



HAL
open science

Étude du comportement dynamique et modélisation thermoviscoplastique de nuances d'acier soumises à un impact balistique

Kokouvi Mawuli Kpenyigba

► **To cite this version:**

Kokouvi Mawuli Kpenyigba. Étude du comportement dynamique et modélisation thermoviscoplastique de nuances d'acier soumises à un impact balistique. Autre. Université de Lorraine, 2013. Français. NNT : 2013LORR0272 . tel-01750634

HAL Id: tel-01750634

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01750634v1>

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

THÈSE

Pour l'obtention du titre de :

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ DE LORRAINE

Spécialité : Science des matériaux

Présentée par :

Kokouvi Mawuli KPENYIGBA

Etude du comportement dynamique et modélisation thermoviscoplastique de nuances d'acier soumises à un impact balistique

Thèse soutenue publiquement le 23 octobre 2013 à Metz devant le jury composé de :

Eric MARKIEWICZ	Professeur, Université de Valenciennes	Rapporteur
Han ZHAO	Professeur, Université Paris 6 UPMC	Rapporteur
Zitouni AZARI	Professeur, ENIM	Examineur
Nadia BAHLOULI	Professeur, Université de Strasbourg	Examineur
Christophe CZARNOTA	Maître de Conférences, Université de Lorraine	Examineur
Patricia VERLEYSSEN	Professeur, Université de Ghent Belgique	Examineur
Alexis RUSINEK	Professeur, ENIM	Directeur de thèse
Raphael PESCI	Maître de Conférences, ENSAM ParisTech	Co-Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord mes encadrants et en premier lieu mon directeur de thèse, Alexis Rusinek de m'avoir accueilli au sein de l'équipe de recherche et de m'avoir confié ce sujet de thèse. Durant ce parcours, il m'a fait découvrir le domaine passionnant de la dynamique rapide notamment l'impact et la perforation. Je voudrais lui témoigner ma profonde gratitude pour sa disponibilité et sa rigueur scientifique. Je remercie également mon co-directeur Raphael Pesci pour son expertise dans le domaine d'étude des microstructures, ses conseils instructifs, sa disponibilité et la sympathie qu'il m'a témoignée au cours de ces trois années de thèse.

Mes remerciements vont à Eric MARKIEWICZ, Professeur à l'université de Valenciennes, et Han ZHAO, Professeur à l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je remercie également Nadia BAHLOULI, Zitouni AZARI, Christophe CZARNOTA, et Patricia VERLEYSSEN pour avoir accepté d'examiner mes travaux de thèse.

J'adresse aussi mes plus sincères remerciements à Julien Capelle, Maître de conférence à l'ENIM pour sa grande contribution dans ce travail notamment dans la caractérisation quasi statique des matériaux. Je tiens à témoigner ma reconnaissance à Michel Tavian et Richard Bernier pour leur aide technique sur le plan de la fabrication et réparation des dispositifs de mesure dont sont équipés le banc du canon à gaz et les barres de Hopkinson.

Je remercie le Pr. Tomasz LODYGOWSKI et le docteur Tomasz JANKOWIAK pour leur soutien technique et financier qu'ils m'ont accordée dans ce travail de thèse.

Mes remerciements vont également au directeur de l'ENIM, Pierre Chevrier de m'avoir fait confiance en me permettant de venir en France faire mon master 2 de recherche et continuer en thèse dans le comportement dynamique des matériaux au sein du LaBPS. Qu'il trouve ici ma sincère gratitude.

Je remercie également le personnel technique et administratif de l'ENIM et du LaBPS à l'instar des techniciens du laboratoire qui ont beaucoup apporté à ce travail. Je n'oublie pas tous mes collègues doctorants du LaBPS pour l'ambiance conviviale de travail et le partage mutuel de conseil pratique.

Enfin, je tiens à remercier Monsieur Sonnou Tiem qui a initié cette ouverture vers la préparation d'un doctorat. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Merci seigneur

Je dédie cette thèse

à mon père

SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
CHAPITRE I.....	5
COMPORTEMENT MECANIQUE DES MATERIAUX METALLIQUES.....	5
Introduction	6
I.1 Comportement à l'impact des matériaux métalliques.....	7
I.1.1 Caractéristiques du projectile et son influence	8
I.1.2 Influence des propriétés de la plaque	14
I.2 Simulation numérique de la perforation	19
I.2.1 Lois de comportement mécanique	20
I.2.2 Critères de rupture mécanique.....	27
I.3 Conclusion	31
Références bibliographiques du chapitre I	32
CHAPITRE II.....	37
Techniques expérimentales pour la caractérisation mécanique des matériaux.....	37
II.1 Présentation des matériaux étudiés	39
II.2 Méthodes et moyens d'essais expérimentaux.....	41
II.2.1 L'essai de traction	41
II.2.2 L'essai de compression	46
II.2.3 Perforation par impact balistique.....	57
II.3 Conclusions.....	65
Références bibliographiques du chapitre II	66
CHAPITRE III	69
Analyse et discussion des résultats expérimentaux	69
III.1 Résultats des essais de caractérisation pour l'aciers doux ES.....	70
III.1.1 Essais de traction	70
III.1.2 Essais de compression	74
III.2 Résultats des essais de caractérisation pour l'aciers IF.....	76
III.3 Modélisation thermoviscoplastique des matériaux étudiés	82

III.3.1	Identification des constantes du modèle de Johnson-Cook.....	83
III.3.2	Identification des constantes du modèle de Rusinek-Klepaczko	85
III.3.3	Comparaison modèle-expérience.....	89
III.4	Impact & perforation.....	93
III.4.1	Résultats pour l'acier doux ES.....	93
III.4.2	Résultats pour l'acier IF.....	107
III.5	Conclusion	114
	Références bibliographiques du chapitre III	116
	CHAPITRE IV	119
	simulation numérique de la perforation	119
IV.1	Présentation du code et le modèle éléments finis utilisé.....	121
IV.1.1	Présentation du code.....	122
IV.1.2	Description du modèle éléments finis utilisé.....	123
IV.2	Description du critère de rupture	129
IV.3	Analyse des résultats numériques et comparaison avec ceux expérimentaux	133
IV.3.1	Résultats pour l'acier doux ES.....	133
IV.3.2	Résultats pour l'acier IF.....	140
IV.4	Conclusion	147
	Référence Bibliographique	149
	Conclusion générale et perspectives	151
	Annexes.....	155
	Annexe I : Les mécanismes de la déformation plastique.....	156
	Annexe II : Moyens techniques de caractérisation mécanique	161
	Annexe III : Résultats de la caractérisation mécanique des matériaux.....	163

Introduction générale

De nombreux problèmes posés au cours du dimensionnement de certaines structures civiles, militaires ou spatiales sont liés au comportement des matériaux dans le domaine des grandes déformations aux grandes vitesses de déformation. Lors du fonctionnement nominal ou accidentel de ces objets, les matériaux constitutifs se trouvent souvent sollicités par des chocs initiaux d'intensité élevée. Le chargement mécanique complexe qui en résulte soumet le matériau à une succession de sollicitations extrêmes en termes de pressions, de grandes déformations et de hautes températures. Le domaine des essais dynamiques couvre un très large éventail de situations et intéressent les ingénieurs de différentes disciplines. Par exemple, les ingénieurs de production cherchent à comprendre les problèmes qui subviennent lors de l'usinage et la mise en forme de matériaux à grande vitesse de déformation, les problèmes d'impact sur structure/carrosserie dans le domaine des transports (Fig. I.1), les situations d'impact de micrométéorites sur structures spatiales ou satellites..., dans le but d'améliorer la performance et la sécurité de leurs produits. Les scientifiques qui travaillent sur les thématiques militaires ont également besoin de comprendre le comportement des matériaux pour des situations similaires afin de concevoir des structures qui sont plus efficaces pour résister à l'impact d'un projectile ou afin de concevoir des missiles balistiques performants.



a)



b)

Fig. I.1 Exemples d'impact de projectiles sur des structures dans le domaine des transports. a-Automobile criblé de balles réelles [I.1]; b-Impact d'oiseau sur un Boeing 737 [I.2].

Il s'agit donc de répondre aux besoins scientifiques de l'industrie en matière d'utilisation des matériaux métalliques et de conception de structures sous sollicitations dynamiques. Ceci notamment pour une meilleure maîtrise des lois de comportement des matériaux constitutifs, de la rupture et de l'absorption d'énergie pour la protection des personnes et des structures contre des catastrophes naturelles ou pour la sécurité passive, par exemple dans le secteur des transports. Les problèmes de perforation sont caractérisés par la complexité des processus thermomécaniques qui ont lieu au sein du matériau cible pendant le chargement. Il est donc nécessaire de bien comprendre la relation entre le comportement thermoviscoplastique du matériau, l'absorption d'énergie et les mécanismes de rupture pour des chargements de type impact et perforation. Ce n'est pas toujours facile, car cela nécessite le développement de moyens expérimentaux et numériques adaptés. De nombreuses études expérimentales, analytiques et numériques sont aujourd'hui disponibles dans la littérature internationale. Des travaux sur la pénétration et la perforation des structures par des projectiles ont été menés par des chercheurs comme Goldsmith [I.3], Corbett et al. [I.4], Backman et al. [I.5]. L'influence de l'épaisseur de la plaque métallique [I.6], de la vitesse d'impact [I.7, I.8] et de la géométrie du projectile [I.5–I.7] sur le processus de perforation a notamment été examinée. La problématique aujourd'hui réside dans le couplage des aspects expérimentaux, analytiques et numériques afin de fournir une analyse détaillée du comportement des structures sous sollicitations dynamiques rapides. Ceci notamment pour une meilleure maîtrise de l'absorption d'énergie pour la protection des personnes et des structures contre les catastrophes naturelles ou pour la sécurité passive.

Ce travail de thèse s'inscrit donc dans cette problématique: élaborer une méthode complète d'analyse du comportement des matériaux allant des essais de caractérisation aux essais de validation en passant par des modèles analytiques. Sur le plan expérimental, il s'agit d'améliorer les dispositifs existants afin de pouvoir mesurer les paramètres matériaux nécessaires à l'étude du comportement dynamique des matériaux. Un modèle numérique exploitant les lois de comportements préalablement identifiées (en se basant sur les essais de caractérisation) sera développé capable de prédire les essais de validation comme l'impact balistique. D'un point de vue rédactionnel, la structure de ce mémoire s'articule autour de quatre grands chapitres.

Le premier chapitre sera consacré à une étude bibliographique complète : l'accent sera mis principalement sur le comportement sous impact des matériaux métalliques. Nous

étudierons l'influence des caractéristiques du projectile (forme, rigidité, densité, vitesse ...) sur la réponse mécanique de la cible. Nous examinerons également l'effet des propriétés de la cible sur le processus de perforation. Nous passerons ensuite en revue les différentes lois de comportement et critères de rupture utilisés dans les codes de calcul éléments finis pour simuler l'impact et la perforation des cibles métalliques.

Les différents outils et méthodes expérimentaux employés au cours de cette étude pour caractériser les différents matériaux étudiés seront résumés dans le chapitre II. Dans ce chapitre, une présentation générale des matériaux qui font l'objet de notre étude sera faite. Le protocole expérimental des essais quasi-statiques (traction, compression) au moyen d'une machine classique sera également présenté. Nous décrirons ensuite l'aspect technique lié au chargement dynamique en traction et l'importance de bien définir la géométrie de l'éprouvette d'essai. Puis nous présenterons le dispositif des barres de Hopkinson utilisé pour les essais de compression aux grandes vitesses de déformation. La vitesse de sollicitation et la température d'essai sont deux paramètres très influents qui feront l'objet d'une étude particulière. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la description complète du **canon à gaz** muni de tous les dispositifs expérimentaux de mesure développés au cours de cette thèse et utilisés lors des essais d'impact et de perforation.

Le troisième chapitre de cette étude sera consacré à la présentation, l'analyse et la discussion des résultats expérimentaux obtenus. Pour les essais de caractérisation, nous analyserons l'influence de la vitesse de déformation sur le niveau de contrainte dans les matériaux testés. On étudiera également la sensibilité du matériau à la température du milieu environnant l'essai. La modélisation analytique de l'écoulement plastique des matériaux testés sera réalisée au moyen de deux lois de comportement : la loi de Johnson-Cook et le modèle de Rusinek-Klepaczko. L'identification complète des paramètres des lois de comportement retenus pour l'étude numérique (essai de perforation) sera présentée. Nous discuterons de la pertinence des modèles analytiques à décrire le comportement intrinsèque d'un matériau métallique en termes de courbe contrainte/déformation. L'accent sera ensuite mis sur l'essai de perforation de plaque qui permet d'atteindre des niveaux de sollicitations extrêmes en termes de déformation et de vitesse de déformation dans les matériaux. Nous analyserons les courbes balistiques complètes des différents matériaux ainsi que les bilans énergétiques. L'influence de la géométrie du projectile sur le processus d'absorption d'énergie de la cible et son mode de rupture sera examinée. Les résultats de ces essais de perforation

permettront par la suite de valider les lois de comportement qui seront identifiées dans le chapitre IV.

Enfin, dans le dernier chapitre de cette thèse, nous présenterons brièvement le code EF Abaqus utilisé dans ce travail suivi d'une description complète du modèle EF que nous avons développé. La loi de comportement de Johnson-Cook initialement pré-intégrée dans le code EF **Abaqus Explicit** sera utilisée afin de simuler l'essai de perforation sous conditions adiabatiques. Par la suite, nous comparerons les prévisions obtenues à partir de cette simulation avec les résultats expérimentaux. Une deuxième simulation numérique de l'essai de perforation sera également réalisée en utilisant la loi de comportement de Rusinek-Klepaczko. Pour cela, nous implanterons ce dernier modèle dans la version explicite du code **Abaqus** au moyen du sous-programme utilisateur **VUMAT**, également sous conditions adiabatiques. Cette partie nous permettra d'une part de comparer le résultat de cette deuxième prévision numérique avec les résultats expérimentaux et d'autre part, d'analyser la différence entre les résultats numériques que nous avons obtenu en utilisant ces deux lois de comportement.

CHAPITRE I

COMPORTEMENT MECANIQUE DES MATERIAUX METALLIQUES

Introduction

La connaissance du comportement mécanique d'un matériau soumis à de fortes sollicitations dynamiques s'avère indispensable afin d'optimiser la conception de structures appelées à subir des conditions extrêmes de chargement. Dans ce but, de nombreux modèles rhéologiques visant à restituer les phénomènes observés en reliant les différents paramètres mécaniques (déformation, contrainte, vitesse de déformation, température...) ont été élaborés ces dernières années. Ces modèles rhéologiques appelés lois de comportement trouvent une application majeure dans les codes de calcul pour leur rôle de prédiction du comportement thermomécanique des matériaux. Ce qui permet de simuler numériquement la réponse mécanique des structures sous chargements extrêmes comme l'impact et la perforation.

L'objet de ce chapitre consiste à dresser l'état de l'art du comportement des matériaux métalliques soumis à un impact balistique. Différents paramètres influencent ce comportement : la vitesse d'impact, la géométrie et les propriétés mécanique du projectile, l'angle de pénétration, le comportement thermomécanique de la cible.

Pour cela, nous analyserons tour à tour l'influence des différents paramètres précités sur le processus de perforation des plaques métalliques. Nous décrirons par la suite les différentes méthodes numériques permettant de simuler l'essai de perforation. Un bilan des principales lois constitutives susceptibles de prédire le comportement mécanique des matériaux solides cristallins soumis à de fortes sollicitations dynamiques sera réalisé. Nous analyserons en détails deux de ces lois de comportement qui seront implémentés dans le code de calculs EF pour simuler l'impact et la perforation. Une attention sera portée au critère de rupture à implémenter dans le code de calcul pour prédire numériquement la rupture du matériau. Nous décriront brièvement quelques critères de rupture qui sont disponibles dans la littérature [I.10].

I.1 Comportement à l'impact des matériaux métalliques

L'impact des structures et les systèmes de protection associés constituent un sujet de recherche important depuis des décennies [I.5–8, I.10–18]. Des efforts considérables ont été entrepris afin de comprendre physiquement et de décrire mathématiquement les phénomènes qui se produisent lors de la perforation par impact balistique, mais la complexité de ces phénomènes limitent considérablement l'utilisation des équations analytiques simples. La perforation de plaques par impact de projectile est un processus complexe faisant souvent apparaître plusieurs phénomènes comme les déformations élastique et plastique, les effets de la vitesse de déformation, de l'adoucissement thermique, la formation de fissures, du cisaillement adiabatique, la formation de bouchons et de pétales, et même la projection possible d'étincelles. Les paramètres les plus importants qui affectent la capacité balistique d'une plaque cible semblent être le projectile (géométrie, densité et dureté), les propriétés intrinsèques de la plaque à perforer (dureté/résistance, ductilité, microstructure et épaisseur) ainsi que les conditions d'impact comme la vitesse d'impact, l'angle d'impact et l'état du contact projectile/plaque.

Les investigations sur la perforation par impact balistique s'orientent raisonnablement autour de trois axes : développement de bancs d'essais spécifiques (lanceur ou canon à gaz) équipés d'instruments sophistiqués permettant de réaliser des essais fiables, formulation de modèles empiriques relativement simple basés sur des observations expérimentales approfondies, implémentation de loi de comportement des matériaux dans un code éléments finis afin de prédire numériquement le comportement de la plaque cible sous impact.

Avant de développer la suite de cette section, il est important de définir les expressions suivantes [I.20] :

✓ La pénétration

Interaction d'un projectile avec une cible qui conduit à la formation ou non d'un cratère non débouchant.

✓ La perforation

Interaction d'un projectile avec une cible qui conduit à une cratérisation débouchante de la cible, avec expulsion ou non d'éléments (bouchon) de la cible.

✓ Limite balistique, V_B

La limite balistique d'une cible est la moyenne de la plus grande vitesse de l'impactant (projectile) que la cible peut supporter sans être complètement perforée et la plus petite vitesse permettant une perforation complète de la cible.

✓ Vitesse résiduelle, V_R

La vitesse résiduelle désigne la vitesse du projectile après perforation complète de la cible (sans ricochet).

Il faut noter que sur le plan expérimental, les notions de limite balistique et vitesse résiduelle sont difficiles à mettre en œuvre avec précision.

Dans le domaine des impacts et perforation, l'outil principal d'essai est généralement un lanceur de projectile à gaz comprimé (**canon à gaz**). Les bancs d'essais sont souvent équipés d'un réservoir de gaz comprimé (air, azote ...), d'un support pour la fixation des cibles, et des appareils de mesures de vitesses. Les laboratoires d'étude dynamique travaillant sur la thématique d'impact et perforation sont équipés de ces lanceurs à gaz permettant d'impacter des cibles à des vitesses relativement élevées (jusqu'à 1000 m/s). En fonction de l'étude à réaliser et des grandeurs physiques à mesurer, le banc d'essai est équipé de dispositifs appropriés afin de réaliser des mesures fiables. Il reste tout de même des avancées à faire sur le plan expérimental afin d'aboutir à des mesures permettant de calculer la contrainte et la déformation dans le matériau testé lors d'un essai de perforation.

1.1.1 Caractéristiques du projectile et son influence

La géométrie du projectile et plus particulièrement la forme du bout impactant a une influence significative sur le mode de rupture et la limite balistique de la plaque à perforer. En 1978, Wilkins [I.21] a présenté quelques types de rupture de la cible (plaques minces) qui

dépendent de la forme du nez du projectile. La majorité des projectiles étudiés dans la littérature ont une forme cylindrique et se différencient par la géométrie du bout impactant dont les plus connus sont les bouts hémisphériques, coniques, plats, ogives et quelques fois une combinaison de deux de ces formes (*Fig.I.2*, on désignera parfois les projectiles par le nom du bout impactant). Tous ces projectiles disposent d'un axe longitudinal de symétrie qui facilite leur utilisation dans les expériences balistiques. Le diamètre de la partie cylindrique de ces projectiles peut varier : il est fixé en fonction des moyens techniques dont disposent les différents laboratoires qui travaillent sur la thématique d'impact balistique et de l'épaisseur de la plaque à perforer. Les matériaux les plus utilisés pour usiner ces impactants sont très souvent des métaux, incluant de nombreuses bases fer allant de l'acier doux à la forme la plus complexe de l'acier allié, avec une dureté jusqu'à 64 HRC ($R_m \approx 2500$ MPa). D'autres types de matériaux sont également utilisés pour des fins balistiques comme l'aluminium (pur ou sous forme d'alliage), le magnésium, le cuivre, le laiton, le titane, le tantale, le tungstène, le carbure de tungstène et même l'uranium appauvri, ainsi que d'une grande variété de matières plastiques et de céramiques, telles que le polyéthylène et le verre [I.3].

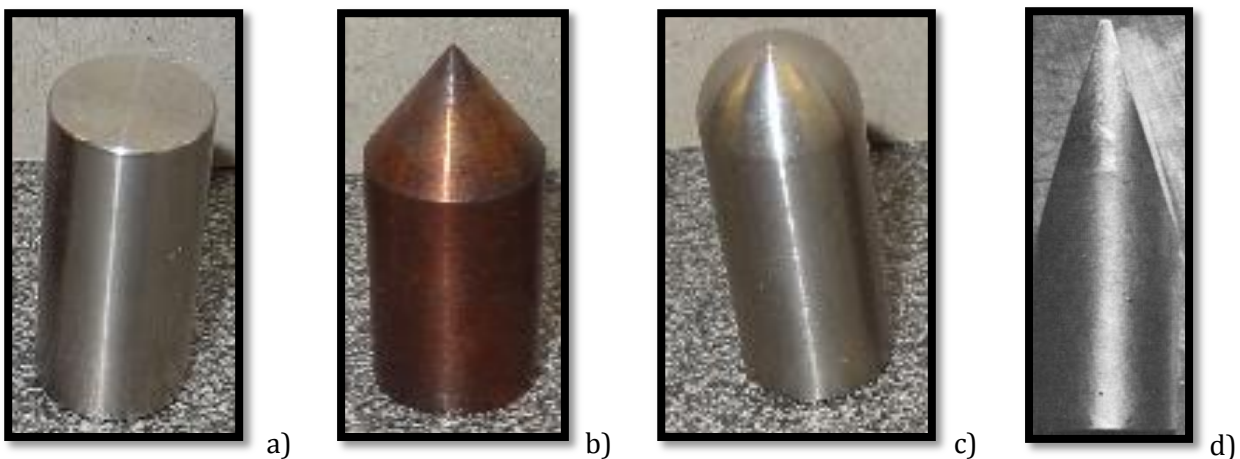


Fig.I.2 Différentes géométries de projectile à queue cylindrique.

a- Projectile plat; b- Projectile conique; c- Projectile hémisphérique; d- Projectile ogive.

Le choix du matériau est régi par l'effet escompté : la possibilité de perforation est renforcée si le projectile a une forte densité et une énergie cinétique élevée, à condition qu'il reste intact (pas de rupture du projectile au cours de l'essai), ce qui nécessite un niveau de contrainte à la rupture élevé combinée à une forte dureté du matériau, comme le cas des

aciers. La formation d'un cratère large dans la zone d'impact nécessite un matériau plus déformable, mais d'une dureté suffisante pour produire une certaine pénétration, comme certains alliages d'aluminium. Lorsqu'on veut examiner la fragmentation du projectile, il convient de réaliser ce dernier avec des matériaux élastiques/fragiles, comme le verre, la céramique ou des polymères fragiles. Lorsque la déformation de la cible est l'objectif principal, la masse, le bout de l'impactant et la vitesse du projectile jouent un rôle très important.

Comme évoqué dans d'autres ouvrages de référence impliquant l'impact balistique [I.4, I.22], l'orientation standard du projectile est définie en fonction des trois rotations autour des axes principaux passant par son centre de gravité G qui coïncide initialement avec un système inertiel $OXYZ$ (Fig.1.3). Les trois mouvements angulaires fondamentaux de l'impactant sont définis comme le **lacet**, le **tangage** et l'**essorage** (parfois appelé **roulis**). La dernière rotation se produit autour de l'axe de symétrie du projectile. Il est d'usage pour un mobile se déplaçant dans le plan horizontal qui contient son axe de symétrie, de désigner le lacet comme une rotation autour de l'axe vertical et le tangage le mouvement angulaire autour de l'axe horizontal perpendiculaire à la direction du déplacement. Toutefois, pour un projectile, l'angle de lacet est défini comme l'angle entre l'axe du projectile et le vecteur vitesse.

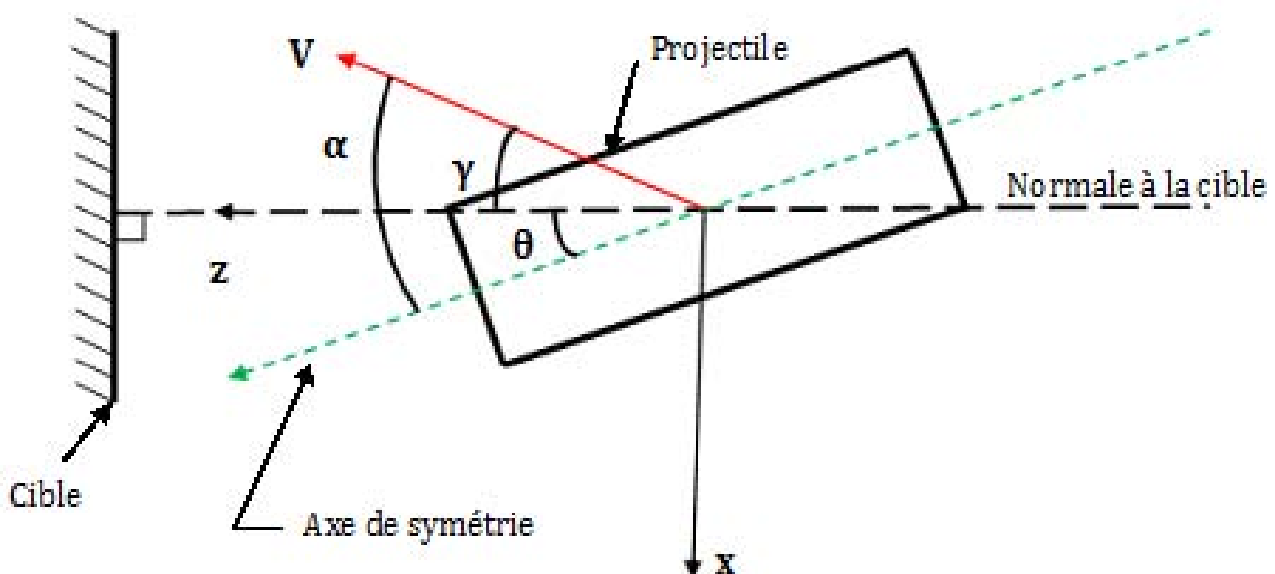


Fig.1.3 Définition de l'angle de lacet α , l'angle oblique γ , l'angle de trajectoire θ [I.3].

Par rapport à une cible (*Fig.I.3*), l'angle entre la normale à la cible et le vecteur vitesse, γ , est appelé l'angle oblique, et celui entre l'axe du projectile et la normale à la cible, θ , est l'angle de trajectoire (ou angle d'incidence).

Les conditions "d'impact normal" requiert que le vecteur vitesse du projectile coïncide avec son axe de symétrie et qu'il soit à la fois dans la direction de la normale à la surface de la cible ($\alpha = \gamma = \theta = 0^\circ$). Au contraire, un "impact oblique" implique une coïncidence entre l'axe de symétrie et le vecteur vitesse ($\alpha = 0^\circ$), ainsi qu'un angle γ non nul entre le vecteur vitesse et la normale à la cible.

Dans le cas de notre étude, les essais seront réalisés dans les conditions d'impact normal sur des plaques métalliques minces (épaisseur de la plaque inférieure au rayon du projectile).

Un autre paramètre du projectile qui a été examiné par les chercheurs est le rapport L/D (où D est le diamètre et L la longueur du projectile) : on estime qu'il a un effet significatif sur la capacité de pénétration du projectile. En général, l'effet du rapport L/D est examiné pour une large gamme de vitesse d'impact. Les études concernant L/D se sont concentrées sur des rapports variant de 1 à 10. Vahedi et al. [I.23] ont montré que les projectiles de rapport L/D supérieur à 10 sont sensibles à la flexion durant la perforation. Cependant, l'influence d'une valeur élevée du rapport L/D sur la limite balistique de la cible n'a pas été fournie par les auteurs. Anderson et al. [I.24] ont montré que le rapport L/D a une influence significative sur le processus de perforation des plaques épaisses, mais cet effet disparaît à grande vitesse d'impact. Par contre, pour les essais de perforation de plaque mince (épaisseur de la plaque strictement inférieure au diamètre du projectile), les paramètres importants du projectile sont sa masse et la forme du bout impactant.

Un paramètre adimensionnel utile qui est couramment employé pour classifier la sévérité de l'impact du projectile est le facteur d'endommagement de Johnson [I.4] :

$$\Psi = \frac{\rho V_0^2}{\sigma_d} \quad (I.1)$$

où ρ est la masse volumique de la cible à impacter, V_0 est la vitesse d'impact du projectile et σ_d est la limite élastique dynamique du matériau cible. Un facteur de Johnson élevé entraîne un fort endommagement du matériau cible.

Les investigations menées par Wingrove [I.25] sur des plaques en alliage d'aluminium montre que le projectile à bout plat peut pénétrer une cible plus efficacement suivi respectivement par les projectiles hémisphérique et ogive, si le rapport de l'épaisseur de la cible sur le diamètre du projectile est inférieur à 1. Ipson et Recht [I.26] ont constaté que le projectile plat pénètre la plaque cible plus efficacement que le projectile conique. Corran et al. [I.27] ont étudié l'effet de la forme du bout du projectile sur la pénétration des plaques en acier et en alliage aluminium. Ils ont utilisé des projectiles plats et coniques de 12,5 mm de diamètre. La masse des projectiles varie de 15 à 100 g et la vitesse d'impact de 50 à 250 m.s⁻¹. Il a été observé que l'énergie d'impact critique (correspondant à la limite balistique de la plaque) dépend du rayon du projectile. Borvik et al. [I.8] ont examiné le comportement de plaques d'acier «Weldox 460E» de 12mm d'épaisseur soumis à l'impact balistique en utilisant des projectiles plats, hémisphériques et coniques. La gamme de vitesses explorée variait de 150 à 500 m.s⁻¹. Ils ont constaté à partir des expériences que les projectiles plats sont des pénétrateurs plus efficaces que les projectiles hémisphériques ou coniques aux faibles vitesses d'impact. Cependant, à des vitesses d'impact élevées, le projectile conique nécessite moins d'énergie pour perforer la cible. Les courbes balistiques obtenues par les auteurs pour les différentes formes de projectiles étudiées sont représentées sur la *Fig.I.4*.

Recht and Ipson [I.28] ont proposé dans les années 1960 une loi analytique pour modéliser la courbe balistique et qui est très utilisée dans la littérature. Le modèle est basé sur la considération de la quantité de mouvement et le bilan énergétique. L'analyse donne l'expression suivante pour la vitesse résiduelle du projectile V_R , suite à un impact normal d'une plaque à la vitesse V_0 supérieure à la vitesse balistique V_B :

$$V_R = \frac{m_p}{m_{pl} + m_p} (V_0^\kappa - V_B^\kappa)^{1/\kappa} \quad (I.2)$$

où m_p est la masse du projectile et m_{pl} est la masse de la plaque.

D'autres auteurs comme Forrestal et al. [I.17] et Chen et al. [I.18] ont proposé de nouveaux modèles analytiques pour décrire les courbes balistiques. Mais ces deux modèles analytiques ne sont valables que pour l'étude de la perforation de plaques métalliques ductiles par des projectiles rigides à bout pointu contrairement au modèle de Recht et Ipson qui s'adapte à toutes les formes de projectiles.

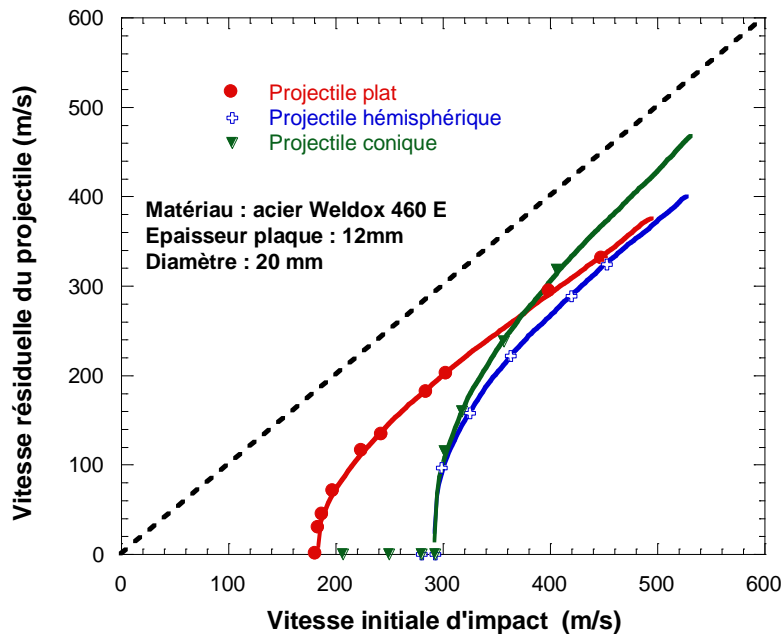


Fig.I.4 Courbes balistiques pour trois types de projectiles [I.8].

Gupta et al. [I.29] ont étudié l'effet de la forme du projectile, la vitesse d'impact et l'épaisseur de la cible sur le comportement en déformation des plaques d'aluminium impactées par des projectiles plats, ogives et hémisphériques. Ils ont constaté que pour des plaques de 1mm d'épaisseur, la vitesse limite balistique est plus grande pour le projectile hémisphérique suivi des projectiles plat et ogive. Différents modes de rupture des plaques ont été observés en fonction de la forme du projectile. Pour le projectile plat, la rupture de la cible se produit par cisaillement et éjection d'un bouchon circulaire de diamètre égal à celui du projectile. La perforation par le projectile ogive entraîne la formation de pétales dans la plaque. Le projectile hémisphérique cause une rupture du matériau cible par traction avec diminution de l'épaisseur de la plaque dans la zone de contact, puis éjection d'un bouchon.

Iqbal et al. [I.30] ont analysé l'influence de la forme du projectile sur la capacité d'absorption d'énergie des plaques d'aluminium perforées par des projectiles plat, ogive et hémisphérique. Ils ont montré que la plaque d'aluminium absorbe plus d'énergie lorsqu'elle est impactée par un projectile hémisphérique suivi respectivement par les projectiles ogive et plat.

Cette revue non exhaustive des études portant sur la forme du projectile montre l'importance de la forme du bout impactant du projectile sur le processus de perforation. Nous allons donc tenir compte dans notre étude de l'influence du nez du projectile sur le comportement des plaques en acier soumises à un impact balistique et de la possible variation de cette influence avec la vitesse d'impact V_0 et l'épaisseur de la cible.

1.1.2 Influence des propriétés de la plaque

Tout type de substances naturelles (roche, bois, bambou...) ou des produits manufacturés peut constituer une cible à impacter. Toutefois, les cibles utilisées dans les investigations qui seront décrites par la suite concernent presque exclusivement plusieurs nuances d'acier et d'aluminium. Les plaques métalliques sont considérées comme macroscopiquement homogènes et isotropes.

Une mesure couramment utilisée pour quantifier la capacité d'une cible à résister à l'impact d'un projectile est sa **limite balistique**. De nombreux travaux ont été réalisés par des chercheurs afin de rendre possible l'estimation de ce paramètre. En général, la limite balistique d'une structure est la plus grande vitesse du projectile que la structure peut supporter sans être entièrement perforée. Les définitions précises de ce paramètre varient en fonction de l'interprétation du terme « perforation »; plus de détails sont disponibles dans [I.5]. La détermination de la limite balistique est d'une importance primordiale dans la conception des ouvrages de protection, des véhicules militaires et des gilets pare-balles. Divers facteurs peuvent affecter la limite balistique d'une cible : la géométrie et la dureté du projectile, la limite élastique et l'épaisseur de la cible.

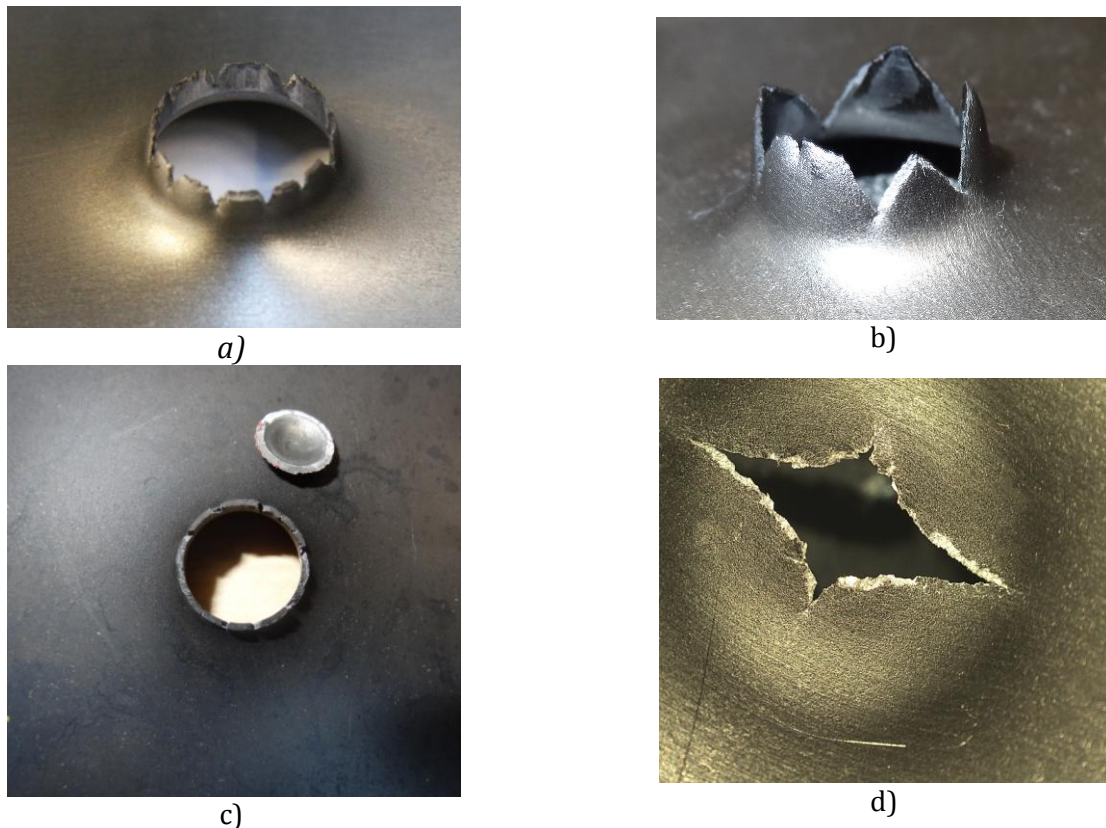


Fig.1.5 Différents modes de rupture. a- Striction circonférentielle (projectile hémisphérique); b- Formation de pétales (projectile conique); c- Éjection de bouchon (projectile hémisphérique); d- Initiation de fissure (projectile conique).

Il existe plusieurs mécanismes par lesquels une cible peut se rompre et ceux-ci peuvent se produire seuls ou être combinés (*Fig.1.5*). Zukas [I.31] dénombre cinq types d'endommagement possible des plaques métalliques :

- la **rupture ductile** au cours de laquelle une partie de l'énergie de l'impactant est absorbée par la plaque par déformation;
- la **fissuration et fragmentation** durant laquelle une partie de la plaque fragile se fragmente en plusieurs petits morceaux, c'est le cas notamment des plaques à haute dureté et des céramiques;
- le **cisaillement adiabatique localisé** qui conduit à l'éjection d'un bouchon, la déformation est fortement localisée dans la zone d'impact et la plaque absorbe peu d'énergie par rapport à la rupture ductile;
- l'**écaillage** causé par la réflexion de l'onde de choc sur la surface arrière de la plaque. Cette onde de choc se transforme ensuite en onde de traction dont

l'amplitude peut parfois être supérieure à la résistance en traction de la plaque métallique, ce phénomène se traduit par la formation d'un «disque éclaté» à l'arrière de la plaque (surtout pour les plaques très épaisses);

- **l'érosion** du matériau sous l'impact de projectile à charge creuse.

Tous ces mécanismes d'endommagement dépendent de différents paramètres dont la nature du matériau, la forme du projectile et la vitesse de l'impactant. La plupart des mécanismes de pénétration et de rupture présentés, couplés avec la réponse propre à la structure de la cible, rendent difficile toute prédiction d'événements résultant de l'impact sous chargement extrême. Pour toutes les formes de projectile (queue cylindrique), la déformation globale subie par la plaque cible est plus grande à la limite balistique et diminue avec l'augmentation de la vitesse d'impact. Dans une gamme moyenne de vitesses du projectile (jusqu'à environ 500m.s^{-1}), la réponse de la structure de la cible est souvent importante et les effets locaux et globaux doivent être pris en compte [I.4].

De récents travaux expérimentaux sur la perforation ont été réalisés par différents auteurs en faisant varier plusieurs paramètres afin d'analyser leur influence sur le comportement mécanique de la plaque métallique. Par exemple, Gupta et al. [I.29] ont étudié l'influence de l'épaisseur de la plaque sur la déformation des tôles d'aluminium impactées par des projectiles plats, ogives et hémisphériques de diamètre 19 mm. La gamme de vitesses explorée varie de 20 m/s à 140 m/s. Les courbes balistiques montrant la vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale d'impact sont reportées sur *Fig.I.6*. Les auteurs ont constaté que lorsque l'épaisseur de la plaque cible augmente, celle-ci offre plus de résistance à la perforation du projectile. La plus petite vitesse limite balistique des projectiles est observée dans le cas de l'impact sur des plaques de 0,5 mm d'épaisseur (plus faible épaisseur). Autrement dit, la limite balistique augmente avec l'épaisseur de la cible. Il est également observé que dans le cas des projectiles plat et ogive, l'énergie nécessaire pour perforer la plaque cible est quasiment similaire pour une épaisseur donnée, mais pour le cas du projectile hémisphérique, la plaque absorbe plus d'énergie. Les auteurs ont également comparé les résultats obtenus pour des plaques monolithiques et des plaques en configuration sandwich (plusieurs plaques minces de même épaisseur mises en contact côte à côte) d'épaisseur totale équivalente. Ils ont constaté que la limite balistique augmente avec une augmentation de l'épaisseur de la plaque cible, que l'on soit dans une configuration monolithique ou sandwich.

Cependant, l'augmentation de la limite balistique avec l'épaisseur de la plaque est plus rapide pour les plaques monolithiques. Pour une épaisseur totale donnée, la limite balistique diminue avec une augmentation du nombre de plaques dans le sandwich. Ce comportement a révélé que la résistance balistique de la cible monolithique est meilleure que celle de la cible sandwich de même épaisseur totale.

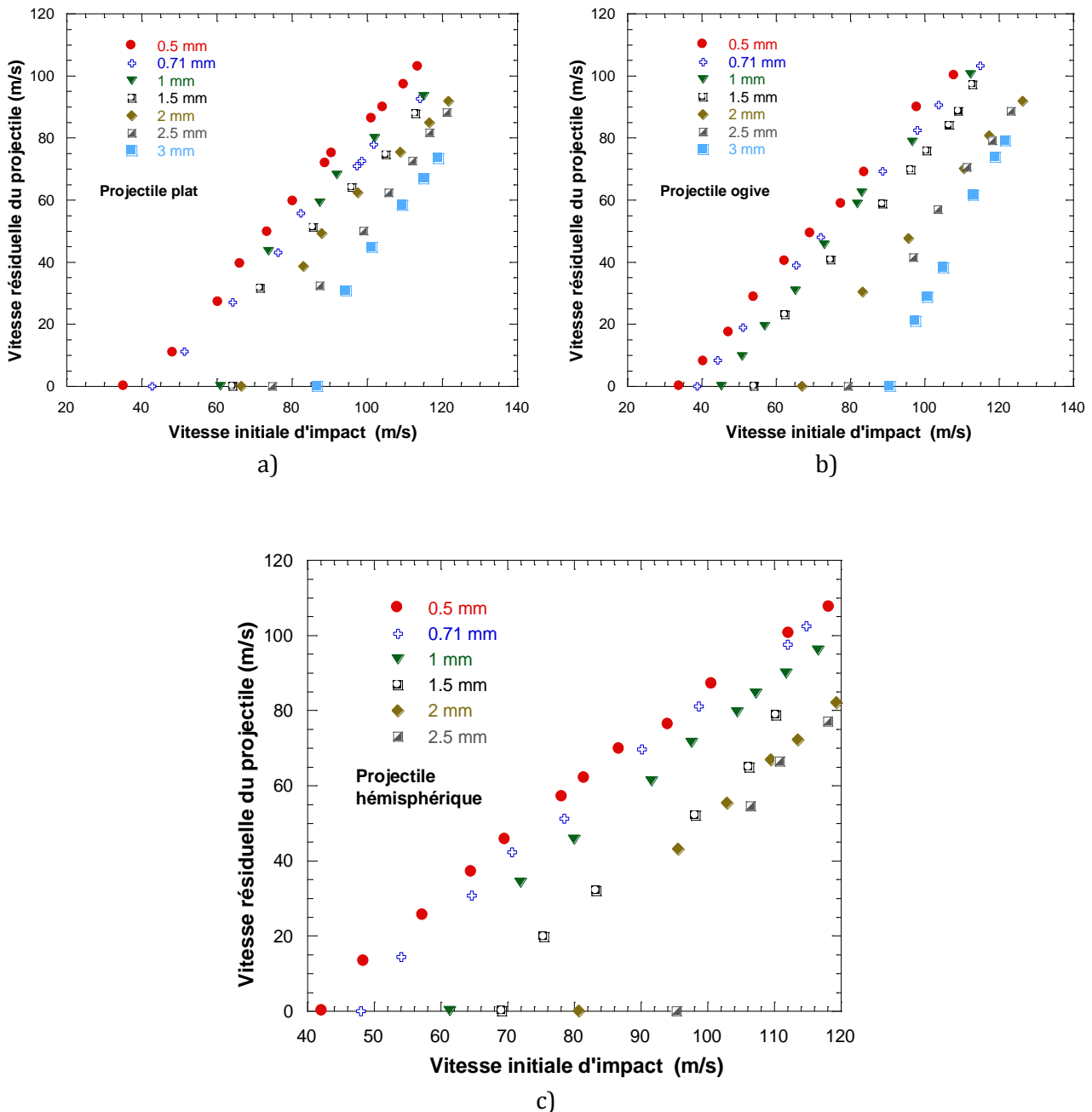


Fig.I.6 Courbe balistique pour différentes épaisseurs de tôles d'aluminium.
a- Projectile plat; b- Projectile ogive; b- Projectile hémisphérique. [I.29].

Nurick et Walters [I.32] ont étudié la résistance à la pénétration des plaques sandwich en acier dans la même configuration que celle décrite ci-dessus ainsi qu'une nouvelle configuration où les plaques ne sont pas en contact mais espacées par du vide (air). Ils ont utilisé des projectiles coniques et plats. La limite balistique de la cible monolithique est 4 à 8% supérieure à celle des cibles en sandwich en contact d'épaisseur équivalente. A épaisseur égale, la configuration de sandwich en contact a été jugée avoir une meilleure résistance balistique au passage des projectiles par rapport à la configuration sandwich où les plaques sont espacées.

Il subsiste donc un besoin d'étude systématique permettant d'analyser minutieusement l'influence de l'épaisseur de la plaque sur le processus de perforation pour différentes configurations (monolithique, sandwich ...).

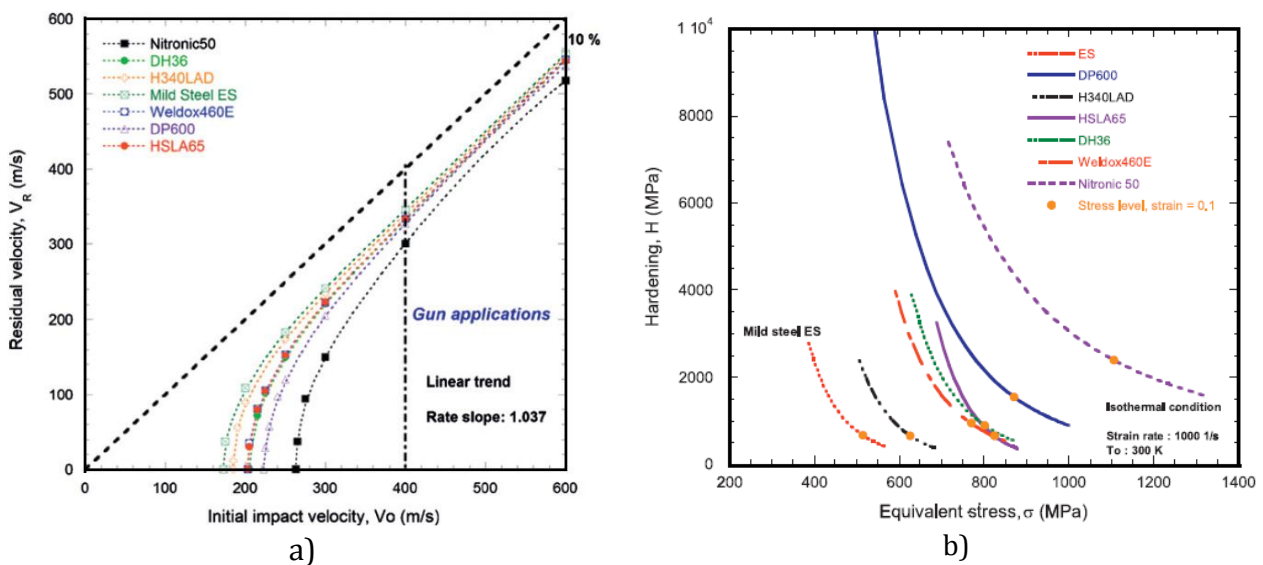


Fig.1.7 a- Courbes balistiques pour différents matériaux impactés par un projectile conique; b- Variation de l'érouissage avec la contrainte d'écoulement [I.33].

Jankowiak et al. [I.33] ont analysé l'influence de la limite d'élasticité du matériau sur la courbe balistique. Pour cela, les auteurs ont étudié le comportement à l'impact de plusieurs matériaux métalliques à l'aide d'un projectile conique. Les courbes balistiques des différents matériaux sont présentés sur la Fig.1.7. Une relation linéaire a été établie entre la limite d'élasticité et la limite balistique du matériau. Les auteurs ont montré que la limite balistique

augmente avec la limite d'élasticité du matériau. L'influence de l'écrouissage du matériau sur la limite balistique a également été examinée. Il a été montré qu'à limite élastique équivalente, les matériaux à fort écrouissage ont une limite balistique supérieure aux matériaux à faible écrouissage [I.33].

La réponse mécanique d'une plaque métallique impactée par un projectile cylindrique reste un processus complexe incluant souvent : une déformation élastique et plastique, l'effet de l'écrouissage et de la vitesse de déformation, l'adoucissement thermique, la formation de fissure, le cisaillement adiabatique, l'éjection de bouchon, la formation de pétales etc... Les études expérimentales et analytiques ne permettent pas d'analyser tous ces phénomènes qui se produisent lors de la perforation compte tenu des moyens de mesure limités. C'est ainsi que la simulation numérique du processus d'impact et de perforation par la méthode des éléments finis (FEM) est devenu un outil de plus en plus utile pour l'analyse des cas d'impact, et les codes commerciaux actuels (ABAQUS, LS-DYNA, PAM-CRASH ...) sont bien adaptés pour faire face aux problèmes impliquants de grandes déformations et des vitesses de déformation élevées.

I.2 Simulation numérique de la perforation

Cette section résume principalement la plupart des méthodes numériques utilisées pour prédire la réponse d'une structure soumise à un impact dynamique. Des exemples d'utilisation des techniques numériques pour analyser le problème général de la pénétration et de la perforation par impact balistique sont reportés dans les travaux de Backman et Goldsmith [I.5], Jonas et Zukas [I.34], Wilkins [I.21] et Gupta et al. [I.29]. Ces derniers contiennent également des bibliographies étendues sur le sujet. Anderson et Bodner [I.35] ont examiné l'état de la modélisation analytique et numérique du processus d'impact. Ils ont noté que des progrès importants au niveau des techniques numériques ont été effectués afin de prédire la réponse de la cible à partir des principes de base, sans l'aide d'équations empiriques. Toutefois, la modélisation des mécanismes de rupture est toujours limitée à un seul mode de rupture à la fois. La principale raison de cette limitation a été identifiée comme étant due au fait que la modélisation numérique de la rupture nécessite tout d'abord un modèle de calcul pour la rupture du matériau cible ainsi qu'une méthode de représentation de

la rupture et sa propagation dans le matériau. Le code de calcul doit donc intégrer de solides lois analytiques permettant de modéliser le comportement des matériaux. Qui plus est, les propriétés dynamiques du matériau cible et/ou du projectile ne sont souvent pas bien connues et les critères de rupture sont extrêmement difficiles à modéliser avec précision.

Plusieurs relations constitutives ont été proposées pour modéliser l'écoulement plastique des matériaux métalliques sous chargement d'impact pour une utilisation en simulation numérique. Dans ces modèles constitutifs le comportement thermomécanique d'un matériau est représenté par une expression mathématique reliant les grandeurs telles que la contrainte, la déformation, la vitesse de déformation, la température et la structure, $\sigma = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, S)$. Nous allons décrire par la suite quelques modèles de comportement utilisés dans la littérature.

1.2.1 Lois de comportement mécanique

Les modèles décrits ici s'appliquent aux grandes déformations plastiques et aux vitesses de déformation élevées. ils sont très utiles pour la simulation numérique dans des domaines aussi variés que l'aéronautique, l'automobile, l'industrie pétrolière et navale, les procédés d'usinage, les applications militaires ou de génie civil. Deux voies de modélisation sont envisageables :

- ✓ Les modèles empiriques et semi-physiques sont les plus simples et les plus utilisés. Ces modèles reposent sur des observations expérimentales.
- ✓ Les modèles physiques qui sont de nature plus déductive et qui déterminent le comportement macroscopique du matériau à partir d'une description de l'évolution de la microstructure basée sur la prise en compte des mécanismes élémentaires de la déformation plastique.

1.2.1.1 Les lois empiriques

Les modèles empiriques sont issus directement de l'analyse phénoménologique déduite de l'exploitation de données expérimentales.

✚ Le modèle Lindholm

Ce modèle [I.36] relie la contrainte σ à la déformation ε et à la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ par la relation suivante :

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 \varepsilon^n + (\sigma_2 \varepsilon + \sigma_3) \ln(\dot{\varepsilon}) \quad (\text{I.3})$$

où σ_0 représente la limite élastique, σ_1 est un paramètre matériau, σ_2 et σ_3 sont liées à la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation, et n correspond au coefficient d'écroutissage. Cette loi de comportement fait intervenir la vitesse de déformation, mais pas la température. Elle ne permet donc pas de reproduire le comportement du matériau dans les conditions de sollicitation en température. Par conséquent, elle ne peut être utilisée pour la simulation de processus dynamique en raison de l'adoucissement thermique.

✚ Le modèle de Klopp, Clifton et Shawki

En plus de l'influence de la vitesse de déformation, Klopp, Clifton et Shawki intègre l'influence de la température dans leur modèle [I.37] :

$$\sigma = K \varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m T^{-\nu} \quad (\text{I.4})$$

où K est une constante du matériau, n est le coefficient d'écroutissage, m est le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation et ν est le paramètre d'adoucissement thermique. Ces constantes seront d'autant plus aisées à déterminer que les essais réalisés permettent de découpler les trois variables de façon indépendante.

✚ Le modèle de Johnson-Cook

Johnson et Cook proposent une loi empirique [I.38, I.39] conçue à partir de résultats expérimentaux, et destinée à l'implantation rapide dans les codes de calcul. Ce modèle est basé sur celui de Ludwik [I.40] et inclut les influences de la vitesse de déformation, de l'écroutissage et de la température :

$$\sigma = [A + B\varepsilon^n] \left[1 + C \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right] \left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^m \right] \quad (I.5)$$

Le premier terme $[A + B\varepsilon^n]$ représente la fonction d'écrouissage, pour $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0$ et $T = T_0$. Dans ce cas, A désigne la limite d'élasticité du matériau, B et n étant les paramètres d'écrouissage. Le deuxième terme $\left[1 + C \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right]$ décrit l'effet de la vitesse de déformation, C étant le paramètre de sensibilité à cette vitesse. Enfin, le troisième terme $\left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^m \right]$ représente l'effet de la température (ou adoucissement thermique). Le coefficient m détermine la sensibilité de la contrainte à la variation de la température, T_0 est la température ambiante et T_f la température de fusion.

L'approche phénoménologique adoptée pour l'élaboration de ce modèle conduit à la prise en compte de façon découplée des effets de la vitesse de déformation, de la température et de l'écrouissage sur la contrainte d'écoulement. C'est la loi de comportement la plus utilisée dans les codes de calcul.

Il existe de nombreux autres modèles empiriques de comportement qui ne seront pas détaillés ici. Les modèles présentés restent simples à identifier, mais possèdent généralement le désavantage de dissocier les effets d'écrouissage, de viscosité et d'adoucissement thermique.

1.2.1.2 Les lois semi-physiques

Les modèles semi-physiques utilisent des considérations plus physiques, notamment en effectuant des hypothèses sur la nature des mécanismes de déformation mis en jeu. Parmi les plus élaborés on trouve celui de Zerilli-Armstrong [I.41] et de Rusinek-Klepaczko [I.42].

✚ Le modèle de Zerilli-Armstrong

Il s'agit d'un modèle semi-physique dont une démonstration complète est présentée dans l'article publié par Zerilli et Armstrong en 1987 [I.41]. La relation s'exprime différemment pour les matériaux de structure cubique centrée (I.6) et cubique à faces centrées (I.7) :

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 \varepsilon^n + C_1 \exp(-C_3 T + C_4 T \ln(\dot{\varepsilon})) + k_\varepsilon d^{-1/2} \quad (\text{I.6})$$

$$\sigma = \sigma_0 + C_2 \varepsilon^{1/2} \exp(-C_3 T + C_4 T \ln(\dot{\varepsilon})) + k_\varepsilon d^{-1/2} \quad (\text{I.7})$$

où σ_0 désigne la limite d'élasticité, σ_1 et n sont des paramètres d'écrouissage, C_1, C_2, C_3, C_4 sont des coefficients du modèle, et k_ε est le diamètre moyen des grains du matériau.

Ces équations permettent de tenir compte de façon couplé de l'effet de l'écrouissage, de la vitesse de déformation et de la température sur la contrainte d'écoulement du matériau. Cependant elles négligent l'effet de la température et de la vitesse de déformation sur le coefficient d'écrouissage n . En effet, il a été observé expérimentalement [I.43, I.44] que le coefficient d'écrouissage diminue lorsqu'on augmente la vitesse de sollicitation du matériau.

✚ le modèle de Rusinek-Klepaczko

Le modèle proposé par Rusinek-Klepaczko (RK) est basé partiellement sur la théorie des dislocations et sa formulation phénoménologique adopte la décomposition additive de la contrainte totale [I.43] :

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \frac{E(T)}{E_0} [\sigma_\mu(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) + \sigma^*(\dot{\varepsilon}, T)] \quad (\text{I.8})$$

où σ_μ représente la contrainte interne, σ^* est la contrainte effective et E_0 est le module de Young à $T=0K$. Le premier terme est directement relié à l'écrouissage du matériau et le second définit les effets de l'activation thermique (sensibilité instantanée à la vitesse de déformation et à la température).

Le facteur multiplicateur qui est devant la somme des contraintes, $E(T)/E_0$, définit l'évolution du module Young avec la température [I.42] :

$$E(T) = E_0 \left(1 - \frac{T}{T_m} \exp \left[\theta^* \left(1 - \frac{T_m}{T} \right) \right] \right) \quad T > 0 \quad (\text{I.9})$$

où T_m et θ^* désignent respectivement la température de fusion et la température homologuée caractéristique du matériau. Cette expression permet de définir l'adoucissement thermique en fonction du réseau cristallin du matériau [I.45]. Ce facteur est important en dynamique pour l'étude de la propagation des ondes ($C_0 = \sqrt{E/\rho}$).

La composante appelée interne de la contrainte d'écoulement est définie par l'équation suivante :

$$\sigma_\mu(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = B(\dot{\varepsilon}, T) (\varepsilon_0 + \varepsilon)^{n(\dot{\varepsilon}, T)} \quad (\text{I.10})$$

où, $B(\dot{\varepsilon}, T)$ est le module de plasticité qui dépend de la vitesse de déformation et de la température, $n(\dot{\varepsilon}, T)$ est le coefficient d'écrouissage dépendant de la vitesse de déformation et la température, ε_0 est la valeur de la déformation correspondant à la limite élastique pour une vitesse de déformation et une température spécifique.

Les auteurs proposent les formulations suivantes pour décrire le module de plasticité et le coefficient d'écrouissage :

$$B(\dot{\varepsilon}, T) = B_0 \left(\left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{\dot{\varepsilon}} \right) \right)^{-\nu} \quad T > 0 \quad (\text{I.11})$$

$$n(\dot{\varepsilon}, T) = n_0 \left\langle 1 - D_2 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{\min}} \right) \right\rangle \quad (\text{I.12})$$

avec B_0 un paramètre matériau, ν est la sensibilité à la température, n_0 est le coefficient d'écrouissage à $T = 0K$, D_2 est un paramètre lié à l'écrouissage, $\dot{\varepsilon}_{\min}$ et $\dot{\varepsilon}_{\max}$ sont

les limites du modèle en termes de vitesse de déformation. La parenthèse ou opérateur de McCauley est défini comme suit : $\langle \bullet \rangle = \bullet$ si $\langle \bullet \rangle > 0$ autrement $\langle \bullet \rangle = 0$.

La composante appelée effective de la contrainte d'écoulement décrit la cinétique des processus thermiquement activés. La théorie de la thermodynamique et de la cinétique de glissement [I.46] est fondée sur un ensemble d'équations reliant les grandeurs telles l'énergie d'activation ΔG , la contrainte seuil mécanique $\hat{\sigma}$ (mechanical threshold stress, **MTS**), la contrainte appliquée σ , la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$, la température T et les paramètres physique du matériaux. Sur la base de cette compréhension du comportement du matériau, les auteurs [I.47] ont déduit l'expression qui suit, (I.13). Cette formulation prend en compte le lien entre la vitesse de déformation et la température au travers de l'équation d'Arrhenius :

$$\sigma^*(\dot{\varepsilon}, T) = \sigma_0^* \left\langle 1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{\dot{\varepsilon}} \right) \right\rangle^{m^*} \quad (\text{I.13})$$

où σ_0^* est la contrainte effective à $T = 0K$ (elle est liée à la contrainte **MTS**), D_1 est une constante du matériau, m^* traduit la sensibilité à la vitesse de déformation [I.43].

Dans les conditions de chargement adiabatique, la loi de comportement est combinée avec l'équation de la chaleur (I.14), permettant de tenir compte de l'adoucissement thermique dû à l'échauffement adiabatique (sans transfert de chaleur, $k\Delta T = 0$) :

$$\Delta T(\varepsilon, \sigma) = \frac{\beta}{\rho C_p} \int_0^{\varepsilon_{\max}} \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) d\varepsilon \quad (\text{I.14})$$

où β désigne le coefficient de Quinney-Taylor, ρ est la densité du matériau et C_p est la chaleur spécifique du matériau. Le passage des conditions isothermes à adiabatiques s'opère pour $\dot{\varepsilon} = 10s^{-1}$ dans le cas des aciers, en accord avec les observations expérimentales et les estimations numériques rapportées dans [I.48–50].

Tous les détails nécessaires pour la calibration du modèle sont reportés dans [I.44, I.47], incluant la détermination étape par étape des paramètres du modèle. Contrairement à d'autres lois de comportement, la procédure n'implique pas un fittage global. Il faut noter que

les constantes sont définies en utilisant des hypothèses physiques et sont uniques pour chaque matériau [I.44, I.47].

L'originalité de ce modèle repose sur la dépendance du coefficient d'érouissage et du module de plasticité à la vitesse de déformation et à la température. Ce modèle permet donc de représenter le comportement mécanique du matériau pour un large domaine de vitesses de déformation ($10^{-5} s^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^7 s^{-1}$) et de températures. Il est fréquemment utilisé dans la littérature pour modéliser le comportement thermoviscoplastique des matériaux métalliques sous sollicitations dynamiques [I.51–53].

Afin de prendre en compte l'évolution de la microstructure, de la densité de dislocations et des défauts présents initialement dans le matériau, des lois de comportement dites physiques (prenant en compte les paramètres physiques) ont été proposées par des auteurs [I.53–55]. Les formalismes physiques possèdent a priori un pouvoir prédictif supérieur aux autres formalismes parce qu'ils ont la particularité de prendre en compte les effets d'histoire ou effets "mémoire" dans la restitution du comportement mécanique du matériau. Cependant, compte tenu des inconvénients liés d'une part à la détermination des nombreux coefficients et paramètres de ces modèles et d'autre part à l'implémentation trop contraignante de ces modèles dans les codes de calculs numériques, nous n'utiliserons pas ces lois de comportement dans ce travail.

La liste des modèles viscoplastiques proposée ici n'est pas exhaustive. En effet, il existe d'autres modèles empiriques [I.57], semi-physiques [I.58–60] ou dont les équations constitutives sont basées sur les phénomènes physiques de la déformation plastique, notamment sur les interactions dislocations/défauts [I.61, I.62]. Parmi tous les formalismes présentés précédemment, les plus aptes à décrire le comportement dynamiques des matériaux sont ceux qui prennent en compte dans leurs formulation l'influence de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température. Le choix d'un modèle est alors motivé par l'application recherchée : analyse fine des mécanismes physiques régissant la déformation plastique puis implémentation rapide dans des codes de calcul en vue de restitutions d'expériences globales de validation.

Dans le cadre des applications de ce travail, nous avons fait le choix de deux modèles, l'un empirique et l'autre semi-physique pour décrire le comportement des matériaux étudiés :

le modèle de Johnson-Cook et le modèle de Rusinek-Klepaczko. Une procédure d'identification complète des coefficients et paramètres de ces deux modèles sera présentée dans le chapitre III de cette thèse.

A la loi de comportement du matériau, il faut associé un critère de rupture de la structure considérée afin de modéliser la réponse mécanique de structures soumises à un impact balistique.

1.2.2 Critères de rupture mécanique

Wierzbicki et al. [I.10] ont décrit sept critères représentatifs qui sont relativement faciles à calibrer et s'appliquent non pas à une, mais plusieurs situations de chargement. De façon générale, il est difficile de comparer les critères de rupture qui sont basés sur la déformation, la contrainte ou un mixte contrainte/déformation. Nous allons en décrire quelques uns parmi les plus utilisés dans la littérature.

Critère basé sur la déformation plastique équivalente

La rupture est supposée se produire dans le matériau lorsque la déformation plastique équivalente atteint une valeur critique ε_f :

$$\varepsilon = \varepsilon_f \quad (\text{I.15})$$

Pour les matériaux incompressibles, la déformation plastique équivalente est définie par :

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2} \quad (\text{I.16})$$

où $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ sont les déformations plastiques suivant les directions principales. Il faut noter que l'équation (I.15) est valable pour tous les états de contraintes possibles. Ce critère permet de localiser aisément dans le matériau, les zones éventuelles où la rupture est susceptible d'apparaître en traçant le diagramme des déformations équivalentes.

✚ Critère basé sur la contrainte de cisaillement maximale

En supposant que la rupture ductile peut se produire sur un plan où la contrainte de cisaillement est maximale, il est alors raisonnable de postuler que la rupture est gouvernée par la condition suivante :

$$\tau_{\max} = (\tau_{\max})_f \quad (I.17)$$

où $\tau_{\max} = \max \left\{ \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}, \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2}, \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{2} \right\}$ et $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ désignent les contraintes principales.

✚ Le modèle de rupture de Johnson-Cook

Johnson et Cook ont supposé que la déformation équivalente critique à la rupture est une fonction monotone de la triaxialité des contraintes $\sigma^* = \eta = \sigma_m / \bar{\sigma}$ (où σ_m est la contrainte moyenne et $\bar{\sigma}$ est la contrainte équivalente), d'une vitesse de déformation adimensionnelle $\dot{\varepsilon}_{eq}^* = \dot{\varepsilon} / \dot{\varepsilon}_0$ et de la température adimensionnelle $T^* = \frac{T - T_0}{T_m - T_0}$:

$$\varepsilon_f = (D_1 + D_2 \exp(D_3 \sigma^*)) (1 + \dot{\varepsilon}_{eq}^*)^{D_4} (1 + D_5 T^*) \quad (I.18)$$

où D_1, D_2, D_3, D_4, D_5 sont les constantes du modèle dépendantes du matériau étudié.

La vraie réussite du modèle J-C dans les codes commerciaux à part sa facilité d'implémentation, est liée au fait que Johnson et Holmquist [I.63] ont fourni un tableau de données des paramètres du modèle pour un nombre conséquent de matériaux de construction.

✚ Le critère de Wierzbicki et Bao

Le modèle proposé par Wierzbicki et al. dont une description complète est disponible dans la littérature [I.64] décrit la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité des contraintes locale η de la façon suivante :

$$\begin{cases} \varepsilon_f = \frac{C_1}{1+3\eta} & -\frac{1}{3} \leq \eta \leq 0 \\ \varepsilon_f = \varepsilon_{f,t} + (\varepsilon_{f,t} - \varepsilon_{f,s})(3\eta - 1) & 0 \leq \eta \leq \frac{1}{3} \\ \varepsilon_f = C_2 \exp(C_3\eta + C_4) & \frac{1}{3} \geq \eta \end{cases} \quad (I.19)$$

où C_1 , C_2 , C_3 et C_4 sont les constantes du modèle, $\varepsilon_{f,s}$ est la déformation à la rupture en cisaillement et $\varepsilon_{f,t}$ désigne la déformation à la rupture effective. Il faut noter que pour les valeurs de la triaxialité des contraintes supérieures à 1/3, le critère de Wierzbicki et Bao est proche de celui de Johnson-Cook. Ce point sera détaillé plus tard dans le chapitre IV.

Un modèle numérique viscoplastique et d'endommagement ductile pour l'impact balistique (modèle de Johnson-Cook modifié incluant un paramètre d'endommagement D) a été développé et implémenté dans LS-DYNA par Borvik et al. [I.13]. Des simulations numériques utilisant ce modèle donnent des résultats en accord avec les données expérimentales pour la rupture par éjection de bouchon causée par des projectiles plats. Gupta et al. [I.29] ont effectué une analyse numérique du problème de perforation en utilisant le code éléments finis **ABAQUS Explicit**. Ils ont créé un modèle géométrique à symétrie axiale du projectile et de la plaque cible dans le module de pré-traitement du code. La plaque cible a été modélisée en tant que corps déformable et le projectile comme un corps rigide avec un nœud de référence unique pour attribuer la masse et la vitesse initiale. L'effet de frottement entre le projectile et la cible est considéré comme négligeable. La prédiction des vitesses résiduelles et les modes de rupture des plaques cibles est en adéquation avec les résultats expérimentaux correspondants (Fig.I.8).

Rusinek et al. [I.9, I.15] ont réalisé des simulations numériques de comportement à l'impact de plaques minces en acier au moyen de projectiles coniques et hémisphériques non-déformables en utilisant le code **ABAQUS Explicit**. Le comportement de la plaque a été modélisé par une loi de type Johnson Cook [I.38] ; le critère de rupture est aussi de type Johnson Cook. Les auteurs concluent qu'il est possible de prédire la courbe balistique ainsi que les différents modes de rupture des plaques pour les différentes formes de projectiles utilisées.

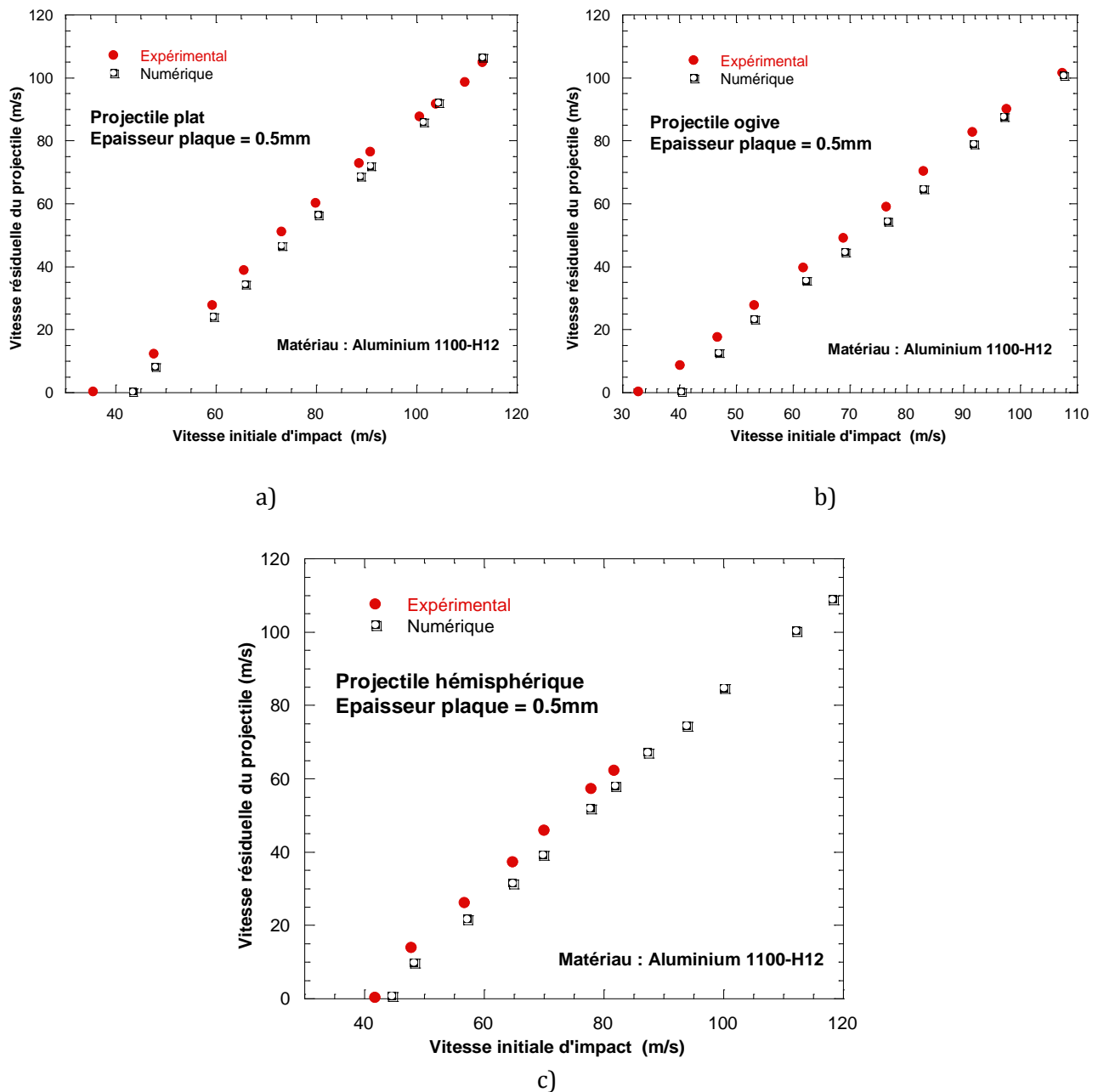


Fig.I.8 Comparaison des courbes balistiques numériques et expérimentales.
a-Projectile plat; b-Projectile conique; c-Projectile hémisphérique.

Afin d'améliorer la qualité de la prédiction numérique du comportement des cibles soumises à l'impact, il convient de réaliser des modèles numériques 3D permettant de tenir compte de l'effet géométrique, d'implémenter dans le code de calcul élément finis un loi de

comportement solide et des critères de rupture rigoureux qui tiennent compte de l'effet des grandes vitesses de déformation et de l'écroutissage du matériau cible.

I.3 Conclusion

La liste des modèles viscoplastiques décrits dans cette revue bibliographique n'est pas complète. En effet, il existe d'autres modèles empiriques [I.17], semi-empiriques [I.58, I.59], et dont les équations constitutives sont basées sur les phénomènes physiques de la déformation plastique. Néanmoins, toutes ces modélisations empiriques ou physiques ont en commun le fait d'avoir été élaborées et validées pour des déformations relativement faibles. Cela est principalement dû au nombre limité de moyens expérimentaux capables d'atteindre des niveaux de déformations élevés tout en ayant accès aux paramètres indispensables que sont les contraintes, les déformations et les vitesses de déformation. On fait donc appel aux essais de validation comme les essais de Taylor ou encore d'impact balistique qui permettent d'atteindre des niveaux élevés de déformation et de vitesse de déformation. Après identification des paramètres de la loi de comportement, on implémente la loi dans un code éléments finis afin de simuler numériquement le comportement observé expérimentalement lors des essais de validation (essai de perforation dans notre cas), de le valider et de pouvoir prédire par la suite d'autres types de chargement.

La qualité et la quantité des études expérimentales sur l'impact balistique avec projectile sur des éléments structuraux n'ont cessé d'augmenter au cours des dernières années. De nouvelles techniques expérimentales ont été développées et des instruments de mesure améliorés ont permis de collecter plus de données expérimentales afin d'analyser l'influence de différents paramètres sur le processus de perforation. Cependant, il y a encore un besoin d'étude systématique permettant d'analyser de façon minutieuse les différents phénomènes qui se produisent lors de l'impact d'une plaque métallique par un projectile.

Références bibliographiques du chapitre I

- [I.1] A. Armouring, "Automobile criblé de balles réelles," 2013. [Online]. Available: <http://www.alpha-armouring.com/>.
- [I.2] 20minutes.fr, "Un avion perforé par un oiseau," 2012. [Online]. Available: <http://www.20minutes.fr/>.
- [I.3] W. Goldsmith, "Non-ideal projectile impact on targets," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 22, pp. 95–395, Feb. 1999.
- [I.4] G. G. Corbett, S. R. Reid, and W. Johnson, "Impact Loading of Plates and Shells by Free-Flying Projectiles : A REVIEW," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 18, no. 2, pp. 141–230, 1996.
- [I.5] Backman M. E. and W. Goldsmith, "The mechanics of penetration of projectiles into targets," *International Journal of Engineering Science*, vol. 16, pp. 1–99, 1978.
- [I.6] T. Borvik, O. S. Hopperstad, M. Langseth, and K. Malo, "Effect of target thickness in blunt projectile penetration of Weldox 460 E steel plates," *Int. J. Impact Engng*, vol. 28, pp. 413–464, 2003.
- [I.7] A. Arias, J. A. Rodríguez-Martínez, and A. Rusinek, "Numerical simulations of impact behaviour of thin steel plates subjected to cylindrical, conical and hemispherical non-deformable projectiles," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, pp. 1635–1656, Apr. 2008.
- [I.8] T. Borvik, M. Langseth, O. S. Hopperstad, and K. A. Malo, "Perforation of 12 mm thick steel plates by 20 mm diameter projectiles with flat, hemispherical and conical noses part I: experimental study," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 27, pp. 19–35, 2002.
- [I.9] A. Rusinek, J. A. Rodríguez-Martínez, A. Arias, J. R. Klepaczko, and J. López-Puente, "Influence of conical projectile diameter on perpendicular impact of thin steel plate," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, no. 10, pp. 2946–2967, Jul. 2008.
- [I.10] T. Wierzbicki, Y. Bao, Y.-W. Lee, and Y. Bai, "Calibration and evaluation of seven fracture models," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 47, pp. 719–743, Apr. 2005.
- [I.11] T. Borvik, M. Langseth, O. S. Hopperstad, and A. K. Malo, "Perforation of 12 mm thick steel plates by 20 mm diameter projectiles with flat, hemispherical and conical noses part II: numerical study," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 27, pp. 37–64, 2002.
- [I.12] T. Børvik, O. S. Hopperstad, T. Berstad, and M. Langseth, "A computational model of viscoplasticity and ductile damage for impact and penetration," *European Journal of Mechanics - A/Solids*, vol. 20, no. 5, pp. 685–712, Sep. 2001.

- [I.13] T. Borvik, M. Langseth, O. S. Hopperstad, and K. A. Malo, "Ballistic penetration of steel plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 22, pp. 855–886, Oct. 1999.
- [I.14] A. G. Atkins, M. Khan-Afzal, and J. H. Liu, "Necking and radial cracking around perforations in thin sheets at normal incidence," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 21, no. 7, pp. 521–539, 1998.
- [I.15] A. Rusinek, J. A. Rodriguez-Martinez, C. Zaera, J. R. Klepaczko, A. Arias, and C. Sauvelet, "Experimental and numerical study on the perforation process of mild steel sheets subjected to perpendicular impact by hemispherical projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 36, pp. 565–587, 2009.
- [I.16] X. W. Chen, X. L. Huang, and G. J. Liang, "Comparative analysis of perforation models of metallic plates by rigid sharp-nosed projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 38, pp. 613–621, Jul. 2011.
- [I.17] M. J. Forrestal and T. L. Warren, "Perforation equations for conical and ogival nose rigid projectiles into aluminum target plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 36, pp. 220–225, Feb. 2009.
- [I.18] X. W. Chen and Q. M. Li, "Perforation of a thick plate by rigid projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 28, pp. 743–759, Aug. 2003.
- [I.19] T. Wierzbicki, "Petalling of plates under explosive and impact loading," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 22, pp. 935–954, 1999.
- [I.20] C. Cailleau, "Improved Explosive Devices," France.
- [I.21] M. L. Wilkins, "Mechanics of penetration and perforation," *International Journal of Engineering Science*, vol. 16, no. 11, pp. 793–807, 1978.
- [I.22] A. J. Zukas, "Introduction to penetration mechanics. In: high velocity impact dynamics," in *Wiley-Interscience*, New York: , 1990, pp. 297–319.
- [I.23] K. Vahedi, H. Zohoor, A. Nezamabadi, and M. Zolfaghari, "Performance optimization of a long rod penetrator penetrating into a semi-infinite target considering bending characteristics," *Turkish Journal of Engineering and environmental sciences*, vol. 33, pp. 9–20, 2009.
- [I.24] C. E. Anderson, J. D. Walker, and S. J. Bless, "On the L/D effect for long-rod penetrators," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 18, pp. 247–264, 1996.
- [I.25] A. L. Wingrove, "The Influence of Projectile Geometry on Adiabatic Shear and Target Failure," *Metallurgical transactions*, vol. 4, pp. 1829–1833, 1973.
- [I.26] T. W. Ipson and R. F. Recht, "Ballistic Perforation by Fragments of Arbitrary Shape, NWC TP 5927," *Denver Research Institute, Naval weapons Centre, USA*, 1977.

- [I.27] R. S. J. Corran, P. J. Shadbolt, and C. Ruiz, "Impact loading of plates: An experimental investigation," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 1, no. 1, pp. 3–22, 1983.
- [I.28] R. F. Recht and T. W. Ipson, "Ballistic perforation dynamics," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 30, no. 3, pp. 384–390, 1963.
- [I.29] N. K. Gupta, M. A. Iqbal, and G. S. Sekhon, "Effect of projectile nose shape, impact velocity and target thickness on deformation behavior of aluminum plates," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, no. 10, pp. 3411–3439, May 2007.
- [I.30] M. A. Iqbal and N. K. Gupta, "Energy absorption characteristics of aluminum plates subjected to projectile impact," *Latin American Journal of solids and structures*, vol. 5, pp. 259–287, 2008.
- [I.31] J. A. Zukas, *High velocity impact mechanics*, ISBN-10: 0. Wiley Interscience, 1990.
- [I.32] G. N. Nurick and C. E. Walters, "The Ballistic Penetration of Multiple Thin Plates Separated by an air gap," in *SEM spring conference on experimental mechanics*, 1990, pp. 631–637.
- [I.33] T. Jankowiak, a. Rusinek, and P. Wood, "A numerical analysis of the dynamic behaviour of sheet steel perforated by a conical projectile under ballistic conditions," *Finite Elements in Analysis and Design*, vol. 65, pp. 39–49, Mar. 2013.
- [I.34] G. H. Jonas and A. J. Zukas, "Mechanics of penetration: analysis and experiment," *International Journal of Engineering Science*, vol. 16, pp. 879–904, 1978.
- [I.35] C. E. Anderson and S. R. Bodner, "Ballistic impact: the status of analytical and numerical modelling," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 7, pp. 9–36, 1988.
- [I.36] U. S. Lindholm, "Some experiments with the split Hopkinson pressure bar," *Journal of mechanics and physics of solids*, vol. 12, pp. 317–335, 1964.
- [I.37] R. W. Klopp, R. J. Clifton, and T. G. Shawki, "Pressure-shear impact and the dynamic viscoplastic response of metals," *Mechanics of Materials*, vol. 4, no. 3–4, pp. 375–385, 1985.
- [I.38] G. R. JOHNSON and W. H. COOK, "A constitutive model and data for metals subjected to large strain, high strain rates and high temperatures," *7 Internation Symposium on ballistics proceedings*, pp. 541–547, 1983.
- [I.39] G. R. JOHNSON and W. H. COOK, "Fracture Characteristics of three metals subjected to various strains, strains rates, températures and pressures," *Enginnering fracture mechanics*, vol. 21, pp. 31–48, 1985.
- [I.40] P. Ludwik, "Element der Technologischen Mechanik," *Springer*, 1909.

- [I.41] F. J. Zerilli and R. W. Armstrong, "Dislocation-mechanics-based constitutive relations for materials dynamics calculations," *Journal of Applied Physics*, vol. 61, no. 5, pp. 1816–1826, 1987.
- [I.42] J. R. Klepaczko, "A general approach to rate sensitivity and constitutive modeling of FCC and BCC metals," in: *Impact: Effects of Fast Transient Loadings, Rotterdam*, pp. 3–35, 1988.
- [I.43] J. R. Klepaczko, "A practical stress–strain–strain rate–temperature constitutive relation of the power form.," *Journal of mechanical work technologie*, vol. 15, pp. 143–165, 1987.
- [I.44] J. R. Klepaczko, A. Rusinek, J. A. Rodríguez-Martínez, R. B. Pęcherski, and A. Arias, "Modelling of thermo-viscoplastic behaviour of DH-36 and Weldox 460-E structural steels at wide ranges of strain rates and temperatures, comparison of constitutive relations for impact problems," *Mechanics of Materials*, vol. 41, pp. 599–621, May 2009.
- [I.45] A. Rusinek, J. A. Rodríguez-Martínez, J. R. Klepaczko, and R. B. Pęcherski, "Analysis of thermo-visco-plastic behaviour of six high strength steels," *Materials & Design*, vol. 30, no. 5, pp. 1748–1761, May 2009.
- [I.46] U. F. Kocks, A. S. Argon, and M. F. Ashby, "Thermodynamics and kinetics of slip," *Progress in Materials Science*, vol. 19, 1975.
- [I.47] A. Rusinek and J. R. Klepaczko, "Shear testing of a sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress," *International Journal of Plasticity*, vol. 17, pp. 87–115, 2001.
- [I.48] O. Oussouaddi and J. R. Klepaczko, "An analysis of transition from isothermal to adiabatic deformation in the case of a tube under torsion.," in *An analysis of transition from isothermal to adiabatic deformation in the case of a tube under torsion.*, 1991, pp. 3–323.
- [I.49] S. Berbenni, V. Favier, X. Lemoine, and M. Berveiller, "Micromechanical modeling of the elastic-viscoplastic behavior of polycrystalline steels having different microstructures," *Materials Science and Engineering*, vol. 372, pp. 128–136, May 2004.
- [I.50] A. Rusinek, R. Zaera, J. Klepaczko, and R. Cheriguene, "Analysis of inertia and scale effects on dynamic neck formation during tension of sheet steel," *Acta Materialia*, no. 3, pp. 1–14, Oct. 2005.
- [I.51] L. Durrenberger, "Analyse de la pré-déformation plastique sur la te nue au crash d'une structure crash-box par approches expérimentale et numérique," 2007.
- [I.52] A. Rusinek, "Modélisation thermoviscoplastique d'une nuance de tôle d'acier aux grandes vitesses de déformation. Etude expérimentale et numérique du cisaillement, de la traction et de la perforation.," 2000.

- [I.53] J. A. Rodríguez-Martínez, "Advanced constitutive relations for modeling thermo-viscoplastic behaviour of metallic alloys subjected to impact loading," 2010.
- [I.54] P. S. Folansbee and U. F. Kocks, "A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable," *Acta Metallurgica*, vol. 36, no. 1, pp. 81–93, 1988.
- [I.55] U. F. Kocks, "Strain Hardening and strain rate Hardening," *Mechanical Testing for Deformation Model development, ASTM Symposium*, pp. 121–138, 1982.
- [I.56] C. Y. Chiem, "Material deformation at high strain rates," *Shock waves and high strain rate phenomena in materials*, pp. 69–85, 1992.
- [I.57] M. S. J. Hashmi and A. M. S. Hamouda, "Development of one-dimensional constitutive equation for metals subjected to high strain rate and large strain," *Journal of strain analysis*, vol. 29, no. 2, pp. 117–127, 1994.
- [I.58] S. R. Bodner and Y. Partom, "A Large Deformation Elastic-Viscoplastic Analysis of a Thick-Walled Spherical Shell," *Mechanics, Journal of applied*, vol. 36, no. 3, pp. 751–777, 1972.
- [I.59] S. R. Bodner and Y. Partom, "Constitutive Equations for Elastic-viscoplastic Strain-Hardening Materials," *Journal of Applied Mechanics*, p. 385*389, 1975.
- [I.60] A. Merzer and S. R. Bodner, "Analytical formulation of a rate and temperature dependent stress-strain relation," *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 101, pp. 254–257, 1979.
- [I.61] F. Burgahn, O. Vöhringer, and E. Macherauch, "Modeling of flow stress in steels as a function of strain rate and temperature," *Shock waves and high strain rate phenomena in materials*, pp. 171–179, 1992.
- [I.62] P. V. Makarov, "Microdynamic theory of plasticity and failure of structurally inhomogeneous media," *Russian Physics Journal*, vol. 35, no. 4, pp. 334–346, 1992.
- [I.63] G. R. Johnson and T. J. Holmquist, "Test data and computational strength and fracture model constants for 23 materials subjected to large strain, high strain rates, and high temperature," *Technical report LA-11463-MS, Los alamos national laboratory*, 1989.
- [I.64] H. Mae, X. Teng, Y. Bai, and T. Wierzbicki, "Comparison of ductile fracture properties of aluminum castings: Sand mold vs. metal mold," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 45, no. 5, pp. 1430–1444, Mar. 2008.

CHAPITRE II

Techniques expérimentales pour la caractérisation mécanique des matériaux

Introduction

Dimensionner des structures pour qu'elles puissent supporter des chargements dynamiques nécessite la résolution complète du problème mécanique associé. Aux équations de conservation (masse, impulsion, énergie), il faut adjoindre les lois de comportement des matériaux constitutifs, équations d'état reliant déformation et contrainte qui ont été décrites dans le chapitre I. En vue de réaliser une identification complète du comportement mécanique d'un matériau donné, il est impératif de disposer d'informations sur la réponse du matériau en fonction de différents états de déformation. Pour cela, des essais quasi-statiques (traction uniaxiale, compression uniaxiale) et des chargements dynamiques (barres de Hopkinson, impact balistique) ont été réalisés. Ces différents essais peuvent être classés en deux catégories :

- ✓ Les essais dits de « caractérisation », qui permettent d'une part d'atteindre un état de déformation et de contrainte uniforme et homogène au sein du matériau, et d'autre part de pouvoir déterminer les valeurs de ces déformations et contraintes au cours du temps de chargement. Ce sont les essais de traction, de compression et de cisaillement.
- ✓ Les essais dits de « validation », auxquels sont associés des états de chargements complexes, et en général non homogènes. Avec la mesure d'énergie de déformation (impact balistique), ils ne permettent toutefois pas d'accéder aux déformations et contraintes appliquées à l'échantillon. Ce type d'expérience s'avère nécessaire pour la validation de lois de comportement identifiées à partir des résultats obtenus à l'aide des essais de caractérisation.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation des matériaux qui font l'objet de notre étude. La composition chimique, la microstructure initiale et la dureté des matériaux seront présentées. Les moyens d'essais utilisés au cours des travaux et toutes les techniques expérimentales de caractérisation mécanique seront décrits dans la deuxième partie.

II.1 Présentation des matériaux étudiés

Deux aciers ont été étudiés : un acier doux ES et un acier IF. L'acier doux est fortement utilisé dans l'industrie notamment dans le secteur des transports où la sécurité passive est de mise et principalement dans la fabrication des pièces de peau (capots, ailes...). L'acier IF a été conçu pour obtenir un excellent compromis entre emboutissabilité et résistance mécanique grâce à une métallurgie spécifique sans éléments interstitiels [II.1] (Interstitial Free : IF) : il est plus utilisé pour la conception des pièces de structures devant résister à la fatigue et aux chocs.

La composition chimique des différents matériaux a été déterminée par spectroscopie à dispersion d'énergie (EDS : Energy Dispersive X-ray Spectrometry). Lorsqu'on bombarde le matériau avec des électrons, il émet notamment des rayons X caractéristiques des atomes dont il est constitué. Le spectre de rayons X émis permet de déterminer sa composition.

Les résultats obtenus pour les deux matériaux sont résumés dans le tableau ci-après, Tab. 1.

Acier IF										
C	S	Mn	P	Si	Cu	Ni	Cr	Al	V	Sn
0,0018	0,007	0,095	0,009	0,006	0,026	0,015	0,023	0,06	0,001	0,003

Acier doux ES				
C	Cu	Mn	S	Si
0,03	0,18	0,4	0,11	0,01

Tab. 1. Composition chimique des matériaux étudiés (% massique)

Une étude métallographique a été réalisée sur les deux matériaux afin de déterminer la taille moyenne des grains. La surface d'analyse des échantillons est d'abord polie mécaniquement avec des abrasifs de granulométrie décroissante de 500 à 4000 grains/mm². Le polissage se poursuit sur des draps spécifiques imprégnés de solutions contenant des particules diamantées et d'alumine. Afin de révéler la microstructure, une attaque chimique au nital (acide nitrique+éthanol) est finalement réalisée sur chaque matériau. L'observation de la surface des échantillons polis et attaqués au microscope optique montre des grains plus

ou moins équiaxes de diamètres moyens respectifs 13 μm et 25 μm . Les images de la microstructure des deux matériaux sont présentées sur la *Fig.II.1*.

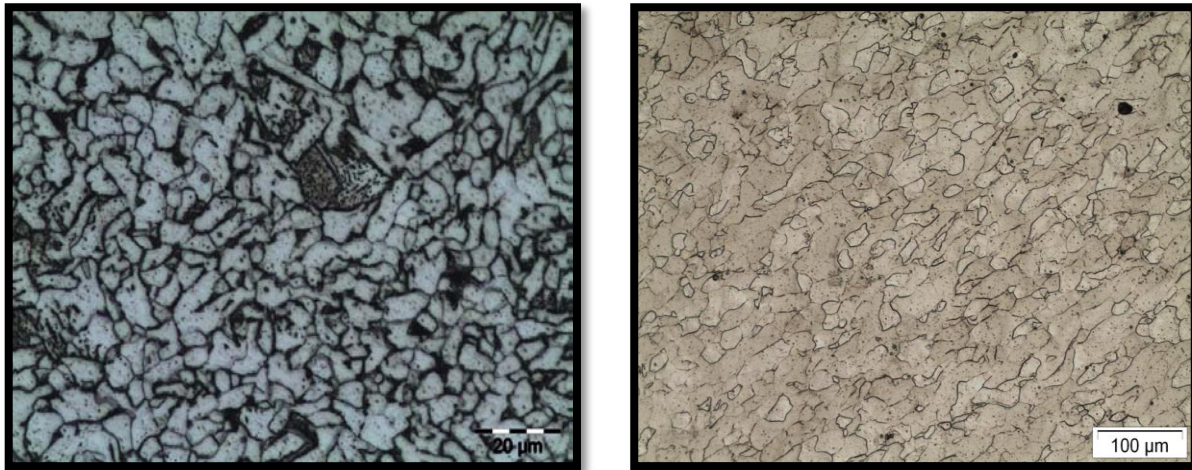


Fig.II.1 Micrographies initiales. a- Acier doux ES; b- Acier IF.

La dureté est également une caractéristique très importante des matériaux, car elle est directement reliée à la résistance mécanique. Le microduromètre Duramin a été utilisé pour mesurer la dureté des matériaux étudiés. Grâce à l'automatisation, l'influence de l'utilisateur et l'incertitude de mesure sont réduites au minimum, garantissant ainsi une excellente reproductibilité des essais.

Les résultats issus des mesures pour les deux matériaux sont résumés dans le tableau ci-dessous, Tab.2.

Matériaux	Dureté Vickers(HV)	Equivalent Rm (N/mm ²)
Acier doux ES	135	450
Acier IF	96,8	340

Tab. 2. Dureté Vickers des différents matériaux.

Ces résultats permettent de dire par anticipation que l'acier doux a des propriétés mécaniques (limite élastique et résistance à la rupture) légèrement supérieures à celles de l'acier IF.

II.2 Méthodes et moyens d'essais expérimentaux

Dans cette section, les différentes méthodes d'essais quasi-statiques et dynamiques ainsi que les moyens de mesure associés sont présentés. Un intérêt particulier est porté au dispositif de perforation (canon à gaz) qui a servi à la réalisation d'une large partie des essais réalisés au cours de notre travail.

II.2.1 L'essai de traction

- Chargement quasi-statique

Les essais quasi-statiques ont été effectués sur une machine universelle de traction Instron (*Fig.V.3*, annexeII) de type 5585H équipée d'une cellule d'effort de 10kN, d'un extensomètre vidéo modèle Instron AVE 2663-821 et d'une enceinte climatique régulée par un contrôleur de type Euroterm 2408 (plus de détails sur le site du fabricant [II.2]). Pour les essais en température, un thermocouple de type K (thermomètre fluke 54II) est monté sur l'éprouvette pour s'assurer de la stabilisation thermique avant de lancer l'essai. L'essai est piloté par un ordinateur via le logiciel modulaire Bluehill. On applique une force de traction sur l'échantillon jusqu'à la rupture suivant un processus de mise en charge à vitesse constante. La gamme des vitesses de déformation explorée varie de $10^{-4} s^{-1}$ à $10^{-1} s^{-1}$. La réalisation de l'essai et la mesure des grandeurs (contrainte et déformation) caractérisant le comportement thermoviscoplastique du matériau ne pose pas de problème particulier et l'utilisation de l'extensomètre vidéo sans contact avec l'éprouvette assure la mesure de la déformation intrinsèque du matériau. Pour des sollicitations du matériau supérieures à $10^{-1} s^{-1}$ en vitesse de déformation, nous avons eu recours aux moyens expérimentaux de chargement dynamique en traction.

- Chargement dynamique

Les essais de traction dynamiques ont été réalisés sur une machine universelle servo-hydraulique rapides. La machine comporte un bâti de chargement à quatre colonnes permettant d'atteindre des effort de traction jusqu'à 100kN et peut développer une vitesse d'essai contrôlée jusqu'à 20 m/s . Le test de traction rapide est l'un des plus difficiles en matière de caractérisation des matériaux. Les difficultés sont liées aux effets d'inertie qui se

produisent sous la forme de vibrations mécaniques. La fréquence propre du dispositif de chargement comprenant l'échantillon, la cellule de charge et les mors, brouille le signal de la force. Le principe d'un essai correct requiert que la période de vibration T_L du dispositif de chargement soit beaucoup plus courte que la durée de l'essai, T_T . Il est recommandé d'avoir $T_T > 10^2 T_L$ [II.3]. Les fabricants de machines rapides servo-hydrauliques peuvent assurer une vitesse d'actionneur jusqu'à 20 m/s, mais les cellules de charge utilisées ont une fréquence relativement basse. Une machine idéale peut avoir des fréquences de cellules de charge d'environ 5 kHz : par conséquent, la période de vibration du dispositif de chargement est $T_L \approx 2 \times 10^{-4}$ s. Utilisant ces caractéristiques, nous pouvons estimer le temps de l'essai à $T_T \approx 2 \times 10^{-4}$ s.

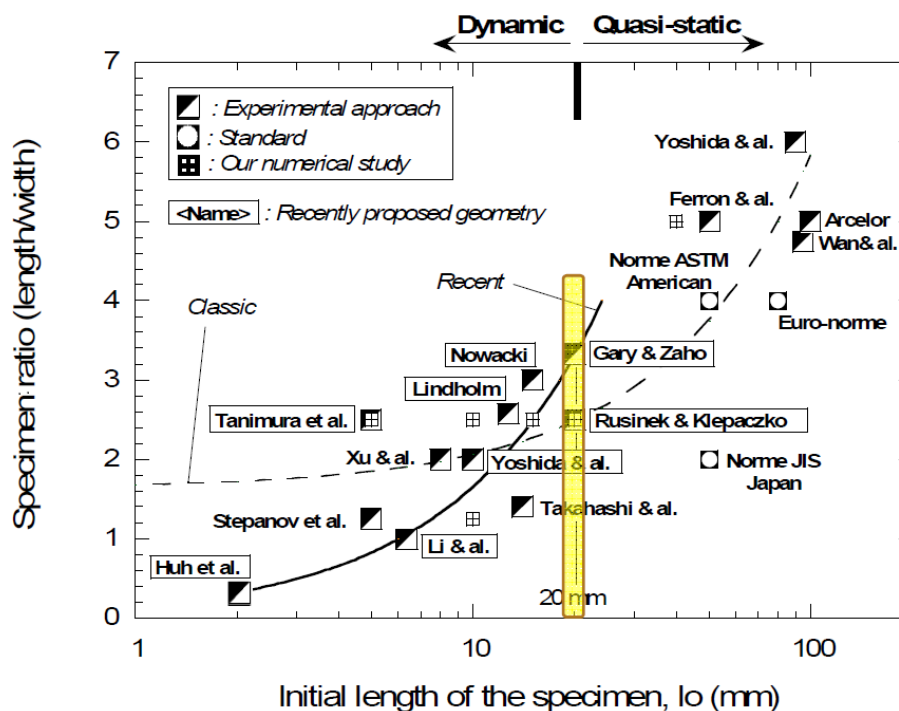


Fig.II.2 Quelques dimensions des éprouvettes plates utilisées pour étudier le comportement quasi-statique et dynamique des aciers [II.4].

La longueur utile typique de l'éprouvette de traction plate est $l_0 \approx 20$ mm avec un rayon de raccord inférieur à 5 mm [II.5]. Ce rayon est très important dans le comportement global de l'échantillon. Rusinek et al. [II.5] ont montré que les dimensions de l'échantillon $l_0 \approx 20$ mm, $R < 5$ mm et largeur utile $l \approx 8$ mm sont des valeurs optimales permettant d'atteindre un niveau de contrainte correcte couplé avec une ductilité suffisante, Fig.II.2. Puis,

avec le temps théorique de l'essai $T_T \approx 20\text{ms}$ et l'allongement à la rupture ultime $\varepsilon_u = 0.2$, la vitesse de déformation théorique la plus élevée qu'on peut atteindre sur la machine servo-hydraulique rapide sans perturbations importantes est $\dot{\varepsilon}_{\max} \approx 10\text{s}^{-1}$. Étant donné que l'hypothèse sur le déplacement ultime permettant d'atteindre la résistance maximale à la rupture dans ces conditions d'essai est $\Delta l_u = 4\text{mm}$, la vitesse de déplacement maximale de pilotage de l'essai est $V_u = 0.2\text{m/s}$. Bien sûr, la condition limite imposée au départ $T_T/T_L > 100$ est difficile à mettre en œuvre expérimentalement, mais en supposant que la limite physique de la fréquence propre de la cellule de charge soit de 10 kHz couplée à une optimisation des mors par réduction de la masse, la vitesse maximale du servomoteur pour un essai de traction dynamique correct peut être estimée à 4m/s . En conclusion, les facteurs limitants lors des essais de traction rapide sont la fréquence de vibration de la cellule de charge et les mors et non la vitesse du servomoteur. Pour palier à ce problème, la machine servo-hydraulique utilisée dans ce travail est instrumentée avec une cellule de charge dynamique (DLC) permettant de mesurer la force dotée d'une rondelle de charge de type piézo-électrique et un capteur de déplacement de type LVDT (Linear Variable Differential Transducer) monté en parallèle avec l'éprouvette pour mesurer son allongement. Afin de suivre l'évolution de la force de traction et celle de l'allongement de l'échantillon au cours du temps, le montage utilisé est lié à une chaîne d'appareils électroniques assurant l'acquisition et la visualisation des signaux. Tous les signaux sont pleinement intégrés dans le système d'acquisition des données. Des détails supplémentaires sur le système de mesure et d'acquisition de la machine rapide servo-hydraulique sont disponibles dans [II.3, II.6].

Les difficultés liées à l'utilisation des machines hydrauliques rapides ont conduits aux développements de nouveaux moyens d'essais dynamiques permettant de couvrir de large gammes de vitesses de déformation [II.7]. Ces moyens sont généralement basés sur le principe des barres de Hopkinson [II.5–II.7]. Dans ce travail, afin de compléter l'étude sur la caractérisation mécanique des matériaux étudiés, nous aurons recours à la technique des barres de Hopkinson en compression permettant d'atteindre des vitesses de déformation élevées jusqu'à 10^4s^{-1} . L'équivalence traction-compression en termes de propriétés mécaniques pour les matériaux isotropes offre la possibilité de combiner les courbes contrainte-déformation issues de ces deux types d'essais.

✓ Préparation des éprouvettes de traction

Sur la figure ci-dessous, *Fig. II. 3*, est présentée la géométrie ainsi que les dimensions de l'éprouvette plate utilisée dans le cadre de ce travail (essais quasi-statiques et dynamiques). Ces dernières ont été usinées à partir des tôles d'acier laminées à froid puis recuites pour réduire l'effet du laminage qui peut induire des contraintes résiduelles et une certaine anisotropie. Les éprouvettes ont été découpées suivant trois directions différentes repérées par rapport à la direction de laminage de la tôle mère. Ainsi, plusieurs lots d'éprouvettes ont été découpés, ce qui permet de rendre compte de l'anisotropie éventuelle dans le plan de la tôle :

- Premier lot : l'axe de sollicitation des éprouvettes coïncide avec la direction de laminage de la tôle dont elle provient (éprouvette dite orientée à 0° par rapport à la direction de laminage).
- Deuxième lot : l'axe de sollicitation des éprouvettes est incliné à 45° par rapport à la direction de laminage.
- Troisième lot : l'axe de sollicitation est incliné à 90° toujours par rapport à la direction de laminage.

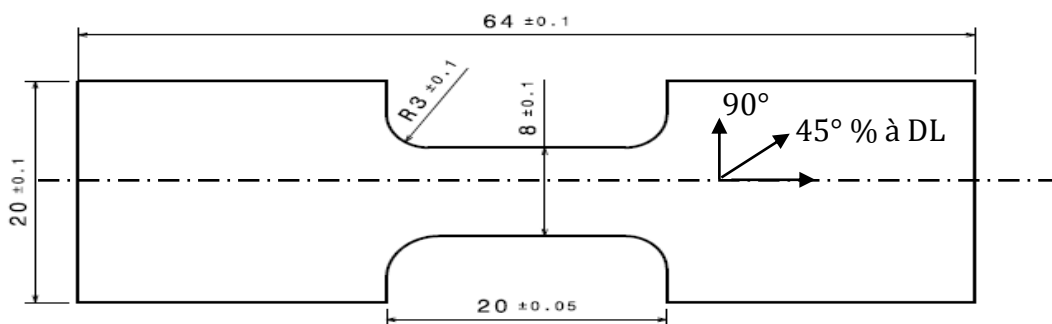


Fig. II. 3 Géométrie de l'éprouvette de traction suivant la direction de laminage.

On soumet la partie utile de l'éprouvette à un champ de contrainte uniaxiale en appliquant une force de traction suivant sa longueur. La mesure de l'allongement ΔL de l'éprouvette et de la force F qui lui est appliquée permet de remonter aux valeurs de la contrainte et de la déformation nominale au moyen des deux relations suivantes :

$$\sigma_n = \frac{F}{A_{ep}^0} \text{ et } \varepsilon_n = \frac{\Delta L}{L_0} \quad (\text{II.1})$$

où A_{ep}^0 est la section initiale de l'éprouvette et L_0 sa longueur utile initiale. On peut donc exprimer la contrainte et la déformation vraie dans l'échantillon comme suit :

$$\begin{cases} \sigma = \sigma_n (1 + \varepsilon_n) \\ \varepsilon = \ln(1 + \varepsilon_n) \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

Cette formulation est valable pour les matériaux incompressibles (coefficient de Poisson $\nu=0.5$) et applicable aux métaux.

Au cours d'un essai de traction uniaxiale, l'éprouvette subit dans un premier stade une déformation homogène : elle s'allonge tandis que sa section diminue uniformément sur toute sa longueur. L'effort total que supporte l'éprouvette augmente avec l'allongement, ce qui lui confère un état stable. Ce processus continue jusqu'à ce que le chargement total atteigne son maximum : la section d'une tranche se réduit ensuite plus que les autres et continue à diminuer jusqu'à la rupture. Durant ce stade, l'effort décroît en fonction de l'allongement, ce qui crée au niveau de l'éprouvette un état d'équilibre instable (la tranche qui a une section plus faible que les autres oppose une résistance inférieure à celles des tranches voisines). Ainsi, l'équilibre est rompu et l'inégalité des sections s'accroît en favorisant la striction. Le champ de déformation qui est presque uniforme avant l'apparition de cette instabilité cesse de l'être au moment de son déclenchement et un processus de localisation de la déformation commence. Un critère analytique permettant de prédire l'apparition de la striction pour un chargement uni-axial a été proposé par Considère [II.10] :

$$\left. \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \right|_{T, \dot{\varepsilon}} = \varepsilon \quad (\text{II.3})$$

Nous placerons donc sur les courbes de caractérisation (chapitre III) un point symbolisant le début de l'instabilité (fin de la zone de déformation homogène) en nous basant sur ce critère.

II.2.2 L'essai de compression

- Compression quasi-statique

Les essais de compression quasi-statiques ont été réalisés sur la même machine que pour les essais de traction. La machine est munie d'une cellule de force d'une capacité de 100kN et de mors spécifiques de compression constitués de deux plateaux en acier Marval de 2GPa de limite élastique. Les éprouvettes de compression sont des pastilles de 8mm de diamètre et 4mm de longueur en moyenne, *Fig.II.4*. Les essais ont été réalisés dans le respect des normes en vigueur sur les machines Instron utilisant un extensomètre vidéo (EN 10002-2, EN 10002-4, ASTM E517, ASTM E646, ...) [II.11]. Les formulations de contrainte-déformation nominales et vraies en traction uniaxiale restent valables pour la compression, mais il ne faut pas oublier de tenir compte du signe négatif de la déformation nominale en compression. Les essais ont été pilotés en vitesse de déplacement ($10^{-4} s^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^{-1} s^{-1}$). Ces derniers ont été réalisés dans le but de compléter l'étude de l'anisotropie de la tôle en sollicitant les échantillons dans une direction non exploitée lors des essais de traction.

La même géométrie d'échantillon est utilisée à la fois pour les essais de compression quasi-statiques et dynamiques (SHPB). Les dimensions de l'échantillon sont fixées en tenant compte des conditions restrictives liées à l'essai dynamique [II.10–II.13].

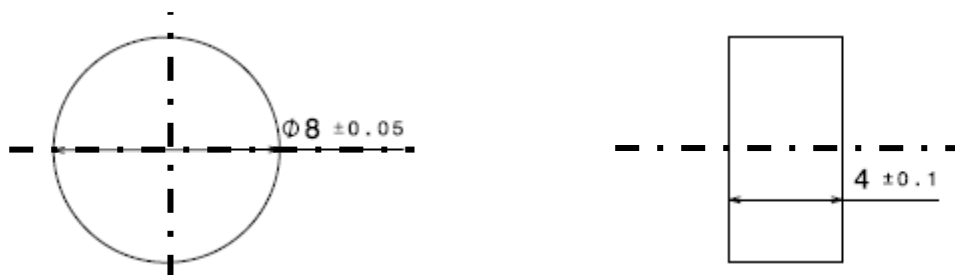


Fig.II.4 Géométrie de l'éprouvette de compression.

Les surfaces de l'éprouvette en contact avec les plateaux des mors ont été lubrifiées avec de la graisse molybdène MoS₂ pour réduire au maximum le frottement et éviter l'effet tonneau. Toutefois, même si un lubrifiant a été utilisé au cours des essais, le comportement du matériau estimé à partir des expériences inclut l'effet du frottement lié à la géométrie qui peut être défini comme suit :

$$\sigma_{mesurée} = \sigma_{matériau} + \Delta\sigma_{frottement} \quad (II.4)$$

où $\sigma_{matériau}$ est le comportement intrinsèque du matériau sans l'effet du frottement et $\Delta\sigma_{frottement}$ est l'augmentation de la contrainte due au frottement (coefficient de frottement μ).

En se basant sur le modèle proposé par Klepaczko-Malinowski [II.16], l'effet du frottement peut être corrigé de la façon suivante, en supposant en première approximation que $\dot{\epsilon} = Cste$ et $\ddot{\epsilon} = 0$:

$$\begin{cases} \sigma_{matériau} = \sigma_{mesurée} - \Delta\sigma_{frottement} \\ \sigma_{matériau} = \sigma_{mesurée} \left(1 - \frac{\mu d_0}{3 l_0} \right) \end{cases} \quad (II.5)$$

où μ est le coefficient de frottement, d_0 et l_0 sont respectivement le diamètre et la longueur initiale de l'échantillon. Cette formulation est valable dans le domaine de croissance linéaire de $\Delta\sigma$ avec le coefficient de frottement. Pour notre cas spécifique où $\frac{l_0}{d_0} = 0.5$, la correction est applicable pour $\mu \leq 0.2$ [II.17].

- Description du dispositif des barres de Hopkinson

La technique des barres de HOPKINSON est largement utilisée pour l'étude du comportement dynamique des matériaux soumis à un chargement à grande vitesse de déformation et permet d'envisager différents types de sollicitations (traction, compression ou torsion). Nous allons rappeler dans ce paragraphe la technique du montage « Split Hopkinson Pressure Bar » introduite par Kolsky en 1949 [II.18] que nous avons utilisée au cours de ce travail pour réaliser les essais de compression dynamique.

Le principe même des barres d'Hopkinson est connu et a fait l'objet de nombreuses publications [II.11–II.15] : l'échantillon à analyser est intercalé entre deux barres identiques de limite élastique élevée par rapport à celle du matériau testé. La première et la deuxième barre sont nommées respectivement « barre d'entrée » et « barre de sortie ». La barre d'entrée est celle dont l'extrémité libre reçoit l'impact longitudinal d'un projectile cylindrique. Une onde élastique générée par l'impact du projectile se propage de la barre d'entrée vers l'échantillon. A la surface de contact barre d'entrée-échantillon (interface 1), une partie de cette onde se propage dans l'échantillon et l'autre partie est réfléchiée. L'onde transmise

traverse l'échantillon et rencontre la surface échantillon/barre de sortie (interface 2). Une partie de cette onde est une nouvelle fois réfléchiée et traverse à nouveau en sens inverse l'échantillon. Cette propagation d'onde permet de générer ainsi une sollicitation dynamique de l'éprouvette.

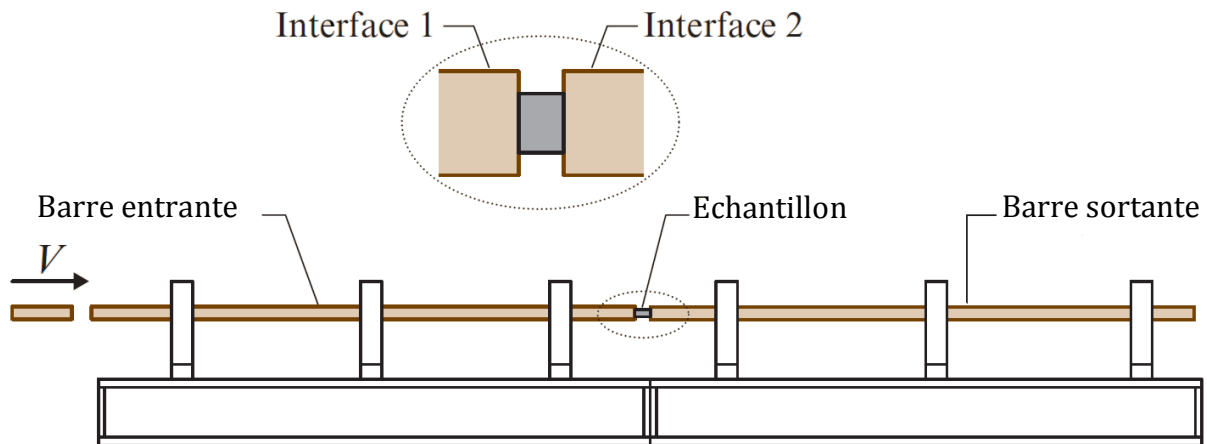


Fig.II.5 Description schématique du dispositif de barres de Hopkinson.

Le dispositif des barres de Hopkinson utilisé au cours de ce travail de thèse est présenté sur la Fig.II.5. Les barres sont en acier à haute résistance mécanique, ayant une grande limite élastique ($\sim 1GPa$) et une dureté élevée. L'impactant est communément usiné dans le même matériau et a la même section transversale que les barres entrante et sortante. Il faut noter que la limite élastique et la dureté du matériau constituant les barres sont largement supérieures à celles du matériau à tester.

La propagation des ondes est représentée sur le diagramme schématique de Lagrange, Fig.II.6, où le temps $t = 0$ correspond à l'instant de l'impact du projectile. Des jauges de déformation sont collées sur les deux barres pour mesurer :

- ✓ L'onde incidente produite par l'impact du projectile sur la barre entrante.
- ✓ L'onde réfléchiée à l'interface barre entrante-échantillon.
- ✓ L'onde transmise à la barre sortante à l'interface échantillon-barre sortante.

Les jauges sont placées de telle sorte que les ondes incidente et réfléchiée ne se chevauchent pas afin d'être séparément mesurées, comme illustré sur la Fig.II.6.

Le projectile lancé avec une vitesse initial V_0 vient impacter la barre entrante et génère une onde élastique incidente ε_I qui se propage dans la barre avec une célérité C_0 :

$$C_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (\text{II.6})$$

où E et ρ désignent respectivement le module Young et la masse volumique du matériau constituant la barre.

Ainsi, l'intensité de la contrainte incidente est définie par :

$$\sigma_I = \frac{1}{2} \rho C_0 V_0 \quad (\text{II.7})$$

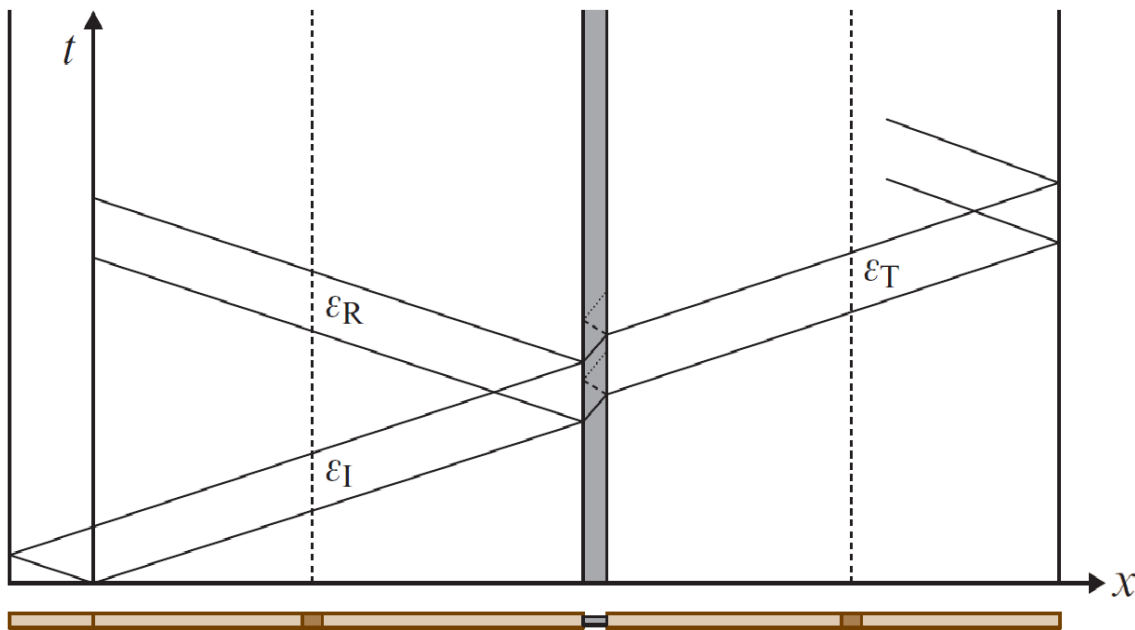


Fig.II.6 Principe de propagation des ondes, diagramme de Lagrange (la longueur de l'échantillon est exagérée pour montrer la réverbération des ondes dans l'échantillon).

Lorsque l'onde incidente atteint la discontinuité géométrique à l'interface barre-échantillon, une partie de l'onde est réfléchie ε_R et une autre partie est transmise ε_T . Les équations caractéristiques associées à une propagation unidimensionnelle d'onde élastique dans la barre nous permettent d'exprimer les vitesses particulières aux deux interfaces :

$$\begin{cases} v_e(t) = C_0(\varepsilon_I(t) - \varepsilon_R(t)) \\ v_s(t) = C_0\varepsilon_T(t) \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

La vitesse de déformation axiale moyenne dans l'échantillon est alors donnée par :

$$\dot{\varepsilon}_n = \frac{v_e(t) - v_s(t)}{l_0} = \frac{C_0}{l_0}(\varepsilon_I - \varepsilon_R - \varepsilon_T) \quad (\text{II.9})$$

où l_0 désigne la longueur initiale de l'échantillon. Étant donné que les déformations dans les barres sont connues, nous pouvons alors calculer les contraintes dans les barres et de là, les forces normales aux deux interfaces échantillon/barre :

$$\begin{cases} F_{\text{entrée}}(t) = A_o E [\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t)] \\ F_{\text{sortie}}(t) = A_o E \varepsilon_T(t) \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

La contrainte axiale moyenne nominale dans l'échantillon s'exprime comme suit :

$$\begin{cases} \sigma(t) = \frac{F_{\text{entrée}}(t) + F_{\text{sortie}}(t)}{2A_s} \\ \sigma(t) = \frac{A_o E [\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t) + \varepsilon_T(t)]}{2A_s} \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

où A_0 est la section de la barre et A_s la section de l'échantillon.

Il est intéressant d'examiner en détail la propagation des ondes dans un échantillon (Fig.II.6). Lorsque l'onde incidente arrive à l'échantillon, elle génère une onde de compression qui se propage à travers celui-ci et arrive à l'interface échantillon/barre sortante. De part sa conception, l'impédance de l'échantillon est plus petite que l'impédance des barres. L'onde qui est réfléchiée à l'interface échantillon/barre sortante reste une onde de chargement, ce qui entraîne une contrainte de compression encore plus élevée. Cette onde arrive ensuite à l'interface barre entrante/échantillon, voit à nouveau une impédance plus élevée et reflète encore une fois comme une onde de chargement, ce qui entraîne une nouvelle augmentation de la contrainte de compression. Ce processus se poursuit jusqu'à ce que la contrainte à l'intérieur de l'échantillon atteigne une valeur suffisamment élevée pour générer des déformations inélastiques, entraînant un écoulement plastique fini de l'échantillon sous le chargement de compression. Une fois que l'écoulement plastique du matériau a commencé, la

suite de la propagation des ondes dans l'échantillon peut être négligée car l'amplitude des fronts d'ondes qui suivent est très faible. Ainsi, quelques instants plus tard, le champ de contrainte dans l'échantillon s'homogénéise : la contrainte est dite équilibrée. Si les conditions aux limites sont sans frottement, la contrainte dans l'échantillon est également uniaxiale.

Une fois la condition d'équilibre atteinte, ($F_{\text{entrée}}=F_{\text{sortie}}$), l'équation (II.10) se réduit à :

$$\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t) = \varepsilon_T(t) \quad (\text{II.12})$$

Autrement dit, en supposant que :

- La contrainte et la déformation sont homogènes dans l'échantillon,
- La contrainte est uniaxiale dans l'échantillon,
- La propagation d'onde élastique est unidimensionnelle (1D) sans dispersion dans les barres,

la vitesse de déformation nominale, la déformation nominale et la contrainte nominale (tous des valeurs moyennes dans l'échantillon) peuvent être estimées :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_n(t) = -\frac{2C_0}{l_0} \varepsilon_R(t) \\ \varepsilon_n(t) = \int_0^t \dot{\varepsilon}_n(\tau) d\tau \\ \sigma_n(t) = \frac{EA_0}{A_s} \varepsilon_T(t) \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

La déformation et la vitesse de déformation vraies dans l'échantillon sont alors données par :

$$\begin{cases} \varepsilon(t) = -\ln[1 - \varepsilon_n(t)] \\ \dot{\varepsilon}(t) = \frac{\dot{\varepsilon}_n(t)}{1 - \varepsilon_n(t)} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

En supposant l'incompressibilité plastique, la contrainte vraie dans l'échantillon est donnée par :

$$\sigma(t) = \sigma_n(t)[1 - \varepsilon_n(t)] \quad (\text{II.15})$$

Outre l'équilibre des forces, il faut également vérifier l'équilibre de la quantité de mouvement (Q) et le bilan énergétique (W). Connaissant l'onde incidente, on peut estimer ces deux quantités comme suit :

$$\begin{cases} W = A_0 \rho C_0^3 \int_0^t \varepsilon_I(\xi)^2 d\xi \\ Q = A_0 E \int_0^t \varepsilon_I(\xi) d\xi \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

Ces valeurs doivent être comparées aux quantités suivantes :

$$\begin{cases} W = \frac{1}{2} M_p V_0^2 \\ Q = M_p V_0 \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

où M_p est la masse du projectile.

Quelques exigences fondamentales doivent être respectées afin de s'assurer que la réponse mesurée dans une expérience de barres de Hopkinson est vraiment le comportement constitutif du matériau testé. Nous discuterons chacune de ces exigences brièvement ci-dessous.

Homogénéité des champs mécaniques

L'équation (II.13) qui donne une relation contrainte-déformation moyenne n'a de sens que si les champs de contrainte et de déformation dans l'échantillon sont approximativement homogènes [II.20, II.21]. Cette hypothèse d'homogénéité est difficile à obtenir avec rigueur. Il existe en effet un temps de transfert du chargement au travers de l'échantillon. Selon que ce temps est plus ou moins négligeable devant la durée de l'essai, l'hypothèse est donc plus ou moins valide. Cette hypothèse reste applicable pour de nombreux matériaux métalliques en utilisant un échantillon de courte longueur [II.13], ce qui n'est pas le cas pour les matériaux fragiles comme le béton, les roches... pour lesquels il convient d'utiliser une approche inverse [II.12] qui ne nécessite pas l'hypothèse d'homogénéité. En effet pour ces matériaux, il n'est pas possible d'utiliser un échantillon de courte longueur et qui soit représentatif (effet d'échelle).

✚ L'effet de frottement

Le frottement aux interfaces barre/échantillon peut provoquer un changement de l'état de contrainte uniaxiale et peut conduire à des résultats erronés [II.14]. De nombreux auteurs [II.10–II.13, II.15–II.18] ayant travaillé sur cette thématique ont montré que la géométrie de l'échantillon, c'est à dire le rapport l_0/d_0 (où d_0 désigne le diamètre initial de l'échantillon), conditionne l'importance de l'effet de frottement sur les résultats de l'essai. Pour réduire l'effet de ce facteur, il est recommandé de lubrifier les interfaces barre/échantillon et de fixer le rapport l_0/d_0 entre 0.5 et 1 [II.14, II.17]. Toutefois il convient d'appliquer la méthode de correction de l'effet de frottement proposée par Klepaczko-Malinowski qui est décrite dans la partie compression quasi-statique (le modèle est valable en dynamique comme en statique).

✚ L'effet d'inertie

La contrainte liée à l'inertie axiale et radiale doit être faible par rapport à la contrainte d'écoulement du matériau testé. L'onde de contrainte qui est générée dans les barres lors des essais SHPB à grande vitesse de déformation provoque un effet inertiel qui a une influence sur les propriétés mesurées (contrainte et déformation dans l'échantillon). L'amplitude de la contribution de l'inertie à la contrainte apparente dépend de la densité du matériau et les dimensions de l'échantillon. Pour corriger cet effet, il convient d'appliquer le modèle proposé par Klepaczko-Malinowski dont l'expression complète intégrant l'effet de frottement est la suivante :

$$\begin{cases} \sigma_{\text{matériau}} = \sigma_{\text{mesurée}} - \Delta\sigma_{\text{frottement}} - \Delta\sigma_{\text{inertie}} \\ \sigma_{\text{matériau}} = \sigma_{\text{mesurée}} \left(1 - \frac{\mu d_0}{3 l_0}\right) - \frac{1}{12} \rho d_0^2 \left(\frac{l_0^2}{d_0^2} - \frac{3}{16}\right) (\dot{\varepsilon}^2 + \ddot{\varepsilon}) + \frac{3}{64} \rho d_0^2 \ddot{\varepsilon} \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

Les essais étant réalisés à des vitesses de déformation quasi-constantes, on peut considérer l'accélération comme nulle ($\ddot{\varepsilon} \rightarrow 0$). Dans ce cas, on peut minimiser l'effet d'inertie [II.17]. Par exemple, dans les conditions où $\dot{\varepsilon} = 0$ et $\frac{l_0}{d_0} = 0.5$, l'augmentation de la contrainte due à l'effet d'inertie est inférieur à 0.3 MPa pour une vitesse de déformation de 10^4 s^{-1} [II.17].

✚ L'échauffement adiabatique

La gamme de vitesse de déformation couverte au cours de ces essais varie de l'ordre de 10^2 à $10^4 s^{-1}$. Durant le chargement dynamique, il se produit une augmentation locale de la température due aux grandes vitesses de déformation appliquées au matériau (chargement dynamique). On observe donc un adoucissement thermique dans le matériau induisant une diminution de l'érouissage. Il faut donc appliquer une correction adiabatique-isotherme en utilisant le coefficient de sensibilité à la température du matériau, ν . L'augmentation de la température durant la déformation plastique s'exprime comme suit:

$$\Delta T|_{\varepsilon} = \frac{\beta}{\rho C_p} \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} \sigma(\xi)|_{\varepsilon} d\xi \quad (II.19)$$

où β désigne le coefficient de Taylor-Quinney qui est proportionnel au pourcentage de travail plastique transformé en chaleur et C_p est la chaleur spécifique du matériau.

Ainsi, la contrainte sous condition isotherme pour une vitesse de déformation imposée s'écrit comme suit :

$$\sigma_{iso} = \sigma_{adia} + |\nu| \Delta T(\varepsilon) \quad (II.20)$$

✚ L'effet de poinçonnage

Un effet observé récemment appelé poinçonnage a été analysé par Safa et Gary [II.22]. Ce phénomène induit une erreur sur l'estimation de la déformation longitudinale macroscopique imposée à l'échantillon. Comme il est montré sur la *Fig.II.7*, pendant le chargement dynamique, la barre est déformée élastiquement, induisant un déplacement local $U_p(r, t)$. Il est donc nécessaire d'inclure ce déplacement supplémentaire dans la définition de la variation la longueur réelle de l'échantillon. Cependant, il n'est pas possible de mesurer ce déplacement d'une manière précise avec un dispositif de mesure expérimental connu. Safa et Gary ont proposé une nouvelle formulation de la variation de la longueur réelle de l'échantillon durant le chargement pour tenir compte de l'effet poinçonnage :

$$l(t) = l_0 - |\delta_{SHPB}(t)| - 2U_p(r=0, t) \quad (II.21)$$

où $\delta_{SHPB}(t)$ est le déplacement relatif de l'extrémité de la barre et U_p est le déplacement de la barre associé à l'effet de poinçonnage.

Jankowiak et al. [II.17] ont montré que pour des barres très rigides de limite élastique strictement supérieure à celle du matériau testé, l'effet de poinçonnage sur la mesure de l'onde de déformation est faible. En effet pour un acier de limite élastique 300 MPa, le déplacement maximale dû à l'effet de poinçonnage est estimé à 18 μm . L'erreur sur la mesure de la déformation s'élève à 0.007 pour un échantillon de longueur initiale 4 mm [II.17]. Nous avons donc négligé cet effet dans le cadre de ce travail.

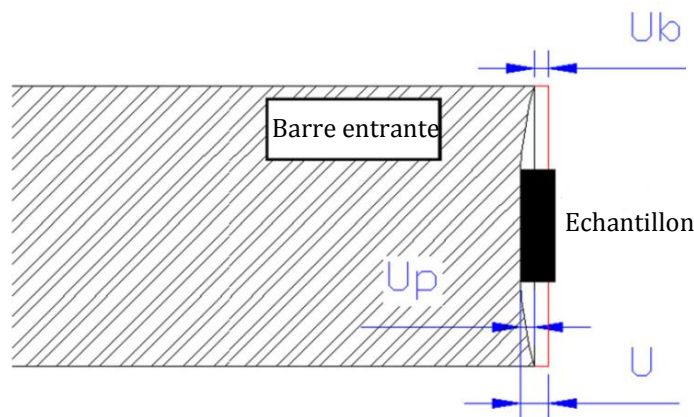


Fig.II.7 Description schématique de l'effet de poinçonnage durant la compression dynamique en utilisant les barres de Hopkinson [II.17].

Pour dépouiller les essais SHPB réalisés au cours de ce travail, nous avons fait usage d'un logiciel entièrement développé au LaBPS appelé WASP (Waves Analysis and Study Program). Le logiciel permet, connaissant les trois ondes (incidente, réfléchie et transmise, Fig.II.8), de tracer la courbe contrainte-déformation vraie traduisant le comportement thermoviscoplastique du matériel testé.

En outre, le logiciel tient compte de la correction des effets de frottement, d'inertie et de l'échauffement adiabatique afin de définir le comportement intrinsèque du matériau. De plus pour les matériaux ductiles une correction du module Young est appliquée en s'aidant de la formule suivante introduite dans WASP :

$$\varepsilon_{\text{corrigée}}(t) = \varepsilon_{\text{mesurée}}(t) - \sigma_{\text{mesurée}}(t) \left[\frac{E_{\text{théorique}} - E_{\text{mesuré}}}{E_{\text{théorique}} \times E_{\text{mesuré}}} \right] \quad (\text{II.22})$$

où $E_{mesuré}$ désigne le module de Young mesuré durant l'essai SHBP et $E_{théorique}$ est le module de Young réel du matériau. Cette approche permet de recalculer la pente de la courbe contrainte-déformation (domaine élastique) afin de corriger l'erreur sur l'estimation du module de Young due au très court temps de montée de l'onde transmise. Ce dernier dépend du diamètre des barres.

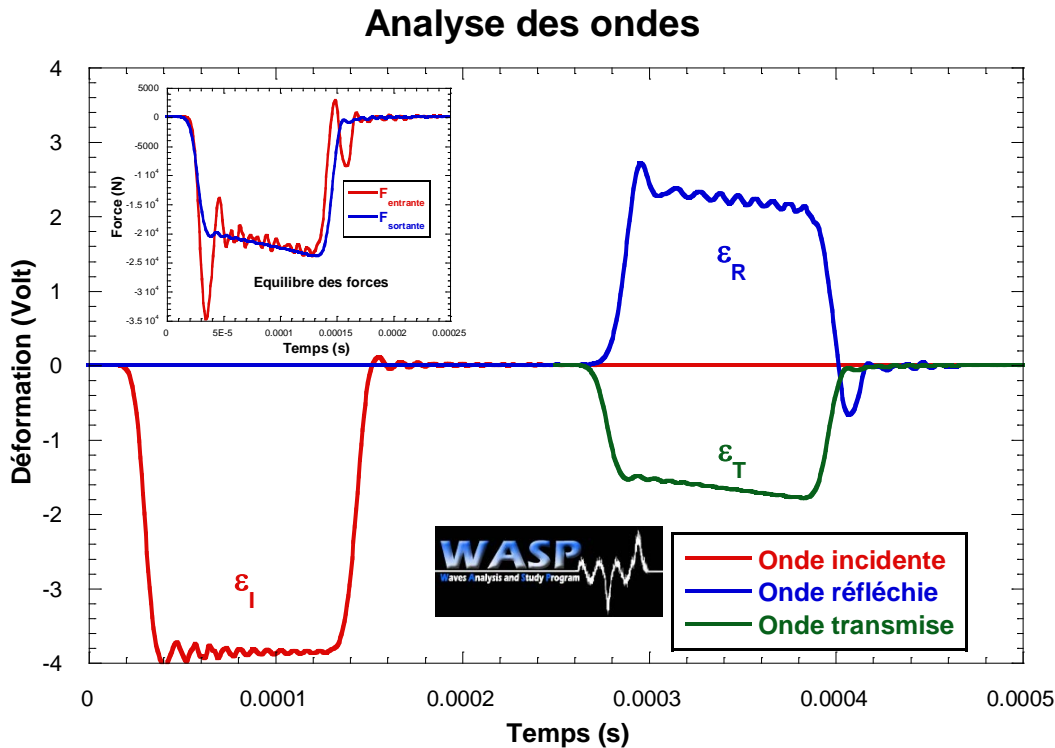


Fig.II.8 Description des ondes élastiques se propageant le long des barres.

L'utilisation de la compression est une première solution pour étendre l'étude du comportement des aciers aux grandes vitesses de sollicitation. Cependant, une connaissance approfondie du comportement des matériaux métalliques demande encore une analyse plus détaillée des mécanismes de rupture, d'endommagement et d'absorption d'énergie. C'est ainsi que la perforation dynamique s'est présentée comme une alternative crédible pour résoudre ce problème.

II.2.3 Perforation par impact balistique

Les dispositifs expérimentaux utilisés pour la réalisation des essais d'impact balistique sont constitués principalement du lanceur à gaz et des équipements auxiliaires nécessaires à l'enregistrement et à l'exploitation des données fournies par les essais.

Le canon à gaz dont le laboratoire est équipé, *Fig.II.9*, possède les principales caractéristiques suivantes :

- Diamètre du tube lanceur : 13 mm.
- Longueur du tube lanceur : 4.5 m (suffisante pour la détente complète de l'air).
- Gamme de vitesse d'impact : 30 à 200 m.s⁻¹ pour une charge de 30 g.
- Alimentation : réseau d'air du laboratoire de pression maximal de 16 bar.

Les principales parties composant le lanceur à gaz ainsi que les dispositifs de mesure de la vitesse des projectiles sont illustrés sur la *Fig.II.9*. La description et le rôle de ces composants et dispositifs sont détaillés ci-dessous.

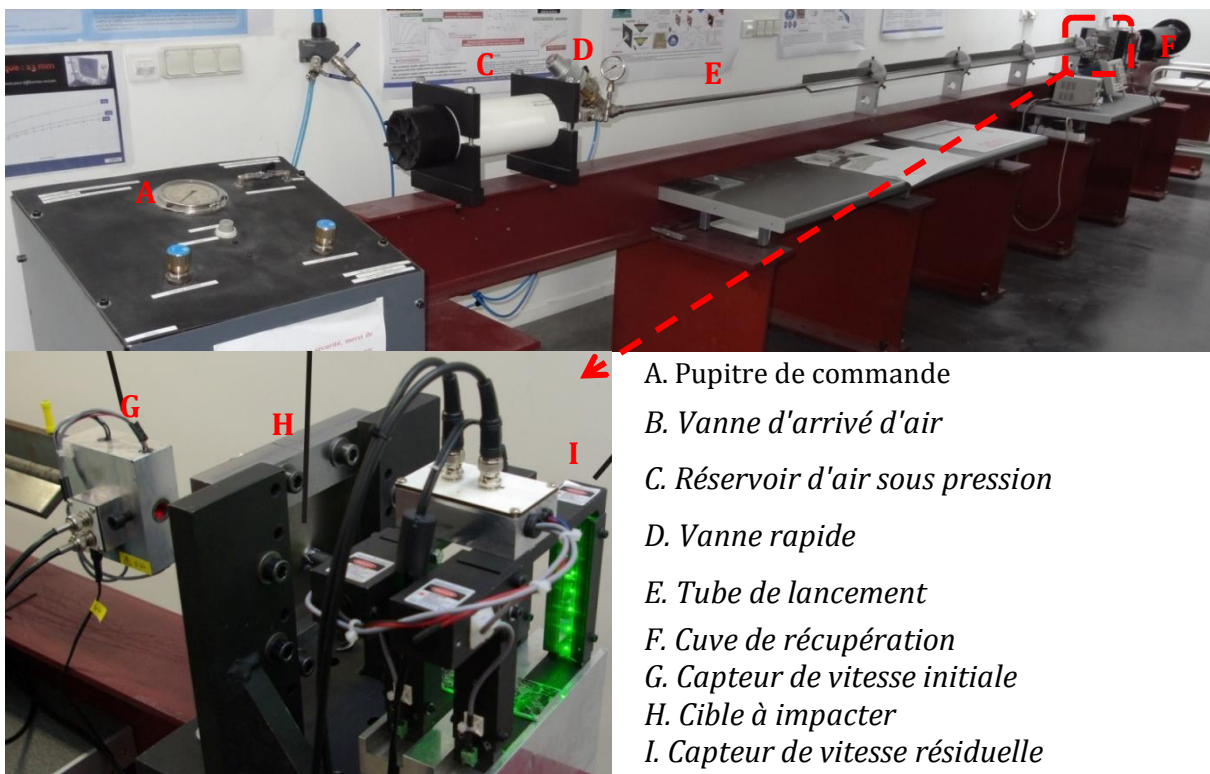


Fig.II.9 Dispositif d'impact balistique aussi appelé canon à gaz.

G. Le **dispositif de mesure de la vitesse initiale** dite d'impact du projectile placé au bout du tube lanceur est composé de deux sources de lumière B_i couplées à deux diodes laser C_i , leur source d'alimentation électrique et un compteur de temps. Le principe de fonctionnement de ce dispositif est le suivant :

- ✓ quand le projectile passe à travers la première source de lumière, le compteur de temps est déclenché. La procédure est répétée une seconde fois lorsque le projectile passe à travers la deuxième source de lumière. On récupère le temps de passage du projectile entre les deux barrières laser Δt_{12} , Fig.II.10.

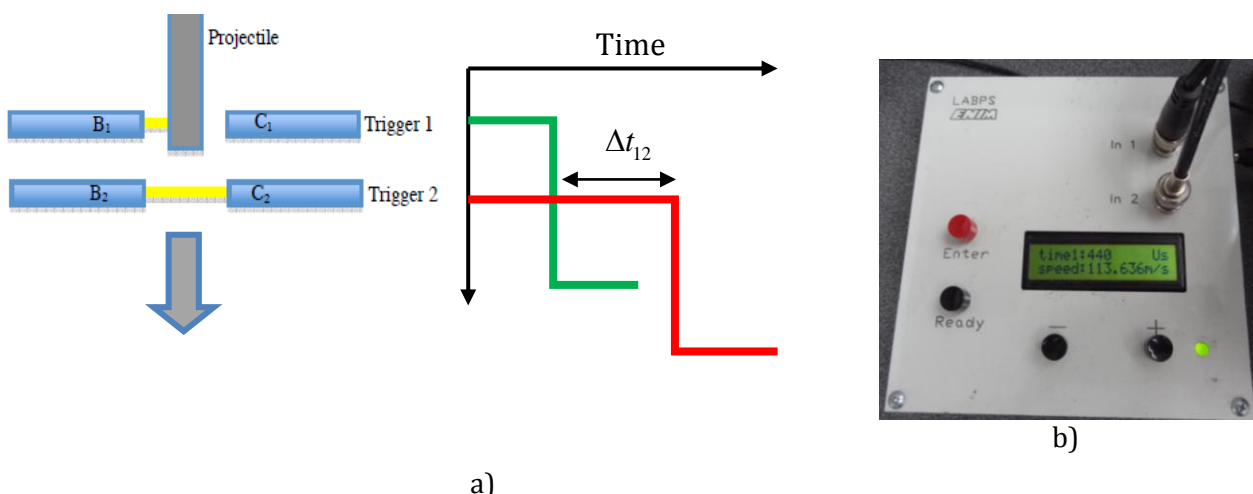


Fig.II.10 a- Description schématique de la mesure de la vitesse d'impact; b- Boîtier du capteur de vitesse initiale.

Connaissant la distance entre les deux sources de lumière ΔX_{12} , il est possible de mesurer la vitesse instantanée du projectile à la sortie du tube :

$$V_0 = \frac{\Delta X_{12}}{\Delta t_{12}} \quad (\text{II.23})$$

Cette technique expérimentale permet de définir avec précision la limite balistique V_B des cibles à impacter.

Ce capteur à laser est connecté à un boîtier géré par un microcontrôleur qui affiche directement la valeur de la vitesse du projectile. Tout ce dispositif a été entièrement développé dans le cadre de cette thèse.

I. Le **dispositif de capteur de vitesse** résiduelle du projectile après impact de la cible est placé juste derrière le support de fixation de la plaque. Il est constitué de deux barrières de laser et d'une source d'alimentation électrique. Le système de déclenchement est identique à celui du dispositif de mesure de la vitesse initiale décrit ci-dessus, *Fig.II.10*. Contrairement au premier dispositif, la lumière émise ici par la source lumineuse se propage entre deux miroirs parallèles par réflexion. Le pas entre deux rayons laser réfléchis successifs est de 5mm. Ainsi, étant donné que le projectile n'est plus guidé après la perforation, on est assuré qu'il puisse couper le rayon laser quelle que soit sa trajectoire, *Fig.II.11*.

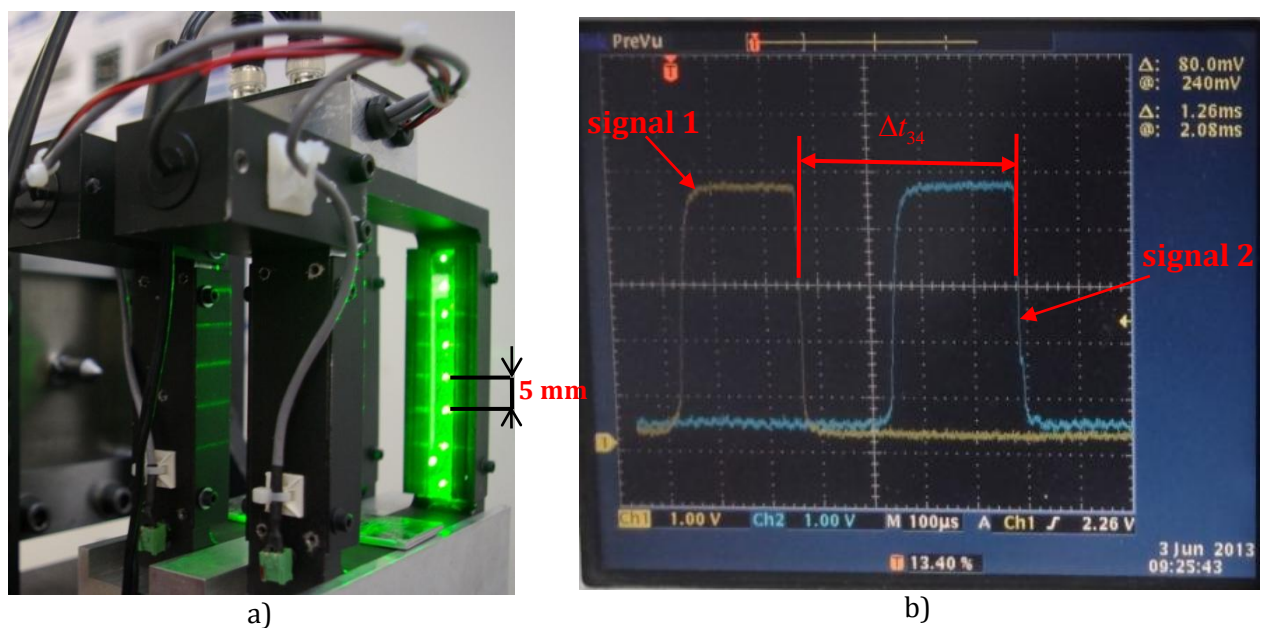


Fig.II.11 a- Capteur de vitesse résiduelle; b-Signale de temps mesuré par l'oscilloscope.

Le dispositif peut détecter le passage de tout projectile de diamètre supérieure à 5mm. La vitesse résiduelle s'exprime donc comme suit :

$$V_R = \frac{\Delta X_{34}}{\Delta t_{34}} \quad (\text{II.24})$$

où ΔX_{34} désigne la distance entre les deux barrières laser et Δt_{34} est le temps de passage du projectile entre ces barrières. Tout le dispositif est relié à un oscilloscope numérique afin de visualiser le signal et permettre la mesure du temps entre les deux déclenchements Δt_{34} .

Pour vérifier la validité et déterminer l'incertitude de mesure entre ces deux capteurs de vitesse, nous avons réalisé plusieurs essais à vide (sans cible à impacter). La distance qui sépare les deux capteurs est de 0.3 m. L'erreur maximale sur la mesure de la vitesse du projectile entre ces deux dispositifs est estimée à $|\Delta\bar{V}| = 1m.s^{-1}$. En parallèle, la vitesse du projectile entre **G** et **I** a été mesurée en utilisant une caméra ultra-rapide Phantom v710. Le résultat obtenu concorde bien avec la valeur obtenue en utilisant les deux compteurs de temps. Les essais à vide ont montré que l'accélération du projectile entre les deux capteurs de mesure est quasiment nulle : par conséquent, la vitesse du projectile entre les deux points de mesure est quasiment constante pour un essai sans plaque à impacter.

La vitesse d'impact initiale du projectile dépend de la pression d'air comprimé emmagasiné dans le réservoir (C). Nous avons donc réalisé plusieurs essais à vide à différentes valeurs de pression d'air comprimé afin d'établir une relation à partir des mesures expérimentales entre la pression d'air admis dans le système et la vitesse de projectile au bout du tube lanceur. Cette relation ainsi obtenue, *Fig.II.12.a*, appelée courbe de calibration des projectiles de masse constante $m_p = 30\text{ g}$, nous permet de pouvoir fixer avec précision la pression d'air comprimé nécessaire pour tirer un projectile à une vitesse d'impact donnée. Afin d'optimiser l'énergie cinétique du projectile, une campagne d'essais a été réalisée avec des projectiles de masses différentes variant de 10g à 35 g. Tous les tirs ont été exécutés à la même pression maximale $P^{\max} = 16\text{ bar}$. Comme on peut l'observer sur la *Fig.II.12.b*, la vitesse du projectile diminue avec la masse. Il convient donc de diminuer la masse du projectile si on veut augmenter sa vitesse. Cependant, lors des essais préliminaires il a été constaté que pour assurer un guidage rectiligne du projectile dans le tube, la longueur minimale de la partie cylindrique doit être supérieure à 20mm. Ce qui limite la masse minimale du projectile à 25 g (le diamètre et la masse volumique du matériau étant fixés). Nous avons donc imposé la masse des projectiles à 30 g, quelle que soit la géométrie du bout impactant.

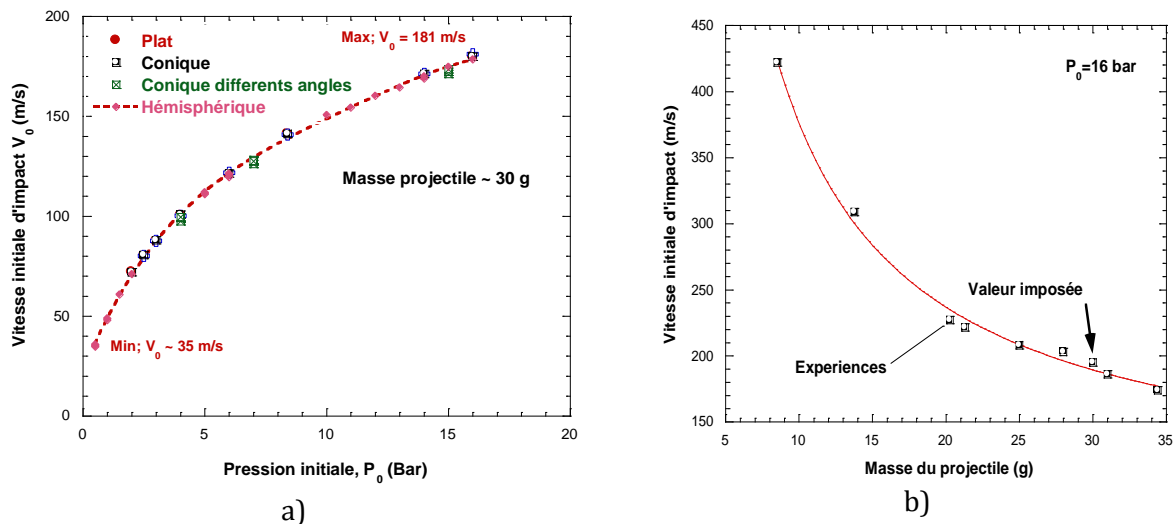


Fig.II.12 a-Variation de la vitesse initiale en fonction de la pression d'air comprimé; b-Variation de la vitesse en fonction de la masse du projectile.

Les cibles qui ont fait l'objet de notre étude sont des plaques en acier (acier doux ES et acier ferritique IF) dont la géométrie est présentée sur la Fig.II.13.a. Après fixation de la plaque dans le système de bridage afin de réduire l'effet de glissement et de flexion, Fig.II.13.b, la partie active qui peut être impactée par le projectile est de 100×100 mm². Le système de bridage est en suite monté solidaire sur un support rigide à nervure qui est fixé sur le banc d'essai. On évite ainsi tout mouvement de la cible au cours de l'essai.

Différentes épaisseurs de plaque ont été testées en vue d'analyser leur influence sur les propriétés balistiques des cibles (courbe balistique, limite balistique, capacité d'absorption d'énergie) : 1mm, 1.5mm, 2mm et 4mm. Tous les tirs ont été réalisés dans les conditions dites "d'impact normal" décrites dans le chapitre 1, dont les points importants sont les suivants :

- ✓ Le vecteur vitesse du projectile coïncide avec son axe de symétrie.
- ✓ La normale à la surface de la plaque et la direction du vecteur vitesse coïncident.
- ✓ La cible est réglée dans l'axe du tube lanceur de façon à être impactée en son centre.

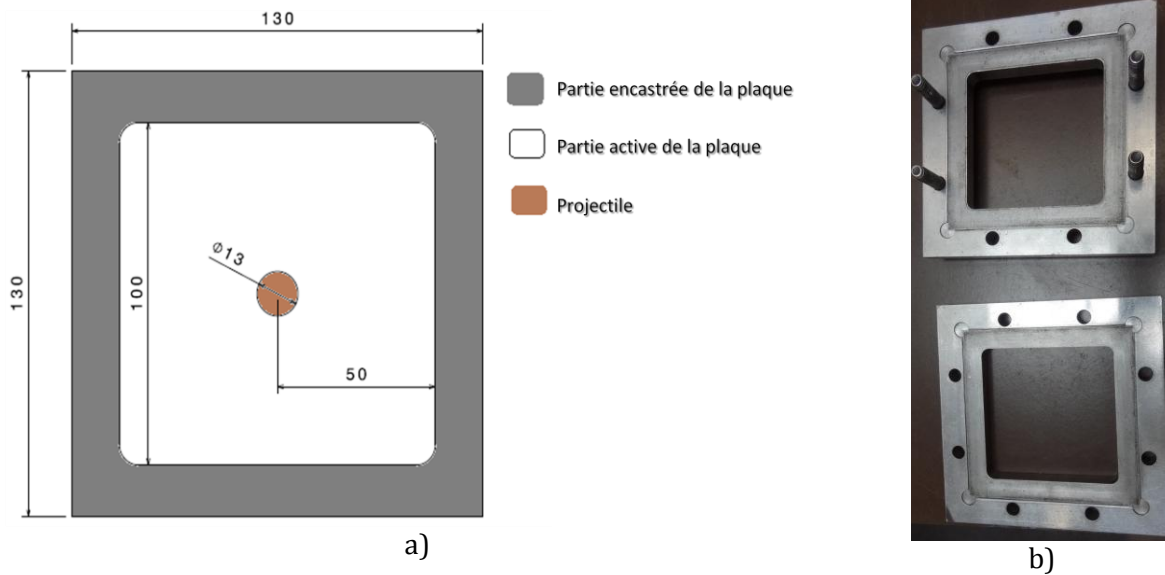


Fig.II.13 a- Géométrie des plaques d'acier utilisées durant les essais; b-Système de bridage des cibles.

Les auteurs comme Norman et al. [II.23, II.24] et Borvik et al. [II.25] ayant travaillé sur l'impact et la perforation des plaques métalliques ont démontré qu'une plaque carrée a les mêmes propriétés balistiques (limite balistique, capacité d'absorption d'énergie, mode de rupture) qu'une plaque de forme circulaire à condition que le côté de cette plaque soit égal au diamètre de la plaque circulaire, tous les autres paramètres étant identiques. La géométrie de la plaque a donc très peu d'influence sur son comportement mécanique sous impact dynamique. L'un des paramètres adimensionnels pouvant avoir une influence sur les propriétés balistiques de la plaque est le rapport S/d , où S désigne la diagonale de la plaque et d le diamètre du projectile [II.23]. Toutefois nous n'allons pas étudier en détails l'influence de ce paramètre dans ce travail et sa valeur sera imposée constante ($s/d=10.8$). Le paramètre adimensionnel H/d (où H désigne l'épaisseur de la plaque) est quant à lui inférieur à $1/3$ pour toutes les épaisseurs considérées dans cette étude. Par conséquent nous pouvons classer les essais d'impact que nous avons réalisés dans la catégorie « perforation de structures minces » [II.26].

Différentes géométries de projectile ont été utilisées dans ce travail de thèse dans le but d'analyser l'influence des bouts impactants sur les propriétés balistiques de la cible. Ces projectiles sont présentées sur la Fig.II.14. Tous les projectiles ont été usinés en acier à haute résistance désigné industriellement par « Acier Marval18 », ont la même masse $m_p = 30\text{ g}$ et

ont subi un traitement thermique de durcissement par vieillissement (chauffage à 480°C et maintien 4h à température suivi d'un refroidissement à l'air) afin d'améliorer leurs propriétés mécaniques, Tab.3. Ces projectiles seront donc considérés comme non déformables. Seule la plaque à perforer est susceptible de se déformer plastiquement.

Dureté Vickers (Hv)	Résistance mécanique (MPa)	Limite d'élasticité à 0,2% (MPa)
320	1850	1780

Tab.3 Caractéristiques mécaniques de l'acier Marval18.

Tous les projectiles ont le même diamètre ($\varnothing = 12.9\text{mm}$), un tronc cylindrique et se différencient par la géométrie du bout impactant, Fig.II.14.

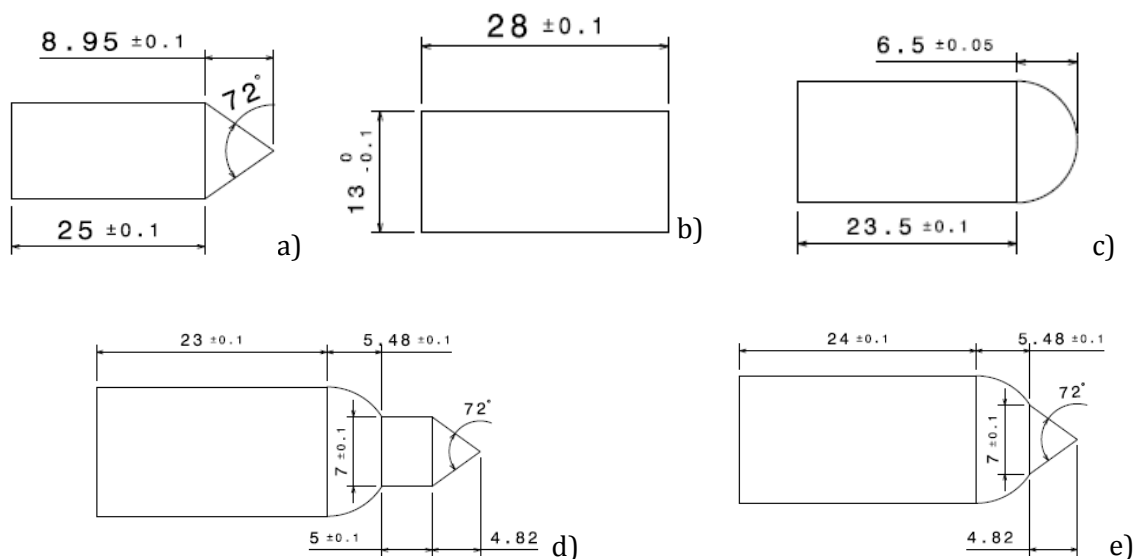


Fig.II.14 Géométries des différents impactant utilisés. a-Conique; b-Plat; c- Hémisphérique; d- Hémisphérique+conique (Projectile A); e-hémisphérique+conique (Projectile B).

Il faut noter qu'une étude particulière a également été menée en utilisant les projectiles usinés dans des matériaux non métalliques (polymère PA6, PVC, silicone) afin d'étudier l'influence des caractéristiques mécaniques et physiques du matériau de l'impactant sur les propriétés balistiques de la cible. Il en ressort qu'un projectile mou ou déformable change de forme lorsqu'il pénètre une cible en métal ductile. La déformation du projectile augmente l'aire de la surface de contact et donc diminue la densité surfacique du projectile. Nous

analyserons donc l'effet spécifique de la déformation du projectile sur la limite balistique, les mécanismes de rupture et de localisation de la déformation plastique dans la plaque.

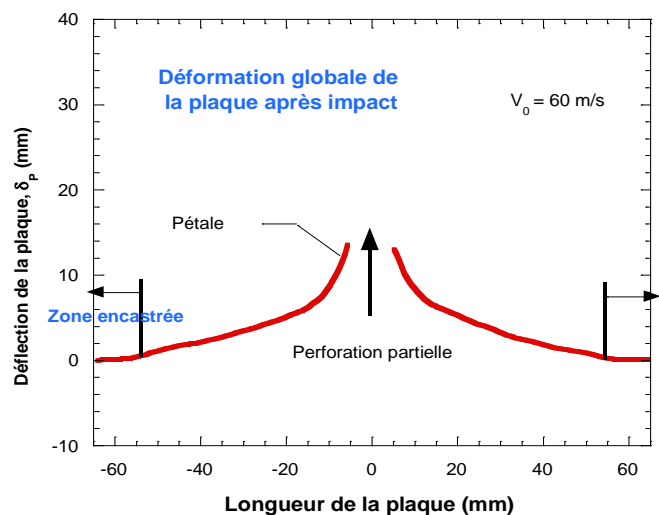
Les principales étapes de la campagne d'essais sont les suivantes:

✚ Etape préparatoire

Les échantillons, plaques métalliques en occurrence, sont soigneusement découpés aux dimensions souhaitées. La cible est fixée sur le support porte cible et l'ensemble est monté sur le banc d'essai. Le projectile est ensuite chargé dans le tube lanceur et la cage de protection qui permet de retenir les débris éjectés lors de l'impact est mise en place. Le boîtier de mesure de la vitesse initiale et l'oscilloscope sont réglés pour l'enregistrement des signaux des capteurs de vitesse.

✚ Exécution du tir

Remplissage du réservoir d'air comprimé et contrôle de la pression de l'air à l'aide du manomètre du pupitre de commande, puis déclenchement du tir.



a)

b)

Fig.II.15 a- Profilomètre utilisé pour la mesure de déflexion permanente des plaques; b- Résultats expérimentaux de la déflexion de la plaque, $V_0 = 60 \text{ m/s}$.

✚ Exploitation des résultats

Après le tir, nous récupérons les vitesses mesurées par les deux dispositifs (G, I) permettant d'établir la courbe balistique et le bilan énergétique de la plaque. Une analyse post-mortem des cibles impactées est réalisée en utilisant un profilomètre-2D, *Fig.II.15*, afin de mesurer la déflexion de la plaque avec une précision de $3\ \mu m$.

Etant donné que les mesures de déflexion sont effectuées après l'impact, le déplacement provient exclusivement de la déformation plastique. Le retour élastique ne peut donc pas être considéré.

II.3 Conclusions

Les protocoles expérimentaux et les dispositifs terminaux d'essais présentés dans ce chapitre pour les essais de traction et compression nous ont permis de caractériser le comportement des deux matériaux étudiés dans les domaines quasi-statique et dynamique. Les résultats issus de ces essais seront présentés dans le chapitre 3 de ce manuscrit de thèse. La difficulté de la mise en œuvre des essais expérimentaux de caractérisation mécanique réside dans la calibration des machines d'essais afin de pouvoir mesurer le comportement intrinsèque du matériau étudié sans l'influence des paramètres de réglage de la machine (vibration propre, rigidité, précision de la mesure). Dans le cas des essais de traction, la géométrie de l'éprouvette a été optimisée dans le but d'atteindre une large gamme de vitesses d'essai tout en conservant l'homogénéité des champs de contrainte et de déformation dans le matériau le plus longtemps possible avant le début de la striction.

L'originalité de notre système de lanceur à gaz utilisé pour la perforation dynamique réside dans :

- ✚ l'utilisation d'un réservoir (C) comme chambre d'air sous pression et d'une vanne rapide (B) pour le déclenchement du tir
- ✚ l'utilisation de deux dispositifs de mesure entièrement développés au sein du laboratoire (LaBPS, Metz) dans le cadre de ce travail permettant de mesurer les vitesses initiale et résiduelle du projectile.

La limite inhérente au canon à gaz est la vitesse de tir des projectiles qui ne peut excéder la valeur maximale de 181 m/s. Cette limite est liée à la pression d'air maximale dans le réservoir qui est de 16 bar. Ce qui ne permet pas d'étudier les structures métalliques très épais (épaisseur supérieure à 4mm) et très résistant (limite élastique supérieure à 600 MPa).

Références bibliographiques du chapitre II

- [II.1] A. M. Automotive Worldwide, "Catalogue Définition des produits, Grandes familles métallurgiques et caractérisations," 2012.
- [II.2] Eurotherm Automation, "Contrôleur Euroterm." [Online]. Available: <http://www.eurotherm.tm.fr/products/controllers/>.
- [II.3] P. Larour, A. Rusinek, J. R. Klepaczko, and W. Bleck, "Effects of strain rate and identification of material constants for three automotive steels," *Steel research international*, vol. 78, no. 4, 2007.
- [II.4] A. Rusinek, R. Zaera, J. R. Klepaczko, and R. Cheriguene, "Analysis of inertia and scale effects on dynamic neck formation during tension of sheet steel," *Acta Materialia*, vol. 53, pp. 5387–5400, Oct. 2005.
- [II.5] A. Rusinek, R. Zaera, J. Klepaczko, and R. Cheriguene, "Analysis of inertia and scale effects on dynamic neck formation during tension of sheet steel," *Acta Materialia*, no. 3, pp. 1–14, Oct. 2005.
- [II.6] W. Bleck and P. Larour, "Measurement of the mechanical properties of car body sheet steels at high strain rates and non ambient temperature," *Journal de physics IV*, vol. 110, pp. 489–494, 2003.
- [II.7] G. Haugou, "Moyens d'essais et de caractérisation de lois de comportement matérielles en dynamique moyennes vitesses," 2003.
- [II.8] J. C. Lindholm and R. L. Craft, "Design and evaluation of a testing machine for determining tensile properties of materials at moderate strain rates," *Experimental Mechanics*, vol. 11, no. 4, pp. 153–160, 1971.
- [II.9] T. Nicholas, "Tensile testing of materials at high rates of strain," *Experimental Mechanics*, vol. 21, no. 5, pp. 177–185, May 1981.

- [II.10] Considere A. G., "Mémoire sur l'empois du fer et de l'acier dans les constructions," in *Annale des ponts et chaussées*, pp. 577–775.
- [II.11] Instron, "Série 5500, Systèmes évolués d'essais de matériaux," *instrons corporation*. [Online]. Available: www.instron.com.
- [II.12] H. D. Bui, *Introduction aux problèmes inverses en mécanique des matériaux*, Editions E. Paris: , 1994.
- [II.13] G. Gary and H. Zhao, "Étude expérimentale du comportement dynamique des matériaux," *Mec. Ind.*, vol. 2139, pp. 15–26, 2000.
- [II.14] K. T. Ramesh, *Springer handbook of experimental solid mechanics*. 2008, pp. 1–31.
- [II.15] W. Cheng and B. Song, *Split Hopkinson (Kolsky) Bar*, Mechanical. New York: Springer, 2011.
- [II.16] J. Klepaczko and Z. Malinowski, "Dynamic frictional effects as measured from the Split Hopkinson Pressure Bar," *High Velocity Deformation of Solids, Springer Berlin Heidelberg*, pp. 403–416, 1978.
- [II.17] T. Jankowiak, a. Rusinek, and T. Lodygowski, "Validation of the Klepaczko–Malinowski model for friction correction and recommendations on Split Hopkinson Pressure Bar," *Finite Elements in Analysis and Design*, vol. 47, no. 10, pp. 1191–1208, Oct. 2011.
- [II.18] H. Kolsky, "An investigation of the mechanical properties of material at a very high rate of loading," *Proceedings of the Physical Society of London*, vol. B62, pp. 676–701, 1949.
- [II.19] M. A. Kaiser, "Advancements in the Split Hopkinson Bar Test by Advancements in the Split Hopkinson Bar Test," 1998.
- [II.20] W. E. Jahsman, "Re-examination of the Kolsky technique for measuring dynamic material behaviour," *Journal of Applied Mechanics*, no. 77–82, 1971.
- [II.21] J. F. Bell, "An experimental diffraction grating study of the quasi static hypothesis of Split Hopkinson bar experiment," *Journal of mechanics and physics of solids*, vol. 14, pp. 309–327, 1966.
- [II.22] K. Safa and G. Gary, "Displacement correction for punching at a dynamically loaded bar end," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 37, no. 4, pp. 371–384, 2010.
- [II.23] N. Jones and J. K. Paik, "Impact perforation of aluminium alloy plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 48, pp. 46–53, Oct. 2012.
- [II.24] N. Jones, S. R. Birch, and R. Duan, "Low velocity perforation of mild steel rectangular plates with projectiles having different shaped impact faces," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 130, no. 3, pp. 1–8, 2008.
-

- [II.25]F. Grytten, T. Borvik, S. O. Hopperstad, and M. Langseth, “Low velocity perforation of AA5083-H116 aluminium plates. International Journal of Impact Engineering,” *International Journal of Impact Engineering*, vol. 34, no. 4, pp. 597–610, 2009.
- [II.26]Z. Rosenberg and E. Dekel, “Revisiting the perforation of ductile plates by sharp-nosed rigid projectiles,” *International Journal of Solids and Structures*, vol. 47, no. 22–23, pp. 3022–3033, Nov. 2010.

CHAPITRE III

Analyse et discussion des résultats expérimentaux

Introduction

Il est présenté dans ce chapitre l'ensemble des résultats provenant des essais de chargement quasi-statiques et dynamiques ainsi que la modélisation du comportement mécanique des deux matériaux étudiés : l'acier doux ES et l'acier IF. Chaque matériau est caractérisé pour une large gamme de vitesses de déformation ($10^{-4} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^3 \text{ s}^{-1}$). Nous nous intéressons particulièrement à l'influence de la vitesse de chargement et de la température sur la réponse plastique du matériau.

La simulation du processus de perforation à grande vitesse est très complexe et nécessite l'utilisation de modèles de comportement fiables et robustes capables de simuler la réponse du matériau à hautes vitesses de déformation. De nos jours, la modélisation du comportement mécanique prend une place de plus en plus importante dans le processus de conception des produits et dans la définition des critères de sécurité des structures. Un problème majeur dans le processus réside, d'une part dans le choix de la loi de comportement et d'autre part dans l'identification des paramètres de cette loi.

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons présenter les résultats des différents essais quasi-statiques et dynamiques (traction, compression), suivis d'une modélisation thermoviscoplastique aux moyens de lois de comportement décrites précédemment. Dans la deuxième partie, nous analyserons les résultats des essais expérimentaux portant sur les essais de perforation réalisés via l'emploi du canon à gaz.

III.1 Résultats des essais de caractérisation pour l'aciers doux ES

Les tôles d'acier de 1,5 mm ont servi à réaliser les éprouvettes de traction et les tôles de 4mm d'épaisseur pour usiner les pastilles de compression. Nous présenterons les résultats par type de sollicitation (traction, compression).

III.1.1 Essais de traction

Le comportement mécanique du matériau sera présenté sous forme de courbe contrainte-déformation vraie couvrant une gamme de vitesses de déformation de 10^{-4} s^{-1} à 15

s⁻¹. Pour tenir compte de l'influence de la température d'essai sur la réponse plastique du matériau, une partie des essais quasi-statiques ont été réalisés à différentes températures (300 K, 423 K, 523 K). Cette étude de sensibilité à la température n'a pas pu être étendue aux chargements dynamiques compte tenu de la difficulté de mise en œuvre avec les moyens techniques de caractérisation dont nous disposons actuellement. Chaque essai a été doublé ou triplé en fonction de la dispersion (les détails sont présentés dans l'annexe III). Les résultats obtenus sont résumés sur la Fig.III.1.

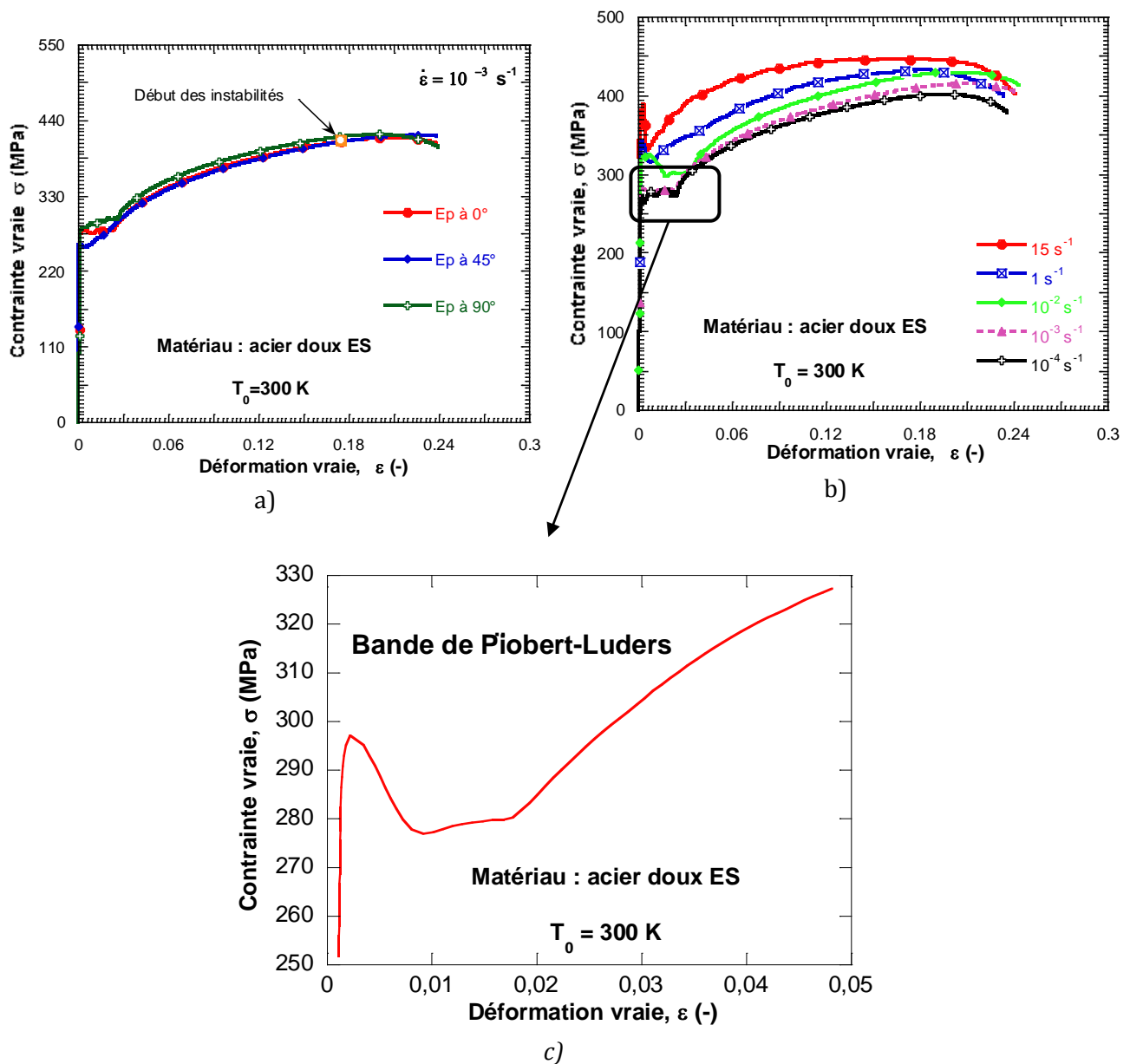


Fig.III.1 Courbe contrainte-déformation de l'acier doux ES. a- Trois directions de chargement; b- Différentes vitesses de déformation; c- Observation d'une bande de Piobert-Lüders.

On remarque sur la *Fig.III.1-a* que la réponse du matériau varie très peu avec la direction de sollicitation (0° , 45° , 90°), on peut donc affirmer que le matériau est quasi-isotrope dans le plan de la tôle. Le coefficient de Lankford qui caractérise l'anisotropie liée à la direction de chargement sera calculé dans la section III.2. La plage de déformation homogène dans le matériau avant le début de l'instabilité est très faible ($\varepsilon \leq 0.2$). On note un écrouissage relativement élevé pour les essais quasi-statiques mais qui diminue pour $\dot{\varepsilon} = 15 \text{ s}^{-1}$ dû à l'adoucissement thermique dynamique. Il faudrait plus d'essais de traction dynamique pour confirmer cette observation. Toutefois, des études sur ce matériau disponibles dans la littérature [III.1–III.3] confirme que l'écrouissage diminue bien avec la vitesse de sollicitation. L'acier doux ES possède une sensibilité prononcée à la vitesse de déformation. La contrainte d'écoulement augmente avec la vitesse de déformation, *Fig.III.1-b*. Cette sensibilité à la vitesse de déformation de la contrainte d'écoulement est définie par :

$$m' = \left. \frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\varepsilon}} \right|_{\varepsilon, T} \quad \text{ou} \quad m = \left. \frac{\partial \sigma}{\partial \log \dot{\varepsilon}} \right|_{\varepsilon, T} \quad (\text{III.1})$$

où m est la sensibilité à la vitesse de déformation et m' désigne la sensibilité logarithmique. Nous compléterons plus tard (paragraphe III.1.2) l'étude de la sensibilité de la sensibilité à la vitesse de déformation de ce matériau en combinant les essais de traction avec les essais de compression dynamiques.

Les essais quasi-statiques en température montrent une augmentation de la contrainte d'écoulement avec la température dans l'intervalle 293 K à 400 K (*Fig.III.2*), ce qui ne représente pas le comportement général des aciers ferritique (Zeghib, 1990 sur la *Fig.III.2.d*) pour lesquels il est bien connu que la température contribue à la diminution de la contrainte d'écoulement. Ce phénomène est appelé vieillissement dynamique [III.4, III.5] du matériau et résulte d'une diffusion des atomes de carbone présents dans le matériau vers des dislocations créant une augmentation notable de la contrainte d'écoulement pour un certain domaine de température [III.1]. Au delà d'une certaine température, le vieillissement dynamique disparaît entraînant la décroissance de la contrainte avec la température [III.5].

En raison du phénomène de vieillissement dynamique, la réponse du comportement de l'acier doux ES en température dans l'intervalle 293 K à 400 K n'est pas exploitable. Par

conséquent, l'étude de la dépendance en température pour ce matériau sera faite à partir des résultats publiés dans la littérature [III.2, III.3, III.6].

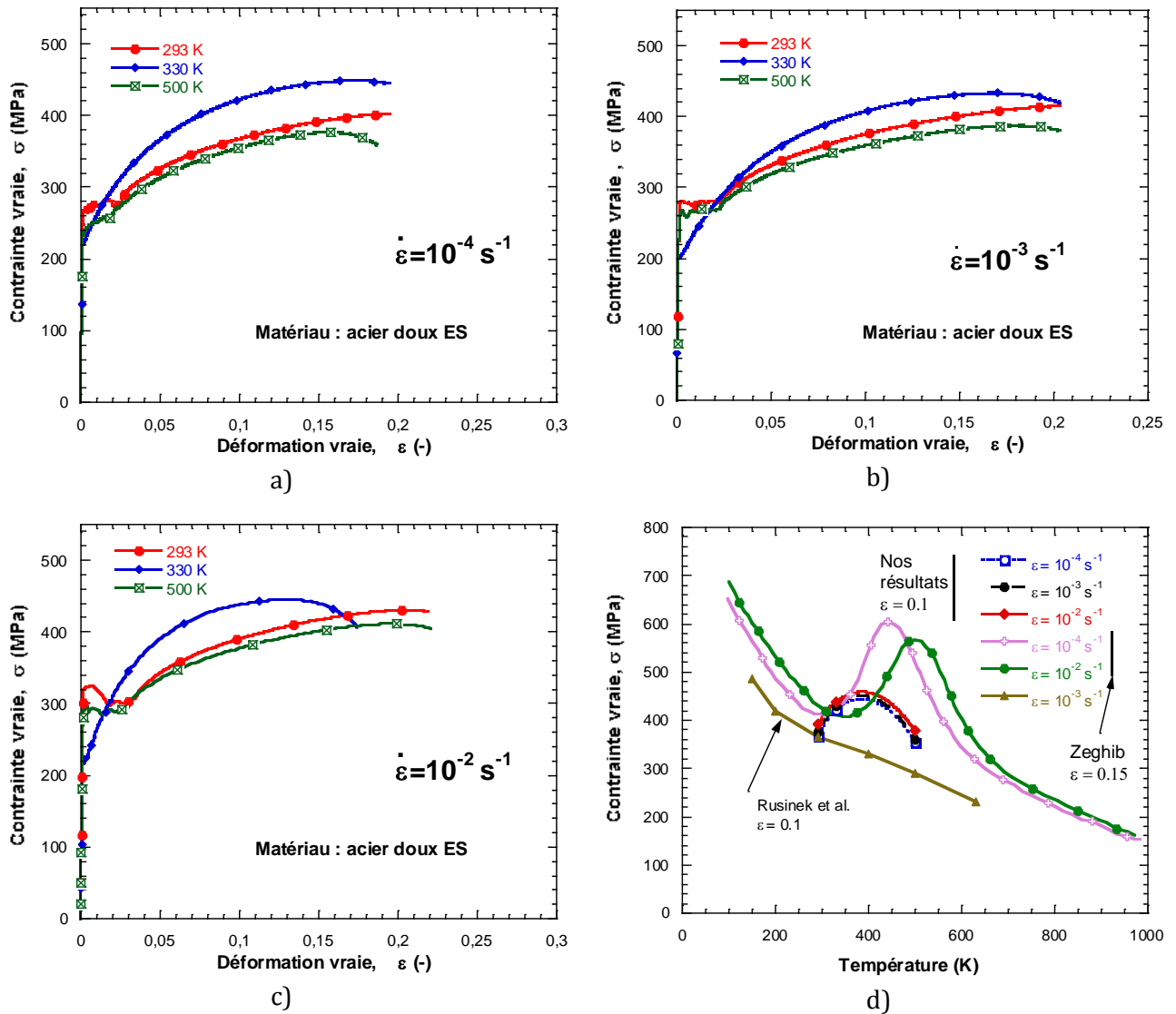


Fig.III.2 Courbe contrainte-déformation de l'acier doux ES à différentes températures. a- $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; b- $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$; c- $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$; d- Courbe contrainte-température à 10% de déformation.

Un autre comportement de ce matériau lié au vieillissement dynamique est la présence de bandes de Piobert-Lüders [III.5] visibles sur les courbes (Fig.III.1, Fig.III.2) juste au début de l'écoulement plastique. Ce phénomène est en générale associé à la formation d'une bande de localisation de la déformation qui se propage le long de la partie utile de l'éprouvette. Lorsque l'ensemble cette dernière est entièrement traversée par la bande, la déformation redevient homogène et on observe un durcissement sur la courbe correspondant à

l'écroutissage du matériau. Ce phénomène observé expérimentalement sera négligé dans la suite et ne sera pas modélisé analytiquement.

III.1.2 Essais de compression

Des essais de compression quasi-statique ont été réalisés à température ambiante, *Fig.III.3*. Les courbes de compression sont sensiblement identiques à celles de traction dans le domaine des déformations homogènes. Nous pouvons donc supposer que l'écoulement plastique est symétrique (écoulement plastique de von-Mises). L'apparition de la striction au niveau de l'éprouvette à parti de 20% de déformation lors de la sollicitation en traction entraîne une légère diminution du niveau de contrainte dans le matériau jusqu'à la rupture. Ce qui n'est pas le cas pour la sollicitation en compression où la contrainte dans le matériau augmente par écroutissage jusqu'à l'arrêt de l'essai. C'est ce qui explique la différence entre les courbes de traction et de compression au delà du domaine homogène de déformation.

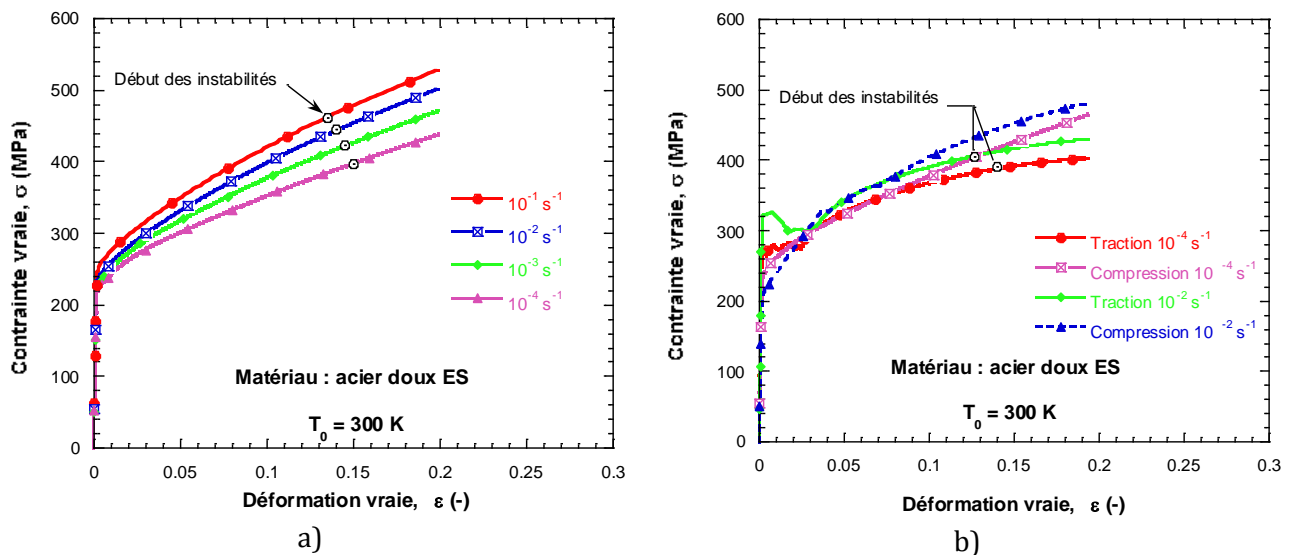


Fig.III.3 Courbe contrainte-déformation à différentes vitesses de déformations. a-Sollicitation en compression; b- Comparaison traction-compression.

Partant de cette observation, nous pouvons donc décrire la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation en combinant les courbes de traction et de compression dynamiques. Les résultats des essais de compression dynamiques en utilisant les barres de Hopkinson sont regroupés sur la *Fig.III.4*.

On observe sur les courbes contrainte-déformation en compression dynamique des oscillations qui s'amplifient lorsque la vitesse de déformation augmente, *Fig.III.4*. Ceci est dû au caractère oscillant du chargement avec les barres de Hopkinson. Il est possible de corriger ces oscillations en appliquant la méthode de dépouillement des résultats basée sur une technique de calcul dite inverse développée par Gary et Zao [III.7]. Dans notre cas, nous présentons les résultats bruts sans correction mais en appliquant un filtre.

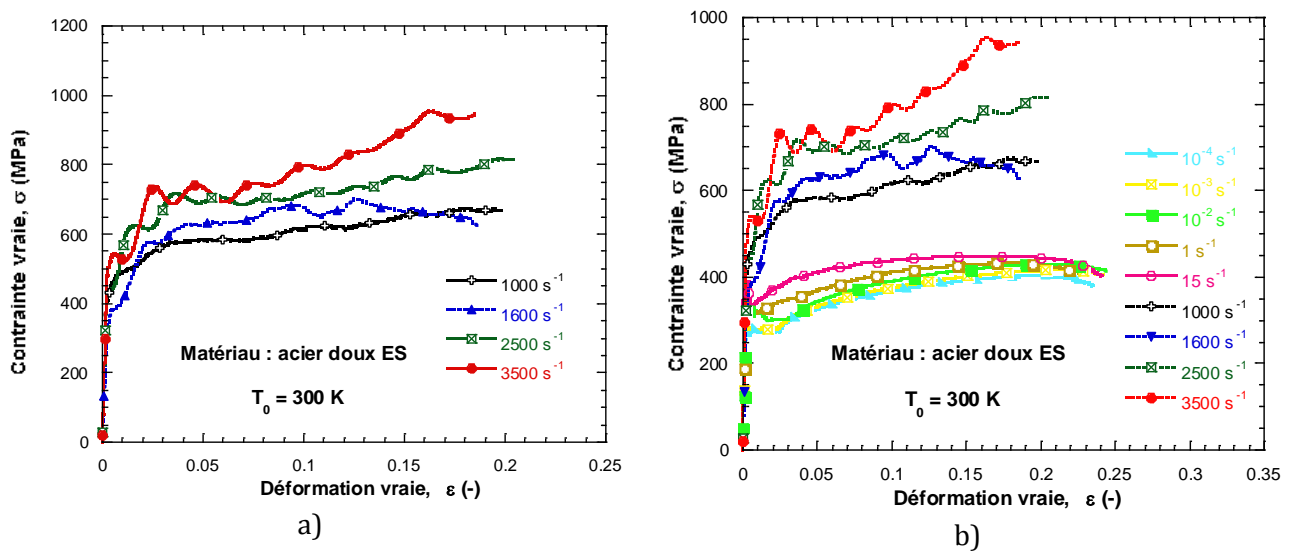


Fig.III.4 Courbe contrainte-déformation à différentes vitesses de déformation. a- Compression dynamique; b- Combinaison traction+compression.

On note une très forte sensibilité du matériau à la vitesse de déformation. Un écart de 150 MPa entre les niveaux de contrainte est enregistré lorsqu'on passe de 15 s^{-1} (essai de traction) à 1000 s^{-1} (essai de compression). En se basant sur le diagramme schématisé des mécanismes de déformation (*Fig.V.1, annexe I*), on peut donc dire que les mécanismes mis en jeu sont thermiquement activés à la limite avec les mécanismes de frottement visqueux. La variation des deux coefficients de sensibilité à la vitesse de déformation est représentée sur la *Fig.III.5*. La courbe de variation de m décrit bien la relation non linéaire entre la contrainte et la vitesse de déformation, à déformation fixée.

Ces résultats expérimentaux seront exploités pour modéliser le comportement de l'acier doux ES au moyen de lois constitutives.

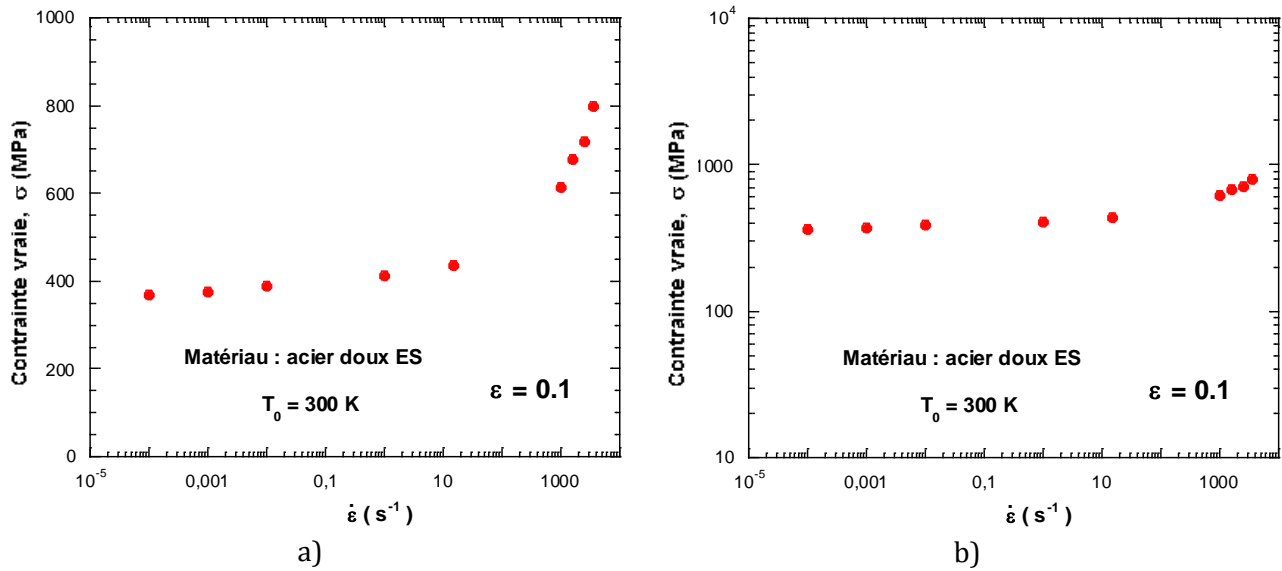


Fig.III.5 Influence de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement. a- Sensibilité à la vitesse de déformation m ; b- Sensibilité logarithmique m' .

Dans la section suivante nous présenterons et analyserons l'ensemble des résultats de caractérisation obtenus pour l'acier IF.

III.2 Résultats des essais de caractérisation pour l'acier IF

Nous ne disposons pour ce matériau que de tôles d'épaisseur 1 mm qui ont servi à usiner des éprouvettes de traction. Par conséquent ce matériau n'a pas été sollicité en compression. Les essais de traction aux vitesses de déformation relativement élevées, jusqu'à 250 s^{-1} , sont effectués à température ambiante, Fig.III.6-c. Afin d'étudier l'influence de l'adoucissement thermique sur le niveau de contrainte dans le matériau, des essais quasi-statiques ont été réalisés pour différentes températures (330 K, 500 K), Fig.III.6-b. Ces courbes nous donnent les premières informations sur le comportement de l'acier IF en traction. La déformation plastique homogène reste inférieure à 0.3 pour l'ensemble des essais, et diminue avec la température et la vitesse de déformation. La consolidation du matériau paraît relativement élevée dans le domaine quasi-statique, ce qui traduit une ductilité plus grande à faible vitesse de déformation qu'à des vitesses de déformation élevées. Il apparaît une augmentation de la contrainte d'écoulement avec la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$. Plus la vitesse de déformation de l'essai est importante, plus l'augmentation du niveau de la contrainte est prononcée, Fig.III.6-c.

On note un accroissement net de la contrainte pour des vitesses de déformation 100 s^{-1} et 250 s^{-1} , ce qui traduit une augmentation de la sensibilité à la vitesse de déformation.

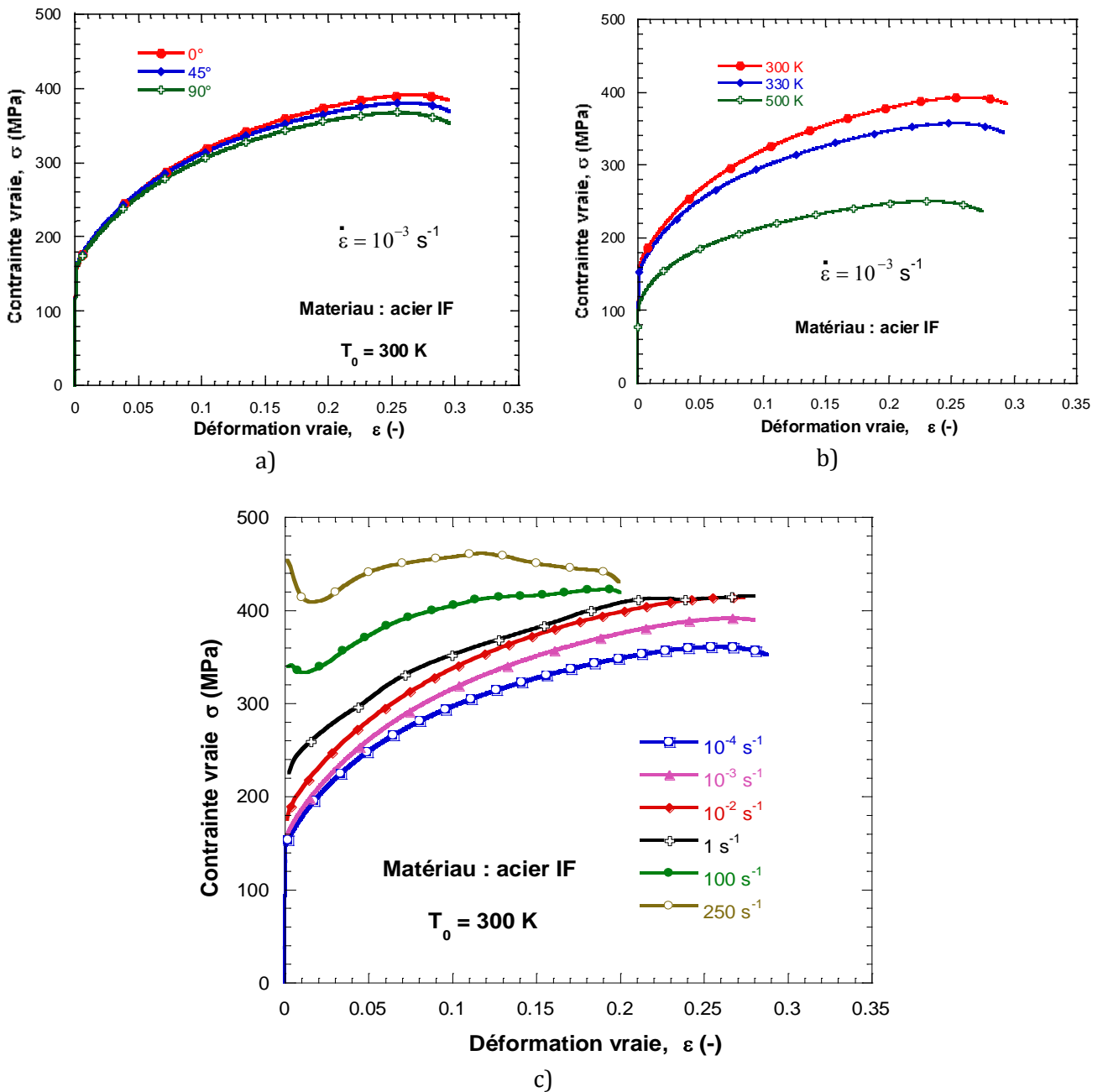


Fig.III.6 Courbes contrainte-déformation de l'acier IF. a- Trois directions de chargement; b- Différentes températures; c- Différentes vitesses de déformation.

Pour les vitesses élevées, $\dot{\epsilon} \geq 100 \text{ s}^{-1}$, l'allure des courbes est modifiée notamment par la présence d'un adoucissement thermique dû à l'élévation de la température locale au cours

de l'essai, *Fig.III.6-c*. Cette vitesse de déformation caractéristique correspond à la vitesse transitoire du régime isotherme-adiabatique [III.1]. Dans ce cas, le temps de chargement est court et la température n'a pas le temps de s'évacuer uniformément dans l'éprouvette. Pour cette vitesse, il existe une compétition entre l'adoucissement thermique et l'écrouissage. Lorsque l'écrouissage n'est plus suffisant pour compenser les effets thermiques, on observe un écrouissage négatif (adoucissement). Lors de ces essais, la striction qui se diffuse dans l'éprouvette pour provoquer une rupture finale survient beaucoup plus tôt que pour les essais à des vitesses de déformation faibles. Pour la vitesse de déformation $\dot{\epsilon} = 250 \text{ s}^{-1}$, la réponse du matériau est sensiblement différente au début du chargement. On observe un pic de contrainte important (450 MPa). Ce pic est lié à la microstructure du matériau et plus particulièrement à la densité de dislocations. Ces résultats sont en accord avec ceux rapportés dans [III.8, III.9].

La *Fig.III.7* montre l'évolution de l'écoulement plastique en fonction de la vitesse de déformation à température ambiante. Les courbes sont tracées pour différents taux de déformation. Il est essentiel d'atteindre un niveau de déformation plastique suffisant pour définir précisément l'écrouissage et pour collecter les informations sur l'adoucissement thermique qui induit une diminution de la contrainte d'écoulement. Cet effet est généralement plus important pour $\epsilon \geq 0.1$ en raison du travail plastique converti en chaleur.

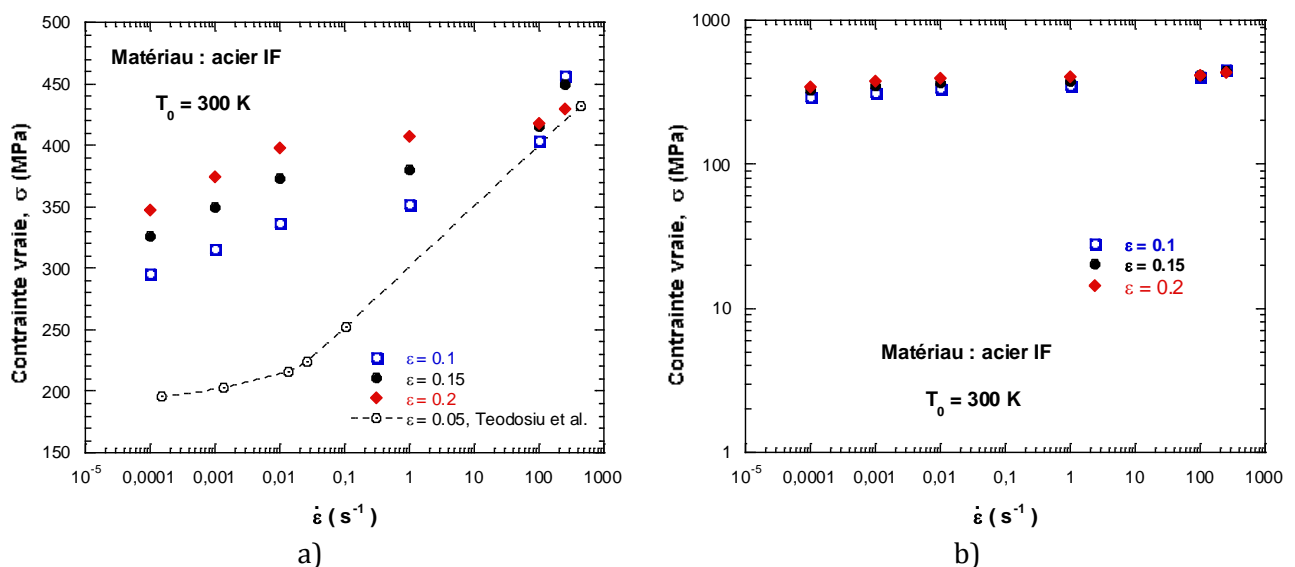


Fig.III.7 Influence de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement. a- Sensibilité à la vitesse de déformation m ; b- Sensibilité logarithmique m' .

On peut remarquer sur la *Fig.III.7* que la sensibilité à la vitesse de déformation m décroît légèrement avec la déformation pour des vitesses inférieures ou égales à $1s^{-1}$. Quelques points expérimentaux extraits de la littérature [III.10] ont été reportés sur le même graph que nos résultats. On observe une variation quasi-linéaire de la sensibilité logarithmique. En se référant à la représentation schématique des mécanismes de déformation (*Fig.V.1, annexe I*), il apparaît que le mécanisme mis en jeu est thermiquement activé.

On note également une diminution du niveau de contrainte avec l'augmentation de la température, *Fig.III.6-b*, ceci se traduit par une diminution de la ductilité avec la température. Pour une déformation vraie $\varepsilon = 0.1$, une différence d'environ 100 MPa est enregistrée. On note couramment dans la littérature [III.1, III.11] que la température joue le rôle inverse de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement. Comme reporté dans l'annexe I (*Fig.V.1*), l'évolution de la contrainte avec la température suit trois domaines différents (activation thermique, plateau athermique et fluage). Le comportement du matériau décrit par la *Fig.III.8* se situe donc la zone thermiquement activée. L'écoulement du matériau est gouverné par les mécanismes de déformation thermiquement activés. On définit la sensibilité du matériau à la température par la relation suivante :

$$v = \left. \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right|_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}} \quad (\text{III.2})$$

L'influence de la température est peut-être mieux mise en évidence en traçant les courbes donnant l'évolution de la contrainte en fonction de la vitesse d'essai pour des déformations fixées ($\varepsilon \geq 0.1$). La sensibilité à la température décroît avec la déformation, *Fig.III.8*.

Il faut noter que la température et la vitesse de déformation ont un effet cumulé sur la contrainte d'écoulement. L'augmentation substantielle de la contrainte avec la vitesse de déformation à basse température permet de déterminer la transition entre les états athermique et thermiquement activé de l'écrouissage. En fait, la réciprocity vitesse de déformation/température peut être définie et analysée. Il est bien connu que l'augmentation de la vitesse de déformation est équivalente à une réduction de la température [III.1, III.2, III.11]; par conséquent, lorsque la température d'essai est faible, la vitesse de déformation

nécessaire pour atteindre le processus d'activation thermique est élevée. Cette lien est la base de la modélisation physique basée sur les processus d'activation thermique.

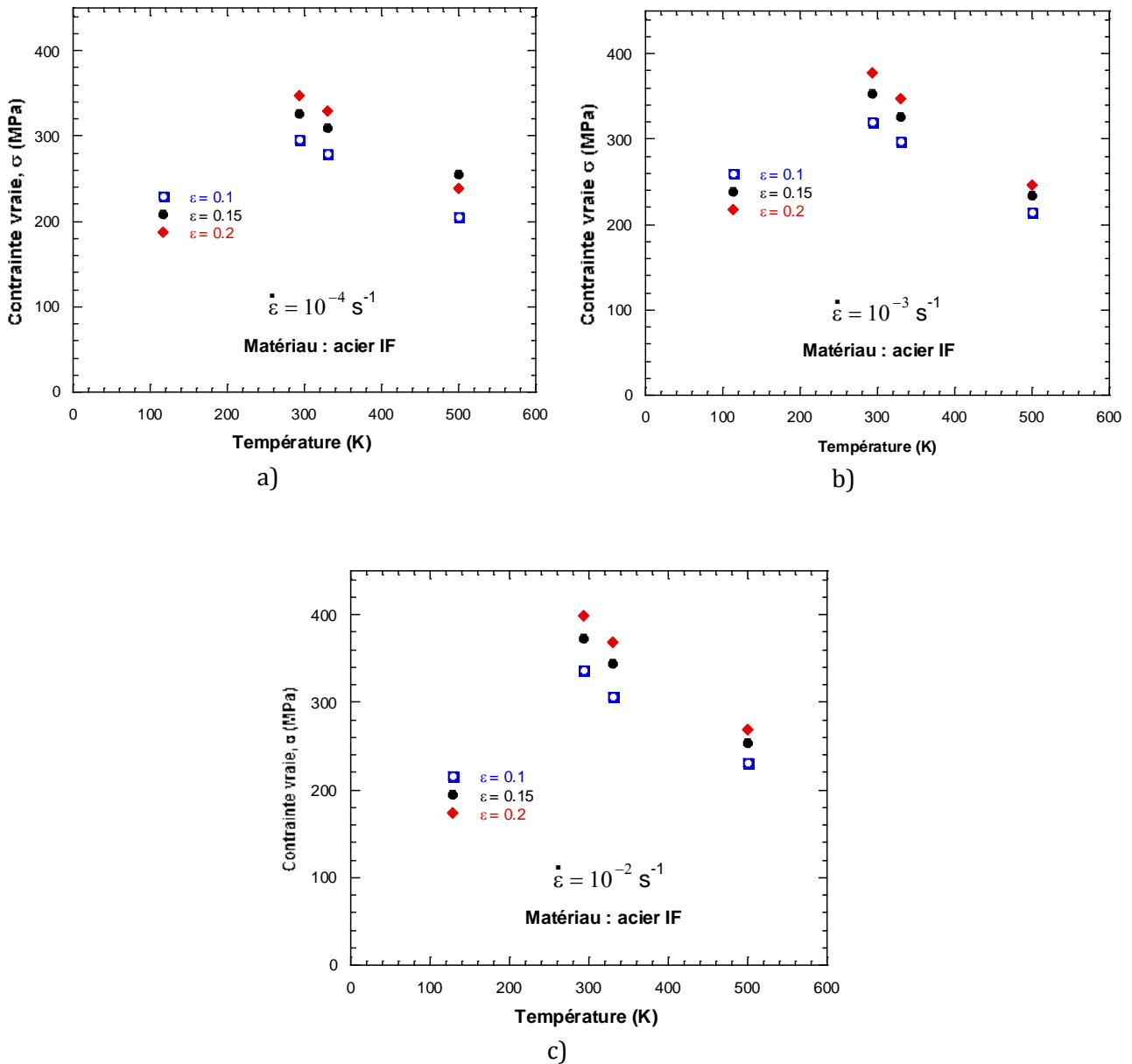


Fig.III.8 Influence de la température d'essai sur la contrainte d'écoulement. a- Vitesse de déformation $0.0001s^{-1}$; b-Vitesse de déformation $0.001s^{-1}$; c- Vitesse de déformation $0.01s^{-1}$.

En résumé, la vitesse de sollicitation et la température ont une influence significative sur le comportement de l'acier IF : l'augmentation locale de la température conduit à l'apparition d'instabilité induisant une forte localisation de la déformation dans la zone à fort

gradient de température. On note l'importance à la fois de la température et de la vitesse de déformation sur la réponse globale du matériau. L'observation des résultats bibliographiques [III.8–10] et ceux obtenus lors de nos expériences montre clairement que les phénomènes thermiquement activés sont prépondérants pour ce matériau.

✚ Analyse de l'anisotropie

L'anisotropie liée à la direction de chargement en traction uniaxiale (0° , 45° , 90° par rapport à la direction de laminage) peut être traduite par le coefficient de Lankford [III.12]. Ce coefficient s'exprime comme suit :

$$r = \frac{d\varepsilon_{22}}{d\varepsilon_{33}} \quad (\text{III.3})$$

où $d\varepsilon_{22}$ et $d\varepsilon_{33}$ représentent respectivement les incréments de déformation suivant la largeur et l'épaisseur de l'échantillon. Comme l'épaisseur de l'échantillon est très petite par rapport à la largeur, les erreurs relatives de mesure des deux déformations sont très différentes. De ce fait, la relation (III.3) peut être réécrite en considérant que la déformation plastique s'effectue à volume constant ($\varepsilon_{kk} = 0$) :

$$r = -\frac{d\varepsilon_{22}}{d\varepsilon_{11} + d\varepsilon_{22}} \quad (\text{III.4})$$

Le coefficient de Lankford reflète l'aptitude de l'acier à s'emboutir profondément en accommodant la déformation en rétreint. Certaines normes prescrivent une valeur d'anisotropie moyenne à l'aide de deux coefficients (\bar{r} et Δr) :

- le coefficient d'anisotropie normale \bar{r} ,

$$\bar{r} = \frac{r_0 + 2r_{45} + r_{90}}{4} \quad (\text{III.5})$$

- le coefficient d'anisotropie plane Δr ,

$$\Delta r = \frac{r_0 - 2r_{45} + r_{90}}{2} \quad (\text{III.6})$$

Le coefficient Δr caractérise la tendance d'une tôle à s'emboutir de façon non uniforme et à former des cornes dans le flanc son [III.13].

	r_0	r_{45}	r_{90}	\bar{r}	Δr
Acier IF	1.90	1.5	1.15	1.51	0.025
Acier doux ES	0.9	1.1	1.2	1.07	-0.05

Tab III.1 Coefficients de Lankford des deux matériaux étudiés.

A partir des résultats expérimentaux (*Fig.III.1* et *Fig.III.6*), on peut calculer les coefficients de Lankford, Tab.III1, dont la valeur moyenne \bar{r} est proche de l'unité. Ce qui confirme une anisotropie très peu marquée.

III.3 Modélisation thermoviscoplastique des matériaux étudiés

De nos jours la modélisation du comportement mécanique prend une place de plus en plus importante dans le processus de conception des produits et dans la définition des critères de sécurité des structures. Un problème majeur dans ce processus réside, d'une part dans le choix de la loi de comportement employée, et d'autre part dans l'identification des paramètres de cette loi.

Deux lois de comportement initialement décrites dans le chapitre I seront utilisées pour décrire le comportement dynamique de l'acier doux ES et de l'acier IF qui sont tous les deux des matériaux de structure CC : Johnson-Cook et Rusinek-Klepaczko. La première est considérée traditionnellement comme empirique, mais a la particularité de prendre en compte dans la description de la contrainte d'écoulement l'influence de la vitesse de sollicitation, de la température et de l'écrouissage. La deuxième est basée sur le formalisme de Klepaczko qui utilise la théorie des dislocations [III.14]. L'effet de l'écrouissage est décrit par l'évolution d'une variable interne avec la déformation plastique. La contrainte d'écoulement est définie comme la somme d'une contrainte interne, qui représente le champ de contrainte à longue distance du cristal et d'une contrainte effective qui est thermiquement activée. La contrainte interne est définie par une loi de type puissance et la contrainte effective par une loi de type Arrhenius.

Ces deux modèles ont l'avantage de nécessiter très peu de constantes à identifier (Tab.III.2) tout en offrant une bonne représentation du comportement mécanique des matériaux métalliques. Ce qui rend aisé leur implémentation dans les codes de calcul numérique. L'inconvénient majeur du modèle de Johnson-Cook réside dans sa formulation qui découple les effets de l'écroutissement, de la vitesse de déformation et de la température sur la contrainte d'écoulement. De plus, l'influence de la vitesse de déformation sur la contrainte étant prise comme une fonction logarithmique, l'effet non linéaire de la vitesse n'est pas pris en compte. Dans ce cas, le champ d'application du modèle reste limité aux vitesses de déformation inférieures à 10^3 s^{-1} . Le modèle de Rusinek-Klepaczko reste applicable pour des vitesses de déformation allant de 10^{-5} s^{-1} à 10^7 s^{-1} .

Modèles	Constantes modèles	
Johnson-Cook	A	Limite d'élasticité du matériau
	B	Paramètre d'écroutissement
	n	Coefficient d'écroutissement
	C	Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation
	m	Coefficient de sensibilité à la température
Rusinek-Klepaczko	D ₁	Constante du matériau
	D ₂	Paramètre lié à l'écroutissement
	m*	Sensibilité à la vitesse de déformation
	σ_0^*	Contrainte effective à T=0 K
	ν	Coefficient de sensibilité à la température
	B ₀	Paramètre du module de plasticité
	n ₀	Coefficient d'écroutissement
	ϵ_0	Déformation initiale

Tab.III.2 Constantes principales à déterminer pour les deux modèles.

III.3.1 Identification des constantes du modèle de Johnson-Cook

La procédure d'identification des coefficients de la loi de Johnson-Cook est assez simple. Pour rappel, la formulation de la loi de JC (décrite dans le chapitre I) est la suivante :

$$\sigma = \left[A + B\epsilon^n \right] \left[1 + C \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) \right] \left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^m \right] \quad (\text{III.7})$$

Tout d'abord, nous utilisons les essais quasi-statiques à température ambiante grâce aux quels il est possible de négliger les facteurs de viscosité et de température. La

détermination des constantes se fait par l'utilisation de la méthode des moindres carrés [III.15]. Nous obtenons alors les constantes A, B, et n.

Le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation est ensuite évalué à l'aide des essais à température ambiante ($T = T_0$) et aux différentes vitesses de déformation. On trace la courbe de variation de la contrainte d'écoulement avec la vitesse de déformation en fixant la déformation à 0.1. On détermine ainsi la constante C.

Le dernier coefficient à déterminer est celui de l'adoucissement thermique m. A l'aide des essais réalisés en température, on identifie les différentes valeurs de m pour la déformation fixée à 0.1. Une moyenne est réalisée à partir de tous les essais.

Les résultats obtenus pour les deux matériaux sont regroupés dans le Tab.III.3.

	A (MPa)	B (MPa)	n (-)	m (-)	T_m (K)	T_0 (K)	C1 (-)	C2 (-)
Acier IF	98.08	467.11	0.3789	0.6	1600	300	0.03	0.41
Acier ES	241.78	490,58	0.598	0.7	1600	300	0.02	0.23

Tab.III.3 Constantes de la loi Johnson-Cook pour les deux matériaux étudiés.

Les courbes de la Fig.III.9 montrent qu'une seule valeur du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation ne permet pas de définir correctement toute la gamme de vitesses de chargement investiguée. C'est pourquoi nous avons défini deux constantes : C1 pour la plage de sollicitation quasi-statique et C2 dans le domaine dynamique.

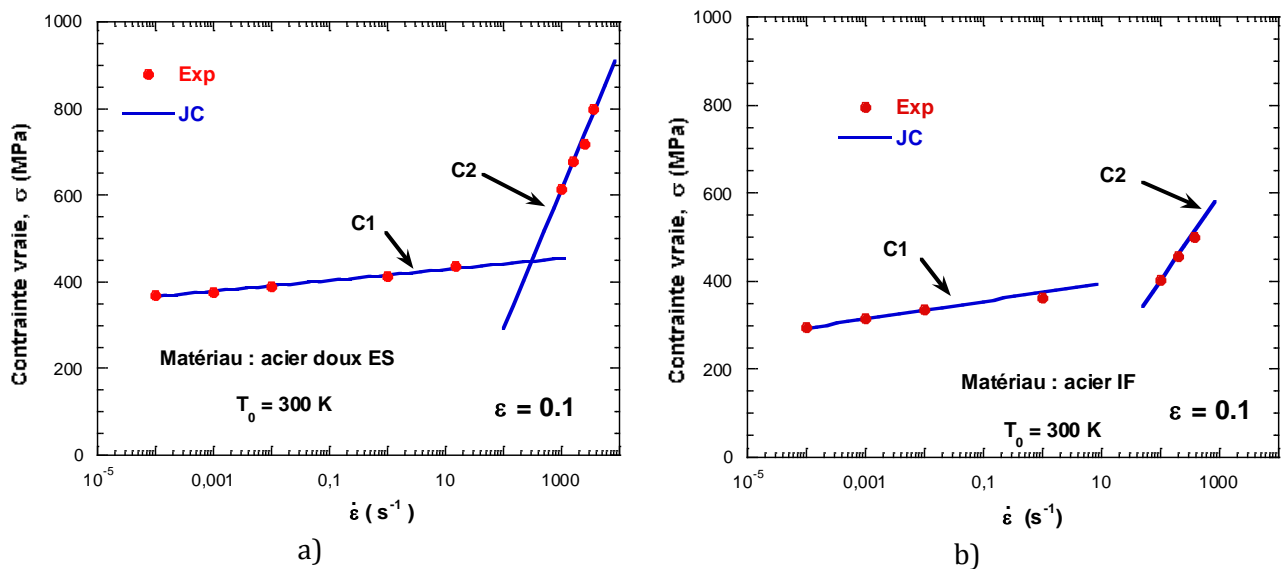


Fig.III.9 Courbes contrainte-vitesse de déformation, comparaison expérimentale et le modèle de JC. a- Acier doux ES; b- Acier IF.

Les résultats expérimentaux montrent bien une sensibilité non linéaire à la vitesse de déformation pour les deux matériaux. Une loi linéaire comme celle de Johnson-Cook ne permet donc pas de modéliser toute la gamme de vitesses avec une seule constante.

III.3.2 Identification des constantes du modèle de Rusinek-Klepaczko

L'équation constitutive de la loi de Rusinek-Klepaczko (décrite dans le chapitre I) est la suivante :

$$\begin{cases} \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \frac{E(T)}{E_0} [\sigma_\mu(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) + \sigma^*(\dot{\varepsilon}, T)] \\ \sigma_\mu(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = B(\dot{\varepsilon}, T)(\varepsilon_0 + \varepsilon)^{n(\dot{\varepsilon}, T)}, \sigma^*(\dot{\varepsilon}, T) = \sigma_0^* \left\langle 1 - D_1 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{\dot{\varepsilon}} \right) \right\rangle^{m^*} \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

Comme pour le modèle précédent, les constantes vont être déterminées à partir des essais expérimentaux réalisés aux différentes vitesses de déformation et températures.

Les étapes principales nécessaires pour définir les paramètres du modèle sont les suivantes :

- ✚ On suppose qu'à faible vitesse de déformation, $\dot{\varepsilon} \leq 0.001 s^{-1}$, la composante de la contrainte due à l'activation thermique est nulle, (III.9). Ce qui permet de déterminer la constante D_1 dépendant de la température de fusion T_m .

$$\begin{cases} \sigma^*(\dot{\varepsilon}, T) \Big|_{300K, 0.001s^{-1}} = 0 \\ D_1 = \left[\left(\frac{300}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{0.001} \right) \right]^{-1} \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

- ✚ Par conséquent, la contrainte globale est estimée par l'équation (III.10). En fittant cette équation avec les données expérimentales, une première estimation de B et n peut être obtenue.

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma(\varepsilon, 0.001, 300) = \frac{E(300)}{E_0} [B(\varepsilon_0 + \bar{\varepsilon})^n + 0] \\ B, n \text{ 1}^{\text{ère}} \text{ approximation} \end{array} \right. \quad (\text{III.10})$$

✚ Ensuite, on suppose que l'accroissement de la contrainte d'écoulement causée par l'augmentation de la vitesse de déformation est liée à la contrainte thermique $\sigma^*(\dot{\varepsilon}, T)$. Ainsi, l'accroissement de la contrainte totale s'écrit comme suit, (III.11). En fittant cette équation avec les courbes expérimentales pour un niveau de déformation imposé, on peut déterminer les constantes m^* et σ_0^* . Le niveau de déformation doit être supposé inférieur ou égal à 0.1 dans le but de garantir la condition de déformation isotherme. Pour une valeur de déformation élevée, la condition adiabatique peut provoquer un adoucissement thermique du matériau et par conséquent une diminution de l'écrouissage.

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\sigma|_{0.001s^{-1} \rightarrow \dot{\varepsilon}}^\varepsilon = \sigma|_{\dot{\varepsilon}}^\varepsilon - \sigma|_{0.001s^{-1}}^\varepsilon = \sigma^*(\dot{\varepsilon}, T)|^\varepsilon \\ \sigma_0^*, m^* \end{array} \right. \quad (\text{III.11})$$

✚ Enfin, en combinant l'équation complète de la contrainte totale (III.12) avec les résultats expérimentaux en remplaçant les paramètres déterminés ci-dessus, on peut déterminer les paramètres $B(\dot{\varepsilon}, T)$ et $n(\dot{\varepsilon}, T)$ dépendant de la vitesse de déformation et de la température.

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \frac{E(T)}{E_0} [\sigma_\mu(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) + \bar{\sigma}^*(\dot{\varepsilon}, T)] \quad (\text{III.12})$$

Le module de plasticité $B(\dot{\varepsilon}, T)$ et le coefficient d'écrouissage $n(\dot{\varepsilon}, T)$ s'exprime comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} B(\dot{\varepsilon}, T) = B_0 \left(\left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{\dot{\varepsilon}} \right) \right)^{-\nu} \quad T > 0 \\ n(\dot{\varepsilon}, T) = n_0 \left\langle 1 - D_2 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{\min}} \right) \right\rangle \end{array} \right. \quad (\text{III.13})$$

Les variations du coefficient d'écrouissage ainsi que du module de plasticité avec la vitesse de déformation sont représentées sur la Fig.III.10 pour l'acier doux et sur la Fig.III.11

pour l'acier IF. Le coefficient d'écroutissage est une fonction décroissante du logarithme de la vitesse de déformation. Pour le module de plasticité, on observe une légère croissance avec le logarithme de la vitesse de déformation dans le cas de l'acier doux, Fig.III.10-b. Par contre, pour l'acier IF, le module de plasticité oscille autour d'une valeur constante égale à 600 MPa, Fig.III.11-b.

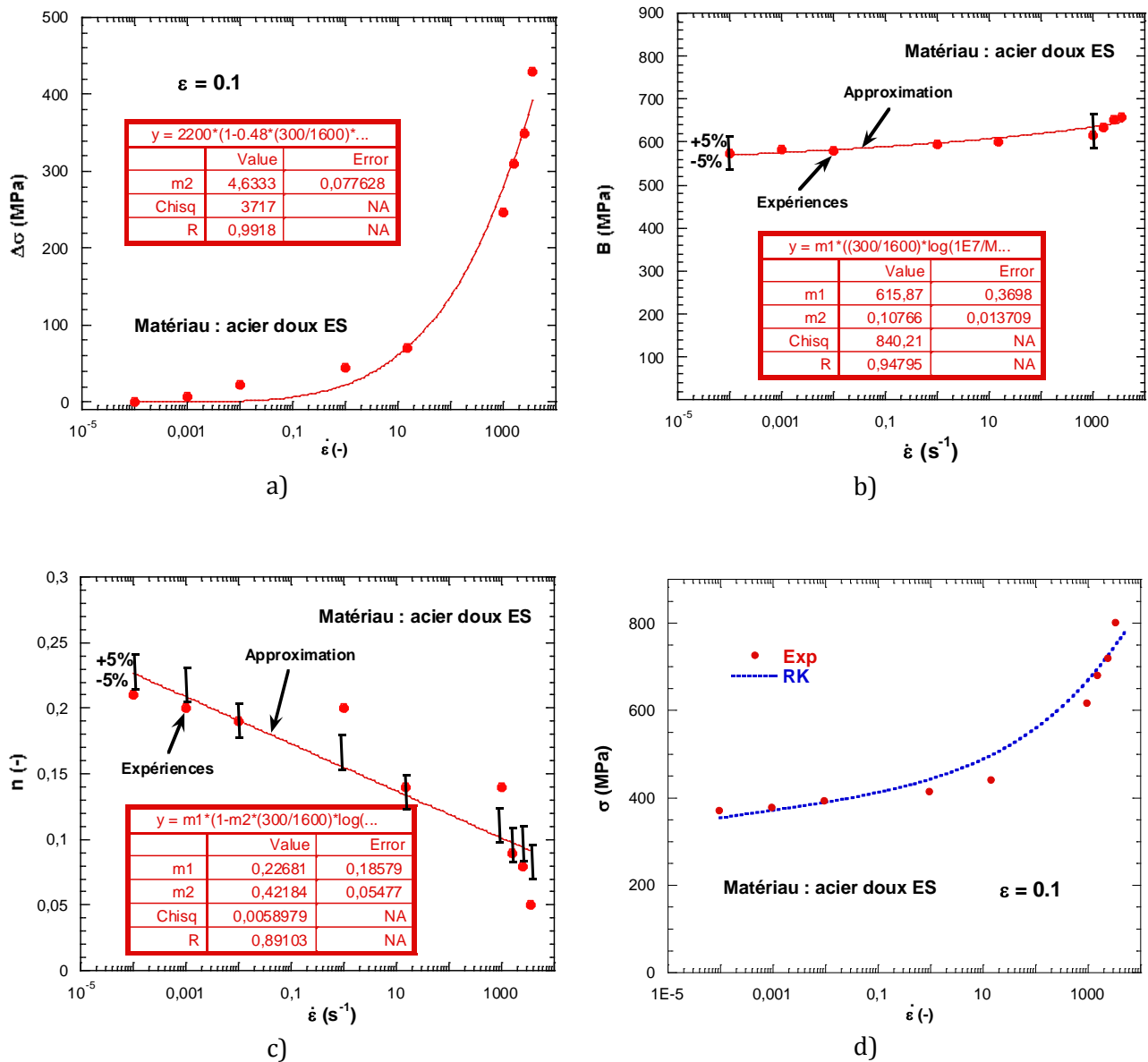
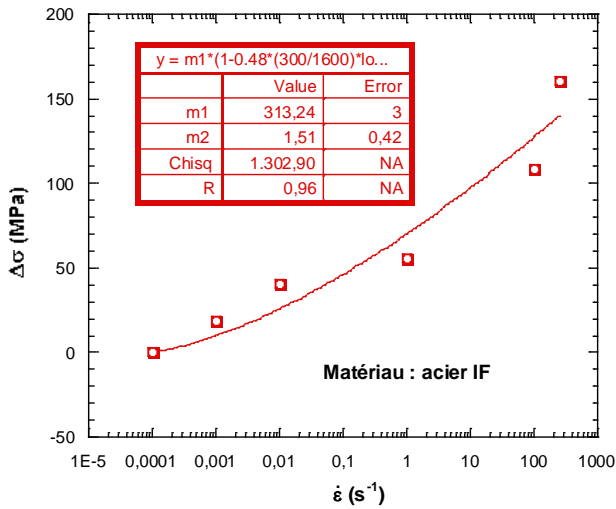
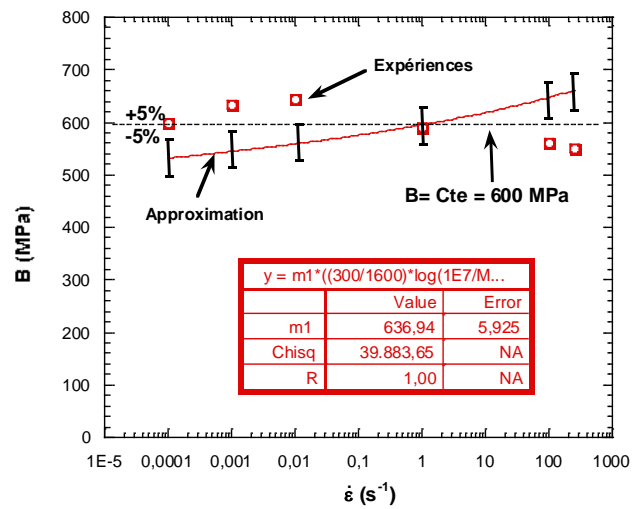


Fig.III.10 Variation des coefficients de la loi RK en fonction de la vitesse de déformation pour l'acier doux ES. a- Différences de contrainte effective; b- Module de plasticité; c- Coefficient d'écroutissage; d- Contrainte totale à déformation fixée à 0.1.

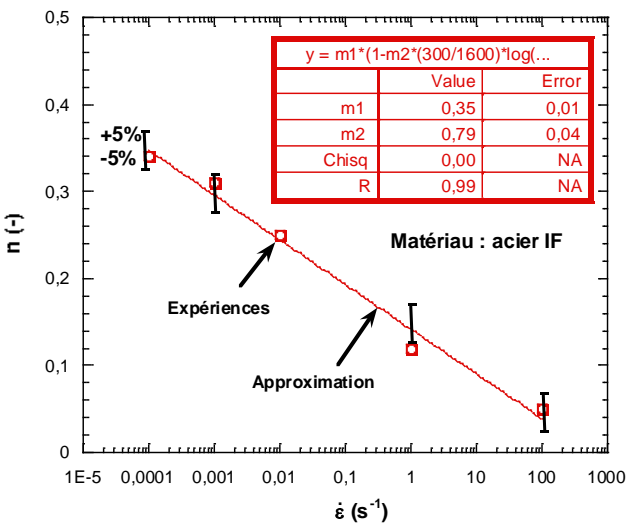
Les approximations analytiques sont en accord avec les points expérimentaux comme on peut le constater sur les courbes ci-dessous, Fig.III.10 (acier doux E) et Fig.III.11 (acier IF).



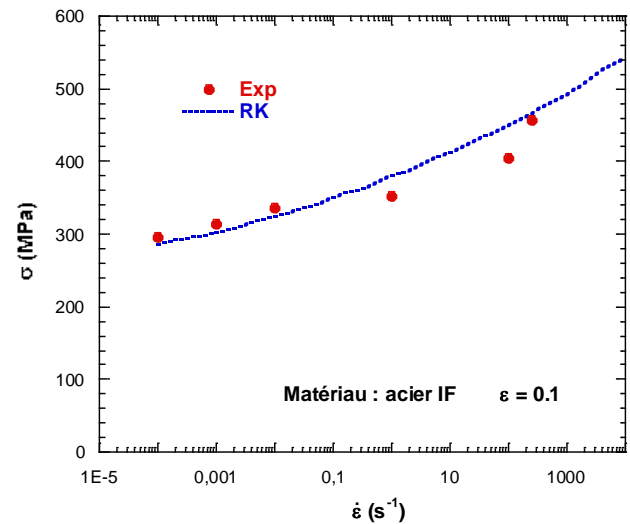
a)



b)



c)



d)

Fig.III.11 Variation des coefficients de la loi RK en fonction de la vitesse de déformation pour l'acier IF. a- Différences de contrainte effective; b- Module de plasticité; c- Coefficient d'écroutissage; d- Contrainte totale à déformation fixée à 0.1.

Les constantes du modèle de RK déterminées pour les deux matériaux sont regroupées dans le Tab.III.4.

	$D_1 (-)$	$D_2 (-)$	$n_0 (-)$	B_0 (MPa)	$\dot{\epsilon}_{\min}$ (s^{-1})	$\dot{\epsilon}_{\max}$ (s^{-1})	$\nu (-)$	$\epsilon_0 (-)$	$m^* (-)$	σ_0^* (MPa)
Acier IF	0.48	0.79	0.35	636.9	10^{-4}	10^7	0.25	0.018	1.51	313.24
Acier ES	0.48	0.42	0.22	615,8	10^{-4}	10^7	0.1	0.018	4.6	2200

Tab.III.4 Constantes de la loi Rusinek-klepaczko pour les deux matériaux étudiés.

Afin d'analyser la capacité des deux modèles analytiques que nous venons de décrire à prédire les résultats expérimentaux, nous allons tracer les courbes expérimentales et analytiques des deux modèles sur les mêmes graphiques pour chaque matériau étudié.

III.3.3 Comparaison modèle-expérience

Les *Fig.III.12* et *Fig.III.13* présentent pour les deux matériaux, la comparaison entre les courbes contrainte-déformation macroscopiques expérimentales et celles obtenues via les deux modèles de comportement : Johnson-Cook et Rusinek-Klepaczko. On obtient de façon générale une très bonne corrélation entre les deux modèles et les expériences. L'écart du niveau de contrainte entre les courbes expérimentales et celles issues des modèles ne dépasse pas 50 MPa. La prédiction des deux modèles reste correcte dans le domaine des déformations homogènes des deux matériaux, mais présente des divergences à l'apparition des instabilités. Ce qui est tout à fait normal car une loi de comportement décrit uniquement le comportement homogène du matériau. Le modèle RK offre une bonne prédiction de la diminution de l'érouissage avec la vitesse de déformation, ce qui n'est pas le cas du modèle JC qui attribue une valeur constante au coefficient d'érouissage. C'est ce qui explique la bonne prédiction du modèle RK par rapport au modèle JC de la réponse du matériau à grande vitesse de déformation. Pour les essais de compression dynamique sur l'acier doux ES, la description des modèles n'est pas assez précise à cause des oscillations observées sur les courbes.

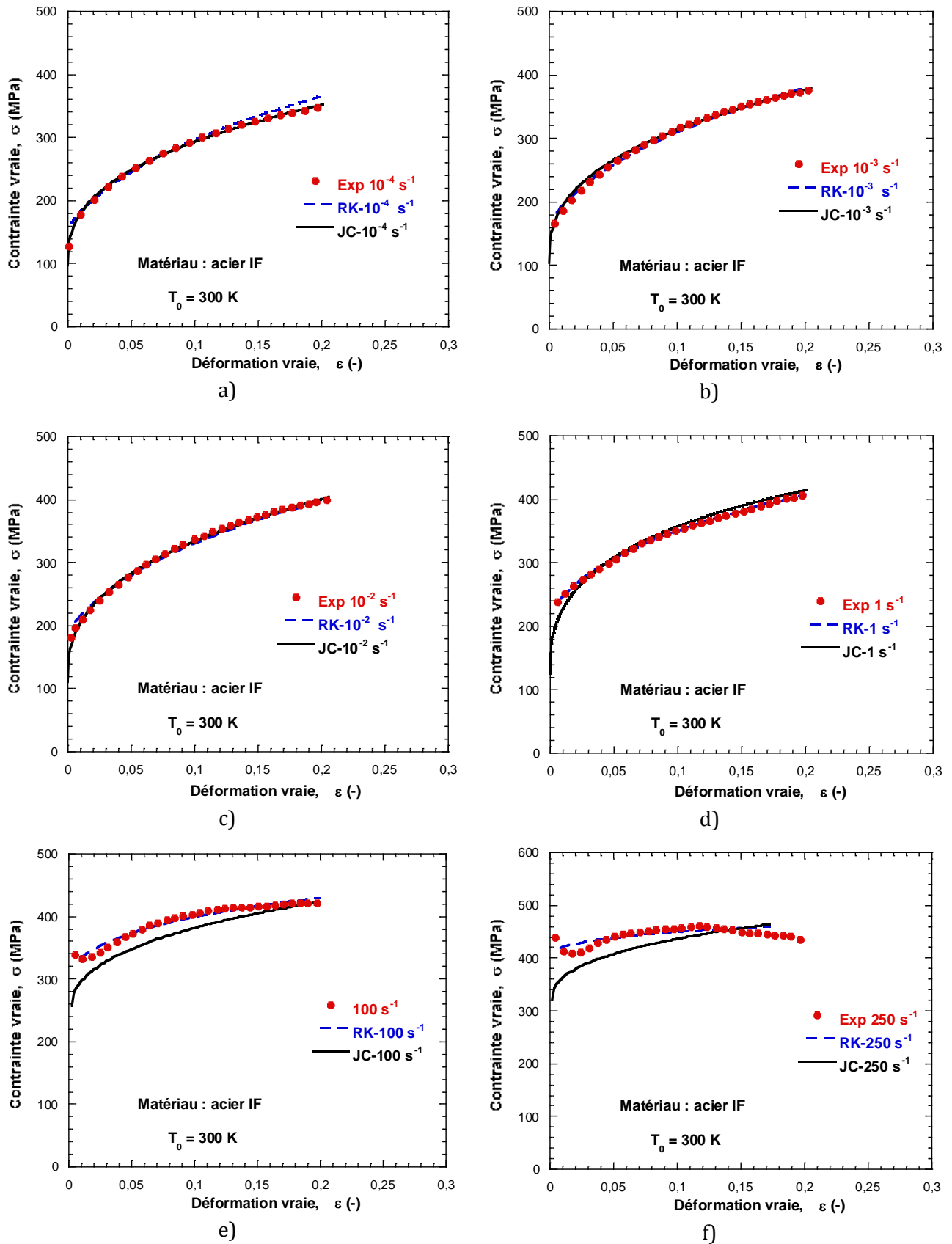
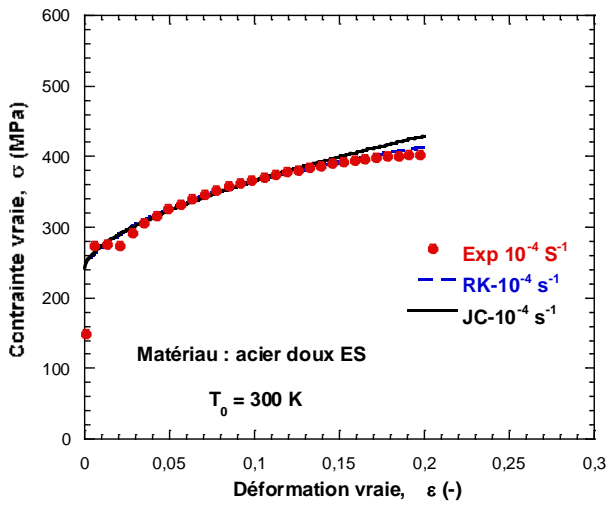
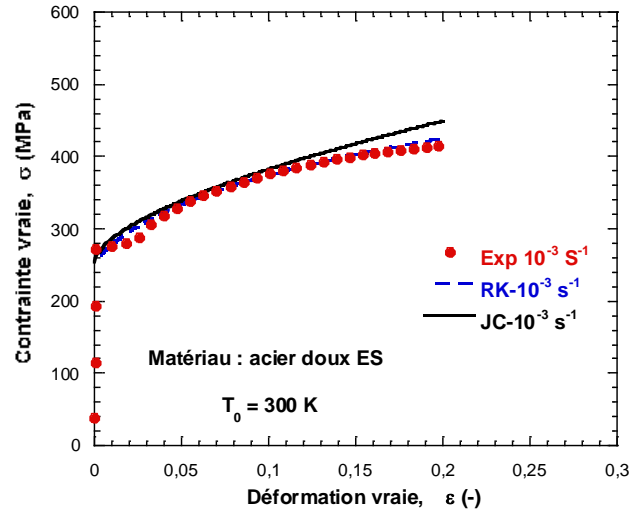


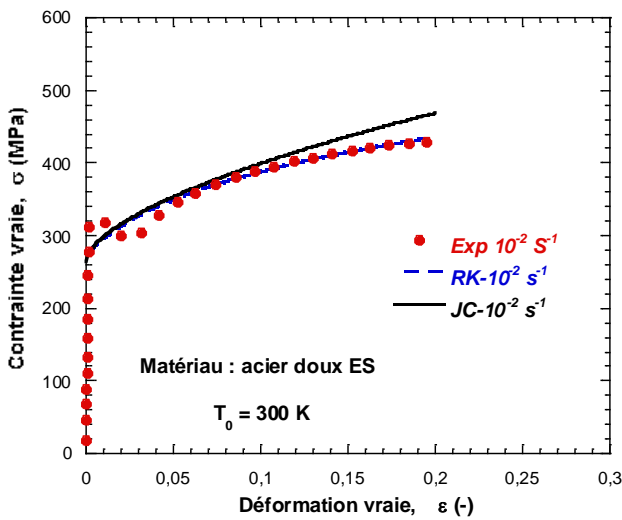
Fig.III.12 Courbes contrainte-déformation : comparaison entre les résultats expérimentaux et les modèles. a-, b- et c- Chargement quasi-statique; d-, e- et f- Chargement dynamique.



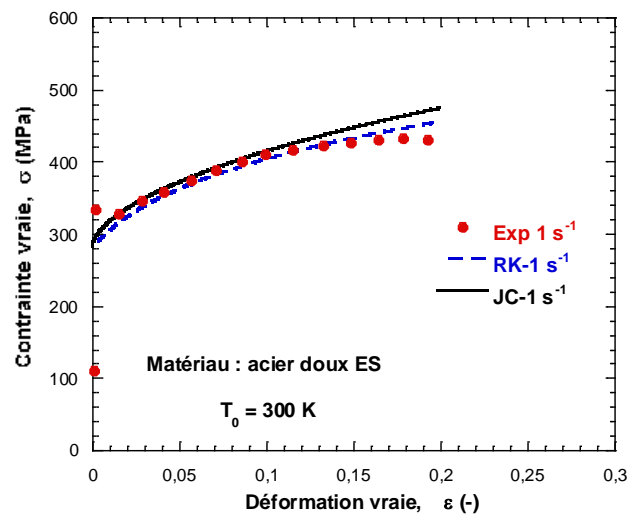
a)



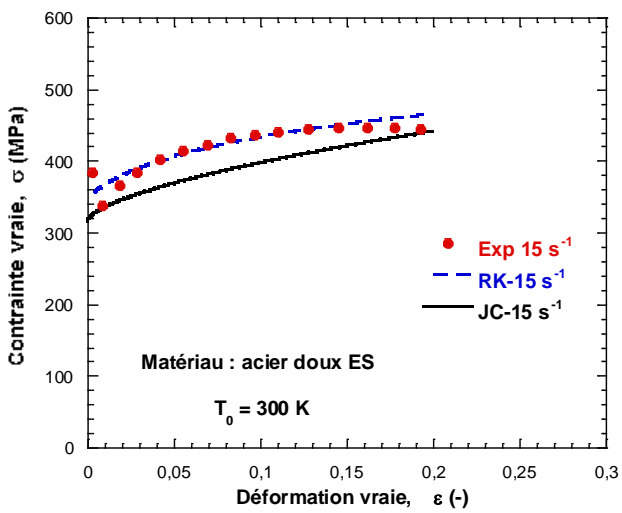
b)



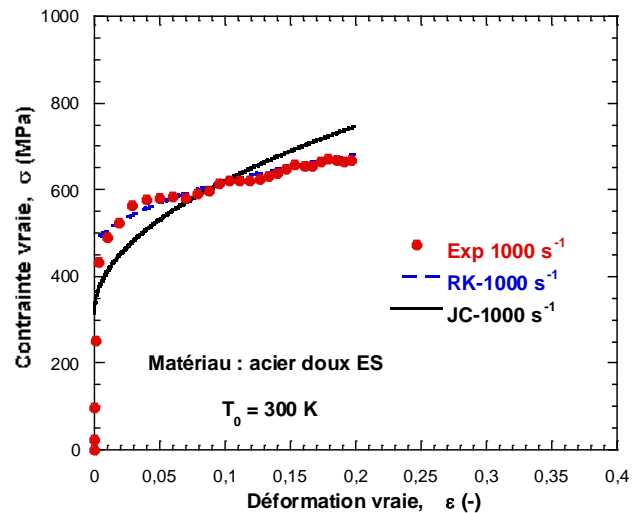
c)



d)



e)



f)

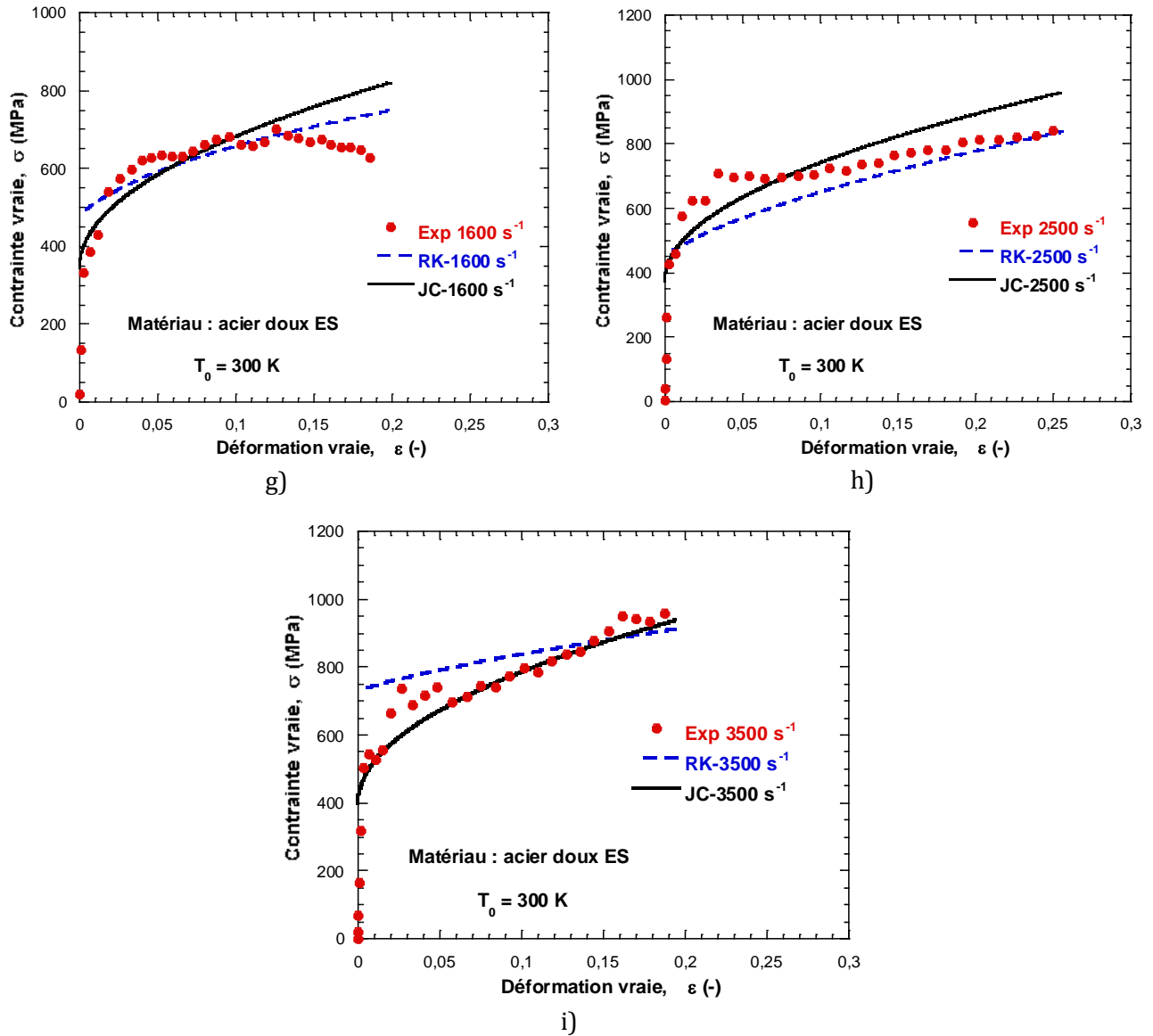


Fig.III.13 Courbes contrainte-déformation : comparaison entre les résultats expérimentaux et les modèles. a-, b- et c- Traction quasi-statique; d- et e- Traction dynamique; f-, g-, h-, et i- Compression dynamique avec barres de Hopkinson.

Parmi les deux modèles, c'est la loi de Rusinek-Klepaczko qui offre la meilleure corrélation entre expérience et modèle pour les deux matériaux en particulier aux grandes vitesses de déformation.

Il ressort de l'analyse du comportement thermomécanique des deux matériaux décrit ci-dessus qu'une description précise de l'écroutissage, de la sensibilité à la température et de la sensibilité à la vitesse de déformation des alliages métalliques est indispensable afin d'évaluer leur aptitude à supporter des sollicitations mécaniques extrêmes. Le comportement de la plaque métallique soumis à des impacts par des projectiles non-déformables sera donc

étudiée dans le prochain paragraphe de ce travail de thèse. Sur la base du comportement thermoviscoplastique des métaux décrits précédemment, une approche expérimentale sera proposée pour analyser les mécanismes responsables de l'absorption d'énergie sous chargement dynamique.

III.4 Impact & perforation

L'introduction de l'impact dynamique à grande vitesse dans l'ingénierie permet de tenir compte dans le calcul des structures des effets d'impact de fragments, des chargements accidentels, et des collisions. En outre, il permet une conception plus aboutie des structures de protection légères à usage civil et/ou militaire.

Il existe divers mécanismes de perforation observés pour différentes épaisseurs de plaque. Par exemple, Backman et Goldsmith [III.16] ont identifié huit mécanismes de perforation possibles pour les cibles fragiles et ductiles pour une large gamme d'épaisseurs de cible. Les mécanismes de rupture responsables de la perforation finale dépendent de la forme du projectile, de la vitesse d'impact, des propriétés mécaniques et physiques de la plaque et de son épaisseur.

Nous nous focaliserons ici sur la réponse des plaques métalliques minces impactées par des projectiles cylindriques avec différentes formes du bout perforant. Nous désignerons les projectiles par la forme de leur bout impactant. En fonction du type et de la vitesse du projectile, la réponse de la structure peut varier d'une déformation élastique à la rupture du matériau avec des transitions locales de l'état de la microstructure du matériau.

III.4.1 Résultats pour l'acier doux ES

Les essais d'impact menés sur ce matériau ont été réalisés en utilisant trois projectiles : conique, plat et hémisphérique (*Fig.II.14*). Les résultats obtenus en termes de courbes balistiques $V_R - V_0$ sont présentés sur la *Fig.III.14*. Le contact entre le projectile et la plaque est non lubrifié ($\mu > 0$). Comme première observation, on note que la limite balistique V_B est plus grande pour le projectile hémisphérique lorsqu'on la compare aux valeurs obtenues pour

les projectiles conique et plat, Tab.III.5. En fait, pour le projectile hémisphérique, le processus de localisation de la déformation plastique dans la zone d'impact se fait avec un délai. La tôle d'acier se déforme plastiquement suivant la tête du projectile pour induire une striction circonférentielle suivie de l'éjection d'un bouchon. Ce processus nécessite plus de travail plastique que ce qui est nécessaire pour un simple processus de cisaillement d'un bouchon de plaque hors de la tôle (cas du projectile plat). Ce point est relaté et largement discuté dans la littérature [III.15, III.16].

Les courbes balistiques de façon générale, Fig.III.14, ont été approximées en utilisant la relation proposée par Recht et al. [III.17] dont la formulation pour les plaques minces est la suivante :

$$V_R = (V_0^\kappa - V_B^\kappa)^{1/\kappa} \quad (\text{III.14})$$

où V_B désigne la limite balistique et κ un paramètre de fittage. Comme discuté par la suite, κ est fonction de la triaxialité des contraintes dans la zone impactée.

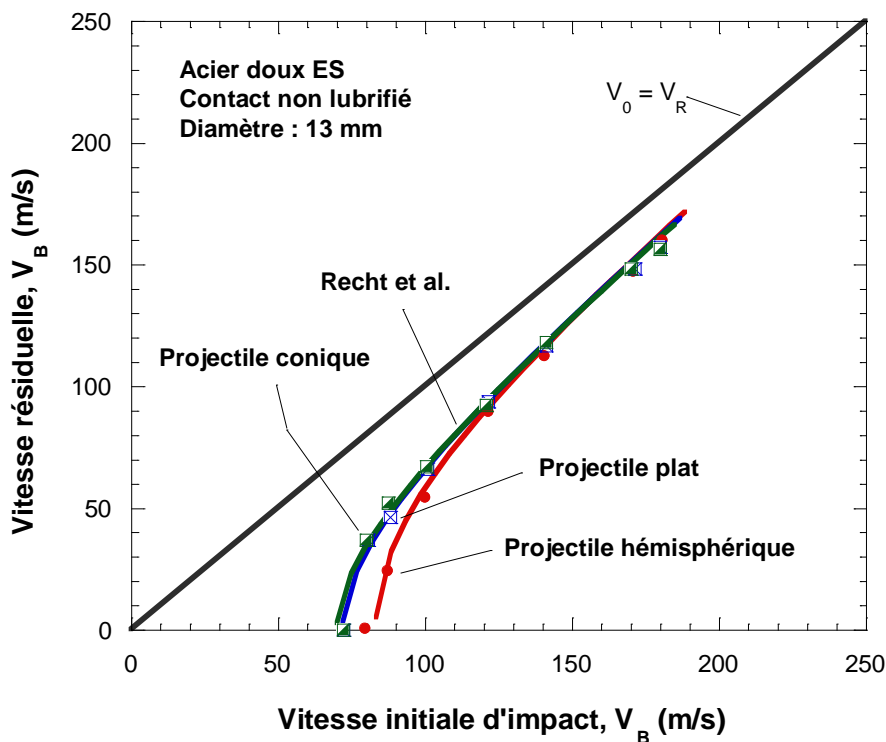


Fig.III.14 Courbe balistique expérimentale pour les trois formes de projectile.

Une comparaison entre les courbes balistiques expérimentales et l'équation analytique (III.14), est présentée sur la *Fig.III.14*. On observe que cette approche permet de bien définir l'allure des courbes balistiques. Le paramètre κ dépend de la forme du projectile, comme reporté dans le Tab.III.5.

Conique	Plat	Hémisphérique
$\kappa = 1.8232$	$\kappa = 1.8801$	$\kappa = 1.9401$
$V_B = 72 \text{ m/s}$	$V_B = 72 \text{ m/s}$	$V_B = 83.5 \text{ m/s}$

Tab.III.5 Paramètres de fittage de l'équation (III.14).

Au cours de la perforation de la plaque, une partie de l'énergie cinétique du projectile est absorbée par la déformation globale de la tôle, la déformation plastique localisée dans la zone d'impact et la rupture, ainsi que le travail élastique. L'énergie cinétique résiduelle est donc tout simplement l'énergie résiduelle du projectile après impact. Dans le cas où la vitesse d'impact est inférieure à la limite balistique, l'énergie absorbée par la plaque est directement l'énergie cinétique du projectile $\left(\frac{1}{2} m_p V_0^2\right)$. Le bilan d'énergie de déformation absorbée par la plaque s'établit donc comme suit [III.18] :

$$W_{Plate}^{Total} = W_{Plate}^K + W^E + W^P + W^F + W_{Débris}^K = \frac{1}{2} m_p (V_0^2 - V_B^2) \quad (III.15)$$

où W_{Plate}^K , W^E , W^P , W^F désignent respectivement l'énergie liée à la déflexion globale de la plaque, l'énergie de déformation élastique, l'énergie de déformation plastique, l'énergie liée au phénomène de frottement et $W_{Débris}^K$ est l'énergie cinétique transférée aux débris qui s'éjectent lors de l'impact (éjection d'un bouchon par exemple pour les projectiles hémisphérique et plat). L'énergie perdue par le travail de frottement et l'éjection de débris peut être supposée mineure dans le bilan d'énergie totale lors de l'impact balistique ($W^F \approx 0$, $W_{Débris}^K \approx 0$). Le bilan énergétique se réduit alors à [III.19] :

$$W_{Plate}^{Total} = W_{Plate}^K + W^E + W^P = \frac{1}{2} m_p (V_0^2 - V_B^2) \quad (III.16)$$

L'énergie cinétique maximale que peut atteindre un projectile lors de l'essai est de l'ordre de 500 J pour une masse du projectile de 30 g.

La plus grande partie de l'énergie absorbée par la plaque est dissipée par le travail plastique [III.18]. La variation de W_{Plate}^{Total} en fonction de V_0 obtenue expérimentalement pour les différentes formes de projectile est présentée sur la Fig.III.15. L'énergie totale $W_{Plate}^{Total}(V_0)$ absorbée par la plaque avant la rupture est approximativement identique en utilisant un projectile plat ou conique, mais elle est relativement plus grande en utilisant le projectile hémisphérique, Fig.III.15. Ceci semble raisonnable à cause du processus d'écoulement plastique qui est plus important lors de l'impact avec un projectile hémisphérique, comme souligné plus tôt. Cependant, à grande vitesse d'impact $V_0 \geq 170 m/s$, l'énergie absorbée dépend moins de la forme du projectile comparativement aux valeurs proches de la limite balistique. Cette observation expérimentale est similaire à celle reportée par Landkof et Goldsmith [III.20] qui ont montré que pour des vitesses d'impact relativement élevées par rapport à la limite balistique, l'influence de la forme du projectile sur l'énergie absorbée est négligeable. Ceci est valable notamment pour des structures minces où aux grandes vitesses d'impact, le processus de rupture s'opère très rapidement pour toutes les formes de projectiles considérées ici.

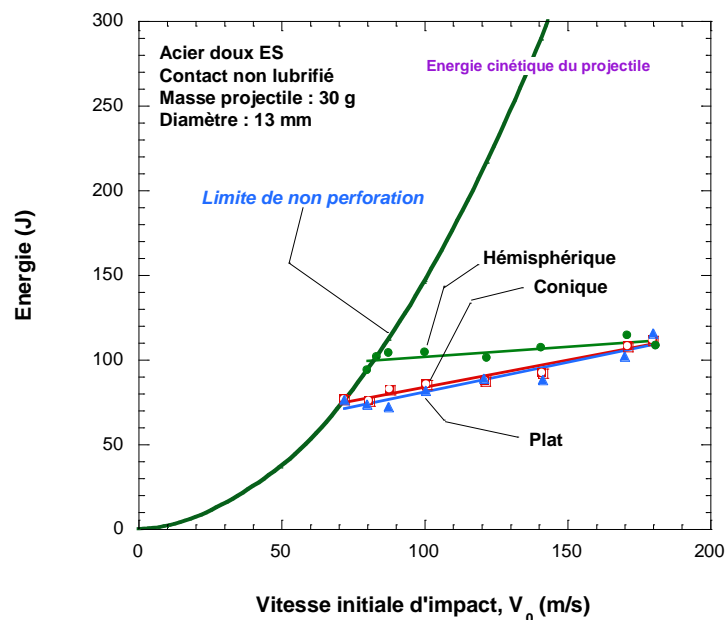


Fig.III.15 Energie absorbée par la plaque en fonction de la vitesse d'impact pour différentes formes de projectile.

Le mode de rupture de la plaque est analysé et il est constaté que la forme du projectile a une forte influence sur le processus de rupture, *Fig.III.16*. Pour le projectile plat, on observe un processus de découpage à grande vitesse dû à un cisaillement dynamique de la tôle entraînant l'éjection d'un bouchon circulaire de diamètre quasiment égal au diamètre du projectile. Comme l'épaisseur de la tôle est faible, il y a une forte localisation de la déformation plastique dans une zone de cisaillement très petite au cours de la perforation. La déformation plastique de la plaque est limitée au voisinage immédiat de la zone d'impact. Pour un projectile de forme conique, la rupture s'accompagne de la formation de pétales (mode de rupture appelé "petaling"), induisant une striction radiale. Le projectile conique perce facilement la plaque en raison de sa faible épaisseur et la déformation plastique reste localisée aux extrémités des pétales. Comme il sera discuté plus tard, le nombre de pétales N qui se forment lors de la perforation avec un projectile conique est directement lié à l'angle ϕ du bout conique du projectile. En ce qui concerne le projectile hémisphérique, la rupture de la tôle se produit avec une éjection de bouchon dû à la striction circonférentielle. Elle est suivie par la formation de fissures radiales dues au processus d'expansion de trou comme indiqué dans [III.21]. Pour tous les cas examinés ici (les trois types de projectile), la valeur de la triaxialité des contraintes est différente dans la zone de rupture comme nous le décrirons dans la partie numérique, Chapitre IV.

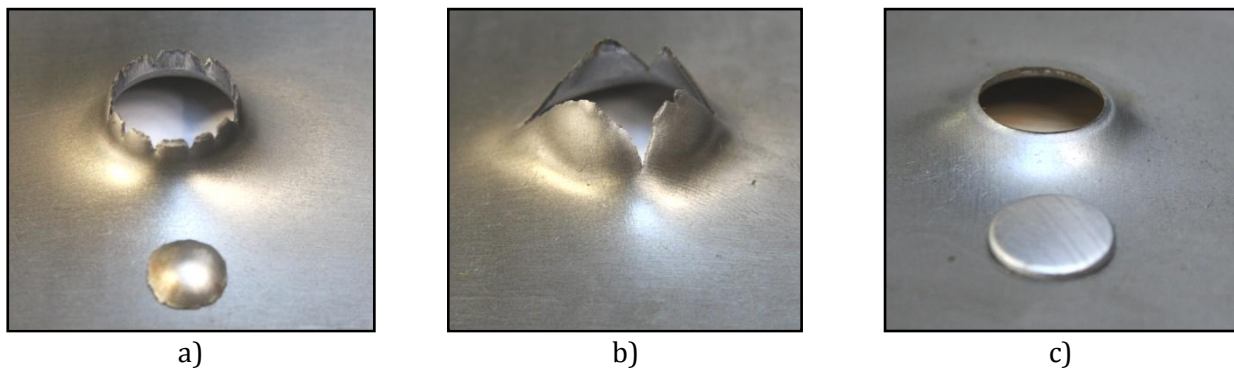


Fig.III.16 Modes de rupture observé expérimentalement pour différents types de projectile, $V_0 = 126 \text{ m/s}$. a-Hémisphérique; b- Conique; c-Plat.

De nombreuses études se sont penchées sur la possibilité d'améliorer les performances des structures à l'impact en créant des structures sandwichs par simple superposition de plaques, ce qui offre un large éventail de configurations pour l'épaisseur finale [III.22–24].

Dans ce travail, la configuration en sandwich a été étudiée en utilisant uniquement le cas du projectile conique (cas le plus sévère). Ainsi, plusieurs tests ont été effectués en utilisant un maximum de quatre plaques empilées les unes contre les autres sans aucune substance adhésive. L'épaisseur de chaque plaque constituant le sandwich est de 1 mm. En parallèle, des plaques monolithiques d'épaisseur 2mm et 4mm ont également été testées afin de comparer leurs résistance à l'impact à ceux des configurations sandwichs de même épaisseur. Pour une vitesse d'impact initiale imposée V_0 , l'énergie absorbée par la structure augmente avec le nombre de plaques présentes dans la configuration sandwich, *Fig.III.17-a*. On observe une relation non linéaire entre la limite balistique de la structure et le nombre de plaques dans la configuration sandwich, *Fig.III.17-b*.

Configuration	2 plaques de 1mm	1 plaque de 2mm	4 plaques de 1mm	1 plaque de 4mm
V_B (m/s)	126	130	171.23	177

Tab.III.6 Limite balistique des différentes configurations étudiées.

Les valeurs reportées dans le Tab.III.6 montrent que les plaques monolithiques ont une limite balistique supérieure à celle des structures sandwichs de même épaisseur. Ceci indique qu'une plaque monolithique offre une meilleure résistance à l'impact qu'une configuration sandwich d'épaisseur équivalente. Cette observation va dans le même sens de celles reportées dans [III.25, III.26]. Par contre d'autres auteurs [III.24, III.27] ayant travaillé sur le sujet ont constaté un comportement inverse. La divergence des résultats sur ce sujet réside dans la différence des configurations étudiées par les auteurs et le type de projectile utilisé. Par exemple, Corran et al. [III.24] ont trouvé à l'issue d'une série d'essais d'impact qu'une configuration sandwich à deux ou trois plaques d'acier inoxydable (épaisseur totale supérieure à 3.5 mm) a une limite balistique supérieure à celle d'une plaque monolithique de même épaisseur. Radin et Goldsmith [III.25] ont réalisés des essais d'impact normal sur des plaques monolithiques et multicouches avec des projectiles conique et plat. Les auteurs ont conclu que les limites balistiques des plaques monolithiques sont supérieures à celles des plaques multicouches. Il faut noter que l'épaisseur des cibles étudiées par Radin et Goldsmith varie de 1.6 mm à 6.4 mm. Des études récentes, menées par Dey et al. [III.28] ainsi que Borvik et al. [III.29] sur des plaques d'acier Weldox 500 E ont montré qu'une configuration sandwich (12 mm d'épaisseur totale) a une meilleure résistance à la perforation qu'une plaque

monolithique d'épaisseur équivalente. Les essais ont été réalisés en utilisant un projectile plat. On peut donc conclure après l'analyse des résultats extraits de la littérature et nos résultats expérimentaux, que les plaques monolithiques résistent mieux à la perforation que les configurations sandwichs lorsque l'épaisseur totale est inférieure ou égale à 4 mm.

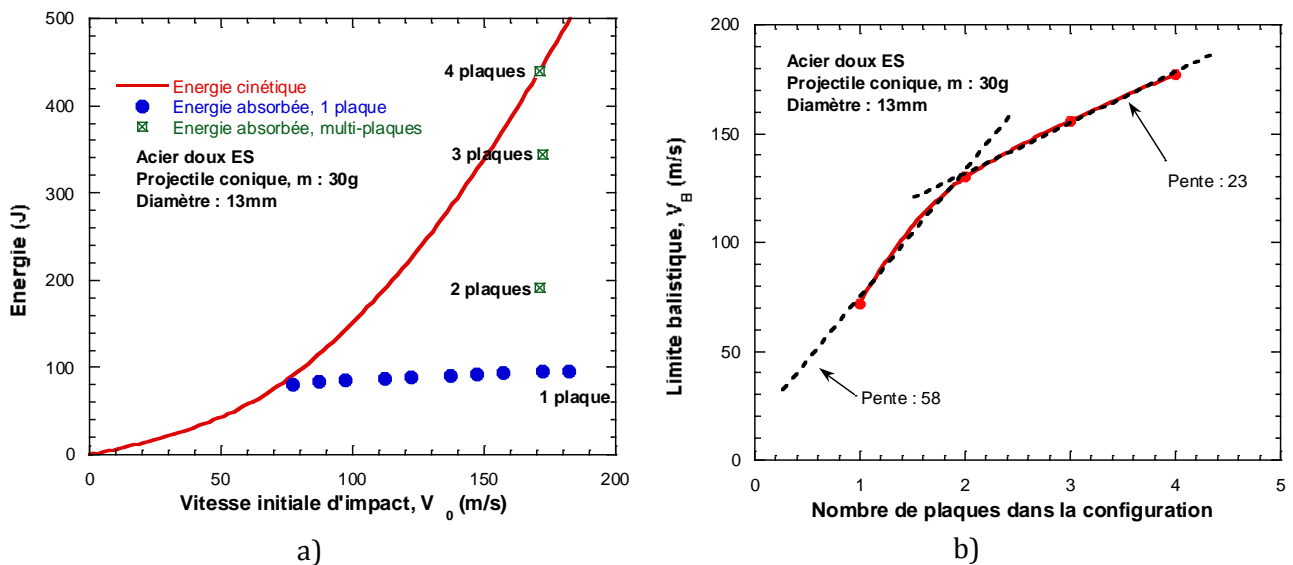


Fig.III.17 a- Energie absorbée en fonction de la vitesse d'impact pour différentes configuration sandwichs; b- Variation de la limite balistique en fonction de l'épaisseur dans la configuration sandwich.

En se basant sur le cas de la configuration sandwich à quatre plaques de 1 mm, on note un mixage des différents modes de rupture décrits précédemment, Fig.III.18. Le mode de rupture évolue de la striction circonférentielle à la formation de pétales. La plaque IV, impactée en premier, a un mode de rupture par striction circonférentielle due au processus d'élargissement du trou radial. Des changements de couleur ont également été remarqués autour du trou supposant ainsi une forte augmentation locale de la température [III.30]. Pour la plaque III, une rupture par striction circonférentielle et des fissures radiales ont été remarquées. Enfin, la rupture des plaques II et I est dominée par la formation de pétales. Comme l'épaisseur de la structure en configuration sandwich est grande, il y'a plus de travail plastique dans la zone d'impact, ce qui réduit considérablement le processus de perçage observé dans le cas de la perforation d'une seule plaque.

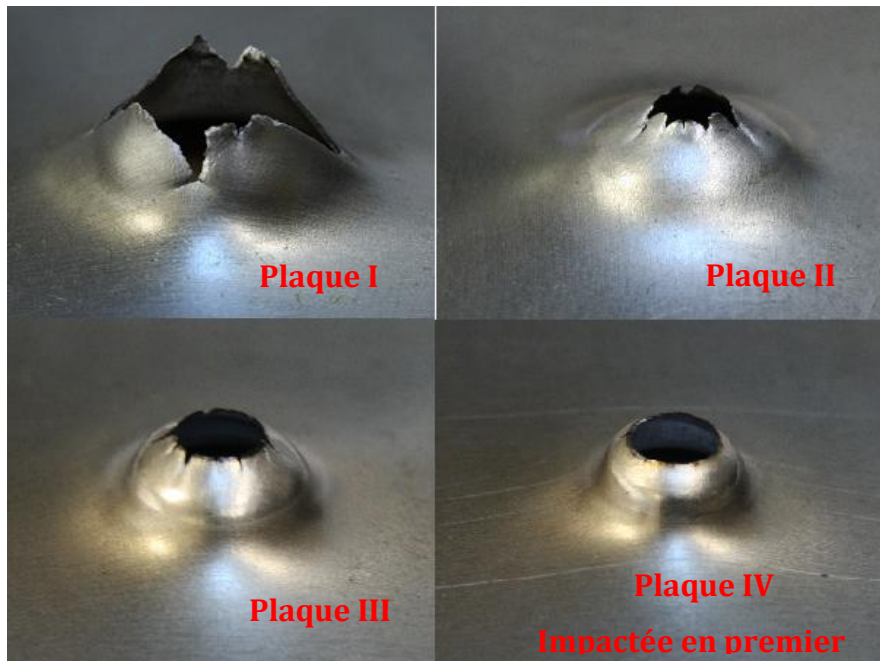


Fig.III.18 Mixage des modes de rupture observés pour la configuration sandwich à quatre plaques en utilisant un projectile conique, $V_0=172$ m/s, contact sec.

Pour tous les essais décrits précédemment, le contact entre le projectile et la plaque d'acier est sec (non lubrifié), $\mu > 0$. Afin d'évaluer l'influence du frottement entre la plaque et le projectile sur la capacité d'absorption d'énergie de la plaque, une étude a été réalisée en lubrifiant le contact entre le projectile et la plaque avec différents types de fluides, Tab.III.7.

	Contact Sec	Colle fraîche	Graisse MoS ₂	Huile	Téflon
V_0 (m/s)	122	122	122	122	122
V_R (m/s)	27.61	27.51	27.50	26	27

Tab.III.7 Effet du frottement sur le processus de perforation en utilisant un projectile conique.

Seul l'impact avec un projectile conique a été considéré dans cette étude pour visualiser l'effet du frottement avec des plaques de 1mm. On peut observer que la lubrification de la surface de contact ne modifie pas considérablement les résultats en termes de vitesse résiduelle et donc de l'énergie cinétique absorbée, Tab.III.7. La valeur de la vitesse résiduelle en utilisant une colle fraîche ou de la graisse molybdène est quasiment identique à celle du contact sec. Pour cette raison, un coefficient de frottement égal à 0.2 sera considéré lors des

simulations numériques. Cette valeur est en effet fréquemment utilisée pour un contact acier-acier sans lubrifiant [III.31, III.32].

Dans la section, suivante nous allons analyser l'influence de l'angle au cône ϕ du projectile conique sur le mode de rupture de la plaque.

✚ Investigation expérimentale et analytique de l'effet de l'angle conique sur la formation des pétales

Comme rapporté dans [III.21, III.33], le nombre de pétales N qui se forment lors de la perforation dynamique d'une plaque mince en utilisant un projectile conique est directement lié à l'angle du cône ϕ du projectile. La première étude expérimentale et analytique rigoureuse du problème de « rupture par pétale ou petaling » qui est disponible dans la littérature a été réalisée par Landkof et Goldsmith [III.33]. Un travail plus récent effectué par Wierzbicki propose une solution formelle du nombre de pétales qui se forment basée sur la minimisation de l'énergie totale absorbée par les pétales [III.34]. Ainsi, selon la théorie proposée par Wierzbicki, le processus de rupture devrait produire approximativement quatre pétales. Cependant, l'auteur souligne que, comme la quantité d'énergie minimale absorbée par chaque pétale est assez faible, un nombre plus important de pétales, à savoir cinq ou six, peut aussi se former.

Dans notre étude, six projectiles coniques d'angles différents ont été considérés ($20^\circ \leq \phi/2 \leq 60^\circ$), *Fig.III.19*. Comme décrit précédemment dans le Chapitre II, tous les projectiles ont été réalisés en acier à haute résistance (acier marval18) afin d'éviter l'effet champignon lors de l'impact. Ils ont également la même masse, $m_p \approx 30g$, permettant de garder la même quantité d'énergie cinétique pour une vitesse d'impact imposée. Cette dernière n'a pas d'influence sur le nombre de pétales, et donc sa valeur a été fixée constante $V_0 = 126m/s$. Par conséquent, le principal paramètre étudié reste l'angle conique du projectile. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus cumulés à d'autres extraits de la littérature [III.21] sont présentés sur la *Fig.III.20-a*. Pour tous les cas considérés, trois expériences ont été réalisées pour confirmer la reproductibilité de chaque essai. En analysant

les résultats, on observe de façon générale que le nombre de pétales N diminue lorsque l'angle du projectile $\phi/2$ augmente, *Fig.III.20-a*.

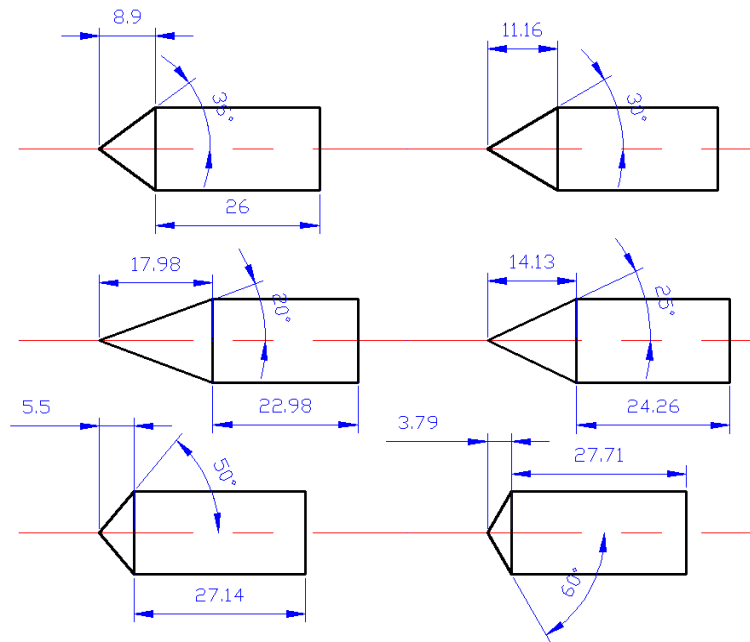


Fig.III.19 Les différents projectiles conique utilisés au cours des essais.

Les résultats en termes d'énergie absorbée par la plaque sont reportés sur le graphe ci-dessous, *Fig.III.20-b*. Il est clairement visible qu'à vitesse d'impact fixée, une augmentation de l'angle entraîne une augmentation de l'énergie absorbée par la plaque. Ceci s'explique par le fait qu'une augmentation de l'angle du projectile entraîne une augmentation de la surface initiale de contact projectile/plaque (*Fig.III.22*) et donc l'augmentation de la zone de travail plastique : il y aura donc plus d'énergie dissipée par travail plastique. Par contre, quand l'angle conique du projectile diminue, la perforation est dominée par le processus de perçage à grande vitesse, réduisant ainsi l'énergie absorbée par la plaque. Pour le cas particulier de l'angle $\phi/2 = 60^\circ$, l'énergie absorbée par la plaque est quasiment la même que celle obtenue en utilisant un projectile plat. A partir de l'angle $\phi/2 = 60^\circ$, on observe une transition au niveau du mode de rupture : il passe de « rupture par formation de pétales » à « rupture par éjection de bouchon ». Par conséquent, pour $\phi/2 \geq 60^\circ$ le projectile conique se comporte comme un projectile plat en termes de mode de rupture, limite balistique et bilan énergétique.

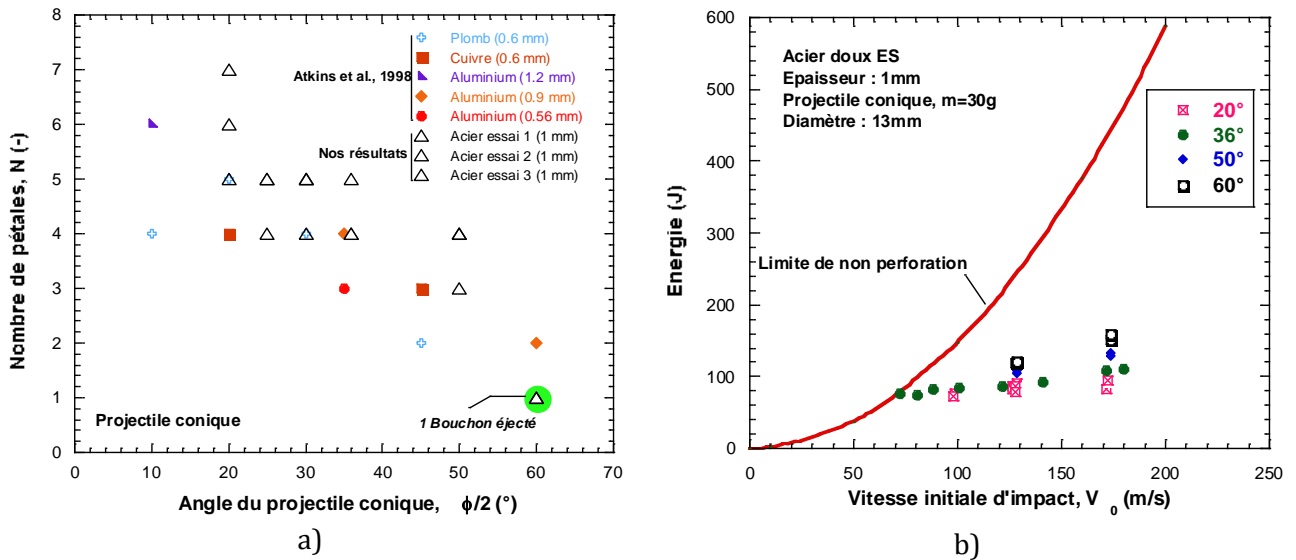


Fig.III.20 a-Variation du nombre de pétales en fonction de l'angle du projectile conique; b- Energie absorbée par la plaque pour différents projectiles coniques.

Quelques images des plaques perforées accompagnées des projectiles coniques utilisés sont regroupées sur la Fig.III.21. On peut visualiser le bouchon éjecté pour le cas $\phi/2 = 60^\circ$.

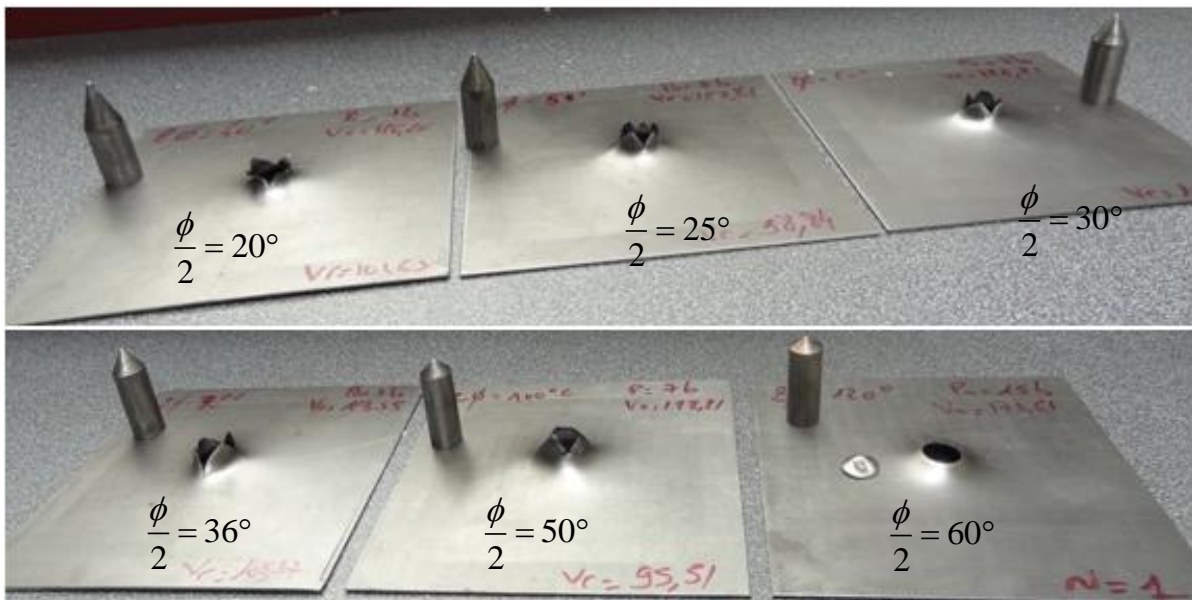


Fig.III.21 Effet de l'angle du projectile conique sur le mode de rupture de la plaque et le nombre de pétales N.

En se basant sur toutes les observations mentionnées précédemment, on peut conclure de façon générale que le mode de rupture d'une plaque en acier impactée par un projectile est

directement lié à la forme du projectile. Atkins et al. (1998) ont analysé en détail la formation des pétales dans les plaques minces perforées par des projectiles coniques et ogives, et ont proposé un modèle analytique pour évaluer le nombre de pétales et de fissures radiales qui se produisent. En nous basant sur leur travail [III.21], et pour le cas du projectile conique, on peut donc prédire le nombre de pétales N .

Dans le modèle formulé par Atkins et al. [III.21], l'écoulement plastique du matériau est décrit par la loi constitutive suivante :

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 (\bar{\varepsilon}^p)^n \quad (\text{III.17})$$

Le paramètre clé est le coefficient d'écroutissage n qui affecte la consolidation du matériau. L'ensemble du développement analytique est rapporté en détail dans [III.21]. Seule la formulation finale du nombre de pétales N en fonction des paramètres du matériau à impacter et de l'angle du projectile conique sera présentée ici :

$$N = \frac{\pi Y}{R} \left\{ 2nr_0 + \frac{[\exp(n) - \sin(\phi)]}{(dt/dr)} \left[\frac{1}{\exp(2n)} - \frac{1}{\exp(2\varepsilon_f)} \right] t_0 \right\} \quad (\text{III.18})$$

où Y est la limite élastique du matériau, R est la ténacité, r_0 est le rayon du trou initié dans la plaque au début de la perforation (Fig.III.22), dt/dr désigne le gradient d'épaisseur dans la direction radiale (direction de propagation de la striction), ε_f est le taux de déformation locale à la rupture, t_0 est l'épaisseur de la plaque et ϕ l'angle conique du projectile. Il faut noter que l'expression de N , équation (III.18), donne une tendance, puisque expérimentalement le nombre de pétales formés après la perforation de la tôle d'acier doit être un nombre entier. Le modèle est basé sur l'hypothèse d'élargissement du trou initial durant la perforation dû à un processus d'expansion radiale. Ainsi, le rayon du trou initial r_0 est défini comme suit, équation (III.19). Cette grandeur dépend de l'épaisseur de la plaque t_0 et de l'angle conique du projectile ϕ :

$$r_0 = \frac{t_0}{2} \operatorname{tg}(\phi) \quad (\text{III.19})$$

Pour des plaques d'épaisseur variant de 0.66 à 1.5mm, la ténacité peut être exprimée comme suit :

$$R = \frac{Y \times t_0}{0.8} \quad (\text{III.20})$$

En se basant sur nos résultats expérimentaux, tous les paramètres du modèle analytique ont été déterminés à l'exception de la quantité dt/dr . Ce paramètre étant difficile à estimer de façon formel, il sera considéré comme un paramètre de l'approximation analytique dans les limites des valeurs de la littérature. Dans la littérature [III.21], dt/dr varie dans les conditions isothermes comme suit : $0.07 \leq dt/dr \leq 0.1$.

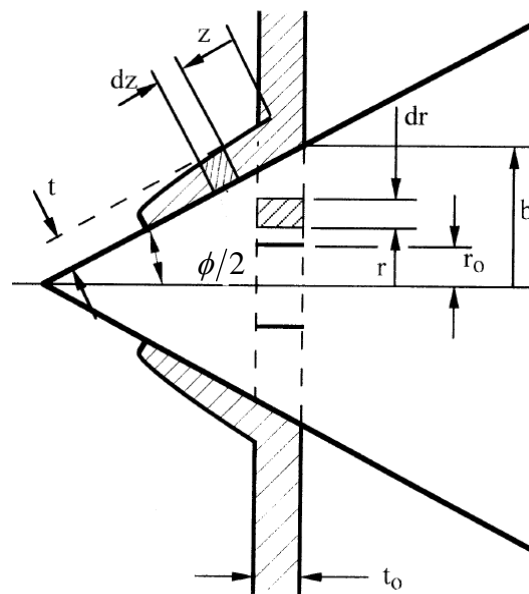


Fig.III.22 Description schématique de l'initiation de trou dans la plaque lors de la perforation.

Afin de déterminer ε_f , nous avons réalisé une simulation numérique de l'essai de traction. En comparant la réponse numérique du matériau en termes de contrainte-déformation macroscopique avec l'expérience, on obtient le résultat suivant : pour une déformation à la rupture macroscopique de $\varepsilon_f^{\text{macroscopique}} = 0.26$, la déformation équivalente locale dans la zone de rupture est égale à $\varepsilon_f^{\text{locale}} = 0.8$ dans les conditions adiabatiques et $\varepsilon_f^{\text{locale}} = 0.4$ sous conditions isothermes. Cette approche locale permet de tenir compte de l'effet de l'adoucissement thermique qui induit un retard dans le processus d'apparition de l'instabilité et permet de maintenir une répartition homogène de la déformation plastique le plus longtemps possible. Ce phénomène a été largement discuté pour différents processus de

déformation plastique dans [III.35]. Toutefois, lorsque la condition d'instabilité de la déformation plastique est atteinte, la striction se produit et se propage rapidement dans la direction radiale. Le tableau ci-dessous, Tab.III.7, regroupe les principales quantités utilisées pour définir le comportement mécanique du matériau.

n (-)	Y (MPa)	t_0 (mm)	$\epsilon_f^{\text{adiabatique}}$ (-)	$\epsilon_f^{\text{isotherme}}$ (-)
0.18	240	1	0.8	0.4

Tab.III.7 Paramètres utilisés pour décrire l'expression analytique du nombre de pétales N .

La comparaison entre la prédiction analytique et les résultats expérimentaux est présentée sur la Fig.III.23. On peut remarquer qu'il y a une bonne concordance entre les résultats analytiques et expérimentaux. Lorsqu'on définit la déformation équivalente locale dans les conditions isothermes, les valeurs de dt/dr sont proches de celles obtenues par Atkins et al. [III.21]. Par contre, lorsqu'on considère que les conditions de travail sont adiabatiques, ce qui est souvent le cas lors de la perforation (temps d'essai trop court de l'ordre de quelques microsecondes), les valeurs de dt/dr doivent être plus grandes de l'ordre de 0.2 (la striction est plus rapide) pour obtenir une bonne tendance entre prédiction et expérience.

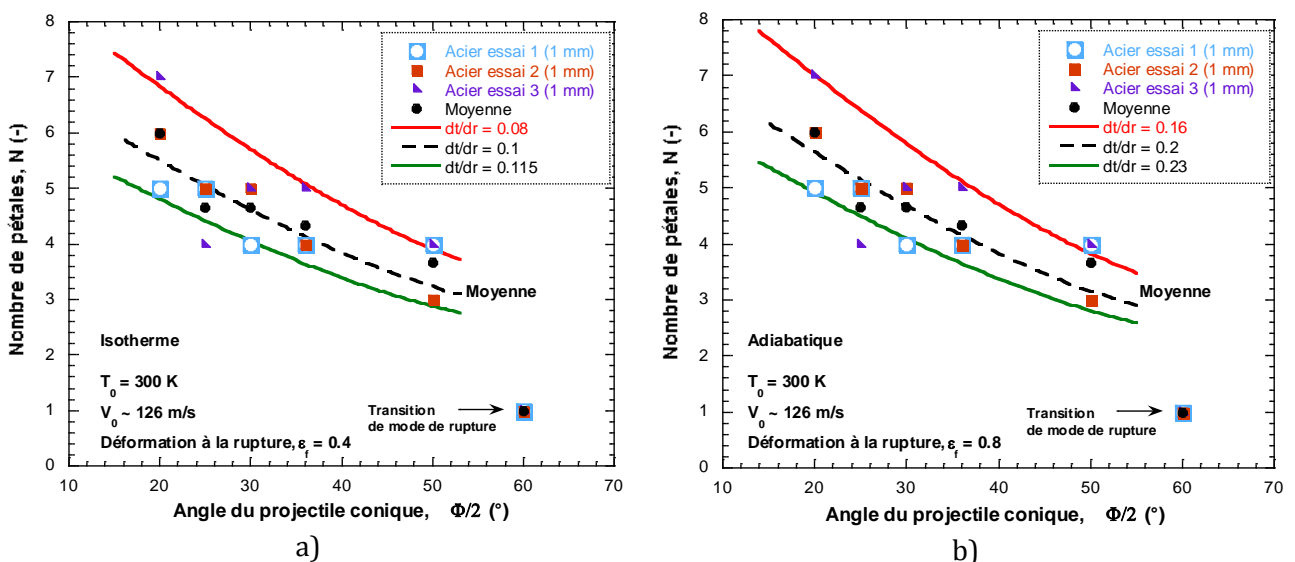


Fig.III.23 Nombre de pétales : Comparaison entre le modèle analytique et les résultats expérimentaux, $V_0 = 126$ m/s. a- Conditions isothermes; b- Conditions adiabatiques.

A partir de $\frac{\phi}{2} > 50^\circ$, le modèle ne permet plus de prédire proprement les observations expérimentales. Ceci s'explique par la transition de mode de rupture qui s'opère au-delà de 50° , comme décrit précédemment.

En résumé, il apparaît clairement que pour les problèmes d'impact et de perforation balistique, il est important de considérer non seulement le comportement du matériau de base (acier dans notre cas) utilisé pour concevoir la structure, mais une attention particulière est également nécessaire pour modéliser la forme du projectile. Partant de ce constat, nous avons choisi d'étudier non seulement d'autres formes de projectile, mais aussi d'introduire un nouveau paramètre, à savoir la rigidité du projectile. Ces études ont été réalisées sur des plaques en acier IF dont les résultats feront l'objet de la section suivante.

III.4.2 Résultats pour l'acier IF

Dans le but d'étendre l'étude de l'influence de la forme du projectile sur le processus de perforation, nous avons fabriqué deux nouveaux projectiles dont les bouts impactants proviennent d'une combinaison entre les bouts conique et hémisphérique, *Fig.II.13-e et d*. L'impactant nommé projectile A est donc une combinaison entre un projectile hémisphérique et conique alors que celui nommé projectile B n'est rien d'autre qu'un projectile hémisphérique, mais terminé par un bout conique sans le tronc cylindrique entre les deux bouts. La masse de ces projectiles est supposée constante, $m_p = 30g$, comme dans les autres cas étudiés.



Projectile A



Projectile B

Fig.III.24 Photos des projectiles A et B

Les résultats obtenus en termes de courbe balistique $V_R - V_0$, comparés à ceux des projectiles décrits précédemment, sont présentés sur la *Fig.III.25*. Les points expérimentaux

ont été fittés en utilisant le modèle analytique de Recht et Ipson [III.36]. Les paramètres du modèle sont regroupés dans le Tab.III.8

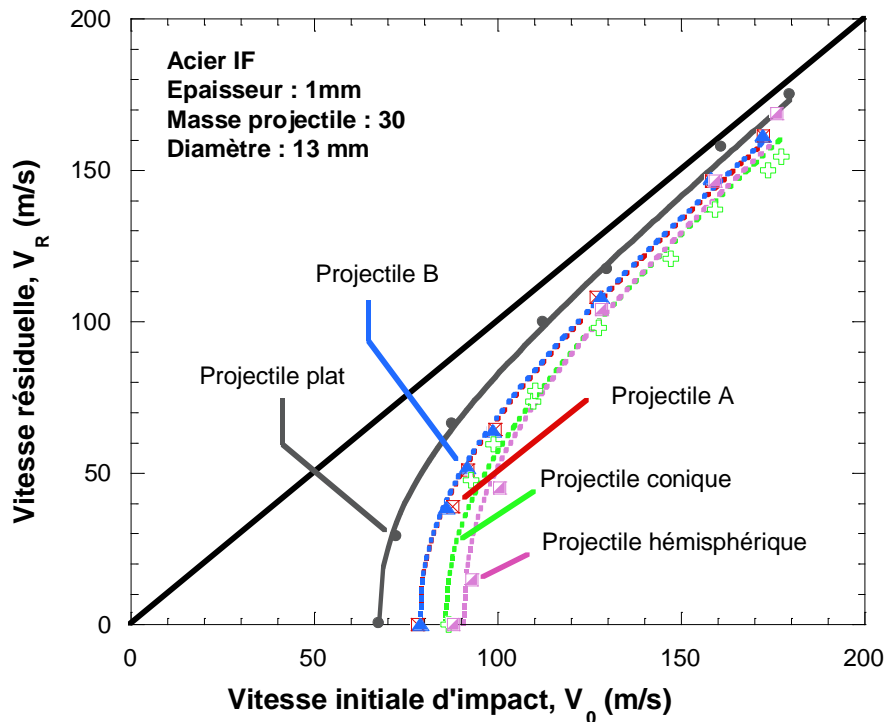


Fig.III.25 Courbe balistique $V_0 - V_r$ pour différentes formes de projectile.

Les allures des courbes balistiques des projectiles A et B sont quasiment identiques, avec des limites balistiques très proches, Tab.III.8. La présence de la partie cylindrique entre les bouts hémisphérique et conique n'a donc pas d'influence sur la limite balistique.

Plat	Conique	Hémisphérique	A	B
$\kappa = 1.63$	$\kappa = 2.21$	$\kappa = 2.39$	$\kappa = 2.25$	$\kappa = 2.28$
$V_B = 68\text{ m/s}$	$V_B = 86.5\text{ m/s}$	$V_B = 90\text{ m/s}$	$V_B = 78\text{ m/s}$	$V_B = 79\text{ m/s}$

Tab.III.8 Paramètres de fittage du modèle de Recht et Ipson.

La limite balistique de la plaque d'acier IF impactée par les projectiles A et B reste inférieure à celle obtenue lorsque la plaque est impactée par les projectiles conique ou hémisphérique, ce qui est dû à l'effet combiné des bouts hémisphérique et conique qui

constituent les projectiles A et B. Le fait d'ajouter une tête conique au front hémisphérique du projectile permet d'induire un mode de rupture par perçage et formation de pétales. Par conséquent, après l'initiation du trou dans la plaque, le processus d'expansion du trou s'effectue plus facilement et la vitesse du projectile est moins réduite.

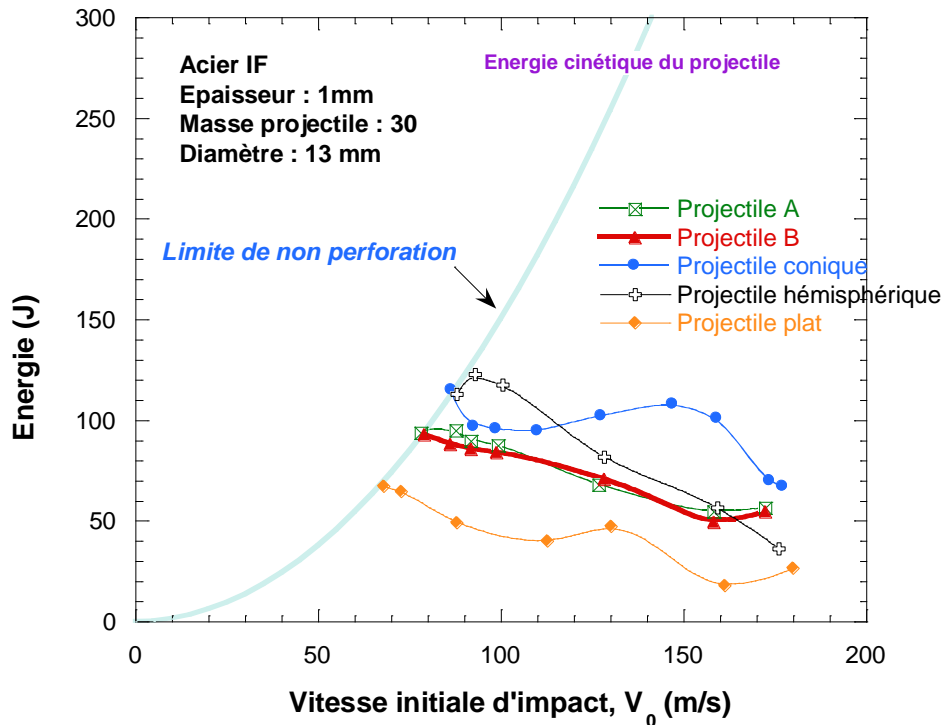


Fig.III.26 Variation de l'énergie absorbée par la plaque en fonction de la vitesse d'impact V_0 pour différentes formes de projectile.

Lors de l'impact avec un projectile hémisphérique à des vitesses relativement rapides mais inférieures à la limite balistique ($V_B = 90 \text{ m/s}$), les fissures générées au niveau du dôme de contact projectile/plaque n'ont pas assez d'énergie pour se propager. La propagation des fissures est rapidement stoppée et le projectile s'arrête avant d'atteindre la perforation complète de la plaque, Fig.III.27-f. Le bilan énergétique décrit précédemment pour l'acier doux, équation (III.16), est valable pour l'acier IF. Le graphe, Fig.III.26, montre la variation de l'énergie totale W_{Plaque}^{Total} en fonction de V_0 obtenue expérimentalement pour les différentes formes de projectiles étudiées. On observe de façon générale une décroissance de l'énergie absorbée avec la vitesse initiale d'impact : l'incrément de vitesse d'impact entraîne en effet une réduction de la zone de déformation plastique et produit la localisation de l'endommagement. Le travail plastique est par conséquent réduit.

Les résultats expérimentaux (modes de rupture), *Fig.III.27*, confirment bien la dépendance du processus de rupture de la plaque vis à vis de la forme du projectile. Les modes de rupture de la plaque d'acier IF perforée par les projectiles plat, conique et hémisphérique sont identiques à ceux obtenus dans le cas de la perforation de l'acier doux avec les mêmes projectiles, à savoir : « rupture par cisaillement dynamique et éjection de bouchon », « rupture par striction radiale et formation de pétales » et « rupture par striction circonférentielle avec éjection de bouchon » respectivement. Le projectile A provoque une rupture de la plaque par striction radiale avec formation de pétales. La rupture est donc dominée par le processus de perçage à grande vitesse comme pour le cas du projectile conique. La rupture est donc occasionnée par le tronc conique du projectile. En ce qui concerne le projectile B, on observe un mode de rupture mixte combinant la rupture par formation de pétales et éjection d'un petit bouchon en forme d'anneau circulaire.

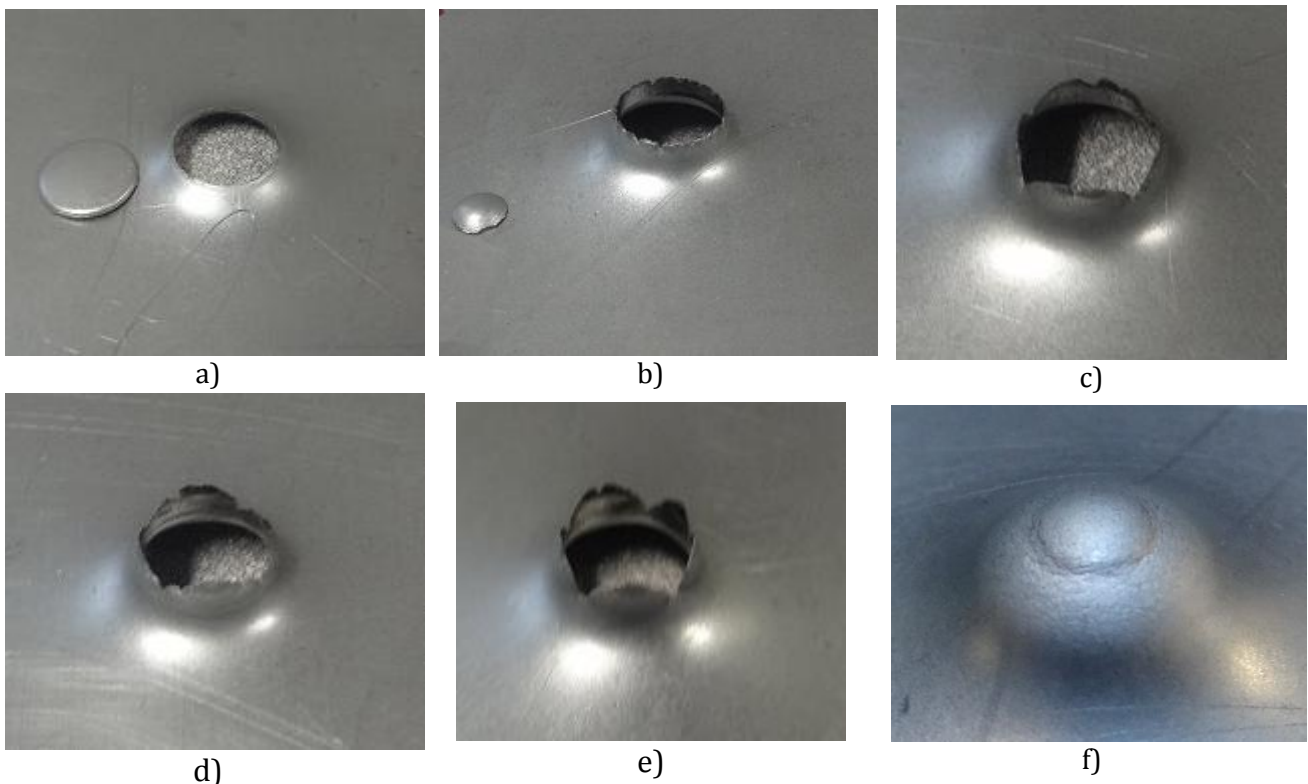


Fig.III.27 Modes de rupture pour différents projectiles, $V_0 = 126 \text{ m/s}$. a-Plat; b-Hémisphérique; c-Conique; d- Projectile B; e- Projectile A; f-Hémisphérique non perforé.

Afin d'évaluer le temps que met le projectile pour perforer la plaque, appelé temps de rupture, les essais ont été enregistrés en utilisant la caméra rapide Phantom v710. Le temps de rupture est défini comme étant l'instant qui s'écoule entre le début de l'impact et le

moment où le bout impactant du projectile traverse complètement la plaque, comme illustré sur la Fig.III.28 (cas du projectile conique). Nous considérons donc qu'il y a rupture de la plaque lorsque la tête du projectile traverse entièrement la plaque et non lorsque le projectile entier l'a traversé.

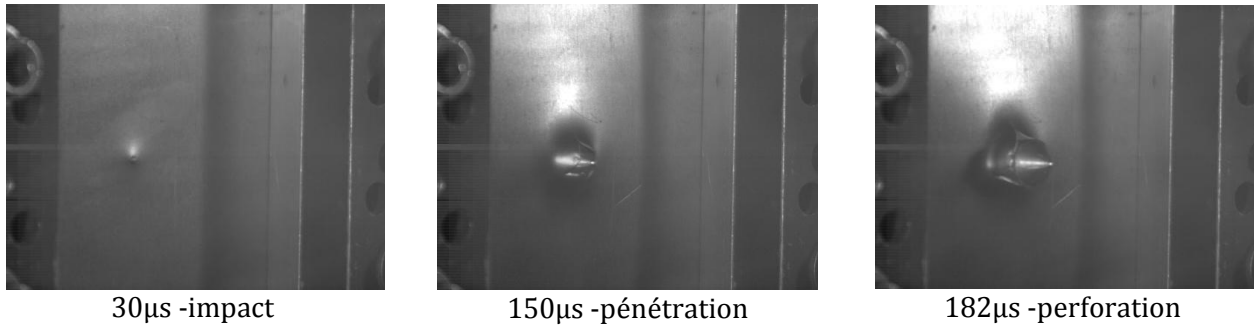


Fig.III.28 Etapes du processus de perforation avec un projectile conique, $V_0 = 178 \text{ m/s}$.

La variation du temps de rupture avec la vitesse d'impact est présentée sur la Fig.III.29. Pour tous les projectiles, le temps de rupture décroît avec la vitesse d'impact et tend vers une phase constante au-delà de 170 m/s.

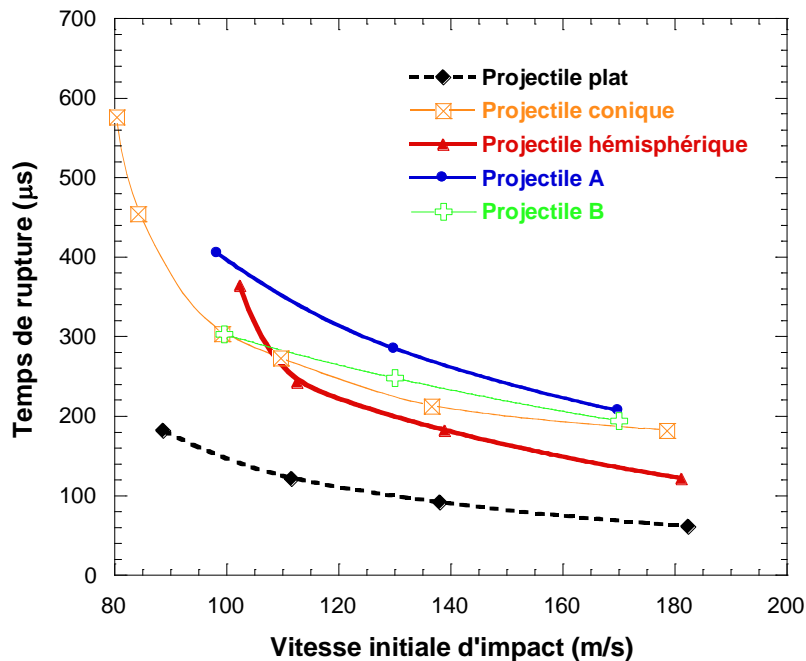


Fig.III.29 Temps de rupture fonction de la vitesse initiale d'impact pour différents projectiles.

A vitesse d'impact imposée, le projectile A met plus de temps que le projectile B pour perforer la plaque. Ceci est dû à la forme du nez du projectile. En effet, lors de l'impact, le bout conique du projectile initie le trou dans la plaque, puis le bout hémisphérique vient élargir le trou par le processus d'expansion. C'est cette deuxième opération qui augmente le temps de rupture. Le projectile plat est celui qui met moins de temps pour perforer la plaque d'acier : cela s'explique par le mode de rupture mis en jeu qui est un cisaillement à grande vitesse.

L'effet de la rigidité du projectile

Tous les essais d'impact et de perforation décrits précédemment ont été réalisés en utilisant un projectile rigide non déformable, donc seule la plaque se déforme au cours des essais. Afin de tenir compte de l'influence qu'a la rigidité du projectile sur le processus de perforation, nous avons fabriqué des projectiles hémisphériques en utilisant des matériaux non rigides et déformables. Pour cela, nous avons choisi les matériaux suivants :

- Un polymère, PA6,
- Un deuxième polymère, PVC,
- Le silicone.

Les propriétés mécaniques de ces matériaux sont regroupées dans le tableau suivant :

Matériaux	Limite élastique (MPa)	Module Young (MPa)
PA6	65	2800
PVC	40	3000
Silicone	-	-

Tab.III.9 Propriétés mécaniques des matériaux constituant les projectiles déformables.

Tous les projectiles considérés ont la même masse que pour les projectiles rigides. Le contact projectile/plaque est non lubrifié. Le fait que les projectiles se déforment au cours de l'impact a une influence sur la limite balistique et sur le processus d'absorption d'énergie. Une partie de l'énergie cinétique du projectile est dissipée par la déformation de cette dernière et l'éjection des fragments en cas de fracture du projectile (ce qui est le cas notamment pour le

polymère PA6 et le silicone). Dans ces conditions, le bilan énergétique établi précédemment, équation (III.16), n'est plus valable. L'énergie absorbée par la plaque peut donc s'écrire comme suit :

$$W_{Plate}^{Total} = W_{Plate}^K + W^E + W^P + W^F + W_{Débris}^K = \frac{1}{2} m_p (V_0^2 - V_B^2) - W_{Projectile}^D - W_{Projectile}^{Fragment} \quad (III.21)$$

où $W_{Projectile}^D$ désigne l'énergie dissipée par déformation du projectile et $W_{Projectile}^{Fragment}$ l'énergie communiquée aux fragments du projectile.

Le résultat obtenu en termes de vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale d'impact est présenté sur la *Fig.III.30*. Nous avons ajouté les résultats pour un projectile hémisphérique en acier afin de faciliter la comparaison. Les limites balistiques de la plaque pour chaque type de projectile déformable restent inférieures à celle obtenue en utilisant un projectile non déformable (en acier). Ce qui permet d'affirmer qu'un projectile rigide non déformable est plus efficace pour perforer la plaque qu'un projectile mou et déformable. Compte tenu du fait que les projectiles déformables se fragmentent durant l'impact, il est difficile de mesurer leurs vitesses résiduelles pour des vitesses d'impact proches de la limite balistique.

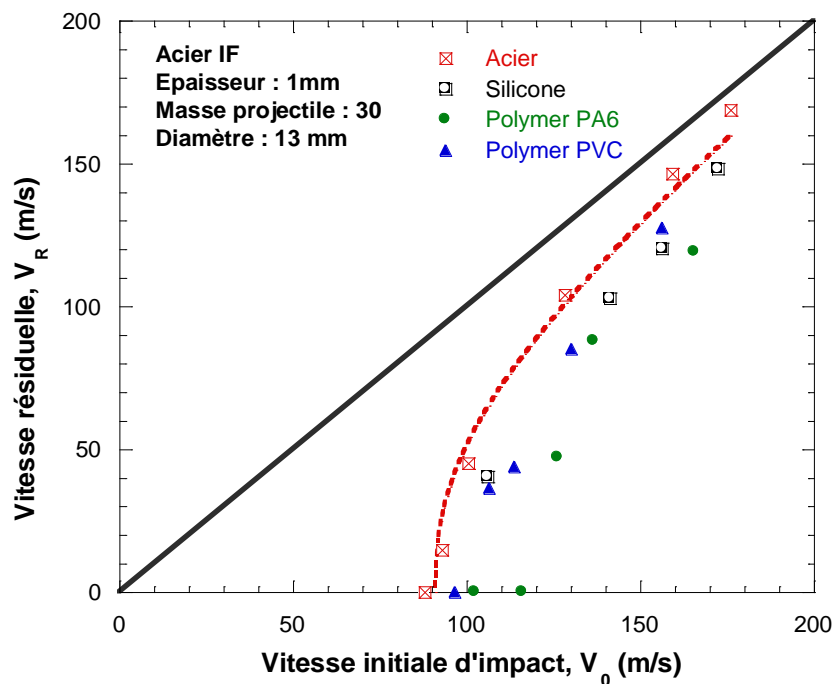


Fig.III.30 Comparaison des courbes balistiques pour différents types de projectile.

Le projectile en polymère PA6 est celui qui résiste le moins à l'impact avec la plaque : il nécessite donc une plus grande vitesse afin de la perforer. Ceci est dû notamment au comportement fragile de ce polymère [III.37].

III.5 Conclusion

L'analyse des résultats expérimentaux de caractérisation thermoviscoplastique sur l'acier doux ES et l'acier IF montrent que ces deux matériaux sont très sensibles à la vitesse de déformation. Il a été montré que dans la gamme de sollicitation $10^{-4} s^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^3 s^{-1}$, les mécanismes de déformation mis en jeu dans les matériaux sont thermiquement activés. En particulier, pour l'acier doux ES, au-delà d'une vitesse de déformation de $10^3 s^{-1}$, le matériau développe un comportement pseudo visqueux qui entraîne une augmentation brusque de la contrainte d'écoulement avec la vitesse de déformation. On note également une diminution de l'écrouissage avec la vitesse de déformation. L'étude expérimentale a également montré que la température a une influence significative sur le comportement mécanique des deux matériaux. Ceci se traduit par une diminution de la contrainte d'écoulement avec la température pour l'acier IF, mais pour l'acier doux ES, on note une augmentation de la contrainte d'écoulement avec la température dans une gamme de vitesse et de température donnée ($293K < T < 500K$), due au phénomène de vieillissement dynamique. Ces résultats expérimentaux sont en accord avec les aspects caractérisant la plasticité de la plupart des matériaux métalliques à structure CC dans le domaine de l'activation thermique.

Deux modèles, l'un empirique (JC) et l'autre semi-physique (RK) ont été utilisés pour modéliser le comportement thermoviscoplastique des métaux sous chargement statique-dynamique. Le modèle de Johnson-Cook, malgré qu'il tient compte de l'écrouissage, de la vitesse de déformation et de la température dans sa formulation, prévoit une évolution de l'écrouissage de forme parabolique $\sigma \sim \epsilon$ avec un exposant n constant. Ce type d'approximation ne définit pas correctement le comportement du matériau aux grandes déformations et vitesses de déformation. Dans le modèle phénoménologique semi-physique

(modèle RK), les effets d'érouissage sont décrits par un paramètre interne qui évolue avec la vitesse de déformation et la température (ce qui induit une sensibilité de l'érouissage à la vitesse de déformation). Par ailleurs, la contrainte d'écoulement est définie dans sa formulation comme la somme d'une contrainte interne et d'une contrainte effective. Une identification complète des constantes définissant les deux modèles a été réalisée pour chaque matériau en vue de l'implémentation des lois dans un code éléments finis pour la simulation numérique des essais de validation (impact & perforation).

Des essais de validation de type impact & perforation ont été réalisés à l'aide d'un canon à gaz sur des plaques en acier doux ES et en acier IF en utilisant des projectiles cylindriques qui diffèrent par la forme de leurs bouts impactants. Les expériences ont montré que la limite balistique ainsi que le mode de rupture de la plaque sont strictement liés à la forme du nez du projectile. Une étude spécifique concernant le projectile conique a prouvé que le nombre de pétales qui se forment après la perforation de la plaque décroît avec l'angle conique du projectile. Une transition est observée au-delà d'un angle de 120° , où le projectile conique se comporte à l'impact comme un projectile plat. On peut noter que la plus grande partie de l'énergie absorbée par la structure perforée est dissipée par sa déflexion globale, la déformation élastique et la déformation plastique localisée dans la zone d'impact. Le projectile hémisphérique se trouve être le moins efficace pour perforer la cible et engendre plus de travail plastique. Afin de prendre en compte l'influence de l'épaisseur de la plaque sur le processus de perforation, une configuration en sandwich a été proposée (jusqu'à quatre plaques de 1mm d'épaisseur chacun). Une augmentation non linéaire de la limite balistique et de l'énergie absorbée avec l'épaisseur de la plaque (cas d'un projectile conique) a été observée. Dans le cas de la configuration sandwich à 4 plaques, chaque plaque a un mode de rupture différent des autres (allant de la striction circonférentielle à la rupture par formation de pétales) en fonction de la position de la plaque dans la configuration. De plus, il a été constaté que les plaques monolithiques résistent mieux à la perforation que les couches de plaques de même épaisseur.

Dans le chapitre suivant, nous allons essayer de reproduire numériquement, le comportement mécanique à l'impact observé expérimentalement pour les matériaux étudiés, au moyen du code éléments finis Abaqus.

Références bibliographiques du chapitre III

- [III.1] A. Rusinek, "Modélisation thermoviscoplastique d'une nuance de tôle d'acier aux grandes vitesses de déformation. Etude expérimentale et numérique du cisaillement, de la traction et de la perforation.," 2000.
- [III.2] A. Rusinek, R. Zaera, and J. R. Klepaczko, "Constitutive relations in 3-D for a wide range of strain rates and temperatures – Application to mild steels," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, no. 17, pp. 5611–5634, Aug. 2007.
- [III.3] A. Rusinek, J. A. Rodríguez-Martínez, J. R. Klepaczko, and R. B. Pęcherski, "Analysis of thermo-visco-plastic behaviour of six high strength steels," *Materials & Design*, vol. 30, no. 5, pp. 1748–1761, May 2009.
- [III.4] M. J. Manjoine, "No Title," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 11, p. A211, 1944.
- [III.5] N. E. Zeghib, "Etude expérimentale et modélisation de la déformation plastique tenant compte du vieillissement dynamique : cas des aciers doux," 1990.
- [III.6] A. Rusinek and J. R. Klepaczko, "Shear testing of a sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress," *International Journal of Plasticity*, vol. 17, pp. 87–115, 2001.
- [III.7] G. Gary and H. Zhao, "Dépouillement de l'essai aux barres de Hopkinson par une technique de calcul inverse," *Journal de physics IV*, vol. 4, pp. 89–94, 1994.
- [III.8] M. Kuroda, A. Uenishi, H. Yoshida, and A. Igarashi, "Ductility of interstitial-free steel under high strain rate tension: Experiments and macroscopic modeling with a physically-based consideration," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 43, pp. 4465–4483, Jul. 2006.
- [III.9] A. Uenishi and C. Teodosiu, "Solid solution softening at high strain rates in Si- and/or Mn-added interstitial free steels," *Acta Materialia*, vol. 51, no. 15, pp. 4437–4446, Sep. 2003.
- [III.10] A. Uenishi and C. Teodosiu, "Constitutive modelling of the high strain rate behaviour of interstitial-free steel," *International Journal of Plasticity*, vol. 20, pp. 915–936, Apr. 2004.
- [III.11] A. R. Rosenfield and G. Hanh, "Numérique description of the ambient low temperature and high strain rate flow and fracture behaviour of plain carbon steel," *Transactions of the American Society of Metals*, vol. 59, no. 967–970, 1966.
- [III.12] W. I. Lankford, S. C. Snyder, and J. A. Bauscher, "New criteria for predicting the press performance of deep-drawing sheets," *Transactions of the American Society of Metals*, vol. 42, pp. 1196–1232, 1950.
-

-
- [III.13] M. Iordache, "Contribution à la simulation du processus de déformation plastique à froid des tôles," 2007.
- [III.14] J. R. Klepaczko, "A practical stress-strain-strain rate-temperature constitutive relation of the power form.," *Journal of mechanical work technologie*, vol. 15, pp. 143-165, 1987.
- [III.15] S. L. Meyer, "Data analysis for scientists and engineers," *Journal Wiley*, 1975.
- [III.16] Backman M. E. and W. Goldsmith, "The mechanics of penetration of projectiles into targets," *International Journal of Engineering Science*, vol. 16, pp. 1-99, 1978.
- [III.17] T. W. Ipson and R. F. Recht, "Ballistic Perforation by Fragments of Arbitrary Shape, NWC TP 5927," *Denver Research Institute, Naval weapons Centre, USA*, 1977.
- [III.18] T. Jankowiak, a. Rusinek, and P. Wood, "A numerical analysis of the dynamic behaviour of sheet steel perforated by a conical projectile under ballistic conditions," *Finite Elements in Analysis and Design*, vol. 65, pp. 39-49, Mar. 2013.
- [III.19] K. M. Kpenyigba, T. Jankowiak, A. Rusinek, and R. Pesci, "Influence of projectile shape on dynamic behavior of steel sheet subjected to impact and perforation," *Thin-Walled Structures*, vol. 65, pp. 93-104, Apr. 2013.
- [III.20] B. Landkof and W. Goldsmith, "Petalling of thin, metallic plates during penetration by cylindro-conical projectiles," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 21, no. 3, pp. 245-266, 1985.
- [III.21] A. G. Atkins, M. Khan-Afzal, and J. H. Liu, "Necking and radial cracking around perforations in thin sheets at normal incidence," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 21, no. 7, pp. 521-539, 1998.
- [III.22] M. A. Iqbal and N. K. Gupta, "Energy absorption characteristics of aluminum plates subjected to projectile impact," *Latin American Journal of solids and structures*, vol. 5, pp. 259-287, 2008.
- [III.23] G. G. Corbett, S. R. Reid, and W. Johnson, "Impact Loading of Plates and Shells by Free-Flyng Projectiles : A REVIEW," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 18, no. 2, pp. 141-230, 1996.
- [III.24] R. S. J. Corran, P. J. Shadbolt, and C. Ruiz, "Impact loading of plates: An experimenttale investigation," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 1, no. 1, pp. 3-22, 1983.
- [III.25] J. Radin and W. Goldsmith, "Normal projectile penetration and perforation of layered targets," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 7, no. 2, pp. 229-259, 1988.
-

-
- [III.26] A. A. Almohandes, M. S. Abdel-Kader, and A. M. Eleiche, "Experimental investigation of the ballistic resistance of steel-fiberglass reinforced polyester laminated plates," *Composites Ballistic Engineering*, vol. 27, no. 7, pp. 447–458, 1996.
- [III.27] X. Teng, S. Dey, T. Børvik, and T. Wierzbicki, "Protection performance of double-layered metal shields against projectile impact," *Journal of Mechanics of Materials and Structures*, vol. 2, no. 7, pp. 1309–1330, 2007.
- [III.28] S. Dey, T. Børvik, X. Teng, T. Wierzbicki, and O. S. Hopperstad, "On the ballistic resistance of double-layered steel plates: An experimental and numerical investigation," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 44, no. 20, pp. 6701–6723, Oct. 2007.
- [III.29] T. Borvik, S. Dey, and A. H. Clausen, "A preliminary study on the perforation resistance of high-strength steel plates," in *Journal de physique IV*, 2006, pp. 1053–1059.
- [III.30] A. Rusinek, W. K. Nowacki, and P. Gadaj, "Measurement of temperature coupling by thermovision and constitutive relation at high strain rates for the dual phase sheet steel," *Journal de Physics*, vol. 47, pp. 1191–1208, 2003.
- [III.31] T. Jankowiak, a. Rusinek, and T. Lodygowski, "Validation of the Klepaczko-Malinowski model for friction correction and recommendations on Split Hopkinson Pressure Bar," *Finite Elements in Analysis and Design*, vol. 47, no. 10, pp. 1191–1208, Oct. 2011.
- [III.32] A. Rusinek, J. A. Rodriguez-Martinez, C. Zaera, J. R. Klepaczko, A. Arias, and C. Sauvelet, "Experimental and numerical study on the perforation process of mild steel sheets subjected to perpendicular impact by hemispherical projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 36, pp. 565–587, 2009.
- [III.33] B. Landkof and W. Goldsmith, "Petalling of thin, metallic plates during penetration by cylindro-conical projectiles," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 21, no. 3, pp. 245–266, 1985.
- [III.34] T. Wierzbicki, "Petalling of plates under explosive and impact loading," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 22, pp. 935–954, 1999.
- [III.35] A. Rusinek and J. R. Klepaczko, "Effect of adiabatic heating in some processes of plastic deformation," in *Impact engineering and application*, 2001, pp. 541–546.
- [III.36] R. F. Recht and T. W. Ipson, "Ballistic perforation dynamics," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 30, no. 3, pp. 384–390, 1963.
- [III.37] C. Regrain, "Comportement, endommagement et fissuration par fluage du polyamide 6 : étude expérimentale et modélisation," 2009.
-

CHAPITRE IV

simulation numérique de la perforation

Introduction

La mise en place d'un outil de simulation d'impact sur des structures à l'aide d'un code de calcul commercial constitue un objectif affiché de cette thèse. La simulation est en effet un outil d'investigation particulièrement utile et complémentaire à l'expérimentation : au-delà de la connaissance du comportement global, elle permet d'accéder à des informations à l'intérieur du matériau [IV.1]. Elle revêt également un aspect prédictif appréciable, car elle permet, de manière simple, l'étude de l'évolution des résultats en fonction des paramètres d'entrée d'une modélisation. On peut distinguer deux catégories de calculs : ceux concernant l'échelle globale qui fait intervenir l'ensemble d'une structure complexe, voire un assemblage de structures, et ceux concernant une échelle locale. Dans le premier cas, il ne peut s'agir que de reproduire des phénomènes globaux, tels que les collisions de véhicules de transport [IV.1]. Dans le second, où nous nous situons, les codes de calculs par éléments finis constituent un moyen précieux de prédire le comportement au choc, même s'ils présentent certaines limites, telles que la finesse du maillage nécessaire, les temps de calcul ou la prise en compte de non linéarités matérielles (comportement élastoviscoplastique des matériaux).

Les simulations sont réalisées avec le code de calcul numérique explicite ABAQUS. Un travail préalable consiste en l'identification des paramètres de la loi de comportement utilisée, à savoir les lois de Johnson & Cook et de Rusinek-Klepaczko dans notre cas. Ce travail d'identification a été réalisé dans le chapitre III.

Après avoir présenté brièvement le code élément finis Abaqus utilisé dans ce travail, nous décrirons en détail le modèle numérique développé. Par la suite, nous analyserons et comparerons les résultats obtenus par les simulations avec ceux issus de l'expérimentation.

IV.1 Présentation du code et le modèle éléments finis utilisé

La modélisation numérique joue un rôle très important pour l'analyse du comportement de structures soumises à des chargements rapides. Cette analyse qui est basée sur la résolution de l'équation d'équilibre dynamique et de l'équation de conservation d'énergie avec les conditions aux limites imposées à la structure, nécessite l'utilisation du comportement mécanique du matériau mis en jeu. A ce niveau, pour introduire des lois qui décrivent l'écoulement plastique ou viscoplastique des matériaux, le code Abaqus offre à l'utilisateur la possibilité d'utiliser des modèles constitutifs pré-programmés tels que la loi de Johnson-Cook donnée par l'équation I.27. Pour utiliser d'autres lois de comportement, le code offre à l'utilisateur les deux possibilités suivantes :

1. la première permet l'utilisation de fichiers de points décrivant l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation pour différentes températures et vitesses de déformation, cette évolution étant calculée à partir de la relation constitutive que l'on veut utiliser ou directement définie à partir des points expérimentaux.
2. la seconde permet à l'utilisateur, via un ensemble de sous-programmes utilisateurs, d'implémenter dans le code une variété de modèles constitutifs et donc d'utiliser des modèles non pré-programmés sans avoir besoin d'incorporer le comportement du matériau dans le fichier de données sous forme de fichiers de points.

Dans le dernier chapitre de ce travail, nous avons réalisé à l'aide de la version explicite du code Abaqus la simulation numérique de l'essai de perforation des plaques d'acier IF et d'acier doux ES dont la géométrie est présentée dans le chapitre II. Une analyse de la réponse thermomécanique des plaques est faite dans la gamme de chargement où les processus de déformation sont considérés comme pratiquement adiabatiques. Pour introduire le comportement du matériau, le modèle d'écoulement viscoplastique proposé par Rusinek-Klepaczko et décrit dans le chapitre I est utilisé. Pour cela, cette relation a été implémentée dans la version explicite du code à l'aide du sous-programme utilisateur VUMAT écrit dans le langage de programmation fortran. L'élasticité du matériau étant décrite par la loi de Hooke, la surface d'écoulement plastique par la fonction de charge de von Mises et l'écrouissage du matériau par une loi isotrope.

Dans le but de comparer les résultats de cette simulation aux prévisions du calcul utilisant un autre modèle de comportement proposé dans la littérature, nous avons réalisé une deuxième simulation numérique de l'essai de perforation en décrivant cette fois-ci le comportement viscoplastique du matériau à l'aide de loi constitutive de Johnson-Cook présentée dans le chapitre I. Cette loi de comportement étant pré-intégrée dans le code Abaqus, seules les constantes du matériau qui ont été identifiées dans le chapitre III sont introduites dans le code.

IV.1.1 Présentation du code

Le code Abaqus est un code éléments finis dont la formulation Lagrangienne est utilisée dans ce travail. Deux versions du code sont disponibles pour les utilisateurs, à choisir selon l'application :

1. la première, appelée version standard, utilise le schéma de Newmark [IV.2] comme algorithme d'intégration dans le temps. Ce schéma étant implicite, il conduit à un système d'équations cinématiques non linéaires dont la résolution nécessite l'utilisation de méthodes itératives telles que la méthode de Newton-Raphson [IV.2] ou, quand c'est possible, une des méthodes équivalentes permettant de réduire le temps de calcul [IV.2]. Cette version est plus utilisée pour simuler les applications impliquant un chargement quasi statique du matériau.
2. la deuxième version, appelée version explicite, utilise comme son nom l'indique un schéma d'intégration explicite dans le temps. Ce schéma, qui correspond à la méthode des différences fines centrées [IV.2], conduit à un système d'équations linéaires dont la résolution est directe, ne nécessitant aucun processus itératif. La condition de stabilité de cette méthode est liée à l'incrément de temps qui doit être inférieur à une certaine valeur critique. Cette valeur est déterminée par le temps que mettent les ondes élastiques de dilatation pour parcourir la longueur du plus petit élément dans le maillage utilisé :

$$\Delta t \leq \Delta t_{cr} = \min \left(\frac{L_e}{C_0} \right) \quad (IV.1)$$

L_e étant la longueur caractéristique de l'élément et C_d la célérité des ondes élastiques de dilatation. Cette version est adaptée pour simuler les applications de chargement dynamique.

Dans la version explicite qui est utilisée dans le cadre de ce travail pour simuler l'essai de perforation, l'implémentation de lois de comportement est possible grâce au sous-programme utilisateur VUMAT. Cette procédure utilise le schéma de prédiction élastique-correction plastique par retour radial sur la surface de charge [IV.2].

IV.1.2 Description du modèle éléments finis utilisé

Le modèle élément finis envisagé ici est destiné à une analyse en 3D du problème d'impact et de perforation en vue de prendre en compte notamment l'influence de l'épaisseur. La déformation globale de la plaque n'étant pas forcément symétrique, nous avons donc choisi de modéliser le problème entier. Le projectile a été modélisé comme un corps rigide non déformable tridimensionnel avec un point de référence pour affecter la masse, la vitesse et le moment d'inertie. La plaque quant à elle est considérée comme un corps 3D déformable. Le contact entre le projectile et la plaque a été modélisé en utilisant la méthode de pénalisation avec une formulation de glissement réduit. Un coefficient de frottement constant $\mu = 0.2$ a été appliqué en se basant sur les études expérimentales du chapitre III et les recommandations mentionnées dans la littérature [IV.3, IV.4]. Dans le but d'optimiser le maillage en tenant compte du type d'élément, de la densité du maillage et du temps de calcul, nous avons choisi, après avoir essayé plusieurs approches, de partitionner la géométrie de la plaque en deux parties : une partie centrale circulaire de 30mm de diamètre (soit plus de deux fois le diamètre du projectile permettant d'amorcer le processus de propagation de la fissure de manière précise sans effet important sur le bilan énergétique) et une partie extérieure qui vient compléter la structure parallélépipédique de dimensions 100*100*1 mm³, *Fig.IV.1*.

La partie centrale de la plaque a été maillée en utilisant des éléments C3D8R (éléments linéaires à 8 nœuds, à réduction d'intégration avec contrôle de mode sablier) disponible dans la librairie d'Abaqus [IV.2]. La méthode de réduction des points d'intégration dans les éléments hexaédriques a un certain avantage dans la mesure où les contraintes et déformations sont calculées à des endroits qui offrent une précision optimale. La méthode

d'intégration numérique standard ($2 \times 2 \times 2$ points d'intégration pour les éléments hexaédriques linéaires et $3 \times 3 \times 3$ points d'intégration pour les éléments hexaédriques quadratiques) pose quelques problèmes lorsqu'elle est combinée avec un matériau incompressible. En effet, les valeurs du déplacement calculées numériquement se trouvent être plus faibles que les valeurs réelles. Ce phénomène est généralement appelé « blocage volumétrique ». Les calculs théoriques et les applications aux cas réels semblent indiquer que la réduction d'intégration résout ce problème [IV.2, IV.5, IV.6]. En outre, un petit nombre de points d'intégration permet de réduire le temps de calcul (CPU) et l'espace mémoire de stockage requis.

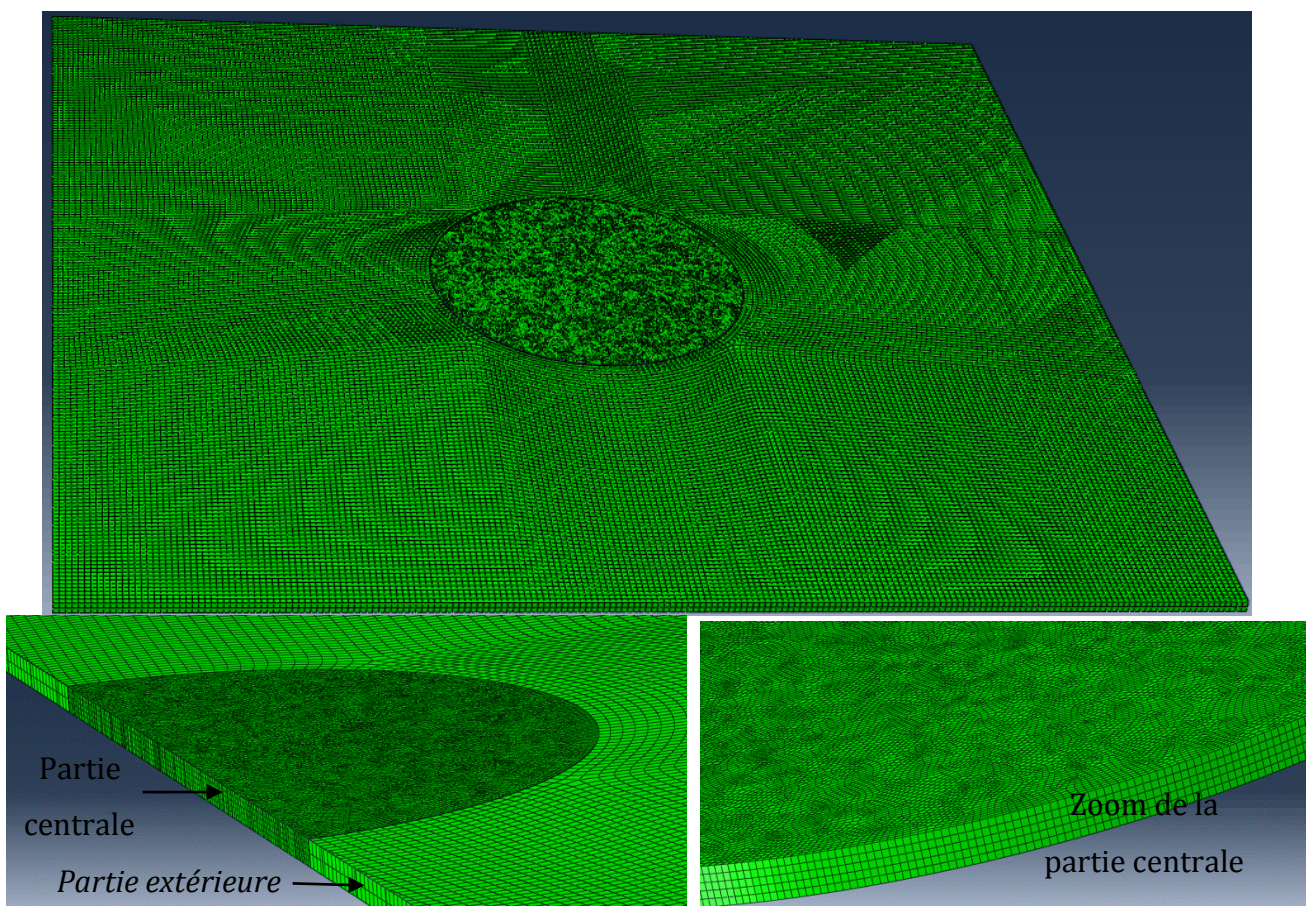


Fig.IV.1 Le modèle numérique utilisé pour la simulation numérique et la répartition de la densité des mailles.

Cependant, l'inconvénient majeur de la procédure d'intégration réduite est qu'elle introduit un champ de déplacement qui peut provoquer une déformation nulle au point d'intégration. Ainsi, l'intégration réduite provoque souvent un déplacement qui ne produit pas de déformation, donc pas d'énergie de déformation. Ce mode parasite d'énergie de

déformation nulle est une réponse non physique appelée « mode sablier » qui peut se propager quand un maillage grossier est utilisé, d'où l'importance de raffiner le maillage quand on utilise les éléments C3D8R. La propagation d'un tel mode peut donc produire des résultats erronés qui indiquent souvent que la structure est trop souple. Afin de rendre la méthode de réduction de point d'intégration utile, le code éléments finis Abaqus offre par défaut une technique de contrôle interne du « mode sablier » basée sur l'ajout d'une rigidité artificielle élémentaire au travers d'une matrice de stabilisation [IV.2]. L'étude d'optimisation de la densité de maillage dans la zone centrale de la plaque a été effectuée en utilisant une méthode de convergence (stabilité des résultats sans dépendance de maille). La petite taille de l'élément Δx définit directement le pas de temps d'intégration par l'intermédiaire de la vitesse des ondes élastiques (Δt est proportionnel à $\Delta x/C_0$, avec $C_0 = \sqrt{E/\rho}$). Si la longueur de l'élément est fortement réduite, le temps d'intégration Δt tend vers 0. Le ratio des dimensions des éléments a été maintenue à l'unité. Zukas et al. [IV.7] ont prouvé que les résultats d'une simulation numérique se rapprochent des valeurs réelles lorsque le ratio des dimensions des éléments se rapproche de l'unité : c'est donc ce ratio qui a été considéré dans ce travail. Il ressort de notre étude de convergence, *Fig.IV.2*, que pour une plaque d'épaisseur 1mm, l'utilisation dans la zone d'impact des éléments linéaires hexaédriques de taille initiale $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.2\text{mm}$ permet d'assurer la stabilité de la solution numérique sans l'influence de la densité de maillage avec un temps de calcul optimal. Par conséquent, la partie centrale de notre modèle numérique pour la plaque de 1mm contient 110 390 éléments finis (5 éléments dans l'épaisseur).

La partie extérieure de la plaque a été maillée en utilisant des éléments hexaédriques C3D8I (éléments linéaires à 8 nœuds à mode incompatible) également disponibles dans la librairie d'Abaqus. Ces éléments ont un degré de liberté supplémentaire qui améliore la capacité de modéliser un gradient de déplacement à travers l'élément, améliorant ainsi le comportement en flexion de la structure. Dans un sens, ces éléments agissent comme des éléments quadratiques. L'utilisation des éléments à mode incompatible génère des résultats comparables à des éléments quadratiques avec un temps de calcul plus faible. Un inconvénient de ces éléments est leur sensibilité à la distorsion d'élément. Comme ils sont employés dans la partie extérieure du modèle numérique, ils sont soumis à un chargement en déformation moins élevé par rapport à ceux de la zone d'impact. On évite ainsi le problème de distorsion excessif qui peut bloquer la progression du calcul. La taille des éléments C3D8I

utilisé est $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.5 \text{ mm}$ (deux éléments dans l'épaisseur de la tôle pour une plaque d'épaisseur 1mm), ce qui donne au total 73 640 éléments finis dans la partie extérieure du modèle, *Fig.IV.1*. Cette façon d'appliquer un maillage fixe mais avec une forte densité dans la région centrale de la plaque où la déformation est plus importante lors de la perforation et une faible densité dans la partie qui entoure la zone centrale, est efficace et robuste pour étudier les phénomènes mis en jeu (capacité d'absorption d'énergie de la plaque, mode de rupture, déflexion globale de la plaque et force normale d'impact). Cependant, il faut noter que la densité de maillage appliquée ici n'est pas suffisante pour étudier les phénomènes très localisés lors de l'impact comme la propagation des bandes adiabatiques.

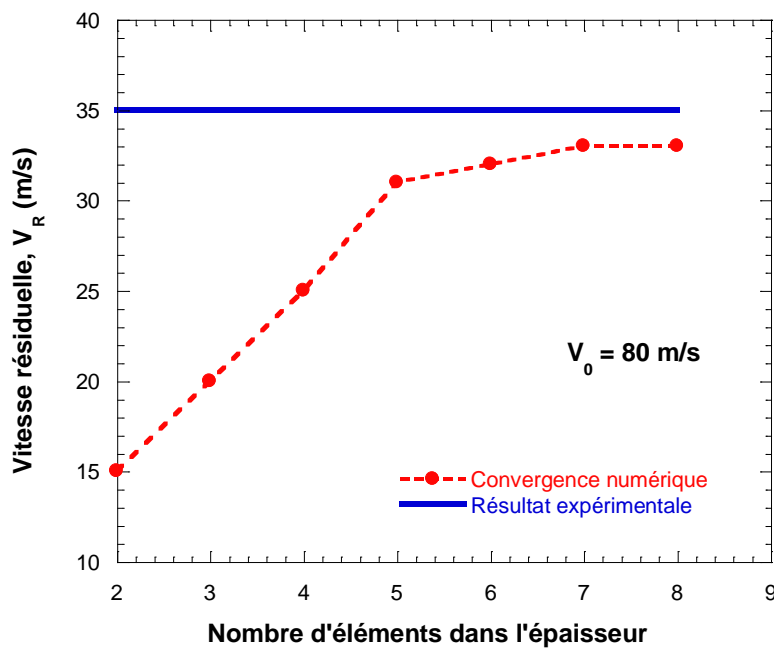


Fig.IV.2 Convergence du résultat numérique pour une tôle de 1mm d'épaisseur impactée par un projectile conique.

Comme souligné dans l'introduction, le comportement thermoviscoplastique de chaque matériau est décrit dans un premier temps par le modèle d'écoulement de Johnson-Cook. Par la suite, dans le but de tenir compte de l'influence de la formulation de loi de comportement sur la réponse numérique de l'éprouvette en perforation, la loi de Johnson-Cook sera remplacée par la loi constitutive de Rusinek-Klepaczko. Pour tenir compte de l'adoucissement thermique dans le matériau à grande vitesse d'impact, les relations constitutives ont été couplées à l'équation de la chaleur (IV.2). Cela permet de calculer, pour

chaque incrément de temps de la déformation plastique, la température réelle dans l'échantillon.

$$T = T_0 + \Delta T = T_0 + \frac{\beta}{\rho C_p} \int_{\varepsilon_e}^{\varepsilon_f} \sigma d\varepsilon \quad (IV.2)$$

où β est le coefficient de Taylor-Quinney, ρ est la densité du matériau étudié, C_p est la capacité thermique massique anciennement désignée chaleur spécifique du matériau et ε_f est la déformation à la rupture.

Au cours des simulations numériques, l'influence du paramètre β sur les résultats a été étudiée. Le coefficient de Taylor-Quinney définit la quantité de travail plastique convertie en chaleur :

$$\dot{\beta} = \frac{\dot{Q}_p}{\dot{W}_p} \quad (IV.3)$$

où \dot{Q}_p désigne la puissance thermique et \dot{W}_p est la puissance du travail plastique. La valeur de β pour les aciers est estimée à $0.8 \leq \beta \leq 1$, comme rapporté dans [IV.8]. En outre, un travail récent publié par Rusinek et al. [IV.9] a étudié la dépendance du coefficient Taylor-Quinney avec le niveau de déformation plastique dans le matériau. Ainsi, les auteurs ont observé une augmentation de ce coefficient dans une plage de déformation faible suivie d'un plateau lorsque le niveau de déformation était supérieur à 0.04. Dans notre travail, comme on le verra plus tard, le niveau de déformation à la rupture est proche de 1. Par conséquent, le coefficient de Taylor-Quinney peut être pris entre 0.8 et 1. Plusieurs simulations numériques ont été réalisées en prenant des valeurs de β dans cette plage, *Fig.IV.3*, et les résultats ont montré que les différentes valeurs de β considérées n'affectent pas fortement les résultats. Par conséquent, une valeur moyenne du coefficient de Taylor-Quinney égale à 0.9 a été choisie pour toutes les simulations numériques, *Tab.IV.1*.

β (-)	C_p (JKg ⁻¹ K ⁻¹)	ρ (Kg m ⁻³)
0.9	470	7800

Tab.IV.1 Constantes liées à la description de l'équation de chaleur.

L'écart noté entre les résultats en terme de vitesse résiduelle en faisant varier β entre 0.8 et 1 est estimé à $\pm 0.5\%$ dans le cas d'impact avec un projectile hémisphérique, $\pm 0.3\%$ pour un projectile conique et $\pm 0.2\%$ pour le projectile plat, *Fig.IV.3*.

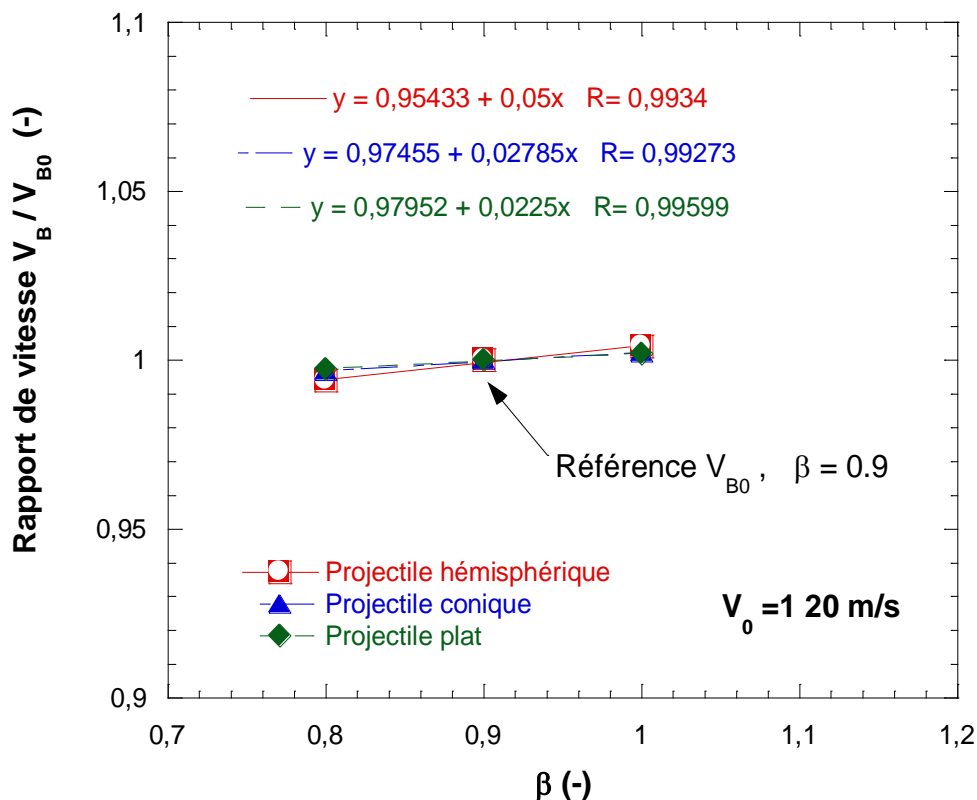


Fig.IV.3 Influence du coefficient de Quinney-Taylor sur le résultat numérique en terme de vitesse résiduelle.

Par ailleurs, on peut constater que le mode de rupture ne change pas avec les valeurs de β considérées pour les trois formes de projectiles considérées, *Fig.IV.4*. Le nombre de pétales qui se forment en utilisant les projectiles coniques (différents angles du cône) n'est pas non plus influencé avec la variation du coefficient de Taylor-Quinney.

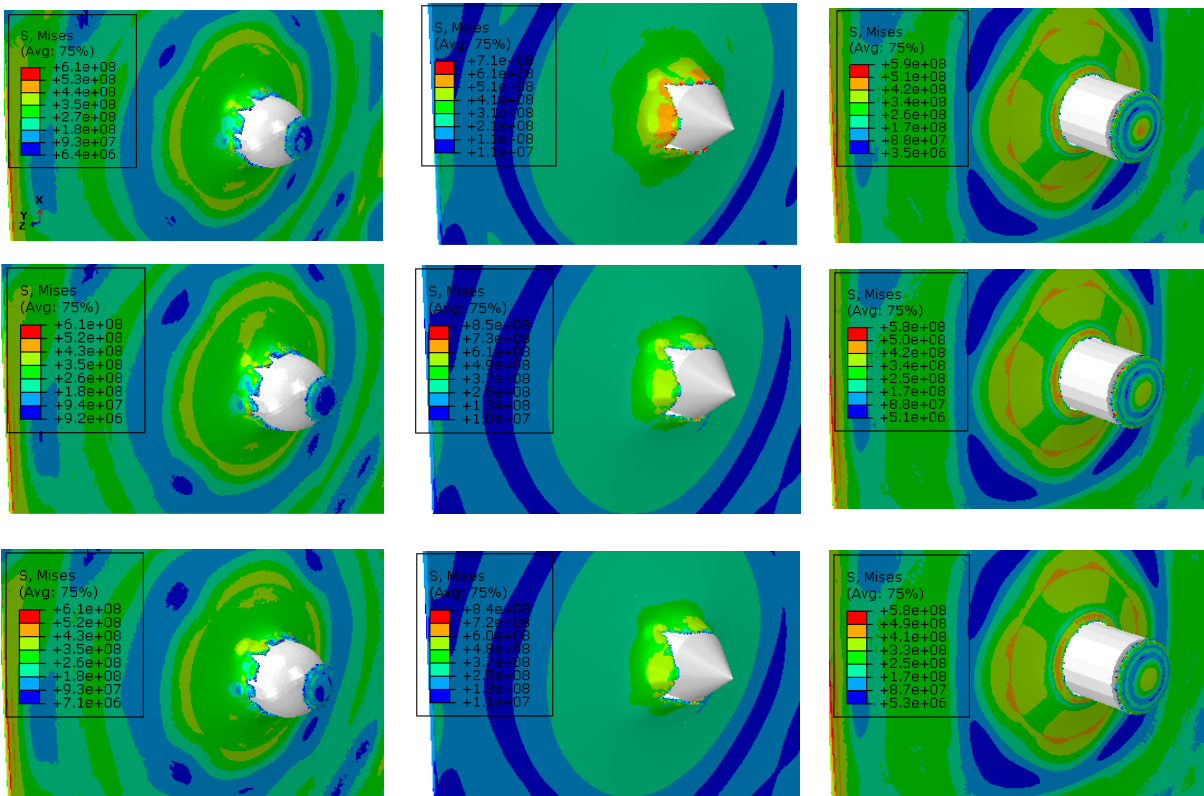


Fig.IV.4 Modes de rupture de la plaque pour trois formes de projectiles et pour différentes valeurs de β , diagramme de répartition de la contrainte équivalente de von-Mises. a- $\beta=0.8$; b- $\beta=0.9$; c- $\beta=1$.

Pour définir complètement le problème de perforation, il convient d'introduire dans le modèle numérique présenté ci-dessus un critère de rupture ductile permettant de prévoir la déformation à la rupture du matériau.

IV.2 Description du critère de rupture

Plusieurs modèles de rupture qui sont habituellement utilisés dans les codes EF ont été examinés par Wierzbicki et al. [IV.10, IV.11]. Les auteurs ont souligné que la déformation à la rupture exprimée en fonction de la triaxialité des contraintes serait plus appropriée pour un grand nombre de problèmes, notamment ceux impliquant un chargement rapide. La forme générale de ce type de déformation à la rupture peut être écrite comme suit :

$$\varepsilon_f = f(\eta) = f\left(\frac{\sigma_m}{\bar{\sigma}}\right) \quad (\text{IV.4})$$

où ε_f est la déformation plastique effective à la rupture et η est la triaxialité des contraintes définie par le rapport entre la contrainte moyenne σ_m et la contrainte équivalente au sens de von Mises $\bar{\sigma}$.

Par conséquent, le critère de rupture utilisé ici est basé sur la valeur de la déformation plastique équivalente au point d'intégration de l'élément. Ce genre de modèle de rupture se traduit dans le code Abaqus par le critère de type érosif induisant la suppression instantanée d'un élément quand un niveau de déformation plastique imposé est atteint. Ce modèle de rupture basé sur le niveau de déformation à la rupture est souvent utilisé pour des applications dynamiques car à très grande vitesse d'impact, le niveau de déformation à la rupture est presque constant [IV.12, IV.13].

Notons que lors de la perforation, la rupture de la plaque est dominée par le cisaillement pour un projectile plat, la traction équi-biaxiale pour un projectile hémisphérique et la traction uniaxiale pour un projectile conique. Partant de cette observation, on peut donc estimer la valeur moyenne de la triaxialité des contraintes juste avant la rupture de la plaque métallique pour chaque type de projectile étudié en se basant sur les travaux de Lee et Wierzbicki [IV.14]. Connaissant ainsi les valeurs moyennes de η associées à chaque type de projectile, Tab.IV.2, il reste à déterminer le niveau de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité des contraintes. Pour cela, il convient de réaliser des essais spécifiques décrits par Bao et Wierzbicki [IV.15]. Par exemple, pour un projectile plat, il faut réaliser un essai de cisaillement pur utilisant un échantillon en forme de papillon présentant une section de cisaillement spéciale ; pour un projectile conique, il convient de réaliser un essai de traction sur un échantillon plat évidé avec un trou circulaire. Pour chaque type d'essai, les auteurs [IV.15] ont montré qu'ils permettent d'atteindre une valeur de la déformation à la rupture associée à une valeur de η donnée. Cependant, par faute de moyen technique, nous n'avons pas pu réaliser ces essais. Par conséquent, la valeur de la déformation à la rupture a été estimée en fonction de la forme du projectile en se basant sur un processus d'optimisation de l'ensemble de la gamme de vitesses d'impact considérées. Le processus d'optimisation numérique consiste à minimiser l'erreur sur la vitesse résiduelle en se basant sur les résultats expérimentaux. Les valeurs de la déformation à la rupture trouvées, Tab.IV.2, sont raisonnables lorsqu'on les compare à celles reportées dans la littérature [IV.10, IV.11, IV.14–16].

Matériau	Forme du projectile	Plat	Conique	Hémisphérique
Acier doux ES	Déformation à la rupture, ε_f	0.6	1.2	0.65
	Triaxialité, $\bar{\eta}$	0	1/3	2/3
Acier IF	Déformation à la rupture, ε_f	0.6	1.2	0.65
	Triaxialité moyenne, $\bar{\eta}$	0	1/3	2/3

Tab.IV.2 Valeurs de la déformation à la rupture utilisées lors de la simulation numérique pour chaque type de projectile.

Il est observé que les valeurs du tableau ci-dessus peuvent être fittées à l'aide du modèle proposé par Wierzbicki et al. [IV.11, IV.14], équation (IV.5). Ainsi, sur la base des résultats numériques, une augmentation du niveau de déformation à la rupture pour le projectile conique est observé. Ceci est en accord avec les résultats reportés dans [IV.11]. Nous avons réalisé une comparaison entre le modèle proposé par Wierzbicki et al. [IV.11] et le critère de rupture proposé par Johnson-Cook [IV.17] qui est initialement implémenté dans le code Abaqus et largement utilisé dans la littérature pour prédire la rupture des matériaux métalliques dans les problèmes de perforation. En outre les valeurs de la déformation à la rupture que nous avons obtenus pour chaque projectile à l'issue de processus d'optimisation ont été reportées sur le même graphe que les deux critères de rupture, *Fig.IV.5*. On peut donc conclure en se basant sur la *Fig.IV.5* que le modèle de rupture de Johnson-Cook peut être utilisé seulement pour modéliser le cas des projectiles conique et hémisphérique contrairement au modèle de Wierzbicki et al. [IV.11] qui peut être utilisé pour simuler le processus de rupture pour les trois formes de projectiles, *Fig.IV.5*.

Le modèle proposé par Wierzbicki et al. [IV.11] permettant une description précise de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité des contraintes se présente comme suit :

$$\begin{cases} \varepsilon_f = \frac{C_1}{1+3\eta} & -\frac{1}{3} \leq \eta \leq 0 \\ \varepsilon_f = \varepsilon_{f,t} + (\varepsilon_{f,t} - \varepsilon_{f,s})(3\eta - 1) & 0 \leq \eta \leq \frac{1}{3} \\ \varepsilon_f = C_2 \exp(C_3\eta + C_4) & \frac{1}{3} \geq \eta \end{cases} \quad (IV.5)$$

où C_1, C_2, C_3 et C_4 sont les constantes du modèle, $\varepsilon_{f,s}$ est la déformation à la rupture en cisaillement et $\varepsilon_{f,t}$ désigne la déformation à la rupture effective.

Dans le modèle de rupture proposé par Johnson-Cook, équation (IV.6), la déformation à la rupture est supposée être dépendante d'une vitesse de déformation adimensionnelle $\dot{\varepsilon}_{eq}^* = \dot{\varepsilon} / \dot{\varepsilon}_0$, de la triaxialité des contraintes $\sigma^* = \eta = \sigma_m / \bar{\sigma}$, (où σ_m est la contrainte moyenne et $\bar{\sigma}$ est la contrainte équivalente) et de la température adimensionnelle $T^* = \frac{T - T_0}{T_m - T_0}$:

$$\varepsilon_f = (D_1 + D_2 \exp(D_3 \sigma^*)) (1 + \dot{\varepsilon}_{eq}^*)^{D_4} (1 + D_5 T^*) \tag{IV.6}$$

où D_1, D_2, D_3, D_4, D_5 sont les constantes du modèle dépendamment du matériau étudié.

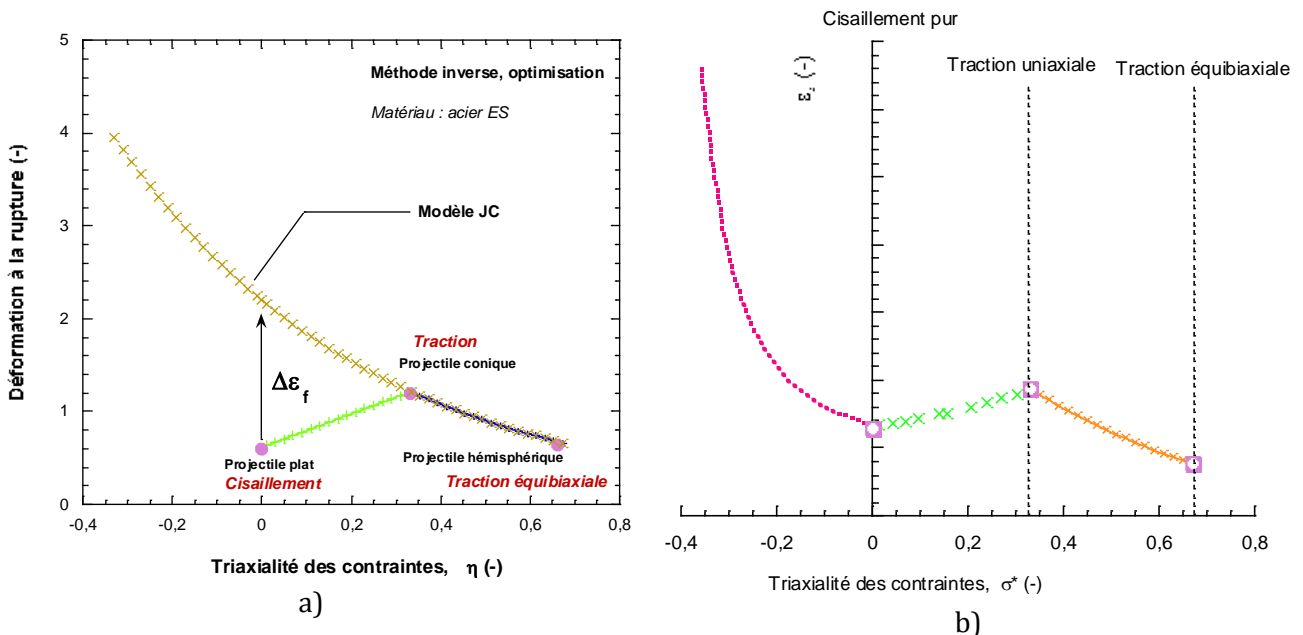


Fig.IV.5 Influence de la triaxialité des contraintes sur la déformation à la rupture. a- Modèle de Johnson-Cook; b- Description schématique du modèle de Wierzbicki.

C'est deux modèles montrent que le niveau de déformation à la rupture dépend de la forme du projectile utilisé en raison de l'état de contrainte induite (triaxialité). Il faut noter qu'il manque plus de résultats expérimentaux pour une description complète de la courbe de variation de la déformation à la rupture en fonction de la triaxialité des contraintes, spécialement pour les valeurs de $\eta \leq 0$, Fig.IV.5. On note une large différence entre le modèle

de Johnson-Cook et celui de Wierzbicki pour les valeurs de la triaxialité des contraintes inférieures à $1/3$ (c'est le cas pour le projectile plat).

L'ensemble des résultats numériques en terme de courbes balistiques, modes de rupture, bilan d'énergie absorbée et temps de rupture est présenté et analysé dans le prochain paragraphe.

IV.3 Analyse des résultats numériques et comparaison avec ceux expérimentaux

La simulation numérique à été réalisée pour une large plage de vitesses initiales d'impact ($20\text{ m/s} \leq V_0 \leq 200\text{ m/s}$) permettant de couvrir la gamme de vitesses atteinte expérimentalement et offrant une description précise et globale des courbes balistiques. Un couple de coordonnées (V_0, V_R) définissant un point numérique sur les graphes correspond à une simulation numérique. Nous avons donc réalisé autant de simulations numériques que de points représentés sur les figures. Les résultats pour chaque matériau sont présentés par la suite.

IV.3.1 Résultats pour l'acier doux ES

Les graphes de la *Fig.IV.6* montrent une décroissance de la vitesse du projectile avec le temps (de la vitesse initiale V_0 à la vitesse résiduelle V_R) durant l'impact.

L'allure générale de ces courbes décrit deux phases de variation de la vitesse durant l'impact, *Fig.IV.6*. Dans la première phase on observe une diminution rapide de la vitesse du projectile qui correspond au début de l'impact jusqu'à l'apparition complète du bout du projectile sur la face arrière de la plaque. Le projectile est largement freiné par la plaque et perd une grande partie de son énergie cinétique transformée en énergie de déformation de la plaque. A la fin de cette phase, seule la partie cylindrique du projectile reste encore en contact avec la plaque. Ensuite vient une deuxième phase de variation de la vitesse du projectile qui décroît lentement pour atteindre la vitesse résiduelle. Cette phase correspond au passage de

la partie cylindrique du projectile à travers la plaque, qui se fait presque sans perte d'énergie. Ceci traduit assez bien l'observation expérimentale faite de la décélération du projectile.

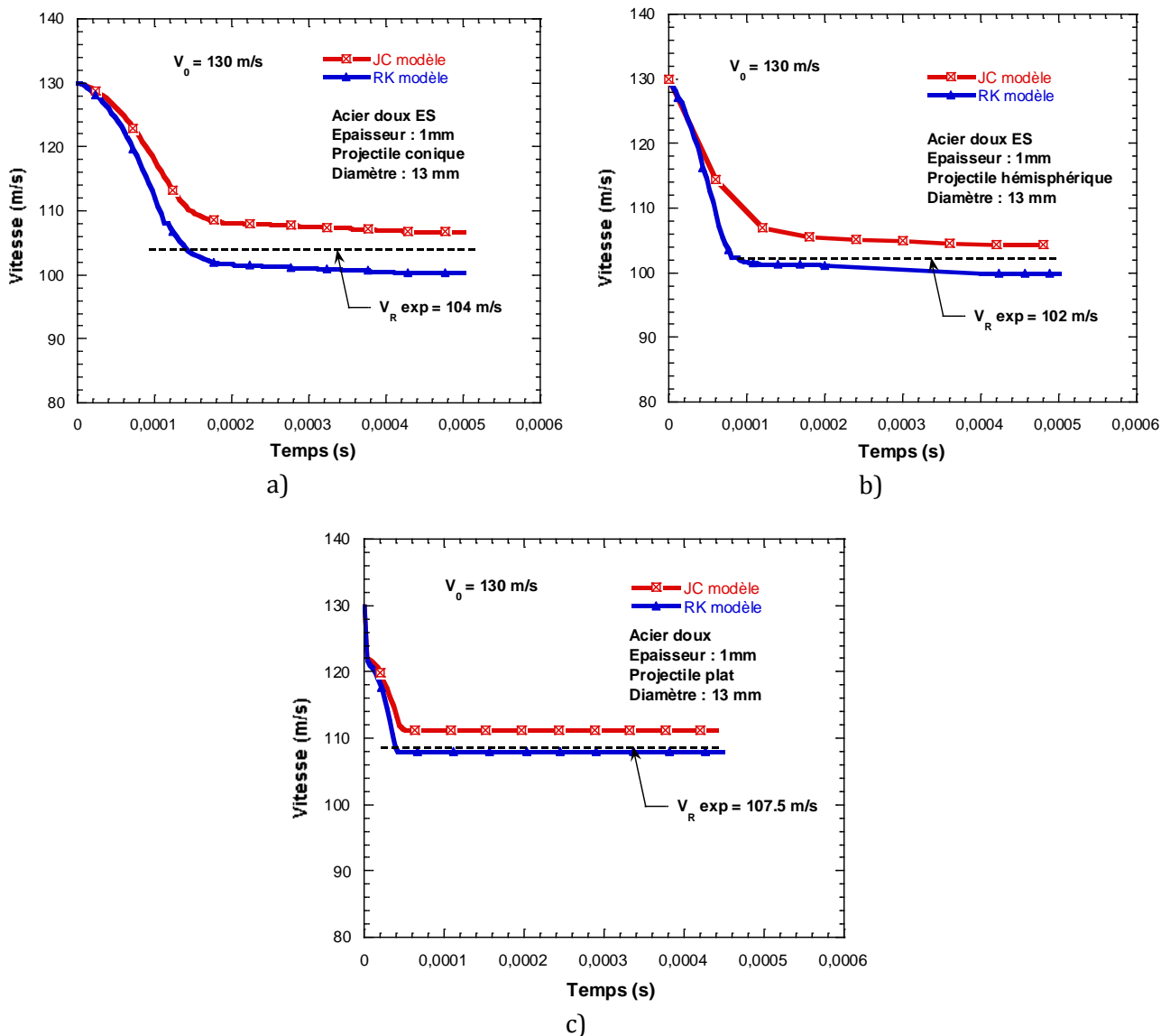


Fig.IV.6 Variation de la vitesse du projectile en fonction du temps durant l'impact. a- Projectile conique; b- Projectile hémisphérique; c- Projectile plat.

Le point de transition entre ces deux phases de variation de la vitesse durant l'impact détermine le temps de rupture de la plaque. On définit numériquement le temps de rupture de la plaque comme étant l'instant qui s'écoule entre le début de l'impact et l'apparition complète du bout impactant du projectile à l'arrière de la plaque (point de transition entre les deux phases de variation de la vitesse, Fig.IV.6).

La comparaison entre le temps de rupture expérimental et les prévisions numériques des deux modèles de comportement, *Fig.IV.7*, montrent de façon générale une décroissance du temps de rupture en fonction de la vitesse d'impact et ceux pour tous les formes de projectiles. Ce qui est tout à fait raisonnable, car plus la vitesse d'impact est grande moins le processus de perforation dure.

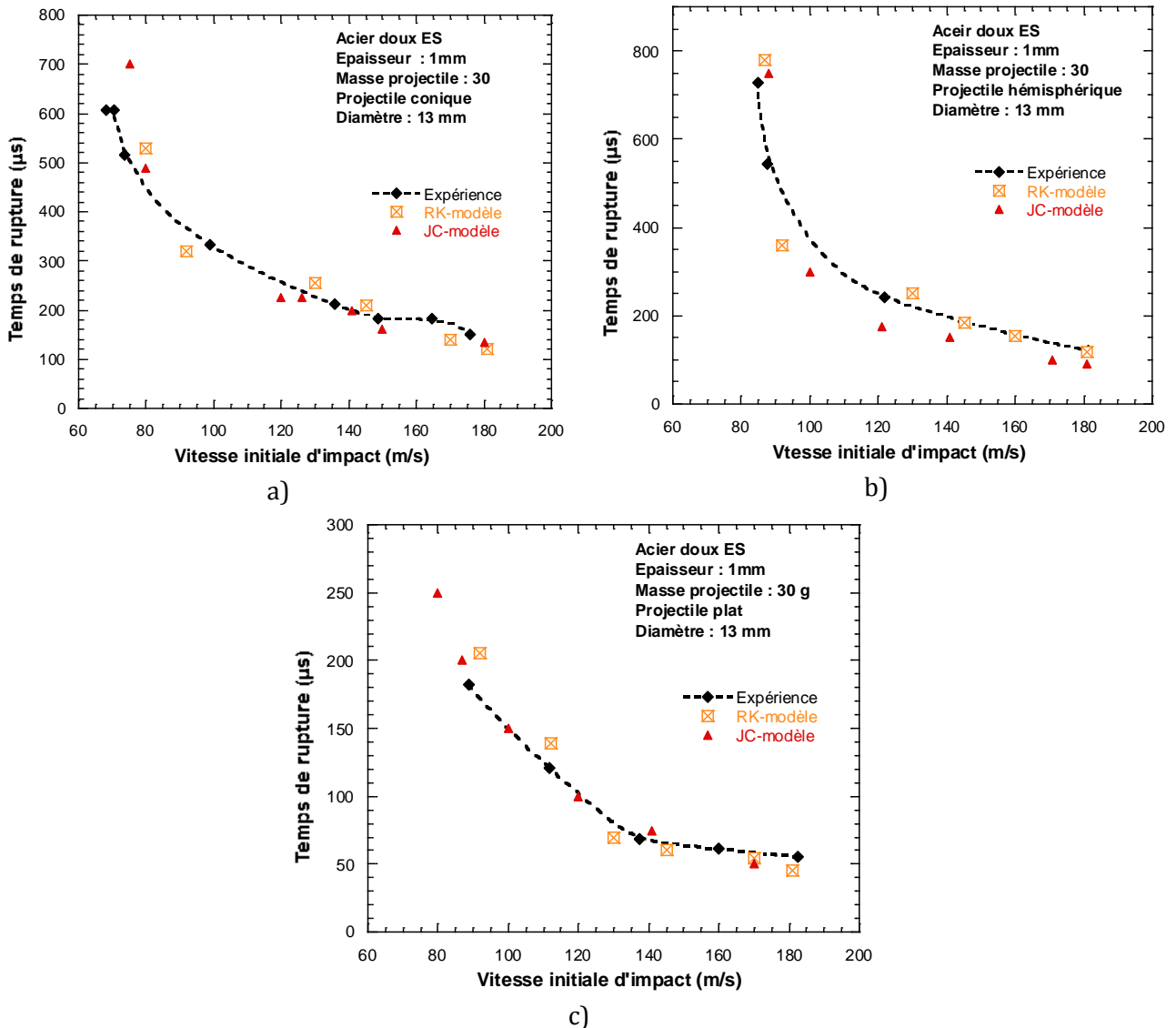


Fig.IV.7 Temps de rupture fonction de la vitesse initiale d'impact V_0 . a-Projectile conique; b- Projectile hémisphérique; c-Projectile plat.

On note une bonne concordance entre les prévisions numériques et l'expérience. L'erreur sur l'estimation n'excède pas ± 4 . Le modèle de RK offre une meilleure prédiction du temps de rupture à grande vitesse d'impact ($V_0 \geq 140 \text{ m/s}$). Une grande vitesse d'impact

entraîne une forte vitesse de déformation du matériau d'où la bonne estimation numérique des résultats expérimentaux en utilisant la loi de comportement de RK. En effet comme nous l'avons décrit dans le chapitre III, la loi constitutive de RK permet une meilleure prédiction de l'écoulement plastique du matériau métallique à grande vitesse de déformation que le modèle constitutive de JC.

Tous les modes de rupture obtenus expérimentalement, *Fig.III.16*, ont été reproduits numériquement, *Fig.IV.8*.

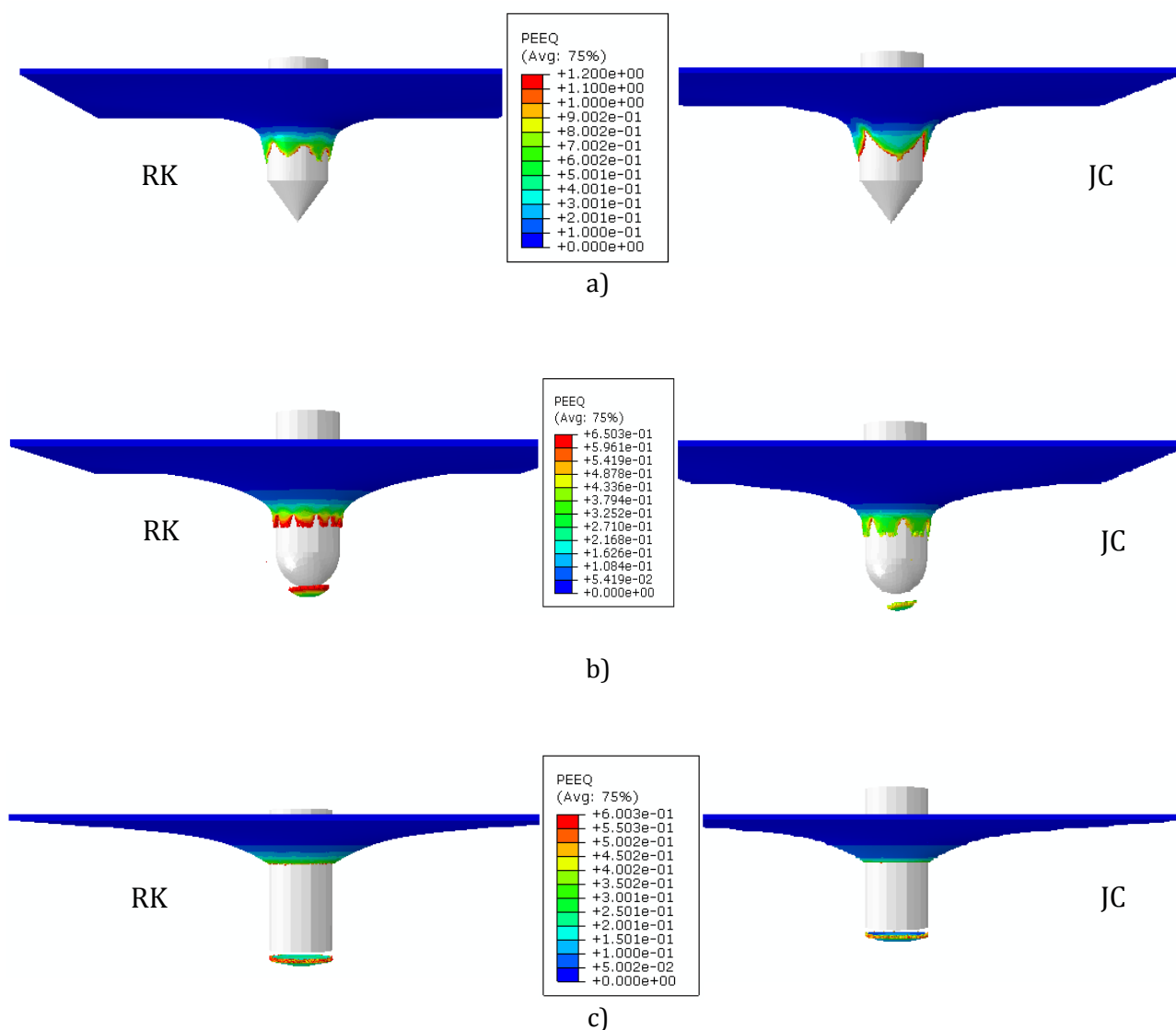


Fig.IV.8 Les images numériques des plaques déformées après impact, $V_0 = 130$ m/s. a-Projectile conique; b-Projectile hémisphérique; c- Projectile plat.

Les images de la *Fig.IV.8* montrent clairement que les modèles numériques reflètent qualitativement le comportement physique global de la plaque lors de l'impact et la perforation. On note une localisation de la déformation plastique aux extrémités des pétales pour le cas du projectile conique, dans la zone de striction pour le projectile hémisphérique et dans la couronne circulaire autour du bouchon éjecté pour le projectile plat. La déformation maximale à la rupture correspond à celle fixée par le critère de rupture pour chaque projectile. On note tout de même une définition correcte des profils des pétales formés et des strictions avec le modèle RK comparativement au modèle de JC.

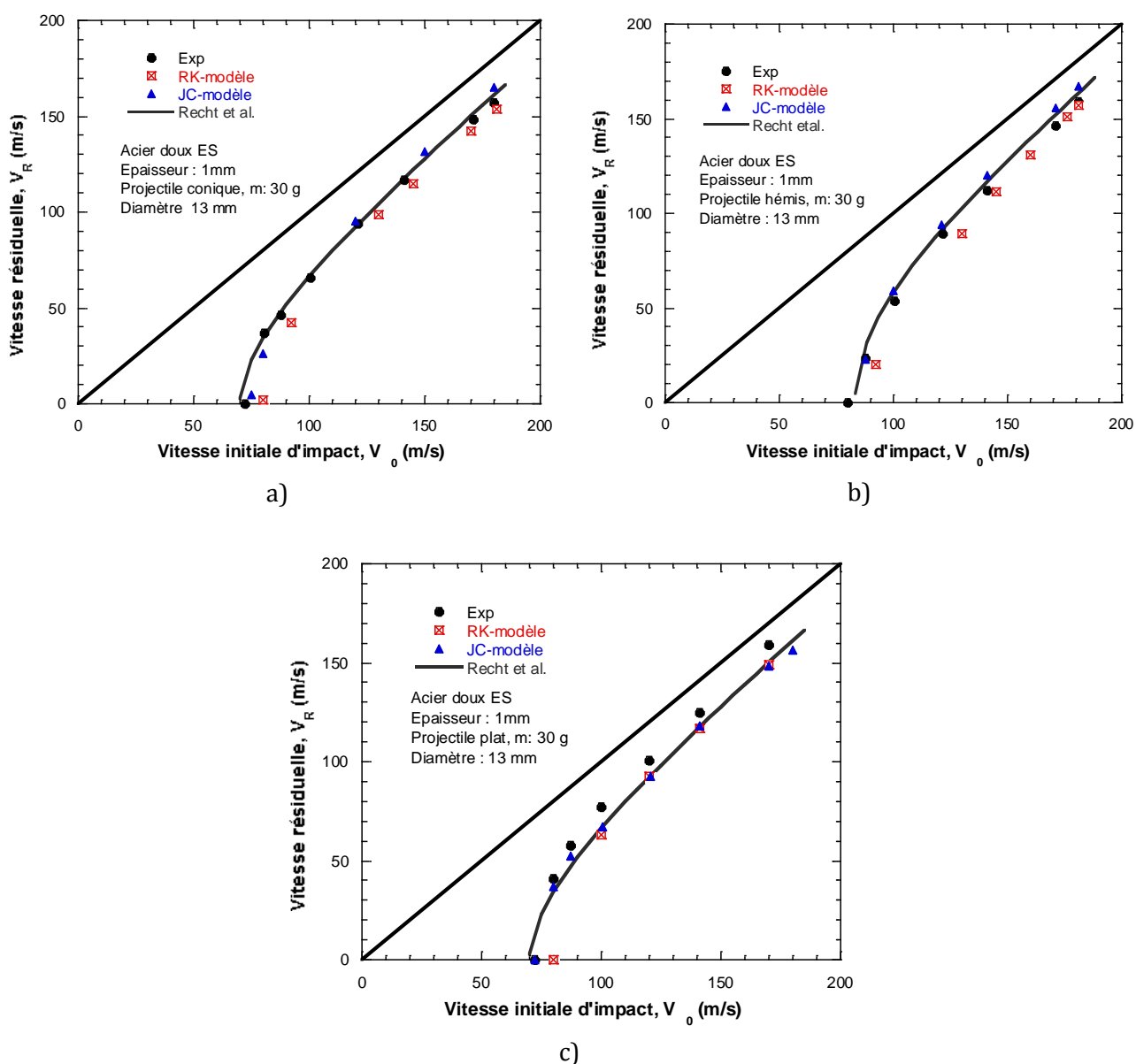


Fig.IV.9 Description de la courbe balistique, comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques. a-Projectile conique; b-Projectile hémisphérique; c- Projectile plat.

Pour la validation complète du modèle numérique développé dans ce travail, nous avons tracé les courbes balistiques en terme de $V_R - V_0$ issues des résultats numériques et les comparées à celles obtenues expérimentalement, *Fig.IV.9*. Une bonne concordance a été observée entre les simulations numériques et les expériences de façon globale. L'erreur sur la prédiction n'excède pas $\pm 5\%$. Le modèle de JC a tendance à surestimer le résultat expérimentale tandis que le modèle de RK a tendance à sous-estimer le résultat. La bonne estimation de la limite balistique est obtenue avec le modèle de JC, tandis qu'à grande vitesse d'impact ($V_0 \geq 140 \text{ m/s}$) c'est le modèle RK qui offre la bonne estimation de la vitesse résiduelle tout comme nous l'avons vu ci-dessous dans le cas de la prédiction numérique du temps de rupture.

Dans le but de confirmer les résultats obtenus analytiquement à partir du modèle de Atkins et al. [IV.18] décrit dans le chapitre III en ce qui concerne la prédiction du nombre de pétales N en fonction de l'angle du cône (projectile conique), l'étude numérique a été étendue à cette analyse. Ainsi nous avons estimé numériquement le nombre de pétales pour chaque projectile conique ($20 \leq \phi/2 \leq 60^\circ$). Certains pétales vu leur taille ont été définis comme primaires et d'autres secondaires, *Fig.IV.10*, ce qui permet d'obtenir un nombre minimale et un nombre maximale de pétales expérimentalement et numériquement.

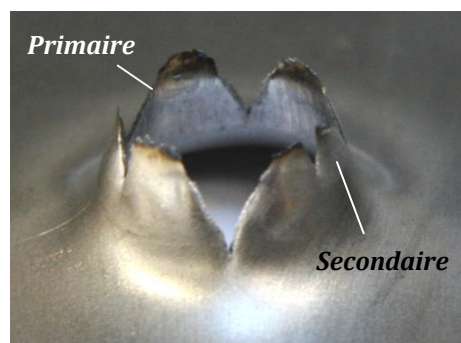


Fig.IV.10 Définition du nombre de pétales, primaires et secondaires.

En utilisant la définition précédente, les résultats suivants ont été obtenus, *Fig.IV.11*. Un bon accord est observé entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques dans la plage de l'angle conique considérée ($20 \leq \phi/2 \leq 60^\circ$). Le nombre de pétales N diminue

avec l'angle du projectile exactement comme nous l'avons observé expérimentalement. Le plus grand nombre de pétales est obtenu pour l'angle $\frac{\phi}{2} = 20^\circ$. Pour ce cas particulier d'étude du nombre de pétales, les résultats numériques des deux lois de comportement sont identiques (pétales primaires). Quelques résultats extraits de la littérature [IV.18] ont été reportés sur le même graph que nos résultats. La tendance reste la même, le nombre de pétales diminue avec l'angle du projectile. Nous avons observé expérimentalement et confirmé numériquement que la vitesse d'impact (pour $V_0 \geq V_B$) n'a pas d'influence sur le nombre de pétales.

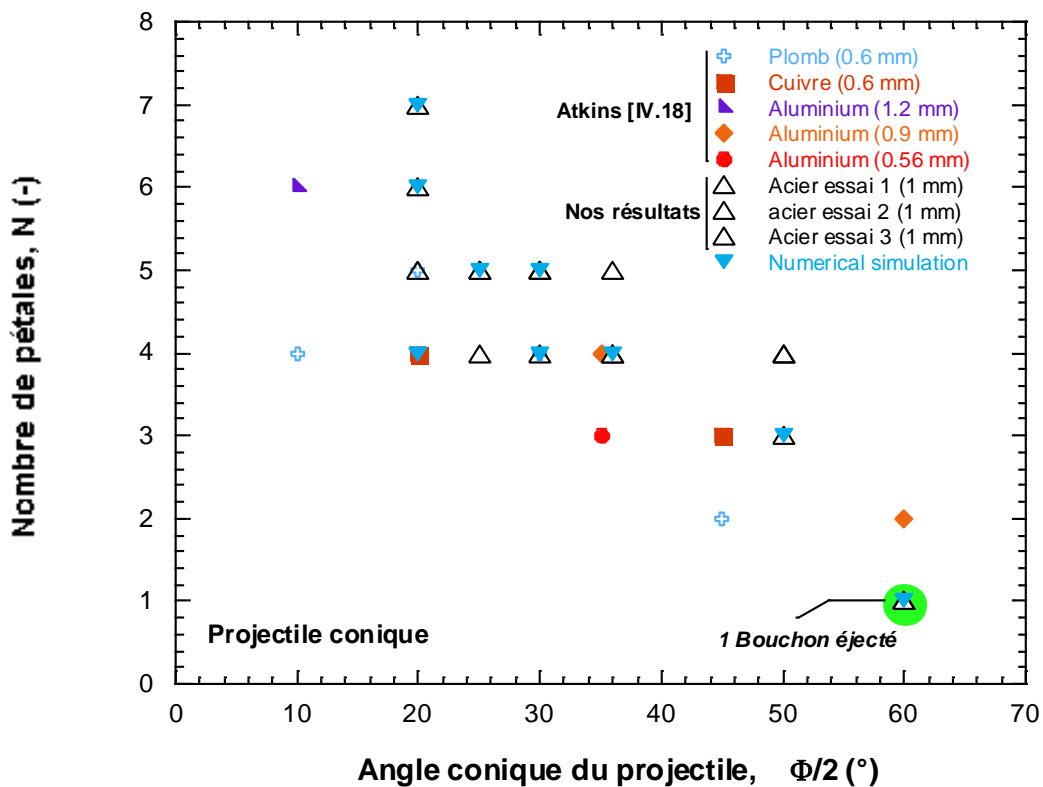


Fig.IV.11 Résultats expérimentales et prédictions numériques du nombre de pétales N , $V_0=126$ m/s.

Sur la Fig.IV.12, quelques résultats numériques sont présentés montrant l'effet de l'angle conique du projectile sur le mode de rupture et le nombre de pétales. Lorsque l'angle $\frac{\phi}{2} = 60^\circ$, on obtient bien un mode de rupture par éjection de bouchon comme observé expérimentalement.

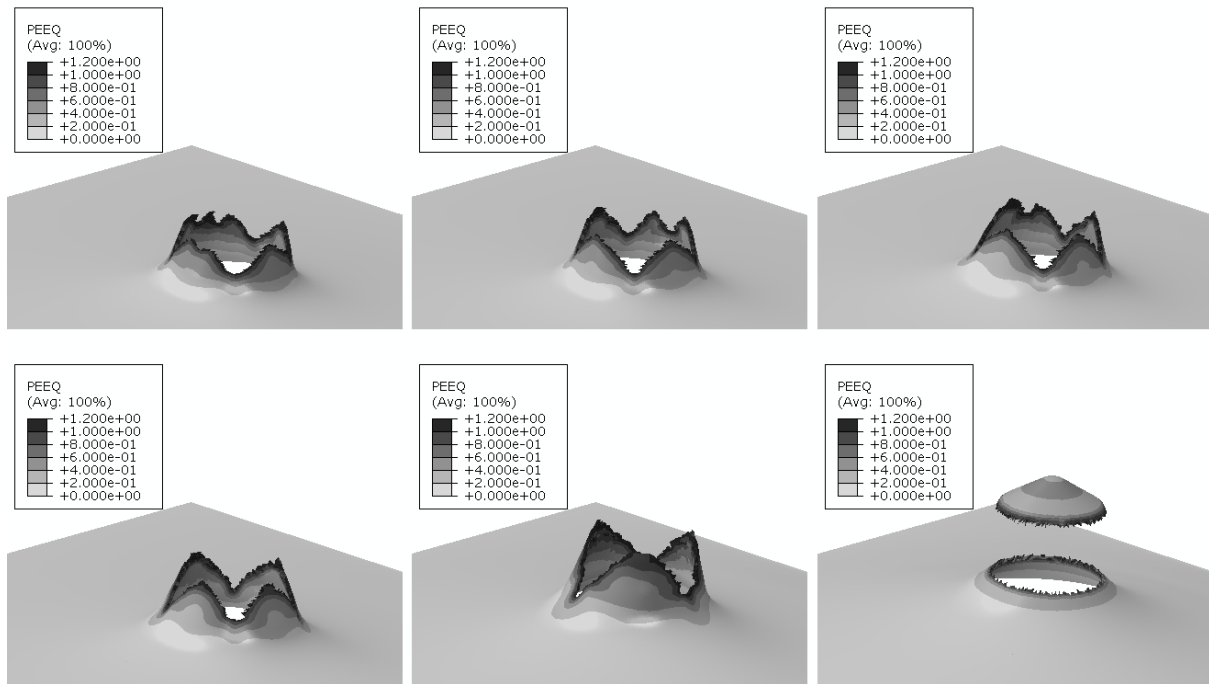


Fig.IV.12 Les images numériques des pétales avec $\phi/2$ respectivement égale à 20° , 25° , 30° , 36° , 50° and 60° , $V_0=126$ m/s.

La prédiction numérique confirme bien la transition entre les modes de rupture par formation de pétales et par éjection de bouchon observé expérimentalement pour les valeurs de l'angle conique supérieur à 50° .

IV.3.2 Résultats pour l'acier IF

Les résultats obtenus à partir des prévisions numériques en terme de courbes balistiques $V_R - V_0$, comparés à ceux expérimentaux sont présentés sur la Fig.IV.13. Le modèle de Johnson-Cook offre une meilleure précision de la limite balistique comparativement au modèle de Rusinek-Klepaczko. Par exemple pour le projectile conique, la limite balistique expérimentale est de 86 m/s, celle obtenue par la prévision numérique est de 85 m/s pour le modèle de JC et 90 m/s pour le modèle de RK. Par contre aux grandes vitesses d'impact, les prévisions du modèle RK sont quasi identiques aux résultats expérimentaux

alors que le modèle JC a tendance à surestimer le résultat. On peut expliquer ce phénomène par le fait qu'à grande vitesse d'impact, le matériau est soumis à un chargement à grande vitesse de déformation dans le domaine de non linéarité de la sensibilité du comportement du matériau à ce facteur. Par conséquent comme le modèle de RK tient compte de la non linéarité de sensibilité à la vitesse de déformation, la prédiction numérique qui en résulte est meilleure, ce qui n'est pas le cas du modèle de JC. Les résultats numériques sur l'ensemble de la plage de vitesses d'impact considérée, concordent relativement bien avec l'expérience. L'erreur sur l'estimation n'excède pas $\pm 5\%$ pour le cas du projectile conique et hémisphérique, et $\pm 10\%$ pour le cas du projectile plat.

Toutefois, on observe que la valeur constante attribuée à la déformation à la rupture pour chaque type de projectile (triaxialité des contraintes supposée constante) n'est pas suffisante. En fait pour un projectile donné, la valeur de η varie au cours de l'essai, il n'est donc pas aisé de définir toute la gamme de vitesses d'impact avec une valeur constante de la déformation à la rupture. Arias et al. [IV.19], Iqbal et al. [IV.6] ont également souligné ce problème, l'un utilisant un critère de rupture type érosion et l'autre le critère de rupture de Johnson-Cook. Iqbal et al. [IV.6] ont rajouté au critère de rupture de JC un second critère basé sur l'approche énergétique proposé par Hillerborg et al. [IV.20]. Les auteurs ont conclu que les résultats numériques ne présentent pas de différence significative en comparant les deux approches. La solution pour une meilleure description des courbes balistiques sur une large gamme de vitesses d'impact serait d'implémenter dans le code Abaqus, le critère de rupture de type Wierzbicki via une sous-routine utilisateur VUMAT. Ceci nécessite préalablement une identification des paramètres de ce modèle de rupture en se basant sur la caractérisation expérimentale du matériau étudié. Les essais expérimentaux spécifiques [IV.15] sont donc nécessaires pour y parvenir. Nos futurs travaux porteront sur la résolution de ce problème.

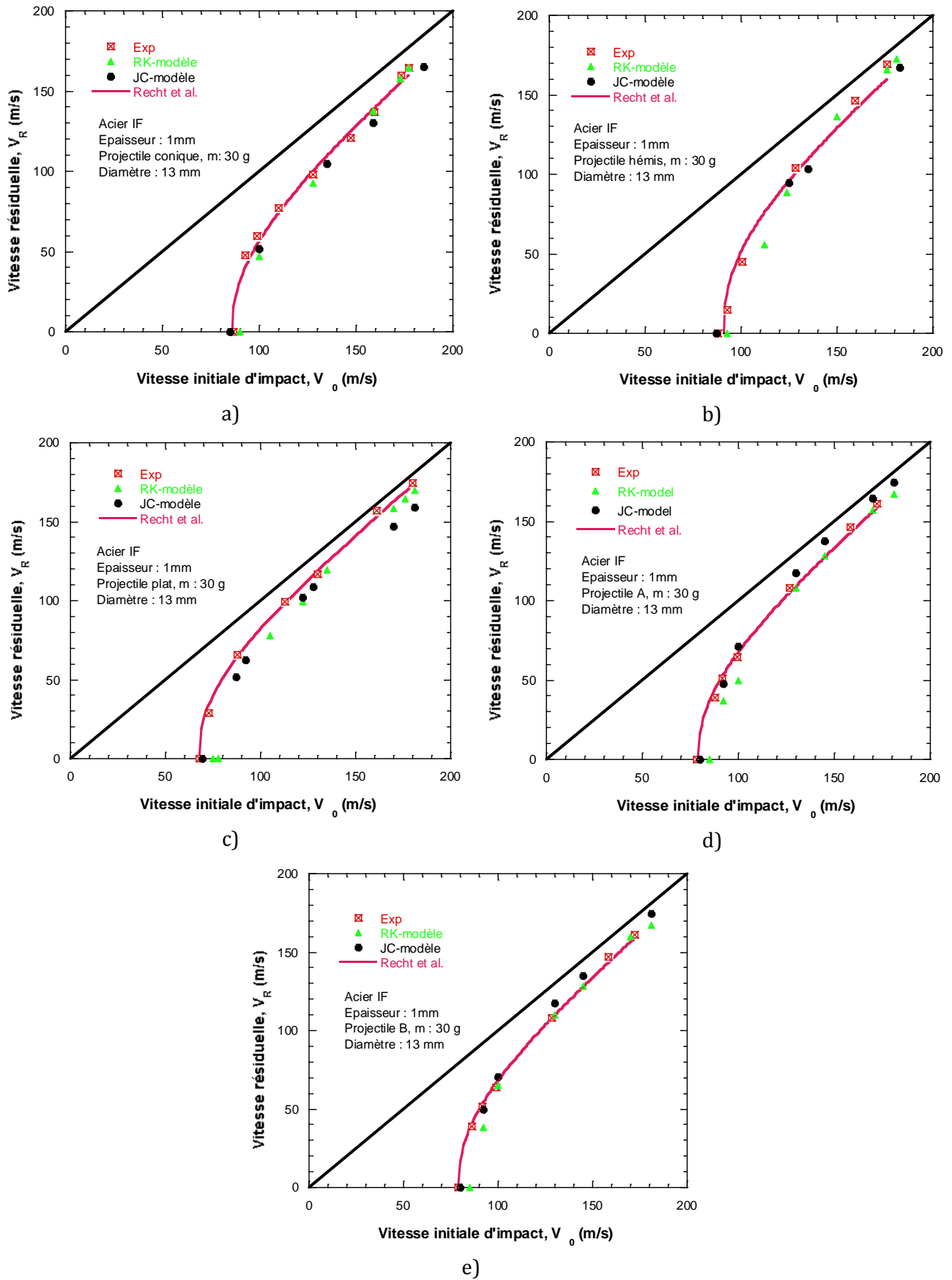
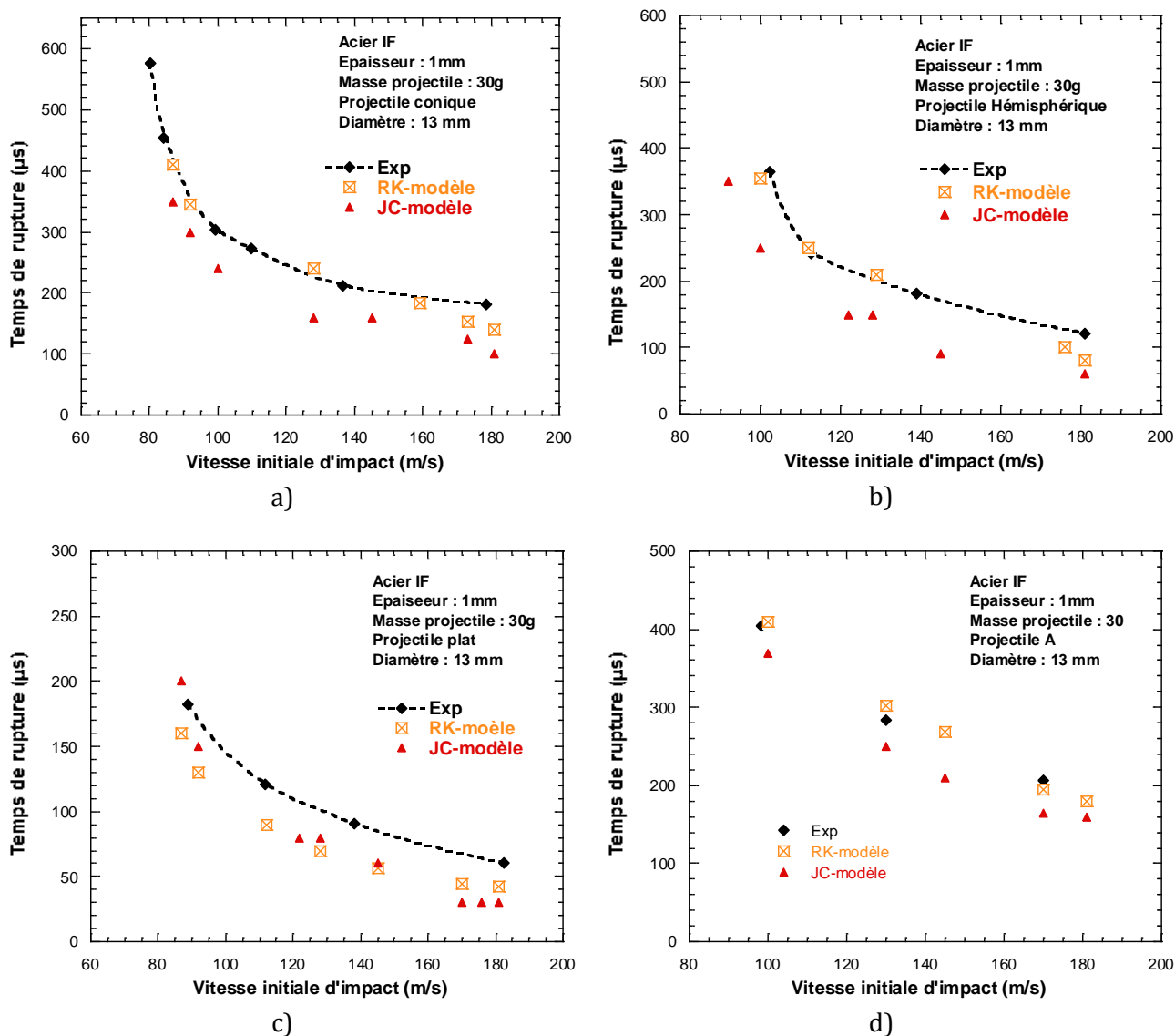


Fig.IV.13 Description de la courbe balistique, comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques. a-Projectile conique; b-Projectile hémisphérique; c- Projectile plat; d-Projectile A; e-Projectile B.

Le temps de rupture a été également estimé numériquement au moyen des deux modèles, Fig.IV.14. L'allure générale des courbes est identique à l'allure des courbes dans le cas de l'acier doux, à savoir une décroissance du temps de rupture avec la vitesse d'impact. Le modèle de RK donne des résultats plus proches de l'expérience que le modèle de JC. L'erreur maximal dans l'estimation est enregistré pour le cas du projectile plat, $\pm 10\%$. Il est difficile d'estimer avec précision les temps de rupture pour le projectile plat compte tenu de la singularité du bout impactant.



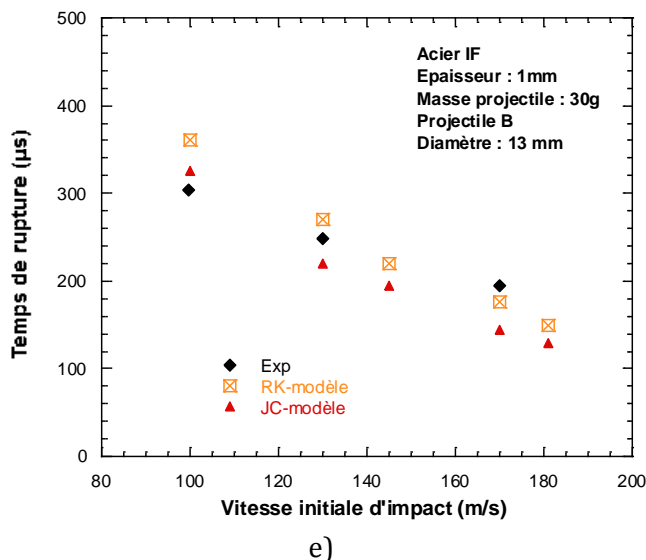


Fig.IV.14 Temps de rupture fonction de la vitesse initiale d'impact, résultats expérimentales et numériques. a-Projectile conique; b- Projectile hémisphérique; c- Projectile plat; d- Projectile A; Projectile B.

A vitesse d'impact fixée, le projectile plat met moins de temps que tous les autres projectiles pour perforer la plaque, suivi respectivement par le projectile B, le projectile conique, le projectile A et le projectile hémisphérique. L'allure de la variation de la vitesse d'impact avec le temps durant la perforation pour le projectile A illustre trois phases d'évolution (Fig.IV.15.a) contrairement à deux phases pour les autres projectiles (décrit précédemment, Fig.IV.6). En effet lors de l'impact avec le projectile A, la vitesse de cette dernière diminue rapidement jusqu'à la fin du passage du bout conique suivit d'un petit plateau de quelques microsecondes ($40\mu\text{s}$ environ) comme si la vitesse se stabilisait, puis vient une deuxième phase de décroissance due au bout hémisphérique et terminée par une troisième phase de stabilisation de la vitesse qui diminue lentement pour atteindre sa valeur résiduelle. La vitesse du projectile B quand à elle varie durant l'impact comme celle du projectile conique, Fig.IV.15.b.

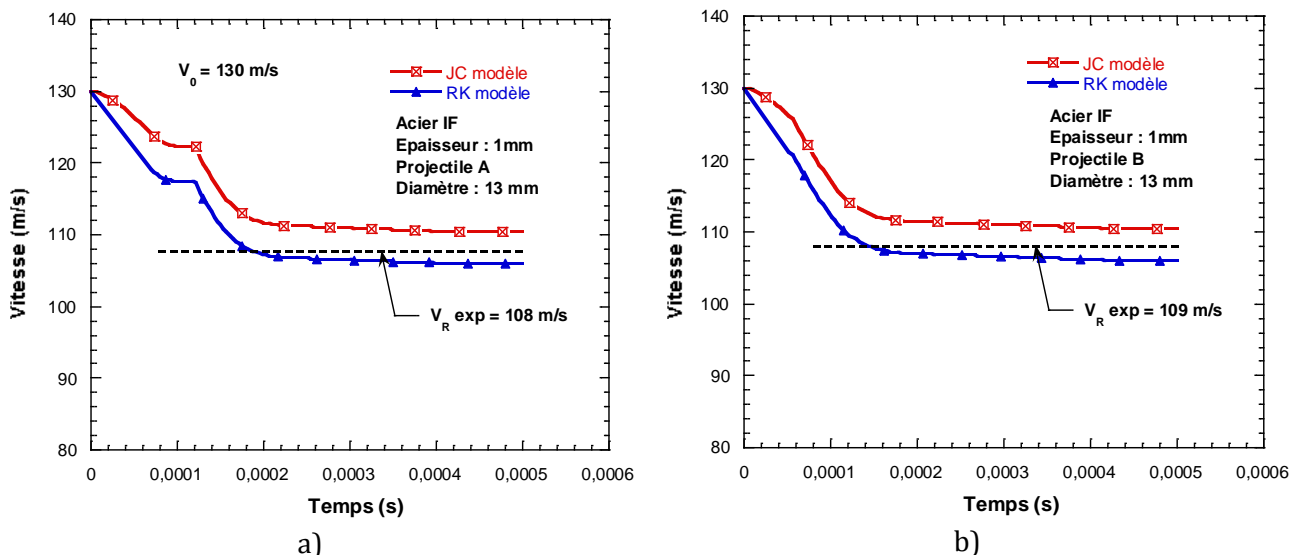


Fig.IV.15 Variation de la vitesse du projectile en fonction du temps durant l'impact. a- Projectile A; b- Projectile B.

Les résultats numériques montrent un mode de rupture par formation de pétales pour les projectiles A et B, Fig.IV.16. A cause de la présence du bout hémisphérique, les pétales qui se forment en utilisant les projectiles A et B sont plus larges et moins pointus que ceux observés en utilisant un projectile conique. Cependant, c'est le bout conique des projectiles A et B qui gouverne la rupture de la plaque.

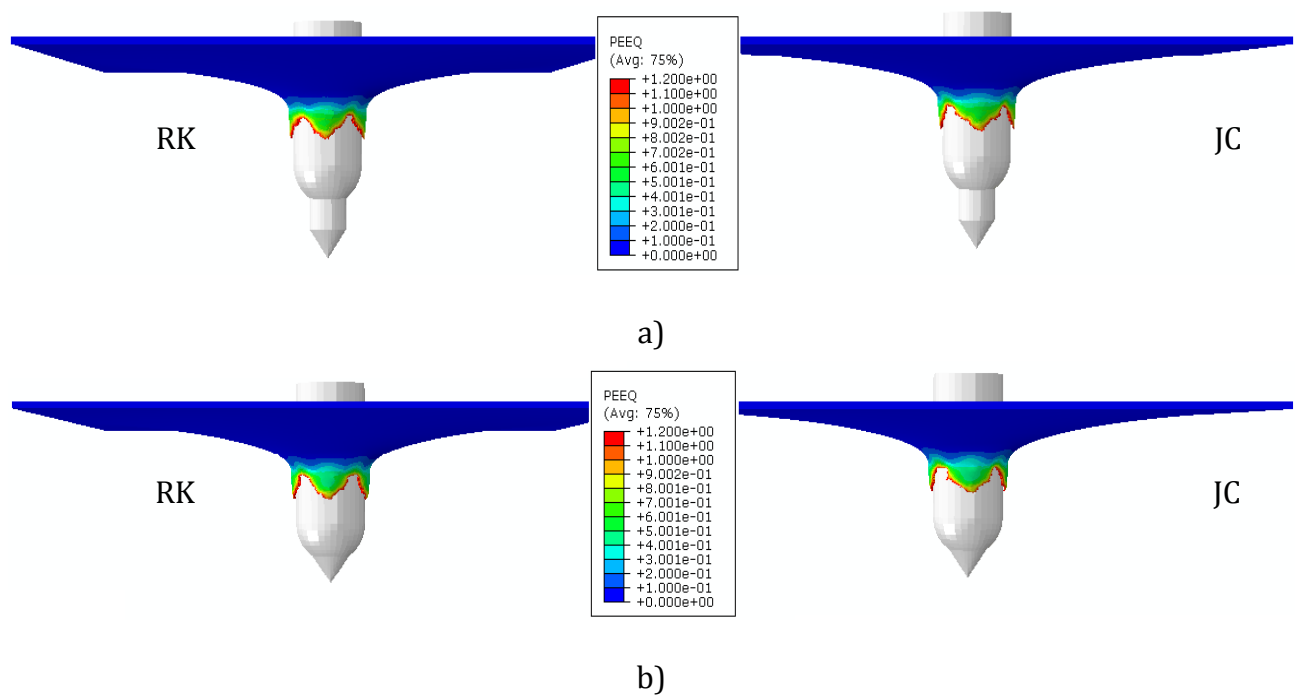
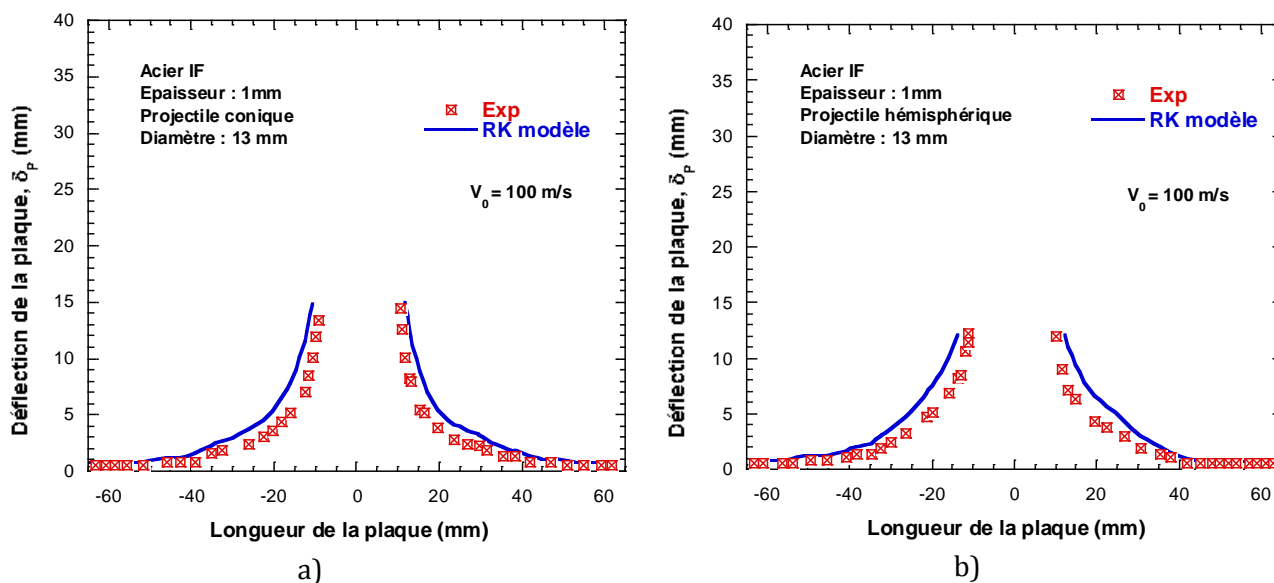


Fig.IV.16 Image de rupture des plaques d'acier IF de 1mm d'épaisseur impacté par : a- Projectile A; b- Projectile B

La déformation globale de la plaque observée expérimentalement est bien représentée numériquement, et les modèles de JC et RK donnent des résultats quasi similaires en terme de rupture de la plaque, *Fig.IV.16*. Pour ce matériau (acier IF), les modes de rupture observés numériquement en utilisant les projectiles conique, hémisphérique et plat sont similaires à ceux décrits précédemment (*Fig.IV.8*, l'acier doux) et donc ne sont plus représentés ici.

Nous avons également mesuré la déflexion globale de la plaque pour chaque forme de projectile. La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques est présentée sur la *Fig.IV.17*. La simulation numérique est parfaitement en accord avec l'expérience. La déflexion maximale mesurée est de 14mm obtenue pour le cas du projectile conique, due notamment aux pétales et la minimale est de 9mm (impact avec un projectile plat). Ces résultats montrent que pour un projectile plat, la déformation de la plaque reste circonscrit dans une petite région autour de la zone d'impact (vitesse du projectile supérieur à la limite balistique). Etant donné que l'épaisseur de la plaque est faible (1mm) comparée au diamètre du projectile (13mm), la déflexion de la plaque varie très peu avec la vitesse d'impact lorsque cette dernière est supérieure à la limite balistique et ceux pour toutes les formes de projectiles étudiées. Cette observation est visible notamment sur la *Fig.IV.17.d*.



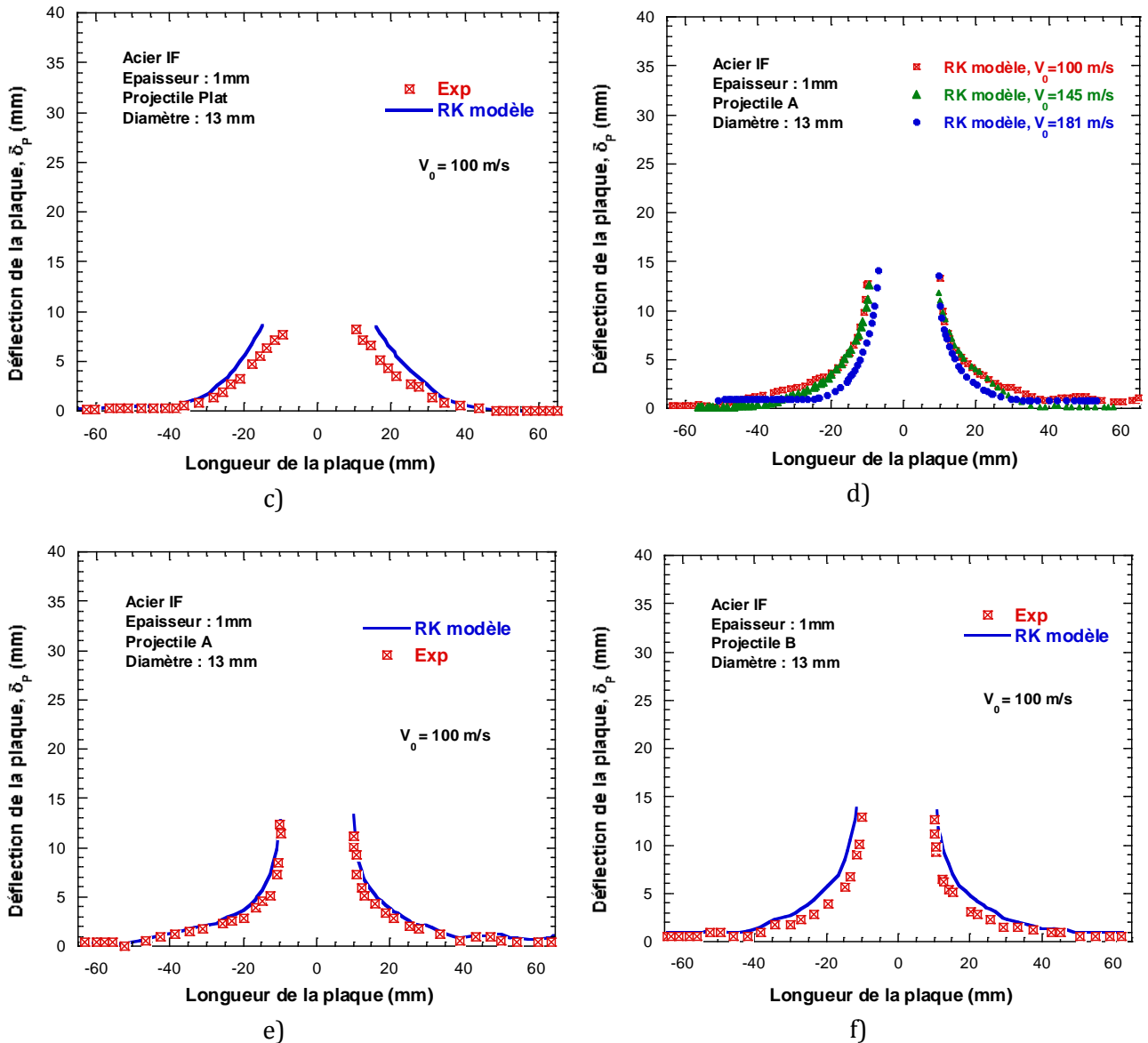


Fig.IV.17 Déflexion de la plaque, mesure post-mortem expérimentale et numérique. a- projectile conique; b- Projectile hémisphérique; c- Projectile plat; d- Projectile A, différentes vitesses; e- Projectile A; f- Projectile B.

IV.4 Conclusion

Une étude numérique de la perforation de plaques en acier ferritique sur une large gamme de vitesses d'impact a été effectuée en faisant varier un ensemble de paramètres incluant le comportement du matériau cible, l'épaisseur de la plaque et sa configuration ainsi que les propriétés du projectile (géométrie, densité, rigidité). Ces variables ont été étudiées sur une plage de vitesses d'impact pertinente pour prédire la courbe balistique, la limite

ballistique et le temps de rupture. Plusieurs simulations numériques ont été réalisées en utilisant le code d'éléments finis Abaqus / Explicit. Une étude d'optimisation de la densité du maillage du modèle numérique développé dans ce travail a été réalisée. Cette étude nous a permis de fixer la taille des éléments finis utilisés afin d'éviter l'influence du maillage sur le résultat numérique.

Les résultats obtenus à l'issue des prédictions numériques ont été validés avec les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre III. Comme nous venons de le voir dans ce chapitre, les prévisions numériques des deux modèles constitutives sont relativement en bon accord avec les résultats expérimentaux. Nous avons souligné l'importance d'implanter dans le code de calcul, à part la loi de comportement du matériau cible, un critère de rupture permettant de contrôler l'apparition et la propagation de la rupture dans le matériau. L'effet du comportement du matériau à travers l'utilisation d'une relation constitutive a été montré pour être important afin prédire avec précision la déformation, le mode de rupture ainsi que la capacité d'absorption d'énergie de la cible aux vitesses d'impact élevées. Pour les différentes configurations étudiées, la configuration sandwich comprenant des plaques d'acier d'épaisseur 1mm chacun est la moins efficace pour résister à la perforation sous une vitesse d'impact élevée par rapport à une tôle d'acier monolithique d'épaisseur équivalente. Ce résultat numérique confirme bien l'observation faite expérimentalement. D'autres auteurs ayant travaillé sur cet aspect des problèmes balistiques ont obtenus des résultats similaires [IV.21]. La tendance à la baisse du nombre de pétales lorsque l'angle conique augmentation a également été correctement prédits via l'utilisation des simulations par éléments finis.

On peut donc conclure de façon générale que le modèle numérique que nous avons développé est suffisamment robuste pour prédire avec pertinence le comportement mécanique d'une cible métallique soumise à l'impact ou un processus de perforation.

Ce travail montre l'importance d'une description précise du comportement des matériaux dans des conditions dynamiques basée sur des expériences de laboratoire incluant les effets d'adoucissement thermique, d'écrouissage et de sensibilité à la vitesse de déformation, dans la modélisation numérique de processus physiques.

Références Bibliographiques du chapitre IV

- [IV.1] S. Umiastowski, "Etude du comportement à l'impact basse vitesse d'une tôle de construction navale," 2005.
- [IV.2] Abaqus, "Abaqus/Explicit User's Manuals, Version 6.11," 2011.
- [IV.3] T. Jankowiak, a. Rusinek, and T. Lodygowski, "Validation of the Klepaczko–Malinowski model for friction correction and recommendations on Split Hopkinson Pressure Bar," *Finite Elements in Analysis and Design*, vol. 47, no. 10, pp. 1191–1208, Oct. 2011.
- [IV.4] A. Rusinek, J. A. Rodriguez-Martinez, C. Zaera, J. R. Klepaczko, A. Arias, and C. Sauvelet, "Experimental and numerical study on the perforation process of mild steel sheets subjected to perpendicular impact by hemispherical projectiles," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 36, pp. 565–587, 2009.
- [IV.5] D. L. Logan, *A first course un finite element method*, 2nd ed. Boston: PWS PUBLISHING Company, 1992.
- [IV.6] M. A. Iqbal, S. H. Khan, R. Ansari, and N. K. Gupta, "Experimental and numerical studies of double-nosed projectile impact on aluminum plates," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 54, pp. 232–245, Apr. 2013.
- [IV.7] J. A. Zukas and D. R. Scheffer, "Practical aspects of numerical simulations of dynamic events : effects of meshing," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 24, pp. 925–945, 2000.
- [IV.8] G. I. Taylor and H. Quinney, "The latent energy remaining in a metal after cold working," *Proceedings of the Royal Society of London. Serie A*, vol. 143, pp. 307–326, 1933.
- [IV.9] A. Rusinek and J. R. Klepaczko, "Experiments on heat generated during plastic deformation and stored energy for TRIP steels," *Materials & Design*, vol. 30, no. 1, pp. 35–48, Jan. 2009.
- [IV.10] T. Wierzbicki, Y. Bao, Y.-W. Lee, and Y. Bai, "Calibration and evaluation of seven fracture models," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 47, pp. 719–743, Apr. 2005.
- [IV.11] H. Mae, X. Teng, Y. Bai, and T. Wierzbicki, "Comparison of ductile fracture properties of aluminum castings: Sand mold vs. metal mold," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 45, no. 5, pp. 1430–1444, Mar. 2008.
- [IV.12] W. W. Wood, "Experimental mechanics at velocity extremes – very high strain rates," *Experimental Mechanics*, vol. 5, pp. 361–371, 1965.
-

- [IV.13] G. T. Camacho and M. Ortiz, "Adaptive Lagrangian modelling of ballistic penetration of metallic targets," *Computational Methods of Applied Mechanics Engineering*, vol. 142, pp. 296–301, 1997.
- [IV.14] Y.-W. Lee and T. Wierzbicki, "Fracture prediction of thin plates under localized impulsive loading. Part II: discing and petalling," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 31, no. 10, pp. 1277–1308, Nov. 2005.
- [IV.15] Y. Bao and T. Wierzbicki, "On fracture locus in the equivalent strain and stress triaxiality space," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 46, no. 1, pp. 81–98, Jan. 2004.
- [IV.16] Y. Bao and T. Wierzbicki, "On the cut-off value of negative triaxiality for fracture," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 72, no. 7, pp. 1049–1069, May 2005.
- [IV.17] G. R. JOHNSON and W. H. COOK, "Fracture Characteristics of three metals subjected to various strains, strains rates, températures and pressures," *Engineering fracture mechanics*, vol. 21, pp. 31–48, 1985.
- [IV.18] A. G. Atkins, M. Khan-Afzal, and J. H. Liu, "Necking and radial cracking around perforations in thin sheets at normal incidence," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 21, no. 7, pp. 521–539, 1998.
- [IV.19] A. Arias, J. A. Rodríguez-Martínez, and A. Rusinek, "Numerical simulations of impact behaviour of thin steel plates subjected to cylindrical, conical and hemispherical non-deformable projectiles," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 75, pp. 1635–1656, Apr. 2008.
- [IV.20] A. Hillerborg, M. Modéer, and P. E. Petersson, "Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements," *Cement and Concrete Research*, vol. 6, no. 6, pp. 773–781, 1976.
- [IV.21] X. Teng, S. Dey, T. Børvik, and T. Wierzbicki, "Protection performance of double-layered metal shields against projectile impact," *Journal of Mechanics of Materials and Structures*, vol. 2, no. 7, pp. 1309–1330, 2007.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif principale de ce travail de thèse était d'étudier le comportement à l'impact de deux nuances d'aciers. L'étude des processus d'impact englobe un large éventail de situations. Nous nous sommes focalisés sur l'étude de l'impact normal de projectiles cylindriques sur des plaques métalliques minces (épaisseur de la plaque inférieure au rayon du projectile).

Le comportement à l'impact dynamique des deux aciers (Acier doux ES, Acier IF) a été analysé au cours de cette étude aux moyens d'essais expérimentaux. Ces essais ont donné lieu à une modélisation analytique et à des simulations numériques dans le but d'obtenir une description plus fine via des mesures locales.

Sur le plan expérimental, nous avons réalisé des essais d'impact et de perforation à l'aide d'un canon à gaz équipé de deux dispositifs de mesure de vitesses (les capteurs de vitesses initiale et résiduelle) entièrement développés dans le cadre de ce travail. Il a ainsi été possible de déterminer l'énergie absorbée par les cibles impactées au travers de bilans énergétiques complets. Tous les projectiles utilisés au cours des essais ont la même masse $m_p = 30 \text{ g}$, sont cylindriques et diffèrent par la forme de leurs bouts impactants. Les résultats expérimentaux montrent que le mode de rupture, la limite balistique et la capacité d'absorption d'énergie de la plaque métallique sont fortement liés à la forme du projectile utilisé. En effet, l'utilisation d'un projectile plat génère au niveau de la plaque métallique une rupture par éjection d'un bouchon due au processus de cisaillement à grande vitesse; alors que pour le projectile conique on observe un mode de rupture par formation de pétales induisant une striction radiale. Le projectile hémisphérique entraîne quant à lui, une rupture de la plaque par éjection d'un bouchon induisant une striction circonférentielle due au processus d'élargissement radial du trou. Les courbes balistiques $V_R - V_0$ tracées pour une gamme de vitesses d'impact variant de 30 m/s à 180 m/s montrent que le projectile plat est le plus performant pour perforer la plaque, suivi respectivement par le projectile conique et hémisphérique. Cette observation est confirmée par la mesure des temps de rupture de la cible au moyen d'une caméra rapide. En effet, à vitesse d'impact fixée, le projectile plat met moins de temps pour perforer la plaque, suivi respectivement par le projectile conique et

hémisphérique . Ceci s'explique notamment par les mécanismes mis en jeu et qui sont responsables de la rupture de la plaque dans chaque cas.

Une étude plus détaillée sur l'effet de l'angle du projectile conique sur le processus de perforation a été réalisée. Nous avons observé une diminution du nombre de pétales qui se forme avec l'angle du cône du projectile. De plus, on note une transition au niveau du mode de rupture à partir d'un angle $\phi/2 = 60^\circ$: il passe d'une « rupture par formation de pétales » à une « rupture par éjection d'un bouchon ». Un modèle analytique proposé par Atkins et al. [III.21] permettant de prédire le nombre de pétales qui se forme lors de la perforation par un projectile conique à été utilisé dans ce travail. Un accord qualitatif est trouvé entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle (*Fig.III.23*, Chap. III).

L'influence de l'épaisseur de la cible sur sa limite balistique a été analysée. Les résultats de cette étude montrent que la limite balistique augmente de façon non linéaire avec l'épaisseur de la plaque. Les structures sandwichs ont également été étudiés dans cette thèse dans le but de comparer leurs performances balistiques à celles des structures monolithiques. Une analyse minutieuse de nos résultats combinés à ceux extraits de la littérature permet de conclure que les plaques monolithiques résistent mieux à la perforation que les configurations sandwichs lorsque l'épaisseur totale est inférieure ou égale à 4 mm.

Nous avons identifié trois phénomènes physiques principaux, responsables de l'absorption d'énergie par une cible métallique soumise à la perforation : la déflexion globale de la cible, la déformation élastique et la déformation plastique localisée dans la zone d'impact. Il faut noter qu'il existe d'autres phénomènes comme le frottement entre le projectile et la cible ou l'éjection de bouchon à grande vitesse, qui sont plus ou moins négligeables en fonction des cas étudiés.

Un paramètre essentiel pouvant influencer la limite balistique de la plaque métallique sous chargement d'impact est la rigidité (lié au module de Young) du matériau constituant le projectile. Nous avons montré que la limite balistique diminue avec la rigidité du projectile.

Sur le plan numérique, nous avons développé un modèle EF 3D permettant de simuler le comportement mécanique des plaques métalliques soumises à l'impact et à la perforation en utilisant le code EF Abaqus/Explicit. Le comportement thermomécanique du matériau cible a été décrit dans le code par deux lois de comportement : la loi de Johnson-Cook et la loi

de Rusinek-Klepaczko. Un travail préalable consiste en l'identification des paramètres des lois de comportement utilisées. Par conséquent, une étude de caractérisation thermoviscoplastique complète des deux matériaux (acier doux ES, acier IF) a été réalisée. Il a été remarqué que les deux matériaux sont sensibles à la vitesse de déformation et à la température. L'identification des paramètres des deux lois constitutives a été possible via la modélisation analytique des résultats expérimentaux issus des essais de caractérisation.

Par la suite, deux campagnes de simulations numériques ont été réalisées. L'une en utilisant la loi de Johnson-Cook qui est pré-programmée dans le code Abaqus, et l'autre en implémentant la loi constitutive de Rusinek-Klepaczko via une subroutine VUMAT. Les résultats issus des deux prévisions numériques ont été comparés aux résultats expérimentaux. Nous avons observé de façon globale, un bon accord entre les prévisions numériques et les expériences. L'analyse détaillée des résultats numériques montre que le modèle de RK offre une meilleure prédiction du comportement mécanique de la plaque aux grandes vitesses d'impact ($V_0 \geq 140 m/s$) comparativement au modèle de JC.

Dans le but de tester la capacité de notre modèle numérique à prédire les essais expérimentaux complexes, nous avons étendu l'étude numérique aux deux cas spécifiques suivants : impact de structures sandwichs, impact avec des projectiles coniques ayant différents angles (prédiction du nombre de pétales). Les résultats numériques prédisent bien la tendance à la baisse du nombre de pétales lorsqu'on augmente l'angle conique du projectile. Ceci est en accord avec les observations expérimentales et montre la robustesse du modèle. A épaisseur équivalente, les résultats numériques montrent que la limite balistique d'une structure sandwich est inférieure à celle d'une plaque monolithique. Ceci va dans le même sens que les observations expérimentales.

En résumé, ce travail montre que pour l'étude des problèmes dynamiques impliquant l'impact et la perforation, il est important de considérer à la fois :

- Le comportement thermomécanique et l'épaisseur de la tôle ainsi que la configuration (sandwich ou monolithique) utilisée pour concevoir la structure.
- la géométrie du projectile et les propriétés mécaniques du matériau le constituant.

Dans la logique d'étude des paramètres qui influencent les propriétés balistiques d'une structure soumise à l'impact et à la perforation, beaucoup de configuration restent à étudier afin de mieux comprendre le comportement des matériaux et améliorer le modèle utilisé.

On pourra par exemple analyser l'effet d'un pré-impact sur la limite balistique de la structure. Il s'agit de soumettre la structure dans un premier temps à un impact non perforant en utilisant un projectile de petit calibre. On génère ainsi de l'endommagement dans le matériau cible. Ensuite, on réalise des essais de perforation sur la structure pré-impactée. L'aspect expérimentale est en cours, la simulation numérique est également envisagée.

On pourra également étudier le comportement sous impact balistique des plaques métalliques à différentes températures. Dans ce cas, le banc du canon à gaz doit être équipé d'une enceinte thermique permettant de réguler la température de l'essai. Une étude préliminaire de conception de l'enceinte a été réalisée, mais limitée pour le moment aux essais aux basses températures : les premiers résultats sont prometteurs. Pour les hautes températures, la difficulté est accrue par le fait que les microstructures et les propriétés associées peuvent évoluer très vite.

Enfin, sur le plan numérique, il s'agira d'implémenter dans le code Abaqus, le critère de rupture de type Wierzbicki via une subroutine utilisateur VUMAT. Ceci permettra de tenir compte de la variation de la triaxialité des contraintes dans la zone de rupture au cours de l'impact. L'objectif étant de prédire avec précision les courbes balistiques pour une large gamme de vitesses d'impact.

Annexes

Annexe I : Les mécanismes de la déformation plastique

Pour un solide cristallin, la déformation plastique macroscopique résulte de glissements de plans cristallins particuliers les uns sur les autres. Ce glissement est le résultat du mouvement de défauts linéaires du réseau : les dislocations. Le mouvement de ces dislocations est donc le principal responsable de la déformation plastique des matériaux métalliques, les modes de déformation de type cisaillement adiabatique, maclage, changement de phase, qui apparaissent dans des conditions bien particulières, ne seront pas présenter ici.

Même les cristaux les plus parfaits contiennent des dislocations. Ces dislocations forment un réseau tridimensionnel appelé réseau de Franck-Reed. Les divers segments de dislocation convergent vers des nœuds, et la distance moyenne l entre les nœuds du réseau est appelée pas du réseau. Cette distance est reliée à la densité de dislocation ρ_D par la relation :

$$l = 1 / \sqrt{\rho_D}$$

Après application d'une contrainte supérieure à la limite d'élasticité, les dislocations se mettent en mouvement, se multiplient, s'entrecroisent et leur densité augmente. Le pas du réseau de Franck-Reed diminue suivant l'expression ci-dessous, et il faut alors appliquer une contrainte plus élevée pour que la déformation plastique se poursuive. C'est le phénomène de consolidation ou d'écrouissage qui traduit l'élévation de la contrainte avec la déformation plastique.

La relation d'Orowan nous permet de relier la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}$ à la densité de dislocations mobiles ρ_m et à leur vitesse moyenne de déplacement v :

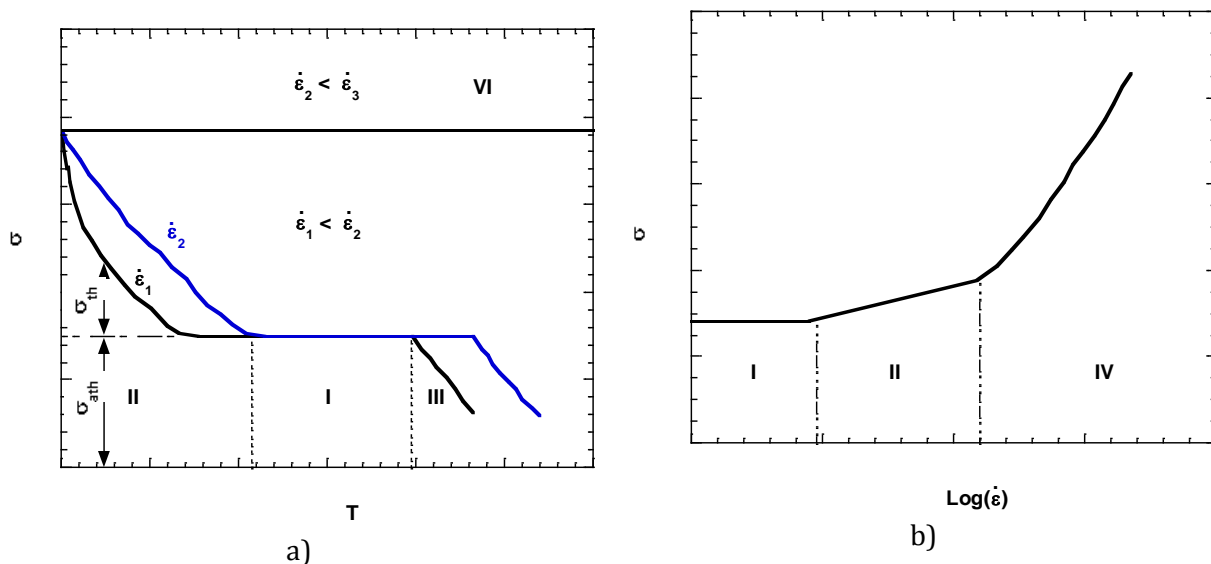
$$\dot{\epsilon} = \rho_m b v$$

où b est le vecteur de Burgers, qui correspond à la hauteur de marche produite par chacune des dislocations qui aurait traversé tout le cristal, soit la plus petite distance interatomique.

Suivant les conditions de vitesse et de température, plusieurs types de mécanismes de déformation vont être activés (*Fig.V1*):

- ✓ les mécanismes athermiques (zone I),
- ✓ les mécanismes thermiquement activés (zone II)
- ✓ les mécanismes contrôlés par la diffusion (zone III)
- ✓ les mécanismes d'amortissement à grande vitesse ou mécanismes de frottement visqueux (zone IV).

Tous ces mécanismes de déformation peuvent agir simultanément au niveau des zones de transition. Leur activation dépend directement du type d'obstacles que doivent franchir les dislocations pour se mouvoir. Ce sont principalement des obstacles agissant sur de courtes distances, tels la friction du réseau cristallin (force de Peierls) ou les dislocations du réseau de Franck, et des obstacles s'exerçant sur de longues distances, tels les joints de grains, les atomes étrangers en solution solide ou sous forme de précipités ou d'inclusions. La nature des obstacles rencontrés dépend de la structure cristalline du matériau, et est responsable des différences de comportement existant entre les matériaux de structure cubique centré (CC), cubique faces centrées (CFC) ou hexagonal compact (HC).



*Fig.V.1 Représentation schématique de la contrainte d'écoulement σ .
a- En fonction de la température pour différentes vitesses de déformation $\dot{\epsilon}$;
b- En fonction de la vitesse de déformation pour une température donnée.*

Nous allons maintenant détailler sous quelles conditions de température et de vitesse de déformation agissent les différents mécanismes de déformation.

1.1 Les mécanismes thermiquement activés

Ce mécanisme est représenté sur la *Fig.V1* par la zone II, c'est à dire aux basses températures et aux vitesses de déformation moyennes. La contrainte appliquée n'est pas suffisante pour apporter l'énergie nécessaire à une dislocation pour qu'elle franchisse un obstacle localisé. Si l'énergie indispensable à son franchissement est assez faible, les fluctuations thermiques, assistées par la contrainte appliquée, permettent le franchissement des obstacles localisés. La fréquence de franchissement de ces obstacles est donnée quand à elle par la loi statistique de Boltzmann:

$$v = v_0 \exp\left[-\frac{\Delta G}{kT}\right]$$

où v_0 est la fréquence de vibration de la ligne de dislocation, k désigne la constante de Boltzmann, ΔG est l'énergie libre d'activation ou l'énergie nécessaire pour vaincre un obstacle à une contrainte σ . La contrainte appliquée, σ , est la somme de la contrainte effective (σ_{th}), et de la contrainte athermique (σ_{ath}) exercée sur une dislocation mobile par toutes les dislocations voisines) : $\sigma = \sigma_{th} + \sigma_{ath}$.

Les obstacles sont donc franchis par les dislocations à la vitesse moyenne donnée par la relation suivante:

$$v = l \times v = v_0 l \exp\left[-\frac{\Delta G}{kT}\right]$$

où l désigne la distance moyenne entre chaque obstacle.

La relation d'Orowan s'écrit alors :

$$\dot{\epsilon} = \rho_m b v_0 l \exp\left[-\frac{\Delta G}{kT}\right] = \dot{\epsilon}_0 \exp\left[-\frac{\Delta G}{kT}\right]$$

ou $\dot{\epsilon}_0$ est prise comme constante par un certain nombre d'auteurs.

Kocks et al. 1975, à partir de l'analyse du mécanisme de franchissement des vallées de «Peierls-Nabarro» par double décrochement d'une dislocation proposent d'écrire l'énergie d'activation de la façon suivante :

$$\Delta G(\sigma_{th}) = \Delta G_0 \left[1 - \left(\frac{\sigma_{th}}{\sigma_{th}^0} \right)^p \right]^q$$

où ΔG_0 est l'énergie totale de l'obstacle, σ_{th}^0 la contrainte thermiquement activée à 0K, p et q déterminent la forme de l'obstacle à franchir (forme de la courbe décrivant les variations de la force exercée par l'obstacle sur la dislocation), avec $0 \leq p \leq 1$ et $1 \leq q \leq 2$.

Les expressions suivantes conduisent à la formulation générale de la contrainte thermiquement activée :

$$\sigma_{th} = \sigma_{th}^0 \left[1 - \left(\frac{kT}{\Delta G_0} \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right) \right)^{\frac{1}{q}} \right]^{\frac{1}{p}}$$

Prenons le cas simple d'un obstacle rectangulaire, pour le quel p=q=1. L'expression de l'énergie d'activation thermique s'écrit alors :

$$\Delta G = \Delta G_0 - \Delta G_0 \frac{\sigma_{th}}{\sigma_{th}^0} = \Delta G_0 - \sigma_{th} V^*$$

où $V^* = \Delta G_0 / \sigma_{th}^0$ représente le volume d'activation thermique. Dans ce cas nous obtenons une contrainte d'écoulement de la forme:

$$\sigma = \sigma_{ath} + \sigma_{th} = \sigma_{ath} + \frac{\Delta G_0}{V^*} - \frac{kT}{V^*} \ln \dot{\epsilon} = \beta + \lambda \ln \dot{\epsilon}$$

Nous retrouvons ici l'expression classique de la contrainte d'écoulement dans le domaine thermiquement activé, qui varie approximativement comme le logarithme de la vitesse de déformation (*Fig.V1*).

1.2 Les mécanismes athermiques

A partir d'un certain niveau de température et pour des vitesses de déformation faibles (T_1 pour $\dot{\epsilon}_1$, T_2 pour $\dot{\epsilon}_2$, *Fig.V1*), les dislocations mobiles possèdent suffisamment d'énergie d'origine thermique pour franchir les obstacles. La contrainte d'écoulement est alors peu sensible à la vitesse de déformation et à la température. Elle se maintient à un niveau constant

correspondant à la contrainte athermique σ_{ath} (zone I, *Fig.V1*). Le mécanisme athermique correspond au franchissement des obstacles localisés de la forêt et aux interactions élastiques à longues distance.

1.3 Les mécanismes contrôlés par la diffusion

Ce mode de déformation intervient aux températures élevées, typiquement supérieures à T_f (où T_f température de fusion). Dans ce domaine, le mouvement des atomes a lieu grâce à la vibration ou l'agitation thermique, dont l'amplitude augmente avec la température. Les mécanismes de déplacement sont en général de type interstitiels ou lacunaires : on parle alors de diffusion en volume.

Pour se déplacer, les atomes doivent vaincre une barrière d'énergie potentielle dont la hauteur est caractérisée par l'enthalpie d'activation ΔH_D . Le coefficient de diffusion traduit alors le nombre de sauts par seconde, et est décrit par une équation d'Arrhenius :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_0}{RT}\right)$$

où D_0 est une constante relié à la fréquence de saut et R la constante des gaz parfaits. Ce phénomène de diffusion des atomes se caractérise par une chute rapide de la contrainte d'écoulement avec la température (zone III, *Fig.V1*).

1.4 Les mécanismes de frottement visqueux

Au delà d'un certain niveau de contrainte, l'activation thermique n'est plus nécessaire pour le franchissement des obstacles. Sous l'application de la contrainte, les dislocations vont accélérer jusqu'à atteindre une vitesse limite constante. Cependant leur mouvement est tout de même freiné par le frottement avec le réseau cristallin. Ce frottement visqueux devient alors le mécanisme prépondérant de la déformation. Il apparaît en général pour des valeurs de vitesses de déformation élevées et provoque une rapide augmentation de la contrainte avec la vitesse de déformation. Sous ce régime, la contrainte d'écoulement σ est relié de façon linéaire à la vitesse v des dislocations mobile. Nous pouvons écrire :

$$\sigma = \sigma_{ath} + \frac{B}{b} v$$

où b est le vecteur de Burgers, et B est le coefficient de frottement visqueux.

En appliquant la relation d'Orowan, nous obtenons une relation linéaire liant la contrainte appliquée σ à la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$:

$$\sigma = \sigma_{ath} + \frac{B}{\rho_m b^2} \dot{\gamma}$$

Si les mécanismes de frottement visqueux sont prépondérants, alors la contrainte d'écoulement est directement proportionnelle à la vitesse de déformation.

Annexe II : Moyens techniques de caractérisation mécanique

- Machine servo-hydraulique rapide

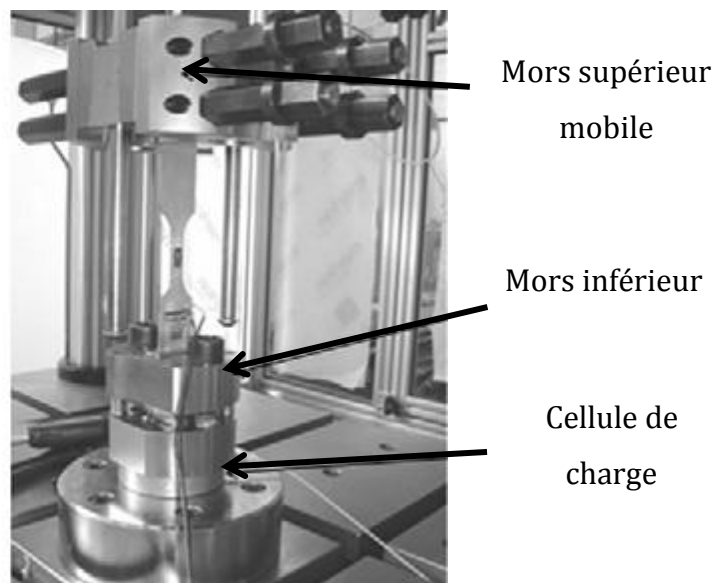


Fig.V.2 Machine rapide servo-hydraulique (à gauche) et la cellule de chargement dynamique (à droite).

- Machine d'essai de traction Instron

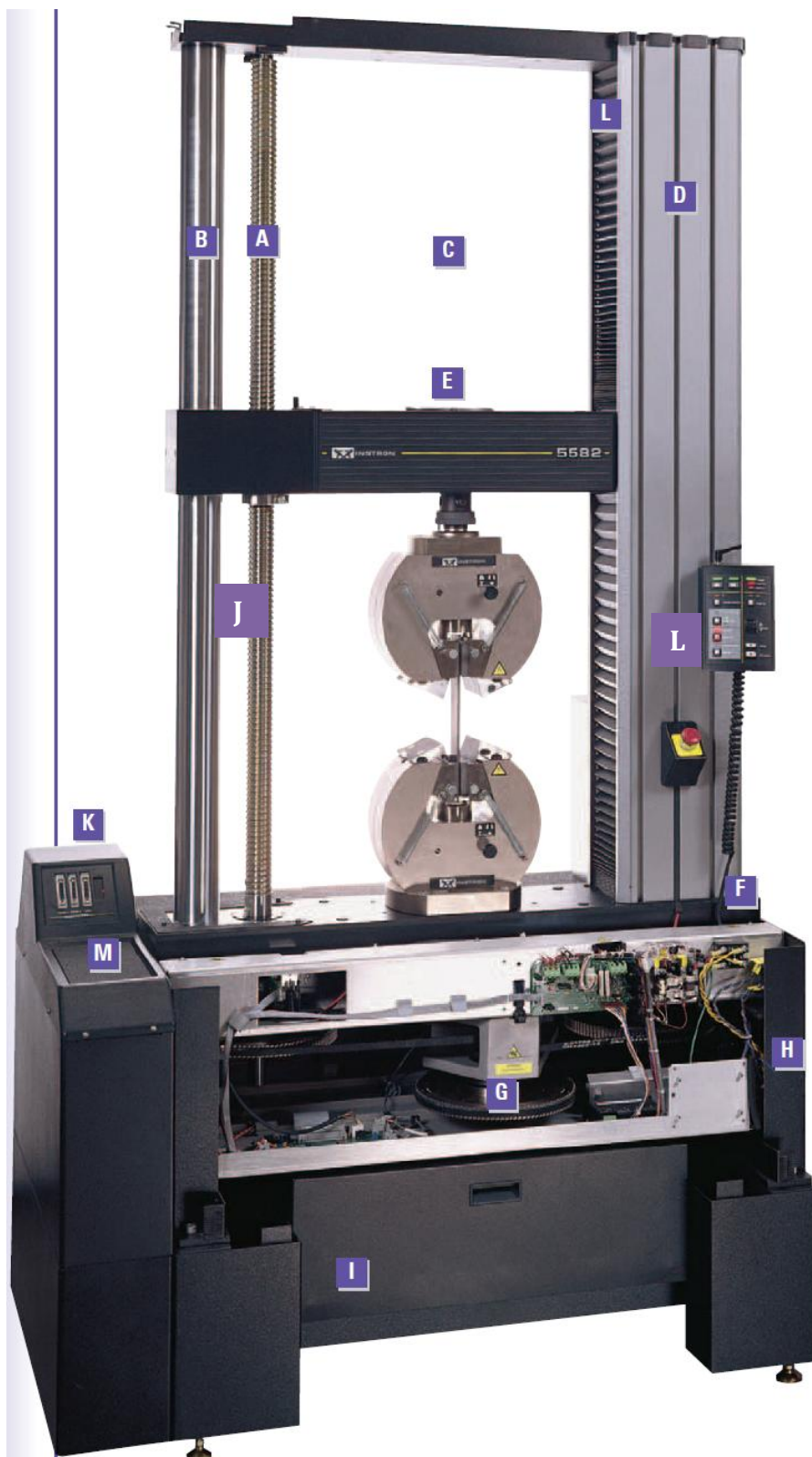


Fig.V.3 Descriptif de la machine d'essai de traction Instron.

A- Vis à bille précontraintes; **B-** Colonnes d guidage robuste; **C-** Second espace d'essai permettant de monter fixe la cellule de force;

D- Couvertres de colonne en aluminium muni d'angle biseautés; **E-** Fixation du capteur de force; **F-** Servomoteur à courant continu; **G-** Transmetteur sans embrayage; **H-** Zone d'entretien courant contenant des raccords de câblage; **I-** Support avec tiroir de rangement; **J-** Mors de fixation d'éprouvette; **K-** contrôleur de la cellule d'effort; **L-** Panel de commande; **M-** Espace de rangement (éprouvettes, goupilles, attaches...).

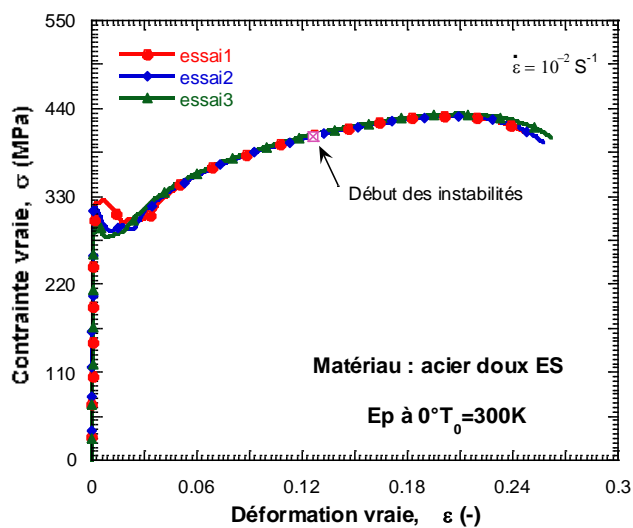
- Enceinte thermique munie de l'extensomètre vidéo



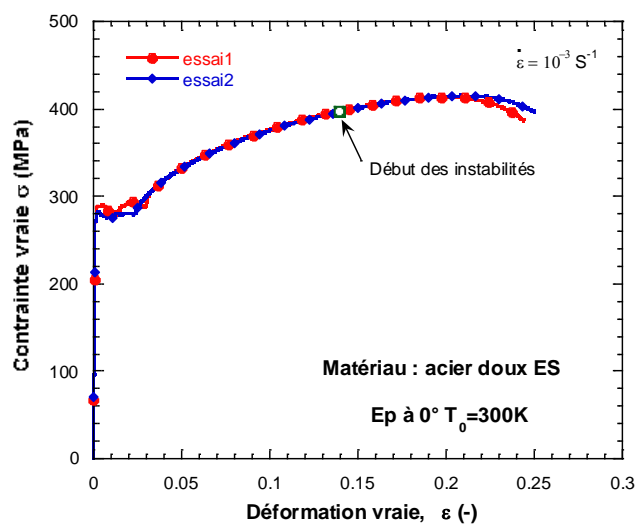
Fig.V.4 L'enceinte thermique munie de l'extensomètre vidéo.

Annexe III : Résultats de la caractérisation mécanique des matériaux

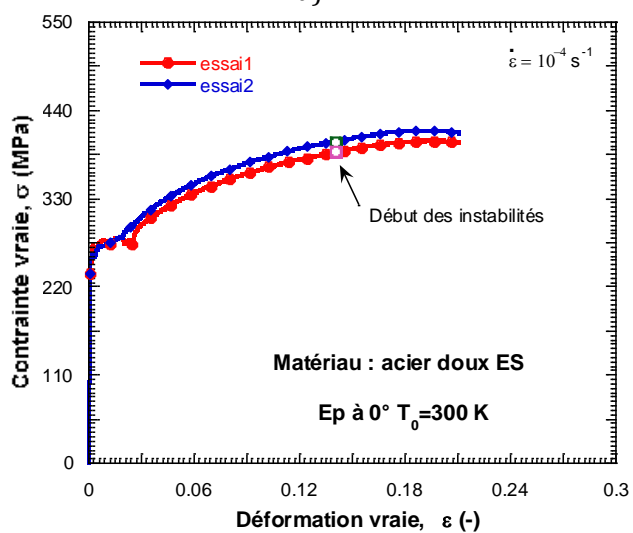
- Acier doux ES



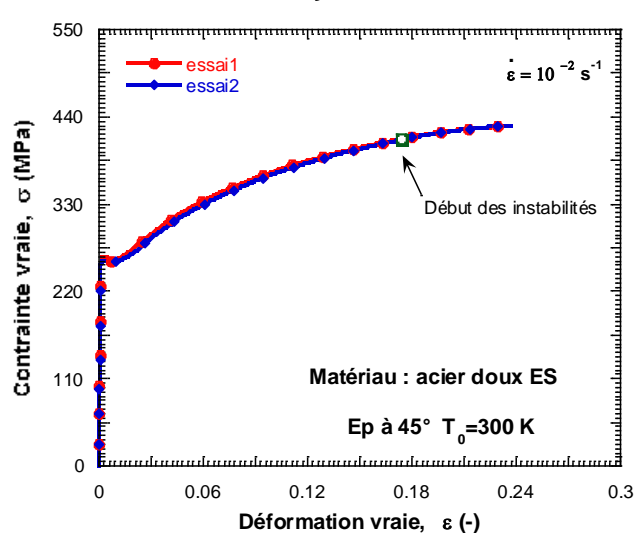
a)



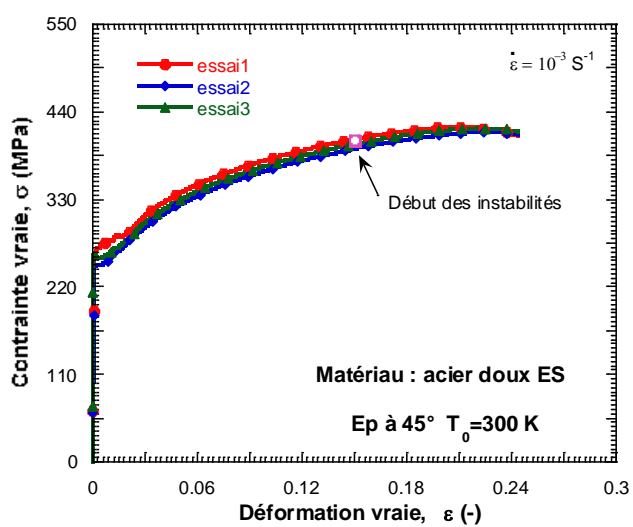
b)



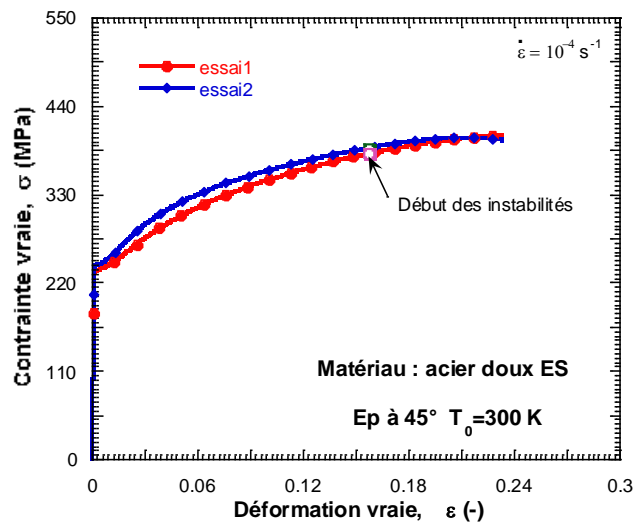
c)



d)



e)



f)

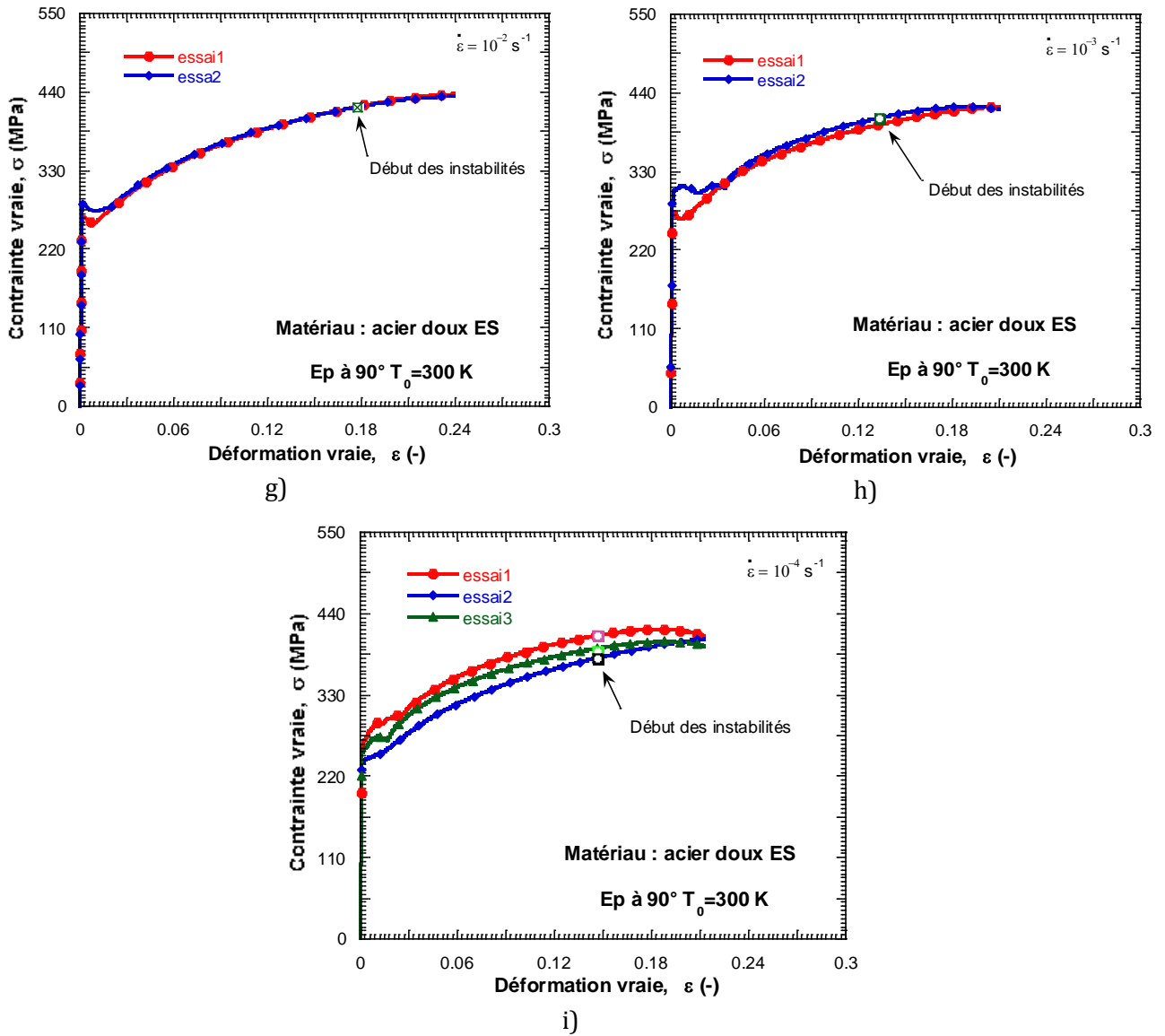
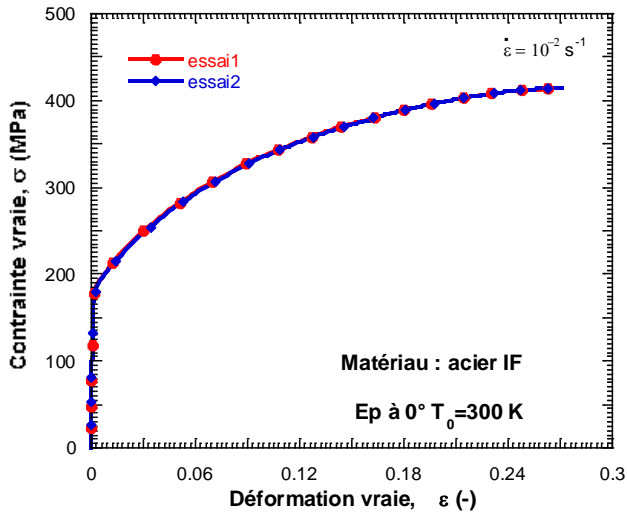
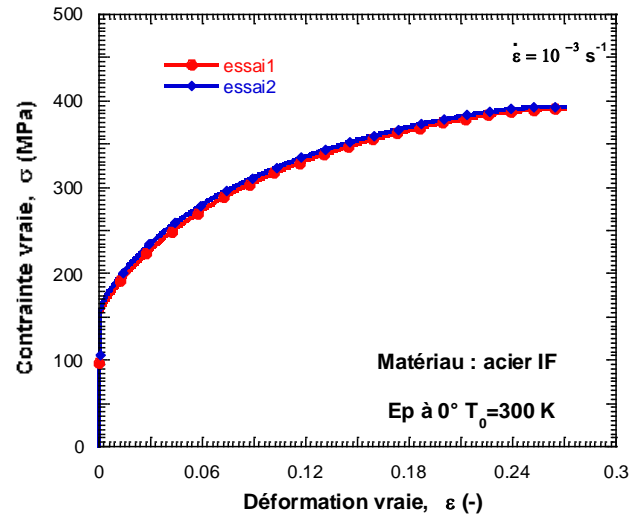


Fig.V.5 Résultats des essais de traction sur l'acier doux. a-, b-, c- Eprouvette à 0°; d-, e-, f- Eprouvette à 45°; g-, h-, i- Eprouvette à 90°.

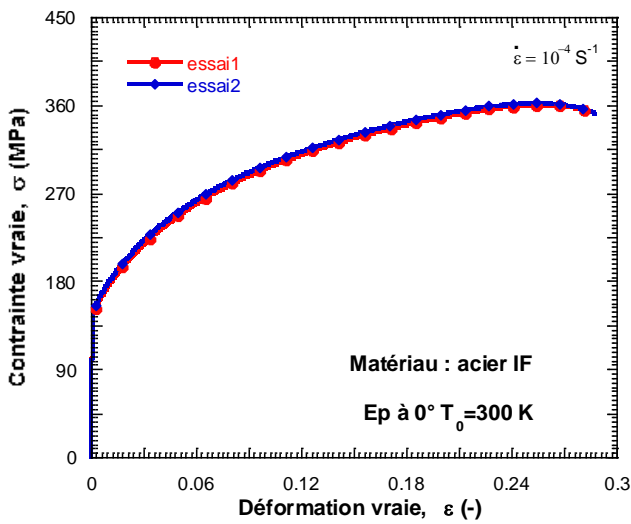
▪ Acier IF



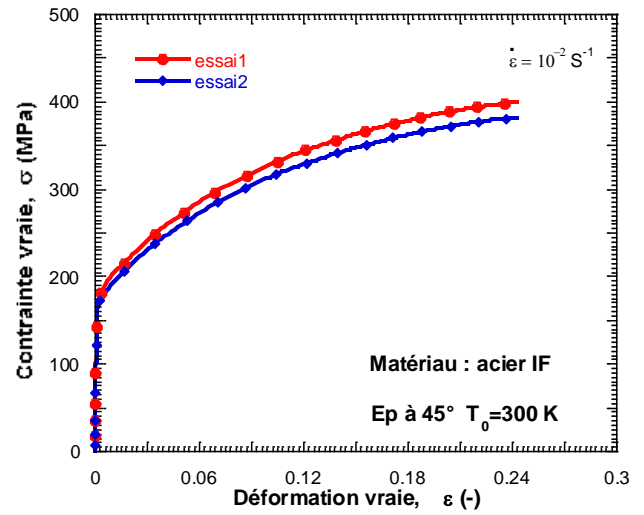
a)



b)



c)



d)

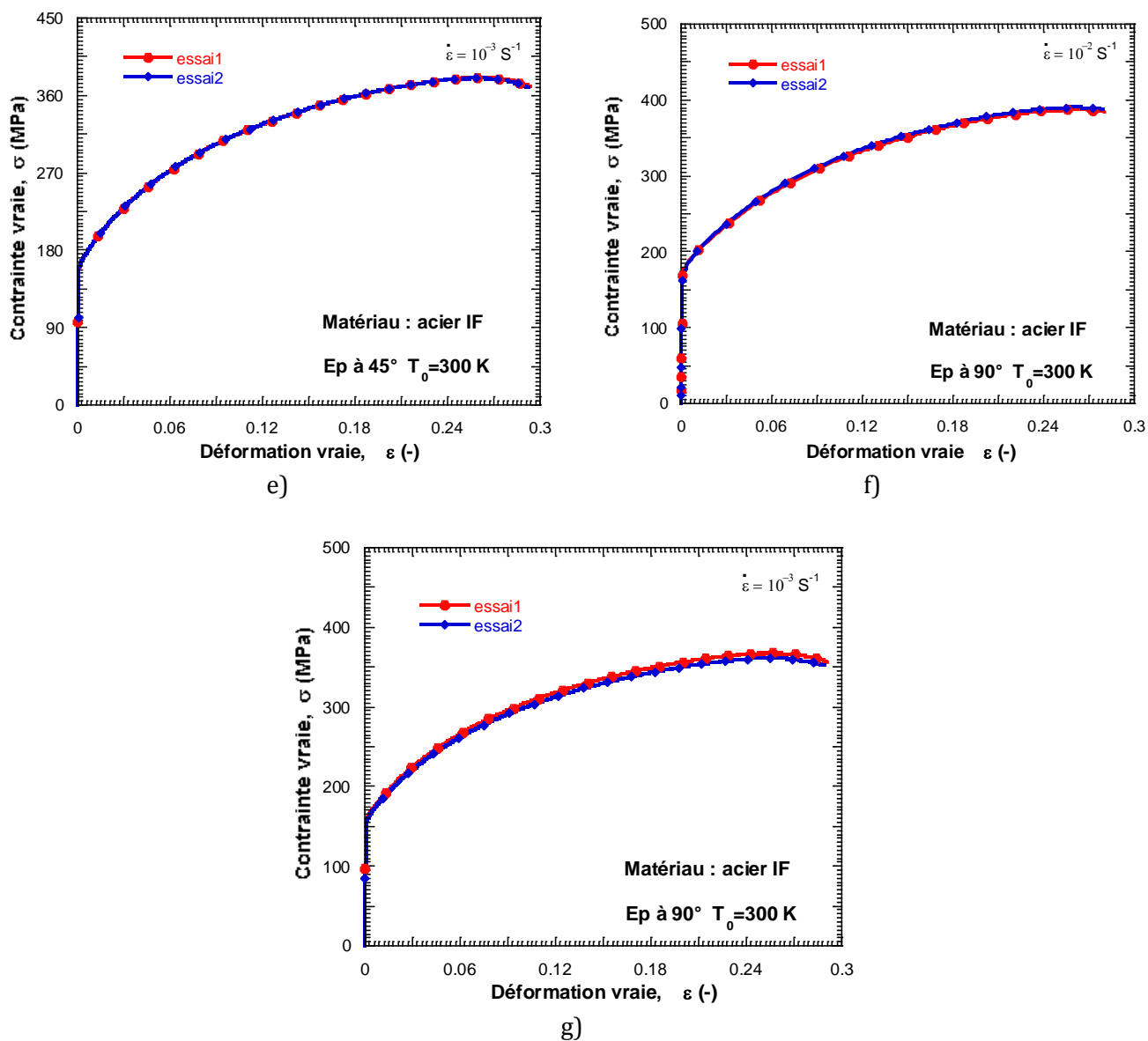


Fig.V.6 Résultats des essais de traction sur l'acier IF. a-, b-, c- Eprouvette à 0° ; d-, e- Eprouvette à 45° ; f-, g- Eprouvette à 90° .