



HAL
open science

Modélisation de la durée de vie des barrières thermiques, par le développement et l'exploitation d'essais d'adhérence

Jean-Roch Vaunois

► **To cite this version:**

Jean-Roch Vaunois. Modélisation de la durée de vie des barrières thermiques, par le développement et l'exploitation d'essais d'adhérence. Matériaux composites et construction. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENI110 . tel-01010448

HAL Id: tel-01010448

<https://theses.hal.science/tel-01010448>

Submitted on 19 Jun 2014

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Science des Matériaux**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Jean-Roch VAUNOIS

Thèse dirigée par **Yves Bréchet**

Co-encadrée par **Martine Poulain** et **Pascale Kanouté**

Préparée au sein du DMSM, à l'Onera Châtillon
dans l'**École Doctorale de l'Université de Grenoble**

Modélisation de la durée de vie des barrières thermiques, par le développement et l'exploitation d'essais d'adhérence

Soutenue le **20 Juin 2013**, devant le jury composé de :

M. Éric Martin

Professeur à Matmeca (Université Bordeaux 1), Président du Jury

M. Thomas Pardoën

Professeur à l'Université Catholique de Louvain, Rapporteur

M. Éric Andrieu

Professeur à l'Ensiacet de Toulouse, Rapporteur

M. Yves Bréchet

Professeur à l'Institut Polytechnique de Grenoble, Directeur de thèse

Mme Martine Poulain

Ingénieur de recherche à l'Onera, Encadrante

Mme Pascale Kanouté

Ingénieur de recherche à l'Onera, Encadrante

M. Arnaud Longuet

Ingénieur de recherche, Snecma, Encadrant industriel



Connaître quelque chose veut dire l'expérimenter concrètement.
Lire un livre de cuisine ne comblera pas votre faim.

Takuan Soho

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Département Matériaux et Structures Métalliques de l'Onera, dont je remercie le directeur Shigehisa Naka pour m'avoir si bien accueilli, ainsi que les chefs d'unités au sein desquelles j'ai travaillé, Marie-Pierre Bacos et Franck Gallerneau.

J'exprime ici ma reconnaissance envers Snecma, et particulièrement Arnaud Longuet, pour avoir bien appréhendé mon sujet de thèse, et accepté de le financer. Même si nos entrevues n'ont pas été aussi nombreuses que voulu, sa vision du côté industriel a été bénéfique sur bien des aspects.

Je suis également reconnaissant à Jonathan Cormier qui a su mettre auparavant mon pied à l'étrier de la recherche, et à qui je dois beaucoup sur le plan scientifique et sur le plan humain.

Mes remerciements à mes encadrants directs, qui ont été capables de m'aiguiller à travers ce champ de mines qu'est le travail de thèse, en m'indiquant le bon chemin et en rectifiant la trajectoire. Merci Martine, merci Pascale et merci Jean-Louis.

Ma reconnaissance se porte évidemment vers mon directeur de thèse Yves Bréchet, qui a su prendre le temps de me prodiguer ses judicieux conseils malgré ses nombreuses activités scientifiques. Je n'oublie pas non plus Guillaume Parry, qui a su m'aider et me lancer au début de ma thèse grâce à sa vision globale de la problématique de ce sujet.

Je remercie aussi messieurs Eric Andrieu et Thomas Pardoën, qui ont gentiment accepté la sanction de rapporter ce manuscrit, tâche particulièrement difficile si la lecture en est aussi laborieuse que l'a été son écriture.

Merci à Eric Martin qui a bien voulu présider le jury de cette thèse.

Tout ma gratitude se dirige de plus vers le professeur John Hutchinson, avec qui j'ai eu la chance d'interagir très souvent au cours de ces trois années, qui a accepté de juger mon travail mais dont les aléas des visites internationales l'ont empêché d'assister à ma soutenance.

Je suis bien entendu très reconnaissant envers toutes les personnes qui ont participé de près (très près pour certains) ou de loin (très loin pour d'autres) à mes travaux ; les voici énumérés dans un ordre ni logique, ni de préférence, ni de distance.

Merci à Alain Raffray pour m'avoir aidé à réaliser l'impressionnant nombre d'essais mécaniques qui ont été nécessaires dans cette thèse. Merci à David Lévêque pour ses conseils pertinents en technologie. Merci aussi à toute l'équipe des chimistes, Sébastien, Cécile, Odile, Marie-Hélène et tous ceux ou celles que j'oublie.

Un remerciement spécial à Catherine Rio, louées soient sa dextérité au microscope, sa disponibilité, sa rapidité et bien sûr sa bonne humeur à toute épreuve !

Du côté des geeks, je salue les maîtres de la programmation tels que Fred, Arjen, Johann, Vincent et bien sûr Jean-Marc, l'homme qui murmure à l'oreille des ordinateurs. Mais le plus grand maniaque du côté obscur, à qui je suis le plus redevable, est sans conteste Jean-Didier, celui qui programme plus vite que son ombre, celui qui soigne les PC par imposition des mains, celui qui code mieux que quiconque, même dans le coma.

Et enfin, les derniers mais non les moindres, ce sont tous les non-permanents du labo, les petites mains qui font avancer la recherche, et avec qui j'ai passé de très bons moments, pas toujours scientifiquement corrects. Je pense à tous les stagiaires que j'ai croisés, ceux qui sont restés en thèse, et les thésards qui ont pu m'accompagner au cours de ce périple de trois ans. Ce merci général englobe les anciens thésards Anaïs, Josselyn, Bénédicte, Guylaine, les nouveaux jeunes Alex, Teddy,

Noémie, Vincent et Amélie, et bien entendu mes compères qui ont ramé dans la même galère que moi ces dernières années, Dominique, Jean-Briac & Robin et Kévin.

Mes pensées vont bien entendu vers ma famille qui m'a tant soutenu durant cette période, je pense à ma sœur Anicée, mon frère Silvère et ma maman.

Et, enfin, je n'oublie pas ma famille d'adoption du dojo, où j'ai pratiqué assidument le magnifique art martial qu'est le iaïdo (Dominique-sensei, Guillaume, Julien, Lou, Anne-Laure et tous les autres !), me permettant très certainement de reprendre une respiration quand je me trouvais au bord de l'asphyxie.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
PARTIE I : ÉTAT DE L'ART ET DÉMARCHE PROPOSÉ	3
1 - LE SYSTEME BARRIERE THERMIQUE.....	5
1.1 - Description du système multicouche étudié.....	6
1.1.1 - Le superalliage constitutif : l'AM1	6
1.1.2 - La couche de liaison	7
1.1.3 - La couche d'alumine	9
1.1.4 - La céramique isolante assurant la fonction de barrière thermique	10
1.2 - Généralités sur l'endommagement interfacial du système multicouche.....	12
1.2.1 - Perte d'adhérence de la barrière thermique	13
1.2.1 - Écaillage de la barrière thermique	17
1.3 - Le retour d'expérience	19
2 - PROBLEMATIQUE ET DEMARCHE GENERALE	23
2.1 - Contexte industriel et objectif.....	23
2.2 - Fissuration interfaciale et mesure de ténacité d'interface	24
2.2.1 - Les modes de propagation d'une fissure interfaciale.....	24
2.2.2 - Les essais d'adhérence	26
2.3 - Revue sur les modèles de prévision de la durée de vie	31
2.4 - Démarche proposée.....	35
PARTIE II : APPROCHE EXPÉRIMENTALE DE L'ADHÉRENCE	39
3 - DES OBSERVATIONS SUR AUBES AUX ESSAIS DE LABORATOIRE	43
3.1 - Les scénarios de fissuration sur aube	43
3.2 - Essais de caractérisation de la résistance interfaciale	45
3.2.1 - Flexion 4 points modifiée.....	45
3.2.2 - Flexion 4 points inversée.....	47
3.2.3 - 4-points End Notched Flexure.....	48
3.2.4 - Mise en œuvre expérimentale des essais de flexion	48
3.2.5 - Les essais d'arrachement.....	54
4 - DEPOUILLEMENT DES ESSAIS	57
4.1 - Calcul du taux de restitution d'énergie lors de la propagation d'une fissure interfaciale, sans prise en compte des contraintes résiduelles	57
4.1.1 - Une solution analytique de flexion biaxiale des plaques multicouches	57
4.1.2 - Calcul du taux de restitution d'énergie par la méthode des éléments finis	60
4.1.3 - Comparaisons avec la solution analytique.....	61
4.1.4 - Essais de flexion avec fissure fermée et contact	63
4.2 - Prise en compte des contraintes résiduelles.....	65
4.2.1 - Le cas des contraintes résiduelles seules	65
4.2.2 - Analyse complète de l'essai de flexion 4 points avec contraintes résiduelles	67
4.3 - Analyse des scénarios de propagation sur aube	72
4.4 - L'angle de mixité modale.....	75
4.4.1 - Calcul de l'angle de mixité.....	75
4.4.2 - Application à nos cas de fissuration interfaciale.....	81
4.5 - Résultats des essais	83
4.5.1 - Dépendance au vieillissement thermique	84
4.5.2 - Prise en compte des contraintes résiduelles	87
4.5.3 - Dépendance à l'angle de mixité modale	88
4.5.4 - Dépendance de l'énergie d'adhérence à la température.....	90

PARTIE III : MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DU SYSTÈME MULTICOUCHE 95

5 -	MODELISATION DU COMPORTEMENT INTERFACIAL ET DU RUMPLING	99
5.1 -	<i>Le modèle de base de Balint</i>	100
5.1.1 -	Présentation générale du modèle	100
5.1.2 -	Les lois constitutives du modèle.....	102
5.1.3 -	Détermination des contraintes dans les couches.....	104
5.1.4 -	Equations couplées pour le système 4 couches	105
5.2 -	<i>Extension du modèle de comportement</i>	107
5.2.1 -	Modification des lois constitutives	108
5.2.2 -	Loi de comportement de l'alumine (et seuil plastique).....	110
5.2.3 -	Extension 3D.....	111
5.2.4 -	Nouveau couplage des équations.....	116
5.3 -	<i>Étude des différentes composantes du modèle et de leur impact</i>	117
5.3.1 -	Comparaison des configurations et des méthodologies	117
5.3.2 -	Impact d'autres modifications introduites dans le modèle.....	118
5.4 -	<i>Étude de quelques paramètres qui influent sur le rumpling</i>	125
5.4.1 -	Effet du type de vieillissement thermique	126
5.4.2 -	Effet de la transformation martensitique	127
5.4.3 -	Effet du fluage de la sous-couche.....	128
5.5 -	<i>Conclusion</i>	128
6 -	EXPLOITATION DU MODELE DE RUMPLING.....	129
6.1 -	<i>Données expérimentales d'oxydation et de rumpling</i>	129
6.1.1 -	Paramètres mécaniques des matériaux	130
6.1.2 -	Cinétique d'oxydation	134
6.1.3 -	Mesure du rumpling	136
6.2 -	<i>Identification du modèle de comportement</i>	140
6.3 -	<i>Validations et capacités prévisionnelles</i>	144
6.4 -	<i>Conclusion</i>	147

PARTIE IV : PREVISION DE LA DUREE DE VIE PAR UNE APPROCHE ENERGETIQUE..... 149

7 -	MODELE D'ENDOMMAGEMENT	151
7.1 -	<i>Proposition d'un modèle d'endommagement</i>	151
7.1.1 -	Forme générale.....	151
7.1.2 -	Étude de diverses formes possibles à l'échelle locale.....	152
7.1.3 -	Passage à l'échelle macroscopique	154
7.2 -	<i>Identification du modèle d'endommagement</i>	155
7.3 -	<i>Tentative de validation du modèle d'endommagement</i>	162
7.4 -	<i>Aspects expérimentaux de l'endommagement</i>	164
8 -	PREVISION DE LA DUREE DE VIE.....	165
8.1 -	<i>Confrontation entre durées de vie expérimentales et prévues</i>	165
8.1.1 -	Les essais de durée de vie.....	165
8.1.2 -	Approche énergétique et résultats.....	167
8.2 -	<i>Capacités prévisionnelles pour d'autres configurations</i>	173

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES..... 179

ANNEXES 185

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'écorce d'un arbre, une coquille d'œuf ou encore la peau sont des exemples de couches développées par l'évolution dans un certain but, de protection vis-à-vis de l'environnement. Ce principe peut tout aussi bien s'appliquer pour l'usage de machines, d'appareillages microélectroniques ou de structures. Les revêtements peuvent être épais de quelques centaines de nanomètres ou de plusieurs millimètres, mais ils sont toujours fins comparés aux dimensions du composant qu'ils recouvrent. Une pièce revêtue peut répondre à de multiples problématiques en combinant favorablement les caractéristiques des deux matériaux constituants. Une plaque d'aluminium peut être revêtue simplement de peinture afin de la protéger de la corrosion, peinture qui ne modifie pas ses caractéristiques structurales.

Les revêtements protecteurs rendent possible la conception de pièces devant fonctionner dans des environnements sévères. Mais alors que le composant est plus robuste lorsqu'il est convenablement revêtu pour affronter son environnement, lorsque le film protecteur s'écaille, le matériau sous-jacent mis à nu devient vulnérable. Les mécanismes de rupture et d'écaillage de couches minces sont de nos jours bien connus, et un nombre considérable de problèmes ont déjà été résolus dans ce domaine. Cependant, il subsiste encore de nombreuses questions de compréhension, et de nouveaux problèmes apparaissent dès lors que de nouveaux revêtements protecteurs voient le jour, ou que de nouvelles situations d'utilisation apparaissent.

L'amélioration des performances des turbomachines aéronautiques est une des préoccupations constantes des motoristes. L'un des aspects porte sur l'augmentation des températures de service des moteurs, pour en augmenter le rendement. Mais élever la température des gaz de combustion dans cette optique entraîne une augmentation de la température des éléments de la turbine, et plus particulièrement des aubes des étages de haute pression, situées directement en sortie de la chambre de combustion. Pour que la température de ces éléments métalliques reste à des niveaux acceptables, des efforts ont été faits pour les refroidir, d'une part avec des circuits d'air internes, et d'autre part avec l'application de systèmes barrière thermique sur les surfaces en contact avec les gaz de combustion.

Ces systèmes barrière thermique consistent en une couche de céramique réfractaire liée au superalliage de l'aube par une couche intermédiaire qui protège le métal des effets de l'oxydation. Cette couche de liaison forme, par oxydation à haute température, une couche d'alumine protectrice dont l'intégrité conditionne le maintien en place de la couche de céramique. Ces systèmes sont utilisés aussi bien dans des moteurs militaires que des moteurs civils, mais en deçà de leurs capacités, en raison en particulier de l'insuffisance des modèles de prévision de durée de vie à écaillage basés sur des approches physiques. En effet, l'interface céramique/métal de ces systèmes s'endommage en service et, après propagation d'une fissure interfaciale, la perte de la protection thermique sur de larges surfaces est inévitable. Le retour d'expérience dans notre cas d'étude a permis d'identifier sur aube mobile une zone critique, qui s'avère être systématiquement affectée par les premiers écaillages.

L'objectif de ce travail de thèse est précisément la construction d'un modèle prédictif en terme de durée de vie de la protection thermique des aubes mobiles. Ce modèle nécessite des caractérisations expérimentales et l'exploitation de calculs permettant de décrire les évolutions de l'état de l'interface céramique/métal.

Ainsi dans nos travaux, axés sur le système standard Snecma, des approches numériques de modélisation ont été développées pour rendre compte des effets de l'oxydation de la couche de liaison - entraînant un épaississement de la couche d'oxyde interfaciale - sur l'évolution de la rugosité de l'interface métal/céramique, qui est à l'origine d'un mode fréquent de dégradation. Par ailleurs, une approche énergétique macroscopique peut permettre de déterminer l'instant

de l'écaillage d'un film mince, connaissant l'évolution temporelle de son énergie d'adhérence, ainsi que l'énergie disponible dans le système multicouche pour faire propager une fissure interfaciale.

La méthodologie et l'ensemble des résultats que nous avons obtenus dans ce contexte sont présentés selon l'organisation suivante.

La première partie de ce mémoire sera consacrée au positionnement de cette étude par rapport aux travaux décrits dans la bibliographie, et à la description de la démarche originale adoptée à l'Onera pour construire un modèle de prévision de la durée de vie des barrières thermiques. Les matériaux constitutifs du système barrière thermique étudié seront décrits, un rappel sur la rupture interfaciale sera fait, et enfin différents essais mécaniques d'adhérence applicables à notre système seront envisagés. La problématique exacte et la démarche que nous proposons pour la traiter seront détaillées ensuite.

Dans la deuxième partie, nous présenterons notre approche expérimentale. Tout d'abord nous décrirons les essais mis en œuvre pour caractériser l'adhérence de la barrière thermique. Puis nous préciserons les différentes méthodes utilisées pour dépouiller ces essais, visant à calculer le taux de restitution d'énergie lors de la propagation stable d'une fissure interfaciale, avec ou sans prise en compte des contraintes résiduelles présentes dans le système. Avant de passer aux résultats obtenus, nous exposerons le calcul de l'angle de mixité modale, paramètre qu'il importe de connaître quand on s'intéresse à la propagation d'une fissure interfaciale.

Nous décrivons dans la troisième partie le modèle de comportement interfacial que nous avons adopté, pour restituer l'évolution des contraintes et déformations dans les différentes couches du système barrière thermique en fonction de son histoire thermique. Après avoir rappelé le principe du modèle originel de Balint & Hutchinson, nous expliquerons les modifications que nous avons apportées à ce modèle de comportement pour l'adapter à notre étude. Puis nous présenterons l'application de ce modèle modifié à notre système barrière thermique réel, en rappelant ses données d'entrées et les investigations expérimentales qui ont été nécessaires à leur acquisition. L'identification de ce modèle, sur les données de rumpling, à savoir l'augmentation de l'amplitude d'ondulation interfaciale, sera également discutée.

La dernière partie de ce manuscrit traite de la prévision de la durée de vie à écaillage. Nous expliquerons d'abord en quoi consiste le modèle d'endommagement interfacial que nous avons construit, et comment il s'articule avec le modèle de comportement. Un fois ce modèle d'endommagement identifié, à l'aide des résultats des essais d'adhérence, nous pourrons appliquer le critère énergétique d'écaillage. La durée de vie de la barrière thermique sera donc prévue grâce à l'enchaînement des différents modèles, basés sur des considérations et des observations physiques.

PARTIE I : ÉTAT DE L'ART ET DÉMARCHE PROPOSÉE

Cette première partie introduit les éléments nécessaires à la compréhension dans son ensemble du problème abordé dans cette étude.

Le premier chapitre décrit le principe d'un système barrière thermique au travers de la description des matériaux qui le composent. L'accent sera mis sur le système standard Snecma, qui fait l'objet de cette étude. Une revue sera également présentée sur l'endommagement de ce système en fonctionnement. Les différentes étapes de son endommagement seront expliquées, de l'apparition de défauts microscopiques interfaciaux jusqu'à la ruine complète du système avec l'écaillage de la barrière thermique. Nous ferons de plus un point sur les observations liées au retour d'expérience, faites sur des aubes revêtues ayant volé, avant d'introduire les bases de la mécanique de la rupture, et plus précisément le cas de la fissuration interfaciale. Enfin, nous ferons l'état de l'art sur les essais d'adhérence décrits dans la littérature, en discutant leur potentielle application sur notre système barrière thermique.

Dans le deuxième chapitre, nous situerons la problématique dans son contexte industriel. L'approche énergétique de la durée de vie à écaillage des barrières thermiques sera positionnée par rapport à la bibliographie, et en liaison avec des études antérieures internes à l'Onera ou des travaux de la communauté internationale. Puis nous exposerons la démarche proposée dans ce travail afin de construire un modèle robuste de prévision de la durée de vie.

TABLE DES FIGURES

Figure 1.1 : Évolutions technologiques au fil des années, d'après [Bourlier 2005]	5
Figure 1.2 : Système de refroidissement interne d'une aube [Murata 2009]	5
Figure 1.3 : Constitution et principe du système barrière thermique étudié, d'après [Mévrel 2007]	6
Figure 1.4 : Microstructure de l'AM1 : matrice γ et précipités cuboïdaux γ' [Kaminski 2007][Revuz 2010]	7
Figure 1.5 : Micrographie des différentes couches constituant la sous-couche, d'après [Guédou 2011].....	8
Figure 1.6 : Illustrations des transformations de phase de la sous-couche : nodules de γ' aux joints de grain d'une matrice initialement β et lamelles de martensite dans des grains initialement β , d'après [Bacos 2011].	9
Figure 1.7 : Vue de dessus (à gauche alumine θ) et en coupe (à droite alumine α) de la couche d'alumine [Cadoret 2005][Pint 1998].....	10
Figure 1.8 : Schéma d'une chambre de dépôt EB-PVD [Guédou 2011].....	11
Figure 1.9 : Micrographie de la couche de barrière thermique (colonnettes) [Schulz 2003].....	12
Figure 1.10 : Observation de dégradation extrinsèque (CMAS) de la BT sur une aube de retour de vol [Vidal-Sétif 2012].....	13
Figure 1.11 : Estimation des contraintes dans la couche d'alumine, [Clarke 2012] d'après [Heeg 2011]	14
Figure 1.12 : Décohésion dans les zones concaves, [Clarke 2012] d'après [Heeg 2011].	15
Figure 1.13 : Décohésion dans les zones convexes [Tolpygo 1998].....	15
Figure 1.14 : Apparition de contraintes hors-plan lors de la compression d'une couche à géométrie sinusoidale.	15
Figure 1.15 : Coupes micrographiques de l'interface au cours du vieillissement avec fissuration de part et d'autre de la couche d'alumine (micrographies Onera sur le système standard Snecma).....	16
Figure 1.16 : Exemples de fissuration aux deux interfaces [Guédou 2011].	16
Figure 1.17 : Différence d'amplitude du rumpling avec et sans la couche de céramique [Guédou 2011].	17
Figure 1.18 : Deux mécanismes possibles d'écaillage de la barrière thermique [Sniezewski 2008] d'après [Strawbridge 1995].....	17
Figure 1.19 : Observation d'écaillage à partir d'un bord libre (micrographie Onera).	18
Figure 1.20 : Champs de température à l'instant le plus chaud d'un cycle représentatif du vol, et macroscopies de trois aubes du retour d'expérience [Vidal-Sétif 2010].....	19
Figure 1.21 : Aube de retour de vol : a) observée optiquement ; b) observée en piézospectroscopie (cartographies d'amplitude et de durée de vie du signal) ; c) spectre acquis dans la langue chaude, et micrographie en coupe montrant l'interface rompue	20
Figure 1.22 : Plan de coupe d'une aube de retour de vol, pour observations microscopiques [Vidal-Sétif 2010]	21
Figure 1.23 : Visualisation du champ d'endommagement observé expérimentalement sur une aube particulière	21
Figure 1.24 : Micrographies typiques de fissures observées sur des aubes de retour de vol [Vidal-Sétif 2010] .	22
Figure 2.1 : Exemple de cycle thermique représentatif d'un vol	23
Figure 2.2 : Schématisation des modes de propagation d'une fissure et de l'angle de bifurcation Ψ dans un matériau massif.....	25
Figure 2.3 : Cas simples de propagation d'une fissure interfaciale [Hutchinson 1992].....	26
Figure 2.4 : Revue d'essais d'adhérence interfaciale.....	28
Figure 2.5 : Schéma de l'essai de flexion 4 points modifiée	28
Figure 2.6 : Principe des essais d'adhérence sous MEB [Hemker 2011]	29
Figure 2.7 : Essais d'adhérence interfaciale inspirés de l'essai de flexion 4 points [Hutchinson 2011]	30
Figure 2.8 : Principe de l'essai 4ENF	30
Figure 2.9 : Configuration utilisée pour le calcul de Σ_{rr} [Caliez 2001]	31
Figure 2.10 : Le flambage d'un élément de barrière thermique est limité à la taille de l'élément fini.....	32
Figure 2.11 : Prédiction de la durée de vie d'un système barrière thermique EB-PVD, en fonction de la température d'oxydation cyclique [Frachon 2009]	35
Figure 2.12 : Schématisation de la prédiction de la durée de vie par une approche énergétique	36
Figure 2.13 : Enchaînement des étapes de modélisation	37

1 - Le système barrière thermique

Du fait de la course incessante à l'élévation de la température dans la chambre de combustion, les pièces en aval doivent être conçues pour résister à des sollicitations thermomécaniques sévères. Nos travaux se focalisent sur les aubes de turbines mobiles situées en sortie de la chambre de combustion (température des gaz pouvant atteindre 1400°C), qui subissent de fortes contraintes mécaniques liées notamment à leur vitesse de rotation élevée.

La solution adoptée par le motoriste Snecma, pour son moteur militaire, passe par l'utilisation d'un superalliage monocristallin présentant un comportement en fluage qui lui permet de résister à des efforts centrifuges extrêmes, couplée à une géométrie d'aube refroidie optimisée. La technologie actuelle (Figure 1.1 et Figure 1.2) implique, en plus d'un refroidissement interne de l'aube, une protection de surface isolante thermiquement, assurée par un système multicouche complexe.

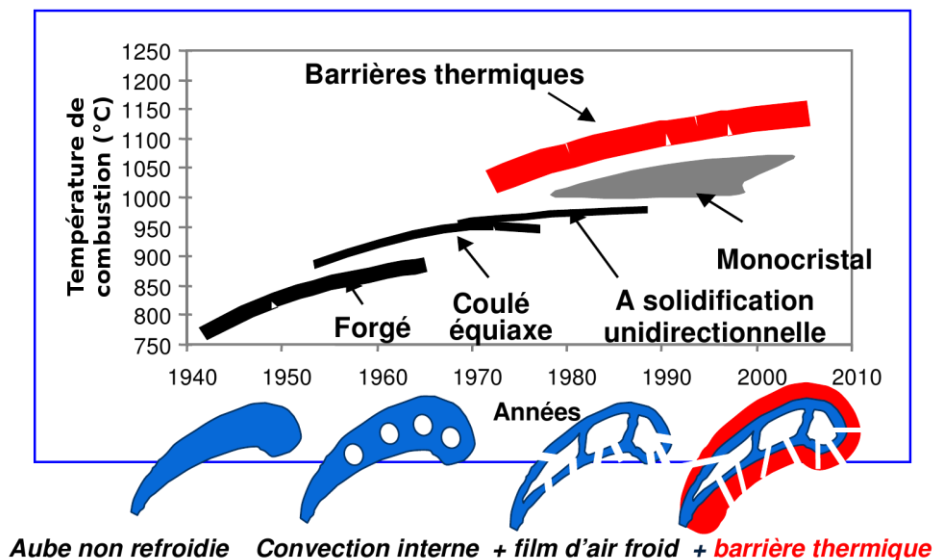


Figure 1.1 : Évolutions technologiques au fil des années, d'après [Bourlier 2005]

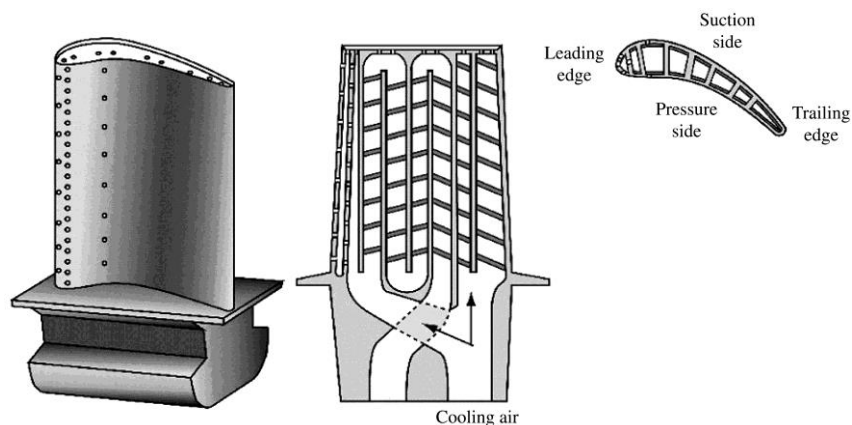


Figure 1.2 : Système de refroidissement interne d'une aube [Murata 2009]

Ce système barrière thermique (Figure 1.3) est constitué d'un ensemble de revêtements déposés en surface des pièces, composés de différents matériaux, dont le rôle est double : ralentir l'oxydation du superalliage par formation d'une couche d'oxyde protectrice, et diminuer sa température de surface.

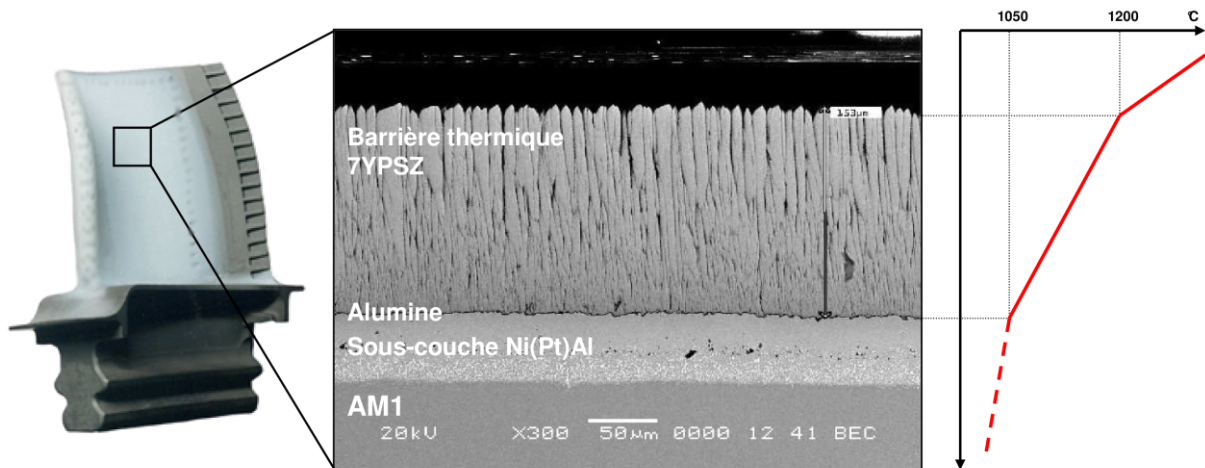


Figure 1.3 : Constitution et principe du système barrière thermique étudié, d'après [Mévrel 2007]

Les paragraphes suivants vont détailler la constitution du système barrière thermique que nous allons étudier dans ces travaux, le système standard Snecma (Figure 1.3). Il est composé du superalliage monocristallin AM1, revêtu d'une couche de liaison de type aluminure de nickel Ni(Pt)Al, et d'une couche de céramique en zirconium ytriée 7YPSZ¹ déposée par le procédé EB-PVD².

1.1 - Description du système multicouche étudié

1.1.1 - Le superalliage constitutif : l'AM1

Un superalliage est un alliage à haute performance qui présente en particulier des propriétés mécaniques, comme la résistance au fluage à haute température, supérieures à celles des alliages usuels. Un superalliage aéronautique doit également résister à son environnement, c'est-à-dire à l'oxydation et la corrosion à haute température. Ses qualités sont contrôlées non seulement par sa composition chimique (ajout de divers éléments au métal de base) mais également par sa microstructure.

Le superalliage à base de nickel, sur lequel est déposé le système barrière thermique que nous avons étudié, est monocristallin. Il s'agit d'AM1 [Davidson 1983], dont la composition nominale, donnée dans le Tableau 1.1, et la microstructure γ - γ' , illustrée sur la Figure 1.4, ont été optimisées pour obtenir de bonnes propriétés mécaniques à haute température (résistance au fluage et résistance en fatigue). La microstructure de cet alliage comporte deux phases (Figure 1.4) : une matrice γ -Ni, solution solide désordonnée cubique à faces centrées, dans laquelle précipite une phase pseudo-cuboïdale cohérente γ' , de type L1₂, dotée d'un faible écart paramétrique avec la matrice. À température ambiante, la fraction volumique de γ' est d'environ 70%.

Les éléments nickel, cobalt, chrome, molybdène et tungstène se répartissent préférentiellement dans la matrice γ , tandis que les éléments se plaçant de préférence dans la phase γ' sont l'aluminium, le titane et le tantale [Diologent 2002].

¹ Ytria Partially Stabilized Zirconia, 7% massiques ou mass.

² Electron Beam Physical Vapor Deposition (évaporation sous faisceau d'électrons).

	Ni	Al	Cr	Co	Ta	Ti	W	Mo
% mass.	base	5,2	7,8	6,5	7,9	1,1	5,7	2,0

Tableau 1.1 : Composition chimique de l'AM1 [Davidson 1983]

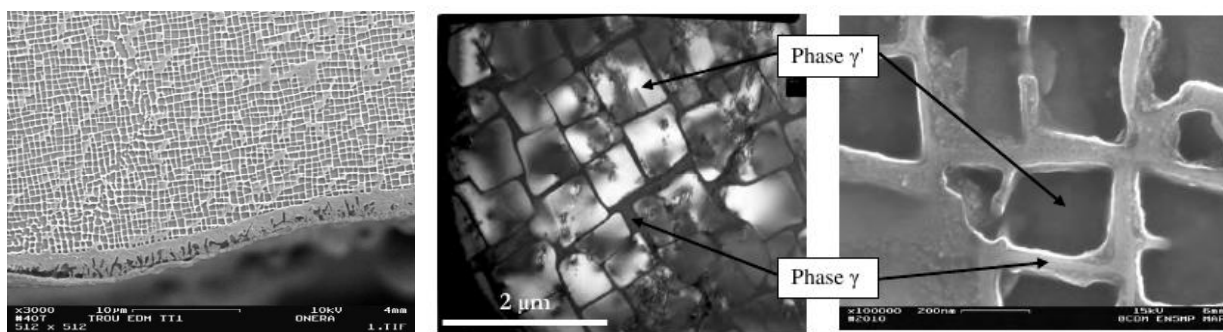


Figure 1.4 : Microstructure de l'AM1 : matrice γ et précipités cuboïdaux γ' [Kaminski 2007][Revuz 2010]

1.1.2 - La couche de liaison

Dans le système standard Snecma, la couche de liaison, ou sous-couche, d'une épaisseur d'environ 50 μm , est constituée d'un aluminure de nickel modifié au platine. Le rôle de cette sous-couche est d'être un réservoir d'aluminium pour la formation d'un oxyde protecteur, l'alumine, lors du fonctionnement du système à haute température. L'effet majeur de l'ajout du platine est de favoriser l'adhésion de la couche d'alumine formée par oxydation sur la couche de liaison. Industriellement, le procédé utilisé consiste à effectuer, après sablage de la pièce, un pré-dépôt électrolytique de platine, avec une épaisseur visée de 7 μm environ, suivi d'un traitement de diffusion sous vide. Puis est effectué le traitement d'aluminisation qui consiste à apporter l'aluminium par voie thermochimique, sous forme d'halogénure produit par la réaction entre un activateur halogéné et un ciment donneur constitué d'aluminium et de chrome (procédé APVS³). Le revêtement obtenu est constitué de la phase β -(Ni,Pt)Al de type B2.

Il faut noter que dans le système complet à l'état brut d'élaboration, la couche de liaison se compose d'une zone externe (ZE) monophasée de β -(Ni,Pt)Al et d'une zone interne, aussi appelée zone d'interdiffusion (ZI), qui présente des précipités d'éléments réfractaires dans une matrice β -(NiAl). La zone externe, ou couche additionnelle, correspond à l'épaississement induit par l'apport de platine et d'aluminium, alors que la zone interne correspond à une zone perturbée du superalliage, résultant du départ du nickel vers la zone externe. La Figure 1.5 montre la disposition de ces différentes couches.

³ Aluminisation en Phase Vapeur Snecma.

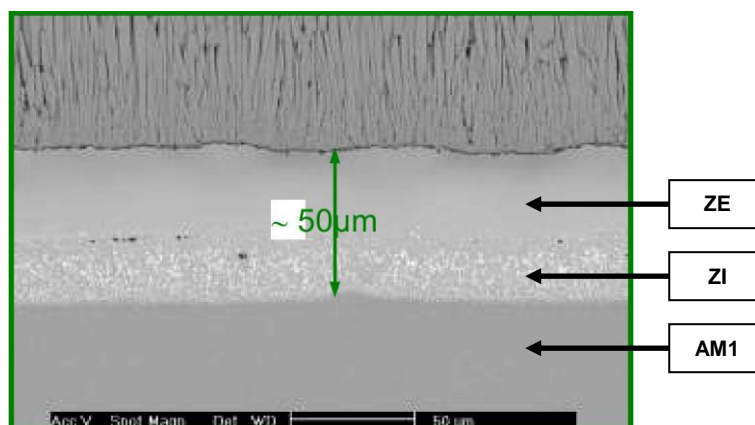


Figure 1.5 : Micrographie des différentes couches constituant la sous-couche, d'après [Guédou 2011]

La microstructure du système multicouche évolue au cours du cyclage thermo-mécanique. L'appauvrissement de la couche de liaison en aluminium qui se produit à cause de l'oxydation et de la diffusion vers le substrat nuit à la résistance à l'oxydation du système. La diminution de la teneur en aluminium dans la zone externe de la couche de liaison a pour conséquence majeure d'entraîner des transformations de phase : la transformation partielle de β en γ' qui s'accroît au fil du vieillissement, et la transformation martensitique de la phase β qui opère à chaque refroidissement (ou montée en température) passant par la température de transition. Ces transformations induisent des variations de volume importantes qui génèrent des contraintes pouvant contribuer à l'écaillage de la couche d'alumine [Chen 2003-1]. De plus, la présence de la phase γ' et de la phase martensitique pourrait entraîner des instabilités du fait des différences de dilatation thermique et de propriétés mécaniques existant entre ces phases.

La transformation $\beta \rightarrow \gamma'$ a été largement étudiée. D'après le diagramme binaire Ni-Al, elle survient à 1100°C lorsque la teneur en aluminium dans la phase β descend en deçà de 36%at. Dans le domaine biphasé, la phase γ' présente alors une teneur en aluminium réduite à 27%at. Certains éléments d'alliage présents dans la couche de liaison peuvent jouer un rôle non négligeable en stabilisant l'une ou l'autre phase. Leur effet sur la stabilité relative des phases est relié à leur tendance à se solubiliser préférentiellement dans l'une ou l'autre. Ainsi, une étude [Jia 1994] a montré que, dans le cas des aluminures de nickel riches en nickel, le Cr et le Co stabilisent la phase β , tandis que le Ti, le Ta, le Mo et le W la déstabilisent. Dans les couches de liaison constituées d'aluminure de nickel modifiée au platine, cette transformation de phase induit une diminution de volume évaluée à 4%, ce qui correspond à une déformation d'environ 1,3% [Chen 2003-1].

La phase β -(NiAl) est sujette à une transformation martensitique lorsqu'elle est appauvrie en aluminium ; cette transformation est donc susceptible de se produire après un certain temps passé à haute température. Cette transformation est réversible mais présente un cycle d'hystérésis : lors de la montée en température, la phase martensitique ($L1_0$) présente à basse température se transforme en phase β (B2) entre 600 et 700°C environ ; au refroidissement, la phase β se transforme en martensite entre 500 et 430°C [Chen 2003-2]. La vitesse de refroidissement minimale pour observer cette transformation a été évaluée à 25°C/min [Chen 2003-2], valeur relativement faible comparativement aux vitesses de refroidissement évaluées dans les turbines aéronautiques. La transformation martensitique induit un changement de volume évalué à 2%, ce qui correspond à une déformation d'environ 0,7%. Elle joue donc un rôle important en cyclage thermique. Quant aux éléments d'alliage, le Cr, le Co, le Mo, le Ti, le Ta et le W stabilisent la phase β et entraînent une diminution des températures de transformation martensitique tandis que le Pt entraîne leur augmentation [Kainuma 1996].

La présence de Pt dans la sous-couche fait que les températures de transformation sont franchies plus souvent durant chaque cycle moteur, induisant l'effet néfaste du changement de volume dans le système barrière thermique.

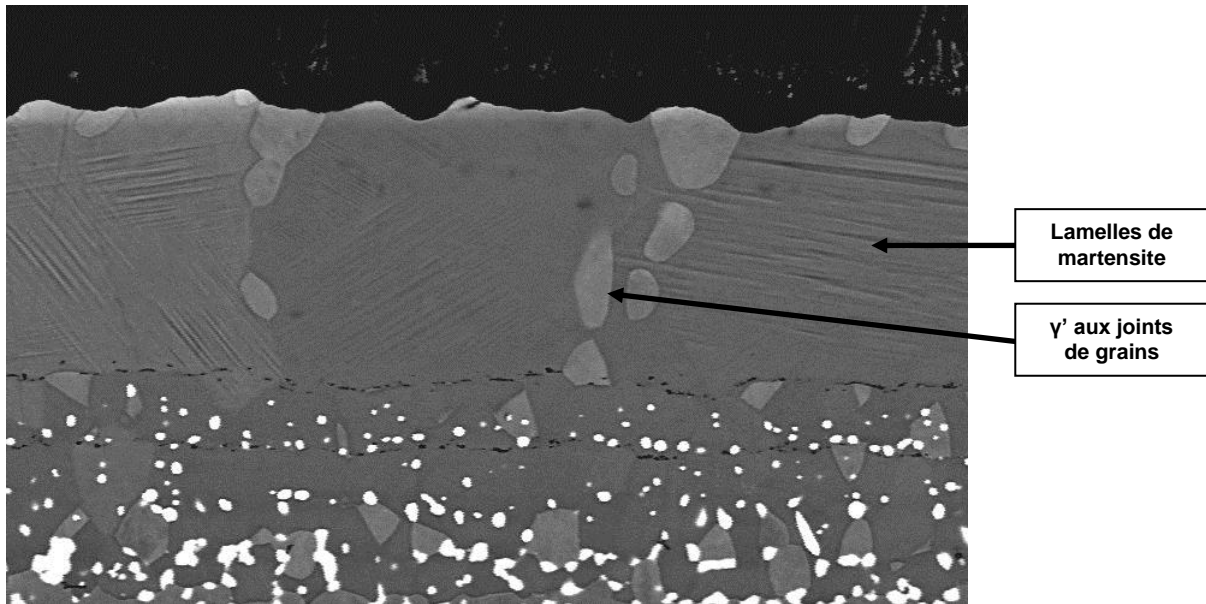


Figure 1.6 : Illustrations des transformations de phase de la sous-couche : nodules de γ' aux joints de grain d'une matrice initialement β et lamelles de martensite dans des grains initialement β , d'après [Bacos 2011].

La sous-couche subit, avant le dépôt EB-PVD de zircone yttrée, une opération de sablage, qui permet d'homogénéiser sa surface, en lissant les aspérités de l'état brut d'aluminisation, en réduisant notamment les différences d'altitudes entre les grains et les joints de grains. On obtient alors une surface rugueuse, mais de rugosité contrôlée présentant un R_a^4 d'environ $0,7 \mu\text{m}$ ($R_q \approx 0,9 \mu\text{m}$). Cette rugosité engendre une meilleure topographie d'accroche pour la couche d'alumine induite par la phase de pré-oxydation imposée dans l'enceinte de préchauffage lors du dépôt EB-PVD, et *in fine* une meilleure accroche pour la barrière thermique elle-même. De plus, ce traitement de surface (sablage) favorise la croissance d'alumine α , variété allotropique stable, ce qui est *a priori* bénéfique pour la durabilité du système barrière thermique.

1.1.3 - La couche d'alumine

Dans la gamme de température à laquelle sont exposées initialement les couches de liaison durant l'élaboration des systèmes barrière thermique (typiquement 850°C à 950°C), il se forme en principe l'alumine métastable θ . Sa morphologie typique en fines plaquettes (Figure 1.7-a) témoigne d'une croissance rapide, réalisée essentiellement par un mécanisme de diffusion cationique des ions d'aluminium (Al^{3+}) au travers de la couche d'alumine,

⁴ R_a est la rugosité moyenne arithmétique définie pour un profil (x,z) de hauteur moyenne nulle et de longueur L

$$\text{par : } R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |z(x)| dx$$

R_q est la rugosité moyenne quadratique, définie pour un profil (x,z) de hauteur moyenne nulle et de longueur L

$$\text{par : } R_q = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L z^2(x) dx}$$

préférentiellement aux joints de grains. Le développement de l'oxyde se fait, dans ce cas, au niveau de l'interface alumine/gaz. Il est *a priori* conseillé d'éviter la formation de cette alumine de transition θ , car elle est moins adhérente et sa transformation en alumine stable α , à plus haute température, génère des contraintes qui peuvent entraîner une rupture de l'oxyde interfacial. C'est pourquoi la sous-couche subit un traitement de surface particulier (sablage), et que la pièce à revêtir est préchauffée dans des conditions spécifiques, avant d'être introduite dans l'enceinte de dépôt EB-PVD [Guédou 2011]. Ainsi, avant le dépôt de la céramique, la sous-couche est préoxydée en formant une couche d'alumine stable α à sa surface (Figure 1.7-b). Le fait d'éviter l'alumine de transition θ a été corrélé à une augmentation de la durée de vie des systèmes barrière thermique [Liu 2006].

L'alumine α quant à elle présente une croissance mixte, par diffusion cationique (Al^{3+}) et anionique (O^{2-}). La croissance d'aiguilles d'alumine observée après plusieurs heures d'oxydation à 1200°C [Pint 1998] atteste d'une croissance significative par diffusion cationique à travers la couche d'alumine. De manière générale, cette croissance mixte entraîne une morphologie de la couche d'alumine caractérisée par des grains équiaxes (Figure 1.7-b).

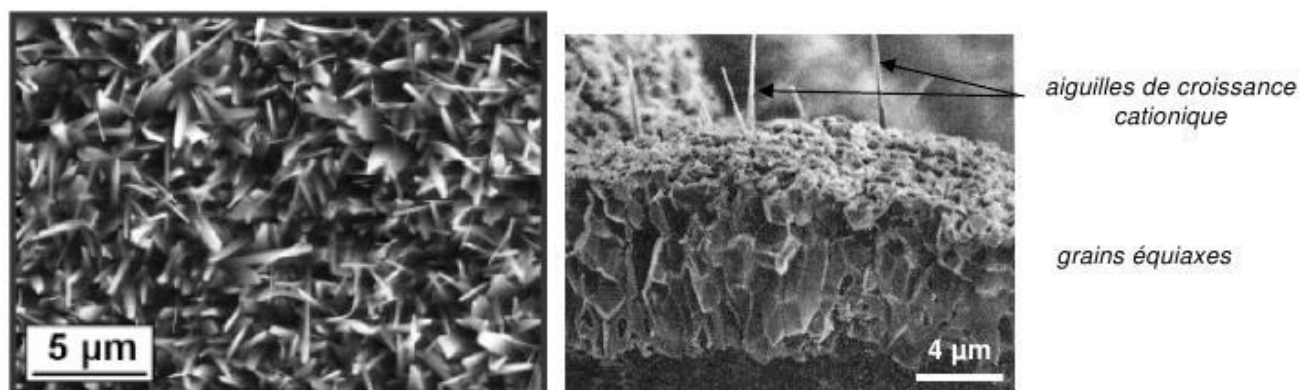


Figure 1.7 : Vue de dessus (à gauche alumine θ) et en coupe (à droite alumine α) de la couche d'alumine [Cadoret 2005][Pint 1998]

Entre 1000 et 1100°C, températures auxquelles sont portées les couches de liaison durant l'élaboration de la barrière thermique et dans leurs conditions de service, la formation d'alumine α se poursuit. Précisons que cette alumine stable croît plus lentement que l'alumine métastable θ comme l'attestent les valeurs des constantes paraboliques d'oxydation [Brumm 1992] : $7,2 \cdot 10^{-6} \text{ mg}^2 \text{ cm}^{-4} \text{ s}^{-1}$ pour l'alumine θ contre $1,6 \cdot 10^{-7} \text{ mg}^2 \text{ cm}^{-4} \text{ s}^{-1}$ pour l'alumine α .

En cyclage thermique, cette fine couche d'alumine s'épaissit durant les phases à haute température qui se cumulent. En effet, la couche céramique 7YPSZ est transparente à l'oxygène, ce qui entraîne une oxydation continue de la couche de liaison. La couche d'alumine, dont l'épaisseur varie entre une fraction de micromètres et quelques micromètres, joue un rôle crucial dans la durabilité du système barrière thermique

1.1.4 - La céramique isolante assurant la fonction de barrière thermique

La couche céramique communément utilisée dans les systèmes barrière thermique est la zircone partiellement stabilisée à l'yttrine 7YPSZ. Ce matériau a été sélectionné pour ses propriétés particulièrement intéressantes, à savoir :

- un coefficient de dilatation relativement élevé pour une céramique (de l'ordre de $1,0 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$), afin de suivre au mieux les dilatations du substrat métallique (coefficient de $1,64 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ pour l'AM1 et $1,6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ pour la couche de liaison [Cheng 1998]) ;

- une faible conductivité thermique (de l'ordre de $2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ sous forme dense au-dessus de 800°C), pour protéger du mieux possible le substrat des flux thermiques venant de la chambre de combustion ;
- une ténacité élevée, afin de résister aux sollicitations extérieures ;
- une stabilité structurale satisfaisante dans le domaine des températures de fonctionnement, pour éviter les fissurations liées aux changements de phase (notamment la transformation martensitique de la zircone) ;
- une bonne stabilité chimique vis-à-vis de l'environnement oxydant des gaz de combustion,
- une compatibilité chimique certaine avec la couche d'alumine sous-jacente, afin d'éviter de potentielles réactions chimiques avec cette couche dont l'intégrité est capitale ;
- une compatibilité avérée avec les procédés de dépôt par évaporation sous faisceau d'électrons et par projection plasma.

Pour les systèmes très sollicités, notamment les aubes mobiles de turbines aéronautiques qui tournent à grande vitesse, la couche isolante est déposée par évaporation. L'EB-PVD est une technique d'évaporation sous vide secondaire de 1 à 0,01 Pa environ : le matériau à déposer est préalablement fondu puis transformé de l'état de liquide à l'état de vapeur ; il se condense ensuite sur le substrat [Rigney 1995]. C'est un faisceau d'électrons, focalisé en direction du matériau cible, qui assure son évaporation (voir Figure 1.8). L'avantage de ce mode de chauffage est de pouvoir évaporer des matériaux à haut point de fusion, mais les vitesses de dépôt, de l'ordre de $100 \mu\text{m.h}^{-1}$, sont nettement plus faibles que celles atteintes en projection thermique.

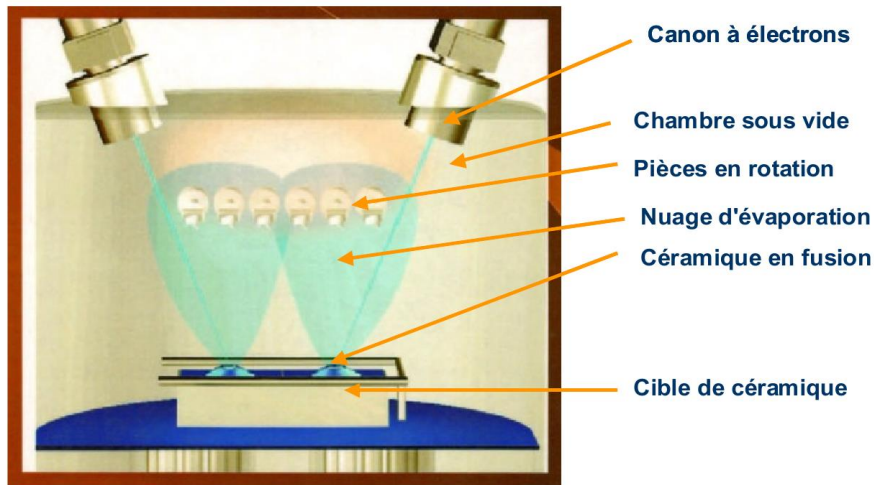


Figure 1.8 : Schéma d'une chambre de dépôt EB-PVD [Guédou 2011]

La structure du dépôt est alors colonnaire (Figure 1.9), ce qui lui confère une meilleure résistance mécanique au détriment des propriétés thermiques, sa conductivité thermique atteignant, dans ce cas, entre $1,7$ et $2,2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [Bacos 2011]. Mais, exposée aux gaz chauds, l'architecture poreuse de la couche céramique évolue, par frittage notamment, entraînant une élévation de sa conductivité thermique et une augmentation de sa rigidité [Lughi 2004].

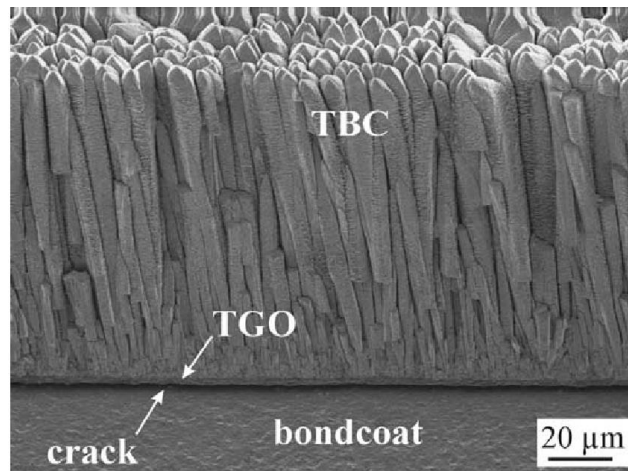


Figure 1.9 : Micrographie de la couche de barrière thermique (colonnettes) [Schulz 2003]

1.2 - Généralités sur l'endommagement interfacial du système multicouche

L'écaillage d'un revêtement barrière thermique est un événement qui peut avoir de graves conséquences pour une pièce en service. Cela peut mener à la destruction irrémédiable de la structure entière et entraîner une baisse des performances ou l'arrêt du système sur lequel elle est montée. Il est donc important de comprendre les processus qui sont à l'origine de l'endommagement des revêtements et de cerner les paramètres qui les gouvernent.

Il existe plusieurs mécanismes d'endommagement d'un système barrière thermique. La suite de cette section est consacrée au détail des endommagements intrinsèques, survenant à l'interface entre le métal et la couche de céramique, entraînant une perte d'adhérence de celle-ci. Mais avant de décrire en détail ces phénomènes, rappelons qu'il existe aussi des endommagements extrinsèques, provoqués par des agents extérieurs au système.

En fonctionnement, diverses particules peuvent entrer dans la turbine du moteur d'avion (sable, poussières, débris de piste d'envol, particules métalliques arrachées à certaines parties du moteur, etc.). Outre des dommages locaux n'affectant généralement qu'une épaisseur limitée de la couche céramique, provoqués instantanément par l'impact de particules pouvant atteindre des dimensions millimétriques, des phénomènes d'érosion plus progressifs, liés à l'action de particules plus petites, peuvent conduire à la disparition totale de la couche de céramique sur des zones étendues, notamment sur le bord d'attaque des aubes.

En service, durant les phases à haute température, certaines de ces particules ingérées viennent à fondre, et se déposent à la surface de la couche de céramique. Ces particules fondues, principalement des sables composés d'oxydes de Ca, Mg, Al et Si (abrégé en CMAS), infiltrent les porosités (fissures, espaces inter colonnaires, ...) de la barrière thermique à haute température jusqu'au pied de cette couche (visualisation par EDS⁵ de l'élément Ca sur la Figure 1.10-b), puis se solidifient lors du refroidissement du moteur. En plus de l'attaque chimique du haut de la barrière thermique que ces dépôts engendrent [Vidal-Sétif 2012], une densification et une rigidification interviennent (évolution du module d'Young d'une trentaine de GPa sans infiltration à un module d'Young compris entre 90 et 200 GPa après infiltration [Evans 2007][Levi 2012]).

⁵ Energy Dispersive X-ray Spectroscopy

Cette modification des propriétés mécaniques de la couche de céramique peut entraîner une fissuration parallèle à la surface dans sa partie supérieure (Figure 1.10-a), et délite graduellement la protection thermique, jusqu'au substrat métallique. Plus généralement, ces évolutions se répercutent sur l'équilibre mécanique du multicouche, ce qui peut amener un écaillage précoce de la barrière thermique [Levi 2012][Krämer 2008].

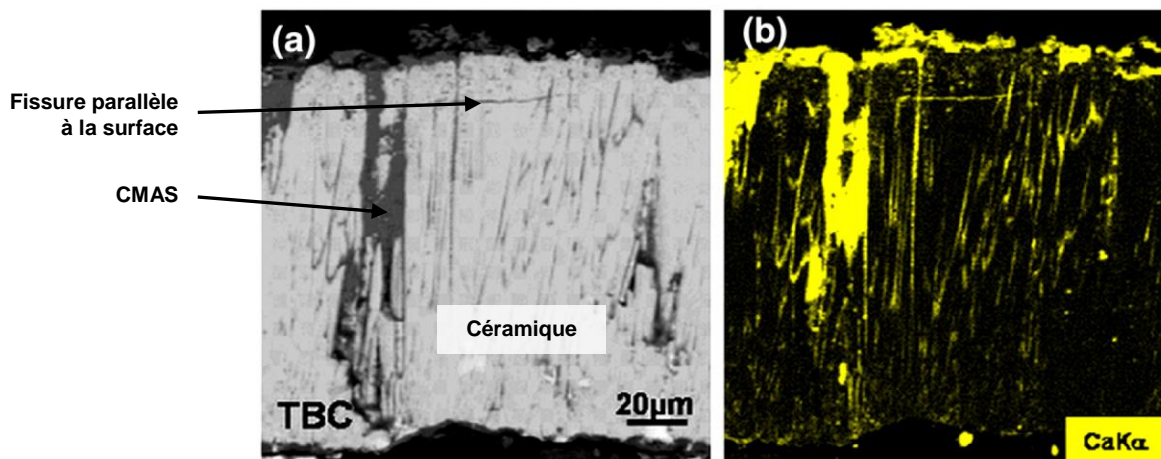


Figure 1.10 : Observation de dégradation extrinsèque (CMAS) de la BT sur une aube de retour de vol [Vidal-Sétif 2012]

1.2.1 - Perte d'adhérence de la barrière thermique

Des contraintes apparaissent généralement dans les systèmes multicouches lorsqu'ils sont soumis à des variations de température, celles-ci étant dues à des différences de coefficients de dilatation qui existent entre les différents matériaux. De plus, lorsque des phénomènes d'oxydation entrent en jeu, entraînant l'épaississement d'une couche d'oxyde, des contraintes de croissance peuvent s'ajouter aux contraintes d'origine thermique. Dans les systèmes barrière thermique, ces deux phénomènes coexistent.

Le revêtement du superalliage, par la sous-couche puis la couche de céramique, se fait par succession d'étapes qui se déroulent à des températures proches de celles d'utilisation, de l'ordre de 1100°C. Nous pouvons donc considérer qu'en service, les contraintes dans le système sont nulles à haute température, typiquement entre 1050 et 1100°C. En revanche, lors du refroidissement du système, et en particulier à température ambiante, les différences de coefficients de dilatation thermique entraînent de fortes contraintes dans le plan de l'interface, notamment dans la couche d'alumine, qui est le siège de contraintes de compression de l'ordre de 3 à 4 GPa [Clarke 2012] (voir Figure 1.11).

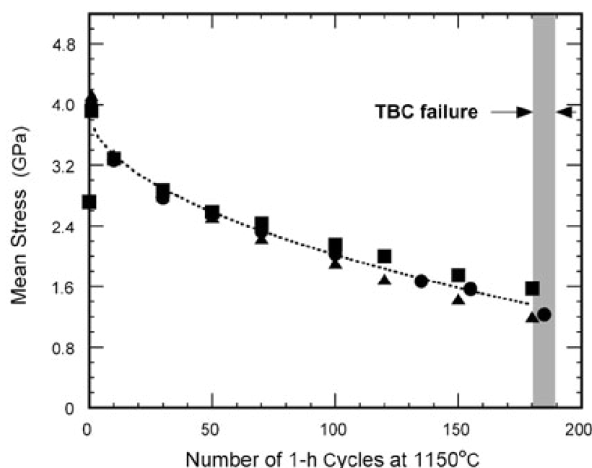


Figure 1.11 : Estimation des contraintes dans la couche d'alumine, [Clarke 2012] d'après [Heeg 2011]

À haute température, l'oxydation de la couche de liaison engendre des contraintes de croissance (de compression) dans la couche d'alumine interfaciale. Parmi les origines possibles de ce type de contraintes [Huntz 2003] figurent l'incompatibilité entre réseaux cristallins et la différence des volumes molaires entre le métal et l'oxyde (caractérisée par le rapport de Pilling et Bedworth) qui intervient fortement lorsque l'oxyde croît par diffusion anionique. Mais dans le cas de l'alumine α , qui croît par diffusion anionique et cationique avec des courts-circuits aux joints de grains, c'est la croissance latérale de l'oxyde qui joue un rôle prépondérant [Clarke 2003].

Ces contraintes vont être relaxées en partie par le fluage de la sous-couche, et aussi par la plastification de la couche d'alumine [Hou 2005]. Ainsi, la zone interfaciale va se déformer (en particulier l'alumine et la partie superficielle de la couche de liaison), provoquant une amplification de la rugosité originelle de l'interface créée par le sablage de la sous-couche (phénomène appelé rumpling).

Des décohésions entre la couche de céramique et la couche d'alumine peuvent alors apparaître dans les zones concaves, lorsque le rumpling devient trop important. En effet, la couche de céramique présente une résistance au fluage nettement plus élevée que celle de la couche de liaison [Jan 2008][Miracle 1993], qui ne lui permet pas de s'adapter à de trop fortes déformations (Figure 1.12). Cette dégradation de la qualité de l'interface s'accompagne d'une diminution sensible des contraintes résiduelles dans la couche d'alumine [Heeg 2011][Clarke 2012].

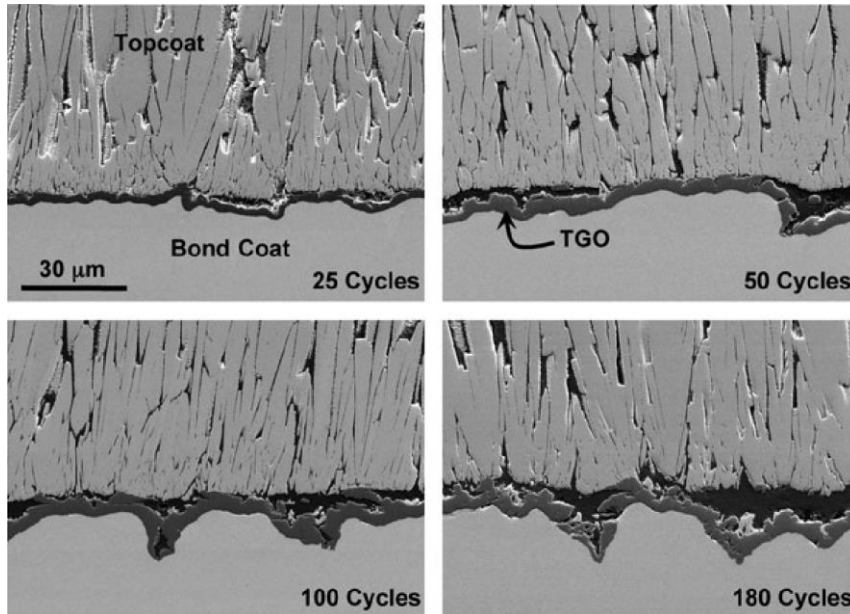


Figure 1.12 : Décohésion dans les zones concaves, [Clarke 2012] d'après [Heeg 2011].

À basse température, les matériaux utilisés dans le système barrière thermique ne peuvent pas se plastifier sensiblement, et les contraintes sont alors susceptibles d'être relâchées par fissuration interfaciale faisant suite à des décohésions. En effet, l'existence d'une rugosité d'interface entraîne, outre les phénomènes de rumpling, l'apparition de contraintes hors du plan de l'interface (Figure 1.14), qui tendent à provoquer des décohésions entre l'alumine et la sous-couche spécialement dans les zones convexes (Figure 1.13).

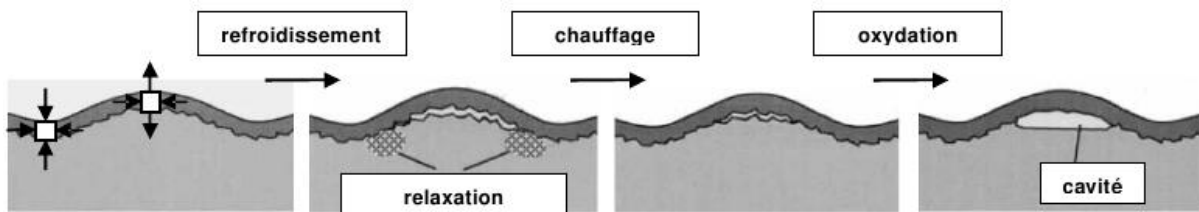


Figure 1.13 : Décohésion dans les zones convexes [Tolpygo 1998]

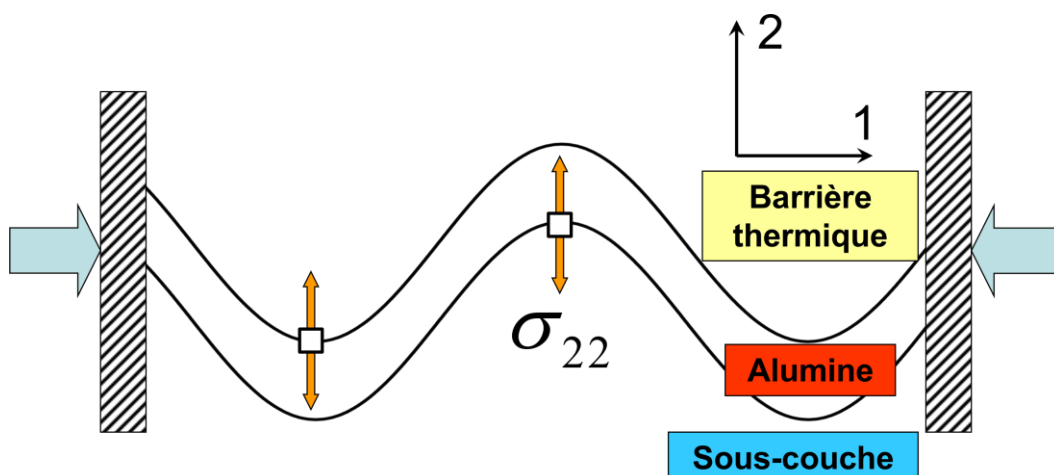


Figure 1.14 : Apparition de contraintes hors-plan lors de la compression d'une couche à géométrie sinusoïdale.

La Figure 1.15 présente des coupes micrographiques montrant l'évolution de l'interface au cours d'un vieillissement cyclique à 1100°C. Nous voyons que dans une première phase, l'ondulation augmente sans endommagement, mais qu'à partir d'un certain nombre de cycles, tandis que l'amplitude des ondulations continue d'augmenter, des décohésions partielles et des fissures apparaissent de part et d'autre de la couche d'alumine.

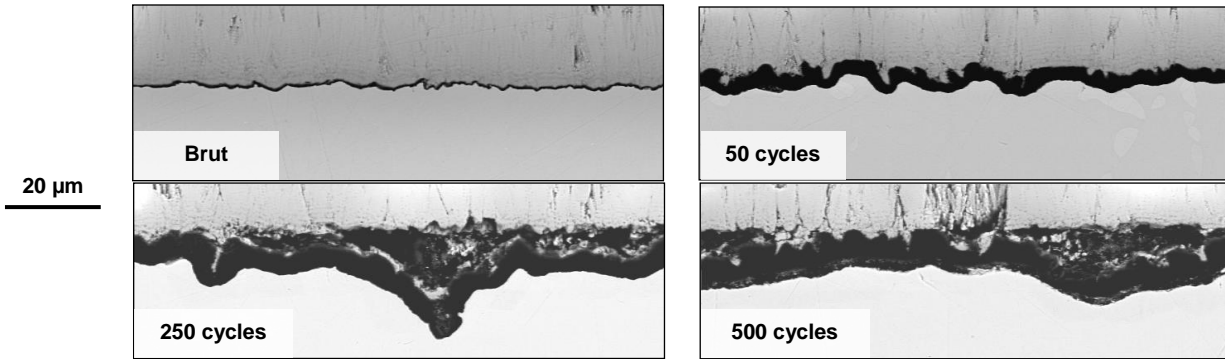


Figure 1.15 : Coupes micrographiques de l'interface au cours du vieillissement avec fissuration de part et d'autre de la couche d'alumine (micrographies Onera sur le système standard Snecma)

Ainsi le vieillissement d'une barrière thermique qui s'accompagne d'une amplification de l'ondulation d'interface provoque un endommagement progressif et finalement une fissuration à l'interface. Les fissures qui se propagent et coalescent entraînent une délamination, à l'une ou l'autre interface (Figure 1.16), qui peut conduire à l'écaillage de la barrière [Tolpygo 1998].

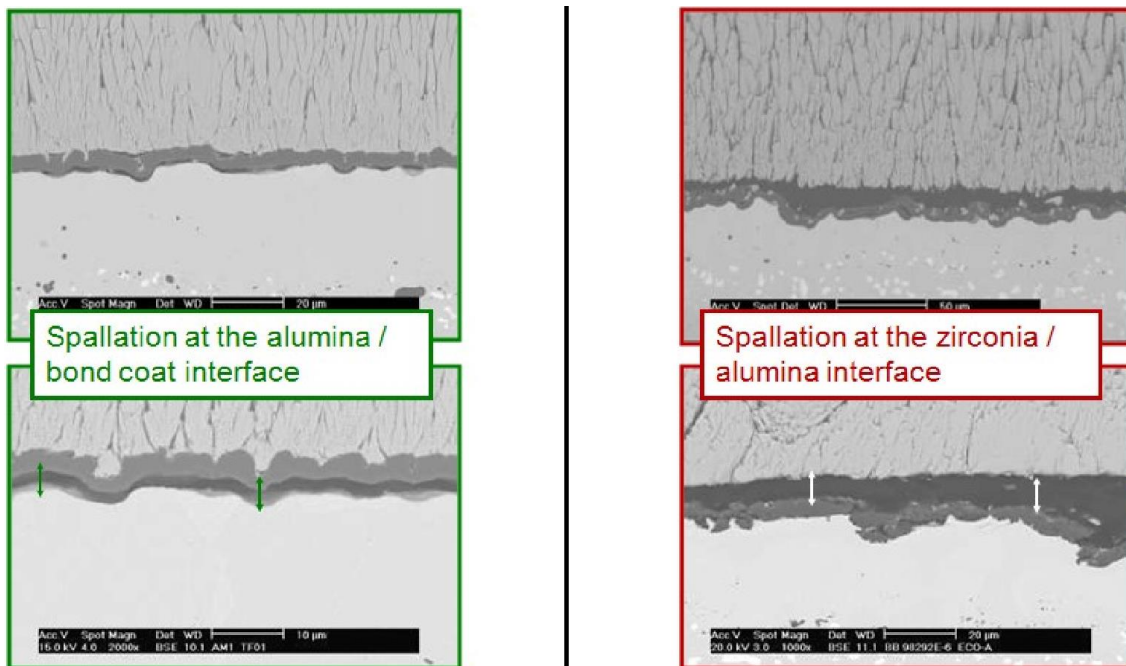


Figure 1.16 : Exemples de fissuration aux deux interfaces [Guédou 2011].

Mais il faut noter que l'amplification de la rugosité d'interface peut être dans un premier temps bénéfique pour la résistance d'un système multicouche, car sans endommagement préalable, la tortuosité de l'interface freine la propagation d'une fissure. Mais c'est cette même ondulation, lorsqu'elle devient trop forte, qui fait naître les microfissures interfaciales, ce qui fait du rumpling un des mécanismes majeurs conduisant à l'écaillage des systèmes barrière thermique. Il faut préciser que dans ces systèmes, la présence de la couche de

céramique, plus résistante au fluage que la couche de liaison, restreint significativement les phénomènes de rumpling [Balint 2005], celui-ci s'accroissant après écaillage de la barrière thermique (Figure 1.17).

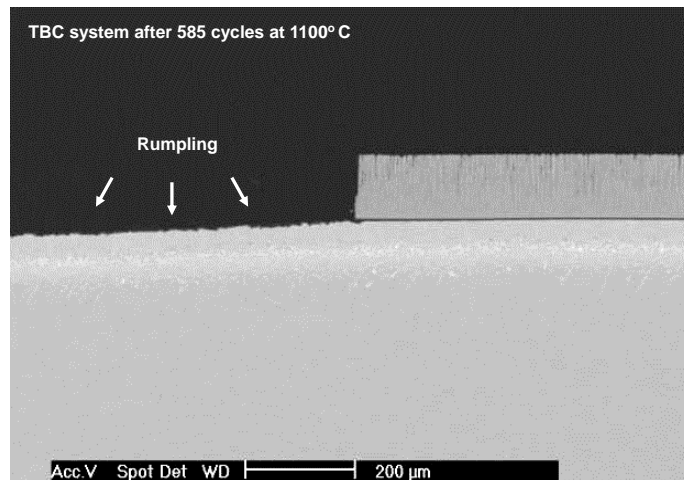


Figure 1.17 : Différence d'amplitude du rumpling avec et sans la couche de céramique [Guédou 2011].

1.2.1 - Écaillage de la barrière thermique

La Figure 1.18 présente deux mécanismes d'écaillage possibles d'une couche soumise à un état bi-compressif [Strawbridge 1995], applicables à une barrière thermique. Si l'adhérence interfaciale est élevée, des fissures transverses peuvent se créer avant que l'interface ne soit très dégradée, et l'élément de céramique s'écaille seulement lorsque l'interface n'est plus assez tenace ; on parle alors de wedging ou effet de coin. Si l'adhérence de l'interface est faible, alors la céramique se décolle avant de rompre ; on parle alors de buckling, ou cloquage généré par flambage

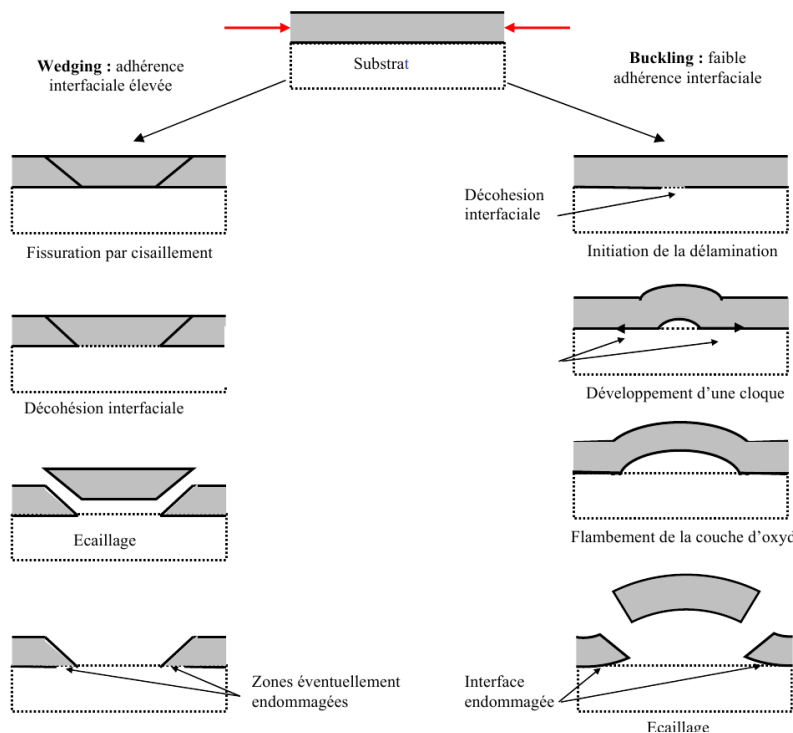


Figure 1.18 : Deux mécanismes possibles d'écaillage de la barrière thermique [Sniezewski 2008] d'après [Strawbridge 1995]

Dans les deux cas, l'écaillage local de la barrière entraîne l'apparition de bords libres à partir desquels une fissuration interfaciale peut se propager, affaiblissant l'interface, ce qui concourt à l'extension de l'écaillage. Le mécanisme d'écaillage impliqué est similaire à celui qui peut s'amorcer à partir de tout bord libre, c'est-à-dire à partir d'un trou, d'une zone non recouverte de barrière thermique, voire d'une fissure traversante dans la couche céramique, induite par des phénomènes de frittage ou autres [Evans 2007].

La situation d'écaillage à partir d'un bord libre (Figure 1.19) montre différents états de l'interface : complètement saine, endommagée, ou rompue, avec barrière simplement décollée du substrat ou écaillée.

L'endommagement, qui dégrade l'adhérence de la barrière thermique sur le substrat, débute par l'apparition de défauts très localisés, constituant une amorce de fissure interfaciale. Puis ces défauts croissent et coalescent, provoquant la propagation de fissure. La barrière thermique, du fait de sa cohésion intrinsèque, peut alors être simplement décollée du substrat sur des zones relativement grandes ($>1 \text{ mm}^2$). C'est un stade préliminaire à son écaillage, qui met à nu la couche de liaison, ou qui laisse celle-ci simplement recouverte d'alumine.

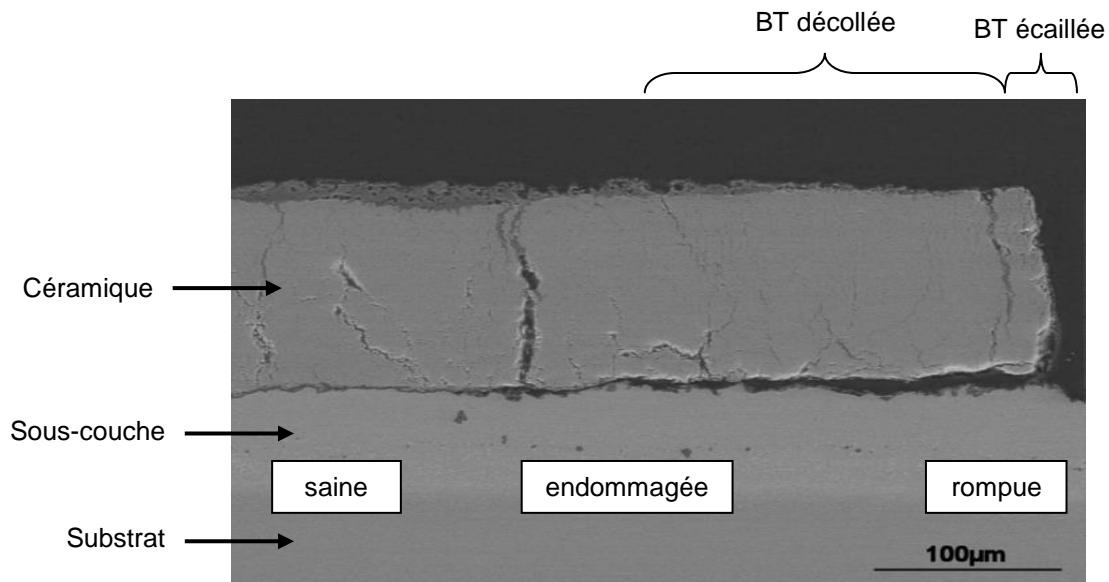


Figure 1.19 : Observation d'écaillage à partir d'un bord libre (micrographie Onera).

La modélisation de la durée de vie du système, déterminée par le moment de l'écaillage de la barrière thermique, implique nécessairement une analyse et une compréhension de ces différentes étapes de la dégradation de l'interface au fil du vieillissement thermo-mécanique.

Le critère de remplacement d'une aube de retour de vol, pour écaillage de la barrière thermique, porte sur une surface assez importante [Vidal-Sétif 2010] ; la zone où le métal est mis à nu étant étendue, ce critère est peu sévère. Mais il faut garder en mémoire le fait que le dimensionnement des aubes ne prend pas en compte (à l'heure actuelle) les effets bénéfiques de la barrière thermique.

Sur pion de laboratoire, le critère de durée de vie correspond à un écaillage de 20% de sa surface totale. La pertinence de ce critère, qui apparaît plus sévère, pourrait être discutée, puisqu'il s'avère que généralement, lors des essais de cyclage thermique effectués en laboratoire, la barrière thermique ne s'écaille pas progressivement jusqu'à atteindre une surface mise à nu de 20%, mais plutôt brutalement, de manière spontanée sur toute la surface du pion.

Une quantification du taux surfacique de décohésion interfaciale et son évolution avant écaillage est assez délicate à réaliser, c'est pourquoi nous proposons de suivre l'état de l'interface au cours de son vieillissement au travers de l'énergie d'adhérence de la barrière thermique (quantité macroscopique). La durée de vie du système barrière thermique pourra alors être prévue par une approche énergétique, comme cela sera expliqué au paragraphe 2.3.

1.3 - Le retour d'expérience

Des expertises approfondies ont été réalisées dans une étude récente⁶ sur des aubes mobiles de turbine haute pression provenant de plusieurs moteurs de retour de vol [Vidal-Sétif 2010]. Le but de ces expertises, centrées sur le système barrière thermique, était d'une part d'établir une base de données concernant l'évolution après fonctionnement des diverses couches constituant le système. Et d'autre part de mettre en évidence et caractériser les dégradations observées, puis de donner des pistes pour établir un scénario d'endommagement sur ces pièces réelles, aboutissant à l'écaillage de la barrière thermique.

Pour cela, plusieurs aubes ont été tronçonnées et observées finement selon plusieurs plans de coupe, plus spécialement dans la zone identifiée comme critique à l'écaillage. Cette zone est systématiquement la zone centrale de l'intrados de l'aube, qui subit en service les plus fortes températures. La Figure 1.20 montre une cartographie de températures (obtenue par éléments finis avec un cycle représentatif de la thermique sur une aube en vol, à l'instant le plus chaud du cycle) et plusieurs aubes présentant une zone écaillée de plus en plus étendue, en intrados.

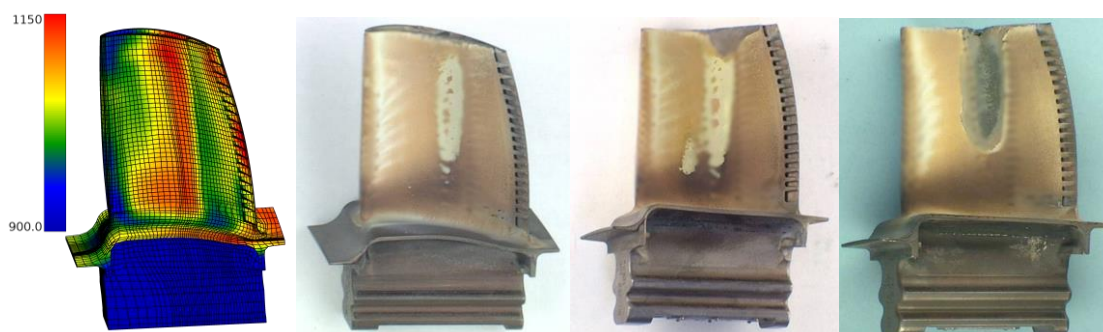


Figure 1.20 : Champs de température à l'instant le plus chaud d'un cycle représentatif du vol, et macroscopies de trois aubes du retour d'expérience [Vidal-Sétif 2010].

C'est cette « langue chaude », et notamment sa partie située au sommet de la pale, qui s'endommage et s'écaille en premier, comme le montre la Figure 1.21-a).



a)

⁶ PEA BARTHOLDI : Programme d'Etudes Amont "BARrières THERmiques Optimisées et fiabiLisées en Durée de vie (2006-2011) – Groupe de Tâches 11 : Retour d'expérience en service.

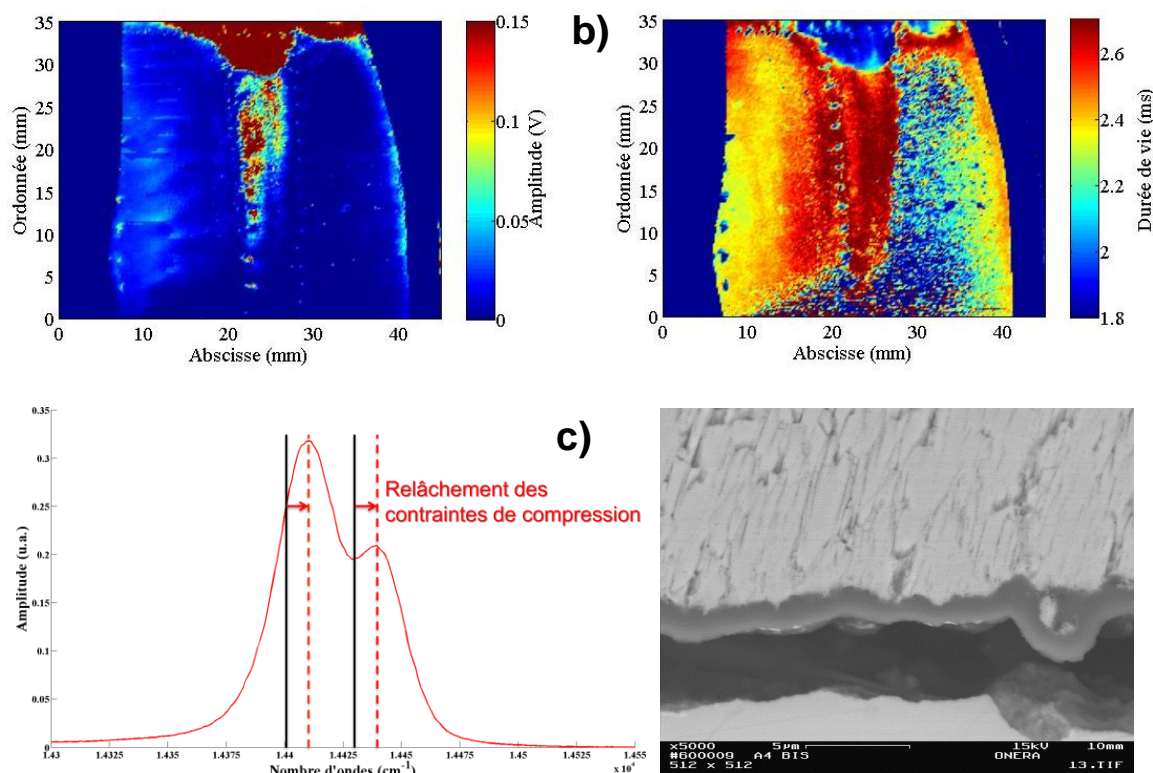


Figure 1.21 : Aube de retour de vol : a) observée optiquement ; b) observée en piézospectroscopie (cartographies d'amplitude et de durée de vie du signal) ; c) spectre acquis dans la langue chaude, et micrographie en coupe montrant l'interface rompue

Nous observons en contrôle non destructif (Figure 1.21-b) que dans la langue chaude, là où la barrière thermique est toujours présente, l'interface sous-jacente est déjà endommagée. Les zones où la ténacité de l'interface est amoindrie sont en effet suspectées sur les cartographies établies par piézospectroscopie⁷, par le fait qu'à la fois l'amplitude et la durée de vie du signal de fluorescence diffèrent de celles enregistrées dans les zones adjacentes. Le relâchement des contraintes dans la couche d'alumine, est confirmé par les décalages de raies (voir Annexe 01) observés sur les spectres enregistrés localement dans la zone suspecte, et il est bien corrélé aux observations microscopiques faites en en coupe, après le contrôle non destructif (Figure 1.21-c).

La Figure 1.22 montre sur l'exemple d'une aube précise les plans de coupe selon lesquels des observations microscopiques ont été réalisées, afin d'étudier en particulier l'interface entre la barrière thermique et le substrat métallique.

⁷ La piézospectroscopie repose sur l'analyse du signal de fluorescence des ions Cr^{3+} émanant de la couche d'alumine interfaciale, révélateur de l'état de contrainte de cette dernière.

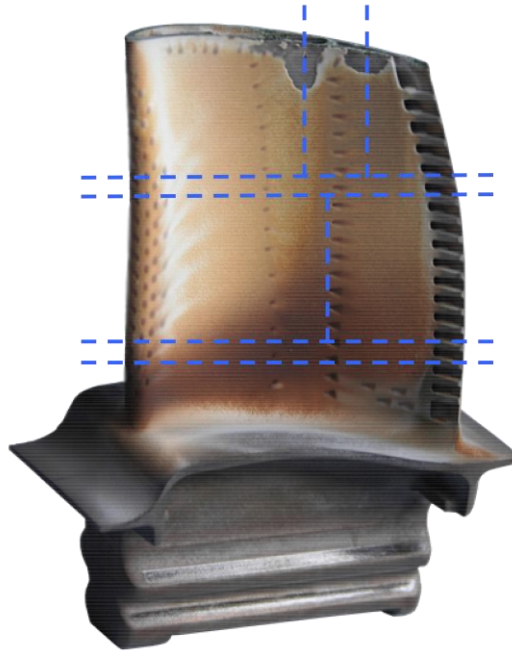


Figure 1.22 : Plan de coupe d'une aube de retour de vol, pour observations microscopiques [Vidal-Sétif 2010]

En analysant les nombreuses coupes micrographiques effectuées sur cette aube (Figure 1.22), nous avons défini une échelle d'endommagement allant de 0 à 10, avec 0 pour une interface totalement saine (aucune décohésion ni microfissure), 9 pour une barrière thermique décollée mais non écaillée et 10 pour une barrière thermique écaillée. Les graduations de 1 à 8 de l'endommagement sont fixées arbitrairement par une analyse *de visu* des coupes transverses. Suivant cette échelle, nous avons pu représenter l'état d'endommagement de l'interface sur cette aube précisément dont l'histoire thermo-mécanique est réelle, mais pour laquelle nous ne connaissons pas les chargements appliqués. La Figure 1.23 montre le paramètre local de dommage attribué à l'aide des observations en coupe, et interpolé par un calcul fictif de diffusion dans les zones non observées.

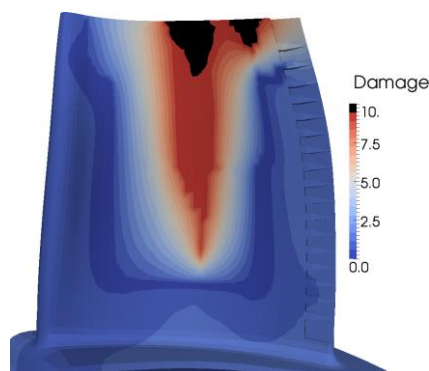


Figure 1.23 : Visualisation du champ d'endommagement observé expérimentalement sur une aube particulière

Il faut noter que deux types de rupture de l'interface sont observés sur les coupes micrographiques dans les zones où la barrière thermique est décollée (Figure 1.24) :

- selon la direction 1, dans l'axe de l'aube, la fissure se propage à partir d'un bord libre (la barrière thermique est écaillée en avant de la fissure) ;
- selon la direction 2, orthogonale à l'axe de la pale), la fissure s'étend entre deux zones présentant une interface saine.

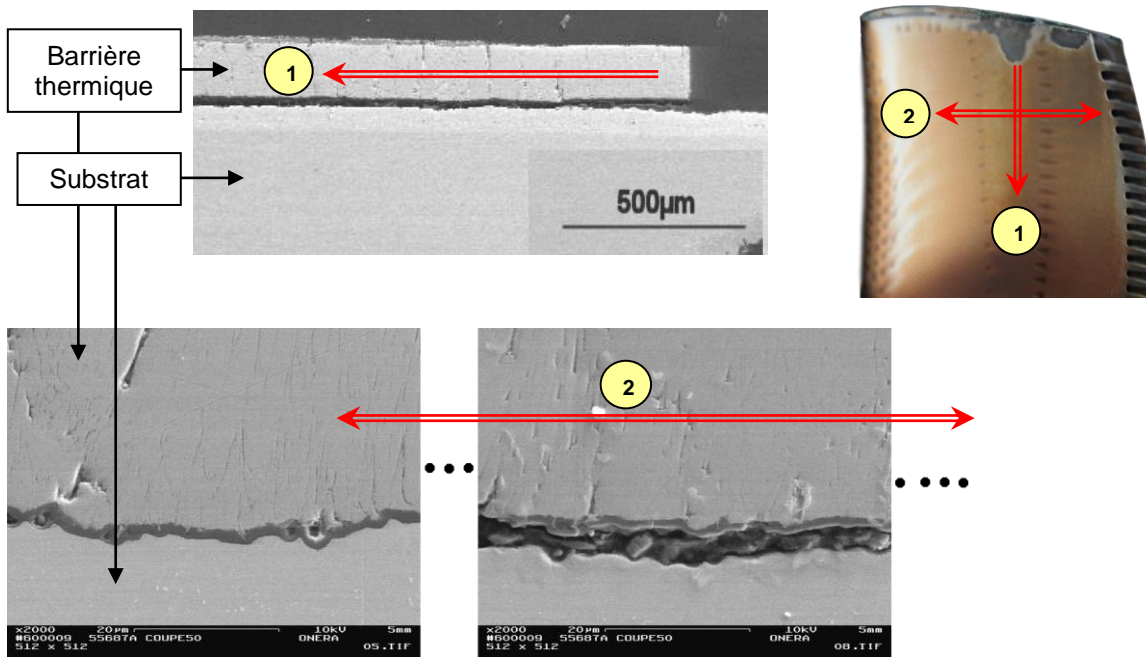


Figure 1.24 : Micrographies typiques de fissures observées sur des aubes de retour de vol [Vidal-Sétif 2010]

Nous verrons que la propagation de telles fissures sur aube, qui sera plus largement discutée au paragraphe 3.1, conduit à un mode de fissuration de l'interface plutôt en cisaillement.

2 - Problématique et démarche générale

2.1 - Contexte industriel et objectif

Construire un modèle d'endommagement d'un système barrière thermique est une forte préoccupation des motoristes. En effet, jusqu'à présent, la conception et le dimensionnement des aubes ne prennent pas en compte les bénéfices thermiques de la protection en céramique. Disposer d'un modèle précis et robuste de prévision de la durée de vie de ces revêtements constitue donc un enjeu important, pour améliorer le processus de conception des aubes de turbines aéronautiques. Dans notre cas d'étude, la durée de vie du système standard Snecma pourrait ainsi être mieux cernée, notamment dans des conditions en fonctionnement autres que celles du moteur pour lequel il a été conçu initialement. De plus, certaines pistes d'amélioration, pour tendre vers des températures d'utilisation et/ou des durées de vie plus élevées, pourraient être explorées plus simplement et rapidement que par des campagnes d'essais très coûteuses.

Un tel modèle contribuerait également à réduire les coûts de possession, en espaçant judicieusement les inspections des moteurs, ou en ciblant mieux les parties critiques des aubes à inspecter.

Par ailleurs, les cycles thermo-mécaniques que subit une aube en vol sont extrêmement complexes et variables (voir Figure 2.1), et donc une campagne d'essais reproduisant ces conditions réelles n'est pas envisageable. La construction d'un modèle prédictif en terme de durée de vie des aubes mobiles revêtues, intégrant la présence de la protection thermique, est par conséquent un rude challenge. Un modèle bien construit s'appuie sur des données d'essais de laboratoire, simples, mais doit être capable de prévoir, dans des cas de chargement plus complexes, l'évolution de l'endommagement et la durée de vie du système qui en découle.

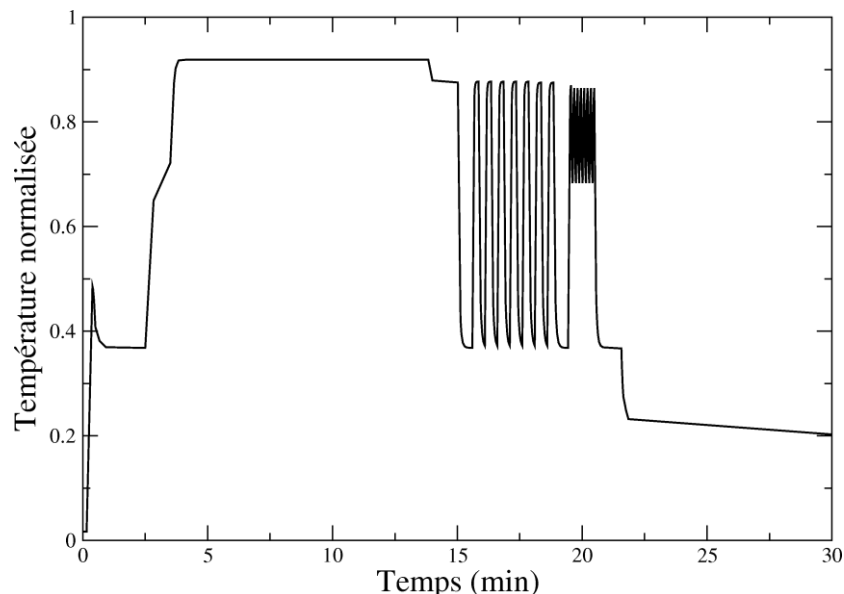


Figure 2.1 : Exemple de cycle thermique représentatif d'un vol

À partir d'une campagne d'essais de laboratoire impliquant des mesures de ténacité interfaciale, nous proposons de construire et identifier un modèle d'endommagement, puis par une approche énergétique, un modèle de durée de vie du système barrière thermique. Une telle démarche de modélisation est fondée sur des considérations physiques. Que les modèles

soient de type microscopique (à l'échelle des ondulations de l'interface), ou macroscopique, (considérant la perte d'adhérence mesurée sur des éprouvettes centimétriques), ils mettent tous en jeu des caractéristiques physiques, telles que les capacités d'oxydation de la sous-couche ou de rumpling de l'interface, qui doivent être quantifiées.

Une des principales difficultés pour construire un modèle prédictif transposable sur pièces réelles vient de la différence entre des essais de laboratoire, où tout est contrôlé, de la géométrie des éprouvettes aux sollicitations (thermiques et/ou mécaniques), et la vie d'une structure réelle qui présente une certaine variabilité, avec de potentiels défauts, subissant un chargement loin des conditions standard du laboratoire. Ce point sera abordé dans le chapitre 3.

2.2 - Fissuration interfaciale et mesure de ténacité d'interface

Comme nous l'avons introduit au paragraphe précédent, la caractérisation de la durée de vie du système barrière thermique passe par la détermination de l'état de l'interface céramique/métal au cours de la vie de la pièce. Dans notre approche, nous privilégierons la caractérisation de l'énergie adhérence (ou ténacité interfaciale) pour construire le modèle de durée de vie.

Après un rapide rappel sur la mécanique de la rupture et les modes de propagation d'une fissure interfaciale, nous établirons une revue (non exhaustive) sur l'état de l'art des essais d'adhérence qui seront susceptibles d'être mis en regard du modèle de durée de vie.

2.2.1 - Les modes de propagation d'une fissure interfaciale

Une fissure peut se propager à l'intérieur d'un matériau selon trois modes différents, qui peuvent se superposer (Figure 2.2) :

- le mode I correspond au cas le plus fréquent où les lèvres de la fissure s'ouvrent, sous l'action d'une sollicitation normale au plan de fissuration ;
- la mode II implique une contrainte de cisaillement dans le plan de fissuration, perpendiculairement au front de fissure ;
- le mode III, moins répandu, met en jeu une contrainte de cisaillement dans le plan de fissuration, de manière colinéaire au front de fissure.

Dans un matériau fragile, isotrope et homogène, il existe de nombreuses preuves expérimentales qu'une fissure se propage de telle manière que la pointe de fissure soit toujours soumise à des conditions de pur mode I (ce qui minimise l'énergie nécessaire à sa propagation). Si le chargement est une combinaison de modes I et II, la fissure bifurque dans une direction telle que la pointe soit soumise à du pur mode I (Figure 2.2). L'angle de bifurcation dans un solide isotrope et homogène est noté Ψ . Ceci étant vrai pour des propagations de fissures de fatigue, de corrosion sous contrainte, mais aussi sous chargement monotone.

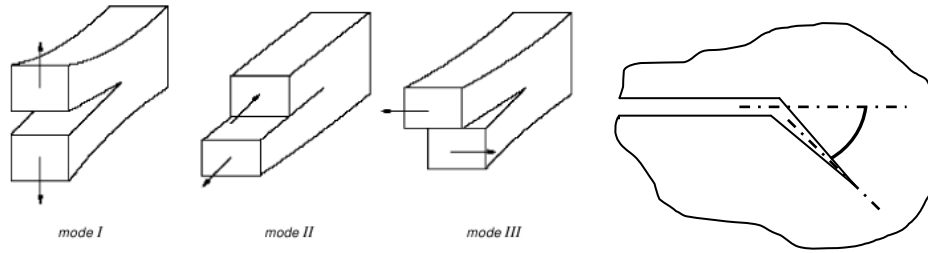


Figure 2.2 : Schématisation des modes de propagation d'une fissure et de l'angle de bifurcation Ψ dans un matériau massif

Dans un bicouche formé de deux matériaux différents (ténacités intrinsèques différentes, et différentes de la ténacité de l'interface) lorsqu'une fissure se propage à l'interface, elle peut soit bifurquer dans une des deux couches adjacentes, soit se propager le long de l'interface. Si l'interface est un chemin de fissuration préférentiel, induit par une faible ténacité entre les deux solides, il est nécessaire de se préoccuper de la propagation continue de cette fissure en mode mixte, puisque la fissure n'est alors pas libre de bifurquer et d'évoluer sous un pur mode I, tel qu'elle le ferait dans un solide isotrope.

La dissymétrie des coefficients de dilatation thermique des matériaux adjacents, ainsi que l'éventuelle dissymétrie du chargement, introduisent une composante de mode II.

Nous allons particulièrement nous intéresser aux conditions de propagation d'une fissure qui reste dans le plan de l'interface, par conséquent soumise à un chargement mixte.

Considérons ici une fissure interfaciale entre deux matériaux isotropes, élastiques et homogènes. Les différences de caractéristiques élastiques entre les deux matériaux engendrent une singularité complexe à la pointe de fissure, dont les champs mécaniques sont oscillants [Hutchinson 1992]. Il est donc important d'introduire une quantité permettant de quantifier la part prépondérante de mode I ou II durant la propagation de la fissure. L'angle de mixité modale Ψ^* est une quantité mécanique (dans laquelle intervient le rapport des facteurs

d'intensité des contraintes⁸ $\arctan\left(\frac{K_{II}}{K_I}\right)$) qui se rapproche de l'angle de bifurcation dans le

cas d'une fissure se propageant dans un matériau massif. Il nous permet de comparer les états de sollicitation de la pointe de fissure dans plusieurs cas de chargements macroscopiques complexes.

Il est possible de calculer analytiquement cet angle de mixité modale Ψ^* (et le taux de restitution d'énergie⁹ lors de la propagation de la fissure) dans des cas simples [Hutchinson 1992] : pour des fissures interfaciales entre deux matériaux différents (et *a fortiori* aussi entre deux couches d'un même matériau), sous des chargements simples menant à une propagation en mode I (Double Cantilever Beam Figure 2.3-a), mode II (End Notched Flexure Figure 2.3-b) ou sous des sollicitations mécaniques simples (flexion simple Figure 2.3-c, traction simple Figure 2.3-d).

⁸ Les facteurs d'intensité des contraintes se définissent par : $K_I = \lim_{r \rightarrow 0} \sqrt{2\pi r} \sigma_{yy}(r,0)$ et $K_{II} = \lim_{r \rightarrow 0} \sqrt{2\pi r} \sigma_{xy}(r,0)$

⁹ Le taux de restitution d'énergie est l'énergie nécessaire pour faire propager une fissure rapporté à l'unité de surface.

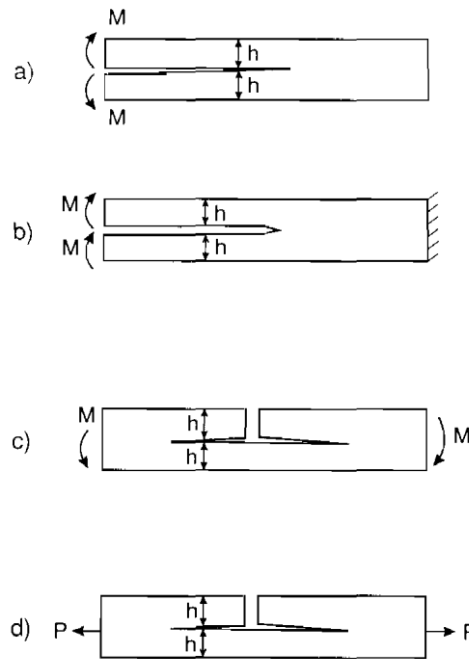


Figure 2.3 : Cas simples de propagation d'une fissure interfaciale [Hutchinson 1992].

Pour des cas plus complexes de chargements et de géométries, il existe des méthodes basées sur des calculs par éléments finis pour calculer cet angle de mixité modale [Hutchinson 1992, Krueger 2004]. La méthode de calcul que nous avons mise en place au cours de notre travail sera décrite à la section 4.3.

2.2.2 - Les essais d'adhérence

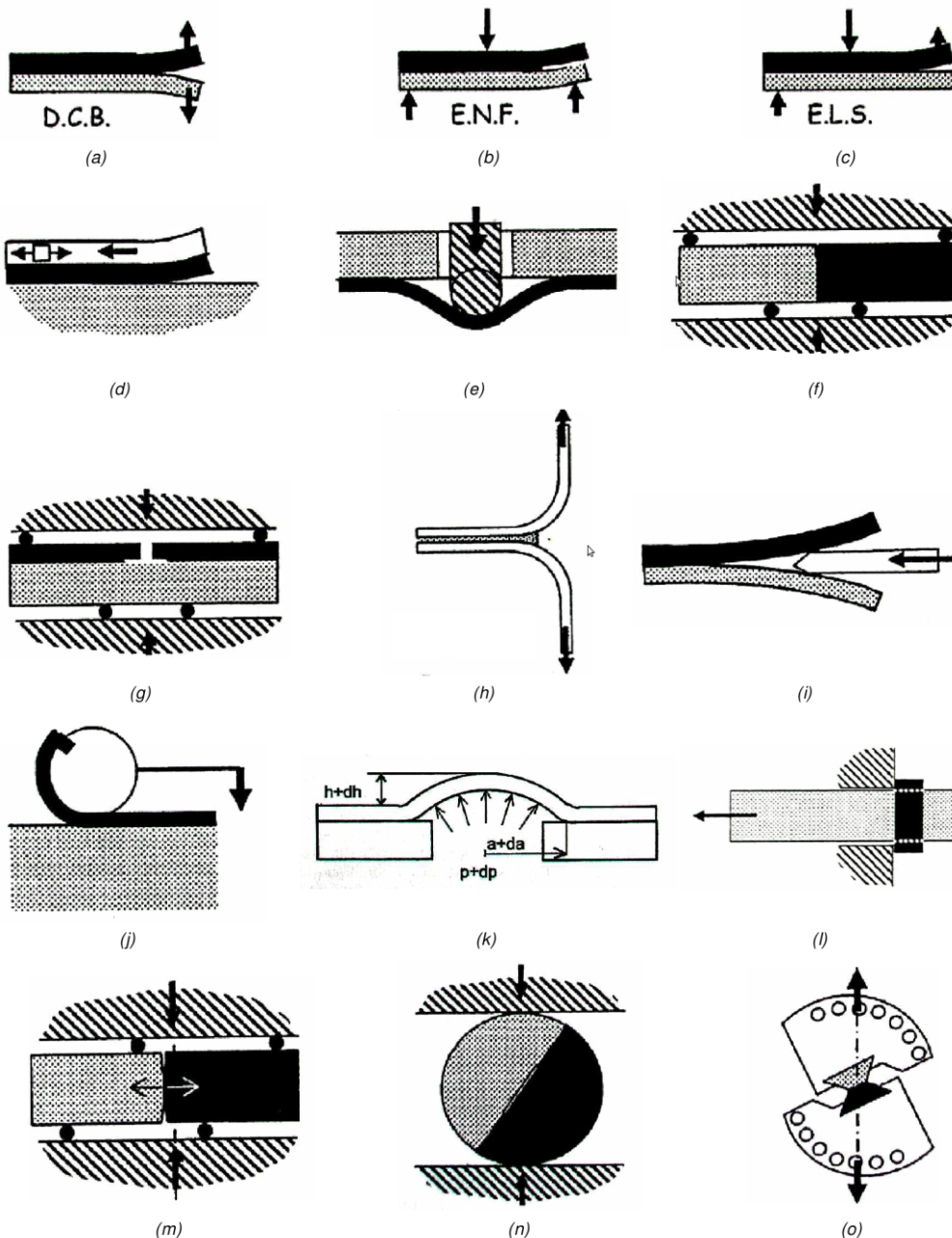
Une fissure interfaciale entre la barrière thermique et l'aube qu'elle protège, peut se propager sous divers modes, et ainsi présenter différents angles de mixité modale. Il est donc nécessaire de mettre en œuvre plusieurs essais de quantification de la ténacité interfaciale, imposant une propagation de la fissure sous différentes mixités modales [Braccini 2012]. La ténacité interfaciale, ou énergie d'adhérence G_c , est la valeur critique (limite supérieure) du taux de restitution d'énergie par unité de surface, disponible pour faire propager une fissure. Nous présentons dans ce paragraphe des essais mécaniques permettant de caractériser l'adhérence de films minces en général, pour ensuite nous focaliser sur les essais utilisables sur des barrières thermiques.

Pour quantifier l'adhérence interfaciale, les essais utilisés doivent mesurer une énergie critique de propagation d'une fissure interfaciale, indépendamment des conditions de son amorçage, c'est-à-dire lors de sa propagation stable. L'éprouvette testée doit donc comporter une amorce de fissure. Les pré-fissures sont généralement obtenues par des moyens mécaniques, mais peuvent aussi être introduites aux interfaces d'un multicouche, par une contamination localisée durant la phase d'élaboration.

Sans être exhaustive, une liste des essais d'adhérence les plus utilisés pour la caractérisation absolue de l'adhérence interfaciale peut être proposée [Dupeux 2004] [Arai 2007] :

- (a) Double Cantilever Beam (DCB)
- (b) End-Notched Flexure (ENF)
- (c) End Loaded Split (ELS)
- (d) Décollement par revêtement en tension (Edge Lift-off)

- (e) Décollement par poinçon (Point-Blister Test)
- (f) Flexion 4 points en mode normal
- (g) Flexion 4 points en mode mixte
- (h) Pelage en T
- (i) Clivage en coin (Edge Test)
- (j) Pelage sur rouleau
- (k) Gonflement-décollement (Pressurized Blister Test)
- (l) Cisaillement d'interface (Pullout/Pushout Test)
- (m) Flexion 4 points asymétrique
- (n) Essai brésilien
- (o) Essai Arcan
- (p) Indentation normale
- (q) Indentation interfaciale
- (r) Décollement biaxial



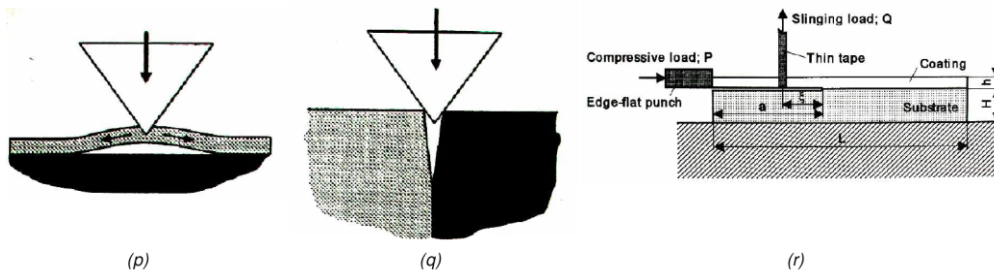


Figure 2.4 : Revue d'essais d'adhérence interfaciale

Nous pouvons remarquer que parmi ces essais, peu présentent une propagation de fissure en mode I ou mode II pur. L'essai de flexion 4 points asymétrique (m), l'essai brésilien (n), l'essai Arcan (o) et l'essai de décollement biaxial (r) permettent d'atteindre plusieurs valeurs de mixité modale, selon le chargement imposé (en fonction de la position des mors et des appuis). Cependant, la géométrie des éprouvettes nécessaires à certains essais (par exemple la flexion 4 points asymétrique ou l'essai Arcan), les rend inapplicables à un système barrière thermique. En effet, les bicouches qui peuvent être testés par ces essais ne correspondent pas généralement à un couple substrat épais/couche mince. Et même dans les cas où l'application à une couche mince est possible, le transfert paraît difficile, voire impossible vers un système barrière thermique qui comporte une couche céramique poreuse et friable.

La thèse de Théry [Théry 2007], qui a développé uniquement l'essai de Flexion 4 Points Modifiée (noté F4P par la suite, Figure 2.5), a apporté un premier élément de réponse à la mesure de la ténacité interfaciale pour systèmes barrière thermique obtenus par EB-PVD.

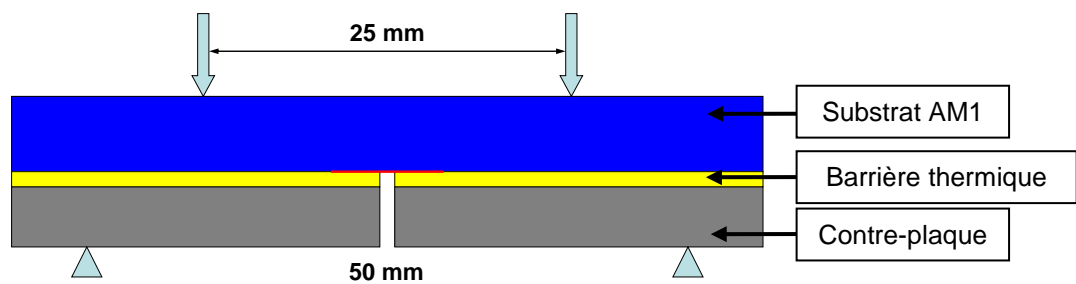


Figure 2.5 : Schéma de l'essai de flexion 4 points modifiée

Mais cet essai, utilisé aussi par d'autres équipes sur des barrières thermiques élaborées par projection plasma [Zhao 2012], ne peut pas être considéré comme représentatif de l'écaillage spontané de la céramique en cyclage thermique. En effet, cet essai présente une mixité modale constante tout au long de la propagation de la fissure, qui est proche du mode I [Charalambides 1990]. Or il est généralement accepté que l'écaillage spontané de la barrière thermique résulte d'une fissuration interfaciale qui se passe globalement en mode de cisaillement, du fait des différences de coefficients de dilatation thermique des couches [Guo 2005][Hutchinson 2011]. Il apparaît par conséquent nécessaire de mettre au point d'autres essais conduisant à la propagation stable d'une fissure interfaciale entre le substrat métallique et la barrière thermique, présentant des mixités modales différentes de celle de la F4P, et de préférence proches du mode II.

Pour caractériser les systèmes barrière thermique, certaines équipes [Hemker 2011] préfèrent tester l'adhérence de la couche de céramique sur des micro-éprouvettes, en réalisant des essais sous microscope électronique à balayage. En partant d'une éprouvette cylindrique revêtue

d'un système barrière thermique, une partie du substrat est retirée par micro électro-érosion, laissant intact en surface d'un arc de cercle un bicouche constitué uniquement de la sous-couche et de la couche de céramique (Figure 2.6-a). Tandis que l'éprouvette cylindrique est maintenue immobile, une force centrale est appliquée afin de fissurer transversalement la couche de céramique (Figure 2.6-b). Puis le point d'application de la force est excentré, et la sollicitation augmente jusqu'à propagation (stable) d'une fissure interfaciale, du côté du point d'application de la force (Figure 2.6-c et -d).

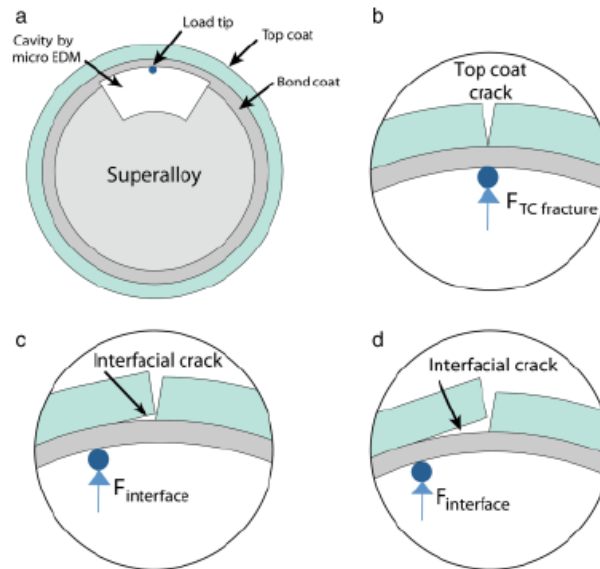


Figure 2.6 : Principe des essais d'adhérence sous MEB [Hemker 2011]

De tels essais, même s'ils sont très utiles pour caractériser l'interface entre la barrière thermique et la sous-couche, sont somme toute difficiles à mettre en œuvre et relativement onéreux. Nous avons préféré opter pour une méthode macroscopique employant une machine de traction classique. De fait, nous pourrons réaliser un grand nombre d'essais, et serons moins sujets aux hétérogénéités du matériau.

Hutchinson [Hutchinson 2011] liste un certain nombre d'essais similaires à la F4P envisageables pour caractériser l'adhérence d'une barrière thermique, qui couvrent une large zone de mixités modales (voir Figure 2.7). Mais ces essais, qui ont été bien modélisés numériquement, n'ont jamais été appliqués véritablement à des éprouvettes représentatives de systèmes barrière thermique, à cause de la difficulté de réalisation expérimentale.

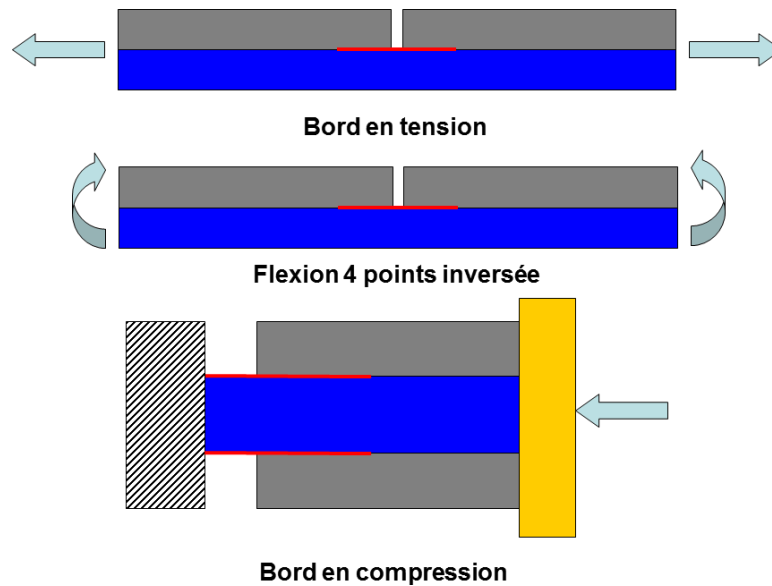


Figure 2.7 : Essais d'adhérence interfaciale inspirés de l'essai de flexion 4 points [Hutchinson 2011]

D'après les calculs (sous certaines hypothèses) de l'auteur, la propagation de la fissure dans l'essai de bord en tension se fait avec la même propension de mode I que de mode II. L'essai de flexion 4 points inversée présente plus de mode II que de mode I, et l'essai de bord en compression quasiment que du mode II.

En plus de ces essais directement conçus pour des systèmes barrière thermique, il est possible d'adapter d'autres essais de flexion, développés pour d'autres types de matériaux. Par exemple, un essai appelé 4ENF issu de récents développements [Davies 2005], basé sur l'essai ENF, permet de palier certaines lacunes de ce dernier (qui implique trois appuis seulement), en sollicitant globalement le système en flexion pure (sous un chargement de flexion 4 points). Ce type d'essai permet de palier au problème de propagation instable de la fissure, et donc à l'impossibilité d'accéder à l'énergie d'adhérence comme cela a pu être observé par diverses équipes avec l'essai ENF (notamment sur des matériaux composites). L'essai de 4ENF (Figure 2.8) est couramment appliqué à des matériaux composites pour caractériser l'adhérence des plis entre eux en mode de cisaillement. Un tel essai, impliquant une géométrie d'éprouvette et un chargement simples, peut être intéressant pour caractériser notre système barrière thermique.

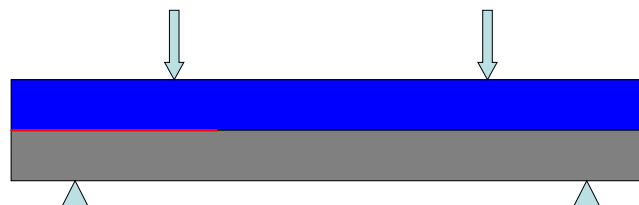


Figure 2.8 : Principe de l'essai 4ENF

La section 3.2 de ce manuscrit décrit les essais que nous avons effectivement retenus pour caractériser l'évolution de l'adhérence de la barrière thermique au cours de son vieillissement, avec justification de nos choix, vis-à-vis de la large palette d'essais potentiels exposée ci-dessus.

2.3 - Revue sur les modèles de prévision de la durée de vie

Malgré de nombreuses études sur les propriétés des différentes couches d'un système barrière thermique et l'optimisation des matériaux, peu de travaux proposent un modèle prédictif d'écaillage [Evans 2011]. Nous allons dans ce paragraphe exposer les principales études visant à bâtir un modèle de durée de vie à écaillage des barrières thermiques, et nous nous positionnerons par rapport à leurs différentes approches.

Le modèle EBAT (Endommagement des BARrières Thermiques), développé par Snecma [De Bussac 1994], s'inscrit dans le cadre des modèles de prévision de la durée de vie macroscopiques développés par les principaux motoristes mondiaux [Meier 1991]. Ce type de modèle repose sur une estimation de la durée de vie basée sur le calcul de la contrainte d'arrachement à l'interface entre l'alumine et la sous-couche.

La propagation d'une fissure est donc supposée être localisée à cette interface, provoquée par la présence d'une contrainte radiale due au rayon de courbure macroscopique du substrat. Le modèle est basé sur une interaction de type fatigue-oxydation et est exprimé en nombre de cycles thermiques à écaillage. Deux critères d'arrachement sont introduits à savoir une variable d'endommagement et une épaisseur d'oxyde critique. L'expression de la durée de vie des barrières thermiques EB-PVD est décrite selon une loi de fatigue de type Manson-Coffin :

$$N_R = \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_c} \right)^{-b}$$

avec N_R le nombre de cycles à écaillage, σ_c la contrainte critique à l'interface considérée provoquant le délaminage de celle-ci, b un paramètre du modèle et $\Delta\sigma$ l'amplitude de contrainte imposée. Dans le cas d'une sollicitation thermique, $\Delta\sigma$ est égale à la contrainte d'arrachement macroscopique à l'interface alumine/sous-couche notée Σ_{rr} . Cette contrainte est exprimée à partir de la géométrie de l'éprouvette en écrivant l'équilibre des forces exercées sur les différentes couches (Figure 2.9).

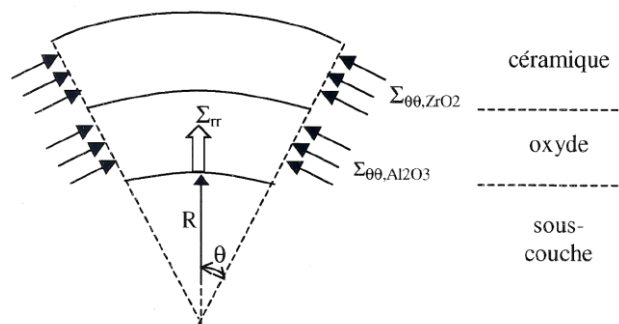


Figure 2.9 : Configuration utilisée pour le calcul de Σ_{rr} [Caliez 2001]

L'interaction fatigue-oxydation s'effectue par l'intermédiaire du calcul de la contrainte critique σ_c , dont l'évolution caractérise la fragilisation avec le temps de la couche d'oxyde :

$$\sigma_c = \sigma_{c0} \left(1 - \frac{\delta}{\delta_c} \right)$$

avec σ_{c0} la contrainte critique d'arrachement à l'état brut de dépôt, δ_c l'épaisseur critique de la couche d'alumine et δ l'épaisseur courante de cette couche (selon une loi standard d'oxydation en racine carrée dans le modèle de base).

L'endommagement suit une loi de cumul linéaire s'exprimant par :

$$D = \sum_{N=1}^{DDV} \frac{1}{N_{R_{cycles}}}$$

La rupture a lieu si le paramètre d'endommagement atteint la valeur 1 ou si l'épaisseur d'oxyde atteint la valeur critique δ_c . Ce modèle repose donc sur une analyse mécanique déterministe qui prend en compte la géométrie de la pièce sollicitée par le biais du rayon de courbure macroscopique R : plus le rayon de courbure est faible, plus l'amplitude de la contrainte Σ_{rr} est grande. Ainsi, à même sollicitation thermique, le modèle prévoit qu'une zone à faible rayon de courbure s'écaille plus tôt qu'une zone à fort rayon.

Cette approche a l'avantage d'être simpliste et de pouvoir être appliquée aisément à un calcul de structure. Cependant elle est assez restrictive, notamment dans sa prise en compte des phénomènes physiques (oxydation, propriétés matériaux, ...) et dans le poids non négligeable donnée à la courbure macroscopique du substrat, plutôt qu'aux ondulations microscopiques au niveau de l'interface. Au final, la prévision de la durée de vie avec un tel modèle ne respecte pas tout à fait les observations expérimentales, et ne peut donc pas être validée.

Parmi les modèles phénoménologiques existants, on peut citer celui proposé par Courcier [Courcier 2009], qui a établi un modèle de prévision de la durée de vie d'un système barrière thermique sous chargement thermique isotherme (à 1100°C), en exploitant des essais d'oxydation de différentes durées. La résistance à l'écaillage est par ailleurs étudiée par des essais de compression conduisant à la quantification du dommage interfacial qui nécessite la germination, la croissance et la coalescence de cavités entre la sous-couche et l'oxyde. Deux échelles sont considérées dans cette approche : l'échelle dite mésoscopique, au niveau de l'ondulation de la couche d'alumine, à laquelle sont associés deux termes d'endommagement liés au rumpling et à l'oxydation. La deuxième échelle de modélisation (macroscopique) concerne le phénomène d'écaillage. Ce modèle à deux niveaux vient en post-traitement d'un calcul de structure, et décrit l'écaillage complet d'un élément, sans interaction avec ses voisins, lorsque l'endommagement venant de l'échelle la plus fine atteint sa valeur critique. Dans la transition d'échelle entre l'endommagement interfacial et la ruine macroscopique, le comportement des couches est décrit sans prendre en compte les effets de microstructure. Une critique de ce modèle peut être que l'écaillage de la barrière thermique n'est considéré qu'élément par élément de matière, sans prendre en compte la propagation de la fissure interfaciale et ainsi l'écaillage à une échelle macroscopique (éprouvette ou aube). Cet élément de matière a la taille d'un élément fini du modèle qui décrit la structure, soit environ 1 mm². Il n'y a pas d'interaction entre deux éléments de matière voisins, et la fissure n'est considérée se propager au sein d'un élément que par flambage (Figure 2.10). Ces considérations restreignent l'application du modèle.

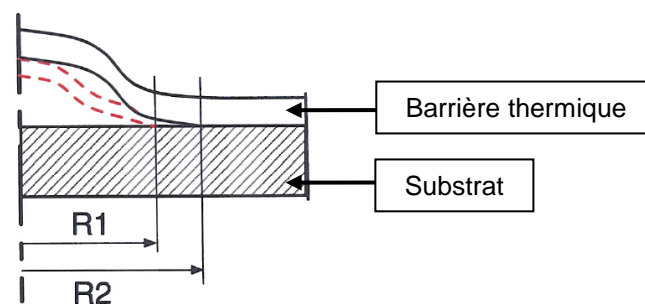


Figure 2.10 : Le flambage d'un élément de barrière thermique est limité à la taille de l'élément fini

Afin de traiter ce problème à une échelle plus fine, certaines équipes ont préféré utiliser une approche par éléments finis pour modéliser le comportement du multicouche et tenter de prévoir la durée de vie des systèmes barrière thermique.

Le principe de base est identique pour chacun des auteurs suivants : effectuer une modélisation micromécanique sur une demi-ondulation représentative de la rugosité de l'interface céramique/métal afin de caractériser l'état de contrainte au niveau de la couche d'alumine. L'objectif est d'intégrer *in fine* des lois d'endommagement à l'interface, pour décrire la ruine du système.

Ce sont des modèles élaborés, couplant généralement la description des comportements visco-plastiques aux mécanismes fins d'oxydation et aux modifications microstructurales des matériaux. De fait, ils sont relativement coûteux en temps de calcul.

Dans cette optique, Caliez [Caliez 2001] a proposé, en se plaçant à l'échelle de la rugosité interfaciale, une simulation des mécanismes physiques qui conduisent à l'écaillage de la barrière thermique. Un modèle éléments finis a été développé, couplant calculs de diffusion (croissance de la couche d'oxyde) et calcul mécanique avec endommagement. De plus, des essais mécaniques de propagation de fissure (DCB, traction simple, DEN¹⁰) ont été modélisés en insérant des modèles de zone cohésive à l'interface entre l'alumine et la sous-couche. Des simulations de différents scénarios d'écaillage ont été effectuées en utilisant ces mêmes modèles insérés entre chaque élément finis constituant le maillage de la couche d'oxyde. Cette stratégie permet le passage d'un endommagement d'abord diffus à une localisation surfacique sous la forme d'une fissure. Finalement, la prise en compte des résultats à l'échelle de la rugosité des interfaces a permis le développement d'un modèle de prévision de la durée de vie macroscopique. Ce modèle repose sur une approche de type maillon le plus faible, incorporant la rugosité des interfaces d'une manière statistique.

Caliez a ainsi relié la valeur de la contrainte d'arrachement maximale introduite dans le modèle EBAT à une amplitude statistique des ondulations de l'interface, et à l'épaisseur d'oxyde. Cette approche corrige donc le fait que le modèle EBAT originel ne se serve que du rayon de courbure macroscopique pour calculer les contraintes d'arrachement hors-plan.

Une étude américaine [Nychka 2004] porte sur l'étude du délaminage de l'interface sous-couche/céramique, le flambage de la zone décollée et l'apparition de l'effet de coin (tel que montré sur la Figure 1.18). L'objectif est de pouvoir caractériser le type de rupture du système en fonction de ses paramètres caractéristiques, tels que la géométrie de la pièce et les comportements des matériaux la constituant. Les travaux de Davis [2005][2006] portent plus spécifiquement sur l'étude de l'évolution de l'ondulation interfaciale, en fonction du comportement des matériaux constitutifs d'un système barrière thermique (avec et sans céramique). La modélisation du comportement du multicouche par éléments finis est complétée par des études de sensibilité grâce à une modélisation analytique simple basée sur celle de Balint [2003][2005]. Toujours dans la lignée des modèles comportementaux d'un système barrière thermique (avec une couche de céramique déposée par EB-PVD), nous pouvons citer les travaux de Karlsson [2001][2002-1][2002-2] qui s'appuie sur une modélisation par éléments finis pour prévoir l'augmentation de l'amplitude d'ondulation de la couche d'alumine sous chargements thermiques cycliques et isothermes. Enfin, Mercer [2008] reprend les méthodologies de Davis et Karlsson afin développer un modèle de fissuration de l'oxyde basé sur les calculs EF de ses collègues.

En Europe, Vassen [2001] et Traeger [2003] ont développé des modélisations incrémentales micromécaniques basées sur la croissance de fissures longitudinales à partir de zones

¹⁰ Double Cantilever Beam ; Double Edge Notched

concaves de l'interface. La rupture a lieu lors de la coalescence de ces fissures. Ce modèle a été développé pour des revêtements céramiques déposés par projection plasma.

La mise en œuvre de ces modèles est néanmoins délicate dans un cadre industriel sans recourir à des abaques estimés à partir du calcul local du comportement de l'interface pour des sollicitations thermo-mécaniques représentatives des conditions de service. En effet, plus les cycles thermo-mécaniques appliqués sont complexes, plus le modèle sera couteux en temps de calcul. Le recours à un calcul couplant un calcul thermo-mécanique sur la structure complète de l'aube et un modèle local est irréaliste pour des phases de dimensionnement et conception de pièces.

Il existe une autre approche pour prédire la durée de vie des systèmes barrière thermique, basée sur la compétition énergétique proposée par Evans [Evans 2001]. Si plusieurs équipes ont déjà travaillé sur cette approche [Choi 1999][Vaidyanathan 2004][Evans 2011], aucune ne propose à ce jour un modèle cohérent dans son ensemble. En effet, les énergies de rupture interfaciale et les énergies disponibles pour l'écaillage calculées, qui sont comparées dans ces approches, s'appuient sur des résultats obtenus par diverses équipes sur des systèmes barrière thermique différents.

En revanche, les travaux de Théry [Théry 2007] sont cohérents, car les deux quantités nécessaires à la détermination de la durée de vie ont été mesurées sur le même système barrière thermique. Cependant, l'approche énergétique n'a été testée ici que pour un seul type de chargement, purement thermique, et n'est donc pas directement applicable en l'état à des cas réels sur aube.

Plus récemment, Frachon [Frachon 2009] a développé une méthodologie plus complexe pour représenter par éléments finis la géométrie des quatre couches du système barrière thermique. De nombreux phénomènes physico-chimiques sont pris en compte (oxydation, évolution de la rugosité interfaciale), tant avec une description géométrique 2D que 3D de l'interface. Ainsi, l'évaluation des contraintes et déformations au niveau de la couche d'alumine au cours du vieillissement du système est très précise. Le modèle d'endommagement en découlant (à cause d'une part de l'épaississement de la couche d'oxyde, et d'autre part des sollicitations mécaniques) est donc robuste. Il vient nourrir une approche énergétique de l'écaillage de même type de celle de Théry, où la décroissance de l'énergie d'adhérence est calculée d'après le modèle d'endommagement, tandis que l'énergie stockée dans le système provient d'une formulation analytique similaire à celle utilisée par Théry. La prévision de la durée de vie qui est déterminée par l'égalité de ces deux quantités est satisfaisante. Sur la Figure 2.11, les points noirs et blancs sont des observations expérimentales respectivement d'une barrière thermique écaillée ou non, tandis que la courbe rouge est la frontière prévue par le modèle entre une barrière thermique adhérente et écaillée.

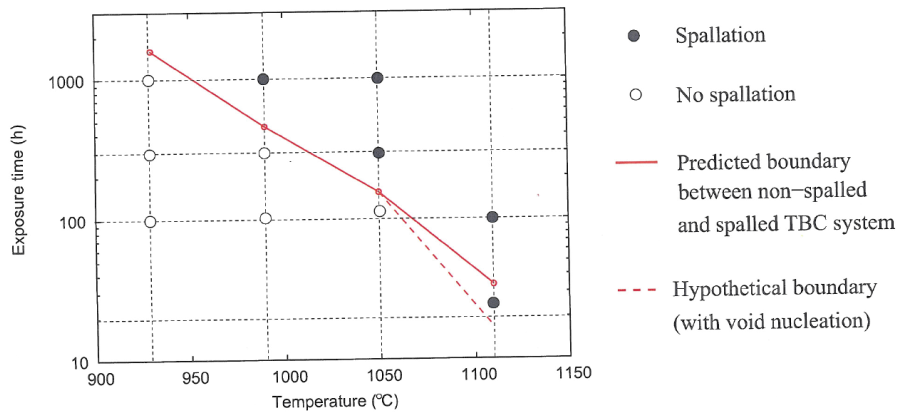


Figure 2.11 : Prédiction de la durée de vie d'un système barrière thermique EB-PVD, en fonction de la température d'oxydation cyclique [Frachon 2009]

Le problème principal des modèles basés sur des calculs par éléments finis, représentant l'interface dans sa totalité (incluant la couche d'alumine très fine), est le temps nécessaire à l'acquisition et au traitement des données conduisant à la durée de vie. En effet, dans un contexte industriel où le modèle de durée de vie doit être appliqué à toute une structure de type aube, chaque point du calcul doit subir un traitement fournissant l'évolution de l'endommagement et au final la durée de vie de ce volume élémentaire représentatif (dans une approche non couplée). Un post-traitement du calcul de structure par un autre calcul EF visant à obtenir les champs de contraintes dans chaque couche, est donc très chronophage et non envisageable.

La solution que nous avons choisi d'examiner est très proche de celle de Frachon, mais dans notre étude, l'évaluation du comportement du multicouche ne sera pas faite par une analyse EF, mais grâce à un modèle analytique qui devra considérer l'ensemble des mécanismes physiques déterminants pour la durée de vie du système (oxydation, rumpling, transformation de phases, ...).

2.4 - Démarche proposée

Notre approche repose sur une analyse de l'écaillage basée sur une compétition énergétique qui s'exerce au sein du système [Evans 2001]. Selon cette approche, au cours du fonctionnement, l'énergie d'adhérence G_c de la barrière thermique (qui assure la cohésion du multicouche) décroît en fonction du vieillissement de notre système, tandis que celui-ci stocke de l'énergie ($W_{stockée}$), comme illustré sur la Figure 2.12.

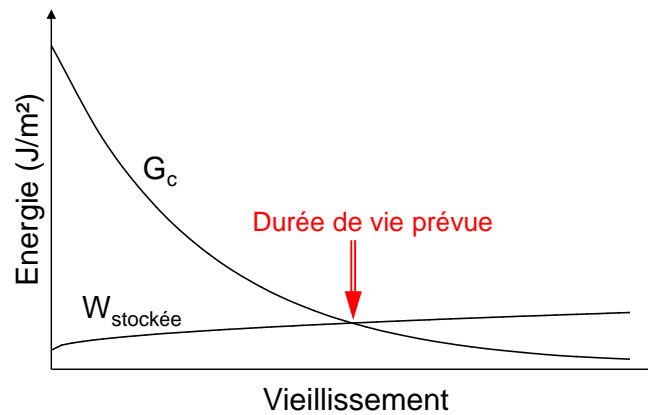


Figure 2.12 : Schématisation de la prévision de la durée de vie par une approche énergétique

Ce modèle (cf. parties III et IV du manuscrit) a besoin en données d'entrée les évolutions de la température et des déformations mécaniques du substrat. Basé sur des processus physiques, il se sert des lois de comportement des différentes couches afin de prévoir l'évolution des contraintes et déformations à l'interface, et dans un second temps l'évolution de l'endommagement interfacial, qui implique une dégradation de l'adhérence de la barrière. C'est *in fine* cette grandeur qui doit être comparée à l'énergie stockée dans le système, libérable lors de la propagation d'une fissure.

L'endommagement entre les couches céramiques et les couches métalliques est généré par des phénomènes d'oxydation et de vieillissement en cyclage thermique. L'évolution de l'énergie interne est conditionnée par, entre autres, l'épaississement de la couche d'alumine interfaciale, et les contraintes stockées dans les différentes couches du système. L'évolution de ces contraintes (dans le plan de l'interface) est *a priori* très complexe, et sera déterminée grâce au modèle de comportement développé (décrit en partie III). Dans la couche de céramique, la densification des colonnes résultant des phénomènes frittage augmente le module d'élasticité de cette couche, et de fait augmente aussi les contraintes stockées. Il faut noter que l'existence de fortes contraintes de croissance à haute température entraîne par ailleurs une déformation superficielle de la couche de liaison qui accélère l'endommagement de l'interface (voir section sur l'endommagement en 1.2). L'augmentation de l'épaisseur d'alumine est, au premier ordre et considérant les contraintes dans le système globalement stables, responsable de l'augmentation de l'énergie stockée disponible dans le système – d'où l'augmentation de la courbe $W_{stockée}$ de la Figure 2.12. Cependant rien ne permet de prévoir précisément son évolution.

Cette approche a déjà été utilisée à l'Onera dans la thèse de Théry, mais sans construction d'un véritable modèle prédictif. En effet, dans cette étude, l'énergie d'adhérence déterminée grâce à un essai spécifique était comparée à l'énergie stockée déduite des valeurs de contraintes résiduelles mesurées dans la couche d'alumine par piezospectroscopie. La durée de vie de la barrière thermique déterminée par l'approche énergétique a bien été corrélée aux observations expérimentales, mais aucun modèle de prévision applicable dans des cas de chargement thermo-mécaniques complexes n'a alors été bâti.

Nous avons repris et approfondi dans nos travaux le savoir-faire des essais mécaniques acquis au laboratoire (cf. Partie II). Mais l'originalité de notre recherche est d'être axée sur le développement d'un modèle de prévision de la durée de vie basé sur l'approche énergétique, applicable pour tout type de chargement thermo-mécanique.

Notre démarche, qui comporte trois étapes de modélisation, est synthétisée sur la Figure 2.13.

Dans un premier temps, nous utilisons un modèle de comportement interfacial (décrit dans la Partie III) pour connaître les évolutions des contraintes et déformations de l'interface (rumpling, plasticité cumulée, ...). Les entrées de ce premier modèle sont la température et les déformations mécaniques du substrat (venant des efforts centrifuges subits par l'aube en rotation), ce qui permet d'en faire un post-processeur du calcul d'aube. À ce stade, nous avons besoin de connaître les lois de comportement des matériaux, par exemple les propriétés thermo-élastiques et les lois de fluages des couches concernées (sous-couche et barrière thermique), mais aussi la loi d'oxydation de la sous-couche (augmentation de l'épaisseur de l'alumine). Ce premier modèle a été identifié sur les données expérimentales disponibles d'augmentation de l'amplitude d'ondulation interfaciale (de rumpling).

Ensuite, à partir des sorties de ce premier modèle, nous calculons l'endommagement progressif de l'interface, selon une loi (précisée au chapitre 7) que nous ajustons sur la décroissance de l'adhérence intrinsèque de la barrière thermique déterminée expérimentalement, pour certaines conditions de vieillissement, par la campagne d'essais mise en œuvre qui est exposée dans la Partie II. Le modèle d'endommagement ainsi identifié est utilisable pour déterminer l'évolution du dommage au cours de la vie du système, et la cinétique de décroissance de l'énergie d'adhérence dans diverses conditions de sollicitation thermo-mécanique.

Enfin, connaissant à l'issue de cette deuxième étape de modélisation l'évolution de l'énergie d'adhérence de la barrière thermique quelles que soient les sollicitations appliquées, nous pouvons la comparer à l'énergie stockée correspondante. Ce second terme du bilan énergétique est calculé quant à lui à partir des sorties du modèle de comportement (1^{ère} étape), telles que les contraintes ou les déformations plastiques dans certaines couches. Dans ce modèle énergétique, c'est l'intersection des deux courbes décrivant les évolutions énergétiques en fonction du vieillissement qui nous donne finalement à la durée du système.

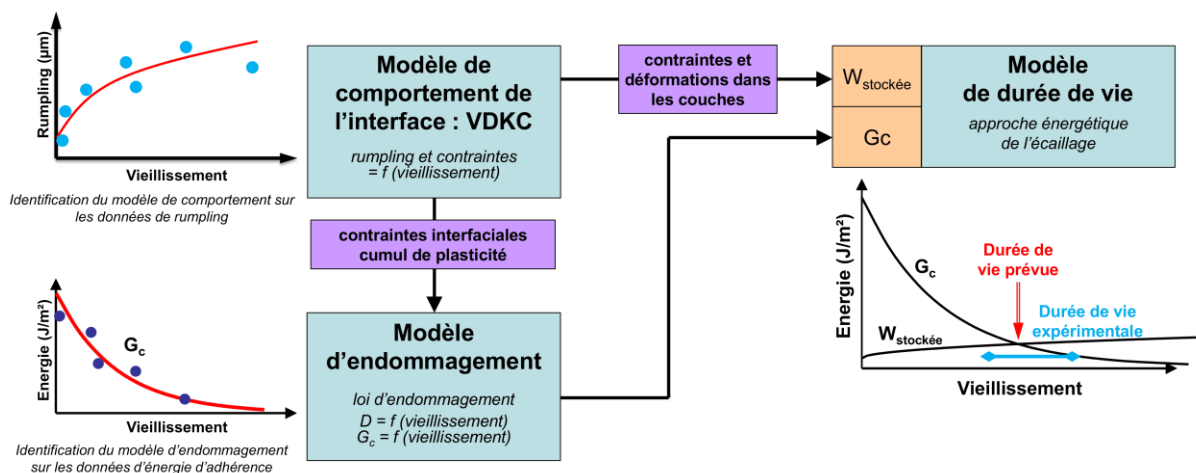


Figure 2.13 : Enchaînement des étapes de modélisation

Nous devons dans un premier temps vérifier que le modèle global calcule bien, à l'issue de ces trois étapes, la durée de vie des éprouvettes de laboratoire, sous sollicitation thermique simple, telle que le cas d'un cyclage thermique avec maintien d'une heure à haute température.

Cette vérification étant faite, nous pourrions alors prévoir la durée de vie du système pour des cycles thermo-mécaniques plus complexes, en post-traitement d'un calcul d'aube.

Un deuxième niveau d'application du modèle vise à faire un calcul couplé thermo-mécanique sur aube, par introduction d'un modèle de zones cohésives à l'interface métal/céramique, la dégradation de l'interface étant décrite par le modèle d'endommagement développé ici. Cette exploitation du modèle d'endommagement fait l'objet d'une thèse en cours (N. Rakotomalala) dont l'objectif est non seulement de prévoir la durée de vie à écaillage de la barrière thermique, mais aussi l'impact d'un écaillage partiel de l'aube sur la durée de vie de la pièce.

Un apport indéniable de ce modèle serait à terme de mieux percevoir quelles sont les propriétés du multicouche qu'il faudrait modifier pour allonger sa durée de vie, afin de concevoir de nouveaux systèmes, plus performants. On peut penser à introduire de nouveaux matériaux ou à modifier ceux existants (sous-couche, superalliage, ...) et aussi à définir de nouvelles conditions pour optimiser les procédés de fabrication (en ajustant les paramètres de sablage, les températures de dépôt...).

PARTIE II : APPROCHE EXPÉRIMENTALE DE L'ADHÉRENCE

Dans cette partie, nous allons d'abord expliquer, en nous appuyant sur les enseignements du retour d'expérience, les principaux modes de propagation idéalisés d'une fissure entre la barrière thermique et sa sous-couche, rencontrés sur une aube. D'après les observations en coupe micrographiques, nous avons pu identifier deux scénarios distincts : le cloquage généré par flambage et la fissuration interfaciale à partir d'un bord libre

Ensuite, nous détaillerons les techniques utilisées afin de réaliser les essais mécaniques qui nous ont permis de suivre notamment l'évolution de l'énergie d'adhérence au cours de cyclage thermique du système barrière thermique.

Le principe de ces essais sera détaillé, en précisant les spécifications au regard de leur application à un système barrière thermique, ainsi que la nature des données relevées en cours d'essai. Il est à noter que nous avons mis en œuvre deux types d'essais, d'une part des essais d'adhérence interfaciale (3 types d'essais de flexion), et d'autre part des essais visant à obtenir la contrainte maximale à rupture (traction normale à l'interface, ou cisaillement de celle-ci).

Le second chapitre décrira la méthode de dépouillement des essais précédemment présentés. Nous commencerons par expliquer comment calculer l'énergie d'adhérence interfaciale de l'éprouvette testée, au moyen d'une modélisation par éléments finis, à partir des données de force et de déplacement. Le calcul de l'énergie d'adhérence nécessitant *a priori* l'introduction des contraintes résiduelles induites par le vieillissement thermique, plusieurs méthodes de dépouillement, avec ou sans leur prise en compte, seront comparées.

Sera ensuite précisée la méthode adoptée de calcul de l'angle de mixité modale, donnée essentielle afin de classer entre eux les essais selon le mode de sollicitation auquel ils soumettent l'interface, et de les situer par rapport aux cas typiques responsables de l'écaillage spontané sur aube. Cet élément est incontournable pour la résolution de tout problème de rupture interfaciale.

Enfin seront exposés les résultats des essais, à savoir l'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction du cyclage thermique, selon le type d'essai. Des faciès de rupture et des coupes micrographiques illustreront le lien entre l'endommagement interfacial progressif et la ténacité de l'interface.

TABLE DES FIGURES

Figure 3.1 : Deux types de propagation de fissure rencontrés sur aube : le flambage (buckling) à gauche, la fissuration à partir d'un bord libre (edging) à droite	43
Figure 3.2 : Schématisation de la dépendance de l'énergie d'adhérence à la mixité modale.	44
Figure 3.3 : Schéma de principe de l'essai de flexion 4 points, avec pré-fissure et entaille	45
Figure 3.4 : Eprouvette de F4P avec contre-plaque, et zoom sur la zone de l'entaille.....	46
Figure 3.5 : Courbe force-déplacement typique d'une propagation stable de fissure	46
Figure 3.6 : Photo de l'essai de F4P sous charge.....	47
Figure 3.7 : Photo de l'essai de F4PI sous charge.	48
Figure 3.8 : Photo de l'essai de 4ENF sous charge.....	48
Figure 3.9 : Éprouvette de 4ENF présentant une pré-fissure ouverte.....	49
Figure 3.10 : Montage de l'essai de cisaillement à simple recouvrement.....	50
Figure 3.11 : Courbes force-déplacement des essais de cisaillement impliquant les 3 types de colle	51
Figure 3.12 : Dispositif de collage pour l'obtention d'une couche d'iso-épaisseur	51
Figure 3.13 : Cycle de température subi par les éprouvettes lors du vieillissement thermique	53
Figure 3.14 : Montage de flexion, avec plaquette de F4P	54
Figure 3.15 : Schéma d'un modèle de zone cohésive, au sens de Crisfield	54
Figure 3.16 : Composition d'une éprouvette de SLS, zoom sur la zone de recouvrement.....	55
Figure 3.17 : Schéma et photo des éprouvettes d'arrachement normal.....	56
Figure 3.18 : Dispositif de collage des pions de traction (à gauche) et éprouvette d'arrachement normal montée sur la machine d'essai (à droite)	56
Figure 4.1 : Définition des efforts de flexion et des couches constituant le système étudié	58
Figure 4.2 : Visualisation du taux de restitution d'énergie sur des courbes force-déplacements et contraintes-déformations schématisées.....	59
Figure 4.3 : Analyse en propagation finie d'une fissure interfaciale des énergies internes stockées sous moment de flexion pure	59
Figure 4.4 : Maillages des essais F4P, F4PI et 4ENF, sous charge. Les déplacements horizontaux (U_1) sont représentés (déformées amplifiées x5).....	61
Figure 4.5 : Évolution du taux de restitution d'énergie selon la méthode de Parks en fonction de la perturbation appliquée	62
Figure 4.6 : Évolution du taux de restitution d'énergie (Parks, éléments quadratiques, DP) pour l'essai F4P, en fonction de la longueur de fissure.....	63
Figure 4.7 : Évolution du taux de restitution d'énergie en fonction de la longueur de fissure, pour les essais F4PI (gauche) et 4ENF (droite).....	64
Figure 4.8 : Essai F4PI, zoom sur la pré-fissure et mise en évidence de la zone de contact (amplification de la déformée x20) à gauche ; Zoom sur la pointe de fissure, contraintes équivalentes de Von Mises (à droite).....	64
Figure 4.9 : Essai 4ENF, zoom sur la pré-fissure et mise en évidence de la zone de contact (amplification de la déformée x50); Zoom sur la pointe de fissure, contraintes équivalentes de Von Mises	64
Figure 4.10 : Taux de restitution d'énergie calculé par éléments finis en fonction de la longueur de fissure entre la barrière thermique et le substrat, lors d'une contraction thermique.....	67
Figure 4.11 : Organigramme des étapes de préparation d'une plaquette avant flexion	68
Figure 4.12 : Premier cas typique de propagation sur aube, le flambage (buckling) (voir pointillés bleus). Les déplacements verticaux (U_2) sont représentés (à droite), avec un zoom sur les contraintes de Von Mises en pointe de fissure.....	73
Figure 4.13 : Évolution du taux de restitution d'énergie (J/m^2) en fonction de la longueur de la fissure, dans le cas du flambage	74
Figure 4.14 : Deuxième cas typique de propagation de fissure sur aube, la propagation à partir d'un bord libre (edging). Les déplacements horizontaux (U_1) sont représentés (à droite).....	74
Figure 4.15 : Taux de restitution d'énergie (J/m^2) en fonction de la longueur de fissure, cas type « edging ».....	75
Figure 4.16 : Schéma des déformations transverses lors d'une propagation de fissure interfaciale.....	75
Figure 4.17 : Schéma des grandeurs nécessaires au calcul de l'angle de mixité modale.....	77
Figure 4.18 : Variation des pseudo-facteurs d'intensité des contraintes en fonction de la distance à la pointe de la fissure, exemple de la flexion 4 points inversée	79
Figure 4.19 : Comparaison des taux de restitution d'énergie et détermination de la longueur caractéristique l , puis de l'angle de mixité modale (exemple de la F4PI).....	80
Figure 4.20 : Évolution de l'énergie d'adhérence au cours du temps, cyclage à 1100°C, mesurée par trois types d'essais	85
Figure 4.21 : Variation non monotone de l'énergie d'adhérence interfaciale en fonction du vieillissement	

<i>thermique (exemple essai F4P et cyclage à 1100°C).....</i>	86
<i>Figure 4.22 : Évolution de l'interface et apparition de l'endommagement au cours d'un cyclage thermique à 1100°C.....</i>	86
<i>Figure 4.23 : Calcul de l'évolution de l'énergie d'adhérence sans (à gauche) avec (à droite) les contraintes résiduelles.....</i>	87
<i>Figure 4.24 : Évolution de l'énergie d'adhérence en fonction de l'angle de mixité, et position des essais et des cas typiques de propagation sur aube.....</i>	88
<i>Figure 4.25 : Évolution de l'énergie d'adhérence en fonction de l'angle de mixité ; points expérimentaux, ajustement de l'une des lois de la littérature et nouvelle loi proposée.....</i>	89
<i>Figure 4.26 : Effet de la température de cyclage sur la variation de l'énergie d'adhérence (sans contraintes résiduelles) en fonction du nombre de cycles. Les symboles représentent des lots d'approvisionnement différents.....</i>	91
<i>Figure 4.27 : Dépouillement des essais avec contraintes résiduelles, pour une fissuration à l'interface entre alumine et céramique, et ajustement de l'équation (21). Les symboles représentent des lots d'approvisionnement différents.....</i>	92
<i>Figure 4.28 : Cartographie 3D représentant l'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction du vieillissement thermique (cycles de 1h à 1100°C) et de l'angle de mixité modale.....</i>	93

TABLE DES TABLEAUX

Tableau 3.1 : Epaisseurs des différentes couches constituant une éprouvette.....	44
Tableau 3.2 : Résistances maximales des différentes colles testées, et cycles de polymérisation.....	50
Tableau 3.3 : Étude d'influence de l'épaisseur de la contre-plaque sur la force à appliquer pour faire propager une fissure présentant une énergie d'adhérence de 2300J/m² (pour l'essai de 4ENF).....	52
Tableau 4.4 : Épaisseurs nominales et propriétés élastiques utilisées dans la modélisation des essais d'adhérence.....	60
Tableau 4.5 : Comparaison des différentes méthodes de calcul des taux de restitution d'énergie (en J/m²), en déformations planes et déformations planes généralisées.....	62
Tableau 4.6 : Taux de restitution d'énergie des trois types d'essais, sous effort unitaire.....	65
Tableau 4.7 : Contraintes dans chaque couche, et valeurs de l'énergie interne et de l'énergie libérée lors de la propagation de fissure, sous un chargement de 100 N.m.....	66
Tableau 4.8 : Énergies stockées calculées (en J/m²) à chaque étape de préparation d'une éprouvette, pour différentes hypothèses de modélisation, et taux de restitution d'énergie (en J/m²) lors de la propagation d'une fissure.....	69
Tableau 4.9 : Taux de restitution d'énergie en J/m² (essai de F4P sous un moment de 12,5 N.mm) sous différentes sollicitations. Illustration de la méthode de superposition.....	70
Tableau 4.10 : Valeurs des taux de restitution d'énergie, distances caractéristiques et angles de mixité calculés par plusieurs méthodes (hypothèse des déformations planes), sous un chargement de 12,5 N.m.....	82
Tableau 4.11 : Récapitulatif des taux de restitution d'énergie, des distances caractéristiques et des angles de mixité modale pour les essais mécaniques et les cas typiques de propagation sur aube.....	83

3 - Des observations sur aubes aux essais de laboratoire

3.1 - Les scénarios de fissuration sur aube

Nous avons vu que deux mécanismes principaux d'écaillage pour un revêtement soumis à un état bi-compressif sont répertoriés dans la littérature [Evans 1995]. Pour qu'une écaille soit créée, la couche constituant le revêtement doit se fissurer dans toute son épaisseur et perdre son adhérence avec le métal (ces deux phénomènes survenant dans cet ordre ou inversement).

Pour une barrière thermique contrainte biaxialement en compression suite à une diminution de la température, si son adhérence est faible, ce qui peut être dû à la présence de défauts localisés à l'interface, une décohésion de plus en plus étendue va se produire entre le revêtement et son substrat. Il se forme alors une cloque, qui s'agrandit si la décohésion se poursuit et, lorsque la paroi de cette cloque se casse, l'écaillage de la barrière survient (phénomène appelé *buckling*).

L'écaillage de cette cloque laisse par conséquent un bord libre de la couche mince (randis que le substrat ne présente pas de discontinuité). La fissuration entre dans une deuxième phase, où l'interface s'endommage à partir de ce bord libre (mécanisme appelé *edging*). La fissure se propage sur une certaine distance, puis la barrière thermique se rompt dans son épaisseur et s'écaille. On rencontre aussi ce type de fissuration au sommet de l'aube à partir d'un bord libre proche de la baignoire. C'est alors un cas particulier où la barrière présente une arête.

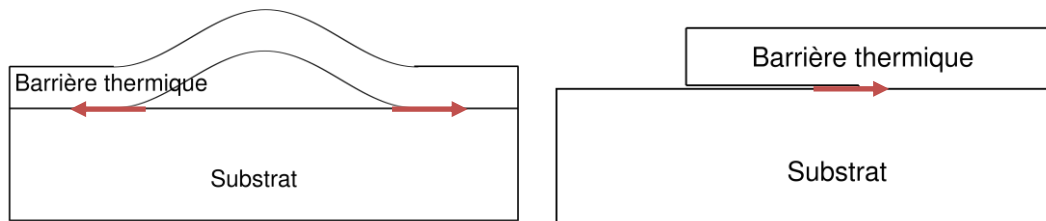


Figure 3.1 : Deux types de propagation de fissure rencontrés sur aube : le flambage (*buckling*) à gauche, la fissuration à partir d'un bord libre (*edging*) à droite

Ces types de fissuration, admis comme prépondérants pour l'écaillage de la barrière thermique [Hutchinson 2011], ont bien été observés sur des aubes de retour de vol expertisées dans une étude antérieure, dont les principaux résultats ont été présentés dans le paragraphe 1.3. La modélisation de ces cas idéalisés de propagation d'une fissure interfaciale sera présentée au paragraphe 4.3.

Il n'est malheureusement pas simple de reproduire ces modes de propagation induits sur aube par des chargements thermo-mécaniques complexes, avec des gradients thermiques importants dans le système barrière thermique, dans des essais de laboratoire. Il faut néanmoins définir des essais réalisables représentatifs de ces modes de fissuration, et aussi disposer d'un moyen d'exploiter les données brutes qu'ils fournissent (notamment en terme d'énergie d'adhérence interfaciale pertinente) pour pouvoir estimer la durée de vie à écaillage sur une aube, compte tenu des scénarios identifiés.

En l'occurrence, la simulation numérique des essais, et la détermination des angles de mixité modale qui y sont associés, permettent une caractérisation appropriée de l'interface. L'angle de mixité modale est un paramètre lié au mode de propagation d'une fissure, variant entre 0° pour le pur mode I (ouverture normale) et 90° pour le pur mode II (cisaillement). La Figure 3.2 schématise l'évolution générale de l'énergie d'adhérence en fonction de l'angle de mixité

modale. Nous précisons ultérieurement la valeur exacte de celui-ci, pour les cas typiques de fissuration sur aube (réputés en mode II [Hutchinson 2011]) et pour les essais de laboratoire mis en œuvre (paragraphe 4.3).

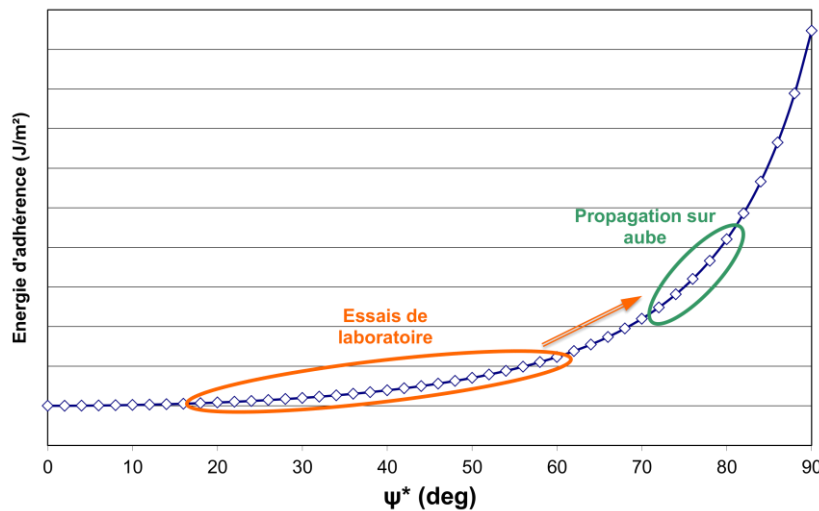


Figure 3.2 : Schématisation de la dépendance de l'énergie d'adhérence à la mixité modale.

Le classement des essais de laboratoire et des cas de propagation sur aube à l'aune d'une échelle de sollicitations commune est possible. Nous utiliserons la loi d'évolution ajustée sur les données (mixité modale, énergie d'adhérence) provenant des divers essais mis en œuvre, pour déterminer l'énergie d'adhérence de la barrière sur aube correspondant aux cas typiques de délaminage, dont on connaît la mixité modale.

Pour bien cerner la dépendance de l'énergie d'adhérence à la mixité modale, afin de pouvoir déterminer précisément sa valeur dans les cas de propagation sur aube, il faut mettre en œuvre différents types d'essais, qui permettront d'accéder à des informations sur deux plans :

- l'un sur la dépendance de l'énergie d'adhérence à la mixité modale, notée $G(\Psi^*)$.
- l'autre sur la variation de l'énergie d'adhérence lors du cyclage thermique, notée $G(t, T)$, où t et T sont respectivement le temps et la température de cyclage (plusieurs températures d'investigation sont nécessaires afin d'être représentatifs de divers points de l'aube).

Comme décrit dans le chapitre bibliographique (paragraphe 1.4.2), la mesure de l'énergie d'adhérence interfaciale $G_c(t, T, \Psi^*)$ des systèmes barrière thermique est toujours délicate, notamment si l'on souhaite investiguer une large gamme de variations de l'angle de mixité modale. Dans l'optique d'accumuler une grande quantité de données, nous avons choisi d'exploiter des tests rapides et relativement faciles à mettre en œuvre : relevant du niveau macroscopique, adaptables sur une machine de traction classique, plutôt que des essais micro-mécaniques *in situ* de type [Hemker 2011].

En nous appuyant sur les travaux de thèse de Théry [Théry 2007], nous avons choisi d'exploiter des éprouvettes plates en AM1, revêtues du système standard Snecma, dont les épaisseurs typiques sont données dans le tableau ci-dessous :

Couche	AM1	Sous-couche	Barrière thermique
Épaisseur	1 mm	~ 50 μm	~150 μm

Tableau 3.1 : Epaisseurs des différentes couches constituant une éprouvette

Ce qui conduit à une épaisseur totale d'environ 1,2 mm (les épaisseurs de la sous-couche et de la barrière thermique peuvent légèrement varier selon les lots de dépôt), pour une largeur de 7 mm et une longueur de 60 mm (voir le plan détaillé des éprouvettes en Annexe 02).

3.2 - Essais de caractérisation de la résistance interfaciale

3.2.1 - Flexion 4 points modifiée

Le premier essai mis en œuvre est la flexion 4 points modifiée (notée F4P dans la suite du document), essai bien connu et largement exploité dans la littérature, y compris sur des systèmes barrière thermique [Charalambides 1989] [Yamazaki 2006] [Zhao 2012]. Nous avons repris la méthodologie des travaux de Théry, pour réaliser et exploiter cet essai sur notre système, vieilli dans nos conditions de températures et durées de cyclage.

Nous présentons ici simplement le principe de cet essai, tandis que sa mise en œuvre sera décrite dans le paragraphe 3.2.4.

Le principe est d'introduire une pré-fissure centrale à l'interface d'intérêt (ici entre la barrière thermique et la sous-couche), et de faire propager cette fissure sous un chargement macroscopique de type flexion 4 points (moment constant dans la partie centrale de l'éprouvette). Cet essai est appelé F4P modifiée car une entaille centrale, perpendiculaire à l'interface est créée jusqu'à la pré-fissure, ce qui permet à la fissure de se propager dans un mode proche du mode I. Si la fissure est non débouchante (sans entaille) elle sera nettement moins sollicitée et donc se propagera plus difficilement (voir Figure 3.3).

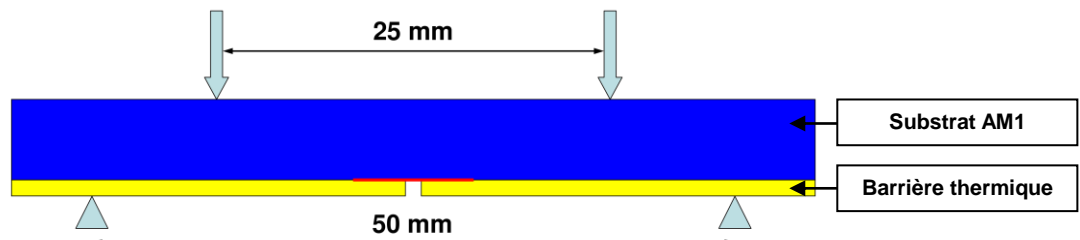


Figure 3.3 : Schéma de principe de l'essai de flexion 4 points, avec pré-fissure et entaille

À cause de l'épaisseur très faible de la barrière thermique, l'énergie nécessaire à la propagation de la fissure est très importante. De plus, la céramique est fragile et donc a tendance à s'écailler par petits morceaux, créant des discontinuités dans l'avancée de la fissure interfaciale, ce qui n'est pas compatible avec un calcul d'énergie d'adhérence (nécessité d'une propagation stable de la fissure).

La réponse classique à ces problèmes est le collage d'une couche rigidifiante (contre-plaque) sur la couche mince, pour avoir une plus grande épaisseur effective, en considérant la contre-plaque infiniment adhérente à la céramique, et ainsi augmenter l'énergie stockée disponible dans le système, ceci afin de faire propager la fissure sous une charge modérée. La Figure 3.4 montre une micrographie du multicouche final utilisé pour les essais de F4P.

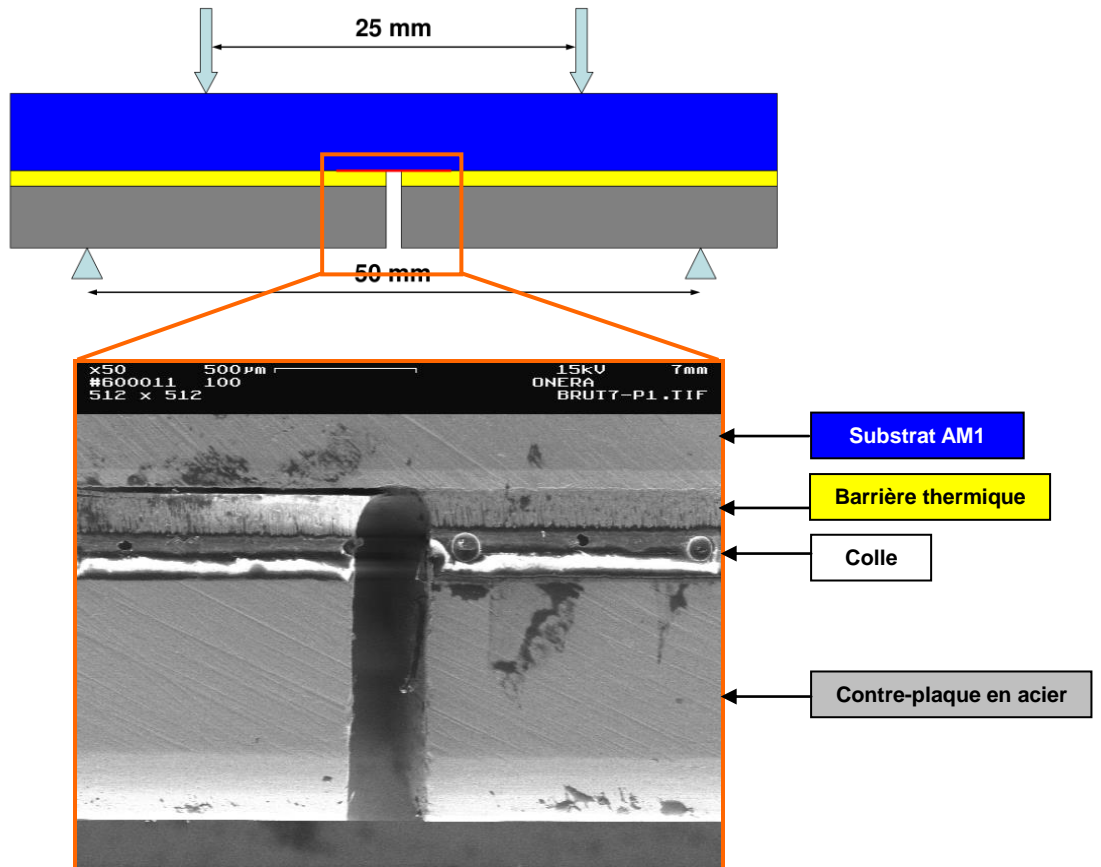


Figure 3.4 : Epreuve de F4P avec contre-plaque, et zoom sur la zone de l'entaille

La réalisation des essais est décrite dans le paragraphe 3.2.4, et la Figure 3.5 présente une courbe typique force-déplacement enregistrée au cours d'un tel essai.

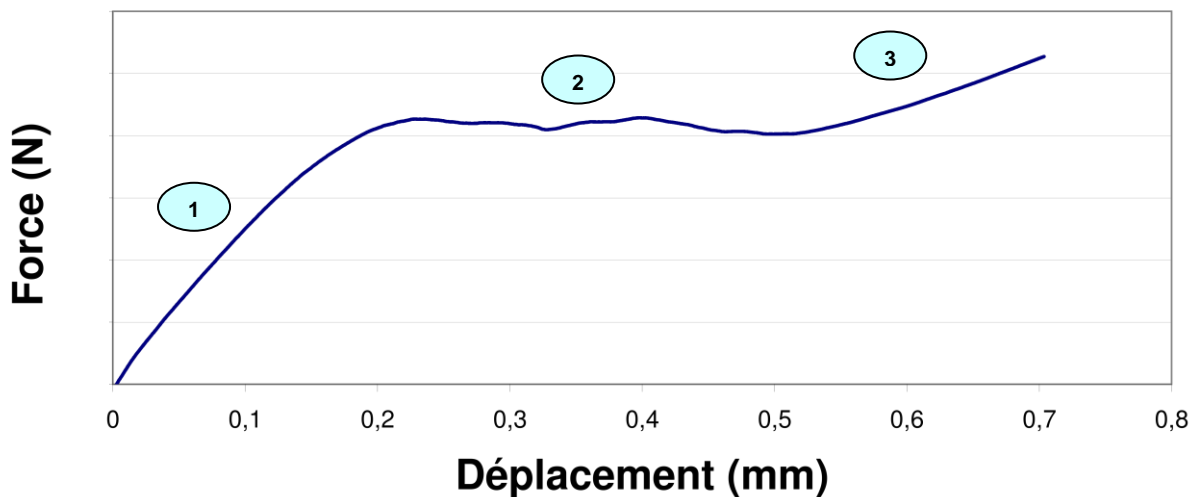


Figure 3.5 : Courbe force-déplacement typique d'une propagation stable de fissure

Cette courbe présente trois parties remarquables : une première montée en charge élastique, puis un plateau de force qui traduit la propagation stable de la fissure sous un chargement constant (tandis que le déplacement de la traverse augmente), et enfin une nouvelle augmentation de la force, lorsque la fissure s'arrête, ayant atteint les appuis intérieurs du montage. La seconde montée présente une pente diminuée puisque la structure porteuse est

alors amoindrie de la partie fissurée.

La Figure 3.6 montre une photo de cet essai, où l'on peut voir les appuis intérieurs, l'entaille et la fissure se propageant à l'interface barrière thermique/sous-couche.

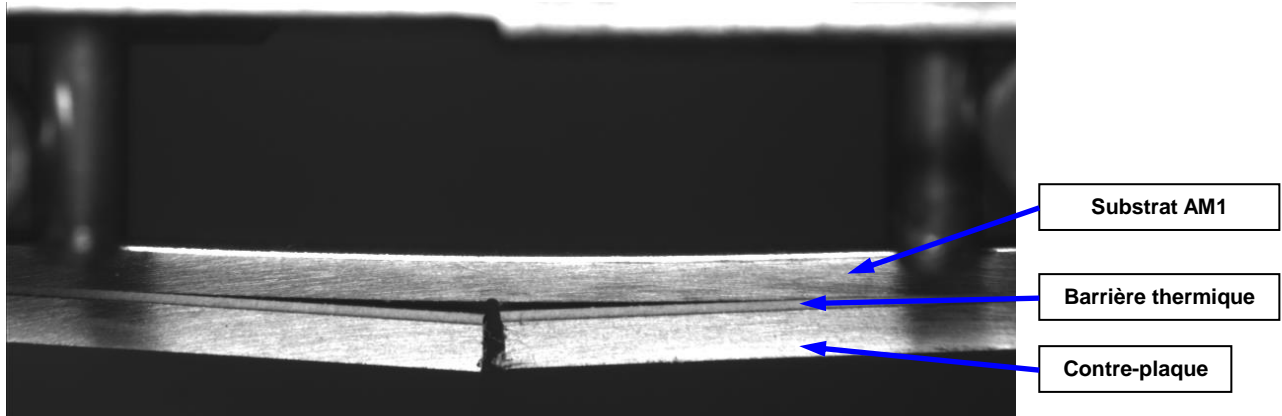


Figure 3.6 : Photo de l'essai de F4P sous charge.

Malheureusement une telle courbe force-déplacement ne nous procure pas directement la quantité qui nous intéresse dans cette étude, à savoir l'énergie d'adhérence de la barrière thermique. Pour y avoir accès, nous devons modéliser ces essais par éléments finis. Nous utiliserons pour cela le code de calcul Z-set/Zébulon, permettant d'accéder au taux de restitution d'énergie (égal à l'énergie d'adhérence dans le cas d'une propagation stable de fissure), à l'aide des diverses méthodes décrites dans le paragraphe 4.1.

3.2.2 - Flexion 4 points inversée

L'essai F4P est bien maîtrisé mais, et cela sera discuté au chapitre 4, le mode de propagation qu'il implique avoisine le mode I.

Pour tenter de se rapprocher du mode II (propagation de la fissure par cisaillement de l'interface, qui rappelons-le, est primordial sur aube) nous avons sélectionné deux essais, la flexion 4 points inversée (F4PI) [Hutchinson 2011] et la 4-points End Notched Flexure [Davies 2005] (essai utilisé pour tester des matériaux composites). Le calcul d'angle de mixité modale exposé au paragraphe 4.4 confirme que ces deux essais induisent des propagations selon des modes proches de ceux identifiés sur aube.

L'essai F4PI fait appel exactement à la même géométrie d'éprouvettes que la F4P, ce qui facilite l'approvisionnement et la préparation de celles-ci. La seule différence avec l'essai de F4P est le sens du moment appliqué (lié à la disposition de l'éprouvette dans la machine de traction). On peut comprendre que la fissure, alors qu'elle est ouverte dans la F4P, a ses lèvres en contact dans la F4PI (Figure 3.7), ce qui change complètement son mode de propagation.

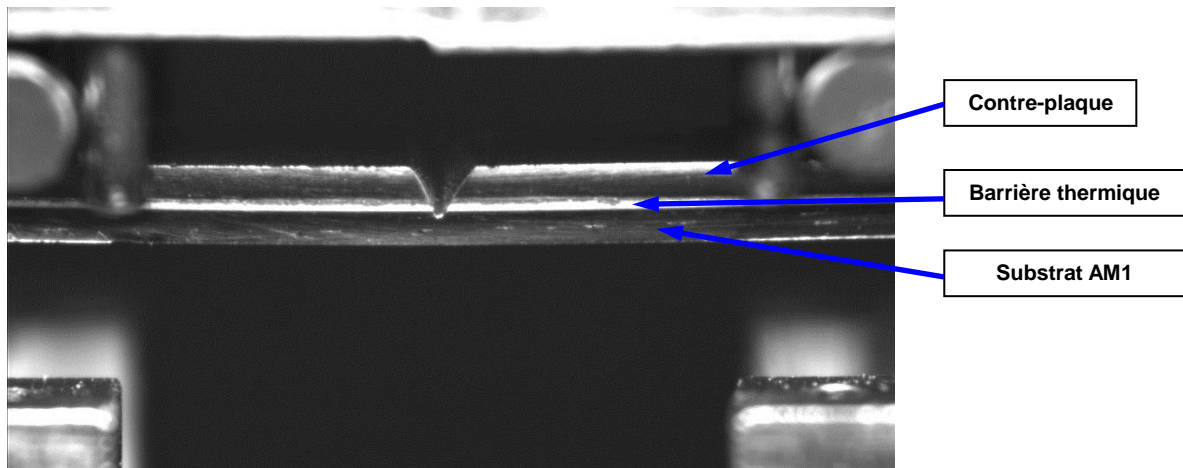


Figure 3.7 : Photo de l'essai de F4PI sous charge.

De même que pour l'essai de flexion 4 points, sa modélisation et le calcul du taux de restitution d'énergie seront explicités au paragraphe 4.1.4.

3.2.3 - 4-points End Notched Flexure

Le dernier essai que nous avons développé est la 4-points End Notched Flexure (noté 4ENF par la suite), conduisant à appliquer toujours un chargement de flexion 4 points (moment pur entre les appuis intérieurs) à une éprouvette multicouche de type plaque. Cependant, contrairement au deux cas précédents, la pré-fissure dans cet essai est introduite à une extrémité de la plaquette, suffisamment longue pour que sa pointe soit positionnée entre les appuis intérieurs (discussion en 4.1.4). Le principe de cet essai a été présenté à la section 1.4.2 (voir Figure 1.23).

La Figure 3.8 montre l'extrémité pré-fissurée d'une plaquette 4ENF (fissure non visible), ainsi qu'un appui extérieur et un appui intérieur.

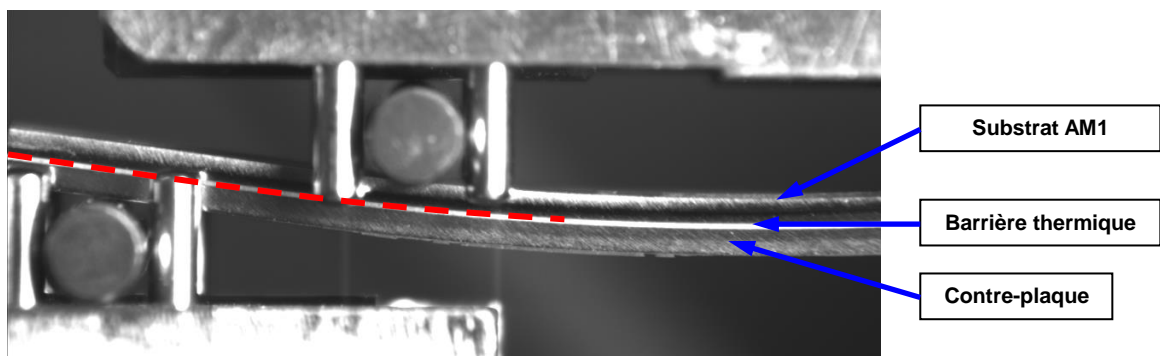


Figure 3.8 : Photo de l'essai de 4ENF sous charge.

3.2.4 - Mise en œuvre expérimentale des essais de flexion

Pré-fissuration

La « pré-fissure » est réalisée par le biais d'un défaut d'adhérence (sur une zone où la sous-couche n'a pas été sablée avant le dépôt de barrière thermique). Ce défaut ne constitue pas vraiment une pré-fissure, puisque la barrière est toujours adhérente au métal mais en ce lieu précis, l'adhérence est suffisamment dégradée pour assurer une amorce de fissure.

Dans les essais de F4P et F4PI, le fait d'entailler l'éprouvette peut engendrer des micro-

fissures dans la zone présentant le défaut d'adhérence, et lors de l'essai, la barrière à cet endroit se détache spontanément du substrat. Malheureusement ce n'est pas le cas dans l'essai 4ENF, car la pression de contact des lèvres de la fissure est trop forte pour permettre même à l'interface affaiblie de se rompre complètement. Nous avons donc recherché une méthode pour créer une vraie pré-fissure interfaciale avant d'appliquer le chargement de flexion 4 points.

La solution adoptée (Figure 3.9) consiste à entailler l'éprouvette dans une couche adjacente (du côté de la contre-plaque ou du substrat) jusqu'à l'interface, puis de fissurer l'interface la plus fragile au moyen d'un choc orthogonal au plan de l'éprouvette (en espérant que l'interface la plus fragile soit celle qui porte le défaut d'adhérence et non une des interfaces colle/barrière ou contre-plaque/colle). La longueur de cette pré-fissure est bornée par un encastrement de l'éprouvette au moment du choc, pour éviter une propagation brutale sur tout le long de l'éprouvette. Ainsi, nous pouvons obtenir une vraie pré-fissure ouverte sur la longueur souhaitée (en l'occurrence plus de 18 mm) à l'extrémité d'une éprouvette, que nous pouvons alors tester en 4ENF.

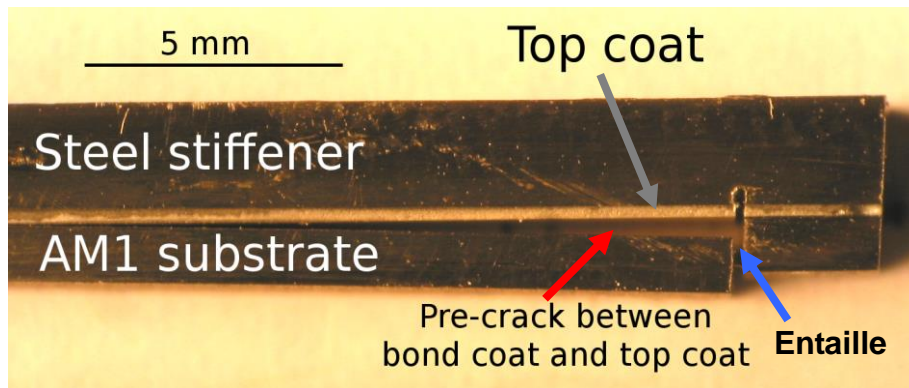


Figure 3.9 : Éprouvette de 4ENF présentant une pré-fissure ouverte.

Collage

L'avantage de coller une contre-plaque en acier (ou tout autre matériau ductile) a été discuté lors de la description de ces essais.

L'épaisseur et la nature de la contre-plaque utilisée, ainsi que le type de colle et l'épaisseur du joint de colle, sont autant de paramètres qui vont faire varier l'angle de mixité avec lequel se propage la fissure entre la barrière thermique et le substrat. Pour rester dans des conditions telles que la fissuration interfaciale soit positionnée à proximité de la fibre neutre du multicouche, autant d'un point de vue géométrique que mécanique, nous avons choisi d'utiliser une contre-plaque en acier ayant un module d'Young relativement proche de celui de l'AM1, de même épaisseur que ce substrat, à savoir de 1 mm, pour réaliser les essais F4P et F4PI. Pour l'essai 4ENF, l'épaisseur de la contre-plaque en acier a été fixée à 2 mm (pour ne rigidifier de l'ensemble de l'ensemble de l'éprouvette), ce qui décale le lieu de la fissuration par rapport à la fibre neutre de l'éprouvette.

Le choix de la colle a demandé des investigations poussées. En effet, il est nécessaire pour ce type d'essai mécanique que le joint de colle soit plus tenace que l'interface à tester. Il faut donc que la ténacité intrinsèque de la colle, mais aussi la ténacité des deux interfaces colle/contre-plaque et barrière thermique/colle soient fortes. La colle de type cyanoacrylate (super glue) utilisée précédemment ne remplit pas cette spécification ; nous avons donc dirigé nos recherches vers des colles structurales de type résine époxy.

Nous avons retenu au final trois colles différentes, dont le Tableau 3.2 résume les propriétés

ainsi que leurs conditions de polymérisation. Les colles 9323 et 2011 sont des bi-composants (résine et durcisseur), tandis que la FM1000 est une colle en film. En plus d'une résistance au cisaillement plus élevée, la colle en film présente des avantages indéniables : composition homogène (contrairement aux mélanges de deux composants), épaisseur homogène et contrôlée (contrairement aux couches appliquées manuellement à la spatule), absence de défauts internes de type bulles d'air (émulsion des mélanges des colles bi-composants).

	<i>Résistance au cisaillement (MPa)</i>	<i>Résistance au pelage en T¹ (N/mm)</i>	<i>Temps et température du cycle de polymérisation</i>
3M® 9323	39,6	58	2h @ 65°C ou 15 jours @ 23°C
Araldite® 2011	19	5	1h30 @ 60°C ou 24h @ 23°C
Cytec® FM1000	48,9	10,5	60min @ 175°C

Tableau 3.2 : Résistances maximales des différentes colles testées, et cycles de polymérisation

Il faut noter qu'il existe différentes épaisseurs pour la colle en film FM1000. Afin de ne pas trop modifier la position de la fibre neutre de l'éprouvette multicouche (dans les essais F4P et F4PI), nous avons opté pour des feuilles d'épaisseur nominale de 120 µm (réduite après polymérisation à 100 µm environ). Les épaisseurs typiques des colles fluides 9323 et 2011 après polymérisation sont plutôt de l'ordre de 50 µm, dans nos conditions de préparation.

Au vu des propriétés indiquées dans le Tableau 3.2, la colle la plus adaptée à nos essais (les plus critiques provoquant un cisaillement de l'interface) est la colle en film FM1000. Pour faire notre choix définitif, nous avons réalisé un essai de cisaillement à simple recouvrement, en collant entre elles deux plaquettes d'acier sablées, en respectant les protocoles d'application propres à chaque colle. La Figure 3.10 montre le montage utilisé avec une éprouvette insérée dans les mors.

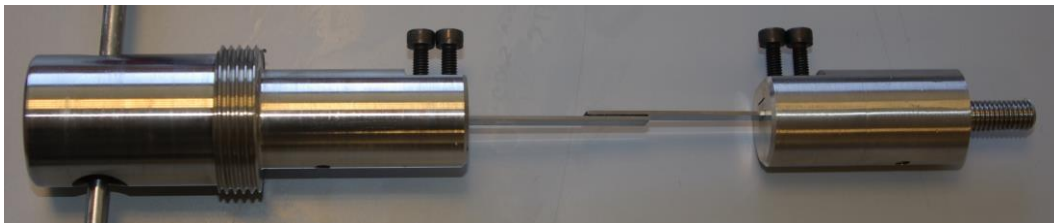


Figure 3.10 : Montage de l'essai de cisaillement à simple recouvrement

La Figure 3.11 présente les courbes force-déplacement obtenues lors des essais impliquant les trois colles. Tandis que les colles bi-composant ont rompu (la fissure est passée à l'intérieur de la couche de colle) sous des charges modérées, la colle en film n'a pas cassé, et c'est l'éprouvette en acier qui a subi une striction.

La même comparaison a été réalisée au moyen d'essais d'arrachement normal (propagation brusque de la fissure, contrairement au pelage en T où la fissure se propage de manière stable). Dans ce cas les trois colles ont rompu sous un chargement identique (environ 7000 N), et ces essais n'ont pas permis de discriminer une colle.

¹ Le pelage en T est un test répandu, notamment pour la caractérisation de l'adhérence des revêtements polymères lors d'une propagation de la fissure en mode I. Cet essai conduit à une estimation quantitative de l'adhérence : sous certaines hypothèses, la force critique (par unité de largeur) provoquant le décollement du revêtement peut être directement reliée à l'énergie d'adhérence.

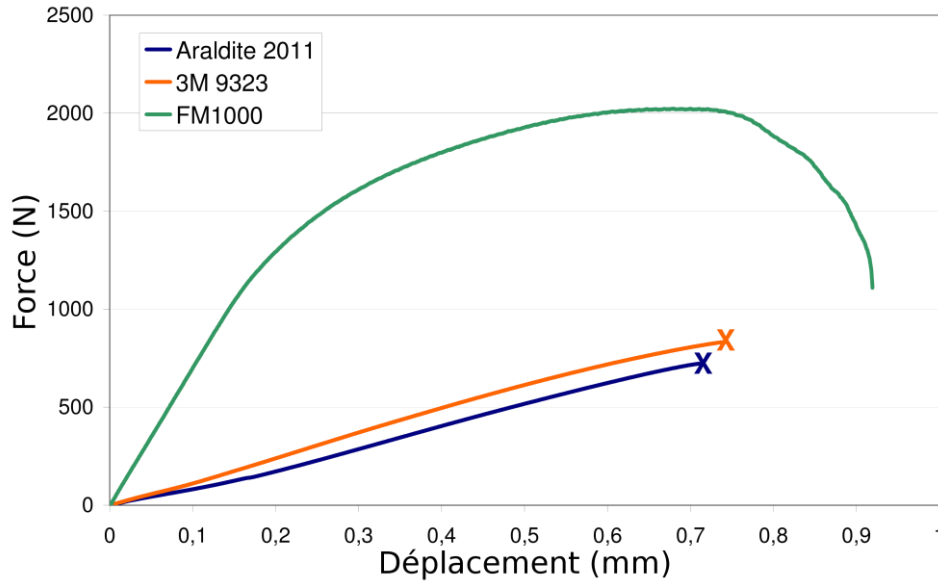


Figure 3.11 : Courbes force-déplacement des essais de cisaillement impliquant les 3 types de colle

Au vu de ces analyses, la colle en film FM1000 de Cytec® a été retenue pour coller les contre-plaques indispensables à la réalisation de nos essais d'adhérence. Outre sa bonne tenue au cisaillement, sa facilité d'utilisation est très appréciable, surtout si l'on veut tester un grand nombre de plaquettes (ce qui est nécessaire dans le cas d'essais destructifs, tels que les essais d'adhérence mis en œuvre dans cette étude). En effet, il suffit de découper un morceau de feuille aux dimensions voulues, et l'insérer entre la barrière thermique et la contre-plaque. Puis ce multicouche est serré (charge supérieure à 0,3 MPa indiquée par le fabricant), avant de subir le cycle de polymérisation visé.

Un point important pour le bon déroulement des essais d'adhérence est l'homogénéité en épaisseur de la couche de colle dans l'éprouvette multicouche. En effet, si cette épaisseur varie trop d'un endroit à un autre, cela peut engendrer des sur-contraintes locales et nuire à l'intégrité de l'éprouvette. Un système simple, tel que celui proposé sur la Figure 3.12, a donc été utilisé pour tenter d'assurer une épaisseur uniforme du joint de colle, après sa polymérisation à haute température.

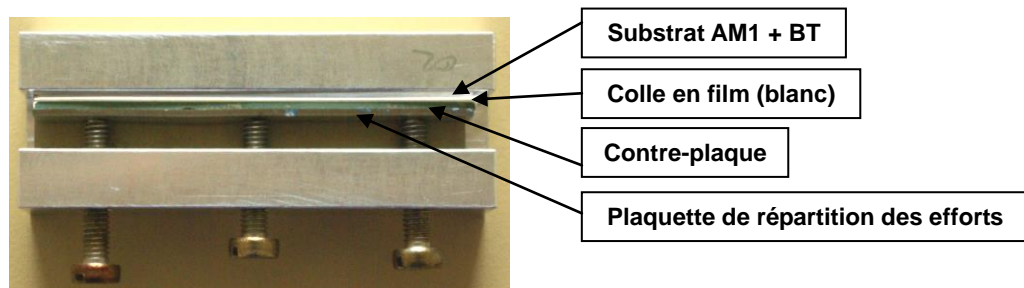


Figure 3.12 : Dispositif de collage pour l'obtention d'une couche d'iso-épaisseur

Les trois vis de serrage appuient sur une plaquette apposée à l'ensemble constitué par l'éprouvette à tester, la contre-plaque et la colle insérée entre les deux, ce qui permet de répartir les efforts sur toute la longueur de l'éprouvette. Nous avons vérifié par des observations au MEB qu'en procédant ainsi, la couche de colle a une épaisseur homogène (sauf aux extrémités de l'éprouvette, sur une longueur d'environ 1 mm).

Spécificités de l'essai 4ENF

Cet essai qui se distingue nettement de la F4P et de la F4PI a conduit initialement à de nombreux échecs. Nous avons alors mené une étude numérique pour voir s'il n'était pas opportun de réajuster l'épaisseur de la contre-plaque, pour entraîner une propagation plus aisée de la fissure.

Supposons que la fissure se propage (de manière stable entre les appuis intérieurs) avec un taux de libération d'énergie de 2300 J/m² qui correspond à 20 fois le taux de libération d'énergie moyen représentatif d'un essai F4P. Le Tableau 3.3 donne, en fonction de l'épaisseur de la contre-plaque (CP), la force linéique nécessaire à cette propagation, la flèche maximale obtenue et les contraintes maximales (Von Mises), qu'il faut limiter pour éviter une plastification de l'éprouvette pendant l'essai. Cette analyse a été réalisée grâce à des calculs par éléments finis, en cherchant la force à appliquer au maillage pour atteindre un taux de libération d'énergie de 2300 J/m², puis en mesurant la flèche et la contrainte sous cette force.

Épaisseur CP (mm)	Force (N/mm)	Flèche (mm)	Contrainte substrat (MPa)	Contrainte contre-plaque (MPa)
1	34,5	1,35	899	1280
2	84	0,88	546	1243
3	164	0,68	543	1247
4	272	0,57	574	1244

Tableau 3.3 : Étude d'influence de l'épaisseur de la contre-plaque sur la force à appliquer pour faire propager une fissure présentant une énergie d'adhérence de 2300J/m² (pour l'essai de 4ENF)

Lors de cet essai, la barrière thermique, bien que décollée, reste en contact avec le substrat tout le long de la fissure. La propagation n'engendre donc pas de perte de rigidité de l'éprouvette, et par conséquent l'épaisseur de la contre-plaque joue directement sur celle-ci. Ainsi, lorsque cette épaisseur augmente, la force nécessaire à la propagation augmente aussi, la flèche diminue et les contraintes dans le substrat diminuent aussi (le chargement étant repris par une contre-plaque de plus en plus épaisse). Mais, à partir d'une certaine épaisseur de contre-plaque (ici à partir de 3 mm), la localisation des contraintes maximales dans le substrat change, passant de la proximité de la pointe de fissure à la zone en flexion pure (centre de la plaquette), et elles augmentent, ce qui n'est pas souhaitable.

Il apparaît donc qu'augmenter l'épaisseur de la contre-plaque afin de diminuer la flèche et les contraintes dans le substrat est bénéfique jusqu'à une certaine valeur seulement (3 mm). Finalement, nous avons opté pour une épaisseur de 2 mm, afin de faciliter la propagation de la fissure et de moins plastifier l'ensemble de l'éprouvette, sans pour autant surcharger inutilement la machine de traction.

Cyclage et réalisation des essais

La préparation d'une éprouvette de flexion se fait donc en plusieurs étapes. Nous commençons par la cyclothermiquement (sans contre-plaque) de manière automatique dans un four tubulaire. Pour notre étude, nous avons choisi des cycles classiques avec maintien de 60 min à haute température faisant suite à une montée en température d'environ 10 min, et un refroidissement par air soufflé d'environ 5 min jusqu'à une centaine de degrés Celsius. La Figure 3.13 montre un exemple de cycle thermique (1100°C au palier dans ce cas) indiquant la température mesurée au cœur d'un échantillon (thermocouple inséré dans un pion en AM1).

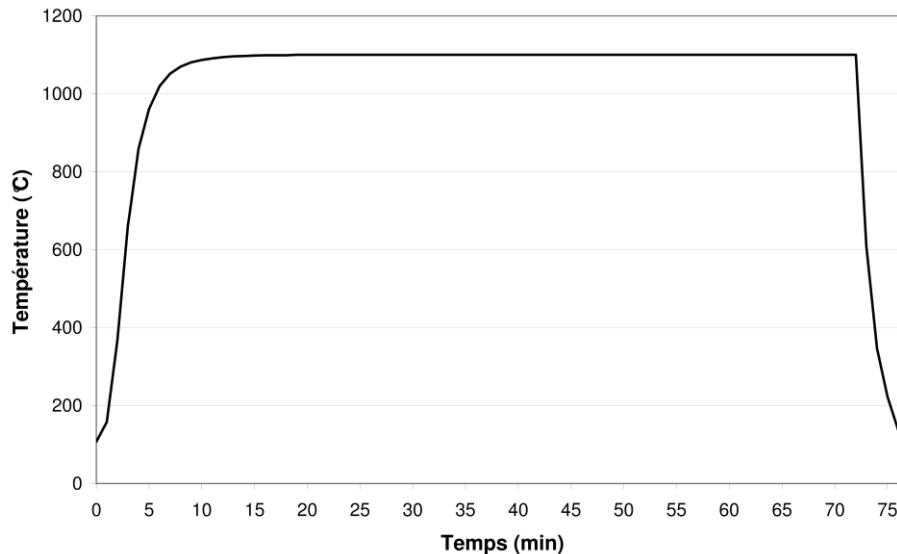


Figure 3.13 : Cycle de température subi par les éprouvettes lors du vieillissement thermique

Nous avons fait l'hypothèse que la composition chimique de la couche de liaison de toutes nos éprouvettes est semblable, et que leur comportement en oxydation est comparable. La variabilité entre différents lots d'élaboration tolérée sur ces systèmes pourra être prise en compte ultérieurement.

Nous avons effectué des cyclages thermiques interrompus entre 0 et 1500 cycles (durée adaptée selon la température) aux températures de 1070°C, 1100°C et 1150°C afin d'obtenir une ou plusieurs éprouvettes pour chaque état de vieillissement (défini par un couple temps, température).

Après cyclage, nous collons la contre-plaque sur l'éprouvette selon le protocole décrit précédemment. Puis, pour les éprouvettes destinées aux essais F4P et F4PI, nous entaillons le centre de la contreplaque jusqu'à l'interface entre la barrière thermique et la sous-couche, comme présenté sur la Figure 3.4. Pour la préparation des éprouvettes 4ENF, il est aussi nécessaire de faire une entaille, mais sa position (à quelques millimètres du bord du côté « pré-fissuré », en veillant à bien traverser l'interface sous-couche/céramique) et sa profondeur n'ont pas à être respectées de manière aussi rigoureuse que pour les autres essais. Ensuite, les tranches des éprouvettes sont polies (à sec et de façon très ménagée pour éviter un décollement prématuré de la barrière thermique) afin d'éviter les effets de bords (un reste de colle sur les tranches peut modifier l'état de sollicitation), et aussi afin de pouvoir filmer quelques essais choisis au préalable.

Les essais d'adhérence (F4P, F4PI et 4ENF) sont réalisés avec un montage spécifique adapté à la machine de traction du laboratoire (description en Annexe 03). Ce montage de flexion 4 points (Figure 3.14) a été développé durant la thèse de Théry [Théry 2007]. Les appuis sont des rouleaux de faible rayon afin de limiter la souplesse du montage et de perturber le moins possible l'essai, tout en laissant l'éprouvette pivoter et se déformer librement. Afin de rattraper les potentiels défauts de parallélismes (surfaces supérieure/inférieure de l'éprouvette, ou sur la même surface, entre les deux appuis), ces rouleaux sont eux-mêmes montés sur des rouleaux perpendiculaires aux précédents.

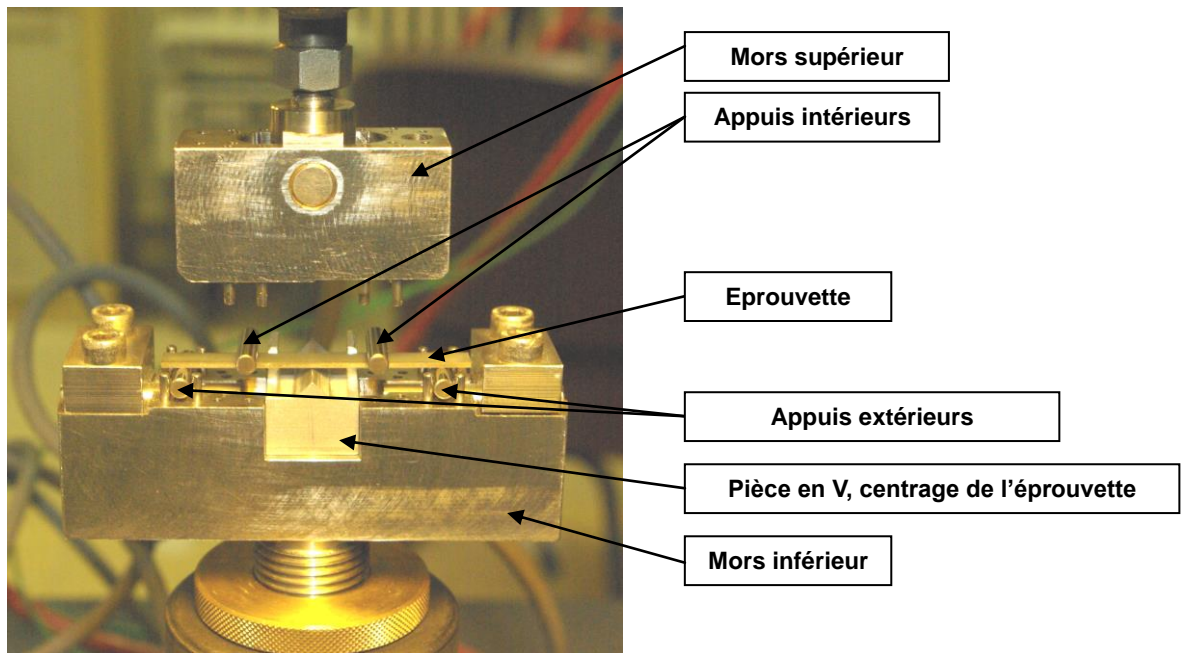


Figure 3.14 : Montage de flexion, avec plaquette de F4P

L'écart des appuis extérieurs est de 50 mm et celui des appuis intérieurs de 25 mm. L'éprouvette est positionnée au centre de ce système d'appuis grâce à une pièce en V amovible pointant sur l'axe de symétrie du montage, coïncidant avec l'axe machine. L'essai de flexion est piloté par la vitesse de déplacement du bâti, fixée à 1 mm/min pour tous les essais.

3.2.5 - Les essais d'arrachement

Comme introduit au paragraphe 2.3, une application de nos travaux de thèse est la construction d'un modèle de zone cohésive, qui servira à réaliser un calcul couplé thermo-mécanique d'aube en prenant en compte la présence de la barrière thermique et son écaillage. Ce modèle a besoin de données expérimentales, non seulement en terme d'énergie d'adhérence mais aussi nécessite de connaître les variations de la contrainte maximale d'arrachement en fonction du vieillissement du système.

La Figure 3.15 montre le schéma d'un modèle de zone cohésive au sens de Crisfield : pour définir la perte d'adhérence lors de l'ouverture de la fissure (jusqu'à l'ouverture critique δ_c), il faut connaître la contrainte maximale σ_{max} à partir de laquelle l'interface s'endommage, et l'énergie d'adhérence intrinsèque de l'interface G_c . Ces deux grandeurs dépendent du mode de sollicitation et de l'état de vieillissement du système.

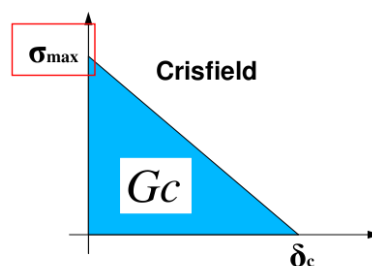


Figure 3.15 : Schéma d'un modèle de zone cohésive, au sens de Crisfield

Deux types d'essais, qui seront détaillés plus loin, ont été mis en place : le cisaillement à simple recouvrement (ou Simple Lap Shear SLS), et l'arrachement normal.

À un état de cyclage donné est associé un endommagement qui ne dépend que de l'histoire thermique (temps, température) de l'éprouvette. La fonction décrivant l'endommagement en fonction du vieillissement étant invariante, on peut penser *a priori* que les grandeurs déterminées par les deux types d'essais, c'est-à-dire l'énergie d'adhérence et les contraintes maximales d'arrachement suivront la même loi de décroissance.

L'essai de cisaillement à simple recouvrement

Le montage pour réaliser l'essai de SLS est montré sur la Figure 3.10, il comporte deux mors classiques, avec vis de pression pour maintenir une éprouvette plate, de mêmes dimensions que les plaquettes de flexion. En effet, afin de faciliter l'approvisionnement en éprouvettes revêtues de barrière thermique, nous avons choisi d'utiliser les mêmes plaquettes pour cet essai d'arrachement que pour les essais de flexion.

Pour éviter la zone centrale de l'éprouvette où un défaut d'adhérence est systématiquement introduit, nous collons une contre-plaque en acier à l'extrémité de la plaquette, sur une zone restreinte à 10 mm de long. Les mors sont dimensionnés pour que l'interface barrière thermique/sous-couche soit dans l'axe de la machine de traction, bien que l'éprouvette soit dissymétrique (du fait de la surépaisseur venant de la sous-couche et de la céramique).

La Figure 3.16 présente un zoom de la zone de recouvrement (chaque graduation représente 1 mm). Nous pouvons repérer ici les mêmes couches que sur les éprouvettes de flexion (de bas en haut) : substrat en AM1, sous-couche en Ni(Pt)Al (non visible à cette échelle), barrière thermique en zircone yttrée, colle (FM1000) et contre-plaque en acier.

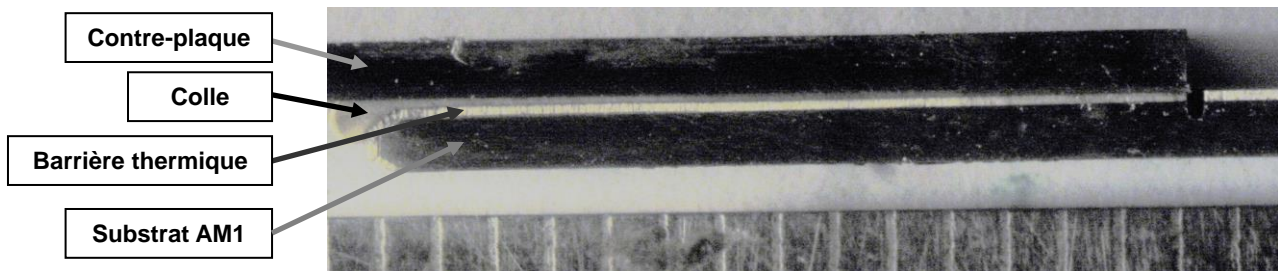


Figure 3.16 : Composition d'une éprouvette de SLS, zoom sur la zone de recouvrement

Une entaille est faite dans la barrière thermique à l'extrémité de la contre-plaque, pour éviter d'une part des perturbations géométriques venant de la présence de la colle sur la face (bourrelet), et d'autre part pour éviter de solliciter la barrière thermique en traction, et ainsi mesurer effectivement la résistance maximale de l'interface en cisaillement. Il serait conseillé (mais non nécessaire) d'entailler de la même manière, vers l'extrémité du substrat (côté gauche sur la Figure 3.16), le substrat, la barrière thermique et la colle jusqu'à effleurer la contre-plaque, pour avoir un bord net (afin d'éviter les effets de bord d'un bourrelet de colle) et faciliter une éventuelle modélisation EF de cet essai. Cette étape n'a pas été réalisée par souci de simplification du protocole expérimental.

Essais d'arrachement normal

Le deuxième essai d'arrachement correspond à un essai de traction normale à l'interface. Il n'est pas envisageable d'utiliser les plaquettes de flexion pour cet essai ; nous avons donc défini une nouvelle géométrie d'éprouvette, en forme de pion épais fileté au centre sur une certaine épaisseur (voir Figure 3.17). Le pion usiné en AM1 est revêtu de barrière thermique,

et un contre-pion en acier, de même géométrie, est collé sur la face plane recouverte de barrière thermique. Il suffit de tirer sur les deux parties de cet ensemble pour faire rompre l'interface la plus faible. Encore une fois, il faut assurer un collage de bonne qualité pour pouvoir tester l'interface d'intérêt, à savoir celle entre la barrière thermique et le métal.

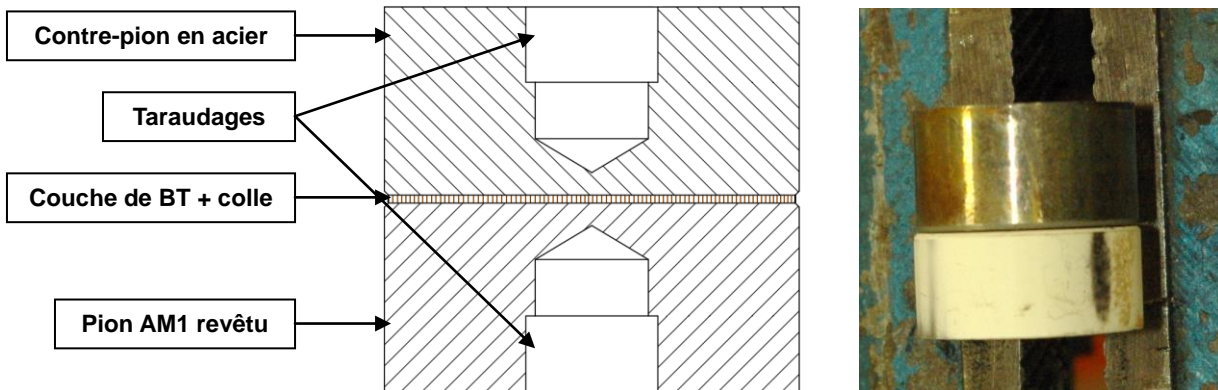


Figure 3.17 : Schéma et photo des éprouvettes d'arrachement normal

Le positionnement relatif du pion et du contre-pion est délicat. Nous avons construit un système simple afin d'être sûr que les axes de taraudage soient bien alignés lors du collage de ces deux parties (Figure 3.18), même si ces axes ne sont pas parfaitement concentriques avec la périphérie des pions. Ainsi, nous sommes sûrs de pouvoir faire coïncider l'axe de la machine de traction avec l'axe d'alignement des pion et contre-pion, et donc qu'aucun cisaillement parasite n'est introduit durant l'essai (en supposant que l'interface dont on teste l'adhérence soit bien perpendiculaire à cet axe).

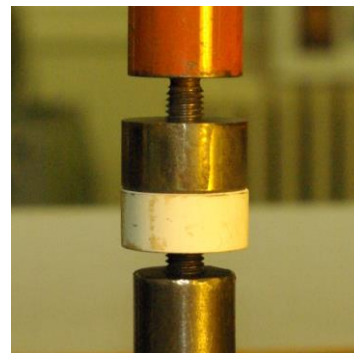
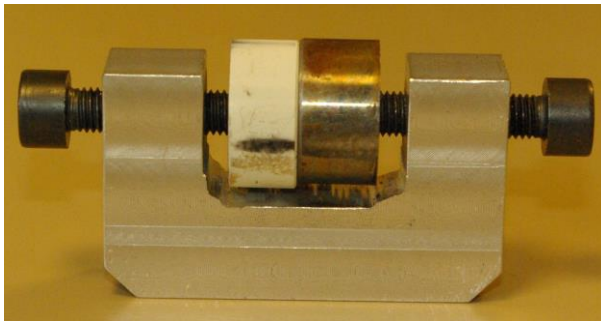


Figure 3.18 : Dispositif de collage des pions de traction (à gauche) et éprouvette d'arrachement normal montée sur la machine d'essai (à droite)

La conception des éprouvettes d'arrachement (normal et en cisaillement) est relativement aboutie, mais il reste de nombreux points à améliorer pour pouvoir réaliser très correctement ces essais. Ils devront être ultérieurement revus et perfectionnés, pour atteindre le même niveau de maîtrise que les essais d'adhérence.

Les essais d'arrachement (cisaillement SLS ou traction normale) ont été très partiellement exploités, et les premiers résultats sont reportés dans l'Annexe 04.

4 - Dépouillement des essais

Après description de leur mise en œuvre, nous allons maintenant expliquer comment exploiter ces essais mécaniques. Il s'agit de les dépouiller non seulement en terme d'énergie d'adhérence ou de contrainte maximale à rupture, mais aussi de calculer l'angle de mixité modale correspondant. Le calcul de l'énergie d'adhérence présenté en premier lieu est loin d'être trivial et il est encore plus complexe si l'on veut prendre en compte les contraintes résiduelles stockées dans l'éprouvette à l'issue de son vieillissement thermique, ce qui sera vu dans un second temps. Nous exposerons ensuite le calcul de l'angle de mixité modale, grandeur nécessaire à l'exploitation complète de ces essais. Les analyses numériques en 2D traitant de la mixité modale des deux cas idéalisés de propagation d'une fissure interfaciale sur aube, issus du retour d'expérience (cf. section 3.1) seront également détaillées.

Enfin, l'ensemble des résultats obtenus grâce aux essais d'adhérence mis en œuvre et leur exploitation seront exposés.

4.1 - Calcul du taux de restitution d'énergie lors de la propagation d'une fissure interfaciale, sans prise en compte des contraintes résiduelles

Dans le cas d'une fissure ouverte se propageant de manière stable à l'interface entre plusieurs matériaux, il est possible de calculer de manière analytique son taux de restitution d'énergie. Le taux de restitution d'énergie est l'énergie disponible pour faire propager une fissure. Ce taux est égal à l'énergie d'adhérence (on parle alors de taux de restitution d'énergie critique) lors de la propagation effective de la fissure.

Cette méthode analytique est valable pour dépouiller l'essai de F4P, mais ne l'est plus pour les essais de F4PI et de 4ENF pour lesquels les fissures sont fermées, avec des effets de contact complexes. Nous nous proposons donc de mettre en œuvre une méthode numérique du calcul du taux de restitution d'énergie, que nous validerons dans le cas de la flexion 4 points par comparaison aux résultats obtenus de manière analytique. Cette approche numérique (reposant sur l'emploi de la méthode des éléments finis), ainsi validée, servira alors à calculer les taux de restitution d'énergie pour les essais de F4PI et 4ENF.

4.1.1 - Une solution analytique de flexion biaxiale des plaques multicouches

Les hypothèses de la solution analytique de flexion biaxiale des plaques multicouches nous placent en thermo-élasticité linéaire et en petites déformations. Les couches sont supposées élastiquement isotropes. La présence de déformations inélastiques dans chaque couche est possible, mais celles-ci ne sont pas modifiées au cours des chargements considérés. Ces déformations inélastiques sont uniformes par couche. Le champ de température est supposé uniforme à tout instant sur toute l'épaisseur de la plaque multicouche. La solution analytique proposée ici généralise les solutions habituellement utilisées dans la littérature, le plus souvent restreintes à l'hypothèse de déformations planes. On suppose une linéarité des déformations $\varepsilon_{xx}(y)$ et $\varepsilon_{yy}(y)$ en fonction de la cote y dans l'épaisseur du multicouche. L'analyse est faite en flexion pure, sous l'hypothèse de Bernoulli.

Les équations à résoudre sont indiquées dans l'Annexe 05, où la résolution du système de quatre équations à quatre inconnues est détaillée. On obtient alors une solution analytique, pouvant servir de référence, et surtout permettant des analyses rapides. Cette solution analytique est indépendante du nombre de couches, et permet de prendre en compte de façon

exacte les contraintes d'origine thermique et même les déformations plastiques existant dans les couches (celles-ci étant évaluées au préalable).

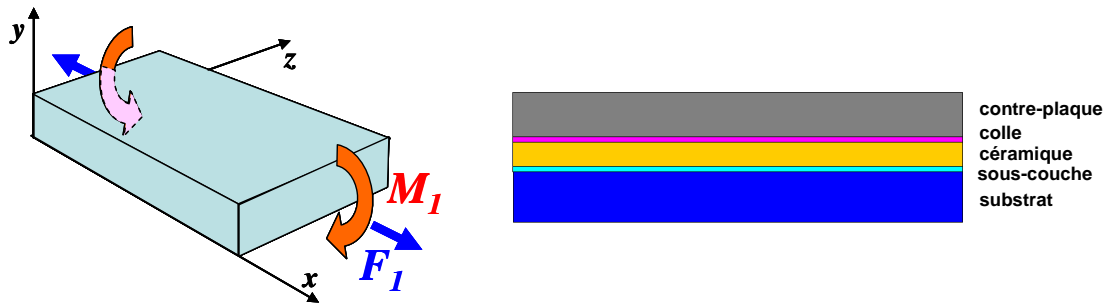


Figure 4.1 : Définition des efforts de flexion et des couches constituant le système étudié

Cette solution est exacte, dans la mesure où il n'y a pas de pression supérieure ou inférieure appliquée à la plaque (solicitation en flexion pure, sous moment uniforme dans la direction x). Elle est déclinée sous trois formes, en déformations planes (DP) avec $\varepsilon_{zz}(y)=0$, en déformations planes généralisées (DPG) avec $\varepsilon_{zz}(y)=\text{constante}$ (la constante étant déterminée par la condition d'effort nul dans la direction z), et en déformations planes « généralisées généralisées » (DPGG), c'est-à-dire en flexion biaxiale avec $\varepsilon_{zz}(y)$ linéaire en y (l'allongement et la courbure dans la direction z étant calculés sous les conditions d'effort et de moment nuls dans cette direction).

Dans chaque cas, il est facile de déterminer les énergies élastiques présentes dans chaque couche, là encore de façon exacte en élasticité linéaire.

Traditionnellement, en mécanique linéaire de la rupture, sous des conditions de propagation infinitésimale de fissure, on considère un taux de restitution d'énergie élastique par accroissement unitaire de la surface de fissure. Ce taux d'énergie peut être calculé de différentes manières. Il correspond à une dérivée de l'énergie par rapport à la longueur de fissure ou plus exactement par rapport à la surface rompue.

Le bilan énergétique, définissant l'énergie dissipée pendant le processus de rupture (ou travail des efforts de cohésion lors de la rupture), s'écrit :

$$G = G_{dis} = \frac{dW_{ext}}{dA} - \frac{dW_{int}}{dA} = F \frac{du}{dA} - \frac{dW_{int}}{dA} = \frac{1}{2} F \frac{du}{dA} = \frac{dW_{int}}{dA} \quad (1)$$

où dA est l'incrément d'aire de fissure, F désignant symboliquement le torseur d'efforts extérieurs (appliqués "au loin"), et u les déplacements correspondants (aux points d'application des efforts).

Ainsi le taux d'énergie élastique libérée G est égal à la moitié du travail de l'effort extérieur pris à force constante (comme illustré sur la Figure 4.2). Dans le cas de la flexion pure, comme dans l'essai de flexion 4 points, le travail de l'effort extérieur est le produit de la force appliquée (au couteau), par le déplacement du couteau. C'est aussi le produit du moment (induit par la force, $M = F l$) par la courbure $d\kappa$:

$$dW_{ext} = Fdu = Md\kappa \quad (2)$$

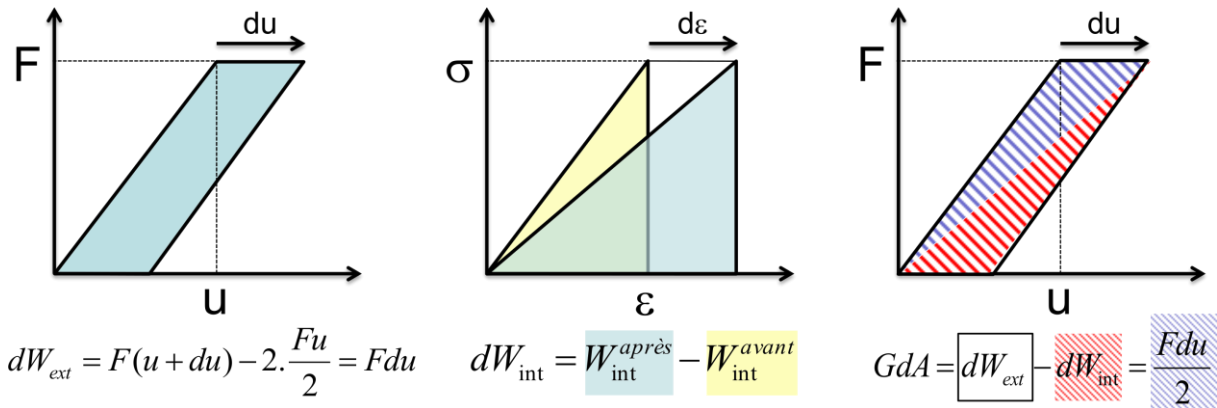


Figure 4.2 : Visualisation du taux de restitution d'énergie sur des courbes force-déplacements et contraintes-déformations schématiques

Sous condition de régime stationnaire, c'est-à-dire pour la F4P lorsque la fissure est assez longue, mais que sa pointe est encore suffisamment éloignée de l'appui intérieur, donc dans la zone de l'éprouvette où le moment est constant, le taux d'énergie élastique libéré est une constante (indépendante de la longueur de la fissure).

Dans ce cas, pour cet essai de flexion pure, il est connu [Suo 1990] [Hutchinson 1992] que le taux d'énergie élastique libérée peut être atteint par un bilan réalisé sur une propagation finie, en ne faisant aucunement intervenir la singularité en pointe de fissure, mais seulement une zone calculée simplement en flexion pure, sous moment fixé, avant et après le passage de la fissure. La Figure 4.3 explique schématiquement cette analyse. Ce bilan énergétique se réalise de la façon suivante :

- avant fissuration, la plaque fonctionne comme un multicouche, sans aucune décohésion, en flexion uniaxiale sous l'action du moment appliqué,
- après passage de la fissure, il y a deux plaques indépendantes à analyser. L'une n'est plus sollicitée (partie haute), l'autre est soumise au moment appliqué (partie basse).

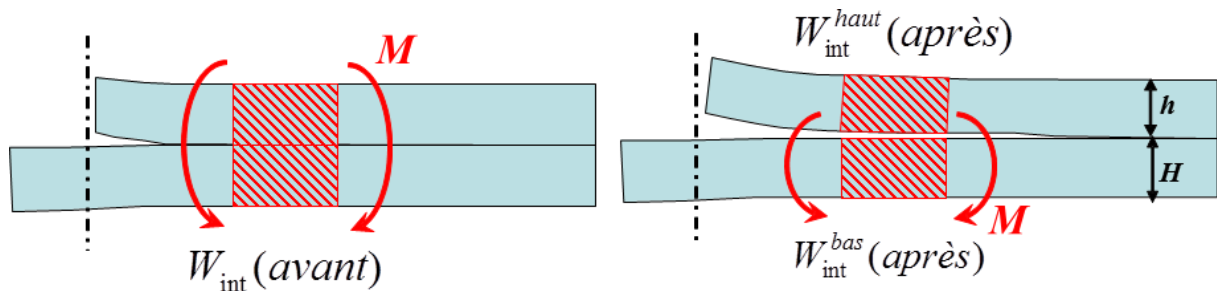


Figure 4.3 : Analyse en propagation finie d'une fissure interfaciale des énergies internes stockées sous moment de flexion pure

La variation de l'énergie élastique lors de la rupture s'exprime alors, pour un accroissement d'aire de décohésion ΔA :

$$G = \frac{W_{int}(après) - W_{int}(avant)}{\Delta A} = \frac{W_{int}^{haut}(après) + W_{int}^{bas}(après) - W_{int}(avant)}{\Delta A} \quad (3)$$

4.1.2 - Calcul du taux de restitution d'énergie par la méthode des éléments finis

Dans le cas d'une propagation de fissure dont les lèvres sont en contact, la méthode analytique décrite ci-dessus n'est pas applicable. Nous devons donc avoir recours à des modélisations numériques pour les cas de fissuration interfaciale dans les essais de F4PI et 4ENF.

Les modélisations des essais sont conduites avec cinq couches : la contre-plaque en acier, la colle, la barrière thermique, la sous-couche et le substrat (AM1 traité en isotrope). Par éléments finis, il ne nous est pas possible de modéliser la couche d'alumine, car cela impliquerait d'utiliser des mailles très fines dans celle-ci, compte tenu de sa faible épaisseur, ce qui conduirait à augmenter sensiblement la taille du modèle éléments finis. De plus, à l'échelle d'une épaisseur de quelques micromètres, il faudrait alors gérer l'ondulation de l'oxyde et même sa structure cristalline. La fissure se propage à l'interface sous-couche/barrière thermique, c'est-à-dire au niveau de l'alumine. Pour ces modélisations par éléments finis, nous utiliserons les propriétés matériaux [Théry 2007] et les épaisseurs décrites dans le Tableau 4.4.

Couche	Épaisseur	Module d'Young (GPa)	Coeff. de Poisson	Coeff. de dilatations thermiques (K^{-1})
AM1	1 mm	129,5	0,408	1,40e-5
Sous-couche	50 μ m	120	0,3	1,50e-5
Barrière thermique	150 μ m	30	0,1	1,00e-5
Colle 9323®	50 μ m	3	0,4	
Colle FM1000®	100 μ m	1,45	0,4	
Contre-plaque (acier AISI 304L)	1 mm	195	0,3	

Tableau 4.4 : Épaisseurs nominales et propriétés élastiques utilisées dans la modélisation des essais d'adhérence

Les maillages EF sont présentés sur la Figure 4.4 (sous charge). Le comportement des couches est supposé linéaire élastique dans ces calculs. Nous avons le choix entre plusieurs options de modélisation :

- Éléments linéaires ou quadratiques
- Hypothèses de déformations planes (DP) ou déformations planes généralisées (DPG)
- Méthode de calcul du taux de restitution d'énergie : par la méthode de Parks [Parks 1978] telle qu'implémentée dans Zébulon ; par la méthode VCCT [Krueger 2004] qui consiste à calculer sur un élément le travail des efforts de réaction avant et après avancée de la fissure ; par le calcul du travail des efforts extérieurs pour une avancée de fissure d'un micromètre, obtenue par relâchement d'un nœud.

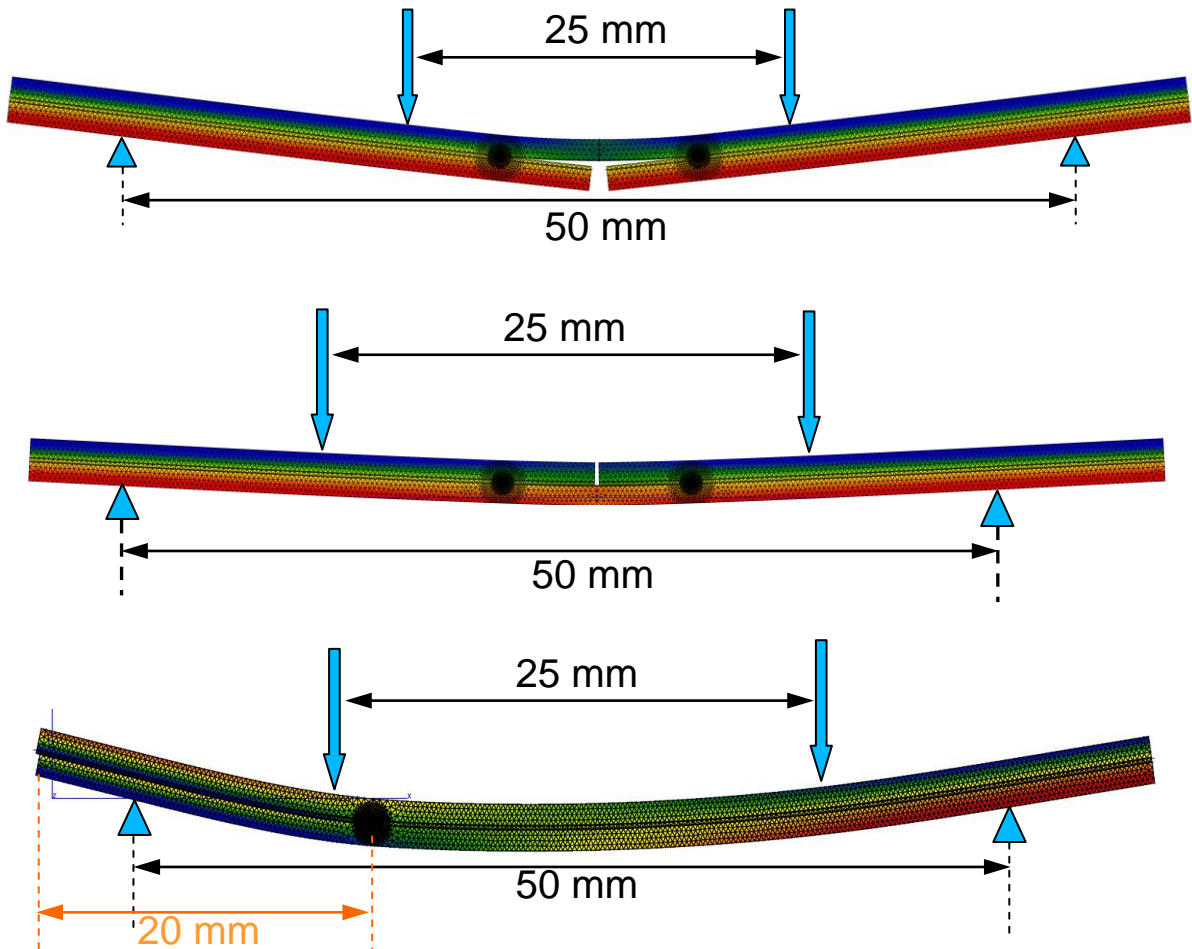


Figure 4.4 : Maillages des essais F4P, F4PI et 4ENF, sous charge. Les déplacements horizontaux (U_1) sont représentés (déformées amplifiées x5)

Pour tous les essais de flexion, la taille de maille utilisée dans les zones loin de la pointe de fissure est de $250\ \mu\text{m}$, avec un raffinement concentrique autour de la pointe de fissure jusqu'à une taille de maille d'un micromètre. Dans cette région, les éléments triangulaires sont bien conditionnés, de type équilatéral. Dans la zone loin de la pointe de la fissure, une étude de convergence au maillage a été effectuée et l'écart à la solution à convergence (taille de maille de $10\ \mu\text{m}$) comparée à celle obtenue avec une taille de maille de $250\ \mu\text{m}$ est de 0,2% sur le taux de restitution d'énergie.

Nous adoptons l'hypothèse des petites déformations, mais en grands déplacements. Le chargement appliqué sera unitaire, c'est-à-dire 1 N rapporté à l'unité de largeur (maillage 2D). Compte tenu de la disposition des appuis, cela revient à un couple constant entre les appuis intérieurs de $12,5\ \text{N}\cdot\text{mm}$ (toujours par unité de largeur).

4.1.3 - Comparaisons avec la solution analytique

Nous allons maintenant comparer les résultats des différentes méthodes de calcul du taux de restitution d'énergie par éléments finis à la solution analytique, dans le cas d'une fissure ouverte (essai de flexion 4 points dans notre cas).

La Figure 4.5 présente la convergence de la méthode de Parks vis-à-vis du taux de restitution d'énergie, en fonction de la valeur de la perturbation (pour des éléments finis de taille $1\ \mu\text{m}$).

Les valeurs sont normées par la valeur obtenue par le travail de l'effort extérieur (calculé analytiquement). On voit que l'étude de convergence est indispensable pour valider la valeur obtenue. Dans la suite de l'étude, les résultats obtenus par la méthode de Parks seront calculés avec un incrément de 10^{-6} mm. On note que l'emploi d'éléments linéaires fournit des valeurs de G nettement inférieures par rapport à la solution analytique. Il est donc indispensable de travailler avec un maillage constitué d'éléments quadratiques. Ceci est vrai aussi pour les résultats obtenus par le travail des efforts extérieurs et la VCCT (voir Tableau 4.5).

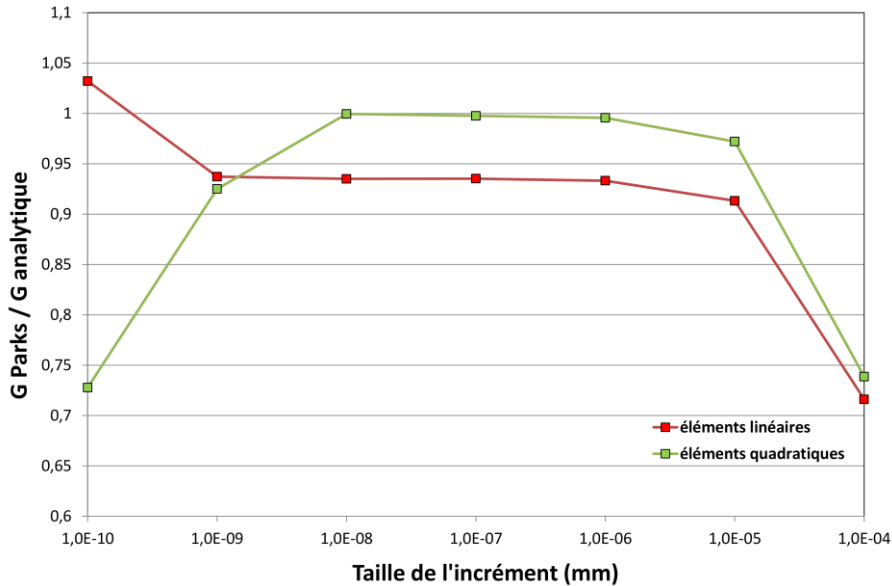


Figure 4.5 : Évolution du taux de restitution d'énergie selon la méthode de Parks en fonction de la perturbation appliquée

Par comparaison avec la solution analytique, on peut considérer que dans un cas comme celui-ci la méthode numérique la plus sûre est celle basée sur le travail de l'effort extérieur lors d'un relâchement de nœud (un incrément de fissure de $1 \mu\text{m}$ peut être considéré comme infinitésimal, le calcul est donc exact pour un cas de propagation stable)

	<i>Éléments quadratiques</i>		<i>Éléments linéaires</i>	
	<i>DP</i>	<i>DPG</i>	<i>DP</i>	<i>DPG</i>
Méthode de Parks	4,8742	0,1677	4,5688	0,1279
Travail des forces extérieures	4,9000	4,9000	4,6750	4,6750
Méthode VCCT	4,9169	4,9155	4,6790	4,6788
Analytique	4,8958	4,8956	4,8958	4,8956

Tableau 4.5 : Comparaison des différentes méthodes de calcul des taux de restitution d'énergie (en J/m^2), en déformations planes et déformations planes généralisées

Sous les hypothèses de déformations planes et déformations planes généralisées, les trois méthodes donnent des résultats très comparables et cohérents avec le calcul analytique (Tableau 4.5). Ceci est normal dans la mesure où il n'y a pas prise en compte des contraintes résiduelles ici, et que l'on est dans une situation de type stationnaire (indépendance à la taille de l'incrément de longueur de fissure). Il est cependant à noter que la méthode de Parks, telle qu'implémentée dans Zébulon, ne fonctionne pas sous des hypothèses de DPG (Tableau 4.5). Par ailleurs le calcul de l'énergie par le travail des forces extérieures n'est possible que lorsqu'il existe un chargement mécanique extérieur.

La Figure 4.6 montre que l'état stationnaire est respecté tant que la fissure reste à l'intérieur des appuis intérieurs du montage (distance entre 0 et 12,5 mm pour la modélisation d'une demi-éprouvette avec un écart des appuis intérieurs de 25 mm, comme représentés sur la Figure 4.4).

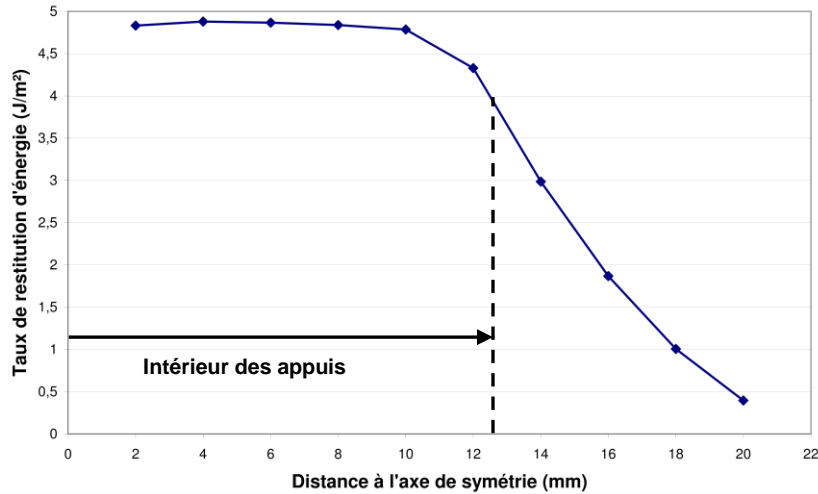


Figure 4.6 : Évolution du taux de restitution d'énergie (Parks, éléments quadratiques, DP) pour l'essai F4P, en fonction de la longueur de fissure

Comme cela sera discuté au paragraphe 4.2, lorsque nous chercherons à prendre en compte les contraintes résiduelles au sein des éprouvettes, ou simplement calculer le taux de restitution d'énergie dans un cas de chargement thermique seul (sans aucun chargement mécanique extérieur appliqué au système), nous devons nous placer dans des conditions de DPG. Par conséquent, nous conservons comme calcul de « référence » la méthode VCCT : celle-ci fonctionne sous des hypothèses DP et DPG, et permet de calculer l'énergie dans n'importe quel cas de chargement, du moment qu'il existe une fissure.

Au final, nous avons validé une méthode de calcul numérique du taux de restitution d'énergie, la méthode VCCT, que nous appliquerons par la suite en utilisant des maillages quadratiques, avec une taille de maille d'un micromètre en pointe de fissure.

4.1.4 - Essais de flexion avec fissure fermée et contact

Dans le cas d'essais de flexion induits par un chargement mécanique extérieur pour lesquels il est indispensable de prendre en compte le contact (fissures complètement ou en partie fermées), la méthode analytique du calcul du taux de restitution d'énergie est difficilement transposable. Nous avons donc mis en place une méthode numérique de calcul du taux de restitution d'énergie G , la méthode VCCT, que nous avons validée en flexion 4 points par rapport à une solution analytique de référence.

La Figure 4.7 donne l'évolution de G en fonction de la demi-longueur de fissure pour la flexion 4 points inversée et la 4ENF. Seule la moitié de l'éprouvette est modélisée dans le cas F4PI (essai symétrique), et donc l'abscisse 0 correspond au centre de la plaque. L'appui intérieur est donc à 12,5 mm du centre, comme pour l'essai de F4P (voir Figure 3.7). Les calculs ont été effectués sous l'hypothèse des déformations planes, et le taux de restitution d'énergie calculé par la méthode VCCT.

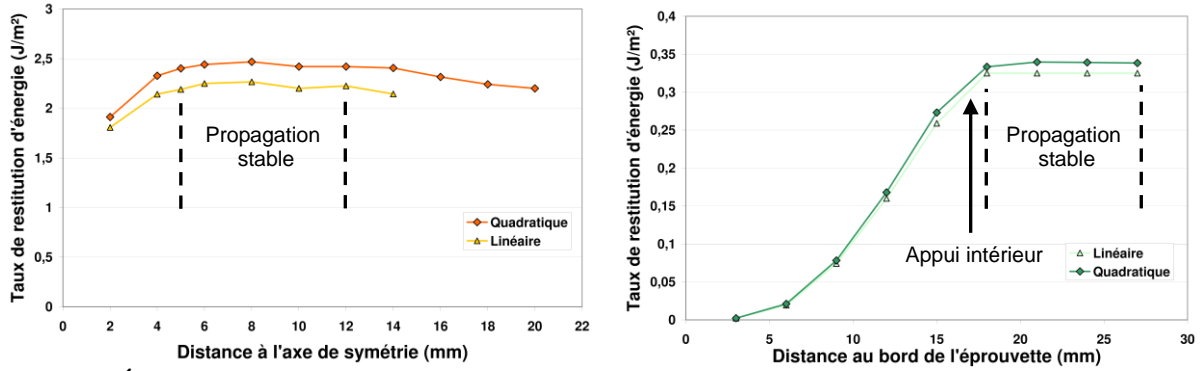


Figure 4.7 : Évolution du taux de restitution d'énergie en fonction de la longueur de fissure, pour les essais F4PI (gauche) et 4ENF (droite)

Dans l'essai de F4PI, la zone de propagation stable est plus réduite que dans l'essai de F4P (entre 5 et 12 mm du centre de l'éprouvette), car il y a contact des lèvres de la fissure vers le centre (voir Figure 4.8).

L'essai de 4ENF présente un état de propagation stable à l'intérieur des appuis intérieurs, donc à plus de 17,5 mm du bord de l'éprouvette. En deçà de cette distance, la fissure ne peut pas se propager, l'énergie disponible étant trop faible. Cela confirme que pour avoir une propagation de fissure dans cet essai particulier, la pré-fissure est indispensable, et qu'elle doit être suffisamment longue pour qu'avant l'application de la charge la pointe de fissure soit déjà à l'intérieur des appuis intérieurs (d'où le savoir-faire expérimental du paragraphe 3.2.4).

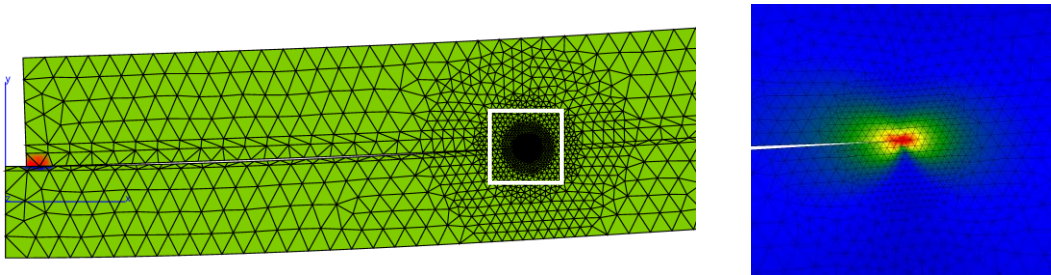


Figure 4.8 : Essai F4PI, zoom sur la pré-fissure et mise en évidence de la zone de contact (amplification de la déformée x20) à gauche ; Zoom sur la pointe de fissure, contraintes équivalentes de Von Mises (à droite)

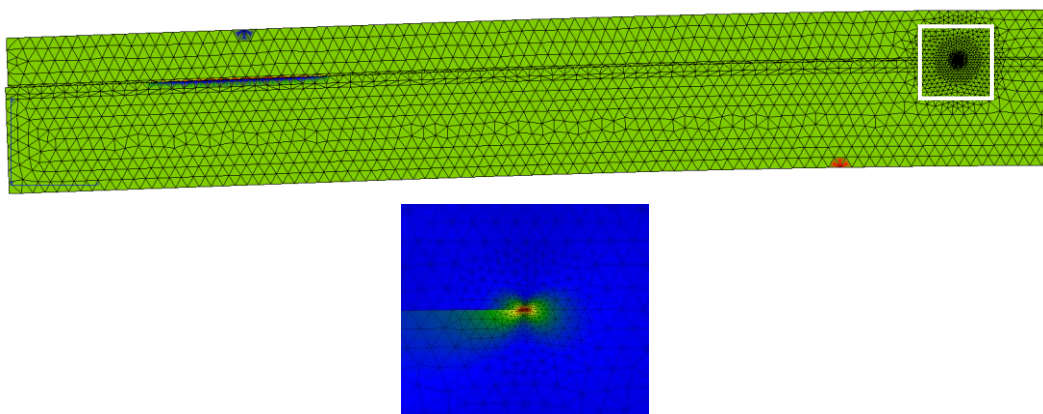


Figure 4.9 : Essai 4ENF, zoom sur la pré-fissure et mise en évidence de la zone de contact (amplification de la déformée x50); Zoom sur la pointe de fissure, contraintes équivalentes de Von Mises

Nous avons donc, pour un effort unitaire, sous des hypothèses de déformations planes généralisées, avec des éléments quadratiques, et en utilisant la méthode VCCT, des valeurs du taux de restitution d'énergie telles que :

	F4P	F4PI	4ENF
Taux de restitution d'énergie G (en J/m²)	4,9168	2,3998	0,3400

Tableau 4.6 : Taux de restitution d'énergie des trois types d'essais, sous effort unitaire

Ainsi, pour atteindre la même valeur du taux de restitution d'énergie que lors d'un essai de F4P, il faudrait appliquer une charge quasiment deux cents fois plus grande à une éprouvette en 4ENF, et quatre fois plus grande pour un essai en F4PI.

4.2 - Prise en compte des contraintes résiduelles

Les structures multicouches renferment souvent des contraintes résiduelles, dues aux différences de propriétés thermo-mécaniques des couches. En particulier, les refroidissements suite aux dépôts de la sous-couche et de la barrière thermique à haute température, ou les cyclages thermiques en service, vont induire des contraintes thermiques qui vont être importantes dans les couches. Ces différentes couches sont de plus susceptibles de se déformer plastiquement durant le cyclage thermique préalable. Ces déformations plastiques sont aussi des causes de contraintes résiduelles.

Nous différencierons deux cas pour notre étude : lorsque le système n'est soumis qu'à des contraintes résiduelles seules (cas de sollicitations thermiques seules, rencontrées sur aube et donc dans les cas idéalisés de propagation de fissure interfaciale présentés au paragraphe 3.1) ; lorsque le système est soumis à une combinaison de contraintes résiduelles et d'un chargement mécanique extérieur. Ceci correspond au cadre de dépouillement des essais de flexion, puisqu'ils sont soumis à un chargement de flexion lors de l'essai, mais aussi à des contraintes résiduelles dues au cyclage thermique préalablement appliqué.

4.2.1 - Le cas des contraintes résiduelles seules

L'énergie libérée par la rupture est définie par l'évaluation des énergies internes de la pièce avant et après la rupture (il n'y a pas d'effort extérieur). Ceci est particulièrement aisé avec les solutions analytiques de type flexion pure présentées au paragraphe 4.1.1. Le bilan énergétique s'écrit alors :

$$G = G_{dis} = \frac{\Delta W_{int}}{\Delta A} = \frac{W_{int}(après) - W_{int}(avant)}{\Delta A} = \frac{W_{int}^{haut}(après) + W_{int}^{bas}(après) - W_{int}(avant)}{\Delta A} \quad (4)$$

On admet que le multicouche n'est soumis à aucun effort extérieur. On étudie cependant plusieurs conditions pour la direction transverse : déformations planes², déformations planes généralisées³, flexion biaxiale⁴. Dans la mesure où les contraintes résiduelles des couches sont équi-biaxiales, les résultats de notre problème traité en axisymétrique ou sous conditions DPGG seront donc identiques.

² Notée DP : $\varepsilon_{zz} = 0$

³ Notée DPG : $\varepsilon_{zz} = cste$

⁴ Notée DPGG pour « déformations planes généralisées généralisées » : $\frac{d\varepsilon_{zz}}{dx} = 0$ et $\frac{d\varepsilon_{zz}}{dy} = cste$

Les contraintes résiduelles considérées sont d'origine thermique. La température de dépôt (multicouche sans contraintes résiduelles) a été assimilée à 1100°C (température d'utilisation typique du métal protégé par la barrière thermique), et les contraintes résiduelles ont été évaluées dans un état refroidi jusqu'à 25°C. Les caractéristiques et les épaisseurs des différents matériaux sont celles données dans le Tableau 4.4. Dans cette partie on considère uniquement les quatre couches inférieures, à savoir la barrière thermique, l'alumine, la sous-couche et le substrat. On suppose que la fissuration se produit à l'interface alumine/sous-couche, mais rien n'empêche de faire l'hypothèse inverse, c'est-à-dire d'envisager la rupture de l'interface alumine/céramique. Dans ce cas, les valeurs ci-dessous différeront, mais les conclusions tirées resteront inchangées.

Le Tableau 4.7 montre les résultats de calcul selon les différentes hypothèses, donnant les contraintes moyennes dans chaque couche (dans les directions x et z), l'énergie stockée dans le système et le taux de restitution d'énergie (dans le cas d'une propagation de fissure à l'interface entre l'alumine et la sous-couche, sans contre-plaqué).

	DP		DPG		DPGG		axisymétrique
	σ_{xx} (MPa)	σ_{zz} (MPa)	σ_{xx} (MPa)	σ_{zz} (MPa)	σ_{xx} (MPa)	σ_{zz} (MPa)	$\sigma_{xx} = \sigma_{zz}$ (MPa)
Céramique	-149,97	181,00	-78,60	-84,81	-79,93	-79,93	-79,93
Oxyde	-4456,72	1343,06	-3572,17	-3666,06	-3586,05	-3586,05	-3586,05
Sous-couche	99,73	1793,92	217,49	191,55	215,85	215,85	215,85
Substrat	30,88	1789,34	11,63	14,14	11,96	11,96	11,96
Energie stockée (J)	13177,9579		143,1857		141,9193		141,9193
Taux de restitution d'énergie (J/m ²)	174,2147		124,7387		126,9467		126,9467

Tableau 4.7 : Contraintes dans chaque couche, et valeurs de l'énergie interne et de l'énergie libérée lors de la propagation de fissure, sous un chargement de 100 N.m

De façon immédiate on observe que l'hypothèse des déformations planes (DP) n'est pas valide pour traiter le cas des contraintes résiduelles d'origine thermique. En effet, les composantes transverses de celles-ci (σ_{zz}) sont alors très élevées, et totalement irréalistes, en particulier dans le substrat. Et l'énergie stockée correspondante atteint une valeur aberrante, ce qui invalide par conséquent la valeur du taux de restitution d'énergie dans ce cas.

Seuls les calculs en déformations planes généralisées sont acceptables (avec des différences assez faibles entre les deux hypothèses DPG et DPGG). Le taux de restitution d'énergie est un peu plus élevé dans le cas DPGG, cela vient du fait que sous ces hypothèses le système considéré est moins contraint (voir note 4 page précédente) et que son énergie stockée est plus faible.

Contrairement au cas où le chargement est uniquement mécanique (vu au paragraphe 4.1.3) avec adéquation entre les solutions analytique et numérique, dans le cas d'une structure qui est le siège de contraintes résiduelles, nous ne pouvons pas calculer le taux de restitution d'énergie par une méthode numérique à partir des modèles éléments finis en déformations planes généralisées mis en place ici.

Par exemple, la Figure 4.10 présente le taux de restitution d'énergie lors de la propagation d'une fissure entre la barrière thermique et le substrat métallique, lorsque le système n'est soumis qu'à une contraction thermique entre 1100°C et 25 °C. Les propriétés des matériaux sont celles données dans le Tableau 4.4, et la géométrie est celle d'une plaquette classique sans contre-plaqué (épaisseurs données dans le Tableau 4.4, longueur 60 mm).

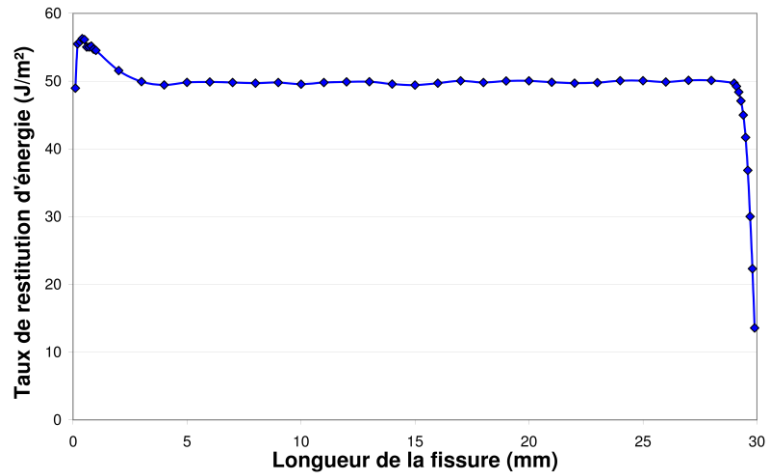


Figure 4.10 : Taux de restitution d'énergie calculé par éléments finis en fonction de la longueur de fissure entre la barrière thermique et le substrat, lors d'une contraction thermique entre 1100°C et 25°C

À part les effets de bord (axe de symétrie à $L = 0$ et bord de l'éprouvette à $L = 30$ mm), le taux de restitution d'énergie est stable à une valeur de 50 J/m² dans ce cas, selon la méthode VCCT telle qu'utilisée dans notre code éléments finis. Or la valeur que nous déterminons par la méthode de calcul analytique est 91 J/m² (sous les mêmes hypothèses, pour la même géométrie sans couche d'alumine), ce qui prouve la non adéquation des deux méthodes, et donc l'impossibilité de calculer numériquement le taux de restitution d'énergie d'une fissure soumise à des contraintes résiduelles, compte tenu du choix de modélisation fait ici (maillage 2D et hypothèse des déformations planes généralisées).

Ce point sera précisé et développé au paragraphe 4.3.

4.2.2 - Analyse complète de l'essai de flexion 4 points avec contraintes résiduelles

Pour effectuer une analyse complète d'un essai, il faudrait connaître parfaitement toutes les conditions d'élaboration, de vieillissement, de préparation et de sollicitation subies par l'éprouvette, jusqu'au moment où la propagation d'une fissure interfaciale a conduit à sa ruine. Il n'est pas envisageable ici de prendre en compte précisément toutes les étapes du procédé de fabrication des éprouvettes – avant réception au laboratoire – que nous ne connaissons pas dans le détail. Néanmoins, nous pouvons considérer le système comme étant libre de contraintes à la température de dépôt de la barrière thermique, soit entre 1050 et 1100°C. Dans notre étude, nous situerons à 1100°C l'état des couches libres de contraintes.

Rappelons succinctement les traitements et manipulations subies par l'éprouvette jusqu'à l'application du moment de flexion. La plaquette formée de quatre couches (AM1, sous-couche, alumine (non représentée dans les schémas) et barrière thermique) est soumise à un cyclage thermique entre 1070°C, 1100°C, ou 1150°C (en palier) et environ 100°C (après chaque refroidissement). À l'issue de ce vieillissement thermique cyclique, elle revient à température ambiante (20°C). Durant cette phase, la plaque se courbe sous l'action des contraintes résiduelles (induites par les déformations thermiques et les éventuelles déformations plastiques qui se développent dans les couches de propriétés thermo-mécaniques différentes). Elle est ensuite redressée (par serrage) au moment du collage de la contreplaque d'acier. Le redressement est réalisé en appliquant un moment tel que la flèche résiduelle soit annulée. Lorsque la colle durcit, elle solidarise la plaquette quadri-couche (refermant des contraintes résiduelles) et la contre-plaque en acier, initialement libre de contraintes.

Sortie de l'étai de serrage, la plaquette (constituée alors de six couches, avec la colle et la contre-plaque) a tendance à reprendre sa courbure d'origine, mais la rigidité de la contre-plaque l'en empêche en partie. Après réalisation d'une entaille spécifique, la plaquette est ensuite montée dans la machine de traction et les efforts sur les appuis de contact sont appliqués conformément au protocole défini. À l'issue de cet essai, on procède au calcul de l'énergie élastique libérée par la propagation de fissure. Ces étapes sont résumées dans l'organigramme de la Figure 4.11.

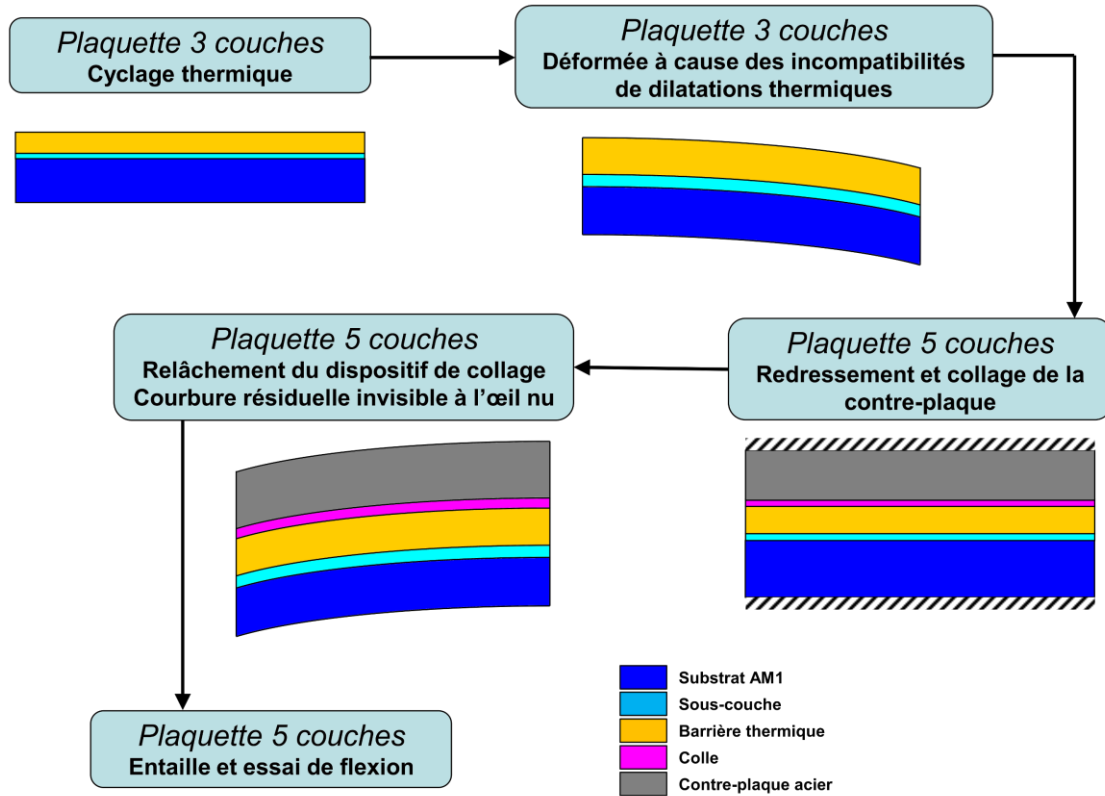


Figure 4.11 : Organigramme des étapes de préparation d'une plaquette avant flexion

Cette procédure peut facilement être modélisée en utilisant les solutions analytiques de plaque multicouche. Le Tableau 4.8 présente les énergies stockées à chaque étape (excepté le cyclage thermique) de la préparation d'une éprouvette, et le taux de restitution d'énergie lors de la fissuration. La couche d'oxyde de trois micromètres d'épaisseur est prise en compte (bien que non représentée dans l'organigramme ci-dessus). Lors de la flexion, la plaque est soumise à un moment de 100 N.m. On suppose que la fissure se propage à l'interface oxyde/sous-couche. On constate que l'effet du redressement intermédiaire avant collage de la contre-plaque joue sur les solutions obtenues, mais de façon très limitée, changeant peu l'énergie stockée. Par ailleurs, la différence entre les résultats sous les hypothèses DPG et DPGG n'est pas très importante (entre 2 et 4 J/m² sur les énergies stockées), sauf pour l'énergie stockée dans la partie basse de la plaquette, soumise au moment de flexion.

	<i>DPGG avec redressement</i>	<i>DPGG sans redressement</i>	<i>DPG avec redressement</i>	<i>DPG sans redressement</i>
<i>Étape 1 : refroidissement</i>	141,91934	141,91934	143,18571	143,18571
<i>Étape 2 : redressement</i>	143,18598		145,96051	
<i>Étape 3 : collage contre-plaque</i>	145,55843	145,58748	145,72021	145,73465
<i>Étape 4 : flexion (100 Nm)</i>	176,85348	176,88252	172,64956	172,66400
<i>Étape 5 : fissuration (partie haute)</i>	122,93208	123,03581	126,71606	126,79189
<i>Étape 5 : fissuration (partie basse)</i>	410,60068	410,60068	347,66237	347,66237
<i>Taux de restitution d'énergie</i>	G = 363,1644	G = 363,2452	G = 291,1410	G = 291,2307

Tableau 4.8 : Énergies stockées calculées (en J/m²) à chaque étape de préparation d'une éprouvette, pour différentes hypothèses de modélisation, et taux de restitution d'énergie (en J/m²) lors de la propagation d'une fissure

Le dépouillement des expériences de F4P, F4PI et 4ENF, pour déterminer le taux de restitution d'énergie critique pour chaque essai, a jusqu'ici été fait en ne prenant en compte ni la présence d'oxyde ni les contraintes résiduelles dans les couches.

Pour la prise en compte simultanée des efforts extérieurs et des contraintes résiduelles, il est souhaitable de disposer d'une méthode qui permette de superposer les deux solutions calculées pour chaque contribution indépendamment. Cependant, il faut noter que, autant les solutions en contraintes, déplacements, déformations se superposent facilement (linéairement), autant les énergies, internes ou libérées, ne peuvent se superposer par simple addition.

La solution analytique (de flexion pure, en DP, DPG ou DPGG) en présence de contraintes résiduelles ou d'un effort (moment) extérieur, s'obtient sans difficulté. Le paragraphe 4.1 et l'Annexe 05 exposent les équations à appliquer pour calculer les taux de restitution d'énergie dans ces deux cas simples.

Comme indiqué dans [Delette 2007], une solution pour une superposition correcte des calculs indépendants (efforts extérieurs seuls, contraintes résiduelles seules) consiste à leur adjoindre un terme de couplage, tel qu'introduit pour la flexion 4 points par [Howard 1994]. Le taux d'énergie élastique libéré tenant compte du moment appliqué et des contraintes résiduelles peut alors être obtenu par la somme :

$$G = G_p(M) + G_r(\sigma_{res}) + G_{pr}(M, \sigma_{res}) \quad (5)$$

- $G_p(M)$ est la valeur de G obtenue en flexion 4 points sous l'action du moment seul (sans prendre en compte les contraintes résiduelles), tel que défini par l'équation (3),
- $G_r(\sigma_{res})$ est la valeur de G obtenue sous la seule action des contraintes résiduelles, par exemple par l'équation (4),
- $G_{pr}(M, \sigma_{res})$ est le terme de couplage, s'exprimant à partir des résultats des deux premiers calculs (sous moment seul et avec contraintes résiduelles seules), par :

$$G_{pr}(M, \sigma_{res}) = M(\kappa_1(\text{après}) - \kappa_1(\text{avant})) \quad (6)$$

où κ_1 est la courbure obtenue, avant et après rupture, dans le calcul avec contraintes résiduelles seules.

Dans un cas plus général (autre que la flexion) le terme de couplage G_{pr} correspond au produit des efforts extérieurs obtenus dans le cas du chargement mécanique sans contrainte résiduelle, par les déplacements de leurs points d'application obtenus cette fois dans le cas d'un chargement sous contraintes résiduelles seules.

L'application de cette méthode de superposition a fourni les résultats présentés dans le Tableau 4.9, toujours pour les conditions matériau précisées dans le Tableau 4.4, avec prise en compte ou non de la présence d'oxyde (d'épaisseur trois micromètres). Le moment appliqué est de 12,5 N.mm, correspondant à un effort unitaire sur l'éprouvette de flexion. Les deux hypothèses de modélisation sont comparées, l'hypothèse DPGG fournissant la solution la plus générale de type flexion biaxiale (avec la courbure induite dans la direction z par le moment appliqué dans la direction x) alors que l'hypothèse DPG est plus restrictive.

Dans tous les cas, on observe que la solution après superposition, obtenue en ajoutant les trois termes $G_p(M)$, $G_r(\sigma_{res})$ et $G_{pr}(M, \sigma_{res})$, correspondant à G_{tot} somme, est rigoureusement identique à la solution obtenue directement (G_{tot} direct) en appliquant simultanément moment et contraintes résiduelles.

	<i>Sans oxyde</i>		<i>Avec oxyde</i>	
	<i>DPG</i>	<i>DPGG</i>	<i>DPG</i>	<i>DPGG</i>
<i>Moment seul</i>	4,8955	5,8145	4,8973	5,8166
<i>Contraintes résiduelles</i>	3,7934	5,0653	11,6341	15,5230
G_{pr}	-3,8493	-2,7707	-4,2285	-3,0657
G_{tot} somme	4,8396	8,1091	12,3029	18,2739
G_{tot} direct	4,8396	8,1091	12,3029	18,2739

Tableau 4.9 : Taux de restitution d'énergie en J/m² (essai de F4P sous un moment de 12,5 N.mm) sous différentes sollicitations. Illustration de la méthode de superposition

Dans ce Tableau 4.9 on remarque les différences significatives existant entre les hypothèses DPG et DPGG. Dans tous les cas le taux d'énergie élastique libérée est plus élevé avec l'hypothèse DPGG, que ce soit avec ou sans prise en compte de l'oxyde. Le même type de différence était aussi observé dans l'exemple traité dans le Tableau 4.8. Cette différence est marquée, même pour le cas avec moment seul, sans contraintes résiduelles.

Nous remarquons que le taux de restitution d'énergie est pratiquement équivalent, lorsque l'on a un moment seul (première ligne du tableau), que l'on prenne en compte ou non la couche d'oxyde. On peut donc dire que les calculs par éléments finis sont valides pour connaître le taux de restitution d'énergie sous effort extérieur seul, sans prise en compte de la couche d'oxyde.

Nous avons vérifié cette analyse de superposition des énergies dans de nombreuses configurations, avec ou sans contre-plaque, lors d'un essai de flexion ou lors d'un écaillage spontané sans moment extérieur, avec une propagation au-dessus, en dessous ou au milieu de la couche d'oxyde, ou même sans prendre en compte cette couche d'alumine. Dans tous les cas, les résultats des taux de restitution d'énergie obtenus par les deux méthodes (superposition ou calcul direct en appliquant simultanément moment et contraintes résiduelles) sont concordants.

En conclusion, nous avons le choix des méthodes pour calculer le taux de restitution d'énergie d'un essai d'adhérence.

La prise en compte des contraintes résiduelles dans les calculs par éléments finis est, comme nous allons l'expliquer au paragraphe suivant, relativement délicate puisque, pour être cohérent, il faudrait mener des analyses en 3D. Par contre, les essais avec contact (F4PI et 4ENF), pour lesquels le taux de restitution d'énergie ne peut pas être calculé de manière analytique (fissure fermée), sont facilement modélisables par éléments finis. Il est possible de travailler avec les hypothèses de DP ou DPG, et ces deux cas donnent des résultats identiques lorsque le chargement extérieur est uniquement mécanique.

Au contraire, en utilisant les solutions analytiques, il n'est pas possible de calculer les taux de restitution d'énergie pour les essais dont la fissure est fermée avec des conditions de contact complexes. Cependant, il est possible de prendre en compte la couche d'alumine (et une localisation de la fissure dans un plan quelconque), les contraintes résiduelles et donc la superposition des énergies. Le formalisme peut être en DPG ou en DPGG. Mais c'est la dernière formulation (déformation plane généralisée généralisée) que nous privilégions comme étant plus proche des conditions associées aux pions d'oxydation (solicitation de type équi-biaxial).

Au final, pour dépouiller correctement nos essais mécaniques, nous allons utiliser une combinaison des deux approches (numérique et analytique). Dans un premier temps, nous calculons par éléments finis l'énergie libérée sous un chargement mécanique seul ($G_p(M)$), pour tous les essais, sans contraintes résiduelles et sans oxyde. Cette énergie peut être assimilée à celle prenant en compte la couche d'alumine, car ces deux grandeurs sont très peu différentes (un exemple est donné dans la modélisation de l'essai F4P au Tableau 4.9).

En pratique, nous ne pouvons pas réaliser les calculs de flexion par éléments finis avec l'hypothèse DPGG, ces conditions de déformations généralisées n'étant pas implantées dans le code Zébulon. Nous les menons donc avec l'hypothèse DPG pour les trois types d'essais de flexion, et utilisons, dans les trois cas, la correction multiplicative suivante pour passer à la valeur en DPGG :

$$G_p^{DPGG}(M) = \omega G_p^{DPG}(M)$$

Le facteur ω est obtenu par les solutions analytiques. Il est constant dès que la géométrie et les caractéristiques matériaux sont fixées. Avec les géométries considérées on obtient par exemple les valeurs suivantes:

- pour le cas avec contreplaque d'épaisseur 1 mm (F4P, F4PI) :
 - sans oxyde ou lorsque la rupture a lieu à l'interface alumine/sous-couche, $\omega = 1,1877$;
 - si la rupture a lieu à l'interface alumine/céramique, ω varie faiblement, de $\omega = 1,1869$ pour une épaisseur d'oxyde de $0,5 \mu\text{m}$ à $\omega = 1,1785$ pour une épaisseur d'oxyde de $6 \mu\text{m}$;
- pour le cas avec contreplaque d'épaisseur 2 mm (4ENF) :
 - sans oxyde ou lorsque la rupture a lieu à l'interface oxyde/sous-couche, $\omega = 1,1865$;
 - si la rupture a lieu à l'interface oxyde/céramique, ω varie faiblement, de $\omega = 1,1857$ pour une épaisseur d'oxyde de $0,5 \mu\text{m}$ à $\omega = 1,1777$ pour une épaisseur d'oxyde de $6 \mu\text{m}$;

Ensuite, de manière analytique, nous calculons le taux d'énergie libérée sous sollicitation thermique uniquement $G_r(\sigma_{res})$ (pour estimer l'effet des contraintes résiduelles), en prenant en compte la couche d'oxyde et en DPG (pour être cohérent avec les calculs par éléments finis).

Il faut noter que cette énergie provenant des contraintes résiduelles qui résultent uniquement du vieillissement du système ne dépend pas du type d'essai qui sera réalisé *a posteriori*. L'effet des déformations plastiques induites par le cyclage thermique a aussi été étudié, en intégrant au calcul du taux de restitution d'énergie un terme (de déformations plastiques) calculé par le modèle de comportement interfacial (Partie III). Les équations nécessaires au calcul de ce terme sont disponibles en Annexe 05. Il s'avère que l'effet des déformations plastiques est très limité par rapport à celui des contraintes résiduelles d'origine thermique. Nous calculons l'énergie de couplage G_{pr} de manière analytique ou numérique (résultats rigoureusement identiques), et il suffit alors de faire la somme des trois termes $G_p(M)$, $G_r(\sigma_{res})$ et $G_{pr}(M, \sigma_{res})$ pour déterminer l'énergie restituée totale.

Les résultats et des illustrations de ce type de dépouillements sont présentés au paragraphe 4.5.

4.3 - Analyse des scénarios de propagation sur aube

Nous avons identifié, au paragraphe 3.1, deux cas idéalisés de propagation d'une fissure interfaciale sur des aubes. Nous allons dans cette section modéliser ces scénarios, afin de calculer l'angle de mixité modale avec lequel se propage la fissure.

Les propriétés matériaux et les épaisseurs des couches sont répertoriées dans le Tableau 4.4. Pour ces deux modélisations, seulement trois couches sont considérées : le substrat en AM1, la sous-couche et la barrière thermique. Afin d'être cohérent avec les chargements thermiques sur aube, le chargement sera une contraction thermique de 1100°C à 25°C.

Après une étude de convergence, nous avons choisi comme tailles de mailles pour les modélisations suivantes (Figures 4.12 et 4.14) : 6 μm à l'interface (jusqu'à 20 μm de part et d'autre de l'interface) ; des cercles concentriques de plus en plus petits, et maillés de plus en plus fins pour arriver à 0,1 μm sur une zone de 1 μm de rayon en pointe de fissure ; 40 μm dans les parties complémentaires. La longueur totale des modèles est de 10 mm, afin de représenter une fissure se propageant dans un milieu quasi-infini, sans interaction avec une autre fissure potentielle, et pour éviter les effets de bords.

Le premier cas de propagation, généralement reconnu dans la littérature [Choi 1999], est une propagation de fissure de type flambage, ou « buckling ». La barrière thermique est adhérente de part et d'autre d'une fissure plus ou moins longue déjà existante. Tant que la fissure n'est pas trop longue, la barrière thermique ne s'écaille pas, sa cohésion intrinsèque étant suffisante. Mais sous un chargement de type cyclage thermique, la fissure va s'accroître, jusqu'à atteindre une longueur critique [Faulhaber 2006] (diamètre de la cloque critique en 3D) pour laquelle se produira l'écaillage.

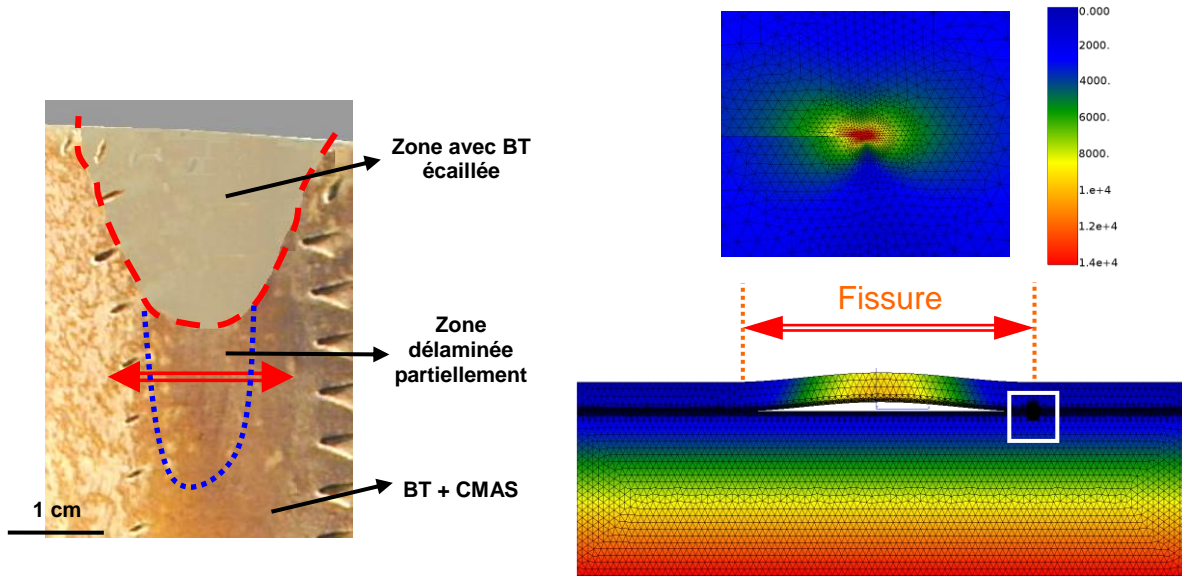


Figure 4.12 : Premier cas typique de propagation sur aube, le flambage (buckling) (voir pointillés bleus). Les déplacements verticaux (U_2) sont représentés (à droite), avec un zoom sur les contraintes de Von Mises en pointe de fissure.

Nous avons modélisé ce cas de propagation par un maillage 2D, sous des hypothèses de déformations planes généralisées. Ceci correspond à une section traversant l'espèce de « long tunnel » entre la barrière thermique et le substrat, dont la partie délaminée est délimitée par les pointillés bleus sur la Figure 4.12.

Pour notre problème posé en 2D-DPG, nous avons choisi comme conditions aux limites : une condition de symétrie sur le bord gauche du modèle (déplacements $U_1=0$) ; les bords supérieurs et inférieurs sont libres ; le bord droit est contraint à rester rectiligne et vertical ($mpc_1 U_1$), afin de représenter un environnement de matière. Ces conditions aux limites sont donc représentatives d'un volume élémentaire représentatif de l'aube.

Lors du refroidissement d'une telle structure, du fait des différences de coefficients de dilatation thermique, la fissure va avoir tendance à s'accroître. La Figure 4.13 montre la dépendance du taux de restitution d'énergie à la taille du défaut initial (dans notre traitement, nous avons conservé le facteur de forme du défaut en maintenant le rapport longueur/hauteur constant). Lorsque la longueur de la fissure augmente (et par conséquent son ouverture), le taux de restitution d'énergie augmente, sous sollicitation identique. Cela traduit le fait qu'il est de plus en plus facile à la fissure de se propager lorsque la cloque grossit, et donc que la propagation, une fois initiée, n'est pas en régime stable. Si l'on veut étudier plus en détail ce cas de fissuration, il faudrait donc passer par une modélisation de zones cohésives, et non raisonner en taux de restitution d'énergie.

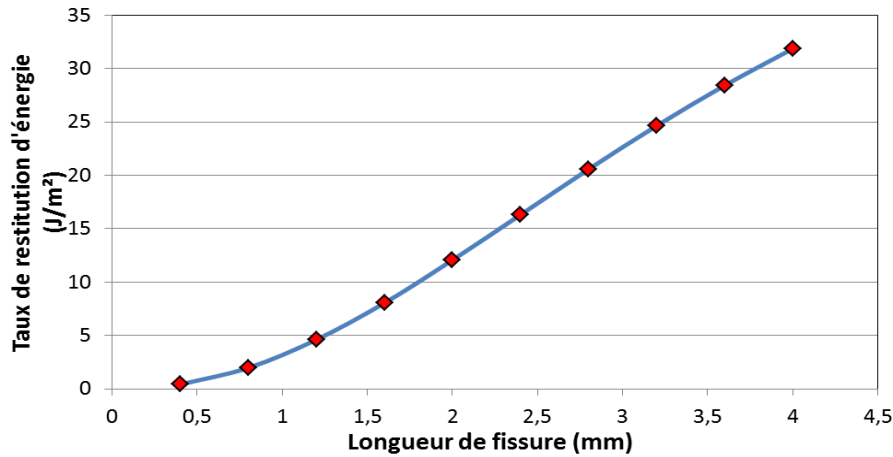


Figure 4.13 : Évolution du taux de restitution d'énergie (J/m^2) en fonction de la longueur de la fissure, dans le cas du flambage

Le deuxième scénario de propagation envisagé est une propagation à partir d'un bord libre [Hutchinson 1992], appelée « edging » (Figure 4.14). Dans ce cas-là, la barrière thermique est déjà écaillée dans la partie en aval de la fissure, et adhérente dans la partie en amont. Entre les deux, il existe une fissure de longueur L ou du moins un endommagement interfacial de plus en plus prononcé. Comme dans la configuration précédemment décrite, lors du cyclage thermique, la fissure va se propager à cause des contraintes thermiques induites par des coefficients de dilatation différents entre les couches constituant le système, et la barrière thermique va alors s'écailler de proche en proche.

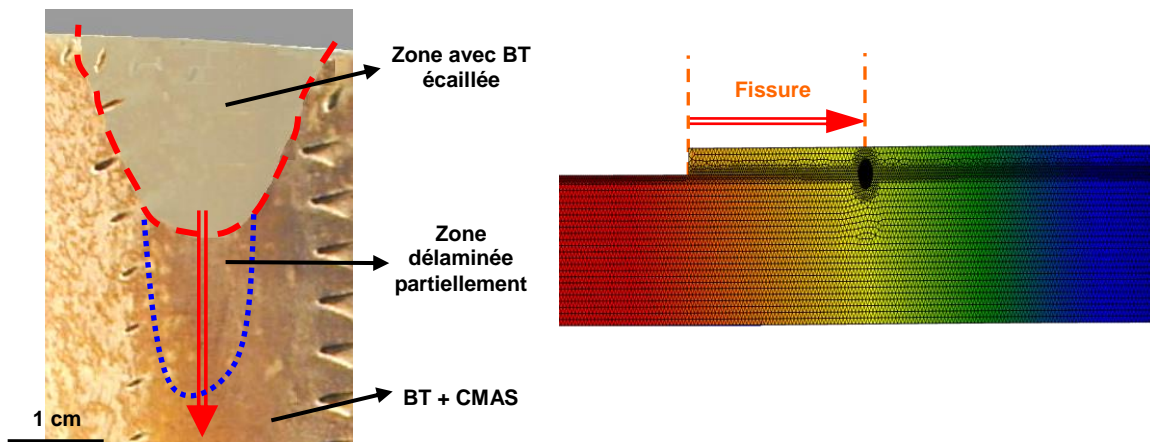


Figure 4.14 : Deuxième cas typique de propagation de fissure sur aube, la propagation à partir d'un bord libre (edging). Les déplacements horizontaux (U_I) sont représentés (à droite)

De même que pour le cas de flambage, nous avons représenté ce cas de propagation en 2D, sous des hypothèses DPG. Les mêmes maillages et conditions aux limites sont appliqués à ce modèle, avec des propriétés matériaux inchangées.

La Figure 4.15 montre l'évolution du taux de restitution d'énergie en fonction de la longueur de la fissure. On constate que ce taux est quasiment constant quelle que soit la longueur de la fissure, ce qui montre que celle-ci est dans un état de propagation stable.

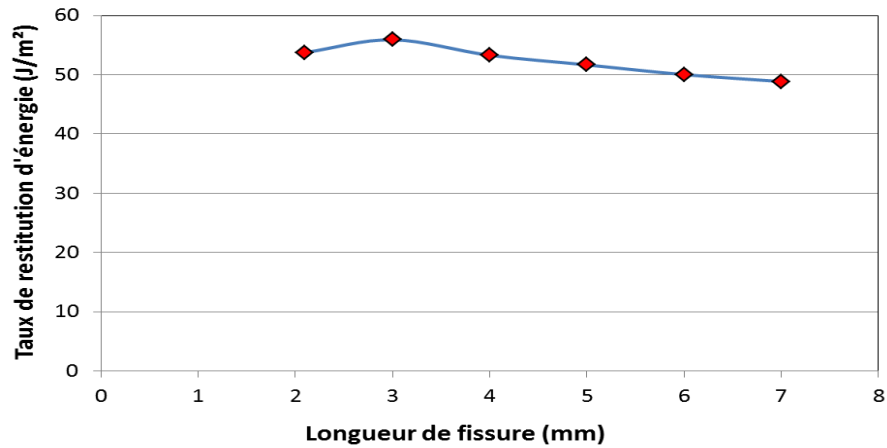


Figure 4.15 : Taux de restitution d'énergie (J/m²) en fonction de la longueur de fissure, cas type « edging »

Remarque : les méthodes numériques mises en œuvre pour calculer le taux de restitution d'énergie dans ces cas idéalisés de propagation sur aube, et les justifications des hypothèses de modélisation sont présentées et discutées dans le paragraphe 4.1. Le calcul de l'angle de mixité dans ces configurations se déroule de manière identique à celui effectué dans le cas des essais d'adhérence (paragraphe 4.4.2), et les valeurs ainsi déterminées apparaissent dans le Tableau 4.11. Malheureusement, nous savons que le calcul par éléments finis du taux de restitution d'énergie d'une fissure se propageant sous l'effet de contraintes résiduelles d'origine thermique ou sous l'effet d'un chargement thermique est incorrect. Nous ne sommes donc pas en mesure actuellement de valider absolument les valeurs calculées, mais nous considérons que les variations d'un cas à l'autre sont néanmoins valables.

En effet, les modèles 2D (en déformations planes ou déformations planes généralisées) que nous utilisons sont inaptes à restituer un taux de libération d'énergie lors de la propagation sous l'effet de contraintes thermiques d'une fissure interfaciale entre deux couches de propriétés élastiques différentes.

La Figure 4.16 schématise une fissure se propageant à l'interface entre deux matériaux (le long de l'axe x), qui peuvent être composés eux-mêmes de plusieurs couches. Les hypothèses de DPG imposent un ϵ_z égal sur toute la structure, alors que dans les parties déjà séparées par la fissure, les déformations sont fonction des contraintes résiduelles et des propriétés des couches concernées. Par conséquent, elles ne sont pas forcément égales à celles qui affectent les parties adjacentes, toujours bien assemblées, contrairement à ce qui est imposé dans le calcul numérique.

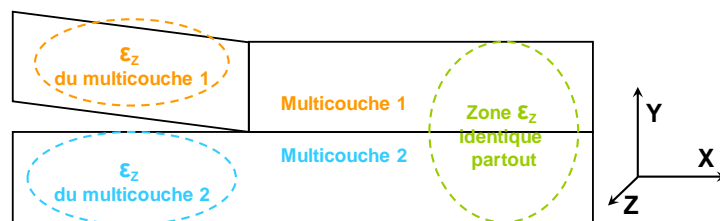


Figure 4.16 : Schéma des déformations transverses lors d'une propagation de fissure interfaciale

Dans le cas où la structure multicouche contient des contraintes résiduelles, il nous est donc impossible, avec nos modélisations en 2D (DP ou DPG), de calculer le taux de restitution d'énergie lors de la propagation de la fissure. Pour calculer de manière numérique cette quantité, un modèle 3D complet est nécessaire, mais cet aspect n'a pas été abordé dans cette étude.

La finalité de ces modélisations des cas idéalisés de propagation sur aube est surtout la caractérisation du mode de propagation de la fissure (propension à se propager plutôt en mode I ou en mode II). Nous ne pouvons pas étudier ces cas idéalisés en terme d'énergie.

4.4 - L'angle de mixité modale

Nous avons déjà discuté de la nécessité de comparer les mixités des modes de propagation d'une fissure interfaciale, d'une part dans les trois essais de laboratoires retenus, et d'autre part dans les cas typiques de propagation sur aube d'une fissure entre la barrière thermique et le substrat métallique.

Nous allons présenter dans cette section une méthode de calcul de l'angle de mixité modale, et son application à nos problèmes de rupture interfaciale.

4.4.1 - Calcul de l'angle de mixité

À cause du caractère très local de la singularité oscillante (exposant complexe) en pointe de fissure et du fait que la rupture considérée entre la sous-couche et la céramique n'est pas sans épaisseur (présence d'une couche d'alumine), l'angle de mixité modale est difficile à déterminer. C'est néanmoins un outil très utile, puisqu'il nous permet de comparer les états de sollicitation de la pointe de fissure dans plusieurs cas de chargements macroscopiques complexes.

Il est possible de calculer cet angle de mixité grâce à deux méthodes, mathématiquement identiques, mais qui diffèrent quelque peu dans leurs exploitations pratiques à partir d'un calcul numérique. En effet, nous pouvons déterminer l'angle de mixité à partir des déplacements des deux lèvres de la fissure (déplacements relatifs des nœuds se trouvant sur la lèvre supérieure par rapport à la lèvre inférieure) ou bien en utilisant les contraintes en amont de la fissure, dans les zones où l'interface n'est pas encore rompue.

Tout d'abord, nous exprimons la solution théorique dans le cas du milieu infini, pour le champ de contraintes en amont de la pointe de fissure, ainsi que pour les déplacements relatifs des lèvres de la fissure, dans les directions normales et tangentielles au plan de l'interface (plan de la fissure). Le problème est traité en déformations planes [Hutchinson 1992] et r représente ici la distance à la pointe de fissure (voir Figure 4.17).

$$\sigma_{yy} + i\sigma_{xy} = (K_1 + iK_2)(2\pi r)^{-1/2} r^{i\varepsilon} \quad (7)$$

$$\delta_y + i\delta_x = \frac{8}{(1 + 2i\varepsilon)\cosh(\pi\varepsilon)} \frac{K_1 + iK_2}{E^*} \left(\frac{r}{2\pi}\right)^{1/2} r^{i\varepsilon} \quad (8)$$

avec $E^* = 2\overline{E_1 E_2} / (\overline{E_1} + \overline{E_2})$, et $\overline{E_i} = E_i / (1 - \nu_i^2)$, E_i et ν_i étant le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau i . ε s'exprime par :

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta}\right), \text{ avec } \beta = \frac{1}{2} \frac{\mu_1(1 - 2\nu_2) - \mu_2(1 - 2\nu_1)}{\mu_1(1 - \nu_2) + \mu_2(1 - \nu_1)} \text{ (paramètre de Dundur)}$$

où $\mu_i = E_i / (2(1 + \nu_i))$ est le module de cisaillement du matériau i . La singularité oscillante apparaît dès que le paramètre ε est différent de zéro, à cause des différences de propriétés élastiques des matériaux constitutifs des différentes couches.

Les facteurs d'intensité des contraintes K_I et K_II sont facilement calculables analytiquement dans une approche classique de la mécanique linéaire de la rupture dans un matériau massif, et ils peuvent aussi être calculés numériquement par EF, comme expliqué ci-dessous. Dans le cas particulier d'une fissure isolée de longueur $2a$ à l'interface entre deux matériaux semi-infinis⁵, chargés au loin, leur expression est donnée par :

$$K_I + iK_{II} = (\sigma_{yy}^\infty + i\sigma_{xy}^\infty)(1 + 2i\varepsilon)(\pi a)^{1/2}(2a)^{-i\varepsilon}$$

où σ_{yy}^∞ et σ_{xy}^∞ sont les contraintes de traction et de cisaillement appliquées à l'infini.

Dans des cas plus complexes, l'expression de K_I et K_{II} ne peut pas être obtenue analytiquement. Cependant nous pouvons connaître ces facteurs grâce à un calcul par EF, dans la région autour de la pointe de fissure. En inversant les expressions (7) et (8) applicables à des milieux semi-infinis, nous définissons des pseudo-facteurs d'intensité de contrainte κ , calculés à partir soit du champ de contraintes locales, soit des déplacements relatifs des lèvres de la fissure.

$$\kappa_{1disp}(r) = \frac{\cosh(\pi\varepsilon)E^* \sqrt{2\pi}}{8\sqrt{r}} [(\delta_y - 2\varepsilon\delta_x) \cos(\varepsilon \ln(r)) + (\delta_y + 2\varepsilon\delta_x) \sin(\varepsilon \ln(r))] \quad (9)$$

$$\kappa_{2disp}(r) = \frac{\cosh(\pi\varepsilon)E^* \sqrt{2\pi}}{8\sqrt{r}} [(\delta_x + 2\varepsilon\delta_y) \cos(\varepsilon \ln(r)) + (\delta_x - 2\varepsilon\delta_y) \sin(\varepsilon \ln(r))]$$

$$\kappa_{1stress}(r) = \sqrt{2\pi r} (\sigma_{yy} \cos(\varepsilon \ln(r)) + \sigma_{xy} \sin(\varepsilon \ln(r))) \quad (10)$$

$$\kappa_{2stress}(r) = \sqrt{2\pi r} (\sigma_{xy} \cos(\varepsilon \ln(r)) - \sigma_{yy} \sin(\varepsilon \ln(r)))$$

δ_x et δ_y sont respectivement l'ouverture tangentielle et normale des lèvres de la fissure, tirés des solutions du calcul numérique par EF. De même, σ_{xy} et σ_{yy} sont les contraintes calculées sur l'interface en avant de la pointe de fissure. La Figure 4.17 schématise, pour un maillage en quadrangles, les déplacements relatifs des lèvres de la fissure et la distance à la pointe.

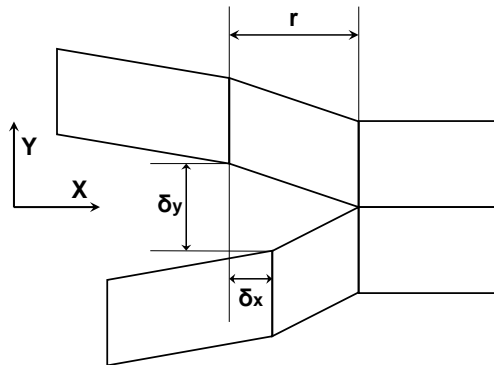


Figure 4.17 : Schéma des grandeurs nécessaires au calcul de l'angle de mixité modale

Connaissant les quantités κ_I et κ_{II} , il est aisé de calculer l'angle de mixité modale (équation (11)). Mais sa valeur varie de manière assez importante en fonction de la distance à la pointe de fissure r . Par conséquent, pour nous fixer une référence, nous devons choisir une distance caractéristique $r = l$ à laquelle l'angle sera calculé.

⁵ Un milieu semi-infini est un demi-espace limité par l'interface (plane) sur laquelle se propage la fissure.

$$\Psi_{disp}^* = \arctan\left(\frac{\kappa_1 \sin(\varepsilon \cdot \ln(l)) + \kappa_2 \cos(\varepsilon \cdot \ln(l))}{\kappa_1 \cos(\varepsilon \cdot \ln(l)) - \kappa_2 \sin(\varepsilon \cdot \ln(l))}\right) = \arctan\left(\frac{\delta_1 + 2\varepsilon\delta_2}{\delta_2 - 2\varepsilon\delta_1}\right)_{r=l} \quad (11)$$

$$\Psi_{stress}^* = \arctan\left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{yy}}\right) \quad (12)$$

Avant tout, notons que cet angle peut être *a priori* positif ou négatif, et compris entre -90° et 90° . Mais pour une fissure interfaciale, les matériaux adjacents ont des propriétés élastiques différentes, et donc le paramètre ε a une valeur donnée, ce qui limite le domaine de variation possible de l'angle de mixité. Par conséquent, les cas extrêmes de cisaillement pur ($\delta_2 = 0$) ou d'ouverture normale de la fissure ($\delta_1 = 0$) n'atteignent pas des angles respectivement de 0° ou 90° .

Selon les auteurs, il existe plusieurs méthodes pour choisir la distance caractéristique l . Elle peut être prise égale à l'épaisseur de la couche la plus fine du multicouche, à un dixième de cette épaisseur [Hutchinson 1992], à la taille de la process zone⁶ [Becker 1997], ou encore à une distance justifiée énergétiquement [Laurencin 2002] que nous désignerons par « calcul par G ». Dans ce dernier cas, la méthodologie consiste à évaluer le taux de restitution d'énergie calculé par la méthode des déplacements des lèvres de la fissure (équation (13)) à celui déterminé par une méthode analytique (ou numérique équivalente, présentée dans le paragraphe 4.1.1). L'égalité de ces deux taux correspond à la distance caractéristique l (voir Figure 4.19). La validation du taux de restitution d'énergie par la méthode des déplacements à cette distance permet de justifier la valeur de l'angle de mixité modale.

Nous avons décidé d'utiliser cette méthode basée sur un calcul énergétique, car dans ce cas la distance est justifiée. En principe, il n'y a aucune raison pour que la distance soit la même dans tous les cas de chargements externes. Nous supposons donc qu'elle varie selon le type d'essai, et nous la recalculerons systématiquement à chaque nouvelle géométrie d'éprouvette. L'expression du taux de restitution d'énergie est [Hutchinson 1992] :

$$G = \frac{(1-\beta^2)}{E} (\kappa_1^2 + \kappa_2^2) \quad (13)$$

où κ_1 et κ_2 sont calculés à partir des déplacements ou des contraintes. Ces quantités varient avec la distance à la pointe de fissure, comme le montre la Figure 4.18 (exemple de la flexion 4 points inversée).

⁶ La process zone est la zone entre une interface complètement saine et complètement rompue. Autrement dit, c'est la zone où la valeur de l'endommagement est entre 0 et 1. Elle n'est pas systématiquement confondue avec la zone de plasticité confinée en pointe de fissure.

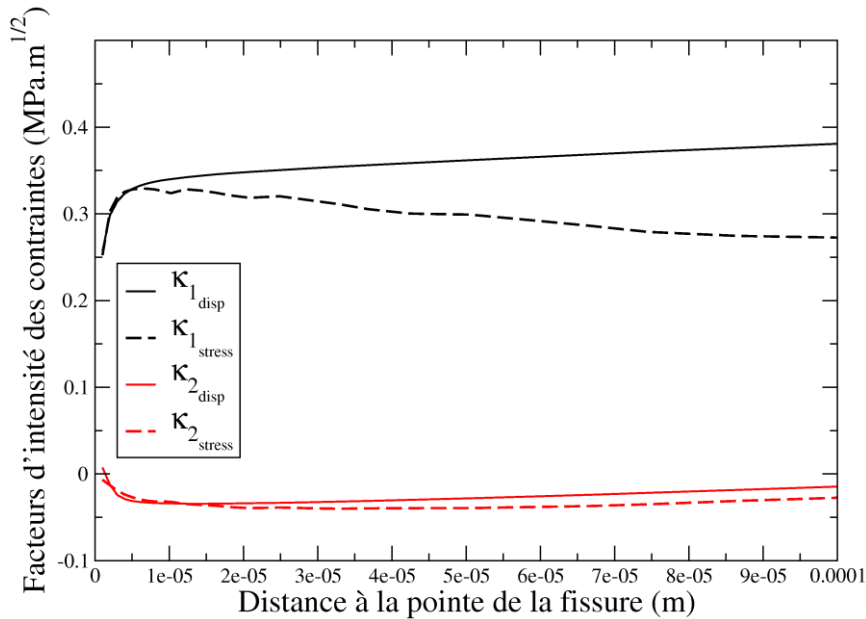


Figure 4.18 : Variation des pseudo-facteurs d'intensité des contraintes en fonction de la distance à la pointe de la fissure, exemple de la flexion 4 points inversée

Les contraintes en amont de la pointe de fissure sont calculées (par éléments finis) aux points d'intégration puis extrapolées aux nœuds. La majeure partie des différences constatées (comme sur la Figure 4.18 ou sur la Figure 4.19, de l'ordre de quelques %) entre le calcul « déplacements » et le calcul « contraintes » vient de cette extrapolation. Dans la suite de ce chapitre, la méthode des déplacements est préférée à celle des contraintes.

Quant à la valeur du taux de restitution d'énergie à mettre en regard, nous pouvons la déterminer en utilisant le calcul analytique dans le cas de la flexion 4 points, ou les méthodes numériques équivalentes dans tous les cas de flexion (voir au paragraphe 4.1.3). La Figure 4.19 illustre l'application de la méthode retenue pour déterminer l'angle de mixité justifié énergétiquement (calcul par G), toujours sur l'exemple de la F4PI.

Tout d'abord, nous traçons la courbe $G_{dep}(r)$, et la valeur du taux de restitution d'énergie calculé par la méthode VCCT (que nous avons préféré aux autres méthodes de calcul numérique du taux de restitution d'énergie, voir paragraphe 4.1). Le croisement de ces deux courbes nous donne une distance caractéristique l , à laquelle nous nous placerons ensuite, sur la courbe de variation de l'angle de mixité $\Psi^*(r)$, pour déterminer la valeur de l'angle de mixité que nous prendrons comme référence.

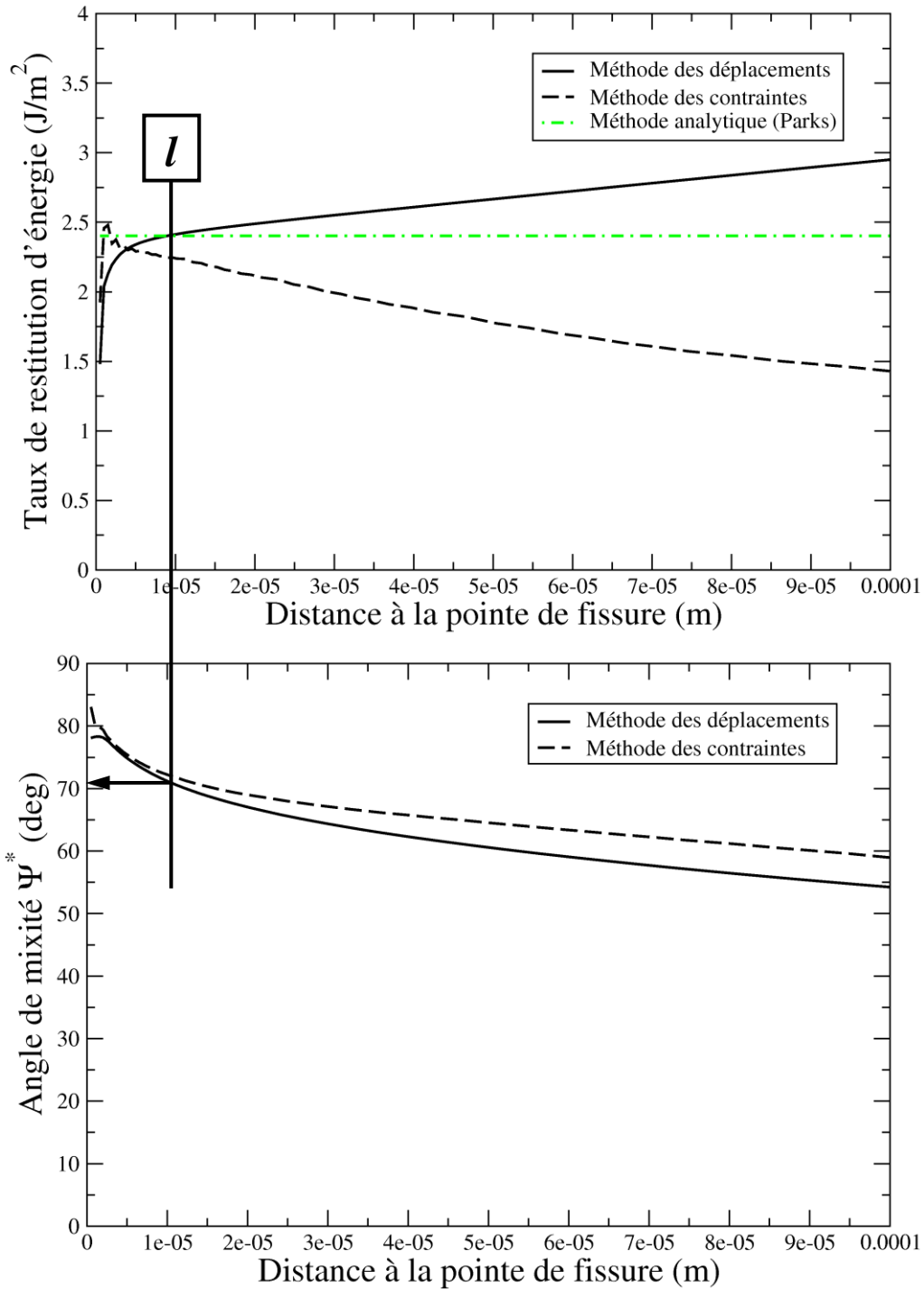


Figure 4.19 : Comparaison des taux de restitution d'énergie et détermination de la longueur caractéristique l , puis de l'angle de mixité modale (exemple de la F4PI)

Remarque : la méthode de calcul de l'angle de mixité modale par les contraintes, bien que moins précise que la méthode des déplacements, ne présente au final pas d'énormes différences avec cette dernière. Le calcul de la mixité modale par la méthode des contraintes peut permettre de caractériser qualitativement l'angle de mixité, sans pour autant nous en donner une estimation précise.

4.4.2 - Application à nos cas de fissuration interfaciale

Il va de soi que la distance caractéristique, et donc la valeur de l'angle dépendent du choix de la méthode de calcul du taux de restitution d'énergie. Le Tableau 4.10 montre les valeurs du taux de restitution d'énergie obtenues par les différentes méthodes VCCT, Parks et efforts extérieurs (hypothèses de déformations planes), les distances caractéristiques trouvées et les valeurs des angles de mixité. Sont aussi renseignées, même si nous ne les utilisons pas *in fine*, les valeurs de l'angle de mixité à une distance fixe de 15 μm ($1/10^{\text{e}}$ de l'épaisseur de la barrière thermique) et de 150 μm (épaisseur de la barrière thermique), qui sont des choix possibles de distance caractéristique conditionnant la détermination de l'angle de mixité modale.

Comme attendu (puisque les valeurs des taux de restitution d'énergie calculées par les trois différentes méthodes sont très proches), les valeurs de l'angle de mixité issues des différentes méthodes de « calcul par G » sont quasiment identiques. De plus, si l'on exclut le calcul de l'angle à une distance de 150 μm (distance physiquement trop grande vis-à-vis des phénomènes liés à la pointe de fissure), les valeurs de l'angle provenant du calcul par G et du calcul avec une distance fixée à 15 μm sont à peu près équivalentes, et ce pour les trois essais.

Par ailleurs, afin d'étudier l'influence des propriétés matériaux sur l'angle de mixité modale, nous avons dans un premier temps dépouillé nos calculs en forçant le coefficient de disparité élastique ε à une valeur nulle dans l'équation (11). Il apparaît que la valeur de l'angle de mixité modale est proche de celles calculées avec un paramètre ε non nul.

Dans un deuxième temps, nous avons changé les propriétés matériaux (de la couche de barrière thermique) pour que ce coefficient de disparité de propriétés élastiques soit nul. Dans ce cas, la valeur de l'angle de mixité modale est quelque peu différente (tout en présentant toujours la même inclinaison à une propagation de la fissure en mode I ou mode II selon l'essai). Cette valeur caractérise donc l'effet du chargement extérieur et de la géométrie de l'éprouvette sur la propagation de la fissure interfaciale, et non plus une combinaison du chargement et des différences de propriétés élastiques comme précédemment. L'écart d'une dizaine de degrés observé dans les cas des F4P et F4PI (entre les configurations $\varepsilon \neq 0$ et $\varepsilon = 0$) nous incite cependant à conserver ε non nul lors du dépouillement des essais.

En conclusion, on peut certes appréhender en première approximation la propension de la fissure à se propager préférentiellement en mode I ou en mode II, sans tenir compte des disparités de propriétés élastiques, ni de la distance à la pointe de la fissure. Mais, si l'on veut caractériser plus finement le mode de propagation de la fissure et déterminer précisément son angle de mixité modale, il faut absolument tenir compte de la valeur du paramètre ε .

Chapitre 4 : Dépouillement des essais

Flexion 4 points						$\epsilon = 0$ (forcé)		$\epsilon = 0$ (matériau BT = SC)		
	Taux de restitution d'énergie (J/m ²)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique	Ψ^* à 15μm (1/10 épaisseur BT)	Ψ^* à 150μm (épaisseur BT)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique	Taux de restitution d'énergie (J/m ²)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique
Parks	4,8746	4,7	18,5	25,5	35	35,6	18	4,8635	4,1	29
Forces extérieures	4,9000	5,3	20	25,5	35	36,9	18			
VCCT	4,9168	5,9	20,5	25,5	35	37,8	18	4,8948	4,7	29
Analytique	4,8957	5,3	20	25,5	35	36,7	18			

Flexion 4 points inversée						$\epsilon = 0$ (forcé)		$\epsilon = 0$ (matériau BT = SC)		
	Taux de restitution d'énergie (J/m ²)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique	Ψ^* à 15μm (1/10 épaisseur BT)	Ψ^* à 150μm (épaisseur BT)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique	Taux de restitution d'énergie (J/m ²)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique
Parks	2,4018	8,9	-72	-69	-49,5	66,8	-69,5	2,0693	5,7	-61
Forces extérieures	2,4200	10,8	-70,5	-69	-49,5	70,5	-69			
VCCT	2,3998	8,8	-72	-69	-49,5	66,4	-69,5	2,0837	6,6	-61

4-points ENF						$\epsilon = 0$ (forcé)		$\epsilon = 0$ (matériau BT = SC)		
	Taux de restitution d'énergie (J/m ²)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique	Ψ^* à 15μm (1/10 épaisseur BT)	Ψ^* à 150μm (épaisseur BT)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique	Taux de restitution d'énergie (J/m ²)	Distance caractéristique (μm)	Ψ^* à la distance caractéristique
Parks	0,3386	75	-78,5	-79	-80,5	211	-85,5	0,2878	11,6	-90
Forces extérieures	0,3395	77	-78,5	-79	-80,5	215	-85,5			
VCCT	0,3400	78,5	-78,5	-79	-80,5	217	-85,5	0,2907	18,9	-90

Tableau 4.10 : Valeurs des taux de restitution d'énergie, distances caractéristiques et angles de mixité calculés par plusieurs méthodes (hypothèse des déformations planes), sous un chargement de 12,5 N.m

Au final, en appliquant la méthode retenue (taux de restitution d'énergie en regard de la valeur par la méthode VCCT, détermination de Ψ^* « par G ») pour les cas typiques de propagation sur aube (description des calculs et discussion au paragraphe 4.3), nous aboutissons aux angles de mixités modales répertoriés dans le Tableau 4.11 qui synthétise l'ensemble des résultats.

<i>Essai</i>	<i>Énergie (J/m²)</i>	<i>Distance (μm)</i>	<i>Angle de mixité</i>
Flexion 4 Points	4,9155	5,9	21
F4P Inversée	2,3988	8,7	-72
4ENF	0,3398	77	-78,5
Cas type Edging	53,2766	56	-78,5
Cas type Buckling	4,60604	3,6	-64

Tableau 4.11 : Récapitulatif des taux de restitution d'énergie, des distances caractéristiques et des angles de mixité modale pour les essais mécaniques et les cas typiques de propagation sur aube

La première colonne indique le taux de restitution d'énergie sous un chargement de force unitaire (1 N/mm) pour les essais de flexion, et pour un refroidissement de 1100°C à 25°C pour les cas typiques sur aube. Nous supposons que l'écaillage s'effectue à température ambiante, température à laquelle les contraintes dues aux dilatations différentielles sont maximales.

Nous voyons donc que l'essai F4P n'est pas approprié pour représenter les propagations de fissure sur une aube, mais que les essais F4PI et 4ENF s'en approchent de manière satisfaisante. En tout état de cause, ces trois essais de flexion pris dans leur ensemble nous permettront de déterminer la loi de variation de l'énergie d'adhérence en fonction de l'angle de mixité modale. Ainsi, connaissant l'angle de mixité des cas typiques de propagation sur aube, nous connaissons l'énergie d'adhérence du système barrière thermique, sous une sollicitation uniquement thermique, en négligeant les contraintes induites par les déformations plastiques, comme expliqué précédemment.

4.5 - Résultats des essais

Grâce aux outils décrits dans les paragraphes précédents, nous sommes maintenant capables de dépouiller correctement les essais d'adhérence réalisés en prenant en compte au besoin les contraintes résiduelles, que ce soit en termes d'énergie ou d'angle de mixité modale.

Nous savons que l'énergie d'adhérence, c'est-à-dire la ténacité interfaciale entre la barrière thermique et le substrat métallique (sous-couche) varie en fonction du temps d'exposition à haute température, de la température de vieillissement (endommagement thermiquement activé) et de l'angle de mixité lors de la propagation de la fissure.

Nos vieillissements thermiques sont effectués sous forme de cyclage, afin d'être plus représentatifs des sollicitations en vol qu'un vieillissement isotherme, en imposant des cycles tels que celui représenté sur la Figure 3.13, avec des températures de palier variables. Nous avons choisi comme températures 1100°C, référence jusqu'à présent des essais de durée de vie réalisés à Snecma, 1150°C pour exacerber les effets thermiquement activés, et 1070°C pour les ralentir. Cette dernière température a été préférée à 1050°C, susceptible d'entraîner des durées de cyclage incompatibles avec le temps disponible dans le cadre de cette thèse.

L'expression recherchée de l'énergie d'adhérence dépend donc en principe du temps (ou nombre de cycles), de la température et de l'angle de mixité (équation (14)). Cependant, la dépendance de cette énergie au couple (temps, température) peut être décrite de manière regroupée, par le biais d'une variable de dommage dont la loi d'évolution sera explicitée dans la quatrième partie de ce mémoire. Nous supposons de plus que la dépendance de l'énergie d'adhérence à l'angle de mixité est découplée de la variable de dommage. En effet, l'évolution de G_c en fonction du vieillissement provient du cyclage thermique de l'éprouvette (mettant en jeu les variables temps et température), alors que la dépendance de G_c à l'angle de mixité modale intervient par la suite seulement, lors de l'essai mécanique, pour une histoire thermique donnée. Cela nous amène à expliciter l'énergie d'adhérence comme suit :

$$G_c = G_{c_0}(F4P)f(t,T)h(\Psi^*) = G_{c_0}(F4P)F(D(t,T))h(\Psi^*) \quad (14)$$

avec $G_{c_0}(F4P)$ la valeur de l'énergie d'adhérence, pour une interface brute, sous une sollicitation menant à un angle de mixité de 21° qui correspond à un essai de flexion 4 points. En toute logique cette valeur devrait être l'énergie d'adhérence en mode I, mais aucun de nos essais ne permet de la connaître précisément. Nous avons donc choisi de travailler avec la valeur de l'énergie d'adhérence sous une sollicitation que nous avons caractérisée.

4.5.1 - Dépendance au vieillissement thermique

La Figure 4.20 montre la décroissance de l'énergie d'adhérence expérimentale (normalisée par $G_{c_0}(4ENF)$) en fonction du nombre de cycles subis à haute température, en l'occurrence 1100°C . Elle est établie dans un premier temps sans tenir compte des contraintes résiduelles. Les différents symboles correspondent à des lots distincts d'élaboration (dépôt de la sous-couche et de la barrière thermique). On constate que leurs valeurs obtenues sont cohérentes dans leur ensemble, compte tenu de la dispersion des mesures relatives à un même lot⁷.

⁷ Les essais dont les symboles sont évidés (indiqués « non rompus ») ne présentent pas de fissuration interfaciale, soit du fait que c'est la couche de colle qui a rompu avant l'interface à tester (céramique/métal), soit du fait de l'interruption de l'essai de crainte d'une surcharge de la machine de traction (limite des capacités du capteur de force). La valeur indiquée par le symbole creux est donc sous-estimée par rapport à l'adhérence de la barrière thermique.

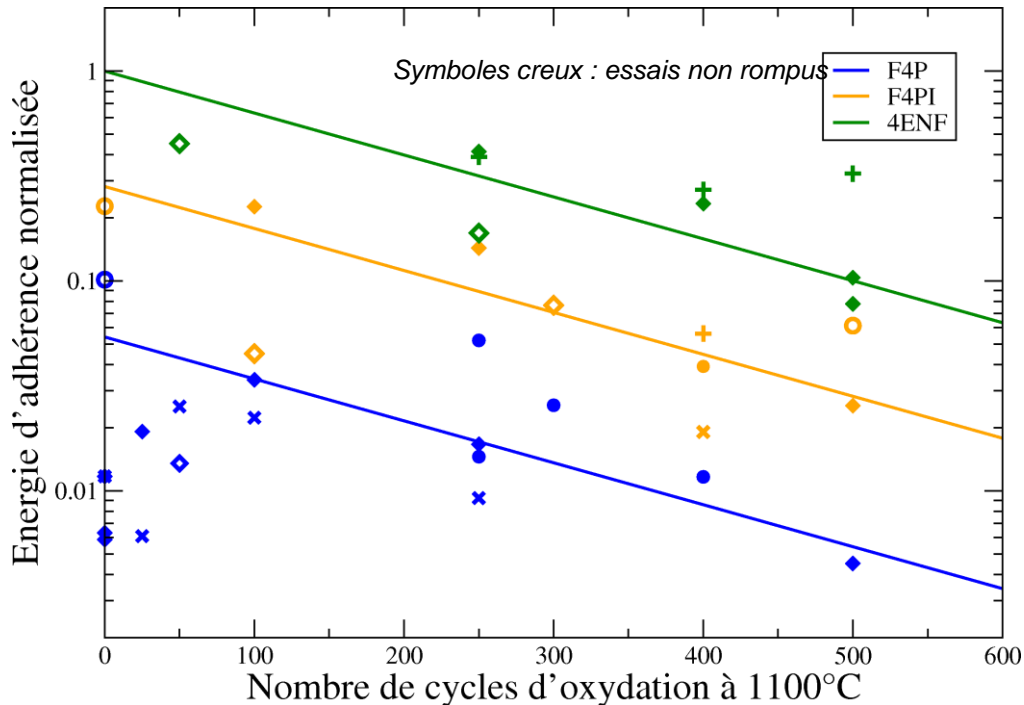


Figure 4.20 : Évolution de l'énergie d'adhérence au cours du temps, cyclage à 1100°C, mesurée par trois types d'essais

Nos mesures réalisées en F4P sont qualitativement en accord avec celles de la bibliographie [Kim 2007][Théry 2007] relatives à l'adhérence de barrières thermiques déposées par EB-PVD. L'application des deux autres essais de flexion étant nouvelle sur ces systèmes, nous ne disposons pas de point de comparaison, même qualitatif, pour évaluer nos résultats.

Néanmoins, le fait que les énergies d'adhérence mesurées par les trois types d'essais décroissent de manière similaire paraît normal, puisque cette diminution traduit l'endommagement de l'interface dû au cyclage thermique, qui est ainsi prédéterminé avant la réalisation de l'essai de flexion. La différence d'ordonnée à l'origine est uniquement due à la mixité modale, dont nous discuterons dans le paragraphe suivant.

Nous avons choisi pour exprimer la dépendance de l'énergie d'adhérence vis-à-vis du temps une forme exponentielle (à température fixée), qui permet d'ajuster relativement bien les points expérimentaux :

$$f(t, T)_{T=cste} = e^{-\alpha \cdot t} \quad (15)$$

avec α constant et égal à $4,6 \cdot 10^{-3} \text{ h}^{-1}$ pour un cyclage avec maintiens de 1h à 1100°C.

On remarque des valeurs d'énergie d'adhérence particulièrement faibles pour des temps de cyclage courts (mesurées en F4P). Cette particularité a déjà été observée dans la littérature [Kim 2007], et peut être expliquée par l'évolution de la rugosité d'interface. En effet, jusqu'à environ une centaine de cycles, cette rugosité s'amplifie alors que l'endommagement est quasiment inexistant, comme nous pouvons le voir sur les coupes micrographiques de la Figure 4.22. Cela signifie que le fluage du système suffit à relaxer les contraintes de croissance de la couche d'oxyde, sans induire de l'endommagement. Il devient donc de plus en plus difficile de fissurer l'interface et donc la ténacité augmente. À partir d'une centaine d'heures de cyclage, la rugosité continue d'augmenter (par déformation de la couche d'alumine), mais l'endommagement devient significatif et de plus en plus étendu, son rôle devient alors prépondérant, ce qui induit une ténacité décroissante.

En résumé, nous avons une compétition entre la rugosité qui en s'amplifiant tend à augmenter la ténacité de l'interface, mais qui finit par générer de l'endommagement, et l'endommagement lui-même, qui diminue cette même quantité (voir Figure 4.21). L'énergie d'adhérence mesurée est sujette à ces deux effets. Sur cette figure, les points expérimentaux de la Figure 4.20 sont reportés, normalisés par la valeur à l'état brut du fit de l'équation (15), pour chaque type d'essai. Le ratio entre l'énergie de l'essai F4P et F4PI est de 5,2, tandis que le ratio entre la F4P et 4ENF est de 18,47.

La courbe lissée décroissante est donc la fonction $f(t,T)$ de l'équation (15), tandis que la courbe croissante est une tendance en racine carrée des points expérimentaux jusqu'à 100 cycles.

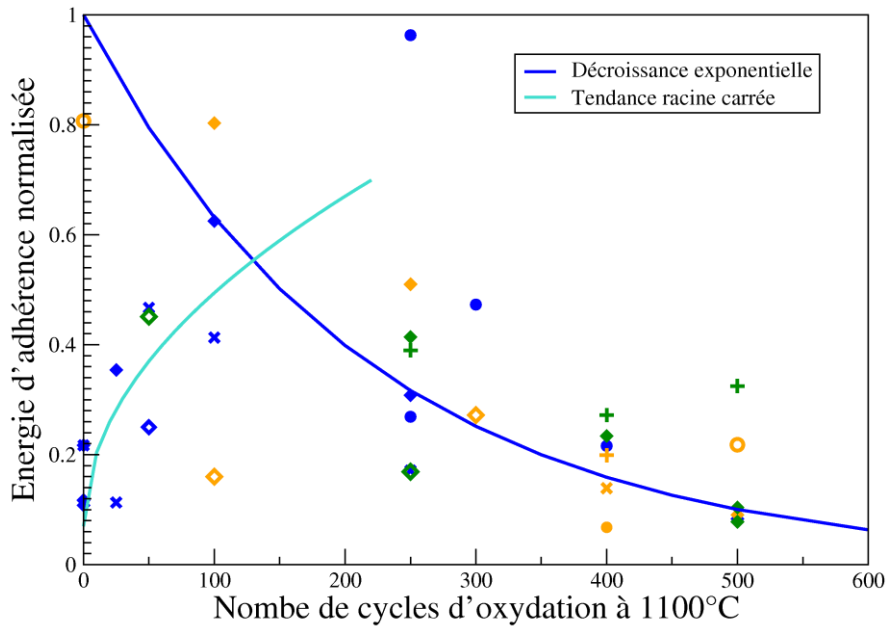


Figure 4.21 : Variation non monotone de l'énergie d'adhérence interfaciale en fonction du vieillissement thermique (exemple essai F4P et cyclage à 1100°C)

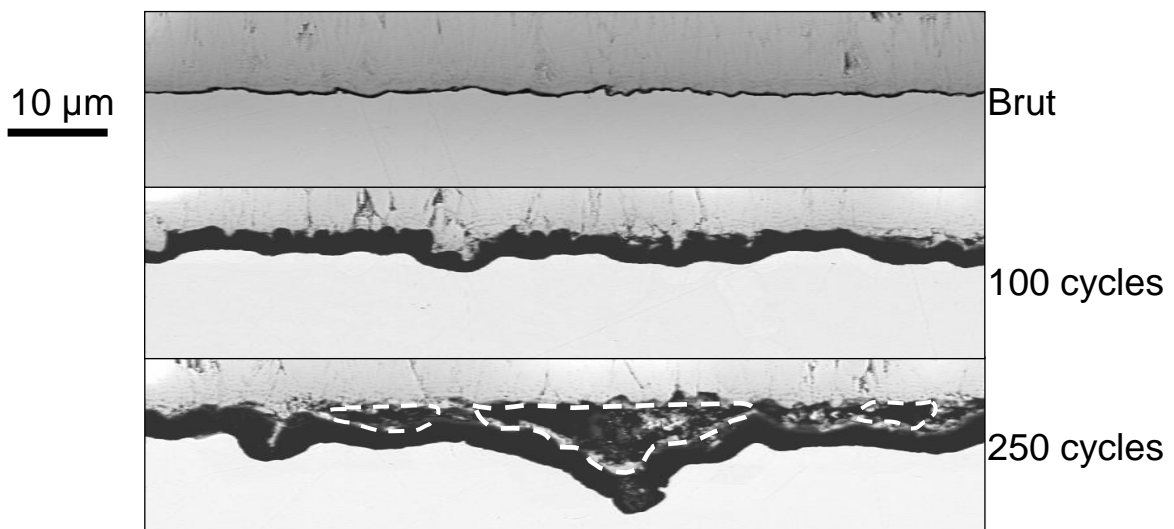


Figure 4.22 : Évolution de l'interface et apparition de l'endommagement au cours d'un cyclage thermique à 1100°C

Finalement, l'étude de l'adhérence de la barrière thermique sur son substrat au cours du vieillissement thermique, comme le montre la Figure 4.21, pourrait nous permettre de déterminer l'instant du début de l'endommagement de l'interface (croisement des courbes ascendante et descendante).

4.5.2 - Prise en compte des contraintes résiduelles

Les résultats présentés ci-dessus ont été obtenus par la méthode VCCT explicitée au paragraphe 4.1, sans prendre en compte la présence des contraintes résiduelles. Le dépouillement a ensuite été effectué en tenant compte de l'énergie stockée dans le système barrière thermique, potentiellement libérable lors de la propagation de la fissure, en suivant la méthode décrite en 4.2. La Figure 4.23-a montre les points expérimentaux provenant des trois types d'essais (normalisés comme précédemment). Pour plus de clarté de la figure, les points expérimentaux ont été expurgés des faibles valeurs de l'énergie d'adhérence en début de cyclage (pour des durées inférieures à 100 cycles). À droite, sur la Figure 4.23-b, les points expérimentaux ont été obtenus en tenant compte des contraintes résiduelles dans l'éprouvette, d'origine thermique et venant des déformations plastiques des couches, pour une propagation de la fissure entre les couches d'alumine et de céramique. Les déformations plastiques qui agissent sur cet état de contrainte sont estimées par le modèle de comportement interfacial, présenté dans la partie III de ce manuscrit. Pour indication, lors d'un cyclage à 1100°C, les déformations plastiques sont quasiment constantes (stabilisation après quelques cycles), et sont de $2,43.10^{-2} \%$ et $1,87.10^{-3} \%$ respectivement pour la couche de barrière thermique et la sous-couche.

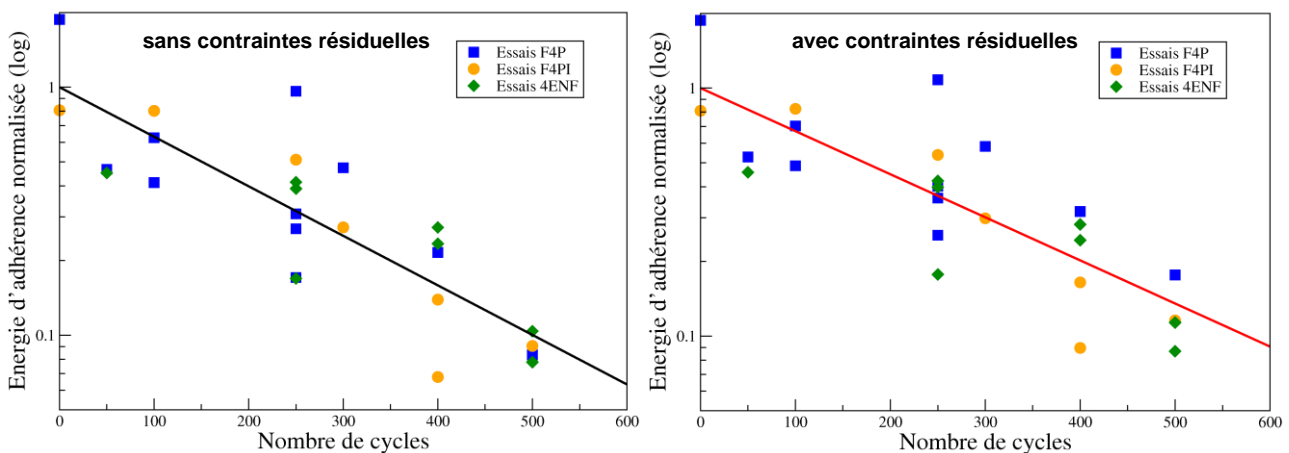


Figure 4.23 : Calcul de l'évolution de l'énergie d'adhérence sans (à gauche) avec (à droite) les contraintes résiduelles

Nous constatons que l'écart entre les deux jeux de résultats est faible jusqu'à environ 400 cycles (à 1100°C). Par exemple, à 500 cycles, l'énergie d'adhérence moyenne normalisée, sans et avec prise en compte des contraintes résiduelles, est respectivement de 0,100 environ, et de 0,135 (valeurs adimensionnelles), créant ainsi un écart de 35%.

La correction ainsi apportée par la prise en compte des contraintes résiduelles changera donc la durée de vie prévue après un cyclage à 1100°C (au travers du changement de l'énergie d'adhérence), mais son impact peut être limité compte tenu de la dispersion observée. C'est l'utilisation d'une contre-plaque dans ces essais qui, en stockant une forte énergie élastique sous l'effet du chargement extérieur, permet dans une première analyse de négliger les contraintes résiduelles.

4.5.3 - Dépendance à l'angle de mixité modale

À partir des résultats présentés dans le paragraphe précédent, nous observons sur la Figure 4.20 que l'énergie d'adhérence interfaciale varie fortement en fonction de l'angle de mixité modale, dont la valeur est connue pour les différents types de chargements extérieurs. Cela conduit à un ratio de 5,2 entre les essais F4P et F4PI, tandis que l'énergie relevée pour l'essai 4ENF est 18,47 fois plus grande que celle de l'essai F4P.

La dépendance de l'énergie d'adhérence à la mixité modale peut se formuler de plusieurs manières, selon les sources bibliographiques [Hutchinson 1992].

$$G_c = G_{Ic} (1 + (1 - \lambda) \tan^2(\Psi^*)) \tag{16}$$

$$G_c = G_{Ic} (1 + \tan^2(\Psi^* (1 - \lambda))) \tag{17}$$

$$G_c = \frac{G_{Ic}}{1 + (\lambda - 1) \cdot \sin^2(\Psi^*)} \tag{18}$$

où λ est un paramètre matériau, dépendant des propriétés des couches adjacentes à la fissure et de la topographie de l'interface. $\lambda=0$ correspond au cas d'une interface tortueuse qui implique des frottements, et cela induit une différence très marquée de l'énergie d'adhérence de l'interface entre le mode I et le mode II. Au contraire, si $\lambda=1$, l'interface se comporte de la même manière, qu'elle soit sollicitée en mode I ou en mode II (cas d'une interface parfaitement lisse).

Les courbes correspondant à ces trois relations sont tracées pour la même valeur de λ ($\lambda=0,2$) sur la Figure 4.24, normalisées par la valeur de l'énergie en mode I G_{Ic} . Sont aussi rappelées sur ce graphe les valeurs des angles de mixité déterminées précédemment pour les différents essais mécaniques, et les cas de propagation sur aube.

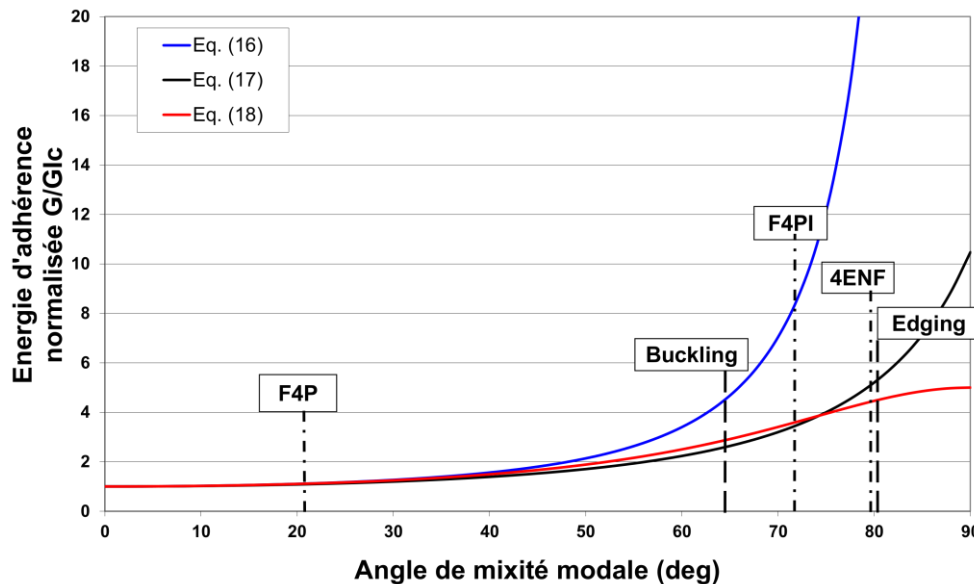


Figure 4.24 : Évolution de l'énergie d'adhérence en fonction de l'angle de mixité, et position des essais et des cas typiques de propagation sur aube

On remarque que les évolutions données par les trois relations considérées sont nettement différentes. *A priori* les résultats des différents essais mécaniques devraient nous orienter vers l'une des formulations ci-dessus, et son ajustement avec les points expérimentaux devrait nous indiquer une valeur du paramètre λ représentatif de l'état de rugosité de l'interface (frottements des lèvres en aval de la pointe de fissure). On constate par ailleurs que les trois

formulations concordent plutôt bien jusqu'à un angle d'environ 50°, puis divergent très rapidement. Deux d'entre elles atteignent une valeur finie pour un angle de 90° (propagation en mode II pur) tandis que la troisième diverge (formule (16)). Cette dernière avait été écartée lors d'une étude précédente [Théry 2007], avec pour justification le fait qu'une énergie ne peut atteindre une valeur infinie. Ce point de vue peut néanmoins être modulé, car il a été montré (formule (11)) que dans le cas d'une fissure interfaciale en présence d'un mismatch matériau – tel que dans notre étude – l'angle de mixité n'atteint jamais 90°. Plus précisément, dans notre système, du fait des différences d'élasticité des deux couches encadrant la fissure, l'angle maximum est 78,5°. Par conséquent, malgré son défaut de sens physique en mode II pur (valeur infinie de l'énergie) la formulation (16) pourrait être utilisée, dans un domaine angulaire restreint correspondant à nos cas d'étude

En fonction de l'évolution des valeurs expérimentales de l'énergie d'adhérence, nous saurons s'il faut adopter une description de l'énergie qui augmente très fortement vers le mode II ou si une description moins abrupte est plus appropriée.

La Figure 4.25 reprend l'ensemble des points expérimentaux de la Figure 4.20, reportés ici en fonction de la mixité modale de l'essai avec lequel ils ont été obtenus (rappelons que $\Psi^*_{F4P}=21^\circ$, $\Psi^*_{F4PI}=72^\circ$, $\Psi^*_{4ENF}=78,5^\circ$). Les valeurs d'énergie ont été normalisées par rapport au résultat attribuable à l'essai de F4P, donné par l'ajustement des points expérimentaux relatifs à cet essai (droite bleue tracée sur la Figure 4.20). Ainsi, un résultat d'essai de 4ENF à 500 cycles a été normalisé par la valeur d'énergie à 500 cycles relevée sur la droite d'ajustement relative aux essais de F4P.

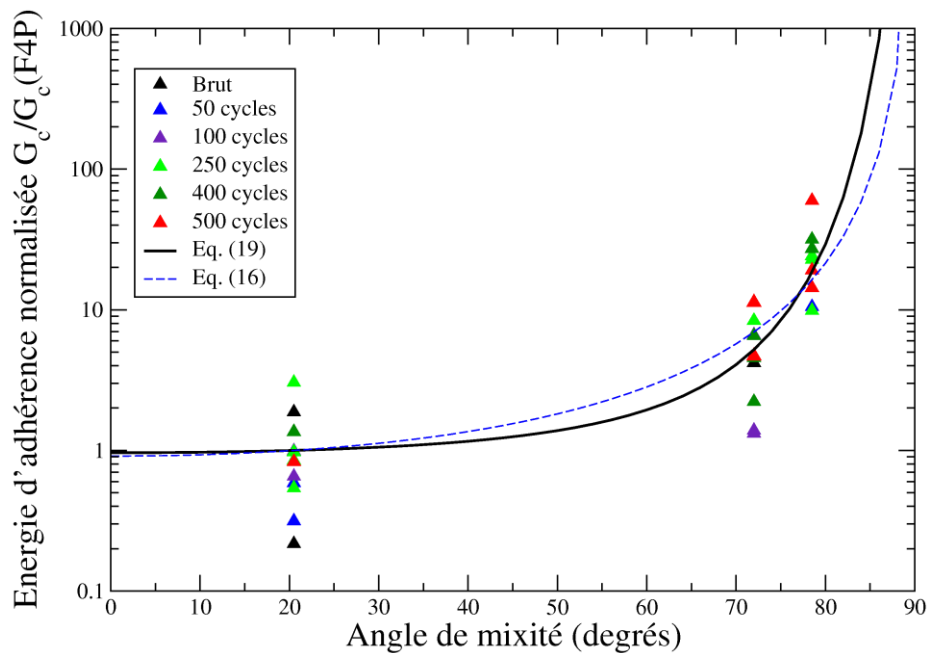


Figure 4.25 : Évolution de l'énergie d'adhérence en fonction de l'angle de mixité ; points expérimentaux, ajustement de l'une des lois de la littérature et nouvelle loi proposée

Nous avons constaté qu'aucune des expressions de la littérature n'est apte à passer de manière satisfaisante par tous les points expérimentaux considérés dans leur ensemble (à titre d'exemple, le meilleur ajustement obtenu avec l'expression (16) et $\lambda=0,001$ est illustré), ce qui nous a amenés à proposer une autre loi d'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction de l'angle de mixité :

$$h(\Psi^*) = \left(1 + \frac{(1-\lambda)}{n} \tan^2(\Psi^*) \right)^n \quad (19)$$

avec λ et n deux paramètres matériaux, que nous avons pris respectivement à 0,72 et 2 afin de restituer au mieux l'évolution observée expérimentalement. Précisons que la courbe tracée sur la Figure 4.25 est normalisée par la valeur de l'énergie sous une sollicitation de F4P (comme les points expérimentaux), et non plus par l'énergie en mode I comme sur la Figure 4.24.

Précisons que les paramètres de l'équation (19) ont été établis sous deux hypothèses : d'une part nous avons supposé que la variation de l'énergie d'adhérence ne dépend pas de l'état de vieillissement du système. Il s'avère en effet que, compte tenu de la dispersion des points expérimentaux, on ne peut distinguer des tendances différentes selon le vieillissement imposé aux éprouvettes, notamment sur les résultats d'essais après cyclage à 1100°C. D'autre part, pour des raisons d'approvisionnement, nous n'avons pu réaliser des essais présentant les trois mixités modales qu'à l'issue de cyclages à 1100°C. En l'absence de données complètes concernant des états vieillis à d'autres températures, nous avons supposé que la loi d'évolution de l'énergie d'adhérence avec l'angle de mixité est la même quelle que soit la température de cyclage. Cette hypothèse pourrait être vérifiée en effectuant les essais manquants (F4PI et 4ENF) après cyclage à 1070°C et 1150°C.

4.5.4 - Dépendance de l'énergie d'adhérence à la température

Comme mentionné précédemment, la campagne d'essais visant à déterminer l'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction du temps de cyclage et de l'angle de mixité devait être conduite pour plusieurs températures de vieillissement. Cependant, par manque de temps, cette campagne n'a pas pu être complètement finalisée. Nous avons néanmoins effectué des essais en F4P après des vieillissements à différentes températures qui nous permettront de cerner l'effet de la température sur l'endommagement de l'interface.

La Figure 4.26 montre l'effet de la température sur l'énergie d'adhérence mesurée en F4P, en fonction du nombre de cycles (énergie normalisée par la valeur à l'origine du fit $G_{c_0}(F4P)$).

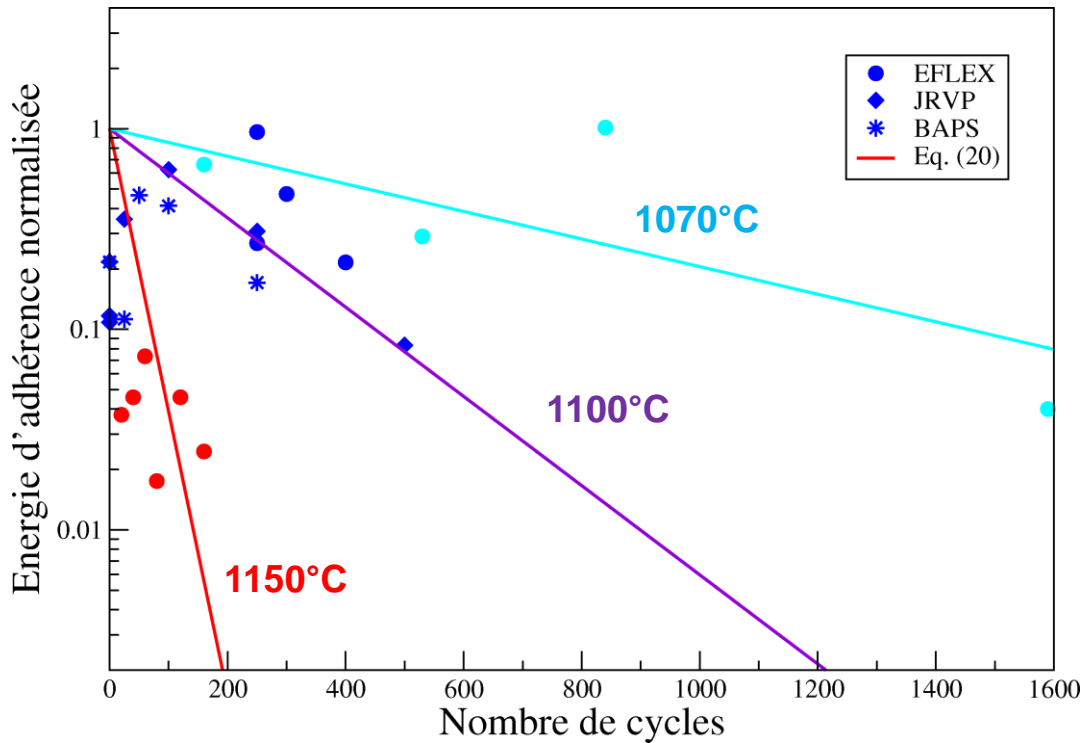


Figure 4.26 : Effet de la température de cyclage sur la variation de l'énergie d'adhérence (sans contraintes résiduelles) en fonction du nombre de cycles. Les symboles représentent des lots d'approvisionnement différents

Il apparaît clairement que plus la température de cyclage est élevée, plus la ténacité se dégrade vite, ce qui traduit le fait que l'interface s'endommage plus rapidement.

Une loi d'Arrhenius a été considérée pour décrire l'effet de la température de vieillissement sur l'énergie d'adhérence. Cela nous mène à écrire la dépendance de G_c à la température sous la forme :

$$f(t, T) = \exp \left[-A.t. \exp \left(-\frac{Q_D}{RT} \right) \right] \quad (20)$$

où R est la constante des gaz parfaits ($8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$), Q_D l'énergie d'activation thermique de l'endommagement. Dans notre cas, Q_D a été fixé à 600 kJ/mol pour ajuster au mieux l'ensemble des points expérimentaux. Cette hypothèse semble acceptable, comme illustré sur la Figure 4.26 où sont comparées les tendances expérimentales aux évolutions données par l'équation (20).

Finalement, grâce aux résultats obtenus avec les différents essais d'adhérence mis en œuvre, nous avons pu cerner l'évolution de l'énergie d'adhérence de la barrière thermique, dans le cas de chargements thermiques simples (paliers de 1h à haute température, illustré à la Figure 3.13), en fonction du temps et de la température de cyclage, et aussi de l'angle de mixité. L'expression complète retenue est :

$$G_c = G_{c_0} (F4P) \left(1 + \frac{(1-\lambda)}{n} \tan^2(\Psi^*) \right)^n \exp \left[-A.t. \exp \left(-\frac{Q_D}{RT} \right) \right] \quad (21)$$

$G_{c_0} (F4P)$, λ et n sont des paramètres phénoménologiques déduits des observations expérimentales. Pour ce type de dépouillement des essais (sans prise en compte des

contraintes résiduelles dans le calcul de l'énergie d'adhérence), nous retenons les valeurs suivantes :

$$\lambda = 0,72 ; n = 2 ; A = 3,42 \cdot 10^{20} \text{ h}^{-1} ; Q_D = 600 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$$

Nous avons montré que la prise en compte des contraintes résiduelles dans le dépouillement des essais après cyclage à 1100°C modifie très peu les valeurs d'énergie d'adhérence calculées. Mais on peut se demander ce qu'il en est dans le cas des éprouvettes vieilles à d'autres températures. Logiquement, après cyclage à 1150°C, les contraintes résiduelles sont alors plus fortes, et jouent donc un rôle relativement plus important dans l'énergie d'adhérence, comparativement au cas d'un cyclage à 1100°C. En effet, le fluage de la sous-couche et de la céramique relaxe les contraintes à haute température, ce qui renforce les contraintes thermiques lors du refroidissement à partir de 1150°C (cela sera détaillé dans la partie III).

La Figure 4.28 présente l'ensemble des points expérimentaux dépouillés en tenant compte des contraintes résiduelles, pour une part d'origine thermique, et en partie dues aux déformations plastiques (issues du modèle de comportement interfacial exposé en partie III du manuscrit). Le calcul du taux de restitution d'énergie se fait grâce à l'équation (14) de l'Annexe 05, tandis que la prise en compte des contraintes résiduelles vient du terme ε^0 de l'équation (3), utilisé dans l'équation (13).

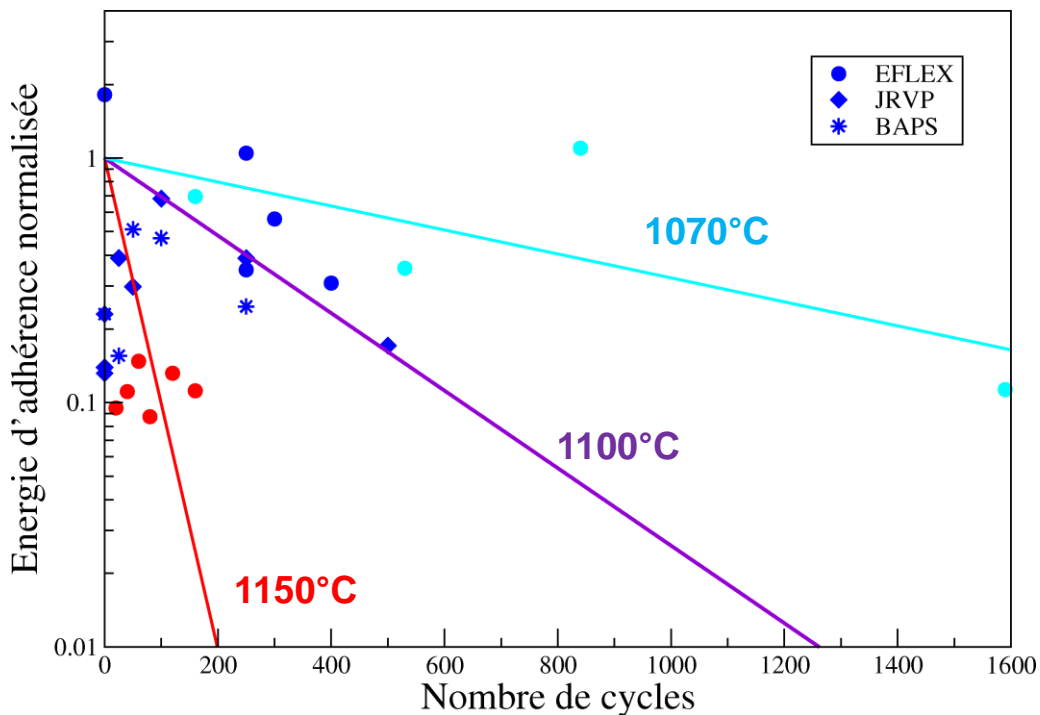


Figure 4.27 : Dépouillement des essais avec contraintes résiduelles, pour une fissuration à l'interface entre alumine et céramique, et ajustement de l'équation (21). Les symboles représentent des lots d'approvisionnement différents

Comme attendu, la prise en compte des contraintes résiduelles a peu d'effet sur les valeurs d'énergie mesurées sur des éprouvettes cyclées à 1070°C, tout comme sur celles cyclées à 1100°C. On constate en revanche une nette augmentation des valeurs d'énergie d'adhérence à l'issue des essais de cyclage à 1150°C. Néanmoins l'ajustement de l'équation (21) en est sensiblement modifié, la valeur de A passant de $3,42 \cdot 10^{20}$ à $2,44 \cdot 10^{20} \text{ h}^{-1}$.

Ainsi, même si la prise en compte des contraintes résiduelles modifie les valeurs de l'énergie

d'adhérence, cette modification est trop peu prononcée pour changer substantiellement l'ajustement de l'expression (21) sur les points expérimentaux. La prise en compte ou non des contraintes résiduelles dans l'exploitation des modèles d'endommagement et de durée de vie sera discutée dans la partie IV de ce manuscrit.

La méthodologie mise en place de calcul de l'énergie d'adhérence, incluant la contribution des contraintes résiduelles dans le système, permet *a priori* l'exploitation plus générale d'essais plus complexes, les éprouvettes pouvant subir des chargements thermo-mécaniques quelconques (autres que des cyclages uniquement thermiques avec des paliers d'une heure à haute température), pour lesquels l'impact des contraintes résiduelles peut être important.

La Figure 4.28 montre une cartographie 3D, représentant selon l'expression (21) l'énergie d'adhérence en fonction de l'angle de mixité modale et du degré de vieillissement (nombre de cycles), dans le cas particulier de paliers de 1h imposés à 1100°C.

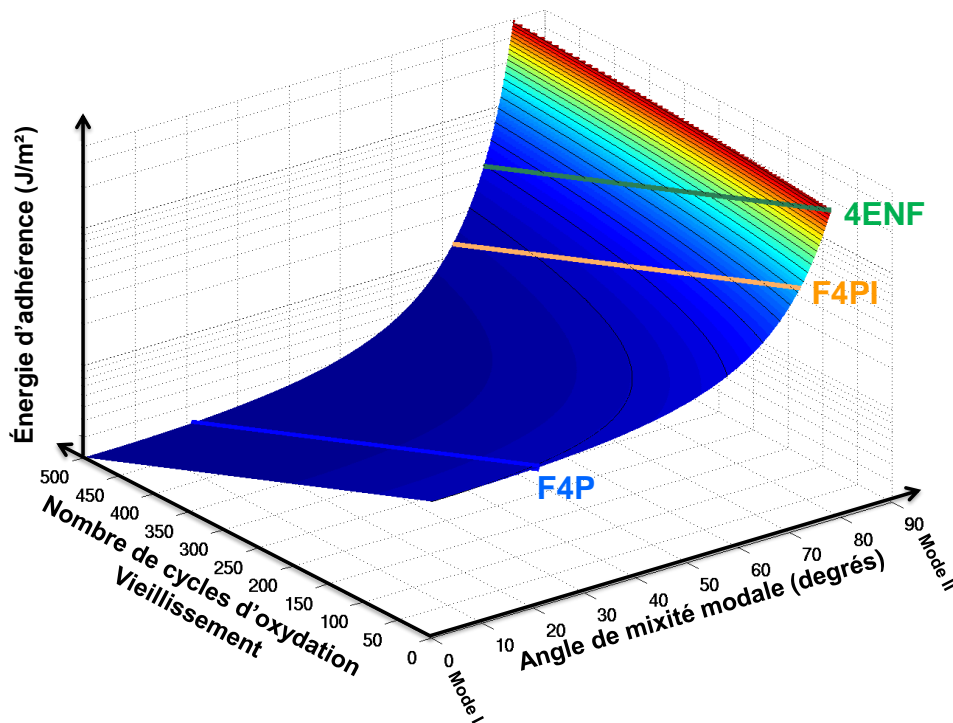


Figure 4.28 : Cartographie 3D représentant l'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction du vieillissement thermique (cycles de 1h à 1100°C) et de l'angle de mixité modale

Grâce à cette étude qui a abouti à l'expression (21), nous pouvons donc prévoir l'énergie d'adhérence de la barrière thermique à un instant donné, connaissant l'angle de mixité des cas typiques de propagation sur aube (voir Tableau 4.11), le nombre de cycles et la température des cycles qu'a subi le système (uniquement pour des cycles simples avec 1h de maintien à haute température). Pour des cycles plus complexes, ce sera directement le modèle d'endommagement qui nous donnera l'évolution de l'énergie d'adhérence, et non plus la loi phénoménologique (21). La connaissance de l'énergie d'adhérence est une première étape dans la construction d'un modèle de prévision de la durée de vie.

PARTIE III : MODÉLISATION DU COMPORTEMENT DU SYSTÈME MULTICOUCHE

L'objet principal de cette partie est d'introduire et d'évaluer la méthodologie que nous avons adoptée pour modéliser le comportement du système barrière thermique qui voit sa topographie interfaciale modifiée en service, en utilisant un modèle analytique de prévision du rumpling (augmentation de l'amplitude d'ondulation d'interface au cours du vieillissement du système). Pour analyser ce phénomène, nous avons retenu une approche basée sur le modèle développé par Balint & Hutchinson (2003, 2005) qui permet de prendre en compte la totalité des phénomènes physiques pertinents qui contribuent à augmenter la rugosité interfaciale, ainsi que leur couplage, menant à un jeu d'équations différentielles facilement solvables par une intégration temporelle. L'objectif de ce modèle est de prévoir la réponse mécanique du système multicouche, notamment les déformations de l'interface modélisée par une surface périodique sinusoïdale.

Le chapitre 5 fera l'état du modèle originel de Balint & Hutchinson, en mettant tout d'abord en avant les principales équations à résoudre. Toutefois, de nombreuses améliorations ont été apportées à ce modèle de comportement par souci d'intégration dans une démarche industrielle de type ingénieur. Les améliorations les plus notables sont la description dite 3D de l'interface, par une fonction double cosinus (type boîte d'œufs) au lieu d'un simple cosinus (type tôle ondulée) ; la deuxième amélioration notable est l'expression de la limite d'élasticité de l'alumine en fonction de la température, alors que dans le modèle de base l'alumine ne pouvait se plastifier qu'à température maximale du cycle (en l'occurrence 1150°C). En fin de ce chapitre, une étude de sensibilité des paramètres d'entrée du modèle est réalisée, afin de cerner l'impact des modifications intégrées au modèle, mais aussi des différentes lois intervenant dans ce modèle complexe.

Le chapitre 6 est consacré à l'identification et l'exploitation du modèle ainsi amélioré. Tout d'abord, les paramètres des lois de comportement sont précisés, déterminés soit d'après les données de la littérature, soit d'après des expériences spécialement menées à l'Onera. Nous avons choisi d'utiliser le rumpling, c'est-à-dire l'amplification des ondulations de l'interface, comme grandeur de référence, permettant d'identifier les paramètres inconnus du modèle, par comparaison entre ses valeurs calculées et ses valeurs expérimentales, dans différentes conditions de vieillissement. Une campagne de mesure du rumpling a donc été menée avec grand soin pour construire la base de données nécessaire à cette identification. Une fois le modèle correctement identifié grâce à ces données spécifiques, nous avons pu confronter ses capacités prévisionnelles au regard de mesures de rumpling disponibles dans la littérature, pour des cas de chargements thermiques différents des nôtres. Les prévisions du rumpling induit par oxydation cyclique, nous sont apparues satisfaisantes.

TABLE DES FIGURES

Figure 5.1 : Schéma des 4 couches du système barrière thermique, avec une interface ondulée.....	101
Figure 5.2 : Schématisation des contraintes dans les 3 couches (sous-couche, alumine et barrière thermique) : contraintes hors-plan et dans le plan.....	102
Figure 5.3 : Représentation schématique de l'augmentation du coefficient de dilatations thermiques dans la sous-couche pendant la transformation martensitique, d'après [Balint 2005]	103
Figure 5.4 : Schéma d'une ondulation 3D, de type boîte d'œuf.....	108
Figure 5.5 : Modèle EF de la sous-couche dans un cas d'ondulation 3D, et schématisation des conditions limites. Visualisation du champ de déformation de fluage hors-plan [Dorvaux 2010].....	115
Figure 5.6 : Amplification de l'ondulation prévue selon les différentes configurations 2D et 3D définies en 5.3 : à gauche modèle 3 couches ; à droite modèle 4 couches. La géométrie initiale est donnée par : $L=32,725 \mu\text{m}$, $h^{(3)}_0=0,5 \mu\text{m}$, $\delta_0=0,05 \mu\text{m}$	116
Figure 5.7 : Cycles de température imposés au système multicouche dans le modèle	120
Figure 5.8 : Évolution du rumpling pour quatre températures de cyclage, avec une ondulation 3D. Méthodologie initiale de Balint & Hutchinson (2005) et module d'Young constant dans la barrière thermique (48 GPa).....	120
Figure 5.9 : Contraintes dans l'alumine au cours des deux premiers cycles, avec une température maximale de 1150°C. Calcul effectué avec l'oxydation opérant à tout instant, mais une plastification possible uniquement à T_{max}	121
Figure 5.10 : Évolution du rumpling pour les quatre températures de cyclage, avec une ondulation 3D. Calculs avec la procédure VKDC (oxydation à tout instant et seuil de plasticité de l'alumine dépendant de la température donné par l'équation (34)).....	122
Figure 5.11 : Évolution du rumpling pour les quatre températures de cyclage, avec une ondulation 3D. Calculs avec la procédure VKDC (oxydation à tout instant et seuil de plasticité de l'alumine dépendant de la température donné par l'équation (35)).....	123
Figure 5.12 : Évolution de la limite d'élasticité de la couche d'alumine $\sigma_p(T)$, donnée par les équations (34) et (35) et variation des contraintes élastiques correspondantes dans cette même couche	124
Figure 5.13 : Rumpling en fonction de l'épaisseur d'oxyde, sous des chargements isothermes et cycliques. $L = 20 \mu\text{m}$ et l'amplitude initiale de l'ondulation est variable.....	125
Figure 5.14 : Prévisions du rumpling après 250 cycles à 1100°C en fonction de la longueur d'onde, pour un système 3 couches, avec et sans transformation martensitique. Dans chaque cas, les 4 résultats correspondent à des ondulations 2D et 3D selon les versions.....	126
Figure 5.15 : Effet de la loi de fluage de la sous-couche sur le rumpling après 250 cycles, avec des modèles d'ondulation 2D (COSMOD1) ou 3D (COSCOS)	127
Figure 6.1 : Courbes de fluage d'indentation à 800°C de la sous-couche (brute et vieillie) expérimentales et simulées.....	131
Figure 6.2 : Courbes de fluage d'indentation à 700 et 750°C de la sous-couche (état vieilli) expérimentales et simulées.....	132
Figure 6.3 : Détermination de l'énergie d'activation (points rouges pour une valeur $n = 2,7$ commune à toutes les températures).....	132
Figure 6.4 : Module d'Young de la barrière thermique en fonction de la température.....	134
Figure 6.5 : Evolution de l'épaisseur de la couche d'alumine en fonction du temps (mesurée expérimentalement et calculée selon la loi d'oxydation établie).....	135
Figure 6.6 : Épaississement de l'alumine en oxydation cyclique ou isotherme à 1100°C.....	136
Figure 6.7 : Coupe micrographique et relevé topographique interfacial sur un échantillon vieilli 100 h à 1100 °C	136
Figure 6.8 : Surface idéalisée de l'interface 3D sous-couche/alumine.....	137
Figure 6.9 : Filtrage progressif appliqué à un profil acquis sur échantillon oxydé 100 heures à 1100°C	138
Figure 6.10 : Évolution du paramètre R_q (sur profils lissés) au cours de l'oxydation a) isotherme ; b) cyclique	139
Figure 6.11 : Évolution du paramètre R_q des profils résiduels en fonction du vieillissement	140
Figure 6.12 : Évolution du rumpling en fonction de la température de cyclage. Données expérimentales et courbes calculées par le modèle avec les paramètres matériaux donnés dans le Tableau 6.1.....	141
Figure 6.13 : Évolution de la contrainte de fluage dans le plan dans la barrière thermique en fonction de la température, pour une vitesse de déformation plastique \dot{p} de 10^{-5} s^{-1}	142
Figure 6.14 : Évolution du rumpling en fonction de la température de cyclage. Données expérimentales et courbes calculées par le modèle avec l'énergie d'activation modifiée (613,55 à la place de 124,71 $\text{kJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	143

<i>Figure 6.15 : Évolution du rumpling en fonction de la température de cyclage. Données expérimentales et courbes calculées par le modèle identifié</i>	<i>143</i>
<i>Figure 6.16 : Évolution du rumpling en fonction de la température d'oxydation. Données expérimentales et courbes calculées par le modèle identifié</i>	<i>145</i>
<i>Figure 6.17 : Comparaison des prévisions de rumpling avec des données de la littérature</i>	<i>146</i>

TABLE DES TABLEAUX

<i>Tableau 5.1 : Liste des entrées et sorties du modèle de comportement</i>	<i>101</i>
<i>Tableau 5.2 : Comportement des différentes couches du système</i>	<i>102</i>
<i>Tableau 5.3 : paramètres matériaux utilisés dans cette étude.</i>	<i>119</i>
<i>Tableau 6.1 : Paramètres matériaux avant identification. ⁽¹⁾ sont les paramètres libres qui doivent être identifiés</i>	<i>130</i>

5 - Modélisation du comportement interfacial et du rumpling

La difficulté de bien appréhender les phénomènes complexes de décohésion et de délamination au niveau de la couche d'oxyde (qui croît entre la couche de céramique déposée par EB-PVD et la couche de liaison) rend la prévision de la durée de vie des systèmes barrière thermique pour aubes de turbine très difficile.

Il est reconnu que le dommage interfacial et l'écaillage sont accélérés par l'amplification de l'ondulation de la couche d'oxyde, appelée rumpling. De nombreux efforts ont été faits pour simuler l'augmentation de l'amplitude d'ondulation qui se produit durant un cyclage thermo-mécanique, les contraintes en résultant et la fissuration qu'elles provoquent par des méthodes Eléments Finis [Karlsson 2001] [Karlsson 2002-1] [Busso 2001] [Caliez 2002] [Caliez 2003] [Xu 2003] [Frachon 2009] [Busso 2009]. Comme mentionné dans au paragraphe 2.3, ce type d'approches peut être coûteux en temps de calcul et complexe à mettre en œuvre.

Par conséquent, pour des applications industrielles, surtout dans un contexte de conception, le besoin est de disposer de méthodes de prévision basées sur des analyses simples, utilisées de manière systématique en post-traitement d'un calcul Eléments Finis de l'aube.

Le paragraphe 5.1 rappelle les principales équations de ce modèle, les lois constitutives des différentes couches utilisées par Balint & Hutchinson ainsi que leur enchaînement dans le modèle, qui aboutit à la prévision du rumpling et aussi des contraintes dans le multicouche.

Le paragraphe 5.2 fera l'état des différentes extensions et améliorations apportées au modèle initial, tant au niveau des lois de comportement qu'au niveau de la méthodologie de résolution des équations différentielles couplées. Une part importante du travail visant à améliorer le modèle a consisté à écrire une formulation 3D de l'ondulation de la couche d'oxyde, avec une modification de l'expression des équations qui en découle.

Nous exposerons dans le paragraphe 5.3 l'impact des diverses modifications apportées au modèle par rapport à sa formulation de base, sur l'estimation du rumpling. Enfin, le paragraphe 5.4 montrera des exemples d'études paramétriques influençant les prévisions du modèle. Ainsi l'influence des paramètres matériaux sera observée dans de larges gammes de variation pour certains paramètres critiques, afin de bien cerner le domaine de validité de notre modèle de comportement. Cette étape est particulièrement importante, car elle nous permettra de déterminer l'impact des différents paramètres sur le comportement du multicouche, nous indiquant ainsi ceux qu'il conviendra d'identifier très soigneusement par la suite.

5.1 - Le modèle de base de Balint

5.1.1 - Présentation générale du modèle

On considère un empilement de quatre couches, infinies dans les directions x_1 et x_3 , modélisée chacune sous des conditions de chargement équi-biaxiales (voir Figure 5.1). Les sollicitations principales sont les contraintes thermiques dans le plan ($x_1 ; x_3$) générées par les transitoires thermiques, et les contraintes de croissance dans le plan dans l'alumine se développant à haute température. Dans cet état particulier dit équiaxe, les déformations et contraintes sont

uniformes dans chaque couche, et indépendantes de son épaisseur. La température est ici supposée uniforme dans toute l'épaisseur du multicouche.

Le substrat en superalliage, couche (1), est considéré comme infiniment épais, et imposant ses déformations totales (uniquement thermiques) aux trois autres couches :

- la sous-couche (2), un intermétallique Ni(Pt)Al dans notre système, d'environ 50 μm d'épaisseur (l'épaisseur ne joue aucun rôle dans le modèle) ;
- la couche protectrice d'alumine (3), dont l'épaisseur $h^{(3)}$ augmente en service de 0,5 μm à quelques micromètres, et qui est soumise à des déformations latérales dues à sa croissance aux joints de grains [Clarke 2003] [Suo 2003] [Reddy 2007] [Panicaud 2009] ;
- la barrière thermique elle-même (4), dont l'épaisseur (environ 150 μm dans notre système) n'intervient pas dans ce modèle.

Les interactions entre les couches (sous-couche, alumine et céramique) sont modélisées uniquement sur les frontières de la couche d'alumine. Le modèle mécanique est fondé sur une description géométrique de la couche d'alumine sous la forme d'une perturbation sinusoïdale par rapport à une ligne moyenne correspondant à une interface plane, satisfaisant les hypothèses suivantes :

- l'amplitude de l'ondulation δ est petite devant la longueur d'onde $2L$ (supposée constante durant le cyclage) ;
- la longueur d'onde $2L$ est grande devant l'épaisseur de la couche d'alumine $h^{(3)1}$.

La perturbation de la couche d'alumine, uniquement suivant la direction x_1 , est alors donnée par : $w(x_1, t) = (\delta_0 + \delta(t)) \cos(\pi x_1 / L)$ avec δ_0 l'amplitude initiale (*i.e.* à $t = 0$ $\delta(t) = 0$). Dans toute la suite de ce chapitre, nous noterons δ_{tot} l'amplitude totale de l'ondulation, et δ l'accroissement de l'amplitude d'ondulation généré durant le vieillissement thermique (appelé rumpling).

Les modifications de l'amplitude d'ondulation sont décrites en prenant en compte trois facteurs clés :

- la déformation de croissance latérale qui augmente les contraintes de compression dans le plan dans l'oxyde sachant que celles-ci diminuent lorsque l'amplitude d'ondulation augmente.
- l'augmentation (ou respectivement la diminution) de l'amplitude d'ondulation sous l'effet des contraintes de compression (ou de traction) dans le plan de la couche d'oxyde, qui est décrite par la théorie de Von Karman [Cai 2011] pour les déformations non linéaires de poutres élancées, en séparant les phases du cyclage où l'oxyde est en régime élastique ou en régime plastique.
- le fluage de la sous-couche lorsqu'une traction normale au plan moyen de l'interface, évoluant spatialement de manière sinusoïdale, est appliquée par l'alumine sur sa surface supérieure (Figure 5.2). L'augmentation de l'amplitude d'ondulation correspondante est donnée par une équation dont les paramètres viennent d'une analyse préalable (détaillée dans la section 5.2.3) par éléments finis.

Le Tableau 5.1 récapitule les données d'entrée du modèle, ainsi que les sorties auxquelles nous pouvons avoir accès.

¹ Dans ce modèle, l'épaisseur de l'alumine est considérée comme étant une translation verticale, dans la direction x_2 , de l'interface inférieure de cette couche (alumine/sous-couche), et non une dilatation isotrope.

Entrées du modèle		Sorties du modèle	
Géométrie de l'interface	$h_0^{(3)}$	Contraintes dans les couches	$\sigma^{(k)}$
	δ_0		
	$2L$		
Propriétés thermo-mécaniques	Paramètres thermo-élastiques	Rumpling	δ
	Paramètres de plasticité ou visco-plasticité		
Oxydation	Paramètres de la loi d'oxydation		
Sollicitations	Cycle de température		

Tableau 5.1 : Liste des entrées et sorties du modèle de comportement

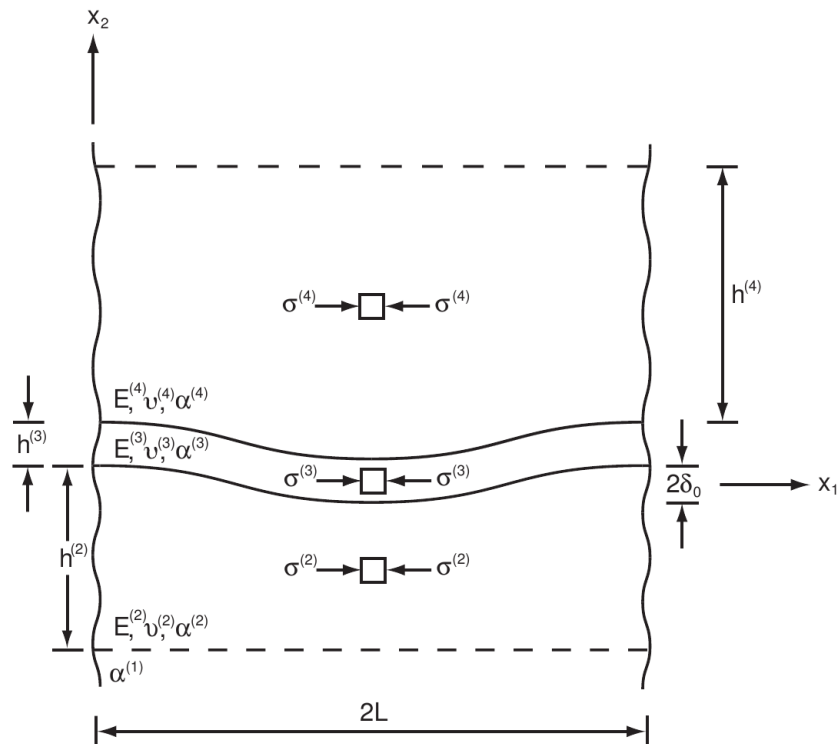


Figure 5.1 : Schéma des 4 couches du système barrière thermique, avec une interface ondulée

La version initialement développée par Balint & Hutchinson (2003, 2005) considère uniquement une description de l'ondulation dans le plan $(x_1 ; x_2)$. Dans ce cas-là l'interface décrite en 2D est assimilée à une forme de « tôle ondulée ». Et ceci est toujours le cas dans les récentes applications du modèle [Balint 2011] dans lesquelles l'anisotropie du rumpling est accrue par le caractère non équi-biaxial des déformations dans le substrat. En effet, aux déformations thermiques (équi-biaxiales) est alors ajoutée une déformation mécanique uniaxiale de type fluage.

Dans cette dernière version, les mécanismes d'oxydation, et la plastification éventuelle de l'oxyde, ne sont mis en jeu qu'à la température maximale du cycle de chargement. Et les exploitations ne sont réalisées que pour une seule température maximale, fixée en l'occurrence à 1150°C .

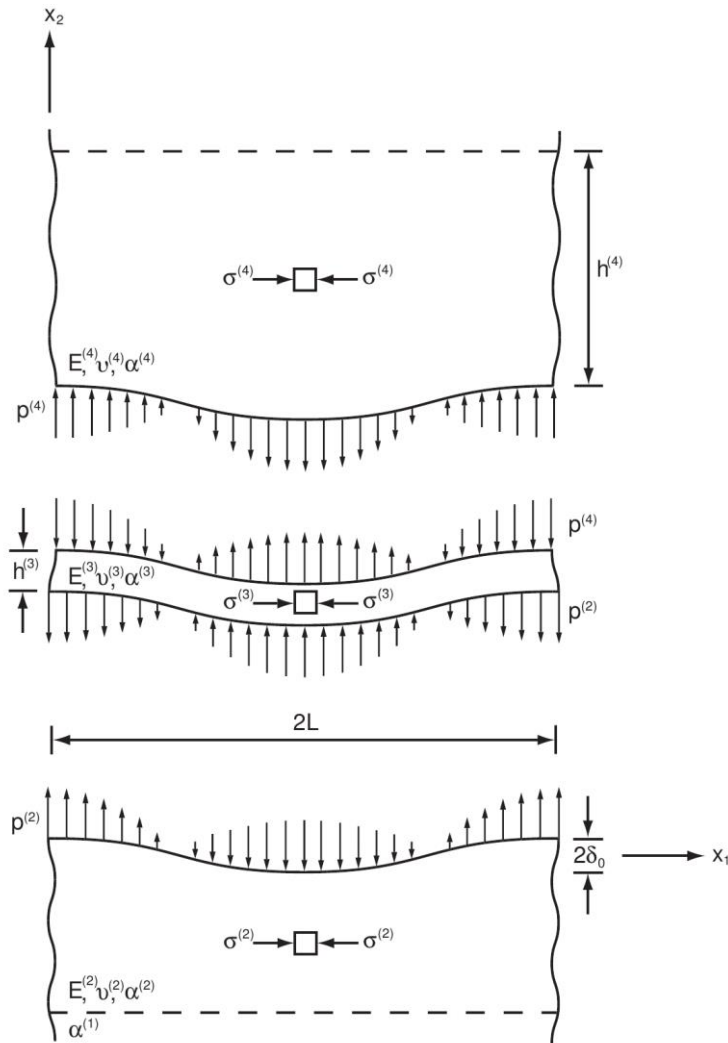


Figure 5.2 : Schématisation des contraintes dans les 3 couches (sous-couche, alumine et barrière thermique) : contraintes hors-plan et dans le plan

5.1.2 - Les lois constitutives du modèle

Le substrat est supposé infiniment épais et impose ses dilatations thermiques $\underline{\underline{\varepsilon}}^{(1)} = \alpha^{(1)} \dot{T} \underline{\underline{1}}$ ($\underline{\underline{1}}$ étant la matrice identité) aux autres couches. En l'absence d'autres sollicitations extérieures, et en supposant le modèle de dimension infinie suivant x_1 et x_3 , toutes les couches subissent dans les directions (1) et (3) des déformations identiques à celles du substrat, assurant ainsi une réponse mécanique des couches isotrope transverse. Les lois de comportement sont écrites sous l'hypothèse des petites déformations. Les comportements des couches sont synthétisés dans le Tableau 5.2.

Couche	Comportement
Substrat (1)	Thermo-élastique
Sous-couche (2)	Thermo-élastique et fluage
Alumine (3)	Thermo-élastique et plasticité parfaite ; épaississement par oxydation
Barrière thermique (4)	Thermo-élastique et fluage

Tableau 5.2 : Comportement des différentes couches du système

Pour la sous-couche (2) et la barrière thermique (4), la vitesse de déformation totale est la somme des vitesses de déformation élastique, thermique et de fluage (ou visco-plastique), telle que ($k = 2$ ou 4) :

$$\dot{\underline{\varepsilon}}^{tot(k)} = \frac{1+\nu^{(k)}}{E^{(k)}} \dot{\underline{\sigma}}^{(k)} - \frac{\nu^{(k)}}{E^{(k)}} Tr(\dot{\underline{\sigma}}^{(k)}) \underline{1} + \alpha^{(k)} \dot{T} \underline{1} + \frac{3}{2} \dot{\varepsilon}_R^{(k)} \exp\left(-\frac{T_R^{(k)}}{T}\right) \left(\frac{\sigma_{eq}^{(k)}}{\sigma_R^{(k)}}\right)^{n^{(k)}} \frac{\underline{s}^{(k)}}{\sigma_R^{(k)}} \quad (1)$$

avec \underline{s} le tenseur déviatorique des contraintes et $\sigma_{eq}^{(k)}$ la contrainte équivalente de Von Mises $\sqrt{3/2 \underline{s}^{(k)} : \underline{s}^{(k)}}$. Les paramètres matériaux sont le module d'Young $E^{(k)}$, le coefficient de Poisson $\nu^{(k)}$, le coefficient de dilatation thermique $\alpha^{(k)}$ et les paramètres de fluage pour une loi de type Norton $n^{(k)}$, $\dot{\varepsilon}_R^{(k)}$, $\sigma_R^{(k)}$ et $T_R^{(k)}$ (une loi d'Arrhenius a été choisie pour la dépendance en température de la vitesse de fluage). Dans le modèle initial [Balint 2005], tous les paramètres sont considérés constants, mais il est aisé de prendre en compte leur variation avec la température.

Dans la sous-couche, une possible transformation martensitique est introduite, ce qui aboutit à une expansion volumique pendant le refroidissement, commençant à une température T_{C1} et finissant à T_{C2} , et à une contraction volumique pour la transformation inverse pendant la chauffe, entre les températures T_{H1} et T_{H2} . Comme le montrent les expériences, ces quatre températures sont telles que $T_{C2} < T_{C1} < T_{H1} < T_{H2}$ (typiquement 430, 500, 600, 700°C) [Chen 2003-2]. La prise en compte de ces changements volumiques se traduit par une augmentation du coefficient de dilatation thermique $\alpha^{(2)}$ d'une valeur α_{MT}^* uniquement lorsque $T_{C2} < T < T_{C1}$ et $\dot{T} < 0$ ou uniquement lorsque $T_{H1} < T < T_{H2}$ et $\dot{T} > 0$ (voir Figure 5.3).

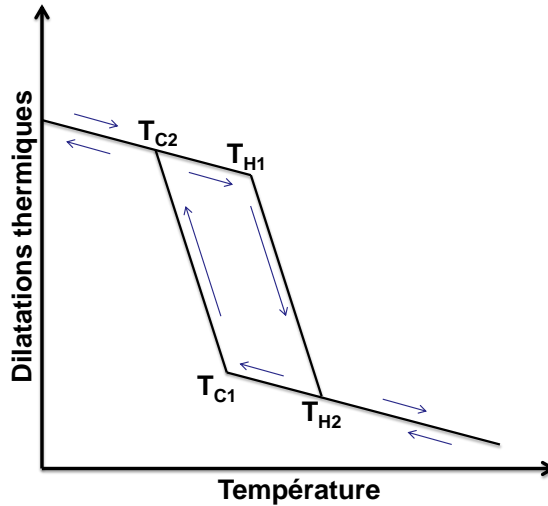


Figure 5.3 : Représentation schématique de l'augmentation du coefficient de dilatations thermiques dans la sous-couche pendant la transformation martensitique, d'après [Balint 2005]

Le fluage de la couche d'alumine n'est pas pris en compte dans le modèle original, qui considère seulement un comportement élastique / parfaitement plastique. Lorsque l'oxyde est en régime de plasticité, la contrainte équivalente $\sigma_{eq}^{(3)}$ est contrainte à rester égale à la limite d'élasticité $\sigma_{eq}^{(3)} = \sigma_p$.

Deux autres équations d'évolution interviennent dans la modélisation de la couche d'alumine. À la température maximale du cycle, la couche d'oxyde s'épaissit en suivant une loi parabolique :

$$\dot{h}^{(3)} = \frac{k_p}{2 h^{(3)}} \quad (2)$$

avec k_p exprimé en $m^2.s^{-1}$ de telle manière que l'épaisseur d'oxyde passe de 0,5 à 3 μm en 100 h à 1150 °C. La vitesse de déformation correspondant à l'épaississement latéral est modélisée suivant l'équation [Evans 2001] [Clarke 2003]:

$$\dot{\varepsilon}_G = \frac{\dot{h}^{(3)}}{d} \quad (3)$$

où la constante d est choisie de façon à ce qu'une déformation de croissance latérale de 5% survienne après un maintien de 100 h à 1150°C (soit $d = 50 \mu m$ en l'occurrence). Ces deux effets (épaississement de la couche d'alumine et déformations de croissance) sont imposés nuls en dessous de la température maximale de 1150°C.

5.1.3 - Détermination des contraintes dans les couches

Les contraintes sont supposées uniformes dans chaque couche. Compte tenu des hypothèses du modèle (déformations dans toutes les couches identiques à celles du substrat, dans les directions x_1 et x_3), l'état de contraintes est considéré comme équi-biaxial. Nous les noterons par la suite :

$$\sigma^{(k)} = \sigma_{11}^{(k)} = \sigma_{33}^{(k)} \quad (4)$$

Il vient que $\sigma_{eq}^{(k)} = |\sigma^{(k)}|$ dans chaque couche, pour $k=2,3,4$. La valeur moyenne de la composante $\sigma_{22}^{(k)}$ sur une ondulation vaut 0 ; à une échelle macroscopique, les contraintes hors plan sont donc nulles.

Le substrat (infiniment épais) imposant ses déformations d'origine thermique aux autres couches, la vitesse de la déformation totale dans la sous-couche est donnée par sa forme dérivée $\dot{\varepsilon}_{tot}^{(2)} = \dot{\varepsilon}^{(1)} = \alpha^{(1)}\dot{T}$. La dérivée de la contrainte dans la sous-couche s'écrit donc, à partir de (1) :

$$\dot{\sigma}^{(2)} = E^{*(2)} \left[(\alpha^{(1)} - \alpha^{(2)})\dot{T} - \frac{1}{2} \dot{\varepsilon}_R^{(2)} \left(\frac{|\sigma^{(2)}|}{\sigma_R^{(2)}} \right)^{n^{(2)}} \exp\left(-\frac{T_R^{(2)}}{T} \right) \text{sign}(\sigma^{(2)}) \right] \quad (5)$$

où $E^{*(2)} = E^{(2)} / (1 - \nu^{(2)})$. La même expression s'applique pour la dérivée de la contrainte dans la barrière thermique en remplaçant l'indice supérieur (2) par (4).

Une intégration numérique simple de l'équation (5) donne l'historique des contraintes équi-biaxiales dans la sous-couche (ou la barrière thermique), qui est indépendant des contraintes locales hors-plan (qui seront précisées plus loin). Ces dernières sont imposées par la couche d'alumine en compression et s'appliquent à la surface de la sous-couche (et à la sous-face de la barrière thermique).

Dans le cas de la couche d'alumine, l'équation (5) est remplacée par l'équation suivante, pour une réponse élastique, lorsque $|\sigma^{(3)}| < \sigma_p^{(3)}$:

$$\dot{\sigma}^{(3)} = \bar{E}^{(3)} \left(\frac{\pi^2 (\delta_0 + \delta) \dot{\delta}}{L^2} - \dot{\varepsilon}_G \right) + E^{*(3)} (\alpha^{(1)} - \alpha^{(3)}) \dot{T} \quad (6)$$

avec $\bar{E}^{(3)} = E^{(3)} / (1 - \nu^{(3)2})$ facteur qui vient de l'hypothèse des contraintes planes dans la direction (2). Le premier terme, décrivant l'effet de la croissance latérale de l'oxyde, est noté vitesse de déformation de croissance effective :

$$\dot{\varepsilon}^{Geff} = \dot{\varepsilon}_G - \dot{\omega}$$

avec $\omega = \frac{1}{2} \int_0^{2L} \left(\frac{\partial w(x_1, t)}{\partial x_1} \right)^2 dx_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi (\delta_0 + \delta)}{L} \right)^2$ (7) [Balint 2005] l'allongement d'oxyde.

La vitesse de déformation de croissance $\dot{\varepsilon}_G$, donnée par (3), est réduite par la vitesse d'allongement global de l'oxyde $\dot{\omega}$ dû à l'amplification de l'ondulation. Ce premier terme $\dot{\varepsilon}_G$ est en général négatif.

En régime plastique, qui n'est possible dans le modèle originel qu'à la température de palier, la contrainte $\sigma^{(3)}$ en valeur absolue dans l'oxyde est maintenue à la contrainte seuil $\sigma_p = 300$ MPa [Evans 2008]. Cette limite d'élasticité est supposée être très élevée dès que la température est en dessous de la température maximale du cycle.

5.1.4 - Equations couplées pour le système 4 couches

L'ondulation de la couche d'alumine introduit une traction normale $p^{(2)} \cos(\pi x_1 / L)$ à l'interface entre la sous-couche et l'alumine, et de même $p^{(4)} \cos(\pi x_1 / L)$ à l'interface entre l'alumine et la barrière thermique, comme le montre la Figure 5.2. Les trois couches sont d'abord traitées indépendamment, puis les équations mécaniques sont couplées pour donner une description complète.

La traction normale $p = p^{(2)} \cos(\pi x_1 / L)$ qui s'applique sur la surface supérieure de la sous-couche la déforme par fluage, menant à une évolution de l'amplitude à l'interface sous-couche/alumine :

$$\dot{\delta}^{(2)} = L \dot{\varepsilon}_R^{(2)} \exp\left(-\frac{T_R^{(2)}}{T}\right) \left(\frac{p^{(2)}}{\sigma_R^{(2)}}\right) \left[a(n^{(2)}) \left|\frac{\sigma^{(2)}}{\sigma_R^{(2)}}\right|^{n^{(2)}-1} + b(n^{(2)}) \left|\frac{p^{(2)}}{\sigma_R^{(2)}}\right|^{n^{(2)}-1} \right] \quad (8)$$

Comme explicité dans Balint & Hutchinson (2005), cette équation traduit l'interaction non-linéaire entre les contraintes équi-biaxiales $\sigma^{(2)}$ et de traction $p^{(2)}$. Justifiée par une analyse dimensionnelle, elle décrit exactement les deux cas limites du fluage : le terme avec $b(n^{(2)})$ est la solution exacte pour $\sigma^{(2)} = 0$. Au contraire, lorsque $|p^{(2)} / \sigma^{(2)}| \ll 1$, la contribution dans l'équation (8) de $a(n^{(2)})$ est la solution exacte, obtenue par une méthode de perturbation. Une équation similaire est écrite pour la vitesse d'augmentation de l'ondulation $\dot{\delta}^{(4)}$ de l'interface alumine/céramique. La compatibilité entre toutes les couches (supposées toujours en parfait

contact) requiert que les vitesses d'augmentation de l'ondulation des deux interfaces de l'alumine soient égales : $\dot{\delta}^{(4)} = \dot{\delta}^{(2)}$.

Le film d'alumine est modélisé en utilisant la théorie de Von Karman pour des déformations non-linéaires de plaques planes ou courbes. Dans la formulation originelle de Balint & Hutchinson, il n'y a pas de variation de l'ondulation dans la direction x_3 , ce qui réduit la formulation à la théorie des poutres minces. L'ondulation, qui correspond à un déplacement normal de la ligne neutre du film, s'écrit $w_{tot}(x, t) = (\delta_0 + \delta(t)) \cos(\pi x_1 / L)$, δ_0 correspondant à l'amplitude initiale avant tout cyclage thermique. Cette théorie est valide si les deux relations suivantes sont vérifiées :

$$(\partial w_{tot} / \partial x_1)^2 \ll 1 \quad \text{et} \quad h^{(3)} \ll L$$

Selon l'article originel, la contrainte macroscopique dans l'oxyde ($\sigma_{11}^{(3)} = \sigma_{33}^{(3)}$) est considérée indépendante de x_1 . À un certain moment durant le maintien à $T_{max} = 1150^\circ\text{C}$, la déformation de croissance latérale induisant des contraintes de compression, la contrainte de seuil de plastification $\sigma_p^{(3)}$ est atteinte, et le film plastifie. Alors la contrainte égale à la contrainte seuil $|\sigma^{(3)}| = \sigma_p^{(3)}$ n'évolue plus (hypothèse de plasticité parfaite) jusqu'au prochain refroidissement ou jusqu'à ce que la décharge survienne. La déflexion s'écrit :

$$w = w_N + \Delta w_e + \Delta w_p = (\delta_N + \Delta \delta_e + \Delta \delta_p) \cos(\pi x_1 / L) \quad (9)$$

où w_N est la déflexion cumulée à l'instant du dernier changement de régime (élastique/plastique ou l'inverse). Au cours du cycle courant, Δw_e est l'incrément de déflexion depuis ce dernier changement, quand la couche est élastique, et Δw_p l'incrément de déflexion quand la couche se plastifie. Avec ces notations, l'équation qui régit la couche d'oxyde non couplée est :

$$\bar{E}^{(3)} I \frac{\partial^4 \Delta w_e}{\partial x^4} - \sigma^{(3)} h^{(3)} \frac{\partial^2 (w_0 + w_N + \Delta w_e + \Delta w_p)}{\partial x^2} = -(p^{(2)} + p^{(4)}) \quad (10)$$

avec $I = (h^{(3)})^3 / 12$. Δw_e est nul quand l'oxyde est plastique, et Δw_p est nul quand l'oxyde est dans le domaine élastique. Quand la couche d'oxyde est plastique, le premier terme dans (10) n'intervient pas, auquel cas l'équation modélise la relaxation rapide du moment de flexion qui intervient dans le domaine plastique. En prenant en compte la forme sinusoïdale de toutes les contributions à la déflexion dans (9), l'équation (10) admet une solution en amplitude selon :

$$Q \Delta \delta_e + P (\delta_0 + \delta_N + \Delta \delta_p) = p^{(2)} + p^{(4)} \quad (11)$$

où P et Q sont donnés par :

$$P = -\frac{h^{(3)} \pi^2}{L^2} \sigma^{(3)} \quad Q = -\frac{h^{(3)} \pi^2}{L^2} |\sigma^{(3)}| \left[\text{sign}(\sigma^{(3)}) + \left(\frac{L^*}{L} \right)^2 \right] \quad (12)$$

$$\text{avec } L^* = h^{(3)} \sqrt{\frac{\pi^2 \bar{E}^{(3)}}{12 |\sigma^{(3)}|}}.$$

L'évolution du multicouche est complètement décrite par le jeu d'équations différentielles couplées non-linéaires présentées ci-dessus (équations (2), (3), (5), (6), (8) et (11)). Elles

peuvent être résolues numériquement pas à pas, avec un schéma explicite d'Euler (de petits pas de temps sont utilisés). Les simulations commencent par un refroidissement à $t=0$ à partir de la température de palier (1150°C dans le papier original de Balint 2005), avec comme conditions initiales $\sigma^{(2)} = \sigma^{(4)} = 0$, $\sigma^{(3)} = -\sigma_p$, $\delta = 0$, $h^{(3)} = h_0^{(3)}$. Toutes les quantités étant connues au temps t , les incréments pour le pas de temps suivant $t+dt$ sont mis à jours comme suit :

- (a) avec les équations (11) et (8), sont calculées la condition de compatibilité $\dot{\delta}^{(4)} = \dot{\delta}^{(2)}$, les tractions $p^{(2)}$ et $p^{(4)}$, et $d\delta = \dot{\delta}^{(2)}dt = \dot{\delta}^{(4)}dt$. Pour le modèle complet à quatre couches, une solution itérative est nécessaire (résolution de Newton).
- (b) $d\delta$ est identifié avec $d\Delta\delta_e$ ou $d\Delta\delta_p$, selon $|\sigma^{(3)}| < \sigma_p^{(3)}$ ou $|\sigma^{(3)}| = \sigma_p^{(3)}$ respectivement.
- (c) les $d\sigma^{(k)} = \dot{\sigma}^{(k)}dt$ sont calculés ($k = 2,3,4$) à partir de l'équation (5) pour la sous-couche et la barrière thermique, et de l'équation (6) pour l'alumine.
- (d) $dh^{(3)} = \dot{h}^{(3)}dt$ et $d\varepsilon_G = \dot{\varepsilon}_G dt$ sont calculés à partir des équations (2) et (3).
- (e) Si la décharge élastique ou la plastification survient dans la couche d'oxyde pendant le pas de temps courant, $\Delta\delta_e$ ou $\Delta\delta_p$ est remis à 0 et δ_N est mis à jour.
- (f) Le temps est incrémenté et toutes les quantités sont mises à jour (sauf $p^{(2)}$ et $p^{(4)}$), et le processus recommence à (a).

Un organigramme détaillé des différentes tâches est montré en Annexe 9.

5.2 - Extension du modèle de comportement

Dans cette section, les différentes modifications et améliorations apportées au modèle initial sont résumées. Elles visent essentiellement à :

- permettre l'exploitation du modèle dans le cas d'un système barrière thermique soumis à des sollicitations thermo-mécaniques non équi-biaxiales, en vue d'une utilisation en post-traitement d'un calcul d'aube par éléments finis ;
- traiter le système barrière thermique avec une représentation 3D de l'ondulation d'interface (surface de type boîte d'œuf), ce qui semble *a priori* plus réaliste qu'une tôle ondulée (extrusion d'un sinus dans une seule direction) au regard des observations expérimentales ;
- permettre l'utilisation du modèle pour des cycles de température quelconques, et où l'épaississement de l'oxyde peut s'effectuer à toute température, plus ou moins rapidement.

La phénoménologie du modèle étendu est exactement la même que celle du modèle originel de Balint & Hutchinson (2005), mais quelques modifications sont introduites dans certaines équations importantes.

L'amélioration la plus notable est que l'on considère maintenant une perturbation géométrique de la couche d'alumine suivant x_1 et x_3 en double cosinus, conduisant à écrire la déflexion totale de la couche d'alumine :

$$w_{tot}(x_1, x_3, t) = (\delta_0 + \delta(t)) \cos(\pi x_1 / L) \cos(\pi x_3 / L) \quad (13)$$

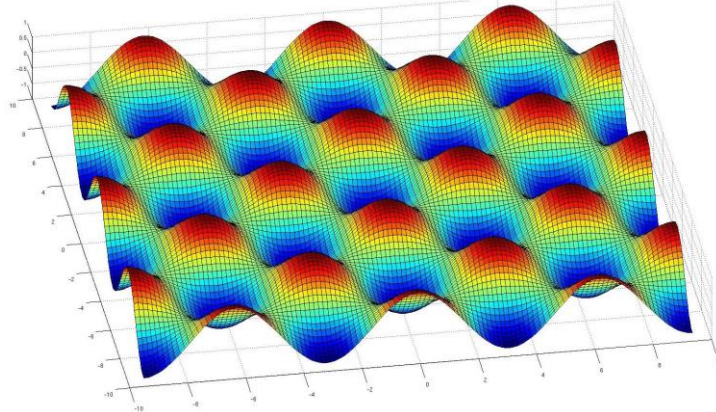


Figure 5.4 : Schéma d'une ondulation 3D, de type boîte d'œuf

Les résultats de ce modèle étendu et les discussions menées dans ce paragraphe et le suivant ont fait l'objet d'un article paru dans la revue European Journal of Mechanics [Vaunois 2013].

5.2.1 - Modification des lois constitutives

Tout en apportant des modifications à certaines des lois constitutives des différentes couches utilisées dans la formulation initiale (paragraphe 5.1.2), nous avons choisi d'adopter une formulation hyperélastique² par souci d'adaptabilité et d'évolution du modèle.

Le substrat, qui est toujours supposé infiniment épais, impose maintenant aux autres couches non plus exclusivement ses déformations thermiques, mais ses déformations totales (voir équation (14)). Ces quantités sont connues au cours du temps durant tout le cyclage thermo-mécanique.

$$\underline{\varepsilon}^{(k)} = \underline{\varepsilon}^{(1)} = \underline{\varepsilon}^{e(1)} + \underline{\varepsilon}^{in(1)} + \underline{\varepsilon}^{th(1)} = \underline{\varepsilon}^{méca(1)} + \alpha^{(1)}(T - T_{dep})\underline{1} \quad (14)$$

où $\underline{1}$ est le tenseur unité et T_{dep} est la température de dépôt, température à laquelle l'ensemble du système est supposé libre de contraintes. Dans la version actuelle, on peut superposer la déformation mécanique du substrat (somme des déformations élastique et inélastique) aux déformations thermiques, découlant par exemple d'un calcul préalable sur l'aube de turbine.

Pour chaque couche, la déformation totale peut se décomposer sous forme tensorielle (avec $k=2,3,4$) :

$$\underline{\varepsilon}^{(k)} = \underline{\varepsilon}^{th(k)} + \underline{\varepsilon}^{e(k)} + \underline{\varepsilon}^{in(k)}$$

où les déformations thermiques sont données par : $\underline{\varepsilon}^{th(k)} = \alpha^{(k)}(T - T_{dep})\underline{1}$.

² Le principal avantage d'utiliser une formulation hyperélastique est d'éliminer les problèmes inhérents à la formulation originelle de Balint lorsque les paramètres matériaux $E^{(k)}$, $\nu^{(k)}$ ou $\alpha^{(k)}$ dépendent de la température.

Les déformations inélastiques dans les trois couches sont :

$$\begin{cases} \underline{\varepsilon}^{in(2)} = \underline{\varepsilon}^{p(2)} + \underline{\varepsilon}^{mt(2)} \\ \underline{\varepsilon}^{in(3)} = \underline{\varepsilon}^{p(3)} + \underline{\varepsilon}_{eff}^G \\ \underline{\varepsilon}^{in(4)} = \underline{\varepsilon}^{p(4)} \end{cases} \quad (15)$$

$\underline{\varepsilon}^{p(k)}$ représente la déformation plastique ou visco-plastique dans la couche (k) , $\underline{\varepsilon}^{mt(2)}$ la déformation due à l'éventuelle transformation martensitique dans la sous-couche, $\underline{\varepsilon}_{eff}^G$ la déformation effective de croissance dans l'alumine (voir paragraphe 5.1.2). La déformation plastique des couches (2) et (4) est obtenue par intégration de la loi de fluage apparaissant dans (1), à savoir :

$$\underline{\varepsilon}^{p(k)} = \int_0^t \frac{3}{2} \dot{\underline{\varepsilon}}_R^{(k)} \exp\left(-\frac{T_R^{(k)}}{T}\right) \left(\frac{\sigma_{eq}^{(k)}}{\sigma_R^{(k)}}\right)^{n^{(k)}} \frac{\underline{s}^{(k)}}{\sigma_R^{(k)}} dt$$

Notons que les seules composantes des contraintes et déformations à prendre en compte dans le plan de l'interface sont 11 et 33, car le modèle est écrit dans les axes principaux du chargement venant du substrat.

Une première modification a consisté à traduire l'effet du changement de volume associé à la transformation martensitique en introduisant explicitement une déformation liée à cette transformation dans la sous-couche :

$$\varepsilon_{11}^{mt(2)} = \varepsilon_{33}^{mt(2)} = \alpha_{mt}^* (T_{C2} - T_{C1}) z \quad (16)$$

dans laquelle l'avancement de la transformation de phase est quantifiée au travers de la variable z ($z=0$ pour l'état entièrement austénitique, $z=1$ pour l'état complètement martensitique). Son évolution est décrite par :

$$\dot{z} = \begin{cases} \frac{\dot{T}}{T_{C2} - T_{C1}} & \text{si } T_{C2} < T < T_{C1} \text{ et } \dot{T} < 0 \\ \frac{\dot{T}}{T_{H1} - T_{H2}} & \text{si } T_{H1} < T < T_{H2} \text{ et } \dot{T} > 0 \text{ et } z > 0 \end{cases} \quad (17)$$

Lorsque la température minimale du cycle est inférieure à T_{C2} , notre formulation reproduit exactement les mêmes évolutions que celle d'origine. L'avantage est ici de permettre une description plus correcte lors d'une transformation martensitique incomplète, dans le cas où la température minimale du cycle serait comprise entre T_{C2} et T_{H2} .

La dernière partie de la loi de comportement est donnée par la loi de Hooke, écrite pour des matériaux isotropes (le caractère orthotrope de la barrière thermique n'est pas pris en compte dans ce modèle) :

$$\underline{\varepsilon}^{e(k)} = \frac{1 + \nu^{(k)}}{E^{(k)}} \underline{\sigma}^{(k)} - \frac{\nu^{(k)}}{E^{(k)}} Tr \underline{\sigma}^{(k)} \underline{1} \quad (18)$$

où $E^{(k)}$ et $\nu^{(k)}$ sont le module d'Young et le coefficient de Poisson (qui peuvent, comme $\alpha^{(k)}$, varier en fonction de la température).

Pour notre système, considérant un état de contraintes planes $\sigma_{22}^{(k)} = 0$, nous obtenons les contraintes dans le plan pour chaque couche :

$$\begin{aligned}\sigma_{11}^{(k)} &= \bar{E}^{(k)} \left[\varepsilon_{11}^{(k)} - \varepsilon_{11}^{in(k)} + \nu^{(k)} (\varepsilon_{33}^{(k)} - \varepsilon_{33}^{in(k)}) - (1 + \nu^{(k)}) \alpha^{(k)} (T - T_{dep}) \right] \\ \sigma_{33}^{(k)} &= \bar{E}^{(k)} \left[\varepsilon_{33}^{(k)} - \varepsilon_{33}^{in(k)} + \nu^{(k)} (\varepsilon_{11}^{(k)} - \varepsilon_{11}^{in(k)}) - (1 + \nu^{(k)}) \alpha^{(k)} (T - T_{dep}) \right]\end{aligned}\quad (19)$$

dans lesquelles $\bar{E}^{(k)} = E^{(k)} / (1 - \nu^{(k)2})$ et T_{dep} est la température de dépôt EB-PVD comprise entre 1050 et 1100 °C.

Si les paramètres $E^{(k)}$, $\nu^{(k)}$ ou $\alpha^{(k)}$ sont indépendants de la température, la nouvelle formulation est strictement équivalente à l'initiale, excepté le fait que nous considérons que la température libre de contraintes est non pas la température maximale du cycle, mais la température de dépôt T_{dep} , indépendante des conditions de cyclage. Des exemples seront donnés et discutés dans le paragraphe 5.3.2.

5.2.2 - Loi de comportement de l'alumine (et seuil plastique)

Le processus d'oxydation est modélisé par les deux aspects spécifiques (épaississement de la couche d'alumine et déformations de croissance) décrits au paragraphe 5.1.2. L'équation (2) décrivant l'épaississement parabolique de la couche d'alumine (piloté par les diffusions anionique et cationique) a été remplacée par l'équation différentielle suivante :

$$\dot{h} = a \left(h^{(3)} \right)^{\frac{a-1}{a}} \cdot \left(k \exp \frac{-T_{ox}}{T} \right) \quad (20)$$

où T_{ox} et T sont exprimées en kelvins. Cette expression est une généralisation de celle utilisée dans le modèle originel, avec un exposant a différent de $1/2$. L'identification des paramètres de cette loi sera discutée au paragraphe 6.1.2.

La déformation de croissance latérale, liée à la formation d'oxyde aux joints de grains dans la couche d'alumine, qui est toujours considérée comme étant identique dans les directions x_1 et x_3 , reste décrite par l'équation (3).

La plastification de la couche d'alumine joue un rôle très important dans la modélisation, que ce soit dans le cas d'une géométrie d'interface décrite en 2D (simple cosinus) ou en 3D (double cosinus). Dans la version initiale du modèle, cette plastification n'est possible qu'à la température maximale du cycle (1150°C), avec une contrainte d'écoulement plastique de $\sigma_p = 300 \text{ MPa}$.

Cette hypothèse, acceptable pour des cycles thermiques idéalisés (cycles en trapèze avec des transitoires très rapides), n'est plus justifiable physiquement pour des cycles réels. Nous avons donc décidé de considérer durant toutes les phases du cycle un seuil de plasticité $\sigma_p(T)$ variable en fonction de la température. Le comportement inélastique de l'alumine est alors introduit en adoptant la procédure suivante, valable pour une loi de plasticité parfaite.

L'estimation élastique du champ de contraintes $\underline{\sigma}^{(3)}$ à l'instant t est calculée à chaque pas de temps en utilisant le jeu d'équations (19) pour la couche d'oxyde, dans laquelle $\underline{\varepsilon}_p^{(3)}$ est une quantité déjà connue. Notons-la $\underline{\sigma}^{(3)E}$. Nous avons alors deux possibilités :

- Si $\sigma_{eq}^{(3)E} < \sigma_p(T)$, l'alumine a alors une réponse élastique, donc $\underline{\sigma}^{(3)} = \underline{\sigma}^{(3)E}$. La déformation plastique n'est pas modifiée par rapport au pas de temps précédent.

- Si $\sigma_{eq}^{(3)E} \geq \sigma_p(T)$, l'oxyde plastifie et la contrainte déviatorique est alors obtenue en projetant la solution élastique sur le domaine plastique, avec :

$$\sigma_{11}^{(3)} = \frac{\sigma_{11}^{(3)E}}{\sigma_{eq}^{(3)E}} \sigma_p(T) \quad \sigma_{33}^{(3)} = \frac{\sigma_{33}^{(3)E}}{\sigma_{eq}^{(3)E}} \sigma_p(T) \quad (21)$$

où σ_{ij} sont les composantes de la contrainte déviatorique. La contrainte hydrostatique reste inchangée. On en déduit alors l'incrément de déformation plastique en inversant la loi de Hooke :

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon_{11}^p &= \frac{1}{E^{(3)}} \left[\sigma_{11}^{(3)E} - \sigma_{11}^{(3)} - \nu^{(3)} (\sigma_{33}^{(3)E} - \sigma_{33}^{(3)}) \right] \\ \Delta \varepsilon_{33}^p &= \frac{1}{E^{(3)}} \left[\sigma_{33}^{(3)E} - \sigma_{33}^{(3)} - \nu^{(3)} (\sigma_{11}^{(3)E} - \sigma_{11}^{(3)}) \right] \end{aligned} \quad (22)$$

Ces incréments de déformation sont alors ajoutés aux valeurs supposées connues du pas de temps précédent.

5.2.3 - Extension 3D

Le film d'alumine est modélisé en utilisant la théorie de Von Karman pour des déformations non linéaires de plaques planes ou courbes. Dans la formulation originelle, il n'y a pas de variation de la géométrie dans la direction x_3 , ce qui la réduit à la théorie des poutres minces. La description géométrique du système explicitée au paragraphe 5.1.1 considère maintenant une ondulation d'interface 3D doublement sinusoïdale, respectant l'expression (13).

Nous avons simplifié le modèle en ne considérant que le cas où $L=L_1=L_3$, qui peut être imagé par une représentation de type « boîte d'œufs » (Figure 5.4).

Les faces supérieure et inférieure de la couche d'alumine sont maintenues au fil du temps identiques entre elles, de sorte que l'épaisseur de la couche d'alumine $h^{(3)}(t)$ qui induit une translation de plus en plus prononcée entre l'interface haute et basse soit toujours uniforme. Les amplitudes d'ondulation de l'interface supérieure et de l'interface inférieure demeurent par conséquent égales : $\delta(t) = \delta^{(2)}(t) = \delta^{(4)}(t)$.

Dans le cas d'une ondulation 3D, la traction normale à l'interface moyenne s'appliquant sur la sous-couche au niveau de son interface avec la couche d'alumine est modifiée en :

$$p = p^{(2)} \cos(\pi x_1 / L) \cos(\pi x_3 / L)$$

Les descriptions 2D et 3D sont complémentaires. Dans [Balint 2011], il est montré qu'un fluage uniaxial du substrat engendre un rumpling orienté dans cette direction, auquel cas la description 2D peut être plus réaliste. Au contraire, pour des situations plus équi-biaxiales, notre version 3D semble plus adéquate. Nécessairement, chacune présente ses propres limitations par rapport à une description plus réaliste de la surface rugueuse.

Déformations de croissance effectives

Dans une démarche d'amélioration, nous considérons désormais des vitesses d'oxydation et la déformation de croissance latérale variables en fonction de la température, selon une loi d'Arrhenius (voir équation (20)), contrairement au cas simplifié traité par Balint & Hutchinson, dans lequel l'oxydation n'intervient qu'à une seule température, à savoir la température maximale du cycle.

À cause des restrictions imposées par le substrat, les déformations de croissance latérale de l'alumine engendrent des contraintes de compression dans cette couche. Comme nous l'avons déjà mentionné, ces contraintes sont atténuées du fait de l'amplification de l'ondulation d'interface (terme $\dot{\omega}$), qui se traduit par une augmentation de sa longueur (ou sa surface) développée (longueur ou surface curviligne). Cette extension des frontières de la couche d'alumine se répercute naturellement sur les dimensions effectives de cette couche de plus en plus ondulée, dont le volume augmente.

Pour une ondulation 2D décrite par $w = \delta \cos(\pi x_1/L)$, le ratio ω de l'augmentation de la longueur développée sur la longueur rectiligne est obtenu par un développement asymptotique :

$$\omega(\delta) = F_{2D}(\delta/L) = \frac{1}{4} \left(\frac{\pi\delta}{L} \right)^2 + \dots \quad (23)$$

Pour une ondulation 3D, suivant l'équation (13), nous devons faire la moyenne dans la direction x_3 de la longueur développée calculée selon x_1 . L'expression ainsi modifiée du ratio de la longueur développée sur la longueur rectiligne est obtenu de la même façon, par un développement de Taylor :

$$\omega(\delta) = F_{3D}(\delta/L) = \frac{1}{8} \left(\frac{\pi\delta}{L} \right)^2 + \dots \quad (24)$$

Les détails des expressions de F_{2D} et F_{3D} sont consultables dans [Vaunois 2013].

Nous voyons que le terme de premier ordre vaut dans l'équation (24) la moitié de celui figurant dans l'équation (23). Comme l'accroissement de longueur développée tend à réduire la contrainte de croissance (en module) pour une vitesse de déformation de croissance $\dot{\varepsilon}_G$ donnée, il peut être déduit de ce résultat que les contraintes de croissance latérales, donc le rumpling, seront accrus avec la formulation 3D.

La déformation de croissance effective ε^{Geff} dans les directions x_1 et x_3 est maintenant définie, en prenant en compte les deux contributions, à savoir la déformation de croissance (3) et l'augmentation de la longueur développée (23) ou (24).

Dans le cas d'une ondulation 3D, la déformation de croissance effective dans l'alumine reste équi-biaxiale, donnée par :

$$\dot{\varepsilon}_{11}^{Geff} = \dot{\varepsilon}_{33}^{Geff} = \dot{\varepsilon}_G - \dot{\omega} \quad (25)$$

Et après intégration, les contraintes de croissance correspondantes sont (d'après les équations (15) et (19)) :

$$\sigma_{11}^G = \sigma_{33}^G = \sigma_G = -\frac{E^{(3)}}{1-\nu^{(3)}} \varepsilon_{eff}^G = \frac{E^{(3)}}{1-\nu^{(3)}} (\omega(\delta) - \varepsilon_G) \quad (26)$$

Pour une ondulation 2D, en principe, l'augmentation de la longueur de la couche ondulée est nulle dans la direction x_3 , et nous devons considérer :

$$\dot{\varepsilon}_{11}^{Geff} = \dot{\varepsilon}_G - \dot{\omega} \quad \dot{\varepsilon}_{33}^{Geff} = \dot{\varepsilon}_G \quad (27)$$

où $\dot{\omega}$ est donnée par (23). En utilisant (15) et (19), cela nous permet de calculer les contraintes de croissance (après intégration) :

$$\sigma_{11}^G = \frac{E^{(3)}}{1-\nu^{(3)}} \left(\frac{\omega(\delta)}{1+\nu^{(3)}} - \varepsilon_G \right) \quad \sigma_{33}^G = \frac{E^{(3)}}{1-\nu^{(3)}} \left(\frac{\nu^{(3)}\omega(\delta)}{1+\nu^{(3)}} - \varepsilon_G \right) \quad (28)$$

Dans les travaux de Balint & Hutchinson (2005), ces deux composantes de contrainte sont prises égales, afin de renforcer l'hypothèse simplificatrice d'équi-biaxialité du modèle. Cependant, cette différence de traitement ne joue pas un rôle important sur l'amplification de l'ondulation qui survient essentiellement pendant la phase à haute température, durant laquelle les contraintes dans l'alumine (alors plastique), sont limitées. Ainsi, cette différence d'expression de la contrainte σ_{33}^G est compensée par la différence de déformation plastique, ce qui fait que le rumpling n'est pas grandement modifié. La Figure 5.6 montre que l'approximation faite par Balint & Hutchinson n'a pas un impact important sur la prévision du rumpling. Sur cette figure, les modèles (que nous expliciteront ultérieurement) correspondent :

- à la formulation 2D initiale pour COSORI ;
- à une formulation 2D dans laquelle le terme $\omega(\delta)$ a été réduit de moitié (provenant probablement d'une différence d'interprétation dans le calcul du ratio ω) pour COSMOD ;
- au cas 2D le plus correct (non complètement équi-biaxial) pour COSMOD1 ;
- au cas 3D équi-biaxial pour COSCOS.

Ces divers cas de calcul sont précisés au paragraphe 5.3.1

Application de la théorie des plaques

L'équation (9) devient, avec une telle géométrie 3D :

$$w = (\delta_N + \Delta\delta_e + \Delta\delta_p) \cos(\pi x_1 / L) \cos(\pi x_3 / L) \quad (29)$$

De même, l'équation (10) se généralise en utilisant la théorie des plaques de Von Karman sous sa forme tridimensionnelle [Jones 2006] [Cai 2011]. Il vient :

$$\bar{E}^{(3)} I \Delta(\Delta(w)) - h^{(3)} \left(\sigma_1^{(3)} \frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2} + \sigma_3^{(3)} \frac{\partial^2 w}{\partial x_3^2} + 2\sigma_{13}^{(3)} \frac{\partial^2 w}{\partial x_1 \partial x_3} \right) = -(p^{(2)} + p^{(4)}) \quad (30)$$

où Δ est l'opérateur Laplacien $\partial^2/\partial x_1^2 + \partial^2/\partial x_3^2$ et $p^{(k)}$ est le chargement normal à la plaque.

En considérant les évolutions des deux pressions latérales et de la déflexion sous la forme d'un double cosinus, une solution de δ indépendante de x_1 et x_3 n'est possible que si $\sigma_{13} = 0$, c'est-à-dire lorsque les directions de l'ondulation correspondent aux directions des contraintes principales. Ceci est une condition restrictive du présent modèle.

Nous remarquons que le premier terme de l'expression (30) pour le modèle tridimensionnel est le quadruple de celui de l'expression (10) dans le cas bidimensionnel, alors que l'effet du chargement (second terme) n'est que doublé (dans des conditions équi-biaxiales).

En reprenant les notations de Balint & Hutchinson (2005) nous obtenons l'équation (11) mais en prenant P et Q tels que :

$$P = -\frac{h^{(3)}\pi^2}{L^2}(\sigma_1^{(3)} + \sigma_3^{(3)})$$

$$Q = -\frac{h^{(3)}\pi^2}{L^2}|\sigma_1^{(3)} + \sigma_3^{(3)}| \left[\text{sign}(\sigma_1^{(3)} + \sigma_3^{(3)}) + \left(\frac{L^*}{L}\right)^2 \right] \quad (31)$$

$$\text{où } L^* = h^{(3)} \sqrt{\frac{\pi^2 \bar{E}^{(3)}}{3|\sigma_1^{(3)} + \sigma_3^{(3)}|}}$$

Dans le cas équi-biaxial, ces quantités P et Q se mettent sous la forme donnée en (12), mais nous observons que P et Q sont dans le cas 3D le double des valeurs obtenues dans le cas 2D. En supposant que le ratio L^*/L augmente, du fait d'une diminution de la longueur d'onde, ou d'une augmentation de l'épaisseur d'alumine, Q peut devenir négatif. Il est aussi important de constater que L^*/L a été multiplié par $\sqrt{2}$, ce qui diminue la valeur de l'épaisseur d'alumine à partir de laquelle Q devient négatif. Comme discuté dans Balint & Hutchinson (2005), ce ratio joue un rôle important sur l'évolution du rumpling prévu : la vitesse de rumpling augmente en fonction des cycles pour les faibles valeurs de L^*/L (quand Q est positif) mais diminue au contraire de manière cyclique pour les fortes valeurs de L^*/L (quand Q devient négatif). Par conséquent, la formulation 3D réduit le domaine des cycles pour lequel le rumpling s'accélère.

Loi d'évolution de l'amplitude d'ondulation

L'équation (8) de vitesse d'augmentation de l'amplitude d'ondulation a été légèrement modifiée, afin de prendre en compte d'éventuels chargements non équi-biaxiaux pour une description géométrique de la couche d'alumine maintenant en double cosinus :

$$\dot{\delta}^{(2)} = L\dot{\epsilon}_R^{(2)} \exp\left(-\frac{T_R^{(2)}}{T}\right) \left(\frac{p^{(2)}}{\sigma_R^{(2)}}\right) \left[a(n^{(2)}, r_\sigma) \left|\frac{\sigma_{eq}^{(2)}}{\sigma_R^{(2)}}\right|^{n^{(2)}-1} + b(n^{(2)}) \left|\frac{p^{(2)}}{\sigma_R^{(2)}}\right|^{n^{(2)}-1} \right] \quad (32)$$

Dans ce cas, les valeurs des coefficients $a(n)$ et $b(n)$ diffèrent de leur valeur prise dans le paragraphe 5.1.4.

Le coefficient $a(n, r_\sigma)$ correspond au cas limite où $p^{(2)}$ est beaucoup plus petit que $\sigma_{eq}^{(2)}$. Pour une ondulation 2D, il a été obtenu par Balint & Hutchinson (2003) en utilisant une analyse de type perturbation. Dans notre cas, nous l'avons obtenu numériquement [Dorvaux 2010], que ce soit pour une ondulation 2D ou 3D. Les chargement correspondent à des efforts de traction σ_1 et σ_3 sur les faces perpendiculaires à x_1 et x_3 respectivement, et une pression sinusoïdale $p \cos(\pi x_1 / L) \cos(\pi x_3 / L)$ sur la surface supérieure, de telle manière que $p = 0,01 \sigma_{eq} = 0,01 \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1 \sigma_3}$. Le déplacement moyen de la surface supérieure doit alors être soustrait afin de déterminer l'amplitude δ de l'ondulation. Le calcul est réalisé pour une durée suffisamment longue de fluage afin d'atteindre des conditions de fluage secondaire. Nous avons de plus vérifié l'indépendance du résultat à l'amplitude initiale de l'ondulation δ_0 .

L'expression suivante a alors été utilisée pour lisser les résultats numériques [Dorvaux 2010] :

$$a(n, r_\sigma) = A_0 \sin(A_1 + A_2 r_\sigma + A_3 r_\sigma^2 + A_4 r_\sigma^3 + A_5 r_\sigma^4) + A_6 \quad (33)$$

où les fonctions de n , A_0 à A_6 , sont détaillées dans [Vaunois 2013].

Nous obtenons la valeur du coefficient $b(n)$ grâce à une série de calculs par EF en fluage, effectués sur un volume représentatif (2D ou 3D), en supposant $h^{(2)} / L \geq 2$, ce qui traduit une épaisseur de la sous-couche grande devant la longueur d'onde. Nous avons eu besoin de calculer ce coefficient dans le cas d'une géométrie 3D, et pour être cohérent nous avons recalculé ce coefficient $b(n)$ dans le cas 2D, dans les mêmes conditions. Un exemple du volume représentatif 3D utilisé pour déterminer $b(n)$ est donné sur la Figure 5.5. La face inférieure a un déplacement vertical nul. Une pression sinusoïdale (simple cosinus pour le 2D $p.\cos(\pi.x/L)$, double cosinus pour le 3D $p.\cos(\pi.x/L).\cos(\pi.y/L)$) est appliquée sur la face supérieure, en imposant les déplacements normaux uniformes sur toutes les faces latérales.

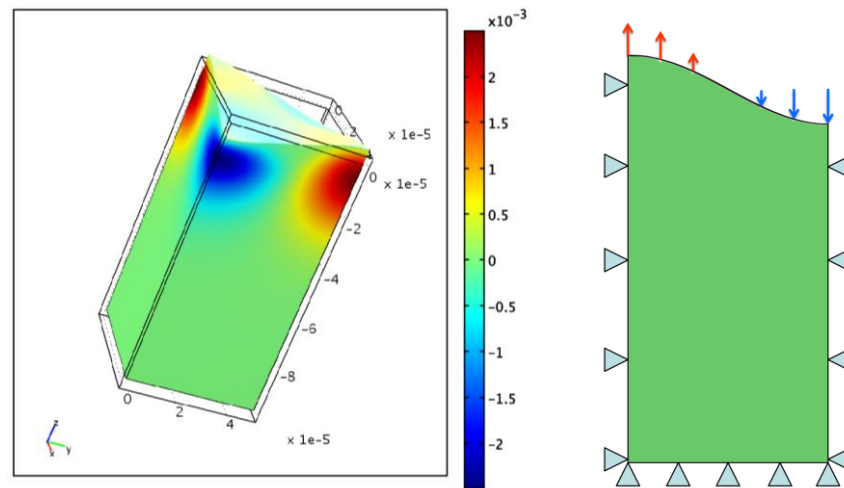


Figure 5.5 : Modèle EF de la sous-couche dans un cas d'ondulation 3D, et schématisation des conditions limites. Visualisation du champ de déformation de fluage hors-plan [Dorvaux 2010]

La fonction $b(n)$ est une exponentielle décroissante, et son évolution est différente selon la description géométrique de l'interface (2D ou 3D). Les valeurs de ce coefficient sont consultables dans [Vaunois 2013].

Nous avons de plus constaté qu'en 3D (voir fig.4 de [Vaunois 2013]), tout comme en 2D [Dorvaux 2010], la valeur du coefficient $b(n)$ n'est pas d'une importance cruciale, car le second terme dans l'équation (8) a très peu d'impact sur la prévision du rumpling. En effet, en prenant par exemple $b(n)=0$ au lieu de sa valeur nominale, le résultat du rumpling ne change guère, du moins pour des ondulations assez peu marquées (*i.e.* ratio amplitude / longueur d'onde faible).

Illustration récapitulative

La Figure 5.6 illustre le rumpling prévu pour les mêmes conditions initiales exactement que celles considérées dans Balint & Hutchinson (2005), pour le même cycle de température, en adoptant les mêmes lois de comportement que ces auteurs, pour un modèle 3 couches (sans barrière thermique) et pour un modèle 4 couches. Pour le modèle 4 couches, toutes les configurations 2D donnent le même rumpling, les courbes sont superposées.

Rappelons que l'oxydation et l'écoulement plastique de l'alumine surviennent uniquement pendant le maintien à haute température. Dans les deux cas (avec ou sans barrière thermique), l'augmentation du rumpling dans le cas 3D par rapport au cas 2D est très claire.

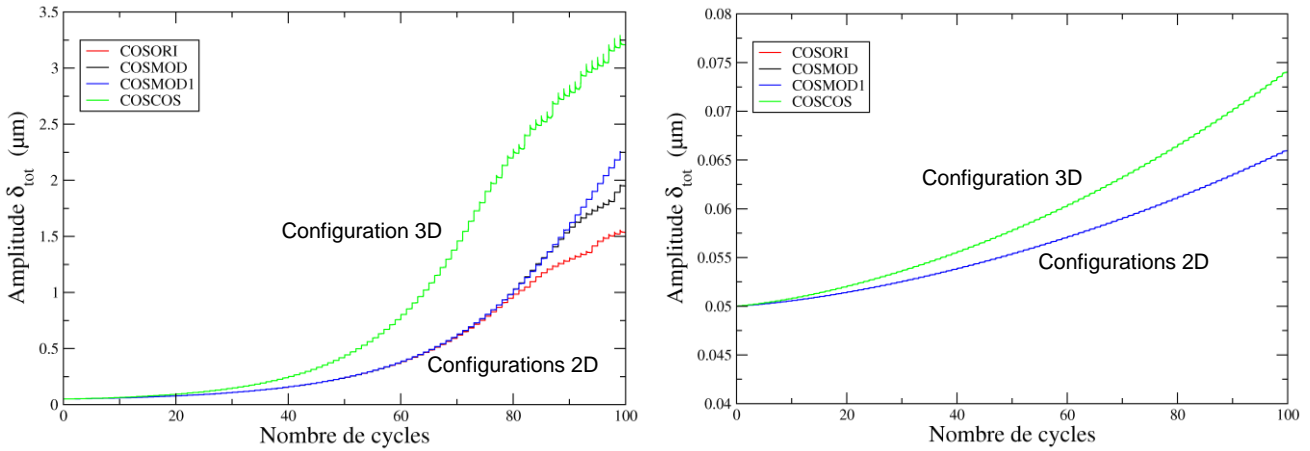


Figure 5.6 : Amplification de l'ondulation prévue selon les différentes configurations 2D et 3D définies en 5.3 : à gauche modèle 3 couches ; à droite modèle 4 couches. La géométrie initiale est donnée par : $L=32,725 \mu\text{m}$, $h^{(3)}_0=0,5 \mu\text{m}$, $\delta_0=0,05 \mu\text{m}$

Cette comparaison illustre bien le fait que les évolutions apportées au modèle pour décrire en 3D l'ondulation de l'interface, modifient substantiellement la prévision du rumpling. Le choix de la description géométrique de l'interface à modéliser devra donc être bien réfléchi. Ce point sera approfondi au paragraphe 6.1.3.

5.2.4 - Nouveau couplage des équations

Par rapport à l'enchaînement des étapes de calcul du modèle de Balint & Hutchinson (2005) (paragraphe 5.1.4), pour lequel quelques équations qui ont été reformulées dans le cas d'une description 3D, la procédure actuelle tient compte également de quelques autres modifications, essentiellement liées au remplacement des équations d'évolution en taux de contrainte par des équations en vitesse de déformation.

Les simulations commencent par un refroidissement, à $t=0$, de la température de palier à la température minimale (une centaine de degrés Celsius), avec pour conditions initiales $T=T_{max}$: $h^{(3)} = h_0^{(3)}$, $\varepsilon_G = 0$, $\varepsilon^{Geff} = 0$, $\delta = \delta_0$, $\varepsilon_p^{(2)} = \varepsilon_p^{(3)} = \varepsilon_p^{(4)} = 0$, $z = 0$ (variable de transformation martensitique). Toutes les quantités sont connues au temps t , connaissant leurs valeurs au pas de temps précédent. La mise à jour des données au temps $t+dt$ est effectuée de la manière suivante :

- Les contraintes dans le plan à l'instant $t+dt$ sont calculées à partir des déformations totales (venant du substrat) et les déformations inélastiques de la couche considérée, en utilisant les équations (15), (16) et (19), ainsi que (26) ou (28). Les vitesses de déformations visco-plastiques sont alors calculées dans la sous-couche et la barrière thermique, ainsi que le taux de transformation martensitique (calculé explicitement par (17)).
- Si $\sigma_{eq}^{(3)}$ est supérieur à $\sigma_p(T)$, l'alumine plastifie. Les contraintes et les déformations plastiques dans cette couche au temps $t+dt$ sont mises à jour selon (21) et (22). Si un changement de régime est intervenu entre t et $t+dt$ (d'élastique vers plastique ou l'inverse), δ_N est mis à jour et $\Delta\delta_e$ ou $\Delta\delta_p$ est remis à 0.

- (c) Les paramètres $a(n, r_\sigma)$ utilisés dans (32) sont mis à jour à partir des contraintes calculées au temps $t+dt$, pour la sous-couche et la barrière thermique.
- (d) En utilisant les équations (11) et (32), ainsi que la condition de compatibilité $\delta^{(4)} = \delta^{(2)}$, les tractions $p^{(2)}$ et $p^{(4)}$ sont calculées, ainsi que $d\delta = \delta^{(2)} dt = \delta^{(4)} dt$. Pour le modèle complet 4 couches, une solution itérative est nécessaire (intégration de Newton).
- (e) $d\delta$ est identifié à $d\Delta\delta_e$ ou $d\Delta\delta_p$, selon le régime, respectivement élastique si $\sigma_{eq}^{(3)} < \sigma_p(T)$, ou plastique si $\sigma_{eq}^{(3)} = \sigma_p(T)$.
- (f) $dh^{(3)} = \dot{h}^{(3)} dt$ et $d\varepsilon_G = \dot{\varepsilon}_G dt$ sont calculés à partir des équations (20) et (3). La vitesse de déformation de croissance effective dans l'alumine est calculée à partir de $\dot{\varepsilon}_G$ et δ (en utilisant (23) ou (24)).
- (g) Le temps est incrémenté et toutes les quantités sont mises à jour (sauf $p^{(2)}$ et $p^{(4)}$), et le processus recommence à (a).

Un organigramme récapitule et schématise l'enchaînement de ces opérations, consultable dans l'Annexe 9.

5.3 - Étude des différentes composantes du modèle et de leur impact

5.3.1 - Comparaison des configurations et des méthodologies

L'introduction de diverses modifications par rapport au modèle original de Balint & Hutchinson (2005) a fait apparaître de nouvelles possibilités que nous avons définies et étudiées, et qui sont décrites ci-dessous, suivant les différentes versions du modèle :

COSORI : c'est le modèle original qui traite :

- une ondulation 2D, de forme simple cosinus, impliquant la théorie des plaques de Von Karman en 2D,
- des contraintes de croissance équi-biaxiales dans le plan dans la couche d'alumine (avec l'hypothèse que l'augmentation relative de la longueur développée est identique, dans les directions x_1 et x_3). Ce terme donné par l'équation (7) nous est apparu surévalué d'un facteur 2, étant donné l'expression du rapport entre la longueur développée et la longueur rectiligne [Dorvaux 2010],
- des contraintes équi-biaxiales dans toutes les autres couches, en utilisant la fonction $a(n)$ déterminée analytiquement par Balint & Hutchinson (2003),
- Le $b(n)$ provenant d'une détermination numérique explicitée dans le même papier.

COSMOD : c'est un modèle sensiblement modifié par rapport au modèle original, dans lequel on considère :

- toujours une géométrie d'ondulation 2D, de forme simple cosinus, impliquant la théorie des plaques de Von Karman en 2D,
- des contraintes de croissance équi-biaxiales dans la couche d'alumine (avec l'hypothèse que l'augmentation de la longueur développée est identique, dans les directions x_1 et x_3). Mais le terme ω adopté ici est défini ici par l'équation (23), ce qui réduit sa valeur d'un facteur 2, par rapport à celle considérée dans la version originale du modèle

- des contraintes équi-biaxiales dans toutes les autres couches, en utilisant la fonction $a(n)$ déterminée analytiquement par Balint & Hutchinson (2003),
- la fonction $b(n)$ déterminée numériquement dans nos travaux (dans le cas d'une ondulation 2D), légèrement différente de celle de Balint & Hutchinson (2003).

COSMOD1 : c'est le modèle 2D le plus abouti proposé à la suite de nos travaux, dont les spécificités, par rapport à la version précédente, sont les suivantes :

- les contraintes de croissance de l'oxyde sont supposées non équi-biaxiales, en relation avec les accroissements des longueurs développées qui diffèrent dans les directions x_1 et x_3 , d'après les équations (27) et (28),
- les contraintes dans le plan dans les autres couches (sous-couche et barrière thermique) ne sont également plus nécessairement équi-biaxiales,
- nous utilisons toujours pour $a(n)$ la solution analytique de Balint & Hutchinson (2003),
- la fonction $b(n)$ déterminée numériquement dans nos travaux (dans le cas d'une ondulation 2D), légèrement différente de celle de Balint & Hutchinson (2003).

COSCOS : c'est le modèle 3D qui intègre en partie les modifications introduites précédemment dans le modèle 2D, traitant :

- une géométrie d'ondulation 3D (même longueur d'onde dans les directions x_1 et x_3), impliquant la théorie des plaques de Von Karman en 3D,
- des contraintes de croissance équi-biaxiales dans la couche d'alumine, données par les équations (24) et (26), liées à une augmentation de la longueur développée identique dans les directions x_1 et x_3 (à cause du fait que $L_3=L_1$),
- des contraintes dans le plan qui ne sont plus nécessairement équi-biaxiales dans les autres couches, calculées en utilisant le paramètre $a(n, r_\sigma)$ obtenu par lissage de l'expression (33), issue de calculs numériques pour une ondulation en 3D,
- la fonction $b(n)$ déterminée également numériquement dans nos travaux, dans le cas d'une ondulation 3D.

Comme mentionné précédemment, les descriptions 2D et 3D sont complémentaires et peuvent toutes deux être réalistes, selon la configuration expérimentale. Dans le cas 3D il n'y a qu'une seule alternative de modélisation (COSCOS), mais dans le cas 2D, la description la plus proche de conditions expérimentales (nécessairement non équi-biaxiales au regard de la géométrie) est le COSMOD1.

Dans toutes les simulations dont les résultats sont présentés ci-dessous, le substrat est toujours considéré comme infiniment épais, imposant ses déformations totales aux autres couches. Sur la Figure 5.6 nous avons déjà observé les différences entre ces quatre configurations géométriques sur la prévision du rumpling pour des configurations géométriques proches de celles utilisées par Balint & Hutchinson (2005), avec $h_0^{(3)} = 0,5 \mu\text{m}$ et $\delta_0 = 0,05 \mu\text{m}$. Pour une géométrie 2D, la réduction d'un facteur 2 appliquée sur l'accroissement de la longueur développée de la couche d'alumine, entre les solutions COSORI et COSMOD, a un impact plutôt faible.

5.3.2 - Impact d'autres modifications introduites dans le modèle

Dans ce paragraphe nous allons examiner les diverses modifications que nous avons introduites, autres que celles portant sur la géométrie d'interface ou le caractère équi-biaxial ou non des contraintes dans le plan, l'objectif étant de pouvoir prendre en compte des cycles

thermo-mécaniques quelconques. Ces modifications portent essentiellement sur l'intégration des lois de comportement (passage d'une forme hypoélastique à une forme hyperélastique) et la dépendance à la température de la cinétique d'oxydation et du seuil de plasticité de l'alumine.

La configuration étudiée dans cette section porte sur le système barrière thermique complet (4 couches) et considère une description 3D de l'interface (double cosinus). Le chargement est supposé tel que des déformations totales équi-biaxiales s'appliquent sur le substrat. Nous avons repris globalement les lois de comportement et les paramètres de ces lois pour la sous-couche et la barrière thermique utilisés dans Balint & Hutchinson (2005). Les seuls changements introduits portent sur le module d'Young de la barrière thermique, dépendant linéairement de la température [Gadaud 2000] (voir paragraphe 6.1), et sur les paramètres de fluage de la sous-couche, correspondant à un état vieilli de celle-ci. Ceci car il est connu que la sous-couche se transforme progressivement au cours du vieillissement du système, ce qui altère son comportement en fluage [Pan 2003]. *A priori* il serait judicieux de faire évoluer le comportement de cette couche en fonction du vieillissement thermique, mais cela nécessiterait de caractériser celui-ci *in situ*, à différents stades, ce qui n'a pas été fait systématiquement dans le cadre d'études connexes. Par conséquent, deux états seulement ont été étudiés – l'état brut et un état vieilli particulier (après 100 cycles de 1 heure à 1100°C) – ce qui nous a conduit à considérer deux jeux de paramètres (cf. Tableau 5.3) :

- les paramètres de la loi de fluage utilisés dans Balint & Hutchinson (2005), obtenus à partir d'essais de micro-traction menées par Pan *et al.* (2003) sur une sous-couche en Ni(Pt)Al dans son état brut de dépôt (sur un substrat en René N5),
- la loi de fluage d'une sous-couche Ni(Pt)Al vieillie par 100 cycles d'une heure à 1100°C, déterminée à l'Onera à partir d'essais de micro-indentation instrumentée à chaud, réalisés à 700, 750 et 800°C. Après vieillissement, la sous-couche présente une résistance au fluage nettement plus élevée que dans son état initial (résultats de micro-indentation comparés entre eux), comme cela a également été mis en évidence par Pan *et al.* par des essais de fluage sur micro-éprouvettes.

L'objectif à ce stade est essentiellement de caractériser l'influence du fluage de la sous-couche sur le rumpling.

L'évolution de l'épaisseur d'oxyde est donnée par l'équation (20), avec les coefficients matériaux indiqués dans le Tableau 5.3. Le paramètre d , pour la déformation de croissance latérale (équation (3)), est pris égal à 50 μm . La géométrie de l'ondulation 3D est telle que $h^{(3)}_0 = 0,5 \mu\text{m}$, $\delta_0 = 0,05 \mu\text{m}$ et $L = 20 \mu\text{m}$.

		Sous-couche		7YPSZ	Alumine
Thermo-élasticité	E (GPa)	115 [Pan 2003]		63-0,034.T (K) [Gadaud 2000]	350 [Balint 2005]
	ν	0,27		0,10	0,20
	α (K⁻¹)	1,6e-5		1,0e-5	8,5e-6
Lois de fluage	n	4	2.7	4	a = 0,313
	T_R (K)	15000	37887.9	15000	T _{ox} = 46157,1 K
	σ_R (MPa)	25	28.42	50	k = 1,803e-6
	$\dot{\epsilon}_R$ (s⁻¹)	0,2	1,0e8	5	d = 50 μm
		Sous-couche brute	Sous-couche vieillie	Loi d'oxydation	

Tableau 5.3 : paramètres matériaux utilisés dans cette étude.

Par la suite, les résultats de calculs pour quatre cycles de températures maximales différentes sont présentés sur chaque figure, correspondant respectivement à $T_{max} = 1000, 1050, 1100$ et 1150°C . Ces cycles de température comportent une montée en température de 12 min, un plateau de 60 min à la température maximale et un refroidissement de 4 minutes (voir Figure 5.7). Dans tous les cas, la température minimale T_{min} est de 100°C environ.

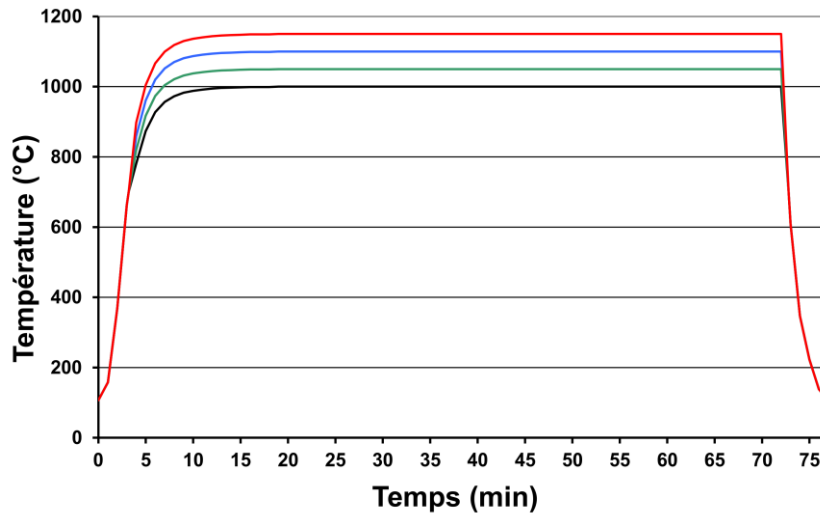


Figure 5.7 : Cycles de température imposés au système multicouche dans le modèle

Le premier jeu de simulations (Figure 5.8), a été effectué en utilisant la méthodologie initiale de Balint & Hutchinson (2005). L'oxydation et la déformation de croissance latérale correspondante interviennent uniquement à la température de palier (en utilisant les paramètres décrits dans le Tableau 5.3). De même, la plastification éventuelle de l'alumine n'est possible qu'à la température maximale, avec une limite d'élasticité de 300 MPa, indépendante de la température de palier. La température à laquelle les contraintes sont supposées nulles est prise à T_{max} . Enfin, dans ce premier calcul, le module d'Young de la barrière thermique est pris indépendant de la température, et égal à 48 GPa.

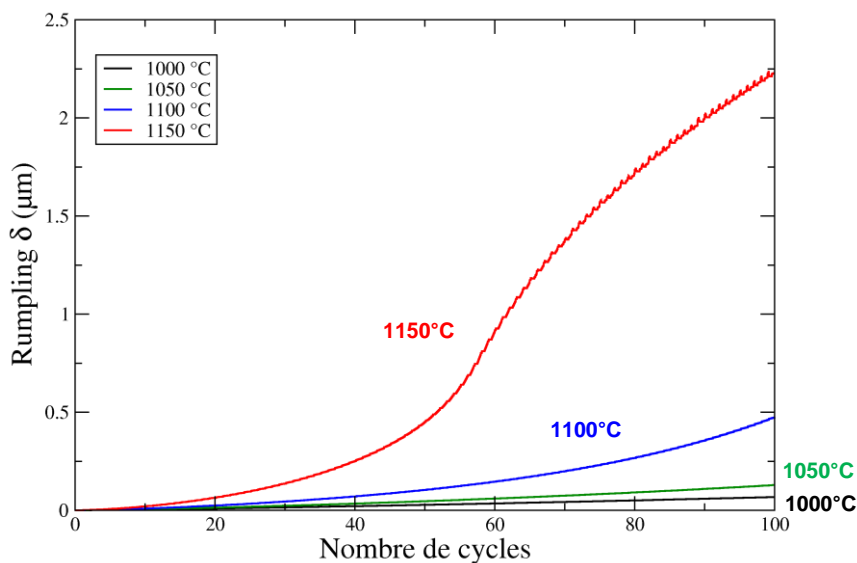


Figure 5.8 : Évolution du rumpling pour quatre températures de cyclage, avec une ondulation 3D. Méthodologie initiale de Balint & Hutchinson (2005) et module d'Young constant dans la barrière thermique (48 GPa)

La Figure 5.8 montre les prévisions du rumpling (évolution de l'amplitude δ) pour les quatre cycles de température. Nous observons que pour des températures de palier inférieures (ou égales) à 1050°C, le rumpling est quasiment nul. Lors d'un cyclage à 1100°C, le rumpling augmente en présentant une évolution convexe (du moins sur les 100 premiers cycles), alors que pendant le cyclage à 1150°C, l'augmentation de l'amplitude d'ondulation est bien plus marquée, avec une évolution convexe puis concave (point d'inflexion vers 55 cycles).

Il ne nous est pas apparu admissible de supposer que la plasticité de l'alumine n'est possible qu'à la température de palier, et dans ce cas, on constate que si la température maximale n'est atteinte que progressivement (telle que cela dans le cas de sollicitations réelles), de flagrantes discontinuités des contraintes dans l'alumine sont observées, comme cela est illustré sur la Figure 5.9, pour une température de palier de 1150°C.

Pendant la montée en température, le phénomène d'oxydation est d'autant plus prononcé que l'on s'approche de la température maximale de 1150°C, ce qui induit une augmentation significative (en valeur absolue) de la contrainte de croissance σ^G , et corrélativement une augmentation (en valeur absolue) de la contrainte dans l'oxyde. Mais ce n'est que lorsque la température de palier est atteinte que la plastification devient possible. Alors, la contrainte dans l'alumine, si elle est supérieure au seuil de plasticité, passe brusquement, compte tenu de l'hypothèse de plasticité parfaite pour cette couche, d'une valeur élevée (en valeur absolue) à la valeur limite fixée à 300 MPa. Une telle situation de discontinuité de contraintes, qui s'estompe après quelques cycles, est clairement irréaliste.

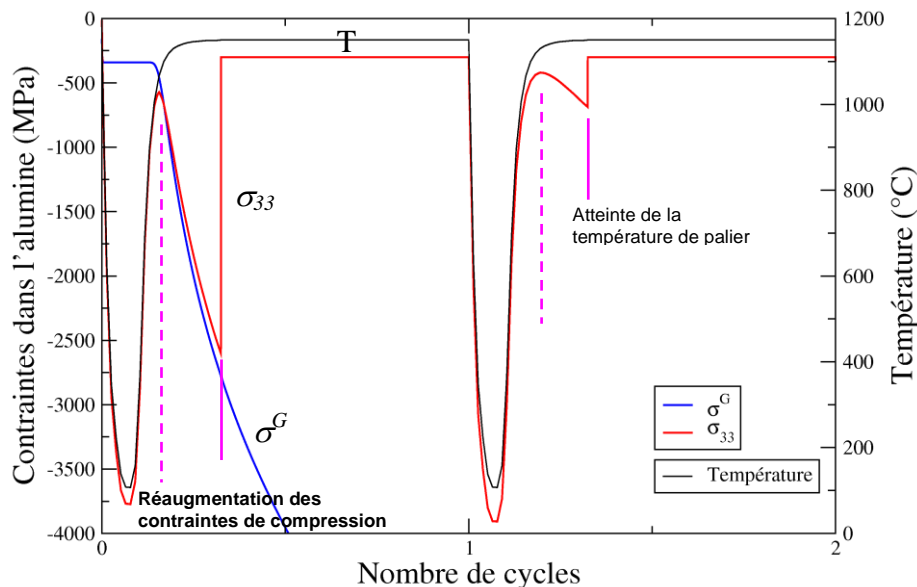


Figure 5.9 : Contraintes dans l'alumine au cours des deux premiers cycles, avec une température maximale de 1150°C. Calcul effectué avec l'oxydation opérant à tout instant, mais une plastification possible uniquement à T_{max}

Nous avons en effet pu vérifier que lorsque l'oxydation et la plastification de l'alumine sont possibles à toute température pendant le cycle (équations (3) et (20)), l'évolution des contraintes ne présente plus ces discontinuités inacceptables. C'est cette situation que nous adopterons dans toute la suite de nos travaux, en effectuant les calculs selon une procédure que nous appellerons « procédure VKDC ».

Mais pour ce faire, nous devons pouvoir spécifier correctement la limite d'élasticité de l'alumine en fonction de la température. Un premier essai conservant une limite constante de 300 MPa pour des températures comprises entre 900 et 1150°C, et considérant une valeur très

élevée (environ 10 GPa) pour des températures plus faibles, a conduit à des résultats absurdes, notamment un rumpling négatif pour des cycles présentant une température de palier supérieure à 1050°C. Les deux choix particuliers de variation de $\sigma_p(T)$ présentés et discutés ci-dessous révèlent une grande sensibilité des résultats vis-à-vis de cette dépendance.

La Figure 5.10 montre le rumpling, pour les quatre cycles de température, calculé en utilisant l'expression suivante de $\sigma_p(T)$ (T s'exprimant en kelvins):

$$\sigma_p(T) = 0,004415 \exp(15531/T) \quad (34)$$

Ainsi σ_p vaut respectivement 877, 553, 360 et 242 MPa, aux quatre températures de palier considérées, à savoir 1000, 1050, 1100 et 1150°C.

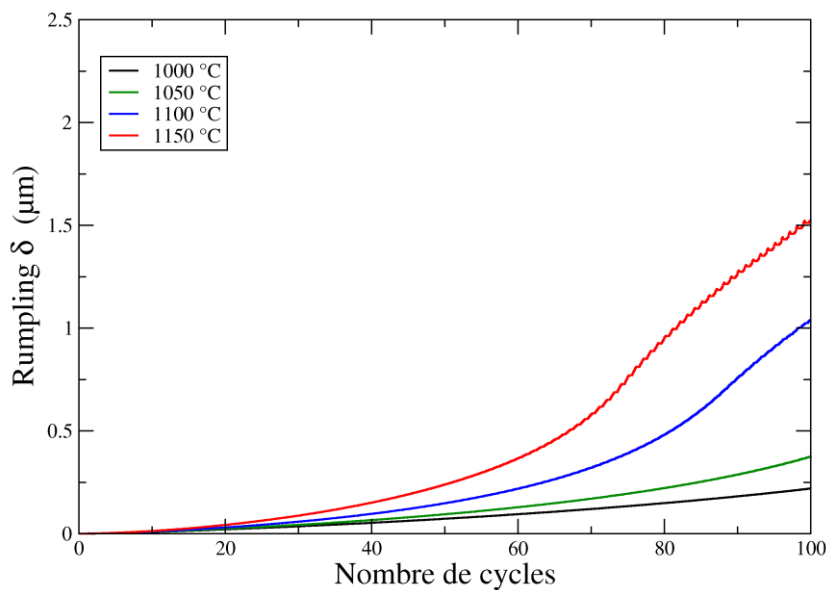


Figure 5.10 : Évolution du rumpling pour les quatre températures de cyclage, avec une ondulation 3D. Calculs avec la procédure VKDC (oxydation à tout instant et seuil de plasticité de l'alumine dépendant de la température donné par l'équation (34))

En comparant les Figures 5.8 et 5.10, nous observons une réduction significative du rumpling prévu pour des cycles à 1150 °C alors même que l'oxydation est plus rapide (car active à toute température). Ceci est dû à la plastification rendue possible pendant la montée en température, notamment à la fin de la phase de chauffage. L'alumine plastifie alors plus tôt, pour des niveaux de contraintes plus faibles en valeur absolue (seuil de compression modifié par exemple à 1150°C de 300 MPa à 242 MPa). Les contraintes hors-plan $p^{(2)}$ et $p^{(4)}$ sont ainsi réduites, ce qui limite les déformations de fluage dans la sous-couche et dans la barrière thermique. Notons que ce fluage survient de manière significative sur la fin de la phase de chauffage, surtout lorsque la transformation martensitique opère (engendrant de fortes contraintes à froid, et donc provoquant une plastification de la sous-couche plus tôt lors de la remontée en température). Cet effet est clairement expliqué dans Balint & Hutchinson (2005). Aux autres températures de cyclage (1100, 1050 et 1000°C), l'effet inverse (rumpling plus important) est observé entre les Figures 5.8 et 5.10, car la limite d'élasticité est alors nettement plus élevée (en valeur absolue) que dans la précédente simulation, dont les résultats sont donnés sur la Figure 5.8 (valant par exemple à 1000°C 877 MPa contre 300 MPa, valeur fixée auparavant pour toutes températures).

Afin de souligner la grande sensibilité des prévisions du rumpling vis-à-vis du choix de la limite d'élasticité de l'alumine et de sa dépendance en température, la Figure 5.11 montre, pour les mêmes conditions de calculs exactement et des paramètres matériaux inchangés, les évolutions du rumpling obtenues en utilisant une expression autre de $\sigma_p(T)$, issue des courbes de Balint *et al.* (2011) (T étant exprimé en kelvins) :

$$\sigma_p(T) = 8,10^{-7} \exp(28110/T) \quad (35)$$

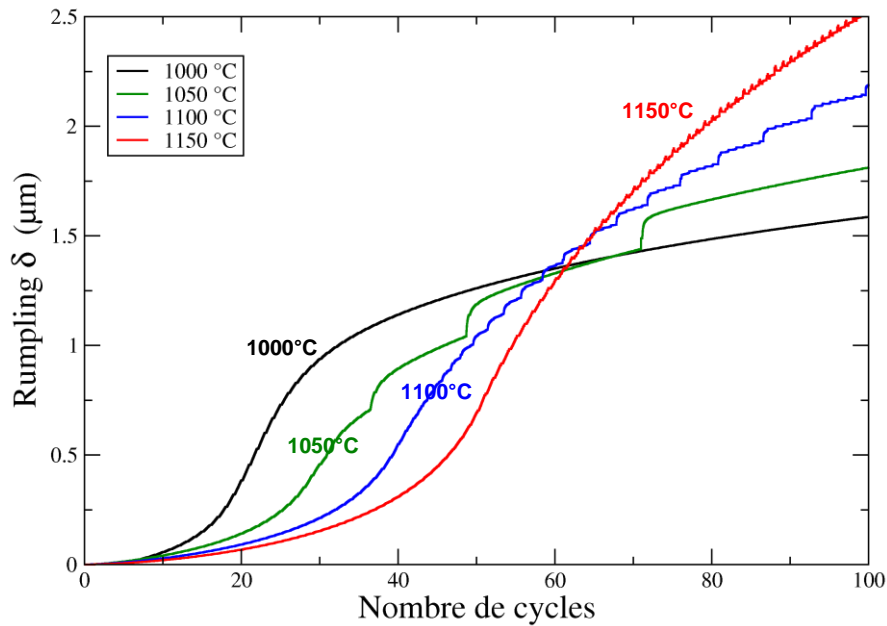


Figure 5.11 : Évolution du rumpling pour les quatre températures de cyclage, avec une ondulation 3D. Calculs avec la procédure VKDC (oxydation à tout instant et seuil de plasticité de l'alumine dépendant de la température donné par l'équation (35))

Traduisant l'utilisation d'une limite d'élasticité plus élevée à toutes les températures (donnée par l'équation (35) qui dérive des travaux de [Balint 2011]), la Figure 5.11 présente de nettes différences avec la Figure 5.10, obtenue elle en utilisant pour une limite d'élasticité plus faible en valeur absolue (donnée par l'équation (34)). En particulier, le début des courbes de prévision du rumpling, pour de faibles amplitudes, montre une dépendance inverse à la température, qui ne semble pas réaliste. Nous retrouvons les tendances dans un ordre logique lorsque l'amplitude augmente. Cela souligne le rôle important joué par la limite d'élasticité de l'alumine dans les prévisions du modèle, qui doit donc être déterminée avec grand soin.

Les deux évolutions différentes de $\sigma_p(T)$ que nous avons considérées sont tracées sur la Figure 5.12, ainsi que les variations correspondantes de contraintes élastiques dans l'oxyde, pour les différents cycles de vieillissement thermique étudiés, en négligeant les contraintes de croissance et la plasticité dans cette couche.

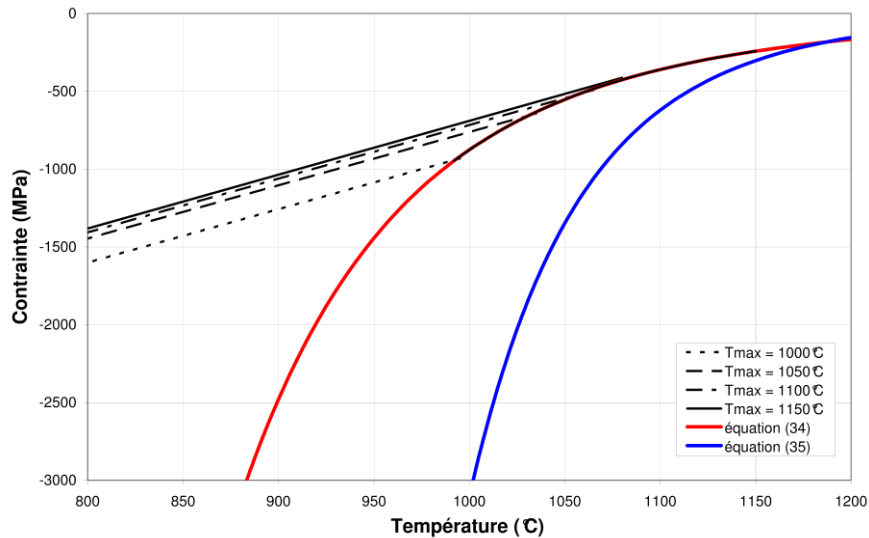


Figure 5.12 : Évolution de la limite d'élasticité de la couche d'alumine $\sigma_p(T)$, donnée par les équations (34) et (35) et variation des contraintes élastiques correspondantes dans cette même couche

Au final, n'ayant aucune donnée expérimentale sur la dépendance à la température de la limite d'élasticité de l'alumine, ces deux évolutions peuvent être considérées dans notre modèle. Or nous avons montré que l'utilisation de l'équation (35) menait à un résultat non attendu expérimentalement pour le rumpling, nous modéliserons par conséquent la plastification de l'alumine par l'équation (34).

5.4 - Étude de quelques paramètres qui influent sur le rumpling

De nombreux facteurs peuvent être considérés pour étudier leur influence sur les prévisions du rumpling dans une étude paramétrique axée sur la prévision du rumpling, comme la géométrie de l'ondulation (2D ou 3D, L , δ_0) et l'épaisseur initiale de l'alumine ($h^{(3)}_0$), le chargement cyclique (températures maximale et minimale, durée du palier, contraintes dans le substrat équi-biaxiales ou non, ...), la transformation martensitique opérant dans la sous-couche, ainsi que d'autres paramètres matériaux. Une étude relativement exhaustive est présentée dans [Vaunois 2013] ; la suite de ce paragraphe est axée sur certains paramètres dont l'influence nous a paru intéressante à expliquer.

D'après la littérature, les paramètres les plus influents sur le rumpling sont la loi d'oxydation et la déformation de croissance associée. La loi d'oxydation de notre système a été caractérisée expérimentalement précisément (présenté dans le paragraphe 6.1.2), ses paramètres seront donc fixes dans cette étude paramétrique. Quant à la déformation de croissance dans l'alumine, diverses études [Clarke 2003][Panicaud 2009] proposent le même ordre de grandeur pour le paramètre d , que nous garderons fixé à 50 μm .

Nous considérons dans le cas général un système barrière thermique complet et donc prenons en compte la couche de zircone, dans une modélisation avec quatre couches. Cependant, dans certains cas nous traitons également le cas d'un système réduit à trois couches (substrat, sous-couche, alumine). Le substrat est toujours considéré comme infiniment épais. Les lois de comportement données en entrée du modèle sont celles décrites précédemment, avec en particulier une loi de fluage caractéristique d'une sous-couche vieillie, comme indiqué dans le Tableau 5.3.

L'effet de la température maximale du palier (effet important) a été exposé dans le paragraphe précédent. Nous ne traiterons ici que du cas d'un cyclage thermique avec un palier à $T_{max} = 1100^{\circ}\text{C}$ (température classiquement étudiée pour les systèmes barrière thermique). Par la suite, les effets de la géométrie initiale (amplitude initiale et longueur d'onde) sur le rumpling sont étudiés en supplément de deux aspects importants : la différence entre un chargement thermique isotherme et un chargement cyclique, et l'influence de la transformation martensitique dans la sous-couche.

5.4.1 - Effet du type de vieillissement thermique

La Figure 5.13 montre le rumpling pour le système quatre couches, traité avec une configuration 3D de l'ondulation (telle que $L = 20 \mu\text{m}$ et $h^{(3)}_0 = 0,5 \mu\text{m}$, avec une amplitude initiale variable) en fonction de l'épaisseur d'oxyde. Pour chaque amplitude initiale considérée, les réponses sous chargement thermique cyclique et isotherme sont tracées. De grandes différences, qui dépendent fortement de l'amplitude de l'ondulation initiale, sont observées entre ces deux types de chargement.

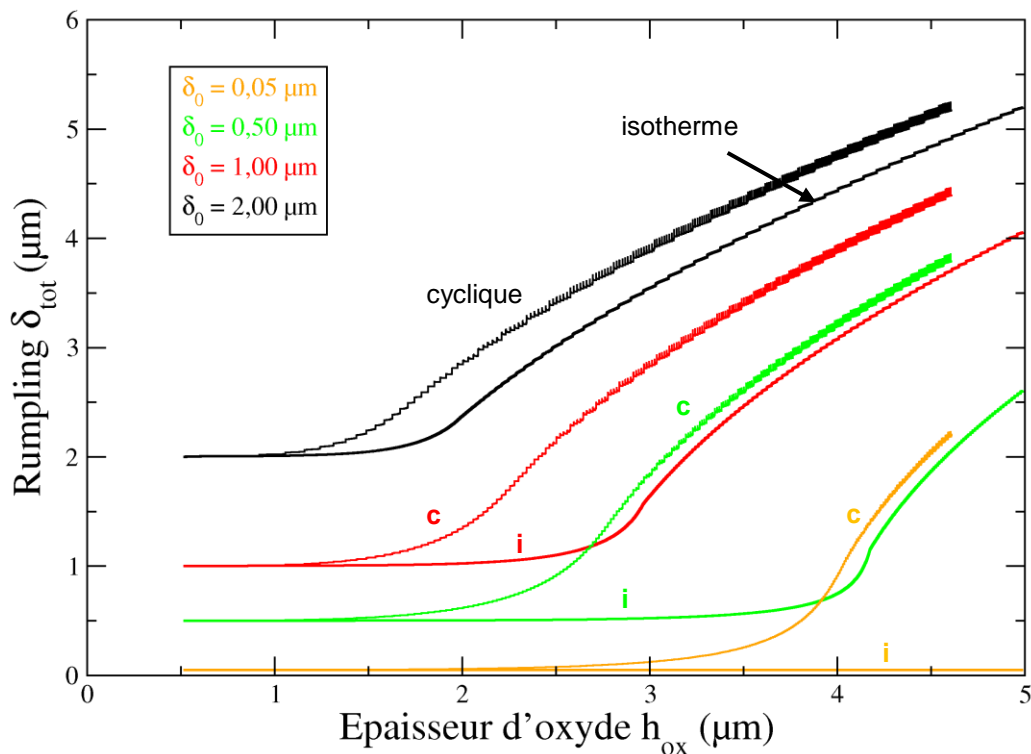


Figure 5.13 : Rumpling en fonction de l'épaisseur d'oxyde, sous des chargements isothermes et cycliques. $L = 20 \mu\text{m}$ et l'amplitude initiale de l'ondulation est variable

Sous une sollicitation thermique isotherme, nous n'observons pas de rumpling pour de faibles valeurs de l'amplitude initiale (en dessous de $0,5 \mu\text{m}$), alors que sous un cyclage thermique l'amplitude de l'ondulation augmente significativement. Cette observation a déjà été faite par Balint & Hutchinson (2005) pour des configurations géométriques 2D similaires, mais sans couche de zircone. Cependant, pour de plus grandes amplitudes d'ondulation initiales, la différence entre le rumpling produit par une sollicitation cyclique et celui produit par une sollicitation isotherme s'atténue.

5.4.2 - Effet de la transformation martensitique

La Figure 5.14 montre que, selon la formulation adoptée, des différences dans la prévision de l'amplitude totale de l'ondulation après 250 cycles sont observées. Sans transformation martensitique, la formulation 3D (COSMOS) prévoit une amplitude d'ondulation plus importante que les formulations 2D pour de faibles longueurs d'ondes, ce qui était attendu, comme discuté précédemment. Mais de manière assez étonnante, cet écart entre toutes les formulations s'estompe totalement pour les grandes longueurs d'ondes, alors que les équations qui régissent l'évolution du rumpling sont différentes. Lorsque la transformation martensitique est activée, les deux configurations géométriques que nous considérons les plus réalistes (COSMOD1 pour le 2D et COSCOS pour le 3D) mènent à des résultats similaires en termes d'amplitude d'ondulation après 250 cycles à 1100°C. Cependant, la formulation 2D initiale de Balint & Hutchinson (COSORI) et sa version modifiée qui ne prend pas en compte la non équi-biaxialité des contraintes de croissance dans l'oxyde (COSMOD) prévoient un rumpling plus limité, ce qui est en adéquation avec les différentes équations régissant ces descriptions du modèle.

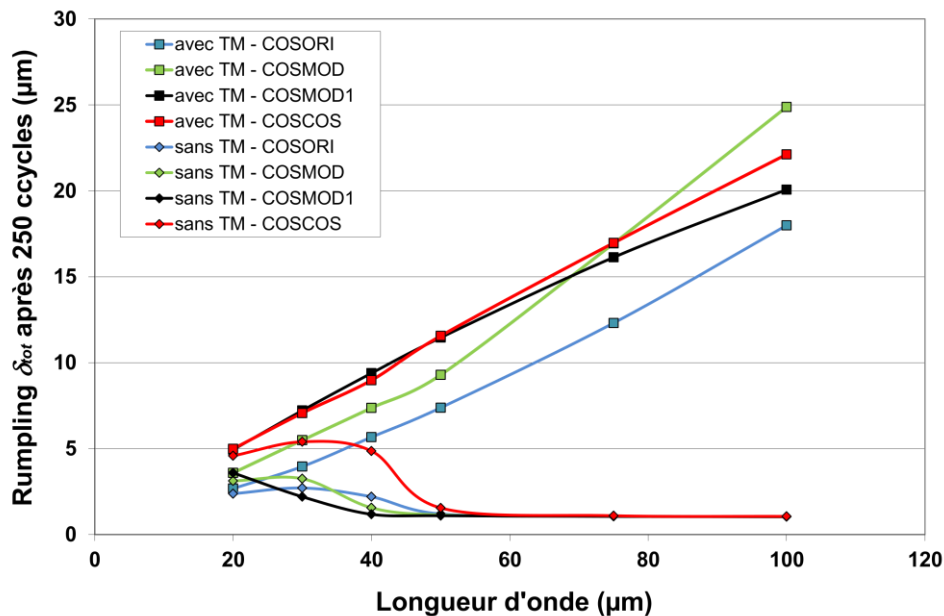


Figure 5.14 : Prévisions du rumpling après 250 cycles à 1100°C en fonction de la longueur d'onde, pour un système 3 couches, avec et sans transformation martensitique. Dans chaque cas, les 4 résultats correspondent à des ondulations 2D et 3D selon les versions

Les résultats présentés ci-dessus conduisent à faire le commentaire suivant : pour une épaisseur initiale de la couche d'alumine donnée, à une valeur fixée de l'amplitude initiale de l'ondulation, si la longueur d'onde est faible, la transformation martensitique ne joue pas un rôle essentiel. Dans ce cas, le moteur principal du rumpling est la déformation de croissance dans l'oxyde pendant le maintien à haute température.

Au contraire, pour des ondulations de longueurs d'onde élevées, l'effet de la déformation de croissance est réduit (faibles valeurs de P et Q dans (12) ou (31)) et la transformation martensitique joue alors un rôle majeur. Elle accroît la déformation plastique de la sous-couche pendant le refroidissement, et introduit une sévère contrainte négative dans le plan pendant le temps de chauffe, ce qui conduit à l'augmentation de l'ondulation.

5.4.3 - Effet du fluage de la sous-couche

La dernière comparaison met en évidence l'influence de la loi de fluage de la sous-couche sur le rumpling. Sur la Figure 5.15, nous comparons les résultats obtenus par un modèle quatre couches, avec les deux jeux de paramètres donnés dans le Tableau 5.3, pour une sous-couche brute et pour une sous-couche vieillie. La transformation martensitique est simulée dans les deux cas de manière identique.

On constate que le vieillissement de la sous-couche (considéré dès le début du calcul) réduit grandement le rumpling prévu, quelle que soit la longueur d'onde. Une telle réduction est logique, puisque la sous-couche vieillie présente une meilleure résistance au fluage (cf. paragraphe 6.1.1). Les différences entre les résultats obtenus pour les géométries d'ondulation 2D et 3D sont aussi clairement observables, avec un rumpling plus grand dans le cas du 3D (sur une certaine plage de longueurs d'ondes tout du moins).

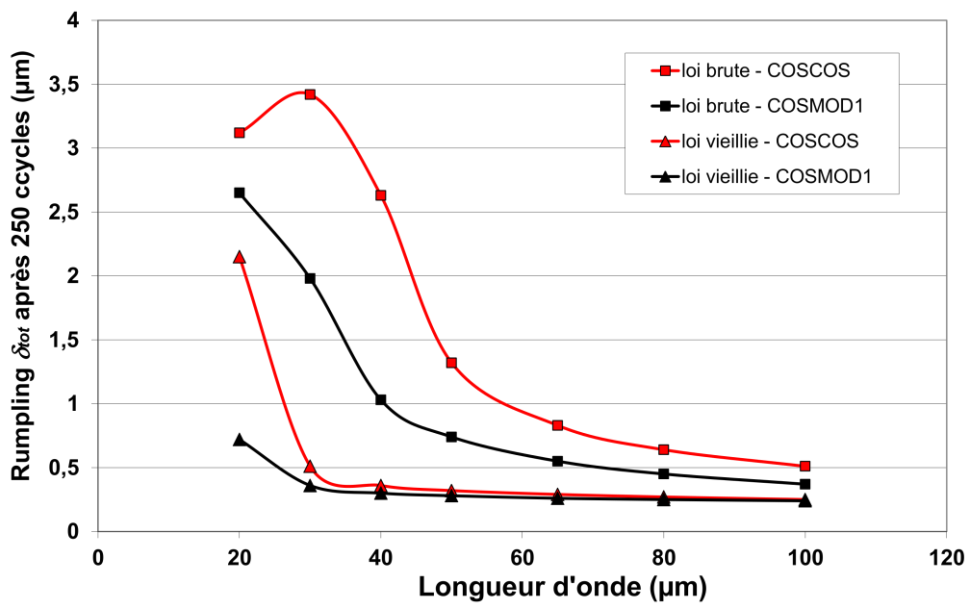


Figure 5.15 : Effet de la loi de fluage de la sous-couche sur le rumpling après 250 cycles, avec des modèles d'ondulation 2D (COSMOD1) ou 3D (COSCOS)

5.5 - Conclusion

Le modèle analytique de Balint & Hutchinson de prévision du rumpling de la couche d'alumine à l'interface d'un système barrière thermique, a été revisité selon plusieurs approches. Il est dans ses différentes versions modifiées, plus robuste et compatible avec une utilisation en post-traitement d'un calcul d'aube de turbine. Il peut traiter deux configurations géométriques d'interface distinctes, 2D ou 3D, susceptibles d'être étudiées de manière complémentaire.

Des applications systématiques du modèle développé, dans ses différentes formulations, ont fourni des résultats qui soulignent entre autres, l'influence de la topographie d'interface initiale, le rôle de la transformation martensitique, et l'effet des conditions, isothermes ou cycliques, de chargement thermique.

Les observations ainsi réalisées sont particulièrement importantes dans un contexte d'application industrielle du modèle complet à quatre couches. En effet, le procédé d'élaboration du système barrière thermique met en œuvre une étape de sablage (homogénéisation de la topographie de la surface de la sous-couche, avant le dépôt de

zircone) qui conditionne la rugosité initiale de l'interface, et la longueur d'onde qui peut y être associée. Cette dernière est *a priori* plus faible que celle induite naturellement par la taille des grains du revêtement obtenu par aluminisation, dans le cas d'un système simplement protégé contre l'oxydation, sans couche céramique. Le modèle à quatre couches qui permet de cerner l'influence des caractéristiques d'ondulation d'interface initiales sur le comportement en rumpling du système barrière thermique, pourrait être utilisé pour tenter d'optimiser ces paramètres.

Enfin, les prévisions d'un tel modèle, s'il est correctement identifié, constituent une base solide pour la construction d'un modèle d'endommagement de l'interface, qui doit servir *in fine* à bâtir un modèle de prévision de la durée de vie à écaillage de la barrière thermique.

6 - Exploitation du modèle de rumpling

Dans le chapitre précédent, après avoir introduit le modèle originel de prévision du rumpling, nous avons expliqué les diverses améliorations que nous y avons apporté. Nous avons également présenté une étude de sensibilité, afin d'évaluer les capacités prévisionnelles de ce modèle, en faisant varier certains paramètres jugés importants.

Le présent chapitre est axé sur l'exploitation du modèle de rumpling dans notre cas d'étude, c'est-à-dire le système barrière thermique dont nous cherchons à prévoir la durée de vie. Il s'agira donc d'identifier le modèle dans sa formulation la plus aboutie telle que décrite dans le chapitre précédent, qui considère une géométrie d'interface 3D (traitée en l'occurrence par la version COSCOS).

Dans un premier paragraphe, nous exposerons les données expérimentales dont nous disposons pour ces travaux. Les mesures d'épaisseur de la couche d'alumine qui ont servi à définir la loi d'oxydation, ainsi que la formulation choisie pour celle-ci seront discutées. Nous analyserons également les problèmes inhérents à la caractérisation topographique de l'interface (amplitude et longueur d'onde des ondulations), qui s'avère délicate lorsque l'on veut modéliser une surface aléatoire par une représentation géométrique périodique de type cosinus ou double cosinus.

La deuxième partie de ce chapitre est dédiée à l'identification du modèle. Le choix des paramètres libres, c'est-à-dire ceux dont les valeurs n'ont pas été définies de manière directe par des caractérisations expérimentales, a été effectué au vu des confrontations entre les mesures du rumpling généré par une sollicitation cyclique donnée, et les valeurs calculées correspondantes.

Enfin, dans la troisième partie nous validerons l'identification retenue ainsi faite, en confrontant les prévisions du modèle aux mesures de rumpling faites après des essais de cyclage dans des conditions autres que celles des essais retenus pour la phase d'identification. Nous vérifierons par ailleurs que des tendances d'évolution topographique de l'interface décrites et reconnues dans la bibliographie sont bien respectées par le modèle.

6.1 - Données expérimentales d'oxydation et de rumpling

Ce paragraphe qui fait le bilan complet de tous les paramètres matériaux, rappelle ceux déjà connus par ailleurs, et répertorie ceux que nous pouvons déterminer expérimentalement, et ceux qui resteront à identifier (cf. paragraphe suivant).

Tous les paramètres matériaux sont des données d'entrée du modèle, utilisées pour calculer et prévoir les déformations (rumpling) et les contraintes locales dans les différentes couches du système barrière thermique étudié. Ces sorties du modèle doivent être comparées à des données expérimentales, quantifiées (lorsqu'elles sont disponibles) afin d'identifier les paramètres matériau libres intervenant dans le modèle.

Pour effectuer cette identification, nous avons choisi d'utiliser l'évolution de l'amplitude d'ondulation du système barrière thermique au cours d'un cyclage thermique (comportant plusieurs cycles cumulés ou un seul, auquel cas on parlera de traitement isotherme ou vieillissement thermique). Ceci car le rumpling est l'un des phénomènes les plus facilement

quantifiable. Nous détaillerons la méthodologie et les mesures réalisées pour caractériser l'ondulation après avoir expliqué comment la loi d'oxydation, qui est primordiale pour le modèle, a été déterminée.

6.1.1 - Paramètres mécaniques des matériaux

Substrat

Rappelons que le substrat, dans le modèle de comportement interfacial, n'est pris en compte qu'au travers de son coefficient de dilatation thermique (en l'absence de sollicitations mécaniques), α (exprimé en K^{-1}). Ce dernier est considéré dans nos exploitations comme étant constant. La valeur utilisée est $1,64 \cdot 10^{-5} K^{-1}$, caractéristique de l'AM1 à 1100°C.

Sous-couche

La sous-couche, comme la barrière thermique, est supposée dans le modèle fluer à haute température. Doivent être spécifiés, outre les caractéristiques thermo-élastiques, les paramètres de la loi de fluage explicitée au chapitre précédent. Les données déterminées expérimentalement à l'Onera dans le cadre de cette thèse ou issues de la littérature, sont récapitulées dans le Tableau 6.1 (ainsi que les données thermo-élastiques de l'alumine [Schwartz 1992] et d'oxydation conduisant à son épaissement, qui seront discutées ultérieurement).

		Sous-couche	7YPSZ	Alumine
Thermo-élasticité	E (GPa)	115	$63-0,034 \cdot T$ (K)	350
	ν	0,27	0,10	0,20
	α (K^{-1})	1,6e-5	1,0e-5	8,5e-6
Lois de fluage	n	2,7	4 ⁽¹⁾	$a = 0,313$
	T_R (K)	37614,75	15000 ⁽¹⁾	$T_{ox} = 53801,7$
	σ_R (MPa)	28,42	50 ⁽¹⁾	$k = 1,803e-6$
	$\dot{\epsilon}_R$ (s^{-1})	1,0e8	5 ⁽¹⁾	$d = 50$
		Sous-couche vieillie	Loi d'oxydation	

Tableau 6.1 : Paramètres matériaux avant identification. ⁽¹⁾ sont les paramètres libres qui doivent être identifiés

Il est extrêmement difficile de déterminer les propriétés mécaniques de la sous-couche, compte tenu de son épaisseur (environ 50 μm d'épaisseur). Nous avons ainsi conservé les propriétés thermo-élastiques considérées dans Balint & Hutchinson (2005), grandeurs en fait issues des travaux expérimentaux de [Pan 2003].

Pour la loi de fluage de la sous-couche, on dispose, malgré la faible épaisseur de celle-ci, de données expérimentales tirées de la littérature, obtenues sur des micro-éprouvettes [Pan 2003], testées par des essais de traction et des essais de relaxation, dont les résultats ont conduit aux valeurs utilisées par Balint & Hutchinson, telles qu'indiquées dans le Tableau 5.3 (caractéristiques d'une sous-couche brute).

Cependant, comme cela a déjà été évoqué, on sait que les évolutions microstructurales de la sous-couche (transformation $\beta \rightarrow \gamma'$) pendant le cyclage thermique. C'est la présence de γ' dans la sous-couche (voir paragraphe 1.1.2) qui renforce sa résistance au fluage au cours du

vieillessement. La proportion de γ' augmente au fil du cyclage mais cette phase reste toujours minoritaire, c'est pourquoi nous pouvons considérer l'état vieilli 100 cycles comme représentatif de tous les états vieillis ultérieurs. Nous avons donc décidé de considérer la loi de fluage d'une sous-couche non pas brute mais vieillie, sans toutefois aller jusqu'à prendre en compte son évolution métallurgique progressive, au cours du cyclage, ceci par souci de simplicité. Les paramètres de la loi de fluage, qui sont alors fixes, ont été déterminés grâce à des caractérisations *in situ* sur un système barrière thermique vieilli (100 cycles d'une heure à 1100°C). Une campagne d'essais de micro-indentation instrumentée à chaud (avec une pointe Vickers), réalisée antérieurement à l'Onera [Villemiane 2008], à différentes températures (cf. en Annexe 06), a en effet permis d'établir les coefficients de la loi de fluage de la sous-couche s'exprimant sous forme scalaire par :

$$\dot{p}^{(2)} = \dot{\epsilon}_R^{(2)} \exp\left(-\frac{T_R^{(2)}}{T}\right) \left(\frac{\sigma_{eq}^{(2)}}{\sigma_R^{(2)}}\right)^{n^{(2)}} \quad (1)$$

Bien que les données expérimentales soient très bruitées et dispersées, il est possible de déterminer de façon assez précise les trois paramètres de la loi de fluage : $n^{(2)}$, $T_R^{(2)}$ et $\sigma_R^{(2)}$. Ceci a été réalisé par l'emploi combiné d'une approche analytique et de simulations par éléments finis [Passilly 2006]. La Figure 6.1 montre les courbes expérimentales et simulées des expériences de fluage d'indentation effectuées à 800°C, mettant en évidence la différence de comportement en fluage, entre la sous-couche à l'état brut et la sous-couche vieillie (100 cycles à 1100°C).

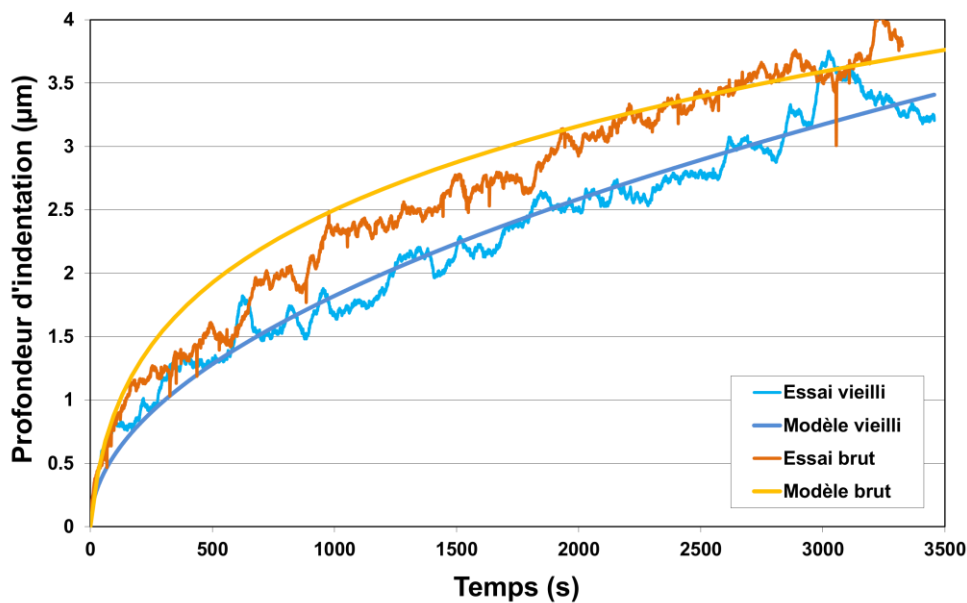


Figure 6.1 : Courbes de fluage d'indentation à 800°C de la sous-couche (brute et vieillie) expérimentales et simulées

En complément, la Figure 6.2 montre la réponse en fluage de cette même sous-couche vieillie (100 cycles à 1100°C) en fonction de la température.

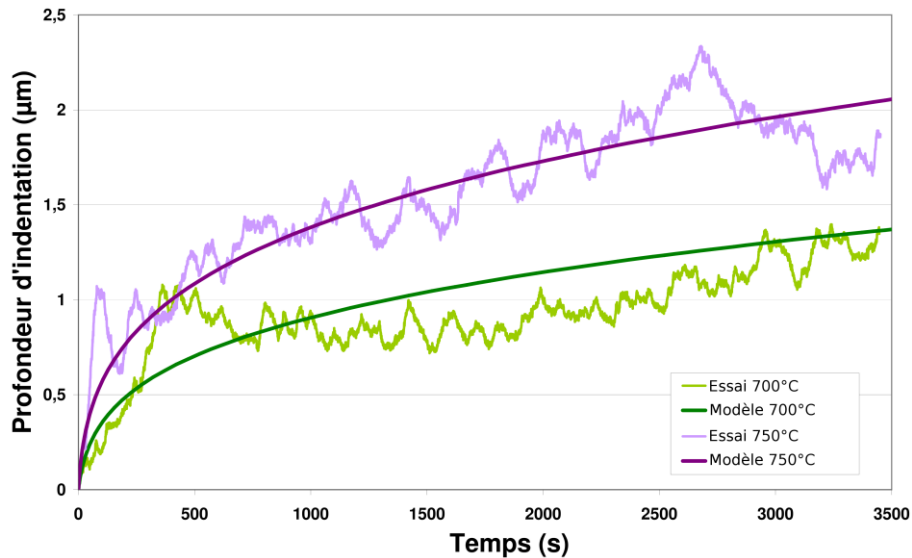


Figure 6.2 : Courbes de fluage d'indentation à 700 et 750°C de la sous-couche (état vieilli) expérimentales et simulées

Comme illustré sur la Figure 6.3, l'énergie d'activation $Q = T_R / R$ ($R = 8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$) est déterminée de manière classique en reportant, en fonction de l'inverse de la température le logarithme du paramètre A^* mesuré aux trois températures défini par $A^* = \dot{\epsilon}_R^{(2)} \exp\left(-\frac{T_R^{(2)}}{T}\right)$ et en définissant la pente de la droite passant au mieux par les points expérimentaux. La valeur ainsi déterminée de l'énergie d'activation est : $Q = 312,73 \text{ kJ.mol}^{-1}$.

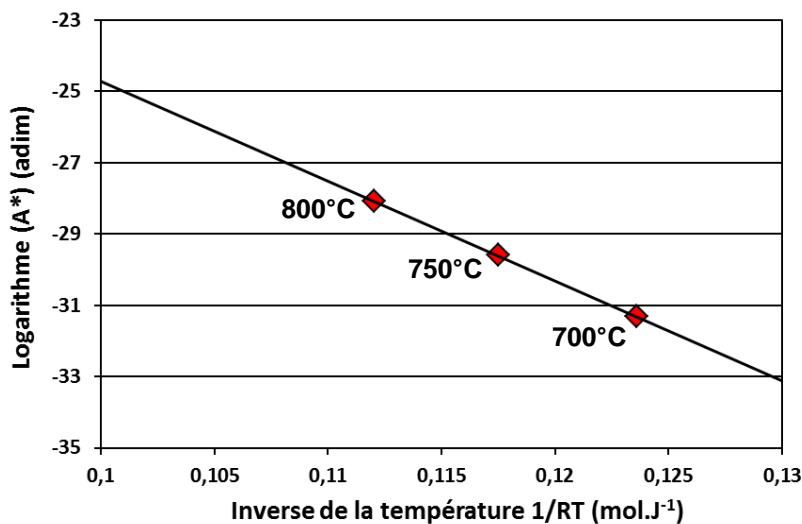


Figure 6.3 : Détermination de l'énergie d'activation (points rouges pour une valeur $n = 2,7$ commune à toutes les températures)

On note que le domaine de température (700-800°C) dans lequel le comportement de la sous-couche vieillie a été déterminé est relativement éloigné du domaine d'emploi (1050-1150°C) ce qui pose question sur la validité de l'extrapolation de la loi de fluage à ces températures. Malgré cette réserve, nous avons conservé les valeurs des paramètres déterminés à partir des essais de micro-indentation, indiquées dans le Tableau 6.1 dans les exploitations dont les résultats sont présentés par la suite.

Alumine

En ce qui concerne la couche d'alumine réduite à quelques micromètres d'épaisseur, il est encore plus difficile d'estimer ses paramètres thermo-mécaniques. Les valeurs retenues par conséquent celles relatives à l'alumine massive [Schwartz 1992] (module d'élasticité, coefficient de Poisson et coefficient de dilatation thermique).

Barrière thermique

Concernant la couche de barrière thermique, il est également très difficile de déterminer ses paramètres, qu'ils soient thermo-élastiques ou de fluage. En effet, cette couche est non seulement fine, mais aussi très fragile, et sa structure colonnaire induit un gradient de propriétés dans son épaisseur. Son comportement orthotrope diffère entre le sommet et le pied des colonnes.

Nous garderons dans un premier temps pour le coefficient de Poisson, celui de dilatation thermique, l'exposant de fluage n et le paramètre de normalisation $\dot{\epsilon}_R$, les valeurs utilisées par Balint & Hutchinson³. Par la suite, au cours de la phase d'identification, les paramètres de fluage seront susceptibles d'être modifiés. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 6.2. Il est en effet très difficile de déterminer expérimentalement le fluage d'une telle couche, fragile, fine, et dont la structure en colonnettes joue un rôle important. De plus, cette couche est très inhomogène, et évolue avec le vieillissement thermo-mécanique du système : on observe un effet de frittage des colonnettes lors du vieillissement, sans parler des évolutions microstructurales ou de l'infiltration de CMAS dans le système. De nombreuses études font références à ces évolutions, qui impactent directement les propriétés mécaniques de cette couche [Vidal-Sétif 2012], mais il n'existe pas de données quantifiées sur le fluage.

Le module d'Young est variable en fonction de la température, et du vieillissement du système [Zhao 2006]. En effet, comme déjà mentionné au paragraphe 1.2, la couche de céramique est sujette à une densification lorsqu'elle est exposée à haute température, qui entraîne une élévation de son module d'élasticité [Levi 2012]. Malheureusement, le modèle, tel que construit actuellement, ne permet pas de décrire une évolution des propriétés mécaniques au cours du vieillissement du système.

Dans notre exploitation du modèle, nous considérerons le module d'Young de la barrière thermique uniquement variable en fonction de la température, selon l'évolution établie par une campagne de mesures menée au Laboratoire de Mécanique et Physique des Matériaux sur le système barrière thermique EB-PVD [Gadaud 2000]. Ces mesures ont été effectuées par analyse vibratoire [Gadaud 2006], de la température ambiante jusqu'à 1150°C. Le résultat est donné sur la Figure 6.4, ainsi que le lissage effectué (régression linéaire par moindres carrés), dont les coefficients sont reportés dans le Tableau 6.1.

³ Le facteur de normalisation n'a aucun sens physique dans l'écriture de la loi de fluage. Nous remarquons que sa valeur dépend grandement du choix de l'énergie d'activation (124,71 kJ.mol⁻¹ en l'occurrence).

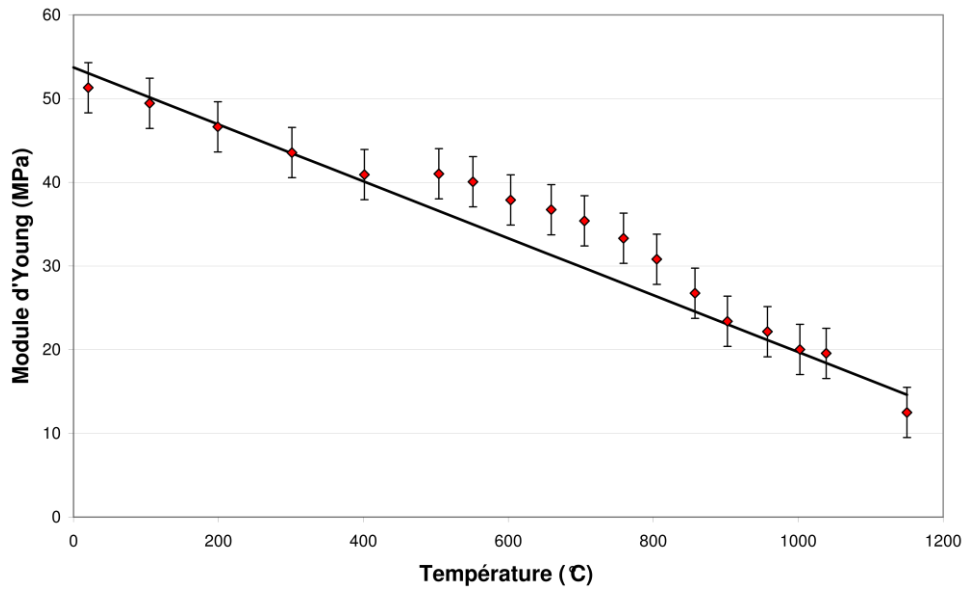


Figure 6.4 : Module d'Young de la barrière thermique en fonction de la température

6.1.2 - Cinétique d'oxydation

La détermination de la cinétique d'oxydation de notre système a fait l'objet d'une étude à part entière⁴, dont nous rappelons ici les principaux résultats. C'est une donnée très importante d'entrée du modèle de comportement, car l'oxydation et les contraintes qu'elle génère sont le moteur principal du rumpling.

Nous avons donc effectué une campagne de mesures sur des pions d'oxydation avec grand soin afin d'établir le plus proprement possible la loi reflétant l'épaississement d'alumine interfaciale dans notre système d'étude, dans une gamme de température comprise entre 1050°C et 1150°C. La loi ainsi déterminée est parfaitement cohérente avec les mesures du rumpling associées aux conditions d'oxydation étudiées, les deux types de mesures étant faites sur les mêmes échantillons. La méthode de mesure de l'épaisseur d'alumine, réalisée sur des coupes micrographiques, est détaillée en Annexe 07.

L'épaississement de la couche d'alumine au cours du temps, pour des oxydations isothermes à 1050, 1100 et 1150°C, est représenté sur la Figure 6.5.

⁴ Rapport sur Ressources Générales RTI 1/21336 DMSM, décembre 2013

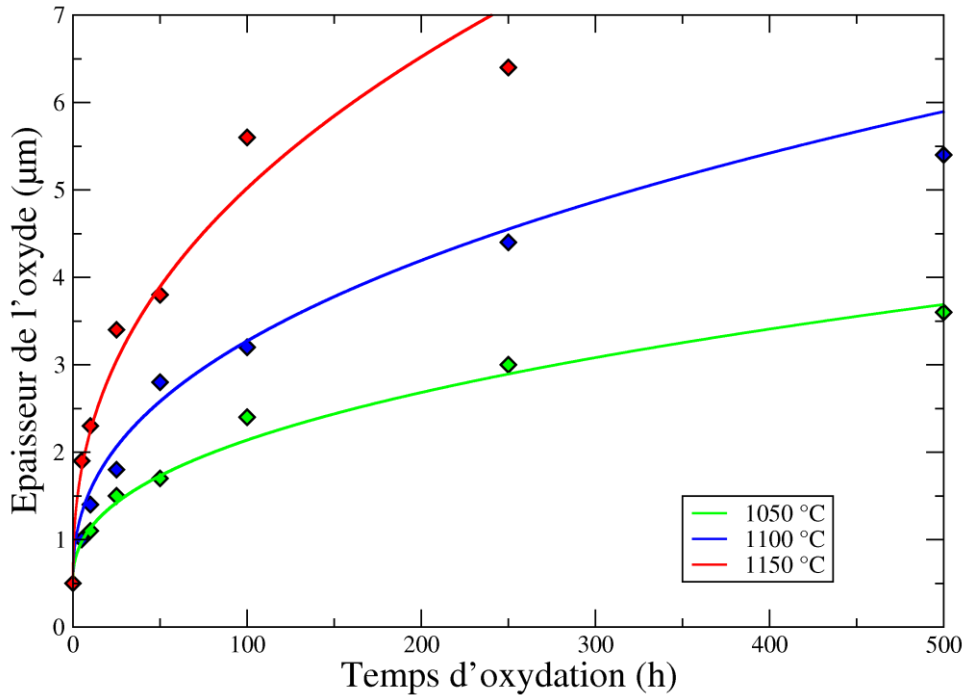


Figure 6.5 : Evolution de l'épaisseur de la couche d'alumine en fonction du temps (mesurée expérimentalement et calculée selon la loi d'oxydation établie)

Un ajustement des données expérimentales a alors été proposé selon la formulation suivante :

$$h^{1/n} - h_0^{1/n} = B^{1/n} \exp^{\frac{-E_a}{nRT}} t \quad (2)$$

dans laquelle h_0 est l'épaisseur initiale d'alumine, E_a l'énergie d'activation liée à la cinétique d'oxydation et B et n des paramètres du modèle.

Les paramètres de la loi d'oxydation utilisables à température variable (dans laquelle le temps n'intervient pas) sont reportés dans le Tableau 6.1:

$$\dot{h} = a.h^{\frac{a-1}{a}} \cdot \left(k \exp^{\frac{-T_{ox}}{T}} \right) \quad (3)$$

avec les relations suivantes : $a = n$, $k = B^{1/n}$, $T_{ox} = E_a/nR$.

L'évolution des épaisseurs d'alumine venant de cette loi est tracée sur la Figure 6.5, sur laquelle on peut vérifier que les tendances expérimentales sont correctement reproduites, aux trois températures considérées.

Par ailleurs nous avons comparé les cinétiques d'oxydation à 1100°C, conditions isotherme ou cyclique (avec un palier d'une heure). La Figure 6.6 montre une différence minime entre les épaisseurs d'alumine mesurées, pour ces deux types de sollicitations thermique. Ainsi, en cyclage thermique, l'oxydation qui a lieu pendant les phases transitoires a un effet négligeable devant celui induit par le maintien à haute température.

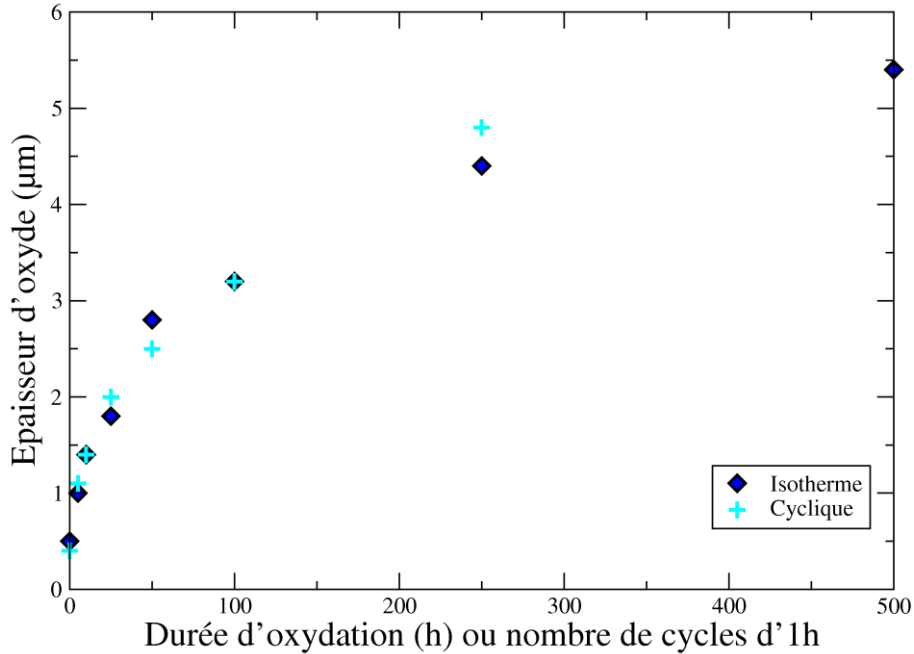


Figure 6.6 : Épaissement de l'alumine en oxydation cyclique ou isotherme à 1100°C

6.1.3 - Mesure du rumpling

Nous avons effectué⁵ une campagne de mesure systématique pour quantifier l'évolution de l'amplitude d'ondulation de la couche d'alumine au cours du vieillissement du système, d'une part en oxydation isotherme et d'autre part en oxydation cyclique.

Le rumpling est une donnée cruciale pour la suite de ces travaux, puisque nous avons décidé d'identifier le modèle de comportement sur les valeurs expérimentales de cette grandeur (cf. chapitre 7). Et il est particulièrement important que le modèle de comportement soit représentatif de notre système, pour que le modèle d'endommagement associé puisse prévoir un dommage et par conséquent une durée de vie réalistes.

Le problème majeur auquel nous avons été confrontés est lié au fait que la caractérisation du rumpling est faite sur des coupes transversales du système multicouche (Figure 6.7). Nous n'avons ainsi accès qu'à une information plane pour caractériser une grandeur 3D. Nous relevons, à partir d'une telle image, couvrant un champ de 2 mm de large, avec une résolution de 0,15 µm/pixel, l'altitude de l'interface entre la sous-couche et l'alumine en fonction de l'abscisse, que nous notons $y(x)$. La résolution des images nous permet de décrire les plus petites ondulations et infractuosités de l'interface.

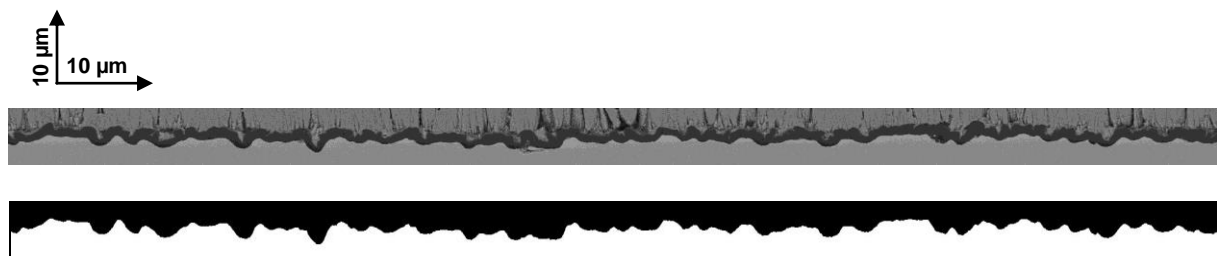


Figure 6.7 : Coupe micrographique et relevé topographique interfacial sur un échantillon vieilli 100 h à 1100 °C

⁵ Rapport sur Ressources Générales RTI 1/21336 DMSM, décembre 2013

Nous savons, à partir d'un tel profil bidimensionnel, calculer les paramètres suivants :

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{C} \int_0^C y^2(x) dx} \quad \Delta_q = \sqrt{\frac{1}{C} \int_0^C \left(\frac{dy(x)}{dx} \right)^2 dx} \quad \lambda_q = 2\pi \frac{R_q}{\Delta_q}$$

où C est la largeur du champ exploré (généralement 2 mm). R_q est la rugosité moyenne quadratique (Root Mean Square), Δ_q la moyenne des pentes du profil et λ_q la longueur d'onde moyenne. R_q et λ_q sont représentatifs de l'amplitude et de la longueur d'onde des profils expérimentaux.

On peut noter que dans le cas d'un profil modèle sinusoïdal $y(x) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right)$ d'amplitude δ

et de longueur d'onde $2L$, $R_q = \sqrt{\frac{\delta^2}{2}}$ et $\lambda_q = 2L$.

Cette analyse est donc pratique pour déterminer l'amplitude et la longueur d'onde d'un signal en deux dimensions. Mais dans notre approche de prévision du rumpling, nous utilisons une représentation 3D de l'interface, exprimée par une altitude $y(x,z)$.

Or si l'on considère la modélisation de cette surface 3D par un double cosinus parfait

$$y(x, z) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right) \cos\left(\frac{2\pi z}{2L}\right) \quad (\text{voir Figure 6.8}),$$

on conçoit qu'une coupe transversale aléatoire de cette surface a très peu de chance de passer par les axes remarquables de cette « boîte d'œufs ». Il est alors nécessaire de transposer convenablement les grandeurs mesurées sur les coupes micrographiques aux caractéristiques de la surface modèle, en termes d'amplitude et de longueur d'onde.

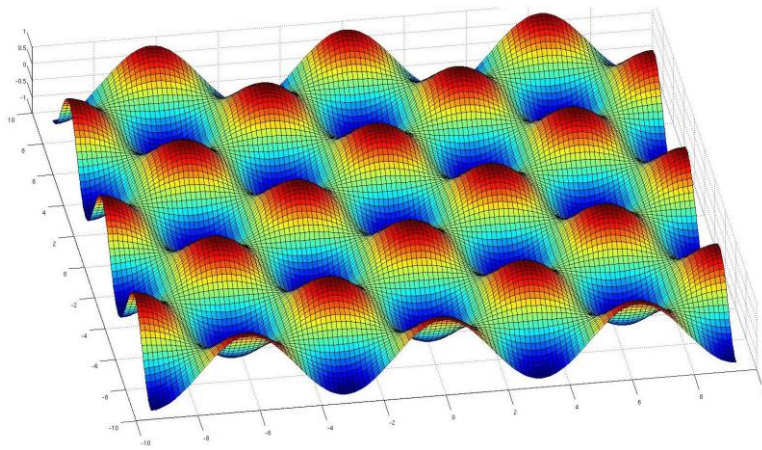


Figure 6.8 : Surface idéalisée de l'interface 3D sous-couche/alumine.

La méthode employée pour affronter ce problème et les résultats obtenus sont discutés et exposés dans l'Annexe 08. Nous ne retiendrons ici que les conclusions importantes pour la suite de nos travaux :

- Lorsque l'on analyse une surface 3D décrite par un cosinus simple, de type

$$y(x, z) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right),$$

les données relevées par une coupe quelconque nous donnent

effectivement, sauf exceptions pour des plans de coupe particuliers : $R_q = \frac{\delta}{\sqrt{2}}$ et

$$\lambda_q = 2L \pm 10\% .$$

- Si l'on analyse une surface 3D décrite par un double cosinus, tel que $y(x, z) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right) \cos\left(\frac{2\pi z}{2L}\right)$, alors nous obtenons par calcul, sur la plupart des coupes aléatoires de cette surface : $R_q = \frac{\delta}{2}$ et $\lambda_q = 2L$.

La topographie de l'interface, induite par le sablage de la couche de liaison avant le dépôt de la barrière thermique, ne présente pas d'anisotropie. Les coupes transversales faites de manière aléatoire peuvent par conséquent être considérées comme représentatives des ondulations de l'interface. Les résultats de mesures sur coupes micrographiques sont ici présentés directement en termes de R_q , et leur transposition à l'amplitude équivalente de l'ondulation sinusoïdale modèle (de géométrie 2D ou 3D) sera faite au moment où nous exploiterons le modèle de comportement de l'interface (voir paragraphe 6.2).

Différentes échelles de rugosité affectent l'interface et il faut donc extraire des profils expérimentaux le profil réellement caractéristique du rumpling, c'est-à-dire celui dont l'amplitude augmente au fil du vieillissement. Traiter les profils par transformée de Fourier pour déterminer des longueurs d'onde caractéristiques des différentes échelles n'est pas aisé [Frachon 2009]. Cette difficulté ressort lorsque l'on applique un lissage progressif aux profils expérimentaux (Figure 6.9).

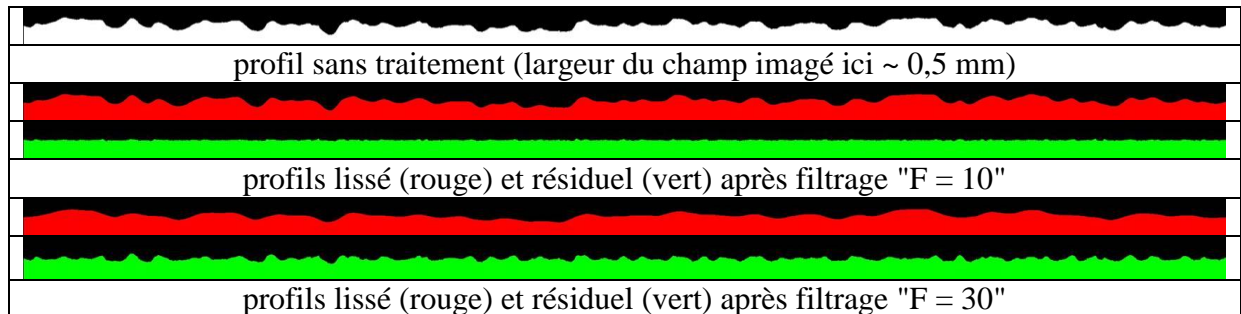


Figure 6.9 : Filtrage progressif⁶ appliqué à un profil acquis sur échantillon oxydé 100 heures à 1100°C

On n'observe pas lorsque l'on opère un lissage progressif, de variation brutale des différentes grandeurs mesurées (R_q et λ_q), et il n'est donc pas possible de déterminer facilement un seuil de lissage pertinent (qui *de visu* semble devoir être fixé en deçà de $F = 30$ dans l'exemple de la Figure 6.9). Néanmoins, le lissage progressif des profils, filtrés par une moyenne mobile non pondérée, définie sur une fenêtre de plus en plus large, conduit à la définition de profils résiduels dont l'amplitude finit par augmenter en fonction du vieillissement. Pour extraire le profil effectivement caractéristique du rumpling, il faut stopper l'opération de lissage à un stade antérieur, pour que le profil résiduel puisse être considéré comme du bruit au regard du phénomène étudié.

Suivant ce critère, combiné avec le contrôle *de visu* des effets du lissage progressif, nous avons décidé de lisser tous les profils avec une moyenne mobile non pondérée portant sur une

⁶ Avec le logiciel de traitement d'images, un filtrage "F" correspond à l'application d'une moyenne mobile non pondérée portant sur $(2F+1)$ pixels de part et d'autre du point central.

quarantaine de pixels ($F = 20$) soit environ $6 \mu\text{m}$. Les profils lissés avec ce critère de filtrage présentent (Figure 6.10) des évolutions de leur amplitude d'ondulation en fonction du temps, différentes selon le type d'oxydation, isotherme ou cyclique respectivement.

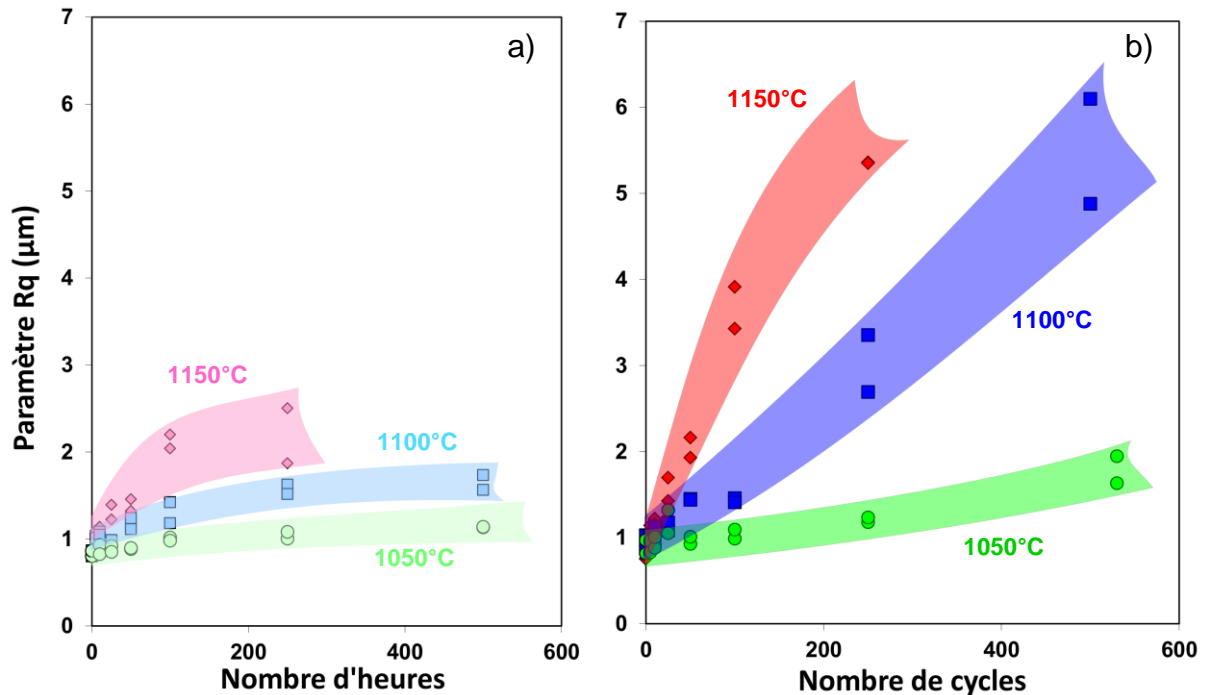


Figure 6.10 : Évolution du paramètre R_q (sur profils lissés) au cours de l'oxydation
a) isotherme ; b) cyclique

On peut vérifier sur la Figure 6.11 qu'en choisissant ce critère de filtrage, la contribution qui est soustraite correspond bien à des profils dont l'amplitude n'évolue pratiquement pas en fonction du vieillissement (et ce quelle que soit sa température). Cette caractéristique pourrait s'expliquer par le fait que la rugosité à cette échelle est induite par l'empreinte des grains d'alumine incrustés dans la couche de liaison, dont la taille reste constante durant l'oxydation. En revanche, le phénomène de rumpling, qui traduit véritablement les déformations de l'interface, se manifeste bien sur les profils lissés, associés aux longueurs d'onde plus élevées, qui voient leur amplitude augmenter lorsque le vieillissement progresse.

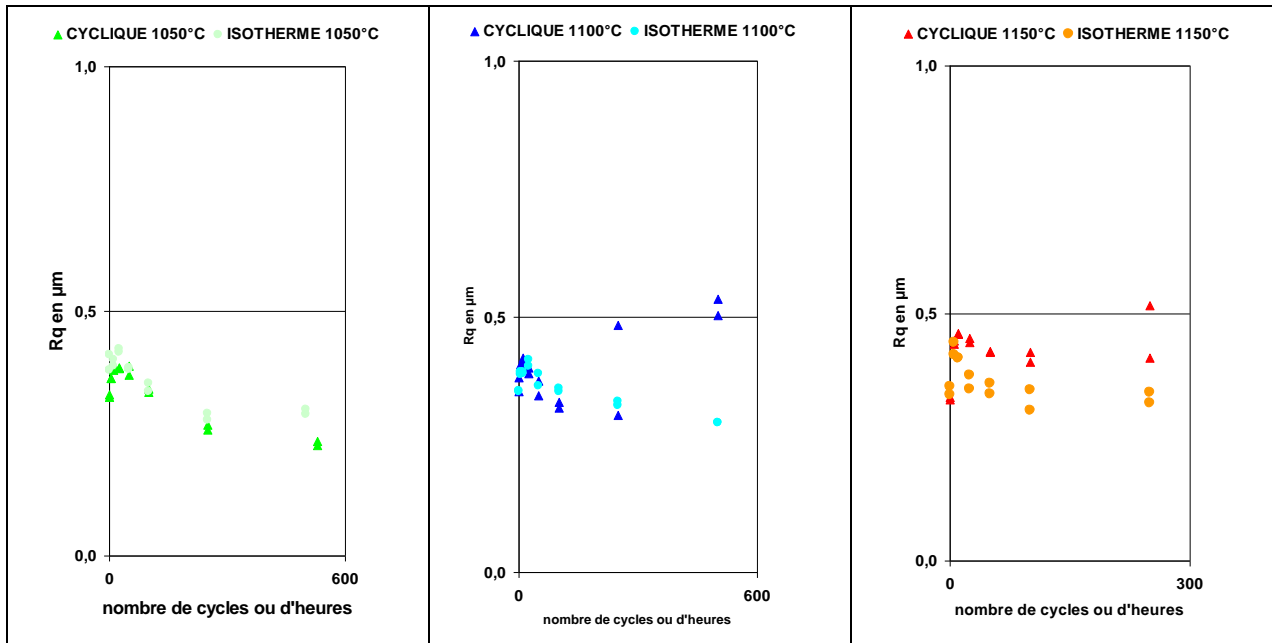


Figure 6.11 : Évolution du paramètre R_q des profils résiduels en fonction du vieillissement

Un autre problème apparaît dans l'analyse des profils expérimentaux, lorsque l'on cherche à quantifier le rumpling au cours du vieillissement thermique du système, c'est-à-dire la déformation de l'interface sous-couche/alumine, sous l'action de l'oxydation et du fluage de la sous-couche. En effet, au cours du cyclage, des décohésions entre ces deux couches surviennent, et des micro-fissures et des cavités se forment (Figure 1.16). Notre analyse de l'interface ne permet pas, dans son état actuel, de discriminer l'effet du rumpling ou l'effet d'autres phénomènes qui dégradent l'intégrité de l'interface sur l'amplification de la rugosité. Par conséquent, il faut avoir conscience qu'à partir d'une centaine de cycles d'oxydation à 1100°C (et de manière équivalente après une cinquantaine de cycles seulement à 1150°C ou plus tardivement au-delà de 250 cycles à 1050°C), la rugosité effectivement mesurée à l'interface entre l'alumine et la sous-couche surestime le rumpling attribuable à l'interface de notre système.

L'identification se fera néanmoins sur les mesures reportées sur la Figure 6.10, en gardant à l'esprit que pour les temps d'oxydation les plus longs, il n'est pas anormal que le rumpling prévu soit plus faible que celui déterminé expérimentalement à partir des caractérisations de la rugosité d'interface.

6.2 - Identification du modèle de comportement

Rappelons le statut des différents paramètres d'entrée de notre modèle : tous ceux relatifs à la sous-couche sont considérés comme fixés (car justifiés expérimentalement), et le coefficient de Poisson et le coefficient de dilatation thermique de la barrière thermique sont également fixés. La cinétique d'oxydation et les paramètres de thermo-élasticité de l'alumine ne sont pas non plus susceptibles de varier.

Au final, les degrés de liberté dont nous disposons reposent sur les valeurs affectées aux paramètres de fluage de la barrière thermique, ainsi que son module d'Young, et par ailleurs la limite d'élasticité de la couche d'alumine, qui a une importance majeure, comme cela a été démontré au paragraphe 5.2.2.

Tout d'abord, calculons le rumpling prévu par le modèle en considérant les données matériaux du Tableau 6.1, et une configuration géométrique 3D de l'interface métal/céramique. Ces valeurs attribuées aux paramètres d'entrée libres constituent le jeu de paramètres initial de notre identification. Notons de plus que les identifications suivantes seront exprimées en fonction du paramètre de rugosité R_a et non plus R_q . Le passage purement arithmétique d'un paramètre à l'autre est détaillé dans l'Annexe 8. Pour notre système, nous avons mesuré une rugosité initiale $R_{a0} = 0,7 \mu\text{m}$ pour une longueur de l'ondulation $2L = 50 \mu\text{m}$.

Sur la Figure 6.12 la réponse du modèle est comparée aux données expérimentales de rumpling.

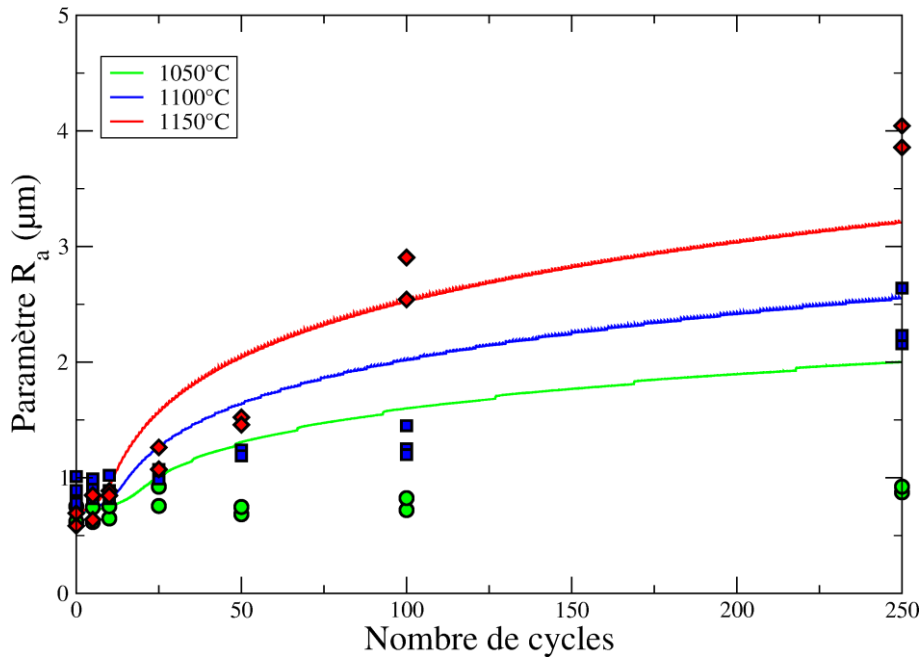


Figure 6.12 : Évolution du rumpling en fonction de la température de cyclage. Données expérimentales et courbes calculées par le modèle avec les paramètres matériaux donnés dans le Tableau 6.1

On constate en premier lieu que la différence en termes de rumpling, observée expérimentalement entre les trois températures de cyclage, n'est pas correctement restituée par le modèle, qui la sous-estime grandement. La différenciation du rumpling calculé vis-à-vis de la température de palier des cycles thermiques doit être nettement accrue. Pour ce faire, nous pouvons *a priori* modifier l'énergie d'activation du fluage de la barrière thermique, au travers du paramètre T_R . Si l'on veut écarter les courbes calculées les unes des autres, et reproduire en particulier le fait que le cyclage à 1070°C génère un rumpling très faible, il faut augmenter la résistance au fluage de la barrière thermique aux basses températures. La Figure 6.13 présente l'évolution de la contrainte de fluage dans le plan dans cette couche en fonction de la température, pour une vitesse de déformation fixée, en rouge avec le jeu de paramètres initial (données de Balint & Hutchinson).

Nous rappelons l'expression de la contrainte de fluage telle qu'utilisée dans le modèle de comportement (en considérant les contraintes équi-biaxiales) :

$$\sigma_{eq}^{(4)} = \sigma_R^{(4)} \left(\frac{\dot{\epsilon}_R^{(4)}}{\dot{p}^{(4)}} \exp\left(\frac{T_R^{(4)}}{T}\right) \right)^{1/n^{(4)}}$$

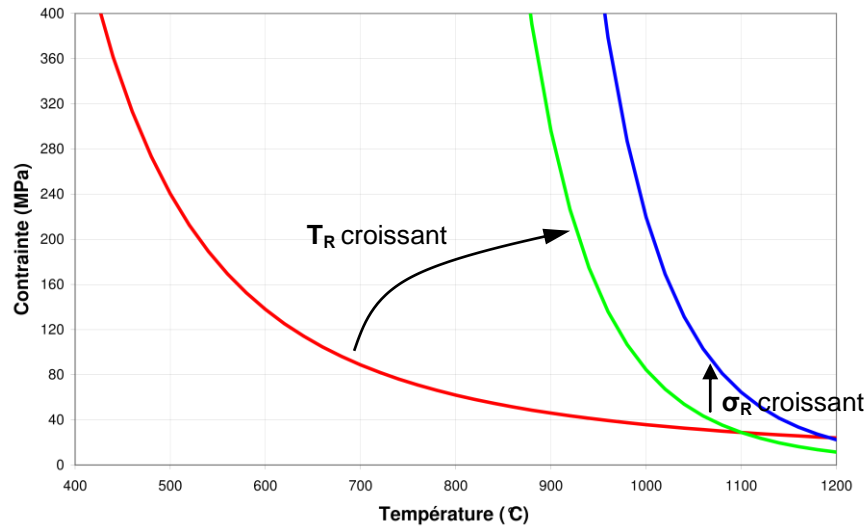


Figure 6.13 : Évolution de la contrainte de fluage dans le plan dans la barrière thermique en fonction de la température, pour une vitesse de déformation plastique $\dot{\rho}$ de 10^{-5} s^{-1}

Dans un premier temps, nous avons fait le choix d'augmenter l'énergie d'activation du fluage (courbe verte), en conservant la valeur de la contrainte de fluage pour une température de 1100°C (point d'intersection des courbes rouge et verte). Par ailleurs, même si ce paramètre ne peut être facilement caractérisé expérimentalement et donc potentiellement variable à notre gré, il est impératif de garder un ordre de grandeur physiquement acceptable pour l'énergie d'activation du fluage, et par conséquent dans notre cas de ne pas dépasser une énergie d'environ $600 \text{ kJ.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [Jan 2008]. L'évolution de la contrainte de fluage avec une énergie d'activation de $613,55 \text{ kJ.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ correspond à la courbe verte sur la Figure 6.13. Il est à noter que ce choix conduit à une résistance au fluage plus faible à 1150°C .

La Figure 6.14 montre que ce choix de paramètres, qui traduit globalement une résistance de la barrière thermique plus grande, conduit à des prévisions du rumpling substantiellement plus proches des données expérimentales, et que l'écart relatif des courbes calculées aux trois températures d'étude est plus satisfaisant. Le fait d'avoir conservé la valeur de la contrainte de fluage à 1100°C permet de retrouver pour un cyclage à cette température une évolution du rumpling similaire à celle observée précédemment⁷. La comparaison des Figures 6.13 et 6.15 permet d'apprécier le gain quant à la prévision des effets de la température de palier lors du cyclage thermique sur le rumpling obtenu.

⁷ L'écart entre les deux courbes calculées pour un cyclage à 1100°C (Figures 6.13 et 6.15) provient du traitement des phases transitoires.

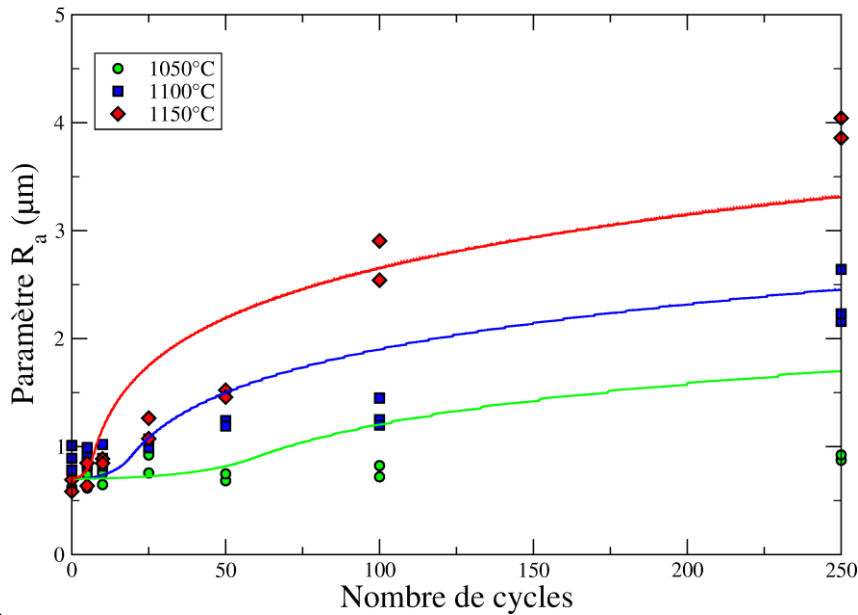


Figure 6.14 : Évolution du rumpling en fonction de la température de cyclage. Données expérimentales et courbes calculées par le modèle avec l'énergie d'activation modifiée (613,55 à la place de 124,71 kJ.mol⁻¹.K⁻¹)

Nous observons que pour restituer de manière encore plus satisfaisante les données expérimentales, il serait bon d'abaisser les trois courbes dans leur globalité (pour des durées d'oxydation pas trop longues, typiquement environ 100 cycles à 1150°C et 250 cycles à 1100°C). Les observations micrographiques associées à ces résultats sont données dans l'Annexe 10.

Ceci peut être réalisé en modifiant la contrainte de résistance au fluage de la barrière thermique, σ_R . Ainsi, l'augmentation de σ_R conduit à une nouvelle évolution des contraintes de fluage en fonction de la température, comme indiqué sur la Figure 6.13 en bleu. Les évolutions du rumpling déterminées expérimentalement sont alors globalement reproduites plus correctement par le modèle (voir Figure 6.15). Ces prévisions, bien qu'imparfaites, sont acceptables.

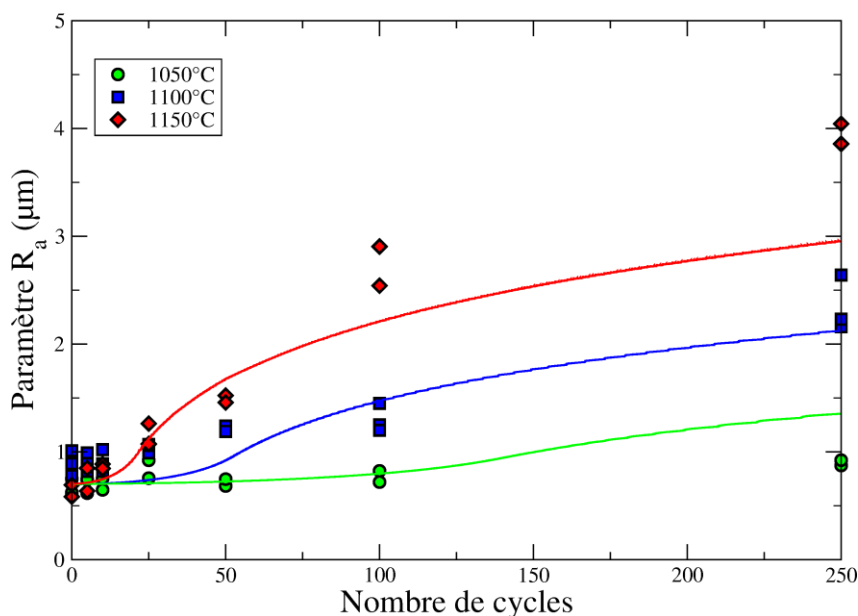


Figure 6.15 : Évolution du rumpling en fonction de la température de cyclage. Données expérimentales et courbes calculées par le modèle identifié

On observe qu'en cyclage thermique à 1050°C, le rumpling tant expérimental que calculé est très faible à 250 cycles.

Pour le cyclage thermique à 1100°C, on note que les points expérimentaux sont relativement dispersés pour les faibles durées d'oxydation, jusqu'à 25 cycles, et qu'à partir de 100 cycles notre prévision suit bien la tendance expérimentale.

Pour le cyclage thermique à 1150°C, comme nous l'avons déjà évoqué, la mesure de l'amplitude d'ondulation ne prend pas en compte que les effets du rumpling. En effet à cette température, l'ensemble des mécanismes dégradant la qualité de l'interface (oxydation, déformation de croissance, rumpling) est accéléré, et par conséquent les modifications topographiques de l'interface les sont également. Il est alors logique que l'amplification des ondulations d'interface calculée apparaisse sous-estimée.

Ainsi, pour identifier le modèle de comportement de l'interface, nous avons adapté uniquement la loi de fluage de la couche de barrière thermique au travers de l'énergie d'activation et de la résistance au fluage, ce qui nous conduit à considérer désormais les paramètres suivants :

n	3,5
T_R (K)	75000
Q (kJ.mol⁻¹.K⁻¹)	613,55
σ_R (MPa)	120
$\dot{\epsilon}_R$ (s⁻¹)	4,63759E+19

6.3 - Validations et capacités prévisionnelles

Le modèle de comportement de l'interface a été identifié sur la base des évolutions du rumpling mesurées, liées à des cyclages thermiques réalisés à plusieurs températures. Avant d'exploiter ce modèle et d'utiliser ses sorties (contraintes et déformations de l'interface) pour bâtir un modèle d'endommagement interfacial, nous avons cherché à vérifier la concordance des tendances prévues en terme de rumpling avec des observations expérimentales effectuées pour des conditions de vieillissements thermiques autres que celle du cyclage thermique standard avec palier d'une heure.

Dans un premier temps, nous avons comparé des mesures de rumpling aux estimations fournies par le modèle, pour des vieillissements thermiques isothermes. La Figure 6.16 présente cette comparaison (les valeurs expérimentales ayant été déterminées en suivant toujours la même méthodologie) pour les trois températures dont les effets en oxydation cyclique ont déjà été étudiés.

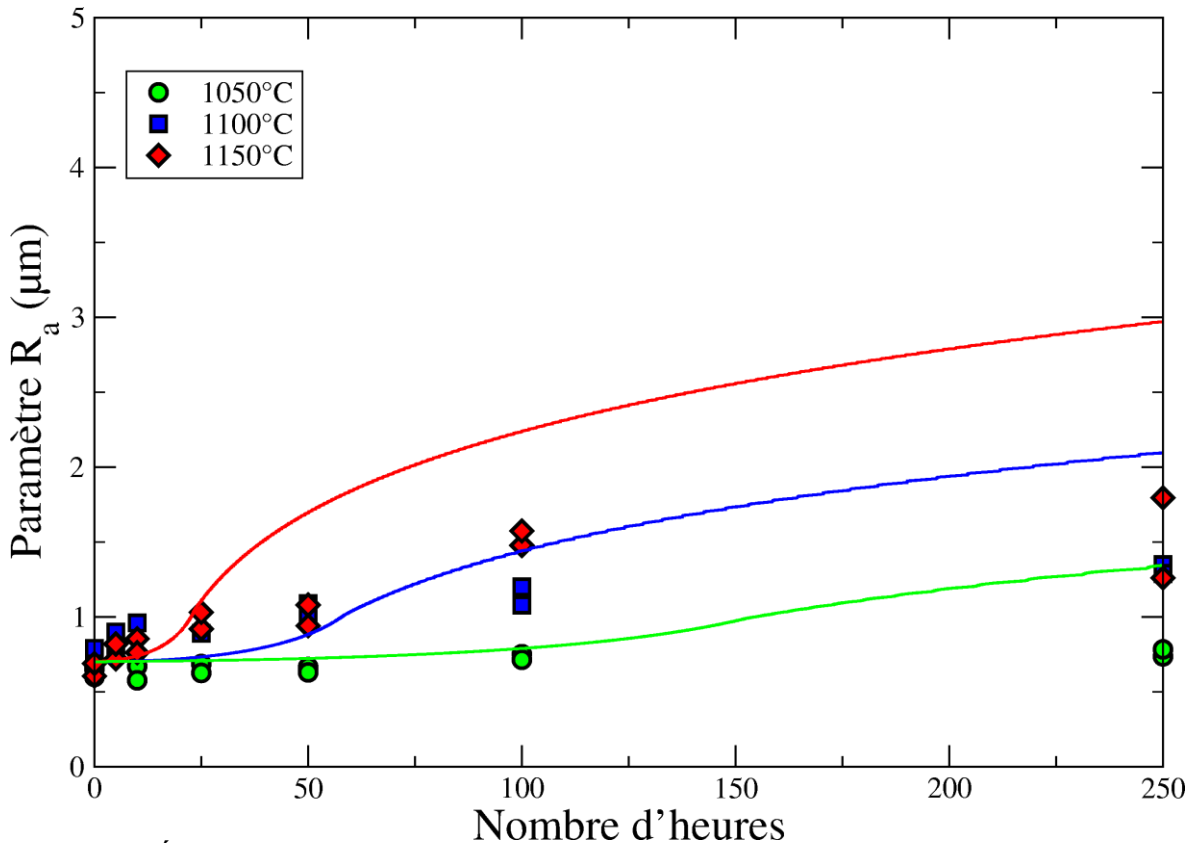


Figure 6.16 : Évolution du rumpling en fonction de la température d'oxydation. Données expérimentales et courbes calculées par le modèle identifié

Nous constatons que le modèle ainsi identifié ne prévoit pas correctement le rumpling généré par des vieillissements thermiques isothermes du système. On observe d'ailleurs que les prévisions sous conditions isotherme ou cyclique sont très semblables, ce qui semble *a priori* surprenant. Sur ce point, il faut signaler d'une part, comme cela est expliqué dans [Vaunois 2013], que les différences entre le rumpling induit par des oxydations cyclique ou isotherme dépendent sensiblement de la géométrie de l'ondulation, notamment de sa longueur d'onde. Il s'avère que dans notre cas d'étude, où la longueur d'onde a été fixée à 50 μm, ces différences sont en grande partie masquées ; en traitant de longueurs d'onde plus grandes, le modèle prévoit des différences entre des conditions d'oxydation cyclique ou isotherme plus perceptibles. Un autre facteur contribue à la similitude de nos prévisions, pour des conditions d'oxydation différentes ; il s'agit des lois de comportement de la sous-couche et de la barrière thermique (modifiée pour cette dernière lors de l'identification) considérées alors comme plus résistantes en fluage, notamment à basse température, comparativement à celles étudiées par Balint & Hutchinson. On pourrait palier cet effet en considérant une loi de fluage avec une double énergie d'activation selon les gammes de températures considérées.

Nous sommes donc malheureusement contraints de conclure que notre modèle, dans son état d'identification actuel, ne décrit pas de manière satisfaisante le rumpling sous des conditions d'oxydation isotherme. Plusieurs solutions peuvent être envisagées pour corriger ultérieurement ce défaut, qui seront discutées au paragraphe 6.4. Ces solutions n'ont pas pu être explorées par manque de temps dans la présente étude.

Cette réserve étant faite, nous avons néanmoins vérifié que les prévisions du rumpling en conditions cycliques sont en bon accord avec des observations expérimentales issues de la littérature. Nos prévisions peuvent par exemple être comparées avec des observations de

[Tolpygo 2008]. Nous avons pour cela exploité le modèle sans barrière thermique (3 couches), en traitant d'une ondulation telle que $R_{q0} = 1 \mu\text{m}$ et $L = 38 \mu\text{m}$ (données par l'auteur). Deux types de cyclage sont traités : l'un avec des paliers d'une heure, et l'autre avec des paliers de 10 min (avec des transitoires identiques, de la température de palier à la température ambiante). Nous avons fait le choix de conserver nos propriétés matériaux, bien que l'étude citée porte sur un système avec un substrat en CMSX-4, susceptible de modifier les propriétés de la sous-couche en Ni(Pt)Al. La comparaison entre ses données de rumpling et nos résultats de calculs sera donc qualitative, portant non pas sur les valeurs en absolu, mais sur leur évolution.

Nous avons en l'occurrence constaté une bonne adéquation entre les données expérimentales et les valeurs calculées : dans le cas d'un cyclage thermique avec des paliers d'une heure (à 1150°C), l'auteur mesure un rumpling RMS (paramètre R_q) de $3,2 \mu\text{m}$ après 200 heures de palier cumulées, tandis que notre prévision est de $3,3 \mu\text{m}$ (Figure 6.17). Pour des cycles avec un palier de 10 min, après également 200 heures de palier cumulées, les mesures donnent un rumpling RMS sensiblement plus grand, d'environ $6,5 \mu\text{m}$, alors que notre prévision le porte à $5,1 \mu\text{m}$ (Figure 6.17).

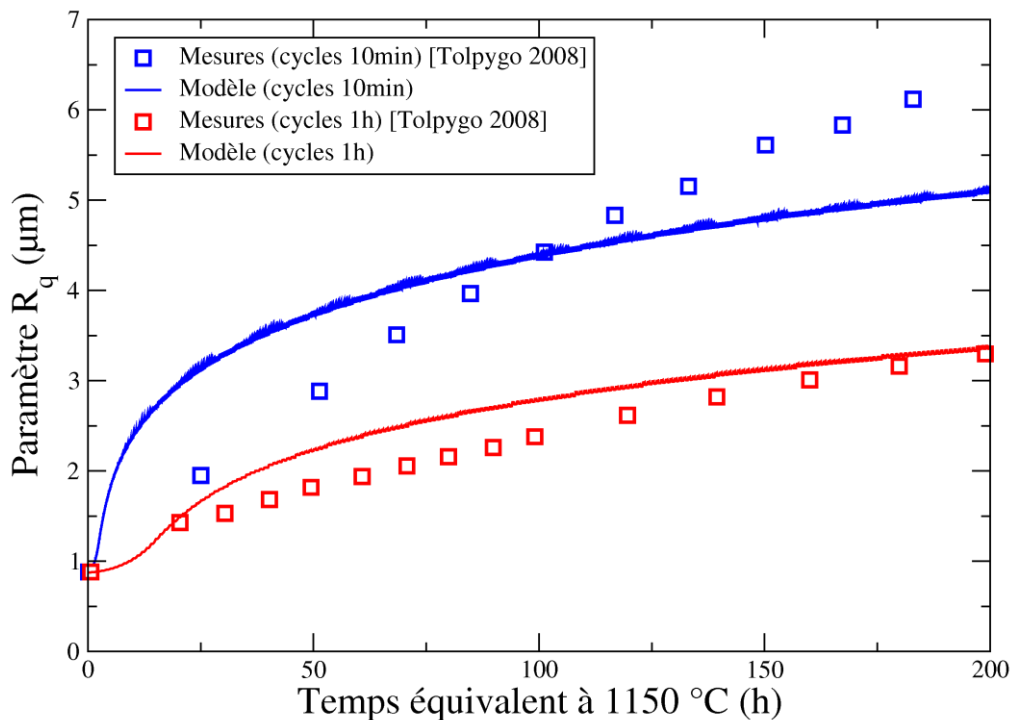


Figure 6.17 : Comparaison des prévisions de rumpling avec des données de la littérature

Un article antérieur du même auteur [Tolpygo 2004] présente les résultats obtenus sur le même système, toujours sans couche de zircon, mais portant sur des échantillons dont la surface avait été polie initialement. Dans ce cas, il s'est avéré que la longueur d'onde mesurée restait constante au cours de l'oxydation cyclique. Nous avons traité avec notre modèle la géométrie d'ondulation considérée par Tolpygo, telle que : $R_{q0} = 0,1 \mu\text{m}$ et $L = 41 \mu\text{m}$, soumise à des cycles comportant un maintien d'une heure à 1150°C .

Après 400 h de cyclage thermique, le paramètre R_q mesuré est d'environ $7 \mu\text{m}$, alors que le modèle prévoit un R_q de $5 \mu\text{m}$. Comme dans la précédente comparaison, la différence peut être attribuée au fait que le système étudié expérimentalement ne correspond pas exactement à celui qui a été modélisé.

Ainsi, le modèle de comportement interfacial, tel que nous l'avons identifié, donne des prévisions de rumpling compatibles avec les observations expérimentales, du moins pour des conditions cycliques d'oxydation.

6.4 - Conclusion

Le modèle de comportement interfacial a été identifié sur des données expérimentales du rumpling généré par un cyclage thermique, obtenues selon une méthode portant sur l'analyse de profils micrographiques. Une grande partie des propriétés matériaux fournies en entrée de ce modèle ont été soit déterminées expérimentalement, soit sélectionnées parmi des données de la littérature. Nous avons pu vérifier que ce modèle de comportement prévoyait des tendances de rumpling cohérentes avec la littérature, dans le cas de sollicitations thermiques cycliques.

Toutefois, les résultats de calcul du rumpling induit par des vieillissements thermiques isothermes ne sont quantitativement pas acceptables. Plusieurs voies peuvent être envisagées pour améliorer ces prévisions :

- La première consisterait à reconsidérer la loi de fluage de la sous-couche pour tendre vers un comportement en fluage moins résistant à haute température. En effet, cette loi a été identifiée sur des essais d'indentation réalisés entre 700 et 800 °C, donc dans une gamme de températures où les mécanismes de fluage diffèrent peut-être de ceux mis en jeu entre 1050 et 1150 °C. L'extrapolation de cette loi à cette gamme de températures, dans laquelle on souhaite étudier les effets de l'oxydation, est sans doute discutable. Mais avec la même réserve, une loi correctement identifiée pour les hautes températures peut ne pas être valable à faible température, en dessous de 700°C par exemple. On peut d'ores et déjà envisager de modifier la loi de fluage de la sous-couche pour cette région « froide », car la résistance au fluage dans le modèle actuel y est si élevée qu'elle bloque complètement l'effet de la transformation martensitique sur le rumpling. Or ceci est en contradiction avec ce qui est évoqué dans la littérature [Balint 2005].
- Par ailleurs, en ne changeant ni la géométrie de l'ondulation, ni la loi de fluage de la barrière thermique, on pourrait identifier à nouveau le modèle en modifiant la limite d'élasticité de l'alumine. Cela pourrait conduire à une différence plus marquée entre les prévisions du rumpling en conditions cycliques ou isothermes.
- Enfin, une loi de durcissement progressif de la sous-couche (lié à son vieillissement qui entraîne la transformation de la phase β en phase γ') pourrait être introduite. Cela pourrait permettre de modifier la forme de l'évolution du rumpling qui n'apparaît pas conforme, dans son ensemble, avec les observations (les courbes calculées présentent une forme en « S » alors que la tendance expérimentale apparaît plus linéaire).

A priori toutes ces modifications nécessiteraient d'effectuer des réajustements sur certaines composantes du modèle. Nous avons décidé d'en rester à cette première version. Malgré ces imperfections actuelles, on peut souligner le fait que l'exploitation de ce modèle de prévision du rumpling telle que nous l'avons réalisée, en nous appuyant sur une large base expérimentale n'avait pas été, à notre connaissance, entrepris avant. Nous considérons pour notre part que la qualité (même imparfaite) des résultats obtenus avec cette première identification nous assure du potentiel du modèle, et nous permet dès à présent d'exploiter ses capacités, en utilisant certains de ses résultats pour bâtir le modèle d'endommagement interfacial, travaux qui font l'objet du prochain chapitre.

PARTIE IV : PREVISION DE LA DUREE DE VIE PAR UNE APPROCHE ENERGETIQUE

Dans cette dernière partie, sont présentés les travaux qui relient deux volets de notre étude décrits précédemment, portant d'une part sur l'adhérence de la barrière thermique et d'autre part sur le comportement de l'interface, au cours du vieillissement du système multicouche. Le modèle de comportement interfacial que nous avons identifié, fournit des données jugées suffisamment fiables pour être utilisées comme entrées du modèle d'endommagement que nous cherchons à bâtir. Celui-ci doit nous permettre de prévoir la perte d'adhérence de la protection thermique, qui contribue pour partie à déterminer sa durée de vie à écaillage.

Dans le chapitre 7, nous décrirons le modèle d'endommagement développé, en stipulant les paramètres mis en jeu, et également le passage d'un endommagement local à l'énergie d'adhérence macroscopique de la barrière thermique. Nous identifierons ensuite ce modèle grâce aux résultats des essais d'adhérence. Enfin, nous essaierons de vérifier que l'identification est acceptable, en étudiant des cas autres que ceux correspondant à nos essais de laboratoire.

La perte d'adhérence étant convenablement prévue, l'approche énergétique visant à évaluer la durée de vie du système peut être mise en place. Pour ce faire, nous calculons l'énergie stockée dans le système, libérable lors de la propagation d'une fissure interfaciale, toujours par le biais du modèle de comportement interfacial.

Le dernier chapitre de ce mémoire expose les développements relatifs à la dernière phase de la chaîne de modélisation, axée sur la prévision de la durée de vie du système barrière thermique. Par comparaison de l'énergie d'adhérence (décroissante au cours de la vie du système) et de l'énergie stockée (croissante ou décroissante suivant les hypothèses considérées), nous pouvons déterminer l'instant de l'écaillage de la barrière thermique, rendu possible lorsque l'énergie disponible pour activer la fissuration interfaciale atteint le niveau de l'énergie d'adhérence. Après avoir vérifié que sur éprouvettes de laboratoire les durées de vies calculées correspondent relativement bien à celles observées expérimentalement, nous montrerons comment le modèle complet peut être mis en œuvre pour prévoir la durée de vie de la protection thermique sur aube, dans certains cas de chargements représentatifs des conditions de service.

TABLE DES FIGURES

Figure 7.1 : Évolution de l'endommagement $d^{(2)}$ (normalisé) le long d'une interface sinusoïdale de longueur d'onde $10 \mu\text{m}$. À gauche, endommagement à l'instant 1 ; à droite, endommagement à l'instant 2.....	153
Figure 7.2 : Énergie d'adhérence en fonction du cyclage thermique, pour les trois températures 1070, 1100 et 1150°C ; points expérimentaux (ramenés à la mixité modale $\Psi^* = 78,5^\circ$) obtenus avec prise en compte des contraintes résiduelles (fissuration à l'interface (2)) et simulations par le modèle d'endommagement	157
Figure 7.3 : Évolution de l'énergie d'adhérence à l'interface (4) au cours d cyclage : points expérimentaux et lissage exponentiel, identification du modèle d'endommagement et lissage exponentiel	158
Figure 7.4 : Évolution de l'endommagement aux deux interfaces au cours du cyclage thermique	158
Figure 7.5 : Évolution du dommage à l'interface (4) au cours du cycle 100, température maximale du cycle de 1150 °C.....	159
Figure 7.6 : Évolution des contraintes dans le plan σ_{11} et hors plan $p^{(k)}$, pour la sous-couche (2) (a) et la céramique (4) (b)	159
Figure 7.7 : Évolution de l'interface lors du cyclage à 1150°C.....	160
Figure 7.8 : Évolution des vitesses de déformation plastique $\dot{\epsilon}_{eq}^p$ dans la sous-couche (a) et la barrière thermique (b).....	160
Figure 7.9 : Évolution de l'énergie d'adhérence prévue par le modèle d'endommagement à l'interface (4) au cours d'un chargement thermique isotherme.	161
Figure 7.10 : Contraintes et vitesse de déformation plastique dans la céramique pendant un vieillissement isotherme à 1150°C.....	162
Figure 7.11 : Faciès de rupture de plaquettes de flexion 4 points : à gauche, après 250 cycles à 1100°C ; à droite après 120 cycles à 1150°C. Vue de dessus de la partie qui renferme le superalliage et la sous-couche .	163
Figure 7.12 : Faciès de rupture lors d'un écaillage spontané (après 150 cycles à 1150°C). Vue de dessus de la partie qui renferme le superalliage et la sous-couche	164
Figure 7.13 : Coupes micrographiques de l'interface au cours du vieillissement à 1100°C.....	164
Figure 8.1 : Prédiction de la durée de vie par la méthode énergétique, pour les trois températures considérées; (a) pour l'interface (2) ; (b) pour l'interface (4), prédiction du modèle et extrapolation exponentielle des résultats d'adhérence.....	169
Figure 8.2 : Comparaison des durées de vie en cyclage thermique expérimentales et calculées selon différentes méthodes	171
Figure 8.3 : Impact des contraintes résiduelles sur la prédiction de la durée de vie, selon les deux approches DPG et DPGG	173
Figure 8.4 : Localisation des points pour lesquels le cycle thermo-mécanique a été extrait du calcul d'aube pour estimer la durée de vie de la barrière thermique (point « chaud » en rouge, point « froid » en bleu).	174
Figure 8.5 : Exemple de cycle thermique représentatif d'une mission complexe (point chaud)	174
Figure 8.6 : Exemple de déformations mécaniques extraites d'un calcul d'aube (point chaud)	175
Figure 8.7 : Enchaînement des étapes de modélisation.....	176
Figure 8.8 : Évolution de l'amplitude d'ondulation aux deux points particuliers de l'aube	176
Figure 8.9 : Durées de vie de la barrière thermique prévues, (a) au point chaud, (b) au point froid de l'aube	177

TABLE DES TABLEAUX

Tableau 7.1 : Valeurs significatives typiques des quantités mécaniques nécessaires au modèle d'endommagement, à différents instants d'un cycle à 1100°C	153
Tableau 8.1 : Valeur des durées de vie expérimentales, en cyclage thermique et en vieillissement isotherme, pour différentes températures.....	166
Tableau 8.2 : Durées de vie calculées, selon diverses hypothèses, et rappel des durées de vie expérimentales	170
Tableau 8.3 : Énergie disponible dans le système pour la propagation de la fissure, en fonction de l'épaisseur d'oxyde.....	172

7 - Modèle d'Endommagement

7.1 - Proposition d'un modèle d'endommagement

L'évaluation de l'énergie d'adhérence qui est réalisée dans notre étude à une échelle macroscopique, n'appréhende ni les détails de la rugosité d'interface ni de la localisation de l'endommagement (microfissures, cavités), et elle prend en compte les contraintes non équi-biaxiales dans le plan tangent à la surface de la pièce.

Pour évaluer cette énergie d'adhérence, le modèle d'endommagement proposé a un caractère assez arbitraire, et macroscopique. Il ne prétend pas décrire finement les mécanismes qui conduisent à l'apparition de microfissures ou de cavités, à l'une ou l'autre des deux interfaces considérées, ou, encore plus finement, les phénomènes de décohésions de nature physico-chimique. Cependant il est bâti à partir des résultats de l'analyse du comportement de l'interface et de son évolution obtenus à l'échelle locale.

7.1.1 - Forme générale

Connaissant les états mécaniques à l'échelle de l'interface alumine/sous-couche et sous-couche/barrière thermique par le modèle de comportement de l'interface VDKC, nous avons fait le choix de proposer un modèle d'endommagement, local et écrit à l'échelle de ces deux interfaces. Nous utiliserons ainsi deux variables locales d'endommagement, dont on étudiera l'évolution à proximité des deux interfaces :

- $d^{(2)}$ à l'interface entre la sous-couche et l'alumine,
- $d^{(4)}$ à l'interface entre l'alumine et la barrière thermique.

Ces deux variables de dommage sont modifiées suivant l'évolution des contraintes locales et des déformations plastiques cumulées, au niveau de l'ondulation de l'interface (2) ou (4), principalement pendant les phases à haute température durant le cyclage. On commencera par définir ces variables, et préciser la loi d'évolution à l'échelle microscopique que nous avons choisie, puis on discutera du passage à l'échelle macroscopique.

Le modèle s'inscrit ainsi dans une approche de type mécanique de l'endommagement, dans laquelle la variable de dommage locale $d^{(i)}(x)$, définie à l'interface (i) (où $i = 2$ pour l'interface sous-couche/alumine, et $i = 4$ pour l'interface alumine/barrière thermique), représente une réduction de section efficace de l'interface considérée. En se basant sur une formulation de type Lemaître, reprise précédemment par Busso *et al.* [Busso 2001], puis par [Frachon 2009], on envisage une forme produit, telle que la vitesse de dommage s'exprime à chaque instant :

$$\dot{d}^{(i)}(x) = F(\underline{\sigma}(x)) \dot{\varepsilon}_{eq}^P(x)$$

où $\dot{\varepsilon}_{eq}^P(x)$ est le module de la vitesse de déformation plastique dans la couche voisine de l'oxyde, tandis que F est une fonction des contraintes locales à définir. x désigne la position spatiale le long de l'interface (surface supposée de forme sinusoïdale, dont l'évolution est donnée par le modèle décrit au chapitre 5). Pour le moment l'effet de la température n'est pas spécifié, mais celle-ci interviendra dans les exploitations futures, par le biais d'un facteur de type Arrhenius.

Le fait de définir la variable de dommage comme étant le produit d'un terme en contrainte par la vitesse de déformation plastique peut être justifié par les considérations suivantes :

- l'endommagement n'est significatif que lorsque le module de la vitesse de déformation plastique est non négligeable,
- le rôle de la contrainte locale serait atténué si celle-ci atteignait des valeurs importantes (par exemple à froid) mais sans entraîner de déformation plastique significative.

7.1.2 - Étude de diverses formes possibles à l'échelle locale

On commence ici par étudier diverses possibilités, en s'appuyant sur les résultats typiques du modèle VDKC (après extension du modèle de Balint prévoyant le rumpling), en effectuant une analyse locale simple des possibilités d'endommagement aux deux interfaces (suivant les signes et les valeurs relatives de la contrainte dans le plan et de la contrainte hors plan).

Plusieurs formes peuvent être envisagées pour la fonction F mentionnée ci-dessus, prenant en compte la multiaxialité des contraintes et le caractère orienté de l'endommagement confiné à l'interface. On se limite ici à l'étude qualitative des quatre formes proposées ci-dessous. L'indice (i) précisant l'interface considérée est supprimé, afin de ne pas trop alourdir les expressions. De même, la dépendance en x n'est plus indiquée. Les quatre formes sont différenciées par l'indice k valant 1, 2, 3 ou 4 :

$$\dot{d}_1 = \left(\frac{\sqrt{\sigma_{eq}^2 + \omega(Tr\sigma)^2}}{S} \right)^\beta \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad (1)$$

$$\dot{d}_2 = \left(\frac{\sigma_{eq}}{S} \right)^\beta \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad (2)$$

$$\dot{d}_3 = \left(\frac{\sqrt{\sigma_{eq}^2 + \omega(Tr\sigma)^2}}{S} \right)^{\beta-1} \frac{\langle \sigma_n \rangle}{S} \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad (3)$$

$$\dot{d}_4 = \left(\frac{\langle \sigma_n \rangle}{S} \right)^\beta \dot{\epsilon}_{eq}^p \quad (4)$$

avec σ_{eq} la contrainte équivalente à l'interface, σ_n la contrainte normale à l'interface (hors-plan), et S et β des paramètres du modèle.

Les contraintes, de même que la vitesse de déformation plastique, sont calculées le long de l'interface ondulée connaissant les contraintes dans le plan (macroscopiques), σ_{11} et σ_{33} , et la contrainte hors plan, $p^{(2)}$ ou $p^{(4)}$ suivant l'interface considérée.

La forme (1) se déduit de l'approche de dommage isotrope de type Lemaître [Lemaître 1992] où le terme sous la racine serait le taux d'énergie élastique locale libéré par la progression du dommage. La forme (2) est un cas particulier de la première, qui ne donne aucun effet de la triaxialité locale. La forme (3) est une modification dans laquelle on donnerait une importance plus grande à la contrainte locale normale à l'interface (et positive). Enfin, la quatrième est un cas plus extrême où seule cette contrainte normale interviendrait dans la fonction F .

Ces quatre formes ont été étudiées de façon qualitative, en se donnant, issues des analyses du chapitre 6, des valeurs typiques de la contrainte dans le plan σ_{11} (on suppose ici l'équibiaxialité pour simplifier, $\sigma_{11} = \sigma_{33}$) et de la contrainte hors plan à l'interface considérée ($p^{(2)}$)

ou $p^{(4)}$). Celles-ci ont été relevées dans une série d'exploitations préliminaires, pour le cas d'un cyclage thermique avec un palier d'une heure à 1100°C, aux instants particuliers du cycle pour lesquels l'endommagement calculé intervenait de façon prépondérante. Il s'agit d'un instant situé vers la fin de la montée en température (instant 1), pour lequel la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_{eq}^P$ est proche de son maximum, avec $\sigma_{11} < 0$, puis d'un instant à la température maximale (instant 2) pour lequel la contrainte σ_{11} est positive. Ces valeurs typiques, servant dans les figures ci-dessous, sont données dans le Tableau 7.1.

		Contrainte dans le plan σ_{11} (MPa)	Contraintes hors-plan $p^{(2)}$ ou $p^{(4)}$ (MPa)	Vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_{eq}^P$ (s^{-1})
interface (2)	instant 1	-4.8	12.2	$1.2 \cdot 10^{-7}$
	instant 2	1.0	5.0	$1.0 \cdot 10^{-8}$
interface (4)	instant 1	-35	180	$1.4 \cdot 10^{-8}$
	instant 2	4.0	15	$5.8 \cdot 10^{-10}$

Tableau 7.1 : Valeurs significatives typiques des quantités mécaniques nécessaires au modèle d'endommagement, à différents instants d'un cycle à 1100°C

En considérant que le long de l'interface, toujours supposée sinusoïdale, on a $\sigma_{11}(x) = \sigma_{33}(x) = Cte$, et $p(x) = p^{(i)} \cos(\pi x / L)$, il est facile de déterminer en fonction de la position x les quantités qui interviennent dans les choix (1) à (4) ; ce qui permet d'évaluer les $d_k, k = [1 ; 4]$.

Par exemple, on a :

$$\sigma_n = \sigma_{11} \cos^2 \theta + p(x) \sin^2 \theta \quad \sigma_{eq} = |\sigma_{11} - p(x)|$$

où θ est l'angle entre la normale à l'interface et l'axe des abscisses. Pour l'interface (4) il faut tenir compte du signe de la normale extérieure (à l'oxyde) dans la définition de la contrainte locale hors plan, avec $p(x) = -p^{(4)} \cos(\pi x / L)$.

Les quatre formes ci-dessus visant à traduire l'évolution du dommage sont totalement indépendantes. On normalise d_k par la valeur maximale obtenue le long de l'interface (aux deux instants indépendamment), souhaitant observer qualitativement la répartition le long de l'interface.

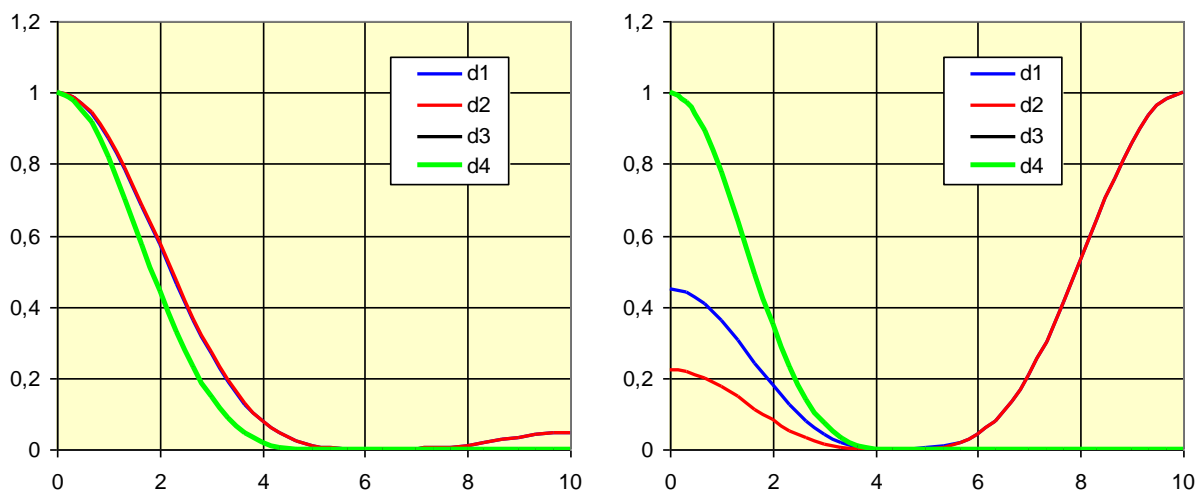


Figure 7.1 : Évolution de l'endommagement $d^{(2)}$ (normalisé) le long d'une interface sinusoïdale de longueur d'onde 10 µm. À gauche, endommagement à l'instant 1 ; à droite, endommagement à l'instant 2

La Figure 7.1 illustre le cas de l'interface (2) (sous-couche/alumine). Dans le premier cas, avec $\sigma_{11} < 0$, on observe que d_1 , voisin de d_2 , est maximal en $x=0$ (là où la contrainte hors plan est positive), non nul mais faible en $x = L$, tandis que d_3 est aussi maximal en $x=0$ mais reste nul en $x = L$ (contrainte hors plan négative). Au deuxième instant, à la température maximale, avec $\sigma_{11} > 0$, on a d_1 , et d_2 maximum en $x = L$, mais non nuls en $x=0$, tandis que d_3 est maximal en $x=0$ (et nul en $x = L$).

Pour l'interface entre alumine et céramique, les effets s'inversent, avec d_1 , d_2 , et d_3 maximums en $x = L$ à l'instant 1, tandis que pour l'instant 2 d_1 et d_2 sont maximums en $x=0$, tandis que reste maximal en $x = L$.

Au cours de quelques simulations préliminaires, on a observé que l'endommagement était prépondérant pendant les transitoires (instant 1), ce qui tend à privilégier, pour chaque interface, le point où la contrainte hors plan (donnée par $p^{(2)}$ ou $p^{(4)}$) est positive (contrainte locale d'arrachement). Finalement l'analyse des résultats pour les quatre formes étudiées montre peu de différences qualitatives pour la répartition spatiale du dommage local. On a donc décidé de privilégier la forme la plus simple, impliquant le moins de paramètres, à savoir la forme (2).

7.1.3 - Passage à l'échelle macroscopique

Ayant défini ci-dessus le modèle d'endommagement de l'échelle microscopique (l'échelle de l'ondulation élémentaire), il s'agit maintenant d'aboutir à une formulation cohérente à l'échelle macroscopique. C'est en effet à ce niveau qu'ont été recueillies les informations expérimentales relatives à l'évolution de la résistance interfaciale (chapitre 4), celui aussi pour lequel on peut raisonnablement réaliser des calculs de pièces et appliquer un critère énergétique pour définir la situation critique d'écaillage (chapitre 8).

Dans ce but, on pourrait penser à un changement d'échelle faisant appel à deux étapes successives, complémentaires :

1. pour une configuration géométrique donnée de l'échelle fine (définie en longueur d'onde et en rugosité initiale), calcul d'une moyenne du dommage sur la surface associée à une ondulation élémentaire (suffisant à cause du schéma périodique). On aurait alors un dommage macroscopique moyenné spatialement tel que :

$$\Delta = \frac{1}{S} \int_S d(x) ds(x) \quad (5)$$

où S est la surface élémentaire balayée par l'ondulation (forme dépendante du choix d'une géométrie 3D ou 2D pour l'ondulation). $ds(x)$ est l'incrément de surface à la position x au sein de S .

2. sachant que la surface n'est pas réellement périodique et que les valeurs initiales de la rugosité ont un caractère stochastique, on pourrait, à travers un grand nombre de calculs menés en parallèle, aboutir à une notion de dommage macroscopique par moyenne de type ergodique, définie très globalement par :

$$D = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f(L_i, \delta_{i0}) \Delta_i \quad (6)$$

dans laquelle n est le nombre total d'échantillons considéré, i l'indice de l'échantillon et $f(L_i, \delta_{i0})$ la densité de probabilité de la configuration géométrique initiale définie par L_i et δ_{i0} . Δ_i est alors le dommage macroscopique défini pour l'échantillon i par la première étape de moyennisation.

Bien évidemment une telle approche du changement d'échelle, outre les difficultés rencontrées pour définir les paramètres statistiques, conduirait à un coût exorbitant, tout à fait incompatible avec le niveau des approximations déjà faites, et la volonté de rester avec une modélisation le plus possible de type analytique.

Dans ce qui suit, on se limite donc à la première étape, mais en la simplifiant encore, à travers l'approximation supplémentaire supposant que la fonction de répartition spatiale des contraintes reste constante au cours du temps. Cela permet de passer directement à l'échelle macroscopique par multiplication du dommage microscopique (par exemple celui calculé au point de l'ondulation où il est le plus élevé) par un nombre fixe. De plus, sachant que la loi d'endommagement (de l'échelle microscopique) doit être identifiée à partir des données expérimentales de résistance interfaciale (mesurées à l'échelle macroscopique), il est alors suffisant de prendre l'égalité : $D^{(i)} = d^{(i)}(x_0)$, où x_0 est le point de l'ondulation où le dommage microscopique est maximal (pour l'interface i considérée).

L'énergie d'adhérence de la barrière thermique est donc prédite à un niveau macroscopique aux deux interfaces (à angle de mixité modale fixé) :

$$G_c^{(i)} = G_{c_0}^{(i)} \exp(-D^{(i)}) \quad (7)$$

Au vu de l'écriture de l'endommagement, tant au niveau microscopique (2) que macroscopique (5), la valeur de ce paramètre d'endommagement n'est pas bornée à 1 comme dans de nombreux modèles d'endommagements [Frachon 2009]. Par contre son évolution, rattachée à l'énergie d'adhérence par l'équation (7), est tout de même représentative de l'évolution du système.

7.2 - Identification du modèle d'endommagement

Comme cela a été expliqué dans le paragraphe précédent, nous utilisons le modèle d'endommagement interfacial décrit par l'équation d'évolution (2). Dans notre démarche, introduire l'énergie d'activation dans l'expression du dommage est nécessaire, puisque le modèle d'endommagement vise à prévoir la décroissance de l'énergie d'adhérence quelle que soit la température durant le cycle que l'on étudie. Et on peut penser que les effets de température déjà présents dans l'évaluation de la contrainte équivalente et le cumul de déformation plastique ne sont pas suffisants pour rendre compte convenablement de l'évolution du dommage en fonction de l'histoire thermique.

Nous avons introduit l'effet de la température par une forme imposant une dépendance que l'on suppose être de type Arrhenius :

$$\dot{d}^{(i)} = \left(\frac{\sigma_{eq}^{(i)}}{S^{(i)}} \right)^{\beta^{(i)}} \exp\left(-\frac{T_d^{(i)}}{T}\right) \dot{\epsilon}_{eq}^{p(i)} \quad (8)$$

Les paramètres libres sont :

- l'énergie d'activation (au travers de la variable $T_d^{(i)}$) du dommage qui traduit la dépendance à la température de l'endommagement à l'interface considérée ;

- l'exposant $\beta^{(i)}$ qui reflète la non-linéarité du processus en fonction de la contrainte et qui gère le poids donné à la contrainte par rapport à celui de la déformation plastique cumulée ;
- la contrainte de résistance $S^{(i)}$ qui permet d'ajuster la vitesse d'endommagement.

La contrainte de Von Mises $\sigma_{eq}^{(i)}$ et la vitesse de déformation plastique équivalente sont connues à chaque pas de temps du calcul, étant fournies par le modèle VDKC.

Le modèle d'endommagement, qui se situe en post-traitement du modèle de comportement interfacial, délivre donc la valeur du dommage (et la décroissance de l'énergie d'adhérence qui en découle) après un calcul complet des contraintes et déformations de toutes les couches. Dans la version utilisée actuellement, n'est pas pris en compte le couplage possible entre le dommage calculé et le comportement, qui conduirait alors à introduire dans le modèle de comportement le concept de contrainte effective. En conséquence, le dommage n'influe pas sur les contraintes (dans le plan et hors-plan aux interfaces) ni sur l'amplitude de l'ondulation d'interface ou les contraintes hors plan aux interfaces.

Par ailleurs, rappelons que la décohésion spontanée de la barrière thermique peut résulter de deux mécanismes (paragraphe 4.4) : le flambage ou la fissuration à partir d'un bord libre. Étant communément admis [Hutchinson 2011] que l'écaillage spontané de la barrière thermique en fin de vie correspond à une fissuration interfaciale pour laquelle l'angle de mixité correspond à celui de la fissuration à partir d'un bord libre (« edging », $\Psi^* = 78,5^\circ$), nous dépouillerons les essais de flexion en nous plaçant à cette valeur dans la suite de l'étude. Ainsi l'énergie d'adhérence s'exprime alors à l'interface (i) :

$$G_c^{(i)} = G_{c_0}^{(i)}(\Psi^*) \exp(-d^{(i)}) \quad (9)$$

L'intégration de la loi d'évolution du dommage local $d^{(i)}$ (8) dans le cas des cyclages thermiques appliqués aux éprouvettes de flexion, permet d'obtenir à l'aide de la relation (9) l'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction du nombre de cycles, correspondant à l'écaillage spontané pour une fissuration à partir d'un bord libre, donc avec $\Psi^* = 78,5^\circ$. Les paramètres du modèle d'endommagement sont alors ajustés sur les données expérimentales d'énergie d'adhérence pour un angle de mixité $\Psi^* = 78,5^\circ$.

Nous allons tour à tour étudier l'interface (2) et l'interface (4), en supposant, pour identifier le modèle d'endommagement, que les essais de flexion on conduit à une fissuration préférentielle à l'interface (2) puis ensuite à l'interface (4). La validité de l'une ou l'autre de ces hypothèses sera discutée plus tard au regard des analyses micrographiques réalisées sur la majorité des éprouvettes après écaillage.

Comme cela a été dit précédemment (paragraphe 4.5.2), la prise en compte des contraintes résiduelles dans le dépouillement des essais modifie les valeurs de l'énergie d'adhérence calculées. Ces deux configurations vis-à-vis du lieu de fissuration ne sont pas équivalentes au niveau des contraintes résiduelles dans le système, ce qui modifie les valeurs expérimentales des énergies d'adhérence. Nous procéderons par conséquent à deux identifications indépendantes du modèle d'endommagement

Sur les figures suivantes, nous avons reporté tous les résultats d'essais d'adhérence. Les points rouges sont les essais après un cyclage à 1150°C, les points bleus clairs après un cyclage à 1070°C, et les autres (verts, oranges et bleus foncés) sont les essais après cyclage à

1100°C (similaire à la Figure 4.26). Les points bleus foncés correspondent aux essais de flexion 4 points, les points oranges aux essais de flexion 4 points inversée et les points verts foncé aux essais de 4ENF (similaire à la Figure 4.17). Les différents symboles correspondent à des lots d'élaboration différents.

La Figure 7.2 situe les points expérimentaux résultant de dépouillements qui tiennent compte des contraintes résiduelles, à l'issue d'essais pour lesquels il est supposé que la fissuration affecte essentiellement l'interface entre l'alumine et la sous-couche. L'identification du modèle d'endommagement visant à déterminer les paramètres $\beta^{(2)}$, et $T_d^{(2)}$ sur les valeurs d'énergie d'adhérence expérimentales a conduit aux courbes tracées sur cette même figure. Une bonne adéquation du modèle aux énergies d'adhérence obtenues expérimentalement a pu être obtenue pour les valeurs des paramètres suivantes :

- à l'interface (2) : $\beta^{(2)} = 1$; $T_d^{(2)} = 29373,15$ K (équivalent à une énergie d'activation de $243,4$ kJ.mol⁻¹.K⁻¹).

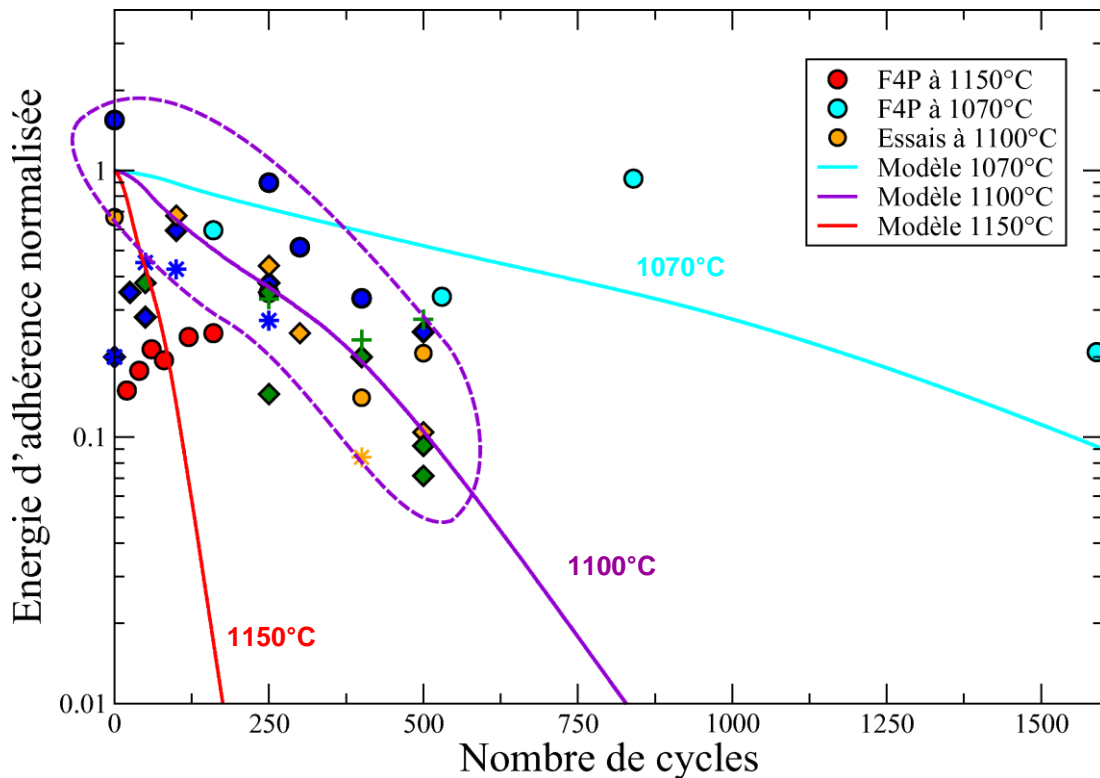


Figure 7.2 : Énergie d'adhérence en fonction du cyclage thermique, pour les trois températures 1070, 1100 et 1150°C ; points expérimentaux (ramenés à la mixité modale $\Psi^*=78,5^\circ$) obtenus avec prise en compte des contraintes résiduelles (fissuration à l'interface (2)) et simulations par le modèle d'endommagement

Nous avons par la suite étudié les prévisions du modèle dans le cas où la fissure se propage préférentiellement à l'interface (4). La Figure 7.3 montre les valeurs expérimentales d'énergie d'adhérence, obtenues en tenant compte des contraintes résiduelles, et les prévisions du modèle d'endommagement, identifié avec les paramètres libres $\beta^{(4)}$, et $T_d^{(4)}$ spécifiés ci-dessous :

- à l'interface (4) : $\beta^{(4)} = 1$; $T_d^{(4)} = 6013,15$ K (équivalent à une énergie d'activation de $50,5$ kJ.mol⁻¹.K⁻¹).

Nous y avons rajouté le lissage phénoménologique de l'équation 4.21 pour avoir un point de comparaison.

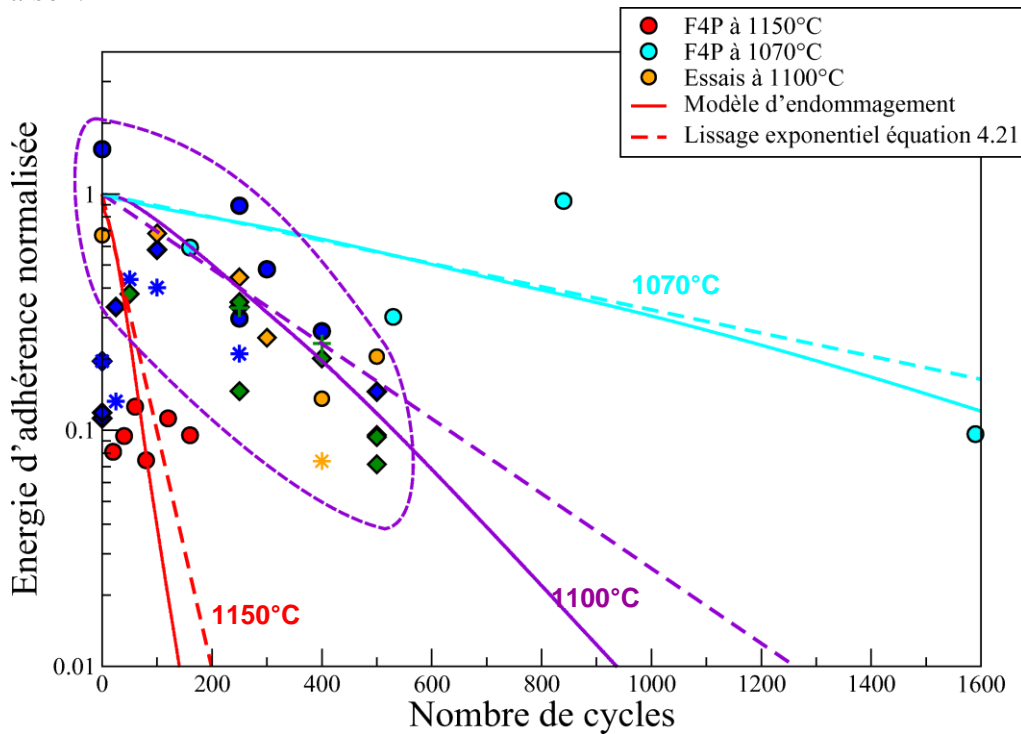


Figure 7.3 : Évolution de l'énergie d'adhérence à l'interface (4) au cours d cyclage : points expérimentaux et lissage exponentiel, identification du modèle d'endommagement et lissage exponentiel

La Figure 7.4 montre l'évolution des endommagements en fonction du cyclage, pour les trois températures. Remarquons la valeur de l'exposant β qui ici vaut 1, alors que sa valeur classique dans la loi de Lemaître est 2. Ce choix a été fait afin d'obtenir une évolution quasi-linéaire du logarithme de l'énergie d'adhérence $\log(G_c)$ en fonction du vieillissement, pour représenter au mieux les tendances expérimentales. L'augmentation de la vitesse d'endommagement est partiellement liée au fait que la contrainte hors plan (normale à l'interface) croît progressivement avec le rumpling.

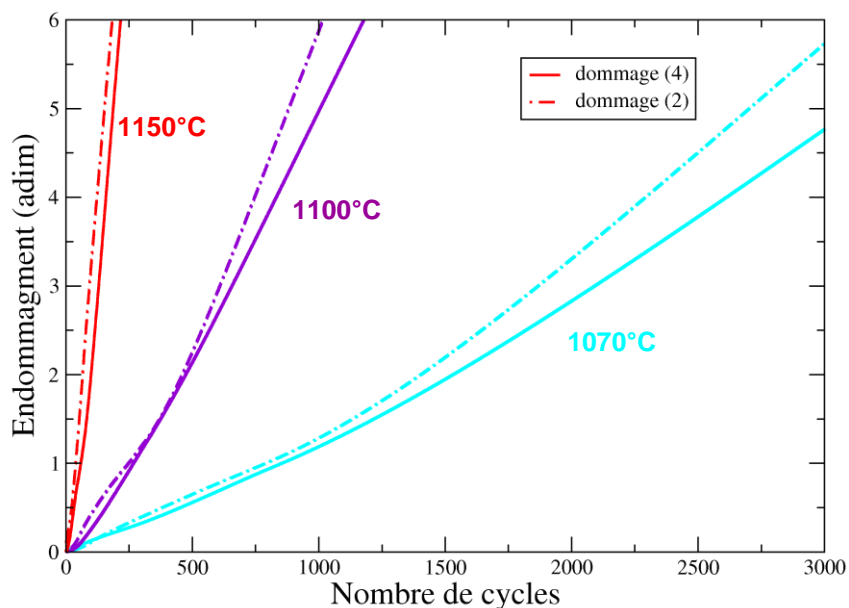


Figure 7.4 : Évolution de l'endommagement aux deux interfaces au cours du cyclage thermique

La Figure 7.5 détaille l'évolution du dommage $d^{(4)}$ au cours du centième cycle, lors d'un cyclage thermique à 1150°C. On note une évolution croissante monotone, avec un accroissement extrêmement lent durant le maintien à haute température, alors que la variation durant la phase transitoire est plus rapide, en particulier à la fin de la montée en température, lorsque les contraintes sont encore importantes (voir Figure 7.6). Les évolutions observées pour des cyclages avec des températures maximales plus faibles sont similaires.

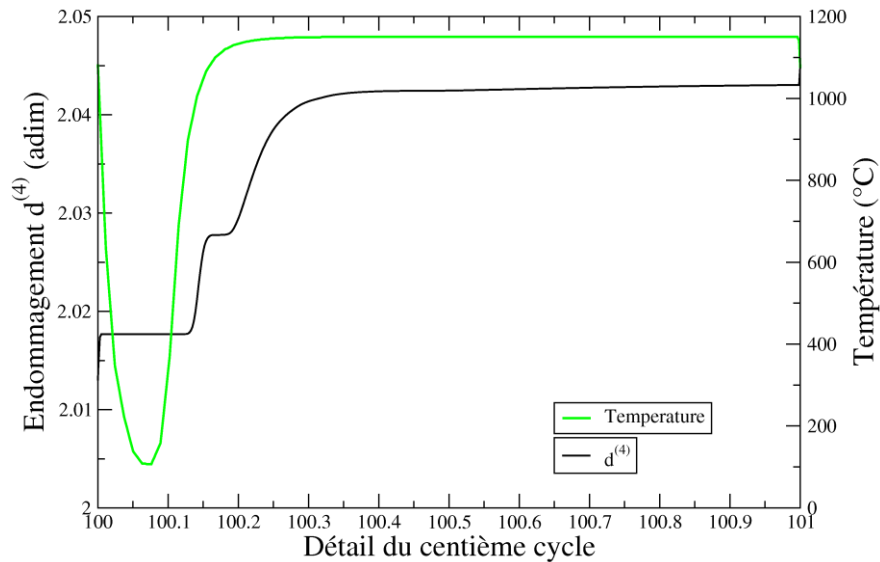


Figure 7.5 : Évolution du dommage à l'interface (4) au cours du cycle 100, température maximale du cycle de 1150 °C

Les courbes suivantes présentent les évolutions des contraintes dans la sous-couche et la barrière thermique au cours du centième cycle (le début du cycle est ici détaillé), pour un cyclage à 1150°C. On note sur la Figure 7.6-b, une contrainte hors plan extrêmement élevée pendant le transitoire thermique. Il s'agit ici de la contrainte à l'interface alumine/céramique, correspondant à une contrainte positive au pôle bas de l'ondulation sinusoïdale. De telles valeurs de contraintes ne sont pas réalistes mais il faut remarquer ici qu'il s'agit du centième cycle d'un cyclage à $T_{max} = 1150^\circ\text{C}$, situation pour laquelle le rumpling est déjà très prononcé (ratio $\delta/L = 0,22$ d'après les résultats de prévision du rumpling). De plus, l'interface réelle présente alors des décohésions aux endroits où la déformation de celle-ci est la plus prononcée, comme le montre la Figure 7.7.

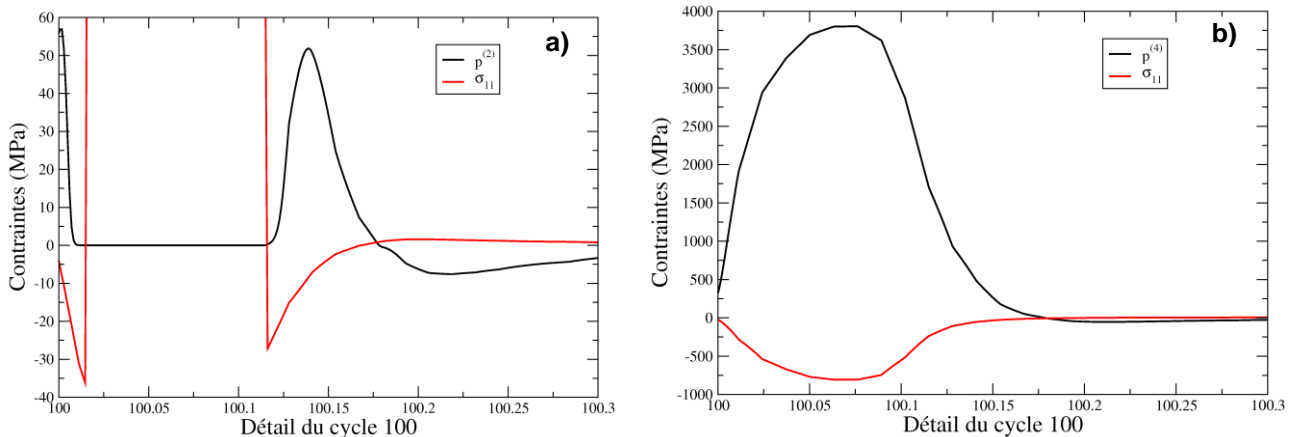


Figure 7.6 : Évolution des contraintes dans le plan σ_{11} et hors plan $p^{(k)}$, pour la sous-couche (2) (a) et la céramique (4) (b)

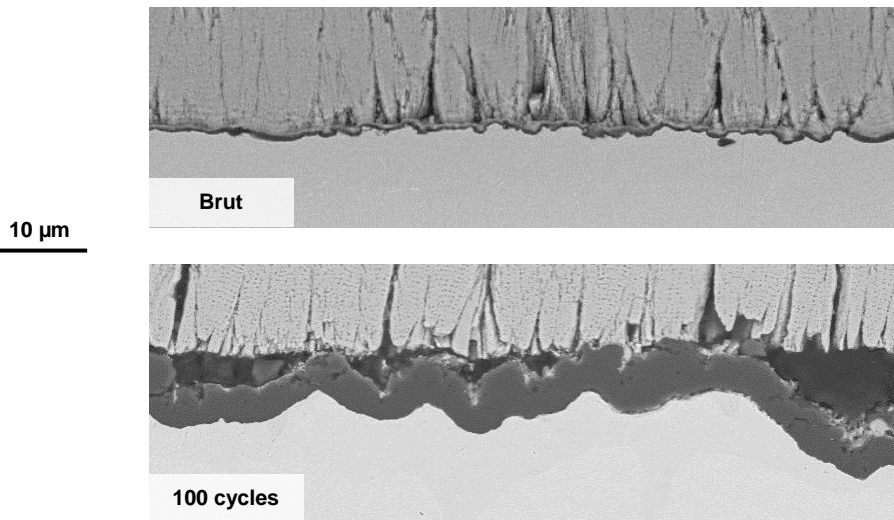


Figure 7.7 : Évolution de l'interface lors du cyclage à 1150°C

Ces observations montrent que pour obtenir des valeurs plus réalistes des contraintes locales à l'interface, il faudrait pousser plus loin notre démarche de modélisation en couplant le modèle d'endommagement et de comportement. Ce couplage pourrait intervenir en particulier lors de l'étape de modélisation du film d'oxyde (paragraphe 5.1 en 2D et paragraphe 5.2 en 3D), qui est faite dans le modèle de comportement de l'interface au travers de l'application de la théorie des plaques de Von Karman. Un tel couplage, difficile à mettre en œuvre, n'a pas été entrepris dans nos travaux de modélisation.

Enfin, les courbes ci-dessous (Figure 7.8) présentent la vitesse de déformation plastique dans la sous-couche et la céramique au début du centième cycle, pour un cyclage à 1150°C. On note que ces vitesses de déformation plastique sont nulles à basse température (jusqu'à 100,12) (logiquement, puisque la sous-couche et la céramique sont alors en régime élastique), et qu'à haute température, lorsque les contraintes sont relaxées, cette vitesse reste très faible. Dans la sous-couche, on remarque (au temps 100,105) le pic de vitesse de déformation plastique correspondant à la transformation martensitique durant la montée en température.

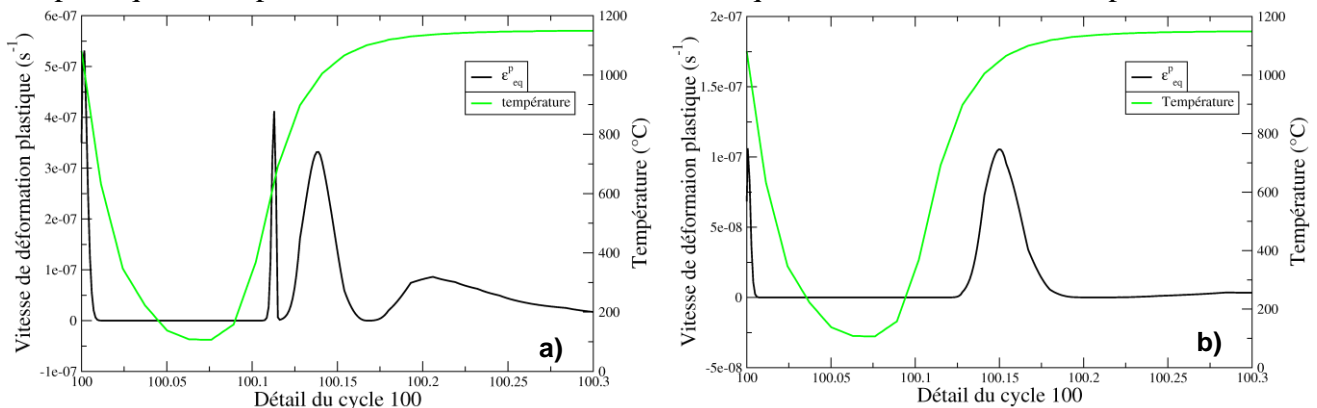


Figure 7.8 : Évolution des vitesses de déformation plastique $\dot{\epsilon}_{eq}^p$ dans la sous-couche (a) et la barrière thermique (b)

L'observation des quantités définissant l'endommagement (contraintes dans le plan et hors-plan et vitesse de déformation plastique) permet de mieux comprendre l'évolution du paramètre d'endommagement d . Toute évolution du modèle d'endommagement passe par une analyse précise des quantités intervenant dans son écriture.

7.3 - Tentative de validation du modèle d'endommagement

Le modèle d'endommagement qui décrit la décroissance de l'énergie d'adhérence a été bien identifié pour les situations de cyclage thermique, grâce aux essais d'adhérence réalisés sur des échantillons préalablement cyclés thermiquement, à différentes températures.

Il faut à présent examiner sa capacité prévisionnelle de la perte d'adhérence, lorsque celle-ci est induite par d'autres types de sollicitation. Nous allons pour cela étudier ses prévisions dans le cas d'un vieillissement isotherme. Dans l'exploitation du modèle d'endommagement, nous considérons qu'un vieillissement isotherme est un maintien à haute température du début à la fin du calcul, sans aucune variation de température.

On note (Figure 7.9) que la décroissance de l'énergie d'adhérence (portée ici sur une échelle linéaire), même calculée sur une durée très longue, est beaucoup plus limitée que celle provoquée par un chargement cyclique. Ceci est d'autant plus surprenant que contre toute attente, le rumpling prévu par l'exploitation actuelle du modèle de comportement (voir chapitre 6) est pratiquement identique en vieillissement isotherme et en cyclage thermique. Cependant, la différence observée entre les deux évolutions de l'énergie d'adhérence peut s'expliquer par le fait que l'endommagement calculé en cyclique, qui abaisse l'énergie d'adhérence de manière importante, augmente plus vite durant les transitoires thermiques que pendant les maintiens à haute température. Ainsi en l'absence de phases transitoires, l'endommagement est moindre, et par conséquent, la perte d'adhérence est alors limitée.

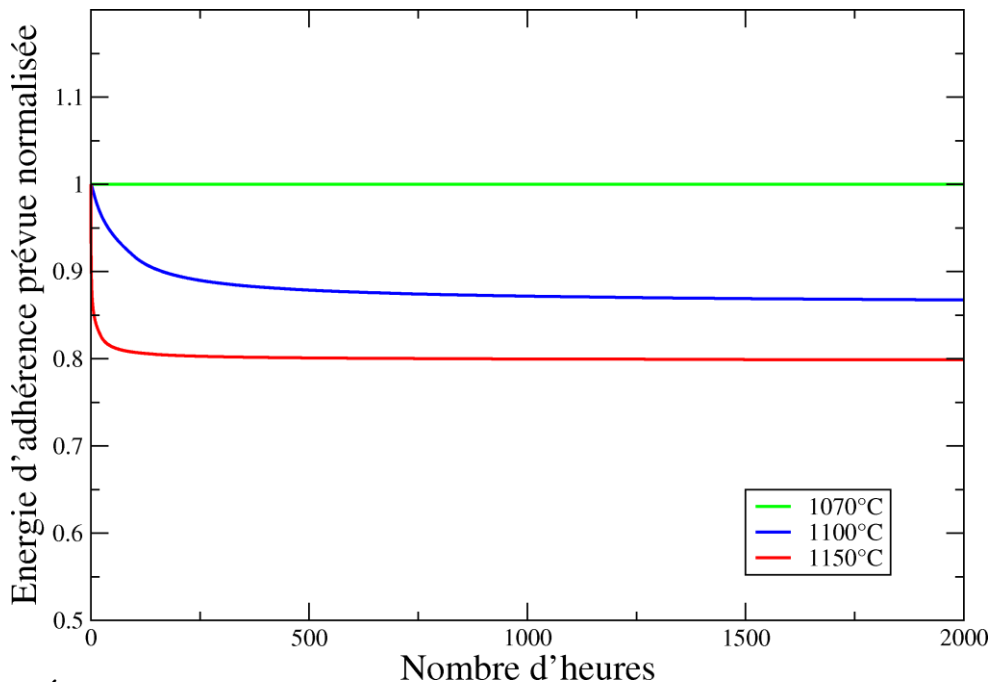


Figure 7.9 : Évolution de l'énergie d'adhérence prévue par le modèle d'endommagement à l'interface (4) au cours d'un chargement thermique isotherme.

Nous savons que malheureusement l'identification actuelle du modèle de comportement ne reproduit pas correctement le rumpling lors d'oxydations isothermes à différentes températures. Les prévisions de l'endommagement et de l'énergie d'adhérence qui en découlent sont donc *a priori* critiquables.

Pour chercher à comprendre les valeurs très faibles de l'endommagement calculées durant un vieillissement isotherme, nous avons porté sur la Figure 7.10 les évolutions dans ces conditions des contraintes dans le plan σ_{11} et hors plan $p^{(4)}$ dans la couche de céramique, ainsi que sa vitesse de déformation plastique. Nous observons qu'après une chute au cours des 10 premiers cycles, la vitesse de déformation plastique tend vers une valeur nulle, et que la contrainte dans le plan s'annule très vite elle aussi. Ainsi ces deux facteurs combinés conduisent à un endommagement qui diminue pour tendre vers 0. Cela entraîne une faible décroissance de l'énergie d'adhérence et celle-ci se stabilise à une valeur trop élevée pour être réaliste.

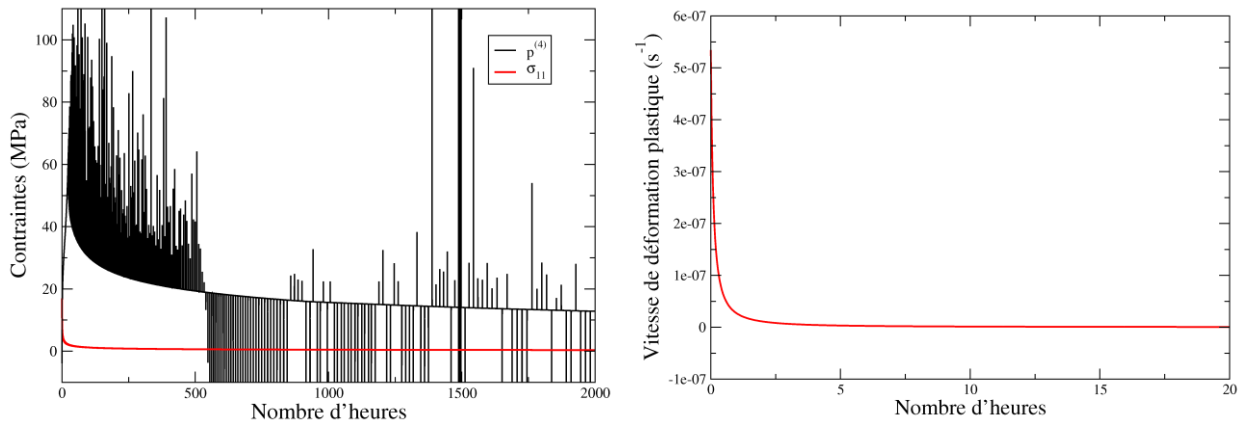


Figure 7.10 : Contraintes et vitesse de déformation plastique dans la céramique pendant un vieillissement isotherme à 1150°C

En l'état actuel des choses, aucun point expérimental ne nous permet de confirmer ou d'infirmer les évolutions de l'adhérence calculées dans ce cas, puisque dans le cadre de cette thèse nous n'avons pas réalisé d'essais d'adhérence après des sollicitations thermiques isothermes.

Cependant, on peut observer ici que si l'identification actuelle du modèle de comportement était corrigée de façon à mieux rendre compte du rumpling isotherme (qu'il surestime - voir discussion faite au chapitre 6) l'endommagement calculé dans ce cas serait encore plus faible (car la contrainte hors-plan est plus faible quand le rumpling est moins prononcé). On peut donc penser que l'évolution de l'endommagement tel qu'il est formulé pourrait ne pas être apte alors à rendre compte du cas de vieillissement isotherme, car conduisant potentiellement dans ce cas à peu d'endommagement et donc à une durée de vie fortement plus longue qu'en cyclique. Cette tendance n'est pas *a priori* démontrée sur les essais de durée de vie du système barrière thermique, comme nous le verrons au chapitre 8.

S'il était en effet démontré, en disposant d'essais d'adhérence après vieillissements isothermes, que le modèle d'endommagement nécessitait d'être amélioré, plusieurs voies pourraient être envisagées :

- une modification de la combinaison des deux facteurs contrainte et vitesse de déformation plastique, effectuée dans ce modèle (8). Mais il y a peu de chances que cela puisse suffire,
- l'ajout d'un mécanisme d'endommagement autre que celui lié au cumul de déformation plastique, plus directement lié au temps et aux processus de diffusion et d'oxydation, qui traduirait l'apparition de cavités à l'interface.

7.4 - Aspects expérimentaux de l'endommagement

D'après nos observations des faciès de rupture sur les plaquettes de flexion, il apparaît que la couche d'alumine reste préférentiellement adhérente au substrat métallique, et que seule la barrière thermique (collée à la contre-plaque en acier) s'écaille. L'Annexe 10 récapitule les micrographies des faciès de rupture et des coupes transverses à l'interface pour de nombreux essais d'adhérence, ainsi que pour les essais de durée de vie (écaillage spontané).

La Figure 7.11 montre le faciès de rupture (vue de dessus de la partie qui renferme le superalliage et la sous-couche) de deux éprouvettes de flexion. On y visualise un tapis d'alumine (recouvrant la sous-couche métallique) continu sur quasiment toute la surface (à l'exception de petites zones éparses, de taille limitée à quelques dizaines de micromètres, dans lesquelles la sous-couche a été mise à nu, telle que celle entourée de pointillés blancs sur la Figure 7.11).

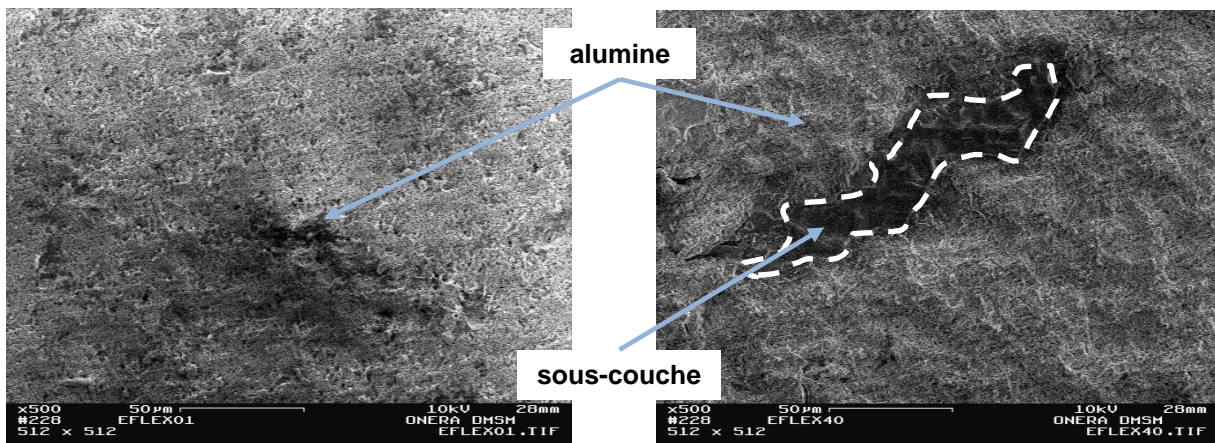


Figure 7.11 : Faciès de rupture de plaquettes de flexion 4 points : à gauche, après 250 cycles à 1100°C ; à droite après 120 cycles à 1150°C. Vue de dessus de la partie qui renferme le superalliage et la sous-couche

Les faciès de rupture observés sur les échantillons ayant servi à déterminer la durée de vie (cyclés thermiquement jusqu'à ce qu'ils s'écaillent plus ou moins spontanément) montrent que l'interface la plus fragile est dans ce cas également celle entre la barrière thermique et la couche d'alumine (voir Figure 7.12), cette dernière restant pour sa plus grande part accrochée à la couche de liaison qui lui a donné naissance.

Mais cette caractéristique ne peut être énoncée comme étant une généralité. Les études de laboratoires effectuées à Snecma ou à l'Onera montrent que les deux cas de figures sont rencontrés [Guédou 2011] : rupture entre la barrière et la couche d'alumine ou entre la couche d'alumine et la couche de liaison, avec possibilité de cas mixtes où la fissure passe d'une interface à l'autre, surtout lorsque le rumpling est fort. On peut alors observer des plots épars d'alumine (portant encore quelquefois de la barrière thermique) restés accrochés à la couche de liaison, ou au contraire des zones localisées révélant le métal mis à nu (portant souvent l'empreinte des grains de la couche d'alumine qui s'est écaillée solidairement de la barrière thermique).

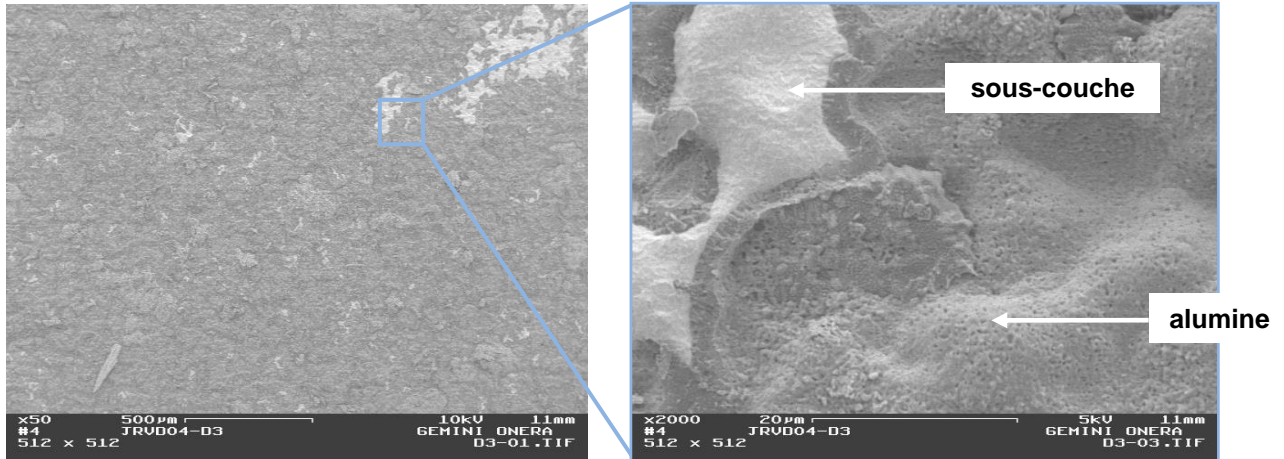


Figure 7.12 : Faciès de rupture lors d'un écaillage spontané (après 150 cycles à 1150°C). Vue de dessus de la partie qui renferme le superalliage et la sous-couche

Une autre observation expérimentale tend à conforter l'idée d'un écaillage prépondérant à l'interface entre l'alumine et la céramique, pour le système étudié, vient de l'observation des coupes micrographiques transversales (Figure 7.13). On peut voir qu'au cours du vieillissement du système, l'endommagement survient graduellement entre l'alumine et la barrière thermique, alors que l'interface entre la sous-couche et l'alumine reste quasiment intacte. Ces observations en coupe au cours du vieillissement, cohérentes avec les faciès de rupture observés après écaillage spontané, confortent notre analyse qui situe la fissuration préférentiellement à l'interface alumine/céramique.

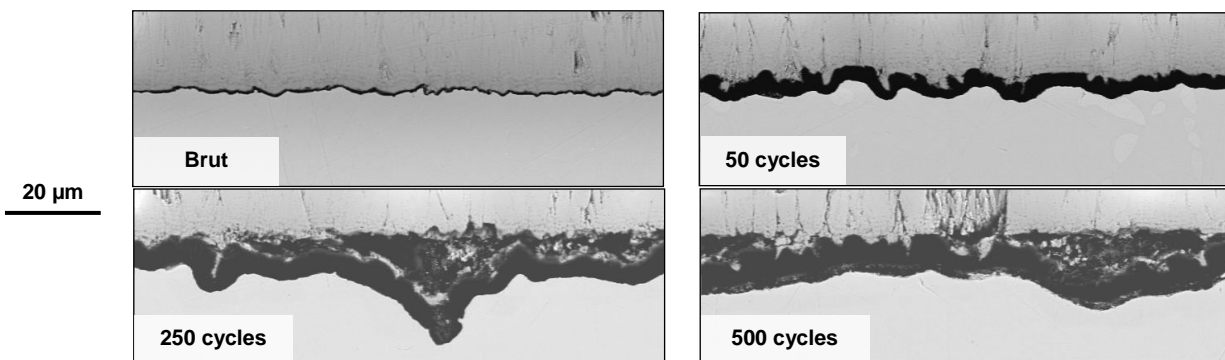


Figure 7.13 : Coupes micrographiques de l'interface au cours du vieillissement à 1100°C

Même s'il n'est pas exclu que la fissure passe l'autre interface (sous-couche/alumine), nous n'avons pas jugé nécessaire de quantifier les proportions surfaciques concernées, car cette situation n'a été que très rarement observée dans notre étude. On peut néanmoins noter que cet aspect statistique portant sur le trajet de fissuration aurait pu être pris en compte et intégré dans l'analyse qui sera présentée par la suite.

Au final, nous avons démontré que c'est l'interface (4), entre l'alumine et la barrière thermique, qui rompt préférentiellement. L'application du modèle d'endommagement sera donc cohérente avec une identification des paramètres (S et β) sur les essais de flexion. L'identification du modèle d'endommagement pour l'interface (2) sera par conséquent artificielle, car nous ne disposons pas de résultats d'énergie d'adhérence pour lesquels la fissuration aurait eu lieu à cette interface.

8 - Prévion de la durée de vie

Ce chapitre présente l'exploitation finale de l'ensemble de nos travaux de thèse dont l'objectif était de bâtir un modèle basé sur des considérations physiques, capable de prévoir la durée de vie du système barrière thermique. Après avoir modélisé la décroissance de l'énergie d'adhérence de la couche de céramique (chapitre 7) nous pouvons, et en utilisant certaines sorties du modèle de comportement interfacial (par exemple la déformation plastique dans chaque couche), appliquer l'approche énergétique qui doit nous permettre de déterminer la durée de vie à écaillage de la protection thermique.

Nous devons *in fine* comparer la durée de vie prévue par le modèle et la durée de vie expérimentale. Il faut rappeler ici que cette dernière est extrêmement dispersée. En effet, lors du cyclage thermique, les éprouvettes subissent des petits chocs qui peuvent provoquer prématurément l'écaillage de la barrière thermique. Par ailleurs, les mesures d'adhérence que nous avons pu faire montrent qu'elle décroît fortement, en tendant de façon exponentielle vers une valeur nulle. De ce fait une très faible variation dans l'évolution de l'énergie stockée disponible peut modifier grandement les prévisions sur la durée de vie à écaillage spontané.

8.1 - Confrontation entre durées de vie expérimentales et prévues

8.1.1 - Les essais de durée de vie

Les essais de durée de vie sont faits classiquement en oxydation cyclique sous air, dans un four tubulaire équipé d'un automate d'entrée/sortie des échantillons, le même que pour le cyclage des éprouvettes de flexion. Des cycles thermiques (Figure 3.13) avec un palier d'une heure à différentes températures (1070°C, 1100°C et 1150°C) ont été imposés à certaines éprouvettes jusqu'à ce qu'elles s'écaillent spontanément. Nous avons complété ces essais de cyclage thermique par des vieillissements isothermes, aux trois températures étudiées, en contrôlant seulement quelques fois l'état des échantillons, pour éviter d'anticiper leur écaillage.

Le Tableau 8.1 résume les durées de vie déterminées expérimentalement, pour des chargements cycliques et isothermes à 1070°C, 1100°C et 1150°C. En cyclage thermique, pour chaque température, plusieurs éprouvettes avec un substrat de 1 mm d'épaisseur provenant de lots d'élaboration différents ont été testées, afin d'évaluer la dispersion des résultats. Simultanément, dans cette même campagne d'essais, des échantillons correspondant à des pions avec un substrat de 2 mm d'épaisseur ont été oxydés cycliquement, eux aussi jusqu'à écaillage.

L'écaillage, qui ne peut être constaté qu'à température ambiante a lieu *a priori* pendant la phase de refroidissement, lorsque les contraintes de compression dans l'alumine et la barrière thermique tendent vers leur valeur maximale. Dans la réalisation d'essais isothermes, il n'y a en théorie qu'un seul refroidissement. Mais en pratique, pour restreindre le nombre d'échantillons testés, nous avons effectué des inspections qui impliquent des refroidissements intermédiaires, jusqu'au moment où l'écaillage a été constaté. On peut donc s'interroger sur le fait que cet écaillage puisse être induit par le refroidissement, et que par conséquent la durée de vie ainsi déterminée en oxydation isotherme soit sensiblement sous-estimée.

Il faut préciser également que, à défaut de pions d'oxydation standard dédiés à cette étude, nous avons utilisé des plaquettes de flexion (substrat d'épaisseur 1 mm) et pions d'oxydation (substrat d'épaisseur 2 mm) que nous avons été amenés à tronçonner, pour pouvoir évaluer les durées de vie dans plusieurs conditions d'oxydation (isotherme et cyclique, aux trois températures). Cette opération étant susceptible d'entraîner un écaillage prématuré de la barrière thermique, les durées de vie rapportées dans le Tableau 8.1 peuvent être sous-estimées (notamment la valeur signalée par un astérisque *) et la dispersion des résultats accrue. De plus, les durées de vie des échantillons épais de 2 mm ont également été faussées, de par leur géométrie particulière (triangulaire), sans que leur épaisseur de substrat plus élevée puisse forcément être mise en cause (celle-ci d'après nos calculs doit avoir relativement peu d'influence sur la durée de vie à écaillage dans ce cas).

De manière générale, comme cela a pu être observé dans des études précédentes effectuées au laboratoire, l'écaillage spontané n'est pas survenu graduellement, mais a concerné d'emblée toute la surface de l'échantillon. La seule exception concerne l'échantillon oxydé en isotherme à 1070°C, qui s'est écaillé dans le four sur un tiers de sa surface environ (critère d'arrêt fixé à 20% atteint). Il faut noter que l'interface dans ce cas avait peut-être été fragilisée par un choc au moment où l'échantillon a été une dernière fois rentré dans le four, après 1600 h d'oxydation cumulées.

	CYCLIQUE				ISOTHERME
	Substrat 1 mm	Substrat 1 mm	Substrat 1 mm	Substrat 2 mm	Substrat 1 mm
1070°C	3485 ± 20 cycles	3645 ± 20 cycles	> 4540 cycles	1230 ± 20 cycles	1700 ± 100 heures
1100°C	1230 ± 20 cycles	620 ± 10 cycles *	1380 ± 10 cycles	840 cycles	1300 heures #
1150°C	300 ± 10 cycles	200 ± 10 cycles	260 ± 10 cycles	140 ± 10 cycles	400 ± 25 heures

Tableau 8.1 : Valeur des durées de vie expérimentales, en cyclage thermique et en vieillissement isotherme, pour différentes températures

Nous voyons dans le Tableau 8.1 que, sur les échantillons de 1 mm d'épaisseur, les valeurs expérimentales de la durée de vie présentent un ordre attendu selon la température de cyclage : pour des cycles à température de palier de 1070°C, la durée de vie est de 3500 cycles (voire plus), pour les cycles à 1100°C elle est d'environ 1300 cycles (la valeur à 620 étant « accidentelle »), et pour ceux à 1150°C la durée de vie est limitée à 300 cycles. Ce classement selon la température de cyclage est aussi respecté pour les échantillons dont le substrat est de 2 mm d'épaisseur, mais leur géométrie présentant un point anguleux affaiblit la durée de vie du revêtement. Il ne faut donc pas chercher à comparer les deux séries d'échantillons, puisque ceux de 2 mm d'épaisseur sont pénalisés par leur forme pointue.

Pour les échantillons ayant subi un vieillissement isotherme, nous retrouvons l'ordre attendu des durées de vie, selon la température d'oxydation. Malheureusement, nous avons moins de données pour ce type de vieillissement thermique, n'ayant testé qu'un seul échantillon par température. Nous sommes par conséquent plus tributaire des aléas expérimentaux.

Nous pouvons cependant faire les commentaires suivants :

- Pour une température de vieillissement thermique de 1150°C, la durée de vie sous sollicitation isotherme est plus grande qu'en cyclique (400 h contre 200 à 300 cycles), résultat qui est attendu ;

- à 1100°C, la durée de vie isotherme est comparable à celle en cyclique (1300 h et environ 1300 cycles). Mais il faut dire que dans ce cas, l'écaillage de la barrière thermique s'est effectué progressivement lors du contrôle de l'éprouvette, sous nos yeux, lorsque nous avons sorti l'échantillon du four. Il est donc raisonnable de penser que cet échantillon aurait pu (s'il n'avait pas été sorti du four) résister plus longtemps à haute température, et s'écailler brutalement lors du refroidissement suivant. Nous considérons cette valeur (marquée d'un #) sous-estimée ;
- à 1070°C, la durée de vie isotherme a été écourtée accidentellement à cause d'un choc malencontreux sur l'échantillon. De plus, elle n'est pas forcément comparable aux autres durées de vie (que ce soit en isotherme ou en cyclique), car la couche de céramique ne s'est pas écaillée sur la totalité de l'échantillon.

Il serait judicieux de programmer des essais complémentaires visant à déterminer la durée de vie de la barrière thermique lors de vieillissements isothermes. Les essais sont assez longs à réaliser, et un problème intrinsèque à ce type d'essais est qu'il est nécessaire de sortir les échantillons du four (et donc de les refroidir) afin de vérifier l'intégrité ou non du revêtement. Ces essais, que nous qualifions d'isothermes, sont alors à rapprocher d'essais cycliques présentant des temps de maintien à haute température très longs.

Pour les essais cycliques, dont le temps de palier est d'une heure, nous avons une bonne idée des durées de vie et de leur dispersion. Et le fait d'avoir utilisé des échantillons du même lot que ceux testés en flexion nous assure la cohérence avec les résultats des essais d'adhérence.

8.1.2 - Approche énergétique et résultats

L'écaillage de la barrière thermique, résultant généralement d'un brusque délaminage lors du refroidissement, est supposé être provoqué par l'évolution conjointe de deux phénomènes :

- l'augmentation progressive de l'énergie stockée disponible dans le système à basse température,
- la détérioration progressive de la zone interfaciale qui concerne, outre la couche d'alumine, les régions proches situées de part et d'autre de cette couche, dans la sous-couche ou dans la barrière thermique ; détérioration générée par les contraintes locales, et accélérée par le phénomène de rumpling.

Pour prévoir la durée de vie du système barrière thermique, nous devons donc utiliser d'une part l'évolution de l'énergie d'adhérence, prévue par application du modèle d'endommagement (paragraphe 7.2), et d'autre part l'évolution de l'énergie disponible dans le système pour faire propager la fissure, qu'il nous faut calculer. Cette énergie disponible (ou libérable par propagation de fissure) ΔW_s est évaluée par la différence entre l'énergie stockée avant et après propagation de la fissure interfaciale.

Nous avons utilisé la formulation analytique présentée en Annexe 05 valable en déformations planes généralisées comme dans le cas où l'on admet une possible flexion transverse (DPGG). C'est cette dernière hypothèse, moins restrictive que la formulation DPG, que nous avons considéré pour traiter le pion d'oxydation.

Avec cette formulation, les contraintes varient linéairement dans l'épaisseur de chaque couche, et l'énergie élastique est calculée par une intégration exacte (sur toute l'épaisseur) pour chacune des couches, et ce dans chacune des configurations (avant et après écaillage). En revanche, la déformation plastique est considérée uniforme dans chaque couche. Elle est alors obtenue par le modèle de comportement de l'interface. Il faut noter qu'on accepte ici l'approximation qui consiste à exploiter de la déformation plastique de chacune des couches

calculée par le modèle de comportement, qui suppose le substrat infini, dans une analyse énergétique qui en toute rigueur devrait tenir compte de l'épaisseur finie du substrat.

Remarquons alors que, dans le cas où l'on suppose que le délaminage se produit à l'interface (4) entre l'alumine et la céramique, si le substrat est considéré d'épaisseur infinie, la solution se simplifie puisque l'énergie libérée est réduite à celle stockée dans la céramique avant rupture. L'état de contraintes du pion d'oxydation uniquement cyclé thermiquement (sans sollicitation mécanique) étant équi-biaxial, l'expression de l'énergie stockée se réduit à :

$$\Delta W_s = W_e^{(4)} = \frac{1 - \nu^{(4)}}{E^{(4)}} (\sigma_{11}^{(4)})^2 h^{(4)} \quad (10)$$

où la contrainte $\sigma_{11}^{(4)}$ est calculée par le modèle de comportement de l'interface, $h^{(4)}$ est l'épaisseur de la couche de céramique, et $\nu^{(4)}$ et $E^{(4)}$ le coefficient de Poisson et le module d'Young de la barrière thermique.

Le critère d'écaillage (expliqué dans le paragraphe 2.4) tel qu'employé par Théry [Théry 2007], se définit par l'égalité entre les deux énergies en compétition : l'énergie élastique libérée lors de l'écaillage et l'énergie d'adhérence interfaciale. Nous avons décidé d'exploiter le critère indépendamment pour les interfaces (2) et (4), bien que les observations expérimentales montrent un amorçage préférentiellement à l'interface (4) (voir Annexe 10), et que l'identification du modèle de dommage pour l'interface (2) sur la base des essais de flexion n'est *a priori* pas pertinente. Nous observons toutefois quelques rares essais pour lesquels la fissuration a eu lieu à l'interface (2). Nous n'avons pas pris en compte ces essais, largement minoritaires, mais dans de futures exploitations du modèle d'endommagement et du critère d'écaillage, il sera nécessaire d'observer systématiquement les faciès de rupture et d'identifier l'interface rompu afin de classer les essais et d'avoir des données spécifiques aux deux interfaces, quel que soit leur mode de sollicitation et la température de cyclage de l'éprouvette.

Le critère d'écaillage peut être appliqué *a priori* quelle que soit l'interface qui rompt. Nous souhaitons avant tout l'illustrer ici. Il importe simplement de prendre en compte les énergies libérées et d'adhérence donnée par les essais de flexion, qui prennent en compte les contraintes résiduelles associées aux couches effectivement concernées par le délaminage.

Présentation des résultats

Ainsi, la Figure 8.1 montre, pour les trois températures de cyclage considérées, les évolutions des énergies d'adhérence et des énergies disponibles (et libérables) (normalisées par la valeur à l'origine de l'énergie d'adhérence) propres à chaque cas de rupture (à l'interface (2) ou à l'interface (4)). L'intersection des deux courbes (relatives à une interface données et une température donnée) donne la durée de vie du système barrière thermique. Précisons ici que le calcul de l'énergie stockée prend en compte l'épaisseur finie du substrat, en l'occurrence 1 mm. Cela implique que le bilan d'énergie stockée prend en compte l'énergie élastique dans les couches encore solidaires du substrat.

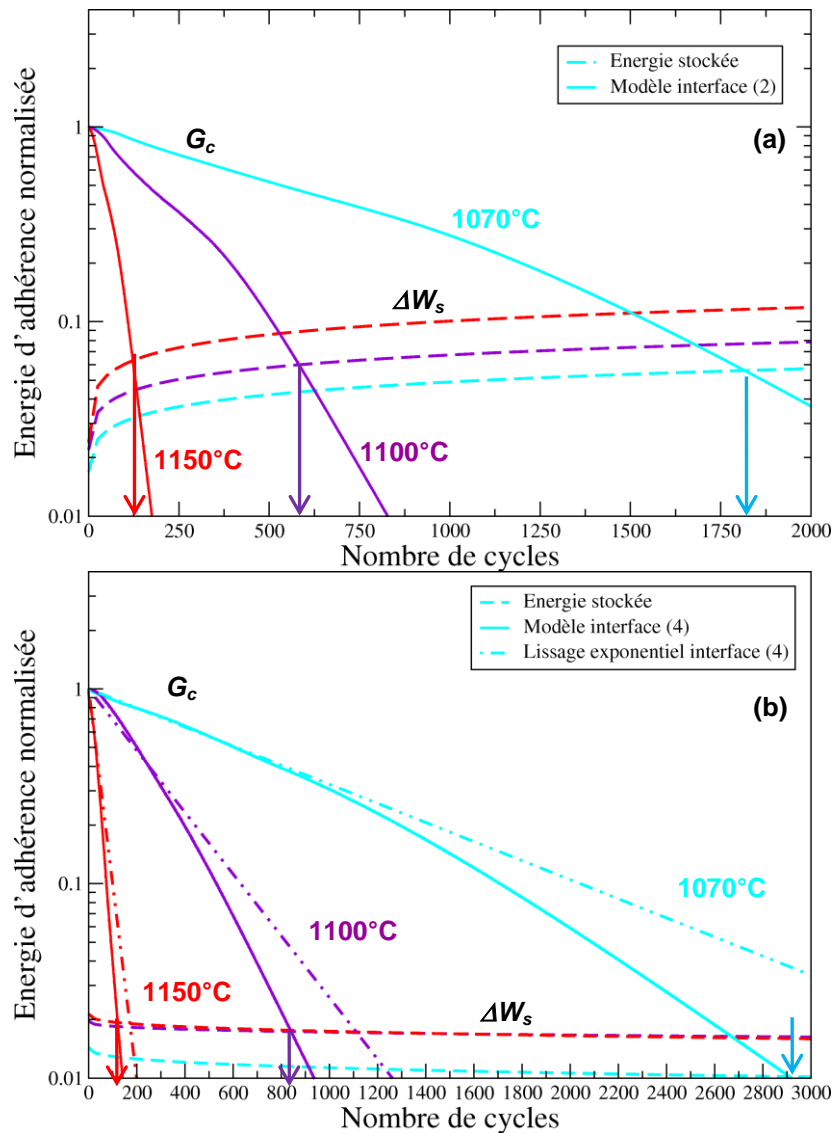


Figure 8.1 : Prédiction de la durée de vie par la méthode énergétique, pour les trois températures considérées; (a) pour l'interface (2) ; (b) pour l'interface (4), prévision du modèle et extrapolation exponentielle des résultats d'adhérence

Remarquons que dans le cas de la fissuration à l'interface (4) l'énergie stockée est décroissante. Ce point qui peut paraître étonnant sera discuté ci-dessous.

Le Tableau 8.2 récapitule les résultats des durées de vie prévues par le modèle, dans le cas de cyclages thermiques (avec des paliers d'une heure aux trois températures considérées dans ces travaux), et ce pour les deux interfaces, (2) et (4), ainsi que la valeur de la durée de vie si nous considérons le lissage exponentiel de l'équation 4.21 pour l'énergie d'adhérence (uniquement pour l'interface (4)). Précisons que pour l'interface (4), qui est apparue la plus faible sur les échantillons vieillis dans notre étude, prendre en compte non pas l'évolution d'adhérence prévue par le modèle, mais celle indiquée par la courbe lissée sur les données expérimentales, conduit à des durées de vie sensiblement plus grandes, qui s'avèrent être assez proches de celles déterminées expérimentalement (Tableau 8.2).

Les résultats de durée de vie pour l'interface (2) illustrent uniquement les capacités du modèle, et les durées de vies estimées relatives à un délaminage à cette interface-là ne peuvent pas être validées.

<i>Hypothèse considérée</i>	<i>Durée de vie (cycles)</i>		
	<i>1070°C</i>	<i>1100°C</i>	<i>1150°C</i>
<i>Interface (2)</i>	1816	582	122
<i>Interface (4)</i>	2910	841	121
<i>Lissage interface (4)</i>	3800	1113	171
<i>Mesures expérimentales</i>	1200 - 3500	600 - 1400	140 - 300

Tableau 8.2 : Durées de vie calculées, selon diverses hypothèses, et rappel des durées de vie expérimentales

Discussion et perspectives

Nous constatons que les durées de vie prévues par le modèle sont légèrement sous-estimées, par rapport aux valeurs expérimentales données dans le Tableau 8.1. Plusieurs causes peuvent concourir à ces différences :

1. Le modèle d'endommagement a été identifié sur les résultats d'adhérence expérimentaux, données par les essais de flexion. Or nous avons peu de mesures pour les cyclages à 1150 et 1070 °C, et globalement, les valeurs expérimentales sont très dispersées. Pour mieux cerner l'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction du couple temps/température, des essais complémentaires sont nécessaires. Si l'identification du modèle d'endommagement était reprise, sur un jeu de données expérimental plus fourni, l'évolution de l'énergie d'adhérence calculée pourrait être modifiée, ce qui changerait par voie de conséquence les durées de vie prévues.
2. En effet, le modèle d'endommagement, tel qu'identifié, conduit à une chute de l'adhérence interfaciale qui peut apparaître trop prononcée au regard des données disponibles (voir Figure 7.5). L'extrapolation de la décroissance de l'énergie d'adhérence pour l'interface (4) jusqu'à une valeur nulle par la formulation $G_c = G_{c_0} (F4P, \Psi^* = 78,5^\circ) \exp \left[-A.t. \exp \left(-\frac{Q_D}{RT} \right) \right]$ utilisée au chapitre 4 conduit pour chaque température de palier considérée à une nouvelle évaluation de la durée de vie (voir Figure 8.1). Les valeurs ainsi obtenues sont rapportées dans le Tableau 8.2.

La Figure 8.2, compare les durées de vie expérimentales aux durées de vie prévues par le modèle, leur calcul faisant intervenir soit l'énergie d'adhérence de la barrière thermique calculée par le modèle d'endommagement pour l'interface (4), soit l'énergie d'adhérence déterminée à partir du lissage et extrapolation des données expérimentales. Cette comparaison montre une très bonne correspondance entre les durées de vie calculées et les durées de vie déterminées expérimentalement, pour la plupart des essais, inférieurs à un facteur 2.

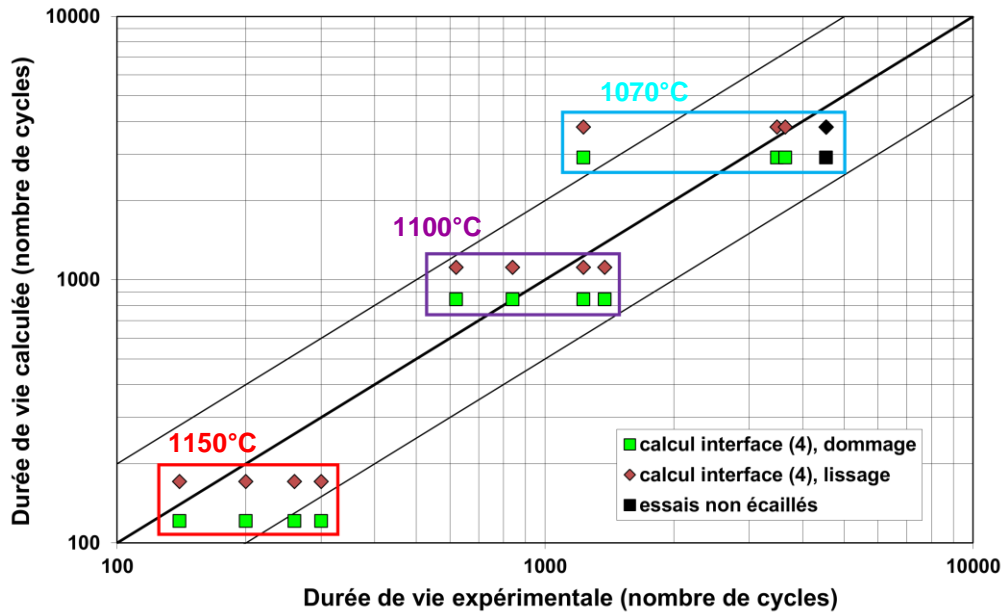


Figure 8.2 : Comparaison des durées de vie en cyclage thermique expérimentales et calculées selon différentes méthodes

Dans les évolutions d'énergie au cours du vieillissement montrées sur la Figure 8.1-b, il apparaît assez surprenant que dans un premier temps, l'énergie stockée dans la barrière thermique diminue avant de se stabiliser (après quelques cycles à 1150°C ou 1100°C, et après 500 cycles à 1070°C). L'explication peut facilement en être donnée par les observations suivantes :

- la cause principale de l'augmentation de l'énergie stockée (et libérable), telle que considérée par exemple dans la thèse de Théry, est l'épaississement progressif de l'oxyde. Dans le cas d'une rupture à l'interface alumine/sous-couche l'énergie élastique libérée est alors croissante ;
- de plus, on sait que le module d'élasticité de la barrière thermique augmente en fonction du temps, à cause du phénomène de frittage de la céramique. Mais dans le cas présent nous avons choisi de le garder fixé à une valeur attribuable à un système déjà vieilli (mais toujours variable avec la température) ;
- enfin, dans le cas présent, en considérant une rupture à l'interface alumine/céramique, et en tenant compte d'un substrat d'épaisseur finie, l'énergie élastique libérée comporte deux termes :
 - l'énergie stockée dans la barrière thermique elle-même, presque constante puisque les contraintes (dans le plan) varient très peu en fonction des cycles,
 - l'énergie stockée dans les couches inférieures, et libérée au moment de la fissuration de l'interface (4), du système substrat/sous-couche/alumine : celle-ci est décroissante au cours des cycles à cause de l'augmentation de l'épaisseur de l'oxyde.

Le Tableau 8.3 illustre l'évolution de l'énergie libérable en propagation en fonction de l'épaisseur d'oxyde (normalisée par la valeur de l'énergie libérable pour une rupture à l'interface (2) pour 0,5 μm d'alumine), pour cinq valeurs de celle-ci, pour une rupture à l'interface (2) ou à l'interface (4), sans tenir compte des déformations plastiques dans les couches.

h_{ox} (μm)	Rupture (2) ΔW_s (adim)	Rupture (4) ΔW_s (adim)
0,5	1,00	0,86
1,0	1,15	0,83
2,0	1,44	0,81
3,0	1,83	0,78
5,0	2,31	0,72

Tableau 8.3 : Énergie disponible dans le système pour la propagation de la fissure, en fonction de l'épaisseur d'oxyde

Un dernier point de discussion est maintenant abordé, concernant l'emploi des solutions analytiques dans le calcul des énergies stockées en tenant compte des contraintes résiduelles, soit avec l'hypothèse DPG (déformations planes généralisées), soit avec l'hypothèse DPGG (déformations planes généralisées généralisées, ou encore flexion biaxiale). Dans l'ensemble des travaux menés nous avons privilégié l'hypothèse DPGG, d'une part au chapitre 4 pour le dépouillement des essais de flexion, d'autre part dans le présent chapitre pour le calcul de l'évolution de l'énergie stockée libérable. Cependant, sachant que les approches classiques considèrent généralement l'hypothèse DPG, il est utile d'établir une comparaison.

Une analyse élémentaire, menée avec les solutions analytiques, permet de montrer que les écarts en les durées de vie données par les deux approches sont très faibles. On se limite ici au cas de rupture à l'interface (4) entre l'alumine et la céramique, et à l'analyse menée en exploitant la formulation en exponentiel des résultats expérimentaux des essais de flexion.

En considérant les énergies d'adhérence en deux instants, en l'occurrence l'état initial et après 500 cycles d'oxydation à 1100°C, et en prenant à chacun de ces deux stades la valeur moyenne du moment de flexion expérimental, on traduit par de simples droites l'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction des cycles. La Figure 8.3 présente ces droites, selon l'hypothèse DPG (en bleu) ou selon l'hypothèse DPGG (en rouge), avec ou sans prise en compte des contraintes résiduelles (symboles respectivement carrés et triangles). Seules les contraintes d'origine thermique sont utilisées dans cette analyse.

Pour le cas du pion d'oxydation (lignes noires), les énergies disponibles sont décroissantes avec le nombre de cycles. Nous remarquons sur la Figure 8.3 que la non-prise en compte des contraintes résiduelle tend à sous-estimer artificiellement la durée de vie. De plus, les contraintes résiduelles ne jouent que très peu sur la valeur de l'énergie stockée, donc leur prise en compte ou non dans le calcul de cette grandeur ne va pas affecter grandement la durée de vie (en supposant la fissuration à l'interface (4)).

Ces résultats montrent que, pour l'exploitation du critère énergétique :

- l'approche initiale, abordée par Théry (2007), consistant à dépouiller les essais de flexion sans tenir compte des contraintes résiduelles pour déterminer l'énergie d'adhérence, mais à les intégrer dans le calcul de l'énergie disponible comme force motrice de la rupture, n'était pas vraiment cohérente ;
- l'approche qui consiste à tenir compte des contraintes résiduelles dans le dépouillement des essais de flexion, de façon cohérente avec le calcul de l'énergie libérable, conduit, avec l'hypothèse DPGG, à une durée de vie nettement supérieure, ici de l'ordre de 1050 cycles ;

- la même approche, cohérente mais basée sur l'hypothèse DPG, conduit à une durée de vie d'environ 885 cycles, donc un écart inférieur à 16% entre les deux évaluations DPG et DPGG.

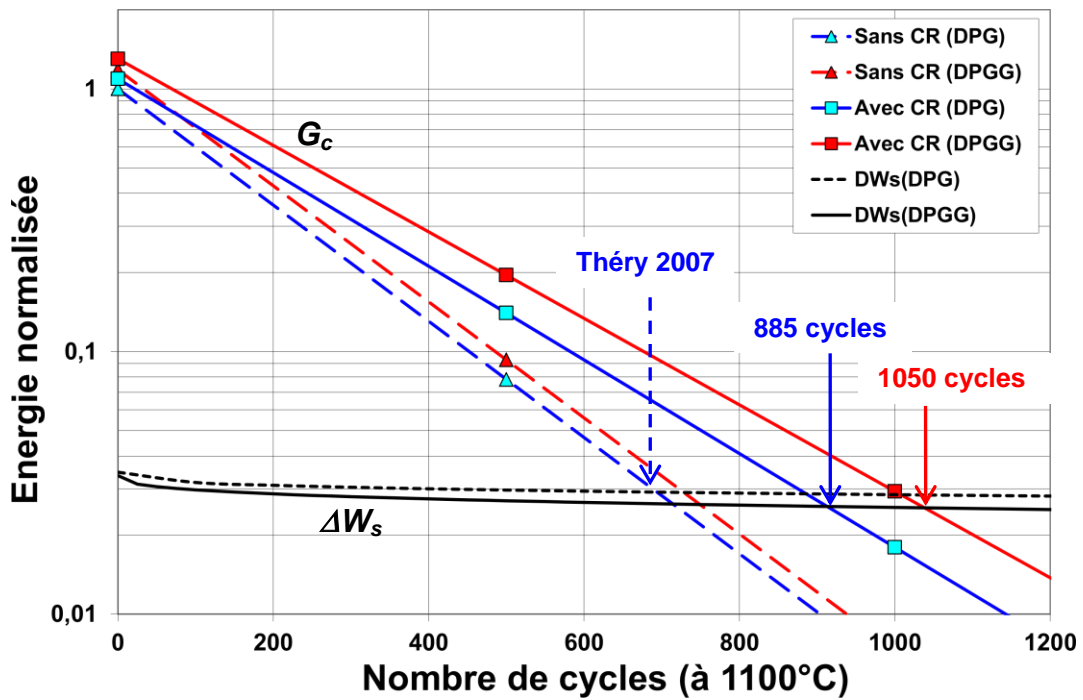


Figure 8.3 : Impact des contraintes résiduelles sur la prédiction de la durée de vie, selon les deux approches DPG et DPGG

8.2 - Capacités prévisionnelles pour d'autres configurations

Nous allons maintenant présenter une exploitation du modèle complet jusqu'à la prédiction de la durée de vie, en appliquant en entrée un cycle thermo-mécanique provenant du calcul d'aube par éléments finis.

La Figure 8.4 montre la géométrie de l'aube (et le champ de température à l'instant le plus chaud de la mission) et situe les deux points sur lesquels nous avons réalisé nos prévisions : le premier est positionné dans la langue chaude de l'intrados (température maximale de 1100°C) et le second dans une zone un peu plus froide (température maximale de 990 °C).

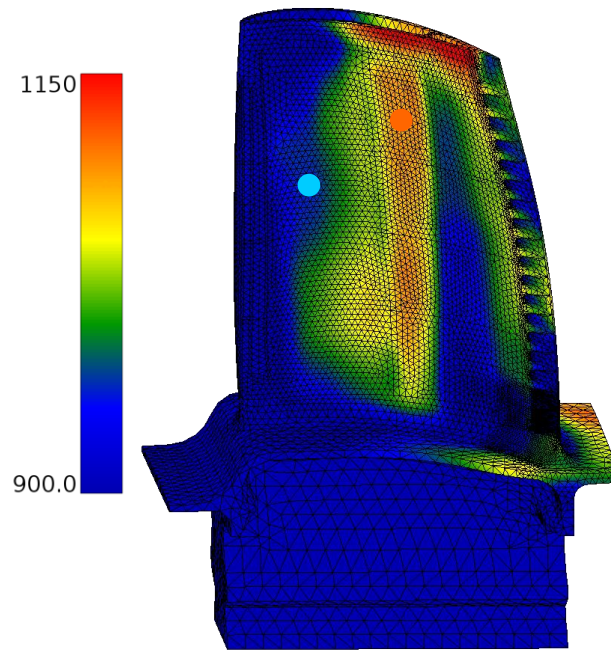


Figure 8.4 : Localisation des points pour lesquels le cycle thermo-mécanique a été extrait du calcul d'aube pour estimer la durée de vie de la barrière thermique (point « chaud » en rouge, point « froid » en bleu).

Nous disposons pour ces deux points, des évolutions de la température et de la déformation mécanique du substrat au cours du temps, calculées sur une mission. L'évolution de la température au point « chaud » est tracée sur la Figure 8.5, et celle des déformations mécaniques sur la Figure 8.6. Sur une mission complète qui dure 82 min, a été choisi un intervalle de temps permettant de figurer la partie à haute température. Au-delà de cet intervalle, la température décroît linéairement, pour revenir à la valeur initiale, proche de 20°C.

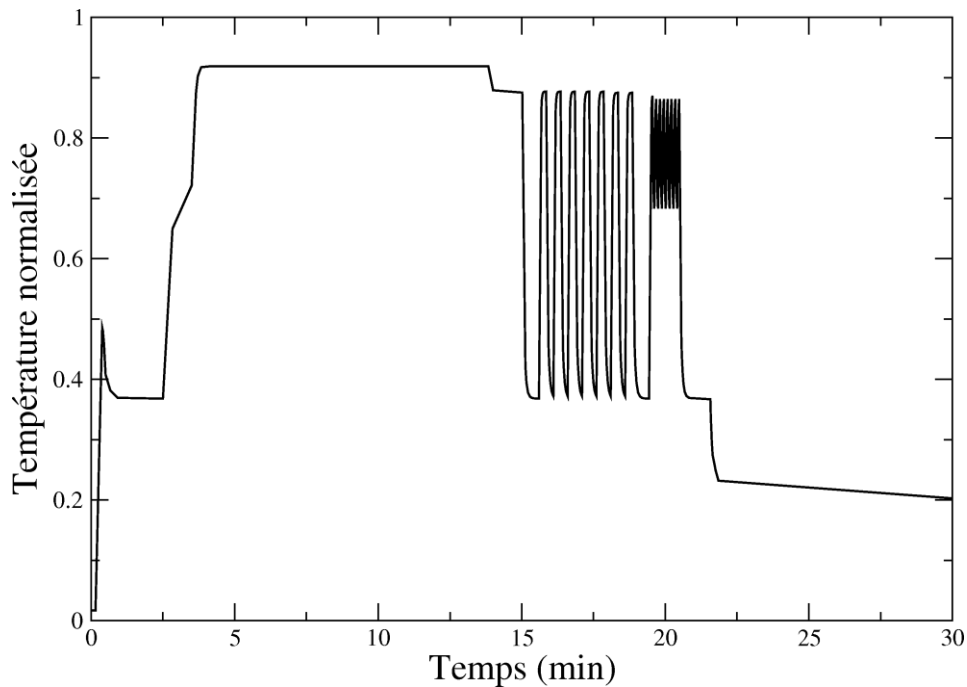


Figure 8.5 : Exemple de cycle thermique représentatif d'une mission complexe (point chaud)

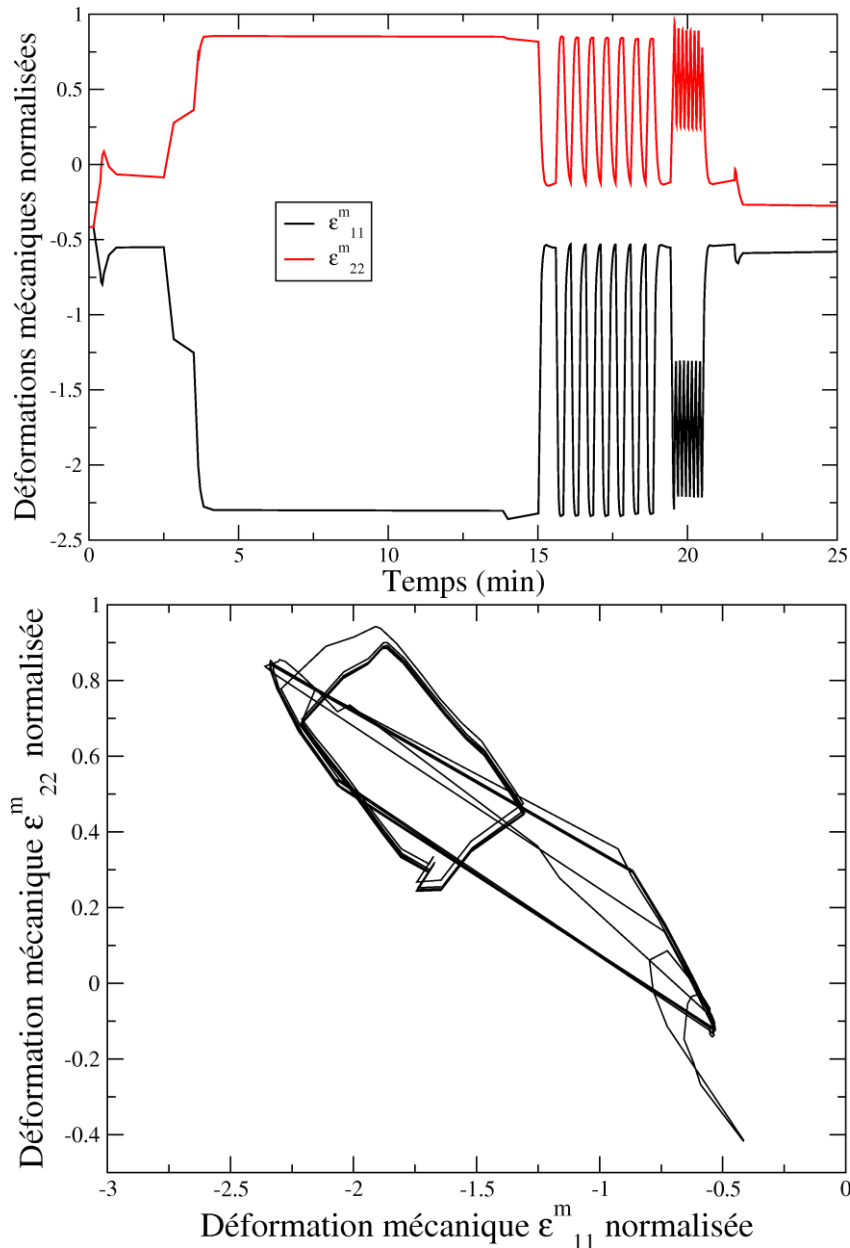


Figure 8.6 : Exemple de déformations mécaniques extraites d'un calcul d'aube (point chaud)

Il est à noter que ces déformations mécaniques ne sont pas directement accessibles dans le calcul par éléments finis. La seule grandeur que nous pouvons récupérer est la déformation totale, dans un repère « laboratoire » arbitraire. Dans un premier temps, il faut donc retrancher les déformations thermiques à ces déformations totales (en connaissant l'évolution de la température et le coefficient de dilatation thermique). Nous aboutissons ainsi aux déformations mécaniques dans un repère arbitraire. L'opération suivante, est de projeter les déformations mécaniques dans un repère local, dont une direction est normale à la surface de l'aube, avec pour origine le point d'intégration d'où nous tirons les déformations totales. Enfin, nous appliquons une rotation à ce repère, dans le plan tangent à la surface de l'aube, jusqu'à ce que la composante des contraintes de cisaillement dans ce plan s'annule (ou tout du moins soit minimisée). Nous validons alors ce repère comme étant le repère principal en ce point particulier de l'aube, et nous conserverons les déformations mécaniques dans ce repère (Figure 8.6).

La Figure 8.7 rappelle les différentes étapes de modélisation pour aboutir à la durée de vie de la barrière thermique. Les modèles de comportement de l'interface et d'endommagement sont maintenant identifiés. À partir des données d'entrée présentées ci-dessus (cycles ou missions de température et de déformations mécaniques du substrat), le modèle de comportement VDKC prévoit l'évolution des grandeurs mécaniques au sein du multicouche au cours du temps : contraintes dans le plan (dans toutes les couches) et hors-plan (aux deux interfaces) et le rumpling. Par exemple, la Figure 8.8 montre l'évolution de l'amplitude d'ondulation au cours des missions pour ces deux types de chargement.

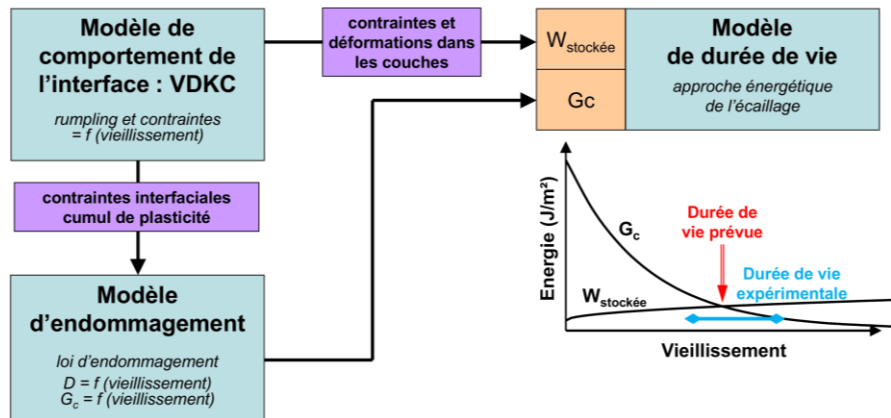


Figure 8.7 : Enchaînement des étapes de modélisation

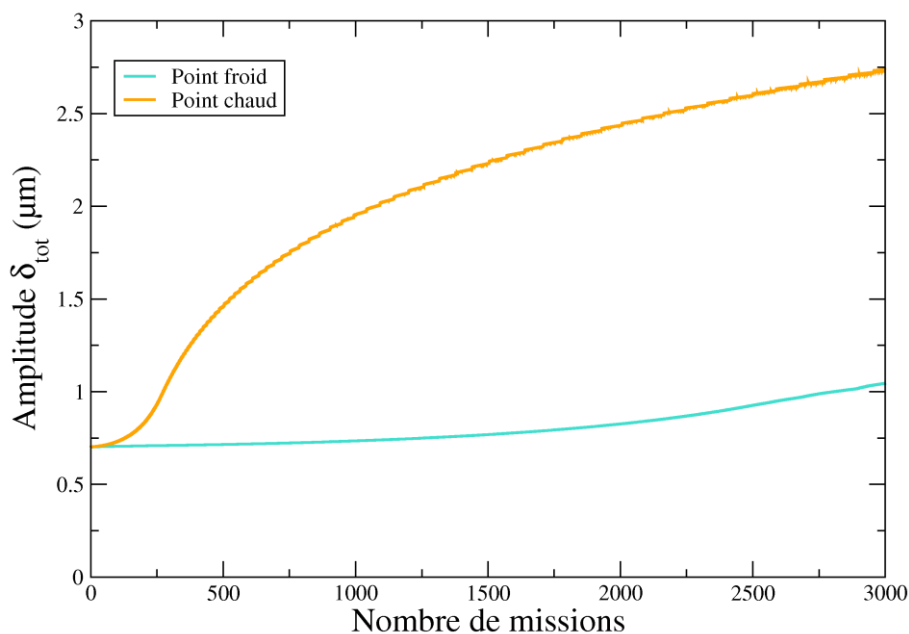


Figure 8.8 : Évolution de l'amplitude d'ondulation aux deux points particuliers de l'aube

Il n'existe pas à notre connaissance de point de comparaison expérimental à ces simulations, donc nous ne pouvons pas valider ou infirmer nos prévisions de rumpling. Cependant les ordres de grandeur paraissent plutôt réalistes, et cohérents entre eux. Il serait intéressant de mesurer le rumpling et l'épaisseur d'oxyde sur des aubes dont on connaît l'histoire thermo-mécanique (de retour de vol ou testées sur banc moteur) pour obtenir au moins une estimation de ces grandeurs, afin de vérifier que le modèle de comportement a été correctement identifié ou non, en vue de son application industrielle.

Le modèle d'endommagement, tel que nous l'avons identifié, nous délivre la décroissance de l'énergie d'adhérence de la barrière thermique au cours de la vie de la structure, attendue en ces deux points de l'aube. De même, nous pouvons calculer l'énergie stockée dans le système durant le cyclage thermo-mécanique réel, disponible pour la propagation d'une fissure interfaciale.

La confrontation de l'évolution dans le temps de ces deux grandeurs, aux deux points considérés, nous donne une estimation de la durée de vie à écaillage de la protection thermique (cf. Figure 8.9).

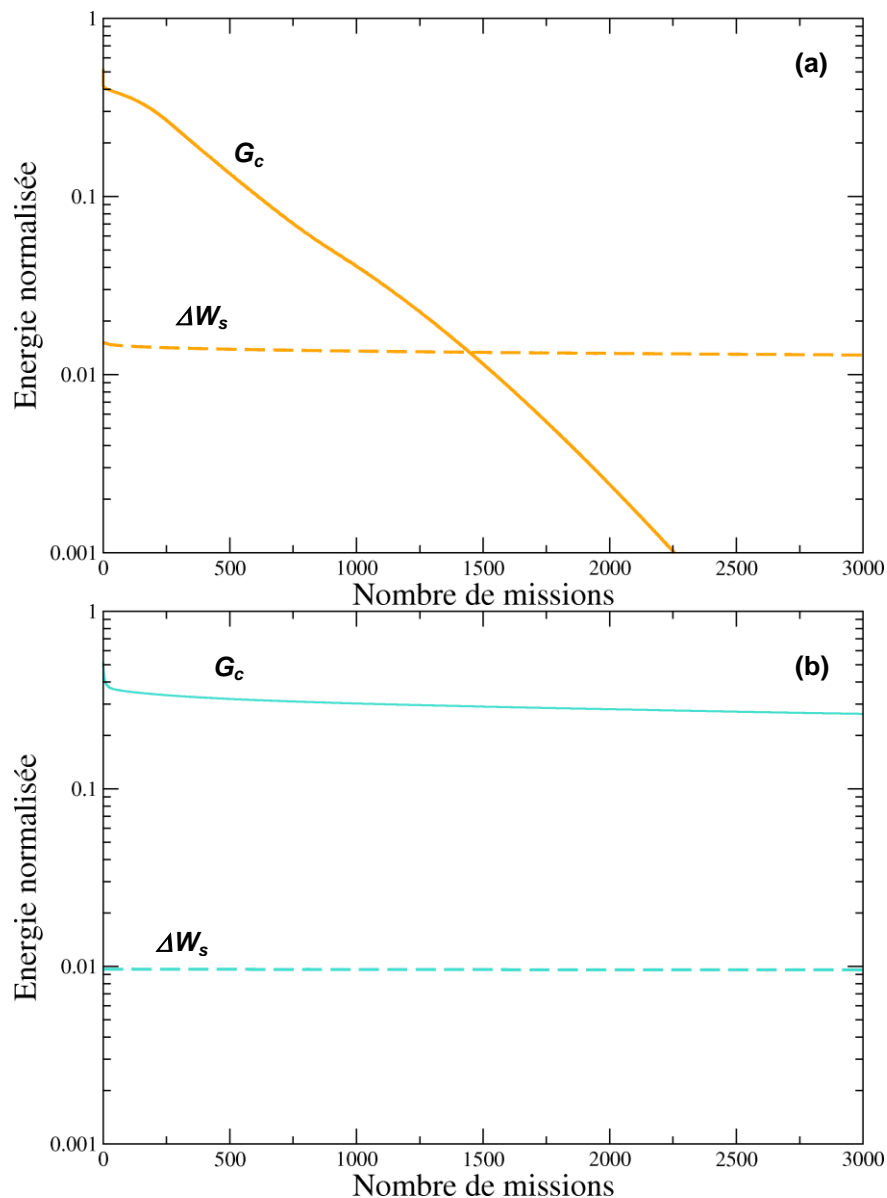


Figure 8.9 : Durées de vie de la barrière thermique prévues, (a) au point chaud, (b) au point froid de l'aube

La durée de vie ainsi prévue dans la zone chaude est de 1450 missions, et *a priori* infinie dans la zone plus froide qui a été choisie. Une nouvelle fois, nous manquons de données expérimentales pour faire une analyse critique de ces prévisions, mais la durée de vie de la barrière thermique dans la zone chaude est réaliste. En effet, les aubes du retour d'expérience ont montré un écaillage dans la langue chaude (lieu du point chaud choisi) mais pas aux alentours du point froid choisi pour le calcul, comme observé sur la Figure 1.20.

Ces résultats du traitement que nous avons effectu e localement en deux points seulement nous permettent d'avoir une certaine confiance dans l'application de la méthode de calcul de durée de vie en post-traitement d'un calcul d'aube. Reste à mettre en place l'implémentation numérique pour traiter chaque point de l'aube, par une exploitation systématique des sorties du calcul EF par notre chaine de modélisation de la durée de vie de la barrière thermique. Cette mise implémentation apparaît envisageable à court terme.

En conclusion de cette partie centrée sur la prévision de la durée de vie à écaillage, plusieurs points peuvent être soulignés :

- le modèle d'endommagement, même très arbitraire et imparfait, permet de recalibrer assez correctement les évolutions observ es expérimentalement de l'énergie d'adhérence entre la barrière thermique et la sous-couche,
- les ruptures interfaciales et écaillages observés dans notre étude, tant pendant les essais de flexion visant à déterminer l'énergie d'adhérence qu'à l'issue d'essais d'oxydation interrompus ou non avant l'écaillage spontané, se sont produits majoritairement à l'interface alumine/barrière thermique,
- de ce fait l'analyse mécanique qu'il convient de retenir dans le cadre de cette étude est celle qui fait intervenir les contraintes résiduelles et les énergies élastiques lib er es lors d'une perte de cohésion du système à cette interface,
- le modèle d'endommagement tel qu'ajusté (provisoirement) pour l'interface alumine/sous-couche, n'a pas de justification, puisque la tenue de cette interface n'a pas pu être quantifi e, la plupart des essais ayant conduit à une rupture à l'autre interface,
- en l'état, le modèle d'endommagement ne prévoit pas correctement le cas de sollicitations isothermes. Il a conduit en vieillissement thermique à des évolutions très faibles de la résistance interfaciale qui, par le biais du critère énergétique adopté, ne peuvent conduire aux durées de vie obtenues expérimentalement (durées en vieillissement isotherme plus  lev es qu'en cyclage thermique),
- une voie plausible pour pallier cette insuffisance du modèle d'endommagement pourrait être d'y ajouter une composante gouvern e par le temps, li e aux processus diffusionnels dans les couches et en particulier aux processus d'oxydation,
- le critère d'écaillage appliqué aux cas de cyclage thermique donne des résultats en termes de durée de vie jugés tout à fait acceptables, bien corrélés aux données expérimentales (qui rappelons le, sont dispers es) recueillies pour trois températures maximales de cyclage. Cela confirme de manière assez remarquable la pertinence de l'approche énergétique, initi e par la thèse de Théry, et que nous avons suivie dans l'ensemble de ce travail,
- il faut souligner que les  tats de contrainte hors plan utilisés dans le modèle d'endommagement actuel, issus du modèle de comportement de l'interface VDKC, peuvent atteindre des valeurs très  lev es (  froid), peu réalistes, ce qui conduit à une accélération trop forte de l'endommagement calculé. Une amélioration importante du modèle consisterait à le reformuler, en introduisant un couplage entre les lois de comportement local et endommagement, dans l'étape de modélisation du rumpling qui utilise la théorie des plaques de Von Karman,
- même imparfait, le modèle d'endommagement permet de calculer la durée de vie du système barrière thermique, quel que soit le type de chargement thermo-mécanique considéré, ce que ne permet pas l'approche purement expérimentale expos e dans ce mémoire. L'analyse des cas que nous avons traités, sur deux points de l'aube situés en intrados, a permis de montrer l'applicabilité de la méthodologie de prévision de la durée de vie dans un cas complexe réel, en post-traitement du calcul d'aube.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

L'objectif de ces travaux de thèse était de construire un modèle de prévision de la durée de vie des systèmes barrières thermiques pour aubes de turbine aéronautiques, soumis à un chargement thermo-mécanique quelconque. Le moment de ruine d'un tel multicouche peut être estimé par des considérations énergétiques, en étudiant l'évolution au cours du vieillissement du système, d'une part de son énergie d'adhérence interfaciale, et d'autre part de l'énergie qu'il stocke progressivement. Cette énergie stockée est disponible pour faire propager une fissure à l'interface métal/céramique, jusqu'à la propagation critique susceptible de provoquer l'écaillage de la protection thermique, lorsque l'énergie d'adhérence interfaciale est trop faible au regard de l'énergie stockée.

Pour pouvoir prévoir l'évolution de ces quantités énergétiques au cours de la vie du système, nous avons dans une première étape modifié un modèle existant de comportement de l'interface, qui a été identifié sur les données expérimentales caractérisant l'évolution de l'ondulation d'interface, sous des chargements thermiques cycliques. En fait, ce modèle permet la simulation du phénomène de rumpling, augmentation progressive de la rugosité de la couche d'oxyde qui se développe entre la couche d'accrochage et la céramique.

Le modèle originel, paraissant trop limité dans son exploitation, a été largement modifié pour répondre à notre besoin d'applicabilité industrielle. Deux améliorations majeures y ont été introduites. La première est la description géométrique de l'interface sous la forme d'un double cosinus (ondulation schématisée par la surface d'une boîte d'œufs), ce qui semble plus proche de nos observations qu'un simple cosinus « extrudé », correspondant à la surface d'une tôle ondulée. Néanmoins, cette description géométrique peut sembler plus judicieuse dans certains cas de sollicitations. Ces chargements, uniquement thermiques dans le modèle originel, ont été étendus pour prendre en compte d'éventuelles déformations mécaniques induites par le substrat épais aux autres couches du système. De plus la formulation a été sensiblement modifiée pour permettre des applications avec n'importe quel type d'évolution cyclique de la température. Ainsi, nous pouvons prendre en compte les diverses sollicitations thermo-mécaniques (cycles thermiques, efforts centrifuges...) que subit le système barrière thermique sur pièce.

L'utilisation de ce modèle nous permet d'estimer en particulier les contraintes et déformations à l'interface, données nécessaires au calcul des différentes énergies mises en jeu dans notre approche de l'écaillage. Le temps de calcul nécessaire à ces grandeurs par ce modèle semi-analytique est réduit par rapport à d'autres approches utilisant la méthode des éléments finis. Et cela, bien que notre modèle prenne en compte tous les mécanismes physiques élémentaires impliqués dans l'évolution du système. Cela en fait un modèle multi-échelle riche mais simple dans son application.

Dans une deuxième étape, un modèle d'endommagement interfacial a été écrit, s'appuyant sur les données fournies par le modèle de comportement. L'exploitation est faite d'abord à l'échelle locale des ondulations, puis un transfert d'échelle élémentaire est réalisé pour passer à l'échelle macroscopique du multicouche (qui ignore l'ondulation). L'endommagement ainsi calculé, que nous corrélons à la perte d'adhérence de l'interface, a été identifié sur les résultats d'essais mécaniques d'adhérence spécifiquement mis en œuvre pour répondre à cette problématique. Trois types d'essais de flexion ont été nécessaires à l'acquisition et la

détermination précise de l'évolution de l'énergie d'adhérence interfaciale en fonction du couple temps/température caractéristique du vieillissement, énergie qui dépend du mode de sollicitation de l'interface. Le premier essai, la flexion 4 points, avait déjà été mis en œuvre avec succès dans une étude antérieure à l'Onera sur le système barrière thermique. Il a alors pu être démontré que ce type d'essais, initialement développé pour tester l'adhérence de couches minces, peut être adapté à un système barrière thermique. Pour aller plus loin, nous avons conçu des nouveaux essais d'adhérence pour caractériser le système barrière thermique sous diverses sollicitations de son interface. À notre connaissance, ce type de d'étude n'a pas été réalisé par ailleurs, au moins pour des systèmes barrière thermique. Les essais nouvellement développés nous ont ainsi permis de caractériser l'adhérence de la barrière thermique, lors de la propagation d'une fissure interfaciale sous un mode mixte proche d'un mode de cisaillement. Cela nous a permis de quantifier l'évolution de l'énergie d'adhérence du système barrière thermique en fonction non seulement de son histoire thermique, mais aussi du mode de propagation de la fissuration à l'interface.

On remarquera qu'une attention particulière a été portée à la prise en compte des contraintes résiduelles et des énergies stockées pour le dépouillement des essais de flexion et l'évaluation de l'énergie d'adhérence qui en découle. L'approche utilisée combine des solutions analytiques du multicouche (en flexion pure uniaxiale ou biaxiale) et des calculs par éléments finis, pour tenir compte des situations complexes dans lesquelles les phénomènes de contact (au loin) et de fermeture de fissure ne peuvent pas être traduits par les solutions analytiques.

La dernière étape de notre chaîne de modélisation porte sur la prévision de durée de vie proprement dite. Sa première composante, à savoir la décroissance de l'énergie d'adhérence est prévue par le modèle d'endommagement, quelle que soit l'histoire thermo-mécanique du système. Et ce pour un mode de propagation proches de ceux attribués aux mécanismes responsables de l'écaillage sur aubes, tels que proposés à l'issue du retour d'expérience. Le modèle de comportement nous permet quant à lui de calculer la seconde composante, c'est-à-dire l'énergie stockée dans le système. L'étude de la variation simultanée de ces deux énergies nous renseigne sur le moment où le critère d'écaillage, défini par l'égalité de ces deux grandeurs, est atteint. Ainsi est estimée la durée de vie du système barrière thermique. Les durées de vie prévues par le modèle, sous des chargements thermiques cycliques aux trois températures de palier étudiées (1050°C, 1100°C et 1150°C) sont en bon accord avec les mesures expérimentales. Les valeurs estimées sont à moins d'un facteur 2 des valeurs relevées sur pions d'oxydation.

Après avoir été validé sur des cas simples de cyclage thermique, le modèle de durée de vie a été exploité dans un cas complexe de cyclage thermo-mécanique. Nous avons appliqué les différentes séquences du critère d'écaillage (à savoir le modèle de comportement VDKC, le modèle d'endommagement et le critère énergétique) en post-traitement d'un calcul d'aube, duquel nous avons extrait les missions de température et de déformations mécaniques.

Cette approche de la durée de vie des systèmes barrière thermique est justifiée physiquement, et elle a été validée grâce à une quantification de l'évolution du rumpling, à partir d'observations expérimentales, des mesures de l'énergie d'adhérence de la barrière thermique par des essais de flexion, et la caractérisation de la durée de vie d'échantillons oxydés de manière cyclique ou isotherme. Nous avons très bien corrélé les prévisions du modèle aux mesures de rumpling lorsque le système est soumis à un cyclage thermique pour les trois températures étudiées (1050°C, 1100°C et 1150°C). Dans le cas d'oxydations isothermes, ces prévisions ne sont pas en bon accord avec les observations expérimentales.

Par manque de temps, des exploitations dans des cas de complexité intermédiaire entre des cas de chargement simples (uniquement thermique) et des cas d'application sur aube n'ont pas pu être menées.

La poursuite de ce travail de recherche afin de valider le modèle pour d'autres types de cyclage thermique et assoir ses capacités prédictives, pourrait porter sur les grands axes suivants.

Dans un premier temps, il faudrait consolider les données d'énergie d'adhérence, en particulier celles après cyclage thermique à 1070°C ou 1150°C. Et la campagne d'essais mécaniques pourrait être élargie après réalisation d'essais cyclage de 1050°C (qui s'étendraient par conséquent sur une longue période). Ceci permettrait d'affiner l'identification du modèle d'endommagement dans le cas de cyclages thermiques simples (avec maintien de 1h à haute température).

Il serait aussi intéressant, pour vérifier les capacités prédictives du modèle de durée de vie, de suivre l'évolution de l'énergie d'adhérence au cours de cyclages dont les différentes phases du cycle simple auraient été modifiées (en imposant un temps de maintien plus court, une température minimale différente de celle du cycle standard ...), ou même envisager des cycles plus complexes, par exemple avec double palier de maintien (palier « chaud » à 1100°C ou 1150°C suivi ou précédé d'un palier « froid », entre 600 et 800 °C). Pour chaque type de cyclage, il conviendrait non seulement de déterminer l'évolution de l'énergie d'adhérence, mais aussi de prévoir la durée de vie qu'il entraîne. Ces investigations à l'issue de cyclages thermiques autres que le standard actuel permettraient d'affiner le modèle d'endommagement, et de vérifier que le modèle de durée de vie rend correctement compte ou non des tendances effectivement observées.

Un point crucial qui, par manque de temps, n'a pas pu être abordé de manière exhaustive dans ce travail de thèse, est une quantification expérimentale du dommage, qu'il faudrait absolument comparer avec les prévisions du modèle d'endommagement. Celui-ci, écrit de manière empirique, nécessiterait en effet en toute rigueur d'être identifié sur des observations objectives directes, alors que dans l'état actuel des choses, seul effet indirect sur l'énergie d'adhérence de la protection thermique est utilisé pour son ajustement. Pour cela, des mesures de fraction surfacique pourraient être faites sur des faciès de rupture, pour déterminer les proportions relatives de rupture à l'interface alumine/sous-couche et alumine/barrière thermique, ainsi que l'étendue des zones interfaciales affectées par la présence de cavités.

À plus long terme, il serait bon d'examiner les effets des dégradations extrinsèques sur la durée de vie du revêtement barrière thermique. En particulier, l'impact des CMAS sur les propriétés mécaniques de la couche céramique déposée par EB-PVD devrait être étudié, par des méthodes qu'il convient de définir et mettre en place. Nous pouvons de plus nous demander si les facteurs extérieurs au système ne modifient pas les mécanismes de ruine du système.

Outre les aspects expérimentaux, de nombreuses améliorations pourraient être apportées au niveau de la modélisation, susceptibles de fiabiliser les prévisions, autant sur l'évolution topographique de l'interface céramique/métal et l'endommagement qui en découle, que sur la durée de vie du système multicouche à écaillage.

Le modèle de comportement interfacial est soumis à une hypothèse forte, à savoir l'épaisseur infinie du substrat (les contraintes dans cette couche n'étant alors pas prises en compte). Or, sur certaines parties de l'aube, cette hypothèse apparaît non pertinente, l'épaisseur réelle du superalliage n'atteignant que quatre à cinq fois celle des autres couches. En modifiant certaines équations dans le modèle de comportement, une redistribution plus réaliste des contraintes entre les différentes couches s'effectuerait dans le multicouche, et entraînerait une prévision du rumpling plus juste que celle considérée actuellement. Une proposition dans ce sens, non mise en place pour le moment, a été faite dans l'article [Vaunois 2013]. Il est aussi possible *a priori* de prendre en compte les gradients de température dans le système, voire les gradients de microstructure. Ce type de modifications, plus complexe à intégrer, serait probablement bénéfique vis-à-vis de la prévision de la réponse mécanique du système.

Un autre axe pour perfectionner ce modèle consiste à considérer une description physiquement plus précise de certains phénomènes. Ainsi, la loi d'oxydation pourrait être améliorée, par une prise en compte de l'effet des contraintes qui jouent sur les mécanismes physico-chimiques mis en jeu. De même, il serait relativement facile, plutôt que d'employer une loi de comportement de fluage de la sous-couche identifiée pour un état déjà vieilli (donc durci), d'introduire une loi évolutive. Cela permettrait de mieux traduire les cinétiques d'évolution du rumpling, avec une évolution plus rapide au début, et moins rapide par la suite.

De plus, afin de réduire le défaut actuellement constaté d'une différence très faible entre le rumpling prévu pour des oxydations cycliques et celui obtenu sous condition isotherme, il pourrait être utile de modifier légèrement les paramètres de la loi de fluage de la sous-couche (éventuellement de la céramique) en fonction de la température. Il faut noter que les données expérimentales disponibles pour identifier cette loi de fluage ne dépassent pas 900°C alors que l'essentiel des déformations simulées pour les différents chargements est au-dessus de 1000°C. On pourrait aussi décrire le fluage de l'oxyde à haute température, introduisant une relaxation supplémentaire des contraintes de croissance dans l'oxyde, le moteur principal du rumpling, pour les oxydations de longue durée.

Le besoin, déjà évoqué, d'étendre la campagne d'essais d'adhérence, pour consolider les données déjà existantes, pourrait nous conduire à modifier l'écriture du modèle d'endommagement.

Enfin, une amélioration du modèle d'endommagement qui nous semble majeure consisterait à coupler le comportement et l'endommagement. Ainsi les évolutions des contraintes et déformations seraient actualisées en tenant compte de l'endommagement courant de l'interface. Une telle formulation couplée, qui est loin d'être triviale, puisque portant sur le cœur du modèle de prévision du rumpling, pourrait cependant contribuer à affiner grandement la prévision de la durée de vie du système.

De plus, pour rendre le modèle d'endommagement apte à décrire le cas isotherme, il peut être envisagé d'ajouter un processus d'endommagement gouverné par le temps, plus directement lié aux phénomènes de diffusion et d'oxydation. Une telle approche pourrait être justifiée à partir des observations faites, en isotherme (à 1150°C), du développement de cavités à l'interface oxyde/sous-couche.

Ces travaux de thèse ont permis de mettre en place une méthode de prévision de la durée de vie à écaillage des systèmes barrière thermique basée sur une approche énergétique. La possibilité d'évaluer la durée de vie, dans des cas de chargements thermo-mécaniques complexes, à partir de d'un jeu de paramètres d'entrée relativement simple, incluant les lois constitutives des différentes couches, apporte un avantage indéniable, celui de pouvoir mener des études paramétriques rapides. De cette manière, peuvent être déterminés les facteurs influençant le plus fortement la durée de vie. Ce modèle prévisionnel, même perfectible, peut donc apporter des pistes de réflexion aux études de laboratoire effectuées en amont, visant à concevoir un système barrière thermique optimisé en termes de durée de vie à écaillage.

Par ailleurs une autre étude (thèse de N. Rakotomalala) est en cours actuellement à l'Onera, dont le but est de prévoir la durée de vie à écaillage sur aube de turbine en service, et le devenir de celle-ci après écaillage de la protection thermique. Le modèle de zones cohésives qui est mis en place dans ce cadre, qui traite du calcul d'aube complet (couplant la mécanique et la thermique) s'appuie directement sur notre modèle d'endommagement, qui doit décrire au mieux la perte d'adhérence de la barrière thermique. Nos travaux, qui contribuent ainsi à évaluer le moment de l'écaillage sur pièce réelle, s'insèrent donc dans une problématique industrielle plus générale, dont l'enjeu est l'évaluation de la durée de vie résiduelle d'une aube, après la perte de sa protection thermique. Notre modélisation de la durée de vie à écaillage, en particulier à travers sa phase de prévision de l'endommagement interfacial, est par conséquent une étape importante dans la démarche actuelle de conception des aubes de turbine aéronautiques, qui cherche à intégrer, et ce de manière nouvelle, la présence de la barrière thermique.

ANNEXES

Annexe 1 : Mesure des contraintes par piézospectroscopie

L'effet piézospectroscopique fait référence aux modifications du spectre de fluorescence d'un matériau, ou d'une impureté contenue dans ce matériau, sous l'effet des contraintes, internes ou externes, qui lui sont appliquées. Ces contraintes se manifestent par un déplacement des positions atomiques. Les photons absorbés ou émis des orbitales atomiques du matériau contraint ont alors des positions spectrales différentes de celles enregistrées sur le même matériau, non contraint. L'alumine α dopée en chrome présente un spectre optique parfaitement identifiable par une série de raies caractéristiques. Il existe notamment dans ce spectre un doublet de fluorescence des ions Cr^{3+} , dont les raies, notées R_1 et R_2 , se décalent vers le rouge sous l'effet de contraintes de compression (Figure A.1). Cet effet est connu depuis les années 60 et est notamment utilisé depuis les années 70 pour la mesure de la pression régnant dans les cellules à enclumes de diamant [He 1995].

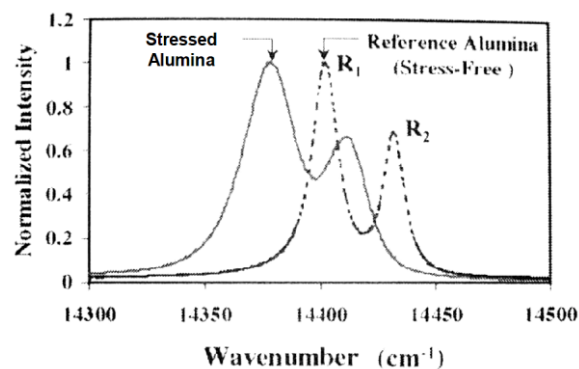


Figure A.1 : Décalage des raies de fluorescence sous l'effet de contraintes résiduelles [Wen 2005]

La couche d'alumine d'un système barrière thermique contient toujours des ions Cr^{3+} . En effet, le superalliage étant allié au Cr à hauteur de plusieurs %at., celui-ci diffuse lors de l'aluminisation et s'incorpore à la couche d'alumine, en solution solide. Ces ions Cr^{3+} inclus dans la couche d'alumine interfaciale peuvent être excités à travers la couche de zircone, celle-ci étant transparente dans le domaine visible, avec une bande de transmission située entre 320 nm et 7 μm . Toutefois, la porosité et l'épaisseur du dépôt de zircone entraînent une atténuation du signal et une diminution de la résolution latérale, qui est alors limitée à environ 200 μm [Heeg 2005].

Comme il a été mentionné précédemment, le doublet de fluorescence des ions Cr^{3+} se décale vers le rouge sous l'effet des contraintes de compression au sein de la couche d'alumine. Ce décalage spectral, en milieu polycristallin, est donné par l'équation suivante [Clarke 1997] :

$$\Delta\nu = \frac{1}{3} \Pi_{ii} \sigma_{jj} = \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\Pi}) \text{tr}(\underline{\sigma})$$

où $\Delta\nu$ est le décalage d'une raie de fluorescence, R_1 ou R_2 , par rapport à un état de référence non contraint, $\underline{\Pi}$ le tenseur des coefficients piézospectroscopiques et $\underline{\sigma}$ le tenseur des contraintes au sein de l'alumine.

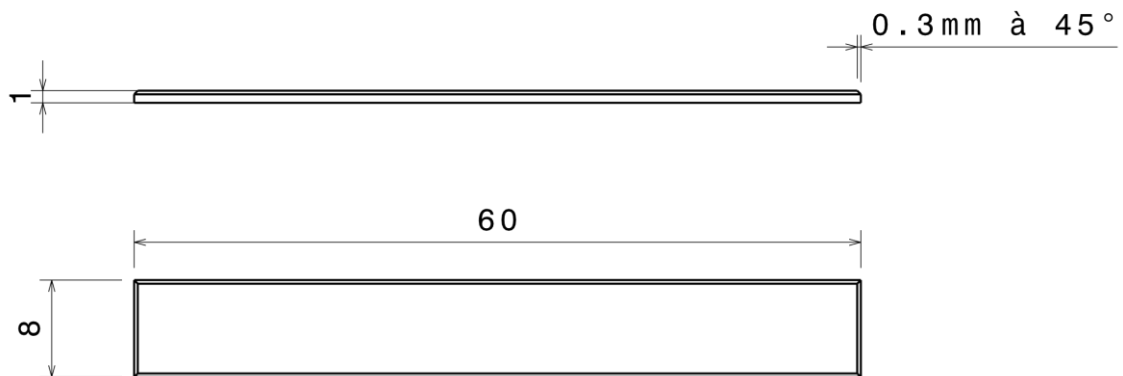
En supposant la couche d'alumine plane et en compression biaxiale, le décalage spectral est alors donné par l'équation :

$$\Delta\nu = \frac{2}{3} \text{tr}(\underline{\Pi})\sigma_b$$

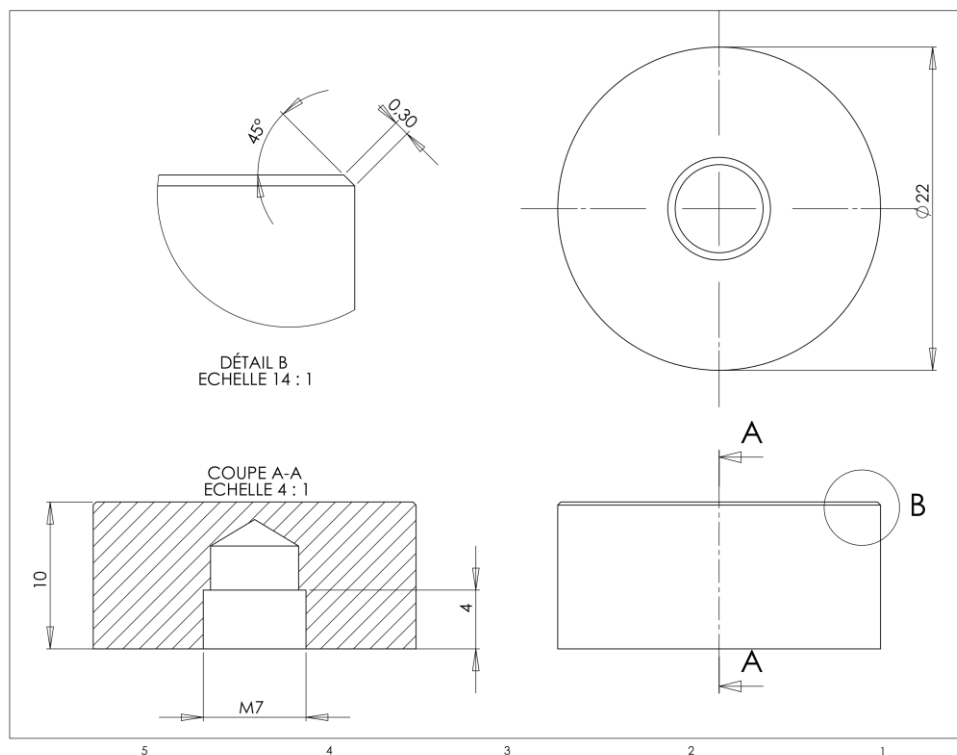
où σ_b est la contrainte de compression plane biaxiale ($\sigma_b = \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$, $\sigma_{zz} = 0$).

Cependant, il a été récemment montré que cette relation n'est pas valable pour le décalage de la raie R_1 du doublet de fluorescence [Selçuk 2002]. Son décalage spectral en fonction de l'état de contrainte de l'alumine ne serait pas rigoureusement linéaire. Pour cette raison, c'est le décalage spectral de la raie R_2 du doublet de fluorescence qui est utilisé pour déterminer les contraintes de compression au sein de la couche d'alumine. La trace du tenseur des coefficients piézospectroscopiques correspondants est égale à $7,61 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ [He 1995].

Annexe 2 : Plan détaillé des éprouvettes



Plaquettes en AM1 revêtues du système barrière thermique standard Snecma, pour les essais d'adhérence (F4P, F4Pi, 4ENF) et pour les essais de cisaillement à simple recouvrement (SLS).



Pions en AM1 revêtus du système barrière thermique standard Snecma, pour les essais de caractérisation de résistance interfaciale en mode normal.

Annexe 3 : Machine d'essais électromécanique

Machine INSTRON 5582



Capacité : 100 kN

Dynamomètre : 100 kN ; 1 kN et 0,1 kN.

Espace de travail : largeur 570 mm avec une course de traverse > à 1200 mm.

Machine de traction /compression programmable avec acquisition de données.
Dépouillements automatiques et rapports personnalisés.

Asservissement possible en force, déplacement ou déformation.

Vitesse de 0,01 mm/min à 500 mm/min jusqu'à 50 kN et de 0,01 mm/min à 250 mm/min jusqu'à 100 kN.

Extensomètre : MTS base 8 mm.

Extensomètre : INSTRON base 25 mm.

Four sous air, jusqu'à 1300°C.

Extensomètre à chaud (1000°C) base 15 mm.

Annexe 4 : Essais d'arrachement

Les essais d'arrachement permettent de mesurer la contrainte maximale d'arrachement nécessaire pour rompre une interface. Deux types d'essais ont été développés dans ce travail de thèse, selon deux modes de propagation : l'arrachement normal (mode I) grâce au pion de traction, et le cisaillement à simple recouvrement (ou Simple Lap Shear SLS) pour le mode II. Les montages spécifiques et la mise en œuvre expérimentale ont été décrits au paragraphe 3.2.5.

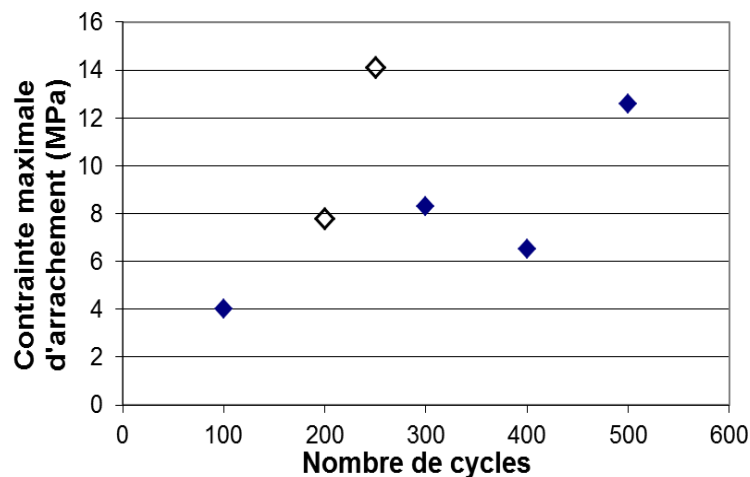
Nous allons présenter ici les premiers résultats obtenus à partir de ces essais, à propos desquels subsistent encore beaucoup d'interrogations, et la nécessité d'un travail approfondi pour pouvoir les exploiter correctement.

1. Cisaillement à simple recouvrement

Le tableau suivant présente les essais SLS réalisés. Toutes les éprouvettes ont subi un cyclage thermique à 1100°C. Notons que les éprouvettes EFLEX-45 et EFLEX-60 présentent une fissuration entre la colle et la couche de céramique, sans décollement de l'interface sous-couche/barrière thermique. Les valeurs ainsi indiquées sous-estiment la contrainte d'arrachement de l'interface. Ces essais, qui fournissent une borne inférieure de la contrainte, sont indiqués par des symboles creux sur la figure correspondant au tableau.

Dans un cas, nous avons constaté une fissuration mixte, commençant entre la colle et la barrière thermique pour bifurquer vers l'interface sous-couche/céramique, traversant ainsi la barrière thermique.

Plaquette	Nombre de cycles	σ_{max} (MPa)	Commentaires
EFLEX-44	100	4,0	
EFLEX-45	250	14,1	colle
EFLEX-46	500	12,6	
EFLEX-60	200	7,8	colle
EFLEX-63	300	8,3	mixte
EFLEX-65	400	6,5	



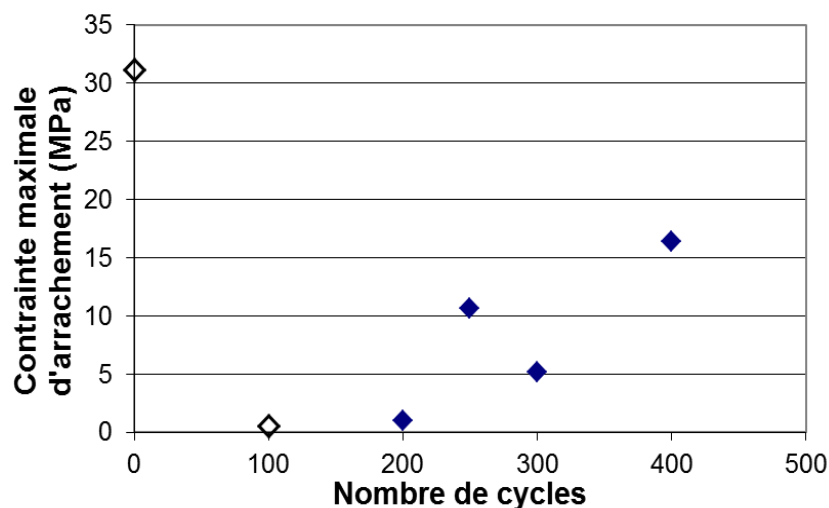
Les dispersions observées, autant sur la contrainte maximale d'arrachement de la colle que sur celle de l'interface à tester peuvent avoir plusieurs origines. Tout d'abord, le procédé de préparation des éprouvettes (incluant le collage), bien qu'il soit très soigné, peut différer d'une éprouvette à l'autre. D'autre part, le montage tel que présenté dans le corps du manuscrit (Figure 3.10), bien qu'il ait été conçu spécialement pour ce type d'essai et d'éprouvettes, peut biaiser les mesures à cause d'un mauvais alignement du dispositif, de la mise en flexion de l'éprouvette ou d'autres défauts connus relatifs à l'essai de SLS.

Il reste donc encore des efforts à fournir pour améliorer et fiabiliser cet essai, avant de pouvoir conclure sur les résultats déjà obtenus et les futures mesures.

2. Arrachement normal

De même que pour l'essai SLS, tous les pions d'arrachement ont été cyclés thermiquement à 1100°C. Pour cet essai également, nous avons observé plusieurs types de fissuration : à l'interface métal/céramique (ce que nous recherchons), à l'interface entre la colle et la barrière thermique (ou entre la colle et le contre-pion en acier), ou une combinaison des deux cas précédents.

<i>Pion</i>	<i>Nombre de cycles</i>	σ_{max} (MPa)	<i>Commentaires</i>
PTRAC-01	100	0,51	colle
PTRAC-02	250	10,67	
PTRAC-03	400	16,37	
PTRAC-04	0	31,15	colle
PTRAC-06	300	5,18	mixte
PTRAC-08	200	1,03	mixte



De même que précédemment, les résultats ne montrent aucune tendance, alors que nous attendons *a priori* une décroissance de la contrainte en fonction du vieillissement, étant donné que l'interface s'endommage progressivement. Une nouvelle fois, nous pouvons remettre en question la préparation des éprouvettes (collage, géométrie des pions avec

chanfreins, ...) ou la réalisation de l'essai (alignement éprouvette / machine, perpendicularité interface / axe machine, ...).

En conclusion, nous avons développé des essais en principe appropriés pour caractériser la résistance maximale à rupture de l'interface métal/barrière thermique, mais leur mise en œuvre pour la détermination de résultats fiables doit être améliorée.

Annexe 5 : Solution analytique pour le calcul du taux de restitution d'énergie

Cette annexe fait le détail des équations à résoudre pour calculer le taux de restitution d'énergie lors de la propagation d'une fissure à l'interface d'un bi-matériau soumis à une sollicitation de flexion pure. Le contexte est introduit et les résultats sont détaillés dans le paragraphe 4.1 de ce manuscrit.

1. Déformations et contraintes

On admet l'hypothèse de Bernoulli, dans les deux directions x et z , avec des déformations axiales linéaires en fonction de la cote dans l'épaisseur :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx}(y) &= A_x + \kappa_x (y - \bar{y}) \\ \varepsilon_{zz}(y) &= A_z + \kappa_z (y - \bar{y})\end{aligned}\quad (1)$$

où A_x et A_z sont les allongements de la ligne neutre, dans les directions x et z , tandis que κ_x et κ_z sont les courbures correspondantes. On admet la même ligne neutre pour les deux directions (une cote unique \bar{y} définie plus loin). Les contraintes dans chaque couche sont alors données par la loi de Hooke, sachant que la composante σ_{yy} est partout nulle et qu'il n'y a aucune contrainte de cisaillement :

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^{(k)}(y) &= \bar{E}^{(k)} \left[\varepsilon_{xx}(y) + \nu^{(k)} \varepsilon_{zz}(y) - \varepsilon_{xx}^{0(k)} \right] \\ \sigma_{zz}^{(k)}(y) &= \bar{E}^{(k)} \left[\varepsilon_{zz}(y) + \nu^{(k)} \varepsilon_{xx}(y) - \varepsilon_{zz}^{0(k)} \right]\end{aligned}\quad (2)$$

où $E^{(k)}$ et $\nu^{(k)}$ sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson de chaque couche (k), tandis que $\bar{E}^{(k)} = E^{(k)} / (1 - \nu^{(k)2})$. Les déformations libres $\varepsilon_{xx}^{0(k)}$ et $\varepsilon_{zz}^{0(k)}$ sont définies par les déformations inélastiques et les dilatations thermiques de chaque couche, à partir de l'état libre de contrainte défini par la température de dépôt T_{dep} :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx}^{0(k)} &= \varepsilon_{xx}^{in(k)} + \nu^{(k)} \varepsilon_{zz}^{in(k)} + (1 + \nu^{(k)}) \alpha^{(k)} (T - T_{dep}) \\ \varepsilon_{zz}^{0(k)} &= \varepsilon_{zz}^{in(k)} + \nu^{(k)} \varepsilon_{xx}^{in(k)} + (1 + \nu^{(k)}) \alpha^{(k)} (T - T_{dep})\end{aligned}\quad (3)$$

En combinant les expressions (1) et (2) on obtient les contraintes en fonction des degrés de liberté inconnus d'allongement et de courbure :

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^{(k)}(y) &= \bar{E}^{(k)} \left[A_x + \nu^{(k)} A_z + (\kappa_x + \nu^{(k)} \kappa_z)(y - \bar{y}) - \varepsilon_{xx}^{0(k)} \right] \\ \sigma_{zz}^{(k)}(y) &= \bar{E}^{(k)} \left[\nu^{(k)} A_x + A_z + (\nu^{(k)} \kappa_x + \kappa_z)(y - \bar{y}) - \varepsilon_{zz}^{0(k)} \right]\end{aligned}\quad (4)$$

2. Équations à résoudre

La solution du problème est obtenue en équilibrant les contraintes avec les torseurs des efforts extérieurs, appliqués "au loin" (Saint-Venant), pour les directions x et z :

$$\int_0^h \sigma_{xx}(y) dy = F_x \qquad \int_0^h \sigma_{zz}(y) dy = F_z \quad (5)$$

$$\int_0^h \sigma_{xx}(y)(y - \bar{y})dy = M_x \quad \int_0^h \sigma_{zz}(y)(y - \bar{y})dy = M_z \quad (6)$$

A partir de (4) on obtient de façon évidente le système linéaire de quatre équations à quatre inconnues:

$$\begin{bmatrix} P & P_\nu & Q & Q_\nu \\ P_\nu & P & Q_\nu & Q \\ Q & Q_\nu & R & R_\nu \\ Q_\nu & Q & R_\nu & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_z \\ \kappa_x \\ \kappa_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{F}_x \\ \bar{F}_z \\ \bar{M}_x \\ \bar{M}_z \end{bmatrix} \quad (7)$$

où les différents termes de la matrice et du second membre s'obtiennent par des intégrations élémentaires:

$$\begin{aligned} P &= \sum_k \bar{E}^{(k)}(y_k - y_{k-1}) & P_\nu &= \sum_k \bar{E}^{(k)}\nu^{(k)}(y_k - y_{k-1}) \\ Q &= \frac{1}{2} \sum_k \bar{E}^{(k)} \left[(y_k - \bar{y})^2 - (y_{k-1} - \bar{y})^2 \right] & Q_\nu &= \frac{1}{2} \sum_k \bar{E}^{(k)}\nu^{(k)} \left[(y_k - \bar{y})^2 - (y_{k-1} - \bar{y})^2 \right] \\ R &= \frac{1}{3} \sum_k \bar{E}^{(k)} \left[(y_k - \bar{y})^3 - (y_{k-1} - \bar{y})^3 \right] & R_\nu &= \frac{1}{3} \sum_k \bar{E}^{(k)}\nu^{(k)} \left[(y_k - \bar{y})^3 - (y_{k-1} - \bar{y})^3 \right] \\ \bar{F}_x &= F_x + \sum_k \bar{E}^{(k)} \varepsilon_{xx}^{0(k)} (y_k - y_{k-1}) & \bar{M}_x &= M_x + \frac{1}{2} \sum_k \bar{E}^{(k)} \varepsilon_{xx}^{0(k)} \left[(y_k - \bar{y})^2 - (y_{k-1} - \bar{y})^2 \right] \\ \bar{F}_z &= F_z + \sum_k \bar{E}^{(k)} \varepsilon_{zz}^{0(k)} (y_k - y_{k-1}) & \bar{M}_z &= M_z + \frac{1}{2} \sum_k \bar{E}^{(k)} \varepsilon_{zz}^{0(k)} \left[(y_k - \bar{y})^2 - (y_{k-1} - \bar{y})^2 \right] \end{aligned}$$

Dans ce qui suit nous admettons que la position \bar{y} de la ligne neutre est définie comme étant la ligne neutre d'inertie de flexion :

$$\int_0^h \bar{E}(y)(y - \bar{y})dy = 0 \quad \bar{y} = \frac{1}{2} \frac{\sum_k \bar{E}^{(k)}(y_k^2 - y_{k-1}^2)}{\sum_k \bar{E}^{(k)}(y_k - y_{k-1})} \quad (8)$$

Elle est identique pour les flexions suivant les axes x et z . On vérifie facilement que cela conduit à une valeur $Q = 0$ dans le système (7), ce qui constitue une simplification non négligeable. On note cependant que cette définition conduit à des allongements non nuls A_x et A_z sans traction appliquée ($F_x = F_z = 0$) et avec un seul moment non nul ($M_z = 0$), ceci à cause des effets de Poisson.

3. Résolution du système

Le système à résoudre s'exprime finalement:

$$\begin{bmatrix} P & P_\nu & 0 & Q_\nu \\ P_\nu & P & Q_\nu & 0 \\ 0 & Q_\nu & R & R_\nu \\ Q_\nu & 0 & R_\nu & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_z \\ \kappa_x \\ \kappa_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{F}_x \\ \bar{F}_z \\ \bar{M}_x \\ \bar{M}_z \end{bmatrix} \quad (9)$$

La résolution est facilitée par le choix $Q = 0$. Des deux dernières équations on tire A_x et A_z en fonction des courbures κ_x et κ_z :

$$A_x = \frac{1}{Q_v} (\bar{M}_x - R\kappa_x - R_v\kappa_z) \quad A_z = \frac{1}{Q_v} (\bar{M}_z - R_v\kappa_x - R\kappa_z) \quad (10)$$

En reportant dans les deux premières, on obtient le système suivant pour les deux inconnues κ_x et κ_z :

$$\begin{bmatrix} a & b \\ b & a \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \kappa_x \\ \kappa_z \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Z_x \\ Z_z \end{Bmatrix} \quad (11)$$

$$a = -(PR_v + P_vR) / Q_v \quad b = Q_v - (PR + P_vR_v) / Q_v$$

$$Z_x = \bar{F}_x - (P\bar{M}_z + P_v\bar{M}_z) / Q_v \quad Z_z = \bar{F}_z - (P\bar{M}_x + P_v\bar{M}_x) / Q_v$$

D'où la solution :

$$\kappa_x = \frac{aZ_x - bZ_z}{a^2 - b^2} \quad \kappa_z = \frac{-bZ_x + aZ_z}{a^2 - b^2} \quad (12)$$

On obtient ensuite A_x et A_z à partir de (10).

4. Contraintes et énergies élastiques

Les contraintes peuvent être exprimées en tout point grâce à (4). On donne ci-dessous les valeurs moyennes dans chaque couche :

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{(k)} &= \bar{E}^{(k)} \left[(A_x + \nu^{(k)}A_z - \varepsilon_{xx}^{0(k)})(y_k - y_{k-1}) + \frac{1}{2}(\kappa_x + \nu^{(k)}\kappa_z)((y_k - \bar{y})^2 - (y_{k-1} - \bar{y})^2) \right] \\ \sigma_{zz}^{(k)} &= \bar{E}^{(k)} \left[(A_z + \nu^{(k)}A_x - \varepsilon_{zz}^{0(k)})(y_k - y_{k-1}) + \frac{1}{2}(\kappa_z + \nu^{(k)}\kappa_x)((y_k - \bar{y})^2 - (y_{k-1} - \bar{y})^2) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

L'énergie élastique dans chaque couche est donnée par l'intégration de

$$W^{(k)} = \frac{1}{2E^{(k)}} \int_{y_{k-1}}^{y_k} [\sigma_{xx}^2(y) + \sigma_{zz}^2(y) - 2\nu^{(k)}\sigma_{xx}(y)\sigma_{zz}(y)] dy \quad (14)$$

Il s'agit d'une densité d'énergie, par unité de surface de la plaque. Après utilisation de (4), intégration et simplifications, on obtient :

$$W^{(k)} = \frac{1}{2} \frac{\bar{E}^{(k)}}{1 - \nu^{(k)2}} \left[A^{(k)}(y_k - y_{k-1}) + B^{(k)}((y_k - \bar{y})^2 - (y_{k-1} - \bar{y})^2) + C^{(k)}((y_k - \bar{y})^3 - (y_{k-1} - \bar{y})^3) \right]$$

avec :

$$\begin{aligned} A^{(k)} &= (1 - \nu^{(k)2}) (A_x^2 + A_z^2 + 2\nu^{(k)}A_xA_z - 2A_x\varepsilon_{xx}^{0(k)} - 2A_z\varepsilon_{zz}^{0(k)}) + (\varepsilon_{xx}^{0(k)})^2 + (\varepsilon_{zz}^{0(k)})^2 + \varepsilon_{xx}^{0(k)}\varepsilon_{zz}^{0(k)} \\ B^{(k)} &= (1 - \nu^{(k)2}) \left[(A_x + \nu^{(k)}A_z - \varepsilon_{xx}^{0(k)})\kappa_x + (A_z + \nu^{(k)}A_x - \varepsilon_{zz}^{0(k)})\kappa_z \right] \\ C^{(k)} &= \frac{1}{3} (1 - \nu^{(k)2}) [\kappa_x^2 + \kappa_z^2 + 2\nu^{(k)}\kappa_x\kappa_z] \end{aligned} \quad (15)$$

Pour avoir l'énergie élastique totale il suffit de sommer les énergies de chaque couche. Pour obtenir les énergies relâchées lors de la rupture (séparation complète du multicouche en deux multicouches), il faut simplement calculer les trois configurations indépendamment, et appliquer la relation :

$$\Delta W_s = \sum_{k=1}^{N_{bas}} W_{(après)}^{(k)} + \sum_{k=N_{bas}+1}^{N_{total}} W_{(après)}^{(k)} - \sum_{k=1}^{N_{total}} W_{(avant)}^{(k)}$$

où l'indice "avant" ou "après" indique les situations avant et après la rupture, N_{total} étant le nombre total de couches, N_{bas} étant le nombre de couches de la partie inférieure après

rupture (numérotation de bas en haut).

5. Cas plus restrictifs des déformations planes généralisées

La flexion biaxiale traitée ci-dessus peut être restreinte à des cas particuliers de cinématiques plus contraintes. Le cas des déformations planes généralisées (DPG) correspond ainsi à la restriction d'un allongement transverse A_z quelconque avec courbure imposée nulle ($\kappa_z = 0$). Il faut reformuler la résolution du système (réduit), pour éliminer l'indétermination, mais cela ne pose aucun problème. De même, pour le cas des déformations planes (DP) on impose aussi sans difficulté la restriction $A_z = 0$. Dans les deux cas les expressions des contraintes et de l'énergie élastique du paragraphe 4 sont alors utilisables sans modification.

Annexe 6 : Méthode de micro-indentation à chaud

De façon générale, la micro-indentation instrumentée est maintenant couramment utilisée dans les laboratoires pour déterminer des propriétés mécaniques locales de matériaux. Étant une sonde micromécanique locale, elle permet entre autre de caractériser les revêtements et d'étudier par exemple l'influence du substrat sur les propriétés du film [Cleymand 2005]. Un avantage majeur de cette technique est de pouvoir tester des matériaux nouveaux ou en cours de développement, souvent onéreux, et seulement disponibles en faible quantité.

De plus, cette technique ne nécessite qu'une préparation élémentaire des échantillons à tester : une surface plane d'un échantillon de géométrie simple (parallélépipède) et un polissage métallographique suffisent.

Dans son principe, la micro-indentation instrumentée consiste à appliquer à la surface d'un matériau une pointe d'un matériau dur et de mesurer en continu la pénétration de la pointe (communément appelée indenteur) en fonction de la force appliquée pendant un cycle charge - décharge. La géométrie et la nature de la pointe peuvent être très diverses : billes d'aciers, indenteurs pyramidaux en diamant, en alumine ou en carbure, les combinaisons sont nombreuses. La Figure A.2 représente une courbe réponse force-pénétration obtenue à température ambiante sur un échantillon de superalliage AM1 <001> avec un indenteur Vickers (pyramide à base carrée) en diamant. On met ainsi en évidence la forme parabolique de la courbe de chargement (caractérisée par sa courbure C), la profondeur d'indentation maximale h_{max} atteinte pour $F = F_{max}$, la profondeur d'indentation résiduelle lors du déchargement et les énergies mises en jeu lors de l'essai d'indentation (W_{tot} l'énergie totale et W_e l'énergie restituée au déchargement).

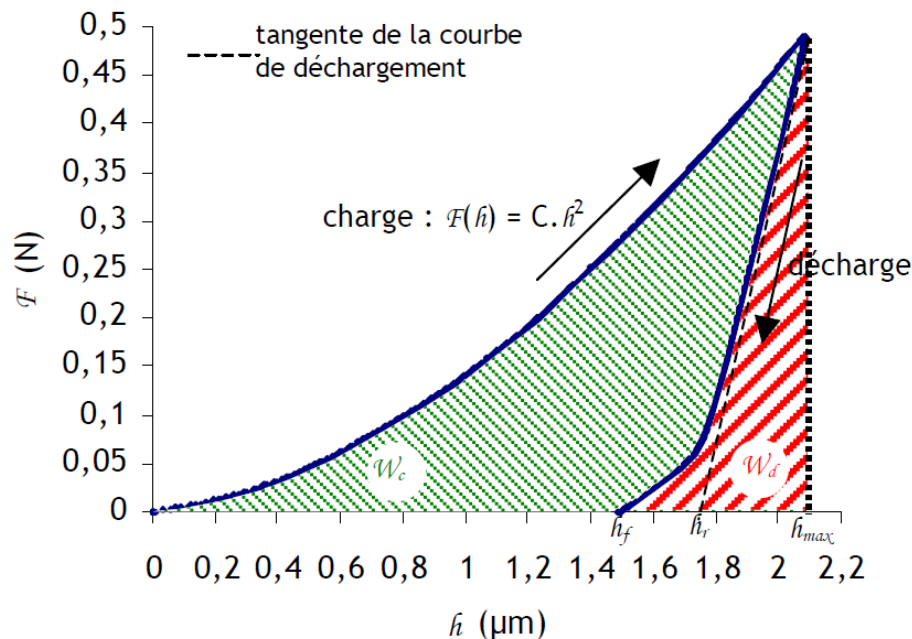


Figure A.2 : Courbe force – pénétration d'indentation obtenue à température ambiante sur un échantillon d'AM1 <001> avec un indenteur Vickers en diamant.

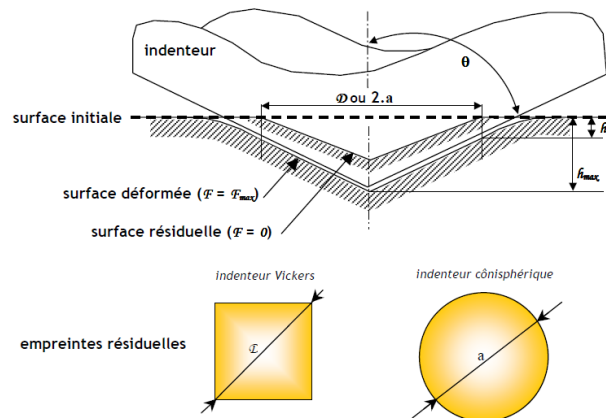


Figure A.3 : Représentation schématique d'une vue en coupe du test d'indentation Vickers et représentation d'empreintes résiduelles d'indentation dans le cas d'indenteurs Vickers et coniphérique.

L'analyse du résultat du test de micro-indentation instrumentée, en particulier de la courbe réponse force – pénétration, mais aussi de l'empreinte résiduelle d'indentation à la surface du matériau (Figure A.3), permet de déterminer plusieurs propriétés mécaniques du matériau testé – dureté, module d'élasticité d'indentation, limite d'élasticité.

En plus des propriétés élastiques, de récents développements de la méthode de micro-indentation, appliquée à des températures relativement élevées (jusqu'à 850°C), ont permis de caractériser le comportement plastique de certains matériaux [Villemiane 2008] en appliquant un essai de fluage d'indentation.

Un essai de fluage d'indentation consiste à réaliser un palier de maintien à charge maximale imposée et à suivre en continu la pénétration de l'indenteur dans le matériau pendant ce palier. Sakai a proposé une méthode basée sur une approche analytique permettant de caractériser la viscoélasticité du matériau indenté [Sakai 2002]. L'inconvénient d'un essai de fluage par indentation avec les géométries usuelles d'indenteurs est que la contrainte appliquée n'est pas constante pendant le test car la surface de contact évolue au cours du test. Sastry préconise l'utilisation d'un poinçon plat pour conserver une contrainte constante pendant le test de fluage d'indentation [Sastry 2005]. Des singularités à la périphérie peuvent néanmoins se révéler gênantes avec une telle géométrie.

La caractérisation du fluage et la détermination des coefficients de la loi s'inspire sur l'analyse dimensionnelle du fluage proposée par Sargent et Ashby [Sargent 1992]. Cette analyse sert de base à des analyses du fluage d'indentation plus récentes. Sargent et Ashby supposent que le fluage d'indentation est un phénomène thermiquement activé et peut être décrit par les mêmes lois empiriques que celles utilisées pour des tests de fluage conventionnel en régime stationnaire pour des matériaux métalliques (loi puissance de type Norton). Dans ce cas la vitesse de déformation en fluage \dot{p} s'écrit :

$$\dot{p} = \dot{\varepsilon}_R \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \left(\frac{\sigma}{\sigma_R}\right)^n$$

avec $\dot{\varepsilon}_R$ une constante pré-exponentielle, R la constante des gaz ($R = 8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$), T la température, Q l'énergie d'activation du phénomène de fluage, σ la contrainte appliquée, σ_R une contrainte représentative et n l'exposant de contrainte.

Annexe 7 : Méthode de mesure de l'épaisseur de la couche d'alumine

Il existe plusieurs méthodes de mesure de la prise d'épaisseur d'un film d'oxyde au cours de son évolution à haute température.

La thermogravimétrie, classiquement utilisée, qui consiste à peser régulièrement l'échantillon en cours d'oxydation, n'est pas adaptée à l'étude des systèmes barrière thermique - les mesures étant très souvent perturbées par la présence d'écaillages qui, même très localisés, faussent complètement les prises de masses.

Nous avons donc opté¹ pour une méthode coûteuse en temps (préparation métallographique, acquisition puis traitement des images) et en échantillons (méthode destructive), mais qui apparaît néanmoins incontournable. Les mesures ont été faites à partir de coupes polies observées au MEB en contraste d'électrons rétrodiffusés, sur des images acquises sur des champs de largeur millimétrique (~ 1 mm), avec une très grande résolution (0,02 $\mu\text{m}/\text{pixel}$). Les images ont été binarisées avec le logiciel Aphelion et traitées à l'aide du logiciel Brouette, afin d'extraire l'aire relative à la couche d'oxyde sur la coupe micrographique, et la longueur d'interface correspondante ayant donné lieu à l'oxydation.

Deux définitions de l'épaisseur d'oxyde peuvent être considérées à partir de l'acquisition du profil en coupe : le ratio de l'aire à la longueur curviligne, ou par rapport à la longueur rectiligne (ou longueur développée).

La Figure A.4 présente une image typique d'observation en coupe micrographique du système barrière thermique, dans la région proche de la couche d'alumine, et son seuillage binarisé. A partir de cette image, nous déterminons l'aire couverte par l'alumine (partie rouge), et la divisons soit par la longueur rectiligne (longueur du rectangle de l'image), soit par sa longueur curviligne (somme des pixels en bordure inférieure de la zone rouge).

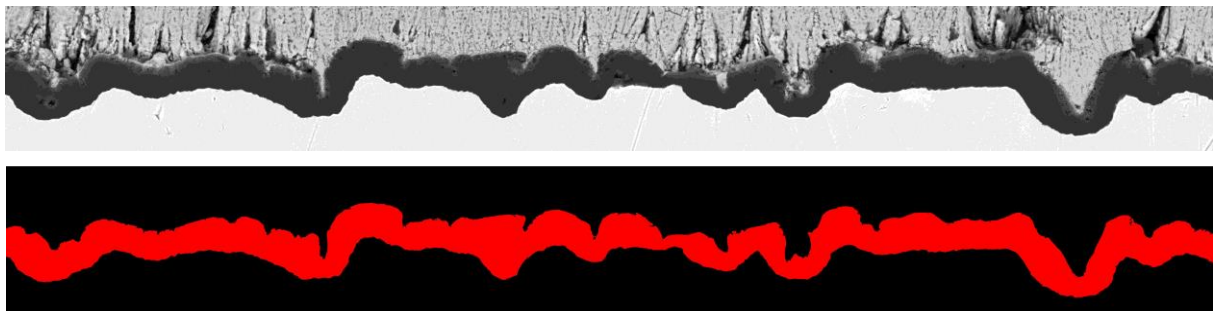


Figure A.4 : Observation en coupe de la couche d'oxyde, et son seuillage binarisé (exemple de l'échantillon JRVD-06, oxydé 50h à 1100°C)

Ici, nous avons choisi de conserver la valeur de l'épaisseur en rapportant l'aire relative à cette couche non pas à la longueur curviligne de l'interface, mais à sa longueur rectiligne. Plusieurs raisons nous ont orientés vers cette option.

- Le modèle VDKC inspiré du modèle de Balint définit la surépaisseur d'oxyde non pas par une dilatation de la surface métallique, mais par une translation de celle-ci.

¹ Rapport sur Ressources Générales RTI 1/21336 DMSM, décembre 2013

- A l'échelle macroscopique de l'aube, l'épaisseur d'oxyde est appréhendée sans perception de la rugosité d'interface microscopique : il s'agit d'une surépaisseur définie selon la normale au profil de l'aube.
- En thermogravimétrie classique, la prise de masse attribuée à l'oxydation est rapportée à la surface géométrique de l'échantillon, supposée parfaitement lisse.

Les écarts entre les résultats des deux types de mesures (les épaisseurs relatives à la longueur rectiligne étant supérieures à celles rapportées à la longueur curviligne de l'interface) sont donnés dans le tableau suivant.

	JRVD-03 (1050°C)			JRVD-06 (1100°C)			JRVD-08 (1150°C)		
	h(1)	h(2)	h(2)/h(1)	h(1)	h(2)	h(2)/h(1)	h(1)	h(2)	h(2)/h(1)
0 h	0,5	0,7	1,40	0,5	0,7	1,40	0,5	0,6	1,20
5h	-	-	-	1,0	1,3	1,30	1,9	2,3	1,21
10 h	1,1	1,3	1,18	1,4	1,7	1,21	2,3	2,8	1,22
25 h	1,5	1,8	1,20	1,8	2,3	1,28	3,4	4,2	1,24
50 h	1,7	2,1	1,24	2,7	3,2	1,19	3,8	4,5	1,18
100 h	2,4	2,7	1,13	3,2	3,8	1,19	5,6	6,7	1,20
250 h	3,0	3,5	1,17	4,4	5,3	1,20	6,4	7,4	1,16
500 h	3,6	4,2	1,17	5,4	6,4	1,19	-	-	-

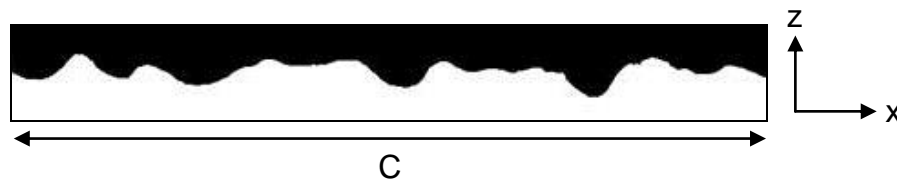
h(1) = aire d'oxyde rapportée à la longueur curviligne du profil

h(2) = aire d'oxyde rapportée à la longueur rectiligne du profil

Annexe 8 : Détermination de la rugosité

Nous allons nous intéresser ici à la mesure de la rugosité d'une surface 3D (l'axe z sera systématiquement perpendiculaire à la surface moyenne). En effet, lorsque nous voulons caractériser les paramètres d'ondulation de la couche d'alumine, nous n'avons accès qu'à des coupes transverses en deux dimensions. Il est donc important de savoir transformer les informations venant de la rugosité d'un profil quelconque en deux dimensions en paramètres d'ondulation d'une surface, que nous supposons parfaitement sinusoïdale et périodique (en 2D ou en 3D). Pour ce faire, nous considérerons deux types de surface : la première définie spatialement par un simple cosinus $z(x, y) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right)$; puis dans un second temps définie par un double cosinus $z(x, y) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right) \cos\left(\frac{2\pi y}{2L}\right)$.

L'analyse classique de la rugosité d'une surface s'effectue sur une coupe transverse à celle-ci. À partir d'un profil d'une surface quelconque, nous pouvons calculer certains paramètres classiques dans l'analyse de la rugosité :



$$R_a = \frac{1}{C} \int_0^C |z(x)| dx \quad \text{et} \quad R_q = \sqrt{\frac{1}{C} \int_0^C z^2(x) dx} \quad \text{les rugosités moyenne et moyenne quadratique ;}$$

$$\Delta_a = \frac{1}{C} \int_0^C \left| \frac{dz(x)}{dx} \right| dx \quad \text{et} \quad \Delta_q = \sqrt{\frac{1}{C} \int_0^C \left(\frac{dz(x)}{dx} \right)^2 dx} \quad \text{les pentes moyenne absolue et moyenne quadratique ;}$$

$$\lambda_a = 2\pi \frac{R_a}{\Delta_a} \quad \text{et} \quad \lambda_q = 2\pi \frac{R_q}{\Delta_q} \quad \text{les longueurs d'onde moyenne et moyenne quadratique du profil.}$$

Notons que dans le cas d'un profil sinusoïdal parfait ($z(x) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right)$) les rugosités moyennes sont liées à l'amplitude de l'ondulation δ , et les longueurs d'ondes moyennes à la longueur d'onde du signal $2L$ par :

$$R_a^{\cos} = \frac{2}{\pi} \delta \quad R_q^{\cos} = \frac{\delta}{\sqrt{2}} \quad \lambda_a^{\cos} = \lambda_q^{\cos} = 2L$$

Nous allons voir comment déterminer les caractéristiques d'une surface 3D à partir d'une section transverse de celle-ci. Les paramètres du profil peuvent varier selon la section considérée, nous appliquerons donc une découpe systématique de la surface. La Figure A.5 présente une surface en double cosinus, visualisée dans la direction z . Nous analyserons

systématiquement toutes les directions possibles de « coupe » de la surface (plan $(\alpha; z)$), afin de déterminer l'influence, s'il y en a une, de la direction d'analyse de la surface.

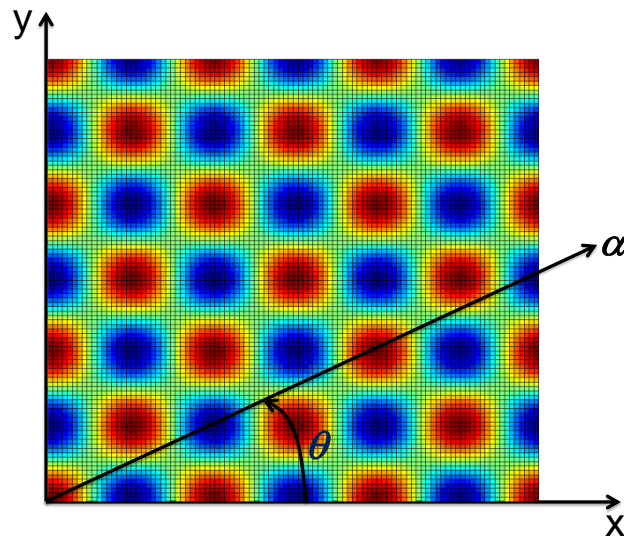


Figure A.5 : Visualisation en vue de dessus d'une surface 3D en double cosinus, et balayage de la surface par des coupes transverses $\theta \in [0; \pi/2]$

1. Profil 3D en cosinus simple (tôle ondulée)

Considérons tout d'abord une géométrie de surface en cosinus simple, dite « tôle ondulée » (voir Figure A.6) :

$$z(x, y) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right)$$

Pour ce type de surface 3D, nous n'appliquerons l'analyse systématique que jusqu'à un angle θ de 45° puisque le profil sera incomplet au-delà (on comprend bien que la longueur d'onde selon l'axe y va augmenter jusqu'à l'infini, et l'amplitude ne veut plus rien dire).

Nous appliquons les formules de R_a , R_q , λ_a et λ_q décrites plus haut.

La taille de la zone d'étude (seule une partie est représentée en Figure A.6) est de 100 fois la longueur d'onde. Nous prenons un profil qui ressemble à peu près à l'ondulation de la couche d'alumine observée : $\delta = 2,4\mu\text{m}$ et $2L = 40\mu\text{m}$.

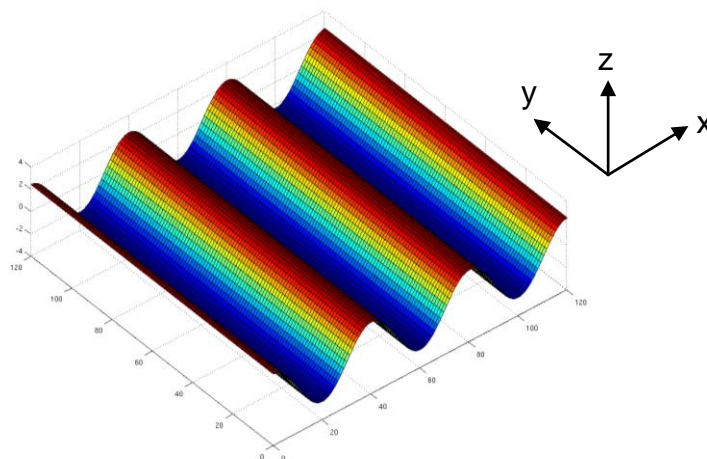


Figure A.6 : Surface en cosinus simple, tôle ondulée

Le R_a présente (étonnamment) une valeur constante sur cette portion du périmètre d'étude, et vaut (comme attendu pour un profil 2D) $R_a^{\cos} = 2\delta / \pi$ (donc dans notre cas $1,52 \mu\text{m}$). De même, la valeur du R_q est parfaitement constante sur cette plage et vaut, comme en 2D : $R_q^{\cos} = \delta / \sqrt{2}$ (donc $1,70 \mu\text{m}$ dans notre cas).

Le λ_a et le λ_q ont exactement la même évolution, et augmentent de manière significative avec l'angle de coupe θ .

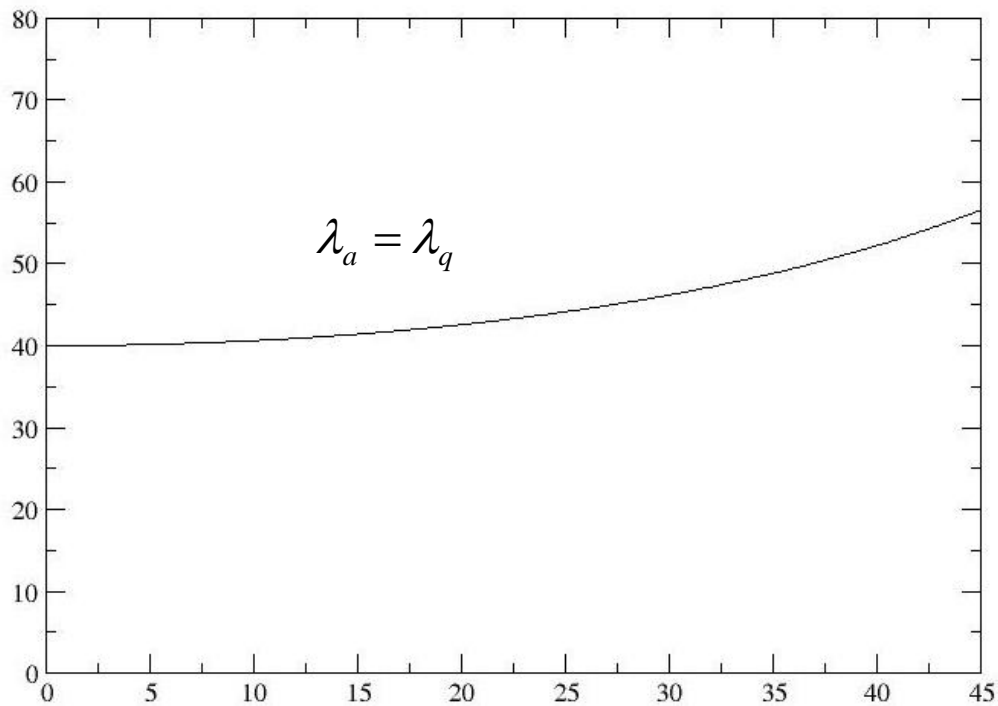


Figure A.7 : Evolution des paramètres λ_a et λ_q en fonction de l'angle de coupe θ

À partir d'une telle mesure du λ_a ou λ_q , il est donc délicat de remonter à la longueur d'onde $2L$ ($40 \mu\text{m}$) du profil de base.

Dans le cas où l'ondulation 3D est un simple cosinus, l'amplitude est très bien mesurée par les R_a ou R_q , mais il est compliqué de conclure sur la mesure de la longueur d'onde à partir des paramètres λ_a ou λ_q .

2. Profil 3D en double cosinus

Prenons maintenant l'exemple d'une géométrie d'ondulation 3D, en double cosinus (représentée à la Figure A.8) :

$$z(x, y) = \delta \cos\left(\frac{2\pi x}{2L}\right) \cos\left(\frac{2\pi y}{2L}\right)$$

On a donc une longueur d'onde $2L$ égale dans les deux directions de l'espace, et une amplitude d'ondulation δ .

La taille de la zone d'étude est toujours de 100 fois la longueur d'onde.

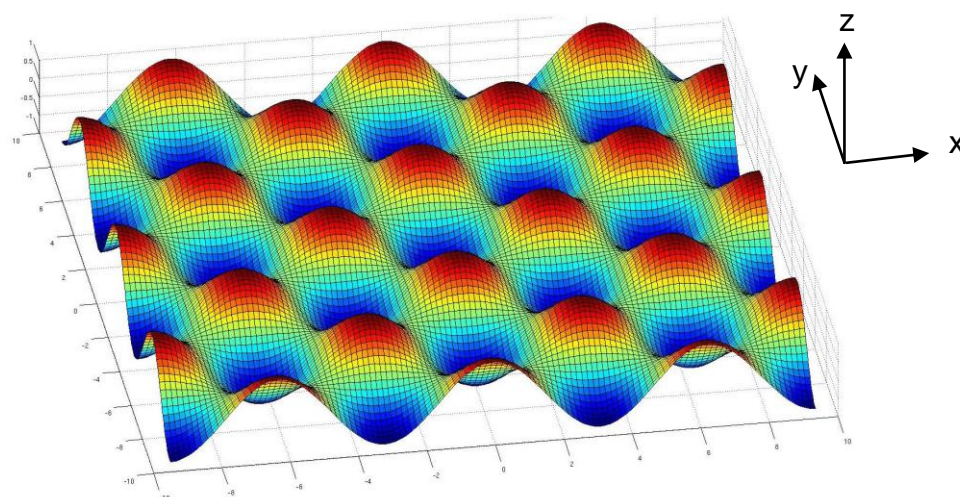


Figure A.8 : Surface en double cosinus, boîte d'œufs

Les caractéristiques du profil sont semblables à l'exemple précédent : $\delta = 2,4\mu\text{m}$ et $2L = 40\mu\text{m}$.

La Figure A.9 montre un exemple de profil que donne un double cosinus lorsqu'on le coupe dans une direction aléatoire (ici dans une direction de $0,1\text{ rad}$ par rapport à l'axe x).

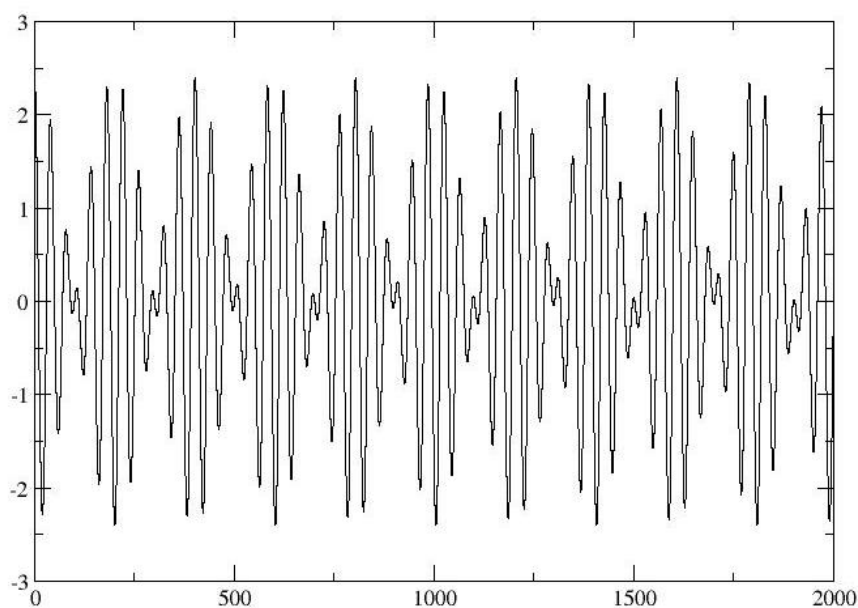


Figure A.9 : Profil d'une coupe de la surface en double cosinus, à un angle θ de $0,1\text{ rad}$

Nous avons vu comment récupérer les données de rugosité sur un profil 2D quelconque. Voyons si l'analyse systématique dans toutes les directions nous aide à dégager des tendances pour pouvoir remonter aux paramètres de l'ondulation 3D (amplitude et longueur d'onde). Pour des coupes partant de l'origine $(0,0)$, balayant la zone d'étude de 0 à 90° , nous pouvons calculer les quantités R_a , R_q , λ_a et λ_q selon l'angle d'analyse θ .

La Figure A.10 montre les R_a et R_q , qui présentent la même forme de variation en fonction

de l'angle de coupe (de 0 à 90°). On observe qu'à part quelques valeurs particulières de l'angle de coupe, leur valeur peut être considérée constante.

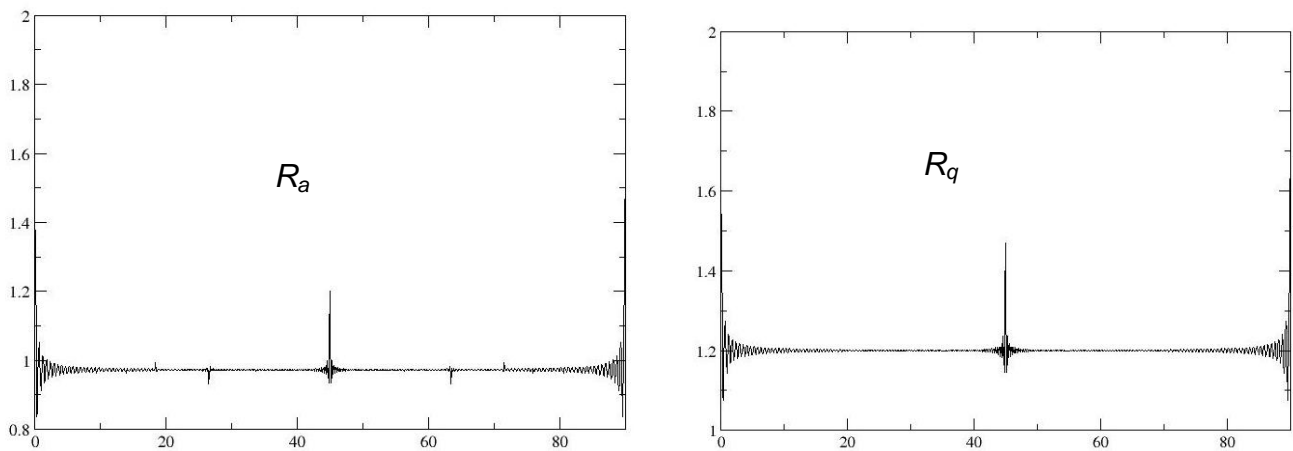


Figure A.10 : Evolution de R_a et R_q en fonction de l'angle de coupe θ

Rappelons que pour un profil parfaitement sinusoïdal, le rapport entre l'amplitude δ et la rugosité R_a est : $R_a^{\cos} = 2\delta / \pi$. Nous observons cette valeur ($2,4 \times 2 / \pi = 1,52 \mu\text{m}$) pour un angle de coupe de 0° et un angle de 90° (qui correspondent aux profils parfaitement sinusoïdaux selon les axes du périmètre d'étude). Par la même analyse, pour un profil 3D, nous pouvons calculer le ratio entre le R_a et le δ : $R_a^{3D} = 4\delta / \pi^2$. De même, nous retrouvons cette valeur qui est la constante sur le graphique ($2,4 \times 4 / \pi^2 = 0,97 \mu\text{m}$).

Dans le cas d'un profil parfaitement sinusoïdal, le R_q vaut $R_q^{\cos} = \delta / \sqrt{2}$ (pour les valeurs de notre ondulation, $R_q^{\cos} = 1,70 \mu\text{m}$). Cependant, pour un profil 3D, l'analyse de l'équation nous donne : $R_q^{3D} = \delta / 2 = 1,20 \mu\text{m}$. Similairement au R_a , nous retrouvons ces deux valeurs sur le graphe précédent.

Nous pouvons conclure qu'à partir de l'observation d'un profil quelconque, si nous supposons que la surface 3D correspondante est un double cosinus, en mesurant le R_a ou le R_q nous savons déterminer l'amplitude δ de l'ondulation 3D (d'une manière tout à fait statistique, en supposant que nous ne sommes pas dans des directions particulières, mais cela n'arrive jamais si la surface 3D est quelconque à la base).

La même méthode est appliquée à la longueur d'onde :

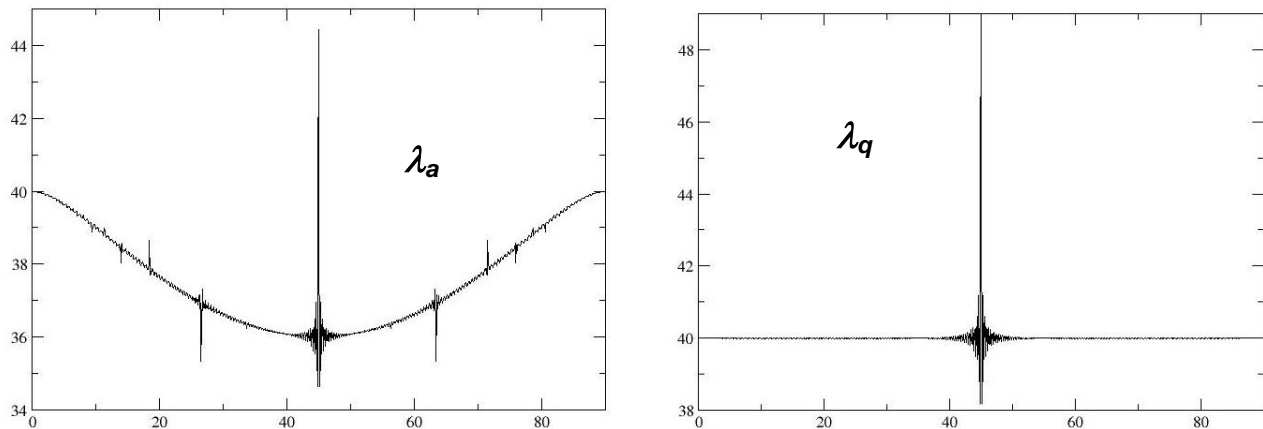


Figure A.11 : Evolution des λ_a et λ_q en fonction de l'angle de coupe θ

Nous rappelons que la longueur d'onde de la surface 3D $2L$ est de $40 \mu m$. On voit toujours apparaître des directions remarquables, notamment à 45° dans la direction où le profil du double cosinus est un cosinus parfait mais d'amplitude moitié moindre (passage par les pics de l'ondulation et les zéros au lieu des minima).

Nous savons que dans le cas d'un cosinus parfait, le λ_a comme le λ_q égalent exactement la longueur d'onde $2L$. Nous retrouvons ces valeurs sur les graphes aux angles de 0 et 90° . Pour une étude statistique, le λ_q est constant, à la valeur de $2L$, tandis que le λ_a varie d'environ 10% au-dessous de la valeur de $2L$.

Donc, à partir d'un profil quelconque que l'on suppose provenir d'une surface 3D en double cosinus, on peut connaître la longueur d'onde $2L$ à partir de la mesure de λ_q . La mesure de λ_a nous donne aussi une indication de la longueur d'onde, mais de manière moins précise et sous-estimée.

Au final, nous pouvons conclure que de l'étude d'un profil 2D quelconque (tel que présenté en Figure A.12, coupe du double cosinus pour un angle de $0,2$ rad), mais supposé venir d'une coupe transverse d'une surface 3D en double cosinus, nous pouvons connaître la longueur d'onde et l'amplitude de l'ondulation « mère ».

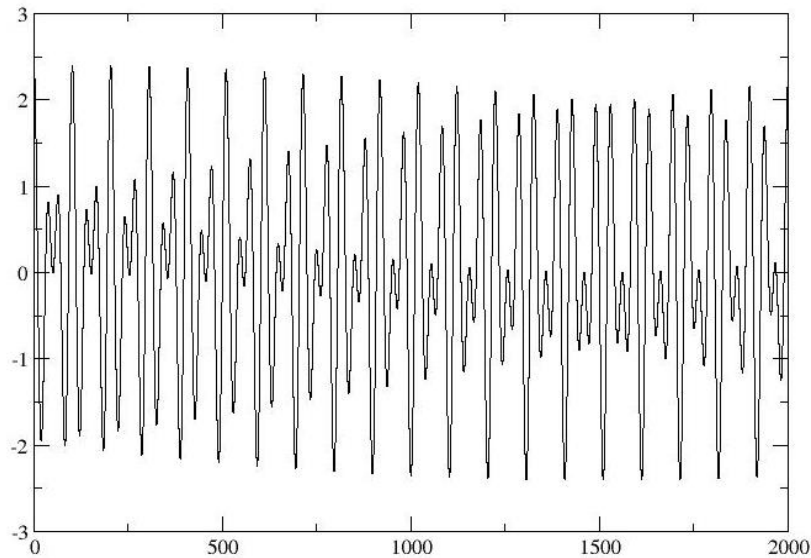
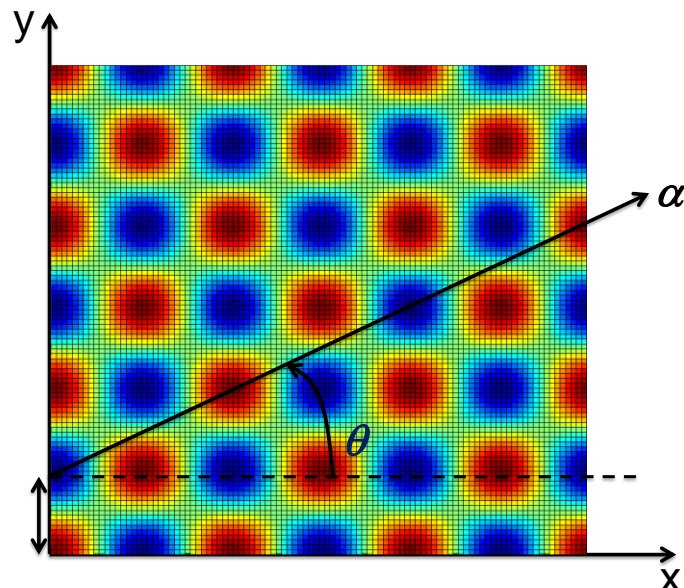


Figure A.12 : Profil d'une coupe de la surface en double cosinus, à un angle θ de 0,2 rad.
 $R_q = 1,2 \mu\text{m}$; $\lambda_q = 40 \mu\text{m}$

3. À partir d'un point quelconque de la zone d'étude

À ce point on peut se poser la question de la crédibilité des résultats par rapport à une coupe de la surface partant de l'origine du repère $(0,0)$, un point très particulier.

Nous avons donc refait cette étude avec des coupe partant d'un point quelconque de l'axe y , donc une origine des coupes $(0,y)$. Il est nécessaire d'éviter les points particuliers sur cet axe, tels que : $0, L/2, L, 3L/2, 2L$.



Premier exemple : point de départ $(0, 0.7 \cdot 2L)$.

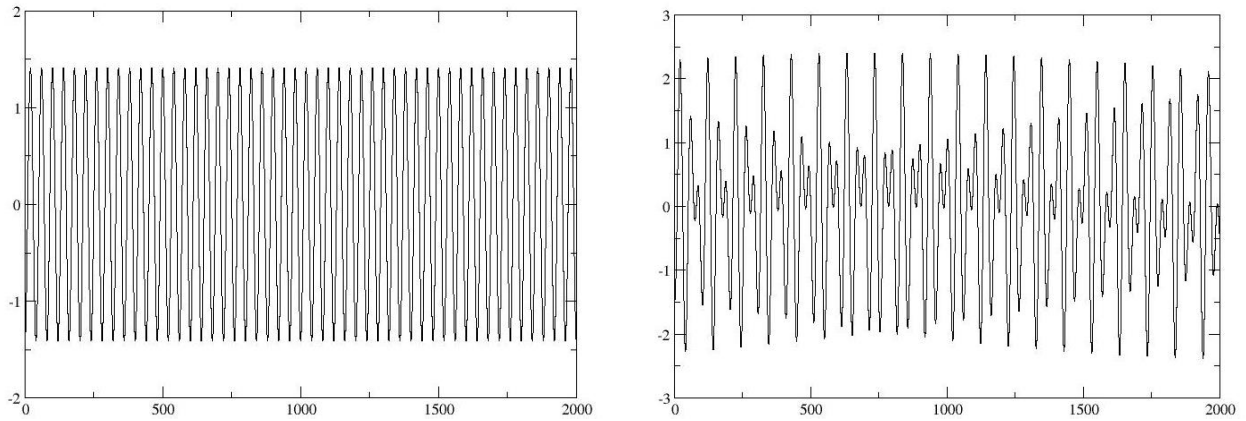


Figure A.13 : Deux exemples de profil de l'ondulation, pour une coupe d'angle 0 rad (à gauche), et une coupe d'angle 0.2 rad (à droite)

Sur la Figure A.13, on retrouve bien, pour un décalage de $0.7*2L$, une amplitude de $\delta.\cos(0.7\pi) = 1.41\mu\text{m}$ pour une coupe d'angle 0 rad.

La Figure A.14 montre les relevés des rugosités en fonction de l'angle de coupe. Leur variation est exactement la même que sans décalage du point de départ des coupes.

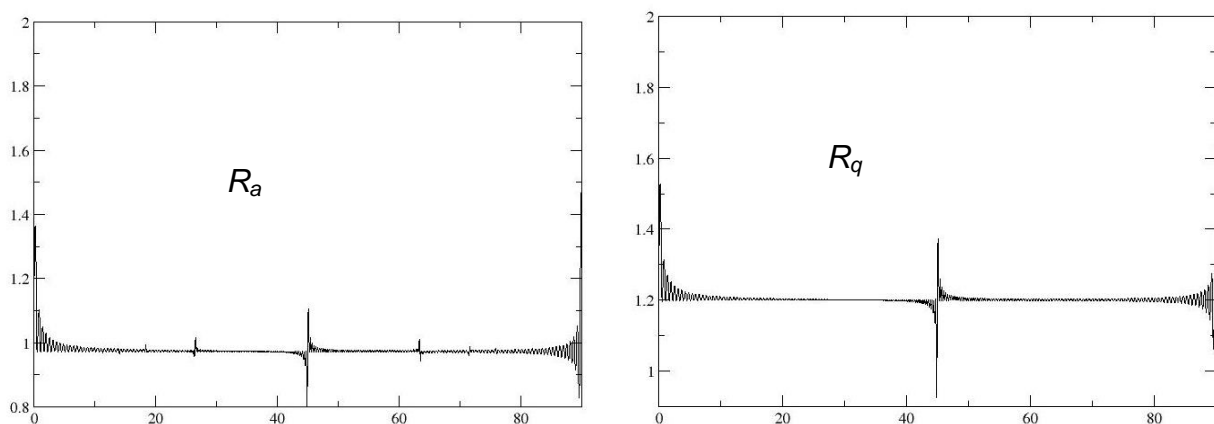


Figure A.14 : Evolution de R_a et R_q en fonction de l'angle de coupe θ , pour un point de départ décalé de $0,7*2L$

Enfin, la Figure A.15 montre les évolutions de λ_a et λ_q en fonction de l'angle de coupe q . Le décalage du point d'origine des coupes ne modifie pas les conclusions précédentes.

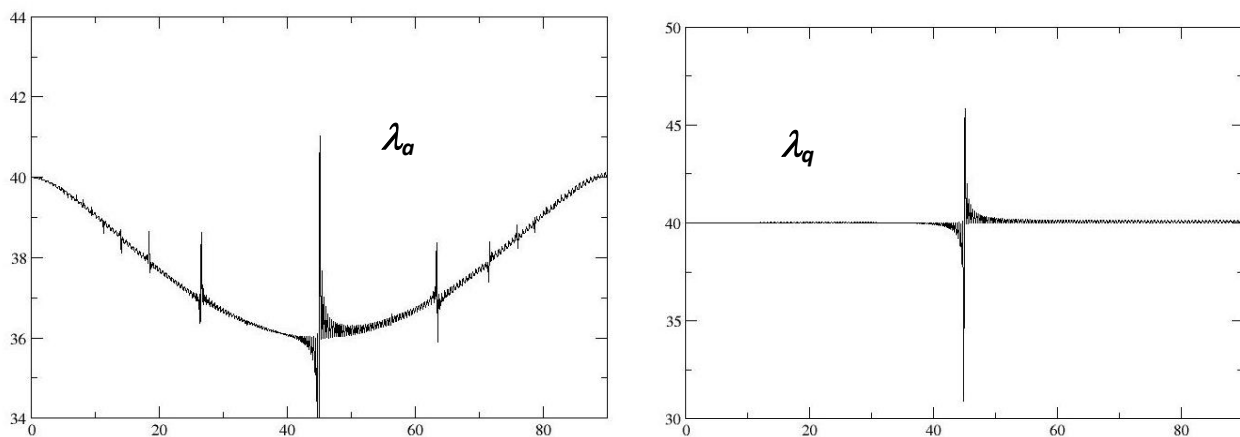


Figure A.15 : Evolution de λ_a et λ_q en fonction de l'angle de coupe θ , pour un point de départ décalé de $0,7*2L$

Deuxième exemple : point de départ (0 , $0,095 * 2L$).

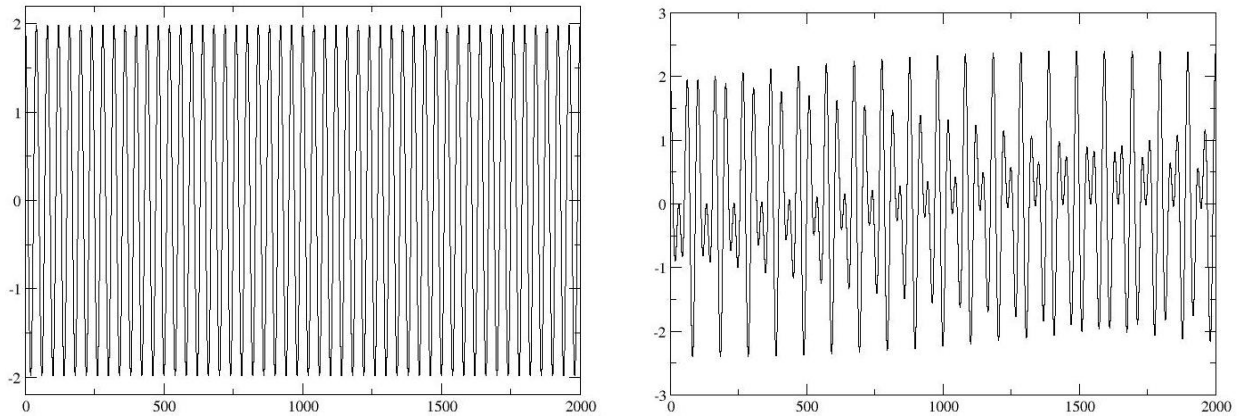


Figure A.16 : Deux exemples de profil de l'ondulation, pour une coupe d'angle 0 rad (à gauche), et une coupe d'angle 0.2 rad (à droite)

Sur la Figure A.16, on retrouve bien, pour un décalage de $0,095*2L$, une amplitude de $\delta.\cos(0.19\pi) = 1.98\mu\text{m}$ pour une coupe d'angle 0 rad.

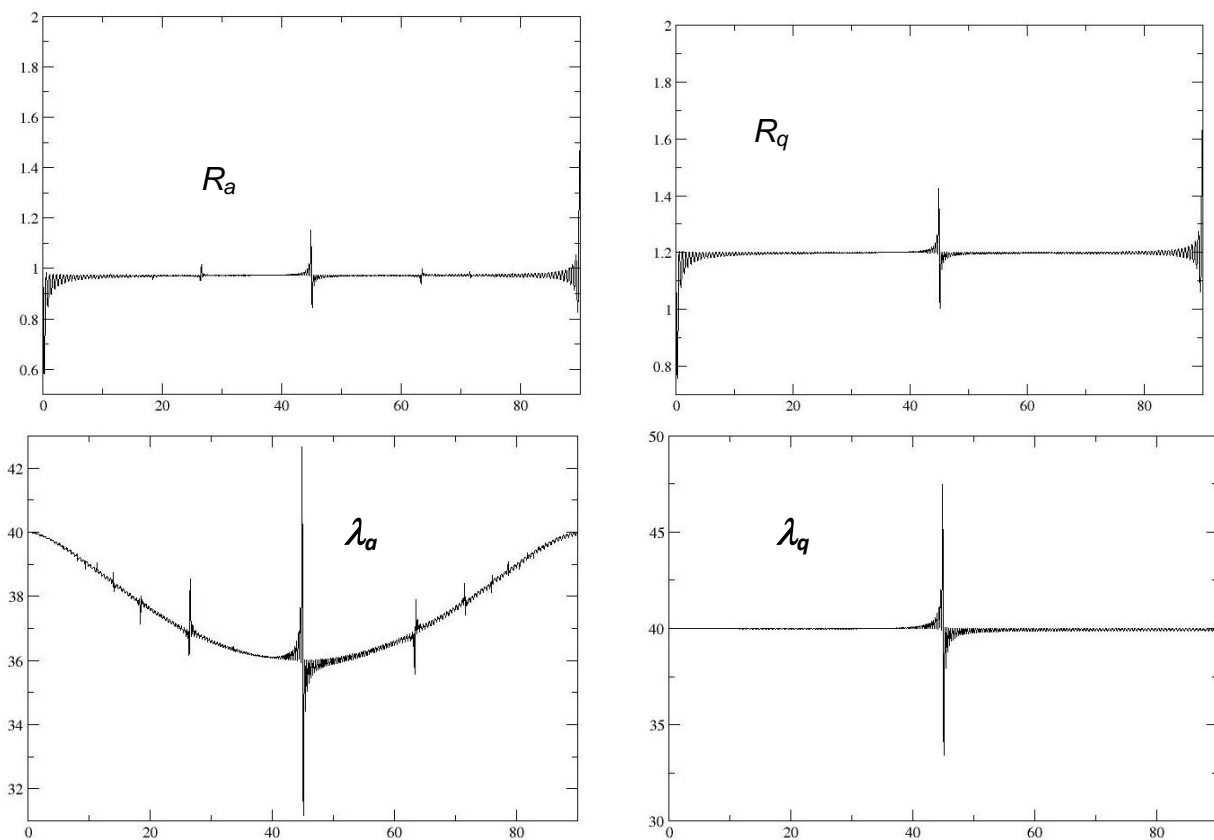


Figure A.17 : Evolution de R_a , R_q , λ_a et λ_q en fonction de l'angle de coupe θ , pour un point de départ décalé de $0,095*2L$

Il est assez clair que quel que soit le point de départ, il ne joue pas du tout sur les conclusions tirées au paragraphe précédent, lorsque le point de départ de l'analyse était l'origine du repère.

Annexe 9 : Organigrammes des enchaînements des tâches du modèle de comportement

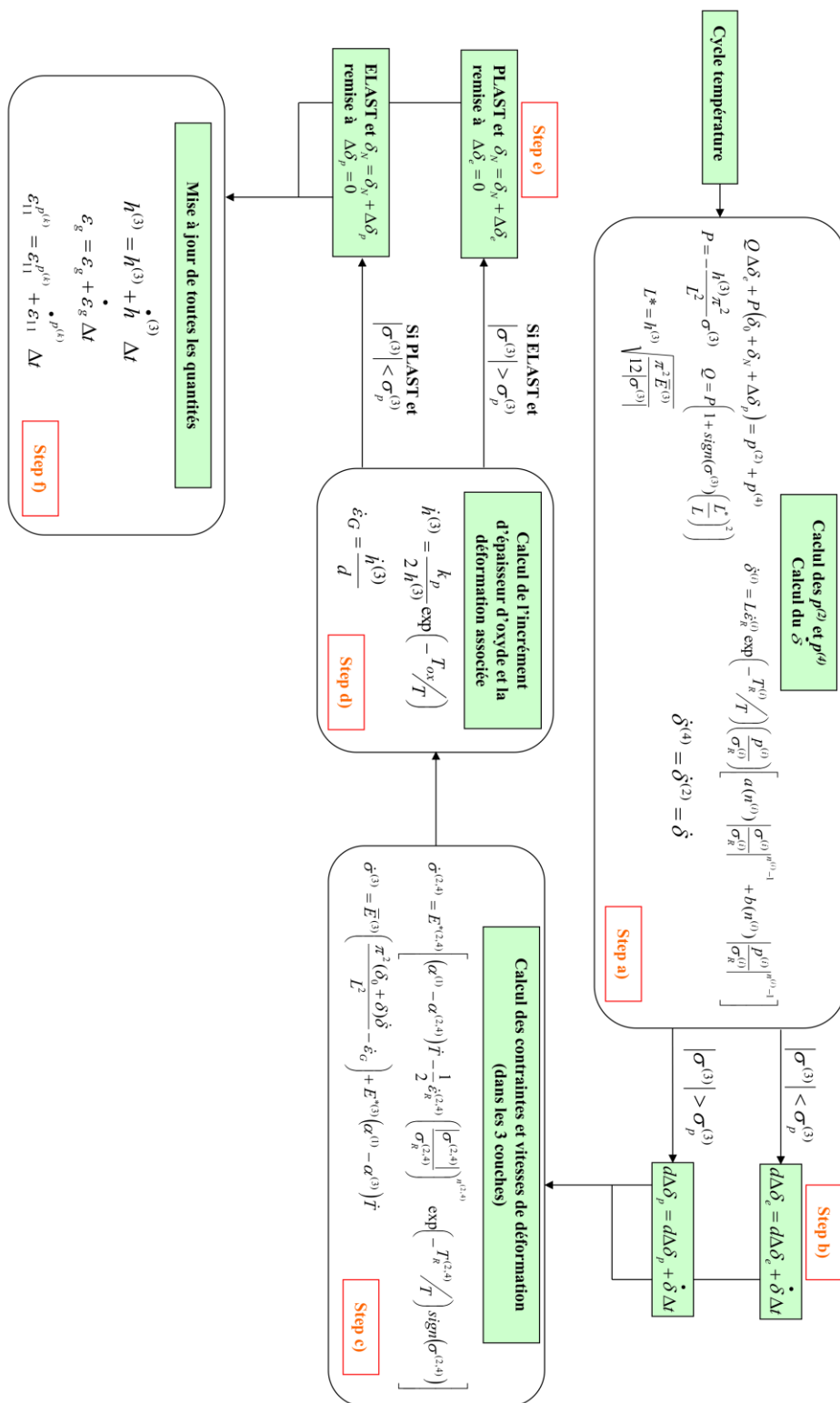


Figure A.18 : Organigramme des tâches du modèle de comportement original, selon [Balint 2005]

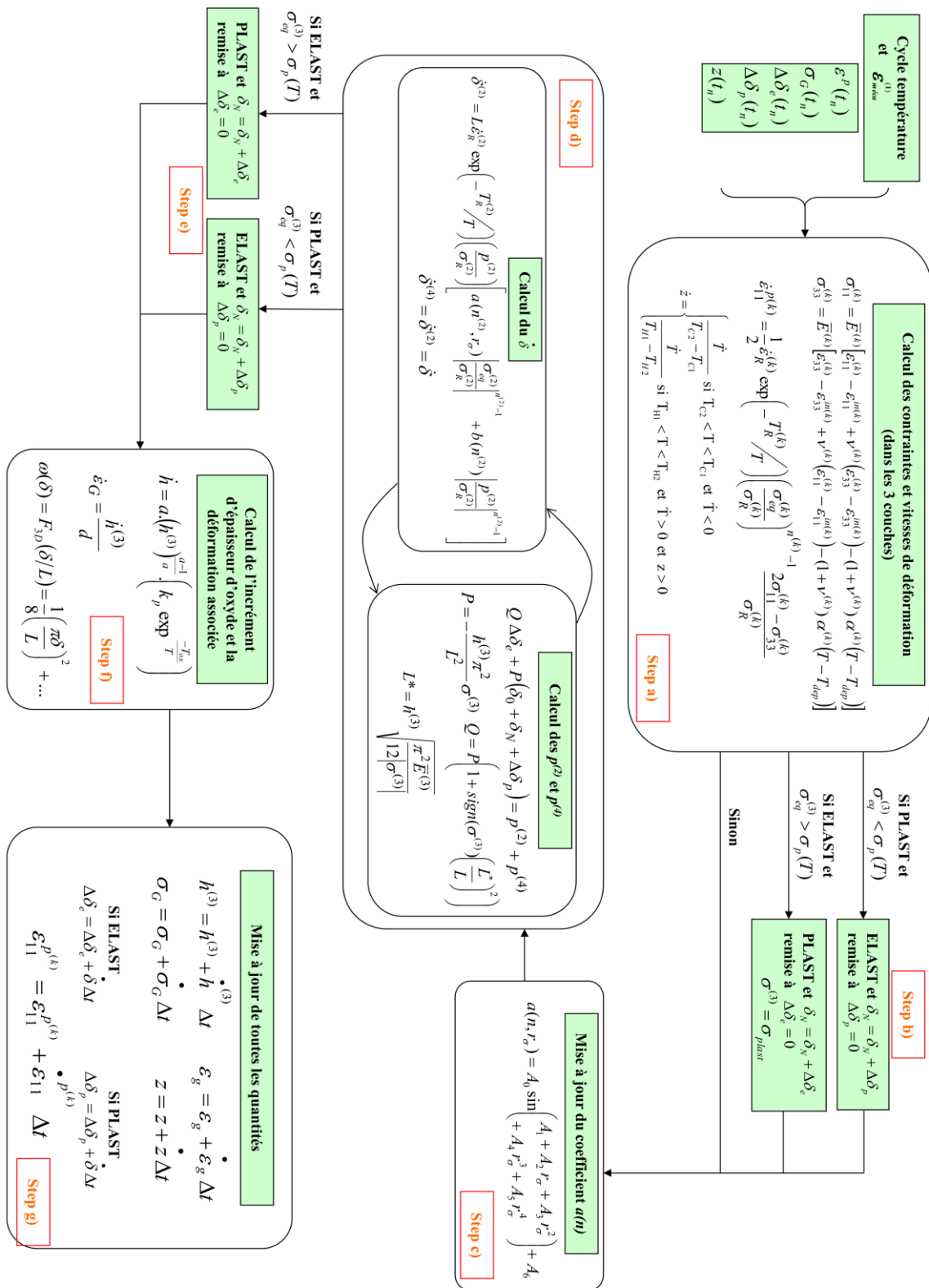
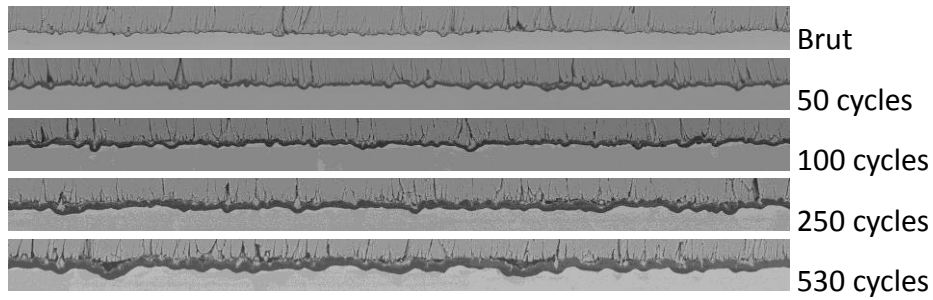


Figure A.19 : Organigramme des tâches du modèle de comportement modifié

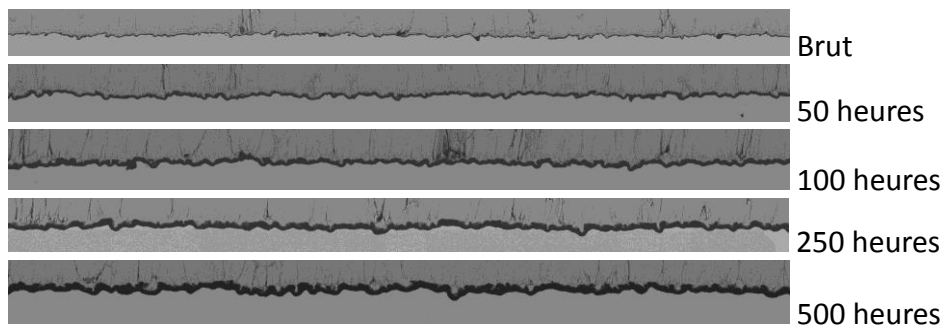
Annexe 10 : Observations micrographiques de l'interface du système barrière thermique

1. Observations de coupes transversales au cours du vieillissement thermique

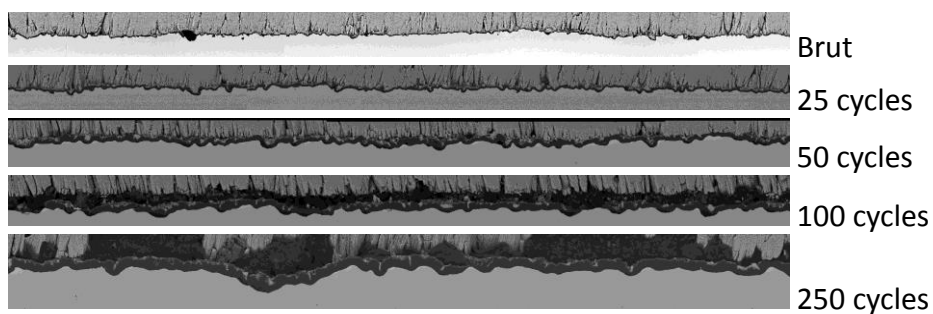
Cyclage thermique à 1050°C

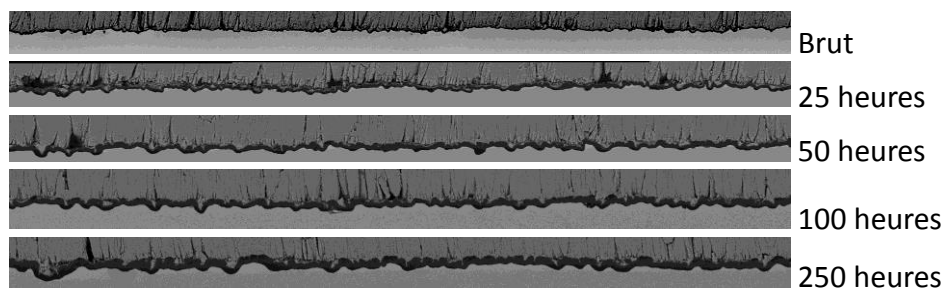
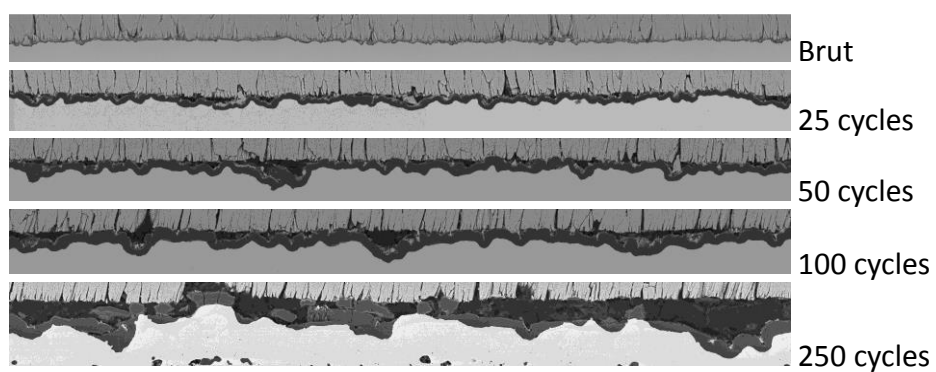
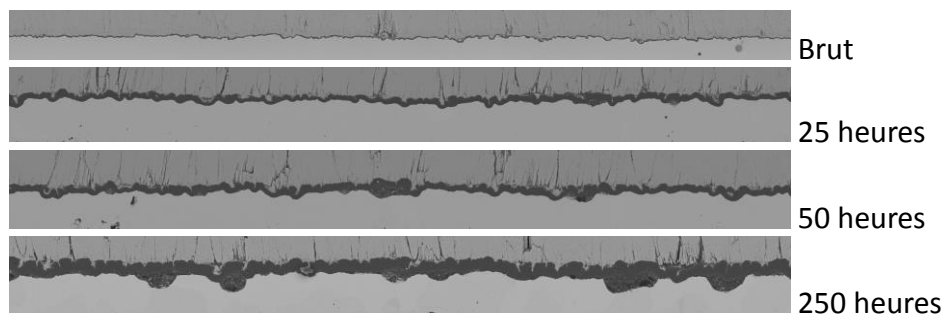


Vieillissement isotherme à 1050°C



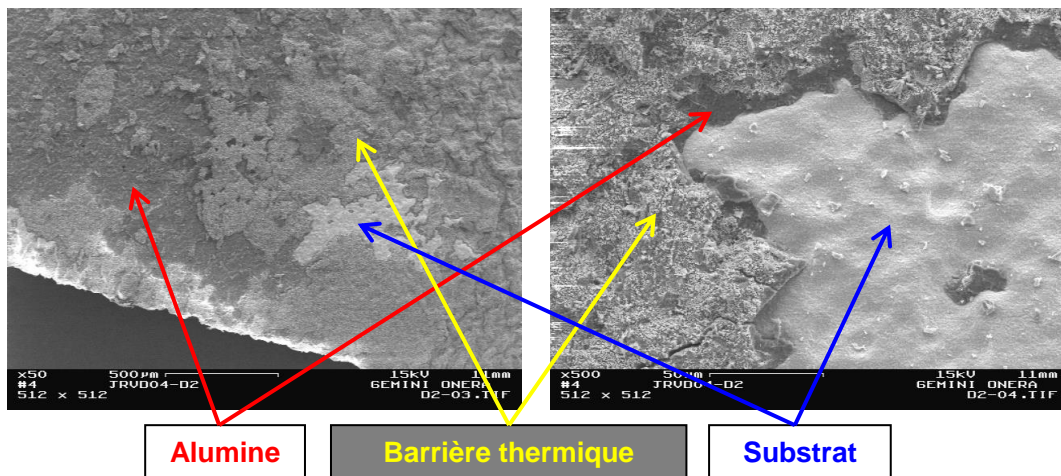
Cyclage thermique à 1100°C



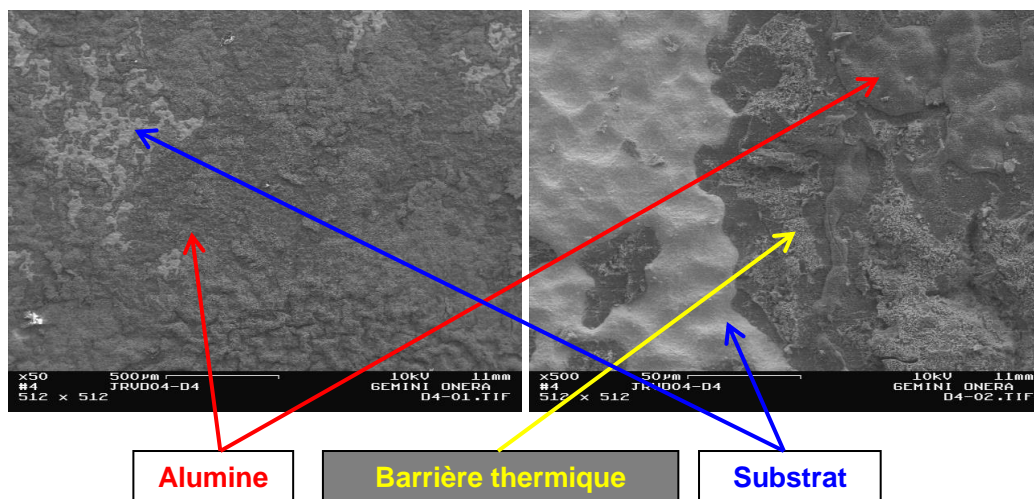
Vieillissement isotherme à 1100°CCyclage thermique à 1150°CVieillissement isotherme à 1150°C

2. Faciès de rupture (côté substrat) après écaillages spontanés

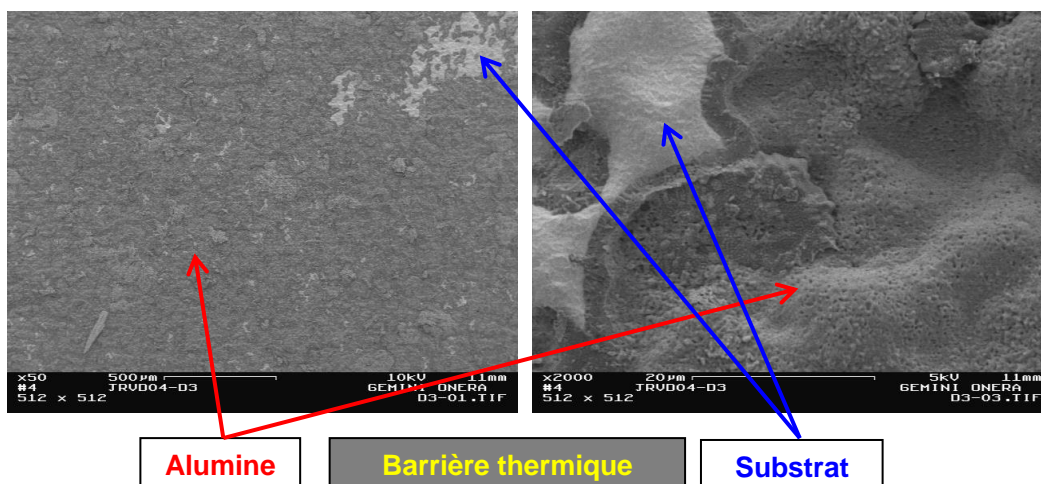
Après 1270 cycles à 1070°C



Après 840 cycles à 1100°C

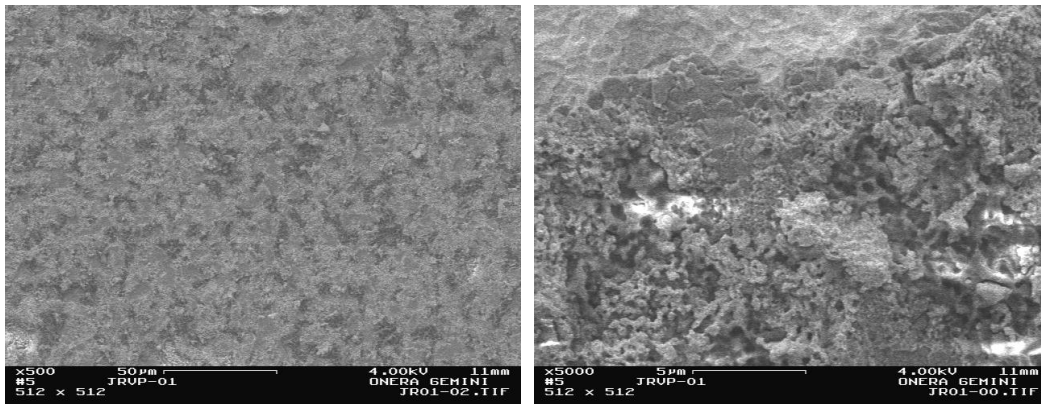


Après 140 cycles à 1150°C



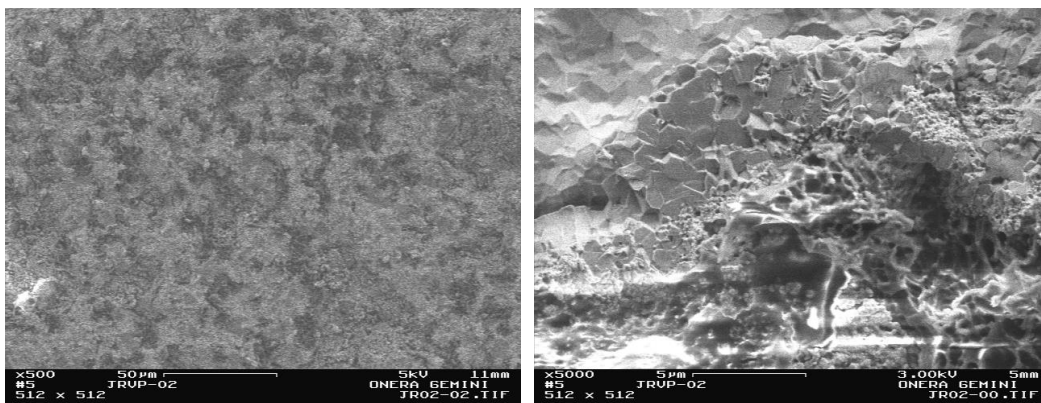
3. Faciès de rupture (côté substrat) après quelques essais de flexion

100 cycles à 1100°C, essais F4P



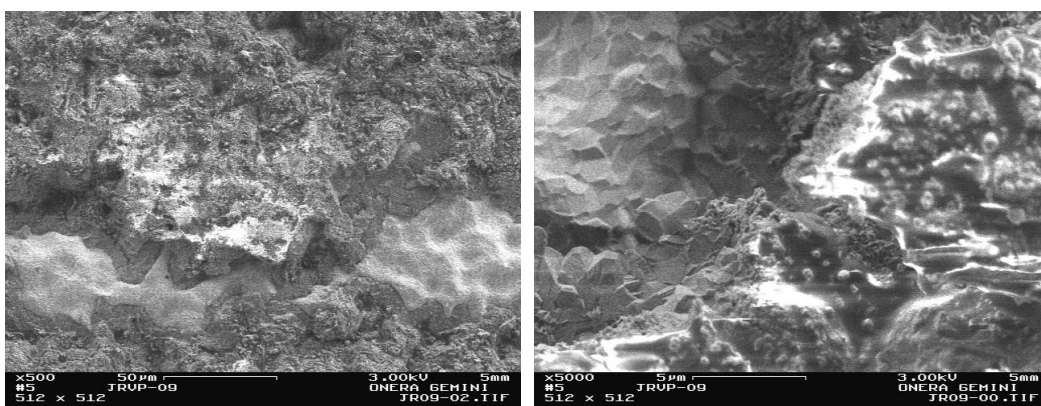
Rupture principalement entre l'alumine et la barrière thermique, ponctuellement métal mis à nu ou plot de zircons encore accrochés.

250 cycles à 1100°C, essais F4P

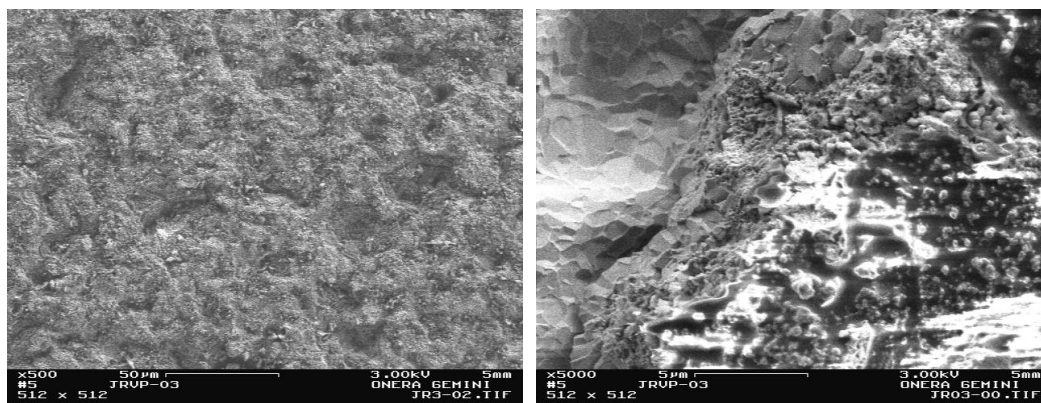


Rupture principalement entre l'alumine et la barrière thermique, ponctuellement métal mis à nu ou plot de zircons encore accrochés.

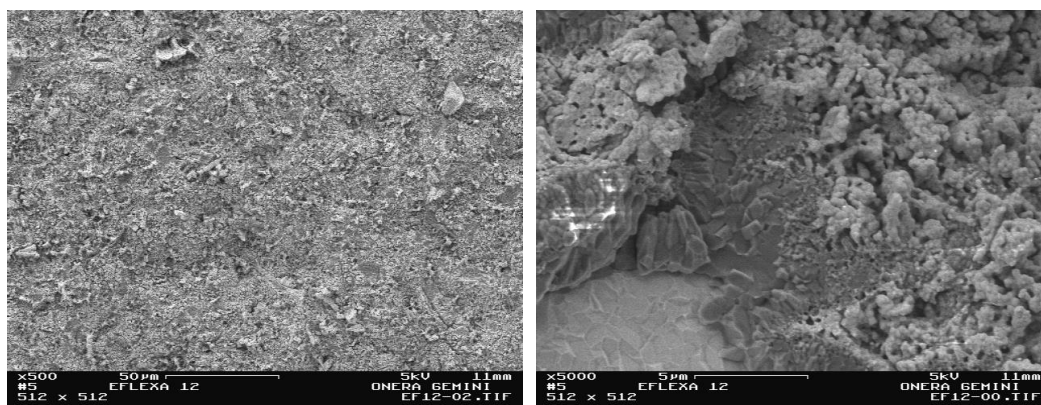
500 cycles à 1100°C, essais F4P



Rupture principalement entre l'alumine et la barrière thermique, ponctuellement métal mis à nu.

250 cycles à 1100°C, essais F4PI

Rupture principalement entre l'alumine et la barrière thermique, ponctuellement métal mis à nu.

400 cycles à 1100°C, essais F4PI

Rupture principalement entre l'alumine et la barrière thermique, ponctuellement métal mis à nu.

COMMUNICATIONS

Formations et écoles

École d'hiver MECAMAT, *Nouvelles approches en mécanique expérimentale*,
Janvier 2010, Aussois

École d'été CorroHT (CEA), *Corrosion et protection des matériaux hautes températures*,
Juin 2010, Porquerolles

Formation EDF, *Matériaux métalliques pour le nucléaire*,
Décembre 2010, Les Renardières (cours de l'INPG)

École d'été ARCHIMAT, *Architected Materials*,
Mai 2011, Autrans

Congrès

Aussois MECAMAT, Janvier 2010, Poster

J.-R. Vaunois, M. Poulain, P. Kanouté, *Modélisation de la durée de vie des barrières thermiques par développement et exploitation d'essais d'adhérence*

Matériaux 2010, Nantes, Octobre 2010, Présentation orale

J.-R. Vaunois, M. Poulain, P. Kanouté, J.-M. Dorvaux, *Prévision de la durée de vie des barrières thermiques par développement d'essais d'adhérence*

TBC III, Irsee (Allemagne), Août 2011, Poster

J.-R. Vaunois, M. Poulain, P. Kanouté, *Tests for measuring interface fracture toughness of thermal barrier coatings*

Euromat 2011, Montpellier, Septembre 2011, Présentation orale

J.-R. Vaunois, *Spallation lifetime assessment of thermal barrier coatings, by an energetic approach*

Articles

J.R. Vaunois, J.M. Dorvaux, P. Kanouté, J.L. Chaboche, *A new version of a rumpling predictive model in thermal barrier coatings*, European Journal of Mechanics A/Solids, 42 (2013) 402-421

Mode Mixity Angle Evaluation: Application to the toughness characterization in Thermal Barrier Coating systems, En cours de rédaction

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Arai 2007] M. Arai, Y. Okajima, K. Kishimoto, *Mixed-Mode Interfacial Fracture Toughness for Thermal Barrier Coating*, Engineering Fracture Mechanics, 74, N°13 (2007) 2055-2069.
- [Bacos 2011] M.-P. Bacos, J.-M. Dorvaux, O. Lavigne, R. Mévrel, M. Poulain, C. Rio, M.-H. Vidal-Sétif, *Performance and Degradation Mechanisms of Thermal Barrier Coatings for Turbine Blades: a Review of Onera Activities*, Aerospace Lab, the ONERA Journal, 2011.
- [Balint 2003] D.S. Balint, J.W. Hutchinson, *Undulation instability of a compressed elastic film on a nonlinear creeping substrate*, Acta Materialia, 51 (2003) 3965-3983.
- [Balint 2005] D.S. Balint, J.W. Hutchinson, *An analytical model of rumpling in thermal barrier coatings*, Journal of Mechanics and Physics of solids, 53 (2005) 949-973.
- [Balint 2011] D.S. Balint, S.-S. Kim, Yu-Fu Liu, R. Kitazawa, Y. Kagawa, A.G. Evans, *Anisotropic TGO rumpling in EB-PVD thermal barrier coatings under in-phase thermomechanical loading*, Acta Materialia, 59 (2011) 2544–2555.
- [Becker 1997] T.L. Becker Jr., J.M. McNaney, R.M. Cannon, R.O. Ritchie, *Limitations on the use of the mixed-mode delaminating beam test specimen: Effects of the size of the region of K-dominance*, Mechanics of Materials, 25 (1997) 291-308.
- [Bourlier 2005] F. Bourlier, *Needs and specification of thin TBCs*, oral presentation, 21st AAAP Colloquium (2005).
- [Braccini 2012] M. Braccini, M. Dupeux, *Mécanique des interfaces solides*, 104 – 124, Hermès Science Publication, Lavoisier (2012).
- [Brumm 1992] M.W. Brumm, H.J. Grabke, *The Oxidation Behaviour of NiAl-I : Phase Transformation in the Alumina Scale during Oxidation of NiAl and NiAl-Cr Alloys*, Corrosion Science, 33 (1992) 1677-1690.
- [Busso 2001] E. P. Busso, J. Lin, S. Sakurai, M. Nakayama, *A mechanistic study of oxidation-induced degradation in a plasma-sprayed thermal barrier coating system. Part I : Model formulation*, Acta Materialia, 49 (2001) 1515–1528.
- [Busso 2009] E.P. Busso, Z.Q. Qian, M.P. Taylor, H.E. Evans, *The influence of bondcoat and topcoat mechanical properties on stress development in thermal barrier coating systems*, Acta Materialia, 57 (2009) 2349–2361.
- [Cadoret 2005] Y. Cadoret, *Effet du platine et du soufre sur l'oxydation des revêtements protecteurs β -NiAl à haute température. Applications aux barrières thermiques*, Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), décembre 2005.
- [Caliez 2002] M. Caliez, F.Feyel, S. Kruch, J.L. Chaboche, *Simulation numérique de l'écaillage d'une barrière thermique*, Revue Européenne d'Eléments Finis, 11 (2002) 527-540.
- [Caliez 2003] M. Caliez, J.L. Chaboche, F.Feyel, S. Kruch, *Numerical simulation of EB-PVD thermal barrier coatings spallation*, Acta Materialia, 51 (2003) 1133-1141.
- [Cai 2011] S. Cai, D. Breid, A.J. Crosby, Z. Suo, J.W. Hutchinson, *Periodic patterns and energy states of buckled films on compliant substrates*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 59 (2011) 1094–1114.
- [Charalambides 1989] P.G. Charalambides, J. Lund, A.G. Evans, R.M. McMeeking, *A test specimen for determining the fracture resistance of bimaterial interfaces*, Journal of Applied Mechanics, 56 (1989) 77-82.
- [Charalambides 1990] P.G. Charalambides, H.C. Cao, J. Lund, A.G. Evans, *Development of a test method for measuring the mixed mode fracture resistance of bimaterial interfaces*, Mechanics of Materials, 8 (1990) 269-283.

- [Chen 2003-1] M.W. Chen, M.L. Glynn, R.T. Ott, T.C. Hufnagel, K.J. Hemker, *Characterization and Modeling of a Martensitic Transformation in a Platinum Modified Diffusion Aluminide Bond Coat for Thermal Barrier Coatings*, Acta Materialia, 51 (2003) 4279–4294.
- [Chen 2003-2] M.W. Chen, R.T. Ott, T.C. Hufnagel, P.K. Wright, K.J. Hemker, *Microstructural evolution of platinum modified nickel aluminide bond coat during thermal cycling*, Surface and Coatings Technology, 163–164 (2003) 25–30.
- [Cheng 1998] J. Cheng, E. H. Jordan, B. Barber, M. Gell, *Thermal/residual stress in an electron beam physical vapour deposited thermal barrier coating system*, Acta materialia, 46 (1998) 5839-5850.
- [Choi 1999] S.R. Choi, J.W. Hutchinson, A.G. Evans, *Delamination of Multilayer Thermal Barrier Coatings*, Mechanics of Materials, 31 (1999) 431-447.
- [Clarke 1997] D.R. Clarke, R.J. Christensen, V. Tolpygo, *The evolution of oxidation stresses in zirconia thermal barrier coated superalloy leading to spalling failure*, Surface and Coatings Technology, 94-95 (1997) 89-93.
- [Clarke 2003] D.R. Clarke, *The lateral growth strain accompanying the formation of a thermally grown oxide*, Acta Materialia, 51 (2003) 1393–1407.
- [Clarke 2012] D.R. Clarke, M. Oechsner, N. P. Padture, *Thermal-barrier coatings for more efficient gas-turbine engines*, MRS Bulletin, 37 (2012) No. 10.
- [Cleymand 2005] F. Cleymand, O. Ferry, R. Kouitat, A. Billard, J. von Stebut, *Influence of depth on the détermination of the apparent Young's modulus of bi-layer material: Experiments and numerical simulation*, Surface & Coatings Technology, 200 (2005) 890-893.
- [Courcier 2009] C. Courcier, *Modélisation de la durée de vie à l'écaillage des barrières thermiques pour aubes de turbine*, Thèse de doctorat de l'ENSMP, Paris (2009).
- [Davidson 1983] J.H. Davidson, A. Fredholm, T. Khan, J.-M. Théret, *Alliage monocristallin à matrice base nickel*, Brevet français N°2 557 598, 29/12/1983.
- [Davies 2005] P. Davies, P. Casari, L.A. Carlsson, *Influence of fibre volume fraction on mode II interlaminar fracture toughness of glass/epoxy using the 4ENF specimen*, Composite science & technology (2005).
- [Davis 2005] A.W. Davis, A.G. Evans, *A protocol for validating models of the cyclic undulation of thermally grown oxides*, Acta Materialia, 53 (2005) 1895 – 1905.
- [Davis 2006] A.W. Davis, A.G. Evans, *Effects of Bond Coat Misfit Strains on the Rumpling of Thermally Grown Oxides*, Metallurgical and Materials Transaction A, 37A (2006) 2085-2095.
- [De Bussac 1994] A. De Bussac, *Modèle de prévision de durée de vie des barrières thermiques EB-PVD*, Note Technique YKOM 1 N°60397 Snecma, 1994.
- [Delette 2007] G. Delette, G. Huchet, J. Laurencin, *Étude des sollicitations mécaniques aux interfaces d'un empilement de couches minces. Application à la mesure d'adhérence par la technique de flexion 4 points*, 18^{ème} Congrès Français de la Mécanique, Grenoble 27-31 Aout 2007. Disponible sur <http://hdl.handle.net/2042/15981>.
- [Diologent 2002] F. Diologent, *Comportement en fluage et en traction de superalliages monocristallins à base de nickel*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 2002.
- [Dorvaux 2010] J.-M. Dorvaux, *Avancement du modèle d'évolution de la rugosité des barrières thermiques*, Rapport Technique ONERA, 2010.
- [Dupeux 2004] M. Dupeux, *Mesure des énergies de rupture interfaciale : problématique et exemples de résultats essais de gonflement-décollement*, Mécanique et Industries, 5 (2004) 441-450.

- [Evans 1995] H.E. Evans, *Stress effects in high temperature oxidation of metals*, International Materials Reviews, 40 (1995) 1-40.
- [Evans 2001] A.G. Evans, D.R. Mumm, J.W. Hutchinson, G.H. Meier, F.S. Pettit, *Mechanisms Controlling the Durability of Thermal Barrier Coatings*, Progress in Materials Science, 46 (2001) 505-553.
- [Evans 2007] A.G. Evans, J.W. Hutchinson, *The mechanics of coating delamination in thermal gradients*, Surface and Coatings Technology, 201 (2007) 7905–7916.
- [Evans 2008] A.G. Evans, D.R. Clarke, C.G. Levi, *The influence of oxides on the performance of advanced gas turbines*, Journal of the European Ceramic Society, 28 (2008) 1405–1419.
- [Evans 2011] H.E. Evans, *Oxidation failure of TBC systems: An assessment of mechanisms*, Surface and Coatings Technology, 206 (2011) 1512–1521.
- [Faulhaber 2006] S. Faulhaber, C. Mercer, M.-W. Moon, J.W. Hutchinson, A.G. Evans, *Buckling delamination in compressed multilayers on curved substrates with accompanying ridge cracks*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids 54 (2006) 1004–1028.
- [Frachon 2009] J. Frachon, *Multiscale approach to predict the lifetime of EB-PVD thermal barrier coatings*, Ph.D. thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2009.
- [Gadaud 2000] P. Gadaud, S. Pautrot, *Mesure de module en température d'une sous-couche d'interdiffusion, d'une couche d'alumine et d'une barrière thermique*, Rapport d'essai Novembre 2000 LMPM / ENSMA (2000).
- [Gadaud 2006] P. Gadaud, *Characterisation of the elasticity of bulk materials and coatings by means of dynamical resonant technique*, International Journal of Materials and Product Technology, 26, No.3/4, (2006) 326 – 338.
- [Guédou 2011] J.-Y. Guédou, *Barrières thermiques céramiques pour aubes de turboréacteurs aéronautiques*, Séminaire Centre des Matériaux, 16 décembre 2011.
- [Guo 2005] S.Q. Guo, D.R. Mumm, A.M. Karlsson, Y. Kagawa, *Measurement of interfacial shear mechanical properties in thermal barrier coating systems by a barb pullout method*, Scripta Materialia, 53 (2005) 1043–1048.
- [He 1995] J. He, D.R. Clarke, *Determination of the Piezospectroscopic Coefficients for Chromium-Doped Sapphire*, Journal of the American Ceramic Society, 78 (1995) 1347-1353.
- [Heeg 2005] B. Heeg, D.R. Clarke, *Non-Destructive Thermal Barrier Coating (TBC) Damage Assessment Using Laser-Induced Luminescence and Infrared Radiometry*, Surface and Coatings Technology, 200 (2005) 1298-1302.
- [Heeg 2011] B. Heeg, V.K. Tolpygo, D.R. Clarke, *Damage Evolution in Thermal Barrier Coatings with Thermal Cycling*, Journal of the American Ceramic Society, 94 [S1] (2011) S112–S119.
- [Hou 2005] P.Y. Hou, A.P. Paulikas, B.W. Veal, *Stress Development and Relaxation in Al₂O₃ during Early Stage Oxidation of β -NiAl*, Materials at High Temperature, 22 (2005) 535-543.
- [Howard 1994] S.J. Howard, Y.C. Tsui, T.W. Clyne, *The effect of residual stresses on the debonding of coatings – I. A model for delamination at a biomaterial interface*, Acta Metall. Mater, 42, N°8, (1994) 2823-2836.
- [Huntz 2003] A.M. Huntz-Aubriot, B. Pieraggi, *Oxydation des Matériaux Métalliques*, Hermes Science, Paris (2003).
- [Hutchinson 1992] J.W. Hutchinson, Z. Suo, *Mixed mode cracking in layered materials*, Advances in Applied Mechanics, 29 (1992) 63-191.
- [Hutchinson 2011] R.G. Hutchinson, J.W. Hutchinson, *Lifetime assessment for thermal barrier coatings: tests for measuring mixed mode delamination toughness*, Journal of American Ceramic Society, 94 [S1] (2011) S85-S95.

- [Jan 2008] V. Jan, F. Dorcakova , J. Dusza, M. Bartsch, *Indentation creep of free-standing EB-PVD thermal barrier coatings*, Journal of the European Ceramic Society, 28 (2008) 241–246.
- [Jia 1994] C.C. Jia, K. Ishida, T. Nishizawa, *Partition of Alloying Elements between $\gamma(A1)$, $\gamma'(L12)$ and $\beta(B2)$ Phases in Ni-Al Base Systems*, Metallurgical Transactions, 25A (1994) 473-485.
- [Jones 2006] R. M. Jones, *Buckling of bars, plates, and shells*, Bull Ridge Publishing, Blacksburg, Va., 2006.
- [Kainuma 1996] R. Kainuma, H. Ohtani, K. Ishida, *Effect of Alloying Elements on Martensitic Transformation in the Binary NiAl Phase Alloys*, Metallurgical and Materials Transactions, 27A, N°9 (1996) 2445-2453.
- [Kaminski 2007] M. Kaminski, *Modélisation de l'endommagement en fatigue des superalliages monocristallins pour aubes de turbines en zone de concentration de contrainte*, Thèse de doctorat, ENSMP, (2007).
- [Karlsson 2001] A.M Karlsson, A.G Evans, *A numerical model for the cyclic instability of thermally grown oxides in thermal barrier systems*, 49 (2001) 1793–1804.
- [Karlsson 2002-1] A.M. Karlsson, J.W. Hutchinson, A.G. Evans, *A fundamental model of cyclic instabilities in thermal barrier systems*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 50 (2002) 1565-1589.
- [Karlsson 2002-2] A.M. Karlsson, T. Xu, A.G. Evans, *The effect of the thermal barrier coating on the displacement instability in thermal barrier systems*, Acta Materialia, 50 (2002) 1211–1218.
- [Kim 2007] S. Kim, Y. Liu, Y. Kagawa, *Evaluation of interfacial mechanical properties under shear loading in EB-PVD TBCs by the pushout method*, Acta Materialia, 55 (2007) 3771-3781.
- [Krueger 2004] R. Krueger, *Virtual crack closure technique: History, approach and applications*, Applied Mechanics Reviews, 57 (2004).
- [Krämer 2008] S. Krämer, S. Faulhaber, M. Chambers, D. R. Clarke, C.G. Levi, J.W. Hutchinson, A.G. Evans, *Mechanisms of cracking and delamination within thick thermal barrier systems in aero-engines subject to calcium-magnesium-alumino-silicate (CMAS) penetration*, Mater. Sci. Eng. A, 490 (2008) 26-35.
- [Laurencin 2002] J. Laurencin, *Amorçage et propagation d'une fissure à l'interface d'un bi-matériau*, Mémoire d'ingénieur du CNAM (2002).
- [Lemaître 1992] J. Lemaître, *A Course on Damage Mechanics*, Springer-Verlag, 1992.
- [Levi 2012] C.G. Levi , J.W. Hutchinson, C.A. Johnson, M.H. Vidal-Sétif, *Environmental degradation of thermal barrier coatings by molten deposits*, MRS Bulletin, 37 (2012) 932-941.
- [Liu 2006] J.Liu, J.W. Byeon, Y.H. Sohn, *Effects of Phase Constituents/Microstructure of Thermally Grown Oxide on the Failure of EB-PVD Thermal Barrier Coating with NiCoCrAlY Bond Coat*, Surface and Coatings Technology, 200, 20-21 (2006) 5869-5876.
- [Lughi 2004] V. Lughi, V.K. Tolpygo, D.R. Clarke, *Microstructural aspects of the sintering of thermal barrier coatings* Mater. Sci. Eng. A, 368 (2004) 212-221.
- [Mercer 2008] C. Mercer, D. Hovis, A.H. Heuer, T. Tomimatsu, Y. Kagawa, A.G. Evans, *Influence of thermal cycle on surface evolution and oxide formation in a superalloy system with a NiCoCrAlY bond coat*, Surface and Coatings Technology, 202 (2008) 4915–4921.
- [Mévrel 2007] R. Mévrel, *Les systèmes barrières thermiques pour aubes de turbine*, PlastOx 2007 (2009) 255–264, EDP Sciences.
- [Miracle 1993] D.B. Miracle, *Overview n°104: the physical and mechanical properties of NiAl*, Acta Metallurgica and

Materialia, 41 (1993) 649-684.

[Murata 2009] A. Murata, S. Mochizuki, <http://www.mmlab.mech.tuat.ac.jp/mmlab/research-gt-e.shtml>, (2009).

[Nychka 2004] J.A. Nychka, T. Xu, D.R. Clarke, A.G. Evans, *The stresses and distortions caused by formation of a thermally grown alumina : comparison between measurements and simulations*, Acta Materialia, 52 (2004) 2561-2568.

[Pan 2003] D. Pan, M.W. Chen, P.K. Wright, K.J. Hemker, *Evolution of a diffusion aluminide bond coat for thermal barrier coatings during thermal cycling*, Acta Materialia, 51 (2003) 2205–2217.

[Panicaud 2009] B. Panicaud, J.-L. Grosseau-Poussard, M. Kemdehoundja, J.-F. Dinhut, *Mechanical features optimization for a Cr₂O₃ oxide films growing on alloy NiCr30*, Computational Materials Science, 46 (2009) 42–48.

[Parks 1978] D.M. Parks, *Virtual crack extension - A general finite element technique for J-integral evaluation*, Numerical methods in fracture mechanics, Proceedings of the First International Conference, pp. 464-478, Swansea, Wales (1978).

[Passilly 2006] B. Passilly, P. Kanoute, F.-H. Leroy, R. Mevrel, *High temperature instrumented microindentation: applications to thermal barrier coating constituent materials*, Philosophical Magazine, 86, Nos. 33–35 (2006) 5739–5752.

[Pint 1998] B.A. Pint, I.G. Wright, W.Y. Lee, Y. Zhang, K. Prübner, K.B. Alexander, *Substrate and Bond Coat Compositions: Factors Affecting Alumina Scale Adhesion*, Materials Science and Engineering, A245 (1998) 201-211.

[Reddy 2007] A. Reddy, D.B. Hovis, A.H. Heur, A.P. Paulikas, B.W. Veal, *In situ study of oxidation-induced growth strains in a model NiCrAlY bond-coat alloy*, Oxidation of metals, 67, N°3/4 (2007), 153-175.

[Revuz 2010] N. Revuz, *Étude de l'endommagement d'un superalliage monocristallin à base de nickel induit par microperçage laser milliseconde*, Thèse de doctorat, ENSMP, (2010).

[Rigney 1995] D.V. Rigney, R. Viguie. D.J. Wortman, *PVD TBC applications and process development for aircraft engines*, Journal of Thermal Spray Technology, 6, Num2 (1995) 167-175.

[Sakai 2002] M. Sakai, *Time-dependent viscoelastic relation between load and penetration for an axisymmetric indenter*, Philosophical Magazine, A 82 (2002) 1841-1849.

[Sargent 1992] P.M. Sargent, M.F. Ashby, *Indentation creep*, Materials Science and Technology, 8 (1992) 594-601.

[Sastry 2005] D.H. Sastry, *Impression creep technique – an overview*, Materials Science and Engineering A409 (2005) 67-75.

[Schulz 2003] U. Schulz, C. Leyens, K. Fritscher, M. Peters, B. Saruhan-Brings, O. Lavigne, J.M. Dorvaux, M. Poulain, R. Mévrel, M. Caliez, *Some recent trends in research and technology of advanced thermal barrier coatings*, Aerospace Science and Technology, 7, Num 1 (2003) 73-80.

[Schwartz 1992] M. M. Schwartz, *Handbook of structural ceramics*, McGraw-Hill (1992)

[Selçuk 2002] A. Selçuk, A. Atkinson, *Analysis of the Cr³⁺ Luminescence Spectra from Thermally Grown Oxide in Thermal Barrier Coatings*, Material Science and Engineering, A335 (2002) 147-156.

[Strawbridge 1995] A. Strawbridge, H.E. Evans, *Mechanical Failure of Thin Brittle Coatings*, Engineering Failure Analysis, 2 (1995) 85 – 103.

[Suo 1990] Z. Suo, J.W. Hutchinson, *Interface crack between two elastic layers*, International Journal of Fracture, 43 (1990) 1-18.

[Suo 2003] Z. Suo, D.V. Kubair, A.G. Evans, D.R. Clarke, V.K. Tolpygo, *Stresses induced in alloys by selective oxidation*, Acta

Materialia, 51 (2003) 959–974.

[Théry 2007] P.-Y. Théry, *Adhérence de barrières thermiques pour aube de turbine avec couche de liaison β -(Ni,Pt)Al ou β -NiAl(Zr)*, Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (2007).

[Tolpygo 1998] V.K. Tolpygo, D.R. Clarke, *Wrinkling of γ -Alumina Films Grown by Thermal Oxidation-II. Oxide Separation and Failure*, Acta Materialia, 46, N°14 (1998) 5167-5174.

[Tolpygo 2004] V.K. Tolpygo, D.R. Clarke, *On the rumpling mechanism in nickel-aluminide coatings Part II: characterization of surface undulations and bond coat swelling*, Acta Materialia, 52 (2004) 5129–5141.

[Tolpygo 2008] V.K. Tolpygo, K.S. Murphy, D.R. Clarke, *Effect of Hf, Y and C in the underlying superalloy on the rumpling of diffusion aluminide coatings*, Acta Materialia, 56 (2008) 489–499.

[Traeger 2003] F. Traeger, M. Ahrens, R. Vassen, D. Stöver, *A lifetime model for ceramic thermal barrier coatings*, Materials Science and Engineering, A358 (2003) 255-265.

[Vaidyanathan 2004] K. Vaidyanathan, E.H. Jordan, M. Gell, *Surface Geometry and Strain Energy Effects in the Failure of a (Ni,Pt)Al/EB-PVD Thermal Barrier Coating*, Acta Materialia, 52 (2004) 1107-1115.

[Vassen 2001] R. Vassen, G. Kerkhoff, D. Stöver, *Development of a micromechanical life prediction model for plasma sprayed thermal barrier coatings*, Materials Science and Engineering, A303 (2001) 100-109.

[Vaunois 2013] J.R. Vaunois, J.M. Dorvaux, P. Kanouté, J.L. Chaboche, *A new version of a rumpling predictive model in thermal barrier coatings*, European Journal of Mechanics A/Solids, 42 (2013) 402-421.

[Vidal-Sétif 2010] M.H. Vidal-Sétif, C. Rio, *Rapport de synthèse sur le retour d'expérience en service*, Rapport technique interne ONERA, (2010).

[Vidal-Sétif 2012] M.H. Vidal-Setif, N. Chellah, C. Rio, C. Sanchez, O. Lavigne, *Calcium–magnesium–alumino-silicate (CMAS) degradation of EB-PVD thermal barrier coatings: Characterization of CMAS damage on ex-service high pressure blade TBCs*, Surface and Coatings Technology, 208 (2012) 39-45.

[Villemitane 2008] A. Villemitane, *Analyse du comportement mécanique d'alliages pour couches de liaison de barrières thermiques par microindentation instrumentée à haute température*, Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy (2008).

[Wen 2005] M. Wen, E.H. Jordan, M. Gell, *Evolution of Photo-Stimulated Luminescence of EB-PVD/(Ni,Pt)Al Thermal Barrier Coatings*, Materials Science and Engineering A, 398 (2005) 99-107.

[Xu 2003] T. Xu, M.Y. He, A.G. Evans, *A numerical assessment of the durability of thermal barrier systems that fail by ratcheting of the thermally grown oxide*, Acta Materialia, 51 (2003) 3807–3820.

[Yamazaki 2006] Y. Yamazaki, A. Schmidt, A. Scholz, *The Determination of the Delamination Resistance in Thermal Barrier Coating System by Four-Point Bending Tests*, Surface and Coatings Technology, 201 (2006) 744-754.

[Zhao 2006] X. Zhao, X. Wang, P. Xiao, *Sintering and failure behaviour of EB-PVD thermal barrier coating after isothermal treatment*, Surface and Coatings Technology, 200 (2006) 5946 – 5955.

[Zhao 2012] Y. Zhao, A. Shinmi, X. Zhao, P.J. Withers, S. Van Boxel, N. Markocsan, P. Nysten, P. Xiao, *Investigation of interfacial properties of atmospheric plasma sprayed thermal barrier coatings with four-point bending and computed tomography technique*, Surface and Coatings Technology, 206 (2012) 4922–4929.

Modélisation de la durée de vie des barrières thermiques, par le développement et l'exploitation d'essais d'adhérence

Cette étude porte sur la construction d'un modèle de prévision de la durée de vie à écaillage des barrières thermiques protégeant les aubes de turbines aéronautiques, par le développement et l'exploitation d'essais d'adhérence. La chaîne de modélisation de la durée de vie proposée comporte trois étapes. Tout d'abord, les champs mécaniques dans les différentes couches du système sont évalués par un modèle semi-analytique de comportement de la structure multicouche, qui a été modifié pour favoriser son adaptabilité industrielle. À partir de l'histoire thermo-mécanique du substrat comme donnée d'entrée, qui peut être extraite d'un calcul d'aube par EF, ce modèle prévoit la déformation de l'interface entre la pièce métallique et sa protection céramique lorsqu'un champ de contraintes lié à l'oxydation du métal lui est appliqué. Des mesures de rumpling, provoqué par le vieillissement du système à différentes températures, ont permis d'identifier et de valider le modèle.

Dans un deuxième temps, l'énergie d'adhérence est estimée au travers d'un modèle d'endommagement s'appuyant sur la réponse mécanique du modèle de comportement précédent. L'endommagement, écrit à l'échelle de l'interface et découplé du comportement mécanique, a été identifié sur l'énergie d'adhérence quantifiée expérimentalement. Afin de caractériser au mieux l'énergie d'adhérence de la barrière thermique sur son substrat, plusieurs essais ont été mis en oeuvre, permettant de solliciter l'interface dans une large gamme de mixité modale. Pour ce faire, des essais spécifiques ont été développés pour se rapprocher d'une propagation de la fissure interfaciale en mode de cisaillement. Finalement, un critère énergétique permet de déterminer la durée de vie du système, par comparaison de l'énergie d'adhérence et de l'énergie disponible dans le système pour la propagation d'une fissure interfaciale. Cette chaîne de prévision de la durée de vie est applicable en post-traitement d'un calcul d'aube. Il a été montré que les tendances expérimentales sont correctement reproduites par la chaîne de durée de vie mise en place.

Mots-clés : BARRIERE THERMIQUE ; DUREE DE VIE ; ESSAIS D' ADHERENCE ; MODELE MULTI-ECHELLE ; AUBE DE TURBINE ; FISSURATION INTERFACIALE ; MIXITE MODALE ; TAUX DE RESTITUTION D' ENERGIE ; ENDOMMAGEMENT

Spallation lifetime assessment of thermal barrier coatings, by development and use of adhesion tests

The aim of this study is to build a lifetime assessment model for thermal barrier coatings protecting aircraft turbine blades, by setting up and using adhesion tests. The model involves three steps: first, the mechanical fields inside the layers are computed by a semi-analytical model of the multi-layered system behaviour, which was improved to fit the industrial demands. Given the thermo-mechanical history of the substrate (which can be derived from FE computations), the model computes the interface strains between the metallic substrate and the ceramic protection under a stress field induced by oxidation. The model has been identified and validated with respect to rumpling measurements for different ageing temperatures of the system.

During a second step, the interface toughness is estimated through a damage model depending on the mechanical response of the multi-layered system. The damage parameters have been identified on toughness measurements, and are not coupled to the multi-layer behaviour. In order to characterize the TBC toughness, several shear mode interface crack propagation tests have been developed and carried. Finally, an energetic approach allows computing the system lifetime by comparing the decreasing interface toughness to the elastic stored energy. This lifetime assessment model can be applied as a post-processing of a finite element computation on a turbine blade and it has been shown that the experimental trends are consistent with the lifetime given by the model.

Keywords : THERMAL BARRIER COATINGS ; LIFETIME ; ADHESION TESTS ; MULTI-SCALE MODELLING ; TURBINE BLADE ; INTERFACIAL CRACK PROPAGATION ; MODE MIXITY ; ENERGY RELEASE RATE ; DAMAGE