



AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

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

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

ISGMP

INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à



BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	20020025
Cote	S/MZ 02/04
Loc	Magasin

UNIVERSITE DE METZ

PAR

Michel SEGRETI

Pour l'obtention du grade de :
DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ de METZ

SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur

OPTION : Mécanique

**Vibrations en coupe orthogonale.
Modélisation, étude de stabilité et validation
expérimentale**

Soutenue le 15 février 2002 devant le jury composé de :

M. Bourdet P.	Professeur à l'ENS de Cachan	Rapporteur
M. Le Houédec D.	Professeur à l'Ecole Centrale de Nantes	Rapporteur
M. Dudzinski D.	Professeur à l'Université de Metz	Directeur de thèse
M. Moufki A.	Maître de Conférences à l'Université de Metz	Co-Directeur de thèse
Mme Zerrouki V.	Ingénieur de Recherche SNECMA MOTEURS	Examineur
M. Patoor E.	Professeur à l'ENSAM de Metz	Examineur
M. Molinari A.	Professeur à l'Université de Metz	Examineur

Laboratoire de Physique et Mécanique des matériaux
U.M.R. C.N.R.S. 7554
Université de Metz, Ile du Saulcy, 57045 METZ Cedex 1.

S/13
02/01

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (L.P.M.M.) de l'Université de Metz, sous la direction du Professeur Daniel Dudzinski et du Docteur Abdelhadi Moufki. Je voudrais leur témoigner ma profonde gratitude, non seulement pour leur disponibilité et leur gentillesse au quotidien, mais aussi pour avoir montré à mon égard une totale confiance. Leur aide a été très enrichissante et m'a permis de progresser dans mes recherches et de soutenir ma thèse au bout de trois années exactement.

Je souhaite également remercier Alain Molinari, Professeur à l'Université de Metz, pour ses conseils et sa gentillesse, et pour avoir porté un grand intérêt à mon travail au cours de ces années. Sa présence dans mon jury a été un très grand honneur pour moi.

Par ailleurs, je tiens à remercier les Professeurs P. Bourdet de l'ENS de Cachan et D. Le Houédec de l'Ecole Centrale de Nantes pour avoir accepté la charge de rapporteur. Leur présence fût pour moi d'un très grand honneur.

Mes remerciements vont également au Professeur E. Patoor de l'ENSAM de Metz qui a accepté de présider le jury et à Madame V. Zerrouki, Ingénieur de Recherche (Snecma Moteurs) qui a montré envers ce travail un intérêt industriel certain.

J'exprime ma reconnaissance envers A. Devillez, Docteur-Ingénieur et R. Bernier, Technicien CNRS, pour leur aide et leur compétence en ce qui concerne la partie expérimentale de cette thèse.

Sur un plan plus personnel, je souhaite également remercier tous mes amis du laboratoire pour leur sympathie, leur soutien et leur bonne humeur, et plus particulièrement Luciano Pessanha-Moreira, Cédric Sartori, Anne-Sophie Lebouvier, Pedro De Magalhaes-Correia et Alexis Rusinek.

Enfin, je tiens à remercier ma famille et plus particulièrement mes parents et mon amie Adeline pour m'avoir soutenus à chaque instant et pour avoir contribué directement ou indirectement à l'aboutissement de ce travail que je leur dédie entièrement.

Sommaire

Introduction	4
1 Modèles antérieurs	8
1.1 Mécanismes de la coupe	8
1.1.1 Modèle de Merchant	11
1.1.2 Modèle thermomécanique de Dudzinski et Molinari	13
1.2 Modèles dynamiques	20
1.2.1 Approche linéaire par les fonctions de transfert	24
1.2.2 Approche analytique de Wu et Liu	32
1.2.3 Approche de Jemielniak et Widota	40
1.2.4 Modèle non linéaire de Nosyreva et Molinari	44
2 Modèle proposé	52
2.1 Introduction	52
2.2 Formulation du problème unidimensionnel	57
2.2.1 Processus de coupe dynamique et processus instantané	57
2.2.2 Modélisation de la force de contact en dépouille	61
2.2.3 Calcul de la longueur du plan de cisaillement	65
2.2.4 Détermination de l'angle de cisaillement	66
2.3 Résumé et fonctionnement du modèle unidimensionnel	71
2.4 Formulation du problème bidimensionnel	74

2.5	Prise en compte de l'écoulement thermomécanique	78
2.6	Identification expérimentale des paramètres du modèle	80
2.6.1	Identification des paramètres dynamiques	81
2.6.2	Identification de la loi de frottement à l'interface outil-copeau	83
2.6.3	Identification de la loi de Zvorykin et de la contrainte τ	88
3	Résultats et discussion	92
3.1	Introduction	92
3.2	Etude paramétrique	93
3.2.1	Etude préliminaire	94
3.2.2	Analyse des lobes de stabilité	102
3.2.3	Influence du frottement à l'interface outil-copeau	108
3.2.4	Influence de l'angle de coupe, de l'avance et du diamètre de la pièce	113
3.2.5	Influence des paramètres dépendant du matériau à usiner	117
3.2.6	Etude du contact en dépouille	122
3.2.7	Influence des paramètres dynamiques	130
3.3	Comparaison avec l'approche linéaire des fonctions de transfert	133
3.4	Modélisation thermomécanique de la coupe dynamique	135
3.5	Système à deux degrés de liberté	139
3.6	Validation expérimentale	146
3.6.1	Dispositif expérimental	146
3.6.2	Quelques résultats expérimentaux	149
3.6.3	Comparaison du modèle avec l'expérience	153

<i>Conclusions et perspectives</i>	156
<i>Références bibliographiques</i>	159
<i>Annexe A</i>	165
<i>Annexe B</i>	168
<i>Annexe C</i>	171

Introduction

L'usinage par enlèvement de matière est la principale technique utilisée dans la production des pièces mécaniques pour l'industrie automobile, aéronautique et ferroviaire. Il représente une part importante du coût des pièces. L'introduction de nouvelles générations de machines travaillant à grande vitesse de coupe et à grande vitesse d'avance, le développement de nouveaux outils et la nécessité d'une plus grande productivité associée à une meilleure qualité des produits élaborés nécessitent une connaissance approfondie des processus d'usinage.

La première étude significative sur la coupe des métaux date du début du 20^{ème} siècle et a été publiée par Taylor (1907). La loi d'usure du même nom est encore utilisée aujourd'hui. Merchant (1944, 1945) a été le premier à proposer un modèle pour la formation du copeau en coupe orthogonale. Il suppose que le copeau se forme par cisaillement intense au voisinage d'un plan appelé plan de cisaillement, incliné d'un angle ϕ (angle de cisaillement), le matériau usiné étant considéré comme rigide-parfaitement plastique. Cependant, cette dernière hypothèse est trop restrictive compte tenu des conditions sévères (en déformation, vitesse de déformation et température) dans lesquelles se forme le copeau. En 1980, Hastings, Mathew et Oxley publient un modèle prenant en compte le comportement thermomécanique du matériau usiné. L'approche proposée est toutefois basée sur des résultats expérimentaux et reste fortement empirique. Plus récemment, des approches numériques, Sekhon et Chenot (1992), Marusich et Ortiz (1995) ont été proposées, mais les temps de calcul restent longs et la simulation des procédés délicate.

Au LPMM, les travaux consacrés à l'usinage démarrent au début des années 1990 avec la

participation au Saut Technologique Usinage à Grande Vitesse financé par le Ministère de la Recherche et de la Technologie. Les études se dirigent naturellement vers la modélisation de la coupe, puis celle des procédés d'usinage. Une première approche semi-analytique et thermomécanique de la coupe orthogonale est proposée par Molinari et Dudzinski (1992), elle est complétée et développée par Dudzinski et Molinari (1997). Dans cette approche, le copeau est supposé se former par cisaillement dans une bande d'épaisseur constante. Les effets des paramètres 'matériau', de la conduction thermique, de l'inertie sur les distributions de températures et de vitesses de déformation dans la zone primaire de déformation sont étudiés. Les efforts de coupe sont déterminés pour une large gamme de vitesses incluant le domaine des grandes vitesses d'usinage. La loi de frottement à l'interface outil-copeau est du type Coulomb avec dans un premier temps un coefficient de frottement fonction non linéaire de la vitesse relative du copeau par rapport à la face de coupe de l'outil. L'influence de la température sur le frottement à cet interface étant relativement importante, Moufki, Molinari et Dudzinski (1998) ont introduit une loi de frottement dépendant de la température. Avant d'aborder la modélisation des procédés d'usinage, l'étude préalable est celle de la coupe oblique. Elle est abordée par Moufki, Dudzinski, Molinari et Rausch (2000) dans une généralisation du modèle précédent de la coupe orthogonale. Dans toutes ces approches, l'outil est supposé non déformable et en liaison rigide avec le bâti.

Pourtant, il est bien connu que de mauvais choix des conditions de coupe risquent de provoquer, lors de l'usinage, des vibrations de l'outil se transmettant au porte-outil et à la machine. Ces vibrations constituent un problème majeur pour la recherche d'une plus grande productivité et d'une meilleure qualité des pièces réalisées. Les vibrations accélèrent l'usure, la dégradation de l'outil et conduisent à des états de surface médiocres. De plus, elles risquent de causer des dommages voire même des ruptures dans les composants de la machine. Il est donc

nécessaire de développer des modèles permettant d'étudier les phénomènes vibratoires rencontrés au cours de l'usinage et de prévoir les conditions de stabilité des processus de coupe.

Les vibrations de l'outil, lors de l'usinage, sont principalement dues aux variations du frottement à l'interface outil-copeau, au contact avec frottement sur la face en dépouille de l'outil et à la variation de l'épaisseur usinée. Cette dernière provient du fait suivant : les mouvements de l'outil génèrent lors de la passe précédente une surface ondulée qui influence le comportement dynamique de l'outil porte-outil lors de la nouvelle passe. Les mouvements de l'outil sont alors entretenus et la fluctuation des efforts de coupe excite le système, on parle ainsi de vibrations auto-excitées. Ces mécanismes se produisent simultanément et sont interdépendants. Ils correspondent à des phénomènes fortement non linéaires, Wiercigroch et Budak (2001), Wiercigroch et Krivtsov (2001), Stépan (2001).

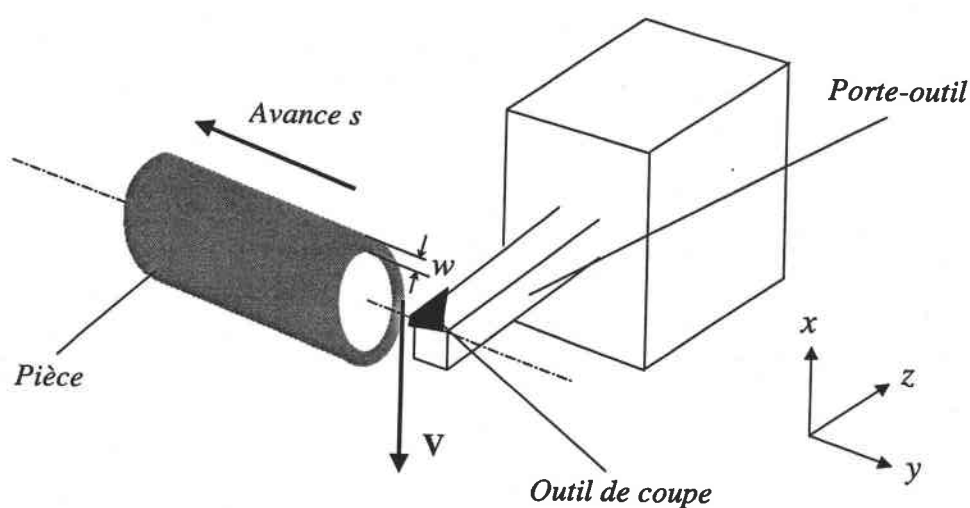


Fig. 1 : Cadre de l'étude : coupe orthogonale d'un cylindre creux.

L'objet de cette thèse est la modélisation des vibrations de l'outil et l'étude de la stabilité de la coupe. Afin de comprendre et d'expliquer les différents phénomènes rencontrés lors de l'usinage, nous nous limitons dans cette étude à la coupe orthogonale, plus précisément à l'usinage d'un tube, figure 1. Notre approche se situe sur deux niveaux : expérimental et

modélisation. Le modèle prend en compte la plupart des phénomènes mis en jeu et intègre l'approche thermomécanique de la coupe, développée précédemment. Il correspond à un problème fortement non linéaire et une méthode semi-analytique est choisie pour résoudre les équations correspondantes. Nous déterminons à chaque instant les efforts de coupe, le mouvement de l'outil, l'évolution de la surface usinée et la stabilité de la coupe.

Ce travail est la première étape vers la modélisation dynamique des processus industriels d'usinage (tournage, fraisage, perçage).

Le présent mémoire se décompose en trois chapitres reprenant les différentes étapes de notre démarche. Dans le premier chapitre, nous rappelons les modèles de coupe qui seront ensuite utilisés dans notre modélisation, puis nous développons quelques approches antérieures importantes bien qu'incomplètes relatives au sujet qui nous préoccupe. Dans le second chapitre, nous présentons notre modèle avec une progression allant d'un système à un degré de liberté sans considérer le comportement thermomécanique du matériau usiné, jusqu'à un système à deux degrés de liberté intégrant le modèle de la bande de cisaillement. Puis nous y décrivons le dispositif expérimental mis en place pour l'identification des paramètres du modèle. Enfin, le troisième chapitre correspond aux résultats du modèle, et aux essais de validation. Nous y décrivons l'éprouvette utilisée et le protocole expérimental, puis les résultats des essais sont comparés avec ceux du modèle.

Chapitre 1

Modèles antérieurs

Nous présentons dans une première partie de ce chapitre les modèles de coupe qui seront utilisés dans notre modélisation des vibrations. Il s'agit essentiellement de l'approche de Merchant (1945), considérant le matériau comme rigide parfaitement plastique et du modèle de la bande de cisaillement développé au LPMM par Dudzinski et Molinari (1992, 1997). Dans la seconde partie, nous développons quelques études significatives sur les vibrations en coupe orthogonale, nous en présentons les principes, les méthodes utilisées et nous en donnons une analyse critique.

1.1 Mécanismes de la coupe

La coupe orthogonale est le processus élémentaire de coupe dans lequel la plupart des mécanismes mis en jeu lors de la formation d'un copeau se retrouvent et sont facilement identifiables. L'étude de la coupe orthogonale est la première étape avant d'aborder les procédés industriels tels que le tournage, le fraisage ou le perçage.

On parle de coupe orthogonale lorsqu'une arête unique usine la matière de telle sorte que cette arête soit perpendiculaire à la direction de coupe. Ce type de coupe peut être réalisé sur un tour, la vitesse de coupe est alors la vitesse tangentielle de la pièce au voisinage de l'outil. La coupe est orthogonale par l'usinage d'un disque (le mouvement d'avance de l'outil est radial) ou par le dressage d'un tube (le mouvement de l'outil est axial), figure 1.1. Lors du dressage d'un tube, la vitesse de coupe n'est pas rigoureusement uniforme le long de l'arête, mais compte tenu de la

faible épaisseur w usinée par rapport au rayon du tube ($w \ll R$), nous pouvons supposer la coupe uniforme le long de l'arête.

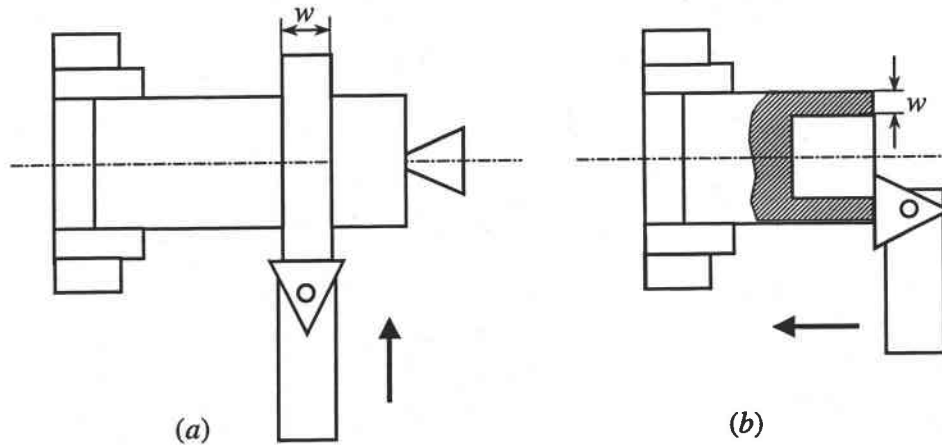


Fig. 1.1 : Exemples de coupe orthogonale. (a) Usinage d'un disque avec une avance radiale de l'outil. (b) Usinage d'un tube, l'avance de l'outil est axiale.

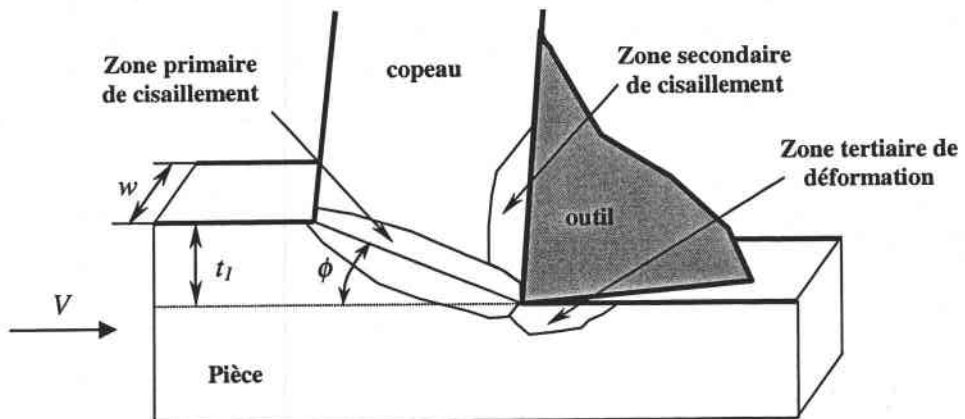
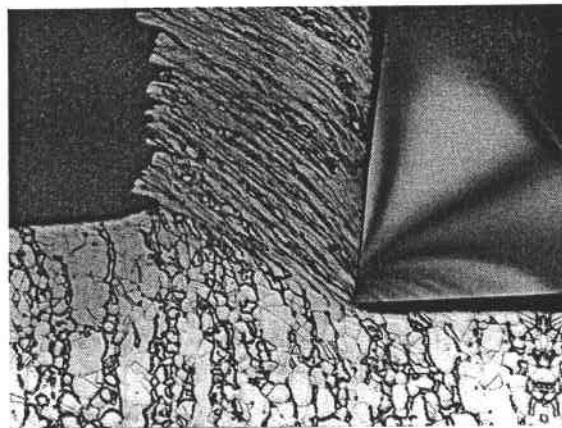


Fig. 1.2 : Formation du copeau en coupe orthogonale, zones de déformations. t_1 est l'avance par tour ou l'épaisseur du copeau non déformé. Photographie, d'après Metal Cutting, Trent et Wright (2000).

Les hypothèses définissant la coupe orthogonale sont, de manière générale, les suivantes :

- l'arête de l'outil est orthogonale à la direction de coupe,
- la coupe est supposée uniforme le long de l'arête,
- la largeur de coupe w est grande devant l'avance par tour ou l'épaisseur du copeau non déformé t_1 , figure 1.2,
- la formation du copeau est supposée s'effectuer dans des conditions de déformations planes.

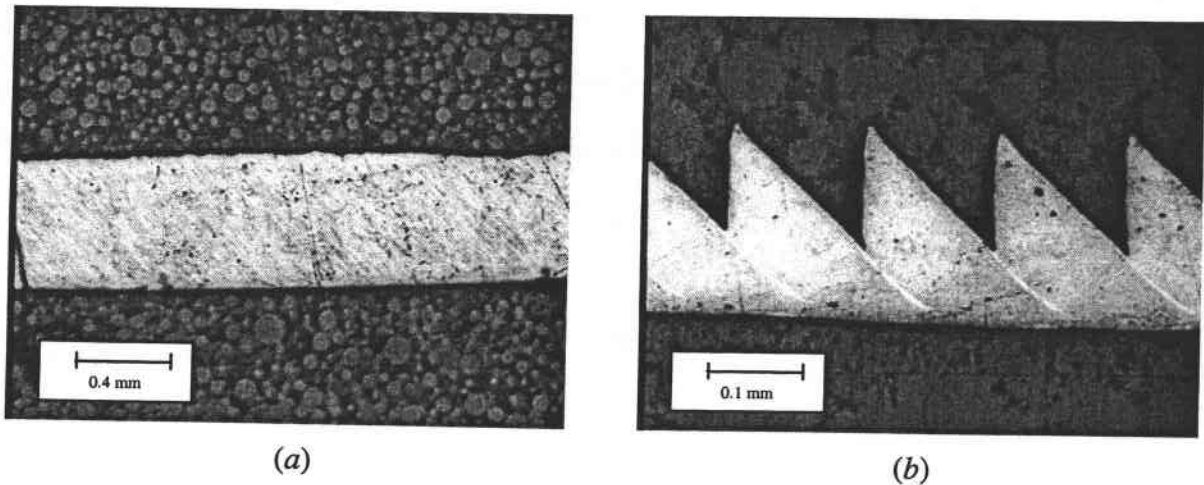


Fig. 1.3 : Micrographie optique de copeaux obtenus à différentes vitesses de coupe. Essais réalisés sur de l'acier 42CD4 avec une avance $t_1 = 0.25$ mm/tr. (a) Copeau continu pour $V = 60$ m/min. (b) Copeau discontinu pour $V = 1200$ m/min. Moufki et al. (2002).

L'expérience, montre que le copeau se forme par cisaillement intense dans une zone qui est approximativement une bande inclinée d'un angle ϕ par rapport à la direction de coupe, fig. 1.2. Cette zone est appelée zone primaire de cisaillement et ϕ est l'angle de cisaillement. Dans cette zone primaire, les conditions de déformation, vitesses de déformation et températures sont sévères. Les déformations sont importantes, les vitesses élevées et l'échauffement provoqué par la déformation plastique est significatif. Le copeau formé adhère et glisse ensuite le long de la face de coupe de l'outil. La matière subit à ce niveau un nouveau cisaillement appelé secondaire. Le glissement avec frottement et la déformation plastique dans cette zone secondaire génèrent, à leur

tour, un échauffement conduisant à des températures pouvant atteindre et dépasser ponctuellement 1000°C sur la face de coupe. Enfin, la pénétration de l'outil et le frottement de celui-ci sur la surface nouvellement usinée conduisent à de nouvelles déformations plastiques dans la zone tertiaire (Fig. 1.2) avec retour élastique et contraintes résiduelles. Suivant les conditions de coupe et le matériau usiné, le copeau est continu (s'écoulant sous forme d'un ruban continu) ou discontinu avec segmentation du copeau par l'apparition de bandes de cisaillement adiabatiques dans la zone primaire, fig. 1.3.

Nous pouvons ainsi constater que la coupe est un processus thermomécanique complexe faisant intervenir des mécanismes tels que les déformations visco-élasto-plastiques dans les zones de cisaillement, le frottement à l'interface outil-copeau, le contact en dépouille, la génération et le transfert de chaleur.

1.1.1 Modèle de Merchant

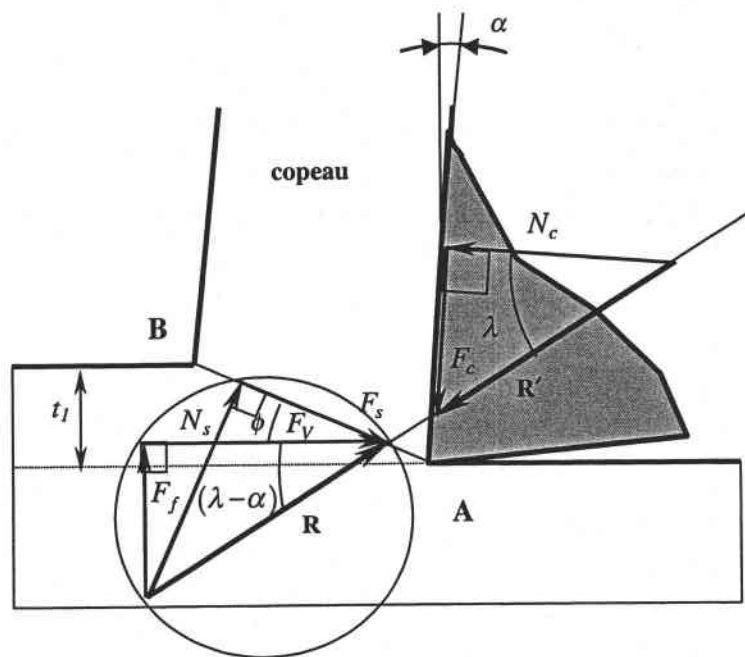


Fig. 1.4 : Modèle de la coupe orthogonale (Merchant, 1945).

Merchant (1945) décrit dans son modèle la formation d'un copeau continu, fig 1.4. Il suppose que celui-ci est le résultat d'un cisaillement intense limité à un plan appelé plan de cisaillement, incliné d'un angle ϕ (angle de cisaillement). ϕ est déterminé par minimisation de l'énergie de coupe. Les autres zones de déformation ne sont pas considérées. Le frottement à l'interface outil-copeau est choisi de type Coulomb défini par un coefficient moyen $\mu = \tan \lambda$, où λ est l'angle de frottement moyen à cet interface.

Dans le plan de cisaillement, les contraintes tangentielles sont supposées uniformes et l'effort de cisaillement F_s exercé par la matière sur le copeau est donné par l'expression :

$$F_s = w\tau l_{AB} = w\tau \frac{t_1}{\sin \phi} \quad (1.1)$$

où τ est la contrainte de cisaillement à l'écoulement plastique du matériau usiné. Le comportement du matériau usiné est supposé rigide parfaitement plastique et τ est alors une constante. w est la largeur de coupe, l_{AB} est la longueur du plan de cisaillement et t_1 est l'épaisseur du copeau non déformé, égal à l'avance par tour dans le cas des exemples de la figure 1.1.

A partir de la connaissance de τ , du frottement $\mu = \tan \lambda$ à l'interface outil-copeau, de l'angle ϕ qui sera déterminé par la suite, les efforts de coupe et d'avance sont respectivement calculés par les relations :

$$\begin{aligned} F_v &= \frac{F_s \cos(\lambda - \alpha)}{\cos(\phi + \lambda - \alpha)} = \frac{w\tau t_1 \cos(\lambda - \alpha)}{\sin \phi \cos(\phi + \lambda - \alpha)} \\ F_f &= \frac{F_s \sin(\lambda - \alpha)}{\cos(\phi + \lambda - \alpha)} = \frac{w\tau t_1 \sin(\lambda - \alpha)}{\sin \phi \cos(\phi + \lambda - \alpha)} \end{aligned} \quad (1.2)$$

L'angle de cisaillement ϕ est obtenu par la minimisation de la puissance de coupe, c'est à dire lorsque :

$$\frac{\partial(F_v \cdot V)}{\partial \phi} = 0 \text{ et } \frac{\partial^2(F_v \cdot V)}{\partial \phi^2} > 0.$$

L'angle ϕ correspondant est :

$$\phi = \frac{\pi}{4} + \frac{\alpha - \lambda}{2} \quad (1.3)$$

Merchant a été le premier à développer un modèle de coupe. Ce modèle présente l'avantage d'être simple, mais il est néanmoins limité par certains points : le cisaillement primaire se produit dans une zone d'une certaine épaisseur et non de façon brutale dans un plan. Le comportement du matériau ne peut être rigide parfaitement plastique en raison des conditions thermomécaniques sévères existant dans la zone primaire de cisaillement. Enfin, le frottement à l'interface outil-copeau dépend à la fois du comportement thermomécanique du couple pièce-outil et des conditions de coupe.

1.1.2 Modèle thermomécanique de Dudzinski et Molinari

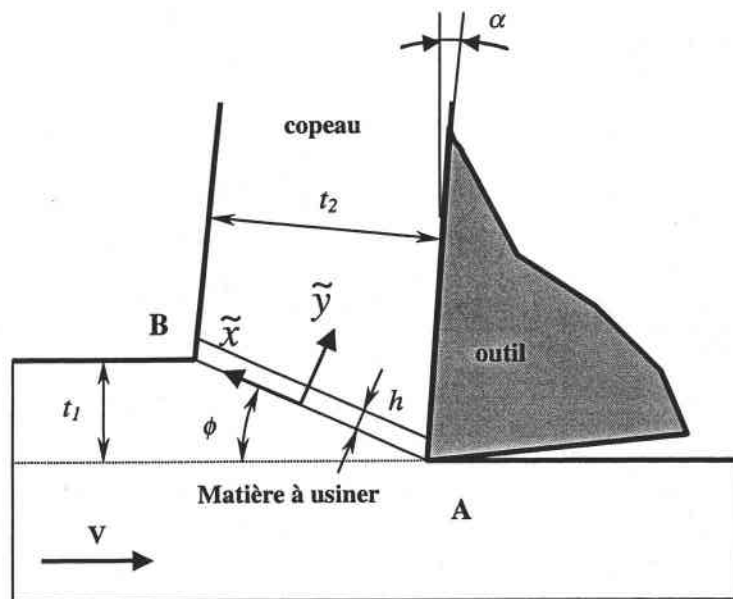


Fig. 1.5 : Modèle de la bande de cisaillement.

Dans leurs travaux, Molinari et Dudzinski (1992) et (1997) ont modélisé la zone primaire de cisaillement, en supposant que celle-ci est assimilée à une bande d'épaisseur constante h , inclinée d'un angle ϕ par rapport à la direction de coupe, voir figure 1.5. Les hypothèses du modèle sont

les suivantes :

- la déformation plastique de la matière ne se produit que dans la bande de cisaillement,
- le copeau formé est continu,
- l'écoulement de la matière à travers la bande est supposé unidimensionnel et stationnaire,
- la zone secondaire de cisaillement n'est pas prise en compte, ce qui revient à supposer que le contact outil-copeau est totalement glissant,
- le cisaillement dans la bande est supposé adiabatique,
- le matériau usiné est supposé isotrope, viscoplastique et thermoadoucissant.

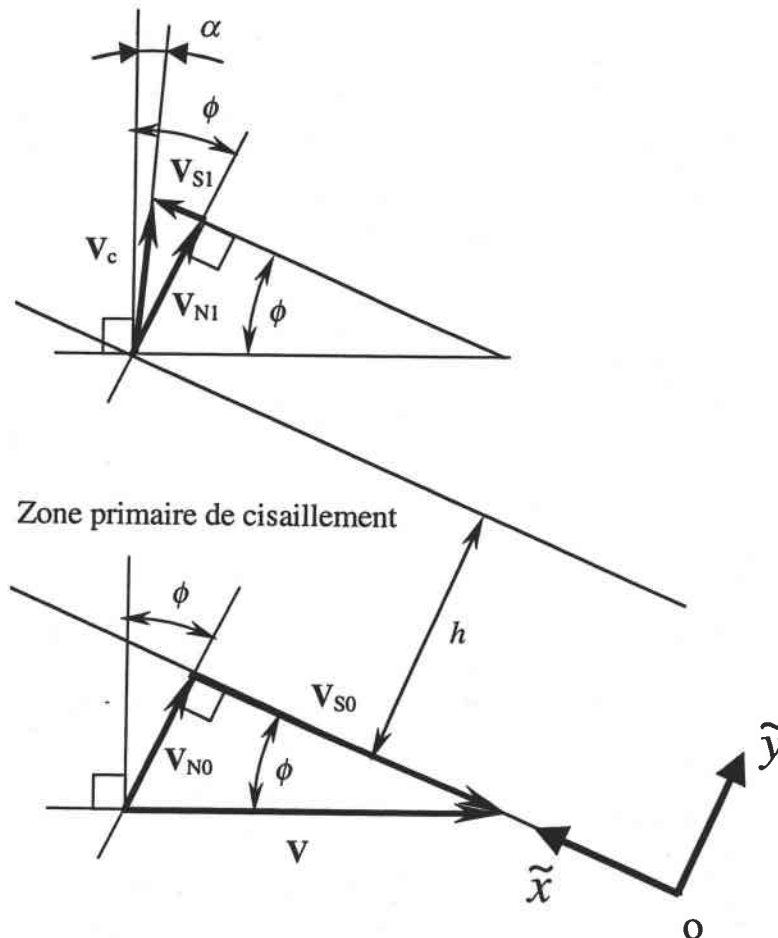


Fig. 1.6 : Diagramme des vitesses aux extrémités de la bande de cisaillement.

L'écoulement de la matière à travers la bande de cisaillement est supposé *unidimensionnel*.

Tous les paramètres définissant le processus sont fonctions de $\tilde{y}$ (l'axe $\tilde{y}$ est perpendiculaire à la

bande de cisaillement, fig. 1.6). Le champ des vitesses dans la bande est donné par les composantes v_x et v_y :

$$\begin{aligned} v_x &= v_x(\tilde{y}, t) \\ v_y &= v_y(\tilde{y}, t) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Le problème est plan et unidimensionnel, avec les conditions aux limites suivantes, fig. 1.6 :

$$\begin{aligned} v_x(0, t) &= V_{S0} = -V \cos \phi, & v_y(0, t) &= V_{N0} = V \sin \phi, \\ v_x(h, t) &= V_{S1} = V_{N1} \tan(\phi - \alpha) & v_y(h, t) &= V_{N1} = V_c \cos(\phi - \alpha) \end{aligned} \quad (1.5)$$

La direction d'écoulement du copeau est connue, elle correspond à la direction de la face de coupe (inclinaison α par rapport à la normale à la direction de $\mathbf{V} = \mathbf{V}(\text{matière/outil})$, fig. 1.5 et 1.6) :

$$V_c = \frac{V_{N1}}{\cos(\phi - \alpha)} \quad (1.6)$$

Les inconnues du problème de la bande de cisaillement sont respectivement les composantes du champ des vitesses v_x et v_y , la contrainte de cisaillement τ , le glissement γ , la vitesse de glissement $\dot{\gamma}$ et la température absolue θ . Les équations qui gouvernent l'écoulement thermomécanique de la matière dans la bande primaire de cisaillement sont :

a) l'incompressibilité du matériau :

$$\frac{\partial v_y}{\partial \tilde{y}} = 0 \Rightarrow v_y = C^{te} \quad (1.7)$$

et en particulier :

$$V_{N1} = V_{N0} = V_N = V \sin \phi \quad (1.8)$$

On en déduit :

$$V_c = \frac{V \sin \phi}{\cos(\phi - \alpha)} \quad (1.9)$$

b) les équations de conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau}{\partial \tilde{y}} &= \rho \frac{D v_x}{Dt} = \rho \left[\frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial \tilde{y}} v_y \right] \\ &= \rho \left[\frac{\partial v_x}{\partial t} + \dot{\gamma} V_N \right]\end{aligned}\quad (1.10)$$

où ρ est la masse volumique du matériau usiné et D/Dt est la dérivée particulaire,

c) la relation de compatibilité :

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial v_x}{\partial \tilde{y}} \quad (1.11)$$

d) La définition de la vitesse de glissement, dérivée particulaire du glissement γ :

$$\begin{aligned}\dot{\gamma} &= \frac{D\gamma}{Dt} = \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial \gamma}{\partial \tilde{y}} v_y \\ &= \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial \gamma}{\partial \tilde{y}} V_N\end{aligned}\quad (1.12)$$

e) le comportement du matériau donné par la loi de Johnson-Cook :

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[A + B \left(\frac{\gamma}{\sqrt{3}} \right)^n \right] \left[1 + m \ln \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \right) \right] \left[1 - \left(\frac{\theta - T_r}{T_f - T_r} \right)^v \right] \quad (1.13)$$

Les paramètres constants, caractéristiques du comportement du matériau, sont le coefficient d'écrouissage n , la sensibilité à la vitesse de déformation m , le coefficient d'adoucissement thermique v . Les autres paramètres caractérisant le matériau sont donnés par A , B , $\dot{\gamma}_0$ et les températures T_r (température de référence) et T_f (température de fusion).

f) l'équation de l'énergie :

$$\rho c \frac{D\theta}{Dt} = \tilde{\beta} \tau \dot{\gamma} + k \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{y}^2} \quad (1.14)$$

où c est la capacité calorifique et k est le coefficient de conduction thermique. $\tilde{\beta}$ (coefficient de Taylor-Quinney) est la fraction de l'énergie de déformation plastique convertie en chaleur. Le

deuxième terme du second membre est nul si l'on suppose l'écoulement adiabatique ($k = 0$).

Les équations précédentes sont résolues dans le cas stationnaire ($\partial/\partial t = 0$) et adiabatique. La contrainte de cisaillement τ , la température θ et la vitesse de glissement $\dot{\gamma}$ s'écrivent alors en fonction du glissement γ :

$$\tau = \rho (V \sin \phi)^2 \gamma + \tau_0 \quad (1.15)$$

$$\theta = \theta_w + \frac{\tilde{\beta}}{\rho c} \left(\rho (V \sin \phi)^2 \frac{\gamma^2}{2} + \tau_0 \gamma \right) \quad (1.16)$$

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}(\gamma, \tau_0) = \dot{\gamma}_0 \exp \left(\frac{\tau \sqrt{3}}{m g_1(\gamma) g_2(\theta)} - \frac{1}{m} \right) \quad (1.17)$$

$$g_1(\gamma) = A + B(\gamma/\sqrt{3})^n \quad g_2(\theta) = 1 - \left(\frac{\theta - T_r}{T_f - T_r} \right)^v$$

θ_w est la température de la pièce. Le glissement γ est ensuite obtenu par intégration de l'équation (1.12) qui s'écrit dans le cas stationnaire :

$$\frac{d\gamma}{d\tilde{y}} = \frac{\dot{\gamma}(\gamma, \tau_0)}{V_N} = \frac{\dot{\gamma}}{V \sin \phi} \quad (1.18)$$

avec les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} \text{-- à l'entrée de la bande} \quad & \begin{cases} \gamma(\tilde{y} = 0) = 0 \\ \theta(\tilde{y} = 0) = \theta_w \end{cases} \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\text{-- à la sortie de la bande} \quad \gamma(\tilde{y} = h) = \gamma_1 = \frac{1}{V_N} \int_0^h \frac{dv_x}{d\tilde{y}} d\tilde{y} = \frac{V_{s1} - V_{s0}}{V_N} = \frac{\cos \alpha}{\sin \phi \cos(\phi - \alpha)}$$

cette dernière condition à la limite est obtenue par combinaison des relations (1.11) et (1.12) et intégration. On rappelle que les conditions aux limites à l'entrée de la bande ont été obtenues en supposant que la déformation dans le copeau est limitée à la bande primaire de cisaillement.

Enfin, l'équation (1.18) peut se mettre sous forme intégrale en considérant les conditions aux

limites (1.19) :

$$\int_0^{\gamma_1} \frac{V \sin \phi}{\dot{\gamma}(\gamma, \tau_0)} d\gamma - h = 0 \quad (1.20)$$

On obtient alors une équation non linéaire qui permet de calculer la contrainte de cisaillement τ_0 à l'entrée de la bande.

L'angle de cisaillement ϕ est supposé donné par une loi empirique de type Zvorykin (1893) ou Bailey (1975) :

$$\begin{aligned} \phi &= A_1 + A_2(\alpha - \lambda) \\ \text{avec } \lambda &= \tan^{-1}(\bar{\mu}) \end{aligned} \quad (1.21)$$

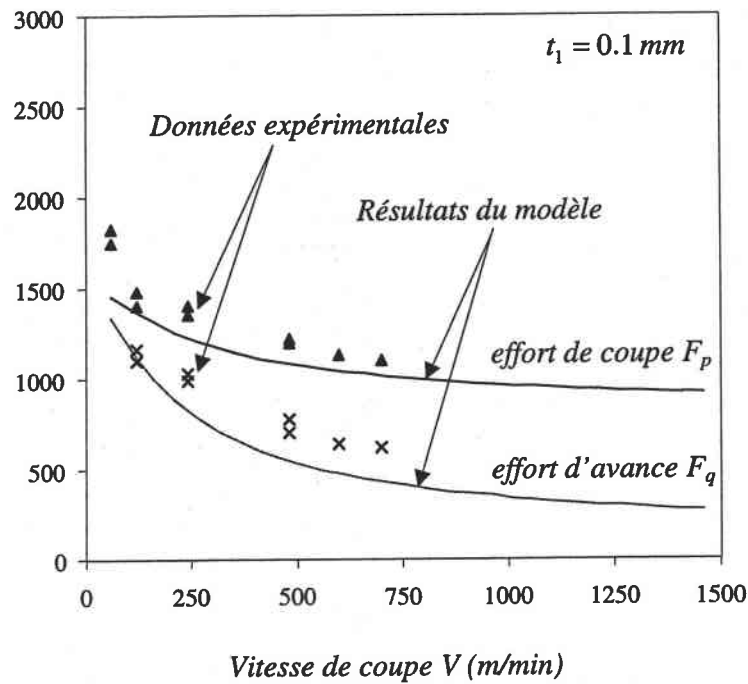
où $\bar{\mu}$ et λ correspondent respectivement au coefficient de frottement moyen et à l'angle de frottement moyen à l'interface outil-copeau. Les paramètres constants A_1 et A_2 dépendent du matériau usiné et peuvent être déterminés par des essais.

Des pressions importantes et des grandes vitesses de glissement existent à l'interface outil-copeau. La température intense qui en résulte affecte sérieusement les conditions de frottement. Moufki, Molinari et Dudzinski (1998) ont proposé, dans leur approche de la coupe, une loi de frottement de type Coulomb, où le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ est pris dépendant de la température moyenne $\bar{T}_{\text{int}}$ à l'interface outil-copeau :

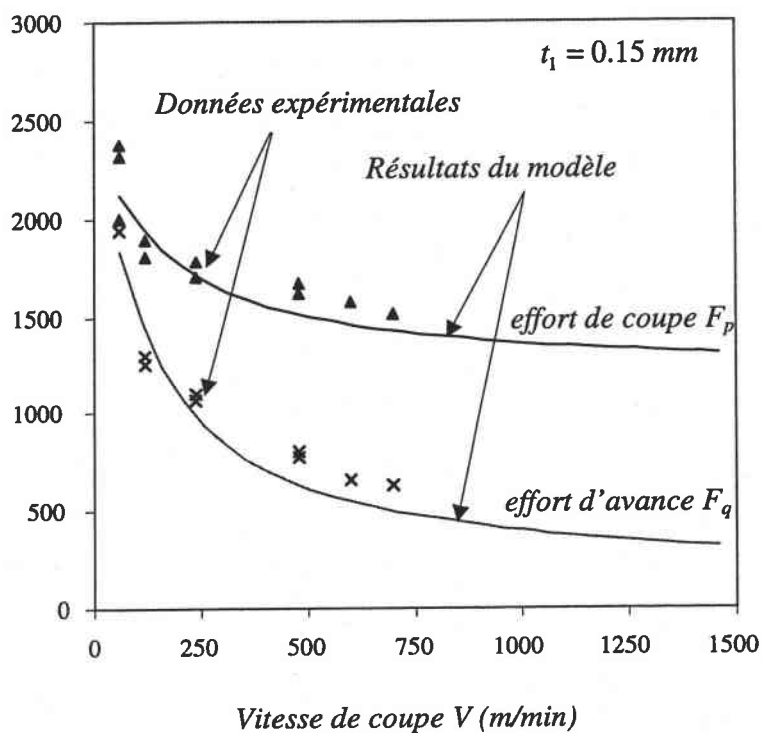
$$\bar{\mu} = \bar{\mu}(\bar{T}_{\text{int}}) = \bar{\mu}_0 \left(1 - \left(\frac{\bar{T}_{\text{int}}}{T_f} \right)^q \right) \quad (1.22)$$

Les coefficients $\bar{\mu}_0$ et q sont identifiés à partir d'essais de coupe orthogonale (Moufki, Devillez, Dudzinski et Molinari, 2002), de même que les coefficients A_1 et A_2 de la loi de Zvorykin. Les prévisions du modèle sont comparées à des résultats expérimentaux : l'évolution des efforts de coupe F_p et d'avance F_q est donnée en fonction de la vitesse de coupe V pour différentes profondeurs de coupe t_1 , fig. 1.7. Les résultats du modèle sont en bon accord avec ceux observés

expérimentalement sur une large plage de conditions de coupe (avance et vitesse de coupe) et pour des copeaux continus et discontinus (Moufki, Devillez, Dudzinski et Molinari, 2002).



(a)



(b)

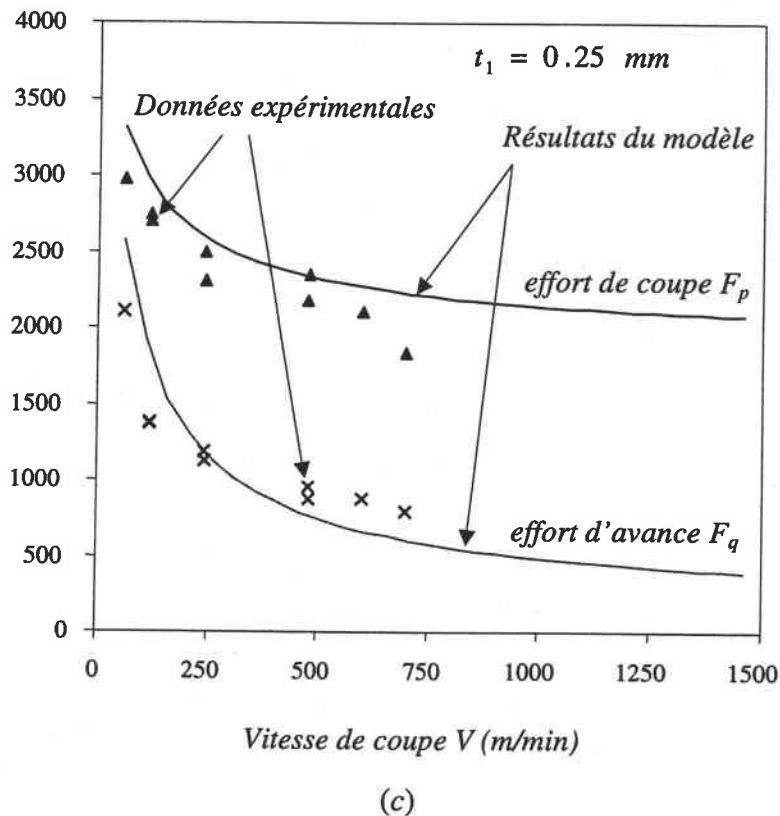


Fig. 1.7 : Comparaisons entre les efforts de coupe mesurés et ceux estimés par le modèle pour trois avances t_1 différentes : (a) $t_1 = 0.1$ mm, (b) $t_1 = 0.1$ mm et (c) $t_1 = 0.1$ mm Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0$ et $w = 5$ mm. Moufki et al. (2002).

1.2 Modèles dynamiques

Les premiers modèles de coupe dynamique étaient basés sur une analyse de stabilité linéaire, Tlustý et Polacek (1963), Tobias (1965) et Merrit (1965). En 1985, Wu et Liu ont développé un modèle mathématique utilisant une approche analytique visant à étudier la réponse du processus de coupe dynamique. Dans leur modèle, ils supposent que l'amplitude des vibrations reste relativement faible et que le coefficient de frottement moyen à l'interface outil-copeau dépend de la vitesse relative du copeau par rapport à l'outil. Ce frottement est supposé entretenir les vibrations et constitue une source d'instabilité. La variation de l'angle de cisaillement ϕ par rapport à sa valeur en régime stationnaire (pas de vibrations de l'outil et surface à usiner plane) est due à la variation du frottement, à l'ondulation de la surface à usiner et au mouvement de l'outil.

Les équations sont ensuite linéarisées pour évaluer la stabilité du processus de coupe en considérant que l'oscillation actuelle de l'outil est sinusoïdale avec une amplitude constante et que la surface induite à la passe précédente possède la même fréquence.

Plus tard, les effets non linéaires et couplés associés aux vibrations ont été reconnus comme étant relativement importants, Tlustý et Ismail (1981). Ces mécanismes non linéaires ont différentes origines qui sont : le contact de la pièce avec la face en dépouille de l'outil, les variations instantanées des conditions de coupe, les ondulations de la surface usinée à la passe précédente, et la prise en compte de la zone de cisaillement secondaire. En effet, les efforts de coupe qui excitent la structure, sont affectés par la contrainte de cisaillement, par l'angle de coupe et par l'angle de cisaillement. De plus, l'épaisseur du copeau non déformé ainsi que le frottement à l'interface outil-copeau ont également une influence importante sur les efforts de coupe.

Des recherches expérimentales menés par Knight (1970), utilisant un procédé de photographies à grande vitesse du processus d'usinage en coupe orthogonale ont permis de mettre en évidence le phénomène suivant : la zone primaire de cisaillement oscille avec les mouvements de l'outil et avec les ondulations de la surface à usiner. De plus, les variations de l'angle de cisaillement ϕ se produisent avec un déphasage par rapport aux vibrations de l'outil. Boothroyd (1970) a montré expérimentalement, dans le cas statique, que ϕ est influencé par la pente de la surface à usiner ainsi que par les conditions de coupe. Ces observations sont confirmées par Nigm et Sadek (1977). Sarnicola et Boothroyd (1974) ont observé que la pente de la surface agit sur les efforts de coupe. Wu (1986, 1987) a développé un modèle mathématique traduisant le comportement de l'angle de cisaillement face aux variations instantanées des conditions de coupe dues au mouvement vibratoire de l'outil. Dans son approche, il utilise la méthode des lignes de glissement initialement développée par Christoperson *et al.* (1958). Mais ce modèle n'est valable que dans le cas de l'usinage d'une surface plane. Lin et Weng (1990, 1991) ont développé un modèle non-linéaire de

la coupe orthogonale en considérant les variations de ϕ induites par les changements instantanés de l'épaisseur du copeau non déformé. Dans ce modèle, le frottement est supposé constant et l'interférence entre la pièce et la face en dépouille de l'outil (force de talonnement) n'est pas prise en compte. Nosyreva et Molinari (1997, 1998) utilisent la méthode des échelles multiples pour étudier la stabilité non linéaire du processus de coupe dynamique. Ils considèrent l'influence de la vitesse de coupe sur le frottement et l'effet d'une force de talonnement proportionnelle à la vitesse de pénétration de l'outil. Une solution analytique approchée est alors calculée dans le cas de l'usinage d'une surface plane (usinage mono-passe).

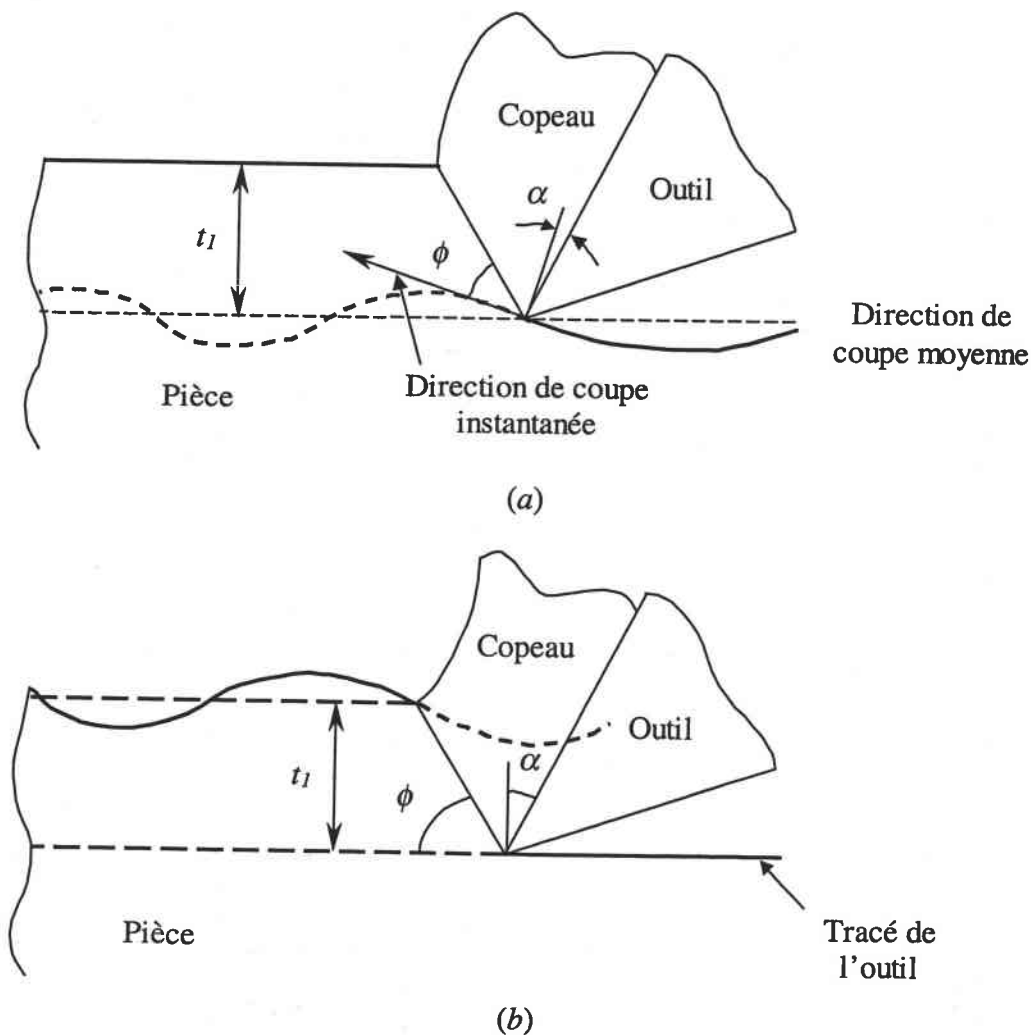
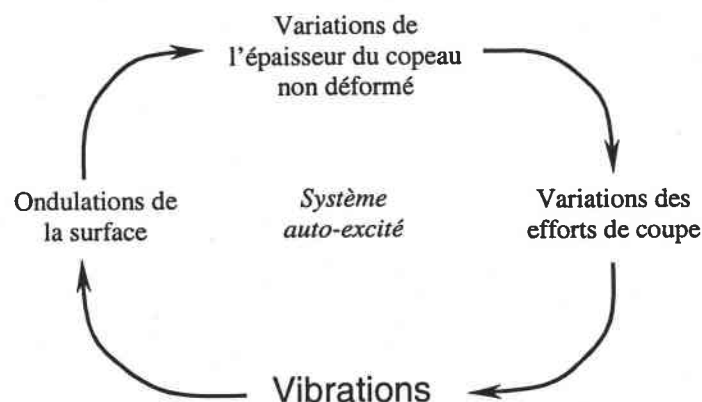


Fig. 1.8 : *Processus de coupe dynamique élémentaires*

En réalité, il existe deux processus élémentaires de coupe dynamique pour lesquels des vibrations auto-excitées peuvent se produire, Knight (1970), Boothroyd (1970) :

- le premier est appelé 'vibrations primaires' (wave cutting) : l'outil soumis à une impulsion initiale vibre et la surface à usiner est plane, voir figure 1.8 (a),
- le second est appelé 'vibrations secondaires' (wave removing) : l'outil ne vibre pas et la surface à usiner est ondulée, voir figure 1.8 (b).

Les modèles prennent en compte l'un ou l'autre de ces processus dynamiques. Or, pour étudier la stabilité de coupe dynamique, il est important de considérer la superposition des deux processus élémentaires. En effet, au cours d'un procédé d'usinage industriel (tournage, fraisage), la matière est enlevée par des passes successives (correspondant à chaque tour de la pièce en tournage ou à chaque passage d'une dent en fraisage). Les vibrations sont excitées par la variation des efforts de coupe puis elles sont entretenues par les ondulations laissées sur la surface usinée à la passe précédente. En effet, ces ondulations induisent une épaisseur du copeau non déformé variable dont dépend le niveau des efforts de coupe. Le système est ainsi auto-excité. Le principe des vibrations auto-excitées peut être représenté par le schéma suivant :



Pour mieux comprendre certains phénomènes entrant en jeu dans le processus dynamique de la coupe orthogonale, nous développons quelques approches antérieures intéressantes : l'approche linéaire par les fonctions de transfert, développée par Tlustý et Polacek (1963), Tobias (1965) et

Merrit (1965), la modélisation analytique de Wu et Liu (1985), l'approche numérique de Jemielniak et Widota (1989), puis nous terminerons par le modèle de Nosyreva et Molinari (1998).

1.2.1 Approche linéaire par les fonctions de transfert

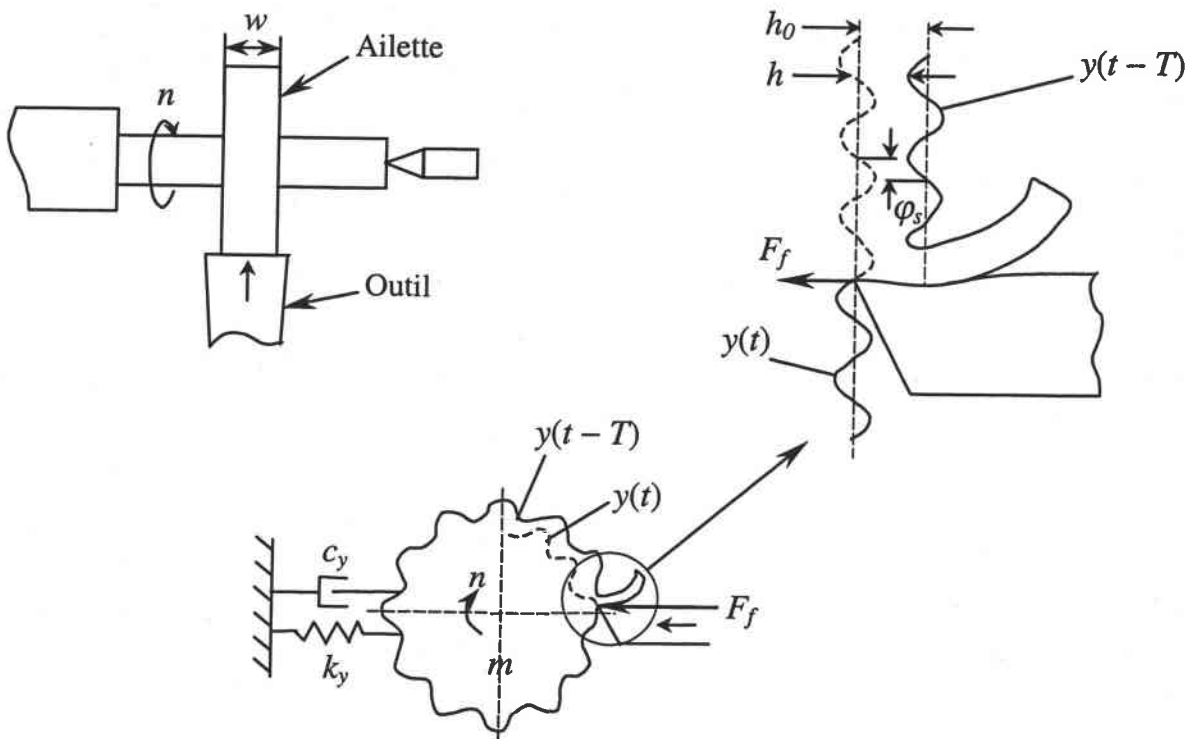


Fig. 1.9 : Vibrations auto-excitées en coupe orthogonale (Altintas 2000).

Dans ce paragraphe, nous détaillons l'approche linéaire par les fonctions de transfert développée par Tlustý et Polacek (1963), Tobias (1965) et Merrit (1965). Une présentation de cette approche se trouve également dans l'ouvrage d'Altintas (2000) et dans Tarng *et al.* (2000).

Ce modèle s'applique au cas simple de la coupe orthogonale. Les hypothèses sont les suivantes :

- le procédé modélisé est le tournage. Une ailette cylindrique de largeur w est usinée radialement, voir figure 1.9,
- la pièce en rotation est assimilée à un système à un degré de liberté dans la direction de l'avance radiale (Fig. 1.9).

Les données du problème sont :

- la pulsation propre $\omega_n = \sqrt{k_y/m_y}$, le pourcentage d'amortissement $\xi_y = c_y/2\sqrt{k_y m_y}$ et la rigidité équivalente k_y du système.
- Une caractéristique du matériau usiné est donnée par la pression spécifique K_f .

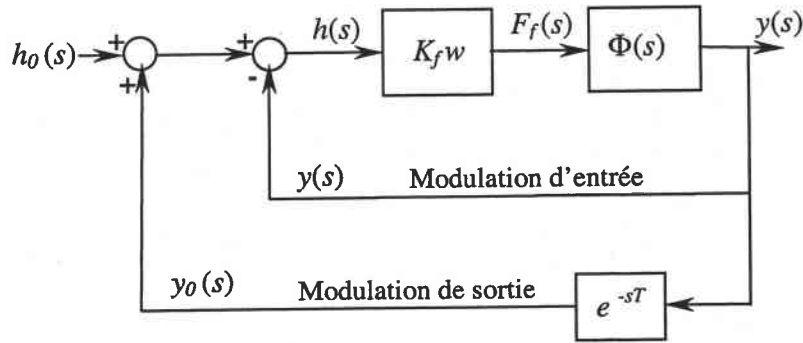


Fig. 1.10 : Diagramme du processus vibratoire.

Le modèle permet de donner une estimation des lobes de stabilité définis par la largeur de coupe limite w_{lim} (à partir de laquelle le processus devient instable) en fonction de la vitesse de rotation n de la pièce sur le tour.

L'épaisseur $h(t)$ du copeau non déformé est donnée par l'expression suivante :

$$h(t) = h_0 + [y(t-T) - y(t)] \quad (1.23)$$

où h_0 est l'épaisseur moyenne du copeau non déformé, qui est égale à l'avance radiale de l'outil. $[y(t-T) - y(t)]$ est le complément d'épaisseur dû au déplacement actuel $y(t)$ de l'outil et à l'ondulation $y(t-T)$ de la surface libre provoquée à la passe précédente, où T est la période d'une révolution. Le mouvement du système est gouverné par l'équation différentielle :

$$m_y \ddot{y}(t) + c_y \dot{y}(t) + k_y y(t) = F_f(t) = K_f w h(t) \quad (1.24)$$

où l'effort d'avance F_f est supposé proportionnel à la pression spécifique K_f exercée dans la direction d'avance, et w est la largeur de coupe.

Le système vibratoire peut être représenté par le diagramme de la figure 1.10, où les paramètres du

processus de coupe dynamique sont écrits dans le domaine de Laplace. L'entrée du système est l'épaisseur h_0 désirée du copeau, et la sortie est le déplacement instantané $y(t)$ correspondant à la surface actuellement usinée. Dans le domaine de Laplace, $\mathcal{L} y(t) = y(s)$, et l'ondulation laissée sur la surface libre au cours de la révolution précédente est $\mathcal{L} y(t - T) = e^{-sT} y(s)$. L'épaisseur du copeau non déformé de l'équation (1.23) s'écrit alors dans le domaine de Laplace :

$$h(s) = h_0 + (e^{-sT} - 1)y(s) \quad (1.25)$$

et l'effort d'avance :

$$F_f(s) = K_f w h(s) \quad (1.26)$$

L'effort d'avance excite la structure et produit le déplacement suivant :

$$y(s) = F_f(s) \Phi(s) = K_f w h(s) \Phi(s) \quad (1.27)$$

où $\Phi(s)$ est la fonction de transfert du système à un degré de liberté qui caractérise le système. Elle a pour expression :

$$\Phi(s) = \frac{\omega_n^2}{k_y (s^2 + 2\xi\omega_n s + \omega_n^2)} \quad (1.28)$$

où $\omega_n = \sqrt{k_y/m_y}$, ξ , k_y et m_y sont respectivement la pulsation propre, le pourcentage d'amortissement, la rigidité équivalente et la masse équivalente du système. En combinant les équations (1.25) à (1.27), nous obtenons le rapport entre l'épaisseur du copeau non déformé $h(s)$ et l'épaisseur moyen h_0 :

$$\frac{h(s)}{h_0} = \frac{1}{1 + (1 - e^{-sT}) K_f w \Phi(s)} \quad (1.29)$$

La stabilité du système est analysée par la résolution de l'équation caractéristique :

$$1 + (1 - e^{-sT}) K_f w \Phi(s) = 0$$

La racine s de cette équation s'écrit : $s = \sigma + j\omega_c$. Si la partie réelle de la racine est positive

($\sigma > 0$), la transformée inverse de Laplace possèdera un terme en exponentiel avec une puissance positive (i.e., $e^{+\sigma t}$). L'amplitude des vibrations augmentera indéfiniment et le système sera instable. Si la partie réelle de la racine est négative ($\sigma < 0$), les vibrations sont supprimées avec le temps (i.e., $e^{-\sigma t}$), et le système est stable. Lorsque la partie réelle est nulle ($s = j\omega_c$), le système se trouve à la limite de stabilité et les vibrations de la pièce ont une amplitude et une pulsation ω_c constantes. L'équation caractéristique devient alors :

$$1 + (1 - e^{-j\omega_c T}) K_f w_{\lim} \Phi(s) = 0 \quad (1.30)$$

où $w_{\lim}$ est la largeur de coupe limite à l'apparition de l'instabilité. La fonction de transfert peut alors être décomposée en partie réelle et imaginaire : $\Phi(j\omega_c) = G + jH$ avec :

$$G(\omega_c) = \frac{1 - r^2}{k_y [(1 - r^2)^2 + (2\xi r)^2]} \quad \text{et} \quad H(\omega_c) = \frac{-2\xi r}{k_y [(1 - r^2)^2 + (2\xi r)^2]}$$

où $r = \omega_c / \omega_n$. En réécrivant l'équation (1.29) en fonction de G et de H , nous obtenons :

$$\left(1 + K_f w_{\lim} [G(1 - \cos \omega_c T) - H \sin \omega_c T]\right) + j \left(K_f w_{\lim} [G \sin \omega_c T + H(1 - \cos \omega_c T)]\right) = 0$$

Pour satisfaire cette relation, la partie réelle et la partie imaginaire du premier membre doivent être nulles.

a) Si la partie imaginaire est nulle, nous avons :

$$G \sin \omega_c T + H(1 - \cos \omega_c T) = 0 \quad \text{et} :$$

$$\tan \Psi = \frac{H(\omega_c)}{G(\omega_c)} = \frac{\sin \omega_c T}{\cos \omega_c T - 1} \quad (1.31)$$

où Ψ est le déphasage de la fonction de transfert associée à la structure. En utilisant les relations classiques de la trigonométrie :

$$\cos \omega_c T = \cos^2(\omega_c T / 2) - \sin^2(\omega_c T / 2) \quad \text{et} \quad \sin \omega_c T = 2 \sin(\omega_c T / 2) \cos(\omega_c T / 2),$$

dans l'équation (1.31), nous obtenons :

$$\tan \Psi = \frac{\cos(\omega_c T / 2)}{-\sin(\omega_c T / 2)} = \tan[(\omega_c T) / 2 - (3\pi) / 2],$$

et donc par identification, nous obtenons :

$$\omega_c T = 3\pi + 2\Psi + 2k'\pi \quad \text{et} \quad \Psi = \tan^{-1}\left(\frac{H}{G}\right) \quad (1.32)$$

La vitesse de rotation n (en tours/min) de la pièce et la fréquence f_c ou la pulsation $\omega_c = 2\pi f_c$ des vibrations sont liées par une relation. Pendant une révolution, c'est à dire pour le temps T correspondant à une passe, l'outil effectue k oscillations entières et une fraction définie par un angle φ_s de déphasage entre deux passes successives, voir figure 1.9 :

$$f_c T = k + \frac{\varphi_s}{2\pi} \quad \text{et} \quad T = \frac{60}{n} \quad (1.33)$$

On en déduit :

$$2\pi f_c T = \omega_c T = 2k\pi + \varphi_s$$

A l'aide de la relation (1.32), on obtient l'égalité suivante :

$$\varphi_s = 3\pi + 2\Psi.$$

Enfin, la relation entre n et f_c s'écrit :

$$n = \frac{60}{T} = \frac{60 \cdot f_c}{k + \varphi_s / 2\pi} \quad \text{avec} \quad \varphi_s = 3\pi + 2\Psi \quad (1.34)$$

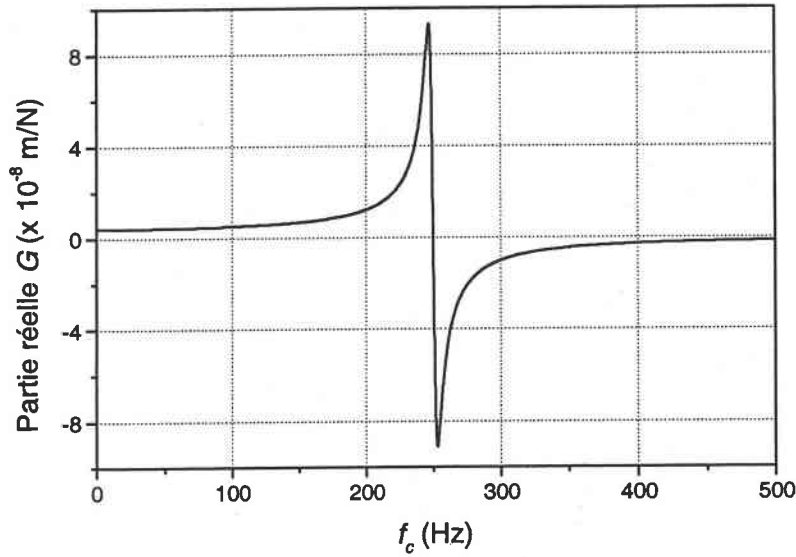
b) La largeur de coupe critique est obtenue en annulant la partie réelle de l'équation caractéristique :

$$1 + K_f w_{\lim} [G(1 - \cos \omega_c T) - H \sin \omega_c T] = 0$$

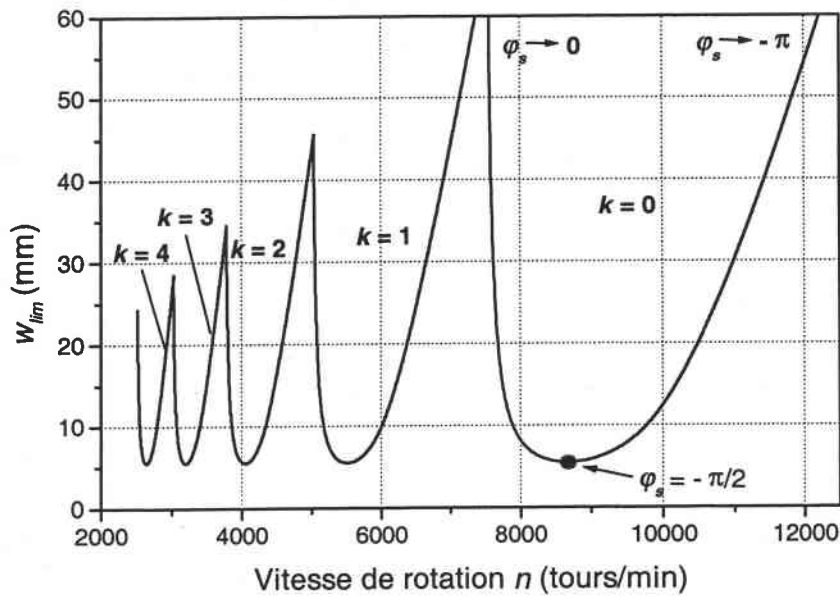
$$\Rightarrow w_{\lim} = \frac{-1}{K_f G [1 - \cos \omega_c T - (H / G) \sin \omega_c T]}$$

Or l'égalité de l'équation (1.31) permet de simplifier l'expression de $w_{\lim}$:

$$w_{lim} = \frac{-1}{2K_f G(\omega_c)} \quad (1.35)$$



(a)



(b)

Fig. 1.11 : Exemple avec $f_n = 250$ Hz, $\xi = 1.2$ %, $k_y = 2.26 \cdot 10^8$ N/m et $K_f = 1000$ MPa. (a) Evolution de la partie réelle G de la fonction de transfert par rapport à la fréquence f_c des vibrations. (b) Evolution de la largeur de coupe limite w_{lim} en fonction de la vitesse de rotation n de la pièce.

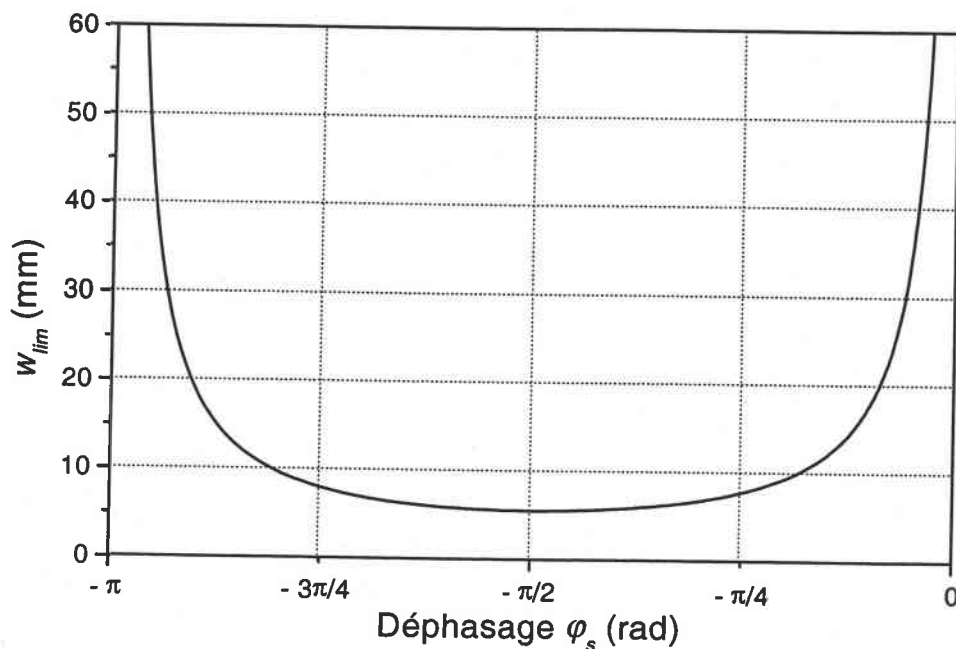
Notons que w_{lim} est une grandeur physique positive, la solution n'est donc valide que pour des valeurs négatives de la partie réelle $G(\omega_c)$ de la fonction de transfert. L'expression (1.35) indique

que la largeur de coupe critique est proportionnelle à la rigidité k_y de la structure et inversement proportionnelle à la pression de coupe K_f . Plus le matériau usiné est dur, plus K_f est grand, ceci entraîne une diminution de w_{lim} . Au contraire, une augmentation de la rigidité du système implique une hausse de w_{lim} et donc une plus grande plage de stabilité.

En supposant que la fonction de transfert et que la pression de coupe K_f sont connues ou mesurées, la procédure pour tracer les lobes de stabilité est la suivante :

- on sélectionne une fréquence ω_c telle que $G(\omega_c) < 0$, voir figure 1.11 (a),
- on calcule le déphasage Ψ à la fréquence ω_c avec l'équation (1.31),
- on détermine la largeur de coupe critique w_{lim} à l'aide de l'équation (1.35),
- on calcule la vitesse de rotation n avec l'équation (1.34). A chaque valeur de k correspond un lobe de stabilité ($k = 0, 1, 2, \dots$),
- on répète la procédure en scannant les fréquences de vibrations voisines de la fréquence propre de la structure.

Finalement, les lobes de stabilité définis par w_{lim} en fonction de n sont obtenus, fig. 1.11 (b).



(a)

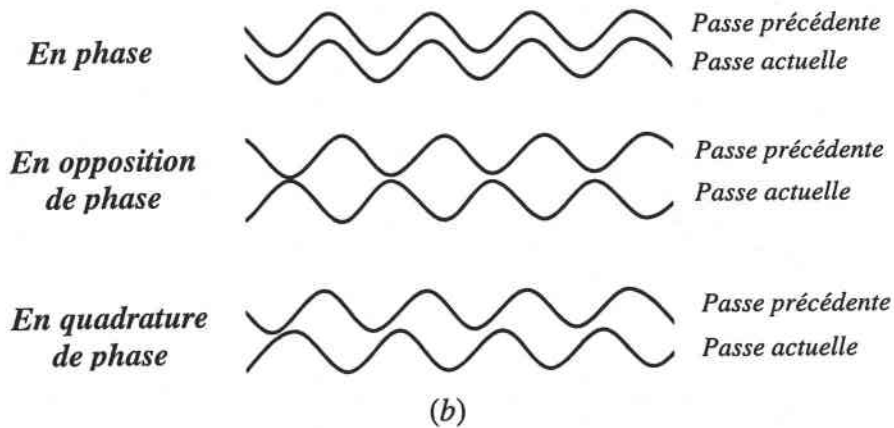


Fig. 1.12 : (a) Evolution de la largeur de coupe limite w_{lim} en fonction du déphasage φ_s . (b) Représentation des ondulations de la passe actuelle avec la passe précédente, en phase, en opposition de phase et en quadrature de phase.

Remarque complémentaire : Le déphasage Ψ de la fonction de transfert appartient à l'intervalle $]-\pi ; 0[$, mais pour que $G(\omega_c) < 0$, il faut que $\Psi \in]-\pi ; -\pi/2[$. Ceci implique que $\varphi_s \in]-\pi ; 0[$. La figure 1.12 (a) donne l'évolution de w_{lim} en fonction du déphasage φ_s . La plage de stabilité est minimale lorsque $\varphi_s = -\pi/2$ (quadrature de phase), fig. 1.12 (b). Au contraire, la plage de stabilité augmente de façon exponentielle lorsque $\varphi_s \rightarrow 0$ ou lorsque $\varphi_s \rightarrow -\pi$, c'est à dire lorsque les ondulations actuellement usinées sont respectivement en phase ou en opposition de phase avec les ondulations générées à la passe précédente, fig. 1.12 (b).

Discussion de l'approche par les fonctions de transfert

L'approche linéaire par les fonctions de transfert présente l'avantage d'être simple et permet de comprendre pourquoi la limite de stabilité du processus de coupe dynamique est caractérisée par des lobes. Pourtant, le modèle présente quelques inconvénients :

- les efforts de coupe ne sont pas proportionnels à la profondeur de coupe et dépendent des conditions de coupe et en particulier de la vitesse de coupe. Par conséquent, la pression de coupe K_f ne devrait pas être constante quelle que soit la vitesse de rotation de la pièce,

comme le suppose le modèle,

- le processus de formation du copeau, la zone de cisaillement secondaire et le contact avec la face en dépouille ne sont pas pris en compte,
- les effets des angles de coupe et de dépouille ne sont pas considérés.

1.2.2 Approche analytique de Wu et Liu

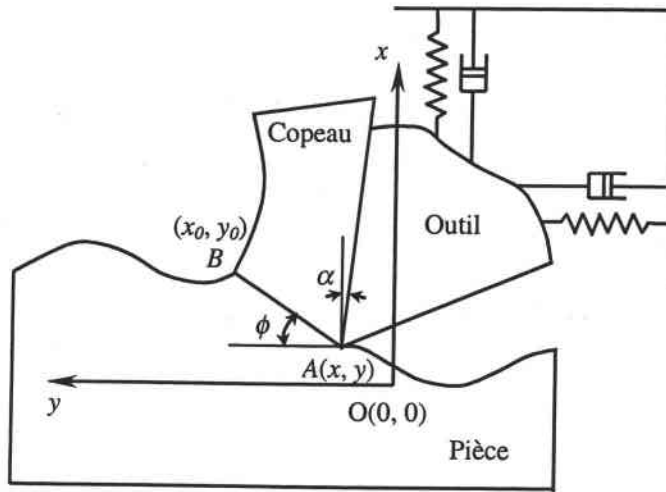


Fig 1.13 : *Modèle bidimensionnel du processus de coupe dynamique*

Wu et Liu (1985, partie 1) proposent un modèle original, défini par la figure 1.13, prenant en compte les variations du coefficient de frottement moyen μ à l'interface outil-copeau avec la loi suivante :

$$\mu = \mu_0 e^{-qV_c} \quad (1.36)$$

où μ_0 est le frottement extrapolé à la vitesse nulle. Le coefficient q constant est dépendant du couple outil-matière et V_c est la vitesse relative du copeau par rapport à l'outil. Cette vitesse V_c varie lors des mouvements vibratoires de l'outil et lors des oscillations de la bande de cisaillement.

Wu et Liu en donne une expression approchée sous la forme :

$$V_c \cos \alpha = \left(V + \frac{\dot{y} - \dot{y}_0}{2} \right) \tan \phi - \left(\frac{\dot{x} - \dot{x}_0}{2} \right) \quad (1.37)$$

L'angle de cisaillement ϕ est calculé à partir d'une relation empirique obtenue par Zvorykin (1893) puis par Bailey (1975) :

$$\phi = \frac{C_m}{2} + \frac{\alpha - \lambda}{2} \quad (1.38)$$

où $\lambda = \tan^{-1} \mu$ est l'angle de frottement moyen à l'interface outil-copeau et C_m est une constante dépendant du matériau usiné. Les efforts exercés sur l'outil sont estimés par la théorie de Merchant (1945) :

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{(x_0 - x)w\tau \sin(\lambda - \alpha)}{\sin \phi \cos(\phi + \lambda - \alpha)} && \text{effort d'avance} \\ F_y &= -\frac{(x_0 - x)w\tau \cos(\lambda - \alpha)}{\sin \phi \cos(\phi + \lambda - \alpha)} && \text{effort de coupe} \end{aligned} \quad (1.39)$$

où τ est la contrainte de cisaillement supposée constante et w est la largeur de coupe. Enfin, l'effort de talonnement, exercé suivant x par la surface récemment usinée au voisinage de la pointe de l'outil, s'écrit :

$$f_x = -\frac{Kw}{V} \dot{x} \quad (1.40)$$

K est une constante de proportionnalité qui dépend du matériau. La force de talonnement est supposée s'opposer au mouvement de l'outil : lorsque l'outil descend ($\dot{x} < 0$), celui-ci est repoussé par la surface usinée ($f_x > 0$) et inversement.

En combinant (1.36), (1.37) et (1.38), en effectuant des approximations et après linéarisation, une expression est obtenue pour l'angle ϕ sous la forme :

$$\cotan \phi = (A_\phi - C_\phi V) + \frac{B_\phi}{2} (\dot{x} - \dot{x}_0) - \frac{C_\phi}{2} (\dot{y} - \dot{y}_0) \quad (1.41)$$

A_ϕ , B_ϕ et C_ϕ sont des coefficients à déterminer expérimentalement et qui dépendent des conditions de coupe, du frottement mesuré ainsi que du matériau usiné.

De même, après des approximations et des transformations trigonométriques, les relations (1.39) et (1.41) sont combinées pour obtenir les efforts F_x et F_y :

$$F_x = 2w\tau(x_0 - x)[(A_x - C_x V) + \frac{B_x}{2}(\dot{x} - \dot{x}_0) - \frac{C_x}{2}(\dot{y} - \dot{y}_0)] \quad (1.42)$$

$$F_y = -2w\tau(x_0 - x)[(A_y - C_y V) + \frac{B_y}{2}(\dot{x} - \dot{x}_0) - \frac{C_y}{2}(\dot{y} - \dot{y}_0)]$$

où les coefficients A_x , B_x , C_x , A_y , B_y et C_y s'expriment en fonction des coefficients précédents A_ϕ , B_ϕ et C_ϕ , de la vitesse de coupe V et du paramètre C_m de l'équation (1.38).

Finalement, les équations du mouvement de l'outil sont données par :

$$m\ddot{x} + c_x\dot{x} + k_x x = 2w\tau(x_0 - x)[(A_x - C_x V) + \frac{B_x}{2}(\dot{x} - \dot{x}_0) - \frac{C_x}{2}(\dot{y} - \dot{y}_0)] - \frac{K w}{V} \dot{x} \quad (1.43)$$

$$m\ddot{y} + c_y\dot{y} + k_y y = -2w\tau(x_0 - x)[(A_y - C_y V) + \frac{B_y}{2}(\dot{x} - \dot{x}_0) - \frac{C_y}{2}(\dot{y} - \dot{y}_0)]$$

Notons que les trois mécanismes de base des vibrations auto-excitées en usinage se retrouvent dans ces équations :

1. Les effets de la vitesse par les termes $(\dot{x} - \dot{x}_0)$ et $(\dot{y} - \dot{y}_0)$ dans le second membre. Les mouvements de la bande de cisaillement et les mouvements de l'outil provoquent des variations de la vitesse relative du copeau par rapport à l'outil. Cette variation induit une modification du frottement à l'interface outil-copeau qui affecte la réponse dynamique du système.
2. L'effet régénératif est exprimé par l'épaisseur du copeau non déformé $(x_0 - x)$, les efforts F_x et F_y étant pris proportionnels à ce terme. Les variations de l'épaisseur $(x_0 - x)$ usinée excitent ainsi la structure.
3. Le couplage des modes est décrit par la présence des termes $(\dot{x} - \dot{x}_0)$ et $(\dot{y} - \dot{y}_0)$ dans les deux équations du mouvement suivant x et suivant y .

L'étude de Wu et Liu est ensuite ramenée à un degré de liberté dans la direction x de l'avance, en supposant que la longueur du plan de cisaillement est constante. Les relations donnant l'angle de cisaillement ϕ et les efforts F_x, F_y deviennent :

$$\cotan \phi = (A_\phi - C_\phi V) + B(\dot{x} - \dot{x}_0) \quad (a)$$

$$F_x = 2w\tau(x_0 - x)[(A_x - C_x V) + B_x(\dot{x} - \dot{x}_0)] \quad (b) \quad (1.44)$$

$$F_y = -2w\tau(x_0 - x)[(A_y - C_y V) + B_y(\dot{x} - \dot{x}_0)] \quad (c)$$

et l'équation du mouvement restante, celle dans la direction d'avance, s'écrit :

$$m\ddot{x} + c_x \dot{x} + k_x x = 2w\tau(x_0 - x)[(A_x - C_x V) + B_x(\dot{x} - \dot{x}_0)] - \frac{Kw}{V} \dot{x} \quad (1.45)$$

Il est connu par les travaux de Shaw et Shanghani (1963) et de Sarnicola et Boothroyd (1974) que l'angle de cisaillement varie lors d'un processus dynamique, d'une part du fait du mouvement de l'outil et d'autre part en fonction de la pente de la surface libre au voisinage de la zone de cisaillement primaire. Avec la relation (1.44 a), l'angle ϕ peut être exprimé avec une approximation du premier ordre sous la forme :

$$\phi = \phi_0 + \frac{B_\phi}{1 + (A_\phi - C_\phi V)^2} (\dot{x}_0 - \dot{x}) \quad (1.46)$$

avec :

$$\phi_0 = \cotan^{-1}(A_\phi - C_\phi V)$$

où ϕ_0 correspond à l'angle de cisaillement dans des conditions de coupe stationnaire ($\dot{x} = 0$) et ($\dot{x}_0 = 0$). On remarque ici que ϕ_0 dépend de la vitesse de coupe V . Dans (1.46), le terme en $\dot{x}_0$ prend en considération la pente de la surface libre (usinée à la passe précédente), plus précisément, cette pente correspond à :

$$\delta = \tan^{-1}\left(\frac{\dot{x}_0}{V}\right),$$

voir à ce sujet l'article de Boothroyd (1970).

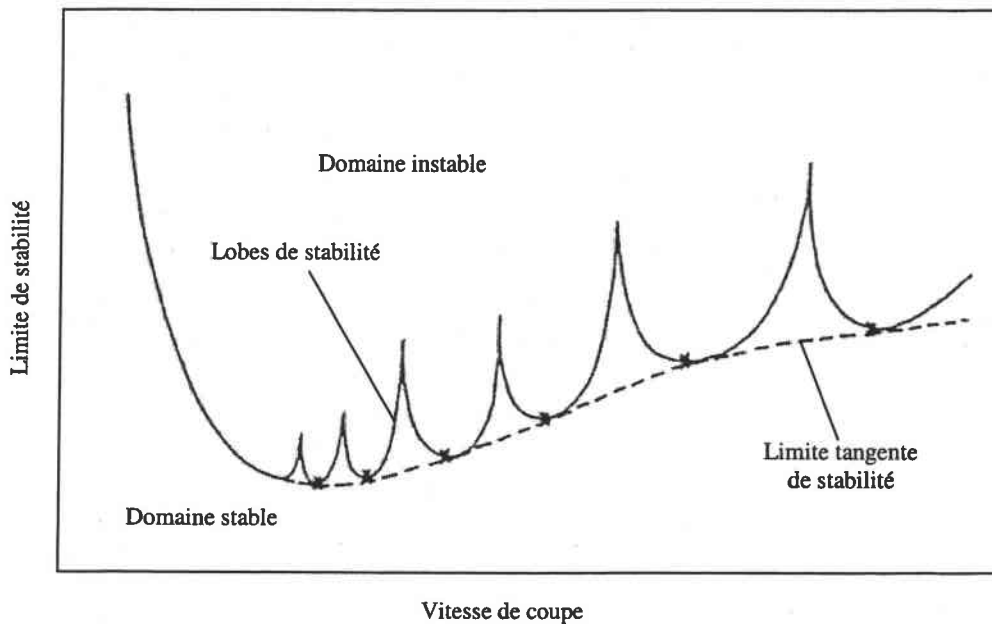


Fig. 1.14 : *Intersections entre les lobes de stabilité et la limite tangente de stabilité (Wu et Liu, 1985).*

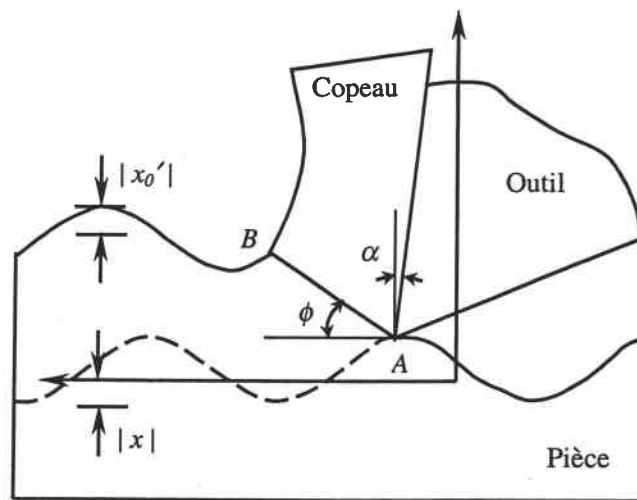


Fig. 1.15 : *Variation de l'épaisseur du copeau non déformé.*

En ce qui concerne l'analyse de stabilité, Wu et Liu (1985, partie 2) s'intéressent à la limite inférieure de stabilité, ou en d'autres termes, à la courbe tangente aux lobes de stabilité, voir figure 1.14. Les lobes sont attribués, selon Andrew (1964) et Welbourn et Smith (1970), aux oscillations des passes successives. Pour une vitesse de coupe donnée, la limite inférieure de

stabilité est atteinte lorsque le déphasage θ entre les ondulations de deux passes successives vérifie une certaine valeur déterminée dans la suite. Ce déphasage critique peut alors être choisi comme critère de limite tangente de stabilité. Wu et Liu supposent que les mouvements des points A (pointe de l'outil) et B (surface libre) sont sinusoïdaux, de même fréquence et avec des amplitudes $|x|$ et $|x'|$, respectivement, voir figure 1.15 :

$$\begin{aligned} x &= |x| \sin \omega_n t \\ x_0 &= |x'_0| \sin (\omega_n t + \theta) + s_0 \end{aligned} \quad (1.47)$$

où s_0 est l'avance de l'outil ou l'épaisseur moyenne du copeau non déformé, supposée grande par rapport à l'amplitude des vibrations. On en déduit :

$$\begin{aligned} x_0 - x &= s_0 + (\cos \theta - 1)x - \frac{\sin \theta}{\omega_n} \dot{x} \\ \dot{x} - \dot{x}_0 &= (1 - \cos \theta) \dot{x} - \omega_n \sin \theta x \end{aligned} \quad (1.48)$$

La courbe tangente de stabilité est obtenue en postulant qu'aux points d'intersection de cette courbe avec les lobes de stabilité, l'énergie dissipée par le système sur une période est maximale. Cette énergie est une fonction du déphasage θ :

$$\begin{aligned} E(\theta) &= \int_0^{2\pi} \dot{x} [F_x(x, \dot{x}, \theta) - f_x(\dot{x})] d(\omega_n t) \\ &= \pi \omega_n w [-2\tau(A_x - C_x V) \sin \theta + 2B_x s_0 \omega_n \tau (1 - \cos \theta) - K \omega_n / V] \end{aligned} \quad (1.49)$$

En général, le terme $(A_x - C_x V)$ est plus grand que le terme $B_x s_0 \omega_n$ pour la plupart des conditions de coupe utilisées. $E(\theta)$ passe par un maximum lorsque $\partial E(\theta) / \partial \theta = 0$ et $\partial^2 E(\theta) / \partial^2 \theta < 0$, on en déduit le déphasage critique θ^* :

$$\theta^* = 2n\pi + 3/2\pi \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.50)$$

Remarque : Le déphasage critique θ^* est identique à celui obtenu avec l'approche linéaire des fonctions de transfert, voir paragraphe 1.2.1.

Compte tenu que $|x|$ et $|x'|$ sont petits devant s_0 , la simplification suivante est apportée :

$$(x_0 - x)(\dot{x} - \dot{x}_0) \approx s_0(\dot{x} - \dot{x}_0)$$

En reportant (1.48) et (1.50) dans l'équation (1.45), le mouvement le long de la limite inférieure de stabilité est alors décrit par :

$$m\ddot{x} + [c_x - c_2 + c_1 - g_1 / \omega_n] \dot{x} + [k_x + g_1 - c_2 \omega_n] x = 0 \quad (1.51)$$

avec :

$$g_1 = 2(A_x - C_x V) w \tau$$

$$c_1 = \frac{K w}{V}$$

$$c_2 = 2B_x w s_0 \tau$$

Quand le facteur d'amortissement total $[c_x - c_2 + c_1 - g_1 / \omega_n]$ est positif, le système reste stable. Quand il est négatif, le système devient instable. A la limite de stabilité, la condition :

$$c_x - c_2 + c_1 - g_1 / \omega_n = 0$$

est vérifiée. Cela conduit à la largeur de coupe critique w_c :

$$w_c = \frac{c_x \omega_n}{2(A_x - C_x V) \tau + 2\omega_n B_x s_0 \tau - K \omega_n / V} \quad (1.52)$$

La figure 1.16 présente les courbes tangentes limite de stabilité obtenues à partir de la relation (1.52). Trois type de courbes y sont tracés : la courbe 1 est la plus couramment observée dans des études expérimentales (Tlustý, 1978, Knight, 1972). La plage de stabilité augmente rapidement aux faibles vitesses de coupe et progresse plus lentement vers une asymptote aux grandes vitesses de coupe. Lorsque les variations du frottement à l'interface outil-copeau sont négligeables ($B_x = 0$, et $C_x = 0$), la limite de stabilité décroît avec la vitesse de coupe, voir la courbe 2. Ce phénomène

peut être rencontré lors d'opérations de fraisage. En effet, les dents d'une fraise n'étant pas en contact permanent avec la matière, les variations du frottement dues aux fluctuations thermiques deviennent relativement faibles. La limite de stabilité représentée par la courbe 3 est obtenue lorsqu'on réduit les effets dus au contact en dépouille ($K = 0$). En réduisant la résistance à la pénétration de l'outil, l'amortissement induit par celui-ci diminue, ce qui a pour effet de réduire la stabilité aux faibles vitesses de coupe. Cette tendance est constatée lorsque l'angle de dépouille est grand.

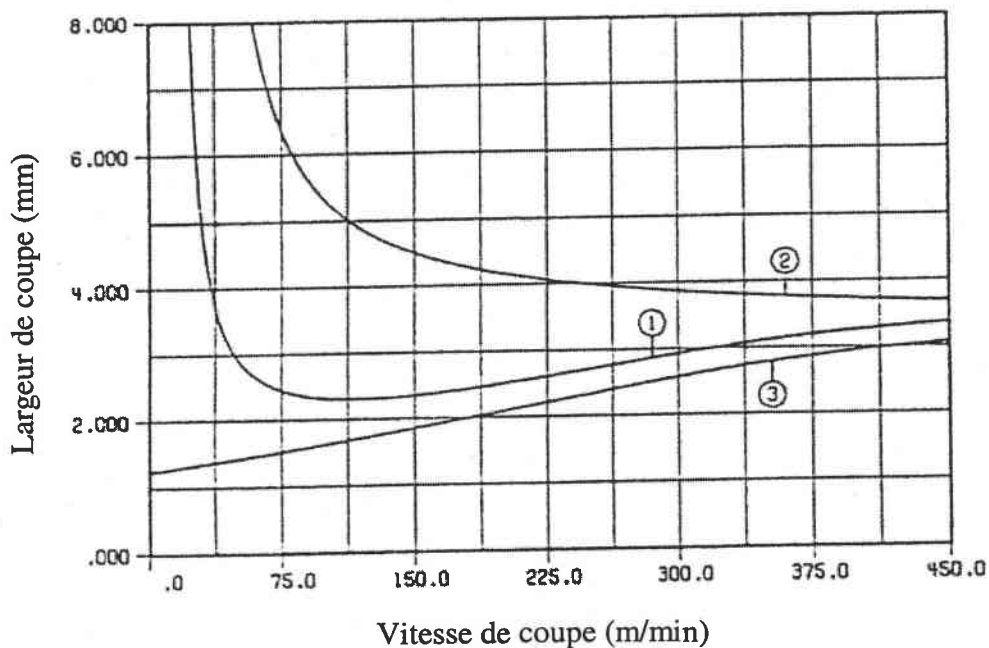


Fig. 1.16 : *Limites de stabilité théoriques.*

Discussion du modèle de Wu et Liu

Wu et Liu prennent en compte un certain nombre de phénomènes physiques dans leur modèle. Les variations de l'angle de cisaillement sont considérées à travers des relations empiriques. La zone de cisaillement secondaire est modélisée en supposant que le frottement à l'interface outil-copeau est fonction de la vitesse relative du copeau par rapport à l'outil. Une force de talonnement, fonction linéaire de la vitesse de l'outil est intégrée dans l'équation du mouvement

de l'outil. Pourtant, ce modèle comporte quelques inconvénients :

- beaucoup de simplifications sont faites au moment de combiner certaines équations,
- ces même équations sont linéarisées, et de ce fait, une solution approchée du problème est obtenue,
- les coefficients A_x , B_x et C_x utilisés pour déterminer la largeur de coupe critique sont différents pour chaque vitesse de coupe V et doivent par conséquent être re-déterminés expérimentalement lorsqu'on fait varier V .

1.2.3 Approche de Jemielniak et Widota

Dans ce paragraphe, l'approche de Jemielniak et Widota (1989) est détaillée. Le système vibratoire de l'outil est limité à un degré de liberté dans la direction d'avance x . Les données du problème sont :

- la masse équivalente m , le coefficient d'amortissement visqueux c et la rigidité équivalente k du système,
- la vitesse de coupe V , l'avance s_0 de l'outil, l'angle de dépouille nominale β_0 et la largeur de coupe w .
- une caractéristique du matériau usiné est donné par la pression de coupe K_f ,
- le contact en dépouille dépend d'un coefficient K appelé coefficient de talonnement.

Le modèle permet de déterminer les oscillations de l'outil en prenant en compte les non linéarités dues à la sortie de l'outil et dues au contact en dépouille avec la surface nouvellement usinée.

L'équation du mouvement de l'outil s'écrit :

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F_x + f_x \quad (1.53)$$

où F_x et f_x sont respectivement l'effort d'avance et l'effort de talonnement ayant pour expression :

$$F_x = -wK_f(x - x_T) \quad \text{et} \quad f_x = -wK\dot{x} \quad (1.54)$$

où $x_T = x(t - T)$, T étant la durée d'une passe. Jemielniak et Widota considèrent qu'il existe deux

principaux effets non linéaires qui empêchent l'amplitude des vibrations de croître indéfiniment lorsque le processus est instable :

- le premier effet est dû à la sortie de l'outil pendant la coupe, figure 1.17, du fait de l'amplitude des vibrations devenue trop importante. Dans ce cas, plusieurs passes précédentes doivent être prises en compte et le terme x_T utilisé dans l'équation (1.54) s'écrit de façon plus précise :

$$x_T = \min [x(t-T), s_0 + x(t-2T), 2s_0 + x(t-3T), \dots] \quad (1.55)$$

où s_0 est l'avance imposée à l'outil. Le second membre de l'équation (1.53) est nul lorsque l'outil quitte la matière, c'est à dire lorsque $s_0 + x_T - x \leq 0$.

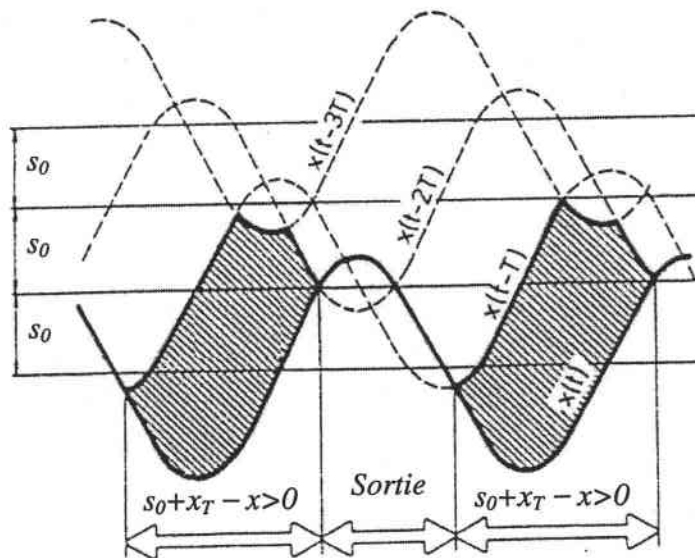


Fig. 1.17 : Schéma représentant la sortie de l'outil au cours de l'usinage.

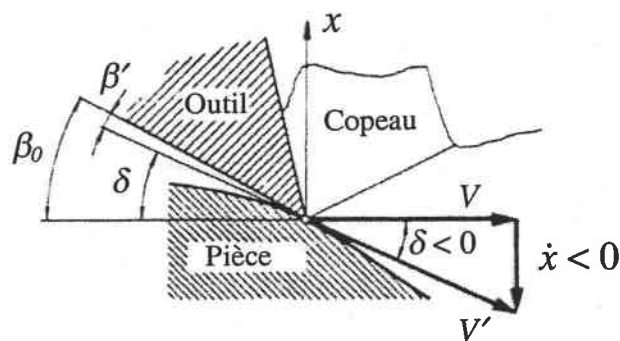


Fig. 1.18 : Angle de dépouille instantané en fonction des vibrations de l'outil.

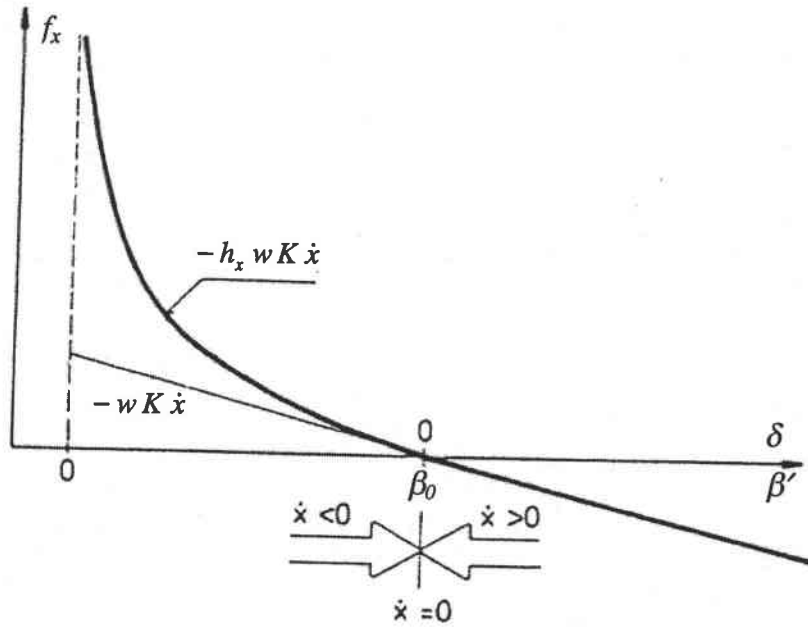


Fig. 1.19 : Evolution de la force de talonnement. Jemielniak et Widota (1985).

- Le second effet non linéaire est dû à l'interférence entre la face en dépouille de l'outil et les ondulations de la surface usinée. Cette non linéarité est liée à l'angle de dépouille instantané β' , fig. 1.18, qui dépend à la fois de l'angle de dépouille nominale β_0 et du mouvement de l'outil au travers de l'équation :

$$\beta' = \beta_0 + \delta = \beta_0 + \tan^{-1}\left(\frac{\dot{x}}{V}\right) \approx \beta_0 + \frac{\dot{x}}{V} \quad (1.56)$$

Lors d'un mouvement descendant de l'outil, l'amortissement additionnel lié au contact en dépouille est supposé être non linéaire. Selon l'équation (1.56), cet effet amortissant est plus important aux faibles vitesses de coupe. Le même effet peut être obtenu mathématiquement en remplaçant la force de talonnement f_x de l'équation (1.54) par la relation suivante :

$$f_x = -h_x w K \dot{x} \quad (1.57)$$

où :

$$h_x = \begin{cases} 1 - \frac{\dot{x}/V}{\beta_0 + \dot{x}/V} > 1 & \text{si } \dot{x} < 0 \\ 1 & \text{si } \dot{x} \geq 0 \end{cases} \quad (1.58)$$

Une distinction est faite selon que l'outil descend ($\dot{x} < 0$) ou remonte ($\dot{x} > 0$), figure 1.19. Les équations (1.57) et (1.58) impliquent que f_x devient plus important lorsque l'on diminue β_0 . L'effet amortissant de la force de talonnement est alors plus significatif. Au final, l'équation (1.53) du mouvement de l'outil devient :

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = \begin{cases} -wK_f(x - x_T) - h_x wK\dot{x} & \text{si } s_0 + x_T - x > 0 \\ 0 & \text{si } s_0 + x_T - x \leq 0 \end{cases} \quad (1.59)$$

où x_T et h_x sont donnés respectivement par les relations (1.55) et (1.58). L'équation du mouvement (1.59) est ensuite résolue par une méthode itérative. Les non linéarités dues à la sortie de l'outil et au contact en dépouille sont pris en compte dans ce modèle.

Discussion du modèle de Jemielniak et Widota

Contrairement au modèle de Wu et Liu précédemment développé, l'effet de l'angle de dépouille nominale β_0 est pris en compte dans la force de talonnement f_x due au contact en dépouille. Liu et Liu (1985) ont montré expérimentalement que la stabilité du processus de coupe augmente lorsque l'on diminue β_0 . Cette tendance est retrouvée avec le modèle de Jemielniak et Widota. Toutefois, quelques remarques peuvent être faites concernant ce modèle :

- de même que pour l'approche par les fonctions de transfert, la pression de coupe K_f ne devrait pas être constante quelle que soit la vitesse de coupe V ,
- le processus de formation du copeau n'est pas modélisé,
- le frottement à l'interface outil-copeau n'est pas pris en compte,

- l'effet de l'angle de coupe, pourtant très important dans le processus d'usinage, n'est pas considéré.

1.2.4 Modèle non linéaire de Nosyрева et Molinari

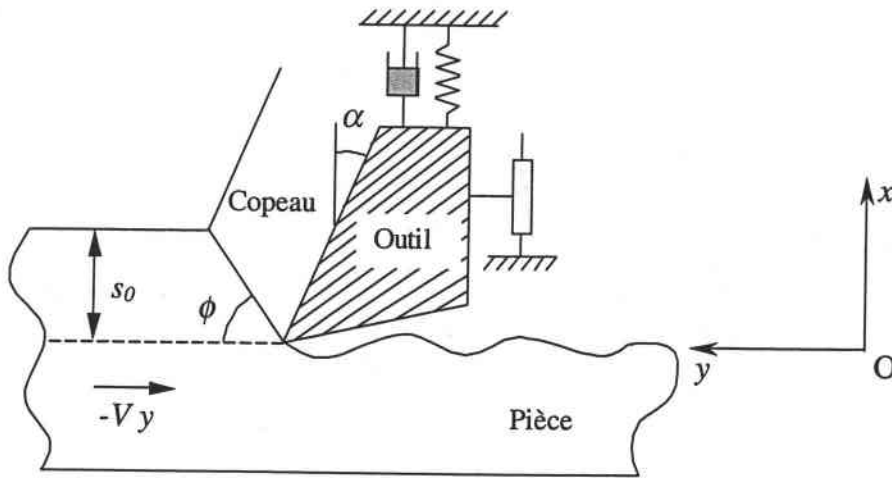


Fig. 1.20 : *Modèle de coupe unidimensionnel.*

Nosyрева et Molinari (1998) ont développé un modèle non linéaire de coupe orthogonale dans le cas de l'usinage d'une surface plane, voir figure 1.20. Le système vibratoire de l'outil est limité à un degré de liberté dans la direction d'avance x . L'équation du mouvement de l'outil est :

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F_x + f_x \quad (1.60)$$

où m , c et k sont respectivement la masse équivalente, le coefficient d'amortissement visqueux équivalent et la rigidité équivalente de la structure. F_x et f_x sont respectivement l'effort d'avance et l'effort de talonnement dû au contact en dépouille. F_x est estimé par le modèle de Merchant (1945) :

$$F_x = w\tau(s-x) \frac{\sin(\lambda - \alpha)}{\sin \phi \cos(\phi + \lambda - \alpha)} \quad (1.61)$$

où w , α et s sont respectivement la largeur de coupe, l'angle de coupe et l'avance par tour de l'outil égale à la profondeur de coupe. τ est la contrainte de cisaillement, supposée constante le

long du plan de cisaillement et λ est l'angle de frottement moyen à l'interface outil-copeau, relié au coefficient de frottement moyen μ par $\lambda = \tan^{-1}(\mu)$.

La force de talonnement est donnée par la relation :

$$f_x = -\frac{wK}{V} \dot{x} \quad (1.62)$$

où K est un coefficient constant qui dépend du matériau. Wu et Liu (1985) ont utilisé la même formulation pour prendre en compte le contact en dépouille dans leur modèle, paragraphe 1.2.2.

L'angle de cisaillement ϕ est déterminé par la relation de Zvorykin (1893)-Merchant (1945) :

$$\phi = \frac{A_1}{2} + \frac{\alpha - \lambda}{2} \quad (1.63)$$

où A_1 est une constante dépendant du matériau usiné. Le coefficient de frottement μ à l'interface outil-copeau est pris dépendant du module V_c de la vitesse $\mathbf{V}(C/O)$ du copeau par rapport à l'outil :

$$\mu = \mu_0 V_c^q \quad (1.64)$$

Les paramètres μ_0 et q peuvent être déterminés expérimentalement et dépendent du couple outil-matière. La vitesse de la pièce par rapport à l'outil s'écrit :

$$\mathbf{V}(P/O) = -\dot{x}\mathbf{x} - V\mathbf{y}$$

L'incompressibilité du matériau implique que, fig. 1.21 :

$$(-\dot{x}\mathbf{x} - V\mathbf{y}) \cdot \mathbf{n} = \mathbf{V}(C/O) \cdot \mathbf{n}$$

où $\mathbf{n}$ est la normale unitaire au plan de cisaillement AB . Cette égalité permet de calculer la vitesse relative V_c :

$$V_c = \frac{V \sin \phi - \dot{x} \cos \phi}{\cos(\phi - \alpha)} \quad (1.65)$$

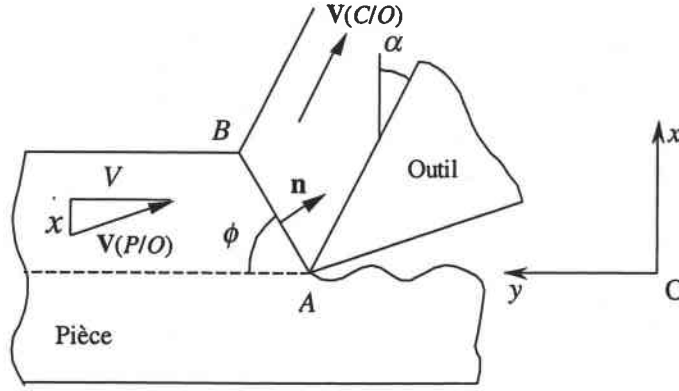


Fig. 1.21 : Modélisation de la cinématique de coupe.

On peut remarquer que, dans sa formulation, la vitesse relative V_c dépend directement du mouvement de l'outil.

En supposant que le rapport $\dot{x} / V$ est faible, l'angle de cisaillement ϕ est supposé donné par un développement asymptotique par rapport à $\dot{x} / V$:

$$\phi(V) = \phi_0(V) + \phi_1(V) \frac{\dot{x}}{V} + \phi_2(V) \left(\frac{\dot{x}}{V} \right)^2 + \dots \quad (1.66)$$

Les équations (1.63) à (1.66) permettent d'identifier les coefficients $\phi_i(V)$, $i = 0, 1, 2, \dots$. En utilisant ce développement pour exprimer l'effort d'avance F_x (relation 1.61), nous avons :

$$F_x = w\tau(s-x) \left[p_0 + p_1 \frac{\dot{x}}{V} + p_2 \left(\frac{\dot{x}}{V} \right)^2 + \dots \right] \quad (1.67)$$

où les paramètres p_0 , p_1 et p_2 dépendent de ϕ_0 , ϕ_1 et ϕ_2 , et par conséquent de V .

L'équation du mouvement (1.60) devient finalement :

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = w\tau(s-x) \left\{ p_0 + p_1 \frac{\dot{x}}{V} + p_2 \left(\frac{\dot{x}}{V} \right)^2 + O\left(\left(\frac{\dot{x}}{V} \right)^3 \right) \right\} - wK \frac{\dot{x}}{V} \quad (1.68)$$

Le déplacement $x(t)$ de l'outil est gouverné par cette équation différentielle non linéaire du second ordre. En supposant que x_0 est la solution stationnaire (pas de mouvement de l'outil) de l'équation (1.68), les variables adimensionnelles x^* , x_0^* et t^* (t^* relatif au temps) sont introduites :

$$x^* = \frac{x}{s}, \quad x_0^* = \frac{x_0}{s}, \quad t^* = t f_0 \quad (1.69)$$

où $f_0 = \sqrt{k/m}$ est la fréquence naturelle du système. Par la suite, pour ne pas surcharger l'écriture des équations, les astérisques sont omis.

En considérant une perturbation sans dimension $\eta = x - x_0$, l'équation (1.68) est réécrite de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \eta'' + \left(2\xi - \frac{w\tau}{k} \left(B p_1 - \frac{K}{s\tau} \right) \frac{s f_0}{V} \right) \eta' + \left(1 + \frac{w\tau}{k} p_0 \right) \eta \\ - \frac{w\tau}{k} B p_2 \left(\frac{s f_0}{V} \right)^2 (\eta')^2 + \frac{w\tau}{k} p_1 \frac{s f_0}{V} \eta \eta' + \dots = 0 \end{aligned} \quad (1.70)$$

avec $\xi = c/(2\sqrt{km})$ et $B = k/(k + w\tau p_0)$

η' et η'' représentent les dérivées de η par rapport au temps adimensionnel.

La stabilité linéaire du problème est étudiée en négligeant le terme quadratique de (1.70) :

$$\eta'' + \left(2\xi - \frac{w\tau}{k} \left(B p_1 - \frac{K}{s\tau} \right) \frac{s f_0}{V} \right) \eta' + \left(1 + \frac{w\tau}{k} p_0 \right) \eta = 0 \quad (1.71)$$

Pour que le système soit stable, le coefficient de η' doit être positif. Au contraire, si celui-ci est négatif, le système est instable. Ainsi, la condition de stabilité linéaire limite est :

$$g(w) = 2\xi + \frac{s f_0 p_1}{V p_0} \left[w \frac{p_0 K}{p_1 s k} - 1 + \frac{k}{w\tau p_0 + k} \right] = 0 \quad (1.72)$$

Cette équation possède deux racines w_1 et w_2 correspondant aux largeurs de coupe critiques entre lesquelles le système est instable. La figure 1.22 est obtenue en traçant w_1 et w_2 en fonction de la vitesse de coupe V . On peut observer une plus grande plage de stabilité aux grandes vitesses de coupe.

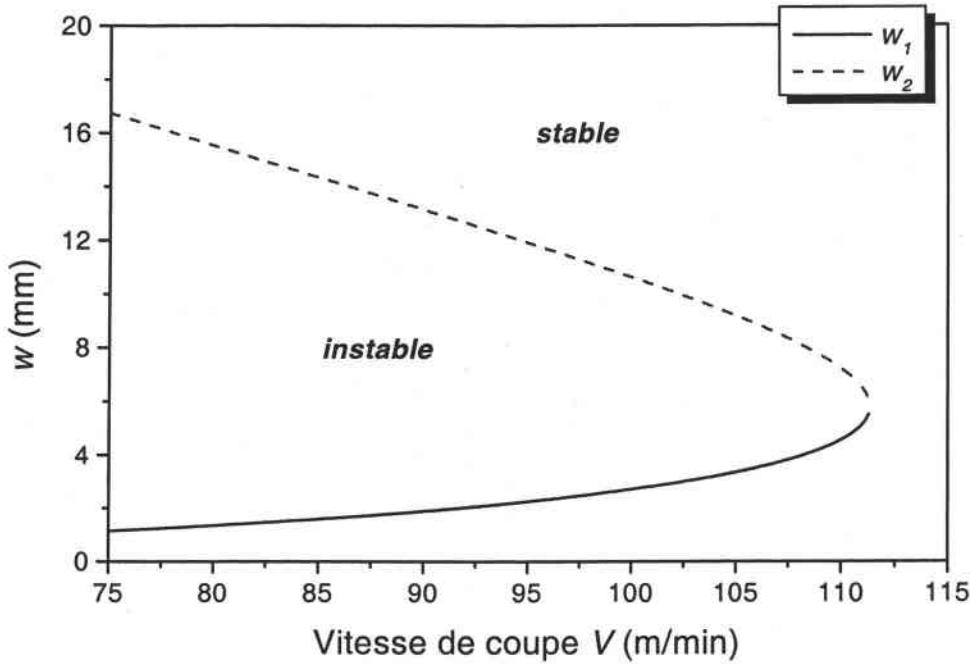


Fig. 1.22 : Influence de la vitesse de coupe V sur la limite de stabilité du processus de coupe. Les paramètres utilisés sont les suivants : $K = 77^\circ$, $\alpha = 5^\circ$, $s = 0.3 \text{ mm}$, $\xi = 0.01$, $k = 10^7 \text{ N/m}$, $\tau = 700 \text{ MPa}$, $f_0 = 334 \text{ Hz}$, $A_1 = 1.4 \cdot 10^5 \text{ N/m}$, $\mu_0 = 0.85$, $q = -0.2$.

Par la suite, Nosyreva et Molinari ont obtenu une solution approchée de l'équation non linéaire (1.70) en utilisant la méthode des échelles multiples. A partir de la figure 1.22, pour une vitesse de coupe V donnée, une largeur de coupe w^* comprise entre w_1 et w_2 est choisie telle que :

$$\varepsilon = \frac{w^* - w_1}{w_2 - w_1} \ll 1 \quad (1.73)$$

Le principe de la méthode des échelles multiples est d'introduire différentes échelles de temps :

$$t_0 = t, \quad t_1 = \varepsilon t, \quad t_2 = \varepsilon^2 t, \quad \dots \quad (1.74)$$

La faible perturbation η est développée par rapport à ε de la façon suivante :

$$\eta = \varepsilon \eta_1(t_0, t_1, t_2) + \varepsilon^2 \eta_2(t_0, t_1, t_2) + O(\varepsilon^2) \quad (1.75)$$

En utilisant les règles classiques de dérivation et en substituant (1.75) dans (1.70), des équations différentielles dépendantes de η_1 et η_2 sont obtenues. Ces équations sont écrites également en fonction de deux paramètres g^* et ω_0 tels que :

$$g^* = g'(w_1)(w_2 - w_1) \quad \text{et} \quad \omega_0^2 = 1 + \frac{w^* \tau}{k} p_0$$

Après des manipulations et des décompositions polaires, des formulations sont obtenues pour η_1 et η_2 , puis reportées dans (1.75). En associant (1.74), une forme trigonométrique de η est finalement obtenue :

$$\begin{aligned} \eta(t) = & 2\varepsilon \exp\left(-\frac{1}{2} g^* \varepsilon t\right) R^*(t) \cos(\omega t + b_0) \\ & + 2\varepsilon^2 w^* \frac{\tau s f_0}{kV} \exp\left(-\frac{1}{2} g^* \varepsilon t\right) R^{*2}(t) \left(B p_2 \frac{s f_0}{V} + \frac{1}{3} \cos[2(\omega t + b_0) + \beta] \right) + O(\varepsilon^3) \end{aligned} \quad (1.76)$$

avec :

$$\omega = \omega_0 - \frac{g^{*2}}{8\omega_0} \varepsilon^2, \quad \beta = \tan^{-1}\left(\frac{p_1 V}{\omega_0 f_0 s p_2 B}\right)$$

$$\text{et :} \quad R^*(t) = \pm \left\{ B p_1 p_2 \left(\frac{w^* \tau}{k} \right)^2 \left(\frac{s f_0}{V} \right)^3 \varepsilon^2 \tau \exp(-g^* \varepsilon \tau) + a_0 \right\}^{-1/2}$$

a_0 et b_0 sont des constantes d'intégration déterminées par les conditions initiales $\eta(0)$ et $\eta'(0)$.

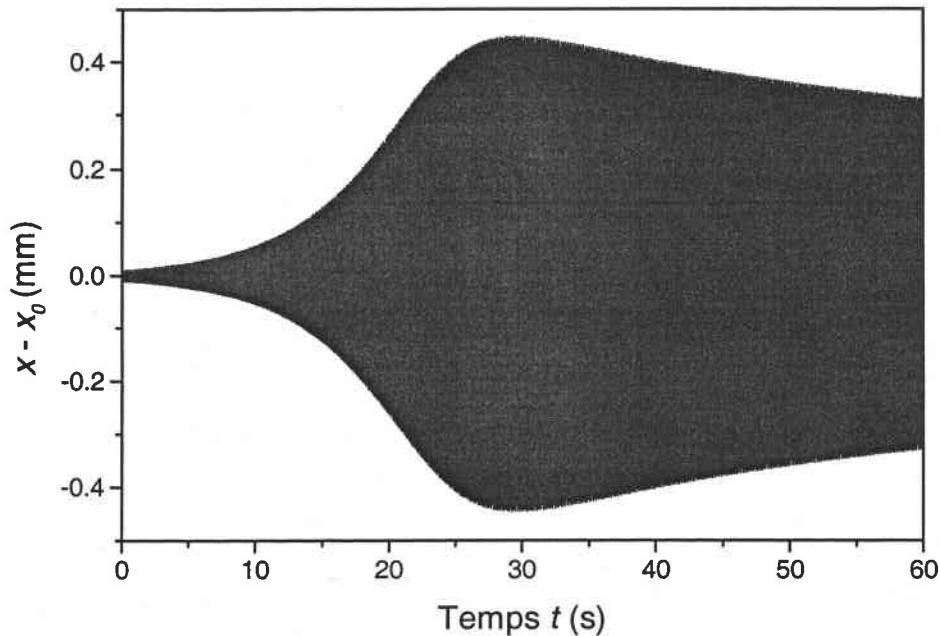


Fig. 1.23 : Evolution des oscillations de l'outil par rapport au temps dans un cas faiblement instable. $V = 85 \text{ m/min}$, $w_1 = 1.590 \text{ mm}$, $w_2 = 14.311 \text{ mm}$, $w^* = 1.717 \text{ mm}$.

La figure 1.23 présente l'évolution des oscillations de l'outil par rapport à sa position stationnaire x_0 en fonction du temps. Des conditions de coupe (V et w^*) supercritiques ont été choisies de sorte que le système soit linéairement instable. En effet, w^* est choisie proche de w_1 ou de w_2 dans la zone d'instabilité linéaire décrite à la figure 1.22. Pour ces mêmes conditions, l'analyse non linéaire (Eq. 1.76) permet d'observer qu'au cours du temps, l'amplitude des vibrations augmente jusqu'à un maximum avant de décroître vers une asymptote, fig. 1.23.

Discussion du modèle de Nosyreva et Molinari

Nosyreva et Molinari ont développé un modèle non linéaire du processus de coupe orthogonale. La formation du copeau, ainsi que la variation des conditions de frottement à l'interface outil-copeau sont prises en compte. Ce frottement est supposé dépendre de la vitesse du copeau par rapport à l'outil. Le contact en dépouille est modélisé de la même façon que dans Wu et Liu (1985). L'équation différentielle non linéaire caractérisant le mouvement de l'outil est résolue par la méthode des échelles multiples. Finalement, une solution analytique approchée du problème est obtenue, mais dans le cas de l'usinage d'une surface plane. Or, les ondulations de la surface libre (usinée à la passe précédente) sont à l'origine de nouvelles sources de vibrations. De plus, la force f_x de contact en dépouille dépend fortement de l'angle de dépouille nominal, ce qui n'est pas le cas dans le modèle de Nosyreva et Molinari. Enfin, une résolution purement analytique deviendrait impossible en considérant un problème plus compliqué, prenant en compte les ondulations des passes précédentes ou les variations instantanées des conditions de coupe.

Dans les travaux antérieurs, chaque auteur simplifie d'une manière ou d'une autre le problème en négligeant certains phénomènes. Or nous savons que ces mêmes phénomènes sont fortement couplés. L'idée principale de notre travail est d'essayer de prendre en compte le maximum d'effets afin de les analyser et de montrer leur influence sur la réponse dynamique du système. Dans le chapitre 2 qui suit, le modèle proposé est d'abord développé, puis les techniques expérimentales permettant d'identifier les paramètres nécessaires au modèle sont décrites. Enfin, au chapitre 3, les résultats du modèle sont explicités, notamment à partir d'une étude paramétrique, puis comparés aux résultats expérimentaux.

Chapitre 2

Modèle développé

2.1 Introduction

Lors d'une opération d'usinage, le processus de formation du copeau est très complexe. De nombreux paramètres interviennent, tels que le comportement thermomécanique des matériaux du couple 'outil-pièce', les conditions de frottement à l'interface outil-copeau, et les conditions de coupe. Ces dernières sont la vitesse de coupe, la géométrie de l'outil (angle de coupe et angle de dépouille), l'avance par tour (ou épaisseur du copeau non déformé) et la largeur de coupe. Sous certaines conditions, l'usinage peut s'accompagner de vibrations du système 'pièce-outil'.

L'objet de cette étude est de modéliser les vibrations de l'outil en interaction avec le processus de formation du copeau, en se plaçant dans le cas où la pièce ne vibre pas. Dans un premier temps, nous énumérons les principaux phénomènes pouvant influencer le comportement vibratoire du système de coupe :

1. *Le frottement à l'interface outil-copeau* est une source de perturbation pour le système vibratoire. La vitesse du copeau augmente avec la vitesse de coupe. Il en résulte une élévation de la température à l'interface outil-copeau induisant une diminution du frottement. Cette tendance a été vérifiée expérimentalement par plusieurs auteurs, Findley et Reed (1963), Zorev (1966), Schulz (1989), Oxley (1989). La figure 2.1 montre l'effet de la vitesse du copeau sur le frottement à l'interface outil-copeau. Les essais de coupe ont été réalisés par

Findley et Reed (1963) sur de l'acier pour différents angles de coupe compris entre -40° et 30° et pour différentes avances par tour comprises entre 0.025 mm et 0.102 mm. Ainsi, le coefficient moyen de frottement décroît quand la vitesse du copeau augmente. Les résultats expérimentaux montrent aussi l'effet de l'angle de coupe et de l'avance sur le frottement. Cependant, dans notre travail, nous ne considérons que l'effet de la vitesse du copeau.

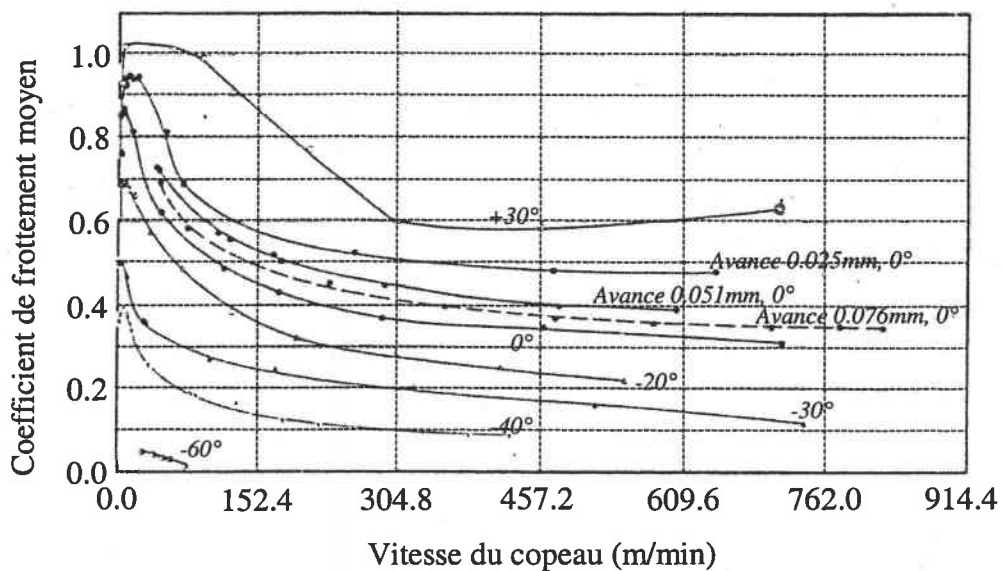


Fig. 2.1 : Coefficient de frottement moyen à l'interface outil-copeau en fonction de la vitesse du copeau pour différents angles de coupe et différentes avances. Sauf indication, l'avance est de 0.102 mm. Findley et Reed (1963).

2. Au cours de l'usinage, il existe toujours un **contact entre la face en dépouille de l'outil et la pièce**. Ce contact peut être fortement amplifié lors d'un processus de coupe instable car les ondulations de la surface vont alors directement interférer avec la face en dépouille. Cette interférence a pour effet de limiter l'amplitude des vibrations. L'angle de dépouille nominal est alors un paramètre déterminant, comme le montre la figure 2.2 obtenue par des essais de coupe sur un acier doux, Cook (1959). Plus on réduit l'angle de dépouille et plus l'amplitude des vibrations de l'outil diminue.

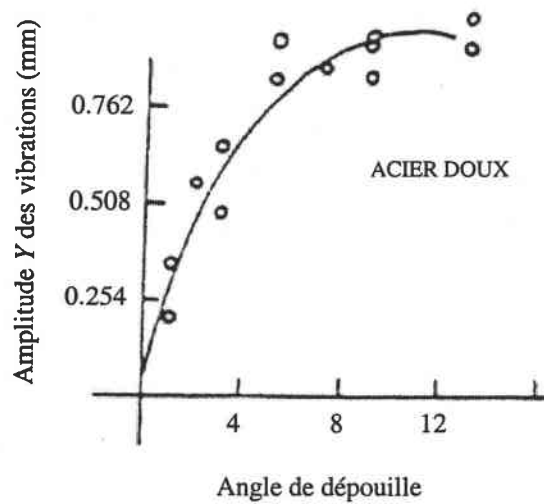
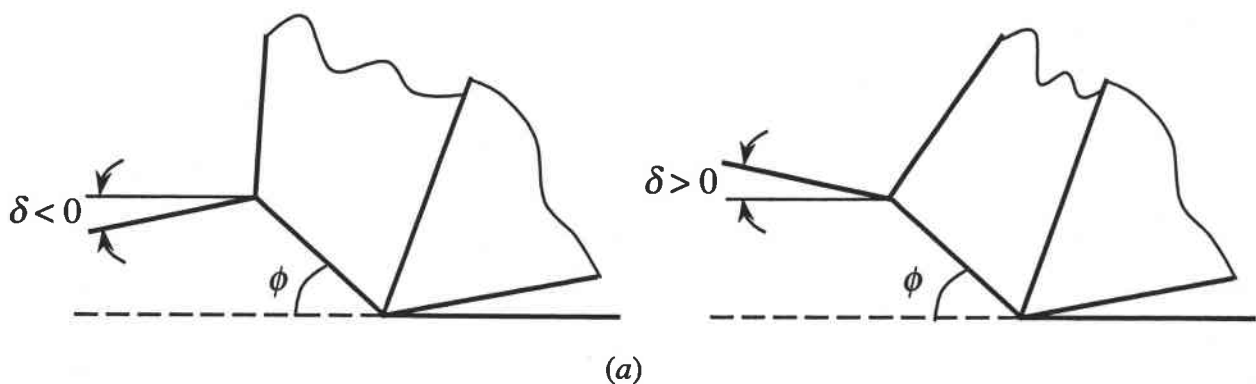
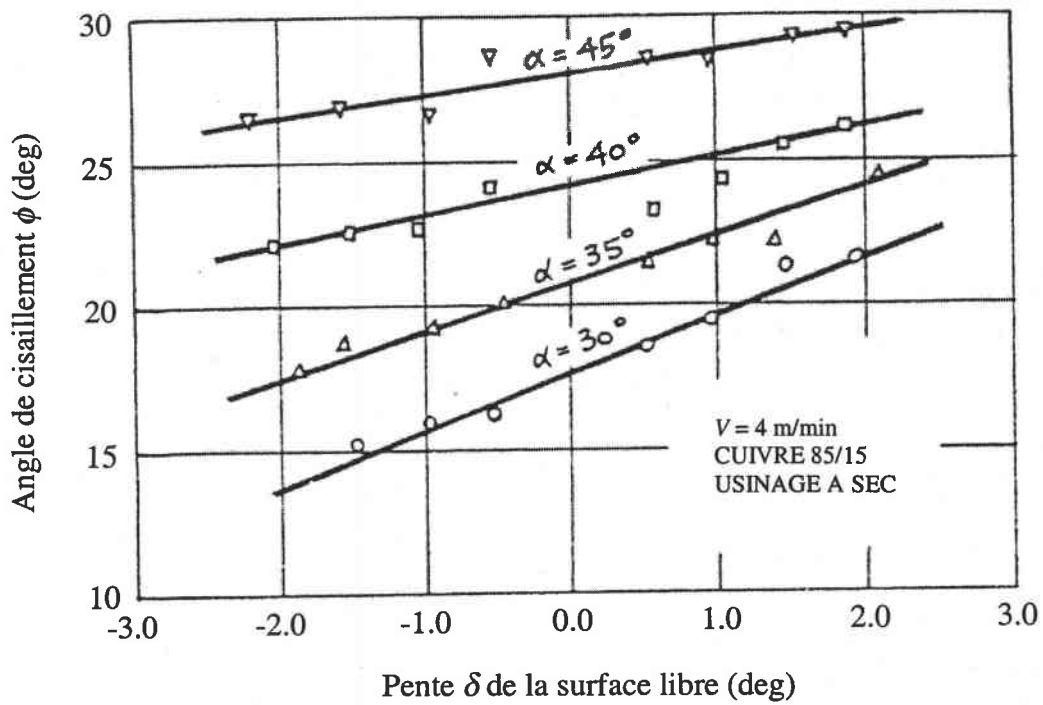


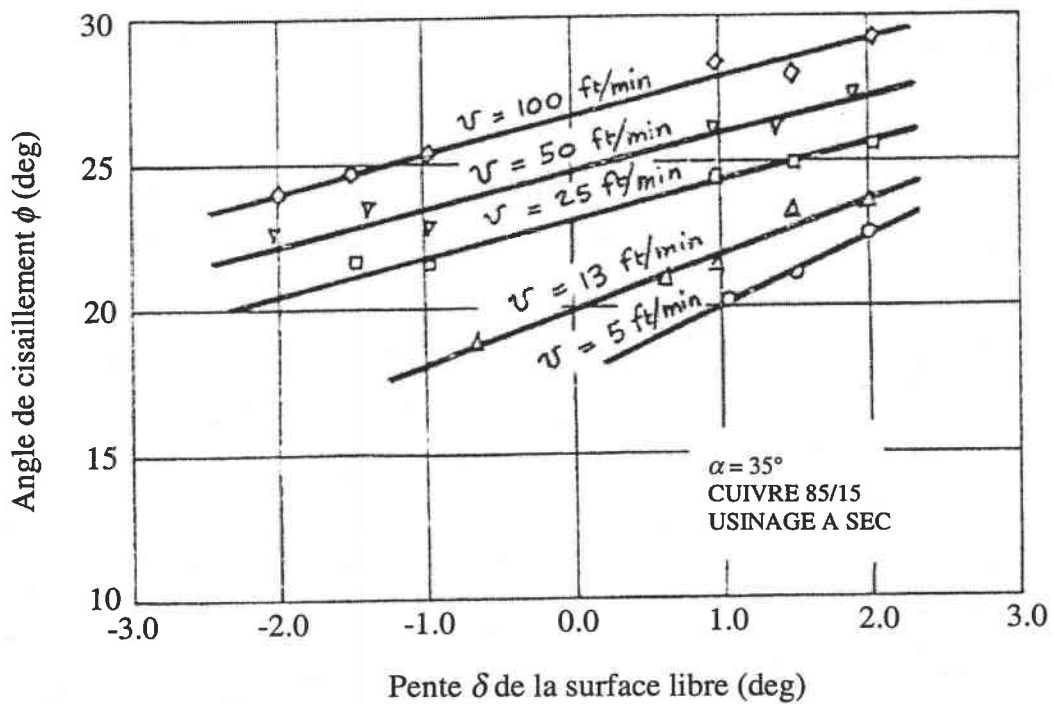
Fig. 2.2 : Influence de l'angle de dépouille sur l'amplitude des vibrations de l'outil. Cook (1959).

3. Boothroyd (1970) a mené une campagne d'essais de coupe stationnaires (sans vibrations) sur des éprouvettes en cuivre présentant différentes *pentés δ de la surface à usiner*, fig. 2.4 (a). Il a ainsi démontré que cette pente a une influence sur l'angle de cisaillement ϕ et donc sur le processus de formation du copeau, fig. 2.4 (b) et (c). Les vibrations génèrent une surface à usiner ondulée, de ce fait, la pièce se présente devant l'outil avec une pente variable par rapport à la direction de coupe. Cette variation de pente aura pour effet des oscillations de la bande de cisaillement.





(b)



(c)

Fig. 2.4 : (a) Schéma représentant la coupe stationnaire pour différentes pentes δ de surface à usiner. Effet de δ sur l'angle de cisaillement (b) pour différents angles de coupe, (c) pour différentes vitesses de coupe. Boothroyd (1970).

4. En raison des oscillations de l'outil, la matière aborde la face de coupe avec un **angle d'attaque instantané qui varie autour de l'angle de coupe nominal** caractérisant la géométrie de l'outil, fig. 2.3. De la même façon, l'angle de dépouille instantané oscille autour de sa valeur nominale.

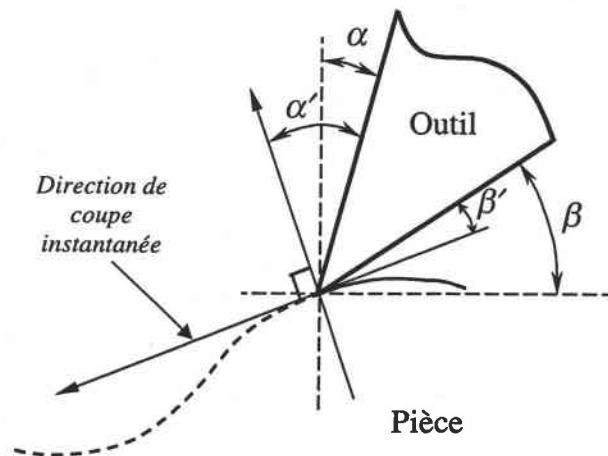


Fig. 2.3 : Schéma représentant les variations instantanées de l'angle de coupe α' et de l'angle de dépouille β' lorsque l'outil vibre. α et β sont respectivement l'angle de coupe nominal et l'angle de dépouille nominal.

5. **Les ondulations de la surface libre usinée à la passe précédente**, associées aux oscillations de l'outil lors de la passe actuelle, induisent des changements instantanés de la quantité de matière à usiner (épaisseur du copeau non déformé). Les variations des efforts de coupe qui en résultent excitent le système. On parle alors de vibrations auto-excitées.

Les différents effets que nous venons de présenter sont fortement couplés et non linéaires. Aussi, dans différents modèles de la littérature (Wu et Liu, 1985, Molinari et Nosyreva, 1998, voir chap. 1), les auteurs négligent certains de ces phénomènes et linéarisent les équations différentielles qui gouvernent les oscillations de l'outil. Compte tenu du couplage entre les différents phénomènes, l'étape de simplification peut aboutir à des résultats éloignés de la réalité physique du problème.

Dans ce travail, nous prenons en compte les différents phénomènes qui influencent les

oscillations de l'outil, ainsi que leur interdépendance (couplage) afin d'étudier en détail l'effet de chacun d'eux. L'étude réalisée permet d'identifier les principaux paramètres qui conditionnent la stabilité de la coupe dans le cas de la coupe orthogonale.

Dans le paragraphe qui suit, une approche unidimensionnelle du problème est d'abord développée. Par la suite, le modèle est généralisé à deux degrés de liberté. A la fin de ce chapitre, les méthodes permettant d'identifier expérimentalement les paramètres du modèle sont développées.

2.2 Formulation du problème unidimensionnel

2.2.1 Processus de coupe dynamique et processus instantané

Nous limitons l'étude des vibrations au cas du processus de coupe orthogonale avec un outil parfaitement tranchant (le rayon d'arête n'est pas considéré), fig. 2.4. Dans un premier temps, le système de coupe est assimilé à un système à un degré de liberté dans la direction d'avance Oy , comme le montre la figure 2.4. Par la suite, nous considérons le couplage entre les oscillations de l'outil dans les directions de coupe et d'avance, paragraphe 2.4.

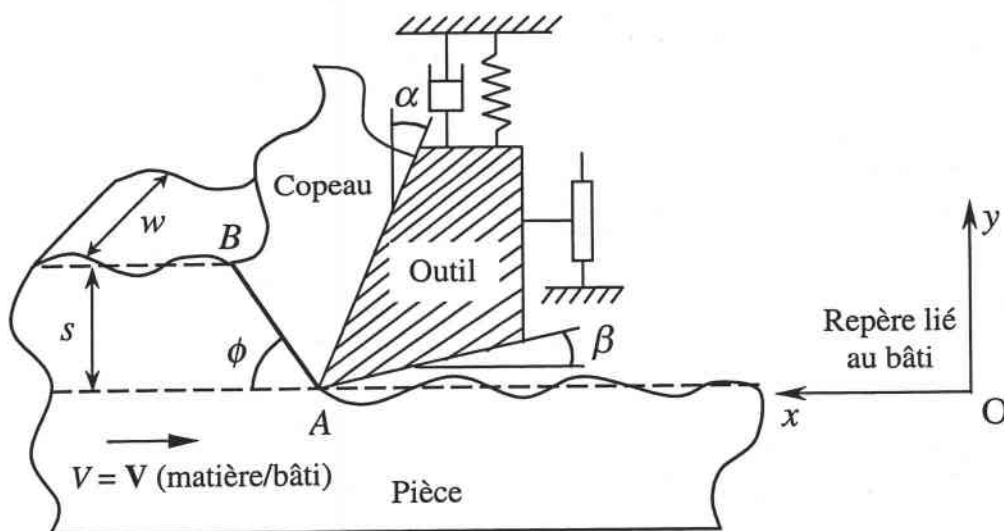


Fig. 2.4 : Vue schématique du système de coupe unidimensionnel.

Les conditions de coupe sont la vitesse de coupe V , la largeur de coupe w , l'angle de coupe α , l'angle de dépouille β et l'avance s par tour, fig. 2.4.

Pendant l'usinage, le copeau se forme par cisaillement intense dans une zone qui peut être approchée par une bande inclinée d'un angle ϕ (angle de cisaillement) par rapport à la direction de coupe donnée par la vitesse de la matière par rapport au bâti, fig. 2.4. L'écoulement de la matière dans cette zone est gouverné par un processus thermomécanique (vitesse de déformation supérieure à 10^4 s^{-1} , température de $300 - 500 \text{ °C}$, déformation supérieure à 100%). Cependant, pour simplifier l'étude, c'est le modèle du plan de cisaillement de Merchant (1945) qui est utilisé dans un premier temps pour modéliser la formation du copeau. Le comportement du matériau est supposé rigide parfaitement plastique, avec la contrainte de cisaillement à l'écoulement τ .

Le mouvement de l'outil est étudié dans un référentiel Oxy associé à la base ($\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$) et lié au bâti de la machine. Les oscillations instantanées suivant la direction d'avance sont données par la position $y(t)$ de la pointe de l'outil (point A).

Le mouvement de l'outil dans le repère Oxy est gouverné par l'équation différentielle suivante :

$$m_y \ddot{y} + c_y \dot{y} + k_y y = F_y + f_y \quad (2.1)$$

où m_y , c_y et k_y sont respectivement la masse équivalente, le coefficient d'amortissement équivalent et la rigidité équivalente du système lié à l'outil de coupe dans la direction Oy . F_y et f_y sont respectivement l'effort d'avance exercé par le copeau sur la face de coupe de l'outil, et la composante verticale de la force de talonnement (effort de labourage), exercée par la surface nouvellement usinée sur la face en dépouille de l'outil.

L'avance s étant fixée, l'épaisseur moyenne du copeau non déformé, usinée entre deux passes successives, est égale à s . Compte tenu du mouvement de l'outil suivant la direction Oy et du mouvement de la pièce par rapport au bâti, la matière arrive vers l'outil avec la vitesse $\mathbf{V}'$:

$$\mathbf{V}' = \mathbf{V}(\text{matière}/\text{outil}) = \mathbf{V}(\text{matière}/\text{bâti}) - \mathbf{V}(\text{outil}/\text{bâti}) = -V\mathbf{e}_x - \dot{y}\mathbf{e}_y$$

$$\delta(t) = \tan^{-1} \left(\frac{\dot{y}(t)}{V} \right) \quad (2.2)$$

$\delta(t) > 0$ dans le mouvement de montée de l'outil et $\delta(t) < 0$ dans la descente de l'outil.

Ainsi, à chaque instant t , le processus de coupe dynamique est supposé équivalent à un processus stationnaire décrit dans les axes $Ax'y'$, fig. 2.5 (b). Dans ce processus stationnaire élémentaire, les conditions de coupe sont la vitesse de coupe V' , l'angle de coupe α' et l'angle de dépouille β' qui s'écrivent respectivement en fonction des paramètres nominaux V , α et β :

$$V'(t) = \frac{V}{\cos \delta(t)} \quad (2.3)$$

$$\alpha'(t) = \alpha - \delta(t) \quad (2.4)$$

$$\beta'(t) = \beta + \delta(t) \quad (2.5)$$

Les efforts de coupe sont estimés à l'aide du modèle de Merchant (1945) pour lequel le copeau se forme par cisaillement dans un plan incliné d'un angle $\phi'(t)$ par rapport à la direction instantanée Ax' de coupe. En supposant la formation d'un copeau continu, l'effort de coupe $F_{x'}$ et l'effort d'avance $F_{y'}$ dans le repère $Ax'y'$ s'écrivent respectivement :

$$\begin{cases} F_{x'} = -w\tau l_{AB} \frac{\cos(\lambda - \alpha')}{\cos(\phi' + \lambda - \alpha')} \\ F_{y'} = w\tau l_{AB} \frac{\sin(\lambda - \alpha')}{\cos(\phi' + \lambda - \alpha')} \end{cases} \quad (2.6)$$

où w est la largeur de coupe, τ est la contrainte de cisaillement du matériau usiné supposé parfaitement plastique et l_{AB} est la longueur de la zone de cisaillement primaire. λ est l'angle de frottement moyen (supposé de type Coulomb) le long du contact outil-copeau. Le calcul des efforts de coupe et d'avance est détaillé dans l'annexe A. Par projection dans le repère Oxy , l'effort d'avance F_y apparaissant dans l'équation du mouvement (2.1) est alors :

$$F_y = F_x' \sin \delta + F_y' \cos \delta = w\tau l_{AB} \frac{\sin(\lambda - \alpha)}{\cos(\phi' + \lambda - \alpha')} \quad (2.7)$$

Dans la suite, nous déterminons l_{AB} , ϕ' , λ et la force de talonnement f_y .

2.2.2 Modélisation de la force de contact en dépouille (force de talonnement)

La force de talonnement, généralement localisée aux environs de la pointe de l'outil, joue un rôle important dans le processus de coupe dynamique, principalement aux faibles vitesses de coupe. L'existence de cette force est due à l'interférence entre la face en dépouille de l'outil et les ondulations de la surface nouvellement usinée, fig. 2.6. Nous verrons dans l'étude paramétrique, que la composante verticale f_y de la force de talonnement agissant dans la direction d'avance Oy possède un aspect amortissant et donc un effet stabilisant sur le processus de coupe dynamique. D'un autre côté, cette force de contact peut générer des contraintes résiduelles dans la pièce usinée. Cet effet n'est pas pris en compte dans cette étude.

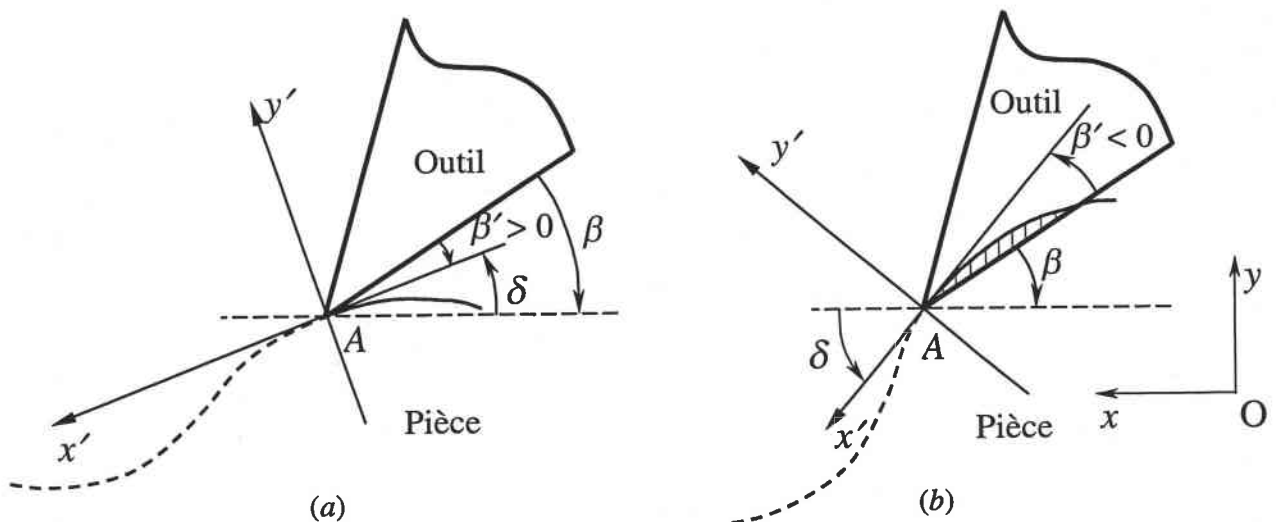


Fig. 2.6 : (a) L'angle de dépouille instantané β' est positif, il n'y a aucune interférence entre la face en dépouille de l'outil et les ondulations de la surface nouvellement usinée. (b) La pente des oscillations est plus raide, l'angle β' est négatif, l'interférence est représentée par la zone hachurée où la matière subit une déformation élastique. La force de talonnement a été amorcée lors de la descente de l'outil.

Dans des modèles précédents, certains auteurs ont exprimé f_y en fonction de la vitesse de pénétration $\dot{y}(t)$ de l'outil à travers des relations empiriques linéaires, comme Wu et Liu (1985), Nosyreva et Molinari (1998). Dans ces diverses approches, l'effet de l'angle de dépouille nominal β n'a pas été pris en compte, contrairement au modèle non linéaire de Jemielniak et Widota (1989), voir chapitre 1.

Dans ce qui suit et dans une première approche, nous supposons $f_y(t)$ proportionnelle au volume total $v_d(t)$ de matière déplacée à chaque instant t par la face en dépouille de l'outil (Wu (1989), Elbestawi *et al.* (1994), Lee *et al.* (1995), Shawky et Elbestawi (1997)) :

$$f_y(t) = f_{sp} v_d(t) \quad (2.8)$$

f_{sp} est le coefficient de proportionnalité appelé force de talonnement spécifique, et dont la valeur à été estimée par Bailey (1975) et par Wu (1987) dans le cas de la coupe des aciers :

$f_{sp} = 4.1 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$. L'intérêt de ce modèle est de prendre en compte l'effet de β sur $f_y(t)$ par l'intermédiaire de $v_d(t)$, cependant, l'identification de f_{sp} reste délicate.

Avec l'hypothèse d'un outil parfaitement tranchant, la force de talonnement ne s'amorce que lorsque un volume v_d de matière déplacée existe, c'est à dire lorsque l'angle de dépouille instantané $\beta'(t)$ défini par la relation (2.5) devient négatif, fig. 2.6. Ceci se produit lors de la descente de l'outil ($\delta(t) < 0$). Le talonnement est plus important lorsque V est faible car selon l'équation (2.2), la pente instantanée $\delta(t)$ de la surface usinée est alors plus importante.

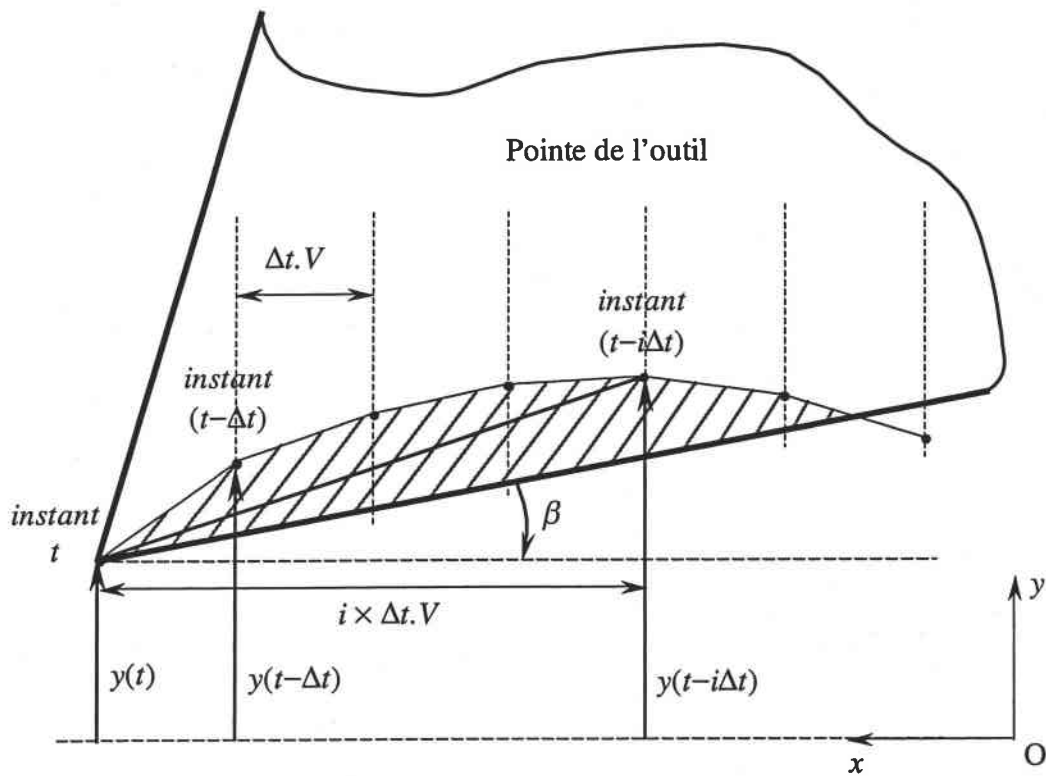


Fig. 2.7 : Schéma explicatif du calcul de v_d . Dans cet exemple, $N = 5$.

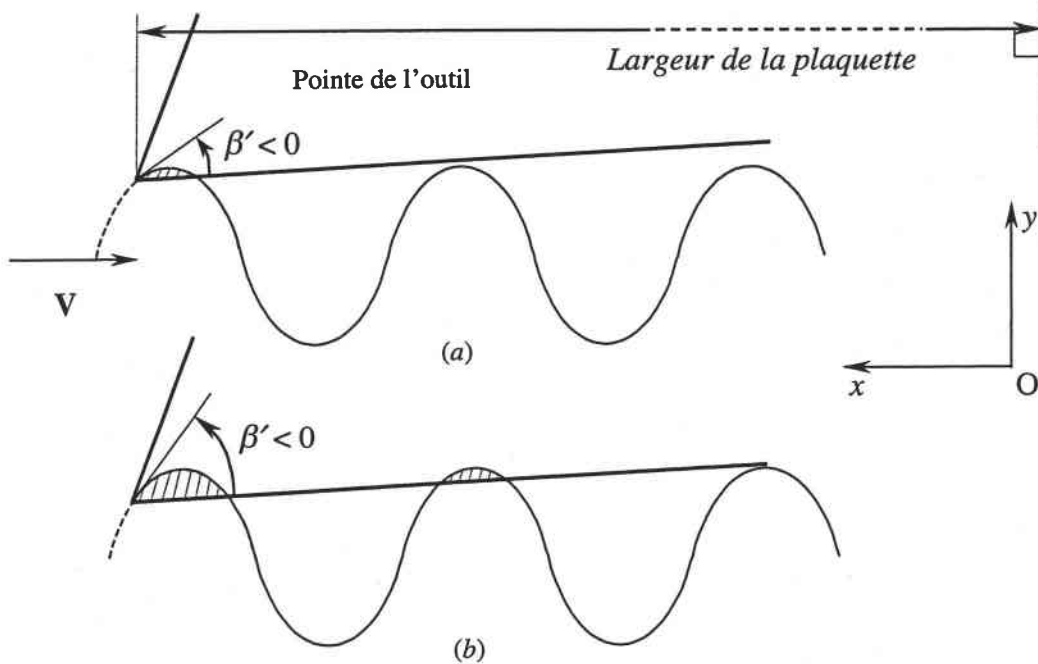


Fig. 2.8 : (a) Le volume v_d de matière déplacée, représenté par la zone hachurée, est localisé exactement à la pointe de l'outil. (b) L'interférence entre l'outil et les ondulations de la surface usinée se produit en plusieurs endroits.

Par rapport à la position actuelle $y(t)$ de l'outil, la surface nouvellement usinée est décomposée en N points, voir figure 2.7. L'intervalle entre deux points consécutifs de la trajectoire de l'outil correspond à un incrément de temps Δt . Soit un point i ($1 \leq i \leq N$) correspondant à la position de l'outil à l'instant $(t - i \Delta t)$, ce point est en interférence avec la face en dépouille de l'outil si :

$$\tan^{-1} \left(\frac{y(t - i \Delta t) - y(t)}{i \Delta t V} \right) > \beta \quad (2.9)$$

Ainsi, le volume total de matière déplacée par l'outil est fonction de l'angle de dépouille nominal β et s'écrit à chaque instant t :

$$v_d(t) = w \times \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{\Delta t V}{2} [y(t - i \Delta t) + y(t - (i - 1) \Delta t) - 2y(t) - (2i - 1) \Delta t V \tan \beta] \right\} \quad (2.10)$$

Notons que N dépend de la largeur de la plaquette comme le montre la figure 2.8, où l'interférence peut se produire en plusieurs endroits plus ou moins proches de la pointe de l'outil.

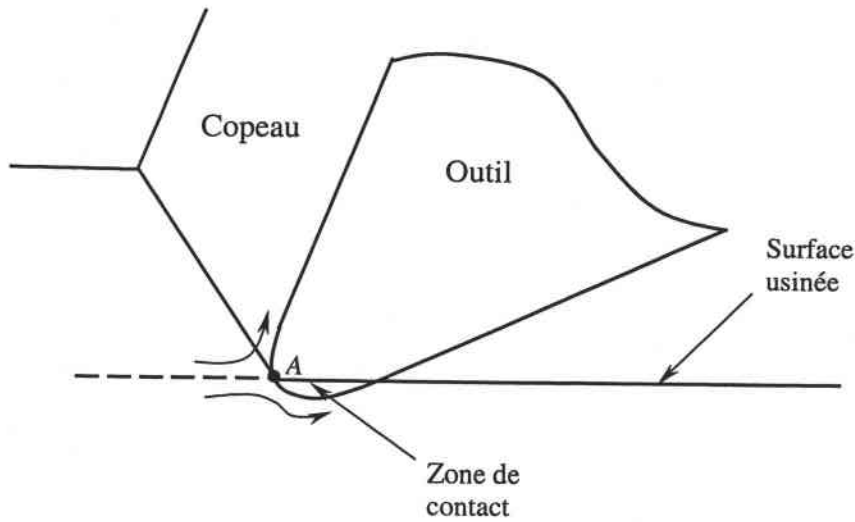


Fig. 2.9 : Contact en dépouille permanent pour un outil possédant un rayon d'arête.

Dans notre approche, nous considérons un outil parfaitement tranchant. En réalité, l'outil possède un rayon d'arête non nul, fig. 2.9. Le rayon d'arête provoque un contact en dépouille même si l'outil ne vibre pas. Ce contact 'permanent', induit une force de talonnement qui est d'autant plus faible que le rayon d'arête est petit. Le volume de matière interférant avec la face en

dépouille de l'outil est difficile à quantifier car la position du point A représentant le point de séparation de l'écoulement de la matière n'est pas accessible par un calcul simple.

Dans le cas où la coupe orthogonale s'effectue de manière radiale, voir chapitre 1, le contact en dépouille dépendra également du diamètre de la pièce du fait de la courbure de celle-ci.

2.2.3 Calcul de la longueur du plan de cisaillement l_{AB}

Rappelons que A est la pointe de l'outil et que B est l'autre extrémité de la bande de cisaillement, appartenant à la surface libre usinée à la passe précédente.

La longueur du plan de cisaillement l_{AB} intervenant dans le calcul de l'effort d'avance F_y donné en (2.4) doit être déterminée en prenant en compte la position verticale actuelle des points A et B, ainsi que du décalage horizontal entre ces deux points.

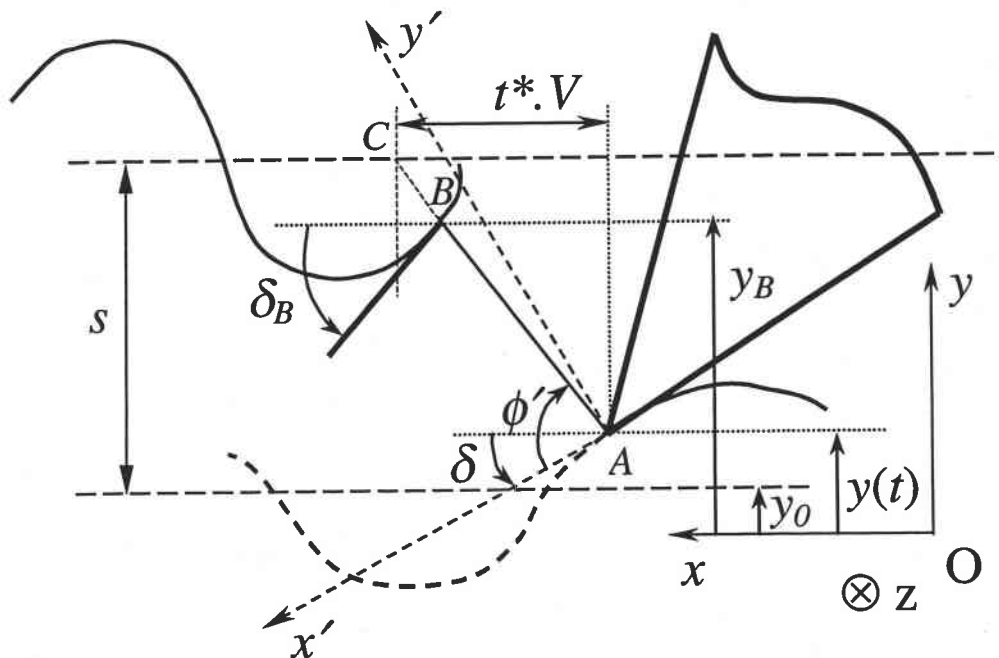


Fig. 2.10 : Estimation de la longueur du plan de cisaillement l_{AB} .

A chaque instant t , la longueur l_{AB} s'écrit :

$$l_{AB}(t) = \frac{y_B(t) - y(t)}{\sin(\phi'(t) + \delta(t))} \quad (2.11)$$

où $y_B(t)$ est la position actuelle du point B suivant l'axe Oy , fig. 2.10. Le but est de déterminer avec le plus de précision possible la valeur de $y_B(t)$.

A chaque instant t , la position verticale $y(t)$ du point A est enregistrée. L'ensemble des points constituant la trajectoire de la pointe de l'outil deviendra, à la passe suivante, la surface à usiner. Si T est le temps mis pour effectuer une passe, le point B actuel a été usiné à la passe précédente à l'instant $(t - T + t^*)$ où t^* est le temps correspondant au décalage horizontal entre A et B , fig. 2.10. Considérons l'intersection C entre le prolongement de la bande de cisaillement AB et la ligne moyenne de la passe précédente. t^* est estimé par le décalage horizontal entre les points A et C :

$$t^* = \frac{s - y(t) + y_0}{V \tan(\phi'(t) + \delta(t))} \quad (2.12)$$

Comme première approximation, nous avons considéré :

$$y_B(t) \approx s + y(t - T + t^*) \quad (2.13)$$

où la position $y(t - T + t^*)$ correspond à la passe précédente. Un algorithme permettant de raffiner la recherche du point B a également été mis en place.

2.2.4 Détermination de l'angle de cisaillement $\phi'(t)$

Pour pouvoir déterminer les oscillations $y(t)$ de l'outil, il nous reste à définir l'angle de cisaillement $\phi'(t)$ du processus stationnaire équivalent, fig. 2.11, qui intervient directement dans l'expression (2.7) du calcul de l'effort d'avance F_y , ainsi que dans le calcul de la longueur l_{AB} du plan de cisaillement à travers les relations (2.11) et (2.12). Le processus de formation du copeau est analysé à chaque instant t dans le repère $Ax'y'$ où $\phi'(t)$ représente l'angle que fait le plan de cisaillement AB avec la direction instantanée de coupe parallèle à la vitesse V' de la matière par

rapport à l'outil.

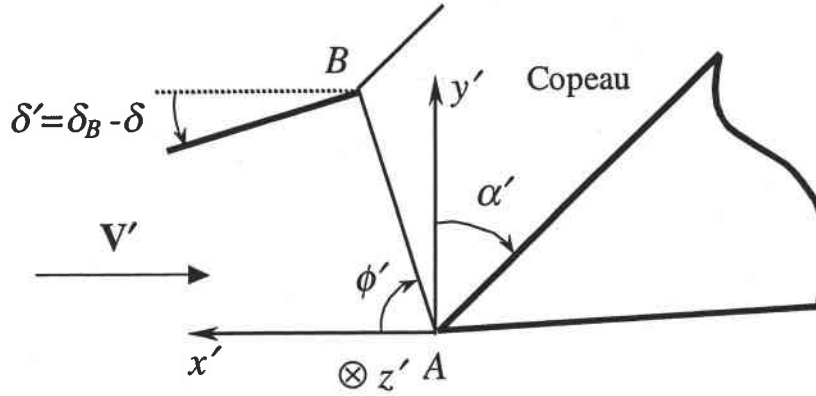


Fig. 2.11 : Influence dans le processus stationnaire équivalent de la pente instantanée δ' en B sur l'angle de cisaillement ϕ' .

Des études expérimentales en coupe orthogonale stationnaire, Boothroyd (1970), ont montré que l'angle de cisaillement est influencé par l'existence d'une pente sur la surface à usiner, paragraphe 2.1. Ainsi, dans le processus stationnaire équivalent, $\phi'(t)$ dépend de l'inclinaison instantanée : $\delta'(t) = \delta_B - \delta(t)$ de la surface libre au point B par rapport à la direction de coupe instantanée Ax' , fig. 2.11. En d'autres termes, l'effet sur $\phi'(t)$ des ondulations de la surface générée à la passe précédente est pris en compte dans le calcul de l'angle de cisaillement. L'influence de $\delta'(t)$ sur $\phi'(t)$ est traduite par la relation suivante :

$$\phi'(t) = \phi'_z(t) + C_1 \delta'(t) = \phi'_z(t) + C_1 (\delta_B - \delta(t)) \quad (2.14)$$

où C_1 ($0 \leq C_1 \leq 1$) est une constante qui dépend du matériau usiné, Boothroyd (1970). δ_B est la pente, par rapport à Ox , de la surface au point B usinée à l'instant $(t - T + t^*)$. L'angle $\phi'_z(t)$ vérifie, d'une manière générale, dans le cas de l'usinage d'une surface plane, la loi de Zvorykin (1893) ou Bailey (1975), fig. 2.12 :

$$\phi'_z = A_1 + A_2 (\alpha' - \lambda) \quad (2.15)$$

où A_1 et A_2 sont des constantes qui dépendent du matériau usiné et λ est l'angle de frottement moyen à l'interface outil-copeau. Pour $A_1 = \pi/4$ et $A_2 = 0.5$, la relation (2.15) correspond à la

formule de Merchant (1945), voir chapitre 1.

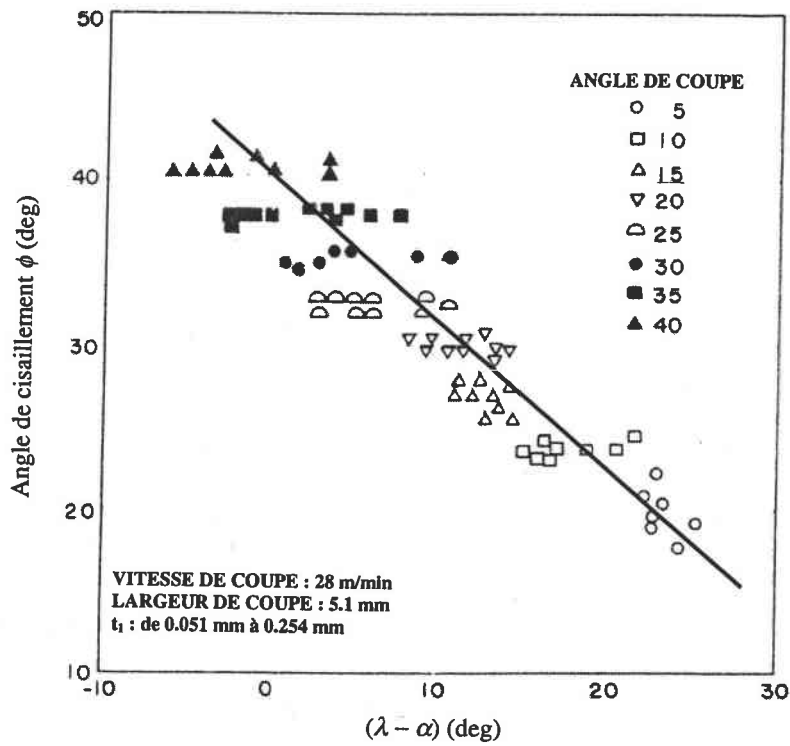


Fig. 2.12 : Relation entre l'angle de cisaillement ϕ et $(\lambda - \alpha)$. Bailey (1975).

Pour identifier les paramètres A_1 et A_2 de la loi (2.15), des essais de coupe doivent être réalisés pour différentes avances et pour différents angles de coupe.

L'angle de cisaillement $\phi'(t)$ est fonction du frottement moyen $\bar{\mu} = \tan \lambda$ à l'interface outil-copeau. Des essais de coupe stationnaires (sans vibrations) ont montré que $\bar{\mu}$ décroît quand la vitesse de coupe V augmente, Findley et Reed (1963), Zorev (1966), Schulz (1989), Oxley (1989). Cette tendance peut être expliquée de la manière suivante : la vitesse relative du copeau par rapport à l'outil augmente avec la vitesse de coupe, impliquant ainsi une hausse de la température à l'interface outil-copeau. L'adoucissement thermique du matériau induit alors une baisse du frottement. D'autres études ont montré que $\bar{\mu}$ dépend également de l'angle de coupe et de l'épaisseur du copeau non déformé. Cependant, dans ce travail, nous ne considérons que l'effet de la vitesse.

Dans notre modèle, le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ est supposé être une fonction décroissante de la vitesse relative V_c du copeau par rapport à la face de coupe de l'outil, Cook (1959), Nosyreva et Molinari (1998) :

$$\begin{cases} \bar{\mu} = \mu_0 V_c^q \\ \text{avec } \lambda = \tan^{-1}(\bar{\mu}) \end{cases} \quad (2.16)$$

où λ est l'angle de frottement moyen. μ_0 et q ($q < 0$) sont des paramètres identifiés par une série d'essais de coupe stationnaires (sans vibrations).

Nous déterminons maintenant la vitesse relative V_c du copeau par rapport à l'outil en fonction des paramètres V' , α' et ϕ' du processus stationnaire équivalent.

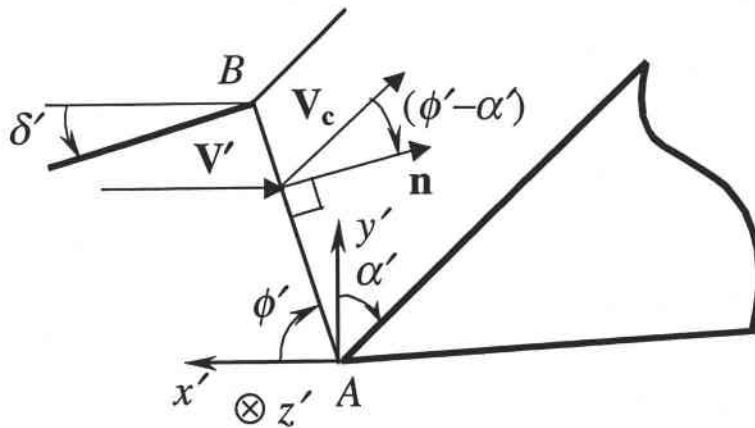


Fig. 2.13 : Diagramme des vitesses de part et d'autre du plan de cisaillement.

Comme le montre la figure 2.13, le champ de vitesse est discontinu le long du plan de cisaillement AB . La condition d'incompressibilité implique que la composante normale au plan de la vitesse d'une particule est constante le long de la ligne AB . Ceci se traduit par l'égalité suivante :

$$\mathbf{V}' \cdot \mathbf{n} = \mathbf{V}_c \cdot \mathbf{n} \quad (2.17)$$

où $\mathbf{n}$ est le vecteur unitaire normal à AB . Ainsi, à partir du diagramme des vitesses présenté sur la figure 2.13, nous obtenons la vitesse du copeau par rapport à l'outil :

$$V_c = \frac{V' \sin \phi'}{\cos(\phi' - \alpha')} \quad (2.18)$$

où $V' = V / \cos \delta$ est la vitesse instantanée de coupe dans le processus stationnaire équivalent. En combinant les équations (2.14) à (2.18), nous obtenons une équation non linéaire en ϕ' :

$$\phi' = A_1 + A_2 \left(\alpha' - \tan^{-1} \left(\mu_0 V_c^q \right) \right) + C_1 (\delta_B - \delta) \quad (2.19)$$

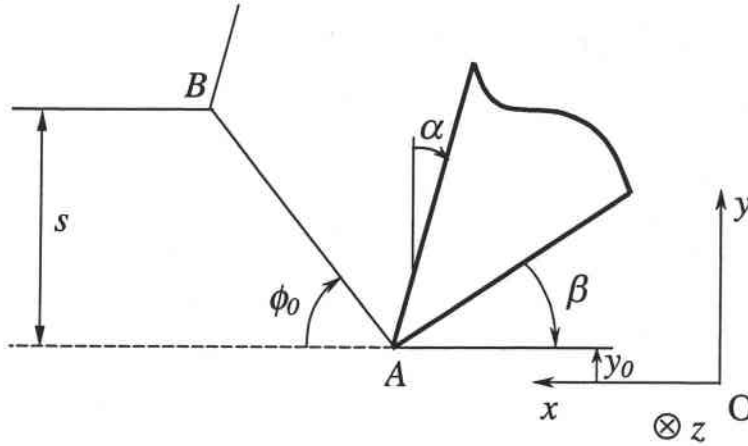


Fig. 2.14 : Cas de la coupe stationnaire (sans vibrations). L'angle de cisaillement ϕ_0 est constant.

La position d'équilibre statique y_0 de l'outil correspond à la solution stationnaire de notre problème, c'est à dire lorsque l'outil ne vibre pas et lorsque la surface à usiner est plane, fig. 2.14. Dans ce cas, $\delta(t) = 0$, $\dot{y}(t) = 0$ et $\ddot{y}(t) = 0$. De plus, il n'existe aucune interférence entre la face en dépouille de l'outil et la surface usinée ($\gamma' = \gamma > 0$), la force de talonnement est nulle. L'équation du mouvement (2.1) et les équations (2.16), (2.18) et (2.19) permettent alors d'écrire les égalités suivantes :

$$k_y y_0 = w \tau \frac{s}{\sin \phi_0} \frac{\sin(\lambda_0 - \alpha)}{\cos(\phi_0 + \lambda_0 - \alpha)} \quad (2.20)$$

$$\lambda_0 = \tan^{-1} \left[\mu_0 \left(\frac{V \sin \phi_0}{\cos(\phi_0 - \alpha)} \right)^q \right] \quad (2.21)$$

$$\phi_0 = A_1 + A_2 (\alpha - \lambda_0) \quad (2.22)$$

Ainsi, on a :

$$y_0 = \frac{w \tau s \sin(\lambda_0 - \alpha)}{k_y \sin \phi_0 \cos(\phi_0 + \lambda_0 - \alpha)} \quad (2.23)$$

où λ_0 est l'angle de frottement moyen à l'interface outil-copeau et ϕ_0 est l'angle de cisaillement obtenu à partir de l'équation implicite (2.22), dans le cas de la coupe stationnaire. Dans le chapitre 3 correspondant à l'étude paramétrique, nous nous intéressons aux oscillations $y(t)$ de l'outil autour de la position d'équilibre statique y_0 . Ainsi, l'angle de cisaillement ϕ' et l'angle de frottement moyen λ à l'interface outil-copeau vont osciller respectivement autour de ϕ_0 et de λ_0 .

2.3 Résumé et fonctionnement du modèle unidimensionnel

Pour des conditions de coupe données V , s , α , β et w , le mouvement de l'outil dans la direction d'avance est obtenu par l'intégration de l'équation différentielle (2.1). A ce stade de présentation du modèle, nous supposons connues la loi de frottement (2.16) et la loi de Zvorykin (2.15) donnant l'évolution de l'angle de cisaillement en fonction de l'angle d'attaque et de l'angle de frottement à l'interface outil-copeau. Les coefficients μ_0 , q , A_1 , A_2 et C_1 sont supposés connus, leur identification à partir d'essais de coupe orthogonale stationnaires (sans vibrations) est présentée à la fin de ce chapitre.

Le comportement du matériau est considéré parfaitement plastique, caractérisé par la contrainte d'écoulement en cisaillement τ . Cette dernière est également identifiée à partir d'essais de coupe orthogonale stationnaires. Le caractère thermomécanique du processus de formation du copeau ainsi que son effet sur les vibrations de l'outil seront pris en compte ultérieurement en introduisant le modèle de la bande de cisaillement de Dudzinski et Molinari (1997). Ce modèle permet de déterminer la contrainte τ à partir des conditions de coupe, des conditions de frottement à l'interface outil-copeau et des propriétés thermomécaniques du matériau usiné.

Dans un souci de clarté dans la présentation du fonctionnement de notre modèle, on suppose que la position du point B (point d'intersection entre le plan de cisaillement primaire et la surface usinée à la passe précédente, fig. 2.10) et la pente de la surface en ce même point sont données par : $y_B \approx s + y(t-T)$ et $\delta_B \approx \tan^{-1}(\dot{y}(t-T)/V)$.

Les variables y_B et δ_B représentent respectivement la position (suivant la direction d'avance) et la pente de la surface à usiner au point B , fig. 2.10. T est la durée d'une passe. On rappelle que la pente est mesurée par rapport à la direction de coupe nominale donnée par la vitesse $V(\text{matière} / \text{bâti})$.

Fonctionnement du modèle :

A chaque instant, le processus de formation du copeau est assimilé à un processus stationnaire défini par la direction de coupe instantanée donnée par celle de la vitesse $V(\text{matière} / \text{outil})$, paragraphe 2.2.1. A l'instant $t - \Delta t$, supposons que la position de l'outil $y(t - \Delta t)$ et sa vitesse $\dot{y}(t - \Delta t)$ sont connues. A l'instant t et pour une estimation de l'angle de cisaillement ϕ' , nous pouvons calculer $y(t)$ et $\dot{y}(t)$ en fonction de $y(t - \Delta t)$ et de $\dot{y}(t - \Delta t)$ par la méthode de Runge et Kutta appliquée à la résolution de l'équation différentielle :

$$m_y \ddot{y} + c_y \dot{y} + k_y y = g(y, \dot{y}, \phi') \quad (2.24.1)$$

avec :

$$\delta(t) = \tan^{-1} \left(\frac{\dot{y}(t)}{V} \right) \quad (2.24.2)$$

$$\alpha'(t) = \alpha - \delta(t) \quad (2.24.3)$$

$$V_c = \frac{V \sin \phi'}{\cos \delta \cos(\phi' - \alpha')} \quad (2.24.4)$$

$$\lambda = \tan^{-1}(\mu_0 V_c^q) \quad (2.24.5)$$

$$F_y = w\tau \frac{s + y(t-T) - y(t)}{\sin(\phi' + \delta)} \frac{\sin(\lambda - \alpha)}{\cos(\phi' + \lambda - \alpha')} \quad (2.24.6)$$

$$v_d(t) = w \times \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{\Delta t V}{2} [y(t - i\Delta t) + y(t - (i-1)\Delta t) - 2y(t) - (2i-1)\Delta t V \tan \beta] \right\} \quad (2.24.7)$$

N définit la partie de la surface usinée qui interfère avec la face en dépouille de l'outil.

$$f_y(t) = f_{sp} v_d(t) \quad (2.24.8)$$

$$g(y, \dot{y}, \phi') = F_y + f_y \quad (2.24.9)$$

δ , α' , V_c et λ représentent à l'instant t respectivement la pente de la surface au point A (pointe de l'outil), fig. 2.10, l'angle de coupe, la vitesse du copeau par rapport à l'outil et l'angle de frottement moyen à l'interface outil-copeau. L'angle de cisaillement ϕ' doit enfin vérifier la loi de Zvorykin (2.19). En considérant la simplification de δ_B précédemment définie, la loi de Zvorykin peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\phi' = A_1 + A_2 \left[\alpha' - \tan^{-1}(\mu_0 V_c^q) \right] + C_1 \left[\tan^{-1} \left(\frac{\dot{y}(t-T)}{V} \right) - \delta \right] \quad (2.24.10)$$

De ce fait, un schéma itératif est utilisé pour résoudre l'ensemble des équations du modèle en adoptant la démarche suivante : à l'instant t , plaçons nous à la $n^{\text{ième}}$ itération à laquelle nous avons une estimation ϕ'_n de l'angle de cisaillement ϕ' . La méthode de Runge et Kutta appliquée au système (2.24.1) à (2.24.9) permet de calculer $y(t)$ et $\dot{y}(t)$ à partir de $y(t - \Delta t)$ et de $\dot{y}(t - \Delta t)$. Les variables δ , α' et V_c sont déduites des relations (2.24.2), (2.24.3) et (2.24.4). Finalement, une nouvelle estimation ϕ'_{n+1} de l'angle de cisaillement ϕ' est calculée par la relation (2.24.10). Le

schéma itératif est arrêté quand $\left| \frac{\phi'_{n+1} - \phi'_n}{\phi'_n} \right| \leq \text{Epsilon}$.

Le modèle nous permet ainsi, pour des conditions de coupe données V , s , α , β et w :

- d'obtenir la réponse dynamique de l'outil à travers $y(t)$ et $\dot{y}(t)$,

- de déterminer l'état de surface final de la pièce,
- d'analyser la stabilité du processus de coupe dynamique,
- de déterminer les efforts de coupe instantanés.

2.4 Formulation du problème bidimensionnel

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux oscillations de l'outil suivant les deux directions Ox et Oy représentant respectivement la direction de coupe et la direction d'avance, fig. 2.16. La position actuelle de la pointe A de l'outil a pour coordonnées $x(t)$ et $y(t)$ dans le repère Oxy .

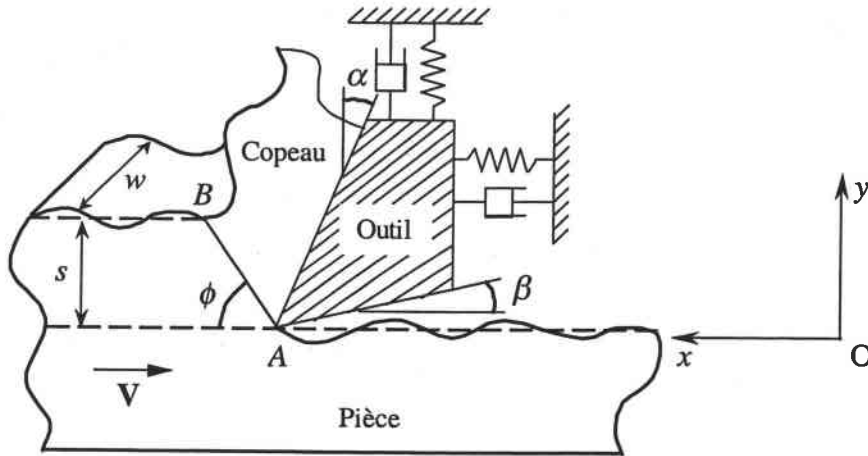


Fig. 2.16 : Vue schématique du système de coupe bidimensionnel.

Dans ce même repère, le mouvement de l'outil est gouverné par les équations différentielles :

$$\begin{aligned} m_x \ddot{x} + c_x \dot{x} + k_x x &= F_x + f_x \\ m_y \ddot{y} + c_y \dot{y} + k_y y &= F_y + f_y \end{aligned} \quad (2.25)$$

où m_x , c_x , k_x , m_y , c_y et k_y sont les paramètres dynamiques du système 'outil porte-outil'. F_x et F_y sont respectivement l'effort de coupe et d'effort d'avance exercés sur l'outil. f_x et f_y sont les composantes selon Ox et selon Oy de la force de talonnement.

A chaque instant t , la matière arrive vers l'outil avec la vitesse V' parallèle à la direction de

coupe instantanée Ax' . Cette vitesse $\mathbf{V}'$ s'écrit, fig. 2.17 :

$$\mathbf{V}' = \mathbf{V}(\text{matière/outil}) = \mathbf{V}(\text{matière/bâti}) - \mathbf{V}(\text{outil/bâti}) = -V\mathbf{e}_x - (\dot{x}\mathbf{e}_x + \dot{y}\mathbf{e}_y), \text{ d'où :}$$

$$\mathbf{V}' = -V'\mathbf{e}_{x'} = -(V + \dot{x})\mathbf{e}_x - \dot{y}\mathbf{e}_y$$

La direction de coupe instantanée Ax' est alors inclinée d'un angle orienté $\delta(t)$ par rapport à la direction de coupe nominale Ox . L'angle $\delta(t)$ est défini par :

$$\delta(t) = \tan^{-1}\left(\frac{\dot{y}(t)}{V + \dot{x}(t)}\right) \quad (2.26)$$

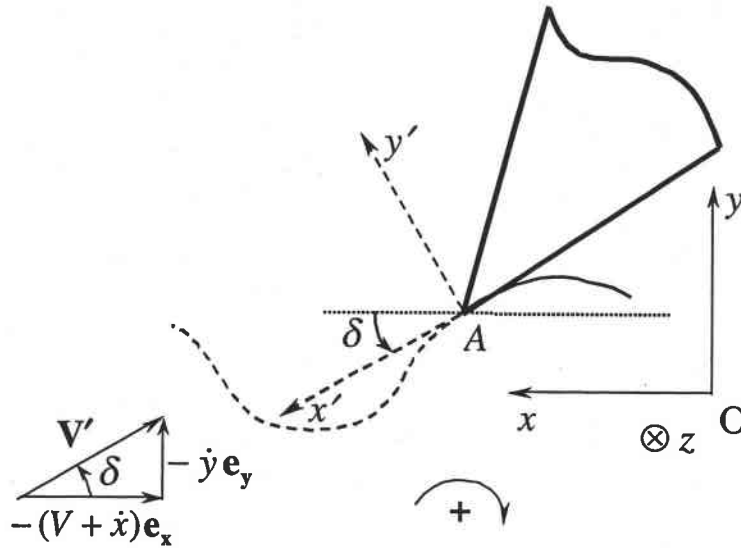


Fig. 2.17 : Inclinaison δ de la direction de coupe instantanée Ax' .

L'angle $\delta(t)$ est positif ou négatif selon que l'outil monte ou descend ($\dot{x}(t)/V \ll 1$). Comme dans le cas à un seul degré de liberté, à chaque instant t , le processus dynamique de formation du copeau est analysé par rapport à la direction instantanée de coupe définie par la vitesse $\mathbf{V}' = \mathbf{V}(\text{matière/outil})$, fig. 2.17. La vitesse V' est donnée par :

$$V'(t) = \frac{V + \dot{x}(t)}{\cos \delta(t)} \quad (2.27)$$

L'effort de coupe $F_{x'}$ et l'effort d'avance $F_{y'}$ sont donnés par les relations (2.6). On en déduit l'effort de coupe F_x :

$$F_x = F_x' \cos \delta - F_y' \sin \delta = -w\tau l_{AB} \frac{\cos(\lambda - \alpha)}{\cos(\phi' + \lambda - \alpha')} \quad (2.28)$$

où α' , l_{AB} , λ et ϕ' sont donnés respectivement par (2.4), (2.11), (2.16) et (2.19).

En 1977, Nigm et Sadek ont montré expérimentalement que lorsque l'on réduit l'angle de dépouille nominal β , la plage de stabilité du processus de coupe augmente. Ces résultats semblent être en accord avec ceux de Jemielniak et Widota (1989) et ceux de Tarnag *et al.* (1994), mais en désaccord avec ceux de Marui *et al.* (1983) ou de Hamdan et Bayoumi (1989). En effet, ces derniers expliquent que le fait de réduire β tend à déstabiliser le processus, car le frottement existant alors sur la face en dépouille de l'outil peut exciter le système et induire des vibrations dans la direction de coupe.

Dans les équations du mouvement (2.25), la composante horizontale f_x de la force de talonnement existant grâce au contact outil-pièce est orientée selon la direction de coupe nominale Ox . Cette composante constitue donc une nouvelle source de frottement en plus de celui existant déjà à l'interface outil-copeau. Etant donné que tout frottement peut générer ou entretenir des vibrations, f_x pourrait bien être un facteur déstabilisant pour le processus de coupe dynamique, Cook (1959), contrairement à f_y qui a tendance, comme nous le verrons par la suite, à limiter l'amplitude des vibrations. Or les mouvements de l'outil sont couplés dans les deux directions, aussi, l'effet stabilisant de f_y peut l'emporter sur l'effet déstabilisant de f_x , ou inversement. En considérant l'effet sur le frottement outil-pièce de la vitesse de la matière par rapport à la face en dépouille de l'outil (suivant Ox), la composante horizontale f_x s'écrit alors en fonction de f_y :

$$f_x = -(\mu_0 (V + \dot{x})^q) f_y \quad (2.29)$$

où $f_y(t)$ est la composante verticale de la force de talonnement, supposée proportionnelle au volume total de matière déplacée à un instant donné, équation. (2.24.8).

La méthode de résolution de l'ensemble des équations dans le cas où l'outil présente deux

degrés de liberté est identique à celle utilisée dans le cas où l'outil ne vibre que suivant la direction d'avance (voir paragraphe 2.3). L'ensemble des équations à résoudre est donné par :

$$\begin{cases} m_x \ddot{x} + c_x \dot{x} + k_x x = g_x(x, \dot{x}, y, \dot{y}, \phi') \\ m_y \ddot{y} + c_y \dot{y} + k_y y = g_y(x, \dot{x}, y, \dot{y}, \phi') \end{cases} \quad (2.30.1)$$

avec :

$$\delta(t) = \tan^{-1} \left(\frac{\dot{y}(t)}{V + \dot{x}(t)} \right) \quad (2.30.2)$$

$$\alpha'(t) = \alpha - \delta(t) \quad (2.30.3)$$

$$V_c = \frac{(V + \dot{x}) \sin \phi'}{\cos \delta \cos(\phi' - \alpha')} \quad (2.30.4)$$

$$\lambda = \tan^{-1}(\mu_0 V_c^q) \quad (2.30.5)$$

$$F_x = w\tau \frac{s + y(t-T) - y(t)}{\sin(\phi' + \delta)} \frac{\cos(\lambda - \alpha)}{\cos(\phi' + \lambda - \alpha')} \quad (2.30.6)$$

$$F_y = w\tau \frac{s + y(t-T) - y(t)}{\sin(\phi' + \delta)} \frac{\sin(\lambda - \alpha)}{\cos(\phi' + \lambda - \alpha')} \quad (2.30.7)$$

$$v_d(t) = w \times \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{\Delta t V}{2} [y(t - i\Delta t) + y(t - (i-1)\Delta t) - 2y(t) - (2i-1)\Delta t V \tan \beta] \right\} \quad (2.30.8)$$

N définit la partie de la surface usinée qui interfère avec la face en dépouille de l'outil.

$$f_y(t) = f_{sp} v_d(t) \quad (2.30.9)$$

$$f_x = -(\mu_0 (V + \dot{x})^q) f_y \quad (2.30.10)$$

$$\begin{cases} g_x(x, \dot{x}, y, \dot{y}, \phi') = F_x + f_x \\ g_y(x, \dot{x}, y, \dot{y}, \phi') = F_y + f_y \end{cases} \quad (2.30.11)$$

Comme dans le paragraphe 2.3 et afin de clarifier la présentation du fonctionnement du modèle, on a considéré : $y_B \approx s + y(t-T)$ et $\delta_B \approx \tan^{-1} \{ \dot{y}(t-T) / [V + \dot{x}(t-T)] \}$

La loi de Zvorykin est alors donnée par :

$$\phi' = A_1 + A_2 \left[\alpha' - \tan^{-1}(\mu_0 V_c^q) \right] + C_1 \left[\tan^{-1} \left(\frac{\dot{y}(t-T)}{V + \dot{x}(t-T)} \right) - \delta \right] \quad (2.30.12)$$

2.5 Prise en compte de l'écoulement thermomécanique de la matière dans la zone primaire de cisaillement

Jusqu'à présent, l'interaction entre le cisaillement primaire et les oscillations de l'outil a été négligée. Lors de la formation du copeau, on observe un cisaillement intense dans une zone qui peut être modélisée par une bande d'épaisseur h inclinée d'un angle ϕ par rapport à la direction $V = V(\text{matière/bâti})$, fig. 2.4. L'écoulement thermomécanique dans la zone primaire de cisaillement est modélisé par l'approche unidimensionnelle et stationnaire de Dudzinski et Molinari (1997). Cependant, l'introduction de ce modèle dans celui des vibrations de l'outil n'est pas immédiat. En effet, lorsque l'outil vibre, la zone de cisaillement primaire oscille : $\phi(t) = \phi'(t) + \delta(t)$, comme illustré à la figure 2.5 (a). Ainsi, pour prendre en compte correctement l'interaction entre les vibrations de l'outil et l'écoulement thermomécanique de la matière dans la bande primaire, il faut reconsidérer l'ensemble des équations du modèle de la bande de cisaillement et l'appliquer dans le cas instationnaire. De plus, il faut considérer le fait que le repère lié à la bande, fig. 1.5, et dans lequel on étudie l'écoulement de la matière, n'est plus Galiléen. Toutefois, dans une démarche simplifiée, deux approches sont possibles :

1. Pour des conditions de coupe données et pour un couple 'outil-matière', nous proposons de déterminer la contrainte de cisaillement à l'écoulement τ par application du modèle de la bande.
2. Le processus de coupe avec vibrations est considéré comme une succession d'états stationnaires équivalents pour lesquels le modèle de la bande est appliqué.

Dans ce mémoire et dans ce qui suit, nous décrivons uniquement la première approche. Comme première étape, les variations dans le temps de la contrainte de cisaillement τ , dues aux vibrations de l'outil seront négligées. Ainsi, la contrainte d'écoulement τ est estimée par l'approche thermomécanique détaillée dans le paragraphe 1.1.2 et résumée de la manière suivante :

L'angle de cisaillement ϕ_0 (l'indice 0 signale, pour l'angle de cisaillement, que l'effet des vibrations de l'outil n'est pas pris en compte) est calculé par la loi de Zvorykin (2.22) dans le cas où le frottement moyen à l'interface outil-copeau dépend seulement de la vitesse du copeau par rapport à l'outil :

$$\phi_0 = A_1 + A_2 \left\{ \alpha - \tan^{-1} \left[\mu_0 \left(\frac{V \sin \phi_0}{\cos(\phi_0 - \alpha)} \right)^q \right] \right\} \quad (2.31.1)$$

Dans la bande primaire de cisaillement, les distributions de la température θ , de la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ et de la contrainte de cisaillement sont données par :

$$\theta = \theta_w + \frac{\tilde{\beta}}{\rho c} \left(\rho (V \sin \phi_0)^2 \frac{\gamma^2}{2} + \tau_0 \gamma \right) \quad (2.31.2)$$

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}(\gamma, \tau_0) = \dot{\gamma}_0 \exp \left(\frac{\sqrt{3} [\rho (V \sin \phi_0)^2 \gamma + \tau_0]}{m g_1(\gamma) g_2(\theta)} - \frac{1}{m} \right) \quad (2.31.3)$$

$$\text{avec } g_1(\gamma) = A + B(\gamma/\sqrt{3})^r \quad \text{et} \quad g_2(\theta) = 1 - \left(\frac{\theta - T_r}{T_f - T_r} \right)^v$$

$$\gamma(\tilde{y} = h) = \gamma_1 = \frac{\cos \alpha}{\sin \phi_0 \cos(\phi_0 - \alpha)} \quad \text{déformation à la sortie de la bande} \quad (2.31.4)$$

$$\int_0^{\gamma_1} \frac{V \sin \phi_0}{\dot{\gamma}(\gamma, \tau_0)} d\gamma - h = 0 \quad (2.31.5)$$

$$\tau = \rho (V \sin \phi_0)^2 \gamma + \tau_0 \quad (2.31.6)$$

(2.31.5) est une équation non linéaire implicite dont la solution donne la contrainte de cisaillement τ_0 à l'entrée de la bande. Finalement, en injectant τ_0 dans l'équation (2.31.6), la contrainte de cisaillement τ_l à la sortie de la bande vaut :

$$\tau_l = \tau(\tilde{y} = h) = \rho \left\{ (V \sin \phi_0)^2 \frac{\cos \alpha}{\cos \phi_0 \cos(\phi_0 - \alpha)} + \tau_0 \right\} \quad (2.31.7)$$

La prise en compte de τ_l dans le modèle des vibrations de l'outil est obtenue en remplaçant simplement τ par τ_l dans l'équation (2.24.6) dans le cas des vibrations à un degré de liberté et dans les équations (2.30.6) et (2.30.7) dans le cas à deux degrés de liberté.

2.6 Identification expérimentale des paramètres du modèle

Dans notre modèle, il faut caractériser un certain nombre de paramètres que l'on peut classer de la façon suivante :

- les paramètres dynamiques m_x , c_x , k_x , m_y , c_y et k_y du système 'outil porte-outil' présents dans l'équation (2.30.1) correspondant au mouvement de l'outil dans les directions de coupe et d'avance,
- les paramètres μ_0 et q constituant la loi de frottement à l'interface outil-copeau, définie par l'équation (2.16). Cette loi prend en compte d'une manière indirecte la nature du matériau dont est constitué l'outil,
- les paramètres dépendants du matériau usiné : C_l , A_l et A_2 présents dans les équations (2.24.10) et (2.30.12) et auxquels vient s'ajouter la contrainte de cisaillement τ qui dépend du comportement thermo-viscoplastique du matériau usiné. Dans un premier temps, τ est supposée constante et déduite des essais de coupe orthogonale stationnaires (sans vibrations).

Tous ces paramètres sont déterminés par différents essais mécaniques qui sont décrits dans ce

paragraphe.

2.6.1 Identification des paramètres dynamiques

D'une manière générale, le système vibratoire (outil, porte-outil) est prédisposé à :

- stocker de l'énergie potentielle (ressort ou comportement élastique),
- stocker de l'énergie cinétique (masse),
- dissiper de l'énergie (amortissement).

La structure réelle vibrant selon une direction donnée est alors modélisée par un système équivalent constitué d'une masse m , d'un ressort de rigidité k et d'un amortisseur c .

Une description du porte-outil utilisé pour identifier l'ensemble des paramètres du modèle se trouve dans l'annexe C. Les valeurs des paramètres dynamiques du système pour différents montages du porte-outil sur la platine dynamométrique Kistler sont répertoriées dans le même annexe.

La rigidité équivalente k du système 'outil porte-outil' dans cette direction est déterminée par des essais statiques simples à travers la relation :

$$k = \frac{F_{stat}}{u_{stat}} \quad (2.32)$$

où F_{stat} est l'effort statique agissant à hauteur de l'outil dans la même direction que le déplacement statique imposé u_{stat} de l'outil. L'effort F_{stat} est mesuré à l'aide d'un dynamomètre Kistler à trois composantes et le déplacement u_{stat} est mesuré par un capteur de micro-déplacements à courant de Foucault dont le fonctionnement est donné dans l'annexe B.

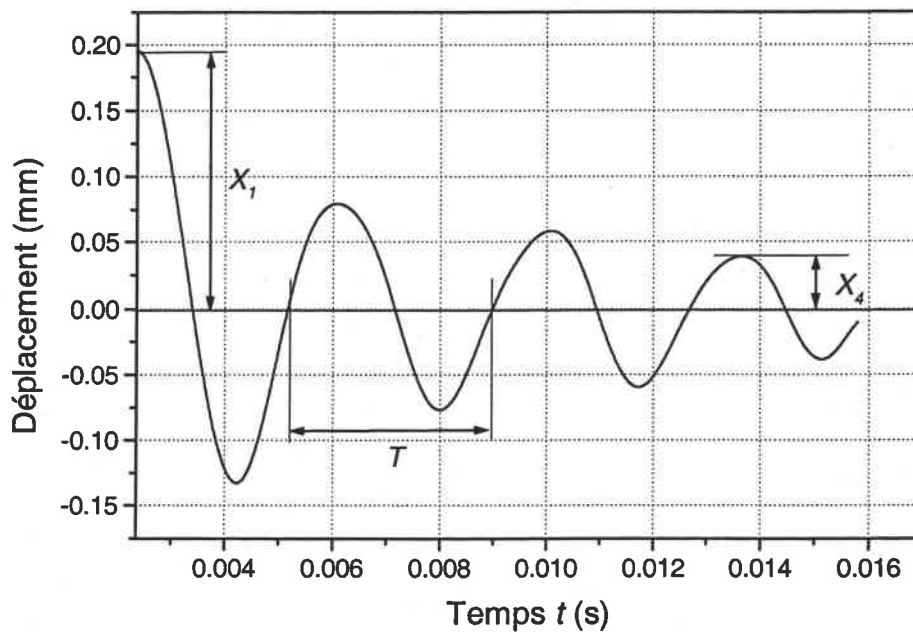


Fig. 2.18 : Exemple de déplacement libre de l'outil suite à une impulsion donnée à l'aide d'un marteau d'impact.

Les paramètres m et c sont obtenus à partir de la réponse dynamique du système 'outil porte-outil', suite à une impulsion donnée au niveau de l'outil de coupe, à l'aide d'un marteau d'impact.

Le tracé des oscillations libres de l'outil, dont un exemple est présenté à la figure 2.18, donne les informations suivantes :

- une approximation du pourcentage d'amortissement ξ directement mesurable à partir de la décroissance des n maxima consécutifs à travers l'équation :

$$\xi = \frac{1}{2n\pi} \left(\ln \frac{X_1}{X_n} \right) \quad (2.33)$$

- la période T_s des oscillations amorties mesurable permet de déterminer la fréquence propre (ou naturelle) amortie ω_d du système :

$$\omega_d = \frac{2\pi}{T_s} \quad (2.34)$$

ω_d et ξ étant déterminés, la fréquence propre (ou naturelle) non amortie ω_n est calculée par l'équation :

$$\omega_d = \omega_n \sqrt{1 - \xi^2} \Rightarrow \omega_n = \frac{\omega_d}{\sqrt{1 - \xi^2}} \quad (2.35)$$

Connaissant la rigidité k , la masse équivalente m est donnée par la relation :

$$\omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}} \Rightarrow m = \frac{k}{\omega_n^2} \quad (2.36)$$

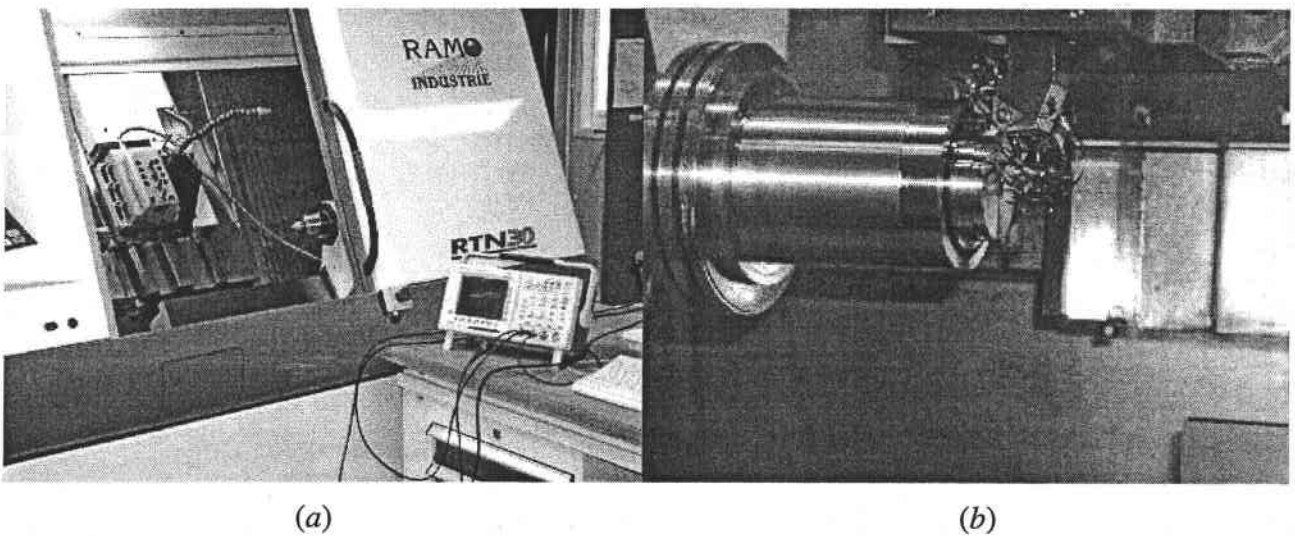
Enfin, l'équation du pourcentage d'amortissement ξ permet de calculer le coefficient d'amortissement visqueux équivalent c du système 'outil porte-outil' :

$$\xi = \frac{c}{2\sqrt{km}} \Rightarrow c = 2\xi\sqrt{km} \quad (2.37)$$

Les paramètres m , c et k sont ainsi tous déterminés dans une direction donnée.

Le frottement à l'interface outil-copeau et la loi de Zvorykin ont été identifiés à partir d'essais de coupe stationnaires (sans vibrations). La procédure d'identification de ces paramètres est décrite dans les paragraphes qui suivent.

2.6.2 Identification de la loi de frottement à l'interface outil-copeau



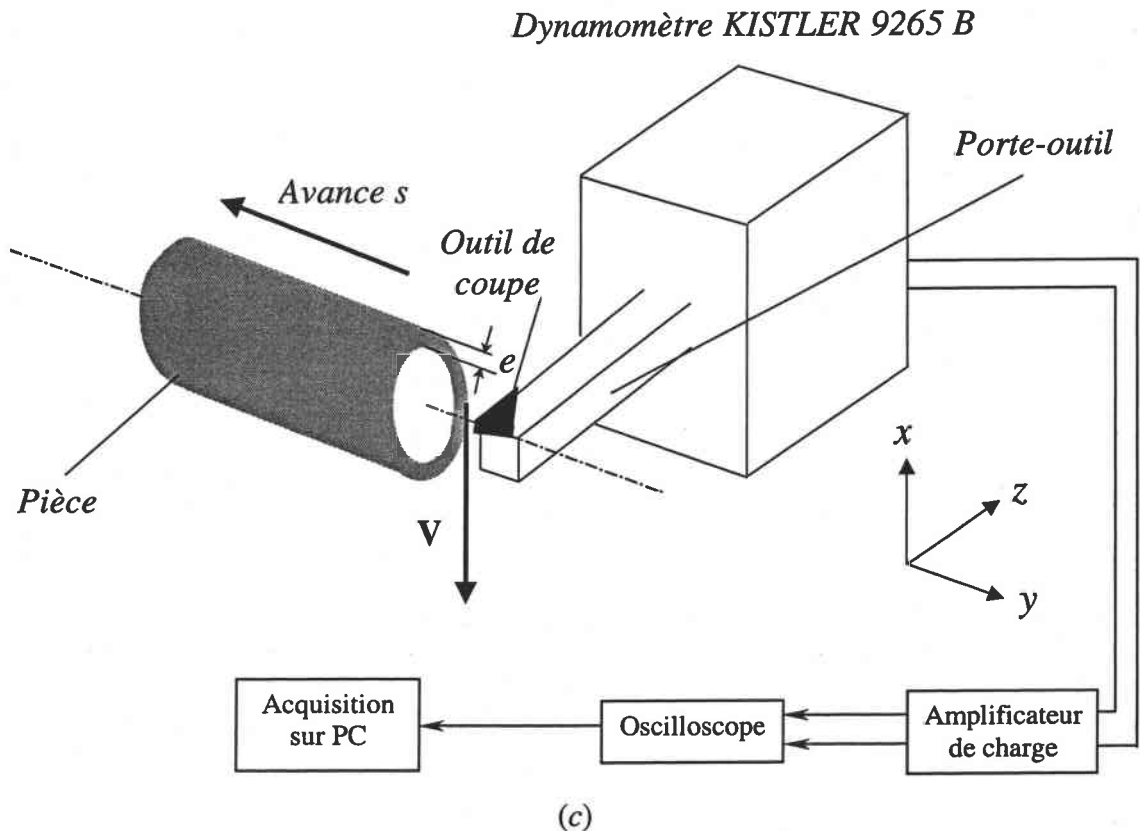


Fig. 2.19 : Dispositif expérimental pour les essais de coupe orthogonale.

Une campagne d'essais de coupe a été menée sur un tour à commande numérique RAMO RTN 30 afin de caractériser le frottement à l'interface outil-copeau. Le porte-outil a été fixé sur le dynamomètre avec un minimum de porte-à-faux afin d'obtenir un système de coupe rigide pour réaliser des essais de coupe stationnaires permettant d'identifier correctement l'ensemble des paramètres du modèle. Les essais ont été réalisés sans lubrification sur l'acier 42CD4 en coupe orthogonale longitudinale, fig. 2.19. Les caractéristiques des essais ont été les suivantes : l'avance s de l'outil est parallèle à la direction y , la direction de la vitesse de coupe V est orthogonale à l'arête de coupe de l'outil. L'outil de référence TCMW16T304 525 est une plaquette en céramique (afin de minimiser l'apparition d'usure lors des essais de coupe) dépourvue de brise-copeau possédant une arête de coupe vive et le porte-outil est du type référencé PTG NR2020K16. Un descriptif plus détaillé de l'outil et du porte-outil se trouve dans l'annexe C. Le tour est équipé

d'une platine dynamométrique KISTLER 9265 B capable de mesurer les efforts dans les directions x , y et z .

Le dynamomètre est relié à un amplificateur de charge et les signaux sont enregistrés sur un oscilloscope, puis l'ensemble des données expérimentales obtenu à chaque essai est enregistré sur un PC. Les essais sont réalisés sur un cylindre creux d'épaisseur $e = 2$ mm. Cette épaisseur e correspond à la largeur de coupe w dans le processus d'usinage décrit par la figure 2.19. Les vitesses de coupe varient entre $V = 50$ m/min et $V = 500$ m/min. Le porte-outil est fixé sur le dynamomètre de façon à ce que le système soit suffisamment rigide pour éviter les vibrations et pour réaliser des essais de coupe stationnaires avec les conditions de coupe suivantes :

$$\alpha = 0^\circ \quad ; \quad \gamma = 7^\circ \quad ; \quad s = 0.15 \text{ mm/tour} \quad ; \quad w = 2 \text{ mm.}$$

Le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ est obtenu grâce aux signaux des efforts de coupe et d'avance relevés par la platine Kistler. Une seconde série d'essais nous a permis de confirmer les résultats obtenus.

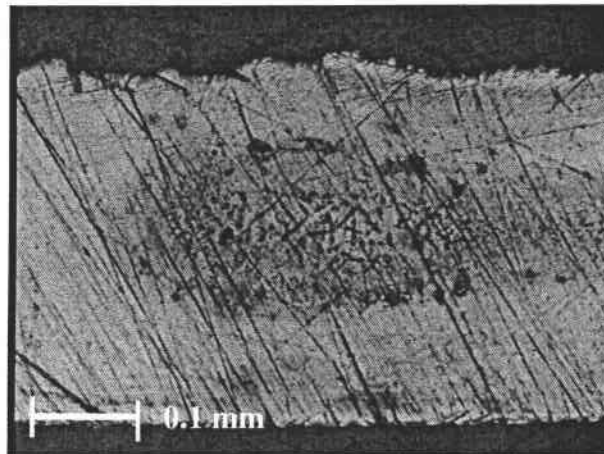
Le frottement moyen $\bar{\mu}$ à l'interface outil-copeau s'écrit en fonction de l'angle de frottement moyen λ déterminé grâce aux efforts de coupe F_x et d'avance F_y , voir l'annexe A :

$$\bar{\mu} = \tan \lambda = \frac{F_c}{N_c} = \frac{F_x \tan \alpha + F_y}{F_x - F_y \tan \alpha} \quad (2.38)$$

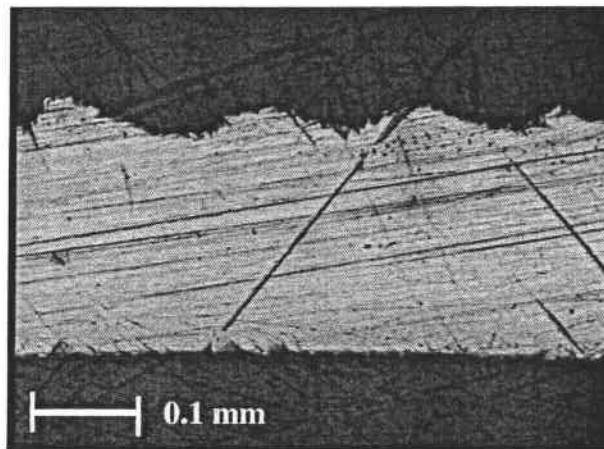
où F_c et N_c sont respectivement l'effort tangent et l'effort normal à la face de coupe de l'outil.

Dans le modèle, le frottement est supposé dépendre uniquement de la vitesse relative V_c du copeau par rapport à l'outil. V_c est déterminée par la condition d'incompressibilité du matériau usiné et a pour expression :

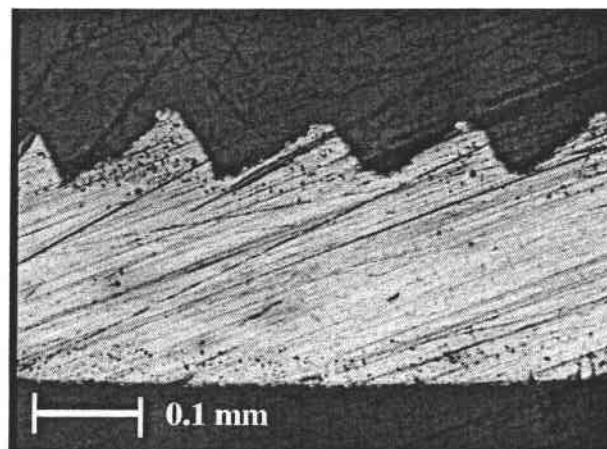
$$V_c = V \frac{\sin \phi_0}{\cos(\phi_0 - \alpha)} \quad (2.39)$$



Copeau continu pour $V = 50$ m/min.



Copeau continu pour $V = 150$ m/min.



Copeau discontinu pour $V = 250$ m/min.

Fig. 2.20 : *Micrographie optique des copeaux obtenus à différentes vitesses de coupe.*

La valeur de l'angle de cisaillement ϕ_0 est calculée à partir de l'épaisseur t_2 du copeau, fig.2.20, mesurée par micrographie optique, en utilisant la relation (voir modèle de Merchant, chap. 1) :

$$\tan \phi_0 = \frac{r \cos \alpha}{1 - r \sin \alpha} \quad (2.40)$$

où $r = t_1 / t_2$, l'épaisseur du copeau non déformé étant t_1 , égale à l'avance s .

V (m/min)	épaisseur t_2 (mm)	V_c (m/s)	Effort d'avance F_y (N)	Efforts de coupe F_x (N)	$\bar{\mu}$	λ_0 (deg)	ϕ_0 (deg)	τ (Mpa)
50	0.363	0.344	568	759	0.748	36.80	22.45	617
100	0.267	0.936	454	690	0.658	33.34	29.33	619
150	0.238	1.576	413	654	0.631	32.25	32.22	592
200	0.230	2.174	395	641	0.616	31.63	33.11	585
250	0.227	2.753	390	639	0.610	31.38	33.46	584
300	0.226	3.319	376	636	0.591	30.58	33.57	593
350	0.219	3.995	364	626	0.581	30.16	34.41	586
400	0.218	4.587	361	622	0.580	30.11	34.53	581
450	0.213	5.282	358	618	0.579	30.07	35.15	574
500	0.208	6.010	356	616	0.578	30.03	35.80	568

Tab. 2.1 : Résultats des observations expérimentales.

L'ensemble des résultats expérimentaux observés est résumé dans le tableau 2.1. A partir de ces résultats, nous traçons le frottement moyen $\bar{\mu}$ en fonction de la vitesse V_c du copeau par rapport à l'outil. Nous identifions ainsi les paramètres μ_0 et q vérifiant la loi de frottement choisie pour notre modèle et dont nous rappelons l'expression :

$$\bar{\mu} = \mu_0 V_c^q \quad q < 0 \quad (2.41)$$

Les valeurs de μ_0 et de q obtenus sont les suivants, voir la figure 2.21 :

$$\mu_0 = 0.65 \quad \text{et} \quad q = -0.07 \quad (2.42)$$

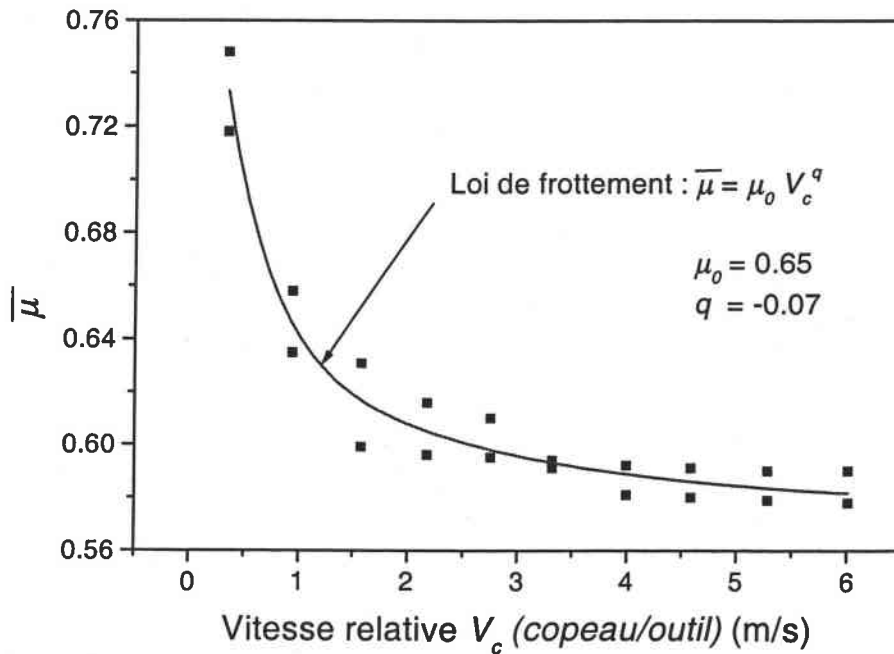


Fig. 2.21 : Identification expérimentale de la loi de frottement $\bar{\mu}(V_c)$ où V_c représente la vitesse relative du copeau par rapport à l'outil de coupe.

2.6.3 Identification de la loi de Zvorykin et de la contrainte de cisaillement

Pour identifier les paramètres A_1 et A_2 de la loi de Zvorykin (1893), équation (2.15), des essais de coupe doivent être réalisés pour différentes avances et surtout pour différents angles de coupe, voir figure 2.22, Bailey (1975). Il faut alors prendre en compte l'ensemble des résultats pour pouvoir estimer la relation linéaire définie par la loi de Zvorykin. En effet, si on ne considère qu'un seul angle de coupe, le résultat risque d'être faussée, comme on peut le constater à la figure 2.22. Compte tenu de la géométrie des plaquettes disponibles dans le commerce, il est relativement difficile de réaliser des essais pour une large gamme d'angles de coupe α . Ainsi, les résultats disponibles dans la littérature indiquent que pour les aciers en général, A_2 est sensiblement égal à 0.5. Nous allons prendre cette valeur de A_2 dans notre modèle. Il ne reste plus qu'à déterminer le paramètre A_1 à l'aide des essais de coupe que nous avons réalisé pour $\alpha = 0^\circ$.

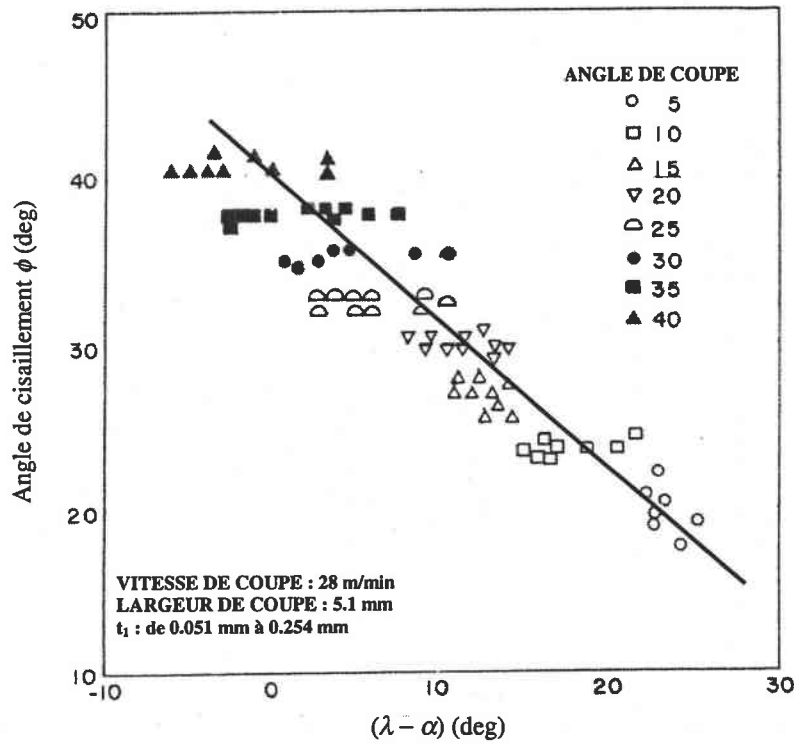


Fig. 2.22 : Relation entre l'angle de cisaillement ϕ et $(\lambda - \alpha)$. Bailey (1975).

Les valeurs expérimentales de l'angle de cisaillement ϕ_0 sont calculées à partir de la mesure de l'épaisseur t_2 du copeau déformé, fig. 2.20, reportée dans le tableau 2.1, en utilisant l'équation suivante :

$$\phi_0 = \tan^{-1} \left(\frac{\cos \alpha}{t_2/t_1 - \sin \alpha} \right) = A_1 + \frac{\alpha - \lambda}{2} \quad (2.43)$$

qui est déduite de la conservation du flux de matière de part et d'autre de la zone de cisaillement primaire ($V t_1 = V_c t_2$). Les valeurs de l'angle de cisaillement ϕ_0 sont présentées en fonction de $(\lambda - \alpha)$ à la figure 2.23. Finalement, la loi de Zvorykin pour l'acier 42CD4 et pour la plaquette utilisée est donnée par :

$$\phi_0 = 48^\circ + \frac{\alpha - \lambda}{2} \quad (2.44)$$

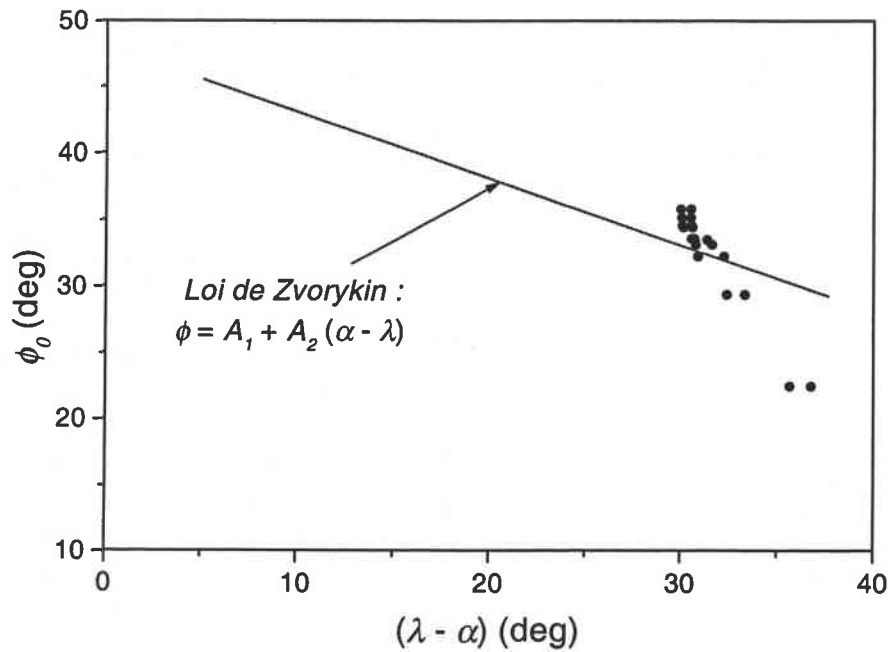


Fig. 2.23 : Identification de la loi de Zvorykin. Avec $A_2 = 0.5$, la relation linéaire définie par la loi de Zvorykin est obtenue pour une valeur moyenne de $A_1 = 48^\circ$.

Malgré la complexité des phénomènes entrant en jeu au niveau de la pointe de l'outil et au niveau de la surface libre, la contrainte de cisaillement τ est dans un premier temps supposée uniforme le long de la zone de cisaillement primaire. L'équilibre de la résultante dynamique appliquée au copeau nous donne alors l'équation suivante, voir annexe A :

$$\tau = \frac{\sin \phi_0}{w t_1} \frac{\cos(\phi_0 + \lambda - \alpha)}{\cos(\lambda - \alpha)} F_x \quad (2.45)$$

Pour chacune des vitesses de coupe V , la valeur de la contrainte de cisaillement τ est estimée à partir de l'équation (2.45) et les résultats obtenus viennent compléter la dernière colonne du tableau 2.1. L'évolution de τ en fonction de V est représentée à la figure 2.24. Dans notre étude, si on ne considère pas le processus thermomécanique présent lors du cisaillement primaire, la contrainte d'écoulement due au cisaillement est supposée constante quelles que soient les conditions de coupe :

$$\tau = C^{te} \approx 600 \text{ MPa} \quad (2.46)$$

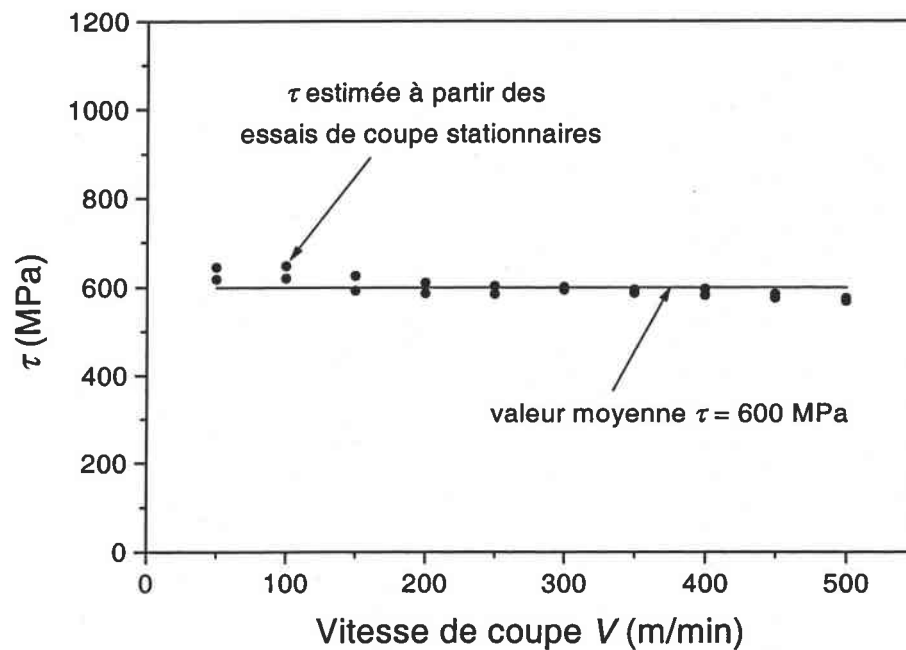


Fig. 2.24 : Estimation de la contrainte de cisaillement $\tau = C^{\tau}$ en fonction de la vitesse de coupe V à partir des mesures expérimentales des efforts de coupe.

Les seuls paramètres encore indéterminés sont C_I et f_{sp} représentant respectivement l'effet de la pente de la surface à usiner sur l'angle de cisaillement et la force volumique dans la direction d'avance due au contact en dépouille de l'outil avec la surface nouvellement usinée. Pour l'étude paramétrique du chapitre 3 correspondant aux résultats du modèle, nous posons : $C_I = 0.5$ et $f_{sp} = 4.1 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$. Nous vérifions ensuite si l'effet de ces deux paramètres est important sur la stabilité du processus de coupe.

Chapitre 3

Résultats et discussion

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous proposons d'appliquer notre modèle de coupe dynamique à la coupe orthogonale de l'acier 42CD4. Afin de découpler les différents effets, nous nous plaçons dans un premier temps dans le cas d'un système à un seul degré de liberté suivant la direction d'avance y , et nous supposons que la contrainte d'écoulement τ due au cisaillement primaire est constante (hypothèse d'un matériau parfaitement plastique). Une étude paramétrique est alors effectuée, présentant l'analyse des courbes qui définissent la limite de stabilité du processus de coupe. Les effets des conditions de frottement à l'interface outil-copeau et des conditions de coupe sont également analysés. Ces dernières sont : la vitesse de coupe V , la largeur de coupe w , l'angle de coupe α , l'angle de dépouille β , l'avance par tour s et de diamètre D de la pièce. Nous présentons également l'influence des paramètres dynamiques caractérisant le système 'outil porte-outil', et une comparaison entre notre modèle et l'approche linéaire par les fonctions de transfert. Par la suite, nous considérons le caractère thermo-viscoplastique du cisaillement primaire en introduisant le modèle thermomécanique de Dudzinski et Molinari (1997). Ce modèle permet de déterminer la contrainte de cisaillement τ en fonction du comportement thermo-viscoplastique du matériau, des conditions de coupe et des conditions de frottement à l'interface outil-copeau. Les effets du couplage entre les directions de coupe et d'avance sont également analysés. A la fin de ce

chapitre, nous présentons le dispositif expérimental, la géométrie de l'éprouvette et les résultats des essais de validation du modèle. En particulier, la limite de stabilité obtenue expérimentalement est comparée avec celle déterminée par notre modèle.

3.2 Etude paramétrique

Les conditions initiales sont : $y(0) - y_0 = 0.0106$ mm et $\dot{y}(0) = -0.0238$ m/min pour cette étude. Les paramètres du modèle, dont l'identification est décrite au chapitre 2, sont les suivants :

$$\mu_0 = 0.65 \quad ; \quad q = -0.07 \quad ; \quad \tau = 600 \text{ MPa} \quad ; \quad A_1 = 48^\circ \quad ; \quad A_2 = 0.5.$$

y_0 est la position d'équilibre statique de l'outil suivant la direction d'avance. Dans cette étude, et toujours dans le but de découpler les effets, nous commençons par négliger l'influence de la pente de la surface à usiner sur l'angle de cisaillement ($C_1 = 0$ dans l'équation 2.14). Une analyse détaillée au paragraphe 3.2.5 permet de montrer l'effet de C_1 . D'un autre côté, l'angle de dépouille β est pris assez grand ($\beta = 7^\circ$, $f_{sp} = 4.1 \cdot 10^5$ N/mm³) afin que la force de talonnement, induite par le contact de la face en dépouille de l'outil avec la surface de la pièce, soit nulle lorsque les conditions d'usinage sont stables. L'effet de β est étudié en détail dans le paragraphe 3.2.6. Les paramètres dynamiques sont ceux obtenus en fixant cette fois-ci le porte-outil sur le dynamomètre de façon à augmenter le porte-à-faux et à favoriser ainsi l'apparition des vibrations pendant la coupe. Les paramètres dynamiques, dans les directions de coupe x et d'avance y sont alors respectivement les suivants :

$$m_x = 0.334 \text{ kg} \quad ; \quad c_x = 71.4 \text{ N.s/m} \quad ; \quad k_x = 1.29 \cdot 10^7 \text{ N/m}$$

$$m_y = 4.719 \text{ kg} \quad ; \quad c_y = 934 \text{ N.s/m} \quad ; \quad k_y = 1.55 \cdot 10^7 \text{ N/m}.$$

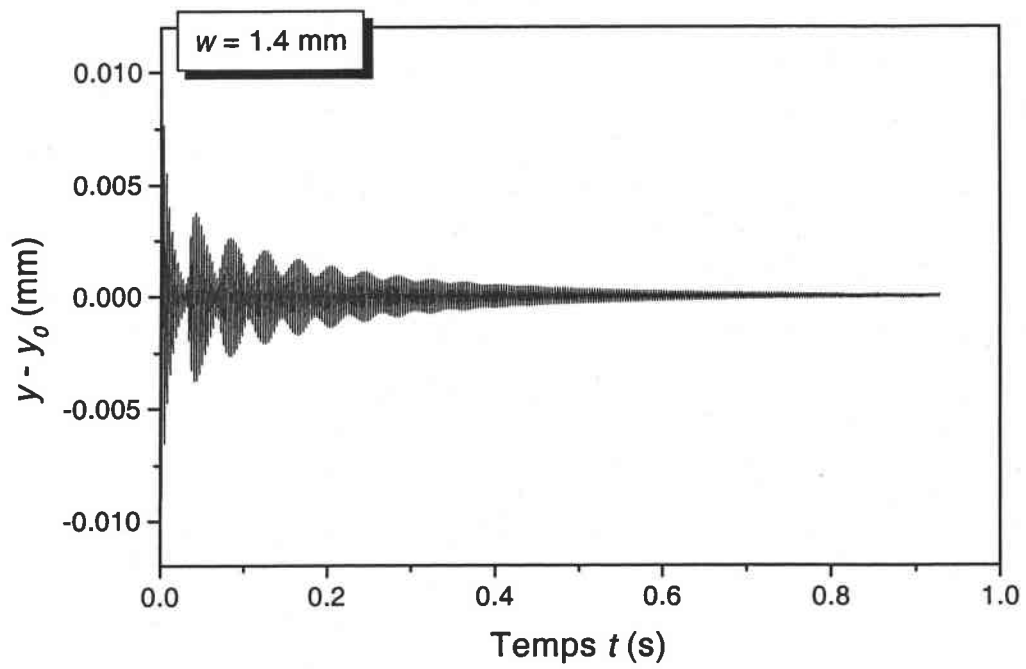
Le modèle permet, pour des conditions de coupe données, d'obtenir la réponse dynamique de l'outil, de déterminer l'évolution de la surface usinée et d'analyser la stabilité du processus de coupe orthogonale en calculant la limite de stabilité.

3.2.1 Etude préliminaire

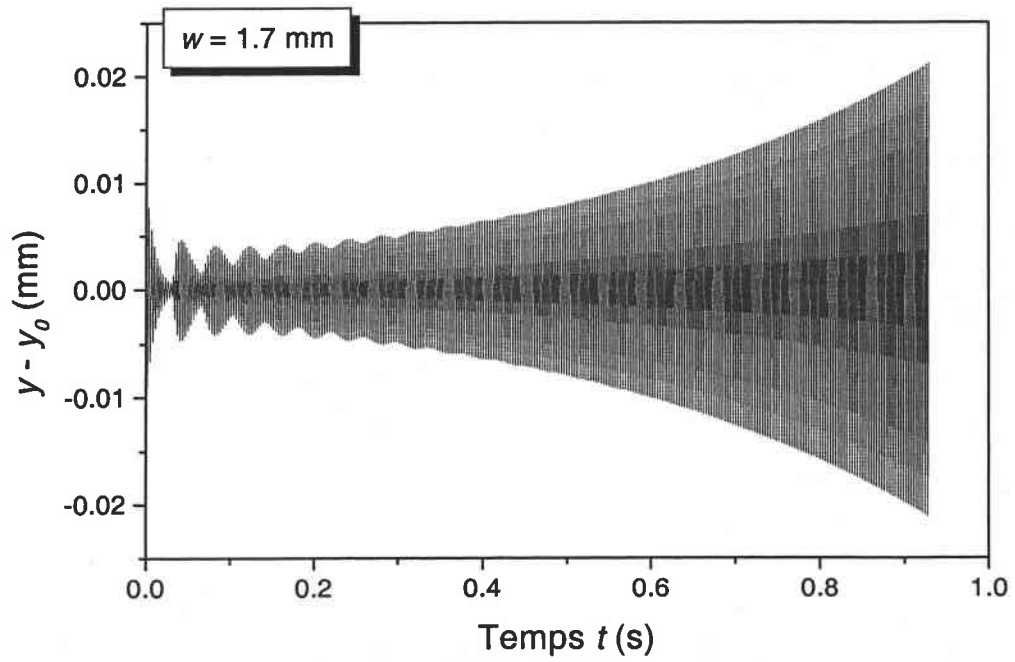
Le but de ce paragraphe est de montrer comment la limite de stabilité d'une opération de coupe orthogonale est définie. On y étudie également les effets des conditions initiales et des défauts géométriques de la pièce à usiner sur les prévisions du modèle. En effet, lors d'une opération d'usinage, plusieurs défauts d'origines diverses (imperfections du matériau à usiner, défauts de serrage ou de positionnement de la pièce et de l'outil, ...) peuvent être à l'origine du déclenchement des vibrations de l'outil de coupe. Ces défauts 'correspondent' en quelque sorte aux conditions initiales introduites dans le modèle pour perturber le système modélisé par une masse, un ressort et un amortisseur. Les autres imperfections à considérer sont les défauts géométriques de la surface de la pièce à usiner. Les conditions de coupe considérées dans cette étude sont :

$V = 365 \text{ m/min}$, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15 \text{ mm/tour}$, $D = 60 \text{ mm}$, 30 passes successives.

La surface initiale est supposée plane. La stabilité de la coupe est analysée en fonction de la largeur de coupe w et pour différentes conditions de coupe. Les efforts de coupe sont proportionnels à w , voir équations (2.24.6), de sorte que le processus de coupe passe d'un état stable, fig. 3.1 (a), à un état instable, fig. 3.1 (b) lors d'une augmentation de w . La coupe est stable si l'amplitude des vibrations tend vers zéro, et instable si elle croît indéfiniment au cours du temps. Pour des conditions de coupe données, il existe une largeur de coupe limite notée w_{lim} pour laquelle l'amplitude des vibrations tend vers une valeur finie (non nulle), après un certain nombre de passes successives, fig. 3.1 (c). La limite de stabilité du processus est atteinte et l'on parle alors de stabilité neutre.



(a)



(b)

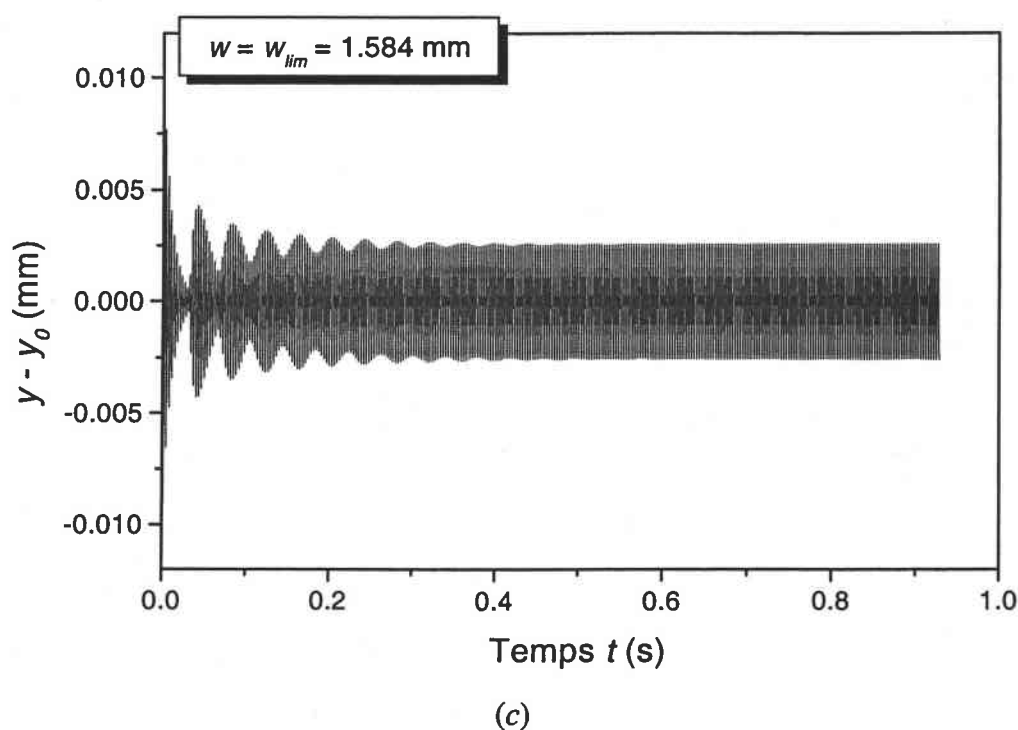
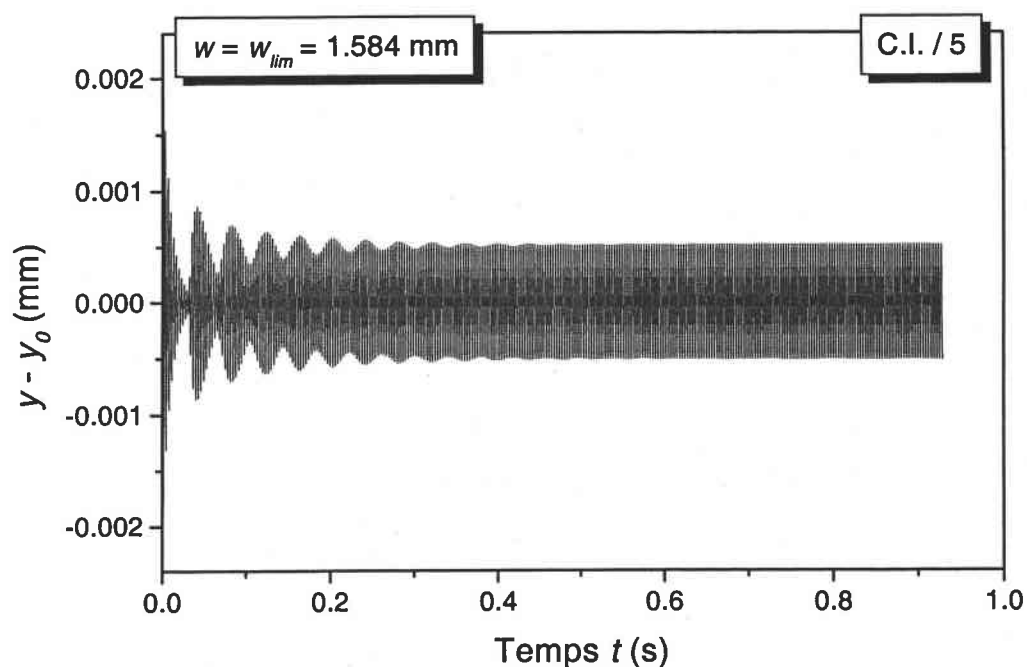
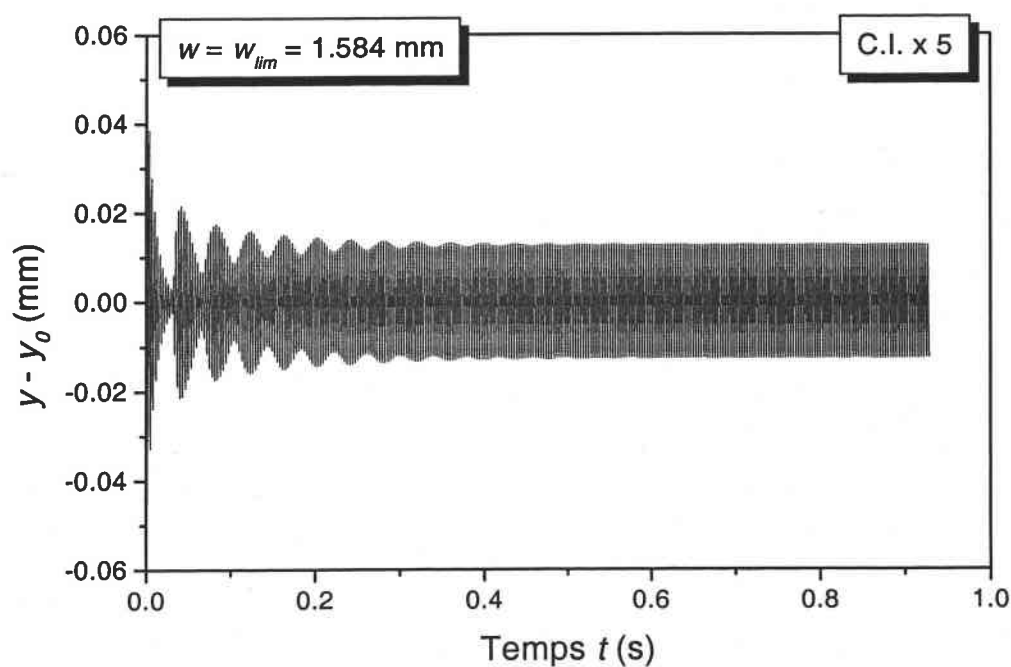


Fig. 3.1 : Effet de la largeur de coupe w sur les oscillations de l'outil par rapport à sa position d'équilibre statique y_0 . (a) cas stable, (b) cas instable, (c) limite de stabilité. Les conditions de coupe sont : $V = 365$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm. 30 passes successives.

La figure 3.2 montre que les conditions initiales servant à perturber le système n'ont pas d'influence sur la limite de stabilité du processus de coupe. En effet, le processus reste à la limite de stabilité lorsqu'on augmente ou diminue la valeur des conditions initiales (en déplacement et en vitesse). Pendant la coupe, les imperfections du matériau à usiner ou un défaut de positionnement de la pièce en rotation peuvent perturber faiblement le système de coupe qui va se mettre à vibrer compte tenu des caractéristiques dynamiques du système 'outil porte-outil'. Si les conditions de coupe correspondent à un processus de coupe instable, les oscillations de l'outil deviennent alors importantes. En revanche, malgré les perturbations, l'amplitude des vibrations reste relativement faible ou diminue si les conditions de coupe choisies sont celles d'un processus de coupe stable.



(a)

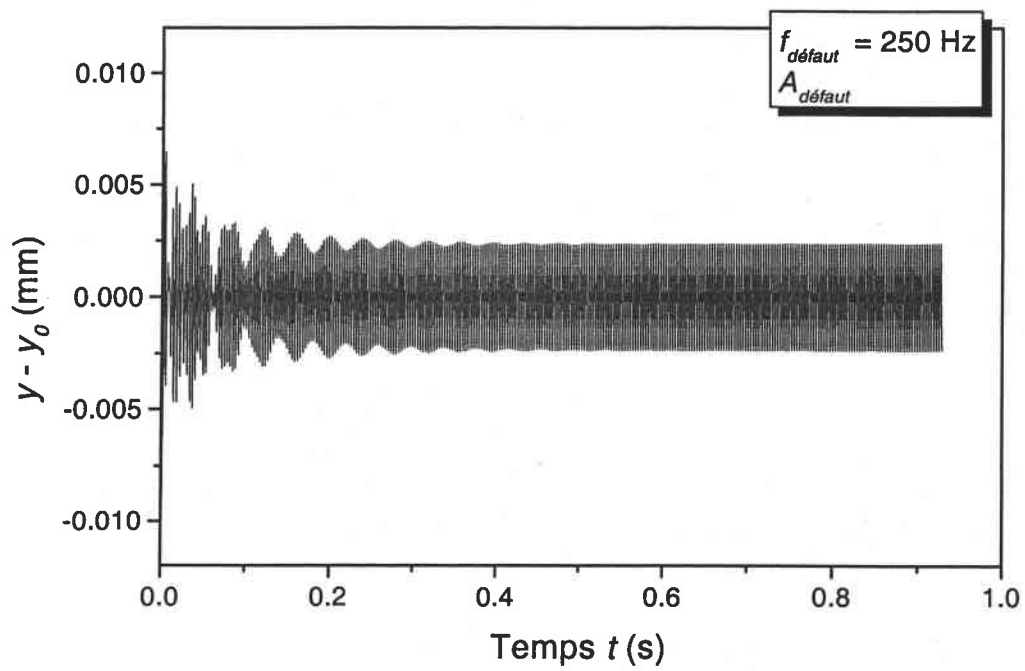


(b)

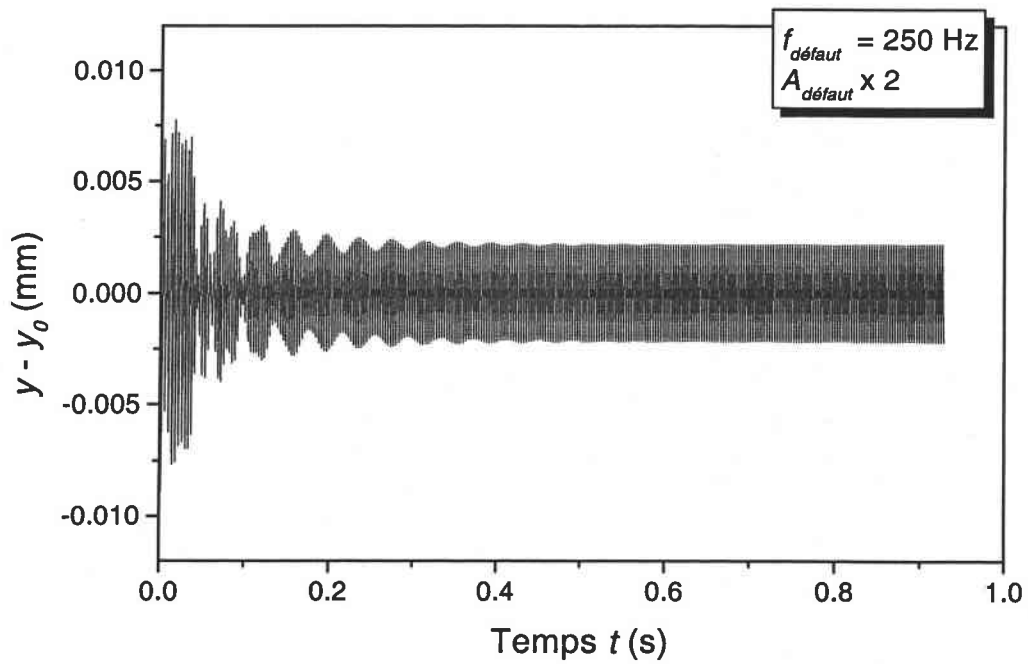
Fig. 3.2: Effet des conditions initiales C.I. sur w_{lim} estimée par le modèle. (a) Les C.I. sont divisées par cinq, (b) Les C.I. sont multipliées par cinq, avec les C.I. : $y(0) - y_0 = 0.0106$ mm et $\dot{y}(0) = -0.0238$ m/min. Les conditions de coupe sont : $V = 365$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm. 30 passes successives.

Dans ce paragraphe, nous montrons que les défauts géométriques éventuels de la surface de la pièce brute n'ont aucune influence sur la limite de stabilité du processus de coupe. Pour cela, nous supposons un défaut de surface sinusoïdal avec une fréquence et une amplitude notées respectivement $f_{\text{défaut}}$ et $A_{\text{défaut}}$. Les conditions de coupe sont inchangées et la largeur de coupe w est prise égale à w_{lim} . Le processus de coupe est alors à la limite de stabilité. Nous présentons ensuite l'évolution du mouvement de l'outil pour différentes valeurs de $f_{\text{défaut}}$ (250 Hz, 300 Hz et 350 Hz) et de l'amplitude du défaut ($A_{\text{défaut}}$, $A_{\text{défaut}} \times 2$) où $A_{\text{défaut}} = 0.0106$ mm. Les résultats obtenus sont reportés à la figure 3.3. On constate que, quel que soit le défaut, le processus est toujours à la limite de stabilité puisque l'amplitude maximale des vibrations tend vers une valeur finie au cours du temps. Cependant, l'amplitude finale obtenue dépend du défaut, principalement dans le cas le plus critique, c'est à dire lorsque la fréquence du défaut est proche de la fréquence naturelle f_n du système ($f_n = 288$ Hz), voir fig. 3.3 (c) et (d).

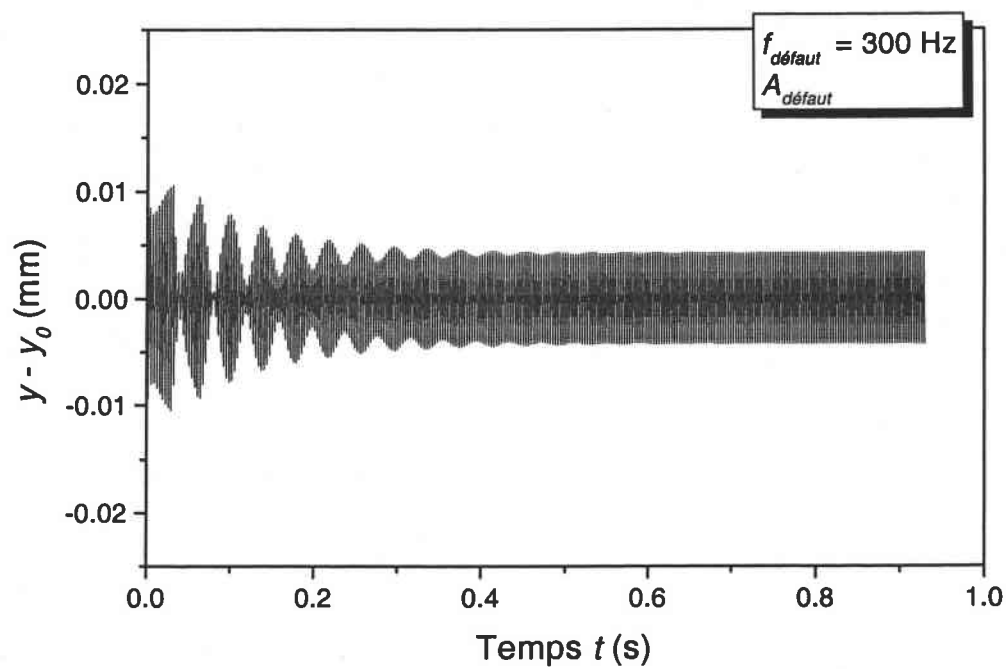
Observons maintenant l'effet d'un défaut de surface sur la fréquence f_s du système vibratoire, fig. 3.4. La fréquence f_s du système converge toujours vers la même valeur ($f_s \approx 313$ Hz), quel que soit le défaut initial. Ainsi, même si la surface initiale comporte des défauts, ceux-ci n'ont aucun effet, ni sur la limite de stabilité du processus, ni sur la fréquence f_s des vibrations du système. Nous pouvons ainsi prévoir la fréquence f_s et les lobes de stabilité sans avoir à déterminer au préalable l'état de surface initial au moyen d'un profilomètre par exemple, ainsi le modèle est prédictif.



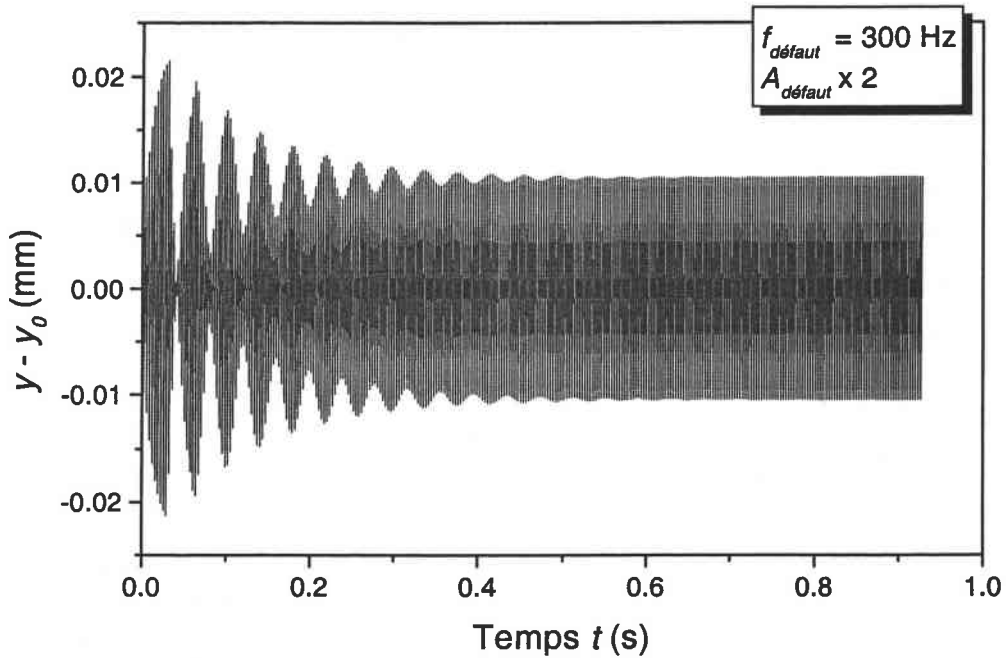
(a)



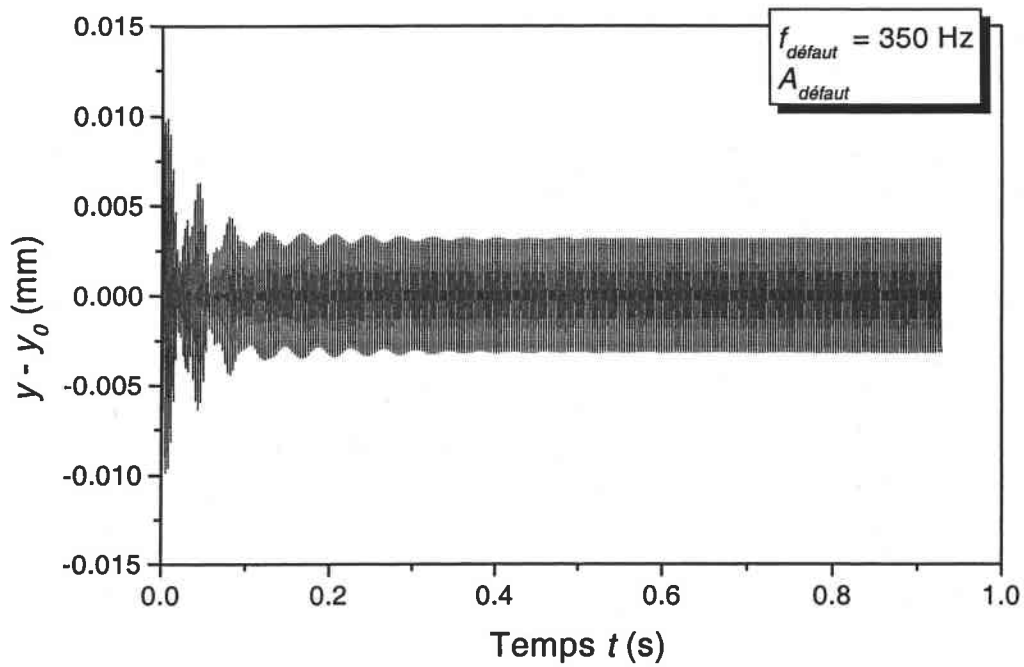
(b)



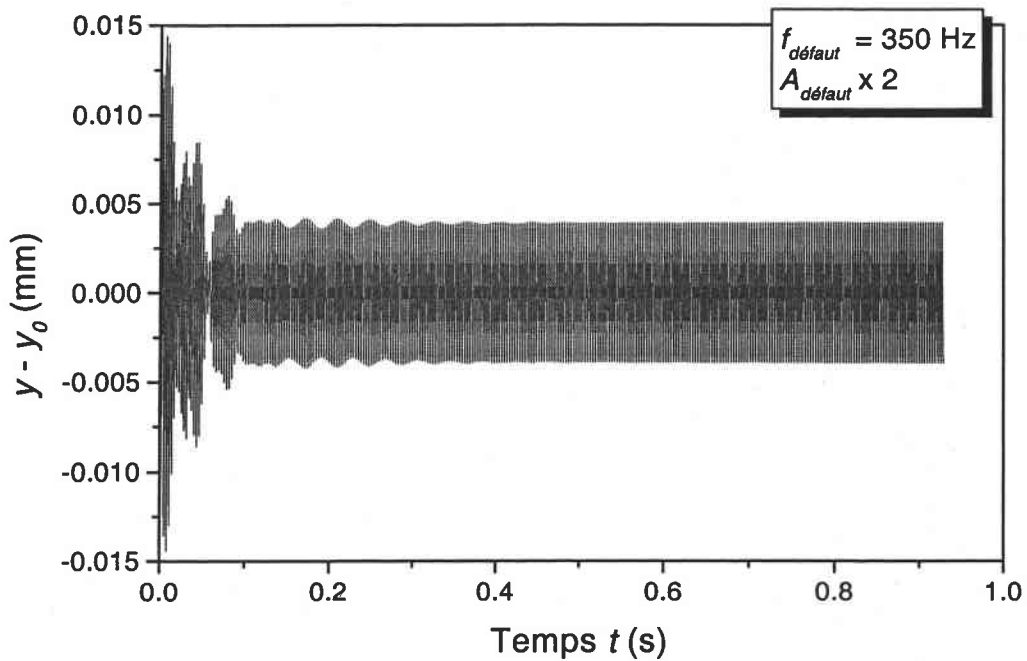
(c)



(d)



(e)



(f)

Fig. 3.3 : Effet de différents défauts de surface initiale sur la stabilité du processus de coupe.
 $A_{\text{défaut}} = 0.0106$ mm. Les conditions de coupe sont : $V = 365$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$,
 $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm. $w = w_{\text{lim}} = 1.584$ mm, 30 passes successives.

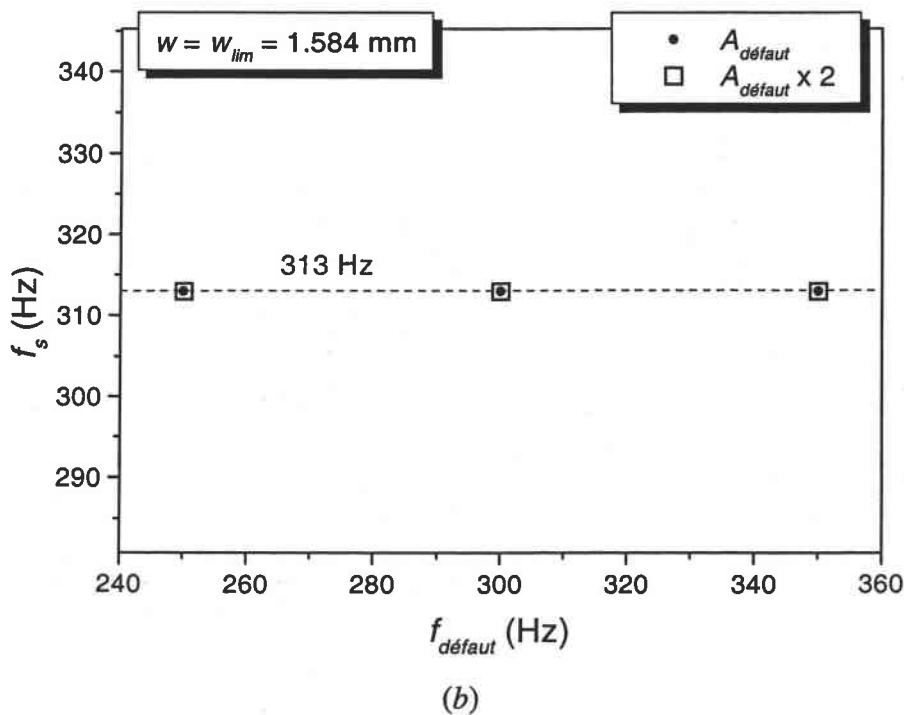


Fig. 3.4 : Effet de différents défauts de surface initiale sur la fréquence f_s du système vibratoire. L'amplitude du défaut vaut $A_{\text{défaut}} = 0.0106$ mm. Les conditions de coupe sont : $V = 365$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm. 30 passes successives.

3.2.2 Analyse des lobes de stabilité

Afin de découpler les effets des différents paramètres, considérons le cas où l'on suppose que le frottement à l'interface outil-copeau est constant quelles que soient les conditions de coupe et que la pente de la surface à usiner n'a pas d'effet sur l'angle de cisaillement. Ceci revient à supposer que $q = 0$ dans la loi de frottement (2.16) et que $C_I = 0$ dans l'équation (2.14). Les effets de ces deux paramètres seront étudiés ultérieurement. Ainsi les seuls effets pris en compte sont :

- l'effet régénératif des vibrations, dû aux passes successives (variation de l'épaisseur du copeau non déformé), fig. 3.5,
- les variations instantanées de l'angle de coupe en fonction des oscillations de l'outil, équation (2.24.3), chap. 2,
- le contact entre l'outil et la pièce caractérisé d'une manière empirique par la déformation élastique du matériau de la surface usinée interférant avec la face en dépouille de l'outil,

fig. 2.6, chap. 2.

Nous avons vu dans l'étude préliminaire que, pour des conditions de coupe données et pour une valeur w_{lim} de la largeur de coupe, le processus est à la limite de stabilité (stabilité neutre). Ceci se traduit par le fait que le régime transitoire des oscillations de l'outil laisse place plus ou moins rapidement à un régime 'permanent'. En effet, les oscillations de l'outil entre deux passes successives i et $i + 1$ présentent alors une même pulsation $\omega_s = 2\pi f_s$ (f_s est la fréquence du système 'outil porte-outil' lors de la coupe) et une amplitude constante dans le temps, fig. 3.1 (c). Notons que dans la suite, dès que l'on parle des passes i et $i + 1$, il s'agit de deux passes successives du régime permanent caractérisées par le déphasage φ_s de $i + 1$ par rapport à i . Dans ce cas, considérons une pièce de diamètre D tournant à une vitesse de rotation ω constante. Pendant une révolution de la pièce, correspondant à la période $T = 2\pi/\omega$, l'outil a plus ou moins le temps d'accomplir plusieurs cycles (un cycle représente un aller-retour de la pointe de l'outil, donc une période $T_s = 1/f_s$). Ainsi, l'outil imprime sur la surface de la pièce un nombre p d'ondulations auxquelles se rajoute une fraction ε d'ondulation (une ondulation correspond à une période T_s) :

$$\frac{T}{T_s} = p + \varepsilon \quad p \in \mathbb{N} \text{ et } \varepsilon \in \mathbb{R} \text{ tel que } \varepsilon \in]0,1[$$

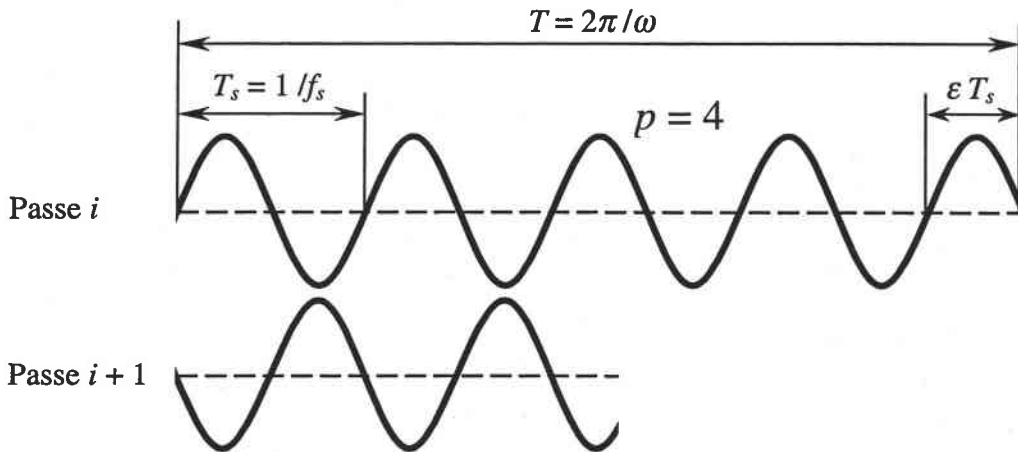


Fig. 3.5 : Illustration des ondulations de deux passes successives. Dans cet exemple, le déphasage φ_s entre les deux passes vaut $\varphi_s = -180^\circ$.

La figure 3.5 donne une représentation des ondulations de deux passes successives i et $i + 1$. Dans ce cas, les ondulations sont en opposition de phase et $p = 4$.

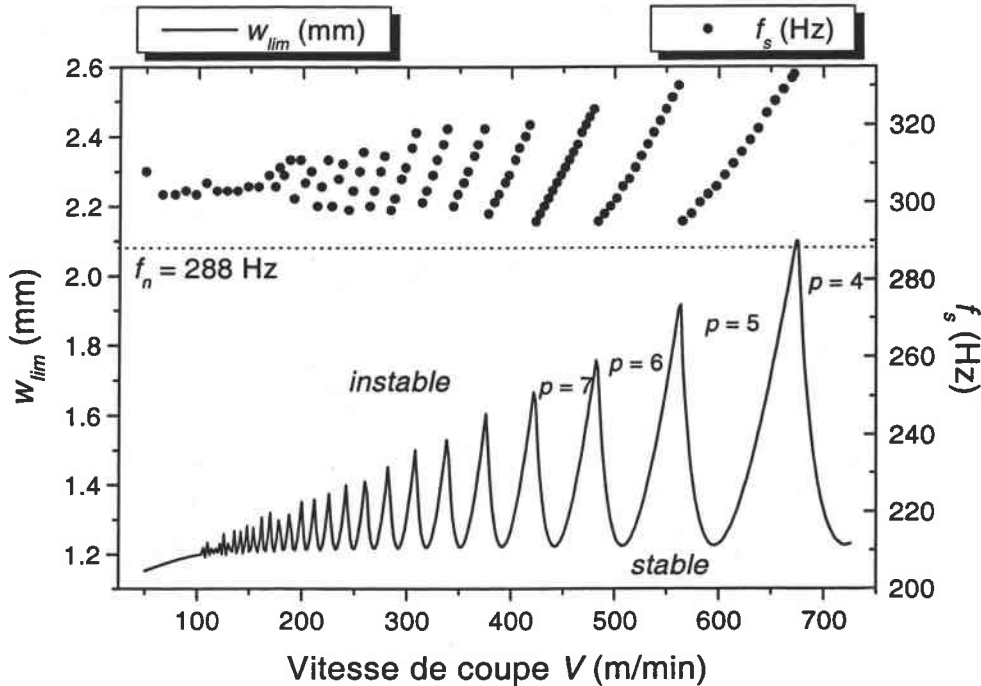


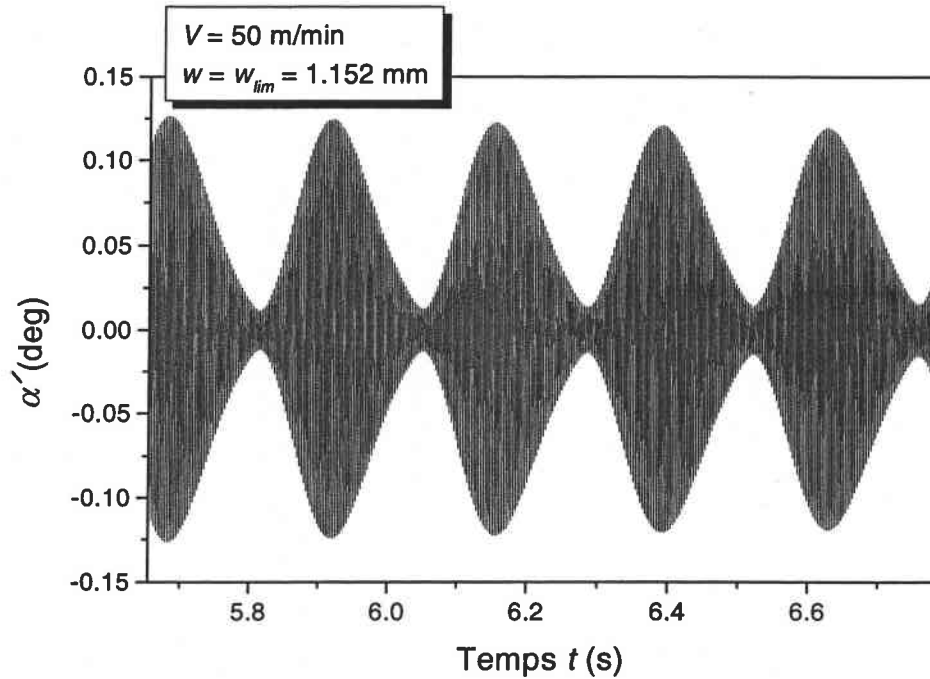
Fig. 3.6 : Variations de la limite de stabilité du processus de coupe et de la fréquence f_s du système en fonction de la vitesse de coupe V . Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

Passons maintenant à l'analyse des résultats donnés par notre modèle dans le cas où $q = 0$ et $C_I = 0$ pour les conditions de coupe suivantes :

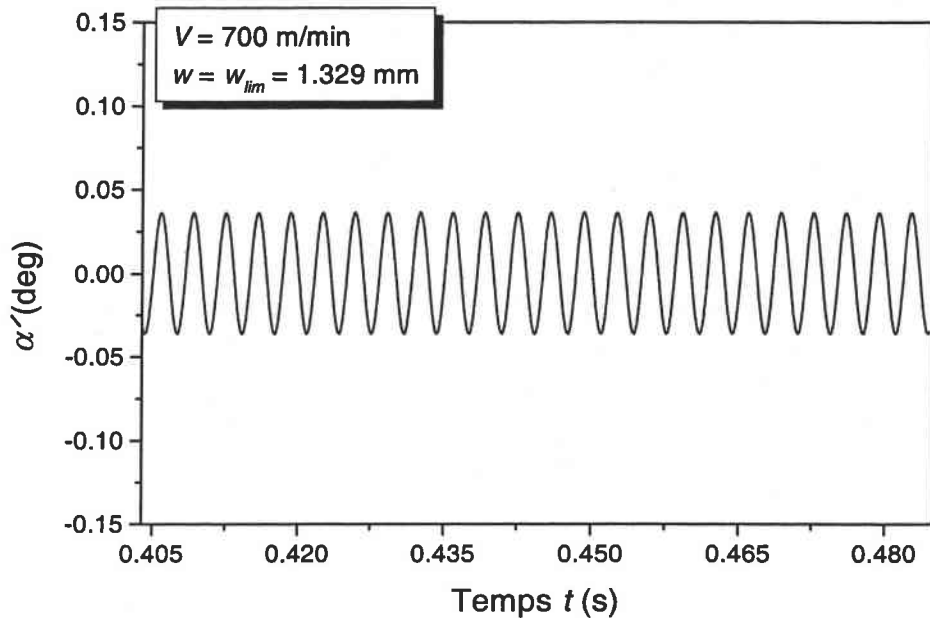
$$\alpha = 0^\circ, \beta = 7^\circ, s = 0.15 \text{ mm/tour}, D = 60 \text{ mm. 30 passes successives.}$$

La stabilité du processus de coupe par rapport à la largeur de coupe w est présentée à la figure 3.6. Avant de passer à l'étude des lobes de stabilité, observons, pour différents points des lobes, les variations de l'angle de coupe instantané α' (équation 2.24.3, fig. 2.5 (a)). On constate, fig. 3.7, qu'à la limite de stabilité, l'amplitude des variations de α' autour de l'angle de coupe nominal $\alpha = 0$ dues aux oscillations de l'outil est négligeable, principalement aux grandes vitesses de coupe, fig. 3.7 (b). D'un autre côté, pour tous les points des lobes de stabilité, l'interférence entre la face en dépouille de l'outil et la surface usinée ne s'est pas produite (équation 2.24.8, fig. 2.6).

Ceci est dû au fait que l'angle de dépouille β est élevé. L'influence de β sera étudiée ultérieurement dans ce chapitre.



(a)



(b)

Fig. 3.7 : Variations de l'angle de coupe instantané α' en fonction du temps pour deux points des lobes de stabilité correspondant à (a) $V = 50$ m/min, (b) $V = 700$ m/min. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm. 30 passes successives.

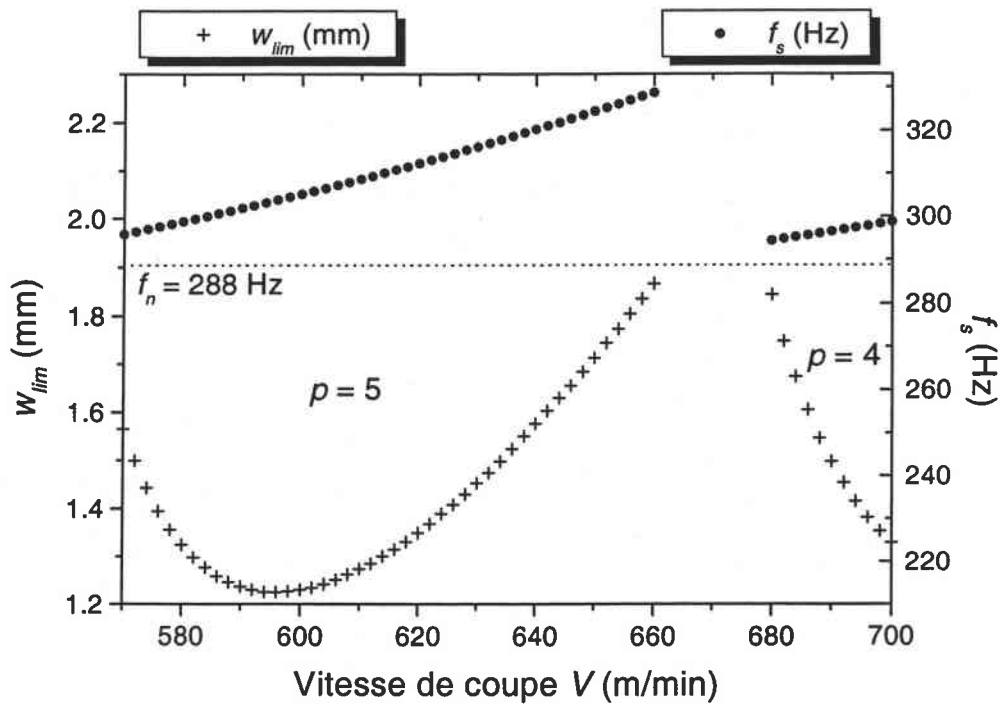


Fig. 3.8 : Zoom sur l'évolution de la limite de stabilité du processus de coupe et de la fréquence f_s du système en fonction de la vitesse de coupe V . Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

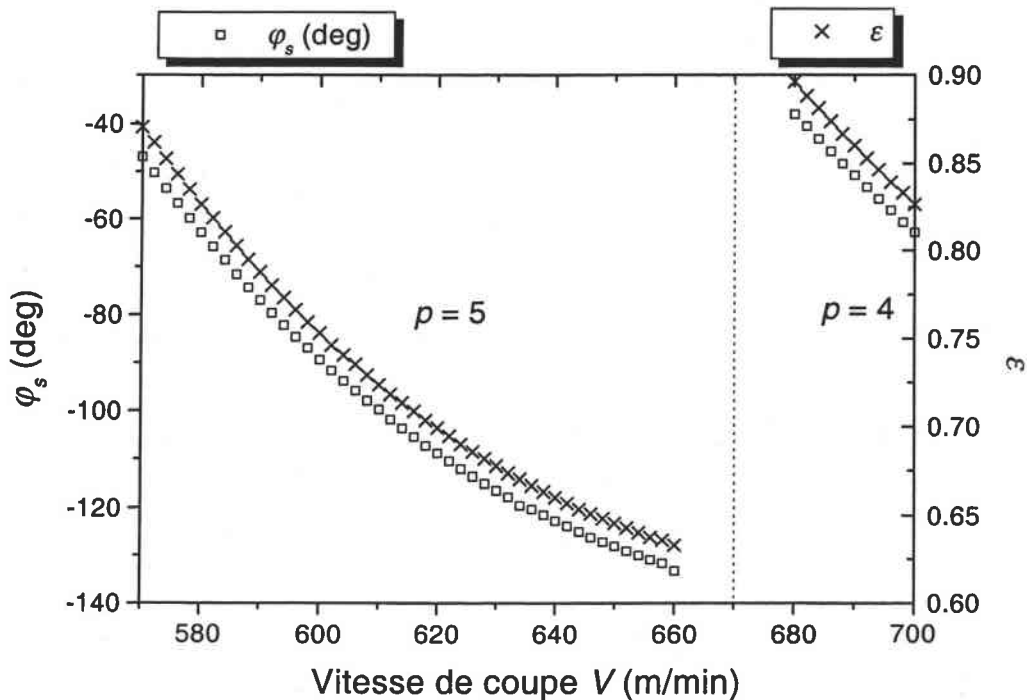


Fig. 3.9 : Variations du déphasage ϕ_s et de la fraction d'ondulation ϵ en fonction de la vitesse de coupe V . Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

On peut donc conclure que l'apparition des lobes de stabilité est la conséquence directe de l'effet régénératif dû aux passes successives caractérisées par leur déphasage φ_s . Rappelons que si deux passes successives i et $i + 1$ sont en phase, c'est à dire $\varphi_s = 0^\circ$, alors l'épaisseur du copeau non déformé usiné par l'outil reste constante dans le temps. Par conséquent, l'effet régénératif disparaît et le processus de coupe devient stable, indépendamment de la valeur de la largeur de coupe w . La même tendance peut être obtenue si les deux passes successives i et $i + 1$ sont en opposition de phase, c'est-à-dire $\varphi_s = -180^\circ$ (le signe moins est présent pour signaler que $i + 1$ est en retard de phase par rapport à i , comme on le verra plus tard). En effet, dans ce cas, la variation de la quantité de matière usinée dans le temps passe par des maxima et des minima d'une manière périodique, produisant ainsi un phénomène de compensation qui augmente la stabilité de la coupe, fig. 3.5.

La stabilité du processus de formation du copeau est donnée par la valeur limite w_{lim} de la largeur de coupe w en fonction de la vitesse de coupe V , fig. 3.6. On y constate la présence de lobes caractérisés chacun par une valeur de p . Pour expliquer pourquoi la limite de stabilité est caractérisée par des lobes, nous choisissons celui correspondant à l'intervalle des vitesses de coupe $570 \leq V \leq 660$ m/min, fig. 3.8. Pour cette gamme de vitesses, l'outil a eu le temps d'imprimer $p = 5$ ondulations complètes sur la surface usinée plus une fraction ε d'ondulation représentée à la figure 3.9. On présente également aux figures 3.8 et 3.9, en fonction de la vitesse de coupe, l'évolution de la fréquence f_s des oscillations de l'outil et le déphasage φ_s de la passe $i + 1$ par rapport à la passe i du régime permanent. En premier lieu, on peut noter que le système 'outil porte-outil' lors de la coupe est un système auto-excité, ainsi, la fréquence f_s augmente légèrement avec la vitesse de coupe tout en restant proche de la fréquence naturelle $f_n = 288$ Hz du système libre non amorti. D'un autre côté, lorsqu'on augmente la vitesse de coupe V tel que p reste toujours égal à 5 (c'est-à-dire $570 \leq V \leq 660$ m/min), la période de rotation T de la pièce diminue,

ce qui provoque une baisse de la fraction d'ondulation ε imprimée par l'outil sur la pièce, fig. 3.9. On constate que l'évolution de ε en fonction de V est légèrement non linéaire à cause de l'effet de V sur f_s car on a la relation $\varepsilon = (T/T_s) - p = T f_s - p$. On peut également noter qu'au niveau des branches gauche et droite du lobe, ε tend respectivement vers 1 et 0.5, correspondant au déphasage φ_s de 0° et -180° pour lesquels le processus de coupe est toujours stable. Ceci se répercute directement sur l'évolution de φ_s en fonction de V , comme le montre la figure 3.9. En effet, sur la branche de gauche, φ_s s'éloigne de 0 jusqu'à -90° , impliquant une réduction de la stabilité caractérisée par la baisse de w_{lim} . Ensuite, le retard de phase dépasse -90° en tendant vers -180° , induisant une augmentation de w_{lim} sur la branche de droite. Ainsi, la limite de stabilité minimale est atteinte lorsque le déphasage φ_s devient égal à -90° (quadrature de phase).

Si on continue à augmenter la vitesse de coupe, au bout d'un moment, l'outil n'a plus le temps d'effectuer les 5 cycles complets, d'où un passage brutal du lobe ($p = 5$) au lobe ($p = 4$), accompagné d'une baisse tout aussi brutale de la fréquence f_s au niveau de la jonction entre les deux lobes, fig. 3.8. Les tendances explicitées pour le lobe ($p = 5$) restent valables pour le lobe ($p = 4$). Cependant, les lobes deviennent de plus en plus larges au fur et à mesure que V augmente. Cette tendance est due simplement au fait que plus p diminue, plus la baisse de la période de rotation T de la pièce doit être importante (en augmentant la vitesse de rotation ω , avec $V = \omega D/2$) pour passer de p à $p - 1$, induisant ainsi un élargissement des lobes de stabilité. L'effet inverse est obtenu quand on diminue la vitesse de coupe puisque p augmente. Ainsi, pour les faibles valeurs de V , les lobes de stabilité sont plus nombreux et moins étendus.

3.2.3 Influence du frottement à l'interface outil-copeau sur la stabilité de la coupe

Dans ce paragraphe, nous allons étudier l'effet du frottement à l'interface outil-copeau en supposant que le frottement moyen $\bar{\mu}$ ne dépend que de la vitesse V_c du copeau par rapport à

l'outil ($\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$), fig. 3.10. On rappelle que l'identification de cette loi a été faite au paragraphe 2.6.2.

Afin de dissocier les effets, on garde $C_I = 0$ (l'effet de la pente de la surface à usiner sur l'angle de cisaillement est supposé négligeable), et on étudie la stabilité du processus de coupe par rapport à la largeur de coupe w pour différentes vitesses de coupe. Les conditions de coupe sont données par : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

La courbe représentant la limite de stabilité est reportée sur la figure 3.11. On constate que la limite de stabilité augmente avec la vitesse de coupe V et que cette variation est plus prononcée pour les faibles vitesses de coupe. Cette tendance est due à l'effet de V sur le frottement à l'interface outil-copeau. En effet, la vitesse du copeau V_c croît avec la vitesse de coupe, provoquant une réduction du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ à travers la loi $\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$. Ce dernier effet induit une baisse de l'effort d'avance exercé sur l'outil, équation (2.24.6), augmentant ainsi la limite de stabilité donnée par w_{lim} . De plus, l'évolution de $\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$, fig. 3.10, montre une décroissance plus prononcée pour les faibles valeurs de V_c , ce qui a pour conséquence une diminution de w_{lim} plus significative aux faibles vitesses de coupe.

Les résultats obtenus avec notre modèle sont en accord avec les données expérimentales disponibles dans la littérature, Nigm et al. (1977), Minis et Tembo (1993), et comme le montre les résultats des essais de tournage en coupe orthogonale effectués par Knight (1972) sur un acier doux à 0.25 % de carbone, fig. 3.12.

A la figure 3.13, nous présentons l'effet sur w_{lim} des paramètres μ_0 et q de la loi de frottement $\bar{\mu} = \mu_0 V_c^q$ ($q < 0$) pour des vitesses de coupe comprises entre 50 m/min et 725 m/min. Sachant que la réduction de $\bar{\mu}$ augmente la stabilité de la coupe, cette tendance est reproduite lorsque l'on réduit μ_0 ou augmente $|q|$.

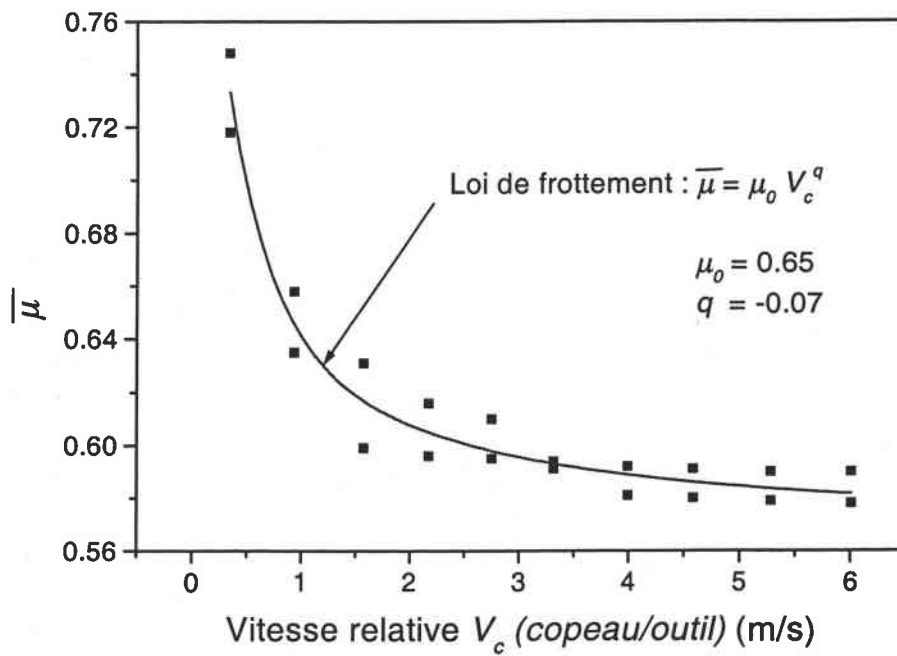


Fig. 3.10 : Identification expérimentale du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$, voir chapitre 2, paragraphe 2.6.2.

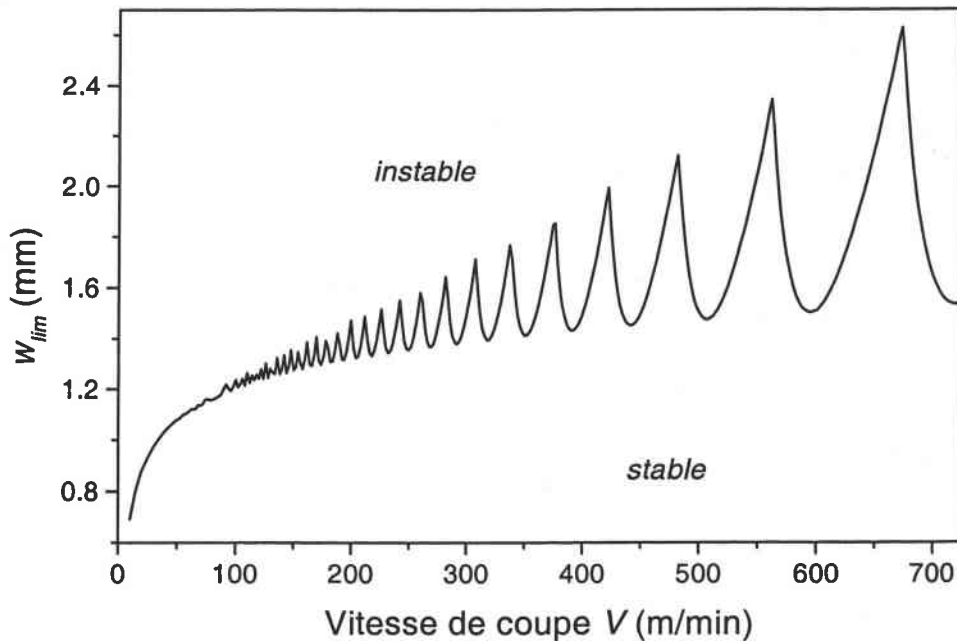


Fig. 3.11 : Variation de w_{lim} en fonction de la vitesse de coupe V en considérant la loi de frottement $\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

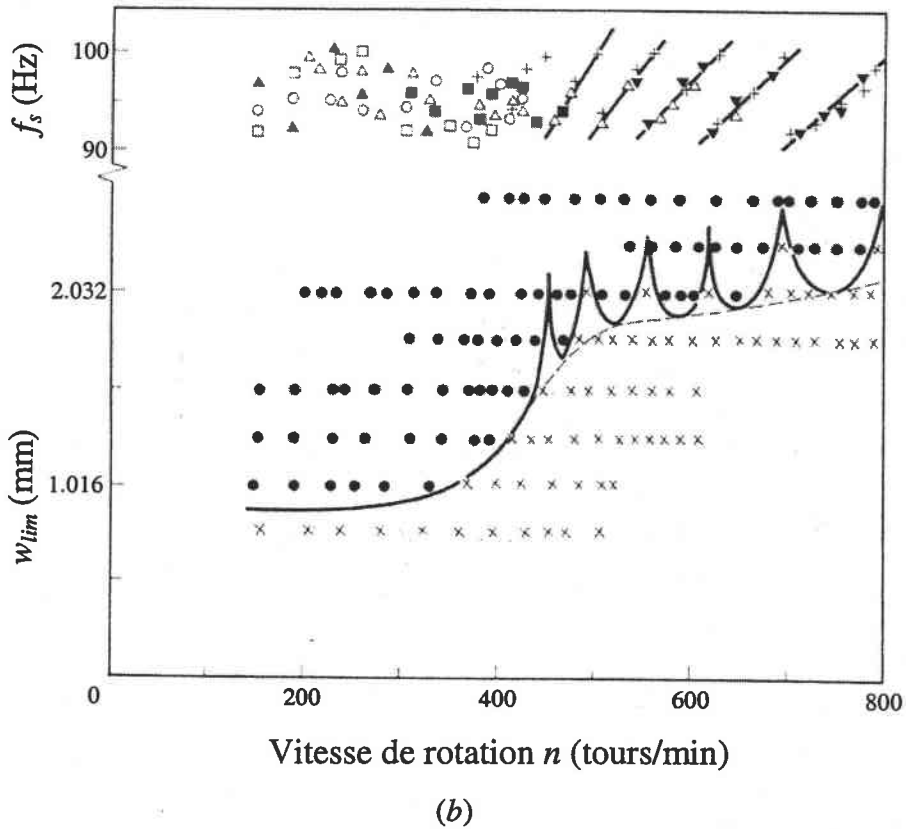
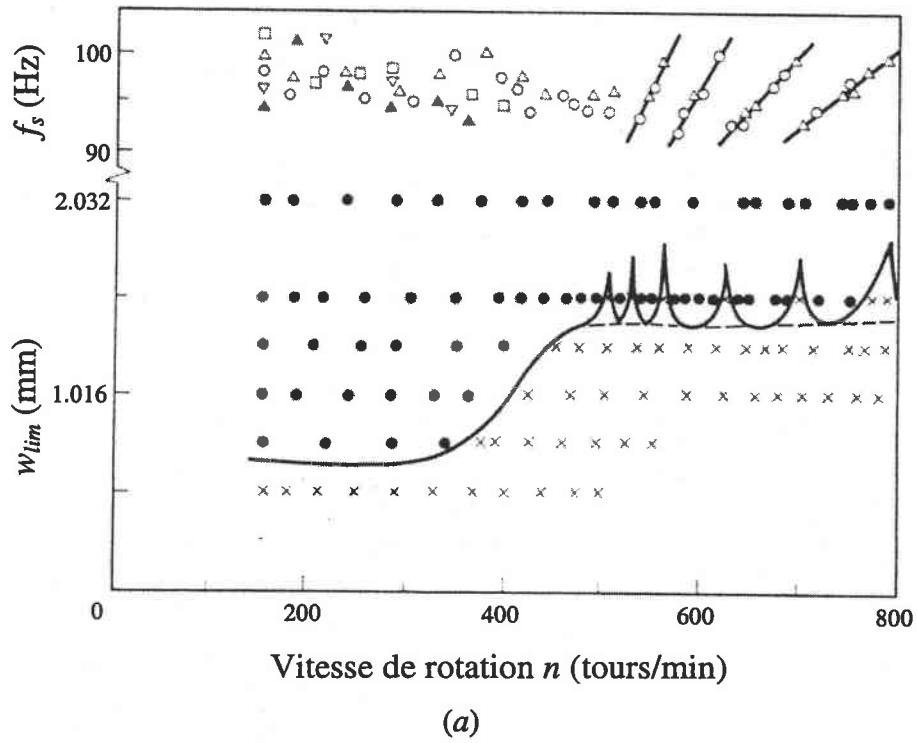
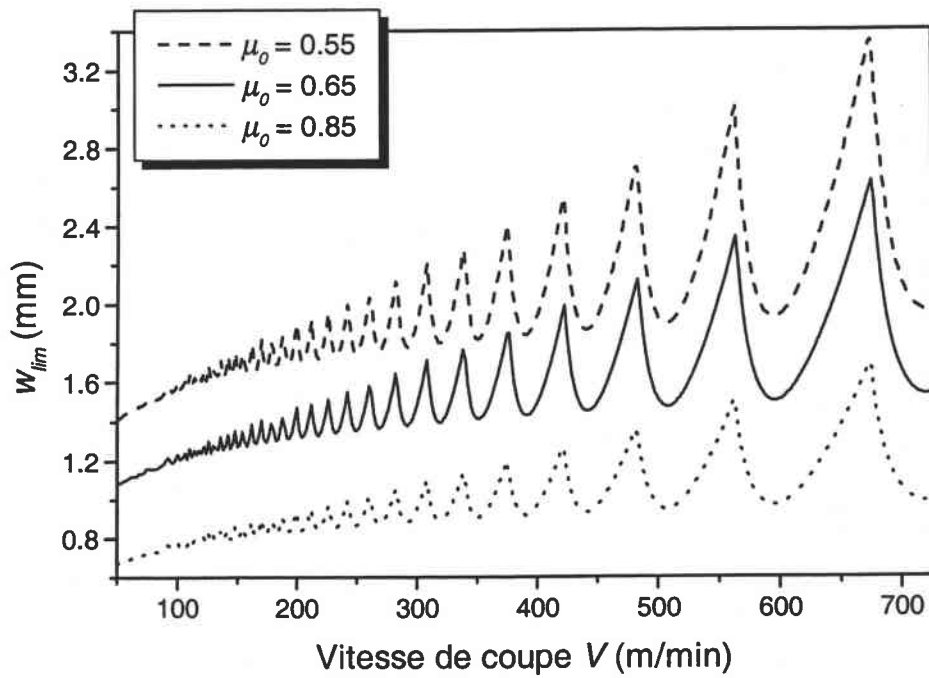
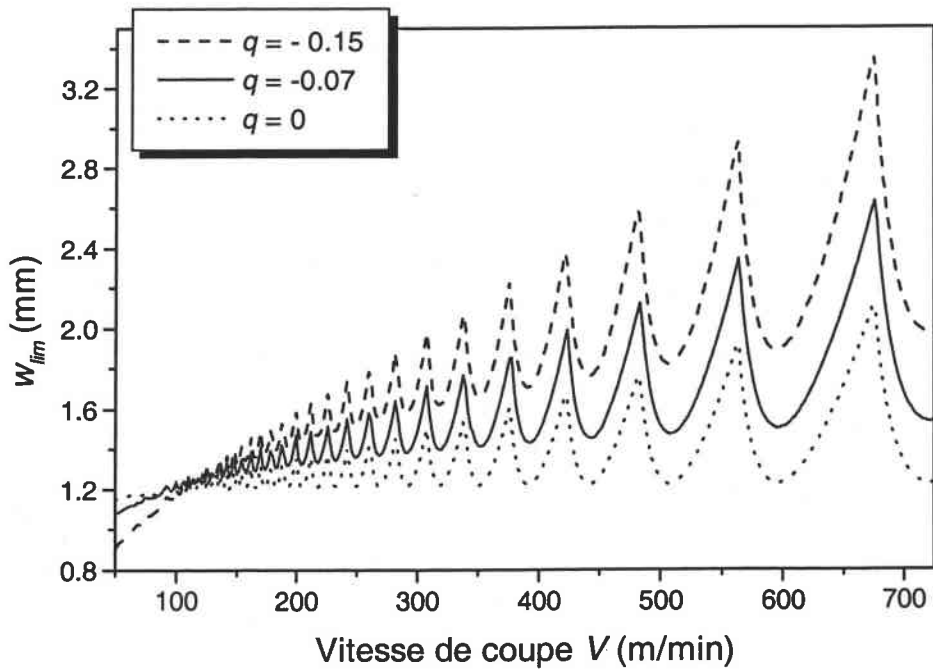


Fig. 3.12 : Résultats expérimentaux décrivant la limite de stabilité du processus de coupe dynamique (a) l'angle de coupe est $\alpha = 5^\circ$, (b) l'angle de coupe est $\alpha = 15^\circ$, (Knight, 1972). Les conditions de coupe sont : $s = 0.13$ mm/tour, $\beta = 5^\circ$.



(a)



(b)

Fig. 3.13 : Influence sur la limite de stabilité des conditions de frottement à l'interface outil-copeau avec $\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$. (a) Influence de μ_0 , (b) influence de q . Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

Il faut noter que la vitesse V_c du copeau par rapport à l'outil dépend également de l'angle de coupe instantané α' , équation (2.24.4). Cependant, dans le cas où $w = w_{lim}$ (processus de coupe à la limite de stabilité), les variations dans le temps de α' autour de l'angle de coupe nominal $\alpha = 0$ sont très faibles, fig. 3.7, rendant ainsi négligeable la dépendance de $\bar{\mu}$ vis-à-vis de ces variations.

3.2.4 Influence de l'angle de coupe α , de l'avance s et du diamètre D de la pièce

Dans ce paragraphe, nous gardons $C_I = 0$. Pour analyser l'influence de l'angle de coupe α , nous nous plaçons également dans le cas où $q = 0$ (frottement constant) afin d'éliminer l'effet de α sur le frottement moyen $\bar{\mu}$ à travers la vitesse V_c du copeau par rapport à l'outil. La stabilité du processus de coupe est présentée à la figure 3.14.1 pour différents angles de coupe α . Les autres conditions de coupe sont données par : $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

On note que lorsque α augmente, la zone de stabilité devient plus grande. Ceci se traduit, pour une vitesse de coupe V donnée, par l'augmentation de w_{lim} . Pour expliquer cette tendance, regardons l'évolution des efforts de coupe en fonction de α dans le cas stationnaire (sans vibrations de l'outil), fig. 3.14.2. Les efforts exercés sur l'outil sont donnés par les équations (A.4) et (A.5) de l'annexe A qui montrent que l'effort d'avance est une fonction décroissante de α . Ainsi, dans le cas d'un processus dynamique, l'effort d'avance exercé sur l'outil va osciller autour d'une valeur d'autant plus grande que α sera faible, rendant le processus de coupe plus instable. Ceci se traduit par une réduction de w_{lim} quand α diminue. L'effet de l'angle α donné par notre modèle est en accord avec les résultats expérimentaux, Liu et Liu (1985), Knight (1972). Ce dernier a mené des essais de tournage en coupe orthogonale pour des angles de coupe $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 15^\circ$, figure 3.12 (a) et (b), respectivement.

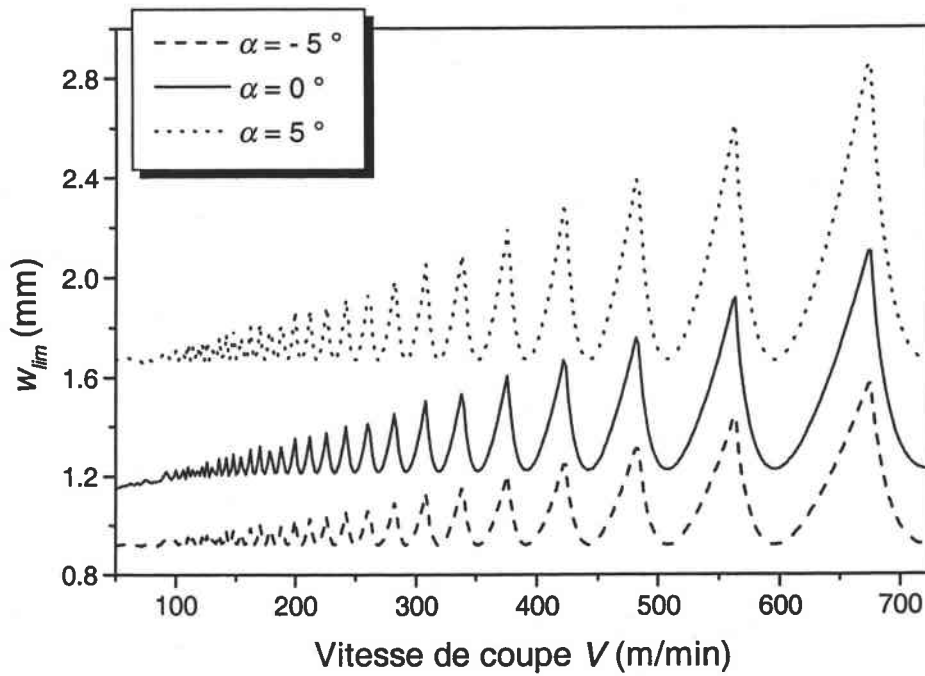
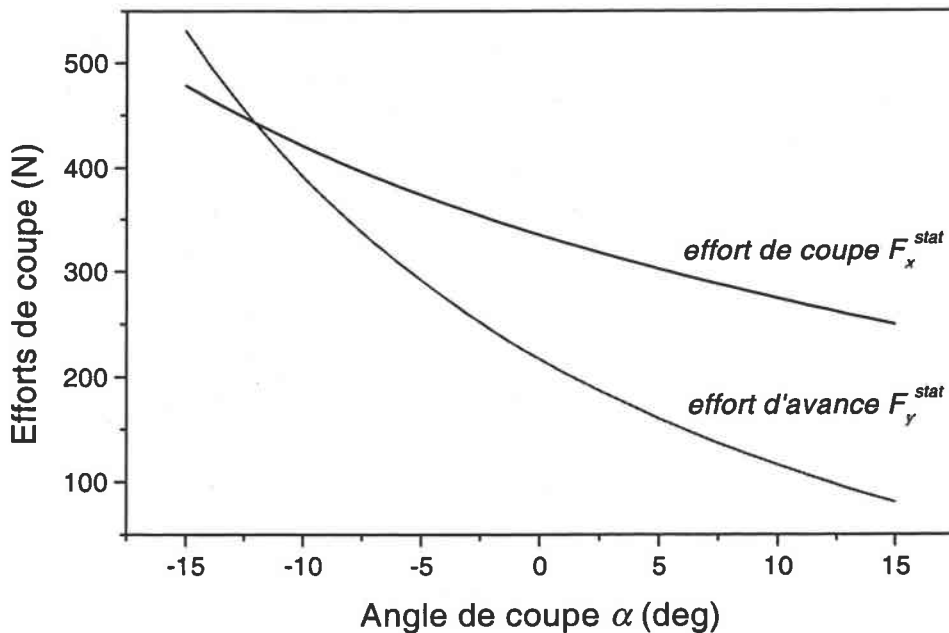


Fig. 3.14.1: Influence de l'angle de coupe α sur la limite de stabilité du processus de coupe dynamique, en considérant un frottement constant $\bar{\mu} = \mu_0$. Les conditions de coupe sont : $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.



(b)

Fig. 3.14.2 : En coupe orthogonale stationnaire, variation des efforts de coupe en fonction de l'angle de coupe α , en considérant un frottement constant $\bar{\mu} = \mu_0$. Les conditions de coupe sont : $V = 300$ m/min, $w = 1$ mm, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

L'influence de l'avance s sur w_{lim} est présentée à la figure 3.15 pour les conditions de coupe : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$ et $D = 60$ mm, en considérant la loi de frottement $\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$ car il n'y a pas de couplage entre s et $\bar{\mu}$ dans notre modèle. Néanmoins, il a été vérifié expérimentalement que s possède une légère influence sur $\bar{\mu}$. Les efforts de coupe sont proportionnels à l'épaisseur du copeau non déformé qui dépend de s , équation (2.24.6). Cependant, pour une vitesse de coupe donnée, lorsqu'on augmente s de 0.05 mm/tour à 0.35 mm/tour, la variation de l'effort d'avance reste suffisamment faible pour ne pas influencer la limite de stabilité traduite par w_{lim} , fig. 3.15.

Pour finir, en gardant $\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$, la dépendance de w_{lim} par rapport au diamètre D de la pièce est reportée sur la figure 3.16 pour les conditions de coupe suivantes : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour. Pour bien visualiser l'effet de D , les lobes de stabilité sont présentés cette fois-ci en fonction de la vitesse de rotation de la pièce, fig. 3.16. On constate que l'augmentation de D induit une légère hausse de la plage de stabilité. Ceci est lié au fait qu'à même vitesse de rotation de la pièce, la vitesse de coupe V (vitesse tangentielle) augmente proportionnellement avec D . Or, comme nous l'avons présenté précédemment, le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ à l'interface outil-copeau est une fonction décroissante de V , impliquant ainsi une diminution de l'effort d'avance et une hausse de la plage de stabilité lorsque D augmente, fig. 3.16.

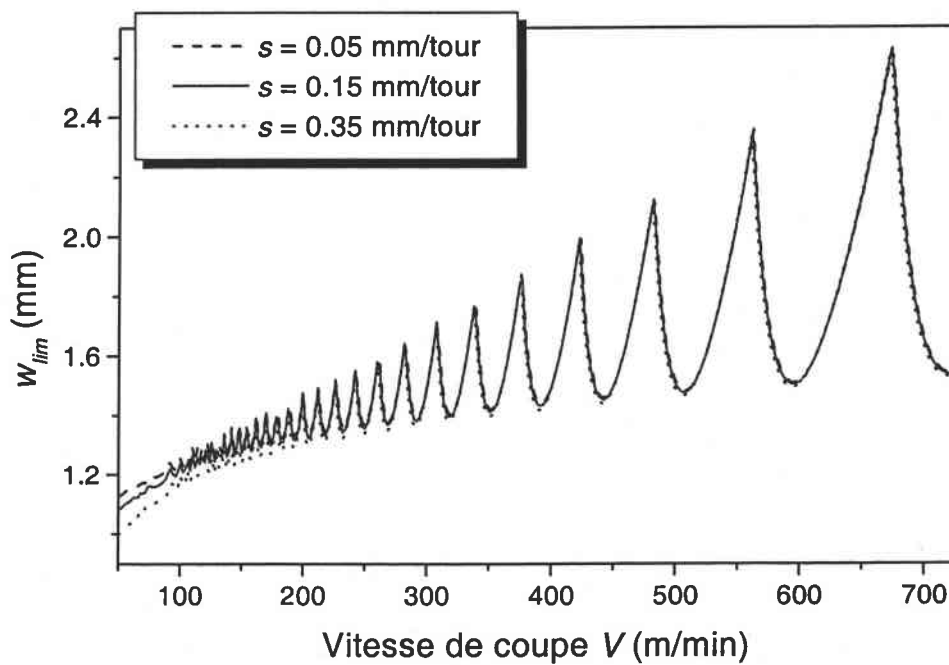


Fig. 3.15 : Influence de l'avance s sur la limite de stabilité. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $D = 60$ mm.

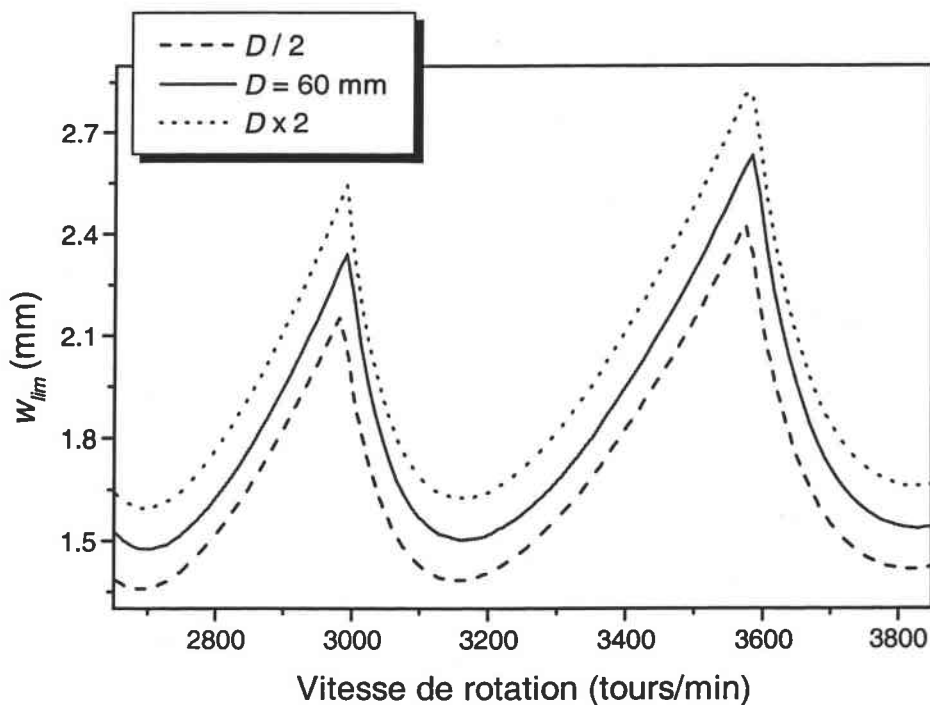


Fig. 3.16 : Influence du diamètre D de la pièce sur la limite de stabilité. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour.

3.2.5 Influence des paramètres dépendant du matériau à usiner

Dans ce paragraphe, on considère la loi de frottement $\bar{\mu} = \bar{\mu}(V_c)$. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

Les paramètres dépendant du matériau à usiner sont la contrainte d'écoulement en cisaillement τ , le coefficient C_I qui représente l'influence de la pente de la surface à usiner sur l'angle de cisaillement (équation (2.14), paragraphe 2.2.4), et le paramètre A_I de la loi de Zvorykin (équation (2.15), paragraphe 2.2.4) qui donne l'évolution de l'angle de cisaillement en fonction de l'angle de coupe et de l'angle de frottement moyen à l'interface outil-copeau. Le dernier paramètre est la force de talonnement spécifique f_{sp} apparaissant dans la relation (2.24.8), paragraphe 2.3, caractérisant la déformation élastique de la surface usinée en contact avec la face en dépouille de l'outil. Son effet sera présenté dans le paragraphe consacré à l'étude du contact en dépouille de l'outil avec la surface usinée.

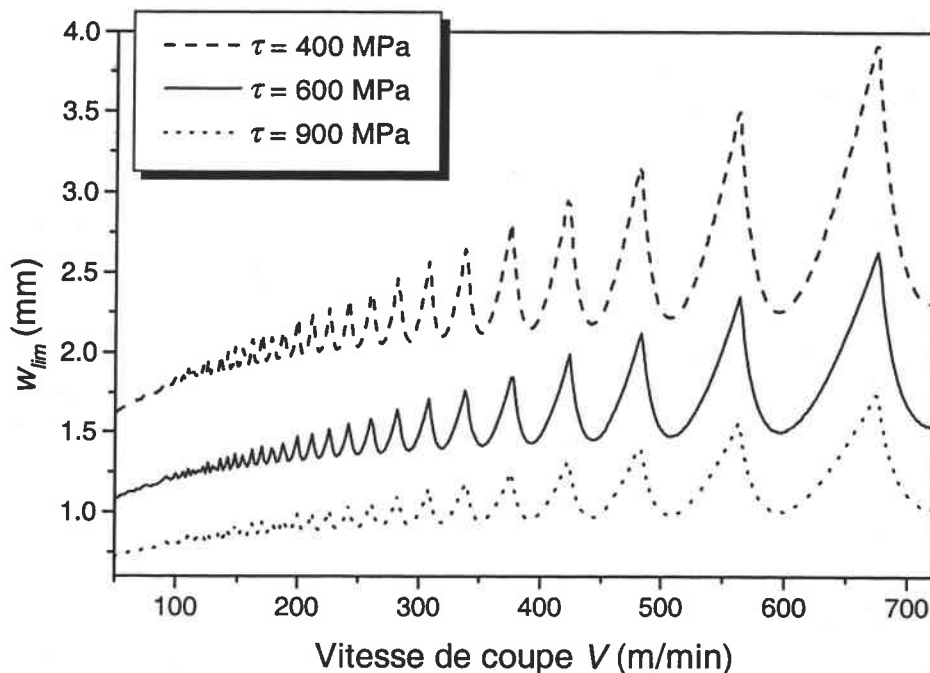


Fig. 3.17 : Influence sur la limite de stabilité de la contrainte d'écoulement du matériau usiné supposée constante. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

Nous montrons à la figure 3.17 l'évolution de la limite de stabilité avec la contrainte d'écoulement en cisaillement τ pour différentes vitesses de coupe. On note que la diminution de τ implique une plage de stabilité plus importante. Ceci est simplement dû au fait que l'effort d'avance F_y est proportionnel à τ , relation (2.24.6).

Pour étudier l'influence sur w_{lim} du paramètre A_l apparaissant dans la loi de Zvorykin, commençons par considérer le cas stationnaire (sans vibrations de l'outil). L'effort d'avance F_y^{stat} est alors donné par :

$$F_y^{stat} = \frac{w \tau s}{\sin \phi_0} \frac{\sin(\lambda - \alpha)}{\cos(\phi_0 + \lambda - \alpha)}, \text{ avec : } \begin{cases} \phi_0 = A_l + 0.5(\alpha - \lambda) \\ \lambda = \tan^{-1}(\bar{\mu}) \end{cases},$$

et le coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ est supposé dépendant de la vitesse relative V_c du copeau par rapport à l'outil :

$$\bar{\mu} = \mu_0 V_c^q, \text{ où : } V_c = \frac{V \sin \phi_0}{\cos(\phi_0 - \alpha)}.$$

Pour une valeur donnée de A_l , nous déterminons l'effort d'avance F_y^{stat} en calculant $\bar{\mu}$ à partir de la relation précédente qui est non linéaire en $\bar{\mu}$. La figure 3.18.1 montre la variation de F_y^{stat} en fonction de A_l . La valeur $A_l = 48^\circ$ correspond à un minimum de F_y^{stat} . L'effort de coupe F_x^{stat} et par conséquent la puissance de coupe $F_x^{stat} \times V$ sont également minimisés par cette valeur. Notons que ce résultat est indépendant des conditions de coupe. Dans le cas où le frottement à l'interface outil-copeau est supposé constant, la minimisation des efforts ou de la puissance de coupe donne $A_l = 45^\circ$ et la relation de Zvorykin se réduit alors à celle de Merchant (1945) : $\phi_0 = \pi/4 + 0.5(\alpha - \lambda)$.

Pour le cas qui nous concerne, à savoir le processus de formation du copeau continu avec un outil qui vibre suivant la direction d'avance, l'effort d'avance F_y (équation (2.24.6)) va osciller autour de F_y^{stat} . L'influence de A_l sur la limite de stabilité est présentée sur la figure 3.18.2. Pour des

conditions de coupe données (V , α , β , s et D), la plus grande limite de stabilité est obtenue pour $A_1 = 48^\circ$, conséquence de la minimisation de l'effort d'avance pour cette valeur.

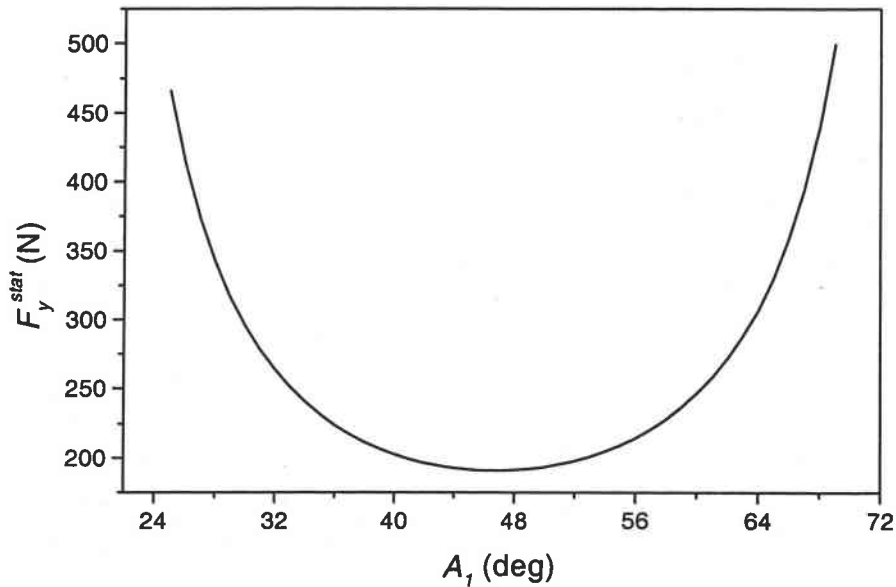


Fig. 3.18.1 : En coupe orthogonale stationnaire, influence de A_1 sur l'effort d'avance F_y^{stat} . Les conditions de coupe sont : $V = 300$ m/min, $w = 1$ mm, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

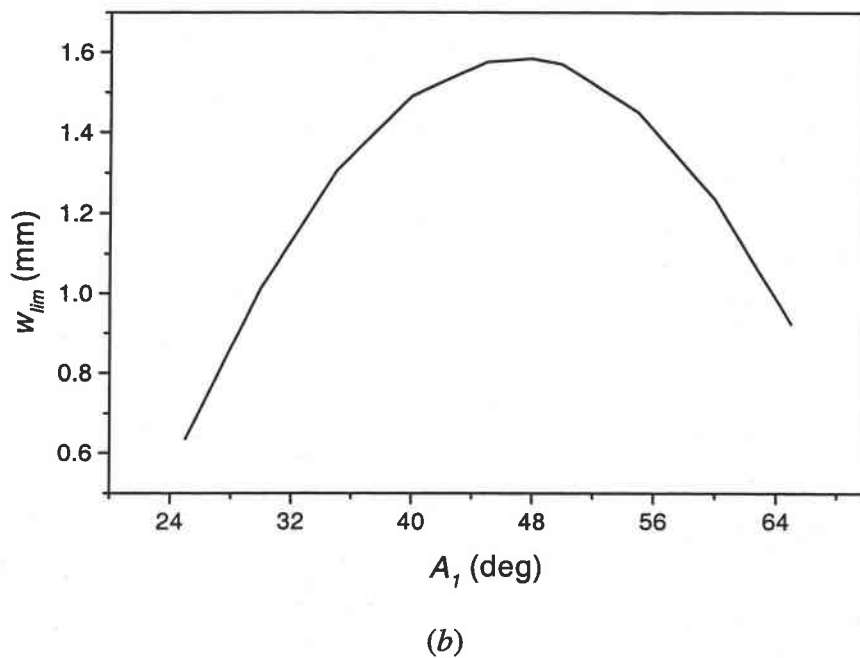


Fig. 3.18.2 : Influence de A_1 sur la largeur de coupe limite w_{lim} . Les conditions de coupe sont : $V = 365$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

Jusqu'à présent, l'étude a été effectuée en négligeant l'effet de la pente de la surface à usiner sur l'angle de cisaillement dont dépend le processus de formation du copeau ($C_I = 0$). Cet effet a été clairement identifié par Boothroyd (1970), Sarnicola et Boothroyd (1974), dans le cas d'une opération de coupe orthogonale stationnaire (sans vibrations). Ces essais ont montré que $0 \leq C_I \leq 1$ pour une pente de la surface à usiner comprise entre -3° et $+3^\circ$, fig. 2.4, chap. 2.

Lors du processus de formation du copeau, la pente de la surface à usiner est due aux oscillations de l'outil entre deux passes successives. Afin d'analyser l'influence du paramètre C_I , considérons deux cas : (i) l'effet de C_I sur la stabilité du processus de coupe, (ii) les oscillations de l'outil dans le temps en fonction de C_I sans un cas instable. Pour le premier cas, la figure 3.19 (a) montre que C_I n'a pas d'effet significatif sur w_{lim} . Ceci s'explique par le fait que si l'on prend un point quelconque de la limite de stabilité, la pente due aux oscillations de l'outil donnée par $\delta = \tan^{-1}(\dot{y}/V)$ reste relativement faible pour avoir une influence sur l'angle de cisaillement, donc sur les efforts de coupe, fig. 3.19 (b).

Regardons maintenant les oscillations de l'outil dans le temps pour les conditions de coupe suivantes : $V = 50$ m/min, $w = 2$ mm, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 15^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 30$ mm. Comme le processus de coupe est instable, la pente δ de la surface à usiner qui servira pour la passe suivante, varie fortement, fig. 3.20. Ainsi, l'effet de C_I devient non négligeable, compte tenu des résultats de Boothroyd (1970).

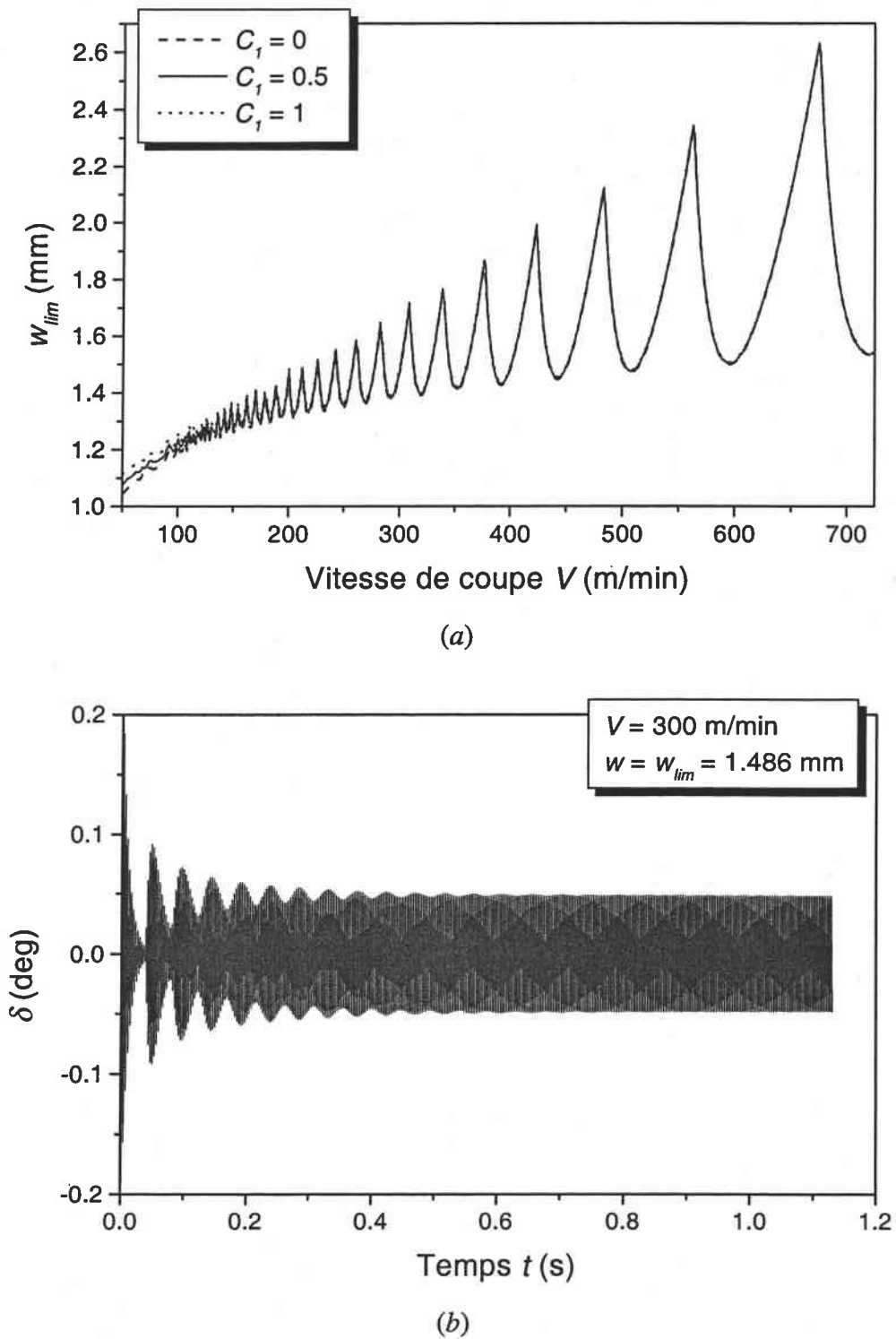


Fig. 3.19 : (a) Influence du coefficient C_1 sur la limite de stabilité du processus de coupe. (b) Variations de l'angle δ pour un point appartenant à la limite de stabilité avec $C_1 = 0.5$. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

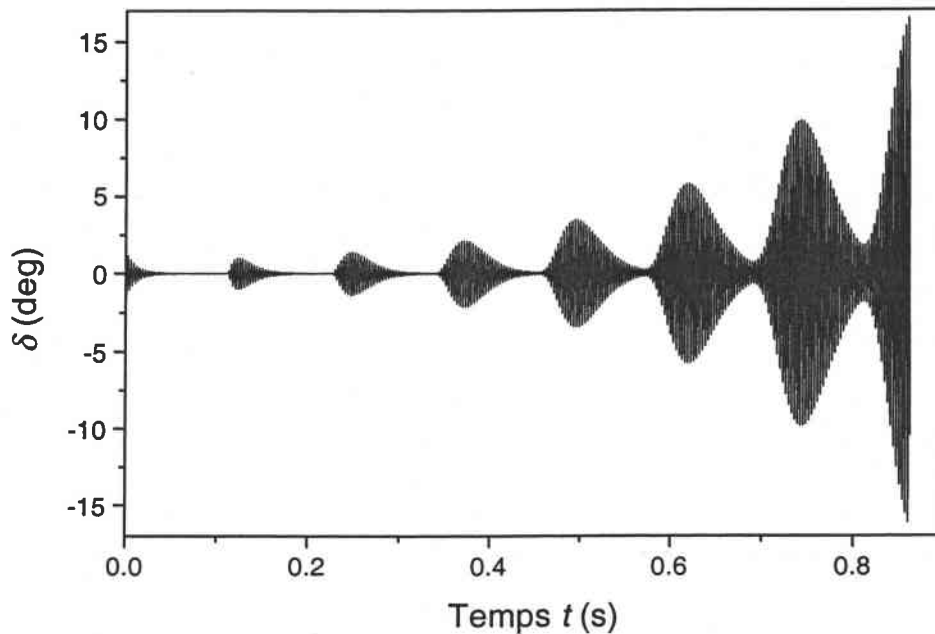


Fig. 3.20 : Variations de l'angle δ dans le cas d'un processus de coupe instable avec $C_1 = 0.5$. Les conditions de coupe sont : $V = 50 \text{ m/min}$, $w = 2 \text{ mm}$, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 15^\circ$, $s = 0.15 \text{ mm/tour}$, $D = 30 \text{ mm}$.

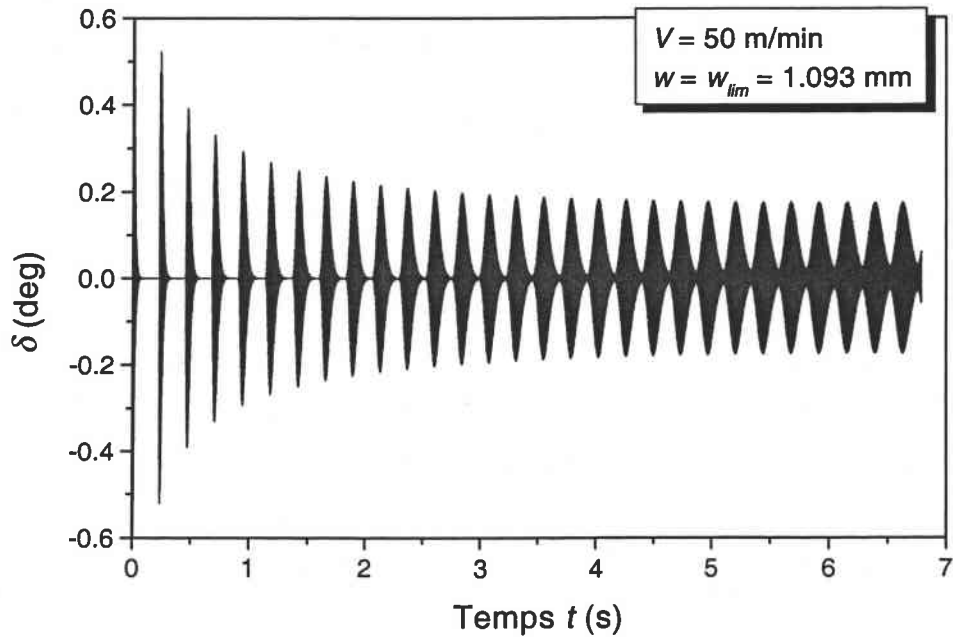
3.2.6 Etude du contact en dépouille

Il faut ici rappeler que notre approche est simplifiée, en effet, l'outil est supposé parfaitement tranchant, les déformations élastiques et plastiques au voisinage de la surface usinée ne sont pas considérées dans le modèle de coupe. Nous nous intéressons dans ce qui suit simplement aux interférences de la face en dépouille de l'outil avec la surface usinée, et l'influence de ces interférences au travers de la force de talonnement f_y sur la stabilité de la coupe. Dans l'étude précédente, nous avons considéré un angle de dépouille nominal β assez grand ($\beta = 7^\circ$ ou $\beta = 15^\circ$), de sorte que le contact en dépouille ne s'amorce pas, impliquant ainsi une force de talonnement f_y nulle. L'effet du contact en dépouille a ainsi pu être dissocié de celui des autres paramètres. La force de talonnement est supposée provenir de la déformation élastique de la surface de la pièce en contact avec la face en dépouille de l'outil. Elle est de ce fait considérée proportionnelle au volume de matière v_d déplacé par l'outil ($f_y = f_{sp} v_d$, fig. 2.7). Compte tenu de cette approche, la force f_y exercée sur l'outil dépend de la géométrie de l'outil, donnée par β , de la

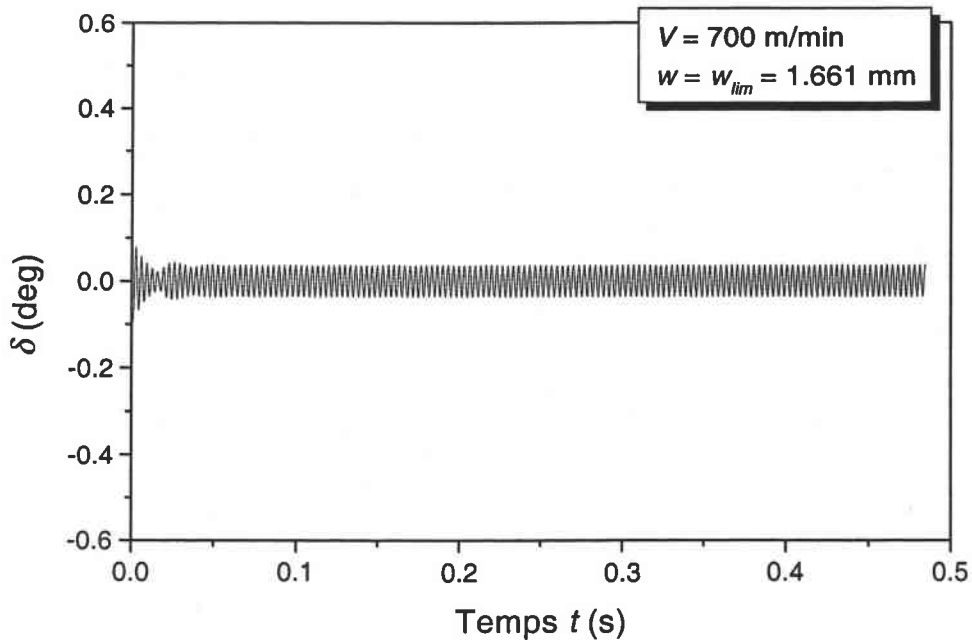
pente $\delta = \tan^{-1}(\dot{y}/V)$ de la surface nouvellement usinée et du matériau de la pièce à travers le coefficient f_{sp} . Les figures 3.21 (a) et (b) représentent les variations de la pente δ des ondulations laissées par l'outil sur la surface de la pièce pour deux vitesses de coupe V avec $w = w_{lim}$, c'est-à-dire pour deux points de la limite de stabilité. Les résultats montrent que l'amplitude de δ est plus importante pour les faibles vitesses de coupe. En effet, nous avons vu que le nombre d'ondulations p imprimées par l'outil sur la pièce augmente quand V diminue, rendant ainsi la pente plus importante. Sachant que la force de talonnement f_y est non nulle si la condition géométrique $\beta + \delta < 0$ est vérifiée (voir paragraphe 2.2.2), alors plus la vitesse de coupe est faible, plus le contact en dépouille risque d'interférer avec les oscillations de l'outil. Pour montrer la présence du talonnement, considérons les conditions de coupe suivantes : $V = 50$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 5^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

La figure 3.22 montre les oscillations de l'outil dans le cas instable, pour différentes largeurs de coupe w . On constate que quand w augmente, le contact en dépouille se déclenche plus rapidement. Ce dernier limite l'amplitude des oscillations à une certaine valeur qui diminue si l'on considère des angles de dépouille β plus faibles, fig. 3.23. Néanmoins, une question reste posée : quel est le critère de stabilité pour déterminer w_{lim} dans le cas où $f_y \neq 0$? Dans cette étude et dans le cas où le contact en dépouille est actif, le processus de coupe est considéré stable si l'amplitude des oscillations de l'outil sature à un niveau raisonnable (de l'ordre des C.I.). Dans cette optique, nous avons étudié l'effet de β sur w_{lim} , fig. 3.24. Comme prévu, β a une influence sur les faibles vitesses de coupe. De plus, le fait de diminuer β permet de stabiliser le processus puisque le niveau des vibrations est limité, bien que l'intégrité de la surface soit dégradée par le contact. La tendance donnée par notre modèle est en accord avec les données expérimentales de Cook (1959), Nigm et Sadek (1977). On peut également mettre cette tendance en parallèle avec l'effet de l'usure en dépouille présenté par Chiou et Liang (1998) pour des essais de coupe orthogonale sur un

aluminium, fig 3.25. Ces auteurs montrent qu'une augmentation de l'usure en dépouille (ce qui revient à diminuer β) induit un accroissement de la stabilité.

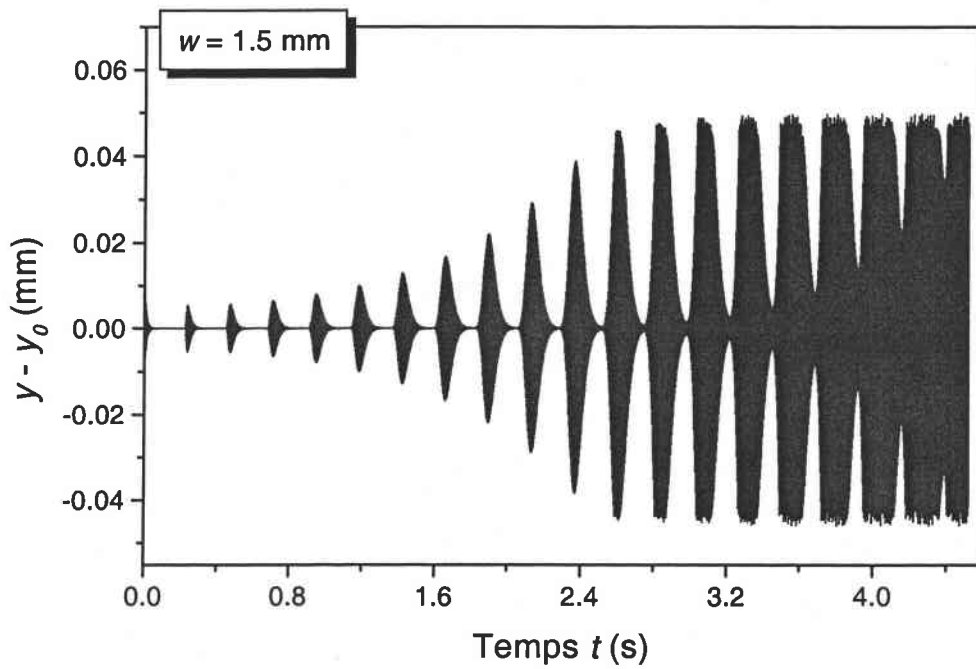


(a)

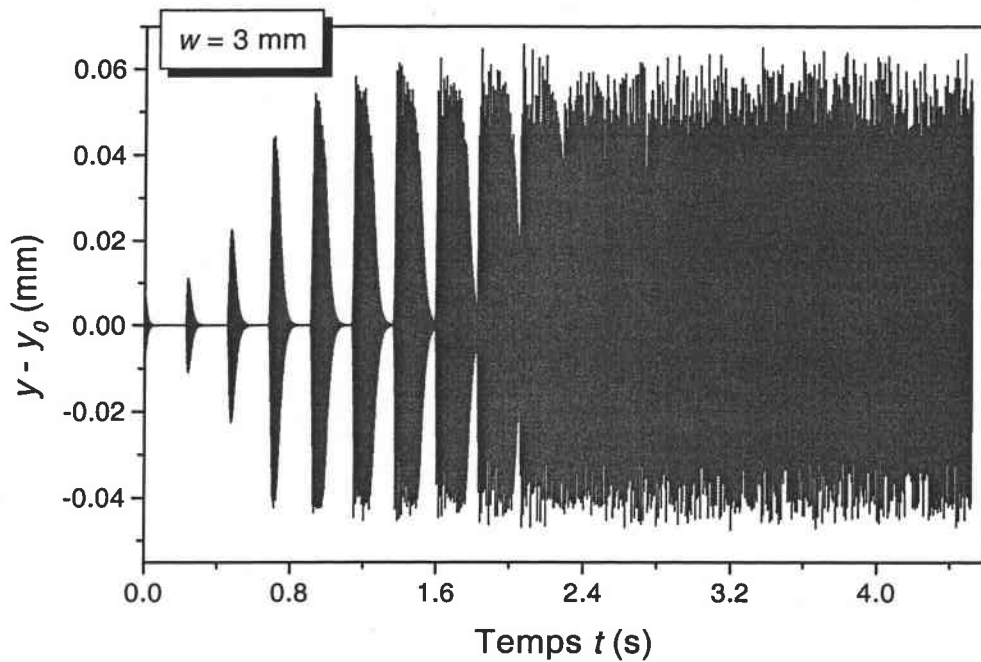


(b)

Fig. 3.21 : Variations de l'angle δ pour un processus de coupe à la limite de stabilité avec $C_1 = 0.5$. (a) $V = 50$ m/min, (b) $V = 700$ m/min. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm. 30 passes successives.

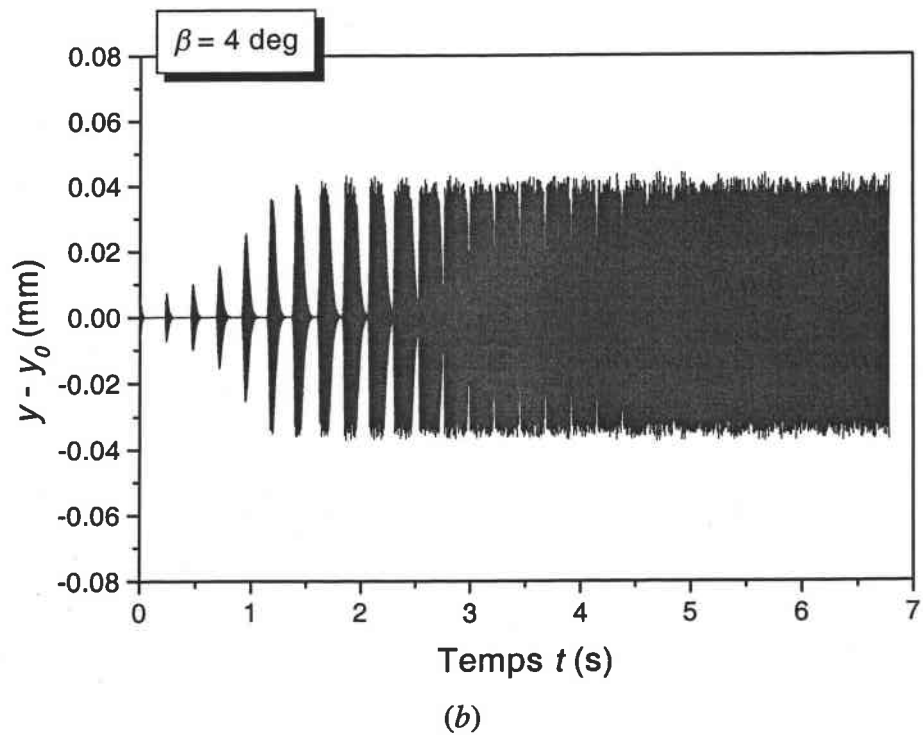
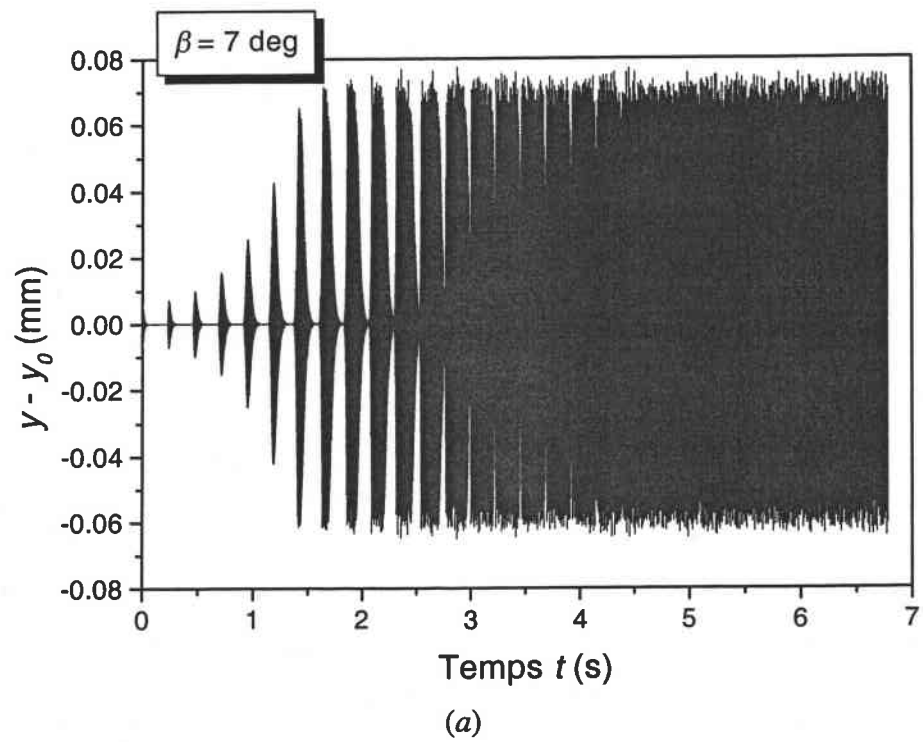


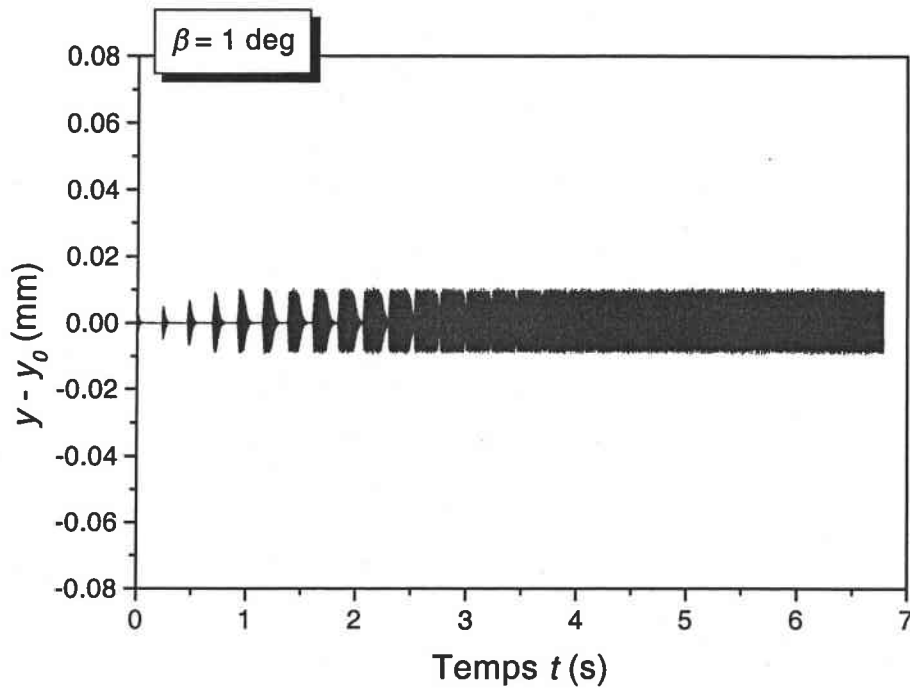
(a)



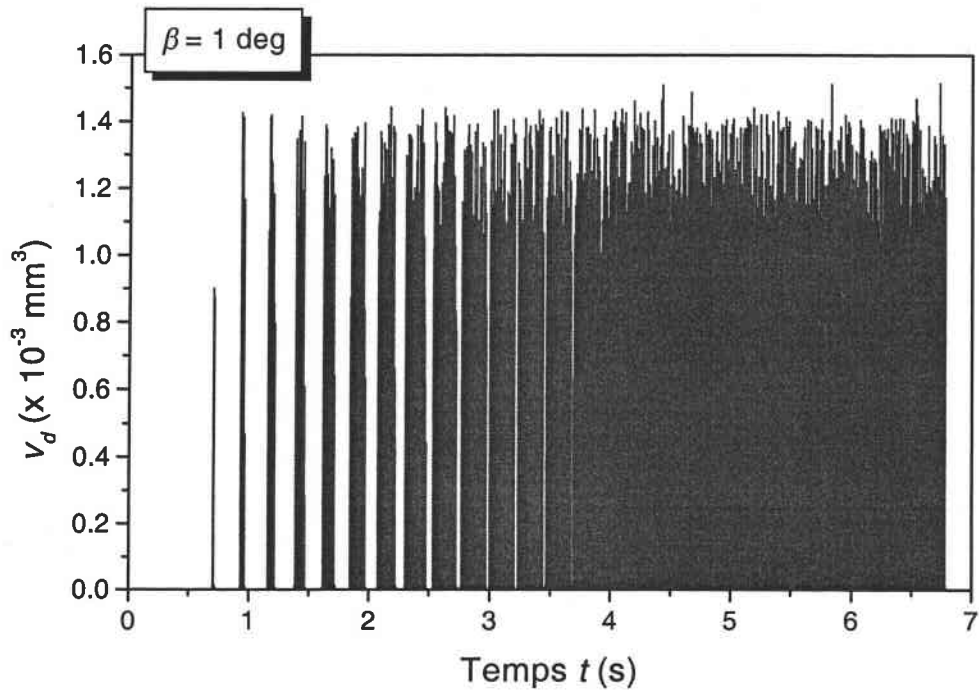
(b)

Fig. 3.22 : Oscillations de l'outil dans le cas instable pour différentes largeurs de coupe w . Les conditions de coupe sont : $V = 50$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 5^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm. 20 passes successives.





(c)



(d)

Fig. 3.23 : (a), (b) et (c) Oscillations de l'outil dans le cas instable pour différents angles de dépouille β . (d) Volume déplacé v_d au cours du temps pour le cas $\beta = 1^\circ$. Les conditions de coupe sont : $V = 50 \text{ m/min}$, $w = 2 \text{ mm}$, $\alpha = 0^\circ$, $s = 0.15 \text{ mm/tour}$, $D = 60 \text{ mm}$. 30 passes successives.

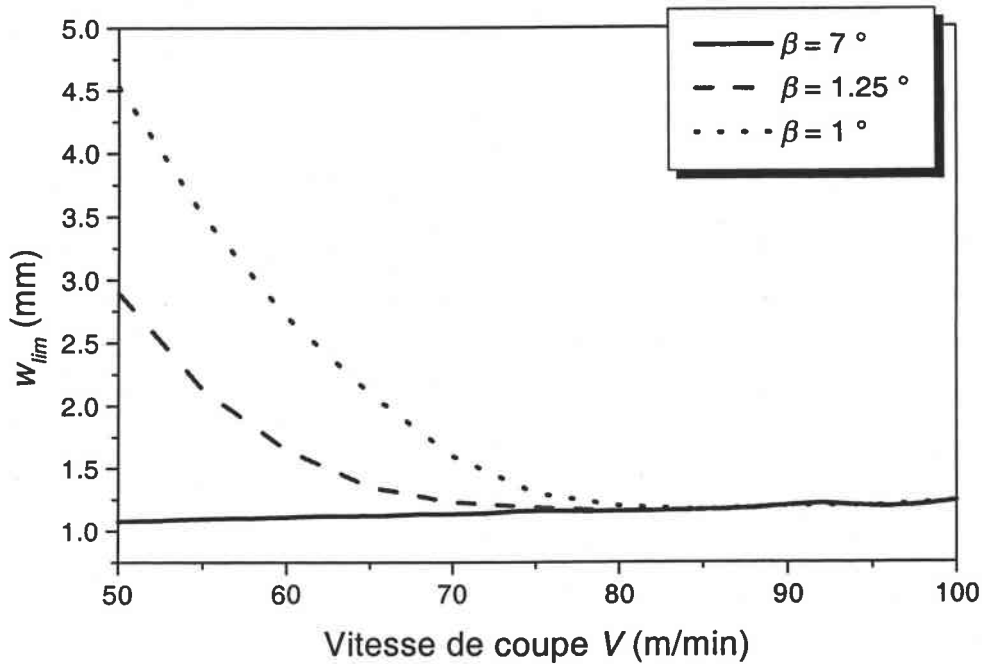


Fig. 3.24 : limite de stabilité pour différentes valeurs de β . Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

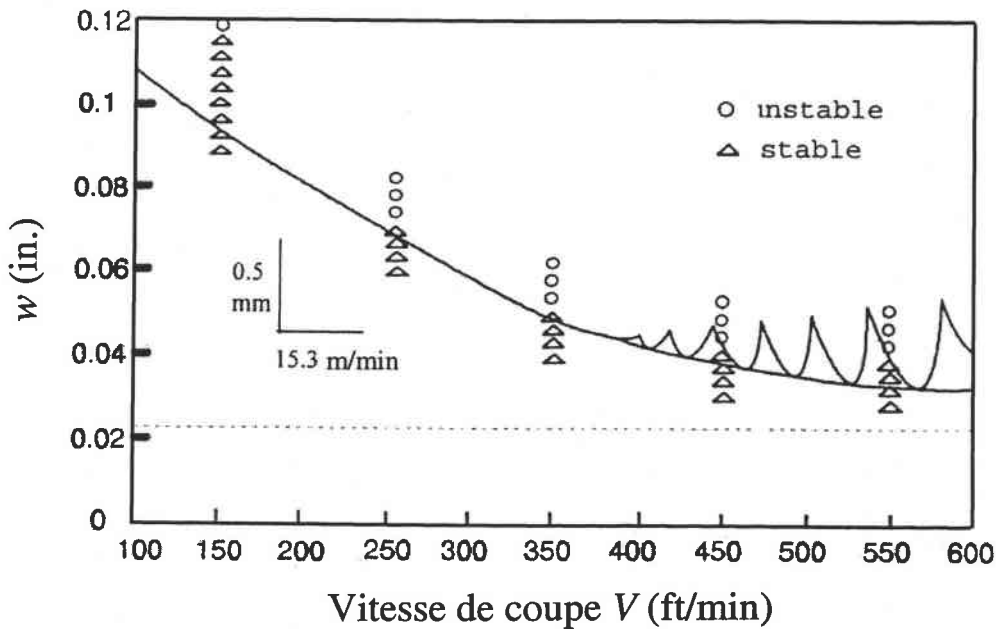


Fig. 3.25 : Résultats expérimentaux donnant la limite de stabilité pour un outil ayant une longueur d'usure en dépouille de 0.05 mm. La pièce usinée est en aluminium. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 7^\circ$, $\beta = 15^\circ$, $s = 0.025$ mm/tour, $D = 50$ mm. Chiou et Liang (1998).

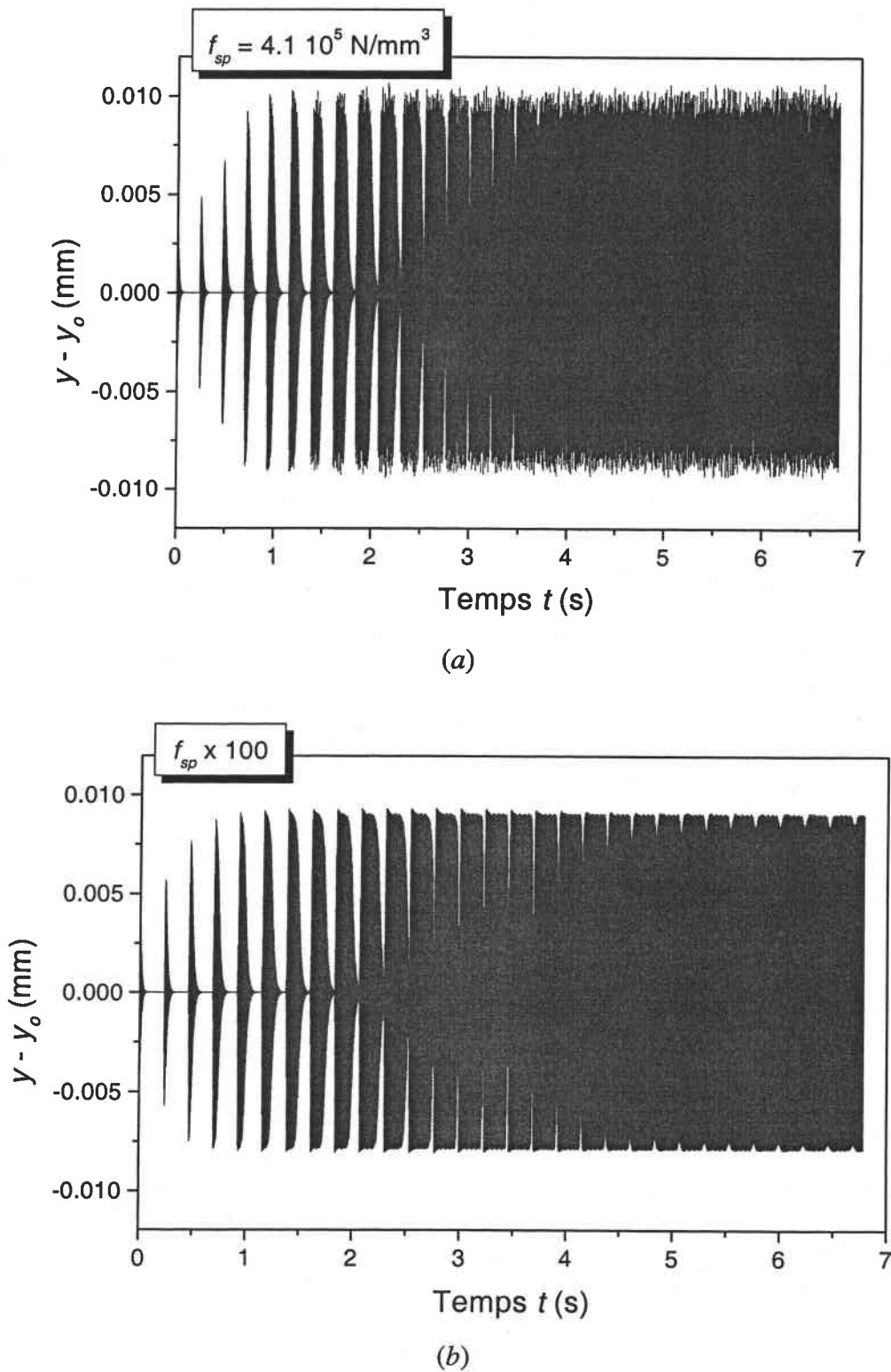


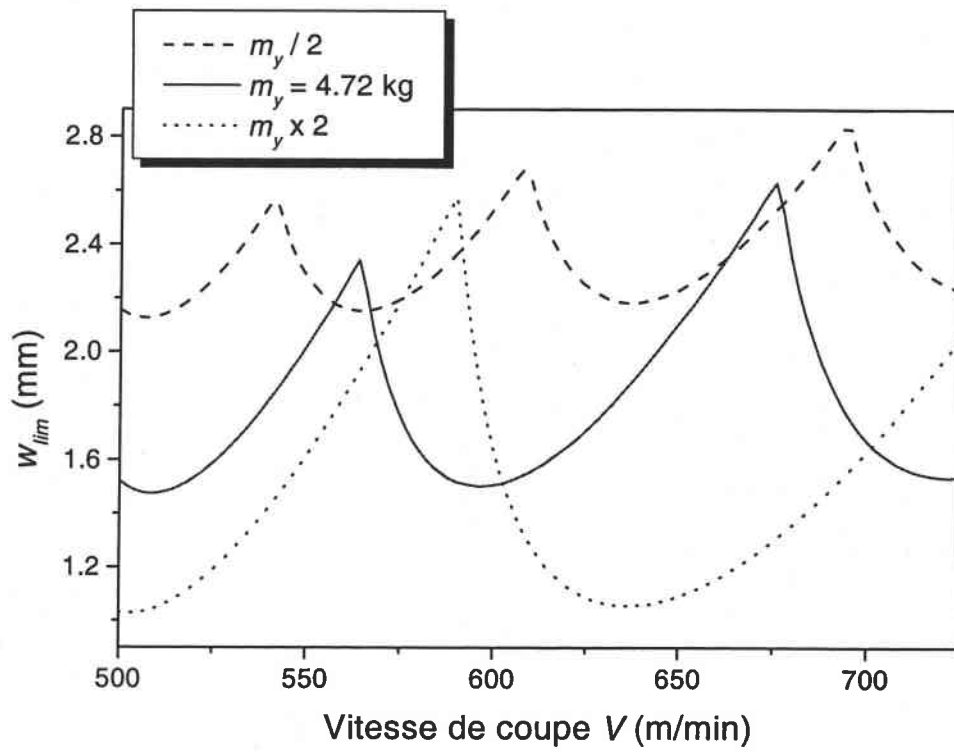
Fig. 3.26 : Influence du paramètre f_{sp} sur l'amplitude des vibrations de l'outil (a) pour $f_{sp} = 4.1 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$ (Bailey, 1975), (b) pour $f_{sp} \times 100$. Les conditions de coupe sont : $V = 50 \text{ m/min}$, $w = 2 \text{ mm}$, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 1^\circ$, $s = 0.15 \text{ mm/tour}$, $D = 60 \text{ mm}$. 30 passes successives.

Finalement, il nous reste à étudier, pour un angle β donné, l'influence du paramètre f_{sp} sur la stabilité. La figure 3.26 montre que si on multiplie f_{sp} par 100, l'effet sur l'amplitude des vibrations est non significative. Ainsi, l'erreur que l'on peut commettre sur l'identification de f_{sp} n'aura pas beaucoup d'influence sur la valeur de w_{lim} donnée par le modèle.

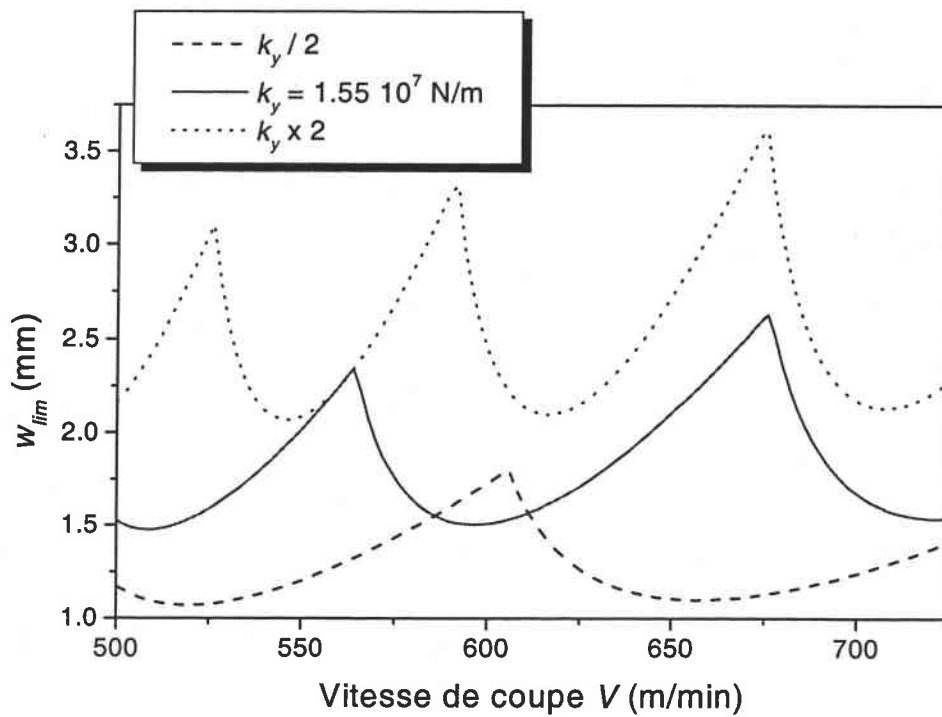
3.2.7 Influence des paramètres dynamiques

Les paramètres dynamiques de notre système suivant la direction d'avance sont la masse m_y , le coefficient d'amortissement c_y et la rigidité k_y . La figure 3.27 montre l'effet de chacun de ces paramètres sur la stabilité du processus de coupe donnée par w_{lim} . Dans le cas où l'on augmente la masse m_y , on confère au système plus d'énergie cinétique, impliquant globalement une réduction de w_{lim} , fig. 3.27 (a). D'autre part, la fréquence naturelle f_n du système 'outil porte-outil' ($\omega_n = 2\pi f_n = \sqrt{k_y/m_y}$) est diminuée, ce qui se répercute directement sur la fréquence $f_s = 1/T_s$ du système 'outil porte-outil' lors de la coupe (on rappelle que f_s reste voisine de f_n puisqu'il s'agit d'un système auto-excité, paragraphe 3.2.2). Par conséquent, la partie entière p du rapport entre la période de rotation T de la pièce et la période T_s des vibrations ($T/T_s = p + \varepsilon$) s'en trouve diminuée. Ceci se traduit, sur une plage de vitesses de coupe, par une réduction du nombre de lobes, comme le montre la figure 3.6, paragraphe 3.2.2.

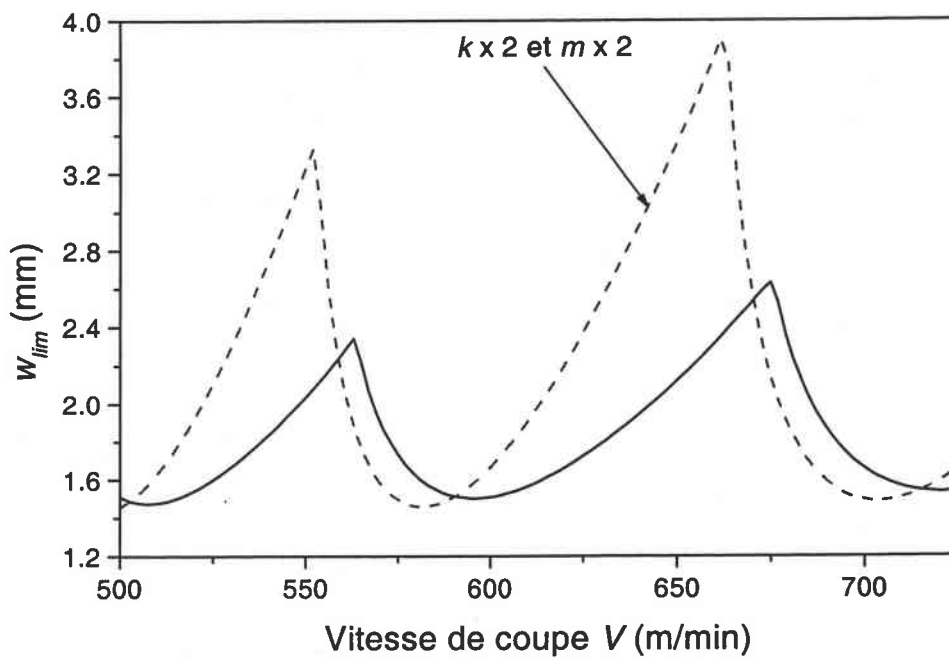
La même tendance est observée si l'on diminue k_y qui rend le système moins rigide, fig. 3.27 (b). Dans le cas où l'on augmente à la fois m_y et k_y , en gardant f_n constante, il existe une compétition entre l'effet stabilisant de k_y et l'effet déstabilisant de m_y . La figure 3.27 (c) montre que c'est l'augmentation de la rigidité qui l'a emporté. On peut noter un léger décalage au niveau de la jonction des lobes de stabilité, dû aux faibles variations de f_s causées par l'augmentation de m_y et de k_y , la fréquence naturelle restant la même.



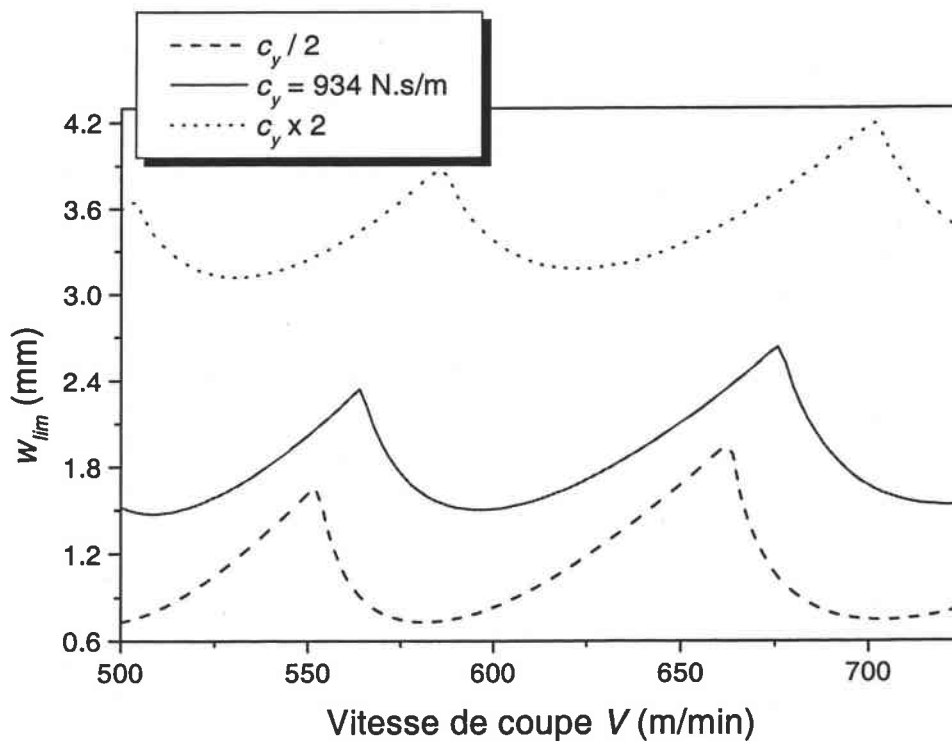
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 3.27 : Influence sur la limite de stabilité (a) de la masse équivalente m_y , (b) de la rigidité équivalente k_y de la structure. (c) m_y et k_y sont doublées afin de conserver la même fréquence naturelle du système. (d) Influence du coefficient d'amortissement visqueux équivalent c_y sur w_{lim} . Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15 \text{ mm/tour}$, $D = 60 \text{ mm}$.

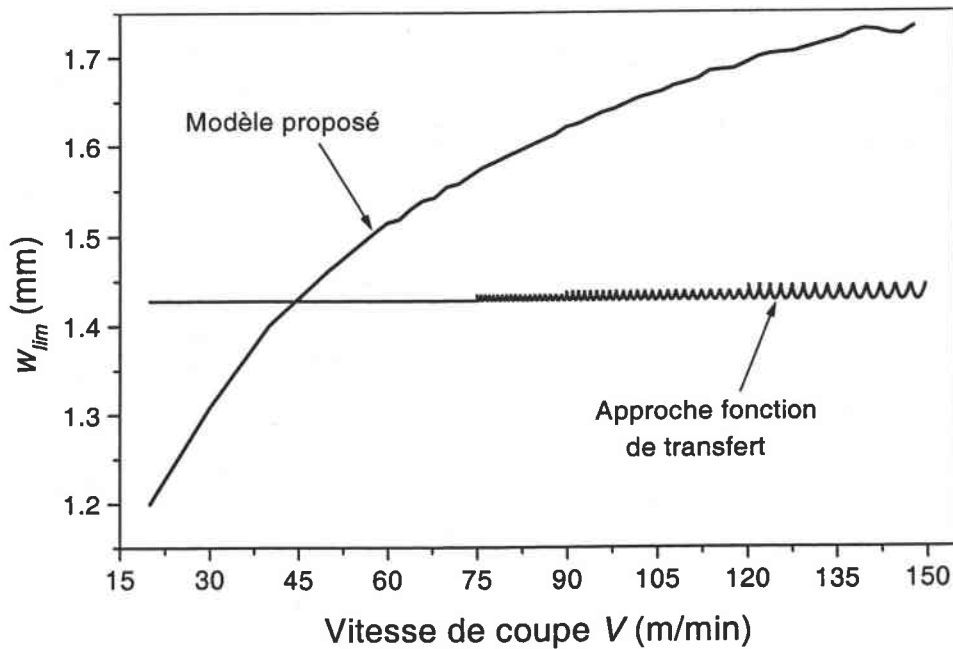
Pour finir, regardons l'évolution de w_{lim} en fonction du coefficient d'amortissement c_y , fig. 3.27 (d). Il est évident que l'augmentation de c_y implique une plage de stabilité plus grande, mais induit également un léger décalage des lobes à cause de son effet sur f_s et donc sur le rapport $(T/T_s = p + \varepsilon)$ qui conditionne l'apparition des lobes de stabilité.

3.3 Comparaison du modèle avec l'approche linéaire des fonctions de transfert

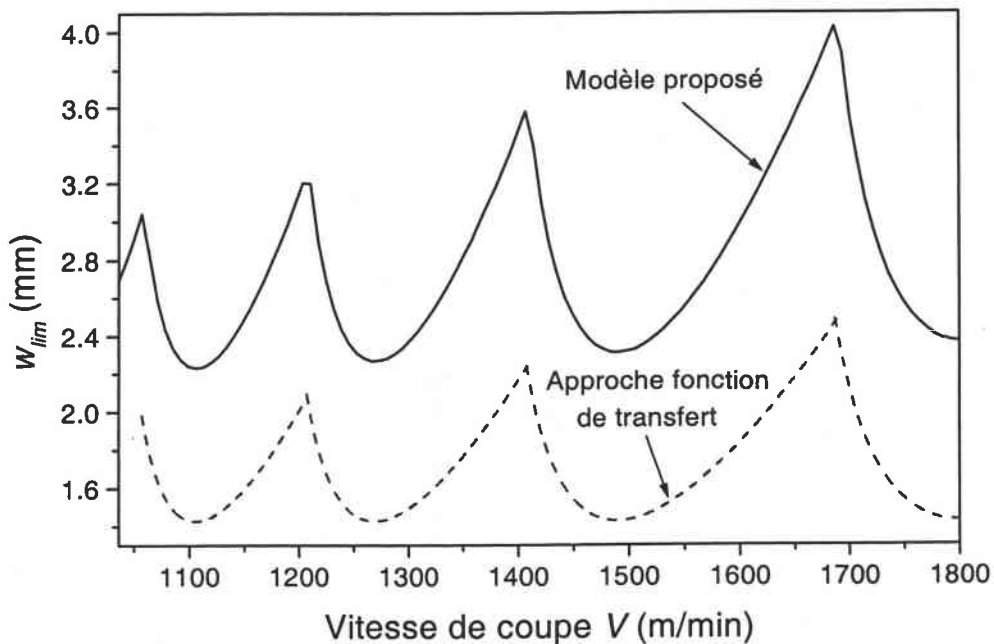
Parmi l'ensemble des modèles disponibles dans la littérature, c'est celui de Wu et Liu (1985) qui, le premier, prend en compte l'interaction entre le processus de formation du copeau et les vibrations de l'outil, en considérant l'effet de la vitesse du copeau par rapport à l'outil sur le frottement moyen à l'interface outil-copeau, voir paragraphe 1.2.2. Néanmoins, plusieurs simplifications ont été introduites pour pouvoir linéariser les équations différentielles du mouvement de l'outil. Wu et Liu font alors apparaître les coefficients C_x et C_y , voir paragraphe 1.2.2, qui dépendent du taux de variation des efforts de coupe stationnaire (sans vibrations) en fonction de la vitesse de coupe V : $\partial F_x / \partial V$ et $\partial F_y / \partial V$. Les paramètres C_x et C_y doivent être identifiés à partir d'essais de coupe orthogonale stationnaire et dépendent des conditions de coupe choisies. Ainsi, l'utilisation du modèle de Wu et Liu nécessite un grand nombre d'essais de coupe.

Afin de confronter notre approche avec celles disponibles dans la littérature, nous avons choisi de comparer les résultats donnés par notre modèle avec l'approche linéaire développée par Tlustý et Polacek (1963), Tobias (1965) et Merrit (1965). Leur approche, détaillée au paragraphe 1.2.1, prend en compte l'effet régénératif des passes successives. L'avantage de ce modèle est sa simplicité, cependant, il ne prend pas en compte le processus de formation du copeau lors des vibrations de l'outil et n'est applicable que pour l'étude de stabilité de la coupe. Ceci apparaît clairement dans la comparaison avec notre modèle, fig. 3.28, pour les conditions de coupe

suivantes : $\alpha = 5^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 150$ mm.



(a)



(b)

Fig. 3.28 : Evolution de la limite de stabilité en fonction de la vitesse de coupe V . Comparaison entre notre modèle et l'approche linéaire des fonctions de transfert (a) aux faibles vitesses de coupe (b) aux grandes vitesses de coupe. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 5^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 150$ mm.

Rappelons que l'approche linéaire fait appel à la notion de pression spécifique de coupe K_f qui est estimée à partir des mesures de l'effort d'avance F_y en coupe orthogonale stationnaire, voir paragraphe 2.6.2 (ici, $K_f \approx 1250$ MPa). Nous constatons que l'apparition des lobes de stabilité est reproduite par les deux modèles, fig. 3.28, puisqu'elle est liée à l'effet régénératif des passes successives, détaillé au paragraphe 3.2.2. Cependant, dans l'approche linéaire, le frottement du copeau sur la face de coupe n'étant pas pris en compte, ce modèle ne peut reproduire ni la baisse de w_{lim} pour les faibles vitesses de coupe, fig. 3.28 (a), ni l'effet de la géométrie de l'outil (angle de coupe et angle de dépouille) sur la stabilité du processus de coupe.

3.4 Modélisation thermomécanique de la coupe dynamique

L'objectif de la modélisation du processus dynamique de la coupe est de pouvoir proposer un modèle prédictif. Jusqu'ici, l'écoulement thermomécanique de la matière dans la zone primaire de cisaillement a été négligé en supposant le matériau de la pièce parfaitement plastique. Il est évident que cette hypothèse n'est pas en accord avec la physique de notre problème. En effet, lors de la formation du copeau par cisaillement intense dans la zone primaire, le matériau est sollicité avec des vitesses de déformation dépassant les 10^4 s^{-1} et des déformations très élevées ($> 100 \%$). Il en résulte un échauffement important ($300 - 500^\circ\text{C}$). Il est donc nécessaire de prendre en compte le processus thermomécanique, dû à la formation du copeau, dans le modèle de la coupe dynamique. Dans la littérature, la quasi-totalité des travaux existants considère un matériau parfaitement plastique. Hayajneh *et al.* (1998) ont proposé un modèle qui prend en compte l'adoucissement thermique du matériau en utilisant une approche très simplifiée. Tarng *et al.* (1994) ont appliqué le modèle thermomécanique d'Oxley (1989) pour calculer les efforts de coupe à chaque instant, en considérant la variation de l'angle de coupe en fonction des vibrations de l'outil. Rappelons que l'approche d'Oxley fait appel à plusieurs coefficients ajustables, en plus du

fait que les résultats du modèle sont indépendants du matériau de l'outil (voir Moufki (1998) pour une analyse détaillée de l'approche d'Oxley). D'un autre côté, Tarng *et al.* ne précise pas les conditions d'application d'un modèle où la zone de cisaillement est stationnaire pour un processus où elle évolue dans le temps en fonction des vibrations de l'outil.

Dans ce travail, nous proposons d'appliquer le modèle thermomécanique stationnaire de la formation du copeau développé par Dudzinski et Molinari (1997), voir paragraphe 2.5. Dans la zone de cisaillement primaire, la contrainte d'écoulement τ est alors calculée en fonction du comportement thermo-viscoplastique du matériau usiné, des conditions de frottement à l'interface outil-copeau et des conditions de coupe. Pour cela, il est nécessaire de caractériser correctement le comportement du matériau dans le domaine des grandes vitesses de déformation et à différentes températures. Dans notre étude, le matériau usiné est l'acier 42CD4 dont le comportement a été identifié par des essais dynamiques, Rausch (1998), à différentes températures (jusqu'à 700°C) et à différentes vitesses de déformation (jusqu'à 10^4 s^{-1}). La loi utilisée est celle de Johnson-Cook (équation 1.13) avec les paramètres suivants :

$$v = 1.459 \quad ; \quad n = 0.151 \quad ; \quad m = 0.00809$$

$$A = 612 \text{ MPa} \quad ; \quad B = 436 \text{ MPa} \quad ; \quad T_r = 296 \text{ °K} \quad ; \quad T_f = 1793 \text{ °K.}$$

où v , n et m représentent respectivement le coefficient d'adoucissement thermique, le coefficient d'écrouissage et la sensibilité à la vitesse de déformation du matériau usiné. Les autres paramètres thermomécaniques de l'acier 42CD4 sont:

$$c = 500 \text{ J / (kg °K)} \quad ; \quad k = 54 \text{ W / m °K} \quad ; \quad \rho = 7800 \text{ kg / m}^3 \quad ; \quad \tilde{\beta} = 0.9.$$

où c est la capacité calorifique, k est le coefficient de conduction thermique et $\tilde{\beta}$ est la fraction de l'énergie de déformation plastique convertie en chaleur. Enfin, ρ est la masse volumique du matériau usiné.

Dans un premier temps, comparons la valeur de la contrainte de cisaillement τ donnée par le

modèle de Dudzinski et Molinari (1997) avec celle estimée à partir des essais de coupe orthogonale stationnaires (paragraphe 2.6.3). La figure 3.29 montre que le modèle permet d'une part de reproduire la faible influence de la vitesse de coupe V sur τ pour l'acier 42CD4, à travers la faible sensibilité à la vitesse de déformation ($m = 0.00809$), et d'autre part d'avoir une bonne estimation de τ . On rappelle que τ donnée par le modèle de la bande de cisaillement est celle calculée à la sortie de la zone primaire de cisaillement, équation 2.31.7.

Le modèle thermomécanique de Dudzinski et Molinari (1997) nécessite une estimation de l'épaisseur h de la zone primaire de cisaillement. Pour notre étude, h est prise égale à $25\ \mu\text{m}$. Son effet sur τ , dans notre cas, est très faible. Ceci est dû au fait qu'on se place dans le cas adiabatique et que la sensibilité à la vitesse de déformation m de l'acier 42CD4 est faible. L'étude de la stabilité de la coupe, en déterminant τ par l'approche thermomécanique dans le modèle des vibrations de l'outil, est présentée à la figure 3.30 pour les conditions de coupe suivantes : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15\ \text{mm/tour}$, $D = 60\ \text{mm}$.

Compte tenu de la figure 3.29, il est évident que la limite de stabilité est similaire entre l'approche thermomécanique et celle où on suppose que $\tau \approx 600\ \text{MPa}$. L'utilisation de l'approche thermomécanique permet d'avoir un modèle prédictif qui peut être utilisé, par exemple, pour étudier en détail l'influence du comportement du matériau usiné. La figure 3.31 montre l'effet de la sensibilité à la vitesse de déformation m sur w_{lim} en considérant les conditions de coupe : $V = 365\ \text{m/min}$, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15\ \text{mm/tour}$, $D = 60\ \text{mm}$. L'augmentation de m provoque une élévation de la valeur de τ . L'outil est alors soumis à des efforts de coupe plus importants, impliquant une réduction de w_{lim} pour que le processus de coupe reste à la limite de stabilité.

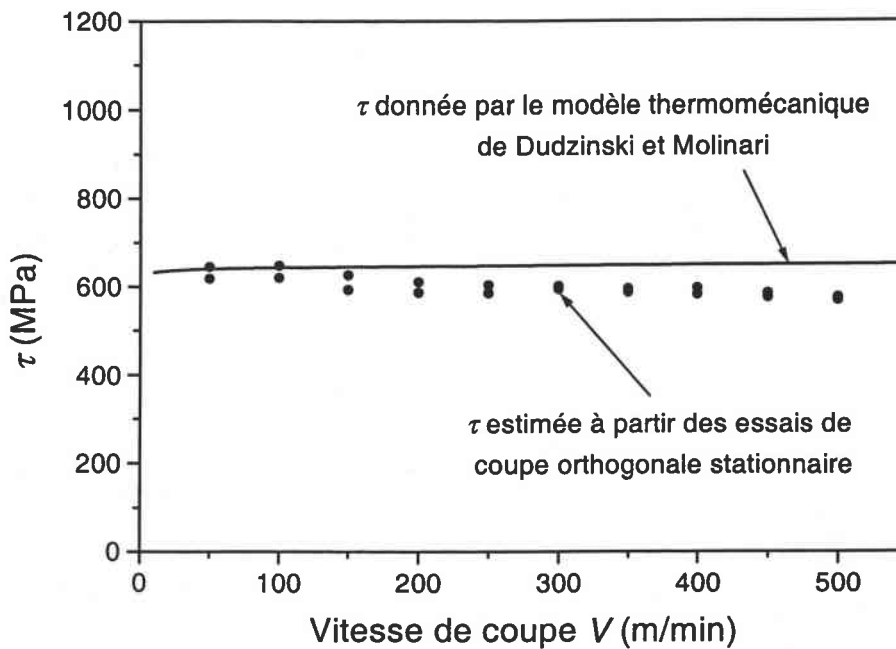


Fig. 3.29 : Comparaison, par rapport à la vitesse de coupe V , entre la contrainte τ estimée à partir des essais de coupe orthogonale stationnaires et celle donnée par le modèle thermomécanique de la bande de cisaillement adiabatique. Les conditions de coupe sont : $w = 2 \text{ mm}$, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15 \text{ mm/tour}$.

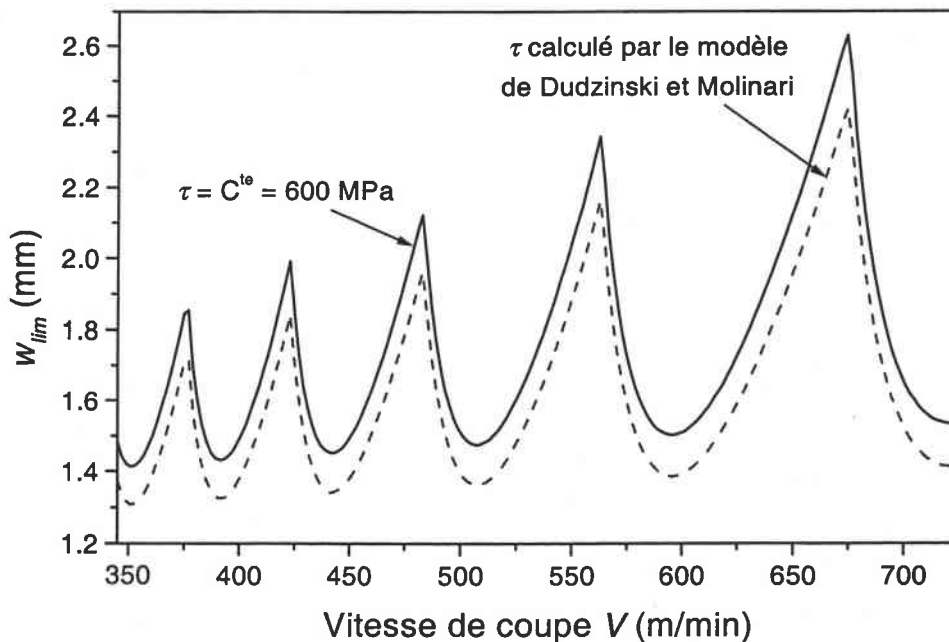


Fig. 3.30 : Comparaison entre la limite de stabilité obtenue en supposant τ constante et avec celle donnée par le modèle thermomécanique de la bande de cisaillement adiabatique. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15 \text{ mm/tour}$, $D = 60 \text{ mm}$.

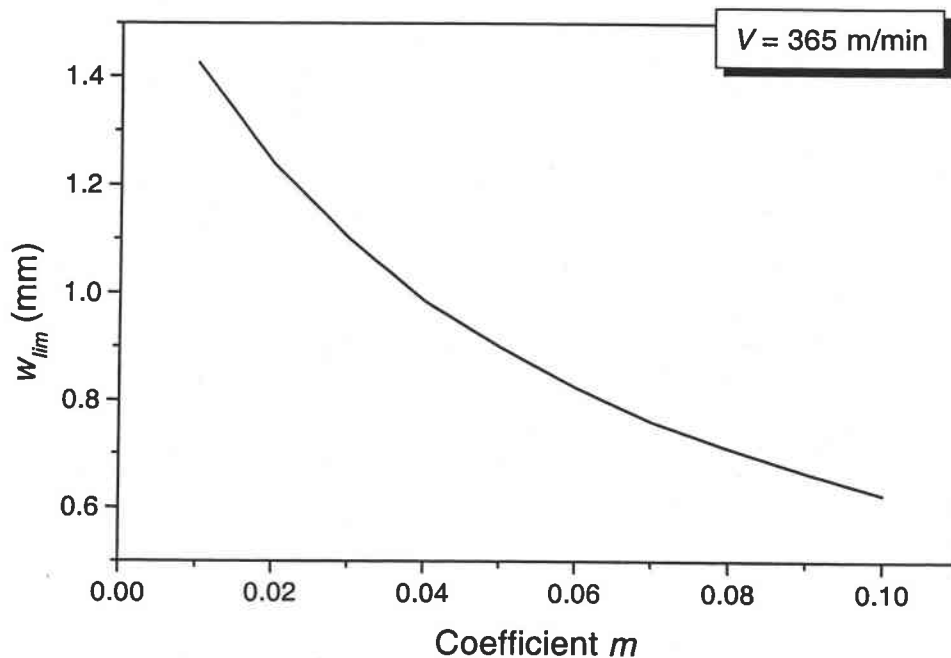


Fig. 3.31 : Influence de la sensibilité à la vitesse de déformation m sur la limite de stabilité du processus de coupe. Les conditions de coupe sont : $V = 365$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

3.5 Couplage des vibrations suivant les directions de coupe et d'avance

Le but de ce paragraphe est de montrer l'effet du couplage entre les vibrations de l'outil suivant les directions de coupe et d'avance sur la stabilité du processus de formation du copeau. Dans l'étude effectuée précédemment, on a supposé que l'outil ne vibrait que suivant la direction d'avance. Ainsi, on a montré que les principaux paramètres dont dépend la stabilité donnée par w_{lim} sont : (i) l'effet régénératif des passes successives, (ii) la variation des conditions de frottement à l'interface outil-copeau en fonction de la vitesse du copeau par rapport à l'outil. On a également montré que l'amplitude des variations de l'angle de coupe α' dues aux oscillations de l'outil ($\alpha' = \alpha - \delta$, $\delta = \tan^{-1}(\dot{y}/V)$) et l'influence de la pente δ de la surface à usiner sur l'angle de cisaillement sont peu importantes si l'on considère des conditions de coupe correspondant à un point de la limite de stabilité (fig. 3.7 et 3.19, respectivement).

L'introduction des oscillations $x(t)$ de l'outil suivant la direction de coupe implique de se poser la question suivante : quelle est l'influence de $x(t)$ sur les vibrations $y(t)$ de l'outil selon la direction d'avance, et donc sur la stabilité du processus de coupe ?

Les vibrations $x(t)$ influencent directement la pente δ de la surface usinée, la vitesse V_c du copeau par rapport à l'outil et l'angle de cisaillement ϕ' , voir paragraphe 2.4 :

$$\delta(t) = \tan^{-1} \left(\frac{\dot{y}(t)}{V + \dot{x}(t)} \right)$$

$$V_c = \frac{(V + \dot{x}) \sin \phi'}{\cos \delta \cos(\phi' - \alpha')}$$

$$\phi' = A_1 + A_2 \left(\alpha' - \tan^{-1}(\mu_0 V_c^q) \right) + C_1 (\delta(t - T) - \delta(t))$$

avec $\alpha' = \alpha - \delta$. A partir de ces trois relations, il semble évident que si $\dot{x} \ll V$, alors son effet sur δ , et donc sur α' , V_c et ϕ' sera négligeable. Par conséquent, la stabilité du processus de coupe dépendra exclusivement de $y(t)$ et ne sera pas affectée par $x(t)$. Afin d'illustrer ces propos, considérons la variation de $\dot{x}/V$ en fonction du temps dans un cas instable correspondant aux conditions de coupe suivantes :

$$V = 50 \text{ m/min}, w = 1.5 \text{ mm}, \alpha = 0^\circ, \beta = 15^\circ, s = 0.15 \text{ mm/tour}, D = 60 \text{ mm}.$$

Les conditions initiales sont : $y(0) - y_0 = 0.0106 \text{ mm}$ et $\dot{y}(0) = -0.0238 \text{ m/min}$. La loi de frottement $\bar{\mu} = \mu_0 V_c^q$ et la loi de Zvorykin donnant l'angle de cisaillement ϕ' sont utilisées avec les paramètres identifiés dans l'étude précédente :

$$\mu_0 = 0.65 \quad ; \quad q = -0.07$$

$$A_1 = 48^\circ \quad ; \quad A_2 = 0.5.$$

Nous posons : $C_I = 0.5$ et $f_{sp} = 4.1 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^3$. La contrainte de cisaillement est supposée vérifier $\tau = C^{\text{te}} \approx 600 \text{ MPa}$. Les paramètres dynamiques, dans les directions de coupe x et d'avance y sont respectivement les suivants :

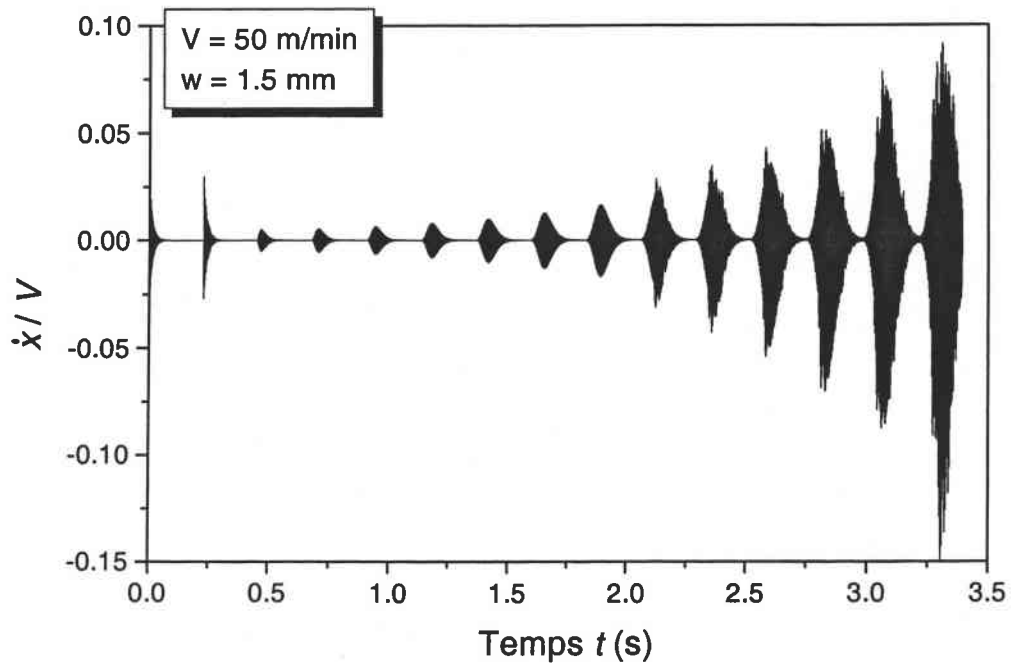
$$m_x = 0.334 \text{ kg} \quad ; \quad c_x = 71.4 \text{ N.s/m} \quad ; \quad k_x = 1.29 \cdot 10^7 \text{ N/m}$$

$$m_y = 4.719 \text{ kg} \quad ; \quad c_y = 934 \text{ N.s/m} \quad ; \quad k_y = 1.55 \cdot 10^7 \text{ N/m}.$$

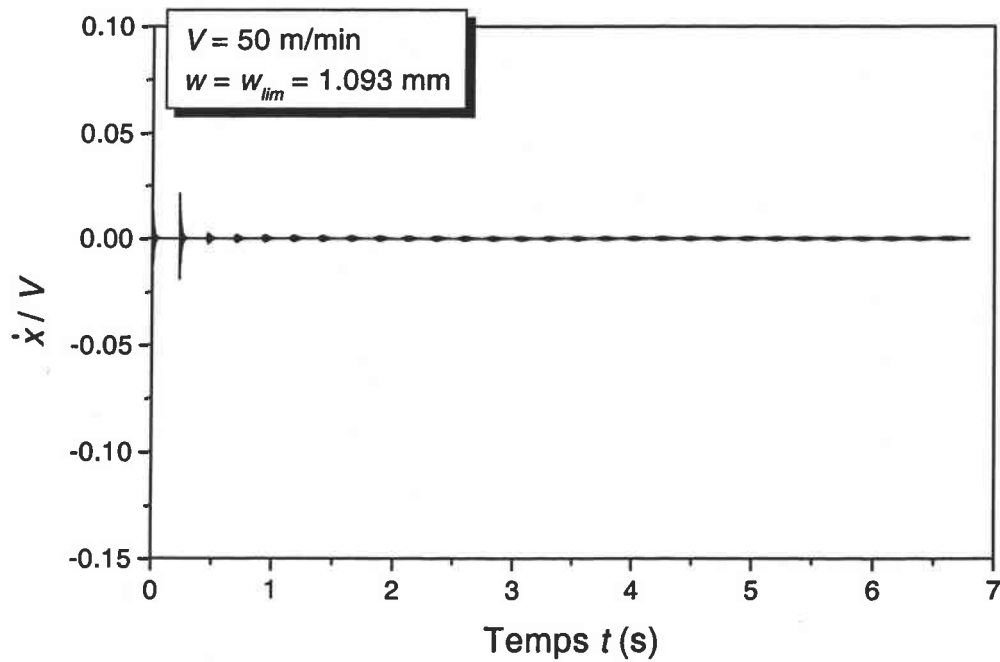
La figure 3.32 (a) montre que $\dot{x}/V$ reste faible ($< 15 \%$) alors que le processus est fortement instable pour les conditions de coupe choisies, jusqu'à sortie de l'outil en dehors de la pièce usinée. Dans le cas où l'on s'intéresse à la limite de stabilité du processus, la valeur de $\dot{x}/V$ est quasiment négligeable, fig. 3.32 (b). Ceci explique pourquoi les conditions de stabilité du processus ne dépendent pas de $x(t)$, comme le montre la figure 3.33.

Considérons les conditions de coupe correspondant à un processus à la limite de stabilité pour un outil vibrant uniquement suivant la direction d'avance ($w_{lim} = 1.584 \text{ mm}$), fig. 3.1 (c). Dans le cas où l'outil vibre suivant les directions de coupe et d'avance, les oscillations $x(t)$ et $y(t)$ sont déterminées pour la même largeur de coupe $w = w_{lim} = 1.584 \text{ mm}$ et pour les mêmes conditions de coupe, fig. 3.34 (a) et (b). Ces résultats confirment bien que la stabilité du processus de coupe n'est pas influencée par les vibrations de l'outil dans la direction de coupe. De plus, la figure 3.34 (c) montre que la fréquence f_s des oscillations du système ($f_s = 1/T_s$, où T_s est la période d'une oscillation) est identique dans les deux directions, et vaut environ 313 Hz. f_s est donc proche de la fréquence naturelle correspondant à la direction d'avance ($f_{ny} = 288 \text{ Hz}$), la fréquence naturelle dans la direction de coupe étant $f_{nx} = 989 \text{ Hz}$.

Finalement, le fait que w_{lim} n'est contrôlée que par les vibrations $y(t)$ de l'outil suivant la direction d'avance peut être expliqué d'une manière très simple : étant donné que w_{lim} dépend principalement de l'effet régénératif des passes successives et des conditions de frottement à l'interface outil-copeau, w_{lim} n'est pas affectée par $x(t)$ car l'effet de ce dernier est négligeable à la fois sur la pente de la surface usinée et sur le frottement.

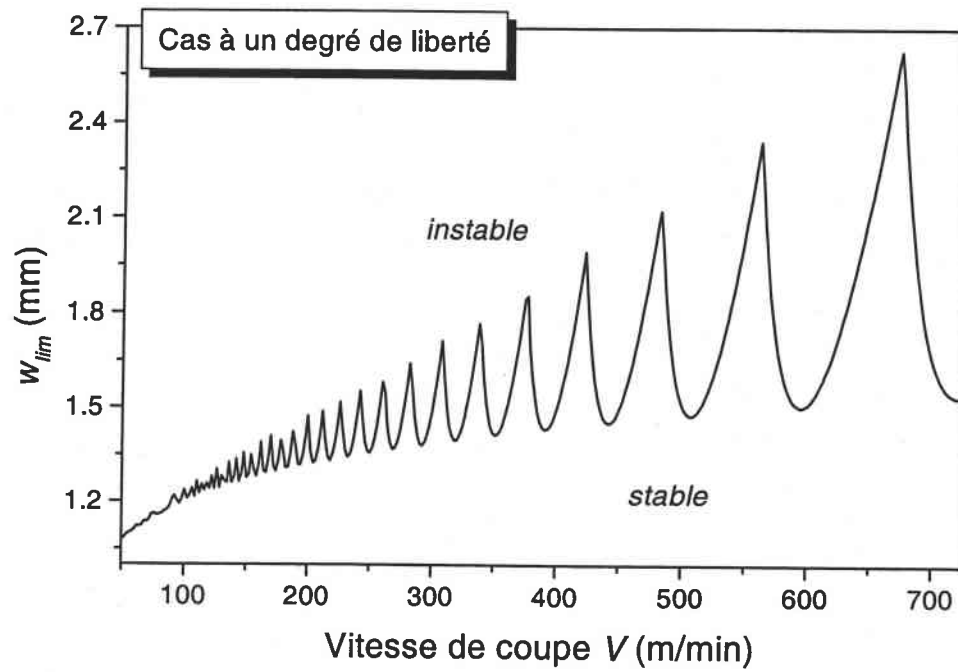


(a)

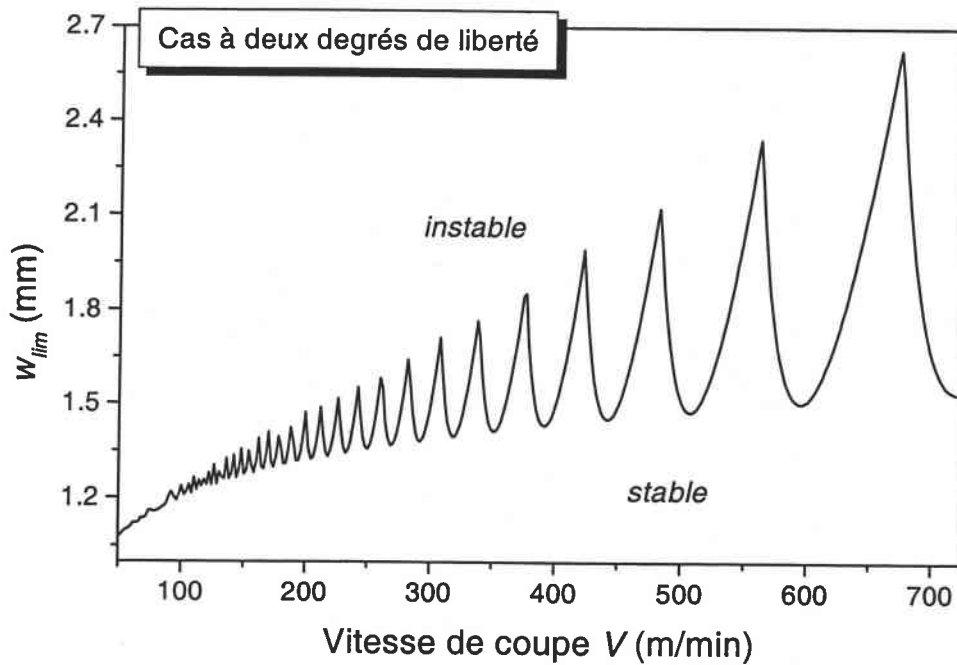


(b)

Fig. 3.32 : Evolution du rapport $\dot{x}/V$ au cours du temps (a) dans un cas fortement instable jusqu'à sortie de l'outil (b) à la limite de stabilité. Les conditions de coupe sont : $V = 50$ m/min, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 15^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.

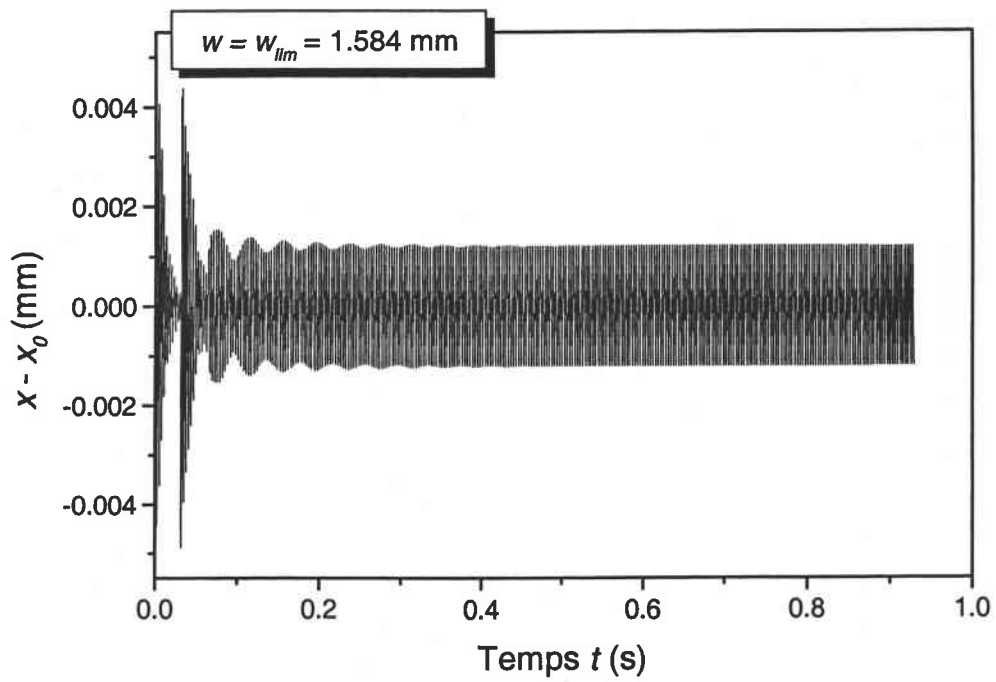


(a)

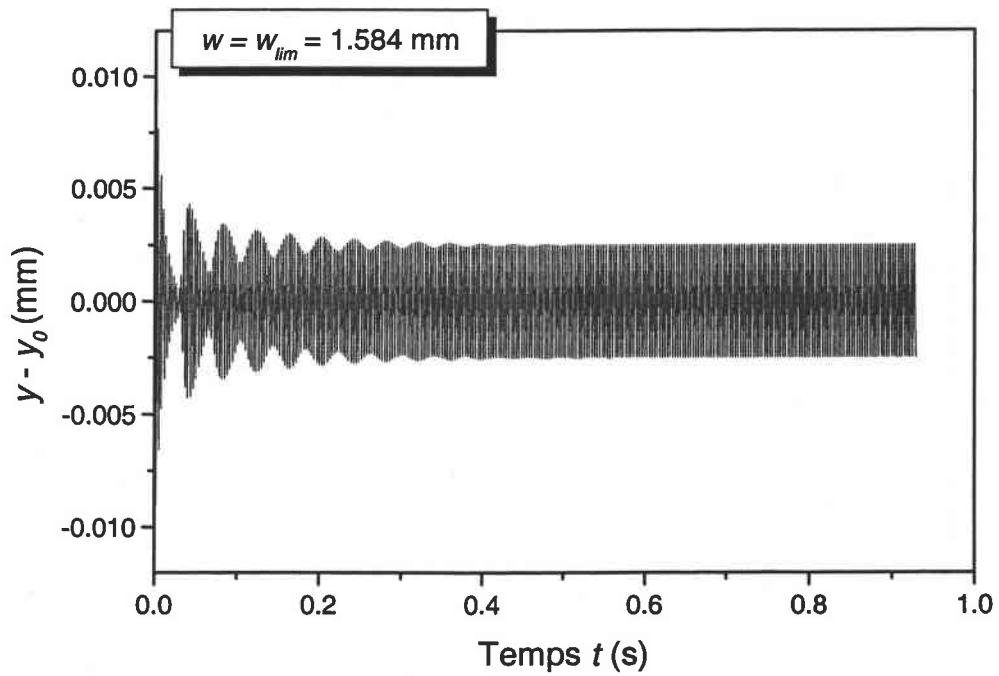


(b)

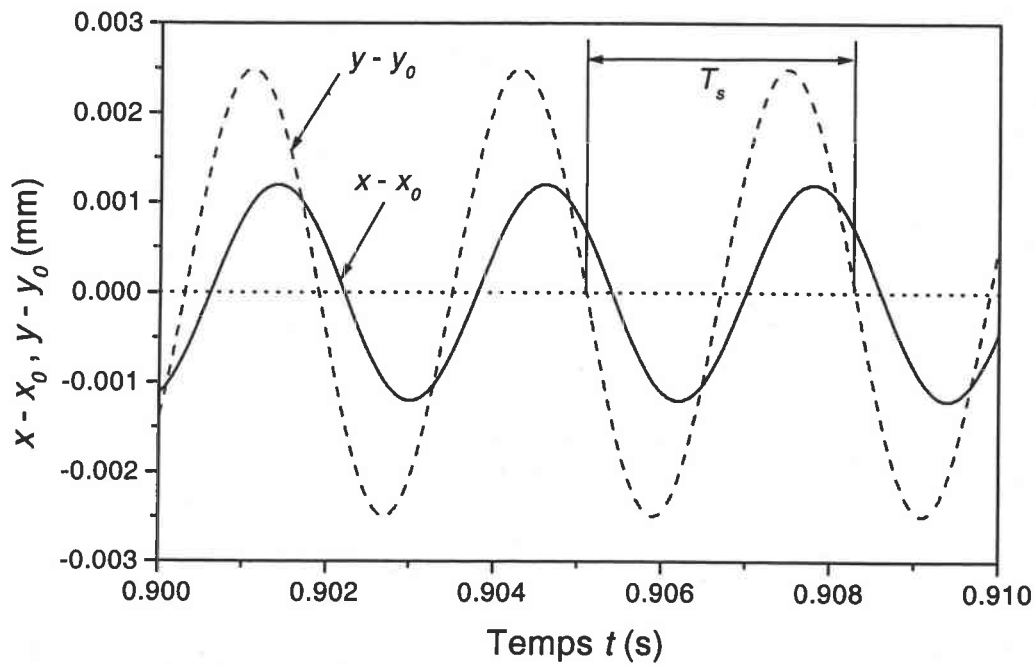
Fig. 3.33 : Variation de w_{lim} en fonction de la vitesse de coupe V (a) dans le cas des vibrations de l'outil à un seul degré de liberté dans la direction d'avance, (b) dans le cas à deux degrés de liberté dans les directions de coupe et d'avance. Les conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm.



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.34 : Oscillations de l'outil à la limite de stabilité (a) dans la direction de coupe, (b) dans la direction d'avance. (c) superposition des oscillations dans les deux directions. x_0 et y_0 sont les positions d'équilibre statique de l'outil. Les conditions de coupe sont : $V = 365$ m/min, $w = w_{lim} = 1.584$ mm, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.15$ mm/tour, $D = 60$ mm. 30 passes successives.

Toute une étude paramétrique a été faite sur la stabilité du processus de coupe en fonction des paramètres dynamiques et de la force de talonnement suivant la direction de coupe. Les résultats, qui ne sont pas présentés dans ce mémoire afin de ne pas alourdir sa présentation, ont confirmé la conclusion précédente.

Dans le dernier paragraphe de cette thèse, nous présentons la partie destinée à valider le modèle des vibrations par des essais de coupe orthogonale. Nous y présentons le dispositif expérimental, la géométrie de l'éprouvette à usiner, ainsi que les résultats des essais de validation. La limite de stabilité estimée par le modèle est ensuite comparée avec celle déduite de l'expérience.

3.6 Validation expérimentale

3.6.1 Dispositif expérimental

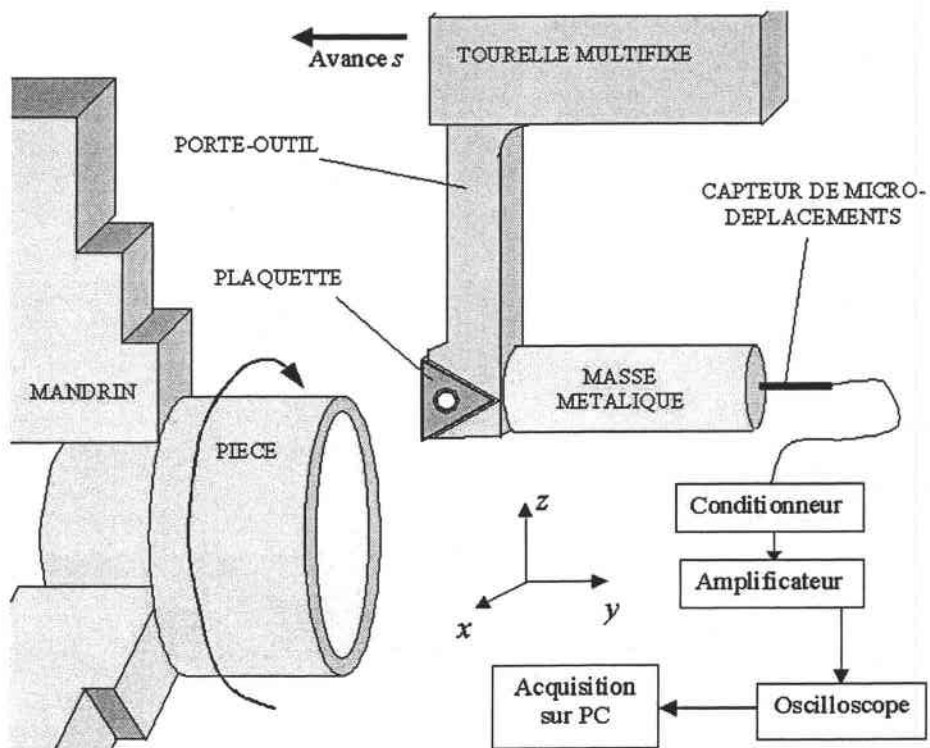
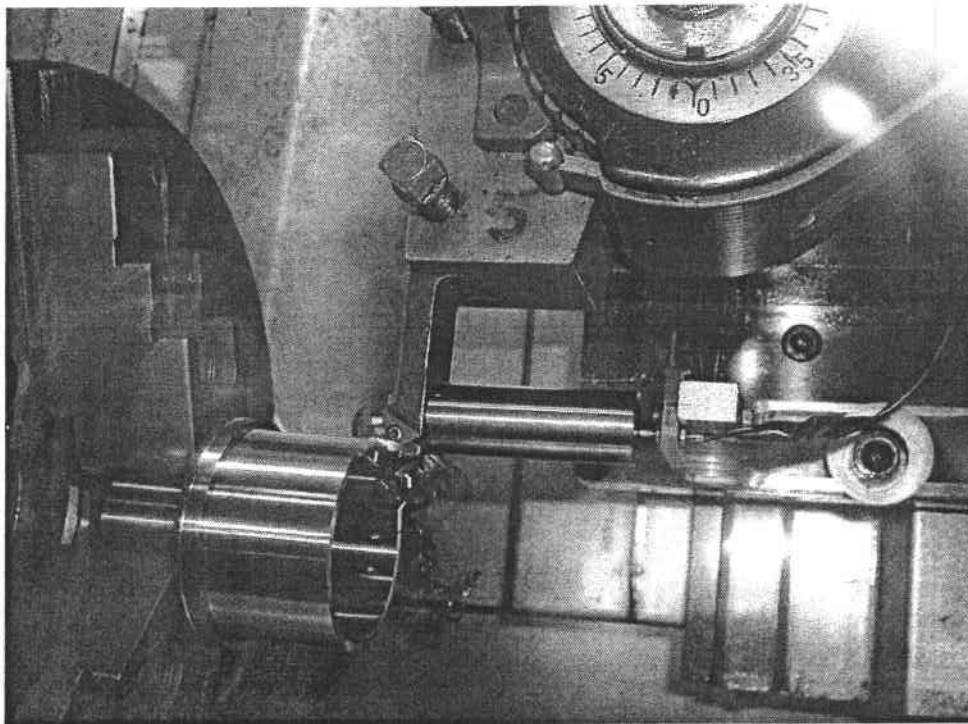


Fig. 3.35 : Dispositif expérimental pour les essais de vibrations en coupe orthogonale.

Afin de valider notre modèle, un protocole d'essai de coupe orthogonale, sans lubrification, avec vibrations de l'outil a été mis en place. Les essais de coupe ont été réalisés sur un tour à commande numérique RAMO RTN 30 pour différentes vitesses de coupe V et largeurs de coupe w . Le procédé employé est le tournage où la pièce est en rotation et où l'avance est axiale, fig. 3.35. Ceci nous impose une forme de pièce bien précise afin d'éviter les interactions entre les vibrations de cette dernière et celles de l'outil. En effet, dans le modèle, on suppose qu'il n'y a pas de vibrations relatives à la pièce usinée. Dans cette optique, la platine dynamométrique Kistler n'a pas pu être conservée lors des essais de vibrations car elle nécessitait l'utilisation de pièces trop longues pouvant se mettre facilement à vibrer, rendant ainsi les essais non reproductibles. Ainsi, l'éprouvette représentée à la figure 3.36 est un cylindre creux usiné au préalable de façon à obtenir une épaisseur correspondant à la largeur de coupe w souhaitée. L'éprouvette est serrée dans le mandrin et le porte-outil est monté sur une tourelle multi-fixe, fig. 3.35. L'avance s de l'outil est parallèle à la direction y . L'outil, dont les caractéristiques sont données en annexe C, a été conçu au LPMM de façon à privilégier les vibrations dans la direction d'avance y et à obtenir une largeur de coupe limite w_{lim} raisonnable. En effet, w_{lim} ne doit être ni trop faible car il y a alors risque de flambage du cylindre, ni trop élevée car la puissance du tour et la largeur de la plaquette sont limitées. Ainsi, une masse métallique a été rajoutée au porte outil afin de parvenir à un bon niveau de w_{lim} , fig. 3.35. D'un autre côté, le porte-outil est approximativement dix fois plus rigide dans la direction de coupe, rendant ainsi l'amplitude des vibrations dans cette direction très faible. Ceci permet d'éviter que l'opération de coupe orthogonale ne disparaisse au profit de la coupe oblique, dans le cas où les vibrations de l'outil suivant la direction de coupe ne sont plus négligeables, fig. 3.37. Le système de coupe dynamique peut donc être assimilé à un système à un degré de liberté dans la direction d'avance y .

La plaquette-outil, référencé TCMW16T304 525, est en céramique, dépourvue de brise-copeau

et possédant une arête de coupe vive, voir annexe C. Les plaquettes en céramique sont principalement recommandées pour les opérations de finition et d'ébauche sur les aciers en général et offrent une très bonne résistance à l'usure. Ce dernier point est très important pour la confrontation de notre modèle, qui ne prend pas en compte l'usure de la face de coupe de l'outil, avec les résultats des essais. En effet, l'apparition de l'usure s'accompagne d'une augmentation du coefficient de frottement moyen $\bar{\mu}$ à l'interface outil-copeau. Or nous avons montré dans l'étude précédente que $\bar{\mu}$ influence de manière significative la stabilité du processus de coupe.

Un capteur à courants de Foucault, dont le fonctionnement est résumé en annexe B, est positionné à l'autre extrémité de la masse métallique afin de déterminer les micro-déplacements de l'outil (à hauteur de la plaquette) dans la direction d'avance y , fig. 3.35. Le signal du déplacement est tout d'abord mémorisé en volts sur l'oscilloscope via un conditionneur et un amplificateur. Enfin, l'ensemble des données expérimentales est enregistré sur un PC.

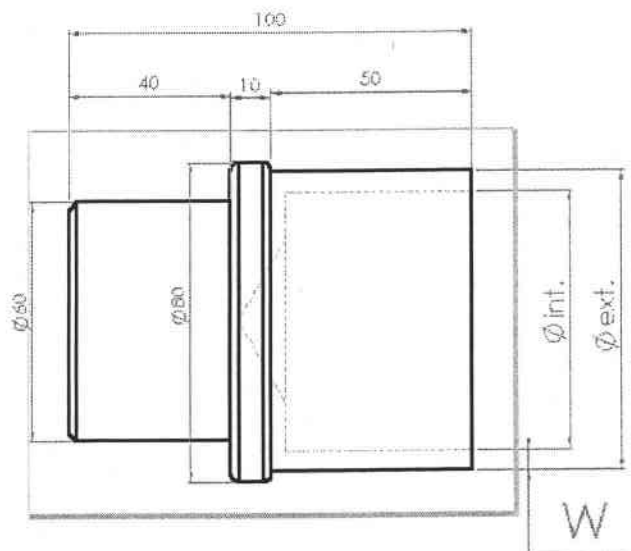


Fig. 3.36 : Géométrie de l'éprouvette utilisée pour les essais de vibrations. L'éprouvette est un cylindre de diamètre moyen $D = 70$ mm et la partie à usiner possède une longueur $L = 50$ mm.

Les paramètres dynamiques du système ont été caractérisés en suivant la méthode décrite au paragraphe 2.6.1. Etant donné que le porte-outil n'est plus monté sur la platine dynamométrique

Kistler, la mesure de l'effort statique permettant de déterminer la rigidité équivalente k_y du système dans la direction d'avance a été mesurée à l'aide d'une cellule de force. Les résultats de la caractérisation des paramètres dynamiques du système dans la direction d'avance sont :

$$m_y = 0.633 \text{ kg} \quad ; \quad c_y = 20.41 \text{ N}\cdot\text{s/m} \quad ; \quad k_y = 6.25 \cdot 10^6 \text{ N/m}.$$

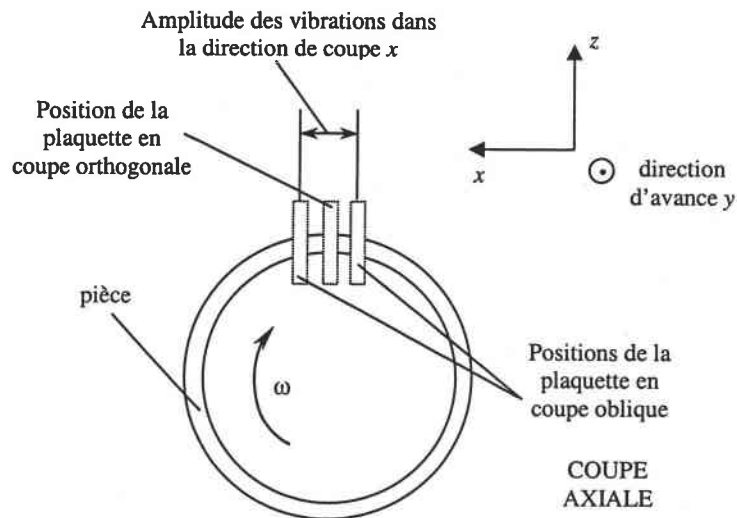


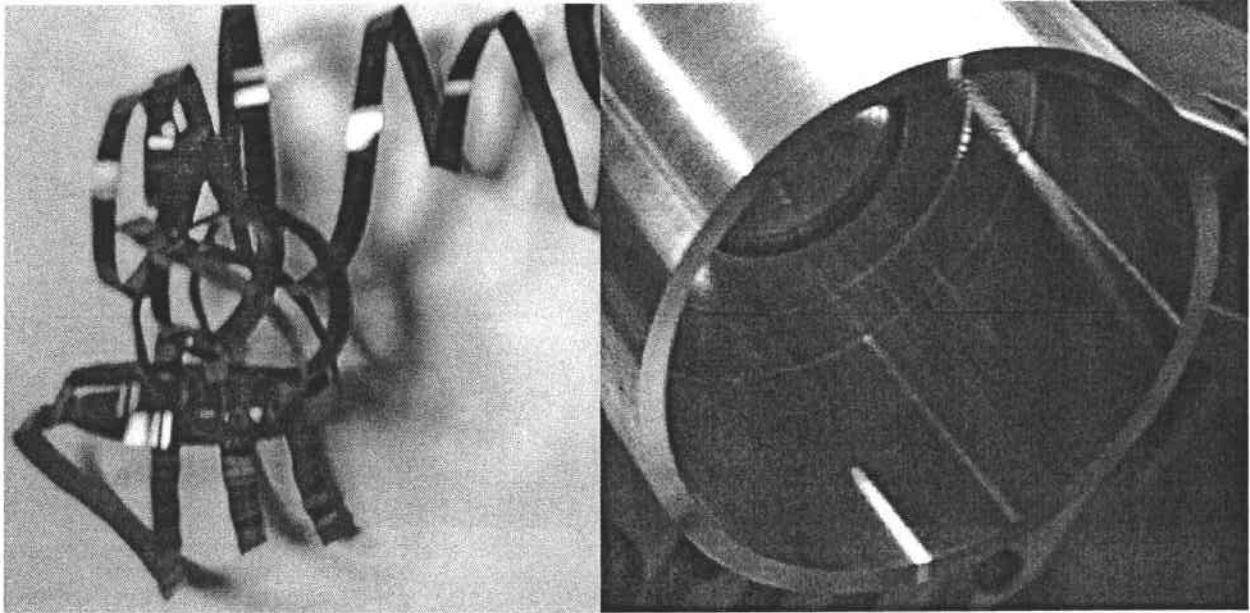
Fig. 3.37 : Illustration du passage d'un processus de coupe orthogonale à un processus de coupe oblique lorsque l'amplitude des vibrations devient trop importante dans la direction de coupe.

3.6.2 Quelques résultats expérimentaux

Les essais de vibrations en coupe orthogonale ont été effectués avec des éprouvettes ayant différentes largeurs de coupe w ($2.4 \leq w \leq 3.4 \text{ mm}$), et pour différentes vitesses de coupe V ($60 \leq V \leq 420 \text{ m/min}$). Les autres conditions de coupe sont : $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.1 \text{ mm/tour}$, $D = 70 \text{ mm}$, 20 passes successives. Chaque essai a été répété systématiquement trois fois afin de vérifier la dispersion des résultats. D'un autre côté, afin de limiter au maximum l'apparition de l'usure le long de la face de coupe, la plaquette est examinée après chaque essai et changée si nécessaire.

Au cours des essais de vibrations, nous avons obtenus trois cas typique de réponse du système :

- *le système est stable* (le signal du déplacement possède une amplitude de l'ordre du bruit électrique), la surface après usinage est parfaitement lisse et le copeau est continu, fig. 3.38.



Copeau continu

Surface parfaitement lisse

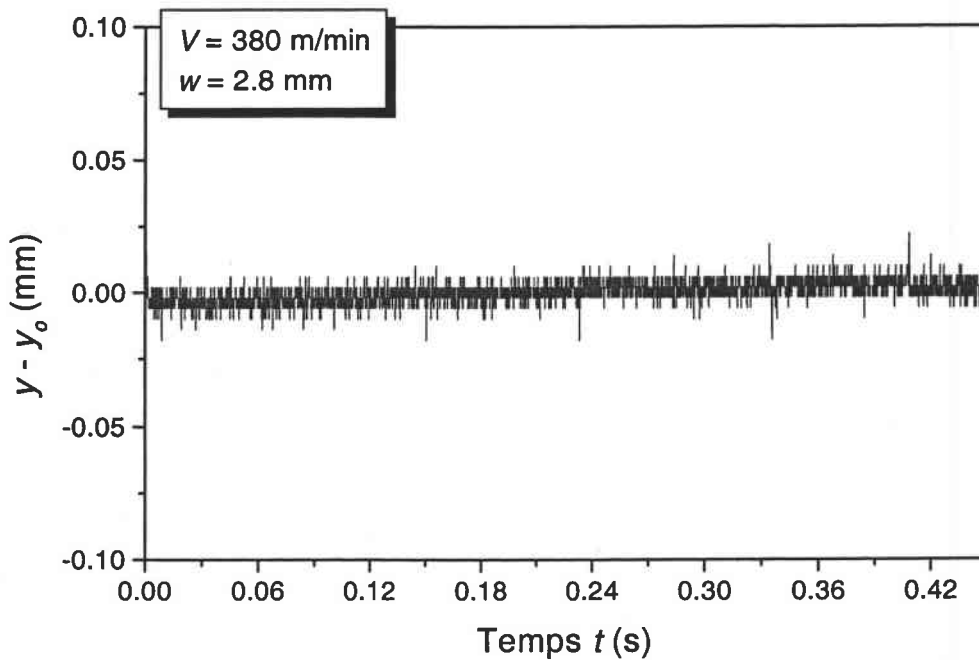
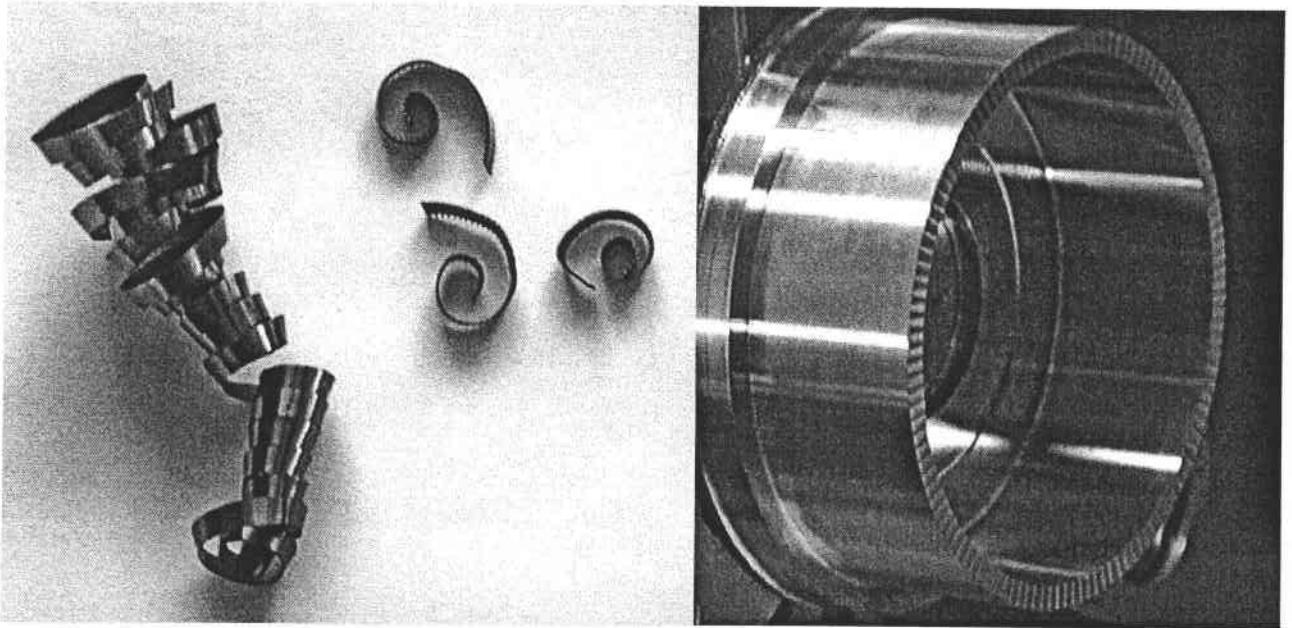


Fig. 3.38 : Résultats expérimentaux dans le cas d'un processus de coupe stable. Les conditions de coupe sont : $V = 380 \text{ m/min}$, $w = 2.8 \text{ mm}$, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.1 \text{ mm/tour}$, $D = 70 \text{ mm}$. 20 passes successives.

- *le système est faiblement instable*, le copeau est encore continu et la surface comporte de faibles ondulations, fig. 3.39. Plus la vitesse de coupe est faible, plus les ondulations générées par les vibrations de l'outil sont nombreuses.



Copeau continu

Apparition de stries sur la surface

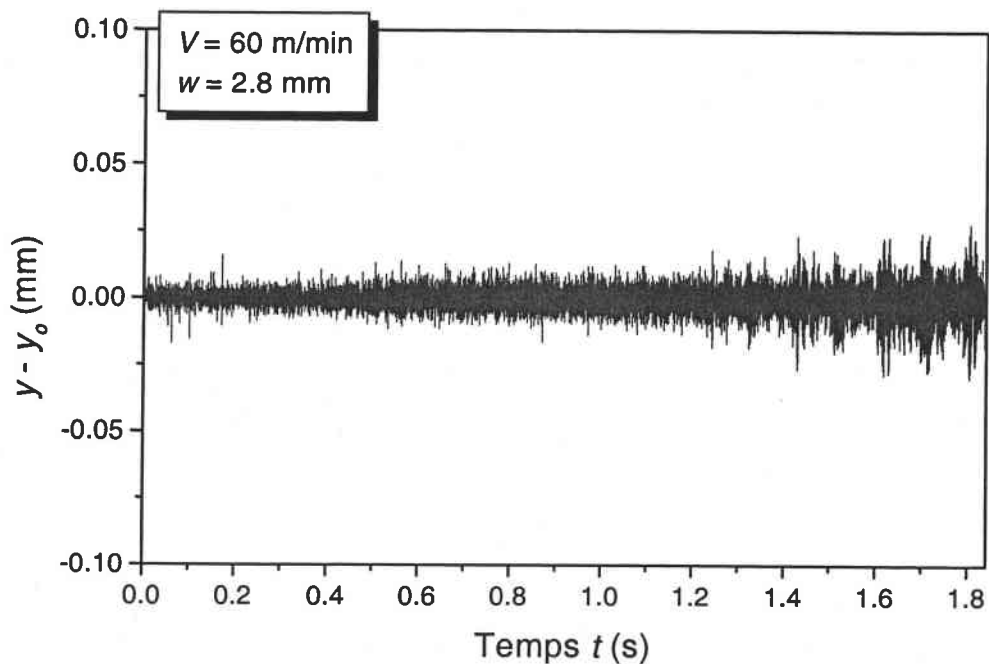


Fig. 3.39 : Résultats expérimentaux dans le cas d'un processus de coupe faiblement instable. Les conditions de coupe sont : $V = 60 \text{ m/min}$, $w = 2.8 \text{ mm}$, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.1 \text{ mm/tour}$, $D = 70 \text{ mm}$. 20 passes successives.

- *le système est fortement instable* au point que l'outil peut parfois sortir de la matière au cours de l'usinage. L'état de surface de la pièce est alors médiocre et les ondulations laissées sont très importantes. Le copeau est alors discontinu, voire fragmenté, fig. 3.40.

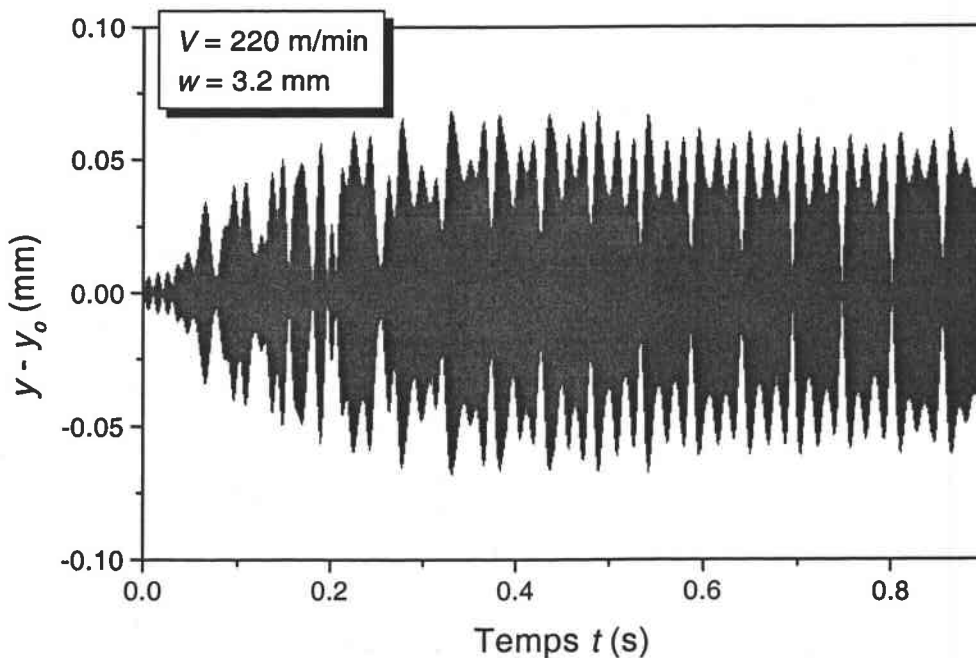
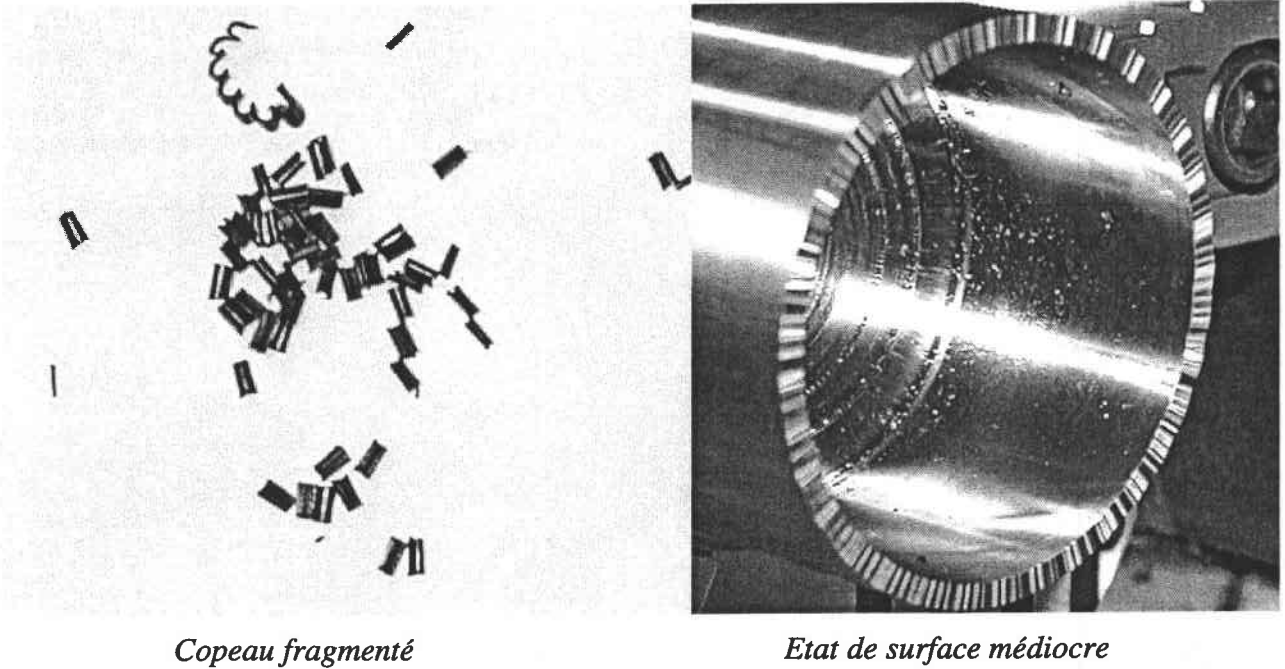


Fig. 3.40 : Résultats expérimentaux dans le cas d'un processus de coupe fortement instable. Les conditions de coupe sont : $V = 220 \text{ m/min}$, $w = 3.2 \text{ mm}$, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $s = 0.1 \text{ mm/tour}$, $D = 70 \text{ mm}$. 20 passes successives.

3.6.3 Comparaison du modèle avec l'expérience

Nous confrontons, dans ce paragraphe, notre modèle avec les données expérimentales sur la stabilité du processus de coupe. Le modèle est appliqué en considérant l'ensemble des phénomènes qui apparaissent lors des vibrations de l'outil, et qui ont été détaillés dans l'introduction du paragraphe 2.1.

Les premiers résultats ont montré que la valeur de w_{lim} donnée par notre modèle est très inférieure à celle obtenue par l'expérience. La même constatation a été faite pour le modèle linéaire par les fonctions de transfert. Dans l'étude précédente, nous avons montré que pour $\beta = 7^\circ$, la force de talonnement f_y , supposée proportionnelle au volume v_d de matière interférant avec la face en dépouille de l'outil ($f_y = f_{sp} v_d$) était nulle dans le cas d'un processus de coupe stable. Cependant, expérimentalement, on peut considérer que f_y n'est pas nulle pour les faibles vitesses de coupe en raison de l'apparition d'une légère usure en dépouille accompagnée d'un bruit sourd lors de la coupe. Afin de prendre en compte cet effet dans le modèle, nous avons considéré différentes usures en dépouille, données par $\beta = 0^\circ$, et nous avons comparé w_{lim} avec l'expérience en calibrant f_{sp} pour la vitesse de coupe $V = 50$ m/min. Les résultats obtenus n'étaient toujours pas en accord avec l'expérience.

Dans d'autres travaux, différents auteurs ont considéré que le contact en dépouille de l'outil avec la pièce, lors des vibrations, induit un amortissement complémentaire pour les oscillations de l'outil. Wu et Liu (1985) ont considéré que $f_y = -K * w \dot{y}/V$, Jemielniak et Widota (1989) ont

supposé que $f_y = -H * \dot{y} + h^*$ avec $h^* = \frac{\dot{y}/V}{\beta + \dot{y}/V} \dot{y}$ si $\dot{y} < 0$ et $h^* = 0$ si $\dot{y} \geq 0$.

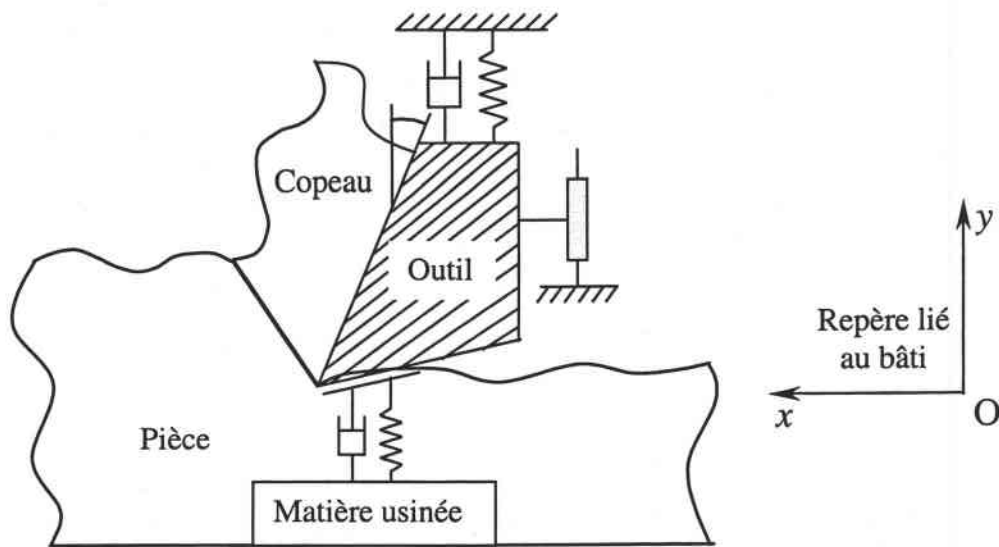


Fig. 3.41 : Modélisation du contact en dépouille de l'outil avec la matière usinée.

Afin de prendre en compte cet amortissement complémentaire, nous avons considéré que $f_y = f_{sp} v_d - K^* \dot{y}$. Ceci traduit le fait que le contact entre la face en dépouille de l'outil et la surface usinée engendre une force de talonnement $f_{sp} v_d$, due à la déformation élastique du volume v_d de matière interférant avec l'outil, et un amortissement complémentaire dépendant du matériau usiné par l'intermédiaire du coefficient K^* , fig. 3.41. Ce dernier paramètre a été calibré pour $V = 300 \text{ m/min}$ ($K^* = 960 \text{ N}\cdot\text{s/m}$). Par la suite, nous avons comparé notre modèle avec l'expérience à la figure 3.42. Les résultats des essais de coupe orthogonale sont représentés selon les trois cas typiques préalablement définis (stable, faiblement instable et instable). Nous constatons que le modèle est en bon accord avec les essais de coupe. De plus, la fréquence f_s théorique du système est identique à celle obtenue expérimentalement. La forte dépendance des résultats du modèle par rapport à l'amortissement supplémentaire $K^* \dot{y}$ peut être expliquée par le fait que le montage choisi pour faciliter les vibrations et pour avoir une valeur raisonnable de w_{lim} se traduit par un amortissement $c_y = 20.41 \text{ N}\cdot\text{s/m}$ faible par rapport à celui que peut engendrer le contact entre l'outil et la pièce.

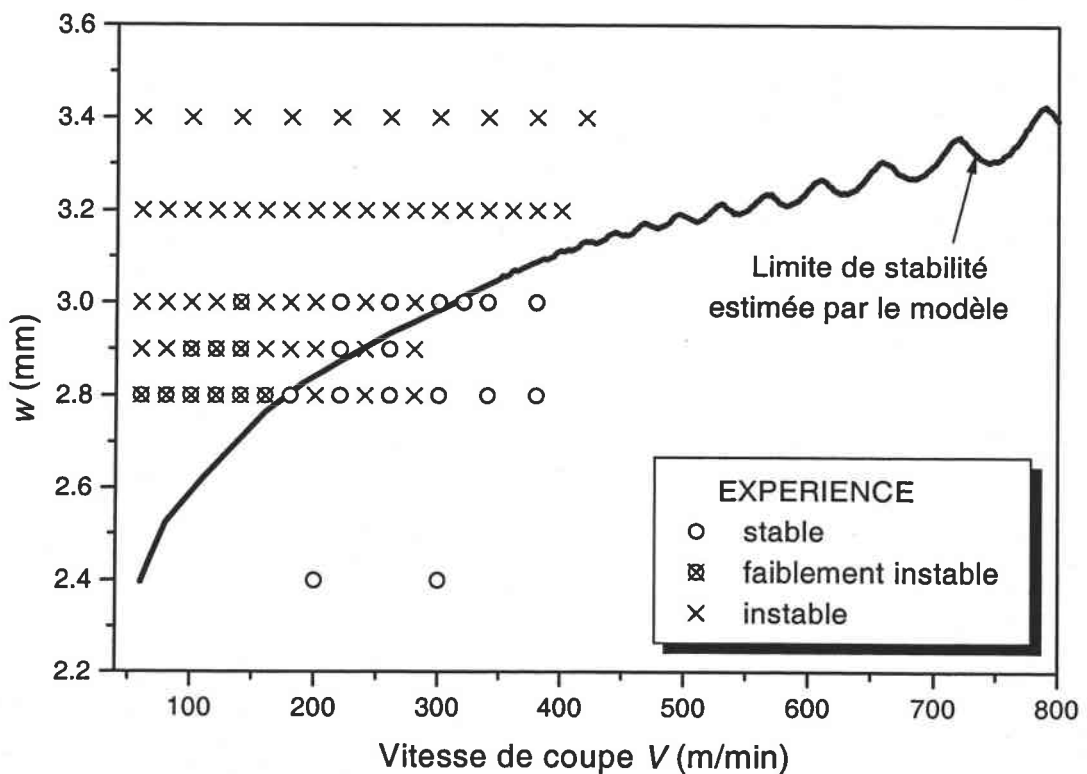


Fig. 3.42 : Comparaison entre la limite de stabilité théorique et expérimentale.

Notons que les processus de coupe faiblement instables ont été obtenus pour des faibles vitesses de coupe, facilitant ainsi le contact de la face de dépouille de l'outil avec la surface nouvellement usinée et limitant du même coup fortement l'amplitude des vibrations. Dans ces cas, le contact en dépouille était accompagné d'un bruit sourd caractéristique et fortement perceptible.

Conclusions et perspectives

L'objectif de cette thèse était de modéliser le comportement vibratoire d'un outil lors de la formation d'un copeau en coupe orthogonale, et de déterminer les conditions de stabilité du processus. L'approche modélisation a été complétée par le développement d'un dispositif expérimental permettant l'analyse des vibrations de l'outil et la validation du modèle proposé.

Compte tenu du couplage entre les effets des différents phénomènes, détaillés au paragraphe 2.1, plusieurs modèles de la littérature adoptent de nombreuses simplifications afin de linéariser les équations du mouvement de l'outil. Dans ce travail, nous avons considéré l'ensemble de ces phénomènes, ainsi que leur interdépendance dans le but de montrer leur influence sur le processus de coupe, et par conséquent de justifier d'éventuelles simplifications. Pour un système 'outil porte-outil', l'étude paramétrique ainsi réalisée nous a permis de conclure que dans le cas où nous nous intéressons uniquement à la stabilité du processus, cette dernière est principalement contrôlée, pour une vitesse de coupe V donnée, par : (i) l'effet régénératif des passes successives, (ii) les conditions de frottement à l'interface outil-copeau, (iii) la géométrie de l'outil, (iv) le matériau de la pièce usinée.

Dans une deuxième étape, nous avons montré que l'effet sur la stabilité du processus de coupe du couplage entre les vibrations de l'outil suivant les directions de coupe et d'avance étaient négligeables. Cependant, dans le cas d'un processus instable (la largeur de coupe $w > w_{lim}$), les oscillations de l'outil suivant la direction de coupe peuvent devenir suffisamment importantes pour faire passer le processus d'une opération de coupe orthogonale à une opération

de coupe oblique. Ce dernier point n'a pas été abordé dans ce travail.

Afin de développer un modèle prédictif pour une opération de coupe dynamique, nous avons considéré le processus thermomécanique dû à la formation du copeau par cisaillement intense dans la zone primaire de déformation en appliquant le modèle de Dudzinski et Molinari (1997). Ceci est une première étape, puisque nous avons négligé les oscillations de la contrainte de cisaillement qui peuvent résulter des vibrations de l'outil, en ne considérant que sa valeur stationnaire (sans vibrations) calculée par le modèle de Dudzinski et Molinari (1997).

A la suite de la partie modélisation et de l'étude paramétrique, nous nous sommes orientés vers l'étude expérimentale des vibrations de l'outil dans le cas d'une opération de coupe orthogonale en tournage. La mise en place d'un protocole expérimental pour les vibrations a nécessité un grand nombre d'essais afin de trouver une forme optimale à la fois de la pièce et de l'outil utilisés pour obtenir une largeur de coupe limite w_{lim} raisonnable. Ce travail a pu être réalisé grâce à la collaboration de l'équipe, et en particulier de A. Devillez (Docteur Ingénieur) et R. Bernier (Technicien CNRS).

Le travail que nous avons présenté dans ce mémoire peut être amélioré en considérant les points suivants :

- la prise en compte du rayon d'arête dans le contact entre la face en dépouille de l'outil et la pièce,
- la reprise du modèle thermomécanique de formation du copeau de Dudzinski et Molinari (1997) dans le cas instationnaire et essayer de montrer que les oscillations de la contrainte de cisaillement autour de sa valeur stationnaire, dues aux vibrations de l'outil, peuvent être négligées,
- l'application du modèle dans le cas de la coupe oblique à partir de l'approche de Moufki, Dudzinski, Molinari et Rausch (2000). Ceci nous permettra d'aborder les vibrations de

l'outil dans le cas d'un procédé industriel tel que le chariotage et le fraisage de profil. Il devient également possible de considérer le cas où les vibrations de l'outil selon la direction de coupe peuvent engendrer un processus de coupe oblique (cas instable),

- en tournage, les vibrations de la pièce sont difficiles à éviter. Ainsi, il serait intéressant d'essayer de coupler les vibrations de l'outil avec celles de la pièce,
- étendre l'étude expérimentale pour différentes géométries de l'outil et du porte-outil, pour différents matériaux. On peut également analyser la géométrie de la surface usinée et l'usure des plaquettes grâce à un microscope interférométrique en lumière blanche que le LPMM vient d'acquérir,
- essayer d'étudier de plus près la nature de l'amortissement dans la pièce, que nous avons introduit pour corriger le niveau de w_{lim} donné par le modèle par rapport à l'expérience.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Altintas Y. (2000) Manufacturing automation, *Cambridge*.
- Andrew C. (1964) Chatter in horizontal milling. *Proc. Institute Mech. Engineers*. **179**, 877.
- Asch G. & Co. (1998) Les capteurs en instrumentation industrielle. 5^{ème} édition, *Dunod*.
- Bailey J. A. (1975) Friction in metal machining. Mechanical aspects. *Wear* **31**, 243-275.
- Boothroyd G. (1970) Effect of the surface slope on shear angle in metal cutting. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* 115-118.
- Chiou R. Y. et Liang S. Y. (1998) Chatter stability of a slender cutting tool in turning with tool wear effect. *Int. J. Mach. Tools Manufact.* **38** (4), 315-327.
- Christopherson D. G., Oxley P. L. B. et Palmer W. B. (1958) Orthogonal cutting of a work hardening material. *Engineering*. **186**, 113-116.
- Cook N. H. (1959) Self-excited vibrations in metal cutting. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **81**, 183-186.
- Dudzinski D. et Molinari A. (1997) A modelling of cutting for viscoplastic materials. *Int. J. Mech. Sci.* **39** (4), 369-389.
- Elbestawi M. A., Ismail F., Du R. et Ullagaddi B. C. (1994) Modelling machining dynamics including damping in the tool-workpiece interface. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **116** (4), 435-439.
- Findley W. N. et Reed R. M. (1963) The influence of extreme speeds and rake angles in metal cutting. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* 49-67.

- Hamdan M. N. et Bayoumi A. E. (1989) An approach to study the effects of tool geometry on the primary chatter vibration in orthogonal cutting. *Journal of Sound and Vibration* **128** (3), 451-469.
- Hastings W. F., Mathew P. et Oxley P. L. B. (1980) A machining theory for predicting chip geometry, cutting forces etc. from work material properties and cutting conditions. *Proc. R. Soc. Lond. A* **371**, 569-587.
- Hayajneh M. T., Astakhov V. P. et Osman M. O. M. (1998) An analytical evaluation of the cutting forces in orthogonal cutting using a dynamic model of the shear zone with parallel boundaries. *J. Mat. Proc. Tech.* **82**, 61-77.
- Jemielniak K. et Widota A. (1989) Numerical simulation of non-linear chatter vibration in turning. *Int. J. Mach. Tools Manufact.* **29** (2), 239-247.
- Knight W. A. (1970) Some observations on the vibratory metal cutting process employing high speed photography. *Int. J. Mach. Tool Des. Res.* **10**, 221-247.
- Knight W. A. (1972) Chatter in turning: some effects of the tool geometry and cutting conditions. *Int. J. Mach. Tool Des. Res.* **12**, 201-220.
- Lee B. Y., Tarng Y. S. et Ma S. C. (1995) Modeling of the process damping force in chatter vibration. *Int. J. Mach. Tools Manufact.* **35** (7), 951-962.
- Lin J. S. et Weng C. I. (1990) A nonlinear dynamic model of cutting. *Int. J. Mach. Tools Manufact.* **30** (1), 53-64.
- Lin J. S. et Weng C. I. (1991) Nonlinear dynamics of the cutting process. *Int. J. Mech. Sci.* **33** (8), 645-657.
- Liu C. R. et Liu T. M. (1985) Automated chatter suppression by tool geometry control. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **107**, 95-98.

- Marui E., Ema S. et Kato S. (1983) Chatter vibration of lathe tools, part 1: general characteristics of chatter vibration. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **105**, 100-105; part 2: on the mechanism of exciting energy supply. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **105**, 107-113.
- Marusich T. D. et Ortiz M. (1995) Modelling and simulation of high speed machining. *Int. J. Numer. Meth. Engng.* **38**, 3675-3694.
- Merchant M. E. (1944) Basic mechanics of the metal cutting process. *Trans. ASME J. Appl. Mech.* **A-168-175**.
- Merchant M. E. (1945) Mechanics of the metal cutting process. I. Orthogonal cutting. *J. Appl. Phys.* **16**, 267-275; II. Plasticity conditions in orthogonal cutting. *J. Appl. Phys.* **16**, 318-324.
- Merrit H. E. (1965) Theory of self-excited machine tool chatter. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **87**, 447-454.
- Minis I. et Tembo A. (1993) Experimental verification of a stability theory for periodic cutting operations. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **115**, 9-14.
- Molinari A. et Dudzinski D. (1992) Stationary shear band in high-speed machining. *C. R. Acad. Sci. Paris.* **315** (II), 399-405.
- Moufki A., Molinari A. et Dudzinski D. (1998) Modelling of orthogonal cutting with a temperature dependant friction law. *J. Mech. Phys. Solids* **46** (10), 2103-2138.
- Moufki A. (1998) Contribution à la modélisation de l'usinage par une approche thermoviscoplastique. Application à la coupe orthogonale et oblique. *Thèse de Doctorat*, Université de Metz.
- Moufki A., Dudzinski D., Molinari A. et Rausch M. (2000) Thermoviscoplastic modelling of oblique cutting : forces and chip flow predictions. *Int. J. Mech. Sci.* **42**, 1205-1232.

- Moufki A., Devillez A., Dudzinski D. et Molinari A. (2002) Thermomechanical modelling of cutting and experimental validation. *Metal Cutting and High Speed Machining*, Kluwer, Academics Publishers.
- Nigm M. M. et Sadek M. M. (1977) Experimental investigation of the characteristics of dynamic cutting process. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* 410-418.
- Nigm M. M., Sadek M. M. et Tobias S. A. (1977) Dimensional analysis of the steady state orthogonal cutting process. *Int. J. Mach. Tool Des. Res.* 17, 1-18.
- Nigm M. M., Sadek M. M. et Tobias S. A. (1977) Determination of dynamic cutting coefficients from steady state cutting data. *Int. J. Mach. Tool Des. Res.* 17, 19-37.
- Nosyreva E. P. et Molinari A. (1997) Nonlinear analysis of chatter in orthogonal cutting. *C. R. Acad. Sci. Paris.* 325 (II), 435-442.
- Nosyreva E. P. et Molinari A. (1998) Analysis of nonlinear vibrations in metal cutting. *Int. J. Mech. Sci.* 40 (8), 735-748.
- Oxley P. L. B. (1989) Mechanics of Machining. *Ellis Horwood, Chichester*, U.K.
- Rausch M. (1998) Modélisation du chariotage et du fraisage de face à partir d'une approche thermomécanique de la coupe. *Thèse de Doctorat*, Université de Metz.
- Sarnicola J. F. et Boothroyd G. (1974) Machine tool chatter: effect of surface slope on machining forces during wave removing. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* 1202-1206.
- Schulz H. (1989) Hoch-geschwindigkeits-fräsen, Metallischer und Nicht Metallischer Werkstoffe. *C. Hanser*, 17-27.
- Sekhon G. S. et Chenot J. L. (1992) Some simulation experiments in orthogonal cutting. *Numerical Methods in Industrial Forming Processes*, Rotterdam.
- Shaw M. C. et Shanghani R. S. (1963) Cutting characteristics with variable undeformed chip thickness. *CIRP Ann.* 10, 240.

- Shawky A. M. et Elbestawi M. A. (1997) An enhanced dynamic model in turning including the effect of ploughing forces. *Trans. ASME J. Manufact. Sci Engng.* **119** (1), 10-20.
- Stépan G. (2001) Modelling nonlinear regenerative effects in metal cutting. *The Royal Society* **359**, 739-757.
- Tarng Y. S., Young H. T. et Lee B. Y. (1994) An analytical model of chatter vibration in metal cutting. *Int. J. Mach. Tools Manufact.* **34** (2), 183-197.
- Tarng Y. S., Kao J. Y. et Lee E. C. (2000) Chatter suppression in turning operations with a tuned vibration absorber. *J. Mat. Proc. Tech.* **105**, 55-60.
- Taylor F. W. (1907) On the art of cutting metals *Trans. ASME* **28**, 31-58.
- Thusty J. et Polacek M. (1963) The stability of machine tools against self excited vibrations in machining. *Trans. ASME Int. Res. Prod. Engng.* (1963) 465-474.
- Thusty J. (1978) Analysis of the state of research in cutting dynamics. *CIRP Ann.* **27** (2), 583.
- Thusty J. et Ismail F. (1981) Basic nonlinearity in machining chatter. *CIRP Ann.* **30**, 21-25.
- Tobias S. A. (1965) Machine tool vibration, *Blackie*.
- Trent E. M. et Wright P. K. (2000) Metal cutting. *Fourth Edition, Butterworth-Heinemann, USA*.
- Welbourn D. B. et Smith J. D. (1970) Machine-tool dynamics : an introduction. *Cambridge University Press*.
- Wiercigroch M. et Budak E. (2001) Sources of nonlinearities, chatter generation and suppression in metal cutting. *The Royal Society* **359**, 663-693.
- Wiercigroch M. et Krivtsov A. M. (2001) Frictional chatter in orthogonal metal cutting. *The Royal Society* **359**, 713-738.
- Wu D. W. et Liu C. R. (1985) An analytical model of cutting dynamics. Part1: model building. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **107**, 107-111; Part2: verification. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **107**, 112-118.

- Wu D. W. (1986) Governing equations of the shear angle oscillation in dynamic orthogonal cutting. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **108**, 280-287.
- Wu D. W. (1987) Development of a dynamic shear angle model for wave-generating processes based on work-hardening slip-line field theory. *Int. J. Mech. Sci.* **29** (6), 407-424.
- Wu D. W. (1987) Application of a comprehensive dynamic cutting force model to orthogonal wave-generating processes. *Int. J. Mech. Sci.* **30** (8), 581-600.
- Wu D. W. (1989) A new approach of formulating the transfer function for dynamic cutting processes. *Trans. ASME J. Engng. Ind.* **111**, 37-47.
- Zorev N. N. (1966) Metal cutting mechanics. *Pergamon Press*, Oxford.
- Zvorykin K. A. (1893) Work and stresses necessary for separation of metal chips. *Proceedings of the Kharkov Technological Institute*, Ukraine.

Annexe A. Calcul des efforts de coupe sans vibrations

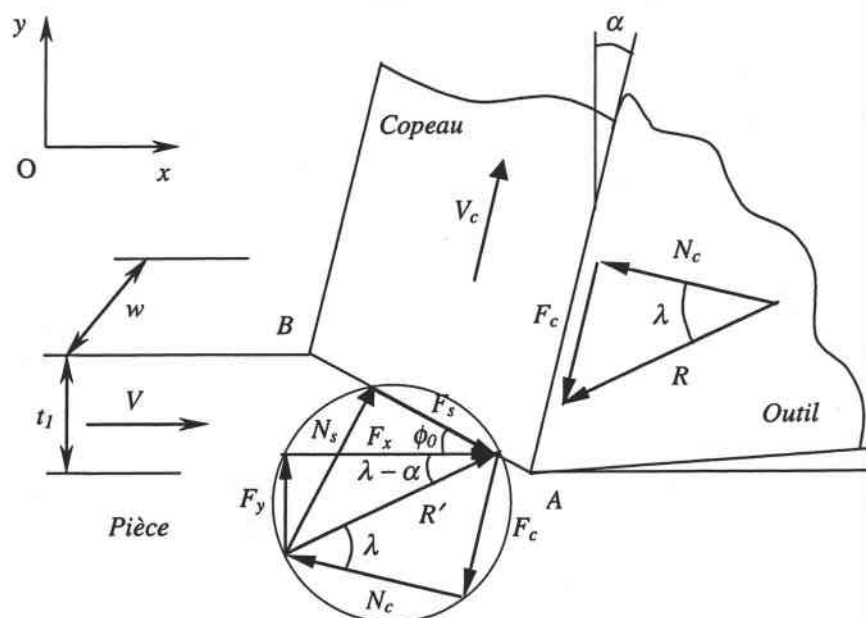


Fig. A.1 : *Equilibre du copeau continu dans le cas de la coupe orthogonale. L'outil de coupe possède une arête de coupe vive. Le contact entre la face de dépouille de l'outil et la surface nouvellement usinée est supposé nul.*

En coupe orthogonale, le copeau est formé par cisaillement le long du plan AB incliné d'un angle ϕ_0 par rapport à la direction de coupe Ox (Fig. A.1). Le contact entre la face de dépouille de l'outil et la surface usinée est négligé. L'outil possède une arête de coupe parfaitement tranchante (rayon d'arête nul). Le frottement moyen est considéré uniforme à l'interface outil-copeau. Les déformations dans la zone secondaire de cisaillement sont négligées, de sorte que la partie isolée du copeau se déplace comme un bloc rigide. Le processus de coupe est supposé stationnaire.

L'équation de la résultante dynamique, issue du principe fondamental de la dynamique, se réduit à l'expression suivante :

$$R = R' \quad (A.1)$$

où R est la résultante des efforts appliqués par l'outil sur le copeau et R' est la résultante des

efforts appliqués par la pièce sur le copeau.

La contrainte de cisaillement τ est supposée constante le long du plan de cisaillement AB . La résultante R' est composée de F_s dans la direction du plan de cisaillement et de N_s qui est perpendiculaire au plan AB et qui représente la résultante de la pression exercée le long de AB . La résultante F_s nous est donnée par la relation, figure A.1 :

$$F_s = w l_{AB} \tau = \frac{w t_1}{\sin \phi_0} \tau \quad (\text{A.2})$$

où w est la largeur de coupe, l_{AB} est la longueur du plan de cisaillement et t_1 est la profondeur de coupe. La résultante N_s s'écrit :

$$N_s = F_s \tan (\phi_0 + \lambda - \alpha) \quad (\text{A.3})$$

où λ est l'angle de frottement à l'interface outil-copeau et α est l'angle de coupe.

L'effort de coupe F_x et l'effort d'avance F_y sont obtenus par projection de R' selon la direction de la vitesse de coupe V et selon la direction d'avance Oy , respectivement. Nous obtenons alors :

$$F_x = F_x^{stat} = F_s \cos \phi_0 + N_s \sin \phi_0 = F_s \frac{\cos (\lambda - \alpha)}{\cos (\phi_0 + \lambda - \alpha)} \quad (\text{A.4})$$

$$F_y = F_y^{stat} = -F_s \sin \phi_0 + N_s \cos \phi_0 = F_s \frac{\sin (\lambda - \alpha)}{\cos (\phi_0 + \lambda - \alpha)} \quad (\text{A.5})$$

En combinant les équations (A.2) et (A.4), nous obtenons l'expression de τ en fonction de l'effort de coupe F_x :

$$\tau = \frac{\sin \phi_0}{w t_1} \frac{\cos (\phi_0 + \lambda - \alpha)}{\cos (\lambda - \alpha)} F_x \quad (\text{A.6})$$

La résultante R est composée de la force tangentielle F_c et de la force normale N_c qui s'exercent le long de la face de coupe de l'outil. F_c et N_c nous sont données par les relations suivantes :

$$F_c = R' \sin \lambda = F_s \frac{\sin \lambda}{\cos (\phi_0 + \lambda - \alpha)} \quad (\text{A.7})$$

$$N_c = R' \cos \lambda = F_s \frac{\cos \lambda}{\cos(\phi_0 + \lambda - \alpha)} \quad (\text{A.8})$$

N_c correspond à la pression exercée sur le copeau le long de la face de coupe de l'outil.

Le coefficient de frottement moyen μ à l'interface outil-copeau, associé à l'angle de frottement moyen λ , est défini par la relation :

$$\mu = \tan \lambda = \frac{F_c}{N_c} = \frac{F_x \tan \alpha + F_y}{F_x - F_y \tan \alpha} \quad (\text{A.9})$$

Annexe B. Fonctionnement du capteur inductif à courants de Foucault

Généralités

Le capteur inductif à courants de Foucault est un capteur de micro-déplacement. Ce capteur, dit 'de proximité', est caractérisé par l'absence de liaison mécanique avec l'objet dont il mesure le déplacement, d'où la grande finesse de mesure. Le couplage entre l'objet en déplacement et le capteur est déterminé par l'intermédiaire d'un champ électromagnétique et l'intensité de ce couplage, en fonction de la position relative de l'objet et du capteur, détermine la réponse électrique du capteur.

Principe de fonctionnement

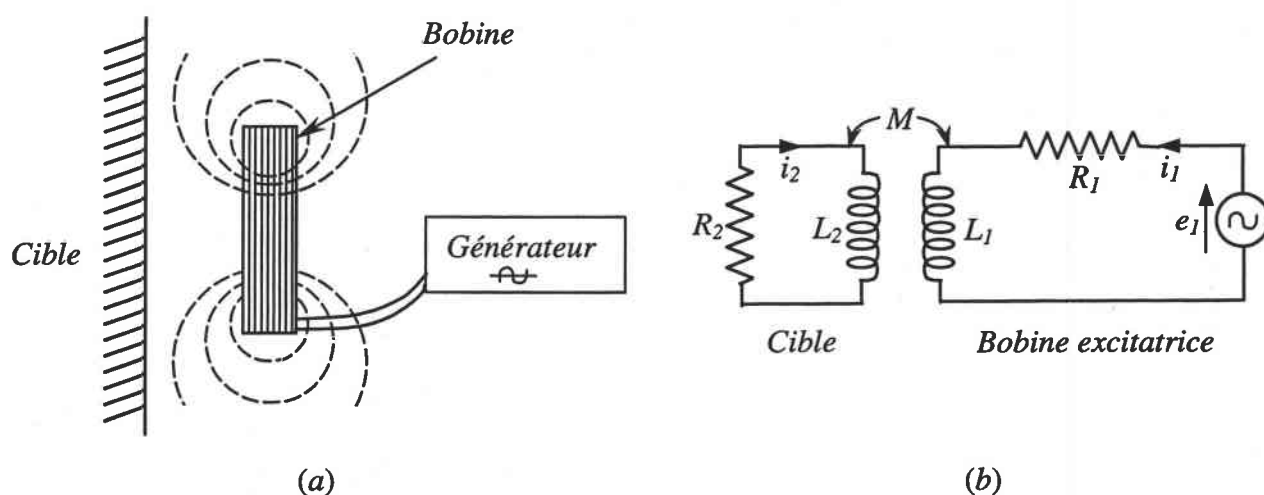


Fig. B.1 : Principe de fonctionnement du capteur à courants de Foucault : (a) Couplage inductif d'une bobine et d'une cible conductrice. (b) Schéma électrique équivalent simplifié. 'Les capteurs en instrumentation industrielle' (Georges ASCH & Co.) 5^{ème} édition DUNOD.

L'élément essentiel du capteur à courants de Foucault est une bobine parcourue par un courant de haute fréquence qui produit dans l'espace environnant ses extrémités un champ

électromagnétique variable, voir figure B.1. Tout objet métallique situé autour de cette zone est le siège de courants de Foucault. Selon la loi de Lenz, ces courants s'opposent à la cause qui leur a donné naissance : ils créent une induction de sens contraire à l'induction de la bobine, ce qui entraîne une réduction de son coefficient d'auto-induction. Ce capteur est sensible à tout objet métallique ou métallisé, et sa réponse dépend à la fois de la distance avec l'objet, et de ses propriétés physiques (résistivité, perméabilité). Le principe de fonctionnement de ce type de capteur peut être établi en assimilant la cible métallique à un circuit électrique, comme décrit à la figure B.1. Ce circuit est couplé à la bobine par une induction mutuelle (Fig. B.1).

On pose :

$$\text{impédance propre de la bobine} \quad Z_1 = R_1 + jL_1\omega \quad (\text{B.1})$$

$$\text{impédance équivalente de la cible} \quad Z_2 = R_2 + jL_2\omega \quad (\text{B.2})$$

$$\text{coefficient de mutuelle induction} \quad M = k\sqrt{L_1L_2} \quad (\text{B.3})$$

où k est le coefficient de couplage entre la bobine et la cible. M et k dépendent de la position relative de ces dernières.

Les équations de ces circuits couplés sont respectivement :

- pour la bobine et sa source d'excitation formant le circuit primaire :

$$(R_1 + jL_1\omega)i_1 + jM\omega i_2 = e_1 \quad (\text{B.4})$$

- pour la cible, circuit secondaire :

$$(R_2 + jL_2\omega)i_2 + jM\omega i_1 = 0 \quad (\text{B.5})$$

On en déduit :

$$\left(R_1 + \frac{M^2\omega^2}{R_2^2 + L_2^2\omega^2} R_2 + j\omega\left(L_1 - \frac{M^2\omega^2}{R_2^2 + L_2^2\omega^2} L_2\right) \right) i_1 = e_1 \quad (\text{B.6})$$

Pour la source d'excitation, l'impédance du circuit primaire apparaît modifiée par son couplage au

circuit secondaire :

- la résistance primaire est augmentée :

$$R_{1eq} = R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + L_2^2 \omega^2} R_2 \quad (\text{B.7})$$

- l'inductance primaire est réduite :

$$L_{1eq} = L_1 - \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + L_2^2 \omega^2} L_2 \quad (\text{B.8})$$

Dans le cas où la cible est constituée d'un matériau très conducteur, nous obtenons :

$$R_2 \ll L_2 \omega \quad \text{d'où} \quad \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + L_2^2 \omega^2} \cong k^2 \frac{L_1}{L_2} \quad (\text{B.9})$$

et l'expression de l'impédance équivalente du circuit primaire se simplifie :

$$R_{1eq} = R_1 + k^2 \frac{L_1}{L_2} R_2 \quad \text{et} \quad L_{1eq} = L_1 (1 - k^2) \quad (\text{B.10})$$

le coefficient de couplage k étant déterminé par la distance entre la bobine et la cible.

Annexe C. Résultats de la caractérisation des paramètres dynamiques

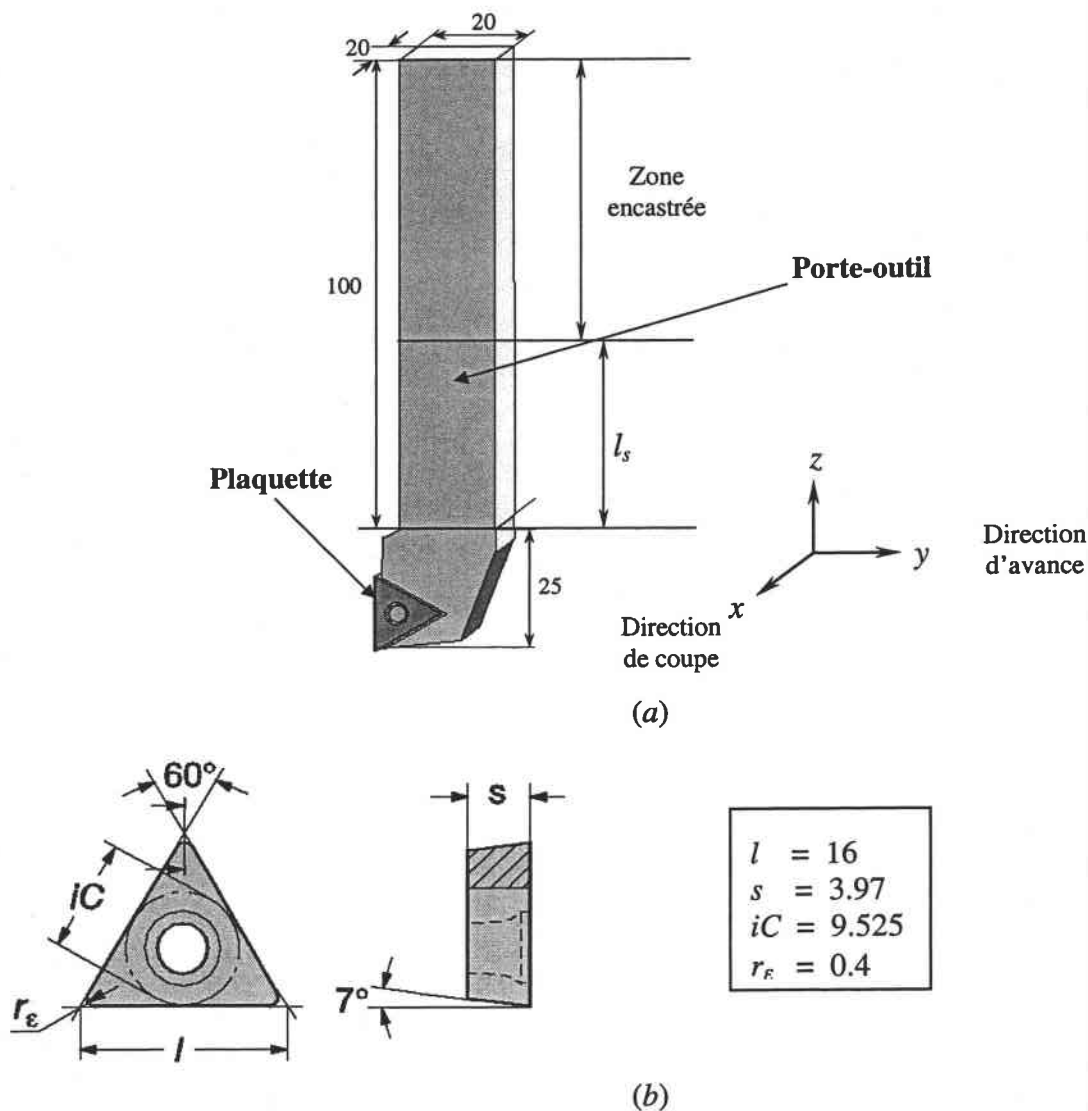


Fig. C.1 : (a) Schéma du porte-outil utilisé pour déterminer l'ensemble des paramètres du modèle.
(b) Caractéristiques géométriques de la plaquette. (Sandvik Coromant).

Les caractéristiques du porte-outil et de la plaquette ayant servi à déterminer l'ensemble des paramètres du modèle sont décrites à la figure C.1. On se propose de déterminer les paramètres dynamiques du système 'outil porte-outil' dans les directions de coupe et d'avance pour différentes longueurs l_s de porte-à-faux de l'outil, l'autre extrémité étant encastrée dans la platine

dynamométrique Kistler.

Pour chaque configuration, dix essais ont été réalisés afin d'obtenir une moyenne significative, bien que les dispersions aient été très faibles. Les résultats moyens de la caractérisation dynamique sont résumés dans le tableau C.1 qui comporte les informations suivantes : la fréquence d'oscillation libre f du porte-outil, le pourcentage d'amortissement ξ , la masse équivalente m , le coefficient d'amortissement visqueux équivalent c et la rigidité équivalente k du système 'outil porte-outil', respectivement pour chacune des directions de coupe et d'avance.

Direction	Fréquence des oscillations f (Hz)	Pourcentage d'amortissement ξ (%)	Masse équivalente m (kg)	Coefficient d'amortissement visqueux équivalent c (N.s/m)	Rigidité équivalente k (N/m)
$l_s = 20$ mm					
Coupe	1006	1.65	0.343	71.5	$1.37 \cdot 10^7$
Avance	520	3.34	2.788	609	$2.98 \cdot 10^7$
$l_s = 30$ mm					
Coupe	1039	4.54	0.330	196	$1.41 \cdot 10^7$
Avance	400	7.45	3.416	1283	$2.17 \cdot 10^7$
$l_s = 35$ mm					
Coupe	989	1.72	0.334	71.4	$1.29 \cdot 10^7$
Avance	288	5.46	4.719	934	$1.55 \cdot 10^7$
$l_s = 40$ mm					
Coupe	267	8.48	3.327	950	$9.43 \cdot 10^6$
Avance	588	3.94	0.987	288	$1.35 \cdot 10^7$

Tab. C.1 : Résultats de la caractérisation des paramètres dynamiques m , c et k pour différentes longueurs l_s du porte-à-faux de l'outil utilisé pour déterminer l'ensemble des paramètres du modèle.

Les caractéristiques du porte-outil conçu au LPMM et utilisé pour les essais de validation du modèle sont décrites à la figure C.2. Pour privilégier les vibrations dans la direction d'avance, l'épaisseur du porte-outil est plus faible dans cette même direction. Le système est alors dix fois plus rigide dans la direction de coupe et les résultats de la caractérisation dynamique dans la direction d'avance sont résumés dans le tableau C.2.

Fréquence des oscillations f_y (Hz)	Pourcentage d'amortissement ξ_y (%)	Masse équivalente m_y (kg)	Coefficient d'amortissement visqueux équivalent c_y (N.s/m)	Rigidité équivalente k_y (N/m)
500	$5.13 \cdot 10^{-3}$	0.633	20.41	$6.25 \cdot 10^6$

Tab. C.2 : Résultats de la caractérisation des paramètres dynamiques m_y , c_y et k_y du système dans la direction d'avance avec le porte-outil utilisé pour les essais de validation du modèle.

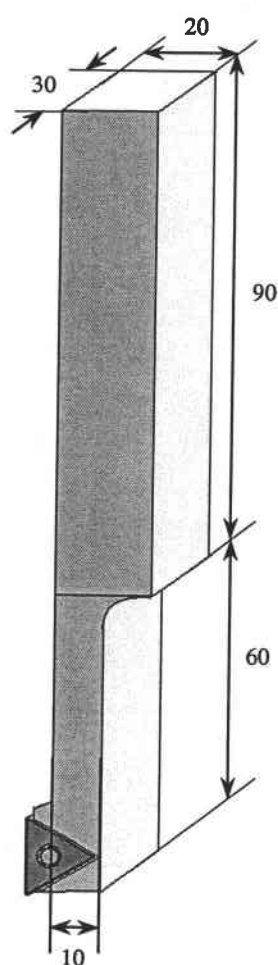


Fig. C.2 : Schéma du porte-outil utilisé pour les essais de validation du modèle.

Résumé de la thèse

Cette thèse porte sur la modélisation des vibrations de l'outil en coupe orthogonale, l'étude de stabilité du processus et la validation expérimentale. Dans ce travail, un modèle à un seul, puis à deux degrés de liberté du processus vibratoire a été développé. Pour des conditions de coupe données, il est possible d'estimer les efforts de coupe instantanés, d'obtenir la réponse dynamique de l'outil et donc l'état de surface final, et de prévoir la limite de stabilité du processus caractérisée par des lobes. Différents effets couplés ont été pris en compte tels que : le frottement à l'interface outil-copeau fonction de la vitesse du copeau, les variations de la quantité de matière usinée dues aux ondulations de la surface à usiner associées aux oscillations de l'outil, les variations instantanées de l'angle de coupe et de dépouille, l'effet de la pente de la surface à usiner sur l'angle de cisaillement et le contact en dépouille de l'outil avec la surface nouvellement usinée. Le problème ainsi posé présente de fortes non linéarités, nécessitant une approche semi-analytique afin de résoudre les équations du mouvement de l'outil et d'étudier le comportement vibratoire de ce dernier.

Dans un premier temps, la contrainte d'écoulement du matériau est supposée constante le long de la zone primaire de cisaillement (matériau parfaitement plastique). Par la suite, le modèle de la bande de cisaillement développé par Dudzinski et Molinari (1997), prenant en compte le comportement thermo-viscoplastique du matériau usiné, est introduit dans la modélisation des vibrations.

Une étude qualitative a montré un bon accord entre les tendances prédites par le modèle et celles déduites de l'expérience. Une campagne d'essais de vibrations effectuée au LPMM sur l'acier 42CD4 a permis de valider quantitativement le modèle développé.

L'ensemble de ce travail constitue la première étape conduisant à la modélisation du comportement dynamique des processus industriels d'usinage.