



HAL
open science

Modélisation du comportement mécanique et de la rupture en conditions dynamiques d'aciers de structure et à blindage

Pierre Simon

► **To cite this version:**

Pierre Simon. Modélisation du comportement mécanique et de la rupture en conditions dynamiques d'aciers de structure et à blindage. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université de Lorraine, 2019. Français. NNT : 2019LORR0042 . tel-02327889

HAL Id: tel-02327889

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-02327889v1>

Submitted on 23 Oct 2019

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>

Manuscrit de thèse

Pour l'obtention du titre de :

Docteur de l'Université de Lorraine

Spécialité : Mécanique des matériaux

Présenté par :

Pierre SIMON

Modélisation du comportement mécanique et de la rupture
en conditions dynamiques d'aciers de structure et à
blindage.

Thèse soutenue publiquement le 8 mars 2019 à Metz devant le jury composé de :

Pr. Eric MARKIEWICZ	Université de Valenciennes	Rapporteur
Pr. Dirk MOHR	Ecole polytechnique fédérale de Zurich	Rapporteur
Pr. Nadia BAHLOULI	Université de Strasbourg	Examineur
Pr. Marion MARTINY	Université de Lorraine	Examineur
Pr. Alexis RUSINEK	Université de Lorraine	Directeur de thèse
Dr. Yaël DEMARTY	Institut de Saint-Louis	Encadrante
Mr Bernard VIVIEN	Ingénieur, Direction Générale de l'Armement	Invité
Dr. Antoine PROUST	Ingénieur, Industeel – ArcelorMittal	Invité

Je remercie la Direction Générale de l'Armement ainsi que l'Institut franco-allemand de recherche de Saint-Louis pour avoir financé ces travaux de thèse.

Introduction

Le développement de nouvelles structures nécessite généralement plusieurs phases expérimentales afin d'évaluer si leur conception permet de répondre aux critères établis. Si elles permettent d'obtenir des résultats fiables, elles présentent néanmoins deux inconvénients majeurs. Le premier est la mise en place d'expériences pouvant être longues et nécessitant souvent des équipements spécifiques. Le second est le coût, particulièrement lors de la phase de conception et de développement où plusieurs solutions doivent être testées et éventuellement corrigées, induisant des phases de tests supplémentaires. Toutefois ces étapes sont réduites aujourd'hui grâce à la démocratisation des moyens de calcul numériques, permettant de simuler diverses situations avec des délais et des budgets amoindris. Les phases de tests servent essentiellement à la validation d'une structure préalablement optimisée numériquement. Ainsi, une attention toute particulière doit être portée à la fiabilité des données d'entrée et plus particulièrement aux lois de comportement utilisées. Dans le cas des simulations numériques en conditions extrêmes (vitesse de déformation, température, déformation plastique), la fiabilité des résultats dépendra principalement de la description du comportement thermoviscoplastique des matériaux utilisés.

Plus précisément, cette étude s'intéresse à une structure de protection composée de deux aciers. D'une part un acier S355NL, utilisé pour les structures navales, et d'autre part un acier à blindage naval (ABN) utilisé pour la protection de ces mêmes structures. Le premier est un matériau de construction dont la composition et les exigences sont fixées par la norme EN 10025-3. Il s'agit d'un acier ferrito-perlitique à grains fins présentant une aptitude au soudage. De plus, cette désignation impose une limite d'élasticité minimale de 355 MPa et une valeur minimale d'énergie de rupture en flexion par choc à 223 K supérieure à 27 J (critère représenté par les lettres « NL »). L'acier à blindage naval est un acier à haute limite d'élasticité possédant une structure bainitique. Son comportement mécanique et sa composition sont proche du Mars[®] 190, utilisé notamment pour le blindage des véhicules terrestres.

La structure de protection est exposée à l'impact de projectiles de petit calibre, et peut donc être soumise à des vitesses de sollicitations élevées. De plus, une partie importante de l'énergie de déformation plastique est dissipée sous forme de chaleur. Cependant, lorsque la vitesse de déformation est importante, la chaleur ne dispose pas de suffisamment de temps pour être dissipée et génère ainsi une hausse de température au sein du matériau. Ce phénomène, appelé « échauffement adiabatique », implique que la description du comportement mécanique des matériaux étudiés nécessite une étude de la sensibilité à la température, en plus de celle liée à la sensibilité à la vitesse de déformation.

Ainsi, la première partie de ce manuscrit s'intéresse à l'étude expérimentale menée sur le S355NL et sur l'acier à blindage. Cette partie détaille les essais mécaniques effectués et les résultats obtenus, permettant une meilleure compréhension des mécanismes mise en jeu lors de la déformation. Ces observations devront permettre de sélectionner les modèles de comportement appropriés dans un deuxième chapitre. Enfin, un troisième chapitre traite de la validité de ces modèles. Pour se faire, des essais de perforation ont été réalisés, permettant d'observer une sollicitation proche de l'application finale. Ces essais sont ensuite confrontés à des simulations numériques.

Plan du manuscrit

I. Etude expérimentale	6
II. Modélisation du comportement mécanique.....	46
III. Validation des modèles	78
Conclusion générale et perspectives	101
Références bibliographiques	105
Tables des figures.....	111

Chapitre I

Etude expérimentale

I.1.	Etat de l'art sur les essais de caractérisation mécanique	7
I.1.1.	Essais de caractérisation quasi-statiques	8
I.1.1.1.	Traction uniaxiale	8
I.1.1.2.	Compression uniaxiale.....	9
I.1.1.3.	Cisaillement simple.....	11
I.1.1.4.	Double cisaillement	12
I.1.1.5.	Compression cisaillement.....	13
I.1.2.	Essais de caractérisation dynamiques.....	14
I.1.2.1.	Compression dynamique (SHPB).....	14
I.1.2.2.	Impact direct	19
I.1.2.3.	Essai de Taylor	19
I.1.2.4.	Traction dynamique.....	21
I.1.3.	Conclusion	25
I.2.	Evolution de la contrainte d'écoulement en fonction des conditions de sollicitations.....	26
I.2.1.	Composition et structure des matériaux étudiés.....	26
I.2.2.	Limite d'élasticité et transition-élastoplastique.....	26
I.2.3.	Ecrouissage.....	28
I.2.4.	Sensibilité à la vitesse de déformation.....	29
I.2.5.	Sensibilité à la température	30
I.3.	Caractérisation de la rupture en fonction des conditions de sollicitations	34
I.3.1.	Déformation à rupture dans le cas d'un essai de traction	34
I.3.2.	Déformation à rupture dans le cas d'un essai de double cisaillement	38
I.4.	Conclusion	44

L'étude expérimentale vise à observer et à comprendre les mécanismes à l'origine du comportement des matériaux dans le but de les modéliser. Lors de la perforation, l'impact du projectile induit une déformation plastique de la structure de protection puis provoque sa rupture, si le projectile possède une énergie cinétique suffisante. Ces matériaux peuvent ainsi être sollicités à différentes vitesses. De plus, les conditions d'exposition et l'échauffement dû à la déformation plastique peuvent entraîner une augmentation de la température. Il est de ce fait nécessaire de connaître le comportement de ces matériaux sous différentes conditions. Dans un premier temps, ce chapitre présentera différents essais couramment utilisés pour la caractérisation du comportement mécanique des métaux. Suite à cela, les essais réalisés et les résultats obtenus seront détaillés.

1.1. Etat de l'art sur les essais de caractérisation mécanique.

Le but de ces essais est de déterminer l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température. En mécanique des milieux continus, la contrainte, notée $\bar{\sigma}$, et la déformation, notée $\bar{\varepsilon}$, sont définies par deux tenseurs présentés dans l'équation I-1 :

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \bar{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad I-1$$

Concernant les contraintes, les composantes diagonales représentent les sollicitations uniaxiales dans les différentes directions principales, tandis que les autres représentent le cisaillement. Les composantes diagonales du tenseur des déformations représentent un changement de dimensions, alors que les composantes hors diagonales indiquent un changement de forme. Il est néanmoins difficile d'observer expérimentalement chaque composante. Ainsi, lors des essais, les valeurs considérées sont des valeurs équivalentes. Concernant la contrainte, la partie déviatorique responsable de la déformation plastique, notée \bar{s} , est définie par la relation I-2 :

$$\bar{s} = \bar{\sigma} - \frac{1}{3} \text{tr}(\bar{\sigma}) \quad I-2$$

Les valeurs équivalentes, notés σ_{eq} pour la contrainte et ε_{eq} pour la déformation, sont alors définies au sens de Von Mises par l'équation I-3 :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \bar{s} : \bar{s}} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{eq} = \sqrt{\frac{2}{3} \bar{\varepsilon} : \bar{\varepsilon}} \quad I-3$$

Les valeurs des composantes du tenseur des contraintes permettent de définir un état de sollicitation équivalent. En se plaçant dans le repère des contraintes principales, il est possible d'utiliser plusieurs systèmes de coordonnées pour définir un état de contrainte, comme indiqué sur la Figure I-1-a. Une des méthodes est d'utiliser la triaxialité, notée η , et l'angle de Lode, noté θ . Ces deux valeurs sont définies par l'équation I-4 :

$$\eta = \frac{\sigma_h}{\sigma_{eq}} \quad \text{et} \quad \theta = 1 - \frac{2}{\pi} \arccos\left(\frac{27}{2} \frac{\det(\bar{s})}{\sigma_{eq}^3}\right) \quad I-4$$

Où σ_h représente la pression hydrostatique. Néanmoins, en considérant qu'une des contraintes principales est toujours prépondérante, la triaxialité suffit à définir l'état de contrainte au sein du matériau. Les différentes sollicitations en fonction de la triaxialité sont illustrées sur la Figure I-1-b.

Ainsi, les valeurs $-0.33, 0$ et 0.33 représentent respectivement un état de compression, de cisaillement et de traction uniaxiale.

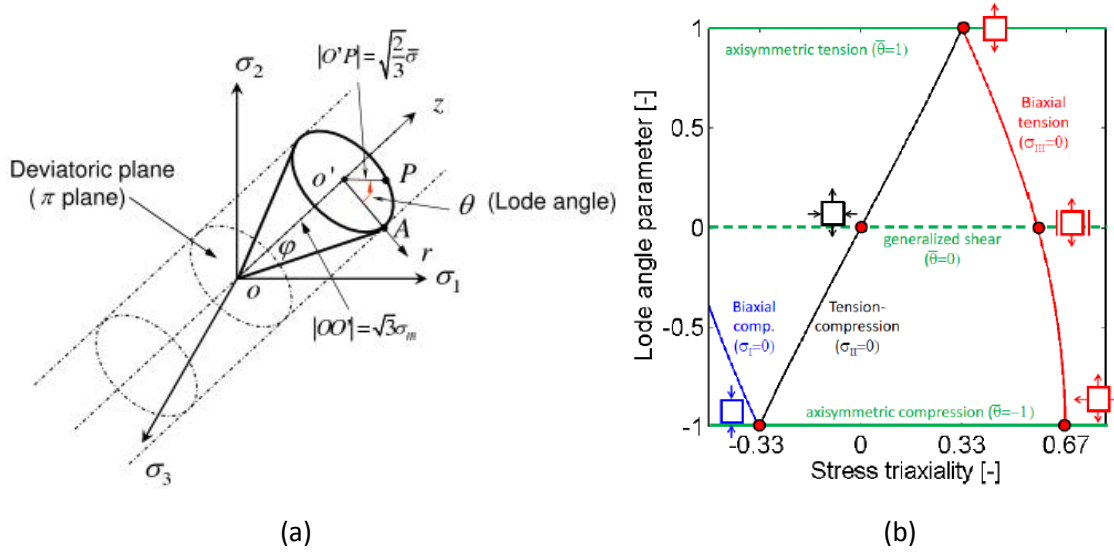


Figure I-1 : (a) Représentation de l'état de contrainte dans le repère des contraintes principales [1], (b) Etats de contrainte en fonction de la triaxialité [2].

Dans le cas d'une sollicitation uniaxiale, la contrainte équivalente est égale à la composante non nulle du tenseur des contraintes. Ceci explique une forte utilisation des essais de traction et de compression uniaxiale.

1.1.1. Essais de caractérisation quasi-statiques

Cette section détaillera les essais fréquemment utilisés lors de sollicitations dites « quasi-statique ». Ce type de sollicitation est défini par une vitesse de déformation relativement faible ($< 10^{-1} s^{-1}$), pour laquelle les effets inertiels sont considérés comme négligeables.

1.1.1.1. Traction uniaxiale.

L'essai de traction uniaxiale consiste à tirer sur une éprouvette d'une longueur initiale l_0 et de section s , et à mesurer la force F et le déplacement Δl de l'extrémité de l'éprouvette en mouvement tandis que l'autre est maintenue fixe. Les extrémités de cette éprouvette possèdent une section plus importante permettant d'une part le maintien de celle-ci, mais également de localiser la déformation dans la zone centrale, appelée « zone utile ». Dans le cas d'un matériau incompressible, ce qui est le cas de la majorité des métaux (avec un coefficient de Poisson $\nu = 0.5$ dans le domaine plastique), la contrainte et la déformation sont obtenus par les relations I-5 :

$$\sigma_{eq} = \frac{F(t)}{s(t)} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{eq} = \ln\left(1 + \frac{\Delta l}{l_0}\right) \quad I-5$$

Néanmoins, ces valeurs sont valides tant que la déformation est homogène durant l'essai. Dans le cas des matériaux ductiles, une réduction de section localisée apparaît lors de l'essai et concentre la déformation à un emplacement particulier de la zone utile. Cette instabilité est appelée « striction » et apparaît lorsque le critère de Considère est atteint. Ce critère est défini par l'équation I-6 :

$$\frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial \varepsilon_{eq}} = \sigma_{eq} \quad I-6$$

Cela signifierait que l'apparition de la striction est uniquement due à l'écroutissement du matériau. Néanmoins, Hart [3] avança un autre critère basé sur l'écroutissement et la sensibilité à la vitesse de déformation. Ces travaux font l'objet de discussions dans la communauté scientifique, notamment par Ghosh [4], qui introduit les défauts géométriques présents le long de l'éprouvette. Si ces auteurs se concentrent sur la zone utile, les conditions aux limites de cette zone ne permettent pas de réduction de section aux extrémités et entraîneront par conséquent une variation de section dans la zone utile au cours de la déformation. En plus d'un champ de déformation inhomogène au sein de la zone utile, la striction entraîne une variation de la contrainte, due à la différence de section. Une solution analytique développée par Bridgman [5] permet de déterminer la contrainte en fonction du diamètre au centre de la zone de striction et du rayon de courbure de la striction. Cette solution est également applicable (sous certaines conditions) pour des éprouvettes plates [6], bien qu'elle fût développée pour des éprouvettes cylindriques. Ainsi, l'essai de traction induit des inhomogénéités lors de la déformation qui deviennent prépondérantes lorsque la striction apparaît. De plus, la forme de la zone utile étant modifiée, des composantes de cisaillement apparaissent et modifient la triaxialité au sein de la striction. Un exemple d'évolution de la triaxialité durant un essai est obtenu via simulation par Børvik [7]. De plus, la valeur de la triaxialité au début et pendant l'essai peut être modifiée par la présence d'une entaille dans la zone utile. La taille de cette entaille influe sur la triaxialité au cours de l'essai, comme indiqué sur la Figure I-2.

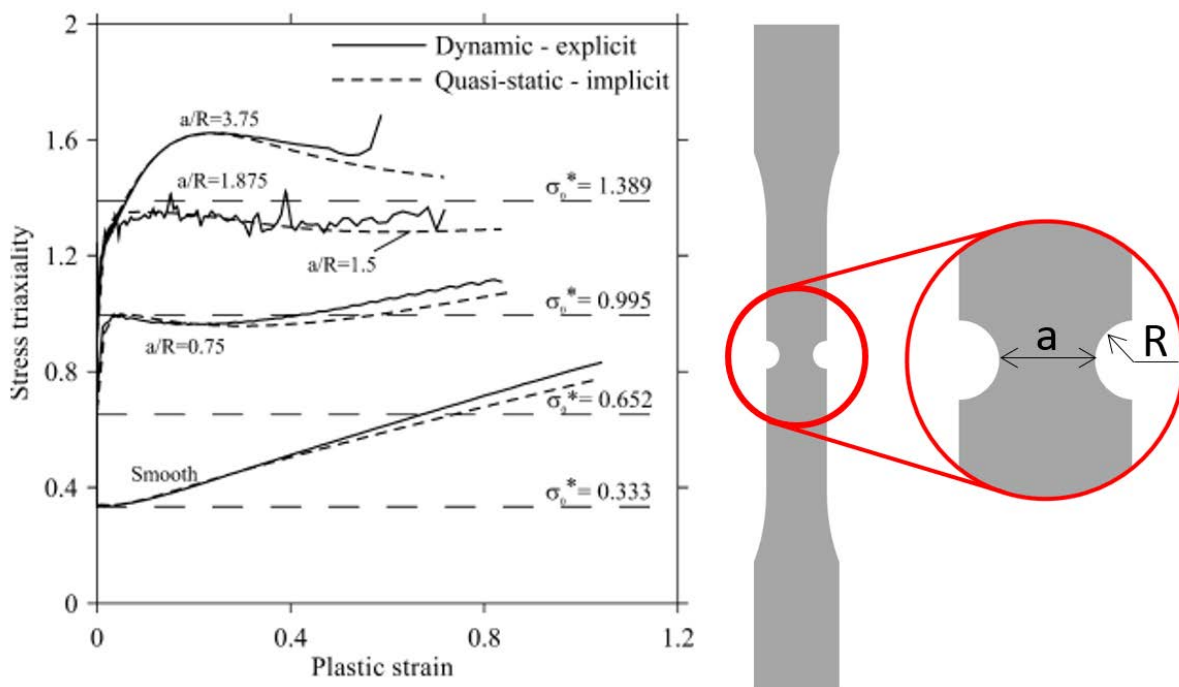


Figure I-2 : Triaxialité vs. Déformation plastique dans le cas d'essais de traction plane et traction entaillée [7].

L'essai de traction permet d'observer la rupture du matériau, mais comme évoqué précédemment, l'apparition de la striction modifie les conditions de l'essai. En plus de l'impossibilité d'étudier les grandes déformations, la partie post-instabilité de l'essai est difficile à exploiter avec rigueur. Ainsi, un autre essai mécanique fréquemment utilisé est l'essai de compression uniaxiale.

1.1.1.2. Compression uniaxiale

Cet essai consiste à placer une éprouvette cylindrique, ayant une longueur initiale l_0 et un diamètre initial d_0 , entre deux plateaux puis de la comprimer. Le déplacement d'un des plateaux et la force exercée sont enregistrés et permettent de déterminer la contrainte et la déformation de l'échantillon durant l'essai. Des vitesses de déformation allant de 10^{-4} à 10^{-1} s^{-1} peuvent être atteintes à l'aide

d'un presse quasi-statique. L'avantage de cet essai est qu'il permet d'atteindre des déformations importantes, pouvant être supérieures à 1. Une attention particulière doit cependant être portée sur certains points. La taille de l'échantillon doit satisfaire le critère $l_0/d_0 < 2$ afin d'éviter tout phénomène de flambage, de cisaillement ou de double effet tonneau (Figure I-3-a, b et c).

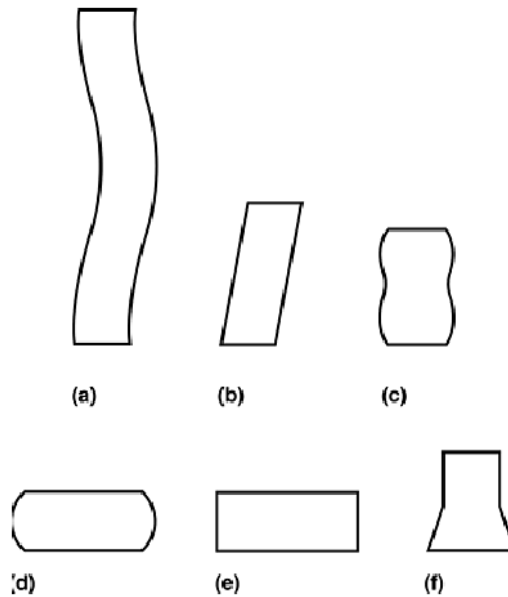


Figure I-3 : Déformations observées lors d'un essai de compression : (a) flambage ($l_0/d_0 > 5$), (b) Cisaillement ($l_0/d_0 > 2.5$), (c) Double effet tonneau ($l_0/d_0 > 2$), (d) Effet tonneau (présence de frottement aux interfaces), (e) déformation homogène, (f) Instabilité dans le matériau [8].

De même, un frottement trop important entre l'échantillon et les plateaux de compression induit un état de contrainte non homogène, visible par un effet tonneau sur la Figure I-3d [8]. Une étude numérique menée par Jankowiak et al. [9] montre que cet effet (influant la force mesurée durant l'essai) est lié à la géométrie et peut être important, comme illustré sur la Figure I-4.

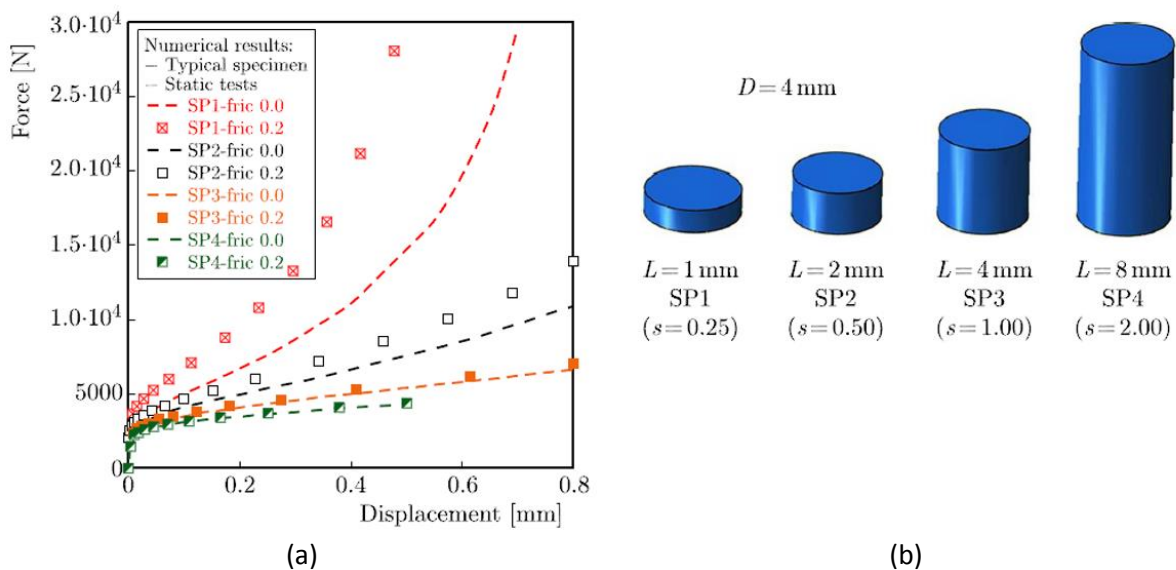


Figure I-4 : Influence du frottement et de la géométrie sur la force mesurée lors d'un essai de compression : (a) Comparaison des courbes Force vs. Déplacement, (b) Géométries utilisées lors de l'étude [9].

A partir de la force et du déplacement mesurés lors d'un essai, la contrainte et la déformation peuvent être déterminées à partir des mêmes formules que celles utilisées lors d'un essai de traction uniaxiale (équation I-5).

Cet essai permet d'observer l'écoulement plastique d'un matériau, mais il ne permet pas d'observer la rupture des matériaux ductile. En effet, en l'absence de frottement, l'échantillon est sollicité en compression pure ($\eta = -0.33$) et plusieurs travaux, dont ceux de Bao [10], n'observent pas de rupture à cette triaxialité. De plus, les déformations à rupture observées à des valeurs de triaxialité proches de $\eta = -0.33$ montrent une importante augmentation lorsque la sollicitation tend vers un état de compression uniaxiale. La Figure I-5 représente un exemple typique de tendance observée pour un métal.

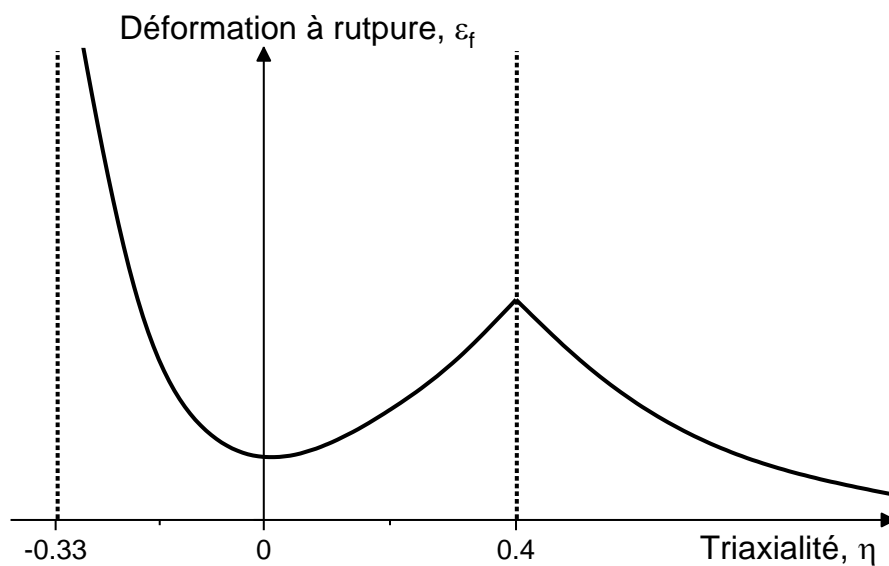


Figure I-5 : Déformation à rupture vs. Triaxialité.

Dans le cas où la rupture est étudiée, il est ainsi nécessaire d'avoir recours à d'autres essais. De plus, la Figure I-5 montre un extremum pour une triaxialité $\eta = 0$, ce qui correspond à un état de cisaillement pur.

1.1.1.3. Cisaillement simple

Cet essai consiste à solliciter une éprouvette parallélépipédique en cisaillement, afin de la déformer de la façon indiquée sur la Figure I-6. Initialement développé pour les polymères, cet essai fut adapté aux métaux par Rauch et al. [11,12]. La force et le déplacement sont mesurés lors de l'essai et permettent d'obtenir la contrainte et la déformation via les formules indiquées sur la Figure I-6-a. Cet essai permet de larges déformations et a également été utilisé pour étudier l'effet Bauschinger dans un acier trempé par Bouvier et al. [13]. Néanmoins, quelques points négatifs ont été soulevés par ces auteurs. La partie présente entre les mors peut se déformer aussi, faussant ainsi les résultats obtenus (Figure I-6-b). De plus, les extrémités de la zone utile sont soumises à des contraintes de traction et de compression, pouvant induire une rupture entre la zone utile et les parties situées entre les mors. Afin de corriger certains de ces points, d'autres géométries sont également utilisées. Bao et Wierzbicki [14] ont notamment développé la géométrie d'éprouvette représentée sur la Figure I-7-a. Cette éprouvette fut ensuite améliorée par Peirs [15], obtenant notamment une triaxialité plus proche de $\eta = 0$ via des entailles décalées l'une par rapport à l'autre, comme représenté sur la Figure I-7-b.

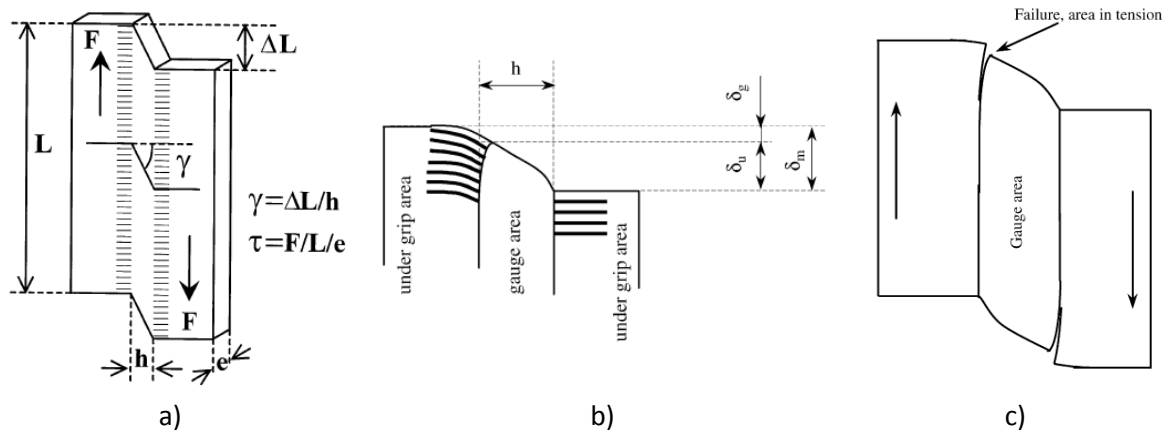


Figure I-6 : (a) Déformation d'un échantillon durant un essai de cisaillement simple [12], (b) Déformation dans les mors et (c) Rupture par traction observée durant l'essai [13].

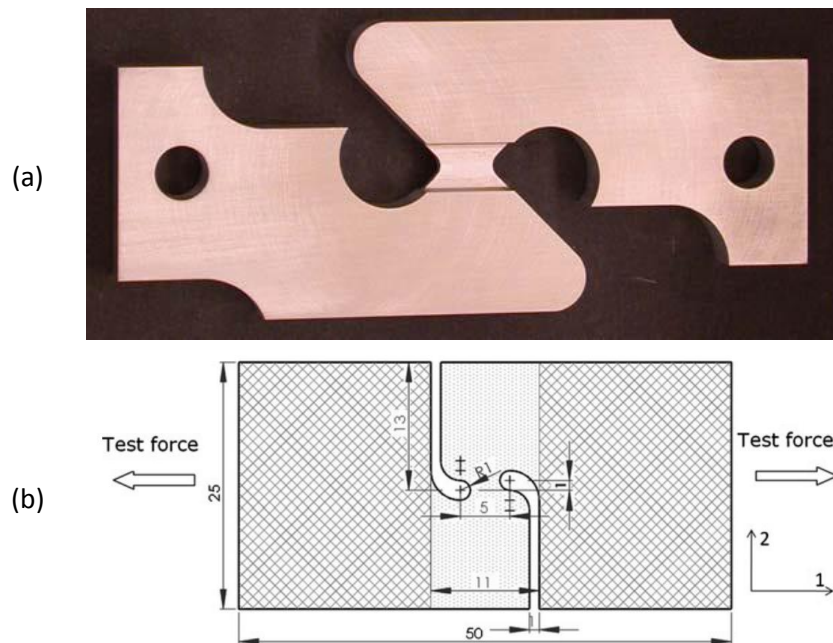


Figure I-7 : Géométries d'éprouvette de cisaillement : développée par Bao et Wierzbicki [14], (b) améliorée par Peirs [15].

Cependant, devant ces géométries complexes, des éprouvettes à la conception plus simples ont également été développées dans le but d'améliorer l'essai de cisaillement simple, corrigeant notamment la dissymétrie de l'essai.

1.1.1.4. Double cisaillement

Cet essai fut initialement créé par Campbell [16] afin de caractériser des tôles d'acier doux. La géométrie de l'éprouvette fut ensuite reprise et améliorée, notamment par Klepaczko [17], dans le but de pouvoir exploiter cette géométrie lors d'essais dynamiques. Ce test consiste à déplacer la partie centrale de l'éprouvette illustrée sur la Figure I-8. La géométrie utilisée possède deux zones utiles liant les trois parties parallélépipédiques. Deux trous permettent de maintenir l'échantillon et les congés d'un rayon de 0.2 mm d'éviter une concentration de contrainte lors de la déformation. Lors de l'essai, la force F exercée sur la partie centrale ainsi que son déplacement Δl sont mesurés.

Cependant, ces mesures ne permettent pas d'obtenir directement la contrainte et la déformation dans la zone utile. En considérant les sections cisillées ayant chacune une valeur $A_0 = 30 \text{ mm}^2$ (pour la géométrie de la Figure I-8) et une épaisseur $l_0 = 2 \text{ mm}$, les valeurs théoriques de la contrainte, notée τ , et de la déformation, notée γ , sont obtenues en utilisant la relation I-7 :

$$\tau = \frac{F(t)}{2A_0} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{\Delta l}{l_0} \quad \text{I-7}$$

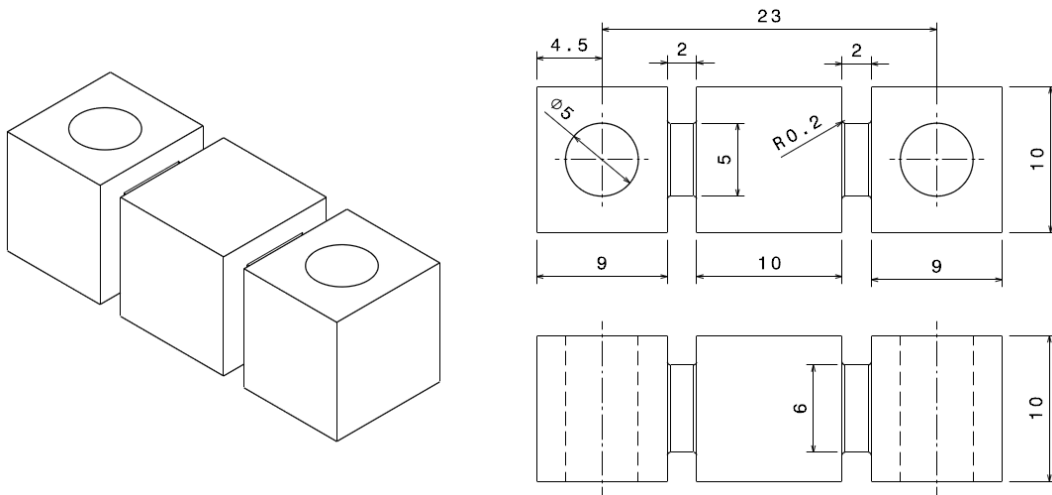


Figure I-8 : Plan d'une éprouvette de double cisaillement.

Cependant, une étude numérique telle que celle menée par Fras [18], révèle une différence entre les valeurs calculées avec ces relations et celles obtenues par la simulation. Ainsi, des coefficients correcteurs sont nécessaires. Dans le cas des travaux menés par Fras [18], la contrainte et le taux de déformation sont multipliés par les coefficients $\Psi_\tau = 1.24$ et $\Psi_\gamma = 0.9$, respectivement.

1.1.1.5. Compression cisaillement

Cet essai, initialement proposé par Rittel et al. [19,20], consiste en un éprouvette cylindrique présentant deux entailles orientées à 45° . Cette géométrie, représentée sur la Figure I-9, ne nécessite aucun équipement spécifique par rapport à un essai de compression standard, et permet d'atteindre de grandes déformations (supérieures à 0.5 dans le cas d'un acier 1020 [20]). De plus, le champ de déformation est homogène au sein de la zone utile. Enfin, la triaxialité évolue peu durant l'essai, passant de -0.3 à -0.2 pour une déformation allant de 0 à 1. Néanmoins, à l'instar de l'essai de double cisaillement, il ne permet pas une mesure directe de la contrainte et de la déformation. Une étude numérique préalable est nécessaire afin d'établir le lien entre d'une part, la force et le déplacement mesurés, et d'autre part, la contrainte et la déformation au sein de la zone utile.

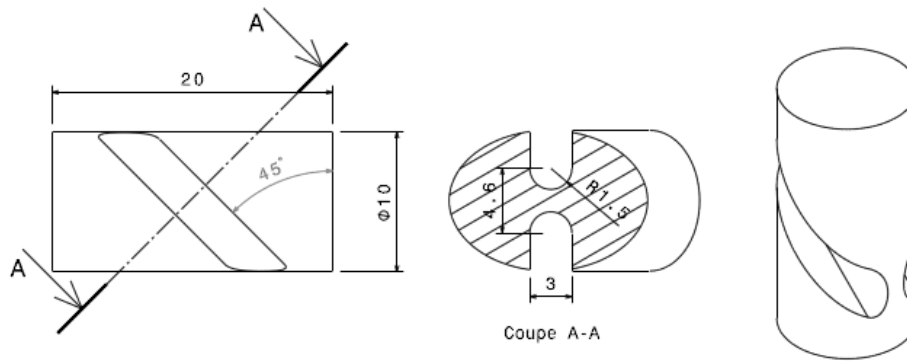


Figure I-9 : Eprouvette de compression cisaillement.

Les essais présentés jusqu'à présent sont détaillés pour leurs réalisations dans des sollicitations quasi-statiques (de l'ordre de 10^{-3} à $10^{-1} s^{-1}$). Cependant, l'étude réalisée nécessite des essais permettant d'atteindre des vitesses de déformation supérieures (de l'ordre de $10^3 - 10^4 s^{-1}$). Une méthode fréquemment utilisée pour atteindre de telles vitesses et pour mesurer les déplacements et les efforts est d'avoir recours à la propagation des ondes élastiques dans une barre soumise à un impact. L'essai de compression dynamique (appelé essai SHPB pour « Split Hopkinson Pressure Bars ») est un des essais couramment utilisés. Ainsi, la suite de cette partie se concentrera sur les essais dynamiques, en commençant par l'essai de compression dynamique, ce qui permettra également d'introduire la théorie de propagation des ondes élastiques.

1.1.2. Essais de caractérisation dynamiques

Les essais dynamiques sont définis par l'importance des effets inertiels lors de la sollicitation. La principale conséquence est la présence d'ondes se propageant au sein du matériau. De plus, les essais dynamiques ne peuvent plus être considérés comme des essais isothermes. L'énergie de déformation plastique est en grande partie convertie en chaleur. Dans le cas de sollicitation à haute vitesse de déformation, le temps requis pour dissiper cette énergie est trop court, augmentant ainsi la température de l'échantillon au cours de la déformation. Certains essais évoqués dans la partie précédente peuvent également être réalisés en conditions dynamiques, mais requièrent des méthodes expérimentales différentes, qui seront détaillées dans cette section.

1.1.2.1. Compression dynamique (SHPB)

Les essais SHPB (Split Hopkinson Pressure Bars) sont utilisés pour atteindre des vitesses de déformation de l'ordre de 500 à $5000 s^{-1}$. Ils consistent à placer l'échantillon entre deux barres, appelées respectivement barre d'entrée et de sortie, puis de venir percuter l'extrémité de la barre d'entrée avec un projectile. Lors de l'impact, une onde de compression, dite onde incidente, est générée dans le projectile ainsi que dans la barre impactée (barre d'entrée). Cette onde se propage à une vitesse C_0 (égale à $\sqrt{E/\rho}$ [21]) et lorsqu'elle atteint l'interface entre la barre d'entrée et l'échantillon, une partie est transmise dans l'échantillon et une autre est réfléchiée. Le même phénomène se produit lorsque la partie de l'onde traversant l'échantillon arrive à l'interface entre ce dernier et la barre de sortie. Lorsque l'onde se propageant dans le projectile atteint l'extrémité opposée, elle est réfléchiée en onde de traction. Lorsque cette onde de traction atteint à nouveau l'interface avec la barre d'entrée, elle provoque le décollement du projectile et la fin du chargement. De ce fait, la longueur de l'onde sera égale à deux fois la longueur du projectile. Le trajet des ondes est résumé dans la Figure I-10.

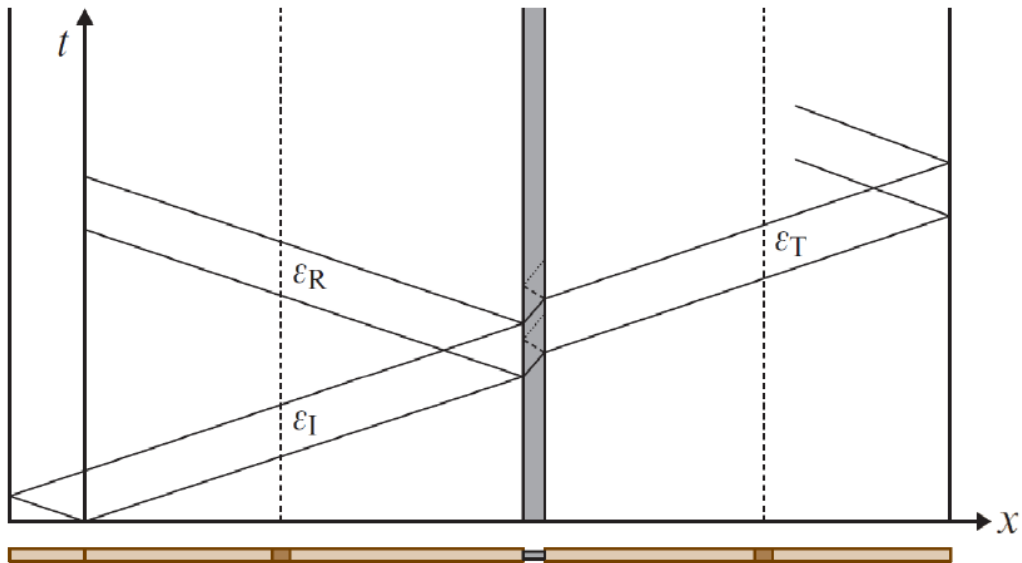


Figure I-10 : Diagramme de Lagrange : Propagation des ondes de compression lors d'un essai SHPB [22].

Des jauges de déformation sont placées sur chaque barre afin de mesurer l'intensité des ondes incidente ε_i et réfléchie ε_r dans la barre d'entrée, et de celle transmise ε_t dans la barre de sortie. Un exemple des signaux obtenus lors d'un essai SHPB est représenté sur la Figure I-11. Lorsque l'onde traverse la barre, celle-ci est localement sollicitée, ce qui entraîne une variation de diamètre due à l'effet de Poisson et provoque ainsi les oscillations visibles sur les signaux de la Figure I-11 [23].

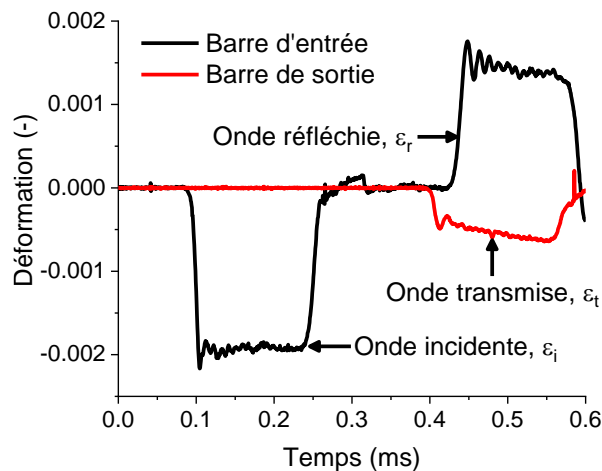


Figure I-11 : Exemple de signaux obtenus lors d'un essai SHPB.

L'effet du coefficient de Poisson influence également sur l'analyse de ces signaux. La vitesse de propagation de l'onde, noté C_0 est estimée en considérant un milieu 1D. Cependant, la déformation radiale de la barre rend le cas tridimensionnel. Ainsi, les équations liées à la propagation des ondes en 3D dans une barre de longueur infinie ont été développées par Pochhammer et Chree [23–26] et des différences peuvent exister entre les résultats donnés par ces deux approches. Ces équations ont été appliquées à un cylindre de longueur finie par Bancroft [27], permettant d'obtenir l'équation I-8 [23,27] :

$$(x - 1)^2 \varphi\left(\frac{hd_b}{2}\right) - (\beta x - 1) \left[x - \varphi\left(\frac{kd_b}{2}\right) \right] = 0 \quad I-8$$

Avec :

$$\beta = (1 - 2\nu)/(1 - \nu)$$

$$x = \left(\frac{C}{C_0}\right)^2 (1 + \nu)$$

$$h = \gamma\sqrt{(\beta x - 1)}$$

$$k = \gamma\sqrt{(2\beta - 1)}$$

$$\varphi(y) = yJ_0(y)/J_1(y)$$

Où C représente la vitesse de propagation de l'onde (appelé aussi vitesse de phase), γ le nombre d'onde (égale à $2\pi/\lambda$, avec λ étant la longueur d'onde), d_b le diamètre de la barre et $J_n(y)$ la fonction de Bessel de l'ordre n . L'équation I-8 possède un nombre infini de solution, correspondant aux différents modes de vibration de la barre. Il a été démontré que le rapport en C et C_0 dépend principalement du rapport entre la longueur de l'onde et le diamètre de la barre (d_b/λ), pour un coefficient de Poisson donnée [23,28,29]. Les valeurs pour différents modes sont représentées sur la Figure I-12.

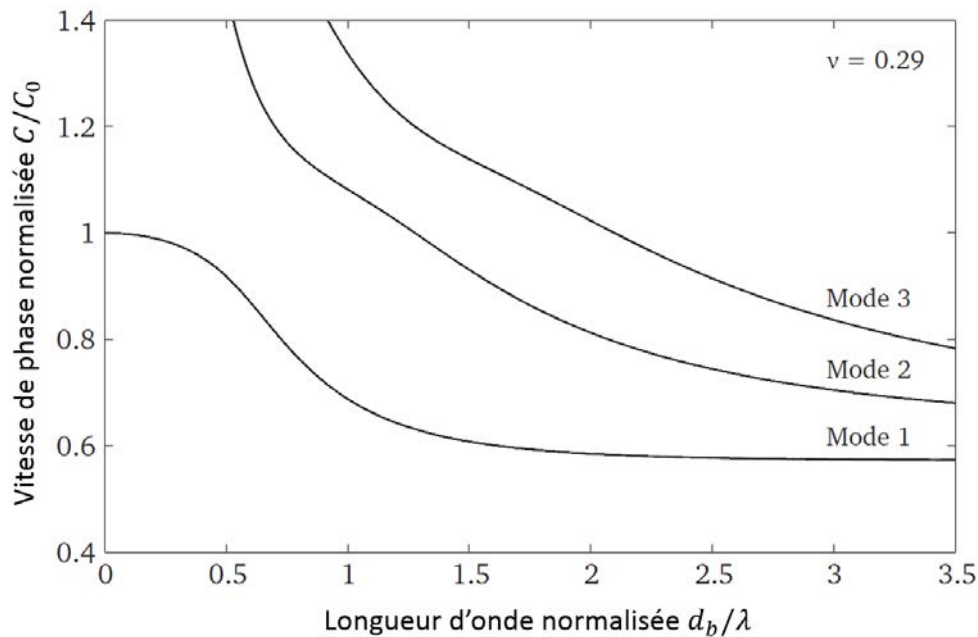


Figure I-12 : Vitesse de propagation d'une onde élastique dans une barre [23].

Concernant le premier mode, lorsque le rapport entre le diamètre de la barre d_b et la longueur d'onde λ est assez faible, la valeur de C tend vers celle obtenue via une analyse 1D, noté C_0 . Cela implique que l'utilisation des relations issues des cas 1D est pertinente uniquement lorsque la longueur de l'onde est importante devant le diamètre de la barre.

La contrainte σ dans la barre d'entrée lors du passage de l'onde peut être calculée à partir d'un bilan énergétique, exprimé dans la relation I-9 :

$$\sigma = \frac{1}{2} \rho C_0 V_{projectile} \quad \text{avec} \quad C_0 = \sqrt{E/\rho} \quad \text{I-9}$$

où ρ représente la masse volumique du projectile et de la barre, $V_{projectile}$ la vitesse du projectile et E le module d'Young de la barre et du projectile. Cette formule est valable dans le cas où le projectile et la barre d'entrée ont des masses volumiques, des diamètres et des modules d'Young identiques. De plus, cette équation permet de définir la vitesse limite du projectile, au-delà de laquelle le projectile et/ou la barre seront plastifiés. La vitesse de déplacement de l'interface barre d'entrée/échantillon, notée V_1 , est calculée à partir des ondes, de même que celle de l'interface échantillon/barre de sortie, notée V_2 , comme indiqué dans la relation I-10 :

$$V_1 = C_0(\varepsilon_i - \varepsilon_r) \quad \text{et} \quad V_2 = C_0\varepsilon_t \quad \text{I-10}$$

Il est également bon de préciser que l'hypothèse d'équilibre lors du passage des ondes permet d'établir la relation I-11, liant les intensités des différentes ondes considérées :

$$\varepsilon_i = \varepsilon_r + \varepsilon_t \quad \text{I-11}$$

La vitesse de déformation et la déformation nominale de l'échantillon, notée respectivement $\dot{\varepsilon}_n$ et ε_n sont obtenues via l'équation I-12 :

$$\dot{\varepsilon}_n = \frac{V_1 - V_2}{l_0} \quad \text{et} \quad \varepsilon_n(t) = \int_0^t \dot{\varepsilon}_n(t) dt \quad \text{I-12}$$

En supposant l'équilibre des forces aux interfaces barres/échantillon, la contrainte nominale est déterminée par la relation I-13 :

$$\sigma_n = \frac{S_b E \varepsilon_r}{S_0} \quad \text{I-13}$$

où S_b est la section de la barre de sortie (le plus souvent identique à celle de la barre d'entrée) et S_0 la section de l'échantillon. Une fois la déformation et la contrainte nominale déterminées, les valeurs dites « vraies » sont obtenues via la relation I-14 :

$$\varepsilon = -\ln(1 - \varepsilon_n) \quad \text{et} \quad \sigma = \sigma_n(1 + \varepsilon_n) \quad \text{I-14}$$

Cependant, comme la vitesse de déformation durant l'essai est importante, les effets inertiels deviennent non négligeables et tendent à augmenter la contrainte calculée. De plus, un frottement important entre les barres et l'échantillon tend à augmenter la contrainte calculée par rapport à la contrainte d'écoulement du matériau. Ces deux effets peuvent néanmoins être corrigés grâce aux travaux de Klepaczko et Malinowski [30] (équation I-15) :

$$\sigma_{corrected} = \sigma - \left(\frac{\mu\sigma}{3s} + \frac{\rho d_0^2}{12} \left(s^2 - \frac{3}{16} \right) (\dot{\varepsilon}^2 + \ddot{\varepsilon}) + \frac{3\rho d_0^2}{64} \ddot{\varepsilon} \right) \quad \text{I-15}$$

Où μ représente le coefficient de frottement et s le rapport l_0/d_0 , correspondant respectivement à la hauteur et au diamètre de l'échantillon. Cependant, les effets du frottement sont plus importants que les effets inertiels. Dans le cas des signaux de la Figure I-11, correspondant à un essai réalisé avec une éprouvette en acier de longueur $l_0 = 9 \text{ mm}$ et $d_0 = 7 \text{ mm}$ à une vitesse de déformation d'environ $\dot{\varepsilon}_p \sim 2000 \text{ s}^{-1}$, les différentes contributions des corrections sont affichées sur la Figure I-13.

Dans cet exemple, les effets du frottement induisent une surestimation de la contrainte d'écoulement d'environ 5%.

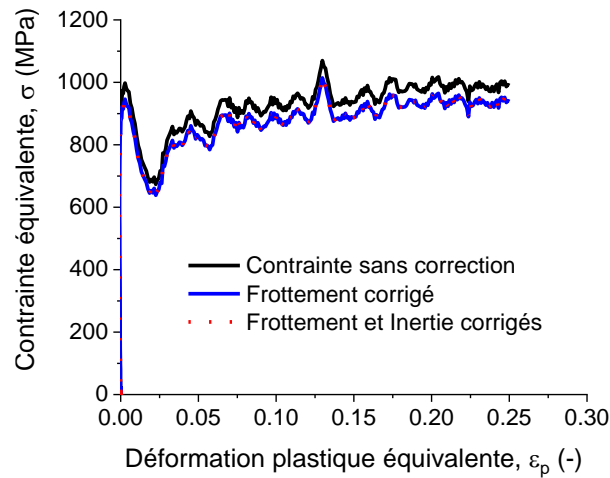


Figure I-13 : Influence des corrections liées au frottement et à l'inertie sur la contrainte équivalente.

Le diamètre d_0 étant bien souvent inférieur au diamètre des barres, noté d_b (un ratio de 2 à 4 est préconisé [31]), les faces des barres en contact avec l'échantillon se déforment élastiquement et ne restent pas planes durant la déformation. Cet effet, appelé « poinçonnement » tend à augmenter la déformation calculée par rapport à la déformation réelle de l'échantillon. L'influence de ce phénomène augmente avec la contrainte d'écoulement du matériau testé. Gary et Safa [32] ont développé une méthode analytique permettant de tenir compte de cet effet lors du calcul de la déformation. Cette méthode consiste à soustraire l'effet du poinçonnement ε_{punch} à la déformation ε , calculée en utilisant la relation I-16 :

$$\varepsilon_{punch}(t) = 2K_p \frac{\sigma(t)S_0}{l_0} \quad \text{avec} \quad K_p = \frac{16}{3\pi^2} \frac{1-\nu^2}{d_0 E} H_p \left(\frac{d_0}{d_b} \right) \quad I-16$$

L'expression analytique de la fonction $H_p(x)$ peut être trouvée dans [32], mais ne sera pas détaillée ici. Les valeurs prises par cette fonction peuvent néanmoins être retrouvées dans le Tableau 1.

x	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
$H_p(x)$	1.765	1.531	1.301	1.076	0.860	0.688	0.516	0.344	0.172	0

Tableau 1 : Valeurs de la fonction $H_p(x)$.

L'effet de cette correction dans le cas d'un acier à haute limite élastique est représenté sur la Figure I-14. Dans le cas présenté, l'échantillon possède une longueur $l_0 = 9 \text{ mm}$ et un diamètre $d_0 = 7 \text{ mm}$, pour une barre ayant un diamètre $d_b = 20 \text{ mm}$. Cela induit une diminution de la déformation de l'ordre de 2.6 %.

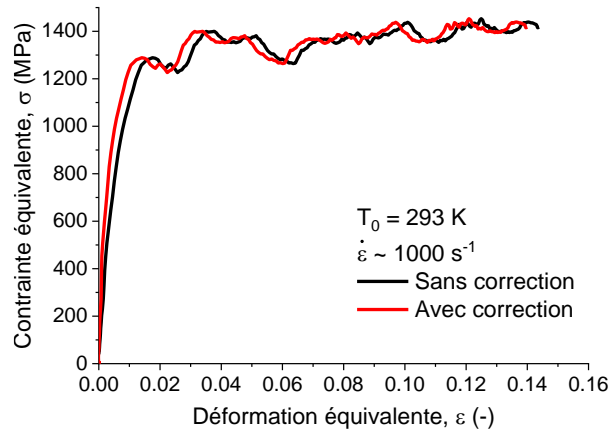


Figure I-14 : Influence de la correction lié au poinçonnement des barres.

La limite en termes de vitesse de déformation de cet essai est définie par la vitesse maximale du projectile évitant de plastifier les barres. Néanmoins, une modification de cet essai permet de s’affranchir de cette limite, comme présenté dans ce qui suit.

1.1.2.2. Impact direct

Le principe de l’essai d’impact direct est similaire à celui d’un essai SHPB, à l’exception que la barre entrante est retirée et que le projectile percute l’échantillon. Cela permet d’avoir une onde directement transmise à l’échantillon. Il est à noter que la formule permettant de calculer la contrainte dans la barre n’est plus valide, car une partie de l’énergie cinétique du projectile est utilisée afin de déformer plastiquement l’échantillon. En termes de vitesse de déformation, cet essai permet d’atteindre des vitesses de l’ordre de 10^4 s^{-1} . L’inconvénient majeur est la nécessité d’un moyen de mesure de la déformation, car l’onde transmise seule ne permet pas de déterminer le déplacement des deux faces de l’échantillon et le projectile est bien souvent non instrumenté. Dharan et Hauseur [33] utilisent un projectile ayant un diamètre plus important que la barre et considèrent sa vitesse constante durant la déformation, alors que Malinowski et al. [34] supposent une décélération du projectile comme une fonction linéaire du temps.

Ces deux essais utilisent la propagation des ondes dans le banc d’essai comme moyen de mesure. Il existe également un essai se basant sur la propagation des ondes élastiques mais également plastiques dans l’échantillon.

1.1.2.3. Essai de Taylor

Cet essai, développé initialement par Taylor [35,36], consiste à impacter une éprouvette cylindrique contre une surface rigide et permet d’atteindre des vitesses de déformation plus importante que les essais SHPB, de l’ordre de $10^4 - 10^5 \text{ s}^{-1}$. Les différentes étapes de l’essai sont représenté sur la Figure I-15. Lors de l’impact, une onde de déformation élastique se propageant à une vitesse C_0 est générée, suivie d’une onde plastique se propageant à une vitesse C_p (obtenue via l’équation I-17) inférieure à C_0 (Figure I-15-a).

$$C_p = \sqrt{\frac{\partial \sigma / \partial \varepsilon}{\rho}} \quad \text{I-17}$$

L’onde plastique provoque la déformation de l’éprouvette, alors que l’onde élastique continue de se propager dans l’échantillon (Figure I-15-b). Lorsque l’onde élastique atteinte la face arrière de

l'échantillon, elle est réfléchiée en onde de traction (Figure I-15-c). Enfin, la rencontre des deux ondes provoque la fin du chargement (Figure I-15-d).

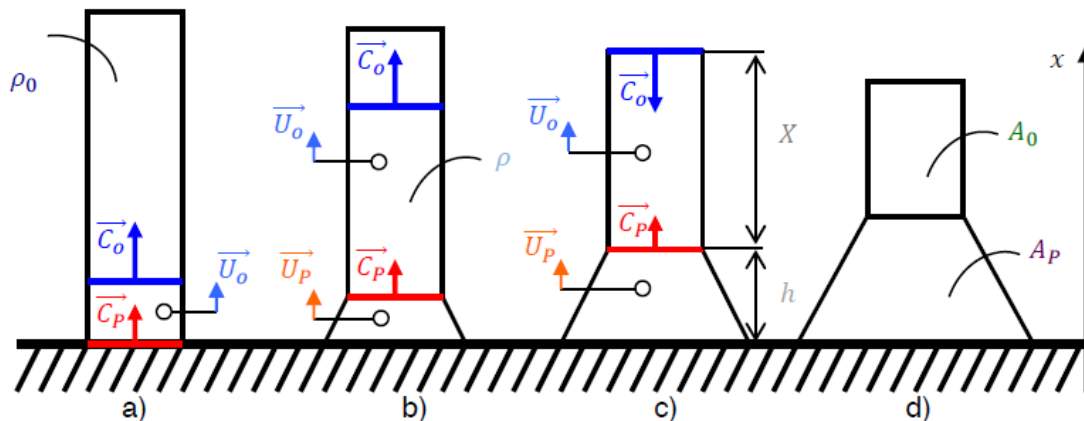


Figure I-15 : Représentation schématique d'un essai de Taylor [37] : (a) Création des ondes de déformation élastique et plastique lors de l'impact. (b) Propagation des ondes, (c) Reflexion de l'onde élastique sur la face arrière de l'échantillon et (d) Fin du chargement.

La contrainte d'écoulement σ_y peut ensuite être déterminée via la longueur finale de l'éprouvette, notée L , et la vitesse d'impact, notée V , en utilisant la relation I-18 :

$$\sigma_y = \rho V^2 \frac{(L - X)}{2(L - L_0) \ln(L/X)} \quad I-18$$

Où X représente la longueur non déformée plastiquement de l'éprouvette et L_0 sa longueur initiale.

L'obtention de la vitesse de déformation et de la déformation a nécessité l'utilisation d'une approche numérique couplée à l'approche expérimentale. La vitesse de déformation varie au cours de la déformation. Toutefois, sa valeur moyenne peut être estimée en utilisant la relation I-19 [37].

$$\dot{\varepsilon} = - \left(\frac{V}{2(L - L_0)} \right) \ln \frac{L_0 - X}{L - X} \quad I-19$$

Le champs de déformation n'est pas homogène durant l'essai. Cependant, la déformation moyenne dans l'échantillon peut également être déterminée en utilisant la relation I-20.

$$\varepsilon = - \ln \frac{L_0 - X}{L - X} \quad I-20$$

Une variante de cet essai consiste à envoyer deux cylindres identiques l'un contre l'autre, afin d'atteindre des vitesses de déformation plus élevées. De plus, cette variante permet d'annuler le frottement sur la surface impactée de l'échantillon, pouvant être problématique dans cet essai. Bien que les vitesses atteintes soient plus importantes que pour les essais précédents, le principal inconvénient de cet essai est le type de résultat pouvant être obtenue. Les essais présentés précédemment permettent de déterminer la contrainte en fonction de la déformation, tandis que

l'essai de Taylor ne permet que d'obtenir la limite d'élasticité. L'érouissage du matériau ne peut ainsi pas être déterminé en utilisant cet essai.

1.1.2.4. Traction dynamique

Comme dans un essai SHPB, le principe repose sur la propagation d'ondes élastiques dans deux barres, chacune placées aux extrémités de l'échantillon. De plus, une onde de traction (et non de compression) doit être propagée dans les barres. Plusieurs solutions peuvent être employées (qui seront détaillées par la suite) :

- Propager directement une onde de traction dans la barre d'entrée [38–41]
- Utiliser la réflexion d'une onde de compression dans la barre de sortie à l'aide d'une bague [39,42–44]
- Utiliser un système d'inversion de chargement [2]

Un des systèmes permettant de créer une onde de traction dans la barre d'entrée est présenté sur la Figure I-16. Il se compose d'une barre d'entrée, d'une barre de sortie et d'un projectile tubulaire. A l'extrémité de la barre d'entrée se trouve une enclume qui, lorsqu'elle est percutée par le projectile, permet de générer une onde de traction. Une autre méthode est de bloquer la barre d'entrée, puis de la solliciter en traction à son extrémité. Le relâchement soudain du blocage génère une onde de traction dans la barre d'entrée. Une méthode de fixation doit être définie afin de fixer l'éprouvette aux barres. Huh et al. [40,45] utilisent des éprouvettes plates insérées dans des fentes présentes dans les barres. Deux vis à chacune des extrémités permettent de maintenir l'éprouvette en place pendant l'essai. Dans le cas des éprouvettes cylindriques, une éprouvette vissée dans les barres sera préférée [39].

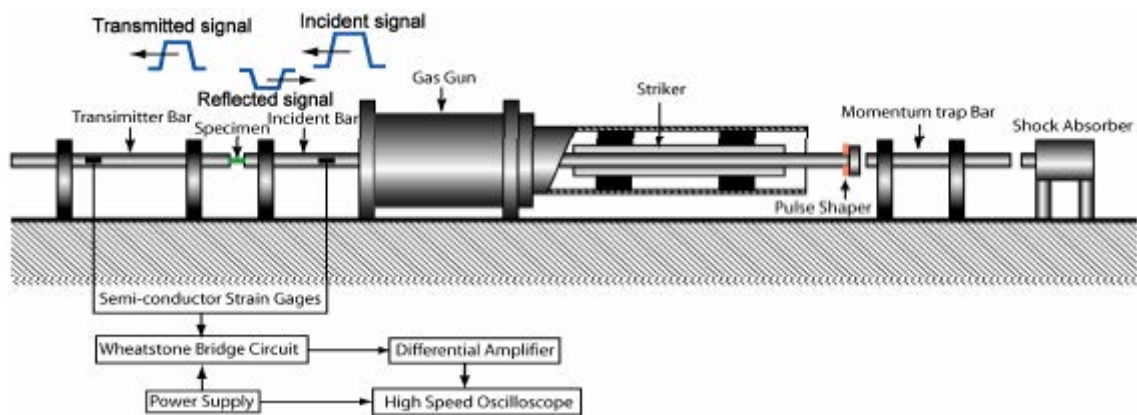


Figure I-16 : Banc d'essai de traction dynamique [38].

Dans le cas où la réflexion d'onde est utilisée, l'éprouvette est fixée dans les barres (le plus souvent vissée) et un tube épais est ajouté autour de l'éprouvette. Ce principe est schématisé sur la Figure I-17. Comme lors d'un essai SHPB, une onde de compression est générée lorsque le projectile (3) percute la barre (2). Quand cette onde arrive au niveau de l'échantillon, la rigidité de la bague (5) permet d'éviter la déformation plastique de l'éprouvette (4) et de transmettre l'onde dans la barre (1). Une fois que l'onde de compression atteint l'extrémité de la barre (1), elle est réfléchiée en onde de traction. La bague (5) ne permet pas de transmettre l'onde de traction, elle se propage uniquement dans l'éprouvette, provoquant ainsi sa déformation plastique.

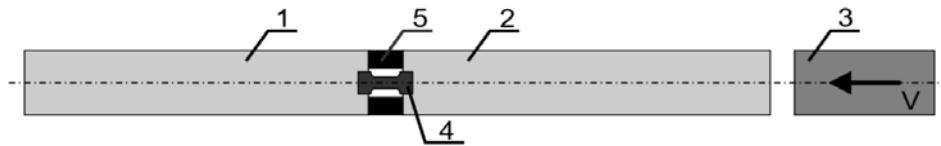


Figure I-17 : Principe de l'essai de traction dynamique basé sur la réflexion d'onde de compression [42] : Barre d'entrée (1), barre de sortie (2), projectile (3), éprouvette (4) et bague (5).

Un des systèmes permettant d'inverser le chargement est représenté sur la Figure I-18. L'éprouvette (en bleu) est vissée d'une part à un support (vert) percuté par la barre d'entrée, et d'autre part par un support (rouge) lié à deux barres de sortie. Dans le cas présenté ci-dessous, la mesure de la force s'effectue en additionnant les deux ondes transmises dans les barres de sortie, tandis que la déformation a été obtenue en utilisant une technique de corrélation d'image.

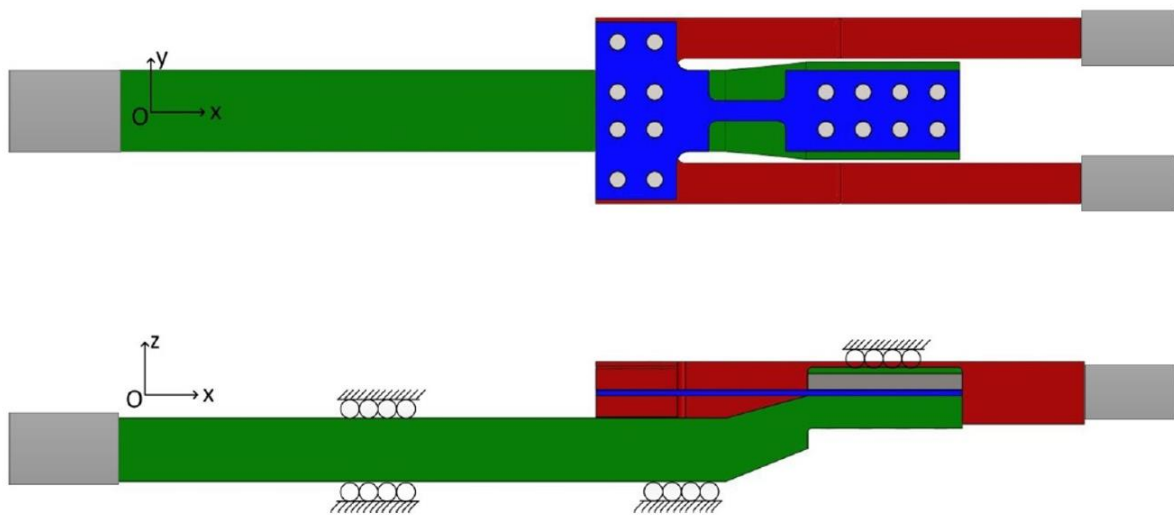


Figure I-18 : Système d'inversion de chargement développé par Dunand [2].

Un des problèmes rencontrés dans cet essai est la fixation de l'éprouvette. La transmission et/ou la réflexion des ondes lorsqu'elle arrive à une interface est définie par l'impédance des deux milieux en contact. L'impédance, notée Z , d'une barre est définie par la relation I-21 :

$$Z = \rho C_0 S_b \quad I-21$$

Si une onde se propageant dans une barre d'impédance Z_{barre} arrive à une extrémité en contact avec un milieu d'une impédance $Z = \infty$ (milieu rigide et indéformable), elle sera réfléchiée avec une intensité égale et de même signe que l'onde incidente. Si à l'inverse le milieu en contact possède une impédance $Z = 0$ (surface libre), l'onde sera réfléchiée en onde d'intensité égale et de signe opposé à l'onde incidente. Enfin, si les impédances des deux milieux sont égales, l'onde passera d'un milieu à l'autre sans aucune réflexion. Ces essais utilisent la rupture d'impédance entre l'échantillon et la barre (influant les intensités des ondes transmises et réfléchiées). La présence de support maintenant l'éprouvette peut induire une rupture d'impédance et ainsi perturber les signaux obtenus. De même, avec la méthode utilisant la bague peut induire une onde réfléchiée lors du passage de l'onde de compression dans la bague et l'éprouvette. De tels signaux ont été observés par Panowicz et Janiszewski [42] et sont reportés sur la Figure I-19.

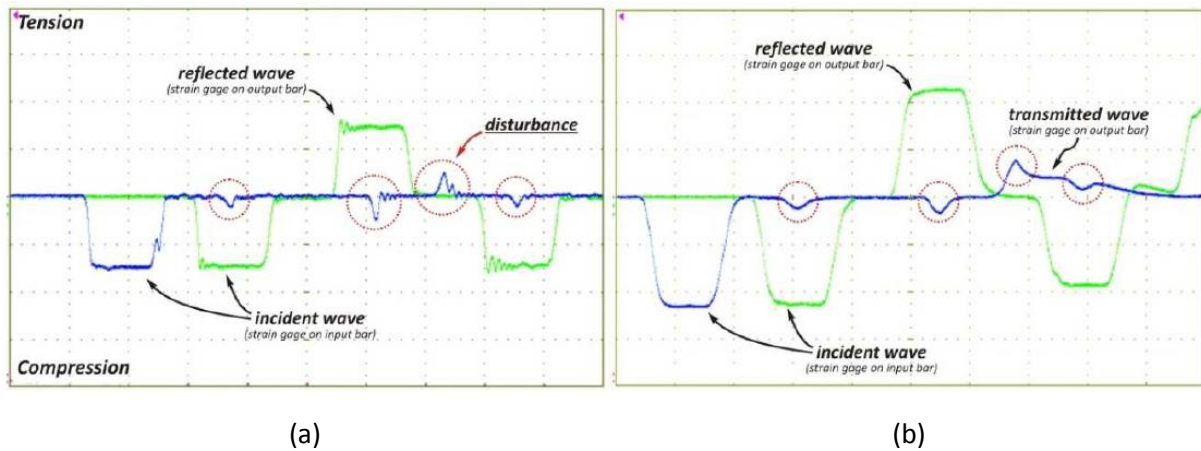
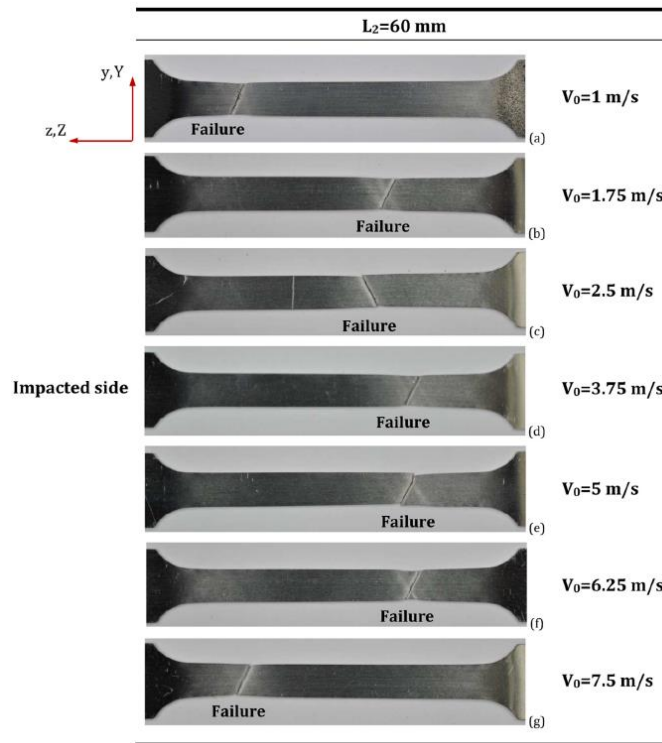
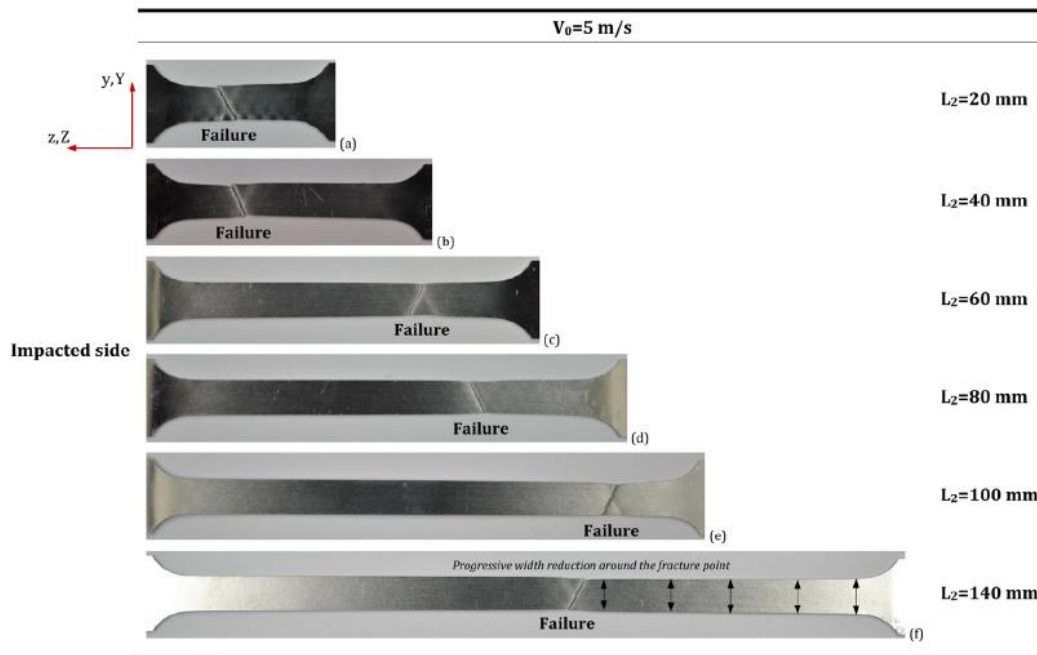


Figure I-19 : Signaux obtenus par Panowicz et Janiszewski [42] : (a) uniquement avec la bague (b) avec la bague et l'éprouvette.

Sur la Figure I-19-a, la présence de la bague (d'une section inférieure à celles des barres) induit une onde réfléchiée. Cette réflexion est atténuée sur la Figure I-19-b par la présence de l'éprouvette, mais ces perturbations sont visibles sur les ondes et donc sur les résultats. Un autre souci rencontré sur cet essai concerne la vitesse de déformation. Lors de la déformation, une onde élastique se propage dans l'éprouvette, suivie d'une onde plastique (à l'instar de l'essai de Taylor). Cependant, la vitesse de cette onde est liée à l'écroutissage, et si la déformation locale est assez importante, le point d'instabilité est atteint et la déformation va localiser sur le premier côté sollicité de l'éprouvette. Il en résultera un état de non-équilibre global (alors que la théorie de propagation des ondes élastiques est basée sur une hypothèse d'équilibre). Vaz-Romero et al. [45] ont observé que pour un acier AISI 430, la localisation de la striction varie en fonction de la longueur utile de l'éprouvette (Figure I-20-a) et de la vitesse de déplacement d'une extrémité de l'éprouvette par rapport à l'autre (Figure I-20-b). Néanmoins, Osovski et al. [46] ont constaté que l'utilisation d'éprouvettes courtes permet de localiser la striction au centre de la zone utile. En termes de vitesse, la limite au-delà de laquelle la rupture se produira systématiquement du côté sollicité en premier s'appelle « vitesse d'impact critique ». Cette vitesse définit la limite en termes de vitesse de déformation de cet essai.



(a)



(b)

Figure I-20 : Influence de la vitesse de déplacement (a) et de la longueur de la zone utile (b) sur la localisation de la striction lors d'un essai de traction dynamique [47].

I.1.3. Conclusion

Les essais de compression sont utilisés afin de caractériser la déformation plastique du matériau. En effet, les méthodes expérimentales présentées permettent de couvrir une large gamme de vitesses de déformation, tout en atteignant des déformations élevées, pouvant être supérieures à 0.5. Ces essais incluent la compression quasi-statique, les essais SHPB et l'impact direct, permettant de couvrir une gamme de vitesse allant de 10^{-3} à 10^4 s^{-1} . L'essai de Taylor est exclu car ce dernier ne permet pas d'obtenir le type de résultats souhaité, à savoir la courbe $\sigma - \varepsilon|_{\dot{\varepsilon}, T}$. Cependant, les essais de compression ne permettent pas l'étude de la rupture du matériau. Les essais choisis pour cette étude doivent permettre d'obtenir une valeur de déformation à rupture en fonction de la triaxialité, de la vitesse de déformation et de la température. Les états de sollicitations choisis sont la traction ($\eta = 0.33$), le cisaillement ($\eta = 0$) et un état mixte de compression-cisaillement ($-0.33 < \eta < -0.2$). Concernant le cisaillement pur, l'essai de double cisaillement sera préféré à l'essai de cisaillement simple, car plus simple à mettre en œuvre dans des conditions dynamiques, bien que la triaxialité tende à s'éloigner de 0 lorsque la déformation augmente.

1.2. Evolution de la contrainte d'écoulement en fonction des conditions de sollicitations

Cette partie traite de l'étude expérimentale réalisée sur les deux nuances d'acier de l'étude. La première est un acier de structure S355NL et la seconde un acier utilisé pour le blindage naval. Comme évoqué précédemment, les essais de compression (sur presses quasi-statique, SHPB et impact direct) ont été utilisés afin d'étudier l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction des conditions de sollicitation. De plus, des essais de traction réalisés sous diverses conditions ainsi que des essais de double cisaillement réalisés en conditions dynamiques ont été effectués afin d'étudier la rupture des deux aciers de l'étude.

1.2.1. Composition et structure des matériaux étudiés

Les compositions des deux aciers de l'étude ont été données par le fournisseur et sont répertoriées dans les Tableaux 2 et 3.

C	Mn	Si	Al	V	Cu	Cr	Ni	Nb	P	S	N2	Mo	Ti
0.173	1.41	0.288	0.041	0.03	0.025	0.02	0.017	0.015	0.013	0.004	0.004	0.001	0.001

Tableau 2 : Composition en % massique du S355NL donnée par le fournisseur.

C	Mn	Mo	Ni	Cr	Si	Cu	V	Al	As	P	B	Sn	Nb
0.266	0.87	0.427	0.37	0.346	0.3	0.074	0.064	0.045	0.006	0.005	0.003	0.003	0.001

Tableau 3 : Composition en % massique de l'acier à blindage donnée par le fournisseur.

Des observations réalisées au microscope électronique à balayage, représentés sur la Figure I-21, ont permis d'identifier la structure des deux aciers étudiés. Les images réalisées lors de l'observation du S355NL révèlent la présence de ferrite et de perlite. Ce matériau étant composé de 0.173% en masse de carbone, le taux de perlite peut être estimé à environ 20%. Concernant l'acier de blindage, une structure bainitique est observée.

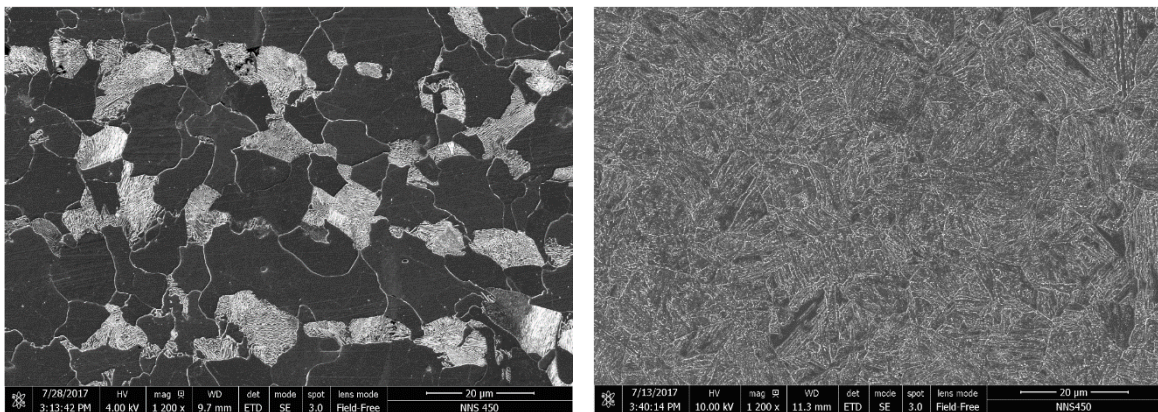


Figure I-21 : Observations MEB de la microstructure des aciers étudiés : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

1.2.2. Limite d'élasticité et transition-élastoplastique

Des essais à température ambiante ont été effectués en utilisant une presse électromécanique pour le domaine quasi-statique et des essais SHPB et de l'impact direct pour le domaine dynamique. Les échantillons utilisés lors des essais quasi-statiques sont des cylindres ayant une longueur $l_0 = 6 \text{ mm}$ et un diamètre $d_0 = 6 \text{ mm}$. Trois essais ont été réalisés pour chaque condition et les courbes affichées représentent la moyenne des résultats obtenus. La Figure I-22 représente la contrainte en fonction de

la déformation lors des essais de compression réalisés à une vitesse de déformation constante ($\dot{\epsilon}_{moy} \sim 0.0008$) et à température ambiante ($T_0 = 293K$).

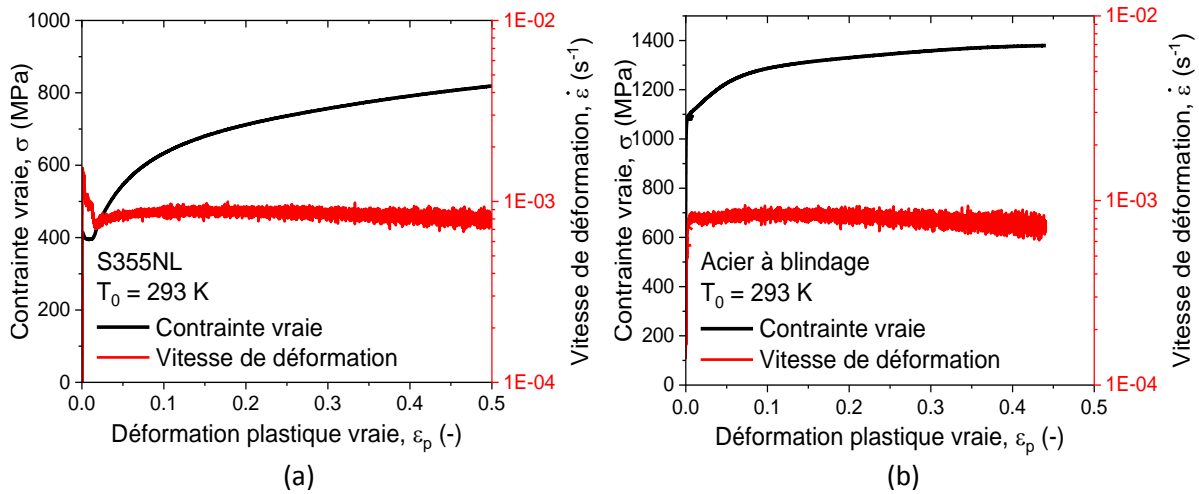


Figure I-22 : Résultats des essais de compression quasi-statique à température ambiante : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Le S355NL présente une limite d'élasticité d'environ 400 MPa , pour une vitesse de déformation de 10^{-3} s^{-1} et une température de 293 K , suivie par un plateau s'étendant jusqu'à $\epsilon_p = 0.015$. Ce dernier est dû à la présence d'atmosphères de Cottrell [48–50]. Lorsqu'une dislocation coin est présente dans une structure cristalline, les vides au cœur de la dislocation créent des espaces favorables à la présence d'éléments d'insertion, tel que le carbone dans le cas des aciers. Avec le temps, les atomes de carbone migrent via un mécanisme de diffusion vers ces espaces, et se regroupent ainsi aux environs des dislocations (phénomène de vieillissement statique). Ces zones riches en éléments d'insertion sont appelées « atmosphères de Cottrell », et ont pour effet de bloquer le mouvement des dislocations. Ainsi, une plus grande énergie sera nécessaire à l'initiation du mouvement de la dislocation. Cependant, ce surplus d'énergie n'est pas nécessaire aux incréments de déplacement suivants. En termes de comportement, cela se traduit par un pic de contrainte lors de la transition élastoplastique. Ce pic est généralement suivi d'un plateau où la contrainte est constante, ce qui correspond au phénomène observé sur la Figure I-22. Bien que ce phénomène puisse également être assimilé à un effet Portevin-Le Chatelier, ce dernier est accompagné de « dents de scie » sur la contrainte d'écoulement, ce qui n'est pas le cas des résultats de la Figure I-22.

La structure ainsi que la composition chimique permettent d'estimer la limite d'élasticité σ_y , à travers la contribution des éléments présents dans l'alliage. Dans le cas du S355NL, qui est un acier ayant une structure principalement composée de ferrite, cette contrainte sera estimée à l'aide de la relation I-22 [51] :

$$\sigma_y = 88 + 37 * \%Mn + 83 * \%Si + 15.1 * d^{-1/2} \quad \text{I-22}$$

La contribution du taux de manganèse et de silicium correspond à l'effet des éléments de substitution s'opposant aux mouvements des dislocations. Leurs présences dans le réseau induit un champ de contraintes dont l'importance varie en fonction de la taille des atomes concernés par rapport à ceux de la matrice (du fer dans le cas présent). L'influence de la taille de grains sur la limite d'élasticité correspond à la résistance induite par les joints de grains. De plus, cette relation concerne les aciers dont le taux de perlite est limité à 20%, expliquant que ni le taux de perlite, ni le taux de carbone (principalement contenu dans la perlite) n'est pris en compte. La prise en compte de cette phase

nécessiterait la connaissance précise des conditions d'élaboration, car la contribution de la perlite est dépendante de la distance inter-lamellaire, elle-même dépendante du refroidissement. La taille de grains moyenne d est comprise entre 5 et 20 μm [52], ce qui donne une limite d'élasticité comprise entre 270 et 377 MPa . Ces valeurs sont cohérentes par rapport aux valeurs obtenues expérimentalement, car la présence d'atmosphères de Cottrell tend à augmenter la limite d'élasticité lors du vieillissement, comme expliqué précédemment.

Concernant l'acier à blindage, Les essais expérimentaux révèlent une limite d'élasticité d'environ 1050 MPa . De la même façon que pour le S355NL, la limite d'élasticité σ_y d'un acier bainitique, peut être estimée par l'équation I-23 [51] :

$$\sigma_y = 170 + 1300 * \%C + 160 * (\%Mn + \%Cr) + 130 * \%Mo + 88 * \%Ni + 63 * \%W + 45 * \%Cu + 270 * \%V \quad I-23$$

En suivant cette relation, la limite d'élasticité est estimée à 819 MPa , une valeur inférieure à celle observée expérimentalement. Les éléments influant sur la limite d'élasticité sont plus nombreux que dans les structures ferrito-perlitiques. Le carbone est principalement présent dans la cémentite, ce qui explique sa contribution élevée.

I.2.3. Ecouissage

Le taux d'écrouissage d'un matériau, noté θ , est calculé en utilisant la relation I-24 [53,54]:

$$\theta = \left. \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_p} \right|_{\varepsilon_p, T} \quad I-24$$

Ce paramètre est généralement représenté en fonction de la contrainte d'écoulement. Dans le cas des courbes présentées sur la Figure I-22, les résultats suivants sont obtenus :

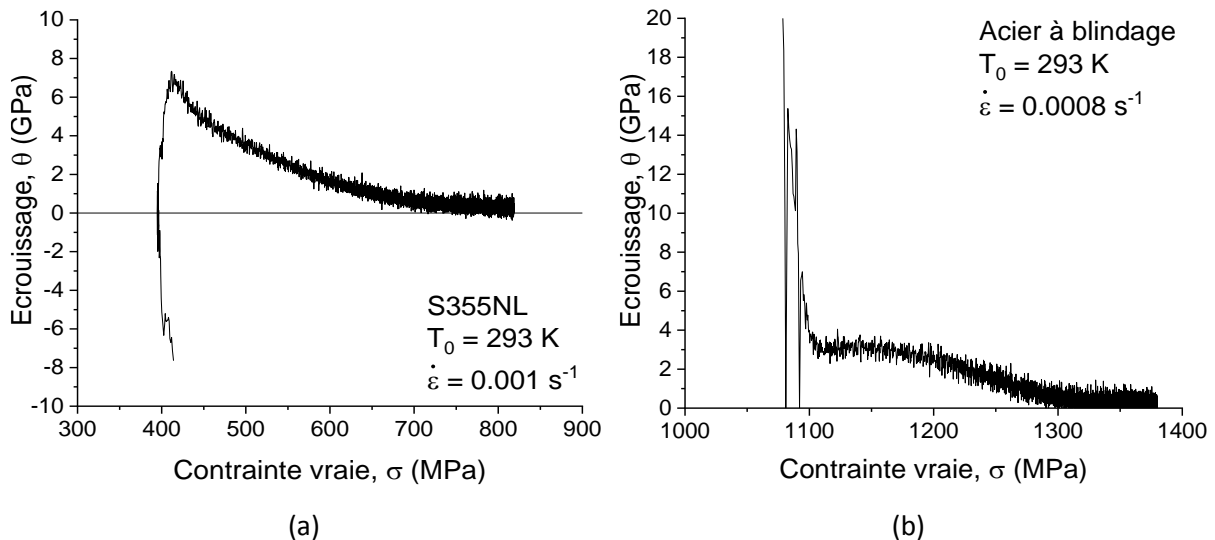


Figure I-23 : Ecouissage θ en fonction de la contrainte : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

La présence d'atmosphères de Cottrell est à nouveau visible sur la Figure I-23-a par un pic négatif situé à 400 MPa . Ce pic est suivi d'un stage II [53–55], de faible durée suivit d'un stage III représentant la majeure partie de la déformation. Concernant l'acier à blindage, les trois stages d'écrouissage sont observés. Le stage II est plus visible que sur le S355NL et s'étend d'environ 1100 à 1200 MPa , suivit d'un stage III jusqu'à environ 1280 MPa et se termine enfin par un stage IV. Les valeurs obtenues sont

plus faibles, avec un stage II ayant une valeur $\theta \sim 3 \text{ GPa}$, contre 8 GPa pour le S355NL. Ces valeurs plus élevées sont visibles sur les courbes de la Figure I-22, où la contrainte d'écoulement double dans le cas du S355NL, alors qu'elle augmente de moins de 25 % pour l'acier à blindage.

1.2.4. Sensibilité à la vitesse de déformation

Concernant les essais dynamiques, les échantillons possèdent une longueur $l_0 = 4 \text{ mm}$ et un diamètre $d_0 = 8 \text{ mm}$. Ces dimensions furent choisies afin de respecter les conditions évoquées dans la section I.1.1.2. La contrainte est corrigée afin de prendre en compte les effets d'inertie et de frottement. De plus, le calcul de la déformation intègre les effets de poinçonnement. Enfin, les plus hautes vitesses de déformation ont été atteintes via des essais d'impact direct. Lors de ces essais, la déformation a été obtenue à partir de mesure optique réalisée à l'aide d'une caméra rapide. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure I-24. Les vitesses de déformation indiquées sont des moyennes calculées pour une déformation plastique supérieure à $\varepsilon_p = 0.005$. Cependant, ces valeurs varient durant l'essai.

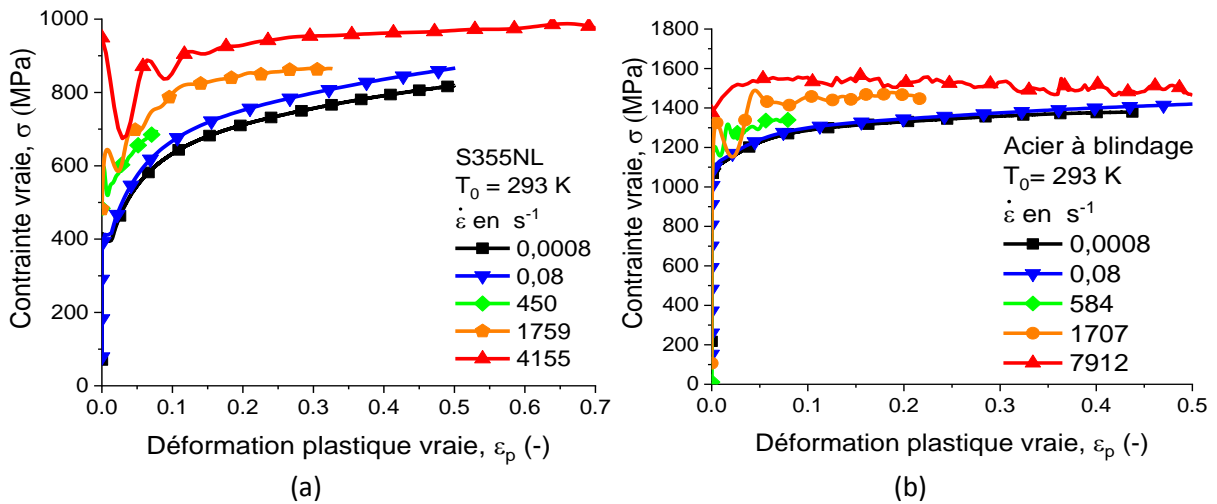


Figure I-24 : Résultats des essais de compression à température ambiante : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Pour chacun des aciers étudiés, la contrainte d'écoulement augmente lorsque la vitesse de déformation augmente. De plus, l'écroutissage observé sur ces différentes courbes est similaire. Cependant, une baisse de contrainte est observée lors des plus hautes vitesses de déformation. Ce phénomène est dû à l'adoucissement thermique. Durant les essais dynamiques, l'énergie due à la déformation plastique entraîne une augmentation de température au sein de l'échantillon. Cette augmentation de température diminue la contrainte d'écoulement lors de l'essai. Afin de mieux observer l'influence de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement, sa valeur pour une déformation plastique $\varepsilon_p = 0.07$ est représentée sur la Figure I-25.

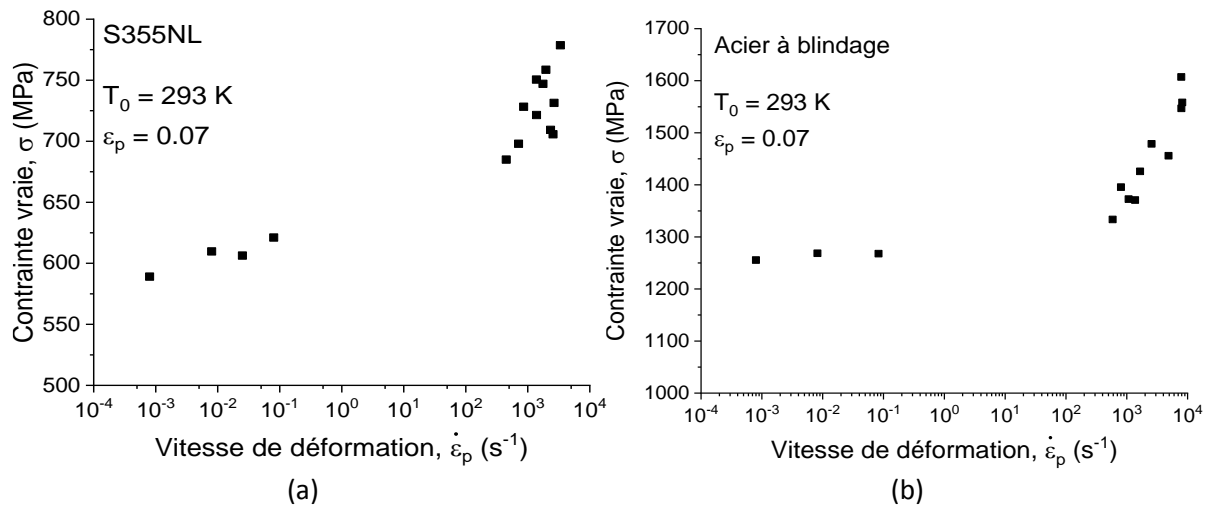


Figure I-25 : Sensibilité à la vitesse de déformation : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

De plus, la sensibilité à la vitesse de déformation est définie par la relation I-25 :[56,57]

$$m = \left. \frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\epsilon}_p} \right|_{\epsilon_p, T} \quad I-25$$

Concernant le S355NL, une augmentation de la contrainte est observée aussi bien dans le cas d'un chargement quasi-statique que lors des essais dynamiques. En considérant les valeurs observées sur la Figure I-25, une sensibilité à la vitesse de déformation moyenne de $m_{moy} = 0.018$ est obtenue. Néanmoins, l'augmentation de la contrainte est bien plus importante en conditions dynamiques ($m_{dyn} = 0.083$) que celle observée lors des chargements quasi-statiques ($m_{QS} = 0.0106$). Si une augmentation de la contrainte avec la vitesse de déformation est également observée sur l'acier à blindage, cet effet est moins prononcé que sur le S355NL. La sensibilité moyenne sur la plage de vitesse de déformation étudiée, $m_{moy} = 0.012$, est plus faible. Néanmoins, un écart plus important est observé entre la sensibilité observée lors des essais quasi-statiques ($m_{QS} = 0.0018$) et celle observée lors des essais dynamiques ($m_{dyn} = 0.058$).

1.2.5. Sensibilité à la température

Les courbes affichées sur la Figure I-24 présentent un adoucissement thermique particulièrement visible lors des essais dynamiques réalisés sur le S355NL. Des essais supplémentaires ont ainsi été réalisés en imposant différentes températures initiales. Les essais de compression dynamiques effectués couvrent une plage de température allant de 173 à 473 K.

Concernant les températures initiales inférieures à la température ambiante, les échantillons ont été refroidis par conduction thermique lors du contact avec les barres d'Hopkinson. En effet, les barres ont été préalablement refroidies en les plaçant au contact d'un mélange d'azote et d'éthanol. La température est ajustée en ajoutant un des deux composants. Durant le refroidissement, la température est contrôlée via un échantillon intégrant un thermocouple. La Figure I-26 schématise le montage utilisé.

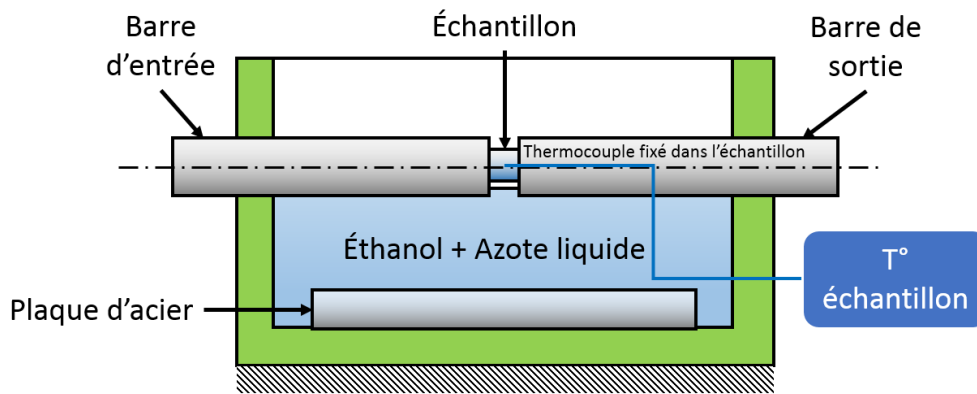


Figure I-26 : Montage utilisé pour le refroidissement des échantillons lors des essais dynamiques à froid.

Une fois la température atteinte, un échantillon instrumenté à température ambiante est placé entre les barres et l'évolution de sa température est enregistrée. La Figure I-27 représente la température de l'échantillon en fonction du temps passé entre les barres, pour des températures cibles de 173, 223 et 273 K.

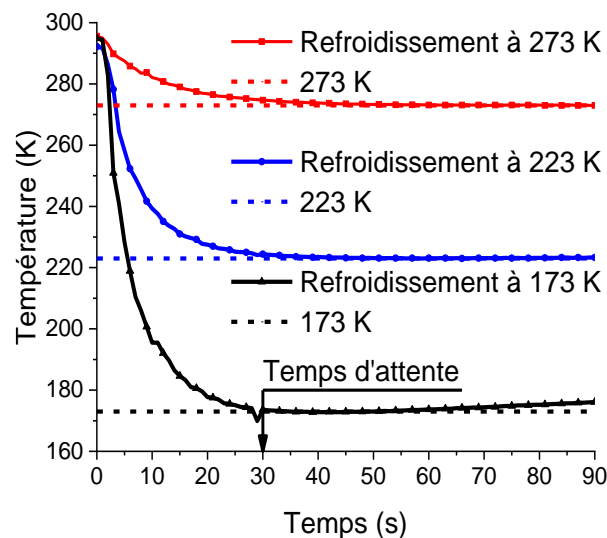


Figure I-27 : Evolution de la température de l'échantillon en fonction du temps lors du refroidissement.

En considérant une marge d'erreur de $\pm 1 K$, l'échantillon prend environ 30 secondes pour atteindre sa température cible et la maintient pendant au moins 35 secondes (cas du refroidissement à 173 K), voire plus d'une minute. Les essais dynamiques à une température initiale supérieure à la température ambiante ont été réalisés en utilisant un four spécialement conçu pour cette application, similaire à celui utilisé par [58,59]. Chaque échantillon est mis en place puis chauffé par convection durant 30 minutes avant d'être sollicité. Les résultats des essais effectués à diverses températures sont représentés sur la Figure I-28.

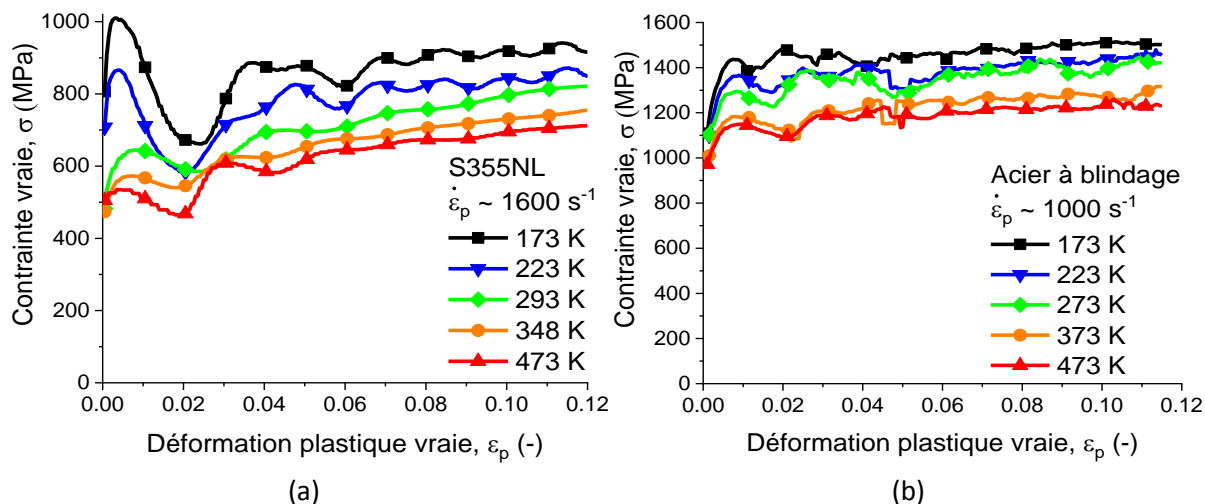


Figure I-28 : Résultats des essais de compression dynamique à diverses températures : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Les deux aciers présentent une diminution de la contrainte d'écoulement lorsque la température augmente. De plus, aucun changement significatif de l'écrouissage n'apparaît. Afin d'étudier également l'influence de la vitesse de déformation sur la sensibilité à la température, des essais quasi-statiques ont été réalisés à des températures atteignant 473 K. Une comparaison entre les résultats obtenus pour une vitesse de déformation de 0.001 s^{-1} et les essais dynamiques (1600 s^{-1} dans le cas du S355NL et 1000 s^{-1} dans le cas de l'acier à blindage) est représentée sur la Figure I-29.

Afin d'étudier la sensibilité à la température de ces aciers, la contrainte d'écoulement observée expérimentalement en fonction de la température, à une déformation plastique de 0.07 est représentée sur la Figure I-30.

De la même manière que pour la sensibilité à la vitesse de déformation, la sensibilité à la température est définie par la relation I-26 :

$$v = \left. \frac{\partial \log \sigma}{\partial \log T} \right|_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}} \quad I-26$$

Concernant le S355NL, la sensibilité obtenue lors des essais dynamiques est égale à $v_{dyn} = -0.31$, alors que sa valeur chute lors des essais effectués à 0.001 s^{-1} , pour atteindre $v_{QS} = -0.105$. Ces valeurs indiquent une forte dépendance de la sensibilité à la température à la vitesse de déformation. Dans le cas de l'acier à blindage, les valeurs obtenues en conditions quasi-statique et dynamique sont à $v_{dyn} = -0.205$ et $v_{QS} = -0.165$, respectivement. Ainsi, à l'instar du S355NL, la sensibilité à la température de cet acier est également dépendante de la vitesse de déformation, même si cet effet est moins notable. De plus, le S355NL est plus sensible à la température à haute vitesse de déformation, et moins sensible à 0.001 s^{-1} . Les différentes sensibilités observées ainsi que les conditions d'essais sont résumées dans le Tableau 4.

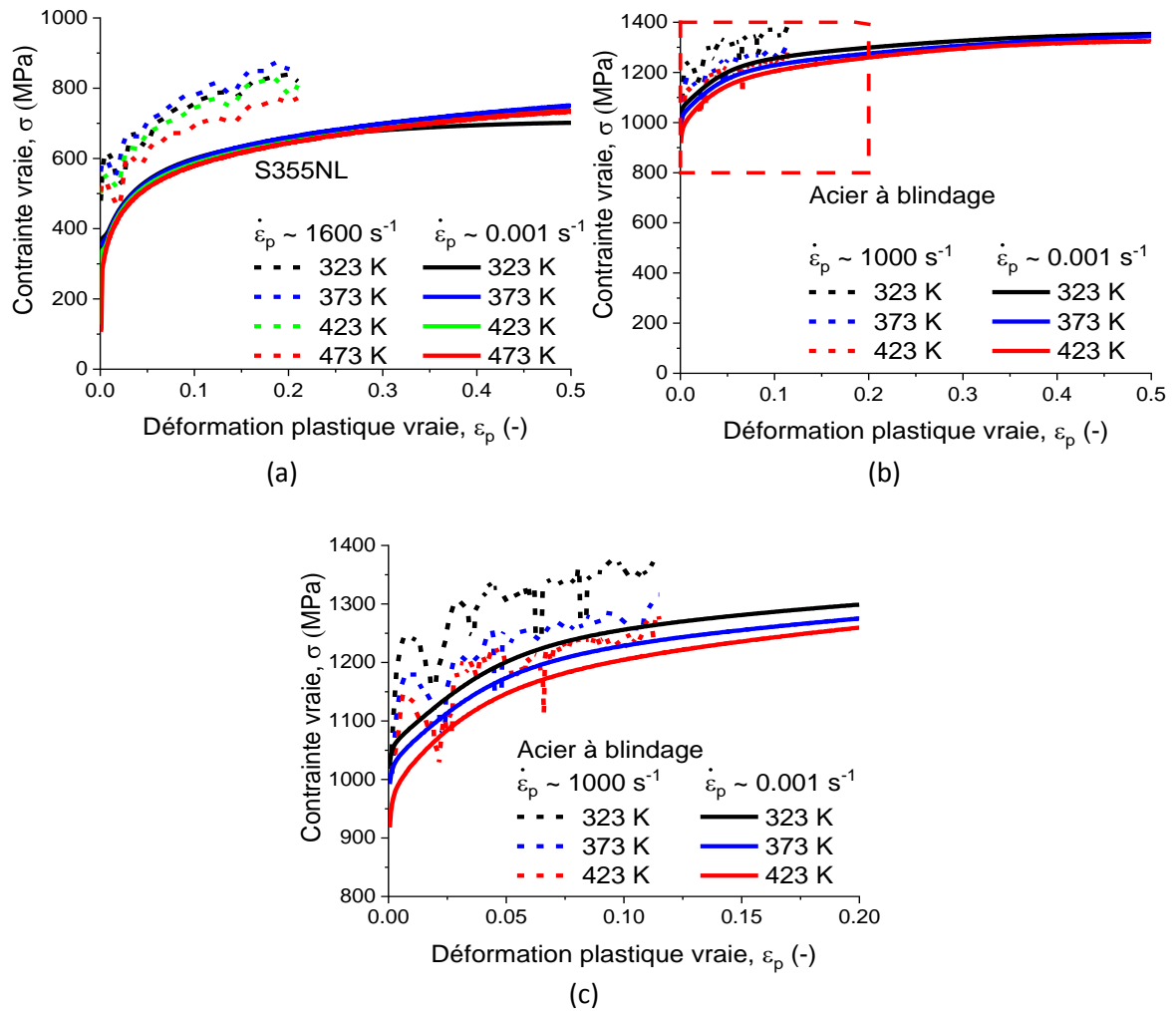


Figure I-29 : Comparaison des résultats des essais réalisés à diverses températures pour des chargements quasi-statique et dynamique : (a) S355NL et (b-c) Acier à blindage.

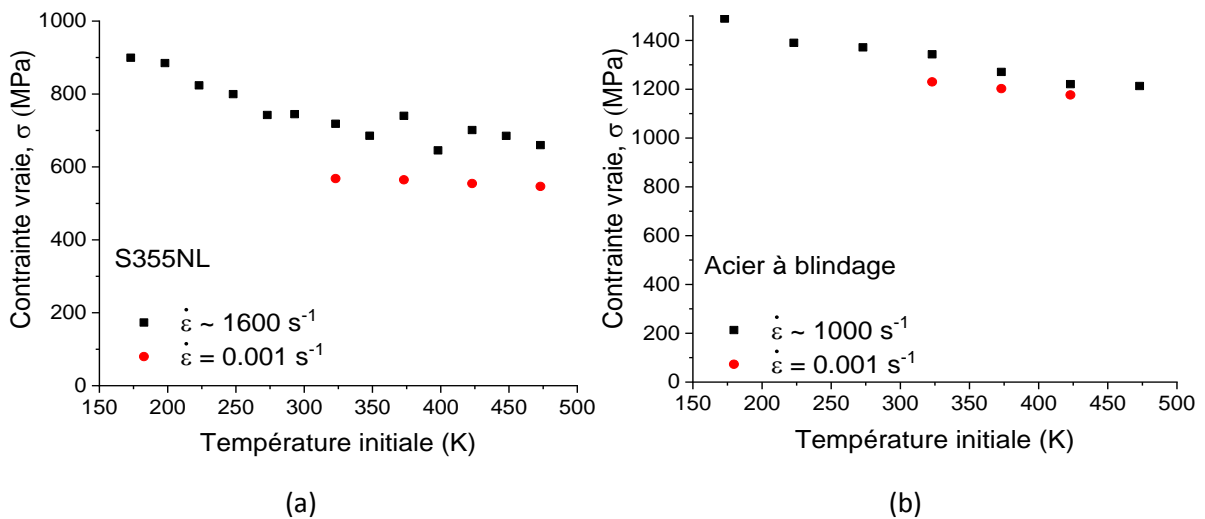


Figure I-30 : Sensibilité à la température pour deux vitesses de déformation : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

	$\dot{\epsilon}$ (s^{-1})	T (K)	Sensibilité
S355NL	0.0008 → 2558	293	$m_{moy} = 0.018$
	0.0008 → 0.08	293	$m_{QS} = 0.0106$
	450 → 4164	293	$m_{dyn} = 0.083$
	0.001	293 → 473	$v_{QS} = -0.105$
	1600	173 → 473	$v_{dyn} = -0.31$
Blindage	0.0008 → 1707	293	$m_{moy} = 0.012$
	0.0008 → 0.24	293	$m_{QS} = 0.0018$
	584 → 7912	293	$m_{dyn} = 0.058$
	0.001	293 → 473	$v_{QS} = -0.165$
	1000	173 → 423	$v_{dyn} = -0.205$

Tableau 4 : Résumé des conditions d'essai et des sensibilités observées.

Les essais de compression ont ainsi permis d'observer l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température. Néanmoins, ces essais ne permettent pas d'atteindre la rupture de l'échantillon. Ainsi, des études expérimentales visant à étudier la rupture ont été réalisées.

I.3. Caractérisation de la rupture en fonction des conditions de sollicitations

L'objectif de cette étude expérimentale est d'observer l'évolution de la déformation à rupture en fonction de la vitesse de déformation, de la température et de la triaxialité. Afin de varier la triaxialité, trois géométries d'éprouvette ont été utilisées : des éprouvettes de traction, de compression cisaillement et de double cisaillement.

I.3.1. Déformation à rupture dans le cas d'un essai de traction

Les essais de traction ont été effectués pour des vitesses de déformation dans les régimes quasi-statiques et dynamiques. De plus, lors des essais de traction, l'utilisation de corrélation d'images a permis d'observer l'évolution du champ de déformation au cours de l'essai.

La présence de bandes de Lüders lors de la transition élastoplastique, comme indiqué sur la Figure I-31. Ces bandes peuvent être une conséquence de la présence d'atmosphère de Cottrell. Lorsque ce mécanisme apparaît, la contrainte d'écoulement nécessaire à la déformation du matériau est plus faible sur les premiers incréments que lors de la transition élastoplastique. Ainsi, une zone venant de franchir cette transition se déformera en priorité par rapport aux zones non-plastifiées (Figure I-31-b). Il en résulte un champ de déformation inhomogène (Figure I-31-b-d), perdurant jusqu'à ce que la totalité de la zone utile soit plastifiée (Figure I-31-e). Le champ de déformation redevient alors homogène (Figure I-31-f).

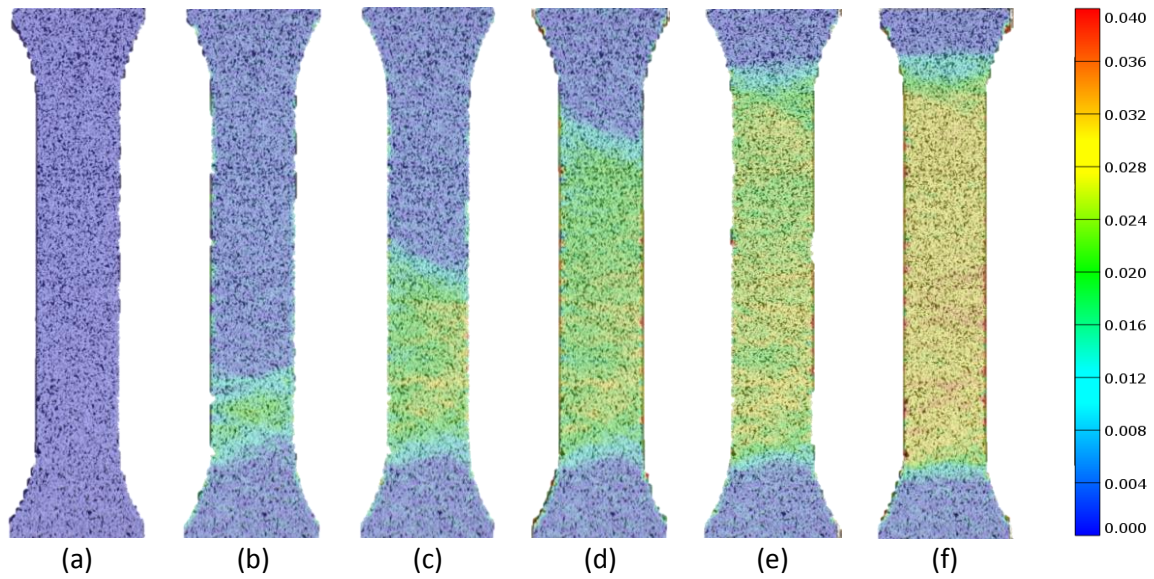


Figure I-31 : Champs de déformation inhomogène lors de la transition élastoplastique lors d'un essai à 0.001 s^{-1} : (a) $t = 0 \text{ s}$, (b) $t = 0.8 \text{ s}$, (c) $t = 1.6 \text{ s}$, (d) $t = 2.4 \text{ s}$, (e) $t = 3.2 \text{ s}$ et (f) $t = 4 \text{ s}$.

Les essais dynamiques ont été effectués sur un banc d'essai similaire à celui utilisé par Tang et al [38], représenté sur la Figure I-16. La barre d'entrée possède à son extrémité une enclume qui est impactée par un projectile tubulaire se déplaçant le long de la barre d'entrée, générant une onde de traction dans la barre d'entrée. A la différence d'un essai SHPB, un moyen de fixation entre les extrémités de l'éprouvette et les barres est nécessaire. Pour des géométries cylindriques, une des solutions les plus simples est de visser l'éprouvette dans les barres. Une solution permettant une mise en place plus rapide de l'éprouvette a été retenue et est schématisée sur la Figure I-32.

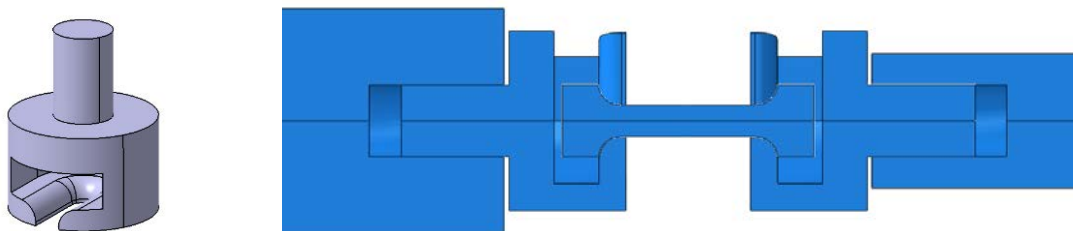


Figure I-32 : Support d'éprouvette utilisé lors des essais de traction dynamique et montage de l'éprouvette.

Le système représenté sur la Figure I-32 permet également un auto-alignement de l'éprouvette lors de l'essai. Afin de s'assurer que l'ajout des supports ne perturbe pas la mesure, des simulations ont été réalisées. La Figure I-33 représente une comparaison entre la contrainte équivalente moyenne au sein de la zone utile, la loi de comportement utilisée et la valeur obtenue en utilisant la théorie de propagation des ondes élastiques.

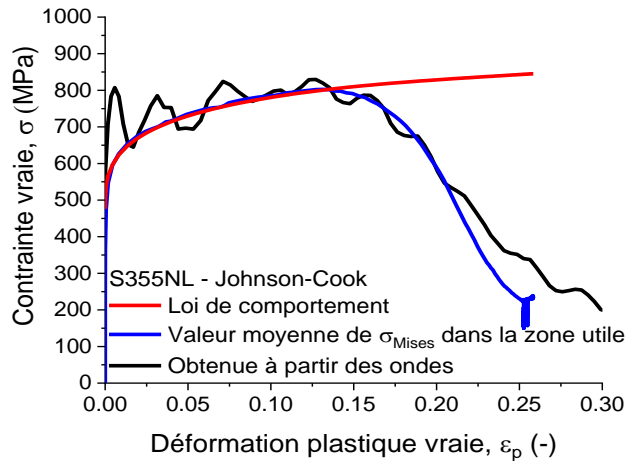


Figure I-33 : Comparaison entre la loi de comportement, la contrainte équivalente moyenne dans la zone utile et la contrainte obtenue à partir de la théorie de propagation des ondes élastiques.

La déformation est déterminée à partir de mesures optiques. Le logiciel Correli STC® a été utilisé afin de déterminer d'une part le déplacement, et d'autre part la déformation à différents points de l'éprouvette. Sa valeur locale est prise au point ayant la valeur la plus élevée avant la rupture, situé dans la zone de striction. La valeur globale a été obtenue à partir des déplacements de deux points situés aux extrémités de la zone utile. Ces valeurs sont égales tant que le champ de déformation est homogène au sein de la zone utile (avant l'apparition de la striction). Les résultats des essais utilisant la déformation globale, sont présentés sur la Figure I-34.

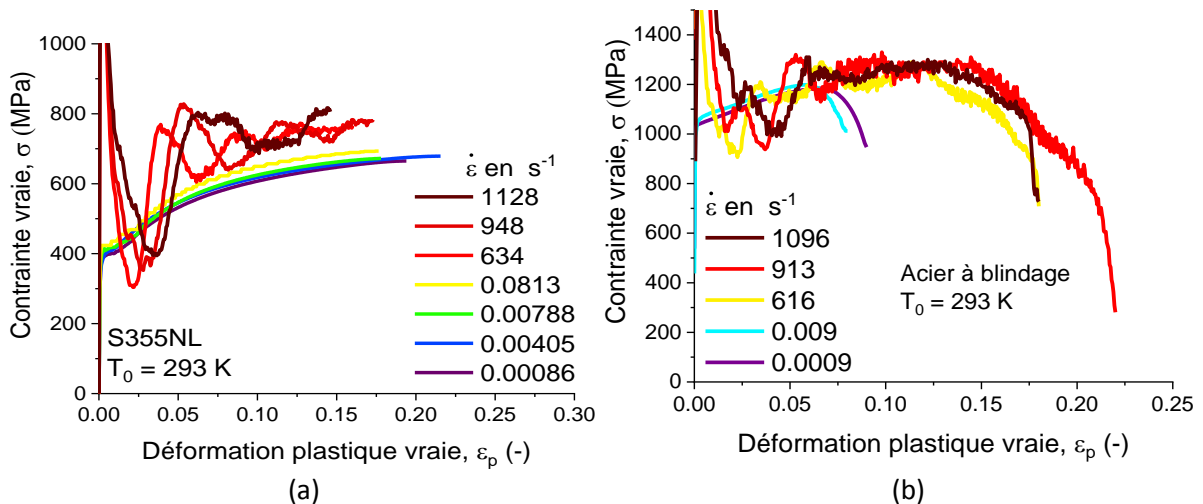


Figure I-34 : Résultats des essais de traction à température ambiante : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Aucune évolution de l'écroutissage avec la vitesse de déformation n'apparaît pour chacun des aciers. Concernant la sensibilité à la vitesse de déformation, le S355NL présente une augmentation de la contrainte d'écoulement, à l'instar des essais de compression. Dans le cas de l'acier à blindage, aucune augmentation notable n'est observée. Ces tendances se confirment en considérant la contrainte observée à différentes vitesses de déformation, pour une déformation fixe (Figure I-35). L'acier à blindage possède une faible déformation à rupture en quasi-statique, et les signaux sont perturbés aux faibles valeurs de déformation en dynamique. Ainsi, si cet acier ne présente pas d'évolution apparente de la contrainte d'écoulement en traction, cela ne peut être confirmé. Les valeurs observées sur le S355NL confirment une augmentation de la contrainte avec la vitesse de déformation. De plus, cette augmentation coïncide avec celle observée lors des essais de compression. Néanmoins, la valeur

absolue de la contrainte est plus faible en traction qu'en compression, quelle que soit la vitesse. Une des raisons pouvant expliquer cette différence est le sens de prélèvement des éprouvettes. Les éprouvettes de compression proviennent de l'épaisseur de la plaque, contrairement aux éprouvettes de traction. La différence observée peut ainsi révéler un comportement mécanique anisotrope, avec une différence d'environ 5% pour le S355NL et pouvant dépasser 10% dans le cas de l'acier à blindage. Cependant, des essais complémentaires seraient nécessaires afin d'approfondir cet aspect. Dans un premier temps, un comportement isotrope sera supposé pour chacun des aciers étudiés.

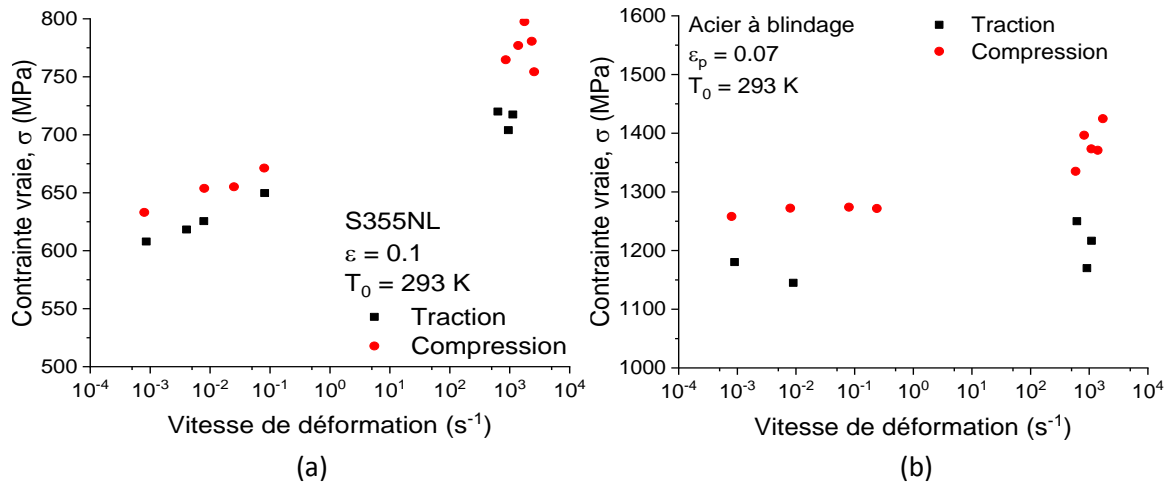


Figure I-35 : Sensibilité à la vitesse de déformation : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Cependant, les déformations obtenues sur les courbes précédentes ont été calculées à partir du déplacement des extrémités de l'éprouvette. Cette approche est valide tant que la déformation au sein de la zone utile est homogène, mais devient erronée une fois que la striction apparaît. Ainsi, la déformation locale fut utilisée afin de déterminer la déformation à rupture. Les valeurs obtenues sont représentées sur la Figure I-36. Ces données ont été obtenues via une technique de corrélation d'image. Bien que la valeur absolue de la déformation à rupture soit dépendante des paramètres utilisés lors du dépouillement, les tendances observées sont similaires pour plusieurs jeux de paramètres. Ainsi, l'interprétation de ces résultats sera exclusivement qualitative.

La déformation à rupture observée sur le S355NL est plus élevée que celle obtenue avec l'acier à blindage, pour une vitesse de déformation équivalente. Cependant, la valeur de ϵ_f augmente légèrement avec la vitesse de déformation, alors que celle du S355NL connaît une légère baisse sur la même plage. Pour des vitesses plus élevée, la déformation à rupture du S355NL diminue de manière plus importante. Cette diminution peut être expliquée par une augmentation locale de température. Lors de l'apparition de la striction, la vitesse de déformation augmente localement, pouvant ainsi induire un échauffement adiabatique qui a pour effet de localiser davantage la déformation.

En plus des essais réalisés à température ambiante, les essais quasi-statiques ont permis d'imposer une température initiale allant jusqu'à 473 K. Les éprouvettes ont été chauffées pendant 30 min à la température cible avant l'essai. Les valeurs de déformations à rupture obtenues sont représentées sur la Figure I-37.

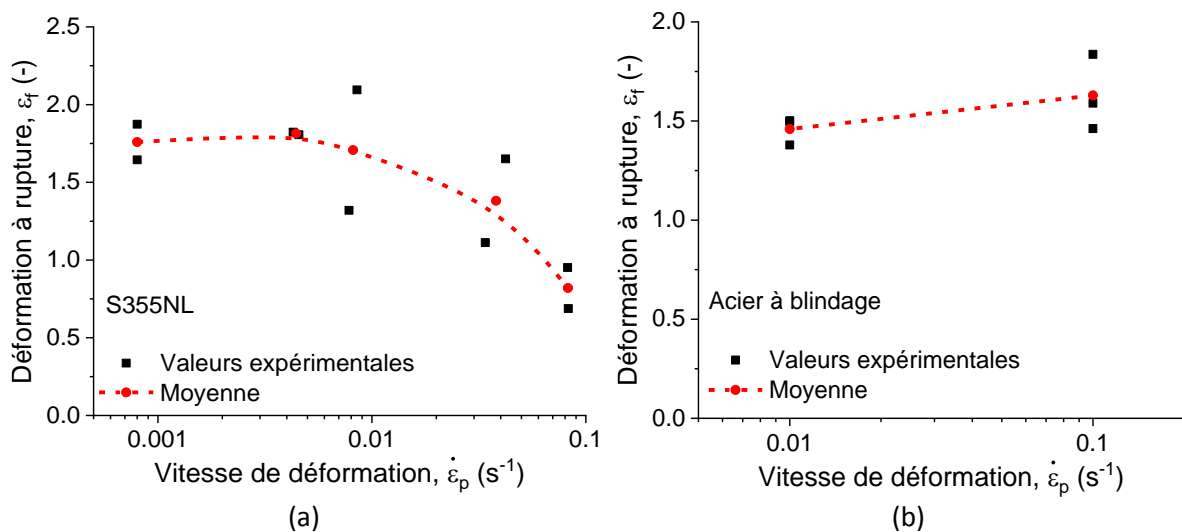


Figure I-36 : déformation à rupture vs. vitesse de déformation : (a) S355NL et (b) l'acier à blindage.

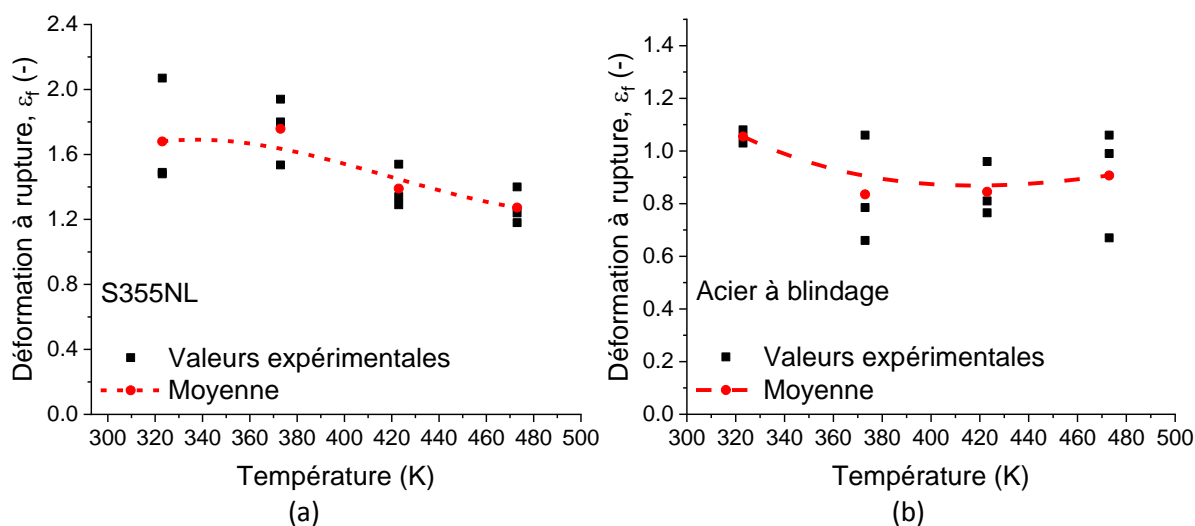


Figure I-37 : Déformation à rupture vs. Température : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

La tendance générale observée sur le S355NL montre une baisse de la déformation à rupture lorsque la température augmente. Néanmoins, un maximum est trouvé pour $T_0 = 373 K$ sur la plage étudiée. Concernant l'acier à blindage, la valeur la plus haute de la plage étudié est située à $323 K$, bien que les résultats suivants montrent une légère augmentation de la déformation à rupture avec la température.

I.3.2. Déformation à rupture dans le cas d'un essai de double cisaillement

Enfin, des essais de double cisaillement ont été réalisés afin d'obtenir la déformation à rupture à une valeur de triaxialité supplémentaire. Une analyse numérique a permis d'observer plus précisément le champ de déformation et de contrainte au sein de la zone utile. En profitant des symétries, un quart de l'éprouvette a été modélisé. De plus, le modèle ne tient pas compte des supports et un déplacement est imposé sur la partie centrale tandis que les parties latérales sont encastées. La contrainte équivalente et la déformation plastique équivalente moyenne ont été obtenues à partir de la zone de

déformation homogène. Le déplacement (imposé) de la partie centrale, ainsi que la force exercée dessus sont utilisés afin d'obtenir les valeurs théoriques de la déformation et de la contrainte. La Figure I-38 représente le champ de déformation plastique à $t = 25 \text{ s}$ d'une éprouvette dont la partie centrale se déplace à une vitesse de 0.1 mm/s . La déformation au sein de la zone utile n'est pas homogène. Afin d'éviter les effets de bord et de considérer une zone de déformation homogène, une zone d'intérêt a été définie. Les contraintes équivalentes moyennes à différentes hauteurs ont été utilisées pour définir cette zone d'intérêt, tel qu'illustré sur la Figure I-39.

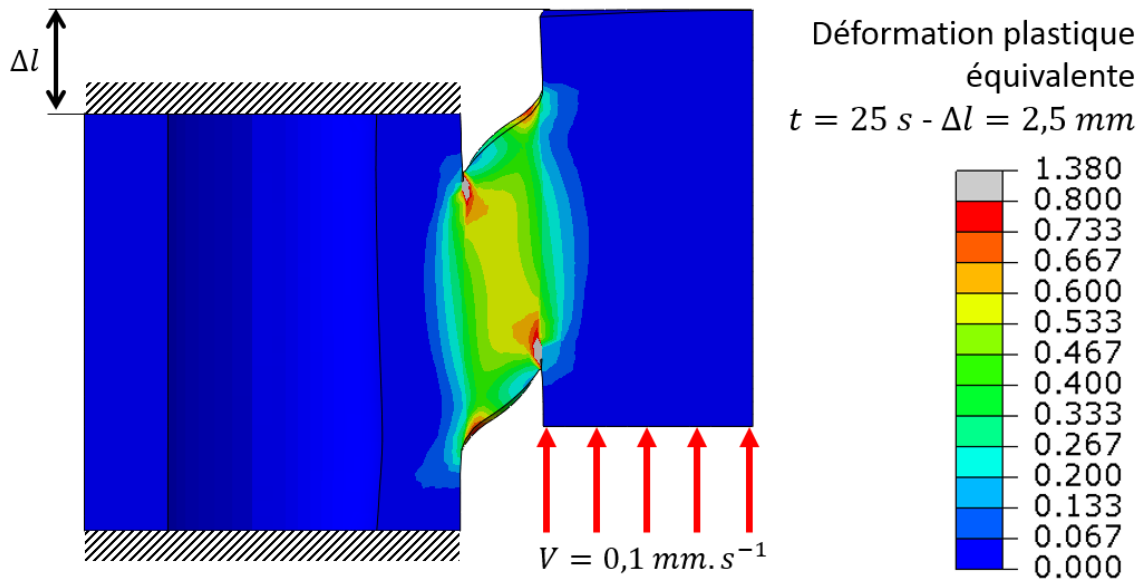


Figure I-38 : Champs de déformation plastique équivalente lors d'un essai de double cisaillement.

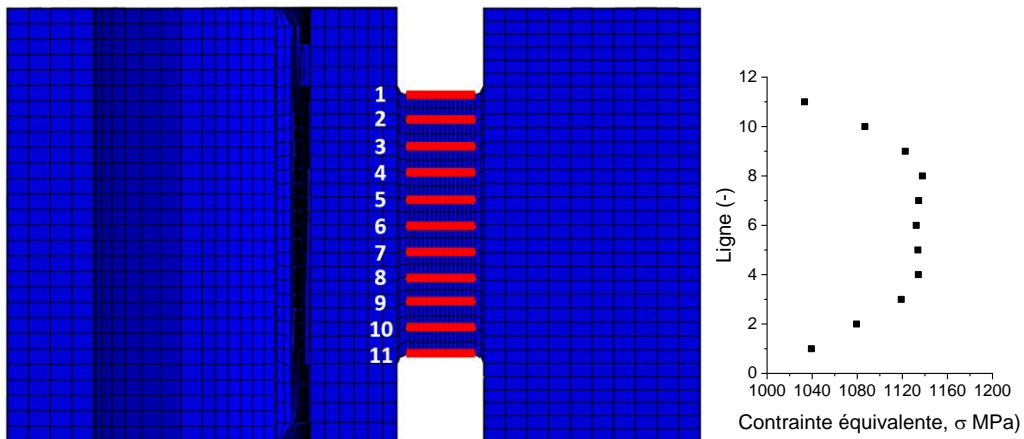


Figure I-39 : Contrainte équivalente moyenne à différentes hauteurs dans la zone utile.

Le rapport moyen entre les valeurs théoriques et les valeurs observées par la simulation a permis de définir les coefficients nécessaires pour obtenir la contrainte équivalente et la déformation au sein de la zone utile. Ces coefficients sont respectivement égaux à $\Psi_\sigma = 1.486$ et $\Psi_\epsilon = 0.432$.

La simulation ayant permis d'obtenir ces valeurs a été réalisée avec les paramètres du S355NL, mais une étude de sensibilité a montré que cette approche reste valide pour d'autres matériaux. Pour ce faire, les paramètres A et C du modèle de Johnson-Cook utilisé ont été modifiés. Les valeurs de base

sont décrites dans le second chapitre. De plus, la vitesse de déplacement imposée a également été modifiée afin d'observer la validité de cette approche sous diverses vitesses de déformation. Ces résultats sont illustrés sur la Figure I-40. La triaxialité observée durant ces simulations varie linéairement entre $\eta = 0$ et $\eta = 0.2 - 0.3$, principalement en fonction des paramètres matériaux utilisés. L'évolution de cette valeur au cours de la déformation plastique est représentée sur la Figure I-41.

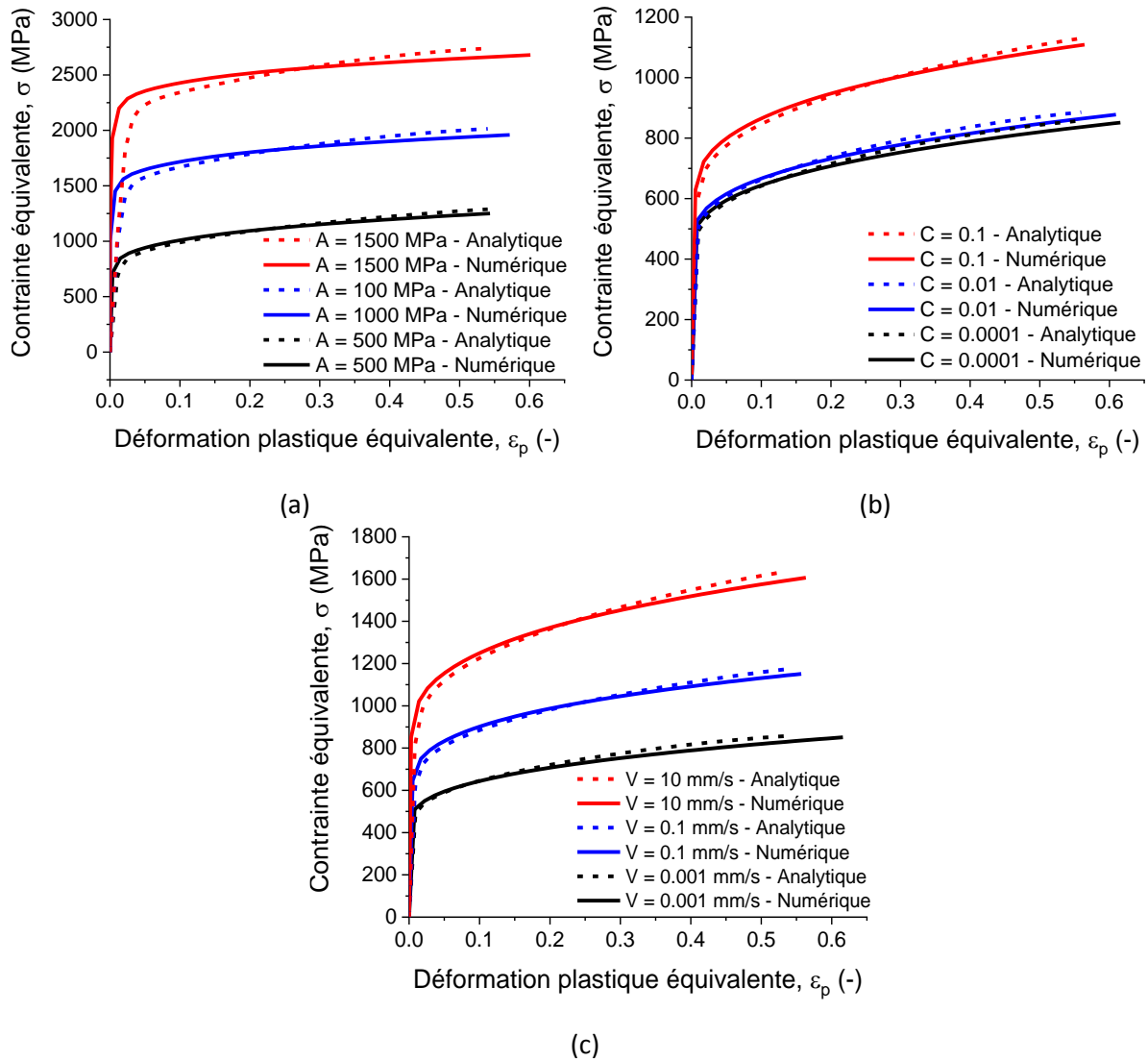


Figure I-40 : Comparaison entre les valeurs numérique et le dépouillement analytique (équation I-7) corrigé pour : (a) diverses limites d'élasticité, (b) diverses sensibilités à la vitesse de déformation et (c) diverses vitesses de sollicitation.

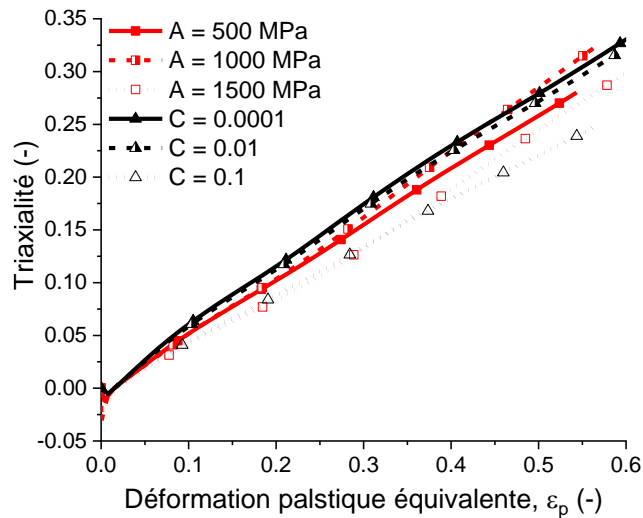


Figure I-41 : Evolution de la triaxialité dans différents cas simulés.

Ces essais ont été réalisés à des vitesses de déformation dynamiques sur le banc d'essai représenté sur la Figure I-42. L'éprouvette est placée dans un support relié à un tube, et la partie centrale est ensuite impactée par un projectile. L'impact génère ainsi une onde de compression se propageant dans le tube et mesurée via des jauges de déformation. De plus, une lumière dans le support permet de suivre le déplacement relatif de la partie centrale de l'éprouvette par rapport au support à l'aide d'une caméra rapide.

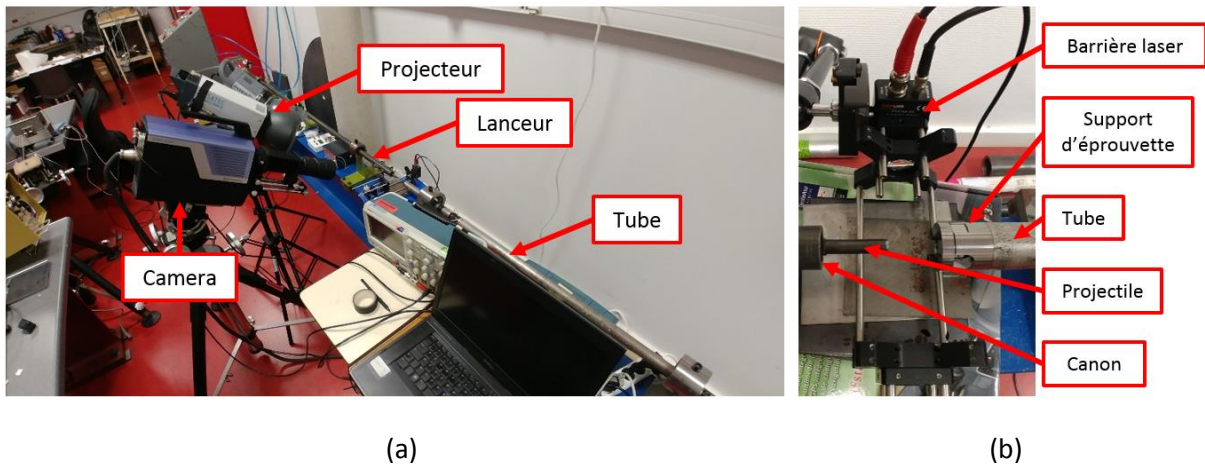


Figure I-42 : Banc d'essai utilisé lors de la réalisation des essais de double cisaillement dynamiques : (a) Banc d'essai complet et (b) Projectile et support de l'éprouvette.

La théorie des ondes permet de déterminer une force par le biais de l'onde élastique se propageant dans le tube, qui fait alors office de capteur. Le déplacement est directement issu des images réalisées durant l'essai. Un exemple de signal obtenu durant l'essai et de déplacement mesuré est donné sur la Figure I-43. Cet exemple concerne un essai réalisé sur le S355NL où le projectile avait une vitesse initiale de 20 m/s.

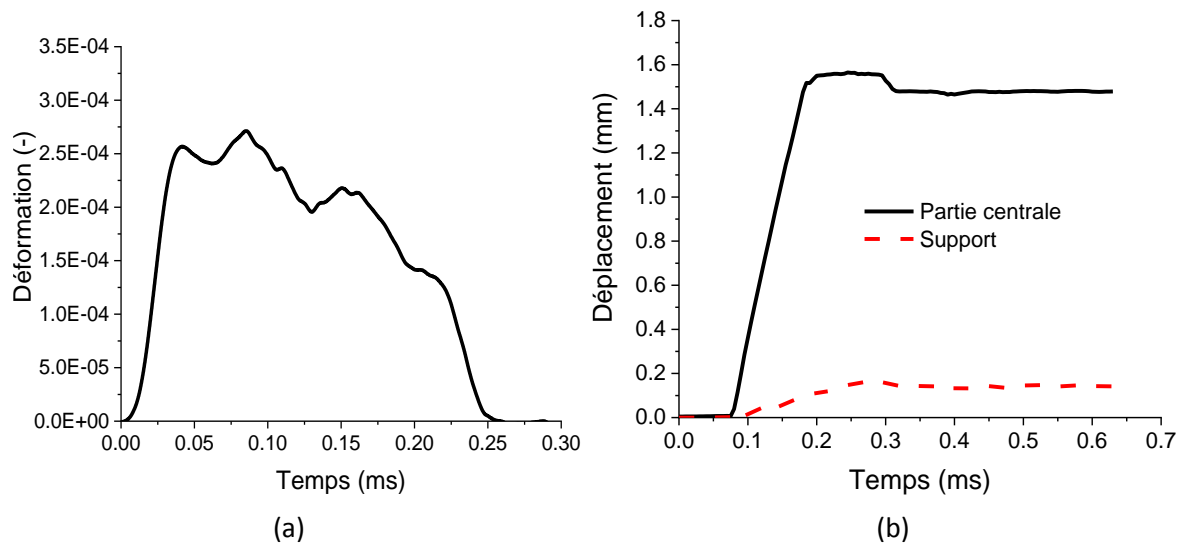


Figure I-43 : (a) Onde transmise mesurée et (b) déplacements mesurés durant l'essai.

Trois vitesses d'impact ont été utilisées : 20, 25 et 30 m/s. Chaque condition a été réalisée trois fois, excepté dans le cas du S355NL à la plus faible vitesse, car aucune rupture n'a été observée. La contrainte et la déformation ont été déterminées en suivant la procédure détaillée précédemment : les valeurs théoriques ont été calculées à partir de la force et du déplacement, puis multipliées par des coefficients déterminés numériquement. La déformation à rupture a été déterminée en utilisant les vidéos des essais. Ces résultats sont représentés sur la Figure I-44. Les vitesses de déformation affichées sont des vitesses moyennes calculées pour une déformation plastique supérieure à 0.005.

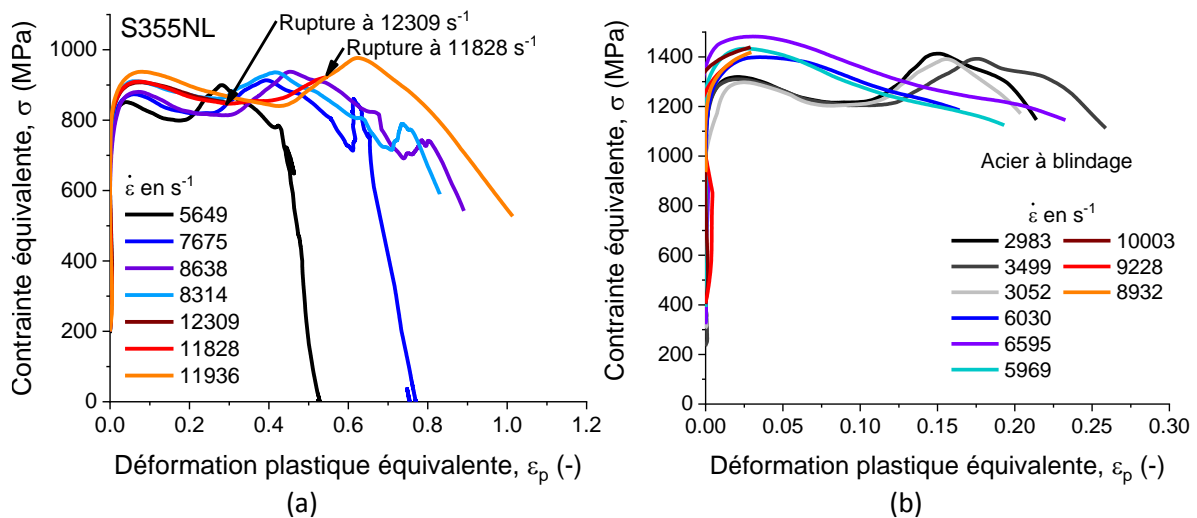


Figure I-44 : Résultats des essais de double cisaillement dynamique : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Aucune instabilité géométrique n'apparaît lors de ces essais. Cela permet d'obtenir directement la valeur de la déformation à rupture, sans distinction globale/local, et rend également cette valeur moins dépendante de la méthode de dépouillement. Cependant, les valeurs de déformations atteintes ainsi que la vitesse de sollicitation sont susceptible de provoquer la formation de bandes de cisaillement adiabatiques. Lorsque cela se produit, la déformation est concentrée au sein de ces bandes jusqu'à provoquer la rupture. La déformation à rupture calculée sera ainsi plus faible que la déformation à rupture réelle apparaissant dans les bandes de cisaillement. Les valeurs obtenues expérimentalement ainsi que leurs moyennes pour chaque vitesse de projectile sont représentées sur

la Figure I-45. Les essais effectués concernant le S355NL présentent des valeurs de déformation à rupture plus importantes que celles obtenues sur l'acier de blindage.

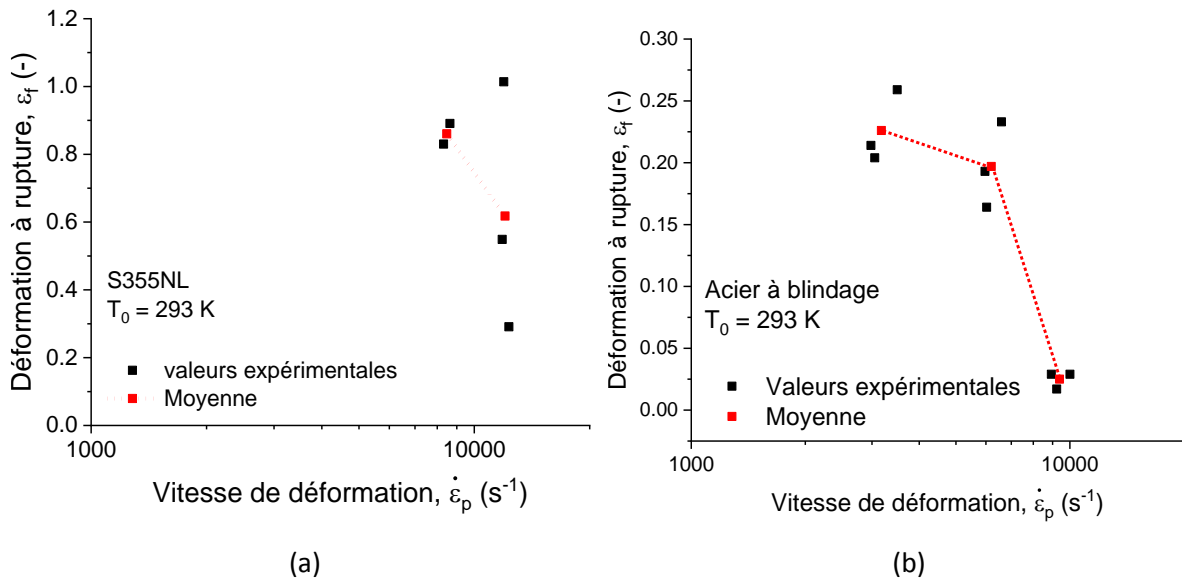


Figure I-45 : Taux de déformation à rupture obtenues lors des essais de double cisaillement : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Bien qu'aucune localisation n'apparaisse lors des essais, les courbes illustrées sur la Figure I-44 montrent une baisse de la contrainte d'écoulement précédant la rupture totale des éprouvettes. La présence d'une partie plastique sur la courbe ainsi que cette baisse révèlent un mode de rupture ductile. Cette hypothèse est confirmée par des observations réalisées au microscope électronique à balayage, représentées sur la Figure I-46. Ce mode intervient lors que des vides se forment durant la déformation plastique, avant de coalescer et de provoquer la séparation complète de l'éprouvette. Ces vides sont appelés « cupules » et sont visibles sur les images de la Figure I-46.

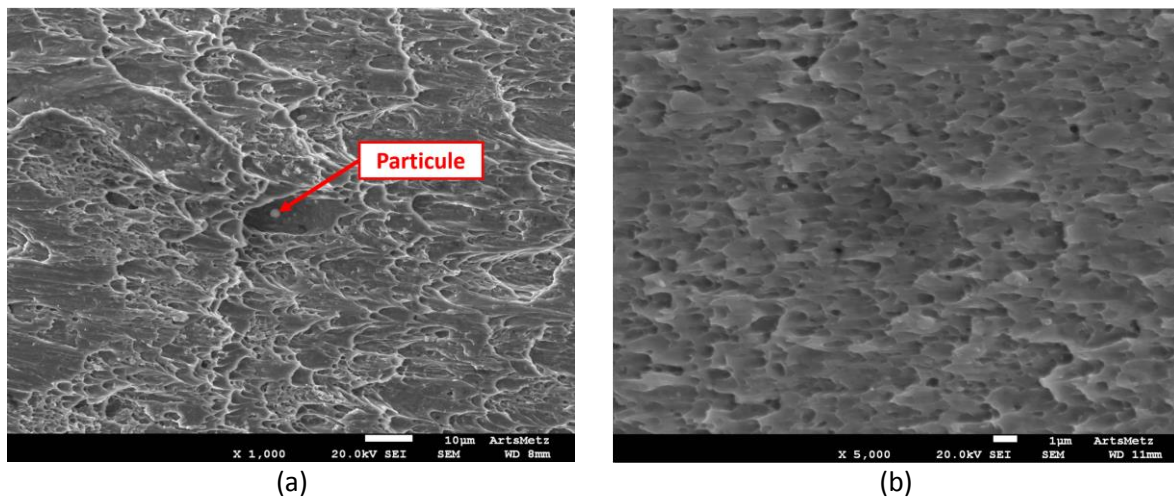


Figure I-46 : Faciès de rupture observé lors des essais de double cisaillement : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Ces cupules trouvent leurs origines dans des microfissures présentes dans ces aciers avant déformation, mais se forment également autour de sites privilégiés tels que les particules. Ce phénomène est visible sur la Figure I-46-a, où une cupule de taille plus importante est visible et contient une particule en son centre.

1.4. Conclusion

Des essais de caractérisation mécaniques ont été réalisés afin d'observer le comportement d'un acier de structure S355NL et d'un acier de blindage. Les essais de compression ont été sélectionnés afin de d'étudier l'évolution de la contrainte d'écoulement de ces matériaux, en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température. Une large gamme de vitesse de déformation, allant de 10^{-3} à $\sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ a été étudiée, de même qu'une gamme de température allant de 173 K à 423 K . Enfin, des essais de traction sous diverses conditions ainsi que du double cisaillement ont été utilisés afin d'observer la rupture de ces aciers.

Le S355NL présente un écrouissage plus important que l'acier de blindage, bien que sa contrainte d'écoulement reste inférieure. De plus, pour une déformation inférieure à $\varepsilon_p = 0.5$, l'écrouissage du S355NL s'effectue principalement en stage III, alors que celui de l'acier de blindage est réparti sur les stages II, III et IV. L'augmentation de la vitesse de déformation augmente la contrainte d'écoulement. Cependant, cette sensibilité est différente dans le domaine quasi-statique et dans le domaine dynamique. En effet, l'augmentation de la contrainte avec la vitesse de déformation est plus prononcée lors des chargements dynamiques. Ce changement est d'autant plus visible sur l'acier à blindage car la différence de sensibilités entre les deux régimes est plus importante que sur le S355NL. Enfin, des essais menés à différentes températures initiales révèlent une baisse de la contrainte d'écoulement lors de l'augmentation de température. De plus, cette sensibilité est liée à la vitesse de déformation puisque cette baisse de contrainte est plus marquée lors des essais dynamiques que lors des essais quasi-statiques.

Les essais de traction et de double cisaillement ont permis d'observer la rupture de ces matériaux. La corrélation d'image utilisée lors des essais de traction ne permet pas de déterminer précisément la déformation à rupture des aciers étudiés, mais permet d'observer une tendance. Les essais réalisés à diverses vitesses de déformation montrent pour le S355NL une baisse de ε_f lorsque la vitesse augmente. Concernant l'acier à blindage, une faible augmentation est observée, montrant que ce matériau est très peu sensible à la vitesse de déformation. Les essais réalisés à diverses températures ont montrés une baisse globale de cette valeur lorsque la température augmente. La déformation à rupture peut cependant être obtenue en utilisant les essais de double cisaillement. Ces derniers ont permis d'obtenir une valeur de déformation à rupture, mais ont également révélés une diminution de cette valeur lorsque la vitesse de déformation augmente. Cette observation tend à confirmer le comportement obtenu lors des essais de traction sur le S355NL, mais ne correspond pas à celui observer sur l'acier à blindage. Néanmoins, ces essais ont été réalisés uniquement pour des chargements dynamiques. Enfin, les courbes de contrainte déformation ont laissé supposer un mode de rupture ductile, ce qui a été confirmé lors d'observations microscopiques.

Chapitre II

Modélisation du comportement thermoviscoplastique

II.1.	Etat de l'art	47
II.1.1.	Approche phénoménologique	47
II.1.1.1.	Modèle de Ludwig	47
II.1.1.2.	Modèle de Lindholm.....	47
II.1.1.3.	Modèle de Klopp, Clifton et Shawki	48
II.1.1.4.	Modèle de Johnson-Cook	48
II.1.2.	Approche semi-physique.....	48
II.1.2.1.	Décomposition de la contrainte d'écoulement	49
II.1.2.1.1.	Mécanismes thermiquement activés	49
II.1.2.1.2.	Mécanismes athermiques.....	51
II.1.2.1.3.	Effet du drainage visqueux sur la contrainte d'écoulement.....	52
II.1.2.2.	Modèle de Voyiadjis-Abed	54
II.1.2.3.	Modèle « Mechanical Threshold Stress ».....	56
II.1.2.4.	Modèle de Rusinek-Klepaczko	57
II.2.	Identification des modèles dans le cas du S355NL et de l'acier à blindage.....	59
II.2.1.	Modèle de Johnson-Cook.....	59
II.2.2.	Modèle de Voyiadjis-Abed	62
II.2.3.	Modèle de Rusinek-Klepaczko	70
II.2.4.	Comparaison et limites des différentes modèles.....	72
II.3.	Conclusion	76

L'objectif de cette étude est de pouvoir modéliser le comportement des deux aciers considérés le plus fidèlement possible dans les conditions spécifiées en termes de vitesse de déformation et de température en utilisant les modèles mathématiques appropriés. Le précédent chapitre a eu pour but d'étudier le comportement mécanique du S355NL et d'un acier à blindage. Bien que le comportement d'un matériau dépende de nombreux paramètres, cette étude se focalise sur l'effet de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température sur la contrainte d'écoulement. Beaucoup de modèles, appelés lois de comportement, ont été développés ces dernières années. Les principaux modèles seront détaillés dans la première partie de ce chapitre, en nous focalisant sur la forme de leur relation ainsi que sur les hypothèses émises. Les lois de comportement retenues seront ensuite appliquées aux deux aciers étudiés expérimentalement et décrites dans la seconde partie de ce chapitre.

II.1. Etat de l'art

Les lois de comportement étudiées dans ce chapitre sont dites lois thermo-viscoplastiques, car la contrainte d'écoulement dépend de la déformation plastique, la vitesse de déformation et de la température. Ainsi, elles peuvent être exprimées au travers de fonctions mathématiques tel que la relation II-1 :

$$\sigma = f(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T) \quad \text{II-1}$$

Ces lois peuvent être établies suivant une approche phénoménologique ou une approche semi-physique. Les principaux modèles pour chaque approche sont détaillés ci-dessous. Les relations les plus appropriées pour cette étude seront alors utilisées et leurs paramètres seront identifiés pour chaque acier.

II.1.1. Approche phénoménologique

L'approche phénoménologique consiste à observer l'évolution de la contrainte d'écoulement et sa sensibilité à la vitesse de déformation et à la température, puis de la représenter par des fonctions mathématiques ayant des tendances similaires. Cette méthode a l'avantage de procurer des lois simples ayant un nombre limité de paramètres, mais possédant un domaine de validité restreint car elles ne reposent pas sur des fondements physiques.

II.1.1.1. Modèle de Ludwig

Le modèle de Ludwig [60] représente l'écrouissage du matériau par la relation II-2 :

$$\sigma(\varepsilon) = A + B\varepsilon_p^n \quad \text{II-2}$$

Où A représente la limite d'élasticité du matériau, B est appelé le module de plasticité et n le coefficient d'écrouissage. Cette loi de comportement sert de base à d'autres modèles.

II.1.1.2. Modèle de Lindholm

Le modèle de Lindholm [61] est un modèle viscoplastique exprimé par la relation II-3 :

$$\sigma(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p) = A + B\varepsilon_p^n + (C\varepsilon_p + D) \ln \dot{\varepsilon}_p \quad \text{II-3}$$

Il permet d'exprimer la contrainte en fonction de la déformation et de la vitesse de déformation, mais est indépendant de la température. La première partie de cette loi de comportement reprend le modèle de Ludwig, couplée à un second terme représentant la sensibilité à la vitesse de déformation. Ce modèle a été développé pour décrire le comportement mécanique de l'aluminium, du cuivre et du plomb qui sont des matériaux ayant une structure cubique face centrée [61]. Cela explique le couplage entre la déformation et la vitesse de déformation, fréquemment observé pour ces structures.

II.1.1.3. Modèle de Klopp, Clifton et Shawki

Le modèle de Klopp, Clifton et Shawki [62] est représenté par la relation II-4 :

$$\sigma(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T) = \sigma_0 \left(\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0} \right)^n \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^m \left(\frac{T}{T_0} \right)^\nu \quad II-4$$

Où les coefficients ε_0 , $\dot{\varepsilon}_0$ et T_0 sont les conditions de références pour lesquelles la contrainte d'écoulement σ_0 est obtenue, n est le coefficient d'érouissage, m et ν sont respectivement les sensibilités à la vitesse de déformation et à la température (avec $\nu < 0$). Ce modèle thermo-viscoplastique fut initialement développé pour modéliser des essais d'impact de plaque [62].

II.1.1.4. Modèle de Johnson-Cook

Le modèle de Johnson-Cook [63] utilise une forme multiplicative, représentée par l'équation II-5. Il est composé de trois termes représentant respectivement l'érouissage, la sensibilité à la vitesse de déformation et la sensibilité à la température.

$$\sigma(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T) = (A + B\varepsilon_p^n) \left(1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_{ref}} \right) \left(1 - \left(\frac{T - T_{ref}}{T_f - T_{ref}} \right)^m \right) \quad II-5$$

Le terme représentant l'érouissage correspond à la loi de Ludwig, et les deuxième et troisième termes sont utilisés comme multiplicateurs influant sur la contrainte d'écoulement. Ils sont tous deux égaux à 1 pour les conditions de référence $\dot{\varepsilon}_{ref}$ et T_{ref} . Ces conditions de référence correspondent à celle ayant été utilisées pour déterminer l'érouissage du matériau (paramètres A , B et n).

II.1.2. Approche semi-physique

Cette approche consiste à identifier les principaux mécanismes mis en jeu au cours de la déformation et de les retranscrire grâce à des termes faisant intervenir des paramètres physiques. Ces lois de comportement sont souvent plus complexes, mais offrent une meilleure description du comportement, car valides sur des gammes de conditions étendues. Les modèles présentés dans cette section ont pour base physique la décomposition de la contrainte en une composante athermique σ_{ath} et une thermiquement activée σ_{th} , évoquées au chapitre précédent. Ainsi, ces modèles s'écrivent de la façon suivante (équation II-6) :

$$\sigma = \sigma_{ath} + \sigma_{th} \quad II-6$$

Cette décomposition est basée sur les différents mécanismes liés aux mouvements et plus spécifiquement à l'opposition au mouvement des dislocations. Deux catégories peuvent être distinguées : les mécanismes dus aux obstacles de longue portée, responsables de la contrainte athermique σ_{ath} et de l'autres ceux de courte portée, responsables de la contrainte thermiquement activée σ_{th} .

II.1.2.1. Décomposition de la contrainte d'écoulement

La Figure II-1 représente la force nécessaire au mouvement d'une dislocation en fonction de la distance parcourue. Deux phénomènes peuvent être décrits : d'une part une force donnant l'allure globale de la courbe, représentée sur la Figure II-1 [64] par F_μ et d'autre part une force s'opposant de manière plus ponctuelle, noté F^* . Ces deux forces représentent respectivement les mécanismes athermiques et les mécanismes thermiquement activés. Les obstacles contribuant à la contrainte d'écoulement (forêts de dislocations, joints de grains, etc.) sont répartis dans chaque catégorie suivant la portée de leur influence. D'un point de vue physique, la présence d'un obstacle aura pour effet de distordre le réseau et donc d'induire un champ de contrainte local. La différence de portée est notamment visible sur la Figure II-1 où ces forces présentent des périodes d'oscillations différentes.

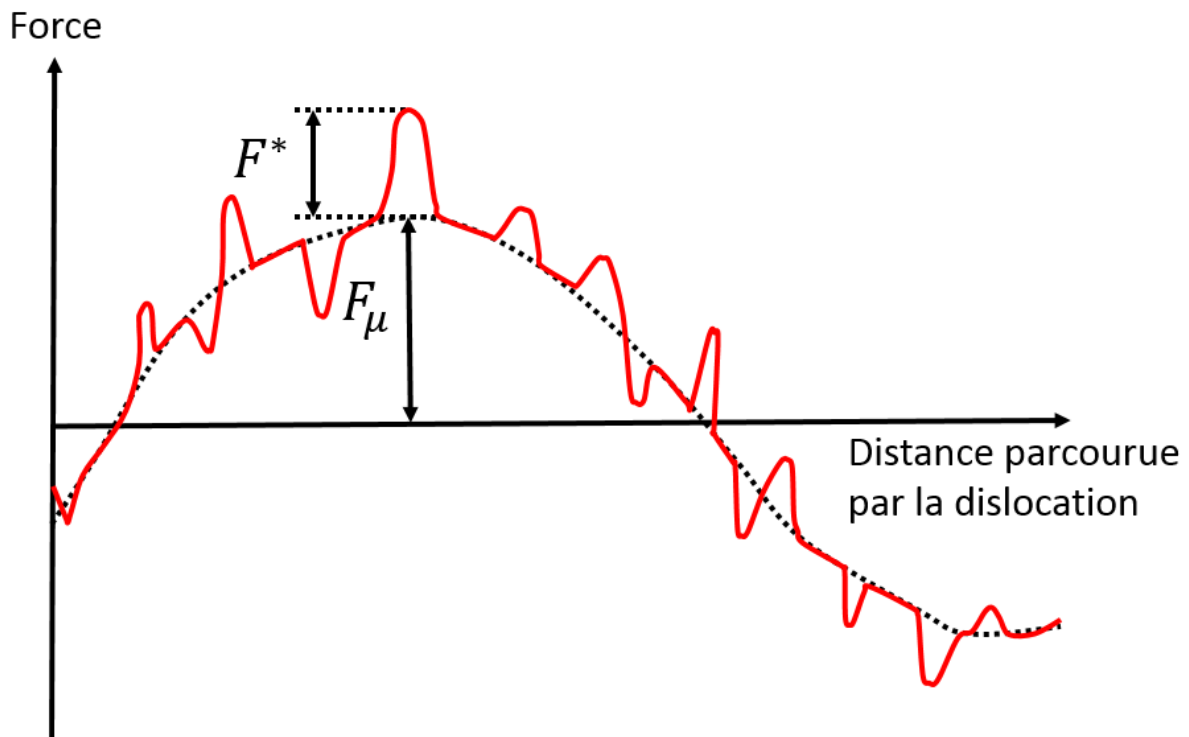


Figure II-1 : Force nécessaire au mouvement d'une dislocation [64].

À l'échelle atomique, la contrainte n'est composée que de cisaillement, car la déformation plastique s'effectue par glissement des plans cristallins les uns par rapport aux autres. Ainsi, la contrainte τ sera utilisée lors du développement analytique de ces mécanismes. Cette contrainte peut être reliée à la contrainte macroscopique σ via le facteur de Taylor M (équation II-7) [65] :

$$\sigma = M\tau \quad \text{II-7}$$

Les origines de ces mécanismes ainsi que leurs contributions à la contrainte d'écoulement peuvent être exprimées de manière analytique.

II.1.2.1.1. Mécanismes thermiquement activés

Les mécanismes thermiquement activés correspondent au franchissement des obstacles dont la portée est inférieure ou égale à 10 rayons atomiques [66]. Les exemples suivants sont des obstacles communs de courte portée :

- Barrière de Peierls

- Interaction avec les forêts de dislocation
- Changement de plan de glissement dû à l'intersection d'une autre dislocation (« jog »)
- Changement d'un plan de glissement dans un autre appartenant à la même famille de plan (« cross-slip »)
- Mouvement hors plan de glissement (« climb »)

L'énergie nécessaire au franchissement de ces obstacles peut être non seulement mécanique, mais également thermique. On parle alors de mécanismes thermiquement activés. Les atomes vibrent à une fréquence d'environ 10^{13} cycles/s. Une augmentation de température a pour effet d'accroître l'amplitude de ces vibrations, bien que la fréquence reste inchangée. Ceci diminue l'énergie mécanique nécessaire au franchissement des obstacles. Ce phénomène est visible sur la Figure II-2. La courbe représente la force nécessaire pour se déplacer d'une distance x , l'aire hachurée la contribution de l'énergie thermique et l'aire non-hachurée l'énergie mécanique à fournir. En considérant une dislocation ayant un vecteur de Burgers b , une longueur l entre deux obstacles, l'énergie mécanique E_{meca} nécessaire au franchissement d'un obstacle de longueur d peut être calculée à l'aide de l'équation II-8 :

$$E_{meca} = \tau^* b l d \quad II-8$$

Avec τ^* la contrainte correspondant à la force F^* représentée sur la Figure II-1. Cette relation peut également s'écrire de la façon suivante (équation II-9) :

$$E_{meca} = \tau^* V^* \quad II-9$$

Où V^* , appelé le volume d'activation, est substitué au produit $b l d$, car ce dernier possède la dimension d'un volume, bien qu'il ne n'en représente pas un. En notant E_{totale} l'énergie nécessaire au franchissement de l'obstacle, la relation II-10 est obtenue :

$$\Delta G = E_{totale} - \tau^* V^* \quad II-10$$

Où ΔG représente l'énergie libre de Gibbs, aussi appelée énergie libre d'activation. Dans ces conditions, la probabilité P qu'une dislocation franchisse l'obstacle est donnée par l'équation II-11 [67] :

$$P = \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \quad II-11$$

Avec k étant la constante de Boltzmann et T la température. Tout comme les atomes vibrant à une fréquence ν , la dislocation vibre à une fréquence ν_0 estimée à $\nu b/4l$ [39]. A chaque cycle, il y a une probabilité P de franchir l'obstacle d'une longueur d . La vitesse de déplacement moyenne v d'une dislocation est alors obtenue via la relation II-12 :

$$v = \nu_0 d \exp\left(-\frac{\Delta G(\tau^*)}{kT}\right) \quad II-12$$

D'où une vitesse de déformation microscopique $\dot{\gamma}$ exprimée par la relation II-13 [68] :

$$\dot{\gamma} = \rho_m b v_0 d \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \quad \text{II-13}$$

Avec ρ_m correspondant à la densité de dislocations mobiles. En utilisant le facteur de Taylor M (~ 3), permettant d'exprimer la vitesse de déformation à un niveau macroscopique, noté $\dot{\epsilon}$, en fonction de sa valeur à l'échelle microscopique, la relation II-14 est obtenue :

$$\dot{\epsilon} = C \exp\left(-\frac{E_{\text{totale}} - \tau^* V^*}{kT}\right) \quad \text{avec} \quad C = \frac{\rho_m b v_0 d}{M} \quad \text{II-14}$$

A partir de cette relation, il est possible d'observer l'influence de la température et de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement. En effet, à température constante, augmenter la vitesse de déformation nécessite une contrainte plus importante. De la même manière, pour une vitesse de déformation donnée, une augmentation de température aura pour effet de la diminuer la contrainte d'écoulement.

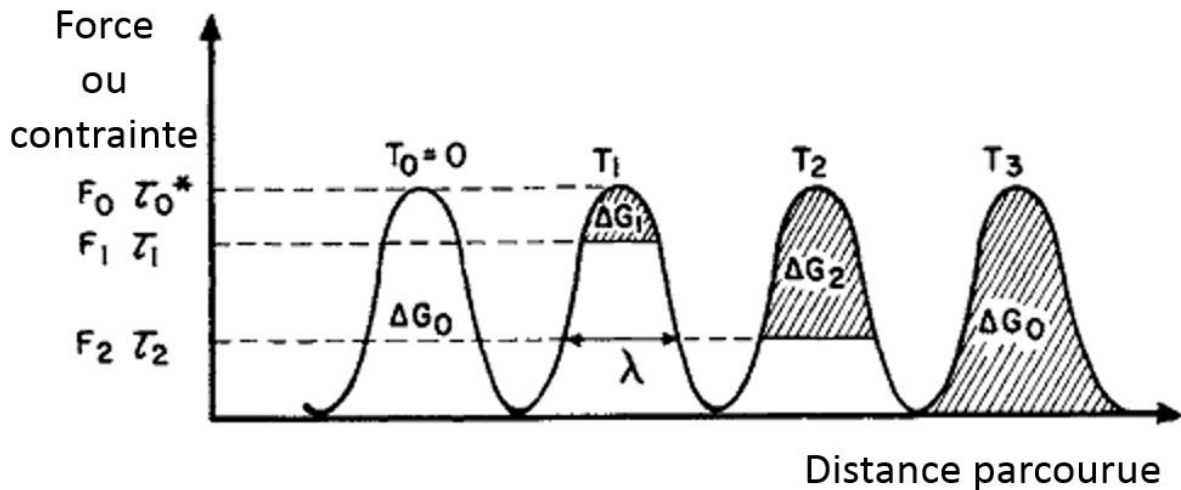


Figure II-2 : Force nécessaire au franchissement d'un obstacle de courte portée [39].

Lorsque la température est suffisamment élevée ($\sim T_m/3$), la contribution de l'énergie thermique est assez importante pour compenser l'énergie nécessaire au franchissement des obstacles de courte portée.

II.1.2.1.2. Mécanismes athermiques

En plus des mécanismes thermiquement activés, d'autres obstacles, dits de « longue portée », ont un rôle sur la contrainte d'écoulement, mais la vitesse de déformation et la température n'ont pas d'influence sur ces mécanismes. Ces derniers se composent de plusieurs obstacles :

- Interactions avec d'autres dislocations
- Joints de grains
- Précipités

L'énergie requise pour franchir ces obstacles est plus importante que celle concernant les obstacles de courte portée. Cette énergie est dépendante du module de cisaillement, qui est peu sensible à la température. Par ailleurs, la fluctuation thermique, aidant à franchir les obstacles de courte portée, n'a pas d'influence sur l'énergie nécessaire à leur franchissement. Ainsi, ces mécanismes sont qualifiés d'athermiques. Au-delà de la température à laquelle les obstacles de courte portée peuvent être

franchis sans contribution d'une énergie mécanique, la contrainte d'écoulement est uniquement dépendante de ces mécanismes athermiques.

Un des principaux obstacles présent lors des mécanismes athermiques est l'interaction avec les autres dislocations, liant la contrainte appliquée à la densité de dislocations. Lorsqu'une dislocation coin se déplace, la présence d'une autre dislocation sur un plan parallèle s'oppose à son mouvement. La contrainte athermique due à ce phénomène est inversement proportionnelle à la distance séparant ces deux dislocations, comme indiqué par la relation II-15 :

$$\tau_{ath} = \frac{\alpha \mu b}{\lambda_p} \quad \text{II-15}$$

Où α est un terme d'interaction généralisé une constante (généralement comprise entre 0.5 et 1 [53]) et λ_p la distance entre les dislocations. La distance entre les dislocations est liée à la densité de dislocations par la relation II-16 [69] :

$$\lambda_p = \rho^{-0.5} \quad \text{II-16}$$

II.1.2.1.3. Effet du drainage visqueux sur la contrainte d'écoulement

Au-delà d'une certaine vitesse de déformation, les dislocations se déplacent de manière continue, et non plus par incrément comme présenté précédemment. Il en résulte une forte augmentation de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation, comme illustré sur la Figure II-3. Lors de ce mécanisme, le matériau agit comme un fluide newtonien et la contrainte est exprimée par la relation II-17 [70] :

$$\tau_{visqueux} = \frac{Bv}{b} \quad \text{II-17}$$

Où B est un coefficient de trainage.

À microstructure constante (et donc à densité de dislocations constante), la relation d'Orowan [68] établit une proportionnalité entre la vitesse moyenne de déplacement des dislocations et la vitesse de déformation. Ainsi, dans les mécanismes thermiquement activés, la contrainte d'écoulement est proportionnelle à $\log \dot{\epsilon}$, alors que lorsque le drainage visqueux intervient, elle évolue linéairement avec $\dot{\epsilon}$. Ce phénomène provient de l'interaction de la dislocation avec les électrons et les phonons. Ces considérations physiques ne seront néanmoins pas développées ici. Il est également important de noter que lorsque le drainage visqueux entre en jeu, la température n'a plus d'influence sur le comportement du matériau.

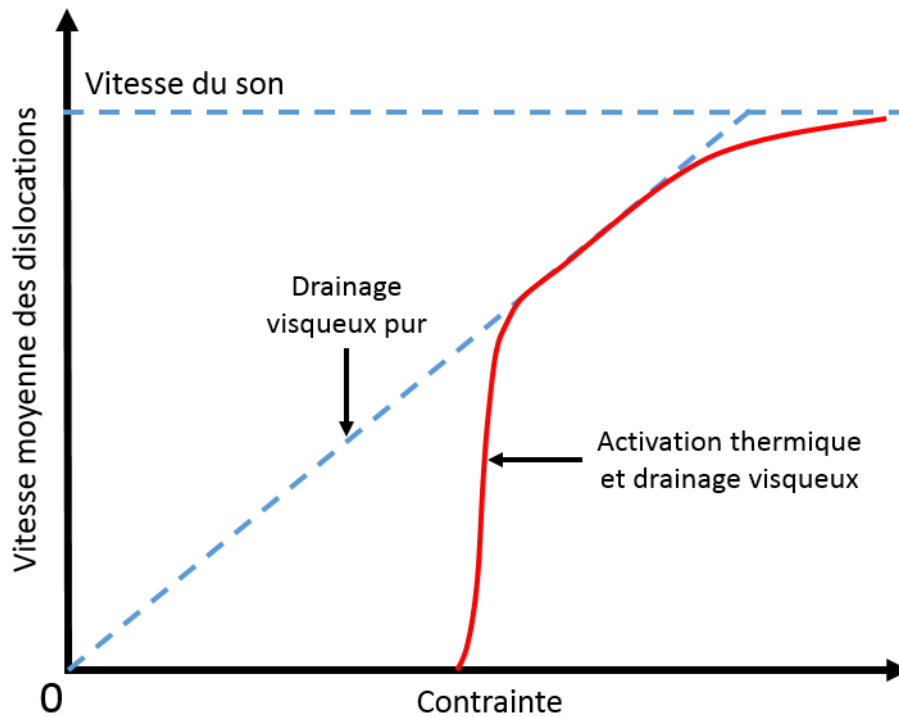


Figure II-3 : Vitesse moyenne des dislocations en fonction de la contrainte [71].

Les différents mécanismes évoqués dans les paragraphes précédents sont résumés sur la Figure II-4, qui représente l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la température, pour plusieurs vitesses de déformation. À une température $T = 0K$, la contrainte d'écoulement est indépendante de la vitesse de déformation (excepté lors du drainage visqueux), et correspond à la somme des contraintes nécessaires (équation II-6) au franchissement des obstacles de courte et de longue portées (correspondant respectivement aux mécanismes thermiquement activés et athermiques). Pour des températures $0 < T < T_c$, la contrainte thermiquement activée τ^* décroît, due à la contribution de l'énergie thermique, jusqu'à ce que cette contribution soit suffisante pour que le franchissement des obstacles de courte portée ne nécessite plus d'énergie mécanique ($\tau^* = 0$). Ainsi, pour une température $T > T_c$, la contrainte d'écoulement est uniquement définie par les mécanismes athermiques et la contrainte correspondante τ_μ [72]. Lorsque la température augmente encore, les mécanismes de diffusion permettent aux atomes de se déplacer dans les lacunes sans apport d'énergie mécanique, diminuant ainsi encore la contrainte d'écoulement. Concernant la vitesse de déformation, celle-ci a pour effet d'augmenter la température T_c à laquelle la contrainte thermiquement activée devient nulle. De plus, au-delà d'une vitesse de déformation $\dot{\epsilon} \sim 10^3 - 10^4 \text{ s}^{-1}$ [39,71,73], le drainage visqueux devient prépondérant, provoquant une forte augmentation de la contrainte et une diminution de la sensibilité à la température.

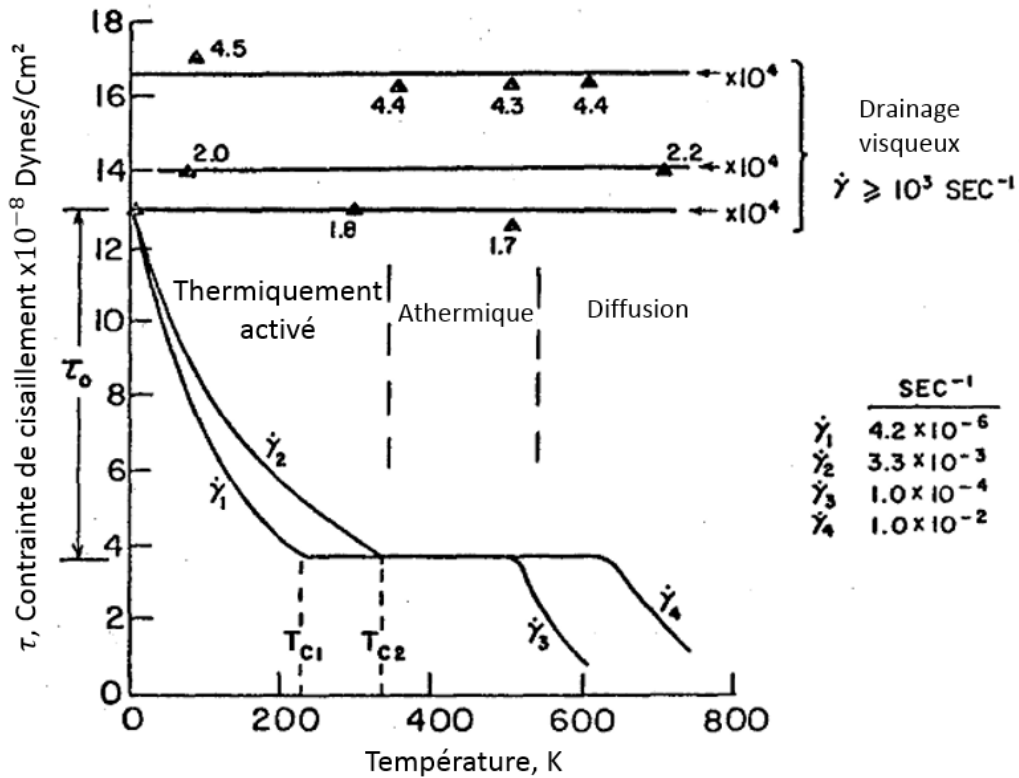


Figure II-4 : Résumé de l'influence de la vitesse de déformation et de la température sur la contrainte d'écoulement [74].

Les relations qui ont été détaillées dans cette partie sont utilisées dans l'élaboration de modèles de comportement semi-physiques. Dans le cas des mécanismes thermiquement activés, le modèle dépend souvent de la relation approximant la valeur de l'énergie libre ΔG .

II.1.2.2. Modèle de Voyiadjis-Abed

Ce modèle, initialement développé par Voyiadjis et Abed, noté VA [75], suppose une contrainte athermique ayant la même forme que le modèle de Ludwik (équation II-18) [60] :

$$\sigma_{ath} = Y_a + B \varepsilon_p^n \quad II-18$$

Où Y_a représente la limite d'élasticité, B le module de plasticité et n le coefficient d'écrouissage. La partie thermiquement activée se base sur l'expression II-19, représentant l'évolution de l'énergie libre d'activation G :

$$\Delta G = G_0 \left(1 - \left(\frac{\sigma_{th}(\dot{\varepsilon}_p, T)}{\tilde{\sigma}} \right)^p \right)^q \quad II-19$$

Où G_0 correspond l'énergie libre à 0 K, $\tilde{\sigma}$ la contrainte seuil à 0 K et p et q sont des constantes liées à la forme de l'obstacle [76]. De plus, la densité de dislocations mobiles ρ_m était supposée constante lors de la description des phénomènes d'activation thermique. En considérant cette densité non constante, la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}_p$ peut être exprimée en fonction de la vitesse moyenne des dislocations v et de l'évolution de la densité de dislocations mobiles, noté ρ_m^i [77]. On obtient alors la relation II-20 :

$$\dot{\varepsilon}_p = Mb\rho_m v + Mbl\dot{\rho}_m \quad II-20$$

Avec M représentant le facteur de Taylor, b le vecteur de Burgers, l la distance moyenne entre deux obstacles. L'évolution de la densité de dislocations ρ_m est approximée par la relation II-21, proposée par Kubin et Estrin [78] :

$$\dot{\rho}_m = \left(\frac{\lambda_1}{b^2} - \lambda_2\rho_m - \frac{\lambda_3\sqrt{\rho_f}}{b} \right) \dot{\varepsilon}_p \quad II-21$$

Avec ρ_f correspondant à la densité de forêts de dislocations et λ_1 , λ_2 et λ_3 sont des coefficients liés respectivement à la multiplication, l'annihilation et l'immobilisation des dislocations mobiles. En combinant les relations II-19 à II-21 avec la relation II-14, l'énergie libre d'activation peut être exprimée par la relation II-22 :

$$\Delta G = \left[\ln \left(\frac{Mb\rho_m v}{Mbl\lambda_2\rho_m + Ml\lambda_3\sqrt{\rho_f} - \frac{Ml\lambda_1}{b} + 1} \right) - \ln \dot{\varepsilon}_p \right] kT \quad II-22$$

Ce qui permet de définir la contrainte thermiquement activée par la relation II-23 :

$$\sigma_{th} = \tilde{\sigma} \left(1 - (\beta_1 T - \beta_2 T \ln \dot{\varepsilon}_p)^{\frac{1}{q}} \right)^{\frac{1}{p}}$$

Avec $\beta_1 = \frac{k}{G_0} \ln \left(\frac{Mb\rho_m v}{Mbl\lambda_2\rho_m + Ml\lambda_3\sqrt{\rho_f} - \frac{Ml\lambda_1}{b} + 1} \right)$ et $\beta_2 = \frac{k}{G_0}$ II-23

La contrainte thermiquement activée σ_{th} est supposé être décroissante, comme indiqué sur la Figure II-4. Cependant, pour une vitesse de déformation donnée, la fonction utilisée dans ce modèle connait un minimum pour une température notée T_{limite} , pouvant être définie par la relation II-24.

$$\left. \frac{\partial \sigma_{th}}{\partial T} \right|_{\dot{\varepsilon}_p, T_{limite}} = 0 \quad T_{limite} = \frac{1}{\beta_1 - \beta_2 \ln \dot{\varepsilon}_p} \quad II-24$$

Il est intéressant de noter que cette température est dépendante de la vitesse de déformation. En effet, lorsque cette dernière augmente, T_{limite} augmente également, ce qui correspond au comportement représenté sur la Figure II-4. La contrainte thermiquement activé est ainsi définie par la relation II-25.

$$\sigma_{th} = \tilde{\sigma} \left(1 - (\beta_1 T - \beta_2 T \ln \dot{\varepsilon}_p)^{\frac{1}{q}} \right)^{\frac{1}{p}} \quad \text{si} \quad T \leq T_{limite}$$

$$\sigma_{th} = 0 \quad \text{si} \quad T > T_{limite} \quad II-25$$

Au final, ce modèle possède 8 paramètres, à savoir $Y_a, B, n, \tilde{\sigma}, \beta_1, \beta_2, p, q$. La méthode d'identification de ce modèle sera détaillée dans la section suivante. Cette loi de comportement suppose un

écrouissage constant et la variation de la contrainte en fonction des conditions de sollicitation est uniquement due à la partie thermiquement activée. Bien que ce comportement soit fréquemment observé sur les matériaux ayant une structure CC [79], il peut être intéressant d'utiliser un modèle permettant un couplage entre l'écrouissage et les conditions de sollicitation.

II.1.2.3. Modèle « Mechanical Threshold Stress »

Le modèle Mechanical Threshold Stress (MTS) a été développé par Follansbee et Kocks [80] afin de modéliser le comportement du cuivre. La contrainte seuil, notée $\tilde{\sigma}$, désigne la contrainte d'écoulement à 0 K. Cette dernière est décomposée en sa partie athermique et sa partie thermiquement activée, comme indiqué dans la relation II-26 :

$$\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_{ath} + \tilde{\sigma}_{th} \quad II-26$$

La partie athermique $\tilde{\sigma}_{ath}$ est considérée comme indépendante de la vitesse de déformation et de la température. Cependant, la partie thermiquement activée σ_{th} varie entre $\tilde{\sigma}_{th}$ et 0. Ainsi, cette partie est composée de $\tilde{\sigma}_{th}$ pondérée par une fonction $s(\dot{\varepsilon}_p, T)$ dont la valeurs est comprise entre 0 et 1. Ainsi, la relation II-27 est obtenue :

$$\sigma(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T) = \tilde{\sigma}_{ath} + \tilde{\sigma}_{th}s(\dot{\varepsilon}_p, T) \quad II-27$$

L'expression de $s(\dot{\varepsilon}_p, T)$ est basée sur la relation II-14 développée précédemment :

$$\dot{\varepsilon}_p = \dot{\varepsilon}_0 \exp \frac{\Delta G}{kT} \quad \text{avec} \quad \dot{\varepsilon}_0 = \frac{\rho_m b v_0 d}{M} \quad II-28$$

L'évolution de l'énergie libre ΔG et de la contrainte thermiquement activée σ_{th} sont liées par la relation phénoménologique II-29 :

$$\Delta G = g_0 \mu b^3 \left[1 - \left(\frac{\sigma_{th}}{\tilde{\sigma}_{th}} \right)^p \right]^q \quad II-29$$

Où p et q sont les constantes liées à la forme de l'obstacle utilisées également dans le modèle de Voyiadjis-Abed. En combinant les relations II-28 et II-29, la fonction $s(\dot{\varepsilon}_p, T)$ peut être déterminée via l'équation II-30. Cette dernière est égale à :

$$s(\dot{\varepsilon}_p, T) = \left[1 - \left(\frac{kT \ln \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_p}}{g_0 \mu b^3} \right)^{\frac{1}{q}} \right]^{\frac{1}{p}} \quad II-30$$

Les valeurs de $\tilde{\sigma}$ et de $\tilde{\sigma}_{ath}$ sont considérées comme constantes pour une microstructure donnée, et peuvent évoluer lors de l'écrouissage du matériau. Cette dernière hypothèse est utilisée afin de définir $\tilde{\sigma}$ et de $\tilde{\sigma}_{ath}$. Dans les travaux de Follansbee et Kocks [80], l'écrouissage θ est défini par la relation II-31 :

$$\theta = \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial \varepsilon} = \theta_0 \left[1 - F \left(\frac{\tilde{\sigma} - \tilde{\sigma}_a}{\tilde{\sigma}_s - \tilde{\sigma}_a} \right) \right] \quad \text{avec} \quad F(x) = \frac{\tanh 2x}{\tanh 2} \quad II-31$$

Où $\tilde{\sigma}_s$ représente la contrainte à laquelle l'écoulement est nul, soit la contrainte apparaissant durant le stage IV. Par ailleurs, sa valeur est dépendante de la température et de la vitesse de déformation, via la relation II-32 :

$$\ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{s0}} = \frac{\mu b^3 A}{kT} \ln \frac{\tilde{\sigma}_s}{\tilde{\sigma}_{s0}} \quad \text{II-32}$$

Où $\dot{\varepsilon}_{s0}$, A et $\tilde{\sigma}_{s0}$ sont des constantes. Ce modèle ne peut ainsi pas être exprimé sous la forme directe d'une relation liant la contrainte d'écoulement σ aux variables ε_p , $\dot{\varepsilon}_p$ et T , ce qui peut poser problème lors de son utilisation dans les codes de calculs par éléments finis.

II.1.2.4. Modèle de Rusinek-Klepaczko

Le modèle de Rusinek-Klepaczko, noté RK [81] permet d'exprimer la contrainte d'écoulement par la relation II-33 :

$$\sigma(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T) = \frac{E(T)}{E_0} [\sigma_\mu(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T) + \sigma^*(\dot{\varepsilon}_p, T)] \quad \text{II-33}$$

Où $E(T)$ correspond à la valeur du module d'Young à la température T et E_0 sa valeur à $T = 0 \text{ K}$. Les deux composantes σ_μ et σ^* (appelées respectivement contrainte interne et contrainte effective) possèdent une sensibilité à la vitesse de déformation et à la température. L'évolution du module d'Young $E(T)$ est donnée par la relation II-34 :

$$\frac{E(T)}{E_0} = 1 - \frac{T}{T_f} \exp\left(\theta_\mu \left(1 - \frac{T_f}{T}\right)\right) \quad \text{avec} \quad \theta_\mu = \frac{T^*}{T_f} \quad \text{II-34}$$

Où T^* est un paramètre matériau appelé la température caractéristique. La contrainte interne σ_μ est exprimée par la relation II-35 :

$$\sigma_\mu(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T) = B(\dot{\varepsilon}_p, T) (\varepsilon_0 + \varepsilon_p)^{n(\dot{\varepsilon}_p, T)} \quad \text{II-35}$$

La forme est ainsi identique au modèle de Voyiadjis-Abed, à l'exception que le module de plasticité B et le coefficient d'érouissage n évoluent en fonction de la vitesse de déformation et de la température. Ces deux termes sont exprimés par les relations II-36 et II-37, respectivement :

$$B(\dot{\varepsilon}_p, T) = B_0 \left[\left(\frac{T}{T_m} \right) \log \frac{\dot{\varepsilon}_{max}}{\dot{\varepsilon}_p} \right]^{-\nu} \quad \text{II-36}$$

$$n(\dot{\varepsilon}_p, T) = n_0 \left[1 - D_2 \left(\frac{T}{T_m} \right) \log \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{min}} \right] \quad \text{II-37}$$

Où B_0 , ν , n_0 et D_2 sont les paramètres du modèle liés à la contrainte interne. $\dot{\varepsilon}_{min}$ et $\dot{\varepsilon}_{max}$ représentent les limites de validité du modèle. Enfin, la contrainte effective σ^* est exprimée par la relation II-38 :

$$\sigma^*(\varepsilon_p, \dot{\varepsilon}_p, T) = \sigma_0^* \left(1 - D_1 \frac{T}{T_f} \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{max}}{\dot{\varepsilon}_p} \right) \right)^{m^*} \quad \text{II-38}$$

Où D_1 , σ_0^* et m^* sont les paramètres du modèle liés à la contrainte effective. L'origine de cette décomposition est basée sur des essais de torsion réalisés par Klepaczo [82], dont les résultats sont visibles sur la Figure II-5.

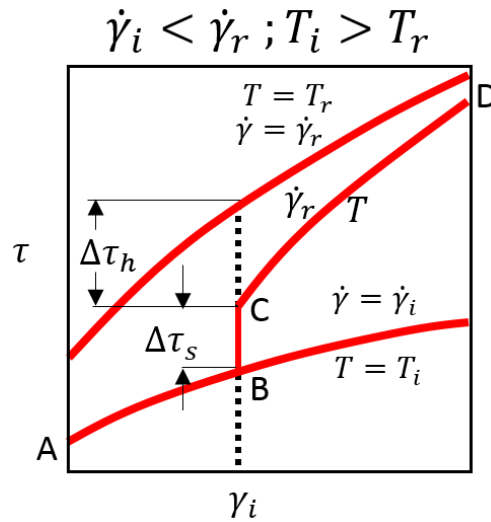


Figure II-5 : Représentation schématique des résultats obtenus par Klepaczo [82].

La Figure II-5 représente trois essais. Deux ont été effectués à des vitesses de déformation constantes ($\dot{\gamma}_i$ et $\dot{\gamma}_r$) et un troisième essai où la vitesse augmente de $\dot{\gamma}_i$ à $\dot{\gamma}_r$ à la déformation γ_i . Lors du changement de vitesse, la contrainte d'écoulement augmente d'une valeur $\Delta\tau_s$. Cependant, la contrainte d'écoulement après le saut de vitesse est plus faible que celle lors de l'essai effectué à une vitesse $\dot{\gamma}_r$. La différence entre ces deux contraintes est notée $\Delta\tau_h$. Ces résultats permettent de mettre en évidence la contribution des parties athermique et thermiquement activée. D'une part, la partie thermiquement activée (représentée sur la Figure II-5 par $\Delta\tau_s$) possède un effet instantané, car l'énergie requise lors du franchissement d'obstacles de courte portée est plus importante lors de l'augmentation de vitesse de déformation. D'autre part, l'écart de contrainte $\Delta\tau_h$ est dû à une évolution différente de la densité de dislocations lors de la déformation. Cet effet est représenté dans le modèle par la dépendance aux conditions de sollicitation du module de plasticité $B(\dot{\epsilon}_p, T)$ et du coefficient d'érouissage $n(\dot{\epsilon}_p, T)$.

Parmi les modèles phénoménologiques, les modèles de Ludwik et de Lindholm ne sont pas thermo-viscoplastiques, et ne peuvent donc pas représenter la sensibilité à la vitesse de déformation et à la température. Le modèle de Johnson-Cook sera préféré à celui de Klopp, Clifton et Shawki, car la popularité de ce modèle [83] fait qu'il est disponible dans de nombreux codes de calcul et donc plus avantageux lors de la modélisation. Parmi les modèles semi-physiques, le chapitre précédent a permis de confirmer la décomposition additive de la contrainte d'écoulement exprimée par la relation II-6. La base de ces modèles est donc appropriée à la modélisation des aciers étudiés. Cependant, la forme du modèle MTS fait que la contrainte d'écoulement ne peut être directement exprimée via une relation mathématique. Ainsi, le modèle de Voyiadjis-Abed lui sera préféré. De plus, la flexibilité offerte par le modèle de Rusinek-Klepaczo rend également ce modèle intéressant.

II.2. Identification des modèles dans le cas du S355NL et de l'acier à blindage

Cette partie décrit la procédure d'identification des paramètres des modèles sélectionnés. Les résultats issus de chaque modèle sont ensuite comparés aux essais expérimentaux, afin d'évaluer l'efficacité des modèles ainsi identifiés. Concernant les essais dynamiques, la vitesse de déformation et la température varient durant l'essai. Dans cette étude, lorsqu'un point de la courbe est considéré, la valeur moyenne de la vitesse de déformation et la valeur initiale de température sont utilisées. Les valeurs instantanées seront utilisées lorsque l'ensemble des points de la courbe est considéré. De plus, les différentes identifications sont effectuées en utilisant la méthode des moindres carrés associée à un algorithme de Levenberg-Marquardt.

II.2.1. Modèle de Johnson-Cook

L'identification du modèle de Johnson-Cook se fait en trois étapes successives. Dans un premier temps, les constantes A , B et n sont identifiées en utilisant une contrainte d'écoulement obtenue dans des conditions de référence (équation II-39) :

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}_{ref}, T_{ref}) = \sigma(\varepsilon, 0.001, 293) = A + B\varepsilon^n \quad II-39$$

La fonction utilisée est adaptée à la représentation du stage III de l'écroutissage, qui représente la majeure partie de l'écroutissage observé sur le S355NL. La comparaison entre le modèle et les courbes expérimentales est représentée sur la Figure II-6. L'identification est effectuée pour une déformation plastique supérieure à 0.05, afin de ne pas tenir compte des phénomènes apparaissant plus tôt. La présence d'atmosphères de Cottrell sur le S355NL rend le modèle peu fidèle pour de faibles déformations. Cette étude ne se concentre pas sur la représentation de ce phénomène, bien qu'il soit possible de le modéliser [84]. Cependant, la description du comportement observé reste fidèle pour une déformation supérieure à 0.1. Cette conclusion s'applique également dans le cas de l'acier à blindage, pour lequel la contrainte est également surestimée à faible déformation. Cependant, cela est dû aux différents stages d'écroutissage, particulièrement visibles sur l'acier à blindage.

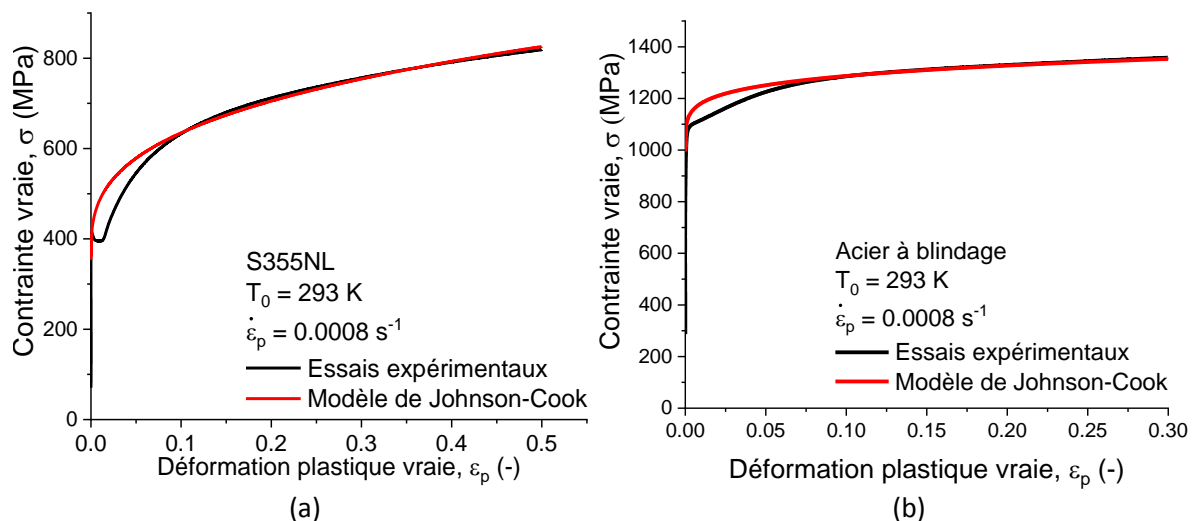


Figure II-6 : Modélisation de l'écroutissage en utilisant le modèle de Johnson-Cook : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Le paramètre C est identifié en considérant la contrainte d'écoulement pour une déformation et une température données. Une comparaison entre les valeurs expérimentales et le modèle est représentée sur la Figure II-7. Le second terme de la loi de Johnson-Cook suppose une sensibilité à la vitesse de

déformation linéaire comme observé (Figure II-7). Cette hypothèse est valide pour une plage limitée (quasi-statique ou dynamique), mais ne correspond pas aux résultats expérimentaux pour toute la plage étudiée. De plus, une mauvaise description de cette sensibilité possède une influence élevée lorsque des instabilités apparaissent [3]. La même procédure est appliquée afin de déterminer le paramètre m , en exploitant des valeurs à différentes températures pour une déformation et une vitesse de déformation fixées. La comparaison entre les valeurs expérimentales et le modèle est représentée sur la Figure II-8.

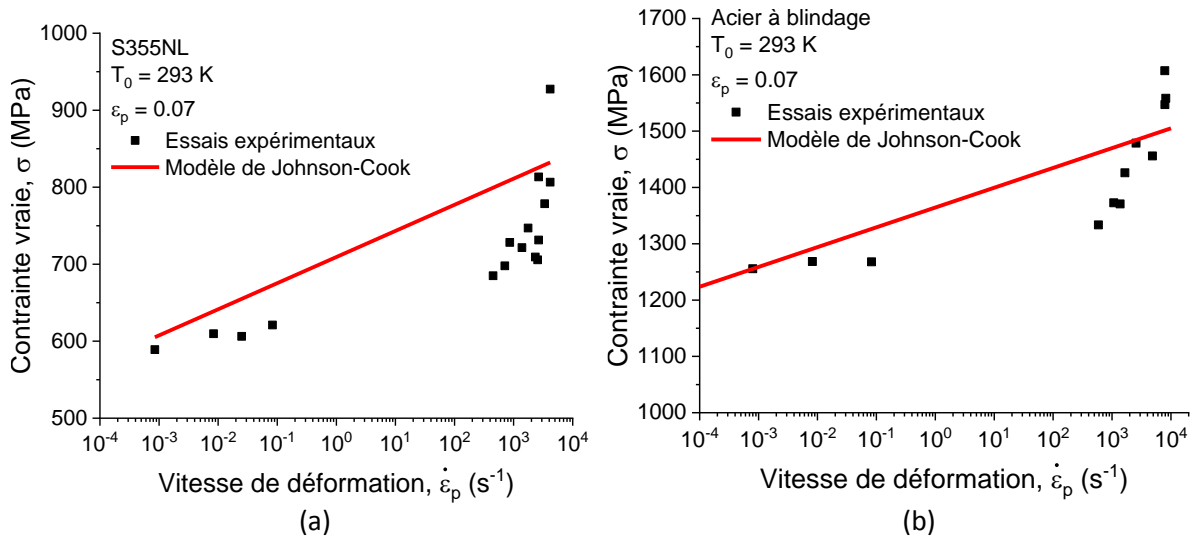


Figure II-7 : Modélisation de la sensibilité à la vitesse de déformation : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

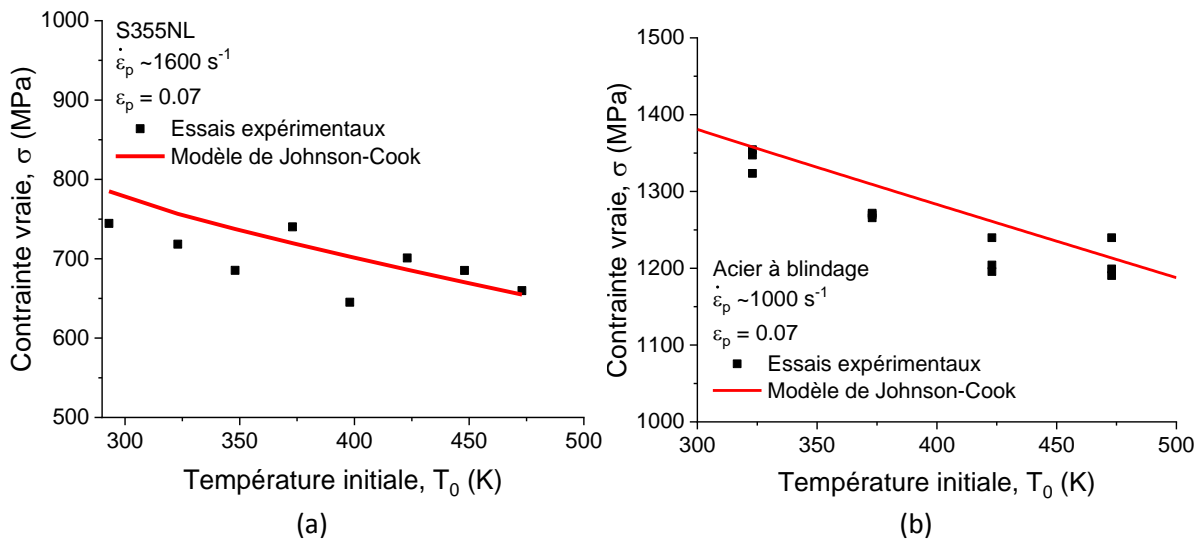


Figure II-8 : Modélisation de la sensibilité à la température : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Les valeurs de l'ensemble des paramètres du modèles de Johnson-Cook ainsi identifiées sont données dans les Tableaux 5 et 6 pour l'acier S355NL et l'acier de blindage respectivement.

A	B	n	C	m	$\dot{\epsilon}_{ref}$	T_{ref}	T_m
(MPa)	(MPa)	(-)	(-)	(-)	(s ⁻¹)	K	K
353.63	590.25	0.322	0.024	0.85	0.0008	293	1785

Tableau 5 : Paramètres du modèle de Johnson-Cook identifiés pour le S355NL.

A	B	n	C	m	$\dot{\epsilon}_{ref}$	T_{ref}	T_m
(MPa)	(MPa)	(-)	(-)	(-)	(s ⁻¹)	K	K
1040.56	412.17	0.245	0.0122	0.98	0.0008	293	1785

Tableau 6 : Paramètres du modèle de Johnson-Cook identifiés pour l'acier à blindage.

Les paramètres de ce modèle sont simples à identifier, mais sa validité est limitée. Les comparaisons entre les valeurs expérimentales et celles obtenues à l'aide du modèle sont illustrées sur la Figure II-9 et la Figure II-10 pour l'acier S355NL et l'acier à blindage respectivement.

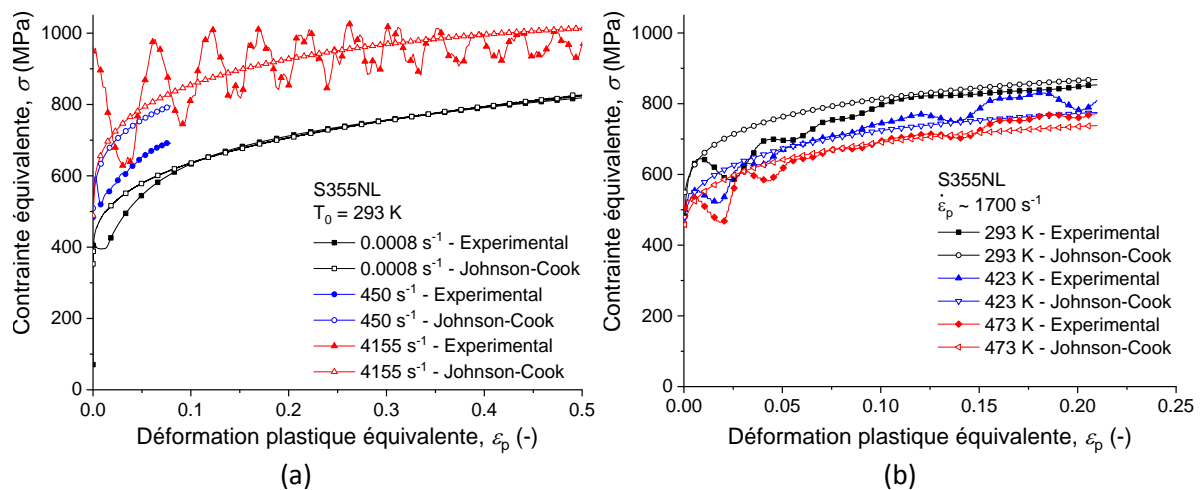


Figure II-9 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Johnson-Cook: (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293$ K, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon} \sim 1700$ s⁻¹.

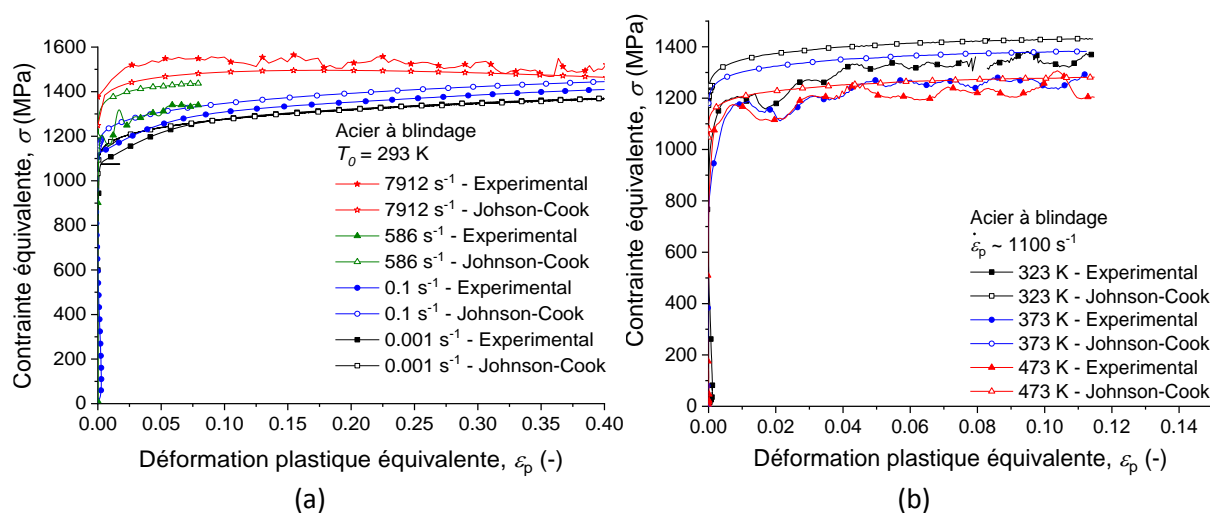


Figure II-10 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Johnson-Cook: (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293$ K, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon} \sim 1100$ s⁻¹.

Les comparaisons entre les courbes expérimentales et le modèle pour différentes vitesses de déformation sont représentées sur les Figures II-9-a et II-10-a. L'écroutissement est bien représenté par le modèle, aussi bien pour les chargements quasi-statiques que dynamiques. Concernant la sensibilité à la vitesse de déformation, en condition dynamique, le modèle surestime largement les plus faibles vitesses de déformation (~ 500 s⁻¹) et sous-estime les plus hautes (dans le cas de l'acier à blindage, Figure II-10-a). Cela est dû à la sensibilité linéaire (par rapport à $\log \dot{\epsilon}$) du modèle qui ne correspond pas aux observations expérimentales pour la gamme étudiée, comme présenté sur la Figure II-7. Les comparaisons entre les courbes expérimentales et le modèle pour différentes températures initiales en conditions dynamiques sont représentées sur les Figures II-9-b et II-10-b. Les sensibilités à la température données par le modèle correspondent aux comportements observés expérimentalement. Cependant, dans le cas de l'acier à blindage, un décalage peut être observé. Cet écart est dû à une expression mathématique inappropriée à la représentation de la sensibilité à la vitesse de déformation des matériaux considérés. De plus, la forme du modèle de Johnson-Cook ne permet pas de représenter le comportement du matériau pour une température inférieure à la température de référence, prise à $T_{ref} = 293$ K dans le cas présent.

Afin de pallier ces problèmes et d'obtenir une meilleure représentation du comportement de ces matériaux au travers d'un modèle plus physique, la loi de comportement de Voyiadjis-Abed a également été étudiée.

II.2.2. Modèle de Voyiadjis-Abed

Les étapes d'identification décrites dans cette section concernent l'acier à blindage. Cependant, la procédure a été appliquée de manière identique dans le cas du S355NL. L'identification des paramètres de ce modèle commence par la même étape que celle du modèle de Johnson-Cook, permettant de déterminer Y_a , B et n (équation II-18). Néanmoins, il est nécessaire que la contrainte thermiquement activée soit négligeable. C'est pourquoi dans le cas de l'acier à blindage, les résultats des essais dynamiques à 473 K ont été retenus. Les valeurs des paramètres p et q sont comprises dans les intervalles $p \in [0; 1]$ et $q \in [1; 2]$. Ces valeurs sont relatives à la forme de l'obstacle et sont ici respectivement égales à 0.5 et 1.5, comme proposé par Kocks [76]. La contrainte $\tilde{\sigma}$, représentant la valeur maximale de la partie thermiquement activée peut être estimée en exprimant le terme $(\sigma - Y_a - B\epsilon_p^n)^p$ en fonction de $T^{1/q}$ pour une vitesse de déformation donnée. Une extrapolation

linéaire est utilisée afin de déterminer la valeur du terme $(\sigma - Y_a - B\varepsilon_p^n)^p$ lorsque $T = 0 K$, alors égale à $\tilde{\sigma}^p$. Cette étape est représentée sur la Figure II-11.

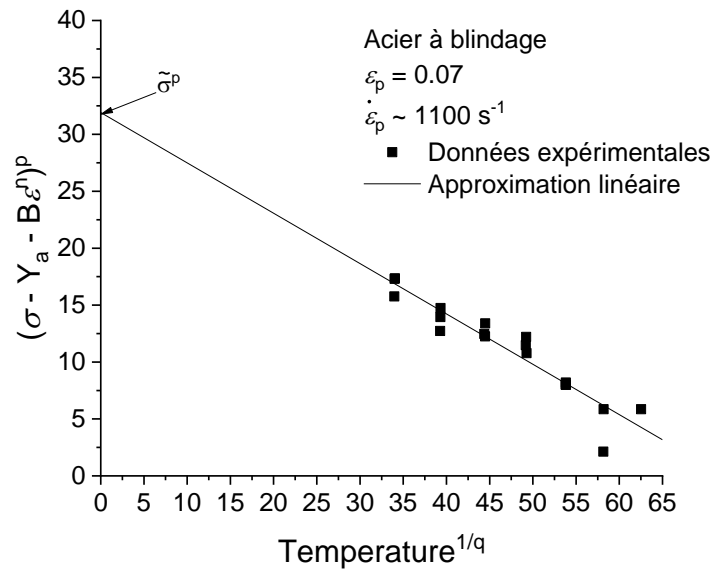


Figure II-11 : Extrapolation linéaire permettant de déterminer $\tilde{\sigma}^p$.

Les derniers paramètres à déterminer sont β_1 et β_2 . Le terme $\left(1 - ((\sigma - Y_a - B\varepsilon_p^n)/\tilde{\sigma})^p\right)^q$ est exprimé en fonction de $\ln \dot{\varepsilon}_p$. Ces points sont reportés sur la Figure II-12-a. L'approche originale utilise une approximation de la forme $\beta_1 T_{room} - \beta_2 T_{room} \ln \dot{\varepsilon}_p$, où T_{room} est égale à 293 K. Cependant, cette forme ne correspond pas au comportement expérimental observé. Une nouvelle approximation est proposée afin d'obtenir une meilleure représentation des points expérimentaux et de modéliser la forte non-linéarité de la contrainte lors des hautes vitesses de sollicitation (équation II-40) :

$$\sigma_{th}(\dot{\varepsilon}_p, T) = \tilde{\sigma} \left(1 - (\beta_1 T - \beta_2 T \dot{\varepsilon}_p)^{\frac{1}{q}} \right)^{\frac{1}{p}} \quad II-40$$

Cette approche est représentée sur la Figure II-12-b. En utilisant cette approximation, la partie thermiquement activée du modèle devient :

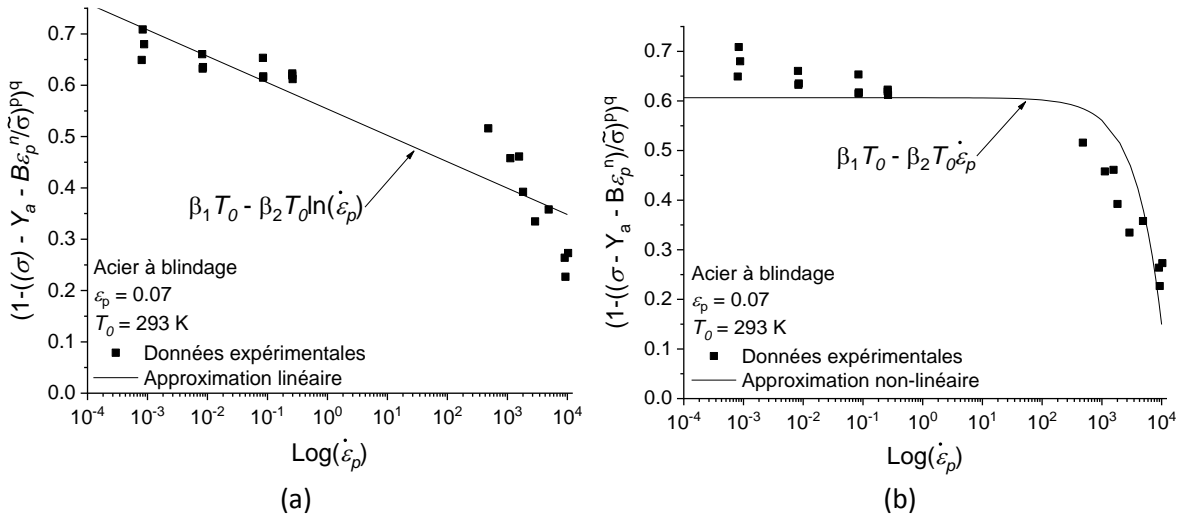


Figure II-12 : Détermination des paramètres β_1 et β_2 (a) approche initiale avec une approximation linéaire $\beta_1 T_{room} - \beta_2 T_{room} \ln \dot{\epsilon}_p$ (b) nouvelle approche améliorant la sensibilité à la vitesse de déformation $\beta_1 T_{room} - \beta_2 T_{room} \dot{\epsilon}_p$.

Bien que la nouvelle formulation proposée permette d'atteindre une meilleure corrélation avec les données expérimentales dans le domaine dynamique, elle dégrade également la représentation du domaine quasi-statique. La solution retenue est de combiner le modèle original avec l'alternative proposée dans ce travail de thèse. Ainsi, la relation décrivant la sensibilité à la vitesse de déformation est composée de deux parties. Cela implique de définir précisément une condition de continuité de la fonction mathématique ainsi établie. Les conditions suivantes doivent alors être respectées :

$$\beta_1^{static} - \beta_2^{static} \ln \dot{\epsilon}_p^{transition} = \beta_1 - \beta_2 \dot{\epsilon}_p^{transition}$$

$$\dot{\epsilon}_p^{transition} = \left. \frac{\beta_2^{statique}}{\beta_2^{dynamique}} \right|_{T_{room}} \approx 403 \text{ s}^{-1} \quad II-41$$

En utilisant la condition ci-dessus, la vitesse de déformation de transition permettant de définir une continuité dans le comportement est déterminée à 403 s^{-1} . En utilisant la même méthode, cette transition est fixée à 414 s^{-1} dans le cas du S355NL, soit des valeurs proches pour chaque acier. Une vitesse de transition de l'ordre de 10^2 s^{-1} est fréquemment observée entre les régimes considérés comme isotherme et adiabatique. Ce changement induit une hausse de la sensibilité à la vitesse de déformation [39,71,85]. La sensibilité à la vitesse de déformation donnée par cette nouvelle approche, composé de deux domaines et nommée mixte dans la suite de cette étude, est représentée sur la Figure II-13.

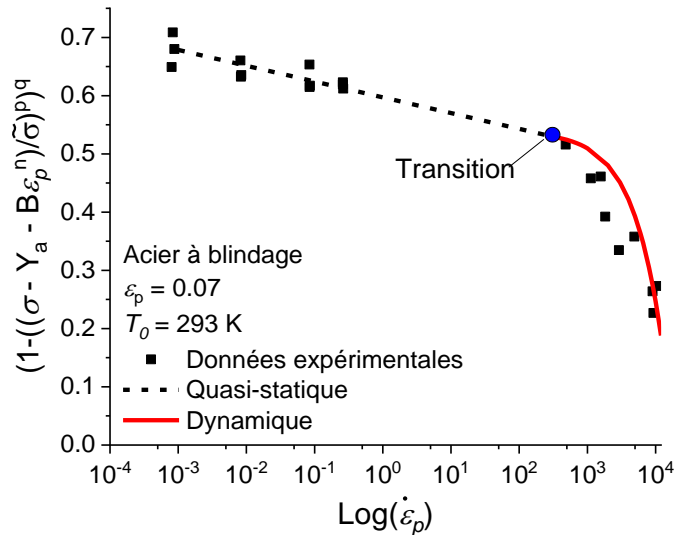


Figure II-13 : Détermination de β_1 et β_2 en utilisant une approche mixte.

La définition de la température T_{limite} est également dépendante de cette transition. La relation II-24 est modifiée en fonction de la vitesse de déformation, ce qui permet d'aboutir à la relation II-43.

$$T_{limite} = \frac{1}{\beta_1 - \beta_2 \ln \dot{\varepsilon}_p} \quad \text{si} \quad \dot{\varepsilon}_p \leq \dot{\varepsilon}_p^{transition} \quad \text{II-42}$$

$$T_{limite} = \frac{1}{\beta_1 - \beta_2 \dot{\varepsilon}_p} \quad \text{si} \quad \dot{\varepsilon}_p > \dot{\varepsilon}_p^{transition}$$

Il est important de noter que cette température augmente de manière plus importante dans les cas où la vitesse de déformation est supérieure à la transition déterminée par la relation II-41. L'évolution de cette température est représentée sur la Figure II-14.

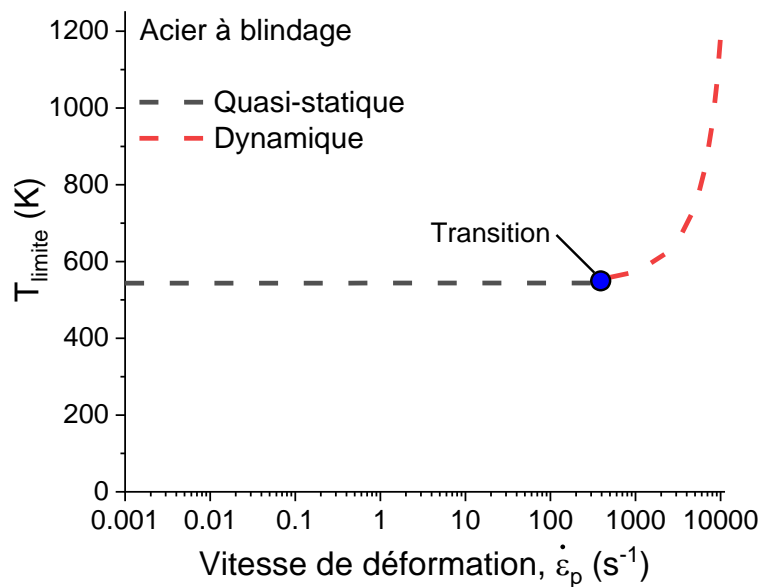


Figure II-14 : Evolution de la température T_{limite} par rapport à la vitesse de déformation, dans le cas de l'acier à blindage.

A l'exception des paramètres β_1 et β_2 , toutes les versions du modèle de Voyiadjis-Abed étudiées dans cette section possèdent les mêmes paramètres, reportés dans les Tableaux 7 et 8 pour le S355NL et l'acier à blindage, respectivement.

Y_a	B	n	$\tilde{\sigma}$	p	q
(MPa)	(MPa)	(-)	(MPa)	(-)	(-)
180	665.97	0.233	775.57	0.5	1.5

Tableau 7 : Paramètres communs aux trois versions du modèle de Voyiadjis-Abed pour le S355NL.

Y_a	B	n	$\tilde{\sigma}$	p	q
(MPa)	(MPa)	(-)	(MPa)	(-)	(-)
700	727.2	0.137	1018.39	0.5	1.5

Tableau 8 : Paramètres communs aux trois versions du modèle de Voyiadjis-Abed pour l'acier à blindage.

Les différentes valeurs obtenues pour β_1 et β_2 sont reportées dans les Tableaux 9 et 10, dans le cas du S355NL et de l'acier à blindage, respectivement.

Approximation utilisée		β_1	β_2
	Linéaire (originale, équation II-23)	1.68×10^{-3}	7.67×10^{-5}
	Non-linéaire (modifié, équation II-40)	1.72×10^{-3}	2.25×10^{-7}
Mixte	Partie linéaire (équation II-23)	1.75×10^{-3}	6.42×10^{-5}
	Partie non-linéaire (équation II-40)	1.43×10^{-3}	1.55×10^{-7}

Tableau 9 : Valeurs des paramètres β_1 et β_2 pour chaque approche pour le S355NL.

Approximation utilisée		β_1	β_2
	Linéaire (originale, équation II-23)	1.89×10^{-3}	7.62×10^{-5}
	Non-linéaire (modifié, équation II-40)	2.07×10^{-3}	1.56×10^{-7}
Mixte	Partie linéaire (équation II-23)	2.04×10^{-3}	4.02×10^{-5}
	Partie non-linéaire (équation II-40)	1.84×10^{-3}	9.97×10^{-8}

Tableau 10 : Valeurs des paramètres β_1 et β_2 pour chaque approche pour l'acier à blindage.

Les comparaisons entre les valeurs expérimentales et la version originale du modèle de Voyiadjis-Abed sont illustrées sur les Figures 15 et 16. Les comparaisons à différentes vitesses de déformation sont illustrées sur les Figures 15-a et 16-a.

A l'instar des résultats obtenus avec le modèle de Johnson-Cook, la sensibilité donnée par le modèle original ne correspond pas aux observations expérimentales. Lors des chargements dynamiques, la contrainte d'écoulement est sous-estimée aux plus faibles vitesses de déformation. Les valeurs relatives aux essais réalisés aux plus hautes vitesses de déformation sont sous-estimées dans le cas du S355NL et surestimées dans celui de l'acier à blindage. Néanmoins, une meilleure adéquation avec le comportement est obtenue par rapport au modèle de Johnson-Cook.

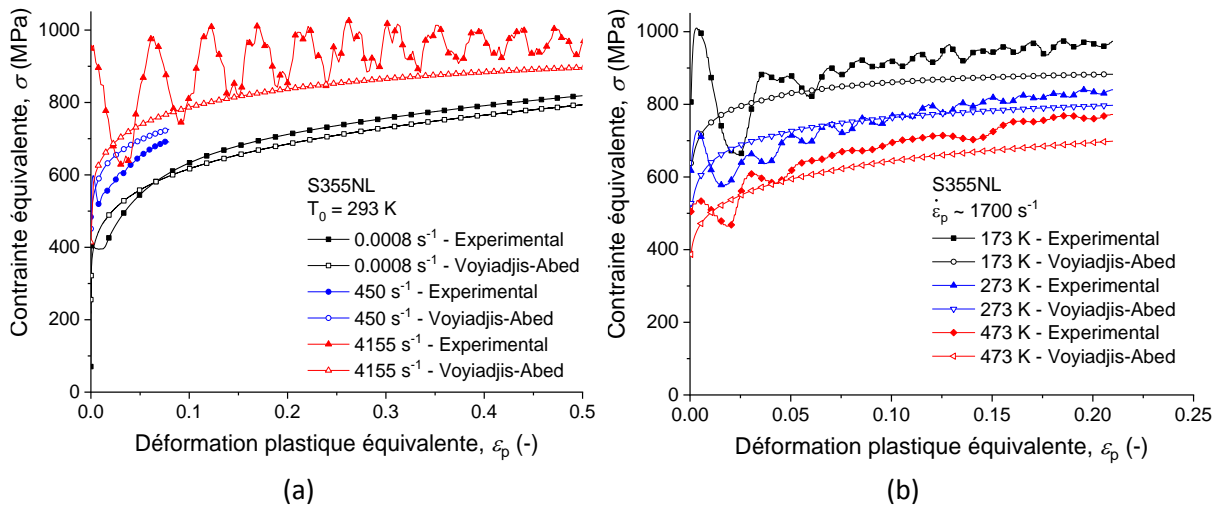


Figure II-15 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293$ K, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}_p \sim 1700$ s⁻¹.

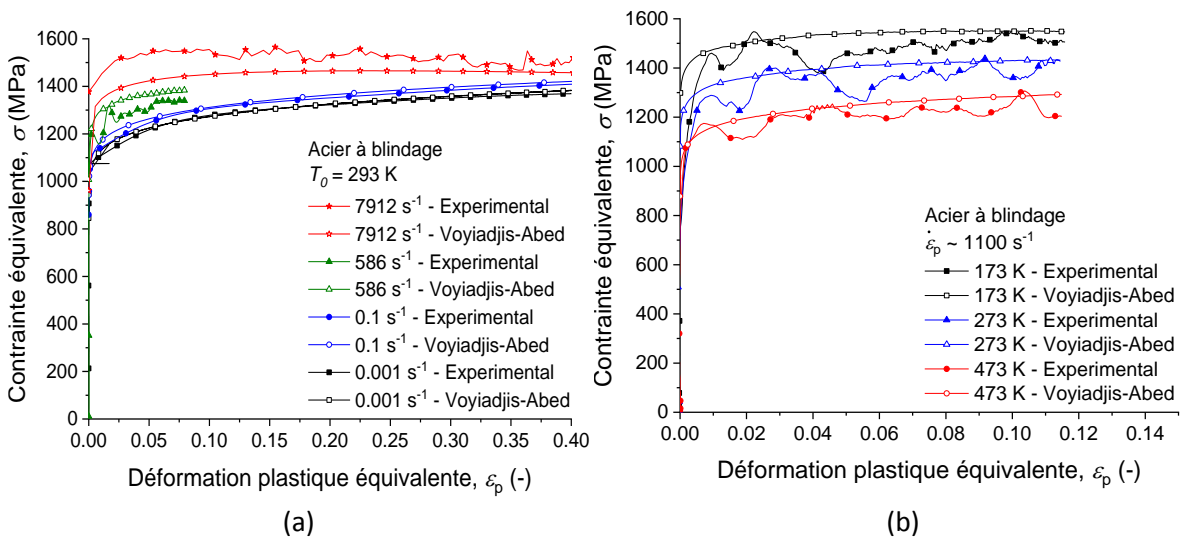


Figure II-16 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293$ K, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}_p \sim 1100$ s⁻¹.

Les comparaisons pour différentes températures initiales en conditions dynamiques sont représentées sur les Figures II-15-b et II-16-b. Les contraintes d'écoulement données par le modèle sont légèrement inférieures dans le cas du S355NL et supérieures dans le cas de l'acier à blindage, aux valeurs mesurées. Cependant, le modèle offre une description globalement satisfaisante du comportement des deux aciers, comparé au modèle de Johnson-Cook. Les Figures II-17 et II-18 représentent les comparaisons entre les résultats expérimentaux et la version modifiée du modèle de Voyiadjis-Abed, reposant sur l'approche non-linéaire. La sensibilité à la vitesse de déformation est mieux décrite, particulièrement dans le cas du S355NL (Figure II-17-a). Toutefois, dans le cas de l'acier à blindage, la contrainte d'écoulement calculée à haute vitesse de déformation (7912 s⁻¹) est nettement trop élevée comme ce qui était attendu au regard des résultats de la Figure II-12-b. Concernant la sensibilité à la température (Figures II-17-b et II-18-b), elle est correctement modéliser dans le cas de l'acier à blindage. Elle est néanmoins globalement sous-estimée dans le cas du S355NL.

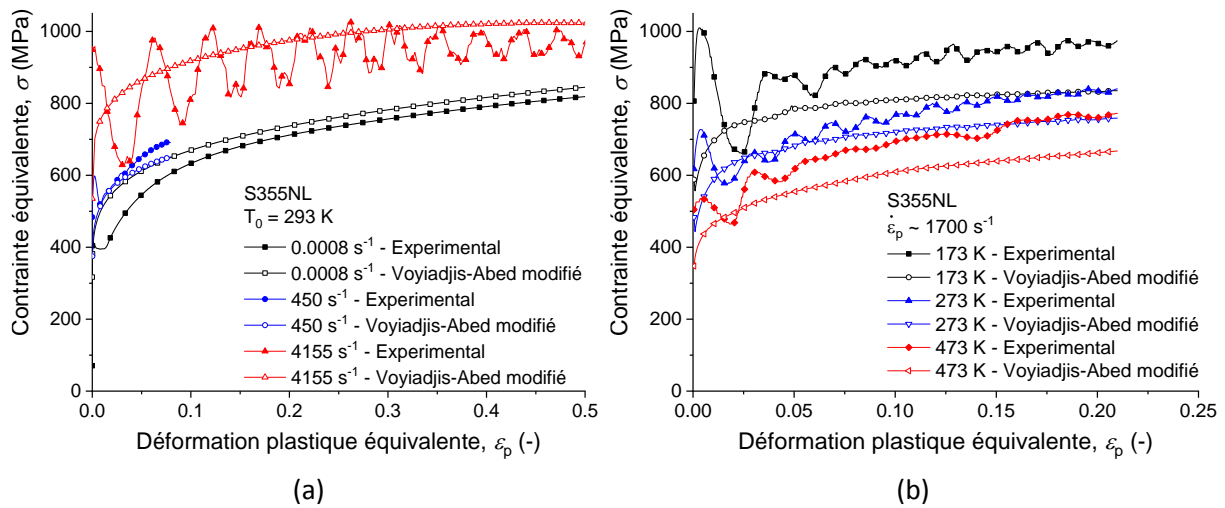


Figure II-17 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed modifié : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293\text{ K}$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}_p \sim 1700\text{ s}^{-1}$.

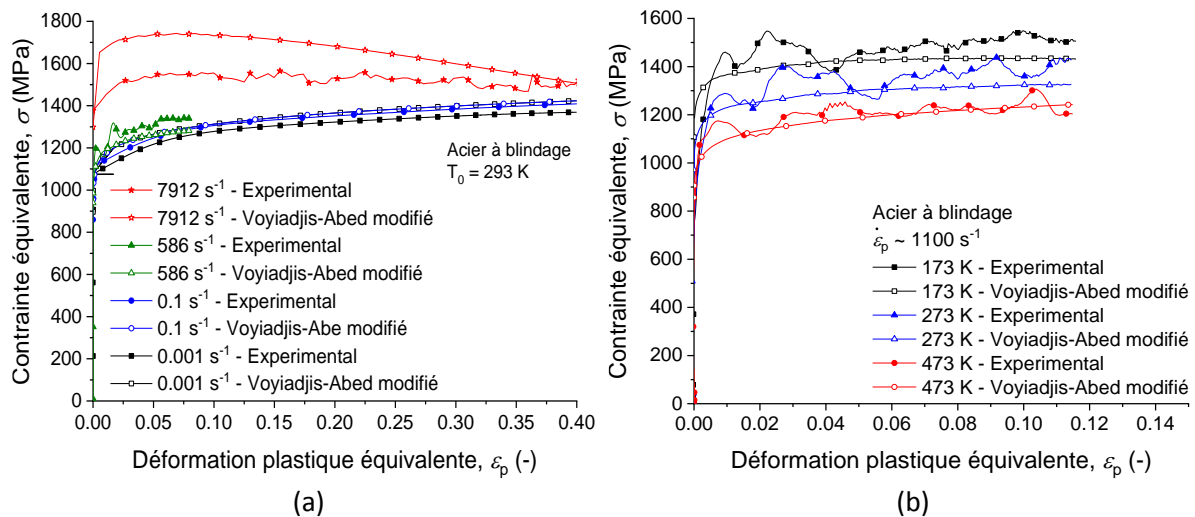


Figure II-18 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed modifié : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293\text{ K}$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}_p \sim 1100\text{ s}^{-1}$.

L'approche non-linéaire représente une sensibilité à la vitesse de déformation quasi-nulle dans le domaine quasi-statique et très importante dans le domaine dynamique. Dans le cas du S355NL, cette approche permet d'obtenir une meilleure représentation de certaines vitesses (450 et 4155 s^{-1}) mais n'est pas adaptée au domaine quasi-statique, pour lequel la contrainte est surestimée. De plus, la sensibilité trop importante pour cet acier fait qu'en conditions dynamiques, certaines gammes de vitesses sont sous-estimées. C'est le cas des essais à $\sim 1700\text{ s}^{-1}$, ce qui explique les écarts observés sur la Figure II-17-b.

Dans le cas de l'acier à blindage, la contrainte d'écoulement à 7912 s^{-1} est largement surestimée (Figure II-18-a). L'approche utilisée n'est pas adaptée à la totalité de la plage de vitesse de déformation étudiée, mais correspond plus particulièrement aux conditions dynamiques. De même, l'approche originale est plus apte à décrire cette sensibilité pour les faibles vitesses de déformation.

L'approche mixte combine le meilleur des deux expressions précédemment étudiées (équations II-23 et II-40) dans leur régime de prédilection. Les comparaisons entre cette dernière approche et les résultats expérimentaux sont représentées sur les Figures II-19 et II-20. Concernant le S355NL, l'approche mixte permet une meilleure représentation de la sensibilité à la vitesse de déformation. La description des essais dynamiques à différentes températures est également meilleure, bien que la contrainte d'écoulement reste légèrement sous-estimée, particulièrement dans le cas ayant pour température initiale $T_0 = 173 K$. Concernant l'acier à blindage, cette approche permet une amélioration de la description de la sensibilité à la vitesse de déformation, bien que celle-ci fournisse un niveau de contrainte légèrement surestimé, sans dégrader la sensibilité à la température obtenue avec les autres approches.

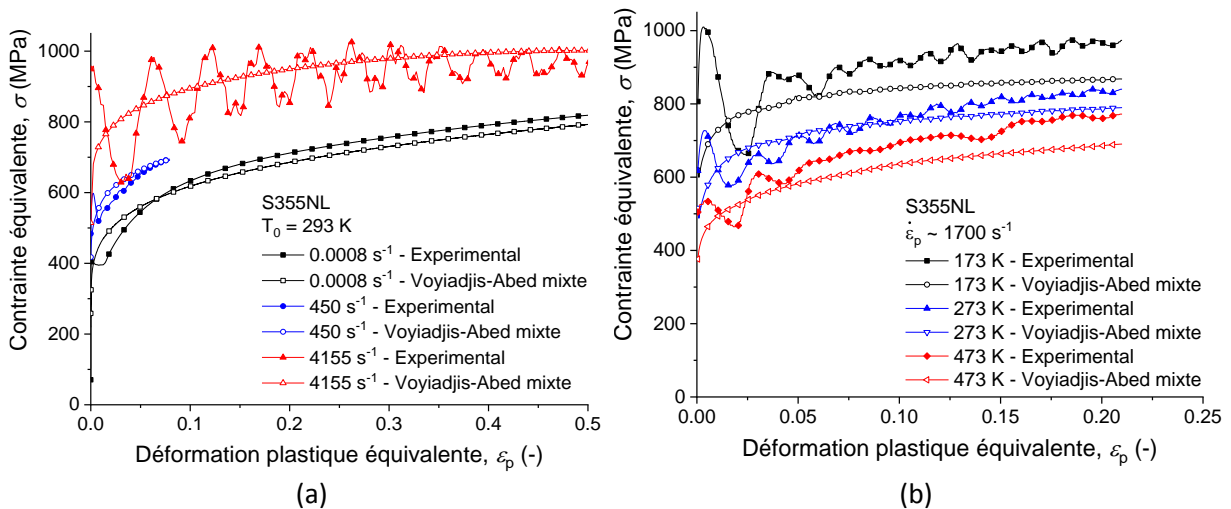


Figure II-19 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voiyadjis-Abed mixte : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}_p \sim 1700 s^{-1}$.

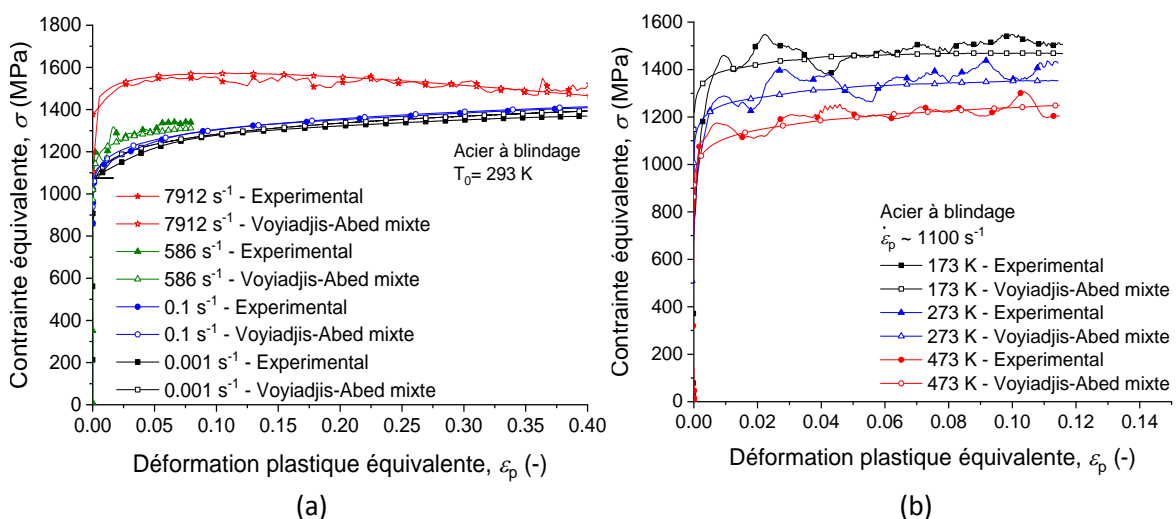


Figure II-20 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voiyadjis-Abed mixte : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}_p \sim 1100 s^{-1}$.

Les deux modèles étudiés jusqu'ici, i.e. Johnson-Cook et Voiyadjis-Abed, font l'hypothèse un écrouissage non dépendant de la vitesse de déformation et de la température. Bien que ce

comportement soit typique des matériaux ayant une structure CC [79], l'ajout de cette sensibilité offre plus de flexibilité lors de la modélisation. De plus, cela permet également une meilleure représentation des instabilités.

II.2.3. Modèle de Rusinek-Klepaczko

La version originale du modèle de Rusinek-Klepaczko (équation II-33) introduit une sensibilité à la température via le rapport entre le module d'Young E à une température donnée et sa valeur à 0 K . Cependant, le module d'Young varie peu dans la plage de température étudiée (entre 173 K et 473 K) et sera donc considéré comme constant. La première étape d'identification consiste à déterminer le paramètre D_1 , de l'équation II-38, en faisant l'hypothèse que la partie effective est nulle dans certaines conditions de référence (ici pour $\dot{\epsilon}_p = 0.0008\text{ s}^{-1}$ et $T_0 = 293\text{ K}$). On obtient alors l'équation II-43 :

$$D_1 = \left[\left(\frac{293}{T_f} \right) \log \frac{\dot{\epsilon}_{max}}{0.001} \right]^{-1} \quad \text{II-43}$$

Cette hypothèse permet également de déterminer une première approximation de $B(\dot{\epsilon}_0, T_0)$ et $n(\dot{\epsilon}_0, T_0)$ pour $\dot{\epsilon}_0 = 0.0008$ et $T_0 = 293\text{ K}$. La partie effective représente un effet instantané alors que la partie interne représente un effet d'histoire sur la déformation. Ainsi, pour une faible déformation, la variation de la contrainte d'écoulement est principalement due à la contrainte effective σ^* , comme indiqué par l'équation II-44 :

$$\sigma^*(\dot{\epsilon}_p, T) = \sigma(0.07, \dot{\epsilon}_p, T) - \sigma(0.07, 0.0008, 293) \quad \text{II-44}$$

Les graphiques correspondants à cette étape d'identification sont illustrés sur la Figure II-21.

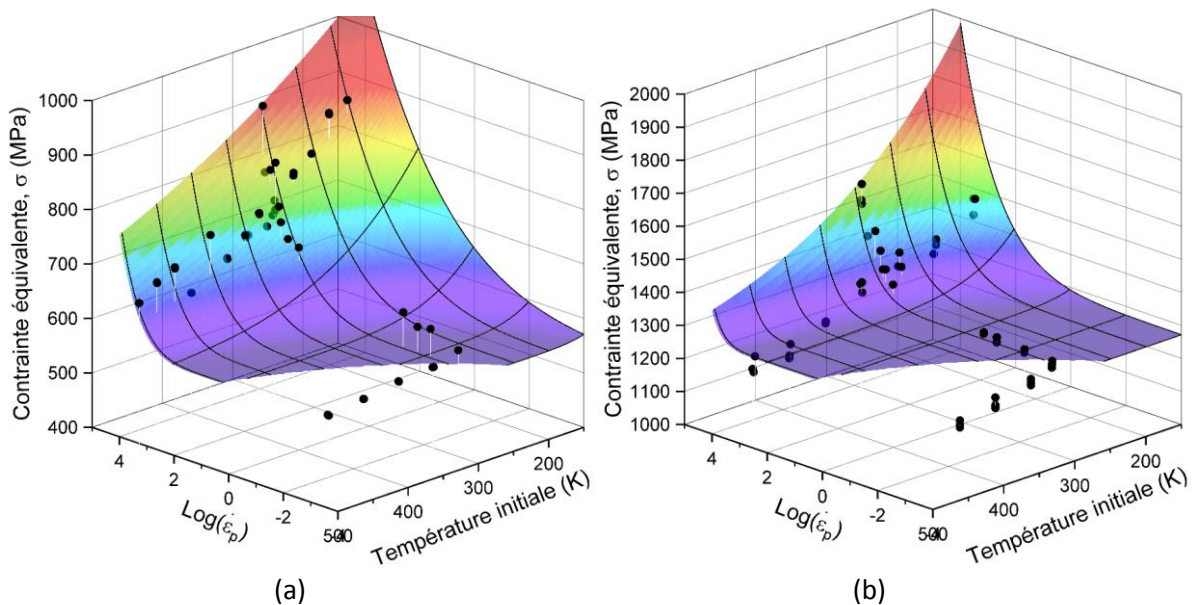


Figure II-21 : Identification des constantes liées à la contrainte effective σ^* : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

A l'aide de l'équation II-38, les valeurs de σ_0^* et m^* sont définies. La dernière étape consiste à trouver un couple de valeurs idéales de $B(\dot{\epsilon}_p, T)$ et $n(\dot{\epsilon}_p, T)$ pour chaque condition, puis d'identifier les paramètres des fonctions de chacune des fonctions, à savoir B_0 et ν pour $B(\dot{\epsilon}_p, T)$ et n_0 et D_2

pour $n(\dot{\epsilon}_p, T)$. Les graphiques correspondants à cette étape pour B_0 et ν sont illustrés sur la Figure II-22.

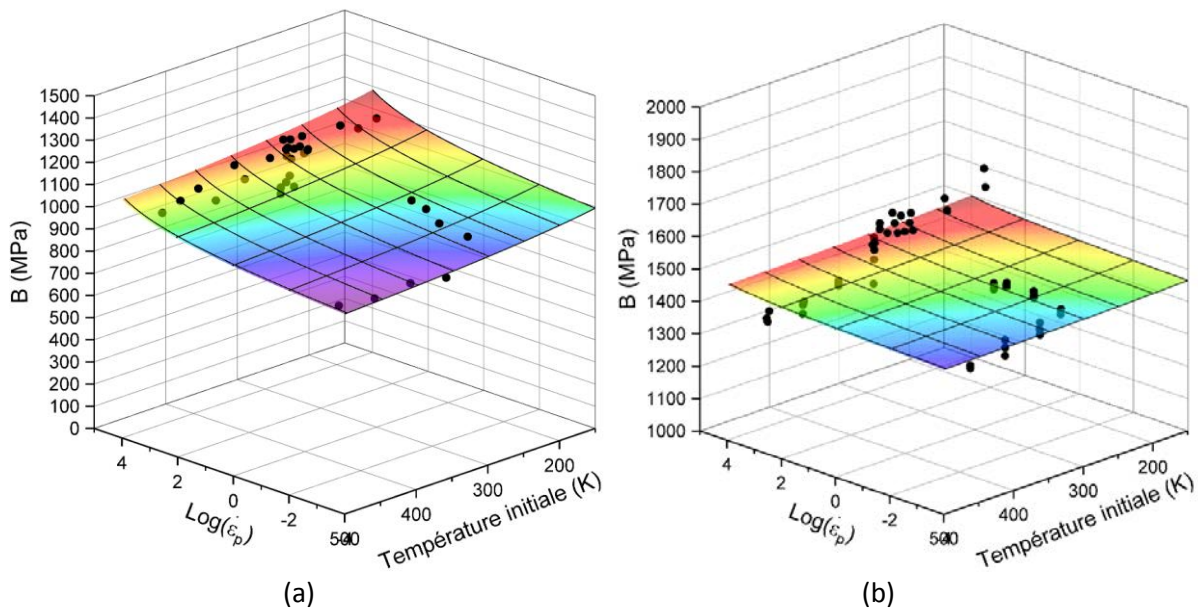


Figure II-22 : Identification des constantes liées au module de plasticité $B(\dot{\epsilon}_p, T)$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

L'ensemble des valeurs ainsi déterminées pour le modèle de Rusinek-Klepaczko pour chacun des aciers sont reportées dans les Tableaux 11 et 12.

D_1 (-)	σ_0^* (MPa)	m^* (-)	B_0 (MPa)	ν (-)	n_0 (-)	D_2 (-)	ϵ_0 (-)	$\dot{\epsilon}_{min}$ (s ⁻¹)	$\dot{\epsilon}_{max}$ (s ⁻¹)	T_m (K)
0.76	636.2	5.14	997.2	0.02	0.207	0.007	0.005	10 ⁻⁵	10 ⁵	1785

Tableau 11 : Paramètres du modèle de Rusinek-Klepaczko pour le S355NL.

D_1 (-)	σ_0^* (MPa)	m^* (-)	B_0 (MPa)	ν (-)	n_0 (-)	D_2 (-)	ϵ_0 (-)	$\dot{\epsilon}_{min}$ (s ⁻¹)	$\dot{\epsilon}_{max}$ (s ⁻¹)	T_m (K)
0.76	1478.7	11.15	1473.2	0.0101	0.056	0	0.005	10 ⁻⁵	10 ⁵	1785

Tableau 12 : Paramètres du modèle de Rusinek-Klepaczko pour l'acier à blindage.

Les comparaisons entre les essais expérimentaux et le modèle sont représentées sur les Figures II-23 et II-24. Concernant le S355NL, les sensibilités à la vitesse de déformation et à la température sont correctement décrites, comme indiqué sur la Figure II-23. A température ambiante, l'écroissage est légèrement surestimé, ce qui est particulièrement visible sur l'essai à 4155 s⁻¹. Il est important de noter qu'à cette vitesse de déformation, l'adoucissement thermique modifie l'évolution de la contrainte d'écoulement au cours de la déformation. Concernant la sensibilité à la température, les valeurs calculées à l'aide du modèle correspondent à celles observées expérimentalement.

Concernant l'acier à blindage, la représentation de la contrainte d'écoulement dans le domaine dynamique est similaire à celle obtenue avec l'approche non-linéaire du modèle de Voyiadjis-Abed, avec une sensibilité plus importante que celle observée expérimentalement. Bien que la sensibilité soit

trop faible dans le domaine quasi-statique, amenant une sous-estimation de la contrainte d'écoulement à 0.1 s^{-1} , ce modèle permet une description fidèle des essais expérimentaux (Figure II-24-a). Concernant les essais effectués à diverses températures, la sensibilité à la température représentée par le modèle de Rusinek-Klepaczko correspond à celle observée expérimentalement (voir Figure II-24-b).

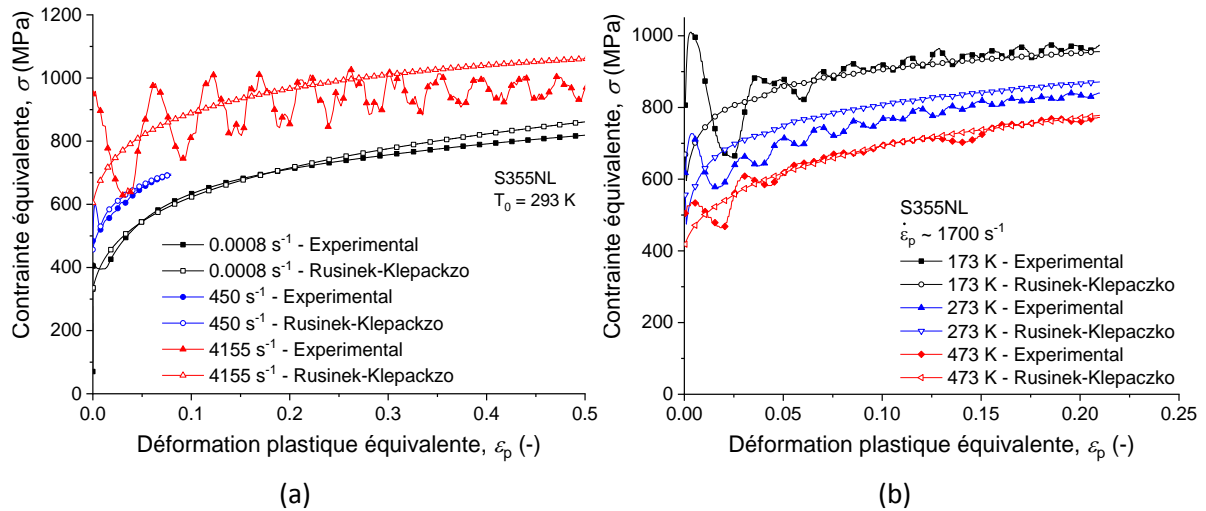


Figure II-23 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 \text{ K}$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}_p \sim 1700 \text{ s}^{-1}$.

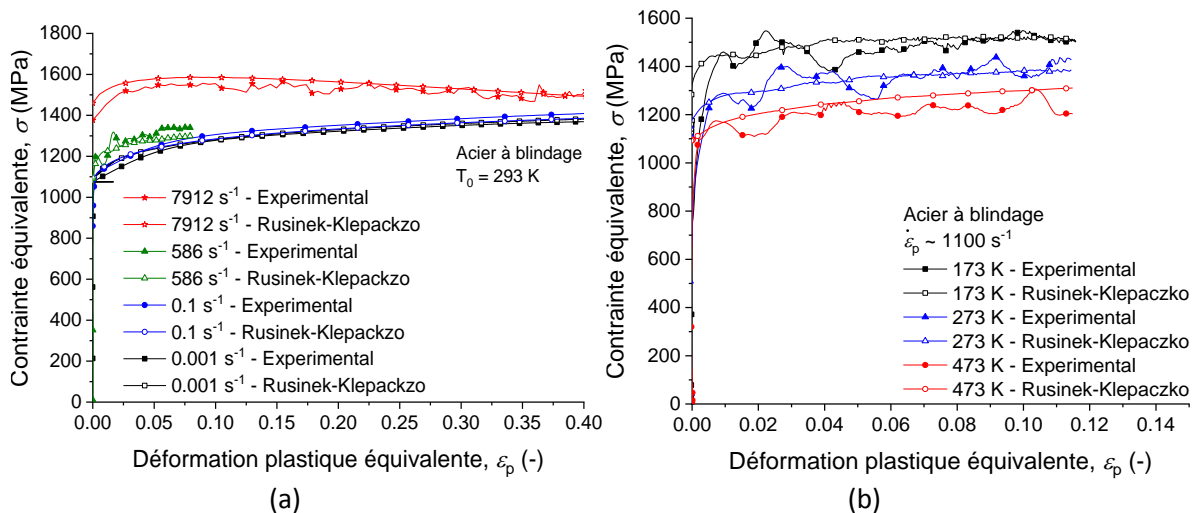


Figure II-24 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 \text{ K}$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}_p \sim 1100 \text{ s}^{-1}$.

La prochaine partie a pour but de comparer les modèles entre eux, afin d'identifier quel modèle est le plus approprié pour modéliser le comportement thermo-mécanique de chaque acier.

II.2.4. Comparaison et limites des différents modèles

Une comparaison de la sensibilité à la vitesse de déformation donnée par les modèles détaillés précédemment est proposée sur la Figure II-25. Les observations effectuées sont similaires pour les deux aciers. En effet, le modèle de Johnson-Cook ainsi que l'approche originale proposée par Voyiadjis-Abed ne permettent pas de représenter la sensibilité à la vitesse de déformation observée

expérimentalement sur les aciers de l'étude. Afin d'avoir une modélisation plus fidèle, le modèle de Rusinek-Klepaczko ainsi que les modifications apportées au modèle de Voyiadjis-Abed (approche non-linéaire et mixte) ont été proposés.

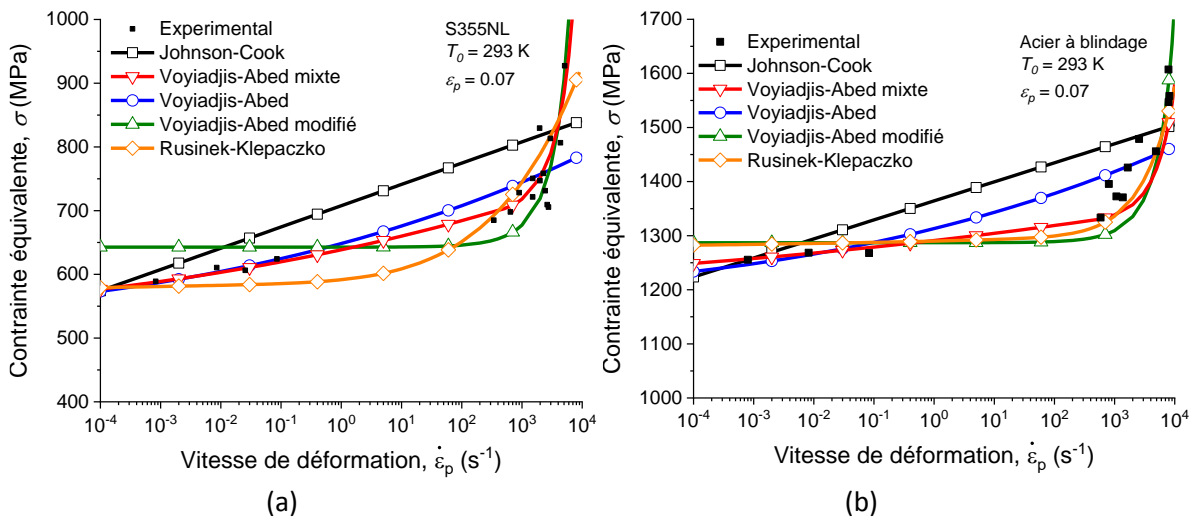


Figure II-25 : Sensibilité à la vitesse de déformation des différents modèles : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

La version modifiée du modèle de Voyiadjis-Abed possède une sensibilité à la vitesse de déformation, pour une déformation $\epsilon_p = 0.07$, trop faible en quasi-statique et trop haute en dynamique. L'expression de la partie thermiquement activée a été choisie afin de représenter la sensibilité importante observée lors des chargements dynamiques. Ceci explique la mauvaise description des cas quasi-statiques. De plus, l'identification des paramètres prend en compte des essais à basses vitesses de déformation et augmente ainsi les imprécisions dans les cas dynamiques. L'approche mixte permet un compromis entre la sensibilité faible et linéaire observée à faibles vitesses de déformation, et la sensibilité non-linéaire et plus importante pour celles plus élevées. Le modèle de Rusinek-Klepaczko offre une meilleure représentation de la contrainte d'écoulement dans les cas dynamiques mais aboutit à une sous-estimation dans les cas quasi-statique. Une comparaison de la sensibilité à la température donnée par les modèles détaillés précédemment est proposée sur la Figure II-26.

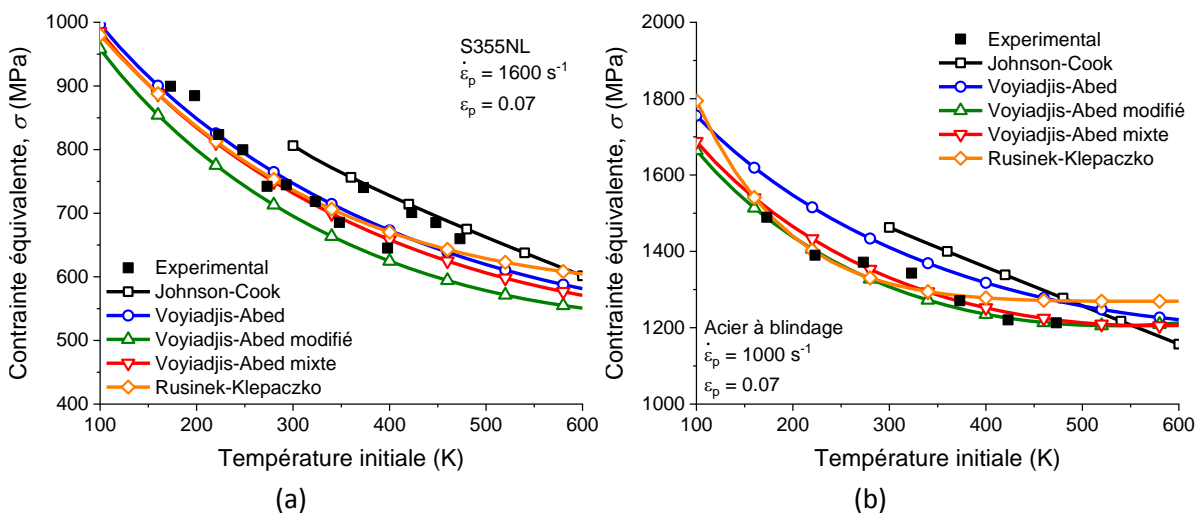


Figure II-26 : Sensibilité à la température des différents modèles : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Dans le cas du S355NL, la sensibilité décrite est similaire pour chacun des modèles semi-physiques et cohérente avec les valeurs expérimentales. Le modèle de Johnson-Cook représente une sensibilité plus linéaire, mais reste approprié à la description de l'acier étudié.

Concernant l'acier à blindage, la version originale du modèle de Voyiadjis-Abed et le modèle de Johnson-Cook présentent une sensibilité plus linéaire que les autres modèles. Cependant, tous les modèles sont en accord avec les observations expérimentales. Il est également intéressant de noter que les contraintes d'écoulement calculées à l'aide des versions modifié et mixte du modèle de Voyiadjis-Abed et du modèle de Rusinek-Klepaczko sont constantes au-delà d'une certaine température. Le décalage observé entre les différents modèles sur la Figure II-26 est essentiellement dû à la sensibilité à la vitesse de déformation des différents modèles.

Afin de comparer l'efficacité des différents modèles présentés, une erreur moyenne est calculée pour chaque modèle dans plusieurs cas, en utilisant la relation II-45 :

$$Erreur(\%) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_{exp}^i - \sigma_{modèle}^i}{\sigma_{exp}^i} \right) * 100 \quad II-45$$

La comparaison des erreurs obtenues à diverses vitesses de déformation à une température $T_0 = 293 K$ est montrée sur les Figures 27-a et 27-b. Pour une vitesse de déformation de $0.0008 s^{-1}$, le modèle de Johnson-Cook est le modèle ayant l'erreur la plus faible. Ceci s'explique par le fait que ces conditions ($0.001 s^{-1}, 293 K$) sont utilisées comme conditions de référence pour l'identification des paramètres A, B et n . Cependant, ce modèle ne peut représenter le comportement de ces deux aciers dans toutes les gammes de vitesses. La même conclusion est applicable à l'approche originale du modèle de Voyiadjis-Abed, bien que les erreurs soient plus faibles. L'approche non linéaire de ce modèle permet une meilleure représentation de ces essais dans le cas du S355NL. Néanmoins, dans le cas de l'acier à blindage, l'erreur est plus élevée qu'avec l'approche originale. Enfin, parmi les modèles étudiés, l'approche mixte du modèle de Voyiadjis-Abed et le modèle de Rusinek-Klepaczko présentent globalement les plus faibles erreurs.

Les erreurs obtenues à diverses températures en conditions dynamiques sont représentées sur les Figures 27-c et 27-d. Concernant le modèle de Johnson-Cook, aucune comparaison ne peut être effectuée pour des températures inférieures à celle utilisée comme référence ($293 K$). Dans le cas du S355NL, les erreurs sont principalement dues à la représentation de la sensibilité à la vitesse de déformation, car la sensibilité à la température est globalement respectée par tous les modèles. Les erreurs relativement faible données par le modèle de Johnson-Cook et de Voyiadjis-Abed sont dues au fait que la vitesse de déformation ($\sim 1700 s^{-1}$) à laquelle ces essais ont été réalisés est favorable à ces modèles (voir Figure II-25-a).

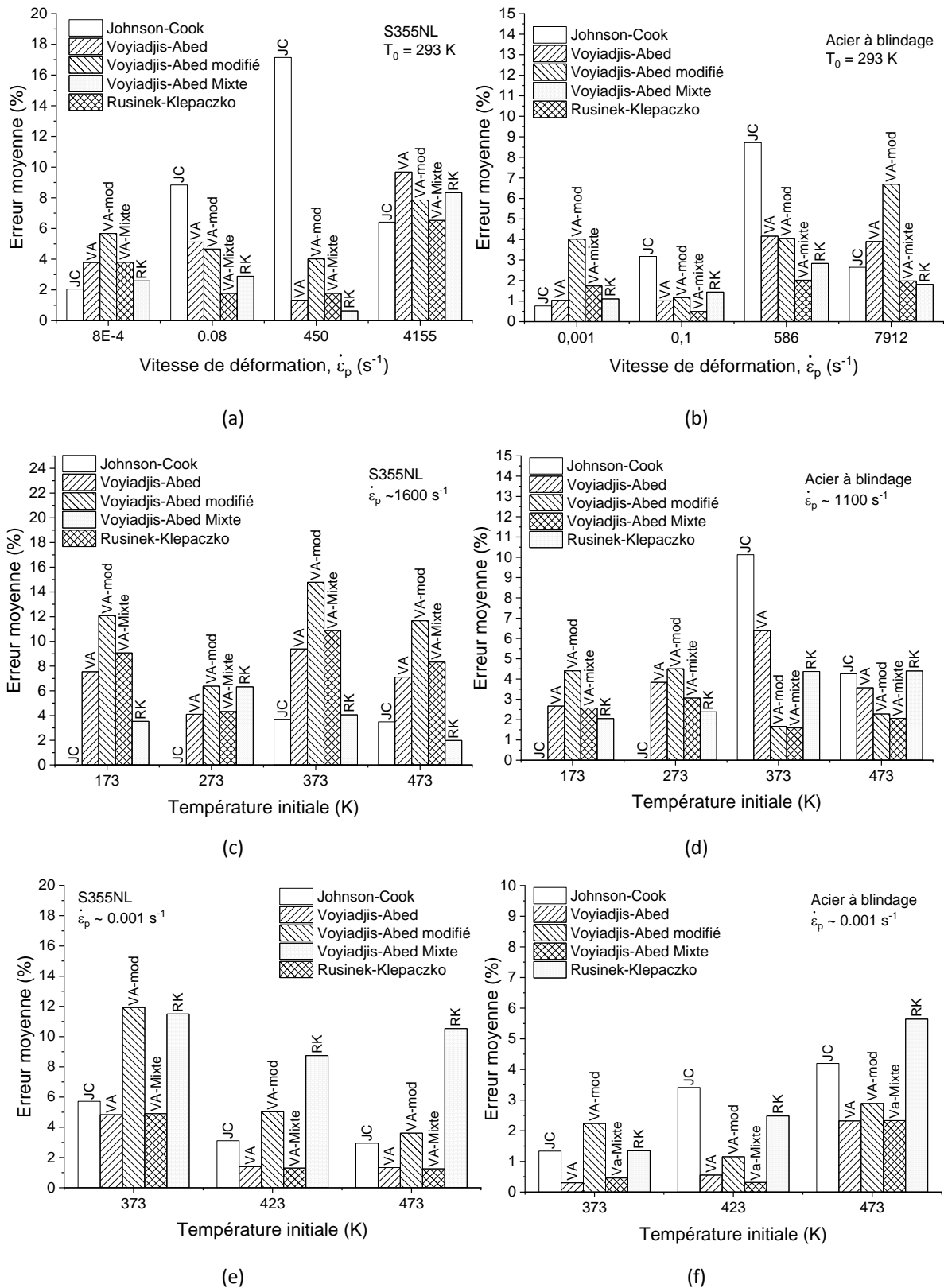


Figure II-27 : Comparaison des erreurs obtenues dans le cas du S355NL (à gauche) et de l'acier à blindage (à droite): (a-b) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293\text{ K}$, (c-d) à différentes températures en conditions dynamiques et (e-f) à différentes températures en conditions quasi-statiques.

Néanmoins, parmi les modèles étudiés, le modèle de Rusinek-Klepaczko est celui offrant la meilleure représentation. Dans le cas de l'acier à blindage, les modèles (à l'exception de celui de Johnson-Cook) permettent une bonne description de la sensibilité à la température dans les cas dynamiques. Enfin, les erreurs obtenues à diverses températures pour $\dot{\epsilon} = 0.0008 \text{ s}^{-1}$ sont données sur les Figures 27-e et 27-f. Comme illustré sur la Figure 24 du premier chapitre, la sensibilité à la température est dépendante de la vitesse de déformation. Le modèle de Johnson-Cook possède une sensibilité à la température indépendante de la vitesse de sollicitation. Ainsi sa sensibilité en quasi-statique sera identique à celle identifiée à l'aide des essais dynamique. L'approche non-linéaire offre également des erreurs élevées, dues à la mauvaise représentation de cette approche dans le domaine quasi-statique. Les meilleurs résultats sont obtenus avec les approches originales et mixtes du modèle de Voyiadjis-Abed.

II.3. Conclusion

Ce chapitre a mis en évidence la décomposition de la contrainte en une partie athermique et une partie thermiquement activée. Ainsi, cette étude s'est focalisée sur les modèles semi-physiques tenant compte de ces considérations. Le premier est le modèle de Voyiadjis-Abed, supposant une partie athermique non dépendante de la vitesse de déformation et de la température, ce qui est en accord avec les observations expérimentales. Le second modèle semi-physique étudié possède un module de plasticité et un coefficient d'écroutissage dépendants des conditions de sollicitation, offrant plus de flexibilité à ce modèle. Enfin, le modèle phénoménologique de Johnson-Cook a également été considéré en raison de sa simplicité et de son implémentation dans les codes de calculs.

Le principal point critique dans la modélisation du comportement mécanique des deux aciers de l'étude a été la représentation de la sensibilité à la vitesse de déformation. L'approche non-linéaire proposée a permis de modéliser une tendance plus proche des observations expérimentales. Néanmoins, cette expression est adaptée au domaine dynamique mais ne convient pas au domaine quasi-statique. Dans la mesure où toutes ces gammes de vitesses de déformation sont couvertes lors d'un impact balistique qui constitue l'application de ces travaux, une nouvelle approche mixte a été proposée. Elle permet d'exploiter les deux approches dans leurs domaines respectifs. Ce modèle est particulièrement adapté à la modélisation de l'acier à blindage, pour lequel la différence de sensibilité entre le domaine quasi-statique et le domaine dynamique est plus prononcée que pour le S355NL. Pour ce dernier, le modèle de Rusinek-Klepaczko offre la meilleure représentation parmi les modèles étudiés. En effet, les erreurs les plus importantes sont calculées lors des cas quasi-statiques à chaud. L'approche mixte offre des résultats similaires sur la modélisation des essais à température ambiante, mais la description des essais dynamiques à diverses températures est moins précise.

Ainsi le modèle de Rusinek-Klepaczko a été choisi pour modéliser le comportement mécanique du S355NL à l'impact. Concernant l'acier à blindage, l'approche mixte du modèle de Voyiadjis-Abed a été retenue. Ce dernier chapitre propose de valider ces modèles au travers d'essais de perforation. Des comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques sont présentées.

Chapitre III

Validation des modèles

III.1.	Essais de perforation et d'impact	79
III.1.1.	Présentation des essais et mesures expérimentales	79
III.1.2.	Résultats des essais réalisés à température ambiante	80
III.1.3.	Résultats des essais d'impact et de perforation à froid	83
III.2.	Modélisation numérique	88
III.2.1.	Modèles numériques utilisés	88
III.2.1.1.	Géométries et conditions aux limites	88
III.2.1.2.	Description des sous-fonctions matériaux	88
III.2.1.3.	Condition de rupture	91
III.2.2.	Influence des choix du modèle numérique.....	92
III.2.2.1.	Influence du modèle de comportement	92
III.2.2.2.	Influence du frottement sur la limite balistique et la vitesse résiduelle	94
III.2.3.	Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux	94
III.2.3.1.	Comparaison des résultats obtenus à $T_0 = 293\text{ K}$	94
III.2.3.2.	Comparaison des résultats obtenus à $T_0 = 100\text{ K}$	97
III.3.	Conclusion	99

Les précédents chapitres ont permis d'une part de caractériser expérimentalement le comportement mécanique des deux aciers étudiés, et d'autre part d'identifier des lois de comportement permettant de représenter l'écoulement thermo-viscoplastique. Dans la mesure où cette étude a pour application l'impact d'une munition de petit calibre sur les deux aciers considérés, des essais d'impact et de perforation ont été choisis pour valider les modèles. Cependant, il est à noter que les vitesses utilisées sont plus basses que celles mises en jeu lors d'un impact balistique afin que ces essais soit réalisable en laboratoire. De plus, un projectile de laboratoire est mis en œuvre afin d'obtenir des conditions expérimentales maîtrisées et répétables. Les résultats expérimentaux relatifs aux structures 3D seront ensuite comparés à des simulations numériques reproduisant ces essais. Afin d'effectuer ces simulations numériques, le code de calcul Abaqus® Explicit a été utilisé. Il est à noter que les lois de comportement semi-physiques identifiées dans le chapitre précédent ne sont pas disponibles dans Abaqus®. Il est donc nécessaire de recourir au développement de sous-fonctions appelés VUMAT « Vectorized User-defined Material model » pour intégrer ce nouveau modèle de comportement. Dans un premier temps, les essais expérimentaux ainsi que les résultats associés seront présentés. Ces essais ont été réalisés à la fois à température ambiante et pour une température initiale $T_0 = 100 K$. Le modèle numérique utilisé sera décrit dans une seconde partie. Il permettra de comparer les données numériques, notamment les vitesses résiduelle et balistique limite, à celles obtenues expérimentalement.

III.1. Essais de perforation et d'impact

III.1.1. Présentation des essais et mesures expérimentales

La Figure III-1 représente une photo du banc utilisé lors des essais d'impact et de perforation. Ce dernier est composé d'un lanceur à air comprimé, du support d'échantillon ainsi que d'un tunnel permettant de récupérer le projectile et les fragments.

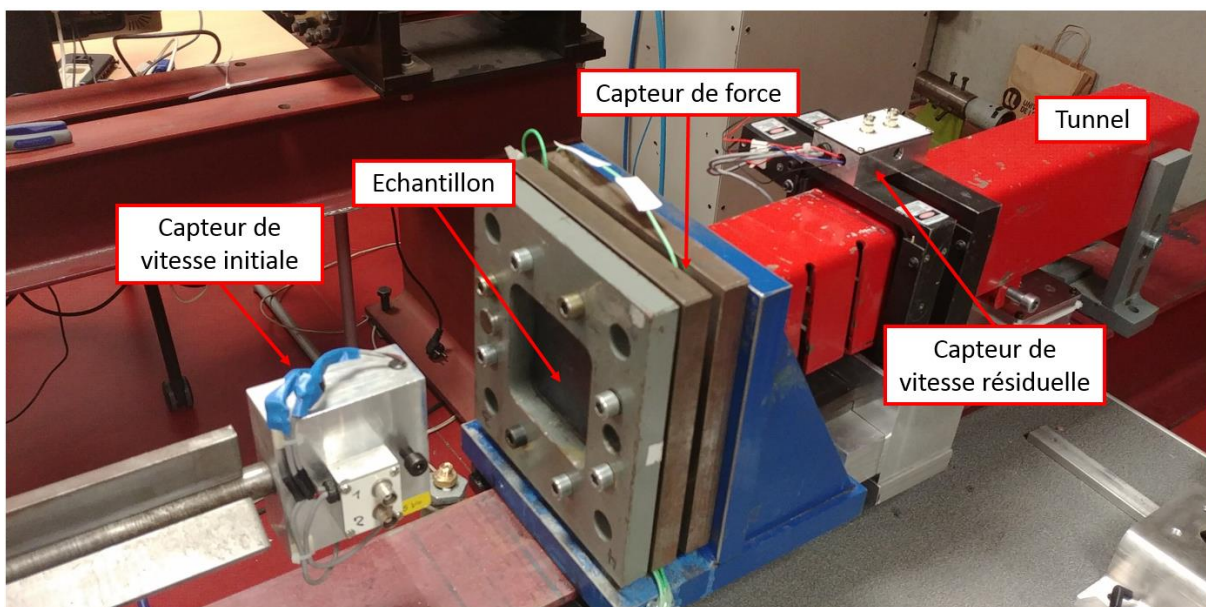


Figure III-1 : Banc d'essai utilisé lors des essais d'impact.

Les cibles sont composées de plaques carrés de dimensions $130 \times 130 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur 2 mm . Ces plaques sont maintenues par deux cadres en acier, ayant une ouverture carré de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Ce

support est également instrumenté car il intègre quatre capteurs piézoélectriques, permettant d'obtenir l'évolution de la force au cours du temps ainsi que la force maximale exercée sur l'échantillon durant l'essai. Les capteurs de vitesses sont composés de barrières optiques utilisant un faisceau laser. Dans le cas du capteur de vitesse résiduelle, les lasers sont réfléchis par des miroirs afin de couvrir toute la section du tunnel situé en face arrière de la plaque. Ceci permet de garantir la possibilité de mesurer la vitesse résiduelle même si le projectile est dévié de sa trajectoire après perforation. Néanmoins, cela ne donne aucune indication sur sa trajectoire elle-même. De plus, si un fragment de taille assez importante est éjecté, celui-ci peut être confondu avec le projectile sur les signaux. Le projectile est réalisé en acier et sa géométrie est représentée sur la Figure III-2.

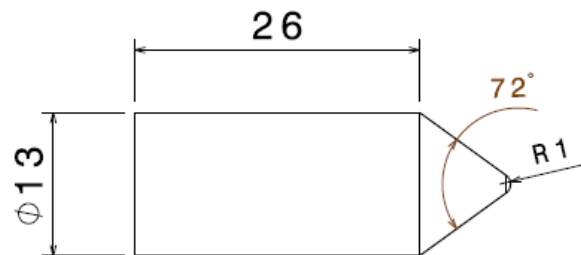


Figure III-2 : Projectile utilisé lors des essais de perforation.

L'installation mise en œuvre lors de ces essais permet de mesurer la vitesse du projectile avant l'impact (vitesse initiale, notée V_0) et, s'il y a perforation, la vitesse résiduelle, notée V_r . Un des résultats fondamentaux de ces essais est la détermination de la vitesse balistique limite, notée V_B . Cette limite correspond à la vitesse d'impact, pour une configuration donnée, à partir de laquelle la vitesse résiduelle est non nulle. Il s'agit donc de la transition entre les vitesses d'impact pour lesquelles il y a ou non perforation. De plus, cette vitesse permet de déterminer l'énergie minimale nécessaire à la rupture.

III.1.2. Résultats des essais réalisés à température ambiante

Les premiers essais ont été réalisés avec une température initiale $T_0 = 293\text{ K}$. Les résultats associés sont illustrés sur la Figure III-3. La vitesse balistique limite V_B est définie comme étant la vitesse à partir de laquelle le projectile perce totalement la cible. Dans le cas du S355NL et pour l'épaisseur considérée, elle est comprise entre 138 et 142 m.s^{-1} . Il est à noter que la vitesse résiduelle correspondant à l'essai où $V_0 = 142\text{ m.s}^{-1}$, aucune mesure de vitesse résiduelle n'a été obtenue, bien que le projectile ait perforé la cible. De ce fait, la vitesse balistique limite du S355NL est inférieure à celle obtenue avec l'acier de blindage, qui est comprise entre 145 et 156 m.s^{-1} .

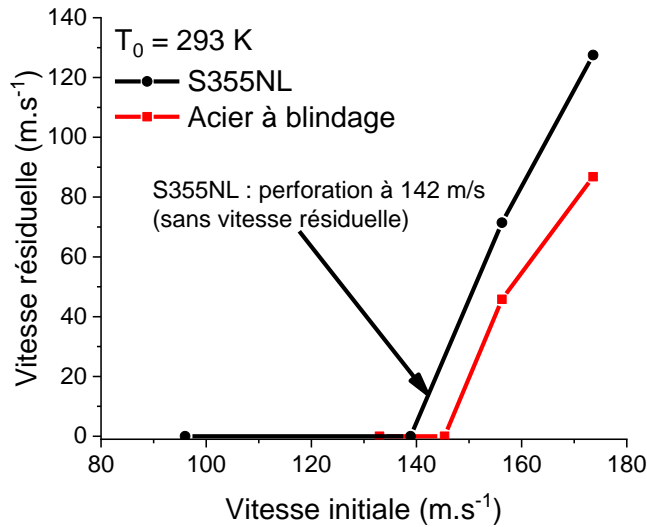


Figure III-3 : Résultats des essais de perforation réalisés à une température $T_0 = 293 K$.

De plus, l'évolution de la vitesse résiduelle est plus importante dans le cas du S355NL que pour l'acier à blindage, bien que d'autres points seraient nécessaires pour confirmer cette tendance. La vitesse du projectile avant et après impact permet également d'estimer l'énergie associée à la déformation de la cible et, dans les cas où il y a eu perforation, provoquer sa rupture. Cette énergie peut être estimée via la relation III-1 :

$$\Delta E = \frac{1}{2} m_p (V_0^2 - V_r^2) \quad \text{III-1}$$

L'évolution de la variation d'énergie cinétique du projectile en fonction de la vitesse initiale V_0 est représentée sur la Figure III-4. Lorsque le projectile ne perce la cible, la vitesse résiduelle V_r est considérée comme nulle. Dans ce cas, l'énergie cinétique du projectile correspond à l'énergie de déformation absorbée par le projectile et par la cible. Cette énergie correspond aussi bien à la déformation plastique qu'à la déformation élastique. Cette dernière est néanmoins restituée au projectile sous forme d'énergie cinétique. Concernant le S355NL, une décroissance de ΔE est observé pour des vitesses supérieures à la limite balistique, passant de $289 J$ pour une vitesse $V_0 = 156 m.s^{-1}$ à $208 J$ pour une vitesse $V_0 = 173.6 m.s^{-1}$. Cela indique une sensibilité à la vitesse de déformation de l'énergie nécessaire à la perforation. Dans le cas de l'acier à blindage, cette valeur est quasiment constante et atteint $\Delta E \sim 335 J$, indiquant peu de sensibilité à la vitesse de déformation dans la plage testée.

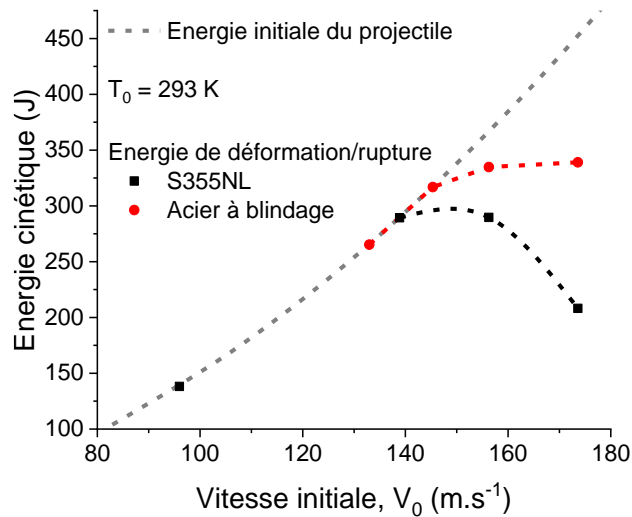


Figure III-4 : Energie cinétique vs. vitesse initiale lors des essais réalisés à $T_0 = 293 K$.

L'évolution de l'effort mesuré au cours des essais est représentée sur la Figure III-5. La durée de chargement diminue lorsque la vitesse initiale augmente dans le cas du S355NL. Cependant, cette durée devient constante lorsque la limite balistique est franchie. Dans le cas de l'acier à blindage, une durée similaire est observée. Une variation d'intensité peut également être observée pour chaque acier. Ceci est confirmé sur la Figure III-6, illustrant les efforts maximaux atteints en fonction de la vitesse initiale V_0 . Pour chacun des aciers, la limite balistique représente un pic de force. Pour des vitesses $V_0 < V_{lb}$, la force augmente avec la vitesse initiale. Une fois cette valeur dépassée, la force diminue lorsque V_0 augmente.

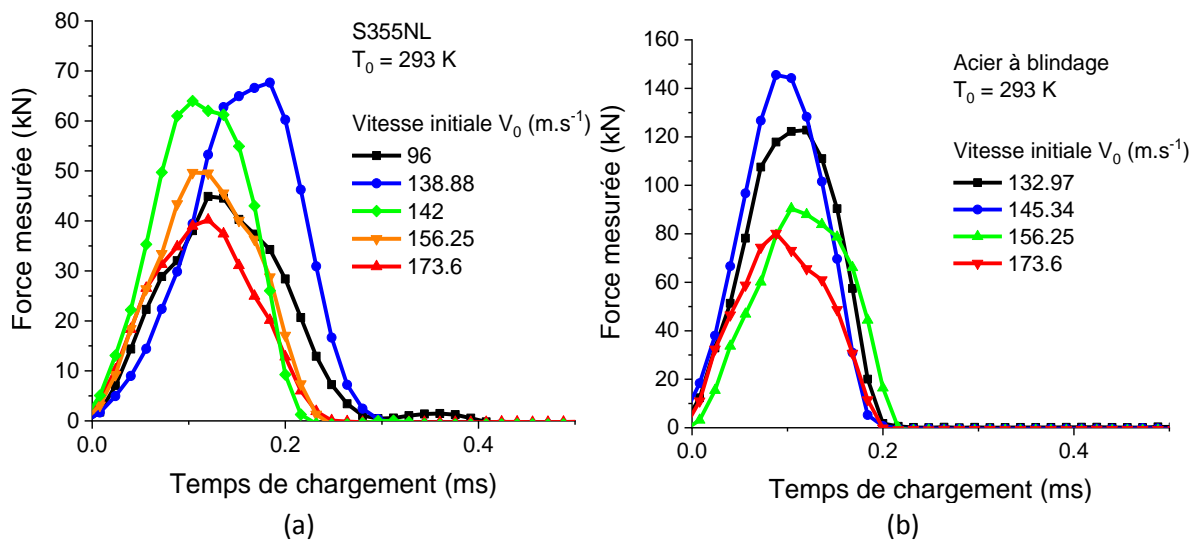


Figure III-5 : Force mesurée vs. Temps lors des essais réalisés à $T_0 = 293 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

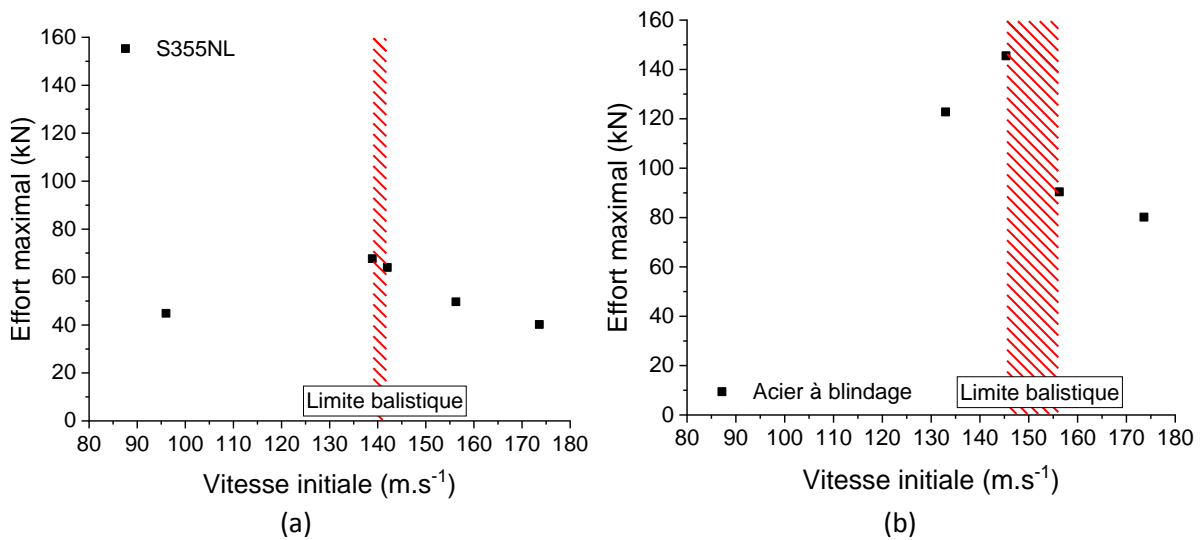


Figure III-6 : Effort maximal vs. Vitesse initiale lors des essais réalisés à $T_0 = 293\text{ K}$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Afin de compléter l'analyse des essais présentés, des observations des cibles post-mortem ont été effectuées (voir Figure III-7). Elles permettent notamment de déterminer le mode de rupture des aciers étudiés.

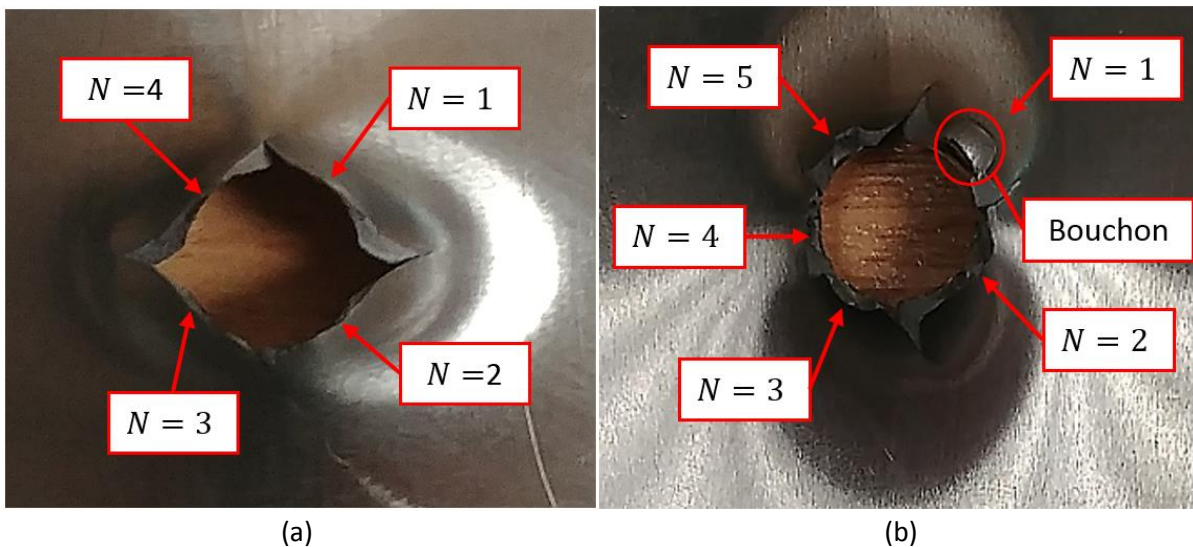


Figure III-7 : Photographies des plaques après impact à 293 K avec $V_0 = 156\text{ m.s}^{-1}$: (a) S355NL et (b) Acier de blindage.

Ces essais révèlent un mode de rupture ductile, avec une formation de pétales pour chacun des aciers. Le nombre de pétale N s'élevé à 4 dans le cas du S355NL et à 5 pour l'acier à blindage, indépendamment de V_0 . De plus, un bouchon est formé dans le cas de l'acier à blindage, visible sur la Figure III-7-b car toujours solidaire de la cible. A noter que tous les essais réalisés à température ambiante ont présenté des modes de ruptures similaires.

III.1.3. Résultats des essais d'impact et de perforation à froid

Afin de compléter l'étude réalisée à température ambiante, des essais ont été menés pour une température de 100 K à l'aide du dispositif original représenté sur la Figure III-8. Les échantillons sont refroidis par conduction thermique. En effet, un réservoir en aluminium est maintenu en contact avec l'échantillon puis rempli avec de l'azote liquide. De plus, un trou de passage usiné en son centre permet

au projectile de perforer la plaque malgré la présence du réservoir. Le réservoir et l'échantillon sont maintenu en contact pendant un minimum de 10 min avant l'essai. À noter que, la présence de ce réservoir empêche tout mouvement avant de la plaque et réduit l'effet du retour élastique.

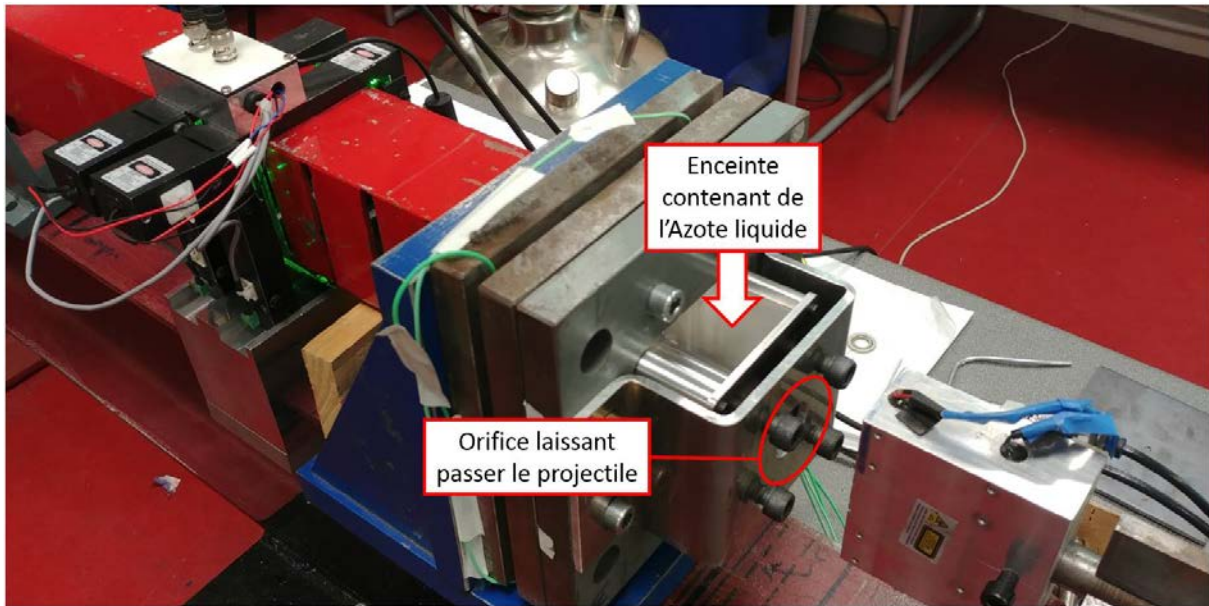


Figure III-8 : Dispositif utilisé pour refroidir les échantillons jusqu'à $T_0 = 100 K$.

Les résultats de ces essais sont représentés sur la Figure III-9. La limite balistique est comprise entre 118 et 127 $m.s^{-1}$ pour le S355NL, et entre 132 et 152 $m.s^{-1}$ pour l'acier à blindage. Cette vitesse est donc plus basse dans le cas du S355NL. Dans le cas de l'acier à blindage, les intervalles dans lesquels les limites balistiques sont comprises se recouvrent, montrant que cette valeur n'a pas ou peu évolué. De plus, l'évolution de la vitesse résiduelle est également modifiée. Dans le cas de l'acier à blindage, cette dernière est plus linéaire que lors des essais réalisés à $T_0 = 293 K$. La différence est plus marquée dans le cas du S355NL, où l'évolution de la vitesse résiduelle est moins importante qu'à température ambiante.

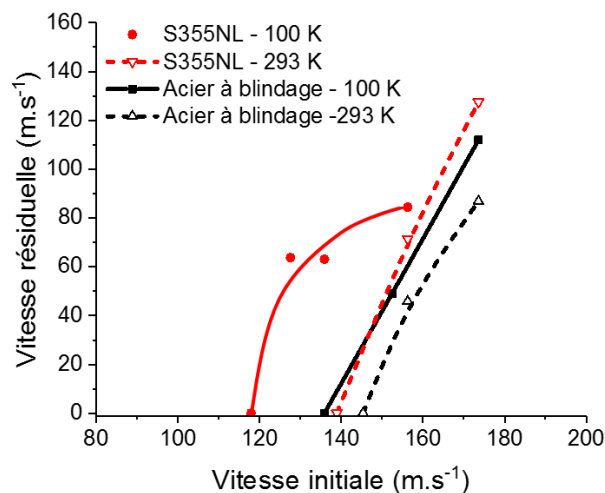


Figure III-9 : Résultats des essais de perforation réalisés à une température $T_0 = 100 K$.

L'évolution de l'énergie de déformation/rupture est représentée sur la Figure III-10. La valeur nécessaire à la perforation est plus faible que celle observée à température ambiante. Elle passe (à

vitesse initiale équivalente) de 289 à 259 J pour le S355NL, et de 335 à 312 J pour l'acier à blindage. De plus, l'évolution de cette énergie diffère également de celle observée pour $T_0 = 293 K$. Dans le cas du S355NL, l'énergie supportée par l'échantillon avant rupture augmente avec la vitesse initiale, contrairement à la baisse observée précédemment. L'acier à blindage voit également la tendance évoluée, passant d'une sensibilité quasi-nulle à une baisse de l'énergie lorsque la vitesse initiale augmente.

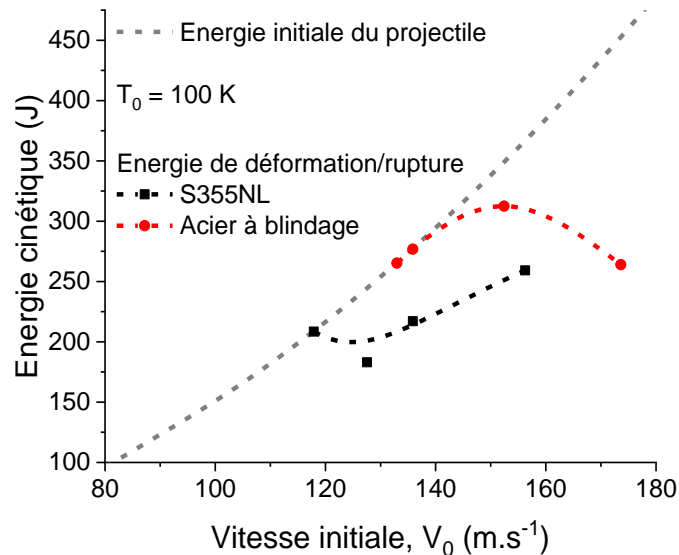


Figure III-10 : Energie cinétique vs. Vitesse initiale lors des essais réalisés à $T_0 = 100 K$.

L'évolution des efforts exercés sur l'échantillon est représentée sur la Figure III-11. Une évolution de la durée de chargement entre les échantillons perforés et non perforés apparaît. En effet, cette durée est plus longue lorsque la vitesse initiale est inférieure à la limite balistique et diminue jusqu'à ce que $V_0 \geq V_B$, à l'instar des efforts observés à température ambiante dans le cas du S355NL. De plus, les amplitudes sont plus faibles que celles observées à $T_0 = 293 K$, ce qui est confirmé par les efforts maximaux représentés sur la Figure III-12.

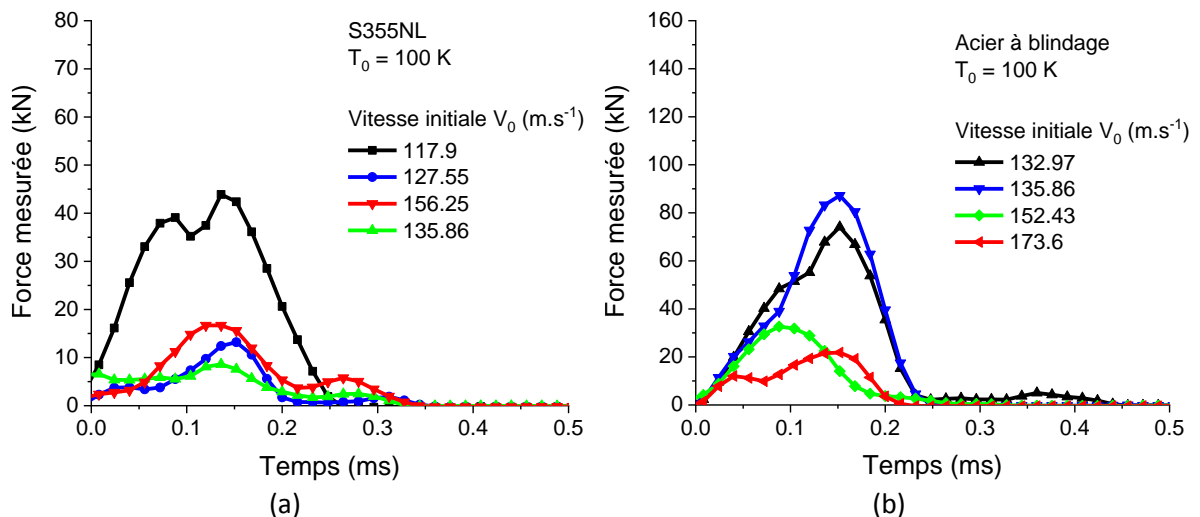


Figure III-11 : Force mesurée vs. Temps lors des essais réalisés à $T_0 = 100 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Dans les deux cas, la force mesurée est plus faible à basse température que lors des essais à température ambiante. Les valeurs obtenues lors de la perforation du S355NL sont sensiblement plus

faibles que celles obtenues à température ambiante ou sous la limite balistique. Concernant l'acier à blindage, l'évolution de la force est similaire à celle observée lors des essais réalisés à $T_0 = 293\text{ K}$, bien que les valeurs absolues soient plus faibles.

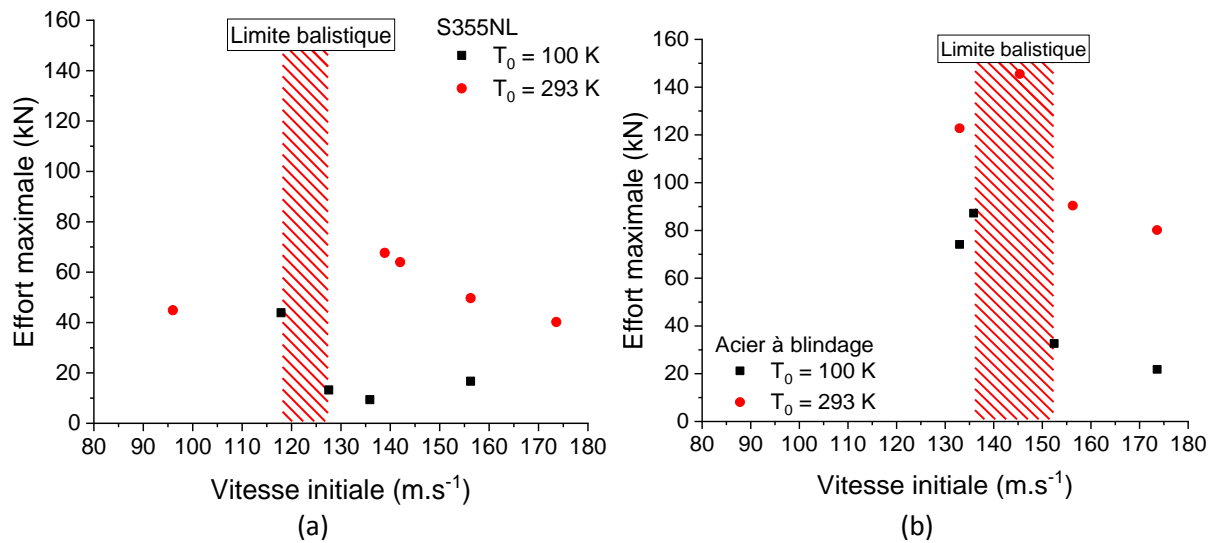


Figure III-12 : Effort maximal vs. Vitesse initiale lors des essais réalisés à $T_0 = 100\text{ K}$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Le mode de rupture est également différent de celui observé à température ambiante, comme le montre les photos des essais réalisés à 135 et 173 $m.s^{-1}$, représentées sur la Figure III-13.

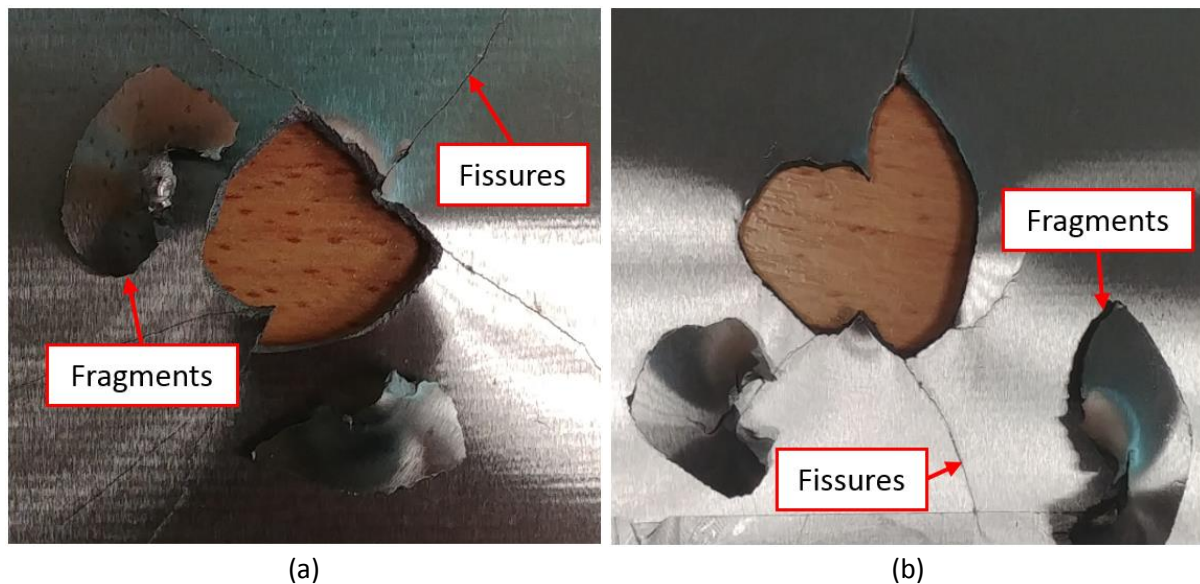


Figure III-13 : Photographie des plaques après impact à 100 K: (a) S355NL avec $V_0 = 135\text{ m.s}^{-1}$ et (b) Acier de blindage avec $V_0 = 173\text{ m.s}^{-1}$.

L'impact avec le projectile provoque dans un premier temps une rupture ductile laissant apparaître des pétales (visible sur les plaques non entièrement perforées). Cependant, une rupture fragile apparaît autour de la zone impactée, créant des fragments qui se détachent de l'échantillon, ainsi qu'une ouverture de diamètre supérieure à celui du projectile. De plus, des fissures partant du point d'impact apparaissent. Dans le cas du S355NL, la rupture de toutes les plaques perforées suit les aspects décrits précédemment. Cependant, l'essai réalisé à 152 $m.s^{-1}$ sur l'acier à blindage ne présente aucune présence de fragment. La rupture observée est ductile, avec la formation d'un bouchon et de pétales, ainsi que des fissures radiales se propageant. L'échantillon post-mortem de cet

essai est représenté sur la Figure III-14. Ce changement de mode de rupture pourrait expliquer l'évolution plus rapide de la vitesse résiduelle avec la vitesse initiale lors des essais à $T_0 = 100\text{ K}$.

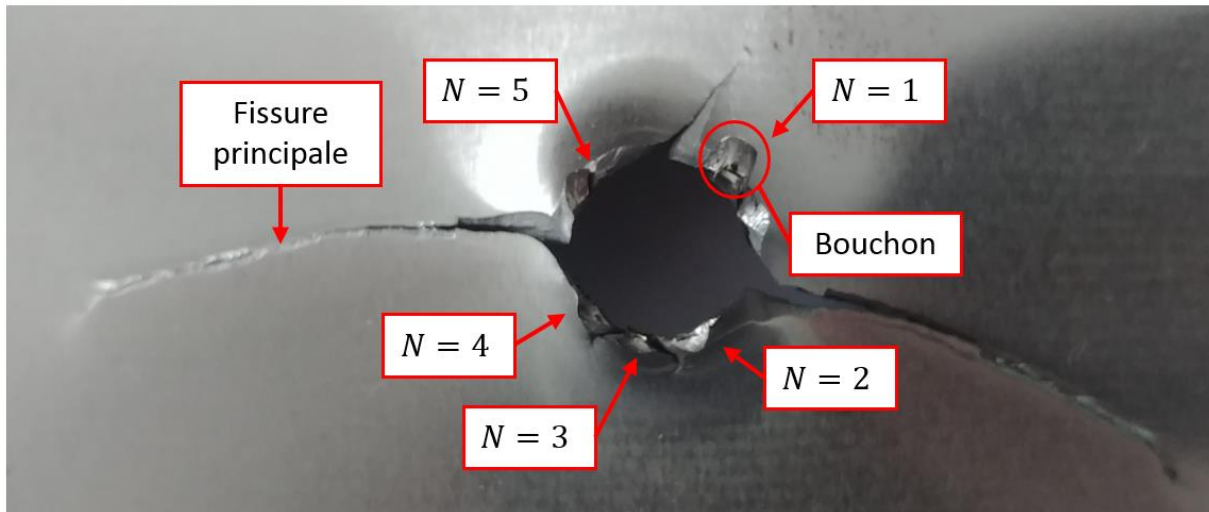


Figure III-14 : Photographie d'un échantillon d'acier à blindage après impact à $V_0 = 152\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $T_0 = 100\text{ K}$.

Ces essais ont permis d'observer la limite balistique et la vitesse résiduelle des deux aciers étudiés, dans les conditions où les essais ont été réalisés. De plus, ces valeurs permettent de déterminer l'énergie absorbée par l'échantillon avant rupture. Ces données seront utilisées comme point de comparaison avec les modèles numériques.

III.2. Modélisation numérique

Afin de valider les lois de comportement identifiées dans le chapitre 3, des simulations numériques utilisant des lois de comportement thermo-viscoplastique ont été effectuées. Cette étude numérique a été menée avec le solveur Abaqus/Explicit®.

III.2.1. Modèles numériques utilisés

III.2.1.1. Géométries et conditions aux limites

Le modèle numérique est composé d'un projectile continu ainsi que d'une plaque reprenant les dimensions de l'échantillon. Le maillage de la cible est divisé en trois régions, dont la géométrie et les tailles d'éléments sont représentées sur la Figure III-15.

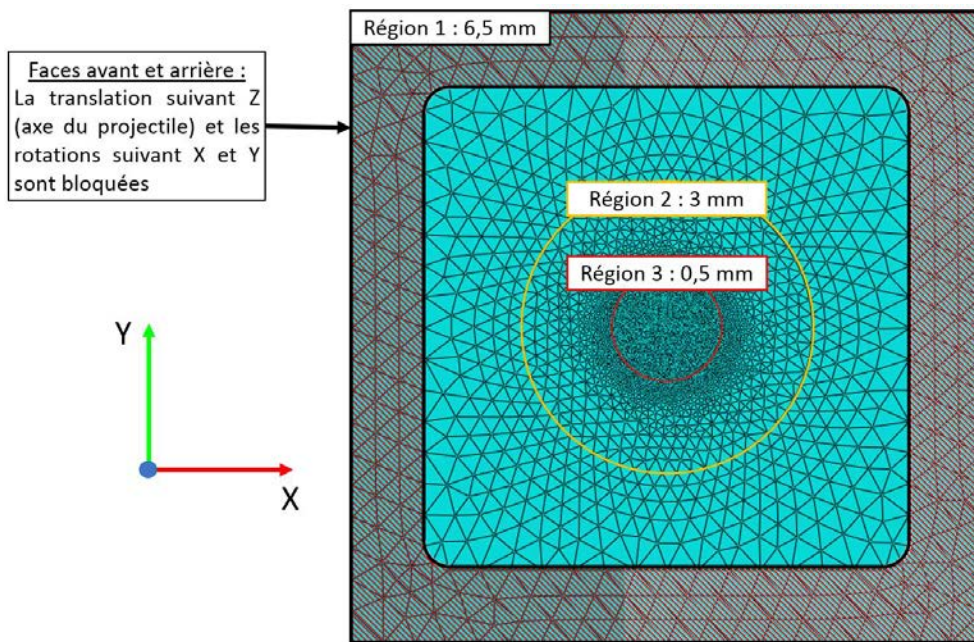


Figure III-15 : Maillage de l'échantillon et les conditions limites utilisés lors des simulations.

L'épaisseur de la région 3 est constituée de 3 à 4 éléments. La zone hachurée en rouge correspond au maintien de l'échantillon lors des essais. Afin de représenter ces conditions aux limites, les nœuds présents dans cette zone ne peuvent translater suivant l'axe Z (celui du projectile). De plus, les rotations suivants X et Y sont également bloquées dans cette zone. Des éléments de type C3D4 ont été utilisés. Ce choix permet d'apporter un caractère aléatoire au maillage dans la région 3, où le projectile vient en contact avec l'échantillon. Le projectile est considéré comme indéformable. De plus, sa matrice d'inertie et sa masse correspondent à celles d'un projectile en acier plein, comme celui utilisé lors des essais expérimentaux. Son mouvement est déterminé par une vitesse initiale assignée à son centre de gravité. Le contact entre l'échantillon et le projectile ne tient pas compte du frottement.

III.2.1.2. Description des sous-fonctions matériaux

Les lois de comportement utilisées sont celles identifiées lors du chapitre précédent. Ainsi, le S355NL est représenté par le modèle de Rusinek-Klepaczko et l'acier à blindage par la version mixte du modèle de Voyiadjis-Abed. Comme, ces lois de comportement ne sont pas implémentées dans le code commercial Abaqus®. Il est nécessaire d'utiliser des sous-fonctions représentant le comportement du matériau. La méthode de calcul utilisée par ces sous-fonctions est différente pour les deux modèles, comme résumé sur la Figure III-16.

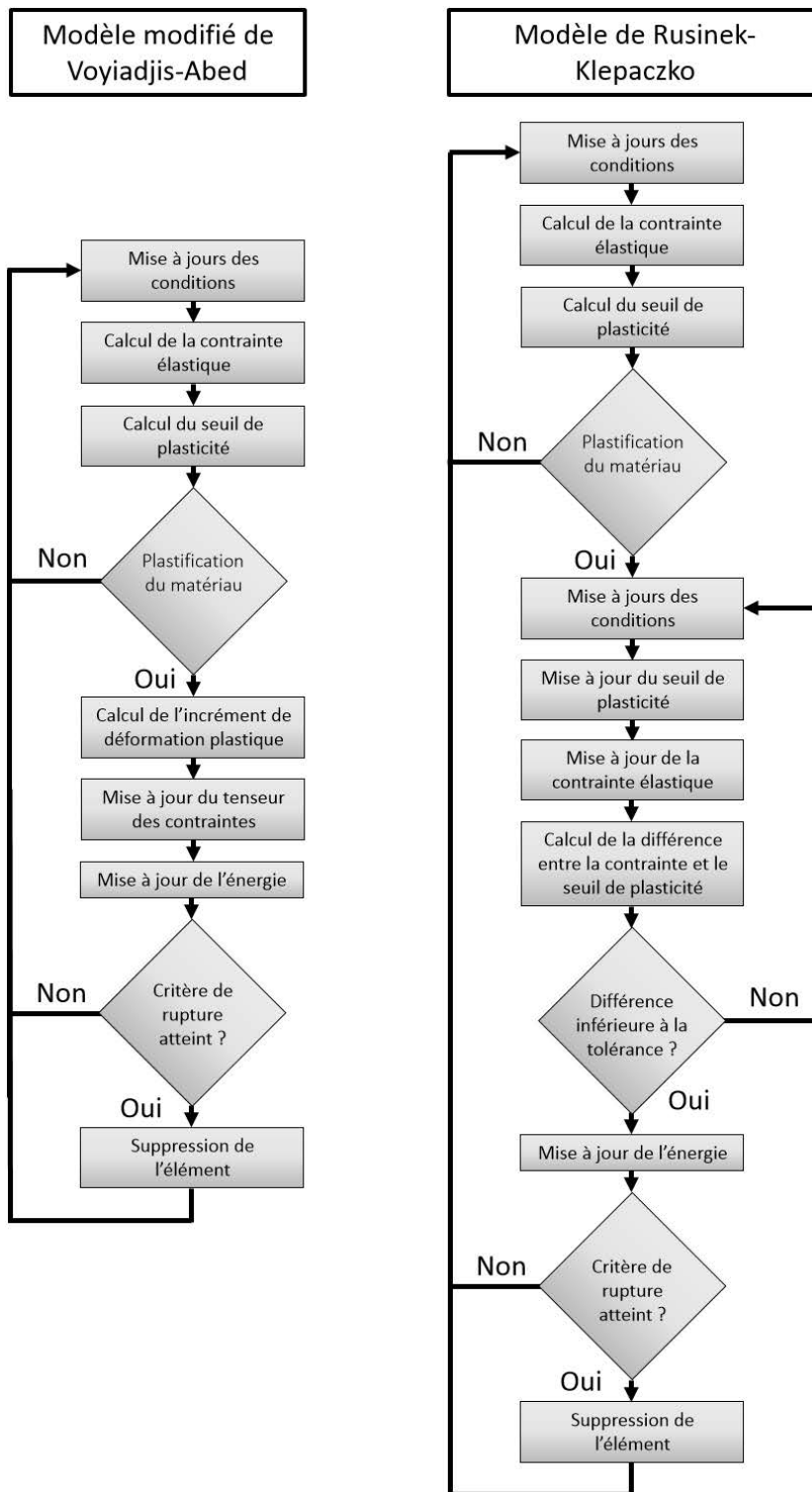


Figure III-16 : Algorithmes utilisés dans les sous-fonctions.

Le code utilisé pour le modèle modifié de Voyiadjis-Abed détermine le seuil de plasticité à partir de la loi de comportement, puis, en fonction de la contrainte élastique, l'incrément de déformation plastique correspondant. Le tenseur des contraintes est ensuite calculé à partir de cet incrément, et les variables d'entrée utilisées pour déterminer le seuil de plasticité sont mises à jour. Cela signifie que le seuil de plasticité d'un incrément est calculé à partir des conditions mises à jour à l'incrément précédent. En ce qui concerne le modèle de Rusinek-Klepaczko, lorsque l'incrément de déformation

plastique évolue, la contrainte élastique et le seuil de plasticité sont mis à jours. Si l'écart entre ces derniers dépasse la tolérance imposée, l'incrément de déformation plastique, la vitesse de déformation plastique et la température sont recalculées en fonction de cet écart. La contrainte élastique et le seuil de plasticité sont alors également mis à jour jusqu'à ce que l'écart entre les contraintes soit inférieur à la tolérance imposée.

Afin de vérifier que l'implémentation des lois de comportement traduit fidèlement le comportement observé expérimentalement, des simulations plus simples ont été réalisées et les résultats ont été comparés aux lois analytiques. Afin d'économiser du temps de calcul, le modèle utilisé ne comporte qu'un seul élément, un cube de 1 mm de côté, sollicité en traction, comme représenté sur la Figure III-17. Une vitesse constante est imposée sur la face supérieure. Le déplacement total est fixé à 2 mm, afin d'obtenir une déformation supérieure à 1 et de valider les modèles pour les grandes déformations.

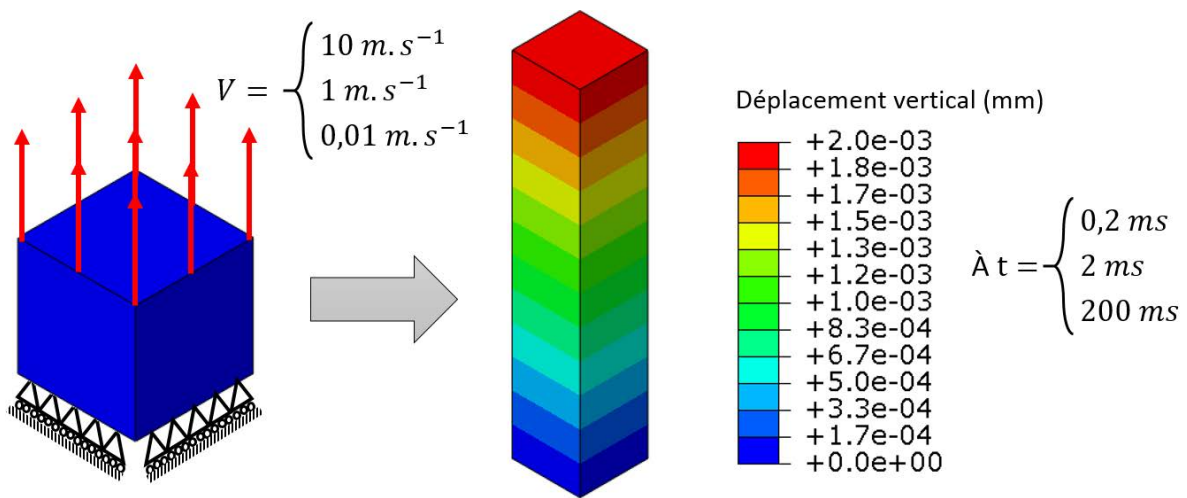


Figure III-17 : Déformation d'un élément, utilisé pour la validation des lois de comportement.

Ces simulations étant réalisées avec un schéma explicite, aucun cas quasi-statique n'a été simulé. Les résultats numériques et analytiques associés au modèle de Rusinek-Klepaczko sont représentés sur la Figure III-18.

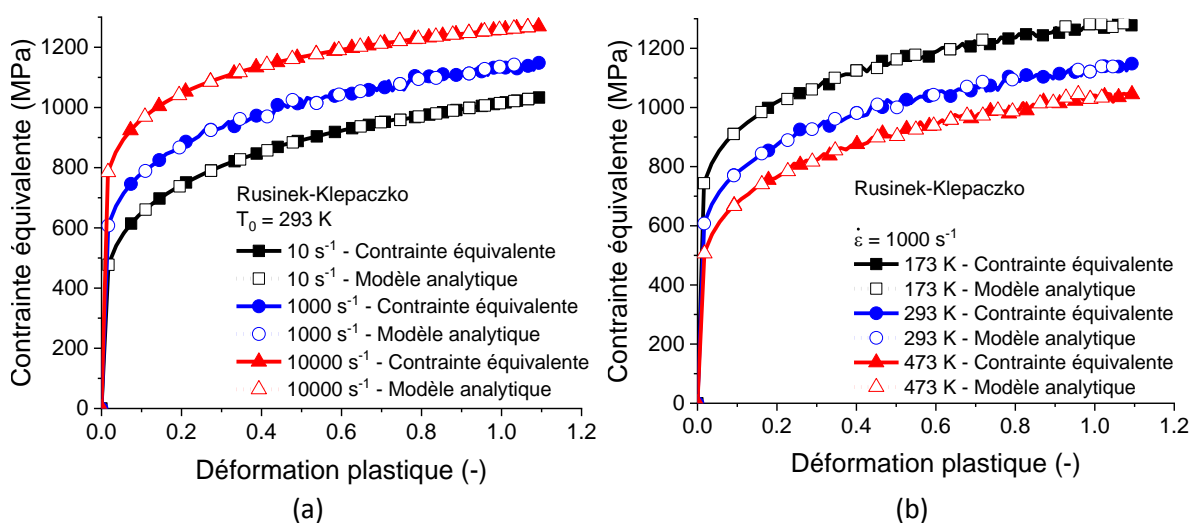


Figure III-18 : Comparaison entre la contrainte équivalente calculée numériquement sur un élément et le modèle analytique de Rusinek-Klepaczko.

Le comportement mécanique de l'élément est identique à celui de la loi analytique, ce qui valide la sous-fonction utilisée. Concernant le modèle de Voyiadjis-Abed mixte, le résultat de ces simulations pour plusieurs cas est présenté sur la Figure III-19. Les contraintes observées en simulation correspondent parfaitement au modèle analytique. Le cas ayant une vitesse $\dot{\epsilon}_p \sim 10 \text{ s}^{-1}$ permet de s'assurer de la transition entre l'approximation linéaire et l'approximation non-linéaire utilisées par ce modèle.

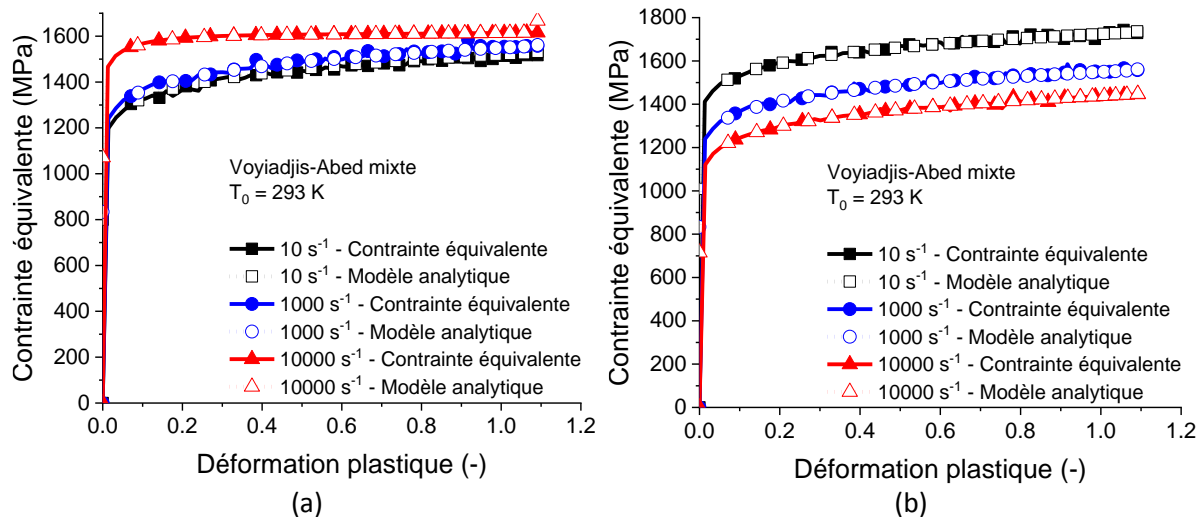


Figure III-19 : Comparaison entre la contrainte équivalente sur l'élément et le modèle analytique de Voyiadjis-Abed mixte.

Afin d'être en mesure de simuler les cas où le projectile perce la cible, il est nécessaire d'introduire un critère de rupture en sus des lois décrivant l'écoulement thermoviscoplastique.

III.2.1.3. Condition de rupture

La rupture des matériaux, définie en première approche comme une valeur de déformation plastique équivalente non dépendante des conditions de sollicitation. Ainsi, lorsque le niveau de déformation d'un élément atteint cette valeur critique, l'élément est supprimé. Une étude paramétrique a été réalisée afin d'observer l'influence de cette déformation sur la limite balistique et les vitesses résiduelles. Les résultats de cette étude sont illustrés sur la Figure III-20. La valeur de déformation à rupture possède une influence importante sur la limite balistique pour les deux aciers. Cette influence est plus importante dans le cas de l'acier à blindage que dans le cas du S355NL. Cela s'explique par la contrainte d'écoulement élevée de ce dernier, impliquant qu'une déformation plus importante nécessite plus d'énergie. Cet effet est également renforcé par la sensibilité à la vitesse de déformation importante de l'acier à blindage, augmentant davantage la contrainte lorsque la vitesse initiale augmente. L'évolution de la vitesse résiduelle est peu influée par la valeur de ϵ_f . Dans le cas de l'acier à blindage, cette évolution correspond à celle observée expérimentalement.

Concernant le S355NL, aucune déformation à rupture ne permet d'obtenir les vitesses résiduelles mesurées lors des essais. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer ces différences. D'une part, la valeur de déformation ne tient pas compte des variations de vitesse de déformation et de température. Cette dernière peut être estimée numériquement et atteint une valeur proche de 500 K pour le S355NL et 430 K dans le cas de l'acier à blindage, comme indiqué sur la Figure III-21. D'autre part, le choix d'un critère de rupture reposant sur une valeur critique fixe de déformation ne prend pas en compte de phase d'endommagement. Ainsi, lors de la simulation, le matériau conserve ses propriétés mécaniques jusqu'à la rupture.

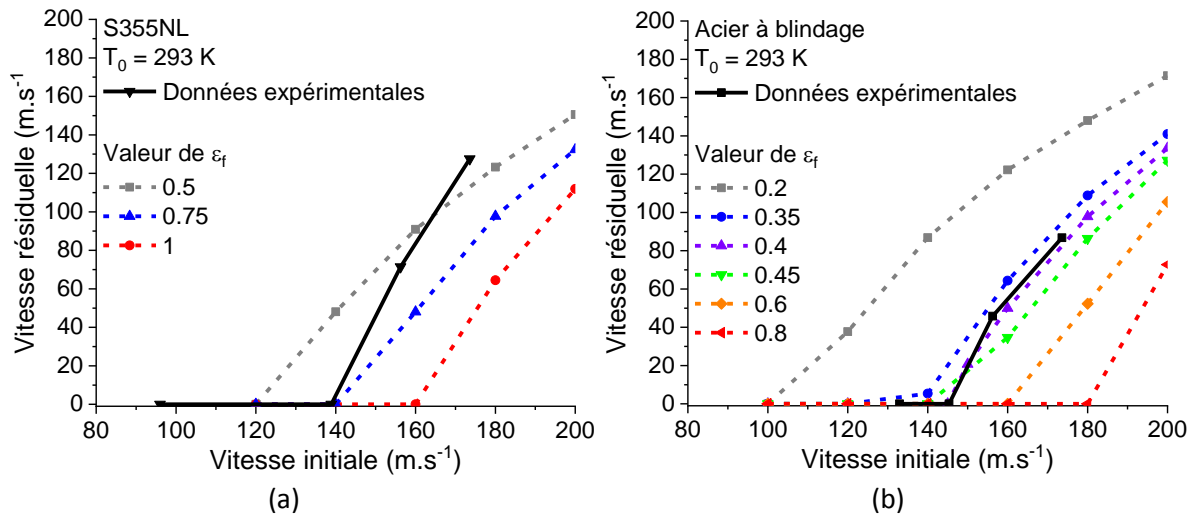


Figure III-20 : Vitesse résiduelle vs. Vitesse initiale pour plusieurs déformations à rupture : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

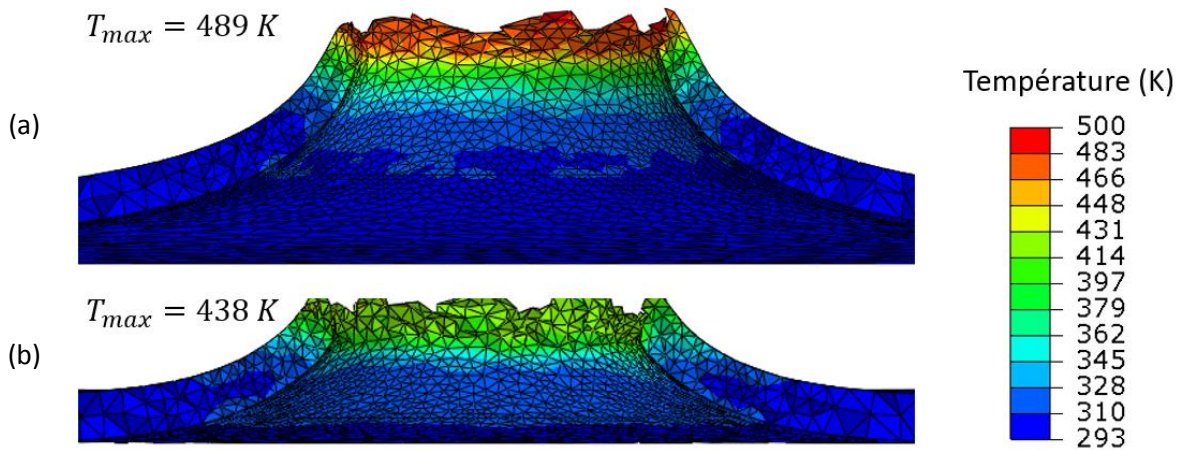


Figure III-21 : Champs de température observée lors des simulations ($V_0 = 200\text{m.s}^{-1}$) : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Une déformation à rupture de 0.4 est utilisée pour l'acier à blindage. Cette dernière permet de respecter aussi bien la vitesse balistique limite que les vitesses résiduelles observées expérimentalement. Dans le cas du S355NL, un compromis est trouvé pour une valeur de 0.75, permettant de respecter la vitesse balistique limite, cependant, au détriment de la vitesse résiduelle.

III.2.2. Influence des choix du modèle numérique

III.2.2.1. Influence du modèle de comportement

La condition de rupture étant définie, l'influence du modèle de comportement sur les résultats numérique peut être estimée. Les lois semi-physiques identifiées sont ainsi comparées avec le modèle de Johnson-Cook, dont la description de la sensibilité à la vitesse de déformation ne correspond pas à celle observée expérimentalement dans le premier chapitre. Une comparaison entre les vitesses résiduelles obtenues avec chaque modèle en fonction de la vitesse initiale est représentée sur la Figure III-22.

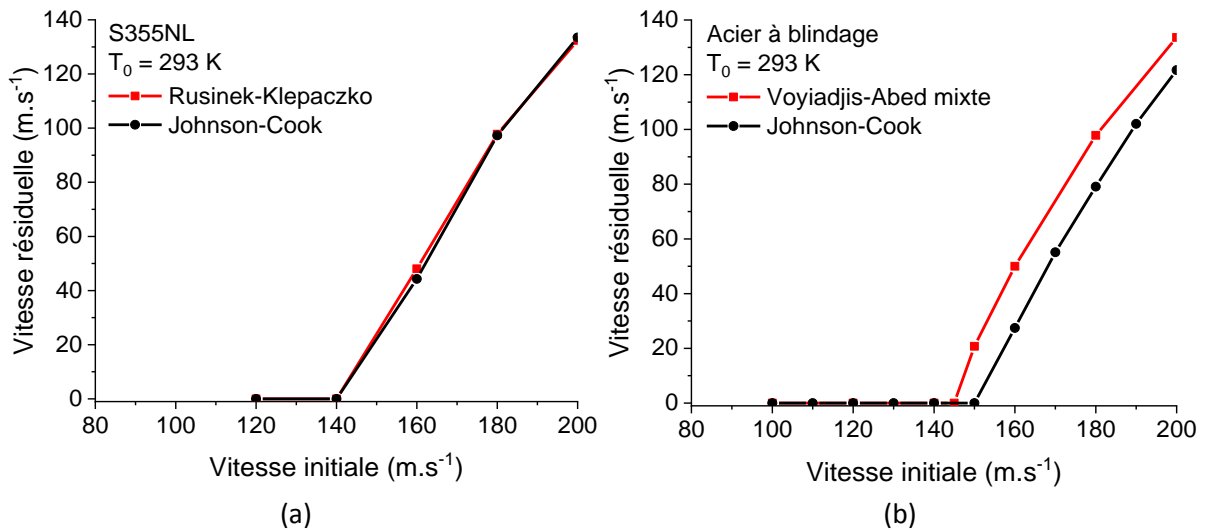


Figure III-22 : Vitesse résiduelle vs. Vitesse initiale pour différents modèles de comportement : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Dans le cas du S355NL, le modèle de comportement utilisé possède une influence limitée sur les résultats obtenus à température ambiante. Concernant l'acier à blindage, l'utilisation du modèle de Johnson-Cook tend à décaler la courbe, c'est-à-dire à augmenter la limite balistique et à abaisser la vitesse résiduelle. Cela signifie que la contrainte d'écoulement est plus importante que celle obtenue avec le modèle de Voyiadjis-Abed. Cela est dû à la plage de vitesse de déformation obtenue. La vitesse de déformation moyenne dans la zone impactée (région 3 sur la Figure III-15) est représentée sur la Figure III-23. Des valeurs comprises entre 2000 et 3000 s⁻¹ sont atteintes durant la déformation. Concernant le S355NL, cette gamme de vitesse correspond à celle où les contraintes d'écoulement calculées à partir du modèle de Rusinek-Klepaczko et du modèle de Johnson-Cook sont similaires.

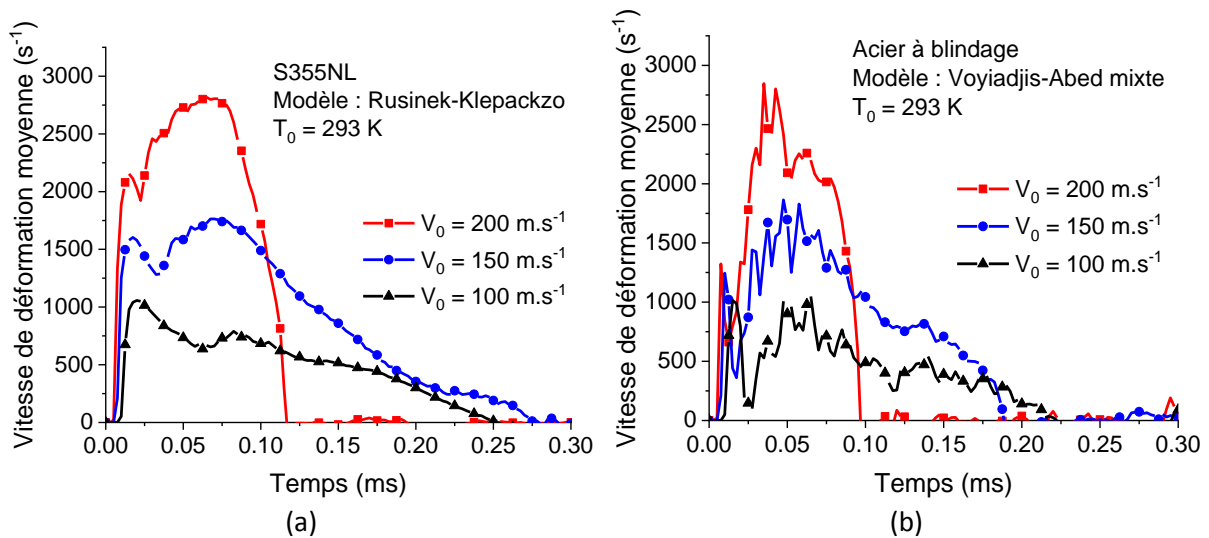


Figure III-23 : Vitesse de déformation moyenne dans la zone impactée.

Dans le cas de l'acier à blindage, le modèle de Johnson-Cook surestime la contrainte d'écoulement dans cette gamme de vitesse, contrairement à la version mixte du modèle de Voyiadjis-Abed, comme indiqué sur la Figure II-25.

Ainsi, Le choix des lois de comportement et du critère de rupture possède une influence non négligeable sur les résultats obtenus numériquement. Il est à noter que d'autres hypothèses ont été

formulées, notamment sur les conditions de contact entre l'échantillon et le projectile (absence de frottement entre le projectile et l'échantillon lors des simulations) et sur le caractère indéformable du projectile

III.2.2.2. Influence du frottement sur la limite balistique et la vitesse résiduelle

Afin d'estimer l'influence du coefficient de frottement sur les résultats présentés, une étude paramétrique a été effectuée. Des simulations avec des coefficients de frottement ayant pour valeur $\mu = 0$ (cas de base), $\mu = 0.1$ et $\mu = 0.2$ (valeur classique pour un contact acier/acier) ont été réalisées. L'influence de ce coefficient est représentée sur la Figure III-24.

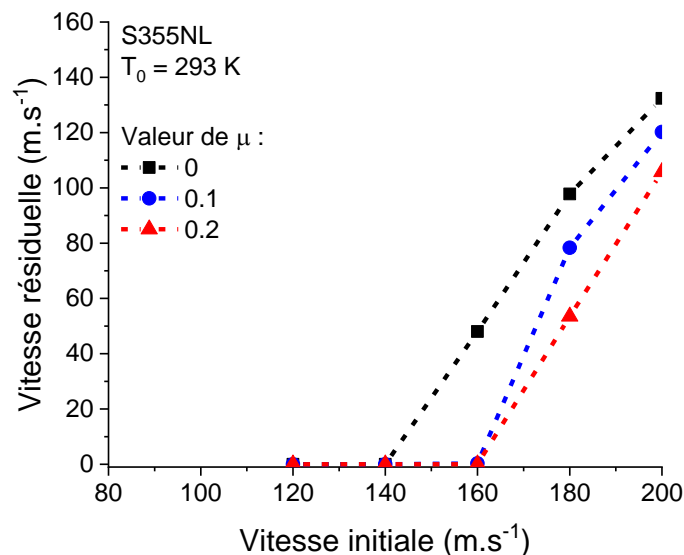


Figure III-24 : Influence du frottement sur la limite balistique et la vitesse résiduelle.

Une dépendance au coefficient de frottement des vitesses résiduelle et de la vitesse balistique limite est visiblement apparente. Une valeur élevée de μ a pour effet d'augmenter V_B et de diminuer V_r . Cet effet est dû à une force plus importante s'exerçant sur le projectile entre le moment où la rupture est initiée et la perforation complète de l'échantillon.

III.2.3. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux

III.2.3.1. Comparaison des résultats obtenus à $T_0 = 293 K$

La comparaison entre les essais expérimentaux et les simulations est représentée sur la Figure III-20. La déformation à rupture fixe choisie dans le cas du S355NL permet de représenter la vitesse balistique limite V_B , mais ne correspond pas aux valeurs de vitesse résiduelle. Une meilleure corrélation est obtenue pour l'acier à blindage. La Figure III-25 représente une comparaison entre les essais et les simulations d'un point de vue énergétique. L'élément étant supprimé lorsqu'il atteint une déformation donnée, l'énergie emmagasinée avant rupture est exclusivement dépendante de la contrainte d'écoulement. Le niveau d'énergie atteint avant rupture est équivalent sur les deux aciers de l'étude. Cela est dû à une valeur ε_f plus élevée dans le cas du S355NL, permettant de compenser une contrainte d'écoulement inférieure à celle de l'acier à blindage. Cependant, le critère de rupture choisi ne permet pas de retranscrire la baisse de l'énergie de déformation observée expérimentalement sur le S355NL.

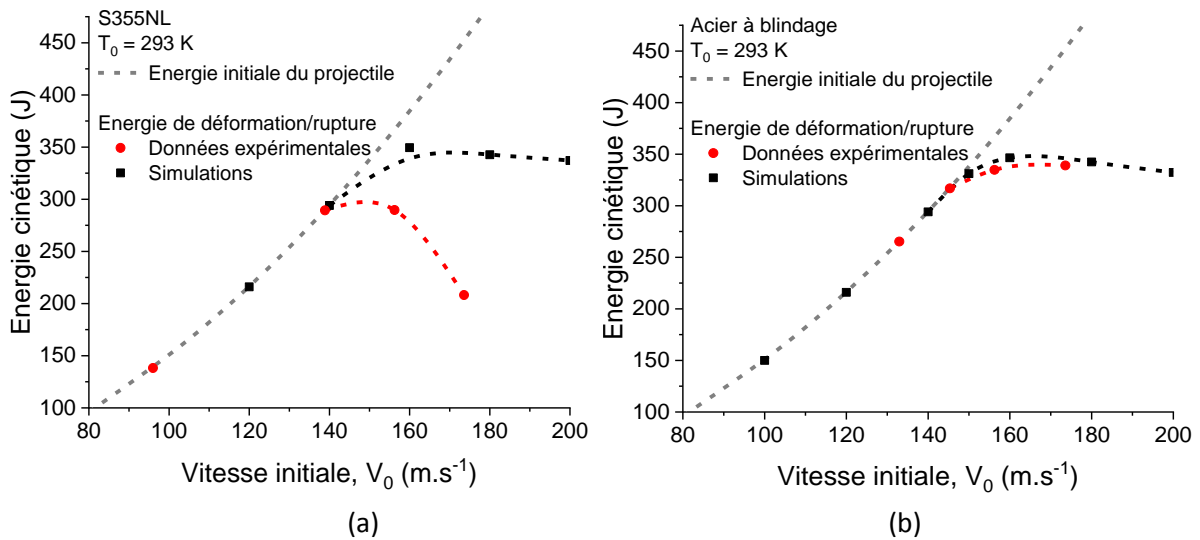


Figure III-25 : Energie cinétique vs. Vitesse initiale – Comparaison entre les essais et les simulations : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

La gamme de vitesse initiale étudiée s'étend de 100 à 200 $m.s^{-1}$, avec une perforation apparaissant pour des vitesses initiales V_0 supérieures à $\sim 150 m.s^{-1}$. Cette plage correspond à une vitesse de déformation moyenne allant d'environ 1500 à 3000 s^{-1} . Cela indique une dépendance de la déformation à rupture du S355NL dans cette plage. A l'opposé, la valeur de ϵ_f ne démontre aucune sensibilité à cette gamme de vitesse de déformation dans le cas de l'acier à blindage.

En plus de l'énergie cinétique, l'évolution de la vitesse du projectile $V_p(t)$ permet également de déterminer la force exercée par ce dernier sur l'échantillon en utilisant la relation III-2 :

$$F_p = m_p * \frac{dV_p(t)}{dt} \tag{III-2}$$

L'évolution de la force est représentée sur la Figure III-26.

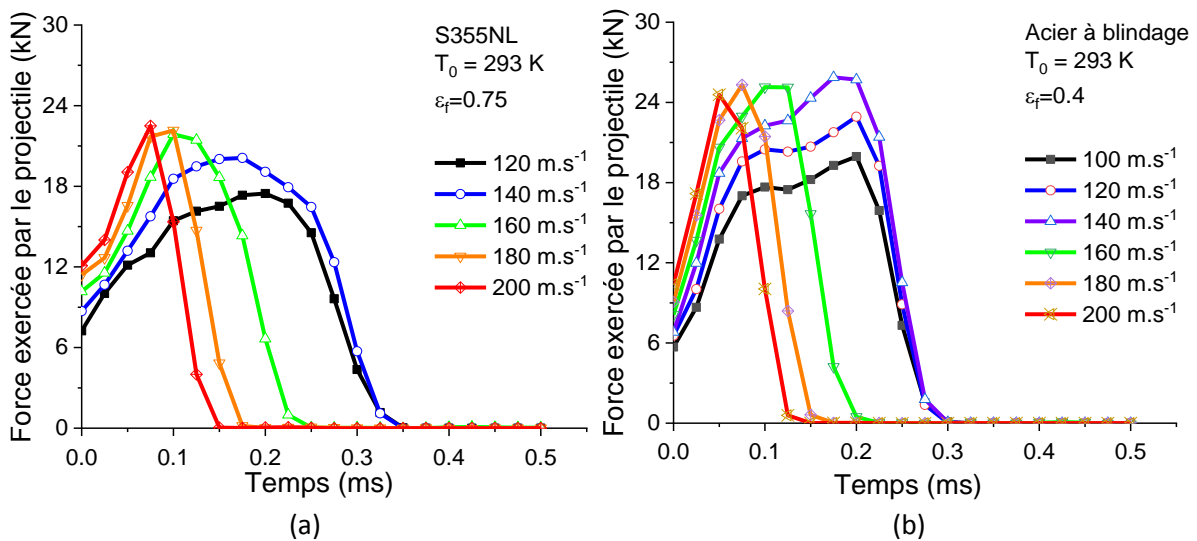


Figure III-26 : Force exercée vs. Temps lors des simulations réalisées à $T_0 = 293 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

L'intensité des efforts calculés est équivalente pour chaque acier, ce qui diffère des observations expérimentales où la force maximale mesurée sur le S355NL est environ égale à la moitié de celle mesurée sur l'acier à blindage. Cette surestimation est notamment due à la présence du support de la cible. En effet, l'inertie du montage augmente la force mesurée par les capteurs, comme indiqué par Zhong et al. [86].

Une comparaison entre les vitesses résiduelles obtenues via simulations et celles mesurées expérimentalement est représentée sur la Figure III-20. Un autre point de comparaison est la géométrie de l'échantillon après perforation. La Figure III-27 correspond à un échantillon perforé par un projectile ayant une vitesse initiale de 160 m.s^{-1} .

Lors des essais expérimentaux, des pétales sont visibles après perforation. De plus, un bouchon est également formé dans le cas de l'acier à blindage. Ces aspects ne sont pas retrouvés lors des simulations. L'ouverture est formée uniquement par les éléments supprimés, sans aucune présence de bouchon pour l'acier à blindage. De très petits pétales peuvent être observés sur le S355NL, mais ceux-ci restent très différents géométriquement des observations expérimentales. Dans le cas de l'acier à blindage, des pétales apparaissent durant la perforation avant de se désolidariser de l'échantillon et de former des fragments. De plus, 5 à 6 pétales sont formés durant la déformation ce qui correspond aux observations expérimentales, comme indiqué sur la Figure III-28. Les pétales obtenus sont plus fins que ceux obtenus lors des essais, ce qui est dû à la suppression des éléments dans les zones séparant les différents pétales.

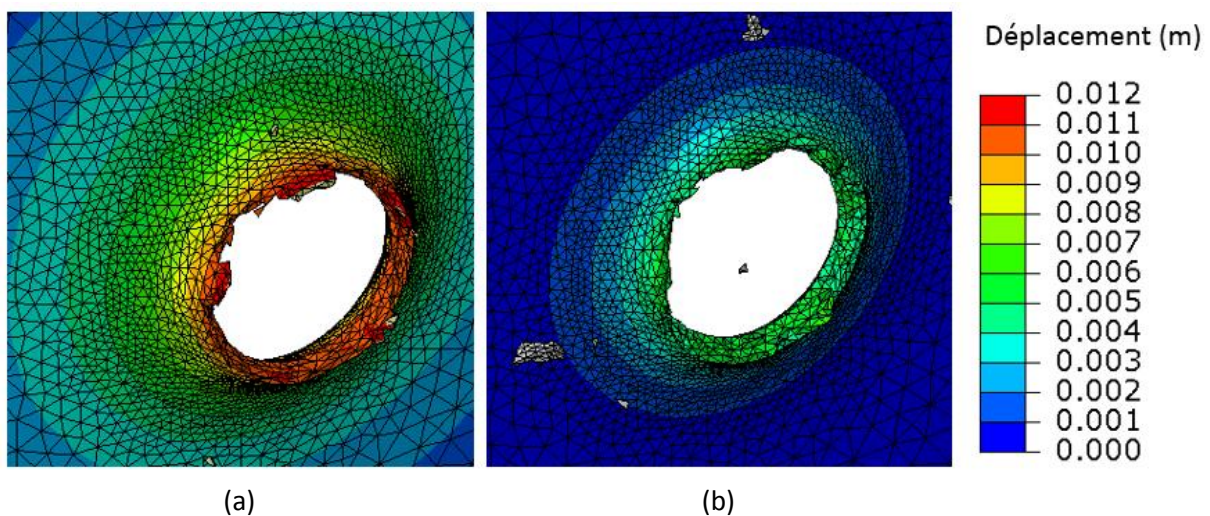


Figure III-27 : Ouverture formée par le projectile dans une configuration similaire à celle de la Figure III-7 : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

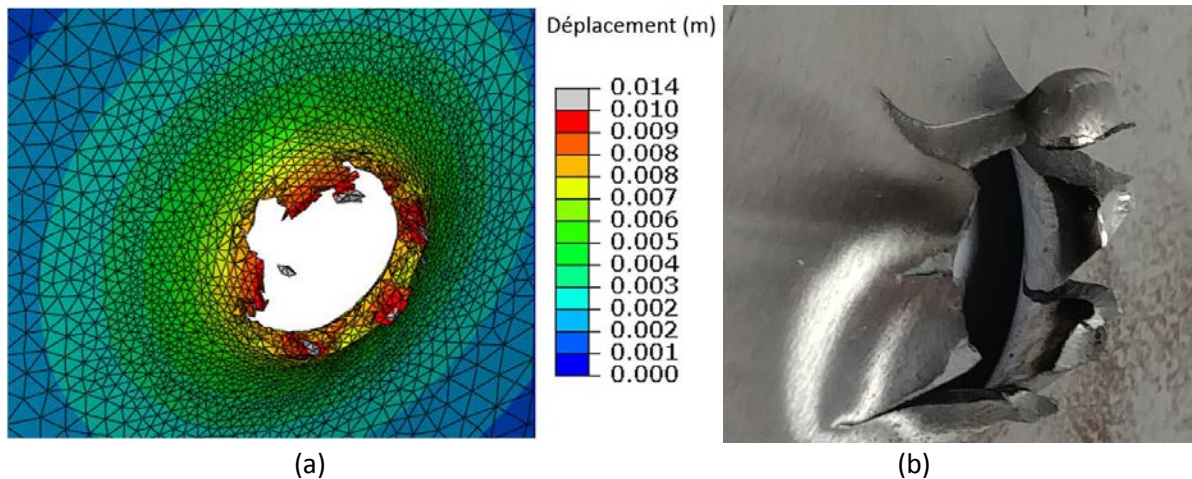


Figure III-28 : Ouverture formée par le projectile dans une configuration similaire à celle de la Figure 4, dans le cas de l'acier à blindage : (a) Simulation – avant perforation complète et (b) Expérimentale – après perforation.

Une hypothèse permettant d'expliquer cette différence est la sensibilité à la triaxialité de la déformation à rupture. La base des pétales est soumise à une contrainte de compression, due au contact avec le projectile sur la face avant et à la flexion sur la face arrière.

III.2.3.2. Comparaison des résultats obtenus à $T_0 = 100\text{ K}$

Des simulations correspondant aux essais réalisés à une température $T_0 = 100\text{ K}$ ont également été effectuées. Dans un premier temps, les déformations à rupture ε_f sont identiques à celles utilisées dans les cas à température ambiante. Cela permet de mettre en évidence l'erreur commise si la sensibilité à la température de la déformation à rupture est négligée. Les vitesses résiduelles obtenues sont représentées sur la Figure III-29. Les résultats obtenus à température ambiante sont également rappelés sur cette figure.

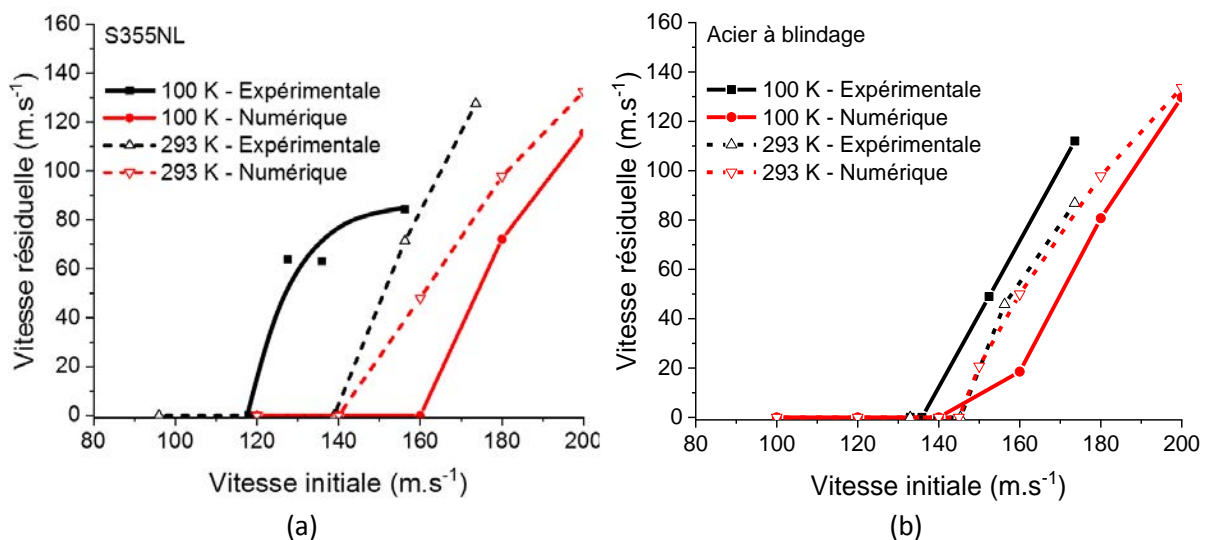


Figure III-29 : Vitesse résiduelle vs. Vitesse initiale pour $T_0 = 100\text{ K}$: comparaison entre les valeurs expérimentales et numériques : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

L'écart entre les vitesses résiduelles obtenues par simulation et celles obtenues expérimentalement est plus important à 100 K qu'à 293 K . La baisse de la température initiale T_0 a pour effet de diminuer la vitesse résiduelle. La suppression d'un élément est uniquement liée à la valeur de déformation plastique. Or, les essais présentés dans le premier chapitre ont montré une augmentation de la contrainte d'écoulement lorsque la température diminue. Ainsi, l'énergie nécessaire afin de provoquer

la rupture de l'échantillon est plus importante pour $T_0 = 100\text{ K}$ qu'à température ambiante, abaissant par conséquent l'énergie cinétique du projectile après rupture. Concernant les simulations, l'aspect visuel des échantillons perforés est identique à celui observé à température ambiante, qui tend ainsi à s'éloigner d'autant plus des essais expérimentaux. La méthode précédente est répétée afin d'obtenir une nouvelle déformation à rupture, en vue d'améliorer la représentation des essais expérimentaux. La valeur de déformation à rupture passe de $\varepsilon_f = 0.4$ à $\varepsilon_f = 0.3$ pour l'acier à blindage et de $\varepsilon_f = 0.75$ à $\varepsilon_f = 0.35$ pour le S355NL.

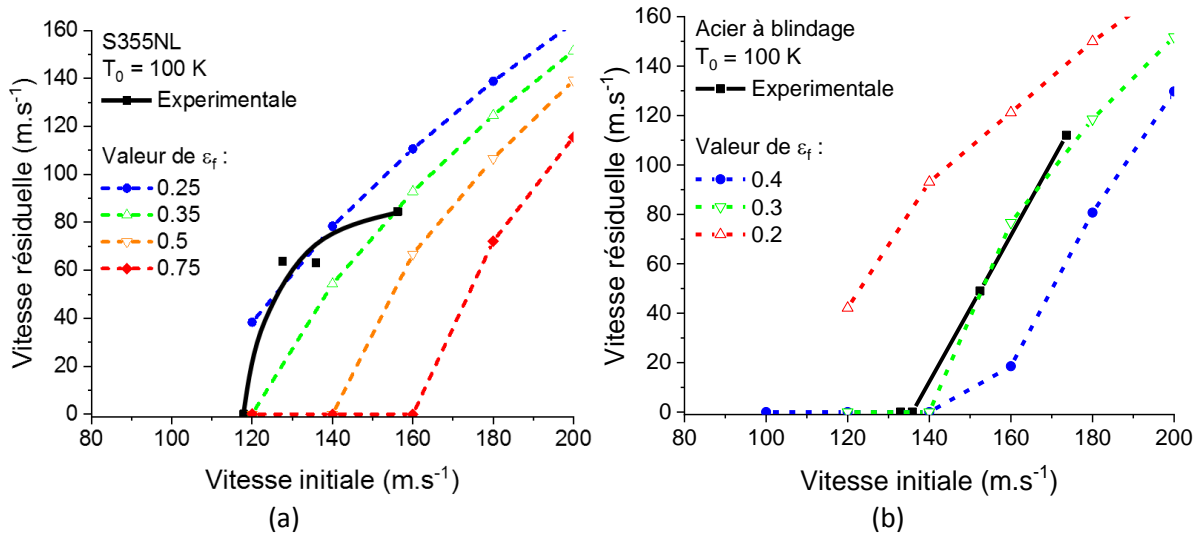


Figure III-30 : Vitesse résiduelle vs. Vitesse initiale pour plusieurs déformations à rupture à $T_0 = 100\text{ K}$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Cette variation indique une sensibilité à la température de la déformation à rupture, avec une baisse de cette valeur pour chaque acier. L'évolution de la vitesse résiduelle est respectée dans le cas de l'acier à blindage, à l'instar des simulations réalisées pour une température $T_0 = 293\text{ K}$. De plus, la modification du mode de rupture observée lors de ces essais ne semble pas avoir d'influence sur l'énergie de déformation à rupture. La variation d'énergie cinétique du projectile observée via les simulations est représentée sur la Figure III-31.

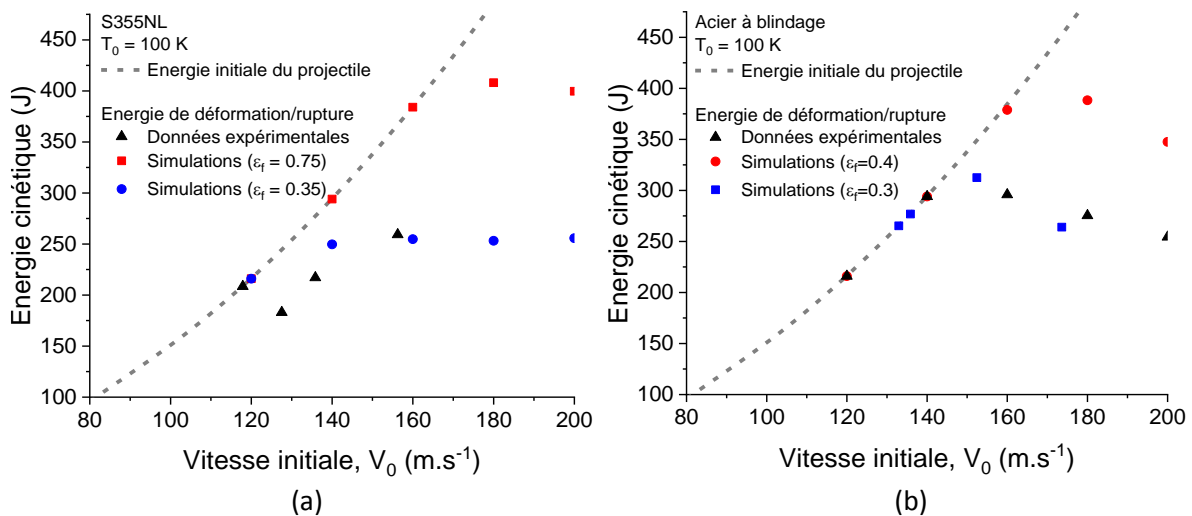


Figure III-31 : Energie cinétique vs. Vitesse initiale – Comparaison entre les essais et les simulations : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.

Concernant le S355NL, l'évolution de l'énergie absorbée avant rupture est constante pour des vitesses $V_0 > V_B$, ce qui ne correspond pas aux mesures expérimentales où cette énergie augmente avec V_0 .

III.3. Conclusion

La campagne expérimentale menée sur les deux aciers étudiés a permis de déterminer la vitesse balistique limite et les vitesses résiduelles des deux aciers à température ambiante et à froid. Ces valeurs ont permis de déterminer la variation d'énergie cinétique du projectile, qui correspond à l'énergie absorbée par l'échantillon durant l'essai. Le S355NL possède une limite balistique plus faible que celle de l'acier à blindage. De plus, les limites observées sont plus faibles à $T_0 = 100 K$ que lors des essais réalisés à température ambiante. L'évolution de la vitesse résiduelle semble plus importante dans le cas du S355NL que de l'acier à blindage. L'approche énergétique a permis d'observer dans le cas du S355NL une variation de l'énergie absorbée en fonction de la vitesse initiale. Cette variation indique une sensibilité à la vitesse de déformation des mécanismes de rupture. De plus, l'évolution de cette énergie dépend également de la température. Lorsque V_0 augmente, une baisse de cette énergie est observée à température ambiante, alors qu'une augmentation apparaît lors des essais à froid. Concernant l'acier à blindage, la variation d'énergie cinétique du projectile est non dépendante de la vitesse initiale, mais varie en fonction de la température. Ces observations révèlent une déformation à rupture sensible à la température pour chacun des aciers, mais une dépendance à la vitesse de déformation uniquement sur le S355NL. Ces observations sont cohérentes avec les résultats des essais de traction présentés dans le premier chapitre.

De plus, l'analyse de la géométrie des échantillons après impact a révélée deux modes de rupture distincts, en fonction des conditions d'essai. L'acier S355NL présente un mode de rupture ductile à température ambiante et un mode de rupture fragile pour une température $T_0 = 100 K$. Des résultats similaires sont obtenus à $T_0 = 293 K$ sur l'acier à blindage, alors que le mode de rupture passe de ductile à fragile lorsque la vitesse initiale augmente lors des essais réalisés à basse température.

Ces essais ont été reproduit numériquement, en utilisant les modèles de comportement identifiés lors chapitre précédent. L'absence de ces lois dans le code de calcul a mené à l'utilisation de sous-fonctions. La validité de ces sous-fonctions a été vérifiée sur un modèle numérique basique comportant un unique élément. Un critère de rupture basé sur une déformation constante a été utilisé. Ce dernier permet de représenter, dans le cas de l'acier à blindage la limite balistique, l'évolution de la vitesse résiduelle et par conséquent l'énergie absorbée par l'échantillon pour une température. Cependant, la déformation à rupture du S355NL présente une sensibilité à la vitesse de déformation. Ainsi, le critère de rupture choisis dans cette étude ne permet pas de d'obtenir la vitesse résiduelle et l'énergie de déformation observées expérimentalement. De plus, la topologie des échantillons (présence de pétales, bouchon) n'est pas retrouvée lors des simulations.

Conclusion

La modélisation des deux aciers étudiés, structural et à blindage, a été réalisée suivant trois principales étapes. Dans un premier temps, une campagne expérimentale a été menée afin de caractériser le comportement mécanique de ces matériaux. Les essais de compression ont permis d'explorer une large gamme de conditions, aussi bien en termes de vitesse de déformation que de température. Les deux aciers présentent des comportements thermomécaniques différents. Le S355NL possède une limite élastique plus faible mais un écrouissage plus élevé, allant jusqu'à doubler sa contrainte d'écoulement si la déformation est assez importante. A l'opposé, l'acier à blindage possède une contrainte plus importante mais évoluant peu lors de la déformation. La sensibilité à la vitesse de déformation et à la température a également été étudiée. Dans les deux cas, la température diminue la contrainte, et la vitesse de déformation tend à l'augmenter. Il a été montré que la sensibilité à la vitesse de déformation est fortement non-linéaire pour les deux aciers rendant peu approprié le modèle de Johnson-Cook. De plus, cette dernière sensibilité est accrue lors des chargements dynamiques. Ce point a nécessité le développement d'une nouvelle approche afin d'obtenir une modélisation représentative du comportement observé. Ainsi, le modèle de Voyiadjis-Abed a été modifié en utilisant une approche mixte. Cette approche utilise deux relations différentes modélisant la sensibilité à la vitesse de déformation. La première est adaptée au domaine quasi-statique, où la sensibilité est plus faible et linéaire, et la seconde correspond au domaine dynamique, permettant de représenter une sensibilité plus importante. La transition entre les deux domaines est définie par une condition de continuité. Ce modèle modifié a été utilisé afin de modéliser le comportement de l'acier à blindage, tandis que le modèle de Rusinek-Klepaczko a permis de décrire celui du S355NL.

Des essais de traction uniaxiale et de double cisaillement ont également été réalisés afin d'étudier la rupture. Une technique de corrélation d'image a été mise en œuvre dans le cas des essais de traction afin de pouvoir obtenir une valeur de déformation à rupture. Cependant, les valeurs obtenues sont sensibles aux paramètres utilisés lors du dépouillement et ne permettent pas d'obtenir une valeur absolue, mais uniquement d'observer des tendances. Les deux aciers présentent une déformation à rupture sensible à la température, alors que seul le S355NL est sensible à la vitesse de déformation. Les essais de double cisaillement ont confirmé une baisse de la déformation à rupture lorsque la vitesse de déformation augmente. Cependant, les conditions d'essai sont favorables à l'apparition de bandes de cisaillement adiabatique. Cela induit une forte déformation au sein de ces bandes et implique que la déformation à rupture calculée est plus faible que la déformation à rupture réelle. Néanmoins, ces données sont insuffisantes à l'élaboration d'un modèle de rupture tel que celui de Johnson-Cook. Ainsi, une déformation à rupture fixe a été utilisée lors des simulations numériques.

Des simulations numériques correspondant aux essais de perforation ont été effectuées dans le but de comparer et de valider les lois de comportement utilisées. Dans le cas de l'acier à blindage, une déformation à rupture fixe permet de représenter aussi bien la limite balistique que la vitesse résiduelle pour une température donnée. Cependant, la valeur de ε_f utilisée doit être modifiée pour une température initiale différente. Cette observation confirme les tendances observées lors des essais de traction, montrant une déformation à rupture diminuant avec la température mais peu sensible à la vitesse de déformation. Dans le cas du S355NL, une valeur fixe, déterminée à l'aide de la limite balistique, ne permet pas de représenter la vitesse résiduelle observée expérimentalement. A

l'instar de l'acier à blindage, la représentation de V_B pour différentes températures nécessite différentes valeurs de ε_f . Ces observations confirment à nouveau les résultats expérimentaux obtenus lors des essais de traction. Des essais complémentaires permettant d'observer la rupture seraient nécessaire afin d'utiliser un modèle de rupture permettant de prendre en compte les différentes sensibilités observées.

Perspectives

La modélisation des essais de perforation a mis en évidence les limites d'un critère de rupture basé sur une déformation à rupture fixe. Les essais réalisés dans le premier chapitre ont mis en évidence la sensibilité de la déformation à rupture des aciers étudiés en fonction de la vitesse de déformation et de la température. Ces sensibilités sont particulièrement visibles sur le S355NL. Cependant, ces essais ne permettent d'identifier clairement l'évolution de cette valeur en fonction des conditions de sollicitation. L'apparition de la striction lors des essais de traction nécessite des moyens permettant une mesure locale de la déformation. L'utilisation de la corrélation d'image a permis de tenir compte de la non homogénéité du champ de déformation, mais cette méthode s'est révélée dépendante des paramètres utilisés lors du dépouillement et ne permet donc pas d'obtenir une valeur absolue de déformation à rupture. De plus, l'étude de la sensibilité à la triaxialité de la déformation à rupture doit également être complétée. Pour se faire, les essais de compression-cisaillement représente une option intéressante car elle ne nécessite pas d'équipement supplémentaire par rapport un essai de compression uniaxiale.

Les essais de traction uniaxiale ont révélés une contrainte d'écoulement plus faible que celle observée lors des essais de compression. Cette différence peut provenir du sens de prélèvement des échantillons et ainsi indiquer une éventuelle anisotropie des deux aciers étudiés. Si tel est le cas, l'hypothèse d'anisotropie ainsi que le critère de Von Mises utilisé dans la définition de la contrainte équivalente apporterait certaines imprécisions à la modélisation du comportement des aciers étudiés. Des essais complémentaires dans différentes directions permettraient de valider ou d'invalider l'isotropie de ces matériaux.

Les essais de perforation réalisés ont permis d'obtenir la vitesse balistique limite ainsi que la vitesse résiduelle pour une configuration donnée. L'étude de la perforation dans différentes configurations (épaisseur de la plaque, géométrie du projectile, etc.) permettrait d'améliorer la compréhension des mécanismes mis en jeu lors de l'interaction projectile/cible. De plus, un nombre plus important de données expérimentales permettrait également de valider les modèles de comportement et de rupture utilisés pour une gamme étendue de conditions.

Productions scientifiques

Publication :

- Simon, P.; Demarty, Y.; Rusinek, A.; Voyiadjis, G.Z. Material Behavior Description for a Large Range of Strain Rates from Low to High Temperatures: Application to High Strength Steel. *Metals*. **2018**, 8, doi:10.3390/met8100795

Participation aux conférences suivantes :

- 5th Budding science Colloquium, Saint-Louis, 23 et 24 juin 2016 (**Poster**)
- 6th Budding science Colloquium, Saint-Louis, 21 et 22 juin 2017 (**Présentation orale**)
- 11th Workshop – Dynamic Behavior of Materials and Its Application in Industrial Processes, Guimaraes, Portugal, 24 - 26 août 2017 (**Présentation orale**)
- Séminaire doctorant département 1 LEM3, 13 juin 2018 ((**Présentation orale**))
- 7th Budding science Colloquium, Saint-Louis, 4 et 5 juillet 2018 (**Poster**)
- 12th International DYMAT Conference, Aracachon, 9 – 14 septembre 2018 (**Poster**)

Références bibliographiques

1. Bai, Y.; Teng, X.; Wierzbicki, T. On the Application of Stress Triaxiality Formula for Plane Strain Fracture Testing. *J. Eng. Mater. Technol.* **2009**, *131*, 021002, doi:10.1115/1.3078390.
2. Dunand, M. Effets du taux de déformation sur la rupture ductile des aciers à haute performance : Expériences et modélisation. **2013**.
3. Hart, E. W. Theory of the tensile test. *Acta Metall.* **1967**, *15*, 351–355, doi:10.1016/0001-6160(67)90211-8.
4. Ghosh, A. K. Tensile instability and necking in materials with strain hardening and strain-rate hardening. *Acta Metall.* **1977**, *25*, 1413–1424, doi:10.1016/0001-6160(77)90072-4.
5. Bridgman, P. W. Studies in Large Plastic Flow and Fracture. *McGraw-Hill* **1952**.
6. Zhang, Z. L.; Hauge, M.; Ødegård, J.; Thaulow, C. Determining material true stress-strain curve from tensile specimens with rectangular cross-section. *Int. J. Solids Struct.* **1999**, *36*, 3497–3516, doi:10.1016/S0020-7683(98)00153-X.
7. Børvik, T.; Hopperstad, O. S.; Berstad, T. On the influence of stress triaxiality and strain rate on the behaviour of a structural steel. Part II. Numerical study. *Eur. J. Mech. A/Solids* **2003**, *22*, 15–32, doi:10.1016/S0997-7538(02)00005-0.
8. *Volume 8 : Mechanical Testing and Evaluation*; International, A., Ed.; 2008; ISBN 0-87170-389-0.
9. Jankowiak, T.; Rusinek, A.; Bendarma, A. Protocol to define material behaviour and failure strain level at low and high strain rates based on compression test. *J. Theor. Appl. Mech.* **2018**, *471*, doi:10.15632/jtam-pl.56.2.471.
10. Bao, Y.; Wierzbicki, T. On the cut-off value of negative triaxiality for fracture. *Eng. Fract. Mech.* **2005**, *72*, 1049–1069, doi:10.1016/j.engfracmech.2004.07.011.
11. Rauch, E. F.; G'Sell, C. Flow localization induced by a change in strain path in mild steel. *Mater. Sci. Eng. A* **1989**, *111*, 71–80, doi:10.1016/0921-5093(89)90199-8.
12. Rauch, E. . Plastic anisotropy of sheet metals determined by simple shear tests. *Mater. Sci. Eng. A* **1998**, *241*, 179–183, doi:10.1016/S0921-5093(97)00486-3.
13. Bouvier, S.; Haddadi, H.; Levée, P.; Teodosiu, C. Simple shear tests: Experimental techniques and characterization of the plastic anisotropy of rolled sheets at large strains. *J. Mater. Process. Technol.* **2006**, *172*, 96–103, doi:10.1016/j.jmatprotec.2005.09.003.
14. Bao, Y.; Wierzbicki, T. On fracture locus in the equivalent strain and stress triaxiality space. *Int. J. Mech. Sci.* **2004**, *46*, 81–98, doi:10.1016/j.ijmecsci.2004.02.006.
15. Peirs, J.; Verleysen, P.; Degrieck, J. Novel Technique for Static and Dynamic Shear Testing of Ti6Al4V Sheet. *Exp. Mech.* **2012**, *52*, 729–741, doi:10.1007/s11340-011-9541-9.
16. Campbell, J. D.; Ferguson, W. G. The temperature and strain-rate dependence of the shear strength of mild steel. *Philos. Mag.* **1970**, *21*, 63–82, doi:10.1080/14786437008238397.

17. Klepaczko, J. R. An experimental technique for shear testing at high and very high strain rates. The case of a mild steel. *Int. J. Impact Eng.* **1994**, *15*, 25–39, doi:10.1016/S0734-743X(05)80005-3.
18. Fras, T. Modélisation de la surface d'écoulement des matériaux incluant l'anisotropie initiale et l'effet différentiel des contraintes, approche expérimentale et numérique, 2014.
19. Rittel, D.; Ravichandran, G.; Lee, S. Large strain constitutive behavior of OFHC copper over a wide range of strain rates using the shear compression specimen. *Mech. Mater.* **2002**, *34*, 627–642, doi:10.1016/S0167-6636(02)00164-3.
20. Dorogoy, A.; Rittel, D.; Godinger, A. Modification of the Shear-Compression Specimen for Large Strain Testing. *Exp. Mech.* **2015**, *55*, 1627–1639, doi:10.1007/s11340-015-0057-6.
21. Kolsky, H. *Stress Wave in Solids*; Dover Publications: New York, 1963;
22. Kpenyigba, M. K. *Etude du comportement dynamique et modélisation thermoviscoplastique de nuances d'acier soumises à un impact balistique*; 2013;
23. Barr, A. D. *Strain-Rate Effects in Quartz Sand*; 2016;
24. Pochhammer, L. Ueber die fortpflanzungsgeschwindigkeiten kleiner schwingungen in einem unbegrenzten isotropen kreiscylinder. *J. für die reine und Angew. Math.* **1876**, *81*, 324–336.
25. Chree, C. The equations of an isotropic elastic solid in polar and cylindrical co-ordinates their solution and application. *Trans. Cambridge Philos. Soc.* **1889**, *14*, 250.
26. Love, A. E. H. *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*; Fourth.; Dover Publications: New York, 1944;
27. Bancroft, D. The Velocity of Longitudinal Waves in Cylindrical Bars. *Phys. Rev.* **1941**, *59*, 588–593.
28. Davies, R. M. A Critical Study of the Hopkinson Pressure Bar Article cited in: **1948**, doi:10.1098/rsta.1948.0001.
29. Follansbee, P. S.; Frantz, C. Wave Propagation in the Split Hopkinson Pressure Bar. *J. Eng. Mater. Technol.* **1983**, *105*, 61–66.
30. Malinowski, J. Z.; Klepaczko, J. R. A Unified Analytic and Numerical Approach to Specimen Behaviour in the Split-Hopkinson Pressure bar. *Int. J. Mech. Sci.* **1986**, *28*, 381–391.
31. Ramesh, K. T. High rates and impact experiments. In *Handbook of Experimental Solid Mechanics*; Sharpe Jr., W. N., Ed.; Springer, Boston, MA, 2008; pp. 929–959.
32. Safa, K.; Gary, G. Displacement correction for punching at a dynamically loaded bar end. *Int. J. Impact Eng.* **2010**, *37*, 371–384, doi:10.1016/j.ijimpeng.2009.09.006.
33. Dharan, C. K. H.; Hauser, F. E. Determination of Stress-Strain Characteristics at Very High Strain Rates. *Exp. Mech.* **1970**, *September*, 370–376.
34. Malinowski, J. Z.; Klepaczko, J. R.; Kowalewski, Z. L. Miniaturized compression test at very high strain rates by direct impact. *Exp. Mech.* **2007**, *47*, 451–463, doi:10.1007/s11340-006-9007-7.
35. Taylor, G. The Use of Flat-Ended Projectiles for Determining Dynamic Yield Stress. I. Theoretical Considerations. *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* **1948**, *194*, 289–299, doi:10.1098/rspa.1948.0081.
36. Whiffin, A. C. The Use of Flat-Ended Projectiles for Determining Dynamic Yield Stress. II. Tests

- on Various Metallic Materials. *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* **1948**, *194*, 300–322, doi:10.1098/rspa.1948.0082.
37. Julien, R. *Mise en place d'un essai de Taylor, Validation expérimentale et étude numérique*; Metz, 2012;
 38. Tang, X.; Prakash, V.; Lewandowski, J. Dynamic Tensile Deformation of Aluminum Alloy 6061-T6 and 6061-OA. *SEM Annu. Conf. Expo. Exp. Appl. Mech.* **2006**.
 39. Meyers, M. *Dynamic Behavior of Materials*; John Wiley & Sons, Inc., 1994; ISBN 047158262X.
 40. Kang, W.; Cho, S.; Huh, H.; Chunt, D. Identification of Dynamic Behavior of Sheet Metals for an Autobody with Tension Split Hopkinson Bar. *SAE Trans.* **1998**, doi:10.4271/981010.
 41. Verleysen, P.; Degrieck, J.; Verstraete, T.; Van Slycken, J. Influence of specimen geometry on split hopkinson tensile bar tests on sheet materials. *Exp. Mech.* **2008**, *48*, 587–598, doi:10.1007/s11340-008-9149-x.
 42. Panowicz, R.; Janiszewski, J. Tensile split hopkinson bar technique: Numerical analysis of the problem of wave disturbance and specimen geometry selection. *Metrol. Meas. Syst.* **2016**, *23*, 425–436, doi:10.1515/mms-2016-0027.
 43. Nicholas, T. Tensile testing of materials at high rates of strain. *Exp. Mech.* **1981**, *21*, 177–185, doi:10.1007/BF02326644.
 44. Haugou, G.; Markiewicz, E.; Fabis, J. On the use of the non direct tensile loading on a classical split Hopkinson bar apparatus dedicated to sheet metal specimen characterisation. *Int. J. Impact Eng.* **2006**, *32*, 778–798, doi:10.1016/j.ijimpeng.2005.07.015.
 45. Huh, H.; Kang, W. J.; Han, S. S. A tension split Hopkinson bar for investigating the dynamic behavior of sheet metals. *Exp. Mech.* **2002**, *42*, 8–17, doi:10.1177/0018512002042001784.
 46. Osovski, S.; Rittel, D.; Rodríguez-Martínez, J. A.; Zaera, R. Dynamic tensile necking: Influence of specimen geometry and boundary conditions. *Mech. Mater.* **2013**, *62*, 1–13, doi:10.1016/j.mechmat.2013.03.002.
 47. Vaz-Romero, A.; Rodríguez-Martínez, J. A.; Arias, A. The deterministic nature of the fracture location in the dynamic tensile testing of steel sheets. *Int. J. Impact Eng.* **2015**, *86*, 318–335, doi:10.1016/j.ijimpeng.2015.08.005.
 48. Zhang, J.; Jiang, Y. Lüders bands propagation of 1045 steel under multiaxial stress state. *Int. J. Plast.* **2005**, *21*, 651–670, doi:10.1016/j.ijplas.2004.05.001.
 49. Conrad, H.; Schoeck, G. Cottrell locking and the flow stress in iron. *Acta Metall.* **1960**, *8*, 791–796, doi:10.1016/0001-6160(60)90175-9.
 50. Caillard, D.; Martin, J. L. *Thermally activated mechanisms in crystal plasticity*; Pergamon.; 2003; ISBN 0080427030.
 51. Cahn, R. W.; Haasen, P.; Krmaer, E. J. *Constitution and properties of steels*; Pickering, F. B., Ed.; VCH, 1992; Vol. 7;.
 52. Kolarik, L.; Kolarikova, M.; Vondrous, P.; Hrabina, R. the Choice of Parameters for Welding of Steel S355NI. *Ann. DAAAM 2012 Proc. 23rd Int. DAAAM Symp.* **2012**, *23*, 1027–1030.
 53. Rollet, A. D.; Kocks, U. F. A review of the stage of work hardening. *Solid State Phenom.* **1993**, *35–36*, 1–18, doi:10.4028/www.scientific.net/SSP.35-36.1.
 54. Rollet, A. D. *Strain Hardening at Large Strains in Aluminum Alloys*; Los Alamos, 1988;

55. Nes, E. Modelling of Work Hardening and Stress Saturation in FCC Metals. **1998**, *41*.
56. Klepaczko, J. R.; Chiem, C. Y. On rate sensitivity of fcc metals, instantaneous rate sensitivity and rate sensitivity of strain hardening. *J. Mech. Phys. Solids* 1986, *34*, 29–54.
57. Rusinek, A. *Modélisation thermoviscoplastique d'un nuance de tôle d'acier aux grandes vitesses de déformation. Etude expérimentale et numérique du cisaillement, de la traction et de la perforation.*; Metz, 2000;
58. Rusinek, A.; Bernier, R.; Boumbimba, R. M.; Klosak, M.; Jankowiak, T.; Voyiadjis, G. Z. New devices to capture the temperature effect under dynamic compression and impact perforation of polymers, application to PMMA. *Polym. Test.* **2018**, *65*, 1–9, doi:10.1016/j.polymertesting.2017.10.015.
59. Wang, K.; Bahlouli, N.; Matadi Boumbimba, R.; Addiego, F.; Rémond, Y. Specimen Geometry Effect on the Deformation Mechanisms of Polypropylene-Based Composites Under Impact Loading at Different Temperatures. *Dyn. Behav. Mater.* **2016**, *2*, 101–111, doi:10.1007/s40870-016-0049-3.
60. Ludwik, P. *Elemente der Technologischen Mechanik*; 1909; ISBN 978-3-662-39265-2.
61. Lindholm, U. S. Some Experiments With Pressure the Split Hopkinson Pressure Bar. *Mech. Phys. Solids* **1964**, *12*, 317–335.
62. Klopp, R. W.; Clifton, R. J.; Shawki, T. G. Pressure-shear impact and the dynamic viscoplastic response of metals. *Mech. Mater.* **1985**, *4*, 375–385, doi:10.1016/0167-6636(85)90033-X.
63. Johnson, G. R.; Cook, W. H. A constitutive model and data for metals subjected to large strain, high strain rates and high temperatures. In *7th International Symposium on Ballistics*; 1983.
64. Evans, A. G.; Rawlings, D. The Thermally Activated Deformation of Crystalline Materials. *Phys. status solidi* **1969**, *34*, 9.
65. Hull, D.; Bacon, D. J. *Introduction to dislocations*; Butterworth-Heinemann, Ed.; 5th ed.; Liverpool, UK, 2011; ISBN 9780080966724.
66. Conrad, H. Thermally Activated Deformation of Metals.
67. Hull, D.; Bacon, D. J. *Introduction to Dislocations*; Elsevier Ltd., 2011;
68. Orowan, E. Problems of plastic gliding. **1940**.
69. Kuhlmann-wilsdorf, D. Theory of Workhardening 1934-1984. **1985**, *16*.
70. Klahn, D.; Mukherjee, A. K.; Dorn, J. E. Strain-rate Effects. In *2nd International Conference on the Strength of Metals and Alloys*; 1970.
71. Regazzoni, G.; Kocks, U. F.; Follansbee, P. S. Dislocation kinetics at high strain rates. *Acta Metall.* **1987**, *35*, 2865–2875, doi:10.1016/0001-6160(87)90285-9.
72. Milella, P. P. On the Dependence of the Yield Strength of Metals on Temperature and Strain Rate. The Mechanical Equation of the Solid State. *AIP Conf. Proc.* **2002**, *620*, 642–648, doi:10.1063/1.1483621.
73. Granato, A. V. Microscopic Mechanisms of Dislocation Drag. In *Metallurgical Effects at High Strain Rates*; Rohde, R. W., Butcher, B. M., Hollad, J. R., Karnes, C. H., Eds.; Albuquerque, 1973.
74. Meyers, M.; Engineering, A.; Diego, S.; Conferences, E.; Senior, H.; Award, S.; Scientist, T. M. S. D.; Awards, E.; Award, L. H.; Chawla, K.; Science, M. *Mechanical Behavior of Materials*; ISBN

9780521866750.

75. Voyiadjis, G. Z.; Abed, F. H. Microstructural based models for bcc and fcc metals with temperature and strain rate dependency. *Mech. Mater.* **2005**, *37*, 355–378, doi:10.1016/j.mechmat.2004.02.003.
76. Kocks, U. F. Realistic constitutive relations for metal plasticity. *Mater. Sci. Eng. A* **2001**, *317*, 181–187, doi:10.1016/S0921-5093(01)01174-1.
77. Bammann, D. J.; Aifantis, E. C. A Model for Finite-Deformation Plasticity. *Acta Mech.* **1987**, *117*, 97–117.
78. Kubin, L. P.; Estrin, Y. Evolution of Dislocation densities and the Critical Conditions for the Portevin-le Chatelier Effect. *Acta Metall.* **1990**, *38*, 697–708, doi:http://dx.doi.org/10.1016/0956-7151(90)90021-8.
79. Zerilli, F. J.; Armstrong, R. W. Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations. *J. Appl. Phys.* **1987**, *61*, 1816–1825, doi:10.1063/1.338024.
80. Follansbee, P. S.; Kocks, U. F. A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable. *Acta Met.* **1988**, *36*, 81–93.
81. Rusinek, A.; Klepaczko, J. R. 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. *Int. J. Plast.* **2001**, *17*, 87–115, doi:10.1016/S0749-6419(00)00020-6.
82. Klepaczko, J. Thermally activated flow and strain rate history effects for some polycrystalline f.c.c. metals. *Mater. Sci. Eng.* **1975**, *18*, 121–135, doi:10.1016/0025-5416(75)90078-6.
83. Johnson, G. R. Implementation of simplified constitutive models in large computer codes. In *Dynamic constitutive/Failure Models*; Wright-Patterson, Ed.; 1988; pp. 409–418.
84. Mazière, M. *Modelling the Portevin - Le Chatelier effect in metallic alloys*; 2016;
85. Schulze, V.; Vöhringer, O.; Halle, T. Plastic Deformation: Constitutive Description. *Mater. Sci. Mater. Eng.* **2017**, doi:10.1016/B978-0-12-803581-8.02883-6.
86. Zhong, W. Z.; Mbarek, I. A.; Rusinek, A.; Bernier, R.; Jankowiak, T.; Sutter, G. Development of an experimental set-up for dynamic force measurements during impact and perforation, coupling to numerical simulations. *Int. J. Impact Eng.* **2016**, *91*, 102–115, doi:10.1016/j.ijimpeng.2016.01.006.

Tables des figures

Figure I-1 : (a) Représentation de l'état de contrainte dans le repère des contraintes principales [1], (b) Etats de contrainte en fonction de la triaxialité [2].	8
Figure I-2 : Triaxialité vs. Déformation plastique dans le cas d'essais de traction plane et traction entaillée [7].	9
Figure I-3 : Déformations observées lors d'un essai de compression : (a) flambage ($l_0/d_0 > 5$), (b) Cisaillement ($l_0/d_0 > 2.5$), (c) Double effet tonneau ($l_0/d_0 > 2$), (d) Effet tonneau (présence de frottement aux interfaces), (e) déformation homogène, (f) Instabilité dans le matériau [8].	10
Figure I-4 : Influence du frottement et de la géométrie sur la force mesurée lors d'un essai de compression : (a) Comparaison des courbes Force vs. Déplacement, (b) Géométries utilisées lors de l'étude [9].	10
Figure I-5 : Déformation à rupture vs. Triaxialité.	11
Figure I-6 : (a) Déformation d'un échantillon durant un essai de cisaillement simple [12], (b) Déformation dans les mors et (c) Rupture par traction observée durant l'essai [13].	12
Figure I-7 : Géométries d'éprouvette de cisaillement : développée par Bao et Wierzbicki [14], (b) améliorée par Peirs [15].	12
Figure I-8 : Plan d'une éprouvette de double cisaillement.	13
Figure I-9 : Epreuve de compression cisaillement.	14
Figure I-10 : Diagramme de Lagrange : Propagation des ondes de compression lors d'un essai SHPB [22].	15
Figure I-11 : Exemple de signaux obtenus lors d'un essai SHPB.....	15
Figure I-12 : Vitesse de propagation d'une onde élastique dans une barre [23].	16
Figure I-13 : Influence des corrections liées au frottement et à l'inertie sur la contrainte équivalente.	18
Figure I-14 : Influence de la correction lié au poinçonnement des barres.	19
Figure I-15 : Représentation schématique d'un essai de Taylor [37] : (a) Création des ondes de déformation élastique et plastique lors de l'impact. (b) Propagation des ondes, (c) Reflexion de l'onde élastique sur la face arrière de l'échantillon et (d) Fin du chargement.	20
Figure I-16 : Banc d'essai de traction dynamique [38].	21
Figure I-17 : Principe de l'essai de traction dynamique basé sur la réflexion d'onde de compression [42] : Barre d'entrée (1), barre de sortie (2), projectile (3), éprouvette (4) et bague (5).	22
Figure I-18 : Système d'inversion de chargement développé par Dunand [2].	22
Figure I-19 : Signaux obtenus par Panowicz et Janiszewski [42] : (a) uniquement avec la bague (b) avec la bague et l'éprouvette.	23
Figure I-20 : Influence de la vitesse de déplacement (a) et de la longueur de la zone utile (b) sur la localisation de la striction lors d'un essai de traction dynamique [47].	24

Figure I-21 : Observations MEB de la microstructure des aciers étudiés : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	26
Figure I-22 : Résultats des essais de compression quasi-statique à température ambiante : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	27
Figure I-23 : Ecrouissage θ en fonction de la contrainte : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	28
Figure I-24 : Résultats des essais de compression à température ambiante : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	29
Figure I-25 : Sensibilité à la vitesse de déformation : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	30
Figure I-26 : Montage utilisé pour le refroidissement des échantillons lors des essais dynamiques à froid.	31
Figure I-27 : Evolution de la température de l'échantillon en fonction du temps lors du refroidissement.	31
Figure I-28 : Résultats des essais de compression dynamique à diverses températures : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	32
Figure I-29 : Comparaison des résultats des essais réalisés à diverses températures pour des chargements quasi-statique et dynamique : (a) S355NL et (b-c) Acier à blindage.	33
Figure I-30 : Sensibilité à la température pour deux vitesses de déformation : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	33
Figure I-31 : Champs de déformation inhomogène lors de la transition élastoplastique lors d'un essai à 0.001 s – 1 : (a) $t = 0 s$, (b), $t = 0.8 s$, (c) $t = 1.6 s$, (d) $t = 2.4 s$, (e) $t = 3.2 s$ et (f) $t = 4 s$	35
Figure I-32 : Support d'éprouvette utilisé lors des essais de traction dynamique et montage de l'éprouvette.	35
Figure I-33 : Comparaison entre la loi de comportement, la contrainte équivalente moyenne dans la zone utile et la contrainte obtenue à partir de la théorie de propagation des ondes élastiques.	36
Figure I-34 : Résultats des essais de traction à température ambiante : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	36
Figure I-35 : Sensibilité à la vitesse de déformation : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	37
Figure I-36 : déformation à rupture vs. vitesse de déformation : (a) S355NL et (b) l'acier à blindage.	38
Figure I-37 : Déformation à rupture vs. Température : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	38
Figure I-38 : Champs de déformation plastique équivalente lors d'un essai de double cisaillement... ..	39
Figure I-39 : Contrainte équivalente moyenne à différentes hauteurs dans la zone utile.	39
Figure I-40 : Comparaison entre les valeurs numérique et le dépouillement analytique (équation I-7) corrigé pour : (a) diverses limites d'élasticité, (b) diverses sensibilités à la vitesse de déformation et (c) diverses vitesses de sollicitation.	40
Figure I-41 : Evolution de la triaxialité dans différents cas simulés.	41
Figure I-42 : Banc d'essai utilisé lors de la réalisation des essais de double cisaillement dynamiques : (a) Banc d'essai complet et (b) Projectile et support de l'éprouvette.	41
Figure I-43 : (a) Onde transmise mesurée et (b) déplacements mesurés durant l'essai.	42

Figure I-44 : Résultats des essais de double cisaillement dynamique : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	42
Figure I-45 : Taux de déformation à rupture obtenues lors des essais de double cisaillement : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	43
Figure I-46 : Faciès de rupture observé lors des essais de double cisaillement : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	43
Figure II-1 : Force nécessaire au mouvement d'une dislocation [63].	49
Figure II-2 : Force nécessaire au franchissement d'un obstacle de courte portée [39].	51
Figure II-3 : Vitesse moyenne des dislocations en fonction de la contrainte [70].	53
Figure II-4 : Résumé de l'influence de la vitesse de déformation et de la température sur la contrainte d'écoulement [73].	54
Figure II-5 : Représentation schématique des résultats obtenus par Klepaczko [81].	58
Figure II-6 : Modélisation de l'écrouissage en utilisant le modèle de Johnson-Cook : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	59
Figure II-7 : Modélisation de la sensibilité à la vitesse de déformation : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	60
Figure II-8 : Modélisation de la sensibilité à la température : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	60
Figure II-9 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Johnson-Cook: (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon} \sim 1700 s^{-1}$	61
Figure II-10 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Johnson-Cook: (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon} \sim 1100 s^{-1}$	62
Figure II-11 : Extrapolation linéaire permettant de déterminer σ_p	63
Figure II-12 : Détermination des paramètres β_1 et β_2 (a) approche initiale avec une approximation linéaire $\beta_1 T_{room} - \beta_2 T_{room} \ln \dot{\epsilon}$ (b) nouvelle approche améliorant la sensibilité à la vitesse de déformation $\beta_1 T_{room} - \beta_2 T_{room} \dot{\epsilon}$	64
Figure II-13 : Détermination de β_1 et β_2 en utilisant une approche mixte.	65
Figure II-14 : Evolution de la température T_{limite} par rapport à la vitesse de déformation, dans le cas de l'acier à blindage.	65
Figure II-15 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon} \sim 1700 s^{-1}$	67
Figure II-16 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon} \sim 1100 s^{-1}$	67
Figure II-17 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed modifié : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon} \sim 1700 s^{-1}$	68

Figure II-18 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed modifié : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}p \sim 1100 s^{-1}$	68
Figure II-19 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed mixte : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}p \sim 1700 s^{-1}$	69
Figure II-20 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed mixte : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}p \sim 1100 s^{-1}$	69
Figure II-21 : Identification des constantes liées à la contrainte effective σ^* : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.....	70
Figure II-22 : Identification des constantes liées au module de plasticité $B(\dot{\epsilon}p, T)$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.....	71
Figure II-23 : Cas du S355NL - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}p \sim 1700 s^{-1}$	72
Figure II-24 : Cas de l'acier à blindage - Comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Voyiadjis-Abed : (a) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (b) pour différentes températures à $\dot{\epsilon}p \sim 1100 s^{-1}$	72
Figure II-25 : Sensibilité à la vitesse de déformation des différents modèles : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.....	73
Figure II-26 : Sensibilité à la température des différents modèles : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.....	73
Figure II-27 : Comparaison des erreurs obtenues dans le cas du S355NL (à gauche) et de l'acier à blindage (à droite): (a-b) pour différentes vitesses de déformation à $T_0 = 293 K$, (c-d) à différentes températures en conditions dynamiques et (e-f) à différentes températures en conditions quasi-statiques.....	75
Figure III-1 : Banc d'essai utilisé lors des essais d'impact.....	79
Figure III-2 : Projectile utilisé lors des essais de perforation.....	80
Figure III-3 : Résultats des essais de perforation réalisés à une température $T_0 = 293 K$	81
Figure III-4 : Energie cinétique vs. vitesse initiale lors des essais réalisés à $T_0 = 293 K$	82
Figure III-5 : Force mesurée vs. Temps lors des essais réalisés à $T_0 = 293 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.....	82
Figure III-6 : Effort maximal vs. Vitesse initiale lors des essais réalisés à $T_0 = 293 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.....	83
Figure III-7 : Photographies des plaques après impact à $293 K$ avec $V_0 = 156 m.s^{-1}$: (a) S355NL et (b) Acier de blindage.....	83
Figure III-8 : Dispositif utilisé pour refroidir les échantillons jusqu'à $T_0 = 100 K$	84
Figure III-9 : Résultats des essais de perforation réalisés à une température $T_0 = 100 K$	84
Figure III-10 : Energie cinétique vs. Vitesse initiale lors des essais réalisés à $T_0 = 100 K$	85

Figure III-11 : Force mesurée vs. Temps lors des essais réalisés à $T_0 = 100 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	85
Figure III-12 : Effort maximal vs. Vitesse initiale lors des essais réalisés à $T_0 = 100 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	86
Figure III-13 : Photographie des plaques après impact à 100 K: (a) S355NL avec $V_0 = 135 m.s - 1$ et (b) Acier de blindage avec $V_0 = 173 m.s - 1$	86
Figure III-14 : Photographie d'un échantillon d'acier à blindage après impact à $V_0 = 152 m.s - 1$ et $T_0 = 100 K$	87
Figure III-15 : Maillage de l'échantillon et les conditions limites utilisés lors des simulations.	88
Figure III-16 : Algorithmes utilisés dans les sous-fonctions.	89
Figure III-17 : Déformation d'un élément, utilisé pour la validation des lois de comportement.	90
Figure III-18 : Comparaison entre la contrainte équivalente calculée numériquement sur un élément et le modèle analytique de Rusinek-Klepaczko.	90
Figure III-19 : Comparaison entre la contrainte équivalente sur l'élément et le modèle analytique de Voyiadjis-Abed mixte.	91
Figure III-20 : Vitesse résiduelle vs. Vitesse initiale pour plusieurs déformations à rupture : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	92
Figure III-21 : Champs de température observée lors des simulations ($V_0 = 200m.s - 1$) : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	92
Figure III-22 : Vitesse résiduelle vs. Vitesse initiale pour différents modèles de comportement : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	93
Figure III-23 : Vitesse de déformation moyenne dans la zone impactée.	93
Figure III-24 : Influence du frottement sur la limite balistique et la vitesse résiduelle.	94
Figure III-25 : Energie cinétique vs. Vitesse initiale – Comparaison entre les essais et les simulations : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	95
Figure III-26 : Force exercée vs. Temps lors des simulations réalisées à $T_0 = 293 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	95
Figure III-27 : Ouverture formée par le projectile dans une configuration similaire à celle de la Figure III-7 : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	96
Figure III-28 : Ouverture formée par le projectile dans une configuration similaire à celle de la Figure 4, dans le cas de l'acier à blindage : (a) Simulation – avant perforation complète et (b) Expérimentale – après perforation.	97
Figure III-29 : Vitesse résiduelle vs. Vitesse initiale pour $T_0 = 100 K$: comparaison entre les valeurs expérimentales et numériques : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	97
Figure III-30 : Vitesse résiduelle vs. Vitesse initiale pour plusieurs déformations à rupture à $T_0 = 100 K$: (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	98
Figure III-31 : Energie cinétique vs. Vitesse initiale – Comparaison entre les essais et les simulations : (a) S355NL et (b) Acier à blindage.	98