

ÉCOLE DOCTORALE
ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

CEA LE RIPAUT, LABORATOIRE PRISME

THÈSE présentée par :
Bastien DURAND

soutenue le : **4 décembre 2013**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**
Discipline/ Spécialité : Génie mécanique

**Etude expérimentale du frottement entre
l'acier et un matériau fragile sous haute
vitesse et haute pression**

THÈSE dirigée par :

Patrice BAILLY
Didier PICART

Professeur, ENSI de Bourges
HDR, CEA, DAM

RAPPORTEURS :

Sébastien MERCIER
Han ZHAO

Professeur, Université de Lorraine
Professeur, Université de Paris VI

JURY :

Franck DELVARE
Gérard GARY
Vincent GROLLEAU
Mame WILLIAM-LOUIS

Professeur, Université de Caen, co-encadrant
Ex Directeur de Recherche, Ecole Polytechnique
Professeur, Université de Bretagne-Sud
Professeur, Université d'Orléans

REMERCIEMENTS :

Je tiens d'abord à remercier Christine ROUSSELLE, directrice du Laboratoire PRISME, pour m'avoir accueilli au sein de ses équipes.

Je remercie ensuite mes trois encadrants : les Professeurs Patrice BAILLY et Franck DELVARE, ainsi que Didier PICART pour la confiance qu'ils m'ont accordée ; j'espère en avoir été digne. Je leur témoigne également ma gratitude pour m'avoir soutenu lors des périodes difficiles. J'adresse aussi un remerciement spécial pour Franck qui, le premier, m'a très vite convaincu de l'intérêt que je trouverai à faire une thèse.

Je remercie au passage les Professeurs Sébastien MERCIER et Han ZHAO pour avoir accepté d'être rapporteurs ; ainsi que Gérard GARY et les Professeurs Vincent GROLLEAU et Mame WILLIAM-LOUIS pour avoir accepté d'être membres du jury.

Je remercie Maxime BIESSY, Jean-Luc BRIGOLLE, Adrien CHARBONNEL, Emmanuel MENNESSON et Alexandre SEGUIN pour l'aide précieuse qu'il m'ont apportée lors de mes expérimentations.

Hervé TRUMEL mérite une place particulière dans ces remerciements pour le vif intérêt qu'il a témoigné pour mes travaux.

Le travail est certes important, mais l'ambiance qui y règne l'est aussi et j'en profite pour remercier tous les collègues qui ont agrémenté les heures passées au travail : Jérôme VIAL (qui a commencé en même temps que moi et qui a donc partagé avec moi tous les moments de galère d'une thèse, je me souviendrai longtemps des veilles de réunion...), Jean-Luc HANUS, Benoît MAGNAIN, Nadia, Steve RUDZ, Julien PAVIER, Robin CRESSANT, Javier ALANIS, Delphine MENAGE, Marie-Odile GROSS, Claire, Julien ERMISSE, Stéphanie CAMUS, Charles SAINT-AMANS, Elodie PONS, Xavier BOISSY, Etienne CATRY, Maud QUEMERE, Arnaud COUTABLE, Duong, Léo COURTY, Cindy LASSALLE, Céline SORTAIS, Didier MATHIEU, Tristan LE BIHAN, Hélène DEMAILLY, Eric BOUTON, Xavier LEBORGNE, Denis ROCHER et Emma RICHET. Désolé pour ceux que j'aurais éventuellement oubliés.

Ces remerciements ne se limitent pas à la sphère professionnelle, et je remercie aussi mes parents, ma famille et mes amis pour leur soutien sans failles.

TABLE DES MATIERES :

INTRODUCTION GENERALE	13
CHAPITRE 1 MESURE DU FROTTEMENT ET PARTICULARITES DES EXPLOSIFS.....	18
INTRODUCTION	19
1.1 DISPOSITIFS DE MESURE DU FROTTEMENT SOUS HAUTES VITESSES ET HAUTES PRESSIONS	19
1.1.1 Tribomètre « pion sur disque tournant » (pin on disk).....	19
1.1.2 Anneau dynamométrique avec échantillons parallélépipédiques.....	20
1.1.3 Technique des barres de Hopkinson.....	21
1.1.4 Impact oblique de plaques (plate impact)	24
1.2 CARACTERISTIQUES DE L'EXPLOSIF ET DE SON EQUIVALENT MECANIQUE INERTE	26
1.2.1 Propriétés mécaniques.....	26
1.2.2 Difficulté liée à leur faible cohésion	28
CONCLUSION.....	29
CHAPITRE 2 PRINCIPE ET MODELISATION D'UN ESSAI DE FROTTEMENT CONFINE.....	30
INTRODUCTION	31
2.1 LES TECHNIQUES DE CONFINEMENT.....	31
2.2 DISPOSITIF DE FROTTEMENT SOUS CONFINEMENT.....	33
2.3 MODELISATION DU DISPOSITIF.....	35
2.3.1 Objectifs et hypothèses.....	35
2.3.2 Modélisation du comportement mécanique de l'échantillon.....	36
2.3.3 Modélisation de la réponse mécanique du tube	44
CONCLUSION.....	45
CHAPITRE 3 ESSAIS DE FROTTEMENT A BASSES PRESSIONS SUR INERTE.....	47
INTRODUCTION	48
3.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	48
3.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX BRUTS	49
3.2.1 Essais quasi-statiques	49
3.2.2 Essais dynamiques.....	50
3.2.3 Récapitulatif des résultats	54
3.3 IDENTIFICATION DES PARAMETRES DE FROTTEMENT	55
3.3.1 Méthode analytique.....	55
3.3.2 Validation à l'aide de simulations numériques par éléments finis.....	57
3.4 VALIDITE DES HYPOTHESES	59
3.4.1 Effets des différences de rayons	59
3.4.2 Validité de l'hypothèse de comportement élastique	60
3.4.3 Influence du déplacement de l'échantillon dans le tube.....	61
CONCLUSION.....	61
CHAPITRE 4 ESSAIS DE FROTTEMENT A HAUTES PRESSIONS	63
INTRODUCTION	64
4.1 ESSAIS QUASI-STATIQUES	64
4.1.1 Essais sur inerte	64
4.1.2 Essais sur explosif.....	77
4.2 ESSAI DYNAMIQUE SUR INERTE.....	82
4.2.1 Dispositif expérimental	82
4.2.2 Résultats expérimentaux.....	83
4.2.3 Simulations numériques	84
CONCLUSION.....	89
CHAPITRE 5 ESSAIS DE FROTTEMENT A HAUTES PRESSIONS ET HAUTES VITESSES	91
INTRODUCTION	92
5.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	92
5.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET SIMULATIONS NUMERIQUES	94
5.2.1 Essai sur inerte.....	95
5.2.2 Essais sur explosif.....	99

5.2.3	<i>Bilan de ces essais</i>	105
5.3	DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS : ANALYSE THERMIQUE.....	106
	CONCLUSION.....	108
	CONCLUSION GENERALE	109
	ANNEXES	112
	ANNEXE 1 : EXEMPLES DE L'INFLUENCE DU FROTTEMENT LORS DES IMPACTS	113
	<i>Annexe 1.1 : Cas du steven-test</i>	113
	<i>Annexe 1.2 : Cas de l'essai de friabilité</i>	113
	<i>Annexe 1.3 : Cas du Susan-test</i>	114
	ANNEXE 2 : GENERALITES SUR LE FROTTEMENT.....	117
	<i>Annexe 2.1 : Rappels sur la loi de Coulomb (ou d'Amontons)</i>	117
	<i>Annexe 2.2 : Notions de tribologie</i>	118
	ANNEXE 3 : PROPAGATION DES ONDES MECANQUES DANS UN SOLIDE UNIDIMENSIONNEL	123
	<i>Annexe 3.1 : Théorie</i>	123
	<i>Annexe 3.2 : Exemples d'applications</i>	126
	ANNEXE 4 : COMPLEMENTES A LA MODELISATION DU DISPOSITIF	136
	<i>Annexe 4.1 : Limites de l'hypothèse de découplage des comportements du tube et de l'échantillon</i>	136
	<i>Annexe 4.2 : Etablissement de la solution bidimensionnelle pour l'échantillon</i>	137
	ANNEXE 5 : SUITE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX DE LA PARTIE 5.2.2	140
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	144

LISTE DES FIGURES :

Figure 1 : Schéma de l'impact d'un projectile sur une cible composée d'une plaque avant fine (enfoncée durant l'impact), d'une galette cylindrique d'explosif et d'une plaque arrière épaisse (vue en coupe).	14
Figure 2 : Simulation numérique par éléments finis (logiciel : ABAQUS CAE / Explicit) de l'échauffement de la galette d'explosif. Vue en coupe du champ des températures en Kelvin, 0,1 ms après l'impact du projectile pour différentes valeurs de f	15
Figure 3 : Evolution temporelle de la température maximale atteinte dans l'explosif en fonction de f	15
Figure 4 : Principe de fonctionnement du tribomètre « pion sur disque tournant ».	19
Figure 5 : Système « pion sur disque tournant » permettant l'observation de l'allumage de l'explosif (inséré dans le porte-échantillon) à l'aide d'une caméra placée à l'opposé du disque (figure tirée de [13]).	20
Figure 6 : Tribomètre utilisant un anneau dynamométrique et des échantillons parallélépipédiques (figure tirée de [51]).	21
Figure 7 : Schéma d'une barre de Hopkinson en configuration de torsion.	22
Figure 8 : Une surface de glissement annulaire. V_{ext} : vitesse de glissement à l'extérieur de l'anneau, V_{int} : vitesse de glissement à l'intérieur de l'anneau.	22
Figure 9 : Banc d'essais utilisé dans [37] et [38].	23
Figure 10 : Schéma d'un système de barres de Hopkinson en configuration de compression. La barre sortante et l'échantillon placé entre les deux barres ne sont pas représentés.	23
Figure 11 : Etude de l'usinage à grande vitesse à l'aide de la technique des barres de Hopkinson (figure tirée de [41]).	24
Figure 12 : Schéma d'un impact oblique (utilisé pour générer du frottement).	24
Figure 13 : Diagramme de Lagrange décrivant la propagation des ondes de compression et de cisaillement dans la plaque et dans la cible après l'impact (figure tirée de [57]). C : célérité des ondes de compression, C_s : célérité des ondes de cisaillement, x : abscisse le long d'un axe perpendiculaire aux surfaces de frottement, t : temps.	25
Figure 14 : Impact oblique généré par explosion (figure tirée de [42]).	25
Figure 15 : Principe de l'essai décrit dans [46] (vue en coupe).	26
Figure 16 : Echantillons de I1 (à gauche) et de X1 (à droite) photographiés après un essai de frottement (diamètre et hauteur de 10 mm).	26
Figure 17 : Vue en coupe de la configuration utilisée pour les essais triaxiaux (figure tirée de [4]).	27
Figure 18 : Définition des axes utilisés dans (4).	28
Figure 19 : Un système de barres de Hopkinson (a) sur lequel est monté un dispositif de confinement (b) (figure tirée de [4]).	32
Figure 20 : Dispositifs de mesure du frottement entre l'échantillon et son tube de confinement lors du compactage (figure tirée de [63]). a : mesure indirecte du frottement, b : mesure directe du frottement.	32
Figure 21 : Schéma du dispositif expérimental de frottement sous confinement (vue en coupe).	33
Figure 22 : Critères de Drucker-Prager et de Von Mises.	34
Figure 23 : Définition des notations utilisées dans le cas général où l'échantillon est percé et traversé par une vis.	36
Figure 24 : Evolutions de p_{lim} en fonction de f pour le X1 et le I1.	44
Figure 25 : Schéma de la cellule d'essai constituée du tube de confinement en acier et de l'échantillon précontraint par un système vis-écrou (dimensions en millimètres).	48
Figure 26 : Dispositif de barres de Hopkinson avec cellule de confinement et de glissement.	49
Figure 27 : Evolutions (pour la plus petite et la plus grande valeur du préserrage) de la force de frottement F_f en fonction du déplacement de la traverse Δ	49
Figure 28 : Signaux bruts issus des jauges de déformation. (a) : plus petite valeur du préserrage, (b) : plus grande valeur du préserrage.	51

Figure 29 : Forces F_e et F_s respectivement appliquées aux extrémités entrante et sortante de la cellule de confinement et de glissement. (a) : plus petite valeur du préserrage, (b) : plus grande valeur du préserrage.	52
Figure 30 : V_e , V_s et V , respectivement vitesse de l'extrémité entrante de la cellule, vitesse de l'extrémité sortante et vitesse de glissement. (a) : plus petite valeur du préserrage, (b) : plus grande valeur du préserrage.	53
Figure 31 : Niveaux des contraintes normale (p_{ind}) et tangentielle (τ_{moy}) à l'interface. (a) : plus petite valeur du préserrage, (b) : plus grande valeur du préserrage.	53
Figure 32 : Contrainte tangentielle τ_{moy} en fonction de la contrainte normale p_{ind} . Résultats obtenus lors des phases de glissement stationnaire des essais quasi-statiques et dynamiques.	54
Figure 33 : Contrainte tangentielle τ_{moy} en fonction de la contrainte normale p_{ind} . Résultats obtenus lors des phases de glissement stationnaire des essais dynamiques. Valeurs extrêmes des pentes obtenues en prenant en compte le bruit sur p_{ind}	54
Figure 34 : Rapport $\frac{\tau_{moy}}{p_{ind}}$ (contrainte tangentielle sur contrainte normale) en fonction de la contrainte normale p_{ind} . Résultats obtenus lors des phases de glissement stationnaire des essais quasi-statiques et dynamiques.	55
Figure 35 : Evolutions analytique (formule (69)) et numérique (voir partie 3.3.2) de $\frac{1}{f_0}$ en fonction de $\frac{1}{f_{0,ind}}$	57
Figure 36 : Déplacements axiaux (u_z) et radiaux (u_r) imposés à l'ensemble tube-échantillon.	58
Figure 37 : Evolution expérimentale de la contrainte moyenne de frottement τ_{moy} en fonction de la pression moyenne p_{moy} . Chaque point correspond à un essai.	58
Figure 38 : Profils axiaux numériques et analytiques de la contrainte de frottement τ pour $f = 0,15$ et pour $f = 0,41$	59
Figure 39 : Schéma du dispositif placé dans une machine d'essais.	65
Figure 40 : Photographie du dispositif placé dans une machine d'essais.	65
Figure 41 : Forces axiales mesurées.	66
Figure 42 : Comparaison des évolutions de F_0 en fonction de F_L lors des deux essais.	66
Figure 43 : Evolutions expérimentale et numérique de Q_F en fonction de F_0 dans le cas de l'essai à faible plage de pression.	68
Figure 44 : Evolutions expérimentale et numérique de Q_F en fonction de F_0 dans le cas de l'essai à large plage de pression.	69
Figure 45 : Loi de frottement identifiée et plage de pression balayée pour l'essai à large plage de pression.	70
Figure 46 : Comparaison des profils analytiques (formules (84)) et numériques de la pression $p(z)$ pour les deux essais lorsque la force est maximale ($F_L = F_L^{MAX}$).	72
Figure 47 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de $\varepsilon_{\theta\theta}(z)$ pour deux valeurs de F_L lors de l'essai à faible plage de pression.	73
Figure 48 : Déformation mesurée expérimentalement par la jauge collée en $z = 0,5L$ et son équivalent numérique (moyenne des déformations le long des positions occupées par la jauge, c'est-à-dire sur 2 mm autour de la position médiane) en fonction de F_L pour l'essai à faible plage de pression.	74
Figure 49 : Déformation mesurée expérimentalement par la jauge collée en $z = 0,5L$ et son équivalent numérique (moyenne des déformations le long des positions occupées par la jauge, c'est-à-dire sur 2 mm autour de la position médiane) en fonction de F_L pour l'essai à large plage de pression.	74
Figure 50 : Valeur du critère $\sigma_{mises}-\alpha P$ en MPa en fin de chargement pour l'essai à large plage de pression et dans l'hypothèse d'un coefficient de frottement nul au niveau des faces avant et arrière.	76
Figure 51 : Valeur du critère $\sigma_{mises}-\alpha P$ en MPa en fin de chargement pour l'essai à large plage de pression et dans l'hypothèse d'un coefficient de frottement infini au niveau des faces avant et arrière.	76
Figure 52 : Schéma du dispositif.	77
Figure 53 : Photographie du tube de confinement. La jauge circonférentielle située le plus en bas n'est pas connectée à un système d'acquisition. Les trous filetés servent à fixer le couvercle (voir Figure 52).	78
Figure 54 : Forces axiales mesurées.	78

Figure 55 : Evolutions expérimentale et numérique de F_f en fonction de F_L .	79
Figure 56 : Profils analytique (formules (84)) et numérique de la pression $p(z)$ lorsque la force est maximale ($F_L = F_L^{MAX}$).	80
Figure 57 : Déformations mesurées expérimentalement par les jauges circonférentielles et leurs équivalents numériques (moyenne des déformations le long des positions occupées par une jauge, c'est-à-dire sur 1 mm autour de sa position médiane) en fonction de F_L .	81
Figure 58 : Valeurs obtenues numériquement lorsque $F_L = F_L^{MAX}$ pour le profil axial de la déformation circonférentielle de la face externe du tube, pour les déformations circonférentielles moyennées le long des positions occupées par les jauges, et pour la déformation circonférentielle liée à la contribution de F_f par effet Poisson.	82
Figure 59 : Schéma du tribomètre à ressort monté sur des barres de Hopkinson.	82
Figure 60 : Evolutions expérimentales des forces F_e , F_{ti} et F_s au cours du temps. η est défini par la formule (92).	83
Figure 61 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre entrante (avec ε_i et ε_r séparées dans le temps) et ses équivalents numériques (déformation à la position médiane de la jauge) pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	85
Figure 62 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur le tube ε_u et ses équivalents numériques (moyenne des déformations sur 2 mm autour de la position médiane de la jauge) pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	86
Figure 63 : Evolution de la déformation mesurée par les jauges collées sur la tige ε_{tge} et ses équivalents numériques (déformation à la position médiane des jauges) pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	86
Figure 64 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante ε_t et ses équivalents numériques (déformation à la position médiane de la jauge) pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	86
Figure 65 : Comparaison des évolutions des équivalents numériques de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre entrante obtenues avec et sans le contact couvercle-ressort.	88
Figure 66 : Comparaison des évolutions des équivalents numériques de la déformation mesurée par la jauge collée sur le tube obtenues avec et sans le contact couvercle-ressort.	88
Figure 67 : Comparaison des évolutions des équivalents numériques de la déformation mesurée par les jauges collées sur la tige obtenues avec et sans le contact couvercle-ressort.	88
Figure 68 : Comparaison des évolutions des équivalents numériques de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante obtenues avec et sans le contact couvercle-ressort.	88
Figure 69 : Schéma du système à deux barres sortantes (vue en coupe).	92
Figure 70 : Photographie du système.	93
Figure 71 : Pression imposée dans les simulations à l'interface projectile - barre entrante.	95
Figure 72 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre entrante (avec ε_i et ε_r séparées dans le temps) et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	96
Figure 73 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante intérieure ε_{ti} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	96
Figure 74 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante extérieure ε_{te} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	97
Figure 75 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge n°1 collée sur le tube de confinement ε_{t1} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	97
Figure 76 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge n°2 collée sur le tube de confinement ε_{t2} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	97
Figure 77 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge n°3 collée sur le tube de confinement ε_{t3} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .	98
Figure 78 : Forces déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95).	98

Figure 79 : Vitesses déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95).	99
Figure 80 : Pression imposée dans les simulations de l'essai 1a à l'interface projectile - barre entrante.....	100
Figure 81 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge collée côté projectile sur la barre entrante (avec ε_i et ε_{pi}) et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	101
Figure 82 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge collée au milieu de la barre entrante (avec ε_i et $\varepsilon_r + \varepsilon_{pi}$ séparées dans le temps) et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	101
Figure 83 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante intérieure ε_{ti} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	102
Figure 84 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante extérieure ε_{te} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	102
Figure 85 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge n°1 collée sur le tube de confinement ε_{t1} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	102
Figure 86 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge n°2 collée sur le tube de confinement ε_{t2} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	103
Figure 87 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge n°3 collée sur le tube de confinement ε_{t3} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	103
Figure 88 : Forces déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 1a.....	103
Figure 89 : Vitesses déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 1a.....	104
Figure 90 : Simulation numérique de l'échauffement d'un échantillon de HMX initialement à 293 K et projeté à 100 m.s^{-1} contre un mur rigide (représenté en bas). Vue en coupe du champ des températures en Kelvin, $30 \mu\text{s}$ après le choc pour différentes valeurs de f (coefficient de frottement entre le mur et l'échantillon).	113
Figure 91 : Evolution temporelle de la température maximale atteinte dans l'échantillon de la Figure 90 en fonction du coefficient de frottement f	114
Figure 92 : Schéma de l'impact contre un mur d'un projectile constitué d'un corps en acier et d'une coiffe en aluminium enfermant un échantillon d'explosif (vue en coupe).	114
Figure 93 : Simulation numérique de l'échauffement de l'échantillon d'explosif de la Figure 92. Vue en coupe du champ des températures en Kelvin, $0,142 \text{ ms}$ après l'impact du projectile pour différentes valeurs de f (coefficient de frottement entre l'explosif et son confinement).	115
Figure 94 : Agrandissement du schéma de la Figure 93 avec le coefficient de frottement de 0,0 (la correspondance entre température et couleur n'est pas la même que sur la Figure 93). La coiffe en aluminium est représentée en noire. On constate qu'elle s'est rompue.	115
Figure 95 : Agrandissement du schéma de la Figure 93 avec le coefficient de frottement de 0,5 (la correspondance entre température et couleur n'est pas la même que sur la Figure 93). La coiffe en aluminium est représentée en noire.	116
Figure 96 : Evolution temporelle de la température maximale atteinte dans l'échantillon d'explosif de la Figure 92 en fonction du coefficient de frottement f	116
Figure 97 : Solide frottant sur une surface. N : effort normal, T : effort tangentiel.....	117
Figure 98 : Le cône d'adhérence. $\vec{n}$: vecteur normal à la surface de contact, φ_0 : angle d'adhérence.	117
Figure 99 : Le cône de frottement. $\vec{n}$: vecteur normal à la surface de contact, φ : angle de frottement.	118
Figure 100 : Le contact tribologique. Deux corps en contact : A et B, environnement : E, matériau d'interface (ou 3 ^{ème} corps) : I.	119
Figure 101 : Les couches sur la surface d'un matériau.	119
Figure 102 : Contact fermé et contact ouvert (figure tirée de [10]).....	120
Figure 103 : Contact surfacique et contact hertzien (figure tirée de [10]).....	120

Figure 104 : Un solide unidimensionnel en traction/compression. x : abscisse, u : déplacement, σ : contrainte axiale (positive en traction et négative en compression).....	123
Figure 105 : Un solide unidimensionnel en torsion. x : abscisse, θ : rotation, T : moment de torsion.	124
Figure 106 : Etude de la propagation des ondes de torsion dans la barre de la Figure 7 dans un diagramme de Lagrange. x : position, t : temps.	128
Figure 107 : Distorsion γ mesurée par la jauge en fonction du temps t	129
Figure 108 : Propagation des ondes de traction/compression dans les barres de la Figure 9. x : position, t : temps, Z_e : impédance de la barre entrante, Z_s : impédance de la barre sortante.....	131
Figure 109 : Déformation ε mesurée par la jauge en fonction du temps t . On a $\varepsilon_r < 0$ car $Z_s > Z_e$ (voir Figure 108).	132
Figure 110 : Comparaison des propagations des ondes de traction/compression et des ondes de torsion dans les barres de la Figure 9. x : position, t : temps.....	133
Figure 111 : Propagation des ondes de compression dans la barre de la Figure 10. x : position, t : temps, Z : impédance de la barre entrante et du projectile, C : célérité des ondes de traction/compression.	134
Figure 112 : Echantillon inséré dans un tube de même longueur.....	136
Figure 113 : Ecart relatif e_p en fonction du rapport des rayons $\frac{R_e}{R}$ pour $E = 3,9$ GPa et $\nu = 0,42$ (X1), et pour $E = 2$ GPa et $\nu = 0,4$ (I1).	137
Figure 114 : Evolution de l'erreur relative e_λ en fonction du coefficient de frottement f pour $\nu = 0,40$ (I1) et pour $\nu = 0,42$ (X1).	139
Figure 115 : Evolution pour l'essai 1b de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante extérieure ε_{te} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	140
Figure 116 : Evolution pour l'essai 1b de la déformation mesurée par la jauge n°1 collée sur le tube de confinement ε_{t1} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	140
Figure 117 : Evolution pour l'essai 1b de la déformation mesurée par la jauge n°2 collée sur le tube de confinement ε_{t2} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	140
Figure 118 : Evolution pour l'essai 1b de la déformation mesurée par la jauge n°3 collée sur le tube de confinement ε_{t3} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	141
Figure 119 : Forces déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 1b.	141
Figure 120 : Vitesses déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 1b.	141
Figure 121 : Evolution pour l'essai 2 de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante extérieure ε_{te} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	142
Figure 122 : Evolution pour l'essai 2 de la déformation mesurée par la jauge n°1 collée sur le tube de confinement ε_{t1} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	142
Figure 123 : Evolution pour l'essai 2 de la déformation mesurée par la jauge n°2 collée sur le tube de confinement ε_{t2} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	142
Figure 124 : Evolution pour l'essai 2 de la déformation mesurée par la jauge n°3 collée sur le tube de confinement ε_{t3} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f	143
Figure 125 : Forces déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 2.	143
Figure 126 : Vitesses déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 2.	143

LISTE DES TABLEAUX :

Tableau 1 : Synthèse des coefficients de frottement reportés dans [14].....	15
Tableau 2 : Masses volumiques et propriétés élastiques du X1 et du I1.	27
Tableau 3 : Valeurs des paramètres définissant le critère de Drucker-Prager du X1 et du I1.	28
Tableau 4 : Valeurs numériques obtenues pour p_{ind} (en MPa) pour différentes valeurs de u_{ri}^{tube} (supposé égal à u_{ri}^{vis}) et de f_0	60
Tableau 5 : Propriétés mécaniques affectées à l'acier et à l'aluminium dans les simulations numériques.	71
Tableau 6 : Q_F et $F_{L,0}$ calculés avec $f_0 = 0,17$, $\beta = 0$ et $u_{ri}^{tube} = 0,012$ mm et écarts relatifs entre relations analytiques et simulations numériques.....	73
Tableau 7 : Propriétés affectées à l'acier, à l'aluminium et à l'I1 dans les simulations numériques.	85
Tableau 8 : Modules d'Young, célérités des ondes de traction/compression, diamètres et longueurs mesurés pour les barres du système de la Figure 69.....	93
Tableau 9 : Propriétés thermiques du tube en acier et de l'échantillon en I1.....	107
Tableau 10 : Sollicitations atteintes et coefficients de frottement déterminés sur chaque banc d'essais.	110
Tableau 11 : Propriétés mécaniques retenues pour l'acier et le plexiglas.	113
Tableau 12 : Propriétés élasto-plastiques retenues pour l'acier et l'aluminium.	115
Tableau 13 : Exemples de valeurs des coefficients de frottement et d'adhérence (sans lubrifiant).	118
Tableau 14 : Produit pression vitesse limite (en MPa.m.s ⁻¹) pour quelques matériaux de frottement (sans apport extérieur de lubrifiant) (tableau tiré de [10])......	121

LISTE DES EQUATIONS :

(1)..... 21	(35)..... 40	(69)..... 56	(103)..... 107	(137)..... 130
(2)..... 27	(36)..... 40	(70)..... 56	(104)..... 107	(138)..... 130
(3)..... 28	(37)..... 40	(71)..... 58	(105)..... 117	(139)..... 131
(4)..... 28	(38)..... 40	(72)..... 59	(106)..... 117	(140)..... 132
(5)..... 28	(39)..... 41	(73)..... 60	(107)..... 118	(141)..... 132
(6)..... 29	(40)..... 41	(74)..... 67	(108)..... 118	(142)..... 132
(7)..... 34	(41)..... 41	(75)..... 67	(109)..... 123	(143)..... 132
(8)..... 34	(42)..... 41	(76)..... 67	(110)..... 123	(144)..... 133
(9)..... 34	(43)..... 41	(77)..... 67	(111)..... 123	(145)..... 133
(10)..... 36	(44)..... 41	(78)..... 68	(112)..... 123	(146)..... 133
(11)..... 36	(45)..... 41	(79)..... 68	(113)..... 123	(147)..... 134
(12)..... 37	(46)..... 41	(80)..... 69	(114)..... 124	(148)..... 134
(13)..... 37	(47)..... 42	(81)..... 69	(115)..... 124	(149)..... 135
(14)..... 37	(48)..... 43	(82)..... 70	(116)..... 124	(150)..... 135
(15)..... 37	(49)..... 43	(83)..... 70	(117)..... 124	(151)..... 135
(16)..... 37	(50)..... 43	(84)..... 70	(118)..... 125	(152)..... 135
(17)..... 37	(51)..... 43	(85)..... 79	(119)..... 125	(153)..... 136
(18)..... 38	(52)..... 43	(86)..... 79	(120)..... 125	(154)..... 136
(19)..... 38	(53)..... 43	(87)..... 81	(121)..... 125	(155)..... 136
(20)..... 38	(54)..... 44	(88)..... 83	(122)..... 125	(156)..... 137
(21)..... 38	(55)..... 44	(89)..... 83	(123)..... 125	(157)..... 137
(22)..... 38	(56)..... 45	(90)..... 84	(124)..... 125	(158)..... 137
(23)..... 38	(57)..... 45	(91)..... 84	(125)..... 126	(159)..... 137
(24)..... 39	(58)..... 46	(92)..... 84	(126)..... 126	(160)..... 138
(25)..... 39	(59)..... 46	(93)..... 94	(127)..... 126	(161)..... 138
(26)..... 39	(60)..... 50	(94)..... 94	(128)..... 127	(162)..... 138
(27)..... 39	(61)..... 50	(95)..... 94	(129)..... 127	(163)..... 138
(28)..... 39	(62)..... 50	(96)..... 94	(130)..... 127	(164)..... 138
(29)..... 39	(63)..... 50	(97)..... 94	(131)..... 127	(165)..... 138
(30)..... 39	(64)..... 51	(98)..... 94	(132)..... 129	(166)..... 138
(31)..... 39	(65)..... 51	(99)..... 106	(133)..... 129	(167)..... 139
(32)..... 39	(66)..... 53	(100)..... 106	(134)..... 130	(168)..... 139
(33)..... 39	(67)..... 55	(101)..... 106	(135)..... 130	
(34)..... 40	(68)..... 55	(102)..... 107	(136)..... 130	

GLOSSAIRE :

symboles	grandeurs
f	coefficient de frottement
$\underline{\underline{\sigma}}$	tenseur des contraintes
P	pression hydrostatique
σ_{mises}	contrainte de Von Mises
tr	opérateur trace
$\underline{\underline{I}}$	tenseur identité
α	coefficient intervenant dans l'expression du critère de Drucker-Prager
C_{dp}	contrainte intervenant dans l'expression du critère de Drucker-Prager
p	pression d'interface
ν	coefficient de Poisson de l'échantillon
r	coordonnée radiale
z	coordonnée axiale
θ	coordonnée angulaire
R_i	rayon de la vis et rayon intérieur de l'échantillon
R	rayon extérieur de l'échantillon et rayon intérieur du tube
R_e	rayon extérieur du tube
L	longueur de l'échantillon
u_{ri}^{tube}	différence initiale de rayon entre l'extérieur de l'échantillon et l'intérieur du tube
u_{ri}^{vis}	différence initiale de rayon entre la vis et l'intérieur de l'échantillon
$\underline{\underline{\epsilon}}$	tenseur des déformations
$\vec{u}$	vecteur déplacement dans l'échantillon
$\vec{u}^{tube}$	vecteur déplacement dans le tube
E	module d'Young de l'échantillon
$p(z)$	contrainte normale au niveau de l'interface (en $r = R$)
$\tau(z)$	contrainte tangentielle au niveau de l'interface (en $r = R$)
f_0	ordonnée à l'origine de la dépendance affine de f à p
β	terme gérant la pente de la dépendance affine de f à p
F_0	force axiale exercée sur l'échantillon en $z = 0$
F_L	force axiale exercée sur l'échantillon en $z = L$
L_r	longueur de référence pour l'échantillon
F_f	force de frottement entre le tube et l'échantillon
f_{lim}	valeur de f au-dessous de laquelle l'échantillon reste élastique
p_{lim}	valeur de $p(z)$ au-dessous de laquelle l'échantillon reste élastique
E_t	module d'Young du tube
ν_t	coefficient de Poisson du tube
F_e	force exercée par la barre entrante sur le tribomètre
F_s	force exercée par la barre sortante sur le tribomètre
ϵ_{tu}	déformation mesurée par la jauge circonférentielle collée sur l'extérieur du tube
τ_{moy}	contrainte moyenne de frottement
p_{ind}	valeur indicatrice des pressions à l'interface
ϵ_i	déformation incidente
ϵ_r	déformation réfléchie
ϵ_t	déformation transmise
V_e	vitesse au contact avec la barre entrante
V_s	vitesse au contact avec la barre sortante
C_b	célérité des ondes de traction/compression dans les barres
S_b	section des barres
E_b	module d'Young des barres
V	vitesse de glissement
z_i	position axiale où est située la jauge circonférentielle
$f_{0,ind}$	valeur indicatrice de f_0
p_{moy}	pression moyenne au niveau de l'interface
$F_{L,0}$	valeur de F_L pour $F_0 = 0$

Q_F	rapport des forces axiales
$Q_{F,0}$	ordonnée à l'origine de la dépendance affine de Q_F à F_0
Q_{F,F_0}	pente de la dépendance affine de Q_F à F_0
F_L^{MAX}	valeur maximale atteinte par F_L
$\varepsilon_{\theta\theta}^{Poisson}$	contribution par effet Poisson de F_f à $\varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z)$
ε_{tige}	déformation mesurée par les jauges axiales collées sur la tige
F_{ti}	force transitant dans la tige au niveau des jauges
$\eta(f_0)$	expression du rapport des forces axiales en fonction de f_0 pour $u_{ri}^{tube} = 0$ et $\beta = 0$
ε_{ti}	déformation transmise dans la barre intérieure
ε_{te}	déformation transmise dans la barre extérieure
S_e	section de la barre entrante
E_e	module d'Young de la barre entrante
C_e	célérité des ondes de traction/compression dans la barre entrante
F_{si}	force exercée par la barre sortante intérieure sur le tribomètre
V_{si}	vitesse au contact avec la barre sortante intérieure
S_{si}	section de la barre sortante intérieure
E_{si}	module d'Young de la barre sortante intérieure
C_{si}	célérité des ondes de traction/compression dans la barre sortante intérieure
F_{se}	force exercée par la barre sortante extérieure sur le tribomètre
V_{se}	vitesse au contact avec la barre sortante extérieure
S_{se}	section de la barre sortante extérieure
E_{se}	module d'Young de la barre sortante extérieure
C_{se}	célérité des ondes de traction/compression dans la barre sortante extérieure
ε_{t1}	déformation mesurée par la jauge collée sur le tube et notée 1
ε_{t2}	déformation mesurée par la jauge collée sur le tube et notée 2
ε_{t3}	déformation mesurée par la jauge collée sur le tube et notée 3
ε_{pi}	déformation prolongeant ε_i
$\dot{Q}(z)$	puissance dissipée par unité de surface
ΔT	élévation de température
t	temps
$\lambda_{éch}$	conductivité thermique de l'échantillon
$\rho_{éch}$	masse volumique de l'échantillon
$c_{éch}$	capacité thermique massique de l'échantillon
λ_{tube}	conductivité thermique de l'échantillon
ρ_{tube}	masse volumique de l'échantillon
c_{tube}	capacité thermique massique de l'échantillon
$\dot{Q}_{moy}$	moyenne de $\dot{Q}(z)$ le long de l'interface
ΔT_{moy}	moyenne de ΔT le long de l'interface
x	abscisse
σ	contrainte axiale
v	vitesse particulière
Z	impédance en traction/compression
C	célérité des ondes de traction/compression
T	moment de torsion
ω	vitesse de rotation
K	impédance en torsion
C_S	célérité des ondes de cisaillement
γ	distorsion
ε	déformation

Introduction générale

Les explosifs solides sont des matériaux ayant la faculté de dégager très rapidement de l'énergie thermique à la suite de réactions chimiques. Une énergie minimum est cependant nécessaire pour activer ces réactions. Diverses sollicitations (thermiques, mécaniques, chimiques, électrostatiques...) peuvent fournir cette énergie d'activation et dans le jargon on parle « d'allumage » (ou parfois « d'ignition ») lorsque la chaleur dégagée par les réactions chimiques est trop importante pour être dissipée par conduction. D'évidentes raisons de sécurité rendent primordiale la prévision de l'allumage d'un explosif sollicité. Notre étude s'intéresse aux sollicitations mécaniques et plus précisément aux conséquences des impacts dits de « basses vitesses » (ou parfois de « basses énergies ») impliquant des explosifs solides. On parle de « basses vitesses » pour désigner des vitesses allant de la dizaine à la centaine de mètres par seconde. Ces impacts sont typiques des sollicitations accidentelles. Différentes configurations expérimentales ont été conçues pour tester la réactivité des explosifs lorsqu'ils sont soumis à ce type de situations. Citons notamment : le drop-weight test [22], l'essai de friabilité (dérivé de l'essai de Taylor) [1], le Steven-test [65] et le Susan-test [55]. D'après [52, 53, 55], la prédiction de l'allumage de l'explosif lors de ce type d'impact s'appuie sur :

- un modèle élasto-plastique permettant des simulations numériques du comportement macroscopique de l'explosif,
- des règles de localisation permettant d'estimer l'amplitude des chargements dans la microstructure : la chaleur dissipée au niveau d'un point chaud est alors proportionnelle au produit de la pression hydrostatique macroscopique par la vitesse de cisaillement macroscopique plastique (le coefficient de proportionnalité étant déterminé expérimentalement),
- des calculs de cinétique de réaction chimique et des calculs de thermique.

Des simulations numériques par éléments finis de ces essais montrent que le lieu et l'instant de l'allumage au sein de l'échantillon d'explosif dépendent des conditions de frottement avec les matériaux au contact [13, 31, 34, 52]. L'exemple du Steven-test [65], permet d'illustrer de manière concrète cette dépendance. Cet essai consiste à impacter une cible constituée d'un assemblage acier/explosif/acier par un projectile en acier (voir Figure 1). L'anneau de plexiglas a pour rôle de limiter le confinement de l'explosif (grâce à sa rigidité plus faible que celle de l'acier).

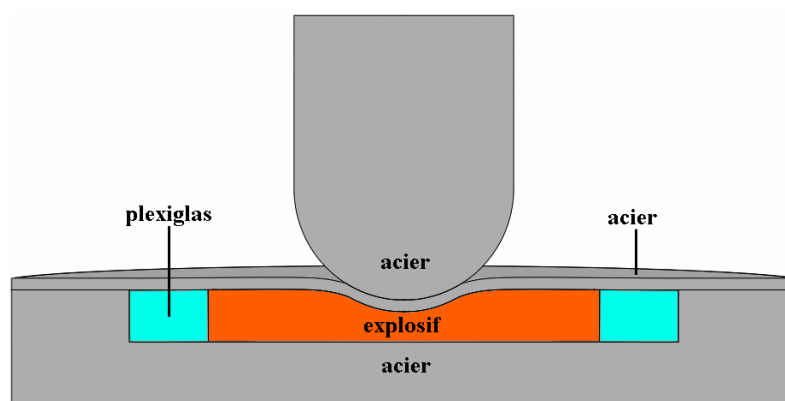


Figure 1 : Schéma de l'impact d'un projectile sur une cible composée d'une plaque avant fine (enfoncée durant l'impact), d'une galette cylindrique d'explosif et d'une plaque arrière épaisse (vue en coupe).

Une simulation est effectuée à l'aide du logiciel ABAQUS CAE / Explicit. Le contact entre le bloc d'explosif et son confinement (les deux plaques d'acier et l'anneau en plexiglas) est modélisé par une loi de Coulomb avec un coefficient de frottement noté f . Le frottement est négligé sur toutes les autres interfaces. La chaleur absorbée et/ou dissipée par l'acier et le plexiglas est négligée et la température dans l'explosif est calculée connaissant l'énergie

dissipée mécaniquement et l'auto-échauffement par décomposition chimique [53, 55]. Des informations complémentaires sur la simulation sont données dans l'Annexe 1.1.

Quelques valeurs de coefficients de frottement entre explosifs et métaux sont disponibles dans la littérature scientifique :

- Dans [35], le coefficient de frottement entre le LX-04-1 et l'acier est estimé à 0,6 sous des pressions allant de 1,7 à 5,3 MPa et des vitesses de glissement allant de 5 à 500 mm/min.
- Les coefficients de frottement mesurés à température ambiante entre divers explosifs et l'aluminium 6061-T6 sont reportés dans [14]. Les pressions vont approximativement de 2 à 7 MPa et les vitesses de glissement du millimètre par heure au mètre par seconde. Ces données sont synthétisées dans le Tableau 1.

		explosif		
		PBX-9011	Comp B-3	LX-04-1
écart moyen arithmétique (R_a) de la rugosité sur la surface de l'aluminium (μm)	3.2	0,6-0,8	0,3-0,4	0,6-0,8
	0.8	0,5-0,6	0,25-0,35	0,6-0,8

Tableau 1 : Synthèse des coefficients de frottement reportés dans [14].

Dans notre cas nous cherchons simplement à mettre en évidence l'influence du frottement sur l'allumage. Nos simulations ont donc été effectuées avec des coefficients variant de 0 à 0,5.

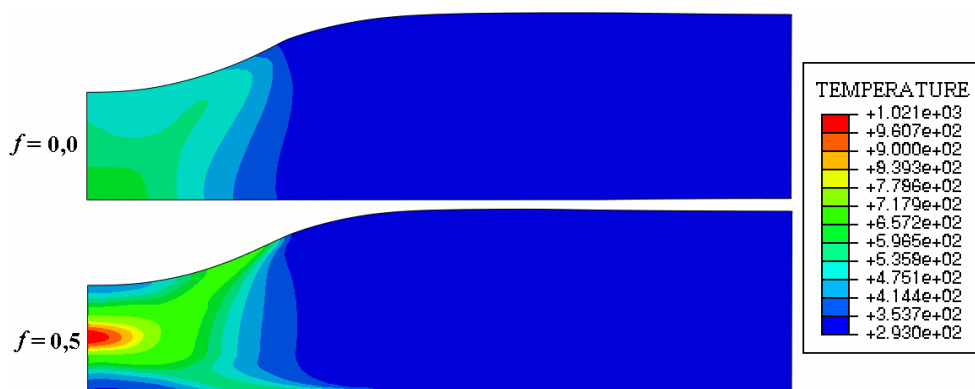


Figure 2 : Simulation numérique par éléments finis (logiciel : ABAQUS CAE / Explicit) de l'échauffement de la galette d'explosif. Vue en coupe du champ des températures en Kelvin, 0,1 ms après l'impact du projectile pour différentes valeurs de f .

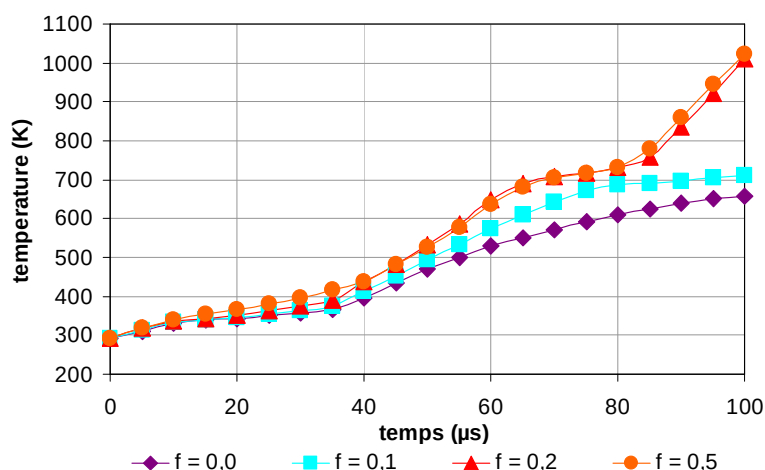


Figure 3 : Evolution temporelle de la température maximale atteinte dans l'explosif en fonction de f .

Cet exemple montre la dépendance des températures aux coefficients de frottement. Les exemples de l'essai de friabilité et du Susan-test sont donnés dans l'Annexe 1. Comme l'énergie interne (directement liée à la température) peut activer les réactions chimiques dans l'explosif, cela prouve bien l'influence des conditions de frottement aux interfaces sur l'allumage. On remarque d'une part une dépendance spatiale de la température (voir le champ Figure 2) et donc une possible dépendance du lieu d'allumage au frottement, et d'autre part une dépendance de l'évolution temporelle de la température maximale (voir Figure 3) et donc une dépendance de l'instant d'allumage au frottement. Cela met en avant la nécessité de connaître la loi de frottement entre les explosifs et les matériaux connexes (en général l'acier) pour prévoir correctement l'allumage. Cependant, même si le comportement d'interface a une influence, la configuration ainsi présentée et celles présentées dans l'Annexe 1 ne constituent pas pour autant des essais de mesure du frottement.

L'objectif de la thèse est alors de concevoir un essai spécifique permettant de mesurer avec précision, sous les conditions générées par les impacts de basses vitesses, les paramètres régissant le frottement entre l'acier et les explosifs. Les simulations numériques montrent, qu'en général, ce genre d'impacts génère au niveau des interfaces considérées des vitesses de glissement de l'ordre de 10 à 100 m.s^{-1} et des pressions de contact de l'ordre de 10 à 100 MPa .

La présentation détaillée des matériaux à tester et des différentes techniques de mesure du frottement fait l'objet du Chapitre 1. Deux difficultés majeures sont mises en avant :

- Atteindre de telles vitesses de glissement nécessite l'utilisation d'un banc d'essais adapté à la dynamique rapide, la technique des barres de Hopkinson a donc été retenue. Cette technique est basée sur l'inertie et sur la propagation des ondes mécaniques.
- La fragilité des explosifs ne permet pas de les tester sur les outils de mesure du frottement habituellement rencontrés dans la littérature car ils s'effrateraient avant d'atteindre les pressions voulues. Une configuration de confinement est donc nécessaire pour maintenir leur intégrité mécanique pendant nos essais.

La spécificité du travail est donc d'effectuer, sur un matériau fragile, des essais de frottement à hautes pressions et à hautes vitesses.

Nos essais sont basés sur une configuration expérimentale consistant à insérer un échantillon cylindrique d'explosif dans un tube en acier et à le comprimer tout en le faisant glisser. Le tube fait alors à la fois office de surface de frottement et de cellule de confinement. Comme cette configuration ne permet pas d'effectuer des mesures directes au niveau de l'interface de frottement, une étude analytique reliant les paramètres de frottement aux grandeurs mesurables est développée. Les grandeurs mesurables sont les forces axiales exercées sur les différentes faces de l'échantillon ainsi que les déformations circonférentielles sur l'extérieur du tube. Cette configuration et la modélisation analytique sont présentées dans le Chapitre 2.

Les différents dispositifs mis au point pour tenter d'atteindre les sollicitations recherchées sont ensuite décrits dans les chapitres suivants. Le dépouillement des essais est effectué à l'aide de formules établies dans le Chapitre 2. Des simulations numériques sont également nécessaires pour valider les différentes méthodes d'identification du frottement.

Les deux types de tribomètres présentés dans le Chapitre 3 et le Chapitre 4 ont été conçus pour être utilisables avec une machine, pour des essais d'orientation en quasi-statique, ou avec un système classique de barres de Hopkinson, pour atteindre des vitesses élevées.

Pour le tribomètre présenté dans le Chapitre 3, la compression de l'échantillon d'explosif est d'abord assurée par un système manuel, puis le glissement entre l'échantillon et le tube de confinement est ensuite imposé par la machine ou par le système de barres. A l'inverse, pour les deux tribomètres présentés dans le Chapitre 4, la compression et le glissement de l'échantillon sont simultanément assurés par la machine ou par le système de barres.

Les résultats obtenus en quasi-statiques avec les tribomètres présentés dans ces deux chapitres montrent la faisabilité d'un essai de frottement sous confinement puisque les pressions désirées sont atteintes, même si celles obtenues avec le tribomètre du Chapitre 3 restent assez faibles. Ces essais permettent également de mettre parfaitement au point la procédure de dépouillement. En revanche, les résultats obtenus sur le système de barres ne donnent pas satisfaction.

Un tribomètre spécifiquement adapté à la dynamique rapide et utilisant la technique des barres de Hopkinson pour comprimer et faire glisser l'échantillon a donc été conçu. Les essais effectués avec ce nouveau dispositif sont présentés dans le Chapitre 5. Les sollicitations voulues sont finalement atteintes et le dépouillement des essais permet d'obtenir les paramètres recherchés.

Enfin, une synthèse des différents résultats expérimentaux est réalisée et est comparée avec les données disponibles dans la bibliographie. Quelques pistes concernant les développements futurs sont également proposées.

Chapitre 1 Mesure du frottement et particularités des explosifs

Introduction

Lors des impacts « basses vitesses », les pressions normales de contact et les vitesses de glissement entre acier et explosif sont respectivement de l'ordre de 10 à 100 MPa et de 10 m.s^{-1} voire 100 m.s^{-1} . L'objectif est de développer une procédure expérimentale pour recréer ces conditions de vitesse et de pression mais dans une configuration favorable à la mesure du frottement. La partie 1.1 recense donc les tribomètres permettant d'atteindre les niveaux de sollicitations voulus et la partie 1.2 présente les matériaux à tester. Quelques généralités sur le frottement sont également disponibles dans l'Annexe 2.

1.1 Dispositifs de mesure du frottement sous hautes vitesses et hautes pressions

1.1.1 Tribomètre « pion sur disque tournant » (pin on disk)

Le dispositif expérimental « pion sur disque tournant » [11, 12, 13, 32, 34, 48, 49, 61] est d'une conception relativement simple et est donc à ce titre l'un des plus utilisés. Le principe consiste simplement à appuyer un pion sur un disque en rotation (voir Figure 4). Le pion est appuyé contre le plateau à l'aide d'un actionneur et la force normale N appliquée est mesurée. Le plateau étant animé d'une vitesse angulaire ω , la vitesse de glissement linéaire entre le pion et le disque est $R\omega$. Un couple C est appliqué au disque pour vaincre la force de frottement $\frac{C}{R}$ exercée par le pion sur le disque.

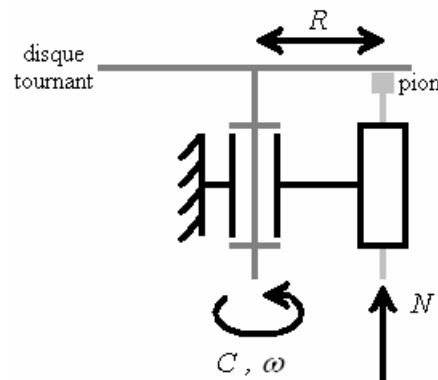


Figure 4 : Principe de fonctionnement du tribomètre « pion sur disque tournant ».

Le disque est entraîné à l'aide d'un moteur électrique et le pion est appuyé contre le disque à l'aide d'un vérin pneumatique ou d'un poids. La force normale et la force de frottement sont mesurées à l'aide de capteurs. Les matériaux testés sont généralement des métaux [11, 12, 32, 48, 49, 61] ou des céramiques [11, 32, 49, 61]. Les vitesses et les pressions atteintes restent modérées : respectivement quelques dizaines de mètres par seconde et quelques dizaines de méga pascals. L'utilisation d'un moteur impose des durées d'essai et des distances de glissement suffisamment longues : au moins une dizaine de mètres.

Des explosifs ont déjà été testés avec ce type de tribomètre [13, 34]. Hoffman [34] a effectué des essais de frottement mais à des pressions très inférieures à celles qui nous

intéressant. Dickson [13] a approché les gammes de sollicitations recherchées. Sa configuration expérimentale a été conçue pour détecter les événements menant à l'ignition d'un explosif (notamment la génération des points chauds) et non pour étudier le frottement : un échantillon d'explosif est appuyé contre un disque transparent et une caméra est placée de l'autre côté du disque de manière à observer. Des particules abrasives sont insérées entre l'échantillon et le disque.

Dans [13], la contrainte normale imposée à l'échantillon va jusqu'à environ 6 MPa et les vitesses de glissement vont de 2,5 à 15 m.s⁻¹.

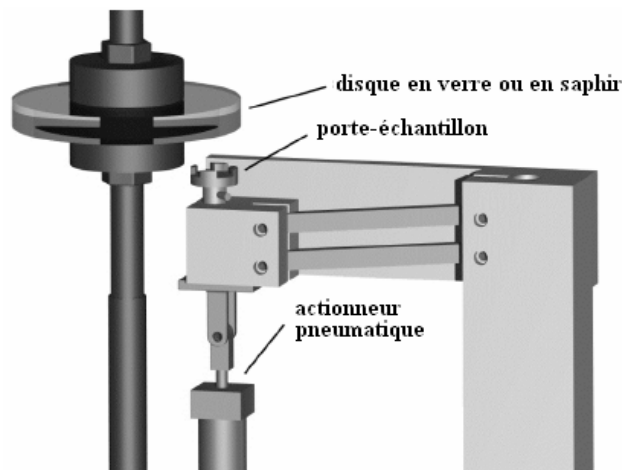


Figure 5 : Système « pion sur disque tournant » permettant l'observation de l'allumage de l'explosif (inséré dans le porte-échantillon) à l'aide d'une caméra placée à l'opposé du disque (figure tirée de [13]).

1.1.2 Anneau dynamométrique avec échantillons parallélépipédiques

Cette technique est utilisée dans [50] et [51] pour étudier le frottement métal sur métal sous des pressions allant jusqu'à 80 MPa (dans [51]). Un échantillon noté B frotte contre deux autres échantillons notés A (voir Figure 6). L'ensemble constitué de ces échantillons est inséré en force dans un anneau dynamométrique, ce qui génère une pression de contact entre l'échantillon B et les échantillons A. Les échantillons A sont fixés sur l'anneau. Des jauges de déformation (notées n°3 et n°4 sur la Figure 6) sont collées sur l'anneau et permettent la détermination de la force normale s'appliquant au niveau des deux contacts (entre l'échantillon B et les deux échantillons A).

L'échantillon B est ensuite poussé à l'aide d'une machine hydraulique, pour obtenir des vitesses de glissement allant jusqu'à 3 m.s⁻¹, ou d'un canon à gaz, pour obtenir des vitesses de glissement allant de 13 à 60 m.s⁻¹ [50]. Les jauges n°1 et n°2 collées sur l'anneau permettent la détermination de la force exercée sur l'échantillon B pour le faire frotter. En divisant cette force par deux, on obtient la force de frottement au niveau des deux contacts (entre l'échantillon B et les deux échantillons A). La connaissance de la force normale (à partir des jauges n°3 et n°4) et de la force de frottement (à partir des jauges n°1 et n°2) au niveau des contacts permet le calcul du coefficient de frottement entre le matériau constituant A et celui constituant B.

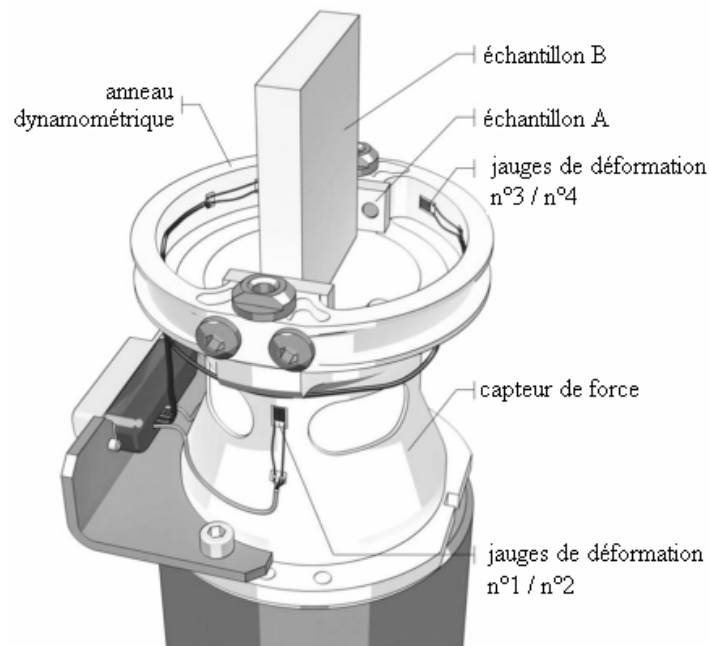


Figure 6 : Tribomètre utilisant un anneau dynamométrique et des échantillons parallélépipédiques (figure tirée de [51]).

1.1.3 Technique des barres de Hopkinson

La technique des barres de Hopkinson (ou de Kolsky) est basée sur l'inertie et sur la propagation des ondes mécaniques. La théorie sur la propagation des ondes mécaniques est détaillée dans l'Annexe 3.

Configuration de torsion

Le principe de fonctionnement du dispositif de la Figure 7 est le suivant :

- Le frein de torsion est d'abord serré.
- Un système hydraulique permet ensuite d'imposer une rotation à la poulie et donc d'exercer un couple important sur la partie de la barre située entre la poulie et le frein.
- La brusque libération du frein libère l'énergie mécanique ainsi stockée sous la forme d'une onde de torsion. Pour que la libération du frein soit aussi brutale que possible, on utilise des éléments de rupture.
- Un premier échantillon sur lequel se situe une surface de frottement (normale à la direction de la barre) est fixé au bout de la barre. Il est en contact avec un second échantillon placé sur la droite et fixé sur un massif ou sur une barre sortante.
- Le passage de l'onde de torsion au niveau des deux échantillons permet de les faire frotter.

On a sur la Figure 7 :

$$(1) \quad 2L_p < L_e$$

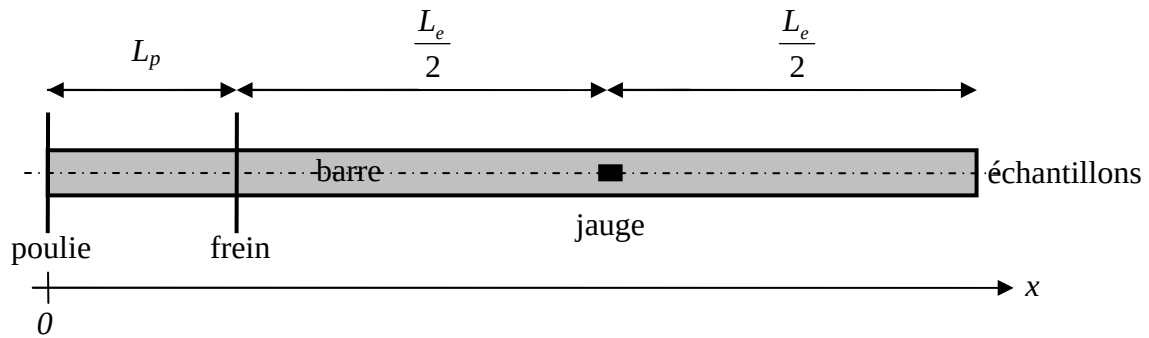


Figure 7 : Schéma d'une barre de Hopkinson en configuration de torsion.

Comme on a un gradient radial à cause du mouvement de rotation (voir Figure 8), on utilise des échantillons ayant des surfaces de frottement à géométries annulaires, et ce de manière à avoir de faibles variations des vitesses de glissement et des contraintes de frottement au niveau de l'aire de contact.

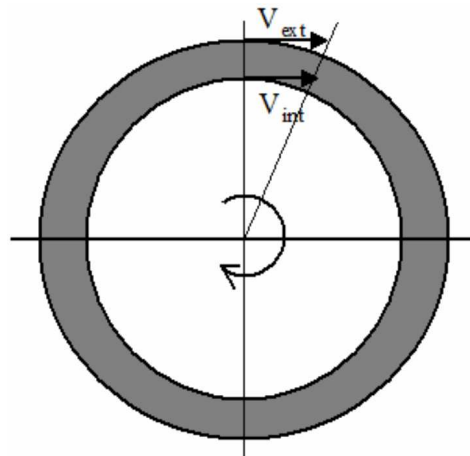


Figure 8 : Une surface de glissement annulaire. V_{ext} : vitesse de glissement à l'extérieur de l'anneau, V_{int} : vitesse de glissement à l'intérieur de l'anneau.

Cette technique est utilisée dans [57, 58, 59] pour étudier le frottement entre l'acier et l'aluminium sous des pressions de contact d'environ 100 MPa et des vitesses d'environ 10 m/s, le glissement s'effectuant sur des distances de l'ordre de 10 mm, c'est-à-dire sur des distances très inférieures à celles obtenues avec le tribomètre « pion sur disque tournant ». Un échantillon annulaire d'aluminium est collé à l'extrémité droite de la barre entrante (en aluminium également) et frotte contre un massif fixe en acier qui fait office de second échantillon. Un piston maintient les surfaces des échantillons en contact en appuyant continûment la barre contre le massif (technique similaire à celle utilisée dans [20]).

Les barres de Hopkinson en configuration de torsion sont également utilisées pour l'étude du frottement carbure de silicium - carbure de silicium [36, 37, 38]. Les pressions, les vitesses et les distances de glissement sont respectivement de l'ordre de 1 GPa, 1 m/s et 1 mm [37], [38]. La configuration expérimentale utilisée est détaillée sur la Figure 9. On a un frein axial et un frein de torsion. Ainsi, l'action du piston et de la poulie permet de générer à la fois de la torsion et de la compression en avant des deux freins. Ensuite la libération simultanée de ces deux freins permet d'envoyer simultanément une onde de compression et une onde de torsion. La barre entrante est en aluminium et la barre sortante est en acier. Les barres entrante et sortante ont la même section. Les deux échantillons de carbure de silicium sont collés à l'époxy sur les barres (un sur l'entrante et l'autre sur la sortante) et frottent l'un contre l'autre.

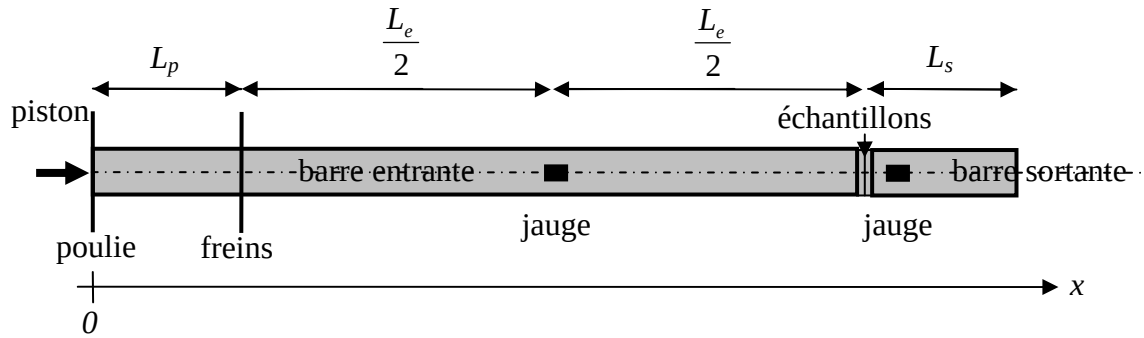


Figure 9 : Banc d'essais utilisé dans [37] et [38].

Configuration de compression

L'utilisation de barres de Hopkinson en configuration de torsion reste assez limitée en raison des difficultés technologiques liées à l'utilisation d'un frein. On les utilise généralement en configuration de compression. C'est alors l'impact d'un projectile, lancé par un canon à gaz, qui génère une onde incidente de compression [4, 7, 16, 17, 28, 29, 41, 45, 47]. Le projectile a généralement la même section que la barre entrante et est généralement composé du même matériau.

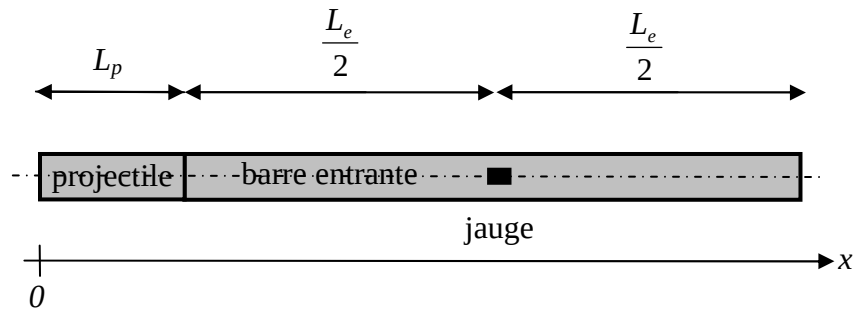


Figure 10 : Schéma d'un système de barres de Hopkinson en configuration de compression. La barre sortante et l'échantillon placé entre les deux barres ne sont pas représentés.

Cette configuration des barres se prête plus difficilement à la mesure du frottement et il existe donc peu d'exemples d'application. On peut noter l'originalité du banc utilisé dans [47]. Un moteur fait tourner la barre sortante sur son axe avant l'arrivée de l'onde de compression dans la barre entrante et on retrouve alors la configuration de torsion décrite précédemment. Le frottement laiton sur laiton y est étudié sous des pressions allant de 50 à 100 MPa et des vitesses de l'ordre de 5 m/s. Les distances de glissement parcourues sont d'environ 1 mm. Le banc d'essai utilisé dans [41] et [66] (voir Figure 11) peut éventuellement être utilisé comme un tribomètre. L'objectif dans ce cas est d'étudier l'usinage à grande vitesse en utilisant la technique des barres de Hopkinson. Les vitesses de coupe qu'on cherche à atteindre sont de l'ordre de 30 m/s. La pièce à usiner est en alliage à base aluminium et l'outil est en acier ou en carbure de tungstène. La technique des barres est utilisée car elle permet d'obtenir rapidement un état stationnaire en termes de vitesse.

L'inconvénient de la technique des barres de Hopkinson est qu'en raison des accélérations élevées subies par l'échantillon, celui-ci doit avoir une faible inertie. Cet

impératif est difficilement conciliable avec la complexité d'un système de mesure du frottement qui devrait être inséré sur un système de barres en configuration de compression.

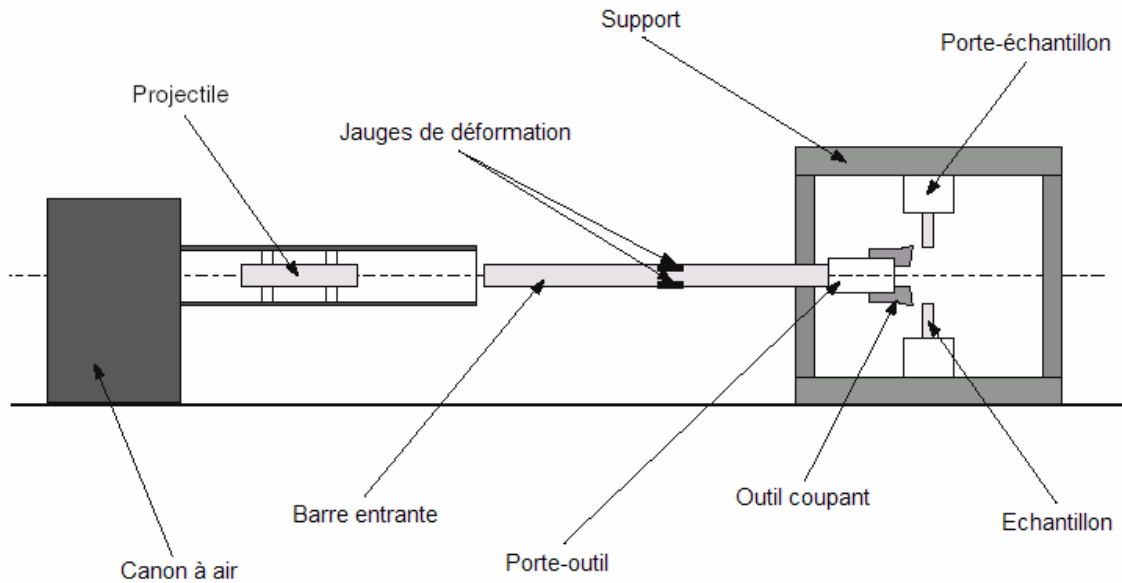


Figure 11 : Etude de l'usinage à grande vitesse à l'aide de la technique des barres de Hopkinson (figure tirée de [41]).

1.1.4 Impact oblique de plaques (plate impact)

Ce type d'essai, utilisé notamment dans [39], [56] et [57], permet d'atteindre de très hautes pressions de contact et de très hautes vitesses de glissement : quelques giga pascals et plusieurs dizaines de mètres par seconde. En revanche, la courte durée de l'essai limite les distances de glissement à quelques centaines de microns. Les matériaux testés sont des métaux.

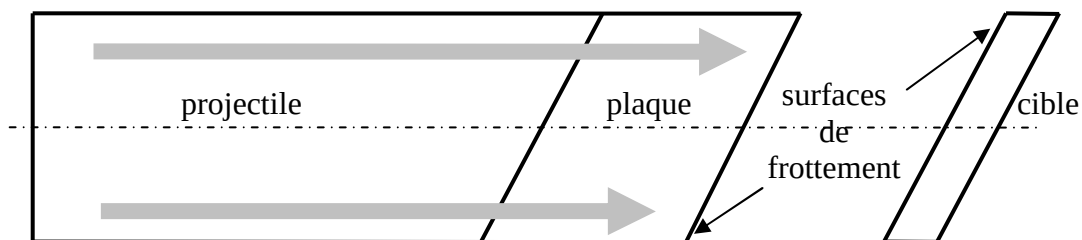


Figure 12 : Schéma d'un impact oblique (utilisé pour générer du frottement).

Un projectile lancé par un canon à gaz et au devant duquel est fixée une plaque impacte une cible (voir Figure 12). Les deux surfaces de frottement sont parallèles. Elles ne sont pas perpendiculaires à la trajectoire du projectile et c'est cette inclinaison qui génère du frottement entre la cible et la plaque lors de l'impact.

La face libre de la cible (à droite sur la Figure 12) est recouverte d'un motif, celui-ci étant éclairé par un laser. Les déplacements (et donc les vitesses) tangentiels et perpendiculaires à la surface libre sont ensuite mesurés par interférométrie. Dans l'hypothèse d'une propagation d'onde unidimensionnelle dans la direction de la normale à la surface de frottement, il est alors possible de remonter aux valeurs des vitesses et des contraintes au

niveau de l'aire de contact en utilisant la méthode des caractéristiques (voir Figure 13). Les détails nécessaires sur la méthode des caractéristiques sont donnés dans l'Annexe 3

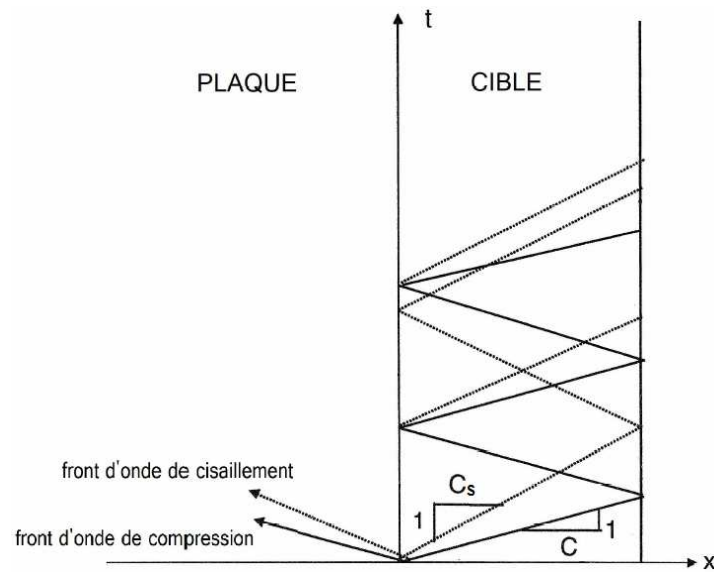


Figure 13 : Diagramme de Lagrange décrivant la propagation des ondes de compression et de cisaillement dans la plaque et dans la cible après l'impact (figure tirée de [57]). C : célérité des ondes de compression, C_s : célérité des ondes de cisaillement, x : abscisse le long d'un axe perpendiculaire aux surfaces de frottement, t : temps.

La plaque fixée sur le projectile est suffisamment épaisse pour que l'onde réfléchie sur l'extrémité gauche de celle-ci n'ait pas le temps d'atteindre la surface de frottement au cours de l'essai. Ainsi, seules les réflexions dans la cible interviennent (voir Figure 13). En jouant sur l'épaisseur (direction x) de la cible, on peut se servir des réflexions sur la face libre pour contrôler les contraintes normales et tangentielles au niveau de l'interface de frottement.

On retrouve cette configuration expérimentale dans [42] et [71] (voir Figure 14). La surface de contact fait un angle de 45° avec l'axe du cylindre formé par les deux blocs en contact. Un explosif, en s'allumant, pousse le bloc supérieur contre le bloc inférieur. Avec ce dispositif, on peut atteindre avec le couple acier-aluminium des vitesses de glissement de 180 m.s^{-1} sur des durées d'environ $10 \mu\text{s}$. L'inconvénient est qu'il est impossible d'effectuer des mesures, on se contente alors d'un examen post-mortem des blocs pour étudier les conséquences d'un frottement à très haute vitesse sur une très petite durée.

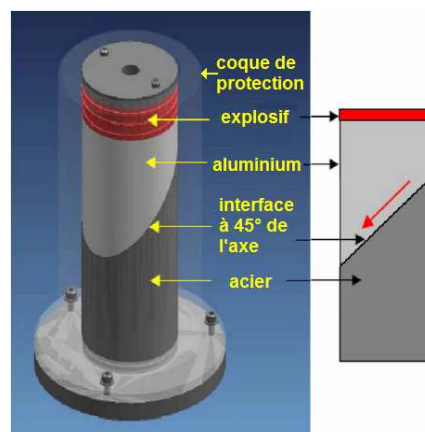


Figure 14 : Impact oblique généré par explosion (figure tirée de [42]).

Nous pouvons aussi évoquer l'essai décrit dans [46]. Cet essai consiste à envoyer un projectile (à une vitesse d'environ 300 m/s) dans une cible percée d'un trou dont le diamètre est légèrement inférieur à celui du projectile, de manière à ce que ce dernier y pénètre en force (voir Figure 15).

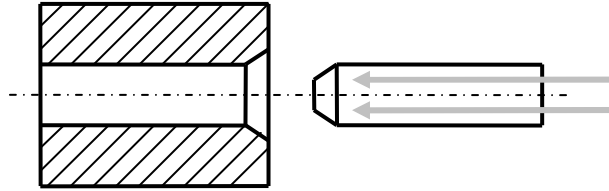


Figure 15 : Principe de l'essai décrit dans [46] (vue en coupe).

C'est le fait que l'avant du projectile et l'entrée du trou percé dans la cible soient coniques qui permet la pénétration du projectile dans la cible (d'où la similitude avec les impacts obliques). L'essai est effectué dans le vide et on mesure la vitesse du projectile avant l'impact (avec un système optoélectronique) ainsi que la longueur de pénétration du projectile dans la cible. Les paramètres de frottement sont ensuite identifiés à l'aide d'une méthode numérique s'appuyant sur une modélisation par éléments finis.

1.2 Caractéristiques de l'explosif et de son équivalent mécanique inerte

1.2.1 Propriétés mécaniques

L'objectif ultime de nos études est de mettre au point une procédure expérimentale permettant de mesurer les paramètres régissant le frottement entre l'acier et un explosif donné appelé le X1. Pour des raisons de sécurité, la mise au point des expérimentations est menée avec le matériau inerte I1. Seules les expérimentations finales sont menées avec le matériau d'intérêt. Il est à noter que le I1 n'a pas tout à fait le même comportement mécanique que le X1. Cela implique que la mise au point des expérimentations peut, certes, s'effectuer sur l'inerte mais que les résultats alors obtenus ne permettent pas de préjuger de ceux obtenus sur explosif.

Le X1 et le I1 sont deux matériaux agrégataires organiques se présentant sous la forme d'une poudre fine liée et compactée. Le I1 est un mélange de sulfate de baryum (BaSO_4) à 29,3 % en masse, de mélamine à 65,2 % en masse et de résine d'époxy jouant le rôle de liant à 5,5 % en masse. Le X1 est composé de grains de HMX (High Melting point eXplosive) liés par une résine d'époxy.



Figure 16 : Echantillons de I1 (à gauche) et de X1 (à droite) photographiés après un essai de frottement (diamètre et hauteur de 10 mm).

La caractérisation des comportements mécaniques des deux matériaux a fait l'objet d'études expérimentales [4]. Les propriétés identifiées sont répertoriées dans le Tableau 2.

	masse volumique (kg.m ⁻³)	module d'Young (MPa)	coefficient de Poisson
X1	1850	3900	0,42
I1	1850	2000	0,40

Tableau 2 : Masses volumiques et propriétés élastiques du X1 et du I1.

Il est à noter que les matériaux sont viscoélastiques. Les modules élastiques mesurés lors d'essais à haute vitesse de déformation (grâce à des barres de Hopkinson) diffèrent donc légèrement des modules d'Young. Ainsi, à des vitesses de déformation de l'ordre de 100 s⁻¹, le I1 a un module d'élasticité apparent de 3000 MPa.

Sous des chargements à faible pression hydrostatique, ces matériaux sont quasi-fragiles et les déformations d'extension génèrent alors de la fissuration. On cherche à éviter cette situation dans le cadre de notre étude car l'intégrité du matériau doit être maintenue pour réaliser un essai de frottement (voir partie 1.2.2). Le comportement mécanique des deux matériaux a été étudié à l'aide d'essais triaxiaux (voir Figure 17) et il a alors été établi que sous des chargements à haute pression hydrostatique, les deux matériaux subissent des écoulements plastiques lorsque que leur seuil d'élasticité est atteint (les contraintes maximales atteintes lors des essais triaxiaux sont assimilées au seuil). Le critère de Drucker-Prager donne une modélisation simple du seuil d'écoulement plastique observé.

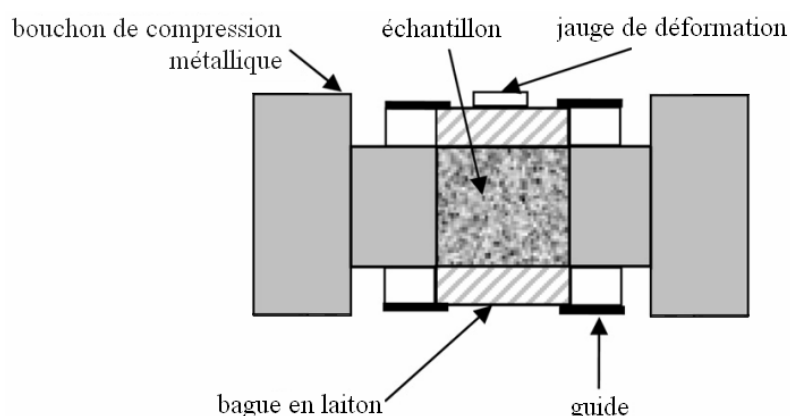


Figure 17 : Vue en coupe de la configuration utilisée pour les essais triaxiaux (figure tirée de [4]).

La plastification de la bague en laiton permet d'imposer une pression radiale quasi-constante à l'échantillon (de X1 ou de I1) au cours de l'essai et la jauge permet de remonter à la valeur de cette pression.

Soient $\underline{\sigma}$, P et σ_{mises} respectivement le tenseur des contraintes, la pression hydrostatique et la contrainte de Von Mises au sein du matériau considéré :

$$(2) \quad P = \frac{1}{3} tr(\underline{\sigma}) \text{ et } \sigma_{mises} = \sqrt{\frac{3}{2} (\underline{\sigma} - P\underline{I}) : (\underline{\sigma} - P\underline{I})}$$

où tr est l'opérateur trace et $\underline{I}$ le tenseur identité.

Dans la suite, lorsque nous étudierons des échantillons de X1 ou de I1, nous utiliserons une convention dans laquelle les contraintes sont positives en compression et négatives en traction. En utilisant cette convention, le critère est donné par la formule suivante :

$$(3) \quad \sigma_{mises} - \alpha P < C_{dp}$$

La contrainte C_{dp} dépend de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ du matériau. Deux gammes de vitesses de déformation ont été atteintes lors des essais triaxiaux : $\dot{\epsilon} \approx 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ lors des essais quasi-statiques (sur machine classique) et $\dot{\epsilon} \approx 100 \text{ s}^{-1}$ lors des essais sur barres de Hopkinson. Le coefficient α est constant. Les valeurs des paramètres C_{dp} et α sont données dans le Tableau 3 pour chaque matériau.

	α	C_{dp} (MPa) pour $\dot{\epsilon} \approx 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	C_{dp} (MPa) pour $\dot{\epsilon} \approx 100 \text{ s}^{-1}$
X1	0,42	27	
I1 [4]	0,64	25	80

Tableau 3 : Valeurs des paramètres définissant le critère de Drucker-Prager du X1 et du I1.

Une fois le critère atteint, les deux matériaux ne subissent pas d'écrouissage et leur déformation plastique s'effectue à volume constant.

1.2.2 Difficulté liée à leur faible cohésion

Avec les moyens expérimentaux de mesure du frottement décrits dans ce chapitre, les échantillons subissent en général une compression simple (pour créer la pression normale à l'interface de frottement) à laquelle s'ajoute un cisaillement dû aux contraintes de frottement.

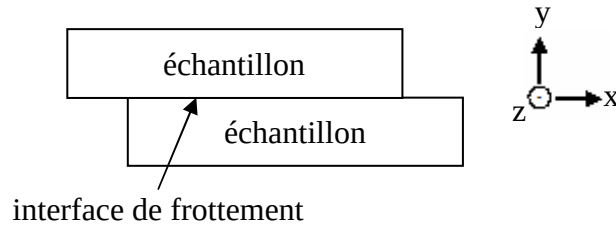


Figure 18 : Définition des axes utilisés dans (4).

Le tenseur des contraintes à l'interface de frottement alors est de la forme suivante :

$$(4) \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} 0 & fp & 0 \\ fp & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{x,y,z}$$

avec p la pression normale à l'interface et f le coefficient de frottement.

Exprimons la pression hydrostatique P et la contrainte équivalente de Von Mises σ_{mises} correspondantes (voir (2)) :

$$(5) \quad P = \frac{p}{3} \text{ et } \sigma_{mises} = p\sqrt{1 + 3f^2}$$

Le matériau à tester (X1 ou I1) restera donc élastique si (voir (3)) :

$$(6) \quad p < \frac{C_{dp}}{\sqrt{1+3f^2} - \frac{\alpha}{3}}$$

Même avec $f = 0$, c'est-à-dire en compression pure, cela donne, d'après les valeurs du Tableau 3, $p < 31$ MPa pour le X1 et le I1 (on prend les valeurs de C_{dp} pour $\dot{\epsilon} \approx 0$). Or, on cherche à tester ces matériaux sous des pressions supérieures à cette valeur limite (jusqu'à 100 MPa) donc sous des pressions les conduisant à rupture. L'essai de frottement étant impossible en cas de rupture puisque les déformations d'extension provoqueraient alors un effritement des échantillons, cette configuration doit être abandonnée. Il est alors nécessaire d'adopter une configuration différente qui, d'une part permette d'appliquer des pressions de contact élevées aux matériaux sans qu'ils subissent de rupture ; et qui, d'autre part soit compatible avec les techniques expérimentales générant à la fois des vitesses et des contraintes élevées.

Lors de la plupart des cas d'utilisation, les explosifs sont confinés et cette configuration leur permet de résister à de hautes pressions (voir les exemples du Steven-test et du Susan-test dans l'Introduction générale et dans l'Annexe 1). A l'inverse, dans le cas du test de friabilité où l'explosif n'est pas confiné (voir l'Annexe 1.2), les déformations d'extension provoquent sa ruine. La configuration recherchée pour nos essais doit donc permettre de confiner les échantillons.

Conclusion

Les deux matériaux à étudier (X1 et I1) ne peuvent pas être testés sur les tribomètres habituellement utilisés pour atteindre les sollicitations voulues. En effet, en raison de leur fragilité, les matériaux à étudier s'effriteraient avant d'atteindre des pressions de 100 MPa. Pour pallier cette difficulté, les matériaux doivent être confinés et la configuration de confinement doit permettre d'effectuer des essais de frottement. Le principe retenu pour tous nos essais est décrit dans le Chapitre 2.

Chapitre 2 Principe et modélisation d'un essai de frottement confiné

Introduction

Le Chapitre 1 a montré que les techniques courantes de mesure du frottement n'étaient pas adaptées pour tester les matériaux à faible cohésion et qu'un dispositif de frottement sous confinement devait alors être conçu. La partie 2.1 consiste en un bref résumé des moyens de confinement rencontrés dans la bibliographie et la partie 2.2 présente la configuration choisie pour nos essais de frottement. La partie 2.3 propose ensuite un modèle permettant de calculer les paramètres de frottement à partir des grandeurs mesurables avec la configuration retenue. Pour l'étude des échantillons de X1 ou de I1, nous utiliserons une convention selon laquelle les contraintes seront positives en compression et négatives en traction.

2.1 Les techniques de confinement

Deux techniques existent. La première (confinement actif), développée dans le but d'effectuer des essais triaxiaux, consiste à entourer l'échantillon par un fluide (de l'eau ou de l'huile pouvant être comprimées jusqu'à 50 MPa ou éventuellement de l'air pouvant être comprimé jusqu'à 10 MPa) et à le comprimer de manière uniaxiale à l'aide d'un piston. On pilote ainsi de manière indépendante la pression hydrostatique (en jouant sur la pression du fluide) et la charge déviatorique (en jouant sur la force exercée par le piston). Des explosifs ont été caractérisés en quasi-statique avec de tels dispositifs [43, 64, 68, 69, 70]. Ce type de dispositif peut être monté sur des barres de Hopkinson, l'échantillon est alors introduit dans une cellule de pression et les barres jouent le rôle de piston [45]. Dans [7] et [29], on utilise de l'air plutôt que de l'huile pour comprimer l'échantillon car les effets transitoires de l'huile sont difficiles à maîtriser en dynamique rapide.

La seconde technique (confinement passif) consiste à emprisonner un échantillon cylindrique du matériau à tester dans un tube rigide métallique. L'échantillon est comprimé axialement, ce qui tend à le faire gonfler radialement. Or, le tube rigide s'oppose à ce gonflement, il exerce alors une pression radiale sur l'échantillon. Cette technique a notamment été utilisée pour réaliser des essais quasi-oedométriques (à déformation uniaxiale) sur les géo-matériaux [5, 8, 9, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 30] et sur le I1 [4] (voir Figure 17). A partir de la mesure des forces axiales et de mesures de jauges de déformation collées sur la face externe du tube, nous pouvons remonter au comportement mécanique de l'échantillon. Ce type d'essai peut être mené sur un système de barres de Hopkinson [4, 23, 25, 27, 28, 30]. La Figure 19 représente le dispositif utilisé dans [4].

Avec cette configuration, les déplacements relatifs parfois importants entre l'échantillon et le tube de confinement peuvent générer du frottement, notamment lors des essais de compactage [8, 9] où nous avons une compression très forte et irréversible de l'échantillon. Des essais ont donc été mis au point pour mesurer la force de frottement entre l'échantillon et son confinement [3, 63].

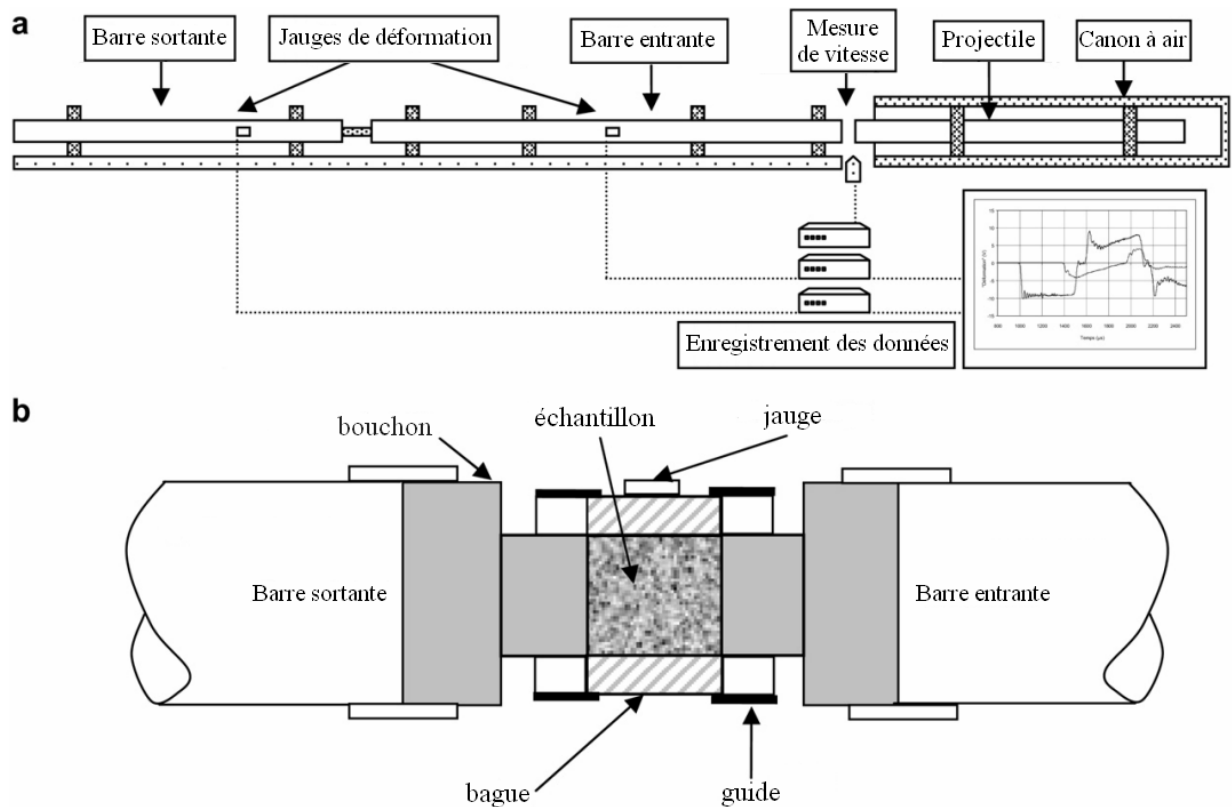


Figure 19 : Un système de barres de Hopkinson (a) sur lequel est monté un dispositif de confinement (b) (figure tirée de [4]).

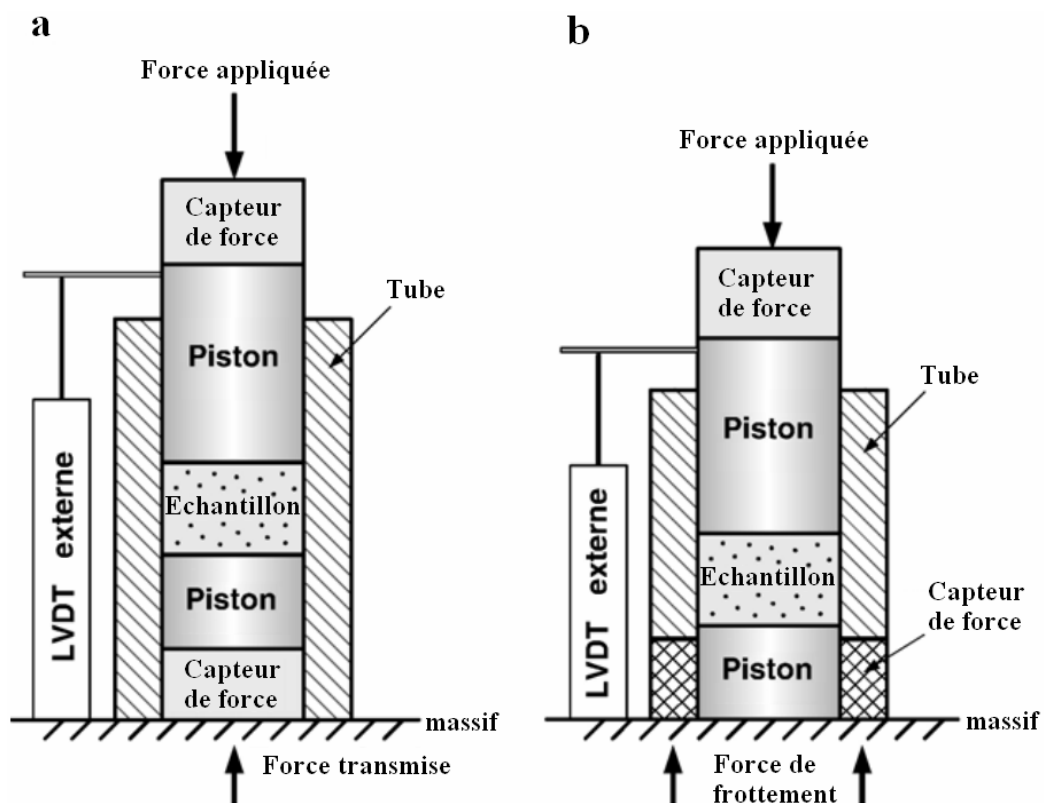


Figure 20 : Dispositifs de mesure du frottement entre l'échantillon et son tube de confinement lors du compactage (figure tirée de [63]). a : mesure indirecte du frottement, b : mesure directe du frottement.

Dans les deux configurations présentées sur la Figure 20, l'échantillon est appuyé contre le massif par une force appliquée en haut et mesurée par un capteur. Dans la configuration notée « a », la force transmise au massif par l'échantillon est directement mesurée par un capteur. La force de frottement entre l'échantillon et le tube est alors déduite de la différence entre la force appliquée en haut et la force transmise au massif par l'échantillon. Dans la configuration notée « b », la force de frottement, qui est également celle exercée par le tube sur le massif, est directement mesurée.

2.2 Dispositif de frottement sous confinement

Nous avons montré que les matériaux étudiés (le X1 et le I1) ne pouvaient pas être testés jusqu'aux pressions voulues sur les tribomètres habituels, et ce en raison de leur faible résistance à la compression simple. Une manière de leur imposer des hautes pressions sans les mener à rupture étant de les placer en situation de confinement, un dispositif de frottement sous confinement est donc proposé.

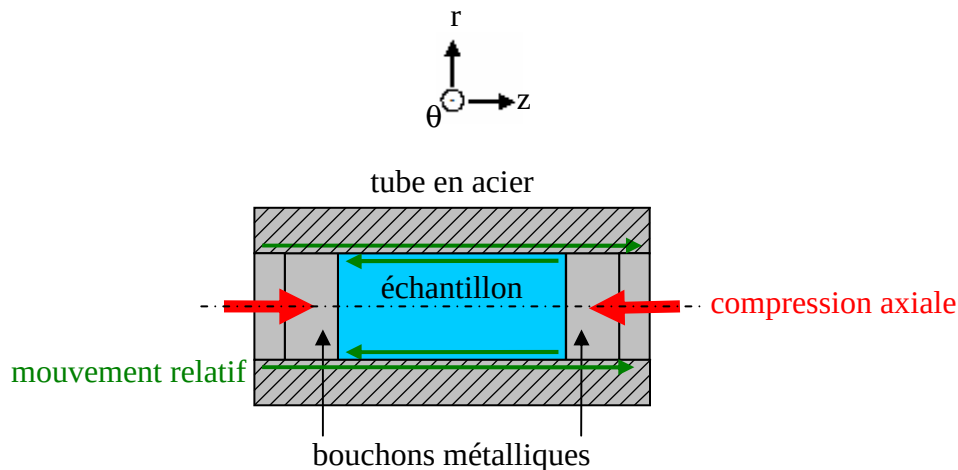


Figure 21 : Schéma du dispositif expérimental de frottement sous confinement (vue en coupe).

Un échantillon cylindrique du matériau à tester est inséré dans un tube de confinement en acier et est comprimé axialement par deux bouchons métalliques (voir schéma de principe sur la Figure 21). En l'absence du tube, la compression axiale subie par l'échantillon provoque un gonflement radial. La présence du tube s'oppose à ce gonflement et l'échantillon est donc mis en pression contre le tube. Parallèlement, un mouvement relatif est imposé entre l'échantillon et le tube, ce dernier faisant alors office de surface de frottement.

Sur les tribomètres présentés dans le Chapitre 1, l'échantillon est comprimé de manière uniaxiale, et il a été calculé que la pression maximale admissible était alors de 31 MPa pour le X1 et le I1 (voir partie 1.2.2). Calculons maintenant la pression maximale admissible au niveau de l'interface du dispositif présenté sur la Figure 21 dans l'hypothèse où :

- (i) Il n'y a pas de frottement (cela ne sera certes pas notre cas, mais cela permet de se comparer au cas de compression simple).
- (ii) L'échantillon reste élastique.
- (iii) Le tube bloque totalement les déplacements radiaux.

Le tenseur des contraintes dans l'échantillon est alors de la forme suivante :

$$(7) \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{\nu} p \end{pmatrix}_{r,\theta,z}$$

où p est la pression à l'interface entre le tube et l'échantillon et ν le coefficient de Poisson du matériau constituant l'échantillon.

On peut en déduire à partir de (2) la pression hydrostatique P et la contrainte de Von Mises σ_{mises} correspondantes :

$$(8) \quad P = \frac{1+\nu}{3\nu} p \text{ et } \sigma_{mises} = \frac{1-2\nu}{\nu} p$$

D'après (3), nos matériaux resteront élastiques si :

$$(9) \quad \frac{3(1-2\nu) - \alpha(1+\nu)}{3\nu} p < C_{dp}$$

Le terme $\frac{3(1-2\nu) - \alpha(1+\nu)}{3\nu}$ est négatif pour les deux matériaux (voir Tableau 2 et Tableau 3). Le critère de Drucker-Prager ne limite donc pas la valeur de la pression d'interface dans notre configuration. En pratique, le critère de Drucker-Prager est borné par un critère de Von Mises (voir Figure 22). Par exemple, ce critère fixe la limite élastique de la contrainte de Von Mises à 260 MPa dans le I1, ce qui d'après la relation (8) limite la pression d'interface à 520 MPa.

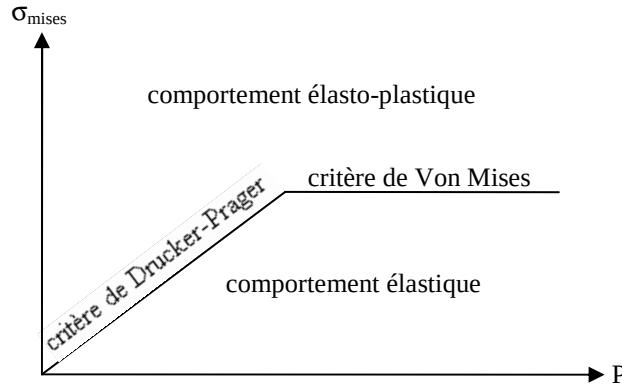


Figure 22 : Critères de Drucker-Prager et de Von Mises.

Cela montre bien qu'avec notre configuration de confinement, le matériau peut résister à des pressions plus élevées qu'avec la configuration des tribomètres habituels. Un autre avantage notable de notre dispositif est qu'il n'y a pas besoin de fixer l'échantillon sur un support comme sur d'autres tribomètres.

Toutefois dans notre cas, nous n'avons pas d'accès direct pour mesurer les contraintes (pression normale et contrainte tangentielle) le long de l'interface de frottement. L'estimation des paramètres régissant le frottement ne peut donc se faire qu'à partir de mesures indirectes, les seules grandeurs mesurables étant :

- les forces axiales, c'est-à-dire les forces exercées par les bouchons sur chacune des deux extrémités de l'échantillon et la force de frottement qui est la différence des deux précédentes,
- les déformations circonférentielles sur la face externe du tube mesurées à l'aide de jauges et éventuellement les déplacements qui pourraient être mesurés par corrélation d'images.

Il est donc nécessaire d'établir des relations entre les paramètres régissant le frottement et ces quantités mesurables. C'est l'objectif du modèle analytique que nous présentons dans la partie 2.3.

Une autre manière de déterminer les paramètres régissant le frottement à partir des grandeurs mesurables est proposée dans [15]. Le cas suivant y est étudié :

- frottement à l'interface tube-échantillon obéissant à une loi de Coulomb,
- échantillon simplement serré, c'est-à-dire force de frottement globale nulle, ce qui ne signifie pas que les contraintes de frottement sont nulles, mais que leur intégrale est nulle,
- comportement du tube restant dans le domaine élastique.

Une méthode inverse fondée sur une modélisation du tube par éléments finis est utilisée pour déterminer le coefficient de frottement à partir du champ des déplacements radiaux et longitudinaux sur la face externe du tube. Le logiciel utilisé est CASTEM 1998. La méthode inverse est itérative et consiste à déterminer à chaque itération une solution vérifiant les équations d'équilibre et minimisant un critère. Ce critère est la somme d'un terme représentant l'écart entre la solution et le champ de déplacement imposé sur le tube, et d'un terme de régularisation représentant l'écart entre la nouvelle solution et la solution déterminée lors de la précédente itération.

Pour valider la méthode, un champ de contrainte vérifiant une loi de Coulomb est imposé sur l'intérieur du tube et le calcul direct du champ des déplacements radiaux sur l'extérieur du tube est effectué. Un bruit artificiel est additionné au champ des déplacements radiaux de manière à simuler une incertitude de mesure. Les contraintes sur l'intérieur du tube sont ensuite recalculées à l'aide de la méthode inverse et du champ de déplacement bruité. Il a été ainsi démontré que l'outil numérique est très performant puisqu'il permet de retrouver a posteriori la valeur du coefficient de frottement et le profil des contraintes à l'interface, mais aussi de débruiter les mesures. Malheureusement, son utilisation expérimentale nécessiterait une mesure très précise du profil des déplacements, ce qui est actuellement difficile.

2.3 Modélisation du dispositif

2.3.1 Objectifs et hypothèses

L'objectif de cette partie est de relier analytiquement les forces axiales et les déformations circonférentielles de la face externe du tube aux paramètres régissant le frottement. Cette relation est basée sur un modèle analytique du comportement mécanique de l'ensemble tube-échantillon. Nous nous plaçons dans le cas où l'effort de compression de l'échantillon est appliqué par une vis axiale qui rapproche les bouchons métalliques lors du serrage.

Le tube en acier ayant une raideur très supérieure à celle de l'échantillon, on considère que la présence du tube a pour effet de bloquer les déplacements radiaux de l'échantillon. Cela induit un découplage car le comportement mécanique de l'échantillon peut alors être étudié indépendamment de celui du tube et l'étude de ce comportement, vue comme un problème pour lequel le déplacement radial à l'interface est imposé, permet alors de déterminer les contraintes à l'interface. L'étude du comportement du tube ensuite est vue comme un problème pour lequel les contraintes à l'interface sont imposées. Les limites de cette hypothèse de découplage sont détaillées dans l'Annexe 4.1.

2.3.2 Modélisation du comportement mécanique de l'échantillon

Le problème mécanique

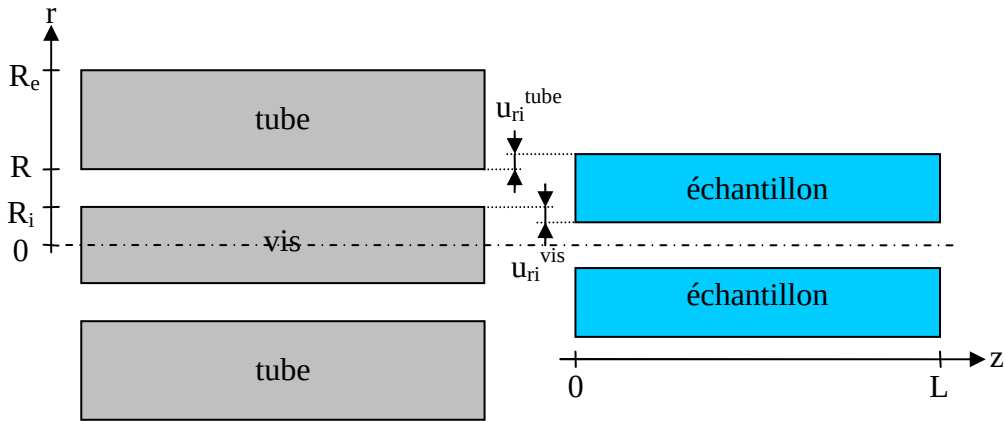


Figure 23 : Définition des notations utilisées dans le cas général où l'échantillon est percé et traversé par une vis.

On introduit différentes notations où u_{ri}^{tube} est la différence initiale de rayon entre l'extérieur de l'échantillon et l'intérieur du tube. u_{ri}^{tube} est défini tel que $u_{ri}^{tube} < 0$ si on a un jeu radial et $u_{ri}^{tube} > 0$ si on a une surépaisseur radiale (comme sur la Figure 23). De même, on introduit u_{ri}^{vis} , la différence initiale de rayon entre la vis et l'intérieur de l'échantillon. u_{ri}^{vis} est défini tel que $u_{ri}^{vis} < 0$ si on a un jeu radial et $u_{ri}^{vis} > 0$ si on a une surépaisseur radiale (comme sur la Figure 23). u_{ri}^{tube} et u_{ri}^{vis} sont supposés indépendants de z .

En raison de la symétrie axiale, le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$, le tenseur des déformations $\underline{\underline{\varepsilon}}$ et le champ des déplacements $\vec{u}$ dans l'échantillon ont les formes suivantes :

$$(10) \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{rr}(r, z) & 0 & \sigma_{rz}(r, z) \\ 0 & \sigma_{\theta\theta}(r, z) & 0 \\ \sigma_{rz}(r, z) & 0 & \sigma_{zz}(r, z) \end{pmatrix}_{r, \theta, z} \quad \text{et} \quad \underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{rr}(r, z) & 0 & \varepsilon_{rz}(r, z) \\ 0 & \varepsilon_{\theta\theta}(r, z) & 0 \\ \varepsilon_{rz}(r, z) & 0 & \varepsilon_{zz}(r, z) \end{pmatrix}_{r, \theta, z}$$

$$(11) \quad \vec{u} = \begin{pmatrix} u_r(r, z) \\ 0 \\ u_z(r, z) \end{pmatrix}_{r, \theta, z}$$

En utilisant la notation indicielle $f_{i,j} = \frac{\partial f_i}{\partial j}$ nous pouvons relier les composantes du tenseur $\underline{\varepsilon}$ et celles de $\bar{u}$:

$$(12) \quad \begin{cases} \varepsilon_{rr}(r, z) = -u_{r,r}(r, z) \\ \varepsilon_{\theta\theta}(r, z) = -\frac{u_r(r, z)}{r} \\ \varepsilon_{rz}(r, z) = -\frac{u_{r,z}(r, z) + u_{z,r}(r, z)}{2} \\ \varepsilon_{zz}(r, z) = -u_{z,z}(r, z) \end{cases}$$

Les équations d'équilibre suivant les axes r et z sont :

$$(13) \quad \begin{cases} r\sigma_{rr,r}(r, z) + r\sigma_{rz,z}(r, z) + \sigma_{rr}(r, z) - \sigma_{\theta\theta}(r, z) = 0 \\ r\sigma_{rz,r}(r, z) + r\sigma_{zz,z}(r, z) + \sigma_{rz}(r, z) = 0 \end{cases}$$

Le comportement de l'échantillon est supposé élastique. En utilisant la loi de Hooke, on obtient alors la relation entre le tenseur des contraintes et celui des déformations :

$$(14) \quad \underline{\sigma}(r, z) = \frac{E}{1+\nu} \underline{\varepsilon}(r, z) + \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \text{tr}(\underline{\varepsilon}(r, z)) \underline{I}$$

avec E le module d'Young de l'échantillon.

Conditions aux limites :

En $r = R$:

Soit $u_r^{tube}(R, z)$ le déplacement radial de la face interne du tube (en $r = R$). S'il y a contact entre le tube et l'échantillon, alors d'après la Figure 23 on a sur la face externe de l'échantillon :

$$(15) \quad u_r(R, z) = u_r^{tube}(R, z) - u_{ri}^{tube}$$

Or, on considère qu'il y a découplage entre les comportements du tube et de l'échantillon et qu'on peut modéliser la présence du tube par une condition aux limites du type déplacement imposé, on a alors :

$$(16) \quad u_r^{tube}(R, z) = 0 \Rightarrow u_r(R, z) = -u_{ri}^{tube}$$

Soient $p(z)$ et $\tau(z)$ les contraintes normales et tangentielles au niveau de l'interface (en $r = R$) :

$$(17) \quad \begin{cases} p(z) = \sigma_{rr}(R, z) \\ \tau(z) = -\sigma_{rz}(R, z) \end{cases}$$

Les contraintes $p(z)$ et $\tau(z)$ sont positives.

Le frottement à cette interface est supposé suivre une loi de Coulomb. Cependant, on cherche à balayer une gamme de pression étendue au cours de nos expérimentations et donc, une éventuelle dépendance du coefficient de frottement f à la pression p doit être envisagée, comme par exemple dans [6] et [12]. L'hypothèse retenue est qu'une faible variation de f en fonction de p peut être approchée par une fonction affine :

$$(18) \quad \tau(z) = f(p(z))p(z) \text{ avec } f(p) = f_0 \times (1 - \beta p)$$

En $r = R_i$:

Soit $u_r^{vis}(R_i, z)$ le déplacement radial de la vis en $r = R_i$. S'il y a contact entre la vis et l'échantillon, alors d'après la Figure 23 on a dans l'échantillon :

$$(19) \quad u_r(R_i, z) = u_r^{vis}(R_i, z) + u_{ri}^{vis}$$

Or, on considère qu'il y a découplage entre les comportements de la vis et de l'échantillon et qu'on peut modéliser la présence de la vis par une condition aux limites du type déplacement imposé, on a alors :

$$(20) \quad u_r^{vis}(R_i, z) = 0 \Rightarrow u_r(R_i, z) = u_{ri}^{vis}$$

On néglige ensuite les contraintes de frottement au niveau de l'interface avec la vis, ce qui se traduit par :

$$(21) \quad \sigma_{rz}(R_i, z) = 0$$

En $z = 0$ et en $z = L$:

Les bouchons métalliques imposent sur chacune de ces deux faces un déplacement axial indépendant du rayon, ainsi qu'un rétrécissement axial δ à l'échantillon (voir Figure 21 et Figure 23) :

$$(22) \quad \begin{cases} u_z(r, 0) = u_z(0) \\ u_z(r, L) = u_z(L) \end{cases} \text{ et } u_z(0) - u_z(L) = \delta$$

La force axiale F_0 exercée par le bouchon sur la face en $z = 0$ et F_L , celle exercée par le bouchon en $z = L$, sont données par :

$$(23) \quad \begin{aligned} F_0 &= 2\pi \int_{R_i}^R r \sigma_{zz}(r, 0) dr \\ F_L &= 2\pi \int_{R_i}^R r \sigma_{zz}(r, L) dr \end{aligned}$$

Une solution bidimensionnelle approchée au problème mécanique

En combinant les équations d'équilibre (13), la loi de Hooke (14) et l'hypothèse de symétrie axiale (12), on obtient les équations de Navier (24) et (25) :

$$(24) \quad 2(1-\nu)(r^2 u_{r,rr}(r, z) + r u_{r,r}(r, z) - u_r(r, z)) + r^2 u_{z,rz}(r, z) + (1-2\nu)r^2 u_{r,zz}(r, z) = 0$$

$$(25) \quad 2(1-\nu)ru_{z,zz}(r, z) + u_{r,z}(r, z) + ru_{r,rz}(r, z) + (1-2\nu)(ru_{z,rr}(r, z) + u_{z,r}(r, z)) = 0$$

Plaçons-nous dans le cas où le coefficient de frottement f ne dépend pas de la pression, ce qui revient à poser dans (18) :

$$(26) \quad \beta = 0$$

En tenant compte de (12), (14) et (17) la loi de frottement (18) s'écrit alors :

$$(27) \quad 2f((1-\nu)ru_{r,r}(R, z) + \nu u_r(R, z) + \nu ru_{z,z}(R, z)) + (1-2\nu)r(u_{r,z}(R, z) + u_{z,r}(R, z)) = 0$$

L'échantillon étant confiné, on va considérer le déplacement radial et sa variation en fonction du rayon comme négligeables. Cela revient à éliminer les termes u_r , $u_{r,z}$, $u_{r,zz}$, $u_{r,r}$ et $u_{r,rz}$ dans les équations (24), (25) et (27). Celles-ci deviennent alors :

$$(28) \quad 2(1-\nu)u_{r,rr}(r, z) + u_{z,rz}(r, z) = 0$$

$$(29) \quad 2(1-\nu)ru_{z,zz}(r, z) + (1-2\nu)(ru_{z,rr}(r, z) + u_{z,r}(r, z)) = 0$$

$$(30) \quad 2f\nu u_{z,z}(R, z) + (1-2\nu)u_{z,r}(R, z) = 0$$

En utilisant une méthode de séparation de variables, nous cherchons une solution approchée sous la forme suivante :

$$(31) \quad \begin{cases} u_r(r, z) = g(r)\psi(z) \\ u_z(r, z) = h(r)\varphi(z) + u_0 \end{cases}$$

où u_0 est un déplacement de solide rigide.

Le profil radial du déplacement axial u_z est en fait imposé par la forme de la solution (31). Les conditions aux limites réelles en $z = 0$ et en $z = L$ (écrites dans (22)) ne peuvent donc pas être respectées de manière exacte, mais la forme de cette solution approchée permet néanmoins de prendre en compte les effets bidimensionnels.

Nous nous plaçons dans le cas où il n'y a ni jeu ni surépaisseur entre le tube et l'échantillon et dans le cas où l'échantillon n'est pas percé. Nous avons alors :

$$(32) \quad u_{ri}^{tube} = 0, \text{ c'est-à-dire } u_r(R, z) = 0$$

$$(33) \quad R_i = 0 \text{ et } u_{ri}^{vis} = 0, \text{ c'est-à-dire } u_r(0, z) = 0$$

La résolution du problème constitué des équations (28), (29) et (30) est détaillée dans l'Annexe 4.2. On obtient alors une relation liant le coefficient de frottement f aux forces axiales F_0 et F_L :

$$(34) \quad \frac{F_L}{F_0} = \exp\left(\frac{2f\mu L}{R(1-\nu)}\right)$$

Une modélisation simplifiée adaptée à l'essai

La solution précédente ne permet de prendre en compte

- (i) ni la présence d'une vis dans le cas d'un échantillon percé,
- (ii) ni l'effet d'une différence initiale de rayon entre le tube et l'échantillon,
- (iii) ni l'effet d'une éventuelle dépendance du coefficient de frottement à la pression.

L'idée est alors de simplifier encore la modélisation précédente pour obtenir une solution qui prenne en compte tous ces effets. L'approche est semblable à celle introduite par Janssen [40]. Il est à noter que cette approche a également été utilisée dans [21] et dans [63].

On se place dans l'approximation selon laquelle l'échantillon est suffisamment élancé pour avoir ε_{rr} et σ_{rr} indépendants de r et $\varepsilon_{\theta\theta}$ variant linéairement avec r . Cela implique :

$$(35) \quad \sigma_{rr}(r, z) = \sigma_{rr}(R, z) = p(z) \text{ d'après (17)}$$

et

$$(36) \quad \begin{cases} \varepsilon_{rr} = \frac{u_{ri}^{tube} + u_{ri}^{vis}}{R - R_i} \\ \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{R - R_i} \left[\frac{u_{ri}^{tube}}{R} (r - R_i) + \frac{u_{ri}^{vis}}{R_i} (r - R) \right] \end{cases}$$

Pour pouvoir se ramener au cas où l'échantillon n'est pas percé et ni traversé par une vis, on pose :

$$(37) \quad \lim_{R_i \rightarrow 0} u_{ri}^{vis} = 0 \text{ et } \lim_{R_i \rightarrow 0} \frac{u_{ri}^{vis}}{R_i} = -\frac{u_{ri}^{tube}}{R}$$

La loi de Hooke (14) permet alors d'écrire :

$$(38) \quad \sigma_{zz}(r, z) = \frac{1-\nu}{\nu} p(z) + \frac{E}{\nu(1+\nu)(R - R_i)} \left[\nu \left(u_{ri}^{tube} \frac{R_i - r}{R} + u_{ri}^{vis} \frac{R - r}{R_i} \right) - u_{ri}^{tube} - u_{ri}^{vis} \right]$$

L'équilibre axial d'une tranche de l'échantillon d'épaisseur infinitésimale et située entre z et $z+dz$ se traduit par :

$$(39) \quad R_i \sigma_{rz}(R_i, z) dz - R \sigma_{rz}(R, z) dz + \int_{R_i}^R r (\sigma_{zz}(r, z) - \sigma_{zz}(r, z + dz)) dr = 0$$

ce qui donne en tenant compte de (17) et (21) :

$$(40) \quad \int_{R_i}^R (r \sigma_{zz,z}(r, z) dr) = R \tau(z)$$

Or en dérivant (38) par rapport à z , on obtient :

$$(41) \quad \sigma_{zz,z}(r, z) = \frac{1-\nu}{\nu} p'(z)$$

En y reportant (41), (40) devient :

$$(42) \quad p'(z) - \frac{2R\nu}{(R^2 - R_i^2)(1-\nu)} \tau(z) = 0$$

En utilisant la loi de frottement (relation (18)), on obtient ainsi l'équation différentielle régissant la répartition axiale de la pression normale à l'interface tube-échantillon :

$$(43) \quad L_r p'(z) + f_0 (\beta p(z) - 1) p(z) = 0$$

où

$$(44) \quad L_r = \frac{(R^2 - R_i^2)(1-\nu)}{2R\nu}$$

Cette équation différentielle a pour solution :

$$(45) \quad p(z) = \frac{2 \exp\left(\frac{f_0 z}{L_r}\right)}{2\beta \exp\left(\frac{f_0 z}{L_r}\right) + K_f + \sqrt{K_f^2 - 4\beta^2 \exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right)}}$$

où :

$$K_f = \frac{\pi(R^2 - R_i^2)(1-\nu)}{\nu F_f} \left[\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right] - \beta \left[\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) + 1 \right]$$

où F_f représente la force de frottement entre le tube et l'échantillon :

$$(46) \quad F_f = F_L - F_0 = 2\pi R \int_0^L \tau(z) dz$$

Les conditions aux limites (23) et la relation liant la contrainte axiale et la pression (38) permettent alors, connaissant la forme de la répartition axiale de la pression par (45), de

relier les forces axiales aux paramètres de frottement f_0 et β ainsi qu'aux surépaisseurs u_{ri}^{tube} et u_{ri}^{vis} :

$$\begin{aligned}
\frac{F_0}{F_L - F_{L,0}} &= Q_{F,0} + Q_{F,F_0} F_0 \\
\text{avec} \\
F_{L,0} &= \frac{\pi(R^2 - R_i^2)(1 - \nu) \left[\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right] \sigma_s (1 - \beta \sigma_s)}{\nu \left\{ 1 + \beta \sigma_s \left[\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right] \right\}} \\
Q_{F,0} &= \frac{\left\{ 1 + \beta \sigma_s \left[\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right] \right\}^2}{\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right)} \\
Q_{F,F_0} &= \frac{\nu \beta \left\{ 1 + \beta \sigma_s \left[\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right] \right\} \left[1 - \exp\left(-\frac{f_0 L}{L_r}\right) \right]}{\pi(R^2 - R_i^2)(1 - \nu)} \\
\text{avec} \\
(47) \quad \sigma_s &= \frac{2E}{(R - R_i)(1 - \nu^2)} \left\{ \left[\frac{(R^3 - R_i^3)\nu}{3R(R^2 - R_i^2)} + \frac{1 - \frac{R_i \nu}{R}}{2} \right] u_{ri}^{tube} + \left[\frac{(R^3 - R_i^3)\nu}{3R_i(R^2 - R_i^2)} + \frac{1 - \frac{R \nu}{R_i}}{2} \right] u_{ri}^{vis} \right\}
\end{aligned}$$

Si on reporte dans les relations (47) les hypothèses posées pour développer la solution bidimensionnelle décrite dans la partie précédente, c'est-à-dire les égalités (26), (32) et (33), on retrouve la relation (34). Cela montre que l'hypothèse selon laquelle l'échantillon est suffisamment élancé pour avoir ε_{rr} et σ_{rr} indépendants de r et $\varepsilon_{\theta\theta}$ variant linéairement avec r n'a aucune incidence sur les relations liant les forces axiales aux paramètres de frottement.

Limite de la validité de la modélisation : plastification de l'échantillon

Dans la configuration des tribomètres habituels où l'échantillon n'est pas confiné, le dépassement de la limite d'élasticité se traduit par une rupture liée aux déformations d'extension et donc par la ruine de l'échantillon. Dans notre configuration, comme l'échantillon est confiné, une perte d'élasticité se traduirait par des déformations plastiques mais pas par une ruine de l'échantillon.

Connaissant les critères de plasticité des matériaux, on peut déterminer les conditions nécessaires pour que l'échantillon reste dans le domaine élastique. Si ce n'est pas le cas, les modèles analytiques décrits précédemment ne sont plus valables car ils sont basés sur une hypothèse d'élasticité. Une approche analytique deviendrait alors très difficile à cause de la complexité du comportement élasto-plastique dans une telle configuration [21].

On cherche à estimer le chargement maximal admissible, c'est-à-dire le chargement avant plasticité. On néglige donc l'influence des différences initiales de rayon u_{ri}^{tube} et u_{ri}^{vis} sur les valeurs des contraintes. Cela revient à considérer que celles-ci sont uniquement générées par la compression imposée par les deux bouchons :

$$(48) \quad u_{ri}^{tube} = 0 \text{ et } u_{ri}^{vis} = 0$$

Nous allons utiliser le modèle décrit dans la partie précédente pour calculer le chargement maximal admissible. Pour simplifier les calculs, nous considérerons que le coefficient de frottement f ne dépend pas de la pression. La loi de Hooke (14) et la relation (36) permettent alors d'obtenir la forme du tenseur des contraintes :

$$(49) \quad \underline{\underline{\sigma}}(r, z) = \begin{pmatrix} p(z) & 0 & \sigma_{rz}(r, z) \\ 0 & p(z) & 0 \\ \sigma_{rz}(r, z) & 0 & \frac{1-\nu}{\nu} p(z) \end{pmatrix}_{r, \theta, z}$$

Les invariants du tenseur des contraintes se formulent alors de la manière suivante :

$$(50) \quad \begin{aligned} P(r, z) &= \frac{1+\nu}{3\nu} p(z) \\ \sigma_{eq}(r, z) &= \sqrt{\left(\frac{1-2\nu}{\nu} p(z)\right)^2 + 3\sigma_{rz}(r, z)^2} \end{aligned}$$

Sachant que c'est à l'interface entre le tube et l'échantillon (en $r = R$) que le terme $\sigma_{rz}(r, z)^2$ est le plus élevé, le critère de Drucker-Prager (3) se formule de la manière suivante :

$$(51) \quad \sqrt{\left(\frac{1-2\nu}{\nu} p(z)\right)^2 + 3(f p(z))^2} - \alpha \frac{1+\nu}{3\nu} p(z) < C_{dp}$$

La condition (51) est toujours vérifiée si :

$$(52) \quad f < f_{lim} \text{ avec } f_{lim} = \frac{\sqrt{\alpha^2(1+\nu)^2 - 9(1-2\nu)^2}}{3\nu\sqrt{3}}$$

En effet, l'inégalité (52) implique :

$$(53) \quad \sqrt{\left(\frac{1-2\nu}{\nu} p(z)\right)^2 + 3(f p(z))^2} - \alpha \frac{1+\nu}{3\nu} p(z) < 0$$

quelle que soit la valeur de $p(z)$.

Cela donne $f_{lim} = 0,16$ pour le X1 et $f_{lim} = 0,32$ pour le I1 (les valeurs du coefficient de Poisson ν sont données dans le Tableau 2 et celles de α sont données dans le Tableau 3).

Pour des valeurs du coefficient de frottement f plus élevées, l'intégrité du matériau est conservée si la pression $p(z)$ reste inférieure à une valeur limite :

$$(54) \quad p(z) < p_{\lim} \text{ avec } p_{\lim} = \frac{C_{dp}}{\sqrt{\left(\frac{1-2\nu}{\nu}\right)^2 + 3f^2} - \frac{\alpha(1+\nu)}{3\nu}}$$

$$(55) \quad \lim_{f \rightarrow f_{\lim}^+} p_{\lim} = +\infty$$

L'évolution de $p_{\lim}$ en fonction de f est présentée sur la Figure 24. Les valeurs de C_{dp} sont données dans le Tableau 3 (on prend celles pour $\dot{\varepsilon} \approx 0$).

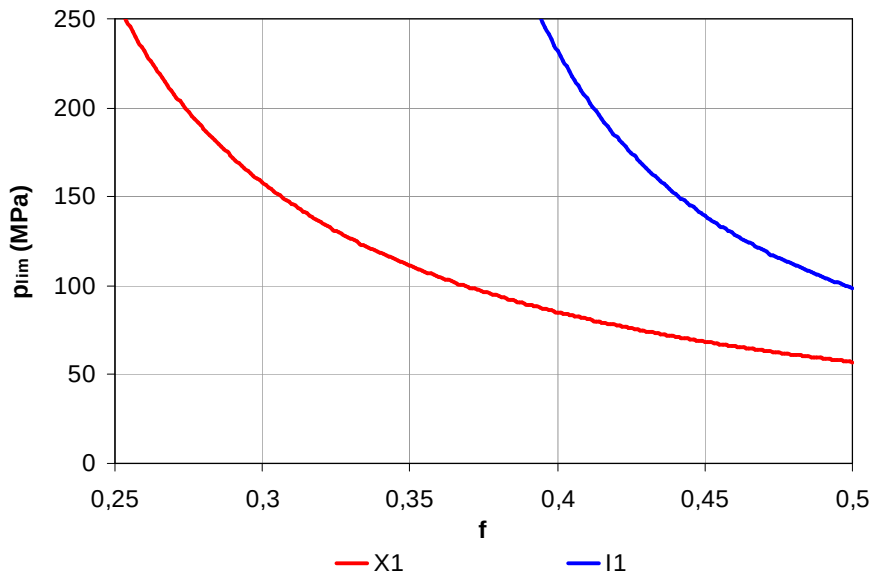


Figure 24 : Evolutions de $p_{\lim}$ en fonction de f pour le X1 et le I1.

La Figure 24 montre que le X1 plastifie plus facilement que le I1. Pour ce dernier, la pression d'interface ne peut dépasser 100 MPa sans plastification que pour des coefficients de frottement inférieurs à 0,5 alors que dans le cas du X1, cette valeur de pression ne peut être dépassée sans plastification que pour des coefficients de frottement inférieurs à 0,37.

2.3.3 Modélisation de la réponse mécanique du tube

Le tube de confinement est supposé libre à son extrémité droite (côté $z = L$) et appuyé à son extrémité gauche (côté $z = 0$), l'appui sur la gauche encaissant ainsi la force de frottement F_f (voir Figure 21 et Figure 23).

Nous allons évaluer le profil axial de la déformation circonférentielle sur la face externe du tube $\varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z)$ (R_e est le rayon externe du tube, voir Figure 23). Le tube de confinement est soumis aux contraintes normales et tangentielles (respectivement $p(z)$ et $\tau(z)$) imposées par l'échantillon, les contraintes normales $p(z)$ apportant une contribution directe à

$\varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z)$ et les contraintes tangentielles $\tau(z)$ apportant une contribution indirecte par effet Poisson.

Si le tube de confinement est mince (c'est-à-dire $\frac{R_e - R}{L} \gg 1$) (i) et s'il reste élastique (ii), alors on peut utiliser l'approximation suivante :

$$(56) \quad \varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z) = \frac{2R^2}{E_t(R_e^2 - R^2)} p(z) + \frac{\nu_t}{E_t(R_e^2 - R^2)} \int_z^L 2R\tau(\zeta) d\zeta \quad \text{pour } z \in [0, L]$$

où E_t est le module d'Young du tube et ν_t son coefficient de Poisson.

Le premier terme $\frac{2R^2}{E_t(R_e^2 - R^2)} p(z)$ correspond à la contribution de $p(z)$ calculée avec la formule du problème de Lamé [4] et le second terme correspond à la contribution de $\tau(z)$ par effet Poisson.

Si on utilise les profils des contraintes $p(z)$ et $\tau(z)$ déterminés précédemment on obtient d'après (42) l'évolution de la déformation circonférentielle le long du tube :

$$(57) \quad \varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z) = \frac{\left[2R^2 - \frac{(R^2 - R_i^2)(1 - \nu)\nu_t}{\nu} \right] p(z) + \frac{(R^2 - R_i^2)(1 - \nu)\nu_t}{\nu} p(L)}{E_t(R_e^2 - R^2)} \quad \text{pour } z \in [0, L]$$

L'expression de $p(z)$ étant donnée par (45), il est alors possible de lier la déformation circonférentielle en chaque point de la face externe du tube à la force globale de frottement F_f ainsi qu'aux paramètres f_0 et β caractérisant le frottement.

Conclusion

Une configuration permettant le frottement sous confinement a été proposée. Elle consiste à comprimer un échantillon de matériau entre deux bouchons métalliques et à le faire frotter dans un tube en acier. Un modèle adapté permet de relier les paramètres de frottement aux grandeurs mesurables qui sont :

- les forces globales exercées par les deux bouchons sur l'échantillon et la force globale de frottement entre le tube et l'échantillon,
- les déformations circonférentielles sur l'extérieur du tube.

Lorsque le coefficient de frottement f est indépendant de la pression (comme dans la plupart des cas étudiés dans les chapitres suivants), ce modèle permet en combinant les relations (45) et (57) de relier f au rapport entre la force globale de frottement F_f et les déformations circonférentielles mesurables sur l'extérieur du tube $\varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z)$:

$$(58) \quad \frac{F_f}{\varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z)} = \frac{\pi E_t (R_e^2 - R_i^2) (R^2 - R_i^2) (1 - \nu) \left[\exp\left(\frac{fL}{L_r}\right) - 1 \right]}{\left[2R^2 \nu - (R^2 - R_i^2) (1 - \nu) \nu_t \right] \exp\left(\frac{fL}{L_r}\right) + (R^2 - R_i^2) (1 - \nu) \nu_t \exp\left(\frac{fL}{L_r}\right)}$$

Pour f indépendant de la pression, le modèle permet également d'obtenir, à partir de (47), une relation affine entre les forces F_0 et F_L exercées par les bouchons. La pente de cette relation, notée $\frac{\partial F_0}{\partial F_L}$, peut alors être reliée à f :

$$(59) \quad \frac{\partial F_0}{\partial F_L} = \exp\left(-\frac{fL}{L_r}\right)$$

Dans les chapitres suivants, nous utiliserons ces relations pour dépouiller nos essais car elles permettent d'obtenir directement des valeurs pour les paramètres de frottement. Ensuite, pour chaque essai, la validité des paramètres ainsi identifiés sera vérifiée à l'aide de simulations numériques.

Le Chapitre 3 présente des premiers essais d'orientation menés sous faibles pressions de confinement en quasi-statique et en dynamique rapide.

Chapitre 3 Essais de frottement à basses pressions sur inerte

Introduction

L'idée est de faire glisser un échantillon de matériau dans un tube en acier, le tube faisant alors à la fois office de surface de glissement et de confinement. Pour les essais présentés dans ce chapitre, une précontrainte est d'abord appliquée à l'échantillon, puis un déplacement lui est ensuite imposé pour le faire frotter dans le tube. La technique des barres de Hopkinson en configuration de compression a été retenue pour obtenir des vitesses de glissement élevées [16]. Des essais d'orientation en quasi-statique sont également effectués sur une machine. La partie 3.1 présente le dispositif expérimental, la partie 3.2 expose les mesures brutes et la partie 3.3 propose une méthode d'identification du coefficient de frottement dont la pertinence est discutée dans la partie 3.4.

3.1 Dispositif expérimental

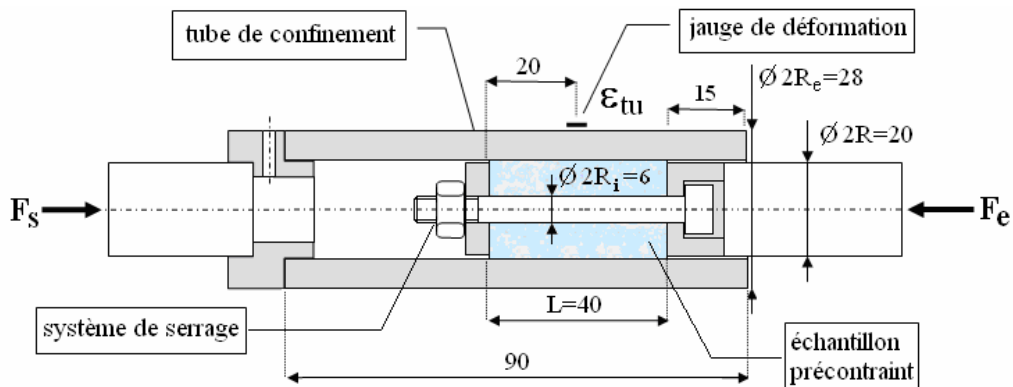


Figure 25 : Schéma de la cellule d'essai constituée du tube de confinement en acier et de l'échantillon précontraint par un système vis-écrou (dimensions en millimètres).

L'intérieur du tube est alésé et l'échantillon est usiné en chariotage sur un tour. Les deux surfaces en contact ont donc une faible rugosité. Lors des essais présentés dans ce chapitre, un système vis-écrou impose une contrainte axiale à l'échantillon et induit ainsi la pression normale à l'interface tube-échantillon (voir Figure 25). Le déplacement relatif de l'échantillon par rapport au tube est obtenu à l'aide d'une machine d'essais classique pour les essais quasi-statiques, ou à l'aide de barres de Hopkinson pour les essais dynamiques. Le frottement s'oppose à ce déplacement et induit donc des contraintes tangentielles. Les informations à l'interface tube-échantillon sont déduites des mesures effectuées par une jauge circonférentielle collée sur la face externe du tube d'une part, et des mesures de forces et de vitesses recueillies au niveau de la machine ou du système de barres d'autre part (voir Figure 26). Pour des raisons de sécurité, seuls des échantillons constitués du matériau inerte sont testés avec ce dispositif.

Dans la suite, F_e désigne la force appliquée à l'extrémité entrante de la cellule, F_s la force appliquée à l'extrémité sortante et ϵ_{tu} la déformation circonférentielle mesurée par la jauge collée sur la face externe du tube.

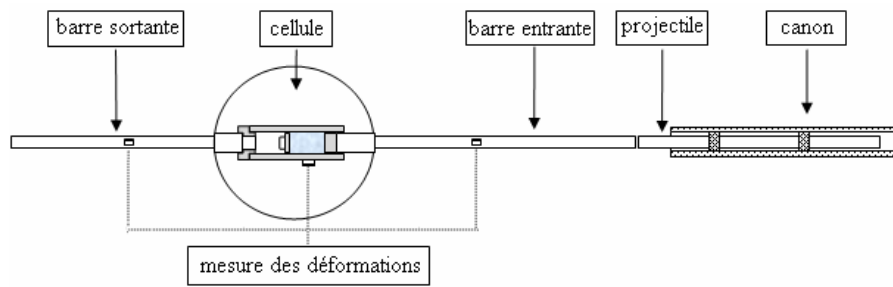


Figure 26 : Dispositif de bars de Hopkinson avec cellule de confinement et de glissement.

3.2 Résultats expérimentaux bruts

3.2.1 Essais quasi-statiques

Une série d'essais quasi-statiques est réalisée en plaçant la cellule d'essai sur une machine d'essais classique. La vitesse de déplacement de la traverse est fixée à 1 mm/min. Différentes valeurs de pression au contact tube-échantillon ont été obtenues en modifiant la précontrainte due au serrage. Le dispositif étant en équilibre lors de ces essais quasi-statiques, les forces F_e et F_s sont égales et sont notées F_f car elles correspondent alors à la force de frottement.

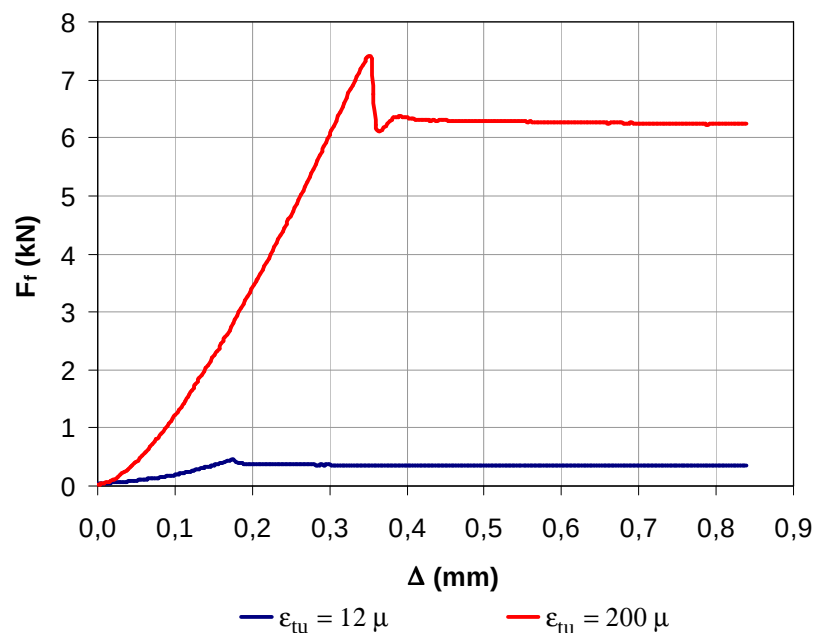


Figure 27 : Evolutions (pour la plus petite et la plus grande valeur du préserrage) de la force de frottement F_f en fonction du déplacement de la traverse Δ .

La Figure 27 donne deux évolutions (pour deux différentes valeurs du préserrage) de F_f en fonction du déplacement de la traverse Δ lors d'un essai quasi-statique. Ces évolutions se décomposent en deux phases :

- une première phase d'adhérence au cours de laquelle la force augmente jusqu'à atteindre un pic
- une seconde, correspondant au glissement, au cours de laquelle la force de frottement reste constante.

La courbe passe par un pic car le coefficient d'adhérence est légèrement supérieur au coefficient de frottement. Cependant, seule la seconde phase de l'essai, durant laquelle le glissement et les états de contrainte et de déformation de l'échantillon sont supposés stationnaires, est exploitée. En effet, durant la première phase, le passage de l'adhérence au glissement ne se fait pas au même moment en tous les points de la surface de contact. Or la mesure, ne donne qu'une valeur globale et ne permet donc pas d'accéder aux conditions locales.

Une contrainte moyenne de frottement τ_{moy} peut être calculée pendant la phase de glissement connaissant la longueur L et le rayon extérieur R de l'échantillon :

$$(60) \quad \tau_{moy} = \frac{F_f}{2\pi RL}$$

La formule du problème de Lamé [4] permet d'obtenir une valeur indicatrice du niveau de pression à l'interface p_{ind} grâce à la mesure de déformation ε_{tu} donnée lors de la phase stationnaire par la jauge circonférentielle collée sur le tube :

$$(61) \quad p_{ind} = \frac{E_t(R_e^2 - R^2)}{2R^2} \varepsilon_{tu}$$

où E_t est le module d'Young du tube ($E_t = 210$ GPa) et R_e son rayon externe.

3.2.2 Essais dynamiques

La cellule de confinement et de glissement précédemment décrite est positionnée dans un système classique de barres de Hopkinson en configuration de compression (voir Figure 26). L'impact du projectile génère une onde incidente de déformation en compression ε_i dans la barre entrante. Lorsque cette onde atteint la cellule, une onde réfléchie ε_r apparaît dans la barre entrante et une onde transmise ε_t apparaît dans la barre sortante. Des jauges longitudinales sont collées sur les deux barres, ce qui permet la mesure des trois déformations ε_i , ε_r et ε_t . Les barres et le projectile, en acier dur (la limite d'élasticité est de 1 GPa), ont un diamètre de 20 mm et un module d'Young E_b de 140 GPa. La célérité des ondes longitudinales (de traction/compression) C_b y est de 5162 m/s. La barre d'entrée a une longueur de 3 m, la barre de sortie une longueur de 2 m et le projectile une longueur de 1,2 m. La longueur du projectile et la position des jauges permettent une durée d'essai d'environ 500 μ s. Les forces et les vitesses aux extrémités entrante et sortante de la cellule peuvent être déduites des trois ondes de déformation mesurées en utilisant les relations suivantes [29] :

$$(62) \quad \begin{cases} V_e = C_b(\varepsilon_r - \varepsilon_i) \\ V_s = -C_b\varepsilon_t \end{cases}$$

$$(63) \quad \begin{cases} F_e = -S_b E_b(\varepsilon_i + \varepsilon_r) \\ F_s = -S_b E_b \varepsilon_t \end{cases}$$

V_e et V_s désignent respectivement les vitesses côtés entrant et sortant de la cellule. S_b et E_b représentent la section et le module d'Young des barres et C_b la célérité des ondes dans les

barres. ε_i et ε_r correspondent ici aux déformations censées être mesurées à l'interface barre entrante - cellule et ε_t correspond à la déformation censée être mesurée à l'interface barre sortante - cellule. ε_i , ε_r et ε_t sont obtenues par le transport des signaux mesurés au niveau des jauges [29].

Deux éléments permettent de juger de la qualité d'un essai aux barres de Hopkinson. D'abord, le comportement de l'ensemble des barres et de la cellule doit conduire à des ondes incidente, réfléchie et transmise pour lesquelles les niveaux de déformation sont du même ordre de grandeur. L'ensemble du dispositif a donc été conçu pour réaliser cette bonne adaptation des impédances. Ensuite, une phase de quasi-équilibre des forces appliquées à la cellule doit exister pour permettre une exploitation relativement simple des quantités mesurées lors de l'essai. Cet état de quasi-équilibre est vérifié lorsque les forces sont identiques aux deux extrémités de la cellule :

$$(64) \quad F_e \approx F_s$$

Lorsque cet état de quasi-équilibre devient stationnaire, la vitesse de glissement V à l'interface entre le tube et l'échantillon est alors estimée par :

$$(65) \quad V = V_e - V_s$$

C'est cette phase qui constitue la partie utile de l'essai.

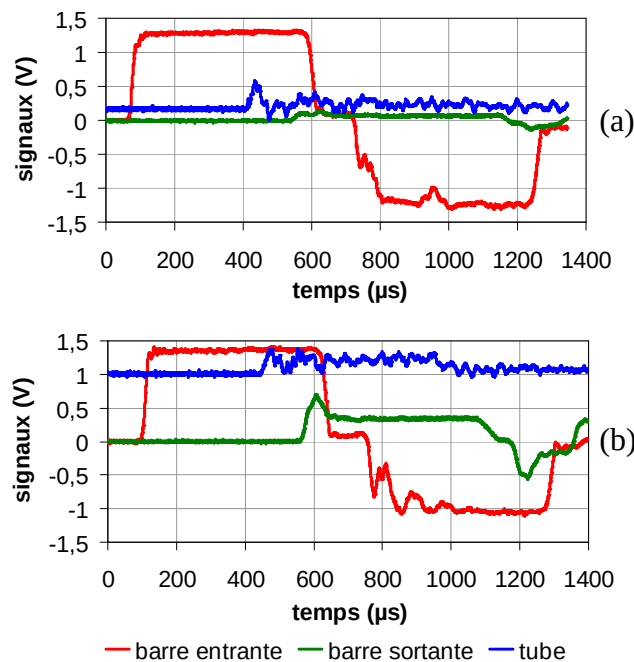


Figure 28 : Signaux bruts issus des jauges de déformation. (a) : plus petite valeur du préserrage, (b) : plus grande valeur du préserrage.

La Figure 28 donne, pour deux valeurs du préserrage, les signaux bruts enregistrés par les jauges de déformation. Le premier créneau (positif) apparaissant sur le signal donné par la jauge collée sur la barre entrante (courbe rouge) correspond à ε_i et le second (négatif) à ε_r . Les créneaux apparaissant sur les signaux donnés par les jauges collées sur la barre sortante (courbe verte) et sur le tube (courbe bleue) correspondent respectivement à ε_t et à ε_{tu} . On

remarque pour tous les signaux l'apparition d'une phase stationnaire. Le gain (rapport du signal électrique brut sur la déformation) des jauges collées sur les barres est de 1040 V et celui de la jauge collée sur le tube de 6240 V. Il est également à noter que les signaux des jauges collées sur les barres sont inversés.

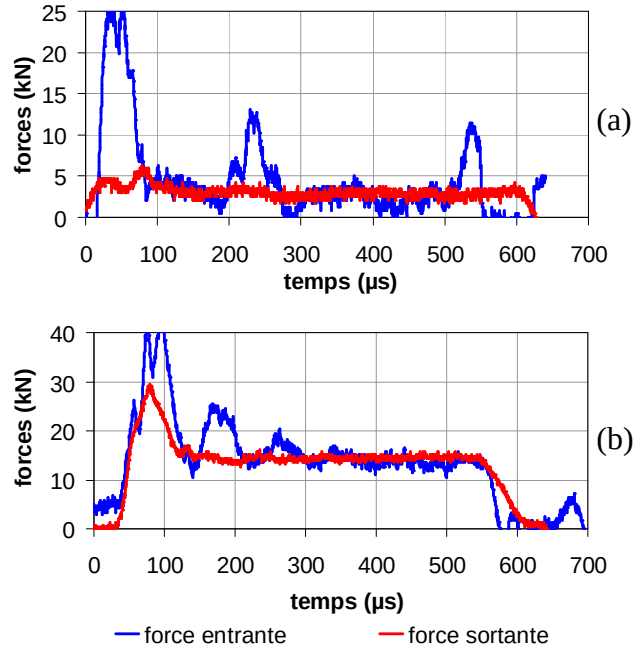


Figure 29 : Forces F_e et F_s respectivement appliquées aux extrémités entrante et sortante de la cellule de confinement et de glissement. (a) : plus petite valeur du préserrage, (b) : plus grande valeur du préserrage.

Les forces et les vitesses sont déterminées en utilisant les formules (62) et (63). La Figure 29 donne, pour les deux valeurs du préserrage, l'évolution des différentes forces. On note évidemment que l'équilibre des forces n'est pas atteint immédiatement puisqu'il faut mettre en mouvement l'ensemble cellule-échantillon. Il existe cependant sur l'intervalle de temps $[150 \mu s ; 500 \mu s]$ une phase d'équilibre stationnaire relativement longue caractérisée par l'égalité (64) et par des forces et une vitesse de glissement V constantes (voir Figure 30). Cela correspond à l'établissement du glissement sur l'ensemble de l'interface. Par la suite, notre analyse se limitera à cette phase. Une erreur sur le calage temporel des ondes, possible dans la mesure où il est difficile de faire une simulation très précise du comportement dynamique de l'ensemble, a un effet sur l'estimation des forces et des vitesses dans la phase transitoire mais reste toutefois sans effet sur l'analyse de la phase stationnaire [29]. La valeur de la vitesse de glissement relatif et la durée de l'essai conduisent à estimer un déplacement relatif de l'ordre de quelques millimètres, ce qui confirme que l'essai a bien couvert une phase de glissement. Ceci est par ailleurs également confirmé après démontage du dispositif et observation de la position de l'échantillon cylindrique.

La Figure 31 donne, pour les deux valeurs du préserrage, l'évolution des contraintes de pression et de frottement en fonction du temps. Un état stationnaire se met en place au bout d'une centaine de microsecondes. On remarque que le signal transmis par la jauge collée sur le tube, à partir duquel est calculé p_{ind} (voir (61)), est très bruité. La contrainte moyenne de frottement τ_{moy} est calculée à partir de la force sortante F_s plutôt qu'à partir de la force entrante F_e car on cherche à s'affranchir du calage des ondes incidente et réfléchie [29] :

$$(66) \quad F_f = F_s \Rightarrow \tau_{moy} = \frac{F_s}{2\pi RL}$$

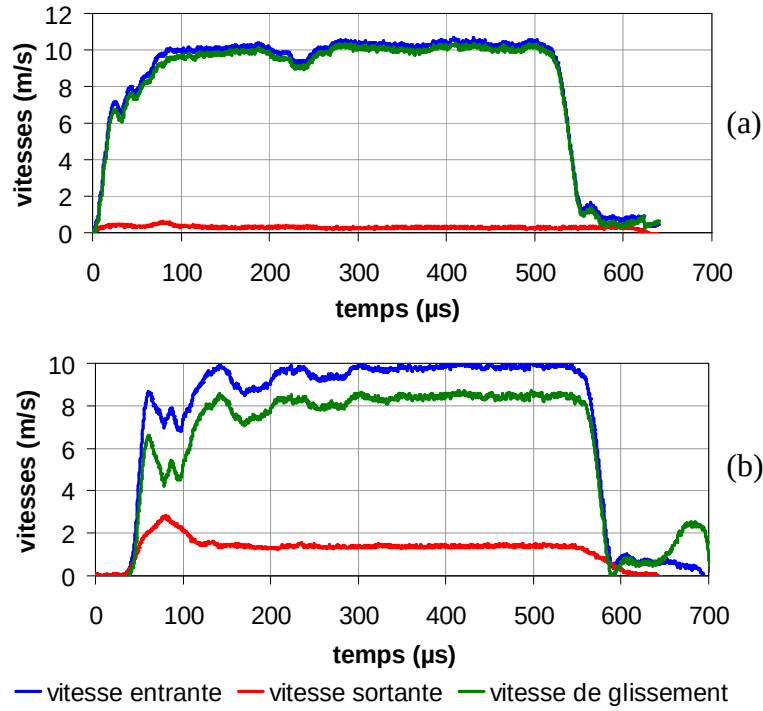


Figure 30 : V_e , V_s et V , respectivement vitesse de l'extrémité entrante de la cellule, vitesse de l'extrémité sortante et vitesse de glissement. (a) : plus petite valeur du préserrage, (b) : plus grande valeur du préserrage.

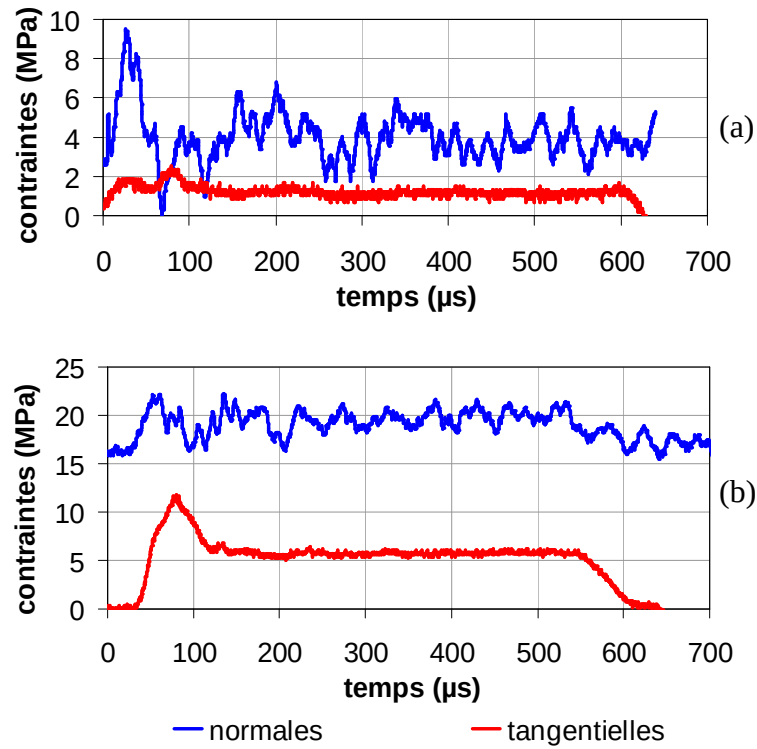


Figure 31 : Niveaux des contraintes normale (p_{ind}) et tangentielle (τ_{moy}) à l'interface. (a) : plus petite valeur du préserrage, (b) : plus grande valeur du préserrage.

3.2.3 Récapitulatif des résultats

L'ensemble des résultats des deux séries d'essais, à vitesse de glissement lente (1 mm/min, sur la machine) et élevée (8 à 10 m/s, avec les barres de Hopkinson), est réuni sur la Figure 32. Chaque essai y est représenté sous la forme d'un point, les valeurs stationnaires des contraintes τ_{moy} et p_{ind} étant reportées en ordonnée et en abscisse.

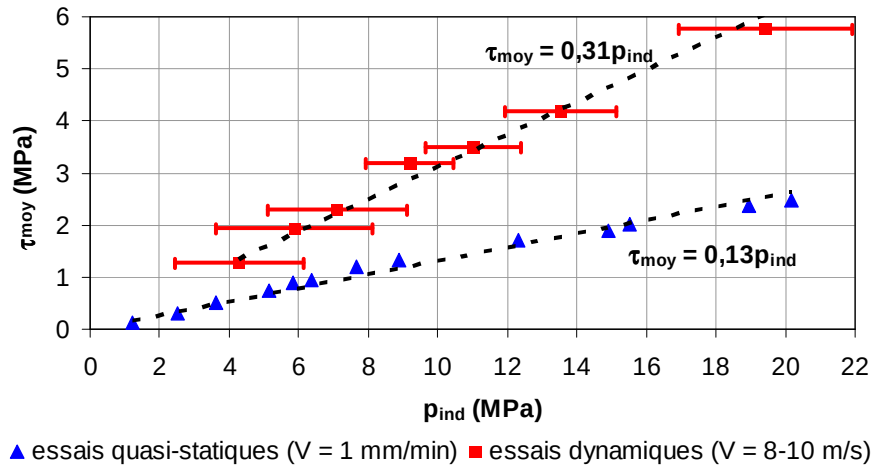


Figure 32 : Contrainte tangentielle τ_{moy} en fonction de la contrainte normale p_{ind} . Résultats obtenus lors des phases de glissement stationnaire des essais quasi-statiques et dynamiques.

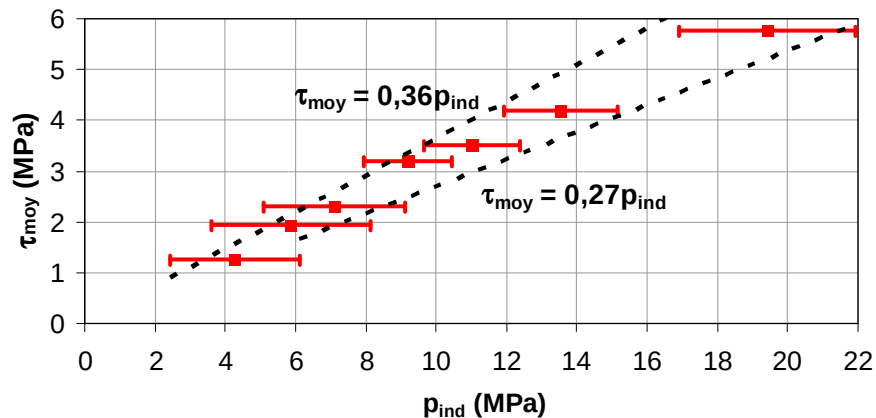
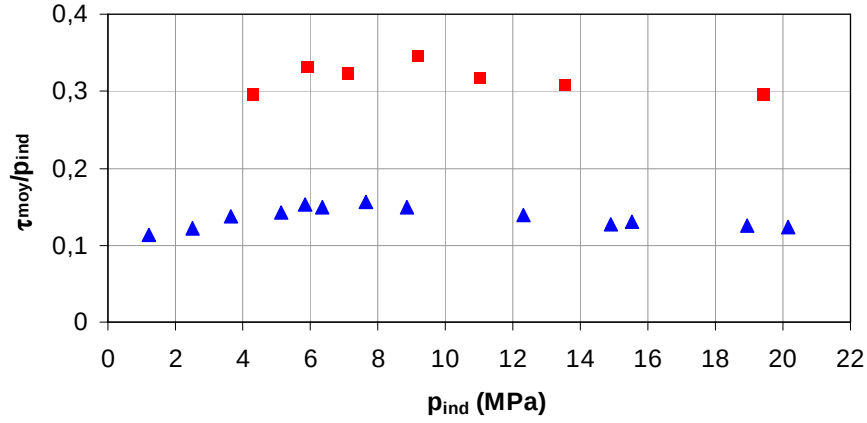


Figure 33 : Contrainte tangentielle τ_{moy} en fonction de la contrainte normale p_{ind} . Résultats obtenus lors des phases de glissement stationnaire des essais dynamiques. Valeurs extrêmes des pentes obtenues en prenant en compte le bruit sur p_{ind} .

La pente des courbes obtenues est d'environ 0,13 pour les essais quasi-statiques (réalisés à 1 mm/min) et d'environ 0,31 pour les essais dynamiques (réalisés à des vitesses de l'ordre de 8-10 m/s). La valeur de cette pente donne un premier ordre de grandeur du coefficient de frottement. La mesure de p_{ind} est très bruitée pour les essais dynamiques (voir Figure 31) et les barres d'erreur sur la Figure 32 et sur la Figure 33 représentent le bruit de mesure autour des valeurs retenues. Il existe alors une incertitude importante sur la valeur de la pente pour ces essais. On peut estimer cette incertitude en calculant les pentes obtenues avec les valeurs extrêmes de p_{ind} (voir Figure 33).

La Figure 34 montre que les mesures sont trop bruitées pour pouvoir détecter une éventuelle dépendance du coefficient de frottement à la pression.



▲ essais quasi-statiques (V = 1 mm/min) ■ essais dynamiques (V = 8-10 m/s)

Figure 34 : Rapport $\frac{\tau_{moy}}{p_{ind}}$ (contrainte tangentielle sur contrainte normale) en fonction de la contrainte normale p_{ind} . Résultats obtenus lors des phases de glissement stationnaire des essais quasi-statiques et dynamiques.

Cette série de résultats démontre la faisabilité des essais dynamiques malgré leurs exigences. La sensibilité du comportement d'interface à la vitesse de glissement met en avant la nécessité de bien reproduire lors des essais les vitesses rencontrées lors des impacts de « basse vitesse » et de ne pas se contenter des conditions de frottement déduites d'essais lents.

3.3 Identification des paramètres de frottement

3.3.1 Méthode analytique

Nous utilisons ici les modèles développés dans le Chapitre 2 pour relier les mesures aux paramètres de frottement.

Ces modèles permettent d'exprimer la déformation ε_{tu} au niveau de la jauge en fonction de la force de frottement F_f et des paramètres de frottement f_0 et β :

$$(67) \quad \varepsilon_{tu} = \varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z_j)$$

où $z_j = 20$ mm correspond à la position de la jauge et où $\varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z_j)$ est donnée par la formule (57).

Le rapport $\frac{\tau_{moy}}{p_{ind}}$ peut alors être exprimé en fonction de F_f , f_0 et β :

$$(68) \quad \frac{\tau_{moy}}{p_{ind}} = \frac{RF_f}{\pi E_t (R_e^2 - R^2) L \times \varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z_j)}$$

p_{ind} étant défini par la relation (61).

La loi de frottement (18) est définie pour adapter la loi de Coulomb dans le cas où il existerait une très légère dépendance du coefficient de frottement à la pression. Le terme βp

introduit pour prendre en compte cette dépendance peut toutefois être considéré comme suffisamment petit pour que l'on puisse effectuer des développements limités. Ainsi, pour βp proche de 0, la relation (68) devient :

$$\begin{aligned}
 \frac{\tau_{moy}}{p_{ind}} &= f_{0,ind} \times (1 - \beta_{ind} p_{ind}) \\
 \text{avec} \\
 f_{0,ind} &= \frac{R(R^2 - R_i^2)(1 - \nu) \left[\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right]}{L \left\{ \left[2\nu R^2 - (R^2 - R_i^2)(1 - \nu) \nu_t \right] \exp\left(\frac{f_0 z_j}{L_r}\right) + (R^2 - R_i^2)(1 - \nu) \nu_t \exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) \right\}} \\
 \beta_{ind} &= \frac{\left\{ \left[2\nu R^2 - (R^2 - R_i^2)(1 - \nu) \nu_t \right] \left[\exp\left(\frac{f_0 z_j}{L_r}\right) - \exp\left(\frac{2 f_0 z_j}{L_r}\right) \right] + \exp\left(\frac{f_0 (z_j + L)}{L_r}\right) \right\} 2R^2 \nu \beta}{\left\{ \left[2\nu R^2 - (R^2 - R_i^2)(1 - \nu) \nu_t \right] \exp\left(\frac{f_0 z_j}{L_r}\right) + (R^2 - R_i^2)(1 - \nu) \nu_t \exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) \right\}^2}
 \end{aligned}
 \tag{69}$$

Les termes $f_{0,ind}$ et $-f_{0,ind}\beta_{ind}$ correspondent respectivement à l'ordonnée à l'origine et à la pente de la courbe ayant pour abscisse p_{ind} et pour ordonnée $\frac{\tau_{moy}}{p_{ind}}$. Ils sont identifiés sur la

Figure 34. f_0 est alors déterminé connaissant la valeur de $f_{0,ind}$ et β est ensuite déterminé connaissant les valeurs de $-f_{0,ind}\beta_{ind}$ et de f_0 (il s'agit alors de résoudre une simple équation linéaire).

Comme les mesures sont trop bruitées pour pouvoir déceler la valeur de la pente (voir Figure 34), nous pouvons considérer le terme $-f_{0,ind}\beta_{ind}$ comme nul, ce qui revient à poser :

$$(70) \quad \beta = 0$$

Dans ce cas, d'après la relation (69), la pente de la courbe de τ_{moy} en fonction de p_{ind} correspond à $f_{0,ind}$. Cette pente est déterminée sur la Figure 32 pour les courbes des essais quasi-statiques ($f_{0,ind} = 0,13$) et dynamiques ($f_{0,ind} \approx 0,31$ avec les valeurs moyennes retenues pour p_{ind} et $0,27 < f_{0,ind} < 0,36$ en prenant en compte le bruit sur p_{ind}).

Si on effectue un développement limité à l'ordre 1 de la fonction $\exp$, la formule (69) mène à une relation affine entre les inverses de f_0 et de $f_{0,ind}$. Dans l'expression de $f_{0,ind}$ tous les paramètres étant connus à l'exception de f_0 (on prend $\nu_t = 0,33$), la courbe peut être tracée :

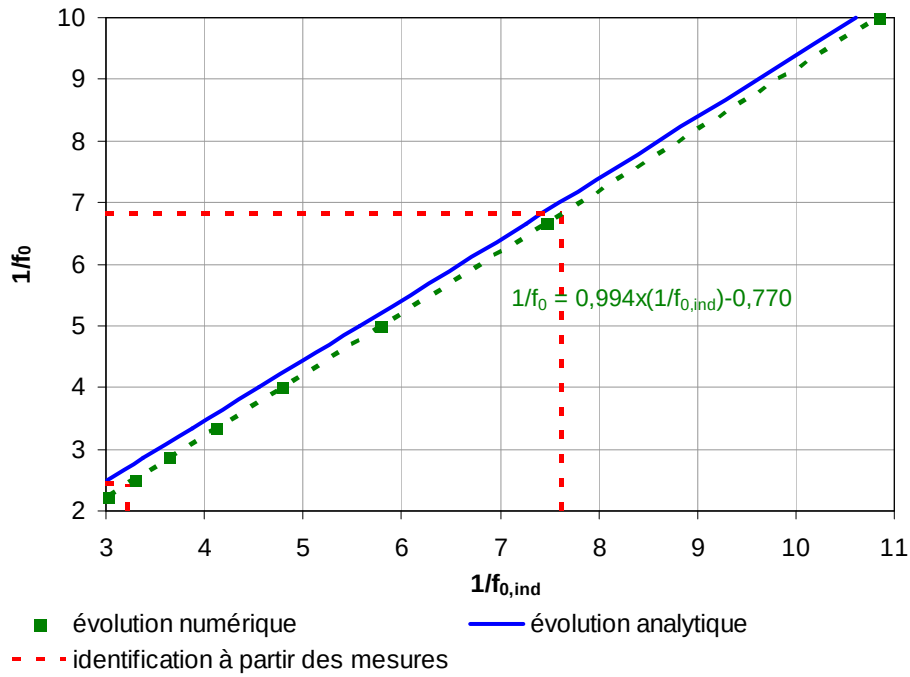


Figure 35 : Evolutions analytique (formule (69)) et numérique (voir partie 3.3.2) de $\frac{1}{f_0}$ en fonction de $\frac{1}{f_{0,ind}}$.

La Figure 35 montre que l'approximation d'une relation affine est valide et cette approximation permet d'identifier f_0 à partir des valeurs de $f_{0,ind}$ mesurées lors des essais. On obtient alors $f_0 = 0,14$ pour les essais quasi-statiques. Pour les essais dynamiques, on obtient $f_0 \approx 0,37$ si on part de $f_{0,ind} \approx 0,31$ et $0,32 < f_0 < 0,44$ si on part de $0,27 < f_{0,ind} < 0,36$.

3.3.2 Validation à l'aide de simulations numériques par éléments finis

Une modélisation par la méthode des éléments finis est réalisée en utilisant ABAQUS CAE / Standard (implicite). Les calculs sont effectués en configuration axisymétrique bidimensionnelle avec des éléments quadrangulaires à interpolation quadratique. Seuls l'échantillon en I1 et le tube en acier sont modélisés. Leurs comportements sont supposés parfaitement élastiques. Ils sont discrétisés par des éléments de 0,2 mm de côté. Le contact normal entre les deux solides est défini par un « hard contact » « direct » (pas d'interpénétration) et la séparation est autorisée (pas d'adhésion). Le contact tangentiel obéit à une loi de Coulomb imposée par des multiplicateurs de Lagrange. L'essai est simulé avec des valeurs du coefficient de frottement f_0 allant de 0,10 à 0,45 par pas de 0,05. La présence de la vis est modélisée par une condition aux limites du type déplacement imposé : le déplacement radial est supposé égal à u_{ri}^{vis} sur l'interface (voir Figure 36). L'influence du frottement entre la vis et l'échantillon est supposée négligeable, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de contraintes tangentielles. Le serrage du système vis-écrou est modélisé par des déplacements axiaux imposés aux deux extrémités de l'échantillon. En parallèle, la poussée de l'échantillon dans le tube est modélisée en imposant un déplacement sur la face droite du tube (voir Figure 36).

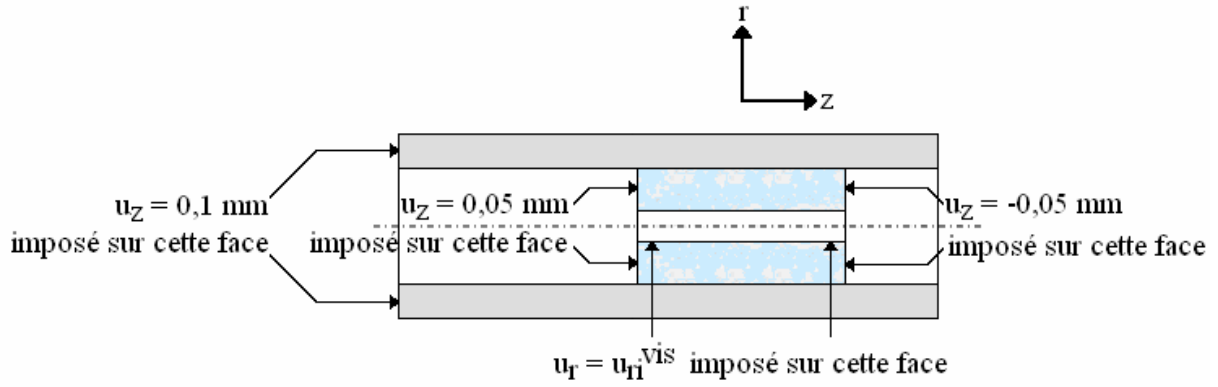
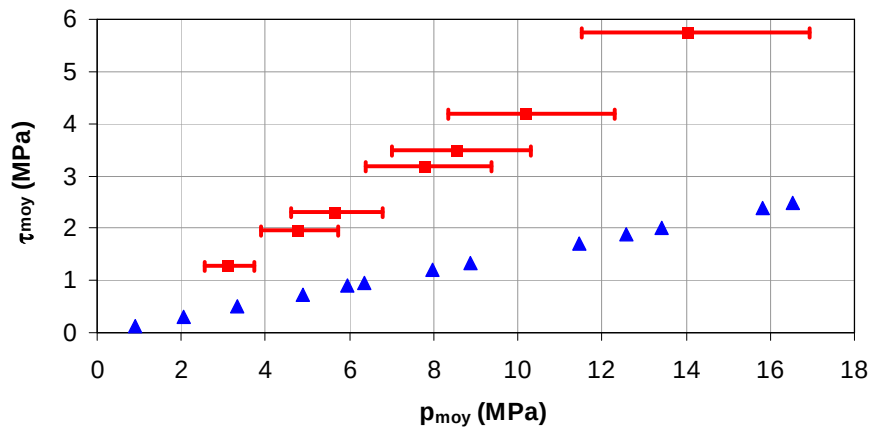


Figure 36 : Déplacements axiaux (u_z) et radiaux (u_r) imposés à l'ensemble tube-échantillon.

Les résultats numériques présentés sur la Figure 35 sont obtenus avec $u_{ri}^{tube} = 0$ et $u_{ri}^{vis} = 0$. Pour simuler numériquement la déformation mesurée par la jauge ϵ_{tu} (à partir de laquelle est calculée p_{ind} , voir relation (61)), on moyenne les déformations le long des positions occupées par la jauge, c'est-à-dire sur 2 mm autour de z_j (position médiane) car la jauge recouvre 4 mm. La relation ainsi obtenue entre $\frac{1}{f_0}$ et $\frac{1}{f_{0,ind}}$ est approchée à l'aide

d'une régression linéaire. A partir de la valeur de $f_{0,ind}$ obtenue expérimentalement, on déduit du modèle numérique que $f_0 = 0,15$ pour les essais quasi-statiques. Pour les essais dynamiques, on obtient $f_0 \approx 0,41$ en partant de $f_{0,ind} \approx 0,31$ et $0,34 < f_0 < 0,50$ en partant de $0,27 < f_{0,ind} < 0,36$. On note ainsi que l'erreur relative commise par la modélisation analytique simplifiée est de 3 % lors de la détermination du coefficient en quasi-statique et de 10 % lors de sa détermination en dynamique. Le coefficient de frottement étant ainsi calculé pour les deux types d'essai (quasi-statique et dynamique), en utilisant la relation (71) il est possible, d'estimer pour chaque essai la pression moyenne à l'interface p_{moy} à partir des valeurs de τ_{moy} issues des mesures (voir Figure 32). Ces résultats sont présentés sur la Figure 37.

$$(71) \quad p_{moy} = \frac{\tau_{moy}}{f_0}$$



▲ essais quasi-statiques ($V = 1$ mm/min) ■ essais dynamiques ($V = 8-10$ m/s)

Figure 37 : Evolution expérimentale de la contrainte moyenne de frottement τ_{moy} en fonction de la pression moyenne p_{moy} . Chaque point correspond à un essai.

Comme $\beta = 0$, on a d'après la relation (45) :

$$(72) \quad \frac{\tau}{\tau_{moy}} = \frac{p}{p_{moy}} = \frac{f_0 L}{L_r} \frac{\exp\left(\frac{f_0 z}{L_r}\right)}{\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1}$$

Il est alors possible de tracer les profils de contrainte prévus par les modélisations analytique et numérique. La Figure 38 montre que la formule (45) du modèle analytique donne des résultats très proches de ceux donnés par les simulations numériques bien qu'elle ne permette pas de prendre en compte les effets de bords. Elle met également en avant une répartition hétérogène des contraintes et justifie ainsi l'utilisation de modèles pour dépouiller. L'erreur commise par le modèle analytique est surtout due aux approximations utilisées pour établir la formule (57).

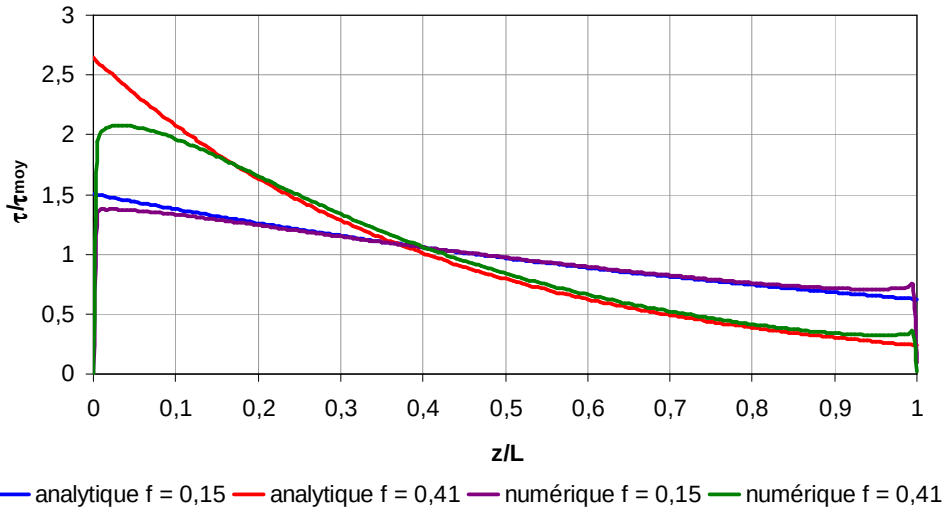


Figure 38 : Profils axiaux numériques et analytiques de la contrainte de frottement τ pour $f = 0,15$ et pour $f = 0,41$.

3.4 Validité des hypothèses

3.4.1 Effets des différences de rayons

D'après la formule (69) $f_{0,ind}$, dont la mesure permet la détermination du coefficient f_0 , ne dépend pas des différences de rayons u_{ri}^{tube} et u_{ri}^{vis} . Il convient néanmoins d'étudier numériquement une éventuelle dépendance. Les résultats numériques présentés sur la Figure 35 sont obtenus avec $u_{ri}^{tube} = 0$ et $u_{ri}^{vis} = 0$. Des simulations numériques sont également effectuées avec $u_{ri}^{tube} = 0,01$ mm et $u_{ri}^{vis} = 0,01$ mm, le chargement axial restant celui défini sur la Figure 36, afin d'estimer les effets d'éventuelles surépaisseurs. Une telle situation génère en effet un fort gradient radial de la déformation circonférentielle (voir relation (36)). Les calculs sont effectués avec la valeur de 0,01 mm car c'est d'ordre de grandeur estimé pour les différences de rayons dans le Chapitre 4. La relation entre $\frac{1}{f_0}$ et $\frac{1}{f_{0,ind}}$ est également approchée à l'aide d'une régression linéaire. La pente ainsi obtenue diffère alors de celle

obtenue avec $u_{ri}^{tube} = 0$ et $u_{ri}^{vis} = 0$ (voir Figure 35) de moins de 0,07 % et l'ordonnée à l'origine de moins de 2 %. Cela conduit à des écarts de moins de 0,3 % sur l'estimation de f_0 (en quasi-statique et en dynamique). Il est donc vérifié que des différences de rayons de l'ordre du centième de millimètre n'ont pas d'influence significative sur la détermination du coefficient de frottement.

De même, les résultats numériques présentés sur la Figure 38 sont obtenus avec $u_{ri}^{tube} = 0$ et $u_{ri}^{vis} = 0$. Les mêmes simulations sont effectuées avec $u_{ri}^{tube} = 0,01$ mm et $u_{ri}^{vis} = 0,01$ mm de manière à quantifier l'influence des différences de rayons sur les profils axiaux des contraintes. On définit l'écart relatif e_τ entre les profils de la contrainte de frottement obtenus avec et sans surépaisseurs de la manière suivante :

$$(73) \quad e_\tau = \frac{\int_0^1 \left| \left(\frac{\tau}{\tau_{moy}} \right)_{0,01mm} - \left(\frac{\tau}{\tau_{moy}} \right)_0 \right| d\left(\frac{z}{L} \right)}{\int_0^1 \left| \left(\frac{\tau}{\tau_{moy}} \right)_0 \right| d\left(\frac{z}{L} \right)}$$

où $\left(\frac{\tau}{\tau_{moy}} \right)_{0,01mm}$ et $\left(\frac{\tau}{\tau_{moy}} \right)_0$ représentent respectivement les profils avec et sans surépaisseurs.

On obtient un écart relatif de moins de 0,2 % pour les deux valeurs (quasi-statique et dynamique) du coefficient de frottement. Cela montre que les surépaisseurs ont peu d'influence sur le profil de répartition axiale des contraintes.

En revanche, pour un même chargement axial (défini sur la Figure 36), les différences de rayons ont une influence sur les valeurs des contraintes (voir Tableau 4). On peut remarquer que le chargement simulé numériquement a une intensité du même ordre que celles des chargements expérimentaux (voir les valeurs atteintes par p_{ind} sur la Figure 32).

		u_{ri}^{tube} et u_{ri}^{vis} (mm)	
		0	0,01
f_0	0,15	7,1	17,8
	0,41	8,2	20,7

Tableau 4 : Valeurs numériques obtenues pour p_{ind} (en MPa) pour différentes valeurs de u_{ri}^{tube} (supposé égal à u_{ri}^{vis}) et de f_0 .

3.4.2 Validité de l'hypothèse de comportement élastique

Comme le modèle analytique et les simulations numériques utilisés pour le dépouillement sont basés sur l'hypothèse d'un comportement élastique de l'échantillon, la validité de cette hypothèse doit être vérifiée.

Les calculs effectués dans le Chapitre 2 montrent que les échantillons en I1 restent dans le domaine élastique si le coefficient de frottement ne dépasse pas la valeur de 0,32, et ce quelles que soient les contraintes imposées. L'hypothèse d'élasticité est donc vérifiée lors des essais quasi-statiques pour lesquels le coefficient de frottement vaut 0,15.

Pour les essais dynamiques, on a identifié un coefficient de frottement valant au maximum 0,50. D'après (54) l'échantillon d'I1 reste alors élastique si la pression à l'interface ne dépasse pas 99 MPa. Vu les pressions moyennes p_{moy} atteintes (voir Figure 37) et sachant d'après (72) que les contraintes maximales sont 3,1 fois supérieures aux contraintes moyennes, la condition d'intégrité est largement respectée.

3.4.3 Influence du déplacement de l'échantillon dans le tube

Il est important de noter que notre procédure d'identification ne reste valable que dans le cas où le déplacement de l'échantillon dans le tube reste limité, car autrement la position relative de l'échantillon par rapport à la jauge collée sur le tube ne peut pas être considérée comme fixe. Notre approche est donc parfaitement adaptée aux essais quasi-statiques pour lesquels le déplacement relatif à l'interface n'est que de l'ordre du dixième de millimètre, donc négligeable comparé à la longueur de l'échantillon (sur la Figure 27, le déplacement de la traverse de la machine est égal au déplacement d'interface lorsque la force est constante).

En revanche, en dynamique, la vitesse à l'interface peut atteindre 10 m/s pendant les 500 μ s que dure un essai, ce qui conduit à un déplacement relatif d'environ 5 mm, donc non négligeable par rapport à la longueur de l'échantillon. Même si ce dernier est en état de glissement stationnaire, comme la jauge est fixe, la déformation mesurée par celle-ci varie au cours du déplacement. Cette variation étant noyée dans le bruit de mesure (voir Figure 31), la valeur de $f_{0,ind}$ mesurée ne correspond qu'à une moyenne. En appliquant au tube un déplacement axial u_z de 5 mm dans les simulations numériques, on trouve que $f_{0,ind} \approx 0,31$ correspond à $f_0 \approx 0,56$ (au lieu de $f_0 \approx 0,41$ pour un déplacement axial de 0,1 mm). Il est donc raisonnable de conclure de nos essais dynamiques que le coefficient moyen est de l'ordre de 0,4-0,5.

Conclusion

Le tribomètre présenté dans ce chapitre utilise un système vis-écrou pour précomprimer l'échantillon dans son tube de confinement, après quoi le glissement de l'échantillon dans le tube est imposé à l'aide de barres de Hopkinson ou d'une machine selon la vitesse relative désirée. Le coefficient de frottement est identifié à partir de la mesure de la force de frottement d'une part, et à partir de la déformation mesurée par une jauge circonférentielle collée sur l'extérieur du tube d'autre part.

La première étape du dépouillement consiste à calculer la contrainte de frottement moyenne à partir de la force de frottement ainsi qu'une valeur indicatrice des pressions normales à partir de la déformation circonférentielle. Le rapport des deux contraintes donne une première idée de la valeur du coefficient de frottement. Ensuite des modélisations analytique et numérique permettent de relier ce rapport au coefficient de frottement, ce qui permet une identification plus rigoureuse.

La faisabilité d'essais de frottement sous confinement est avérée et une influence de la vitesse de glissement sur le frottement a été clairement montrée. Cela nous invite à poursuivre le travail pour mieux comprendre le comportement à l'interface. Le dispositif utilisé est à améliorer car il présente quelques inconvénients :

- Du fait de la rupture de la vis (en torsion) lors de son serrage, les valeurs de pression moyenne à l'interface ne dépassent pas les 20 MPa alors qu'on souhaite atteindre les 100 MPa.
- Comme nous n'avons accès qu'à la mesure de la force de frottement et à la mesure de déformation donnée par la jauge collée sur le tube, aucune mesure surabondante ne vient confirmer la pertinence des modèles utilisés pour estimer le coefficient de frottement.
- Les mesures de déformation sur l'extérieur du tube sont sensibles à la position de l'échantillon, et comme celui-ci se déplace dans le tube, elles ne sont pas parfaitement fiables.
- L'échantillon dépasse la masse limite d'explosif autorisée lors des essais. Cette configuration permet donc de tester seulement des échantillons de matériau inerte.

Le Chapitre 4 présente un dispositif permettant d'atteindre des pressions plus élevées ainsi qu'une méthode de dépouillement plus fiable utilisant des mesures surabondantes.

Chapitre 4 Essais de frottement à hautes pressions

Introduction

Les pressions atteintes avec le montage présenté dans le Chapitre 3 restant limitées, un dispositif avec un ressort a été conçu pour atteindre des pressions plus élevées. On utilise un assemblage de rondelles coniques (de type Belleville) pour obtenir une rigidité élevée. Sur ce dispositif, le ressort est placé à l'intérieur du tube et ces deux pièces sont appuyées contre un support. En parallèle, l'échantillon est poussé contre le ressort. On peut ainsi comprimer l'échantillon tout en le faisant glisser dans le tube. En effet, l'échantillon suit la déformation du ressort alors que le tube reste appuyé contre le support. L'originalité d'un tel montage est qu'il n'y a pas besoin d'imposer de manière séparée la pression normale et le glissement. De plus, cette configuration permet de balayer toute une gamme de pression, celle-ci augmentant progressivement avec le déplacement. La partie 4.1 présente des essais quasi-statiques et la partie 4.2 présente des essais sur barres de Hopkinson effectués uniquement sur inerte.

4.1 Essais quasi-statiques

4.1.1 Essais sur inerte

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est schématisé sur la Figure 39. L'échantillon a un diamètre $2R$ de 20 mm et une longueur L de 40 mm, le tube de confinement a un diamètre extérieur $2R_e$ de 34 mm et le reste du schéma est à l'échelle. Pour des raisons de sécurité, seuls des échantillons d'inerte sont testés [19]. L'intérieur du tube a été alésé et l'échantillon a été usiné en chariotage sur un tour, les deux surfaces en contact ont donc une faible rugosité. Le jeu radial entre les bouchons et le tube de confinement est de l'ordre de 0,01 mm.

La Figure 40 est une photographie du dispositif. Pour des raisons pratiques, le tube de confinement et le tube enfermant le ressort peuvent être vissés ensemble. Les pièces du système de fixation ne sont pas représentées sur la Figure 39 ni modélisées dans les simulations par éléments finis évoquées plus loin dans ce chapitre.

Les valeurs des forces F_L et F_0 sont mesurées au cours des essais (voir Figure 41). Sur ce dispositif, F_L correspond à la force exercée par la machine sur l'échantillon. Elle est directement donnée par la machine. F_0 correspond à la force exercée par la tige en aluminium sur l'échantillon. Elle est déduite de la mesure donnée par les jauges collées sur la tige, cette dernière ayant été testée seule dans la machine de manière à identifier exactement le rapport force/signal. Un trou (visible sur la Figure 40) a été percé dans le tube en aluminium de manière à laisser passer les fils des jauges.

Des jauges ont également été collées sur la face externe du tube de confinement de manière à mesurer le profil axial de la déformation circonférentielle.

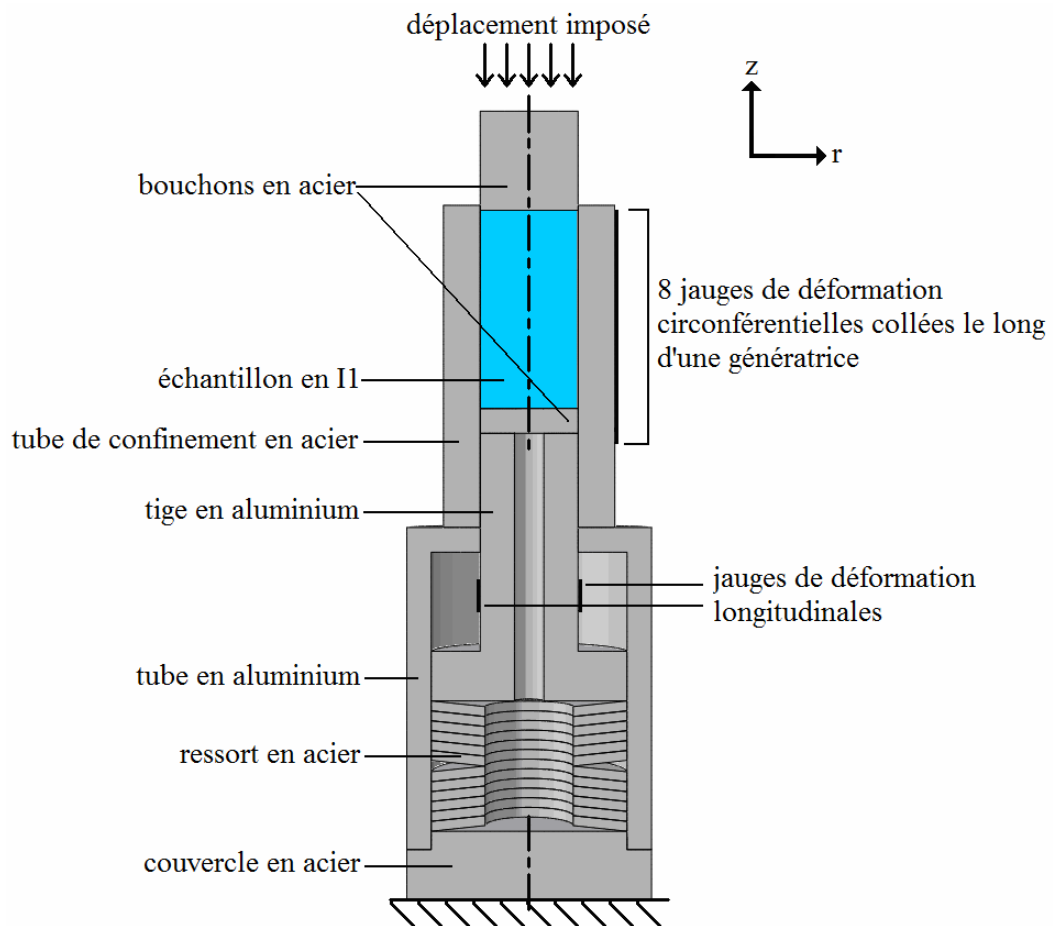


Figure 39 : Schéma du dispositif placé dans une machine d'essais.

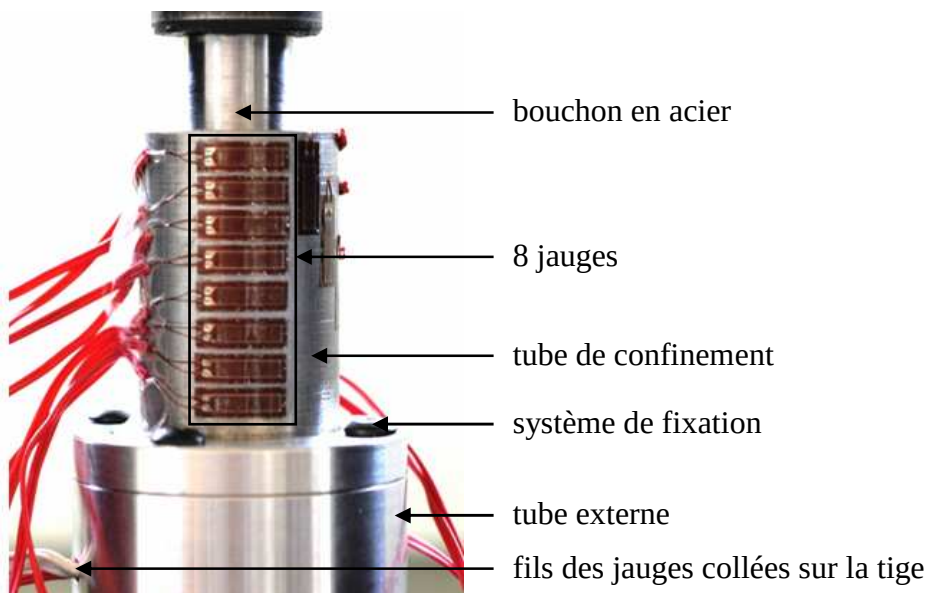


Figure 40 : Photographie du dispositif placé dans une machine d'essais.

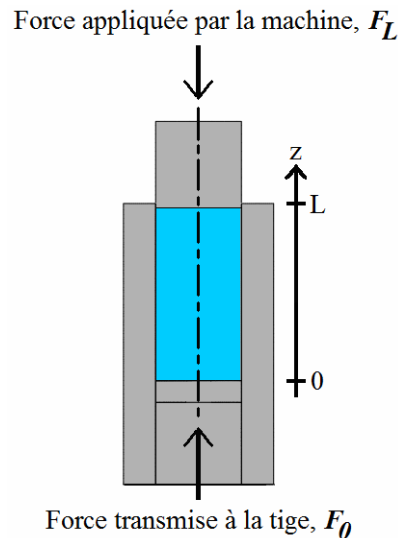


Figure 41 : Forces axiales mesurées.

Résultats expérimentaux

Deux essais ont été réalisés, dont un au cours duquel les déformations le long du tube ont été relevées sur les huit jauges circonférentielles. Pour des raisons pratiques, cet essai a été effectué à faible pression. L'autre essai a été mené jusqu'à l'obtention des pressions voulues (100 MPa). Dans la suite le premier essai sera appelé « à faible plage de pression » et le second « à large plage de pression ». L'échantillon est simplement appuyé contre le ressort pendant ces essais.

Les mesures permettent d'accéder aux valeurs des forces F_L et F_0 au cours du chargement. Les résultats bruts pour les deux essais sont présentés sur la Figure 42. Les propriétés de l'I1 variant peu d'un échantillon à l'autre, les essais de frottement sont reproductibles.

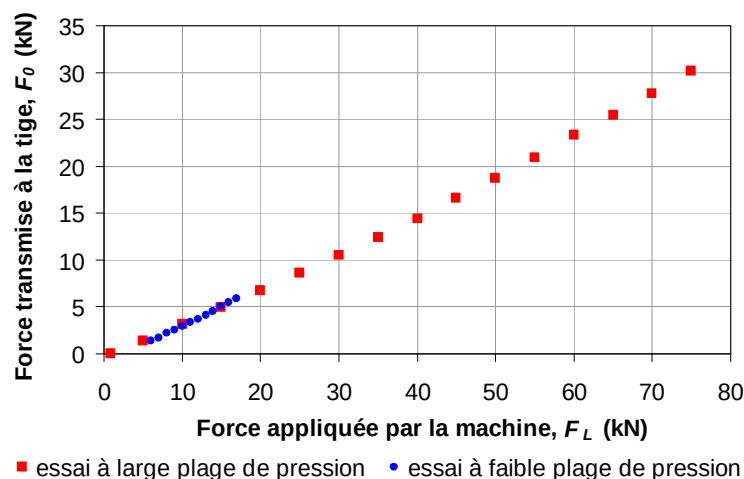


Figure 42 : Comparaison des évolutions de F_0 en fonction de F_L lors des deux essais.

L'idée est alors de relier analytiquement (à l'aide de la relation (47)) les paramètres de frottement et les autres inconnues à des grandeurs identifiables à partir de l'évolution des

deux forces. Cela permet, dans un premier temps, de vérifier la cohérence du modèle analytique. Comme l'échantillon n'est pas percé ni traversé par une vis, on pose dans (47) :

$$(74) \quad R_i = 0$$

et donc d'après (37), (47) devient :

$$(75) \quad \begin{aligned} \frac{F_0}{F_L - F_{L,0}} &= Q_{F,0} + Q_{F,F_0} F_0 \\ \text{avec} \\ F_{L,0} &= \frac{\frac{\pi E u_{ri}^{tube}}{\nu} \left(R - \frac{E \beta u_{ri}^{tube}}{1-\nu} \right) \left(\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right)}{1 + \frac{E \beta u_{ri}^{tube}}{R(1-\nu)} \left(\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right)} \\ Q_{F,0} &= \frac{\left[1 + \frac{E \beta u_{ri}^{tube}}{R(1-\nu)} \left(\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right) \right]^2}{\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right)} \\ Q_{F,F_0} &= \frac{\nu \beta \left[1 + \frac{E \beta u_{ri}^{tube}}{R(1-\nu)} \left(\exp\left(\frac{f_0 L}{L_r}\right) - 1 \right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{f_0 L}{L_r}\right) \right]}{\pi R^2 (1-\nu)} \end{aligned}$$

Pour alléger les expressions, posons :

$$(76) \quad Q_F = \frac{F_0}{F_L - F_{L,0}}$$

Si $u_{ri}^{tube} > 0$, c'est-à-dire si l'échantillon est monté serré dans le tube (voir Figure 23), une force F_L non nulle est nécessaire pour faire glisser l'ensemble même si F_0 est nulle (voir Figure 41). Cette force correspond à la quantité notée $F_{L,0}$ dans (75).

Un ordre de grandeur de $\frac{\Delta f}{f}$ (incertitude relative sur le coefficient de frottement f) peut être estimé à partir de $\frac{\Delta F_L}{F_L}$ (incertitude relative sur F_L) et à partir de $\frac{\Delta F_0}{F_0}$ (incertitude relative sur F_0) en posant :

$$(77) \quad u_{ri}^{tube} = 0 \text{ et } \beta = 0$$

Ainsi, (75) permet d'obtenir :

$$(78) \quad \frac{\Delta f}{f} = \frac{\frac{\Delta F_0}{F_0} + \frac{\Delta F_L}{F_L}}{\left| \ln \left(\frac{F_0}{F_L} \right) \right|}$$

D'après la Figure 42, le rapport $\frac{F_0}{F_L}$ est d'environ 0,4 pour les deux essais. F_L est mesurée par les capteurs de la machine dont la précision est d'approximativement 1 N et F_0 est déduite de mesures données par des jauges de déformation. Comme les capteurs de la machine sont très précis, $\frac{\Delta F_L}{F_L}$ peut être négligée dans (78), et $\frac{\Delta f}{f}$ est alors du même ordre que $\frac{\Delta F_0}{F_0}$, soit environ 1 %.

Analyse de l'essai à faible plage de pression

Sachant qu'on obtient $F_{L,0} = 2,8$ kN par une extrapolation linéaire de la courbe de la Figure 42, on peut tracer l'évolution expérimentale de Q_F en fonction de F_0 (voir Figure 43).

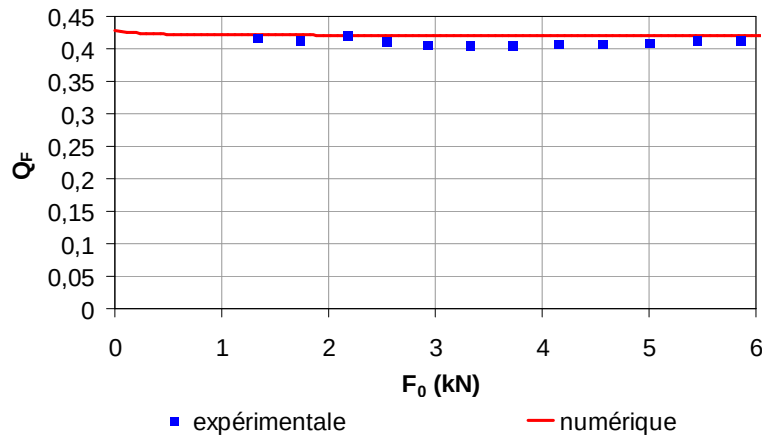


Figure 43 : Evolutions expérimentale et numérique de Q_F en fonction de F_0 dans le cas de l'essai à faible plage de pression.

Comme le rapport Q_F expérimental semble être constant et indépendant de F_0 , il est assimilé à sa valeur moyenne : $Q_F = 0,41$. Eliminer la dépendance de ce rapport à F_0 revient à poser :

$$(79) \quad \beta = 0$$

et (75) devient alors :

$$(80) \quad \begin{cases} f_0 = -\frac{R(1-\nu)}{2\nu L} \ln(Q_F) \\ u_{ri}^{tube} = \frac{\nu F_{L,0} Q_F}{\pi E R (1-Q_F)} \end{cases}$$

f_0 et u_{ri}^{tube} sont les seuls paramètres qui restent à identifier. Les autres paramètres étant connus ($E = 2000$ MPa et $\nu = 0,40$ car l'échantillon est en I1), l'identification est effectuée à partir des valeurs de Q_F et de $F_{L,0}$ issues des mesures. On en déduit $u_{ri}^{tube} = 0,012$ mm et $f_0 = 0,17$.

Analyse de l'essai à large plage de pression

Pour cette essai, le premier point de mesure correspond à $F_{L,0}$ et donne $F_{L,0} = 900$ N. On peut alors tracer l'évolution expérimentale de Q_F en fonction de F_0 (voir Figure 44).

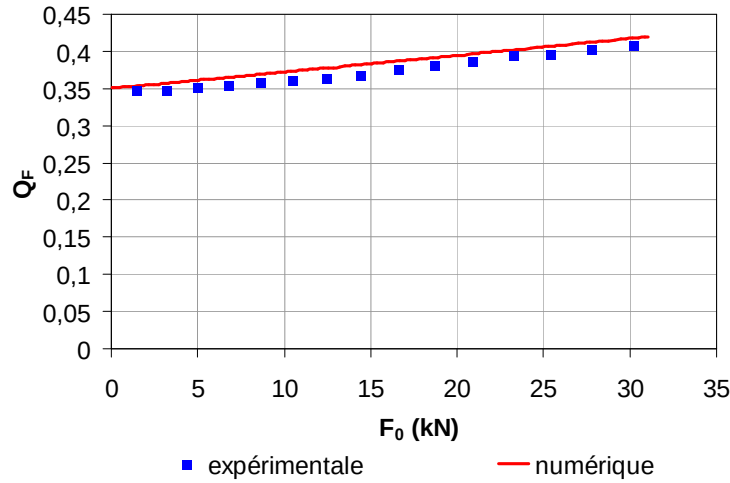


Figure 44 : Evolutions expérimentale et numérique de Q_F en fonction de F_0 dans le cas de l'essai à large plage de pression.

La formule (75) permet l'identification des paramètres f_0 , β et u_{ri}^{tube} à partir des valeurs expérimentales de la pente Q_{F,F_0} et de l'ordonnée à l'origine $Q_{F,0}$ de la droite obtenue par régression linéaire et à partir de la valeur expérimentale de $F_{L,0}$. Le système étant difficile à résoudre, on va effectuer une approximation : la force initiale $F_{L,0}$ étant peu élevée devant les valeurs atteintes par les forces F_L et F_0 (voir Figure 42), on considère u_{ri}^{tube} (paramètre générant la précontrainte) négligeable devant les autres termes dans les expressions de Q_{F,F_0} et de $Q_{F,0}$. On obtient alors les équations suivantes :

$$(81) \quad \begin{cases} f_0 = -\frac{R(1-\nu)}{2\nu L} \ln(Q_{F,0}) \\ \beta = \frac{\pi R^2 (1-\nu) Q_{F,F_0}}{\nu (1-Q_{F,0})} \end{cases}$$

La régression linéaire permet d'obtenir $Q_{F,0} = 0,34$ et $Q_{F,F_0} = 0,0022$ kN⁻¹. Les autres paramètres étant connus, on en déduit $f_0 = 0,20$ et $\beta = 0,0016$ MPa⁻¹.

On néglige dans l'expression de $F_{L,0}$ (voir (75)) les termes de second ordre en u_{ri}^{tube} et en tenant compte de l'expression de f_0 dans (81), on obtient :

$$(82) \quad u_{ri}^{tube} = \frac{\nu F_{L,0} Q_{F,0}}{\pi E R (1 - Q_{F,0})}$$

Cela donne : $u_{ri}^{tube} = 0,0029$ mm.

D'après (45), la pression à l'interface $p(z)$ peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$(83) \quad p(z) = \frac{\exp\left(\frac{f_0(z-L)}{L_r}\right)}{\beta \left(\exp\left(\frac{f_0(z-L)}{L_r}\right) - 1 \right) + \frac{1}{p(L)}}$$

La loi de Hooke (38) et la condition à la limite en $z = L$ (voir (23)) permettent alors d'exprimer les contraintes à l'interface en fonction de F_L et de u_{ri}^{tube} (connus pour les deux essais) :

$$(84) \quad \begin{aligned} p(z) &= \frac{\exp\left(\frac{f_0(z-L)}{L_r}\right)}{\beta \left(\exp\left(\frac{f_0(z-L)}{L_r}\right) - 1 \right) + \frac{\pi R^2(1-\nu)}{\pi E R u_{ri}^{tube} + \nu F_L}} \\ \tau(z) &= \frac{f_0 \left[\frac{\pi R^2(1-\nu)}{\pi E R u_{ri}^{tube} + \nu F_L} - \beta \right] \exp\left(\frac{f_0(z-L)}{L_r}\right)}{\left[\beta \left(\exp\left(\frac{f_0(z-L)}{L_r}\right) - 1 \right) + \frac{\pi R^2(1-\nu)}{\pi E R u_{ri}^{tube} + \nu F_L} \right]^2} \end{aligned}$$

Les formules (84) permettent d'estimer les contraintes à l'interface alors que celles-ci sont inaccessibles à la mesure.

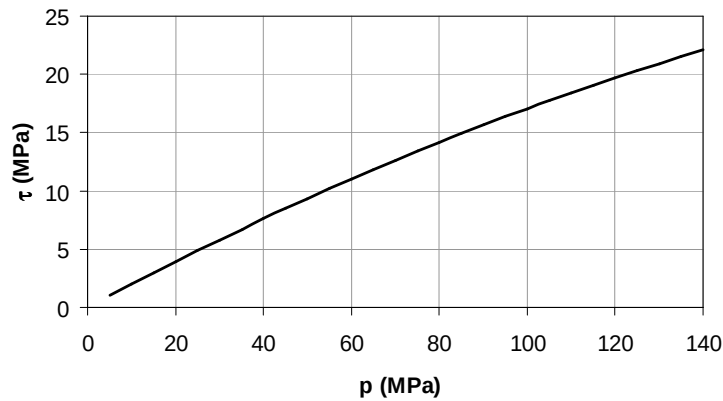


Figure 45 : Loi de frottement identifiée et plage de pression balayée pour l'essai à large plage de pression.

Les coefficients de frottement identifiés lors des deux essais ne sont pas tout à fait égaux. A une pression de 30 MPa, le premier essai donne un coefficient de 0,17 et le second un coefficient de 0,19. Les conditions à l'interface changent au fur et à mesure (polissage de l'échantillon, remplissage des aspérités de l'acier par l'I1...) car les essais sont réalisés successivement avec le même tube et le même échantillon et l'ensemble est simplement remis en place après chaque essai. La variation du frottement entre les deux essais peut s'expliquer par un changement des conditions d'interfaces. De plus, les vitesses de glissement imposées lors de l'essai à faible plage de pression sont de l'ordre du millimètre par heure alors qu'elles sont de l'ordre du millimètre par minute pour l'essai à large plage de pression. Ce changement d'ordre de grandeur peut également avoir une influence.

Pour l'essai à large plage de pression, la valeur du coefficient de frottement diminue quand la pression de contact augmente (comme dans [6] et [12]). Dans notre cas, cette valeur va de 0,2 aux très faibles pressions de contact à 0,16 pour des pressions de contact de 140 MPa.

L'usinage des échantillons n'est réalisé qu'avec une précision de 0,05 mm. Le tube étant alésé avec une précision bien supérieure, la différence de rayon entre un échantillon quelconque et le tube devrait être de l'ordre de 0,05 mm. Pourtant, les surépaisseurs u_{ri}^{tube} identifiées sont inférieures à cette valeur. Comme les échantillons sont insérés en force dans le tube, nous pouvons imaginer que lors de l'opération, une couche de quelques centièmes de millimètres est arrachée au niveau de la surface de l'échantillon.

Simulations numériques et discussion

Les essais sont simulés numériquement pour garantir la validité des paramètres de frottement identifiés. Le dispositif de la Figure 39 est reproduit fidèlement dans ces simulations.

La modélisation est effectuée à l'aide de la méthode des éléments finis. Le logiciel utilisé est ABAQUS CAE / Standard (implicite). Les calculs sont effectués en axisymétrique bidimensionnel. On utilise des éléments quadrangulaires à interpolation quadratique. Tous les contacts normaux sont définis par l'option « Hard contact » « Direct » (pas d'interpénétration), la séparation étant autorisée (pas d'adhésion). Le contact tangentiel entre le tube de confinement et l'échantillon obéit à une loi de Coulomb (le coefficient étant une fonction affine de la pression) imposée à l'aide de la méthode des multiplicateurs de Lagrange. Les autres contacts tangentiels sont définis sans frottement.

Les propriétés mécaniques affectées à l'acier et à l'aluminium sont indiquées dans le Tableau 5. D'après les calculs analytiques effectués dans le Chapitre 2, l'échantillon en I1 n'a pas plastifié car les coefficients de frottement mesurés sont inférieurs à la valeur limite de 0,32. Le comportement de l'échantillon est donc supposé parfaitement élastique dans les simulations. La validité de cette hypothèse sera vérifiée plus loin dans ce chapitre.

	module d'Young (GPa)	coefficient de Poisson
acier	210	0,33
aluminium	74	0,33

Tableau 5 : Propriétés mécaniques affectées à l'acier et à l'aluminium dans les simulations numériques.

Le maillage de l'échantillon et du tube de confinement est constitué de carrés de 1 mm de côté. On a donc 10 éléments dans le rayon de l'échantillon.

Validité de la méthode de dépouillement

La méthode de dépouillement utilisée pour identifier les paramètres à partir des mesures expérimentales doit être validée car elle est basée sur de nombreuses approximations. Pour ceci, on simule numériquement les deux essais avec les valeurs des paramètres f_0 , β et u_{ri}^{tube} déterminées lors du dépouillement. Les simulations numériques permettent d'obtenir les évolutions de F_L et de F_0 (et donc de Q_F) ainsi que les profils des contraintes à l'interface (c'est à dire $p(z)$ et $\tau(z)$). Ensuite on compare les résultats numériques ainsi obtenus à ceux obtenus expérimentalement (pour l'évolution de Q_F en fonction de F_0) et analytiquement (pour le profil des contraintes d'interface $p(z)$).

Pour l'essai à faible plage de pression, on simule un chargement pour lequel F_L monte jusqu'à $F_L^{MAX} = 17$ kN (ce qui correspond à la valeur maximale atteinte lors de l'essai). L'évolution de Q_F en fonction de F_0 obtenue numériquement est alors très proche de l'évolution expérimentale (voir Figure 43), ce qui valide notre technique d'identification des paramètres de frottement. En revanche, la Figure 46 montre que notre approche est inadaptée pour prédire les effets de bords, mais cela est sans incidence sur l'identification des paramètres de frottement.

Pour l'essai à large plage de pression, on simule un chargement pour lequel F_L monte jusqu'à $F_L^{MAX} = 75$ kN (ce qui correspond à la valeur maximale atteinte lors de l'essai). Les conclusions sont exactement les mêmes que celles pour l'essai à faible plage de pression (voir Figure 44 et Figure 46).

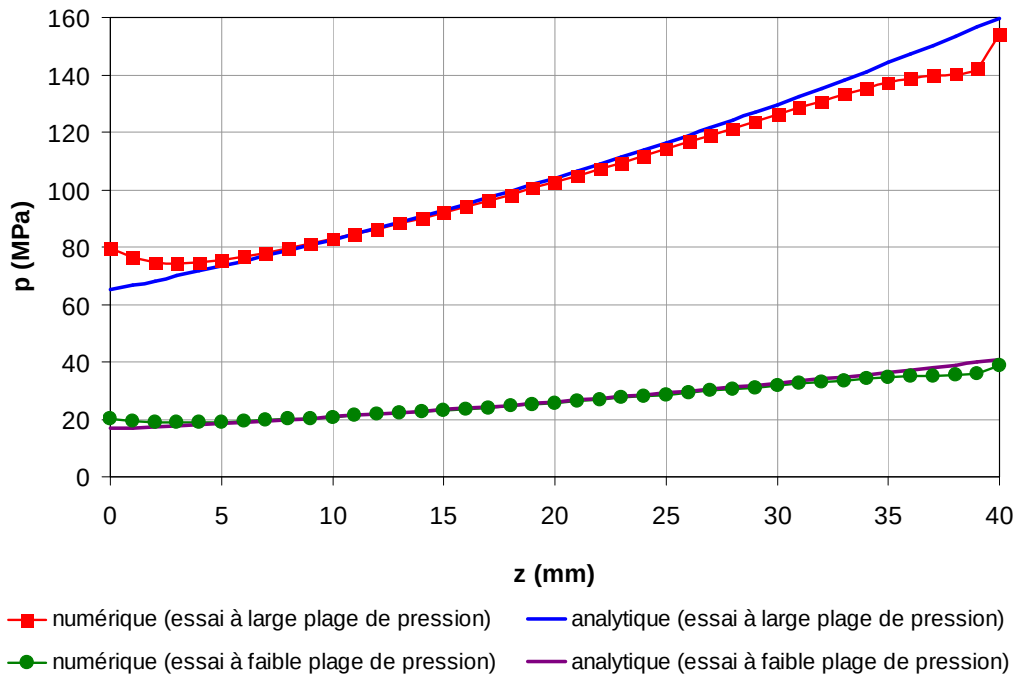


Figure 46 : Comparaison des profils analytiques (formules (84)) et numériques de la pression $p(z)$ pour les deux essais lorsque la force est maximale ($F_L = F_L^{MAX}$).

Malgré ses imperfections, le modèle analytique proposé dans le Chapitre 2 permet d'obtenir avec une excellente précision les évolutions simultanées des grandeurs Q_F et F_0 . Q_F et $F_{L,0}$ sont calculés avec $f_0 = 0,17$, $\beta = 0$ et $u_{ri}^{tube} = 0,012$ mm en utilisant les formules analytiques (75), en utilisant la simulation numérique de l'essai à faible plage de pression et en utilisant une simulation considérant le tube de confinement comme parfaitement rigide. Les résultats (voir Tableau 6) montrent que les faibles écarts entre le modèle analytique et les simulations numériques sont surtout dus à la souplesse du tube qui n'est pas prise en compte dans le modèle analytique. En effet, les écarts relatifs entre le modèle analytique et la simulation « physique » sont plus élevés que ceux entre le modèle analytique et la simulation considérant le tube comme parfaitement rigide.

	formules (75)	simulation avec le tube rigide	simulation « physique »
Q_F (écart relatif)	0,410	0,408 (-0,49 %)	0,421 (2,7 %)
$F_{L,0}$ (écart relatif)	2,80 kN	2,83 kN (1,1 %)	2,68 kN (-4,3 %)

Tableau 6 : Q_F et $F_{L,0}$ calculés avec $f_0 = 0,17$, $\beta = 0$ et $u_{ri}^{tube} = 0,012$ mm et écarts relatifs entre relations analytiques et simulations numériques.

Les simulations numériques permettent de s'assurer de la validité du dépouillement et donc de la validité des paramètres de frottement ainsi identifiés.

Cohérence des mesures surabondantes

Lors de l'essai à faible plage de pression, le profil axial de la déformation circonférentielle le long du tube $\varepsilon_{\theta\theta}(R_e, z)$ a été relevé à plusieurs étapes du chargement, c'est-à-dire pour plusieurs valeurs de la force F_L . Pour ceci, les huit jauges collées sur la face externe du tube de confinement ont été utilisées. On obtient alors un profil expérimental discret qu'on va comparer au profil obtenu numériquement afin d'en vérifier la cohérence. Sur la Figure 47, les traits représentent la position et la largeur de chacune des jauges ainsi que la mesure donnée.

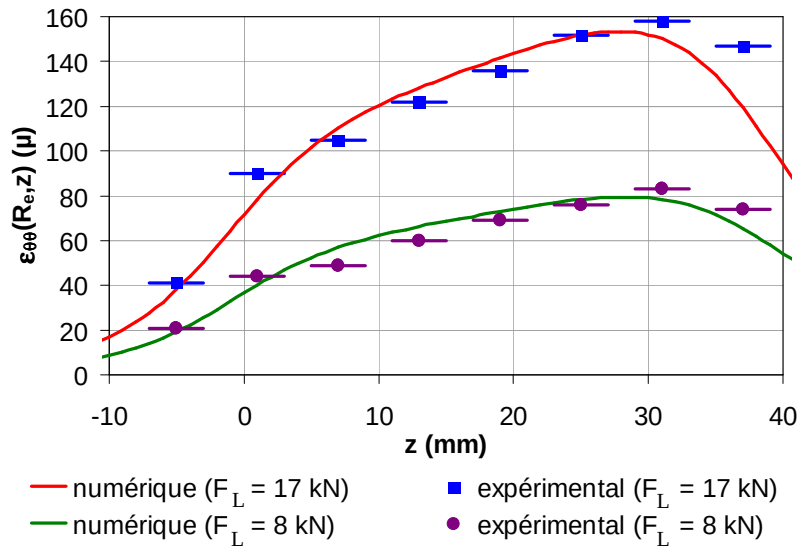


Figure 47 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de $\varepsilon_{\theta\theta}(z)$ pour deux valeurs de F_L lors de l'essai à faible plage de pression.

A l'exception des valeurs obtenues sur le bord côté machine (à droite sur la Figure 47), on constate une correspondance satisfaisante entre les profils axiaux expérimentaux et numériques.

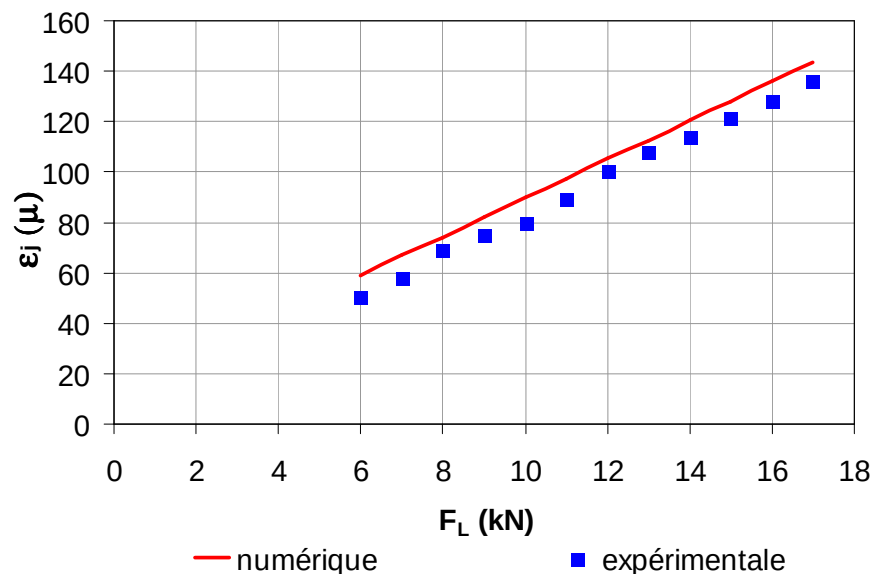


Figure 48 : Déformation mesurée expérimentalement par la jauge collée en $z = 0,5L$ et son équivalent numérique (moyenne des déformations le long des positions occupées par la jauge, c'est-à-dire sur 2 mm autour de la position médiane) en fonction de F_L pour l'essai à faible plage de pression.

Pour des raisons pratiques, seule la déformation de la jauge collée à hauteur du milieu de l'échantillon (en $z = 0,5L$) a été relevée lors de l'essai à large plage de pression.

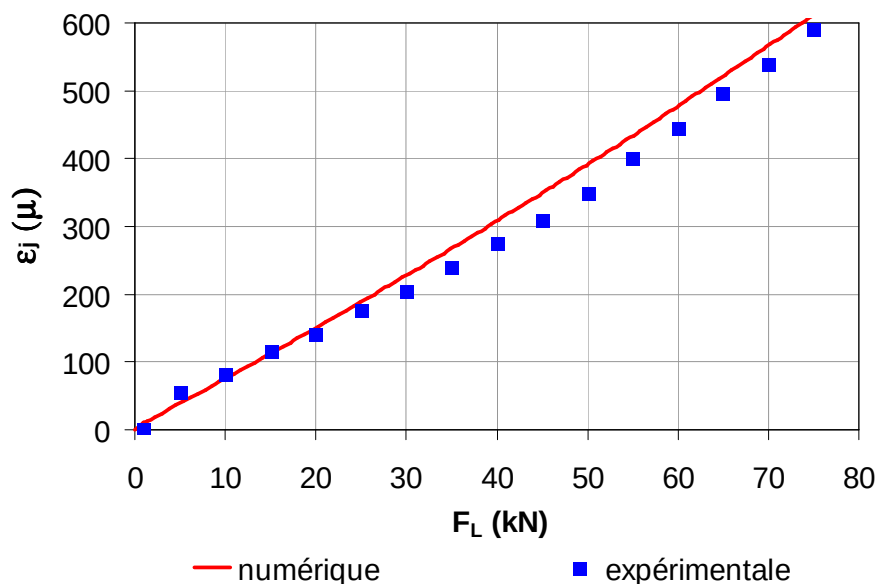


Figure 49 : Déformation mesurée expérimentalement par la jauge collée en $z = 0,5L$ et son équivalent numérique (moyenne des déformations le long des positions occupées par la jauge, c'est-à-dire sur 2 mm autour de la position médiane) en fonction de F_L pour l'essai à large plage de pression.

Malgré quelques imperfections, on ne constate qu'un très faible écart entre les déformations simulées et celles mesurées. Cela permet d'apporter une garantie supplémentaire quant à la cohérence du modèle utilisé pour dépouiller.

Influence du frottement sur les faces avant et arrière de l'échantillon

Les conditions d'interface au niveau des faces avant et arrière (situées en $z = 0$ et en $z = L$) peuvent avoir une influence sur le comportement de l'échantillon. Cette influence a notamment été étudiée dans le cas d'essais sur barres de Hopkinson (voir [33, 44, 67]) et dans des configurations semblables telles que des processus de forgeage [60]. Pour nous assurer que ces effets restent négligeables pour notre configuration, nous allons comparer les résultats numériques obtenus pour deux cas extrêmes.

Les résultats présentés dans la partie ont été obtenus en modélisant les contacts au niveau des deux faces comme étant sans frottement (le coefficient de frottement est alors supposé nul). Les simulations sont de nouveau effectuées mais en changeant les conditions aux limites : au lieu d'imposer des contraintes de frottement nulles au niveau des deux faces, on impose des contacts avec des déplacements relatifs nuls (le coefficient de frottement est alors supposé infini).

Il apparaît alors que la valeur de ce coefficient de frottement n'a qu'une très faible influence sur l'évolution simultanée de Q_F et de F_0 . En effet, les simulations montrent qu'entre les deux cas extrêmes, l'écart relatif sur la pente de la courbe donnant Q_F en fonction de F_0 ne dépasse pas 3 % et celui sur l'ordonnée à l'origine ne dépasse pas 1 %. Cela montre que les conditions au niveau des deux faces n'ont qu'une très faible influence sur les paramètres identifiés avec notre méthode.

Vérification de l'hypothèse d'élasticité

L'hypothèse d'élasticité de l'échantillon doit être vérifiée pour s'assurer de la cohérence de notre démarche. Le critère $\sigma_{mises}-\alpha P$ (voir partie 1.2) est donc calculé à l'aide des simulations numériques, et ce en fin de chargement lorsque les forces sont maximales. On vérifie ensuite que la condition d'élasticité (3) est respectée. On compare également les résultats numériques obtenus pour les deux cas extrêmes sur les faces avant et arrière de l'échantillon (coefficient de frottement nul puis infini). Ces calculs ne sont effectués que dans le cas de l'essai à large plage de pression pour lequel les contraintes sont les plus élevées.

Comme le montrent la Figure 50 et la Figure 51, les valeurs atteintes par le critère $\sigma_{mises}-\alpha P$ dépendent des conditions de contact au niveau des faces avant et arrière. Cependant, dans les deux cas extrêmes envisagés, on constate que la limite d'élasticité C_{dp} n'est jamais atteinte. En effet, dans l'hypothèse d'un coefficient de frottement nul sur les faces avant et arrière, le critère $\sigma_{mises}-\alpha P$ vaut au maximum 13 MPa (voir Figure 50) et dans l'hypothèse d'un coefficient de frottement infini, il vaut au maximum 5,1 MPa (voir Figure 51). Notre dépouillement utilisant une solution élastique est donc valide.

Il est remarquable que le critère $\sigma_{mises}-\alpha P$ ne soit positif qu'en des régions très localisées.

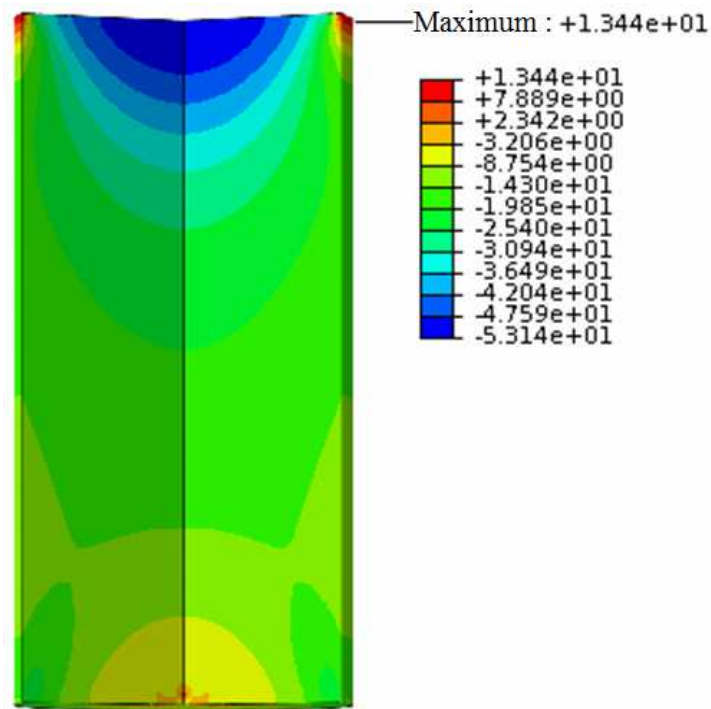


Figure 50 : Valeur du critère $\sigma_{mises}-\alpha P$ en MPa en fin de chargement pour l'essai à large plage de pression et dans l'hypothèse d'un coefficient de frottement nul au niveau des faces avant et arrière.

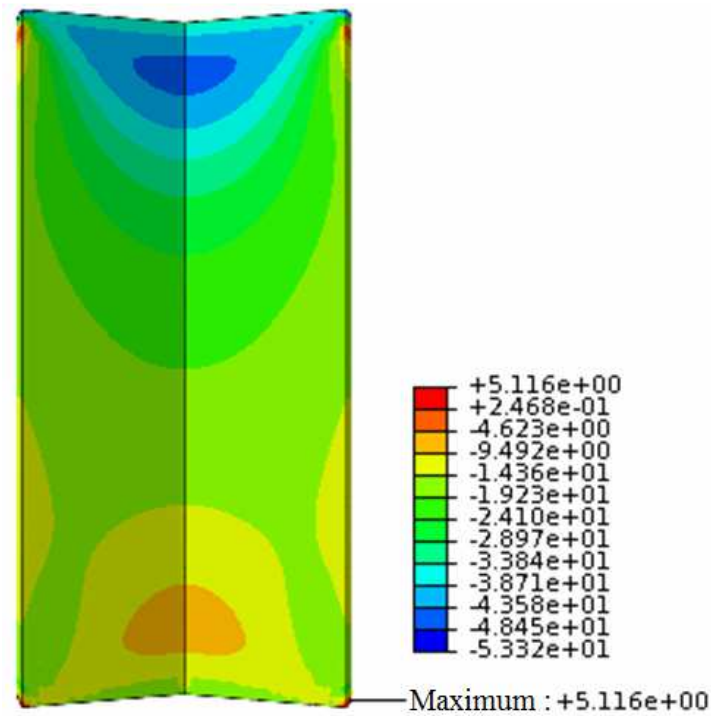


Figure 51 : Valeur du critère $\sigma_{mises}-\alpha P$ en MPa en fin de chargement pour l'essai à large plage de pression et dans l'hypothèse d'un coefficient de frottement infini au niveau des faces avant et arrière.

4.1.2 Essais sur explosif

Dispositif expérimental

La masse d'explosif utilisée lors des essais étant limitée, les échantillons d'explosif ont des dimensions inférieures à celles des échantillons d'inerte : un diamètre $2R$ et une longueur L de 10 mm. Le principe du dispositif précédent avec l'utilisation d'un ressort a donc été conservé mais en changeant la configuration afin de s'adapter à la taille réduite des échantillons d'explosif. Des feuilles de téflon sont maintenant insérées entre l'échantillon et les bouchons pour éliminer le frottement et donc pour favoriser la mise en pression de l'échantillon contre le tube. Le tube de confinement a un diamètre extérieur $2R_e$ de 24 mm et le reste du schéma de la Figure 52 est à l'échelle. L'intérieur du tube a été usiné de manière à avoir une rugosité proche de celle rencontrée sur les structures pyrotechniques. L'échantillon a été usiné en chariotage sur un tour. Le jeu radial entre les bouchons et le tube de confinement est de l'ordre de 0,01 mm.

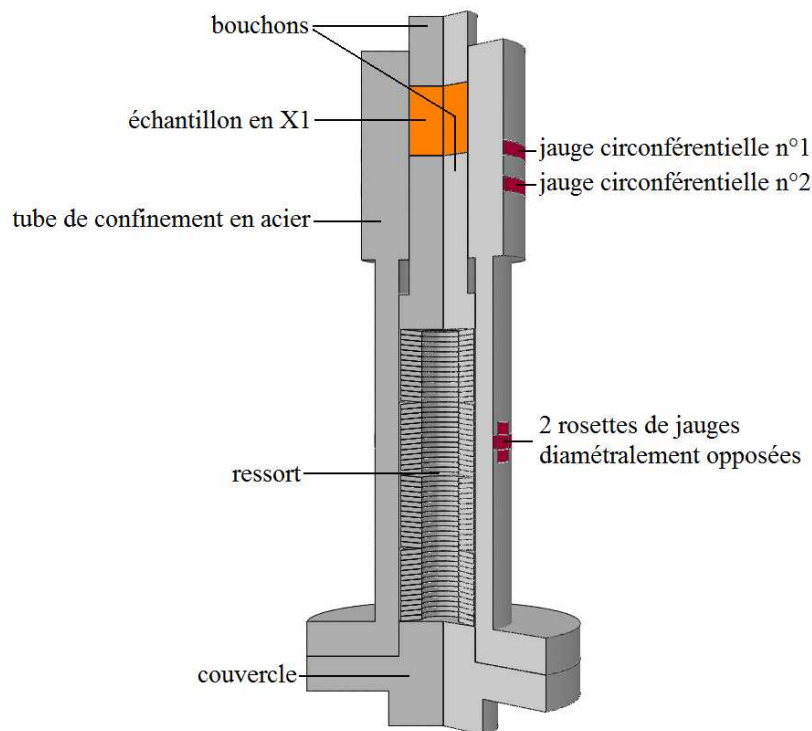


Figure 52 : Schéma du dispositif.

Les valeurs des forces F_L et F_f (force de frottement, voir (46)) sont mesurées au cours des essais (voir Figure 54). Sur ce dispositif, F_L correspond à la force exercée par la machine sur l'échantillon. Elle est directement donnée par la machine. F_f correspond à la force transitant dans le tube de confinement au niveau des rosettes (voir Figure 54). Elle est déduite de la mesure donnée par ces rosettes, le tube ayant été testé seul dans la machine de manière à identifier exactement le rapport force/signal.

Deux jauges circonférentielles ont également été collées sur la face externe du tube de confinement pour avoir des mesures surabondantes (voir Figure 52 et Figure 53).

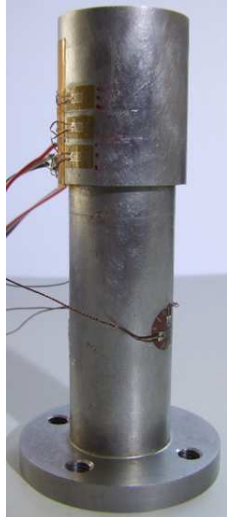


Figure 53 : Photographie du tube de confinement. La jauge circonférentielle située le plus en bas n'est pas connectée à un système d'acquisition. Les trous filetés servent à fixer le couvercle (voir Figure 52).

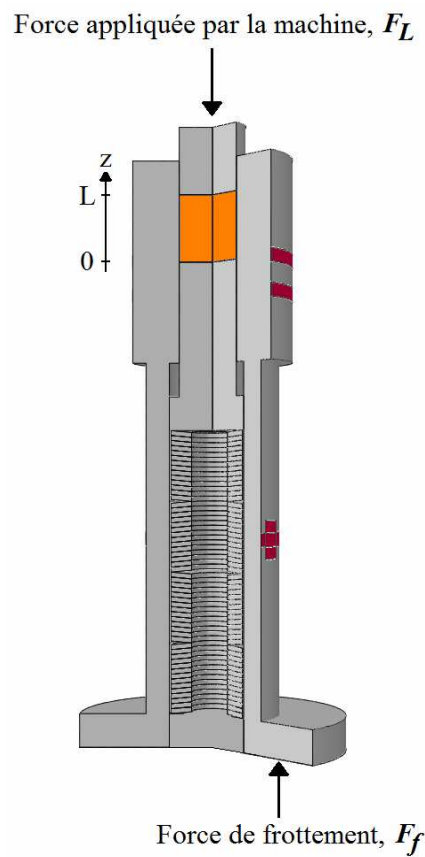


Figure 54 : Forces axiales mesurées.

Résultats expérimentaux

L'échantillon est simplement appuyé contre le ressort pendant ces essais et les mesures permettent d'accéder aux valeurs des forces F_L et F_f au cours du chargement. Un exemple de résultats bruts pour un essai est présenté à la Figure 55. Les propriétés de l'X1 variant peu d'un échantillon à l'autre, les essais de frottement sont reproductibles.

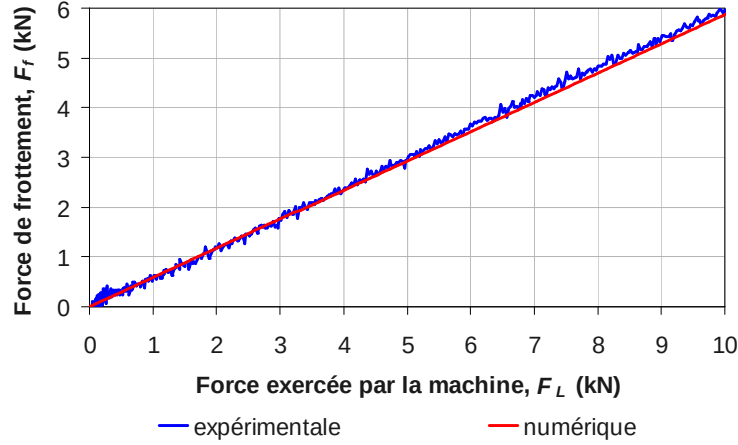


Figure 55 : Evolutions expérimentale et numérique de F_f en fonction de F_L .

Nous allons utiliser les relations (75) afin de relier analytiquement les paramètres de frottement et les autres inconnues aux deux forces F_L et F_f . L'évolution sur la courbe expérimentale de la Figure 55 semble linéaire, ce qui conduit à poser dans (75) :

$$(85) \quad u_{ri}^{tube} = 0 \text{ et } \beta = 0$$

(75) devient alors [18] :

$$(86) \quad f_0 = -\frac{R(1-\nu)}{2\nu L} \ln\left(1 - \frac{F_f}{F_L}\right)$$

Une régression linéaire permet d'obtenir $\frac{F_f}{F_L} = 0,59$. Sachant qu'on a $\nu = 0,42$ pour le X1, on obtient $f_0 = 0,31$.

Simulations numériques et discussion

L'essai est simulé numériquement pour garantir la validité du coefficient de frottement ainsi identifié. Seuls l'échantillon, le tube de confinement et le ressort sont modélisés dans les simulations. Le ressort est représenté par un cylindre de diamètre 10 mm fait d'un matériau virtuel dont le module d'Young est choisi pour retrouver la raideur mesurée pour le ressort (environ 13 kN/mm).

La modélisation est effectuée à l'aide de la méthode des éléments finis. Le logiciel utilisé est ABAQUS CAE / Standard (implicite). Les calculs sont effectués en axisymétrique bidimensionnel. On utilise des éléments quadrangulaires à interpolation quadratique. Les contacts normaux sont définis par l'option « Hard contact » « Direct » (pas d'interpénétration), la séparation étant autorisée (pas d'adhésion). Le contact tangentiel entre le tube de confinement et l'échantillon obéit à une loi de Coulomb imposée à l'aide de la méthode des multiplicateurs de Lagrange. Comme des feuilles de téflon ont été insérées entre les bouchons et l'échantillon, les contraintes tangentielles au niveau des faces avant et arrière de l'échantillon (en $z = 0$ et en $z = L$) peuvent, sans discussion, être considérées comme nulles.

L'acier du tube de confinement utilisé pour cet essai et ceux présentés dans le Chapitre 5 est un acier fortement allié (au nickel, chrome et molybdène) choisi pour sa haute résistance mécanique. Ses propriétés élastiques ont été estimées en testant le tube seul dans la machine et en utilisant les mesures données par les deux rosettes de jauges. Le module d'Young et le coefficient de Poisson ainsi obtenus sont respectivement 200 GPa et 0,29. D'après les calculs analytiques, avec un coefficient de 0,31 l'échantillon en X1 ne reste élastique que si la pression d'interface ne dépasse pas une valeur limite d'environ 140 MPa. Comme cette pression limite n'est pas si éloignée de celles qu'on cherche à approcher et que les calculs analytiques ne sont que des approximations, la plasticité de l'échantillon est prise en compte dans les simulations (les caractéristiques élasto-plastiques du X1 sont données dans la partie 1.2).

Le maillage découpant l'échantillon est constitué de carrés de 0,5 mm de côté. On a donc 10 éléments dans le rayon de l'échantillon. Ceux maillant le tube de confinement ont 1 mm de côté.

Validité de la méthode de dépouillement

L'essai est simulé numériquement avec les paramètres f_0 , β et u_{ri}^{tube} déterminés lors du dépouillement de manière à valider la méthode. La simulation numérique permet d'obtenir les évolutions de F_L et de F_f ainsi que les profils des contraintes à l'interface (c'est à dire $p(z)$ et $\tau(z)$) et ensuite de comparer les résultats numériques ainsi obtenus à ceux obtenus expérimentalement (pour l'évolution de F_f en fonction de F_L) et analytiquement (pour le profil des contraintes d'interface $p(z)$).

On simule un chargement pour lequel F_L monte jusqu'à $F_L^{MAX} = 10$ kN (ce qui correspond à la valeur maximale atteinte lors de l'essai). L'évolution de F_f en fonction de F_L obtenue numériquement est alors très proche de l'évolution expérimentale, ce qui valide notre technique d'identification des paramètres de frottement. En revanche, la Figure 56 montre que notre approche est inadaptée pour estimer les pressions dès qu'on s'éloigne du milieu de l'échantillon, mais cela est sans incidence sur l'identification des paramètres de frottement. Le profil numérique obtenu près du bord en $z = 10$ mm est discutable.

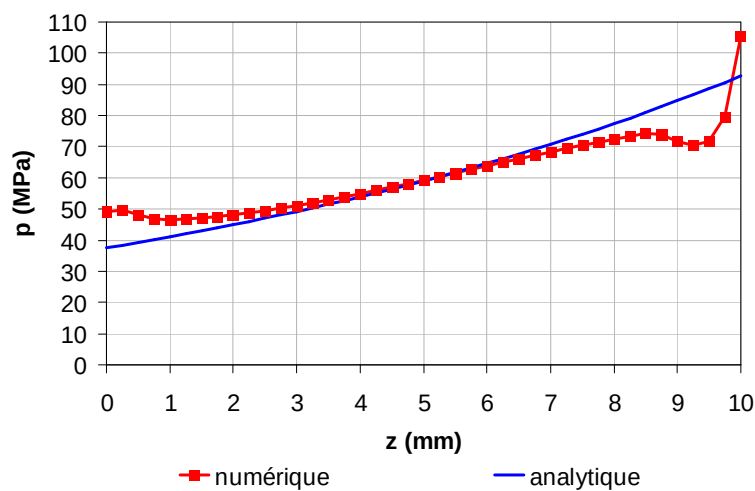


Figure 56 : Profils analytique (formules (84)) et numérique de la pression $p(z)$ lorsque la force est maximale ($F_L = F_L^{MAX}$).

Cohérence des mesures surabondantes

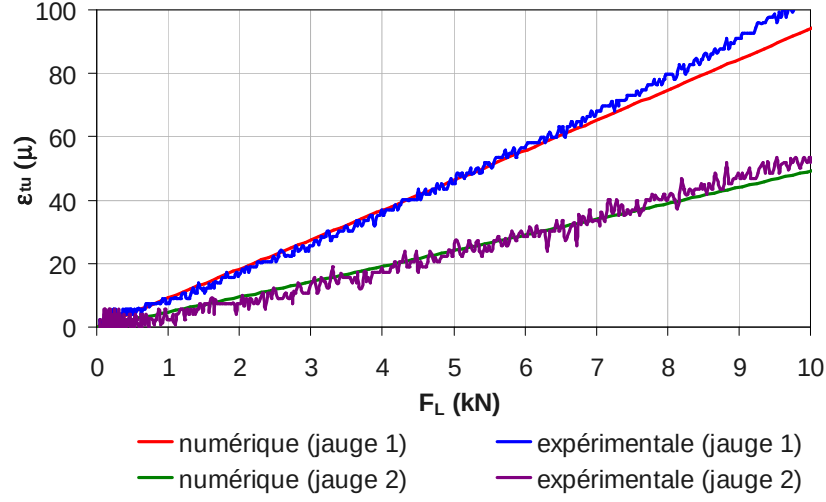


Figure 57 : Déformations mesurées expérimentalement par les jauges circonférentielles et leurs équivalents numériques (moyenne des déformations le long des positions occupées par une jauge, c'est-à-dire sur 1 mm autour de sa position médiane) en fonction de F_L .

La Figure 57 montre une correspondance satisfaisante entre les mesures surabondantes et leurs équivalents numériques. On note toutefois une légère divergence pour les déformations au niveau de la jauge n°1 lorsque F_L s'approche de sa valeur maximale.

Comme on peut le voir sur la Figure 52, les deux jauges circonférentielles n'ont pas été collées à la hauteur de l'échantillon et la jauge n°2 est particulièrement éloignée de l'échantillon. On peut alors envisager la possibilité qu'elle ne mesure plus que la déformation générée par effet Poisson par la force de frottement F_f . Cette déformation, qu'on notera $\varepsilon_{\theta\theta}^{Poisson}$, a pour expression :

$$(87) \quad \varepsilon_{\theta\theta}^{Poisson} = \frac{\nu_t F_f}{\pi E_t (R_e^2 - R^2)}$$

avec ν_t , E_t et R_e respectivement coefficient de Poisson, module d'Young et rayon extérieur du tube de confinement.

Dans le cas où la jauge n°2 ne mesurerait plus que la contribution $\varepsilon_{\theta\theta}^{Poisson}$ due à F_f et aucune contribution liée à la pression normale exercée par l'échantillon, alors on aurait forcément concordance avec la simulation numérique. En effet, celle-ci donne déjà une évolution de F_f en fonction de F_L semblable aux mesures expérimentales.

La Figure 58 montre que la déformation moyenne au niveau de la jauge n°2 est supérieure à $\varepsilon_{\theta\theta}^{Poisson}$. La mesure effectuée par la jauge n°2 comprend donc une contribution liée à la pression normale exercée par l'échantillon, et elle joue donc bien le rôle d'une mesure surabondante.

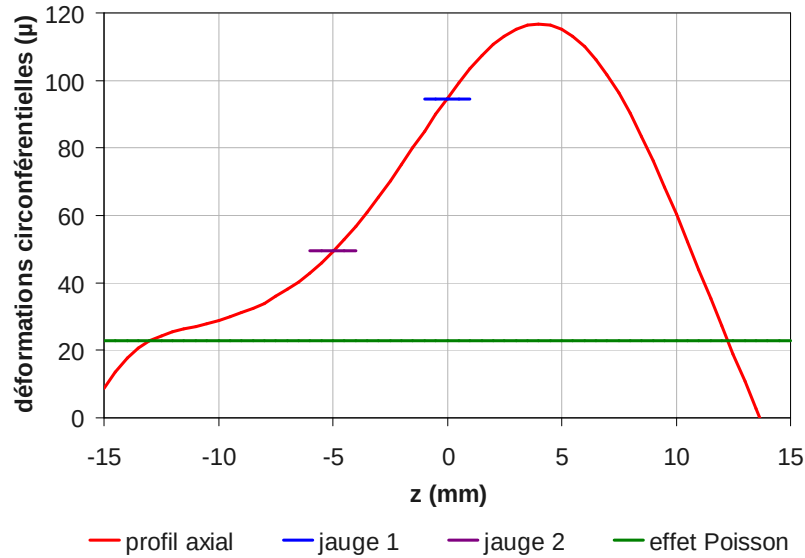


Figure 58 : Valeurs obtenues numériquement lorsque $F_L = F_L^{MAX}$ pour le profil axial de la déformation circonférentielle de la face externe du tube, pour les déformations circonférentielles moyennées le long des positions occupées par les jauges, et pour la déformation circonférentielle liée à la contribution de F_f par effet Poisson.

4.2 Essai dynamique sur inerte

4.2.1 Dispositif expérimental

L'analyse des résultats obtenus lors des essais effectués avec le dispositif de la partie 4.1.1 a montré que de très hautes pressions pouvaient être obtenues, du moins en quasi-statique (lorsque le dispositif est monté sur une machine). L'objectif est maintenant de combiner ces hautes pressions à des hautes vitesses de glissement. Le dispositif est donc monté sur un système de barres de Hopkinson [17]. Les barres sont en aluminium (module d'Young égal à 74 GPa, célérité des ondes de traction/compression égale à 5140 m/s et coefficient de Poisson égal à 0,33) et ont un diamètre de 40 mm. Le projectile, la barre entrante et la barre sortante ont respectivement des longueurs de 1,25 m, 3 m et 1,8 m. Cet assemblage est schématisé sur la Figure 59.

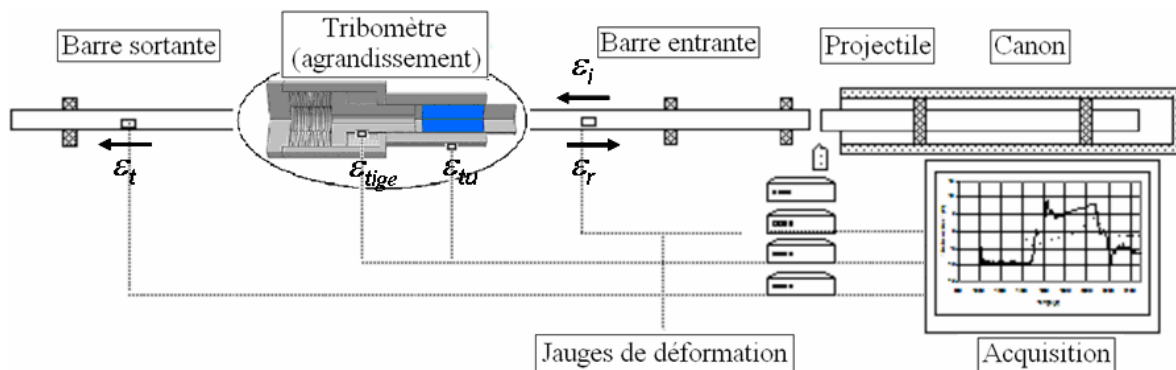


Figure 59 : Schéma du tribomètre à ressort monté sur des barres de Hopkinson.

L'impact du projectile génère, dans la barre entrante, une onde incidente de déformation en compression ε_i . Le passage de l'onde incidente dans le tribomètre se traduit

par une évolution de la déformation mesurée par la jauge circonférentielle collée sur le tube en $z = 0,5L$, notée ici ε_{tu} , et par une évolution de ε_{tige} , la déformation mesurée par les jauges longitudinales collées sur la tige (voir Figure 39 pour les jauges et Figure 41 pour la définition de z). La réverbération des ondes dans le tribomètre induit une onde de déformation réfléchie ε_r dans la barre entrante et une onde de déformation transmise ε_t dans la barre sortante. ε_i et ε_r sont toutes les deux mesurées avec la jauge axiale collée au milieu de la barre entrante et ε_t est mesurée par celle collée sur la barre sortante, à 0,5 m de l'interface avec le tribomètre.

Les formules (88) permettent de déterminer F_e (la force exercée par la barre entrante sur le tribomètre) et F_s (la force exercée par la barre sortante sur le tribomètre) à partir des mesures de ε_i , de ε_r et de ε_t qu'on transporte virtuellement au niveau des interfaces.

$$(88) \quad \begin{cases} F_e = -S_b E_b (\varepsilon_i + \varepsilon_r) \\ F_s = -S_b E_b \varepsilon_t \end{cases}$$

avec S_b et E_b la section et le module d'Young des barres.

La force transitant dans la tige au niveau des jauges F_{ti} est déterminée à partir de la mesure de ε_{tige} en utilisant la formule suivante :

$$(89) \quad F_{ti} = -S_{ti} E_{ti} \varepsilon_{tige}$$

où S_{ti} représente la section de la tige et E_{ti} son module d'Young.

$S_{ti} E_{ti}$ a été mesuré en testant la tige seule dans une machine d'essais de manière à identifier exactement le rapport force/déformation.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Un essai a été effectué et les évolutions temporelles des déformations ε_i , ε_r , ε_{tu} , ε_{tige} et ε_t ont été enregistrées. Les évolutions des forces F_e , F_{ti} et F_s sont déterminées à partir des enregistrements de ε_i , de ε_r , de ε_{tige} et de ε_t (voir Figure 60).

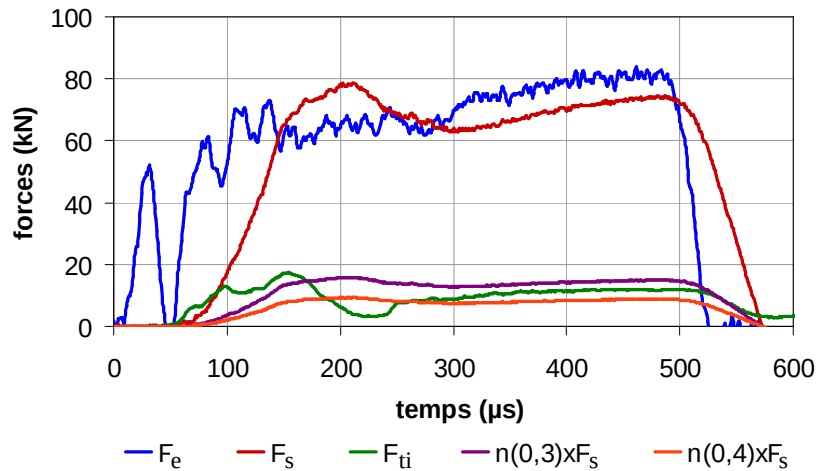


Figure 60 : Evolutions expérimentales des forces F_e , F_{ti} et F_s au cours du temps. η est défini par la formule (92).

Si le tribomètre était en équilibre (comme lors des essais quasi-statiques décrits dans la partie 4.1.1), F_e et F_s seraient identiques et correspondraient alors à la force exercée par la machine, c'est-à-dire à F_L . Or ce n'est pas le cas lors de cet essai. On note cependant que les formes des évolutions des deux forces sont assez semblables, et ce à un décalage temporel près. Ce décalage correspond au temps mis par les ondes mécaniques pour parcourir le tribomètre. Les imprécisions sur l'évolution de F_e en début d'essai sont dues au fait que cette force est obtenue en synchronisant et en additionnant ε_i et ε_r (voir formule (151)), et comme ces deux déformations sont quasiment opposées en début d'essai, la moindre imprécision est amplifiée.

La force transitant dans la tige au niveau des jauges F_{ti} correspond à la force notée F_0 dans la partie 4.1.1 décalée du temps nécessaire aux ondes pour parcourir la distance allant de l'interface échantillon-tige à la position des jauges longitudinales.

Nous pouvons alors assimiler, aux temps de transit des ondes près, F_s (plutôt que F_e à cause des imprécisions) à F_L et F_{ti} à F_0 et utiliser (75) pour relier les forces aux paramètres de frottement. Dans notre cas pour simplifier le problème, nous posons l'approximation suivante :

$$(90) \quad u_{ri}^{tube} = 0 \text{ et } \beta = 0$$

ce qui permet d'exprimer le coefficient de frottement f_0 en fonction du rapport $\frac{F_{ti}}{F_s}$:

$$(91) \quad f_0 = -\frac{R(1-\nu)}{2\nu L} \ln\left(\frac{F_{ti}}{F_s}\right)$$

Posons :

$$(92) \quad \eta(f_0) = \exp\left(-\frac{2\nu L f_0}{R(1-\nu)}\right)$$

Si on fait exception de l'évolution de F_{ti} en début d'essai (certainement imputable à des effets dynamiques), les mesures sont cohérentes avec un coefficient de frottement de l'ordre de 0,3-0,4 (F_{ti} est encadrée par $\eta(0,3) \times F_s$ et par $\eta(0,4) \times F_s$, voir Figure 60).

4.2.3 Simulations numériques

Nous n'allons pas nous contenter de la valeur du coefficient de frottement identifiée à partir du rapport des forces. Comme on est hors équilibre, nous cherchons aussi à comprendre exactement le comportement dynamique de l'ensemble et surtout à vérifier que toutes les déformations mesurées sont cohérentes avec le coefficient de frottement identifié. Pour cela, le système impacté par le projectile est fidèlement reproduit dans des simulations numériques. La modélisation est effectuée à l'aide de la méthode des éléments finis. Le logiciel utilisé est ABAQUS CAE / Explicit. Les calculs sont effectués en axisymétrie bidimensionnel. On utilise des éléments quadrangulaires à quatre nœuds. Tous les contacts normaux sont définis

par l'option « Hard contact » « Default », la séparation étant autorisée (pas d'adhésion). Le contact tangentiel entre le tube de confinement et l'échantillon obéit à une loi de Coulomb imposée à l'aide de la méthode des pénalités. Les autres contacts tangentiels sont définis sans frottement.

Les propriétés affectées à l'acier, à l'aluminium et à l'I1 sont indiquées dans le Tableau 7. Le comportement de l'échantillon en I1 est considéré comme élastique (hypothèse avérée a posteriori d'après les simulations). Comme il n'est pas en état stationnaire, c'est la valeur du module apparent mesuré lors des essais sur barres de Hopkinson qui a été retenue pour le module d'Young.

	module d'Young (MPa)	coefficient de Poisson	masse volumique (kg/m ³)
acier	210000	0,33	7800
aluminium	74000	0,33	2800
I1	3000	0,4	1850

Tableau 7 : Propriétés affectées à l'acier, à l'aluminium et à l'I1 dans les simulations numériques.

Les éléments découpant l'échantillon et le tube de confinement sont des carrés de 0,5 mm de côté. On a donc 20 éléments dans le rayon de l'échantillon.

Identification du frottement à partir des simulations

ε_i est le chargement imposé au tribomètre. Il ne dépend pas de ce qui se passe dans le tribomètre, et ne dépend donc pas du frottement à l'interface tube-échantillon. ε_r , ε_{tu} , ε_{tge} et ε_t peuvent être considérées comme la réponse mécanique du tribomètre au chargement imposé ε_i et dépendent donc du frottement à l'interface tube-échantillon. Les simulations ont été effectuées avec plusieurs coefficients de frottement différents et le chargement imposé expérimental ε_i y a été reproduit de manière exacte. Cette fois, nous allons identifier le coefficient de frottement en cherchant le meilleur accord entre la réponse numérique et la réponse expérimentale.

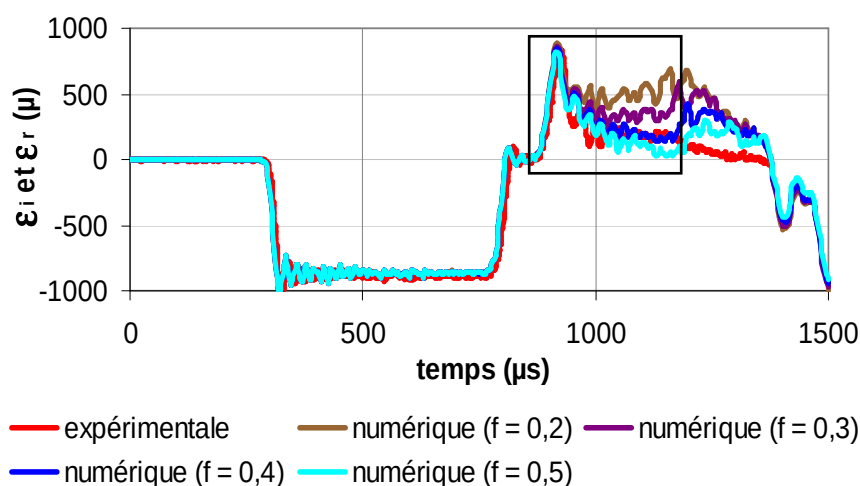


Figure 61 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre entrante (avec ε_i et ε_r séparées dans le temps) et ses équivalents numériques (déformation à la position médiane de la jauge) pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

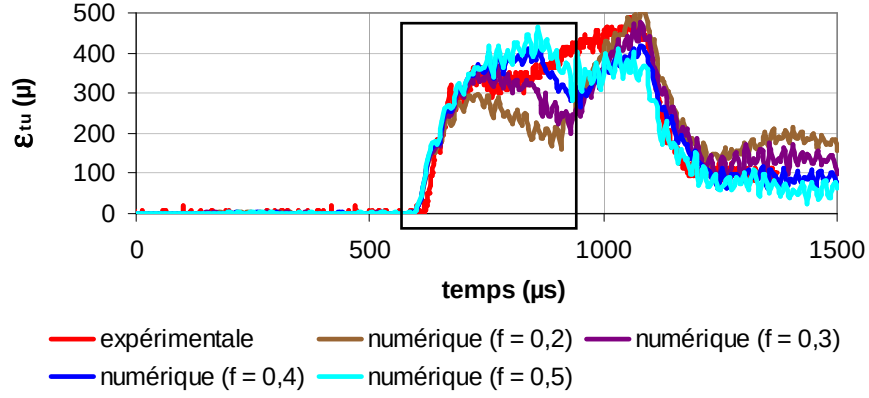


Figure 62 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur le tube ε_{tu} et ses équivalents numériques (moyenne des déformations sur 2 mm autour de la position médiane de la jauge) pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

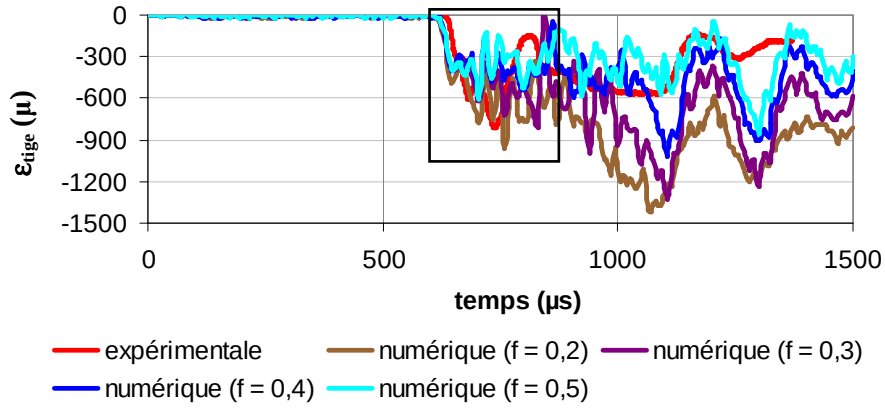


Figure 63 : Evolution de la déformation mesurée par les jauges collées sur la tige ε_{tige} et ses équivalents numériques (déformation à la position médiane des jauges) pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

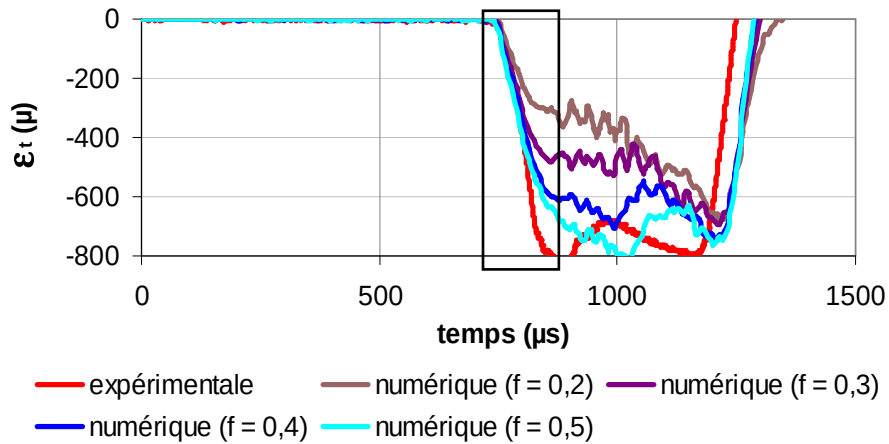


Figure 64 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante ε_t et ses équivalents numériques (déformation à la position médiane de la jauge) pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

Remarques :

(i) Comme les déformations au niveau des jauges collées sur les barres et au niveau des jauges collées sur la tige varient peu selon la direction axiale, on assimile la mesure effectuée par la jauge à la déformation à sa position médiane.

(ii) La signification des cadres noirs est donnée plus loin.

Pour la même déformation imposée ε_i , les déformations numériques ε_r , ε_{tu} , ε_{tige} et ε_t dépendent fortement de la valeur du coefficient de frottement f . Cette forte dépendance de la réponse numérique au coefficient de frottement va faciliter son identification.

Au début de ε_r (voir Figure 61), c'est la simulation avec $f = 0,4$ qui donne le meilleur accord avec le signal expérimental. Cela est cohérent avec le coefficient de 0,3-0,4 déduit de l'évolution des forces (voir partie 4.2.2). Le problème est qu'aucune des simulations ne s'accorde avec la seconde partie du ε_r expérimental, et vu l'évolution des ε_r simulés en fonction de f , il faudrait avoir $f > 0,5$ pour qu'une simulation s'accorde avec le signal expérimental.

La comparaison des évolutions expérimentale et numériques de ε_{tu} (voir Figure 62) permet simplement de conclure que $f > 0,2$; ce qui est cohérent avec le coefficient de 0,3-0,4 déduit de l'évolution des forces.

Il n'est pas possible d'identifier une valeur de coefficient à partir de ε_{tige} . Les évolutions sont trop chaotiques et les courbes numériques semblent se détacher de la courbe expérimentale en fin d'essai (voir Figure 63).

Vu l'évolution des ε_t simulés en fonction de f , il faudrait avoir un $f > 0,5$ pour qu'une simulation s'accorde avec le signal expérimental (voir Figure 64), ce qui est incohérent avec le coefficient de 0,3-0,4 déduit de l'évolution des forces.

On conclut de ce premier examen que les déformations simulées ne sont pas toujours cohérentes avec le coefficient de 0,3-0,4 déduit de l'évolution des forces, et surtout qu'elles ne sont pas toujours cohérentes entre elles (on peut obtenir $f = 0,4$ ou $f > 0,5$ selon la manière dont on identifie f).

Il est probable que l'écrasement du ressort soit assez complexe à simuler en dynamique et que les erreurs sur les simulations proviennent d'une modélisation trop simplifiée. On effectue donc des simulations pour lesquelles le contact entre le ressort et le couvercle est artificiellement supprimé pour comprendre l'influence du ressort (voir Figure 39).

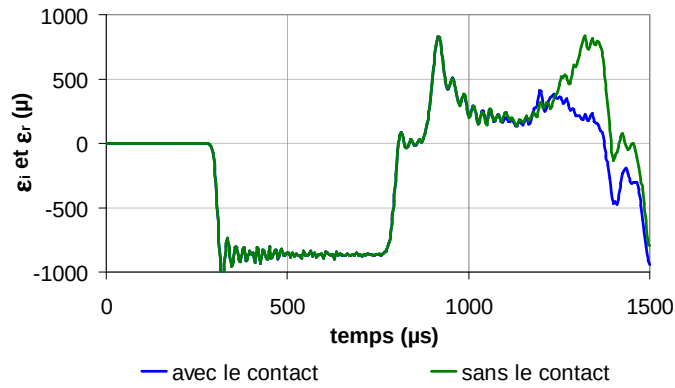


Figure 65 : Comparaison des évolutions des équivalents numériques de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre entrante obtenues avec et sans le contact couvercle-ressort.

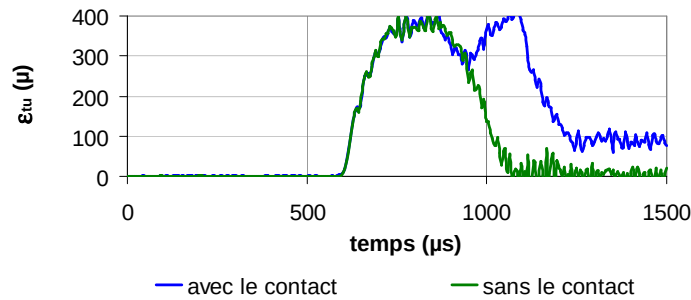


Figure 66 : Comparaison des évolutions des équivalents numériques de la déformation mesurée par la jauge collée sur le tube obtenues avec et sans le contact couvercle-ressort.

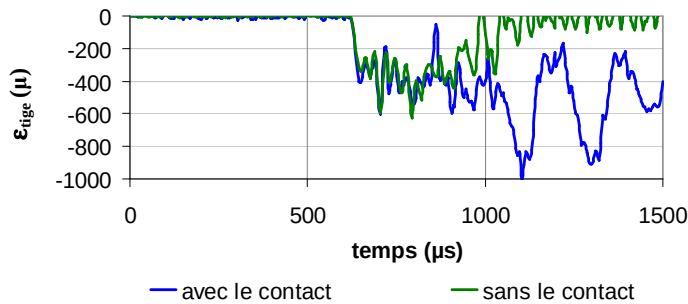


Figure 67 : Comparaison des évolutions des équivalents numériques de la déformation mesurée par les jauges collées sur la tige obtenues avec et sans le contact couvercle-ressort.

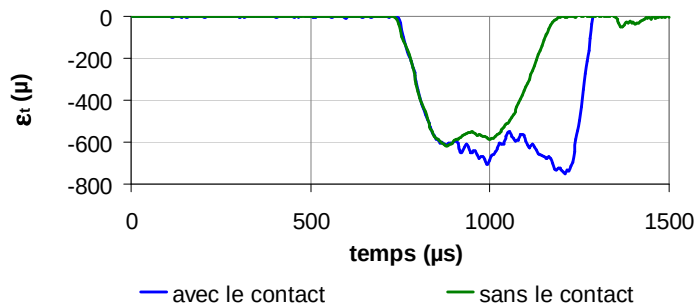


Figure 68 : Comparaison des évolutions des équivalents numériques de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante obtenues avec et sans le contact couvercle-ressort.

Les comparaisons entre les simulations montrent que l'influence du contact ressort-couvercle sur la réponse mécanique n'est pas immédiate (les courbes ne divergent pas immédiatement, voir Figure 65, Figure 66, Figure 67 et Figure 68). Cela signifie qu'en début

d'essai, la force d'élasticité due à l'écrasement du ressort est négligeable comparée à la force d'inertie exercée par l'ensemble tige-ressort.

Aux erreurs de modélisation du comportement du ressort près, la phase durant laquelle l'influence de l'écrasement du ressort est négligeable peut être estimée à l'aide de ces simulations : elle dure approximativement jusqu'au moment où les courbes se séparent. C'est cette phase qui est symbolisée par des cadres noirs (voir Figure 61, Figure 62, Figure 63 et Figure 64).

Sur la Figure 61 (pour ε_r), on remarque que la simulation avec $f = 0,4$ s'accorde d'abord très bien avec le signal expérimental, puis qu'elle s'en éloigne approximativement au moment où l'influence de l'écrasement du ressort devient non négligeable. On en déduit que l'écrasement du ressort est mal modélisé et que le coefficient de frottement doit être identifié lorsque l'influence de cet écrasement est négligeable (c'est-à-dire dans une phase simulée correctement).

Forts de ce constat, nous allons reprendre l'analyse des autres réponses expérimentales et numériques en vue d'identifier le frottement, mais en nous focalisant uniquement sur la phase pendant laquelle l'influence de l'écrasement du ressort reste négligeable.

La comparaison des évolutions expérimentale et numériques de ε_{tu} dans la phase d'intérêt (voir Figure 62) ne change pas les conclusions précédentes ($f > 0,2$).

Il n'est toujours pas possible d'identifier une valeur de coefficient à partir de ε_{tige} (voir Figure 63). Les évolutions dans la phase d'intérêt y sont trop chaotiques et il est impossible de choisir parmi les quatre valeurs de f . L'instant auquel les courbes numériques semblent se détacher de la courbe expérimentale semble correspondre approximativement à la fin de la phase d'intérêt, nous n'avons donc pas à nous occuper de ce phénomène.

Le décalage observé entre l'expérience et les simulations semble cohérent avec une sous-estimation de la raideur du ressort dans les simulations, ce qui impliquerait que la phase d'intérêt est encore plus réduite que celle déterminée à l'aide des simulations. Il n'est donc pas raisonnable d'identifier le frottement à partir de ε_i .

Détermination des sollicitations exercées sur l'échantillon

Les simulations numériques effectuées avec un coefficient de 0,4 (valeur qui semble donner le meilleur accord avec les mesures) montrent un équilibre satisfaisant de l'échantillon (alors que ce n'est pas le cas pour l'ensemble du tribomètre, voir Figure 60). Ces simulations prévoient, à l'interface tube-échantillon, des valeurs de pressions allant de 20 à 120 MPa (selon la position le long de l'interface) et des vitesses de glissement de l'ordre de 2 m/s.

Conclusion

Un nouveau dispositif a été conçu pour dépasser les pressions atteintes avec le précédent. Un ressort est utilisé pour générer simultanément la compression et le glissement de l'échantillon dans le tube. Le dépouillement des essais quasi-statiques montre qu'il est

possible d'approcher la valeur de pression désirée (100 MPa) avec notre configuration de frottement sous confinement. Les paramètres de frottement sont déterminés à partir de la mesure des forces axiales exercées sur l'échantillon. Des mesures supplémentaires permettent ensuite de vérifier la cohérence des paramètres ainsi estimés. Ces mesures supplémentaires sont des mesures de déformations effectuées sur la face externe du tube de confinement. Il a été montré dans le Chapitre 3 que ces mesures étaient assez sensibles à la position de l'échantillon dans le tube. Comme l'échantillon se déplace dans le tube lors des essais, il est effectivement préférable de ne pas s'en servir pour déterminer les paramètres de frottement et de ne les utiliser que pour une vérification ultérieure.

Le dispositif a également été testé sur un banc de barres de Hopkinson. La valeur du coefficient de frottement identifié est proche de celle déterminée lors des essais dynamiques décrits dans le Chapitre 3, ce qui est cohérent. Des pressions de 100 MPa sont obtenues, ce qui dépasse les 20 MPa atteints avec le dispositif du Chapitre 3, malheureusement la vitesse n'est que de 2 m/s alors qu'elle atteignait alors 10 m/s. Enfin, les simulations numériques montrent que l'utilisation d'un ressort en dynamique rapide n'est pas pertinente car c'est finalement l'inertie de la tige et du ressort qui permettent de comprimer l'échantillon. Un système plus adapté doit donc être mis au point.

Le chapitre suivant présente des essais effectués sur un système spéciquement conçu pour des essais à hautes vitesses.

Chapitre 5 Essais de frottement à hautes pressions et hautes vitesses

Introduction

Le chapitre précédent a proposé l'utilisation d'un tribomètre à ressort. Si les essais quasi-statiques ont donné satisfaction, les simulations numériques ont en revanche montré la complexité du comportement dynamique d'un tel tribomètre. Les simulations ont également montré qu'en dynamique rapide, l'utilisation de l'inertie pouvait être un moyen commode de comprimer l'échantillon. Un tribomètre utilisant l'inertie pour comprimer et faire glisser l'échantillon a donc été conçu spécifiquement pour les essais à hautes vitesses. Le principe de fonctionnement du nouveau dispositif est présenté dans la partie 5.1. La partie 5.2 détaille les résultats expérimentaux obtenus et propose un dépouillement à partir de simulations numériques. Enfin, la partie 5.3 est consacrée à une discussion cherchant à expliquer les différences constatées entre les résultats présentés dans ce chapitre et ceux présentés dans les deux chapitres précédents.

5.1 Dispositif expérimental

Le nouveau tribomètre est basé sur la technique des barres de Hopkinson et une configuration à deux barres sortantes coaxiales a été adoptée (voir Figure 69).

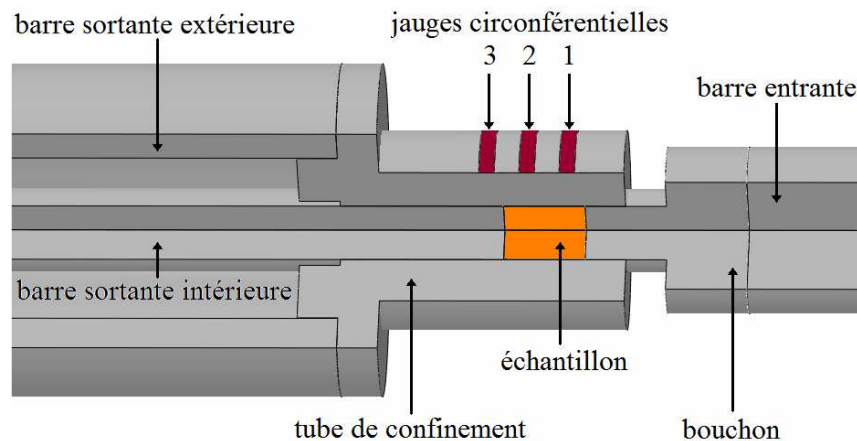


Figure 69 : Schéma du système à deux barres sortantes (vue en coupe).

L'échantillon (en X1 ou en I1) a un diamètre $2R$ et une longueur L de 10 mm, le tube de confinement a un diamètre extérieur $2R_e$ de 24 mm et le reste du schéma est à l'échelle. Le tube de confinement est constitué du même acier que le tube du dispositif décrit dans la partie 4.1.2. L'intérieur du tube a été usiné de manière à avoir une rugosité proche de celle rencontrée sur les structures et les échantillons ont été usinés en chariotage sur un tour. Le jeu radial entre les barres et le tube de confinement est de l'ordre de 0,01 mm. Des feuilles de téflon sont insérées entre l'échantillon et les barres pour éliminer le frottement et donc pour favoriser la mise en pression de l'échantillon contre le tube. Les trois jauges circonférentielles ont une largeur égale à 2 mm. Le milieu de la jauge n°1 est distant de 7 mm de l'extrémité droite du tube de confinement et les positions médianes de chacune des jauges sont distantes de 5 mm. Le Tableau 8 compile les caractéristiques des barres.

barre	projectile	entrante	sortante intérieure	sortante extérieure
matériau	acier		aluminium	acier
module d'Young (GPa)	166		72,8	205
célérité des ondes (m/s)	4555		5092	5162
diamètres (mm)	extérieur	20	10	40
	intérieur			30
longueur (m)	1,05	2,5	1,46	1,50

Tableau 8 : Modules d'Young, célérités des ondes de traction/compression, diamètres et longueurs mesurés pour les barres du système de la Figure 69.

La barre sortante extérieure a une impédance très élevée pour maintenir le tube de confinement immobile et la barre sortante intérieure a une impédance choisie telle que l'échantillon puisse glisser dans le tube aux vitesses voulues tout en étant comprimé aux pressions voulues. Les matériaux et les sections ont été choisis en conséquence.

Des jauges axiales sont collées sur les barres. Celle collée sur la barre sortante intérieure est située à 330 mm de l'interface avec l'échantillon. Celle collée sur la barre sortante extérieure est située à 295 mm de l'interface avec le tube de confinement. Deux jauges sont collées sur la barre entrante. La première est située approximativement au milieu (à 1,22 m de l'interface avec le bouchon) et la seconde est située à 250 mm de l'interface avec le projectile. La seconde n'a été collée que pour la réalisation des essais sur explosif.

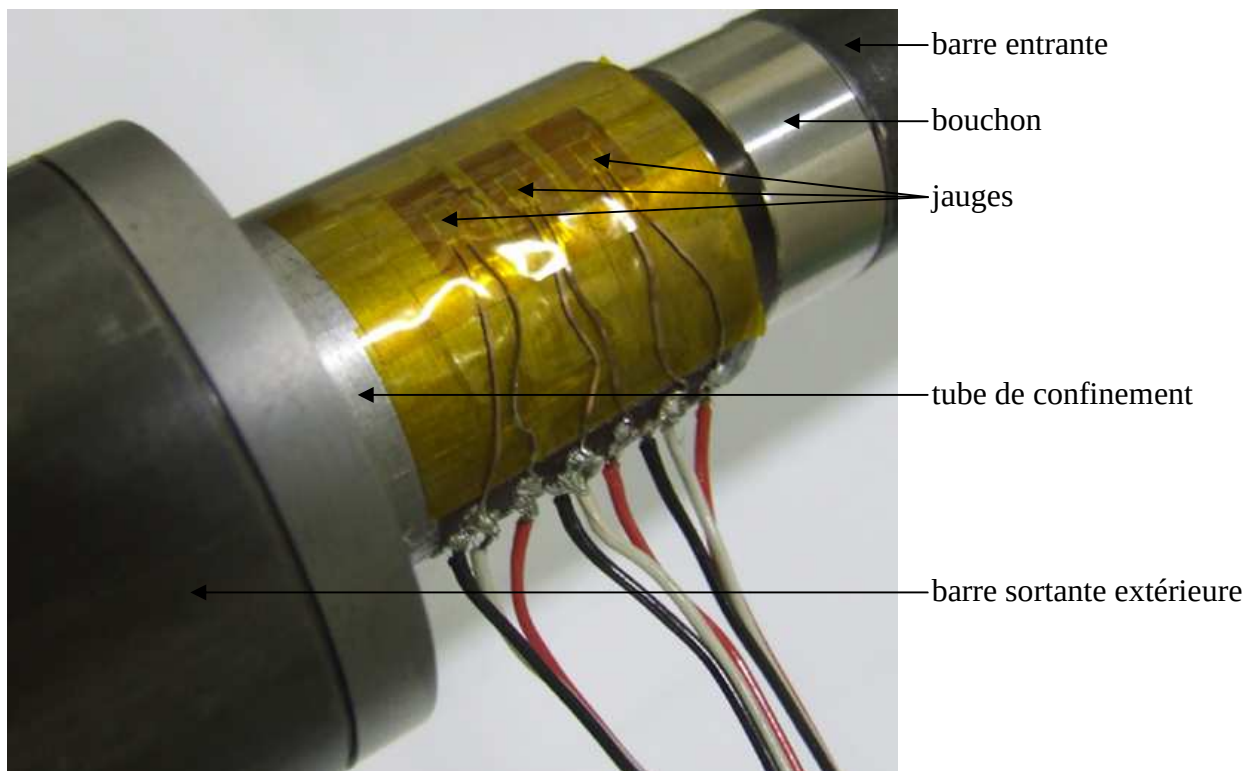


Figure 70 : Photographie du système.

L'impact du projectile induit dans la barre entrante une onde incidente de déformation en compression ε_i . La réverbération de cette onde dans le montage inséré entre les barres génère une onde réfléchie ε_r dans la barre entrante, une onde transmise ε_{ti} dans la barre sortante intérieure et une onde transmise ε_{te} dans la barre sortante extérieure.

Les formules (93) permettent de déterminer la force exercée par la barre entrante sur le bouchon F_e et la vitesse particulière au niveau de l'interface barre entrante - bouchon V_e à

partir des mesures de ε_i et de ε_r effectuées au niveau de la jauge collée sur la barre entrante et virtuellement transportées au niveau des interfaces.

$$(93) \quad \begin{cases} F_e = -S_e E_e \varepsilon_i \\ V_e = -C_e \varepsilon_r \end{cases}$$

S_e , E_e et C_e représentent la section, le module d'Young et la célérité des ondes de traction/compression dans la barre entrante.

En transportant ε_{ti} au niveau de l'interface, on détermine la force exercée par la barre sortante intérieure sur l'échantillon F_{si} et la vitesse particulière de l'extrémité de la barre sortante intérieure (au contact avec l'échantillon) V_{si} :

$$(94) \quad \begin{cases} F_{si} = -S_{si} E_{si} \varepsilon_{ti} \\ V_{si} = -C_{si} \varepsilon_{ti} \end{cases}$$

S_{si} , E_{si} et C_{si} représentent la section, le module d'Young et la célérité des ondes de traction/compression dans la barre sortante intérieure.

En transportant ε_{te} au niveau de l'interface, on détermine la force exercée par la barre sortante extérieure sur le tube de confinement F_{se} et la vitesse particulière de l'extrémité de la barre sortante extérieure (au contact avec le tube de confinement) V_{se} :

$$(95) \quad \begin{cases} F_{se} = -S_{se} E_{se} \varepsilon_{te} \\ V_{se} = -C_{se} \varepsilon_{te} \end{cases}$$

S_{se} , E_{se} et C_{se} représentent la section, le module d'Young et la célérité des ondes de traction/compression dans la barre sortante extérieure.

Avec cette configuration, l'équilibre et la stationnarité se traduisent respectivement par les deux égalités suivantes :

$$(96) \quad F_e \approx F_{se} + F_{si}$$

$$(97) \quad V_e \approx V_{si}$$

La vitesse de glissement à l'interface V a alors pour expression :

$$(98) \quad V = V_{si} - V_{se} \text{ ou } V = V_e - V_{se}$$

5.2 Résultats expérimentaux et simulations numériques

Les résultats numériques que nous allons présenter ont été obtenus à l'aide du logiciel de modélisation par éléments finis ABAQUS CAE / Explicit. L'ensemble du système a été représenté à l'exception du projectile, son action sur l'extrémité de la barre entrante ayant été modélisée par une pression uniformément répartie sur la section. Les diamètres de l'échantillon et de l'intérieur du tube sont supposés égaux ($u_{ri}^{tube} = 0$ sur la Figure 23).

Les calculs sont effectués en axisymétrie bidimensionnel. On utilise des éléments quadrangulaires à quatre nœuds. Les éléments découpant l'échantillon ont 0,25 mm de côté (on a donc 20 éléments dans le rayon) et ceux découpant le tube de confinement ont 0,5 mm de côté. Tous les contacts normaux sont définis par l'option « Hard contact » « Default », la séparation étant autorisée (pas d'adhésion). Le contact tangentiel entre le tube de confinement et l'échantillon obéit à une loi de Coulomb imposée à l'aide de la méthode des pénalités. Les autres contacts tangentiels sont définis sans frottement. Comme des feuilles de téflon sont insérées entre les barres et l'échantillon, cette approximation est tout à fait justifiée.

Comme cet essai permet d'obtenir un état stationnaire pour l'échantillon, les propriétés mécaniques mesurées en quasi-statique pour le X1 et le I1 peuvent, sans problèmes, être utilisées dans les simulations. La plasticité des échantillons est prise en compte (les caractéristiques élasto-plastiques du X1 et du I1 sont données dans la partie 1.2). Les propriétés élastiques de l'acier constituant le tube de confinement ont déjà été mesurées : module d'Young de 200 GPa et coefficient de Poisson de 0,29. Une masse volumique de 7800 kg/m³ est affectée au tube dans les simulations et le bouchon est supposé avoir les mêmes caractéristiques mécaniques que le tube. Enfin, la valeur du coefficient de Poisson affectée aux barres est égale à 0,33.

Comme les déformations au niveau des jauges collées sur les barres varient peu selon la direction axiale, les équivalents numériques des mesures effectuées par ces jauges sont les déformations à leur position médiane. Les équivalents numériques des mesures effectuées par les jauges circonférentielles collées sur le tube de confinement sont la moyenne des déformations sur 1 mm autour de leur position médiane (ces jauges ayant une largeur de 2 mm).

5.2.1 Essai sur inerte

Un essai a été réalisé sur inerte avec le système de barres présenté à la Figure 69. Les déformations ε_i , ε_r , ε_{ti} et ε_{te} mesurées par les jauges collées sur les barres sont enregistrées ainsi que les déformations ε_{t1} , ε_{t2} et ε_{t3} mesurées par les jauges collées sur le tube de confinement (respectivement par les jauges n°1, 2 et 3, voir Figure 69). La déformation ε_i mesurée est multipliée par l'opposé du module d'Young de la barre entrante et le profil de pression ainsi obtenu est appliqué, dans les simulations numériques, sur la section de la barre entrante en contact avec le projectile.

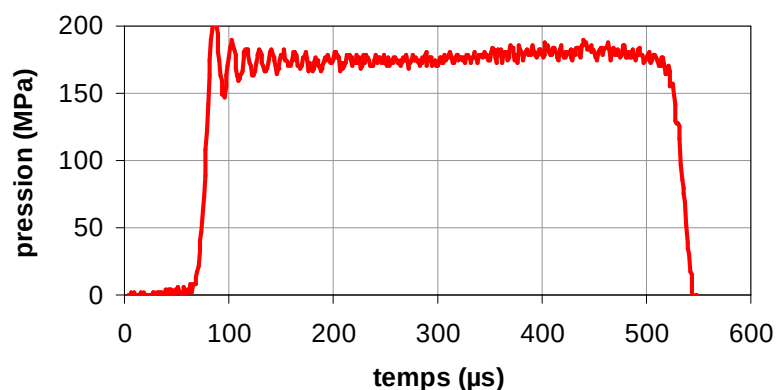


Figure 71 : Pression imposée dans les simulations à l'interface projectile - barre entrante.

Les figures ci-dessous présentent les évolutions temporelles des déformations mesurées par les six jauges et leurs équivalents numériques (obtenus avec différentes valeurs du coefficient de frottement à l'interface tube-échantillon). La base de temps utilisée sur ces figures est celle des déformations mesurées sur les barres. Comme dans les simulations numériques, la pression imposée à l'interface projectile - barre entrante (Figure 71) est déduite du signal de ε_i mesuré au niveau de la jauge collée sur la barre entrante, les évolutions numériques sont synchronisées avec les évolutions des déformations mesurées sur les barres en les avançant de la durée nécessaire aux ondes mécaniques pour parcourir la distance entre l'interface projectile - barre entrante et la jauge mesurant ε_i . Ensuite, les évolutions des déformations mesurées sur le tube (enregistrées avec un appareil différent de celui enregistrant celles des barres, donc dans une base de temps différente) sont synchronisées en les faisant coïncider au mieux avec leurs équivalents numériques.

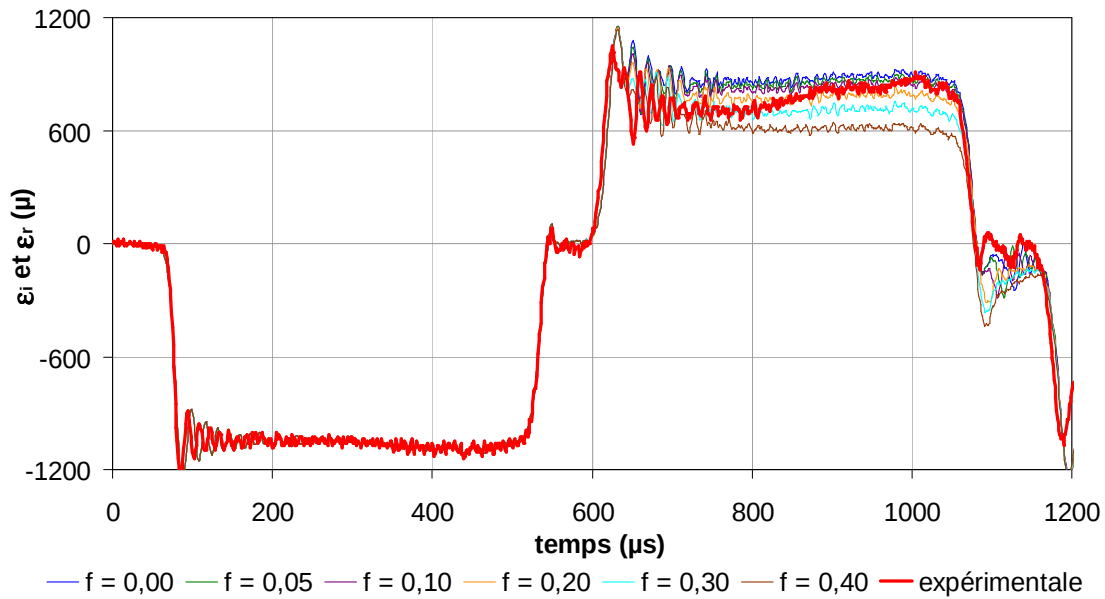


Figure 72 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre entrante (avec ε_i et ε_r séparées dans le temps) et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

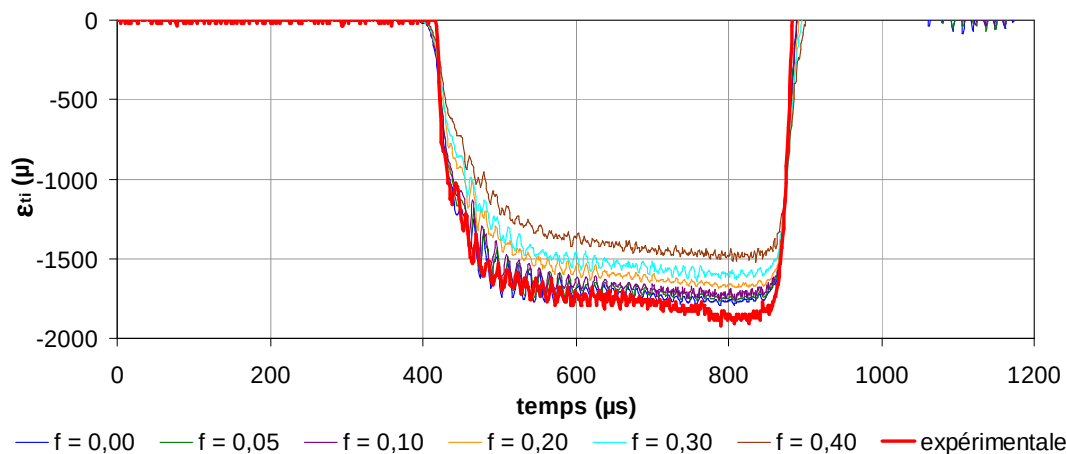


Figure 73 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante intérieure ε_{ii} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

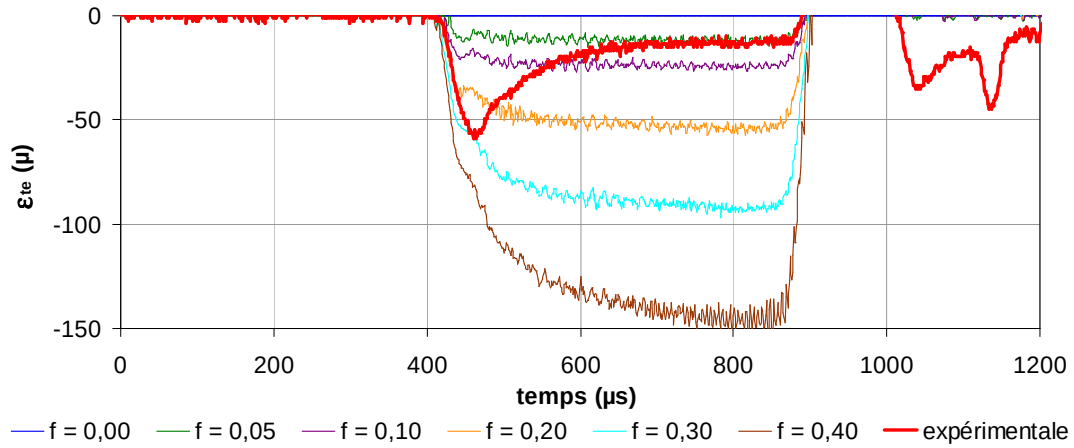


Figure 74 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante extérieure ε_{te} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

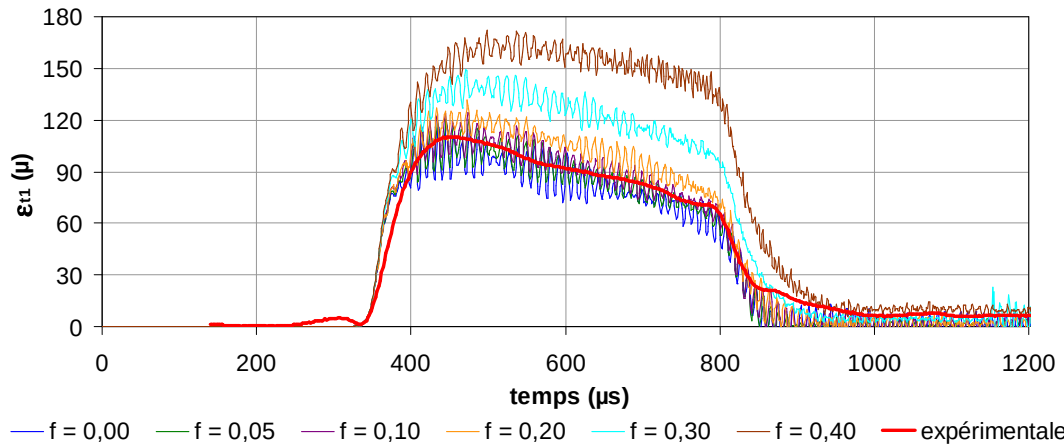


Figure 75 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge n°1 collée sur le tube de confinement ε_{t1} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

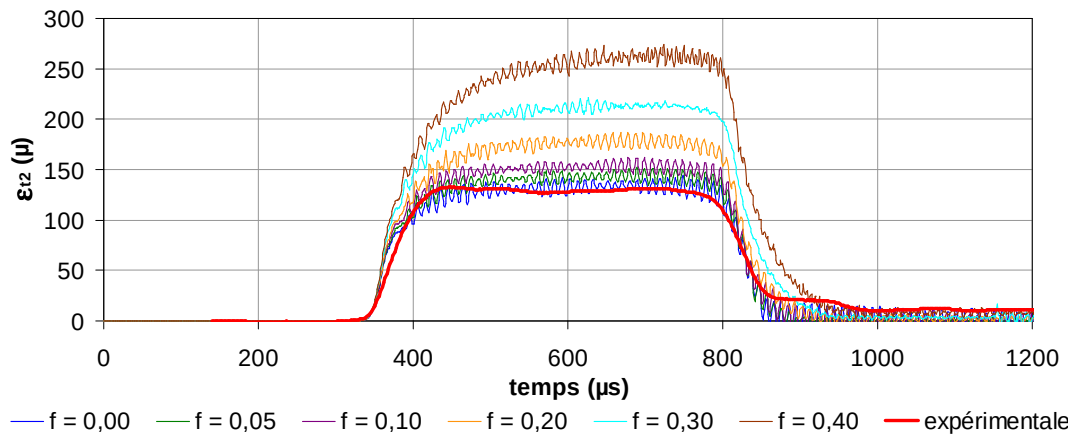


Figure 76 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge n°2 collée sur le tube de confinement ε_{t2} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

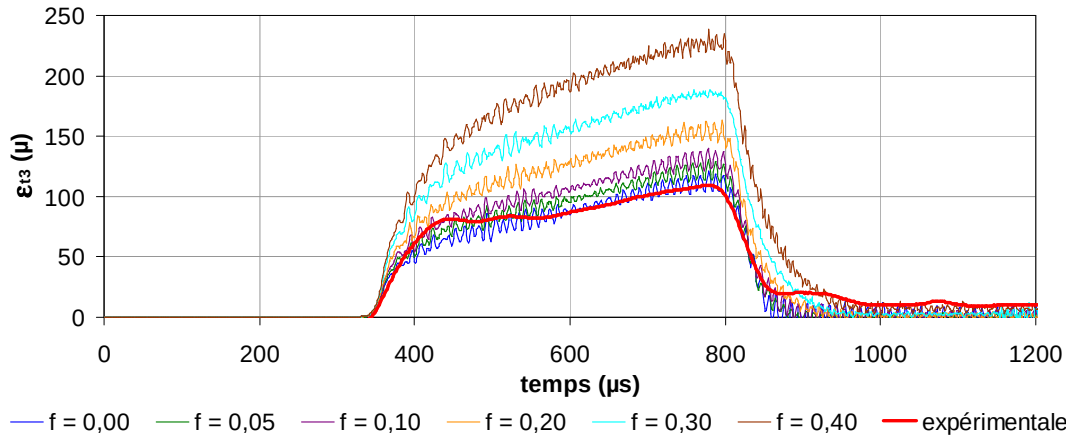


Figure 77 : Evolution de la déformation mesurée par la jauge n°3 collée sur le tube de confinement ε_{33} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

Nous pouvons considérer ε_i (dont l'évolution expérimentale est parfaitement reproduite dans les simulations) comme le chargement imposé et ε_r , ε_{ti} , ε_{te} , ε_{t1} , ε_{t2} , ε_{t3} comme la réponse à ε_i . Nous allons donc identifier le coefficient de frottement f en cherchant le meilleur accord entre les réponses expérimentales et numériques.

Nous remarquons, en comparant les différentes simulations numériques, que l'influence du frottement est nettement moins marquée sur ε_r et sur ε_{ti} que sur les quatre autres déformations et que c'est naturellement sur ε_{te} (proportionnelle à la force de frottement) que l'influence du frottement est la plus grande. L'évolution de ε_{te} permet d'identifier un coefficient de frottement de l'ordre de 0,3 dans les premières 50 μs , puis descendant rapidement à une valeur de 0,05 pour s'y stabiliser. La valeur stationnaire de 0,05 est confirmée par les évolutions de toutes les autres déformations. La valeur pic de l'ordre de 0,3 dans les premières 50 μs n'est pas fondamentalement remise en cause par les autres évolutions même s'il faudrait caler différemment les évolutions des déformations mesurées sur le tube pour qu'elles s'accordent avec le début des simulations numériques obtenues pour $f = 0,3$. Il faut toutefois garder à l'esprit que ces déformations dépendent fortement de la position de l'échantillon dans le tube, position qui peut être mal estimée dans les simulations. L'existence d'une valeur pic élevée pour f est en tous cas avérée.

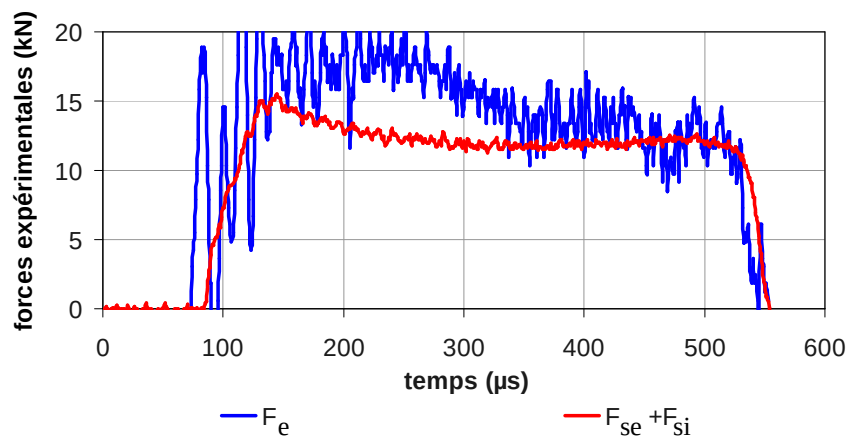


Figure 78 : Forces déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95).

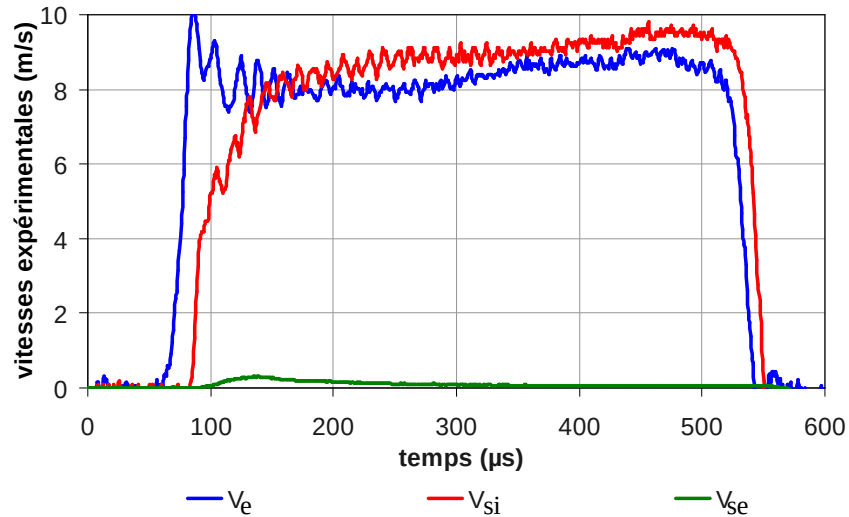


Figure 79 : Vitesses déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95).

L'équilibre (96) et la stationnarité (97) ne semblent pas tout à fait respectés sur la Figure 78 et la Figure 79. L'hypothèse pour expliquer ceci est l'existence d'un prolongement au créneau incident ε_i qui s'ajouterait à ε_r . Ainsi, le deuxième créneau sur le signal expérimental de la Figure 72 correspondrait en fait à la somme de ε_r et du prolongement de ε_i . Le prolongement de ε_i serait en toute logique négatif, ce qui conduirait à sous-estimer ε_r , donc à surestimer F_e et à sous-estimer V_e (voir les formules (151)). Les décalages constatés sur la Figure 78 et sur la Figure 79 sont cohérents avec notre hypothèse. Un prolongement de ε_i de l'ordre de 70 μ (et qui passerait donc quasiment inaperçu sur la Figure 72) serait suffisant pour expliquer les décalages. Il est à noter qu'un tel prolongement du créneau incident a déjà été constaté lors d'essais barre-barre.

5.2.2 Essais sur explosif

Trois essais ont été réalisés sur explosif avec le système de barres présenté à la Figure 69. Les essais notés « 1a » et « 1b » ont été réalisés avec le même échantillon et le même tube de confinement. L'essai 1b a été réalisé après l'essai 1a en remettant simplement l'échantillon en place dans le tube. L'essai noté « 2 » a été réalisé avec un échantillon et un tube vierges.

Les déformations mesurées par les six jauges sont enregistrées comme lors de l'essai sur inerte. Pour pallier le problème causé par le prolongement du créneau incident, une jauge supplémentaire a été collée sur la barre entrante à 250 mm de l'extrémité située côté projectile. Cette jauge permet de mesurer de manière séparée dans le temps le créneau incident ε_i et son prolongement qu'on notera ε_{pi} . Maintenant, nous considérerons que la jauge collée sur la barre entrante mesure ε_i , puis $\varepsilon_r + \varepsilon_{pi}$.

Les forces et les vitesses sont toujours calculées à l'aide des formules (151), (94) et (95) et les déformations ε_i , ε_{ti} et ε_{te} sont déterminées de la même manière que précédemment. $\varepsilon_r + \varepsilon_{pi}$ est mesurée au niveau de la jauge collée au milieu de la barre entrante et est virtuellement transportée au niveau de l'interface avec le bouchon en l'avancant de la durée nécessaire aux ondes pour parcourir la distance séparant la jauge de l'interface (comme précédemment avec ε_r). ε_{pi} est mesurée au niveau de la jauge supplémentaire et est virtuellement transportée au niveau de l'interface avec le bouchon en l'avancant de la durée

nécessaire aux ondes pour parcourir une distance égale à celle séparant la jauge du milieu et l'interface côté bouchon diminuée de celle séparant les deux jauges collées sur la barre entrante (cela se démontre de manière formelle en utilisant la méthode des caractéristiques, voir Annexe 3). ε_r est ensuite déterminée en retranchant ε_{pi} à $\varepsilon_r + \varepsilon_{pi}$.

La déformation mesurée par la jauge supplémentaire (sur laquelle apparaît successivement ε_i , puis ε_{pi}) est multipliée par l'opposé du module d'Young de la barre entrante et le profil de pression ainsi obtenu est appliqué, dans les simulations numériques, sur la section de la barre entrante en contact avec le projectile.

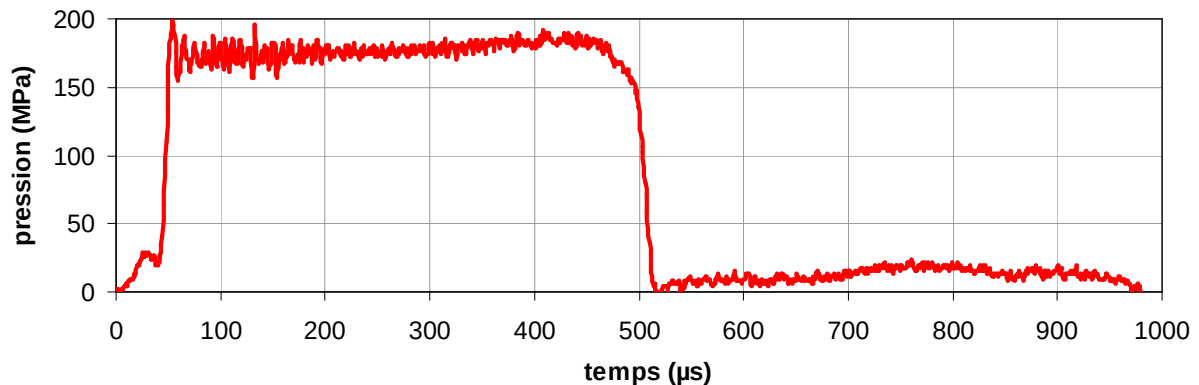
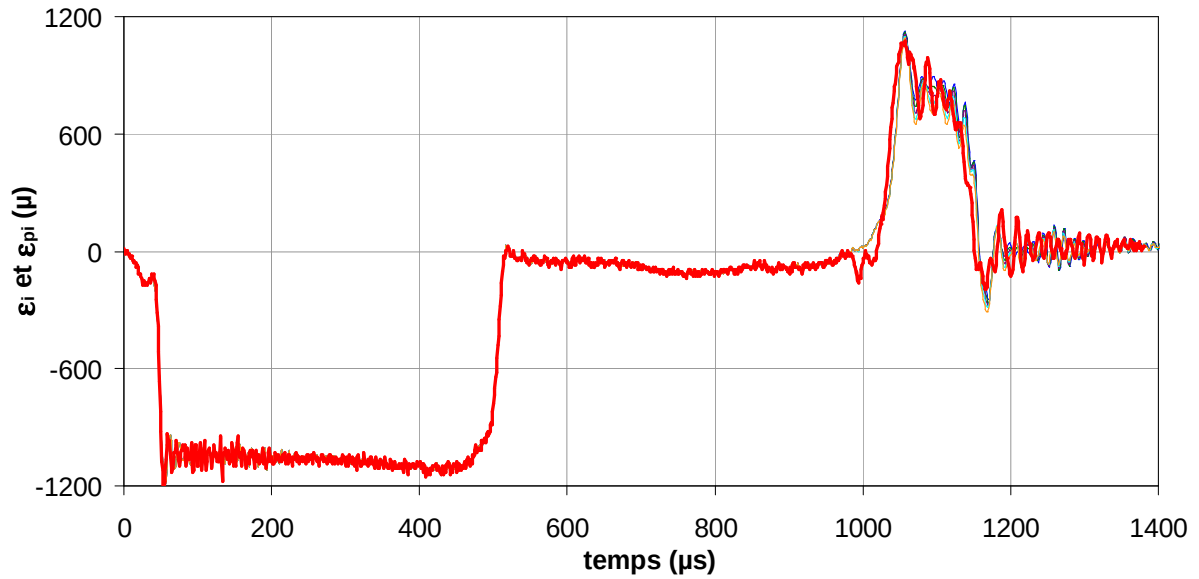


Figure 80 : Pression imposée dans les simulations de l'essai 1a à l'interface projectile - barre entrante.

Les figures ci-dessous présentent les évolutions temporelles des déformations mesurées lors de l'essai 1a par les sept jauges et leurs équivalents numériques (obtenus avec différentes valeurs du coefficient de frottement à l'interface tube-échantillon). La base de temps utilisée sur ces figures est celle des déformations mesurées sur les barres. Comme dans les simulations numériques, la pression imposée à l'interface projectile - barre entrante (Figure 80) est déduite du signal mesuré au niveau de la jauge collée côté projectile, les évolutions numériques sont synchronisées avec les évolutions des déformations mesurées sur les barres en les avançant de la durée nécessaire aux ondes mécaniques pour parcourir la distance entre l'interface projectile - barre entrante et la jauge collée côté projectile. Ensuite, les évolutions des déformations mesurées sur le tube (enregistrées dans une base de temps différente) sont synchronisées en les faisant coïncider au mieux avec leurs équivalents numériques, comme lors de l'essai sur inerte.

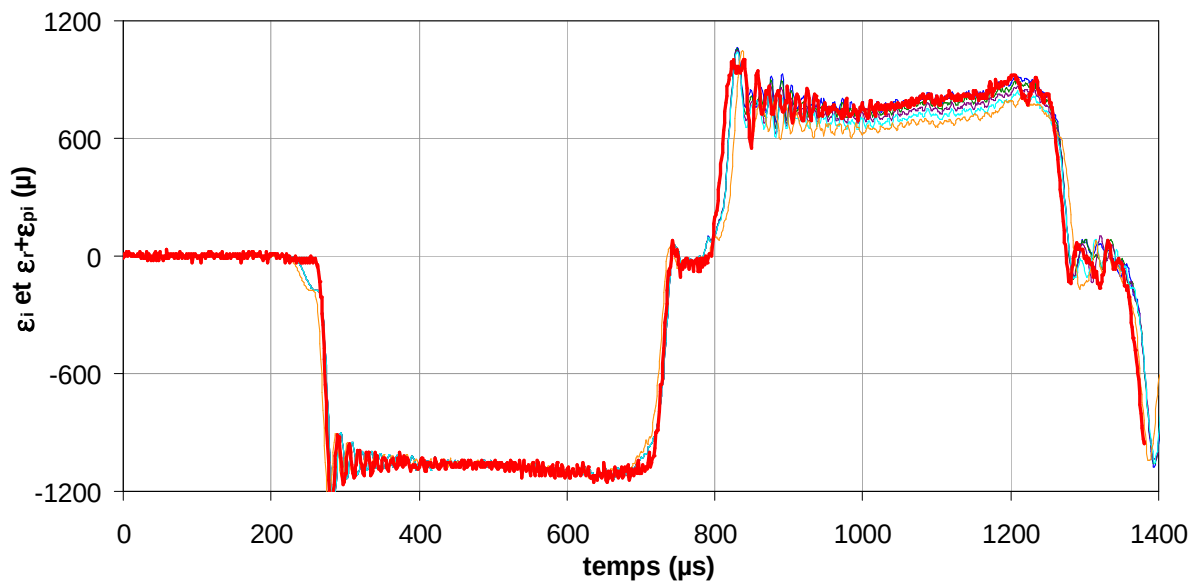
Remarque :

Seul le début de l'onde réfléchie ε_r apparaît sur la mesure effectuée par la jauge collée côté projectile (voir Figure 81). Cela est dû à la réflexion de cette onde sur l'interface avec le projectile.



— $f = 0,00$ — $f = 0,05$ — $f = 0,10$ — $f = 0,15$ — $f = 0,20$ — expérimentale

Figure 81 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge collée côté projectile sur la barre entrante (avec ε_i , puis ε_{pi}) et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .



— $f = 0,00$ — $f = 0,05$ — $f = 0,10$ — $f = 0,15$ — $f = 0,20$ — expérimentale

Figure 82 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge collée au milieu de la barre entrante (avec ε_i et $\varepsilon_r + \varepsilon_{pi}$ séparées dans le temps) et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

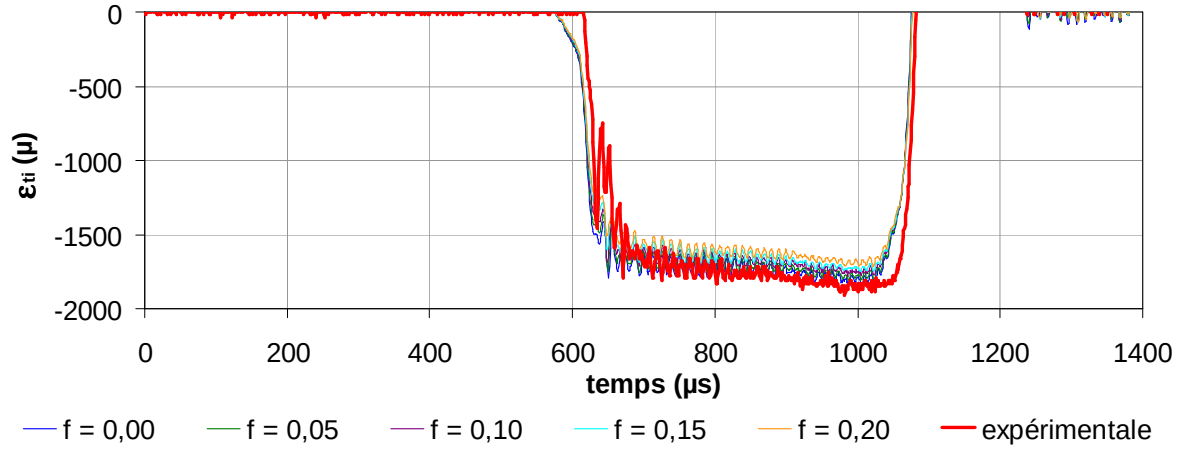


Figure 83 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante intérieure ε_{ii} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

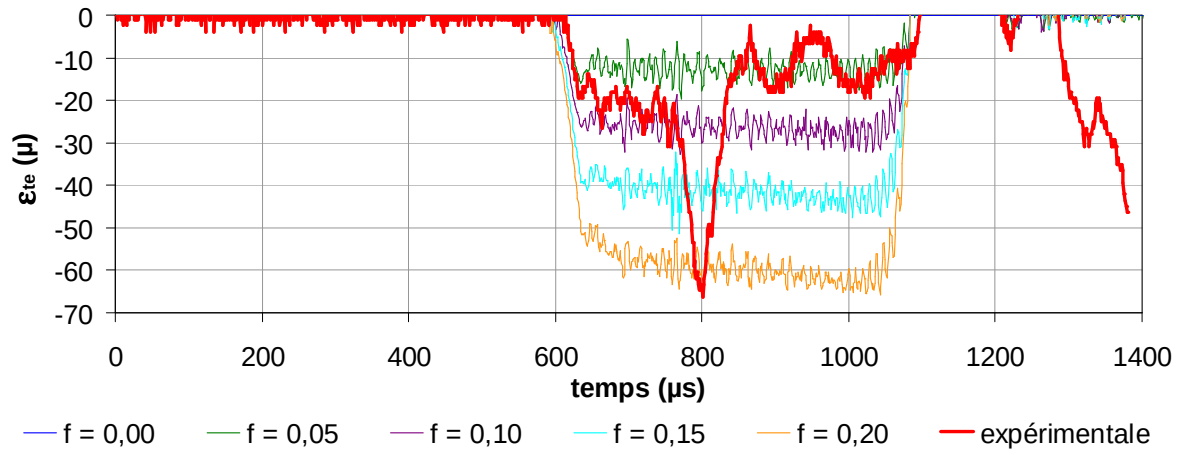


Figure 84 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante extérieure ε_{ee} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

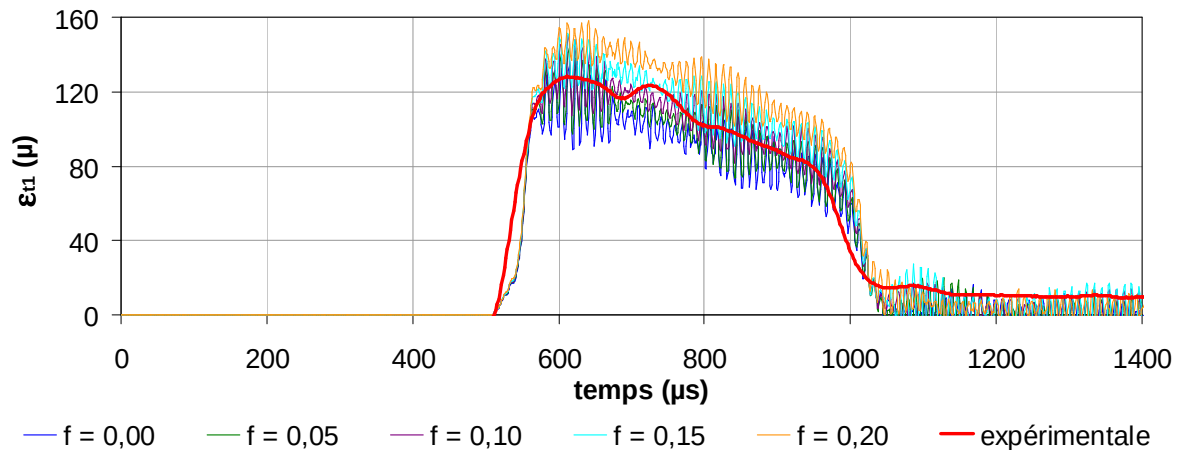


Figure 85 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge n°1 collée sur le tube de confinement ε_{t1} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

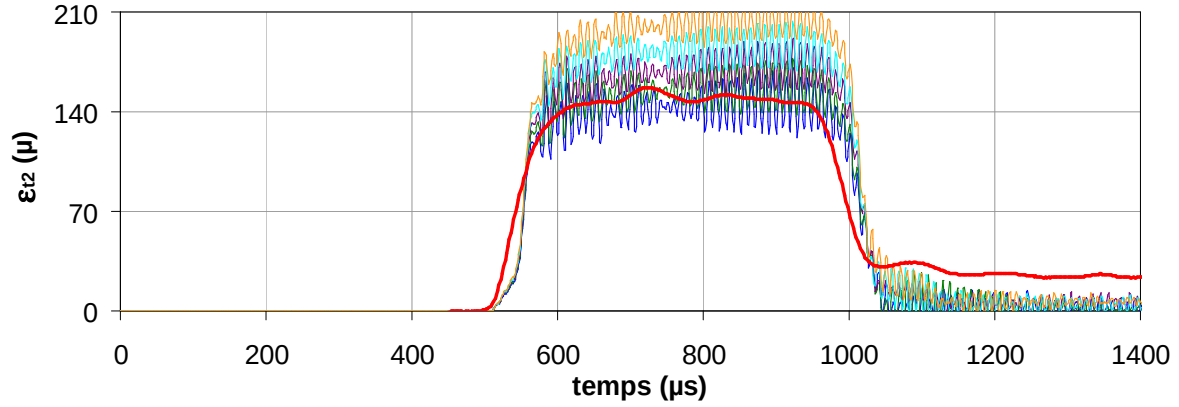


Figure 86 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge n°2 collée sur le tube de confinement ε_{12} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

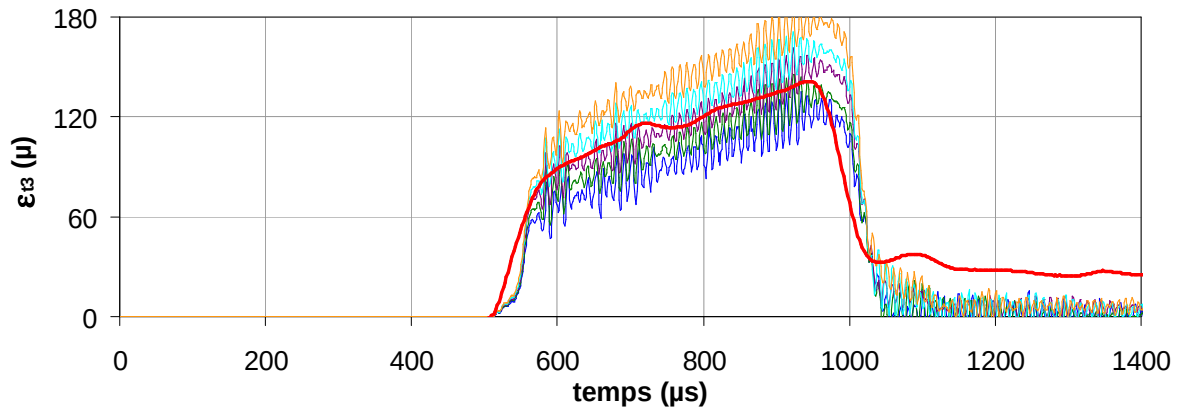


Figure 87 : Evolution pour l'essai 1a de la déformation mesurée par la jauge n°3 collée sur le tube de confinement ε_{13} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

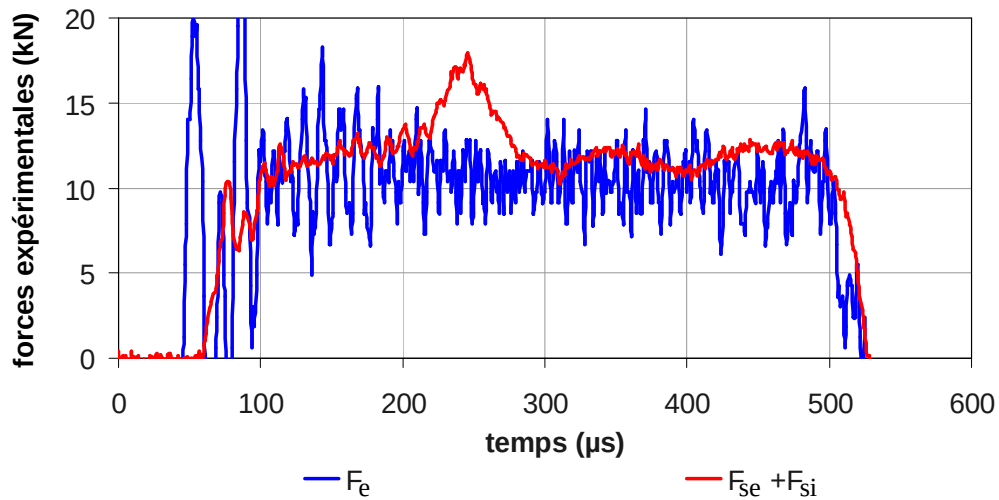


Figure 88 : Forces déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 1a.

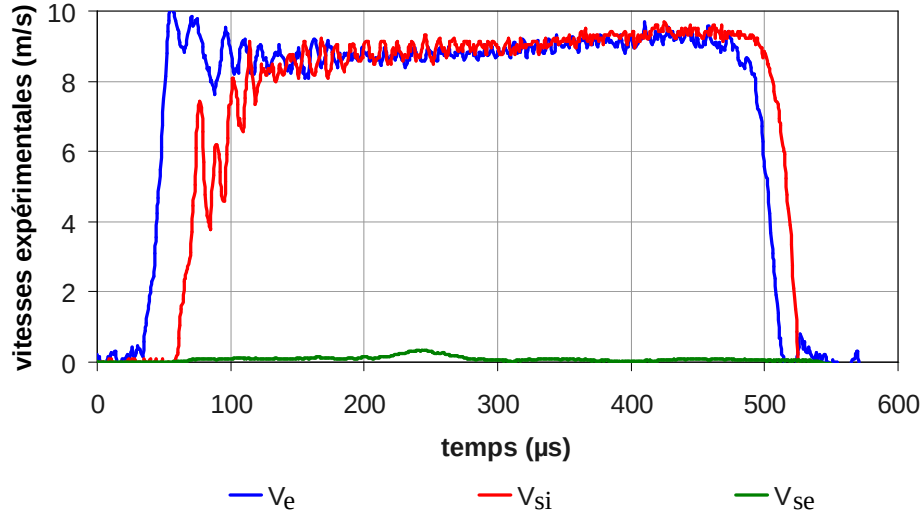


Figure 89 : Vitesses déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 1a.

Comme lors de l'essai sur inerte, nous remarquons (en comparant les différentes simulations numériques) que l'influence du frottement est nettement moins marquée sur ε_r et sur ε_{ti} que sur les quatre autres déformations. En raison de cette faible dépendance au frottement, les évolutions des déformations sur la barre entrante et sur la barre sortante intérieure sont semblables pour les trois essais réalisés sur explosif (le chargement imposé variant très peu d'un essai à l'autre). Seules les évolutions des déformations ε_{te} , ε_{t1} , ε_{t2} et ε_{t3} ; des forces F_e et $F_{se} + F_{si}$ et des vitesses V_e , V_{si} et V_{se} sont donc présentées pour les essais 1b et 2 (voir Annexe 5).

Pour les trois essais nous pouvons remarquer, en début de créneau, des pics sur l'évolution de ε_{te} . Exception faite de ces pics, les mesures de ε_{te} sont toutes cohérentes avec un coefficient de frottement d'environ 0,05. Cette valeur de 0,05 est d'ailleurs confirmée par les mesures effectuées sur l'extérieur du tube (c'est-à-dire ε_{t1} , ε_{t2} et ε_{t3}).

Les pics sur ε_{te} sont difficiles à interpréter. Pour l'essai 1a (Figure 84), un pic d'à peine 100 μs apparaît alors qu'un état stationnaire avec $0,05 < f < 0,10$ semblait avoir été atteint. A l'inverse, pour l'essai 2 (Figure 121), un pic assez large (d'une durée supérieure à 200 μs) apparaît dès le début du créneau. Enfin, pour l'essai 1b (Figure 115), un pic a lieu dès le début du créneau, puis un second apparaît alors qu'un état stationnaire avec $0,05 < f < 0,10$ semblait s'établir. La durée des pics pour l'essai 1b est d'environ 50 μs. Ces comparaisons montrent que le phénomène générant les pics en début de créneau est non reproductible.

Pour l'essai 1a, la valeur de la déformation mesurée sur la barre sortante extérieure atteint lors du pic la valeur prévue numériquement pour un coefficient de frottement égal à 0,20 (voir Figure 84). Des pics correspondants peuvent être observés sur les évolutions des déformations mesurées sur le tube (voir Figure 85, Figure 86 et Figure 87). Ils interviennent également environ 200 μs après le début du créneau, ils sont donc synchronisés avec celui observé sur la mesure effectuée sur la barre entrante. Ces pics sur les déformations du tube n'ont cependant pas la même intensité que celle du pic atteint par la déformation de la barre extérieure. En effet, une comparaison avec les simulations numériques montre qu'ils sont cohérents avec une augmentation du coefficient de frottement plus faible. Il faut cependant être conscient du fait que les déformations calculées numériquement sur l'extérieur du tube ne

sont exactes que si la position de l'échantillon est parfaitement reproduite dans la simulation, ce qui est loin d'être certain.

Pour l'essai 2, la valeur de la déformation mesurée sur la barre sortante extérieure atteint lors du pic la valeur prévue numériquement pour un coefficient de frottement égal à 0,15 (voir Figure 121). En revanche, contrairement à ce qui a été observé pour l'essai 1a, on ne décèle aucune trace de ce pic sur les déformations mesurées sur le tube (voir Figure 122, Figure 123 et Figure 124).

Enfin, pour l'essai 1b, la valeur de la déformation mesurée sur la barre sortante extérieure atteint lors des pics la valeur prévue numériquement pour un coefficient de frottement compris entre 0,10 et 0,15 (voir Figure 115). On observe des oscillations sur les déformations mesurées sur le tube, mais rien qui rappelle la forme des deux pics successifs observés sur la déformation de la barre extérieure (voir Figure 116, Figure 117 et Figure 118).

Ces observations montrent, une fois de plus, le caractère non reproductible des pics. Le manque de cohérence entre les mesures d'une part, et entre les mesures et les simulations d'autre part, plaide pour un phénomène non lié à une augmentation uniforme du coefficient de frottement (ce dernier étant uniforme sur l'interface dans les simulations), mais plutôt à une concentration locale du frottement. Il est donc impossible d'obtenir plus d'informations avec les mesures dont nous disposons.

La Figure 89, la Figure 120 et la Figure 126 montrent que l'échantillon est rapidement en état stationnaire (car on obtient rapidement l'égalité (97)). Aux imprécisions de F_e près, les forces semblent s'équilibrer, sauf au niveau des pics (voir Figure 88, Figure 119 et Figure 125). Les imprécisions sont dues au fait que F_e est obtenue en additionnant ε_i et ε_r , et comme ces deux déformations sont quasiment opposées (voir Figure 82, où ε_{pi} est négligeables devant ε_r), la moindre erreur est amplifiée. Les pics sur $F_{se}+F_{si}$ sont dus aux pics sur F_{se} qui est proportionnelle à ε_{te} (à l'inverse, l'évolution de F_{si} , proportionnelle à ε_{ti} , est stationnaire, voir Figure 83). Le pic sur la force sortante $F_{se}+F_{si}$ n'est pas équilibré par un pic semblable sur la force entrante F_e . Cette situation de non-équilibre reste inexpliquée. Des simulations pour lesquelles la force de frottement à l'interface tube-échantillon varie au cours du temps ont en effet été effectuées en vue de reproduire les pics expérimentaux constatés sur F_{se} , et ces simulations ont montré que les forces s'équilibraient par un pic sur F_e (F_{si} restant stationnaire).

5.2.3 Bilan de ces essais

Un état d'équilibre stationnaire est très rapidement atteint et le coefficient de frottement entre l'acier et chacun des deux matériaux testés est estimé à environ 0,05. On note cependant l'existence de pics sur la force de frottement, situés au début du créneau lors des essais sur inerte et répartis aléatoirement le long du créneau lors des essais sur explosif.

Les mesures montrent que la vitesse de glissement atteint presque 10 m/s (voir Figure 79, Figure 89, Figure 120 et Figure 126). La pression de contact p peut être estimée à partir des mesures des forces (voir Figure 78, Figure 88, Figure 119 et Figure 125) connaissant le rayon R de l'échantillon et les coefficients de Poisson ν des deux matériaux : comme le frottement est quasiment nul (on a F_{se} négligeable devant F_{si}), p varie peu le long de l'interface et on a :

$$(99) \quad p \approx \frac{\nu}{1-\nu} \frac{F_{se} + F_{si}}{\pi R^2}$$

On trouve alors que la pression atteint environ 100 MPa. On préfère utiliser la force sortante $F_{se} + F_{si}$ plutôt que l'entrante F_e car cette dernière est moins précise.

5.3 Discussion des résultats obtenus : analyse thermique

Le coefficient de frottement identifié lors de l'essai sur inerte n'est pas cohérent avec les résultats trouvés lors des autres essais dynamiques (voir Chapitre 3 et Chapitre 4). En effet, le coefficient identifié lors de l'essai sur le système à deux barres sortantes est d'environ 0,05 alors qu'il est plutôt de l'ordre de 0,4 lors des essais décrits dans le Chapitre 3 et dans le Chapitre 4. Une hypothèse plausible pour expliquer ce phénomène est une fusion de l'I1 à l'interface qui entraînerait une lubrification. Le fait que le coefficient de frottement semble passer d'une valeur élevée à une valeur très faible lors de l'essai décrit dans ce chapitre et le fait que ce phénomène de diminution du frottement se soit renouvelé lors d'autres essais sur des tubes de confinement dont la rugosité était plus élevée (non présentés ici) plaident en faveur de cette explication.

Pour nous assurer de la pertinence de cette hypothèse, nous allons évaluer la puissance surfacique dissipée à l'interface sous forme de chaleur, puis évaluer l'élévation de température qui en résulte.

Dans le cas où le glissement s'effectue de manière stationnaire, la puissance dissipée en chaque point de l'interface a pour expression :

$$(100) \quad \dot{Q}(z) = V\tau(z)$$

V étant la vitesse relative à l'interface, τ la contrainte de frottement à l'interface et z la coordonnée axiale.

Dans le cas où la durée de l'essai est si courte que la chaleur n'a pas le temps de diffuser depuis l'interface, l'échantillon et le tube peuvent être considérés comme deux milieux semi-infinis en contact et donc la solution du mur semi-infini [62] peut être considérée comme valide point par point le long de l'interface. L'élévation de température ΔT peut donc être obtenue à partir des formules suivantes :

$$(101) \quad \begin{cases} \forall r > R, \Delta T(r, z, t) = \frac{2\dot{Q}(z)\sqrt{t}}{\sqrt{\lambda_{tube}\rho_{tube}c_{tube}} + \sqrt{\lambda_{éch}\rho_{éch}c_{éch}}} \operatorname{ierfc}\left(\frac{r-R}{2\sqrt{\lambda_{tube}t}}\right) \\ \forall r < R, \Delta T(r, z, t) = \frac{2\dot{Q}(z)\sqrt{t}}{\sqrt{\lambda_{tube}\rho_{tube}c_{tube}} + \sqrt{\lambda_{éch}\rho_{éch}c_{éch}}} \operatorname{ierfc}\left(\frac{R-r}{2\sqrt{\lambda_{éch}t}}\right) \end{cases}$$

r est la coordonnée radiale, R le rayon de l'échantillon ($r > R$ dans le tube et $r < R$ dans l'échantillon) et t le temps écoulé depuis le début du glissement. $\lambda_{éch}$, $\rho_{éch}$, $c_{éch}$ et λ_{tube} , ρ_{tube} , c_{tube} sont respectivement les conductivités thermiques, masses volumiques et capacités thermiques massiques de l'échantillon et du tube (voir Tableau 9).

$\lambda_{éch}$ (W/m/K)	$\rho_{éch}$ (kg/m ³)	$c_{éch}$ (J/kg/K)	λ_{tube} (W/m/K)	ρ_{tube} (kg/m ³)	c_{tube} (J/kg/K)
0,4	1850	1070	50	7800	500

Tableau 9 : Propriétés thermiques du tube en acier et de l'échantillon en I1.

Pour les durées t des différentes expériences considérées (typiquement 500 μ s), les termes en $ierfc$ deviennent rapidement quasi-nuls dès qu'on s'éloigne de l'interface (c'est-à-dire dès que $r-R$ devient non nul). Par exemple, pour que l'élévation de température soit divisée par 10, il suffit de s'éloigner de l'interface et de pénétrer de seulement 20 μ m dans l'échantillon, et de seulement 0,15 mm dans le tube. Ces distances étant négligeables devant les dimensions radiales (différence des rayons externe et interne de l'échantillon au minimum égale à 5 mm et épaisseur du tube au minimum égale à 4 mm), l'utilisation d'une solution valable dans le cas de milieux semi-infinis est bien justifiée.

En un point de l'interface, l'augmentation de température a pour expression :

$$(102) \quad \Delta T(R, z, t) = \frac{2\dot{Q}(z)}{\sqrt{\lambda_{tube}\rho_{tube}c_{tube}} + \sqrt{\lambda_{éch}\rho_{éch}c_{éch}}} \sqrt{\frac{t}{\pi}}$$

Remarque :

En réalité, l'échantillon se déplace dans le tube et avance donc vers des zones du tube non encore chauffées. En considérant l'échantillon immobile dans le tube, notre modèle surestime donc l'élévation de température.

La chaleur surfacique dissipée $\dot{Q}(z)$ dépend de la position de l'interface. Pour simplifier notre étude, nous allons donc considérer la chaleur surfacique moyenne le long de l'interface. Celle-ci a pour expression :

$$(103) \quad \dot{Q}_{moy} = \frac{VF_f}{2\pi RL}$$

avec F_f la force de frottement à l'interface et L la longueur de l'échantillon.

L'augmentation moyenne de température le long de l'interface a donc pour expression :

$$(104) \quad \Delta T_{moy}(t) = \frac{VF_f}{\pi RL \left(\sqrt{\lambda_{tube}\rho_{tube}c_{tube}} + \sqrt{\lambda_{éch}\rho_{éch}c_{éch}} \right)} \sqrt{\frac{t}{\pi}}$$

Comme cette expression ne dépend pas du coefficient de frottement f et dépend de la vitesse de glissement V et de la force de frottement F_f qui sont directement issues des mesures brutes, nous nous affranchissons des erreurs commises lors de l'identification du frottement.

Parmi les essais présentés dans la partie 3.2.2, celui pour lequel l'élévation de température est maximale est celui pour la plus forte valeur du presserage. D'après la Figure 29 (où F_f peut être assimilée à F_s), $F_f \approx 15$ kN, et d'après la Figure 30, $V \approx 8$ m/s. En prenant, une durée de créneau t égale à 550 μ s, on obtient alors $\Delta T_{moy} \approx 90$ K.

Pour l'essai présenté dans la partie 4.2, on a en maximisant $F_f \approx 70$ kN d'après la Figure 60 (où F_f peut être assimilée à $F_s - F_{ti}$ ou à $F_e - F_{ti}$). La vitesse de glissement V étant d'environ 2 m/s et la durée du créneau t d'environ 500 μ s (toujours d'après la Figure 60), on obtient également $\Delta T_{moy} \approx 90$ K.

Il est difficile d'évaluer l'élévation de température durant les premières 50 μ s de l'essai sur le système à deux barres sortantes (pendant lesquelles le coefficient de frottement semble plus élevé) car ni la force de frottement (proportionnelle à ε_{te} , voir Figure 74) ni les vitesses (voir les premières 50 μ s sur la Figure 79) ne sont alors en état stationnaire.

Pour cet essai, F_f correspond à F_{se} et donc F_f peut être estimée en utilisant la formule (95) et la mesure de ε_{te} (voir Figure 74). Pour fixer les idées, nous allons utiliser la valeur atteinte au niveau du pic : $F_f \approx 6,7$ kN. La stationnarité en termes de vitesses est caractérisée par l'égalité (97) et lorsque cette égalité est vérifiée, la vitesse de glissement est déterminée en utilisant (98). D'après la Figure 79, l'état stationnaire n'est certes pas atteint, mais on peut prendre par exemple $V \approx 8$ m/s pour fixer les idées (sachant qu'on sous-estime V_e puisque l'influence du prolongement du créneau incident n'est pas prise en compte). En prenant $t = 50$ μ s, on obtient alors $\Delta T_{moy} \approx 90$ K.

Ce dernier résultat est certes approché et sans doute majoré, mais il permet néanmoins de montrer qu'en début de créneau (après environ 50 μ s), on peut atteindre lors de l'essai mené sur le montage à deux barres sortantes des températures similaires à celles atteintes en fin de créneau (après environ 500 μ s) lors des essais menés sur les deux autres montages. Il permet donc de montrer qu'on peut atteindre une température de changement d'état lors de l'essai mené sur le montage à deux barres sortantes sans que celle-ci ne soit atteinte lors des essais menés sur les deux autres montages.

On peut imaginer que le changement d'état soit irréversible à cause du mouvement relatif à l'interface (même si la diminution du frottement stoppe l'élévation de température).

Conclusion

L'originalité du tribomètre présenté dans ce chapitre est son fonctionnement inertiel qui ne le rend utilisable qu'en dynamique rapide. Les tribomètres précédents ont en effet été conçus pour pouvoir effectuer des essais d'orientation en quasi-statique. Le nouveau système est basé sur le principe des barres de Hopkinson et l'idée est d'utiliser deux barres sortantes coaxiales. La barre extérieure est en contact avec le tube de confinement et a une inertie très élevée pour le maintenir immobile. La barre intérieure est en contact avec l'échantillon et a une inertie calculée pour comprimer l'échantillon tout en le laissant glisser dans le tube.

Les mesures brutes sont dépouillées à l'aide de simulations numériques et le coefficient de frottement est identifié en accordant au mieux les résultats expérimentaux et numériques. Le dépouillement est effectué en utilisant les mesures de déformation effectuées par des jauges collées sur les barres et sur le tube. Les vitesses de glissement atteintes sont d'environ 10 m/s et les pressions d'environ 100 MPa. Le coefficient de frottement identifié est le même pour l'inerte et pour l'explosif et est très peu élevé.

Conclusion générale

Le contexte des travaux présentés est la sécurité des édifices pyrotechniques. Nous cherchons à prévoir une éventuelle réaction de l'explosif lorsqu'un tel édifice est soumis à un impact de « basse-vitesse » (10 à 100 m/s). Les simulations numériques montrent une forte dépendance de cette réaction aux paramètres de frottement entre l'explosif et les matériaux au contact. L'objectif était alors de mettre au point une procédure expérimentale permettant de mesurer le frottement entre l'acier et un explosif sous les sollicitations générées par les impacts étudiés : pressions de l'ordre de 10 à 100 MPa et vitesses de glissement de l'ordre de 10 à 100 m/s.

Atteindre de telles sollicitations mécaniques a nécessité de développer des bancs d'essais spécifiques et originaux : les échantillons d'explosif ont été confinés pour ne pas s'effriter sous les pressions imposées et un système de barres de Hopkinson a été employé pour obtenir des hautes vitesses de glissement. Différentes configurations ont été conçues et testées pour aboutir finalement à un système original de barres de Hopkinson à deux barres sortantes coaxiales. Les autres systèmes mis au point ont cependant leur importance car ils ont permis de couvrir une gamme de sollicitations plus étendue. Le Tableau 10 compile les pressions moyennes et les vitesses de glissement générées par chacun des bancs d'essais utilisés ainsi que les coefficients de frottement déterminés.

	pressions moyennes	vitesses de glissement	coefficients de frottement	
			acier sur X1	acier sur I1
système à vis sur machine statique (partie 3.2.1)	< 20 MPa	≈ 1 mm/min		≈ 0,15
système à vis sur barres de Hopkinson (partie 3.2.2)	< 20 MPa	≈ 10 m/s		de l'ordre de 0,4-0,5
systèmes à ressort sur machine statique (partie 4.1)	≈ 100 MPa	≈ 1 mm/min	≈ 0,3	≈ 0,2
système à ressort sur barres de Hopkinson (partie 4.2)	≈ 70 MPa	≈ 2 m/s		de l'ordre de 0,4
système de Hopkinson à deux barres sortantes (Chapitre 5)	≈ 100 MPa	≈ 10 m/s	≈ 0,05	

Tableau 10 : Sollicitations atteintes et coefficients de frottement déterminés sur chaque banc d'essais.

Les pressions voulues ont été atteintes mais les vitesses de glissement sont encore limitées car la technique des barres de Hopkinson ne permet pas d'envoyer un projectile à plus de 20 m/s (au delà, même des barres en acier à haute résistance ne resteraient pas élastiques). Pour atteindre les 100 m/s, nous pouvons envisager un impact direct avec des mesures de vitesse par méthode optique.

Nous pouvons comparer les résultats du Tableau 10 aux quelques valeurs de coefficients de frottement entre explosifs et métaux disponibles dans la littérature scientifique (voir l'Introduction générale). Tout d'abord, nous remarquons que nos tribomètres ont permis de mesurer le frottement pour des domaines de pressions et de vitesses qui n'avaient pas encore été atteints. Nous remarquons également que le coefficient de frottement entre le X1 et l'acier est inférieur à ceux mesurés avec les autres explosifs. En revanche, aucune valeur aussi faible que celle identifiée lors des essais sur le système à deux barres n'est répertoriée. Notre explication suggérée dans la partie 5.3 est qu'une lubrification des échantillons de X1 et de I1 ait eu lieu sous les sollicitations atteintes. Cette hypothèse rejoint celle formulée par Dickson dans [2] et [13]. Il suggère que sous l'effet du cisaillement et de l'échauffement, le matériau fond localement. Ce mécanisme expliquerait la lubrification apparente constatée. D'autre part, les calculs effectués dans la partie 5.3 montrent que les effets thermiques ne sont localisés que sur l'interface car la chaleur n'a pas le temps de diffuser durant des essais d'une durée de

500 μ s. Comme les dimensions des structures pyrotechniques sont de l'ordre de celles de notre montage et que les durées considérées sont inférieures à 500 μ s, c'est à nouveau aux interfaces que les échauffements auront lieu.

Le Tableau 10 montre que nous ne pouvons pas effectuer des calculs en prenant un coefficient de frottement constant, notamment si les pressions et les vitesses varient fortement au niveau de l'interface. Un modèle d'interface plus complexe avec un coefficient de frottement dépendant de ces deux grandeurs pourrait alors être développé. Pour ceci, il serait nécessaire de compléter le diagramme pression-vitesse en menant d'autres essais pour lesquels la pression et/ou la vitesse de glissement devraient être diminuées. Pour conserver la vitesse de glissement tout en diminuant la pression, il suffirait de diminuer l'impédance de la barre sortante intérieure (en utilisant, par exemple, une barre en polymère). Inversement, pour conserver la pression tout en diminuant la vitesse de glissement, il suffirait d'augmenter l'impédance de la barre sortante intérieure (en utilisant, par exemple, une barre en acier) et de diminuer la vitesse d'impact du projectile.

Avant d'aller vers un modèle d'interface plus physique, il conviendra d'identifier définitivement le phénomène de lubrification. Pour cela, nous suggérons deux études à réaliser :

- La température à l'interface tube-échantillon pourrait être estimée en utilisant une méthode plus précise que celle utilisée dans la partie 5.3. Il est par exemple possible, en supposant un découplage des comportements mécanique et thermique, de déterminer le champ de température à l'aide de simulations numériques. Ces calculs pourraient ensuite être comparés à des mesures effectuées à l'aide de thermocouples. Comme l'échauffement est localisé, il serait alors nécessaire de percer le tube pour approcher les thermocouples au plus près de l'interface. Même si une mesure directe au niveau de l'interface se révélait impossible, ces mesures permettraient au moins de vérifier la cohérence du champ de température calculé numériquement.
- Nous pourrions également effectuer nos essais de frottement sous confinement en adoptant la configuration des essais de compression dans la tranche [54] pour observer l'interface en temps réel. Ces observations seraient ensuite complétées par des analyses post-mortem des échantillons.

Annexes

Annexe 1 : Exemples de l'influence du frottement lors des impacts

Annexe 1.1 : Cas du steven-test

Dans la simulation présentée dans l'Introduction générale, la galette d'explosif a un diamètre de 99,5 mm et une hauteur de 13 mm. Le projectile a une vitesse initiale de 58 m.s^{-1} . L'explosif est du HMX. Les propriétés thermomécaniques du HMX sont données dans [53] et dans [55]. La température initiale de l'ensemble est de 293 K. La plaque arrière épaisse est supposée être posée sur un support parfaitement rigide (déplacements verticaux bloqués sur la face inférieure). L'acier est supposé obéir à une loi de comportement élasto-plastique du type Von Mises sans écrouissage et le plexiglas est supposé rester parfaitement élastique. Les propriétés mécaniques retenues pour ces deux matériaux sont données dans le Tableau 11.

	masse volumique	module d'Young	coefficient de Poisson	limite élastique
acier	7850 kg.m^{-3}	210 GPa	0,3	400 MPa
plexiglas	1190 kg.m^{-3}	3,3 GPa	0,34	non définie

Tableau 11 : Propriétés mécaniques retenues pour l'acier et le plexiglas.

Annexe 1.2 : Cas de l'essai de friabilité

Cet essai consiste à projeter un échantillon d'explosif contre un mur en acier. On simule alors l'impact d'un échantillon de HMX lancé à 100 m.s^{-1} contre un massif supposé indéformable (censé représenter le mur en acier). L'échantillon forme un cylindre d'un diamètre et d'une longueur de 18 mm. Sa température initiale est de 293 K. Les propriétés thermomécaniques du HMX étant connues, la seule inconnue du problème est la loi de frottement entre l'acier du mur et l'échantillon d'explosif. Ce contact est modélisé par une loi de Coulomb avec un coefficient de frottement noté f .

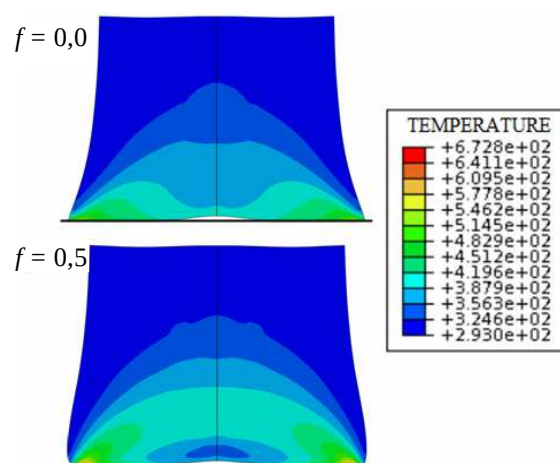


Figure 90 : Simulation numérique de l'échauffement d'un échantillon de HMX initialement à 293 K et projeté à 100 m.s^{-1} contre un mur rigide (représenté en bas). Vue en coupe du champ des températures en Kelvin, $30 \mu\text{s}$ après le choc pour différentes valeurs de f (coefficient de frottement entre le mur et l'échantillon).

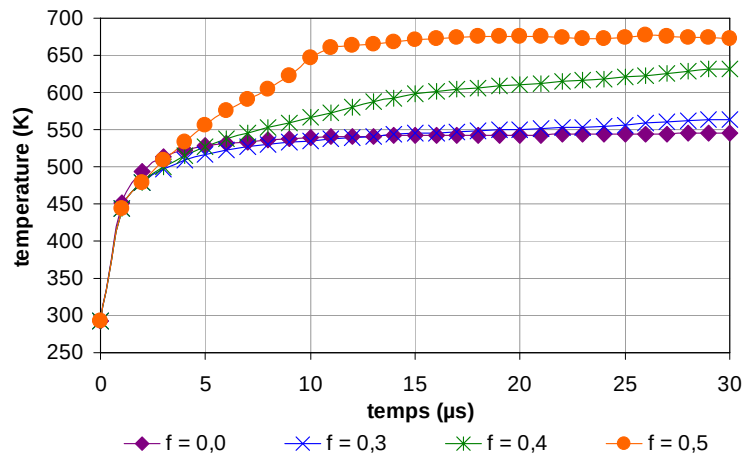


Figure 91 : Evolution temporelle de la température maximale atteinte dans l'échantillon de la Figure 90 en fonction du coefficient de frottement f .

La Figure 90 et la Figure 91 montrent que pour des valeurs supérieures à 0,3 le coefficient de frottement f a une influence sur la température atteinte au sein de l'échantillon de HMX.

Annexe 1.3 : Cas du Susan-test

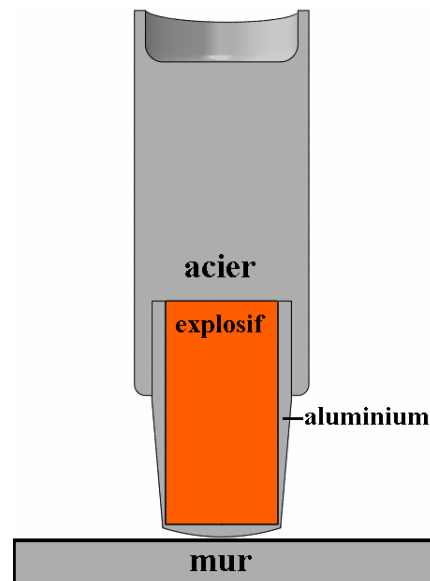


Figure 92 : Schéma de l'impact contre un mur d'un projectile constitué d'un corps en acier et d'une coiffe en aluminium enfermant un échantillon d'explosif (vue en coupe).

Cet essai consiste à lancer un projectile contenant de l'explosif contre un mur (voir Figure 92). La coiffe en aluminium est fortement déformable. Dans notre cas, on simule un Susan-test pour lequel l'échantillon cylindrique d'explosif a un diamètre de 51,6 mm et une hauteur de 101,6 mm (le corps et la coiffe étant représentés à l'échelle sur la Figure 92) et pour lequel le projectile a une vitesse initiale de 55 m.s^{-1} . L'explosif est du HMX. La température initiale de l'ensemble est de 293 K. Le contact entre le bloc d'explosif et son confinement (le corps en acier et la coiffe en aluminium) est modélisé par une loi de Coulomb avec un coefficient de frottement noté f . Le frottement est négligé sur toutes les autres interfaces. Le mur est supposé être indéformable. L'acier et l'aluminium sont supposés obéir à

une loi de comportement élasto-plastique du type Von Mises sans écrouissage. Les propriétés élasto-plastiques qui ont été retenues sont données dans le Tableau 12. Une loi d'endommagement est affectée à l'aluminium constituant la coiffe : celui-ci apparaît lorsque la déformation atteint 0,5 et la rupture intervient après un déplacement relatif de 1 mm au niveau de la fissure générée par l'endommagement (la loi d'adoucissement est linéaire). Dans la simulation, la chaleur absorbée et/ou dissipée par le corps en acier, la coiffe en aluminium et le mur est négligée.

	masse volumique	module d'Young	coefficient de Poisson	limite élastique
acier	7850 kg.m ⁻³	210 GPa	0,3	400 MPa
aluminium	2740 kg.m ⁻³	70 GPa	0,33	200 MPa

Tableau 12 : Propriétés élasto-plastiques retenues pour l'acier et l'aluminium.

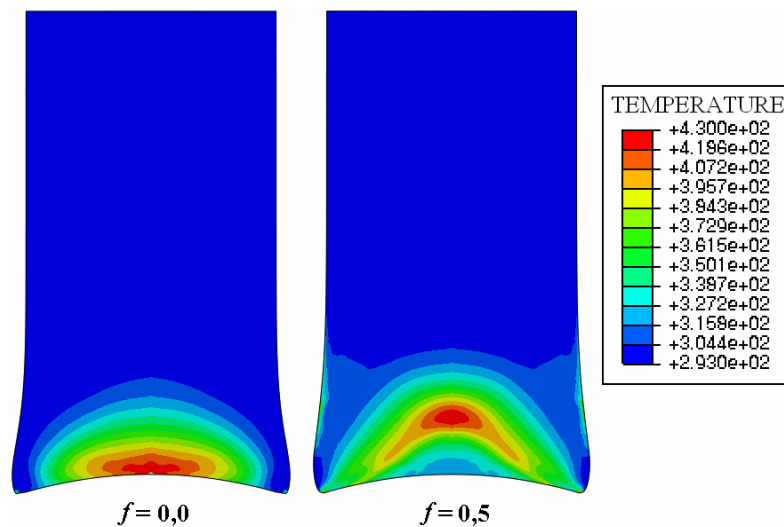


Figure 93 : Simulation numérique de l'échauffement de l'échantillon d'explosif de la Figure 92. Vue en coupe du champ des températures en Kelvin, 0,142 ms après l'impact du projectile pour différentes valeurs de f (coefficient de frottement entre l'explosif et son confinement).

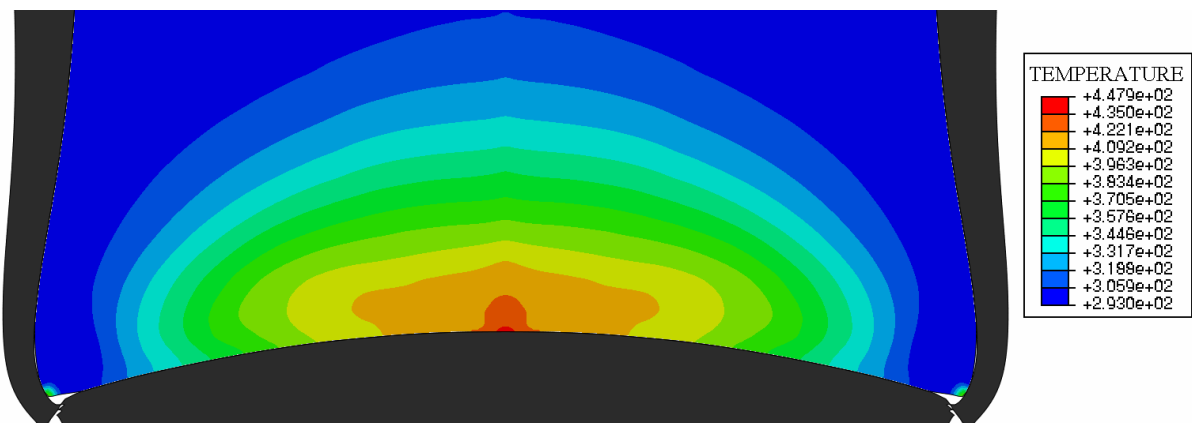
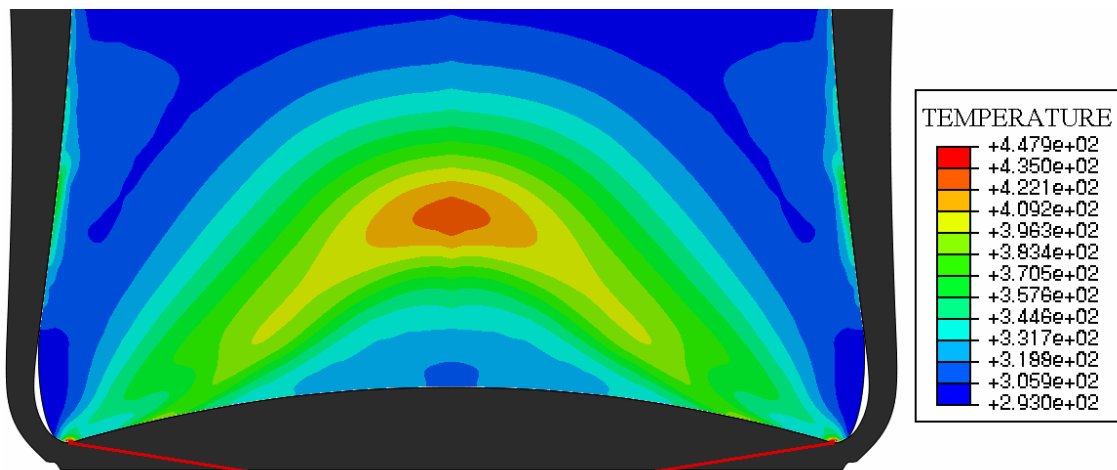


Figure 94 : Agrandissement du schéma de la Figure 93 avec le coefficient de frottement de 0,0 (la correspondance entre température et couleur n'est pas la même que sur la Figure 93). La coiffe en aluminium est représentée en noire. On constate qu'elle s'est rompue.



lieu où la température est maximale

Figure 95 : Agrandissement du schéma de la Figure 93 avec le coefficient de frottement de 0,5 (la correspondance entre température et couleur n'est pas la même que sur la Figure 93). La coiffe en aluminium est représentée en noire.

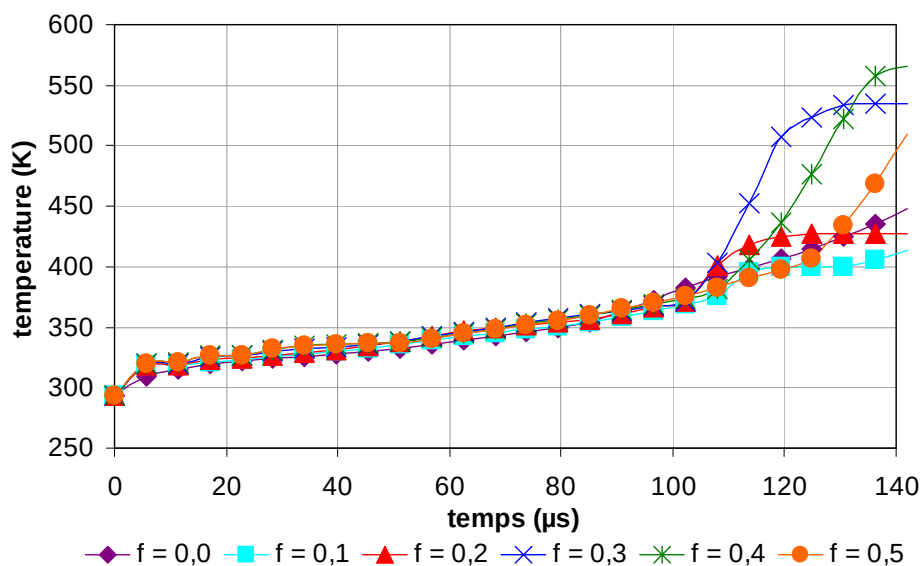


Figure 96 : Evolution temporelle de la température maximale atteinte dans l'échantillon d'explosif de la Figure 92 en fonction du coefficient de frottement f .

Annexe 2 : Généralités sur le frottement

Annexe 2.1 : Rappels sur la loi de Coulomb (ou d'Amontons)

On considère deux solides en contact. La force $\vec{F}$ qui s'exerce entre ces deux solides possède deux composantes (voir Figure 97) :

- une composante perpendiculaire à la surface de contact de norme N
- une composante tangentielle (parallèle à la surface de contact) de norme T .

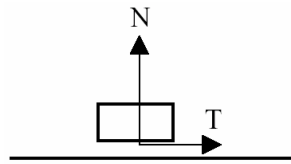


Figure 97 : Solide frottant sur une surface. N : effort normal, T : effort tangentiel.

Deux comportements sont possibles : l'adhérence ou le glissement.

L'adhérence (ou frottement statique) :

Tant que T n'atteint pas une valeur limite T_0 , le mouvement relatif ne se produit pas. La loi de Coulomb permet de déterminer cette force limite à l'aide du coefficient d'adhérence f_0 et de l'effort normal N :

$$(105) \quad T_0 = f_0 N$$

La force $\vec{F}$ est alors située à l'intérieur du cône d'adhérence :

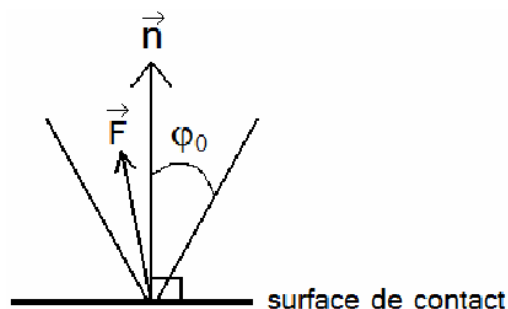


Figure 98 : Le cône d'adhérence. $\vec{n}$: vecteur normal à la surface de contact, φ_0 : angle d'adhérence.

$$(106) \quad \varphi_0 = \arctan(f_0)$$

Le glissement (ou frottement dynamique) :

Lorsque les solides glissent l'un contre l'autre, la composante tangentielle s'oppose au glissement (sa direction est celle du mouvement mais son sens est opposé à celui du mouvement). D'après la loi de Coulomb, on a :

$$(107) \quad T = fN$$

où f est le coefficient de frottement (la force de frottement ne dépend pas de la vitesse relative).

La force $\vec{F}$ est alors située sur le cône de frottement :

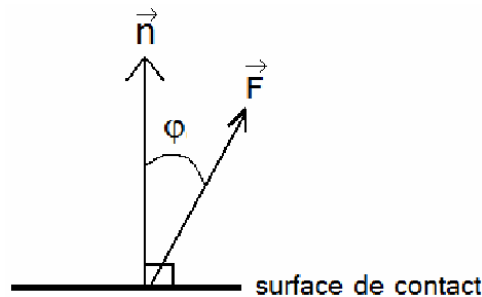


Figure 99 : Le cône de frottement. $\vec{n}$: vecteur normal à la surface de contact, φ : angle de frottement.

$$(108) \quad \varphi = \arctan(f)$$

On a dans la plupart des cas $f_0 > f$ [10] donc $T_0 > T$. Cette inégalité est, entre autres, à l'origine du phénomène de stick-slip (avance en saccades) : on passe brutalement de l'adhérence au glissement.

Le modèle de frottement ainsi proposé par Charles de Coulomb est aussi appelé « modèle d'Amontons » ou « modèle de frottement sec ».

matériaux en contact	f_0	f
acier sur acier	0,18	0,1
acier sur fonte	0,19	0,16
acier sur bronze	0,11	0,1
acier sur téflon	0,04	0,04
bronze sur fonte		0,2
acier sur nylon		0,35
bois sur bois	0,65	0,2 à 0,4
métal sur bois	0,5 à 0,6	0,2 à 0,5
métal sur glace		0,02
pneu sur route	0,8	0,6

Tableau 13 : Exemples de valeurs des coefficients de frottement et d'adhérence (sans lubrifiant).

Dans le cadre de notre étude, nous ne nous intéresserons qu'au frottement dynamique (au glissement) et dans les modèles utilisés, le coefficient d'adhérence sera considéré comme égal au coefficient de frottement.

Annexe 2.2 : Notions de tribologie

Les notions à connaître pour mener à bien notre étude de frottement sont exposées dans [10] et sont résumées dans cette partie :

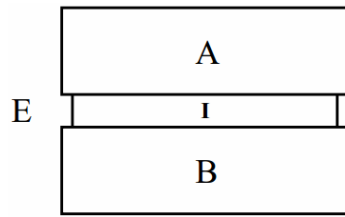


Figure 100 : Le contact tribologique. Deux corps en contact : A et B, environnement : E, matériau d'interface (ou 3^{ième} corps) : I.

L'interaction entre les deux corps ajoutée à l'action de l'environnement génère la formation du 3^{ième} corps (voir Figure 100). Le rapprochement des deux corps peut avoir de multiples conséquences (imbrication, déformations, adhésion).

Il existe un nombre considérable de paramètres qui influencent le comportement des surfaces frottantes. La plupart de ces paramètres pouvant interagir et leur effet étant régi par des lois non linéaires, aucune théorie générale ne peut prendre en compte toutes les situations possibles. Ces paramètres à prendre en compte sont : le mouvement des pièces, les surfaces en contact, les sollicitations mécaniques et thermiques, et l'ambiance (environnement, réactivité chimique, lubrification etc.).

Les surfaces :

En tribologie, la notion de surface comprend la géométrie de cette même surface (d'un point de vue macroscopique et microscopique) et les matériaux la constituant.

Les matériaux :

A cause de la rupture de la symétrie de la structure atomique, des sollicitations et de l'influence de l'environnement, l'organisation de la matière à la surface d'un corps diffère de celle dans la masse. La Figure 101 donne une illustration typique des différentes couches rencontrées à la surface d'un matériau.

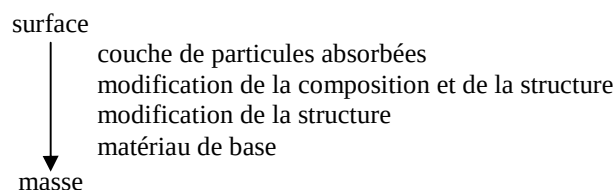


Figure 101 : Les couches sur la surface d'un matériau.

Ces couches ont une influence fondamentale sur le comportement tribologique. Ainsi, pour un même matériau de base, on peut avoir des couches différentes donc des comportements en frottement différents.

On peut noter l'importance de la déformabilité des contacts (ce qui réduit la rugosité), des propriétés thermomécaniques (échauffement par friction), de la miscibilité des matériaux (qui tend à augmenter le frottement), de la réactivité avec l'environnement, des caractéristiques structurales et de la dureté.

La géométrie :

La topographie est l'ensemble des irrégularités géométriques, depuis la rugosité (échelle microscopique) à la géométrie de contact (échelle macroscopique). La rugosité est un paramètre topographique très important (dépendant entre autres des traitements de surfaces). En effet, elle a une influence sur la corrosion et sur le rodage, qui s'effectue soit par enlèvement, soit par plastification (ce qui ne produit pas de débris d'usure). De plus, la présence d'excroissances et d'aspérités favorise l'adhésion et génère des contraintes locales élevées alors que la présence de cavités, sillons et autres porosités favorise la rétention des lubrifiants et le piégeage des débris.

A l'échelle macroscopique (géométrie de contact), la topographie a aussi son importance. Par exemple, du point de vue de l'évacuation des débris, de la réactivité des surfaces et du refroidissement, les contacts ouverts sont à préférer aux contacts fermés (un contact fermé correspond au cas où les deux surfaces de contact sont pratiquement confondues, voir Figure 102). A chargement identique, le contact hertzien (linéique) conduit à des pressions théoriques plus élevées que le contact surfacique mais permet une meilleure maîtrise de la surface réelle de contact et une meilleure répartition des pressions, par exemple en cas de désalignement, il favorise également la lubrification (voir Figure 103). Dernier exemple illustrant l'importance de la topographie à l'échelle macroscopique : l'accroissement de l'aire de contact favorise les phénomènes d'adhésion.

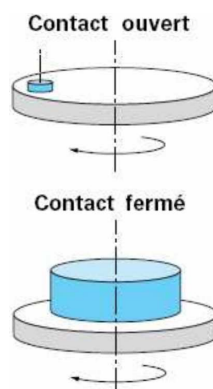


Figure 102 : Contact fermé et contact ouvert (figure tirée de [10]).

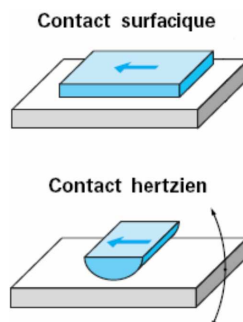


Figure 103 : Contact surfacique et contact hertzien (figure tirée de [10]).

La pression de contact et la vitesse :

La pression peut entraîner des déformations plastiques (qui peuvent être favorables si elles sont bien maîtrisées) et l'altération des corps (fissuration...). Par ailleurs, elle influe notamment sur le comportement du troisième corps et sur les possibilités d'adhésion. Le mode

de chargement joue un rôle important car un chargement progressif est recommandé pour effectuer correctement un rodage.

La vitesse de glissement influe sur le coefficient de frottement et sur la température de l'interface. Une très grande partie de l'énergie générée par le frottement est en effet dissipée sous forme de chaleur. La chaleur ainsi générée augmente avec la vitesse sauf dans certains cas où le coefficient de frottement diminue avec la vitesse. Le refroidissement peut se faire en partie par convection lorsque l'ambiance possède un bon pouvoir caloporteur et que les vitesses sont élevées. L'effet de la vitesse sur le coefficient de frottement est surtout notable en régime lubrifié car la vitesse peut alors entraîner une portance hydrodynamique. Les frottements à vitesse très lente sont susceptibles d'engendrer des fluctuations de coefficient de frottement conduisant aux phénomènes de stick-slip (avance en saccades). Comme notre étude est focalisée sur le contact non lubrifié et à haute vitesse, ces deux derniers phénomènes n'interviendront pas.

Le produit de la pression par la vitesse, homogène au rapport d'une puissance par une surface, est un critère pour estimer la limite d'utilisation d'un matériau en tribologie. Il est en effet proportionnel à la chaleur dissipée par unité de surface, celle-ci étant égale au produit du coefficient de frottement par la vitesse par la pression. Ce n'est pas une donnée intrinsèque aux matériaux puisqu'il dépend entre autres de l'ambiance et des traitements de surface. Le produit pression vitesse maximum admissible pour les matériaux frottant à sec est de l'ordre du MPa.m.s^{-1} (voir Tableau 14).

graphite	0,5
PTFE (téflon)	0,07
PTFE + bronze + graphite	0,35
bronze + graphite (fritté)	1,7
bronze poreux imprégné d'huile	1,7

Tableau 14 : Produit pression vitesse limite (en MPa.m.s^{-1}) pour quelques matériaux de frottement (sans apport extérieur de lubrifiant) (tableau tiré de [10]).

Dans notre cas, on cherche à atteindre des pressions de l'ordre de 10 à 100 MPa et des vitesses de l'ordre de 10 à 100 m.s^{-1} , ce qui donne un produit pression vitesse de l'ordre de 100 à 10000 MPa.m.s^{-1} , donc largement supérieur au maximum admissible pour les matériaux frottant à sec (voir Tableau 14). Il est alors probable que les matériaux testés, c'est-à-dire le X1 et le I1, moins résistants que l'acier, subissent de fortes dégradations.

La température :

La température, qu'elle soit générée par le frottement ou uniquement par l'ambiance, est également un paramètre primordial. En effet, elle influe sur le comportement des lubrifiants (transformations physicochimiques favorables ou non) et sur les réactions chimiques pouvant se produire entre les matériaux en présence. Elle peut également entraîner de l'oxydation, et des transformations sur les solides en présence (dilatations, fusions, altérations...).

Dans notre cas, comme la chaleur dissipée risque d'être importante (vu la valeur élevée du produit pression vitesse), une élévation importante de la température doit être envisagée.

L'ambiance :

L'ambiance, elle aussi, a une influence propre, notamment par la présence de polluants (de l'eau qui entraîne des gonflements, des débris d'usures...). Elle est par exemple à l'origine du phénomène de fretting-corrosion au cours duquel les oxydes agissent comme des abrasifs. D'une façon générale, l'effet des films réactionnels dépend de la compétition entre leurs vitesses de formation et de consommation. La tribocorrosion, ou usure tribochimique, correspond au cas où ces films sont systématiquement consommés.

Le mouvement :

Le mode et l'amplitude des déplacements déterminent la stabilité du régime de lubrification, l'énergie thermique dissipée, le comportement des interfaces (évacuation des débris, renouvellement des surfaces), etc.

Annexe 3 : Propagation des ondes mécaniques dans un solide unidimensionnel

Annexe 3.1 : Théorie

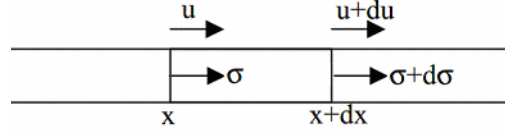


Figure 104 : Un solide unidimensionnel en traction/compression. x : abscisse, u : déplacement, σ : contrainte axiale (positive en traction et négative en compression).

Considérons un solide unidimensionnel en traction/compression, dans l'hypothèse des petits déplacements (Figure 104). Soient E son module d'Young, S sa section, ρ sa masse volumique et t le temps.

Dans l'hypothèse des petits déplacements, le Principe Fondamental de la Dynamique s'écrit :

$$(109) \quad S d\sigma = S \rho dx \times \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

D'après la loi de Hooke :

$$(110) \quad E \frac{\partial u}{\partial x} = \sigma$$

Dans l'hypothèse des petits déplacements, la vitesse particulière v a pour expression :

$$(111) \quad v = \frac{\partial u}{\partial t}$$

De plus, (109) $\Rightarrow \frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ et (110) $\Rightarrow E \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial t}$; on en déduit donc le système suivant :

$$(112) \quad \begin{cases} \frac{\partial \sigma}{\partial t} - E \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \sigma}{\partial x} - \rho \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \end{cases}$$

Posons :

$$(113) \quad C = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \text{ et } Z = \sqrt{E\rho}$$

Raisonnons maintenant dans un diagramme de Lagrange d'abscisse x et d'ordonnée t .
Le long d'une courbe vérifiant :

$$(114) \quad \frac{dx}{dt} = C$$

on a d'après (113) :

$$\frac{d(\sigma - Zv)}{dt} = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} - E \frac{\partial v}{\partial x} \right) + C \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} - \rho \frac{\partial v}{\partial t} \right)$$

d'où, d'après (112) :

$$(115) \quad \frac{d(\sigma - Zv)}{dt} = 0$$

Le long d'une courbe vérifiant :

$$(116) \quad \frac{dx}{dt} = -C$$

on a d'après (113) :

$$\frac{d(\sigma + Zv)}{dt} = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} - E \frac{\partial v}{\partial x} \right) - C \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} - \rho \frac{\partial v}{\partial t} \right)$$

d'où, d'après (112) :

$$(117) \quad \frac{d(\sigma + Zv)}{dt} = 0$$

Dans le diagramme de Lagrange (d'abscisse x et d'ordonnée t), la quantité $\sigma - Zv$ se conserve le long d'une droite de pente $\frac{1}{C}$ et la quantité $\sigma + Zv$ se conserve le long d'une droite de pente $-\frac{1}{C}$. C correspond physiquement à la célérité des ondes de traction/compression et Z est appelée impédance.

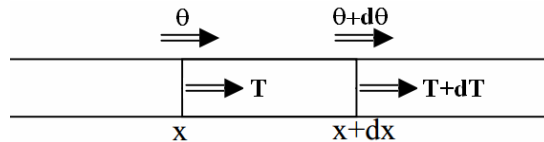


Figure 105 : Un solide unidimensionnel en torsion. x : abscisse, θ : rotation, T : moment de torsion.

Considérons un solide unidimensionnel en torsion, dans l'hypothèse des petits déplacements (Figure 105). Soient G son module de Coulomb, J son moment quadratique, ρ sa masse volumique et t le temps.

Le Principe Fondamental de la Dynamique s'écrit :

$$(118) \quad dT = J\rho dx \times \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}$$

D'après la loi de Hooke :

$$(119) \quad GJ \frac{\partial \theta}{\partial x} = T$$

La vitesse de rotation ω a pour expression :

$$(120) \quad \omega = \frac{\partial \theta}{\partial t}$$

De plus, (118) $\Rightarrow \frac{\partial T}{\partial x} = J\rho \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}$ et (119) $\Rightarrow GJ \frac{\partial^2 \theta}{\partial x \partial t} = \frac{\partial T}{\partial t}$; on en déduit donc le système suivant :

$$(121) \quad \begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} - GJ \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial x} - J\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} = 0 \end{cases}$$

Posons :

$$(122) \quad C_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \text{ et } K = J\sqrt{G\rho}$$

Raisonnons maintenant dans un diagramme de Lagrange d'abscisse x et d'ordonnée t .
Le long d'une courbe vérifiant :

$$(123) \quad \frac{dx}{dt} = C_s$$

on a d'après (122) :

$$\frac{d(T - K\omega)}{dt} = \left(\frac{\partial T}{\partial t} - GJ \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + C_s \left(\frac{\partial T}{\partial x} - J\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} \right)$$

d'où, d'après (121) :

$$(124) \quad \frac{d(T - K\omega)}{dt} = 0$$

Le long d'une courbe vérifiant :

$$(125) \quad \frac{dx}{dt} = -C_s$$

on a d'après (122) :

$$\frac{d(T + K\omega)}{dt} = \left(\frac{\partial T}{\partial t} - GJ \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) - C_s \left(\frac{\partial T}{\partial x} - J\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} \right)$$

d'où, d'après (121) :

$$(126) \quad \frac{d(T + K\omega)}{dt} = 0$$

Dans le diagramme de Lagrange (d'abscisse x et d'ordonnée t), la quantité $T-K\omega$ se conserve le long d'une droite de pente $\frac{1}{C_s}$ et la quantité $T+K\omega$ se conserve le long d'une droite de pente $-\frac{1}{C_s}$. C_s correspond physiquement à la célérité des ondes de cisaillement et K est appelée impédance.

Annexe 3.2 : Exemples d'applications

Application à l'étude de la propagation des ondes de torsion dans le système de barres de la Figure 7 (voir partie 1.1.3) :

Cette propagation est étudiée à l'aide de la méthode des caractéristiques : sachant que $T-K\omega$ se conserve le long d'une droite de pente $\frac{1}{C_s}$ et que $T+K\omega$ se conserve le long d'une droite de pente $-\frac{1}{C_s}$ (K étant l'impédance de la barre et C_s la célérité des ondes de cisaillement), on détermine le moment de torsion T et la vitesse de rotation ω en chaque point du diagramme de Lagrange à l'aide d'un système de deux équations. Pour ceci, les conditions initiales et les conditions aux limites doivent être connues. On suppose qu'elles sont les suivantes :

Conditions aux limites :

La poulie est bloquée donc :

$$(127) \quad \omega = 0 \text{ en } x = 0$$

On suppose que le frottement entre les échantillons peut être décrit par une loi de Coulomb :

$$(128) \quad \begin{cases} \omega < 0 \Rightarrow T = M_f \\ \omega = 0 \Rightarrow |T| < M_f \\ \omega > 0 \Rightarrow T = -M_f \end{cases} \quad \text{en } x = L_p + L_e$$

où $M_f > 0$ est le moment de frottement.

Conditions initiales : à $t = 0$ (instant auquel le frein de torsion est relâché) :

La poulie exerce un couple $T_0 > 0$ sur la partie de la barre située à gauche du frein et la partie située à droite est au repos, donc :

$$(129) \quad \text{A } t = 0, \quad \begin{cases} T = T_0 \\ \omega = 0 \end{cases} \quad \text{pour } x < L_p \quad \text{et} \quad \begin{cases} T = 0 \\ \omega = 0 \end{cases} \quad \text{pour } x > L_p$$

Le couple T_0 est tel que :

$$(130) \quad T_0 > 3M_f$$

Une jauge de déformation est collée en $x = L_p + \frac{L_e}{2}$ (voir Figure 7). Elle est représentée sur la Figure 106 par le trait en pointillé rouge. Cette jauge permet de mesurer la distorsion γ sur l'extérieur de la barre, celle-ci étant liée au moment de torsion T par la relation suivante :

$$(131) \quad \gamma = \frac{R}{J} T$$

où R est le rayon de la barre et J son moment quadratique.

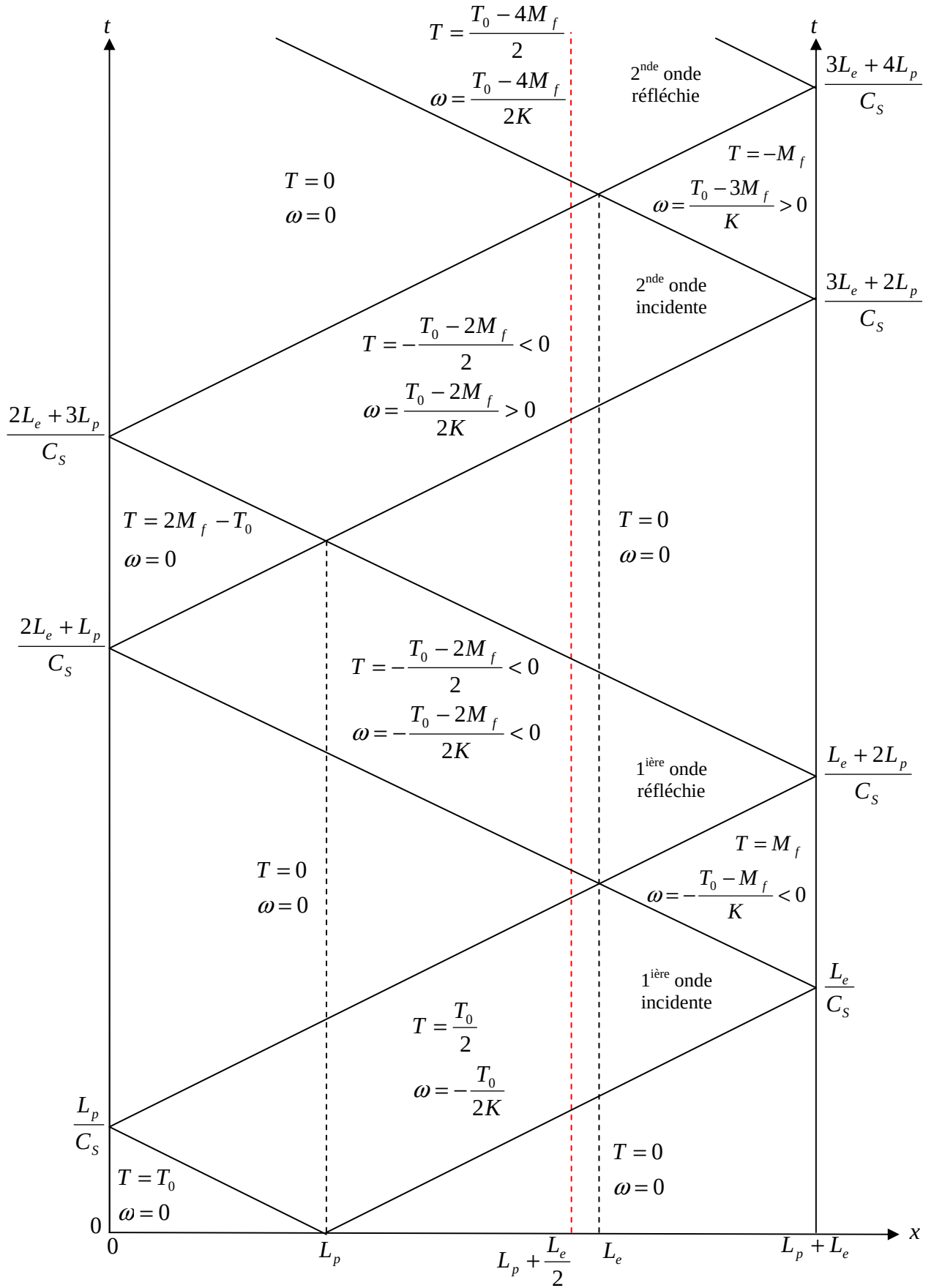


Figure 106 : Etude de la propagation des ondes de torsion dans la barre de la Figure 7 dans un diagramme de Lagrange. x : position, t : temps.

D'après le diagramme de Lagrange de la Figure 106, la jauge va d'abord mesurer deux créneaux de distorsion successifs correspondant au passage de la 1^{ière} onde incidente puis de la 1^{ière} onde réfléchie :

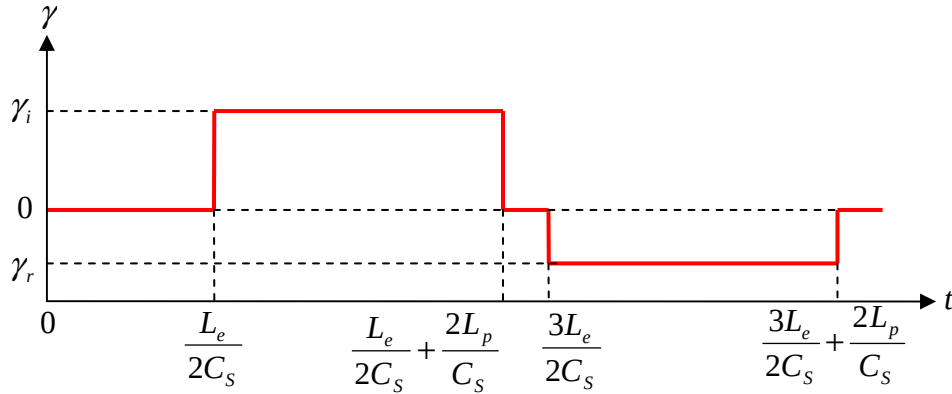


Figure 107 : Distorsion γ mesurée par la jauge en fonction du temps t .

$$(132) \quad \gamma_i = \frac{R T_0}{J \frac{2}}{\quad} \text{ et } \gamma_r = -\frac{R T_0 - 2M_f}{J \frac{2}}{\quad} < 0$$

La condition (1) permet d'avoir $\frac{L_e}{2C_s} + \frac{2L_p}{C_s} < \frac{3L_e}{2C_s}$ et donc de mesurer les deux créneaux de manière séparée dans le temps (voir Figure 107). En pratique, la mesure de γ_i et de γ_r permet, en utilisant (132), de déterminer le moment de torsion T et la vitesse de rotation ω au niveau de l'extrémité de la barre (et donc au niveau de la surface de frottement car on frotte sur un massif indéformable) :

$$(133) \quad \begin{cases} T = \frac{J}{R}(\gamma_i + \gamma_r) \\ \omega = \frac{J}{KR}(\gamma_r - \gamma_i) \end{cases} \text{ en } x = L_p + L_e \text{ et pour } \frac{L_e}{C_s} < t < \frac{L_e + 2L_p}{C_s} \text{ (voir Figure 106)}$$

La condition (130) permet de faire frotter de nouveau les échantillons lors de l'arrivée de la 2^{nde} onde incidente, mais dans l'autre sens (voir Figure 106). La détermination du moment et de la vitesse de rotation s'effectue selon la méthode précédente en relevant la distorsion mesurée par la jauge lors du passage de la 2^{nde} onde incidente et de la 2^{nde} onde réfléchie.

Remarques :

(i) Ici, la réverbération des ondes dans l'échantillon n'est pas prise en compte car on considère que sa longueur est très inférieure à celle du projectile.

(ii) La méthode des courbes caractéristiques permet toujours d'établir (133), et ce quelles que soient les conditions à l'interface en $x = L_p + L_e$ (voir les formules générales (149) et (150)).

Application à l'étude de la propagation des ondes de traction/compression et de torsion dans le système de barres de la Figure 9 (voir partie 1.1.3) :

Soit C_e la célérité des ondes de traction/compression dans la barre entrante et C_s celle dans la sortante. La longueur L_s choisie pour la barre sortante est telle que :

$$(134) \quad \frac{L_p}{C_e} = \frac{L_s}{C_s}$$

La condition (134) permet d'abord d'appliquer une pression entre les deux échantillons en contact puis de les séparer. Le principe est illustré sur le diagramme de Lagrange de la Figure 108. La propagation des ondes de traction/compression dans les barres y est également étudiée à l'aide de la méthode des caractéristiques : sachant que $\sigma - Zv$ se conserve le long d'une droite de pente $\frac{1}{C}$ et que $\sigma + Zv$ se conserve le long d'une droite de pente $-\frac{1}{C}$ (Z étant l'impédance de la barre considérée et C la célérité des ondes de traction/compression), on détermine la contrainte axiale σ et la vitesse particulaire v en chaque point à l'aide d'un système de deux équations.

Conditions aux limites :

Le piston est bloqué (voir Figure 9) donc :

$$(135) \quad v = 0 \text{ en } x = 0$$

L'extrémité droite de la barre sortante est libre, donc :

$$(136) \quad \sigma = 0 \text{ en } x = L_p + L_e + L_s$$

Conditions à l'interface entre les deux barres :

Les barres peuvent se séparer, donc :

$$(137) \quad \begin{cases} \sigma(x = L_p + L_e) < 0 \Rightarrow v(x = (L_p + L_e)^-) = v(x = (L_p + L_e)^+) \\ \sigma(x = L_p + L_e) = 0 \Rightarrow v(x = (L_p + L_e)^-) < v(x = (L_p + L_e)^+) \end{cases}$$

et $\sigma(x = L_p + L_e) > 0$ est impossible.

Conditions initiales : à $t = 0$ (instant auquel le frein axial est relâché) :

Le piston exerce une contrainte $-\sigma_0 < 0$ sur la partie de la barre située à gauche du frein et la partie située à droite est au repos, donc :

$$(138) \quad \text{A } t = 0, \quad \begin{cases} \sigma = -\sigma_0 \\ v = 0 \end{cases} \text{ pour } x < L_p \text{ et } \begin{cases} \sigma = 0 \\ v = 0 \end{cases} \text{ pour } x > L_p$$

Après résolution du problème, il apparaît que les échantillons (situés entre les deux barres en $x = L_p + L_e$) sont d'abord comprimés sous une pression égale à $\frac{Z_s \sigma_0}{Z_e + Z_s}$ pour $t \in \left[\frac{L_e}{C_e}; \frac{L_e + 2L_p}{C_e} \right]$ puis séparés immédiatement après (pour $t > \frac{L_e + 2L_p}{C_e}$) grâce à la condition (134), la barre sortante s'éloignant alors de l'entrante à la vitesse $\frac{2\sigma_0}{Z_e + Z_s}$.

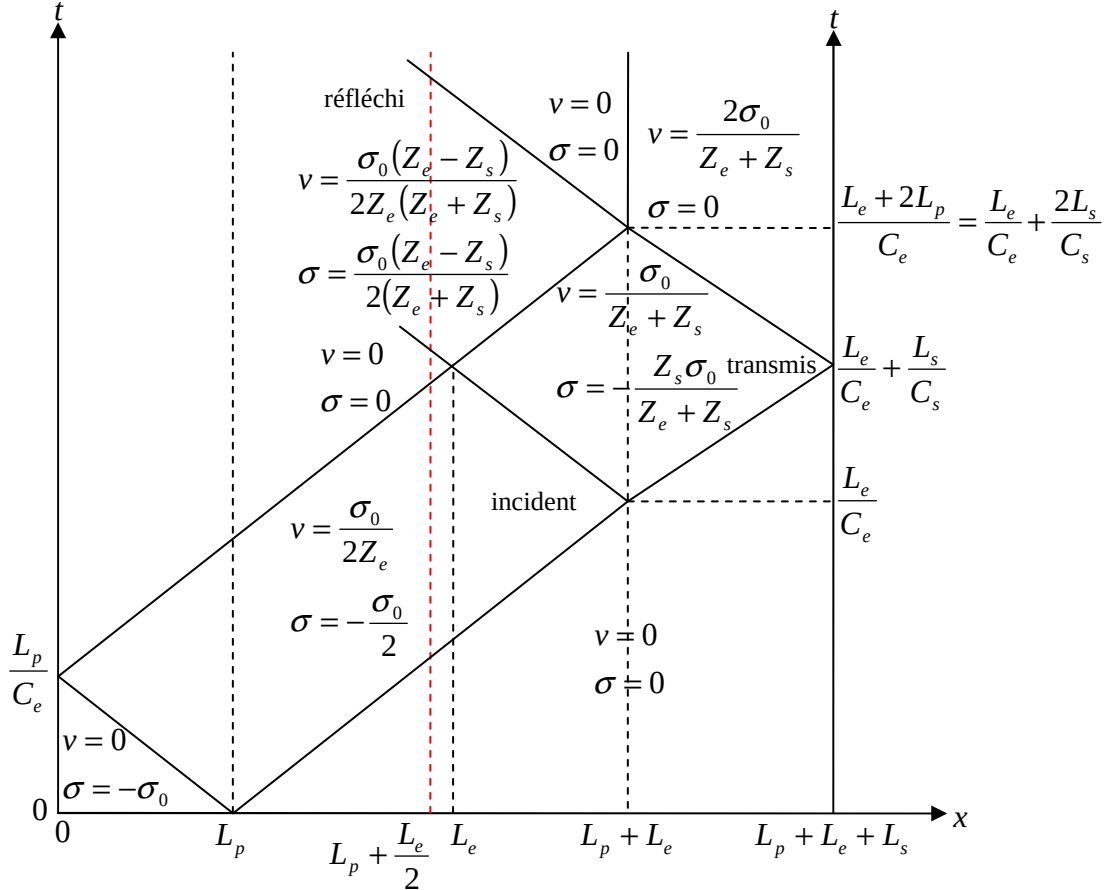


Figure 108 : Propagation des ondes de traction/compression dans les barres de la Figure 9. x : position, t : temps, Z_e : impédance de la barre entrante, Z_s : impédance de la barre sortante.

Une jauge de déformation est collée en $x = L_p + \frac{L_e}{2}$ (voir Figure 9). Elle est représentée sur la Figure 108 par le trait en pointillé rouge. Cette jauge permet de mesurer la déformation ε de la barre, celle-ci étant liée à la contrainte σ par la loi de Hooke :

$$(139) \quad \sigma = E_e \varepsilon$$

où E_e est le module d'Young de la barre entrante.

D'après le diagramme de Lagrange de la Figure 108, la jauge va d'abord mesurer deux créneaux de déformation successifs correspondant au passage de l'onde incidente puis de l'onde réfléchie :

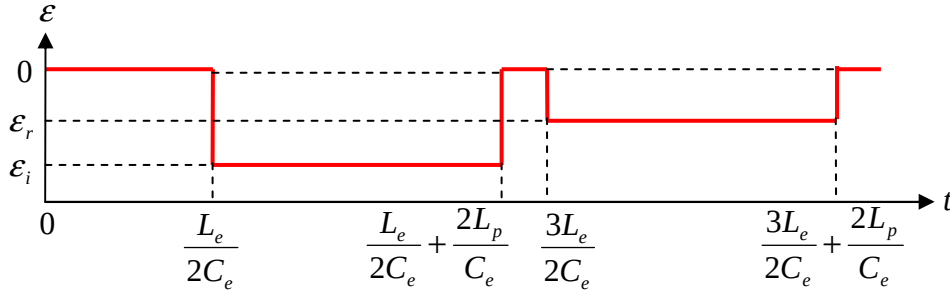


Figure 109 : Déformation ε mesurée par la jauge en fonction du temps t . On a $\varepsilon_r < 0$ car $Z_s > Z_e$ (voir Figure 108).

$$(140) \quad \varepsilon_i = -\frac{\sigma_0}{2E_e} \text{ et } \varepsilon_r = \frac{\sigma_0(Z_e - Z_s)}{2E_e(Z_e + Z_s)}$$

La condition (1) permet d'avoir $\frac{L_e}{2C_e} + \frac{2L_p}{C_e} < \frac{3L_e}{2C_e}$ et donc de mesurer les deux créneaux de manière séparée dans le temps (voir Figure 109). En pratique, la mesure de ε_i et de ε_r permet, en utilisant (140), de déterminer la contrainte σ et la vitesse v à l'extrémité de la barre entrante :

$$(141) \quad \begin{cases} \sigma = E_e(\varepsilon_i + \varepsilon_r) \\ v = C_e(\varepsilon_r - \varepsilon_i) \end{cases} \text{ en } x = L_p + L_e \text{ et pour } \frac{L_e}{C_e} < t < \frac{L_e + 2L_p}{C_e}$$

Une jauge de déformation est également collée sur la barre sortante à une position assez proche de l'interface (voir Figure 9). D'après le diagramme de Lagrange de la Figure 108, la jauge va mesurer un créneau de déformation d'intensité ε_t à partir duquel la contrainte σ et la vitesse v à l'extrémité de la barre sortante peuvent être calculées :

$$(142) \quad \begin{cases} \sigma = E_s \varepsilon_t \\ v = -C_s \varepsilon_t \end{cases} \text{ en } x = L_p + L_e \text{ et pour } \frac{L_e}{C_e} < t < \frac{L_e + 2L_p}{C_e}$$

E_s étant le module d'Young de la barre sortante.

Remarque :

Ici, la réverbération des ondes dans l'échantillon n'est pas prise en compte car on considère que sa longueur est très inférieure à celle du projectile. Les formules (141) et (142) ont donc été établies dans le cas particulier d'un échantillon en état d'équilibre stationnaire, mais elles se généralisent (voir formules (151) et (152)).

Les ondes de traction/compression sont toujours plus rapides que les ondes de torsion. En effet, le module de Coulomb G s'exprime en fonction du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν de la manière suivante :

$$(143) \quad G = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

ce qui implique :

$$(144) \quad G < E$$

et donc d'après (113) et (122) :

$$(145) \quad C_s < C$$

La libération des deux freins (axial et de torsion) s'effectuant de manière simultanée, l'onde de compression arrive donc au niveau de l'interface avant l'onde de torsion, ainsi les deux échantillons sont mis en pression l'un contre l'autre avant de glisser l'un par rapport à l'autre (voir Figure 110). La condition à respecter pour que l'onde de torsion atteigne les échantillons avant qu'ils ne se séparent est :

$$(146) \quad \frac{L_p}{L_e} > \frac{\frac{C_e}{C_{se}} - 1}{2}$$

Ainsi on a bien $\frac{L}{C_{se}} < \frac{L_e + 2L_p}{C_e}$ (voir Figure 110).

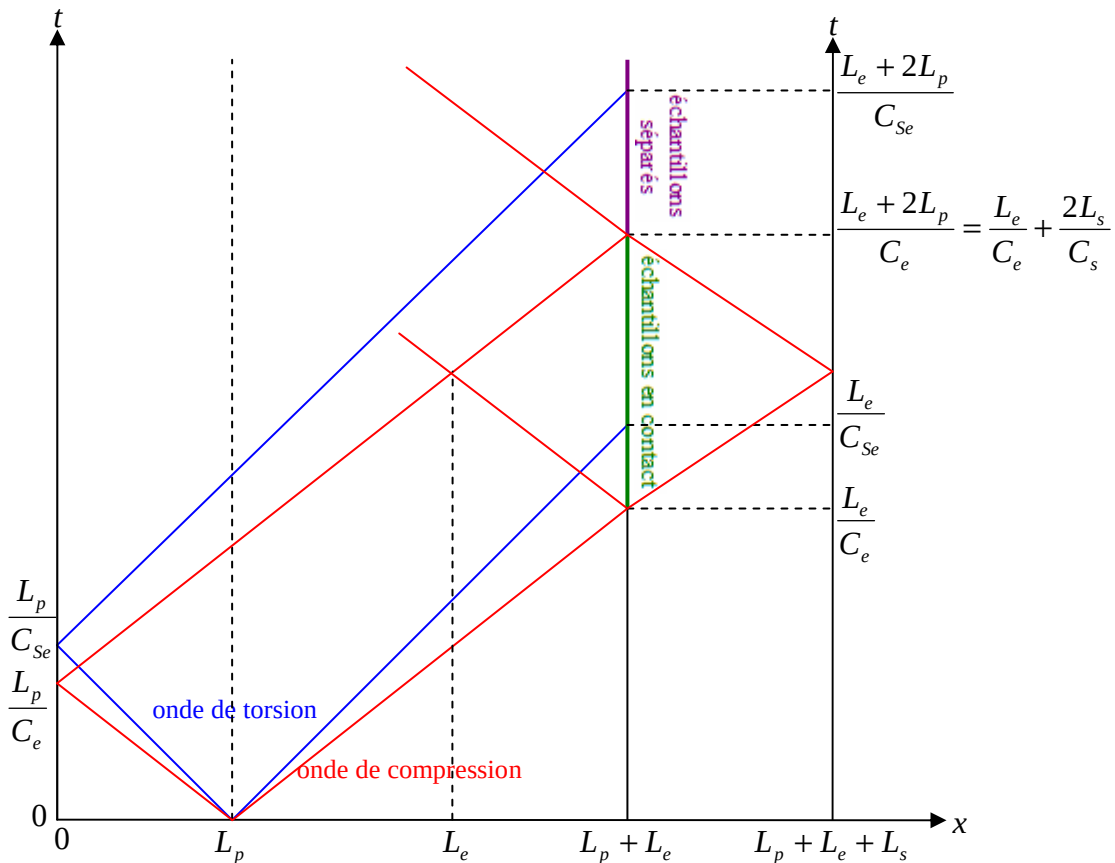


Figure 110 : Comparaison des propagations des ondes de traction/compression et des ondes de torsion dans les barres de la Figure 9. x : position, t : temps.

L'intérêt principal de cette configuration est de n'imposer aux échantillons du frottement que dans un seul sens. En effet, lors de l'arrivée de la 2nde onde incidente (voir Figure 106), les échantillons sont séparés et ne peuvent donc pas frotter.

Application à l'étude de la propagation des ondes de traction/compression dans le système de barres de la Figure 10 (voir partie 1.1.3) :

La méthode des caractéristiques permet de calculer l'onde générée par l'impact (voir Figure 111).

Conditions aux limites :

La face gauche du projectile (en $x = 0$) est libre donc :

$$(147) \quad \sigma = 0 \text{ en } x = 0$$

Conditions initiales : à $t = 0$ (instant de l'impact) :

Le projectile est en mouvement alors que la barre entrante est au repos, donc :

$$(148) \quad \text{A } t = 0, \begin{cases} \sigma = 0 \\ v = V_p \end{cases} \text{ pour } x < L_p \text{ et } \begin{cases} \sigma = 0 \\ v = 0 \end{cases} \text{ pour } x > L_p$$

V_p étant la vitesse initiale du projectile.

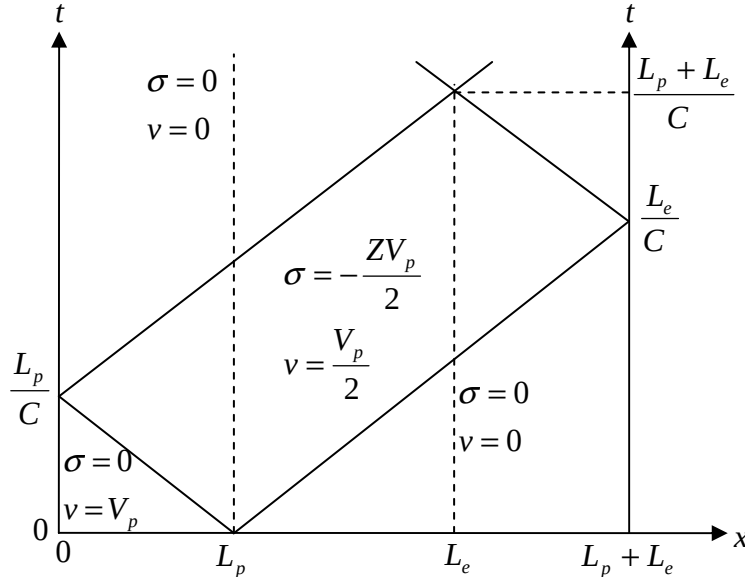


Figure 111 : Propagation des ondes de compression dans la barre de la Figure 10. x : position, t : temps, Z : impédance de la barre entrante et du projectile, C : célérité des ondes de traction/compression.

Cas général :

Grâce à la méthode des caractéristiques, on peut établir les formules des barres de Hopkinson, valables quel que soit le comportement de l'échantillon et quelle que soit la forme de l'onde incidente. Elles généralisent ainsi les formules déjà établies :

$$(149) \quad \begin{cases} T_e = \frac{J_e}{R_e}(\gamma_i + \gamma_r) \\ \omega_e = \frac{J_e}{K_e R_e}(\gamma_r - \gamma_i) \end{cases} \quad \text{à l'extrémité de la barre entrante, au contact avec l'échantillon}$$

T_e et ω_e représentent ici le moment de torsion et la vitesse de rotation à l'extrémité de la barre entrante (à l'interface avec l'échantillon). J_e , R_e et K_e sont le moment quadratique, le rayon et l'impédance de la barre entrante. γ_i et γ_r sont les distorsions mesurées au niveau de la jauge collée sur la barre entrante et virtuellement transportées au niveau de l'interface avec l'échantillon : γ_i est temporellement retardée du rapport de la distance entre la jauge et l'interface par la célérité des ondes de cisaillement dans la barre entrante et γ_r est temporellement avancée de ce même rapport.

$$(150) \quad \begin{cases} T_s = \frac{J_s}{R_s} \gamma_t \\ \omega_s = -\frac{J_s}{K_s R_s} \gamma_t \end{cases} \quad \text{à l'extrémité de la barre sortante, au contact avec l'échantillon}$$

T_s et ω_s représentent ici le moment de torsion et la vitesse de rotation à l'extrémité de la barre sortante (à l'interface avec l'échantillon). J_s , R_s et K_s sont le moment quadratique, le rayon et l'impédance de la barre sortante. γ_t est la distorsion mesurée au niveau de la jauge collée sur la barre sortante et virtuellement transportée au niveau de l'interface avec l'échantillon : γ_t est temporellement avancée du rapport de la distance entre la jauge et l'interface par la célérité des ondes de cisaillement.

$$(151) \quad \begin{cases} F_e = -S_e E_e (\varepsilon_i + \varepsilon_r) \\ V_e = C_e (\varepsilon_r - \varepsilon_i) \end{cases} \quad \text{à l'extrémité de la barre entrante, au contact avec l'échantillon}$$

F_e et V_e représentent ici la force exercée par la barre entrante sur l'échantillon et la vitesse particulière de l'extrémité de la barre entrante (à l'interface avec l'échantillon). S_e , E_e et C_e sont la section, le module d'Young et la célérité des ondes de traction/compression dans la barre entrante. ε_i et ε_r sont les déformations mesurées au niveau de la jauge collée sur la barre entrante et virtuellement transportées au niveau de l'interface avec l'échantillon : ε_i est temporellement retardée du rapport de la distance entre la jauge et l'interface par la célérité des ondes de traction/compression dans la barre entrante et ε_r est temporellement avancée de ce même rapport.

$$(152) \quad \begin{cases} F_s = -S_s E_s \varepsilon_t \\ V_s = -C_s \varepsilon_t \end{cases} \quad \text{à l'extrémité de la barre sortante, au contact avec l'échantillon}$$

F_s et V_s représentent ici la force exercée par la barre sortante sur l'échantillon et la vitesse particulière de l'extrémité de la barre sortante (à l'interface avec l'échantillon). S_s , E_s et C_s sont la section, le module d'Young et la célérité des ondes de traction/compression dans la barre sortante. ε_t est la déformation mesurée au niveau de la jauge collée sur la barre sortante et virtuellement transportée au niveau de l'interface avec l'échantillon : ε_t est temporellement avancée du rapport de la distance entre la jauge et l'interface par la célérité des ondes de traction/compression.

Annexe 4 : Compléments à la modélisation du dispositif

Annexe 4.1 : Limites de l'hypothèse de découplage des comportements du tube et de l'échantillon

Plaçons-nous dans le cas où les longueurs du tube et de l'échantillon sont identiques :

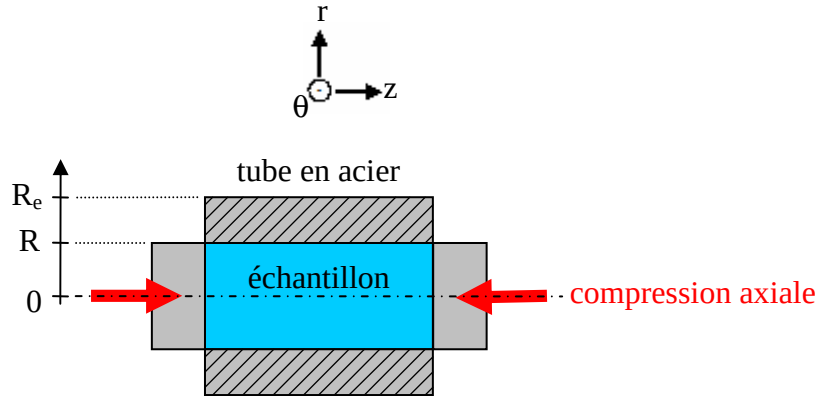


Figure 112 : Echantillon inséré dans un tube de même longueur.

S'il n'y a pas de frottement (i) et si l'échantillon et le tube restent élastiques (ii), alors le tenseur des contraintes dans l'échantillon a la forme suivante :

$$(153) \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{pmatrix}_{r,\theta,z} \quad \text{avec} \quad \frac{\sigma}{p} = \frac{1-\nu}{\nu} + \frac{E[R^2(1-\nu_t) + R_e^2(1+\nu_t)]}{E_t(R_e^2 - R^2)\nu}$$

où E et ν représentent le module d'Young et le coefficient de Poisson de l'échantillon et E_t et ν_t le module d'Young et le coefficient de Poisson du tube ($E_t = 210$ GPa et $\nu_t = 0,33$).

Lorsque que le tube est infiniment rigide, il y a effectivement découplage :

$$(154) \quad \lim_{E_t \rightarrow \infty} \frac{\sigma}{p} = \frac{1-\nu}{\nu}$$

On définit de la manière suivante l'écart relatif e_p entre le rapport $\frac{\sigma}{p}$ et sa valeur en l'absence de couplage :

$$(155) \quad e_p = \frac{\frac{\sigma}{p} - \frac{1-\nu}{\nu}}{\left(\frac{1-\nu}{\nu}\right)}$$

Nous pouvons exprimer cet écart en fonction du rapport des rayons externe et interne du tube :

$$(156) \quad e_p = \frac{E \left[(1 - \nu_t) + \left(\frac{R_e}{R} \right)^2 (1 + \nu_t) \right]}{E_t \left[\left(\frac{R_e}{R} \right)^2 - 1 \right] (1 - \nu)}$$

Même si le tube est infiniment épais, l'écart n'est pas nul :

$$(157) \quad \lim_{R_e \rightarrow \infty} e_p = \frac{E(1 + \nu_t)}{E_t(1 - \nu)}$$

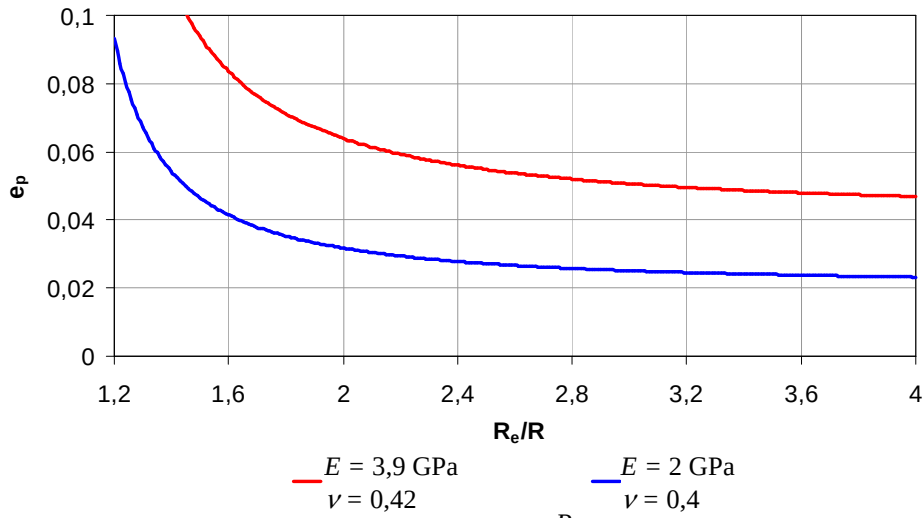


Figure 113 : Ecart relatif e_p en fonction du rapport des rayons $\frac{R_e}{R}$ pour $E = 3,9$ GPa et $\nu = 0,42$ (X1), et pour $E = 2$ GPa et $\nu = 0,4$ (I1).

Pour les essais sur X1, on a un rapport des rayons égal à 2,4, ce qui donne un écart relatif de 5,6 %. Pour les essais sur I1, le rapport des rayons vaut au minimum 1,4, ce qui donne un écart relatif maximum de 5,4 %.

Annexe 4.2 : Etablissement de la solution bidimensionnelle pour l'échantillon

En utilisant la forme de u_z définie dans (31), (30) devient :

$$(158) \quad 2f\nu h(R)\varphi'(z) + (1 - 2\nu)h'(R)\varphi(z) = 0$$

ce qui a pour solution :

$$(159) \quad \varphi(z) = \varphi(0) \exp\left(-\frac{1 - 2\nu}{2f\nu} \frac{h'(R)}{h(R)} z\right)$$

et alors (29) devient :

$$(160) \quad \frac{rh''(r) + h'(r)}{rh(r)} = -\frac{(1-\nu)(1-2\nu)}{2f^2\nu^2} \left(\frac{h'(R)}{h(R)} \right)^2$$

Posons :

$$(161) \quad \lambda = -\sqrt{\frac{(1-\nu)(1-2\nu)}{2}} \frac{h'(R)}{h(R)f\nu}$$

On déduit de (160) la forme de $h(r)$ et cela donne :

$$(162) \quad u_z(r, z) = \varphi(0) \exp\left(\lambda z \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}}\right) J_0(\lambda r) + u_0$$

où J_0 est la fonction de Bessel de 1^{ière} espèce et d'ordre 0.

Nous nous sommes placés dans le cas où $u_r(0, z) = u_r(R, z) = 0$ (voir (32) et (33)), la relation (28) permet donc de déterminer $u_r(r, z)$ sous la forme définie par (31) :

$$(163) \quad u_r(r, z) = \frac{\lambda \varphi(0)}{2(1-\nu)} \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}} \left[\frac{r}{R} \int_0^R (J_0(\lambda \xi) d\xi) - \int_0^r (J_0(\lambda \xi) d\xi) \right] \exp\left(\lambda z \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}}\right)$$

L'équation (161) permet de déterminer la valeur de λ . Pour la résoudre, on pose d'abord une hypothèse qu'on vérifiera a posteriori : on suppose que les termes en $(\lambda R)^n$ avec $n \geq 3$ sont négligeables et qu'on peut alors assimiler les fonctions de Bessel en λR à leur développement limité d'ordre 2. On a dans ce cas :

$$(164) \quad \frac{h'(R)}{h(R)} = \frac{-\lambda J_1(\lambda R)}{J_0(\lambda R)} = -\frac{\lambda}{2}(\lambda R) + o((\lambda R)^2) \approx -\frac{\lambda^2 R}{2}$$

avec J_1 la fonction de Bessel de 1^{ière} espèce et d'ordre 1.

L'équation (161) se résout alors facilement et on obtient :

$$(165) \quad \lambda R = 2f\nu \sqrt{\frac{2}{(1-\nu)(1-2\nu)}}$$

Pour être assuré de la cohérence de la démarche, la précision de l'approximation (164) devra être évaluée. Pour ceci, on calcule e_λ , la valeur absolue de l'erreur relative commise :

$$(166) \quad e_\lambda = \left| \frac{\left(\frac{-\lambda J_1(\lambda R)}{J_0(\lambda R)} \right) - \left(-\frac{\lambda^2 R}{2} \right)}{\left(\frac{-\lambda J_1(\lambda R)}{J_0(\lambda R)} \right)} \right| = \left| 1 - \frac{\lambda R}{2} \frac{J_0(\lambda R)}{J_1(\lambda R)} \right|$$

En remplaçant par l'expression donnée par (165), on obtient l'expression de e_λ en fonction de la valeur du coefficient de frottement f :

$$(167) \quad e_\lambda = \left| 1 - f\nu \sqrt{\frac{2}{(1-\nu)(1-2\nu)}} \frac{J_0\left(2f\nu \sqrt{\frac{2}{(1-\nu)(1-2\nu)}}\right)}{J_1\left(2f\nu \sqrt{\frac{2}{(1-\nu)(1-2\nu)}}\right)} \right|$$

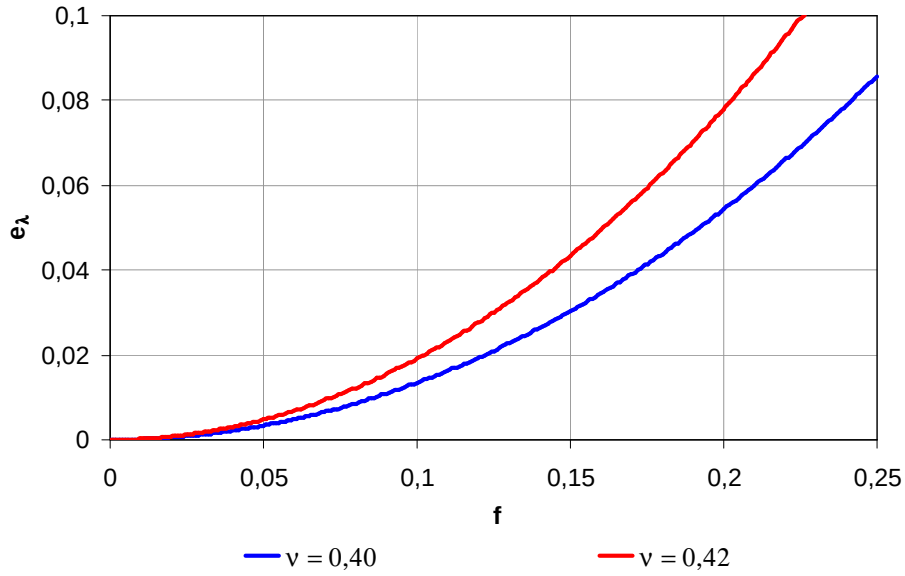


Figure 114 : Evolution de l'erreur relative e_λ en fonction du coefficient de frottement f pour $\nu = 0,40$ (I1) et pour $\nu = 0,42$ (X1).

D'après la Figure 114, l'approximation (164) reste valable pour de faibles valeurs du coefficient de frottement f .

L'expression donnée par (165) conduit à la solution suivante :

$$(168) \quad \begin{cases} u_r = \frac{f\nu\varphi(0)}{R(1-\nu)^2} \left[\frac{r}{R} \int_0^R J_0(\lambda\xi) d\xi - \int_0^r J_0(\lambda\xi) d\xi \right] \exp\left(\frac{2f\nu z}{R(1-\nu)}\right) \\ u_z = \varphi(0) \exp\left(\frac{2f\nu z}{R(1-\nu)}\right) J_0(\lambda r) + u_0 \end{cases}$$

En combinant la solution (168) avec la loi de Hooke (14) et les conditions aux limites (23), on obtient la relation (34).

Annexe 5 : Suite des résultats expérimentaux de la partie 5.2.2

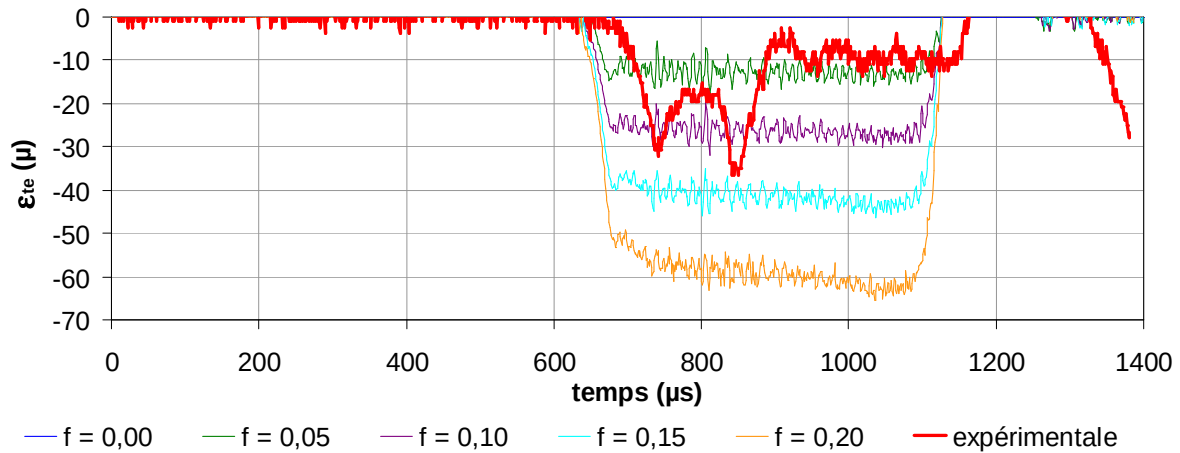


Figure 115 : Evolution pour l'essai 1b de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante extérieure ε_{te} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

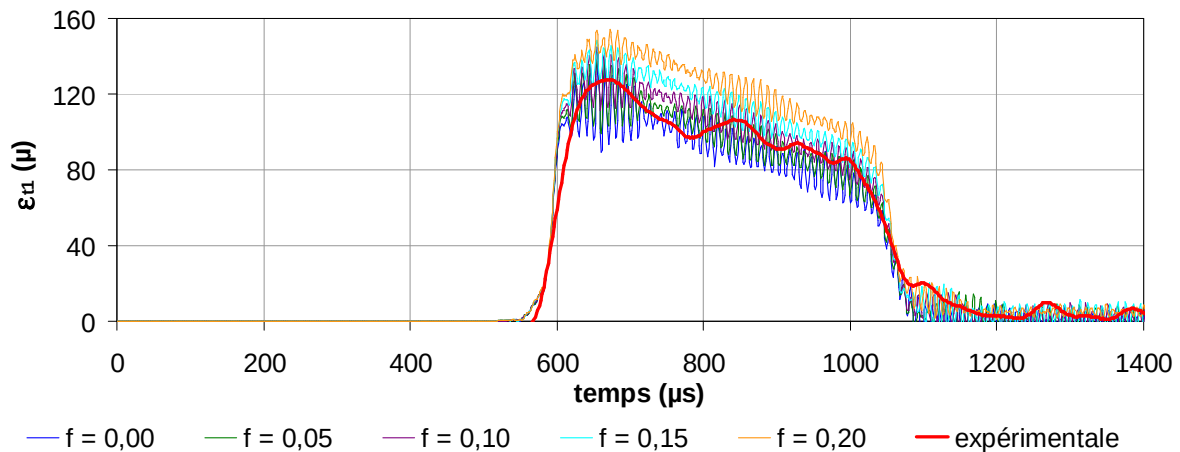


Figure 116 : Evolution pour l'essai 1b de la déformation mesurée par la jauge n°1 collée sur le tube de confinement ε_{u1} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

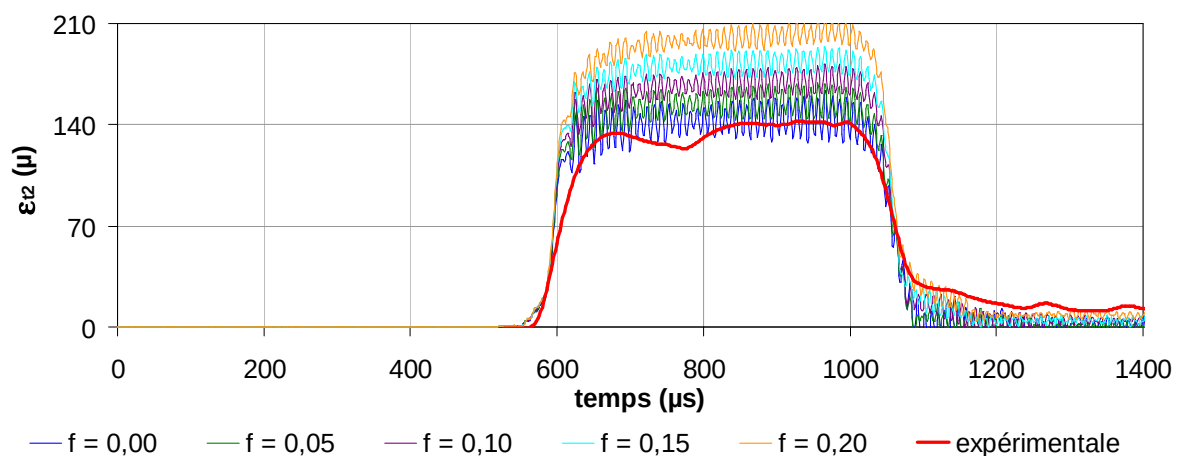


Figure 117 : Evolution pour l'essai 1b de la déformation mesurée par la jauge n°2 collée sur le tube de confinement ε_{u2} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

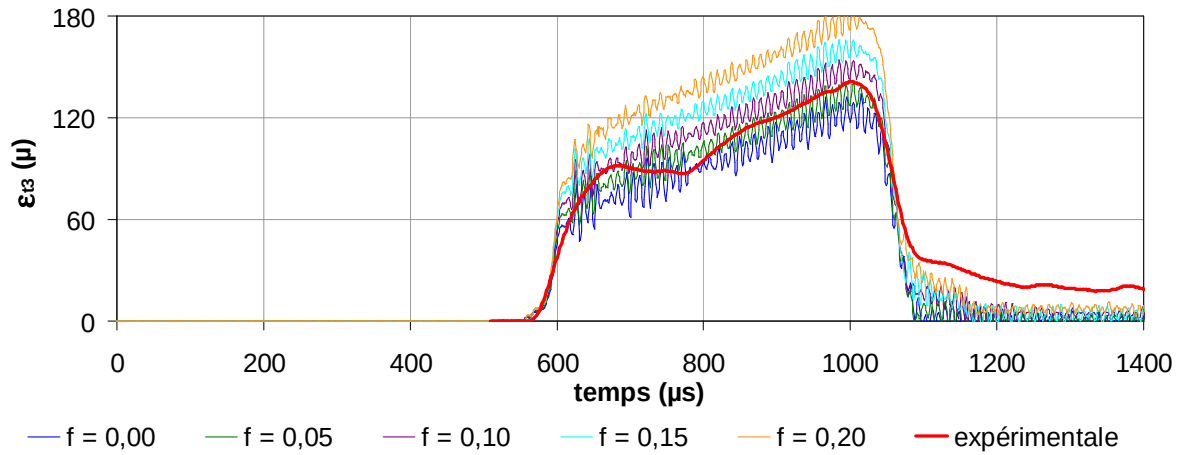


Figure 118 : Evolution pour l'essai 1b de la déformation mesurée par la jauge n°3 collée sur le tube de confinement ε_{13} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

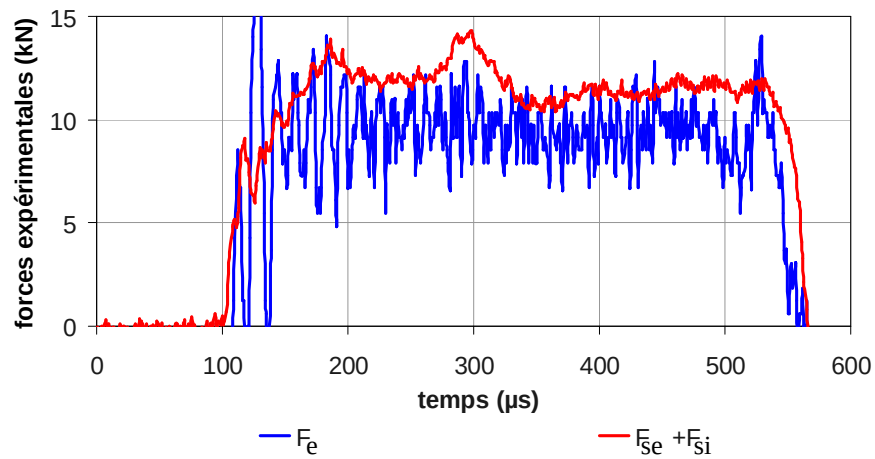


Figure 119 : Forces déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 1b.

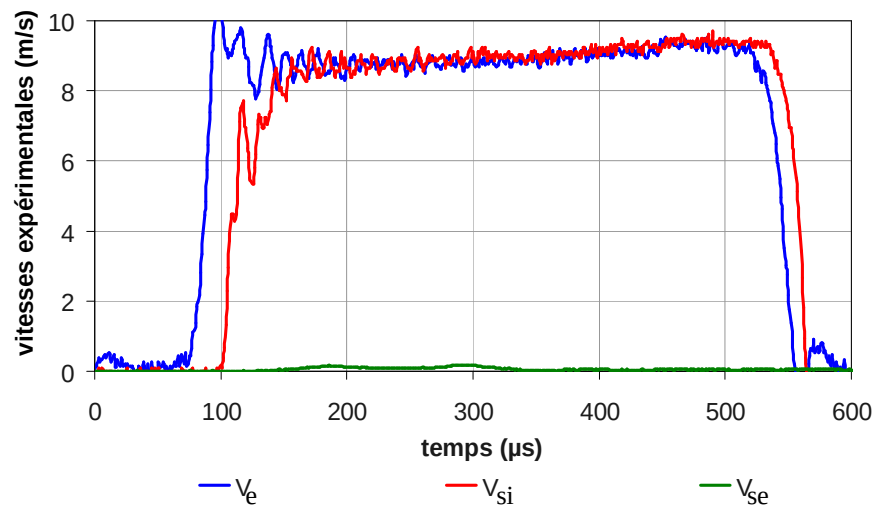


Figure 120 : Vitesses déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 1b.

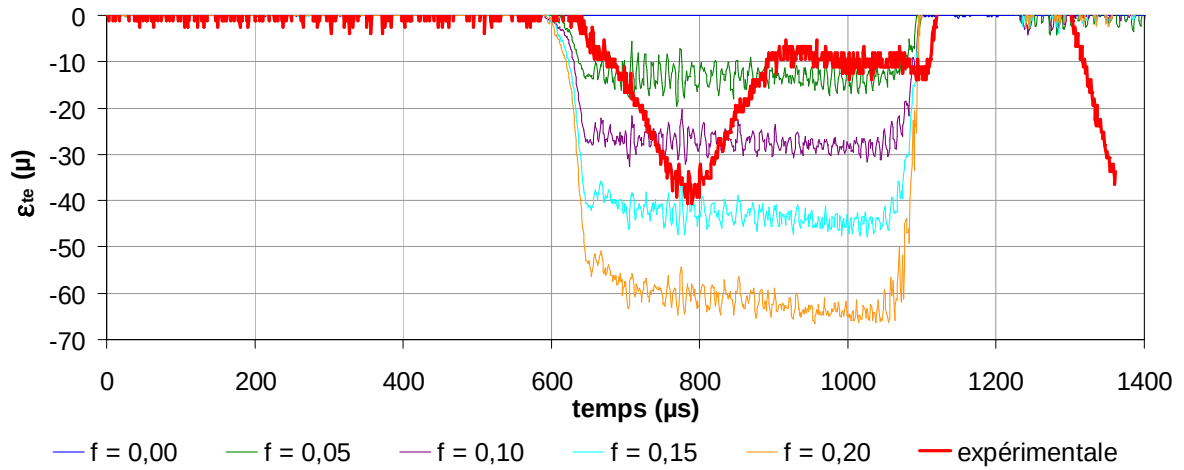


Figure 121 : Evolution pour l'essai 2 de la déformation mesurée par la jauge collée sur la barre sortante extérieure ε_{te} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

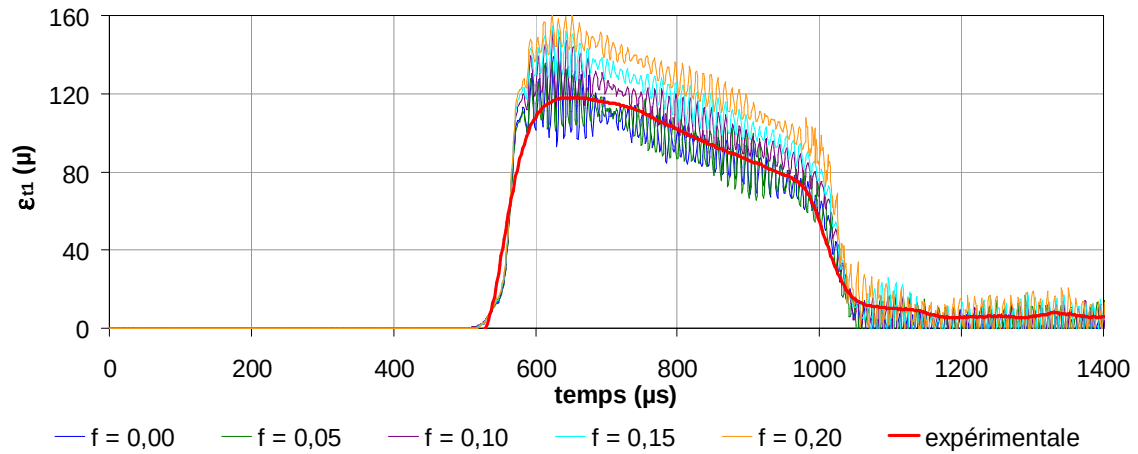


Figure 122 : Evolution pour l'essai 2 de la déformation mesurée par la jauge n°1 collée sur le tube de confinement ε_{t1} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

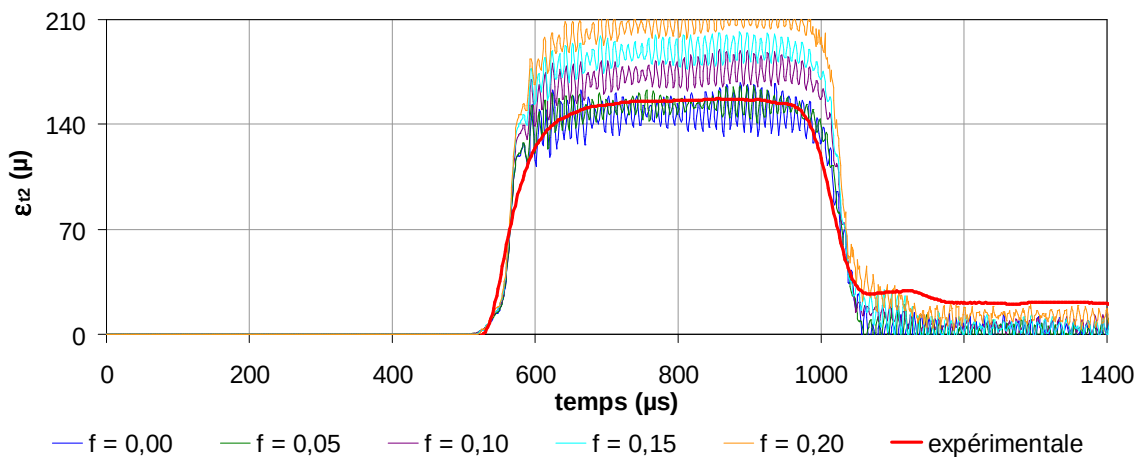


Figure 123 : Evolution pour l'essai 2 de la déformation mesurée par la jauge n°2 collée sur le tube de confinement ε_{t2} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

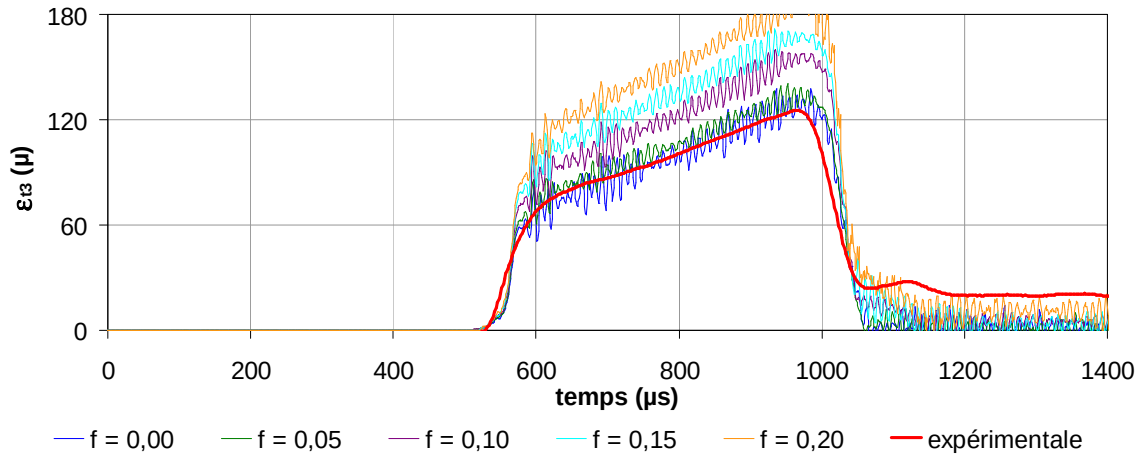


Figure 124 : Evolution pour l'essai 2 de la déformation mesurée par la jauge n°3 collée sur le tube de confinement ε_{13} et ses équivalents numériques pour différentes valeurs du coefficient de frottement f .

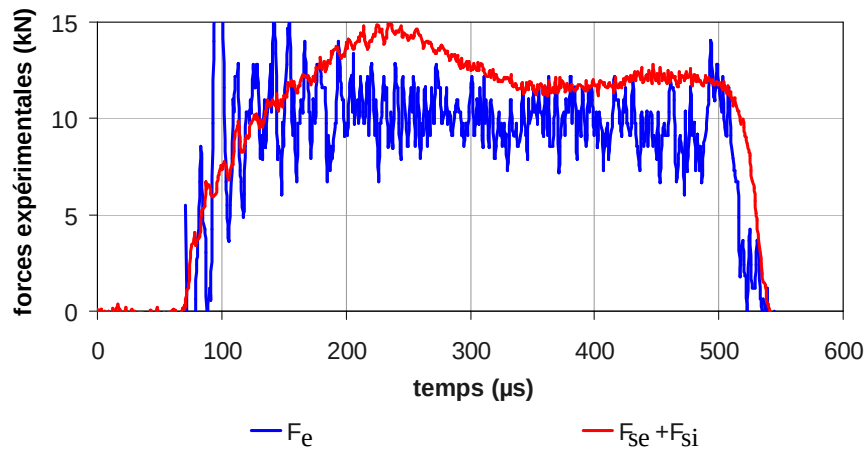


Figure 125 : Forces déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 2.

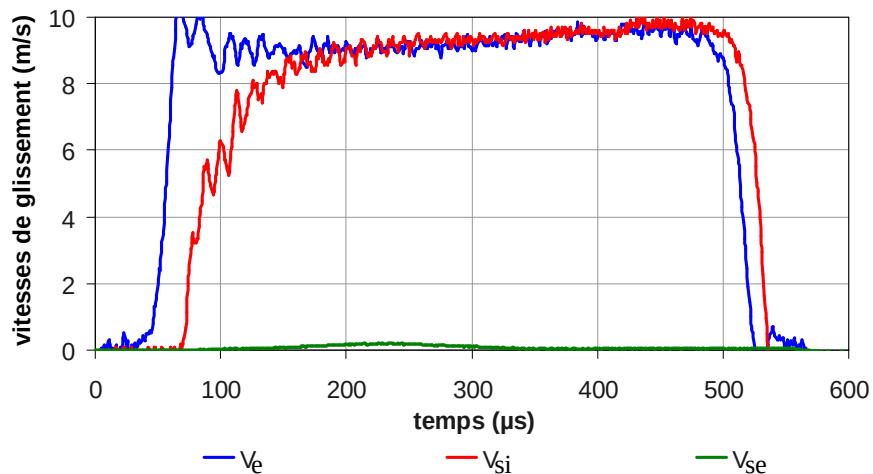


Figure 126 : Vitesses déterminées à partir des mesures expérimentales et des formules (151), (94) et (95) pour l'essai 2.

Références bibliographiques

- 1 : AFNOR NF T70-524.
- 2 : **Asay BW (edition)**. Shock Wave Science and Technology Reference Library. Volume 5: Non-Shock Initiation of Explosives. DOI 10.1007/978-3-540-87953-4_9, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2010).
- 3 : **Azhdar B, Stenberg B, Kari L**. Determination of dynamic and sliding friction, and observation of stick-slip phenomenon on compacted polymers during high velocity compaction. *Polymer Testing*, 25, 1069-1080 (2006).
- 4 : **Bailly P, Delvare F, Vial J, Hanus JL, Biessy M, Picart D**. Dynamic behavior of an aggregate material at simultaneous high pressure and strain rate: SHPB triaxial tests. *International Journal of Impact Engineering*, 38, 73-84 (2011).
- 5 : **Bazant ZP, Bishop FC, Chang TP**. Confined compression tests of cement paste and concrete up to 300 ksi. *American Concrete Institute*, 83, 553-560 (1986).
- 6 : **Ben-Dor G, Dubinsky A, Elperin T**. Localized interaction models with non-constant friction for rigid penetrating impactors. *International Journal of Solids and Structures*, 44, 2593-2607 (2007).
- 7 : **Bragov AM, Grushevsky GM, Lomunov AK**. Use of the Kolsky method for studying shear resistance of soils. 4th *International Eurodynat Conference*, 3, 253-259 (1994).
- 8 : **Burlion N**. Compaction des bétons : éléments de modélisation et caractérisation expérimentale. *PhD dissertation, Ecole Normale Supérieure de Cachan, France* (1997).
- 9 : **Burlion N, Pijaudier-Cabot G, Dahan N**. Experimental analysis of compaction of concrete and mortar. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 25(15), 1467-1486 (2001).
- 10 : **Cartier M, Kapsa P**. Techniques de l'ingénieur > Mécanique > Fonctions et composants mécaniques > Comportement en service des systèmes et composants > Usure des contacts mécaniques - Eléments de tribologie. *Référence BM5066* (2001).
- 11 : **Chen YM, Pavy JC, Rigaut B**. Test de frottement à grande vitesse sous faibles charges des céramiques. *Publications Centre Technique des Industries Mécaniques, Senlis*, 79-104 (1990).
- 12 : **Chowdhury MA, Khalil MK, Nuruzzaman DM, Rahaman ML**. The Effect of Sliding Speed and Normal Load on Friction and Wear Property of Aluminum. *International Journal of Mechanical & Mechatronics Engineering IJMME-IJENS Vol: 11 No: 01*.
- 13 : **Dickson PM, Parker GR, Smilowitz LB, Zucker JM, Asay BW**. Frictional Heating and Ignition of Energetic Materials. CP845, *Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter*, 1057-1060 (2005).

- 14 : **Dobratz BM, Crawford PC.** Lawrence Livermore National Laboratory Explosives Handbook. Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants. Lawrence Livermore National Laboratory. University of California. *Compiled and edited by Brigitta M and Dobratz BM (1985).*
- 15 : **Durand B, Delvare F, Bailly P.** Numerical solution of Cauchy problems in linear elasticity in axisymmetric situations. *International Journal of Solids and Structures*, 48(21), 3041-3053 (2011).
- 16 : **Durand B, Delvare F, Bailly P, Picart D.** Caractérisation du comportement à l'interface entre un matériau agrégataire et un acier sous forte pression et à grande vitesse. 20^{ième} *Congrès Français de Mécanique (2011).*
- 17 : **Durand B, Delvare F, Bailly P, Picart D.** A friction test between steel and a brittle material at high contact pressures and high sliding velocities. 10th *International DYMAT Conference (2012).*
- 18 : **Durand B, Delvare F, Bailly P, Picart D.** Identification du frottement entre un explosif et son confinement en acier. 21^{ième} *Congrès Français de Mécanique (2013).*
- 19 : **Durand B, Delvare F, Bailly P, Picart D.** Identification of the friction under high pressure between an aggregate material and steel: experimental and modelling aspects. *International Journal of Solids and Structures*, 50(24), 4108-4117 (2013).
- 20 : **Espinosa HD, Patanella A, Fisher M.** A novel dynamics friction experiment using a modified Kolsky bar apparatus. *Experimental Mechanics*, 40(2), 138-153 (2000).
- 21 : **Evesque P, De Gennes PG.** Sur la statique des silos. *Compte Rendu à l'Académie des Sciences, Paris*, t. 326, Série IIb, 761-766 (1998).
- 22 : **Field JE, Swallowe GM, Heaven SN.** Ignition mechanisms of explosives during mechanical deformations. *Proceeding of the Royal Society London A*, 383, 231-44 (1982).
- 23 : **Forquin P.** Endommagement et fissuration de matériaux fragiles sous impact balistique, rôle de la microstructure. *PhD dissertation, Ecole Normale Supérieure de Cachan, France (2003).*
- 24 : **Forquin P, Arias A, Zaera R.** An experimental method of measuring the confined compression strenght of geomaterials. *International Journal of Solids and Structures*, 44(13), 4291-4317 (2007).
- 25 : **Forquin P, Arias A, Zaera R.** Role of porosity in controlling the mechanical and impact behaviours of cement-based materials. *International Journal of Impact Engineering* 35(3), 133-146 (2008).
- 26 : **Forquin P, Arias A, Zaera R.** Relationship between mesostructure, mechanical behaviour and damage of cement composites under high-pressure confinement. *Experimental Mechanics*, doi:10.1007/s11340-008-9172-y (2008).

- 27 : **Forquin P, Gary G, Gatuingt F.** A testing technique for concrete under confinement at high rates of strain. *International Journal of Impact Engineering*, 35(6), 425-446 (2008).
- 28 : **Forquin P, Safa K, Gary G.** Influence of free water on the quasi-static and dynamic of strength of concrete in confined compression tests. *Cement and Concrete Research*, 40(2), 321-333 (2009).
- 29 : **Gary G, Bailly P.** Behavior of a quasi-brittle material at high strain rate. *Experiment and modelling. European Journal of Mechanics - A/Solids*, 17(3), 403-420 (1998).
- 30 : **Gatuingt F.** Prévision de la rupture des ouvrages en béton sollicités en dynamique rapide. *PhD thesis, Ecole Normale Supérieure Cachan* (1999).
- 31 : **Gruau C, Picart D, Belmas R, Bouton E, Delmaire-Sizes F, Sabatier J, Trumel H.** Ignition of a confined high explosive under low velocity impact. *International Journal of Impact Engineering*, 36(4), 537-550 (2008).
- 32 : **Grzesik W, Zalisk Z, Nieslony P.** Friction and wear testing of multilayer coatings on carbide substrates for dry machining applications. *Surface and Coatings Technology*, 155, 37-45 (2002).
- 33 : **Hartley RS, Cloete TJ, Nurick GN.** An experimental assessment of friction effects in the split Hopkinson pressure bar using the ring compression test. *International Journal of Impact Engineering*, 34(10), 1705-1728 (2007).
- 34 : **Hoffman, Chandler JB.** Aspect of the tribology of the plastic bonded explosive LX-04. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 29, 368-373 (2004).
- 35 : **Hoge K.** Friction measurements on explosive materials. *Report Lawrence Livermore National Laboratory. Green, Dorough 4th International Detonation Symposium* (1965).
- 36 : **Huang H, Feng R.** A study of the dynamic tribological response of closed fracture surface pairs by Kolsky-Bar compression–shear experiment. *International Journal of Solids and Structures*, 41(11-12), 2821-2835 (2004).
- 37 : **Huang H, Feng R.** Dynamic tribological response of SiC fracture surfaces. *Mechanics of Materials*, 38(3), 186-202 (2006).
- 38 : **Huang H, Feng R.** Dynamic Friction of SiC Surfaces: A Torsional Kolsky Bar Tribometer Study. *Tribology Letters*, 27, 329-338 (2007).
- 39 : **Irfan MA, Prakash V.** Time resolved friction during dry sliding of metal on metal. *International Journal of Solids and Structures*, 37(20), 2859-2882 (2000).
- 40 : **Janssen HA, Vereins Z.** *Deutsch Eng.*, 39, 1045 (1895).
- 41 : **Kazban RV, Vernaza Peña KM, Mason JJ.** Measurements of Forces and Temperature Fields in High-Speed Machining of 6061-T6 Aluminum Alloy. *Experimental Mechanics*, 48, 307-317 (2008).

- 42 : **Kim HJ, Emge A, Winter RE, Keightley PT, Kim WK, Falk ML, Rigney DA.** Nanostructures generated by explosively driven friction: Experiments and molecular dynamics simulations. *Acta Materiala*, 57(17), 5270-5282 (2009).
- 43 : **Le VD.** Modélisation et identification du comportement plastique visco-élastique endommageable d'un matériau agrégataire. *Thesis Université de Tours* (2007).
- 44 : **Li QM, Lu YB, Meng H.** Further investigation on the dynamic compressive strength enhancement of concrete-like materials based on split Hopkinson pressure bar tests. *International Journal of Impact Engineering*, 36(12), 1335-1345 (2009).
- 45 : **Malvern LE, Jenkinds DA, Tang T, McLure S.** Dynamic testing of laterally confined concrete, micromechanics of failure of quasi-brittle materials. *Elsevier Applied Science*, 343-52 (1991).
- 46 : **Nistor, Ionel and Pantalé, Olivier and Caperaa, Serge and Sattouf, Chakib.** A new dynamic test for the identification of high speed friction law using a gas-gun device. *Journal de Physique IV (Proceedings)*, 110, 519-524, ISSN 1155-4339 (2003).
- 47 : **Ogawa K.** Impact friction test method by applying stress waves. *Experimental Mechanics*, 37, 398-402 (1997).
- 48 : **Paulmier D, Zaidi H, Bedri R, Kadiri EK, Pan L, Jiang Q.** Steel surface modifications in magnetised sliding contact. *Surface and Coatings Technology*, 76-77, 583-588 (1995).
- 49 : **Philippon S, Sutter G, Dedourge J, Molinari A.** Etude expérimentale du frottement. *International Journal of Mechanical Production Systems Engineering, High Speed Machining*, 57-60 (2003).
- 50 : **Philippon S, Sutter G, Molinari A.** An experimental study of friction at high sliding velocities. *Wear*, 257, 777-787 (2004).
- 51 : **Philippon S, Voyiadjis GZ, Faure L, Lodygowski A, Rusinek A, Chevrier P, Dossou E.** A Device Enhancement for the Dry Sliding Friction Coefficient Measurement Between Steel 1080 and VascoMax with Respect to Surface Roughness Changes. *Experimental Mechanics*, 51(3), 337-358 (2011).
- 52 : **Picart D, Delmaire-Sizes F, Gruau C, Trumel H.** Ignition of a HMX-based PBX submitted to impact: strain localisation and boundary condition. *16th Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter* (2009).
- 53 : **Picart D, Bouton E.** Non-shock ignition of a HMX-based high explosive: thermo-mechanical numerical study. *14th International Detonation Symposium, Coeur d'Alène, USA* (2010).
- 54 : **Picart D, Damiani D, Doucet M.** The reverse edge-on impact test: a small scale experiment for non-shock ignition studies. Poster. *Conference of the American Physical Society, Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter, Chicago* (2011).

- 55 : **Picart D., Ermissse J., Biessy M., Bouton E, Trumel H.** Initiation of HMX-based PBX when submitted to a weak impact: the Susan test. *International Pyrotechnics Seminar, Valencia (2013)*.
- 56 : **Prakash V.** A pressure-shear plate impact experiment for investigating transient friction. *Experimental Mechanics*, 35(4), 329-336 (1995).
- 57 : **Rajagopalan S, Irfan MA, Prakash V.** Novel experimental techniques for investigating time resolved high speed friction. *Wear*, 225-229, Part 2, 1222-1237 (1999).
- 58 : **Rajagopalan S, Prakash V.** A modified Kolsky bar for investigating dynamic friction. *Experimental Mechanics*, 39(4), 295-303 (1999).
- 59 : **Rajagopalan S, Prakash V.** An experimental method to study high speed sliding characteristics during forward and reverse slip. *Wear*, 249(8), 687-701 (2001).
- 60 : **Ranjan RK, Kumar S.** Effect of interfacial friction during forging of solid powder discs of large slenderness ratio. *Sadhana*, 29, Part 5, 535-543 (2004).
- 61 : **Ryckelynck D, Meiller M.** Friction modelisation of tool workpiece contact for the finite element simulation of cutting process. *Mécanique & Industries*, 3(4), 323-332 (2002).
- 62 : **Saulnier JB.** Transferts thermiques : conduction. *Cours ENSMA (2003)*.
- 63 : **Tien YM, Wu PL, Huang WH, Kuo MF, Chu CA.** Wall Friction measurement and compaction characteristics of bentonite powders. *Powder Technology*, 173, 140-151 (2007).
- 64 : **Trumel H, Lambert P, Vivier G.** Toward physically-based explosive modelling: meso-scale investigations. In: *Materials under extreme loadings. Application to penetration and impact*, in press, Wiley & sons.
- 65 : **Vandersall KS, Chidester SK, Forbes JW, Garcia F, Greenwood DW, Switzer LL, and al.** Experimental and modeling studies of crush, puncture, and perforation scenarios in the Steven impact test. In: *Office Naval Research ONR 333-05-02, editors. Proceeding 12th international detonation symposium, San Diego*, 131-139 (2002).
- 66 : **Vernaza Peña KM, Mason JJ, Li M.** High speed temperature measurements in orthogonal cutting of aluminum. *Experimental Mechanics*, 42(2), 221-229 (2003).
- 67 : **Walley SM, Church PD, Furth M, Field JE.** A high-speed photographic study of the rapid deformation of metal annuli: comparison of theory with experiment. *Journal de Physique IV France* 7 (1997). Colloque C3, Supplément au Journal de Physique III, 317-322 (août 1997).
- 68 : **Wiegand DA.** The influence of confinement on the mechanical properties of energetic materials. *Shock Compression of Condensed Matter*, CP505, 675-678 (1999).

- 69 : **Wiegand DA, Reddingius B.** Mechanical properties of plastic bonded composites as a function of hydrostatic pressure. *Shock Compression of Condensed Matter, CP706*, 812-815 (2003).
- 70 : **Wiegand DA, Reddingius B.** The strengthening of energetic materials under pressure. *In: 24th Army Science Conference, Orlando, Florida (2004).*
- 71 : **Winter RE, Ball GJ, Keightley PT.** Mechanisms of shock-induced dynamic friction. *Journal of physics D: Applied Physics*, 39, 5043-5053 (2006).

Bastien DURAND

Etude expérimentale du frottement entre l'acier et un matériau fragile sous haute vitesse et haute pression

Résumé :

L'objectif de la thèse est la caractérisation expérimentale du frottement entre l'acier et un matériau fragile. Les pressions et les vitesses de glissement qu'on cherche à atteindre sont respectivement de l'ordre de 10 à 100 MPa et l'ordre de 10 à 100 m/s.

Les tribomètres classiques ne peuvent pas être utilisés car les pressions qu'on cherche à atteindre sont suffisamment élevées pour mener le matériau fragile à rupture. Pour pallier cette difficulté, le matériau doit être confiné. Un échantillon cylindrique du matériau est alors inséré dans un tube en acier qui fait à la fois office de confinement et de surface de frottement. Avec cette configuration, comme nous ne pouvons pas effectuer de mesures directes au niveau de l'interface, les paramètres de frottement sont identifiés à partir de mesures indirectes et de modèles analytique et numérique.

Deux types de dispositifs ont été conçus pour effectuer à la fois des essais d'orientation en quasi-statique et des essais sur barres de Hopkinson. Les essais quasi-statiques permettent une identification fiable du frottement et montrent que des pressions de 100 MPa peuvent être obtenues avec notre configuration sans dégrader le matériau fragile. En revanche, les essais sur barres de Hopkinson ne donnent pas satisfaction. Un dispositif spécifiquement adapté à la dynamique rapide a alors été conçu. Il permet d'identifier le frottement sous des pressions de 100 MPa et des vitesses de 10 m/s.

Mots clés : identification du frottement, confinement, barres de Hopkinson

Experimental study of the friction between steel and a brittle material under high velocities and high pressure

Abstract :

The aim of the thesis is the experimental characterisation of the friction between steel and a brittle material. The desired pressures and the desired sliding velocities are respectively of the order of 10-100 MPa and 10-100 m/s.

Usual tribometers cannot be used because the desired pressures are high enough to fracture the brittle material. The material has to be confined to overcome this difficulty. A cylindrical sample of the material is therefore inserted into a steel tube which acts both as a confinement and a sliding surface. Such a configuration does not enable to carry on direct measurements on the interface, the friction parameters are thus identified from indirect measurements and from analytical and numerical models.

Two types of set-up have been designed to carry on both quasi-static tests and tests on split Hopkinson pressure bars. Quasi-static tests enable a reliable identification of friction and show that the desired pressures can be reached with our configuration whilst retaining the brittle material integrity. Unfortunately, the results obtained with split Hopkinson pressure bars are not satisfactory. A set-up specifically adapted to dynamic situations has thus been designed. It enables identification of friction under pressure of 100 MPa and velocities of 10 m/s.

Keywords : identification of friction, confinement, split Hopkinson pressure bars



Laboratoire Prisme, F2ME/DMS, ENSI de Bourges
88 boulevard Lahitolle, 18000 Bourges

LMCR, CEA le Ripault
37260 Monts

