HAL open science

Cisaillage à grande vitesse : des essais à la simulation

Camille Gaudilliere

To cite this version:

Camille Gaudilliere. Cisaillage à grande vitesse : des essais à la simulation. Mécanique [physics.med-ph]. Arts et Métiers ParisTech, 2011. Français. NNT : 2011ENAM0052 . pastel-00665330

HAL Id: pastel-00665330

https://pastel.hal.science/pastel-00665330v1

Submitted on 1 Feb 2012

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.

2011-ENAM-0052

École doctorale n° 432 : Sciences et Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Mécanique "

présentée et soutenue publiquement par

Camille GAUDILLIERE

19 décembre 2011

Cisaillage à grande vitesse : des essais à la simulation

Directeur de thèse : **Philippe LORONG**
Co-encadrement de la thèse : **Nicolas RANC**
Co-encadrement de la thèse : **Arnaud LARUE**

Jury

M. Khemaïs SAANOUNI, Professeur, ICD-LASMIS, Université de Technologie de Troyes	Président
M. Laurent DUBAR, Professeur, TEMPO, Université de Valencienne	Rapporteur
M. Guy SUTTER, Professeur, LPMM, Université Paul Verlaine de Metz	Rapporteur
M. Arnaud LARUE, MCf, PIMM, Arts et Métiers ParisTech	Examinateur
M. Philippe LORONG, Professeur, PIMM, Arts et Métiers ParisTech	Examinateur
M. Nicolas RANC, MCf, PIMM, Arts et Métiers ParisTech	Examinateur
M. André MAILLARD, Docteur-Ingénieur, CETIM Senlis	Invité

T H È S E

Arts et Métiers ParisTech - Centre de Paris
PIMM

Pour Lucie et mon petit Louison

"Un voyage de mille lieux commence toujours par un premier pas"

Extrait du *Tao Te King*, Lao Tseu, Sage chinois, milieu du VIème siècle avant JC

Remerciements

Après toutes ces années de collaboration, je tiens à remercier chaleureusement et avant toute autre personne, mon directeur de thèse Philippe LORONG et mes deux co-encadrants Arnaud LARUE et Nicolas RANC pour m'avoir fait confiance et offert la chance de pouvoir revenir me former. En outre je désire souligner leur patience à mon égard ainsi que la pédagogie qu'ils ont déployée pour me soutenir jusqu'à aujourd'hui.

Je tiens également à remercier André MAILLARD et Dominique GHIGLIONNE du CETIM Senlis, pour leur participation active au projet à travers les discussions de travail que nous avons pu avoir.

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à l'ensemble des membres du jury, Laurent DUBAR, Khemaïs SAANOUNI et Guy SUTTER pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

Mes remerciements vont également aux membres du laboratoire PIMM et plus particulièrement à tous ceux du groupe SDS pour leur accueil et leur soutien quotidien. Je remercie plus particulièrement Gérard ROGER sans qui aucun essai n'aurait été possible et Lounes ILLOUL pour sa très grande expertise en simulation.

J'adresse également un remerciement sincère à tous les étudiants de PJE ayant participé à ce projet à travers divers travaux.

Merci à tous ceux qui ont de près ou de loin favorisé ce travail !

Table des matières

Remerciements **7**

Introduction générale **1**

1 Bibliographie **3**
1.1 Energie et efforts de découpe . . . 3
1.2 Bandes de cisaillement adiabatiques . . . 10
1.3 Défauts des pièces poinçonnées . . . 11
1.4 Comparaison expérimentation - simulation numérique . . . 15
1.5 Conclusion . . . 20

2 Contexte de l'étude **23**
2.1 Procédés de découpage/poinçonnage traditionnels . . . 23
2.2 Dispositif expérimental de sollicitation . . . 26
2.3 Obtention des efforts de découpe . . . 28
2.3.1 Evaluation de l'effort maximal . . . 29
2.3.2 Principe fondamental de la dynamique . . . 29
2.3.3 Théorie des ondes élastiques . . . 32
2.4 Conclusion . . . 34

3 Evaluation des efforts de découpe **35**
3.1 Système expérimental d'étalonnage . . . 35
3.2 Calculs de l'effort de découpe . . . 39
3.2.1 Méthode du maximum . . . 39
3.2.2 Méthode par comparaison . . . 40
3.3 Conclusion . . . 56

4 Modélisation et simulation numérique **57**
4.1 Modélisation du comportement du matériau . . . 58
4.1.1 Loi de comportement de Johnson-Cook . . . 58
4.1.2 Identification de la loi de comportement . . . 60
4.2 Modèle mécanique retenu . . . 70
4.3 Validité des simulations numériques . . . 71
4.3.1 Etude d'une simulation 2D . . . 72
4.3.2 Etude de la convergence . . . 73
4.3.3 Comparaison 2D/3D . . . 74
4.3.4 Largeur des bandes de cisaillement . . . 74
4.3.5 Analyse de la zone $Z1$ . . . 77

4.4 Conclusion 80

5 Analyse des résultats **81**
5.1 Exploitation des résultats expérimentaux 81
5.1.1 Evolution de l'effort de découpe en fonction du temps 82
5.1.2 Evolution de l'effort en fonction de la vitesse du poinçon 86
5.1.3 Durée d'effort 88
5.1.4 Energie de découpe 89
5.1.5 Observations du faciès de rupture 91
5.1.6 Profondeur de poinçonnement 101
5.2 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques 108
5.2.1 Effort de découpe 108
5.2.2 Evolution de l'effort maximum 109
5.2.3 Pénétration du poinçon 110
5.3 Conclusion 112

Conclusion générale **113**

I Annexes **117**

A Principe des barres de Hopkinson **119**

B Mesures de la largeur de la partie lisse **121**

C Dessin du poinçon **123**

Table des figures

1.1 Effort de découpe en fonction de la pénétration du poinçon pour l'aluminium, pour des vitesses comprises entre $14,7.10^{-7}$ et $19,5\,m/s$ (Dowling et al., 1970) 5
1.2 Dispositif expérimental permettant la découpe de barre de $3\,mm$ de diamètre (Stock et Wingrove, 1971) 6
1.3 Graphes représentant l'énergie consommée durant la découpe d'un acier bas carbone et d'un acier à 1% de carbone en fonction de la vitesse du poinçon (Stock et Wingrove, 1971) 7
1.4 Efforts et énergies nécessaires à la découpe pour les différents matériaux testés en quasi-statique et à grande vitesse (Ong et Chan, 1989) 7
1.5 Efforts nécessaires à la découpe pour les 3 matériaux testés en quasi-statique et à grande vitesse (Roessig et Mason, 1999) 8
1.6 Energies consommées par la découpe pour les 3 matériaux testés en quasi-statique et à grande vitesse (Roessig et Mason, 1999) 9
1.7 Visualisation des phases de formation de BCA sur la courbe contrainte déformation pour une vitesse de déformation de $1\,600\,s^{-1}$ (Marchand et Duffy, 1988) 10
1.8 Faciès de rupture en quasi-statique (pièce au dessus) et à grande vitesse (pièce en dessous) pour chaque image, pour (a) l'aluminium, (b) le bronze, (c) le cuivre et (d) un acier doux. (Ong et Chan, 1989) 12
1.9 Schéma présentant la définition des différentes déformations mesurées sur les pièces (Ong et Chan, 1989) 13
1.10 Tableau présentant pour chaque matériau testé et pour chaque vitesse de découpe, les 3 déformations mesurées : la différence de diamètre, le bombé et la bavure (Ong et Chan, 1989) 14
1.11 Faciès de rupture observé au MEB ($\times 3\,100$). La flèche indique la direction du poinçonnage. (Jana et Ong, 1989) 15
1.12 Profils du bord découpé obtenus avec les 3 procédés de découpage. Cas de la nuance S355MC. (Maillard, 2005) 15
1.13 Efforts de découpe obtenus expérimentalement et par simulation numérique dans le cas d'un échantillon de titane, de $3\,mm$ d'épaisseur (Roessig et Mason, 1999) 17
1.14 Schéma représentatif du dispositif expérimental de Hopkinson adapté à la découpe à grande vitesse (Dabboussi et Nemes, 2 004) 17
1.15 Courbes comparatives de l'effort de découpe en fonction du déplacement du poinçon pour : l'aluminium en quasi-statique (a) et en dynamique (b) ; le titane en quasi-statique (c) et en dynamique (d) ; et l'acier "nitronic" en quasi-statique (e) et en dynamique (f). (Dabboussi et Nemes, 2 004) 18
1.16 Energies de découpe obtenues expérimentalement et par simulation numérique pour l'aluminium, le titane et l'acier inoxydable (Dabboussi et Nemes, 2 004) 19

2.1 Découpage Classique 24
2.2 Découpage fin 25
2.3 Schéma représentatif de l'outillage en découpe à grande vitesse 26
2.4 Photo du dispositif expérimental de découpe 26
2.5 Représentation schématique du banc de découpe : vue de dessus 27
2.6 Photos du poinçon (a/) et de la matrice (b/) 28
2.7 Evolution de la vitesse du poinçon 30
2.8 Evolution de la vitesse du poinçon pendant et après le contact avec l'échantillon . . 31
2.9 Evaluation de l'effort de découpe pour une découpe d'un échantillon de $3\,mm$ avec une vitesse de $18,1\,m/s$ 33

3.1 Représentation schématique du banc d'étalonnage 36
3.2 Graphe espace-temps de propagation des ondes mécaniques à l'intérieur de la barre et du tube de Hopkinson dans le cadre de la calibration 37
3.3 Déformations mesurées par la jauge J_i : ondes incidente et réfléchie (noir) et par la jauge J_{tube} : onde transmise (rouge) 38
3.4 Effort à l'interface barre incidente/matrice obtenu lors de l'étalonnage 39
3.5 Déformations sur le tube de Hopkinson 40
3.6 Déformations obtenues pendant l'étalonnage (rouge) et mesurée (noir) sur le tube de Hopkinson pendant la découpe de l'échantillon de C40 de $2\,mm$ d'épaisseur, pour une vitesse de poinçon de $9,88\,m/s$ et un jeu poinçon/matrice de $0,05\,mm$ 41
3.7 Déformations sur la barre incidente issues de deux essais avec une vitesse du projectile égale à $2,9$ et $3,7\,m/s$ 42
3.8 Efforts imposés à la matrice lors des essais de calibration avec une vitesse du projectile égale à $2,9$ et $3,7\,m/s$ 43
3.9 Déformations sur le tube de Hopkinson issues des essais de calibration avec une vitesse du projectile égale à $2,9$ et $3,7\,m/s$ 44
3.10 Déformations mesurées, construites et élémentaires dans le cas d'une découpe d'un échantillon de $2\,mm$ avec une vitesse de $9,88m/s$ et un jeu de $0,05\,mm$ (essai 2C23) 45
3.11 Déformations mesurées et résidu (essai 2C23) 46
3.12 Modèle de banc virtuel – Représentation de l'évolution des sections des barres . . . 46
3.13 Effort imposé sur le bord libre de la barre incidente 47
3.14 Déformations, issues de la simulation, sur la barre incidente et sur le tube de Hopkinson 48
3.15 Déformations utilisées pour constituer la base numérique 48
3.16 Effort utilisé pour constituer la base numérique 50
3.17 Effort imposé à la matrice et effort calculé par recomposition 50
3.18 Déformation calculée et générée par l'effort imposé (en rouge) et déformation construite à partir de la déformation de la base et des coefficients α (en bleu) 51
3.19 Erreur E_{f-R} entre effort calculé et effort imposé en fonction de k 51
3.20 Evolution de l'effort calculé avec méthode par recomposition (en bleu) et méthode directe (en noir) pour une vitesse de poinçon égale à $18,1\ m/s$ et un jeu de $0,05\ mm$ 53
3.21 Evolution de la vitesse du poinçon pendant et après le contact avec l'échantillon . . 55
3.22 Evolution de l'effort de découpe en fonction du déplacement du poinçon pour un échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur avec une vitesse initiale de $18,1\,m/s$ 55

4.1 Géométrie de l'éprouvette de traction 62

4.2 Courbe liant la contrainte vraie à la déformation rationnelle pour une vitesse de déformation de $8,5.10^{-5}\ s^{-1}$ à température ambiante 62
4.3 Courbe contrainte-déformation avec la détermination du paramètre A 63
4.4 Courbe liant la contrainte vraie à la déformation rationnelle pour une vitesse de déformation de $8,5.10^{-5}\ s^{-1}$, pour la partie déformation plastique 63
4.5 Courbe de traction en quasi-statique liant la contrainte vraie à la déformation rationnelle à $295\,K$ et à $473\,K$ 66
4.6 Contrainte vraie en fonction de la température 66
4.7 Courbes représentant la contrainte de compression en fonction de la déformation globale (Machine + Eprouvette) pour deux vitesses de déformation lors des essais sur machine hydraulique 69
4.8 Graphe présentant la contrainte d'écoulement en fonction du rapport entre la vitesses de déformation courante et la vitesse de référence (en quasi-statique) : modélisation à l'aide d'une régression linéaire 69
4.9 Schéma représentant le poinçon, l'échantillon et la matrice. 70
4.10 Effort en fonction du temps pour une simulation numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $200\mu m$ et une distance entre nœuds de $50\mu m$ . . 72
4.11 Effort en fonction du temps pour une simulation numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et une distance entre nœuds de $2,5$, 5 et $10\mu m$ 73
4.12 Effort en fonction du temps obtenu pour des simulations numériques en 2D et en 3D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $200\mu m$ et une distance entre nœuds de $25\mu m$ et de $50\mu m$ 75
4.13 Déformations plastiques cumulées à l'intérieur de l'éprouvette pour deux instants différents ; simulation numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et une distance entre les cellules égale à $2,5\mu m$ 76
4.14 Contrainte en fonction de la position (en m) obtenue pour des simulations numériques en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et des distances entre les cellules égales à $2,5$, 5 et $10\mu m$ 77
4.15 Déformation en fonction de la position (en m) obtenue pour des simulations numériques en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et des distances entre les cellules égales à $2,5$, 5 et $10\mu m$ 78
4.16 Effort de découpe en fonction du temps pour une simulation numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et une distance entre nœuds de $2,5$ et de $5\mu m$: zoom sur la zone Z1 79

5.1 Evolution de l'effort en fonction du temps pour des vitesses de poinçon égale à $12,7m/s$ et $16,7m/s$ et un jeu poinçon matrice égal à $0,05\,mm$ ou $0,2\,mm$, pour des échantillons de $3\,mm$ d'épaisseur 82
5.2 Evolution de l'effort en fonction du temps pour des vitesses de poinçon égale à $12,7\,m/s$ et $16,7\,m/s$ et un jeu poinçon matrice égal à $0,05\,mm$ ou $0,2\,mm$, pour des échantillons de $2\,mm$ d'épaisseur 84
5.3 Evolution de l'effort en fonction du temps pour 6 vitesses de poinçon comprises entre $8,8\,m/s$ et $18,1\,m/s$, un jeu poinçon matrice égal à $0,05\,mm$ et pour des échantillons de $3\,mm$ d'épaisseur 85
5.4 Evolution de l'effort maximum en fonction de la vitesse du poinçon pour des échantillons de $3\,mm$ d'épaisseur pour 2 jeux poinçon-matrice de $0,05\,mm$ et de $0,2\,mm$ 86

5.5 Evolution de l'effort maximum en fonction de la vitesse du poinçon pour 3 épaisseurs d'éprouvette . . . 87
5.6 Evolution du rapport entre la durée de l'effort et la durée de découpe en fonction de la vitesse du poinçon pour les échantillons de $2\,mm$, $3\,mm$ et $4\,mm$ d'épaisseur et pour les jeux de $0,2\,mm$ et $0,05\,mm$ . . . 89
5.7 Evolution de l'énergie consommée par la découpe en fonction de la vitesse du poinçon pour des échantillons de 2 et $3\,mm$ avec un jeu de $0,05\,mm$ . . . 90
5.8 Photo du poinçon en contact avec l'éprouvette (de $4\,mm$ d'épaisseur) . . . 91
5.9 Photo du faciès de rupture d'une éprouvette de $4\,mm$ d'épaisseur . . . 93
5.10 Schéma de l'échantillon après découpe et des zones observées au microscope optique 93
5.11 Photo MEB du flan de l'éprouvette . . . 94
5.12 Photo MEB de la zone à cheval sur les zones lisse et arrachée du flan de l'éprouvette 94
5.13 Photo MEB de la partie lisse du flan de l'éprouvette . . . 95
5.14 Photo MEB de la partie arrachée du flan de l'éprouvette . . . 95
5.15 Photo MEB de la partie arrachée du flan de l'éprouvette : ZOOM . . . 96
5.16 Schéma de l'échantillon après découpe et des zones observées au microscope optique 97
5.17 Photo au microscope optique d'un échantillon d'acier de $2\,mm$ d'épaisseur, vitesse du poinçon $= 15,1\,m/s$ et jeu poinçon/matrice $= 0,2\,mm$: pas de présence de BCA 98
5.18 Photo au microscope optique d'un échantillon d'acier de $3\,mm$ d'épaisseur, vitesse du poinçon $= 16,2\,m/s$ et jeu poinçon/matrice $= 0,05\,mm$: présence d'une BCA . 98
5.19 Photo au microscope optique d'un échantillon d'acier de $3\,mm$ d'épaisseur, vitesse du poinçon $= 16,2\,m/s$ et jeu poinçon/matrice $= 0,05\,mm$: présence d'une BCA - ZOOM . . . 100
5.20 Tableau récapitulatif des observations microscopiques réalisées . . . 100
5.21 Largeur de la partie lisse en fonction de la vitesse du poinçon pour des échantillons de $2\,mm$ et $3\,mm$ d'épaisseur . . . 102
5.22 Effort de découpe et vitesse du poinçon : jeu=$0,05\,mm$, épaisseur de l'échantillon $= 3\,mm$ . . . 103
5.23 Evolution des efforts de découpe en fonction du déplacement du poinçon pour six vitesses différentes ; avec le jeu égal à $0,05\,mm$ et l'épaisseur de l'échantillon à $3\,mm$ 104
5.24 Schéma explicatif du positionnement des prises de vues par rapport à la zone de cisaiallement . . . 105
5.25 Evolution de l'effort de découpe et photos de la découpe à grande vitesse pour un échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur et une vitesse de poinçon égale à $10,7\,m/s$ (Durée de découpe $= 181\,\mu s$ . . . 106
5.26 Scénario possible de la découpe à grande vitesse . . . 107
5.27 Effort en fonction du temps : en rouge effort obtenu par le calcul numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15\,m/s$, un congé de $50\,\mu m$ et une distance entre nœuds de $5\,\mu m$; en bleu effort mesuré avec une vitesse de poinçon égale à $15\,m/s$. 109
5.28 Evolution de l'effort maximal en fonction de la vitesse du poinçon . . . 110
5.29 Evolution du ratio entre la largeur de la partie brillante et l'épaisseur de l'échantillon en fonction de la vitesse du poinçon . . . 111

A.1 Dispositif classique des barres de Hopkinson . . . 119
A.2 Zoom schématique sur l'échantillon . . . 119
A.3 Propagation des ondes dans les barres de Hopkinson . . . 120
A.4 Représentation schématique des ondes incidente, transmise et réfléchie. . . . 120

B.1 Tableau des mesures de la largeur de la partie lisse pour des échantillons poinçonnés 121
B.2 Tableau des mesures de la largeur de la partie lisse pour des échantillons cisaillés . . 122

C.1 Dessin de définition du poinçon 123

Introduction générale

L'obtention d'une pièce mécanique passe souvent par la nécessité de découper une feuille métallique. Pour cela de nombreux procédés existent, mais seuls les procédés mécaniques permettent encore à l'heure actuelle des cadences extrêmement élevées (de l'ordre de 100 pièces à la minute). Cependant, grâce à l'automatisation et au progrès des motorisations, les autres procédés de découpe augmentent de façon substantielle leur cadence de production. Des améliorations constantes des outillages et des machines s'avèrent donc nécessaires pour que les procédés de découpe mécanique conservent leur compétitivité, et ce d'autant plus que certains matériaux nouveaux sont de plus en plus difficile à découper.

Au début des années 2000 le CETIM, aidé par de nouveaux moyens technologiques tels que les têtes de frappe hydropulsor mises au point par la société suédoise Hydropulsor AB, a développé une machine de poinçonnage à grande vitesse. La société suédoise avait, quant à elle, déjà mis au point une machine de découpe adiabatique des barres permettant des cadences supérieures à 100 coups à la minute. Ce type de machine a également été développé par la société ADIAPRESS basée à Saint Etienne et est actuellement commercialisée sous le nom d'ADIA 7. Avec ces moyens technologiques il est possible d'atteindre des vitesses relatives poinçon-matrice de l'ordre de $10\,m/s$. Cette grande vitesse permet alors d'utiliser le phénomène de cisaillement adiabatique, qui est un mécanisme de localisation de la déformation dû essentiellement à l'auto échauffement de la matière, lors de sollicitations dynamiques mettant en jeu de grandes vitesses de déformations. Le cisaillement adiabatique est en général le précurseur de la ruine et donc de la découpe du matériau. Les avantages de ce cisaillement sont particulièrement connus et ont été étudiées dans le cas de l'usinage à grande vitesse. Dans ce cas, il permet, entre autres, d'augmenter la productivité, d'améliorer la qualité de surface des pièces usinées, de limiter l'utilisation des lubrifiants, de faire des économies de matière ainsi que l'usinage de nouveaux matériaux possédant des performances mécaniques de plus en plus élevées, tels que les alliages de titane, très utilisés dans l'industrie aéronautique.

Néanmoins, les premiers poinçonnages grandes vitesses ont engendré des casses prématurées d'outil pouvant être dues à une conception défaillante ou à une mauvaise combinaison des paramètres de découpe. Pour maîtriser ce nouveau procédé, des investissements importants ont été déployés. Un dispositif expérimental de découpe à grande vitesse a alors été conçu avec des contraintes fortes : permettre une bonne maîtrise des paramètres (jeu, vitesse, conditions de fixation...) et la réalisation de mesures fiables lors de la découpe. Toutefois, afin de limiter les campagnes d'essais, coûteuses en temps, parfois difficiles à mettre en œuvre et qui ne pourront de toute façon jamais reproduire l'ensemble des possibilités du poinçonnage à grande vitesse (concernant la variété des matériaux, les épaisseurs, les vitesses, les jeux, etc), la modélisation et la simulation numérique peuvent constituer un apport décisif dans la recherche de conditions optimales. En

outre, les outils numériques peuvent également participer à la compréhension de phénomènes complexes intervenant pendant la découpe en donnant accès à des données telles que la température dans l'échantillon ou les contraintes dans l'outillage en fonction des divers paramètres du procédé de fabrication.

L'ojectif de l'étude présentée dans ce mémoire est de contribuer à la maîtrise de ce nouveau procédé en permettant de déterminer les conditions optimales de poinçonnage pour une pièce mécanique donnée. Pour cela, il est essentiel de connaître de façon précise les efforts de cisaillage. La première approche a consisté à réaliser un dispositif expérimental développé au laboratoire PIMM des Arts et Métiers Paris Tech dédié à la découpe à grande vitesse. La durée de la découpe étant de l'ordre de $100\,\mu s$, l'interprétation des mesures s'avère délicate. C'est pourquoi une méthode de calcul des efforts a été développée. La seconde approche a consisté à mettre au point une simulation numérique du procédé. Celle-ci, réalisée lors de travaux précédents ([Yvo04] et [Ill08]), permet la prédiction des efforts en supprimant les essais de cisaillage. Le procédé de découpe à grande vitesse engendre des déformations importantes dans l'échantillon (de l'ordre de 3), une vitesse de déformation également élevée (d'environ $10^5\,s^{-1}$) et une température proche de la température de fusion T_f. Pour prendre en compte ces spécifités, une modélisation adéquate du comportement du matériau est nécessaire. Après avoir validé les deux approches séparément, une exploitation des résultats permet en particulier de connaître et prédire les efforts et l'énergie de découpe en fonction de divers paramètres dont la vitesse du poinçon, le jeu poinçon-matrice ou l'épaisseur de l'échantillon.

Le premier chapitre est consacré à une analyse bibliographique montrant l'état de l'art sur les différentes problèmatiques liées au poinçonnage à grande vitesse. Nous tenterons de retracer les divers travaux effectués sur ce procédé, puis de présenter les paramètres influant sur la création et la propagation des bandes de cisaillement adiabatiques. Dans un second chapitre, nous repositionnerons le problème en précisant le contexte de l'étude de façon plus approfondie, permettant de comparer les autres procédés de découpe mécanique avec le poinçonnage à grande vitesse, ainsi qu'une première étude de l'effort de découpe. Le troisième chapitre sera consacré à l'obtention de l'historique de l'effort. Pour cela la méthode de calcul mise au point nécessite un étalonnage que l'on détaillera. Dans le quatrième chapitre, après une brève présentation de diverses modélisations du comportement des matériaux, l'étude sera consacrée à la détermination des paramètres de la loi de comportement retenue pour la simulation numérique et à la validité de cette dernière. Enfin, dans le dernier chapitre, nous analyserons les résultats obtenus avec le dispositif expérimental que nous comparerons avec les premiers résultats par simulation numérique.

Chapitre 1

Bibliographie

A partir des années 1 960, les avancées technologiques ont permis de croire en l'essor d'un nouveau procédé : le découpage à grande vitesse. Les travaux de recherche réalisés montrent que les efforts mis en œuvre ainsi que l'énergie consommée pendant la découpe ne sont pas systématiquement moins importants avec ce nouveau procédé contrairement à ce que Zener et Hollomon ([ZH44]) pressentaient en 1944. L'apport d'un tel procédé ne semblait donc pas à cette époque si intéressant par rapport au découpage fin ou au découpage classique.

Il faudra attendre les années 1 990, avec l'essor de l'usinage à grande vitesse, pour qu'on s'intéresse de nouveau au cisaillage à grande vitesse. Roessig et Mason ([RM99a]), Batra ([RBW95])) ou encore Zhou ([MZG96])) mettent en évidence que les caractéristiques mécaniques et thermiques du matériau découpé ont une grande influence sur le résultat de la découpe. En effet, certains matériaux sont plus susceptibles de générer des bandes de cisaillement adiabatiques. Or celles-ci indiquent la présence d'un échauffement important dans la zone de cisaillement. Cet échauffement engendre de l'adoucissement thermique et fait chuter les efforts de découpe.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux travaux sur la découpe à grande vitesse permettant de quantifier l'énergie consommée pendant la découpe. Nous nous apercevrons que les conclusions des différents auteurs ont tendance à diverger. Pour comprendre cette divergence, il s'avère alors nécessaire de s'intéresser également aux observations réalisées sur le faciès de rupture. C'est pourquoi, nous nous intéresserons dans un deuxième temps aux bandes de cisaillement adiabatiques.

Dans un second paragraphe, pour savoir si un procédé est plus ou moins intéressant par rapport à d'autres il est également nécessaire de quantifier la qualité géométrique de la pièce obtenue par découpe.

Enfin, nous terminerons cette étude bibliographique par les travaux présentant une comparaison entre les résultats expérimentaux et obtenus par simulation numérique.

1.1 Energie et efforts de découpe

Les premiers à avoir publié des résultats concernant les procédés à grande vitesse sont Zener et Hollomon en 1 944 ([ZH44]). Ceux-ci ont mis au point un dispositif expérimental de découpe leur permettant d'atteindre des vitesses de l'ordre de $3\,m/s$, soit environ 100 fois plus importantes

que celles rencontrées en découpage classique. A l'aide de leur dispositif un poids est lâché sur le poinçon qui va réaliser la découpe dans de l'acier faiblement allié $C25$. Enfin, comme va le constater également Cockcroft ([Coc61]) en 1 961 mais avec des vitesses de poinçonnage atteignant $216\,m/s$, Zener et Hollomon mettent en évidence une réduction de 15 à 30% de l'énergie nécessaire à la découpe par rapport à celle requise en découpe traditionnelle.

Dans les années 1 960, Johnson et ses collaborateurs ([SJ67] et [WJS64]) ont travaillé sur un spectre plus large de matériaux. Ceux-ci ont été découpés avec une vitesse proche de $15\,m/s$ obtenue à l'aide d'un moteur linéaire à induction. L'énergie de découpe est évaluée à partir de l'énergie cinétique du poinçon. En général, cette énergie est plus importante en grande vitesse qu'en quasi-statique. Ces observations ont été confirmées par les travaux de Johnson et Travis ([JT66]) qui ont également fait varier la température (jusqu'à $1\,000^{\circ}C$) ainsi que le jeu relatif (entre 2 et 8%), avec une vitesse du poinçon pouvant aller jusqu'à $210\,m/s$.

En revanche, contrairement aux résultats de Johnson et ses co-auteurs ([SJ67], [WJS64] et [JT66]), Davies et Dhawan ([DD65]) montrent une diminution de l'énergie nécessaire à la découpe lorsque la vitesse augmente, plus particulièrement pour les aciers doux que pour les métaux non-ferreux testés.

Dowling et ses collaborateurs ([ARDC70]) ont mis au point un dispositif expérimental permettant de découper des éprouvettes avec des vitesses comprises entre 5 et $23\,m/s$. Ce dispositif est constitué d'une barre de Hopkinson et d'un tube sur lequel l'échantillon est déposé. Le tube sert de matrice. Sur le tube et la barre des jauges ont été collées et permettent de mesurer les déformations dues à la découpe. Néanmoins, pour pouvoir réaliser des découpes avec des vitesses plus faibles, une machine conventionnelle de découpe a également été utilisée. L'effort maximal de la machine est égal à $44,5\,kN$ et la vitesse du poinçon est comprise entre $2,5\,10^{-7}$ et $2,5\,10^{-4}\,m/s$. Enfin, une machine hydraulique spéciale permet d'atteindre des vitesses intermédiaires comprises entre $1,3\,10^{-2}$ et $1,3\,m/s$.

Le jeu poinçon-matrice est imposé égal à $0,025\ +/-\ 0,005\,mm$. Plusieurs matériaux sont testés dont un cuivre, un aluminium et l'acier $C45$. Les échantillons d'aluminium et de cuivre ont une épaisseur de $3,18\,mm$ et sont issus de tôle d'épaisseur $3,25\,mm$. Celui en acier est issu d'une tôle de $6,35\,mm$ et a une épaisseur finale de $0,794\,mm$ ce qui permet de le découper dans toutes les situations. Tous les échantillons ont subit un traitement thermique d'homogénéisation. Etant donné les épaisseurs des échantillons, le jeu relatif est égal à $0,8\%$ ou $3,1\%$.

A partir des mesures réalisées sur oscilloscope, l'effort de découpe est déduit. La figure 1.1 permet de montrer cette évolution de l'effort en fonction du déplacement du poinçon pour les différentes vitesses utilisées lors des essais. On voit que plus la vitesse est importante, plus l'effort de découpe est important. Par exemple, pour la vitesse de $19,5\,m/s$ (courbe A), l'effort maximum est environ égal à $9\,kN$ alors que pour une vitesse de $14,7.10^{-5}\,m/s$ (courbe D), l'effort maximum est d'environ $6\,kN$. En outre, plus la vitesse est importante plus le déplacement du poinçon au moment de la rupture est faible : le poinçon pénétre donc moins dans l'échantillon.

Enfin, la forme des courbes obtenues en grande vitesse et en quasi-statique n'est pas identique. En effet, dans le cas du quasi-statique, l'effort augmente très rapidement, puis atteint un maximum pour décroître doucement dans un premier temps avant de chuter finalement. En revanche, à grande vitesse, on voit que lorsque le déplacement est d'environ $0,1\,mm$, l'effort atteint un premier pic d'effort, puis diminue légèrement avant de croître de nouveau rapidement et de suivre finalement la même tendance qu'en découpe classique.

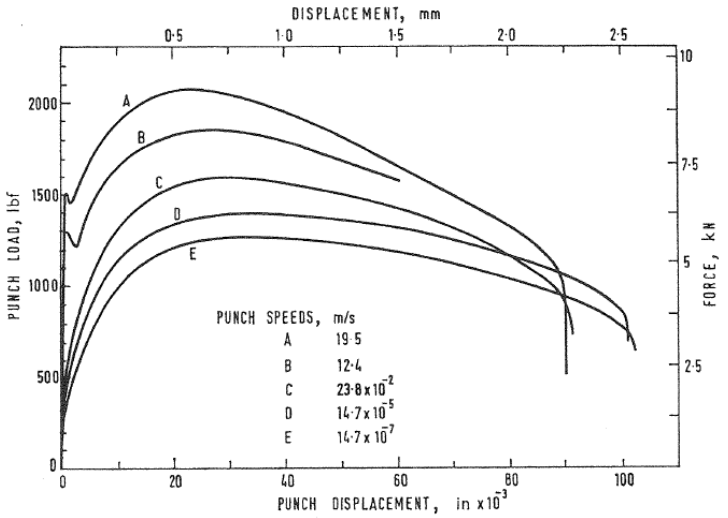

Fig. 4 Load/displacement curves for aluminium.

FIG. 1.1 – Effort de découpe en fonction de la pénétration du poinçon pour l'aluminium, pour des vitesses comprises entre $14,7.10^{-7}$ et $19,5\,m/s$ (Dowling et al., 1970)

A partir de l'ensemble des résultats qu'ils ont obtenus, une augmentation de l'énergie absorbée lorsque la vitesse du poinçon augmente est observée pour l'aluminium et le cuivre. En revanche, pour le bronze (hard-drawn brass) et l'acier à haute limite élastique (high tensile steel) l'inverse est mis en évidence. Enfin, aucune variation significative n'est observée pour le bronze (annealed brass) et l'acier $C45$.

Pour essayer de comprendre la raison de ces apparentes contradictions concernant l'énergie consommée par la découpe, Stock et Wingrove ([SW71]) ont mis au point un dispositif expérimental (figure 1.2) permettant la découpe d'une barre de $3\,mm$ de diamètre (1). L'échantillon est cisaillé en deux endroits distants de $25\,mm$ par un poinçon cylindrique (4) de diamètre $25\,mm$ et long de $250\,mm$. Un premier essai en quasi-statique (vitesse $=0,01\,m/min$ soit $1,7\,.10^{-4}m/s$) suivi d'autres découpes à des vitesses comprises entre $4\,m/s$ et $14\,m/s$ ont été réalisés sur des échantillons en acier avec une teneur en carbone égale à $0,22\%$ ou à 1%.

Pour chaque essai, l'énergie nécessaire à la découpe est calculée à partir de la vitesse du poinçon. La figure 1.3 présente deux graphes représentant l'énergie cinétique du poinçon avant et après contact avec l'éprouvette ainsi que leur différence. Les résultats concernant l'acier avec $0,22\%$ de carbone sont présentés sur le graphe de gauche et ceux pour l'acier avec 1% de carbone sont présentés sur le graphe de droite. Les auteurs constatent alors que dans le cas de l'acier bas carbone l'énergie requise pour la découpe augmente avec l'augmentation de la vitesse. En revanche, pour l'autre matériau, l'énergie nécessaire au cisaillement augmente puis, au-delà de $10\,m/s$, elle diminue.

Finalement, ils expliquent que lorsque la vitesse de déformation devient suffisamment importante, l'adoucissement thermique contrecarre le durcissement dynamique entraînant une réduction de l'énergie nécessaire au cisaillement. En effet, l'acier à forte teneur en carbone présente une contrainte d'écoulement supérieure à l'autre acier et l'énergie dissipée en chaleur lors de la déformation est alors plus importante. Le matériau est plus sensible au cisaillement adiabatique.

L'observation des faciès de rupture permet effectivement de mettre en évidence la présence de

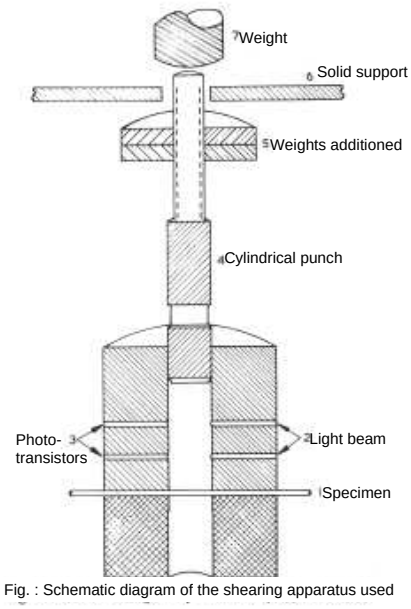

FIG. 1.2 – Dispositif expérimental permettant la découpe de barre de $3\,mm$ de diamètre (Stock et Wingrove, 1971)

fines bandes blanches appelées Bandes de Cisaillement Adiabatique ([ZH44]). En 1 979, Rogers ([Rog79]) établit un lien entre la chute de la ductilité pour des vitesses élevées et l'apparition de ces BCA.

Enfin, en 1 989, Ong et Chan ([OC89]) se sont également intéressés à l'énergie nécessaire pour découper ces différents matériaux comme l'inox, l'acier doux, le cuivre ou l'aluminium et ses alliages. Leur expérience est décrite au paragraphe (1.3). L'énergie de découpe ainsi que l'effort sont mesurés lors de chaque découpe et présentés dans le tableau de la figure 1.4. Pour obtenir une mesure de l'effort en fonction du déplacement, ils ont utilisé quatre jauges collées sur le poinçon et un capteur inductif dont la variation de tension est proportionnelle au déplacement relatif entre les supports des matrices et des poinçons.

Quel que soit le matériau cisaillé, l'effort maximal est toujours plus important lorsque la vitesse est égale à $11,6\,m/s$. En revanche, l'énergie de découpe est plus faible à grande vitesse pour l'acier doux, l'inox et le cuivre. Pour les trois autres matériaux, on observe l'opposé. En fonction des matériaux, les auteurs expliquent ces résultats, sans les quantifier, par :

- le durcissement dynamique qui augmente les caractéristiques mécaniques des matériaux et oblige à avoir une énergie plus importante pour découper,
- l'adoucissement thermique qui peut devenir prépondérant devant le durcissement dynamique et diminuer les caractéristiques mécaniques des matériaux permettant une consommation énergétique plus faible,
- enfin, l'outil pénétre moins à haute vitesse ce qui tend à faire diminuer la puissance.

Comme le soulignent Roessig et Mason ([RM99a]), on constate donc un changement de mode de rupture : on passe d'un mode de rupture fragile à un mode de rupture où le cisaillement est prépondérant. La transition d'un mode de rupture à un autre est sans doute la cause du changement

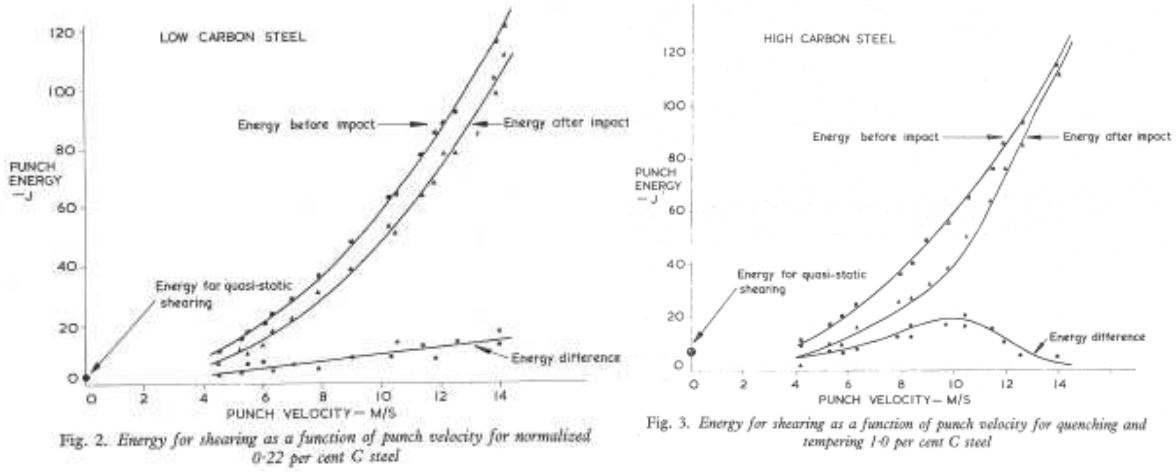

FIG. 1.3 – Graphes représentant l'énergie consommée durant la découpe d'un acier bas carbone et d'un acier à 1% de carbone en fonction de la vitesse du poinçon (Stock et Wingrove, 1971)

Load and energy requirements

Material	Peak load (kN)		Energy (J)	
	0.13 m/s	11.6 m/s	0.13 m/s	11.6 m/s
Mild steel	350	456	1507	1350
Stainless steel	235	496	1485	1456
Aluminium	134	185	603	925
Aluminium alloy	250	336	966	1400
Brass	200	310	498	1120
Copper	152	280	960	840

FIG. 1.4 – Efforts et énergies nécessaires à la découpe pour les différents matériaux testés en quasi-statique et à grande vitesse (Ong et Chan, 1989)

d'évolution de la consommation d'énergie dans ces différents essais.

Pour essayer d'étayer ces conclusions, les auteurs ont découpé des échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur dans trois matériaux différents (l'acier 1018, l'auminium $6061 - T6$ et l'alliage de titane $TA6V$). Le jeu poinçon matrice a été pris égal à $1,6\,mm$ ou à $3,2\,mm$, ce qui représente respectivement un jeu diamètral relatif de 53% et de 107%. La vitesse du poinçon est alors égale à $14,25\,m/s$, $1\,m/s$ ou $2,5.10^{-5}\,m/s$. L'effort de découpe est mesuré en fonction du déplacement du poinçon et est représenté sur les graphes de la figure 1.5. Les essais de découpe en quasi-statique sont réalisés sur une machine de traction MTS, les efforts sont directement lus à l'aide de la machine. Les essais avec une vitesse intermédiaire sont réalisés avec une presse mécanique (Federal Press Compagny). Dans ces deux cas, les déplacements sont obtenus à l'aide d'un "déflectomètre" Epsilon Technology Corp. $3540 - 1000 - ST$. Enfin, les essais avec la vitesse la plus élevée ont été réalisés avec un dispositif spécifique avec une barre de Hopkinson.

En regardant la figure 1.5 par ligne, les deux graphes en haut concernent les efforts de découpe nécessaires au poinçonnage de l'acier 1018, ceux au centre l'alliage d'aluminium et les deux en bas l'alliage de titane. En regardant les graphiques en colonne, la première concerne les efforts obtenus

lorsque le jeu poinçon-matrice est égal à $1,6\,mm$ et la seconde lorsque le jeu est de $3,2\,mm$.

Par exemple, lorsque le jeu poinçon-matrice est égal à $1,6\,mm$, l'effort maximal est plus faible d'environ 10% en quasi-statique par rapport au même essai à grande vitesse. En revanche, avec le jeu le plus important, l'effort maximal est plus faible avec la vitesse la plus élevée.

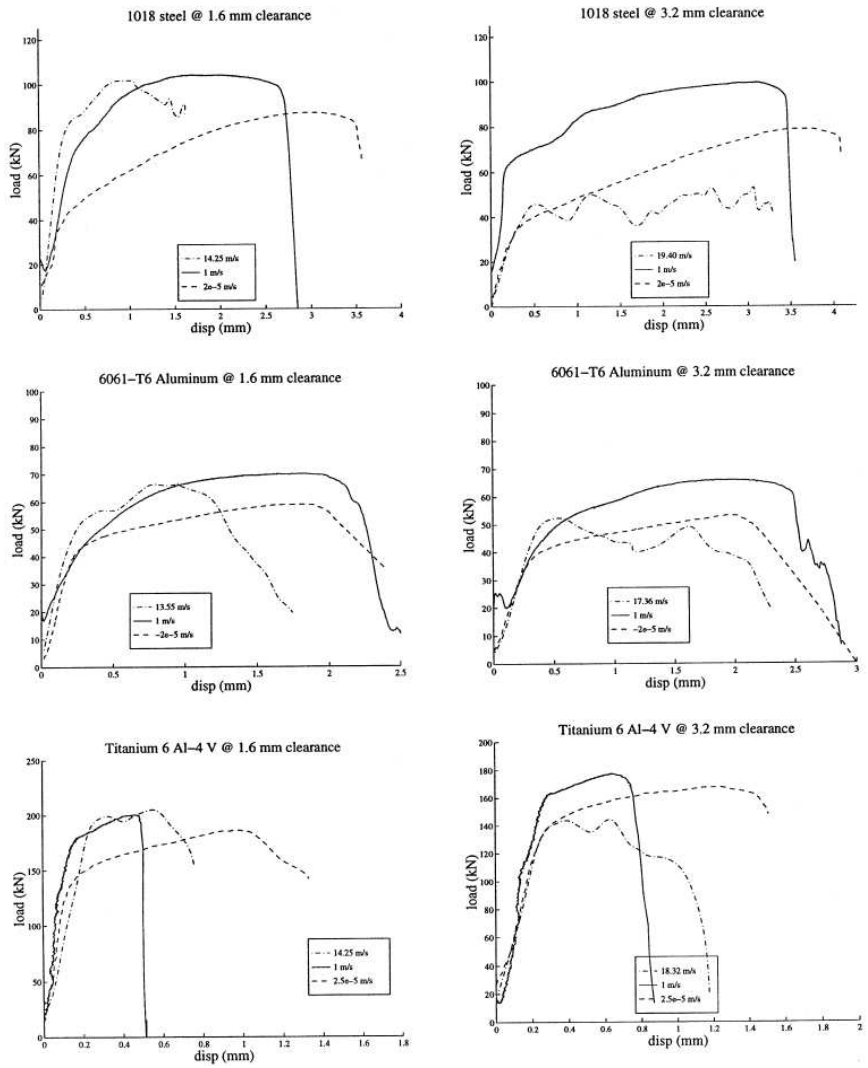

FIG. 1.5 – Efforts nécessaires à la découpe pour les 3 matériaux testés en quasi-statique et à grande vitesse (Roessig et Mason, 1999)

Quels que soient le matériau et le jeu, la pénétration de l'outillage est plus faible à grande vitesse qu'en quasi-statique. Il en résulte que l'énergie consommée pour la découpe est toujours plus faible à grande vitesse comme on peut le constater dans le tableau de la figure 1.6. Par exemple, pour l'acier 1018 l'énergie consommée en quasi-statique est égale à $246\,J$, pour le jeu le plus faible, et à $137\,J$ à grande vitesse, ce qui représente une baisse d'environ 44%.

Les informations expérimentales permettent de conclure que les matériaux comme le titane ayant une résistance importante et une tendance au durcissement dynamique faible sont plus susceptibles de générer des bandes de cisaillement adiabatiques. Batra en 1 995 ([RBW95])) et Zhou en 1 996 ([MZG96])) sont parvenus à la même conclusion. Le titane étant un bon candidat, le cisaillement localise rapidement. En revanche, l'acier 1018 ayant une résistance et une tendance

Experimental punching energies

	Quasistatic		Low velocity		High Velocity	
Material	1.6 mm	3.2 mm	1.6 mm	3.2 mm	1.6 mm	3.2 mm
1018 Steel	246	245	244	297	137	140
6061-T6	94.2	95.2	124	140	65.5	86.6
Ti6Al4V	168	188	81.8	89.4	96.8	82.9

FIG. 1.6 – Energies consommées par la découpe pour les 3 matériaux testés en quasi-statique et à grande vitesse (Roessig et Mason, 1999)

au durcissement dynamique modérées montre un comportement de transition à haute vitesse. Enfin l'alliage d'aluminium, ayant une faible résistance, une tendance au durcissement dynamique modérée ainsi qu'un mode de rupture fragile, ne présente aucune localisation de cisaillement, quelle que soit la vitesse.

Pour obtenir l'énergie de découpe, trois techniques ont été utilisées par les différents auteurs cités précédemment. Les deux premières méthodes peuvent être décrites ainsi :

- la première façon consiste à rechercher la vitesse de découpe minimale nécessaire pour l'essai en question. Il est donc nécessaire de multiplier les essais de découpe. Les auteurs supposent alors que toute l'énergie cinétique est convertie en énergie de découpe. Seule la mesure de la vitesse au moment du contact est nécessaire. Cette façon permet d'avoir un ordre de grandeur de l'énergie consommée par la découpe mais demande un grand nombre d'essais.
- la seconde façon de procéder consiste à mesurer la vitesse du poinçon avant et après la découpe comme l'ont fait Stock et Wingrove ([SW71]). Comme dans le cas précédent, l'énergie de découpe correspond à la variation de l'énergie cinétique. Néanmoins, contrairement à la méthode précédente le nombre d'essais est limité.

Ces deux premières méthodes permettent d'obtenir une valeur approximative de l'énergie de découpe puisqu'elles supposent que le frottement, l'énergie cinétique du morceau découpe ainsi que l'énergie de déformation des outillages sont négligeables.

La troisième façon consiste à utiliser un dispositif de barres de Hopkinson. La mesure des déformations sur les différentes barres permet de déterminer l'effort en bout des barres et donc l'effort sur l'échantillon. Les ondes mesurées sur les barres sont uniquement générées par le contact entre le poinçon (ou la barre incidente) et l'échantillon. Sutter et ses co-auteurs ([GSD98], [GS05]) ont utilisé les barres de Hopkinson dans le but d'obtenir les efforts de coupe en coupe orthogonale à grande vitesse. Cette technique leur a également permis d'obtenir l'énergie consommée pendant l'opération d'usinage. En poinçonnage, Roessig et Mason ([RM99a]) ainsi que Daboussi et Nemes ([DN05]) ont également utilisé les barres de Hopkinson pour obtenir les efforts de découpe à grande vitesse, ce qui leur a permis de calculer l'énergie consommée par la découpe.

Cette méthode est la plus précise puisqu'elle permet de connaître l'effort de découpe ainsi que le déplacement du poinçon. L'énergie de découpe est alors calculée par intégration de cet effort en fonction du déplacement du poinçon. Néanmoins, pour pouvoir réaliser les opérations de découpe les bouts des barres ont été adaptés, par exemple Daboussi et Nemes ont percé un trou borgne dans la barre sortante faisant office de matrice. Ces changements de sections engendrent des réflexions des ondes à l'intérieur des barres.

1.2 Bandes de cisaillement adiabatiques

Lors de l'observation de la mise en forme de matériaux massifs à l'aide d'un marteau-pilon, Tresca ([Tre78]) a remarqué l'apparition d'une croix rouge plus intense résultant d'un réchauffement localisé.

Comme décrit au début de ce même chapitre, lors de leurs travaux sur le cisaillement à grande vitesse, Zener et Hollomon ([ZH44]) ont observé des bandes de cisaillement adiabatiques. L'étude post mortem des faciès de rupture des échantillons découpés a permis de mettre en évidence la présence de fines bandes blanches. Celles-ci sont dues à une modification de la structure cristallographique du matériau qui est devenue beaucoup plus petite dans ces bandes par rapport à celle du reste du matériau. Elles sont générées par une augmentation très importante de la température. En effet, pendant la déformation plastique, une grande partie de l'énergie mécanique est transformée en chaleur. Dans le cas de grandes vitesses de déformation, la chaleur n'a pas le temps d'être dissipée par diffusion, entraînant une augmentation localisée de la température et donc un adoucissement thermique du matériau. Enfin, si la diminution de la contrainte due à l'adoucissement thermique devient prépondérante par rapport à l'écroussiage dynamique, l'écoulement plastique devient instable.

En 1 986, Lemonds et Needleman ([LN86]) montrent que de très nombreux paramètres influencent la localisation des BCA. Entre autres paramètres, les plus importants semblent être les propriétés du matériau, les conditions aux limites ainsi que les déformations imposées.

Le processus de création et de propagation des BCA peut être clairement analysé à partir des résultats expérimentaux obtenus par Marchand et Duffy ([MD88]). Des éprouvettes tubulaires de faible épaisseur sont soumises à de la torsion à l'aide d'un dispositif de Hopkinson. Les jauges collées sur les barres du dispositif ainsi qu'un dispositif de photographie rapide permettent de mesurer les déformations des éprouvettes et d'en déduire la contrainte de torsion ainsi que l'évolution des déformations pendant la formation de la bande. Comme le montre la figure 1.7, trois phases peuvent être distinguées :

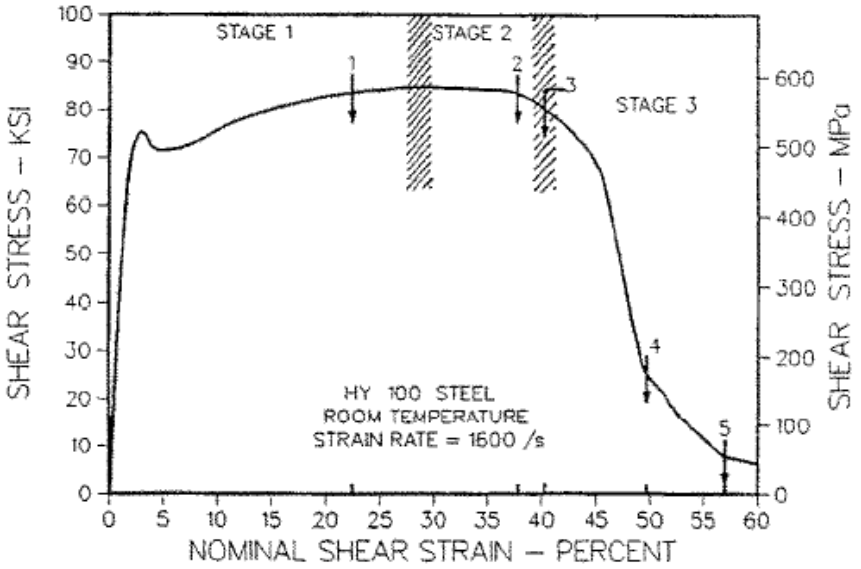

FIG. 1.7 – Visualisation des phases de formation de BCA sur la courbe contrainte déformation pour une vitesse de déformation de $1\,600\,s^{-1}$ (Marchand et Duffy, 1988)

- la phase 1 correspond à une distribution homogène de la déformation plastique. La fin de cette étape coïncide avec le maximum de contrainte de cisaillement ;
- pendant la phase 2, la déformation devient hétérogène suivant l'axe de torsion mais reste homogène le long de la circonférence de l'éprouvette. Plus la déformation augmente, plus la taille de bande diminue et plus la déformation plastique dans la bande augmente ;
- la phase 3 est caractérisée par une chute importante de la contrainte et une forte localisation de la déformation résultant de la formation d'une bande de cisaillement adiabatique qui se propage suivant la circonférence de l'échantillon ([Mol97]).

Pendant ces essais, la vitesse de déformation est comprise entre 1 200 et 1 600 s^{-1} et les déformations varient entre 130 et 1 900%.

Des bandes de longueurs comprises entre 15 et 280 μm sont observées. La vitesse de propagation des BCA est estimée entre 40 et 50 m/s.

En 2 003, Chen et ses collaborateurs ([CCLT03]) ont travaillé sur le découpage fin. Ils ont découpé des échantillons en acier avec $0,14\%$ de carbone, avec une épaisseur égale à $5\,mm$ et une vitesses égale à $30\,mm/s$. Le jeu poinçon-matrice est égal à $0,0025\,mm$, ce qui représente un jeu relatif de $0,5\%$. Ils ont observé les faciès de rupture dans le but de comprendre la formation et la propagation des bandes de cisaillement. Ils ont mis en évidence que la présence de bandes blanches était corrélée à une température locale supérieure à $600\,^{\circ}C$. L'adoucissement thermique facilite la propagation des bandes de cisaillement. Ils concluent que les microfissures sont supprimées grâce à la haute pression hydrostatique règnant dans les bandes de cisaillement, ce qui peut expliquer la rugosité dans ces zones.

Nous pouvons donc penser que l'apparition des BCA est liée à des déformations et une vitesse de déformation importante comme Marchand et Duffy l'ont démontré mais également à une température élevée. Celle-ci engendre de l'adoucissement thermique. On constate que certains matériaux sont plus sensibles que d'autres à la génération de BCA, comme par exemple les alliages de titane.

1.3 Défauts des pièces poinçonnées

Zener et Hollomon ([HZ46]) ont observé qu'en découpant de l'acier $C25$ à des vitesses importantes, la zone cisaillée est plus petite que ce qu'on observe habituellement en découpage traditionnel. Ils constatent également que la débouchure est moins déformée. Ce même phénomène, c'est-à-dire une réduction de la zone cisaillée à grande vitesse, a été observé par Davies et Dhawan ([DD65]) et par Johnson et Travis ([JT66]). De même, Davies et Dhawan constatent une réduction de la déformation globale de la pièce lorsque la vitesse du poinçon augmente et ce plus spécialement pour les aciers que pour les métaux non-ferreux.

En 1 989, Ong et Chan ([OC89]) découpent des pièces de $9,5\,mm$ d'épaisseurs et de $25,4\,mm$ de diamètre. Le jeu poinçon-matrice est alors égal à $0,47\,mm$, ce qui représente un jeu relatif de 5%. Le poinçon est accéléré à l'aide d'un accélérateur pneumatique et atteint ainsi une vitesse de $11,6\,m/s$. Pour comparer leur résultats obtenus en grandes vitesses, une presse mécanique de $40\,tonnes$ dont la vitesse du poinçon est égale à $0,13\,m/s$ est également utilisée. Six matériaux

sont alors découpés : acier doux, acier inoxidable, bronze, alliage d'aluminium, cuivre et aluminium pur.

Ils se sont intéressés à la qualité de la découpe (état de surface du faciès de rupture et déformation de la pièce) ainsi qu'à l'énergie nécessaire pour découper ces différents matériaux comme on l'a vu précédemment.

Sur la figure 1.8, nous pouvons voir quatre images concernant quatre matériaux différents : a/ aluminium, b/ bronze, c/ cuivre et d/ un acuer doux. Pour chaque cas, deux photos des bords découpés obtenus en quasi-statique et à grande vitesse permettent de montrer les différences concernant l'état de surface (présence ou non de stries) ainsi que sa géométrie (bord lisse sur toute la hauteur ou non). En fonction du matériau, lorsque la vitesse du poinçon est plus importante, la qualité de surface des flans est améliorée comme pour l'acier doux ou l'aluminium et ses alliages, ou détériorée comme pour l'inox.

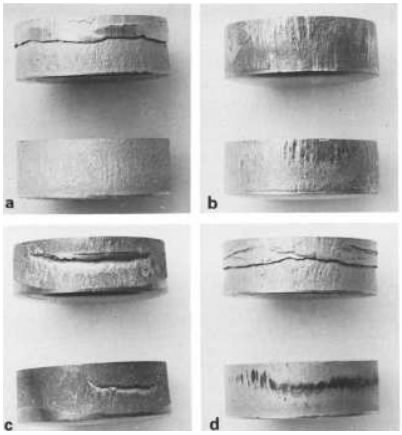

FIG. 1.8 – Faciès de rupture en quasi-statique (pièce au dessus) et à grande vitesse (pièce en dessous) pour chaque image, pour (a) l'aluminium, (b) le bronze, (c) le cuivre et (d) un acier doux. (Ong et Chan, 1989)

Les auteurs expliquent ces différents résultats par le mode de rupture qui est différent à basse et haute vitesse. Selon les auteurs, en quasi-statique la rupture se réalise en deux temps : d'abord du cisaillement puis une fracture. La température ne jouant aucun rôle majeur, la découpe est uniquement générée par une rupture mécanique. En revanche, à grande vitesse, s'appuyant sur les travaux de Dormeval ([DB87]) qui indiquent que 90% de l'énergie mécanique est convertie en chaleur à température ambiante, la rupture est principalement induite par l'importance de la vitesse de déformation. Si les propriétés thermiques du matériau ne sont pas suffisantes pour conduire la chaleur générée, la déformation devient instable et est localisée dans d'étroites bandes dans lesquelles finalement la séparation apparaît. Ce phénomènes a également été mis en évidence par Balendra et Travis ([BT69]). L'acier doux montre effectivement une coloration particulière laissant penser que dans la zone de cisaillement de fortes températures ont existé.

Dans un deuxième temps, Ong et Chan s'intéressent à la déformation de la débouchure et du squelette. La figure 1.9 montre les définitions des mesures effectuées telles que les diamètres intérieurs (*edge taper*) ainsi que le bombé (*doming*) et la bavure (*dishing*).

Leurs mesures présentées sur la figure 1.10 démontrent que, quel que soit la matériau, la qualité géomètrique des pièces est meilleure à haute vitesse qu'en quasi-statique. Par exemple, le premier tableau en haut à gauche concerne les déformations mesurées sur l'acier doux. On peut lire qu'en quasi-statique le bombé est égal à $0,45\,mm$ alors qu'à grande vitesse il est égal à $0,25\,mm$. De

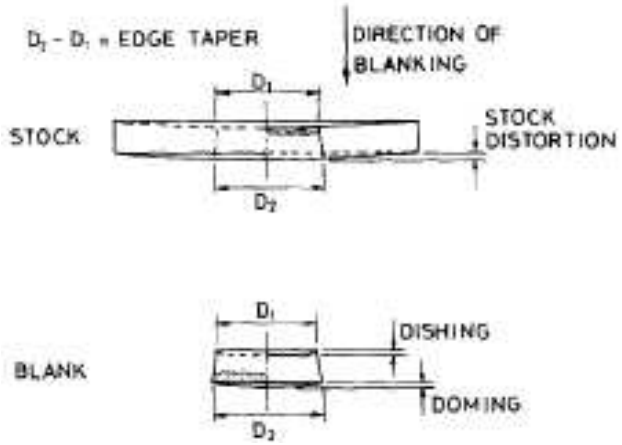

FIG. 1.9 – Schéma présentant la définition des différentes déformations mesurées sur les pièces (Ong et Chan, 1989)

plus, la bavure a quasiment disparu lorsque la vitesse est plus importante. Enfin, la différence de diamètre reste environ constante ce qui est également le cas pour les autres matériaux.

Jana et Ong ([JO89]) ont également fait varier le jeu poinçon-matrice pour avoir un jeu relatif entre $1,7\%$ et $7,8\%$. Pour chaque essai, le bombé et la variation de diamètre ont été relevés. De l'ensemble de leurs résultats, on peut voir que, quel que soit le matériau (alliage d'aluminium, bronze, cuivre et acier doux), et quelle que soit la vitesse du poinçon (quasi-statique ou $13,6\,m/s$), la déformation est plus importante lorsque le jeu est important. Comparativement aux autres paramètres pris en compte lors de leurs tests, le jeu est le paramètre le plus influent sur la déformation.

Jana et Ong ([JO89]) ont observé le faciès de rupture à l'aide d'un microscope électronique à balayage. La photo 1.11 présente celui de l'aluminium découpé à $13,6\,m/s$ avec un jeu égal à $0,47\,mm$. Les auteurs constatent qu'en découpe à grande vitesse la surface du spécimen est uniquement constituée de cavités. Celles-ci sont légèrement allongées et dirigées dans le sens de la propagation de la fissure.

En 2 005, Maillard ([Mai05]) a étudié comparativement le découpage classique, le découpage fin et la découpe à grande vitesse appelée découpe adiabatique. Trois matériaux ($S355MC$, $XC48G$ et $E24$) de $5\,mm$ d'épaisseur et le $S275JR$ d'épaisseur $5,5\,mm$ ont été découpés. Le jeu poinçon-matrice est en revanche identique pour toutes les découpes. Le travail d'étude a porté sur la géométrie du bord découpé et son aspect, sur la structure et la dureté du bord et sur les dimensions de la pièce. Il montre ainsi que la découpe à grande vitesse permet d'obtenir une pièce dont la déformation (géométrie du bord découpé et la planéité) est moindre qu'en découpe classique mais supérieure à celle observée en découpage fin. La figure 1.12 présente les profils du bord découpé obtenus avec les trois procédés de découpage dans le cas du $S355MC$, dans trois zones particulières de la pièce obtenue. Tout comme le découpage fin, le découpage à grande vitesse présente un bord plan avec un congé de raccordement appelé bombé. Ce bombé est effectivement plus prononcé dans le cas du découpage à grande vitesse qu'en découpage fin. Le découpage classique présente quant à lui les bords avec la qualité géométrique la moins satisfaisante : bombé plus prononcé et bord du

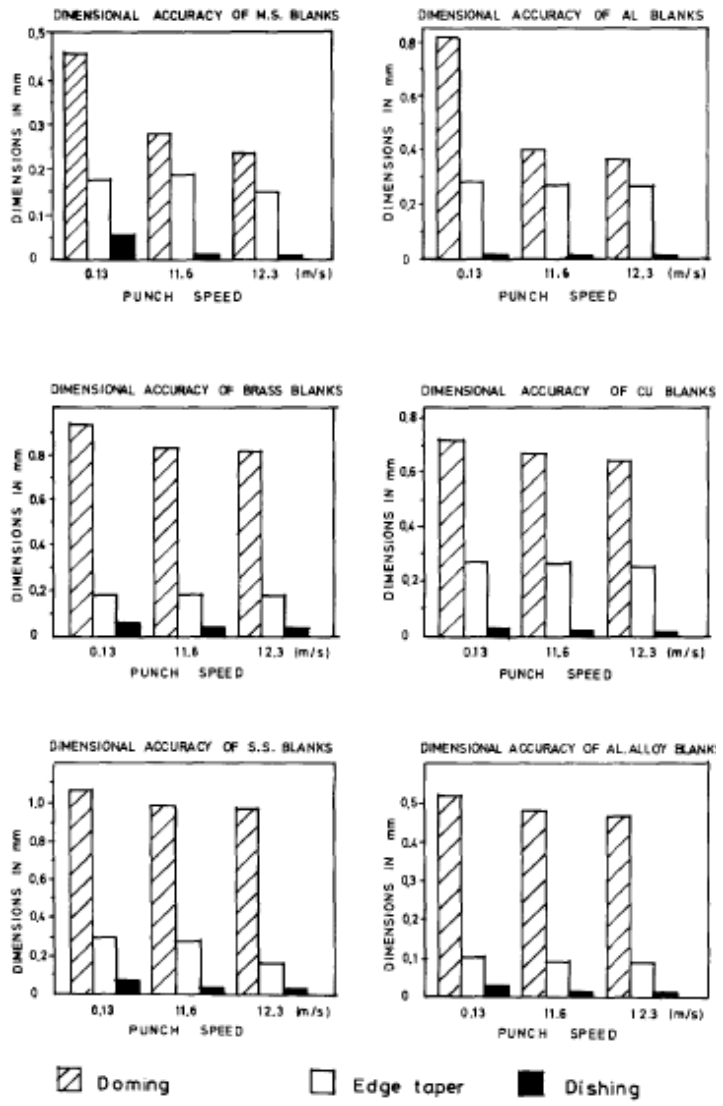

FIG. 1.10 – Tableau présentant pour chaque matériau testé et pour chaque vitesse de découpe, les 3 déformations mesurées : la différence de diamètre, le bombé et la bavure (Ong et Chan, 1989)

flan non rectiligne.

L'auteur ([Mai05]) conclut qu'en découpe à grande vitesse, le bord découpé présente deux zones :

- l'une d'aspect brillant correspondant au début de la découpe et dont l'analyse de la microstructure montre des déformations de grains similaires à celles observées avec les autres procédés de découpe mécanique,
- la seconde d'aspect mat fait apparaître des zones étroites de recristallisation ou présentant une structure probablement amorphe. Les effets thermiques du découpage adiabatique se manifestent dans cette zone.

Les observations réalisées sur le matériau $XC48G$ permettent de mettre en évidence des bandes blanches qu'on peut supposer être des BCA - d'après la description faite par l'auteur - et être semblables à ce qu'avaient observé Zener et Hollomon ([HZ46]).

Finalement, toutes les études menées jusqu'à présent permettent de mettre en évidence que

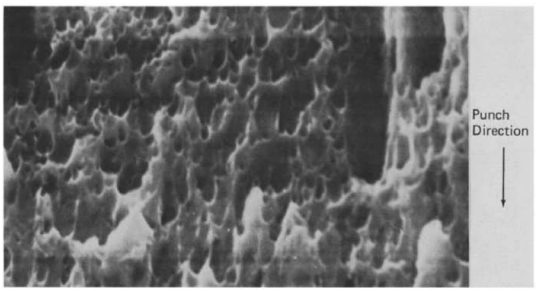

FIG. 1.11 – Faciès de rupture observé au MEB (×3 100). La flèche indique la direction du poinçonnage. (Jana et Ong, 1989)

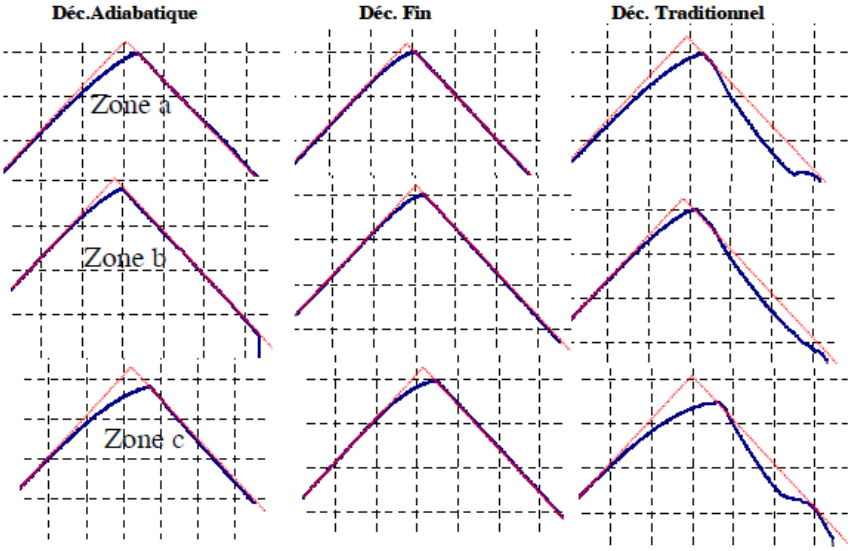

FIG. 1.12 – Profils du bord découpé obtenus avec les 3 procédés de découpage. Cas de la nuance S355MC. (Maillard, 2005)

la découpe à grande vitesse améliore la qualité géométrique de la pièce obtenue de façon plus ou moins importante en fonction du matériau. En particulier, le bombé est moins marqué qu'en découpe classique mais plus important qu'en découpage fin.

En outre, des bandes de cisaillement adiabatiques ont été observées pour différentes configurations de découpe, permettant de limiter la consommation d'énergie. En effet ces bandes sont générées par une augmentation localisée de la température permettant de confirmer les allégations de Ong et Chan concernant l'adoucissement thermique.

1.4 Comparaison expérimentation - simulation numérique

De nombreuses études portent sur des comparaisons simulations/essais. Certaines d'entre elles intègrent des effets thermiques et des grandes vitesses de déformations ([EVSD10]). Cependant, peu d'études portent sur une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation numérique pour le procédé de découpe à grande vitesse. Nous ne présenterons ici que

les travaux de Roessig et Mason et ceux de Daboussi qui permettent de mettre en évidence la difficulté de d'établir une modélisation capable de reproduire les résultats expérimentaux dans chaque configuration.

En 1 999, Roessig et Mason ([RM99b]) ont modélisé et simulé la découpe mécanique qu'ils avaient réalisée expérimentalement ([RM99a]). Ils cherchent à découper des pièces de $30\,mm$ de diamètre et de $3\,mm$ d'épaisseur dans les trois matériaux utilisés expérimentalement (acier 1018, aluminium $6061 - T6$ et alliage de titane $TA6V$)). Le jeu poinçon-matrice est égal à $1,6\,mm$. Les outillages rigides ont un congé de $0,25\,mm$. La vitesse du poinçon est imposée égale à $1\,m/s$, la matrice restant fixe.

Le contact est modélisé par du frottement de Coulomb avec un coefficient égal à $0,2$. Pour prendre en compte le comportement thermoviscoplastique des matériaux lors des sollicitations de découpe à grande vitesse, une loi de Jonhson-Cook a été implémentée pour l'acier et l'aluminium. En revanche, pour l'alliage de titane une loi puissance est utilisée.

Dans un premier temps, les auteurs s'intéressent à la température atteinte dans l'échantillon et plus particulièrement dans la zone de cisaillement à l'instant $t = 693\mu s$. Pour l'alliage de titane, le matériau le plus susceptible de présenter des bandes de cisaillement adiabatiques, la température moyenne dans la zone de cisaillement est de $250^{\circ}C$ quand la température maximale est égale à $850^{\circ}C$. La simulation montre ainsi que le transfert thermique est négligeable. Dans le cas de l'acier la température maximale est de $200^{\circ}C$.

A ce même instant t, on peut constater que la pièce et le poinçon ne sont pas en contact surfacique mais uniquement sur le pourtour découpé, ce qui engendre une augmentation localisée des contraintes. La pièce est déformée dans sa globalité, ce qui pourrait permettre de comparer les bombés.

Enfin, un graphique (figure 1.13) présentant l'effort de découpe du titane calculé à l'aide de la simulation numérique et celui mesuré expérimentalement permet de mettre en évidence que, jusqu'à un déplacement de $0,1\,mm$ (ce qui arrive à $t = 100\mu s$), les deux courbes sont superposées. Ensuite, la simulation numérique présente un effort maximal égal à $174\,kN$ alors qu'expérimentalement il est d'environ $200\,kN$. L'écart est donc d'environ 13%.

On peut donc conclure que la modélisation réalisée par Roessig et Mason permet de représenter correctement le comportement du titane soumis à de la découpe à grande vitesse. Néanmoins, pour les deux autres matériaux, l'acier 1018 et l'aluminium $6061 - T6$, l'évolution de l'effort de découpe en fonction du déplacement du poinçon obtenue par simulation numérique s'éloigne de celle mesurée expérimentalement. Les auteurs concluent que les données utilisées pour la loi de comportement manquaient certainement de justesse.

En 2 004, Dabboussi et Nemes ([DN05]) ont modélisé et simulé numériquement le poinçonnage d'un disque de $9,5\,mm$ de diamètre avec une vitesse du poinçon égale à $20\,m/s$ ou en quasi-statique. La figure 1.14 présente le schéma représentatif du dispositif expérimental pour les découpes à grande vitesse.

Le jeu poinçon-matrice est égal à $0,1\,mm$ et l'épaisseur des éprouvettes est égale à $1,5\,mm$ dans le cas du titane ($Ti - 6Al - 4V$) et de l'acier inoxydable (Nitronic 33) et $2\,mm$ dans le cas de l'aluminium ($6061 - T6$). La contrainte d'écoulement est modélisée par le modèle de Johnson-Cook. Le terme représentant l'adoucissement thermique est pris égal à 1 quel que soit le matériau. Les mêmes tests ont été réalisés expérimentalement et numériquement. La figure 1.15 présente six graphiques permettant de visualiser les efforts de découpe en fonction du déplacement du poinçon en

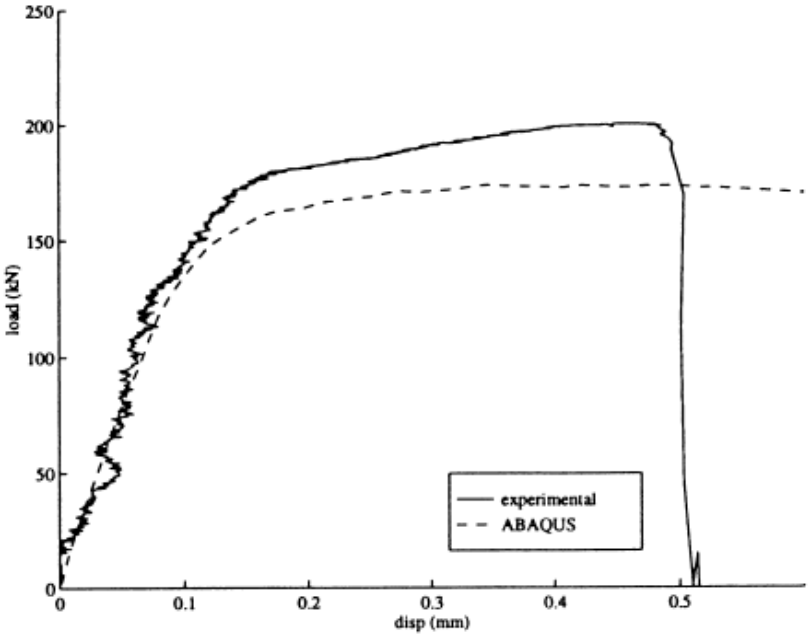

FIG. 1.13 – Efforts de découpe obtenus expérimentalement et par simulation numérique dans le cas d'un échantillon de titane, de 3 mm d'épaisseur (Roessig et Mason, 1999)

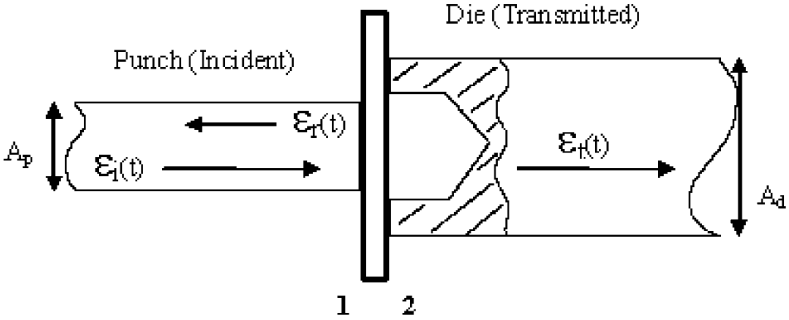

FIG. 1.14 – Schéma représentatif du dispositif expérimental de Hopkinson adapté à la découpe à grande vitesse (Dabboussi et Nemes, 2 004)

quasi-statique et en dynamique pour les trois matériaux proposés, obtenus soit expérimentalement (courbes bleues) soit par simulations numériques (courbes rouges). Les auteurs comparent alors les efforts dans les deux cas pour les différents matériaux testés. Dans le cas de l'inox la simulation numérique s'avère incapable de prédire les efforts. En revanche, pour les deux autres matériaux l'effort maximal est obtenu avec une erreur inférieure à 20%. Le déplacement à la rupture du poinçon est obtenu avec un écart de 25% au maximum, cas de la découpe de l'aluminium en dynamique.

Les auteurs concluent qu'il y a une bonne adéquation entre les calculs et les mesures pour deux des trois matériaux, ce qui leur permet d'en déduire que le modèle de Johnson-Cook décrit bien le comportement des alliages d'aluminium et de titane, mais pas celui de l'acier inoxydable. Pour ce dernier les auteurs proposent alors une autre modélisation que nous ne détaillerons pas ici.

Enfin, la figure 1.16 montre l'énergie nécessaire à la découpe pour chaque cas étudié en dynamique. Si on fait abstraction de l'acier inoxydable, la simulation numérique donne des énergies avec un écart qu'on peut estimer - par lecture directe sur le graphique - au maximum à environ

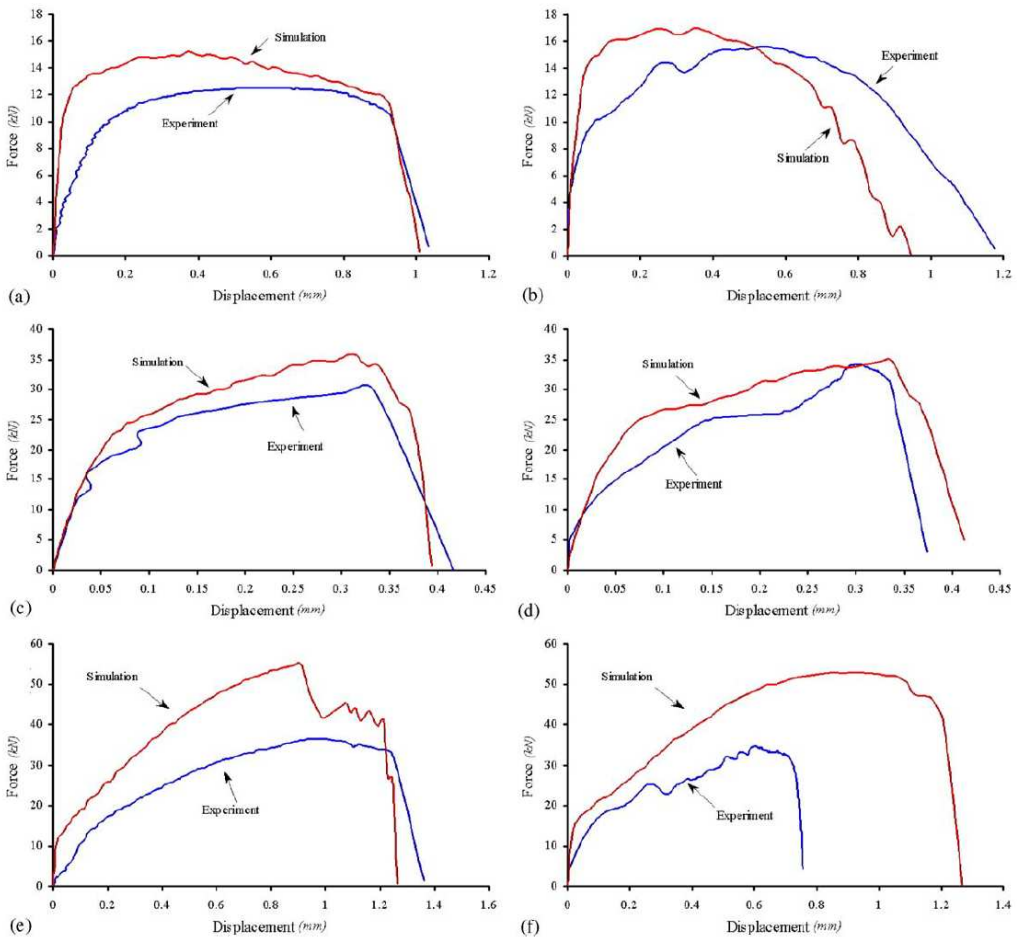

FIG. 1.15 – Courbes comparatives de l'effort de découpe en fonction du déplacement du poinçon pour : l'aluminium en quasi-statique (a) et en dynamique (b) ; le titane en quasi-statique (c) et en dynamique (d) ; et l'acier "nitronic" en quasi-statique (e) et en dynamique (f). (Dabboussi et Nemes, 2 004)

25% (cas de l'aluminium en dynamique) par rapport à celles obtenues expérimentalement.

La modélisation proposée par les différents auteurs est la loi de Johnson-Cook. Il semble que celle-ci soit bien adaptée pour un certain nombre de matériaux (alliages de titane, d'aluminium) mais pas pour l'acier inoxydable. Outre le fait d'avoir les coefficients de la loi correspondant au matériau réellement utilisé, le choix de la loi de comportement s'avère également important.

Les BCA sont difficiles à modéliser puisqu'elles nécessitent une loi capable de représenter le comportement du matériau soumis à des variations de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température dans des plages de larges amplitudes. Leur formation est donc difficile à prédire.

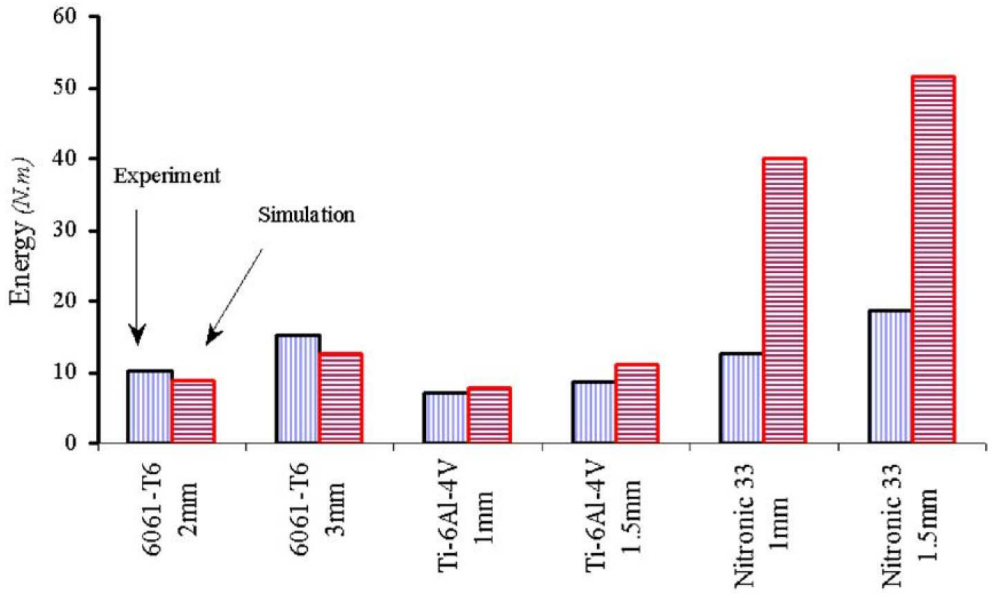

FIG. 1.16 – Energies de découpe obtenues expérimentalement et par simulation numérique pour l'aluminium, le titane et l'acier inoxydable (Dabboussi et Nemes, 2 004)

1.5 Conclusion

Pour savoir si un procédé est effectivement intéressant, il faut pouvoir le positionner par rapport aux autres procédés mécaniques existants. A travers les différents travaux présentés dans ce paragraphe, on s'aperçoit que, historiquement, on s'est intéressé dans un premier temps à l'énergie consommée par le procédé de découpe à grande vitesse puis à la qualité géométrique des pièces réalisées.

Dans un premier temps, la comparaison des procédés s'est concentrée sur la consommation d'énergie. Or, beaucoup de travaux présentent l'énergie consommée par la découpe comme étant la variation de l'énergie cinétique du poinçon. Cette variation représente l'ensemble de l'énergie consommée par le procédé et pas uniquement par la découpe, c'est-à-dire qu'elle comptabilise également :

- l'énergie nécessaire à la déformation du poinçon et de la matrice. En effet, la mesure de la vitesse du nez du poinçon fait apparaître des oscillations plus ou moins importantes en fonction des conditions de la découpe ;
- la déperdition d'énergie par frottement. Lors de la réalisation des essais, le poinçon est en contact avec les rails de guidage ainsi qu'avec l'échantillon. Chacun estime négligeable l'énergie consommée par les frottements alors qu'en découpage classique les efforts de frottement peuvent représenter jusqu'à 15% de l'effort maximal ;
- la mise en mouvement de la pièce découpée. Le poinçon transmet de l'énergie à la débouchure pour son éjection. En considérant que la débouchure a la même vitesse que le poinçon après contact, l'énergie cinétique de la débouchure varie entre $0,1\,J$ et $0,9J$ en fonction de l'épaisseur de l'échantillon et de la vitesse initiale du poinçon, ce qui représente au maximum environ $2,2\%$ de la variation de l'énergie cinétique.

La seule façon de connaître précisément l'énergie consommée par la découpe est d'obtenir l'historique de l'effort en fonction du déplacement du poinçon. Les travaux de Roessig et Mason permettent les mesures du déplacement et de l'effort mais le jeu relatif (minimum 50%) est très éloigné de ce qui est généralement utilisé industriellement (entre 1 et 10%). Ils parviennent néanmoins à prouver l'intérêt du procédé par l'observation de la présence de BCA qui permettent de limiter l'énergie consommée.

Ong et ses collaborateurs ont travaillé avec un jeu industriellement réaliste et une vitesse de $13,6\,m/s$ mais sur des matériaux différents de celui qu'on cherche à découper qui est l'acier $C40$. En outre, la faible quantité de données expérimentales nous incitent à chercher à en réaliser de nouvelles.

Dans un second temps, à partir de la fin des années 1 980 des travaux ont été réalisés pour chercher à quantifier la qualité de la découpe à grande vitesse. Les nombreuses données expérimentales du CETIM permettent de positionner le procédé comme étant un intermédiaire entre les deux autres procédés de découpe mécanique.

A la même période les premières simulations numériques du procédé ont vu le jour. Dans un premier temps, elles ne concernaient que la découpe classique. Néanmoins, celles-ci ont permis de

calculer les efforts de découpe en fonction du déplacement et servent ainsi de références de comparaison. La simulation numérique du procédé nécessite le choix judicieux d'une loi modélisant l'évolution de la contrainte d'écoulement soumise à des déformations, des vitesses de déformations importantes et une élévation de la température locale très intense, comme le soulignent Roessig et Mason. On voit sur les résultats présentés que les efforts obtenus expérimentalement et numériquement sont très proches permettant ainsi la validation du choix de la modélisation pour un certain nombre de matériaux. Les études ont été réalisées avec une vitesse imposée égale à $1\,m/s$ (Roessig et Mason) ou à $20\,m/s$ (Daboussi et Nemes) et un jeu relatif très important (50%) ou proche de la réalité industrielle (environ 5%). Même si les résultats de ses deux études semblent assez semblables, les paramètres de découpe sont assez éloignés. Il semble donc intéressant de chercher à reproduire par simulation numérique les expérimentations que nous allons présenter dans ce mémoire. Celles-ci ont été réalisées avec un jeu relatif variant de 1 à 10% et en faisant varier la vitesse du poinçon entre $6\,m/s$ et $18\,m/s$, dans le but mieux comprendre l'influence de ces paramètres sur le procédé.

Chapitre 2

Contexte de l'étude

Pour découper et/ou poinçonner tout type de matériaux se présentant sous forme de feuille, deux techniques mécaniques particulières existent dans l'industrie : le découpage classique et le découpage fin.

Nous allons voir dans un premier temps ce qui distingue ces deux procédés en nous intéressant à leurs outillages respectifs ainsi qu'à leurs caractéristiques mécaniques et techniques. Ensuite nous comparerons ces éléments avec ceux du dispositif de découpe à grande vitesse. Enfin, dans une seconde partie nous nous intéresserons à l'obtention des efforts de découpe. En effet ceux-ci sont nécessaires à la connaissance des contraintes dans les outillages. Plusieurs méthodes de calculs seront présentées mais nous verrons qu'aucune ne permet de répondre correctement à notre besoin qui est de connaître avec précision l'évolution temporelle de l'effort de cisaillage ainsi que son maximum.

2.1 Procédés de découpage/poinçonnage traditionnels

La découpe industrielle classique se pratique avec des presses mécaniques ou hydrauliques. Comme on peut le voir sur la figure 2.1, ce type de découpage met en œuvre des outils de conception relativement simples. Lors d'une découpe, le poinçon P vient en contact avec la tôle à découper. Le poinçon et le système permettant la transmission de l'effort sont en mouvement. Durant l'opération, le poinçon atteind le flan, morceau de métal à découper, posé sur la matrice avec une vitesse d'environ $0,1\,m/s$. Un effort important est alors appliqué, de quelques tonnes à plusieurs centaines de tonnes en fonction de l'épaisseur de la tôle, du périmètre à découper et des caractéristiques du matériau. La tôle, n'étant pas maintenue pendant la découpe, s'incurve dans l'ouverture restée libre de la matrice. Le matériau subit d'abord une déformation élastique puis il s'étire au-delà de sa limite élastique. La rupture du matériau se produit ensuite dans les zones de cisaillement, c'est-à-dire sur le pourtour du poinçon comme le souligne M. Tilby ([Til83]).

La pièce ainsi découpée présente un aspect hétérogène sur son épaisseur : un à deux tiers de la hauteur de la paroi découpée est lisse, et le reste présente des aspérités dues à la fissuration de la matière. Pour les cas les plus courants, cette technique permet de découper des tôles de quelques dixièmes à environ $25\,mm$ avec des cadences pouvant atteindre plusieurs centaines de coups à la minute.

Ce procédé déformant beaucoup la tôle, les tolérances géométriques et dimensionnelles des pièces finies sont alors de qualité relativement médiocre : la précision dimensionnelle des pièces obte-

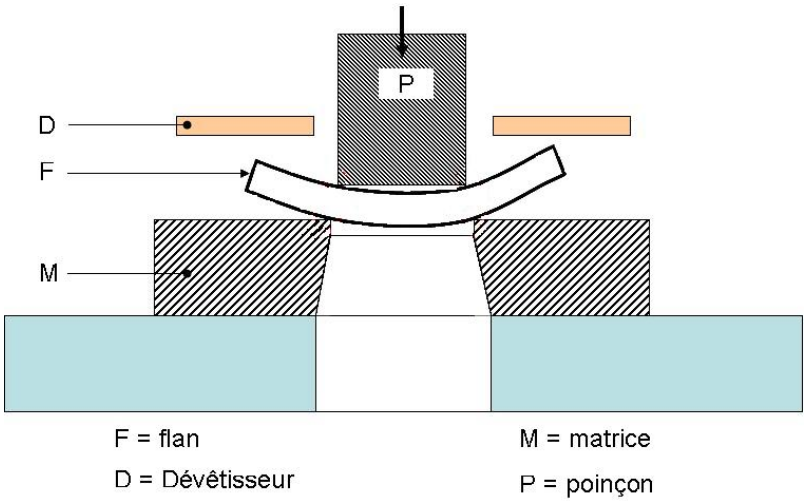

FIG. 2.1 – Découpage Classique

nues est de l'ordre de $0,2\,mm$. C'est pourquoi dans de nombreux cas une opération supplémentaire de détourage est nécessaire.

Le découpage fin permet de remédier à certains des inconvénients du découpage classique, en particulier la déformation de la pièce et la faible précision dimensionnelle. La différence avec le découpage classique provient principalement de modifications apportées à l'outillage. L'outillage est conçu pour :

- tenir le matériau pendant toute la durée de l'opération de découpage. Pour cela un contre poinçon est placé en vis-à-vis du poinçon et des serre-flans maintiennent la tôle plaquée sur la matrice comme on peut le constater sur la figure 2.2.
- travailler avec un très faible jeu entre le poinçon et la matrice : le jeu radial est de l'ordre de $0,5$ à $1\,\%$ de l'épaisseur du matériau, contre 1 à $10\,\%$ en découpage classique. Cela nécessite une très grande précision de réalisation des pièces de l'outillage et donc un coût non négligeable.
- fonctionner à vitesse très lente, $0,01\,m/s$ environ et avec des pressions encore plus importantes que dans le cas du découpage classique : environ $1,5$ fois plus ([Til83]). Cette technique nécessite alors une presse de puissance de 40% à 70% supérieure à celle utilisée pour le découpage classique. En effet, en plus de l'effort de découpe, la pression du jonc ainsi que celle du contre-poinçon représentent une part non négligeable de l'effort global. M. Tilby ([Til83]) présente en exemple la découpe d'une roue dentée de diamètre primitif $57,95\,mm$: l'effort de découpe est égal à $800\,kN$, celui exercé par le jonc à $500\,kN$ et celui exercé par le contre-poinçon à $200\,kN$.

Les pièces obtenues par ce procédé présentent les particularités suivantes ([Til83]) :

- un chant lisse sur plus de 80% de l'épaisseur (contre 10 à 40% pour le découpage classique) ; la rugosité moyenne arithmétique, Ra, varie entre $0,3$ et $1,5\,\mu m$;
- une grande précision géométrique et dimensionnelle des formes (qualité 7 à 9 contre plus de 10 pour le découpage classique) ;
- les distances entre deux ouvertures ou entre un trou et le bord de la pièce peuvent être limitées à, au minimum, 60% de l'épaisseur de la tôle, contre 100% pour le découpage classique, pour un acier doux ($Rm = 450\,MPa$).

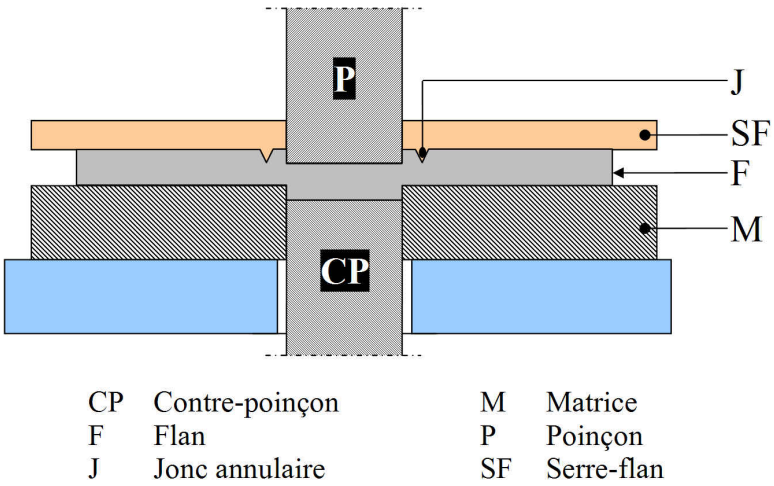

FIG. 2.2 – Découpage fin

Du fait de la qualité et de la complexité de son outillage, ce procédé est plus onéreux que le précédent. En outre les cadences de frappe étant plus lentes, la productivité est plus faible qu'en découpage classique. Cette technique est donc réservée à des productions nécessitant une bonne qualité géométrique.

Les deux procédés de découpe présentent plusieurs inconvénients dont, entre autres, la nécessité de lubrifier : les pièces ainsi réalisées doivent par conséquent être dégraissées, ce qui oblige les fabricants à investir dans des bacs de récupération pour traiter les effluents. Toute cette chaîne de production est onéreuse et les contraintes environnementales étant de plus en plus restrictives invitent les fabricants à se tourner vers d'autres procédés de fabrication. Un autre inconvénient est la conception très massive des outillages nécessaires pour résister aux efforts importants de la découpe. Même si la vitesse de déplacement de l'outillage est très faible, les masses en mouvement étant importantes, les glissières de translation doivent être dimensionnées en conséquence. Les machines sont alors très imposantes. Finalement, la ligne de production complète représente un investissement pour les fabricants.

Le découpage à grande vitesse, développé et mis au point conjointement par le CETIM et la société Adiapresse vise à remédier aux différents inconvénients des deux procédés précédents, et en particulier l'utilisation de lubrifiant. Leur machine-outil, $ADIA7$, est équipée d'une tête de frappe Hydropulsor permettant l'accélération d'un bélier venant en contact avec la partie supérieure du poinçon. La figure 2.3 schématise l'outillage. Le poinçon reste en permanence en contact avec la tôle à découper. La course du poinçon se limite à l'épaisseur de la tôle. Seul le marteau est en mouvement, limitant les masses en mouvement et permettant de réduire le coût global de la machine et donc du procédé. Ce nouveau matériel de découpe permet d'obtenir des pièces aux qualités géométriques et dimensionnelles proches de celles obtenues en découpage fin, avec des cadences de production proches de celles du découpage classique. En effet l'$ADIA7$ permet de réaliser 120 coups à la minute pour des tôles d'épaisseurs comprises entre 3 et $8\,mm$ ([J_A09] et [J_A04]). La vitesse du poinçon est alors estimée à environ $10\,m/s$.

Pour pouvoir étudier ce procédé dans notre laboratoire, un banc expérimental a été conçu et réalisé. Celui-ci nous permet de maîtriser l'ensemble des paramètres du procédé avant et pendant

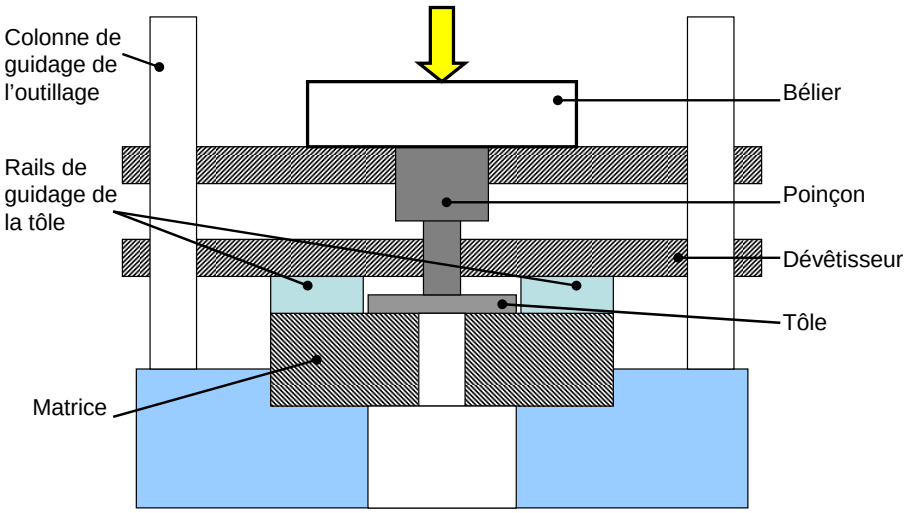

FIG. 2.3 – Schéma représentatif de l'outillage en découpe à grande vitesse

la découpe. Dans un premier temps, nous allons préciser son fonctionnement, puis nous verrons son utilisation.

2.2 Dispositif expérimental de sollicitation

Les figures 2.4 et figure 2.5 présentent le dispositif expérimental mis au point au laboratoire avec l'aide du CETIM.

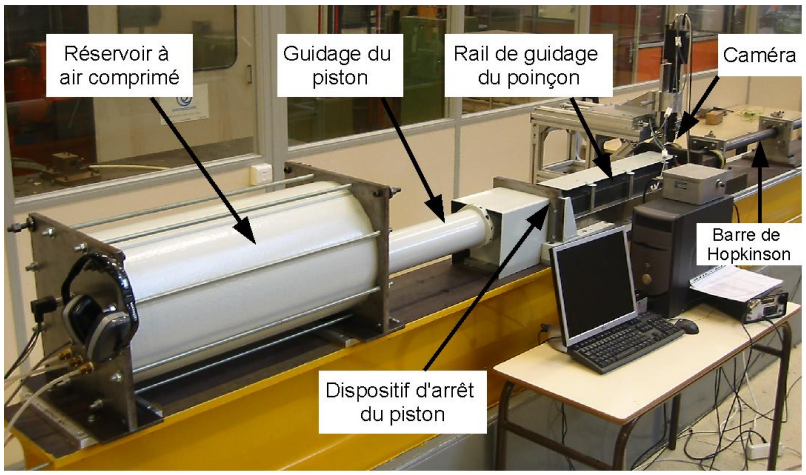

FIG. 2.4 – Photo du dispositif expérimental de découpe

Le poincon est mis en mouvement grâce à un système pneumatique. Un réservoir à air comprimé est rempli à une pression comprise entre 1 et 3 bars. L'essai est alors déclenché lors du relâchement d'une ventouse magnétique servant à maintenir un piston. En se déplaçant horizontalement, ce

dernier pousse alors le poinçon jusqu'à être stoppé par un dispositif d'arrêt constitué d'amortisseurs. Le poinçon, lui, continue son parcours en vol libre jusqu'à venir en contact avec la tôle. La découpe de celle-ci entraîne une diminution brutale de la vitesse du poinçon, mais ne l'annule pas complètement s'il y a découpe. C'est pourquoi un dispositif d'arrêt du poinçon a également été conçu. Celui-ci est constitué d'une plaque d'aluminium qui va se déformer plastiquement pour amortir l'arrêt du poinçon. Cette plaque qui est à changer entre chaque essai, est positionnée sur un bloc de métal retenu par deux amortisseurs.

Schématiquement (figure 2.5), le dispositif de sollicitation se présente en trois parties distinctes. La première est constituée des éléments permettant la propulsion du poinçon : elle regroupe le réservoir d'air comprimé, le piston, les dispositifs de guidage et d'arrêt du piston et les systèmes de déclenchement du tir (boîtier électrique et pneumatique). L'air comprimé nécessaire au fonctionnement varie entre 1 et $3\,bars$. La valeur de cette pression détermine la vitesse du poinçon.

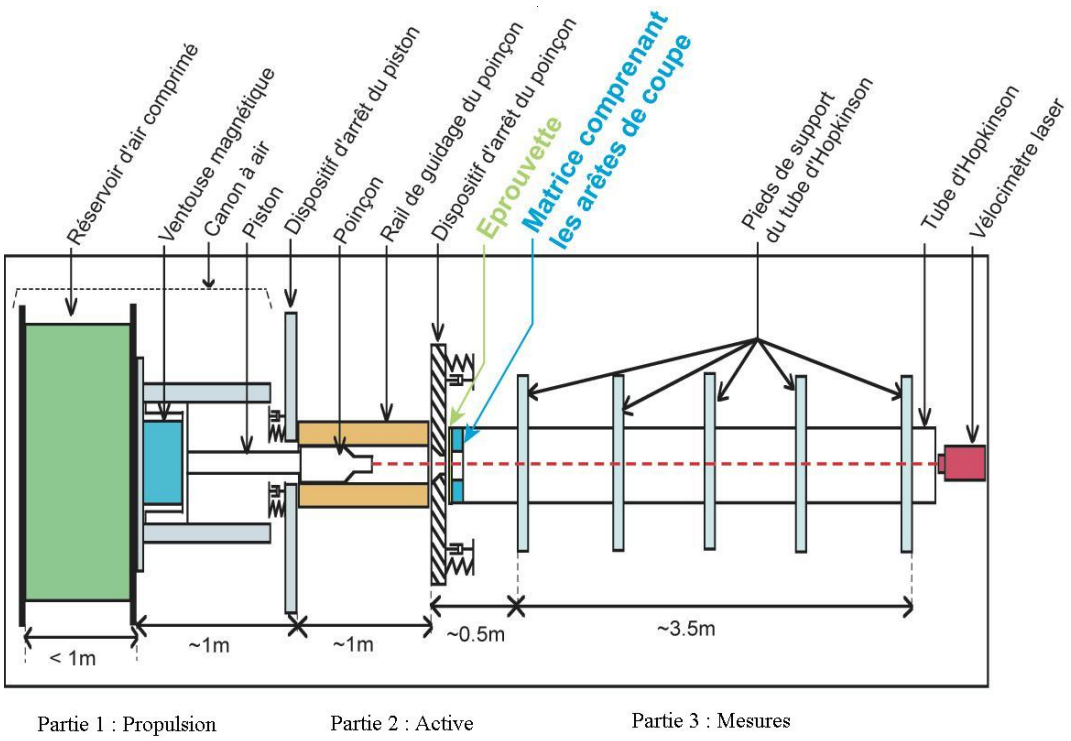

FIG. 2.5 – Représentation schématique du banc de découpe : vue de dessus

La deuxième partie du dispositif permet le guidage du poinçon (figure 2.6 a/) pendant son vol libre ainsi que son arrêt. Le jeu entre les rails de guidage et le poinçon peut être réglé grâce à des vis micromètriques placées de chaque côté des rails. Le poinçon est ainsi centré par rapport à la matrice tout en supprimant la translation transversale. A la fin du guidage le jeu est inférieur à $0,02\,mm$. Cette précision du guidage est nécessaire car le poinçon termine sa course en vol libre. Ainsi, pendant la découpe seuls le poinçon, la tôle à découper et la matrice sont en contact. Le piston transmet le mouvement au poinçon et celui-ci peut alors atteindre une vitesse variant entre 6 et $20\,m/s$.

Dans cette zone, on retrouve également la matrice (figure 2.6 b/) et le dispositif permettant de maintenir l'éprouvette en position pendant toute la durée de la découpe afin d'éviter qu'elle ne bascule avant le contact avec le poinçon. La matrice est très massive pour limiter sa déformation

radiale ainsi qu'une modification du jeu poinçon-matrice.

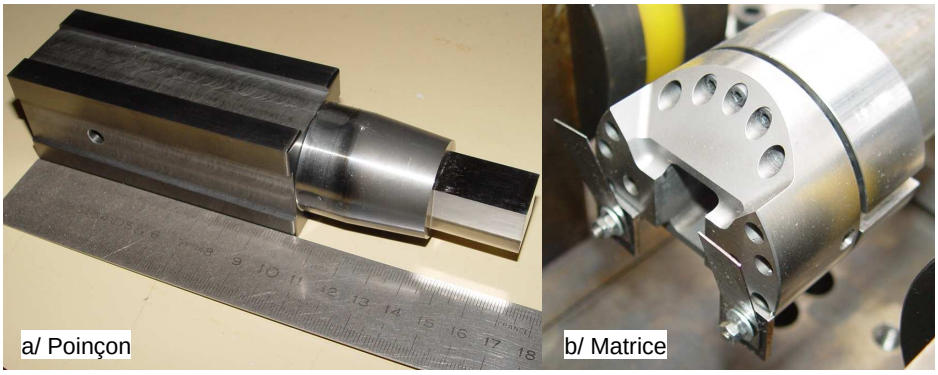

FIG. 2.6 – Photos du poinçon (a/) et de la matrice (b/)

Enfin, la dernière partie correspond aux dispositifs de mesures. Une caméra rapide est disposée au-dessus de la zone de découpe afin de photographier l'échantillon pendant la découpe. Elle réalise des photos toutes les $48\,\mu s$, nous permettant de décomposer les différentes phases de la découpe. La matrice est accouplée à un tube de Hopkinson sur lequel des jauges d'extensométrie sont collées autorisant la mesure des déformations du tube. Ce tube a une longueur de $3,5m$, un diamètre intérieur égal à $0,035$ et un diamètre extérieur égal à $0,045$. La longueur a été choisie pour éviter la superposition des ondes créées pendant la découpe. La section du tube est adaptée à l'effort de découpe pour qu'il ne plastifie pas et que les déformations se propageant dans le tube soient suffisamment importantes pour être mesurées et différenciées du bruit de mesure. Les jauges sont collées à $0,55\,m$ du bord extérieur de la matrice. Elles se situent alors entre les deux premiers appuis du tube. Enfin, durant l'essai de découpe, la vitesse du poinçon peut être mesurée à l'aide d'un vélocimètre laser placé après le tube.

2.3 Obtention des efforts de découpe

Pour obtenir les efforts de découpe, deux dispositifs de mesure sont à notre disposition sur le dispositif expérimental : le vibromètre-laser et le tube de Hopkinson. Nous verrons dans un premier temps que le CETIM donne une loi permettant l'évaluation de l'effort maximal de découpe. Celui-ci permet le dimensionnement de la machine mais ne donne pas accès à l'historique de l'effort. Nous verrons alors dans un deuxième temps qu'une estimation des efforts de découpe peut être obtenue avec le principe fondamental de la dynamique. Néanmoins cette méthode ne donne accès qu'à un effort moyen à cause de l'évaluation délicate de la décélération obtenue avec la mesure de la vitesse du poinçon en fonction du temps. Dans un troisième temps, nous verrons que l'effort maximal de découpe peut être obtenu en utilisant la théorie des ondes élastiques. En effet, la découpe de l'échantillon engendre de telles ondes dans le tube de Hopkinson qui sont mesurées en un point grâce à des jauges de déformations.

2.3.1 Evaluation de l'effort maximal

Comme le présente A. Maillard dans [Mai09] pour les procédés traditionnels, il est nécessaire d'estimer le plus précisément possible les efforts de découpage pour dimensionner la presse nécessaire à la production. Les efforts peuvent être obtenus à partir d'une loi empirique :

$$\vec{F}_{decoupage} = k.P.e_0.R_m \tag{2.1}$$

avec k un coefficient d'ajustement de la formule de calcul. Ce coefficient varie entre $0,5$ et 1 selon la nature du matériau découpé, P le périmètre découpé, e_0 l'épaisseur de la tôle, R_m la résistance à la traction de la tôle.

Les valeurs de k ont été identifiées pour une cinquantaine de matériaux récents et sont répertoriées dans un document technique du CETIM auquel nous n'avons pas eu accès. Nous prendrons donc la valeur classiquement utilisée 1.

Ainsi, pour une épaisseur de $3\,mm$ et une largeur d'éprouvette de $17\,mm$ on obtient un effort de découpe égal à :

$$\vec{F}_{decoupage} = 1 \times 17 \times 2 \times 3 \times 600 = 61\,200\,N \tag{2.2}$$

Cet effort est l'effort maximal qui permet de dimensionner la presse dans le cas d'un procédé de découpe traditionnel.

2.3.2 Principe fondamental de la dynamique

L'effort de cisaillage en fonction du temps peut être évalué en utilisant l'évolution de la vitesse du poinçon qu'on mesure avec le vibromètre-laser. Le poinçon est en translation et sa masse $m = 1,5\,kg$ est constante durant l'essai. En utilisant le principe fondamental de la dynamique en résultante, on peut écrire :

$$\vec{F}_{poids} + \vec{F}_{frottement} + \vec{F}_{air} + \vec{F}_{découpe} = m\,\vec{a} \tag{2.3}$$

avec $\vec{F}_{poids}$ son poids, $\vec{F}_{frottement}$ les efforts dus aux frottements entre le poinçon et son support ainsi que les 2 rails de guidage, $\vec{F}_{air}$ l'effort de frottement dû à l'air se trouvant devant le poinçon, $\vec{F}_{découpe}$ l'effort dû à la découpe de l'échantillon et $\vec{a}$ l'accélération du poinçon.

Durant le vol libre du poinçon, la mesure de la décélération de ce dernier permet d'évaluer la force de frottement appliquée. De la mesure on déduit la valeur a_1 de cette décélération ce qui permet de déterminer :

$$tan(\varphi) = -\frac{a_1}{g} \quad Modèle\,de\,Coulomb \tag{2.4}$$

qui donne un effort de frottement de l'ordre de $2\,N$, négligeable, et donc négligé par la suite, devant les efforts de découpe.

Intéressons-nous maintenant aux efforts de découpe. La relation précédente 2.3 peut alors être simplifiée en :

$$F_{découpe} = m\, a_x \tag{2.5}$$

Pour déterminer la décélération du poinçon, il nous faut connaître l'évolution de la vitesse du poinçon en fonction du temps. Pour cela on utilise les mesures données par le vibromètre laser. La courbe 2.7 présente l'évaluation de la vitesse du nez (point centré sur la face avant) du poinçon en fonction du temps mesurée avec le vibromètre-laser. On remarque que dans un premier temps le poinçon est poussé par le piston, puis continue en vol libre lorsque ce dernier est arrêté par des amortisseurs. La vitesse du poinçon est alors de $18,1\,m/s$ pour le tir considéré. Dans un second temps, le poinçon arrive en contact avec l'échantillon. La vitesse du poinçon chute alors pour se stabiliser à une vitesse plus faible égale dans cet essai à $15,7\,m/s$ comme on le voit sur la figure 2.8. Enfin, le poinçon entre en contact avec d'autres amortisseurs qui permettent de le stopper.

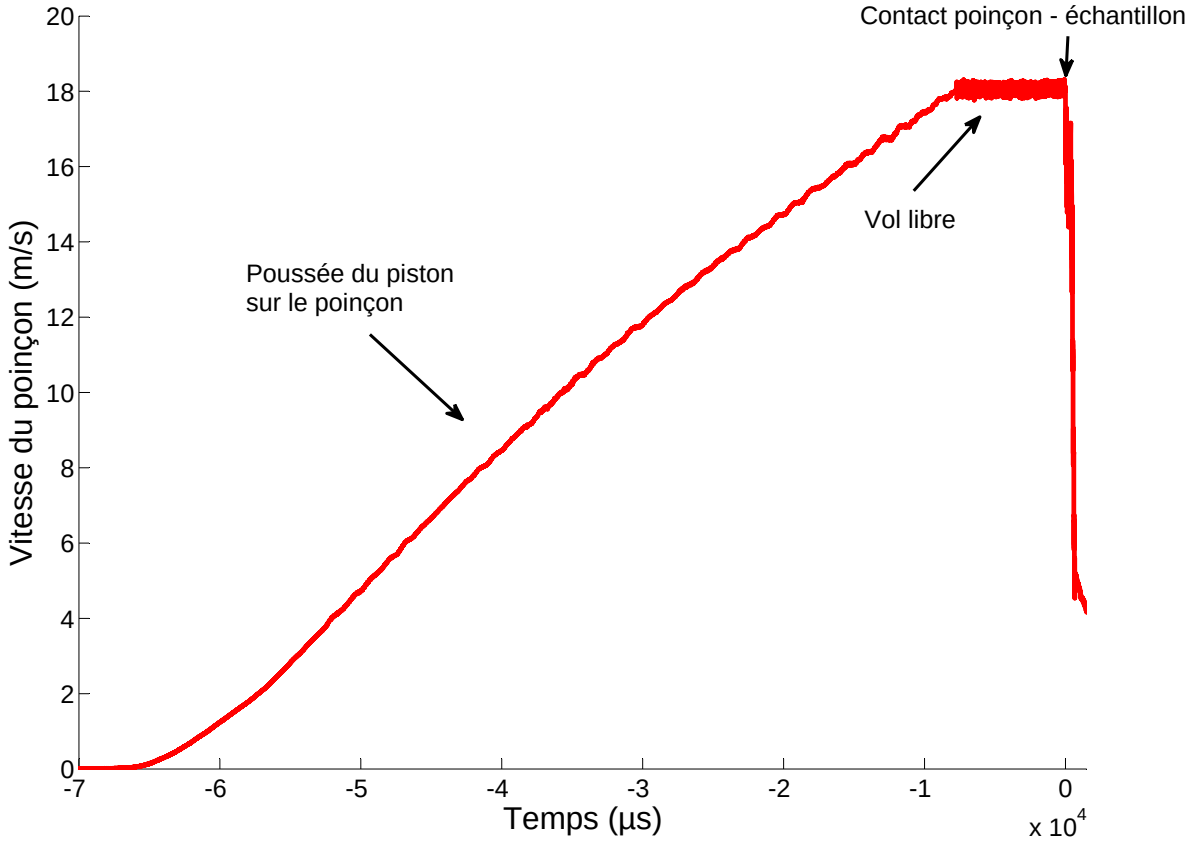

FIG. 2.7 – Evolution de la vitesse du poinçon

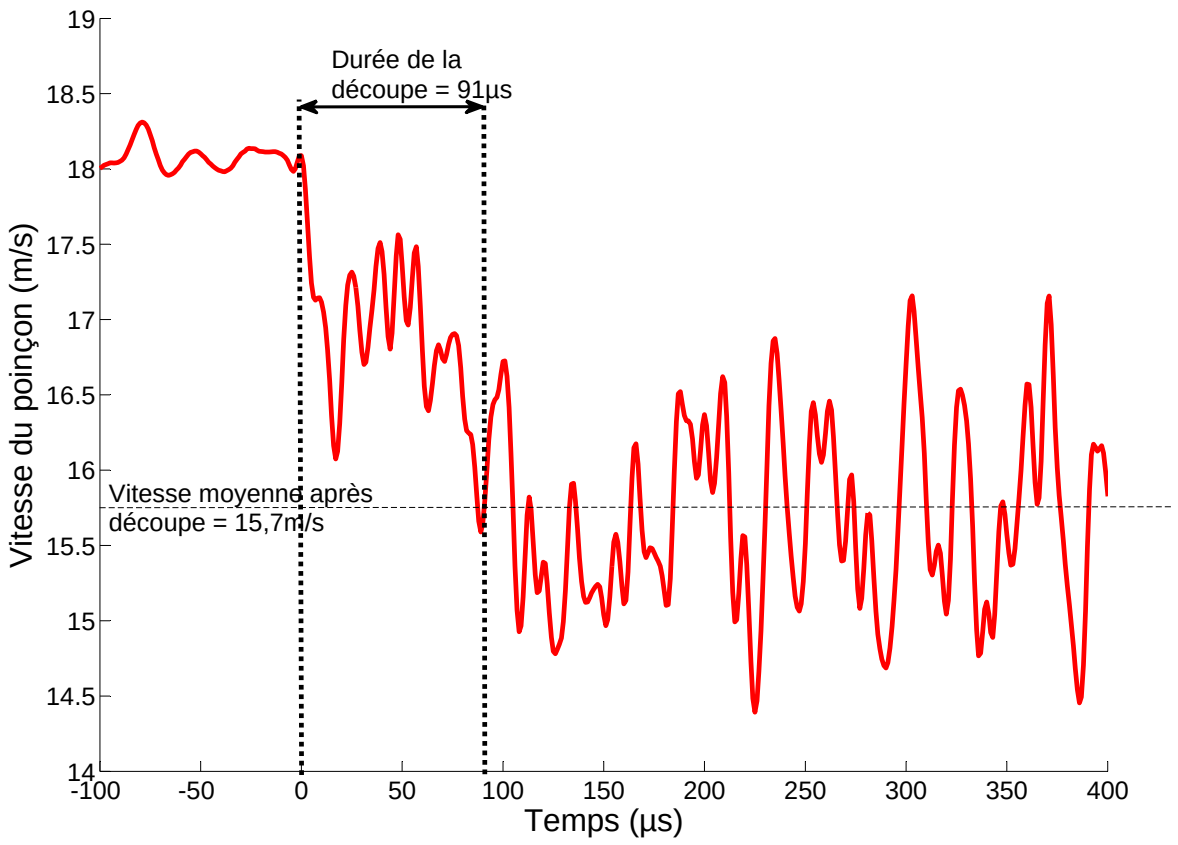

FIG. 2.8 – Evolution de la vitesse du poinçon pendant et après le contact avec l'échantillon

La figure 2.8 permet d'évaluer une durée de découpe de $91\,\mu s$ (pour cet essai), ainsi qu'une vitesse moyenne de la face avant du poinçon, qui correspond à la vitesse moyenne de ce dernier après avoir découpé l'échantillon. Cette vitesse est égale à $15,7\,m/s$. Ainsi, on peut déterminer la décélération moyenne du poinçon :

$$a = \frac{18,1 - 15,7}{91 \times 10^{-6}} = 26\,374\,m\,s^{-2} \tag{2.6}$$

L'effort de découpe peut être évalué à (2.5) $39,6\,kN$. Cet effort est un effort moyen puisqu'il est obtenu en calculant une décélération moyenne durant la découpe.

Grâce à la variation de la vitesse on peut également calculer l'énergie nécessaire à la découpe. En effet on connaît les vitesses avant et après le contact avec l'échantillon, c'est-à-dire avant et après la découpe. On peut donc calculer l'énergie cinétique du poinçon avant et après le poinçonnage. La variation de l'énergie cinétique est égale à l'énergie consommée par la découpe en considérant l'outillage rigide :

$$E_{Découpe} = \frac{1}{2} m_p (V_1^2 - V_2^2) \tag{2.7}$$

avec m_p la masse du poinçon, V_1 la vitesse du poinçon avant la découpe et V_2 la vitesse du poinçon après la découpe.

Après calcul, on trouve $E_{Découpe} = 61\,joules$, pour une découpe durant $91\,\mu s$.

Cette première méthode de calcul permet l'obtention d'un ordre de grandeur de l'effort moyen de découpe. Néanmoins, la durée de la découpe ainsi que de la vitesse moyenne après la découpe sont deux valeurs difficiles à déterminer lorsque la vitesse devient importante (fortes vibrations du nez du poinçon). Comme nous ne pouvons pas avoir accès à l'historique de l'effort ni à l'effort maximum de la découpe, il est nécessaire d'opérer différemment pour obtenir ces informations.

2.3.3 Théorie des ondes élastiques

Les efforts de découpe peuvent être obtenus à l'aide de la théorie des ondes élastiques. En effet, celle-ci permet de calculer les efforts en bout d'une barre à partir de la connaissance des mesures de déformations engendrées par la propagation d'une onde mécanique à l'intérieur de cette barre. Dans notre cas, sur le tube de Hopkinson, si on néglige l'effet de la matrice discuté plus loin, les efforts sont alors égaux à :

$$F_{decoupe} \;=\; E_{tube}\, S_{tube}\, \varepsilon_{transmis}(t - \frac{L}{C}) \tag{2.8}$$

C est la célérité de l'onde mécanique à l'intérieur du tube et L la longueur parcourue par l'onde entre la matrice, lieu de l'effort, et la position des jauges avec lesquelles les mesures des déformations $\varepsilon_{transmis}$ ont été effectuées. $E_{tube} = 210\,000\,MPa$ est le module d'Young du tube et $S_{tube} = 628\,mm^2$ sa section.

La courbe 2.9 présente l'évolution des efforts de découpe calculées grâce à l'équation 2.8 en utilisant les déformations mesurées sur le tube de Hopkinson. Ce résultat correspond à la découpe d'un échantillon d'acier C40 de $3\,mm$ pour une vitesse de poinçon de $18,1\,m/s$. L'onde mécanique générée par le contact entre le poinçon et l'échantillon est une onde de compression.

Comme on l'a vu précédemment, la matrice a été conçue de telle sorte qu'elle ressemble le plus possible à un outillage industriel. Par conséquent sa conception est massive pour limiter sa déformation et éviter une modification du jeu radial poinçon-matrice lors de la découpe. La géomètrie du système "Matrice + Tube" voit donc sa section varier. A chaque changement de section, des réflexions d'ondes se créent et vont se propager dans le dispositif et donc dans le tube. La propagation des ondes mécaniques engendrées par la découpe est alors perturbée. Les mesures obtenues sont affectées et ne sont donc pas directement représentatives de la découpe. La courbe de la figure 2.9 fait apparaître une pente relativement faible à la fin de la découpe. Celle-ci est due aux échos dans la matrice. Le dispositif expérimental s'éloigne sensiblement du modèle 1D à section constante pour lequel il serait aisé de relier la mesure de déformation aux efforts.

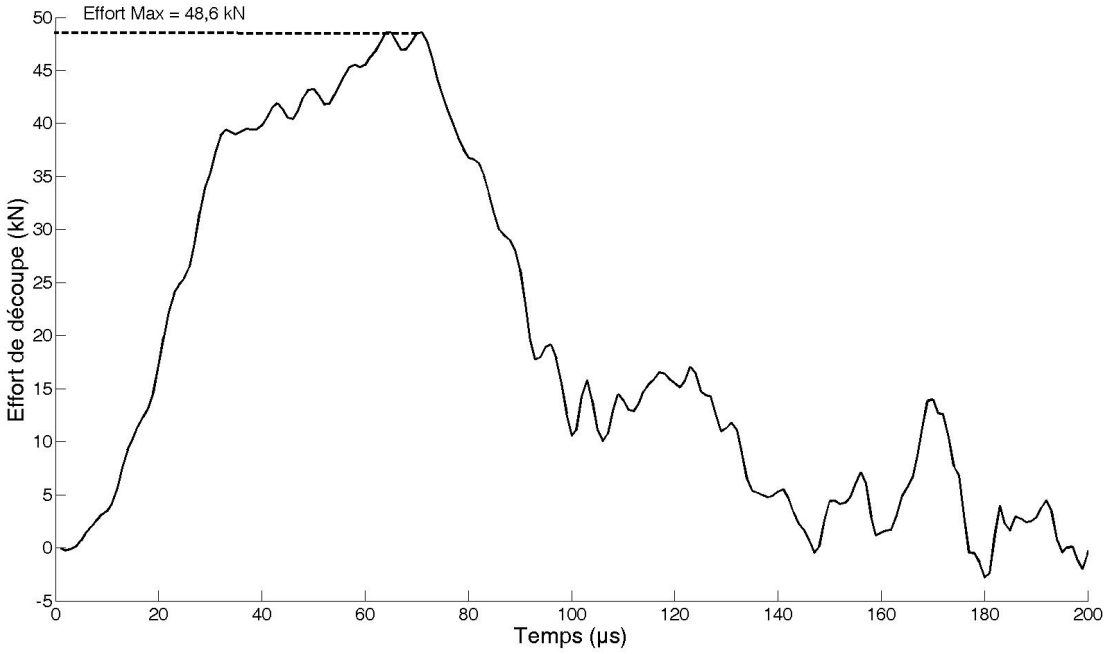

FIG. 2.9 – Evaluation de l'effort de découpe pour une découpe d'un échantillon de $3\,mm$ avec une vitesse de $18,1\,m/s$

2.4 Conclusion

Nous avons présenté ici les différents procédés de découpe classiquement utilisés dans l'industrie mécanique, ainsi que le dispositif de découpe à grande vitesse mis au point dans le laboratoire. Celui-ci nous permet de réaliser des essais de découpe en faisant varier les paramètres suivants : le matériau de l'échantillon, son épaisseur, la vitesse du poinçon ainsi que le jeu poinçon matrice. L'ensemble des données récoltées doit nous permettre de mieux comprendre la physique de la découpe et d'aider les industriels à concevoir de nouvelles machines plus performantes ainsi que des outillages adaptés à ce nouveau procédé et à règler au mieux les différents paramètres de découpe. Pour cela les efforts de poinçonnage sont indispensables. Or, la conception massive de la matrice rend les techniques classiques de calcul inadaptées à notre cas. Une autre méthode doit être mise au point. Nous allons nous attacher à présenter cette nouvelle méthode dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Evaluation des efforts de découpe

L'objectif est ici de déterminer l'évolution temporelle des efforts de cisaillage $F_m(t)$ à partir des mesures de déformations $\varepsilon_m(t)$ réalisées sur le tube de Hopkinson. Un étalonnage du dispositif expérimental s'avère nécessaire afin d'intégrer dans notre analyse le comportement dynamiques de la matrice. Cet étalonnage va nous permettre de relier des évolutions temporelles des efforts appliqués sur la matrice connues à des évolutions temporelles de déformations $\varepsilon_m(t)$ mesurées à partir des jauges collées sur le tube de Hopkinson. Ces relations Efforts-mesures vont nous permettre de constituer une base utilisée dans la démarche de traitement des mesures que nous mesurons ici. Dans un premier temps, le dispositif expérimental d'étalonnage ainsi que l'obtention des courbes élémentaires constitutifs d'une base seront présentés. Dans un second temps, nous verrons deux méthodes de calculs des efforts de découpe utilisant cette calibration. Une seule d'entre elles, la méthode par comparaison, s'avère capable de nous donner l'historique des efforts de découpe. Celle-ci nécessite une validation que nous avons établie à l'aide d'une simulation numérique de la méthode. Cela fera l'objet de la quatrième partie de ce chapitre.

3.1 Système expérimental d'étalonnage

Pour relier les signaux obtenus à l'aide des jauges d'extensométrie collées sur le tube de Hopkinson avec les efforts de découpe, une calibration des moyens expérimentaux est nécessaire. La principale difficulté est d'appliquer un effort connu et maîtrisé, sensiblement semblable en intensité et en durée à un effort de découpe : c'est-à-dire dont la durée est d'environ 30 à 300 μs et l'amplitude environ 30 à 70 kN. Les durées de sollicitation pendant une découpe étant très faibles, le meilleur choix possible pour l'étalonnage est d'utiliser un appareillage de Hopkinson (figure 3.1).

La relation entre les signaux des jauges et l'effort de découpe est linéaire : $F_m(\alpha\varepsilon_1(t)+\beta\varepsilon_2(t)) = \alpha F_m(\varepsilon_1(t))+\beta F_m(\varepsilon_2(t))$. Cette hypothèse peut être justifiée expérimentalement pendant la calibration du système et sera vérifiée dans un paragraphe suivant (3.2.2). Par conséquent, si on applique un effort sur la matrice $F_i(t)$, proche de celui obtenu pendant la découpe, et qu'on mesure les déformations $\varepsilon_i(t)$ alors engendrées sur le tube de Hopkinson par celui-ci, on peut reconstruire un effort de découpe $F_m(t)$ par comparaison.

Comme dit précédemment, pour obtenir les effort $F_i(t)$ et les déformations $\varepsilon_i(t)$, un autre appareillage de Hopkinson est utilisé. Dans le système expérimental proposé, la barre incidente est placée contre la matrice comme le serait l'échantillon pendant la découpe. Avec le diamètre de

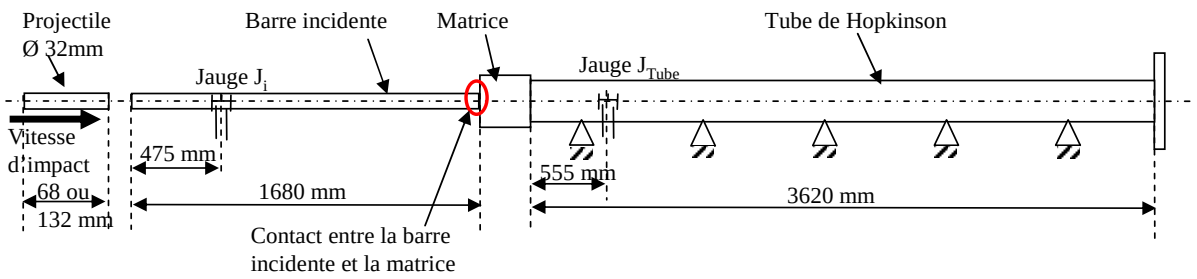

FIG. 3.1 – Représentation schématique du banc d'étalonnage

barre de 32 mm choisi, la section de contact entre la barre incidente et la matrice est très voisine de celle entre l'éprouvette et la matrice. Pour ce diamètre et compte tenu de la durée d'application des efforts, il est possible de négliger le phénomènes de dispersion des ondes ([Zha03]).

Deux projectiles ont été réalisés : l'un de longueur 68 mm et l'autre de 132 mm et de diamètre égal à celui de la barre incidente du dispositif de calibration, soit 32 mm. Les projectiles sont propulsés avec un système à air comprimé dont la pression dans le réservoir lors du déclenchement du tir est reliée à la vitesse d'impact du projectile.

Lorsque le projectile touche la barre incidente, une onde mécanique de compression est créée dans cette barre. La figure 3.2 schématise la propagation des ondes mécaniques ainsi que leurs réflexions, sur un graphe espace-temps. Au-dessus du graphe, un schéma représentatif du dispositif expérimental avec les longueurs des éléments permet de mieux visualiser les différentes interfaces sur lesquelles les ondes se réfléchissent et se transmettent. Le graphe a été construit pour le projectile le plus court. L'onde ainsi créée, appelée onde incidente, se propage alors à l'intérieur de la barre incidente. La durée de cette première onde correspond au temps nécessaire à celle se propageant dans le projectile pour se réfléchir sur la face libre de celui-ci et revenir sur la surface de contact. Cette durée peut être estimée à environ $d/c = 0,068(m) \times 2/5200(m/s) = 26,2\,10^{-6}s$. A ce moment précis le projectile va se décoller de la barre incidente. Arrivée jusqu'à l'interface barre incidente-matrice, l'onde se scinde en deux : une onde réfléchie qui se propage à l'intérieur de la barre incidente dans la direction inverse de celle de l'onde incidente et une onde transmise qui se propage dans la matrice. A l'interface matrice-tube de Hopkinson, l'onde transmise se scinde à son tour en une onde réfléchie qui se propage en direction inverse dans la matrice et une onde transmise qui se propage dans le tube. Cette dernière va se réfléchir sur le bord libre du tube et revenir jusqu'à la matrice. Sur le graphe nous n'avons pas représenté les allers-retours des ondes dans la matrice.

Comme on peut le constater sur la figure 3.1, les jauges d'extensomètrie, J_i, sont collées sur la barre incidente à 475 mm de la face sur laquelle le projectile va entrer en contact. Le demi-pont de jauges est relié à un amplificateur KYOWA dont la bande passante est de 200 kHz. Les jauges permettent de mesurer l'évolution temporelle des déformations sur la barre comme on peut le constater sur la figure 3.3. Les ondes incidente $\varepsilon_{incidente}$ et réfléchie $\varepsilon_{reflechie}$ peuvent facilement être identifiées à partir des données tant que la durée de l'onde incidente reste inférieure à la durée nécessaire à l'onde pour parcourir la longueur de la barre, soit environ 460 μs. L'onde incidente est une onde de compression, les déformations engendrées par celle-ci sont donc représentées sur la figure 3.3 négativement et l'onde correspond donc au premier pic négatif qu'on peut voir. On

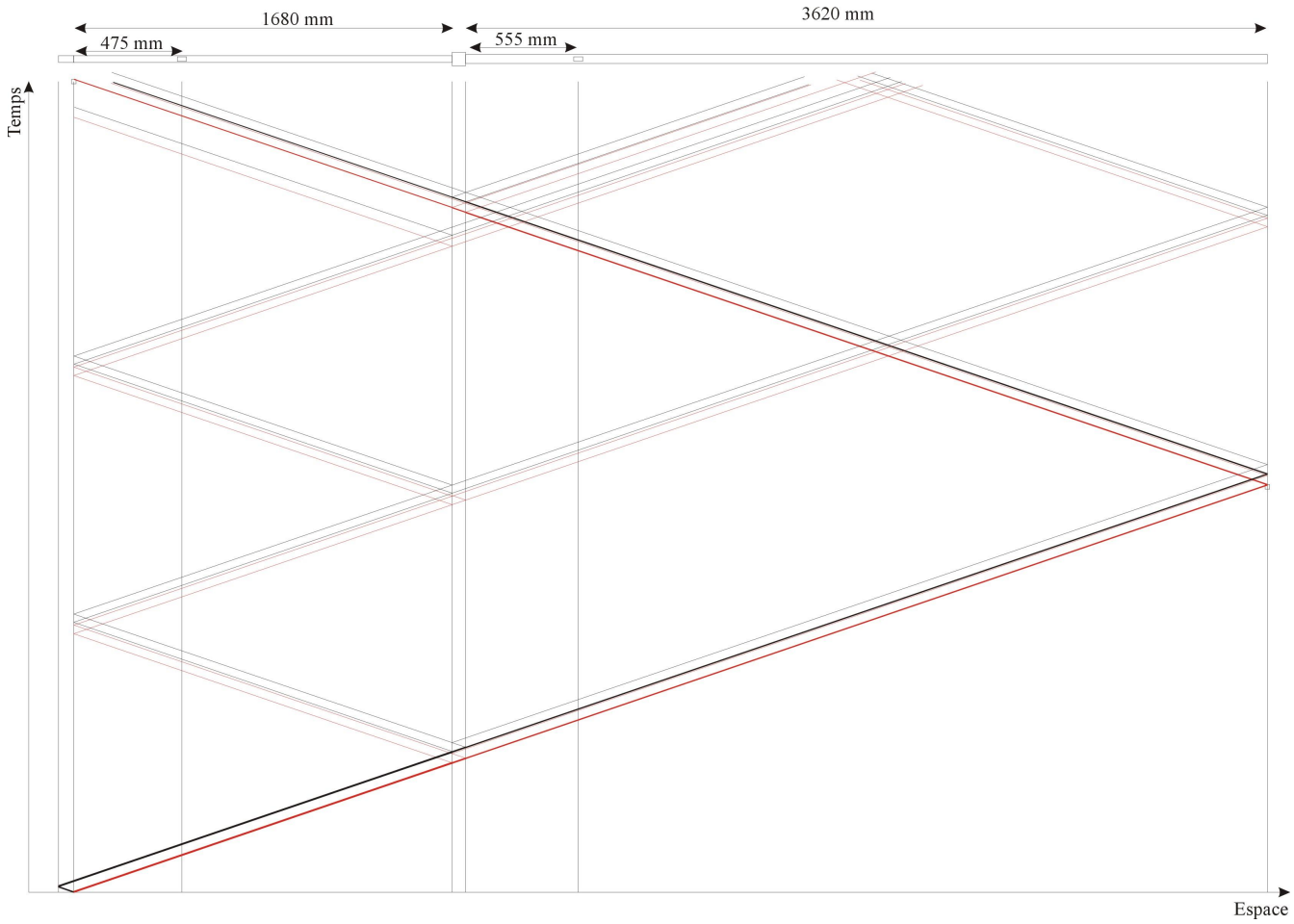

FIG. 3.2 – Graphe espace-temps de propagation des ondes mécaniques à l'intérieur de la barre et du tube de Hopkinson dans le cadre de la calibration

remarque que l'onde réfléchie est une onde de traction (ce qui implique une impédance plus faible du côté matrice que celle du côté de la barre incidente). Elle engendre donc des déformations positives visibles sur la figure 3.3. L'onde réfléchie correspond ainsi au premier pic positif qu'on peut relever sur la figure. Pour mesurer les déformations engendrées par l'onde transmise, on utilise les jauges collées sur le tube de Hopkinson, appelées jauge J_{tube}. L'onde transmise est également une onde de compression et sera donc représentée négativement. Sur le tube, seul le premier pic de l'ensemble des mesures effectuées nous intéresse.

L'analyse des ondes incidente et réfléchie dans la barre incidente permet d'estimer l'évolution de l'effort appliqué sur la matrice (utilisation de la théorie des ondes élastiques). L'effort appliqué par la barre incidente sur la matrice peut ainsi s'écrire :

$$F = ES(\varepsilon_{incidente}(t + \frac{L}{C}) + \varepsilon_{reflechie}(t - \frac{L}{C})) \tag{3.1}$$

avec E le module d'Young ($206\,GPa$), S la section de la barre incidente ($804\,mm^2$), $L = 1680 - 475 = 1205\,mm$ la distance parcourue et C la célérité de l'onde. Pour évaluer le ratio L/C qui représente le temps nécessaire à l'onde pour parcourir la distance entre la jauge et la matrice, la célérité de l'onde doit être déterminée. Pour cela, le délai δ_t entre le début de l'onde incidente et

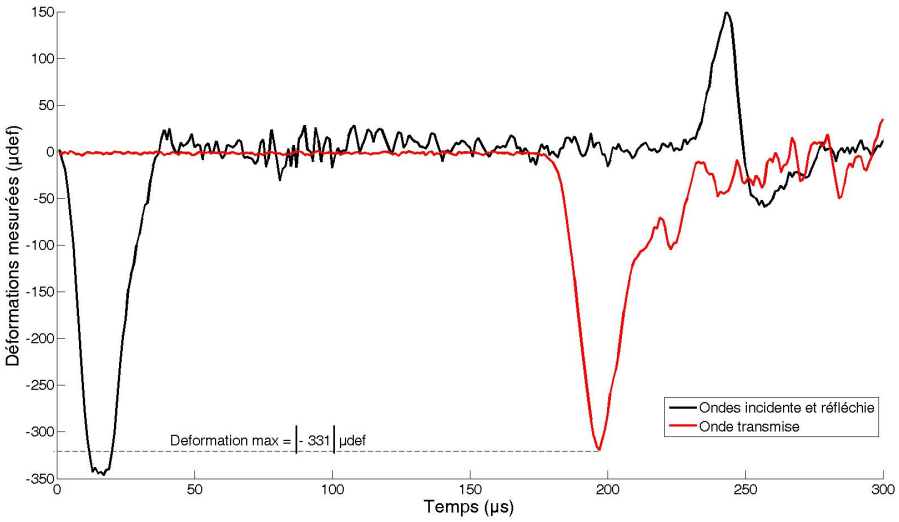

FIG. 3.3 – Déformations mesurées par la jauge J_i : ondes incidente et réfléchie (noir) et par la jauge J_{tube} : onde transmise (rouge)

celui de l'onde réfléchie doit être mesuré et peut être estimé à $460\,\mu s$ à l'aide de la figure 3.3. Cette durée est le temps nécessaire à l'onde pour parcourir le double de la distance L entre la jauge et le bout de la barre incidente. La célérité peut être écrite de la façon suivante :

$$C = 2 \times \frac{L}{\delta_t} \tag{3.2}$$

On obtient que C est environ égale à $5\,280\,m\,s^{-1}$, valeur classique pour les aciers (compte tenu des incertitudes de mesure concernant la longueur L connue à $+/-1\,mm$ et concernant le délai δ_t connu à $+/-2\,\mu s$, la marge d'erreur de la célérité C est égale à $+/-0,5\%$). Finalement, pour calculer les efforts appliqués sur la matrice, les deux ondes doivent être superposées, donc décalées temporellement et recalées lorsqu'elles sont en bout de la barre incidente. L'onde incidente est déplacée de $230\mu s$ ($L/C = 460\,\mu s/2$) et l'onde réfléchie l'est de $-230\,\mu s$ ($-L/C = -460\,\mu s/2$). La figure 3.4 présente l'effort sur la matrice, appliqué avec la barre incidente. La durée du signal à mi-hauteur est de $15\,\mu s$ et la durée du signal est d'environ $30\,\mu s$ comme calculé précédemment mais est plus difficile à définir exactement sur la figure. Le maximum de l'effort est d'environ $64\,kN$. Ces différentes valeurs, de durée et d'amplitude, obtenues pour cet essai d'étalonnage correspondent bien aux ordres de grandeur attendus.

Maintenant que nous connaissons l'effort appliqué pendant la calibration, il nous reste à obtenir les déformations engendrées par celui-ci sur le tube de Hopkinson. Ces déformations sont dues au passage de l'onde transmise qui a traversé la matrice et a donc été perturbée comme le serait une onde mécanique créée pendant la découpe réelle. Finalement, nous avons donc à relever les déformations avec les jauges collées sur le tube de Hopkinson. Cette onde transmise en noir sur la figure 3.5 est mesurée sur le tube de Hopkinson et forme ainsi un couple avec l'effort calculé précédemment (figure 3.4). Ces deux courbes sont les éléments de base de notre calibration.

La calibration nous a permis d'obtenir un couple de courbes efforts sur la matrice-déformations sur le tube de Hopkinson. La première étape de notre méthode pour obtenir les efforts est donc validée. Il nous faut désormais expliciter le calcul pour obtenir les efforts à partir des mesures de déformations que nous effectuons lors de la découpe.

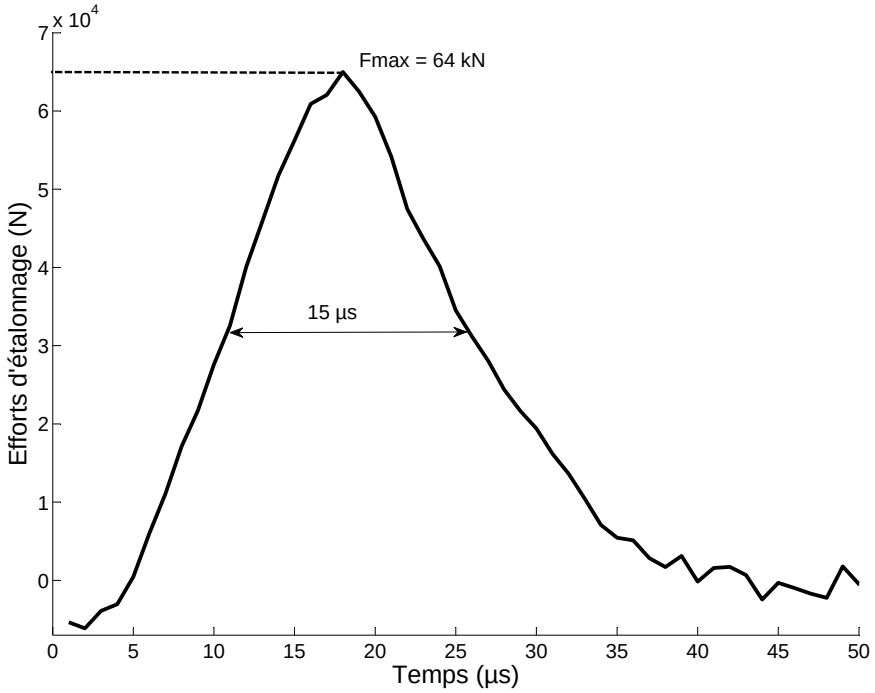

FIG. 3.4 – Effort à l'interface barre incidente/matrice obtenu lors de l'étalonnage

3.2 Calculs de l'effort de découpe

Pour évaluer l'effort de découpe, nous proposons deux méthodes de calcul qui utilisent les résultats issus de la calibration.

3.2.1 Méthode du maximum

A partir de la courbe concernant J_{tube} (figure 3.3) et de la courbe (figure 3.4) pour déterminer F_{max} nous pouvons déterminer un coefficient K_{max}, rapport entre les maxima de chacune d'elles :

$$K_{max} = \frac{F_{max}}{\varepsilon_{max}} \tag{3.3}$$

avec $Fmax = 64\,kN$ et $\varepsilon_{max} = 331\,\mu def$, K_{max} est égal à $193,3\,N\mu def^{-1}$ avec le projectile de $68\,mm$. La figure 3.5 montre les déformations mesurées sur le tube de Hopkinson pendant la découpe et les déformations calculées à l'aide de K_{max} et l'effort issu de la calibration. Le coefficient permet certes de recaler les deux courbes et de fournir le maximum mais des écarts importants apparaissent très clairement sur la fin de la courbe. Ces écarts peuvent être expliqués, entre autres, par la présence de la matrice et de la dynamique de l'ensemble Matrice-Tube qui induit des effets tridimensionnels (réflexion d'ondes dans la matrice).

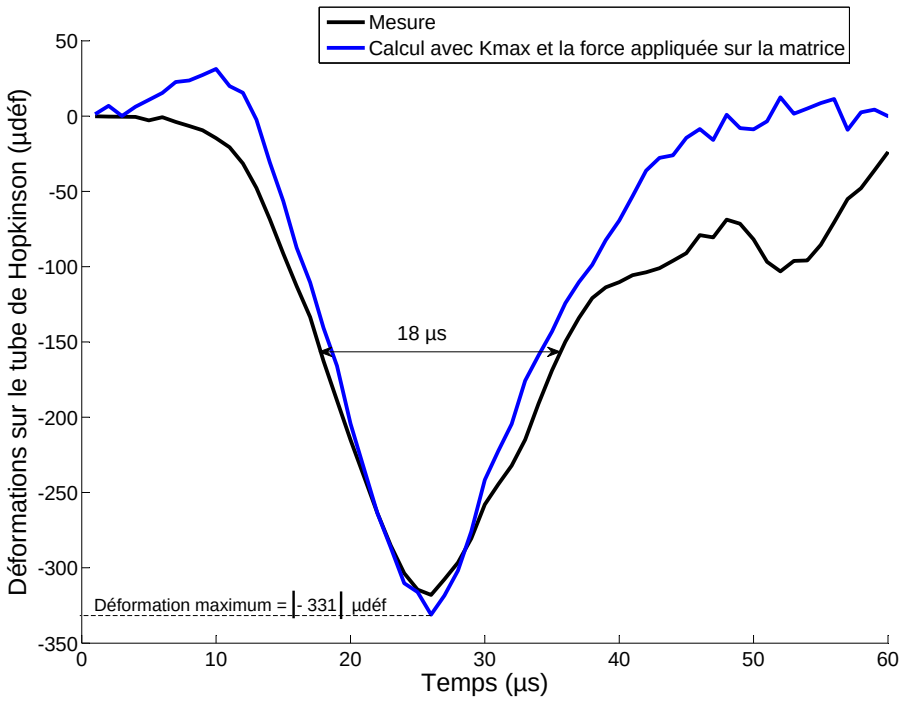

FIG. 3.5 – Déformations sur le tube de Hopkinson

En outre, le coefficient K_{max} est égal à $187,5\,N\mu def^{-1}$ avec le projectile de $132\,mm$. Il apparaît donc qu'en fonction du projectile nous n'obtenons pas le même coefficient. Plusieurs essais de calibration ont été effectués permettant de multiplier les mesures et de s'assurer de la bonne reproductibilité de celles-ci. Le calcul de K_{max} a été effectué systématiquement pour chacune d'entre elles et les valeurs sont confirmées avec une incertitude inférieure à 5% pour une valeur moyenne de $187,5\,N\mu def^{-1}$. On peut donc penser que le système dans son ensemble (dispositif expérimental + système d'acquisition et de traitement des données) filtre des informations lors de la propagation des ondes mécaniques.

A partir de ce seul coefficient K_{max}, nous ne pouvons donc pas retrouver l'historique des efforts imposés à la matrice lors de la découpe. Une autre méthode de calcul doit alors être élaborée.

3.2.2 Méthode par comparaison

La calibration nous donne accès à un couple de courbes : l'effort appliqué à la matrice $F_i(t)$ et les déformations $\varepsilon_i(t)$ mesurées sur le tube de Hopkinson dues à ces efforts. La mesure des déformations obtenues pendant une découpe, $\varepsilon_m(t)$ comme le montre la figure 3.6 (courbe noire), peuvent être comparées aux déformations obtenues pendant la calibration (courbe rouge). Deux éléments différencient ces deux courbes : la durée et l'amplitude. Par exemple, pour le cas montré, la durée de découpe est égale à $100\,\mu s$ et l'amplitude à $252\,\mu def$. Ces valeurs sont à comparer respectivement avec $15\,\mu s$ et $318\,\mu def$. De manière générale, la durée d'une découpe est toujours plus importante que la durée de la courbe obtenue durant l'étalonnage, avec un rapport compris

entre 2 et 30. En revanche l'amplitude est du même ordre de grandeur puisque celle-ci varie entre 200 et 600 μdef.

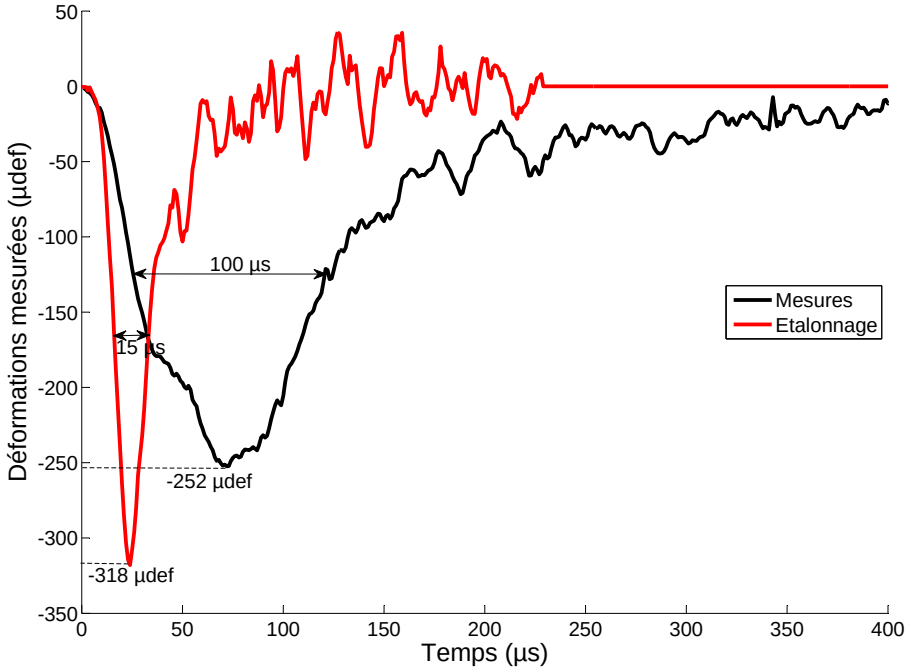

FIG. 3.6 – Déformations obtenues pendant l'étalonnage (rouge) et mesurée (noir) sur le tube de Hopkinson pendant la découpe de l'échantillon de C40 de $2\,mm$ d'épaisseur, pour une vitesse de poinçon de $9,88\,m/s$ et un jeu poinçon/matrice de $0,05\,mm$

A partir des essais de calibrations, deux constats peuvent être faits :

- la relation entre les signaux des jauges et l'effort imposé à la matrice est linéaire. La figure 3.7 présente deux courbes issues de deux essais de calibration dont l'un, correspondant à la courbe rouge, a été effectué avec une vitesse du projectile de $3,7\,m/s$ (soit une pression de $1\,bar$) et l'autre, correspondant à la courbe noire, avec une vitesse du projectile de $2,9\,m/s$ (soit une pression de $0,5\,bar$). Ces courbes correspondent aux déformations mesurées sur la barre incidente. A partir de ces deux courbes on calcule les efforts imposés à la matrice (figure 3.8) à l'aide de la théorie des ondes élastiques. Enfin, la figure 3.9 présente les déformations mesurées sur le tube de Hopkinson issues des mêmes essais. Le rapport entre les maxima des efforts imposés à la matrice est égal à $64/48 = 1,33$ et celui entre les maxima des déformations mesurées sur le tube de Hopkinson est égal à $320/246 = 1,30$. Lors de ces essais le bruit de la mesure était égal à $+/-4\,\mu def$. Cela engendre que le rapport entre les maxima de déformations mesurées sur le tube de Hopkinson est compris entre $1,26$ et $1,34$. On peut donc estimer que compte tenu du bruit de la mesure, les ratios entre les efforts maximaux ou entre les déformations maximales sont équivalents. Finalement, on considérera pour la suite qu'une relation linéaire existe entre les efforts imposés sur la matrice et les déformations mesurées sur le tube de Hopkinson, c'est-à-dire que si $\varepsilon_m(t) = \alpha_1\varepsilon_1(t) + \alpha_2\varepsilon_2(t)$ alors $F_m(t) = \alpha_1 F_1(t) + \alpha_2 F_2(t)$.

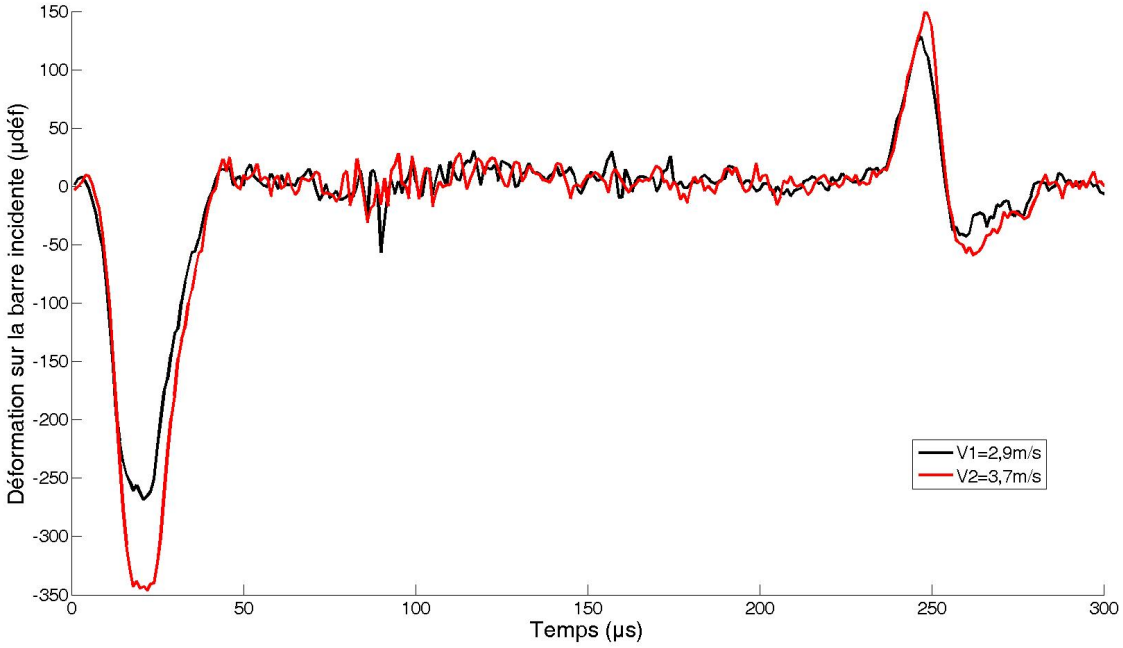

FIG. 3.7 – Déformations sur la barre incidente issues de deux essais avec une vitesse du projectile égale à $2,9$ et $3,7\,m/s$

– un décalage temporel de l'effort appliqué à la matrice par rapport à l'instant $t = 0$ implique le même décalage temporel de la déformation mesurée ; c'est-à-dire que si un effort est appliqué $n\,\mu s$ après un premier effort, il engendrera des déformations sur le tube de Hopkinson $n\,\mu s$ après celles engendrées par le premier effort. On peut alors écrire, si

$$\varepsilon_m(t) = \alpha_1\varepsilon_1(t) + \alpha_2\varepsilon_1(t+dt) \qquad \text{alors} \qquad F_m(t) = \alpha_1 F_1(t) + \alpha_2 F_1(t+dt). \quad (3.4)$$

On construit alors une suite de courbes d'étalonnage dont les éléments constitutifs sont issus de la calibration, décalés d'un pas $dt = 1\,\mu s$ qui correspond à la fréquence d'acquisition de $1\,MHz$ (jauge J_{tube}).

A l'aide de cette série de courbes, les déformations mesurées lors d'une découpe $\varepsilon_m(t)$ peuvent alors s'écrire :

$$\varepsilon_m(t) = \Sigma_{i=1}^{n}(\alpha_i\varepsilon_i(t+idt)) + r(t) \quad (3.5)$$

avec $r(t)$ un résidu et i le nombre de courbes nécessaires, choisi de telle façon à respecter l'équation (3.6) :

$$i = \frac{durée\,de\,découpe - durée\,d'une\,courbe\,de\,base}{pas} \quad (3.6)$$

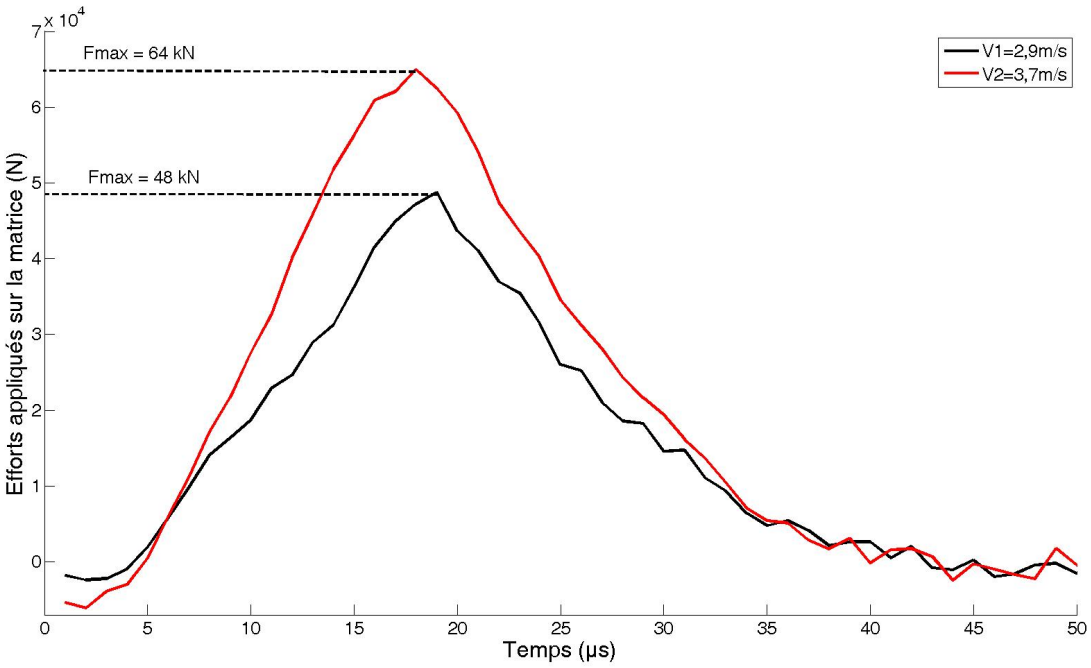

FIG. 3.8 – Efforts imposés à la matrice lors des essais de calibration avec une vitesse du projectile égale à $2,9$ et $3,7\,m/s$

La durée d'une courbe de la base est de $15\,\mu s$. La durée d'une découpe varie entre 30 et $700\,\mu s$, quels que soient l'épaisseur et le matériau découpés. Comme le pas est égal à $1\,\mu s$, i doit alors être compris entre 15 et $n = 685$. Pour éviter la mesure de la durée des découpes pour chaque essai, nous avons fait le choix d'imposer n constant et égal à 1000, soit environ $685 + 50\%$. Nous aurons donc une série de courbes de base plus importante que nécessaire mais nous sommes ainsi sûr que cela sera toujours suffisant pour nos calculs, en particulier pour les découpes à vitesse lente (éprouvettes plus épaisses, matériau différent).

La figure 3.10 montre une courbe rouge correspondant aux déformations mesurées sur le tube de Hopkinson. En outre, les huit premiers signaux élémentaires nécessaires multipliés par leur coefficient α respectifs sont représentés en noir (trait discontinu). Ici, on a pris un décalage temporel entre chaque courbe de base de $12\,\mu s$ pour pouvoir bien distinguer chacun des premiers signaux calculés. Néanmoins, pour la suite des opérations, le décalage temporel sera imposé égal à $1\,\mu s$. La somme de tous les signaux ainsi obtenus permet de tracer la courbe noire (trait continu) qui s'avère être très proche de la courbe rouge. On peut néanmoins constater l'existence d'un résidu entre ces deux courbes, et celui-ci est nommé r(t) dans l'équation (3.5). La figure 3.11 permet de visualiser ce résidu (courbe bleue) ainsi que la déformation mesurée (courbe rouge). On voit que l'amplitude du résidu représente moins de 10% de celle de la déformation.

Les coefficients α_i sont déterminés de manière à minimiser le résidu $r(t)$. Pour cela on calcule l'écart G entre les déformations mesurées et les déformations calculées avec la méthode en utilisant

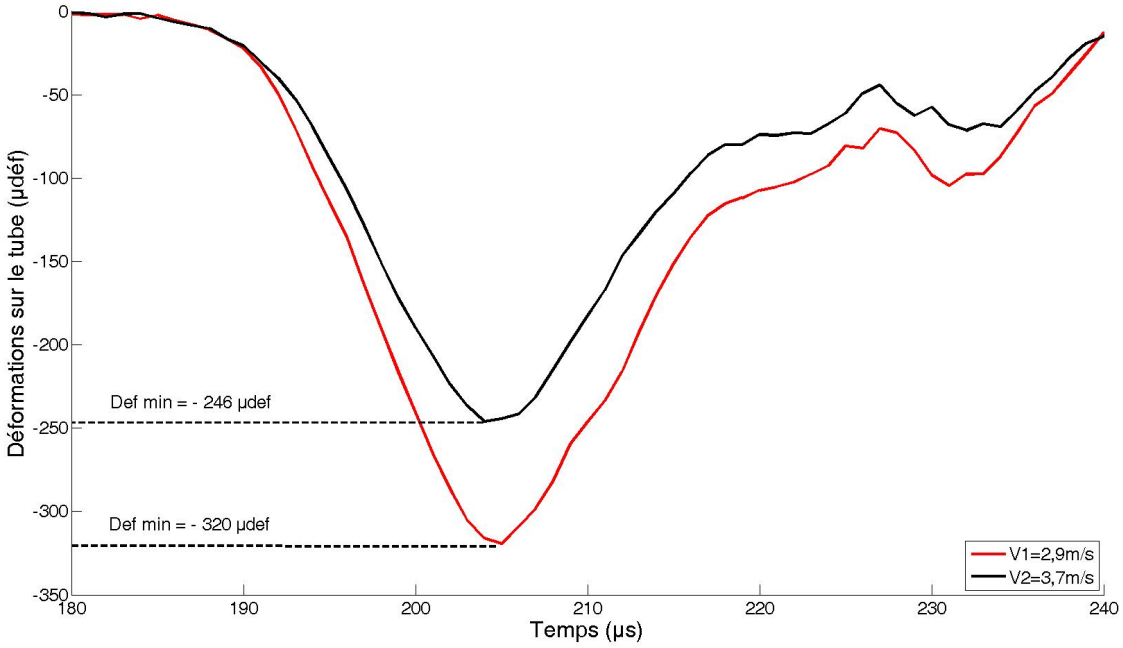

FIG. 3.9 – Déformations sur le tube de Hopkinson issues des essais de calibration avec une vitesse du projectile égale à $2,9$ et $3,7\,m/s$

les moindres carrés (intégrale du résidu entre t_i et t_f). L'équation suivante présente cet écart G :

$$G = \sqrt{\frac{1}{t_f - t_i}\int_{t_i}^{t_f}\left(\varepsilon_m(t) - \sum_{i=1}^{n}\alpha_i\varepsilon_i(t)\right)^2 dt} = \sqrt{\frac{1}{t_f - t_i}\int_{t_i}^{t_f} r^2(t)dt} \tag{3.7}$$

avec $\delta T = t_f - t_i$ la durée de la mesure, soit environ $200\,\mu s$. La mesure étant discrète, l'écart G se calcule de la façon suivante :

$$G = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\left(\varepsilon_m(t_j) - \sum_{i=1}^{n}\alpha_i\varepsilon_i(t_j)\right)^2 \delta t} \tag{3.8}$$

avec $N = \delta T/\delta t$ et δt le temps entre chaque mesure pendant la calibration. Dans notre cas δt est égal à $2\,\mu s$, qui correspond à la fréquence d'acquisition pendant l'étalonnage (jauge $J_{barreIncidente}$). Lorsque G est minimal, $\frac{\partial G}{\partial \alpha_i} = 0$, ce qui conduit aux n équations permettant de calculer les coefficients α_i.

Enfin, on dérive cette équation par rapport aux α_i permettant ainsi l'optimisation de ces coefficients afin d'obtenir une erreur G la plus faible possible.

Enfin, une fois les coefficients α_i déterminés, on peut reconstruire l'effort appliqué à la matrice pendant la découpe. Pour cela on utilise la linéarité existant entre les efforts et les déformations mesurées sur le tube de Hopkinson. Ainsi l'effort $F_c(t)$ est égal à :

$$Fc(t) = \sum_{i=1}^{n}\alpha_i\ F_i(t) \tag{3.9}$$

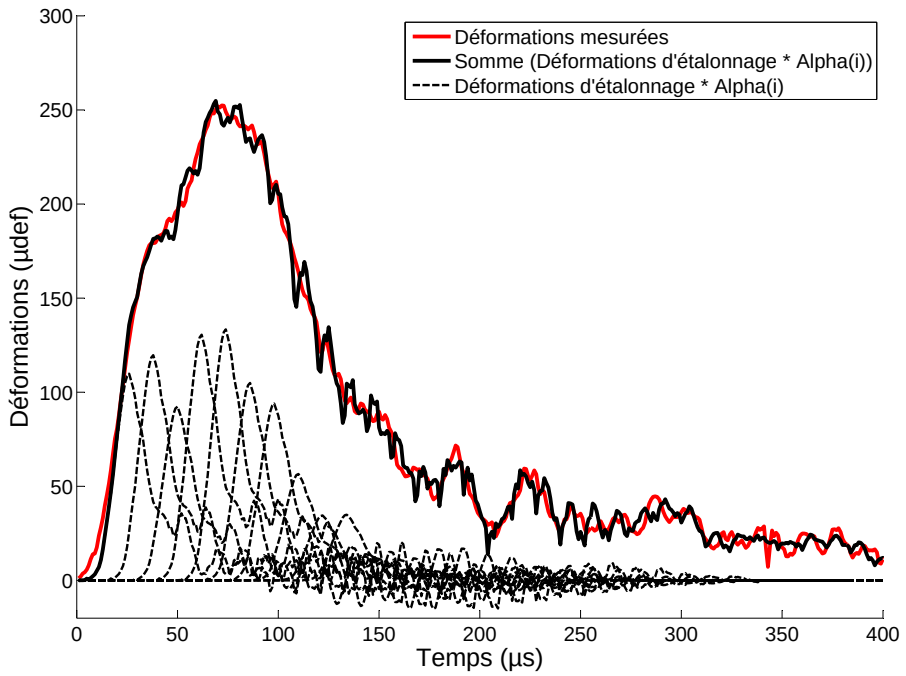

FIG. 3.10 – Déformations mesurées, construites et élémentaires dans le cas d'une découpe d'un échantillon de $2\,mm$ avec une vitesse de $9,88m/s$ et un jeu de $0,05\,mm$ (essai 2C23)

La courbe noire de la figure 3.10 correspond à la somme des contributions élémentaires multipliées par les coefficients α_i après optimisation. La courbe rouge correspond aux déformations mesurées lors de la découpe. On constate que l'évolution de la déformation mesurée et celle de la déformation recomposée sont très proches.

Comme on vient de le voir, les coefficients α_i ont été obtenus en minimisant un écart entre déformations mesurées et déformations recomposées. Nous allons montrer dans le paragraphe suivant, pour des simulations unidimensionnelles, que les coefficients α_i obtenus par cette approche permettent bien d'obtenir par recomposition une évolution de l'effort de cisaillage plus proche de l'évolution réelle que celle obtenue par une approche plus directe. De plus nous évaluerons l'effet des choix fait lors de la définition de la base des évolutions temporelles de déformation sur la qualité de la reproduction de cet effort.

Validation de la méthode de recomposition par simulation numérique

Afin d'évaluer l'écart entre la force réellement appliquée pendant la découpe $F_m(t)$ et la force calculée $F_c(t)$ avec la méthode présentée précédemment nous proposons d'utiliser une simulation numérique. La démarche proposée consiste à élaborer un modèle simplifié du dispositif d'essais dont le comportement en dynamique est similaire à celui du dispositif réel. Sur ce dispositif virtuel il est possible de reproduire la procédure appliquée sur le dispositif réel (étalonnage, recomposition des déformations puis de l'effort de cisaillage) tout en permettant de comparer la recomposition de l'évolution de l'effort de cisaillage $F_c(t)$ avec un effort de cisaillage $F_m(t)$ (que l'on choisit de

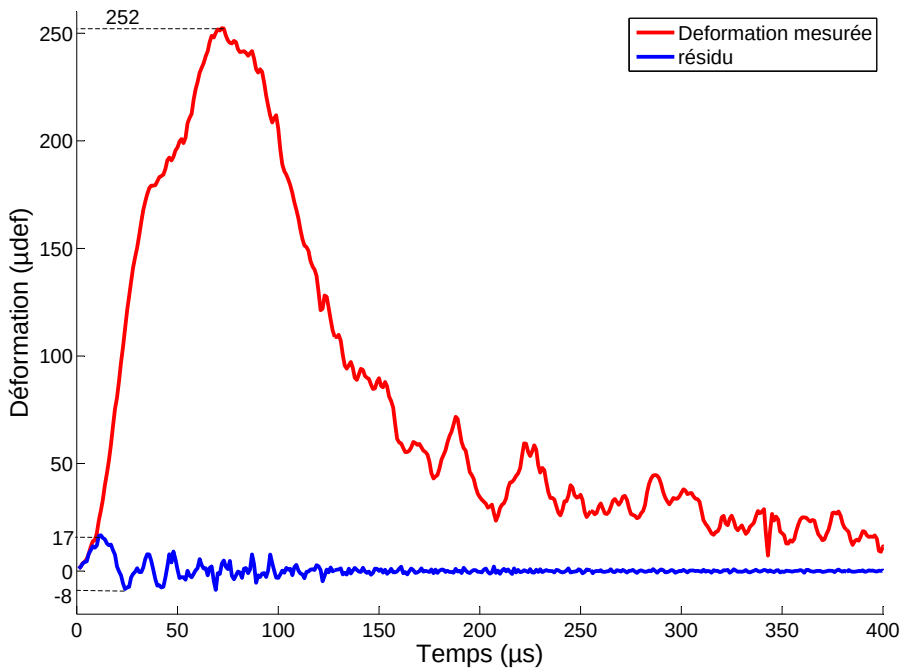

FIG. 3.11 – Déformations mesurées et résidu (essai 2C23)

manière arbitraire) appliqué sur le dispositif numérique.

Le modèle choisi pour reproduire l'ensemble [matrice+tube+barre d'étalonnage] est un modèle unidimensionnel composé de barres travaillant en traction/compression dont un schéma est proposé figure 3.12. Ces barres sont à section constantes exceptée pour la matrice. Pour cette dernière, nous avons opté pour une évolution linéaire de la section (trapèze visible sur la figure 3.12) pour approcher l'évolution de forme de la matrice réelle. On notera surtout la variation brutale de section entre la matrice et le tube (et donc de l'impédance associée) comme c'est le cas dans la réalité. Cette particularité va permettre de retrouver, sur ce banc virtuel, le même phénomène d'aller et retour d'ondes élastiques au sein de la matrice qui complique le passage de la mesure de déformation lue sur la jauge collée sur le tube à la détermination de l'effort de cisaillage appliqué sur la matrice.

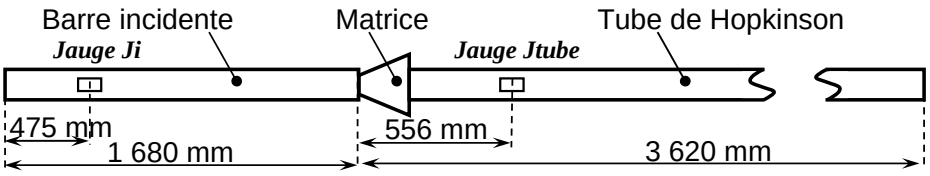

FIG. 3.12 – Modèle de banc virtuel – Représentation de l'évolution des sections des barres

La figure 3.12 permet également de constater les différentes distances entre chaque élément constitutif du banc d'étalonnage. Les jauges de la barre incidente ne sont pas centrées. Néanmoins, aucun chevauchement d'ondes n'est possible dans notre cas. Les caractéristiques mécaniques des différents éléments constitutifs du dispositif sont celles d'un acier : module d'Young $E = 210\,000 MPa$, masse volumique $\rho = 7\,680 kg/m^3$.

Pour simuler le comportement dynamique du banc nous introduisons une discrétisation par éléments finis (éléments à 2 nœuds) couplé à un schéma d'intégration temporelle explicite (différences centrées). Nous avons choisi pour les éléments une longueur de $0,05mm$ ce qui nous impose un pas de temps $\Delta t = 10^{-8}s$ (condition CFL, Courant/Friedrichs/Lewy).

Afin de valider la méthode de recomposition proposée, il est nécessaire de construire la base composée des paires d'évolution des déformations et des efforts obtenus avec le dispositif d'étalonnage. Les couples sont composés d'un signal correspondant à l'effort imposé à la matrice et d'un signal représentant la déformation mesurée sur le tube de Hopkinson. Pour cela on impose un effort (figure 3.13) sur le bord libre de la barre incidente dont la durée est proche de celle observée lors de l'étalonnage réel. Afin d'avoir une évolution proche de la réalité pour cette évolution nous avons choisi de prendre le résultat d'une mesure effectuée sur la barre incidente lors d'un essais d'étalonnage réel.

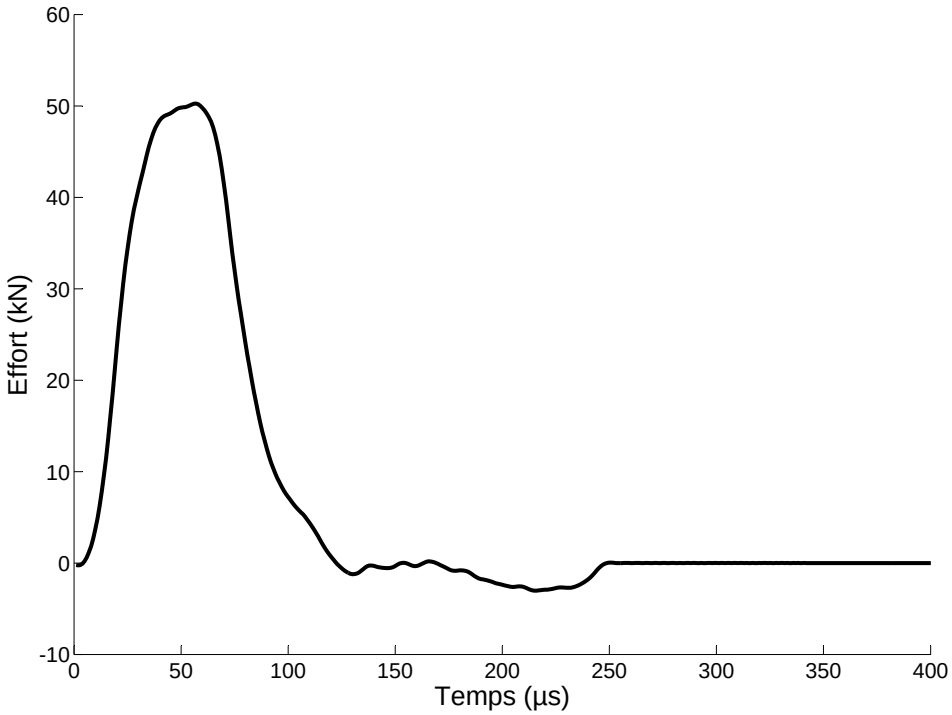

FIG. 3.13 – Effort imposé sur le bord libre de la barre incidente

Cet effort va générer une onde mécanique dans la barre incidente. La jauge collée sur cette barre donne les déformations générées par l'onde incidente ainsi que par l'onde réfléchie. Les déformations ε_i générées par l'onde transmise seront mesurées par les jauges positionnées sur le tube de Hopkinson. A partir de l'onde incidente et de l'onde réfléchie, en noir sur la figure 3.14, on calcule l'effort imposé à la matrice avec la théorie des ondes élastiques unidirectionnelles. L'effort est donc égal à $F_i = ES(\varepsilon_{incidente} + \varepsilon_{réfléchie})$. Cet étalonnage nous a permis d'établir un couple effort-déformation (figures 3.15 et 3.16) à partir duquel tous les couples effort-déformation sont générés par simple décalage temporel.

Nous pouvons désormais imposer un effort différent de celui de l'étalonnage directement sur la matrice. L'évolution choisie pour cet effort de cisaillage est représentée par la courbe en rouge sur

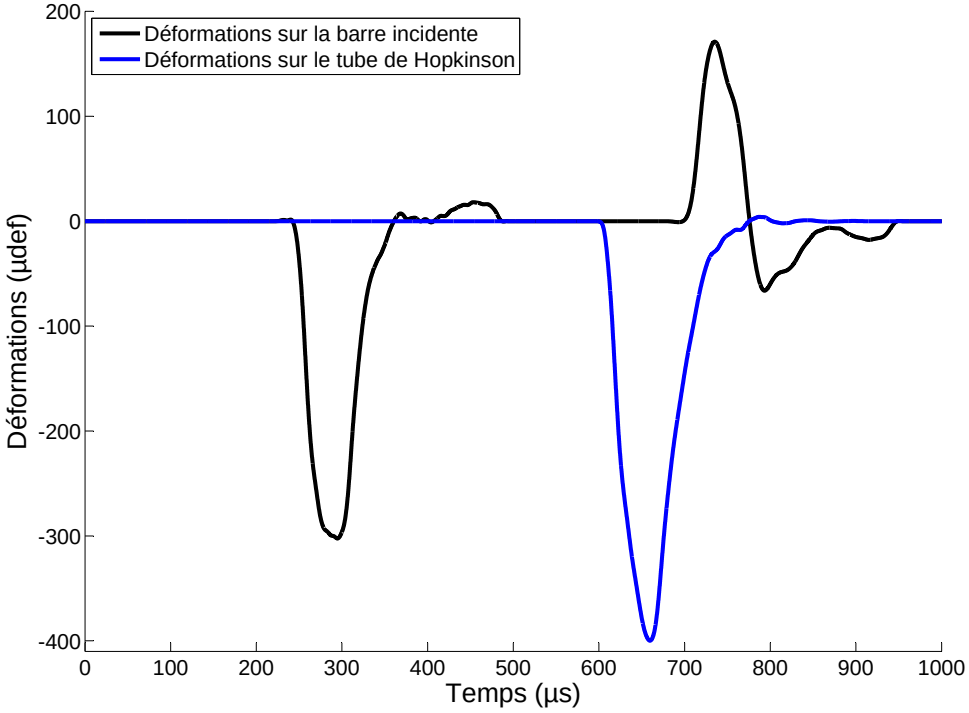

FIG. 3.14 – Déformations, issues de la simulation, sur la barre incidente et sur le tube de Hopkinson

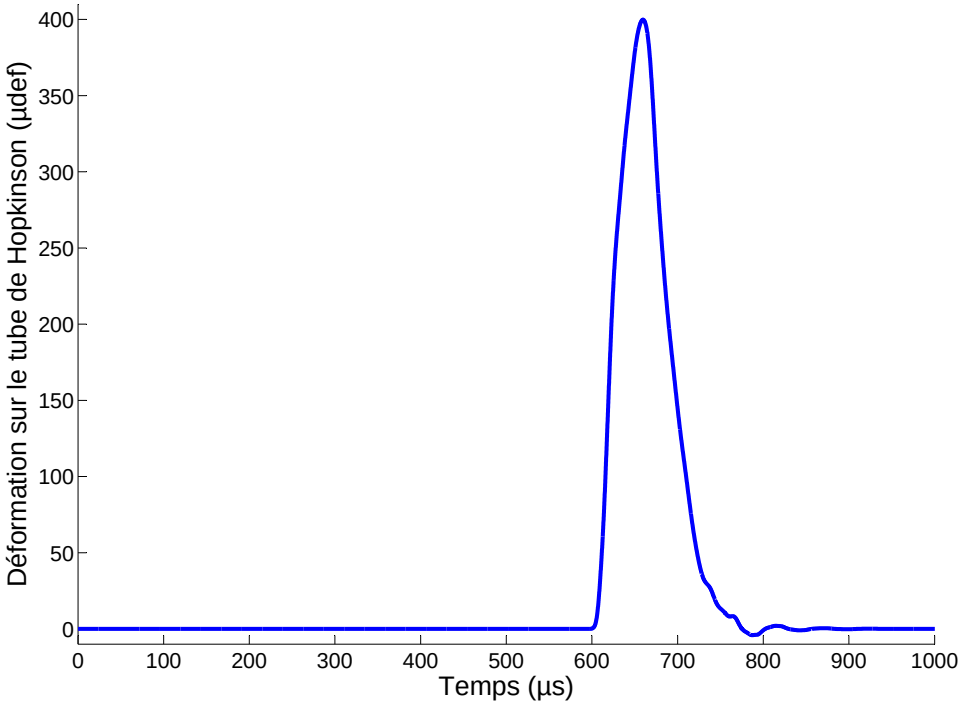

FIG. 3.15 – Déformations utilisées pour constituer la base numérique

la figure 3.17. Sa forme permet de représenter de manière très schématique, en amplitude et en durée, des efforts de découpe classiquement rencontrés en poinçonnage traditionnel. Cette façon de procéder permet de maîtriser parfaitement ce qu'on impose à la matrice. On mesure alors les déformations (jauge numérique) sur le tube de Hopkinson. On utilise la méthode qui consiste à comparer la déformation obtenue lors d'un tir à celle obtenue lors de l'étalonnage. Les coefficients α_i sont obtenus en minimisant l'écart entre la déformation mesurée lors d'un tir et celle obtenue par recomposition avec les courbes d'étalonnage. La figure 3.18 montre les déformations mesurées (courbe rouge)ainsi que les déformations recomposées (courbe bleue) à partir des coefficients α_i et des courbes de déformations de la base.

Enfin, ces coefficients α_i permettent de construire l'effort imposé à la matrice pendant la découpe $F_{calc} = \sum_{i=1}^{n} \alpha_i F_i$. Or, grâce à la simulation on a accès à l'effort réellement imposé pendant la découpe. On peut alors comparer les efforts imposé F_{impose} et calculé F_{calc}, respectivement en rouge et en bleu sur la figure 3.17.

La figure 3.17 permet également de mettre en évidence l'écart entre les deux efforts qui peut être quantifié par l'erreur E_f définie comme suit :

$$E_f = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} \left(F_{calc_j}(t_i) - F_{impose_j}(t_i) \right)^2}. \tag{3.10}$$

La figure 3.19 permet de visualiser l'évolution de l'erreur relative $E_{f-R} = E_f / Fmax_{impose}$ commise par la méthode en fonction du ratio k entre la durée d'un effort de la base noté $\delta t_{EffBase}$ et la durée du signal mesuré lors de la découpe noté δt_{EffImp}. $\delta t_{EffBase}$ étant fixée, on fait varier δt_{EffImp} de telle sorte que k soit compris entre $0,5$ et $4,5$. Cette courbe (figure 3.19) permet de montrer que plus k est grand, plus l'erreur E_{f-R} sera faible. Par exemple, si δt_{EffImp} est égale à $2,9$ fois $\delta t_{EffBase}$, la figure 3.19 nous indique que l'erreur relative E_{f-R} est égale à $0,008$ entre effort calculé et effort imposé, soit une erreur de $0,8\%$ de l'effort imposé. Ainsi l'erreur commise par cette méthode de calcul de l'effort est fonction de la durée de la découpe. La simulation numérique nous permet de conclure que l'erreur générée par la méthode de recomposition sera d'autant plus faible que $\delta t_{EffBase}$ sera faible devant δt_{EffImp}. En outre, l'effort ainsi calculé est obtenu avec une erreur inférieure à 3% tant qu'on essaye de reconstruire un effort d'une durée plus importante que celle du signal de la base.

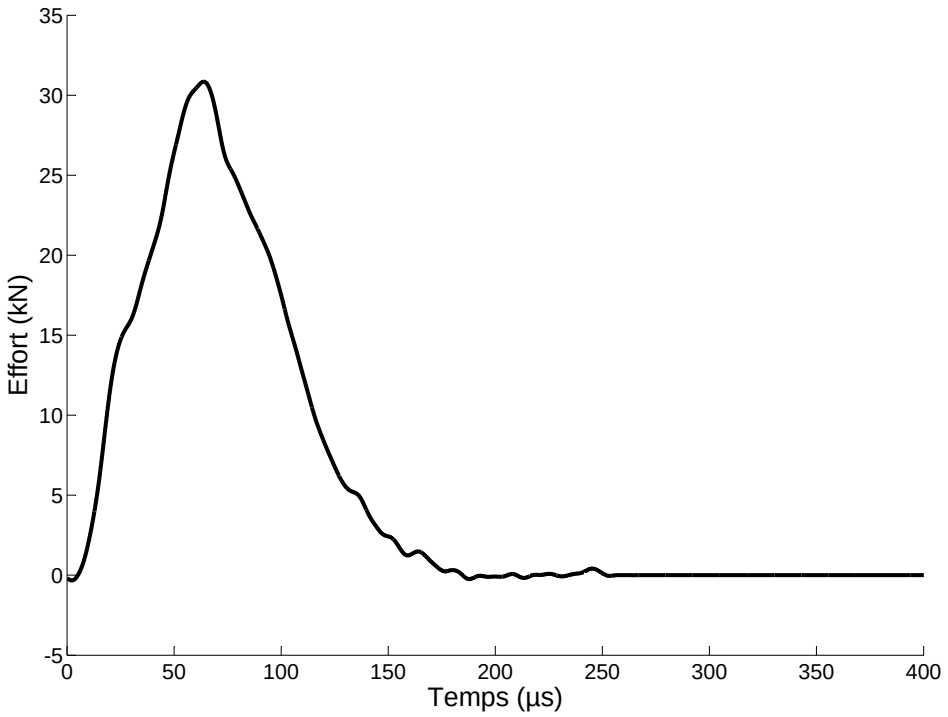

FIG. 3.16 – Effort utilisé pour constituer la base numérique

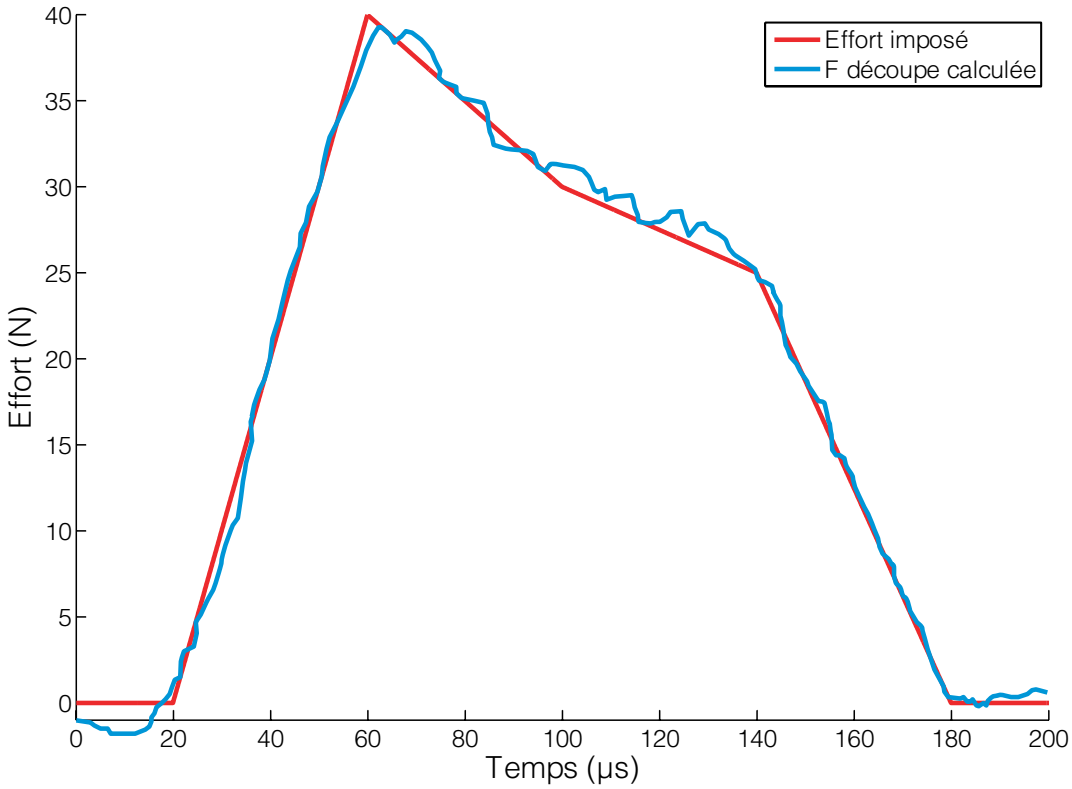

FIG. 3.17 – Effort imposé à la matrice et effort calculé par recomposition

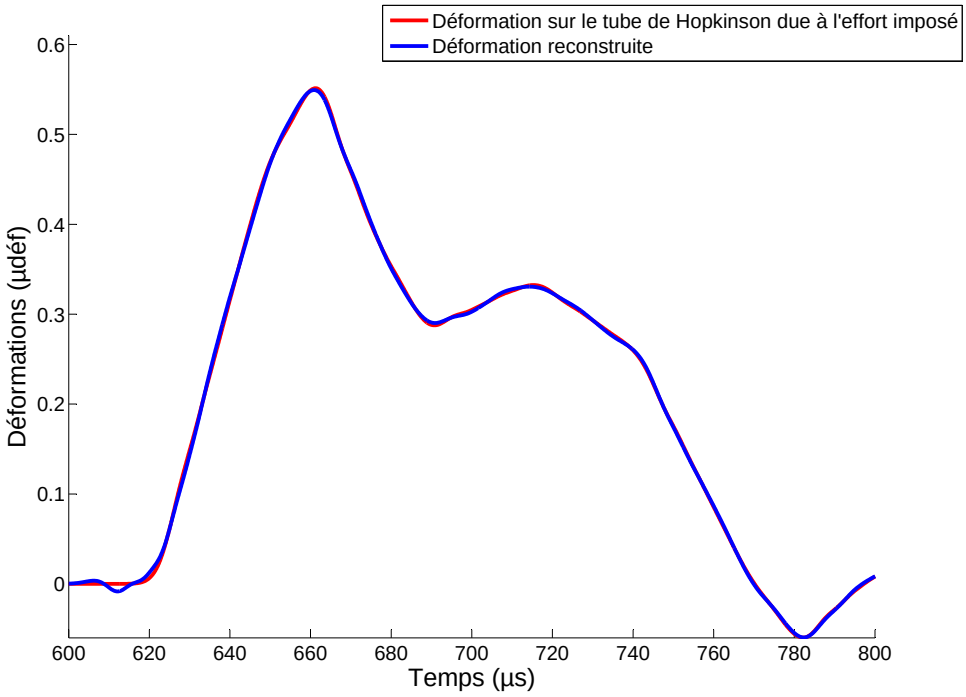

FIG. 3.18 – Déformation calculée et générée par l'effort imposé (en rouge) et déformation construite à partir de la déformation de la base et des coefficients α (en bleu)

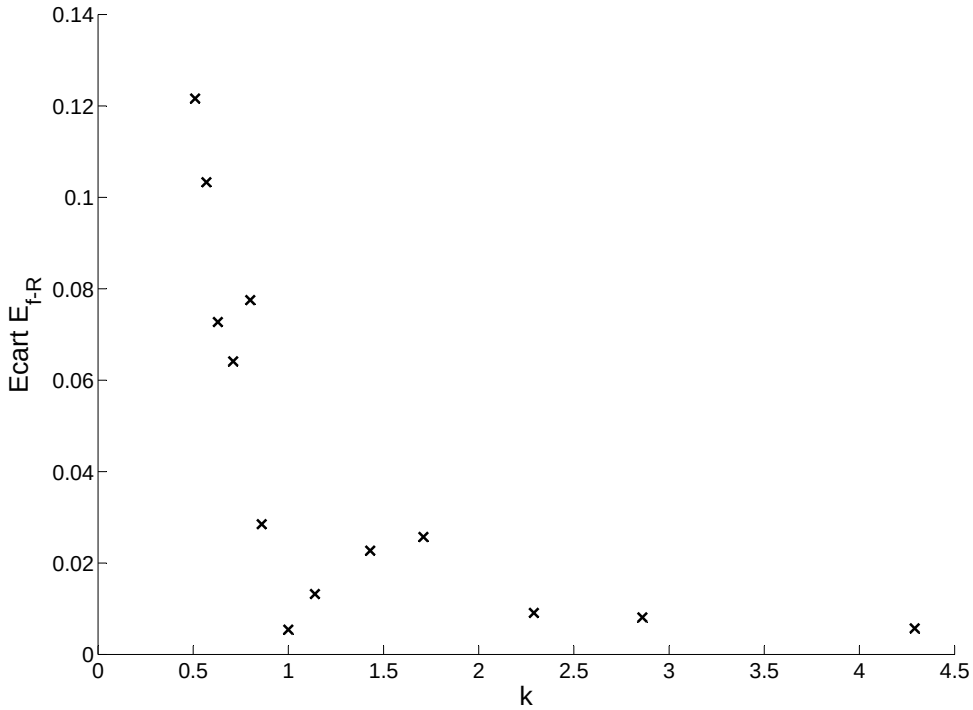

FIG. 3.19 – Erreur E_{f-R} entre effort calculé et effort imposé en fonction de k

Application de la méthode de recomposition

Calcul de l'effort de découpe

La méthode mise au point nous permet d'obtenir l'effort en fonction du temps. Dans un premier temps, il semble intéressant de comparer cette évolution temporelle avec celle obtenue avec la théorie des ondes élastiques vue dans le chapitre 2. Deux courbes apparaissent sur la figure 3.20. La courbe bleue, appelée effort calculé, est la courbe des efforts obtenue avec la méthode de recomposition ; la noire, correspond à l'effort obtenu par la méthode directe. Les mesures ont été effectuées pour un essai de découpe sur de l'acier C40 de 3 mm d'épaisseur, un jeu poinçon-matrice de $0,05$ mm et une vitesse de poinçon égale à $18,1$ m/s. Dans un premier temps, si on s'intéresse à l'effort maximum, celui-ci vaut $48,6$ kN dans un cas et $52,6$ kN dans l'autre. Quelle que soit la méthode de calcul, l'effort maximum est sensiblement égal. Pour l'ensemble des essais, un écart inférieur à 10% est constaté. Les deux méthodes permettent d'évaluer correctement cet effort maximum.

En revanche, comme le montre la figure 3.20 plusieurs différences notables peuvent être soulignées. En effet, les durées de découpe sont sensiblement différentes : dans un cas elle est d'environ 86 μs et dans l'autre cas de 147 μs. Celle-ci est difficile à mesurer dans un cas comme dans l'autre. Autant le début de l'effort peut être estimé sans trop de difficultés, autant la fin est difficile à positionner. Néanmoins, on peut considérer que sur la courbe obtenue avec la méthode par recomposition on revient à un effort nul alors qu'avec l'autre méthode il représente encore 20% environ de l'effort maximum. Quoi qu'il en soit la méthode par recomposition prend en compte les variations d'impédance dans la barre et la matrice alors que la méthode directe fait l'hypothèse d'impédance constante. La méthode par recomposition est donc plus appropriée que la méthode directe pour obtenir une évaluation de la durée de découpe.

On peut cependant préférer la durée à mi-hauteur qui est beaucoup plus facile à mesurer et est égale à 62 μs pour l'effort obtenu par la méthode de recomposition. Malheureusement celle-ci n'est pas égale à une portion de la durée de découpe toujours identique quels que soient les paramètres imposés. On ne peut donc pas avoir accès à la durée totale de découpe avec cette mesure.

Enfin toujours avec la figure 3.20, l'effort obtenu par la méthode de recomposition présente un premier pic non négligeable (à $26\,\mu s$), égal à $52,5$ kN avant un relâchement aux alentours de 41 kN dans ce cas puis une augmentation jusqu'à atteindre l'effort maximum de $52,6$ kN. Cette évolution globale est systématique quelle que soit la configuration requise pour l'essai. Le phénomène, pourtant bien réel, n'est pas reproduit avec la méthode directe.

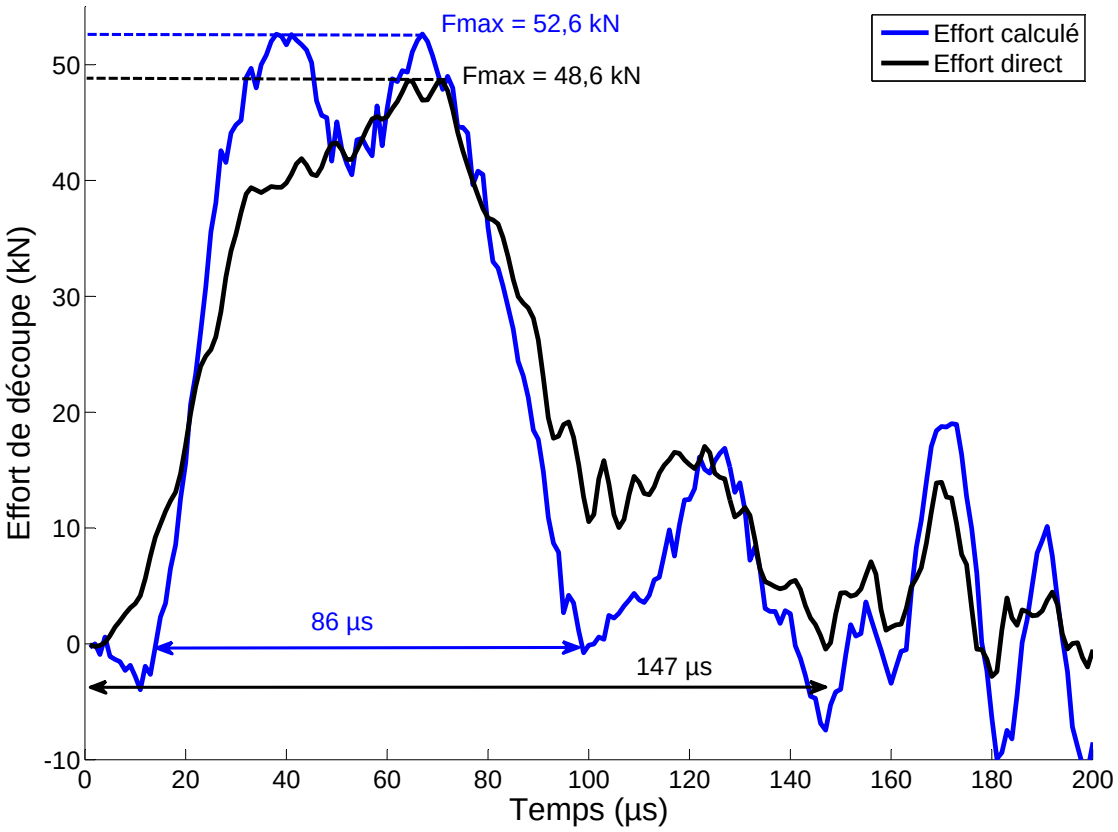

FIG. 3.20 – Evolution de l'effort calculé avec méthode par recomposition (en bleu) et méthode directe (en noir) pour une vitesse de poinçon égale à $18,1\ m/s$ et un jeu de $0,05\ mm$

Calcul de l'énergie de découpe

L'énergie de découpe est souvent calculée à partir de la variation de l'énergie cinétique du poinçon. Or, on a vu (chapitre 1) que celle-ci comptabilisait également :

- l'énergie nécessaire à la déformation du poinçon et de la matrice. La mesure de la vitesse du nez du poinçon fait apparaître des oscillations plus ou moins importantes en fonction des conditions de la découpe ;
- l'énergie cinétique de la matrice puisqu'elle est mobile ;
- la déperdition d'énergie par frottement. Lors de la réalisation des essais, le poinçon est en contact avec les rails de guidage ainsi qu'avec l'échantillon. Chacun estime négligeable l'énergie consommée par les frottements alors qu'en découpage classique les efforts de frottement (uniquement ceux entre l'échantillon et le poinçon) peuvent représenter jusqu'à 15% de l'effort maximal ;
- la mise en mouvement de la pièce découpée. Le poinçon transmet de l'énergie à la débouchure pour son éjection, ce qui représente entre $0,1\,J$ et $0,9J$ d'énergie en fonction de l'épaisseur de l'échantillon et de la vitesse initiale du poinçon, soit au maximum environ $2,2\%$ de la variation de l'énergie cinétique.

Chaque consommation énergétique prise séparément est négligeable mais la somme de l'ensemble ne l'est pas forcément. Pour le démontrer, nous avons calculé de deux façons différentes l'énergie consommée par la découpe :

- la première façon est de calculer la variation de l'énergie cinétique. Pour cela, on utilise la mesure de la vitesse du nez du poinçon ;

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} m_p \left(V_2^2 - V_1^2\right) \tag{3.11}$$

  avec m_p la masse du poinçon, V_1 et V_2 les vitesses du poinçon avant et après le contact avec l'éprouvette.

  La figure 3.21 présente la vitesse du poinçon pour un échantillon de $3\,mm$. La vitesse du poinçon avant le contact est égale à $18,1\,m/s$. Après contact, la vitesse du poinçon chute et oscille autour d'une vitesse moyenne égale à $15,7\,m/s$.
  Avec l'équation 3.11, la variation de l'énergie cinétique est alors égale à $61\,J$.

- la seconde façon est de calculer l'intégrale de l'effort de découpe en fonction du déplacement du poinçon. Pour cela nous avons également besoin de connaître la vitesse du nez du poinçon lors de la découpe, qui nous permet de déterminer le déplacement du poinçon au cour du temps. On peut alors construire la figure 3.22 qui présente l'effort de découpe en fonction du déplacement du poinçon. La zone bleue sous la courbe correspond à l'énergie consommée lors de la découpe.
  Avec ce calcul, pour un échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur et une vitesse de $18,1\,m/s$, l'énergie consommée est égale à $52\,J$.

Si la première méthode permet d'obtenir un ordre de grandeur de l'énergie consommée par la déoupe, elle la surestime d'environ 17% pour cet essai.

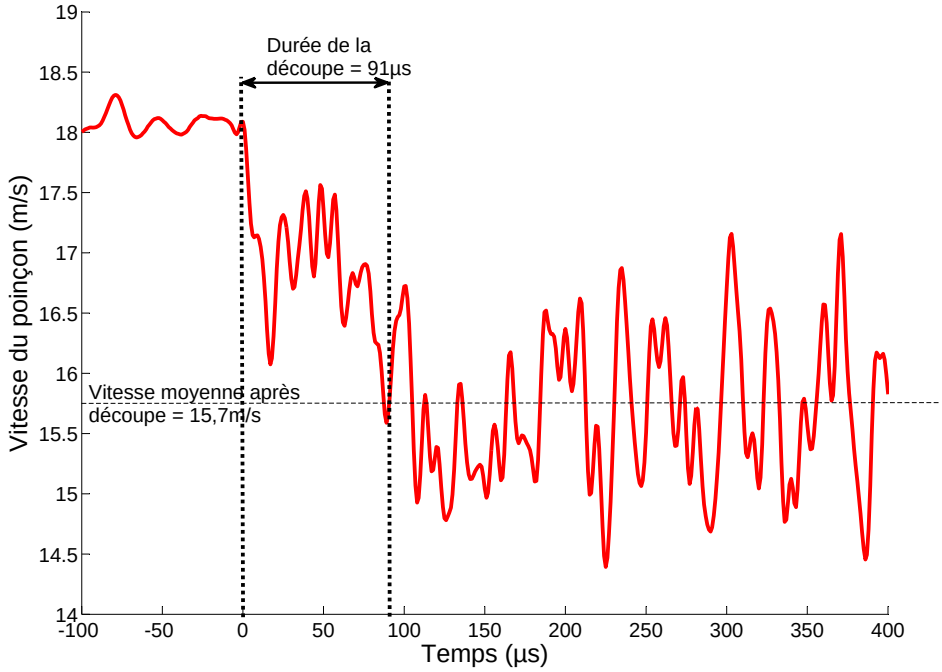

FIG. 3.21 – Evolution de la vitesse du poinçon pendant et après le contact avec l'échantillon

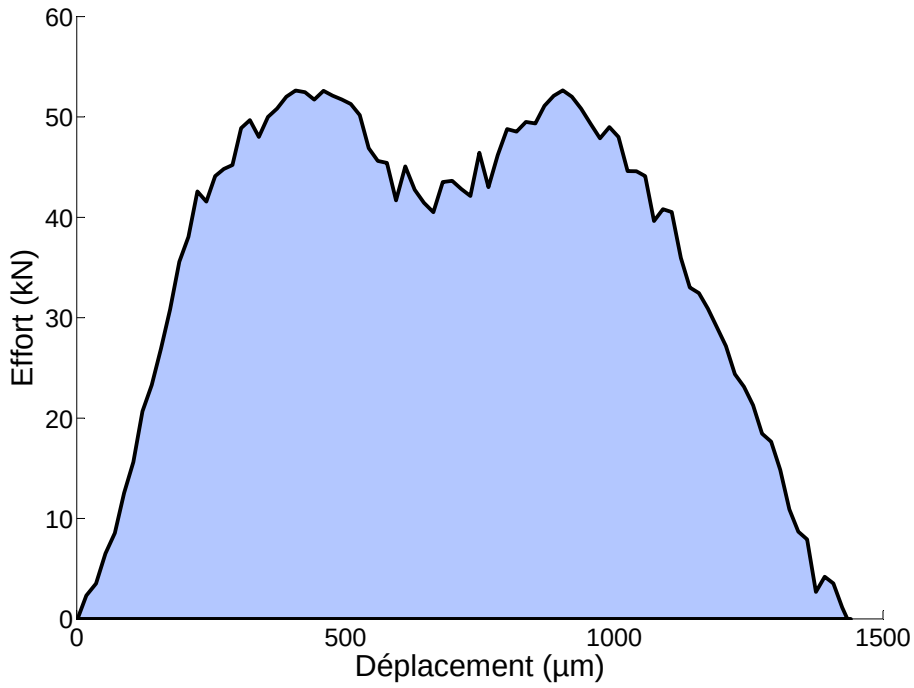

FIG. 3.22 – Evolution de l'effort de découpe en fonction du déplacement du poinçon pour un échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur avec une vitesse initiale de $18,1\,m/s$

3.3 Conclusion

Deux méthodes d'obtention des efforts ont été présentées. La première, appelée méthode directe, permet d'obtenir l'effort maximal de découpe mais surestime de façon importante la durée de la découpe. L'évolution temporelle de l'effort est trop approximative pour pouvoir en déduire l'énergie consommée par la découpe de façon précise. La seconde méthode, appelée méthode par comparaison, évalue également correctement l'effort maximal de découpe et corrige en partie la durée de découpe. L'évolution temporelle permet ainsi de calculer l'énergie de découpe. Cette méthode a été validée par une simulation numérique unidimensionnelle qui a également permis d'évaluer l'erreur. Celle-ci permet de conclure que plus la durée du signal à recomposer est important par rapport à la durée du signal de la base, moins l'erreur commise est importante.

Pour les cas de découpe réalisés sur le dispositif expérimental, la durée de l'effort varie entre 30 et 600 μs ce qui représente 1 à 20 fois la durée de l'effort de base. L'erreur varie alors entre $0,8$ et 3%.

Néanmoins, cette méthode par recomposition nécessite une calibration du dispositif. Un effort connu et maîtrisé a été imposé sur la matrice à l'aide d'un dispositif de barres de Hopkinson permettant ainsi de construire un couple effort-déformation pour la base. En outre, plus le projectile utilisé pour la calibration sera court, plus la durée du signal de base sera faible.

Dans la suite du mémoire les efforts montrés seront, sans mention contraire, toujours obtenus par cette méthode de recomposition.

Chapitre 4

Modélisation et simulation numérique

La simulation numérique a pour but de reproduire à un moindre coût ce que des tests expérimentaux peuvent nous fournir. Dans cet objectif, les modèles numériques doivent être élaborés afin de représenter le mieux possible la physique de la découpe.

La réalisation d'une simulation numérique avec une approche de type éléments finis pour le poinçonnage à grande vitesse est confrontée à des difficultés pratiques suite aux fortes distorsions des éléments dans les zones de fort cisaillement. Une procédure de remaillage est alors nécessaire mais celle-ci est généralement coûteuse en temps de calcul et nécessite, à chaque remaillage, la projection de champs pouvant dégrader la qualité de la solution ([Yvo04] et [Ill08]).

Les approches dites sans maillage ([Luc77], [LL10], [LO80], [NTV92], [BLG94] et [LJL$^+$95]) se libèrent de la contrainte de maintien de la qualité géométrique des éléments supports de l'interpolation et donc de la nécessité de déplacement de nœuds vis-à-vis de la matière. Néanmoins ces approches présentent deux inconvénients : le choix de la taille du support des fonctions de formes de l'interpolation et l'imposition des conditions aux limites.

L'approche NEM, Natural Element Method ([BS95]), est à mi-chemin des deux approches précédentes. Elle propose une interpolation basée sur le diagramme de Voronoï associé au nuage de nœuds répartis sur le domaine à étudier ([Sib80]). L'interpolation est donc basée sur un maillage mais la qualité de cette interpolation ne dépend pas de sa géométrie. En outre le voisinage des nœuds est pris en compte au mieux pour définir l'interpolation.

La méthode des éléments naturels contraints CNEM ([CCCL11] et [IL11]), Constrained Natural Element Method, permet alors d'étendre la méthode précédente aux domaines non convexes. Néanmoins, en plus du nuage de nœuds, une description valide de la frontière du domaine doit être introduite. Le maillage est alors contraint à respecter cette frontière.

Afin de faciliter les comparaisons entre simulations numériques et essais expérimentaux, nous avons décidé de reproduire par simulation les conditions expérimentales rencontrées sur le dispositif de découpe. Nous avons ainsi choisi de limiter les simulations au poinçonnage à grande vitesse de l'acier C40 pour des épaisseurs d'échantillon de $2\,mm$, matériau et épaisseur couramment rencontrés industriellement. Afin d'avoir une bonne description à l'aide de la simulation numérique, il est nécessaire d'identifier une loi de comportement caractéristique du comportement mécanique du matériau dans les conditions de la découpe à grande vitesse, c'est-à-dire apte à représenter le comportement de l'acier C40 soumis à de grandes déformations avec une grande vitesse de déformation et à une large gamme de températures.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les travaux préparatoires nécessaires à la réalisation d'une simulation numérique et de décrire les différentes simulations effectuées. Nous débuterons par un point essentiel qui est la modélisation du comportement dynamique du matériau C40. Nous serons alors amené à passer en revue les différents essais mécaniques nécessaires à la détermination des coefficients de la loi de comportement choisie. Dès lors que l'ensemble des paramètres de la loi de comportement de l'acier C40 seront validés, nous pourrons détailler dans un deuxième temps les différentes étapes de la simulation numérique. Après avoir décrit les conditions aux limites du modèle mécanique utilisé pour décrire le procédé, nous donnerons des éléments qui tendent à montrer la validité du modèle numérique.

4.1 Modélisation du comportement du matériau

Par l'augmentation de la vitesse mise en jeu par rapport aux procédés traditionnels de découpage, le poinçonnage à grande vitesse fait intervenir des effets à des échelles très différentes tels que, entre autres, la dynamique de la machine ou la localisation de la déformation plastique dans la zone découpée de l'échantillon, qui pouvaient jusque là être négligés, la découpe étant sensiblement plus lente. En effet la dynamique du procédé a un effet important en Usinage Grande Vitesse d'après [MGBR08] et [CDR06]. Ces auteurs montrent que la dynamique des éléments en mouvement (dont la broche) peut influer sur la qualité des opérations d'usinage.

La mesure des efforts telle que nous la proposons au chapitre précédent permet de prendre en compte les effets dynamiques du procédé afin de remonter aux efforts. En effet le comportement dynamique de la machine (ici le dispositif expérimental de découpe) et le comportement thermomécanique de l'éprouvette dans la zone cisaillée interagissent fortement, ce qui sera développé dans le dernier chapitre (5).

Pour la simulation numérique, il nous faut également prendre en compte cet aspect dynamique non négligeable ainsi que le comportement du matériau soumis à des déformations, des vitesses de déformations et des températures très variables dans le temps. Pour cela une loi de comportement du matériau représentative de son comportement sous ces conditions extrêmes doit être choisie. Dans la première partie de ce paragraphe nous allons nous attarder à définir cette loi de comportement puis, dans un deuxième temps, déterminer l'ensemble des paramètres la définissant.

4.1.1 Loi de comportement de Johnson-Cook

Lors du poinçonnage à grande vitesse, la zone cisaillée de l'échantillon est soumise à des déformations, des vitesses de déformation et des températures balayant une large amplitude. Ces trois paramètres influent de façon significative sur le comportement des matériaux et plus particulièrement sur la loi d'écoulement plastique. De nombreuses lois s'appuient sur ces paramètres dans leur formulation. Parmi ces lois on peut citer : les lois empiriques de E. Voce [Voc48] ou celle proposée par Johnson-Cook [JC83] dont les formulations sont plus simples. D'autres lois telles celles proposées par J. R. Klepaczko et A. Rusinek [RZK07] ou par K. Saanouni ([PLC04], [Saa06], [Saa08]) ou encore par A. S. Khan et R. Liang [KL00] sont beaucoup plus complexes car elles

prennent en compte la structure cristalline du matériau. Néanmoins, elles nécessitent alors un nombre important de coefficients pour représenter avec la finesse recherchée le comportement des matériaux qu'elles cherchent à modéliser. Il en résulte que très peu sont utilisées couramment du fait de la difficulté qu'elles imposent pour déterminer l'ensemble de leurs paramètres. Par ailleurs, d'après O. Lurdos [Lur08], la loi de comportement de Johnson-Cook n'est pas valable lorsque les vitesses de déformation deviennent trop importantes. Les simulations numériques utilisant alors cette loi donnent nécessairement des résultats approximatifs par rapport à la réalité. L'auteur préconise alors l'utilisation d'autres lois qui restent difficiles à identifier notamment pour les vitesses de déformations élevées. Néanmoins, pour pouvoir comparer nos résultats avec la littérature et obtenir l'ensemble des paramètres sans trop de difficulté, il nous est apparu plus opportun de mettre en œuvre la loi de Johnson-Cook qui est très largement employée plutôt que toute autre, tout en sachant que les résultats alors obtenus par simulation numérique seront de moins bonne qualité. En outre, seuls 8 paramètres devront être déterminés pour définir cette loi dans son ensemble contre plus de 10 pour les autres lois citées précédemment.

La loi empirique multiplicative de type Johnson-Cook a alors été choisie. Cette loi permet de représenter l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation équivalente, de la vitesse de déformation et de la température. G. R. Johnson et W. H. Cook [JC83] ont montré expérimentalement, sur une classe très large des alliages métalliques, que l'on peut écrire cette loi de comportement sous la forme multiplicative de l'équation 4.1 tant que la température du matériau n'a pas atteint une température de transition T_t. Au-delà de cette température l'adoucissement thermique n'est plus négligeable et doit être pris en compte pour décrire le comportement du matériau. La loi de comportement s'écrit alors comme le présente l'équation 4.2.

La loi de Johnson-Cook s'écrit donc :

pour $T \leq T_t$:

$$\sigma(\bar{\varepsilon}, \dot{\bar{\varepsilon}}, T) = (A + B\ \bar{\varepsilon}^n)\ \left(1 + D\ ln\left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right) \tag{4.1}$$

et pour $T_f > T \geq T_t$:

$$\sigma(\bar{\varepsilon}, \dot{\bar{\varepsilon}}, T) = \underbrace{(A + B\ \bar{\varepsilon}^n)}_{Ecrouissage}\ \underbrace{\left(1 + D\ ln\left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right)}_{Durcissement\ dynamique}\ \underbrace{\left(1 - \left(\frac{T - T_t}{T_{fusion} - T_t}\right)^m\right)}_{Adoucissement\ thermique} \tag{4.2}$$

avec la déformation équivalente de Von Mises.

L'équation 4.2 se décompose en 3 termes : le premier correspond à l'écrouissage, le second au durcissement dynamique, et le dernier terme correspond à l'adoucissement thermique :

- Le terme d'écrouissage compte 3 coefficients à déterminer : A, B et n. A est la contrainte d'écoulement à déformation plastique nulle, c'est-à-dire quand le matériau n'a pas déjà été sollicité dans le domaine plastique. Les deux autres paramètres correspondent respectivement à la partie linéaire et à la partie non linéaire de l'écrouissage. Ces 3 paramètres seront identifiés à partir d'un test de traction en quasi-statique et à température ambiante.
- Le terme de durcissement dynamique compte 2 paramètres : D et $\dot{\bar{\varepsilon}}_0$. D est un coefficient permettant de mettre en évidence la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation et $\dot{\bar{\varepsilon}}_0$ est la vitesse de déformation de référence. Le paramètre D est obtenu grâce à des tests mécaniques de compression à différentes vitesses de déformation.
- Le dernier terme correspond à l'adoucissement thermique. Il comporte 3 paramètres : m montrant la sensibilité du matériau à l'élévation de la température, T_t la température de

transition à partir de laquelle l'adoucissement thermique est pris en compte et T_{fusion}, la température de fusion du matériau, température pour laquelle la contrainte d'écoulement est nulle. Le paramètre m est déterminé à l'aide d'essais de traction à différentes températures et en général en quasi-statique. Néanmoins, des essais dynamiques en température seraient certainement plus appropriés car correspondant mieux à la réalité physique du poinçonnage à grande vitesse mais difficile à réaliser.

4.1.2 Identification de la loi de comportement

L'ensemble des essais mécaniques vont désormais être présentés. Nous allons détailler chaque essai et donner pour chacun d'eux le ou les coefficients qu'ils permettent de déterminer.

Le matériau étudié

La composition métallurgique de l'acier C40 est donnée dans le tableau 4.1. Cette composition montre que les pourcentages de chaque élément constituant l'acier C40 peuvent être variables d'une tôle à une autre. Une identification des coefficients de la loi de comportement devrait tenir compte de cette variabilité puisque la concentration de chaque constituant aura a priori un effet sur le comportement du matériau. Afin de ne pas subir cette dépendance nous avons pris soin, lors du présent travail, d'extraire l'ensemble des échantillons d'une même tôle. Notre identification ne sera donc pas impactée par cette variabilité. Nous n'avons pas, durant ce travail, étudié l'éventuelle dépendance de cette identification aux variations des composants chimiques du C40.

	C	Mn	Si	P	S	Mo
Min	0,32	0,5				
Max	0,39	0,8	0,4	0,035	0,035	0,10

TAB. 4.1 – Composition métallurgique de l'acier C40

Coefficients représentant l'écrouissage

Le premier essai mécanique réalisé pour identifier les paramètres de la loi de comportement de Johnson-Cook est un test de traction en quasi-statique et à température ambiante.

Pour réaliser les premiers tests nous avons utilisé une machine de traction hydraulique MTS $100\,kN$ en pilotant le déplacement de la traverse. La géométrie de l'éprouvette est donnée par la figure 4.1. La longueur utile de celle-ci est de $50\,mm$ et sa section initiale est égale à $12,5 \times 3\,mm$. La vitesse de déplacement moyenne de la traverse est de $7,6\,\mu m.s^{-1}$.La déformation a été mesurée à l'aide d'un extensomètre placé sur l'éprouvette. Cette procédure a été effectuée 3 fois pour vérifier la répétabilité de nos mesures.

Pour pouvoir extraire des mesures les caractéristiques recherchées, il est nécessaire d'utiliser la contrainte vraie ainsi que les déformations rationnelles. Les équations 4.3 permettent de rappeler

le lien entre les déformations mesurées et les déformations rationnelles ainsi que la définition de la contrainte vraie.

$$\bar{\varepsilon}_{rat} = ln(\frac{l}{l_0}) = ln(1 + \frac{\Delta l}{l_0}) \ et \ \bar{\sigma}_{vraie} = \frac{F}{S} = \frac{\sigma}{1-\varepsilon} \tag{4.3}$$

S est la section utile de l'éprouvette.

La courbe 4.2 présente la contrainte vraie en fonction de la déformation rationnelle. La vitesse de déformation est de $8,5.10^{-5}\,s^{-1}$. Sur cette courbe deux parties peuvent être distinguées. La première concerne la déformation élastique pendant laquelle la déformation rationnelle et la contrainte vraie sont proportionnelles. La pente de cette partie linéaire correspond au module d'Young E. Ici on trouve $E = 204\,GPa$.

La limite élastique est évaluée de manière conventionnelle comme étant la contrainte à l'intersection entre la courbe de traction et une droite parallèle à la droite de Hooke et décalée de $0,2\%$ et est alors égale à $315\,MPa$. Cette valeur est cohérente avec ce qu'on peut trouver dans la littérature qui donne une valeur proche de $340\,MPa$, même si cette valeur est légèrement plus faible.

La seconde partie de la courbe concerne la déformation plastique sur laquelle on va pouvoir évaluer la contrainte d'écoulement à rupture. Cette caractéristique se lit directement sur le graphique comme étant la valeur maximale des contraintes, ici égale à $619\,MPa$. Sur les différents essais réalisés, on trouve une moyenne égale à $R_m = 599\,MPa$. Au-delà de cette limite, le phénomène de striction apparaît. Celui-ci engendre la localisation des déformations et la diminution localisée de la section. Les déformations n'étant plus homogènes dans la section de l'éprouvette, cette partie de courbe est difficilement exploitable pour une identification.

Enfin, sur la courbe 4.2, on distingue un palier de Lüders. Si les efforts sont relâchés et imposés de nouveau, ce palier ne réapparait pas. Ce palier ne sera pas pris en compte par la loi de Johnson-Cook.

On peut désormais chercher à identifier les premiers paramètres de la loi de Johnson-Cook. Le premier paramètre qui sera déterminé est le paramètre A. Celui-ci sera égal à la valeur de la contrainte à l'intersection entre la tangente à la courbe contrainte-déformation au début du domaine plastique et la courbe issue des mesures comme le montre la figure 4.3. Sur cette figure on trouve $A = 265\,MPa$.

Pour l'identification des deux autres paramètres de la partie écrouissage de la loi de comportement, c'est-à-dire B et n, on ne conserve que la partie purement plastique qui est représentée en rouge sur la figure 4.4. Les paramètres B et n de l'équation $\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = (A + B\ \bar{\varepsilon}^n)$ sont identifiés en utilisant une approche itérative basée sur la minimisation d'une erreur quadratique définie sur l'évolution des contraintes équivalentes de Von Mises entre 0 et 14% de déformation. Pour lancer un premier calcul, qui permettra d'obtenir l'écart entre la courbe réelle et celle qu'on cherche à définir, il nous faut définir des valeurs initiales pour les coefficients B et n. Celles-ci sont respectivement prises égales à 10 et 0.1.

La figure 4.4 présente également une courbe bleue, correspondant à l'optimisation obtenue avec l'équation citée précédemment avec $A = 265\,MPa$, $B = 925\,MPa$ et $n = 0,36$.

Trois essais de traction ont été réalisés successivement dans les mêmes conditions, engendrant les valeurs répertoriées dans le tableau 4.2.

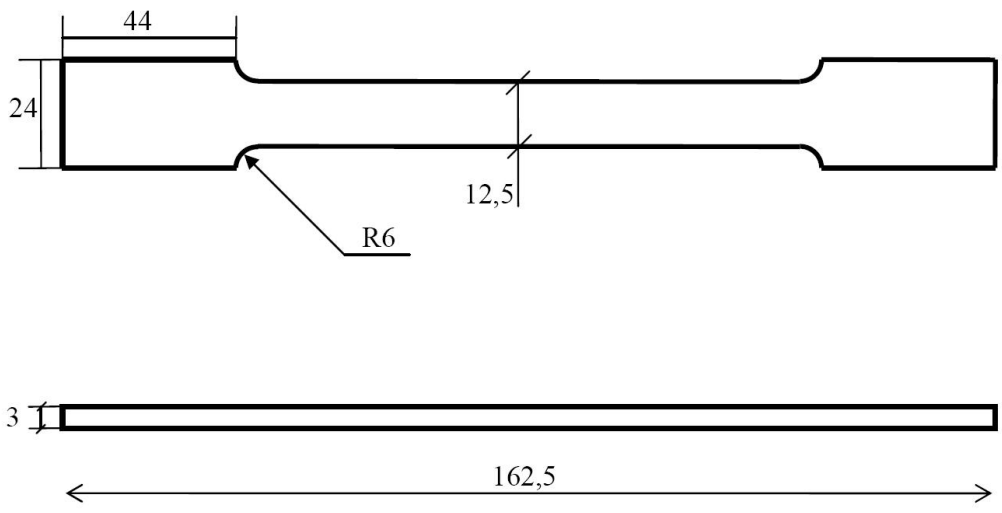

FIG. 4.1 – Géométrie de l'éprouvette de traction

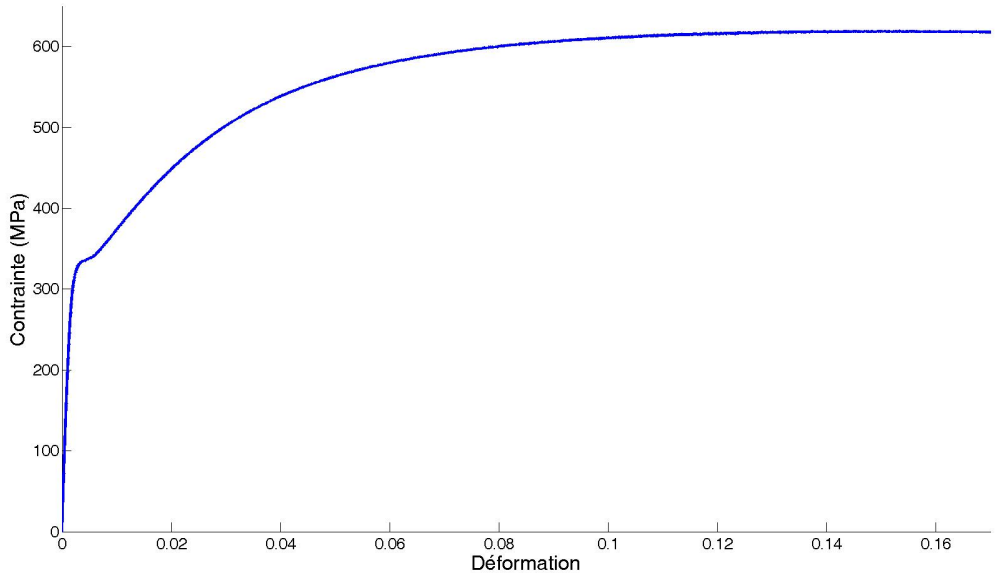

FIG. 4.2 – Courbe liant la contrainte vraie à la déformation rationnelle pour une vitesse de déformation de $8,5.10^{-5}\ s^{-1}$ à température ambiante

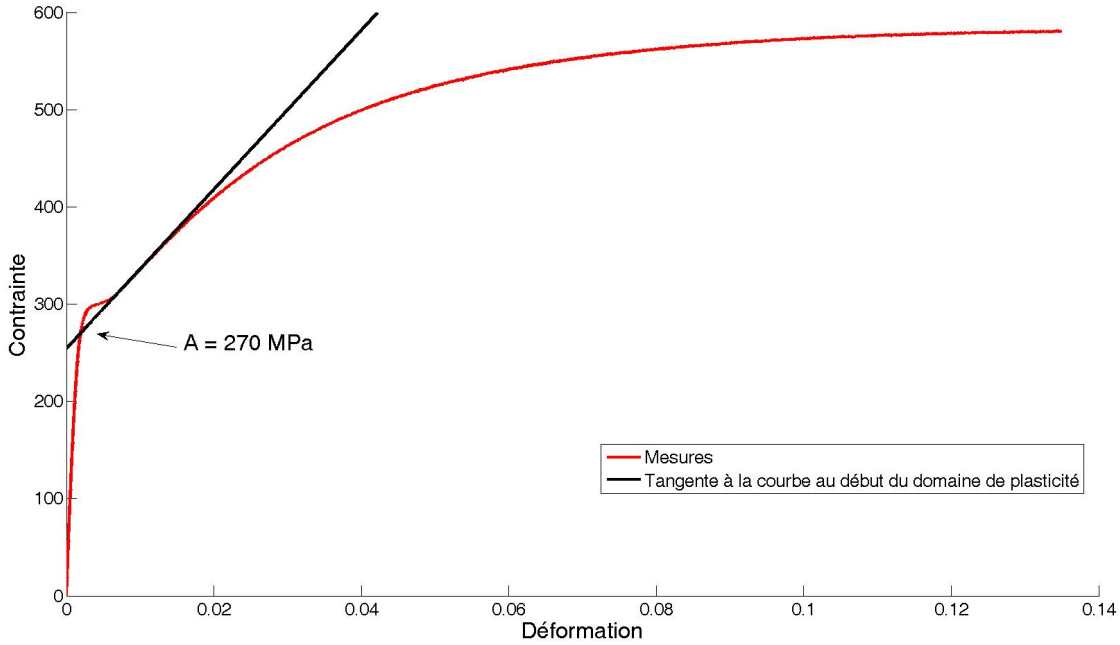

FIG. 4.3 – Courbe contrainte-déformation avec la détermination du paramètre A

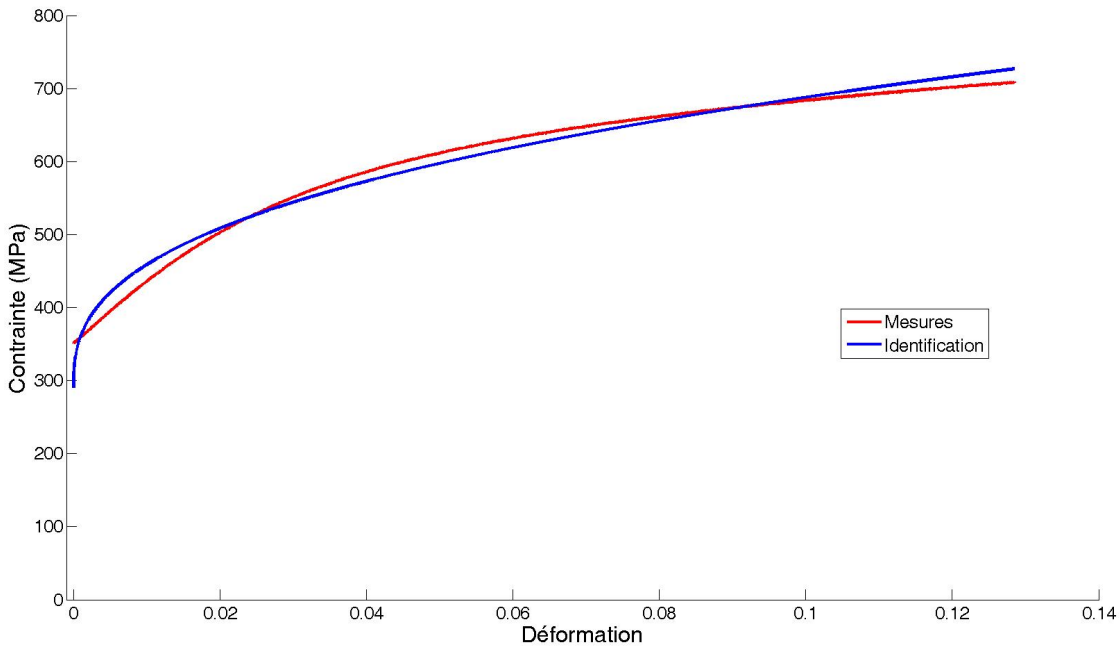

FIG. 4.4 – Courbe liant la contrainte vraie à la déformation rationnelle pour une vitesse de déformation de $8,5.10^{-5}\ s^{-1}$, pour la partie déformation plastique

	A	B	n
Essai 1	265	925	0,36
Essai 2	290	926	0,33
Essai 3	254	922	0,37
Moyenne	270	925	0,36
Ecart type	19	2	0,02
Ecart type (%)	7,0	0,2	5,6

TAB. 4.2 – Paramètres de la loi de comportement obtenus à partir des 3 essais

Pour la suite nous prendrons les valeurs moyennes des trois essais précédents qui sont très proches des valeurs du premier essai, c'est-à-dire : $A = 270MPa, B = 925$ et $n = 0,36$. En outre les essais de traction ont été réalisés dans de bonnes conditions puisque les écarts-types relatifs entre les différents essais sont faibles (inférieur à 7%), montrant ainsi une bonne reproductibilité des expérimentations.

Coefficients représentant l'adoucissement thermique

Pour les essais mécaniques suivants, un seul paramètre change par rapport à ceux vus précédemment, c'est la température. En effet, pour évaluer le coefficient m, il est nécessaire de faire des tests mécaniques à différentes températures. Nous avons choisi des températures égales à la température ambiante soit $295\,K$ dans un premier cas et dans un deuxième cas, égale à $473\,K$, température atteinte en début de formation des bandes de cisaillement adiabatiques. Pour des raisons de simplicité, les essais mécaniques réalisés sont des essais de traction en quasi-statique.

Les éprouvettes utilisées sont identiques à celles décrites à la figure 4.1.

Les essais de traction en quasi-statique ont permis de mettre en évidence l'effet de l'adoucissement thermique comme on le voit sur la figure 4.5. La courbe noire représente les contraintes en fonction des déformations mesurées lors d'un essai pour une température de $295\,K$ et la bleue pour une température de $473\,K$. Cette augmentation de la température de l'échantillon réduit la résistance mécanique du matériau d'environ 10% pour une déformation égale à $0,1$.

Comme les essais de traction ont été effectués en quasi-statique, la loi de Johnson-Cook peut s'écrire sous la forme 4.4 :

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = (A + B\ \bar{\varepsilon}^n)\ \left(1 - \left(\frac{T - T_t}{T_{fusion} - T_t}\right)^m\right) \tag{4.4}$$

La température de tansition T_t est prise égale à $293\,K$ et la température de fusion de l'acier C40 est égale à $1793\,K$.

Dans l'équation 4.4 la contrainte est fonction de la variation de températures élevée à la puissance m. Pour permettre une identification plus aisée de ce paramètre il est alors nécessaire d'écrire la loi de comportement sous une autre forme 4.5 :

$$log(\frac{(A + B\ \bar{\varepsilon}^n) - \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)}{(A + B\ \bar{\varepsilon}^n)}) = m\, log(\left(\frac{T - T_t}{T_{fusion} - T_t}\right)) \tag{4.5}$$

Cette équation 4.5 met en évidence que la variation de température est proportionnelle à une variation relative de la contrainte lorsqu'on utilise une échelle logarithmique. On représentera par conséquent cette évolution sur un graphique avec des échelles logarithmiques sur chaque axe.

Pour chaque essai de traction à température, on relève les contraintes lorsque la déformation atteint $0,1$.

	σ(MPa)	T ($^\circ K$)
Essai 1	611	295
Essai 2	543	473

TAB. 4.3 – Valeurs des variables contraintes et températures pour une déformation de $0,1$

Avec les points du tableau 4.3, on peut construire la figure 4.6 qui représente la contrainte vraie pour différentes températures. On utilisera une échelle logarithmique pour les deux axes comme décrit précédemment. En abscisse, on retrouve la variation de température avec une échelle inversée pour faciliter l'identification du paramètre m qui représente alors la pente de la droite. On voit que la contrainte diminue d'environ 10% lorsque la température augmente de 200°.

Avec l'équation 4.4, modélisation de Johnson-Cook, on peut alors déterminer à partir des 2 points distincts le coefficient m qui représente la pente de la droite de la figure 4.6. On trouve alors un coefficient m de $0,15$.

Coefficients représentant le durcissement dynamique

Enfin, les derniers essais mécaniques nécessaires pour déterminer les derniers coefficients de la loi de Johnson-Cook sont des essais de compression en quasi-statique et en dynamique. Les éprouvettes sont alors des cylindres de diamètre $4\,mm$ et de longueur $4\,mm$ réalisés de telle sorte que l'axe du cylindre soit parallèle au sens de laminage des tôles. Les essais de compression en quasi-statique seront réalisés sur une machine hydraulique (vitesse de déformation d'environ $1,5\,10^{-4}\,s^{-1}$) et les essais en dynamique seront réalisés sur un dispositif de Hopkinson (vitesse de déformation d'environ $2\,10^{3}\,s^{-1}$).

Pour déterminer le coefficient D du second terme de la loi de Johnson-Cook, 4.2, il est nécessaire de définir une vitesse de déformation de référence $\dot{\bar{\varepsilon}}_0$. Pour la suite des calculs on considérera qu'elle est égale à la plus faible vitesse de déformation que l'on a pu réaliser lors des essais en compression, soit $1,48\,10^{-4}\,s^{-1}$.

En quasi-statique, on fera l'hypothèse que l'essai est isotherme. Cela impose que le troisième terme de la loi de comportement choisie est égale à 1 puisque la température de l'échantillon sera alors inférieure à la température de transition T_t.

En dynamique, on fera l'hypothèse que l'essai est adiabatique. La température de l'échantillon va donc augmenter au cours de l'essai pour devenir supérieure à la température de transition T_t et la contrainte d'écoulement dépendra donc également du terme d'adoucissement thermique. Celle-ci devra donc être corrigée pour pouvoir évaluer le coefficient D. Il est nécessaire d'évaluer l'élévation

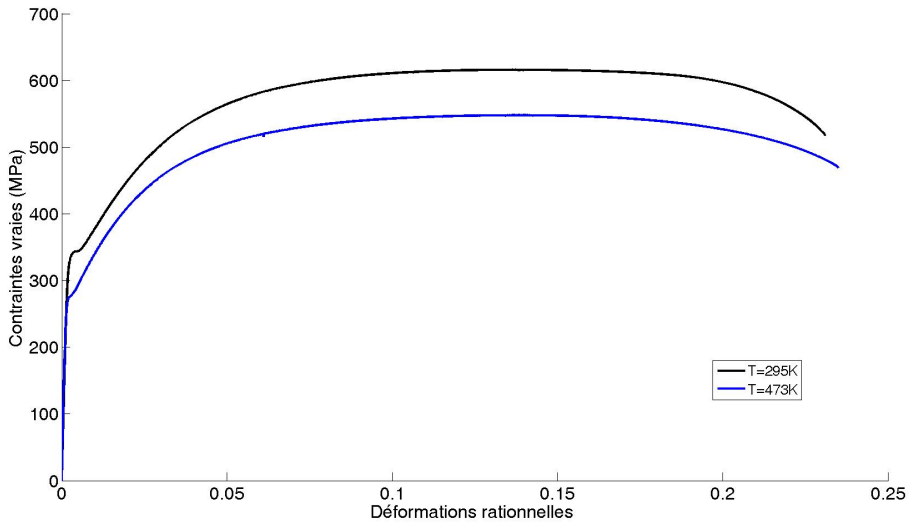

FIG. 4.5 – Courbe de traction en quasi-statique liant la contrainte vraie à la déformation rationnelle à 295 K et à 473 K

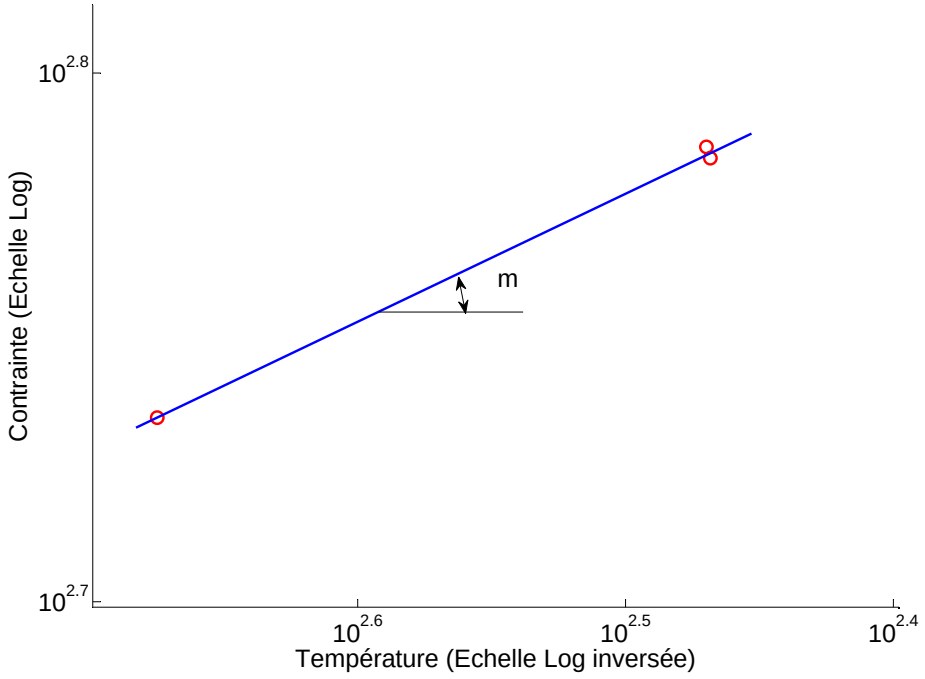

FIG. 4.6 – Contrainte vraie en fonction de la température

de la température de l'échantillon durant un essai à grande vitesse de déformation. L'équation de la chaleur est écrite pour l'échantillon (4.6) :

$$\rho\ C\ \dot{T} = \beta\ \sigma\ \dot{\varepsilon}^p\ +\ \lambda\ \Delta T \tag{4.6}$$

Avec ρ la masse volumique de l'acier C40 égale à $7800\,kg.m^{-3}$, C sa capacité calorifique égale à $470\,J.kg^{-1}.K^{-1}$ et β le coefficient de Taylor Quinney pris égal à $0,9$ comme c'est généralement le cas ([TQ34]). En considérant qu'il n'y a pas de terme source on peut écrire (4.7) :

$$dT = \frac{\beta}{\rho\ C}\ \sigma d\varepsilon^p \tag{4.7}$$

On remplace alors la contrainte par la loi de comportement que nous avons choisie, c'est-à-dire la loi de Johnson-Cook. Cela permet d'obtenir une équation 4.8 avec une seule inconnue, la déformation de l'échantillon, en considérant que la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ de l'échantillon est constante durant tout l'essai.

$$\int_{T0}^{T0+\Delta T} \left(\frac{dT}{1-T^{*m}}\right) =\ K1\ \int_0^{\varepsilon_0} (A + B\ \varepsilon^n)\, d\varepsilon \tag{4.8}$$

avec

$$T^* = \frac{T - T_t}{T_f - T_t} \tag{4.9}$$

et

$$K1 = (1\ +\ D\ ln(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}))\ \frac{\beta}{\rho\ C} \tag{4.10}$$

Pour pouvoir terminer l'intégration de l'équation 4.8, il est nécessaire de connaître le coefficient D de la loi de comportement. Or, pour pouvoir le calculer, nous avons besoin de la variation de température durant un essai dynamique. Nous allons donc procéder par itérations. A la première itération, nous allons estimer que la variation de température durant un essai dynamique est d'environ 7° et calculer ainsi une première valeur pour le coefficient D. Celle-ci sera alors utilisée pour calculer à l'aide de l'équation 4.8 une valeur pour la variation de la température. Ces différentes opérations seront renouvelées jusqu'à convergence des valeurs du coefficient D et de la variation de température.

La figure 4.7 représente les contraintes d'écoulement en fonction de la déformation, obtenues lors de deux essais de compression pour deux vitesses de déformation différentes. On peut voir en particulier que le matériau subit un durcissement dynamique que nous allons prendre en considération avec le coefficient D. Etant donné la faible hauteur des éprouvettes, les déformations ne peuvent pas être mesurées à l'aide d'un extensomètre mais sont issues des mesures du déplacement de la traverse. Par conséquent, la première partie des courbes présentées sur la figure 4.7 est due à la rigidité de la machine qui se déforme élastiquement lors de la compression des échantillons d'acier.

La contrainte d'écoulement à 10% de déformation est relevée pour chacun des essais réalisés. Par exemple, sur la figure 4.7, pour l'essai à vitesse de déformation la plus élevée ($1,3\,10^{-3}\,s^{-1}$), cette contrainte est égale à $614\,MPa$. Enfin, en considérant que la variation de température d'un

échantillon est de $7^{\circ}C$, la température moyenne de celui-ci est alors en fin d'essai de $27^{\circ}C$ soit $300\,K$. La loi de comportement peut alors s'écrire 4.11 :

$$\sigma(0.1, \dot{\varepsilon}, 300) = K \left(1 + D\ ln\left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\dot{\varepsilon_0}}\right)\right) \tag{4.11}$$

avec

$$K = (A + B\ \varepsilon^n) \left(1 - \left(\frac{T - T_t}{T_f - T_t}\right)^m\right) \tag{4.12}$$

et

$$\dot{\varepsilon_0} = 1,48\ 10^{-4}\ s^{-1} \tag{4.13}$$

soit

$$\frac{\sigma(0,1, \dot{\varepsilon}, 300) - K}{K} = D\ ln\left(\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}}{\dot{\varepsilon_0}}\right) \tag{4.14}$$

On peut alors tracer la figure 4.8, qui représente la contrainte d'écoulement relative en fonction du rapport entre la vitesse de déformation pour l'essai considéré et la vitesse de référence $\dot{\varepsilon_0}$.

La pente de la régression linéaire représentée sur la figure 4.8 donne accès au dernier coefficient de la loi de Johnson-Cook. On trouve $D = 0,099$ pour cette première itération, c'est-à-dire en considérant que la température de l'échantillon est de $27^{\circ}C$. Après trois itérations, on trouve que l'éprouvette est à une température moyenne de $22^{\circ}c$ (soit $295\,K$) et le coefficient D est alors égal à $0,117$.

Finalement, pour l'acier C40 à notre disposition, c'est-à-dire en tôle de $5\,mm$ d'épaisseur, les coefficients de la loi de Johnson-Cook sont récapitulés dans le tableau 4.4 :

A MPa	B MPa	n	D	$\dot{\bar{\varepsilon}}_0$ s^{-1}	T_0 °K	T_{fusion} °K	m
270	925	0,36	0,117	$1,48\ 10^{-4}$	293	1793	0,15

TAB. 4.4 – Paramètres de la loi de comportement de Johnson-Cook pour l'acier C40

Les différents essais mécaniques que nous avons réalisés ont permis de déterminer l'ensemble des paramètres (4.4) de la loi de comportement de Johnson-Cook. Comme nous avons pu le constater ces essais mécaniques ont balayé un spectre relativement large de températures, de déformations et de vitesses de déformation. Cela permet de considérer que la loi de comportement ainsi déterminée permettra une bonne représentation du comportement du matériau C40 pour le procédé de découpe à grande vitesse, lors des simulations numériques.

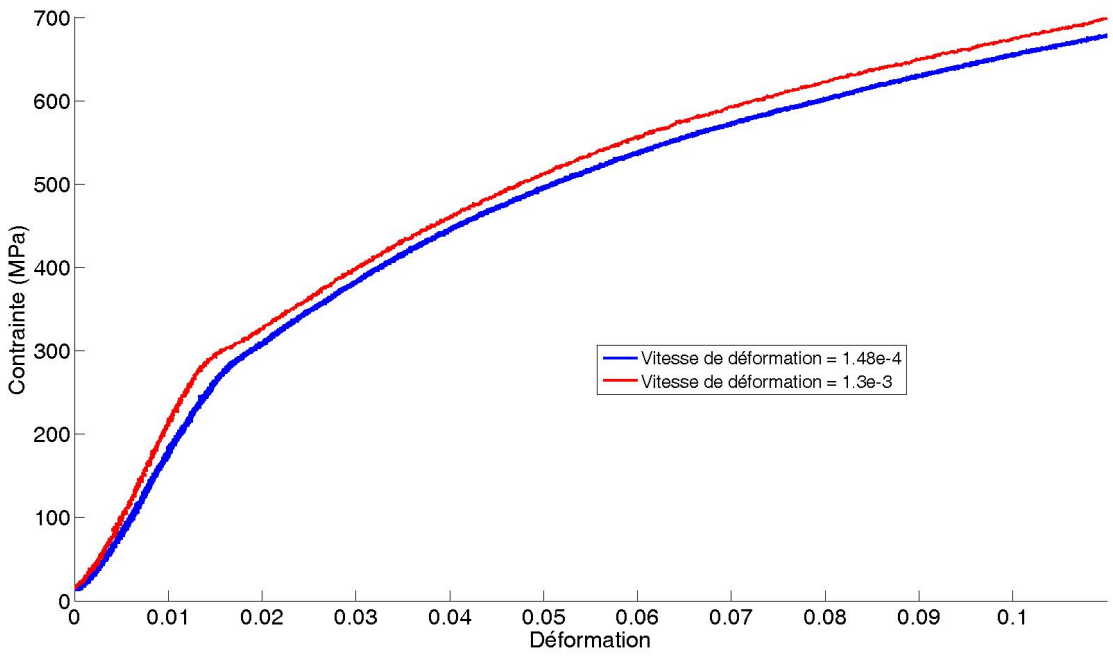

FIG. 4.7 – Courbes représentant la contrainte de compression en fonction de la déformation globale (Machine + Eprouvette) pour deux vitesses de déformation lors des essais sur machine hydraulique

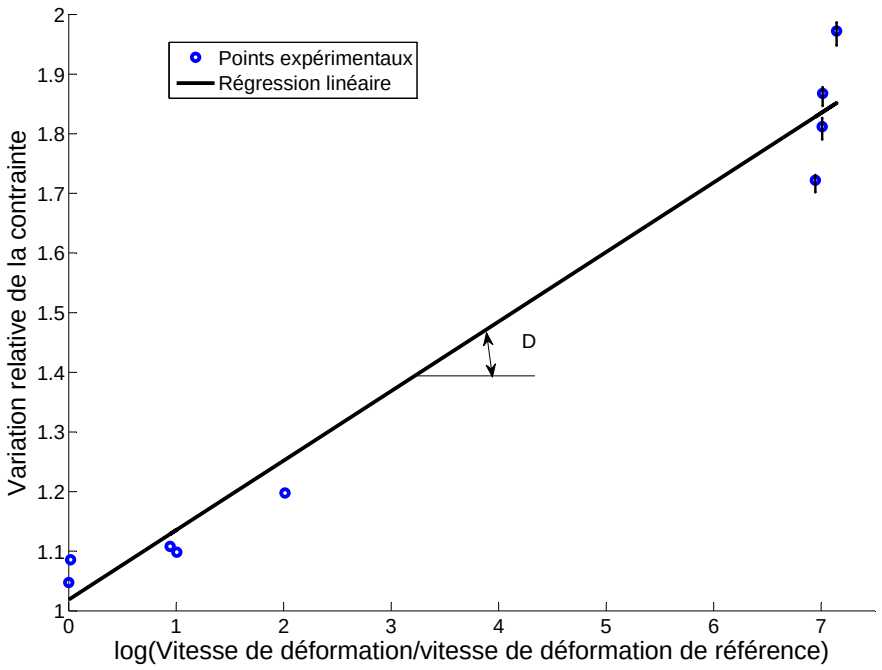

FIG. 4.8 – Graphe présentant la contrainte d'écoulement en fonction du rapport entre la vitesses de déformation courante et la vitesse de référence (en quasi-statique) : modélisation à l'aide d'une régression linéaire

4.2 Modèle mécanique retenu

Dans ce second paragraphe, nous allons décrire les conditions aux limites imposées pour chacune des simulations numériques que nous avons été amenées à réaliser. Pour cela il faut s'intéresser séparément aux trois sous ensembles mécaniques de notre système (le poinçon, l'éprouvette et la matrice), puis aux interactions qu'elles peuvent avoir les unes avec les autres. Pendant le procédé de découpe, l'éprouvette va être poinçonnée en trois morceaux qu'il faut également prendre en compte lors de la définition des interactions.

La figure 4.9 permet de montrer que pour les simulations avec outils rigides les outillages ont été simplifiés et l'éprouvette est en contact avec la matrice. En outre seule la partie hachurée en rouge a été simulée ; les symètries du dispositif ont été utilisées pour limiter les temps de calcul. Les dimensions e_e, l_e et h_e sont respectivement égales à 2, 16 et 64 mm et représentent l'épaisseur, la largeur et la longueur de l'éprouvette. l_p est la largeur du nez du poinçon et est égale à 17 mm. j est le jeu radial poinçon-matrice. Dans la suite du document, lorsque nous parlerons de jeu nous parlerons du jeu diamètral qui correspond au double du jeu j. Enfin, r_p et r_m représentent respectivement les congés de raccordement du nez du poinçon et des arêtes intérieures de la matrice.

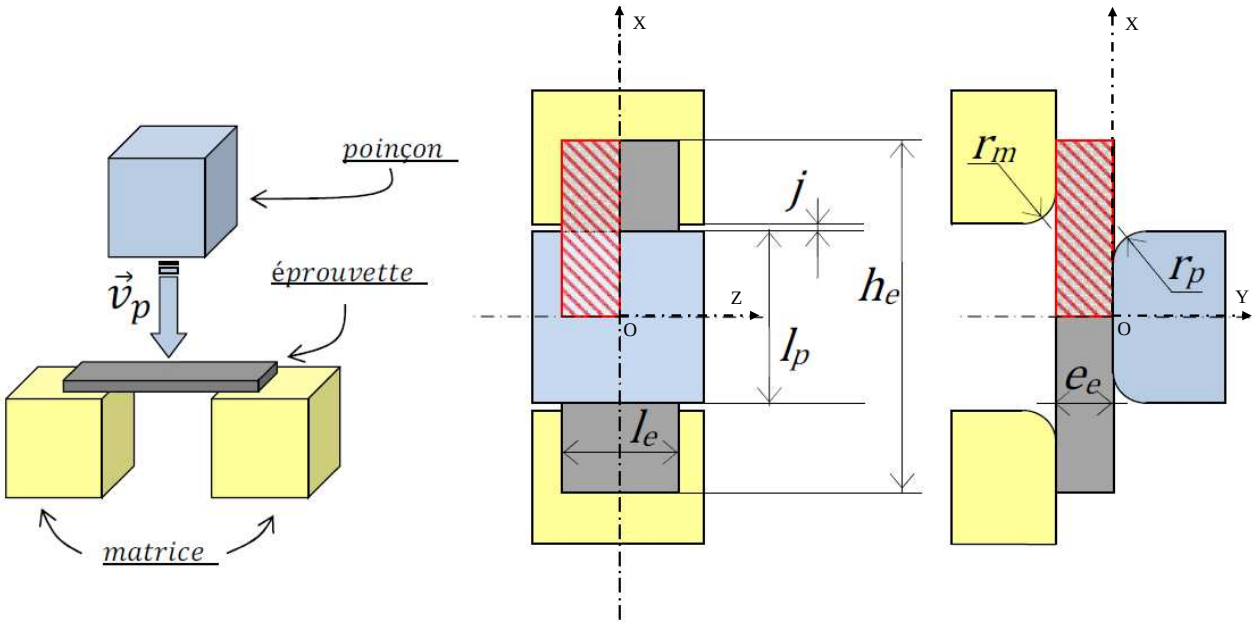

FIG. 4.9 – Schéma représentant le poinçon, l'échantillon et la matrice.

Pour limiter les temps de calcul, les outils seront imposés rigides dans la majorité des simulations numériques. Les outils (poinçon et matrice) sont parcourus par des ondes élastiques durant le découpe. Ces déformations restent petites (Les outillages restent dans le domaine élastique) mais peuvent avoir une incidence sur le process en tout début de cisaillage. Cependant la robustesse du logiciel actuel avec outillage flexible est insuffisante pour traiter l'exemple du cisaillage. Nous nous sommes donc limité à un modèle rigide pour le poinçon et la matrice. La matrice sera supposée immobile et le poinçon sera animé d'une vitesse constante imposée.

A l'interface outil/échantillon, il est nécessaire de modéliser le contact. Contrairement à la coupe où les aspects frottements et échanges thermiques jouent un rôle majeur, on fait l'hypothèse qu'un contact unilatéral avec frottement de coulomb est suffisant. Pour cela un coefficient de frottement acier/acier a été retenu égal à $0,1$. Le frottement est présent sur les surfaces d'appui entre le poinçon ou la matrice et l'échantillon ainsi que sur les surfaces créées par la découpe et l'outillage.

Pendant la découpe l'échantillon s'échauffe. Pour traiter l'aspect échange thermique entre les outillages et l'échantillon, nous avons considéré que, étant donné une durée de découpe suffisamment courte, inférieure à $300\,\mu s$, les échanges thermiques par conduction ou convection n'avaient pas le temps de se faire avec l'extérieur de l'éprouvette. Nous imposons ainsi un échange de chaleur nul (adiabatique) entre l'éprouvette et l'extérieur de celle-ci.

Néanmoins, pour que les bandes de cisaillement adiabatiques aient une largeur cohérente avec celles observées réellement, il est nécessaire de prendre en compte les échanges de chaleur par conduction. La conductivité thermique λ a été prise égale à $52\,W.m^{-1}.K^{-1}$ et la capacité calorifique massique C_p égale à $459\,J.kg^{-1}.K^{-1}$. Ce sont les valeurs classiques pour un acier doux ([OTU10]).

4.3 Validité des simulations numériques

Dans ce paragraphe nous allons vérifier en priorité la convergence des efforts de découpe en fonction du temps. Pour cela nous commencerons par des simulations numériques 2D avec outils rigides ce qui limitera les temps de calcul. Une première partie montrera la forme de la courbe obtenue, permettant de mettre en évidence deux zones bien distinctes.

Dans une seconde partie, nous pourrons alors étudier la convergence des efforts à proprement parler.

Une simulation 3D du procédé semble pourtant être nécessaire pour représenter correctement la propagation des ondes mécaniques à l'intérieur de l'outillage. Néanmoins, étant donné la faible épaisseur de l'échantillon par rapport à ses autres dimensions, on peut supposer qu'il est le lieu de déformations planes et qu'au final une simulation 2D serait suffisante. Nous allons le vérifier dans une troisième partie qui permet de comparer des simulations 2D et 3D avec outils rigides, pour un jeu de paramètres identiques. Cette partie met en évidence des différences très ténues entre les courbes des efforts de découpe. Dans une quatrième partie on cherchera à vérifier que, lors des simulations 2D avec outils rigides, la largeur des bandes de cisaillement ainsi que leurs positions tendent également à converger. En effet ces informations sont importantes pour pouvoir prédire la qualité dimensionnelle des pièces découpées. Nous pourrons alors, dans une cinquième partie,

nous attarder sur la compréhension de la forme très spécifique de la première zone de la courbe des efforts de découpe obtenue par simulation numérique.

4.3.1 Etude d'une simulation 2D

Dans un premier temps, une première simulation numérique 2D (Plan (O,z,x), voir figure 4.9) avec déformations planes a été réalisée. La vitesse du poinçon est égale à $15\,m/s$, le congé de raccordement pour les outillages est pris égal à $200\,\mu m$ et la distance entre nœuds est égale à $50\,\mu m$ (seul l'échantillon est concerné, le poinçon et la matrice sont rigides). La figure 4.10 représente l'effort de découpe en fonction du temps. Cette courbe permet de mettre en évidence deux zones distinctes appelées $Z1$ et $Z2$.

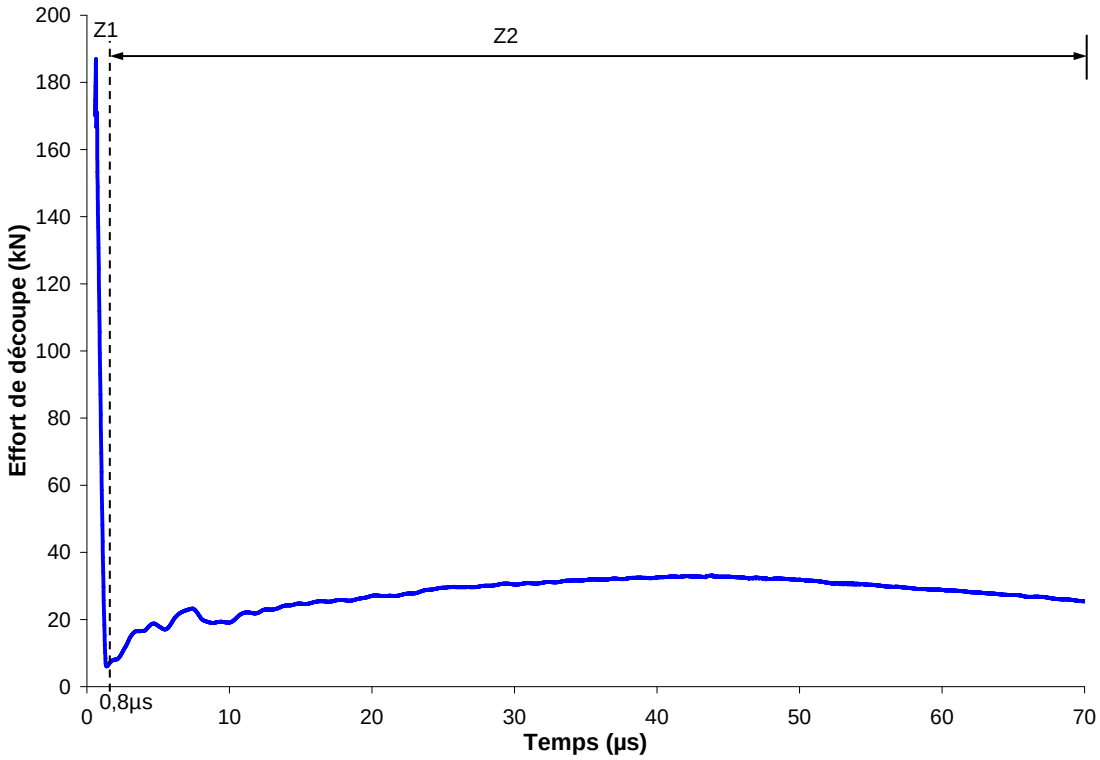

FIG. 4.10 – Effort en fonction du temps pour une simulation numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $200\mu m$ et une distance entre nœuds de $50\mu m$

La zone $Z1$ dure environ $0,8\,\mu s$. Elle débute avec le premier contact entre le poinçon et l'éprouvette et se termine lorsque l'onde de compression générée par ce contact a fait un aller-retour dans l'épaisseur de l'échantillon. L'analyse de cette zone sera détaillée dans le paragraphe 4.3.5.

La zone $Z2$ correspond à l'effort de découpe. On voit que celui-ci augmente progressivement jusqu'à atteindre un maximum puis diminue en tendant vers zéro. Cette courbe typique de l'évolution des efforts de découpe doit désormais être reproduite pour vérifier la convergence des résultats.

4.3.2 Etude de la convergence

Dans un second temps, trois simulations numériques en 2D avec outils rigides sont réalisées. La vitesse du poinçon est conservée égale à $15\,m/s$. En revanche, contrairement au calcul précédent, les outillages font apparaître des congés égaux à $50\,\mu m$. Cette valeur permet d'être plus proche de la réalité puisque les congés réels sont de l'ordre de $10\,\mu m$. Néanmoins cette dernière valeur n'est pas actuellement réalisable pour les simulations car elle demanderait une distance intercellules très faible, au maximum égale à $1\,\mu m$ et donc un temps de calcul très important. Pour les cas présentés ici, les distances intercellules sont prises égales à 2.5, 5 et $10\,\mu m$. Ces valeurs permettent d'avoir un nombre important de cellules tout en considérant l'éprouvette réelle ($64 \times 16 \times 2\,mm$).

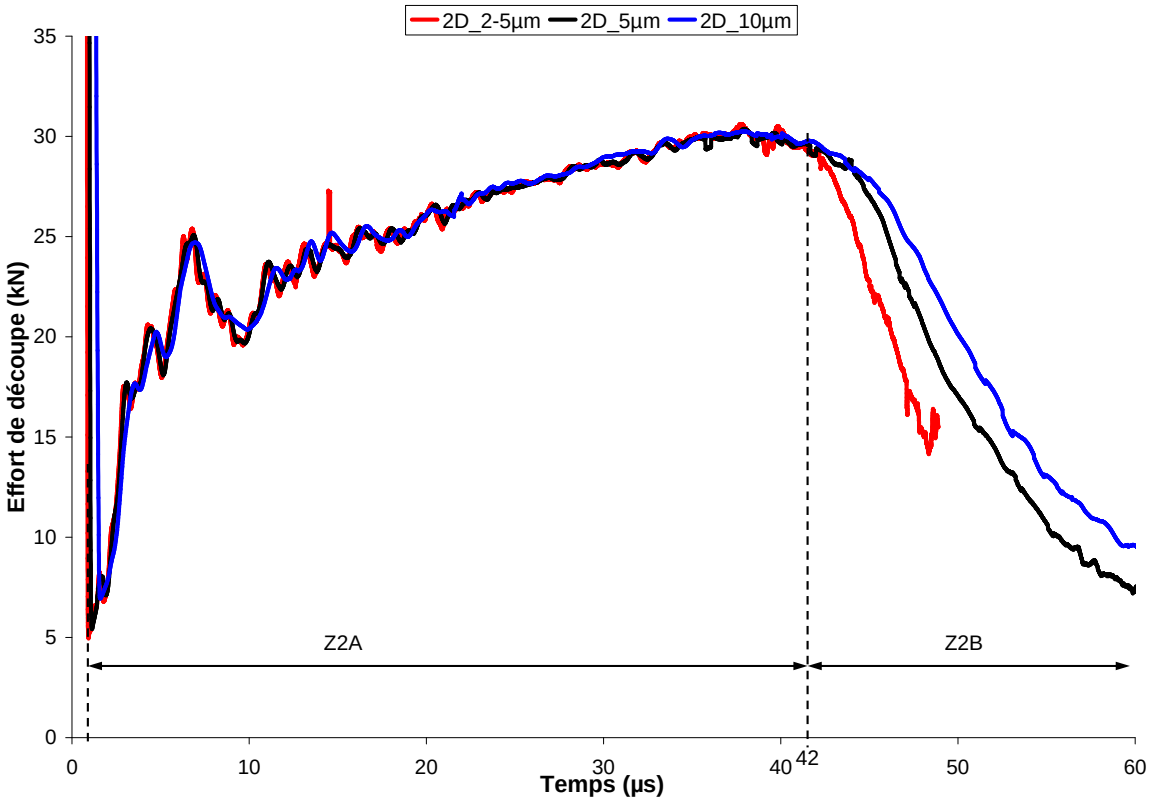

FIG. 4.11 – Effort en fonction du temps pour une simulation numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et une distance entre nœuds de $2,5$, 5 et $10\mu m$

La figure 4.11 met également en évidence les deux zones $Z1$ et $Z2$. Cette deuxième zone peut être scindée en deux sous-parties qu'on nommera $Z2A$ et $Z2B$. La première, nommée $Z2A$, qui se

termine pour ces exemples-là à environ $42\,\mu s$, permet de mettre en évidence l'écart très faible entre toutes les courbes. On a donc convergence des résultats pour l'effort de cisaillage. En revanche dans la zone $Z2B$, qui correspond à ce qui se passe au-delà de la zone $Z2A$ et jusqu'à la fin du calcul, les courbes ne sont plus superposées.

Seule la zone $Z2A$ est exploitable. Dans cette zone, on peut relever l'effort maximum qui est l'une des principales mesures nécessaires à la comparaison et la validation des résultats numériques par rapport à ceux obtenus expérimentalement.

4.3.3 Comparaison 2D/3D

Une nouvelle série de simulations numériques du procédé de découpe à grande vitesse a été menée en 2D avec déformations planes et en 3D avec outil rigide, pour une vitesse identique au calcul précédent. La distance entre les nœuds est prise égale à 25 ou à $50\,\mu m$. Ces valeurs ont été choisies volontairement pour limiter le temps de calcul dans la cas du 3D. Pour être correctement représenté, le nombre de cellules dans le congé de raccordement doit au minimum être égal à 4. C'est pourquoi les rayons des outillages sont égaux à $200\,\mu m$ comme pour le premier calcul en 2D.

La figure 4.12 représente également les efforts de découpe en fonction du temps. De la même manière, cette courbe permet de mettre en évidence les trois zones décrites précédemment. Pour ces quatre exemples précisément, les trois zones correspondent donc à :

- la première partie de la courbe, nommée $Z1$, jusqu'à environ $0,8\,\mu s$ sera analysée dans un paragraphe suivant,
- une seconde partie nommée $Z2A$ correspondant à ce qui se passe au-delà de cette première zone et jusqu'à environ $65\,\mu s$. Dans cette zone on voit clairement que les différentes courbes sont superposées. Cela signifie que quelle que soit la modélisation 2D ou 3D et quelle que soit la distance entre les nœuds on a convergence des résultats. Nous pouvons donc continuer les simulations numériques en 2D bien moins coûteuses en temps de calcul et avec la distance entre nœuds la plus grande.
- enfin la troisième zone nommée $Z2B$ correspond à la fin de la mesure, c'est-à-dire à ce qui se passe au-delà de $65\,\mu s$. Dans cette dernière zone les résultats divergent. La divergence est moins nette que précédemment. Cela est dû aux congés plus grands et donc à une moindre localisation des déformations dans la zone cisaillée.

Ainsi, sur la première partie des courbes des efforts de découpe montrées ici, les simulations numériques 2D et 3D donnent les mêmes résultats. Cela signifie que le calcul numérique ne révéle donc pas de problème particulier. En outre, on peut en conclure que les déformations planes sont suffisantes pour représenter le procédé de découpe mis en œuvre pour l'expérimentation considérée ici.

4.3.4 Largeur des bandes de cisaillement

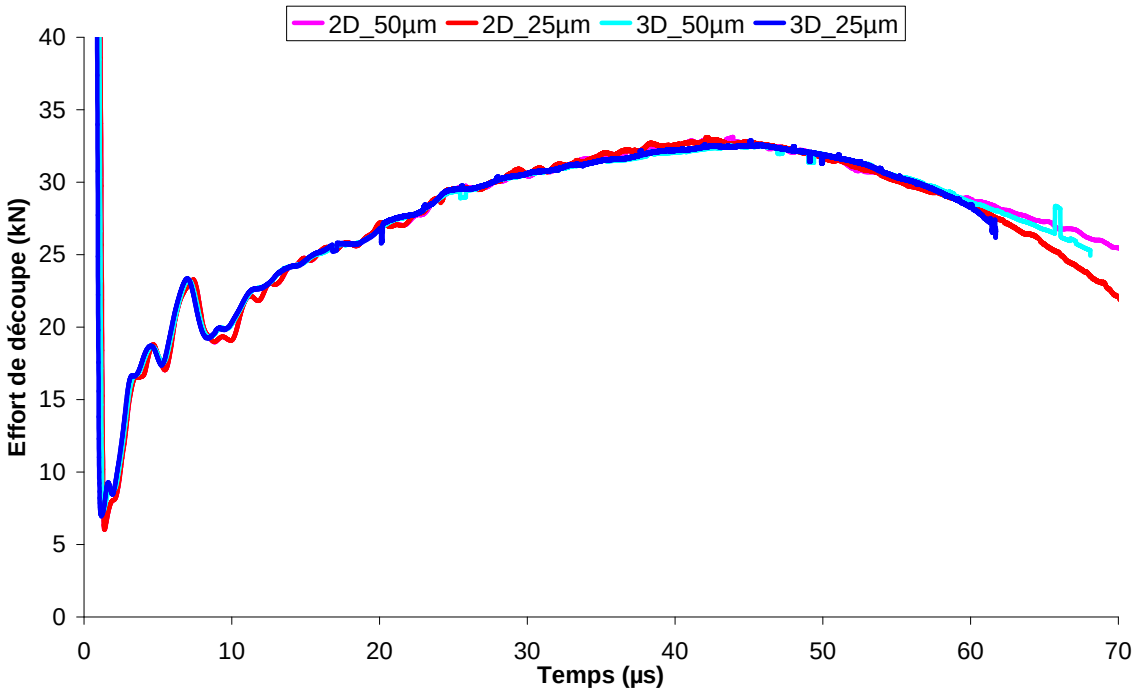

FIG. 4.12 – Effort en fonction du temps obtenu pour des simulations numériques en 2D et en 3D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $200\mu m$ et une distance entre nœuds de $25\mu m$ et de $50\mu m$

Outre les efforts de découpe, nous nous intéressons également à la largeur de la bande de cisaillement et à sa position. Pour avoir accès à ces informations, on s'intéressera à l'évolution des contraintes ainsi qu'à celle des déformations plastiques cumulées, à $0,13\,mm$ du bord supérieur de l'éprouvette, pour deux instants différents.

La figure 4.13 présente les déformations plastiques cumulées dans le cas d'une découpe avec une vitesse de poinçon égale à $15\,m/s$, un congé de raccordement des outillages de $50\,\mu m$, un jeu poinçon-matrice de $50\,\mu m$ et une distance entre cellules de $2,5\,\mu m$. La figure 4.13a/ présente les résultats au premier instant qui correspond à la fin de la zone $Z2A$, c'est-à-dire à la fin de la convergence des efforts, soit à $41\,\mu s$. Sur cette figure on distingue en rouge le début de la localisation des bandes de cisaillement dans la partie haute de l'éprouvette, c'est-à-dire du côté du contact avec le poinçon. La figure 4.13b/ montre les résultats obtenus à $48,5\,\mu s$, c'est-à-dire pendant la propagation des bandes de cisaillement ce qui correspond à un instant de la zone $Z2B$. Les bandes se voient nettement en rouge sur la figure.

La figure 4.14 montre les contraintes en fonction de la position par rapport au centre de l'éprouvette pour les deux instants précisés précédemment. Le poinçon a une largeur de $17\,mm$.

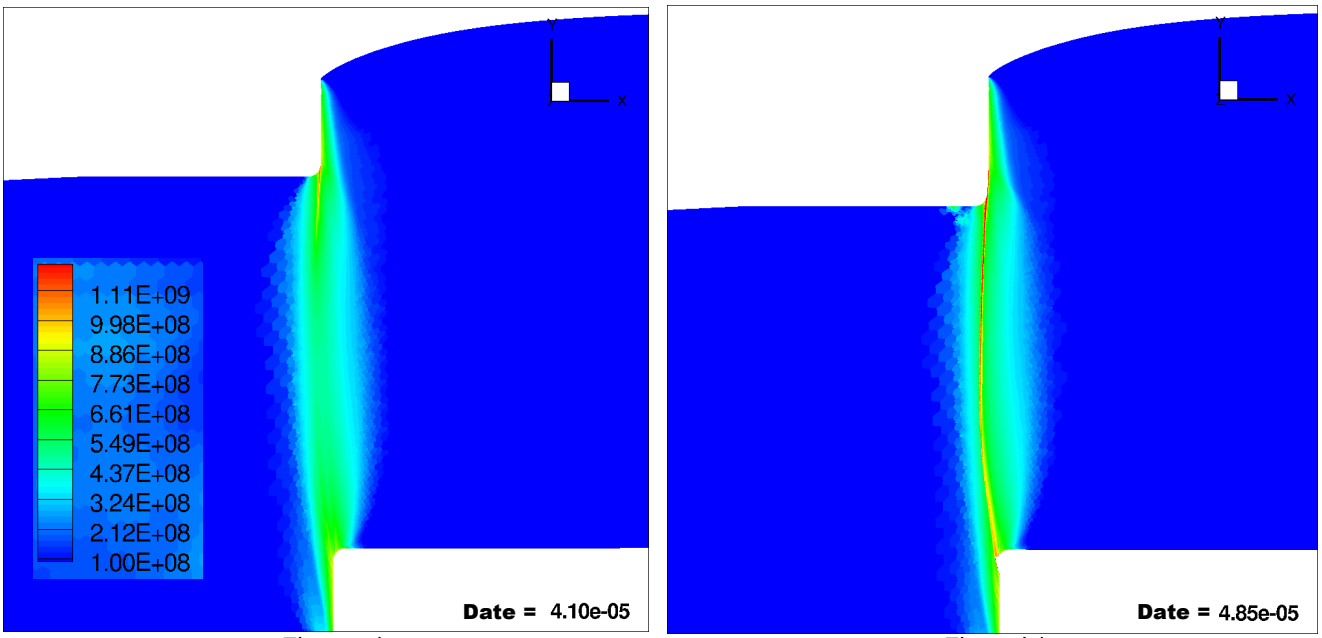

Figure a/ Figure b/

FIG. 4.13 – Déformations plastiques cumulées à l'intérieur de l'éprouvette pour deux instants différents ; simulation numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et une distance entre les cellules égale à $2,5\mu m$

Le jeu poinçon-matrice est de $0,05\,mm$ et est réparti sur les deux outillages. Il est donc normal de trouver les bandes de cisaillement aux alentours de la position $8,5\,mm$ par rapport au centre de l'échantillon.

On voit clairement qu'au premier instant, figure de gauche, les contraintes se superposent. On a donc convergence des contraintes. En revanche, au deuxième instant, figure de droite, celles-ci sont beaucoup plus perturbées et ne convergent pas.

La figure 4.15 montre les déformations en fonction de la position du nœud par rapport au centre de l'éprouvette. Les échelles en ordonnées ne sont pas les mêmes pour les deux graphiques. Au premier instant, figure de gauche, les déformations se superposent. En revanche, au deuxième instant, figure de droite, les écarts entre les courbes sont plus importants (amplitude et position). La courbe verte, correspondant à la distance entre cellules la plus faible, montre une rupture de pente beaucoup plus nette à sa base que ne le fait la courbe noire correspondant à la distance entre cellules la plus importante. On peut donc considérer que la première courbe permet de mieux localiser la bande de cisaillement.

Si on regarde pour des déformations égales à 2, on s'aperçoit que la largeur de la bande de cisaillement est respectivement égale à 15, 17 et $20\,\mu m$ pour les distances entre cellules de $2,5$, 5 et $10\,\mu m$. Malgré une division par deux des distances entre cellules, la largeur de la bande de cisaillement diminue mais très modestement surtout si on compare celle-ci avec les dimensions de l'échantillon découpé ($64 \times 16 \times 2\,mm$).

Quant à elle, la position de la bande est respectivement égale à $8,446$, $8,464$ et $8,484\,\mu m$ pour les distances entre cellules de $2,5$, 5 et $10\,\mu m$. De la même manière, la position de la bande de cisaillement n'a pas convergé mais comparée aux dimensions de l'échantillon sa position paraît assez

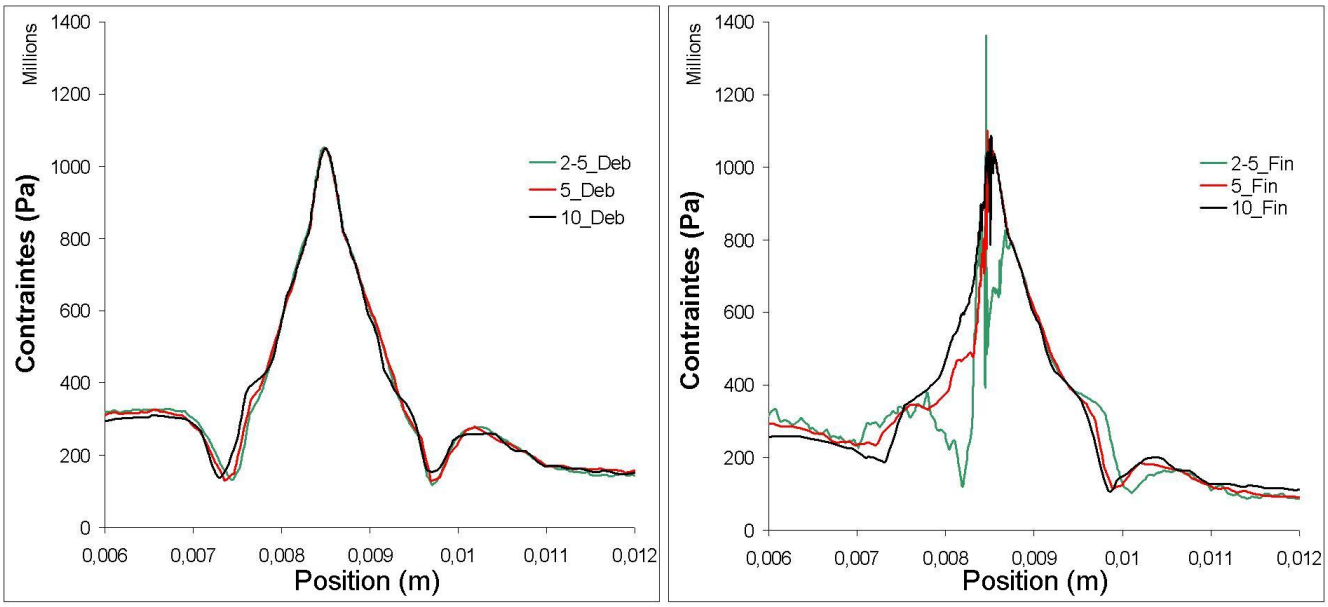

FIG. 4.14 – Contrainte en fonction de la position (en m) obtenue pour des simulations numériques en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et des distances entre les cellules égales à $2, 5$, 5 et $10\mu m$

bien identifiée. Etant donné la largeur de poinçon de $17\,mm$ et du jeu poinçon-matrice de $0,05\,mm$ réparti entre les outillages nous pourrions nous attendre à ce que la bande de cisaillement se trouve entre $8,475$ et $8,525\,mm$. Or on voit qu'elle n'est pas rectiligne mais qu'elle forme une sorte de S. Cette forme spécifique explique qu'en étant proche de la surface supérieure de l'échantillon, la BCA se trouve en léger retrait par rapport au $8,475\,mm$.

4.3.5 Analyse de la zone $Z1$

La zone $Z1$ correspond à l'effort résultant du contact entre le poinçon et l'échantillon. La figure 4.16 met en évidence le palier initial de l'effort de découpe lors du contact du poinçon avec l'échantillon. On remarque que quelle que soit la distance entre nœuds, ce palier est identique et l'effort est alors égal à $186\,kN$.

Le poinçon ayant une vitesse $V = 15\,m/s$, impacte à un instant $t = 0$ l'échantillon en $y = 0$. Le poinçon génére une onde u^+ lorsqu'il percute l'éprouvette. Tant que cette onde ne se réfléchit pas sur l'autre face de l'éprouvette, ce qui a lieu à $t_r = \frac{L}{c} = \frac{2\,10^{-3}}{5170} = 0,39\ \mu s$, il n'y a pas d'onde de décharge se propageant selon les y croissants.

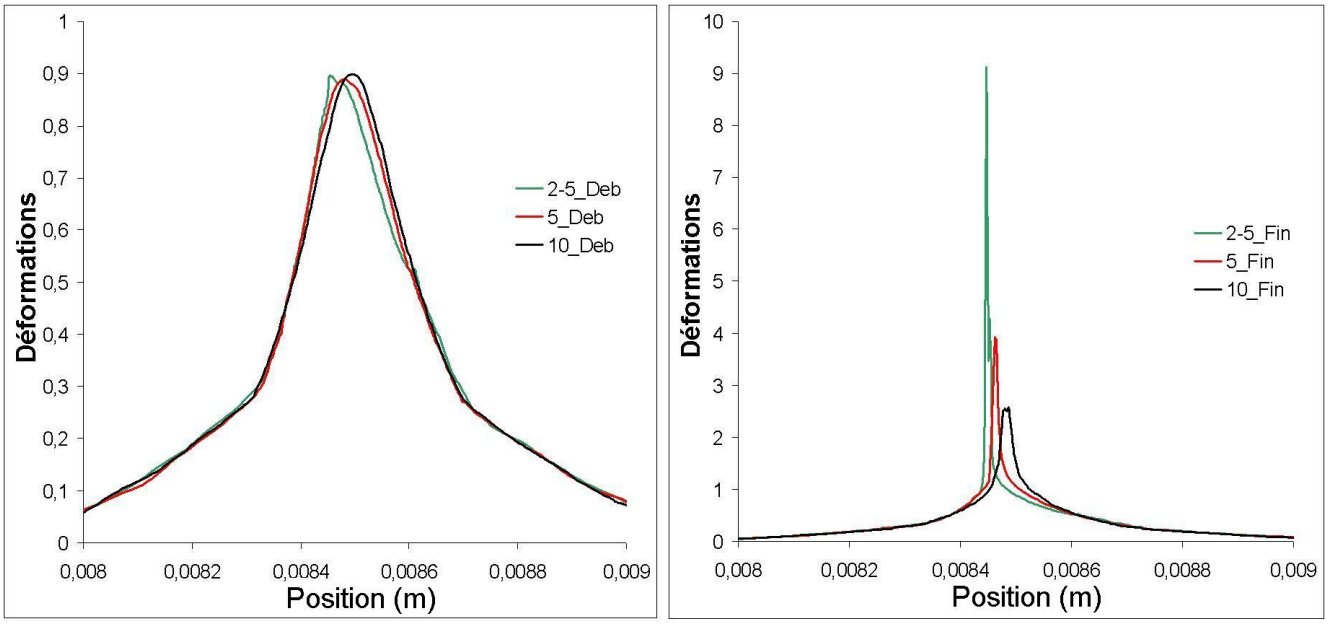

FIG. 4.15 – Déformation en fonction de la position (en m) obtenue pour des simulations numériques en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et des distances entre les cellules égales à $2, 5$, 5 et $10\mu m$

Nous sommes dans une phase transitoire. L'ensemble de la surface du nez du poinçon est en appui sur l'éprouvette. L'éprouvette est élastique, la loi de Hooke nous donne une première relation :

$$\sigma = \frac{F}{S} = E.u_{,y} \Rightarrow F = ES.u_{,y} \tag{4.15}$$

$u_{,y} = \frac{\partial u}{\partial y}(y,t)$ est le champ de déformation.

Kolsky ([Kol64]) et Zhao et Garry ([ZG95]) ont proposé une résolution permettant de déduire l'effort de contact en fonction des paramètres initiaux de l'expérience. Ils appliquent le Principe Fondamental de la Dynamique à l'éprouvette puis au poinçon. Deux relations liant les champs de déformation et de vitesse d'une part et les champs de déformation et d'accélération d'autre part peuvent être déduites. En utilisant la première, le champ de déformation peut être éliminé de la seconde. Celle-ci devient une équation différentielle qui après résolution donne le champ de déplacement :

$$\forall t \in [0, t_r[\quad et \quad \forall y \in [0, c.t[\;\; u(y,t) = V\frac{M.c}{ES}(1 - exp^{\frac{ES}{M.c^2}(y-c.t)}) \tag{4.16}$$

On utilise alors l'équation 4.15 pour en déduire l'effort sur le nez du poinçon :

$$\forall t \in [0, t_r[\;\; F(0,t) = -ES\frac{V}{c}exp^{\frac{ES}{Mc^2}(-c.t)} \tag{4.17}$$

Cette équation est valable tant que le poinçon reste collé à l'échantillon, c'est-à-dire tant que l'effort $F(0,t)$ est négatif. Cette condition est vérifiée tant que l'onde u^+ ne parvient pas en $y = 2\,mm$.

A $t = 0$ et $y = 0$, avec $E = 210\,000\,MPa$, $S = 17^2\,mm^2$, $M = 1,5\,kg$, l'effort est égal à :

$$F(0,0) = -176\,kN \tag{4.18}$$

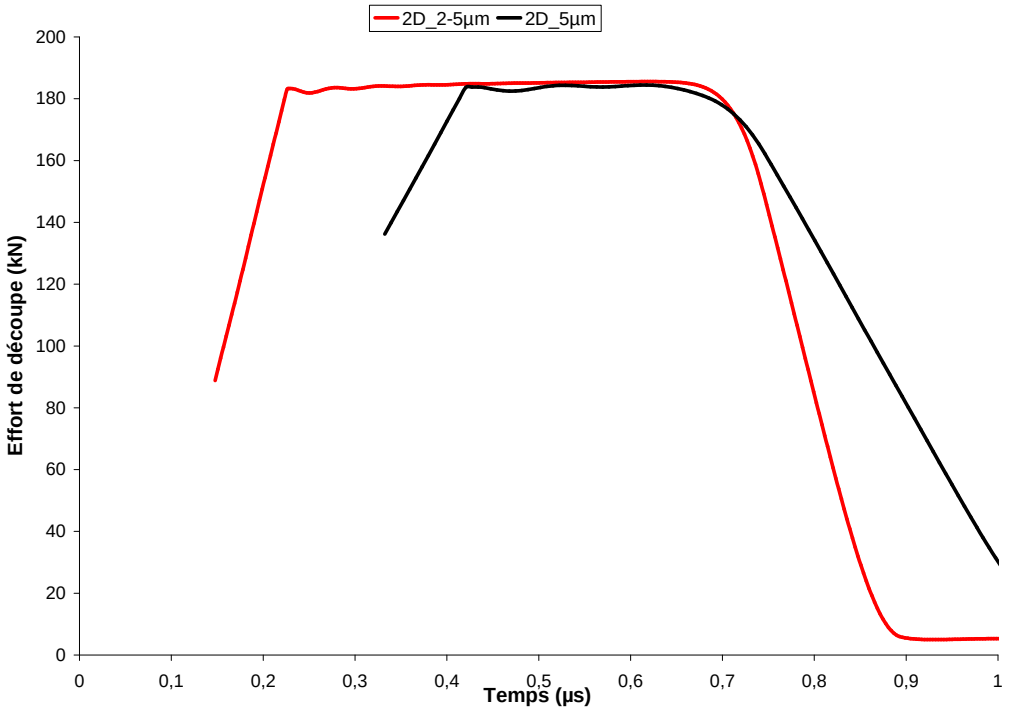

FIG. 4.16 – Effort de découpe en fonction du temps pour une simulation numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15m/s$, un congé de $50\mu m$ et une distance entre nœuds de $2,5$ et de $5\mu m$: zoom sur la zone Z1

Les courbes précédemment présentées montrent les efforts de découpe qui sont positifs. Sur ces courbes la valeur maximale des efforts dans la zone $Z1$ est égale à $186\,kN$ soit un écart d'environ 5%, ce qui semble faible compte tenu des hypothèses faites.

4.4 Conclusion

Après avoir choisi un modèle représentatif du comportement mécanique de l'acier C40 pour les conditions particulièrement exigeantes imposées par le procédé, différents essais mécaniques ont été réalisés. Ceux-ci nous ont permis de déterminer les coefficients de la loi de comportement de Jonhson-Cook qui ne sont valables que pour des déformations comprises entre $0,02$ et $0,14$, pour des vitesses de déformations comprises entre $1,48\,10^{-4}\,s^{-1}$ et $2,06\,10^{3}\,s^{-1}$,et pour des températures comprises entre 295 et $473\,K$.

Après avoir détaillé les conditions initiales du système étudié, plusieurs simulations numériques ont été faites pour vérifier au préalable la convergence des résultats sur les efforts de cisaillage, la position et l'épaisseur de la bande de cisaillement, condition sine qua none pour pouvoir exploiter des résultats de simulation numérique. Ensuite des simulations en 2D et en 3D ont été comparées et ont montré que les efforts de découpe convergent jusqu'à la propagation des bandes de cisaillement, événement qui apparaît après avoir atteint l'effort maximum, c'est ce qu'on a nommé zone $Z2A$. Cette information nous permet de nous limiter à des simulations en 2D afin de minimiser les coûts des calculs sans incidence sur les résultats.

Chapitre 5

Analyse des résultats

Dans ce chapitre, nous allons essayer de mieux comprendre le procédé de découpe à grande vitesse et en particulier quels sont les paramètres influents. Pour cela, une première partie concernera l'exploitation des mesures effectuées sur le dispositif expérimental de découpe et la seconde concernera les résultats obtenus à l'aide de la simulation numérique.

Dans la première partie, nous nous intéresserons dans un premier temps à l'historique de l'effort de découpe pendant le poinçonnage à grande vitesse. Dans un deuxième temps, on relèvera pour chaque essai l'effort maximum et on va s'intéresser à son évolution en fonction de la vitesse du poinçon. On s'aperçoit que l'effort maximum diminue lorsque la vitesse du poinçon augmente. Cette diminution de l'effort peut provenir d'un adoucissement thermique, donc d'une augmentation localisée de la température. L'observation du faciès de rupture s'avère intéressante pour déterminer si la microstructure a été modifiée. Ensuite, dans un troisième paragraphe, nous soulignerons l'importance de la connaissance de l'historique de l'effort. En effet, cette information est nécessaire pour calculer la profondeur de pénétration du poinçon lors de la rupture, qui elle-même peut être comparée avec les valeurs couramment obtenues lors des découpes mécaniques dites traditionnelles.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous verrons les résultats obtenus avec la simulation numérique et en particulier la similitude entre les courbes représentant les efforts de découpe en fonction du temps. Ensuite, dans un second paragraphe, l'évolution des efforts maxima en fonction de la vitesse du poinçon sera construite et comparée avec celle obtenue lors des essais expérimentaux. Enfin, on peut aussi relever la profondeur de découpe.

5.1 Exploitation des résultats expérimentaux

Le dispositif expérimental permet de faire varier les paramètres de découpe tels que la vitesse du poinçon (entre 6 et $19\,m/s$), le jeu diamètral poinçon-matrice ($0,2$ ou $0,05\,mm$) ou encore l'épaisseur de l'éprouvette (2, 3 ou $4\,mm$) de façon assez aisée. Pour chaque essai, la vitesse du nez du poinçon ainsi que la mesure des déformations sur le tube de Hopkinson seront enregistrées. La réalisation d'images, coûteuse en temps, ne sera réservée qu'à quelques tests.

5.1.1 Evolution de l'effort de découpe en fonction du temps

La méthode de calcul par comparaison permet d'avoir accès à l'historique de l'effort ainsi qu'à l'effort maximum engendré par la découpe. La figure 5.1 montre quatre graphes. Les graphes $a/$ et $b/$ montrent les efforts de découpe pour un jeu poinçon-matrice égal à $0,05\,mm$ et des vitesses respectivement égales à $12,7m/s$ et $16,7m/s$. Les deux autres graphes $c/$ et $d/$ montrent les résultats pour les mêmes vitesses mais avec un jeu poinçon-matrice égal à $0,2\,mm$. Les quatre efforts ont été obtenus lors de découpe d'échantillons de $3\,mm$ d'épaisseur.

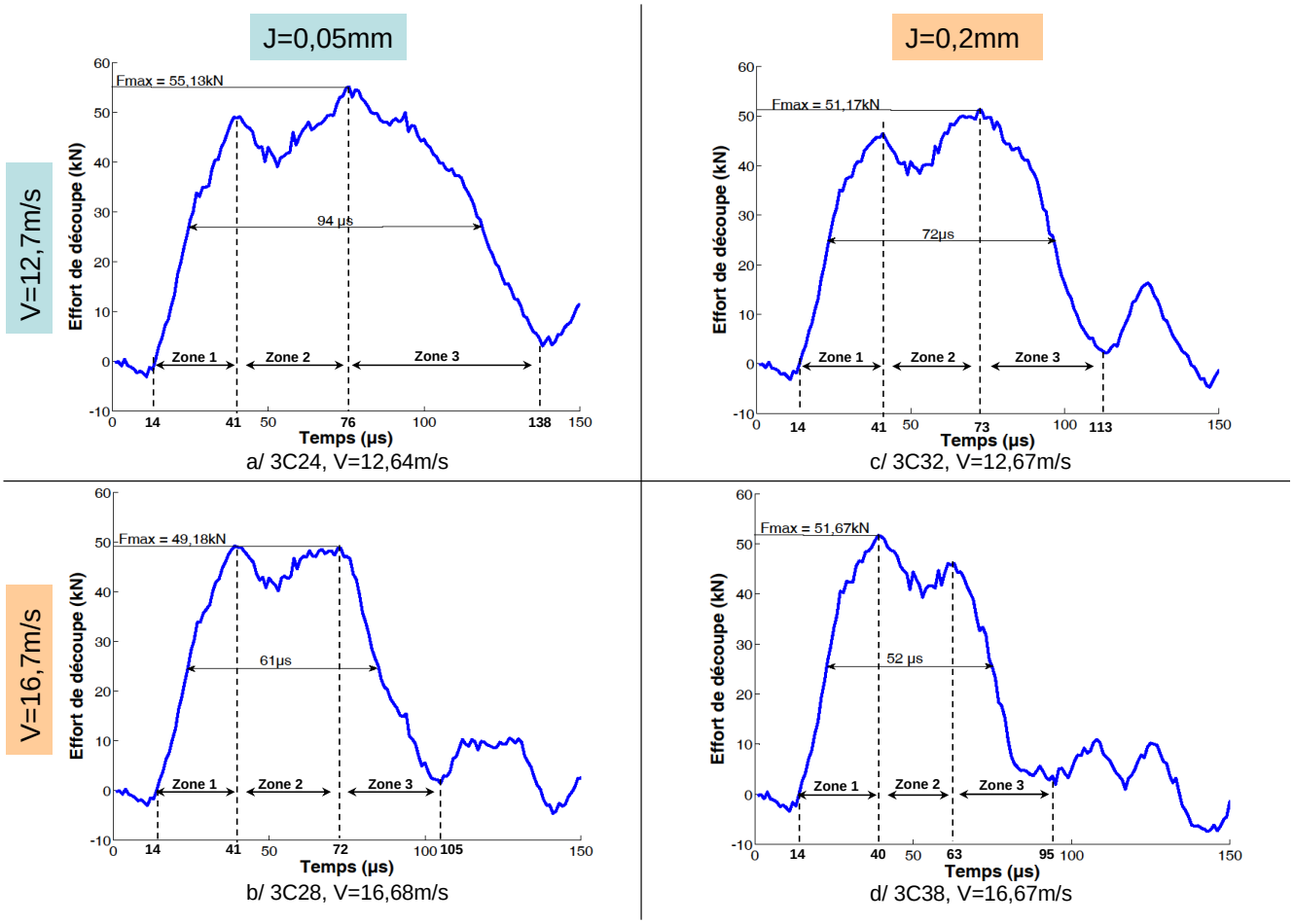

FIG. 5.1 – Evolution de l'effort en fonction du temps pour des vitesses de poinçon égale à $12,7m/s$ et $16,7m/s$ et un jeu poinçon matrice égal à $0,05\,mm$ ou $0,2\,mm$, pour des échantillons de $3\,mm$ d'épaisseur

L'évolution de l'effort de découpe pour les essais $a/$, $b/$ et $c/$ est similaire :

– une augmentation rapide de l'effort qui correspond au contact entre le poinçon et l'échantillon qui engendre un premier pic (zone 1/ de 14 à $41\,\mu s$),

– l'effort continue d'augmenter globalement, mais avec une pente moyenne beaucoup plus faible que pendant la première phase (zone 2/ de 41 à $73\,\mu s$ ou $76\,\mu s$ pour respectivement les graphes $c/$ et $a/$). L'effort maximal est alors atteint.

– Enfin, l'effort chute pour osciller autour de 0 (zone 3/).

Néanmoins, on peut noter deux différences importantes. La première concerne l'effort maximal et la seconde la durée de l'effort. Lors de l'essai noté 3C24, figure $a/$, avec une vitesse de poinçon de $12,7\,m/s$, l'effort maximum mesuré est égal à $55,1\,kN$. Lors de l'essai noté 3C28, figure $b/$, avec une vitesse de poinçon de $16,7\,m/s$ mais avec un jeu identique, l'effort maximum est égal à $49,2\,kN$. L'effort maximal est plus faible lorsque la vitesse du poinçon est plus importante.

En ce qui concerne la seconde différence entre ces deux premières courbes, on mesure une durée de l'effort à mi-hauteur égale à 94 et 61 μs pour des vitesses de poinçon respectivement égales à $12,7$ et $16,7\,m/s$. Il semble effectivement logique que lorsque la vitesse du poinçon augmente de 33%, la durée nécessaire pour traverser l'échantillon diminue dans les mêmes proportions. Néanmoins, ici c'est la durée de l'effort qui est diminuée de 35%. La distance parcourue par le poinçon est respectivement égale à 1 188 et à 1 030 μm pour les cas $a/$ et $b/$, ce qui représente une diminution de 13%.

En ce qui concerne les résultats apparaissant dans les figures $c/$ et $d/$, obtenus pour des essais avec un jeu poinçon-matrice de $0,2\,mm$, on note une très faible différence en ce qui concerne l'effort maximal. En revanche, la durée de découpe est nettement inférieure pour l'essai effectué avec une vitesse de poinçon de $12,7\,m/s$ par rapport à celui à $16,7\,m/s$. Pour ces essais la distance parcourue par le poinçon avant que l'effort n'oscille autour de 0 est respectivement égale à 912 et 867 μm pour les essais $c/$ et $d/$, ce qui représente une différence de 5%.

Après avoir vu les différences que pouvait engendrer une augmentation de la vitesse pour un jeu et une épaisseur d'échantillon identiques, intéressons nous désormais à celles que peut produire une modification du paramètre jeu. La comparaison des essais $a/$ et $c/$ effectués avec une vitesse égales à $12,7\,m/s$ permet de mettre en évidence que l'effort maximal ainsi que la durée de l'effort sont inférieurs lorsque le jeu poinçon-matrice est plus important. La comparaison des figures $b/$ et $d/$, essais effectués avec une vitesse de $16,7\,m/s$, ne permet de mettre en évidence que la diminution de la durée de l'effort d'environ 15%. L'effort maximal reste environ identique pour ces deux cas.

Sur chaque graphique de la figure 5.1, on constate un premier pic aux alentours de $27\,\mu s$ par rapport au début de l'effort. Ce pic est suivi par une diminution de l'effort suffisamment importante pour être relevée. Lorsque le poinçon arrive en contact avec l'échantillon, une onde se crée dans ce dernier et va être mesurée à l'aide des jauges collées sur le tube de Hopkinson et une seconde onde est formée à l'intérieur du poinçon. Celui-ci a une forme spécifique (voir en annexe C) avec un nez mesurant $67\,mm$ de long. Lorsque l'onde arrive à l'interface entre le nez et le corps du poinçon, elle est scindée en deux. Une partie est réfléchie et se propage en sens inverse pour rester dans le nez de l'outil. Cette onde parcourt donc $67 \times 2 = 134\,mm$ avant de revenir sur le bord du poinçon en contact avec l'échantillon. Avec une célérité moyenne de l'onde mécanique égale à $5\,000\,m/s$, il faudra à l'onde environ $27\,\mu s$ pour parcourir ces $134\,mm$. A ce moment précis, une onde de compression atteint le nez du poinçon ; l'effort appliqué sur l'échantillon diminue.

Les autres pics apparaissant entre 72 et 76 μs ne sont pas corrélés avec la propagation de l'onde à l'intérieur du poinçon.

Comme la figure 5.1, la figure 5.2 présente quatre graphes. Deux graphes, appelés $a/$ et $b/$ montrent les efforts de découpe pour un jeu poinçon-matrice égal à $0,05\,mm$ et des vitesses respectivement égales à $12,7m/s$ et $16,7m/s$ et deux autres, nommés $c/$ et $d/$ montrent les résultats pour les mêmes vitesses mais avec un jeu poinçon-matrice égal à $0,2\,mm$. Les quatre efforts ont

été obtenus lors de découpe d'échantillons de $2\,mm$ d'épaisseur.

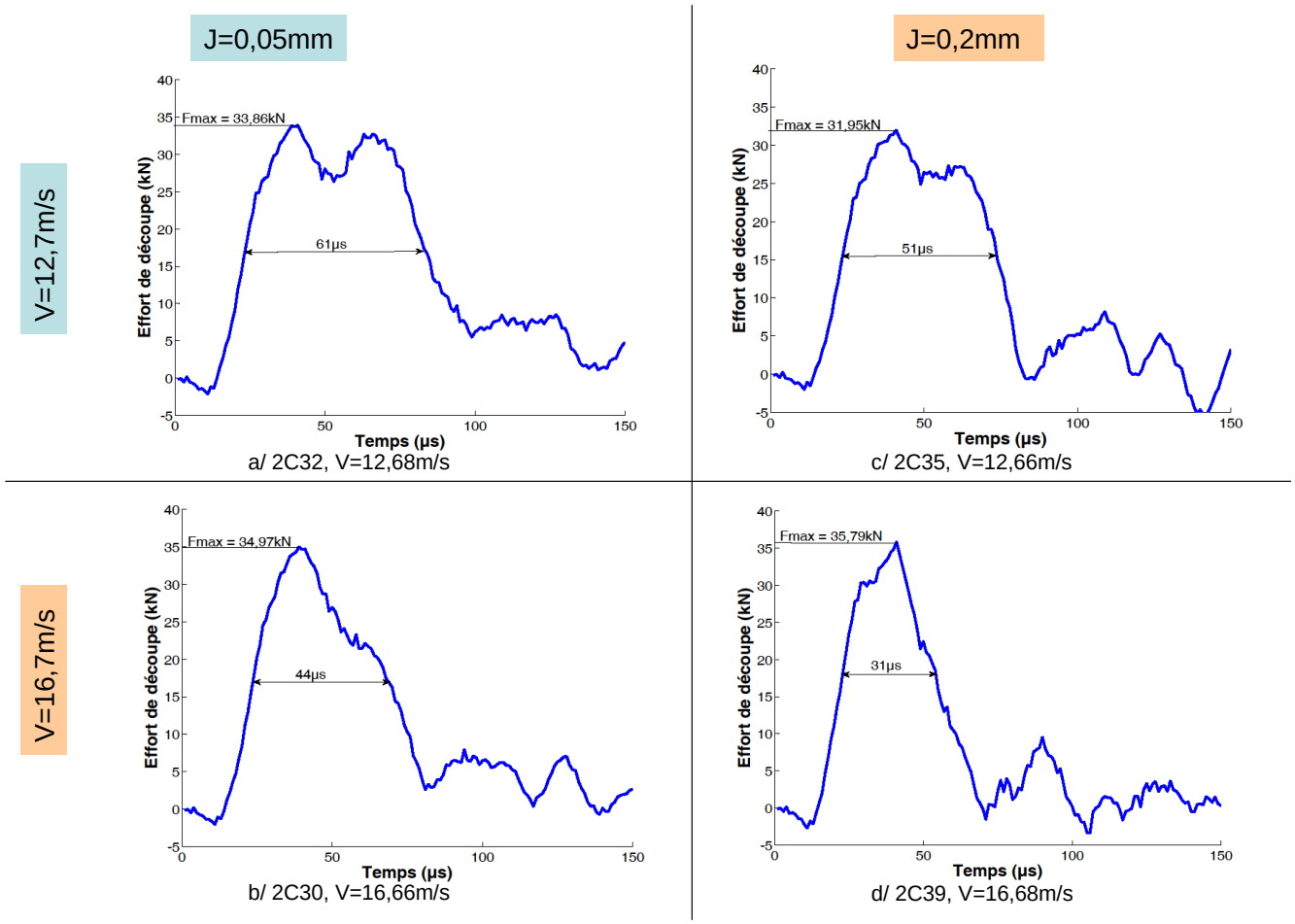

FIG. 5.2 – Evolution de l'effort en fonction du temps pour des vitesses de poinçon égale à $12,7\,m/s$ et $16,7\,m/s$ et un jeu poinçon matrice égal à $0,05\,mm$ ou $0,2\,mm$, pour des échantillons de $2\,mm$ d'épaisseur

De la même façon que dans le cas des échantillons de $3\,mm$, les graphes de la figure 5.2 obtenus pour des échantillons de $2\,mm$, nous permettent de relever une diminution de la durée à mi-hauteur de l'effort de découpe :

- à jeu constant, lorsque la vitesse du poinçon augmente,
- à vitesse constante, lorsque le jeu augmente.

Enfin, la figure 5.3 montre les efforts de découpe en fonction du temps. Ces efforts ont été obtenus lors de la découpe d'échantillons de $3\,mm$ pour six vitesses différentes. Enfin, le jeu poinçon-matrice est égal à $0,05\,mm$.

L'observation de l'ensemble des graphes d'effort précédent ainsi que de la figure 5.3 permet de mettre en évidence que quelle soit la configuration de l'essai un premier pic ou le seul pic pour

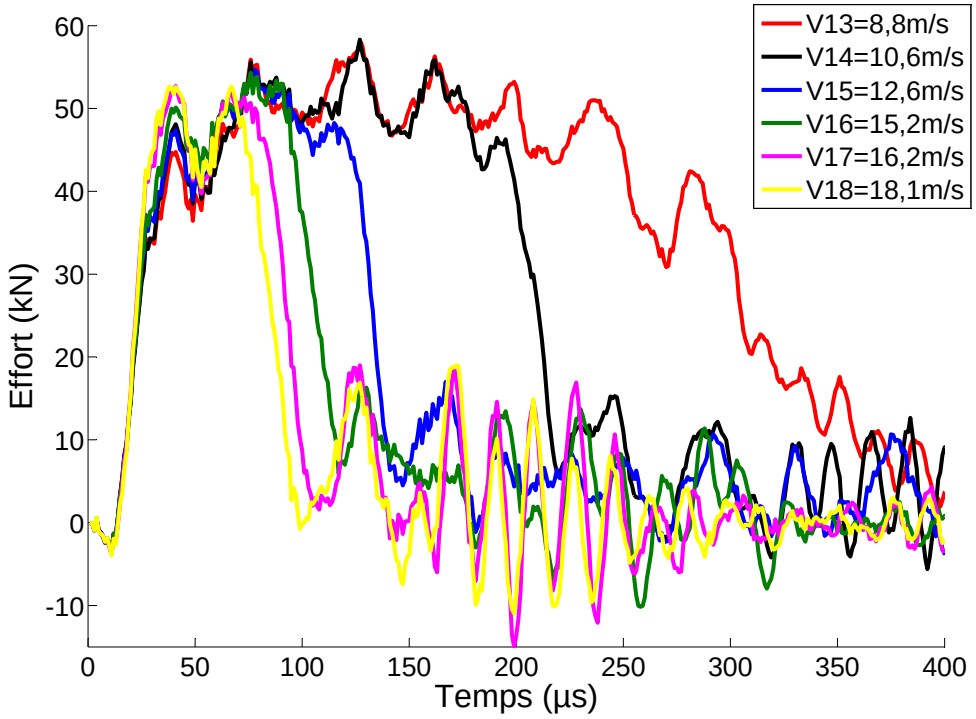

FIG. 5.3 – Evolution de l'effort en fonction du temps pour 6 vitesses de poinçon comprises entre $8,8\,m/s$ et $18,1\,m/s$, un jeu poinçon matrice égal à $0,05\,mm$ et pour des échantillons de $3\,mm$ d'épaisseur

certain cas, apparaît à $26\,\mu s$. On a vu que cette durée correspondait au temps nécessaire à l'onde mécanique pour parcourir l'aller-retour dans le nez du poinçon.

En outre, en fonction de la durée de découpe, donc de la vitesse du poinçon et de l'épaisseur de l'échantillon, la forme de la courbe des efforts évolue fortement. On peut relever trois formes de courbes différentes :

- la première, lorsque la durée à mi-hauteur est supérieure ou égale à $61\,\mu s$ (ensemble des courbes de la figure 5.3, figures 5.1 $a/$, $b/$ et $c/$ ainsi que la figure 5.2 $a/$), deux pics sont présents dont le premier a une amplitude inférieure ou environ égale à celle du second. Ils apparaissent à $26\,\mu s$ et à $52\,\mu s$;
- la seconde, pour les cas où la durée est aux alentours de $51\,\mu s$ (figure 5.1 $d/$ et figure 5.2 $c/$), le premier pic est prépondérant par rapport au second ;
- la dernière, dans les derniers cas (figures 5.2 $b/$ et $d/$), la durée de découpe est tellement faible qu'un seul pic apparaît.

Ces premières constatations permettent de mettre en évidence que l'effort de cisaillage ne dépend pas uniquement du matériau et de la géomètrie de l'échantillon, mais aussi de celle de l'outillage en lui-même.

5.1.2 Evolution de l'effort en fonction de la vitesse du poinçon

Pour vérifier si l'effort de découpe diminue effectivement lorsque la vitesse du poinçon augmente, les essais ont été réalisés en faisant varier la vitesse du poinçon et ce pour deux jeux poinçon-matrice. L'effort maximum a alors été relevé pour chaque essai. La figure 5.4 montre ces efforts maximums pour la découpe d'échantillons de $3\,mm$. Les triangles rouges représentent les résultats obtenus avec un jeu de $0,05\,mm$, et les carrés noirs ceux obtenus avec un jeu de $0,2\,mm$. Ces jeux poinçon-matrice équivalent respectivement à des jeux relatifs de $1,7\%$ et de $6,7\%$. Le jeu relatif est égal au rapport entre le jeu poinçon-matrice et l'épaisseur de la tôle.

Le bruit qui se superpose aux données de la mesure est de l'ordre de $\pm 0,1 m/s$ pour les mesures de la vitesse et de l'ordre de $\pm 5\,\mu def$ pour la mesure des déformations ce qui représente respectivement $\pm 0,7\%$ et $\pm 1,5\%$ d'imprécision sur la position de chaque point de mesure sur la graphique.

Les droites représentent les régressions linéaires que l'on peut tracer avec l'ensemble des points dans chacun de ces deux cas.

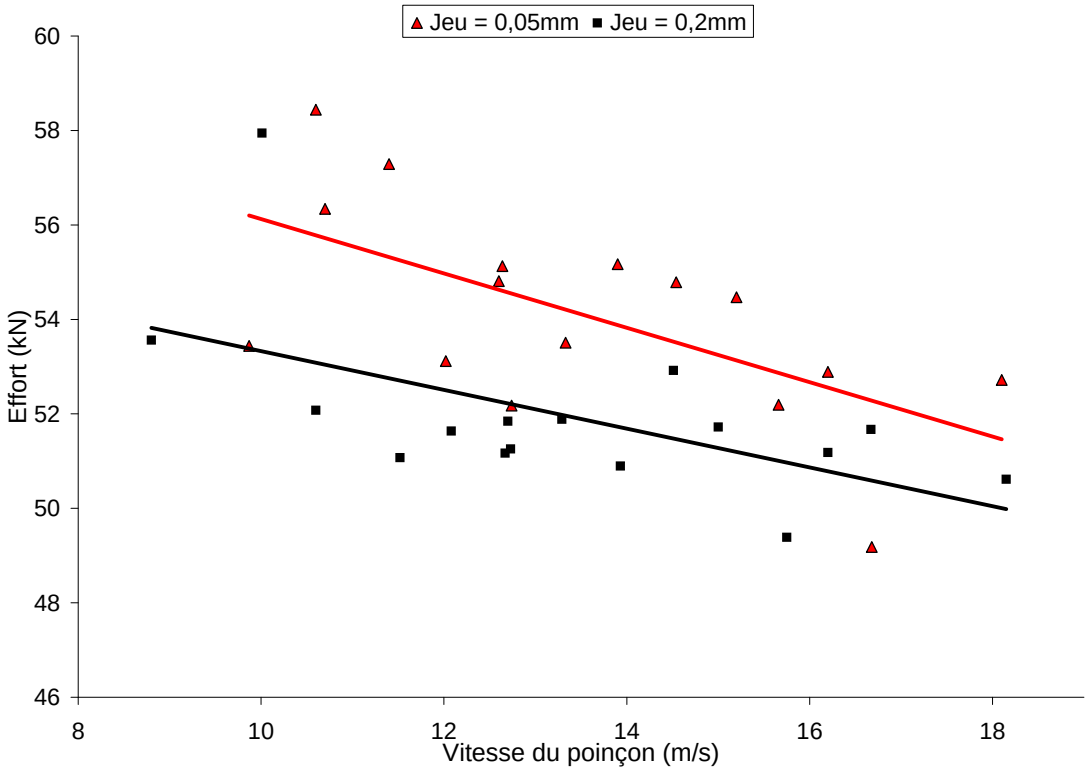

FIG. 5.4 – Evolution de l'effort maximum en fonction de la vitesse du poinçon pour des échantillons de $3\,mm$ d'épaisseur pour 2 jeux poinçon-matrice de $0,05\,mm$ et de $0,2\,mm$

Sur la figure 5.4, les pentes des deux régressions linéaires sont négatives. La pente de la régression linéaire obtenue pour les essais avec le jeu le plus faible est la plus importante. On

constate effectivement que l'effort diminue d'environ 10% lorsque la vitesse du poinçon est augmentée de $\delta v = 9\,m/s$. En outre, on remarquera que les efforts obtenus lors des découpes avec un jeu relatif plus faible sont plus importants d'environ 10%.

Avec les procédés traditionnels, découpage fin ou classique, on constate que l'effort est généralement plus important en découpage fin pour des conditions de découpe identiques (matériau, épaisseur). On admet alors couramment que l'augmentation du jeu permet de limiter les efforts de découpe, mais d'après M. Tilby ([Til83]) ou A. Maillard ([Mai09]) détériore les qualités géométriques de la débouchure.

Pour l'épaisseur de $3\,mm$, il s'avère que le jeu poinçon-matrice joue un rôle important en ce qui concerne le niveau de l'effort maximal. Pour vérifier si c'est le jeu relatif ou le jeu poinçon-matrice qui joue un rôle important, des essais de découpe ont été effectués sur des échantillons d'acier C40 pour des épaisseurs de 2, et $4\,mm$ avec un jeu poinçon-matrice de $0,05mm$ ou $0,2mm$.

La figure 5.5 présente les évolutions de l'effort maximum en fonction de la vitesse du poinçon pour les trois épaisseurs (les épaisseurs 2, 3 et $4\,mm$ sont respectivement représentées en bleu, rouge et vert) et les deux jeux définis précédemment (le jeu de $0,2\,mm$ est représenté par les carrés et le jeu égal à $0,05\,mm$ est représenté par les triangles). Pour chaque ensemble de points de mesure, une régression linéaire a été tracée. A droite de chaque régression, le jeu relatif Jr a été indiqué.

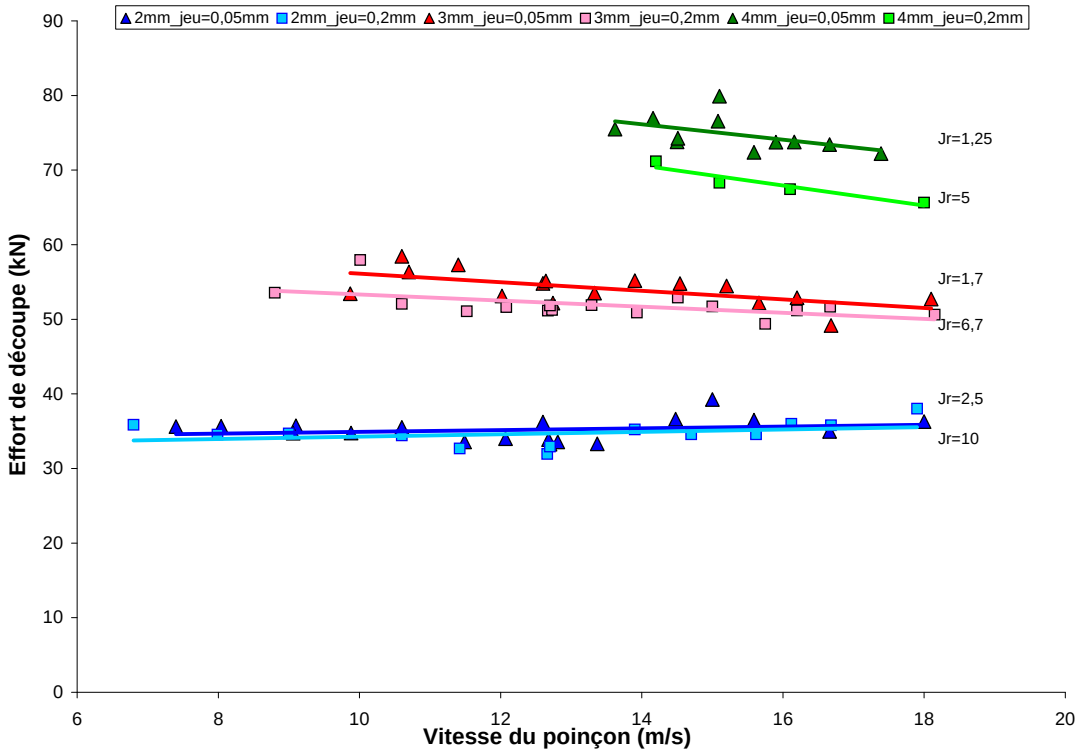

FIG. 5.5 – Evolution de l'effort maximum en fonction de la vitesse du poinçon pour 3 épaisseurs d'éprouvette

Dans le cas des échantillons de $2\,mm$, les pentes des régressions linéaires sont nulles. L'effort maximal est donc constant quelle que soit la vitesse du poinçon. En revanche, dans les quatre autres cas étudiés, les pentes sont négatives, ce qui signifie que l'effort diminue lorsque la vitesse du poinçon augmente. Par exemple, pour l'épaisseur $4\,mm$ et le jeu $0,05\,mm$, lorsque la vitesse du poinçon augmente de 25%, l'effort maximal diminue de 5%.

La pente des régressions n'est pas corrélée au jeu relatif. En revanche, si on regarde ces différents résultats en fonction de l'épaisseur de l'échantillon, on constate que celle-ci influe sur la pente de la régression : plus l'épaisseur est importante, plus la pente est importante. Un jeu poinçon-matrice plus important permet de limiter l'effort comme on l'a détaillé sur le graphique 5.4.

Si on calcule la contrainte dans chaque cas, c'est-à-dire l'effort maximum rapporté à $1\,mm$ d'épaisseur et à $1\,mm$ de périmètre découpé, nous obtenons une valeur moyenne dans l'échantillon de $550\,MPa$ pour une découpe avec une vitesse de pooinçon égale à $18,1\,m/s$ et $570\,MPa$ pour une vitesse de $9,9\,m/s$.

En quasi statique, l'effort maximal ([Mai09]) est calculé comme décrit dans le chapitre (2.3.1). Ainsi, pour une épaisseur de $1\,mm$ et un périmètre de $1\,mm$, la contrainte moyenne dans l'échantillon est égale à $k \times Rm$. Or, pour l'acier C40 la résistance mécanique est égale à $600\,MPa$. Le coefficient k est classiquement pris égal à 1. On constate que la contrainte moyenne dans l'échantillon évolue faiblement avec la vitesse.

5.1.3 Durée d'effort

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps à l'évolution de l'effort maximal en fonction des différents paramètres, intéressons nous désormais à la durée de l'effort en fonction de ces mêmes paramètres et plus particulièrement à la vitesse du poinçon.

Pour une même épaisseur, plus la vitesse du poinçon sera importante plus la durée de découpe (temps nécessaire au poinçon pour traverser l'échantillon) sera faible. Celle-ci est inversement proportionnelle à la vitesse du poinçon. Pour faciliter la lecture des graphiques, nous avons préféré représenter le rapport entre la durée de l'effort et la durée de la découpe, en fonction de la vitesse du poinçon avant le contact de ce dernier avec l'échantillon. Ainsi, nous avons une relation de proportionnalité entre le rapport des durées et la vitesse du poinçon. La figure 5.6 représente l'évolution de ce rapport. La durée de l'effort est mesurée sur les graphes des efforts en se plaçant à mi-hauteur. La durée de découpe est obtenue en utilisant la vitesse moyenne du poinçon lors de la découpe. La vitesse moyenne est calculée à partir de la vitesse du poinçon avant le contact et la vitesse moyenne après le contact avec l'échantillon. Cette deuxième durée est le temps nécessaire au poinçon pour traverser l'éprouvette.

Sur la figure 5.6, les triangles représentent les résultats pour un jeu de $0,05\,mm$ et les carrés pour un jeu de $0,2\,mm$. En bleu sont représentés les résultats pour les échantillons de $2\,mm$, en rouge ceux de $3\,mm$ et en vert ceux de $4\,mm$.

Les points entourés d'un cercle noir continu sont les échantillons sur lesquels des BCA ont été observées. Ceux entourés d'un cercle noir discontinu sont ceux pour lesquels rien n'a été observé. Les autres points correspondent à des échantillons pour lesquels aucune observation n'a été réalisée.

Sur cette figure apparaissent également les régressions linéaires pour chaque ensemble de points de mesures. Elles permettent de mettre en évidence que le rapport diminue lorsque la vitesse du

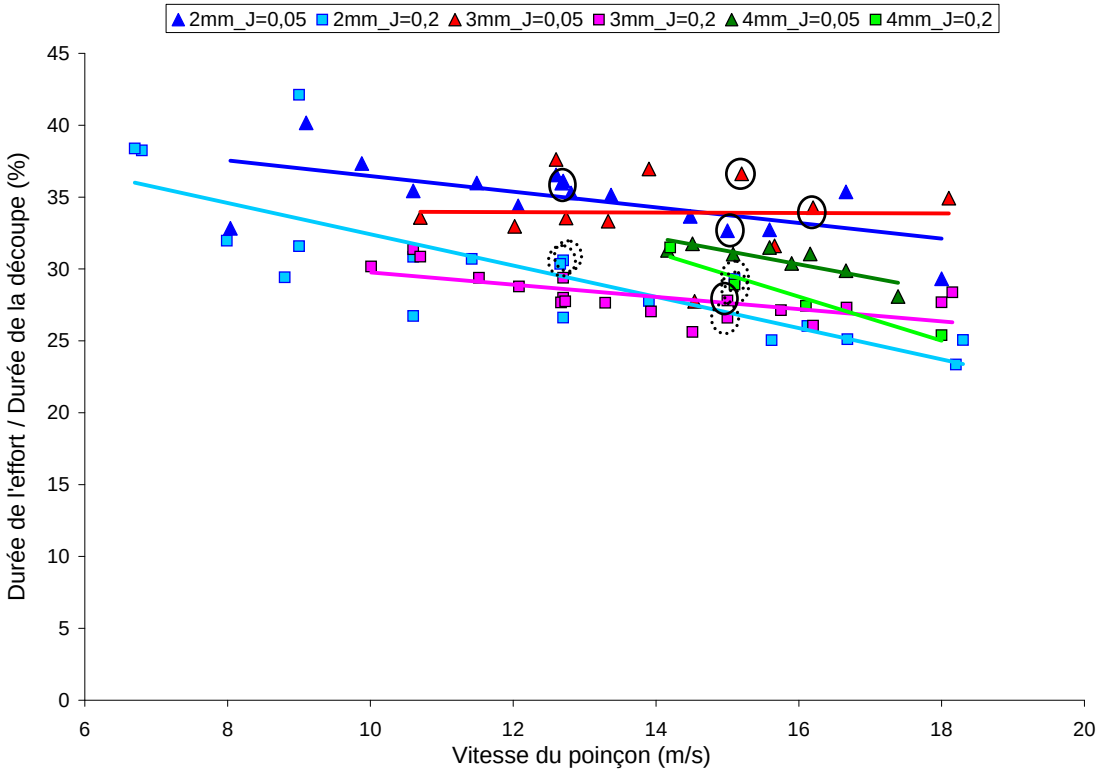

FIG. 5.6 – Evolution du rapport entre la durée de l'effort et la durée de découpe en fonction de la vitesse du poinçon pour les échantillons de $2\,mm$, $3\,mm$ et $4\,mm$ d'épaisseur et pour les jeux de $0,2\,mm$ et $0,05\,mm$

poinçon augmente, quels que soit l'épaisseur ou le jeu poinçon-matrice. Cela signifie que la durée de l'effort est de plus en plus faible lorsque la vitesse du poinçon augmente.

Si la diminution de l'effort de découpe lors de l'augmentation de la vitesse du poinçon permet de limiter l'usure des outillages, la pénétration de ces derniers dans la matière est un autre paramètre à prendre en compte en ce qui concerne leur usure. En effet, si le poinçon pénétre moins dans la matière, la longueur de l'outillage en frottement avec l'échantillon est moins importante et donc la longueur du nez de l'outillage usée sera plus faible.

5.1.4 Energie de découpe

Nous avons vu que les efforts maximaux ainsi que la durée de la découpe diminuaient avec l'augmentation de la vitesse. Il semble intéressant de calculer l'énergie consommée par la découpe dans chaque cas.

L'énergie a été calculée en utilisant la seconde méthode présentée au paragraphe 3.2.2, c'est-à-dire l'intégration de l'effort en fonction du déplacement du poinçon.

La figure 5.7 présente l'énergie consommée en fonction de la vitesse du poinçon. Celle consommée lors de la découpe d'échantillons de $2\,mm$ apparaît en bleu et celle pour des échantillons de $3\,mm$ en rouge. Dans les deux cas le jeu poinçon matrice est égal à $0,05\,mm$. On voit que pour les

échantillons les plus épais, l'énergie consommée est plus faible à grande vitesse, correspondant à ce que Ong et Chan ([OC89]) ont constaté pour des échantillons de $9,5\,mm$ d'épaisseurs. Lorsque la vitesse est égale à $8,8\,m/s$ ou à $18,1\,m/s$, l'énergie consommée est respectivement égale à $111\,J$ et $52\,J$.

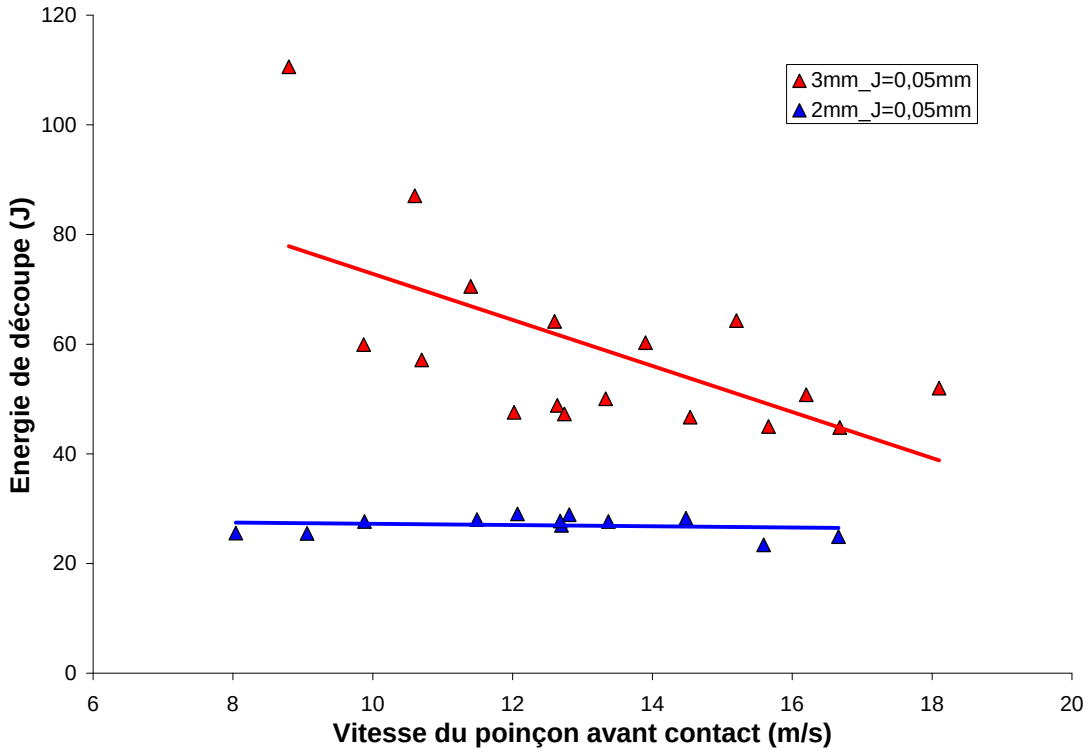

FIG. 5.7 – Evolution de l'énergie consommée par la découpe en fonction de la vitesse du poinçon pour des échantillons de 2 et $3\,mm$ avec un jeu de $0,05\,mm$

Lorsque l'épaisseur du matériau est suffisamment importante (à partir de $3\,mm$ dans notre cas), l'effort maximal ainsi que l'énergie consommée par la découpe diminuent lorsque la vitesse du poinçon augmente.

Pour expliquer la diminution de l'effort de découpe d'environ 10% lorsque la vitesse est multipliée par 2 ainsi que la diminution importante de l'énergie consommée (division par 2 lorsque la vitesse est multipliée par 2), on peut supposer que l'adoucissement thermique devient prépondèrant devant le durcissement dynamique. L'adoucissement thermique est provoquée par une augmentation de la température localisée. L'observation du faciès de rupture s'avère nécessaire pour déterminer s'il y a eu un changement de microstructure qui indique que la zone de cisaillement a été le lieu d'une augmentation de température.

5.1.5 Observations du faciès de rupture

Sur l'image 5.8, on voit le nez du poinçon en contact avec l'éprouvette ainsi que les zones cisaillées. De chaque coté de l'éprouvette on distingue les bombés occasionnés par sa déformation globale lors du contact du poinçon. Enfin, les deux parties extérieures de l'éprouvette (à gauche et à droite de la partie centrale qui est en contact avec le poinçon), n'étant pas maintenues par un serre-flan se déforment également et se décollent de la matrice en fin de découpe.

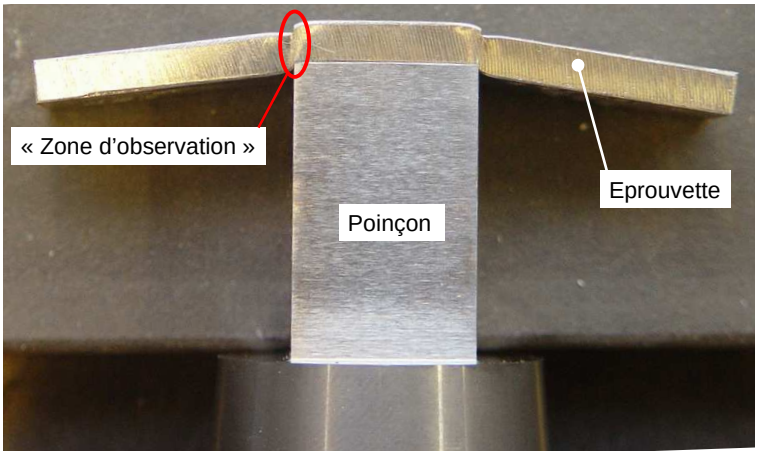

FIG. 5.8 – Photo du poinçon en contact avec l'éprouvette (de $4\,mm$ d'épaisseur)

Contrairement à Ong et Chan ([OC89]), aucune coloration particulière du faciès de rupture n'a été observée pour l'acier doux.

L'observation du faciès de rupture (5.9) permet de mettre en évidence la présence de deux zones distinctes :

- la première est la partie arrachée, lieu où peuvent se propager les bandes de cisaillement si elles existent ;
- la seconde est la zone brillante, lieu où la matière est matée par l'outillage.

Une troisième zone, qu'on ne distingue pas sur l'image est le bombé qui apparaît à gauche de la zone brillante (par rapport à la configuration sur l'image), et qui correspond à une déformation globale de la pièce.

Une observation au MEB doit nous permettre de percevoir la différence entre les différentes zones et de connaître le type de rupture (fragile ou ductile). Dans un deuxième temps, un micrsosope optique a été utilisé dans le but de déceler la présence ou non de bandes de cisaillement adiabatiques.

Observations au MEB

Les observations ont été effectuées sur le flan découpé à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB). Le but est de vérifier le type de rupture se produisant lors de la découpe à grande vitesse.

Le schéma 5.10 permet de visualiser la zone observée au MEB. On regarde le faciès de rupture, c'est-à-dire la surface qui se crée lors de la découpe. L'angle de vue est donc perpendiculaire à la direction de découpe.

La photo 5.11 montre la partie cisaillée d'une éprouvette en acier C40, de $3\,mm$ d'épaisseur. Dans ce cas le poinçon se déplace de la droite vers la gauche. Trois zones distinctes peuvent être observées :

- la première zone correspond à un arrondi se formant sur l'éprouvette dû à l'enfoncement de l'outil dans la pièce ;
- la seconde zone correspond à la partie lisse observable sur la photo 5.13 et correspondant au frottement du poinçon sur l'éprouvette ;
- enfin, la troisième zone est une zone gris clair, où l'arrachement de la matière se réalise. C'est dans cette zone que la bande de cisaillement se crée et se propage.

Le faciès de rupture de notre échantillon va être comparé à des faciès de rupture connus (rupture fragile ou ductile). Pour cela des zooms ont été réalisés sur les zones paraissant les plus intéressantes. Dans un premier temps, l'image 5.11 permet de visualiser le positionnement des autres images réalisées avec le MEB. Trois images ont été réalisées : l'une sur la zone lisse (1), une autre sur la zone arrachée (3) et une dernière sur la zone à cheval entre les deux (2).

L'image 5.12 correspondant au numéro 2 sur l'image précédente (5.11) montre la fin de la zone lisse et le début de celle d'arrachement. La structure et l'état de surface entre les parties gauche et droite sont très différentes. La partie arrachée et la zone lisse ne sont pas dans le même plan. Cela peut s'expliquer par le fait que l'arrachement ne se fait pas de façon continue.

La seconde image 5.13, numérotée 1 sur la première photo (5.11) montre la structure de la zone lisse. Cette zone correspond à la pénétration de l'outil dans l'éprouvette, celui-ci venant mater les bords du flan de l'échantillon. Des stries ou des rayures engendrées par l'outil peuvent être clairement distinguées. En découpage fin la rugosité de cette zone est évaluée et est de l'ordre de $0.8\mu m$.

Enfin, la troisième image 5.14 présente la structure de la zone arrachée. On note la présence de trous ou de strates à différents niveaux supposant une rugosité forte qui n'a pas été mesurée.

Le zoom présenté par l'image 5.15 montre bien la présence de trous et de différentes strates.

Ces images correspondent à ce que Jana et Ong ont pu observer sur des échantillons en aluminium 2024 ou sur du cuivre ([JO89] fig.18 et fig.21). Ici, il s'agit d'acier C40. On peut donc considérer que le procédé a une influence non négligeable sur le mode de rupture puisque quel que soit le matériau, on observe des faciès de rupture très semblables.

Bai et Dodd montre une photo ([BD92], page 56) d'un faciès de rupture pour un acier bas carbone. Comme dans notre cas, on voit des fossettes paraboliques qui, selon eux, sont typiques des bandes de cisaillement adiabatiques.

L'observation du faciès de rupture nous laisse penser qu'une bande de cisaillement adiabatique est présente. Pour pouvoir en être sûr, des observations au microscope optique sont nécessaires.

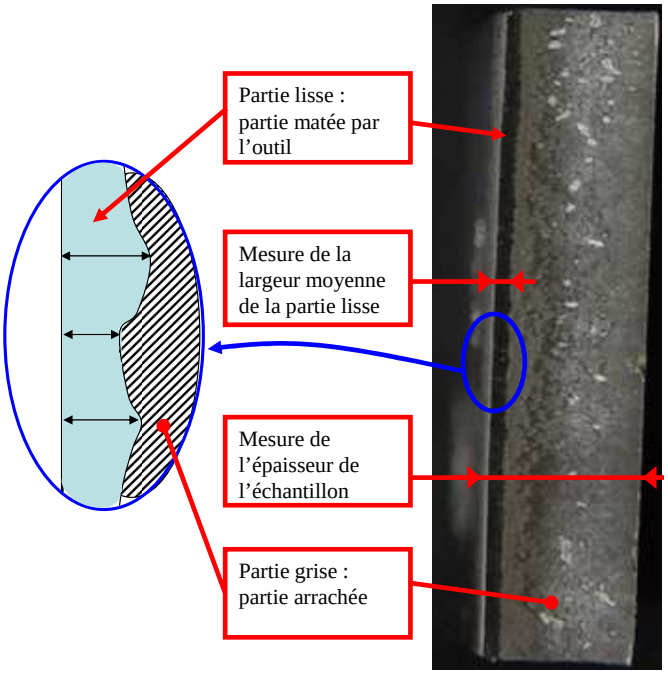

FIG. 5.9 – Photo du faciès de rupture d'une éprouvette de 4 mm d'épaisseur

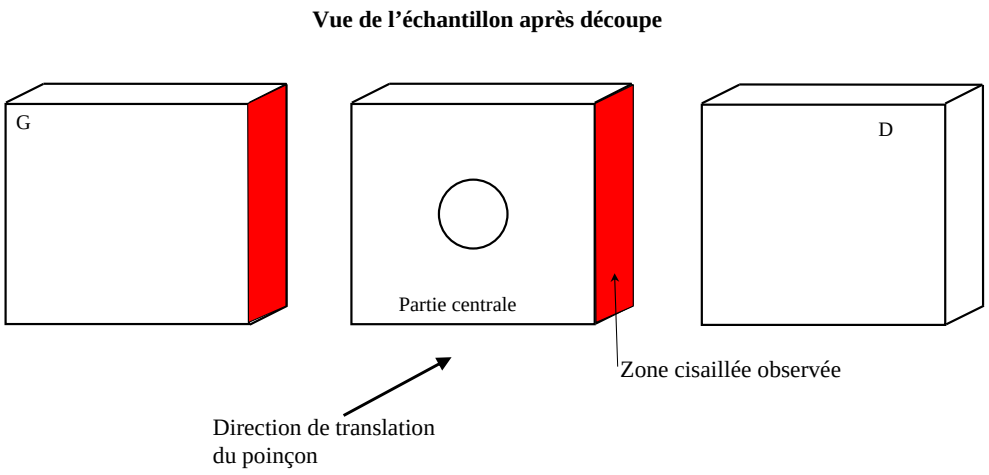

FIG. 5.10 – Schéma de l'échantillon après découpe et des zones observées au microscope optique

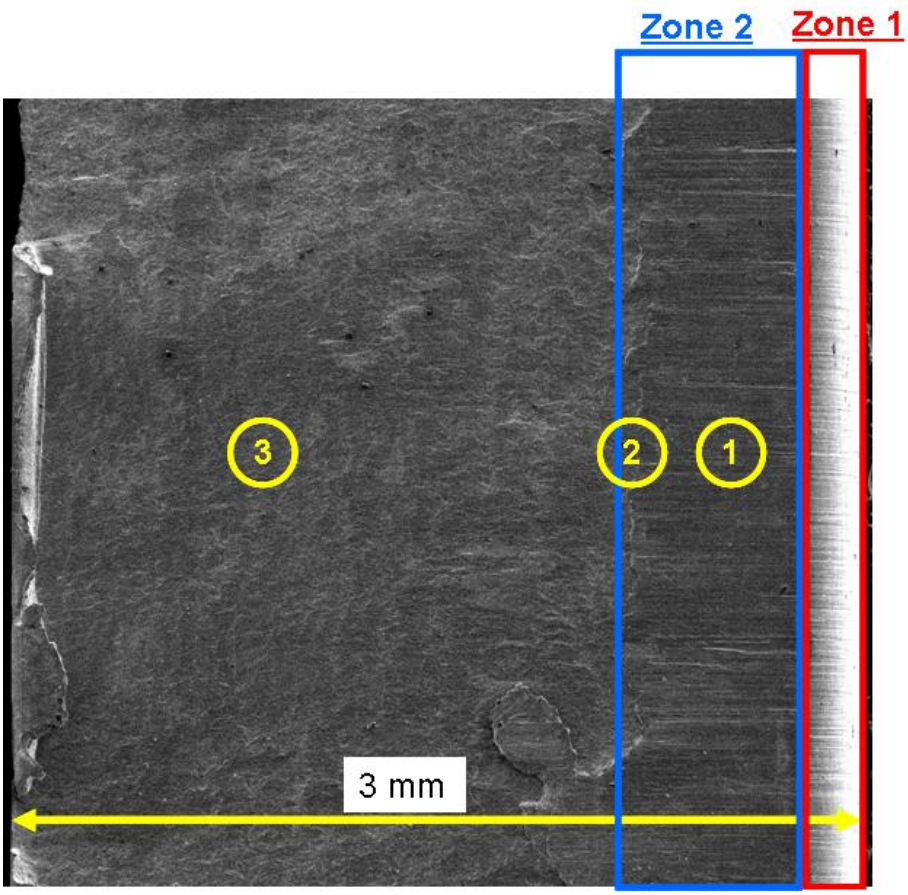

FIG. 5.11 – Photo MEB du flan de l'éprouvette

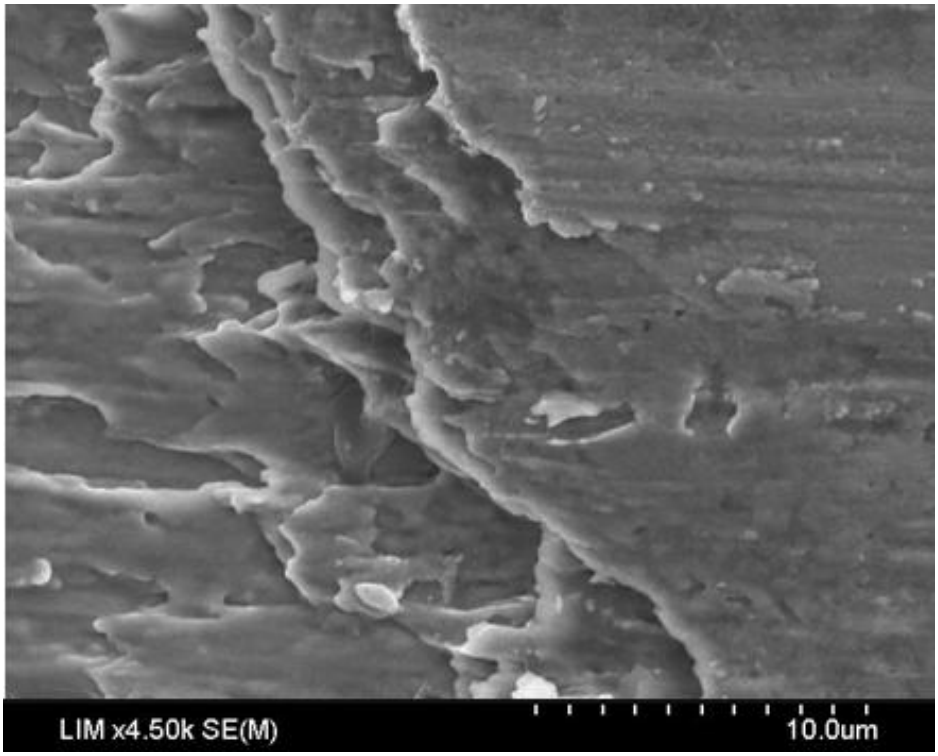

FIG. 5.12 – Photo MEB de la zone à cheval sur les zones lisse et arrachée du flan de l'éprouvette

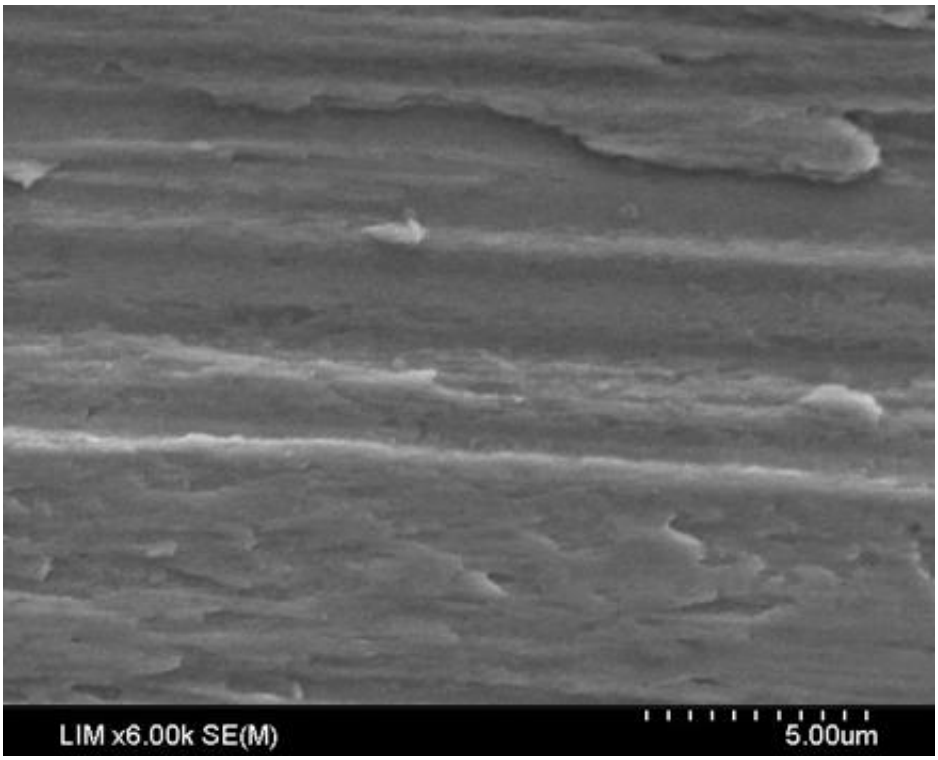

Fig. 5.13 – Photo MEB de la partie lisse du flan de l'éprouvette

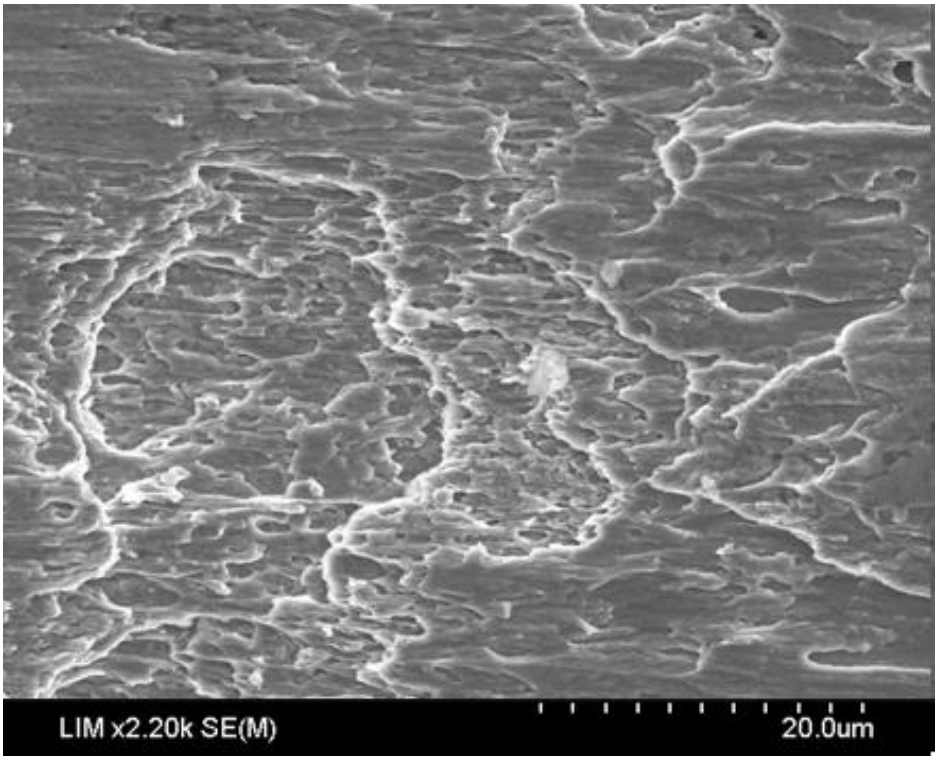

Fig. 5.14 – Photo MEB de la partie arrachée du flan de l'éprouvette

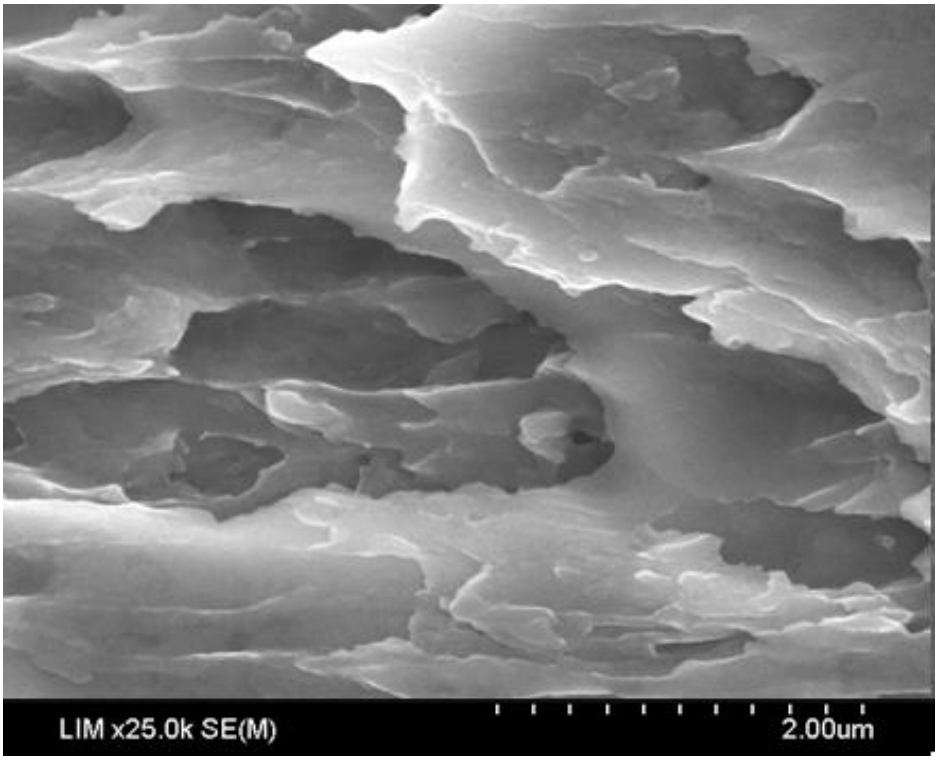

FIG. 5.15 – Photo MEB de la partie arrachée du flan de l'éprouvette : ZOOM

Observations au microscope optique

Après avoir été cisaillée, la partie centrale des échantillons a été découpée par son centre dans le sens de la hauteur comme on peut le constater sur le schéma 5.16. Dans la partie inférieure du schéma, la vue de dessus permet de mettre en évidence les zones observées au microscope optique. En procédant ainsi, les deux faciès de rupture peuvent être observés. Les morceaux métalliques ainsi obtenus ont été enrobés, polis puis attaqués à l'acide pour faire ressortir la structure. Enfin, les bords de la partie centrale ont été observés à l'aide d'un microscope optique avec un grandissement maximum de 1 000.

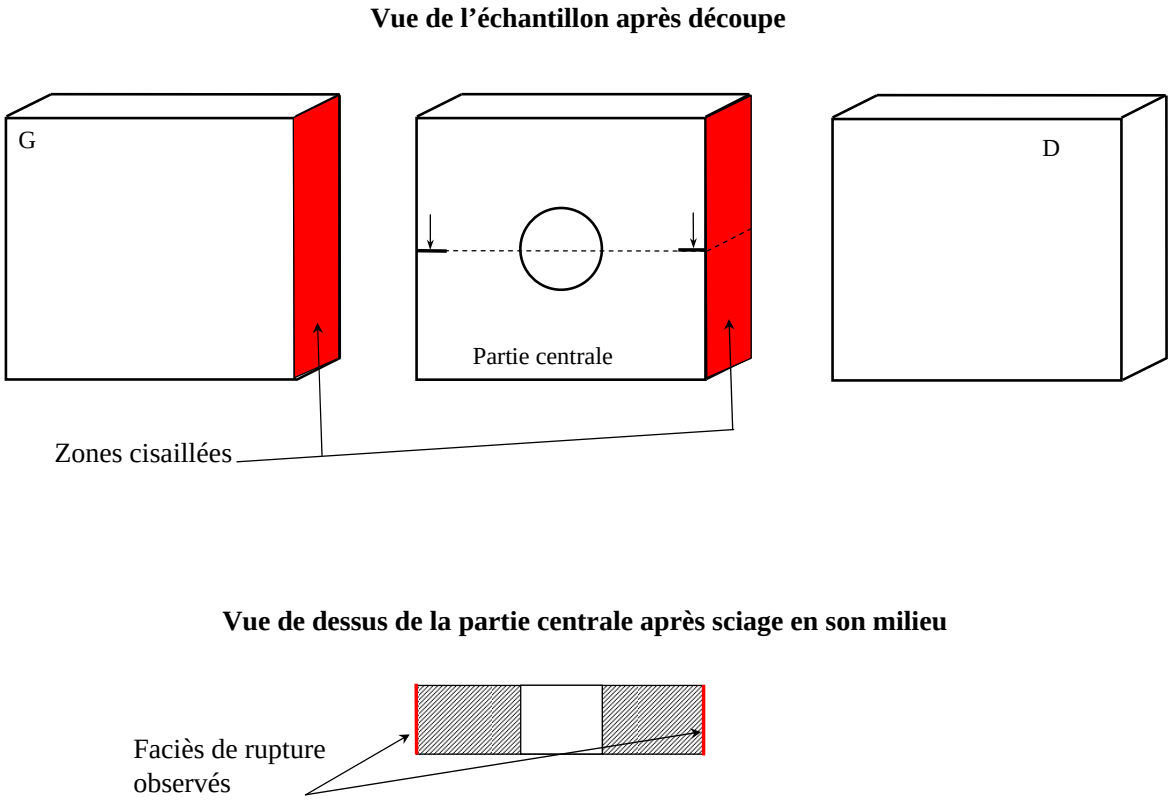

FIG. 5.16 – Schéma de l'échantillon après découpe et des zones observées au microscope optique

La première image 5.17 montre la structure du matériau ainsi que l'absence de BCA transformée sur cette partie de la pièce. Une BCA peut néanmoins être présente sur une autre partie de l'échantillon puisque l'on n'observe que la partie centrale.

Les photos 5.18 et 5.19 présentent un échantillon d'acier de $3\,mm$ d'épaisseur, ayant été impacté par un poinçon de $1,5kg$ à $16,2m/s$. Le jeu poinçon/matrice était alors de $0,05mm$. On peut clairement observer une BCA transformée. Pour une échelle identique, on ne distingue pas les grains dans cette bande d'environ $10\mu m$ de largeur par rapport au reste du matériau. La taille des grains a fortement diminué et est alors beaucoup plus fine que dans le reste du matériau.

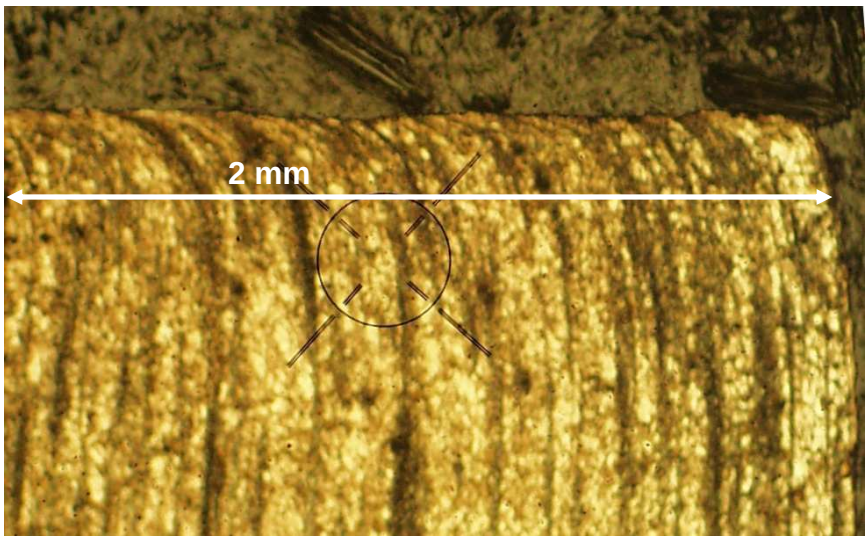

FIG. 5.17 – Photo au microscope optique d'un échantillon d'acier de $2\,mm$ d'épaisseur, vitesse du poinçon $= 15,1\,m/s$ et jeu poinçon/matrice $= 0,2\,mm$: pas de présence de BCA

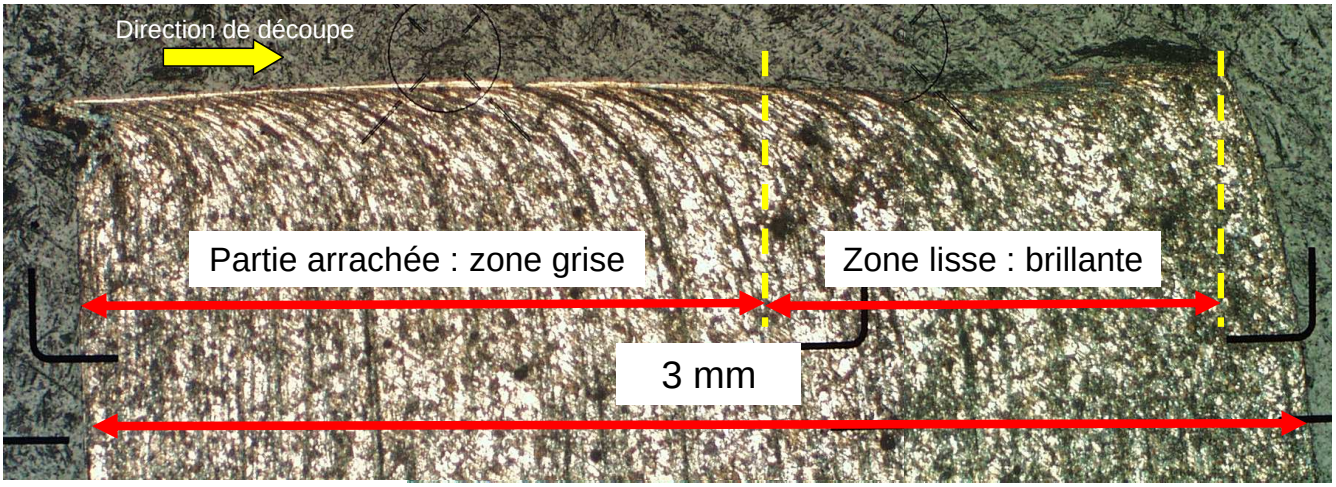

FIG. 5.18 – Photo au microscope optique d'un échantillon d'acier de $3\,mm$ d'épaisseur, vitesse du poinçon $= 16,2\,m/s$ et jeu poinçon/matrice $= 0,05\,mm$: présence d'une BCA

La figure 5.18 permet également de mettre en évidence le bombé de la pièce qui est environ égal à $0,25\,mm$ (mesuré à droite de l'échantillon). Sur l'autre face (à gauche de l'échantillon), on voit une bavure qui représente environ $0,15\,mm$. Enfin, on peut souligner que le bord de la pièce présente un défaut de planéité, non évalué ici.

D'autres observations ont été faites pour vérifier la présence ou non de BCA pour des valeurs de paramètres de découpe différentes et tenter ainsi de distinguer l'influence respective de chacun des paramètres. Le tableau 5.20 présente un récapitulatif de ces observations.

Ces diverses mesures permettent d'entrevoir l'influence du jeu poinçon/matrice ou de la vitesse du poinçon. En effet, lorsque le jeu est le plus faible, la présence de BCA est plus probable mais pas systématique. Cela signifie que plus le jeu est faible plus on peut espérer trouver des BCA. Le deuxième paramètre à prendre alors en compte est la vitesse du poinçon. Lorsque celle-ci est trop faible (inférieure à $9\,m/s$), on ne distingue pas de BCA sur les faciès de rupture.

L'existence d'une vitesse critique du poinçon à partir de laquelle les BCA apparaîtraient semble probable. Dans notre cas, pour l'épaisseur de $3\,mm$ et le jeu poinçon-matrice de $0,05\,mm$, celle-ci est comprise entre $8,8$ et $15,2\,m/s$. Néanmoins, on voit clairement qu'en fonction de l'épaisseur et du jeu poinçon-matrice cette vitesse serait différente.

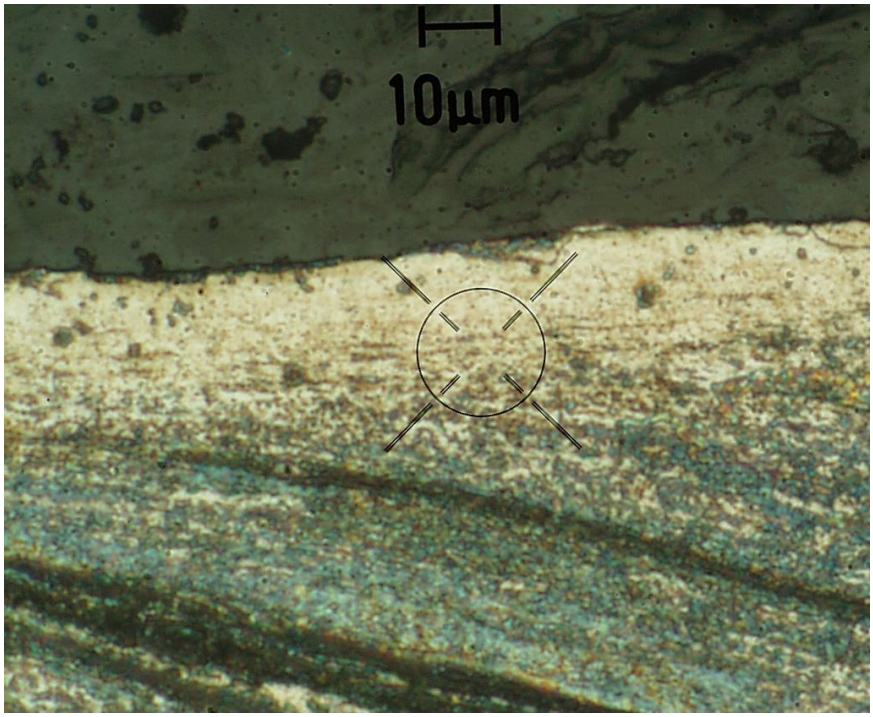

FIG. 5.19 – Photo au microscope optique d'un échantillon d'acier de $3\,mm$ d'épaisseur, vitesse du poinçon $= 16,2\,m/s$ et jeu poinçon/matrice $= 0,05\,mm$: présence d'une BCA - ZOOM

Nom échantillon	2C7	2C8	2C10	2C17	2C18	3C8	3C9	3C13	3C16	3C17	4C2	4C5
BCA	NON	NON	NON	OUI	OUI	OUI	NON	NON	OUI	OUI	NON	?
Vitesse poinçon	12,7	12,7	15,1	12,6	15	15	15	8,8	15,2	16,2	15,1	18
jeu	0,2	0,2	0,2	0,05	0,05	0,2	0,2	0,05	0,05	0,05	0,2	0,2

FIG. 5.20 – Tableau récapitulatif des observations microscopiques réalisées

5.1.6 Profondeur de poinçonnement

Nous allons maintenant nous intéresser à la pénétration de l'outillage dans la tôle découpée et en particulier à son évolution en fonction des paramètres des essais de découpe.

Largeur de la partie brillante

La partie brillante est obtenue par matage de la surface découpée par l'outillage. La mesure de la largeur de cette partie permettra d'évaluer la pénétration du poinçon dans la matière. Cette partie lisse a été mesurée pour chaque échantillon. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'une binoculaire optique servant à la mesure des usures d'outils de coupe. La précision de la mesure est alors de $0,02\,mm$. Les résultats ont été compilés dans des tableaux (voir annexe).

L'évolution de cette largeur en fonction de la vitesse du poinçon a alors été tracée. Le graphique 5.21 présente les résultats pour les échantillons en acier C40 de 2 (en bleu) et $3\,mm$ (en rouge) d'épaisseur pour les deux jeux poinçon-matrice. Les carrés représentent les résultats obtenus pour le jeu de $0,2\,mm$ et les triangles ceux pour le jeu égal à $0,05\,mm$. Sur chaque point apparaissent des lignes verticales et horizontales représentant l'incertitude de la mesure : $0,7\%$ en ce qui concerne la connaissance de la vitesse et $\pm\,0,02\,mm$ en ce qui concerne la largeur de la partie brillante. Les évolutions de ces largeurs semblent être linéaires avec la vitesse. Afin d'estimer les pentes de ces droites les régressions linéaires de chaque ensemble de mesures ont été tracées.

On s'aperçoit que lorsque le jeu poinçon-matrice est plus faible, la partie brillante est plus large. Ces résultats sont en accord avec ce qu'on peut observer en découpage classique. En effet, d'après Chabenat et Martin [eRM78], plus le jeu relatif est faible, plus la largeur de la partie brillante est importante pour engendrer la découpe. Par conséquent, plus le jeu est faible, plus l'outil a besoin de pénètrer dans la matière et plus il s'usera rapidement.

En outre, le graphique 5.21 nous permet de voir que la largeur moyenne de la partie brillante dépend plus de l'épaisseur de l'échantillon que du jeu relatif. En effet, pour les échantillons de $2\,mm$, donc présentant un jeu relatif égal à 10% ou $2,5\%$ pour respectivement un jeu égal à $0,2\,mm$ et à $0,05\,mm$, la largeur représente environ 15% de l'épaisseur. Pour les échantillons de $3\,mm$ dont le jeu relatif est de $6,7\%$ et $1,7\%$ pour les deux ensembles de points, la largeur représente environ 18% de l'épaisseur. Toujours d'après Chabenat et Martin [eRM78], avec un jeu relatif de 10%, on devrait observer une largeur de partie brillante de 25% minimum et pour un jeu relatif de $6,7\%$ une largeur de 35% minimum. Il semble donc qu'en découpe à grande vitesse la partie brillante soit moins importante qu'en découpage classique.

Enfin, les régressions linéaires tracées sur le graphique 5.21, mettent en évidence une diminution de la largeur de la partie lisse lorsque la vitesse augmente. Par exemple, pour les échantillons de $2\,mm$ et le jeu de $0,05\,mm$, la partie brillante représente respectivement 17% et 15% pour les vitesses de $7,8\,m/s$ et $18,1\,m/s$. La diminution de la largeur de la partie brillante est donc d'environ 10% lorsque la vitesse augmente de $9\,m/s$.

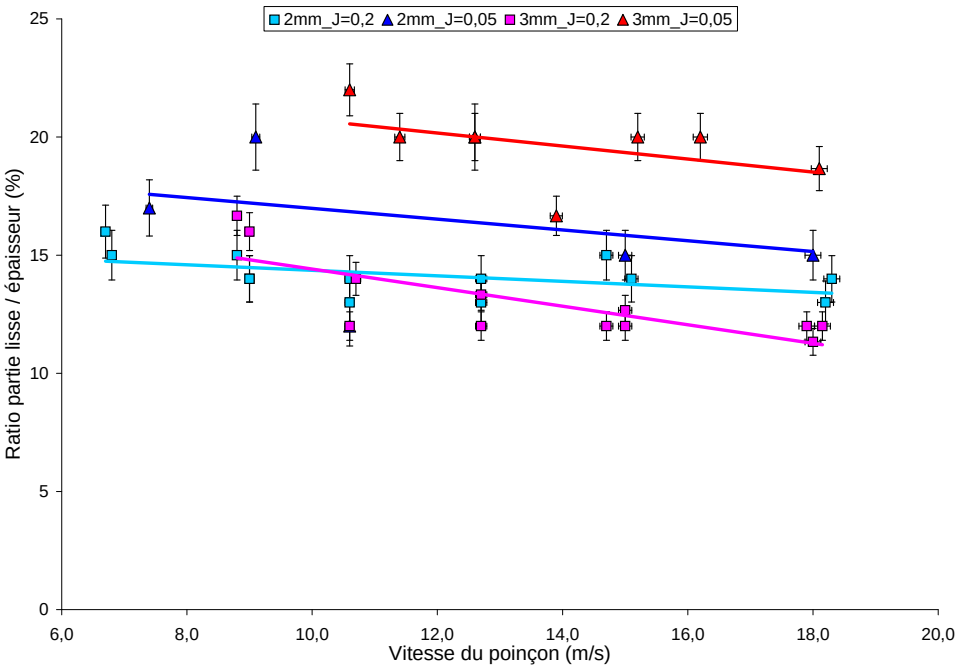

FIG. 5.21 – Largeur de la partie lisse en fonction de la vitesse du poinçon pour des échantillons de $2\,mm$ et $3\,mm$ d'épaisseur

Contrairement au découpage classique, le jeu poinçon-matrice n'a que peu d'impact en découpe à grande vitesse puisque l'ensemble des points du graphique 5.21 est cantonné dans une même zone autour de 13% pour le jeu poinçon-matrice de $0,2\,mm$ et autour de 18% pour l'autre jeu.

On peut en conclure qu'en découpe à grande vitesse, l'augmentation de la vitesse a le même effet que d'augmenter le jeu puisqu'elle permet de diminuer la largeur de la partie brillante comme en découpage classique. En outre, cela signifie que l'outillage pénétre moins dans l'échantillon au moment de la découpe.

Il semble donc plus intéressant d'imposer un jeu relatif important puisqu'il ne joue qu'un rôle mineur en ce qui concerne la largeur de la partie lisse, permettant ainsi de limiter le coût de l'outillage et d'imposer dans le même temps une vitesse de poinçon importante. Néanmoins, d'après Jana et Ong ([JO89]), l'augmentation du jeu poinçon-matrice fait accroître les défauts rencontrés tels que le bombé sur la face supérieure ou le défaut de perpendicularité des flans, et ce, quelle que soit la vitesse du poinçon. Il faut donc essayer de trouver un bon compromis entre les défauts géomètriques admissibles et le coût global de l'outillage.

Calcul de la pénétration du poinçon

Ces diverses observations nous poussent à vérifier la pénétration de l'outillage dans l'échantillon par une autre méthode et notamment la mesure de l'effort. Pour cela, il suffit de récupérer la durée Δ_t d'application de l'effort obtenue à l'aide de l'historique des efforts ainsi que l'évolution de la vitesse V du nez du poinçon pendant le même essai. L'évolution de la vitesse nous permet d'obtenir une vitesse moyenne durant la découpe.

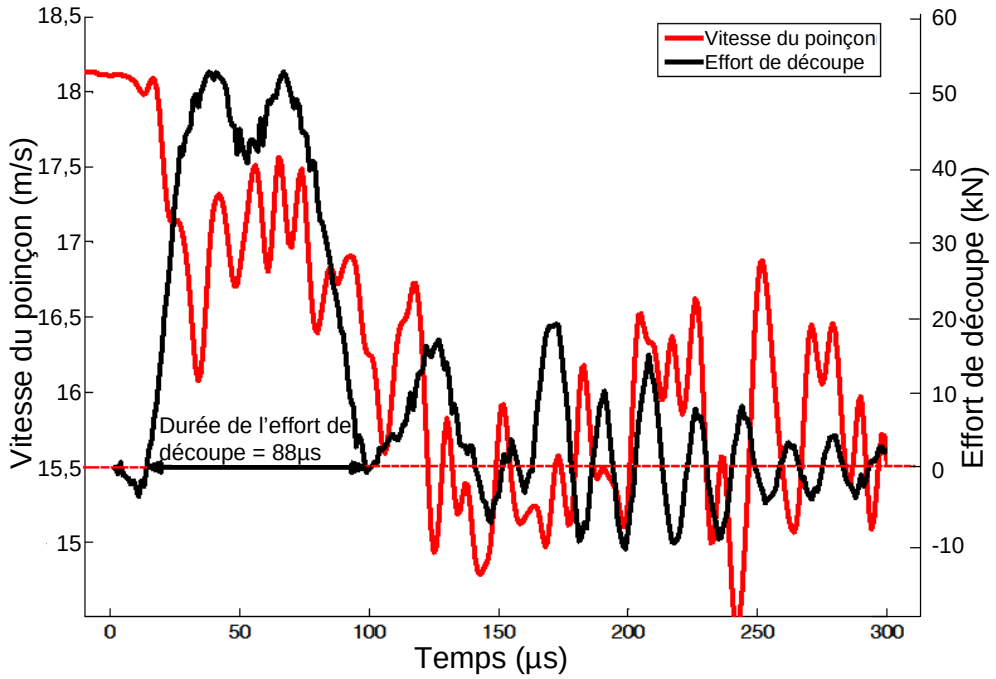

FIG. 5.22 – Effort de découpe et vitesse du poinçon : jeu=$0,05\,mm$, épaisseur de l'échantillon = $3\,mm$

La figure 5.22 représente la vitesse du poinçon, courbe rouge (echelle de gauche), ainsi que l'effort, courbe noire (échelle de droite), obtenu lors de la découpe d'un échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur avec un jeu de $0,02\,mm$. On peut alors relever la durée de la découpe sur les courbes (plus facilement sur la courbe d'évolution de l'effort). Ici, cette durée Δ_t est égale à $88\mu s$. En outre, la courbe de la vitesse nous indique que le poinçon était à $18,1\,m/s$ lors du contact avec l'échantillon et à environ $15,5\,m/s$ après la découpe. En outre, si on considère que la décélération du poinçon est constante, la vitesse est alors linéaire entre le début et la fin de la découpe et la vitesse moyenne du poinçon pendant la découpe est égale à $16,8\,m/s$. On peut donc estimer que pour cet essai, la distance D_d parcourue par le poinçon pendant la découpe est égale à :

$$D_d = V * \Delta_t = 88\,10^{-6} \times 16,8 = 15\,10^{-4}\,m = 1,5\,mm \tag{5.1}$$

On trouve donc par ce calcul que la distance parcourue par le poinçon est égale à $1,5\,mm$, ce qui représente 50% de l'épaisseur du métal.

La figure 5.23 représente l'évolution de l'effort en fonction du déplacement du poinçon qui est calculé grâce à la mesure de la vitesse du nez du poinçon. Six courbes apparaissent, présentant l'evolution de l'effort pour six vitesses de poinçon différentes comprises entre $8,8$ et $18,1\,m/s$. Le jeu poinçon-matrice est alors de $0,05\,mm$ et l'épaisseur de l'échantillon est égale à $3\,mm$.

Sur la figure 5.23, on voit que la distance parcourue par le poinçon au moment de la découpe est plus faible à grande vitesse. Ce qui a été présenté et discuté dans le chapitre 1.

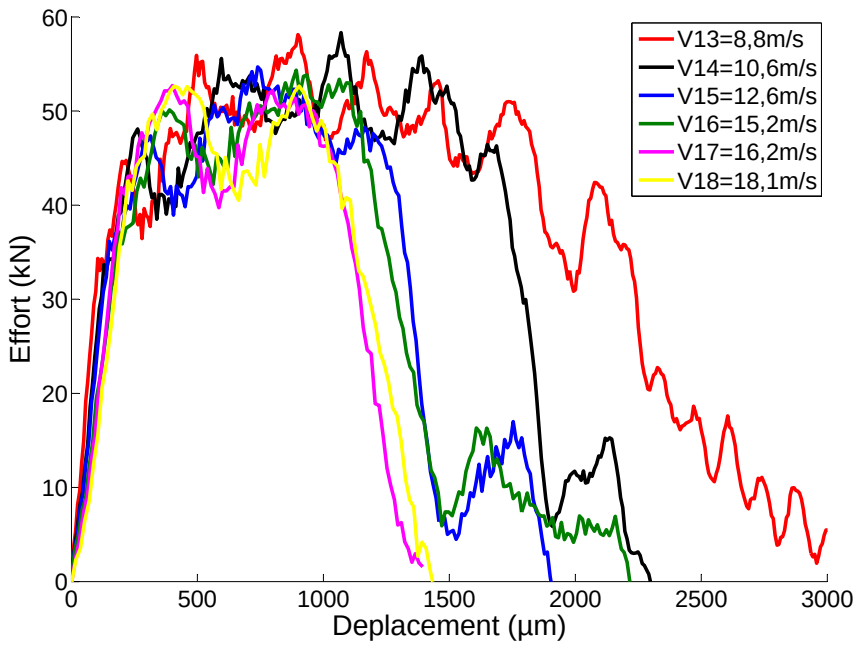

FIG. 5.23 – Evolution des efforts de découpe en fonction du déplacement du poinçon pour six vitesses différentes ; avec le jeu égal à $0,05\,mm$ et l'épaisseur de l'échantillon à $3\,mm$

On voit en particulier que pour la vitesse égale à $18,1\,m/s$, l'effort chute lorsque le déplacement est d'environ $1,4\,mm$ ce qui correspond approximativement au résultat du calcul réalisé à l'équation 5.1. Lorsque la vitesse est égale à $8,8\,m/s$, le déplacement du poinçon est environ égal à $3\,mm$.

Lorsque la vitesse du poinçon augmente, le déplacement du poinçon à la rupture est de plus en plus faible et tend vers un minimum $1,4\,mm$. Ce résultat est en adéquation avec les résultats montrés sur la figure 5.6.

Etant donné que la matrice se déplace, pour connaître la pénétration du poinçon dans l'échantillon il est nécessaire de prendre en compte se déplacement. La distance parcourue par la matrice lors du passage de l'onde peut être calculée à partir de la vitesse de la surface de la matrice qui peut être évaluée avec la théorie des ondes élastiques à $V_{matrice} = -C \times \varepsilon_t$. La distance parcourue est alors égale à $u_{matrice} = V_{matrice} \times \Delta t$. Δt est la durée du pulse d'effort.

Pour l'essai 2C24, avec une vitesse de poinçon égale à $11,5\,m/s$, le déplacement de la matrice est de $133\,\mu m$.

Le tableau 5.1 présente le déplacement de la matrice pour les essais de découpe présentés sur la figure 5.23.

Vitesse (m/s)	8,8	10,6	12,6	15,2	16,2	18,1
Déplacement de la matrice (mm)	0,64	0,67	0,28	0,21	0,17	0,15
Pénétration du poinçon (mm)	2,4	1,2	1,2	1,3	1,2	1,3

TAB. 5.1 – Déplacement de la matrice pour 6 vitesses différentes, pour un échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur et un jeu de $0,05\,mm$

On voit que finalement le poinçon pénétre d'environ $1,2\,mm$ l'échantillon pour les vitesses les

plus élevées. Or la mesure de la partie lisse montre une valeur moyenne pour ces essais là de $0,59\,mm$, ce qui représente environ 20% de l'épaisseur de l'échantillon et 50% de ce qu'on trouve par le calcul.

En découpe classique ([eRM78]), étant donné le jeu relatif pour cet essai de découpe $(1,7\%)$, la pénétration du poinçon dans la matière serait environ égale à 50%, ce qui correspond à la pénétration du poinçon obtenue par le calcul.

Pour les cas où des bandes de cisaillement adiabatiques ont été observées, on peut supposer qu'elles vont s'initier lorsque le poinçon a pénétré d'environ 20% l'échantillon (soit $D_{initiale} = 0,6\,mm$). Elles se propagent alors à partir de ce positionnement du poinçon à une vitesse d'environ $40\,m/s$ ([MD88]). Pour obtenir la découpe totale du matériau, c'est-à-dire pour que les bandes de cisaillement aient parcouru au total les $2,4\,mm$ (soit en $\delta t = 2,4 * 10^{-3}/2 \times 40 = 30\mu s$) restant à découper, il faut que le poinçon ait pénétré l'échantillon de (pour le cas où la vitesse du poinçon initiale est égale à $18,1\,m/s$, la vitesse moyenne du poinçon vaut $17\,m/s$) :

$$D_d = V_{poinçon} \times \delta_t + D_{initiale} = 17 \times 30 \times 10^{-3} + 0,6 = 1,1\,mm \tag{5.2}$$

La pénétration calculée ici est proche des résultats obtenus précédemment et représente environ 40% de l'épaisseur de l'échantillon.

Observation de la découpe

Pour essayer de comprendre un peu mieux ce qui se passe lors d'une découpe, on utilise une caméra à grande vitesse permettant de prendre une image toutes les $48\mu s$. Le schéma 5.24 montre le positionnement de la caméra par rapport à la zone de cisaillement. On ne s'intéresse qu'à une seule des deux zones. Par conséquent, systématiquement, on va retrouver le poinçon à gauche, l'échantillon au centre et la matrice à droite de la photo.

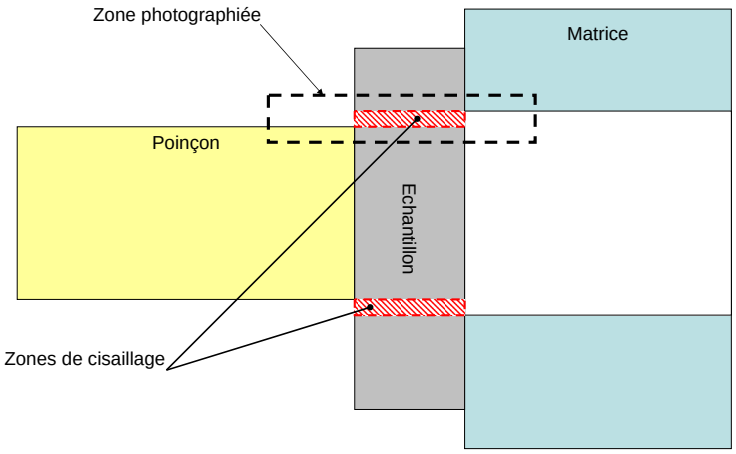

FIG. 5.24 – Schéma explicatif du positionnement des prises de vues par rapport à la zone de cisaiallement

Une première image constituées de 32 photos prises avec la caméra rapide est obtenue. Ces différentes images successives montrent l'enchaînement de la découpe. On s'aperçoit qu'un nombre important d'imagettes n'est pas utile à la compréhension de la découpe car arrivant trop tôt ou trop tardivement par rapport au cisaillement.

La figure 5.25 montre seulement les 5 images importantes à la compréhension de la découpe. Les numéros des images ainsi que la date en microseconde apparaissent respectivement à droite et à gauche de chaque photo. Sur la première image, la direction du mouvement du poinçon ainsi que les positions initiales du poinçon, de la matrice et de l'échantillon apparaissent. Au départ, le poinçon n'est pas en contact avec l'éprouvette. Il se rapproche petit à petit, photos 1, jusqu'au contact à la photo 2 à la date $t = 16\,\mu s$. Alors l'échantillon se déforme élastiquement et plastiquement. A l'image 3, l'ensemble des morceaux constituant l'échantillon semble être en contact. Sur l'image 4 on voit que le poinçon a pénétré d'environ seulement 20%. On distingue une fissure du coté de la matrice. A l'image 5, l'échantillon est découpé. On voit que le nez du poinçon continue de frotter sur le morceau gauche de l'échantillon découpé.

En regardant l'ensemble des images on voit que la matrice a effectivement bougé d'une valeur relativement faible ce qui est en accord avec le calcul réalisé précédemment. Pour cet exemple le déplacement est égal à $111\,\mu m$.

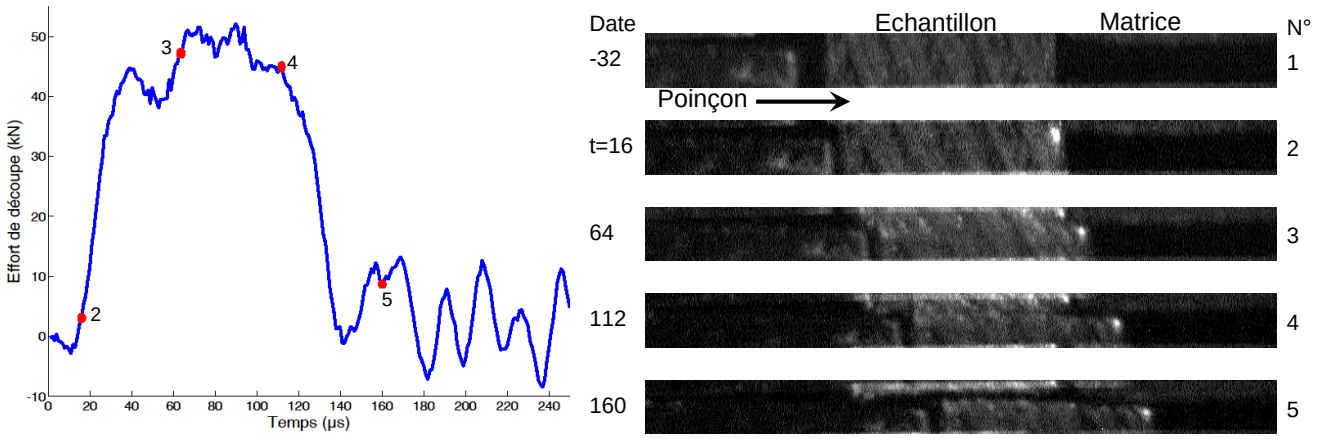

FIG. 5.25 – Evolution de l'effort de découpe et photos de la découpe à grande vitesse pour un échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur et une vitesse de poinçon égale à $10,7\,m/s$ (Durée de découpe = $181\,\mu s$

Avec les images réalisées ainsi que la connaissance de l'historique de l'effort, un scénario de la découpe peut être envisagé. La figure 5.26 nous montre un scénario possible de la découpe à grande vitesse dans le cas où des BCA ont été observées. Dans un premier temps, le poinçon vient en contact avec l'échantillon (figure 5.26 A) et déforme élastiquement celui-ci, provoquant un congé de raccordement entre les champs découpés et la face supérieure de l'échantillon (face en contact avec le poinçon), comme le montre la figure 5.26 B. Dans un second temps, l'outil continue de pénétrer le matériau provoquant une déformation plastique de celui-ci, figure 5.26 C. Une localisation des contraintes dans la zone de cisaillement, zone de l'échantillon comprise

dans le jeu poinçon-matrice, en un laps de temps très court (quelques dizaines de microsecondes) apparaît et provoque une élévation de la température. Les bandes de cisaillement adiabatiques sont alors créées. L'adoucissement thermique provoque la diminution de l'effort de découpe. Les BCA se propagent dans le matériau à une vitesse comprise entre 40 et 50 m/S ([MD88]). Pendant ce temps, l'outil continue de pénétrer l'échantillon et l'effort maximal est atteint. Les BCA ont alors traversé complètement l'échantillon : la découpe est effective. Du frottement apparaît alors entre les outillages et les morceaux de l'échantillon, c'est pourquoi l'effort ne chute pas immédiatement à 0.

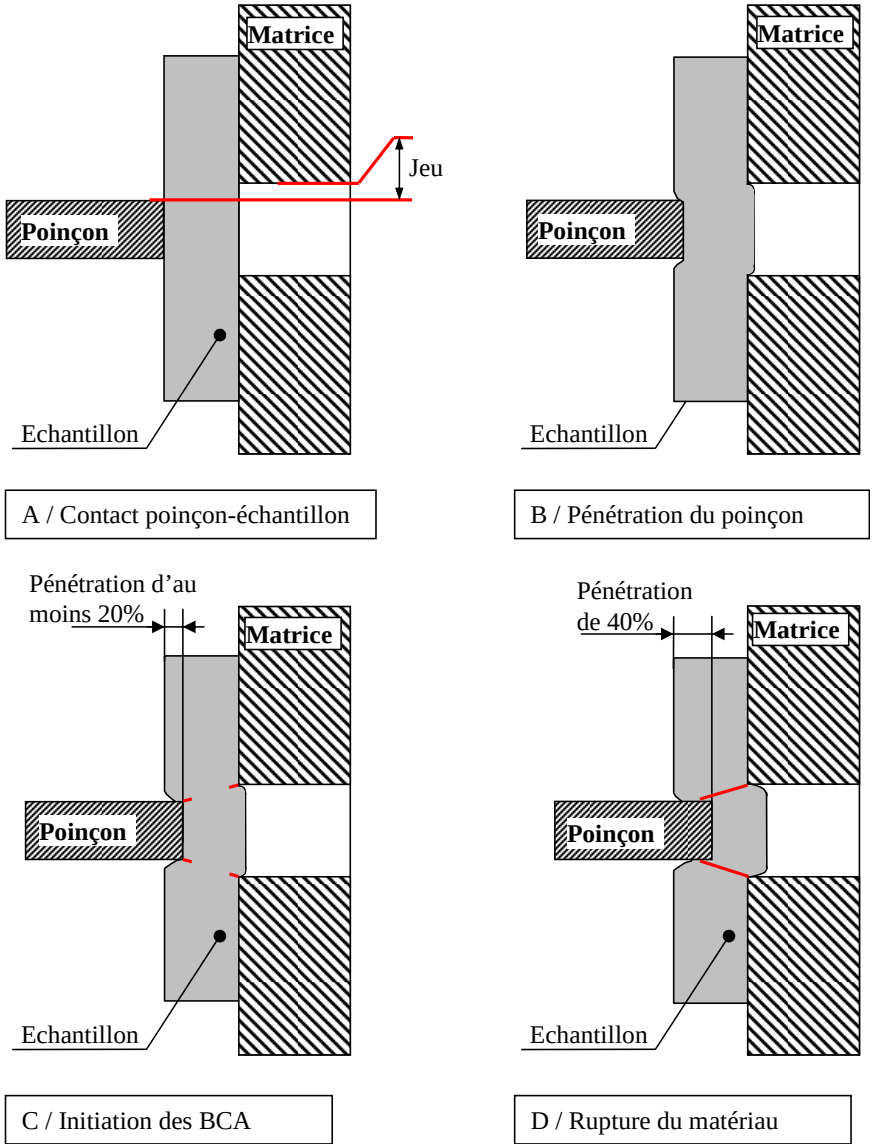

FIG. 5.26 – Scénario possible de la découpe à grande vitesse

5.2 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

Plusieurs simulations numériques ont été réalisées avec des valeurs identiques à certains essais expérimentaux. D'autres permettent en revanche de s'en éloigner pour voir si les conclusions apportées jusqu'ici sont valables.

Pour chacune des simulations réalisées on s'intéressera donc en particulier :

– à l'effort de découpe en fonction du temps qu'on pourra comparer avec celui obtenu lors d'une découpe réelle,

– à l'évolution de l'effort maximum en fonction de la vitesse du poinçon,

– ainsi qu'à la pénétration de l'outillage dans l'échantillon.

5.2.1 Effort de découpe

La simulation numérique décrite au chapitre précédent nous donne, entre autres informations, l'effort en fonction du temps. La figure 5.27 présente l'effort en fonction du temps obtenu pour une découpe d'un échantillon de $2\,mm$ d'épaisseur avec une vitesse de poinçon de $15\,m/s$, un congé pour les outillages égal à $50\mu m$ et une distance entre nœuds de $5\,\mu m$. Pour ce jeu de paramètres, des BCA ont été observées expérimentalement (tableau récapitulatif 5.20). Sur la figure 5.27, deux courbes apparaissent : celle en rouge représente l'effort obtenu avec la simulation numérique et celle en bleu l'effort obtenu expérimentalement.

La comparaison de ces deux courbes nous amène à nous intéresser à plusieurs points :

– on voit que les durées de l'effort de découpe sont très proches. Cela peut paraître étonnant du fait que, contrairement à l'étude numérique, dans le cas expérimental la matrice est mobile comme on l'a vu précédemment, engendrant une durée de découpe a priori plus importante qu'escomptée. La matrice se déplace d'environ $90\,\mu m$, ce qui représente une durée supplémentaire de $6\,\mu s$. En outre, lorsque le poinçon vient en contact avec l'échantillon, sa vitesse chute. La vitesse moyenne du poinçon pendant la découpe est donc réellement plus faible que $15\,m/s$ imposé constant numériquement durant toute la découpe. Expérimentalement la vitesse moyenne est égale à $14,2\,m/s$. La différence de durée est alors d'environ 5%, ce qui représente dans notre cas environ $4\,\mu s$. En additionnant les deux écarts on trouve une différence de durée de l'effort d'environ $10\,\mu s$.

– expérimentalement l'effort maximal est égal à $36,5\,kN$, et numériquement égal à $31,3\,kN$. L'écart entre les deux efforts maximaux ne représente qu'environ 15%, ce qui paraît raisonnable connaissant les différences importantes (telles que la géomètrie des outillages, la mobilité de la matrice, etc) entre la réalité et la modélisation mise en œuvre pour la simulation numérique.

– la forme de la courbe n'est pas identique. Expérimentalement, l'effort de découpe atteint l'effort maximal très rapidement pour ensuite diminuer progressivement en suivant deux pentes différentes. Numériquement, l'effort passe d'abord par un premier pic, avant de s'infléchir un peu pour ensuite croître progressivement jusqu'au maximum. Ensuite l'effort chute rapidement. Cette forme de courbe ressemble à ce qu'on a pu constater expérimentalement avec les échantillons de $3\,mm$. Etant donné que le modèle numérique suppose les outillages rigides, on ne peut pas voir l'influence des ondes mécaniques se propageant dans le nez du poinçon sur l'évolution de l'effort.

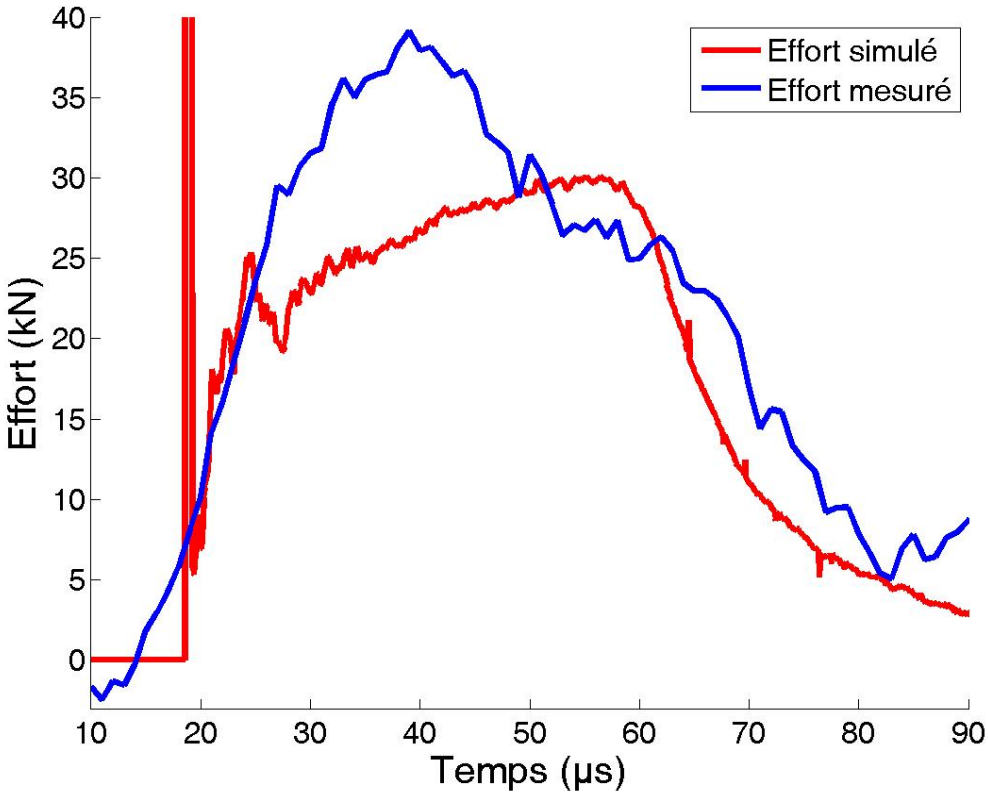

FIG. 5.27 – Effort en fonction du temps : en rouge effort obtenu par le calcul numérique en 2D avec une vitesse de poinçon de $15\,m/s$, un congé de $50\,\mu m$ et une distance entre nœuds de $5\,\mu m$; en bleu effort mesuré avec une vitesse de poinçon égale à $15\,m/s$

Finalement, la simulation nous permet de prédire un ordre de grandeur de l'effort maximal ainsi que la durée. Ces deux informations permettent de calculer l'énergie moyenne de découpe.

5.2.2 Evolution de l'effort maximum

De la même façon qu'expérimentalement, les simulations ont été multipliées en ne faisant varier que la vitesse du poinçon. Pour chaque résultat, l'effort maximal a été relevé. La figure 5.28 montre trois groupes de points :

- le premier, en noir, concerne les efforts maxima obtenus avec les simulations numériques,
- le second, en bleu, montre les efforts pour les essais expérimentaux avec un échantillon de $2\,mm$ d'épaisseur,
- le dernier, en rouge, montre les efforts pour les essais expérimentaux avec un échantillon de $3\,mm$ d'épaisseur.

Comme on l'a déjà vu précédemment, les efforts maxima obtenus expérimentalement avec des échantillons de $2\,mm$ ont tendance à légèrement augmenter lorsque la vitesse du poinçon augmente.

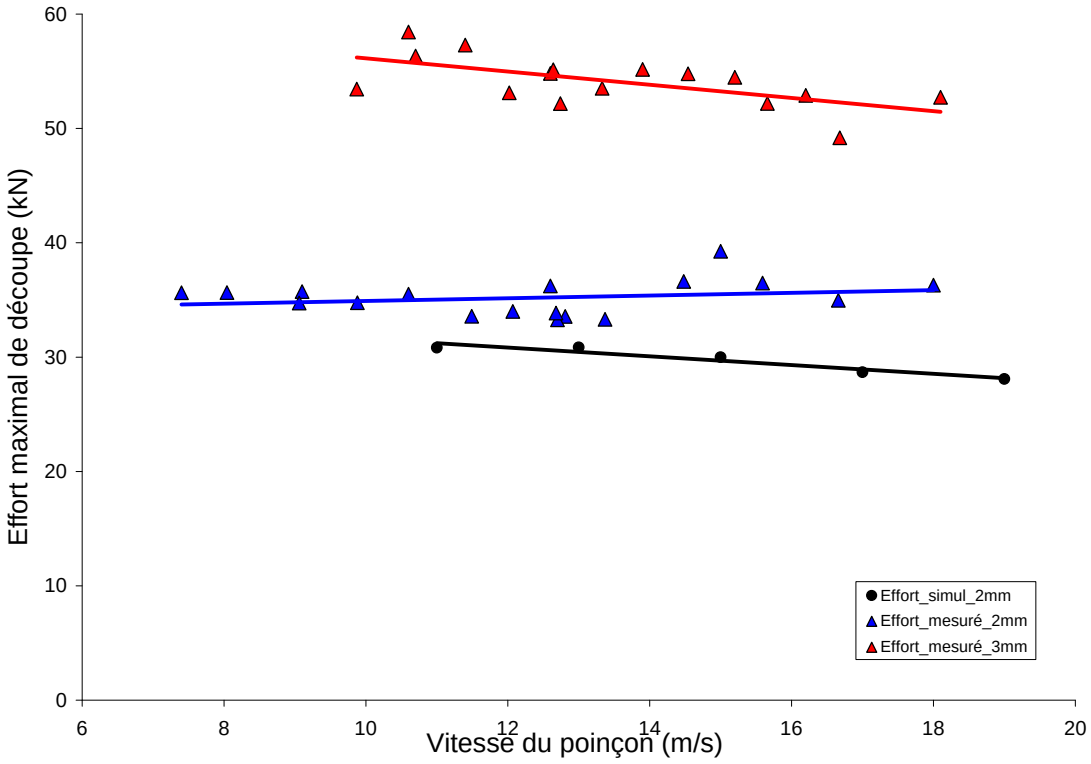

FIG. 5.28 – Evolution de l'effort maximal en fonction de la vitesse du poinçon

Contrairement à ce constat, ceux obtenus avec les échantillons de $3\,mm$ ont tendance à diminuer. Les efforts maxima obtenus par simulation numérique ont également tendance à diminuer dans des proportions très proches de ce qu'on observe pour les efforts mesurés avec les échantillons de $3\,mm$.

La simulation numérique nous donne des ordres de grandeurs des efforts proches de ceux mesurés expérimentalement.

5.2.3 Pénétration du poinçon

Enfin, les courbes des efforts de découpe en fonction du temps permettent aussi de connaître la date à laquelle l'effort maximal est appliqué. Ainsi, nous pouvons en déduire qu'à partir de ce moment précis les bandes de cisaillement se sont produites et qu'en conséquence la largeur de la partie brillante s'arrête de croître.

La figure 5.29 nous permet de visualiser l'évolution du ratio entre la largeur de la partie brillante et l'épaisseur de l'échantillon. Les points noirs représentent les mesures obtenues avec les simulations numériques et les points rouges celles obtenues expérimentalement. Une régression linéaire a été tracée dans chaque cas pour montrer la tendance.

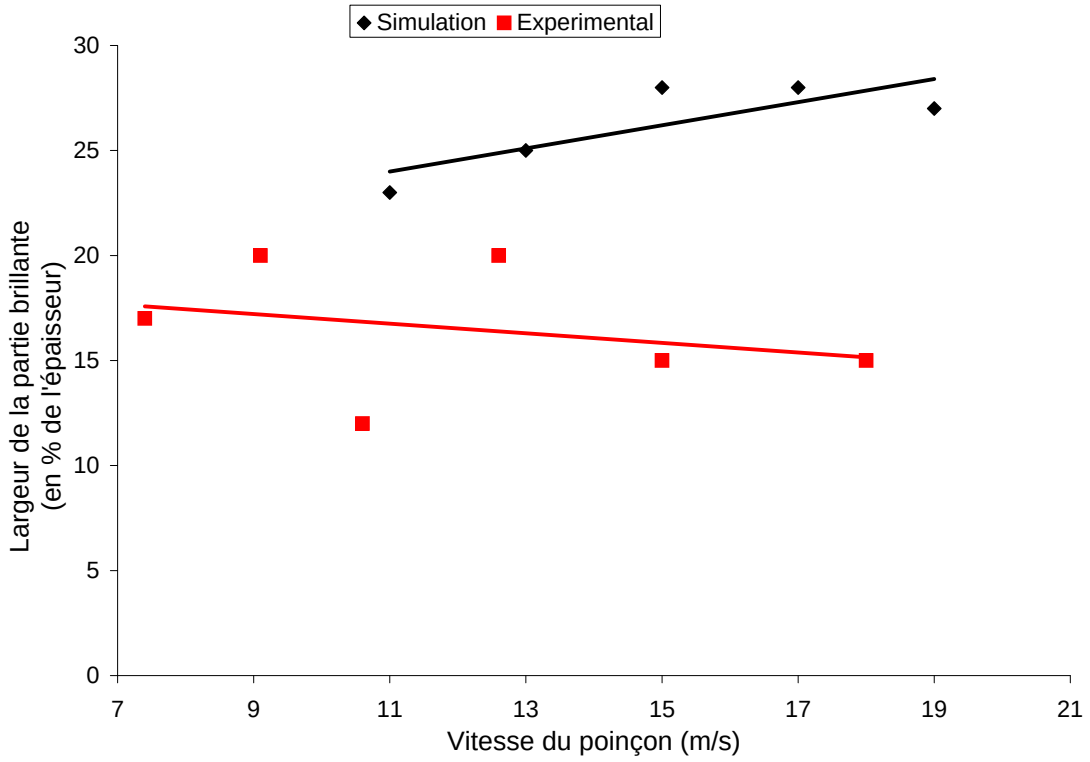

FIG. 5.29 – Evolution du ratio entre la largeur de la partie brillante et l'épaisseur de l'échantillon en fonction de la vitesse du poinçon

On peut noter une divergence entre les résultats expérimentaux et simulés. En effet, le ratio est de l'ordre de 26% dans le cas des simulations contre une valeur moyenne de 16% pour les mesures expérimentales. En outre les tendances générales des mesures données par les régressions linéaires sont de signes opposés. Expérimentalement, on note une tendance à la réduction de la partie brillante lorsque la vitesse augmente ce qui signifie que le poinçon a moins besoin de pénétrer l'échantillon pour réaliser la découpe. Les simulations donnent le cas inverse.

5.3 Conclusion

Les essais expérimentaux ont permis de mettre en évidence des tendances générales claires telles que, entre autres, la diminution de l'effort maximal lorsque la vitesse du poinçon augmente.

Pour expliquer ce phénomène, des observations post-mortem des faciès de rupture des échantillons ont permis de relever la présence de bandes de cisaillement adiabatiques. Lorsque leurs présences est avérées, le mécanisme de rupture peut sans doute être attribué à celles-ci.

Néanmoins, leur présence n'étant pas systématique, on peut penser qu'une vitesse critique d'apparition peut être déterminée. Pour cela, il serait nécessaire de systématiser les observations des faciès de rupture.

Finalement, comme l'avait constaté Roessig et Mason ([RM99a]) ou Ong et Chan ([OC89]) la présence de BCA permet de s'assurer qu'une élévation de température importante a eu lieu dans la zone de cisaillement. L'adoucissement thermique engendré par celle-ci entraîne la diminution de l'énergie nécessaire à la découpe et dans une moindre mesure la diminution de l'effort maximal lorsque la vitesse augmente. Néanmoins cela n'a été constaté que sur des échantillons de fortes épaisseurs (supérieures à $3\,mm$ dans notre cas).

Enfin, la simulation numérique et les essais expérimentaux convergent sur l'évolution de l'effort en fonction de la vitesse de découpe. On peut donc prédire numériquement l'effort maximal avec une précision intéressante, inférieure à 15% dans notre cas.

Conclusion générale

Les travaux de recherche menés jusqu'ici sur la découpe à grande vitesse ont permis de mettre en évidence que les défauts apparaissant (bombé, planéité) sur la pièce sont assez semblables à ceux obtenus en découpage fin. Ces travaux ont également montré une augmentation localisée de la température, observable par une coloration bleutée des bords de la pièce découpée. Cette augmentation engendre un adoucissement thermique qui, si la vitesse est suffisamment importante, permet de contrecarrer l'écrouissage dynamique et donc de limiter la consommation énergétique. Dans ce cas, des bandes de cisaillement adiabatiques peuvent être observées. La plupart de ces travaux ont étudié la découpe dans des conditions éloignées des conditions industrielles. En outre, les mesures ont concerné quasiment exclusivement l'énergie cinétique du poinçon. Peu de travaux présentent la mesure des efforts et notamment l'évolution de ces efforts en cours de découpe. Or, cette dernière permet de remonter aux contraintes dans les outillages, aidant à leur conception. La connaissance détaillée de l'évolution des efforts de découpe permet également d'améliorer la validation de modèles par une corrélation essais/simulation plus riche. Il apparaît alors utile de continuer à réaliser de campagnes d'essais de découpe à grande vitesse dans le but de mieux connaître l'historique des efforts de cisaillage.

Dans cette optique, un dispositif expérimental a été mis au point au centre Arts et Métiers Paris Tech de Paris. Celui-ci permet la mesure de la vitesse du nez du poinçon, l'observation de la zone de cisaillement lors de la découpe ainsi que la mesure de déformations sur un tube de Hopkinson solidaire de la matrice supportant la pièce cisaillée. Cette dernière mesure permet, par un traitement adapté, de remonter aux efforts de découpe.

De part leur conception, les outillages présents sur la banc respectent les jeux relatifs poinçon/matrice généralement utilisés en découpe classique (entre 3 et 10% selon le matériau). Le fait d'utiliser une matrice comportant des variations de section engendre des réflexions des ondes mécaniques à chaque changement de section. Ceci rend plus délicat le passage de la mesure de déformation sur le tube de Hopkinson à l'effort de cisaillage appliqué sur cette matrice et implique une calibration du dispositif [matrice+tube]. Pour cela, nous avons alors eu recours à un deuxième dispositif expérimental également basé sur un dispositif de Hopkinson. Celui-ci permet de maîtriser l'effort (en durée et en amplitude) imposé à la matrice et ainsi de créer un couple de courbes (effort-déformation) auquel on comparera les déformations mesurées lors d'une découpe. Cette comparaison, donnant accès à des coefficients, permet de construire un effort à partir de ces derniers et de la courbe d'effort issue de l'étalonnage. La validité de cette méthode a été vérifiée à l'aide d'une simulation numérique unidimensionnelle. Celle-ci a permis d'évaluer l'erreur générée par la méthode de calcul des efforts de découpe, qui est inférieure à 5%.

Plusieurs campagnes d'essais ont été réalisées avec des paramètres différents permettant de balayer un large spectre de vitesse (entre 7 et $18\,m/s$) pour des épaisseurs de 2, 3 et $4\,mm$ et

un jeu égal à $0,2\,mm$ ou $0,05\,mm$. L'évaluation systématique des efforts de découpe permet de mettre en évidence que l'effort maximal ainsi que l'énergie consommée par la découpe diminuent lorsque la vitesse du poinçon augmente (pour l'acier C40 étudié). Ces résultats sont d'autant plus perceptibles que l'épaisseur de l'échantillon découpée est importante : pour une épaisseur de $2\,mm$, l'énergie consommée est environ constante quelle que soit la vitesse alors que pour une épaisseur de $3\,mm$ une diminution d'environ 50% est constatée lorsque la vitesse du poinçon est multipliée par 2. Ces résultats sont en accord avec ceux de la littérature. Il est important de noter que l'énergie consommée a été calculée à partir de la connaissance de l'effort en fonction du déplacement du poinçon, et non du simple calcul de la variation de l'énergie cinétique qui la surestime.

A l'aide des courbes des efforts en fonction du temps, on a montré une corrélation entre les pics apparaissant sur les courbes et les allers-retours des ondes dans l'outillage. Lors de la conception des outillages, une piste à suivre pourrait ainsi consister à prendre en compte cet aspect. Ainsi, la longueur du nez du poinçon pourrait être adaptée à l'épaisseur de la tôle qu'on cherche à découper, en tenant compte de la vitesse à laquelle la découpe sera réalisée, pour faire en sorte que l'aller-retour de l'onde dure aussi longtemps que le temps nécessaire pour atteindre le maximum de l'effort. Le pic généré par cet aller-retour faciliterait alors la découpe.

Des observations du faciès de rupture ont permis de mettre en évidence la présence de bandes de cisaillement adiabatiques tranformées. On peut penser qu'elles sont à l'origine de la ruine du matériau. Elles attestent que la température a fortement augmenté dans la zone de cisaillement permettant un adoucissement thermique certainement à l'origine de la diminution des efforts avec l'augmentation de la vitesse. Pour pouvoir valider cette hypothèse, il est nécessaire de réaliser une mesure de la température pendant la découpe. Pour cela un capteur de température adapté (de la température ambiante à $1\,500\,^{\circ}C$, sur une largeur de mesure de moins de $1\,mm$) doit être utilisé avec un système d'acquisition permettant d'avoir suffisamment de points de mesure pendant la découpe qui dure entre 30 et $600\,\mu s$ environ. Cette instrumentation est en cours de réalisation.

La mesure de la largeur de la partie brillante qui correspond à la pénétration de l'outillage dans la matière - en moyenne égale à 16% - diminue très légérement avec l'augmentation de la vitesse du poinçon. Avec les autres procédés de découpe, la largeur de la partie brillante est plus importante (entre 30 et 90%). Il semble intéressant de faire désormais du poinçonnage (découpe fermée) pour lequel le squelette reste monobloc et de comparer les largeurs de la partie brillante avec celles couramment observées en découpes traditionnelles.

Cette diminution de la pénétration de l'outillage dans la tôle ainsi que la diminution de l'effort avec l'augmentation de la vitesse doit permettre de limiter l'usure de l'outillage. Pour vérifier cette hypothèse, une campagne d'essais plus importante que ce qui a été fait jusqu'à présent serait nécessaire. Le dispositif expérimental n'a cependant pas été developpé dans cette optique ; il faudrait donc la faire sur une machine industrielle.

Après avoir obtenu les coefficients de la loi de Johnson-Cook pour notre matériau, l'acier $C40$, une simulation numérique avec outil rigide a été réalisée. Celle-ci a pour but de limiter, voire remplacer, les expérimentations pour prédire les efforts de découpe ainsi que la qualité de la pièce découpée pour des contours de découpe ayant éventuellement une forme complexe. Après avoir vérifié la validité de la simulation numérique, la diminution de l'effort maximal avec l'augmentation de la vitesse du poinçon, comme constaté expérimentalement et dans les mêmes proportions, a été observée. Cela permet d'accréditer le choix de la loi de Johnson-Cook utilisée pour modéliser le comportement thermoplastique du matériau en vue d'obtenir les efforts de découpe. Désormais, les températures obtenues doivent être comparées aux températures observées expérimentalement

pour valider plus avant la modélisation.

Expérimentalement, nous avons mis en évidence que la forme globale de la courbe des efforts de découpe en fonction du temps dépendait fortement des ondes se propageant à l'intérieur des outillages. Pour cela, des simulations numériques avec outillages déformables doivent être réalisées avec une géométrie la plus proche possible de la réalité. En outre, les congés de raccordement doivent tendre vers des angles vifs.

La simulation numérique montre également que la bande de cisaillement forme une sorte de "S" permettant de souligner la non planéité du bord de la pièce cisaillée. Il semble intéressant de mesurer cette planéité qui n'a été évaluée que qualitativement dans la littérature pour une seule épaisseur de tôle.

Première partie

Annexes

Annexe A

Principe des barres de Hopkinson

[1]

Les barres de pression ou barres de Hopkinson sont de plus en plus utilisées dans les laboratoires de recherche comme outil pour caractériser la sensibilité à la vitesse de déformation. On met en vitesse un impacteur, qui vient frapper une barre entrante. Une onde de compression est alors créée et se transmet le long de cette barre. Cette onde incidente a l'allure d'un créneau dont la durée est égale au temps mis pour faire un aller et retour dans l'impacteur.

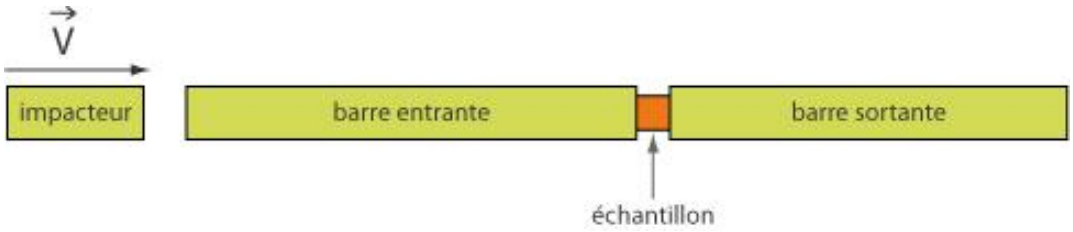

Fig. A.1 – Dispositif classique des barres de Hopkinson

Arrivée à l'échantillon, une partie se réfléchit et l'autre partie se transmet dans la barre sortante. La mesure des ondes incidente, réfléchie et transmise permet de déterminer les vitesses des faces barres-échantillon et les forces exercées par les barres sur l'échantillon :

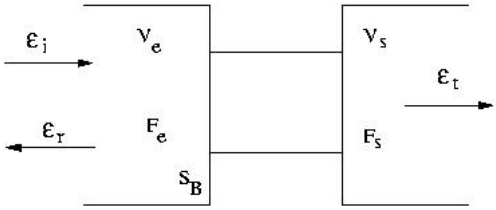

Fig. A.2 – Zoom schématique sur l'échantillon

$$F_{entrante} = S_B\ E\ (\varepsilon_i + \varepsilon_r)\ \ et\ \ F_{sortante} = S_B\ E\ \varepsilon_t \tag{A.1}$$

$$V_{entrante} = C_0\ (\varepsilon_i - \varepsilon_r)\ \ et\ \ V_{sortante} = C_0\ \varepsilon_t \tag{A.2}$$

[1]Ressource réalisée par M. Merle du LMT Cachan

On mesure les ondes par des points de jauges de déformation placés :
– au milieu de la barre entrante, pour bien séparer les ondes incidentes et réfléchies (il faut faire l'hypothèse que les ondes ne se dispersent pas, ou bien prédire la dispersion),
– à quelques diamètres après l'échantillon pour la barre sortante pour que l'onde soit bien établie.

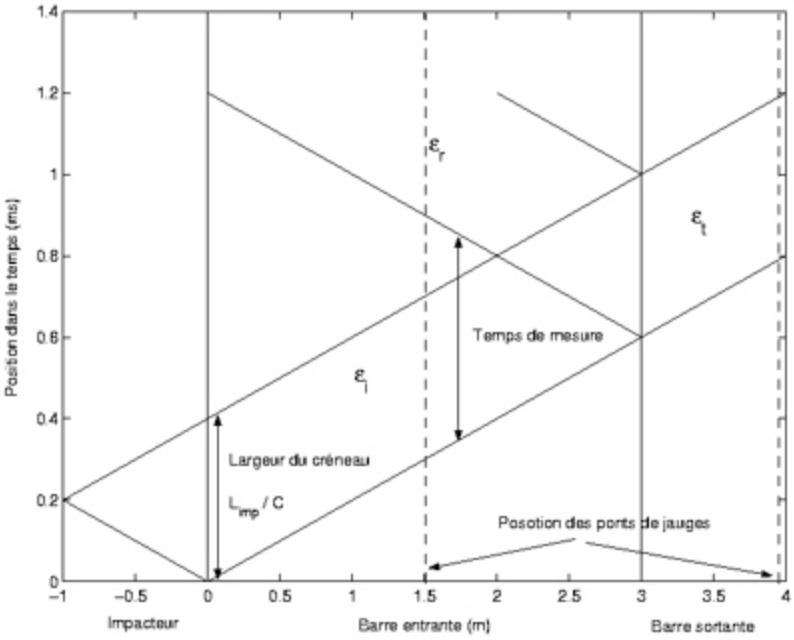

FIG. A.3 – Propagation des ondes dans les barres de Hopkinson

Il en résulte l'allure des trois ondes suivante :

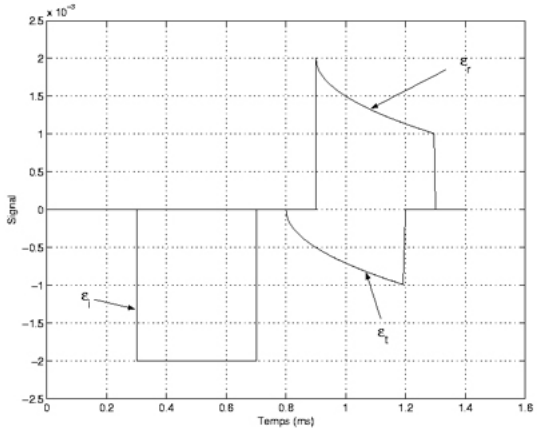

FIG. A.4 – Représentation schématique des ondes incidente, transmise et réfléchie.

Annexe B

Mesures de la largeur de la partie lisse

Tableaux récapitulatifs des mesures de largeur de la partie lisse observée sur le flan découpé de l'échantillon. Mesures réalisées au binoculaire.

Le premier tableau présente les mesures effectuées sur des échantillons poinçonnés :

Découpe fermée								
			Vitesse poinçon (m/s)	Découpe	Brillant (Nbre de graduations)	en mm	Epaisseur (mm)	Ratio
Aluminium	Jeu = 0,2		ALU 3	8	D	24	0,48	2	24
			ALU 4	8	D	25	0,5	2	25
			ALU 5	7,6	D	26	0,52	2	26
			ALU 8	8,55	D	22	0,44	2	22
			ALU 9	9,8	D	23	0,46	2	23
			ALU 10	12,7	D	22	0,44	2	22
				Vitesse poinçon	Découpe	Brillant	en mm	Epaisseur	Ratio
304L	Jeu = 0,2		B4	9,4	D	17	0,34	2	17
			B5	10,2	D	16	0,32	2	16
			B6	12	D	14	0,28	2	14
			B7	10,2	D	15	0,3	2	15
			B8	10,2	D	17	0,34	2	17
			B9	10,2	D	16	0,32	2	16
			B10	10,2	D	15	0,3	2	15
				Vitesse poinçon	Découpe	Brillant	en mm	Epaisseur	Ratio
304L	Jeu = 0,2		B6	13,1	D	20	0,4	3	13
			B7	13,7	D	22	0,44	3	15
			B8	13,6	D	18	0,36	3	12
			B9	14	D	20	0,4	3	13
			B10	?	D	20	0,4	3	13

FIG. B.1 – Tableau des mesures de la largeur de la partie lisse pour des échantillons poinçonnés

Le second tableau présente les mesures effectuées sur des échantillons cisaillés :

	graduations	mm
Echelle	100	2
	1	0,02

			Vitesse poinçon (m/s)	Découpe	Brillant (Nbre de graduations)	en mm	Epaisseur (mm)	Ratio
S600	Jeu = 0,2	D1	7,3	D	30	0,6	2	30
		D2	7,8	D	30	0,6	2	30
		D3	8,9	D	24	0,48	2	24
		D4	10,6	D	23	0,46	2	23
		D5	12,7	D	19	0,38	2	19
		D7	14,7	D	18	0,36	2	18
		D8	18,0	D	18	0,36	2	18

			Vitesse poinçon (m/s)	Découpe	Brillant (Nbre de graduations)	en mm	Epaisseur (mm)	Ratio
304L	Jeu = 0,2	B1	6,6		/	/	2	/
		B3	7,5	D	16	0,32	2	16
		B2	7,6	D	16	0,32	2	16
		B4	7,6	D	16	0,32	2	16
		B6	8,8	D	14	0,28	2	14
		B7	8,8	D	14	0,28	2	14
		B5	9,1	D	15	0,3	2	15
		B8	10,5	D	14	0,28	2	14
		B9	10,7	D	13	0,26	2	13
		B10	12,6	D	13	0,26	2	13
		B11	12,7	D	12	0,24	2	12
		B12	15,0	D	13	0,26	2	13
		B13	15,0	D	13	0,26	2	13
		B14	18,1	D	12	0,24	2	12
		B15	18,3	D	13	0,26	2	13
	Jeu = 0,05	B16	8,0	D	17	0,34	2	17
		B17	10,7	D	16	0,32	2	16
		B18	12,7	D	14	0,28	2	14
		B19	15,1	D	14	0,28	2	14
		B20	17,8	D	15	0,3	2	15

			Vitesse poinçon (m/s)	Découpe	Brillant (Nbre de graduations)	en mm	Epaisseur (mm)	Ratio
C40	Jeu = 0,2	2C2	6,7	D	16	0,32	2	16
		2C1	6,8	D	15	0,3	2	15
		2C9	8,8	D	15	0,3	2	15
		2C3	9,0	D	14	0,28	2	14
		2C4	9,0	D	14	0,28	2	14
		2C5	10,6	D	13	0,26	2	13
		2C6	10,6	D	14	0,28	2	14
		2C7	12,7	D	13	0,26	2	13
		2C8	12,7	D	14	0,28	2	14
		2C11	14,7	D	15	0,3	2	15
		2C10	15,1	D	14	0,28	2	14
		2C12	18,2	D	13	0,26	2	13
		2C13	18,3	D	14	0,28	2	14
	Jeu = 0,05	2C20	7,4	D	17	0,34	2	17
		2C15	9,1	D	20	0,4	2	20
		2C16	10,6	D	12	0,24	2	12
		2C17	12,6	D	20	0,4	2	20
		2C18	15	D	15	0,3	2	15
		2C19	18	D	15	0,3	2	15
		2C14		D	20	0,4	2	20

			Vitesse poinçon (m/s)	Découpe	Brillant (Nbre de graduations)	en mm	Epaisseur (mm)	Ratio
304L	Jeu = 0,2	3B1	7,5		/	/	3	/
		3B2	8,1		/	/	3	/
		3B9	8,9 pb		/	/	3	/
		3B3	10,5	D	20	0,4	3	13,33
		3B4	10,6	D	20	0,4	3	13,33
		3B5	12,6	D	17	0,34	3	11,33
		3B6	12,8	D	15	0,3	3	10,00
		3B10	15,0	D	15	0,3	3	10,00
		3B11	15,0	D	16	0,32	3	10,67
		3B13	16,0	D	16	0,32	3	10,67
		3B12	16,1	D	15	0,3	3	10,00
		3B7	18,0	D	15	0,3	3	10,00
		3B8	19,3	D	16	0,32	3	10,67
	Jeu = 0,05	3B14	10,6	D	23	0,46	3	15,33
		3B19	11,5	D	20	0,4	3	13,33
		3B15	12,7	D	20	0,4	3	13,33
		3B20	13,9	D	20	0,4	3	13,33
		3B16	15,1	D	15	0,3	3	10,00
		3B17	16,1	D	16	0,32	3	10,67
		3B18	18,1	D	15	0,3	3	10,00

			Vitesse poinçon (m/s)	Découpe	Brillant (Nbre de graduations)	en mm	Epaisseur (mm)	Ratio
304L	Jeu = 0,2	4B1	11,5		/	/	4	/
		4B2	12,6		/	/	4	/
		4B7	14,2	D	26	0,52	4	13
		4B4	14,3	D	27	0,54	4	13,5
		4B8	15,0	D	27	0,54	4	13,5
		4B3	15,1	D	26	0,52	4	13
		4B5	16,0	D	25	0,5	4	12,5
		4B9	16,2	D	28	0,56	4	14
		4B6	17,6	D	28	0,56	4	14
		4B10	17,7	D	28	0,56	4	14

			Vitesse poinçon (m/s)	Découpe	Brillant (Nbre de graduations)	en mm	Epaisseur (mm)	Ratio
C40	Jeu = 0,2	3C1	8,8	D	25	0,5	3	16,67
		3C2	9,0	D	24	0,48	3	16,00
		3C3	10,6	D	18	0,36	3	12,00
		3C4	10,7	D	21	0,42	3	14,00
		3C5	12,7	D	18	0,36	3	12,00
		3C6	12,7	D	20	0,4	3	13,33
		3C7	14,7	D	18	0,36	3	12,00
		3C8	15,0	D	18	0,36	3	12,00
		3C9	15,0	D	19	0,38	3	12,67
		3C10	17,9	D	18	0,36	3	12,00
		3C12	18,0	D	17	0,34	3	11,33
		3C11	18,2	D	18	0,36	3	12,00
	Jeu = 0,05	3C13	9		/	/	3	/
		3C14	10,6	D	33	0,66	3	22,00
		3C19	11,4	D	30	0,6	3	20,00
		3C15	12,6	D	30	0,6	3	20,00
		3C20	13,9	D	25	0,5	3	16,67
		3C16	15,2	D	30	0,6	3	20,00
		3C17	16,2	D	30	0,6	3	20,00
		3C18	18,1	D	28	0,56	3	18,67

			Vitesse poinçon (m/s)	Découpe	Brillant (Nbre de graduations)	en mm	Epaisseur (mm)	Ratio
C40	Jeu = 0,2	4C1	14,2	D	28	0,56	4	14
		4C2	15,1	D	27	0,54	4	13,5
		4C3	16,0	D	20	0,4	4	10
		4C4	16,1	D	28	0,56	4	14
		4C5	18,0	D	20	0,4	4	10
	Jeu = 0,05	4C6					4	
		4C7					4	
		4C8					4	
		4C9					4	
		4C10					4	

FIG. B.2 – Tableau des mesures de la largeur de la partie lisse pour des échantillons cisaillés

Annexe C

Dessin du poinçon

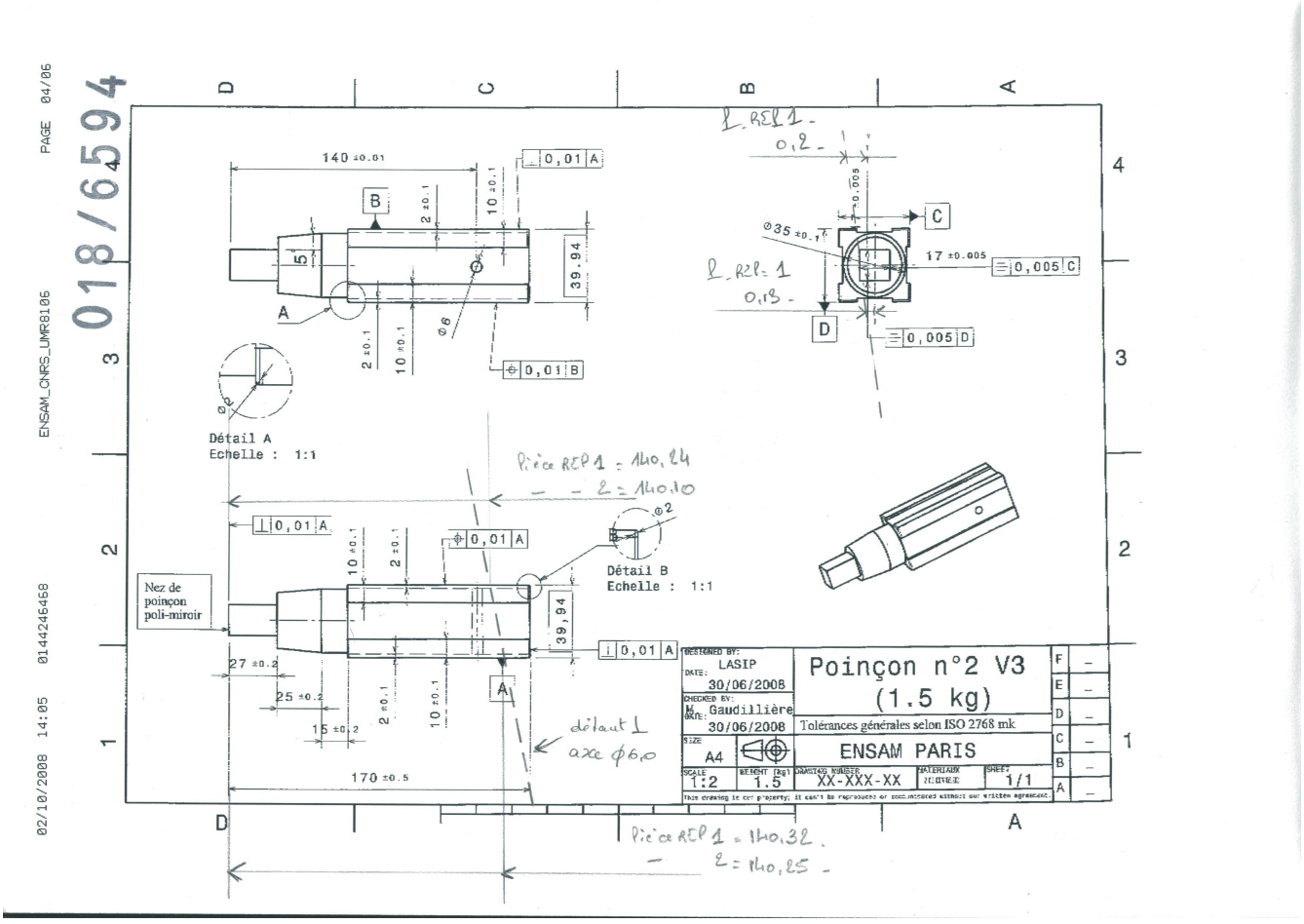

Fig. C.1 – Dessin de définition du poinçon

Bibliographie

[ARDC70] J. Harding A. R. Dowling and J. D. Campbell. The dynamic punching of metals. *Journal of the institute of metals*, 98 :215–224, 1970.

[BD92] Y. Bai and B. Dodd. Adiabatic shear localization : Occurence, theories and applications, 1992.

[BLG94] T. Belytschko, Y. Y. Lu, and L. Gu. Element-Free Galerkin Methods. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 37 :229–256, 1994.

[BS95] Jean Braun and Malcolm Sambridge. A numerical method for solving partial differential equations on highly irregular evolving grids. *Nature*, 376 :655–660, 1995.

[BT69] R. Balendra and F. W. Travis. Static and dynamic blanking of steel of varying hardness. *International Journal of Machine Tool Design and Research*, 10(2) :249–271, 1969.

[CCCL11] F. Chinesta, E. Cueto, S. Cescotto, and P. Lorong. *Natural element method for the simulation of structures and processes.* ISTE Ltd / John WileySons, 2011.

[CCLT03] Z. H. Chen, L. C. Chan, T. C. Lee, and C. Y. Tang. An investigation on the formation and propagation of shear band in fine-blanking process. *Journal of Materials Processing Technology*, 138(1-3) :610–614, 7/20 2003.

[CDR06] H. Chanal, E. Duc, and P. Ray. A study of the impact of machine tool structure on machining processes. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 46(2) :98–106, 2 2006.

[Coc61] M. G. Cockcroft. 1961.

[DB87] R. Dormeval and T. Z. Blazynski. Materials at high strain rate. *Elsevier Appl. Sci. Pub.*, 1987.

[DD65] R. Davies and S. M. Dhawan. A preliminary investigation of high-speed blanking and piercing of metals. *Proceedings of the Institute of Mechanical Engineers, Conference Proceedings 1964-1970*, 180(3I/1965) :182–196, 1965.

[DN05] W. Dabboussi and J. A. Nemes. Modeling of ductile fracture using the dynamic punch test. *International Journal of Mechanical Sciences*, 47(8) :1282–1299, 8 2005.

[eRM78] Alain Chabenat et René Martin. 1978.

[EVSD10] J-C. Boyer E. Vidal-Sallé, M. Dubar and L. Dubar. Fem numerical simulation of the warm and hot upsetting sliding test. *Int. J. Mater. Form.*, 3 :315–318, 2010.

[GS05] A. Molinari G. Sutter. Analysis of the cutting force components and friction in high speed machining. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 127 :245–250, 2005.

[GSD98] L. Faure-J. R. Klepaczko G. Sutter, A. Molinari and D. Dudzinski. An experimental study of high speed orthogonal cutting. *Journal Manuf. Sci. Eng.*, 120(1) :169–173, 1998.

[HZ46] J. H. Hollomon and C. Zener. Problems in fracture of metals. *Journal of Applied Physics*, 17(2) :82–90, 1946.

[IL11] L. Illoul and P. Lorong. On some aspects of the cnem implementation in 3d in order to simulate high speed machining or shearing. *Computers & Structures*, 89(11-12) :940–958, 2011.

[Ill08] A. L. Illoul. *Mise en oeuvre de la méthode des éléments naturels contrainte en 3D : Application au cisaillage adiabatique*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2008.

[J_A04] *Parlons adiabatique*, volume 801 (a). Machines Production, 2004.

[J_A09] *Adiapress - spécial TOLEXPO 2009*. Le répertoire de la machine-outil, 2009.

[JC83] G. R. Johnson and W. H. Cook. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures. *Proc.7th International Symposium on Ballistics, The Hague, Netherlands, 1983*, pages 541–547, 1983. Cited By (since 1996) : 1.

[JO89] S. Jana and N. S. Ong. Effect of punch clearance in the high-speed blanking of thick metals using an accelerator designed for a mechanical press. *Journal of Mechanical Working Technology*, 19(1) :55–72, 4 1989.

[JT66] W. Johnson and F. W. Travis. High-speed blanking of copper. *Proceedings of the Institute of Mechanical Engineers, Conference Proceedings 1964-1970*, 180(3I/1965) :197–204, 1966.

[KL00] A. S. Khan and R. Liang. Behaviors of three bcc metals during non-proportional multi-axial loadings : Experiments and modeling. *International journal of plasticity*, 16(12) :1443–1458, 2000. Cited By (since 1996) : 13.

[Kol64] H. Kolsky. Stress waves in solids. *Journal of Sound and Vibration*, 1(1) :88–110, 1 1964.

[LJL+95] W. K. Liu, S. Jun, S. Li, J. Adee, and T. Belytschko. Reproducing kernel particle methods. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 38 :1655–1679, 1995.

[LL10] M. Liu and G. Liu. Smoothed particle hydrodynamics (sph) : an overview and recent developments. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 17 :25–76, 2010.

[LN86] J. Lemonds and A. Needleman. An analysis of shear band development incorporating heat conduction. *Mechanics of materials*, 5 :363–373, 1986.

[LO80] T. Liszka and J. Orkisz. The finite difference method at arbitrary irregular grids and its application in applied mechanics. *Computers & Structures*, 11(1-2) :83–95, 1980.

[Luc77] L. B. Lucy. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *The Astronomical Journal*, 82(12) :1013–1024, 1977.

[Lur08] O. Lurdos. *Lois de comportement et recristallisation dynamique : approches empirique et physique*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2008.

[Mai05] A. Maillard. Positionnement du procédé de découpage adiabatique. *Rapport d'étude du CETIM*, 1L8970, 2005.

[Mai09] A. Maillard. Découpage des tôles à la presse. *Techniques de l'ingénieur*, BM 7500 :1–19, 2009.

[MD88] A. Marchand and J. Duffy. An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel. *J. Mech. Phys. Solids*, 36(3) :251–283, 1988.

[MGBR08] I. Mañé, V. Gagnol, B. C. Bouzgarrou, and P. Ray. Stability-based spindle speed control during flexible workpiece high-speed milling. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 48(2) :184–194, 2 2008.

[Mol97] A. Molinari. Collective behavior and spacing of adiabatic shear bands. *J. Mech. Phys. Solids*, 45(9) :1551–1575, 1997.

[MZG96] Rosakis A.J. M. Zhou and Ravichandran G. Dynamically propagating shear bands in impact-loaded prenotched plates i. experimental investigations of temperature signatures and propagation speed. *J. Mech. Phys. Solids*, 44 :981, 1996.

[NTV92] B. Nayroles, G. Touzot, and P. Villon. Generalizing the finite element method : Diffuse approximation and diffuse elements. *Computational Mechanics*, 10 :307–318, 1992.

[OC89] N. S. Ong and L. T. Chan. Blanking of thick-gauge metals using a variable-speed pneumatic accelerator designed for a mechanical press. *Journal of Mechanical Working Technology*, 18(1) :17–31, 1 1989.

[OTU10] OTUA. *Données physqiues sur quelques acier d'utilisation courantes*. 2010.

[PLC04] J.F. Mariage P. Lestriez, K. Saanouni and A. Cherouat. Numerical prediction of damage in metal forming process including thermal effects. *Int. J. Damage Mech.*, 13 :59–80, 2004.

[RBW95] X. Zhang R.C. Batra and T.W. Wright. Critical strain ranking of 12 materials in deformations involving adiabatic shear bands. *Trans. ASME J. Appl. Mech.*, 62 :252, 1995.

[RM99a] K. M. Roessig and J. J. Mason. Adiabatic shear localization in the dynamic punch test, part i : experimental investigation. *International Journal of Plasticity*, 15(3) :241–262, 3 1999.

[RM99b] K. M. Roessig and J. J. Mason. Adiabatic shear localization in the dynamic punch test, part ii : numerical simulations. *International Journal of Plasticity*, 15(3) :263–283, 3 1999.

[Rog79] H. C. Rogers. Adiabatic plastic deformation. *Ann. Rev. Mater. Sci.*, 9 :283–311, 1979.

[RZK07] A. Rusinek, R. Zaera, and J. R. Klepaczko. Constitutive relations in 3-d for a wide range of strain rates and temperatures - application to mild steels. *International Journal of Solids and Structures*, 44(17) :5611–5634, 2007.

[Saa06] K. Saanouni. Virtual metal forming including the ductile damage occurence actual state of the art and main perspectives. *Journal of Materials Processing Technology*, 177 :19–25, 2006.

[Saa08] K. Saanouni. On the numerical prediction of the ductile fracture in metal forming. *Engineering fracture mechanics*, 75 :3545–3559, 2008.

[Sib80] R. Sibson. A vector identity for the dirichlet tessellation. *Scandinavian Journal of Statistics*, 87 :151–155, 1980.

[SJ67] R. A. C. Slater and W. Johnson. The effects of temperature, speed and strain-rate on the force and energy required in blanking. *International Journal of Mechanical Sciences*, 9(5) :271–276, 1967.

[SW71] T. A. Stock and A. L. Wingrove. The energy required for high-speed shearing of steel. *Journal Mechanical Engineering Science*, 13(2) :110–115, 1971.

[Til83] Michel Tilby. Découpage fin. *Techniques de l'ingénieur*, M 704 :1–16, 1 1983.

[TQ34] G. I. Taylor and H. Quiney. The latent energy remaining in a metal after cold working. *Proceedings of the Royal Society of London*, A143 :307–326, 1934.

[Tre78] H. Tresca. On further application of the flow of solids. *Proc. Int. Mech. Engng.*, 30 :301–345, 1878.

[Voc48] E. Voce. *J. Inst. Met*, 537-562, 1948. Cited By (since 1996) : 1.

[WJS64] G. L. Baraya W. Johnson and R. A. C. Slater. On heat lines or lines of thermal discontinuity. *International Journal of Mechanical Sciences*, 6(6) :409–414, 1964.

[Yvo04] Julien Yvonnet. *Nouvelles approches sans maillage basées sur la méthode des éléments naturels pour la simulation numérique des procédés de mise en forme.* PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2004.

[ZG95] H. Zhao and G. Gary. A three dimensional analytical solution of longitudinal wave propagation in an infinite linear viscoelastic cylindrical bar. application to experimental techniques. *J. Mech. Phys. Solids*, 43(8) :1335–1348, 1995. Cited By (since 1996) : 52.

[ZH44] C. Zener and J. H. Hollomon. Effect of strain rate upon plastic flow of steel. *Journal of Applied Physics*, 15(1) :22–32, 1944.

[Zha03] H. Zhao. Material behaviour characterisation using shpb techniques, tests and simulations. *Computers and Structures*, 81(12) :1301–1310, 2003. Cited By (since 1996) : 9.

CISAILLAGE A GRANDE VITESSE :
DES ESSAIS A LA SIMULATION

RESUME : Afin d'augmenter leur productivité, certains industriels de la découpe mécanique s'intéressent à un procédé émergeant : le cisaillage grande vitesse. Pour ce procédé, la vitesse du poinçon atteint 10m/s alors que cette vitesse ne dépasse pas 0,1 m/s pour le cisaillage conventionnel. Cependant, même si la qualité des découpes obtenues se rapproche celle du cisaillage fin, l'apparition de phénomènes dynamiques mal compris rend aujourd'hui délicat le déploiement du cisaillage grande vitesse. Dans ce travail de thèse nous proposons d'aller vers une meilleure maîtrise de ce procédé en utilisant aussi bien des moyens expérimentaux que numériques. Ainsi un dispositif expérimental instrumenté a été mis au point afin d'observer finement les phénomènes présents lors de la découpe. Ce dispositif conserve des similitudes avec les moyens industriels et comprend notamment un poinçon dont la section varie et une matrice solidaire d'un tube de Hopkinson pour la mesure des efforts de cisaillage. Cette mesure a comprend un traitement spécifique afin de corriger des effets dynamiques présents dans la matrice. Ce traitement, qui nécessite une calibration du banc, a été validé grâce à une modélisation numérique unidimensionnelle. Des observations du faciès de rupture ont permis de mettre en évidence la présence de bandes de cisaillement adiabatiques, signature d'une augmentation localisée importante de la température. Par ailleurs, une modélisation thermomécanique du comportement de l'acier C40 (loi de Johnson-Cook) a été réalisée et utilisée dans un code de simulation utilisant une approche C-NEM (Constrained Natural Element Method) pour reproduire les cisaillages observés sur le banc. Une étude comparative simulation/expérimentation a ainsi pu être effectuée.

Mots clés : Découpe à grande vitesse, poinçonnage, mesures d'effort, dispositif de Hopkinson, modèle de Johnson-Cook, Bande de cisaillement adiabatique, simulation numérique.

HIGH SPEED BLANKING: FROM EXPERIMENTAL TESTS TO SIMULATION

ABSTRACT: To increase their productivity, blanking professionals are interested by an emerging process: the high speed blanking. For this process, the punch speed reaches10m/s whereas this speed does not exceed 0,1m/s for conventional blanking process. However, even if the quality of the obtained surfaces is close to those obtained with fine blanking, the occurence of hard dynamic phenomena makes difficult the deployment of the high speed blanking process. This work proposes to better control this process using experimentations and numerical simulations. An instrumented device has been designed to observe in detail the existing phenomenon during cutting. This device is similar to the industrial one. It includes a punch with non-constant sections and a matrix linked to an Hopkinson's tube in order to measure the blanking cutting forces. This measure requires a specific treatment to correct dynamic effects present in the matrix during the cutting. This treatment, which uses a calibration of the device, was validated thanks to a one-dimensional numerical model. Many observations made on the blanked surfaces have shown that adiabatic shear bands (ASB) can take place. A thermo-mechanical constitutive model (Johnson-Cook's law) of the C40 steel has been identified and used into simulations to reproduce real experimentations. The used simulation is based on a C-NEM approach (Constrained Natural Element Method). A comparative study between simulation and experimental results has been done. Results show a good correlation with experimental tests.

Keywords: High speed blanking, blanking force measurement, Hopkinson device, Johnson-Cook model, adiabatic shear band.

ARTS ET MÉTIERS ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY