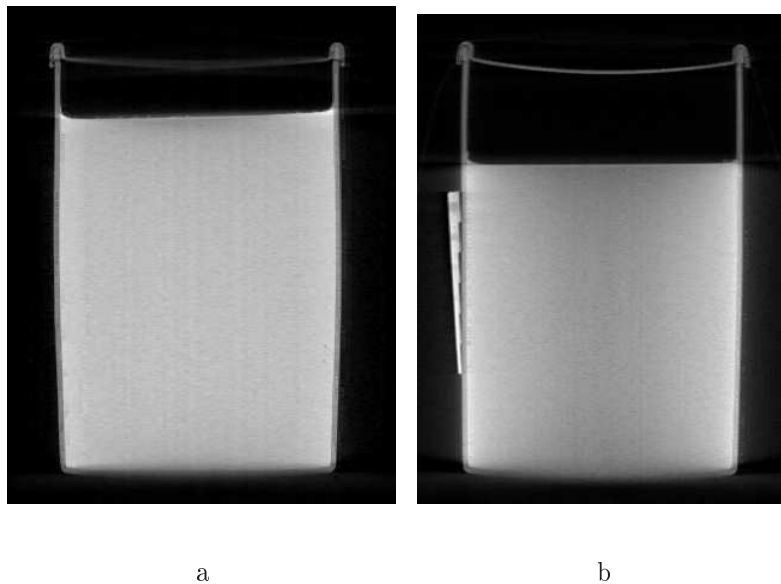


FIG. IV.4 – Images tomographiques après cuisson de 2 coulées, sous a) 920 et b) 40 mbar

D'autre part, les mesures de densité effectuées sur des échantillons provenant de ces coulées confirment ces résultats. En effet, toutes les mesures sont identiques et correspondent à la densité d'un bloc sain de cette composition : 1.767.

Plusieurs hypothèses peuvent expliquer ce résultat :

- lorsque le propergol est mis en étuve, à une la température de cuisson fixée à 60°C, il subit un gradient de température important (jusqu'à plus de 30°C) engendrant à la fois la fluidification de la pâte, mais également de la convection thermique, qui favorisent la remontée des bulles.

- le débit de coulée, lors de ces essais, n'étant piloté que par l'écart de pression entre l'intérieur de la cloche à vide et l'extérieur (pression atmosphérique), il était d'autant plus faible que la pression de coulée était grande, ce qui favorise l'étalement de la pâte dans les cas de pressions élevées.

Le tableau IV.2 résume, pour la phase de coulée, les débits obtenus ainsi que la température du propergol pour les quatre pressions testées. Il apparaît bien qu'en fonction du niveau de vide, le débit de coulée était très différent. Par exemple, comme on peut le voir sur le tableau IV.2, lors de la coulée à 920 mbar, le  $\Delta P$  est quasiment nul et donc le débit est faible. Inversement, dans le cas de la coulée à 40 mbar, il est très élevé. Dans le premier cas, la durée de coulée est très importante (2 h). De fait, la température de la pâte, et donc sa viscosité, ne sont plus les mêmes pendant toute la durée de l'expérience. Le débit est ainsi encore plus diminué, favorisant l'étalement de la pâte et la non-formation de bulles. .

	Temp. pâte (°C)	Durée coulée (min)	Débit (kg/h)
920	23,7 <sup>1</sup>	130	1,06
400 mbar	40,0	6	19.08
100 mbar	23,7	24	4.84
40 mbar	40,0	3	42.62

TAB. IV.2 – Conditions des coulées menées à différents niveaux de vide

La température de coulée du propergol dans le cadre de ces essais ne pouvant pas être contrôlée, il a été nécessaire par la suite d'adapter le cycle de cuisson à la cinétique de réticulation pour éviter les phénomènes de convection thermique et de fluidification à la cuisson.

<sup>1</sup>Compte tenu de la durée de l'écoulement, la pâte s'est fortement refroidie au cours de la coulée (40°C au départ) et la mesure de fin de coulée, 23.7°C, est la plus représentative des conditions d'expérience

De plus, les  $\Delta P$  ne pouvant pas être modifiés, afin d'obtenir quatre porosités différentes, il a été nécessaire de mettre en place un moyen permettant de contrôler le débit de coulée quel que soit le niveau de vide dans l'armoire de coulée.

### IV.1.3 Coulée de propergol avec contrôle du débit

L'objectif des essais suivants a donc été de refaire 4 blocs coulés à quatre pressions différentes, en maîtrisant cette fois-ci le débit de coulée, afin d'avoir des blocs comparables avec des bulles, où le seul facteur changeant est la pression de coulée. La température de cuisson fera l'objet également d'un cycle particulier, fonction de la vitesse de réticulation du propergol.

Les coulées ont été réalisées avec le montage présenté sur la figure IV.5 : un entonnoir réglé en température ( $50^{\circ}\text{C}$ ) est couplé à une pompe péristaltique. La pompe est couplée à une armoire de coulée sous vide avec une grille 7 trous  $\varnothing = 4.5$  mm (figure IV.6a). Il est possible, de cette manière, quelle que soit la pression à laquelle le propergol est coulé, d'obtenir un débit régulier et suffisamment élevé (entre 3 et 7 kg/h) pour que les effets de l'étalement de la pâte soient négligeables.



FIG. IV.5 – Installation de coulée sous vide avec contrôle de débit par pompe péristaltique : a. la pompe entraîne la pâte provenant de l'entonnoir, b. la sortie se fait par un coude de jonction avec la cloche à vide





FIG. IV.6 – a. Grille de coulée 7 trous, b. Coulée en filets de pâte dans la cloche à vide à travers la grille

Les 4 coulées ont été réalisées à des niveaux de vide différents : pression atmosphérique, 230, 160 et 13 mbar. En fin de coulée, le passage du vide est effectué par remise à pression atmosphérique de la cloche de coulée. Le tableau IV.3 résume les différents paramètres de chaque coulée.

	$P_{\text{coulée}}$ (mbar)	Temp. de pâte <sup>2</sup> (°C)	Durée de coulée (min)	Masse produit (g)	Débit (kg/h)
<b>1<sup>er</sup> mix</b>	$P_{\text{atm}}$	48,2	20	2111,6	6,6
	230	48,2	19	1564,0	4,9
<b>2<sup>nd</sup> mix</b>	160	48,5	34	2216,7	3,3
	13	50,6	27	2580,2	5,7

TAB. IV.3 – Récapitulatif des coulées de propergol

Afin de limiter la remontée des bulles lors de la cuisson, les températures des étuves ont suivi un cycle particulier permettant d'avoir un bon compromis entre le phénomène

de réticulation, et donc l'augmentation de viscosité, et le phénomène de convection thermique. Au vue des courbes de viscosité en fonction de la température et du temps, les blocs ont tout d'abord été conservés à 30°C pendant 24 h (température de fin de coulée). La température a ensuite été augmentée à 40°C pendant une semaine, et 60°C pendant 6 jours. Les températures choisies ont permis de limiter la remontée des bulles en limitant la fluidification de la pâte et la convection thermique.

Après cuisson, chaque bloc a été soumis à des caractérisations spécifiques, dans le but d'identifier les effets de la présence des bulles sur la combustion.

## IV.2 Caractérisations du propergol

Afin de pouvoir correctement évaluer la relation qui existe entre porosité et comportement en combustion, il est nécessaire d'utiliser les outils de caractérisation adaptés. D'une part, il nous faut connaître le niveau de porosité dans les blocs de propergol. Cette caractéristique du matériau est accessible par la mesure de densité et par la mesure de la compressibilité. D'autre part, nous devons recueillir des informations sur le comportement du produit lors de sa combustion, en fonction de la porosité ainsi identifiée. Des mesures de vitesse de combustion permettent d'identifier ces comportements. Chaque bloc coulé a été usiné pour avoir des échantillons pour les tirs et les mesures de densité et de compressibilité (Annexe D).

### IV.2.1 Évaluation du taux de bulles

Avant toute caractérisation, il est indispensable de connaître la répartition des microporosités, afin de prélever les échantillons à des endroits pertinents. Pour cela, il est nécessaire de faire appel à des outils de contrôle non destructif (CND) qui présentent l'avantage, contrairement aux méthodes de caractérisation tels que les mesures de densité ou de compressibilité, d'effectuer des mesures sans altérer la matière.

#### IV.2.1.a Radioscopie des échantillons

Pour s'assurer de la présence de bulles en fin de coulée et de leur comportement au cours du temps, chacun des quatre blocs a été contrôlé par RX-TV. Comme le confirme le cliché RX IV.7a, le bloc coulé à la pression la plus basse, ne présente quasiment aucune

---

<sup>2</sup>Températures à la coulée. NB : En fin de coulée, la température du propergol était d'environ 30°C.

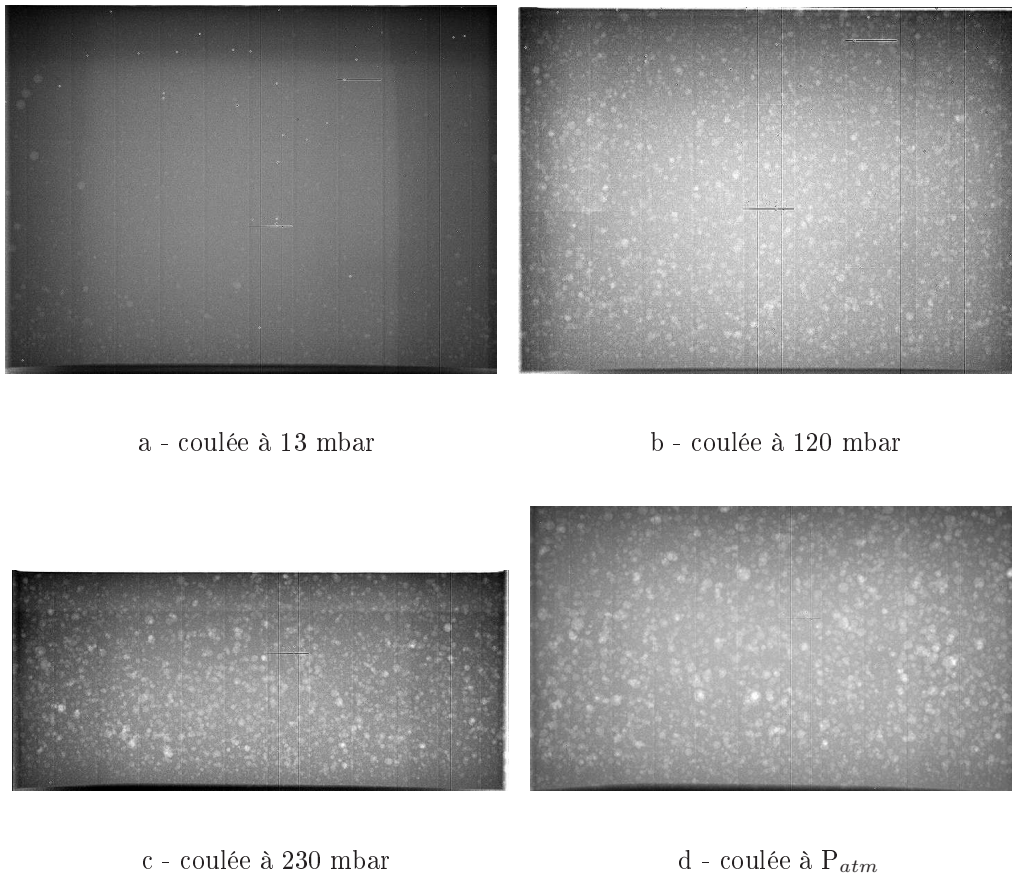


FIG. IV.7 – Visualisation RX de la présence et de la répartition des bulles en fin de coulée après cassage du vide.

bulle visible. Au contraire, au fur et à mesure que l'on augmente la pression de coulée, les bulles sont de plus en plus grosses au sein de la matière après cassage du vide (photos IV.7b, IV.7c et IV.7d).

Après leur remplissage, chaque bloc est radiographié puis mis en étuve à  $30^{\circ}\text{C}$ . Afin d'observer les phénomènes intervenant au cours de la réticulation, les blocs sont, dans les premières heures, sortis de l'étuve, radiographiés puis remis sous température contrôlée. De cette manière, le phénomène de dégazage par remontée des bulles au cours du temps a pu être mis en évidence. Comme il apparaît sur les clichés de la figure IV.8, les grosses bulles remontent, laissant seulement les plus petites bulles au fond du bloc. La différence de répartition entre le temps  $t=0$  et  $t=4\text{h}30$  est clairement visible sur les clichés et l'appauvrissement du fond du bloc en bulles de gros diamètre est évident (voir les encadrés en pointillé sur les photos). Ces observations sont cohérentes avec la théorie. En effet, l'ordre

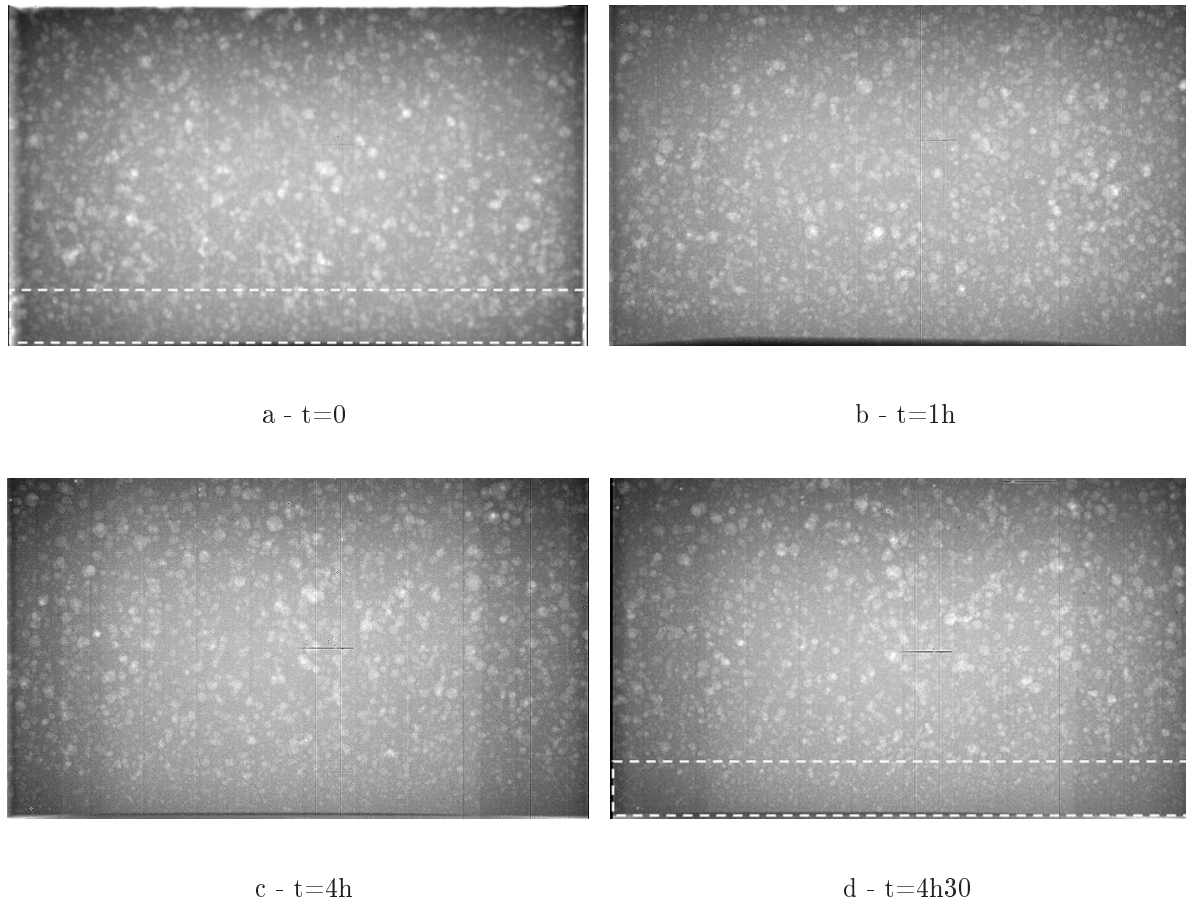


FIG. IV.8 – Visualisation RX de la remontée des bulles après cassage du vide pour la coulée à pression atmosphérique à différents instants.

de grandeur des vitesses de remontée des bulles de différents diamètres concordent avec leur vitesse théorique exprimée par la formule :

$$V = \frac{2}{9} \frac{\rho_f r^2}{\mu} \quad (\text{IV.4})$$

avec  $r$  le rayon de la bulle,  $\rho_f$  la densité du fluide et  $\mu$  sa viscosité.

Le tableau présente les résultats du calcul théorique des vitesses de remontée de trois tailles de bulles. Le calcul des hauteurs de remontée correspondantes, pour une durée de 4h30, est cohérente avec celles observées sur la figure IV.8.

La température d'étuve est ici assez basse pour avoir une viscosité suffisamment grande pour limiter ce phénomène. A une température plus élevée (50°C par exemple), il est facile d'imaginer l'amplification de ce phénomène, déjà assez important à 30°C et le dégazage

Diamètre (en mm)	Vitesse de remontée théorique (en $m.s^{-1}$ )	Hauteur de remontée théorique en 4h30 (en mm)
1	$2.10^{-7}$	3
2	$10^{-6}$	15
4	$4.10^{-6}$	60

TAB. IV.4 – Estimation théorique de la vitesse de remontée de bulles de différentes tailles et de la hauteur de remontée correspondante pour 4h30 d'attente à 30°C

progressif des blocs, comme nous l'avons obtenu dans l'étude précédente.

Enfin, à la vue de cette répartition des bulles, les blocs sont usinés suivant un plan de découpe (Annexe D) des échantillons permettant d'avoir des mesures reproductibles et significatives pour chaque caractérisation.

### IV.2.1.b Compressibilité

#### Description de l'appareil et principe de fonctionnement

Pour les mesures de compressibilité des échantillons, le dispositif utilisé est une enceinte dite de PARR (figure IV.9). Le principe de mesure consiste à appliquer une pression sur toute la surface de l'échantillon afin de mesurer sa compressibilité en agissant sur tout son volume. Pour cela, les échantillons sont totalement immergés dans un fluide (généralement, une huile fluorée). Une pression est ensuite exercée sur le fluide, par l'introduction d'un gaz dans l'enceinte, de l'azote. Chaque point de la surface des échantillons est soumis à cette pression hydrostatique (homogène dans toutes les directions de l'espace).

En fonction de la pression exercée, l'échantillon présente une certaine contraction de volume significative de sa compressibilité. Pour quantifier celle-ci, il est nécessaire de connaître la variation de volume des objets.

Une méthode pour apprécier cette variation est de mesurer la variation de hauteur inhérente au volume. Pour cela, des capteurs capables de déterminer des déplacements linéaires sont employés. Une description de ces capteurs LVDT est donnée dans l'annexe A.2. A partir des variations de hauteur ainsi mesurées, il est facile, en connaissant parfaitement la géométrie des échantillons, de calculer la variation de volume engendrée par la pression

#### Résultats de compressibilité :

Les mesures, effectuées en enceinte PARR, permettent donc d'estimer la variation de volume de l'échantillon en fonction de la pression exercée sur celui-ci. La gamme de pression des mesures s'étend généralement jusqu'à 10-15MPa, mais n'ayant eu la possibilité matérielle de faire les essais dans ces conditions, nous devons nous attendre à des informations d'une précision moindre. Les pressions étudiées s'échelonnent, dans notre étude, de 0 à 5 MPa, 4.5 MPa étant la pression de fonctionnement du moteur. Les résultats (figure IV.10) permettent non seulement de connaître l'évolution de taille des échantillons mais apportent de plus amples informations sur la teneur en bulles au sein du matériau. En effet, la première partie de la courbe correspond à la variation de volume de l'échantillon due à l'écrasement des bulles (échelle macro et mésoscopique). La deuxième partie, linéaire cette fois-ci, correspond à la variation de volume engendrée par la compression du propergol lui même (échelle microscopique). Comme l'explique Nevier [32], cette portion de la courbe permet d'exploiter deux grandeurs : d'une part, l'inverse de sa pente est le coefficient de compressibilité  $K$  du matériau, donné par l'expression qui lie la variation

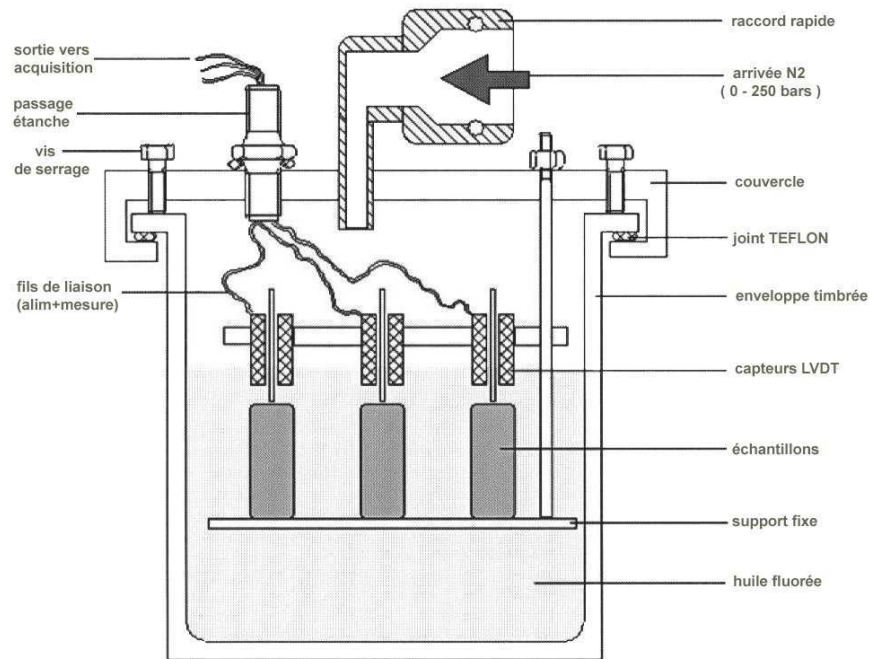


FIG. IV.9 – Dispositif de mesure de compressibilité (enceinte de PARR)

de volume à la pression, dans une compression hydrostatique :

$$P = K \frac{\Delta v}{v_0} \quad (\text{IV.5})$$

avec  $P$  la pression exercée sur l'échantillon et  $\frac{\Delta v}{v_0}$  sa variation de volume. D'autre part, l'intersection de la partie linéaire avec l'axe des ordonnées donne la porosité,  $p\%$ , la courbe résultant d'un matériau non poreux devant couper cet axe à l'origine. Pour chaque échantillon, il est donc possible d'estimer la proportion volumique de bulles présentes. Celles-ci représentent, par rapport au volume total :

- 0.66% à  $P_{atm}$
- 0.41% à 230 mbar
- 0.35% à 160 mbar
- 0.15% à 13 mbar

Le coefficient de compressibilité est lié au matériau lui-même, il doit donc être identique pour chaque échantillon d'un même propergol. Les parties linéaires correspondant à chaque échantillon devraient donc avoir la même pente. La pression maximale atteinte étant limitée à 5MPa, il semble que toutes les cavités des échantillons les plus poreux

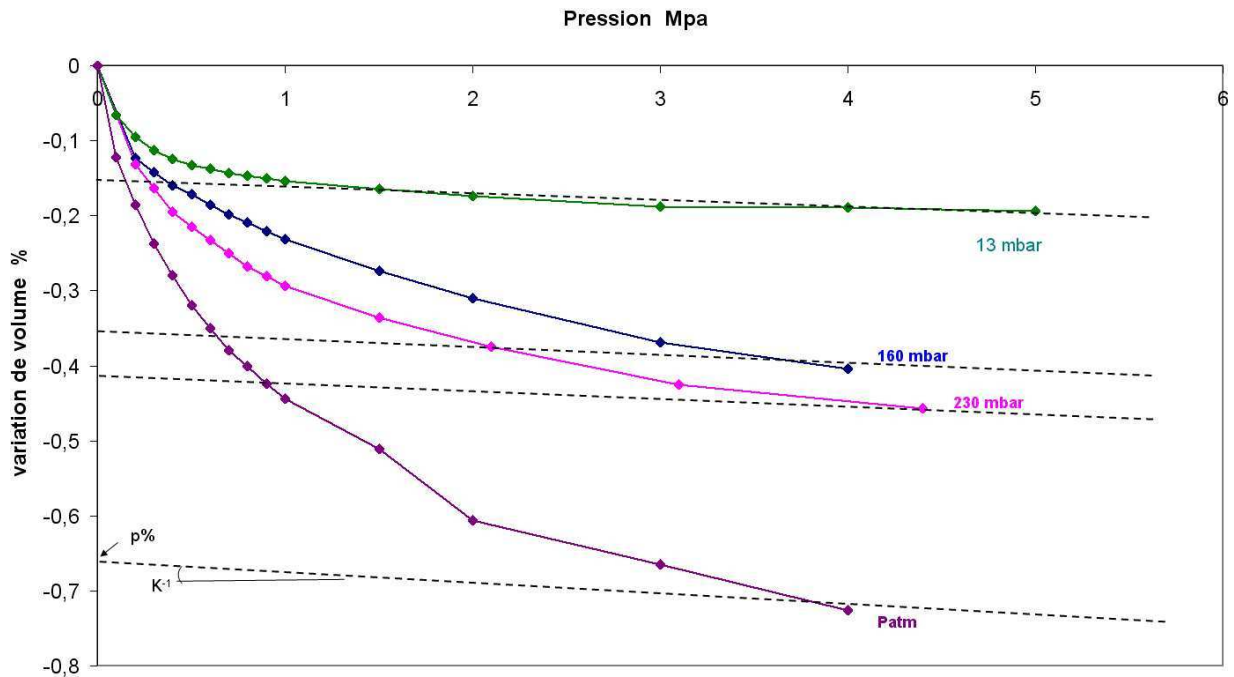


FIG. IV.10 – Variation volumique des échantillons en fonction de la pression exercée

n'aient pas été toutes écrasées (en particulier pour la coulée à pression atmosphérique). La partie linéaire n'a pas été atteinte pour toutes les courbes. Il est donc nécessaire d'extrapoler afin d'obtenir des résultats. Les porosités  $p\%$ , déduites de ces courbes, sont donc vraisemblablement sous-estimées. Ces taux de porosité ont ensuite été mis en relation avec les résultats balistiques afin de comprendre leur influence sur la combustion.

#### IV.2.1.c Densité

##### Principe de mesure :

La densité est un nombre sans dimension, égal au rapport d'une masse d'une substance homogène à la masse du même volume d'eau pure à la température de 3,98°C. Par définition, la densité de l'eau pure à 3,98 °C est égale à 1.

La densité du propergol que nous étudions est de 1.771 pour un matériau sain, c'est-à-dire malaxé et coulé sous pression réduite. Cependant, si une certaine porosité est présente dans la matière, une diminution de la densité apparaît. Cette variation augmente avec le taux d'air emprisonné dans le matériau. De cette mesure, nous pouvons apprécier facilement le taux d'air au sein du propergol. Une telle caractérisation permet de différencier les propergols coulés.



En pratique, pour mesurer la densité, il suffit d'utiliser le principe d'Archimède. Pour cela, nous utilisons un bêcher rempli d'un liquide connu placé sur une balance de précision. Le dispositif est relié à un ordinateur afin d'automatiser les mesures. Après avoir effectué la tare, l'échantillon est plongé dans l'eau sur un plateau suspendu de façon à ce qu'il ne touche pas le fond. De cette manière, on peut mesurer la masse du volume de liquide déplacé par l'objet sans prendre en compte sa masse. Connaissant la densité du liquide dans les conditions expérimentales, il est possible de déterminer le volume de l'échantillon. Puis, on mesure sa masse avec la même balance. Connaissant le volume et la masse de l'échantillon, on peut ainsi en déduire sa densité.

### Densité théorique et résultats expérimentaux :

A partir des variations de volume obtenues lors des mesures de compressibilité, il est possible d'estimer la densité moyenne de chaque échantillon. Le tableau IV.5 présente ces résultats calculés en prenant la densité du propergol Ariane 5 égale à 1.771 pour une propergol malaxé et coulé sous vide, c'est à dire présentant environ 0.15% de porosité.

	Pression de coulée	13 mbar	160 mbar	230 mbar	$P_{atm}$
Mesures de compressibilité	Porosité expérimentale	0.15%	0.35%	0.41%	0.66%
	Densité théorique	1.771	1.767	1.766	1.762
Mesures de densité	Densité expérimentale	1.771	1.770	1.769	1.764
	Porosité théorique	0.15%	0.21%	0.26%	0.55%

TAB. IV.5 – Résultats issus des mesures de compressibilité et de densité

Les mesures de compressibilité et de densité sont cohérentes. Cependant, compte tenu de la présence de bulles débouchantes, les mesures de densité sont beaucoup plus dispersées. Par conséquent, la suite de l'étude sera menée à partir des résultats de compressibilité.

## IV.2.2 Étude de la combustion en fonction du taux de bulles

### IV.2.2.a Choix de la méthode et hypothèses d'étude

Pour étudier le comportement balistique d'un propergol, SME dispose de différents moyens : les tirs en bombe manométrique, par ondes ultrasonores (US), en strand burner, ou le tir de moteurs.

Un tir en bombe manométrique consiste à allumer un échantillon de propergol de géométrie connue dans une enceinte fermée. L'acquisition de la pression au sein du dispositif permet, grâce à la théorie de la combustion par couches parallèles, de remonter à l'évolution de surface en fonction du temps et donc à la vitesse de combustion en fonction de la pression. Cependant, l'utilisation de cette méthode nécessite de connaître la fonction forme de l'échantillon, c'est-à-dire l'évolution de la surface de combustion en fonction de l'épaisseur à brûler ; fonction qui est inconnue dans le cas d'échantillons contenant des bulles réparties aléatoirement.

Un "tir US" consiste à mesurer la vitesse instantanée de régression du front de flamme sur une rondelle, brûlant "en cigarette", par l'intermédiaire d'ondes ultrasonores. Les ondes sont émises du côté de la rondelle qui est allumé et se propagent dans le matériau. Elles se réfléchissent en arrivant sur l'autre face de l'échantillon et sont captées par le récepteur situé au même endroit que l'émetteur. En connaissant l'épaisseur exacte de la rondelle, il est possible de remonter à la vitesse de combustion instantanée. Néanmoins, si l'onde US vient à rencontrer une bulle d'air dans la rondelle, elle se réfléchit avant d'avoir traversé la totalité de l'échantillon.

Hormis son coût, le tir d'un moteur fabriqué avec un propergol bulleux est difficilement envisageable. En effet, à l'allumage, la brusque montée en pression engendrerait la formation de fissures dans ce matériau affaibli mécaniquement de par la présence des cavités. Les fissures entraîneraient alors une augmentation très importante de la surface de combustion, et le tir s'emballerait.

Ainsi, ces trois méthodes de caractérisation étant difficilement utilisables sur les propergols bulleux à analyser, il a été décidé d'utiliser des tirs strand burner. Ce type de tirs ne permet pas d'obtenir une vitesse de combustion instantanée de l'échantillon, mais une moyenne de la vitesse de combustion sur la longueur étudiée. En effet, l'évolution du front de combustion est suivie grâce à des fils métalliques qui se rompent au passage de celui-ci. L'avancée de la combustion est suivie en 3 points (figure IV.11) : le point d'allumage (1), celui de fin de combustion (3) et un temps intermédiaire (2). Grâce aux temps ainsi

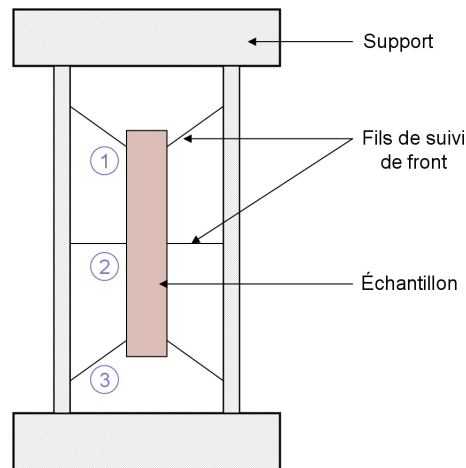


FIG. IV.11 – Appareillage pour tirs en Strand burner

relevés et aux distances séparant ces points définis, il est possible de déterminer la vitesse moyenne de l'évolution du front de flamme.

De plus, l'expérience de SME sur les tirs strand burner a déjà montré l'efficacité de la méthode pour mesurer des vitesses anormalement élevées sur des échantillons de propergol poreux. En effet, une étude antérieure avait montré qu'un propergol (butalane Ariane 5), mal dégazé au malaxage puis coulé sous vide, brûlait  $1 \text{ mm.s}^{-1}$  plus vite que ce même propergol correctement dégazé au malaxage. Les conditions de malaxage et de coulée ainsi que les caractéristiques des matériaux ainsi fabriqués sont reportées dans le tableau IV.6.

Pression de malaxage (en mbar)	Pression de coulée (en mbar)	densité	Vitesse moyenne à 4.5MPa ( $\text{mm.s}^{-1}$ )
100 à 300	<100	1.756	8.8
<100	<100	1.771	7.8

TAB. IV.6 – Conditions de fabrication et caractéristiques de deux propergols identiques malaxés à des pressions différentes

Il est apparu, à la vue de ces résultats, que la caractérisation balistique par tirs strand burner des blocs ainsi fabriqués était pertinente. Ce type de mesure semble donc être adapté à notre cas, les échantillons de notre étude présentant des densités similaires à celles de ces propergols.

### IV.2.2.b Résultats et interprétations

Les échantillons des quatre blocs de porosité différente ont donc été tirés en strand burner sous différentes pressions (3 MPa, 4.5 MPa et 7 MPa) afin de reproduire au mieux le comportement du propergol dans des conditions proches du fonctionnement du moteur, 4.5 MPa étant la pression de fonctionnement des MPS. Au préalable, il a fallu s'assurer de la présence de bulles dans les échantillons. Une visualisation par rayon X a permis de connaître la distribution de celle-ci dans le propergol. La figure IV.12 schématise la répartition des bulles du bloc de propergol coulée à  $P_{atm}$ . Les résultats obtenus, contrairement

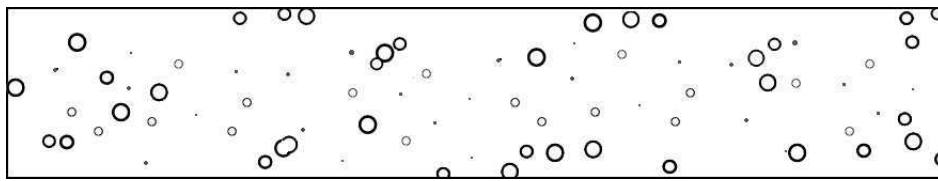


FIG. IV.12 – Exemple de distribution de bulles dans les échantillons strand burner étudiés (origine : cliché RX)

à l'attendu, ne présentent pas de différences significatives de vitesse d'un bloc à l'autre (tableau IV.7).

Pression de malaxage (en mbar)	Pression de coulée (en mbar)	Densité	Vitesse moyenne à 4.5 MPa (mm.s <sup>-1</sup> )
Propergol poreux			
100 à 300	<100	1.756	8.8
<100	<100	1.771	7.8
Propergol bulleux			
<100	13	1.771	7.7
<100	160	1.767	7.6
<100	230	1.766	7.9
<100	$P_{atm}$	1.762	7.9

TAB. IV.7 – Conditions de fabrication et caractéristiques de deux propergols malaxés et coulés à pressions différentes

Une première hypothèse de cette absence d'écart notable sur les vitesses moyennes de combustion est que les bulles sont écrasées sous l'effet de la pression. Ce phénomène

est d'ailleurs confirmé par les mesures de compressibilités qui montrent qu'à 4.5 MPa la majeure partie des bulles est comprimée. Compte tenu de la géométrie des échantillons, la surface latérale étant la plus grande, l'écrasement se fait préférentiellement dans le sens longitudinal (figure IV.13).

De ce fait, pendant la combustion, les échantillons présentent quasiment la même longueur et ne contiennent pratiquement plus de bulles. Par conséquent, la vitesse du

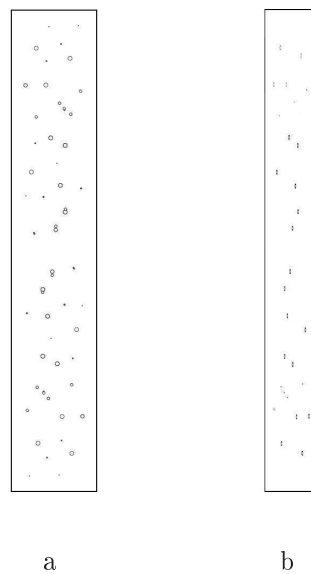


FIG. IV.13 – Phénomène d'écrasement des bulles dû à la pression de combustion. a. échantillon à pression atmosphérique ; b. échantillon sous pression

front de flamme mesurée est la même pour tous.

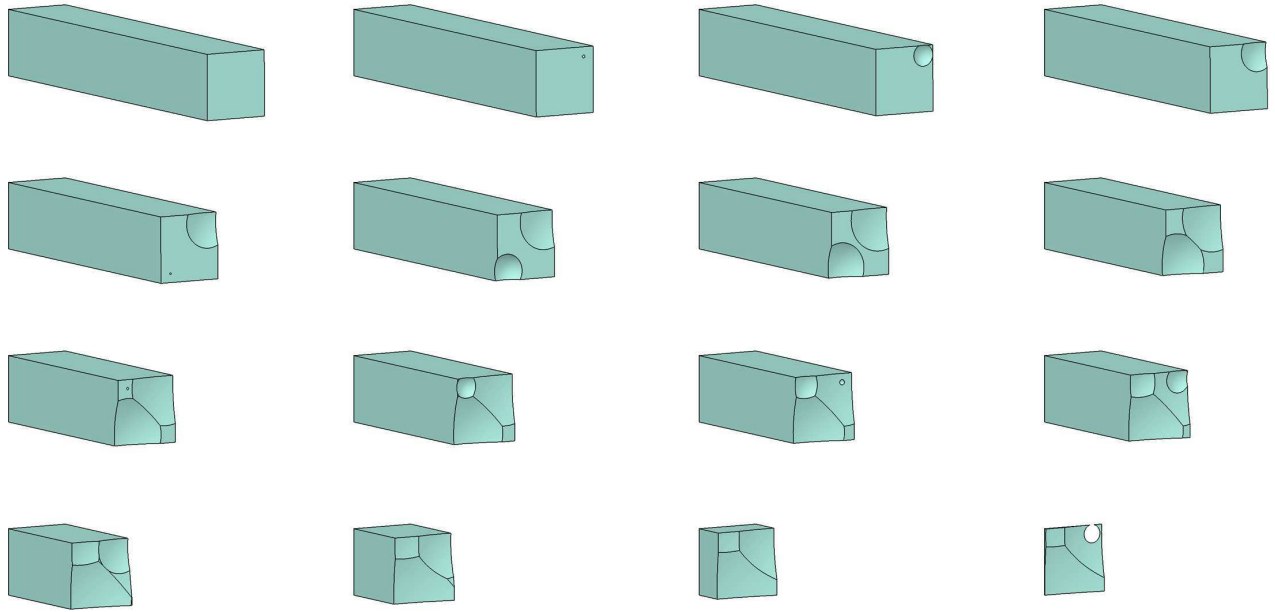
Pour vérifier cette hypothèse, un échantillon bulleux a été tiré à pression atmosphérique. Si cet échantillon présente une vitesse supérieure à la référence, qui est un échantillon sain tiré dans les mêmes conditions, alors l'influence de l'écrasement des bulles sous pression peut être validée. Dans ce cas également, aucune différence significative de vitesse n'a été observée.

Une seconde hypothèse peut être émise : la présence des bulles dans les échantillons engendrent des survitesses qui ne sont pas mesurables par la méthode de tirs strand burner.

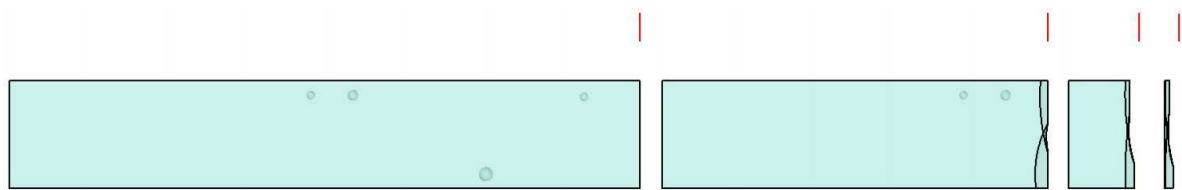
Afin de valider cette hypothèse, une étude numérique a été menée pour vérifier le comportement du front de flamme en présence de bulles. Pour des raisons de temps de

calcul, seulement quatre bulles ont été simulées, les échantillons tirés en contenaient une centaine.

Les résultats de simulation montrent des modifications de la surface de combustion très locales, les bulles étant trop peu rapprochées pour la modifier de manière conséquente (figure IV.14). En effet, d'après l'outil numérique, les bulles commencent à avoir



a - Évolution du front de flamme d'un échantillon obtenu par simulation



b - Comparaison avec la surface de combustion d'un produit sans bulle (en rouge)

FIG. IV.14 – Résultat de simulation de l'effet de 4 bulles millimétriques dans un échantillon Strand Burner

une influence notable sur l'avancée du front de flamme lorsqu'elles sont placées de manière très rapprochée ou les unes derrière les autres. Ainsi, les bulles étudiées, malgré leur taille importante, ne sont pas organisées de façon à avoir une influence significative sur la

propagation du front de flamme. Par conséquent, les écarts de vitesse moyenne résultant des augmentations locales de surface de combustion sont faibles et sont compris dans la dispersion de mesure du strand burner ( $\simeq 0.5 \text{ mm.s}^{-1}$ ).

Cependant, cette hypothèse n'explique pas la différence de comportement entre le propergol coulé à  $P_{atm}$  et celui mal dégazé au malaxage. En effet, ces deux matériaux ont sensiblement le même niveau de porosité mais une répartition de l'air différente : les bulles du propergol coulé à  $P_{atm}$  sont visibles par visualisation RX alors que, pour la même densité, celles du propergol mal dégazé n'apparaissent pas. En combustion, le propergol poreux présente une vitesse moyenne significativement plus grande que le propergol bulleux (porosité constituée de bulles microscopiques réparties de façon homogène).

L'explication la plus probable est inhérente au phénomène de combustion lui-même. Dans le cas d'un propergol idéal (sans inclusion d'air), la combustion est purement conductive ; elle se fait par couches parallèles comme nous l'avons déjà expliqué au paragraphe I.3.1 (figure IV.15a).

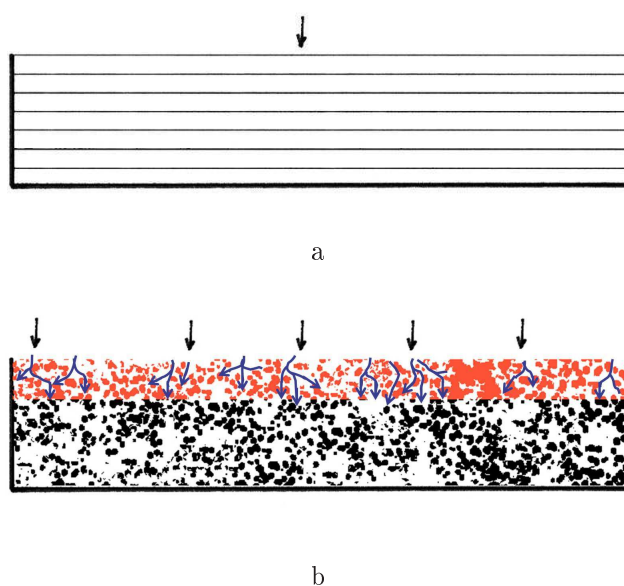


FIG. IV.15 – Différence entre a. une combustion conductive par couches parallèles et b. une combustion convective (l'épaisseur du front de flamme est figurée en rouge)

Au contraire, dans le cas d'un solide finement divisé (un lit de poudre, par exemple) la combustion devient convective du fait d'une très grande surface de combustion entre

les particules. Les gaz chauds circulent dans les espaces inter-particulaires, augmentant ainsi l'épaisseur du front de flamme (figure IV.15b) et, par conséquent, sa vitesse de propagation.

Il est possible d'effectuer des considérations de similarité entre ces phénomènes et les observations de la combustion des propergols que nous étudions. En effet, un propergol "bulleux" se rapproche du cas du propergol idéal (sans inclusion). Sa combustion est principalement conductive (figure IV.16), le front de flamme n'est déformé que localement, au niveau des bulles. Au contraire, un propergol "poreux", présentant une multitude de bulles microscopiques réparties de manière homogène, brûle préférentiellement selon un régime convectif; les gaz chauds pouvant circuler, de proche en proche, dans les micro-inclusions d'air.

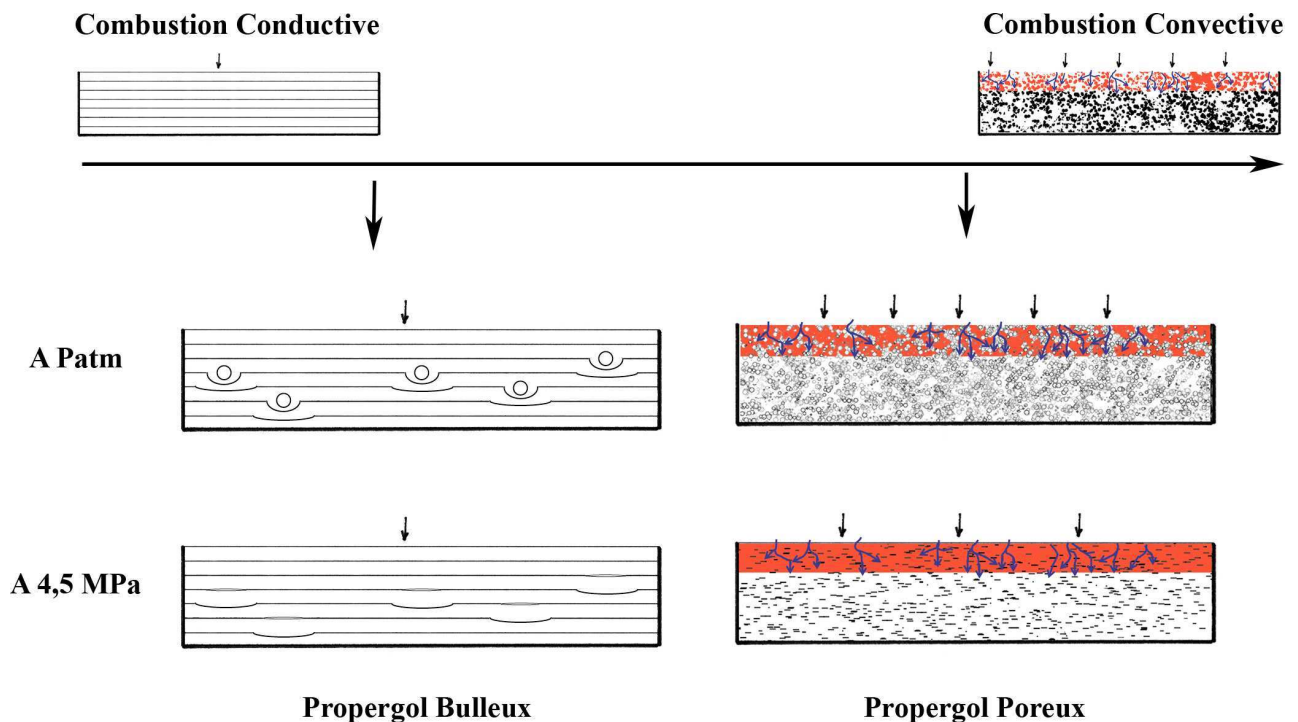


FIG. IV.16 – Combustion conductive dans le cas d'un propergol bulleux et combustion convective dans le cas d'un propergol poreux, à  $P_{atm}$  et 4.5 MPa

De plus, les mesures de compressibilité sur le propergol coulé à  $P_{atm}$  ont montré qu'à la pression de fonctionnement du moteur, les bulles sont écrasées. Vraisemblablement, le propergol "poreux" a le même comportement à 4.5 MPa (hypothèse à vérifier expérimentalement). De par la survitesse observée sur un tel matériau, il est possible de conclure que



le front de flamme s'engouffre dans les discontinuités lorsqu'il passe à leur niveau, engendrant ainsi le phénomène de combustion convective dans ce cas et des modifications locales de la surface de combustion dans le cas d'un propergol bulleux. Il est donc possible de conclure que l'écrasement des bulles n'annihile pas leur influence sur la combustion (figure IV.16).

## IV.3 Conclusion

L'étude présentée dans ce chapitre a été menée pour tenter de quantifier les effets des bulles présentes dans le propergol sur sa combustion. Elle a consisté à comparer les propriétés balistiques de matériaux de porosités différentes, l'objectif final d'une telle étude étant de trouver une relation entre la vitesse de combustion et la porosité.

En premier lieu, une méthode expérimentale de fabrication de blocs de propergol à taux de bulles contrôlé a été mise en place. Elle consiste à couler des blocs de propergol sous différents niveaux de vide afin que l'écrasement des bulles, au moment de la remise à pression atmosphérique, modifie plus ou moins le volume des inclusions d'air dans le matériau. En second lieu, chaque bloc ainsi coulé a fait l'objet d'une phase de caractérisation afin de quantifier la porosité et d'évaluer les vitesses de combustion. Des mesures de compressibilité donnent une bonne estimation de la porosité des échantillons étudiés. La détermination des vitesses de combustion est effectuée par des tirs strand burner, ce type de mesure étant le plus approprié à nos conditions expérimentales. Les résultats obtenus ont pu être comparés à ceux issus d'une étude d'un propergol de porosité similaire mais dont la distribution des bulles diffère. Ce propergol "poreux" présente une multitude de bulles microscopiques réparties de façon homogène contrairement à notre propergol "bulleux" dont les inclusions sont de l'ordre du millimètre et moins nombreuses. Alors que le premier présente de forts écarts de vitesse de combustion par rapport à un propergol sain, le second ne donne aucune variation significative dans les mêmes conditions.

Pour expliquer ces différences, une hypothèse a été formulée : l'évolution du front de flamme dépend de la distribution des bulles dans le propergol. Dans le cas d'un propergol "bulleux", il y a une augmentation locale de la surface de combustion qui évolue suivant un mode conductif. A l'échelle de l'échantillon, les vitesses moyennes engendrées ne sont pas modifiées significativement. Dans le cas d'un propergol "poreux", la densité des bulles change totalement la réponse balistique : les fines bulles sont assez nombreuses et proches les unes des autres pour qu'un phénomène de combustion convective apparaisse. Le front de flamme, d'une épaisseur plus importante, se propage plus vite et le phénomène augmente la vitesse moyenne de combustion de l'échantillon de manière significative. A la pression de fonctionnement (4.5 MPa), l'écrasement des bulles forme des discontinuités dans le matériau. Ainsi, malgré la disparition apparente des bulles à cette pression, les phénomènes de combustion propres à chaque type de propergol sont conservés.

Les bulles étudiées semblent donc avoir un effet sur la combustion du propergol, bien

qu'il n'ait pas été possible de quantifier les survitesses engendrées par de telles inclusions. Leur influence sur la balistique dépend moins de leur taille que de leur distribution au sein du matériau. En effet, cette répartition influe fortement sur l'évolution du front de flamme au cours de la combustion : l'accroissement de la surface de combustion devient significative et le phénomène de combustion convective s'intensifie lorsque le nombre et la proximité des bulles augmentent. Ainsi, à l'échelle du chargement, les zones où les densités de bulles sont élevées sont susceptibles de présenter des survitesses par rapport à des régions où la population d'inclusions est plus faible.

# Conclusion et perspectives

L'étude menée dans le cadre de cette thèse concernait le remplissage des boosters du lanceur Ariane 5. Cette étape du procédé de fabrication des moteurs à propulsion solide du lanceur se fait sous vide et ce afin de limiter l'air résiduel dans le propergol à la fin de la coulée. Cependant, de l'air est piégé dans la pâte pendant cette phase et se trouve dispersé dans le chargement. Parallèlement à ce phénomène, des survitesses de combustion ont été constatées lors des essais de tirs du chargement. L'hypothèse selon laquelle les inclusions d'air avaient une influence sur la phase de combustion a naturellement été envisagée.

A partir d'une étude bibliographique relative à des travaux menés sur ce sujet au sein de SME, il a été possible d'élaborer une stratégie d'étude. Celle-ci a fait l'objet de trois étapes : une étude expérimentale sur la création et le transport des bulles, le développement d'un outil numérique de prédiction du devenir de bulles dans les écoulements lors du remplissage et une étude de l'influence de ces bulles sur la combustion du propergol.

Ces études ont permis, en premier lieu, de mettre en évidence de nombreux phénomènes liés au procédé de remplissage des boosters. Tout d'abord, la création de bulles et leur répartition au cours de la coulée dépendent fortement des caractéristiques du jet lors de l'impact. Plus la hauteur de chute est importante, plus le nombre de bulles millimétriques est grand. Cette hauteur a également une influence sur la migration des bulles au sein du fluide, du fait de la vitesse d'impact qu'elle engendre. Plus la coulée est haute et le jet pénétrant, plus les inclusions sont entraînées vers le fond. En outre, les bulles se comportent comme des traceurs dans de tels écoulements, elles suivent les lignes de courant et migrent préférentiellement vers les zones de faible cisaillement (parois, régions éloignées

de l'impact). De plus, des observations ont pu être effectuées lors des phases suivantes du procédé de fabrication. Lors du retour à pression atmosphérique, un écrasement des bulles a été identifié : cet effet est primordial pour réduire la porosité du chargement. Pendant la phase de cuisson, même à des températures peu élevées et sans grandes écarts de température avec la phase de coulée, les bulles remontent dans le fluide. Des zones surchargées en bulles peuvent ainsi apparaître dans une malaxée.

A l'échelle du booster, cette analyse fournit d'importantes informations sur la tendance de la distribution finale des bulles. Les régions près des parois et des knit-lines présenteraient des densités de bulles plus grandes qu'au niveau du pied de coulée. De même, au niveau des intermalaxées, la succession d'une zone bulleuse et d'une zone moins bulleuse est envisageable (figure IV.17).

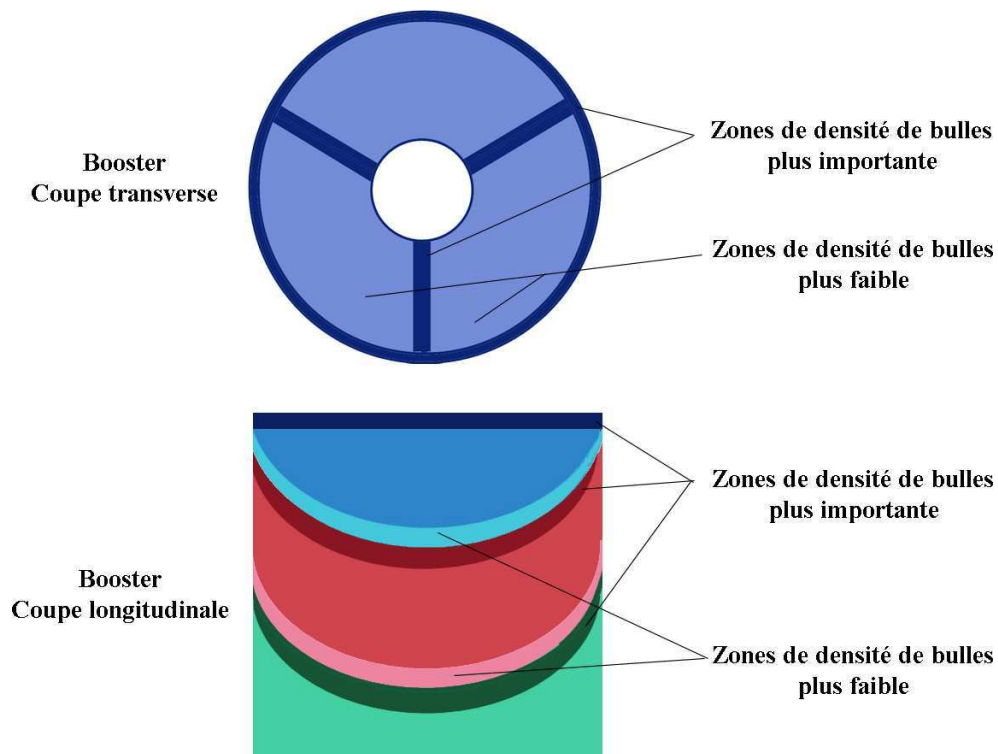


FIG. IV.17 – Tendances de répartition des bulles dans le chargement par zones de densités (des zones les moins denses -les plus claires- aux plus denses -les plus foncées-)

Rappelons que la fabrication des boosters résulte d'une succession de malaxées de propergol séparées par des temps d'attente pendant lesquels un dégazage de la matière se produit par remontée des bulles. Ainsi, la première zone, bulleuse, est issue de la for-

mation et de la remontée des bulles à la surface, la seconde, moins dense en inclusions, correspond au fond de la malaxée suivante qui a pu dégazer lors des temps d'attente. Enfin, la concentration des bulles doit être plus élevée dans les premières malaxées dont la hauteur de chute est plus importante que celle des dernières coulées.

En second lieu, les observations balistiques n'ont pas été celles attendues. En effet, on espérait pouvoir établir une relation entre la vitesse de combustion et la porosité à partir des expériences menées sur des propergols de porosités différentes. En fait, il a été observé que la distribution des bulles avait plus d'influence que la porosité elle-même sur la balistique. Il n'a pas été possible, subséquemment, de quantifier la contribution des micro-bulles dans les phénomènes de survitesses constatés. De plus, il est difficile d'extrapoler ces considérations balistiques à l'échelle d'un booster à partir des distributions des bulles identifiées.

Il serait donc intéressant de faire une étude plus poussée de la combustion de propergols malaxés à différentes pressions, afin de trouver une relation du type  $v_{comb} = f(p\%)$  où  $v_{comb}$  est la vitesse de combustion et  $p\%$  la porosité du matériau. Il semble en effet que si le malaxage sous vide suivi d'une coulée à  $P > 100 \text{ mbar}$  engendre des cavités de taille millimétrique, le malaxage à  $P > 100 \text{ mbar}$  suivi d'une coulée sous vide permettra de créer un propergol "poreux" (bulles microscopiques). En reprenant le principe utilisé lors de la thèse, malaxer des propergols à différents niveaux de pression puis les couler sous vide devrait permettre d'avoir des échantillons de différentes porosités qu'il serait possible de caractériser balistiquement. Une difficulté résiderait cependant dans la visualisation de ces micro-porosités, inaccessible par les méthodes à notre disposition et pourraient seulement être caractérisées par des mesures de densité et de compressibilité. SME dispose également d'un dispositif de micro-tomographie, mais celui-ci nécessite des petits échantillons dont la faible taille rendrait les résultats difficilement exploitables et significatifs.

En ce qui concerne l'outil de simulation, outre les améliorations certaines qu'apporteraient le two-way coupling ou la prise en considération des phénomènes de coalescence et de bris de bulles, des perspectives peuvent être envisagées pour la modélisation propre au remplissage. Tout d'abord, des coulées en trois points d'injection pourraient être simulées afin de vérifier la migration des bulles dans les zones identifiées par nos travaux. Par ailleurs, la formation des bulles au cours de la simulation, en fonction des données sur les

fréquences et tailles d'apparition, permettrait de se rapprocher des conditions réelles. La remontée des bulles pendant la cuisson et les temps d'attente pourrait également être étudiée, en tenant compte du champ de température et de son influence sur le comportement rhéologique de la pâte et des inclusions. Une telle simulation permettrait de valider l'aménagement intérieur des bulles supputé sur la figure IV.17. Enfin, les zones où les bulles sont présentes ne sont pas prises en compte dans les simulations balistiques. A terme, ces données pourraient être intégrées au modèle balistique afin de mieux rendre compte des phénomènes de combustion liés aux bulles.

# Annexe A

## Méthodes de caractérisation

### A.1 Contrôle non destructif (CND)

Aujourd'hui, ce type de contrôle est essentiel pour la bonne marche des industries qui fabriquent, mettent en œuvre ou utilisent des matériaux de toute nature. Ces méthodes entrent totalement dans leur démarche qualité : on recherche les défauts technologiques ponctuels graves, mais aussi des défauts d'aspect et des corps étrangers nuisibles. Il ne suffit pas de détecter un défaut, il faut aussi le caractériser et le dimensionner, ce que nous cherchons à faire dans notre étude. Ceci est rendu possible par l'automatisation des CND qui bénéficie pleinement des progrès de l'informatique.

En fait, détecter un défaut dans un objet, c'est physiquement mettre en évidence une hétérogénéité de matière, une variation locale de propriété physique ou chimique préjudiciable au bon emploi de celle-ci. Dans le cadre de notre étude, pour localiser les porosités, nous cherchons à mettre en évidence des variations locales de densité de matière.

Le principe de la détection d'un défaut consiste à exciter celui-ci et à recueillir sa réponse. Schématiquement, on peut généralement distinguer les étapes suivantes, quelle que soit la méthode employée :

- mise en œuvre d'un processus physique énergétique
- modulation ou altération de ce processus par les défauts
- détection de ces modifications par un capteur approprié
- traitement des signaux et interprétation de l'information délivrée.

Différents types d'énergie sont employés en pratique : énergie mécanique (ultrasons, ressuage), électromagnétique (radioscopie, observation dans le visible, flux magnétique...).



Dans le cas des méthodes de flux , avec une excitation et une détection de même nature, le défaut introduit une perturbation de flux qui peut être relevée soit directement dans le flux transmis (radiographie) ou le flux rediffusé (ultrasons), soit par un effet de proximité (bobine de sonde à courants de Foucault, flux de fuite magnétique) .

Pour la recherche de défauts dans le propegol, la radiographie RX et la tomographie RX sont les plus appropriées aux vues des caractéristiques du matériau. En revanche, par exemple, les méthodes ultrasons ne permettent aucune recherche de corps étrangers au sein du polymère, les longueurs d'ondes utilisées étant fortement absorbées. En effet, toute méthode de CND a des limites de détection. Elles sont liées à deux facteurs différents : le pouvoir séparateur, qui correspond à la limite physique de détection, et le rapport signal/bruit en sortie d'appareil qui dépend des conditions d'examen, de la qualité de l'appareillage et de la nature du traitement de l'information.

Ainsi, dans un premier temps, sera présentée la radiographie RX, puis la tomographie RX qui repose sur la même technologie. Les outils de caractérisation destructifs seront ensuite développés.

### A.1.1 Radiographie RX

L'examen interne d'un objet par radiographie consiste à le faire traverser par un rayonnement électromagnétique de très courte longueur d'onde (rayons X ou  $\gamma$ ) et à recueillir les modulations d'intensité du faisceau sous forme d'une image sur un récepteur approprié (détecteur RX ou film radiographique) comme l'illustre la figure A.1.

Le principe de la mesure est basé sur l'atténuation que subit tout rayonnement monochromatique lorsqu'il traverse un matériau. Pour une énergie du rayonnement donnée et pour une composition connue et homogène de l'échantillon, l'atténuation du rayonnement transmis ne dépend que de l'épaisseur de l'échantillon. Lorsqu'on irradie aux rayons X un échantillon présentant des variations locales de densités, la radiographie permet donc de localiser et de quantifier les manques de matière.

#### Nature des rayonnements ionisants

Les rayons X sont des ondes électromagnétiques de très courtes longueurs d'ondes (comprises entre environ 0,01 nm et 10 nm). On caractérise couramment ces rayonnements par l'énergie unitaire  $E$  des photons associés, exprimée en électronvolts (eV). Si l'on exprime

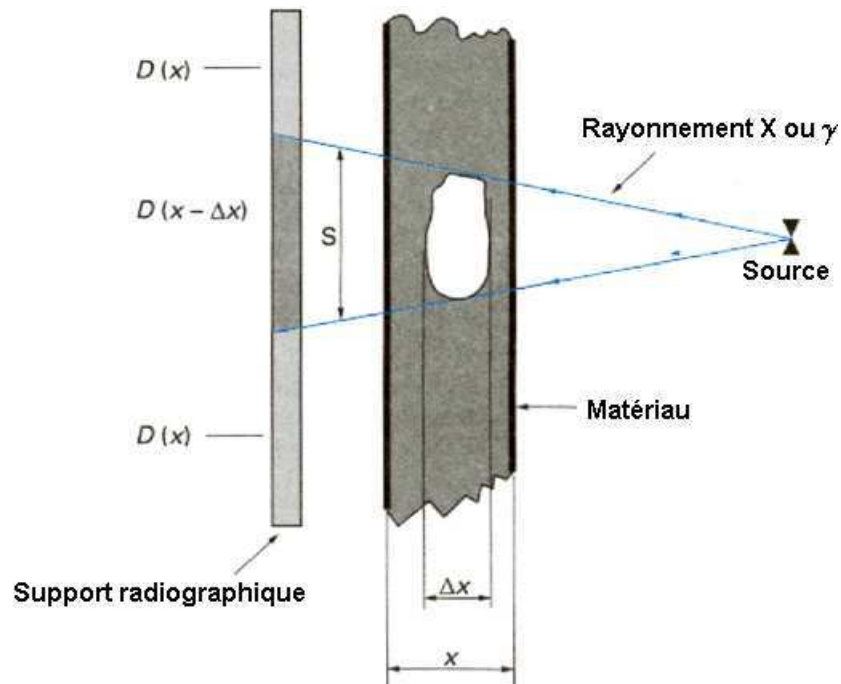


FIG. A.1 – Impression du défaut sur le support RX

$E$  en MeV et la longueur d'onde  $\lambda$  en  $pm$ , on tire de la relation du photon :  $E = h.\nu$ , où  $h$  est la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence de l'onde, la relation pratique :

$$E = \frac{1,24}{\lambda} \quad (\text{A.1})$$

Les énergies requises en contrôle non destructif se situent dans une gamme allant de 50  $keV$  à 20  $MeV$ .

### Propagation, interaction avec la matière

Les rayons X se propagent en ligne droite et à la vitesse de la lumière dans le vide. Leur très courte longueur d'onde fait que l'on peut leur appliquer les lois de l'optique géométrique. La diffraction existe, mais à une échelle proche de celle des mailles atomiques, d'où son exploitation fondamentale en cristallographie et non en contrôle non destructif, ce qui est le cas dans notre étude.

L'interaction entre les rayons X et la matière implique les phénomènes suivants :

- a. **un effet photoélectrique** , correspondant à un transfert complet d'énergie entre le photon incident et un électron, conduisant à son absorption totale et éventuellement

à une réémission de fluorescence X ; cet effet est d'autant plus grand que l'énergie des photons est basse ;

- b. **l'effet Compton** , correspondant à un transfert partiel d'énergie du photon vers un électron ; les photons sont déviés, alors que les électrons activés provoquent une émission secondaire ; cette diffusion compton devient prépondérante, vers 1 MeV, vis-à-vis de l'effet photoélectrique et constitue le phénomène prédominant en radiographie industrielle ;
- c. **la formation de paires électron-positron** par annihilation des photons, avec émission de rayonnement secondaire hétérogène ; ce phénomène a fondamentalement un seuil énergétique à 1,02 MeV et n'intéresse donc que les hautes énergies.

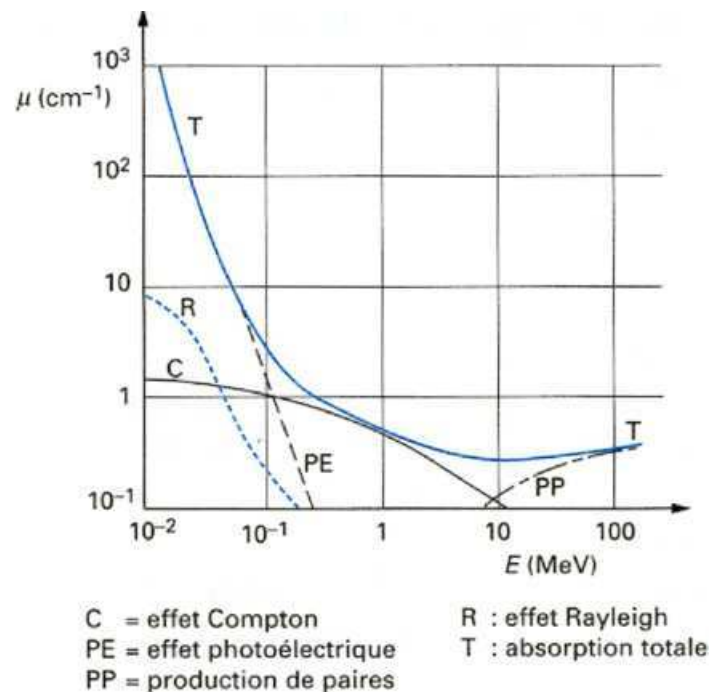


FIG. A.2 – Variation du coefficient d'absorption des rayonnements ionisants en fonction de leur énergie, dans le fer

Ces trois phénomènes d'interaction expliquent d'une part l'absorption des rayons X par la matière, mais aussi un phénomène de diffusion dû aux réémissions d'ondes de plus basses énergies que l'onde incidente. Ce dernier phénomène est très gênant en radiographie, alors que l'on met en œuvre le premier pour détecter et visualiser les défauts. D'une

façon générale, un rayonnement monochromatique d'intensité  $I_0$  traversant un matériau homogène d'épaisseur  $x$  (cm) subit un affaiblissement jusqu'à l'intensité  $I$  telle que :

$I = I_0 e^{-\mu x}$ ,  $\mu$  (en  $cm^{-1}$ ) étant un coefficient d'absorption linéaire qui dépend de la longueur d'onde de la radiation incidente, et du matériau absorbant. La figure A.2 illustre cette dépendance à l'énergie du rayonnement incident, dans le cas du fer. La valeur de  $\mu$  croît fortement avec le numéro atomique du corps élémentaire traversé, donc d'une certaine façon avec sa densité. On définit d'ailleurs un coefficient d'absorption massique  $\mu m$  en rapportant  $\mu$  à la masse volumique du matériau, sachant qu'il se calcule comme la moyenne pondérée des coefficients  $\mu m$  des éléments constituant celui-ci. Pour les éléments métalliques usuels tels que Al, Cu, Fe, Pb, Zn, on constate que les valeurs de  $\mu m$  se regroupent vers 0,10 à 0,20  $cm^2.g^{-1}$  lorsque l'énergie du rayonnement se situe vers 400 à 500 keV.

## Génération des rayons X

**Principe :** On obtient des rayons X en bombardant un matériau cible à l'aide d'un faisceau d'électrons pourvus d'une certaine énergie cinétique. L'interaction électrons-cible produit un rayonnement de freinage correspondant à un spectre continu borné. On définit ainsi une longueur d'onde limite  $\lambda_L$  reliée à la tension d'accélération des électrons  $V_0$  par la relation :

$$\lambda_L = 1,24 \frac{1}{V_0} \quad (A.2)$$

avec  $\lambda_L$  en nm,  $V_0$  en kV. La longueur d'onde d'intensité maximale  $\lambda_m$  dans le spectre est d'environ 1,5 fois  $\lambda_L$ . Le spectre est borné vers les hautes énergies dans la mesure où les rayons X émis ne peuvent avoir une énergie supérieure à celle des électrons excitateurs, elle-même liée à la tension d'accélération du faisceau (figure A.3). Le spectre comporte aussi des raies de fluorescence généralement absorbées par la fenêtre du générateur. L'intensité totale du flux de rayons X dépend par ailleurs de celle du faisceau d'électrons, sachant toutefois que le rendement de conversion est très faible (de l'ordre du pourcent), la presque totalité de l'énergie électrique amenée étant transformée en chaleur et devant être évacuée en conséquence. La nature et la conception des générateurs de rayons X sont liées à ces considérations d'énergie et d'intensité. Les principaux types sont évoqués ci-dessous.

**Tubes à rayons X :** Imaginé par Crookes et perfectionné par Coolidge à la fin du

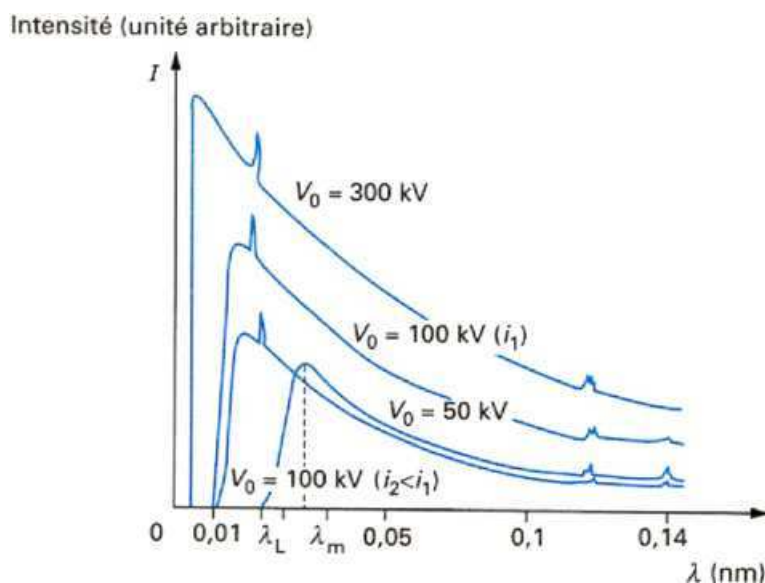


FIG. A.3 – Spectre émis par un générateur de rayons X, en fonction de la tension d'accélération  $V_0$

XIX<sup>ème</sup> siècle, le tube à rayons X est aujourd'hui un tube, en verre ou en céramique sous vide poussé, comportant une cathode émettrice d'électrons par effet thermo-ionique et une anti-cathode encastrée dans une anode refroidie et inclinée, portée à un potentiel élevé. Le champ électrique ainsi créé permet l'accélération des électrons arrachés à la cathode qui viennent frapper la cible et provoquer l'émission du rayonnement ; on récupère généralement celui-ci à travers une fenêtre latérale (figure A.4).

À partir de ce principe commun, il existe plusieurs familles de tubes à rayons X ; elles diffèrent par la géométrie du faisceau, la technologie de réalisation et la nature de l'alimentation électrique, et regroupent des tubes délivrant des énergies maximales allant couramment de 100 à 420  $kV$ .

Les tubes sont conçus pour fournir des faisceaux de configuration particulière, directionnels, faisceaux en cône selon un axe précis, panoramiques c'est-à-dire selon un cône de  $360^\circ$  autour du tube ; cette disposition est bien adaptée au contrôle des soudures de tubes par exemple. Pour les alésages<sup>1</sup> de petits diamètres, on peut utiliser des tubes à anode longue dans lesquels la cible se trouve à l'extrémité d'un tube de petit diamètre. Une option assez récente de tube à rayons X est celle des tubes à micro-foyer pour lesquels la surface d'émission X est réduite à quelques centaines de  $\mu m^2$ , contre quelques  $mm^2$

<sup>1</sup>surface intérieure d'un cylindre usiné avec soin

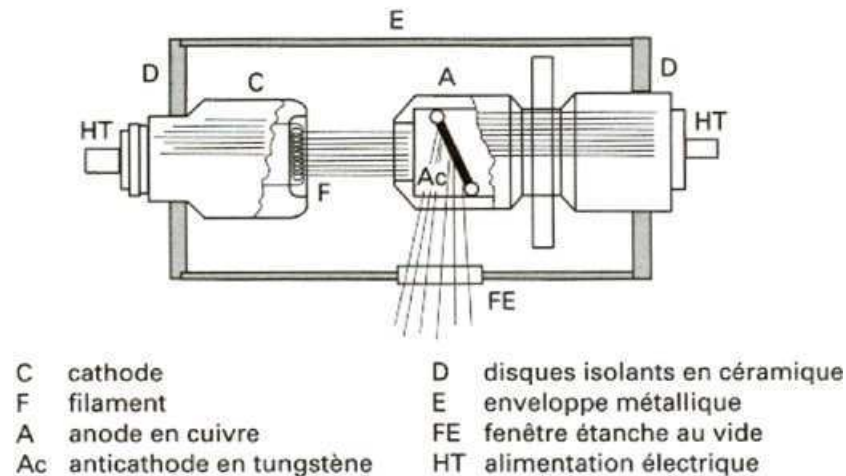


FIG. A.4 – Tube à rayons X : schéma de principe

pour les tubes classiques. L'utilisation de tels tubes permet de minimiser notablement le flou géométrique défini à la figure A.5 .

Sur le plan constructif, les tubes X modernes résultent de compromis entre de nombreux paramètres tels que poids, prix, robustesse, fiabilité, maniabilité, performance de l'alimentation électrique et du refroidissement, stabilité et simplicité des réglages électriques et géométriques. Pour les tubes utilisés en radiographie sur chantier, on utilise généralement des appareils monoblocs, robustes, regroupant dans une même cuve le tube et son alimentation électrique.

En atelier, il peut être plus pratique d'utiliser un appareil à poste fixe avec alimentation séparée. Le module d'alimentation électrique doit délivrer, d'une part, la haute tension pour l'anode du tube et, d'autre part, le courant pour le chauffage du filament de cathode. Ces deux paramètres sont reliés respectivement aux caractéristiques d'énergie et d'intensité du faisceau X et doivent donc être à la fois réglables, mesurables et stables. Les hautes performances de l'électronique moderne minimisent désormais les difficultés que pouvaient engendrer ces exigences dans la conception des alimentations des tubes des générations précédentes. Le pilotage de l'appareillage se fait à distance grâce à un boîtier de commande relié par câble ; en atelier, la prise de cliché peut être automatisée par couplage avec un ordinateur.

**Accélérateurs de particules** : pour contrôler les produits de très forte épaisseur, il faut disposer d'un faisceau de forte énergie, qu'il n'est pas possible d'obtenir avec un

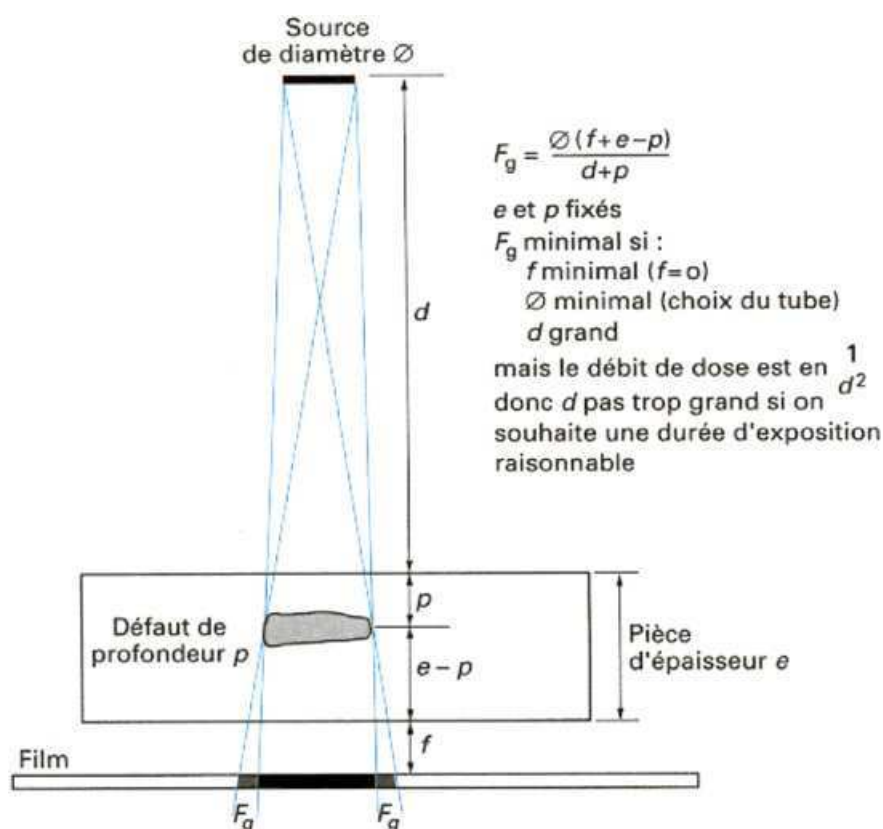


FIG. A.5 – Calcul du flou géométrique

tube classique à rayons X. Ainsi, au-delà de 1 MeV, on fait appel à d'autres moyens d'accélération des électrons que la simple différence de potentiel entre une anode et une cathode. Deux types d'accélérateurs sont utilisés en radiographie : l'accélérateur linéaire et le béatron.

L'accélérateur linéaire met en œuvre un guide d'onde haute fréquence. À partir d'un foyer de l'ordre du millimètre, on obtient ainsi des rayonnements pulsés dans une gamme courante de 4 à 15 MeV.

Le béatron est un accélérateur circulaire à champ magnétique. Les électrons décrivent des centaines de milliers de tours avant d'être éjectés vers une cible constituant un foyer X de très petite dimension (moins de  $0,1 \text{ mm}^2$ ). Les énergies obtenues sont très fortes, allant au-delà de 30 MeV. Les débits sont aussi élevés.

Bien qu'on s'efforce d'optimiser la technologie de ces accélérateurs et qu'ils s'avèrent indispensables pour le contrôle des très fortes épaisseurs, ils constituent des sources X relativement coûteuses, lourdes et encombrantes, que l'on réserve à des utilisations spé-

cifiques pour lesquelles des précautions particulières de radioprotection doivent être envisagées compte tenu des niveaux d'énergie très élevés utilisés. Il s'agit, pour l'essentiel, d'applications en chaudronnerie lourde, en génie civil et pour le contrôle des propulseurs solides dans l'industrie aérospatiale.

### Détecteurs de mesure

Les détecteurs de mesure mettent en œuvre l'ionisation du milieu traversé accompagnant la perte d'énergie du rayonnement X ou  $\gamma$ . Les charges électriques libérées sont mesurées soit par le courant qu'elles produisent, soit par les impulsions enregistrées par la cellule de détection. Le premier cas correspond aux appareils du type électroscopes et chambres d'ionisation qui permet de mesurer des débits de dose. Ils sont constitués d'une enceinte et d'électrodes formant un condensateur à gaz porté à quelques centaines de volts. Le second cas comprend d'une part des appareils du type chambres à ionisation utilisées en plus à fort potentiel entraînant un effet d'avalanche d'ions. Il s'agit des compteurs Geiger-Müller et des compteurs proportionnels, ces derniers étant réservés aux très faibles énergies. D'autre part, des détecteurs solides se présentant soit sous forme de diode semiconductrice, comme les détecteurs silicium-lithium et germanium-lithium, soit sous forme de compteurs à scintillation associant un cristal fluorescent à un photomultiplicateur classique.

#### A.1.2 Tomographie RX

Une simple radiographie ne peut pas donner d'information sur la morphologie complète d'un défaut et sur sa localisation en profondeur dans l'objet examiné. En effet, on obtient seulement une intégration moyenne de la densité de toute l'épaisseur de matière. On peut remédier à ce problème en prenant plusieurs clichés RX sous des angles de tir différents : la tomographie par absorption de rayons X.

Née officiellement en 1971 à des fins d'applications médicales, la tomographie X a beaucoup évolué depuis, tant dans le domaine médical que dans le domaine industriel. Voir l'intérieur d'un objet pour en reconstruire la structure interne en trois dimensions, domaine d'excellence de la tomographie, apparaît être en effet un atout majeur dans la mise au point et la fabrication des pièces industrielles pour lesquelles la bonne qualité des matériaux (absence de défauts), demeure la plus sûre garantie contre des faiblesses et fragilisations en fonctionnement.



**Principe** Cette technique non destructive permet la reconstruction d'images «en coupe» d'un objet à trois dimensions. Son principe repose sur l'analyse multidirectionnelle de l'interaction d'un faisceau de rayons X avec la matière, par enregistrement par des détecteurs du rayonnement transmis après traversée d'un objet. Les données acquises lors de la prise de mesure sont collectées suivant des orientations multiples dont le nombre et le pas sont fonction de la finesse de résolution. À l'aide de ces données, une image numérique est calculée et reconstruite mathématiquement en niveaux de gris ou de couleurs dont chacun traduit point par point le coefficient d'atténuation local du faisceau incident. Celui-ci après calibration et étalonnage peut être traduit en échelle de densité. La tomographie à rayons X permet donc d'accéder au coeur de la matière pour en apprécier les variations d'absorptions radiologiques et les différences de composition.

La tomographie X est aussi appelée tomodensitométrie, puisqu'il s'agit en fait d'une technique qui permet d'évaluer la densité d'un corps en chacun de ses points sur une coupe donnée. En effet, l'atténuation d'un mince faisceau X est la somme des atténuations de chacun des volumes élémentaires traversés ; ainsi, dans une section de matière, on pourra obtenir un système d'équations linéaires égales en nombre à celui des différentes directions de tir et dont les inconnues sont les coefficients d'atténuation des volumes élémentaires considérés dans le maillage.

Pour obtenir une coupe tomographique détaillée, on conçoit qu'il soit nécessaire de multiplier les tirs, donc de manipuler un très grand nombre d'équations. Seule l'informatique moderne pouvait donner la puissance de calcul nécessaire, d'autant que le traitement tomographique complet doit mettre en œuvre toute une procédure algorithmique, ayant pour but de minimiser un certain nombre d'effets d'artefacts qu'introduit en fait la méthode elle-même.

Contrairement au domaine médical, en tomographie industrielle, on préfère faire tourner la pièce examinée plutôt que l'ensemble tomographique lui-même (figure A.6) ; les sources X utilisées doivent être très bien stabilisées, le faisceau très fortement collimaté ; un compromis est fait entre la résolution et la durée d'examen qui peut excéder plusieurs dizaines de minutes. Un tomographe industriel récent permet de mettre en évidence des écarts de masse volumique du millième avec une résolution spatiale inférieure à 0,3 mm pour des objets pesant jusqu'à 150 kg. On contrôle ainsi des propergols, des éléments combustibles nucléaires, des réservoirs en composites ou encore des ailettes de réacteurs d'avion. Elle permet également de localiser très finement toute hétérogénéité, singularité, vide ou inclusion présents dans un objet, ainsi que de vérifier l'assemblage et le posi-

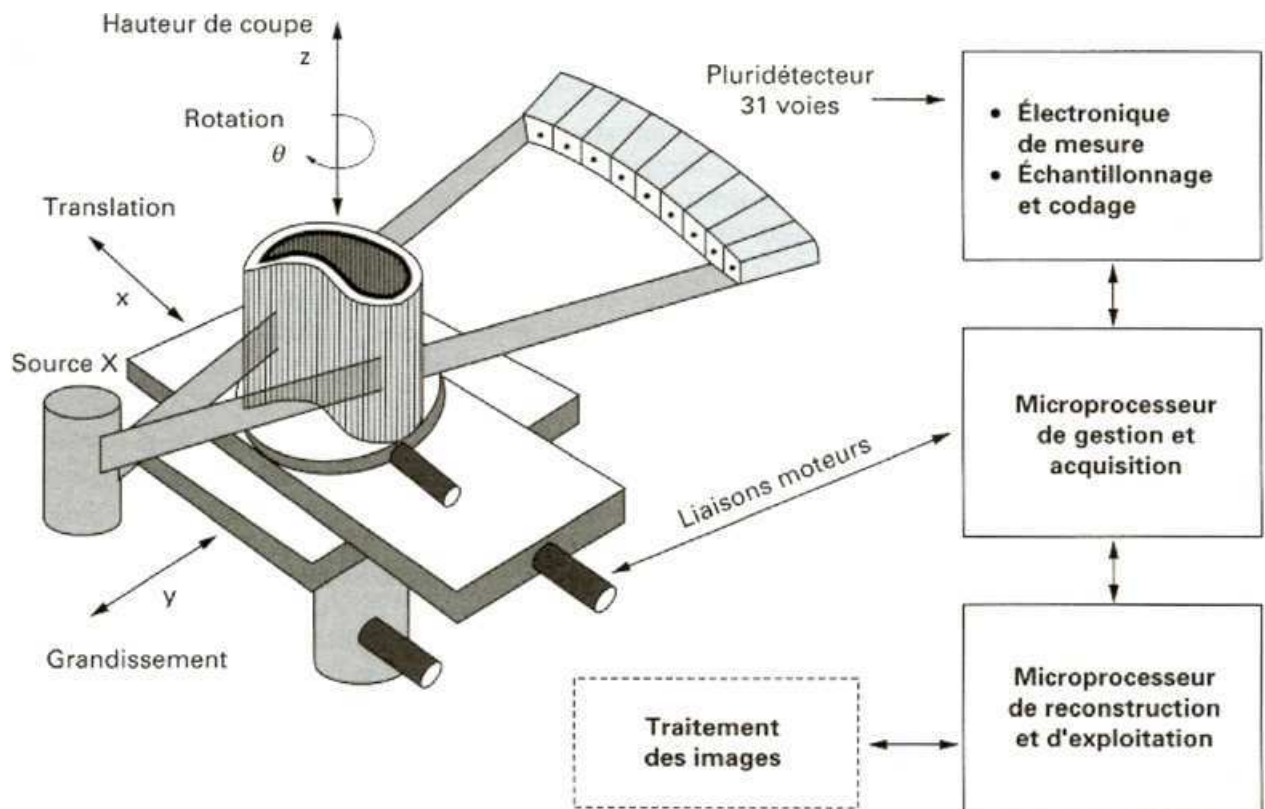


FIG. A.6 – Schéma d'un tomographe industriel

tionnement des ensembles mécaniques complexes. Enfin, lorsque les temps d'acquisition sont compatibles avec les vitesses de certains phénomènes physiques, la tomographie peut conduire à des mesures dynamiques pour suivre, par exemple, l'évolution d'un matériau soumis à des contraintes. Compte tenu de l'ordre de grandeur des vitesses des écoulements que nous étudions, la tomographie ne sera utilisée que sur des blocs figés, après réticulation. Les coulées seront suivies par radiographie classique.

### Principes mathématiques de la reconstruction

Le principe général de la reconstruction est illustré par la figure A.7 sur laquelle le faisceau incident est supposé parallèle. L'image à reconstruire est composée de  $m \times n$  points, appelés pixels (picture elements), affectés chacun d'un coefficient d'absorption  $\mu_{ij}$ , (ou d'une densité locale  $\rho_{ij}$ ) qu'il convient de déterminer.

L'intensité mesurée par le détecteur  $k$  quand le réseau de détecteurs est en position 1,

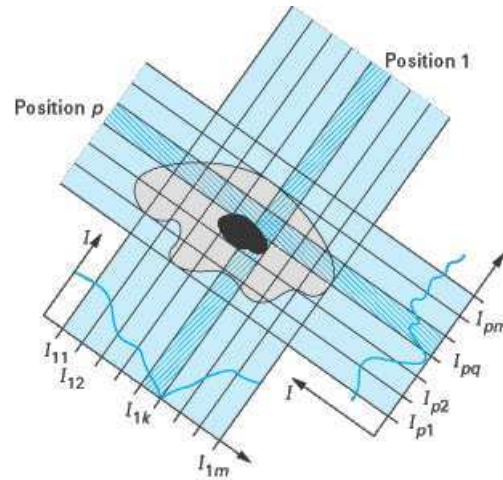


FIG. A.7 – Schéma d'un tomographe industriel

soit  $I_{1k}$ , est telle que :

$$\ln\left(\frac{I_0}{I_{1k}}\right) \propto \sum_{ij} \rho_{ij} \quad (\text{A.3})$$

Dans cette expression, la sommation porte sur l'ensemble des pixels de la surface en forme de bande (hachurée sur la figure A.7) délimitée par la taille de la source et le détecteur élémentaire concerné.

Il en est de même pour toutes les positions successives (1 à n) prises au cours des rotations relatives du couple source-détecteur par rapport à l'objet.

On établit ainsi un système d'équations linéaires dans lequel le logarithme des intensités est déduit des mesures et les  $\rho_{ij}$  représentent les inconnues à déterminer. Une inversion de matrice doit permettre, en principe, d'exprimer ces inconnues en fonction des intensités mesurées, à condition que le système admette une solution, ce qui suppose au préalable que le nombre de grandeurs mesurées soit égal au nombre d'inconnues. Cela impose  $n$  positions angulaires distinctes (pour obtenir une image de  $m \times n$  pixels avec un réseau de  $m$  détecteurs), soit un pas de variation angulaire  $\Delta\theta = 180^\circ/n$ .

## A.2 Capteurs LVDT

Le transformateur différentiel LVDT<sup>2</sup> est avant tout un capteur actif<sup>3</sup> de déplacement. Attelé par sa tige de détection au corps d'épreuve d'un manomètre mécanique, il délivre un signal de sortie directement proportionnel au déplacement induit par la pression.

Le LVDT comporte un enroulement primaire et deux enroulements secondaires, symétriques par rapport au primaire, bobinés autour de l'axe de déplacement rectiligne. L'échange d'énergie entre le primaire (alimenté par une source de tension alternative) et les deux secondaires s'effectue par un noyau phylogénétique lié à la tige amagnétique qui modifie le couplage entre le primaire et chacun des secondaires en se déplaçant le long de l'axe des enroulements. Les supports de bobinage varient par la forme (mandrins, carcasses, etc.) et les matériaux (matières plastiques, métaux amagnétiques, époxydes, etc.). Le bobinage est généralement protégé par un manchon métallique qui assure en même temps la protection contre les champs électromagnétiques extérieurs.

Lorsque le noyau se trouve en position centrale par rapport aux deux secondaires, les tensions à leurs bornes sont égales et opposées. Lorsque le noyau se déplace vers l'un des deux secondaires, la tension aux bornes de celui-ci augmente du fait que le flux d'induction qui le traverse augmente, tandis que la tension aux bornes de l'autre secondaire diminue de la même quantité, le flux d'induction qui le traverse ayant diminué d'autant.

La tension aux bornes du circuit constitué par les deux secondaires, branchés de telle sorte que les f.é.m. induites soient en opposition, est une fonction linéaire du déplacement dans une limite de course fixée ; elle est nulle si le noyau est placé symétriquement par rapport aux deux secondaires (considéré comme point origine des déplacements  $x$  du noyau). Cette tension ( $V_m$ ), qui constitue la sortie du capteur, est une fonction biunivoque, en amplitude et en phase, de la position du noyau. En d'autres termes, si l'on réfère la phase  $F$  du signal à celle du primaire, on a :

$$\begin{aligned} F &= 0 \quad \text{pour} \quad x > 0 \\ \text{et} \quad F &= p \quad \text{pour} \quad x < 0 \quad \text{avec} \quad V_m(x) = V_m(-x) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Le signal de sortie des secondaires peut également être traité sous sa double identité tension-phase de façon à offrir à l'utilisateur un signal de tension bidirectionnel (par exemple, variant de  $-5 \text{ V}$  à  $+5 \text{ V}$ ), le signe étant lié à celui du déplacement  $x$ .

---

<sup>2</sup>LVDT est l'abréviation anglo-saxonne de Linear Variable Differential Transformer

<sup>3</sup>Un capteur actif est un capteur capable de générer une grandeur électrique

Ces appareils présentent des qualités de robustesse et de légèreté dans le domaine des faibles pressions. De plus, leur niveau de sortie est élevé (quelques volts ou 4 à 20 mA) et l'isolement galvanique entre l'enroulement primaire et les enroulements secondaires permet de protéger le circuit de traitement du circuit d'alimentation. La séparation physique totale entre l'équipage mobile et le transformateur convient aux applications en environnement difficile. Ils sont utilisables en environnement nucléaire. Enfin, leur consommation électrique est faible (quelques milliwatts) et leur coût est relativement modéré.

# Annexe B

## Interpolation polynomiale

### B.1 Interpolation polynomiale

Ce type d'interpolation est basé sur des fonctions polynômiales et est notamment utilisé en éléments finis (Garrigues [11]). Dans la suite,  $f$  représente la fonction polynômiale d'interpolation sur un maillage :

- pour les maillages linéiques,  $f$  est un polynôme de  $x$  ;
- pour les maillages surfaciques,  $f$  est un polynôme de  $x$  et  $y$  ;
- pour les maillages volumiques,  $f$  est un polynôme de  $x$ ,  $y$  et  $z$  ;

Les polynômes que nous utilisons sont de la forme :

$$P^{(d)}(x, y) = \sum_{i=0}^d \sum_{j=0}^{i+j \leq d} a_{ij} x^i y^j \quad , \text{ pour les systèmes surfaciques ;} \quad (\text{B.1})$$

$$P^{(d)}(x, y) = \sum_{i=0}^d \sum_{j=0}^d \sum_{k=0}^d \alpha_{ij} x^i y^j z^k \quad , \text{ pour les systèmes volumiques.} \quad (\text{B.2})$$

Par souci de simplicité, nous nous limiterons par la suite au cas 2D , mais l'extension au 3D ne pose pas de difficulté (quelques précisions seront apportées au fur et à mesure pour le cas 3D).

L'espace des polynômes de degré  $d$  est un espace vectoriel dont la dimension  $N$  dépend de l'ordre des polynômes et du nombre de variables. Il possède une base canonique consti-

tuée de tous les monômes de degré non négatif inférieur ou égale à  $d$ . La base canonique des polynômes d'ordre 2 à deux variables est la base :  $\{1, x, y, xy, x^2, y^2, x^2y, xy^2, x^2y^2\}$ .

A partir de la base canonique, on peut engendrer une infinité de bases : si  $n$  est la dimension de l'espace de polynômes, toute matrice régulière  $n \times n$  définit une autre base. Par exemple, pour les polynômes  $P^{(2)}(x, y)$ , on peut considérer la base de polynômes :

$$\{P_1^{(2)}, P_2^{(2)}, P_3^{(2)}, P_4^{(2)}, P_5^{(2)}, P_6^{(2)}, P_7^{(2)}, P_8^{(2)}, P_9^{(2)}\} \quad (\text{B.3})$$

avec :

$$\begin{bmatrix} P_1^{(2)} \\ P_2^{(2)} \\ P_3^{(2)} \\ P_4^{(2)} \\ P_5^{(2)} \\ P_6^{(2)} \\ P_7^{(2)} \\ P_8^{(2)} \\ P_9^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & p_{15} & p_{16} & p_{17} & p_{18} & p_{19} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} & p_{24} & p_{25} & p_{26} & p_{27} & p_{28} & p_{29} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} & p_{34} & p_{35} & p_{36} & p_{37} & p_{38} & p_{39} \\ p_{41} & p_{42} & p_{43} & p_{44} & p_{45} & p_{46} & p_{47} & p_{48} & p_{49} \\ p_{51} & p_{52} & p_{53} & p_{54} & p_{55} & p_{56} & p_{57} & p_{58} & p_{59} \\ p_{61} & p_{62} & p_{63} & p_{64} & p_{65} & p_{66} & p_{67} & p_{68} & p_{69} \\ p_{71} & p_{72} & p_{73} & p_{74} & p_{75} & p_{76} & p_{77} & p_{78} & p_{79} \\ p_{81} & p_{82} & p_{83} & p_{84} & p_{85} & p_{86} & p_{87} & p_{88} & p_{89} \\ p_{91} & p_{92} & p_{93} & p_{94} & p_{95} & p_{96} & p_{97} & p_{98} & p_{99} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ x \\ y \\ x^2 \\ y^2 \\ xy \\ x^2y \\ xy^2 \\ x^2y^2 \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

Soit  $R(O, x, y)$  le repère orthonormé de l'espace  $R^2$  considéré et  $M_0(x_0, y_0)$  un point de  $R^2$ . Pour définir une interpolation, on choisit  $N$  points  $M_i(x_i, y_i)$  dans le voisinage de  $M_0$  appelés noeuds d'interpolation. La fonction d'interpolation polynomiale  $f$  est définie par :

$$f(x, y) = \sum_{i=1}^N \phi_i(x_i, y_i) F_i^{(d)}(x, y) \quad (\text{B.5})$$

avec

$$f(x_i, y_i) = \sum_{i=1}^N \phi_i(x_i, y_i) F_i^{(d)}(x_i, y_i) = \phi_j(x_j, y_j) \quad \forall j \in [1, \dots, N] \quad (\text{B.6})$$

où les  $F_i^{(d)}$  ( $F$  étant un polynôme du type décrit précédemment) sont les polynômes de degré  $d$  de variables  $(x, y)$ , et où les  $\phi_j$  sont les valeurs de la variable  $\phi$  aux noeuds  $M_j(x_j, y_j)$ .  $f(x, y)$  appartient à un espace de polynômes engendrés par les  $N$  polynômes  $F_i^{(d)}$ . Si ces polynômes forment une base, l'espace des fonctions d'interpolation  $f$  est de dimension  $N$  et à chaque  $N$ -uplet de valeur de  $\phi$  aux noeuds, une nouvelle interpolation, fonction de  $\phi$  peut être construite.

Soit  $\{B_{1 \leq k \leq N}\}$  une  $N$ -base connue de polynômes de degré  $d$ . On peut donc écrire :

$$F_i^{(d)}(M) = \sum_{k=1}^N a_{ik} B_k(M) \quad (\text{B.7})$$

où les  $a_{ik}$  sont les termes d'une matrice régulière. A partir de la relation B.6, on peut écrire :

$$F_i^{(d)}(M_j) = \delta_{ij} \quad (\text{B.8})$$

soit encore :

$$\sum_{k=1}^N a_{ik} B_k(M_j) = \delta_{ij} \quad (\text{B.9})$$

$$\begin{bmatrix} a_{11} & \dots & a_{1k} & \dots & a_{1N} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_{i1} & \dots & a_{ik} & \dots & a_{iN} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_{N1} & \dots & a_{Nk} & \dots & a_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1(M_1) & \dots & B_1(M_j) & \dots & B_1(M_N) \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ B_k(M_1) & \dots & B_k(M_j) & \dots & B_k(M_N) \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ B_N(M_1) & \dots & B_N(M_j) & \dots & B_N(M_N) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ 0 & \dots & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & \dots & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.10})$$

Si la matrice des  $B_k(M)$  est régulière, les coefficients des polynômes de base de l'interpolation sont donnés par l'inversion de cette matrice. Ainsi, ces coefficients sont déterminés par les coordonnées des noeuds d'interpolation et par le choix de la base  $\{B_k(M)\}$  :

$$\begin{bmatrix} a_{11} & \dots & a_{1k} & \dots & a_{1N} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_{i1} & \dots & a_{ik} & \dots & a_{iN} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_{N1} & \dots & a_{Nk} & \dots & a_{NN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_1(M_1) & \dots & B_1(M_j) & \dots & B_1(M_N) \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ B_k(M_1) & \dots & B_k(M_j) & \dots & B_k(M_N) \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ B_N(M_1) & \dots & B_N(M_j) & \dots & B_N(M_N) \end{bmatrix}^{-1} \quad (\text{B.11})$$

Cette méthode est appliquée aux trois grilles du maillage (Pression, vitesses et viscosité). Pour les grilles de viscosité et de vitesse, une difficulté est ajoutée : un décalage supplémentaire est nécessaire pour pouvoir interpoler correctement les grandeurs, avec un décalage indépendant pour chacune des composantes de la vitesse.

Enfin, chaque grandeur du maillage que nous cherchons à connaître est calculée en utilisant les coefficients d'interpolation calculés à chaque noeud :



$$Grandeur_{point\ d'interpolation} = \sum Grandeur_{noeud\ i} * Coefficient\ d'interpolation_{noeud\ i}$$

On dispose alors de toutes les grandeurs nécessaires pour appliquer le principe fondamental de la dynamique et déterminer les nouvelles coordonnées des bulles, étape du suivi lagrangien qui est présenté au paragraphe III.2.2.c.

## B.2 Validation de l'interpolation

Avant d'utiliser les résultats de cette interpolation dans le modèle numérique, une phase de validation est nécessaire afin de s'assurer de la fiabilité de la méthode. Il s'agit de résoudre l'écoulement sur une grille de calcul grossière, puis d'interpoler les grandeurs du maillage sur une grille plus fine. Les résultats de cette interpolation sont ensuite confrontés à la solution analytique.

Pour valider cette interpolation, deux cas tests 2D simples ont été choisis : l'écoulement de Poiseuille et un cisaillement simple. Dans chaque cas, on effectue une série de cas faisant varier les paramètres de l'écoulement (dimensions, vitesses, viscosités...). L'interpolation des grandeurs est effectuée sur tout le domaine vertical afin d'obtenir les profils représentatifs des grandeurs une fois le régime établi. La grandeur ainsi interpolée doit correspondre à la même valeur de la grille résolue analytiquement.

On présente donc ici, pour exemple, la validation de l'interpolation des grandeurs pression et vitesse. Pour les deux cas, les résultats sont satisfaisants, puisque, comme on peut le voir dans la partie B.4, on arrive à approcher les profils analytiques à  $10^{-13}$  et  $10^{-14}$  près (respectivement et Poiseuille B.1) Couette B.3. Cette précision correspond à celle d'Aquilon, illustrant donc la performance de l'interpolation ainsi que la limitation du modèle (celle d'Aquilon).

Il est possible également de suivre des particules sans masse dans l'écoulement. Pour calculer la position de ces traceurs à chaque instant, on utilise comme équation de trajectoire :

$$\mathbf{X}(t + \delta t) = \mathbf{X}(t) + \mathbf{U}(t + \delta t) \cdot \delta t$$

où  $\mathbf{X}$  est le vecteur position de la particule et  $\mathbf{U}$  est la vitesse du fluide.

On peut observer que les trajectoires correspondent encore tout à fait aux trajectoires physiques (cf B.2 et B.4). Outre la confirmation d'une bonne interpolation, ceci valide notre méthode de calcul de coordonnées à partir de la vitesse et de la position précédente de chaque particule et son intégration au code de calcul eulérien. Il s'agit maintenant

d'intégrer un schéma plus complet permettant de modifier ces positions en fonction des forces subies par les bulles.

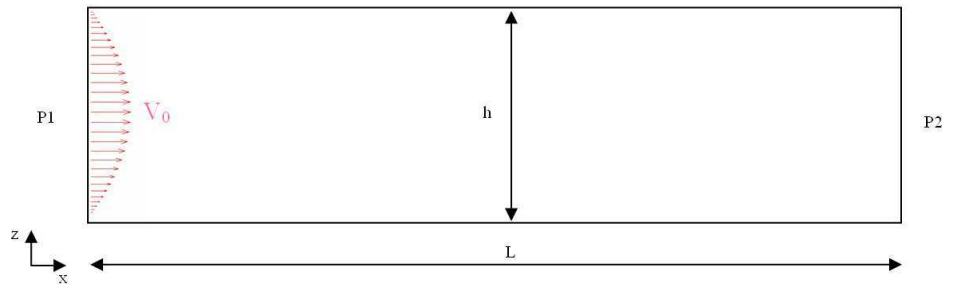
### B.3 Configuration des cas tests

#### Écoulement de Poiseuille :

Solution analytique de l'écoulement :

$$U(z) = 6 \frac{U_0}{h^2} z(z - h)$$

$$P(x) = 3\mu \frac{U_0}{h^2} (1 - x)$$



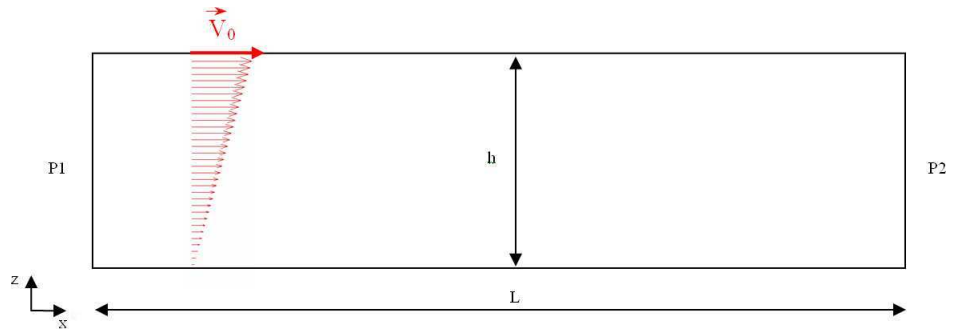
L'exemple de validation présenté ici a été effectué avec les paramètres :  
 $h = 0.02m$ ;  $L = 1m$ ;  $U_0 = 0.1m.s^{-1}$  ; et en utilisant un maillage de  $32 * 32$

#### Écoulement de Couette en cartésien :

Solution analytique :

$$U(z) = \frac{U_0}{h} z$$

$$P(z) = \rho g z$$



On prend ici, comme exemple de validation :

$h = 0.02m$ ;  $L = 1m$ ;  $U_0 = 0.1m.s^{-1}$  ; avec un maillage :  $32 * 32$

## B.4 Résultats de validation

Les résultats présentés pour chaque cas test font l'objet de deux figures. La première correspond à la validation de l'interpolation sur l'exemple de deux grandeurs : la vitesse et la pression. D'une part, cette interpolation est effectuée sur tout le domaine afin d'avoir un profil pertinent, c'est pourquoi l'axe des abscisses correspond aux coordonnées verticales et qu'il est exprimé en mètre. D'autre part, l'axe des ordonnées est donné en  $\text{m.s}^{-1}$  et en Pa.s respectivement pour les profils de vitesses et de pressions. L'axe des ordonnées des courbes représentant les écarts entre la valeur de la grandeur calculée par l'interpolation et la valeur analytique au même endroit du domaine est exprimé en % .

La seconde figure de chaque cas test correspond au suivi de traceurs dans le fluide. La représentation de ces particules sans masse est étudiée sur le domaine entier. Par conséquent, l'axe des abscisses correspond aux coordonnées horizontales et l'axe des ordonnées aux coordonnées verticales des traceurs. Ils sont tous les deux exprimés en mètre.

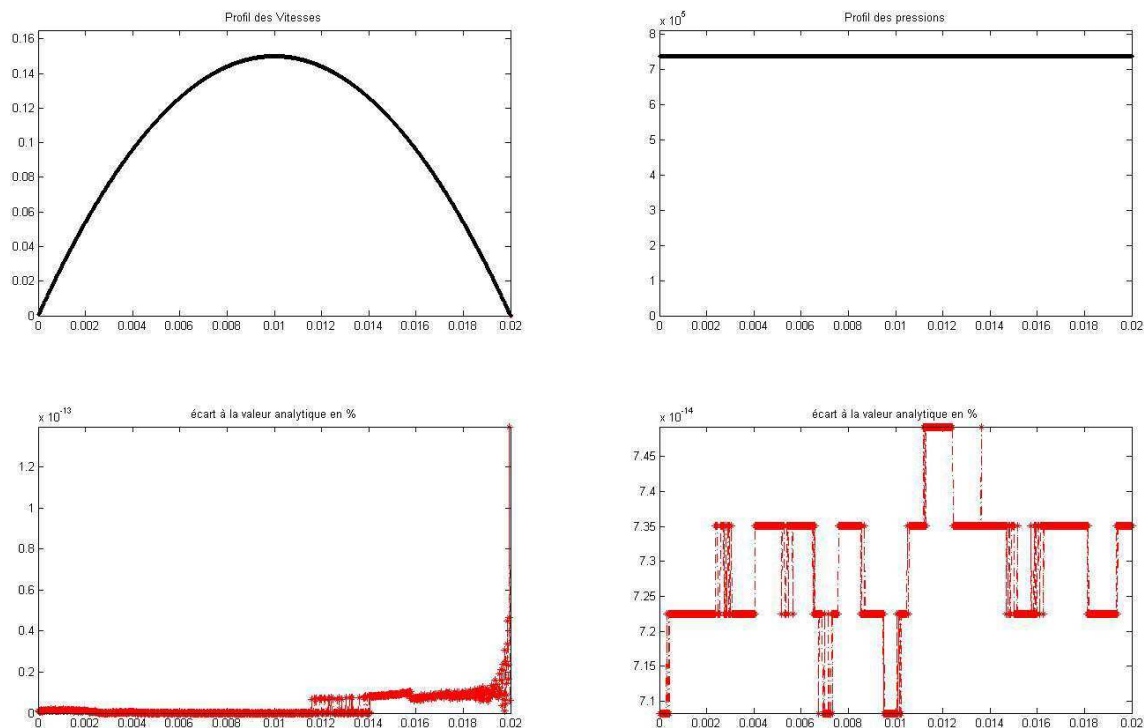


FIG. B.1 – Écoulement de Poiseuille. Interpolation en 1000 points

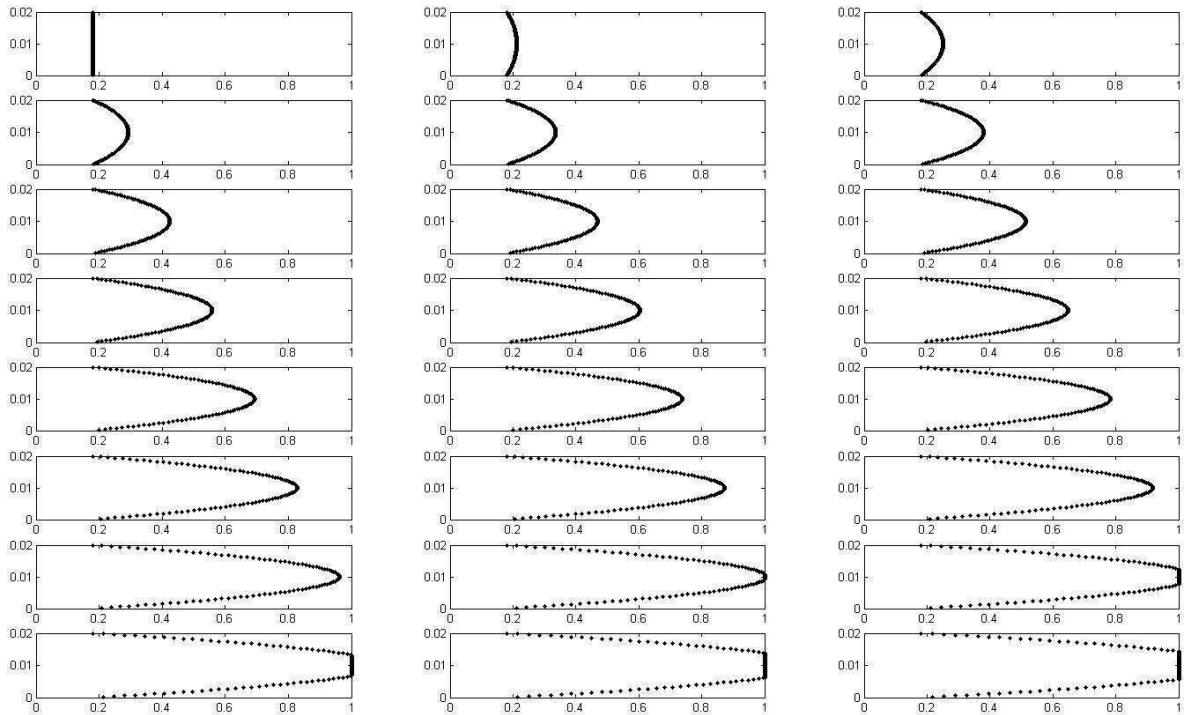


FIG. B.2 – Écoulement de Poiseuille. Interpolation en 100 points. Suivi des traceurs

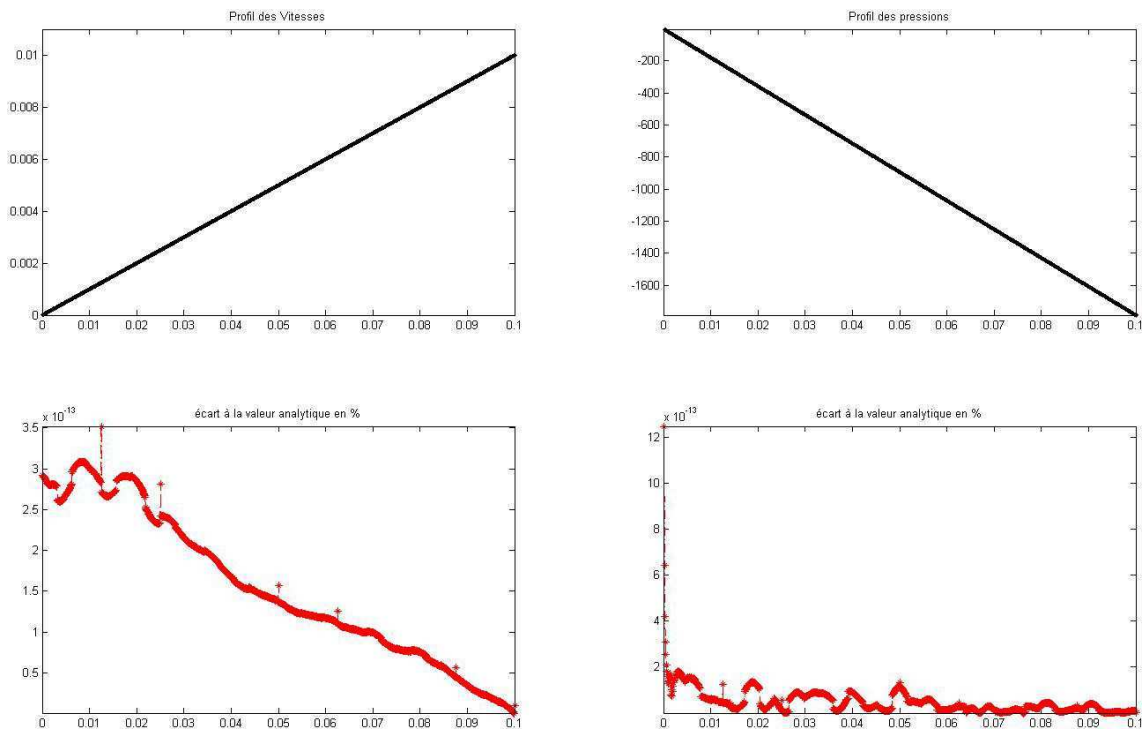


FIG. B.3 – Écoulement de Couette. Interpolation en 1000 points

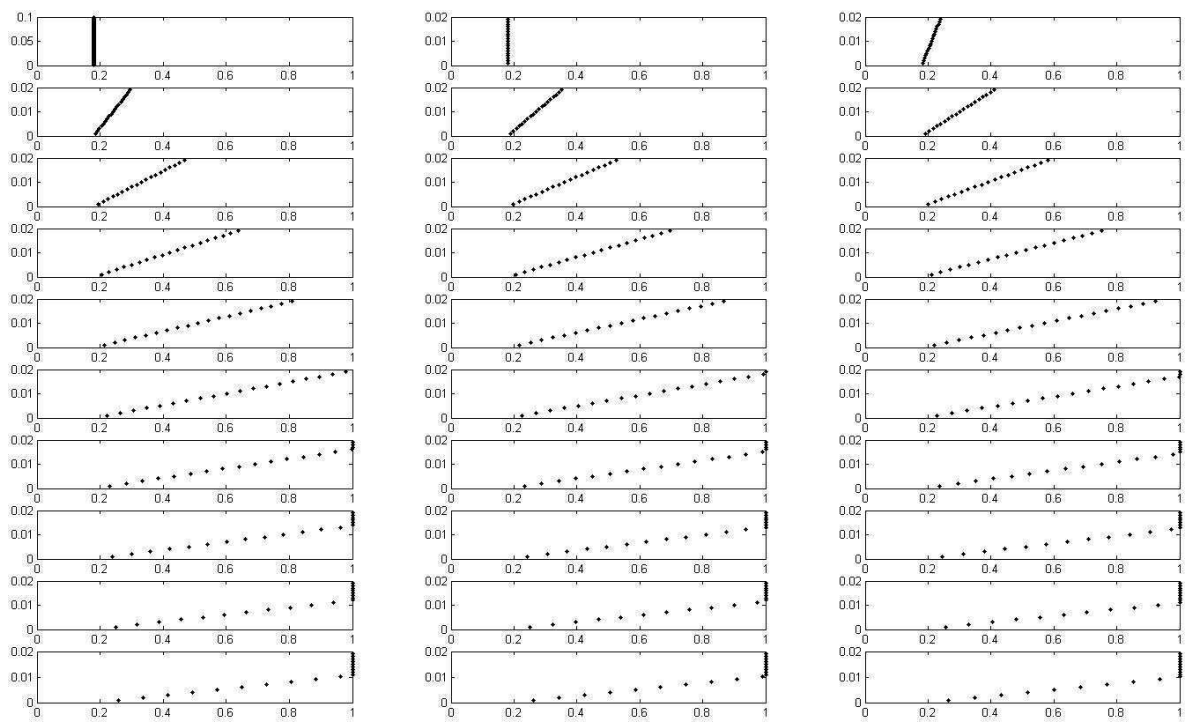


FIG. B.4 – Écoulement de Couette. Interpolation en 100 points. Suivi des traceurs

# Annexe C

## Validation du schéma numérique

Avant d'aborder des cas industriels, il convient de vérifier que le simulateur, tel qu'il a été construit, offre des solutions en accord avec les solutions analytiques décrites dans la partie III.2.3. Les simulations consistent à lâcher une particule de faible rayon dans un écoulement à cisaillement constant en milieu infini (figure C.1). Cette situation correspond en tout point à la solution analytique décrite ci-dessus.

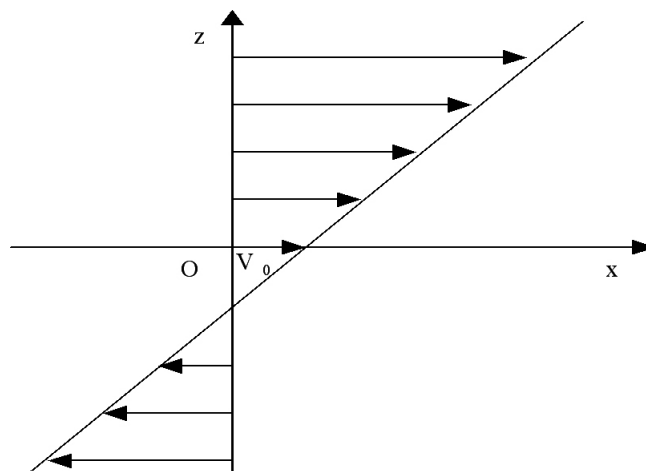


FIG. C.1 – Profil de vitesse dans l'écoulement

Pour réduire les expressions des solutions analytiques, on a considéré que la position initiale de la particule est l'origine du système  $(0,0)$  et que sa vitesse initiale est nulle. La trajectoire 'analytique' et la trajectoire 'numérique' seront ensuite confrontées pour une valeur du temps compris entre 0 et 1 seconde, et ce pour différentes valeurs du pas de temps, afin de s'assurer de l'ordre de convergence du schéma numérique. Le second

objectif de cette partie est de déterminer un schéma numérique permettant de résoudre avec une précision suffisante et à peu de frais le système différentiel décrit dans la première partie.

Dans le cadre de ces cas, nous avons retenu les propriétés du tableau C.1, donné ci-dessous. Les valeurs du pas de temps  $\delta t$  sont de la forme  $2^{-k}$ , pour  $k$  variant entre 1 et 14. Enfin, les graphes présentés montrent la trajectoire (vitesse et position) et l'évolution de l'écart en norme sur la position et la vitesse en fonction du temps, pour chacun des cas. En coordonnées logarithmiques, on retrouve bien dans tous les cas une droite de pente 1, caractéristique de l'ordre de convergence.

N° du cas	$M_v$	$1/\tau$ ( $s^{-1}$ )	$\alpha$ ( $s^{-1}$ )	$V_0$ ( $m.s^{-1}$ )
1	0.01	0.01	0.1	0
2	0.01	1	0.1	0
3	0.01	100	0.1	0
4	0.01	0.01	10	0
5	0.01	1	10	0
6	0.01	100	10	0
7	1	0.01	0.1	0.1
8	1	1	0.1	0.1
9	1	100	0.1	0.1
10	1	0.01	10	0.1
11	1	1	10	0.1
12	1	100	10	0.1
13	100	0.01	0.1	0
14	100	1	0.1	0
15	100	100	0.1	0
16	100	0.01	10	0
17	100	1	10	0
18	100	100	10	0

TAB. C.1 – Cas envisagés

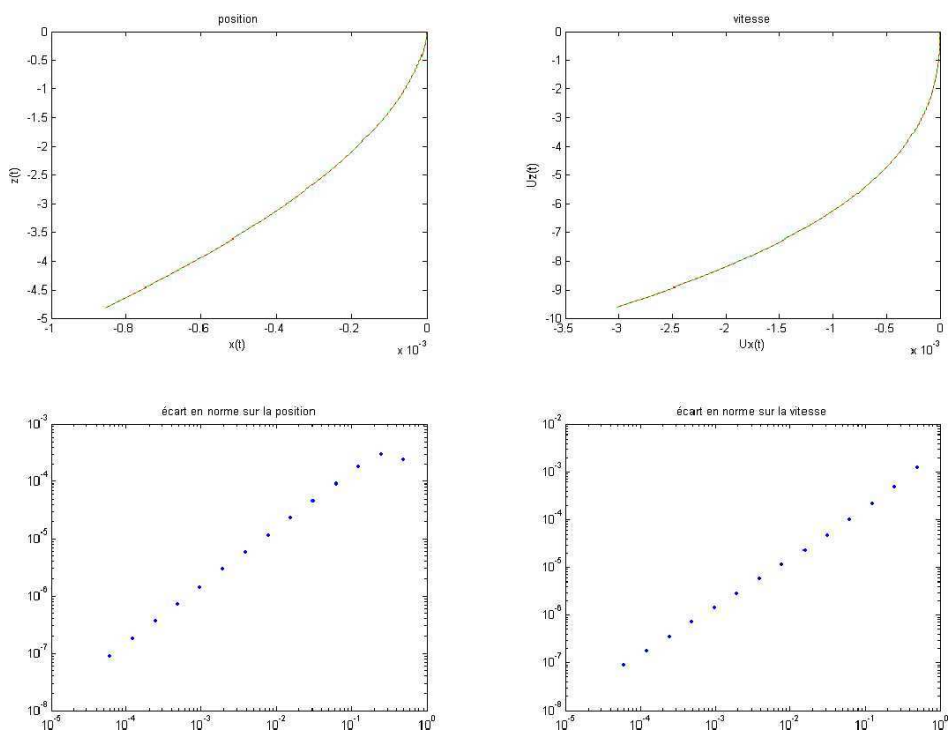


FIG. C.2 – Trajectoires et convergence pour le cas 1

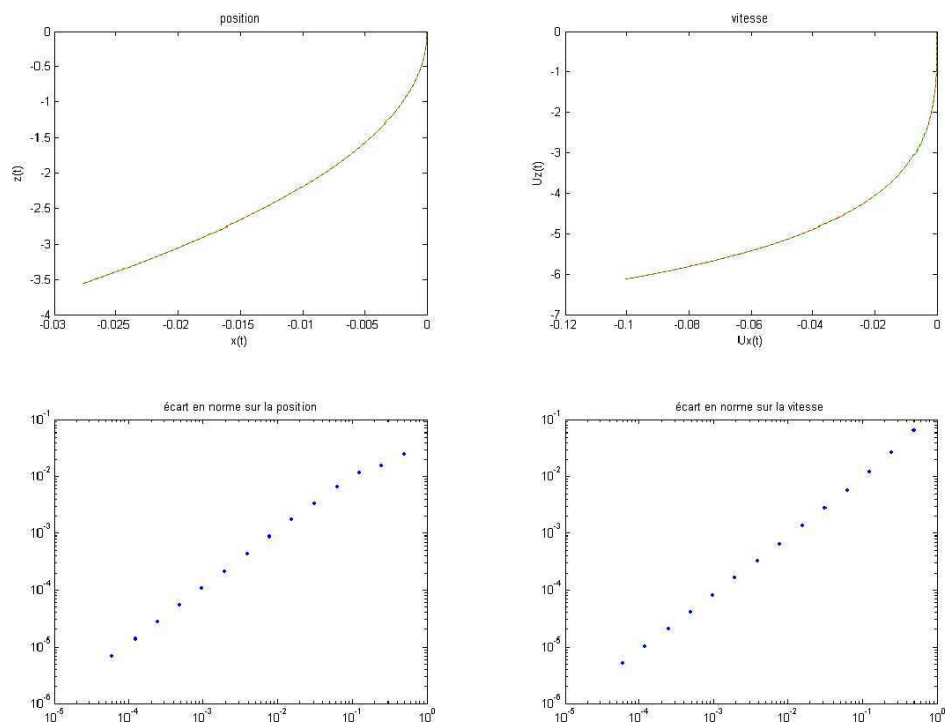


FIG. C.3 – Trajectoires et convergence pour le cas 2



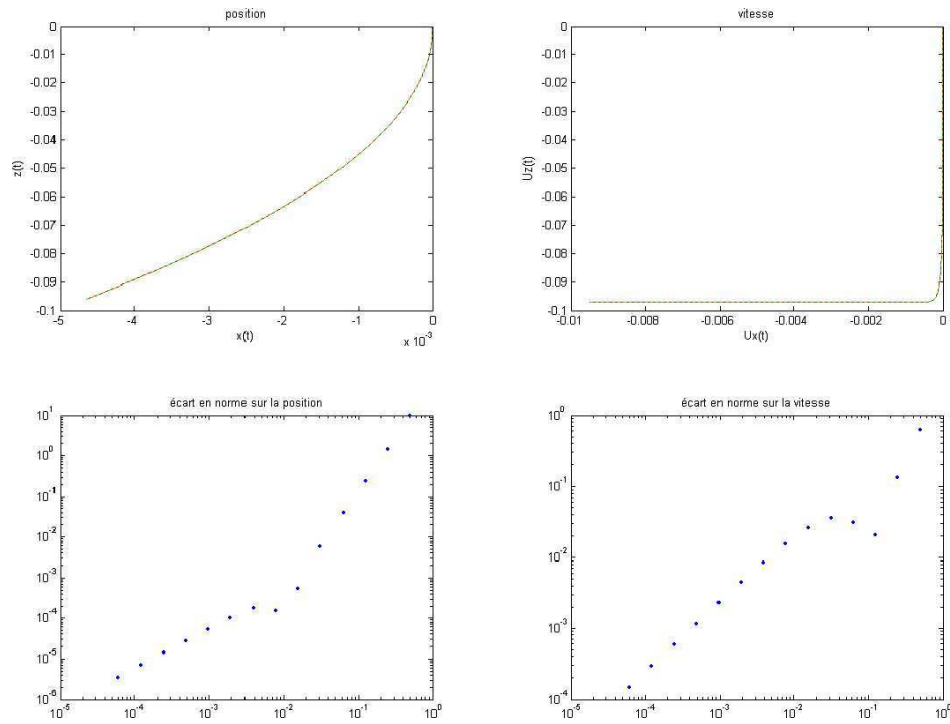


FIG. C.4 – Trajectoires et convergence pour le cas 3

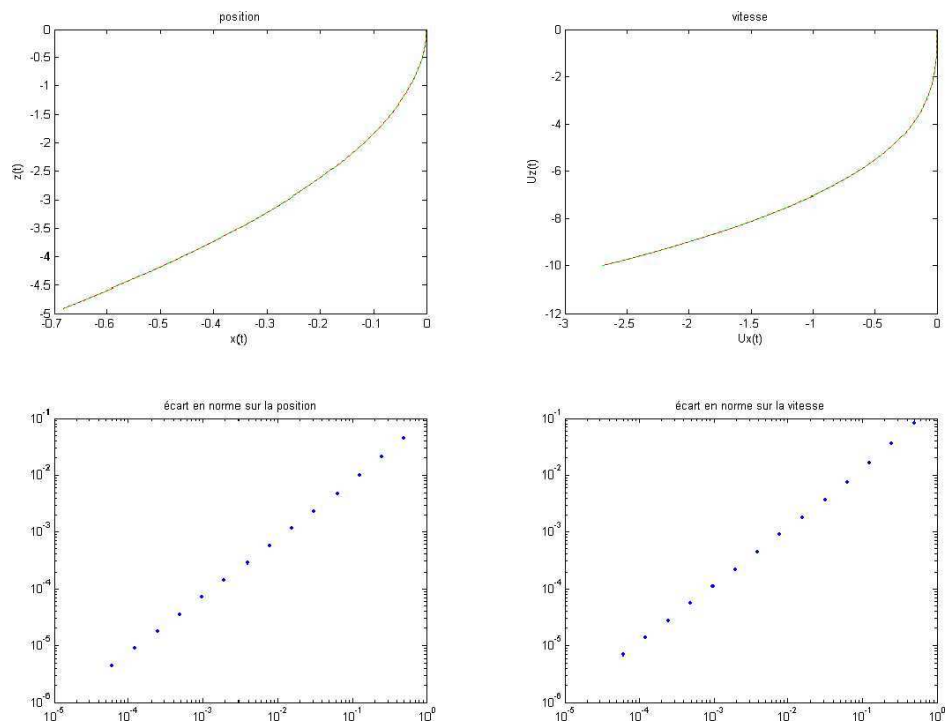


FIG. C.5 – Trajectoires et convergence pour le cas 4

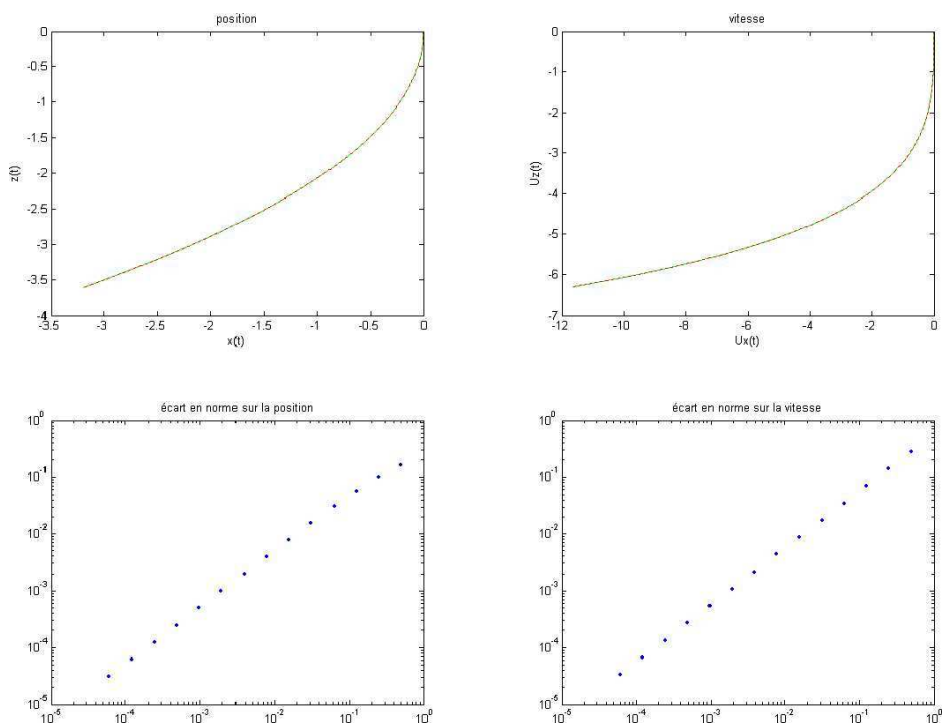


FIG. C.6 – Trajectoires et convergence pour le cas 5

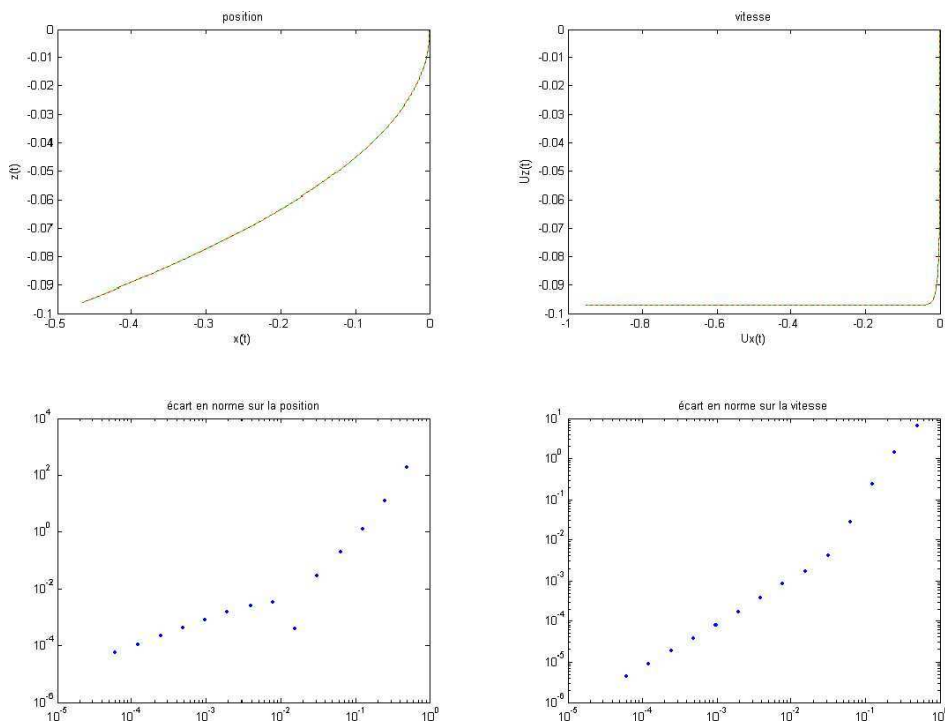


FIG. C.7 – Trajectoires et convergence pour le cas 6

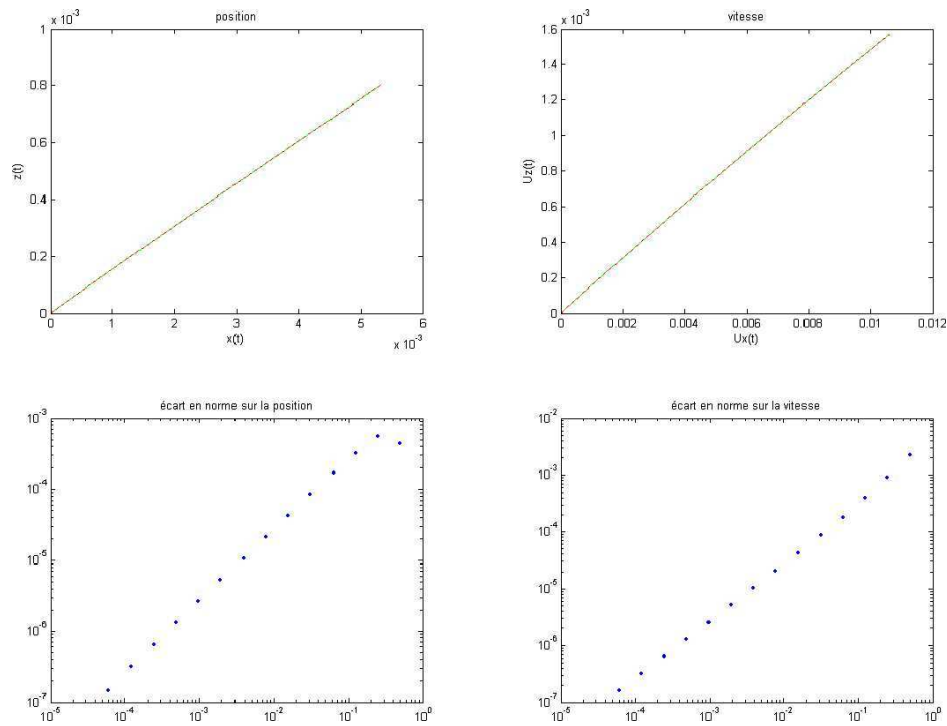


FIG. C.8 – Trajectoires et convergence pour le cas 7

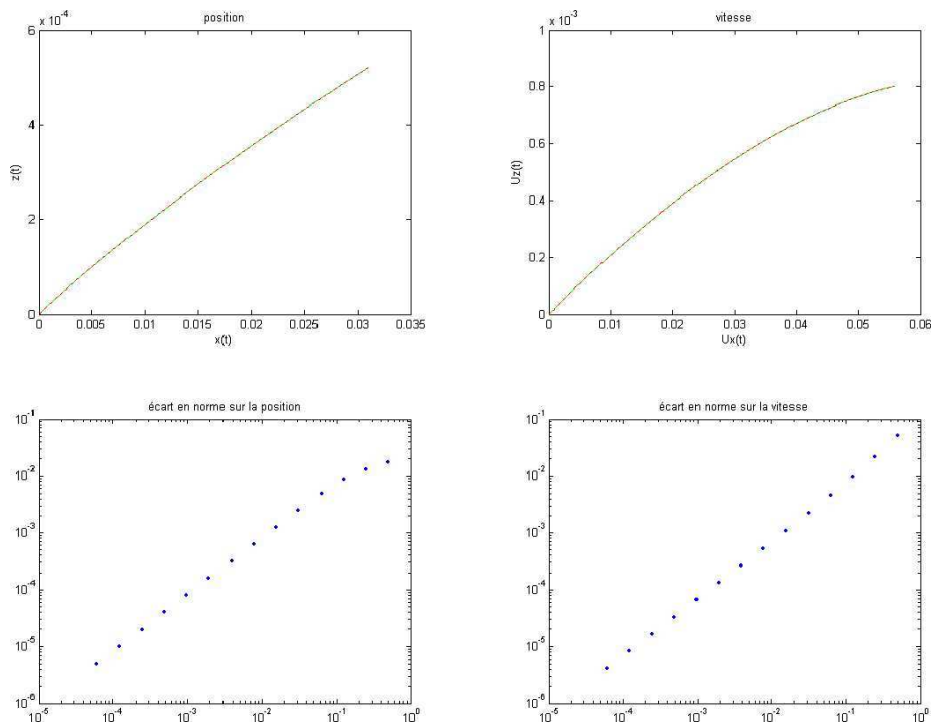


FIG. C.9 – Trajectoires et convergence pour le cas 8

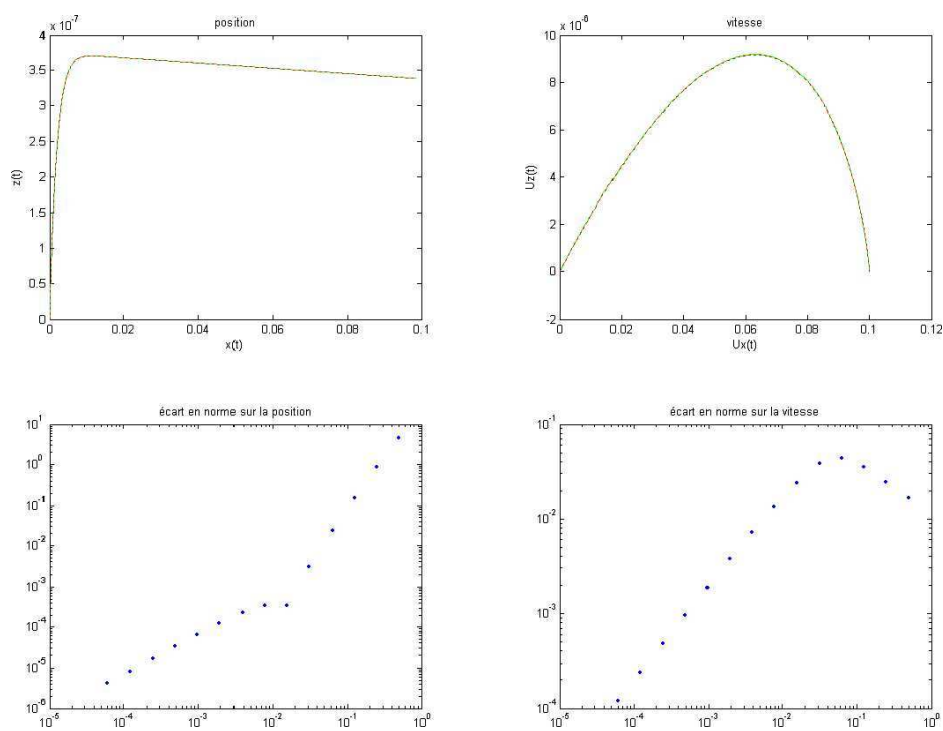


FIG. C.10 – Trajectoires et convergence pour le cas 9

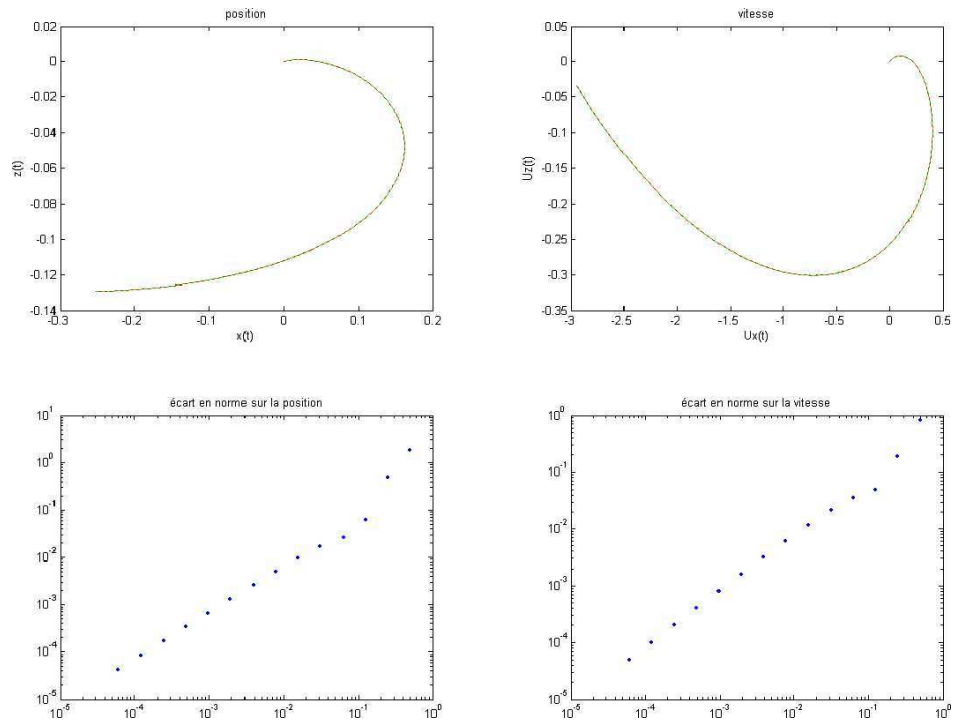


FIG. C.11 – Trajectoires et convergence pour le cas 10

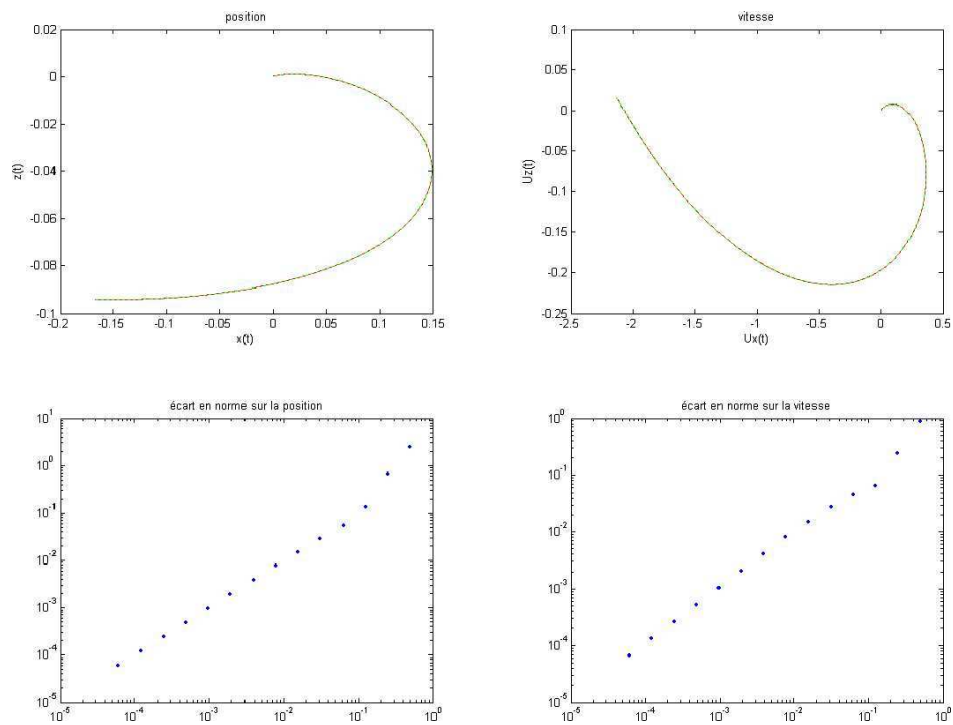


FIG. C.12 – Trajectoires et convergence pour le cas 11

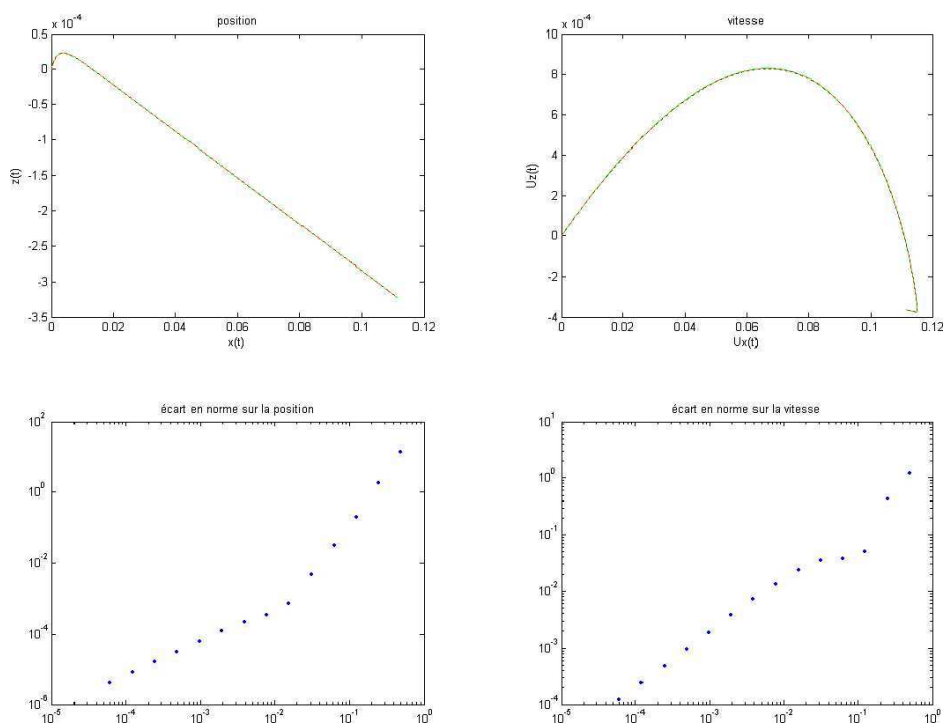


FIG. C.13 – Trajectoires et convergence pour le cas 12

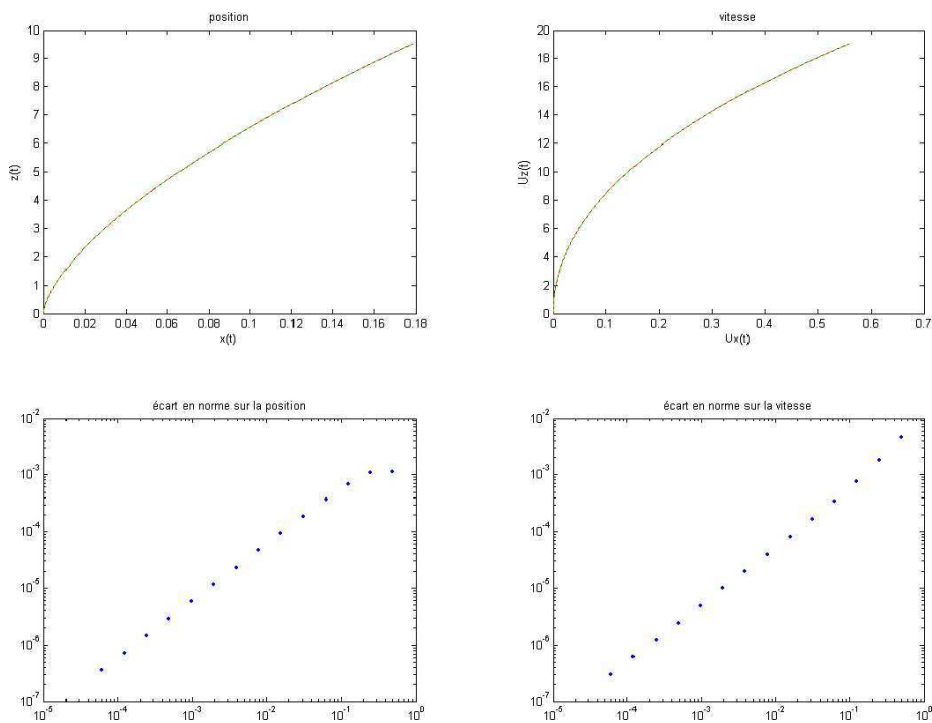


FIG. C.14 – Trajectoires et convergence pour le cas 13

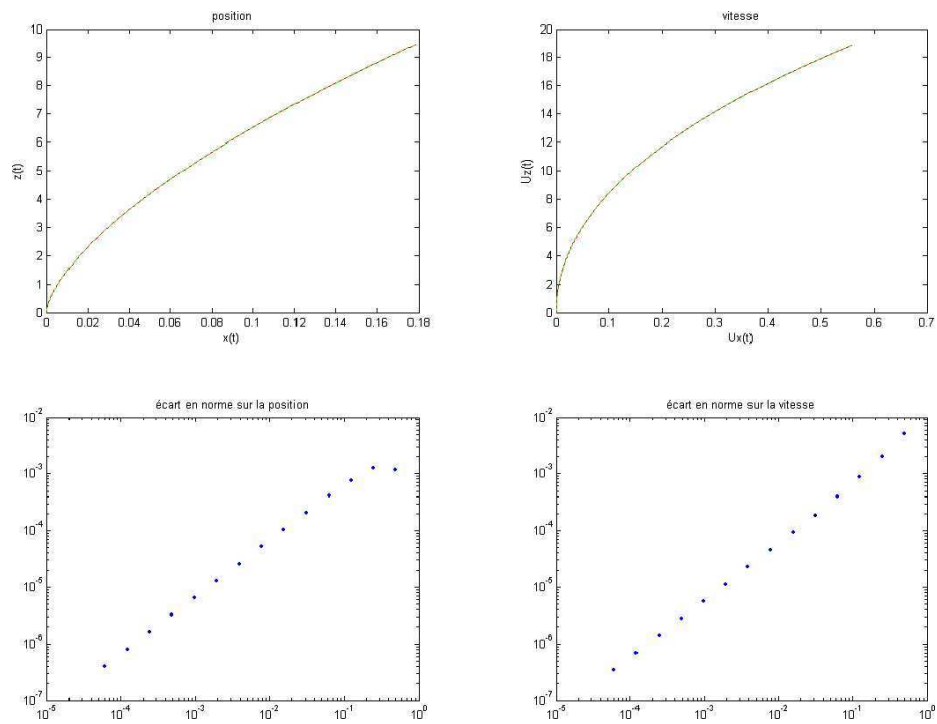


FIG. C.15 – Trajectoires et convergence pour le cas 14

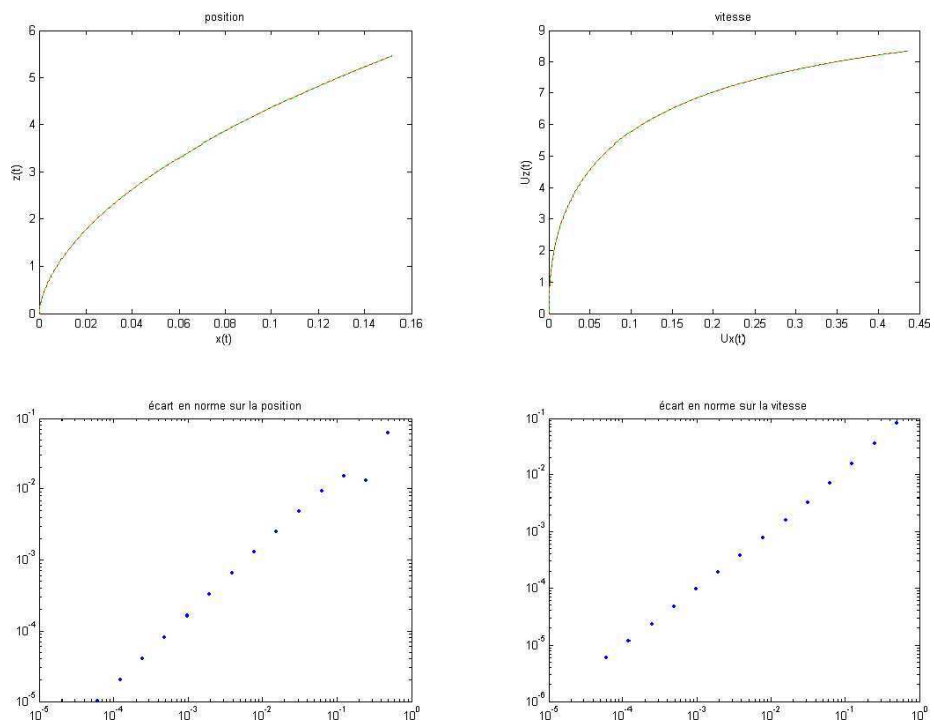


FIG. C.16 – Trajectoires et convergence pour le cas 15

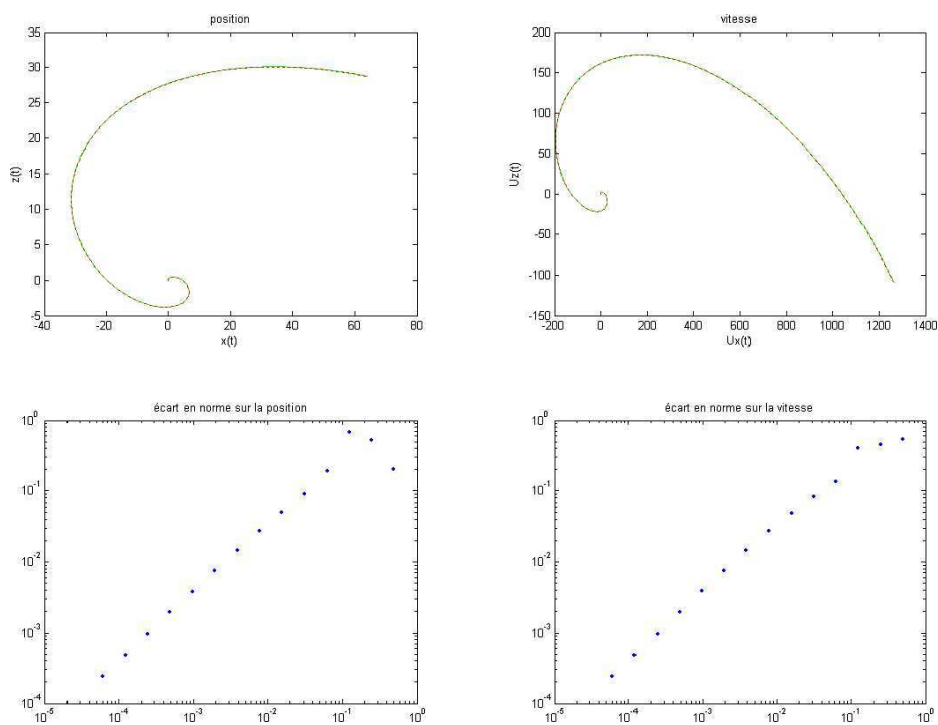


FIG. C.17 – Trajectoires et convergence pour le cas 16

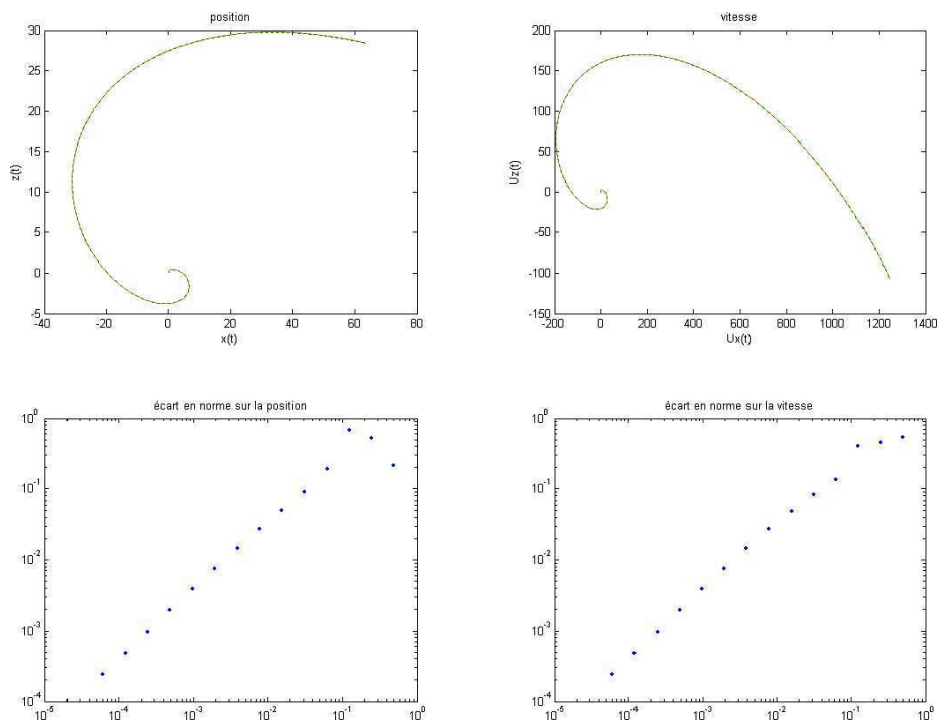


FIG. C.18 – Trajectoires et convergence pour le cas 17



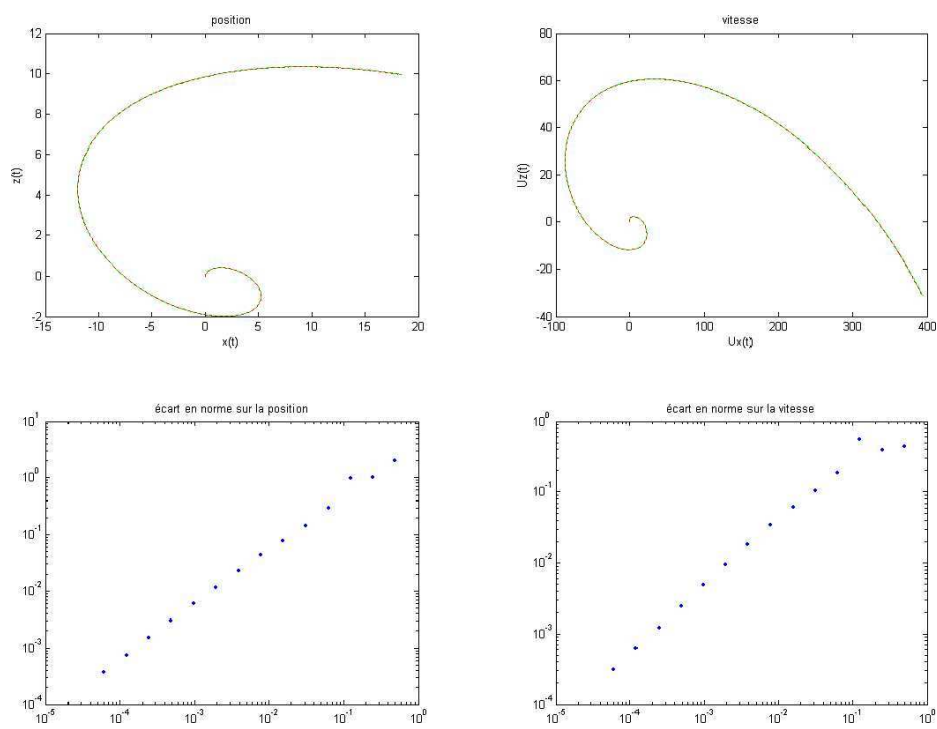


FIG. C.19 – Trajectoires et convergence pour le cas 18

# Annexe D

## Découpe des blocs

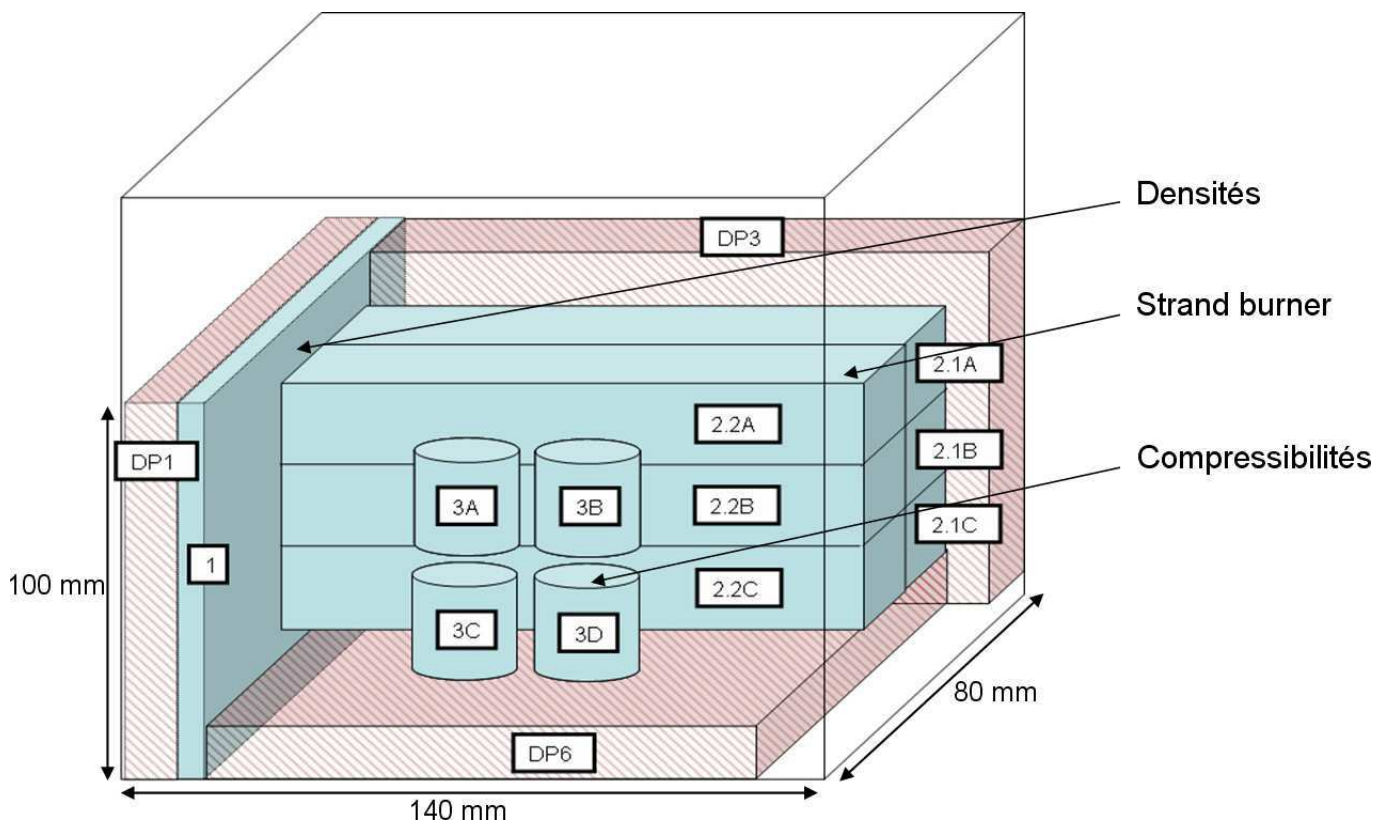


FIG. D.1 – Plan de découpe des différents échantillons dans les blocs de propergol

NB : Les découpes DP1 à DP6 sont les découpes de propretés.



# Table des figures

1	Schéma de principe de fusée par Tsiolkovski . . . . .	9
I.1	Architecture du lanceur Ariane 5 . . . . .	15
I.2	Architecture d'un moteur fusée ou moteur à propergol solide . . . . .	16
I.3	Procédé de fabrication d'un chargement de propergol composite . . . . .	19
I.4	Malaxeur vertical (1800 Gallons) . . . . .	20
I.5	Coulée en puits . . . . .	21
I.6	Morphologie d'un chargement par coulées successives. Mise en évidence des knit-lines et intermalaxées . . . . .	22
I.7	Deux exemples de régression de surface par couches parallèles. . . . .	23
I.8	Exemple d'effet bosse entre théorie et tir . . . . .	25
I.9	Observation de la remontée de bulles à la surface lors d'une coulée à $P_{atm}$ d'un propergol inerte pâteux - 500 Pa.s. (Hiss [21]) . . . . .	27
I.10	a. Replis de pâte formant des amas, emprisonnant de l'air, lors d'une coulée de propergol (Grand [15]); b. Filets de pâte à la sortie d'une grille de coulée à trois trous; c. Schéma de principe de la formation des bulles dans le pied de coulée. . . . .	28
I.11	Visualisation de la coulée d'un propergol inerte en plusieurs malaxées. Observation des filets de pâte à la surface, avec oscillation du jet et pénétration des amas. . . . .	29
I.12	a., b. et c. (Hiss [21], Giraud [14] et Faure [8]) : Répartition de la matière en multimalaxée; d. et e. : Remontée de bulles en fin de coulée; f. Visualisation de bulles au niveau d'une intermalaxée Giraud [14] . . . . .	31

I.13 a. Coulées silicones successives dans une cuve cylindrique transparente à pression atmosphérique et à température ambiante et b. Schéma illustrant le phénomène de formation et d'entraînement des bulles à la coulée correspondant à l'expérience . . . . .	32
I.14 "Piégeage" de bulles en cours de noyautage dans une huile silicone à pression atmosphérique (90 Pa.s à 20°C). . . . .	33
I.15 Suivi de la cinétique de réticulation par viscosimétrie dans les premières heures, puis par pénétrométrie quand le propergol est trop solidifié. . . . .	34
II.1 Installation RX-TV pour la visualisation d'une coulée de propergol inerte.	39
II.2 Remplissage à pression réduite du réservoir de propergol . . . . .	40
II.3 Inhomogénéité de la visualisation RX à travers un cylindre à base circulaire	41
II.4 Homogénéisation de la visualisation RX par utilisation d'un objet cylindrique à base rectangulaire . . . . .	42
II.5 Forme du jet à l'impact . . . . .	43
II.6 Répartition des bulles suivant les lignes de courant de l'écoulement . . . . .	43
II.7 Visualisation RX-TV de différents instants d'une succession de coulées (un étalon métallique est visible sur les clichés et permet de connaître la taille des inclusions) . . . . .	44
II.8 Mise en évidence des bulles par contraste . . . . .	45
II.9 Détection des bulles en fonction de leur taille . . . . .	46
II.10 Distribution en taille des bulles . . . . .	46
II.11 Visualisation de la distribution des bulles par tomographie . . . . .	47
II.12 Problème de point de fuite . . . . .	51
II.13 Problème de point de fuite . . . . .	51
II.14 a. Principe de l'installation de l'ombroscopie 3D ; b. Déformation de l'ombre d'une bulle par la présence d'une lumière orthogonale parasite. . . . .	53
II.15 Sélection des longueurs d'onde par filtre RGB d'un capteur CCD . . . . .	53
II.16 a. Extinction d'un filtre et de la gamme de longueurs d'onde correspondante (rouge) ; b. Interruption de la gamme de longueurs d'onde par les filtres non concernés (vert et bleu) ; c. Extinction complète de la source rouge par désélection du filtre rouge . . . . .	54
II.17 Sensibilité relative des filtres RVB en fonction de la longueur d'onde et pics d'émission des Diodes superluminescentes bleu (a) et rouge (b) . . . . .	55

II.18 Schéma d'installation expérimentale . . . . .	56
II.19 Images d'acquisition brut, avant choix des filtres Rouge ou Bleu . . . . .	57
II.20 Illustration de l'intérêt de la sélection des filtres de couleur : a. présence d'une zone bleue parasite sur l'image rouge brute ; b. symétrie de la bulle rétablie . . . . .	58
II.21 Images de remontée de bulle . . . . .	59
II.22 a. Tableau 3D correspondant à l'acquisition par 3 filtres RGB ; b. Sélection de l'acquisition d'un filtre (le filtre rouge sur cet exemple) . . . . .	60
II.23 a. Image de remontée de bulles avant traitement numérique ; b. Image après sélection du filtre rouge . . . . .	60
II.24 Image binaire obtenue par seuillage . . . . .	61
II.25 a. Remplissage des contours ; b. Identification des limites des objets . . . . .	61
II.26 Identification des disques . . . . .	62
II.27 Suivi individuel des bulles . . . . .	63
II.28 a. Image originale ; b. Exemple d'identification de 9 bulles, celles-ci étant repérées comme telles pour $C > 0.9$ . . . . .	63
II.29 Trajectoires de bulles obtenues par traitement d'image . . . . .	65
III.1 Algorithme du modèle numérique pour l'itération $t$ . . . . .	77
III.2 Principales familles de méthodes de transport d'interface : a. Méthode lagrangienne, sur maillage mobile ; b. Méthode eulérienne, sur maillage fixe. . . . .	82
III.3 Différentes méthodes de suivi de front (a) Front tracking (b) Fonction de hauteur et (c) Méthode de ligne de niveau. . . . .	83
III.4 différentes méthodes de suivi en volume appliquées à une interface quelconque : (a) Méthode MAC ; (b) Schéma TVD ; (c) Méthode VOF. . . . .	84
III.5 Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret. . . . .	86
III.6 a. Surface libre quelconque et différentes méthodes VOF associées : b. Méthode VOF SLIC suivant la direction $y$ ; c. Reconstruction en escalier suivant la direction $y$ ; d. Méthode VOF CIAM. . . . .	87
III.7 Positionnement de l'interface à partir de la normale et de la fraction volumique. . . . .	87
III.8 Repérage 3D des voisins d'un noeud de la composante de la vitesse selon $X_1$	99
III.9 Positions initiales des bulles dans l'écoulement de poiseuille pour la validation analytique . . . . .	105

III.10	Validation en écoulement de Poiseuille simple de la trajectoire de 4 bulles placées près de la paroi inférieure . . . . .	106
III.11	Expérience de remontée d'une bulle seule dans un fluide visqueux au repos	107
III.12	Comparaison des trajectoires expérimentale et théorique d'une bulle remontant seule dans un fluide au repos . . . . .	108
III.13	Expérience de remontée de 2 bulles remontant l'une derrière l'autre dans un fluide visqueux au repos . . . . .	109
III.14	Comparaison des trajectoires expérimentales et théoriques de 2 bulles remontant l'une derrière l'autre dans un fluide au repos . . . . .	109
III.15	Remontée de 7 bulles alignées de tailles différentes et simulation numérique de leur trajectoire pendant le même laps de temps . . . . .	110
III.16	Comparaison des trajectoires expérimentales et numériques . . . . .	111
III.17	Expérience d'écoulement sur 9 bulles avec un jet non impactant . . . . .	112
III.18	Trajectoires des bulles issues de la simulation . . . . .	113
III.19	Placement initial des bulles dans la première couche de fluide et pénétration du jet de propergol en fonction de la hauteur de chute . . . . .	114
III.20	Trajectoires de 25 bulles dans des écoulements - $h=1$ m et $h=1.5$ m . . . . .	115
IV.1	Installation de contrôle de coulée . . . . .	122
IV.2	Visualisation RX de la présence et répartition des bulles en fin de coulée inerte après cassage du vide, sous a) 920 mbar b) 40 mbar . . . . .	123
IV.3	Visualisation de l'effet de la pression sur les micro-cavités : a. premier retour à pression atmosphérique ; b. remise de la pâte sous vide ; c. second cassage du vide. . . . .	124
IV.4	Images tomographiques après cuisson de 2 coulées, sous a) 920 et b) 40 mbar	125
IV.5	Installation de coulée sous vide avec contrôle de débit par pompe péristaltique : a. la pompe entraîne la pâte provenant de l'entonnoir, b. la sortie se fait par un coude de jonction avec la cloche à vide . . . . .	127
IV.6	a. Grille de coulée 7 trous, b. Coulée en filets de pâte dans la cloche à vide à travers la grille . . . . .	128
IV.7	Visualisation RX de la présence et de la répartition des bulles en fin de coulée après cassage du vide. . . . .	130
IV.8	Visualisation RX de la remontée des bulles après cassage du vide pour la coulée à pression atmosphérique à différents instants. . . . .	131

IV.9	Dispositif de mesure de compressibilité (enceinte de PARR) . . . . .	134
IV.10	Variation volumique des échantillons en fonction de la pression exercée . .	135
IV.11	Appareillage pour tirs en Strand burner . . . . .	138
IV.12	Exemple de distribution de bulles dans les échantillons strand burner étu- diés (origine : cliché RX) . . . . .	139
IV.13	Phénomène d'écrasement des bulles dû à la pression de combustion. a. échantillon à pression atmosphérique ; b. échantillon sous pression . . . .	140
IV.14	Résultat de simulation de l'effet de 4 bulles millimétriques dans un échan- tillon Strand Burner . . . . .	141
IV.15	Différence entre a. une combustion conductive par couches parallèles et b. une combustion convective (l'épaisseur du front de flamme est figurée en rouge) . . . . .	142
IV.16	Combustion conductive dans le cas d'un propergol bulleux et combustion convective dans le cas d'un propergol poreux, à $P_{atm}$ et 4.5 MPa . . . . .	143
IV.17	Tendance de répartition des bulles dans le chargement par zones de densi- tés (des zones les moins denses -les plus claires- aux plus denses -les plus foncées-) . . . . .	148
A.1	Impression du défaut sur le support RX . . . . .	153
A.2	Variation du coefficient d'absorption des rayonnements ionisants en fonc- tion de leur énergie, dans le fer . . . . .	154
A.3	Spectre émis par un générateur de rayons X, en fonction de la tension d'accélération $V_0$ . . . . .	156
A.4	Tube à rayons X : schéma de principe . . . . .	157
A.5	Calcul du flou géométrique . . . . .	158
A.6	Schéma d'un tomographe industriel . . . . .	161
A.7	Schéma d'un tomographe industriel . . . . .	162
B.1	Écoulement de Poiseuille. Interpolation en 1000 points . . . . .	170
B.2	Écoulement de Poiseuille. Interpolation en 100 points. Suivi des traceurs .	171
B.3	Écoulement de Couette. Interpolation en 1000 points . . . . .	171
B.4	Écoulement de Couette. Interpolation en 100 points. Suivi des traceurs . .	172
C.1	Profil de vitesse dans l'écoulement . . . . .	173
C.2	Trajectoires et convergence pour le cas 1 . . . . .	175



C.3	Trajectoires et convergence pour le cas 2 . . . . .	175
C.4	Trajectoires et convergence pour le cas 3 . . . . .	176
C.5	Trajectoires et convergence pour le cas 4 . . . . .	176
C.6	Trajectoires et convergence pour le cas 5 . . . . .	177
C.7	Trajectoires et convergence pour le cas 6 . . . . .	177
C.8	Trajectoires et convergence pour le cas 7 . . . . .	178
C.9	Trajectoires et convergence pour le cas 8 . . . . .	178
C.10	Trajectoires et convergence pour le cas 9 . . . . .	179
C.11	Trajectoires et convergence pour le cas 10 . . . . .	180
C.12	Trajectoires et convergence pour le cas 11 . . . . .	180
C.13	Trajectoires et convergence pour le cas 12 . . . . .	181
C.14	Trajectoires et convergence pour le cas 13 . . . . .	181
C.15	Trajectoires et convergence pour le cas 14 . . . . .	182
C.16	Trajectoires et convergence pour le cas 15 . . . . .	182
C.17	Trajectoires et convergence pour le cas 16 . . . . .	183
C.18	Trajectoires et convergence pour le cas 17 . . . . .	183
C.19	Trajectoires et convergence pour le cas 18 . . . . .	184
D.1	Plan de découpe des différents échantillons dans les blocs de propergol . . .	185

# Liste des tableaux

I.1	Tailles des cavités en fonction de la pression exercée sur le propergol, 10 h après la coulée effectuée à 50 mbar (mesures effectuées à partir de clichés RX), la viscosité étant de 16000 Pa.s. . . . .	35
III.1	Algorithme du Lagrangien Augmenté. . . . .	91
IV.1	Exemple d'évolution de la taille des bulles au moment du cassage du vide après coulée sous différents niveaux de vide. . . . .	121
IV.2	Conditions des coulées menées à différents niveaux de vide . . . . .	126
IV.3	Récapitulatif des coulées de propergol . . . . .	128
IV.4	Estimation théorique de la vitesse de remontée de bulles de différentes tailles et de la hauteur de remontée correspondante pour 4h30 d'attente à 30°C . . . . .	132
IV.5	Résultats issus des mesures de compressibilité et de densité . . . . .	136
IV.6	Conditions de fabrication et caractéristiques de deux propergols identiques malaxés à des pressions différentes . . . . .	138
IV.7	Conditions de fabrication et caractéristiques de deux propergols malaxés et coulés à pressions différentes . . . . .	139
C.1	Cas envisagés . . . . .	174



# Bibliographie

- [1] T.R. AUTON. *The lift force on a spherical body in a rotationnal flow*. Journal of fluids mechanics, vol. 183, p. 199–218, 1987.
- [2] T.R. AUTON, J.C.R. HUNT & M. PRUD'HOMME. *The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotationnal flow*. Journal of fluids mechanics, vol. 197, p. 241–257, 1988.
- [3] N. BARDIN-MONNIER. *Simulations et expériences lagrangiennes d'écoulements diphasiques dans les colonnes pulsées à garnissage disques-couronnes*. Thèse de doctorat, INP de Toulouse, 1998.
- [4] B.J. DALY. *Numerical study of two-fluid Rayleigh-Taylor instability*. Phys. Fluids, vol. 10, page 297–307, 1967.
- [5] D. DREW & R.T. LAHEY. *The virtual mass and lift force on a sphere in rotating and straining inviscid flow*. International journal of multiphase flow, vol. 16, p. 113–121, 1987.
- [6] M.L. EKIEL-JESEWSKA, F. FEUILLEBOIS, N LECOQ, K. MASMOUDI, R. ANTHORE, F. BOSTEL & E WAJNRYB. *Hydrodynamic interactions between two spheres at contact*. Phys. Review E, vol. 59, p. 3182–3191, 1999.
- [7] D. FAURE. ARTA 96/98 - Maquette cinq malaxées silicones. Note n°104/97/SNPE/DFP/TT/MT. SNPE Matériaux Energétiques, 1997.
- [8] D. FAURE & A. HISS. Code SEVILL de simulation des écoulements de propergol. Compte-rendu des essais de validation expérimentale. Note n° 780/92/SNPE/S/TEM. SNPE Matériaux Energétiques, 1992.

- [9] D. FAURE & A. HISS. Chargement CONDOR - participation à la recherche de l'origine des défauts. Prospection dans la phase de noyautage. Note n° 545/93/SNPE/S/TMT. SNPE Matériaux Energétiques, 1993.
- [10] M. FORTIN & R. GLOWINSKI. Méthode de lagrangien augmenté, application à la résolution numérique des problèmes aux limites, collection méthodes mathématiques de l'informatique. DUNOD, Paris, 1982.
- [11] J. GARRIGUES. *La méthodes des éléments finis*. Ecole Généraliste Ingénieurs Marseille, 2002.
- [12] R. GATIGNOL. *The faxen formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes flow*. Journal de Mécanique Théorique et Appliquée, vol. 1, p. 143–160, 1983.
- [13] M. GAUDRÉ. Résultat des essais procédés Ariane sur propergol version MDCl. Note n° 25/94 /S/TP. SNPE Matériaux Energétiques, 1994.
- [14] E. GIRAUD. R & T 95 - Montreal3D - Synthèse des travaux de R & T CNES 95 Validation MONTREAL . Note n° 4681/96DFP/CER. SNPE Matériaux Energétiques, 1995.
- [15] G. GRAND. ARIANE 5 - Essais EC9.1 D et E. Note n° 148/S/NT. SNPE Matériaux Energétiques, 1999.
- [16] J. HAPPEL & H. BRENNER. Low reynolds number hydrodynamics. Prentice-Hall, 1965.
- [17] F.H. HARLOW & J.E. WELCH. *Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface*. Phys. Fluids, vol. 8, page 2182–2189, 1965.
- [18] E. HELLAND. *Etude des écoulements fluide-solide dans les lits fluidisés : simulation numérique et analyse des hétérogénéités*. Thèse de doctorat, 2000.
- [19] C. HIRSH. Numerical computation of internal and external flows. John Wiley and sons, 1990.
- [20] C.W. HIRT & B.D. NICHOLS. *Volume of fluid (VOF) methods for the dynamics of free boundaries*. J. Comput. Phys., vol. 39, page 201–255, 1981.

- [21] A. HISS. ARIANE 5 - Compte-rendu de réalisation des maquettes EC9-1 AetB Note n° 65/94/SNPE/S/TMT. SNPE Matériaux Energétiques, 1994.
- [22] A. HISS. ARIANE 5 - Compte-rendu des essais de visualisation sous RX des phénomènes de retassage des cavités après la coulée. Note n° 116/94/SNPE/S/TMT. SNPE Matériaux Energétiques, 1994.
- [23] D. JURIC & G. TRYGGVASON. *Computation of boiling flows*. Int. J. Mult. Flow, vol. 24, page 387–410, 1998.
- [24] S.K. KARANFILIAN & T.J. KOTAS. *Drag on a sphere in unsteady motion in a liquid at rest*. Journal of fluids mechanics, vol. 78, p. 85–96, 1978.
- [25] D.B. KOTHE, W.J. RIDER, S.J. MOSSO, J.I. BROCK & J.S. HOCHSTEIN. *Volume tracking of interfaces having surface tension in two and three dimensions*. Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 34th, numéro AIAA-1996-0859, RENO, NV. AIAA, 1996.
- [26] D. LAKEHAL, M. MEIER & M. FULGOSI. *Interface tracking towards the direct simulation of heat and mass transfer in multiphase flows*. Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 23, page 242–257, 2002.
- [27] H. LAMB. Hydrodynamics. Cambridge University Press, 1932.
- [28] L. LANDAU & E.M. LIFSHITZ. Course of theoretical physics, vol.6, fluids mechanics. Pargamon press, 1959.
- [29] R.J. LEVEQUE. Numerical methods for conservation laws. lecture in mathematics. ETH Zurich, Birkhauser, 1990.
- [30] J. MAGNAUDET, M. RIVERO & J. FABRE. *Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. Part 1 : Steady straining flow*. Journal of fluids mechanics, vol. 284, p. 97–135, 1995.
- [31] N MORDANT & J.-F. PINTON. *Velocity measurement of a settling sphere*. The European Physical Journal B, vol. 18, p. 343–352, 2000.
- [32] R. NEVIERE. Evaluation de l'impact de la porosité sur la déformée au tir des chargements. PV n°24/CRB-DRT-BCFM/2004. SNPE Matériaux Energétiques, 2004.

- [33] H. NICOLAI, E.J. HINCH, L. OGER & E. GUAZZELLI. *Particule velocity fluctuations and hydrodynamic self-diffusion of sedimenting non-brownian spheres*. Phys. Fluids, vol. 7, p. 12–23, 1995.
- [34] F. ODAR & W.S. HAMILTON. *Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid*. Journal of fluids mechanics, vol. 18, p. 302–314, 1964.
- [35] S.V. PATANKAR. Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere Publishing Corporation, New York (USA), 1980.
- [36] G. PIANET. *Simulation 3D Non-stationnaires dédiées à l'investigation de processus de sédimentation à forte dynamique*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, 2005.
- [37] F. RAYMOND & J.-M. ROSANT. *A numerical and experimental study of the terminal velocity and shape of bubbles in viscous liquids*. Chemical Engineering Science, vol. 55, p. 943–955, 2000.
- [38] J.R. RICHARDS, A.N. BERIS & A.M. LENHOFF. *VDrop formation in liquid-liquid systems before and after jetting*. Phys. Fluids, vol. 7, page 2617–2630, 1995.
- [39] W.J. RIDER & D.B. KOTHE. *Reconstructing Volume Tracking*. J. Comput. Phys., vol. 141, page 112–152, 1998.
- [40] M. RIVERO. *Etude par simulation numérique des forces exercées sur une inclusion sphérique par un écoulement accéléré*. Thèse de doctorat, INP de Toulouse, 1991.
- [41] C. ROME. *Une méthode de raccordement de maillages non-conformes pour la résolution des équations de Navier-Stokes*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 2006.
- [42] S.J. RUBINOW & J.B. KELLER. *The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid*. Journal of fluids mechanics, vol. 11, p. 447–459, 1961.
- [43] P.G. SAFFMAN. *The lift on a small sphere in a slow shear flow*. Journal of fluids mechanics, vol. 33, p. 385–400, 1965.
- [44] P.N. SERGE, E. HERBOLZHEIMER & P.M. CHAIKIN. *Long ranged correlations in sedimentation*. Phys. Rev. Letters, vol. 79, p. 2574–2577, 1997.

- [45] F. TAKEMU, S. TAKAGI, J. MAGNAUDET & Y. MATSUMOTO. *Drag and lift forces on a bubble rising near a vertical wall in viscous fluid*. J. Fluid Mech, vol. 461, p. 277–300, 2002.
- [46] C.M. TCHEN. *Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid*. Thèse de doctorat, University of Delft, 1947.
- [47] A. TEN CATE, C.H. NIEUWSTAD, J.J. DERSKEN & H.E.A. VAN DEN AKKER. *Particle imaging velocimetry experiments and Lattice-Boltzmann simulations on a single sphere settling under gravity*. Phys. Fluids, vol. 14, p. 4012–4025, 2002.
- [48] S.O. UNVERDI & G. TRYGGVASON. *A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows*. J. Comput. Phys., vol. 100, page 25–37, 1992.
- [49] M. VAN DYKE. *Extension of Goldstein's Series for the Oseen Drag of a Sphere*. J. Fluid Mech., vol. 44, p. 365–372, 1970.
- [50] C. VANROYEN. *Interactions hydrodynamiques entre spheres dures en regime faible-inertiel : modelisation et experimentations appliquees à la sedimentation*. Thèse de doctorat, University of Bordeaux 1, 2004.
- [51] C. VANROYEN, O. ABDELAZIZ, J. TOUTAIN & D. REUNGOAT. European Journal of Fluid Mechanics B/Fluids, vol. 2624, p. 586–595, 2005.
- [52] S. VINCENT. *Modélisation d'écoulements incompressibles de fluides non-miscibles*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 1999.
- [53] S. VINCENT & J.-P. CALTAGIRONE. *A One Cell Local Multigrid Method for solving unsteady incompressible multiphase flows*. J. Comput. Phys., vol. 163, page 172–215, 2000.
- [54] H.C. YEE. Upwind and symmetric shock-capturing schemes. NASA, 1987.



# DÉPLACEMENT ET ORGANISATION DE MICRO-BULLES DANS UN FLUIDE FORTEMENT CHARGÉ SIMULANT UN PROPERGOL À L'ÉTAT PÂTEUX - RELATION AVEC LES ANOMALIES DE COMBUSTION CONSTATÉES

## Résumé

Lors de la phase de remplissage des boosters du lanceur Ariane 5, il s'avère qu'une quantité d'air est introduite dans le propergol pâteux sous forme de micro-bulles. Dispersées par la suite dans le réservoir, ces inclusions semblent participer aux survitesses observées lors de la phase de combustion du propulseur. L'objectif de cette thèse est d'analyser et de comprendre les phénomènes de création et de transport de micro-bulles lors des coulées de propergol et d'émettre des hypothèses quant aux effets de celles-ci sur la combustion. La première partie de ce mémoire établit le contexte de l'étude ainsi qu'un état des lieux des travaux réalisés par le passé au sein même de SME. Le deuxième chapitre présente la partie expérimentale relative aux phénomènes de création et de transport de micro-bulles qui permet de valider le modèle numérique de transport de micro-bulles développé au laboratoire TREFLE. Afin d'avoir un outil de prédiction répondant au mieux au cas industriel traité ici (domaine de grandes dimensions, bulles de faibles volumes), un modèle de suivi lagrangien, s'appuyant sur la bibliothèque de calcul AQUILON, a été choisi pour décrire le comportement des inclusions dans les écoulements étudiés. La description de celui-ci fait l'objet du troisième chapitre. Enfin, une quatrième partie développe la phase expérimentale relative aux problèmes de combustion, cherchant à définir et quantifier l'influence de la présence des micro-bulles sur la vitesse de combustion.

**Mots clefs :** bulles, suivi lagrangien de particules, régime de Stokes, écoulements diphasiques 3D, démarches expérimentales

## Abstract

During the filling of the boosters of the space launcher Ariane 5, some air micro-bubbles are introduced into the pasty propergol. Dispersed in the whole tank, these inclusions seem to have effects on combustion speed. The aim of this thesis is to analyze and understand the phenomena of the creation and the transport of micro-bubbles during the propergol flow and to lay hypotheses about their effects onto the combustion. The first part of this report establishes the context of the study and presents previous studies achieved at SME. The second chapter deals with the experimental study in relation with the creation and the behavior of micro-bubbles. This phase was carried out for the validation of the numeric model developed at the laboratory TREFLE. In order to obtain a predictive tool, suitable to this industrial case (large-scale domain, small bubbles), a coupling method was chosen. Indeed, the Eulerian approach of the numeric tool AQUILON is coupled with a Lagrangian method. This study is described in the third chapter. Finally, the experimental phase about combustion problems is developed into the fourth part. This last study tries to define and quantify the influence of micro-bubbles onto the combustion speed.

**Key words:** bubbles, one-way coupling method, Stokes flow rate, 3D diphasic flows, experimental process