



Instabilité de pelage d'un ruban adhésif: effet de l'inertie sur la dynamique multi-échelle du front de détachement

Vincent de Zotti

► To cite this version:

Vincent de Zotti. Instabilité de pelage d'un ruban adhésif: effet de l'inertie sur la dynamique multi-échelle du front de détachement. Physique [physics]. Université de Lyon, 2018. Français. NNT : 2018LYSEN012 . tel-01843432

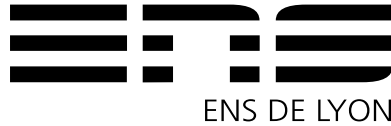
HAL Id: tel-01843432

<https://theses.hal.science/tel-01843432>

Submitted on 18 Jul 2018

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

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



Numéro National de Thèse : 2018LYSEN012

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée par

l'École Normale Supérieure de Lyon

École Doctorale N°52

École Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon (PHAST)

Discipline : Physique

Soutenue publiquement le 29/06/2018, par :

Vincent DE ZOTTI

**Instabilité de pelage d'un ruban adhésif : effet de l'inertie
sur la dynamique multi-échelle du front de détachement.**

Devant le jury composé de :

BARENTIN, Catherine	Professeure	Univ. Lyon 1	Examinatrice
BICO, José	Maître de Conférences	ESPCI	Examineur
LINDNER, Anke	Professeure	Univ. Paris Diderot	Rapporteure
RESTAGNO, Frédéric	Chargé de recherche	Univ. Paris-Sud	Rapporteur
SANTUCCI, Stéphane	Chargé de recherche	ENS de Lyon	Directeur de thèse
VANEL, Loïc	Professeur	Univ. Lyon 1	Co-directeur de thèse

Instabilité de pelage d'un ruban adhésif : effet de l'inertie sur la dynamique multi-échelle du front de détachement.

Résumé :

Cette thèse concerne l'étude de la dynamique instable du front de détachement d'un ruban adhésif lors de son pelage à vitesse constante depuis un substrat plan. Nous avons en particulier mis en évidence le rôle essentiel de l'inertie du ruban sur cette instabilité.

Dans un premier temps, nous avons réalisé une étude expérimentale des différentes dynamiques macroscopiques du front, observé par imagerie rapide, en fonction de la vitesse et de l'angle de pelage. Un régime constitué d'oscillations sinusoïdales en vitesse a alors été mis en évidence à la transition entre le pelage régulier et l'instabilité de stick-slip. Un modèle théorique, prenant en compte l'inertie du ruban, et sa résolution numérique ont permis de retrouver les différentes dynamiques observées, ainsi que les caractéristiques de ces oscillations.

D'autre part, l'instabilité de stick-slip microscopique, récemment découverte, a également été étudiée. Nous avons caractérisé l'amplitude des avancées saccadées en fonction de la vitesse et de l'angle de pelage, mais également des propriétés physiques du ruban (masse et module de flexion). Son évolution avec ces différents paramètres est en accord avec une modélisation dynamique du front de détachement, couplant énergie de courbure et énergie cinétique du ruban.

Mots-clés : pelage, ruban adhésif, fracture, stick-slip

Instability during adhesive tape peeling : impact of the inertia on the multi-scale dynamics of the detachment front.

Abstract :

This thesis presents the study of the unstable dynamics of the detachment front of an adhesive tape peeled at constant velocity from a flat surface. We could specifically highlight the essential role of the ribbon inertia on this instability.

On one hand, we have performed an experimental study of the different front dynamics at macroscopic scales, observed by fast imaging, as a function of the peeling velocity and peeling angle. We could find a novel dynamical regime with sinusoidal oscillations of the detachment front velocity at the transition between regular peeling and stick-slip motion. A theoretical model taking into account the ribbon inertia, and its numerical resolution allow to explain the different dynamics observed, and furthermore, the characteristics of those velocity oscillations.

On the other hand, the recently discovered microscopic stick-slip instability has also been studied. We have characterized the amplitude of the corresponding slips as a function of the peeling velocity and peeling angle, but also, as a function of the ribbon properties (mass and bending modulus). We show that a dynamical model coupling bending and kinetic energy of the ribbon can explain its evolution with these different parameters.

Keywords : peeling, adhesive tape, fracture, stick-slip

Remerciements

En premier lieu, je tiens bien évidemment à remercier Stéphane, mon directeur de thèse. Merci pour sa patience, son soutien, son enthousiasme et sa disponibilité au cours de ces trois années qui m'ont permis d'aller jusqu'au bout de ce projet. Merci également de m'avoir laissé une grande liberté dans mon travail, et suffisamment de temps pour que je prépare mes (nombreux) enseignements.

Merci à Loïc, qui a co-dirigé cette thèse, pour son aide et ses nombreux conseils qui m'ont permis d'avancer tout au long de cette thèse.

Merci à Pierre, pour toutes ces discussions autour du pelage et du *stick-slip* que nous avons eues à Lyon, à Paris et à Orsay.

Merci à Anke et à Frédéric, d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit, ainsi qu'à Catherine et à José, d'être les examinateurs de ma soutenance.

Merci à Ramon et à Richard, pour toutes ces heures passées ensemble à peler des rouleaux de Scotch® 600 sur les dispositifs expérimentaux de Lyon et d'Orsay.

Merci à Hélène, pour les nombreuses expériences réalisées au cours de son stage de M1, et pour l'analyse de plus d'une dizaine de milliers de *micro-stick-slip* ! Je lui souhaite bon courage sur les chemins tumultueux mais néanmoins fascinants du pelage, qu'elle va découvrir durant ces trois prochaines années.

Merci à Kenny, pour toutes les caractérisations de rubans adhésifs effectuées lors de son stage de M1.

Parce qu'au cours de ces trois années, mes journées au laboratoire ne se sont pas limitées à décoller du ruban adhésif, je tiens également à remercier les doctorants, les post-doctorants et les stagiaires du Laboratoire de Physique pour tous ces bons moments passés en leur compagnie : Arnaud, Alex, Alexandre, Alice, Antoine, Ariane, Baptiste, Brice, Céleste, Charles-Édouard, Christophe, Daniele, David, Delphine, Éric, Géraldine, Grimaud, Hélène, Hugo, Jean-Yonnel, Jérémy, Jérôme, Julien, Laura, Lucas, Lucile, Michel, Nicolas, Paco, Pauline, Pierre, Quentin, Raphaël, Richard, Robin, Samuel $\times 3$, Sébastien, Sophie, Thibaut, Valentin, Yannick... et tous les autres. Merci pour ces discussions rarement scientifiques et souvent informelles que nous avons partagées à l'heure du déjeuner, en espérant que la tradition de manger à 11h40 (« 40 c'est 40 ! ») se perpétue encore longtemps.

Un merci tout particulier à Charles-Édouard, ex-binôme d'agreg et *cowboy* brésilien à ses heures perdues. Nos chemins se séparent après sept années passées ensemble à réaliser des projets expérimentaux, à préparer des leçons, à écrire des fascicules de TP, et à débattre de pédagogies innovantes.

Merci à David, avec qui j'ai eu la chance de partager mon bureau au lointain LR4/M4 pendant trois ans, pour ces discussions quotidiennes et variées, de l'enseignement de la physique à la modélisation du pelage.

Je tiens également à remercier tous les membres permanents du Laboratoire de Physique : chercheurs, enseignants-chercheurs, ingénieurs, techniciens, secrétaires... pour leur accueil et leur aide indispensable tout au long de ma thèse.

Merci aux membres du Labo Junior de géophysique, que j'ai eu le bonheur de diriger pendant deux ans, pour ces moments inoubliables de vulgarisation scientifique. Merci à Christophe pour m'avoir passé le flambeau au début de ma thèse, et à Samuel pour l'avoir repris cette année.

Merci à Anne-Laure, à Alexandre, à Helen, à Julie, à Théo et à tous les membres de France Shotokan Lyon, pour m'avoir permis de décompresser sur des tatamis plusieurs fois par semaine après ces longues journées de travail, et lors des weekends passés en stage.

Pour finir, je tiens à remercier ma famille, mes amis, et bien sûr Noémie, pour leur soutien tout au long de ces trois années.

Table des matières

Introduction	11
1 État de l'art	13
1.1 Histoire du ruban adhésif	15
1.2 Pelage de ruban adhésif	17
1.2.1 Généralités	17
1.2.2 Taux de restitution de l'énergie mécanique	18
1.2.3 Effet des paramètres du pelage sur l'énergie de fracture	19
1.2.4 Origine de l'instabilité de <i>stick-slip</i>	19
1.3 Caractérisation de l'instabilité de <i>stick-slip</i>	20
1.3.1 Mesure de force lors d'un pelage depuis un substrat plan	21
1.3.2 Mesure de force lors d'un pelage depuis un rouleau	21
1.3.3 Visualisation du profil du ruban lors d'un pelage depuis un rouleau	25
1.3.4 Visualisation du profil du ruban lors d'un pelage depuis un substrat plan	28
1.4 Aspect multi-échelle de l'instabilité	35
1.4.1 Premières observations des fractures transverses	35
1.4.2 Caractérisation des <i>micro-stick-slip</i>	36
1.5 Objectifs de la thèse	40
2 Caractérisation expérimentale de l'instabilité macroscopique et mo- délisation	43
2.1 Dispositif expérimental	45
2.2 Description des dynamiques	47
2.3 Évolution du taux de restitution de l'énergie mécanique	50
2.4 Caractérisation expérimentale de la macro-instabilité	52
2.4.1 Période de la macro-instabilité	52
2.4.2 Amplitude en vitesse des oscillations	53

2.4.3	Amplitude du <i>macro-stick-slip</i>	53
2.5	Évolution de l'instabilité avec les paramètres de pelage	54
2.5.1	Évolution avec l'angle de pelage	54
2.5.2	Évolution avec la longueur de ruban	57
2.5.3	Évolution avec la superposition de couches	59
2.6	Modélisation théorique du pelage oscillant	62
2.6.1	Équations générales	62
2.6.2	Aspect énergétique	63
2.6.3	Simplification des équations	66
2.6.4	Application au pelage régulier	68
2.6.5	Application au pelage oscillant	68
2.7	Résolution numérique	71
2.7.1	Paramètres de la résolution	71
2.7.2	Dynamiques observées	72
2.7.3	Caractérisation des oscillations pour différents angles	75
2.8	Conclusion	77
3	Étude numérique de l'instabilité macroscopique en pelage stationnaire	79
3.1	Description du pelage	81
3.2	Modélisation théorique	82
3.2.1	Équations générales	82
3.2.2	Aspect énergétique	83
3.2.3	Expression de la période de l'instabilité	86
3.3	Résolution numérique	87
3.3.1	Paramètres de la résolution	87
3.3.2	Énergie de fracture	88
3.4	Évolution des dynamiques avec la vitesse de pelage	89
3.4.1	Description des dynamiques observées	89
3.4.2	Cycles déformation-vitesse	93
3.5	Évolution de l'instabilité avec les paramètres du pelage	93
3.5.1	Effet de l'angle de pelage	93
3.5.2	Effet de la longueur de ruban	97
3.6	Évolution de l'instabilité avec les propriétés du ruban	99
3.6.1	Effet de la rigidité	99
3.6.2	Effet de la masse surfacique	102
3.7	Conclusion	105

4	Instabilité de <i>micro-stick-slip</i>	107
4.1	Dispositif expérimental	109
4.2	Description de la micro-instabilité	110
4.2.1	Propagation de fractures transverses	110
4.2.2	Dynamique multi-échelle du front	112
4.3	Effet des paramètres du pelage	113
4.3.1	Évolution avec la vitesse	113
4.3.2	Évolution avec la longueur de ruban	115
4.3.3	Évolution avec l'angle de pelage	116
4.3.4	Loi de puissance	117
4.4	Effet des propriétés du ruban	117
4.4.1	Superposition de couches de ruban adhésif	118
4.4.2	Superposition de dos collés	118
4.5	Interprétation théorique	120
4.5.1	Modélisation de la micro-instabilité	120
4.5.2	Comparaison aux résultats expérimentaux	122
4.6	Conclusion	124
	Conclusion et perspectives	127
	Bibliographie	129

Introduction

Il paraît qu'en enfer, il y a un cercle réservé à ceux qui gâchent le bon Scotch.

Inglourious Basterds

Depuis son invention par Richard Drew dans les années 1920, le ruban adhésif est devenu un objet de la vie quotidienne, que nous utilisons régulièrement pour coller, réparer ou emballer toutes sortes d'objets. Son succès mondial a même fait de la marque Scotch® un nom commun dans notre langage.

Les rubans adhésifs font l'objet de nombreuses études dans le milieu industriel, afin d'en améliorer par exemple leurs propriétés d'adhésion ou leurs résistances à la chaleur et à l'humidité. Les instabilités de pelage sont également étudiées d'un point de vue plus fondamental en recherche académique, et c'est dans ce cadre que cette thèse a été réalisée.

Le bruit typique entendu lors du décollement d'un ruban adhésif a pour origine une instabilité de pelage. En l'observant de près, on remarque que le ruban adhésif ne se détache pas de façon continue, mais de façon saccadée. Des phases de décollement très rapides sont entrecoupées par des phases de non-décollement, ce qui est caractéristique d'une instabilité de *stick-slip*. Ce type d'instabilité est très courant, il est par exemple à l'origine du son émis par le frottement d'un archet sur une corde [1], du crissement d'une craie sur un tableau [2], et du glissement d'un patin sur une couche de grains [3]. Plus généralement, les systèmes caractérisés par une accumulation progressive d'énergie, suivie par une décharge rapide de celle-ci sont très nombreux et se retrouvent dans différents domaines. Les séismes [4] et les geysers [5] rencontrés en géophysique en sont des exemples.

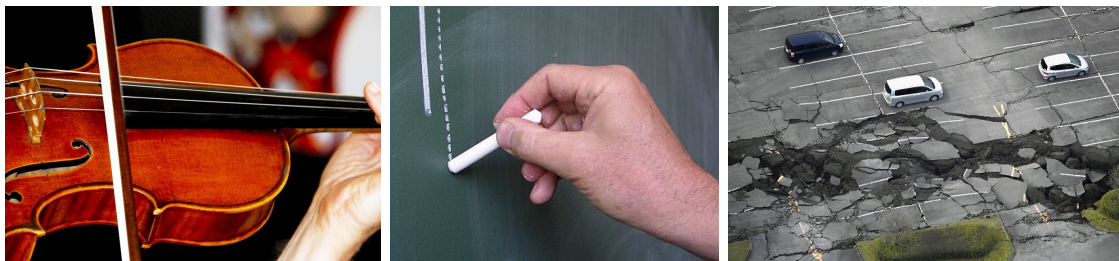


FIGURE 1: Exemples de phénomènes caractérisés par une instabilité de *stick-slip* : frottement d'un archet sur une corde de violon, crissement d'une craie sur un tableau, et glissement des plaques tectoniques provoquant des séismes.

L'instabilité de *stick-slip* observée lors du pelage d'un ruban adhésif est étudiée depuis de nombreuses années. Pour autant, son origine n'est pas encore totalement comprise, et des avancées majeures ont été réalisées dernièrement avec la mise en évidence de son aspect multi-échelle [6–8]. Cette instabilité pose également différents problèmes au niveau industriel. Elle peut par exemple générer un niveau de bruit important, ou encore endommager l'adhésif déposé sur le ruban et ainsi réduire son adhésion. Une meilleure compréhension de ce phénomène pourrait alors permettre d'y remédier.

L'objectif de cette thèse est d'une part de réaliser une caractérisation expérimentale des dynamiques instables du front de détachement, et d'autre part de proposer une modélisation théorique de cette instabilité.

Chapitre 1

État de l'art

Plus vous saurez regarder loin dans le passé, plus vous verrez loin dans le futur.
Winston Churchill

Sommaire

1.1	Histoire du ruban adhésif	15
1.2	Pelage de ruban adhésif	17
1.2.1	Généralités	17
1.2.2	Taux de restitution de l'énergie mécanique	18
1.2.3	Effet des paramètres du pelage sur l'énergie de fracture	19
1.2.4	Origine de l'instabilité de <i>stick-slip</i>	19
1.3	Caractérisation de l'instabilité de <i>stick-slip</i>	20
1.3.1	Mesure de force lors d'un pelage depuis un substrat plan	21
1.3.2	Mesure de force lors d'un pelage depuis un rouleau	21
1.3.3	Visualisation du profil du ruban lors d'un pelage depuis un rouleau	25
1.3.4	Visualisation du profil du ruban lors d'un pelage depuis un substrat plan	28
1.4	Aspect multi-échelle de l'instabilité	35
1.4.1	Premières observations des fractures transverses	35
1.4.2	Caractérisation des <i>micro-stick-slip</i>	36
1.5	Objectifs de la thèse	40

Nous allons commencer par une rapide présentation de l'histoire du ruban adhésif, puis nous aborderons son pelage. Nous rappellerons ensuite les principaux résultats des précédentes études réalisées sur l'instabilité de *stick-slip*. Enfin, la dernière partie sera consacrée à l'aspect multi-échelle de cette instabilité.

1.1 Histoire du ruban adhésif

Richard Drew et l'origine de la marque Scotch®

Après une rapide carrière de banjoïste dans le Minnesota aux États-Unis, Richard Gurley Drew est recruté par l'entreprise 3M Company en 1921 [9, 10]. En 1923, il se rend chez un carrossier de St Paul pour y tester un nouveau papier de verre. Il remarqua alors que pour délimiter deux zones de couleurs différentes à peindre sur une voiture, les ouvriers en masquaient une avec du papier journal collé sur la carrosserie. Bien que l'idée soit ingénieuse, une partie de la peinture fraîchement déposée s'enlevait en retirant le papier.

Pour résoudre ce problème, Richard Drew inventa en 1925 le premier ruban adhésif de masquage, commercialisé sous le nom de Scotch® Masking Tape. Le ruban était constitué d'une large bande de papier, dont les deux extrémités seulement étaient enduites de colles. Il pouvait être facilement décollé de la carrosserie, sans en abîmer la peinture.

Les ouvriers trouvaient cependant que le ruban n'adhérait pas assez bien à la carrosserie, et en conclurent que 3M cherchait à faire des économies de colle. L'histoire leur attribue alors cette phrase : « *Take this tape back to those Scotch bosses of yours and tell them to put more adhesive on it!*¹ », sachant qu'à cette époque les écossais avaient la réputation d'être radin. L'entreprise choisit finalement le nom de Scotch® et l'emblème du tartan écossais pour toute sa gamme de rubans adhésifs.

De Richard Drew jusqu'à nos jours

Richard Drew développa par la suite le premier ruban adhésif transparent, qui fut commercialisé à partir de 1930 sous le nom de Scotch® Cellulose Tape. Il rencontra un grand succès aux États-Unis, en particulier durant la Grande Dépression, car il permettait de réparer facilement et à bas coût les objets de la vie quotidienne. Le premier dévidoir de ruban adhésif, qui était en fonte, a été produit par 3M en 1932.

Durant la Seconde Guerre Mondiale, 3M produisit plus de 100 types de rubans adhésifs différents afin de réparer, protéger ou étanchéifier le matériel militaire. Le ruban double-face fut inventé à cette période.

Au cours de la seconde moitié du XX^e siècle, l'utilisation du ruban adhésif s'est démocratisée à travers le monde entier, sous plus d'un millier de variétés différentes. Il se vend aujourd'hui plus de 35 millions de rouleaux chaque année en France, toutes marques confondues.

1. « Rapportez ce ruban à vos patrons écossais et dites-leur de mettre plus de colle dessus ! »



FIGURE 1.1: Richard Drew, le Scotch[®] Cellulose Tape commercialisé dès 1930, et le premier dévidoir développé par 3M en 1932.

Des usages détournés

Aujourd'hui, l'utilisation du ruban adhésif ne se limite plus uniquement à son intérêt pratique et fonctionnel. Il est de plus en plus utilisé pour son aspect décoratif et dans le milieu artistique. Il a d'ailleurs donné naissance à un mouvement à part entière, le *tape art*, dans lequel s'inscrit par exemple les sculptures de Mark Jenkins ou les tableaux de Max Zorn.

Des études ont également mis en évidence que le pelage d'un ruban adhésif dans le vide produit des rayons X par triboluminescence [11]. En 2008, Camara *et al.* [12] ont montré que l'émission est suffisamment puissante pour réaliser la radiographie d'un doigt.

Enfin, le prix Nobel de physique 2010 a été attribué à Kostya Novoselov et Andre Geim pour leurs expériences sur le graphène, un cristal de carbone de l'épaisseur d'un atome. Ils ont développé une technique permettant de produire une feuille de graphène à partir d'une pastille de graphite et d'un ruban adhésif [13].

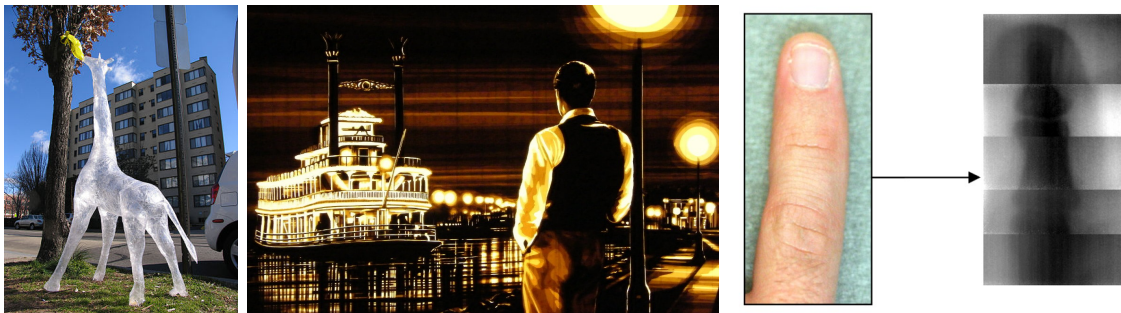


FIGURE 1.2: Des usages détournés du ruban adhésif : une sculpture de Mark Jenkins, un tableau de Max Zorn, et la radiographie d'un doigt [12].

1.2 Pelage de ruban adhésif

1.2.1 Généralités

La plupart des rubans adhésifs sont constitués d'un film mince élastique, appelé le dos, sur lequel est déposé une couche d'adhésif viscoélastique sensible à la pression (*Pressure-Sensitive Adhesive*). Il suffit donc d'exercer une pression, en appuyant avec le doigt par exemple, pour les faire adhérer à un substrat.

L'adhésion d'un ruban sur un substrat est caractérisée en réalisant son pelage dans différentes conditions et géométries [14]. Au cours de cette thèse, nous nous sommes principalement intéressés à des pelages depuis un substrat plan, réalisés à vitesse imposée en fixant l'extrémité du ruban à un moteur. On note V la vitesse du moteur et θ l'angle de pelage, comme schématisé en figure 1.3.

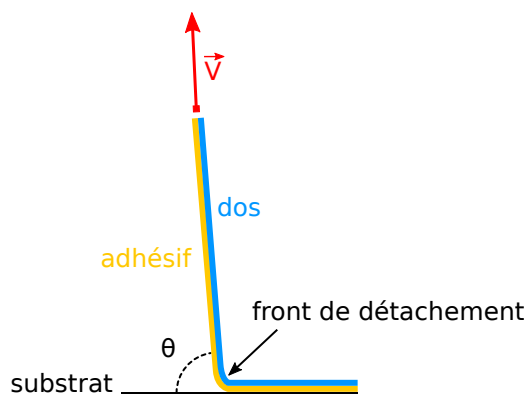


FIGURE 1.3: Pelage d'un ruban adhésif à vitesse imposée V depuis un substrat plan avec un angle de pelage θ .

Selon les paramètres du pelage, différents modes de rupture peuvent se produire ; ils sont représentés en figure 1.4. La rupture est cohésive si elle a lieu à l'intérieur de la couche de colle ; on retrouve alors une partie de l'adhésif sur le substrat et l'autre partie sur le dos après le pelage [15–19]. La rupture est adhésive si la couche de colle reste entièrement attachée à l'une des deux surfaces, soit au substrat [17, 20], soit au dos du ruban [18, 19, 21, 22]. Dans les conditions habituelles d'utilisation d'un ruban adhésif, on souhaite que la séparation soit adhésive et que la colle reste attachée au dos, pour pouvoir le réutiliser par la suite.

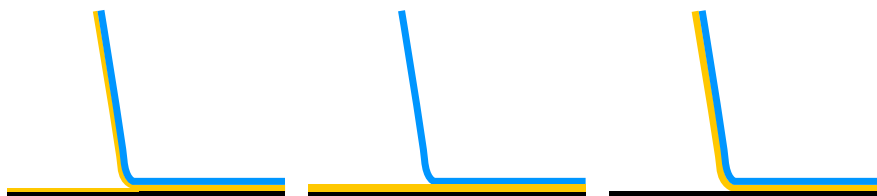


FIGURE 1.4: Différentes séparations lors d'un pelage : rupture cohésive (à gauche), rupture adhésive avec l'adhésif qui reste attaché au substrat (au centre), et rupture adhésive avec l'adhésif qui reste attaché au dos (à droite).

La séparation, qu'elle soit cohésive ou adhésive, peut s'accompagner de cavitation. L'air qui pénètre dans l'adhésif forme alors des bulles, et la colle s'étire jusqu'à produire des filaments [17, 23–26]. À température ambiante, ce comportement visqueux de la colle s'observe généralement pour des basses vitesses de pelage. Lors de pelage à hautes vitesses, la colle tend à se comporter comme un solide vitreux, et ne produit alors pas de fibrillation [17–21].

1.2.2 Taux de restitution de l'énergie mécanique

Nous allons rappeler le modèle développé par Kendall [27] permettant d'exprimer le taux de restitution de l'énergie mécanique G en fonction de la force F exercée par le moteur. On considère un ruban dont le dos est constitué d'un film élastique de largeur b , d'épaisseur e et de module de Young E . Le module de Young de l'adhésif étant bien plus faible que celui du dos, on négligera sa contribution à l'énergie élastique. Le pelage stationnaire est effectué depuis un substrat plan, comme représenté en figure 1.3.

Après le pelage d'une distance Δc , le ruban subit une variation d'énergie élastique liée à l'extension du ruban :

$$\Delta E_e = \frac{F^2}{2 b e E} \Delta c, \quad (1.1)$$

en considérant une déformation élastique linéaire et homogène. Il subit également une variation d'énergie potentielle due au déplacement du point d'application de la force :

$$\Delta E_p = F (1 - \cos \theta) \Delta c, \quad (1.2)$$

en négligeant ici l'extension du film [28]. On peut alors définir un taux de restitution de l'énergie mécanique G , correspondant à l'énergie libérée par unité de surface fracturée :

$$G = \frac{F}{b} (1 - \cos \theta) + \frac{F^2}{2 b^2 e E}. \quad (1.3)$$

Dans la plupart des cas, la variation d'énergie élastique est négligeable devant la variation d'énergie potentielle. On retrouve alors l'expression proposée par Rivlin [28] :

$$G = \frac{F}{b} (1 - \cos \theta). \quad (1.4)$$

En mécanique de la rupture, l'énergie de fracture Γ est définie comme le cout énergétique nécessaire à la croissance d'une fissure. La propagation d'une fracture n'est alors possible que si $G \geq \Gamma$, c'est le critère de Griffith [29]. Lors d'une expérience de pelage, il n'est généralement pas possible de mesurer directement l'énergie de fracture. La force de pelage est en revanche facilement mesurable, et permet de remonter au taux de restitution de l'énergie mécanique. Dans le cas d'un pelage stable, où la vitesse du front et la force de pelage sont constantes, on peut alors considérer que l'équilibre de Griffith $G = \Gamma$ est vérifié, et ainsi en déduire l'énergie de fracture.

1.2.3 Effet des paramètres du pelage sur l'énergie de fracture

L'énergie de fracture dépend de nombreux paramètres, tels que l'élasticité [30] ou la viscoélasticité [31] du substrat, la présence d'hétérogénéités sur le substrat [32,33] ou dans l'adhésif [34], le glissement entre l'adhésif et le substrat [35], l'angle de pelage [27], ou la rhéologie de l'adhésif [15,36].

Au cours de cette thèse, nous nous sommes limités à des pelages réalisés dans des conditions homogènes, avec un seul type de ruban adhésif : le Scotch[®] 600. L'énergie de fracture dépend alors principalement de la vitesse de pelage (ou de la température) à travers la rhéologie de l'adhésif, et de l'angle de pelage.

Pour des basses vitesses de pelage, les études expérimentales montrent que l'énergie de fracture augmente avec la vitesse [15–22, 37]. Cette évolution s'explique par le comportement viscoélastique de l'adhésif. Dans des conditions usuelles de pelage, la température étant supérieure à la température de transition vitreuse de l'adhésif, il a été montré que sa diminution est équivalente à une augmentation de la vitesse, et donc à une augmentation de l'énergie de fracture [15, 36]. Pour des pelages à hautes vitesses, l'énergie de fracture tend à devenir indépendante de la vitesse [15,16,18,20,21], l'adhésif se comporte alors comme un solide vitreux. L'énergie de fracture peut également se mettre à décroître avec la vitesse, engendrant une instabilité de *stick-slip*, comme nous le verrons par la suite.

La dépendance de l'énergie de fracture avec l'angle de pelage est complexe. Les premières études expérimentales [27, 38] semblaient montrer qu'elle est indépendante de l'angle en utilisant l'expression du modèle de Kendall [27]. D'autres études montrent que l'énergie de fracture évolue aux grands angles de pelage en utilisant la formule de Rivlin [28]. Ce résultat pourrait s'expliquer par la non-linéarité de l'élasticité du dos et de l'adhésif [39], ou la mixité des modes de fracture [40]. Enfin, des mesures récentes ont été réalisées lors du pelage de Scotch[®] 600 depuis un substrat plan [41,42], elles montrent une légère croissance de l'énergie de fracture avec l'angle de pelage sur une large gamme de vitesses imposées.

1.2.4 Origine de l'instabilité de *stick-slip*

Lors d'un pelage stable, où la vitesse du front v_f est constante, la mesure de la force exercée par le moteur permet de remonter à l'énergie de fracture avec l'équilibre de Griffith $G = \Gamma(v_f)$. Lorsque le pelage est instable, en présence de *stick-slip* notamment, la vitesse du front et la force fluctuent fortement. L'équilibre précédent n'est alors pas forcément vérifié à chaque instant, et il n'est pas possible de remonter à l'énergie de fracture.

La mesure de la force de pelage a fait l'objet de nombreuses études expérimentales dans différentes géométries et avec différents adhésifs [15–22, 37, 41–43]. Les mesures réalisées pour différentes vitesses où le pelage est stable montrent que l'évolution de l'énergie de fracture $\Gamma(v_f)$ présente deux branches croissantes, l'une à basses vitesses et l'autre à hautes vitesses, comme représenté schématiquement en figure 1.5.

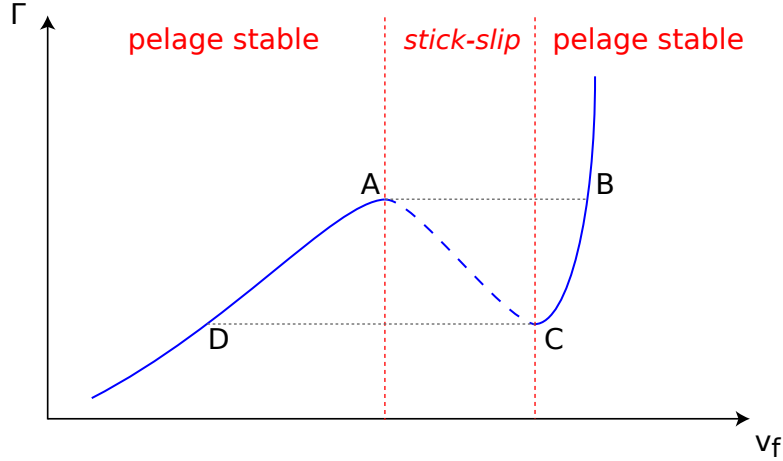


FIGURE 1.5: Évolution schématique de l'énergie de fracture Γ en fonction de la vitesse du front v_f lorsqu'une instabilité de *stick-slip* est observée dans une certaine gamme de vitesses.

Dans la gamme de vitesses intermédiaires, la dynamique est instable et ne permet pas de mesurer directement l'énergie de fracture. On suppose cependant que les deux branches croissantes sont reliées par une branche décroissante. En effet, si $\Gamma(v_f)$ décroît dans cette gamme, alors la vitesse de la fracture tend à accélérer car avancer plus vite nécessite moins d'énergie, ce qui provoque une instabilité de *stick-slip*.

Pour certains systèmes, les pelages réalisés sur la branche croissante à basses vitesses présentent uniquement une rupture cohésive de l'adhésif [15–19]. Pour d'autres, la séparation est cohésive à très basses vitesses puis devient adhésive à l'approche de la branche décroissante [18–22]. Sur la branche croissante à hautes vitesses, la séparation est adhésive, soit à l'interface avec le substrat [17,20] soit à l'interface avec le dos [18,19,21]. Par ailleurs, cette branche croît fortement avec la vitesse pour certains systèmes [17,22,37,43], tandis qu'elle est presque constante pour d'autres [15,18–21].

1.3 Caractérisation de l'instabilité de *stick-slip*

Différentes techniques ont été utilisées afin de caractériser l'instabilité de *stick-slip*, telles que la mesure de la force de pelage [16,20,22,43–46], l'analyse des échantillons après pelage [22,32,43,45], l'étude des émissions acoustiques [37,46–48], l'étude des émissions lumineuses [12,37], ou encore la visualisation directe du profil du ruban au niveau du front de détachement [42,44,49–52]. Nous allons résumer dans cette partie les principaux résultats expérimentaux obtenus lors de pelages à vitesse imposée, et les modélisations théoriques proposées.

1.3.1 Mesure de force lors d'un pelage depuis un substrat plan

En 1969, Aubrey *et al.* [20] ont mesuré la force F lors d'un pelage à vitesse constante V et à angle fixé depuis un substrat plan. La courbe $F(V)$ obtenue est présentée en figure 1.6, elle est constituée d'une branche croissante à basses vitesses et d'une branche stable quasi-constante à hautes vitesses. La présence d'une instabilité de *stick-slip* dans la gamme de vitesses intermédiaires est caractérisée par des fluctuations importantes de la force qui varie entre le maximum de la branche croissante et la branche constante.

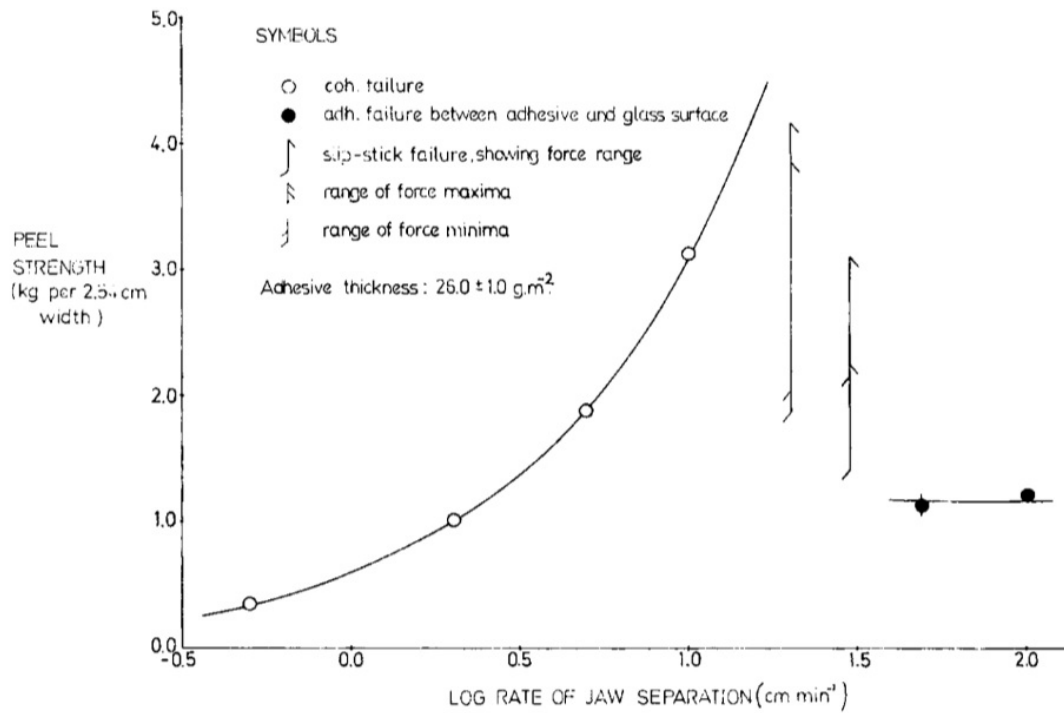


FIGURE 1.6: Force de pelage F en fonction de la vitesse imposée V [20].

L'influence de l'angle de pelage a également été étudiée par Aubrey *et al.* [20]. Ils ont remarqué que les vitesses d'apparition et de disparition du *stick-slip* augmentent lorsque l'angle diminue.

1.3.2 Mesure de force lors d'un pelage depuis un rouleau

Barquins *et al.* [22, 43] ont réalisé des pelages à vitesse imposée V depuis un rouleau de Scotch® 602, comme représenté en figure 1.7.

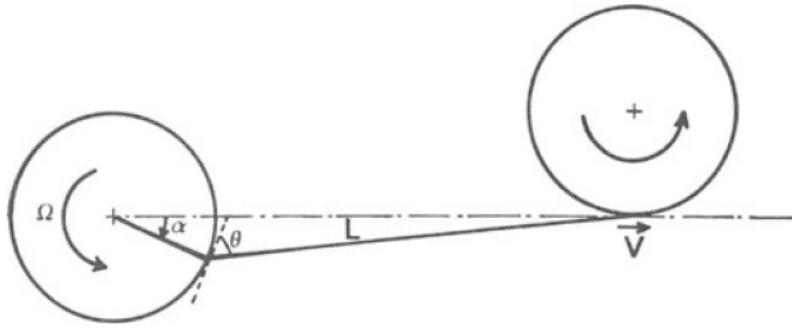


FIGURE 1.7: Dispositif expérimental utilisé pour le pelage du Scotch® 602 depuis son rouleau [22, 43].

La mesure de la force de pelage a permis de remonter à l'évolution du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V)$, qui est présentée en figure 1.8. Elle est similaire à celle de l'énergie de fracture présentée en figure 1.5.

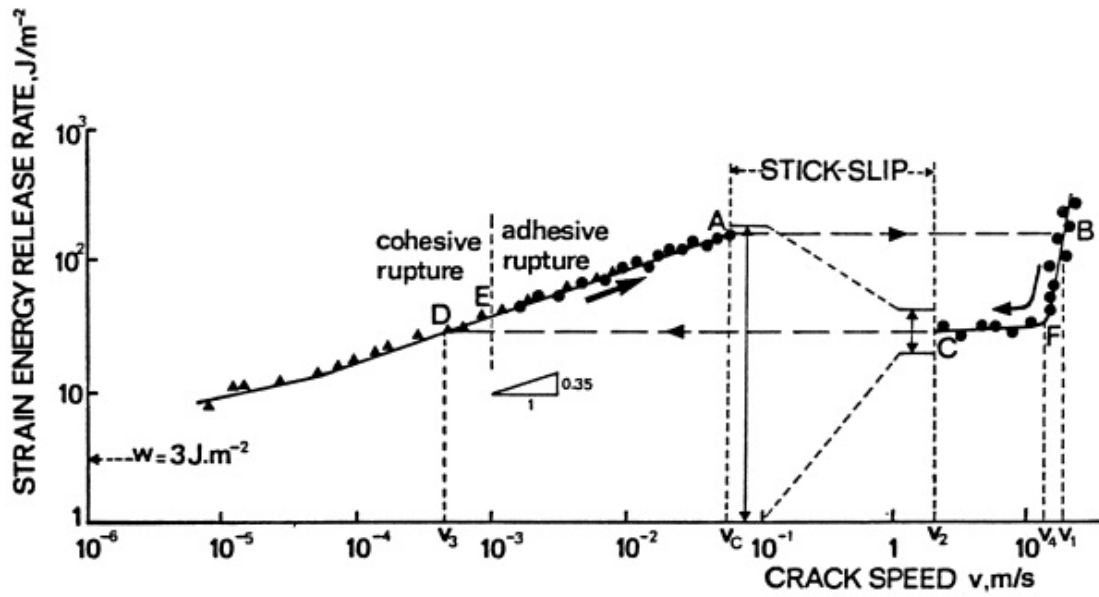


FIGURE 1.8: Taux de restitution de l'énergie mécanique G en fonction de la vitesse imposée V [22, 43].

Pour des vitesses de pelage $V < 0,65$ m/s, la fréquence f_{ss} des oscillations de la force a pu être mesurée lors des événements de *stick-slip*, permettant ainsi de remonter à la période $T_{ss} = 1/f_{ss}$. La période croît linéairement avec la longueur de ruban L , tandis que la fréquence croît linéairement avec la vitesse V , comme le montrent les mesures présentées en figure 1.9.

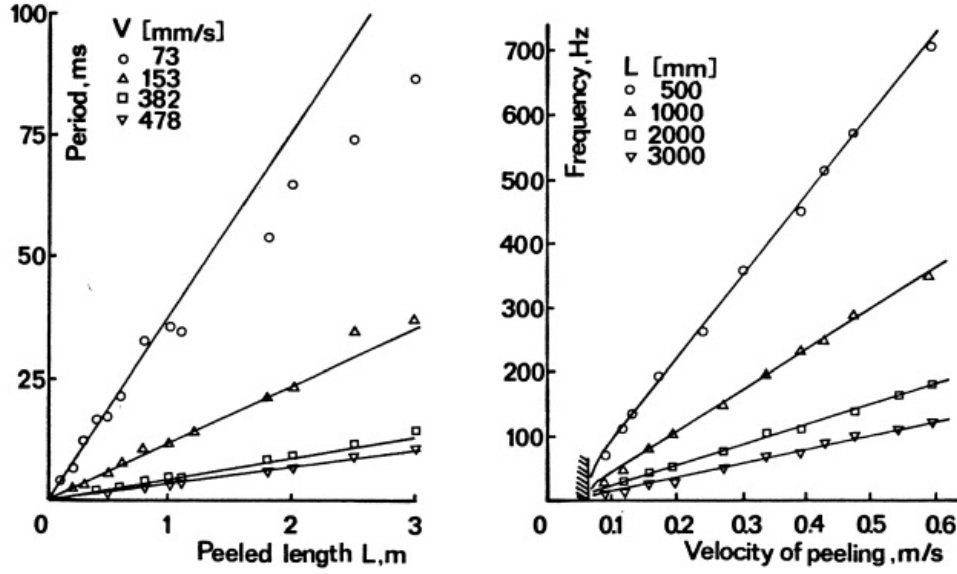


FIGURE 1.9: Période du *stick-slip* T_{ss} en fonction de la longueur de ruban L (à gauche), et fréquence $f_{ss} = 1/T_{ss}$ en fonction de la vitesse imposée V (à droite). Les droites correspondent aux prévisions du modèle quasi-statique [22, 43].

Pour comprendre ces évolutions, un modèle quasi-statique a été proposé. La dynamique du front de détachement, de vitesse v_f , est basée sur le parcours de la courbe présentée en figure 1.8, en considérant que l'équilibre de Griffith $G(V) = \Gamma(v_f)$ est vérifié à chaque instant sur les branches croissantes. Au cours d'une phase de *stick*, la vitesse du front augmente progressivement en suivant la première branche croissante jusqu'au point A. La dynamique saute ensuite instantanément jusqu'au point B. Au cours de la phase de *slip*, la vitesse parcourt rapidement la seconde branche jusqu'au point C, puis saute instantanément jusqu'au point D, et un nouveau cycle de *stick-slip* recommence.

En supposant que le ruban reste uniformément tendu pendant tout le cycle, la force s'exprime pour une déformation homogène avec la loi de Hooke :

$$F = E e b \frac{u}{L}, \quad (1.5)$$

avec u l'élongation du ruban. La formule de Rivlin (1.4) donne alors en géométrie rouleau :

$$G = \frac{F}{b} = E e \frac{u}{L}. \quad (1.6)$$

En considérant que le ruban collé est non-déformé, on obtient en dérivant cette expression :

$$\frac{dG}{dt} = \frac{E e}{L} \frac{du}{dt} = \frac{E e}{L} (V - v_f). \quad (1.7)$$

En supposant que $G(V) = \Gamma(v_f)$ à chaque instant, on définit la fonction inverse Γ^{-1} telle que $v_f = \Gamma^{-1}(G)$, d'où :

$$\frac{dG}{dt} = \frac{E e}{L} (V - \Gamma^{-1}(G)). \quad (1.8)$$

On considère dans ce modèle que la période de *slip* T_{slip} , correspondant au temps de parcours de la seconde branche stable, est négligeable devant la période de *stick* T_{stick} , correspondant au temps de parcours de la première branche stable. En intégrant l'équation (1.8) sur une phase de *stick*, on obtient alors la période de *stick-slip* :

$$T_{ss} \approx T_{stick} = \frac{L}{E e} \int_{G_D}^{G_A} \frac{dG}{V - \Gamma_{lent}^{-1}(G)}, \quad (1.9)$$

avec $\Gamma_{lent}(v_f)$ l'énergie de fracture correspondant à la première branche croissante, parcourue entre G_D et G_A . Cette prédiction est représentée par des droites sur la figure 1.9. Elle est en bon accord avec les mesures expérimentales pour la gamme de vitesses étudiées, ce qui valide le modèle quasi-statique proposé.

Pour des vitesses $V > 0,65$ m/s, les oscillations de force au cours du *stick-slip* deviennent sinusoïdales et leurs amplitudes diminuent. Le modèle quasi-statique précédent ne permettant pas d'expliquer ce comportement, Maugis *et al.* [43] propose alors une description dynamique de l'instabilité qui prend en compte l'inertie du rouleau. En considérant que le rouleau suive le mouvement du front de détachement, son inertie empêche les sauts instantanés de vitesse. La dynamique du front forme alors des cycles limites, tels que celui illustré en figure 1.10. Ce modèle permet d'expliquer les oscillations sinusoïdales de la force à hautes vitesses, mais pas l'évolution quasi-statique observée à basses vitesses. Il prédit également une bifurcation de Hopf supercritique au maximum de la première branche croissante. L'amplitude des oscillations devraient alors croître progressivement avec la vitesse, mais aucune mesure quantitative n'a été réalisée.

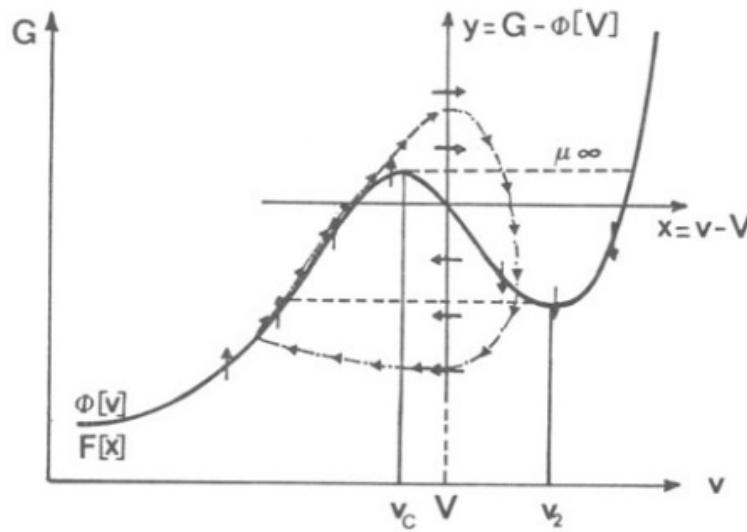


FIGURE 1.10: Exemple de cycle limite obtenu dans l'espace des phases (V, G) en prenant en compte l'inertie du rouleau [43].

1.3.3 Visualisation du profil du ruban lors d'un pelage depuis un rouleau

Le développement de l'imagerie rapide ces dernières années a rendu possible le suivi du front de détachement en observant directement le profil du ruban au cours d'une expérience. Jusqu'alors, les caractérisations de l'instabilité avaient été réalisées par des méthodes indirectes : mesure de forces, analyses acoustiques... L'étude des dynamiques à vitesse imposée du Scotch[®] 600 depuis son rouleau a été réalisée à l'aide du dispositif présenté en figure 1.11 [50, 51].

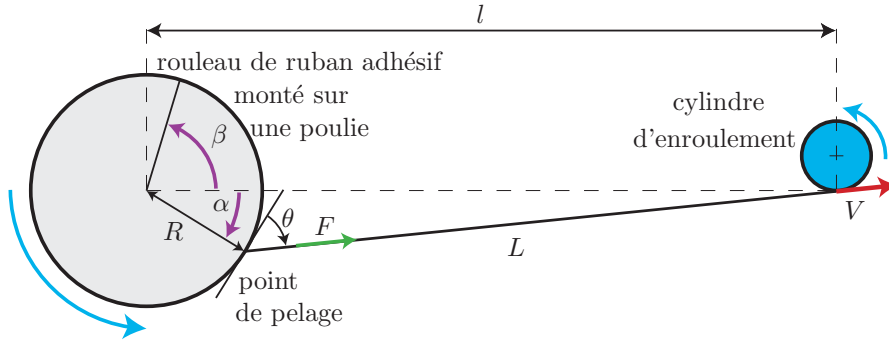


FIGURE 1.11: Dispositif expérimental utilisé pour le pelage du Scotch[®] 600 depuis son rouleau [50, 51].

En plus de la visualisation, la mesure de la force de pelage pour différentes vitesses V a été réalisée. L'évolution du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V)$ obtenue est présentée en figure 1.12. Son allure est semblable aux précédentes études, et les mesures se superposent à celles réalisées par Barquins *et al.* [37] à force imposée avec le même ruban adhésif depuis son rouleau.

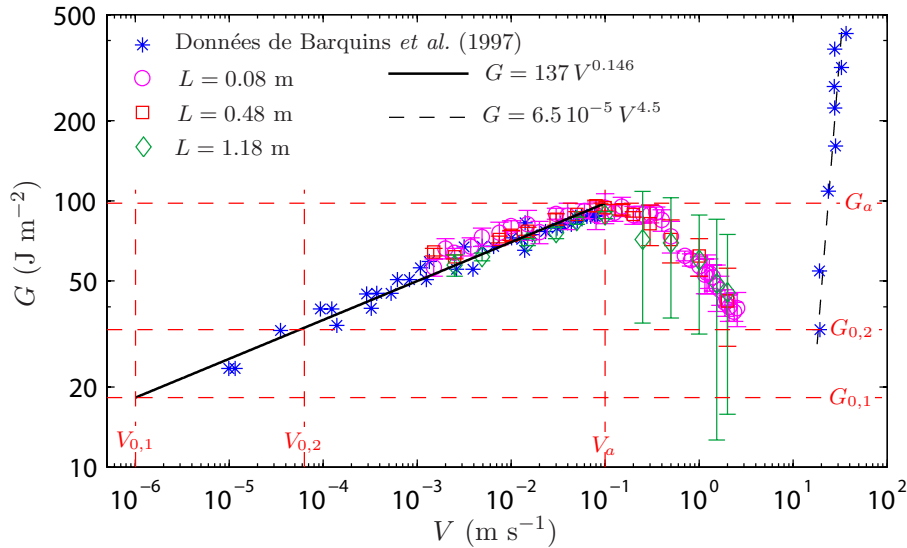


FIGURE 1.12: Taux de restitution de l'énergie mécanique G en fonction de la vitesse imposée V pour différentes longueurs de ruban L [51]. Les mesures se superposent à celles réalisées à force imposée avec le même ruban adhésif par Barquins *et al.* [37].

Pour la gamme de vitesses où du *stick-slip* est observé, la force mesurée fluctue fortement au cours d'un pelage, et il n'est alors pas possible de remonter à l'énergie de fracture. Cependant, un taux de restitution de l'énergie mécanique G a été estimé à partir de la moyenne de la force sur un cycle de *stick-slip*. On observe alors une décroissance de $G(V)$ dans cette zone, probablement liée à la décroissance de $\Gamma(v_f)$. On peut également remarquer que $G(V)$ semble indépendant de la longueur de ruban L .

L'utilisation d'une caméra rapide permet de visualiser sur le côté le profil du ruban à proximité du front de détachement au cours d'une expérience. La détection du ruban juste au-dessus du coude permet alors de remonter à la position du front. On peut ainsi mesurer la période des cycles de *stick-slip*, mais également celle des phases de *stick* et de *slip* séparément.

La période de *stick-slip* T_{ss} présente une légère décroissance aux faibles vitesses, puis devient constante pour des vitesses $V > 0,6$ m/s, comme on peut le voir sur la figure 1.13. Le modèle quasi-statique présenté précédemment ne permet pas d'expliquer ce comportement à hautes vitesses, car il prévoit une décroissance sur toute la gamme d'existence de l'instabilité.

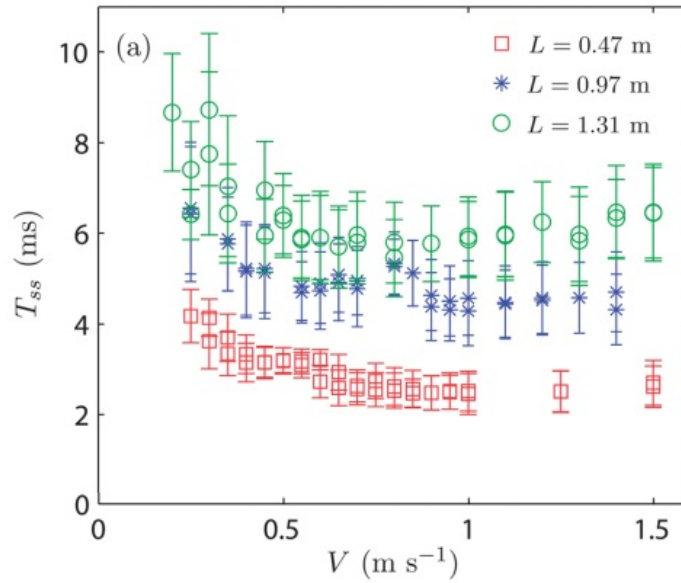


FIGURE 1.13: Période de *stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse imposée V pour différentes longueurs de ruban L [51].

Pour mieux comprendre ce comportement, il faut analyser séparément la période de *stick* T_{stick} et de *slip* T_{slip} . Ces deux périodes sont représentées en figure 1.14. La décroissance de T_{stick} est bien conforme à la prédiction du modèle quasi-statique, représentée par les lignes noires. En revanche, T_{slip} n'est pas négligeable devant T_{stick} , en particulier aux hautes vitesses. Cette hypothèse du modèle quasi-statique n'étant pas vérifiée, cela explique que T_{ss} ne décroît pas. Ces observations tendent à confirmer l'existence d'effets dynamiques importants au cours de la phase de *slip*, probablement dus à l'inertie du rouleau et/ou du ruban.

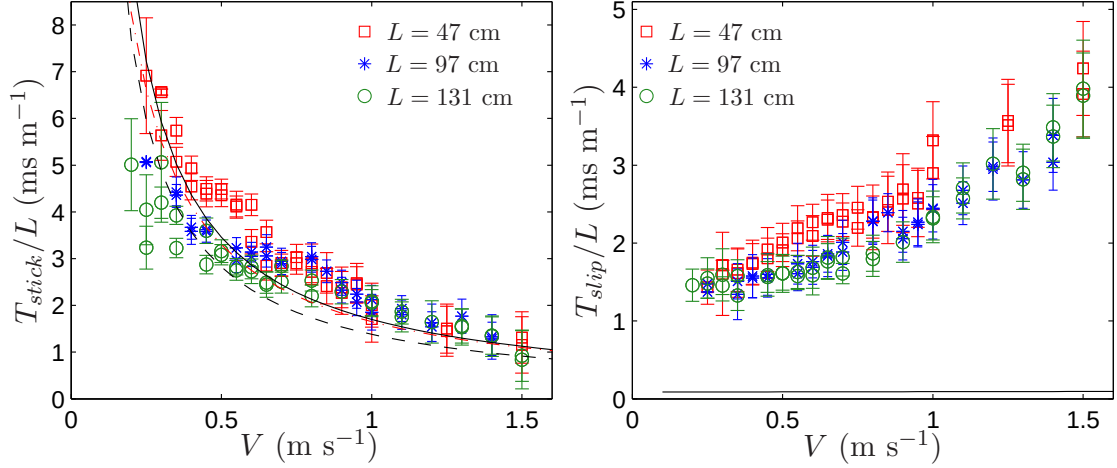


FIGURE 1.14: T_{stick}/L (à gauche) et T_{slip}/L (à droite) en fonction de la vitesse imposée V pour différentes longueurs de ruban L [51].

L'étude du *stick-slip* lors du pelage depuis un rouleau présente un inconvénient majeur : l'angle de pelage peut présenter des fluctuations importantes au cours d'une expérience. Ses variations sont négligeables à basses vitesses, mais deviennent importantes à hautes vitesses, comme on peut le voir en figure 1.15 [50]. Il apparaît alors une oscillation basse fréquence de la position du front correspondant à un mouvement pendulaire, qui provoque du *stick-slip* par intermittence lors du pelage. Le contrôle de l'angle de pelage est donc une condition nécessaire pour bien caractériser l'instabilité, ce qui implique le développement d'un nouveau dispositif expérimental.

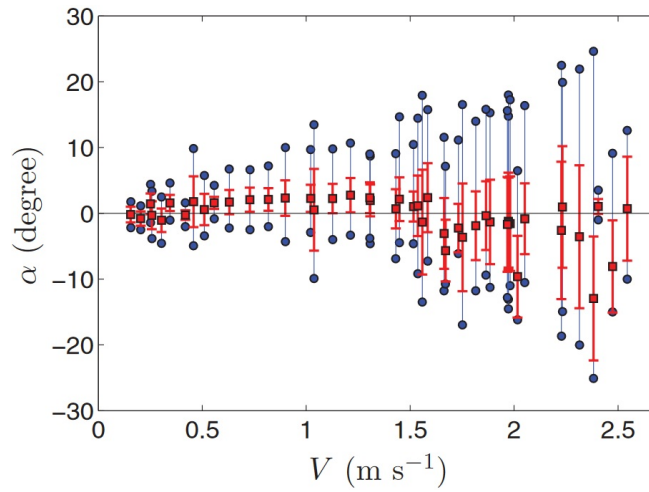


FIGURE 1.15: Variation moyenne (carré rouge) et valeurs extrêmes (cercles bleus) de l'angle de pelage au cours d'une expérience en fonction de la vitesse imposée V [50].

1.3.4 Visualisation du profil du ruban lors d'un pelage depuis un substrat plan

Dispositif expérimental

Dalbe *et al.* [42, 52] ont récemment caractérisé l'instabilité de pelage depuis un substrat plan à l'aide du dispositif présenté en figure 1.16. Le pelage du Scotch[®] 600 est réalisé depuis une barre horizontale se translatant à la même vitesse V que le moteur d'enroulement. L'angle de pelage θ et la longueur de ruban L ont donc leurs moyennes fixées au cours d'une expérience. Contrairement au pelage depuis un rouleau, l'inertie du substrat est ici infinie, elle n'interfère donc pas avec la dynamique du front de détachement. Une couche de ruban adhésif est préalablement déposée sur la barre afin de peler l'adhésif depuis son propre dos.

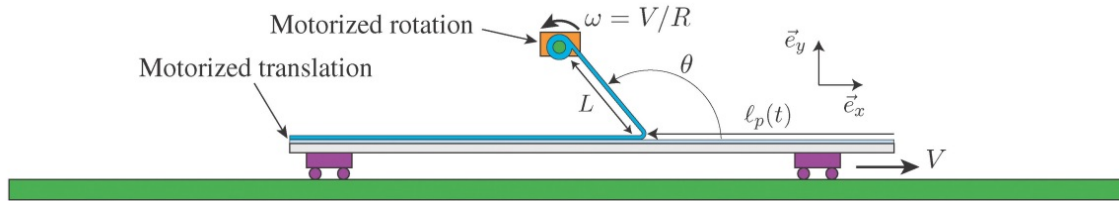


FIGURE 1.16: Dispositif expérimental permettant de réaliser un pelage sur substrat plan à angle θ , vitesse V et longueur de ruban L contrôlés [42, 52].

Seuils de l'instabilité

La visualisation sur le côté du profil du ruban à l'aide d'une caméra rapide permet de remonter aux variations de vitesse du front de détachement Δv_f au cours d'une expérience. Pour des pelages réalisés à $\theta = 90^\circ$, l'évolution de $\Delta v_f/V$ en fonction de la vitesse imposée V est présentée en figure 1.17.

On considère qu'un pelage est stable si $\Delta v_f/V < 1$, c'est le cas à très faibles ou hautes vitesses. Pour une large gamme de vitesses intermédiaires, la dynamique présente du *stick-slip*, qui est caractérisé par $\Delta v_f/V > 1$. On remarque également la présence de deux zones de bistabilité, pour lesquelles la dynamique alterne entre du pelage stable et du *stick-slip* d'une expérience à l'autre, voire au cours d'une même expérience. Cette bistabilité n'avait jamais été observée lors des précédentes études à vitesse imposée. Son existence serait liée à une bifurcation sous-critique aux seuils de l'instabilité, mais cela n'a pas clairement été démontré. Le déclenchement des événements de *stick-slip* lors d'un pelage bistable est probablement dû à des hétérogénéités d'adhésion, ou à des fluctuations de vitesse de la barre ou du moteur. Une caractérisation plus approfondie de ces transitions semble toutefois nécessaire.

Les seuils de l'instabilité ne semblent pas dépendre de la longueur de ruban. Ils évoluent en revanche fortement avec l'angle de pelage θ , comme on peut le voir sur la figure 1.18. La gamme de vitesses où du *stick-slip* est observé s'élargit lorsque l'angle diminue.

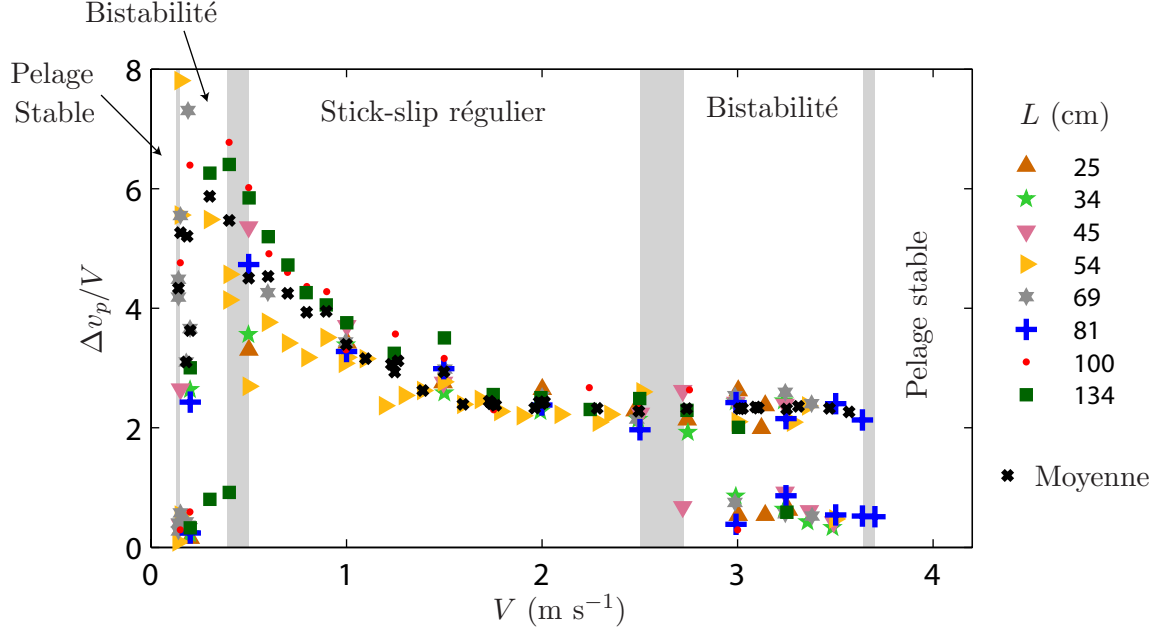


FIGURE 1.17: $\Delta v_f/V$ en fonction de la vitesse imposée V pour différentes longueurs de ruban L , avec un angle de pelage $\theta = 90^\circ$ [52].

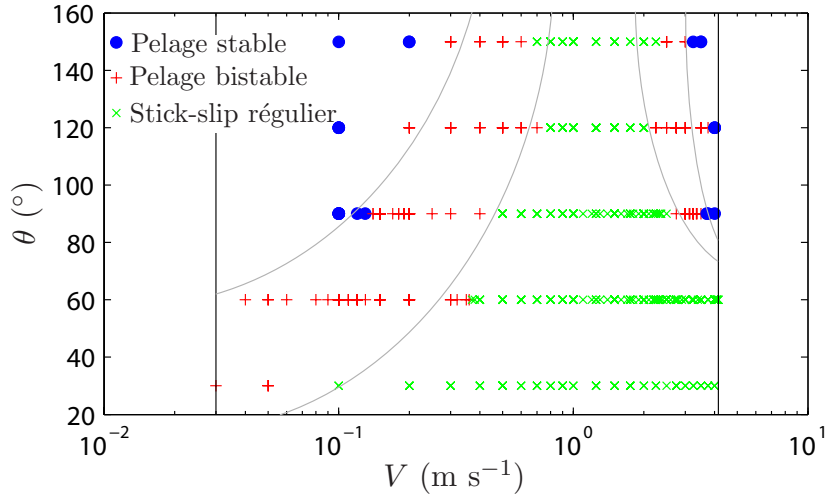


FIGURE 1.18: Évolution des seuils en vitesse de l'instabilité pour différents angles de pelage θ [52].

Cette évolution est cohérente avec les mesures du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V)$ réalisées à basses vitesses, et présentées en figure 1.19. La décroissance de $G(V)$, caractérisant l'apparition du *stick-slip*, est observée à partir d'une vitesse plus basse lorsque l'angle diminue. On remarque également que $G(V)$ augmente avec l'angle de pelage θ .

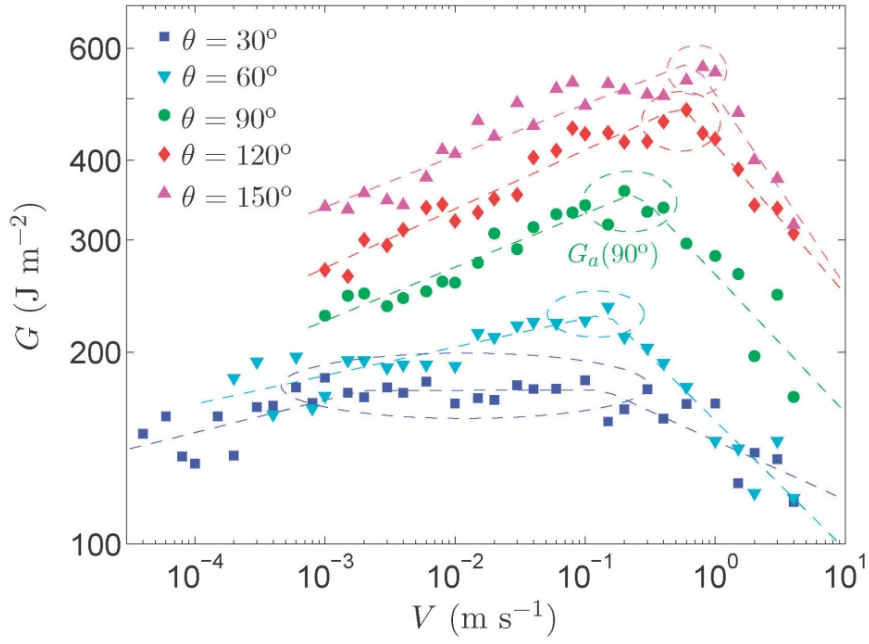


FIGURE 1.19: Taux de restitution de l'énergie mécanique G en fonction de la vitesse imposée V pour différents angles θ [42].

Période du *stick-slip*

L'évolution de la période de *stick-slip* T_{ss} en fonction de la longueur de ruban pour différentes vitesses et différents angles est présentée en figure 1.20. Comme mesuré et prédit par Barquins *et al.* [22, 43], la période croît linéairement avec la longueur de ruban.

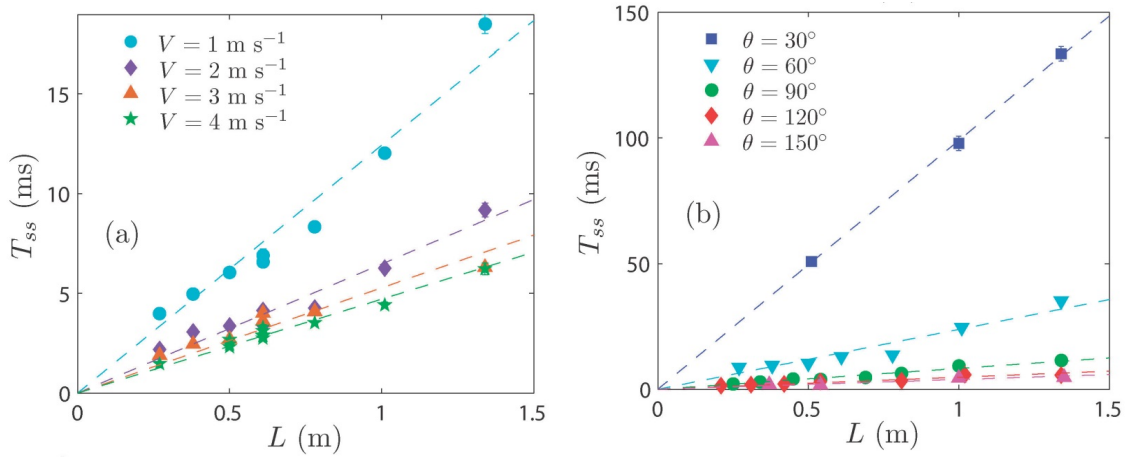


FIGURE 1.20: Période de *stick-slip* T_{ss} en fonction de la longueur de ruban L pour différentes vitesses V (à gauche) et différents angles θ (à droite) [42].

L'évolution de la période avec la vitesse dépend également fortement de l'angle, elle est représentée en figure 1.21.

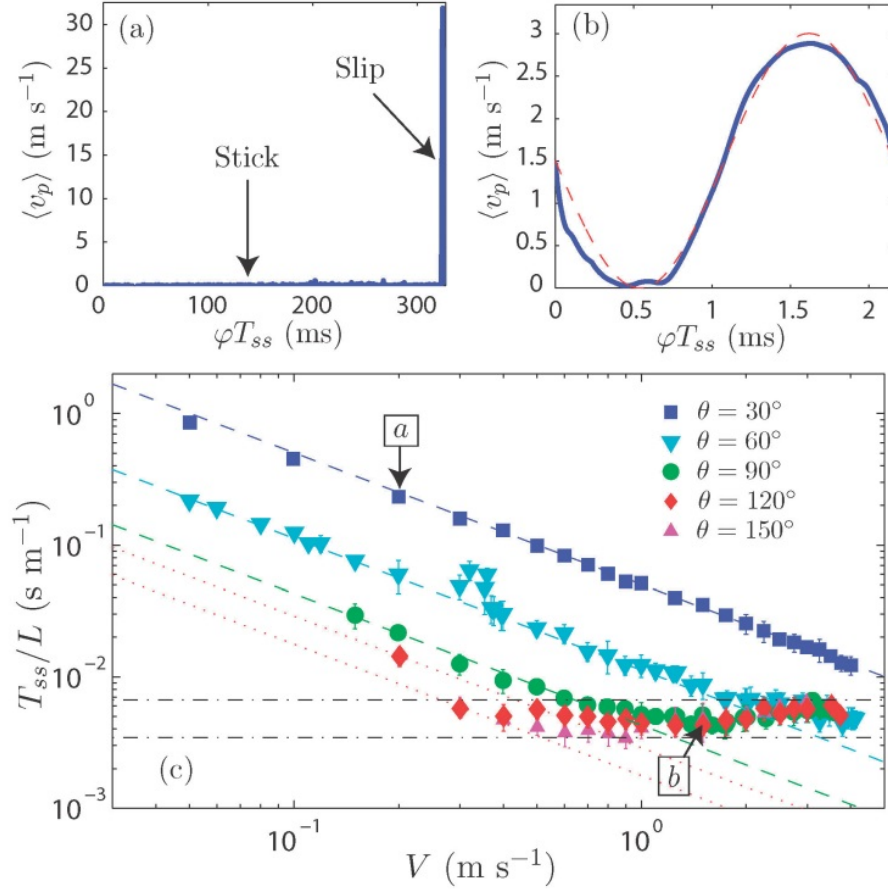


FIGURE 1.21: T_{ss}/L en fonction de la vitesse imposée V pour différents angles θ . Les tirets horizontaux correspondent aux prédictions $T_{ss}^{(i)}$ et $T_{ss}^{(r)}$ du modèle inertiel pour $\theta = 120^\circ$. Deux exemples de la dynamique du front au cours d'un cycle sont également présentés [42].

Aux faibles angles de pelage et à basses vitesses, la période évolue comme l'inverse de la vitesse, ce qui est en accord avec le modèle quasi-statique présenté précédemment. Un exemple de la dynamique du front de détachement au cours d'un cycle dans ces conditions est présenté en figure 1.21. Il est composé d'une longue phase de *stick* où la vitesse est quasi-nulle, suivie par une courte phase de *slip* où la vitesse devient très importante. Les hypothèses du modèle quasi-statique sont donc vérifiées, et le ratio $R_T = T_{stick}/T_{ss}$, présenté en figure 1.22, est alors proche de 1.

Aux grands angles de pelage et à hautes vitesses, la période tend vers une constante. La dynamique du front au cours d'un cycle ne présente pas vraiment de *stick-slip*, mais plutôt une oscillation quasi-sinusoidale d'amplitude $2V$, comme on peut le voir sur l'exemple présenté en figure 1.21. Le ratio R_T , qui représente alors la durée où $v_f < V$ sur la période du cycle, est proche de 0,5.

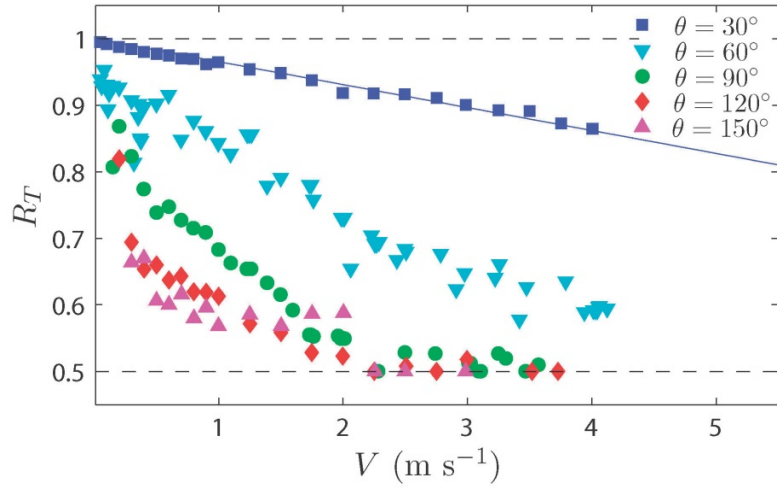


FIGURE 1.22: Ratio $R_T = T_{stick}/T_{ss}$ en fonction de la vitesse imposée V pour différents angles θ [42].

Modèle quasi-statique généralisé

Pour discuter l'évolution de la période du *stick-slip* à basses vitesses et faibles angles de pelage, on peut généraliser le modèle quasi-statique décrit précédemment.

Le taux de restitution de l'énergie mécanique pour un pelage réalisé depuis un substrat plan s'exprime selon la formule de Kendall (1.3) :

$$G = \frac{F}{b} (1 - \cos \theta) + \frac{F^2}{2b^2 e E}. \quad (1.10)$$

De plus, pour une déformation homogène, la loi de Hooke permet d'exprimer la force de pelage en fonction de l'extension u du ruban telle que :

$$F = \frac{E e b}{L} u. \quad (1.11)$$

En résolvant l'équation du second degré sur u obtenue avec les équations (1.10) et (1.11), on obtient la solution :

$$u = L (1 - \cos \theta) \left(\sqrt{1 + \frac{2G}{L \varepsilon_0}} - 1 \right), \quad (1.12)$$

avec $\varepsilon_0 = E e (1 - \cos \theta)^2 / L$. À partir de considérations cinématiques, on peut alors exprimer sa dérivée telle que :

$$\frac{du}{dt} = (V - v_f(t)) (1 - \cos \theta). \quad (1.13)$$

Or, la dérivée de l'équation (1.10) donne :

$$\frac{dG}{dt} = \frac{E e}{L} \frac{du}{dt} \left(1 - \cos \theta + \frac{u}{L} \right). \quad (1.14)$$

On obtient finalement avec l'expression (1.13) :

$$\frac{dG}{dt} = \varepsilon_0 (V - v_f(t)) \sqrt{1 + \frac{2G}{L\varepsilon_0}}, \quad (1.15)$$

que l'on peut intégrer pour exprimer la période de *stick* :

$$T_{stick} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{G_D}^{G_A} \frac{dG}{\sqrt{1 + \frac{2G}{L\varepsilon_0} (V - \Gamma_{lent}^{-1}(G))}}, \quad (1.16)$$

avec $\Gamma_{lent}(v_f)$ l'énergie de fracture de la première branche croissante, parcourue entre G_D et G_A . En considérant que $\Gamma_{lent}^{-1}(G) \ll V$ sur cette branche, on peut développer cette expression au premier ordre. Si on suppose de plus que la période de *slip* du cycle est négligeable devant celle de *stick*, on obtient l'expression de la période de *stick-slip* pour ce modèle quasi-statique :

$$T_{ss}^{(qs)} \approx T_{stick} \approx \frac{L}{E e (1 - \cos \theta)^2} \frac{\Delta \Gamma}{V} \left(1 - \frac{G_m}{E e (1 - \cos \theta)^2} \right), \quad (1.17)$$

avec $\Delta \Gamma = G_A - G_D$ et $G_m = (G_D + G_A) / 2$.

On retrouve bien que $T_{ss}^{(qs)} \propto L/V$ dans la gamme de vitesses où les hypothèses du modèle quasi-statique sont valides.

Modèle inertiel

À hautes vitesses et grands angles de pelage, les effets dynamiques au cours de la phase de *slip* ne sont plus négligeables. Un modèle a alors été proposé en prenant en compte l'inertie du ruban afin de comprendre l'observation de ces oscillations quasi-sinusoïdales.

On considère que le ruban est uniformément tendu sur toute sa longueur. Dans le référentiel de la barre en translation, le ruban pelé acquiert une vitesse :

$$\vec{v}_t = v_f [(\cos \theta - 1) \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y], \quad (1.18)$$

d'où une énergie cinétique :

$$E_c = \frac{1}{2} \mu L v_t^2 = \mu L (1 - \cos \theta) v_f^2, \quad (1.19)$$

avec μ la masse linéique du ruban. La variation d'énergie cinétique par unité de surface pelée $dA = b v_f dt$ vaut alors :

$$\frac{dE_c}{dA} = \frac{2\mu L}{b} (1 - \cos \theta) \frac{dv_f}{dt} + \frac{\mu}{b} (1 - \cos \theta) v_f^2. \quad (1.20)$$

En ajoutant la variation d'énergie cinétique au bilan du modèle de Kendall (1.3), on en déduit l'expression d'un taux de restitution dynamique de l'énergie mécanique :

$$G_d = \frac{F}{b} (1 - \cos \theta) + \frac{F^2}{2b^2 e E} - \frac{\mu (1 - \cos \theta)}{b} \left[2L \frac{dv_f}{dt} + v_f^2 \right]. \quad (1.21)$$

Ce modèle a pour but de décrire la dynamique du front lorsque celle-ci présente des oscillations quasi-sinusoïdales en vitesse. Cette dynamique n'étant pas observée aux petits angles de pelage, le second terme du bilan peut être négligé devant le premier. De plus, on a en ordre de grandeur :

$$\frac{dv_f}{dt} \sim \frac{V}{T_{ss}},$$

d'où :

$$L \frac{dv_f}{dt} \gg v_f^2.$$

En considérant que l'équilibre $G_d(V) = \Gamma(v_f)$ est vérifié à chaque instant, on en déduit une équation d'évolution pour la position du front l_p :

$$m_0 \frac{d^2 l_p}{dt^2} + k(l_p - Vt) = \frac{b}{(1 - \cos \theta)^2} (\Gamma(V) - \Gamma(v_f)), \quad (1.22)$$

avec $m_0 = 2\mu L/(1 - \cos \theta)$, $k = E e b/L$ et $\Gamma(V) = E e (1 - \cos \theta) u_0/L$, où u_0 est l'élongation moyenne au cours du pelage.

Le terme de gauche de l'équation (1.22) correspond à l'équation d'un oscillateur harmonique, dont la vitesse oscille de façon sinusoïdale à la période :

$$T_{ss}^{(i)} = 2\pi \sqrt{\frac{m_0}{k}} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\sqrt{1 - \cos \theta}} \frac{L}{c}, \quad (1.23)$$

avec $c = \sqrt{E b e/\mu}$ la célérité des ondes longitudinales dans le ruban.

Enfin, en considérant une élongation non-uniforme dans le ruban, il est possible de montrer qu'on aboutit sous certaines hypothèses [42] à une expression similaire pour la période :

$$T_{ss}^{(r)} = \frac{2\pi}{\sqrt{1 - \cos \theta}} \frac{L}{c}. \quad (1.24)$$

Les périodes $T_{ss}^{(i)}$ et $T_{ss}^{(r)}$ obtenues pour $\theta = 120^\circ$ sont représentées par des tirets horizontaux sur la figure 1.21, elles encadrent bien les périodes mesurées. Cela suggère donc que le terme de droite de l'équation (1.22) est bien négligeable dans ce régime inertiel, observée à grands angles et hautes vitesses.

1.4 Aspect multi-échelle de l'instabilité

1.4.1 Premières observations des fractures transverses

Des expériences de visualisation du front de détachement à l'aide d'une caméra ultra-rapide, prenant jusqu'à un million d'images par seconde, ont été réalisées par Thoroddsen *et al.* en 2010 [6]. Le ruban adhésif est pelé à la main depuis une plaque plane transparente, sous un angle $\theta \approx 45^\circ$, avec le dispositif expérimental présenté en figure 1.23.

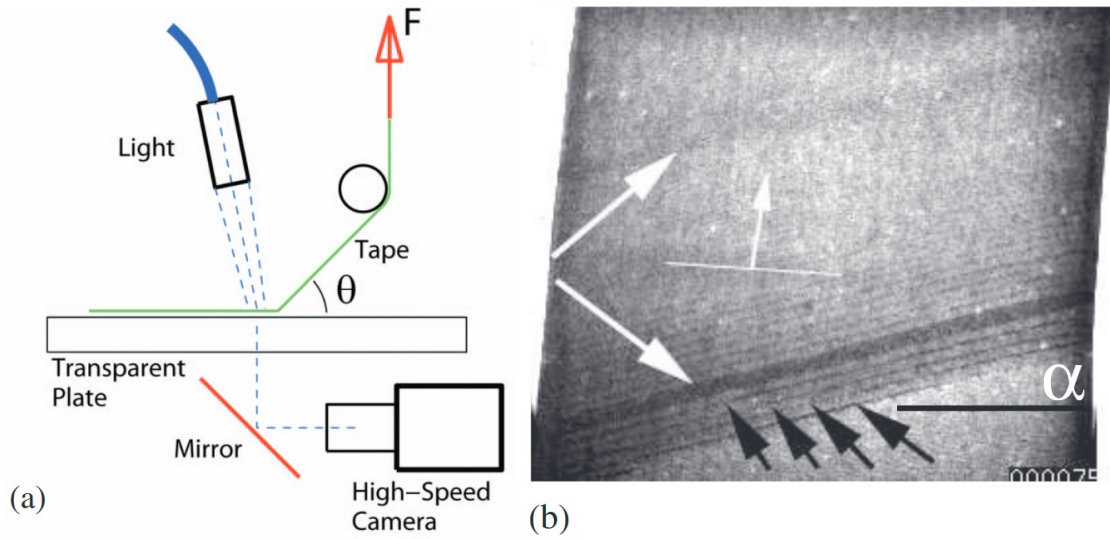


FIGURE 1.23: Dispositif expérimental utilisé pour visualiser le front de détachement à l'aide d'une caméra ultra-rapide (à gauche). Photographie du front de détachement au cours d'une phase de *slip* (à droite), les fractures transverses observées sont indiquées par les flèches noires [6].

Durant les phases de *slip*, la vitesse du front est mesurée entre 9 et 27 m/s. Des bandes de fractures transverses à la direction de pelage sont alors observées au niveau du front à travers la plaque transparente, elles sont indiquées par les flèches noires sur la figure 1.23. Ces fractures se propagent à environ 300 m/s, et sont espacées de 220 μm . Leur largeur ne semble pas dépendre de la vitesse de pelage. La plupart des fractures sont initiées depuis un bord de l'adhésif puis se propagent jusqu'à l'autre extrémité, mais certaines naissent au milieu de l'adhésif et se propagent alors dans les deux sens.

Une analyse des émissions acoustiques a été réalisée en parallèle de la visualisation [7]. Au cours de cette étude, les fractures transverses ont été observées non seulement durant les phases de *slip*, mais également à plus hautes vitesses de pelage où le front avance macroscopiquement de façon continue sans instabilité de *stick-slip*. Leurs largeurs varient de 120 à 200 μm pour les différents rubans adhésifs étudiés.

Pour chaque expérience, le spectre des émissions acoustiques présente un maximum entre 10 et 80 kHz, comme on peut le voir sur l'exemple présenté en figure 1.24,

qui correspond à la périodicité des fractures observées. Le pelage induit donc une émission dans le domaine audible et dans le domaine ultrasonore.

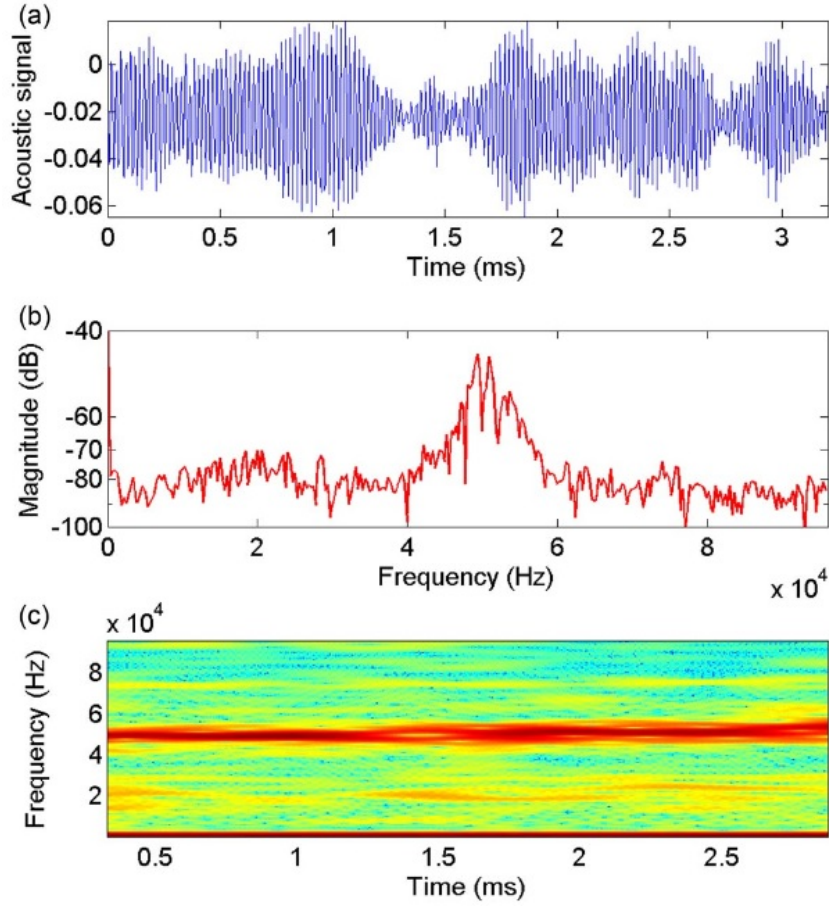


FIGURE 1.24: Signal acoustique, spectre et analyse temps-fréquence d'un pelage réalisé à 7,2 m/s [7].

1.4.2 Caractérisation des *micro-stick-slip*

Une caractérisation de ces fractures transverses a été réalisée en 2015 par Dalbe *et al.* [8]. L'avancée saccadée du front de détachement due à ces fractures a été qualifiée d'instabilité de *micro-stick-slip*, afin de la différencier du *macro-stick-slip* étudié précédemment qui apparaît à des échelles spatiales et temporelles plus grandes.

Dispositif expérimental

Le pelage est réalisé depuis un support plan, avec un angle $\theta \approx 90^\circ$, par un moteur fixé à une distance L enroulant le ruban à la vitesse V , comme représenté en figure 1.25. La visualisation du front de détachement est effectuée à l'aide d'une caméra ultra-rapide, directement à travers la plaque transparente ou sur le côté en observant le profil du ruban. Les variations de θ et L sont négligeables pour la fenêtre d'observation considérée, ce qui permet de considérer ces paramètres constants. Le

ruban adhésif utilisé est le Scotch[®] 600, il est pelé depuis son propre dos.

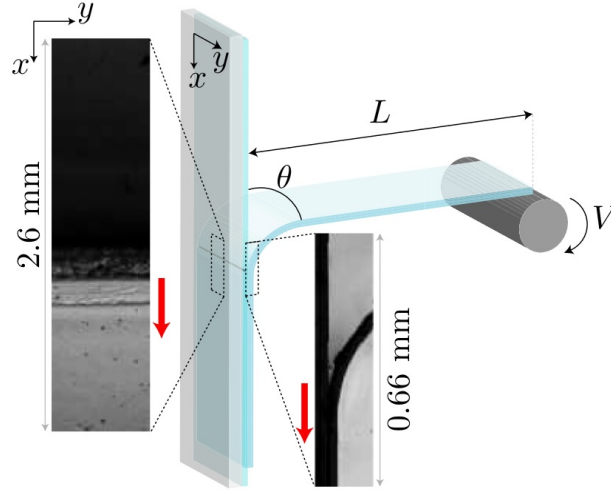


FIGURE 1.25: Dispositif expérimental utilisé pour caractériser l'instabilité de *micro-stick-slip* [8].

Avancée saccadée du front

Des fractures transverses apparaissent durant les phases de *slip* dans la gamme de vitesses où du *macro-stick-slip* est observé, provoquant ainsi une avancée saccadée du front de détachement, comme on peut le voir sur l'exemple présenté en figure 1.26. L'instabilité est également présente à plus hautes vitesses où le pelage est régulier du point de vue macroscopique, comme remarqué dans l'étude précédente [7]. Elle semble en revanche disparaître pour des vitesses de pelage très importantes, supérieures à 20 m/s, correspondant à la seconde branche croissante de $\Gamma(V)$.

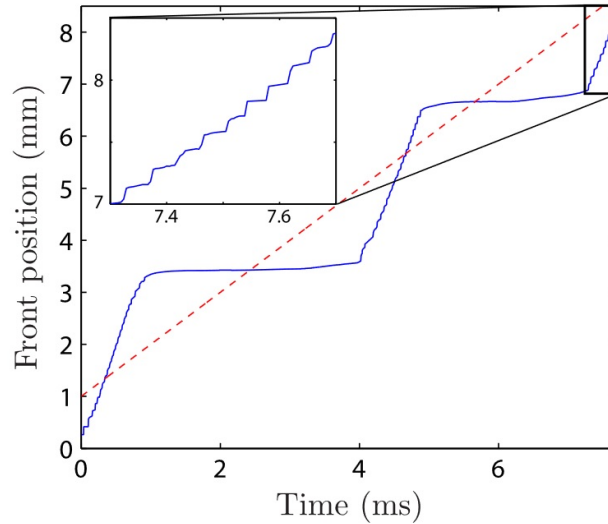


FIGURE 1.26: Position du front au cours du temps pour un pelage réalisé avec une vitesse $V = 1$ m/s et une longueur de ruban $L = 80$ cm. Une instabilité de *micro-stick-slip* est observée durant les phases rapides du *macro-stick-slip* [8].

Amplitude et période du *micro-stick-slip*

Les amplitudes et les périodes de *micro-stick-slip* ont été mesurées pour différentes longueurs de ruban L et vitesses imposées V . Leurs moyennes sont présentées en figure 1.27, en fonction de la vitesse macroscopique du front v_m . En présence de *macro-stick-slip*, v_m correspond à la vitesse moyenne durant la phase de *slip*. Lorsque le pelage est régulier à hautes vitesses, v_m est directement égale à la vitesse imposée par le moteur, soit $v_m = V$.

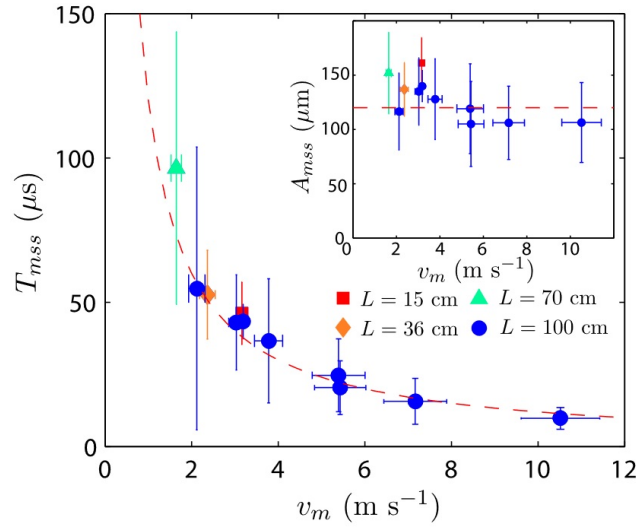


FIGURE 1.27: Période T_{mss} et amplitude A_{mss} du *micro-stick-slip* en fonction de la vitesse moyenne du front v_m pour différentes longueurs de ruban L [8].

Les amplitudes mesurées sont centrées autour de $120 \mu\text{m}$, et semblent indépendantes de la longueur de ruban. Elles présentent une légère décroissance avec la vitesse du front, mais celle-ci n'est pas significative compte tenu de la dispersion des mesures. Une amplitude A_{mss} quasi-constante implique une décroissance de la période T_{mss} inversement proportionnelle avec la vitesse v_m , ce qui semble bien être observé expérimentalement.

Évolution de la courbure du ruban

L'observation du profil du ruban au niveau du front a permis de suivre l'évolution de sa courbure au cours d'un cycle de *macro-stick-slip*. La superposition des profils observés est présentée en figure 1.28.

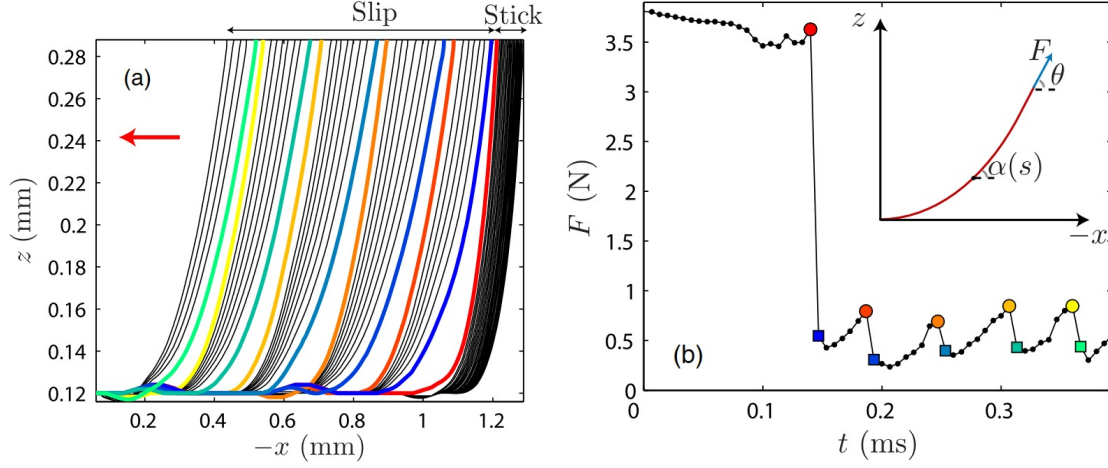


FIGURE 1.28: Évolution du profil du ruban au niveau du front au cours d'un cycle de *macro-stick-slip* (à gauche), avec un intervalle de $6,7 \mu\text{s}$ entre chaque profil, pour une expérience réalisée avec une vitesse $V = 0,73 \text{ m/s}$ et une longueur de ruban $L = 1 \text{ m}$ [8]. À partir de la théorie *Elastica* [53], on en déduit les variations de la force de pelage F associées aux variations de courbures (à droite).

Durant la phase de *stick*, le front de détachement n'avance pas, mais la contrainte dans le ruban et sa courbure augmentent progressivement. Au cours de la phase de *slip*, la propagation d'une fracture transverse, dont la vitesse est comprise entre 650 et 900 m/s, fait avancer le front rapidement et engendre un relâchement de l'énergie emmagasinée dans la courbure. La courbure recommence ensuite à augmenter jusqu'à la fracture suivante, avant d'être à nouveau relâchée.

À partir du profil du ruban, il est possible d'estimer la force de pelage en utilisant la théorie *Elastica* [53], et ainsi de remonter à l'énergie de courbure emmagasinée dans le ruban. On considère que le ruban est inextensible, de longueur L , et soumis à une force $\vec{F}$ formant un angle θ avec le substrat, comme représenté en haut à droite de la figure 1.28. La longueur caractéristique de sa courbure est :

$$r = \sqrt{\frac{EI}{F}} \ll L, \quad (1.25)$$

avec $I = be^3/12$ son moment quadratique. On peut alors montrer que chaque portion de ruban d'abscisse curviligne s forme un angle α avec le substrat tel que :

$$\alpha(s) = \theta - 4 \arctan \left(e^{-s/r} \tan \left(\frac{\theta}{4} \right) \right). \quad (1.26)$$

En ajustant le profil observé à chaque image avec cette expression, on peut remonter au paramètre r , puis à l'évolution de la force F au cours du temps, représentée en figure 1.28 à droite. Le premier *micro-stick-slip* suivant la phase de *stick* correspond à une chute importante de la force. Elle oscille ensuite au cours de chaque *micro-stick-slip* avec une amplitude d'environ 0,4 N.

À partir de la force, on peut en déduire l'énergie de courbure E_c emmagasinée

dans le ruban [54] :

$$E_c = 4 \sqrt{E I F} \sin^2 \left(\frac{\theta}{4} \right). \quad (1.27)$$

En supposant que le relâchement de l'énergie de courbure ΔE_c est associé à la propagation d'une fracture de largeur A_{mss} , on peut en déduire l'expression d'une énergie de fracture effective Γ_{mss} lors du *micro-stick-slip* :

$$\Gamma_{\text{mss}} = \frac{\Delta E_c}{b A_{\text{mss}}}. \quad (1.28)$$

La variation de force entre deux *micro-stick-slip* successifs correspond à une énergie de fracture $\Gamma_{\text{mss}} \approx 13,5 \pm 1,3 \text{ J/m}^2$. Cette valeur est proche du minimum local de la seconde branche croissante de $\Gamma(V)$, ce qui tend à valider l'approche théorique précédente. Néanmoins, le modèle proposé ne fournit pas une prédiction explicite de l'amplitude du *micro-stick-slip*. Il est donc nécessaire d'aller plus loin dans la modélisation microscopique de ce phénomène, mais également dans sa caractérisation expérimentale.

1.5 Objectifs de la thèse

Malgré les nombreuses études réalisées sur l'instabilité, plusieurs points restent encore mal compris.

La transition du pelage régulier vers l'instabilité, à proximité du maximum local de la courbe $\Gamma(V)$, soulève différentes interrogations. En effet, la bistabilité présente sur une large gamme de vitesses lors du pelage depuis un substrat plan [42, 52] n'a pas été observée lors du pelage depuis un rouleau [51]. Elle pourrait être due à des hétérogénéités locales d'adhésion, liées à la préparation des échantillons, ou au dispositif expérimental utilisé. Enfin, le caractère sous-critique ou supercritique de la transition n'a jamais clairement été mis en évidence du point de vue théorique. Au cours de cette thèse, nous avons alors caractérisé les différentes dynamiques du front de détachement en utilisant un dispositif expérimental plus stable où l'adhésion est mieux contrôlée. Le front a été visualisé directement à l'aide d'une caméra rapide, et une large gamme de vitesses a été balayée, en particulier à proximité de la transition vers l'instabilité. Nous avons alors mis en évidence que l'inertie du ruban, qui est un élément important de la dynamique à hautes vitesses [42, 52], joue un rôle essentiel sur cette transition lors de la modélisation théorique du pelage. Ces résultats constituent le Chapitre 2 de cette thèse.

Une résolution numérique des équations modélisant le pelage d'un ruban adhésif dans des conditions stationnaires a également été effectuée. Cette étude a permis de retrouver les différentes dynamiques observées expérimentalement, et d'étudier indépendamment l'effet de l'angle de pelage, de la longueur de ruban, mais aussi des propriétés physiques du ruban sur l'instabilité. Elle fait l'objet du Chapitre 3.

L'instabilité de *micro-stick-slip* a été découverte récemment, et a donc fait l'objet de moins d'études [6–8]. Sa caractérisation expérimentale n'a pas clairement mis en évidence l'influence de la vitesse du pelage sur son amplitude. Le modèle proposé, qui

est basé sur une description statique de l'énergie emmagasinée dans la courbure du ruban, ne permet d'ailleurs pas de prédire son évolution avec les différents paramètres du pelage. Expérimentalement, nous avons alors caractérisé le *micro-stick-slip* en fonction de la vitesse du front, de l'angle de pelage et de la longueur de ruban, mais aussi de sa rigidité en flexion. Une modélisation dynamique du phénomène a permis de retrouver les évolutions observées, en prenant en compte l'inertie du ruban comme dans le cas de l'instabilité macroscopique. Cette étude est détaillée au Chapitre 4.

Chapitre 2

Caractérisation expérimentale de l'instabilité macroscopique et modélisation

L'expérience ne se trompe jamais, ce sont nos jugements qui se trompent.

Léonard de Vinci

Sommaire

2.1	Dispositif expérimental	45
2.2	Description des dynamiques	47
2.3	Évolution du taux de restitution de l'énergie mécanique	50
2.4	Caractérisation expérimentale de la macro-instabilité .	52
2.4.1	Période de la macro-instabilité	52
2.4.2	Amplitude en vitesse des oscillations	53
2.4.3	Amplitude du <i>macro-stick-slip</i>	53
2.5	Évolution de l'instabilité avec les paramètres de pelage	54
2.5.1	Évolution avec l'angle de pelage	54
2.5.2	Évolution avec la longueur de ruban	57
2.5.3	Évolution avec la superposition de couches	59
2.6	Modélisation théorique du pelage oscillant	62
2.6.1	Équations générales	62
2.6.2	Aspect énergétique	63
2.6.3	Simplification des équations	66
2.6.4	Application au pelage régulier	68
2.6.5	Application au pelage oscillant	68
2.7	Résolution numérique	71
2.7.1	Paramètres de la résolution	71
2.7.2	Dynamiques observées	72
2.7.3	Caractérisation des oscillations pour différents angles . . .	75
2.8	Conclusion	77

Nous avons caractérisé expérimentalement les différentes dynamiques du front de détachement en fonction de la vitesse, de l'angle de pelage et de la longueur de ruban. Pour cela, le front est visualisé directement à l'aide d'une caméra rapide. Le pelage est réalisé depuis une plaque plane entre deux couches de ruban adhésif extraites directement depuis un rouleau, afin de réduire au maximum les hétérogénéités d'adhésion. En se focalisant sur l'instabilité macroscopique, nous avons mis en évidence une dynamique du front constituée d'oscillations sinusoïdales en vitesse. Une modélisation théorique a alors été proposée, et sa résolution numérique a permis de retrouver les caractéristiques de cette dynamique.

2.1 Dispositif expérimental

Le pelage est réalisé depuis une plaque en plexiglas plane à l'aide d'un moteur cylindrique fixe (Schneider Electric BSH) sur lequel est attaché le ruban adhésif, comme représenté en figure 2.1.

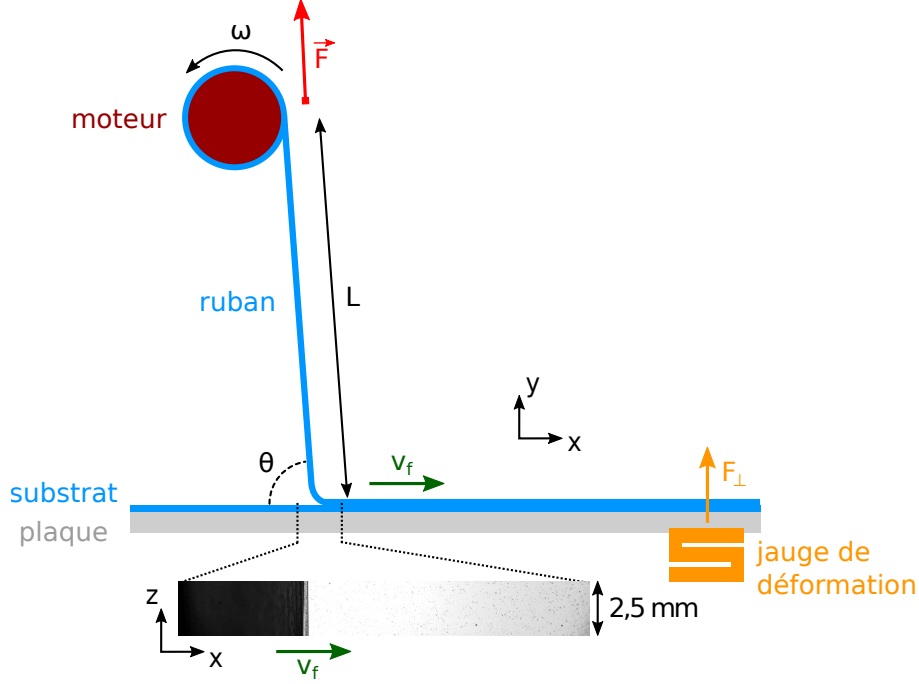


FIGURE 2.1: Dispositif expérimental permettant le pelage d'un ruban adhésif par un moteur fixe enroulant à vitesse angulaire ω constante. Le front de détachement, qui se propage à la vitesse v_f , est observé à l'aide d'une caméra rapide lorsque le ruban de longueur L est pelé sous un angle θ . La composante orthogonale à la plaque $F_{\perp}$ de la force exercée par le ruban est mesurée à l'aide d'une jauge de déformation, elle correspond à la transmission de la force $\vec{F}$ exercée par le moteur.

Le ruban est enroulé à vitesse angulaire ω constante, imposant à son extrémité une vitesse $V = R\omega$, avec $R = 2$ cm le rayon de l'axe du moteur. La dynamique du front de détachement est observée à travers la plaque transparente sur 2 cm environ avec une caméra rapide (Photron SA5) montée sur un macro-objectif (Canon MP-E 65 mm). Dans le champ de vision de la caméra, le ruban de longueur L est pelé sous un angle θ . En changeant la position du moteur par rapport au substrat, on peut ainsi modifier les valeurs de L et θ . La composante orthogonale à la plaque $F_{\perp}$ de la force exercée par le ruban sur la plaque est mesurée à l'aide d'une jauge de déformation (Testwell KD40S 10 N).

Comme les positions du moteur et de la plaque sont fixées, la longueur de ruban et l'angle évoluent au cours du pelage. Pour les expériences réalisées dans ce chapitre, les variations de L sont inférieures à 4% et celles de θ sont inférieures à 5% dans le champ de vision de la caméra. Nous allons alors considérer que ces paramètres sont

constants et égaux à leurs valeurs moyennes au cours du pelage, soit :

$$L_p = \langle L \rangle_{\text{pelage}}, \quad (2.1)$$

$$\theta_p = \langle \theta \rangle_{\text{pelage}}. \quad (2.2)$$

On définit également la vitesse de pelage V_p comme la moyenne de la vitesse du front v_f au cours de l'expérience. On peut la relier à la vitesse imposée par le moteur V en prenant en compte la géométrie du dispositif :

$$V_p = \langle v_f \rangle_{\text{pelage}} = \frac{V}{1 - \cos \theta_p}. \quad (2.3)$$

Contrairement aux dispositifs où la plaque se translate à la même vitesse que le moteur [42, 52], les paramètres du pelage (L_p , θ_p et V_p) ne sont pas parfaitement constants au cours d'une expérience. Notre dispositif présente cependant l'avantage de réaliser un pelage plus stable, en réduisant les vibrations provoquées par la translation du support.

Dans la suite, on suppose que la force de pelage $\vec{F}$ exercée par le moteur à une extrémité du ruban est transmise de façon homogène sur toute sa longueur. Cela revient à négliger la propagation d'ondes dans le ruban. Le temps de réponse de la jauge de déformation étant de quelques millisecondes, il n'est pas suffisant pour suivre les variations rapides de force lors d'un pelage instable, en particulier à hautes vitesses où du *stick-slip* est observé. La mesure de la valeur moyenne de la composante orthogonale à la plaque $F_\perp$ est néanmoins possible, et permet de remonter à la moyenne de la force F au cours d'un pelage :

$$F_p = \langle F \rangle_{\text{pelage}} = \frac{\langle F_\perp \rangle_{\text{pelage}}}{\sin \theta_p}. \quad (2.4)$$

Le ruban adhésif utilisé est le Scotch® 600, avec lequel de nombreuses études ont déjà été réalisées [37, 42, 49–52]. Il est constitué d'un dos élastique en UPVC d'épaisseur $e = 34 \mu\text{m}$, de largeur $b = 19 \text{ mm}$ et de module de Young $E = 1,41 \text{ GPa}$, sur lequel est déposé une couche d'adhésif acrylique d'épaisseur $a = 15 \mu\text{m}$, pour une masse linéique globale $\mu = 8,0 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}$.

En utilisant le dos du ruban comme substrat, nous nous plaçons dans des conditions similaires à son pelage depuis un rouleau. Afin d'obtenir une adhésion la plus homogène possible, il est préférable de réaliser le pelage à l'interface entre deux couches de ruban n'ayant jamais été décollées, les procédés de fabrication au niveau industriel étant très robustes. Pour cela, nous extrayons deux couches collées entre elles en incisant directement un rouleau commercial. En collant le ruban inférieur sur la plaque plane et en fixant l'extrémité du ruban supérieur au moteur, on réalise ainsi le pelage entre ces deux couches. L'homogénéité de l'adhésion est finalement bien meilleure que lorsque le ruban est préalablement décollé du rouleau puis recollé sur le substrat, comme cela a été réalisé lors de précédentes études [42, 52].

Le suivi du front de détachement par la caméra est réalisé avec une fréquence d'acquisition de 50 000 images par seconde, pour des images de 1024×144 pixels, avec une résolution spatiale de $18 \mu\text{m}$ par pixel. Un exemple d'image obtenue est

présenté en bas de la figure 2.1. Le pelage est réalisé de la gauche vers la droite. Le ruban encore collé au substrat paraît clair, tandis que le ruban pelé paraît sombre par un effet d'ombre. En détectant l'interface entre la zone claire et la zone sombre à chaque image, on peut alors suivre la position du front au cours du temps, et ainsi en déduire sa vitesse v_f mesurée sur une fenêtre glissante de 0,5 ms.

2.2 Description des dynamiques

Nous allons dans un premier temps décrire les dynamiques observées en fonction de la vitesse de pelage V_p , pour un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur $L_p = 50$ cm.

Pelage régulier

À faible vitesse de pelage, inférieure à 0,27 m/s, l'avancée du front est linéaire au cours du temps. Sa vitesse est constante et égale à la vitesse de pelage. Un exemple de pelage régulier obtenu pour $V_p = 0,10$ m/s est présenté en figure 2.2.

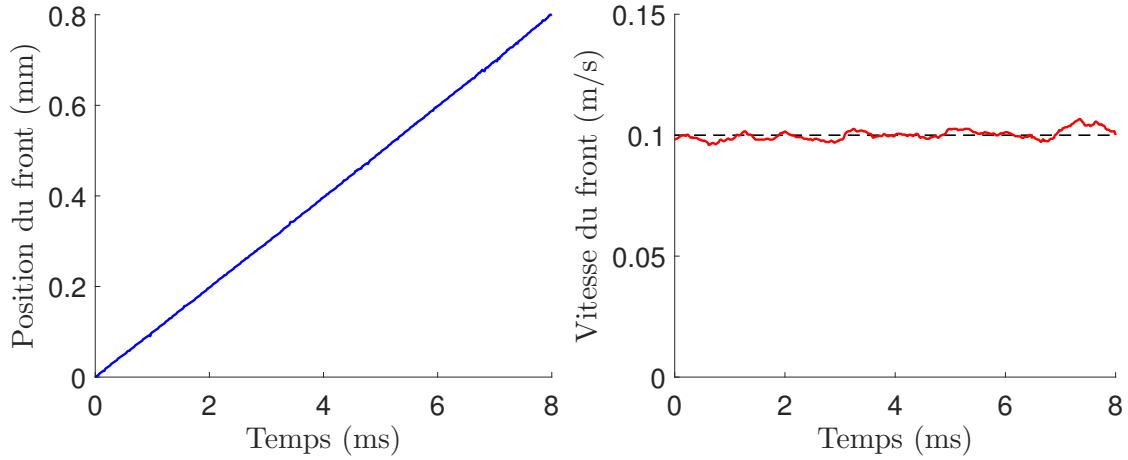


FIGURE 2.2: Position et vitesse du front au cours d'un pelage régulier réalisé à la vitesse $V_p = 0,10$ m/s, avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Pelage oscillant

Pour une vitesse de pelage comprise entre 0,27 m/s et 0,48 m/s, l'avancée du front présente une alternance d'accélération puis de décélération. Sa vitesse oscille de façon quasi-sinusoïdale autour de la vitesse de pelage avec une période de quelques millisecondes. Un exemple de pelage oscillant obtenu pour $V_p = 0,37$ m/s est présenté en figure 2.3.

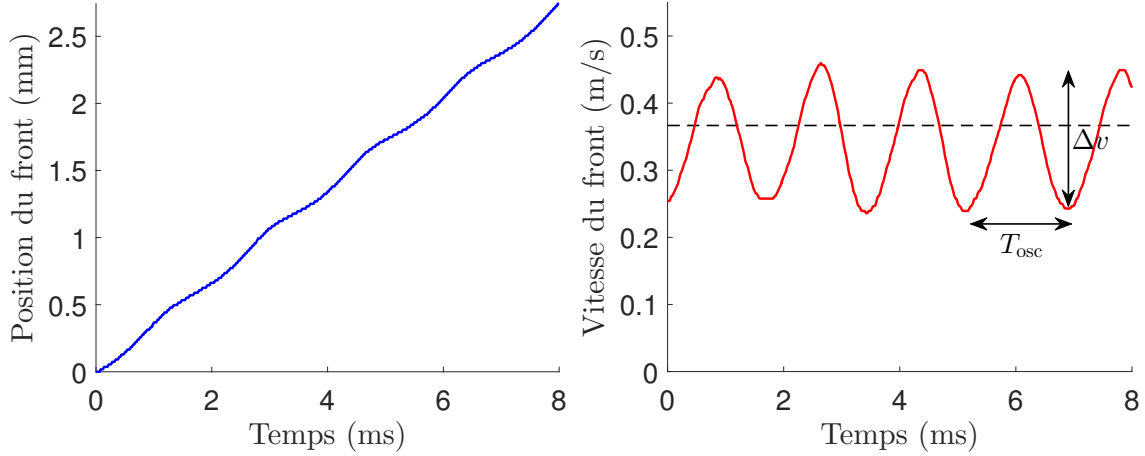


FIGURE 2.3: Position et vitesse du front au cours d'un pelage oscillant réalisé à la vitesse $V_p = 0,37$ m/s, avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Cette dynamique instable est différente du *stick-slip* habituellement observé à l'échelle macroscopique, car elle ne présente pas une phase de *stick* et une phase de *slip* clairement identifiable, comme nous pourrions le voir par la suite. De plus, le front n'avance pas de façon saccadée à l'échelle microscopique, il ne présente donc pas de *micro-stick-slip* [6–8]. Cette dynamique apparaît pour une gamme de vitesses intermédiaires entre le pelage régulier et l'instabilité de *stick-slip* multi-échelle. Elle n'a jamais été observée lors des précédentes études à vitesses imposées [42, 52]. À la place, une bistabilité entre ces deux régimes avait été observée, probablement à cause d'hétérogénéités d'adhésion ou de fluctuations de vitesse du moteur ou du substrat.

La caractérisation du pelage oscillant est réalisée dans une prochaine partie en mesurant la période de ses oscillations T_{osc} et sa variation en vitesse Δv .

Macro-stick-slip

Pour une vitesse de pelage comprise entre 0,48 m/s et 1,10 m/s, la dynamique du front présente une instabilité de *macro-stick-slip*, où du *micro-stick-slip* est observé lors des phases rapides. Un exemple obtenu pour $V_p = 0,69$ m/s est présenté en figure 2.4.

La dynamique est caractérisée par l'alternance de phases de *macro-slip*, où la vitesse du front est bien supérieure à la vitesse de pelage, et de phases de *macro-stick*, où le front est presque immobile. Cette gamme de vitesses correspond au domaine de coexistence des instabilités de *stick-slip* macroscopique et microscopique. L'étude détaillée du *micro-stick-slip* est réalisée dans le dernier chapitre de cette thèse ; nous nous contenterons ici de remarquer sa présence.

Nous caractériserons ce régime dans une prochaine partie en mesurant l'amplitude A_{ss} de ces avancées saccadées (de l'ordre de quelques millimètres) et leur période T_{ss} (de l'ordre de quelques millisecondes).

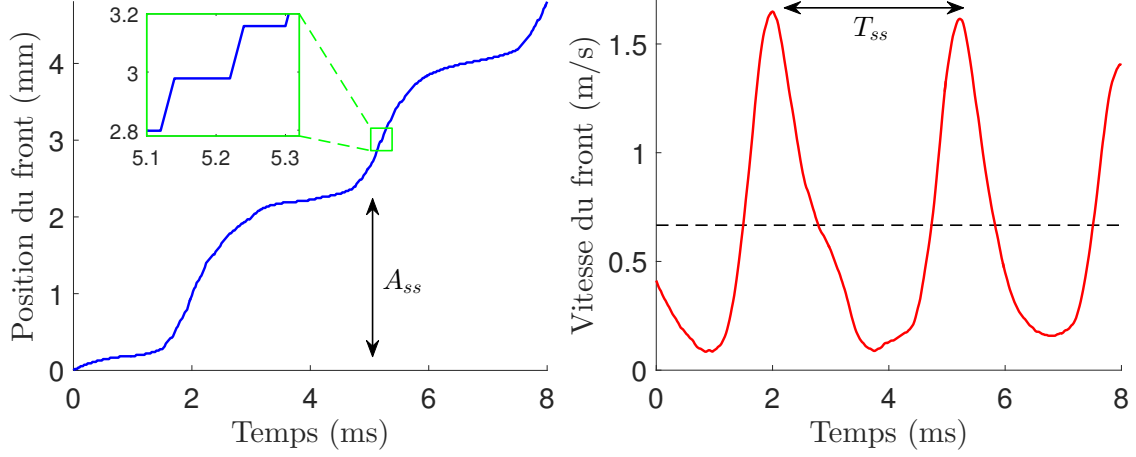


FIGURE 2.4: Position et vitesse du front lors d'un pelage présentant du *macro-stick-slip* réalisé à la vitesse $V_p = 0,69$ m/s, avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. L'instabilité de *micro-stick-slip* est observée lors des phases rapides.

Domaine bistable

Pour la gamme de vitesses de pelage comprise entre 1,10 m/s et 1,60 m/s, certains pelages présentent une instabilité de *stick-slip* multi-échelle, tandis que d'autres présentent du *micro-stick-slip* en continu, comme présenté ci-dessous. Ce domaine bistable avait déjà été observé lors de précédentes études [42, 52], qui se limitaient aux dynamiques macroscopiques du front de détachement.

Micro-stick-slip en continu

Pour une vitesse de pelage supérieure à 1,60 m/s et jusqu'au moins 5 m/s, le front de détachement avance de façon continue à la vitesse imposée V_p du point de vue macroscopique (à l'échelle de la milliseconde). À plus petite échelle, on observe cependant une avancée saccadée, avec du *micro-stick-slip* en continu. Cette gamme de vitesses correspond donc au domaine d'existence de l'instabilité microscopique uniquement. Un exemple obtenu pour $V_p = 1,67$ m/s est présenté en figure 2.5.

Notre dispositif ne nous permet pas d'atteindre des vitesses de pelage stationnaire supérieures à 5 m/s. Une précédente étude expérimentale [8] a cependant montré que l'instabilité de *micro-stick-slip* peut être observée jusqu'à des vitesses de l'ordre de 20 m/s.

Indépendance des deux instabilités

L'observation de ces différentes dynamiques, et en particulier la mise en évidence du pelage oscillant, nous permet d'en conclure que l'instabilité macroscopique et l'instabilité microscopique sont indépendantes l'une de l'autre. Elles peuvent en effet être observées séparément :

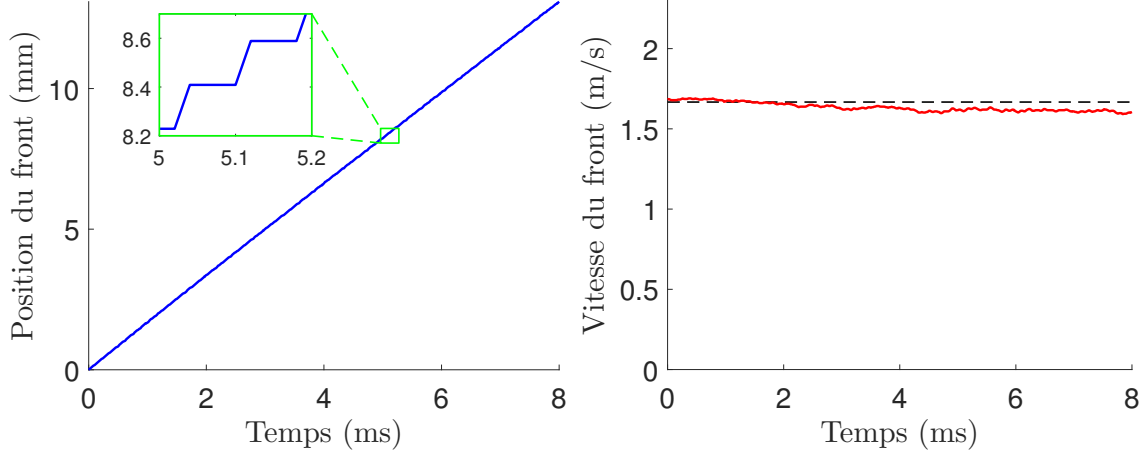


FIGURE 2.5: Position et vitesse du front lors d'un pelage présentant du *micro-stick-slip* en continu réalisé à la vitesse $V_p = 1,67$ m/s, avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

- le pelage oscillant est l'expression d'une instabilité macroscopique sans instabilité microscopique,
- le régime de *macro-stick-slip*, qui a été longuement étudié par le passé, correspond au domaine de coexistence des deux instabilités,
- la dynamique présentant du *micro-stick-slip* en continu est stable à l'échelle macroscopique.

Qualifier ces instabilités de « *stick-slip* » sur toutes leurs gammes d'existence n'est d'ailleurs pas forcément approprié, car un pelage oscillant ne présente pas vraiment une dynamique saccadée. Il est préférable de parler de « macro-instabilité » et de « micro-instabilité ».

2.3 Évolution du taux de restitution de l'énergie mécanique

À partir de la mesure de la force moyenne F_p au cours d'un pelage, on peut en déduire le taux de restitution de l'énergie mécanique par l'expression de Rivlin (1.4) :

$$G = \frac{F_p}{b} (1 - \cos \theta_p) . \quad (2.5)$$

On estime ce taux pour les dynamiques de pelage stable et instable. Son évolution en fonction de la vitesse de pelage V_p pour un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm est représentée en figure 2.6.

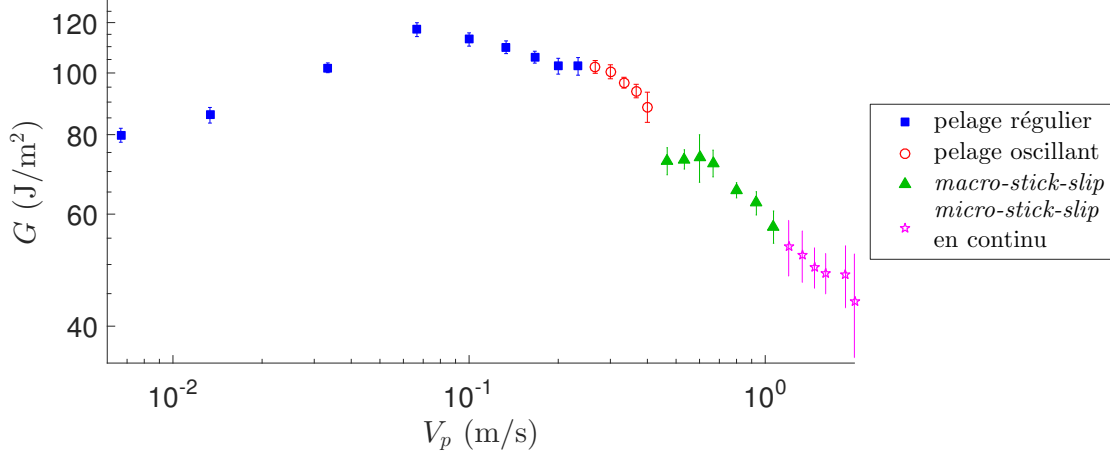


FIGURE 2.6: Taux de restitution de l'énergie mécanique G en fonction de la vitesse de pelage V_p pour un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Pour $V_p < 0,07$ m/s, le pelage est régulier et G croît progressivement avec la vitesse, en accord avec les précédentes études expérimentales [22, 42, 43, 51].

Après un maximum en $V_p \approx 0,07$ m/s, le taux de restitution présente un plateau légèrement décroissant, bien que le pelage semble encore régulier. Des oscillations en vitesse sont observées à partir de 0,27 m/s sur la branche instable. L'amplitude de ces oscillations croît avec la vitesse, comme nous le montrerons dans la prochaine partie ; il est alors difficile d'estimer à partir de quelle vitesse exactement le pelage devient oscillant. Sachant qu'une décroissance de $G(V_p)$ est vraisemblablement liée à une dynamique instable du front, il est probable que le pelage soit oscillant à partir de 0,07 m/s, mais que les oscillations soient trop faibles pour être détectées.

L'instabilité de *macro-stick-slip*, présentant du *micro-stick-slip* lors de ses phases rapides, est observée à partir de 0,48 m/s. On remarque que l'apparition de la micro-instabilité est associée à une chute du taux de restitution de l'énergie mécanique, qui continue ensuite à décroître avec la vitesse.

Entre 1,1 m/s et 2 m/s, la macro-instabilité disparaît et du *micro-stick-slip* en continu est observé. Le taux de restitution de l'énergie mécanique continue à décroître avec la vitesse.

Le temps de réponse de la jauge de déformation n'est pas suffisant pour mesurer la force moyenne au cours d'un pelage trop rapide, ce qui est le cas pour une vitesse supérieure à 2 m/s. Il n'est donc pas possible d'atteindre la seconde branche croissante de $G(V_p)$ autour de 20 m/s [22, 43], afin d'observer la disparition du *micro-stick-slip* [8].

À partir de cette évolution et des différentes dynamiques observées, il est possible d'en conclure que les instabilités macroscopiques et microscopiques sont toutes les deux associées à la décroissance du taux de restitution de l'énergie mécanique avec la vitesse. L'apparition de la micro-instabilité est également reliée à une chute brutale du taux de restitution.

2.4 Caractérisation expérimentale de la macro-instabilité

Pour plusieurs vitesses de pelage où la dynamique du front présente la macro-instabilité, nous avons mesuré les amplitudes et périodes d'une dizaine d'oscillations ou de *macro-stick-slip*. Les expériences ont été réalisées avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

2.4.1 Période de la macro-instabilité

La figure 2.7 présente la période moyenne des oscillations T_{osc} et des *macro-stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse de pelage.

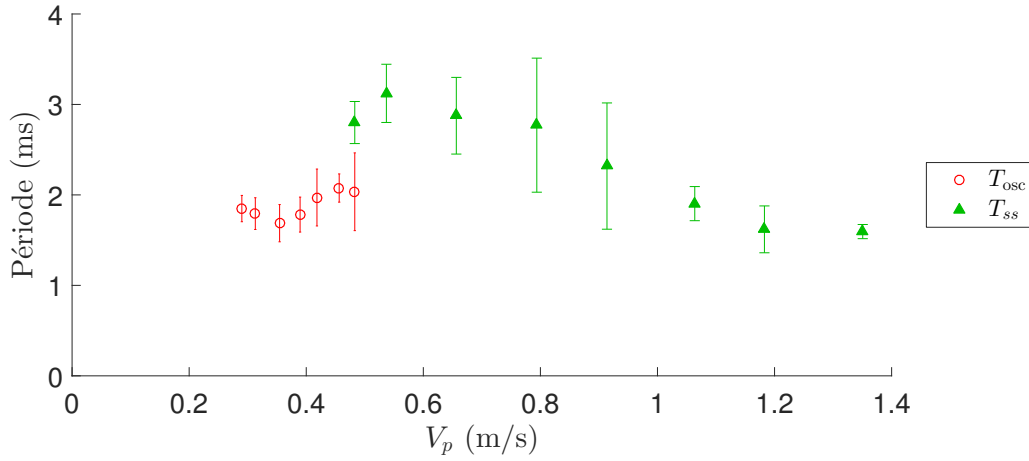


FIGURE 2.7: Période des oscillations T_{osc} et des *macro-stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse de pelage V_p , avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

La période des oscillations semble à peu près constante et indépendante de la vitesse de pelage. À la transition vers le régime de *stick-slip*, la période de la macro-instabilité passe brusquement à une valeur plus élevée. Elle décroît ensuite progressivement jusqu'à atteindre un palier autour de 1,6 ms. Cette évolution de la période de *stick-slip* est cohérente avec les précédentes études expérimentales [42, 52]. Une décroissance inversement proportionnelle à la vitesse est prévue par le modèle quasi-statique développé par Barquins *et al.* [22, 43]. Celle observée ici est cependant moins marquée car l'angle de pelage est important. La convergence vers une valeur constante à hautes vitesses est due à l'inertie du ruban d'après le modèle proposé par Dalbe *et al.* [42].

On peut remarquer que T_{osc} est proche de la valeur du palier de T_{ss} aux hautes vitesses. Nous nous sommes alors demandé si le même mécanisme pourrait être à l'œuvre dans les deux cas, ce qui signifierait que la période des oscillations à basses vitesses est fixée par l'inertie du ruban. Nous allons montrer que c'est effectivement le cas à la fin de ce chapitre en proposant une modélisation du pelage oscillant qui prend en compte cette inertie.

2.4.2 Amplitude en vitesse des oscillations

Les oscillations observées lors d'un pelage oscillant étant quasi-sinusoidales, on les caractérise par leur amplitude en vitesse $a_v = \Delta v/2$. L'évolution du ratio de l'amplitude a_v sur la vitesse de pelage V_p est présentée en figure 2.8. On observe que l'amplitude des oscillations croît avec la vitesse sur toute la gamme d'observation du pelage oscillant.

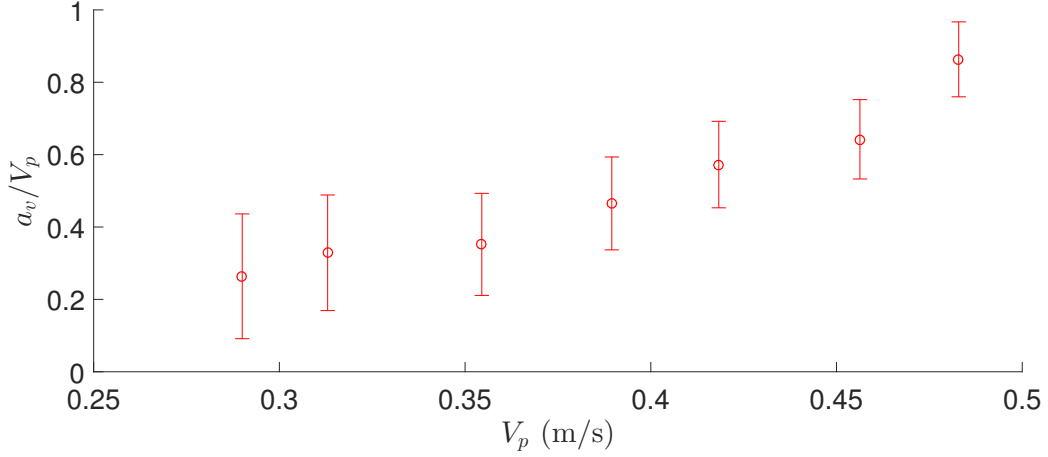


FIGURE 2.8: Ratio a_v/V_p des oscillations en fonction de la vitesse de pelage V_p , avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Comme discuté précédemment, il est difficile d'estimer à partir de quelle vitesse le front de détachement commence à osciller. Des oscillations de très faibles amplitudes sont observées entre 0,27 m/s et 0,29 m/s, mais la précision des mesures n'est pas suffisante pour en déduire leurs amplitudes.

Pour $V_p = 0,48$ m/s, à la frontière entre le pelage oscillant et la dynamique de *macro-stick-slip*, le ratio a_v/V_p tend vers 1, d'où une amplitude $a_v \approx 0,5$ m/s. La vitesse instantanée du front s'approche alors de 1 m/s au plus rapide des oscillations. Or, cette vitesse semble être la limite de déclenchement de la micro-instabilité, comme nous en discuterons dans le dernier chapitre. L'apparition du *micro-stick-slip* serait responsable de l'avancée saccadée macroscopique du front, où l'évolution de la vitesse n'est alors plus sinusoidale mais présente une phase rapide suivie d'une phase d'arrêt. Il y a donc une forte interaction entre ces deux instabilités : la vitesse importante du front induite par la macro-instabilité entraîne l'apparition du *micro-stick-slip*, qui modifie à son tour la dynamique macroscopique.

2.4.3 Amplitude du *macro-stick-slip*

Lorsque le pelage présente une instabilité de *macro-stick-slip*, nous avons mesuré l'amplitude A_{ss} de ses avancées saccadées. Son évolution en fonction de la vitesse de pelage est représentée en figure 2.9.

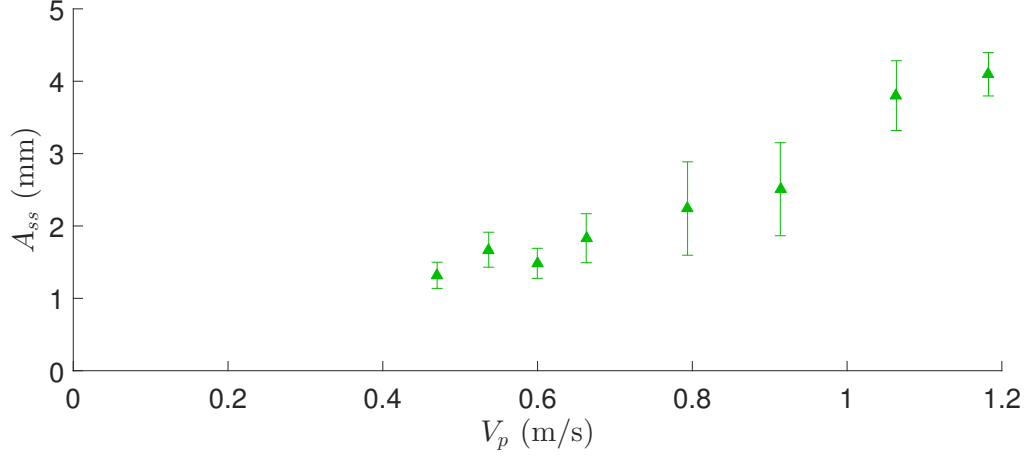


FIGURE 2.9: Amplitude du *macro-stick-slip* A_{ss} en fonction de la vitesse de pelage V_p , avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

En pelage stationnaire, le rapport de l'amplitude du *macro-stick-slip* A_{ss} sur sa période T_{ss} correspond à la vitesse de pelage, soit $V_p = A_{ss}/T_{ss}$. L'étude de l'évolution de l'amplitude avec la vitesse est donc équivalente à celle de la période. La faible décroissance de T_{ss} aux basses vitesses pour cet angle correspond alors à un palier légèrement croissant pour A_{ss} . L'amplitude croît ensuite de façon presque linéaire aux plus hautes vitesses.

2.5 Évolution de l'instabilité avec les paramètres de pelage

La description des différentes dynamiques et une première caractérisation de l'instabilité ont été réalisées avec un angle de pelage $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm, car ces conditions permettent d'observer du pelage oscillant sur une large gamme de vitesses. Nous avons réalisé une étude similaire pour différents angles de pelage et différentes longueurs de ruban, que nous allons présenter ici.

2.5.1 Évolution avec l'angle de pelage

Dynamiques observées

Un diagramme regroupant les dynamiques observées en fonction de la vitesse de pelage pour différents angles θ_p et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm est présenté en figure 2.10.

La succession des différentes dynamiques est identique pour tous les angles, mais les vitesses de transition évoluent avec l'angle de pelage. La gamme de vitesses présentant du *macro-stick-slip* s'agrandit fortement lorsque l'angle diminue, tandis que les gammes du pelage régulier et du *micro-stick-slip* en continu sont plus larges à

grands angles. Cette évolution est en accord avec les précédentes études expérimentales [42, 52].

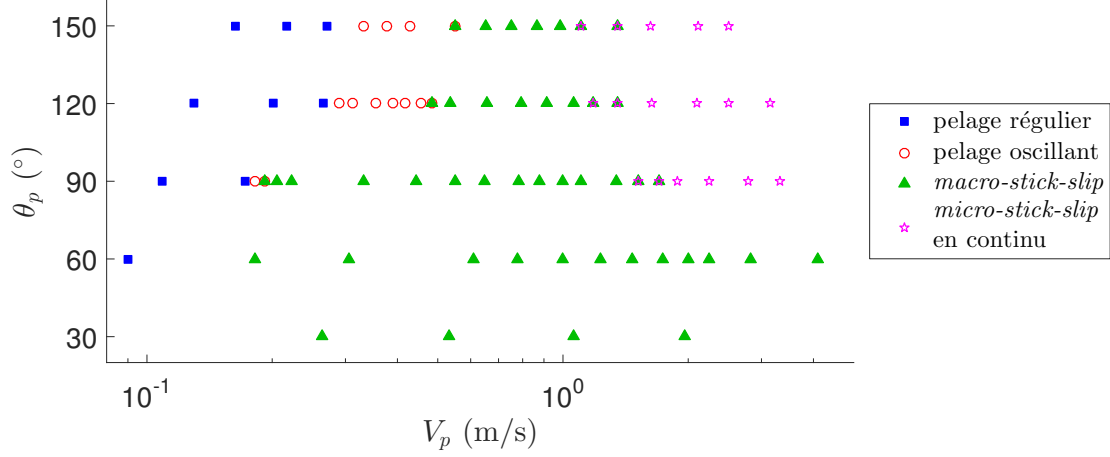


FIGURE 2.10: Dynamique observée en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Le pelage oscillant est présent sur une large gamme de vitesses aux grands angles, et sur une gamme plus réduite pour $\theta_p = 90^\circ$. Cette dynamique n'est pas observée aux petites angles, soit parce qu'elle n'existe pas, soit parce que sa gamme est simplement très petite. Les variations de vitesse du front au cours du pelage instable deviennent tout de suite très importantes à la transition de l'instabilité aux faibles angles, et provoque du *macro-stick-slip*. La transition est plus progressive aux grands angles avec l'apparition d'oscillations dont l'amplitude croît avec la vitesse, comme nous l'avons vu précédemment.

Période de la macro-instabilité

La figure 2.11 présente la période moyenne des oscillations T_{osc} et des *macro-stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse de pelage pour différents angles, avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Comme présenté précédemment pour $\theta_p = 120^\circ$, les périodes des oscillations observées à 90° et 150° semblent constantes et indépendantes de la vitesse de pelage. Aux faibles angles ($\theta_p < 90^\circ$), la période de *stick-slip* présente une décroissance aux faibles vitesses qui évolue comme l'inverse de la vitesse de pelage. Ce résultat est en accord avec le modèle quasi-statique développé par Barquins *et al.* [22, 43], et les précédentes études expérimentales [42, 51]. À plus hautes vitesses et aux grands angles, le régime inertiel fait tendre la période vers une constante. On remarque que la valeur de cette constante est proche de celle des oscillations pour 90° et 150° , comme nous l'avons déjà remarqué à 120° .

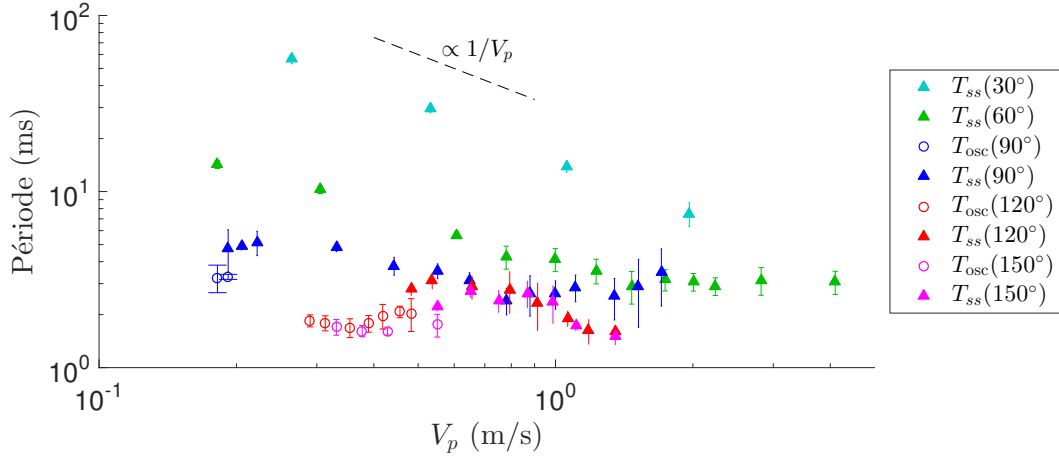


FIGURE 2.11: Période des oscillations T_{osc} et du *macro-stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Amplitude du *macro-stick-slip*

L'amplitude moyenne A_{ss} des cycles de *stick-slip* en fonction de la vitesse de pelage pour les différents angles est présentée en figure 2.12, avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

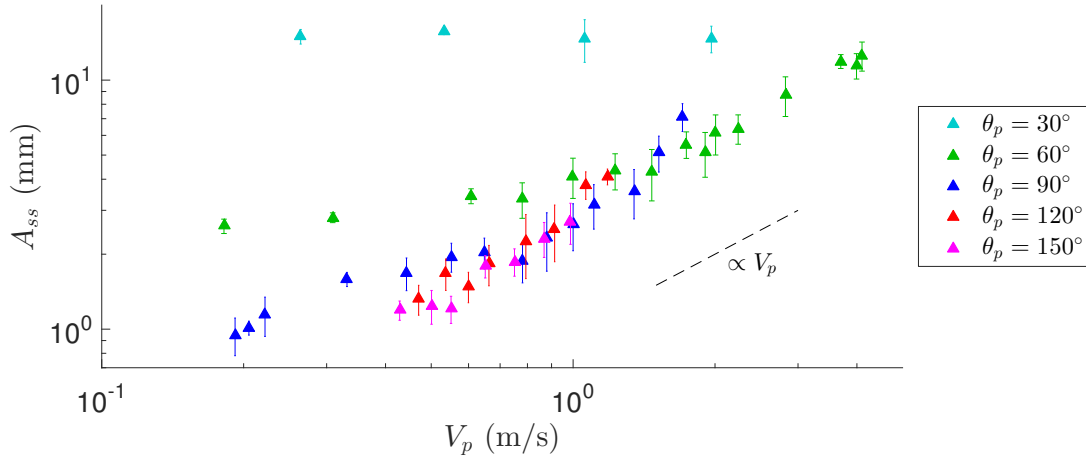


FIGURE 2.12: Amplitude du *macro-stick-slip* A_{ss} en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Comme décrit précédemment pour $\theta_p = 120^\circ$, l'étude de l'évolution de l'amplitude A_{ss} est équivalente à celle de la période T_{ss} . On retrouve alors une amplitude constante aux faibles angles et vitesses de pelage lorsque les hypothèses du modèle quasi-statique sont vérifiées, notamment à 30° . La période évoluant peu aux plus grands angles et vitesses, on obtient une évolution presque linéaire de l'amplitude avec V_p .

2.5.2 Évolution avec la longueur de ruban

Dynamiques observées

Un diagramme regroupant les dynamiques observées en fonction de la vitesse de pelage pour différentes longueurs de ruban avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ est présenté en figure 2.13.

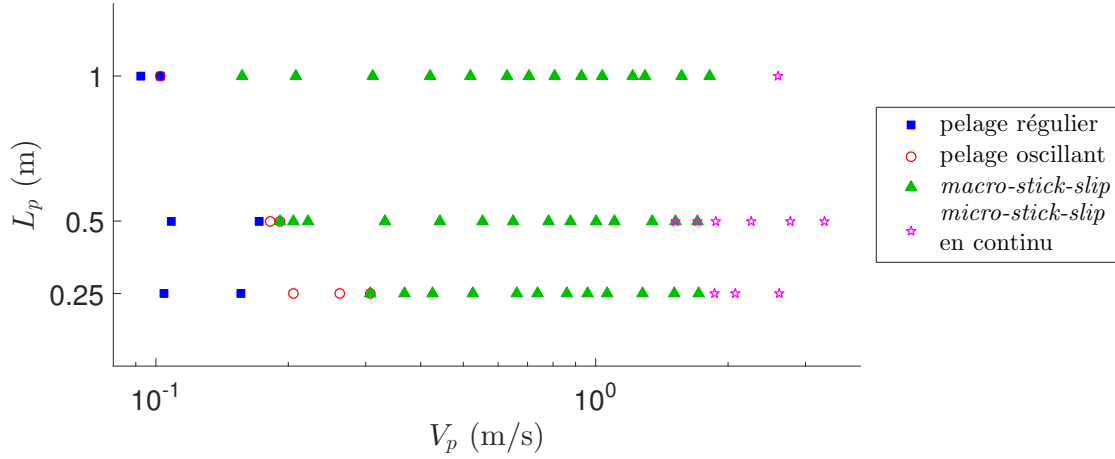


FIGURE 2.13: Dynamique observée en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes longueurs L_p avec un angle $\theta_p = 90^\circ$.

La gamme de vitesses correspondant à chaque dynamique ne devrait pas dépendre de la longueur de ruban, car l'énergie de fracture $\Gamma(v_f)$ en est *a priori* indépendante. On observe cependant l'apparition du pelage oscillant à partir d'une vitesse légèrement plus faible pour les grandes longueurs. Ce résultat pourrait s'expliquer par la difficulté à distinguer les oscillations de faibles amplitudes lorsque la longueur de ruban est plus courte. La transition entre le *macro-stick-slip* et le *micro-stick-slip* en continu semble en revanche bien indépendante de la longueur de ruban.

Période de la macro-instabilité

La figure 2.14 présente la période moyenne des oscillations T_{osc} et des *macro-stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse de pelage pour différentes longueurs de ruban, avec un angle de pelage $\theta_p = 90^\circ$.

La décroissance de la période aux basses vitesses de pelage est plus marquée pour $L_p = 1$ m car la gamme de l'instabilité est plus large, mais on l'observe également pour les autres longueurs. À plus hautes vitesses, la période tend vers une constante pour chaque longueur. L'augmentation de la période avec la longueur est prévue aussi bien avec le modèle quasi-statique de l'instabilité qu'avec le modèle inertiel. On retrouve en effet que $T_{ss} \propto L$ dans les deux cas. En représentant sur la figure 2.15 le rapport de la période de la macro-instabilité sur la longueur, on observe bien une superposition des évolutions pour les différentes longueurs, en accord avec les

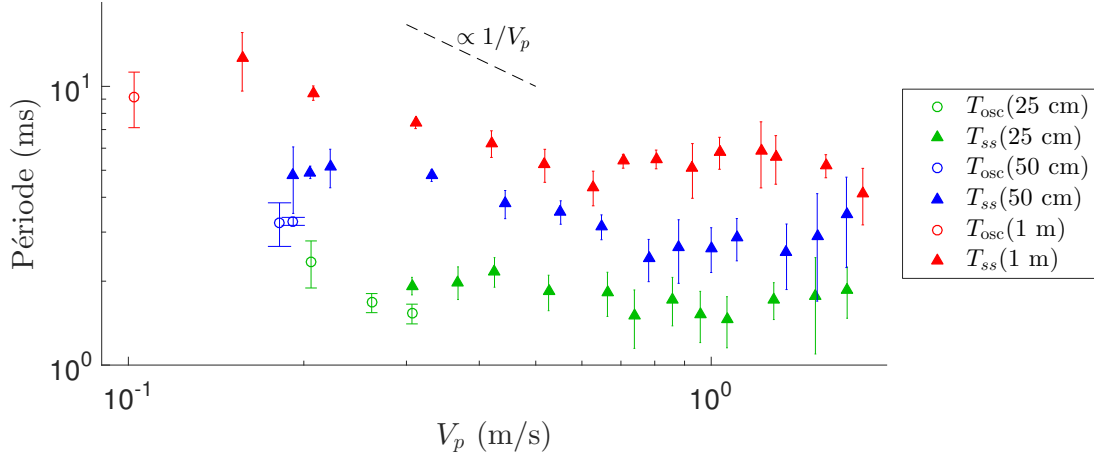


FIGURE 2.14: Période des oscillations T_{osc} et du *macro-stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes longueurs L_p avec un angle $\theta_p = 90^\circ$.

précédentes études expérimentales [42, 51].

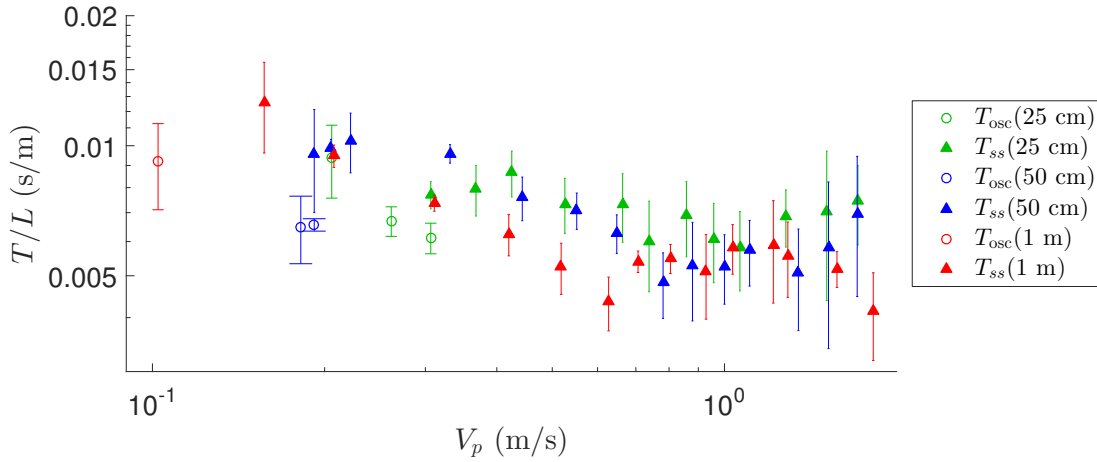


FIGURE 2.15: T/L pour la macro-instabilité en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes longueurs L_p avec un angle $\theta_p = 90^\circ$.

Amplitude du *macro-stick-slip*

L'amplitude moyenne A_{ss} des cycles de *stick-slip* en fonction de la vitesse de pelage pour différentes longueurs de ruban avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ est présentée en figure 2.16.

Comme précédemment, l'amplitude A_{ss} évolue en inverse de la période T_{ss} avec la vitesse de pelage. On retrouve ainsi l'augmentation de l'amplitude du *stick-slip* avec la longueur.

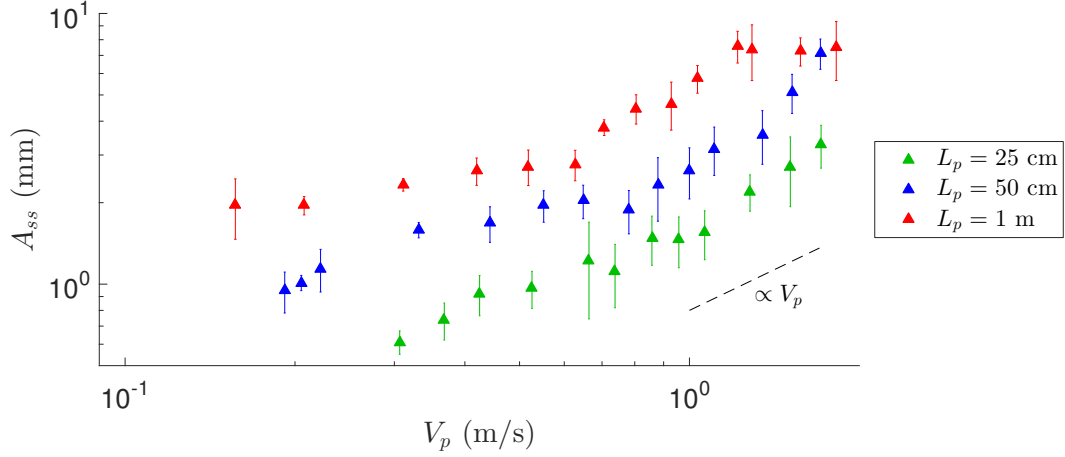


FIGURE 2.16: Amplitude du *macro-stick-slip* A_{ss} en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes longueurs L_p avec un angle $\theta_p = 90^\circ$.

2.5.3 Évolution avec la superposition de couches

Il est intéressant d'étudier l'évolution de la macro-instabilité avec les propriétés physiques du ruban. Cependant, il est difficile de modifier directement les caractéristiques d'un ruban adhésif commercial. Nous avons alors tenté de rigidifier le ruban pelé au niveau du front de détachement en superposant plusieurs couches de ruban.

Réalisation de la superposition

Le pelage est toujours réalisé entre deux couches de ruban collées entre elles et extraites depuis un rouleau. Pour rigidifier le ruban supérieur pelé, nous superposons une ou deux couches de Scotch[®] 600 au niveau du front de détachement, comme représenté en figure 2.17.

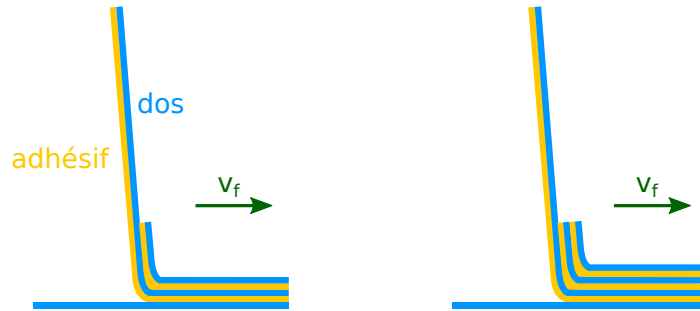


FIGURE 2.17: Superposition de deux et trois couches de ruban adhésif au niveau du front de détachement.

La superposition étant réalisée au niveau du front, elle ne modifie pas l'élasticité globale du ruban, mais uniquement sa rigidité en flexion. Il est cependant difficile de caractériser cette rigidité, car l'adhésif entre les couches est beaucoup moins rigide que les dos. En observant le profil du ruban à l'aide d'une caméra rapide, on

peut d'ailleurs remarquer que la courbure des différentes couches superposées n'est pas uniforme, il n'est donc pas possible d'assimiler le ruban à un simple matériau homogène.

Dynamiques observées

Un diagramme regroupant les dynamiques observées en fonction de la vitesse de pelage pour plusieurs couches superposées avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm et un angle de pelage $\theta_p = 90^\circ$ est présenté en figure 2.18.

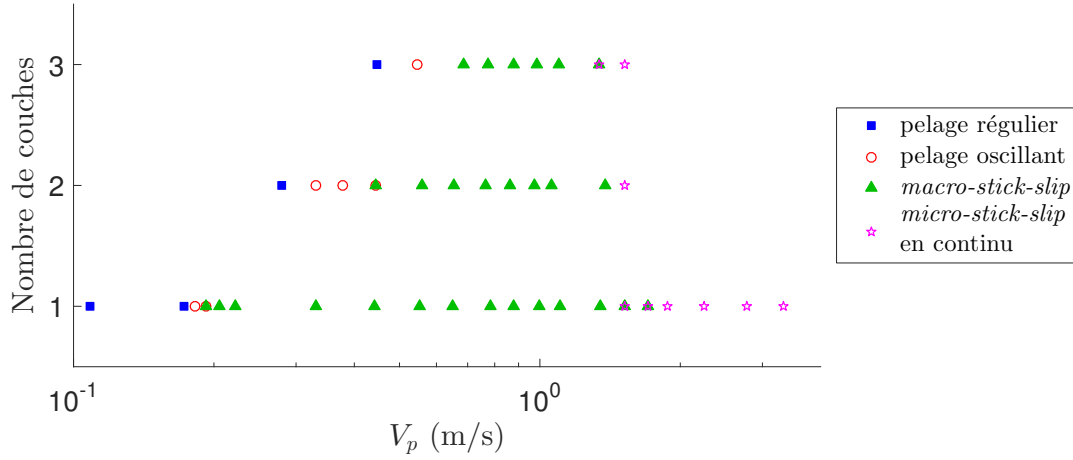


FIGURE 2.18: Dynamique observée en fonction de la vitesse de pelage V_p pour plusieurs couches de ruban adhésif superposées, avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

La gamme de vitesses présentant du pelage régulier est plus large lorsque le nombre de couche augmente. La gamme de *macro-stick-slip* est alors réduite, tandis que la transition vers le *micro-stick-slip* en continu semble être peu affectée. La réduction de la macro-instabilité pourrait être liée à une augmentation de la raideur en flexion, bien qu'il ne soit pas possible de le confirmer avec ce système.

Période de la macro-instabilité

La figure 2.19 présente la période moyenne des oscillations T_{osc} et des *macro-stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse de pelage pour plusieurs couches superposées avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm et un angle de pelage $\theta_p = 90^\circ$.

La période de l'instabilité semble peu dépendre du nombre de couches superposées, bien qu'on observe des valeurs légèrement plus faibles à 2 et 3 couches. En accord avec les modèles précédemment développés, les propriétés du *stick-slip* ne dépendent pas de la rigidité en flexion du front, mais de l'élasticité en élongation du ruban pelé de longueur L_p .

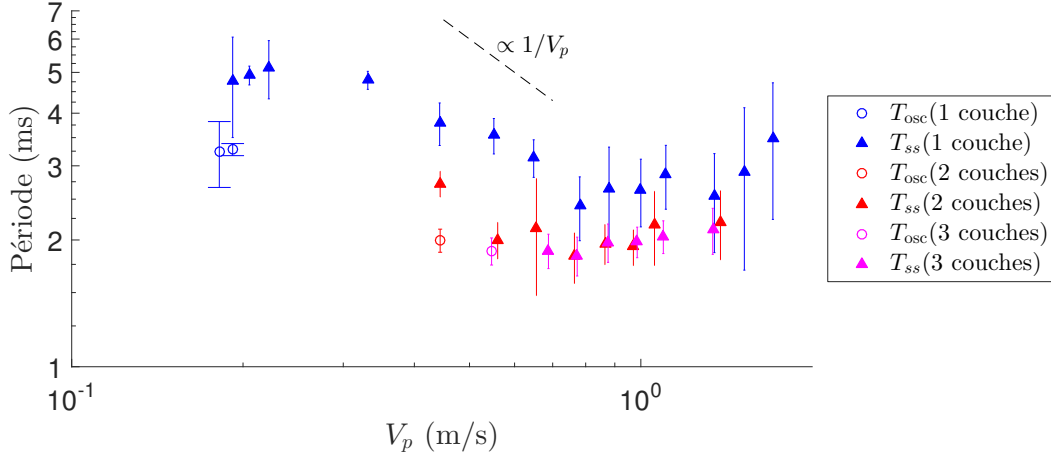


FIGURE 2.19: Période des oscillations T_{osc} et du *macro-stick-slip* T_{ss} en fonction de la vitesse de pelage V_p pour plusieurs couches de ruban adhésif superposées, avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Amplitude du *macro-stick-slip*

L'amplitude moyenne A_{ss} des cycles de *stick-slip* en fonction de la vitesse de pelage pour plusieurs couches superposées avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm et un angle $\theta_p = 90^\circ$ est présentée en figure 2.20. Tout comme pour la période, l'amplitude du *macro-stick-slip* évolue peu avec la superposition de couches.

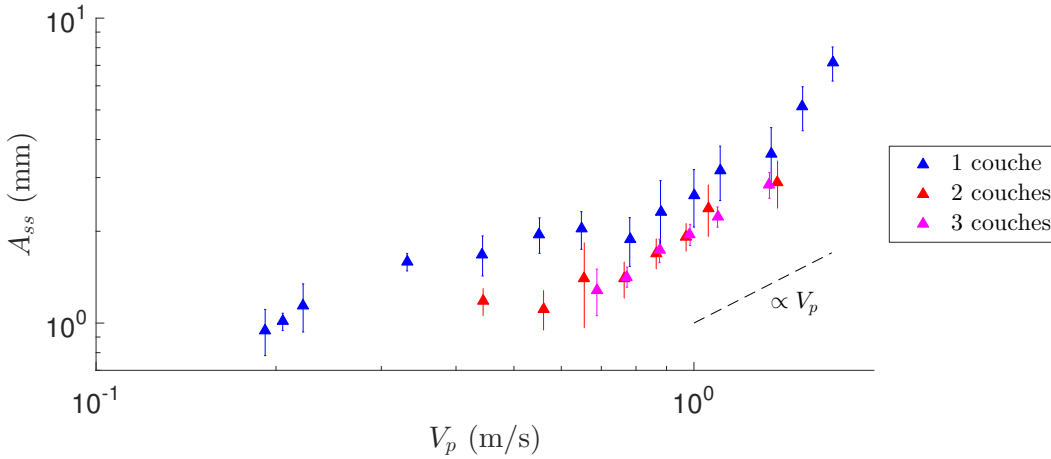


FIGURE 2.20: Amplitude du *macro-stick-slip* A_{ss} en fonction de la vitesse de pelage V_p pour plusieurs couches de ruban adhésif superposées, avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

La superposition de couches semble avoir une influence sur la gamme d'existence de l'instabilité, mais pas sur ses propriétés. Il est cependant difficile de conclure sur l'effet de la raideur en flexion du front sur l'instabilité à partir de ces résultats expérimentaux. Un système plus homogène, dont l'épaisseur serait mieux contrôlée, permettrait probablement de réaliser une caractérisation expérimentale plus complète.

2.6 Modélisation théorique du pelage oscillant

Afin de comprendre l'origine du pelage oscillant, nous proposons une modélisation théorique du pelage réalisé avec notre dispositif expérimental. L'approche est semblable à celle réalisée par Dalbe *et al.* [42] pour décrire le régime inertiel du *stick-slip* à hautes vitesses et grands angles, bien que la géométrie du pelage diffère légèrement. Le calcul complet de l'énergie du ruban pelé va nous permettre de justifier *a posteriori* les différentes hypothèses du modèle inertiel, et en particulier que le développement d'oscillations sinusoïdales a lieu à proximité d'un extremum local de la courbe $\Gamma(V_p)$.

2.6.1 Équations générales

Le ruban de longueur L est pelé depuis un angle θ , et on considère que sa déformation ε est homogène et uniforme dans tout le ruban. Au cours d'un intervalle de temps infinitésimal dt , le front de détachement avance d'une distance $v_f dt$, tandis que le moteur à l'autre extrémité enroule une longueur $V dt$ de ruban.

On considère le système constitué à l'instant t par le ruban tendu de longueur $L(t)$ et la portion de ruban non-tendu $v_f(t) dt$ collée au substrat, il est représenté en vert sur la figure 2.21. À l'instant $t + dt$, le système correspond au ruban tendu de longueur $L(t + dt)$ et à la portion de ruban tendu $V dt$ enroulée par le moteur, il est représenté en orange sur la figure 2.21. On considère que cette portion est alignée avec le reste du ruban, tout comme la force de pelage $\vec{F}$ appliquée par le moteur.

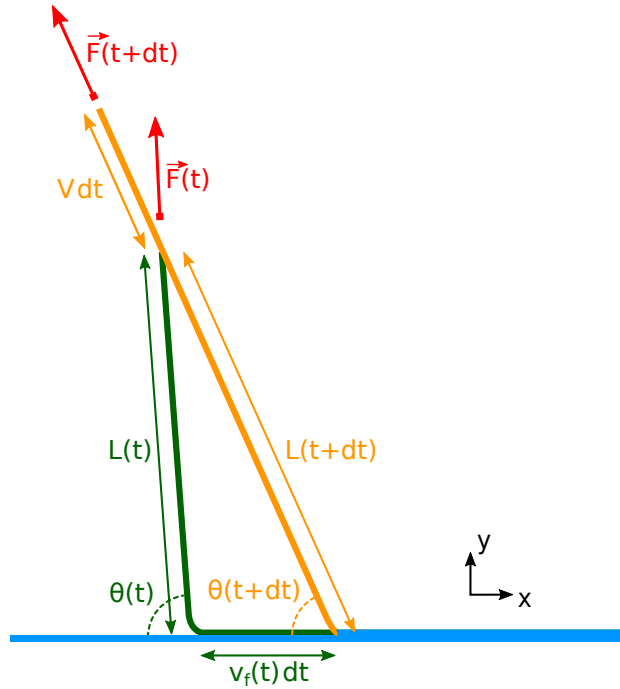


FIGURE 2.21: Représentation schématique du ruban modélisé à l'instant t (en vert) et à l'instant $t + dt$ (en orange). Le front de détachement avance à la vitesse v_f tandis que le moteur enroule le ruban à la vitesse V .

En projetant le triangle $\{L(t), L(t + dt), v_f(t) dt\}$ sur les axes x et y , on obtient :

$$\begin{cases} L(t) \cos(\theta(t)) + v_f(t) dt = L(t + dt) \cos(\theta(t + dt)), \\ L(t) \sin(\theta(t)) = L(t + dt) \sin(\theta(t + dt)). \end{cases} \quad (2.6)$$

D'où on déduit au premier ordre en dt :

$$L(t + dt) \approx L(t) + v_f(t) \cos(\theta(t)) dt, \quad (2.7)$$

et :

$$\theta(t + dt) \approx \theta(t) - \frac{v_f(t) \sin(\theta(t))}{L(t)} dt. \quad (2.8)$$

On obtient ainsi l'évolution temporelle de la longueur de ruban :

$$\frac{dL}{dt} = v_f \cos(\theta), \quad (2.9)$$

et l'évolution temporelle de l'angle de pelage :

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{v_f \sin(\theta)}{L}. \quad (2.10)$$

À chaque instant, le ruban tendu de longueur L correspond à un ruban non-tendu de longueur $L/(1 + \varepsilon)$. Par conservation de la matière entre les instants t et $t + dt$, on a donc :

$$\frac{L(t)}{1 + \varepsilon(t)} + v_f(t) dt = \frac{L(t + dt)}{1 + \varepsilon(t + dt)} + \frac{V dt}{1 + \varepsilon(t + dt)}, \quad (2.11)$$

en considérant que la portion collée au substrat n'est pas tendue. Le développement de cette équation au premier ordre en dt à l'aide des équations (2.7) et (2.8) nous permet d'en déduire l'évolution temporelle de la déformation :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1 + \varepsilon}{L} [V - v_f(1 + \varepsilon - \cos(\theta))]. \quad (2.12)$$

2.6.2 Aspect énergétique

Par conservation de l'énergie entre les instants t et $t + dt$, la variation d'énergie totale du système est nulle :

$$dE = dE_s + dE_\varepsilon + dE_p + dE_c = 0, \quad (2.13)$$

avec dE_s la variation d'énergie de surface due au décollement du ruban, dE_ε la variation d'énergie élastique emmagasinée dans le ruban, dE_p la variation d'énergie potentielle due au déplacement du point d'application de la force de pelage, et dE_c la variation d'énergie cinétique du ruban. Nous allons expliciter l'expression de chacun de ces termes.

Énergie de surface

Pendant l'intervalle dt , une surface $b v_f dt$ de ruban est détachée du substrat, d'où une variation d'énergie de surface :

$$dE_s = \Gamma(v_f) b v_f dt, \quad (2.14)$$

avec $\Gamma(v_f)$ l'énergie de fracture à l'interface adhésif-substrat.

Énergie élastique

À l'instant t , la longueur $L(t)$ de ruban est tendue, tandis que la portion collée de longueur $v_f dt$ n'est pas tendue, d'où une énergie élastique :

$$E_\epsilon(t) = \frac{1}{2} E e b \frac{L(t)}{1 + \epsilon(t)} \epsilon(t)^2. \quad (2.15)$$

À l'instant $t + dt$, la longueur $L(t + dt)$ et la portion de longueur $V dt$ sont tendues, d'où une énergie élastique :

$$E_\epsilon(t + dt) = \frac{1}{2} E e b \frac{L(t + dt) + V dt}{1 + \epsilon(t + dt)} \epsilon(t + dt)^2. \quad (2.16)$$

La variation d'énergie élastique pendant dt s'exprime alors :

$$dE_\epsilon = E_\epsilon(t + dt) - E_\epsilon(t). \quad (2.17)$$

En développant cette expression au premier ordre en dt à l'aide des équations (2.9) et (2.12), on obtient :

$$dE_\epsilon = \frac{1}{2} E e b \epsilon (2V - 2v_f - \epsilon v_f + 2v_f \cos \theta) dt. \quad (2.18)$$

Énergie potentielle

Pendant l'intervalle dt , le point d'application de la force de pelage se déplace d'une distance $V dt$. Le système subit alors une variation d'énergie potentielle égale à l'opposé du travail exercé par le moteur :

$$dE_p = -F V dt, \quad (2.19)$$

soit en appliquant la loi de Hooke pour une déformation linéaire :

$$dE_p = -E e b \epsilon V dt. \quad (2.20)$$

Énergie cinétique

La variation d'énergie cinétique du système pendant l'intervalle dt s'exprime :

$$dE_c = E_{c,L(t+dt)} + E_{c,V} dt - E_{c,L(t)} - E_{c,v_f} dt. \quad (2.21)$$

Pour exprimer l'énergie cinétique du ruban de longueur $L(t)$, il est nécessaire de calculer sa vitesse en chaque point. Pour cela, on considère un point M du ruban situé à une distance $(1 + \varepsilon)r$ du front de détachement ; r correspond donc à la distance au front si le ruban n'était pas tendu. En plaçant l'origine O au front de détachement à l'instant t , sa position est :

$$\overrightarrow{OM}(t) = \begin{cases} -r(1 + \varepsilon(t)) \cos(\theta(t)) \\ r(1 + \varepsilon(t)) \sin(\theta(t)) \end{cases}. \quad (2.22)$$

En prenant en compte le déplacement du front de détachement pendant dt , sa position est à l'instant $t + dt$:

$$\overrightarrow{OM}(t + dt) = \begin{cases} v_f(t) dt - (r + v_f(t) dt)(1 + \varepsilon(t + dt)) \cos(\theta(t + dt)) \\ (r + v_f(t) dt)(1 + \varepsilon(t + dt)) \sin(\theta(t + dt)) \end{cases}. \quad (2.23)$$

On peut alors exprimer sa vitesse :

$$\vec{v}_M(t) = \lim_{dt \rightarrow 0} \frac{\overrightarrow{OM}(t + dt) - \overrightarrow{OM}(t)}{dt}, \quad (2.24)$$

et on obtient :

$$\vec{v}_M(t) = \begin{cases} \frac{(L - (1 + \varepsilon)r)v_f + (1 + \varepsilon)(-Lv_f + r(-V + v_f + \varepsilon v_f)) \cos(\theta)}{(1 + \varepsilon)(Lv_f + r(V - (1 + \varepsilon)v_f)) \sin(\theta)} \\ L \end{cases}. \quad (2.25)$$

On calcule l'énergie cinétique du ruban en intégrant la vitesse en chaque point :

$$E_{c,L(t)} = \int_0^{\frac{L}{1+\varepsilon}} \frac{1}{2} \mu v_M^2 dr. \quad (2.26)$$

On obtient finalement :

$$E_{c,L(t)} = \frac{L\mu}{6(1 + \varepsilon)} \left[V^2 + (1 + \varepsilon)Vv_f + (2 + 2\varepsilon + \varepsilon^2)v_f^2 - v_f(V + 2(1 + \varepsilon)v_f) \cos(\theta) \right]. \quad (2.27)$$

La portion de ruban de longueur $v_f dt$ étant collée à l'instant t , son énergie cinétique est nulle :

$$E_{c,v_f} dt = 0. \quad (2.28)$$

L'expression de l'énergie cinétique $E_{c,L(t+dt)}$ du ruban de longueur $L(t + dt)$ est similaire à $E_{c,L(t)}$, en substituant toutes les variables dépendantes de t par $t + dt$.

La portion de ruban de longueur $V dt$ se déplace à la même vitesse que le moteur à l'instant $t + dt$, d'où son énergie cinétique :

$$E_{c,V dt} = \frac{1}{2} \mu \frac{V dt}{1 + \varepsilon(t + dt)} V^2. \quad (2.29)$$

Finalement, la variation d'énergie cinétique du système s'exprime au premier ordre en dt :

$$\begin{aligned} dE_c = \frac{\mu dt}{12(1 + \varepsilon)} & \left[4V^3 + 2V^2 v_f + 2\varepsilon V^2 v_f - V v_f^2 + 4\varepsilon V v_f^2 + 2\varepsilon^2 V v_f^2 \right. \\ & - 4v_f^3 - 8\varepsilon v_f^3 - 6\varepsilon^2 v_f^3 - 2\varepsilon^3 v_f^3 + 2LV \dot{v}_f + 2\varepsilon LV \dot{v}_f + 8L v_f \dot{v}_f \\ & + 8\varepsilon L v_f \dot{v}_f + 4\varepsilon^2 L v_f \dot{v}_f + V v_f^2 \cos(2\theta) \\ & \left. + 2(V^2 v_f - LV \dot{v}_f + 2(1 + \varepsilon) v_f ((1 + \varepsilon) v_f^2 - 2L \dot{v}_f)) \cos(\theta) \right]. \quad (2.30) \end{aligned}$$

Conservation de l'énergie totale

La conservation de l'énergie totale s'exprime au premier ordre en dt :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} = \Gamma(v_f) b v_f + \frac{1}{2} E e b \varepsilon v_f (-2 + 2 \cos(\theta) - \varepsilon) \\ + \frac{\mu}{12(1 + \varepsilon)} & \left[4V^3 + 2V^2 v_f + 2\varepsilon V^2 v_f - V v_f^2 + 4\varepsilon V v_f^2 + 2\varepsilon^2 V v_f^2 \right. \\ & - 4v_f^3 - 8\varepsilon v_f^3 - 6\varepsilon^2 v_f^3 - 2\varepsilon^3 v_f^3 + 2LV \dot{v}_f + 2\varepsilon LV \dot{v}_f + 8L v_f \dot{v}_f \\ & + 8\varepsilon L v_f \dot{v}_f + 4\varepsilon^2 L v_f \dot{v}_f + V v_f^2 \cos(2\theta) \\ & \left. + 2(V^2 v_f - LV \dot{v}_f + 2(1 + \varepsilon) v_f ((1 + \varepsilon) v_f^2 - 2L \dot{v}_f)) \cos(\theta) \right] \\ & = 0. \quad (2.31) \end{aligned}$$

Comme cette équation n'admet pas de solution générale, nous allons la résoudre numériquement. Mais auparavant, nous allons montrer qu'il est possible d'obtenir une expression analytique pour la période et l'amplitude en vitesse du pelage oscillant sous certaines approximations.

2.6.3 Simplification des équations

Pour simplifier les expressions précédentes, nous allons estimer l'ordre de grandeur des différents termes.

Expérimentalement, nous avons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma \sim 1.10^2 \text{ J/m}^2, \\ b \sim 2.10^{-2} \text{ m}, \\ E \sim 1.10^9 \text{ Pa}, \\ e \sim 3.10^{-5} \text{ m}, \\ \mu \sim 8.10^{-4} \text{ kg/m}, \\ L \sim 5.10^{-1} \text{ m}, \\ \cos \theta \sim \sin \theta \sim 1, \\ F \sim 1 \text{ N}, \\ \varepsilon \sim F/E e b \sim 2.10^{-3}, \\ V \sim v_f \sim 1.10^{-1} \text{ m/s}. \end{array} \right.$$

De plus, nous nous intéressons à des variations de vitesse sur une échelle de temps de l'ordre de la milliseconde, qui correspond à la période des oscillations observées, soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} t \sim T_{\text{osc}} \sim 10^{-3} \text{ s}, \\ \dot{v}_f \sim v_f/t \sim 1.10^2 \text{ m/s}^2. \end{array} \right.$$

Les variations relatives de la longueur de ruban et de l'angle de pelage sont faibles au cours d'une expérience :

$$\frac{dL}{L} \sim \frac{d\theta}{\theta} \sim \frac{v_f t}{L} \sim 2.10^{-4}.$$

Nous allons donc considérer ces paramètres constants et égaux à leurs valeurs moyennes $L = L_p$ et $\theta = \theta_p$.

Lorsque l'angle de pelage n'est pas trop faible (typiquement $\theta_p > 50^\circ$), il est possible de simplifier l'équation d'évolution de la déformation (2.12), sachant que $\varepsilon \ll 1$, et on obtient :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{L_p} [V - v_f (1 - \cos(\theta_p))]. \quad (2.32)$$

On peut estimer l'ordre de grandeur des différents termes de l'équation de conservation de l'énergie :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma b v_f \sim 2.10^{-1} \text{ J/s}, \\ E e b \varepsilon v_f \sim 1.10^{-1} \text{ J/s}, \\ E e b \varepsilon^2 v_f \sim 5.10^{-5} \text{ J/s}, \\ E e b \varepsilon^3 v_f \sim 2.10^{-8} \text{ J/s}, \\ \mu v_f^3 \sim 8.10^{-7} \text{ J/s}, \\ \mu v_f^3 \varepsilon \sim 2.10^{-9} \text{ J/s}, \\ \mu L v_f \dot{v}_f \sim 4.10^{-3} \text{ J/s}, \\ \mu L v_f \dot{v}_f \varepsilon \sim 8.10^{-6} \text{ J/s}, \\ \mu L v_f \dot{v}_f \varepsilon^2 \sim 2.10^{-8} \text{ J/s}. \end{array} \right.$$

En ne gardant que les termes prépondérants, l'équation (2.31) peut se réécrire :

$$\frac{dE}{dt} = \Gamma(v_f) b v_f - E e b \varepsilon v_f (1 - \cos \theta_p) + \frac{\mu L_p \dot{v}_f}{6} (V + 4 v_f) (1 - \cos \theta_p) \approx 0. \quad (2.33)$$

Le premier terme correspond à la variation d'énergie de surface, le second terme correspond à la variation d'énergie élastique et potentielle, et le dernier terme correspond à la variation d'énergie cinétique.

2.6.4 Application au pelage régulier

Au cours d'un pelage régulier, la vitesse du front est constante et égale à la vitesse de pelage V_p . Comme la déformation du ruban est également constante, l'équation (2.32) nous permet d'en déduire son expression en fonction de la vitesse du moteur V :

$$v_f = V_p = \frac{V}{1 - \cos \theta_p}. \quad (2.34)$$

À partir de l'équation de conservation de l'énergie simplifiée (2.33), on en déduit la déformation en pelage régulier :

$$\varepsilon_r = \frac{\Gamma(V_p)}{E e (1 - \cos \theta_p)}. \quad (2.35)$$

2.6.5 Application au pelage oscillant

Recherche d'une solution oscillante

Nous allons chercher une solution à ces équations correspondant à la dynamique oscillante observée expérimentalement. On considère que la vitesse du front oscille de façon sinusoïdale avec une amplitude a_v et une période T_{osc} autour de la vitesse de pelage V_p . La solution recherchée est alors de la forme :

$$v_f(t) = V_p + a_v \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{osc}}\right). \quad (2.36)$$

L'équation d'évolution de la déformation (2.32) s'écrit avec cette solution :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{L_p} \left[V - \left(V_p + a_v \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{osc}}\right) \right) (1 - \cos(\theta_p)) \right]. \quad (2.37)$$

Sa résolution nous donne l'expression de la déformation :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_m + a_v \frac{1 - \cos \theta_p}{L_p} \frac{T_{osc}}{2\pi} \cos\left(\frac{2\pi t}{T_{osc}}\right), \quad (2.38)$$

avec ε_m la déformation moyenne durant le pelage. Son évolution est sinusoïdale et en quadrature de phase avec la vitesse.

Expression de la période

Pour résoudre l'équation de conservation de l'énergie avec ces solutions, il est nécessaire que l'amplitude des oscillations soit faible devant la vitesse de pelage

($a_v \ll V_p$). Avec cette hypothèse, on peut développer le terme d'énergie de fracture en fonction de a_v :

$$\Gamma\left(V_p + a_v \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}}\right)\right) \approx \Gamma(V_p) + \Gamma'(V_p) a_v \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}}\right) + \frac{1}{2} \Gamma''(V_p) a_v^2 \sin^2\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}}\right) + \frac{1}{6} \Gamma'''(V_p) a_v^3 \sin^3\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}}\right) + \dots \quad (2.39)$$

L'équation de conservation (2.33) s'écrit alors au premier ordre en a_v :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} \approx & \left[\frac{2\pi\mu L_p}{6T_{\text{osc}}} (5 - \cos\theta_p) - \frac{E e b T_{\text{osc}}}{2\pi L_p} (1 - \cos\theta_p) \right] (1 - \cos\theta_p) V_p a_v \cos\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}}\right) \\ & + [\Gamma(V_p) - E e (1 - \cos\theta_p) \varepsilon_m] b V_p \\ & + [\Gamma(V_p) + \Gamma'(V_p) V_p - E e (1 - \cos\theta_p) \varepsilon_m] b a_v \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}}\right) \\ & = 0. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Cette équation étant vérifiée à chaque instant, chaque ligne doit s'annuler. La première ligne nous permet alors d'en déduire une expression théorique de la période des oscillations :

$$T_{\text{osc}} = 2\pi L_p \sqrt{\frac{\mu}{6 E e b} \frac{5 - \cos\theta_p}{1 - \cos\theta_p}}. \quad (2.41)$$

À partir de la seconde ligne, on en déduit la déformation moyenne ε_m , elle est identique à celle en pelage régulier :

$$\varepsilon_m = \frac{\Gamma(V_p)}{E e (1 - \cos\theta_p)} = \varepsilon_r. \quad (2.42)$$

Enfin, l'annulation simultanée de la seconde et de la troisième ligne nous permet d'en déduire que ces oscillations de faibles amplitudes se développent à proximité d'un extremum local de la courbe $\Gamma(V_p)$, car $\Gamma'(V_p) = 0$.

L'expression de la période (2.41) est proche de celle obtenue par Dalbe *et al.* [42] pour décrire la période de *stick-slip* en régime inertiel. La dépendance angulaire est toutefois différente car le substrat ne se translate pas dans le cas de notre dispositif expérimental. Cette ressemblance entre les deux modèles n'est pas surprenante car les éléments physiques considérés sont identiques. Cependant, alors que le modèle inertiel repose sur l'hypothèse d'oscillations quasi-sinusoïdales de la vitesse à proximité du minimum local de la courbe $\Gamma(V_p)$, nous justifions ici *a posteriori* le développement d'oscillations sinusoïdales proche du maximum local de $\Gamma(V_p)$.

Expression de l'amplitude

Pour obtenir une expression analytique de l'amplitude, il faut poursuivre le développement aux ordres supérieurs. Comme l'énergie du système est conservée au cours d'une période, on a :

$$\int_{T_{\text{osc}}} \frac{dE}{dt} dt = 0, \quad (2.43)$$

soit :

$$\int_{T_{\text{osc}}} \left[\Gamma \left(V_p + a_v \sin \left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}} \right) \right) - E e \varepsilon_m (1 - \cos \theta_p) \right] \left(V_p + a_v \sin \left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}} \right) \right) dt = 0. \quad (2.44)$$

On développe alors le terme d'énergie de fracture jusqu'au troisième ordre en a_v , puis on intègre sur une période. Les termes sinusoïdaux à des puissances impaires s'annulent lors de l'intégration car :

$$\int_{T_{\text{osc}}} \sin^{2n+1} \left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}} \right) dt = 0, \quad (2.45)$$

avec $n \in \mathbb{N}$. Il ne reste alors que les termes pairs, et on obtient :

$$\begin{aligned} \Gamma(V_p) V_p T_{\text{osc}} - E e \varepsilon_m (1 - \cos \theta_p) V_p T_{\text{osc}} + \Gamma'(V_p) a_v^2 \frac{T_{\text{osc}}}{2} + \frac{1}{2} \Gamma''(V_p) a_v^2 V_p \frac{T_{\text{osc}}}{2} \\ + \frac{1}{6} \Gamma'''(V_p) a_v^4 \frac{3T_{\text{osc}}}{8} + \frac{1}{24} \Gamma''''(V_p) a_v^4 V_p \frac{3T_{\text{osc}}}{8} = 0. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Les oscillations apparaissant juste après le maximum local de l'énergie de fracture en $V_p = V_A$, nous pouvons développer $\Gamma(V_p)$ et ses dérivées au premier ordre en $(V_p - V_A)$:

$$\begin{cases} \Gamma(V_p) \approx \Gamma(V_A) + \Gamma'(V_A) (V_p - V_A), \\ \Gamma'(V_p) \approx \Gamma'(V_A) + \Gamma''(V_A) (V_p - V_A), \\ \Gamma''(V_p) \approx \Gamma''(V_A) + \Gamma'''(V_A) (V_p - V_A), \\ \Gamma'''(V_p) \approx \Gamma'''(V_A) + \Gamma''''(V_A) (V_p - V_A). \end{cases} \quad (2.47)$$

Sachant que $\Gamma'(V_A) = 0$ puisque c'est un maximum local, l'équation (2.46) se réécrit avec ces développements :

$$\begin{aligned} \Gamma(V_A) V_p - E e \varepsilon_m (1 - \cos \theta_p) V_p + \frac{\Gamma''(V_A) a_v^2 V_A}{4} + \frac{3 \Gamma''(V_A) a_v^2 (V_p - V_A)}{4} \\ + \frac{\Gamma'''(V_A) a_v^2 V_A (V_p - V_A)}{4} + \frac{\Gamma'''(V_A) a_v^4}{16} + \frac{\Gamma''''(V_A) a_v^4 (V_p - V_A)}{16} = 0. \end{aligned} \quad (2.48)$$

L'analyse en ordre de grandeur de chacun de ces termes montre que les termes prédominants de cette équation sont :

$$\Gamma(V_A) V_p - E e \varepsilon_m (1 - \cos \theta_p) V_p + \frac{\Gamma''(V_A) a_v^2 V_A}{4} = 0. \quad (2.49)$$

On peut alors en déduire l'expression de la déformation moyenne en fonction de a_v :

$$\varepsilon_m = \frac{1}{E e (1 - \cos \theta_p)} \left(\Gamma(V_A) + \frac{\Gamma''(V_A) a_v^2 V_A}{4 V_p} \right). \quad (2.50)$$

À l'ordre suivant, la résolution numérique permet de montrer que l'équation (2.48) conduit à l'annulation de ces termes :

$$\frac{3 \Gamma''(V_A) a_v^2 (V_p - V_A)}{4} + \frac{\Gamma'''(V_A) a_v^4}{16} = 0, \quad (2.51)$$

d'où on déduit une expression de l'amplitude des oscillations :

$$a_v = \sqrt{-12 \frac{\Gamma''(V_A)}{\Gamma'''(V_A)} \sqrt{V_p - V_A}}. \quad (2.52)$$

L'amplitude dépend donc des variations de l'énergie de fracture à proximité de son maximum local. À partir des mesures du taux de restitution de l'énergie mécanique présentées en figure 2.6, et en considérant que l'équilibre $\Gamma(v_f) = G(V_p)$ est vérifié à chaque instant, il est possible d'estimer ces dérivées. On obtient alors $\Gamma'' < 0$ et $\Gamma''' > 0$ en réalisant un ajustement polynomial (il sera présenté dans la prochaine partie). L'instabilité présenterait alors les caractéristiques d'une bifurcation supercritique, où l'amplitude des oscillations augmente progressivement à partir du maximum local de l'énergie de fracture.

La résolution numérique des équations de cette modélisation va nous permettre de discuter de la validité des expressions analytiques obtenues.

2.7 Résolution numérique

2.7.1 Paramètres de la résolution

Afin d'obtenir la dynamique du front de détachement, nous résolvons numériquement l'équation d'évolution de la déformation (2.12) et l'équation de conservation de l'énergie (2.31), cette dernière se résumant à une équation d'évolution de la vitesse du front. La résolution est réalisée par la méthode d'Euler, avec un pas de temps de 10^{-7} s. Les conditions initiales utilisées sont proches de celles d'un pelage régulier à vitesse imposée, soit :

$$\begin{cases} \varepsilon(t=0) \approx \frac{\Gamma(V_p)}{E e (1 - \cos \theta_p)}, \\ v_f(t=0) \approx V_p. \end{cases}$$

On laisse ensuite le système évoluer librement jusqu'à atteindre un état stationnaire. Si la dynamique obtenue est instable, l'amplitude et la période des variations de vitesse sont mesurées.

Afin d'obtenir un régime de pelage stationnaire, il est nécessaire de maintenir la longueur de ruban et l'angle de pelage constants au cours du temps, soit $L = L_p$ et $\theta = \theta_p$, sachant que leurs variations sont négligeables en pratique. Pour se placer dans les mêmes conditions que l'étude expérimentale, on fixe $L_p = 50$ cm pour la résolution.

Il est nécessaire de choisir une évolution de l'énergie de fracture avec la vitesse du front pour la résolution numérique. Le pelage oscillant que nous souhaitons caractériser est observé à proximité du maximum local de $\Gamma(v_f)$. Nous allons alors utiliser une expression basée sur un ajustement polynomial autour du maximum local de nos mesures du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V_p)$, réalisées avec un angle $\theta_p = 120^\circ$, en considérant que l'équilibre $\Gamma(v_f) = G(V_p)$ est

vérifié à chaque instant. Les polynômes du second degré $\Gamma_2(v_f)$ et du troisième degré $\Gamma_3(v_f)$ obtenus sont représentés en figure 2.22. Ils présentent un maximum local en $V_A \approx 0,07758$ m/s. De récentes études expérimentales montrent que l'énergie de fracture évolue également avec l'angle de pelage [41, 42]. Nous n'allons cependant pas le prendre en compte dans notre résolution, en considérant la même évolution de $\Gamma(v_f)$ quel que soit θ_p .

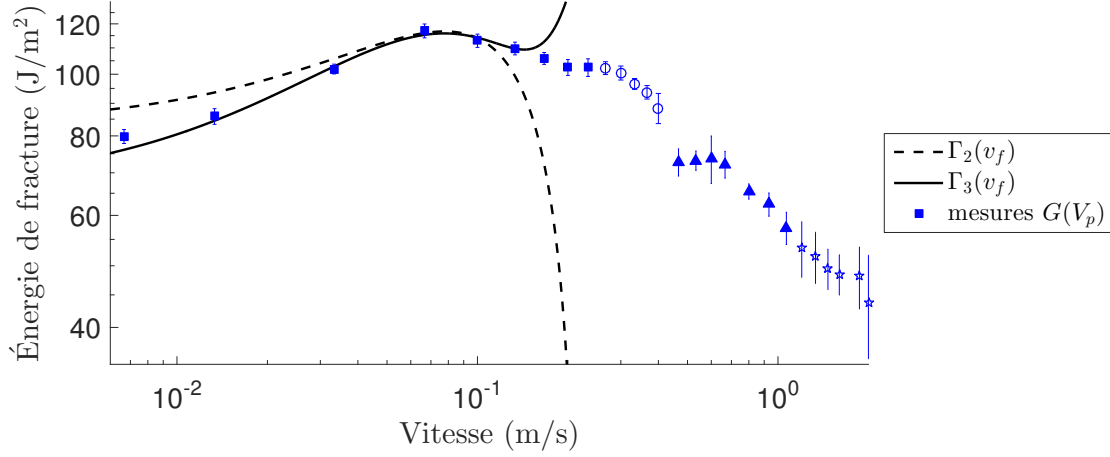


FIGURE 2.22: Modèles polynomiaux de l'énergie de fracture Γ_2 et Γ_3 utilisés pour la résolution numérique. Ils sont basés sur un ajustement autour du maximum local des mesures du taux de restitution de l'énergie mécanique G , réalisées avec un angle de pelage $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

Les résolutions sont réalisées pour des vitesses de pelage comprises entre 0,07 m/s et 0,08 m/s, et un angle compris entre 30° et 150° . Les propriétés du ruban correspondent à ceux du Scotch[®] 600 utilisé expérimentalement, soit : $e = 34$ μm , $b = 19$ mm, $E = 1,41$ GPa et $\mu = 8,0 \cdot 10^{-4}$ kg/m.

2.7.2 Dynamiques observées

Résolution avec l'énergie de fracture polynomiale du second degré

Dans un premier temps, nous avons résolu ces équations en utilisant le polynôme du second degré $\Gamma_2(v_f)$ pour l'expression de l'énergie de fracture. Lorsque la vitesse de pelage V_p est inférieure à V_A , la dynamique du front est régulière et sa vitesse est constante. Un exemple obtenu pour $V_p = 0,07$ m/s avec $\theta_p = 120^\circ$ est présenté en figure 2.23.

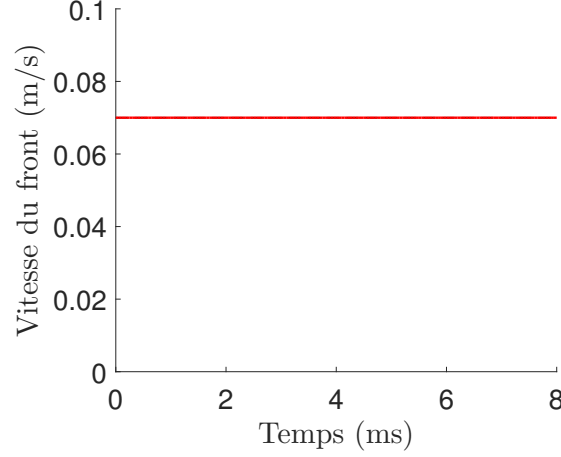


FIGURE 2.23: Vitesse du front au cours d'un pelage régulier obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 0,07$ m/s, un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm, avec l'énergie de fracture $\Gamma_2(v_f)$.

Lorsque $V_p > V_A$, la dynamique est instable et des oscillations en vitesse sont observées. Cependant, l'amplitude de ces oscillations croît continuellement sans se stabiliser autour d'un état stationnaire. Ce résultat est cohérent avec l'expression théorique (2.52) obtenue précédemment. En effet, comme $\Gamma_2''' = 0$, cela conduit à une divergence de l'amplitude. Il est donc nécessaire d'utiliser un polynôme du troisième degré pour obtenir une dynamique instable stationnaire.

Résolution avec l'énergie de fracture polynomiale du troisième degré

En résolvant les équations avec l'énergie de fracture $\Gamma_3(v_f)$, on retrouve comme précédemment un pelage à vitesse constante lorsque $V_p < V_A$. Un exemple obtenu pour $V_p = 0,07$ m/s avec un angle $\theta_p = 120^\circ$ est présenté en figure 2.24.

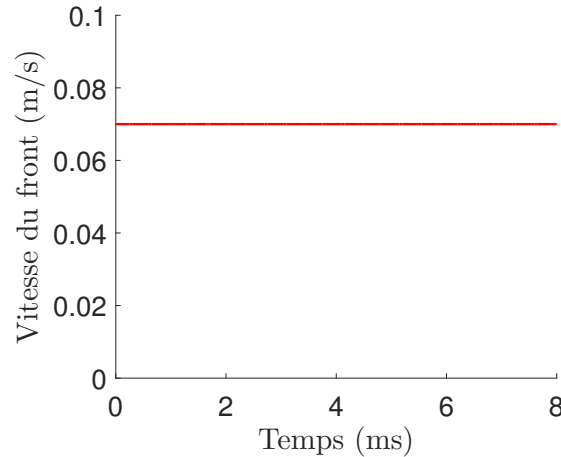


FIGURE 2.24: Vitesse du front au cours d'un pelage régulier obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 0,07$ m/s, un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm, avec l'énergie de fracture $\Gamma_3(v_f)$.

Pour des vitesses légèrement supérieures à V_A , la dynamique devient instable et présente des oscillations stationnaires de faibles amplitudes autour de la vitesse de pelage. Un exemple obtenu pour $V_p = 0,0776$ m/s est présenté en figure 2.25. La forme de ces oscillations est similaire à celle observée expérimentalement lors d'un pelage oscillant. Nous pouvons les caractériser en mesurant leur période T_{osc} et la variation en vitesse Δv . La modélisation proposée confirme donc le développement d'oscillations sinusoïdales lorsque $\Gamma(v_f)$ commence à décroître.

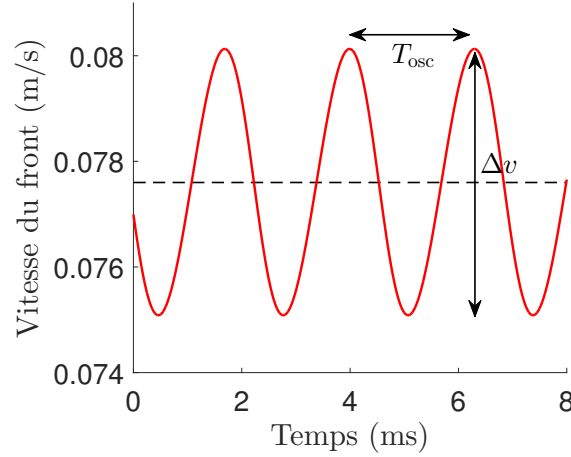


FIGURE 2.25: Vitesse du front au cours d'un pelage oscillant obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 0,0776$ m/s, un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm, avec l'énergie de fracture $\Gamma_3(v_f)$.

Lorsque la vitesse de pelage augmente, l'amplitude des oscillations augmente également et leur forme devient progressivement asymétrique entre les phases d'accélération et de décélération. Un exemple obtenu pour $V_p = 0,0790$ m/s est présenté en figure 2.26.

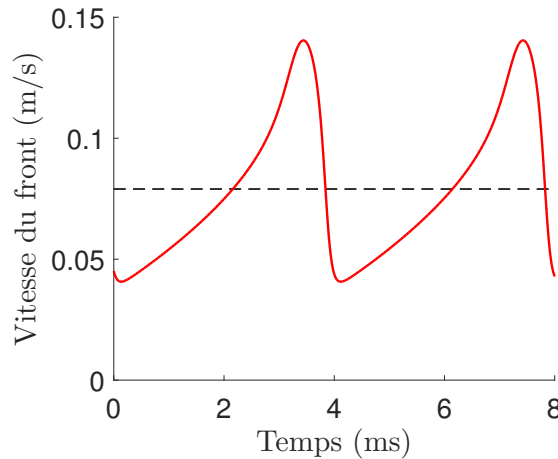


FIGURE 2.26: Vitesse du front au cours d'un pelage oscillant obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 0,0790$ m/s, un angle $\theta_p = 120^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm, avec l'énergie de fracture $\Gamma_3(v_f)$.

Les variations de vitesse sont importantes et la dynamique ressemble à une instabilité de *stick-slip*. Cependant, $\Gamma_3(v_f)$ correspond à un ajustement des mesures de $G(V_p)$ aux alentours de V_A uniquement, et s'en éloigne fortement si la vitesse du front devient trop importante. De plus, les variations de L et de θ lors d'un cycle ne sont alors plus forcément négligeables et il serait nécessaire de les laisser évoluer librement. Nous nous limiterons donc à l'étude des oscillations de faibles amplitudes autour de V_A dans cette partie. Une étude numérique sur une plus large gamme de vitesses avec une modélisation plus adaptée pour décrire les cycles de *stick-slip* sera présentée au chapitre 3.

2.7.3 Caractérisation des oscillations pour différents angles

Évolution de l'amplitude avec la vitesse de pelage

Pour des vitesses de pelage proche de V_A , où des oscillations sinusoïdales sont observées, nous avons mesuré l'amplitude $a_v = \Delta v/2$ de ces oscillations. Le ratio a_v/V_p en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p est présenté en figure 2.27.

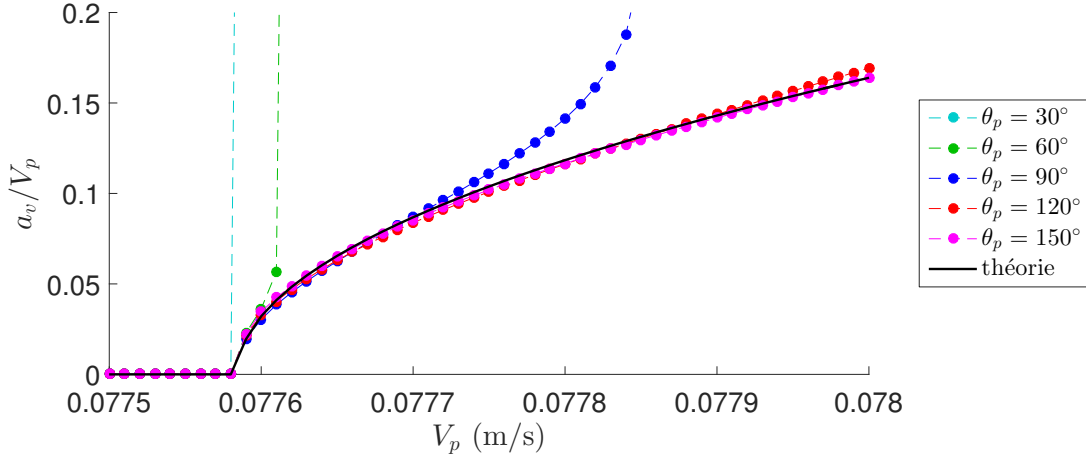


FIGURE 2.27: Ratio a_v/V_p des oscillations sinusoïdales obtenues par résolution numérique en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p , avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. L'expression théorique de l'amplitude obtenue lors de la modélisation est également représentée.

L'amplitude des oscillations croît progressivement avec la vitesse à partir de V_A , la bifurcation étant supercritique. Aux grands angles de pelage, l'évolution est en bon accord avec l'expression théorique (2.52) obtenue lors de la modélisation des oscillations de faibles amplitudes, alors que de nombreuses approximations ont été réalisées. Pour les angles inférieurs à 90° , les oscillations deviennent rapidement asymétriques, et s'éloignent donc de la prédiction analytique. Cette croissance rapide pourrait expliquer qu'expérimentalement nous n'observons pas d'oscillations sinusoïdales pour ces angles, alors qu'elles sont observées sur une large gamme de vitesses aux grands angles.

Il convient cependant de relativiser ces résultats, car bien que l'évolution soit qualitativement cohérente avec les mesures expérimentales, une comparaison quantitative montre des écarts importants. En effet, l'amplitude des oscillations observées expérimentalement croît également avec la vitesse de pelage, mais sur une gamme de l'ordre de 0,1 m/s à partir du maximum local pour $\theta_p = 120^\circ$, tandis qu'elle est de l'ordre de 0,001 m/s pour la résolution numérique. Cette différence pourrait s'expliquer par le fait que l'amplitude obtenue avec la résolution dépend fortement de la forme de $\Gamma(v_f)$, et de ses dérivées successives. Or, il est difficile de mesurer précisément l'évolution du taux de restitution de l'énergie mécanique à proximité de son maximum.

Évolution de la période avec la vitesse de pelage

La période des oscillations mesurées en fonction de la vitesse de pelage est présentée en figure 2.28, pour différents angles θ_p .

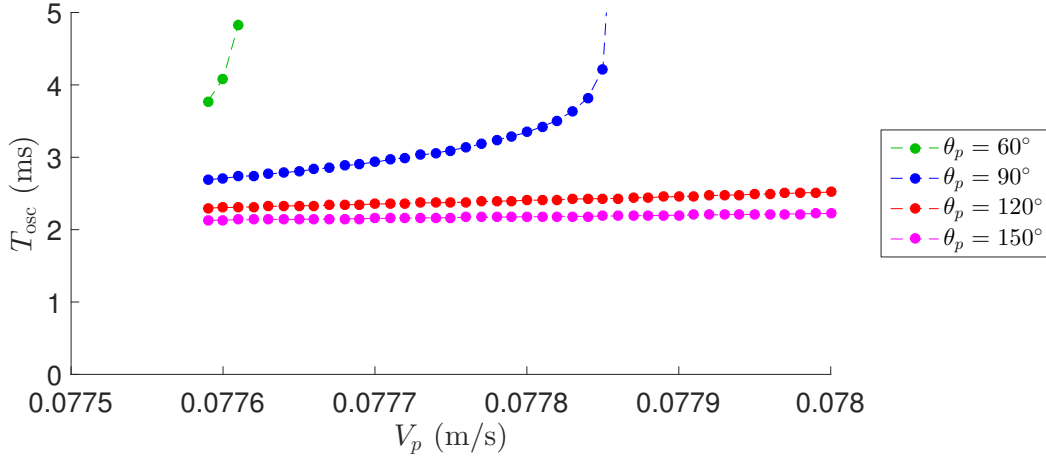


FIGURE 2.28: Période T_{osc} des oscillations obtenues par résolution numérique en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p , avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

La période des oscillations dépend peu de la vitesse de pelage à grand angle où les oscillations sont sinusoïdales, comme cela est observé expérimentalement. L'ordre de grandeur des périodes est cohérent avec nos mesures expérimentales ; une comparaison quantitative est réalisée dans la prochaine partie. Pour les faibles angles, la période devient rapidement très importante (de l'ordre de 10 à 100 ms) et les oscillations sont asymétriques.

Évolution de la période avec l'angle de pelage

L'évolution de la période des oscillations obtenues par résolution numérique en fonction de l'angle de pelage pour une vitesse légèrement supérieure à V_A est représentée en figure 2.29. Elle est très proche de l'expression théorique (2.52) de notre

modèle pour $\theta_p > 60^\circ$, et s'en éloigne pour les faibles angles. Les différentes approximations réalisées dans notre approche théorique pour aboutir à cette expression sont donc justifiées, au moins aux grands angles où des oscillations sinusoïdales sont observées.

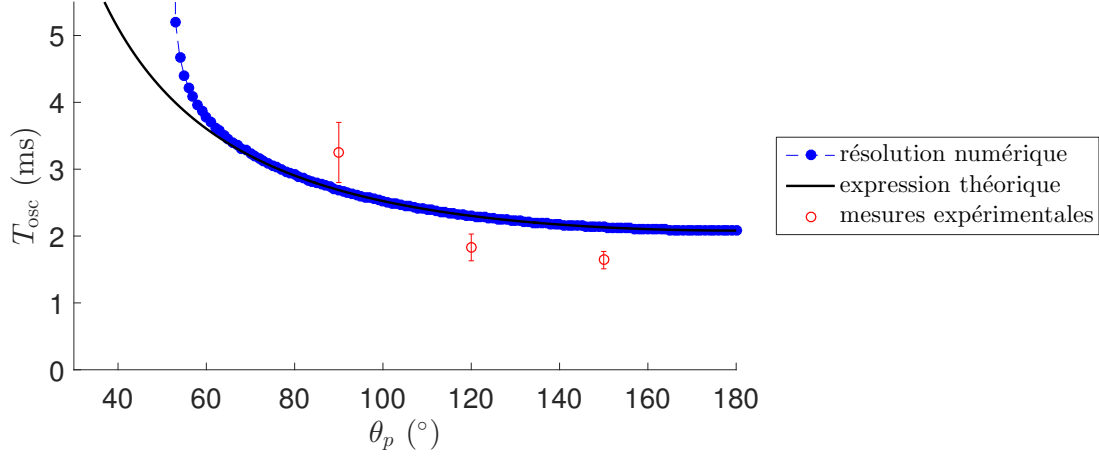


FIGURE 2.29: Période T_{osc} des oscillations obtenues par résolution numérique en fonction de l'angle de pelage θ_p pour une vitesse légèrement supérieure à V_A , avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. L'expression théorique de la période obtenue lors de la modélisation est également représentée, ainsi que les périodes du pelage oscillant mesurées expérimentalement.

Les périodes du pelage oscillant mesurées expérimentalement à 90° , 120° et 150° sont également représentées en figure 2.29. Ces mesures ont été réalisées à des vitesses de pelage bien supérieures à V_A , mais les périodes semblent indépendantes de la vitesse. La décroissance de la période avec l'angle est plutôt en bon accord avec la prévision théorique, ce qui tend à valider la modélisation proposée.

2.8 Conclusion

Nous avons réalisé une caractérisation des différentes dynamiques du front de détachement avec notre dispositif expérimental. En nous focalisant sur la transition entre le pelage régulier et le *stick-slip* multi-échelle, nous avons mis en évidence une dynamique instable constituée d'oscillations sinusoïdales en vitesse aux grands angles de pelage. L'amplitude de ces oscillations croît avec la vitesse de pelage, tandis que la période en est indépendante. La période présente cependant une légère décroissance avec l'angle, et on peut remarquer que sa valeur est proche de celle du *macro-stick-slip* en régime inertiel à hautes vitesses. La macro-instabilité et la micro-instabilité, qui ont ainsi été observées séparément dans des gammes de vitesses différentes, ont chacune été reliées à une décroissance du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V_p)$, et donc probablement de l'énergie de fracture $\Gamma(v_f)$.

Une modélisation théorique a été proposée; elle prend notamment en compte l'inertie du ruban au cours du pelage à travers la variation de son énergie cinétique.

Il est possible d'obtenir une expression de la période et de l'amplitude des oscillations en réalisant diverses approximations. La résolution numérique des équations du modèle a permis de retrouver le développement d'oscillations pour des vitesses de pelage correspondant au début de la décroissance de $\Gamma(v_f)$. La transition présentant une bifurcation supercritique dans le cadre de ce modèle, la croissance de l'amplitude avec la vitesse a été retrouvée. Une comparaison quantitative avec les résultats expérimentaux présente néanmoins certaines différences, qui pourrait s'expliquer par la difficulté à modéliser $\Gamma(v_f)$. Les périodes obtenues et la variation avec l'angle sont en revanche plutôt en bon accord avec les mesures expérimentales.

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes limités à la résolution des équations de notre modèle à proximité du maximum local de $\Gamma(v_f)$, afin de comparer ces résultats au pelage oscillant observé expérimentalement. Il est néanmoins possible de caractériser toutes les dynamiques obtenues sur la gamme de vitesses où le pelage est instable, en modélisant de manière plus complète l'évolution de l'énergie de fracture $\Gamma(v_f)$. Nous devons pour cela nous placer dans des conditions stationnaires de pelage, ce qui nécessite notamment d'imposer une translation du moteur ou du substrat afin de conserver L et θ constants en moyenne.

Chapitre 3

Étude numérique de l'instabilité macroscopique en pelage stationnaire

C'est la théorie qui décide de ce que nous pouvons observer.
Albert Einstein

Sommaire

3.1	Description du pelage	81
3.2	Modélisation théorique	82
3.2.1	Équations générales	82
3.2.2	Aspect énergétique	83
3.2.3	Expression de la période de l'instabilité	86
3.3	Résolution numérique	87
3.3.1	Paramètres de la résolution	87
3.3.2	Énergie de fracture	88
3.4	Évolution des dynamiques avec la vitesse de pelage . . .	89
3.4.1	Description des dynamiques observées	89
3.4.2	Cycles déformation-vitesse	93
3.5	Évolution de l'instabilité avec les paramètres du pelage	93
3.5.1	Effet de l'angle de pelage	93
3.5.2	Effet de la longueur de ruban	97
3.6	Évolution de l'instabilité avec les propriétés du ruban .	99
3.6.1	Effet de la rigidité	99
3.6.2	Effet de la masse surfacique	102
3.7	Conclusion	105

La modélisation théorique présentée au chapitre précédent ne décrit pas la dynamique d'un pelage strictement stationnaire car la longueur de ruban et l'angle de pelage évoluent au cours d'une expérience. Afin de s'affranchir de ce problème, nous proposons dans ce chapitre une résolution numérique des équations modélisant un pelage où le moteur se translate à vitesse constante. Le système est alors analogue, par changement de référentiel, au dispositif expérimental développé par Dalbe *et al.* [42, 52] où c'est le substrat qui se translate. En considérant une énergie de fracture $\Gamma(v_f)$ basée sur un ajustement des mesures du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V_p)$ sur une large gamme de vitesses, on peut alors caractériser l'instabilité macroscopique sur toute sa gamme d'existence. En plus de retrouver les dynamiques observées expérimentalement, nous avons étudié indépendamment le rôle de chacun des paramètres du pelage sur l'instabilité.

3.1 Description du pelage

Pour obtenir une dynamique stationnaire du front de détachement, il est nécessaire de conserver les valeurs moyennes de la vitesse de pelage V_p , de la longueur de ruban L et de l'angle de pelage θ au cours du temps. Nous allons alors considérer un pelage réalisé depuis un substrat plan à l'aide d'un moteur enroulant le ruban à vitesse angulaire ω et se translatant horizontalement à la vitesse V , comme représenté en figure 3.1.

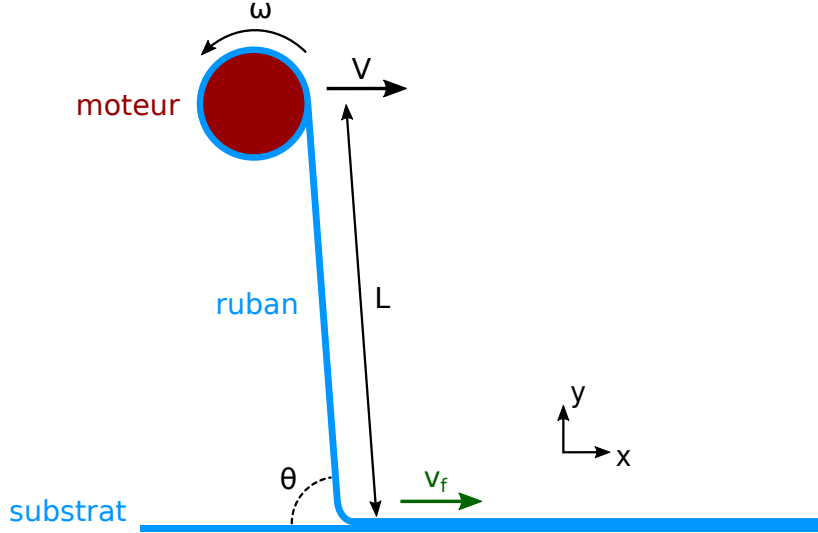


FIGURE 3.1: Pelage d'un ruban adhésif depuis un substrat plan dans des conditions stationnaires pour la vitesse du front v_f . Le moteur enroule le ruban à vitesse angulaire ω et se translate horizontalement à la vitesse V , afin de conserver les valeurs moyennes de la longueur de ruban L et de l'angle de pelage θ .

Le ruban collé au substrat n'est pas tendu, contrairement au ruban pelé dont la déformation $\varepsilon(t)$ est considérée homogène et uniforme dans tout le ruban. En pelage stationnaire, la vitesse de pelage V_p est définie comme la moyenne de la vitesse du front v_f , et elle est égale à la vitesse de translation du moteur :

$$V_p = \langle v_f \rangle_{\text{pelage}} = V. \quad (3.1)$$

Pour conserver la longueur de ruban entre le moteur et le front au cours du temps, il faut imposer au moteur d'enrouler le ruban tendu à la vitesse $V(1 + \varepsilon(t))$, d'où une vitesse angulaire :

$$\omega(t) = \frac{V(1 + \varepsilon(t))}{R}, \quad (3.2)$$

avec R le rayon du moteur.

On peut remarquer que ce système est semblable au dispositif expérimental développé par Dalbe *et al.* [42, 52], où c'est le substrat qui se translate à vitesse constante. Du point de vue théorique, en plus du changement de référentiel, il diffère cependant par la prise en compte du coefficient $\varepsilon(t)$ dans la vitesse angulaire du moteur.

3.2 Modélisation théorique

La mise en équation proposée dans cette partie est semblable à celle réalisée au chapitre précédent. La vitesse angulaire du moteur est néanmoins différente, et sa translation horizontale doit être prise en compte.

3.2.1 Équations générales

On considère le système constitué à l'instant t par le ruban tendu de longueur $L(t)$ et la portion de ruban $v_f(t) dt$ collée au substrat ; il est représenté en vert sur la figure 3.2. À l'instant $t + dt$, le système correspond au ruban de longueur $L(t + dt)$ et à la portion de ruban $V(1 + \varepsilon(t)) dt$ enroulée par le moteur ; il est représenté en orange sur la figure 3.2. On considère que cette portion est alignée avec le reste du ruban, tout comme la force de pelage $\vec{F}$ appliquée par le moteur.

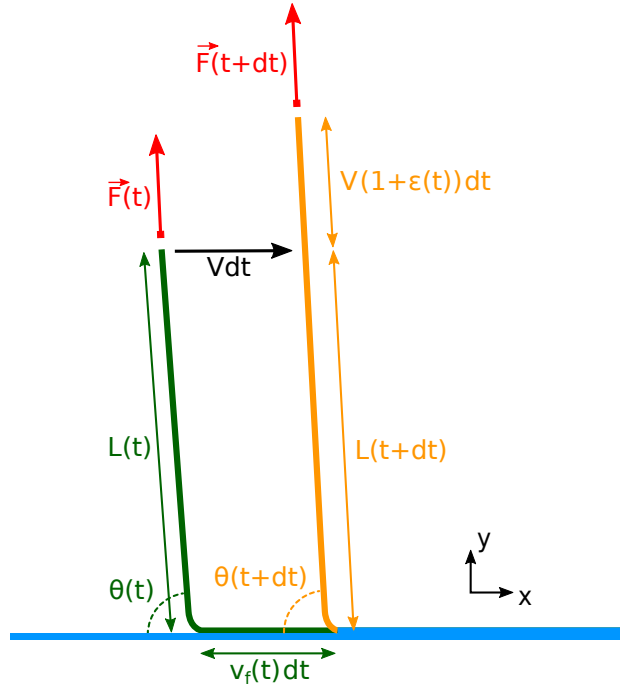


FIGURE 3.2: Modélisation du ruban à l'instant t (en vert) et à l'instant $t + dt$ (en orange). Le front de détachement avance à la vitesse v_f , tandis que le moteur se translate à la vitesse V et enroule le ruban à la vitesse $V(1 + \varepsilon)$.

En projetant le quadrilatère $\{L(t), v_f(t) dt, L(t + dt), V dt\}$ sur les axes x et y , on obtient :

$$\begin{cases} L(t) \cos(\theta(t)) + v_f(t) dt = L(t + dt) \cos(\theta(t + dt)) + V dt, \\ L(t) \sin(\theta(t)) = L(t + dt) \sin(\theta(t + dt)). \end{cases} \quad (3.3)$$

D'où on déduit au premier ordre en dt :

$$L(t + dt) = L(t) + (v_f(t) - V) \cos(\theta(t)) dt, \quad (3.4)$$

et :

$$\theta(t + dt) = \theta(t) - \frac{(v_f(t) - V) \sin(\theta(t))}{L(t)} dt. \quad (3.5)$$

On obtient ainsi l'évolution temporelle de la longueur de ruban autour de sa valeur moyenne L_p :

$$\frac{dL}{dt} = (v_f - V) \cos(\theta), \quad (3.6)$$

et l'évolution temporelle de l'angle de pelage autour de sa valeur moyenne θ_p :

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{(v_f - V) \sin(\theta)}{L}. \quad (3.7)$$

À chaque instant, un ruban tendu de longueur L correspond à un ruban non-tendu de longueur $L/(1 + \varepsilon)$. Par conservation de la matière entre les instants t et $t + dt$, on a donc :

$$\frac{L(t)}{1 + \varepsilon(t)} + v_f(t) dt = \frac{L(t + dt)}{1 + \varepsilon(t + dt)} + \frac{V(1 + \varepsilon(t)) dt}{1 + \varepsilon(t + dt)}, \quad (3.8)$$

en considérant que la portion collée au substrat n'est pas tendue. Le développement de cette équation au premier ordre en dt à l'aide des équations (3.4) et (3.5) nous permet d'en déduire l'évolution temporelle de la déformation :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1 + \varepsilon}{L} (V - v_f) (1 + \varepsilon - \cos(\theta)). \quad (3.9)$$

3.2.2 Aspect énergétique

Par conservation de l'énergie entre les instants t et $t + dt$, la variation d'énergie totale du système est nulle :

$$dE = dE_s + dE_e + dE_p + dE_c = 0, \quad (3.10)$$

avec dE_s la variation d'énergie de surface due au décollement du ruban, dE_e la variation d'énergie élastique emmagasinée dans le ruban, dE_p la variation d'énergie potentielle due au déplacement du point d'application de la force de pelage, et dE_c la variation d'énergie cinétique du ruban. Nous allons expliciter l'expression de chacun de ces termes.

Énergie de surface

Pendant l'intervalle dt , une surface $b v_f dt$ de ruban est détachée du substrat, d'où une variation d'énergie de surface :

$$dE_s = \Gamma(v_f) b v_f dt, \quad (3.11)$$

avec $\Gamma(v_f)$ l'énergie de fracture à l'interface adhésif-substrat.

Énergie élastique

À l'instant t , la longueur $L(t)$ de ruban est tendue, tandis que la portion collée de longueur $v_f dt$ n'est pas tendue, d'où une énergie élastique :

$$E_\epsilon(t) = \frac{1}{2} E e b \frac{L(t)}{1 + \epsilon(t)} \epsilon(t)^2. \quad (3.12)$$

À l'instant $t + dt$, la longueur $L(t + dt)$ et la portion de longueur $V (1 + \epsilon(t)) dt$ sont tendues, d'où une énergie élastique :

$$E_\epsilon(t + dt) = \frac{1}{2} E e b \frac{L(t + dt) + V (1 + \epsilon(t)) dt}{1 + \epsilon(t + dt)} \epsilon(t + dt)^2. \quad (3.13)$$

La variation d'énergie élastique pendant dt s'exprime alors :

$$dE_\epsilon = E_\epsilon(t + dt) - E_\epsilon(t). \quad (3.14)$$

En développant cette expression au premier ordre en dt à l'aide des équations (3.6) et (3.9), on obtient :

$$dE_\epsilon = \frac{1}{2} E e b \epsilon [2 (1 + \epsilon) V - (2 + \epsilon) v_f - 2 (V - v_f) \cos(\theta)] dt. \quad (3.15)$$

Énergie potentielle

Pendant l'intervalle dt , le point d'application de la force de pelage se déplace horizontalement d'une distance $V dt$, mais également dans la direction du ruban d'une distance $V (1 + \epsilon) dt$. Le système subit alors une variation d'énergie potentielle égale à l'opposé du travail exercé par le moteur :

$$dE_p = -F V (1 + \epsilon - \cos(\theta)) dt, \quad (3.16)$$

d'où en appliquant la loi de Hooke pour une déformation linéaire :

$$dE_p = -E e b \epsilon V (1 + \epsilon - \cos(\theta)) dt. \quad (3.17)$$

Énergie cinétique

La variation d'énergie cinétique du système pendant l'intervalle dt s'exprime :

$$dE_c = E_{c,L(t+dt)} + E_{c,V(1+\epsilon)dt} - E_{c,L(t)} - E_{c,v_f dt}. \quad (3.18)$$

Pour exprimer l'énergie cinétique du ruban de longueur $L(t)$, il est nécessaire de calculer sa vitesse en chaque point. Pour cela, on considère un point M du ruban situé à une distance $(1 + \epsilon) r$ du front de détachement ; r correspond donc à la distance au front si le ruban n'était pas tendu. En plaçant l'origine O au front de détachement à l'instant t , sa position est :

$$\overrightarrow{OM}(t) = \begin{cases} -r (1 + \epsilon(t)) \cos(\theta(t)) \\ r (1 + \epsilon(t)) \sin(\theta(t)) \end{cases}. \quad (3.19)$$

En prenant en compte le déplacement du front de détachement pendant dt , sa position est à l'instant $t + dt$:

$$\overrightarrow{OM}(t + dt) = \begin{cases} v_f(t) dt - (r + v_f(t) dt) (1 + \varepsilon(t + dt)) \cos(\theta(t + dt)) \\ (r + v_f(t) dt) (1 + \varepsilon(t + dt)) \sin(\theta(t + dt)) \end{cases} \quad (3.20)$$

On peut alors exprimer sa vitesse :

$$\vec{v}_M(t) = \lim_{dt \rightarrow 0} \frac{\overrightarrow{OM}(t + dt) - \overrightarrow{OM}(t)}{dt}, \quad (3.21)$$

et on obtient :

$$\vec{v}_M(t) = \begin{cases} \frac{((1 + \varepsilon) r (V - v_f) + L v_f) (-1 + (1 + \varepsilon) \cos(\theta))}{(1 + \varepsilon) ((1 + \varepsilon) r (V - \frac{L}{v_f}) + L v_f) \sin(\theta)} \\ \frac{L}{L} \end{cases} \quad (3.22)$$

On calcule l'énergie cinétique du ruban en intégrant la vitesse en chaque point :

$$E_{c,L(t)} = \int_0^{\frac{L}{1+\varepsilon}} \frac{1}{2} \mu v_M^2 dr. \quad (3.23)$$

On obtient finalement :

$$E_{c,L(t)} = \frac{L \mu}{6(1 + \varepsilon)} (V^2 + V v_f + v_f^2) (2 + 2\varepsilon + \varepsilon^2 - 2(1 + \varepsilon) \cos(\theta)). \quad (3.24)$$

La portion de ruban de longueur $v_f dt$ étant collée à l'instant t , son énergie cinétique est nulle :

$$E_{c,v_f dt} = 0. \quad (3.25)$$

L'expression de l'énergie cinétique $E_{c,L(t+dt)}$ du ruban de longueur $L(t + dt)$ est similaire à $E_{c,L(t)}$, en substituant toutes les variables dépendantes de t par $t + dt$.

La portion de ruban de longueur $V(1 + \varepsilon) dt$ se déplace à la même vitesse que le moteur à l'instant $t + dt$, c'est-à-dire qu'elle se translate horizontalement à la vitesse V , et dans la direction du ruban à la vitesse $V(1 + \varepsilon)$. Son énergie cinétique s'exprime alors :

$$E_{c,V(1+\varepsilon)dt} = \frac{1}{2} \mu \frac{V(1 + \varepsilon(t)) dt}{\varepsilon(t + dt)} \left[(V - V(1 + \varepsilon(t)) \cos(\theta(t + dt)))^2 + (V(1 + \varepsilon(t)) \sin(\theta(t + dt)))^2 \right]. \quad (3.26)$$

Finalement, la variation d'énergie cinétique du système s'exprime au premier ordre en dt :

$$dE_c = \frac{\mu dt}{6(1 + \varepsilon)} (2 + 2\varepsilon + \varepsilon^2 - 2(1 + \varepsilon) \cos(\theta)) \left[L \dot{v}_f (V + 2v_f) + (1 + \varepsilon) (4V^3 - v_f^3) \right]. \quad (3.27)$$

Conservation de l'énergie totale

La conservation de l'énergie totale peut s'exprimer au premier ordre en dt :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} = & \Gamma(v_f) b v_f + \frac{1}{2} E e b \varepsilon v_f (-2 + 2 \cos(\theta) - \varepsilon) \\ & + \frac{\mu}{6(1+\varepsilon)} (2 + 2\varepsilon + \varepsilon^2 - 2(1+\varepsilon) \cos(\theta)) L \dot{v}_f (V + 2v_f) \\ & + \frac{\mu}{6(1+\varepsilon)} (2 + 2\varepsilon + \varepsilon^2 - 2(1+\varepsilon) \cos(\theta)) (1+\varepsilon) (4V^3 - v_f^3) \\ & = 0. \end{aligned} \quad (3.28)$$

On peut montrer qu'en ordre de grandeur la dernière ligne de cette équation est beaucoup plus faible devant les autres, en particulier lorsque le pelage est instable car :

$$L \dot{v}_f (V + 2v_f) \gg (4V^3 - v_f^3).$$

Nous allons donc la négliger pour la suite de notre étude. L'équation d'évolution de la vitesse du front s'exprime alors en inversant l'équation (3.28) :

$$\dot{v}_f = \frac{dv_f}{dt} = - \frac{6 b v_f (1+\varepsilon) [\Gamma(v_f) - E e \varepsilon (1 - \cos(\theta) + \varepsilon/2)]}{\mu L (V + 2v_f) [2 + 2\varepsilon + \varepsilon^2 - 2(1+\varepsilon) \cos(\theta)]}. \quad (3.29)$$

3.2.3 Expression de la période de l'instabilité

Comme au chapitre précédent, il est possible de réaliser des simplifications sur les équations obtenues. Cela permet notamment de remonter à une expression analytique de la période lorsque la dynamique présente des oscillations de faibles amplitudes.

En considérant une déformation faible ($\varepsilon \ll 1$) et un angle de pelage qui n'est pas trop petit (typiquement $\theta_p > 50^\circ$), on peut simplifier l'équation d'évolution (3.9) telle que :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \approx \frac{1}{L} (V - v_f) (1 - \cos(\theta)), \quad (3.30)$$

et l'équation de conservation de l'énergie totale (3.28) telle que :

$$\Gamma(v_f) b v_f - E e b \varepsilon v_f (1 - \cos(\theta)) + \frac{\mu}{3} (1 - \cos(\theta)) L \dot{v}_f (V + 2v_f) = 0. \quad (3.31)$$

Si la dynamique présente des oscillations sinusoïdales de période T_{osc} et de faibles amplitudes $a_v \ll V_p$ autour de la vitesse de pelage $V_p = V$, nous pouvons considérer une vitesse du front de la forme :

$$v_f(t) = V_p + a_v \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}}\right). \quad (3.32)$$

La résolution de l'équation d'évolution (3.30) permet d'obtenir l'expression de la déformation :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_m + a_v \frac{1 - \cos \theta_p}{L_p} \frac{T_{\text{osc}}}{2\pi} \cos\left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}}\right), \quad (3.33)$$

avec ε_m la déformation moyenne durant le pelage. Le développement du terme d'énergie de fracture de l'équation (3.31) au premier ordre en a_v permet alors d'aboutir à l'équation :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{2\pi\mu L_p}{T_{\text{osc}}} - \frac{E e b T_{\text{osc}}}{2\pi L_p} (1 - \cos \theta_p) \right] (1 - \cos \theta_p) V_p a_v \cos \left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}} \right) \\ & + [\Gamma(V_p) - E e (1 - \cos \theta_p) \varepsilon_m] b V_p \\ & + [\Gamma(V_p) + \Gamma'(V_p) V_p - E e (1 - \cos \theta_p) \varepsilon_m] b a_v \sin \left(\frac{2\pi t}{T_{\text{osc}}} \right) \\ & = 0. \end{aligned} \quad (3.34)$$

L'annulation de la première ligne donne finalement l'expression théorique de la période de ces oscillations :

$$T_{\text{osc}} = 2\pi L_p \sqrt{\frac{\mu}{E e b} \frac{1}{1 - \cos \theta_p}}, \quad (3.35)$$

tandis que les deux lignes suivantes permettent de conclure que le développement de ces oscillations se produit à proximité d'un extremum de la courbe $\Gamma(v_f)$.

Cette expression est identique à celle proposée par Dalbe *et al.* [42] pour décrire le régime inertiel en considérant une élongation non-uniforme dans le ruban. Le dispositif expérimental utilisé lors de cette précédente étude est en effet similaire au dispositif considéré ici, à un changement de référentiel près. Notre modélisation théorique est cependant plus complète, comme discuté au chapitre précédent, et ne nécessite pas de considérer une élongation non-uniforme dans le ruban.

3.3 Résolution numérique

3.3.1 Paramètres de la résolution

Nous avons résolu numériquement les équations d'évolution de L (3.6), de θ (3.7), de ε (3.9) et de v_f (3.29), afin d'obtenir l'évolution de la vitesse du front au cours du temps. La résolution est réalisée par la méthode d'Euler, avec un pas de temps de 10^{-7} s. Les conditions initiales utilisées sont proches de celles d'un pelage régulier à vitesse imposée :

$$\begin{cases} L(t=0) \approx L_p, \\ \theta(t=0) \approx \theta_p, \\ \varepsilon(t=0) \approx \frac{\Gamma(V_p)}{E e (1 - \cos \theta_p)}, \\ v_f(t=0) \approx V_p. \end{cases}$$

On laisse ensuite le système évoluer librement jusqu'à atteindre un état stationnaire. Si la dynamique obtenue est instable, l'amplitude $\Delta v = v_f^{\text{max}} - v_f^{\text{min}}$ et la période T des variations de vitesse sont mesurées sur un intervalle de 1 s. Le théorème de Nyquist-Shannon permet alors de mesurer des périodes allant jusqu'à 0,5 s. Nous mesurons également la durée T_{inf} où la vitesse du front est inférieure à la vitesse de

pelage ($v_f < V_p$) sur une période T , ainsi que la durée $T_{\text{sup}} = T - T_{\text{inf}}$ où $v_f > V_p$ sur une période T .

Afin de comparer les résultats aux précédentes études expérimentales, nous allons considérer dans un premier temps un ruban adhésif dont les propriétés physiques correspondent à ceux du Scotch[®] 600 : $e = 34 \mu\text{m}$, $b = 19 \text{ mm}$, $E = 1,41 \text{ GPa}$ et $\mu = 8,0 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}$.

3.3.2 Énergie de fracture

Il est nécessaire de choisir une forme pour l'évolution de l'énergie de fracture avec la vitesse du front. Dans le chapitre précédent, nous nous sommes limités à l'étude du pelage oscillant à proximité du maximum local de $\Gamma(v_f)$. Nous allons utiliser pour cette étude une expression de $\Gamma(v_f)$ basée sur un ajustement de mesures expérimentales du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V_p)$ réalisées lors de précédentes études de pelage de Scotch[®] 600 depuis un rouleau [37, 51], et présentées en figure 3.3. Ces mesures ont été réalisées sur une très large gamme de vitesses, de 10^{-5} à 40 m/s , avec un angle centré autour de 90° mais libre de fluctuer au cours du pelage. Elles permettent de modéliser les branches croissantes et la branche décroissante de $\Gamma(v_f)$, afin d'étudier l'évolution des dynamiques de pelage sur toute cette gamme.

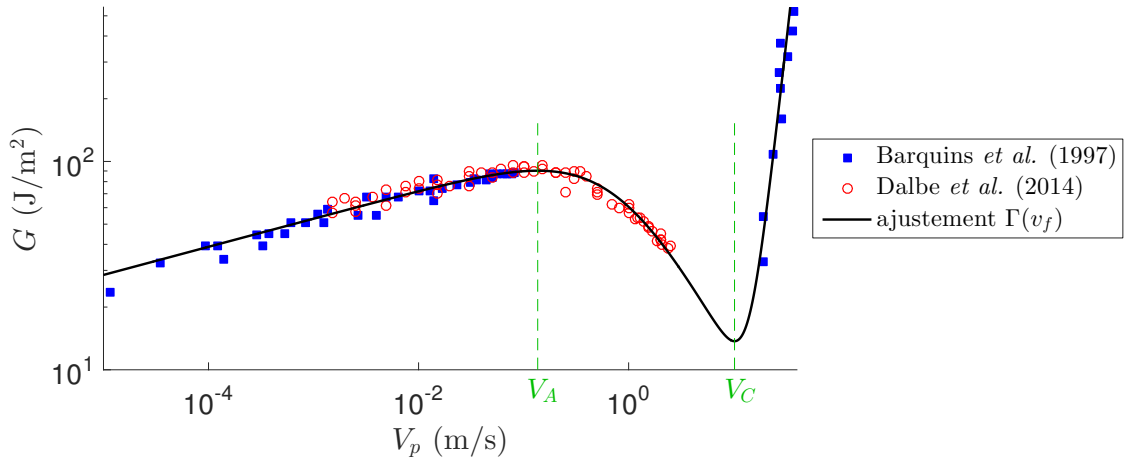


FIGURE 3.3: Taux de restitution de l'énergie mécanique G en fonction de la vitesse de pelage V_p lors du pelage de Scotch[®] 600 depuis un rouleau [37, 51]. On représente le modèle de $\Gamma(v_f)$ utilisé pour la résolution numérique, qui est basé sur un ajustement de ces mesures, ainsi que la vitesse V_A correspondant à son maximum local et la vitesse V_C correspondant à son minimum local.

L'ajustement réalisé est représenté sur la figure 3.3, son expression est la suivante :

$$\Gamma(v_f) = \frac{135 v_f^{0,135}}{1 + 1,23 v_f^{1,08}} + 6,5 \cdot 10^{-5} v_f^{4,5}. \quad (3.36)$$

Cette forme permet de décrire les deux branches croissantes de $\Gamma(v_f)$ à l'aide de lois de puissance, comme proposé par Dalbe *et al.* [51]. La décroissance de l'énergie de

fracture est modélisée par un terme de dissipation à proximité de son maximum local, en $V_A \approx 0,13622$ m/s, qui caractérise les solides viscoélastiques *et al.* [43]. L'énergie de fracture croît à nouveau après un minimum local en $V_C \approx 10,19163$ m/s. On peut également remarquer que $\Gamma(v_f)$ est nulle lorsque le front est immobile, contrairement à d'autres modélisations [43]. Nous avons cependant vérifié que cela ne modifie pas les dynamiques observées lors de cette étude numérique.

Comme dans le chapitre précédent, nous ne prenons pas en compte l'évolution de l'énergie de fracture avec l'angle de pelage, et considérons que $\Gamma(v_f)$ en est indépendante.

3.4 Évolution des dynamiques avec la vitesse de pelage

Nous allons dans un premier temps décrire les dynamiques observées lors de la résolution numérique en fonction de la vitesse de pelage pour un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m. La succession des différentes dynamiques est identique pour les autres angles et longueurs, mais les caractéristiques de l'instabilité n'évoluent pas dans les mêmes gammes de vitesses.

3.4.1 Description des dynamiques observées

Pour une vitesse de pelage V_p inférieure au maximum local en V_A , la vitesse du front est constante et ne présente pas d'instabilité car $\Gamma(v_f)$ croît. Un exemple obtenu pour $V_p = 0,1$ m/s est présenté en figure 3.4.

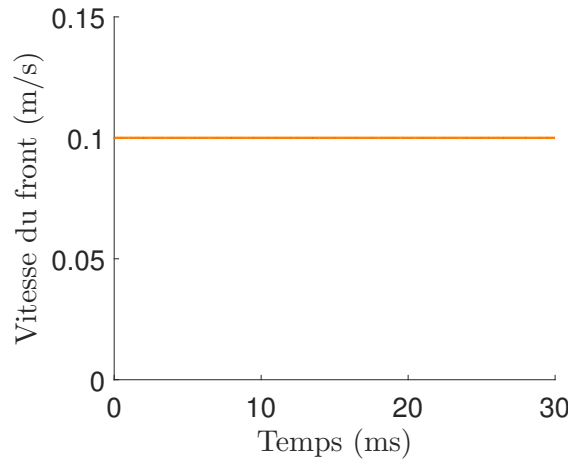


FIGURE 3.4: Vitesse du front au cours d'un pelage régulier obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 0,1$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Pour une vitesse légèrement supérieure à V_A , la vitesse du front présente des oscillations sinusoïdales autour de la vitesse de pelage. On retrouve ainsi le pelage

oscillant étudié au chapitre précédent. Un exemple obtenu pour $V_p = 0,14$ m/s est présenté en figure 3.5.

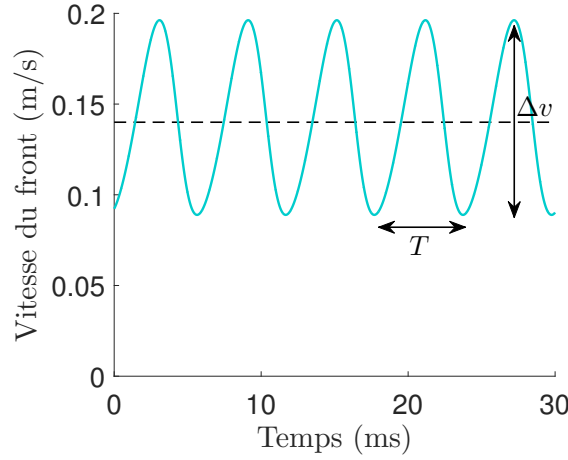


FIGURE 3.5: Vitesse du front au cours d'un pelage instable obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 0,14$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Lorsque la vitesse de pelage augmente, l'amplitude des oscillations augmente et leur forme devient progressivement asymétrique. Les phases d'accélération sont alors plus lentes que les phases de décélération. Un exemple obtenu pour $V_p = 0,17$ m/s est présenté en figure 3.6.

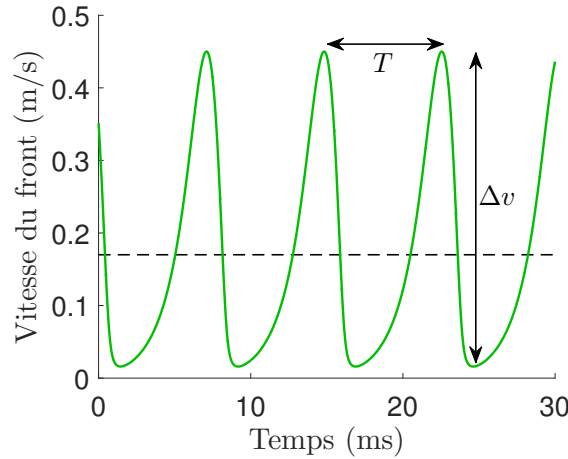


FIGURE 3.6: Vitesse du front au cours d'un pelage instable obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 0,17$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

En augmentant encore la vitesse, la dynamique ressemble de plus en plus à une instabilité de *stick-slip*. On obtient une alternance entre des phases lentes où la vitesse du front est quasi-nulle, et des phases rapides où la vitesse devient très importante. Un exemple obtenu pour $V_p = 2$ m/s est présenté en figure 3.7.

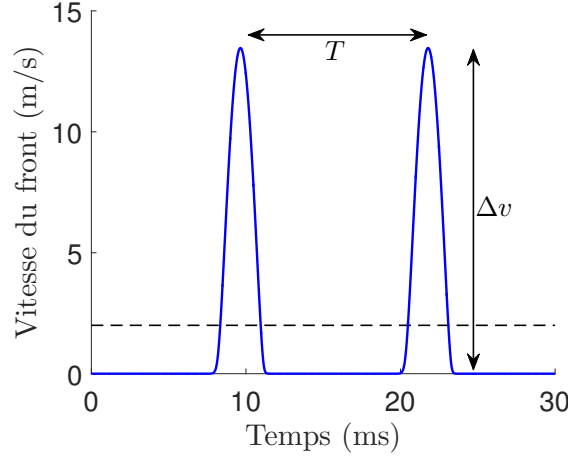


FIGURE 3.7: Vitesse du front au cours d'un pelage instable obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 2$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Lorsque la vitesse de pelage se rapproche du minimum local en V_C , on retrouve des oscillations asymétriques. Contrairement à celles obtenues à plus basses vitesses, les phases d'accélération sont légèrement plus courtes que les phases de décélération. Un exemple obtenu pour $V_p = 9$ m/s est présenté en figure 3.8.

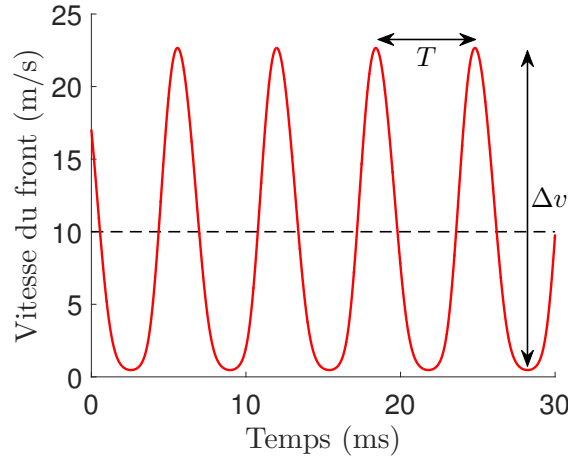


FIGURE 3.8: Vitesse du front au cours d'un pelage instable obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 9$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Pour des vitesses légèrement inférieures à V_C , l'amplitude de l'instabilité décroît et on retrouve des oscillations sinusoïdales de faibles amplitudes, comme celles obtenues pour des basses vitesses proches de V_A . Un exemple obtenu pour $V_p = 10$ m/s est présenté en figure 3.9.

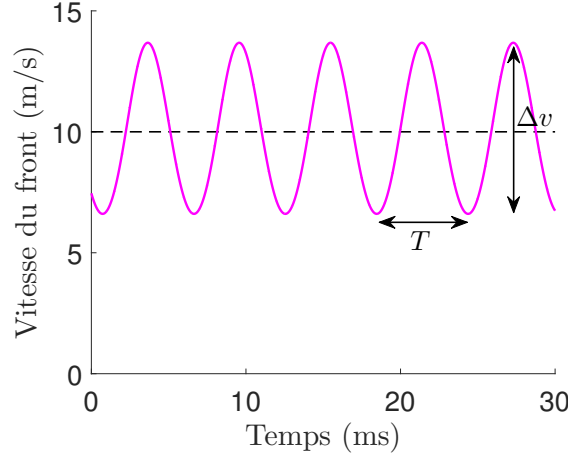


FIGURE 3.9: Vitesse du front au cours d'un pelage instable obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 10$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Pour une vitesse de pelage supérieure à V_C , la vitesse du front est constante et ne présente pas d'instabilité car $\Gamma(v_f)$ croît à nouveau. Un exemple obtenu pour $V_p = 11$ m/s est présenté en figure 3.10.

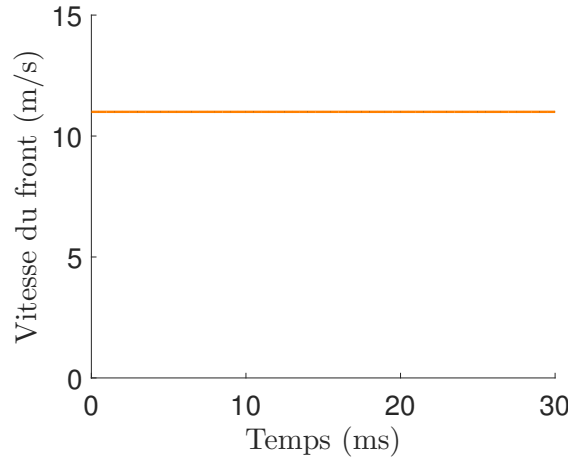


FIGURE 3.10: Vitesse du front au cours d'un pelage régulier obtenu par résolution numérique pour une vitesse de pelage $V_p = 11$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Notre modélisation permet donc de retrouver les dynamiques macroscopiques observées expérimentalement. On observe en particulier la transition progressive du pelage oscillant vers l'instabilité de *stick-slip*, ainsi qu'une symétrie entre les dynamiques à proximité du maximum local en V_A et du minimum local en V_C . Il est important de rappeler que ces dynamiques instables sont obtenues en parcourant la branche décroissante de la courbe $\Gamma(v_f)$ lors du pelage, et non pas en sautant d'une courbe croissante à l'autre, comme cela a été proposé par Barquins *et al.* [22].

3.4.2 Cycles déformation-vitesse

Les dynamiques instables peuvent être décrites en observant l'évolution de la déformation du ruban ε en fonction de la vitesse du front v_f au cours du pelage. Afin de comparer les précédents exemples à différentes vitesses de pelage, on représente en figure 3.11 les évolutions de $\varepsilon - \varepsilon_m$, avec ε_m la déformation moyenne au cours du cycle.

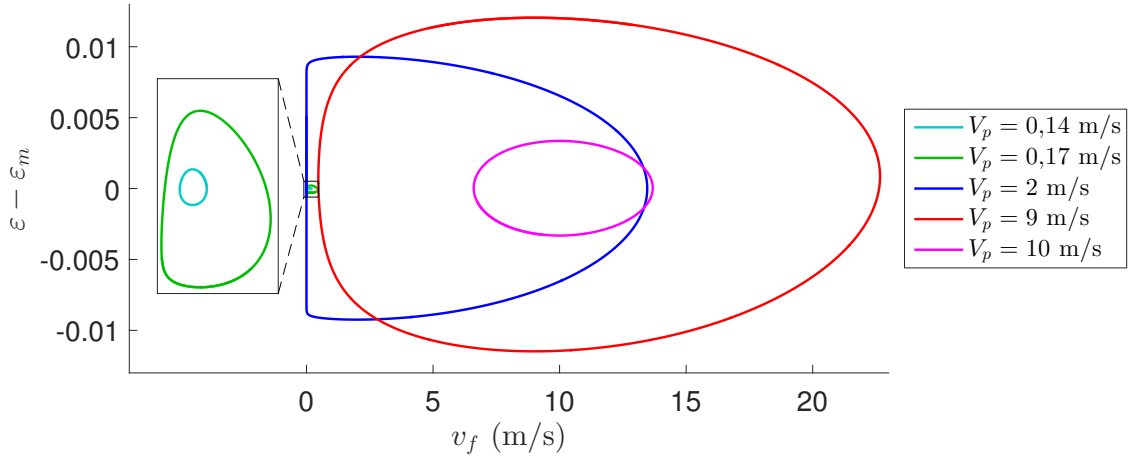


FIGURE 3.11: Déformation relative du ruban $\varepsilon - \varepsilon_m$ en fonction de la vitesse du front v_f pour différentes vitesses de pelage V_p , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m. Un agrandissement des cycles aux basses vitesses est présenté.

Lorsque la dynamique du front présente des oscillations sinusoïdales, par exemple pour $V_p = 0,14$ m/s et $V_p = 10$ m/s, le cycle déformation-vitesse a la forme d'une ellipse. Si la vitesse du front évolue de façon non-sinusoïdale, le cycle est alors asymétrique. La dynamique de *stick-slip* obtenue pour $V_p = 2$ m/s présente un cycle fortement asymétrique, avec une pente verticale correspondant à la phase de *stick*. On peut remarquer que les variations de la déformation du ruban aux hautes vitesses de pelage sont beaucoup plus importantes qu'aux basses vitesses. L'hypothèse d'une déformation linéaire et homogène pourrait alors montrer une des limites de notre modélisation théorique, bien que les dynamiques obtenues soient cohérentes avec celles observées expérimentalement.

Nous allons dans la suite étudier l'évolution des caractéristiques de l'instabilité en fonction des différents paramètres du pelage.

3.5 Évolution de l'instabilité avec les paramètres du pelage

3.5.1 Effet de l'angle de pelage

Nous avons étudié l'évolution de l'instabilité avec l'angle de pelage sur toute la gamme de vitesses où celle-ci est observée, avec une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Amplitude de l'instabilité

L'évolution de la variation en vitesse $\Delta v = v_f^{\max} - v_f^{\min}$ en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p est présentée en figure 3.12.

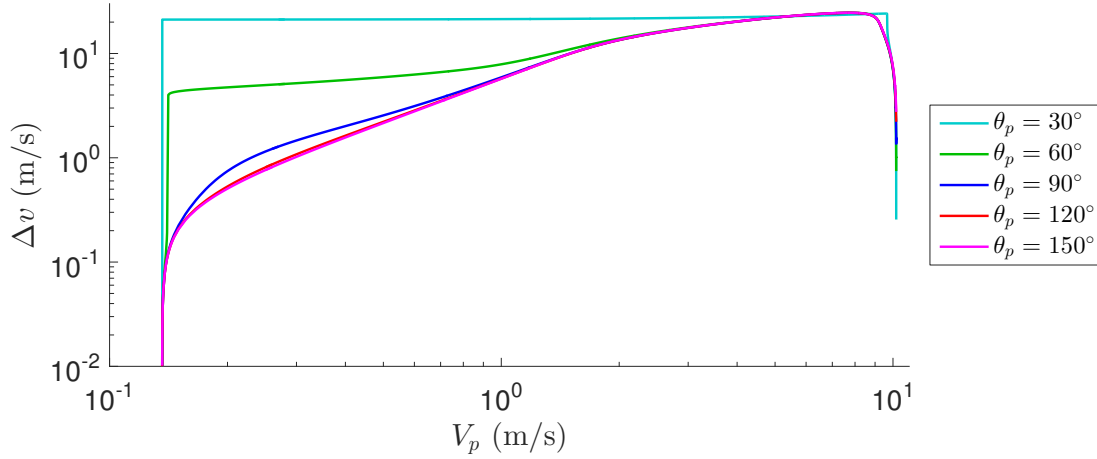


FIGURE 3.12: Variation en vitesse Δv en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

L'amplitude de l'instabilité croît à partir de V_A jusqu'à atteindre un palier, elle décroît ensuite à l'approche de V_C jusqu'à s'annuler. La variation en vitesse devient rapidement très importante aux petits angles, tandis que la croissance est plus progressive aux grands angles. L'évolution de Δv en fonction de l'écart au seuil de l'instabilité $V_p - V_A$ est présentée en figure 3.13.

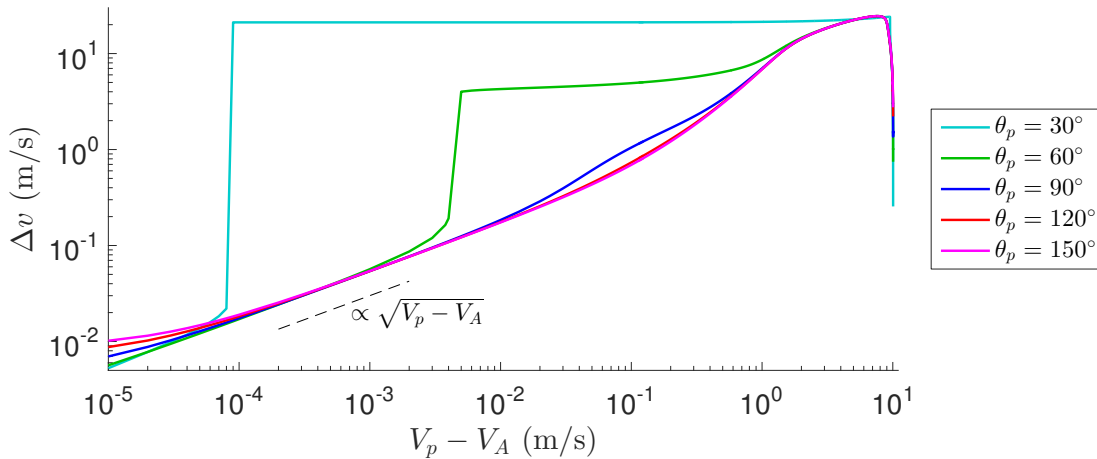


FIGURE 3.13: Variation en vitesse Δv en fonction de $V_p - V_A$ pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

On retrouve que $\Delta v \propto \sqrt{V_p - V_A}$ pour des vitesses de pelage proche de V_A , en particulier aux grands angles. Les différentes hypothèses réalisées au chapitre précédent permettant d'obtenir cette évolution semblent donc également valides ici.

Afin de différencier les oscillations sinusoïdales en vitesse et la dynamique de *stick-slip*, nous représentons en figure 3.14 l'évolution du ratio $(v_f^{\max} - V_p) / \Delta v$ en fonction de la vitesse de pelage. Ce rapport permet de caractériser l'asymétrie entre la vitesse maximale et la vitesse minimale atteinte par le front au cours d'un cycle.

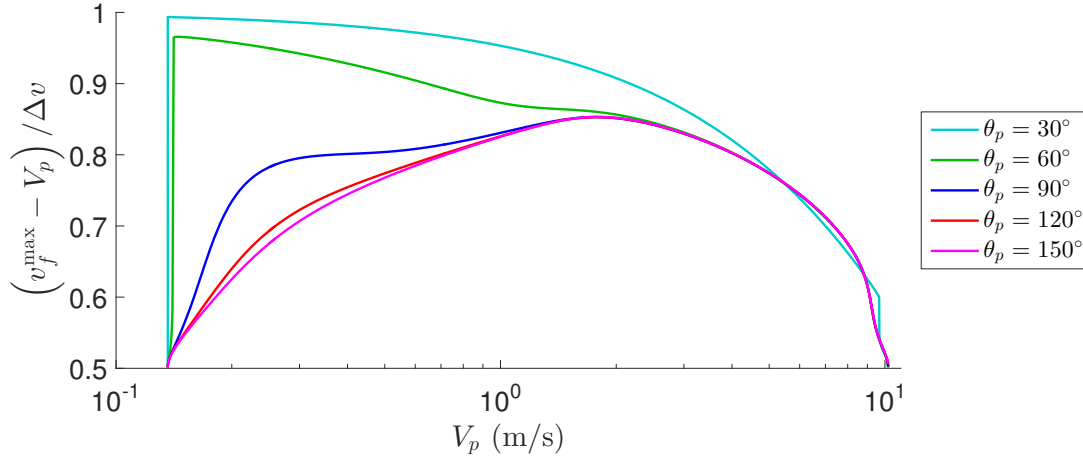


FIGURE 3.14: Ratio $(v_f^{\max} - V_p) / \Delta v$ en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Pour les petits angles, le ratio est proche de 1 dès que la vitesse de pelage s'éloigne de V_A . Ceci est caractéristique d'une dynamique de *stick-slip* car la vitesse atteinte par le front lors des phases rapides est très élevée et bien supérieure à V_p . Aux grands angles, le ratio croît lentement de 0,5 jusqu'à 0,85. On observe alors des oscillations sinusoïdales (pour un ratio de 0,5) qui deviennent progressivement asymétriques, jusqu'à obtenir une dynamique de *stick-slip* (lorsque le ratio dépasse 0,8 environ).

L'évolution des différentes dynamiques avec l'angle de pelage est en accord avec les observations réalisées au chapitre précédent, bien que le dispositif expérimental soit légèrement différent, et avec les précédentes études [42, 52].

Période de l'instabilité

L'évolution de la période T en fonction de la vitesse de pelage pour différents angles θ_p est présentée en figure 3.15. La discrétisation observée pour les périodes élevées, notamment pour $\theta_p = 30^\circ$, est une conséquence du théorème de Nyquist-Shannon. Pour chaque angle étudié, on représente également la période théorique T_{osc} (3.35) obtenue en considérant des oscillations de faibles amplitudes, dont on rappelle l'expression :

$$T_{\text{osc}} = 2 \pi L_p \sqrt{\frac{\mu}{E e b} \frac{1}{1 - \cos \theta_p}}.$$

Pour des vitesses de pelage légèrement supérieures à V_A ou légèrement inférieures à V_C , la dynamique présente des oscillations sinusoïdales dont la période est en bon accord avec la prédiction théorique T_{osc} pour chaque angle. Ce résultat n'est pas

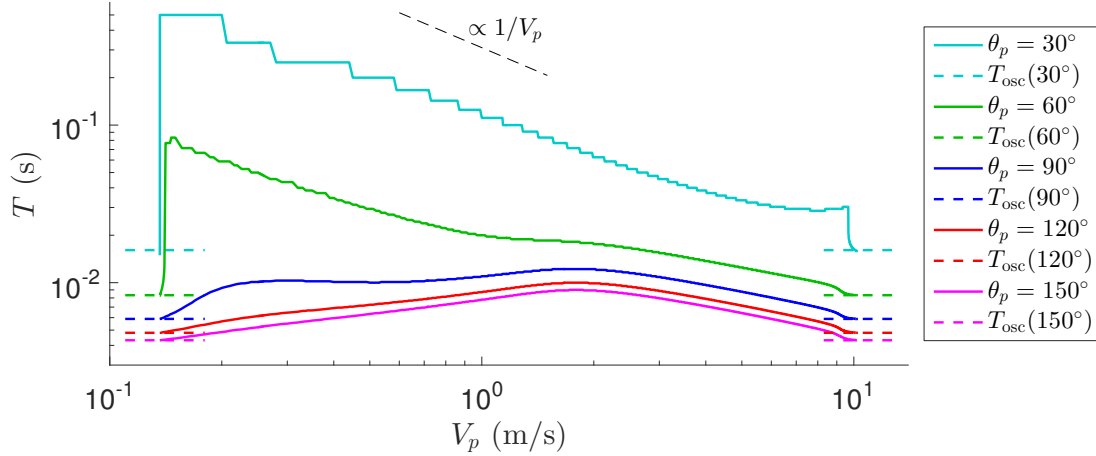


FIGURE 3.15: Période T en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 1$ m. La période théorique T_{osc} obtenue en considérant des oscillations sinusoïdales de faibles amplitudes est également représentée pour chaque angle.

surprenant car nous avons vu que les oscillations de faibles amplitudes se développent à proximité des extremums de la courbe $\Gamma(v_f)$.

Aux faibles angles (30° et 60°), la période augmente brutalement lorsque la dynamique commence à présenter du *stick-slip*. On observe alors une décroissance inversement proportionnelle avec V_p , en particulier aux basses vitesses, comme décrit par la modélisation quasi-statique du *stick-slip* [22, 43]. Pour les angles supérieurs, T croît lentement avec la vitesse de pelage, alors que les oscillations deviennent progressivement asymétriques. On observe ensuite une décroissance lente de la période jusqu'à retrouver la prédiction théorique T_{osc} proche de V_C . On remarque également que la forme de la décroissance à hautes vitesses est semblable pour tous les angles $\theta_p \geq 60^\circ$. Au vu de l'expression de T_{osc} , on représente alors l'évolution de $T\sqrt{1 - \cos\theta_p}$ en figure 3.16.

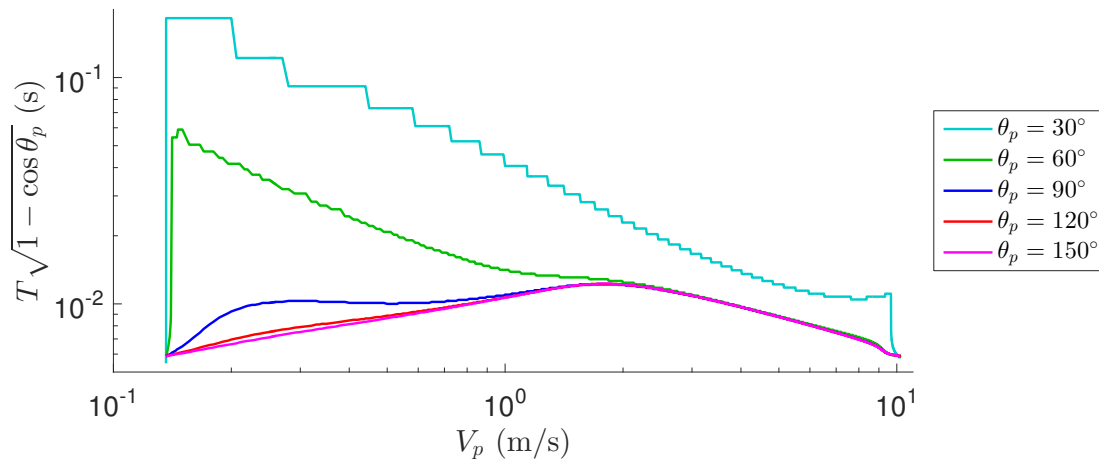


FIGURE 3.16: $T\sqrt{1 - \cos\theta_p}$ en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

La superposition des évolutions à hautes vitesses pour ces différents angles montre que la dépendance angulaire de T_{osc} caractérise bien la période de l'instabilité sur toute cette gamme de vitesses, et ne se limite donc pas aux oscillations de faibles amplitudes. Les très petits angles, tel que $\theta_p = 30^\circ$, présentent cependant une évolution différente.

Enfin, pour caractériser la succession des dynamiques instables, il est également possible d'analyser le ratio T_{inf}/T au cours d'un cycle ; il est représenté en fonction de la vitesse de pelage sur la figure 3.17.

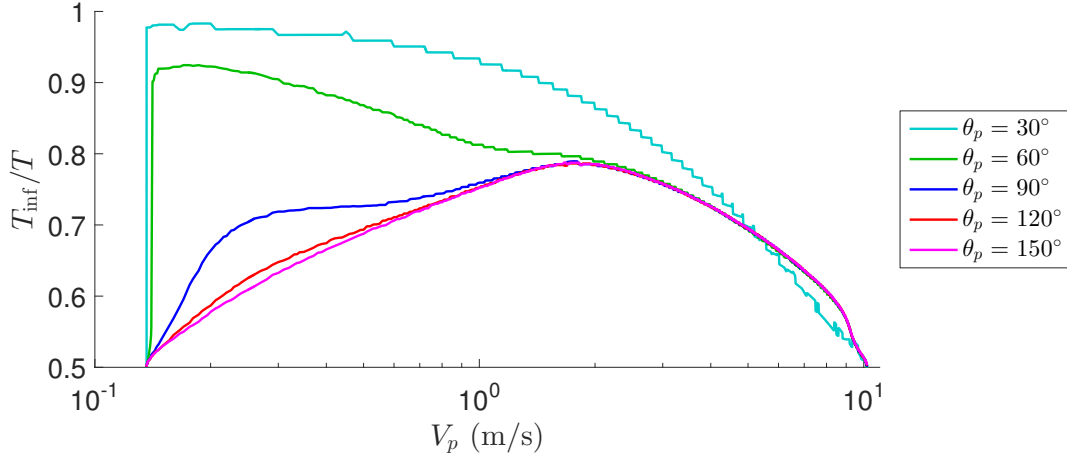


FIGURE 3.17: Ratio T_{inf}/T en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents angles θ_p avec une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Lorsque la dynamique présente du *stick-slip*, la durée de la phase rapide est très courte devant celle du *stick*, ce ratio tend alors vers 1. À l'inverse, des oscillations sinusoïdales correspondent à un ratio de 0,5. Celui-ci est donc semblable au ratio en amplitude présenté en figure 3.14, c'est une façon équivalente de mesurer l'asymétrie de la vitesse du front. On retrouve ainsi les mêmes évolutions que précédemment pour les différents angles.

3.5.2 Effet de la longueur de ruban

Nous avons étudié l'évolution de l'instabilité avec la longueur de ruban, pour un angle de pelage $\theta_p = 90^\circ$.

Amplitude de l'instabilité

La variation en vitesse Δv est représentée en fonction de la vitesse de pelage pour différentes longueurs L_p sur la figure 3.18. La superposition de toutes les évolutions montre que la vitesse du front de détachement, et par conséquent sa dynamique, sont indépendantes de la longueur de ruban.

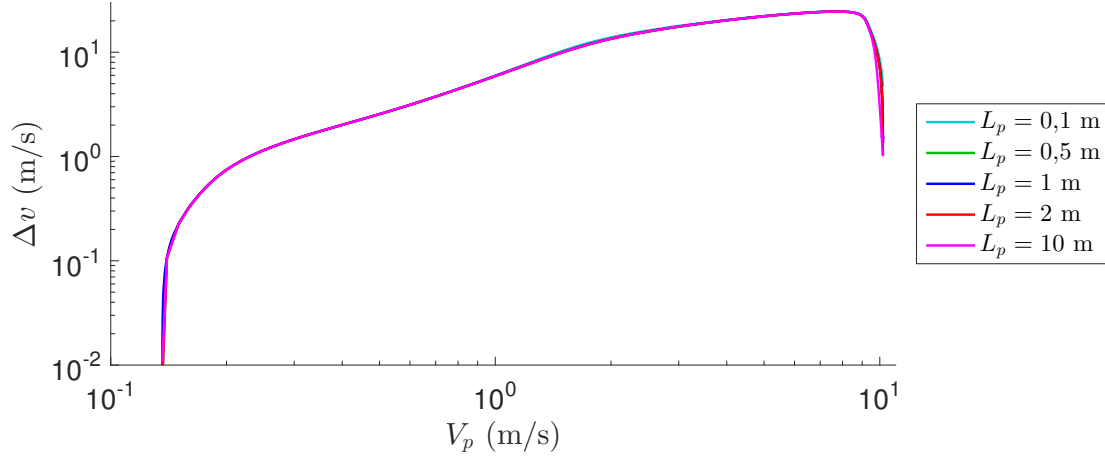


FIGURE 3.18: Variation en vitesse Δv en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes longueurs de ruban L_p avec un angle $\theta_p = 90^\circ$.

Période de l'instabilité

On représente en figure 3.19 la période de l'instabilité en fonction de la vitesse de pelage pour différentes longueurs L_p .

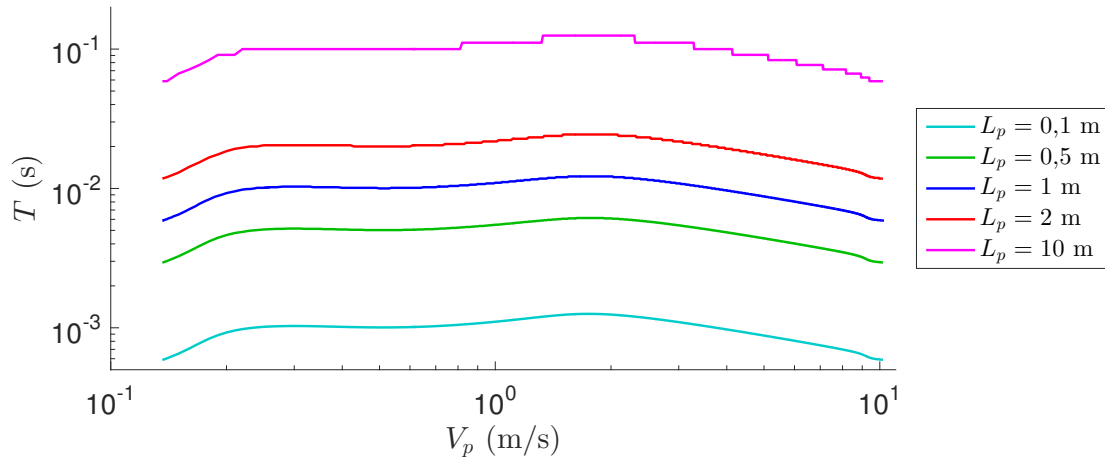


FIGURE 3.19: Période T en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes longueurs de ruban L_p avec un angle $\theta_p = 90^\circ$.

La période augmente de façon régulière avec la longueur, mais son évolution avec la vitesse est semblable quelle que soit L_p . En représentant l'évolution du rapport T/L_p en figure 3.20, on montre que la période est bien proportionnelle à la longueur. Ce résultat peut être facilement retrouvé à partir des équations d'évolution de la modélisation, car L est toujours linéaire avec le temps t . Il est également en accord aussi bien avec le modèle quasi-statique qu'avec le modèle inertiel décrivant l'instabilité.

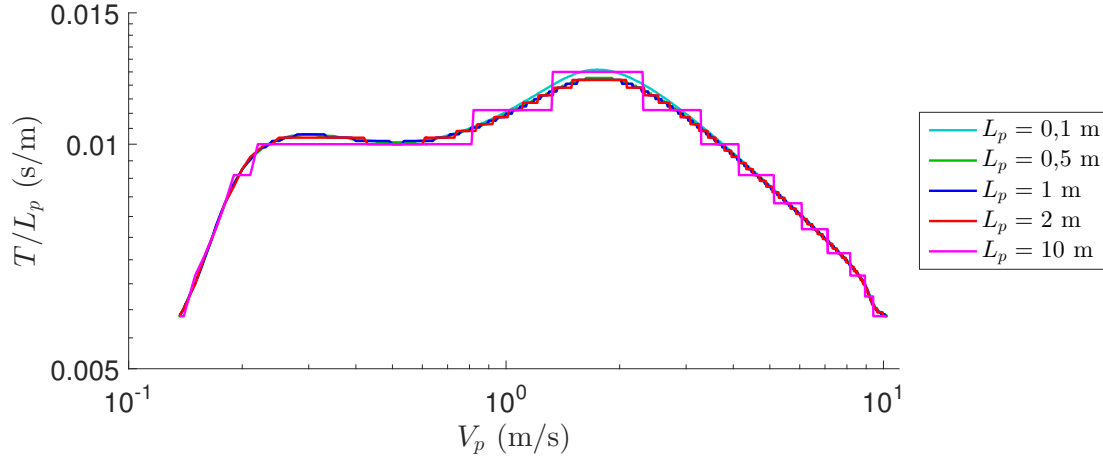


FIGURE 3.20: T/L_p en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes longueurs L_p avec un angle $\theta_p = 90^\circ$.

3.6 Évolution de l'instabilité avec les propriétés du ruban

Nous avons étudié l'évolution des caractéristiques de l'instabilité avec les propriétés mécaniques du ruban, pour un angle de pelage $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m. Ces propriétés n'intervenant que dans l'équation d'évolution de v_f (3.29), on peut remarquer que le module de Young du dos E et son épaisseur e apparaissent sous la forme du produit Ee . Il est donc équivalent de modifier l'un ou l'autre de ces deux paramètres dans la résolution numérique. On peut faire le même raisonnement pour la masse linéique du ruban μ et sa largeur b qui apparaissent sous la forme du rapport μ/b .

3.6.1 Effet de la rigidité

On étudie tout d'abord l'effet du produit Ee sur l'instabilité, qui correspond à une rigidité effective du ruban. Expérimentalement, on a $Ee \approx 4,79 \cdot 10^4$ Pa.m pour le pelage de Scotch[®] 600.

Amplitude de l'instabilité

L'évolution de la variation en vitesse Δv en fonction de la vitesse de pelage pour différentes rigidités est présentée en figure 3.21.

L'amplitude de l'instabilité est plus importante aux basses vitesses de pelage lorsque le ruban est moins rigide. En représentant le ratio $(v_f^{\max} - V_p)/\Delta v$ en figure 3.22, on remarque qu'un ruban moins rigide présente également du *stick-slip* plus rapidement dès les basses vitesses, car le ratio est important. L'instabilité est en revanche indépendante de cette rigidité pour les hautes vitesses de pelage.

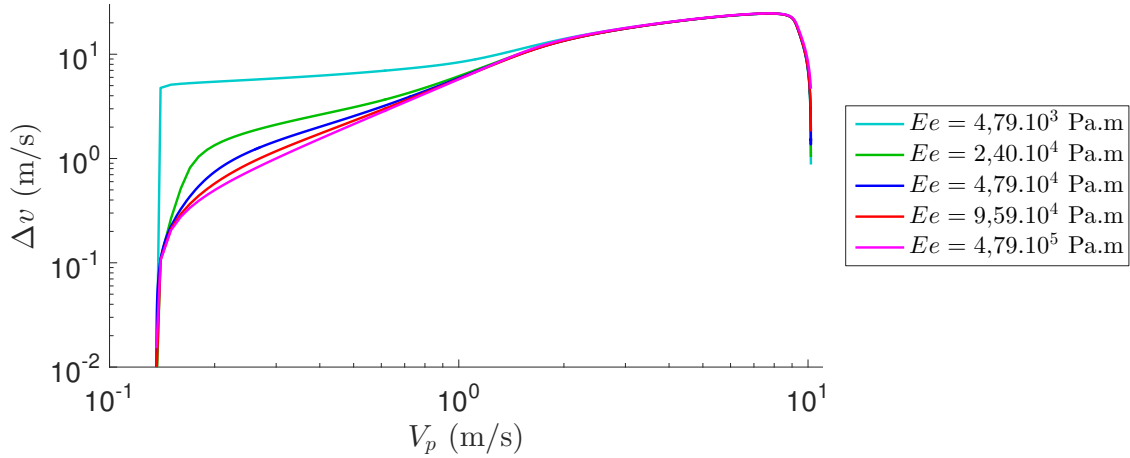


FIGURE 3.21: Variation en vitesse Δv en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes rigidités Ee , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

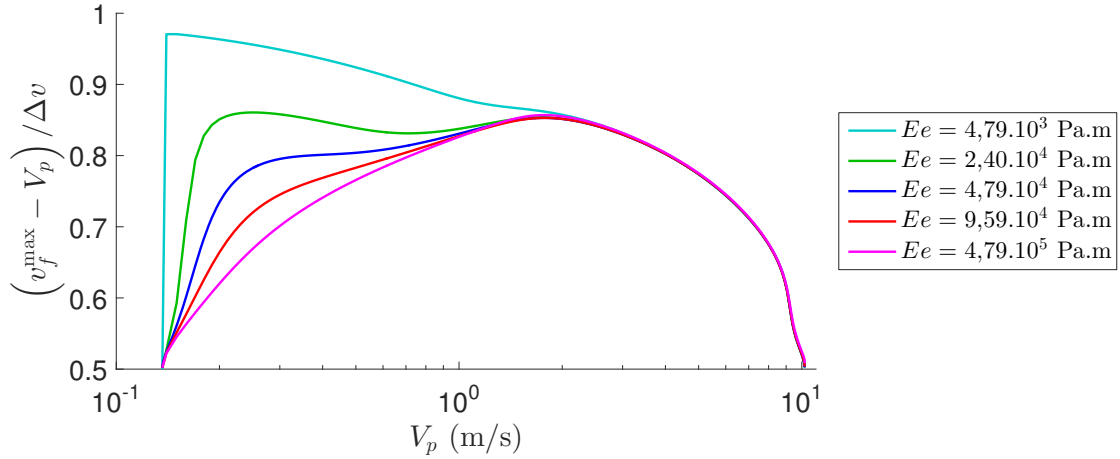


FIGURE 3.22: Ratio $(v_f^{\max} - V_p) / \Delta v$ en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes rigidités Ee , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Période de l'instabilité

L'évolution de la période avec la vitesse de pelage, représentée en figure 3.23, montre une augmentation systématique de celle-ci lorsque le ruban est moins rigide. On observe une décroissance en $1/V_p$ aux basses vitesses pour les rubans peu rigides, lorsque le ratio $(v_f^{\max} - V_p) / \Delta v$ est proche de 1, ce qui est caractéristique d'un *stick-slip* pouvant être décrit par le modèle quasi-statique.

Au vu de l'expression de T_{osc} (3.35), on représente l'évolution de $T\sqrt{Ee}$ en fonction de la vitesse de pelage sur la figure 3.24. La superposition des courbes à hautes vitesses montre que la dépendance de la période avec le produit Ee obtenue dans l'approche théorique ne se limite pas aux oscillations de faibles amplitudes, mais se retrouve également pour le *stick-slip* sur cette gamme de vitesse.

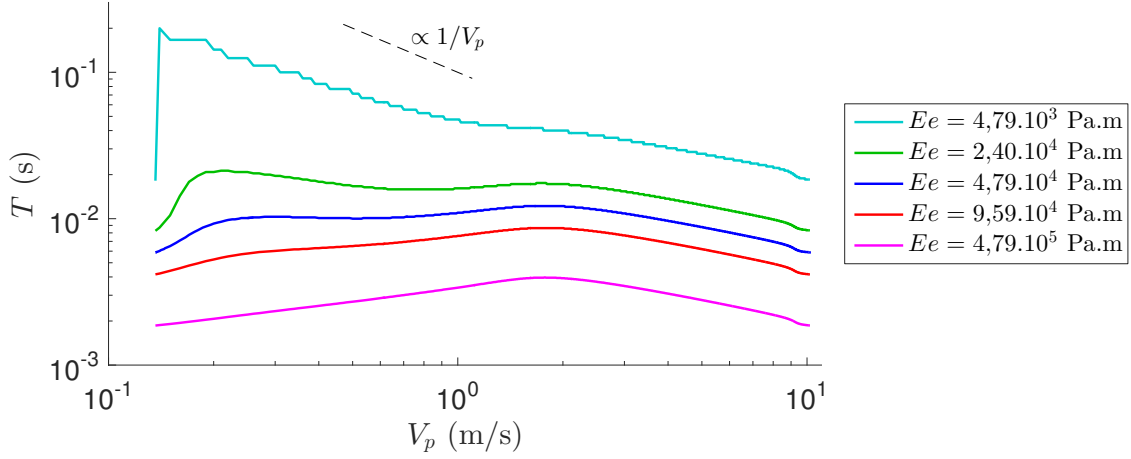


FIGURE 3.23: Période T en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes rigidités Ee , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

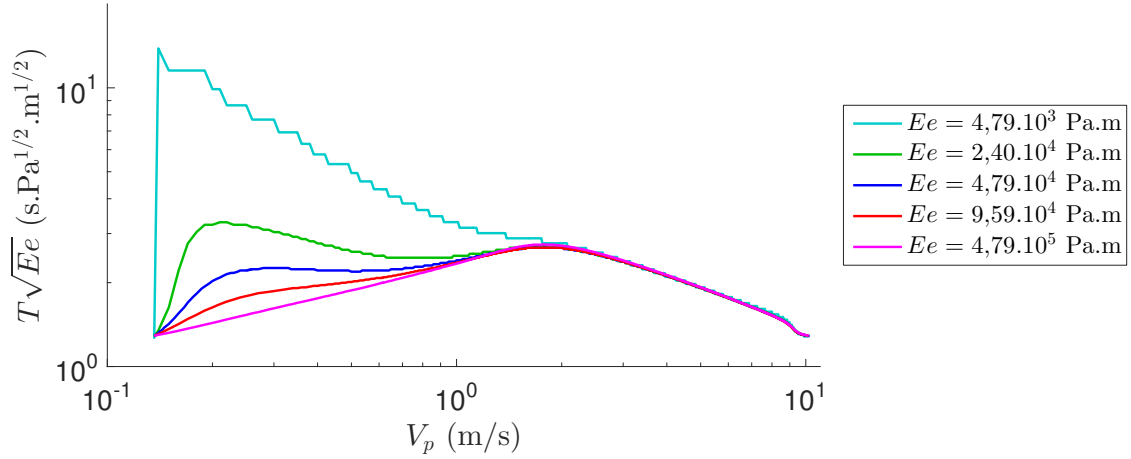


FIGURE 3.24: $T\sqrt{Ee}$ en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes rigidités Ee , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

On représente en figure 3.25 le ratio T_{inf}/T au cours d'un cycle pour les différentes rigidités, afin de caractériser la succession des dynamiques instables. Comme précédemment, les évolutions sont similaires à celles du ratio $(v_f^{\text{max}} - V_p)/\Delta v$.

Finalement, on peut remarquer qu'une augmentation de la rigidité du ruban est équivalente à une augmentation de l'angle de pelage θ_p sur l'évolution des caractéristiques de l'instabilité.

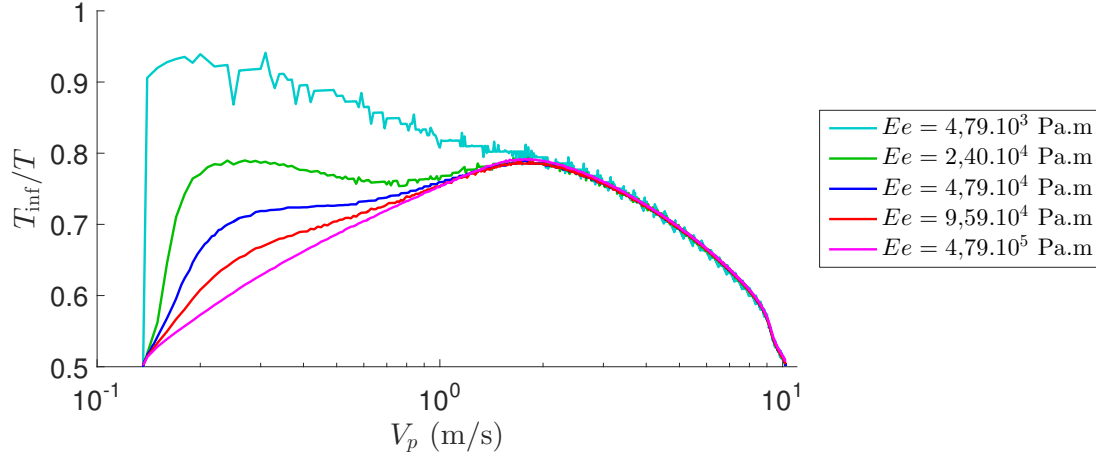


FIGURE 3.25: Ratio T_{inf}/T en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes rigidités Ee , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

3.6.2 Effet de la masse surfacique

On étudie de la même façon l'effet de la masse surfacique μ/b du ruban sur l'instabilité. Expérimentalement, on a $\mu/b \approx 4,21.10^{-2}$ kg/m² pour le pelage de Scotch[®] 600.

Amplitude de l'instabilité

L'évolution de la variation en vitesse Δv en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différents rapports μ/b est présentée en figure 3.26.

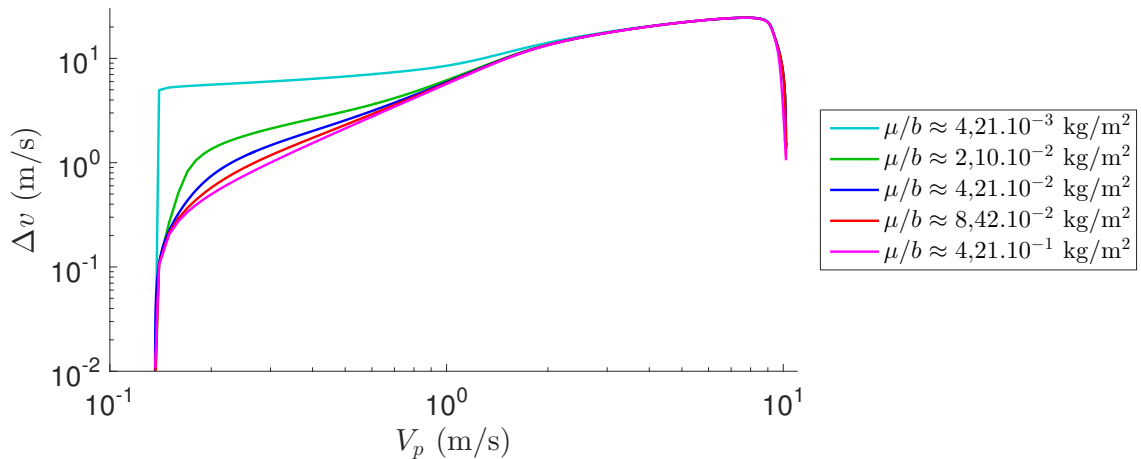


FIGURE 3.26: Variation en vitesse Δv en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes masses surfaciques μ/b , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

L'amplitude aux basses vitesses de pelage est plus importante lorsque la masse surfacique μ/b diminue, comme pour la rigidité Ee et l'angle de pelage θ_p . En re-

présentant l'évolution du ratio $(v_f^{\max} - V_p) / \Delta v$ en figure 3.27, on remarque qu'un ruban plus léger présente du *stick-slip* dès les basses vitesses de pelage, contrairement à un ruban plus lourd. L'instabilité est en revanche indépendante de la masse surfacique aux hautes vitesses.

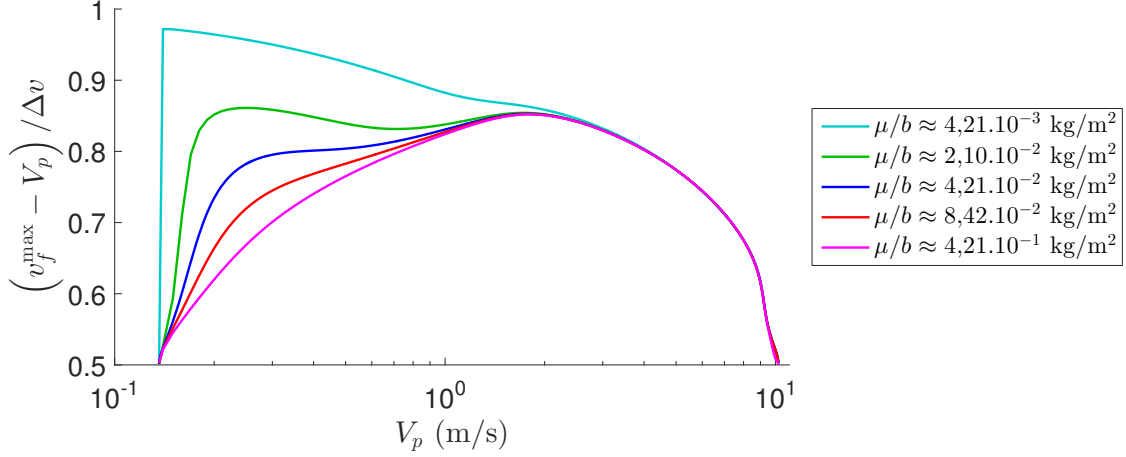


FIGURE 3.27: Ratio $(v_f^{\max} - V_p) / \Delta v$ en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes masses surfaciques μ/b , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Période de l'instabilité

L'évolution de la période T pour les différentes masses surfaciques, représentée en figure 3.28, montre une décroissance en $1/V_p$ aux basses vitesses pour les rubans légers lorsque la dynamique présente du *stick-slip*. On observe également une augmentation de la période de l'instabilité avec la masse à hautes vitesses.

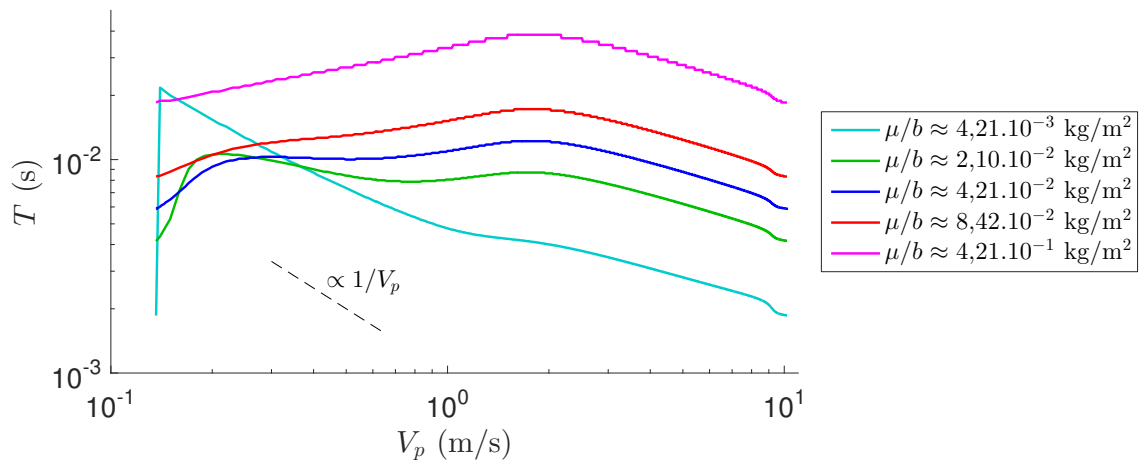


FIGURE 3.28: Période T en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes masses surfaciques μ/b , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

La représentation de $T/\sqrt{\mu/b}$ en figure 3.29 montre que la dépendance de la

période avec la masse surfacique obtenue pour T_{osc} (3.35) est retrouvée sur une large gamme à hautes vitesses.

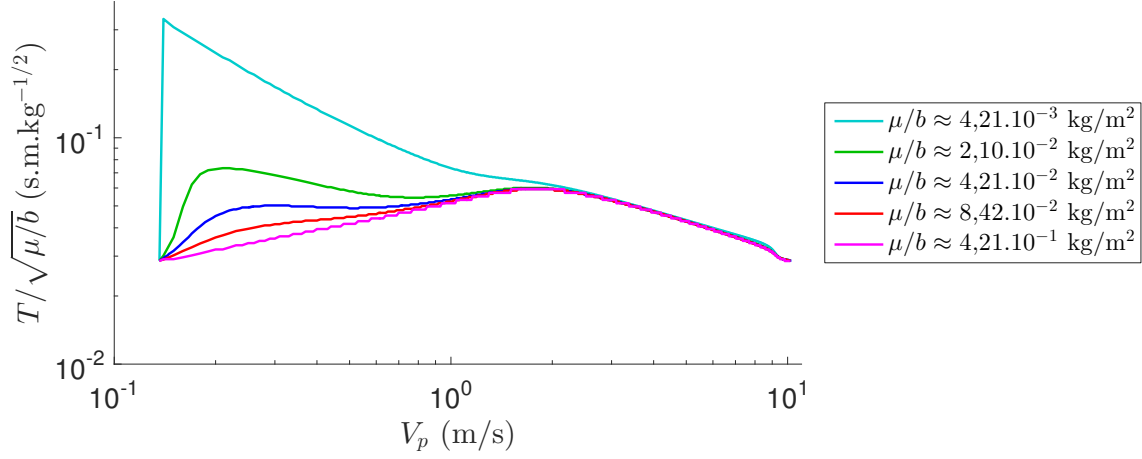


FIGURE 3.29: $T/\sqrt{\mu/b}$ en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes masses surfaciques μ/b , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Le ratio T_{inf}/T pour les différentes masses surfaciques est représenté en figure 3.30. Les évolutions sont similaires à celles présentées en figure 3.27.

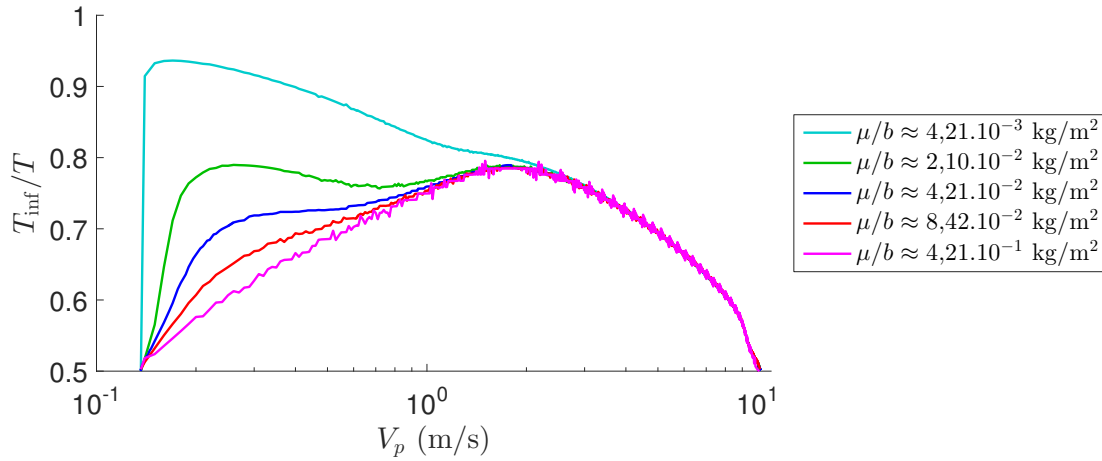


FIGURE 3.30: Ratio T_{inf}/T en fonction de la vitesse de pelage V_p pour différentes masses surfaciques μ/b , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m.

Finalement, une augmentation de la masse surfacique du ruban contribue à l'observation d'une dynamique dominée par l'inertie dès les basses vitesses, comme c'est le cas aux grands angles de pelage. Cependant, elle contribue également à une augmentation de la période de l'instabilité, qui est caractéristique d'un angle faible.

3.7 Conclusion

Nous avons modélisé le pelage d'un ruban adhésif par un moteur se translatant à vitesse constante, permettant ainsi d'obtenir des conditions stationnaires de pelage. En considérant une énergie de fracture $\Gamma(v_f)$ basée sur un ajustement de mesures du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V_p)$ sur une large gamme de vitesses, la résolution numérique des équations du pelage a permis de caractériser l'instabilité. Les dynamiques macroscopiques du front observées expérimentalement ont ainsi été retrouvées : pelage régulier, oscillations sinusoïdales ou asymétriques, et instabilité de *stick-slip*. Une décroissance de la période en $1/V_p$, en accord avec le modèle quasi-statique, est observée aux faibles vitesses et angles de pelage. L'évolution plus lente en régime inertiel est observée pour des vitesses et angles plus élevés. La dépendance de la période à hautes vitesses en fonction de la longueur de ruban, de sa rigidité et de sa masse surfacique est cohérente avec l'approche théorique réalisée, et ne se limite pas aux oscillations sinusoïdales de faibles amplitudes. On remarque ainsi qu'une augmentation de la rigidité est équivalente à une augmentation de l'angle de pelage, tandis qu'une diminution de la masse favorise l'apparition d'une dynamique de *stick-slip* aux faibles vitesses.

Enfin, rappelons que l'instabilité de *stick-slip* microscopique n'a pas été prise en compte dans cette modélisation. Elle semble pourtant jouer un rôle non-négligeable sur la dynamique macroscopique, comme le montre l'étude expérimentale réalisée au chapitre précédent. Une meilleure compréhension de cette instabilité est donc nécessaire afin de décrire plus fidèlement la dynamique du front de détachement.

Chapitre 4

Instabilité de *micro-stick-slip*

Fracture pour fracture, œil pour œil, dent pour dent.

Lévitique 24 :20

Sommaire

4.1	Dispositif expérimental	109
4.2	Description de la micro-instabilité	110
4.2.1	Propagation de fractures transverses	110
4.2.2	Dynamique multi-échelle du front	112
4.3	Effet des paramètres du pelage	113
4.3.1	Évolution avec la vitesse	113
4.3.2	Évolution avec la longueur de ruban	115
4.3.3	Évolution avec l'angle de pelage	116
4.3.4	Loi de puissance	117
4.4	Effet des propriétés du ruban	117
4.4.1	Superposition de couches de ruban adhésif	118
4.4.2	Superposition de dos collés	118
4.5	Interprétation théorique	120
4.5.1	Modélisation de la micro-instabilité	120
4.5.2	Comparaison aux résultats expérimentaux	122
4.6	Conclusion	124

L'instabilité de *stick-slip* microscopique a été récemment découverte grâce aux progrès de l'imagerie ultra-rapide [6–8]. Une première étude expérimentale de ces avancées saccadées a été réalisée par Dalbe *et al.* [8], et un modèle basé sur l'énergie emmagasinée dans la courbure du ruban a été proposé. Cette étude n'a cependant pas permis de mettre en évidence une évolution explicite de l'amplitude de l'instabilité avec la vitesse du front. Au cours de cette thèse, nous avons réalisé une caractérisation plus détaillée de cette instabilité en étudiant son évolution avec la vitesse, la longueur de ruban et l'angle de pelage, mais aussi en modifiant les propriétés du ruban pelé. Le dispositif expérimental est similaire à celui utilisé pour l'étude de la macro-instabilité. Une modélisation dynamique du front de détachement, couplant énergie de courbure et énergie cinétique du ruban, a alors permis de retrouver les évolutions expérimentales obtenues.

4.1 Dispositif expérimental

Notre dispositif expérimental est semblable à celui utilisé pour l'étude de la macro-instabilité au chapitre 2. Le pelage est réalisé depuis une plaque en plexi-glas plane à l'aide d'un moteur cylindrique fixe (Schneider Electric BSH), comme représenté en figure 4.1.

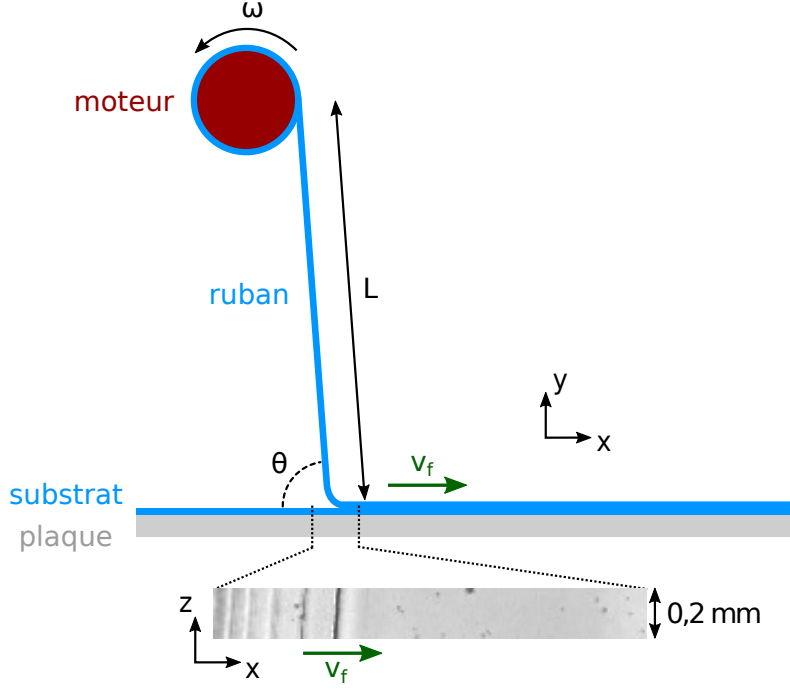


FIGURE 4.1: Dispositif expérimental permettant le pelage d'un ruban adhésif par un moteur fixe enroulant à vitesse angulaire ω constante. Le front de détachement, qui se propage à la vitesse v_f , est observé à l'aide d'une caméra rapide lorsque le ruban de longueur L est pelé sous un angle θ .

Le ruban est enroulé à vitesse angulaire ω constante, imposant ainsi une vitesse $V = R\omega$ à son extrémité, avec $R = 2$ cm le rayon de l'axe du moteur. La dynamique du front de détachement est observée à travers la plaque transparente sur plusieurs millimètres avec une caméra rapide (Photron SA5) montée sur un macro-objectif (Canon MP-E 65 mm). Dans le champ de vision de la caméra, le ruban de longueur L est pelé sous un angle θ . En changeant la position du moteur par rapport au substrat, on peut ainsi modifier les valeurs de L et θ .

Comme pour l'étude de la macro-instabilité, les variations de L sont inférieures à 4% et celles de θ sont inférieures à 5% dans le champ de vision de la caméra. Nous considérons alors que ces paramètres sont constants et égaux à leurs valeurs moyennes au cours de l'expérience, soit :

$$L_p = \langle L \rangle_{\text{pelage}}, \quad (4.1)$$

$$\theta_p = \langle \theta \rangle_{\text{pelage}}. \quad (4.2)$$

On définit également la vitesse de pelage V_p comme la moyenne de la vitesse du front v_f au cours de l'expérience. On peut la relier à la vitesse imposée par le moteur V en prenant en compte la géométrie du dispositif :

$$V_p = \langle v_f \rangle_{\text{pelage}} = \frac{V}{1 - \cos \theta_p}. \quad (4.3)$$

Le ruban adhésif utilisé est le Scotch[®] 600, comme pour nos études précédentes. Il est constitué d'un dos en UPVC d'épaisseur $e = 34 \mu\text{m}$, de largeur $b = 19 \text{ mm}$ et de module de Young $E = 1,41 \text{ GPa}$, sur lequel est déposé une couche d'adhésif acrylique d'épaisseur $a = 15 \mu\text{m}$, pour une masse linéique globale $\mu = 8,0 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}$. Le pelage est réalisé à l'interface entre deux couches de ruban n'ayant jamais été décollées, comme décrit au chapitre 2 ; le substrat utilisé est donc le dos du ruban inférieur collé sur la plaque.

Le suivi du front de détachement par la caméra est réalisé avec une fréquence d'acquisition de 300 000 images par seconde pour des images de 832×24 pixels, ou de 175 000 images par seconde pour des images de 640×56 pixels, avec une résolution spatiale de $10 \mu\text{m}$ par pixel. Un exemple d'image obtenue pour un pelage réalisé de la gauche vers la droite présentant du *micro-stick-slip* est présenté en bas de la figure 4.1. Les traits noirs verticaux correspondent aux positions successives du front lors des phases d'arrêt ; leur détection permet ainsi de suivre l'avancée saccadée du front.

4.2 Description de la micro-instabilité

4.2.1 Propagation de fractures transverses

Une chronophotographie du front de détachement présentant une instabilité de *micro-stick-slip* est exposée en figure 4.2.

Chaque trait vertical correspond à la propagation d'une fracture dans l'adhésif, transversalement à la direction du pelage. Cette dernière engendre alors une avancée saccadée du front sous la forme d'un *micro-slip*, entre deux phases de *micro-stick* où le front est immobile. La largeur des fractures est régulière et homogène au cours d'une même expérience, comme cela a été observé lors des études précédentes [6–8].

Bien que la vitesse de propagation de ces fractures transverses soit très élevée (plusieurs centaines de mètres par seconde), il est possible de les observer avec une fréquence d'acquisition élevée et en élargissant le champ de vision de la caméra. L'image intermédiaire de la chronophotographie présentée en figure 4.3 montre une fracture au cours de sa propagation, la flèche rouge indiquant son extrémité au moment de la photographie.

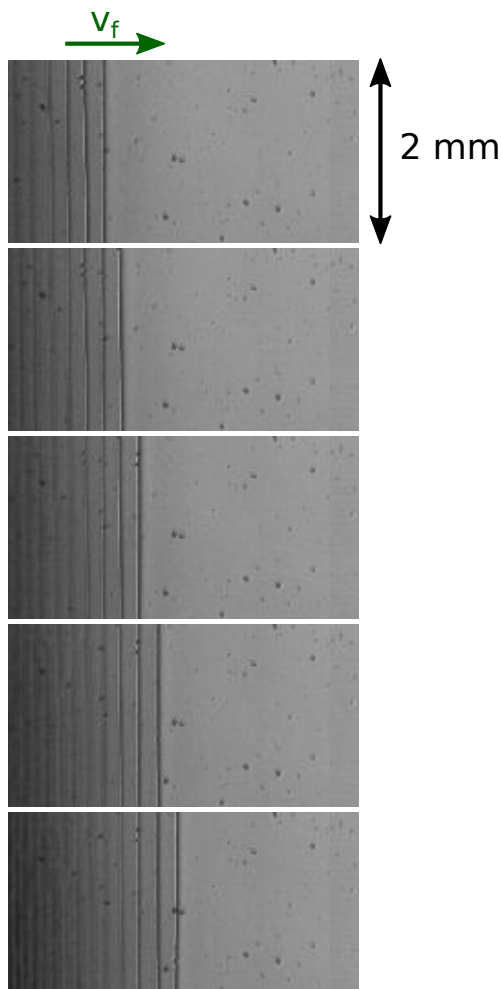


FIGURE 4.2: Chronophotographie du front de détachement présentant du *micro-stick-slip* au cours d'un pelage réalisé avec une vitesse de pelage $V_p = 1$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. L'intervalle de temps entre chaque photographie est de $40 \mu\text{s}$.

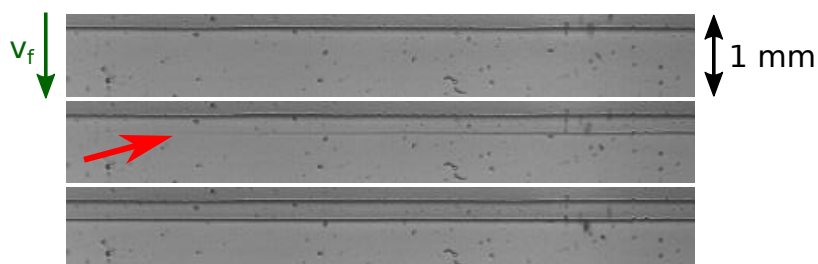


FIGURE 4.3: Chronophotographie du front de détachement présentant du *micro-stick-slip* au cours d'un pelage réalisé avec une vitesse de pelage $V_p = 1$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. La flèche rouge indique l'extrémité de la fracture transverse au cours de sa propagation. L'intervalle de temps entre chaque photographie est de $20 \mu\text{s}$.

4.2.2 Dynamique multi-échelle du front

Expérimentalement, la micro-instabilité semble apparaître lorsque la vitesse du front dépasse 1 m/s environ, quelle que soit la dynamique macroscopique du pelage. Lors d'un pelage présentant du *macro-stick-slip*, une avancée saccadée du front est observée au cours des phases rapides, comme on peut le voir sur l'exemple présenté en figure 4.4. La vitesse du front lors du *macro-slip* n'est pas directement contrôlable car elle est différente de la vitesse moyenne du pelage V_p imposée par le moteur ; elle peut cependant être mesurée. On caractérise chaque *micro-stick-slip* en mesurant l'amplitude A_{mss} de son *micro-slip*, ainsi que la période T_{mss} du *micro-stick* précédent le saut, et la période T'_{mss} du *micro-stick* suivant le saut. La durée du *micro-slip* est par contre négligeable devant celle de *micro-stick*.

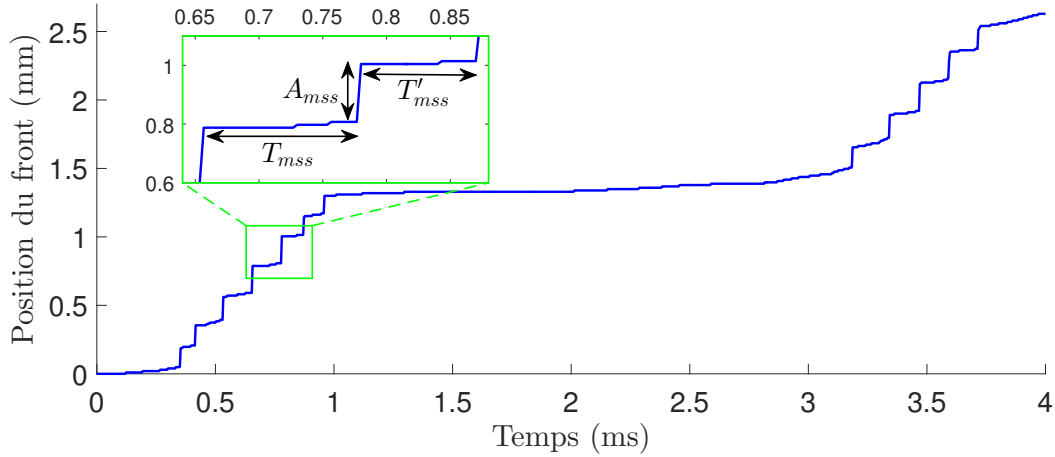


FIGURE 4.4: Position du front lors d'un pelage présentant du *macro-stick-slip* réalisé avec une vitesse de pelage $V_p = 0,5$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. L'instabilité de *micro-stick-slip* est observée lors des phases rapides de *macro-slip*.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, la dynamique macroscopique du front redevient régulière aux plus hautes vitesses de pelage, mais présente du *micro-stick-slip* en continu. Un exemple est présenté en figure 4.5. La vitesse du front est alors égale à la vitesse de pelage V_p imposée par le moteur. La mesure de A_{mss} , T_{mss} et T'_{mss} permet de caractériser les *micro-stick-slip* observés.

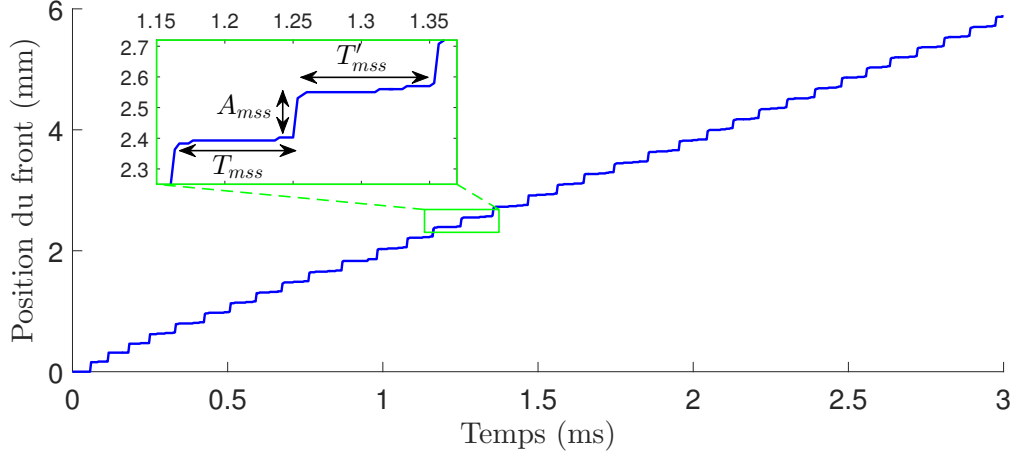


FIGURE 4.5: Position du front lors d'un pelage présentant du *micro-stick-slip* en continu réalisé avec une vitesse de pelage $V_p = 1,8$ m/s, un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

4.3 Effet des paramètres du pelage

4.3.1 Évolution avec la vitesse

Afin de caractériser la micro-instabilité, nous avons réalisé différentes expériences sur une large gamme de vitesses de pelage comprises entre 0,2 m/s et 5 m/s, pour une longueur de ruban $L_p = 50$ cm et un angle $\theta_p = 90^\circ$. Pour chaque condition expérimentale, l'amplitude A_{mss} et la période T_{mss} de plusieurs dizaines de *micro-stick-slip* ont été mesurées. On représente en figure 4.6 l'évolution de l'amplitude et de la période moyenne des *micro-stick-slip*, ainsi que leurs dispersions, en fonction de la vitesse de pelage.

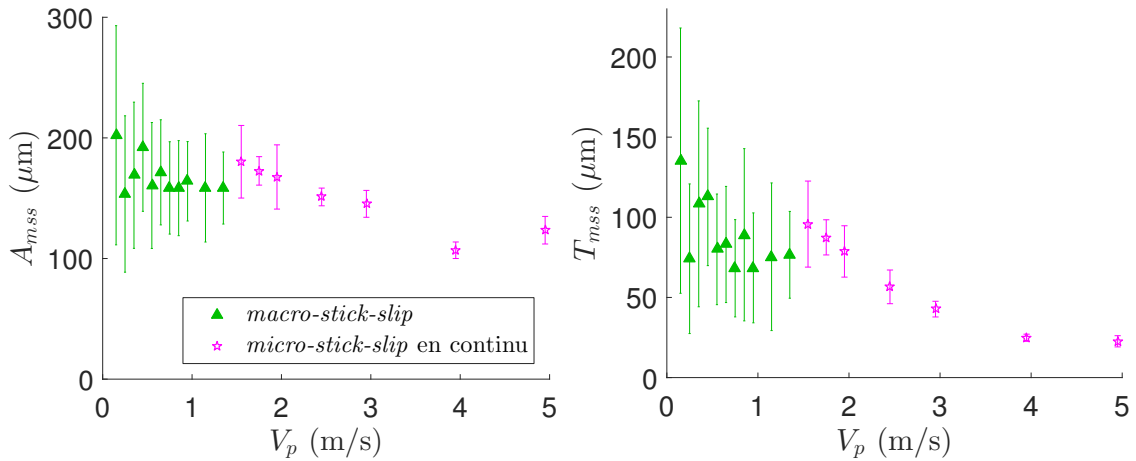


FIGURE 4.6: Amplitude A_{mss} (à gauche) et période T_{mss} (à droite) des *micro-stick-slip* en fonction de la vitesse de pelage V_p pour un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm.

L'amplitude ne présente pas d'évolution caractéristique, contrairement à la période qui semble décroître avec la vitesse de pelage. Cependant, la dispersion des mesures est importante, en particulier lorsque la dynamique présente du *macro-stick-slip*, car la vitesse du front évolue fortement au cours d'un cycle. En effet, la caractérisation réalisée par Dalbe *et al.* [8] montre que l'amplitude et la période du *micro-stick-slip* ne dépendent pas directement de la vitesse imposée par le moteur en présence de macro-instabilité. Ils ont alors suggéré que celles-ci dépendent de la vitesse du front durant la phase de *macro-slip*. Pour confirmer ce résultat, nous avons étudié l'évolution de l'amplitude et de la période en fonction de la vitesse du front, mesurée à l'échelle du *micro-stick-slip*, qui est définie comme $V_{mss} = A_{mss}/T_{mss}$. Lorsque la dynamique macroscopique présente du *micro-stick-slip* en continu, cette vitesse est équivalente à la vitesse de pelage imposée, et on retrouve $V_{mss} = V_p$. On représente en figure 4.7 l'amplitude et la période moyenne des *micro-stick-slip* observés dont la vitesse V_{mss} est comprise dans un intervalle de $\pm 0,25$ m/s, ainsi que leurs dispersions.

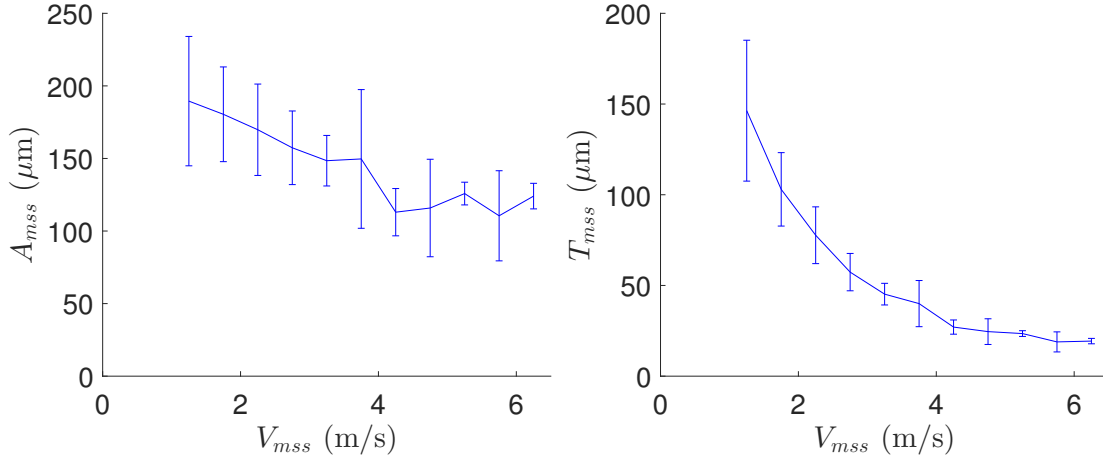


FIGURE 4.7: Amplitude A_{mss} (à gauche) et période T_{mss} (à droite) des *micro-stick-slip* en fonction de la vitesse $V_{mss} = A_{mss}/T_{mss}$ pour un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont la vitesse est comprise dans un intervalle de $\pm 0,25$ m/s.

La dispersion des amplitudes et des périodes est plus faible que précédemment. On observe une faible décroissance de l'amplitude avec V_{mss} , qui n'avait pas clairement été mise en évidence lors de la précédente étude [8]. La décroissance de la période avec la vitesse du front est bien plus marquée que celle de l'amplitude. Ces résultats confirment que la vitesse du front est l'un des paramètres qui contrôle les propriétés de la micro-instabilité, contrairement à la vitesse du moteur.

On peut également représenter directement l'évolution de A_{mss} en fonction de T_{mss} , qui sont les deux paramètres mesurés expérimentalement, plutôt qu'en fonction de la vitesse du front qui est calculée de façon indirecte. L'amplitude moyenne des *micro-stick-slip* observés, dont la période T_{mss} est comprise dans un intervalle de ± 5 μs , est représentée à gauche en figure 4.8.

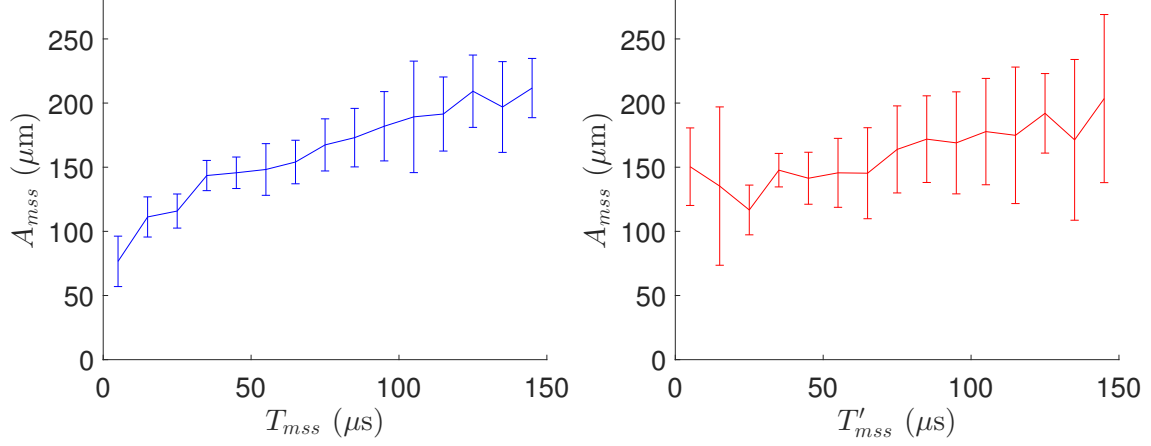


FIGURE 4.8: Amplitude A_{mss} en fonction de la période T_{mss} (à gauche) et de la période T'_{mss} (à droite) pour un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 5 \mu s$.

Nous observons une augmentation régulière de l'amplitude avec T_{mss} , qui correspond à la période du *micro-stick* précédent le saut. Cette croissance serait cohérente avec une accumulation d'énergie au niveau du front de détachement : plus le temps de chargement lors du *micro-stick* est long, et plus l'avancée du front lors du *micro-slip* suivant sera importante.

En outre, nous avons réalisé une étude équivalente à la précédente en mesurant pour chaque *micro-stick-slip* la période T'_{mss} , correspond à la période du *micro-stick* suivant le saut. On représente à droite en figure 4.8 l'amplitude moyenne des *micro-stick-slip* dont la période T'_{mss} est comprise dans un intervalle de $\pm 5 \mu s$. La croissance de l'amplitude est moins marquée et la dispersion est plus importante qu'en fonction de T_{mss} . L'amplitude d'un *micro-slip* semble donc liée à la durée du *micro-stick* le précédent. Ainsi, nous nous restreindrons à l'étude de l'amplitude A_{mss} des *micro-stick-slip* en fonction de la période T_{mss} pour la suite de ce chapitre.

4.3.2 Évolution avec la longueur de ruban

Nous avons caractérisé des *micro-stick-slip* sur une large gamme de vitesses pour différentes longueurs de ruban L_p , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$. Les évolutions de l'amplitude moyenne en fonction de la période T_{mss} sont représentées en figure 4.9.

La superposition des évolutions montre que la croissance de l'amplitude avec la période est indépendante de la longueur, contrairement à la macro-instabilité dont l'amplitude est proportionnelle à L .

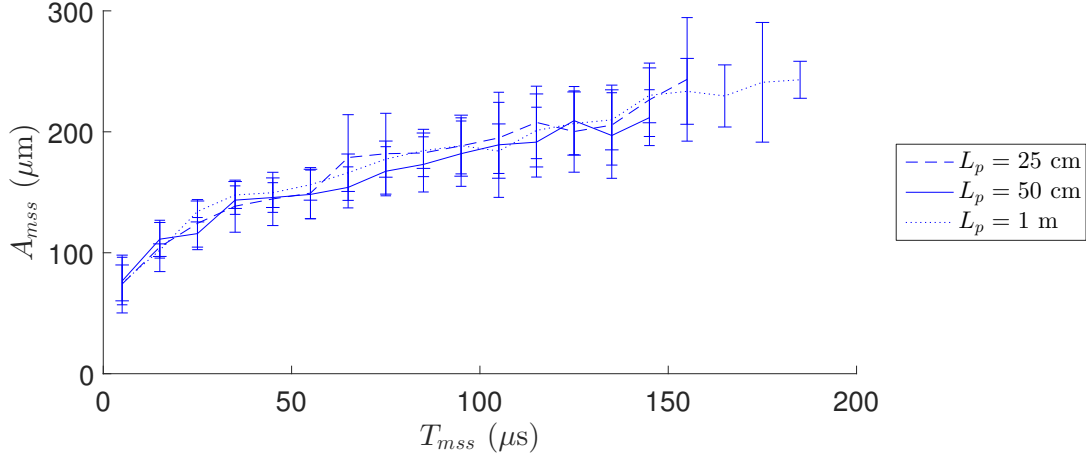


FIGURE 4.9: Amplitude A_{mss} en fonction de la période T_{mss} pour différentes longueurs de ruban L_p , avec un angle $\theta_p = 90^\circ$. La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 5 \mu s$.

4.3.3 Évolution avec l'angle de pelage

Nous avons caractérisé des *micro-stick-slip* sur une large gamme de vitesses pour différents angles de pelage θ_p , avec une longueur de ruban $L_p = 50 \text{ cm}$. L'évolution de l'amplitude moyenne en fonction de la période T_{mss} est représentée en figure 4.10.

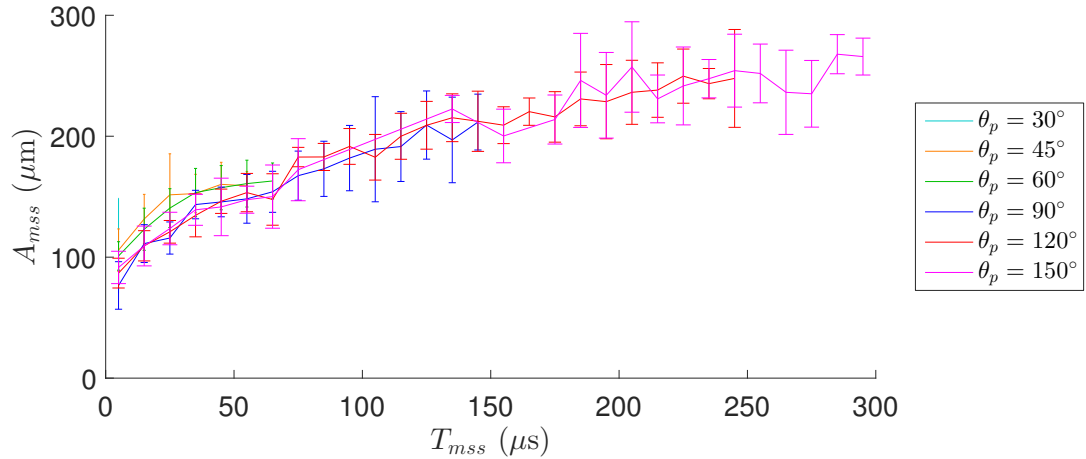


FIGURE 4.10: Amplitude A_{mss} en fonction de la période T_{mss} pour différents angles de pelage θ_p , avec une longueur de ruban $L_p = 50 \text{ cm}$. La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 5 \mu s$.

La gamme de périodes des *micro-stick-slip* observés dépend fortement de l'angle. Pour les basses vitesses de pelage où la macro-instabilité est observée, la vitesse du front lors des phases de *macro-slip* est plus faible aux grands angles de pelage, ce qui correspond à des périodes de *micro-stick-slip* plus élevées. À l'inverse, la vitesse du front durant les *macro-slip* aux bas angles peut devenir très importante et dépasser le seuil de disparition de la micro-instabilité (autour de 20 m/s), les

fractures transverses ne sont alors plus observées, comme cela avait déjà été remarqué par Dalbe *et al.* [8].

La croissance de l'amplitude avec la période semble en revanche dépendre peu de l'angle, bien qu'on observe pour les faibles périodes une légère augmentation aux bas angles.

4.3.4 Loi de puissance

On représente en figure 4.11 les évolutions précédentes de l'amplitude avec la période pour les différentes longueurs de ruban L_p et les différents angles θ_p en échelles logarithmiques.

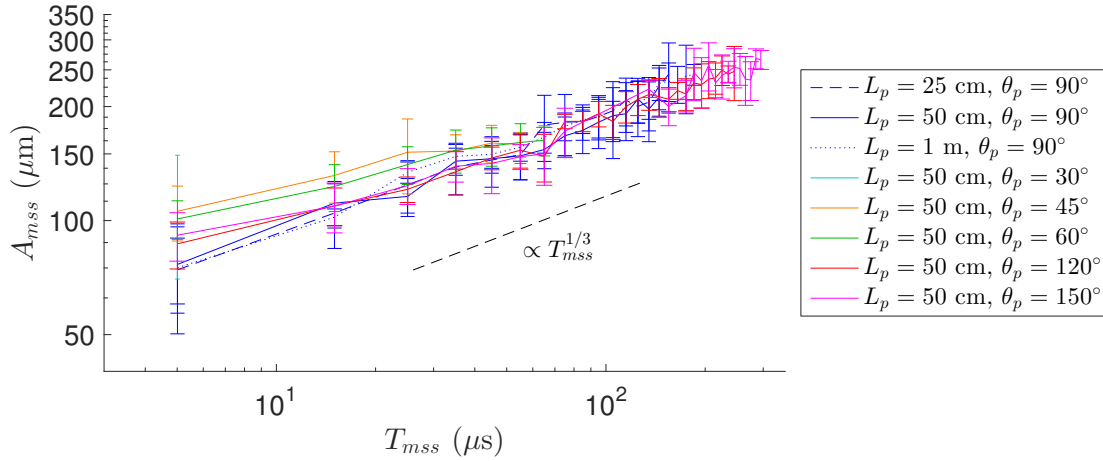


FIGURE 4.11: Amplitude A_{mss} en fonction de la période T_{mss} pour différentes longueurs de ruban L_p et pour différents angles de pelage θ_p . La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 5 \mu s$.

On remarque ainsi qu'une loi de puissance $A_{mss} \propto T_{mss}^{1/3}$ pourrait caractériser ces évolutions. Une interprétation de ce résultat sera proposée à la fin de ce chapitre lors de la modélisation de la micro-instabilité.

4.4 Effet des propriétés du ruban

Si l'amplitude du *micro-stick-slip* est bien reliée à l'énergie emmagasinée dans la courbure du ruban, comme proposé par Dalbe *et al.* [8], il serait intéressant d'étudier son évolution en fonction de la rigidité en flexion du ruban. Pour cela, nous avons testé deux procédés afin de modifier les propriétés mécaniques du ruban au niveau du front de détachement.

4.4.1 Superposition de couches de ruban adhésif

Le pelage est toujours réalisé entre deux couches de ruban collées entre elles et extraites depuis un rouleau. Pour rigidifier en flexion la couche supérieure, nous superposons une ou deux couches de ruban adhésif au niveau du front de détachement afin d'augmenter l'épaisseur du ruban pelé, comme réalisé au chapitre 2 et présenté en figure 2.17.

Nous avons caractérisé les *micro-stick-slip* observés sur une large gamme de vitesses pour 1, 2 et 3 couches de ruban adhésif superposées, avec une longueur de ruban $L_p = 50$ cm et un angle $\theta_p = 90^\circ$. L'évolution de l'amplitude moyenne en fonction de la période T_{mss} est représentée en figure 4.12.

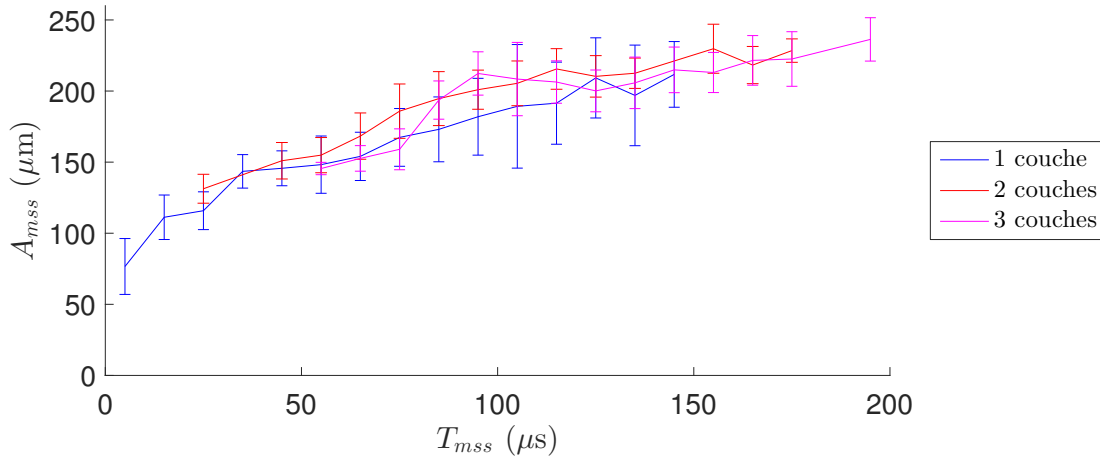


FIGURE 4.12: Amplitude A_{mss} en fonction de la période T_{mss} pour plusieurs couches de ruban adhésif superposées, avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 5 \mu s$.

L'amplitude semble ne pas dépendre du nombre de couches superposées, et on retrouve qu'une loi de puissance $A_{mss} \propto T_{mss}^{1/3}$ pourrait caractériser sa croissance avec la période. Cependant, il est difficile de conclure sur l'effet de la rigidité en flexion du ruban à partir de ces expériences, car nous ne savons pas comment celle-ci est modifiée par la superposition, comme discuté au chapitre 2. En observant le profil du ruban à l'aide d'une caméra rapide, on peut d'ailleurs remarquer que la courbure des différentes couches superposées n'est pas uniforme, en particulier au cours d'un *micro-stick-slip*, probablement à cause d'une mauvaise transmission des contraintes dans l'adhésif. Il faut alors le remplacer par une colle plus rigide, permettant d'assimiler le ruban à un matériau homogène.

4.4.2 Superposition de dos collés

Afin de modifier de façon plus homogène les propriétés du ruban au niveau du front de détachement, nous allons superposer plusieurs dos collés entre eux à l'aide d'une colle rigide. Pour cela, nous commençons par nettoyer le dos du ruban pelé avec

de l'éthanol afin d'éliminer l'antiadhésif déposé lors de la fabrication industrielle. Nous déposons ensuite une couche de colle Loctite® 406 au niveau du front de détachement, puis un dos de Scotch® 600 obtenu en retirant son adhésif à l'aide de *white spirit*. On peut réitérer l'opération pour superposer plusieurs dos. Le système est ensuite mis sous presse pendant 30 min pour le séchage.

L'épaisseur de la couche de colle déposée entre deux dos est mesurée pour différents échantillons, et nous obtenons $e_{\text{colle}} = 26 \pm 10 \mu\text{m}$. La dispersion est importante, malgré une préparation soignée des rubans. On mesure également la masse linéique moyenne de la couche de colle déposée avec son dos, et on obtient $\mu_{\text{colle}+\text{dos}} = (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}$.

Nous avons caractérisé les *micro-stick-slip* observés sur une large gamme de vitesses pour des rubans constitués de plusieurs dos collés, avec un angle de pelage $\theta_p = 90^\circ$. Pour des raisons pratiques, la longueur de ruban a été fixée à $L_p = 1 \text{ m}$, sachant que celle-ci ne modifie pas les propriétés de la micro-instabilité. On représente en figure 4.13 l'amplitude moyenne des *micro-stick-slip* dont les périodes T_{mss} sont comprises dans un intervalle de $\pm 10 \mu\text{s}$.

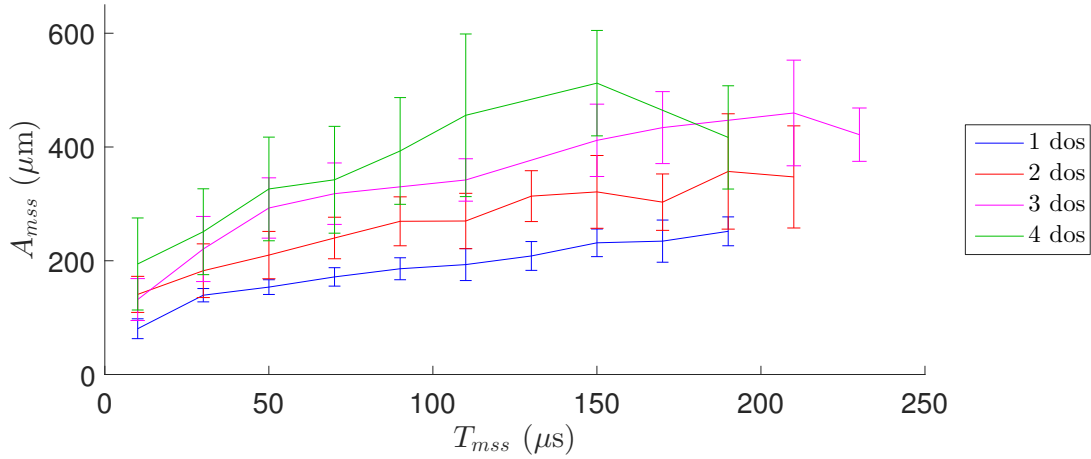


FIGURE 4.13: Amplitude A_{mss} en fonction de la période T_{mss} pour plusieurs dos collés superposés, avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50 \text{ cm}$. La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 10 \mu\text{s}$.

On observe une augmentation systématique de l'amplitude avec le nombre de dos, associée probablement à l'augmentation de la rigidité en flexion du ruban. Contrairement au cas précédent, l'observation du profil du ruban montre que la colle entre les dos est suffisamment rigide pour le courber sur toute son épaisseur.

En représentant ces évolutions en échelles logarithmiques sur la figure 4.14, on observe que la croissance de l'amplitude avec la période suit une loi de puissance proche de $A_{mss} \propto T_{mss}^{1/3}$ pour chaque système.

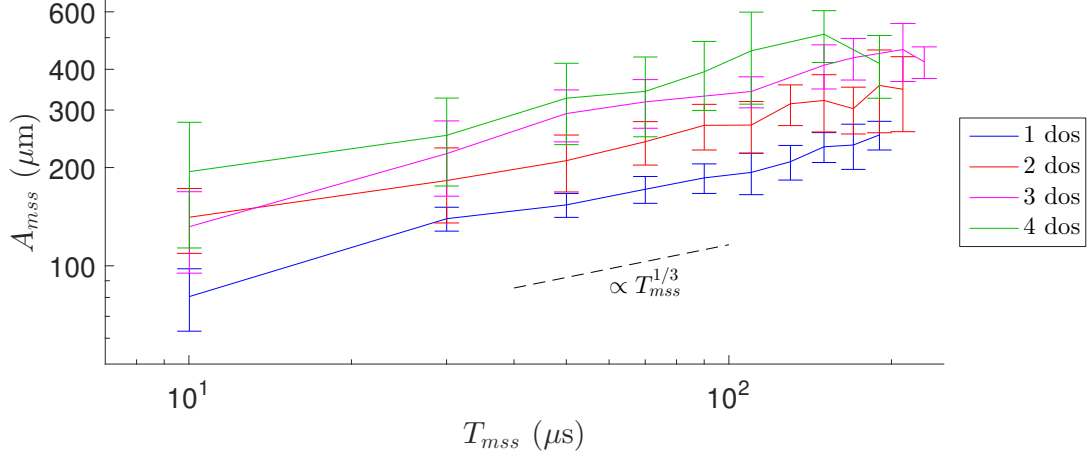


FIGURE 4.14: Amplitude A_{mss} en fonction de la période T_{mss} pour plusieurs dos collés superposés, en échelles logarithmiques, avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 50$ cm. La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 10 \mu s$.

Nous allons tenter d'interpréter ces résultats en modélisant les échanges énergétiques au niveau du front de détachement lors du *micro-stick-slip*.

4.5 Interprétation théorique

4.5.1 Modélisation de la micro-instabilité

Nous proposons une modélisation simple du front de détachement au cours d'un *micro-stick-slip*. On considère pour cela le système constitué du ruban courbé de longueur L_c proche du front et de la portion collée de longueur A_{mss} à la fin d'un *micro-stick*, comme représenté à gauche en figure 4.15. On suppose de plus le système invariant selon la direction z .

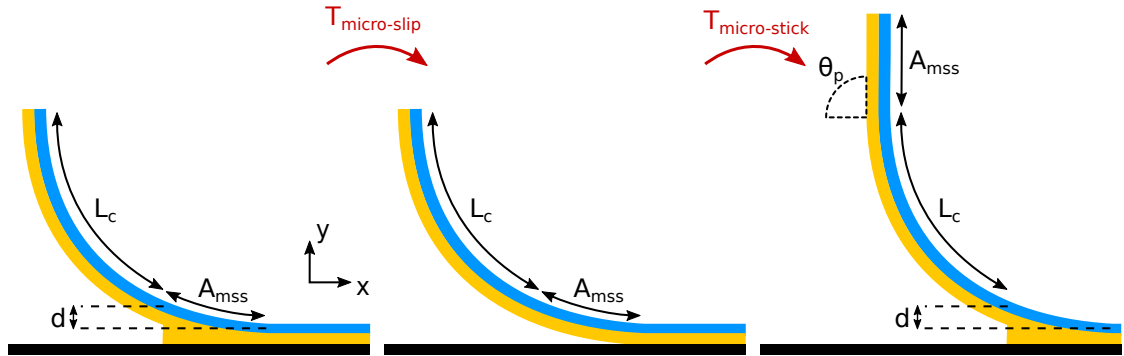


FIGURE 4.15: Description schématique de l'avancée du front de détachement au cours d'un *micro-stick-slip*.

On considère que la fracture à l'interface adhésif-substrat se produit lorsque l'adhésif atteint une déformation critique au niveau du front de détachement, cor-

respondant à une déflexion d de la ligne neutre pour la portion de longueur A_{mss} . En supposant que la courbure de cette portion est uniforme, son rayon de courbure peut s'exprimer :

$$R_c \approx \frac{A_{mss}^2}{2d}. \quad (4.4)$$

Si l'énergie cinétique de cette portion collée est quasi-nulle, elle possède en revanche une énergie de courbure :

$$E_{co} = \frac{1}{2} E I \frac{A_{mss}}{R_c^2}, \quad (4.5)$$

avec $I = b e^3 / 12$ le moment quadratique du dos d'épaisseur e et de largeur b . En utilisant l'expression (4.4) du rayon de courbure, elle peut s'exprimer :

$$E_{co} = \frac{2 E I d^2}{A_{mss}^3}. \quad (4.6)$$

Après la propagation de la fracture au cours du *micro-slip*, le moteur enrôle le ruban durant la période $T_{micro-stick}$ jusqu'à se retrouver dans la même configuration qu'à la fin du *micro-stick* précédent, avec le front qui a avancé d'une distance A_{mss} . Le système considéré correspond alors au ruban courbé de longueur L_c proche du front et à la portion de longueur A_{mss} à l'autre extrémité, comme représenté à droite en figure 4.15. Cette portion se translate vers le moteur avec une vitesse :

$$\vec{v}_{portion} = \begin{cases} \frac{A_{mss}}{T_{micro-stick}} (1 - \cos(\theta_p)) \\ \frac{A_{mss}}{T_{micro-stick}} \sin(\theta_p) \end{cases}. \quad (4.7)$$

La période de *micro-slip* étant négligeable devant celle de *micro-stick*, on peut considérer que $T_{micro-stick} \approx T_{mss}$, d'où une vitesse de translation :

$$v_{portion} = \frac{A_{mss}}{T_{mss}} \sqrt{2 - 2 \cos(\theta_p)}. \quad (4.8)$$

Cette portion étant rectiligne, son énergie de courbure est nulle, mais elle possède une énergie cinétique :

$$E_{ci} = \frac{1}{2} \mu A_{mss} v_{portion}^2 = \frac{1}{2} \mu A_{mss} \left(\frac{A_{mss}}{T_{mss}} \right)^2 (2 - 2 \cos(\theta_p)). \quad (4.9)$$

La conservation de l'énergie du ruban pelé et l'équilibre $G(V) = \Gamma(v_f)$ permettent d'aboutir à un équilibre entre les énergies de fracture, potentielle, élastique et cinétique du ruban, que nous avons étudié aux chapitres précédents. Cependant, l'énergie du système considéré au niveau du front de détachement doit également se conserver au cours d'un *micro-stick-slip*. L'énergie du ruban courbé de longueur L_c étant identique à la fin de chaque *micro-stick*, cela revient alors à une conversion de l'énergie de courbure du ruban collé E_{co} en une énergie cinétique E_{ci} . À l'aide des équations (4.6) et (4.9), on obtient :

$$\frac{2 E I d^2}{A_{mss}^3} = \frac{1}{2} \mu A_{mss} \left(\frac{A_{mss}}{T_{mss}} \right)^2 (2 - 2 \cos(\theta_p)). \quad (4.10)$$

On en déduit alors le lien entre l'amplitude et la période du *micro-stick-slip* :

$$A_{mss} = \left[\frac{2 E I}{\mu (1 - \cos(\theta_p))} \right]^{1/6} d^{1/3} T_{mss}^{1/3}. \quad (4.11)$$

On retrouve ainsi la loi de puissance obtenue expérimentalement.

Il est possible d'exprimer l'amplitude et la période de la micro-instabilité en fonction de la vitesse du front $V_{mss} = A_{mss}/T_{mss}$:

$$A_{mss} = \left[\frac{2 E I}{\mu (1 - \cos(\theta_p))} \right]^{1/4} d^{1/2} V_{mss}^{-1/2}, \quad (4.12)$$

$$T_{mss} = \left[\frac{2 E I}{\mu (1 - \cos(\theta_p))} \right]^{1/4} d^{1/2} V_{mss}^{-3/2}. \quad (4.13)$$

On peut remarquer que ces évolutions avec la vitesse sont différentes de celles de la macro-instabilité. En effet, la période ne présente ni une décroissance en $1/V_p$ comme dans le cas du modèle quasi-statique, ni une indépendance avec la vitesse comme dans le cas du régime inertiel.

Lorsqu'un pelage présente du *micro-stick-slip* en continu, la vitesse du front s'équilibre avec la vitesse du pelage, soit $V_{mss} = V_p$. Ces expressions permettent alors de fournir une prédiction de l'amplitude et de la période de la micro-instabilité en fonction de la vitesse imposée par le moteur.

4.5.2 Comparaison aux résultats expérimentaux

Évolution avec la longueur de ruban et l'angle de pelage

L'expression théorique (4.11) prévoit une légère décroissance de l'amplitude avec l'angle de pelage. Pour comparer ce résultat à nos mesures expérimentales, nous représentons en figure 4.16 l'évolution de $A_{mss} (1 - \cos(\theta_p))^{1/6}$ en fonction de T_{mss} pour les différents angles. Nous représentons également les mesures réalisées pour différentes longueurs de ruban.

Les évolutions pour les différents angles de pelage sont plus rapprochées que celles présentées en figure 4.11, en particulier pour les faibles angles, ce qui tend à valider notre approche théorique. On réalise un ajustement sur toutes ces mesures expérimentales afin d'en déduire une valeur de la déflexion critique du ruban, correspondant à l'extension de l'adhésif au niveau du front juste avant la propagation de la fracture. L'ajustement est représenté sur la figure 4.16, il correspond à une déflexion $d \approx 5 \mu\text{m}$. Cette valeur est plus faible que l'épaisseur de l'adhésif ($a = 15 \mu\text{m}$), ce qui est cohérent pour un pelage où l'adhésif se détache de manière fragile sans présenter de fibrillation. De plus, cette déflexion n'est pas observable en visualisant le profil du ruban lors d'un *micro-stick-slip*, car elle est inférieure à la résolution spatiale de notre caméra rapide, qui est de $10 \mu\text{m}$.

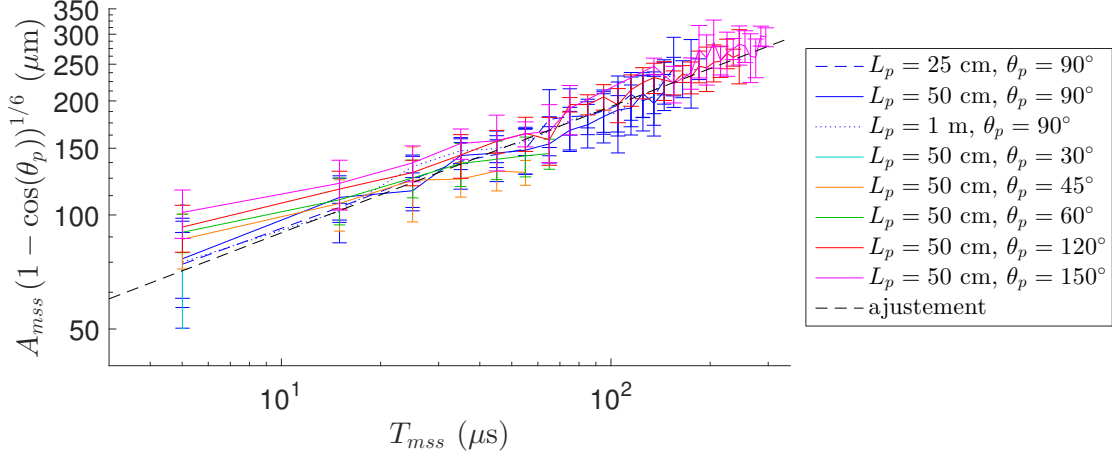


FIGURE 4.16: $A_{mss} (1 - \cos(\theta_p))^{1/6}$ en fonction de la période T_{mss} pour différentes longueurs de ruban L_p et pour différents angles de pelage θ_p . La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 5 \mu s$. L'ajustement réalisé sur toutes les mesures expérimentales est également représenté.

Évolution avec la superposition de dos collés

Nous souhaitons vérifier si l'augmentation de l'amplitude avec la superposition de dos collés, présentée en figure 4.13 et 4.14, est conforme à l'expression théorique (4.11). Pour estimer les propriétés de chaque superposition, nous allons considérer que le module de Young de la colle rigide déposée est identique à celui du dos du Scotch® 600. Une superposition de n dos est alors équivalente à un matériau homogène, dont le module de flexion vaut :

$$E I_n = E \frac{b e_n^3}{12} = E \frac{b [n e + (n - 1) e_{\text{colle}}]^3}{12}, \quad (4.14)$$

et de masse linéique :

$$\mu_n = \mu + (n - 1) \mu_{\text{colle}+\text{dos}}. \quad (4.15)$$

L'évolution de $\frac{A_{mss}}{(E I_n / \mu_n)^{1/6}}$ en fonction de T_{mss} pour plusieurs dos collés superposés est représentée en figure 4.17. Le chevauchement des différentes courbes montre que l'augmentation de l'amplitude avec le nombre de dos est conforme au modèle. L'hypothèse réalisée sur le module de Young de la colle rigide semble donc se justifier.

L'expression (4.11) de l'amplitude obtenue avec notre modélisation théorique, en considérant une déflexion $d = 5 \mu m$, est également représentée sur la figure 4.17. Elle se superpose bien aux mesures pour les différents dos, ce qui confirme que la déformation critique de l'adhésif précédant la fracture est bien indépendante des propriétés mécaniques du dos.

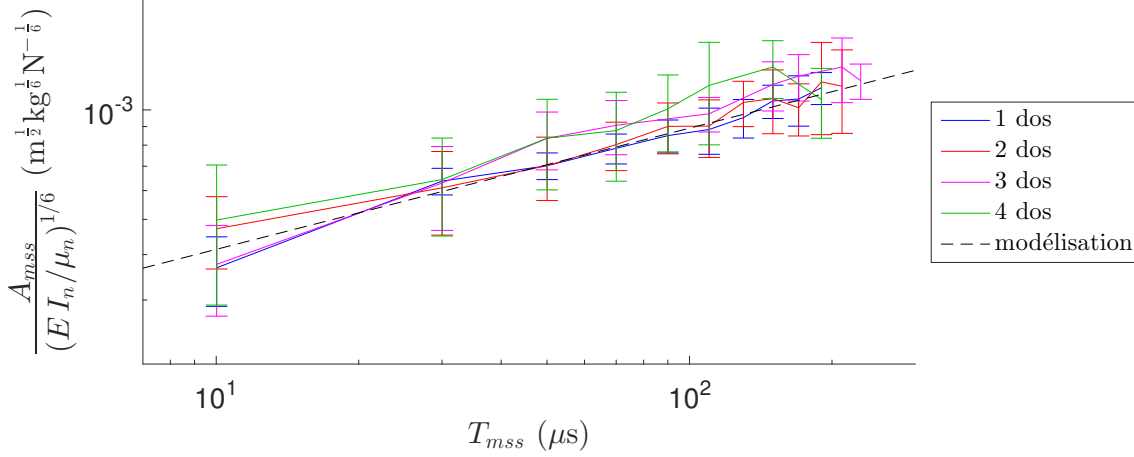


FIGURE 4.17: $\frac{A_{mss}}{(E I_n / \mu_n)^{1/6}}$ en fonction de la période T_{mss} pour plusieurs dos collés superposés, avec un angle $\theta_p = 90^\circ$ et une longueur de ruban $L_p = 1$ m. La moyenne est calculée sur les *micro-stick-slip* dont les périodes sont comprises dans un intervalle de $\pm 10 \mu s$. L'évolution obtenue avec notre modélisation, en considérant une déflexion $d = 5 \mu m$, est également représentée.

4.6 Conclusion

Nous avons réalisé une caractérisation expérimentale détaillée de l'instabilité de *micro-stick-slip*. Son amplitude et sa période ont été mesurées lors des phases rapides de *macro-stick-slip*, et lorsque la dynamique présente du *micro-stick-slip* en continu. Notre étude confirme que les caractéristiques de la micro-instabilité ne dépendent pas directement de la vitesse du moteur, mais de la vitesse du front de détachement, en accord avec les résultats obtenus par Dalbe *et al.* [8]. L'amplitude d'un *micro-slip* peut en particulier être reliée à la durée du *micro-stick* précédant la fracture par une loi de puissance $A_{mss} \propto T_{mss}^{1/3}$. La micro-instabilité est indépendante de la longueur de ruban, tandis qu'elle présente une légère décroissance de son amplitude avec l'angle de pelage. À l'inverse, on observe une augmentation significative de l'amplitude en superposant plusieurs dos de ruban au niveau du front à l'aide d'une colle rigide.

Nous avons proposé une modélisation simple du ruban au niveau du front de détachement au cours d'un *micro-stick-slip*. Le couplage entre l'énergie de courbure et l'énergie cinétique du ruban pelé permet de retrouver la croissance de l'amplitude avec la période de la micro-instabilité, ainsi que les évolutions avec l'angle de pelage et la superposition de dos collés. Le bon accord avec nos résultats expérimentaux permet de valider la modélisation réalisée, et d'estimer une élongation critique de l'adhésif (de l'ordre de $5 \mu m$) lors de la rupture fragile à l'interface avec le substrat. Plus généralement, ce modèle permet de prédire l'amplitude et la période des *micro-stick-slip* en fonction de la vitesse du front, des paramètres du pelage et des propriétés du ruban.

Pour autant, l'origine physique du *micro-stick-slip* n'est pas encore totalement comprise. Il serait intéressant de comprendre pourquoi la micro-instabilité n'apparaît qu'au-delà d'un certain seuil en vitesse (autour de 1 m/s), et comment celle-ci peut

s'interpréter à travers la décroissance de la courbe $\Gamma(v_f)$.

Conclusion et perspectives

Demeure aussi prudent au terme qu'au début ; ainsi tu éviteras l'échec.

Lao Tseu

Cette thèse a été réalisée afin d'améliorer notre compréhension des instabilités de pelage d'un ruban adhésif. Nous avons pour cela réalisé plusieurs études expérimentales et proposé différentes modélisations théoriques de l'instabilité macroscopique et de l'instabilité microscopique. Nous avons en particulier mis en évidence le rôle important de l'inertie du ruban sur la dynamique multi-échelle du front de détachement.

Dans un premier temps, nous avons caractérisé expérimentalement les différentes dynamiques du front de détachement en l'observant directement à l'aide d'une caméra rapide de haute résolution. Le pelage a été réalisé depuis une plaque plane entre deux couches de ruban adhésif extraites depuis un rouleau, afin d'obtenir une adhésion la plus homogène possible. Une dynamique instable, constituée d'oscillations sinusoïdales en vitesse, a alors été mise en évidence aux grands angles de pelage pour des vitesses inférieures à celles où l'instabilité de *stick-slip* multi-échelle est observée. La macro-instabilité et la micro-instabilité, qui ont ainsi été observées séparément dans des gammes de vitesses différentes, semblent chacune reliée à une décroissance de l'énergie de fracture $\Gamma(v_f)$. Tandis que l'amplitude des oscillations croît avec la vitesse de pelage, la période est constante et proche de celle du *macro-stick-slip* en régime inertiel à hautes vitesses. Nous avons proposé une modélisation théorique du pelage, prenant notamment en compte l'effet de l'inertie du ruban. La résolution numérique des équations du modèle à proximité du maximum local de $\Gamma(v_f)$ a permis de retrouver le développement de ces oscillations et leurs caractéristiques.

Afin de se placer dans des conditions stationnaires de pelage, où la longueur de ruban et l'angle restent constants en moyenne, nous avons modélisé le pelage d'un ruban par un moteur se translatant à vitesse constante. En considérant une énergie de fracture $\Gamma(v_f)$ basée sur la mesure du taux de restitution de l'énergie mécanique $G(V_p)$ pour une large gamme de vitesses, on peut alors caractériser l'instabilité macroscopique sur toute sa gamme d'existence. La résolution numérique de ces équations a permis de retrouver les différentes dynamiques macroscopiques du front observées expérimentalement : pelage régulier, oscillations sinusoïdales ou asymétriques, et instabilité de *stick-slip*. La décroissance de la période de l'instabilité avec la vitesse est en accord avec le modèle quasi-statique [22, 43] aux faibles

vitesse et angles, tandis que l'évolution est plus lente en régime inertiel [42] pour des vitesses et angles plus élevés. Les effets des différents paramètres du pelage (angle, vitesse et longueur de ruban) et des propriétés mécaniques du ruban (rigidité et masse) sur l'instabilité macroscopique ont ainsi été étudiés. Nous avons en particulier mis en évidence qu'une augmentation de la rigidité du ruban est équivalente à une augmentation de l'angle de pelage, tandis qu'une diminution de la masse favorise l'apparition d'une dynamique de *stick-slip* aux faibles vitesses de pelage.

Enfin, nous avons caractérisé expérimentalement l'instabilité de *micro-stick-slip* récemment découverte [6–8]. Son amplitude et sa période ont été mesurées lors des phases rapides de *macro-slip*, et lors de dynamique présentant du *micro-stick-slip* en continu. Notre étude confirme que les caractéristiques de la micro-instabilité ne dépendent pas directement de la vitesse du moteur, mais de la vitesse du front de détachement. L'amplitude d'un *micro-slip* peut également être reliée à la durée du *micro-stick* le précédant par une loi de puissance. Elle est indépendante de la longueur de ruban, et diminue légèrement avec l'angle de pelage. On observe également une augmentation de l'amplitude en superposant plusieurs dos de ruban au niveau du front à l'aide d'une colle rigide, ce qui a pour effet d'augmenter le module de flexion ainsi que la masse du ruban. Une modélisation du *micro-stick-slip*, couplant l'énergie de courbure et l'énergie cinétique du ruban pelé au niveau du front de détachement, a permis de retrouver l'évolution de son amplitude avec les différents paramètres du pelage et les différentes propriétés du ruban.

L'ensemble de ces résultats a permis d'apporter une nouvelle vision de l'instabilité de *stick-slip* multi-échelle. La macro-instabilité et la micro-instabilité ont en effet des origines, des propriétés et des gammes d'existence différentes, mais c'est leur couplage qui est responsable de l'avancée saccadée du front de détachement observée à l'échelle macroscopique.

De nombreuses perspectives peuvent néanmoins être envisagées à la suite de ce travail. Du point de vue de la modélisation, il serait intéressant de décrire l'instabilité multi-échelle dans son ensemble en couplant les échanges énergétiques lors du *micro-stick-slip* au bilan énergétique global du ruban réalisé pour la macro-instabilité. Expérimentalement, un dispositif capable de mesurer les variations de force au cours d'un *micro-stick-slip* permettrait de mieux comprendre l'origine de cette instabilité, et notamment son lien avec la décroissance de la courbe $\Gamma(v_f)$. Le suivi du front de détachement à l'aide d'une caméra thermique pourrait également compléter cette étude. En effet, des expériences préliminaires ont montré l'apparition d'un auto-échauffement du ruban au niveau des phases d'arrêt lors d'une dynamique saccadée. Enfin, toutes nos expériences de pelage ont été réalisées en utilisant un seul type d'adhésif, celui du Scotch[®] 600. La rhéologie de la colle étant à l'origine de l'instabilité, à travers la décroissance de la courbe $\Gamma(v_f)$, il conviendrait donc de caractériser les dynamiques instables de pelage pour différents types d'adhésifs. Il serait également intéressant d'étudier si la présence d'hétérogénéités d'adhésion, locales ou régulières, modifie les propriétés du *stick-slip* en amplifiant ou au contraire en réduisant ses effets. Un meilleur contrôle de cette instabilité multi-échelle permettrait alors de résoudre différents problèmes rencontrés au niveau industriel.

Bibliographie

- [1] J. C. SCHELLENG, « The bowed string and the player », *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 53, no. 1, p. 26–41, 1973.
- [2] E. RABINOWICZ, « Stick and slip », *Scientific American*, vol. 194, no. 5, p. 109–119, 1956.
- [3] H. LASTAKOWSKI, J.-C. GÉMINARD et V. VIDAL, « Granular friction : Triggering large events with small vibrations », *Scientific reports*, vol. 5, 2015.
- [4] W. F. BRACE et J. D. BYERLEE, « Stick-slip as a mechanism for earthquakes », *Science*, vol. 153, p. 990–992, 1966.
- [5] V. DE ZOTTI, A. GRISART, C.-E. LECOMTE, P. MAURER, R. MENU et H. PIOT-DURAND, « Modélisation d'un geyser en laboratoire », *Le Bup*, vol. 111, no. 993, p. 445–454, 2017.
- [6] S. THORODDSEN, H. NGUYEN, K. TAKEHARA et T. ETOTH, « Stick-slip substructure in rapid tape peeling », *Physical Review E*, vol. 82, p. 046107, 2010.
- [7] J. O. MARSTON, P. W. RIKER et S. T. THORODDSEN, « Generation of ultrasound during tape peeling », *Scientific reports*, vol. 4, 2014.
- [8] M.-J. DALBE, P.-P. CORTET, M. CICCOTTI, L. VANEL et S. SANTUCCI, « Multiscale stick-slip dynamics of adhesive tape peeling », *Physical review letters*, vol. 115, no. 12, p. 128301, 2015.
- [9] D. DOLLEMORE, *Scotch[®] Transparent Tape*. American Chemical Society National Historic Chemical Landmarks, 2007.
- [10] E. MORRIS, *From Altoids to Zima : The surprising stories behind 125 famous brand names*. Simon and Schuster, 2004.
- [11] V. V. KARASEV, N. A. KROTOVA et B. W. DERYAGIN, « Study of electronic emission during the stripping of a layer of high polymer from glass in a vacuum », *Dokl. Akad. Nauk. SSR*, vol. 88, p. 777–780, 1953.
- [12] C. G. CAMARA, J. V. ESCOBAR, J. R. HIRD et S. J. PUTTERMAN, « Correlation between nanosecond x-ray flashes and stick-slip friction in peeling tape », *Nature*, vol. 455, no. 7216, p. 1089–1092, 2008.
- [13] K. S. NOVOSELOV, A. K. GEIM, S. V. MOROZOV, D. JIANG, Y. ZHANG, S. V. DUBONOS, I. V. GRIGORIEVA et A. A. FIRSOV, « Electric field effect in atomically thin carbon films », *Science*, vol. 306, no. 5696, p. 666–669, 2004.
- [14] D. R. MOORE, « An introduction to the special issue on peel testing », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 28, p. 153–157, 2008.

- [15] A. GENT et R. PETRICH, « Adhesion of viscoelastic materials to rigid substrates », *Proceedings of the Royal Society of London A*, vol. 302, no. 1502, p. 433–448, 1969.
- [16] J. GARDON, « Peel adhesion. I. Some phenomenological aspects of the test », *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 7, no. 2, p. 625–641, 1963.
- [17] Y. URAHAMA, « Effect of peel load on stringiness phenomena and peel speed of pressure-sensitive adhesive tape », *Journal of Adhesion*, vol. 31, no. 1, p. 47–58, 1989.
- [18] C. DERAÏL, A. ALLAL, G. MARIN et P. TORDJEMAN, « Relationship between viscoelastic and peeling properties of model adhesives. Part 1. Cohesive fracture », *The Journal of Adhesion*, vol. 61, p. 123–157, 1997.
- [19] C. DERAÏL, A. ALLAL, G. MARIN et P. TORDJEMAN, « Relationship between viscoelastic and peeling properties of model adhesives. Part 2. The interfacial fracture domains », *The Journal of Adhesion*, vol. 68, p. 203–228, 1998.
- [20] D. AUBREY, G. WELDING et T. WONG, « Failure mechanisms in peeling of pressure-sensitive adhesive tape », *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 13, p. 2193–2207, 1969.
- [21] D. W. AUBREY et M. SHERRIFF, « Peel adhesion and viscoelasticity of rubber-resin blends », *Journal of Polymer Science : Polymer Chemistry Edition*, vol. 18, no. 8, p. 2597–2608, 1980.
- [22] M. BARQUINS, B. KHANDANI et D. MAUGIS, « Propagation saccadée de fissure dans le pelage d'un solide viscoélastique », *Compte Rendu de l'Académie des Sciences Paris*, vol. 303, no. 17, p. 1517–1519, 1986.
- [23] D. KAELBLE, « Peel adhesion : micro-fracture mechanics of interfacial unbonding of polymers », *Transactions of the Society of Rheology*, vol. 9, no. 2, p. 135–163, 1965.
- [24] D. KAELBLE, « Peel adhesion : influence of surface energies and adhesive rheology », *The Journal of Adhesion*, vol. 1, no. 2, p. 102–123, 1969.
- [25] F. NIESIOŁOWSKI et D. W. AUBREY, « Stress distribution during peeling of adhesive tapes », *The Journal of Adhesion*, vol. 13, no. 1, p. 87–98, 1981.
- [26] I. CHIKINA et C. GAY, « Cavitation in adhesives », *Physical Review Letters*, vol. 85, p. 4546–4549, 2000.
- [27] K. KENDALL, « Thin-film peeling - the elastic term », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 8, p. 1449–1452, 1975.
- [28] R. RIVLIN, « The effective work of adhesion », *Paint Technology*, vol. 9, no. 106, p. 215–216, 1944.
- [29] « Vi. the phenomena of rupture and flow in solids », *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 221, no. 582-593, p. 163–198, 1921.
- [30] A. STEVEN-FOUNTAIN, A. ATKINS, G. JERONIMIDIS, J. VINCENT, D. FARRAR et R. CHIVERS, « The effect of flexible substrates on pressure-sensitive adhesive performance », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 22, no. 6, p. 423 – 430, 2002.

-
- [31] J. RENVOISE, D. BURLOT, G. MARIN et C. DERAÏL, « Peeling of PSAs on viscoelastic substrates : a failure criterion », *The Journal of Adhesion*, vol. 83, no. 4, p. 403–416, 2007.
- [32] J. L. RACICH et J. A. KOUTSKY, « Slip-stick peel failure of a semicrystalline adhesive », *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 19, no. 5, p. 1479–1482, 1975.
- [33] M. LAMBLET, E. VERNEUIL, T. VILMIN, A. BUGUIN, P. SILBERZAN et L. LÉGER, « Adhesion enhancement through micropatterning at polydimethylsiloxane-acrylic adhesive interfaces », *Langmuir*, vol. 23, p. 6966–6974, 2007.
- [34] S. XIA, L. PONSON, G. RAVICHANDRAN et K. BHATTACHARYA, « Toughening and asymmetry in peeling of heterogeneous adhesives », *Physical Review Letters*, vol. 108, p. 196101, 2012.
- [35] B.-m. Z. NEWBY et M. K. CHAUDHURY, « Effect of interfacial slippage on viscoelastic adhesion », *Langmuir*, vol. 13, no. 6, p. 1805–1809, 1997.
- [36] D. KAEUBLE, « Theory and analysis of peel adhesion : rate-temperature dependence of viscoelastic interlayers », *Journal of Colloid Science*, vol. 19, no. 5, p. 413–424, 1964.
- [37] M. BARQUINS et M. CICCOTTI, « On the kinetics of peeling of an adhesive tape under a constant imposed load », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 17, no. 1, p. 65–68, 1997.
- [38] D. MAUGIS et M. BARQUINS, « Fracture mechanics and the adherence of viscoelastic bodies », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 11, no. 14, p. 1989, 1978.
- [39] D. KAEUBLE, « Theory and analysis of peel adhesion : mechanisms and mechanics », *Journal of Rheology*, vol. 3, no. 1, p. 161–180, 1959.
- [40] J. A. WILLIAMS et J. J. KAUZLARICH, « Peeling shear and cleavage failure due to tape prestrain », *The Journal of Adhesion*, vol. 80, no. 5, p. 433–458, 2004.
- [41] R. VILLEY, C. CRETON, P.-P. CORTET, M.-J. DALBE, T. JET, B. SAINTYVES, S. SANTUCCI, L. VANEL, D. J. YARUSSO et M. CICCOTTI, « Rate-dependent elastic hysteresis during the peeling of pressure sensitive adhesives », *Soft Matter*, vol. 11, no. 17, p. 3480–3491, 2015.
- [42] M.-J. DALBE, R. VILLEY, M. CICCOTTI, S. SANTUCCI, P.-P. CORTET et L. VANEL, « Inertial and stick-slip regimes of unstable adhesive tape peeling », *Soft matter*, vol. 12, no. 20, p. 4537–4548, 2016.
- [43] D. MAUGIS et M. BARQUINS, *Stick-Slip and Peeling of Adhesive Tapes*. Elsevier ASP, London, 1988.
- [44] Y. YAMAZAKI et A. TODA, « Pattern formation and spatiotemporal behavior of adhesive in peeling », *Physica D*, vol. 214, p. 120–131, 2006.
- [45] G. RYSCHENKOW et H. ARRIBART, « Adhesion failure in the stick-slip regime : optical and AFM characterizations and mechanical analysis », *The Journal of Adhesion*, vol. 58, no. 1-2, p. 143–161, 1996.

- [46] M. GANDUR, M. KLEINKE et F. GALEMBECK, « Complex dynamic behavior in adhesive tape peeling », *Journal of Adhesion Science and Technology*, vol. 11, no. 1, p. 11–28, 1997.
- [47] M. CICCOTTI, B. GIORGINI et M. BARQUINS, « Complex dynamics in the peeling of an adhesive tape », *International Journal of Adhesion & Adhesives*, vol. 24, p. 143–151, 2004.
- [48] J. KUMAR, M. CICCOTTI et G. ANANTHAKRISHNA, « Hidden order in crackling noise during peeling of an adhesive tape », *Physical Review E*, vol. 77, no. 045202, p. 045202, 2008.
- [49] P.-P. CORTET, M. CICCOTTI et L. VANEL, « Imaging the stick-slip peeling of an adhesive tape under a constant load », *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, vol. 3, p. 03005, 2007.
- [50] P.-P. CORTET, M.-J. DALBE, C. GUERRA, C. COHEN, M. CICCOTTI, S. SANTUCCI et L. VANEL, « Intermittent stick-slip dynamics during the peeling of an adhesive tape from a roller », *Phys. Rev. E*, vol. 87, p. 022601, Feb 2013.
- [51] M.-J. DALBE, S. SANTUCCI, P.-P. CORTET et L. VANEL, « Strong dynamical effects during stick-slip adhesive peeling », *Soft matter*, vol. 10, no. 1, p. 132–138, 2014.
- [52] M.-J. DALBE, S. SANTUCCI, L. VANEL et P.-P. CORTET, « Peeling-angle dependence of the stick-slip instability during adhesive tape peeling », *Soft matter*, vol. 10, no. 48, p. 9637–9643, 2014.
- [53] A. E. H. LOVE, *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*. Dover Publications, 1944.
- [54] B. ROMAN, « Fracture path in brittle thin sheets : a unifying review on tearing », *International Journal of Fracture*, vol. 182, no. 2, p. 209–237, 2013.