



THESE



Pour l'obtention du diplôme de doctorat

UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI BEL-ABBES
FACULTE DE TECHNOLOGIE

SPECIALITE : GENIE MECANIQUE
Option : SCIENCE DES MATERIAUX

Présenté par Monsieur :

CHAMA Mourad

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DU COMPORTEMENT
MECANIQUE DES MATERIAUX**

Directeur de Thèse :

Mr. BOUTABOUT Benali

Soutenu :

Devant la commission d'Examen

- JURY-

Président :

Mr. B. SERIER

Pr.

Université de sidi Bel-Abbès

Examineurs :

Mr. A. BOUTAOUS

Pr.

USTO-ORAN

Mr. A. ZIADI

Pr.

CUT Ain Temouchent

Mr. S. BENBAREK

Pr.

Université de Sidi Bel Abbés

Mr. L. AMINALLAH

MCA

Université de Mascara

THESE

Présentée en vue de l'obtention du
DOCTORAT
EN SCIENCE DES MATERIAUX

UNIVERSITE Djillali LIABES
SIDI BEL ABBES

Par Monsieur :
CHAMA Mourad

Thème :

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU COMPORTEMENT
MECANIQUE DES MATERIAUX

Soutenu devant la commission d'Examen :

Président :

Monsieur B.SERIER Professeur Université de Sidi Bel Abbés

Directeur de thèse :

Monsieur B.BOUTABOUT Professeur Université de Sidi Bel Abbés

Examineurs :

Monsieur A.BOUTAOUS Professeur USTO-Oran

Monsieur A.ZIADI Professeur CUT Ain Temouchent

Monsieur S.BENBAREK Professeur Université de Sidi Bel Abbés

Monsieur L.AMINALLAH Maître de conférences Université de Mascara

Résumé

Les bimatériaux sont largement utilisés dans différentes branches de la technologie comme la mécanique, l'électronique et l'électrotechnique parce qu'ils sont constitués de deux matériaux dont les propriétés physiques et mécaniques sont totalement différentes. Le comportement en ruptures des matériaux hétérogènes nécessite des connaissances approfondies et le domaine de recherche reste complexe et ouvert. Le travail ainsi présenté a pour objectif d'analyser numériquement par la méthode éléments finis l'état de contraintes et la propagation d'une fissure initiée dans la céramique et au voisinage proche de l'interface sous l'effet d'un chargement thermomécanique. L'étude porte sur l'analyse de deux modèles géométriques l'un bidimensionnel et l'autre tridimensionnel respectifs, le premier est une poutre en flexion, elle est composée de deux matériaux fragile et ductile et le second est un bimatériau céramométallique soumis à un essai de traction. Une étude comparative a été faite entre les deux comportements élastique et élastoplastique du matériau ductile. Plusieurs facteurs ont été mis en évidence tels que la température d'élaboration, la taille de la fissure et la charge appliquée sur la propagation en mode mixte de la fissure et sa déviation dans la céramique.

Abstract

The bimaterial are widely used in various branches of technology as mechanics, electronics and electrical engineering because they are made of two materials, the physical and mechanical properties are totally different. Their behavior breaks require a thorough knowledge of heterogeneous materials and the research area is complex and open. The work so presented has for objective to analyze numerically by the finite element method the state of stress and propagation of a crack initiated in ceramics and in close proximity to the interface under the effect of a thermo-mechanical loading. The study focuses on the analysis of two-dimensional geometric models of one and the other respective three-dimensional, the first is a beam in bending, it is composed of two brittle and ductile materials and the second is a metal-ceramic bi-material subject to tensile test. A comparative study was made between elastic and elastic-plastic behavior of ductile material.

Several factors have been identified, such as the development temperature, the size of the crack and the load applied to the mixed-mode propagation of the crack and its deflection in the ceramic.

Remerciements

Les recherches réalisées dans le cadre de ce mémoire ont été menées au laboratoire de L.M.P.M (Laboratoire de Mécanique et Physique des matériaux), Université Djillali LIABES de Sidi Bel Abbès, sous la direction de Monsieur le Professeur B. BOUTABOUT.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur B. BOUTABOUT pour la confiance qu'il a bien voulu m'accorder en m'accueillant au sein de son équipe de recherche ; je lui en suis très reconnaissant. Sa grande disponibilité, les connaissances qu'il m'a fait partager et son esprit d'entreprise m'ont été très précieux.

Que Monsieur Le Professeur B. SERIER, trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir accepté de présider ce jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur A. BOUTAOUS Professeur à l'USTO ORAN, à Monsieur A. ZIADI Professeur à CUT Ain Temouchent, à Monsieur L. AMINALLAH Maître de Conférence à l'Université de Mascara, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à ces travaux et pour avoir accepté de juger le travail et les résultats obtenus à l'issue de cette thèse.

Je remercie vivement Monsieur S. BENBAREK Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbès et membre de notre laboratoire, non seulement en tant que membre de ce jury, mais surtout pour sa collaboration scientifique.

Que Monsieur B. MECHAB Maître de Conférence à l'Université de Sidi Bel Abbès et membre de l'équipe de recherche, qui lui aussi a suivi activement la progression de mes travaux, qu'il soit ici remercié pour son aide, ses conseils.

Enfin j'adresse mes plus chaleureux sentiments à mes parents, mon marie et au reste de ma famille pour leur soutien constant. A tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'avancement de mes recherches, et leur soutien moral.

Sommaire

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I

Propriétés des matériaux

I.1 Rappels sur les propriétés physiques et thermiques des métaux.....	2
I.1.1 Conductivité électrique.....	2
a. Métaux.....	2
b. Supraconducteurs.....	3
c. Semi-conducteurs et semi-métaux.....	3
I.1.2 Conductivité Thermique.....	4
I.1.3 Capacité thermique.....	6
a. Définition.....	6
b. Influence de la température.....	6
I.1.4 Conductibilité thermique.....	7
a. Définition.....	7
b. Influence de la température.....	9
I.2 Propriétés des céramiques.....	10
I.2.1 Généralités.....	10
a. Définition.....	10
b. Elaboration des céramiques.....	11
c. Différents types de céramiques techniques.....	12
I.2.2 Propriétés mécaniques.....	12
a. Introduction.....	12
b. Les modules d'élasticité.....	13
c. Dureté, Résistance mécanique et résistance du réseau cristallin.....	14
d. Résistance à la rupture.....	16
e. Résistance aux chocs thermiques.....	17
f. Fluage.....	18
I.2.3 Propriétés thermiques.....	19

a. Introduction.....	19
b. La chaleur spécifique.....	19
c. Coefficient de dilatation thermique.....	21
d. Conductibilité thermique.....	24
Références bibliographiques.....	26

Chapitre II

Comportement mécanique des bimatériaux

II.1 Introduction.....	29
II.2 Historique de la liaison céramique-métal.....	29
II.3 Différentes techniques de liaison.....	29
II.3.1 Méthodes où intervient un alliage liquide.....	29
a. Métallisation des céramiques.....	29
b. Brasage réactif	34
II.3.2. Méthodes où intervient une céramique liquide.....	36
a. Utilisation d'une brasure céramique.....	37
b. Dépôt de céramique.....	37
II.3.3. Méthodes à l'état solide.....	40
a. Thermocompression.....	40
b. Soudage par diffusion.....	41
II.4 Mécanismes des liaisons céramo-métalliques.....	42
II.4.1 Introduction.....	42
II.4.2 Adhésion pure.....	42
a. Influence de la pression partielle de l'oxygène et des éléments additifs sur le sur le travail d'adhésion.....	45
II.4.3 Adhésion par réaction chimique.....	45
II.4.4 Accrochage mécanique.....	46
a. Rôle des défauts morphologiques des surfaces.....	46
b. Adhésion physique.....	47
c. Evaporation-condensation.....	47
II.4.5. Phénomènes volumiques au voisinage de l'interface.....	47
a. Défauts chargés.....	47

b. Contraintes résiduelles thermiques.....	47
Références bibliographiques.....	49

Chapitre III

Rappel sur la mécanique de la rupture

III.1 Introduction.....	54
III.2 Critères de ruptures.....	54
III.2.1 Approche énergétique.....	54
III.2.2 Approche locale.....	56
III.2.3 Intégrale J.....	59
III.2.4 Ecartement a fond de fissure (CTOD).....	61
III.2.5 Densité d'énergie de déformation.....	62
III.3 Propagation de fissure.....	64
III.3.1 Bifurcation de fissure.....	65
III.4 Interaction fissure-interface.....	66
III.4.1 Fissure perpendiculaire au plan de l'interface.....	67
a. Facteur d'intensité de contrainte.....	67
III.4.2 Fissure parallèle à l'interface.....	72
a. Facteur d'intensité de contraintes et taux de restitution d'énergie.....	73
Références Bibliographiques.....	75

Chapitre IV

Résultats et discussions

IV.1 Introduction.....	81
IV.2 Etude bidimensionnelle d'un bi-matériau.....	82
IV.2.1 Modèle géométrique.....	82
IV.2.2 Propriétés thermomécaniques de matériaux.....	82

a. Propriétés thermomécaniques de l'alumine.....	83
b. Propriétés thermomécaniques du cuivre.....	84
IV.2.3 Méthode des éléments finis.....	85
a. Calcul du facteur d'intensité de contrainte en mode I et II.....	85
b. Calcul de la déviation de la fissure.....	86
IV.2.4 Distribution de contraintes dans le matériau fragile.....	87
IV.2.5 Calcul du facteur d'intensité de contrainte.....	88
a. Effet de la température et de la taille de la fissure sur le paramètre K_J	88
b. Effet du chargement thermomécanique sur le FIC (K).....	89
c. Variation du rapport des deux facteurs d'intensité de contrainte Equivalent.....	91
d. Effet du chargement thermomécanique sur la propagation de la fissure en mode I.....	92
e. Effet du chargement thermomécanique et de la taille de la fissure sur la propagation en mode I.....	93
IV.2.6 Calcul de l'angle de déviation de la fissure.....	94
a. Effet du chargement thermique et de la taille de la fissure sur sa Déviation.....	94
b. Effet du chargement thermomécanique et de la taille de la fissure sur sa déviation.....	95
IV.3 Etude tridimensionnelle d'un Bi-matériaux.....	97
IV.3.1 Modèle géométrique.....	97
IV.3.2 Propriétés thermomécaniques de matériaux.....	98
IV.3.3 Contraintes mécaniques et thermiques.....	98
a. Contraintes normales de tension.....	99
b. Contraintes résiduelles thermiques.....	101
IV.3.4 Facteurs d'intensités de contraintes.....	107
a. Comportement élastique.....	107
b. Comportement élastoplastique.....	108
Références Bibliographiques.....	111
Conclusion générale.....	116

Introduction

Introduction générale

La rupture est un problème auquel l'homme aura à faire face aussi longtemps qu'il construira des structures sous contraintes. Celles-ci bien que dimensionnées correctement, sont parfois exposées au risque de rupture brutale sous l'effet de la présence des défauts dans la matière. Cependant, le phénomène de la rupture reste encore peu connu notamment lorsqu'on utilise de nouveaux matériaux ou des matériaux non homogènes.

De nos jours, les bimatériaux de type céramique – métal sont couramment utilisés dans l'industrie du fait de l'intérêt qu'ils présentent par l'association de leurs propriétés diamétralement opposées.

Néanmoins, leur comportement en rupture nécessite une étude approfondie car ils ont la particularité d'être un assemblage de deux matériaux, de propriétés mécaniques physiques et thermiques radicalement différentes. En outre, la présence de l'interface constitue non seulement une discontinuité de ces propriétés mais également une source d'amorçage de fissures et de concentration de contraintes pouvant conduire à un endommagement du bimatériau par rupture adhésive. Ce comportement est accentué par l'écart de ces propriétés et tout particulièrement les propriétés physiques. Cette différence conduit, à chaque fois qu'un métal est lié à une céramique, à des contraintes résiduelles au voisinage proche de l'interface qui s'ajoutent à des contraintes mécaniques appliquées pouvant amener à la rupture brutale du bimatériau.

Le but recherché dans ce travail est d'étudier par la méthode des éléments finis le comportement en rupture des assemblages céramique - métal.

Cette étude comporte quatre chapitres. Les deux premiers chapitres portent sur des rappels théoriques des propriétés mécaniques et physiques des céramiques et des métaux ainsi que sur les techniques et les mécanismes de leurs liaisons.

Le troisième chapitre aborde la mécanique de la rupture et l'effet d'interaction fissure-interface sur le comportement des bimatériaux.

Le dernier chapitre est consacré à une modélisation bidimensionnelle et tridimensionnelle par la méthode des éléments finis de l'effet d'interaction interface-fissure sur la propagation de la fissure et sa déviation dans le matériau fragile sous un chargement thermomécanique. Nous analysons numériquement la variation des facteurs d'intensité de contraintes en fonction de plusieurs paramètres tels que le gradient de température, la charge appliquée et la taille de la fissure ainsi que sa position par rapport à l'interface.

En fin nous terminons ce travail par une conclusion générale.

Chapitre I

Chapitre I : Propriétés des matériaux

I.1 Rappels sur les propriétés physiques et thermiques des métaux

I.1.1 Conductivité électrique

Un conducteur électrique est un matériau qui possède des électrons libres permettant le transport d'un courant électrique. La conduction électrique revêt une grande importance technique. La conductivité électrique k des matériaux varient très fortement en fonction de la nature de leurs liaisons chimiques, de leurs compositions chimiques et de leurs températures^[1] (Fig. I.1).

On distingue trois types de conducteurs :

a. Métaux

Les métaux ont une bande de valence incomplète et conduisent l'électricité à zéro degré kelvin. A cette température, sous l'action d'un champ électrique modéré et en l'absence de toute autre excitation extérieure, comme la lumière par exemple, on observerait un déplacement électronique seulement. Le nombre d'électrons mobiles dans la bande de conduction est très élevé et ne varie pas avec la température ; leur conductivité diminue lorsque la température augmente parce que la mobilité des électrons décroît. Cette diminution est due à l'augmentation du nombre de collisions des électrons avec les ions du réseau et de l'amplitude des vibrations du réseau.

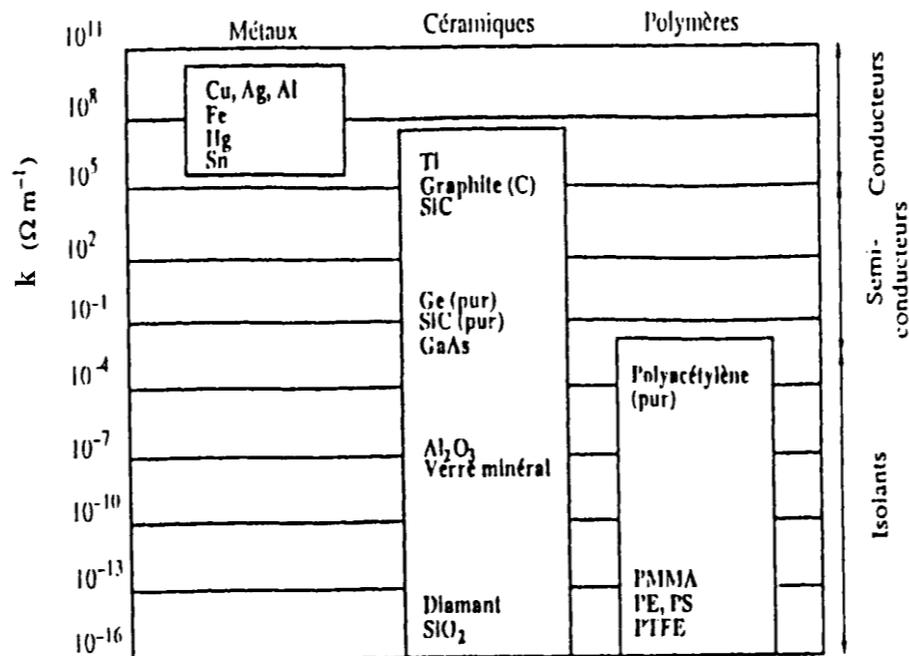


Figure I.1 : Tableau comparatif des valeurs de la conductivité électrique intrinsèque k pour les différentes classes de matériaux à température ambiante.

b. Supraconducteurs

Pour un certain nombre de métaux, de composés intermétalliques et de céramiques appelés supraconducteurs, il existe une température critique T_c au-dessous de laquelle le libre parcours moyen des électrons devient infini. Les courants peuvent donc circuler sans dissipation d'énergie. Les températures critiques déterminées pour les premiers matériaux supraconducteurs découverts en 1911 par le physicien néerlandais Heike Kamerlingh Onnes, étaient trop basses pour un grand nombre d'applications techniques (Tableau I.1). A ce jour, la plus haute température reproductible associée à un supraconducteur atteint $164 \text{ }^\circ\text{K}$ (-109°C).

Supraconductibilité de quelques composés			
Composés	T_c [K]	Composés	T_c [K]
Nb_3Sn	18.5	V_3Ga	16.5
$\text{Nb}_3(\text{Al}_{0.8}\text{Ge}_{0.2})$	20.9	V_3Si	17.1
Nb_3Al	17.5	UCo	1.7
Nb_3Au	11.5	Ti_2Co	3.44
NbN	16.0	La_3In	10.4
MoN	12.0	InSb	1.9

Tableau I.1 : Température critique de quelques composés.

c. Semi-conducteurs et semi-métaux

Par ordre de conductivité électrique décroissante, on distingue deux catégories intermédiaires de semi-métaux et de semi-conducteurs.

Dans un semi-métal (Bi, graphite, Sb, As), la bande de valence et la bande de conduction se recouvrent légèrement. À zéro K, un petit nombre d'électrons se trouve déjà dans la bande de conduction ^[2]. Il en résulte une faible densité de trous positifs dans la bande de valence. Ceci se manifeste par une faible conductivité électrique à cette température. Le nombre d'électrons dans la bande de conduction augmente avec la température, il en résulte un accroissement du nombre d'électrons libres.

Dans le cas des semi-conducteurs, le nombre de porteurs libres à température ambiante est nettement plus faible que dans le cas des semi-métaux. Les semi-conducteurs les plus courants (Ge, Si) sont des matériaux à liaisons covalentes. La conductivité électrique intrinsèque de ces semi-conducteurs est très sensible à la présence d'impuretés.

Le germanium et le silicium qui ont des propriétés intermédiaires situées entre celles des métaux et celles des non-métaux échappent à toute classification simple. Par la nature de leurs liaisons chimiques et par leurs comportements physique et mécanique, les semi-conducteurs comme le germanium et le silicium se rattachent plutôt aux matériaux céramiques ^[3].

Dans les isolants et les semi-conducteurs, au contraire, tous les niveaux énergétiques des bandes de valence sont occupés par des électrons et ceux de la bande de conduction sont vides. Il n'existe donc pas de différence qualitative entre un isolant et un semi-conducteur ; le seul paramètre qui les différencie est la largeur de la bande interdite entre la bande de valence et la bande de conduction. La largeur de la bande interdite E_d d'un isolant est supérieure à celle d'un semi-conducteur. Dans les semi-conducteurs, c'est le nombre de porteurs qui augmente avec la température, car par activation thermique, un nombre de plus en plus élevé d'électrons passe de la bande de valence à la bande de conduction. La conductivité électrique est directement proportionnelle au nombre d'électrons mobiles présents dans les matériaux. Pour les isolants l'excitation des électrons n'est plus possible à l'ambiance.

La conductivité électrique des semi-métaux et des semi-conducteurs augmente avec la température dans certains domaines en raison de l'excitation des électrons qui fait croître le nombre de porteurs ^[4].

La conductivité électrique des semi-métaux et des semi-conducteurs est fortement influencée par la présence d'impuretés qui fait augmenter le nombre de porteurs ^[5].

I.1.2 Conductivité Thermique

Le phénomène de conductivité thermique joue un rôle très important aussi bien dans la vie courante que dans les applications technologiques.

Il existe dans un grand nombre de cas un parallélisme étroit entre conductivité thermique et conductivité électrique : les métaux sont de bons conducteurs thermiques et la plupart des isolants électriques (polymères, céramiques) sont également de mauvais conducteurs thermiques ^[6].

Les figures I.2 et I.3 ^[7] illustrent les gammes de conductivité thermique que l'on rencontre à température ambiante pour les divers matériaux, depuis les meilleurs conducteurs thermiques comme le cuivre, le diamant et le graphite jusqu'aux meilleurs matériaux d'isolation qui sont des systèmes hétérogènes solide-gaz.

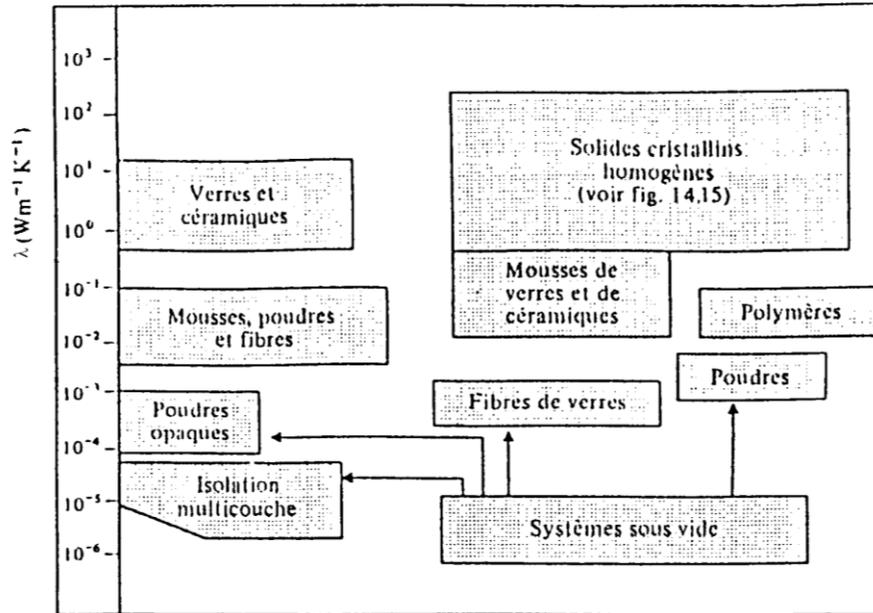


Figure I.2 : Aperçu de la conductivité thermique de divers matériaux denses, poreux et divisés.

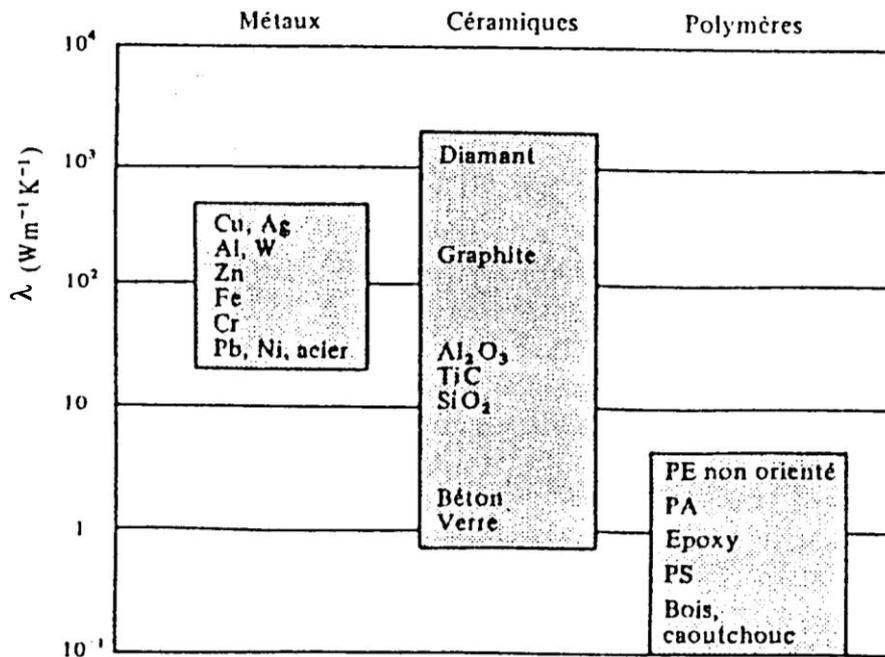


Figure I.3 : Comparaison entre les valeurs de la conductivité thermique λ pour divers types de matériaux sous forme massive non divisée.

On remarque que la conductivité thermique des solides cristallins denses (Fig. I.2 et Fig. I.3) varie relativement peu (trois à quatre ordres de grandeur). En introduisant les matériaux organiques (semi-cristallins ou amorphes) et surtout les matériaux allégés (fibres, mousses, poudres) on gagne, moyennant certains astuces, trois ordres de grandeur. La mise sous vide des matériaux complexes permet de gagner encore trois ordres de grandeur.

I.1.3 Capacité thermique

a. Définition

La capacité thermique à volume constant s'exprime par la dérivée de la variation de l'énergie interne U du matériau en fonction de la température (Tableau I.2):

$$C_v = \left(\frac{dU}{dT} \right)_v \quad (1.1)$$

b. Influence de la température

A des températures très inférieures à la température de Debey et à celle de Fermi ^[8], la capacité calorifique des métaux peut être écrite comme la somme des contributions du réseau et des électrons :

$$C_v = aT + bT^3 \quad (1.2)$$

où a et b sont des constantes caractéristiques du matériau, déterminées expérimentalement. Le terme électronique est une fonction linéaire de T et domine donc aux températures suffisamment basses et le terme bT^3 est très bien vérifié pour les matériaux dépourvus d'électrons libres (Fig.I.4).

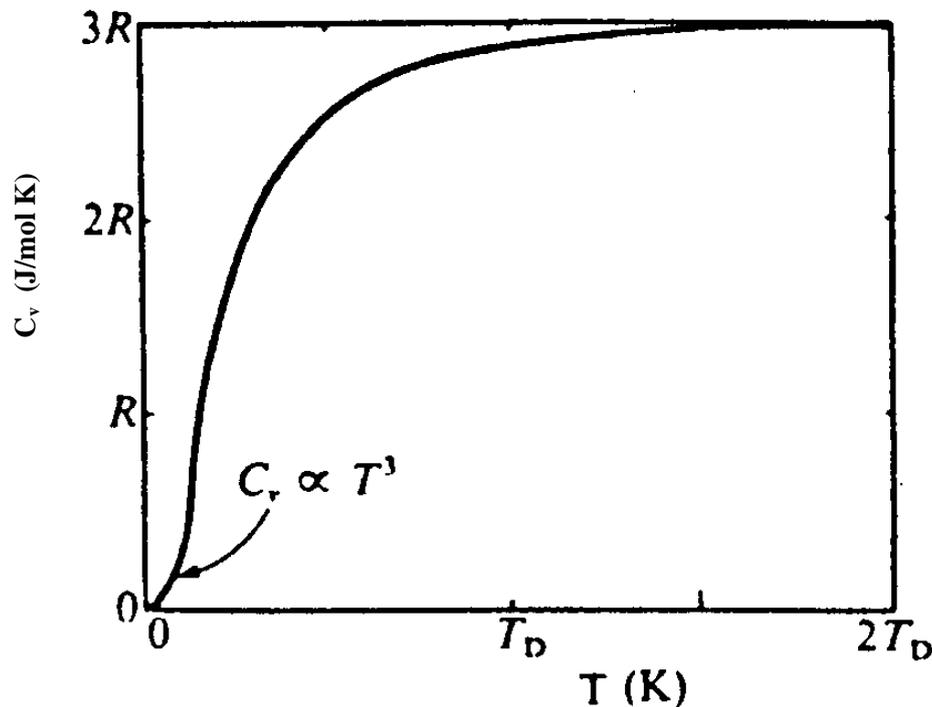


Figure I.4 : Capacité thermique en fonction de la température absolue.

Enfin, d'autres phénomènes physiques peuvent contribuer à la capacité thermique d'un matériau : ce sont par exemple, la destruction de l'ordre à grande distance dans certains

alliages monophasés, l'apparition de la supraconductivité et la disparition du ferromagnétisme dans certains matériaux.

Eléments	C_v (J/mol.K)	Eléments	C_v (J/mol.K)
Li	20,7	Zn	25,4
Be	21,8	Ge	26,0
B	19,3	Zr	28,9
C(Diamant)	13,3	Mo	23,7
Na	28,0	Ag	23,8
Mg	24,6	Cd	25,9
Al	24,3	W	25,0
Si	24,7	Pt	25,9
Ti	25,1	Au	25,2
Cr	23,7	Hg	27,2
Fe	22,2	Pb	25,6
Ni	25,7	Bi	25,5
Cu	24,5	Th	26,3

Tableau I.2 : Capacité thermique de quelques éléments, à 25°C.

I.1.4 Conductibilité thermique

a. Définition

Pour étudier avec plus de rigueur la conductibilité thermique, on distingue les matériaux qui possèdent des électrons libres (les métaux) de ceux qui en sont dépourvus.

Dans le cas des métaux, les électrons dont le niveau d'énergie est voisin de celui de Fermi sont principalement responsables de la transmission de la chaleur. A haute température, sous l'effet de l'agitation thermique, ces électrons acquièrent de l'énergie cinétique ; ils migrent alors vers la zone de plus basse température et transmettent leur énergie cinétique aux atomes de cette zone, au cours de collisions. Les vibrations atomiques qui en résultent (phonons) entraînent une augmentation de la température de la zone la plus froide, ce qui a pour

conséquence d'accroître l'agitation thermique des électrons libres de cette zone. Puisque ces électrons tendent alors à migrer vers la zone la plus chaude, où ils acquièrent encore davantage d'énergie cinétique, le processus se poursuit de façon dynamique.

En première approximation, on peut donc supposer que les électrons libres d'un métal se comportent comme les atomes d'un gaz parfait : on peut par conséquent leur appliquer la théorie cinétique des gaz parfaits. Il s'ensuit que la conductibilité thermique due aux électrons est déterminée par la relation ^[9] :

$$\lambda_e = \frac{1}{3} (C_v)_e \cdot v_e \cdot l_e \quad (1.3)$$

Où $(C_v)_e$ est la capacité thermique électronique du matériau, v_e la vitesse moyenne des électrons libres au niveau de Fermi et l_e leur libre parcours moyen.

On a le rapport entre la conductibilité thermique λ_e et la conductibilité électrique k (la loi de Wiedemann-Franz) ^[10], soit :

$$\frac{\lambda_e}{k} = LT \quad (1.4)$$

Le rapport $L = \lambda_e/kT$ est une constante, appelée constante de Lorentz, qui permet d'associer les conductibilités thermiques, électroniques et électriques d'un métal, à condition toutefois que les phénomènes physiques responsables de ces conductibilités soient identiques. Cette condition est relativement bien satisfaite dans le cas des métaux (Tableau I.3).

Métal	λ_e (W/m.k)	k (10^7 s/m)	$L=\lambda_e/kT$ ($10^{-8} \Omega \cdot W/K^2$)
Na	134,00	2,16	2,08
Al	237,00	3,74	2,13
Fe	80,30	1,03	2,63
Ni	89,90	1,45	2,07
Cu	398,00	5,86	2,28
Ag	427,00	6,21	2,31
W	178,00	1,77	3,37
Au	315,00	4,22	3,31
Pb	34,60	0,48	2,40

Tableau I.3 : Conductibilités thermique et électrique de quelques métaux, à 25°C.

La relation 1.4 révèle que la conductibilité thermique est proportionnelle à la température absolue, ce qui, dans le cas des métaux, est vérifié à de très faibles températures (≤ 15 °K); au-delà, toutefois, puisque l'agitation thermique croît, les collisions des électrons avec les ions, les phonons et les divers défauts de structure (dislocations, joints de grains, etc.) deviennent plus nombreuses, ce qui fait que la conductibilité thermique diminue.

Dans le cas des matériaux dépourvus d'électrons libres (matériaux à liaisons ioniques ou covalentes), la conduction de la chaleur ne peut se produire que grâce à l'agitation thermique des ions ou des atomes, dont les vibrations (phonons) se transmettent de proche en proche, des zones de haute température vers les zones de basse température.

Par analogie avec le raisonnement utilisé ci-dessus (relation 1.4), on détermine la conductibilité thermique λ_p due aux phonons ^[10] à l'aide de l'expression :

$$\lambda_p = \frac{1}{3} (C_v)_p v_p l_p \quad (1.5)$$

Où $(C_v)_p$ est la capacité calorifique due à l'agitation atomique, v_p la vitesse moyenne des phonons et l_p leur libre parcours moyen. Dans le cas des métaux purs, la valeur de λ_p n'est d'environ que de 1% de celle de λ_e . Donc, même si la capacité thermique électronique $(C_v)_e$ ne représente environ que 10% de la capacité thermique totale des métaux purs C_v , la conductibilité thermique λ_p due aux phonons reste très faible par rapport à celle due aux électrons, λ_e . Ceci explique également pourquoi la conductibilité thermique des matériaux non-conducteurs d'électricité est plus faible que celles des métaux.

La conductibilité thermique totale λ d'un matériau est donc :

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_p \quad (1.6)$$

b. Influence de la température

La conductibilité thermique d'un matériau varie à la fois en fonction de la nature de celui-ci et de l'influence de la température sur la conductibilité thermique due aux électrons λ_e et sur la conductibilité thermique due aux phonons λ_p . La figure I.5 illustre graphiquement l'effet de la température sur la conductibilité thermique totale λ pour plusieurs matériaux.

En général, la conductibilité thermique des céramiques et des métaux purs croît quand la température descend au-dessous de la température ambiante, car alors les libres parcours moyens des électrons et des phonons augmentent. Cependant, à de très basses températures (≤ 15 °K), ces libres parcours moyens se stabilisent et gardent une valeur constante ; ils sont en effet limités par les dimensions de l'échantillon ou par les défauts de structure qui constituent des obstacles à la propagation des électrons et des phonons. L'influence d'une basse température sur la conductibilité thermique est essentiellement due à la variation de la capacité thermique. Toutefois, dans le cas des solutions solides métalliques, des matériaux à liaisons ioniques, des matériaux amorphes et des matières plastiques, la conductibilité thermique diminue quand la température décroît. En effet, dans ces matériaux, les libres parcours moyens des électrons et des phonons sont faibles quelle que soit la température. Ici

encore, l'influence de la température sur la conductibilité thermique est en fait due à la variation de la capacité thermique.

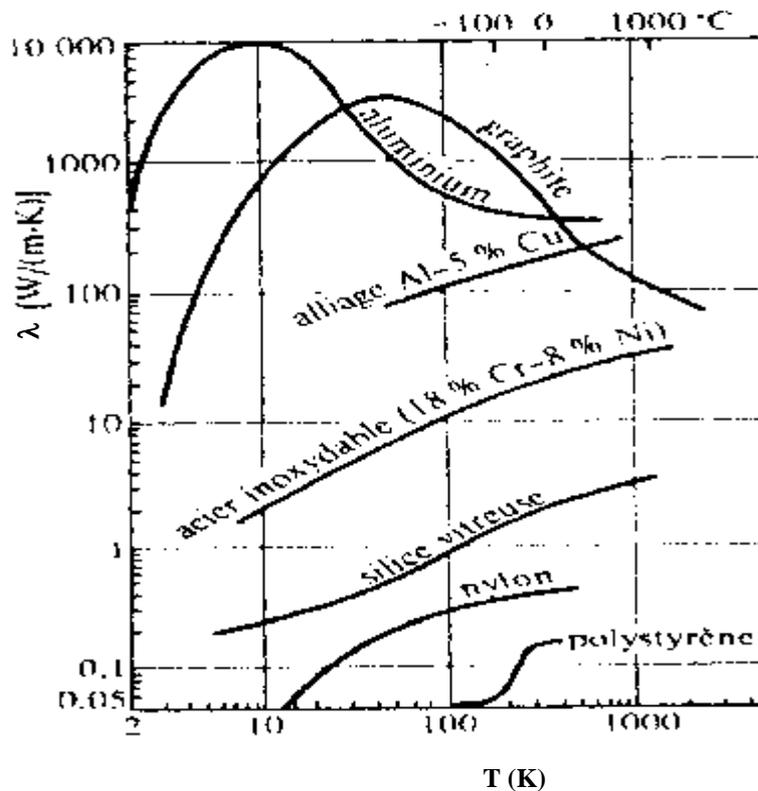


Figure I.5 : Variation de la conductibilité thermique λ de plusieurs matériaux en fonction de la température.

I.2 Propriétés des céramiques

I.2.1 Généralités

a. Définition

Le terme de céramique provient du grec " Keramos " qui signifie argile, terre cuite. Les céramiques représentent l'ensemble des matériaux inorganiques, non métalliques formés ou consolidés à des températures supérieures à 900 $^{\circ}C$ pouvant atteindre 2000 $^{\circ}C$ dans le cas des céramiques électrofondues.

On distingue deux familles de céramiques :

- céramiques traditionnelles (faïences, porcelaines, poterie, tuiles,...)
- céramiques nouvelles ou techniques (électronique, armement, moteurs à combustion, bimatériaux).

Les céramiques sont composées pour la plupart d'oxygène, de carbone, d'azote et d'éléments métalliques tels que l'aluminium et le silicium. Ces matériaux, tout comme les métaux, sont caractérisés par une raideur élevée et une grande dureté. En contrepartie, ils sont fragiles c'est

à dire qu'ils ne présentent aucune déformation plastique avant rupture. De ce fait, ils ne permettent pas d'obtenir des géométries présentant des zones de concentration de contraintes et supportent difficilement les pressions de contact élevées ce qui a des conséquences lors des assemblages. Par contre, les céramiques sont des matériaux très résistants à l'usure, à la corrosion et à la chaleur. Leur résistance mécanique est un paramètre primordial pour la structure à laquelle ils sont incorporés. Les nouvelles céramiques techniques et les abrasifs sont utilisés dans les conditions les plus sévères de contrainte et de température. En outre, elles conservent leurs propriétés à températures très élevées (comparativement aux métaux). Cependant, les matériaux de cette classe présentent l'inconvénient d'être difficiles à mettre en œuvre.

Les céramiques sont classées en 5 groupes :

- Les verres à l'origine desquels on retrouve la silice (SiO_2) ;
- Les céramiques vitrifiées ou terres cuites fabriquées à partir de l'argile;
- Les céramiques techniques que l'on utilise pour réaliser des outils de coupe, les filières, les matrices, les pièces de moteur et les pièces d'usure ;
- Le ciment et le béton;
- Les roches et les minéraux.

b. Elaboration des céramiques

La production des céramiques techniques obéit aux règles suivantes:

Choix de la matière première (naturelle ou synthétique) ;

Mélange et broyage ;

Compactage et mise en forme (introduction d'un liant organique) ;

Chamottage : élimination des liants ($T < 10000^\circ\text{C}$)

La poudre d'alumine est fabriquée à partir de la bauxite, un oxyde d'aluminium hydraté de formule $\text{Al}(\text{OH})_3$. Après concassage et purification, la bauxite est chauffée à 1150°C , pour la décomposer en alumine qui est ensuite broyée et tamisée ^[11] :



Cette poudre est ensuite agglomérée pour former des solides compacts par divers procédés :

Frittage : cycles thermiques pour densifier l'agglomération de poudre pour faire un matériau ayant un minimum de porosité.

Dépôt chimique en phase vapeur (C.V.D) : La céramique peut être formée en faisant réagir des gaz appropriés de sorte que ce composé se dépose sur ou (dans) un substrat pour obtenir un solide de forme voulue.

c. Différents types de céramiques techniques

c.1 à base d'oxydes

- * réfractaires et abrasifs : Al_2O_3 , ZrO_2 , MgO
- * céramiques pour l'électronique : Ferrite (MFe_2O_4), Manganite ($\text{Mn}_{(3-x)}\text{M}_x\text{O}_4$)
- * céramique pour le nucléaire : UO_2
- * céramique pour l'optique : verres non silicatés, LiNbO_3 , PbZT
- * membrane : zéolithes
- * biocéramiques : Al_2O_3

c.2 à base de nitrures et oxynitrures

- * céramiques réfractaires : Si_3N_4 et la famille des Si-Al-O-N

c.3 à base de carbures

- * abrasifs : SiC , TiC , B_4C

c.4 à base de borures

- * réfractaires : TiB_2 , ZrB_2

c.5 Composites céramiques

Ils sont constitués d'une matrice céramique à laquelle on ajoute des fibres ou des dispersoïdes de céramiques, métaux ou polymères.

c.6 Vitrocéramiques

Obtenues par dévitrification contrôlée de matériaux vitreux (LiO_2 , SiO_2 ,...).

I.2.2 Propriétés mécaniques

a. Introduction

Les applications des céramiques dans l'industrie sont très variées en raison de leurs caractéristiques : dureté, rigidité, fragilité, résistance à la chaleur et autres solvants chimiques.

La céramique est basée sur la forme d'un agglomérat de grains de poudres soudés (frittés) entre eux pour donner une pièce massive et bien densifiée.

Les propriétés des céramiques dépendent de la structure électronique (nature des atomes et des liaisons) et de la structure cristalline (phases cristallines, amorphes et présence de défauts). Les liaisons mises en jeu sont surtout ioniques et en partie covalentes. Ces deux types de liaisons sont responsables de la stabilité et de la rigidité des céramiques.

Les céramiques existent aussi bien à l'état cristallin (Al_2O_3) qu'à l'état amorphe. Elles présentent les caractéristiques suivantes :

- point de fusion élevée (liaisons fortes);
- rigidité (liaisons fortes);
- faible densité (réduction du poids car présence de non métal) ;

- grande dureté (fragilité) ;
- grande inertie chimique (résistance à la corrosion et à l'oxydation) ;
- résistance à la chaleur.

b. Les modules d'élasticité

Les modules d'élasticité des céramiques sont en général supérieurs à ceux des métaux, ce qui reflète la plus grande raideur des liaisons ioniques dans les oxydes et des liaisons covalentes. Les céramiques ont une température de fusion beaucoup plus élevée que celles des métaux et de leurs alliages (Tableau I.4) ^[12].

Matériaux	Température de fusion T_f (K)	Coefficient de dilatation thermique α ($10^{-6}/K$)	Module d'élasticité E (GPa)
Métaux			
Pb	600	29,00	16,1
Mg	924	25,20	45
Al	931	23,50	68
Ag	1233	19,20	76
Au	1335	14,20	139
Cu	1356	16,50	125
Fe	1808	12,30	160
Pt	2046	8,90	152
Nb	2741	7,20	--
Ni	1700	13,30	199
Mo	2895	5,10	324,8
W	3673	4,50	411
Céramiques			
Si_3N_4	2173	4,00	310
Al_2O_3	2310	8,80	345
BeO	2725	9,00	275-360
SiC	2973	4,80	400
ZrO_2	2980	5,40	200
MgO	3220	9,00	275
ThO_2	3540	10,80	310

Tableau I.4: Point de fusion, coefficient de dilatation thermique et module d'élasticité de différents métaux et céramiques.

Les céramiques sont essentiellement composées d'atomes légers (oxygène, carbone, silicium, aluminium) et que leurs structures cristallines sont souvent non compactes, leurs densités sont faibles. Ceci leur confère des modules spécifiques (E/ρ) très attractifs par leurs valeurs élevées (Tableau I.5) ^[13] ce qui pousse à l'utilisation des céramiques ou des fibres de verre dans les composites : leur présence élève considérablement la raideur spécifique du composite.

Matériau	Module (E) (GPa)	Masse volumique (ρ) (Kg.m ⁻³)	Module spécifique (E/ ρ)
Aciers	210	7,8	27
Alliages d aluminium	70	2,7	26
Alumine(Al ₂ O ₃)	390	3,9	100
Silice (SiO ₂)	69	2,6	27

Tableau I.5 : Modules spécifiques : comparaison entre les métaux et les céramiques.

c. Dureté, Résistance mécanique et résistance du réseau cristallin

Les céramiques sont les plus dures des solides. L'alumine (Al₂O₃), le carbure de silicium (SiC) et, bien sûr, le diamant (C), sont utilisés comme abrasifs. Le tableau I.6 ^[14] donne une idée de tout cela : il présente la liste des valeurs de la dureté de Vickers H rapportée au module de Young E, pour un certain nombre de métaux purs et d'alliages, de même que pour quatre types de céramiques.

Lorsqu'un matériau se plastifie au cours d'un essai de traction ou quand on lui applique un pénétrateur de dureté, des dislocations se déplacent dans les cristaux qui le constituent. Chaque essai mécanique, à sa manière, mesure la difficulté à déplacer les dislocations dans le matériau.

Les métaux sont intrinsèquement ductiles. Lorsque des atomes s'assemblent pour former un solide métallique, chacun d'entre eux perd un électron (ou plus) au bénéfice du Gaz d'électrons libres qui circulent autour des noyaux ioniques. L'énergie de liaison provient de l'interaction électrostatique générale entre les ions positifs et le gaz d'électrons négatif, et les liaisons ne sont pas localisées. Si une dislocation traverse cette structure, elle déplace les atomes situés au-dessus de son plan de glissement par rapport à ceux qui sont en dessous, mais elle n'a qu'un faible effet sur les liaisons électrons-ions. Pour cette raison, il n'existe

qu'une légère force de traînage sur la dislocation mobile ; on pourrait comparer cela à une promenade à travers des herbes hautes.

Métaux purs	H/E	Alliages métalliques	H/E	Céramiques	H/E
- Cuivre	$1,2 \times 10^{-3}$	- Laiton	9×10^{-3}	- Diamant	$1,5 \times 10^{-1}$
- Aluminium	$1,5 \times 10^{-3}$	- Dural (à 14 % Cu)	$1,5 \times 10^{-2}$	- Alumine	4×10^{-2}
- Nickel	9×10^{-4}	- Acier inox	6×10^{-3}	- Zircon	6×10^{-2}
- Fer	9×10^{-4}	- Acier a bas carbone	$1,5 \times 10^{-2}$	- Carbure de silicium	6×10^{-2}
Moyenne pour les métaux	1×10^{-3}	Moyenne pour les alliages	1×10^{-2}	Moyenne pour les céramiques	8×10^{-2}

Tableau I.6: Dureté normalisée des métaux, alliage et céramique.

La plupart des céramiques sont intrinsèquement fragiles; les liaisons ioniques ou covalentes opposent une très grande force de friction de réseau au déplacement d'une dislocation. Considérons tout d'abord la liaison covalente. Elle est localisée : les électrons qui constituent la liaison sont concentrés dans la région située entre les deux atomes qu'elle relie; ils se comportent comme des barres élastiques reliant les atomes. Quand une dislocation se déplace dans une telle structure, elle doit casser et reconstituer ces liaisons au cours de son mouvement.

Quant aux céramiques ioniques, la plupart d'entre elles sont dures, bien que pour une raison légèrement différente la liaison ionique, comme la liaison métallique est de type électrostatique. Pour déformer un polycristal, de nombreux systèmes de glissement sont nécessaires, et certains d'entre eux sont des systèmes durs. Ainsi, la dureté d'une céramique ionique polycristalline est généralement élevée (bien qu'un peu moins que celle d'une céramique covalente), bien qu'un monocristal du même matériau puisse présenter une limite d'élasticité assez basse si on le sollicite dans la bonne direction.

Ainsi, à température ambiante les céramiques présentent, d'une manière générale, une friction de réseau importante. La contrainte nécessaire pour y déplacer des dislocations est une fraction importante du module de Young ^[15]. Ceci confère aux céramiques des limites d'élasticité qui sont de l'ordre de 5 GPa, c'est un seuil si élevé que le seul moyen de le mesurer consiste à indenter la céramique avec un pénétrateur en diamant et à mesurer la dureté.

d. Résistance à la rupture des céramiques

Un matériau à très forte friction de réseau est un matériau fragile ; sa ténacité est faible. Même à l'extrémité d'une fissure, où existe une très forte concentration de contrainte, la friction de réseau rend les glissements très difficiles. C'est la plasticité en tête de fissure qui confère aux métaux leur ténacité élevée : de l'énergie est absorbée dans la zone plastique, ce qui rend beaucoup plus difficile la propagation de la fissure. Bien qu'une légère déformation plastique peut être apparaître également en tête de fissure dans les céramiques, elle reste toujours très limitée; l'énergie absorbée est faible et la ténacité est basse.

Le résultat est que les céramiques ont des valeurs K_{IC} qui sont en gros un cinquantième de celles des bons métaux ductiles. De plus, elles contiennent pratiquement toujours des fissures et des cavités liées à leurs techniques d'élaboration. Les fissures apparaissent de plusieurs manières. Le plus souvent, les méthodes d'élaboration laissent subsister de petites cavités : les produits frittés, par exemple, contiennent généralement de petits pores anguleux à l'échelle de la taille des poudres (ou des grains). Les contraintes thermiques liées au refroidissement ou au cycle thermique peuvent produire de petites fissures ^[16]. Même s'il n'y a pas de fissures liées à l'élaboration ou au choc thermique, la corrosion (souvent par l'eau) ou l'abrasion (par les poussières) sont suffisantes pour faire apparaître des fissures en surface de n'importe quelle céramique. Et si elles ne se sont pas formées autrement, les fissures apparaissent pendant la mise en charge d'un solide fragile, provoquées par les effets de l'anisotropie, de l'élasticité des grains ou par un glissement plus facile sur un système isolé.

L'usage qu'on peut faire en construction d'une céramique est donc conditionné par sa faible ténacité et par la longueur des microfissures qu'elle contient. Dans un échantillon donné, si la plus longue microfissure a une longueur $2.a$, alors la résistance à la traction est simplement :

$$\sigma_{tr} = \frac{K_{IC}}{\sqrt{\pi a}} \quad (1.8)$$

La plus longue microfissure est du même ordre de grandeur que la taille des particules de poudre d'origine (Les microfissures de la taille des grains peuvent pré-exister dans les céramiques après densification). Ces matériaux sont pleins de fissures et de cavités dues à leur élaboration (leur porosité est couramment de 5 à 20%) ^[17]. Là encore, c'est la longueur de la plus grande fissure, cette fois, plusieurs millimètres, qui déterminent la résistance.

Il y a deux manières d'améliorer la résistance mécanique des céramiques : diminuer la longueur « a » en contrôlant soigneusement la qualité, et augmenter K_{IC} par alliage ou par constitution d'un composite à partir de cette céramique ^[18].

Pour les métaux (ou n'importe quel autre solide plastique) la résistance mesurée en compression a la même signification que celle mesurée en traction. Mais il n'en est pas de même pour les solides fragiles ; pour eux, la résistance à la compression est environ 15 fois plus élevée ^[19], soit :

$$\sigma_c = 15 \cdot \sigma_{tr} \quad (1.9)$$

En compression, les fissures se propagent de manière stable, et dévient de leur orientation initiale pour se propager parallèlement à l'axe de compression. La rupture n'est pas provoquée par la propagation rapide et instable d'une fissure unique, mais par la lente progression de nombreuses fissures qui forment une zone d'écrasement. Ce n'est donc pas la longueur (a) de la plus grande fissure qui compte, mais la longueur moyenne \bar{a} . La résistance à la compression est encore donnée par une expression analogue à l'équation (1.9) :

$$\sigma_c = \frac{K_{Ic}}{\sqrt{\pi \bar{a}}} \quad (1.10)$$

e. Résistance aux chocs thermiques

L'exposition d'une structure à un brusque changement de température peut causer sa ruine, soit parce que localement, la plus part du temps en surface, la contrainte de traction atteint la valeur critique de rupture, soit parce qu'un défaut de la structure s'est propagé et s'est finalement trouvé en situation critique, entraînant une rupture catastrophique.

L'intervalle de température critique définit la résistance d'un matériau à un choc thermique sévère ^[20].

$$\Delta T_c = \frac{1-\nu}{\varphi \cdot E \cdot \alpha} \cdot \sigma_r \cdot f(\nu) \quad (1.11)$$

La résistance aux chocs thermiques est donnée par :

$$R = \frac{1-\nu}{\varphi \cdot E \cdot \alpha} \cdot \sigma_r \quad (1.12)$$

$\varphi \in [0-1]$ et s'exprime à partir du nombre de Biot $\beta = e h / \lambda$

e : dimension caractéristique (demi-épaisseur ou rayon), h : coefficient d'échange superficiel de chaleur, et λ : coefficient de conductivité thermique

f(ν) : fonction du coefficient de Poisson qui traduit indirectement l'effet du choc thermique sur la distribution des contraintes dans le volume.

La rupture provoquée par de brutales variations de température est un problème typique des céramiques. Certaines céramiques pourront supporter une variation brutale de température,

ce qui est assez pour permettre d'envisager leur utilisation dans des environnements aussi hostiles qu'un moteur à combustion interne.

L'écart maximum de température ΔT_c auquel la céramique survit sans se casser donne une mesure de sa résistance au choc thermique ^[21]. La couche superficielle brutalement refroidie subit une contraction ($\alpha \cdot \Delta T$). Mais elle fait partie d'un solide plus volumineux qui est encore chaud, et ceci l'astreint à conserver sa dimension initiale : elle doit donc supporter une contrainte de traction élastique ($\alpha \cdot \Delta T$). Si cette contrainte excède la résistance à la traction σ_{tr} , la surface de la pièce se fissure et finalement s'écaille.

f. Fluage

Le fluage est un processus activé thermiquement, c'est à dire qu'il est d'autant plus rapide que la température est élevée. Le régime de fluage stationnaire de la plupart des matériaux peut être convenablement décrit par la relation ^[22]

$$\dot{\epsilon}(t) = K \left(\frac{\sigma - \sigma_i}{\mu} \right)^n \left(\frac{d_0}{d} \right)^p \left(\exp \frac{-\Delta G_a}{R \cdot T} \right) \quad (1.13)$$

K : est la constante pour une structure donnée, $\dot{\epsilon}$ est la vitesse de fluage, σ et σ_i sont respectivement une contrainte et un seuil de contrainte interne (la différence $\sigma - \sigma_i$ est aussi appelée contrainte effective), μ est le module de cisaillement, n est un exposant de fluage, d est la taille des grains, d_0 est un facteur de normalisation, p est un exposant de taille, ΔG_a est l'enthalpie libre d'activation de l'écoulement, R est la constante des gaz parfaits et T est la température. D'autres approches physiques sont proposées par les auteurs ^[23,24] pour le fluage stationnaire.

Comme les métaux, les céramiques fluent à haute température. La courbe de fluage est tout à fait semblable à celle d'un métal (Fig. I.6). Pendant le fluage primaire, la vitesse de déformation décroît avec le temps, et tend vers la vitesse du stade stationnaire.

En fin de vie, la vitesse de fluage s'accélère à nouveau pour conduire au fluage tertiaire et à la rupture. Le fluage commence à poser des problèmes lorsque la température est plus élevée que $T_f / 3$ environ ^[25] (T_f : température de fusion). Le fluage ne conditionne la conception que pour les applications à très haute température. Il y a cependant une céramique importante, la glace, qui par son bas point de fusion T_f flue considérablement.

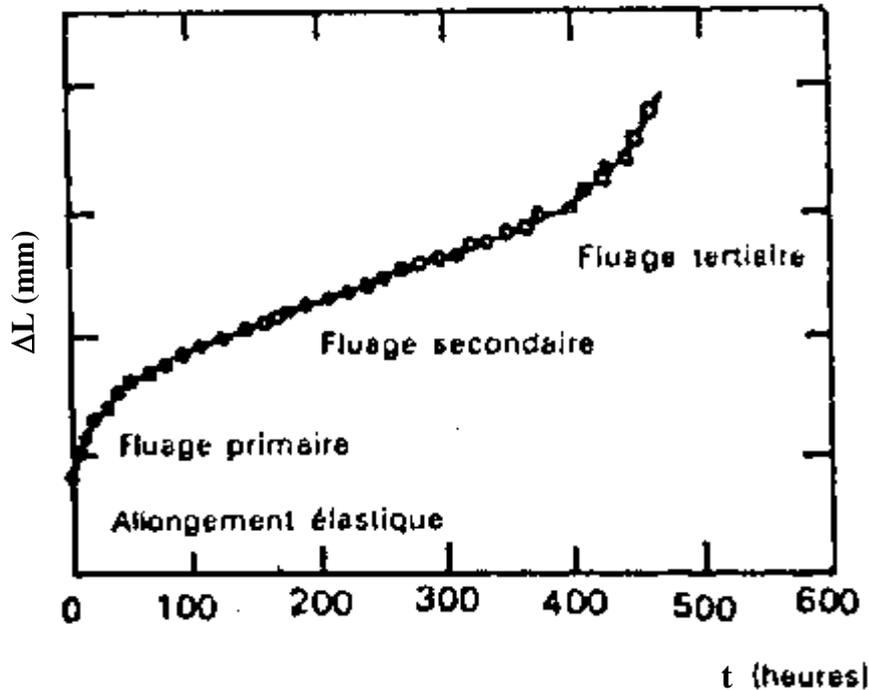


Figure I.6 : Courbe de fluage d'une céramique.

I.2.3 Propriétés thermiques

a. Introduction

Les principales caractéristiques thermiques intéressant les matériaux céramiques sont :

- Le gradient de température ;
- La résistance aux tensions thermiques (chocs thermiques) ;
- Les propriétés mécaniques proprement dites à haute température.

L'examen de ces caractéristiques implique avant tout le rappel des concepts de :

- Chaleur spécifique,
- Coefficient de dilatation thermique,
- Conductivité thermique,
- Pouvoir de diffusion thermique,
- Pouvoir d'émission.

b. La chaleur spécifique

L'énergie demandée pour élever la température d'un matériau à partir de son état de moindre énergie se subdivise en :

- Énergie de vibration : Cette énergie permet aux atomes de vibrer autour de leur position réticulaire avec une amplitude et une fréquence dépendant de la température et des trois directions spatiales ;

Dans les régénérateurs en général, la capacité thermique détermine la variation de température du réfractaire dans les phases de chauffage et de refroidissement. Très souvent, dans les calculs thermiques, plus que la capacité thermique ou la chaleur spécifique varie pour une certaine température, intervient la capacité thermique et la chaleur spécifique moyenne entre température ambiante et température de régime. En particulier, ces dernières valeurs sont utiles lorsqu'on veut calculer la quantité de chaleur nécessaire pour atteindre un certain régime partant d'une température déterminée (Fig. I.8).

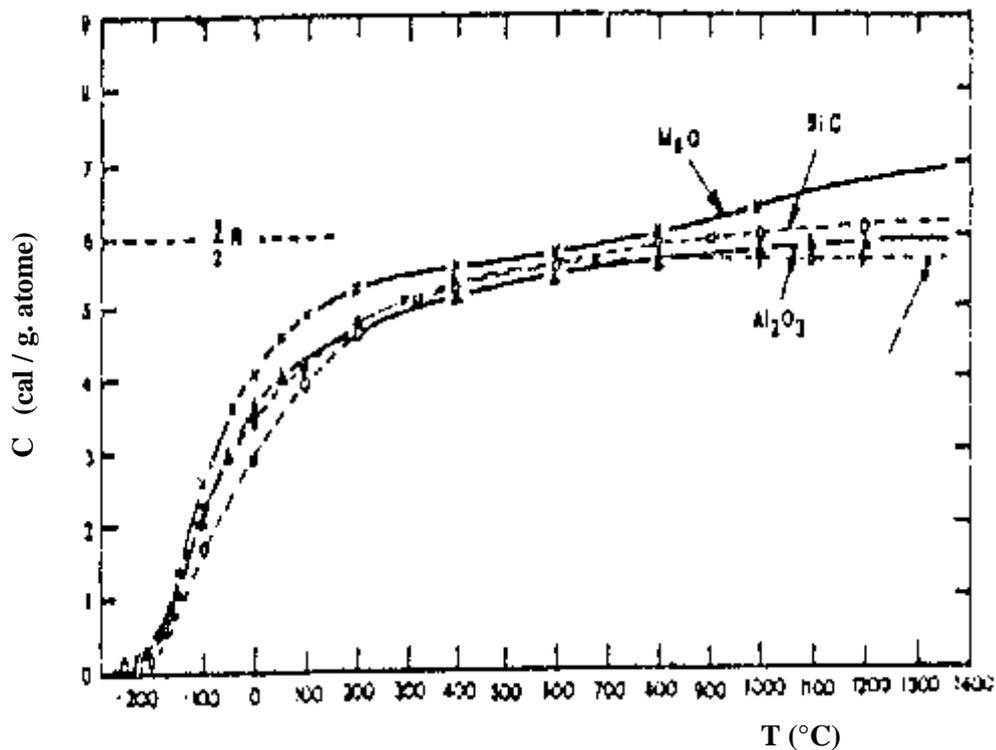


Figure I.8 : Capacité thermique de quelques matériaux céramiques à différentes températures.

c. Coefficient de dilatation thermique

Les variations de longueur et de volume associées aux changements de température sont importantes pour beaucoup d'applications. En général, ces valeurs dépendent de la température ^[28] mais pour des intervalles limités de température, il suffit de considérer une valeur moyenne. Le volume spécifique de chaque cristal augmente avec la température et cette augmentation est principalement déterminée par la plus grande amplitude des vibrations atomiques autour d'une position donnée. La vibration de volume due à des vibrations réticulaires est en corrélation étroite avec l'augmentation du contenu d'énergie.

Par conséquent, les changements du coefficient de dilatation thermique avec la température ont lieu parallèlement aux variations de chaleur spécifique (Fig. I.9).

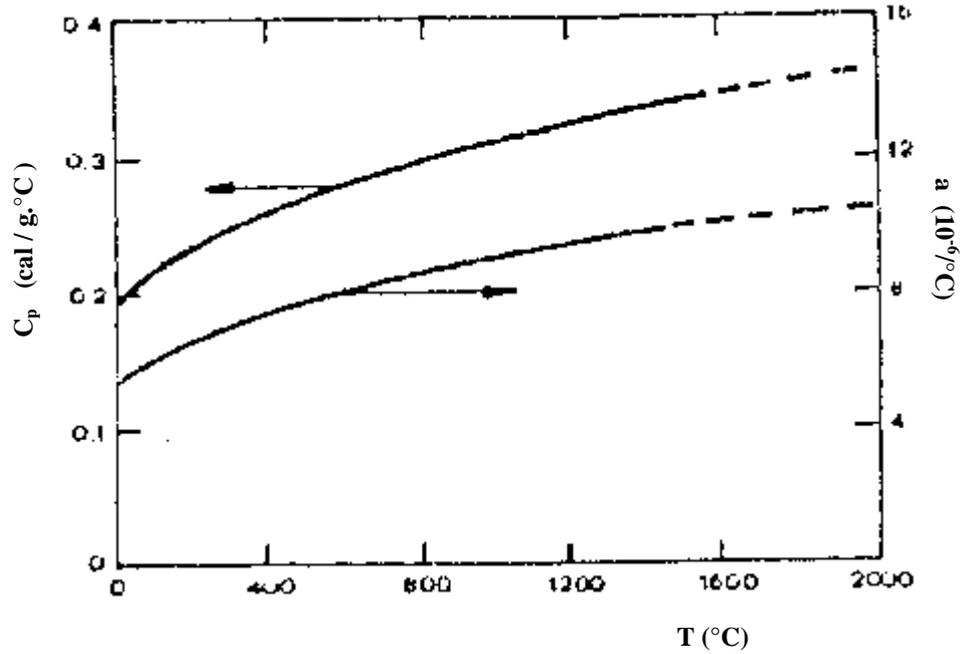


Figure 1.9 : Variations de chaleur spécifique et de dilatation thermique en fonction de la température.

Pour les cristaux cubiques, les coefficients de dilatation suivant des axes cristallographiques différents sont égaux et les variations dimensionnelles avec la température sont symétriques. Par conséquent, le coefficient de dilatation thermique est le même quelle que soit la direction suivant laquelle il est mesuré. Pour les matériaux isotropes, le coefficient de dilatation volumétrique moyen dans un intervalle de température limité est en corrélation avec la dilatation linéaire moyenne $\bar{\alpha}$ et, dans de nombreux cas, puisque $\bar{\alpha}$ est petit, on peut écrire :

$$\alpha = 3 \bar{\alpha} \quad (1.14)$$

Le tenseur de déformation bidimensionnelle est donné par la relation :

$$\{\epsilon_c\}^{th} = \Delta T [\alpha \quad \alpha \quad 0]^T \quad (1.15)$$

Pour les cristaux anisotropes, la dilatation thermique change suivant les différents axes cristallographiques (Tableau I.7).

Les coefficients de dilatation thermique suivant les deux axe cristallographique a et c sont respectivement α_a et α_c . A haute température, l'anisotropie tend à diminuer et le rapport α_c / α_a diminue de façon analogue. Un des exemples le plus typique d'expansion anisotrope est celui du graphite, dans lequel la liaison est fortement directionnelle et la dilatation très inférieure dans le plan perpendiculaire à l'axe C. Pour des cristaux fortement anisotropes le coefficient de dilatation dans une direction peut être négatif et la dilatation volumétrique qui en résulte peut être très basse.

Cristal	Axe a (Perpendiculaire à l'axe c)	Axe c
Al₂O₃	8,3	9,0
Al₂TiO₅	-2,6	+11,5
3Al₂O₃ 2SiO₂	4,5	5,7
TiO₂	6,8	8,3
ZrSiO₄	3,7	6,2
CaCO₃	-6	25
SiO₂ (quartz)	14	9
NaAlSi₃O₈ (albite)	4	13
C (graphite)	1	27

Tableau I.7 : Coefficients de dilatation thermique pour quelques cristaux anisotropes ($\alpha / ^\circ\text{C} \cdot 10^{-6}$).

Le titanate d'aluminium, la cordiérite et divers silico-aluminates de lithium en sont des exemples. La basse expansion volumétrique dépend dans ces cas de la forte anisotropie de la structure. Par conséquent, dans de tels matériaux polycristallins les joints de grains sont soumis à de fortes tensions qui affaiblissent la résistance mécanique des matériaux.

La valeur absolue du coefficient de dilatation est en corrélation étroite avec la structure cristalline et les forces de liaison. Les matériaux ayant des forces de liaison élevées, comme le tungstène, le diamant, le carbure de silicium, ont de bas coefficients de dilatation thermique.

Lorsqu'un matériau céramique constitué de plusieurs phases cristallines et vitreuses est chauffé aux températures de cuisson, il peut arriver que les coefficients de dilatation selon les différents axes cristallographiques ne soient pas les mêmes ou que les différentes phases aient des coefficients de dilatation thermique différents. Dans ce cas, les différents grains ont des retraits différents pendant le refroidissement et des fissures apparaissent. Toutefois, il ne faut pas considérer les grains comme des entités particulières, mais comme faisant partie d'un ensemble constitué de nombreux grains qui s'enchevêtrent de telle façon que des microfissures se manifestent plutôt que des fissures entre les grains.

En effet, les tensions provoquées par de grandes différences entre les coefficients de dilatation de deux matériaux ou par les différentes directions cristallographiques dans un matériau

polyphasé suffisent à provoquer ces microfissures dont l'importance est considérable pour comprendre beaucoup de propriétés pratiques des matériaux réfractaires.

d. Conductibilité thermique

C'est la caractéristique thermique la plus connue et la plus utilisée dans les matériaux céramiques. La conductibilité thermique dépend de la composition chimique, de l'état d'agrégation et de la température (Fig. I.10) ^[29]. Elle dépend aussi considérablement de la forme, de la taille, de l'orientation et de la répartition des pores. Des considérations purement théoriques il en résulte que, tandis que dans les substances vitreuses la conductibilité thermique croît avec la température, dans les corps cristallins, au contraire, elle est inversement proportionnelle à la température. Cette relation, due à Debye ^[8], dérive toutefois de l'hypothèse que la transmission de la chaleur a lieu exclusivement par propagation d'ondes thermos-élastiques à travers le solide.

Plus précisément, la conduction thermique a lieu dans les solides selon deux processus : l'énergie, en effet, est transmise par vibration réticulaire ou par mouvement électronique et collision avec les atomes. Pour les matériaux diélectriques, tels que beaucoup de matériaux céramiques, les électrons ne sont pas libres de bouger de façon appréciable à travers la structure et la chaleur est transmise principalement par vibrations réticulaires. Si celles-ci étaient complètement harmoniques il n'y aurait pas de résistance au passage de la chaleur. En réalité, la nature non harmonique des vibrations conduit à une atténuation des ondes thermoélastiques et abaisse la conductibilité thermique.

Toutefois, dans un matériau céramique, indépendamment de ce type de transmission, il existe une transmission de chaleur par rayonnement, et ceci pour deux raisons : l'une d'elles est la porosité du produit puisque le passage de chaleur dans chaque cavité a lieu surtout par rayonnement. La deuxième raison est qu'aucun solide n'est parfaitement opaque aux radiations : un flux de chaleur peut donc se propager par ce mécanisme de la zone la plus chaude vers la plus froide. En fait, par un ensemble de phénomènes concomitants, la conductibilité thermique apparente d'un matériau ne peut pas être exprimée sous une forme simple en fonction de la température.

Les expressions proposées par les différentes études contiennent des termes qui sont soit en dépendance inverse, soit en dépendance directe de la température. La présence de phases vitreuses, de porosité, le coefficient d'absorption des radiations, etc., influencent fortement la priorité de l'un ou l'autre des différents termes.

La répartition des cristaux et des pores dans une masse vitreuse continue et la distribution de verre et de pores dans une masse cristalline ininterrompue constituent les deux extrêmes.

Pour un même volume total, la transmission de chaleur par rayonnement interne est plus sensible avec les gros pores qu'avec les pores fins.

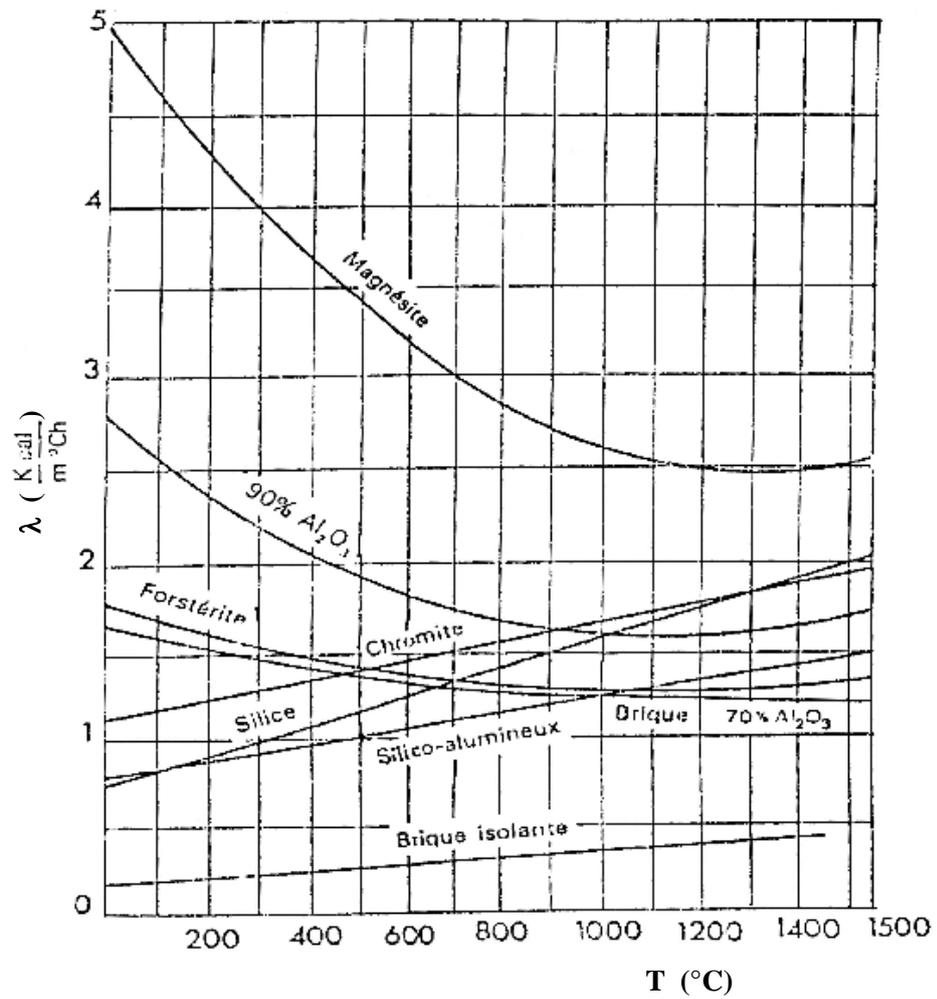


Figure I.10 : Relations entre la conductibilité thermique et la température.

Références bibliographiques

- [1] **H. M. Rosenberg.**
Low temperature solid state physics, Oxford, (1963), chapitres 4 et 5.
- [2] **P. B. Visscher and L. M. Falicov.**
Fermi surface properties of metals, Phys. Status Solidi B 54, 9(1972).
- [3] **D. Long.**
Energy Bands in semi conductors, Wiley (1969).
- [4] **R. Dalven.**
Electronics structure of PbS, PbSe and PbTe
Solids State Physics 28, 1979 (1973)
- [5] **J. C. Slater.**
Insulators, Semiconductors and Metal, Mc Graw-Hill Book Company Inc.,
New York (1967)
- [6] **J.E. Parrott, A.D. Stuckers.**
Thermal conductivity of solid
Academic Press (1975)
- [7] **R.P. Tye.**
Ed, thermal conductivity
Academic Press, (1969)
- [8] **C. Kittel.**
Physique de l'Etat Solide 7^{ème} édition , Dunod, Paris, (1998).
- [9] **R. P. Tye.**
Ed., Thermal Conductivity, Academic Press, (1969).
- [10] **J. Ziman.**
Electrons and phonons, Oxford,(1960).
- [11] **W.D. Kingery, H. F. Bowen et D. R. Uhlmann.**
Introduction to ceramics (2^e édition, John Wiley) (1976).
- [12] **C. Kirkjian, W.D. Kingery.**
J. Phys. Chem.,60 (1956) 961
- [13] **G. Vekinis, M. F. Ashby, P. W. R Beaumont.**
Curve behaviour of Al₂O₃ ceramics. Acta. Metall. Matter 38, page 1115-62,
(1990).
- [14] **D.W. Richardson.**

- Modern Ceramic Engineering (Marcel Dekker), 1982.
- [15] **R.W. Davidge.**
Mechanical Behaviour of Ceramics (Cambridge University Press), 19779.
- [16] **M . F. Ashby et D. R. H. Jones.**
Matériaux , Tome 1, propriétés et applications, Dunod (1991).
- [17] **R. L. Coble, W. D. Kingery.**
Effect of porosity on physical properties of sintered alumina
J. Am. Ceram. Soc. 39, 377-385,(1956)
- [18] **G. Aliprandi.**
Matériaux réfractaires et céramiques techniques
Deuxième partie, Ed.Septima, (1979)
- [19] **J. B. Wachtman.**
Mechanical properties of ceramics . New York : Wiley ;.448 p. (1996).
- [20] **W.D. Kingery.**
“ factors affecting thermal shock resistance of ceramic materials “,
J. Am. Ceram. Soc., vol. 38, n°1, p.3-15, (1955).
- [21] **M. S. Loverday, M. F. DAY , B. F.Dyson.**
Measurement of high temperature mechanical properties of materials. National
Physical Laboratory, The Majesty’s stationery office,(1982).
- [22] **A. K Mukherjee, J. E Bird, et J. E Dorn.**
“ Experimental correlations for high temperature creep “,
Trans. ASM, vol. 62,p.155-179, (1969).
- [23] **C. Herring.**
“Diffusional viscosity of polycrystalline solid”,
J. App. Phys., vol.21, p.437-449,(1950).
- [24] **R.L Coble.**
“ A model of boundary diffusion controlled creep in polycrystalline materials”,
J. App. Phys., vol.34, n°6, p.1679-1682,(1963).
- [25] **W. D. Kingery.**
Introduction to ceramics, John Wiley et Sons (1966).
- [26] **J. Friedel.**
Dislocations,. Pergamon, Oxford ,(1964)
- [27] **J. L. Chermant.**
Les céramiques thermomécaniques, Press du CNRS, (1989).

[28] **J. F. Ney.**

Physical properties of Crystal, Oxford Science Publications, (1987).

[29] **R. J. Brook.**

Concise Encyclopydia of Advanced Ceramic Materials, Pergamon Press (1994).

Chapitre II

Chapitre II : Comportement mécanique des bimatériaux

II.1 Introduction

Les céramiques telles que les zircons, les carbures de silicium, les nitrures de silicium et l'alumine trouvent un grand nombre d'applications dans les domaines de la mécanique et de la thermodynamique. Si les trois premières sont encore d'utilisation limitée, il n'en n'est pas de même pour l'alumine qui reste la céramique technique la plus courante. Outre les applications mécaniques elle se trouve également, grâce à ses propriétés électriques intéressantes (grande résistivité, constante diélectrique importante, faible facteur de perte diélectrique), en première place pour l'industrie électronique et électrotechnique. Très souvent, pour profiter au maximum de ces avantages, il est nécessaire de lier la céramique et plus particulièrement l'alumine à des alliages métalliques qui ont, et c'est souvent l'intérêt recherché, des propriétés opposées.

II.2 Historique de la liaison céramique-métal

Bien que l'émaillage soit appliqué depuis plus de trois millénaires, c'est seulement depuis l'apparition des céramiques techniques (alumine principalement) et leur utilisation dans l'électronique avant la seconde guerre mondiale que les recherches sur la liaison entre un métal et une céramique se sont développées.

Mais depuis une trentaine d'années, les céramiques thermomécaniques (ZrO_2 , Si_3N_4 , $SiC...$)^[1] sont étudiées en vue d'applications comme barrière thermique dans les turbines à gaz et les moteurs thermiques afin d'en améliorer le rendement grâce à une augmentation de la température de fonctionnement.

II.3 Différentes techniques de liaison

II.3.1 Méthodes où intervient un alliage liquide

a. Métallisation des céramiques

Ces méthodes consistent à déposer sur la surface de la céramique une couche métallique permettant un bon accrochage de la brasure utilisée ultérieurement. Il est alors nécessaire de réaliser cet assemblage dans le cas où nous avons une mauvaise mouillabilité de la céramique par les métaux fondus. La technique de la brasure métallique directe ne permet pas d'effectuer la liaison.

Les principaux métaux employés pour la métallisation sont, soit des métaux réfractaires : Molybdène, Tungstène ^[2, 3, 4] dont les coefficients de dilatation thermique sont proches de ceux de la céramique, soit des métaux « actifs » : Titane et Zirconium ^[5].

Cette métallisation, effectuée à haute température (1200-1700°C) est parfois suivie d'un dépôt électrolytique de cuivre ou de nickel ^[6] ou d'une réduction du nickel NiO vers 950°C^[7] afin de former un dépôt de nickel apte à accrocher la brasure.

De nombreux types de brasures sont utilisés ^[8]. Parmi les plus couramment employés citons :

- L'eutectique : 72% Argent et 28% Cuivre ;
- Des métaux purs Argent, Cuivre, Or ;
- L'alliage 60% Etain et 40% Plomb dans le cas des pièces travaillant à basse température ;
- Des alliages contenant du titane susceptible de réagir avec la céramique.

Elles se présentent généralement sous forme de feuilles placées entre la céramique métallisée et le métal (ou l'alliage) à assembler. L'ensemble ainsi réalisé est porté en température (celle-ci est fonction de la brasure utilisée) sous atmosphère inerte (Argon) ou réductrice (H₂). Les vitesses de montée et de descente en température sont optimisées de façon à éviter de soumettre la céramique à des chocs thermiques trop intenses (10 à 150°C/mn suivant les dimensions et la nature de la céramique).

a.1 Frittage de poudres métalliques

a.1.1 Procédé molybdène-manganèse

Cette technique est connue sous le nom (Moly manganese process), elle consiste à mélanger la poudre à un liant nitrocellulosique afin d'obtenir une viscosité suffisante pour être ensuite appliquée sur la céramique, soit au pinceau, soit par pulvérisation ^[9].

Cette poudre est composée en général de 80% de molybdène et 20% de manganèse. L'épaisseur de la couche doit être de 50 µm environ. Après séchage, les pièces sont portées entre 1300°C et 1550°C (suivant le type de céramique) pendant 30 minutes sous atmosphère d'hydrogène humide (point de rosée 25°C). On obtient ainsi un dépôt de 25 à 30 µm d'épaisseur dû au frittage de la poudre métallique. La céramique est alors prête à être brasée.

Les mécanismes de la liaison ont été longtemps discutés en raison de la mauvaise connaissance de la composition chimique et des ségrégations dans les joints de grains de la céramique. C'est seulement lorsqu'apparaissent les alumines techniques de haute pureté (Al₂O₃ > 99%) qu'ils sont complètement élucidés bien que ce procédé ne soit pas applicable à ce type de céramique.

En atmosphère d'hydrogène humide le manganèse métallique s'oxyde facilement suivant la réaction :



$\Delta H = -28 \text{ cal/mole à } 1000 \text{ K}^{[10]}$

Cette oxydation commence très tôt et est complète à 800°C. Dès 950°C le MnO réagit avec l'alumine pour former un aluminat de manganèse type spinelle $MnAl_2O_4$ principalement aux joints des grains de l'alumine où les cinétiques de diffusion sont les plus rapides. La dissolution éventuelle des oxydes de molybdène par MnO peut contribuer à l'amélioration du frittage du film métallique.

Dés que la température et le temps du maintien augmentent, la phase spinelle se redit rapidement dans une phase amorphe visqueuse présente aux joints de grains des alumines contenant de la silice. Elle a complètement disparu à 1450°C. Il faut noter que son paramètre peut décroître au cours de l'avancement du traitement. Hirota ^[11] explique ce phénomène par une substitution des ions manganèse (Mn^{+2} 0,8 Å) par des ions de magnésium (Mg^{+2} 0,65Å) pouvant provenir de MgO lorsque celui-ci est présent dans les joints de grains. Une substitution est aussi possible par les ions Fe^{+2} lors de la métallisation à l'aide d'une poudre mixte Fe-Mn ^[12].

A partir de 1500°C sa viscosité devenant suffisamment faible, la phase vitreuse peut migrer dans les porosités du film métallique. La migration de la phase liquide doit être couplée à une excellente mouillabilité du molybdène afin d'obtenir un ancrage suffisant. Dans le cas contraire ce film vitreux se forme uniquement à l'interface molybdène-céramique entraînant une fragilité de la liaison ^[13].

Le mouillage du molybdène est favorisé par la présence d'un eutectique dès 1908°C entre SiO_2 et MnO.

La composition du mélange 80% Mo 20% Mn doit être maintenue constante pour éviter qu'un excès de liquide ne recouvre totalement la métallisation.

Citons pour mémoire, que le molybdène est parfois employé seul si la phase vitreuse est présente en quantité suffisante ^[14].

a.1.2 Procédés molybdène-oxydes

Cette technique est analogue au procédé molybdène-manganèse. Elle est connue sous le nom (molymetal oxide process) et est employée dans le cas des alumines de haute pureté.

Botden ^[15] a substitué le manganèse par un mélange d'oxydes servant de fondant. Le mélange d'apport contient 80% de poudre de molybdène (granulométrie 3µm) et 20% de poudre d'oxydes (granulométrie 10 µm).

On distingue deux classes d'oxydes utilisés comme fondant :

-Le système Al_2O_3 - MnO - SiO_2 .

-Le système Al_2O_3 - SiO_2 - CaO-MgO, dont les compositions sont données dans le Tableau II.1 ^[16].

Les poudres d'oxydes sont broyées, mélangées et fondues. Le liquide est ensuite trempé à l'eau. Après broyage jusqu'à une taille de 0,2 µm l'alliage d'oxydes est mélangé à la poudre de molybdène et appliqué sur la céramique. L'atmosphère de traitement est neutre, la température de cuisson ne doit pas être inférieure à 1350°C car les particules de molybdène ne seraient pas suffisamment frittées.

% Al ₂ O ₃	CaO	MgO	SiO ₂	MnO	Température de traitement
	100				1400°C
50	50				1500°C
41	54	5			1400°C
10,8	40,4	48,8			1350°C
	37,5	6,2	56,3		1450°C
13			35	52	1390°C
18	42		40		

Tableau II.1 : Composition des oxydes utilisés et température de traitement.

Les mécanismes mis en jeu dans cette technique font appel à des réactions entre les oxydes d'addition et l'alumine et entre les particules d'oxydes et de molybdène (problème de mouillabilité).

Lors du maintien en température, les oxydes fondus migrent vers l'interface et diffusent préférentiellement aux joints de grains de la céramique repoussant vers la surface les grains de poudre de molybdène dont le taux de frittage est limité au maximum à 50% du fait de l'existence d'oxydes résiduels. On ne note aucune réaction entre la céramique et le molybdène.

Comme dans la technique précédente il existe de nombreuses variantes qu'il n'est pas possible d'énumérer ici ! Certaines études préfèrent employer le tungstène comme métal réfractaire et ajouter d'autres oxydes à la liste citée TiO₂^[17] notamment ou simplement de la silice^[18].

a.1.3 Technique de réduction de MoO₃

Une technique très intéressante a été développée par PINCUS au milieu des années 50^[19].

Elle consiste à revêtir la surface de la céramique alumineuse d'une fine couche de trioxyde de molybdène MoO_3 qui se réduit sous hydrogène entre 1100°C et 1650°C suivant le type de céramique pour former du molybdène.

Cet oxyde de molybdène possède une tension de vapeur très faible et sa sublimation apparaît dans l'air dès 650°C ^[20]; ses températures de fusion et de vaporisation sont faibles, respectivement 1068 et 1530°C . Avant d'être réduit, il peut donc entrer en contact intime avec la surface de la céramique. Au cours du traitement la réactivité de l'alumine et de MoO_3 conduit à la formation d'un oxyde mixte de composition $\text{Al}_2(\text{MoO}_4)_3$ à l'interface et aux joints des grains. Celui-ci est partiellement décomposé et réduit à haute température entraînant la formation d'un film métallique superficiel et d'une précipitation inter-granulaire du molybdène ^[21].

Cet excellent contact avec la céramique est en grande partie responsable de la bonne adhésion du dépôt. Les températures de métallisation sont du même ordre de grandeur que celles utilisées dans la technique des poudres métalliques (Mo-Mn) c'est-à-dire comprises entre 1300°C et 1650°C .

Une étude de la perte en poids de MoO_3 en présence de différents oxydes à l'air et sous hydrogène montre que certains d'entre eux, présents dans la céramique (MgO , SiO_2 et Al_2O_3) modifient considérablement la sublimation de MoO_3 . Cette atténuation est due à une affinité de MoO_3 pour certains oxydes.

Le pourcentage et la nature des phases présentes aux joints de grains ainsi que la taille de ceux-ci sont donc des facteurs qu'il faut prendre en compte. La réactivité des oxydes basiques tels que MgO , CaO constituants mineurs présents aux joints à un effet bénéfique sur l'adhérence de la couche métallique. La finesse des grains d'alumine la favorise grâce à une augmentation de la surface en contact avec le dépôt d'oxyde de molybdène.

a.2 Frittage simultané du métal et de la céramique

Ici comme dans les techniques de métallisation citées précédemment la céramique est recouverte d'une poudre métallique qui sera frittée ultérieurement. La méthode diffère cependant car le dépôt est appliqué sur la céramique «crue» (green céramique).

Utilisée avec des métaux nobles à haut point de fusion ^[22] elle a été employée avec succès par Smith ^[23] dans le cas de céramique revêtue d'une poudre mixte composée de Mo et Mn en atmosphère réductrice.

Actuellement la méthode est limitée aux métaux réfractaires (molybdène et tungstène) cofrittés sous hydrogène humide (point de rosée 35°C).

La température de frittage du métal et de la céramique est plus élevée que dans la métallisation classique ($1550 < T < 1750^{\circ}\text{C}$). Elle doit être optimisée afin de permettre une bonne densification de la céramique et du métal tout en réduisant les contraintes et la porosité du dépôt. Ceci est obtenu grâce à l'emploi d'une poudre métallique à granulométrie contrôlée [24] .

- De fines particules ($0,8 \mu\text{m}$) pour garantir l'infiltration de la brasure dans la métallisation.
- Des particules de $4 \mu\text{m}$ dans le but d'inhiber la croissance des grains car celle-ci provoque des contraintes résiduelles à l'interface qui contribuent à une mauvaise adhésion.

L'accrochage ne dépend pas de la présence d'une troisième phase à l'interface métal-céramique. Dans le cofrittage d'alumine (pure ou avec adjuvants de frittage SiO_2 , MgO ...) il n'apparaît pas de composés intermédiaires entre Al_2O_3 et le tungstène dans un large domaine de températures (800°C – 1600°C). Par contre, si une phase vitreuse est présente, elle peut migrer dans les interstices du dépôt améliorant ainsi l'accrochage. Avec les conditions optimales, des contraintes de traction de 70 MPa peuvent être attendues.

b. Brasage réactif

b.1 Brasage par métaux actifs

Contrairement aux méthodes précédentes (métallisation), cette technique ne nécessite pas la réalisation d'un dépôt préalable sur la surface de la céramique : l'alliage d'apport qui servira de brasure contient des éléments ayant une réactivité chimique vis à vis de la céramique. Ces éléments sont introduits dans le métal d'apport lors de son élaboration. Un métal pur réactif peut donc être utilisé comme métal d'apport.

L'élément métallique peut être introduit de plusieurs façons. La plus couramment utilisée, développée dans les années 50 [25, 26], emploie l'hydruure de titane TiH_2 pulvérisé à la surface de la céramique sur une épaisseur de 10 à $20 \mu\text{m}$. Le couple céramique-métal ainsi métallisé est placé dans un four sous vide ($\approx 10^{-5}$ torr) après interposition d'une feuille de brasure. La température est comprise entre 600°C et 1400°C la durée du palier varie de 5 à 30 mn .

La liaison entre le métal et l'alumine est obtenue en contrôlant les réactions suivantes à l'interface.



Il est aussi possible que l'alumine soit réduite superficiellement par l'oxygène dissout dans le titane. L'aluminium formé diffuse dans le titane où il donne les composés intermétalliques prévus par le diagramme binaire TiAl . Il peut en être de même avec la brasure.

Les réactions dépendent non seulement de la température mais aussi de la composition de la céramique. D'autres composés intermétalliques ainsi que des oxydes mixtes complexes peuvent se former.

Le contrôle de la quantité de métal reste délicat, de ce fait la métallisation par pulvérisation cathodique est souvent employée ^[27].

Le métal actif peut être dissout dans la brasure ; les atomes de titane ou de zirconium diffusent jusqu'à l'interface. Les traitements sont dans ce cas effectués sous hydrogène. Il en est de même si le métal à assembler est réactif, la brasure peut être commune.

Les scellements sont étanches au vide et ont une très bonne adhérence du fait de la réaction de la brasure et du métal actif. La résistance à la traction peut atteindre 150 MPa suivant le type de brasure utilisée.

L'application de cette technique est cependant limitée, ceci pour plusieurs raisons :

- Le contrôle de l'atmosphère ou du vide est délicat et il est difficile de conserver une quantité suffisante de métal actif à l'interface.
- La liaison se comporte mal à haute température même en atmosphère inerte à cause des réactions toujours possibles à l'interface.

Les traitements effectués sous hydrogène évitent cependant que les vapeurs métalliques de la brasure se condensent et forment un film conducteur néfaste à la surface de la céramique.

b.2 Brasage eutectique

Cette technique dérivée du «moly metal process» permet de supprimer l'emploi du brasage du métal contre la céramique et donc de la métallisation préalable. La liaison est obtenue directement par fusion d'un mélange d'oxydes formant à haute température des eutectiques complexes qui jouent le même rôle qu'une brasure classique (Ag-Cu par exemple). Ceci est dû à l'excellente mouillabilité de ces alliages d'oxydes sur les métaux réfractaires tels que le molybdène, le tungstène, mais aussi sur les alliages à base de nickel.

Elle permet les assemblages entre :

- Des métaux et une céramique,
- Deux céramiques ou deux métaux réfractaires entre eux.

Ces systèmes ont été choisis pour plusieurs raisons :

La plus importante est sans doute leur grande stabilité chimique à haute température en atmosphère réductrice ; car lors de l'élaboration de la liaison il faut éviter l'oxydation de l'antagoniste métallique. Ceci exclut pour ces applications certains oxydes susceptibles d'être réduits pendant le traitement.

La seconde raison est que les points de fusion des mélanges cités sont relativement bas (Tableau II.2) ^[28] comparés à d'autres systèmes d'oxydes plus stables (ZrO_2 , Y_2O_3 , Cr_2O_3 ...).

	Al_2O_3	CaO	SiO_2	MnO	MgO	Point de fusion	Température d'utilisation
1	19		29	52		1200	1150
2	27		43	30		1300	1190
3	13		50	17		1150	940
4	22		35	43		1200	900
5	24		35	41		1200	900
6	18	42	40				
7	48	46			6		
8	35		50		15		
9	13		35	52			1160
10		37,5	56		6,5		
	41	54			5		

Tableau II.2 : Composition des brasures et température d'utilisation.

Enfin, on peut trouver une composition adéquate permettant d'ajuster les coefficients de dilatation thermique du métal et de la céramique ^[28], minimisant ainsi les contraintes à l'interface lors de la tenue en service.

Le choix dépend principalement de la température d'utilisation de l'ensemble et des matériaux employés.

Comparativement à la technique Mo-oxydes, le comportement en température des interfaces est nettement supérieur du fait de l'absence de brasure métallique.

II.3.2 Méthodes où intervient une céramique liquide ^[29]

Dans ce cadre deux types de méthodes peuvent être citées :

a. Utilisation d'une brasure céramique

Obtenue à partir d'un mélange d'oxydes permettant l'assemblage entre la céramique et le métal en recherchant une accommodation des coefficients de dilatation thermique : plusieurs brasures peuvent être utilisées. Les plus classiques sont reportées dans le tableau II.2. Comme le montre la figure II.1, il est possible de choisir une brasure en fonction des alliages

métalliques utilisés et de la température d'utilisation, minimisant ainsi les contraintes à l'interface lors de la tenue en service.

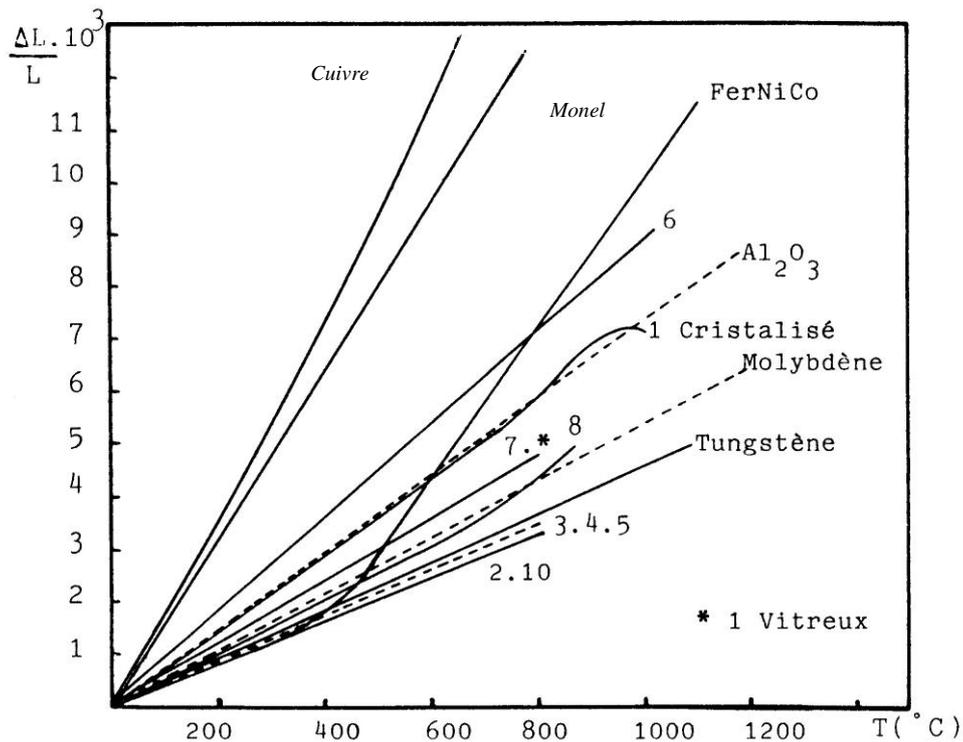


Figure II.1 : Variation des coefficients de dilatation de brasures céramiques en fonction de la température.

b. Dépôt de la céramique

Le dépôt de la céramique sur la surface d'un substrat métallique est réalisé par émaillage ou par projection thermique de céramique.

b.1 Emaillage

L'émaillage consiste à recouvrir une surface métallique d'un revêtement minéral en grande partie vitrifié lui donnant un aspect brillant. Après dépôt de poudres, de barbotines ou de pâtes, on porte la pièce à haute température (entre 700 et 900 $^{\circ}\text{C}$) pendant 15 à 20 mn pour permettre la vitrification, l'opacification et l'accrochage de l'émaillage.

Les constituants sont de trois types:

- Les matières réfractaires de base. C'est principalement la silice pure (SiO_2) ou combinée sous forme de silicate d'alumine. Feldspath, argiles, et kaolins.
- Les produits fondants dont le rôle est d'abaisser la température de fusion des réfractaires qui est nettement supérieure à celle du substrat métallique. Ils améliorent aussi certaines propriétés des émaux (brillance, élasticité, dilatation, ...).

Ce sont l'acide borique ($B_4O_7Na_2$, $10 H_2O$), les carbonates alcalins CO_3Ba , CO_3Mg , des nitrates alcalins NO_2Na , NO_2K , ainsi que des composés fluorés tels que le spath fluor CaF_2 et la cryolite (AlF_3 , $3NaF$).

-les produits d'addition dont les opacifiants (SnO_2 , ZrO_2 , TiO_2 , Sb_2O_3) agissent sur l'indice de réfraction et les colorants constitués d'oxydes de chrome, de cobalt, de fer, de manganèse, etc.... qui confèrent la teinte désirée à l'émail.

Ces diverses substances sont mélangées, fondues vers $1200^\circ C$ et broyées en poudre afin de constituer la base de l'émaillage. Du fait de leur composition et de leurs propriétés les émaux se rapprochent des verres, ce sont principalement des borosilicates.

Les mécanismes de liaison ne sont pas bien connus. Il est probable que le décapage chimique des pièces permet un accrochage mécanique, même si cette opération s'avère nécessaire, elle est néanmoins insuffisante. En effet, même si la résistance est nettement inférieure à la résistance à la compression (3 à 6 daN/mm^2 contre 60 à 120 daN/mm^2) tout porte à croire que des liaisons physico-chimiques interviennent dans les mécanismes d'adhérence à l'interface. La fusion de l'émail favorise beaucoup de diffusion des différentes espèces présentes, notamment des oxydes métalliques.

Les mécanismes d'accrochage semblent être dus à la formation de dendrites métalliques causés par les réactions d'oxydoréduction ^[30]. Ces réactions provoquent une corrosion galvanique à l'interface en présence d'oxydes de métaux à caractère plus électronégatif que le fer (particulièrement le cobalt et le nickel) et un dépôt de ces éléments dendritiques conduit au renforcement de l'accrochage mécanique.

b.2 Projections thermiques

C'est la principale technique de dépôt de céramiques sur les métaux et c'est certainement la «plus grosse production» de liaisons céramique-métal ; elle intéresse le plus grand nombre d'industries.

Parmi ces techniques, les projections font actuellement l'objet de nombreuses études en vue de la réalisation de barrières thermiques et de pièces d'usure dans les moteurs thermiques, l'augmentation du rendement passant par un accroissement de la température de fonctionnement. Dans ce cas, les matériaux déposés sont principalement de type oxyde : alumine et surtout zircons partiellement stabilisés avec CaO , MgO et Y_2O_3 .

Le tableau II.3 donne les principales flammes utilisées avec leurs caractéristiques ^[29].

Procédé	Projection par flamme	Projection à l'arc	Projection torche
Caractéristique	Conventionnelle	Electrique	plasma
Températures max. d'exposition du matériau à déposer	O ₂ +C ₂ H ₂ 3150 °C O ₂ +C ₃ H ₈ 2850°C O ₂ +H ₂ 2670°C	Environ 4000 °C	Gaz plasma (He, Ar, N ₂ , H ₂) jusqu'à plus de 10 000 °C
Forme du matériau de déposition et taux de déposition	Fil 2-8 kg	Fil 5-70 kg	Poudre 1-6 kg
Vitesses d'impact typique des particules	20-50 m/s	100-200 m/s	100-200 m/s
Matériaux typiques déposés	Mo, X40CrNi131, Ni NiCr	X40CrNi131, Al-Cr, Al	Al ₂ O ₃ , Cr ₂ O ₃ TiO ₂ ,ZrO ₂ /Y ₂ O ₃ ,Mo CrNiBSi
Procédé	Température (°C)	Vitesse des gaz	Vitesse des particules
Flamme	2200-2800	100-150 m/s	30-70 m/s
Plasma d'arc	8000-12000	200-1000 m/s	100-300 m/s
HVOF	2500-2800	1800-2200 m/s	300-600 m/s

Procédé	Projection par plasma	Projection par détonation	Projection par flamme
Caractéristique	(P=30-70 mbar)		supersonique (Ex, CDS)
Forme du matériau de déposition et taux de déposition	Poudre 1-6 kg	Poudre Jusqu'à 2 kg	Poudre Jusqu'à 4 kg
Vitesses d'impact typique des particules	300-500 m/s	300-500 m/s	300-500 m/s
Matériaux typiques déposés	Matériau réactifs Ta,Ti, MCrAlY-ALLOYS	Cermets WC-Co, Cr ₂ C ₂ -NiCr	Cermets WC-Co, WC-Ni Cr ₃ C ₂ –Alliages Met Inconel, triballoy, CuNi-In

Tableau II.3 : Principales flammes utilisées et leurs caractéristiques.

Les céramiques projetées sont nombreuses : oxydes, nitrures, carbures, mais il est généralement nécessaire de revêtir le substrat d'une couche intermédiaire dite d'accrochage qui permet d'accommoder les dilatations thermiques, de protéger le substrat de la corrosion (les couches projetées étant généralement poreuses) et d'améliorer l'adhésion métal-céramique.

II.3.3 Méthodes à l'état solide

Depuis 1946 une étude pour ce type de liaison a été menée en utilisant l'oxydation préalable de la surface du métal : une couche intermédiaire peut être obtenue par réaction entre le verre et l'oxyde du métal. Ceci peut conduire à une bonne tenue mécanique de l'ensemble. Conformément à ce procédé, Wellinger ^[31] a développé une technique qui consistait à assembler le cuivre préalablement oxydé à l'alumine par l'action simultanée de la pression et de la température ; cette dernière étant légèrement inférieure au point de fusion du cuivre. A cette température l'alumine réagit avec l'oxyde de cuivre en formant des oxydes mixtes à l'interface qui sont à l'origine de la liaison.

a. Thermocompression

Ce mode d'élaboration est employé depuis longtemps pour lier deux alliages métalliques mais ce n'est que récemment qu'il est utilisé pour assembler un métal et une céramique (verre ou alumine) ou deux céramiques dans le but d'obtenir des jonctions étanches planes.

Ici le métal et la céramique restent à l'état solide tout le temps de l'opération d'assemblage. Les antagonistes sont rarement liés directement, la méthode consiste le plus souvent à placer entre la céramique et le métal un joint métallique dont la température de fusion est inférieure à celle du métal à assembler ^[32].

La liaison se produit sous l'action simultanée de la température et de la pression sans qu'une phase liquide ne se forme au cours du processus d'assemblage. Le deuxième paramètre cité reste relativement faible dans la plupart des cas (<10MPa).

La variété des matériaux utilisés est vaste puisqu'elle s'étend des métaux nobles (Au, Pt)^[33- 35] aux métaux sensibles à l'oxygène (Nb, Zr, Ta, Al)^[36- 39] en passant par la plupart des métaux courants (Ni, Fe, Cu, Pb)^[39]. Les recherches portent surtout sur les liaisons avec des oxydes réfractaires (Al₂O₃ principalement) bien qu'à l'heure actuelle les liaisons sur des carbures et sur des nitrures soient à l'étude au Japon ^[40].

Cette technique est très intéressante puisqu'elle permet les assemblages les plus variés, du plomb sur du verre à du platine sur de la zircone par exemple. Dans certaines applications c'est la seule qui soit viable notamment lorsque les matériaux à assembler ont une

température de fusion inférieure à celle des brasures des méthodes précédentes. Il est en effet toujours possible de trouver un métal adéquat quand le collage est proscrit.

Cette méthode consiste à interposer un joint métallique entre les deux matériaux à assembler. Le joint est formé pratiquement sous l'action simultanée de la pression et de la température. Cette dernière peut aller de 0,5 à 0,9Tf (où Tf est la température de fusion du joint métallique). Les sections des joints utilisés pour former une liaison de bonne qualité sont de formes assez variables. Une symétrie circulaire est recommandée afin de répartir uniformément les déformations. A notre connaissance aucune étude poussée n'a été réalisée jusqu'à présent sur l'influence de la section du joint et sur le mécanisme de sa déformation sur la surface de la céramique. Si la section radiale circulaire est couramment utilisée on trouve cependant plusieurs formes allant de la feuille à l'ellipse en passant par des sections complexes.

En 1967 Klomp ^[41] appliquait cette technique pour la réalisation des liaisons entre des métaux non réactifs comme le cuivre, l'argent et l'or et les céramiques. Les métaux peu réactifs (nickel et cobalt) ont été ensuite également utilisés.

b. Soudage par diffusion

Cette méthode ne nécessite pas la présence d'un joint métallique entre les deux matériaux à assembler. Mais mis à part ce point, son principe est le même que celui de la thermocompression, c'est-à-dire que cette technique consiste à établir, sous l'action d'une contrainte uniaxiale, un contact intime entre les deux surfaces à assembler ; l'ensemble est maintenu à une température comprise entre 0,5 et 0,9 Tf.

Ce procédé a permis l'assemblage d'un grand nombre de métaux et plus couramment (Cu, Ag, Al, Fe, Nb) à différentes céramiques et plus particulièrement à l'alumine ^[39, 42, 43-45].

Les paramètres du soudage par diffusion sont identiques à ceux de la thermocompression. La température et le temps de maintien sont deux paramètres essentiels pour la diffusion. En effet, ils contrôlent la cinétique et les mécanismes de diffusion ainsi que les transformations de phases. Le choix de la contrainte appliquée est déterminant. Elle doit assurer une adhésion primaire complète afin de faciliter la diffusion. Une faible contrainte provoque un mauvais contact et laisse de petits espaces vides ; il en résulte une diminution de la résistance mécanique de l'interface. Tandis qu'une contrainte trop importante entraîne une déformation plastique excessive par fluage du métal. Selon la bibliographie cette contrainte varie généralement entre 1 et 10 MPa.

Après accommodation des deux surfaces à souder, en fonction de la nature des matériaux à assembler plusieurs phénomènes peuvent avoir lieu à l'interface ^[44, 45] :

- évaporation et condensation ;
- réaction de type chimique (réaction d'oxydoréduction, réaction d'échange d'addition) ;
- diffusion en volume ou intergranulaire.

II.4 Mécanismes des liaisons céramo– métalliques

II.4.1 Introduction

Les technologies de pointe font de plus en plus appel à des matériaux possédant de hautes caractéristiques mécaniques, thermiques ou électriques. Dans ce cadre, les multi-matériaux céramique - métal sont largement utilisés. Leurs performances sont cependant fortement dépendantes des interfaces entre ces deux classes de matériaux aux propriétés radicalement différentes, là où interviennent des mécanismes physiques conditionnant les propriétés du composite obtenu.

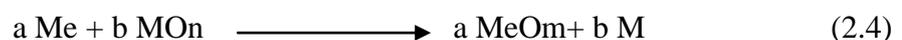
Dans tous les procédés de liaison métal-céramique cités précédemment l'adhérence peut résulter de trois processus principaux :

- Accrochage mécanique due aux rugosités des surfaces à assembler : ce mécanisme pouvait être pris en compte dans la thermocompression, ou encore dans le cas des projections thermiques ou un sablage est réputé favorable.
- L'adhésion réactive par l'intermédiaire des liaisons qui conduisent à la formation de nouvelles phases à l'interface, c'est le cas du brasage réactif, de la métallisation et des projections thermiques.
- L'adhésion pure caractérisée par la formation des liaisons fortes entre la céramique et le métal sans formation de phases nouvelles. Cette dernière est rencontrée dans de nombreux couples de thermocompression et a été approuvée en particulier pour le système Al_2O_3/Nb ^[46]. L'assemblage entre la céramique et le métal peut être réalisé par un ou plusieurs de ces mécanismes et par la suite comporter une seule interface cristallographique ou une zone interfaciale plus complexe.

Pour réaliser un assemblage entre deux corps, il faut tout d'abord qu'il y ait contact entre eux et ce sur la plus grande surface possible. Différents mécanismes agissent dans ce sens, activés par des forces externes ou induites par le contact. Des liaisons de type chimique pourront alors s'établir, ce sont elles qui donnent à l'interface toute sa résistance.

II.4.2 Adhésion pure

La liaison entre le métal et la céramique est caractérisée par une réaction d'oxydoréduction avec une variation d'enthalpie selon la réaction suivante :



ce type de jonction est jugé insuffisant pour créer un assemblage résistant. Après l'équilibre entre le métal liquide et la surface de la céramique, plusieurs chercheurs ont constaté que les valeurs de l'angle de contact, obtenues par la méthode de la goutte posée (Fig. II.2), sont supérieures à 90°, ce qui conduit, compte tenu de la relation de Dupré, à des énergies d'adhésion faibles.

En effet ^[47] :

$$E_{ad} = \gamma_m + \gamma_c - \gamma_i \quad (2.5)$$

$$\gamma_m \cdot \cos\theta = \gamma_c - \gamma_i \quad (2.6)$$

On peut alors calculer l'énergie d'adhésion en combinant les relations (2.5) et (2.6).

$$E_a = \gamma_m (1 + \cos\theta) \quad (2.7)$$

Cependant il n'y aura formation d'une interface entre deux phases condensées que si son énergie spécifique est plus faible que la somme des énergies de surface en présence.

$$\gamma_i < \gamma_m + \gamma_c \quad (2.8)$$

γ_m : tension superficielle liquide-vapeur

γ_c : tension superficielle solide-vapeur

γ_i : tension interfaciale.

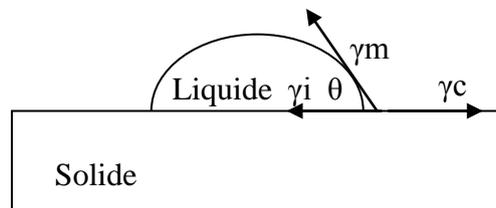


Figure II.2 : Schéma d'une goutte sessile d'un liquide sur un solide.

Le tableau II.4 représente les valeurs des angles de contact pour différents systèmes céramique- métal, ainsi que les valeurs du travail d'adhésion relatifs à différents travaux.

Ces données montrent que les majeures parties des métaux non réactifs forment des angles de contact élevés à la surface de la céramique, et conduisent à une faible mouillabilité, et à des énergies d'adhésion faibles.

métal	oxydes	T°C	Atm.	θ°	Ea mJ/m ²	Réf.
Ni	MgO	1500	vide	132	530	[59]
Fe		1550	He	130	462	[59]
Sn		1350	Vide	130		[60]
Au		1350	Vide	170		[60]
Pt		1800	He	92		[62]
Si	Al ₂ O ₃	1450	He	100	580	[59]
Ni		1500	He	141	340	[59]
Fe		1550	He	129	540	[59]
Cu		1200	Vide	125		[61]
		1100	Vide	125	573	[64]
Ni	ZrO ₂	1500	H2	131	540	[59]
Fe		1550	H2	111	890	[59]
Pt		1800	He	85	1950	[59]
Ni	BeO	1500	He	146	233	[59]
Fe		1550	H2	147	190	[59]
Pt		1800	He	110	800	[62]
Fe	Y ₂ O ₃	1550	Ar	118	915	[63]
Ni		1550	Ar	121	685	[63]
Cu		1550	Ar	128	450	[63]
Pt		1800	He	88		[62]

Tableau II.4 : Angle de contact et énergie d'adhésion de différents métaux sur des céramiques type oxydes.

Pour interpréter les valeurs d'énergie d'adhésion, différents modèles ont été développés ce sont ceux de Naidich ^[48], de Mc Donald et eberhart ^[49] et de Châtain et coll ^[50, 51]. Ces modèles se différencient par le type des interactions pouvant intervenir à l'interface.

C'est Weyl ^[52] qui le premier proposa qu'un réarrangement de la surface avait lieu et qu'une polarisation des ions de la surface se produisait dans les cristaux ioniques et le travail d'adhésion s'exprime par :

$$E_{ad} = E_{VDW} + E_{ch}$$

E_{VDW} : ce premier terme correspond aux interactions dipolaires type Van Der Waals (métal anion oxygène ($Me-O^{-2}$)).

E_{ch} : ce deuxième terme est proportionnel à l'enthalpie libre de formation de l'oxyde de métal Me adhérent à la céramique et il est dû aux interactions locales $Me-O^{-2}$ du type chimique.

a. Influence de la pression partielle de l'oxygène et des éléments additifs sur le travail d'adhésion

a.1 Effet de la pression partielle de l'oxygène

Schmitt et coll ^[53], Gallois ^[54] et Sangiorgi et coll ^[55] ont étudié l'effet de l'oxygène, dans les systèmes non réactifs métal/céramique, sur l'angle de contact θ de ces métaux et sur les oxydes. Ces auteurs montrent que l'effet de l'oxygène sur le mouillage est bénéfique.

L'effet de l'oxygène dissout dans le métal liquide conduit à l'amélioration de la mouillabilité (c'est-à-dire l'angle de contact diminue fortement), avec cette technique nous obtenons une augmentation considérable des énergies d'adhésion selon la relation (2.7).

Le processus essentiel qui serait à l'origine de la diminution de θ est la formation d'oxydes mixtes.

Rivollet ^[56] a montré dans le cas des systèmes Sn/ Al_2O_3 et Pb/ Al_2O_3 que ces éléments sont sensibles à l'oxygène et s'oxydent à basse température en formant un film autour de la goutte. Ce film joue le rôle d'écran et défavorise le mouillage de l'alumine par ces métaux. Cet auteur a remarqué qu'à des températures élevées l'élimination de ce film et la dissolution de l'oxygène dans le métal liquide conduisent à une meilleure mouillabilité.

a.2 Effet des éléments additifs

La présence des éléments d'alliage dans un métal liquide pur non réactif a un effet considérable sur la mouillabilité. Ces éléments sont des métaux réactifs susceptibles de réagir avec la céramique en formant une nouvelle phase à l'interface. Les auteurs ^[48, 57, 58] ont étudié l'influence de l'ajout du titane à du cuivre, du nickel, de l'or ou de l'étain associés à l'alumine sur le mouillage de celle-ci par ces éléments.

II.4.3 Adhésion par réaction chimique

La liaison interfaciale à caractère chimique dépend de plusieurs facteurs notamment de la température, de la pression, des propriétés physico-chimiques des surfaces et de la nature des conditions de réalisation de la jonction.

Deux sortes de réactions peuvent s'établir à l'interface céramo-métallique au cours de son élaboration :

- Les réactions provoquant la formation d'un composé ou des solutions solides ;

- Les réactions d'oxydoréduction donnant naissance aux oxydes mixtes ou à des phases spinelles.

La présence d'une couche d'oxyde sur la surface du joint métallique est à l'origine de la formation de la phase spinelle $MeAlxOy$. Cette dernière est obtenue par réaction entre l'oxyde formé et la céramique (Alumine).

Un recuit préalable du joint métallique dans une atmosphère oxydante permet de favoriser considérablement la tenue mécanique sans aucune formation de phase à l'interface lorsqu'il s'agit de métaux ne formant pas des oxydes stables (Au, Ag, Pd, Pt) ^[65,66].

La température de dissociation des oxydes formés par les métaux nobles (Au_2O , Ag_2O , PdO , PtO_2) dans l'oxygène pour une pression d'une atmosphère est fonction de leur énergie. Elle est généralement plus basse que celle de la thermocompression ^[67].

L'auteur ^[68] suppose que l'énergie d'interface des métaux nobles en contact avec l'alumine est étroitement liée à l'énergie de formation de l'oxyde qui est d'autant plus importante que l'épaisseur de la couche oxyde est faible.

A notre connaissance, jusqu'à l'heure actuelle, aucune étude n'a pu prouver l'existence des oxydes mixtes obtenus à partir de réactions entre ces métaux nobles et la céramique.

II.4.4 Accrochage mécanique

a. Rôle des défauts morphologiques des surfaces

La surface d'alumine polycristalline présente généralement des cavités dues à l'arrachement de grains au cours de polissage ou des porosités. Ces cavités peuvent ralentir l'étalement de la goutte sur le substrat et conduisent à des angles de contact élevés.

De même l'un des mécanismes pouvant intervenir dans les liaisons céramo-métalliques élaborées par projections thermiques est l'accrochage mécanique. Cependant la connaissance des valeurs n'est pas suffisante pour prédire une bonne tenue mécanique et surtout thermomécanique. Ceci a été démontré par Fayeulle ^[69], par la mise en évidence du rôle de la géométrie des aspérités : Les angles vifs, générateurs de concentrations de contraintes favorisent l'amorçage des fissures dans les céramiques et provoquent la rupture du bimatériau. Avec une morphologie adaptée des rugosités, il est possible d'obtenir un accrochage mécanique d'un assemblage céramo-métallique qui peut être favorable en particulier en fatigue thermique ^[69]. Dans le cas des liaisons élaborées par thermocompression nous avons signalé que la rugosité de la surface de la céramique conditionne la surface de contact céramo-métallique et l'incrustation du métal dans les défauts de surface de la céramique.

b. Adhésion physique

Maugis ^[70], dans le cas du contact entre deux matériaux, définit deux mécanismes d'adhésion : une adhésion élastique et une autre plastique conduisant à des efforts d'adhésion supérieure à la première. L'adhésion élastique liée à la déformation plastique de l'un des matériaux sous l'effet des charges appliquées est d'autant plus faible que le corps qui se déforme est riche en dislocations (donc écroui).

c. Evaporation-condensation

Ce phénomène d'évaporation-condensation se produit généralement pour des températures élevées (0,9 Tf) proche du point de fusion du joint métallique. Il peut s'effectuer à cette température un transfert convectif entre les atomes du métal et les espaces vides à l'interface, et en particulier vers les défauts de la céramique non remplis par l'écoulement plastique.

Ce mécanisme dépend de la pression de vapeur saturante et donne une bonne liaison pour les métaux présentant des oxydes instables tels que (Ag, Pt, Pd, Au). D'après Klomp ^[39] la déformation des métaux (Fe, Cu, Pt) n'intervient que dans les premiers instants de formation de la liaison, ensuite l'augmentation de la surface de contact est due essentiellement au mécanisme d'évaporation-condensation et le temps nécessaire à l'évaporation dépend de la tension de vapeur du métal à l'état solide.

II.4.5 Phénomènes volumiques au voisinage de l'interface

a. Défauts chargés

La majorité des défauts de structure et des impuretés chimiques sont chargés électriquement par rapport au réseau. Gressus ^[71] a montré que l'amorçage des fissures et le claquage, sont toujours superficiels et dépendent fortement de l'environnement des matériaux. De plus, les comportements mécaniques et électriques ne peuvent pas être disjoints : une pression mécanique produit un champ électrique et ce champ électrique modifie les propriétés mécaniques.

Dans l'élaboration d'un bimatériel céramo-métallique, les possibilités de création de défauts chargés ou de contraintes mécaniques dans la céramique sont multiples, en particulier :

- L'usinage,
- la diffusion du métal dans la céramique lors de la réalisation de la liaison ou en service,
- les contraintes résiduelles thermiques induites dans la céramique.

b. Contraintes résiduelles thermiques

Quel que soit le mode d'élaboration du bimatériel à l'état solide ou liquide, des contraintes résiduelles apparaissent au cours du refroidissement et sont introduites dans la céramique et dans le métal du fait de la différence des coefficients de dilatation thermique de ces deux

matériaux. Ces contraintes fragilisent la céramique au voisinage de l'interface et créent des microfissures dans la céramique, provoquant ainsi la rupture de celle-ci à une contrainte beaucoup plus faible que celle de la céramique non liée au métal ^[72].

Références bibliographiques

- [1] **J.L. Chermant, F. Osterstock.**
L'industrie Céramique, 11, 788 (1984) 727-738
- [2] **D.E. Clarck, L.L. Hench, S.R. Bates.**
Ceram. Bull. 53, 6 (1974) 473-477
- [3] **P.F. Varadi, R. Dominguez.**
Bull. Am. Ceram. Soc. 45 (1966) 789
- [4] **D.G. Burside.**
R.C.A Rev. 15 (1954) 46
- [5] **Wall Colmonoy Corp. Detroit, Michigan.**
Welding Journal, 58, 10 (1979) 42-43
- [6] **V. Jirkovsky, J. Mikulichova, K.Balik.**
Tesla Electronics, 3 (1977) 75-81
- [7] **M. E. Twentyman.**
J.Mater. Sci 10 (1975) 765-776
- [8] **H.E. Patte.**
W.R.C Bull. 178, 11(1972) 1-43
- [9] **A.G. Pincus.**
J. Am. Cera .Soc. 36, 5 (1953) 152-158
- [10] **O. Kurbaschewsky, E.L. Evans.**
Metallurgy Thermochemistry Vol.1 John Wiley & Son Inc. New York (1958)
- [11] **Hirota.**
Trans. J. I. M. 9 (1969)
- [12] **J. Ranachowski, M. Stepniewski, W. Wlosinski.**
Ceramurgia International, 3,4 (1977) 165-168
- [13] **E.C. Swaving, Howat Guillonard.**
The Use of Ceramic in Valve
P.POPPER, Ed. Spec. Publ.(1965)
Prco. Symp. Brit. Ceram. Res. Asso. N°48
- [14] **S.S Cole, G. Sommer.**
J. Am. Ceram. Soc. 48, 8(1961) 265-271
- [15] **T.P.J. Botden, J.T. Klomp.**
Idem Reference [13]

- [16] **J.T. Klomp, T.P.J. Botden.**
Ceram. Bull. 49, 2 (1970) 204-211
- [17] **L. Reed, R.A. Huggins.**
J. Am. Ceram. Soc. 48, 8 (1965) 421-426
- [18] **G. Vicomblin, D. Tchoubar.**
Ceramurgia International, 4,3 (1978) 99-103
- [19] **A.G. Pincus.**
Ceramic Age, 63, 3 (1954) 16-20
- [20] **G. Samsonov.**
The Oxide Handbook, Ed. I.F.I. Plenum (1973)
- [21] **E.P. Denton, H. Rawson.**
Trans. Brit. Ceram. Soc. 59 (1969) 25-37
- [22] **R. Shohbender.**
R.C.A Rev. 29, (1968), 180-198
- [23] **Smith.**
U.S Patent 3 074 143
- [24] **D.A. Change.**
Metal. Trans. 1, 3 (1970) 685-694
- [25] **R.J. Bondley.**
Ceramic Age, 58, 1 (1951) 15-18
- [26] **R.J. Bondley.**
Electronics, 20, 7 (1947) 97-99
- [27] **R.L. Bronnes, R.C. Huguens.**
Metallizing non metal, U.S. Patent 3 339 267
- [28] **G. H Jonker, J.T. Klomp, T.P.J. Botden.**
Sciences of Ceramics n°2, Ed. G.H STEWART, Accad. Press (1965)
- [29] **B. Serier.**
Etude et caractérisation des liaisons céramiques-métal élaborées par thermocompression.
Applications au couples Ag/Al₂O₃ (1991)
- [30] **R.M. King.**
J.Am. Ceram. Soc. 36(1933), 233
- [31] **R. Wellinger.**
Mitt. Ins. Hochfrequenztechn. eidg. T.H. Zurich (1946) 6

- [32] **M. Courbiere.**
Etude des liaisons céramiquemétal, application au couple cuivre alumine.
Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, (1986)
- [33] **R. V. Allen, W. E. Borbidge.**
Journal of Materials Science 18 (1983) 2835-2843
- [34] **H.J. Debruin, A.F. Moodie, C.Ewarble.**
Journal of Materials Science 7 (1972) 909-918
- [35] **H.J. Debruin, A.F. Moofdie, C.E. Warble.**
Gold Bull, 5(1972) 62-64
- [36] **S. Morozumi, M. Kikuchi, T. Nishino.**
J. mater. Scien. 16 (1981)
- [37] **G. Heidt, G. Heimke.**
Ber. Dt. keram. Ges. 50 (1973), n°9, 303-308
- [38] **G. Elssner, W. Diem, J.S. Wallace.**
Idem Reference (53) 629-639
- [39] **J.T. Klomp.**
Sc.Ceram. Soc., 51 (1972) 683-688
- [40] **M. Shimada, K.Saganuma. T. Okamoto, M. Koizumi.**
Reactivity of Solids, Ed. P. Barret et L.C DUFOUR, Elsevier Pub.(1985)
- [41] **J.T. Klomp.**
Sc. Ceramics (1969) 5,S.501-522
- [42] **M.G Nicholas, R.H. Crispin.**
Diffusion Bonding Proceeding of an international Conference Cranfiel 7-8 July 1978,
Ed. Roger Pearce
- [43] **J.T.Klomp.**
Ceram. Bull, 59 (1980) 764
- [44] **M. Koizumi, T. Okamoto, M. Shimada, K. Saganuma.**
American Cearamic Society, vol. 63, n°9 (1984)
- [45] **M.G. Nicholas, R.H. Crispin.**
Ceramic Microstructure 86 Role of Interface
Mat. Sci. Res., Ed.A.A Paskand A. G. Evans, 21 (1987) 295
- [46] **M. Rühle, K. Burger, W. Mader.**
J. Microsc. Spectrosc. Electron. 11 (1986), 163-177

- [47] **J.T. Klomp.**
Joining of ceram. Ed. By M.G. Nicholas, (1990), 113-127
- [48] Yu. V. Naidich.
Progress in Surface and Member Science, 14(1981) 353
- [49] **J.E Mc Donald, J.C. Eberthart.**
Tran.Met. Soc. AIME,283(1965) 512
- [50] **D. Chatain, I. Rivollet, N. Eustathopoulos.**
Journal de Chimie Physique, 83 (1986) 561
- [51] **D. Chatain, I. Rivollet, N. Eustathopoulos.**
Journal de Chimie Physique, 84 (1987) 201
- [52] **W. Weyl.**
Structure and Properties of solid surface, R.GOMER et C.S SMITH, Ed.
Univers. Chigago Press, 147, 1953
- [53] **E. Schmitt, L D. Ludas.**
XIX° Séminaire de Thermodynamique et de chimie physique Métallurgie,
Maizières-Les- Metz, France, 1979
- [54] **B.Galois.**
Thèse, Garnegie Mellon Unv. Pittsburg, E. U. 1980
- [55] **R. Sangiorgi, M. L. Muolo, A. Passerone.**
Rev. Int Hute Temperat. R2FRACt., 22, 175, 1985
- [56] **I. Rivollet.**
Thèse Institut National Polytechnique de Grenoble, juillet 1984
- [57] **C. Kirkjian, W.D. Kingery.**
J. Phys. Chem.,60 (1956) 961
- [58] **R. Standing, M.G. Nicolas.**
J. Mat. Sci., 13 (1978), 1509
- [59] **M. Humenick, W.D. Kingery.**
J. Am. Ceram. Soc. 37, (1953) 18-23.
- [60] **A. J. Mc Evoy, R. H. Williams, J. G. Higginbotham.**
J. Matter. Sci. 11, (1976) 297.
- [61] **T. E. O' Brien, C. D. Chaklader.**
J. Am. Ceram. Soc. 57, 8 (1974) 329-332.
- [62] **E. L. Dubinin, S. G. Gushchin, A. L. Timoflev, L. V. Uzberg.**
Soviet non-ferrous Metal Research, 5, 151 (1976).

- [63] **Yu.Y.Sveshnikov, V. I. Mogilenki, Yu. A. Polonnski, O. A. Valdnan.**
J. of Appl. Chem.. of USSR, (1976) 2629
- [64] **K. Aratani, Y. Tamai.**
Idem Reference (17) 433-443
- [65] **R. V. Allen, W. E. Borbidge.**
Assemblage céramique-métal par brasage et thermocompression technique de
xxx soudure, vol.1
- [66] **F.D. Bailey, K.J.T Black.**
Journal of Material Science 13 (1978), 1606-1608
- [67] **G. Lascar.**
Thèse, Université de Metz, décembre (1989)
- [68] **H.J. Bruin.**
Nature, 272 (5655), (1978), 712-713
- [69] **D. Fayeulle.**
Thèse Ecole des Mines de Paris (1989)
- [70] **D. Maugis, D. Desalos-Andarelli, A. Heurtel, R. Courtel.**
ASE Transaction, Vol. 21,1,1-19, Conf Boston Oct. (1976)
- [71] **G.Le Gressus, Ph. Maire.**
J. de Chimie Physique 2 (1987) 295
- [72] **H. Mizuhara, K. Mally.**
Welding J., Oct. (1985) 27

Chapitre III

Chapitre III : Rappel sur la mécanique de la rupture

III.1 Introduction

La mécanique de la rupture a globalement pour objectif de prévoir le comportement des fissures susceptibles de se trouver dans toutes structures industrielles soumises à des sollicitations mécaniques et thermiques. Le premier objectif de La mécanique linéaire de la rupture, la détermination des critères de propagation de fissure des matériaux à comportement élastique linéaire. Dans ce cas, et en se basant sur les travaux d'Inglis ^[1], Griffith ^[2] a été le premier à introduire la notion de mécanique de la rupture en déterminant le taux de restitution d'énergie. Les premiers développements théoriques d'analyse des champs de contraintes, de déformation et de déplacement au voisinage d'une fissure ont été étudiés par Westergaard ^[3]. L'extension de cette théorie a été développée par Irwin ^[4] vers 1960 avec l'introduction de la notion du facteur d'intensité de contrainte. Ce facteur est relié à l'énergie de Griffith, il a permis d'établir un critère de rupture pour définir l'amorçage et le mode de propagation de fissure. Au cours des années 70, de nombreux critères ont été définis permettant d'étendre la mécanique de la rupture au comportement élastoplastique des matériaux.

L'introduction du concept d'écartement critique des lèvres de fissure par Wells ^[5] a été suivie par celle du critère de l'intégrale J, proposé par Rice ^[6]. Ce paramètre a connu une large utilisation en raison de la facilité de sa mise en œuvre et de ses propriétés numériques. L'interprétation analytique de cette intégrale a permis à Bgley et Londes ^[7] d'associer l'intégrale J à un critère d'amorçage J_c . Ces différents paramètres de rupture sont exprimés soit en termes de contraintes en pointe de fissure soit en termes d'énergie de toute la structure fissurée.

III.2 Critères de ruptures

En mécanique linéaire de la rupture, deux critères principaux sont utilisés; le premier proposé par Griffith ^[2], est basé sur une approche énergétique, le second, proposé par Irwin ^[4], est défini à partir du champ de contraintes à la pointe de fissure.

III.2.1 Approche énergétique

Au cours de ses travaux sur la théorie de la rupture fragile, Griffith a introduit le taux de restitution d'énergie, noté G correspondant à l'énergie libérée au cours de la propagation d'une fissure dans un solide parfaitement élastique. Selon Griffith, la rupture intervient lorsqu'une énergie suffisante est restituée pour la création de nouvelles surfaces de rupture. Cette énergie provient de l'énergie élastique stockée dans le matériau et de l'énergie potentielle du système de chargement. Griffith ^[2] considère un solide d'épaisseur h , soumis à un chargement P ,

comportant une fissure de longueur $2a$. L'énergie libre totale du corps fissuré est égale à :

$$U = U_0 + U_S + U_E - W \quad (3.1)$$

Avec:

U_0 : est l'énergie de déformation du corps non fissuré;

U_S : est l'énergie de surface due à la formation de la fissure;

U_E : est la variation d'énergie de déformation élastique due à l'introduction de la fissure;

W : est la variation du travail externe.

En fonction de l'énergie totale, Griffith a exprimé un critère de rupture sous la forme :

$$\frac{dU}{da} < 0 : \text{La fissure est instable (rupture fragile);}$$

$$\frac{dU}{da} = 0 : \text{La fissure est en équilibre;}$$

$$\frac{dU}{da} > 0 : \text{La fissure est stable (rupture ductile).}$$

L'énergie U_0 est indépendante de la présence de la fissure; U_E et W sont fonctions du mode de chargement. L'énergie de surface U_S est égale à $\frac{4a}{h} \gamma_0$; où γ_0 est l'énergie superficielle.

Le taux de restitution d'énergie est défini par :

$$G = \frac{1}{h} \frac{\partial (U_E - W)}{\partial a} \quad (3.2)$$

Le paramètre G est représenté par l'aire entre les deux courbes $P = f(\Delta)$ correspondant aux fissures de longueur a et $a+da$. Si l'on considère un accroissement de la fissure d'une longueur da , pour un déplacement constant, on peut alors observer une diminution de la charge ΔP comme l'indique la figure III.1.a. La variation de l'énergie du système est uniquement une diminution de l'énergie de déformation, soit :

$$\delta W = 0 \quad \text{et} \quad \delta U_E = -\frac{1}{2} \Delta \delta P$$

La figure III.1.b illustre le même comportement que celui représenté par la figure III.1.a avec une charge constante. La propagation de la fissure entraîne une augmentation du déplacement

da . Dans ce cas, l'énergie de déformation croît ($\delta U_E = -\frac{1}{2} P d\Delta$). La variation du travail

correspondant est donnée par la relation : $\delta W = P d\Delta$

D'où :

$$\delta(U_E - W) = -\frac{1}{2} Pd\Delta$$

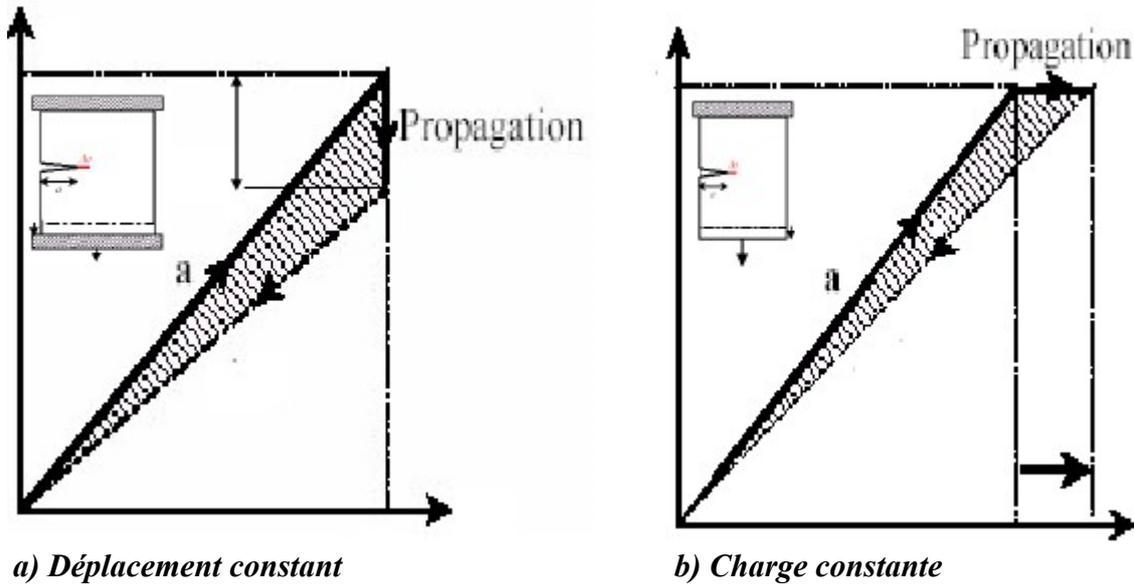


Figure III.1 : Interprétation du taux de restitution d'énergie.

La rupture se produit lorsque l'énergie totale atteint un optimum. Elle survient, pour une contrainte appliquée donnée lorsque la taille de la fissure tend vers une valeur critique a_c . Dans ce cas, la valeur de l'énergie G correspond au taux de restitution de l'énergie critique (G_c) dont la valeur pour un matériau fragile est égale à deux fois l'énergie superficielle.

$$G_c = 2\gamma_0 \quad (3.3)$$

III.2.2 Approche locale

La deuxième approche considère les champs de contrainte et de déformation locaux autour de la pointe de fissure dans un matériau linéaire élastique. Ces champs, en particulier, le champ de contraintes peut être défini uniquement par un paramètre K appelé facteur d'intensité de contrainte. La rupture peut intervenir lorsque K atteint une valeur critique K_c . En utilisant les fonctions de Westergaad ^[3], il est possible de décrire le champ de contraintes à une distance r de la pointe de la fissure.

$$\sigma_{ij} = Kr^{-1/2} f_{ij}(\theta) \quad (3.4)$$

Avec :

K : est le facteur d'intensité de contrainte;

f_{ij} : est une fonction qui dépendant uniquement de l'angle θ .

Comme le facteur K définit le champ de contraintes au voisinage proche de la fissure, Irwin a postulé que la condition $K \geq K_c$, représente un critère de rupture; K et K_c sont exprimées par :

$$K = Y\sigma\sqrt{\pi a} \quad (3.5)$$

$$K_c = Y\sigma_c\sqrt{\pi a}$$

Avec :

σ_c : est la contrainte critique;

Y : est un facteur géométrique qui dépend de la forme de l'éprouvette.

Irwin a constaté qu'il existe trois mouvements indépendants séparant les surfaces libres fissurées et les a classés selon des modes comme l'indique la figure III.2.

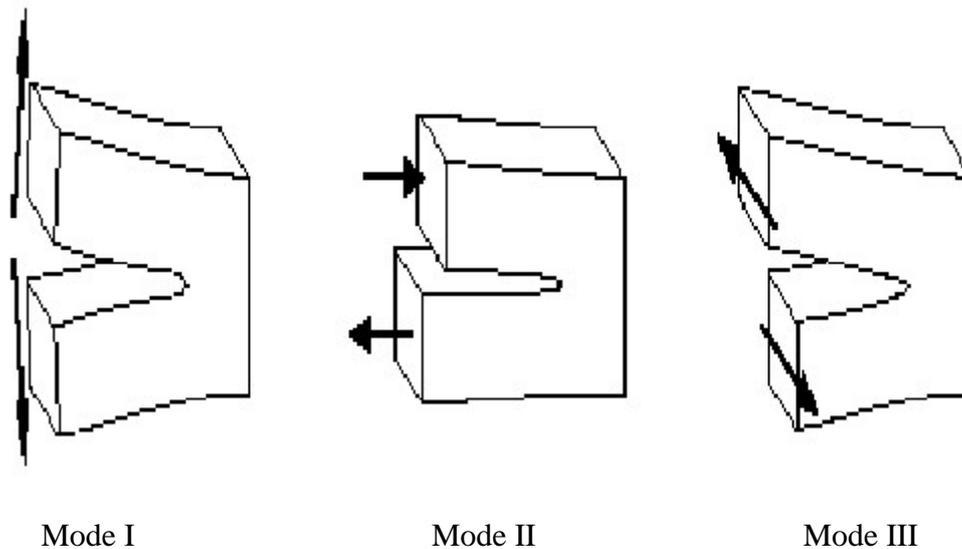


Figure III.2 : Différents modes de rupture.

Le mode I ou mode d'ouverture, est caractérisé par un chargement et un déplacement des lèvres de la fissure perpendiculairement au plan de chargement. Le mode II (mode par glissement droit), les lèvres de la fissure se déplacent dans le même plan et dans une direction perpendiculaire au front de la fissure. Le mode III (mode par déchirement), les lèvres de la fissure se déplacent dans le même plan et dans une direction parallèle au front de la fissure.

Une fissure dans un solide peut être sollicitée selon les trois modes représentés sur la

figure III.2. On définit alors les trois facteurs d'intensité de contrainte K_I , K_{II} et K_{III} selon le mode de chargement, bien que la combinaison des trois modes constitue le cas général.

Irwin ^[8], Tada et al ^[9] montrent que les principales composantes des contraintes représentées sur la figure III.3 peuvent être exprimées par :

$$\begin{aligned}\sigma_x &= (2\pi r)^{-1/2} [F_1 K_I + F_2 K_{II}] \\ \sigma_y &= (2\pi r)^{-1/2} [F_3 K_I + F_4 K_{II}] \\ \sigma_{xy} &= (2\pi r)^{-1/2} [F_4 K_I + F_5 K_{II}]\end{aligned}\quad (3.6)$$

Les fonctions ($F_1 - F_5$) figurant dans la relation 3-6, dépendent uniquement de l'angle θ .

$$\begin{aligned}F_1 &= \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - \sin\frac{\theta}{2} \sin\frac{3\theta}{2}\right] \\ F_2 &= -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[2 + \cos\frac{\theta}{2} \cos\frac{3\theta}{2}\right] \\ F_3 &= \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 + \sin\frac{\theta}{2} \sin\frac{3\theta}{2}\right] \\ F_4 &= \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \\ F_5 &= \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - \sin\frac{\theta}{2} \sin\frac{3\theta}{2}\right]\end{aligned}$$

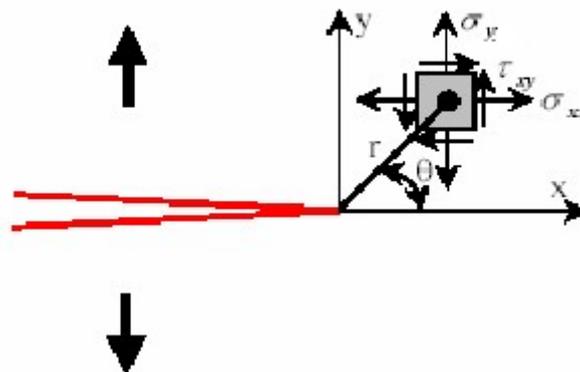


Figure III.3 : Contraintes près de l'extrémité d'une fissure.

En mode III pur, le champ de contrainte est donné par :

$$\begin{cases} \tau_{xz} = -\frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \\ \tau_{yz} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \end{cases} \quad (3.7)$$

Dans le cas général (présence des trois modes) le champ de contrainte prend la forme suivante :

$$\sigma_{ij}(\theta) = (2\pi r)^{-1/2} [K_I f_{ij}^I(\theta) + K_{II} f_{ij}^{II}(\theta) + K_{III} f_{ij}^{III}(\theta)] \quad (3.8)$$

Les fonctions $f_{ij}^{I, II, III}$ sont des fonctions dépendant uniquement de l'angle polaire θ .

Dans le plan de fissuration ($\theta = 0$) ces fonctions se réduisent à :

$$f_{22}^I(\theta) = f_{12}^{II}(\theta) = f_{23}^{III}(\theta) = 1$$

Il est donc clair que le champ de contrainte possède une singularité ($r^{-1/2}$) en pointe de fissure ($r \rightarrow 0$). Dans le contexte élastique linéaire de la mécanique de la rupture, le taux de restitution d'énergie et le facteur d'intensité de contrainte sont liés par la relation de type :

$$G = \frac{K_I^2 + K_{II}^2}{E'} + \frac{K_{III}^2}{2\mu} \quad (3.9)$$

Avec:

$E' = E$ en contrainte plane et $E' = E / (1+\nu^2)$ en déformation plane;

μ et ν sont respectivement le module de cisaillement et le coefficient de poisson.

III.2.3 Intégrale J

Dans le cadre de la mécanique de rupture, Rice ^[6] a utilisé une intégrale de contour définie par Eshelby appelée intégrale J ^[10,11]. Cette approche s'applique à des matériaux présentant un comportement élastique linéaire ou élasto-plastique ^[6].

Cette intégrale se présente sous la forme :

$$J = \int_{\Gamma} U dy - T \frac{\partial u}{\partial x} ds \quad (3.10)$$

Avec :

Γ : est le contour d'intégration entourant la pointe de fissure (figure III.4);

U : est l'énergie de déformation;

u : est le vecteur de déplacement en un point du contour ;

ds : est un élément de l'arc du contour d'intégration ;

T : est le vecteur contrainte ($T_{ij} = \sigma_{ij} n_j$) où n_j est la normale au contour d'intégration Γ .

Rice ^[6] montre que cette intégrale présente de nombreuses caractéristiques intéressantes. Elle est indépendante du contour d'intégration, elle représente la variation minimale de l'énergie potentielle due à l'accroissement de la fissure et elle quantifie le champ de contraintes et de déformations en pointe de fissure.

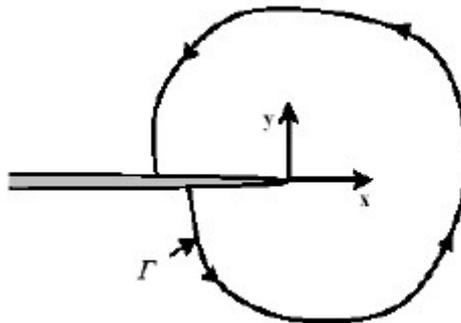


Figure III.4: Contour d'intégration autour de l'extrémité d'une fissure.

Pour un matériau élastique cette intégrale est identique à la grandeur G définie par Griffith ^[2]. Elle peut être interprétée comme un rapport de l'énergie de déformation élastique par extension de fissure et d'autre part elle peut être relié au facteur d'intensité de contrainte par la relation suivante :

$$J = \frac{K_I^2 + K_{II}^2}{E'} + \frac{K_{III}^2}{2\mu} \quad (3.11)$$

Pour un matériau non linéaire dont la loi de comportement est de type Romberg- Osgood.

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} + \alpha \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n .$$

Avec :

σ_0 : est la limite élastique, n : est le coefficient d'érouissage et α : est une constante.

Hutchinson ^[12], Rice et Rosengren ^[13] ont définis le champ de contraintes en tête de fissure (champ H.R.R) par :

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \left[\frac{J}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n r} \right]^{\frac{1}{1+n}} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n) \quad (3.12)$$

$$\varepsilon_{ij} = \alpha' \varepsilon_0 \left[\frac{J}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n r} \right]^{\frac{n}{1+n}} \tilde{\varepsilon}_{ij}(\theta, n)$$

Avec : $\tilde{\sigma}_{ij}$, $\tilde{\varepsilon}_{ij}$ et I_n sont des fonctions exprimées en fonction de n et θ .

Les champs de contraintes et déformations sont donc directement reliés à l'intégrale J . Des testes de rupture ont été réalisés par Begley et Lands ^[7] pour la détermination expérimentale de J_c comme paramètre de rupture. Il est à noter que dans le cas d'un matériau élastique linéaire, $J_c = G_c$.

III.2.4 Ecartement au fond de fissure (CTOD)

Wells ^[5] a remarqué lors d'une étude sur la ténacité d'un acier très ductile que la déformation en pointe de fissure est d'autant plus importante que le matériau est tenace, ces résultats l'ont conduit à proposer le déplacement d'ouverture en pointe de fissure noté CTOD comme critère de mesure de la ténacité à la rupture. Selon Wells le CTOD est défini par :

$$CTOD = 2.\delta_y \quad (3.13)$$

Où : δ_y est le déplacement de la fissure suivant l'axe y définie sur la figure III.5.

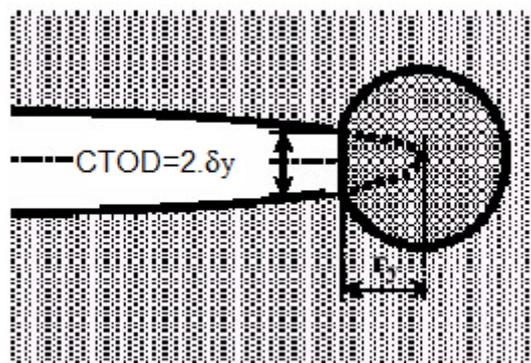


Figure III .5: Définition du CTOD.

L'analyse proposée par Wells tente de relier le CTOD au facteur d'intensité de contrainte K lorsqu'on est en régime de plasticité confinée. Irwin ^[8] a exprimé le déplacement des lèvres de la fissure pour les trois modes par :

$$\begin{aligned}
u &= K_I \frac{\chi+1}{\mu} \left(\frac{r}{2\pi} \right)^{1/2} \\
v &= K_{II} \frac{\chi+1}{\mu} \left(\frac{r}{2\pi} \right)^{1/2} \\
w &= K_{III} \frac{\chi+1}{\mu} \left(\frac{r}{2\pi} \right)^{1/2}
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Où :

K_I , K_{II} et K_{III} sont les facteurs d'intensité de contraintes en mode I, II et III.

u , v et w sont respectivement les déplacements des lèvres de fissure suivant x , y et z .

$$\chi = \begin{cases} \frac{3-\nu}{1+\nu} & \text{en contrainte plane} \\ 3-4\nu & \text{en déformation plane} \end{cases}$$

Plus tard, lorsque Rice ^[6] a introduit l'intégrale J , il a étudié analytiquement la relation entre le CTOD et J dont l'expression est la suivante :

$$J = \sigma_0(CTOD) \tag{3.15.a}$$

Shih ^[14] a utilisé cette relation dans le cas d'un matériau obéissant à une loi de comportement de type Remberg - Osgood. Il a montré que le coefficient de linéarité entre le CTOD et J ne correspond pas à la limite élastique σ_0 , mais au produit σ_0 par un facteur χ . La relation 3.15.a devient alors :

$$J = \chi \cdot \sigma_0 \cdot (CTOD) \tag{3.15.b}$$

Où : χ est un coefficient qui dépend du matériau.

Plusieurs travaux expérimentaux ^[15-17] ont également porté sur la validité d'une telle relation. Il est important de noter que la définition du CTOD recentrée dans la plupart de ces cas travaux diffère de celle de Rice ^[6]. Ainsi, tous ces résultats analytiques et expérimentaux, montrent bien qu'il existe une relation linéaire entre J et l'ouverture de la fissure. La valeur du coefficient de proportionnalité diffère d'une étude à l'autre.

III.2.5 Densité d'énergie de déformation

Les deux paramètres : l'intégrale de Rice et la grandeur de Griffith sont les résultats d'un bilan énergétique entre les configurations avant et après propagation de la fissure. Une étude énergétique locale dans le champ singulier permet d'obtenir la densité d'énergie de déformation volumique ^[18]. Cette densité est définie de la même manière que le facteur

d'intensité de contrainte. Sih et Chen ^[18] ont exprimé cette densité d'énergie dans un milieu homogène élastique et isotrope par :

$$\frac{dU}{dV} = \frac{1+\nu}{2E} \left[\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 - \frac{\nu}{1+\nu} (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)^2 + \tau_{xy}^2 + \tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2 \right] \quad (3.16)$$

Le facteur de l'énergie de déformation noté S est défini de la même manière que le facteur d'intensité de contrainte. Ce facteur S est défini dans une direction θ à une distance r correspondant à la zone singulière.

Soit :

$$S(\theta) = r \left(\frac{dU}{dV} \right) \quad (3.17)$$

Sih et Chen ^[18] ont montré qu'il existe une relation entre le facteur d'énergie de déformation S et les facteurs d'intensité de contraintes K_I et K_{II} , pour tous les problèmes plans :

$$S = \frac{a_{11}K_I^2 + 2a_{12}K_I K_{II} + a_{22}K_{II}^2}{r} \quad (3.18)$$

Avec :

$$\begin{Bmatrix} a_{11} \\ a_{12} \\ a_{22} \end{Bmatrix} = \frac{1}{2\mu} \begin{bmatrix} (3 - 4\nu \cdot \cos \theta)(1 + \cos \theta) \\ 2 \cdot \sin \theta (\cos \theta - 1 + 2\nu) \\ 4(1 - \nu)(1 - \cos \theta) + (3 \cos \theta - 1)(1 + \cos \theta) \end{bmatrix}$$

La relation (3.18) montre que le facteur d'énergie de déformation dans la zone singulière introduit une singularité en $1/r$. Dans l'hypothèse du comportement élastique linéaire, Sih et Chen ont montré que le facteur de densité d'énergie de déformation S peut être relié aux autres paramètres de rupture par les relations suivantes :

En contrainte plane :

$$S_I = \begin{cases} \frac{1-\nu}{2\pi E} K_I^2 \\ \frac{1-\nu}{2\pi} G_I = \frac{1-\nu}{2\pi} J_I \\ \frac{1-\nu}{2\pi E} \sigma_0 (CTOD) \end{cases} \quad (3.19)$$

En déformation plane :

$$S_I = \begin{cases} \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{2\pi \cdot E} K_I^2 \\ \frac{(1-2\nu)}{2\pi(1-\nu)} G_I = \frac{(1-2\nu)}{2\pi(1-\nu)} J_I \\ \frac{(1-2\nu)}{2\pi(1-\nu)} \sigma_0 (CTOD) \end{cases} \quad (3.20)$$

III.3 Propagation de fissure

Les paramètres étudiés précédemment permettent de caractériser les champs de contraintes et déformations en pointe de fissure. Il reste à savoir si cette fissure va se propager, si oui, dans quelle direction et de quelle façon stable ou instable. La propagation se définit, comme dans beaucoup de critères de rupture, à partir de la détermination expérimentale de seuil.

Le premier critère fut celui de Griffith, il propose une valeur limite du taux de restitution d'énergie et la propagation a lieu dans le cas où $G \geq G_c$ [2]. Par la suite Irwin a introduit le critère de ténacité du matériau (K_{IC}) comme critère de rupture celle-ci intervient si $K_I \geq K_{IC}$ [8]. Des propositions de critères basés sur le concept de l'intégrale J sont apparues liant la propagation à une valeur critique de J notée J_C [6, 7]. Paris [19] a utilisé comme critère de rupture la pente $\frac{dJ}{da}$ (courbe J- Δa), le module de résistance à la rupture T_{mat} a été défini par :

$$T_{mat} = \frac{E}{\sigma_0^2} \frac{dJ}{da} \quad (3.21)$$

Différentes études expérimentales ont été réalisées sur des éprouvettes en compression, traction et des éprouvettes en flexion 3 et 4 points en différents matériaux pour la détermination de J_C et de la pente $\frac{dJ}{da}$. Les effets de l'épaisseur et de la largeur de l'éprouvette

ont été mis en évidence [20-24].

Wells [5] a introduit une valeur limite du CTOD, pour que la propagation de fissure ait lieu il faut que $\delta \geq \delta_c$, ce critère peut être relié linéairement à l'intégrale J. Sih et Chen [18] ont utilisé comme critère de rupture la densité d'énergie critique S_c . Ce critère peut être relié aux différents paramètres de rupture dans l'hypothèse d'un matériau linéaire élastique.

III.3.1 Bifurcation de fissure

Plusieurs théories plus ou moins simples permettent de prévoir l'angle de déviation de la fissure. Dans le cas de sollicitations planes en mode mixte (I + II), plusieurs critères ont été proposés. Burgerz [25] indique que la fissure dévie dans la direction de la contrainte circonférentielle $\sigma_{\theta \max}$. La contrainte σ_{θ} est obtenue à partir des relations suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_x = \sigma_r \cos^2 \theta + \sigma_{\theta} \sin^2 \theta - \tau_{r\theta} \sin 2\theta \\ \sigma_y = \sigma_r \sin^2 \theta + \sigma_{\theta} \cos^2 \theta + \tau_{r\theta} \sin 2\theta \\ \tau_{xy} = (\sigma_r - \sigma_{\theta}) \sin \theta \cos \theta + \tau_{r\theta} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \end{cases} \quad (3.22)$$

Sih et Chen [18] ont montré que la direction de propagation se fait suivant une direction θ_0 où le facteur de densité volumique de déformation est minimum (S_{\min}). L'angle θ_0 est calculé tel que $\frac{dS}{d\theta} = 0$.

Un autre critère a été proposé se basant sur le taux de restitution d'énergie maximum. Si on se place dans la configuration représentée dans la figure III.6 une relation a été développée reliant les facteurs d'intensités de contraintes avant et après déviations de la fissure [26].

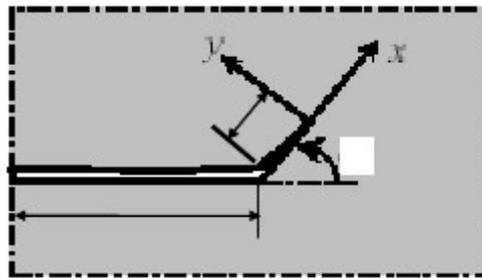


Figure III.6 : Déviation d'une fissure.

La relation reliant les facteurs d'intensité de contraintes de la fissure principale et la fissure de la tranche déviée de longueur a_0 est de la forme :

$$\begin{aligned} K_I^d &= C_{11}K_I + C_{12}K_{II} + b_1T\sqrt{a_0} \\ K_{II}^d &= C_{21}K_I + C_{22}K_{II} + b_2T\sqrt{a_0} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Où :

K_I^d et K_{II}^d : Sont les facteurs d'intensité de contraintes de la fissure déviée d'un angle θ_0 ;

T : est la contrainte en pointe de fissure;

C_{ij} , b_1 et b_2 sont des constantes dépendant seulement de l'angle de déviation θ_0 .

Ces constantes sont données par ^[26-28].

Le taux de restitution d'énergie dans la nouvelle direction θ_0 s'écrit :

$$G^d = \frac{(K_I^d)^2 + (K_{II}^d)^2}{E'} \quad (3.24)$$

He ^[26] a exprimé le rapport des énergies par :

$$\frac{G}{G^d} = \frac{K_I^2 + K_{II}^2}{(K_I^d)^2 + (K_{II}^d)^2} = F(\theta_0, \psi, \eta) \quad (3.25)$$

Avec :

$$\psi = \tan^{-1}\left(\frac{K_{II}}{K_I}\right) \quad \text{et} \quad \eta = \left[\frac{a_0}{E'G}\right]^{1/2}$$

L'angle de propagation θ_0 correspond au maximum du taux de restitution d'énergie G_{\max}^d He ^[26] montre que cet angle (θ_2) correspond à un $K_{II}^d = 0$.

III.4 Interaction fissure-interface

Le phénomène d'interaction fissure - interface peut être rapproché au mécanisme de déviation d'une fissure dans un matériau présentant une hétérogénéité des propriétés élastiques et des caractéristiques de rupture. La présence d'une fissure au voisinage d'une interface d'un bimatériau peut éviter la rupture catastrophique du matériau en favorisant la déviation des fissures ^[29]. Des efforts ont été entrepris pour analyser la déviation d'une fissure par une interface ^[30,31]. Les premières études des phénomènes d'interaction fissure -interface datent de 1963 avec Zack et Williams ^[32]. Ces auteurs ont résolu le problème de singularité en pointe d'une fissure perpendiculaire à l'interface dont la pointe se termine à l'interface. Ils ont étudié la détermination de la puissance de singularité pour diverses combinaisons de matériaux. Sur la base des travaux de Zack et Williams, plusieurs travaux ont été menés par Cook et Erdogan ^[33]; Erdogan et Biricikoglu ^[34]. Ces auteurs ont déterminé le champ de contraintes ainsi que le facteur d'intensité de contraintes en pointe de fissure, loin et au voisinage de l'interface.

III.4.1 Fissure perpendiculaire au plan de l'interface

a. Facteur d'intensité de contrainte

La représentation locale des contraintes et des déplacements dans le cas d'une fissure orientée perpendiculairement à l'interface d'un bimatériau (fig. III.7) ^[35, 36,37] est de la forme :

$$\sigma_{ij} = \frac{K}{r^{1-\lambda}} f_{ij}(\theta) \quad (3.26)$$

$$U_{ij} = Kr^\lambda g_{ij}(\theta) \quad (3.27)$$

Où :

σ_{ij} : Champ de contraintes;

U_{ij} : Champ de déplacements;

K : Facteur d'intensité de contraintes;

f_{ij} et g_{ij} : Fonctions dépendant uniquement de l'angle polaire θ ;

λ : Puissance de la singularité en pointe de fissure;

r : Distance radiale.

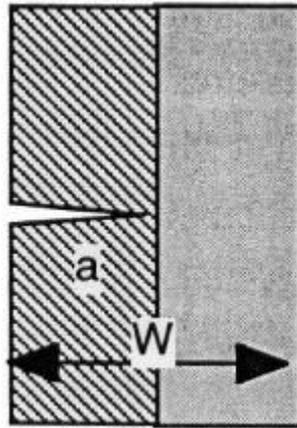


Figure III.7 : Fissure orientée perpendiculairement à une interface.

La puissance de la singularité λ ne dépend que des caractéristiques mécaniques des matériaux en présence. Sa valeur est la solution de l'équation caractéristique suivante :

$$\cos(\pi\lambda) = 2 \frac{(\beta - \alpha)}{1 + \beta} (1 - \lambda^2) \frac{\alpha + \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (3.28)$$

Ou bien :

$$2\lambda^2(\alpha - \beta)(\beta + 1) - \alpha + \beta^2 = (1 - \beta^2)\cos(\lambda\pi)$$

Où α et β sont des paramètres de Dundurs.

Les valeurs de la puissance de singularité λ sont incluses dans l'intervalle : $0 < \lambda < 1$ [32, 35, 38].

Sih [39] a montré que la puissance de la singularité dépend des rapports des modules de cisaillement μ_1 et μ_2 des deux matériaux liés; celle-ci est exprimée par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2} \right) \quad (3.29)$$

Sur le tableau III.1 sont données quelques valeurs de la puissance de singularité λ [40].

μ_1/μ_2	λ
0,0072	0,9256
0,045	0,8242
1	0,5
22,22	0,3381
133,33	0,3234

Tableau III.1 : Quelques valeurs de λ en fonction de μ_1/μ_2 .

Le calcul de la valeur de λ en fonction de α montre qu'une singularité forte ($\lambda < 0.5$) est obtenue lorsque la fissure tend vers une interface avec un matériau ductile [41, 42]. On obtient une singularité forte $\lambda < 0.5$ ou faible $\lambda > 0.5$ suivant que le matériau 1 est plus résistant $\alpha < 0$ ou plus souple $\alpha > 0$. Ainsi, le champ de contraintes et de déplacement d'une fissure perpendiculaire à l'interface d'un bimatériau en mode mixte peut s'écrire :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{r^{1-\lambda}} f_{ij}^I(\theta) + \frac{K_{II}}{r^{1-\lambda}} f_{ij}^{II}(\theta) \quad (3.30)$$

$$U_{ij} = K_I r^\lambda g_{ij}^I(\theta) + K_{II} r^\lambda g_{ij}^{II}(\theta) \quad (3.31)$$

Où f_{ij} et g_{ij} sont des fonctions angulaires caractérisant la distribution des contraintes et déplacements en pointe de fissure. Ces fonctions sont déterminées analytiquement dans certains cas particuliers [43,44]. Dans d'autres cas on pourra approcher numériquement ces fonctions [35, 45, 46, 47]. De façon générale, Zack et Williams [32] ont exprimé les champs de contraintes, de déformations et de déplacements par :

$$\begin{cases} \sigma \sim r^{\lambda-1} \\ \varepsilon \sim r^{\lambda-1} \\ U \sim r^{\lambda} \end{cases} \quad (3.32)$$

Où σ , ε et U sont respectivement les champs de contraintes, de déformation et de déplacement. Pour déterminer le facteur d'intensité de contraintes, on considère une plaque constituée de deux matériaux 1 et 2 contenant une fissure perpendiculaire à l'interface. Celle-ci est caractérisée par ces pointes A et B, le centre de la fissure est repéré par le point O comme est indiqué sur la figure III. 8. Plusieurs cas ont été envisagés :

- Fissure totalement dans le matériau 1 (A et B positifs).
- Fissure à la droite de l'interface (A = 0).
- Fissure traversant l'interface (A < 0 et B > 0).

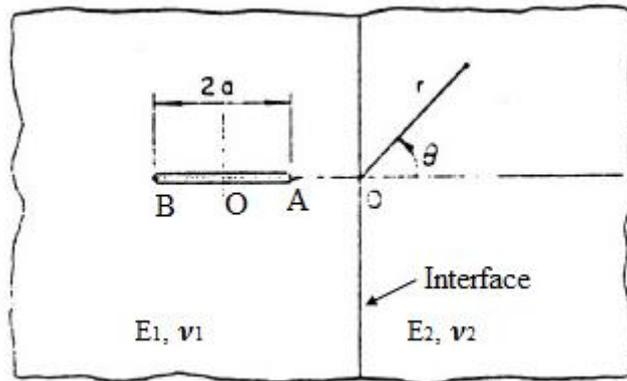


Figure III. 8 : Fissure perpendiculaire au plan de l'interface en pointes A et B.

Les facteurs d'intensité de contraintes s'expriment sous la forme :

$$K_I(A) = \lim_{r \rightarrow A} 2\sqrt{A-r} \sigma_{\theta}^{(1)}(r, \pi) = \left(-\frac{2\mu_1}{1+\chi_1} \right) \lim_{r \rightarrow A} 2\sqrt{r-A} f_1(r) \quad (3.33)$$

$$K_I(B) = \lim_{r \rightarrow B} 2\sqrt{r-B} \sigma_{\theta}^{(1)}(r, \pi) = \left(-\frac{2\mu_1}{1+\chi_1} \right) \lim_{r \rightarrow B} 2\sqrt{B-r} f_1(r)$$

Dans le cas particulier où $r \rightarrow 0$, une pointe de fissure est commune aux matériaux 1 et 2 ; le facteur d'intensité de contraintes correspondant s'écrit ^[33].

$$K_I(0) = \lim_{r \rightarrow 0} 2r^{\lambda} \sigma_{\theta}^{(2)}(r, 0) = \lim_{r \rightarrow 0} C.2r^{\lambda} f_1(r) \quad (3.34)$$

Avec :

$$C = \frac{\left[(2\lambda - 1) \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + \chi_2 \right) + (3 - 2\lambda) \left(1 + \frac{\mu_2}{\mu_1} \chi_1 \right) \right]}{\left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + \chi_2 \right) \left(1 + \frac{\mu_2}{\mu_1} \chi_1 \right) \sin[\pi(1 - \lambda)]}$$

Où :

$\sigma_\theta^{(1)}$ et $\sigma_\theta^{(2)}$ sont les contraintes relatives aux matériaux 1 et 2;

$$\chi_j = \begin{cases} \frac{3 - \nu_j}{1 + \nu_j} & \text{en contrainte plane} \\ 3 - 4\nu_j & \text{en déformation plane} \end{cases} \quad j = 1, 2$$

λ : est la puissance de la singularité.

Les facteurs d'intensité de contraintes sont définis à partir de la fonction $f_1(r)$ valable dans le matériau 1. Cette fonction dépend des caractéristiques du matériau, de la géométrie de la structure et du mode chargement [33,38, 48, 49]. La variable r exprime la position de la pointe de la fissure. Dans le cas où la fissure traverse l'interface comme l'indique la figure III.9, le raisonnement est le même que celui étudié précédemment, cependant, il faut considérer la présence de deux fissures dans chacun des matériaux.

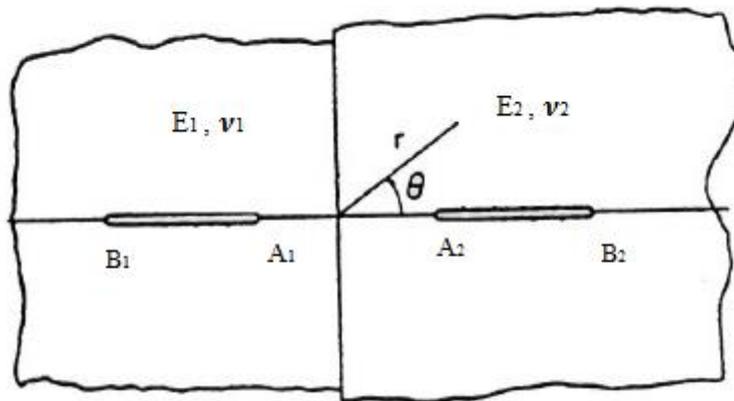


Figure III. 9 : Fissures proches de l'interface.

Dans ce cas, il faut tenir compte de deux fonctions $f_1(r)$ et $f_2(r)$ permettent la détermination des facteurs d'intensité de contraintes en pointes de fissures (A_1, B_1 ; A_2 et B_2). La fissure traversant est ensuite obtenue en posant la condition $A_1 = A_2 = 0$. Dans ce cas, ceci conduit à

une solution simple permettant de transformer un système à deux fissures en un système à une fissure ^[50,51]. Les résultats analytiques de Cook et Erdogan ^[33] sont donnés sous forme de facteurs d'intensité de contraintes en modes I et II, les puissances de singularité sont en $r^{-1/2}$ sauf si la pointe de la fissure est sur l'interface où la singularité est en $r^{-\lambda}$. Si la fissure n'a pas encore atteint ou a traversé l'interface, la relation bien connue des matériaux homogènes entre le taux de restitution d'énergie G et les facteurs d'intensité de contraintes peut être appliquée (en contraintes planes). :

- Pour une fissure loin de l'interface.

$$G = \frac{K_I^2 + K_{II}^2}{E_1} \quad (3.35)$$

- Pour une fissure traversant l'interface.

$$G = \frac{K_I^2 + K_{II}^2}{E_2} \quad (3.36)$$

Ces deux relations ne sont applicables que pour un matériau à comportement linéaire élastique. Dans le cas d'un comportement non linéaire, on utilise l'intégrale J de Rice. Le taux de restitution d'énergie G s'obtient également en déterminant la variation de l'énergie potentielle U pour deux longueurs de fissures : a et $a + da$; d'où :

$$G = \frac{U(a + da) - U(a)}{da} \quad (3.37)$$

Le paramètre G où le facteur K croît ou décroît en fonction des rapports des modules de Young des deux constituants du bimatériau comme cela est illustré sur la figure III.10 ^[51- 55]. Des résultats expérimentaux utilisant une analogie électrique ont conduit à des résultats similaires ^[56].

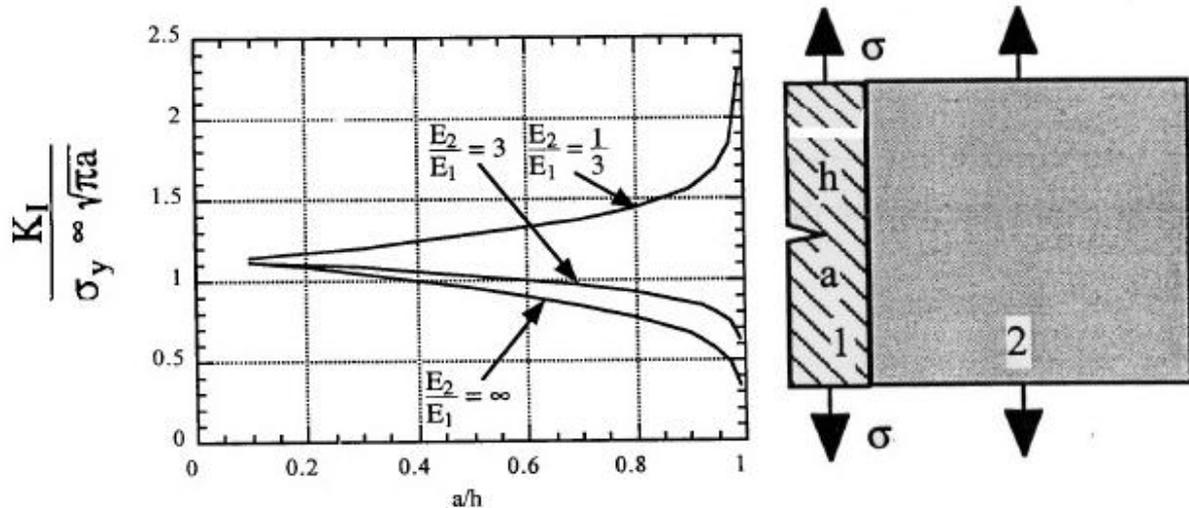


Figure III.10 : Variation du facteur d'intensité de contraintes normalisé en fonction de a/h [53].

III.4.2 Fissure parallèle à l'interface

Les fissures subinterfaciales ont été largement étudiées analytiquement, numériquement et même expérimentalement. Ces études ont montré que la nature de la singularité est liée à l'interdistance fissure - interface. En effet, une faible interdistance conduit à une singularité de type $r^{-1/2+i\epsilon}$. Dans ce cas, les champs de contraintes et déplacements sont oscillatoires et l'étude du problème est équivalente à celle d'une fissure interfaciale. Loin de l'interface, le problème se réduit à l'étude d'un matériau homogène dont la singularité des contraintes est de forme $r^{-1/2}$.

En déterminant le facteur d'intensité de contraintes d'une fissure subinterfaciales, Hutchinson^[57] a montré que pour de très courtes distances comparées à la taille de la fissure, le facteur d'intensité de contraintes est équivalent à celui d'une fissure interfaciale (de nature complexe).

Dans le cas d'un essai de cisaillement le champ de contraintes dépend non seulement de l'interdistance fissure – interface mais également des deux paramètres de Dundurs α et β [58].

Cette étude montre que loin de l'interface, l'effet d'interaction caractérisé par un facteur d'intensité de contraintes nul en mode I ($K_I = 0$) disparaît. Lu et Lardner^[59] ont montré numériquement que, loin de l'interface le facteur d'intensité de contraintes et le taux de restitution d'énergie normalisés tendent vers l'unité, ceci montre que l'effet d'interaction est négligeable. D'autres travaux^[60] confirment ces résultats. En effet, l'énergie de rupture d'une fissure est invariable loin de l'interface et cette énergie augmente doublement au voisinage proche de l'interface. Beom et Atluri^[61], Chai et Earmme^[62] ont observé que, pour une

distance égale à 4 fois la taille de la fissure le facteur d'intensité de contraintes normalisé en mode I tend vers l'unité; celui correspondant en mode II s'annule. Huang et Kardomateas ^[69] ont confirmé ce comportement pour un chargement en mode mixte. En généralisant leur étude en mode III, Chai et Earmme ^[63], Kwon et al ^[64] ont montré que loin de l'interface, la variation de K_{III} se stabilise à une distance égale à 6 fois la taille de la fissure.

a. Facteur d'intensité de contraintes et taux de restitution d'énergie

Pour déterminer le facteur d'intensité de contraintes et le taux de restitution d'énergie, on considère une fissure subinterfaciale d'un bimatériau. L'interdistance fissure – interface est notée par h (fig. III. 11).

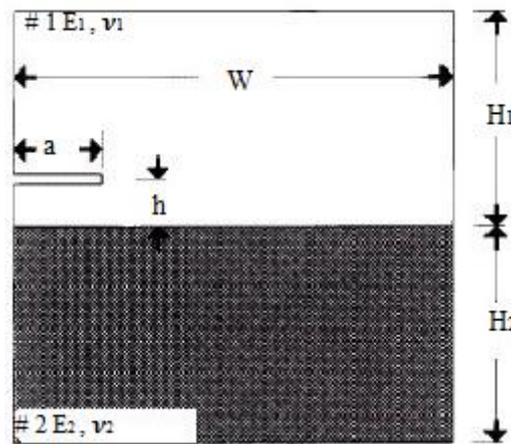


Figure III. 11 : Fissure subinterfaciale au sein d'un bimatériau

Pour la configuration représentée sur la figure III.11, Hutchinson ^[57] a exprimé le facteur d'intensité de contraintes par :

$$K_1 + iK_2 = \left(\frac{1 - \beta^2}{1 + \alpha} \right) Kh^{\varepsilon} e^{i\omega} \quad (3.38)$$

Où :

h : est la distance entre la fissure et l'interface ;

ω : est un angle dont les valeurs sont comprises entre -15° et 5° , il dépend des paramètres de Dundurs α et β ;

ε : est la constante biélastique.

Ainsi, l'énergie de rupture s'exprime par :

$$G = \frac{1}{E_2} (K_1^2 + K_2^2) = \frac{1 - \beta^2}{E_*} |K|^2 \quad (3.39)$$

En se basant sur la définition de Hutchinson ^[57], Choi et Earmme ^[62] et Kwon et al ^[64] ont exprimé le facteur d'intensité de contraintes pour un rapport $h/a=0,01$ par :

$$|K| = \sigma \left(\sqrt{\frac{\pi a}{2}} \right) (1 + 4\varepsilon^2) \quad (3.40)$$

Avec : $|K| = K_1^2 + K_2^2$

$$\begin{aligned} K_1 &= \left[\frac{1 - \beta^2}{1 + \alpha} \right]^{\frac{1}{2}} |K| \cdot \cos \psi \\ K_2 &= \left[\frac{1 - \beta^2}{1 + \alpha} \right]^{\frac{1}{2}} |K| \cdot \sin \psi \end{aligned} \quad (3.41)$$

σ : est la contrainte appliquée et Ψ est l'angle de déphasage, défini par :

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{K_2}{K_1} \right) = 2\varepsilon + \omega + \varepsilon \cdot \ln \left(\frac{h}{a} \right) \quad (3.42)$$

Référence Bibliographiques

[1] C.E.Inglis.

Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners, Trans.Inst. Nav Archit, vol.60, pp.219-241, 1913.

[2] A.A.Griffith,

The phenomena of rupture and flow in solids, transactions.Royal soc. London, serie A, p.163-198, 1920

[3] H.M.Westergaad.

Bearing pressures and cracks, Trans.ASME, Journal. Appl.Mech, 1939.

[4] G.R. Irwin.

Analysis of stress and strains near the end of a crack traversing a plate. Journal of Applied Mechanics, vol.24, pp. 361-364. 1957.

[5] A.A. Wells.

Unstable crack propagation in métaux: cleavage and fast fracture, cranfield crack propagation symposium, vol.1, pp.210-230, 1961.

[6] J. R. Rice.

A Path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks Journal of applied mechanics, vol.35, pp.379-.386, 1968.

[7] J.A.Begly et J.D.Landes.

The J integral as a fracture criterion, ASTM, STP vol.514, pp 1-20, 1972

[8] G.R Irwin Fracture .

In: Flugge S, editor, Handbuch der Physik, vol. 6, Berlin:Springer, p 1, 1958

[9] H.Tada, PC Paris et G.R.Irwin.

The stress analysis of cracks handbook, Del Research, 2nd ed paris Production, Inc.St, louis 1985.

[10] J.D. Eshelby.

The continuum theory of lattice defects, solid state physics, edited by P. Seitz And D.Tunbull, vol. 3 , Academic press, New-York, 1956.

[11] J.D. Eshelby.

Energy relations and the energy momentum tensor in continuum mechanics Inelastic behavior of solid, Mf Kanninen ed McGraw-Hikk, New York, pp. 77-115, 1969.

[12] J. W. Hutchinson.

Singular behaviour at the end of a tensile crack in a hardening material.

Journal of Mechanics and physics of solids, vol 16, pp. 1-12, 1968.

[13] J.R. Rice et G.F. Rosengren.

Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening materials.
J. Mech. Phys.Sol.vol.16,pp.1,1968

[14] C.F. Shih.

Relationship between the J integral and the crack opening displacement for stationary and extending cracks. Journal of the Mechanics and physics of solids, vol. 29, pp, 305-326,1981

[15] J.N. Robinson et A.S. Tetelman.

Measurement of KIC on small specimens using critical crack tip opening Displacement fracture toughness and slow stable cracking, ASTMSTP 595, pp, 139-158, 1974

[16] J.C. Lautridou et A.Pineau.

Crack initiation and stable crack growth resistance in A508 steels in relation to inclusion distribution, Engineering Fracture Mechanics, vol. 15, 2, pp. 55-71, 1981.

[17] D. Brock.

Correlation between stretched zone size and fracture toughness. Engineering Fracture Mechanics, vol 6, pp. 173-181, 1974.

[18] G.C. Sih et E.P. Chen,

Cracks in composite materials, Mechanics of Fracture, Vol. 6, 1981.

[19] P.C. Paris, H. Tada , A. Zahoor et H.Ernst.

The theory of instability of the Tearing mode of elastic plastic crack growth, ASTM STP 668, pp. 5-36, 1979.

[20] L. Beauvneau , M. bethmont, H. Burlet et A.Pineau.

Effect of test specimen geometry on ductile fracture toughness of a C-Mn steel. Mechanism and Mechanics of Damage and failure. ECF 11 ed J.Petit EMAS UK, vol 2, pp 805-810, 1995.

[21] P.H. Davies.

An elastic plastic fracture mechanics study of crack initiation in 316 stainless steel, elastic plastic fracture, ASTM STP 803, vol. 2, pp 611-631,1983.

[22] J.A. Joyce, E.M. Hachett et C.Roe.

Effect of crack depth and mode of loading on the J-R curve behavior of a high-strength steel Constraint effect in fracture, STM STP 1171, pp. 239-263, 1993.

- [23] C.W. Marschall, V.Papaspyropouls et M.P. Landow.**
 Evaluation of attempts to predict large-crack-growth J-R curves from small-specimen Nonlinear fracture mechanics ASTM STP 95, Vol. 2, pp. 169-190, 1989.
- [24] G.M. Wilkowski, C.W.Marschall et M.P.Landow.**
 Extrapolation of CT specimen J-R curves, Fracture mechanics ASTM STP 1074, pp. 56-84, 1990.
- [25] D. Bergez.**
 La rupture des plaques et des coques fissures, Thèse de doctorat es sciences. Université de paris, Juin 1974.
- [26] M.Y. He, A.Bartlett, A.G.Evans et J.W. Hutchinson.**
 Kinking of a crack out of an interface: Role of in plane stress. J.Am.Ceram.Sco. Vol. 74, pp. 767-771, 1991.
- [27] K. Hayashi et S. Nemat-Nasser.**
 Energy release rate and crack kinking under combined loading. J. Appl. Mech. Vol. 48, pp.520-524, 1981.
- [28] M.Y. He et J.W.Hutchinson.**
 Kinking of a crack out of an interface: Tabulated solution coefficient. Available for a limited period from Marion Remillard, Pierce Hall 314, Division of applied Science, Harvard University, Combridge,1989.
- [29] R.Naslain.**
 Fibre–matrix interphases and interface in ceramic matrix composite processed by CVI. Composite interface, vol.1,N°3, pp.253-286,1993.
- [30] M.Y.He. and J.W.Hutchinson.**
 Crack deflection at an interface between dissimilar elastic materials, International Journal of Solids and Structure vol.25, pp. 1053–1067, 1989.
- [31] D.Martinez. and V.Gupta.**
 Energy criterium for crack deflection at an interface between two orthotropic media, Journal of Mechanics and Physics Solids vol.2, pp.1247–1271,1994.
- [32] A.R.Zak. and M.L.Williames.**
 Crack point stress singularities at bimaterial interfaces, J.Appl. Mech., vol.30, p.142, 1963.
- [33] T.S.Cook.and F.Erdogan.**
 Stress in bonded materials with a crack perpendicular to the interface, International

Journal of Engineering Science vol.10 pp. 677– 697, 1972.

[34] F.Erdogan. and V.Biricikoglu.

Two bonded half planes with a crack going through the interface., Int.J.Engng. Sc. Vol.11,pp.745-766, 1973.

[35] D.H.Chen.

A crack normal to and terminating at a bimaterial interface, Engineering Fracture Mechanics. vol.19, pp.517–532, 1994.

[36] D.Leguillon. and E.Sanchez-Palencia.

Computation of singular solution in elliptic problems and elasticity, mansson, Paris, 1987.

[37] N.Carrère., E. Martin and J. Lamon.

The influence of the interphase and associated interfaces on the deflection of matrix cracks in ceramic matrix composite. Composite part A, vol.31, pp. 1179-1190, 2000.

[38] G.T.Sha and C.T.Yang.

Weight function calculation for mixed mode fracture problems with the virtual crack Extension technique. Engineering Fracture Mechanics. vol.21, pp.1119-1149,1985.

[39] G.C. Sih.

Fracture of composite material, Publisher Kluwer academic Pub. 1982.

[40] C. Petit.

Modélisation de milieux composite multicouches fissurés par la mécanique de la rupture. Thèses de l'université Blaise Pascal, 1990.

[41] J. Ahmad.

A micromechanics analysis of cracks in unidirectional fibre composite. J. Appl. Mech., vol.58, pp. 964-972, 1991.

[42] D.O. Swenson and Jr. Rau.

The stress distribution around a crack perpendicular to an interface between materials, Int.J. Fract, vol.6,N°4 , pp.357-365, 1970.

[43] G.C. Sih. and E.T. Moyer.

Influence of interface on composite failure, Proceeding of the conference on advanced composites, Technology conferences California, 1979.

[44] G.D. Gupta.

A layered composite with a broken laminate. Int. J. Solids Structures. P, 1141-1154, 1973.

[45] K.Y. Lin and J.W. Mar.

Finite element analysis of stress intensity factors for crack at a bimaterial interface.,
Int. J. Fract., vol.12,pp. 4512-531,1976.

[46] J. Ahmed.

A micromechanics based representation of combined mode I and mode II toughness
of brittle material and interfaces. Journal of Engineering Materials and Technology,
vol.115, pp.101-105, 1993.

[47] Y. Stamos, D. Peteves et V. Kostopoulos.

Metal thickness effect on the calibration of stress intensity factors for Si₃N₄/Fe
And Al₂O₃/Au joints. Engineering Fracture Mechanics. vol.60,N°3, pp.323-332,
1998.

[48] H. Ishikawa.

A finite element analysis of stress intensity factors for combined tensile
and shear loading by only a virtual crack extension., int. J. of Fract., vol.16,
pp. 243-246, 1980.

[49] K. Yilan and L. Hua.

Investigation of near tip displacement fields of a crack normal to and terminating
at a Biomaterial interface under mixed mode loading. Engineering fracture
Mechanics, vol.69, N°18, pp.2199-2208, 2002.

[50] F. Erdogan , A.C. Kaya and P.F. Joseph.

The crack problem in bonded non-homogeneous materials. J. App.Mech.
vol.58 pp.410-418, 1991.

[51] M.C. Lu. and F. Erdogan.

Stress intensity factors in two bonded elastic layers containing cracks perpendicular
to and on the interface. I. Analysis, Eng. Fract. Mechanics, vol.18,N°3, pp.
491- 506,1983.

[52] F. Erdogan..

Fracture problems in composite materials, Eng. Fract. Mechanics,
vol.4 pp.811-840, 1972.

[53] F. Erdogan.

Crack problems involving non homogeneous interfacial regions in bonded
Materials metal-ceramic interfaces., Metal-ceramic interface. Proceeding of
an international workshop, Santa Barbara, california, p 269, 16-18 January 1989.

[54] M.C. Lu and F. Erdogan.

Stress intensity factors in two bonded elastic layers containing cracks perpendicular to and on the interface. II. Solutions and results., Eng. Fract. Mechanics, vol.18,N°3,pp.507-528,1983.

[55] N.A. Noda., K. Akari and F. Erdogan.

Stress intensity factors in two bonded elastic layers with a single edge crack under various loading conditions, International Journal of Fracture vol.57, pp. 101–126, 1992.

[56] G.V. Srinivasan and A.V. Virkar.

Application of the elastic technique in fiber reinforced composites. Eng. Fract. Mech. Vol.32, N°3, pp.479-492, 1989.

[57] J.W. Hutchinson., M.E. Mear. and J.R. Rice.

Crack paralleling an interface between dissimilar materials, J.Appl. Mech., vol.54, pp. 828- 832, 1987.

[58] M. Yang and K.S. Kim.

The behavior of subinterface cracks with crack-face contact. Engineering Fracture Mechanics, vol.60,N°1, pp. 155-165, 1993.

[59] H. Lu and T.J Lardner.

Mechanics of subinterfacial cracks in layered material. Int. Journal of Solids and structures vol.29, N°6, pp.669-688, 1992.

[60] K.S . Venkatesha, T.S . Ramamurthy and B. Dattaguru.

A Study of the behaviour of subinterface cracks in bimaterial plates. Engineering Fracture Mechanics, vol.59, N02, pp.241-252, 1998.

[61] H.G. Beom, S.N. Atluri.

Near-tip fields and intensity factors for interfacial cracks in dissimilar anisotropic piezoelectric media, Int. J. Fract. Vol.75 , pp. 163-183, 1996.

[62] S.Y. Choi et Y.Y Earmme.

An alternating technique for solving subinterface crack problems. Int.J. of fracture 78 :R61-R69, 1996.

[63] H. Huang et G.A. Kardomateas.

Mixed mode stress intensity factors for cracks located at or parallel to the interface in bimaterial half planes. Int. Journal of Solids and structures, vol.38, pp. 3719-3734, 2001.

[64] Y. S. Kwon, S.R. Choi et Y.S. Chai.

Proceeding of the KSME Fall Annual Meeting, pp.73-78, 1994.

Chapitre IV

Chapitre IV : Résultats et discussions

IV.1 Introduction

La région proche de l'interface entre les matériaux avec différentes propriétés mécaniques et thermiques est vulnérable à la dégradation et à l'échec à cause de la concentration de contrainte^[1]. Les fissures initiées à cause de cette concentration de contraintes ont tendance à présenter la mixité du mode, par rapport à des fissures équivalentes amorcées dans les matériaux homogènes, en raison de l'asymétrie des propriétés élastiques et plastiques^[2,3]. Les interactions de l'asymétrie des propriétés élastiques, plastiques et thermiques ne sont pas bien comprises, même si des progrès importants ont été réalisés^[4-7]. Le cas d'une fissure le long d'une interface entre les matériaux fragile et ductile a été étudié intensivement, à la fois expérimentalement^[8-11] et théoriquement^[2,12-17]. Le cas d'une fissure orientée parallèlement à l'interface et se trouve près d'elle, a reçu moins d'attention^[4,18]. Hutchinson et al.^[19] a adapté la solution pour une fissure interfaciale à une fissure légèrement déplacée de l'interface, et a obtenu une relation entre le FIC pour la fissure hors interface et le FIC complexe pour la fissure interfaciale correspondante. Cela a été étendu à une fissure dans un matériau ductile près de l'interface avec un matériau fragile^[3].

Ritchie et ses collègues^[11,20-22] ont mené des études approfondies sur la fissuration de la céramique / métal / céramique de l'échantillon sandwich. Les fissures dans la région de céramique, d'abord à moins de 500 μm de l'interface, déviées vers la couche ductile, qui a conduit à des propagations de la fissure qui alternait entre l'interface et la région de céramique. Les fissures initialement situées plus loin de l'interface ne sont pas déviées sensiblement. Pour les échantillons de verre / cuivre, des fissures situées dans le verre, elles sont déviées vers la couche de cuivre en raison de la conformité plus élevée du verre. Les propagations de la fissure observées ont été régies par une combinaison de propriétés élastiques et plastiques.

Des travaux de recherche ont montré que l'intégral J dépend de la longueur de la fissure et du champ de contraintes d'origine thermique et mécanique et le glissement des lèvres de la fissure est provoqué par l'effet des contraintes résiduelles tangentielles. L'augmentation progressive du chargement mécanique mène à l'intensification des contraintes normales de tension, qui causent l'ouverture de la fissure. Par conséquent la combinaison des deux effets contribue à l'augmentation du paramètre J jusqu'à une valeur maximum et la fissure est propagée en mode mixte^[23]. Les valeurs extrêmes du paramètre J diminuent avec l'augmentation de la taille de fissure, ceci est probablement dû de l'intensification des efforts mécaniques de tension^[23].

Notre travail consiste à l'étude du comportement en rupture des bimatériaux sous un chargement thermomécanique. Les deux matériaux (céramique et métal) de nature différente sont assemblés par thermocompression, le comportement du premier matériau est élastique et celui du second matériau est élastoplastique. Les matériaux ductiles sont utilisés comme des joints adhésifs pour assurer l'assemblage de deux céramiques. Les fissures se situent dans une section plus rigide de la céramique, très étroite à l'interface, et sont orientées parallèlement à cette interface. L'analyse par éléments finis a été utilisée pour calculer les facteurs d'intensité de contraintes en pointe de fissure et de prévoir les chemins de propagation des fissures près de l'interface. Un accent particulier est mis sur l'effet des contraintes résiduelles et de la déformation plastique sur les prévisions de la charge critique et de l'angle de déviation de la fissure.

IV.2 Etude bidimensionnelle d'un bimatériau

IV.2.1 Modèle géométrique

Le modèle géométrique choisi est une poutre composée de deux matériaux céramique-métal (55x6x6mm), celle-ci est soumise à un essai de flexion quatre points. Le joint du bimatériau contient typiquement des contraintes résiduelles ^[24-36] qui surgissent pendant le processus de fabrication quand l'assemblage est refroidi à partir de hautes températures T_{el} (près de point de fusion du métal) jusqu'à la température ambiante T_{am} . Vu la taille de l'échantillon on a assumé que la distribution de la température dans l'assemblage est uniforme. La fissure sub-interfaciale se trouve dans la céramique et au voisinage proche de la jonction céramique/métal ; elle est débouchant et orientée parallèlement à l'interface (Fig.IV.1(a)). La longueur initiale de fissure est a_0 , elle est située à proximité de l'interface céramique-métal ($x = 0.1\text{mm}$). L'effet combiné des contraintes résiduelles et de la charge appliquée peut faire échouer l'assemblage, et réduit sa durabilité et ceci est dû aux mécanismes de l'endommagement.

Dans cette analyse numérique par la méthode des éléments finis, la plaque est modélisée par des éléments quadrilatéraux à huit nœuds de type isoparamétrique (Fig.IV.1(b)) dont le nombre total est de 30749 éléments et de 93598 nœud. Pour obtenir des résultats précis le maillage est relativement raffiné à l'interface et en pointe de fissure (voir la figure. IV.1 (c)).

IV.2.2 Propriétés thermomécaniques de matériaux

Les essais mécaniques (4PB) ont prouvé que la résistance à la rupture de l'interface et à proximité de la jonction dans la céramique dépend de la différence entre les propriétés mécaniques des deux matériaux assemblés ^[27-29]. On observe les ruptures cohésives en alumine aux niveaux des contraintes beaucoup inférieurs que la rupture du même matériau non lié à un métal ^[30,31]. Généralement, le point de fusion et la résistance mécanique de l'alumine sont plus

élevés que ceux du cuivre. Par conséquent, un matériau malléable a un comportement élastoplastique et le matériau fragile est purement élastique.

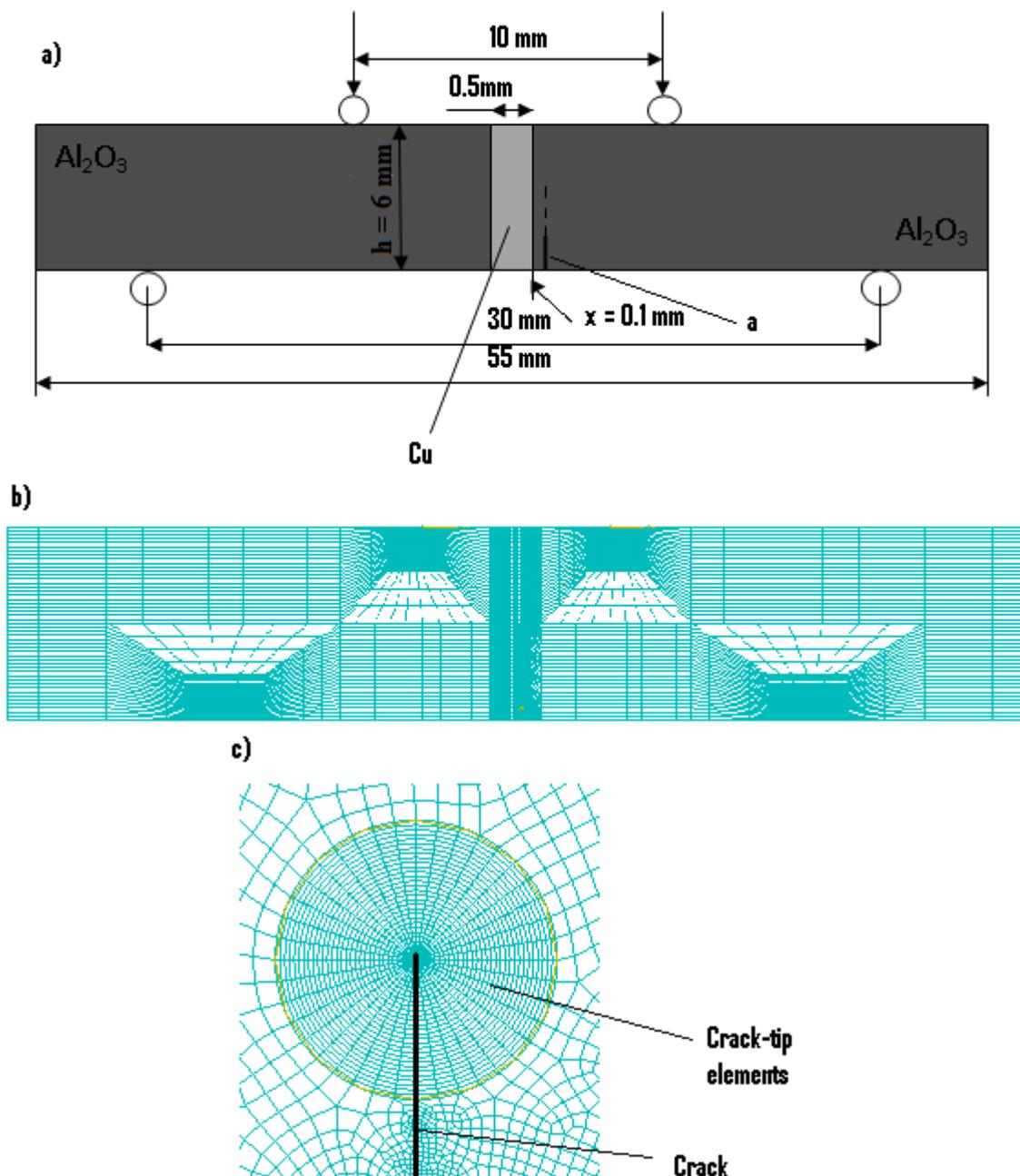


Figure IV.1 : (a) Modèle géométrique^[37], (b) Maillage du modèle géométrique et (c) maillage en tête de la fissure.

a. Propriétés thermomécaniques de l'alumine

L'alumine est le premier composé de base de la céramique industrielle parce qu'elle a une polyvalence exceptionnelle : l'abrasion, l'usage, le réfractaire, biomédicale...etc. L'alumine classifiée dans la céramique du type d'oxydes. Il définit le corindon de structure où la forme de l'oxygène un empilement de contrat hexagonal avec les ions en aluminium dans deux-tiers de la

citation octaédrique, qui abaisse la symétrie globale vers le groupe d'espace rhomboédrique. L'alumine est employée en raison de ses raccordements atomiques forts, ses hautes performances mécaniques et le courant ascendant (dureté élevée, haut module d'élasticité, résistance mécanique satisfaisante, résistance à l'usure et bonnes propriétés et réfringence tribologiques) et elle est connue par la formule Al_2O_3 [32]. L'alumine utilisé dans cette étude est une céramique dense se compose par des grains fins avec des propriétés données dans le tableau IV-1.

b. Propriétés thermomécaniques du cuivre

Les propriétés physiques et mécaniques du cuivre sont disponibles dans la littérature [34-35]. Ce matériau malléable avec une structure cristalline (cubique à face centre), est bon conducteur de la chaleur et de l'électricité. Il présente des solutions solides à haute température et une bonne résistance à la traction. Généralement, il peut avoir plusieurs comportements (élastique, élastoplastique, plastique...). Dans notre cas, le comportement du cuivre se conforme à la loi de contrainte-déformation (Fig.IV.2) [38] et elle est assumée symétrique dans la tension et la compression. Ses propriétés thermiques et mécaniques sont données dans le tableau IV-2.

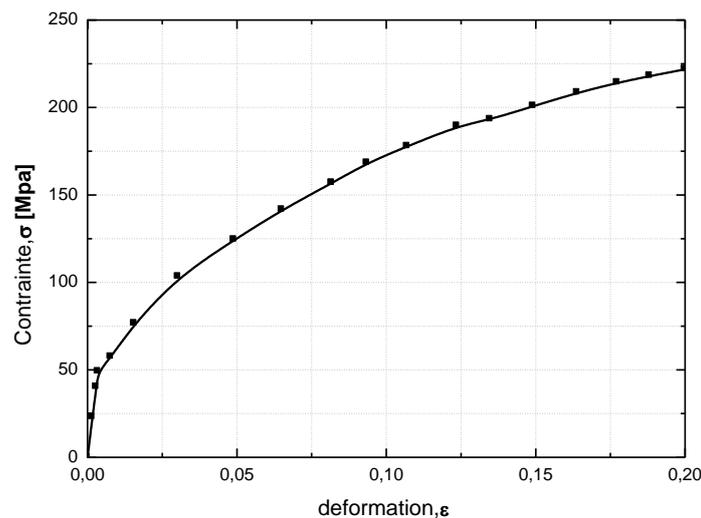


Figure IV.2 : Courbe contraintes /déformations du cuivre pur, prise des résultats expérimentaux de Chapa-Cabrera [38].

Propriété thermomécanique	Alumine (Al_2O_3)
Module de Young E [GPa]	385.8 [32]
Module de cisaillement μ [GPa]	155.0 [32]
Coefficient de poisson ν	0.245 [32]
Coefficient de dilatation thermique α [$10^{-6}/^{\circ}C$]	7.12 [33]
Conductivité thermique λ [$wm^{-1}K^{-1}$]	35 [39]
Ténacité [$MPa m^{-1/2}$]	3.5 à 4.5 [39]

Tableau IV.1 : Propriétés thermomécaniques du matériau fragile.

Propriété thermomécanique	cuivre (Cu)
Module de Young E [GPa]	124 [38]
Module de cisaillement μ [GPa]	42.2 [34]
Coefficient de poisson ν	0.328 [38]
Coefficient de dilatation thermique α [$10^{-6}/^{\circ}\text{C}$]	17.5 [38]
Conductivité thermique λ [$\text{wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]	385 [39]

Tableau IV.2 : Propriétés thermomécaniques du matériau ductile.

IV.2.3 Méthode des éléments finis

Notre analyse porte sur l'effet d'un chargement thermomécanique sur la propagation de la fissure par une simulation numérique aux éléments finis. Ce comportement en rupture du bimatériau est étudié par une modélisation à l'aide du logiciel Abaqus^[40]. Le choix des éléments du maillage peut s'avérer déterminant puisqu'un maillage mal adapté peut conduire à des résultats erronés^[28]. L'objectif est de savoir comment mailler le domaine pour avoir de résultats satisfaisants. Sachant qu'un maillage trop fin donne une bonne précision du résultat. La démarche adoptée est d'utiliser dans cette analyse un maillage raisonnable tout en affinant les régions jugées critique (l'interface, fissure, et les quatre points de flexion). Un bon maillage est obtenu par un raffinement idéal très proche de l'interface et en pointe de fissure ; il est constitué d'un nombre optimale d'éléments, c'est-à-dire, capable de nous fournir de résultats précis avec un maillage raisonnable. On analyse numériquement par la méthode des éléments finis (Abaqus) l'ouverture et le glissement de la fissure (u_1, u_2), et l'intégral J, dans les conditions de déformation plane. Avec ces résultats on évalue respectivement le facteur d'intensité de contrainte en mode I et II et les facteurs d'intensité de contraintes équivalentes K_{DCT} et K_J .

a. Calcul du facteur d'intensité de contrainte en mode I et II

Les facteurs d'intensité de contraintes K_I et K_{II} , ont été calculé par la corrélation des déplacements nodaux près de la tête de fissure :

$$K_{\alpha} = \lim_{r \rightarrow 0} \left[\frac{u_i E_{tip}}{(2 + 2\nu_{tip}) g_i^{(\alpha)}(\pi)} \sqrt{\frac{\pi}{8r}} \right] \quad (4.1)$$

$\{\alpha, i\} = \{I, 2\}, \{II, 1\}, \{III, 3\}$.

Où K_{α} ($\alpha = I, II$) sont les facteurs d'intensité de contraintes en mode I et mode II, r est la distance entre le point de corrélation et la tête de fissure. E_{tip} et ν_{tip} sont le module de Young et le coefficient de Poisson en tête de fissure et le $g_i^{\alpha}(\theta)$ sont des fonctions angulaires données par Anderson^[41]. A partir de ces derniers, la valeur du facteur d'intensité de contrainte équivalente, $|K|$, a été calculée par la relation suivante :

$$K_{DCT} = \sqrt{(K_I^2 + K_{II}^2)} \quad (4.2)$$

L'intégral J a été également calculé, par l'intégration au long d'un chemin en dehors de la région de la déformation plastique qui existe dans le matériau ductile. La valeur de |K| est obtenue à partir de l'intégral J, a permis la vérification de la valeur du facteur d'intensité de contrainte.

$$K_J = \sqrt{(J \cdot E)} \quad (4.3)$$

La charge critique pour la propagation de la fissure et de l'angle de déviation, dépend de la charge d'échec P_n pour $n = 1, 2, \dots$

b. Calcul de la déviation de la fissure

L'angle de mode mixte, ψ , a été calculé à partir du facteur d'intensité de contrainte en mode I et II, déterminé à partir du déplacement de l'ouverture et de glissement de la fissure ^[42]:

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{K_{II}}{K_I} \right) \quad (4.4)$$

Avec le critère de contrainte tangentiel maximum, l'angle de déviation θ , a été calculé directement à partir de l'angle de mode mixte ψ :

$$\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) = \frac{2 - 2\sqrt{1 + 8\tan^2\psi}}{8\tan\psi} \quad (4.5)$$

Traditionnellement, ce critère a été élaboré pour prévoir la direction de propagation des fissures de petites tailles dans les matériaux fragiles.

IV.2.4 Distribution de contraintes dans le matériau fragile

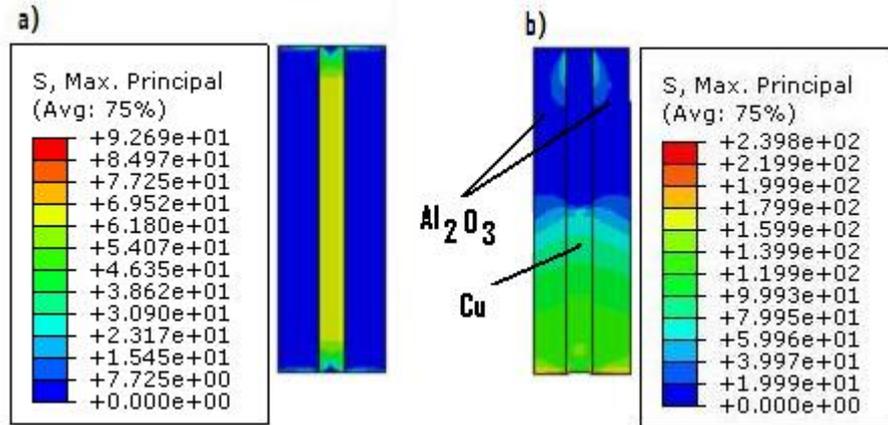


Figure IV.3 : Contour de la contrainte équivalente a) résiduelle et b) de flexion dans le couple $Al_2O_3/Cu/Al_2O_3$.

Les figures IV. 3 (a) et IV.3 (b) nous montrent respectivement la distribution et le niveau de la contrainte équivalente résiduelle d'origine thermique et celle de la flexion à quatre points, développés dans le bimatériau alumine-cuivre-alumine sans la présence d'une fissure dans la céramique. Le contour de la contrainte équivalente calculée d'après le critère de la contrainte principale maximale est représenté par la figure IV.3 (a), on remarque que la contrainte interne d'origine thermique atteint une valeur maximale près des bords libres de l'assemblage. La simulation numérique de l'essai de flexion à quatre points, nous a permis de déterminer le contour de contraintes comme le montre la figure IV.3 (b).

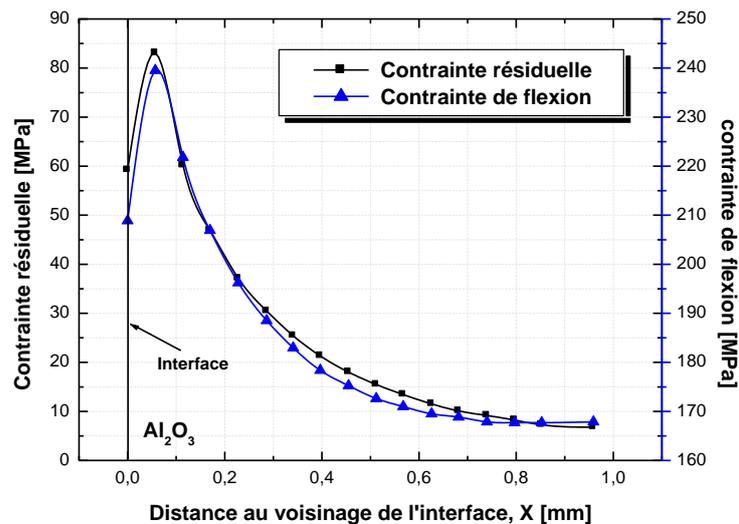


Figure IV.4 : Variation de la contrainte équivalente résiduelle et de flexion dans l'alumine du couple $Al_2O_3/Cu/Al_2O_3$.

On note également, que la partie supérieure de la poutre est soumise à des contraintes de compression dont la valeur absolue est faible à celles de la traction créées à la partie inférieure de l'échantillon.

La figure IV.4 illustre la variation de la contrainte équivalente en fonction de la distance interface-céramique pour les deux types de chargement thermique et mécanique appliqués séparément sur le bimatériau. On constate que la courbe de la contrainte résiduelle et celle de la flexion sont presque semblables, la contrainte équivalente atteint une valeur maximale au voisinage proche de l'interface et elle diminue progressivement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la jonction de l'assemblage. On observe que les contraintes de flexion sont plus intenses que celles provoquées par le chargement thermique.

IV.2.5 Calcul du facteur d'intensité de contrainte

a. Effet de la température et de la taille de la fissure sur le paramètre K_J

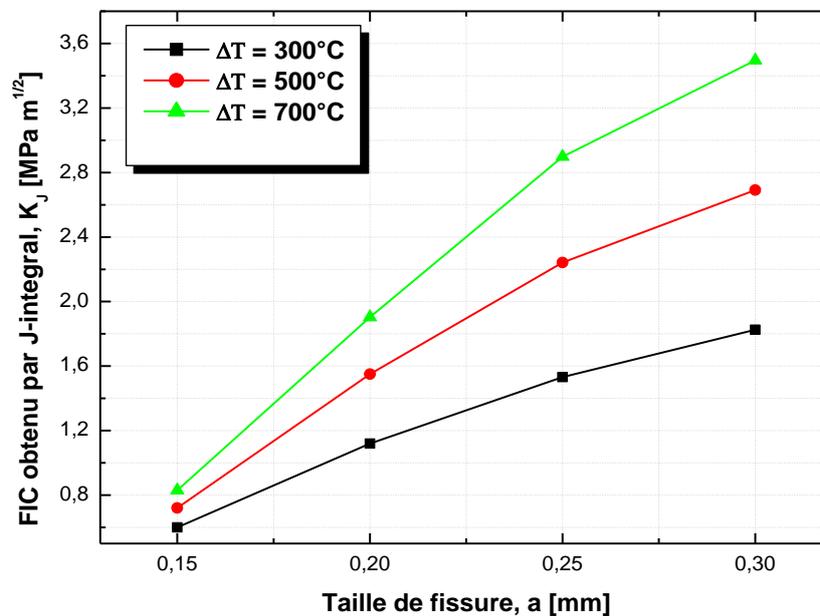


Figure IV.5 : Variation du facteur d'intensité de contrainte thermique K_J en fonction de la taille de fissure et du gradient de température ΔT .

La figure IV.5 représente la variation du facteur d'intensité de contrainte équivalent K_J en fonction de la taille de fissure pour les trois gradients de température 300°C , 500°C et 700°C . On constate que le paramètre K_J varie presque linéairement avec la taille de la fissure et ceci quel que soit la température d'élaboration du bimatériau. On note également, que pour les petites longueurs de fissure le paramètre K_J tend vers une valeur asymptotique ce qui signifie que la propagation des fissures de faibles longueurs est indépendante du champ de contraintes internes d'origine thermique. On remarque aussi que le taux de croissance du facteur d'intensité de contrainte équivalent K_J augmente avec l'accroissement de l'écart de température ΔT et de la

taille de la fissure. On observe que pour une fissure de longueur égale à 0.3 mm le taux de croissance du paramètre K_J entre les deux écarts de température 300 °C et 700 °C est de 82 %. Le facteur d'intensité de contrainte atteint sa valeur critique lorsque les deux matériaux de nature différente sont assemblés à une température proche de la température de fusion du cuivre et en présence d'une fissure de grande taille dans l'alumine.

b. Effet du chargement thermomécanique sur le FIC K

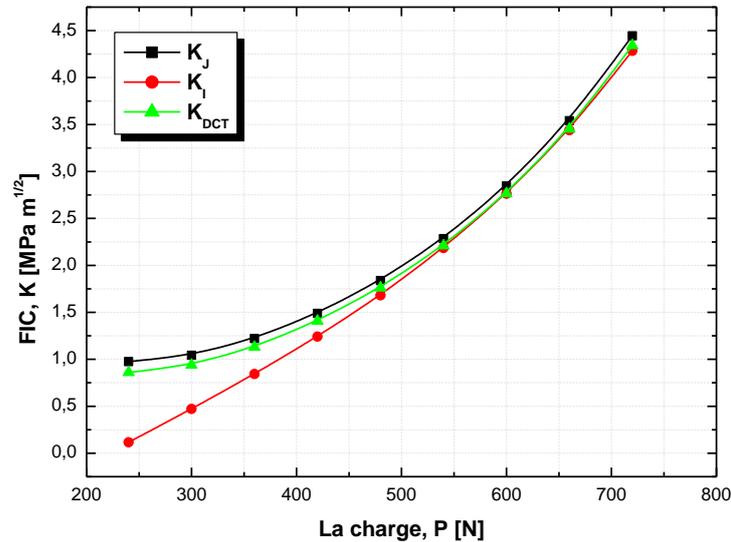


Figure IV.6 : Variation des facteurs d'intensité de contraintes K_I , K_{DCT} et K_J en fonction de la charge appliquée et pour $a = 0.35\text{mm}$ et $\Delta T = 300^\circ\text{C}$.

La relation entre le facteur d'intensité de contrainte calculée à partir de l'intégral J, et apparent, déterminée à partir de l'ouverture (CTOD) et du glissement (CSD) du point de fissure, est illustré sur la figure IV.6. Les résultats sont déterminés pour une fissure de longueur égale à 0,35 mm et avec $\Delta T = 300^\circ\text{C}$. Ces résultats obtenus numériquement par la méthode des éléments finis montrent que quelle que soit la valeur de la charge appliquée P , la forme des deux courbes K_J et K_{DCT} est presque similaire. Cela montre qu'il y a une relation empirique claire, si le facteur d'intensité de contrainte peut être calculé à partir de l'ouverture. On note que les valeurs des paramètres K_J et K_{DCT} montrent dans ce cas un bon accord (comportement élastique). Il est à noter que, les trois paramètres K_I , K_{DCT} et K_J augmentent rapidement au-delà de la charge $P = 400$ N avec un taux de croissance élevé. La courbe a la forme parabolique pour laquelle les trois paramètres augmentent progressivement avec l'augmentation de la contrainte mécanique jusqu'à une valeur maximale. Les résultats trouvés précédemment sont validés par celui du facteur d'intensité de contrainte en mode I comme le montre la Figure IV.6. Au-delà de la charge appliquée $P = 600$ N, les trois courbes montrent que la fissure se propage en mode I pur.

Une analyse du facteur d'intensité de contraintes en mode d'ouverture en fonction de la nature du chargement a été menée. Les résultats obtenus sont représentés par la figure IV.7. Cette

dernière d'illustre clairement qu'un croisement de la charge appliquée conduit à une augmentation du facteur d'intensité de contrainte. Ce comportement est d'autant plus marquée que la température d'élaboration de l'assemblage est plus accentuée. Ces résultats montrent que la température de réalisation des matériaux composés, type céramo-métalliques, détermine la performance et la durabilité des telles jonctions. En effet, les contraintes résiduelles, induites thermiquement par l'écart des coefficients de dilatation thermique de la céramique et du métal, sont responsable de cette évolution, de ce paramètre de rupture.

Ajoutées aux contraintes de mise en service, ces contraintes peuvent conduire à l'endommagement de l'adhérence par rupture cohésive, comme le montre la figure IV.7. En effet, les valeurs du facteur d'intensité de contraintes obtenue sont comparables aux ténacités de l'alumine liée au métal [43]. Cette étude a montré que la ténacité de l'alumine est nettement affectée par la jonction avec le métal.

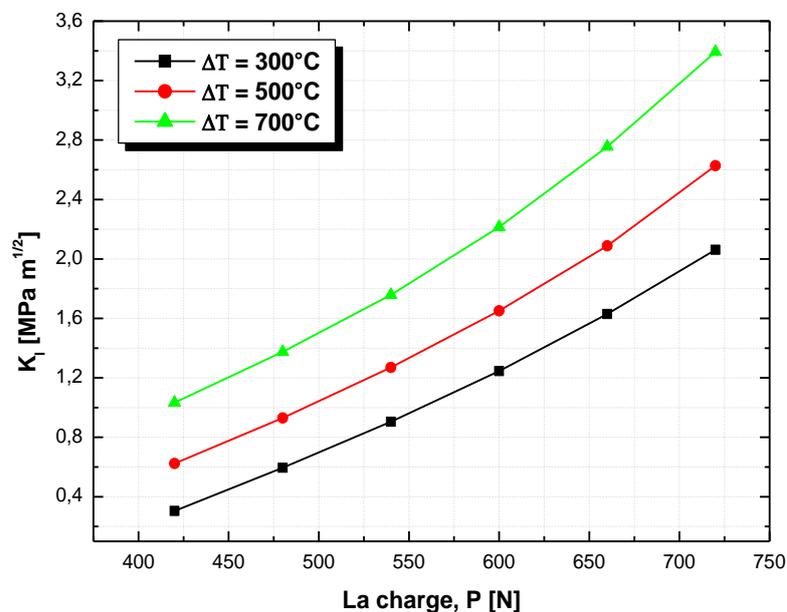


Figure IV.7 : Variation du facteur d'intensité de contrainte K_I en fonction du chargement thermomécanique et pour $a = 0,15$ mm.

Le contour du champ de déformation plastique est représenté par la figure IV.8. Il convient de noter que la zone plastique apparaît dans le matériau ductile et plus précisément au voisinage de la pointe de fissure. L'étendu de la zone plastique croit proportionnellement à la charge appliquée. Cette déformation plastique est accompagnée d'absorption d'énergie qui favorise la relaxation des contraintes en pointe de fissure. Ce phénomène ralentit la propagation de la fissure et il influe probablement sur la déviation de la fissure. La valeur minimale du facteur d'intensité de contrainte K_I est principalement due à l'apparition de la zone plastique du matériau ductile.

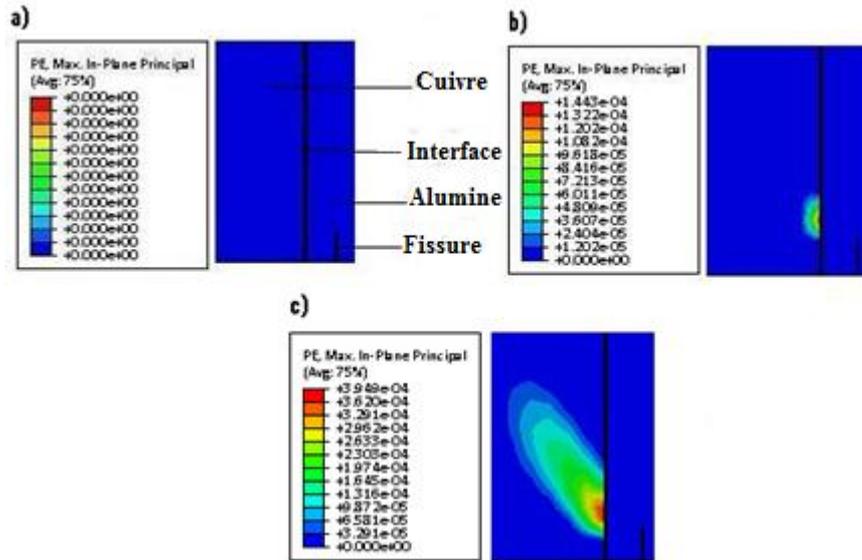


Figure IV.8 : Contour de la déformation plastique dans le cuivre soumis à un chargement mécanique a) 300 N, b) 360 N et c) 420 N.

c. Variation du rapport des deux facteurs d'intensité de contraintes équivalent

La figure IV.9 illustre la variation du rapport K_{DCT} / K_J en fonction du gradient de température et pour différentes longueurs de fissure.

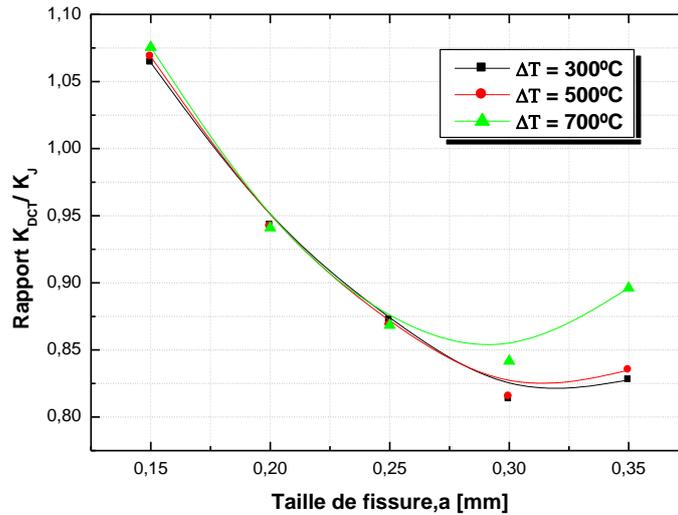


Figure IV.9 : Variation du rapport K_{DCT} / K_J en fonction de la taille de fissure et du gradient de température ΔT .

Cette figure montre que les deux facteurs d'intensité de contraintes K_{DCT} et K_J sont égaux pour une longueur de fissure égale à 0,175 mm, où le critère d'élasticité reste valable avec celui de Rice. On constate également que les deux courbes déterminées pour les deux écarts de température 300°C et 500°C sont confondues et le rapport diminue progressivement avec la taille de la fissure allant de 0,15 mm à 0,35 mm. On note que la différence maximale entre les deux facteurs d'intensité de contraintes K_{DCT} et K_J est de 27 %. La courbe du rapport K_{DCT} / K_J déterminée pour $\Delta T = 700^\circ C$ reste confondue avec les autres courbes jusqu'à une longueur de

fissure égale à 0,25 mm. On constate que pour une longueur supérieure à 0,25 mm le rapport augmente de nouveau avec la taille de fissure.

d. Effet du chargement thermomécanique sur la propagation de la fissure en mode I

Pour une meilleure représentation de l'effet de la température d'élaboration des assemblages céramométalliques, nous avons représenté sur la figure IV.10, la variation du facteur d'intensité de contraintes résultant des efforts mécanique sur celui découlant de la température de mise en service de la liaison céramique-métal. Ce rapport est caractéristique de la nature du chargement prédominant. En effet, plus cette température est élevée plus le rapport est faible. Ceci montre clairement que l'instabilité de la fissure en mode I d'ouverture (mode I) est essentiellement provoquée par les contraintes internes d'origine thermique. c'est les contraintes qui sont pratiquement responsables du développement instable des fissures initialement amorcées dans l'alumine au voisinage proche de l'interface avec le cuivre.

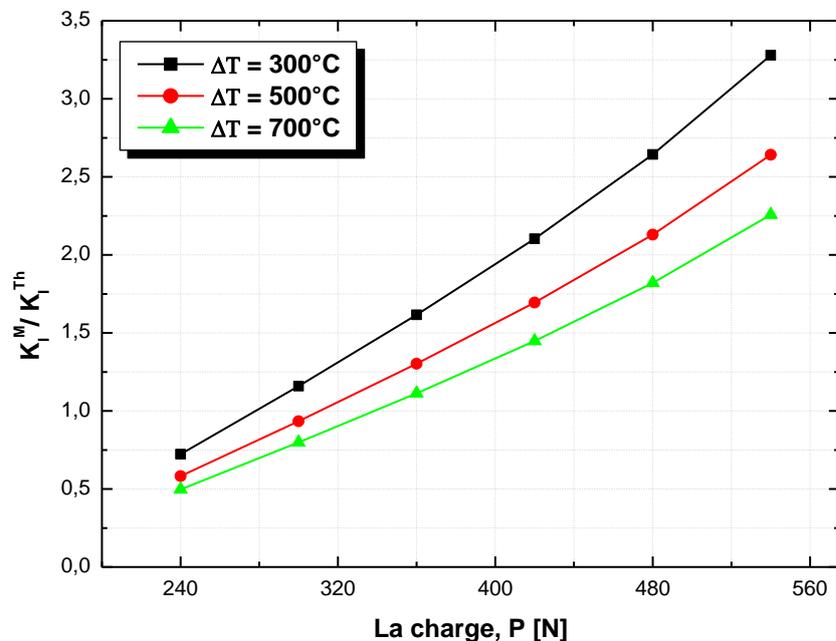


Figure IV.10 : Variation du rapport K_I^M / K_I^{Th} en fonction du chargement Thermique et mécanique et pour $a = 0,15$ mm.

Ces fissures sont d'autant plus instables que l'intensité du chargement mécanique de mise en service croit. L'amélioration de la durabilité et de la performance des matériaux composés, types céramique-métallique, nécessite la réduction de la température d'élaboration de ces assemblages. Une étude a montré que l'énergie d'adhésion céramique-métal est d'autant plus élevée que ces couple sont réalisés à des températures élevées. Elle a montré également que cette température conditionne la nature de la rupture de l'interface entre l'alumine et le cuivre : Rupture cohésive dans l'alumine pour des températures élevées, et adhésive pour des températures basses. Une réduction de cette température peut être conduire à l'endommagement de la liaison par amorçage et propagation de fissure interfaciale.

La relaxation partielle des contraintes résiduelles d'origine thermique nécessite donc l'interposition d'un joint métallique, entre la céramique et le métal, de coefficient de dilatation thermique intermédiaire entre ces deux matériaux.

e. Effet du chargement thermomécanique et de la taille de la fissure sur sa propagation en mode I

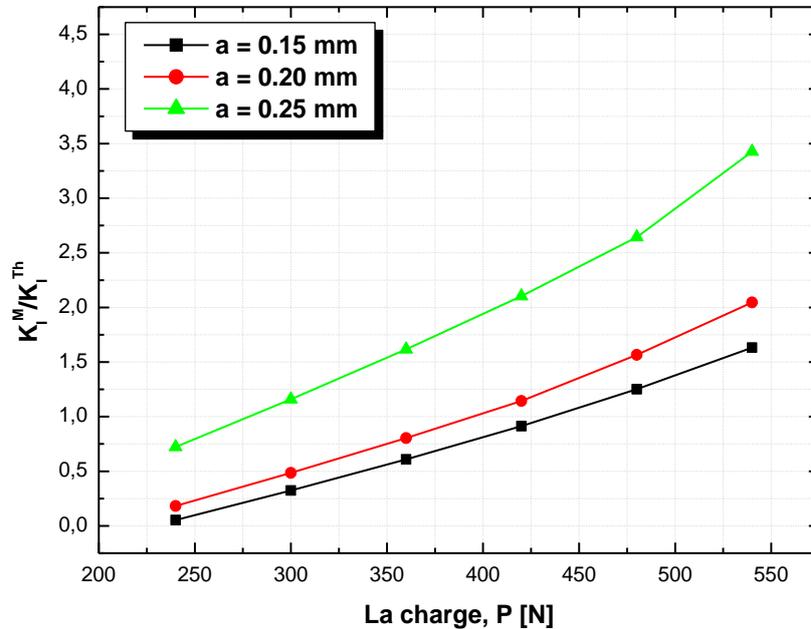


Figure IV.11 : Variation du rapport K_I^M / K_I^{Th} en fonction de la charge appliquée P et la taille de la fissure a et pour $\Delta T = 300^\circ C$.

Pour compléter cette analyse, nous avons représenté sur la figure IV.11 la variation du facteur d'intensité de contraintes en mode d'ouverture (mode I) en fonction de la fissure, amorcée dans la céramique, à une distance 0,1mm par rapport à l'interface. Rappelons que ce comportement a été analysé en tenant compte de la température d'élaboration des jonctions alumine-cuivre et de l'intensité des contraintes de mise en service. Les résultats illustrés sur cette figure montrent qu'un développement de la fissure parallèlement à l'interface conduit à une augmentation de ce facteur de rupture. Ce comportement mécanique est d'autant plus marqué que la température d'élaboration est plus importante et les contraintes de mise en service sont plus intenses. Rappelons que dans ce cas la liaison alumine-cuivre a été élaborée à une température relativement faible ($300^\circ C$) et la valeur du facteur d'intensité de contraintes relative à cette température est pratiquement faible (fig. IV.5) ce qui conduit à des valeurs, de rapports K_I mécanique sur le K_I thermique ($R=K_I^M / K_I^{TH}$), élevés observés dans notre cas.

Nos résultats montrent nettement que les fissures de tailles « a » égales ou plus importantes que 0,25mm, pour une même intensité des efforts appliqués au couple alumine-cuivre, sont plus instables que les défauts de fissuration dont les longueurs sont inférieures à cette valeur. Ce comportement est clairement illustré sur la figure IV.11 en termes d'écart de ce rapport résultant

de différentes tailles de fissures. En effet, pour des défauts de tailles inférieures ou égales à 0,20mm, la différence entre les rapports $R=K_I^M/K_I^{TH}$ est relativement faible et ce quelle que soit l'intensité des contraintes de mise en service (contraintes appliquées).

Nos résultats montrent de façons significatives que les fissures de tailles égales ou supérieures à 0,25mm peuvent conduire à l'endommagement de l'assemblage céramométallique par rupture brutale. Ce comportement est clairement observé pour un accroissement de la pente à la courbe $R = f(P)$ pour des chargements appliqués plus intense que 500N. Cette pente à la courbe est caractéristique de la cinétique de propagation de la fissure.

Nous notons cependant, que cette pente varie en fonction de l'amplitude des contraintes de mise en service. En effet, pour des chargements d'intensité plus faibles que 425N, elle (pente) est relativement moins accentuée, puis croît au-delà de cette valeur jusqu'à un effort d'amplitude 475N, puis augmente plus fortement pour des charges plus importantes que ce dernier chargement. Ce comportement montre que la fissure, initiée dans la céramique parallèlement à l'interface, se propage, le long de ce défaut interfaciale, lentement puis rapidement, autrement dit avec une vitesse non homogène.

IV.2.6 Calcul de l'angle de déviation de la fissure

a. Effet du chargement thermique et de la taille de la fissure sur sa déviation

La figure IV.12 illustre la variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction du chargement thermique et la taille de fissure. On note que sous le chargement thermique la fissure se propage vers le matériau fragile et l'angle de déviation croît avec la taille de la fissure. On observe que cet angle de déviation est inversement proportionnel au gradient de température. Les contraintes résiduelles normales participent à la fermeture de la fissure et empêchent sa déviation vers la céramique.

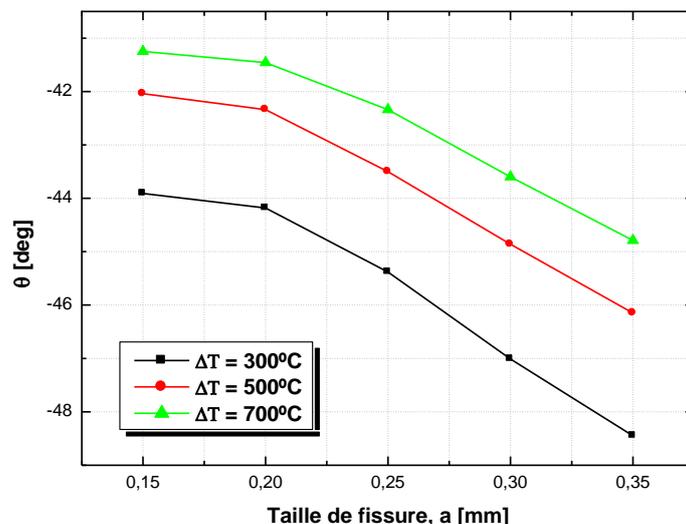


Figure IV.12 : Variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction du chargement thermique et la taille de fissure.

b. Effet du chargement thermomécanique et de la taille de la fissure sur sa déviation

La figure IV.13 illustre la variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction du chargement thermomécanique. La fissure de longueur $a = 0,35\text{mm}$ se trouve initialement dans le matériau fragile (Al_2O_3) et au voisinage proche de l'interface, elle est soumise à des sollicitations thermiques et mécaniques. On constate pour les trois gradients de température 300°C , 500°C et 700°C une discontinuité de la courbe de l'angle de déviation pour les efforts respectifs 215 N, 335 N et 450 N pour lesquels la fissure se propage en mode II pure et l'angle de déviation correspondant est totalement nul. On observe, que quel que soit la température d'élaboration la fissure est déviée vers la céramique pour des charges mécaniques allant de 60 N- 180 N, 60 N- 300 N et 60 N- 425N respectivement pour les écarts de température 300°C , 500°C et 700°C et que cette déviation augmente avec la charge appliquée.

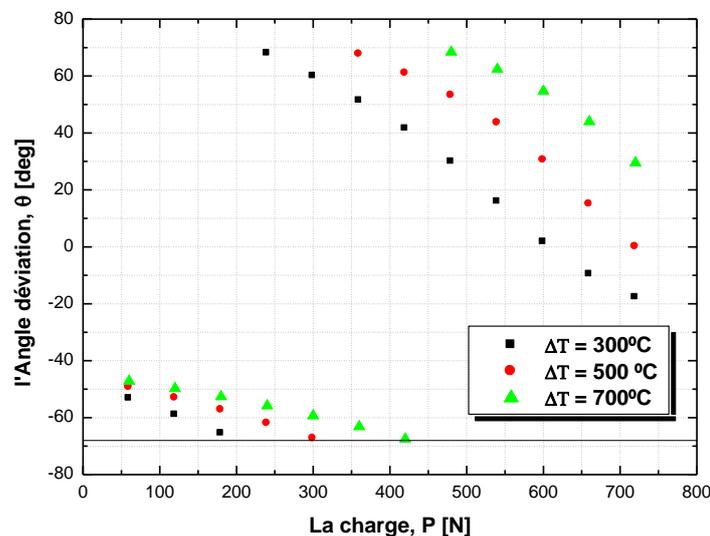


Figure IV.13 : Variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction du chargement thermomécanique et pour $a = 0,35\text{ mm}$.

La fissure change brusquement sa déviation vers le matériau ductile lorsque l'effort de flexion dépasse un seuil dont les valeurs respectives aux écarts de température 300°C , 500°C et 700°C sont 240 N, 360 N et 470 N et on remarque que cette déviation diminue avec l'augmentation des contraintes de flexion.

Pour un gradient de température ($\Delta T = 300^\circ\text{C}$) et des charges allant de (60N-180N), on observe la déviation de la fissure vers le matériau fragile où l'angle de déviation augmente avec la charge appliquée. cette charge conduit la fissure vers le matériau ductile est $P = 215\text{ N}$, dans ce cas les deux FIC K_{II} et K_{DCT} sont égaux. La concentration de contraintes d'origine thermomécanique en tête de fissure donne naissance à une zone plastique dans le matériau ductile. Les contraintes de compression d'origine thermique provoquent la fermeture de la fissure et les contraintes thermique de cisaillement s'ajoutent à celles du moment de flexion, ce qui conduit à la

propagation de la fissure en mode II. Par conséquent, la fissure est déviée vers la céramique sous un angle dont la valeur dépend de la charge appliquée. Pour des charges légèrement supérieures à $P = 215 \text{ N}$ la fissure se propage en mode mixte avec un glissement des lèvres plus important à son ouverture et brusquement la déviation de la fissure se fait vers le matériau ductile. L'étendue de la zone plastique dans le cuivre est influencée par la propagation de la fissure en mode mixte et sa déviation vers le matériau ductile. Au-delà de $P = 215 \text{ N}$ c'est-à-dire pour la charge appliquée $P = 240 \text{ N}$, il y aura une diminution de l'angle θ lorsque l'ouverture de fissure deviendra plus importante que le glissement des lèvres de la fissure. Pour des charges élevées la fissure à tendance à dévier de nouveau vers la céramique.

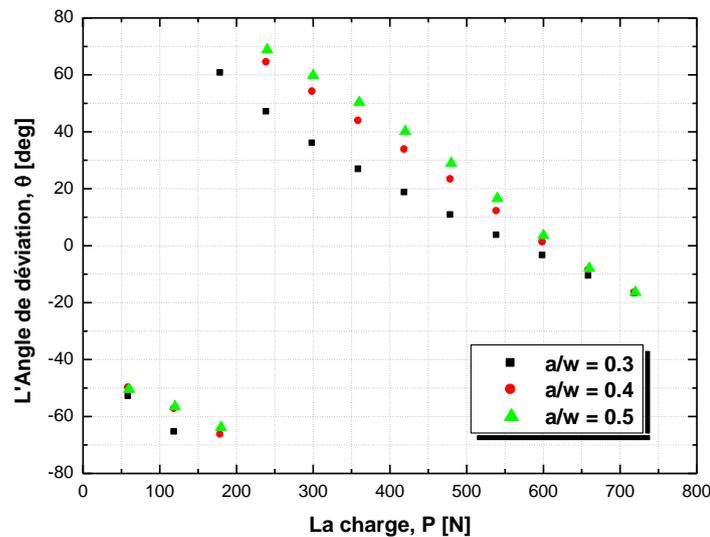


Figure IV.14 : Variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction de la charge P et la taille de fissure et pour $\Delta T = 300^\circ\text{C}$.

La figure IV.14 illustre la variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction du chargement thermomécanique et la taille de la fissure. Lorsque le bimatériau est sollicité à un faible moment fléchissant la tête de fissure est sous un champ de contraintes de compression, la fissure se propage en mode II et sa déviation vers le matériau fragile est d'autant plus importante pour les fissures de petites tailles. Ce phénomène s'inverse lorsqu'il s'agit de charges supérieures à 240 N , la fissure est déviée vers le matériau ductile dont l'angle de déviation varie proportionnellement à la taille de la fissure. On note que pour des charges intenses, généralement plus grandes que 600 N la fissure change de direction et elle se propage vers l'alumine. On constate aussi que la charge mécanique critique pour laquelle la propagation de la fissure s'effectue en mode I pur, la fissure prend le même chemin pour les différentes tailles de la fissure.

Des sollicitations extérieures dépassant la charge critique présentent un grand risque d'endommagement du couple Cu/Al₂O₃. En effet, ils peuvent conduire à une propagation rapide, avec une déviation de la fissure vers le matériau fragile.

Il est important de rappeler que pour cet effort critique, les contraintes de flexion s'équilibrent totalement avec celles du champ thermique. Les contraintes de tension dues à la flexion 4 points s'équilibrent avec celles de la compression lorsque la propagation de la fissure est en mode II pur. Pour des forces appliquées plus élevées que la force critique, la contribution du chargement mécanique à la propagation de la fissure en mode mixte devient plus consistante, et quelle que soit la taille de la fissure la courbe de l'angle θ prend la même allure.

En conclusion, on peut dire que la propagation de fissures de faibles tailles en mode mixte est due surtout à l'effet dominant du chargement thermique. Par contre, l'accroissement de la longueur de fissure engendre un champ de contraintes de tension plus intenses, où la propagation de fissure est toujours en mode mixte mais, cette fois-ci, l'effet du champ de contraintes de compression devient moins important.

IV.3 Etude tridimensionnelle d'un bimatériau

Il est intéressant de compléter cette étude bidimensionnelle par une analyse tridimensionnelle dans laquelle on détermine l'état de contraintes et le comportement en rupture d'un assemblage céramométallique.

IV.3.1 Modèle géométrique

Le modèle géométrique choisi est une plaque composée de deux matériaux céramique-métal (50x37.5x2mm), celle-ci est soumise à un essai de traction (Fig.IV.15(a)). Le joint du bimatériau contient typiquement des contraintes résiduelles ^[24-36]. Vu les dimensions de l'assemblage, on suppose que la distribution de la température est uniforme. La fissure sub-interfaciale de longueur a se trouve dans la céramique et au voisinage proche de la jonction céramique/métal ; elle est débouchant et orientée parallèlement à l'interface (Fig.IV.15(b)).

Dans cette analyse numérique par la méthode des éléments finis, la plaque est modélisée par des éléments quadrilatéraux à 20 nœuds de type isoparamétrique (Fig.IV.15(c)) dont le nombre total est de 36300 éléments et de 102789 nœuds.

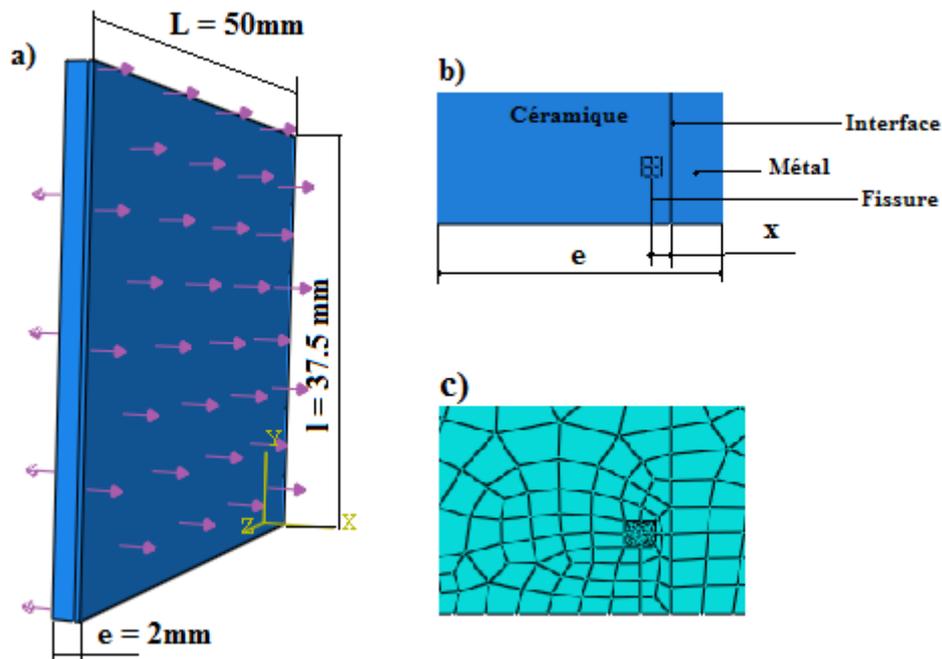


Figure IV.15 : (a) Modèle géométrique, (b) la fissure au voisinage de l'interface et (c) Maillage au voisinage de l'interface

IV.3.2 Propriétés thermomécaniques des matériaux

Les propriétés thermomécaniques des matériaux constituant les couples $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ag}$ et $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}$, sont donnés par les tableaux IV.1 et IV.2 respectifs de l'alumine et du cuivre. Les propriétés élastiques des matériaux ductiles (Nickel et Argent) sont indiquées par le tableau I.4. Le comportement élastoplastique du cuivre est représenté par le graphe contrainte-déformation de la figure IV.2.

IV.3.3 Contraintes mécaniques et thermiques

On a étudié l'état de contraintes d'origine thermique et mécanique d'un assemblage céramique /métal de forme géométrique tridimensionnelle. Les bimatériaux $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ag}$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ et $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}$ sont soumis à un chargement de traction selon l'axe x , dont les dimensions sont représentées sur le modèle géométrique de la figure IV.15.

a. Contraintes normales de tension

La figure IV.16 illustre la variation de la contrainte normale σ_{xx} en fonction de l'épaisseur des trois assemblages, soumis à une contrainte mécanique de 80 MPa appliquée selon l'axe x qui est perpendiculaire au plan de l'interface. La courbe de la contrainte normale σ_{xx} a la forme d'une parabole, la contrainte σ_{xx} croît avec l'accroissement de l'épaisseur dans la céramique pour atteindre une valeur maximale puis elle diminue dans la céramique et le métal jusqu'à la valeur

de la contrainte appliquée à l'extrémité libre des deux matériaux ductile et fragile et ces deux derniers se trouvent en tension. On remarque que la forme des trois courbes est semblable, la contrainte σ_{xx} atteint une valeur maximale dans la céramique et au voisinage proche de l'interface et ceci quelle que soit le type de couple céramique/métal. On constate que le niveau de la contrainte normale σ_{xx} dans l'alumine dépend du type de métal choisi pour la réalisation du bimatérial. En effet, le niveau de la contraintes maximale σ_{xx} est classé dans l'ordre croissant qui correspond respectivement aux couples Al_2O_3/Ag , Al_2O_3/Cu et Al_2O_3/Ni dont les rapports des modules de Young sont classés dans l'ordre croissant suivant :

$$\frac{E_{Al_2O_3}}{E_{Ag}} > \frac{E_{Al_2O_3}}{E_{Cu}} > \frac{E_{Al_2O_3}}{E_{Ni}} \quad (4.6)$$

D'une manière générale, l'intensité de la contrainte maximale σ_{xx} dépend de l'écart entre les modules de Young des deux matériaux conjointement liés.

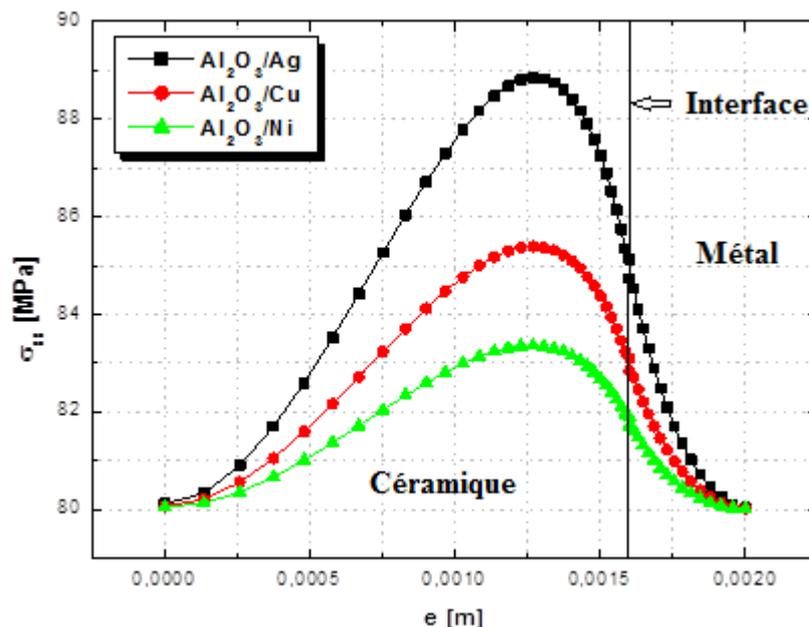


Figure IV.16 : Variation des contraintes normales de traction σ_{xx} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal ($\sigma_{app} = 80MPa$).

La figure IV.17 représente la variation de la contrainte normale σ_{yy} en fonction de l'épaisseur des trois couples. On remarque que la partie de la céramique proche de la jonction est en compression et le métal est complètement en tension. Le couple Al_2O_3/Ag engendre des contraintes σ_{yy} plus significatives dans la céramique et le métal que celles des bimatériaux constitués respectivement de l'alumine et des deux métaux cuivre et nickel. Le niveau de contrainte du couple Al_2O_3/Ni reste relativement faible par rapport aux autres couples Al_2O_3/Ag et Al_2O_3/Cu .

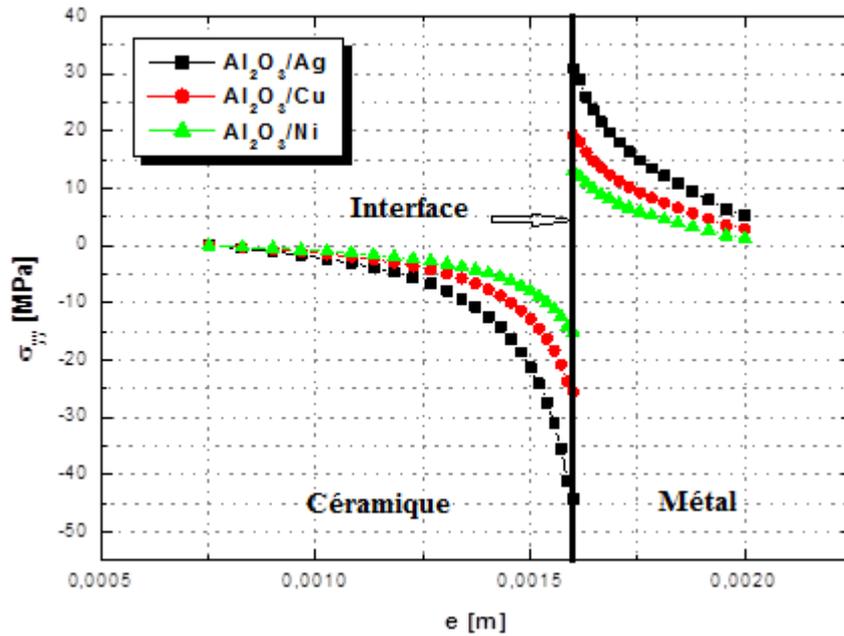


Figure IV.17 : Variation des contraintes normales de traction σ_{yy} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal ($\sigma_{app}=80\text{MPa}$).

La variation de la contrainte normale σ_{zz} en fonction de l'épaisseur des trois assemblages, est représentée par la figure IV.18. On constate que les courbes des contraintes normales σ_{zz} des trois couples sont semblables à celles des contraintes normales σ_{yy} . Cependant, le niveau de la contrainte normale σ_{zz} est inférieure à celui de la contrainte normale σ_{yy} .

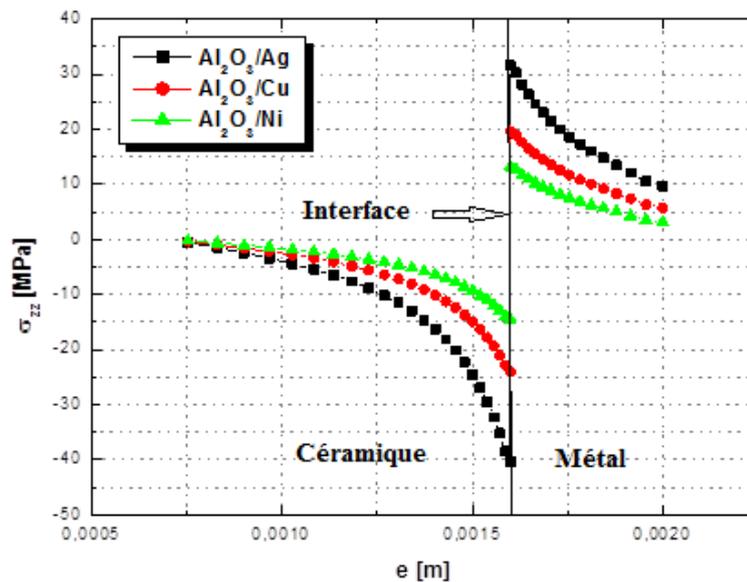


Figure IV.18 : Variation des contraintes normales de traction σ_{zz} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal ($\sigma_{app}=80\text{MPa}$).

b. Contraintes résiduelles thermiques

La figure IV.19 illustre la variation de la contrainte normale σ_{xx} d'origine thermique en fonction de l'épaisseur des trois couples $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ag}$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}$ et pour un gradient de température $\Delta T = 300\text{ }^\circ\text{C}$. On constate d'une part, que l'intensité de la contrainte normale σ_{xx} au voisinage proche de l'interface et plus particulièrement du côté céramique, dépend de l'écart

entre les coefficients de dilatation thermique α des deux matériaux liés et d'autre part au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'interface les résultats obtenus numériquement par la méthode des éléments finis montrent que la contrainte σ_{xx} est presque la même pour les trois couples céramométalliques et leurs intensités tendent vers zéro du côté céramique et métal. On remarque aussi que les deux matériaux liés par thermocompression sont sollicités à des contraintes normales de tension σ_{xx} . Le niveau de contrainte dans la céramique est plus intense que celui du métal. La courbe de la contrainte normale σ_{xx} présente une continuité au niveau de l'interface séparant les deux matériaux dont les propriétés physiques et mécaniques sont totalement différentes.

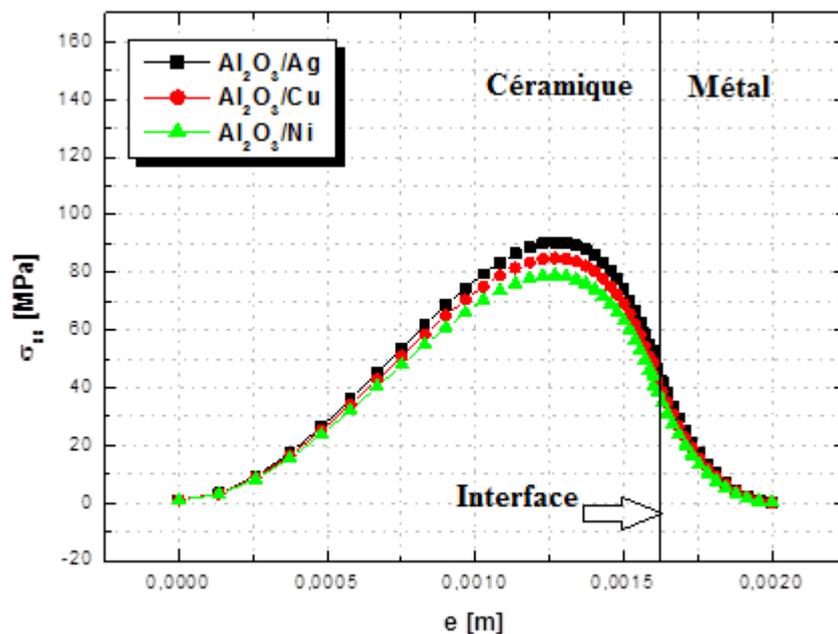


Figure IV.19 : Variation de la contrainte thermique normale σ_{xx} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal.

La figure IV.20 représente la variation de la contrainte normale σ_{yy} en fonction de l'épaisseur du bimatérial pour les trois couples céramométalliques. On note que les trois courbes sont presque semblables, et ceci est due probablement à un faible gradient de température $\Delta T = 300^\circ\text{C}$. Les courbes de la contrainte σ_{yy} des trois couples céramique/métal sont confondues et elles présentent une discontinuité à l'interface et montrent que l'alumine est en compression et les trois métaux sont en tension. On note que la contrainte σ_{yy} maximale est localisée à l'interface et son intensité dans l'alumine est presque le double que celle du métal. On constate que loin de la jonction des deux matériaux liés, les contraintes normales σ_{yy} s'annulent.

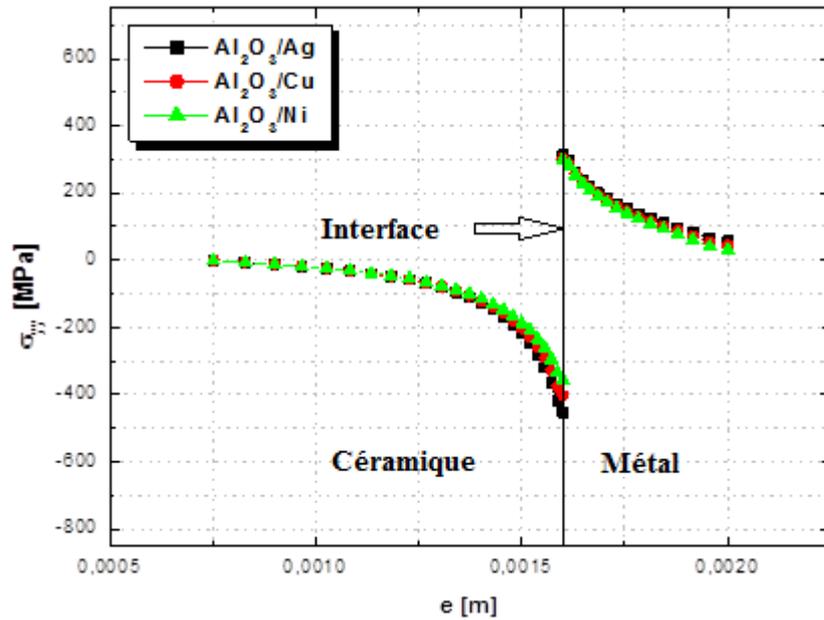


Figure IV.20 : Variation de la contrainte thermique normale σ_{yy} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal.

La figure IV.21 représente la variation de la contrainte normale σ_{zz} en fonction de l'épaisseur de la plaque. Les résultats obtenus numériquement par la méthode des éléments finis nous montrent que les trois courbes de la contrainte normale σ_{zz} sont comparables à celles de la contrainte normale σ_{yy} et celle-ci comme l'indique la figure précédente (fig.IV.20).

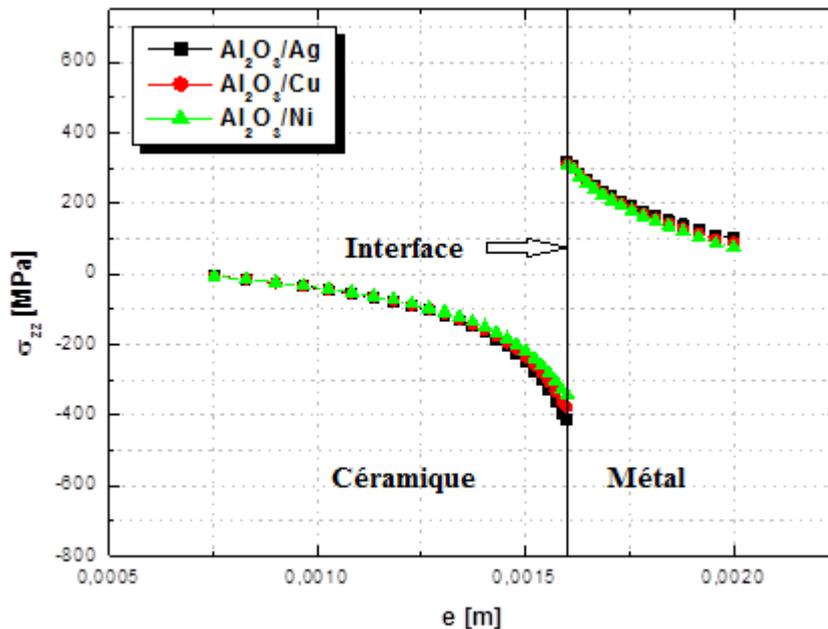


Figure IV.21 : Variation de la contrainte thermique normale σ_{zz} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal.

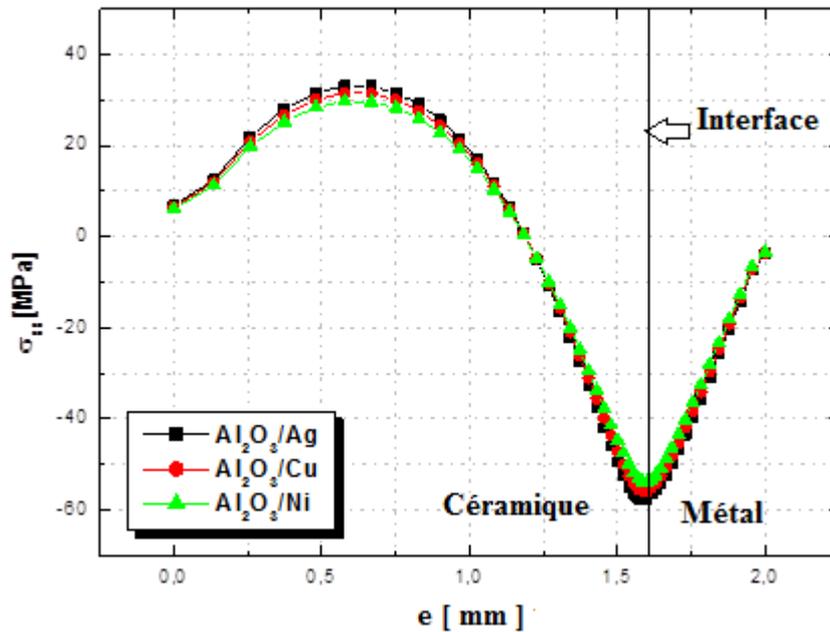


Figure IV.22 : Variation de la contrainte thermique de cisaillement σ_{xy} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal.

La figure IV. 22 illustre la variation de la contrainte thermique de cisaillement dans le plans xy en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal. On constate que les courbes des trois assemblages sont presque confondues par ce que leur température d'élaboration est relativement faible.

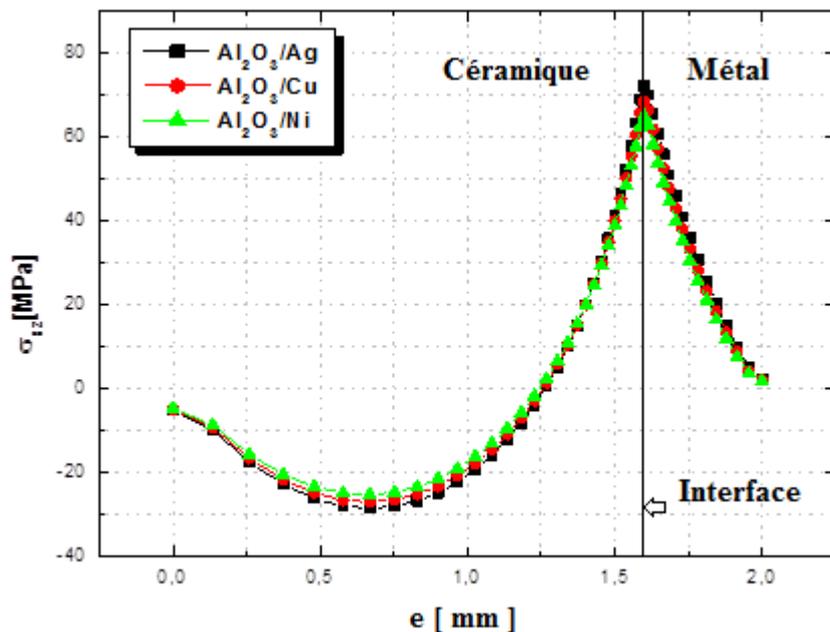


Figure IV.23 : Variation de la contrainte thermique de cisaillement σ_{xz} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal.

Les contraintes de cisaillement sont maximales au niveau de l'interface et leurs intensités diminuent progressivement dans les deux matériaux conjointement liés jusqu'à une valeur nulle

aux extrémités libres du couple céramique-métal. Ces contraintes thermiques de cisaillement provoquent la propagation en mode II d'une fissure initiée au voisinage proche de l'interface. La figure IV.23 représente la variation de la contrainte thermique de cisaillement σ_{xz} dans le plan xz en fonction de l'épaisseur des trois assemblages. On remarque que les résultats obtenus sont semblables à ceux de la figure IV.22. Les contraintes de cisaillement les plus intenses se trouvent au niveau de la jonction des deux matériaux céramique/métal, ce qui conduit à une faible résistance de la liaison thermomécanique.

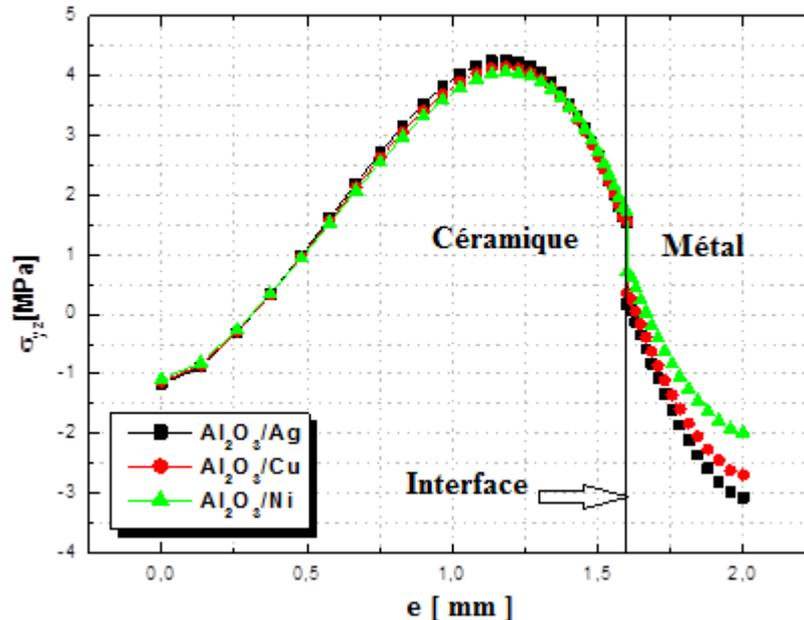


Figure IV.24 : Variation de la contrainte thermique de cisaillement σ_{yz} en fonction de l'épaisseur des trois couples céramique/métal.

La figure IV.24 illustre la variation de la contrainte thermique de cisaillement σ_{yz} dans le plan yz qui sépare les deux matériaux conjointement liés. Les trois courbes de la contrainte sont presque confondues dans la céramique et elles présentent une légère variation dans le métal. Le niveau de contraintes reste relativement faible à celui des contraintes de cisaillement σ_{xy} et σ_{xz} . Les contraintes de cisaillement σ_{yz} d'origine thermique ne présentent aucun risque pour l'endommagement des bimatériaux.

La figure IV.25 montre la variation de la contrainte normale σ_{xx} d'origine thermique en fonction de l'épaisseur du couple $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ pour les deux comportements du matériaux ductile élastique et élastoplastique. On observe que la forme des courbes de contraintes normales qui correspondent aux deux comportements mécaniques du métal est semblable. Les deux courbes de la contrainte σ_{xx} présentent un maximum au voisinage proche de l'interface, puis elles tendent vers une valeur asymptotique nulle aux extrémités libres de la plaque composée des deux matériaux céramique et métal.

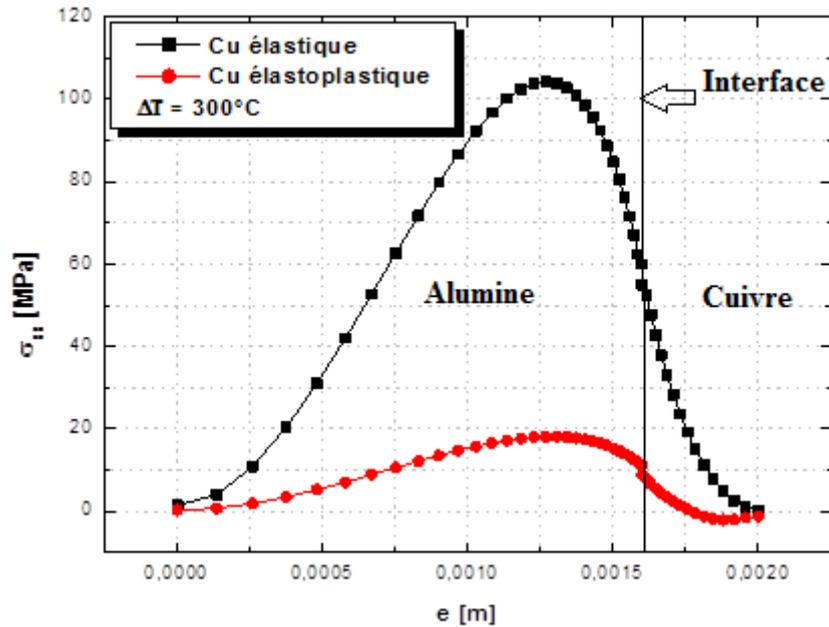


Figure IV.25 : Variation des contraintes thermiques σ_{xx} en fonction de l'épaisseur du couple Al_2O_3/Cu pour les deux comportements élastiques et élastoplastique du cuivre.

On note que la contrainte maximale déterminée pour le comportement élastique est plus significative que celle obtenue pour un comportement élastoplastique. En effet, elle est égale pour le comportement élastique aux environs cinq fois la contrainte σ_{xx} obtenu pour le comportement élastoplastique. Ceci est dû à la déformation plastique irréversible du matériau ductile sous l'effet d'un gradient de température $\Delta T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ qui favorise la relaxation des contraintes dans le métal.

La figure IV.26 illustre la variation de la contrainte normale σ_{yy} en fonction de l'épaisseur de l'assemblage Al_2O_3/Cu pour les deux comportements mécaniques du matériau ductile (élastique et élastoplastique). On observe que sous l'effet du chargement thermique la céramique est en compression et le métal est en tension. On constate que pour le comportement purement élastique du cuivre la contrainte normale σ_{yy} est plus intense que la contrainte σ_{xx} au niveau de l'interface, elle est égale environ dix fois dans la céramique et huit fois dans le métal. Cependant, le niveau de la contrainte normale σ_{yy} qui correspond au comportement élastoplastique est relativement faible à celui du comportement élastique.

La figure IV.27 représente la variation de la contrainte normale σ_{yy} en fonction de l'épaisseur de l'assemblage Al_2O_3/Cu pour les deux comportements mécaniques du matériau ductile (élastique et élastoplastique).

Les résultats obtenue numériquement par la méthode des éléments finis montrent que l'amplitude de la contrainte normale dirigée suivant l'axe z est presque identique à celle orienté suivant l'axe y est ceci pour les deux comportements élastique et élastoplastique du métal.

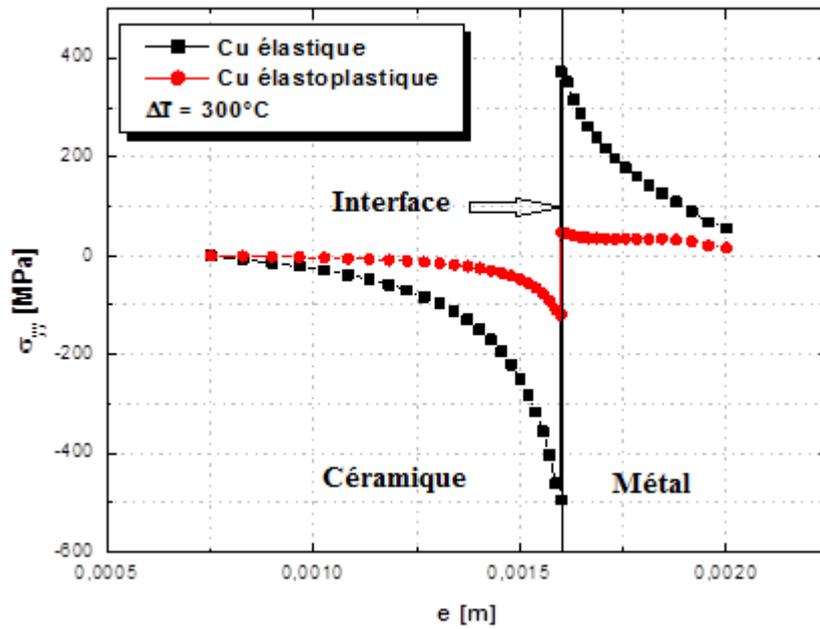


Figure IV.26 : Variation des contraintes thermiques σ_{yy} en fonction de l'épaisseur du couple Al_2O_3/Cu pour les deux comportements élastiques et élastoplastique.

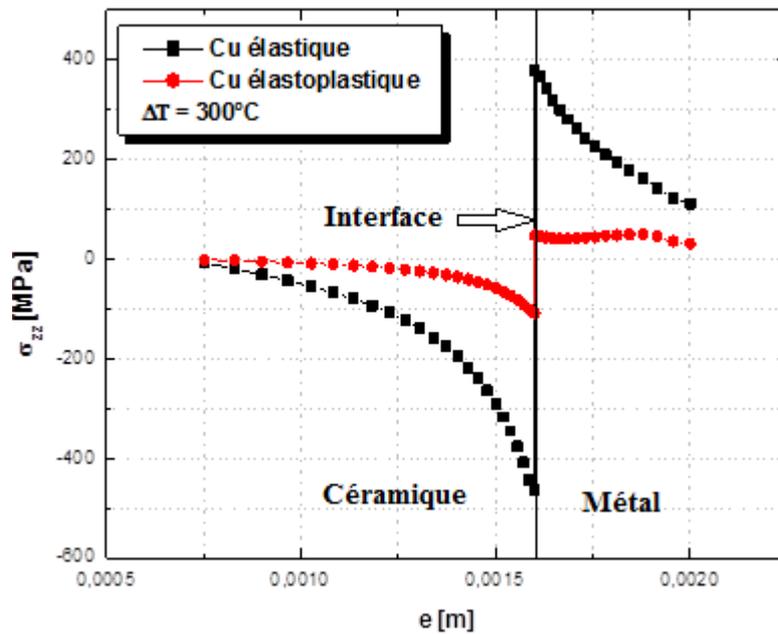


Figure IV.27 : Variation des contraintes thermiques σ_{zz} en fonction de l'épaisseur du couple Al_2O_3/Cu pour les deux comportements élastiques et élastoplastique.

IV.3.4 Facteurs d'intensité de contraintes

a. Comportement élastique

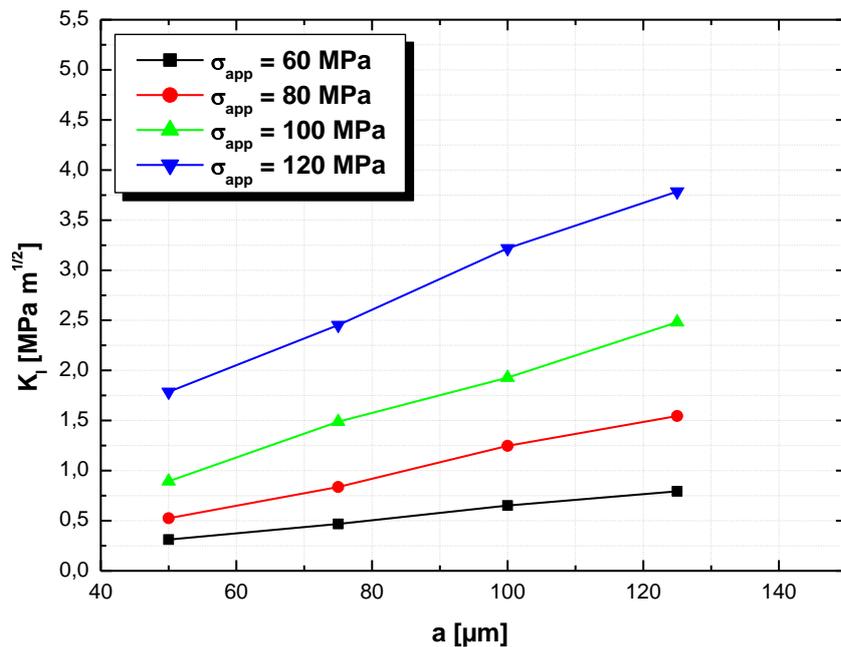


Figure IV.28 : Variation du facteur d'intensité de contrainte K_I en fonction de la longueur de la fissure et pour différentes charges appliquées.

La figure IV.28 montre la variation du facteur d'intensité de contrainte K_I en fonction de la longueur de la fissure a et pour différentes contraintes appliquées σ_{app} . La fissure se trouve dans le matériau fragile (Al_2O_3) au voisinage proche de l'interface à une distance $x = 200 \mu m$ et elle est soumise à des sollicitations thermiques $\Delta T = 300 \text{ }^\circ C$. On constate que le facteur d'intensité de contrainte K_I varie linéairement avec la taille de la fissure et ceci quelle que soit la charge appliquée σ_{app} . On note également, que la valeur du facteur d'intensité de contrainte K_I dépend de la contrainte appliquée σ_{app} ainsi que de la taille de la fissure. On observe que pour une même longueur de fissure le taux de croissance du paramètre K_I augmente avec l'accroissement de la contrainte appliquée. Le facteur d'intensité de contrainte atteint sa valeur critique lorsque la charge appliquée est importante en présence des fissures de grandes tailles.

On note que le facteur d'intensité de contrainte K_{II} et K_{III} est négligeable lorsque respectivement le glissement dans le plan et l'anti-plan est très faible.

La variation du facteur d'intensité de contrainte K_I en fonction de l'interdistance x séparant la fissure de l'interface est représentée par la figure IV.29. Les résultats sont déterminés pour un chargement thermomécanique avec un gradient de température $\Delta T = 300 \text{ }^\circ C$ et une fissure initiée dans l'alumine de longueur $a = 125 \mu m$ et on suppose que le comportement du cuivre est parfaitement élastique. On note que le FIC K_I augmente avec l'augmentation de la charge

appliquée avec un taux de croissance qui dépend fortement de l'intensité de la force de traction. On constate aussi que le FIC K_I varie proportionnellement à la distance x et il atteint une valeur élevée au voisinage proche de l'interface qui correspond à une contrainte normale σ_{xx} maximale comme le montre les deux figures IV.16 et IV.19.

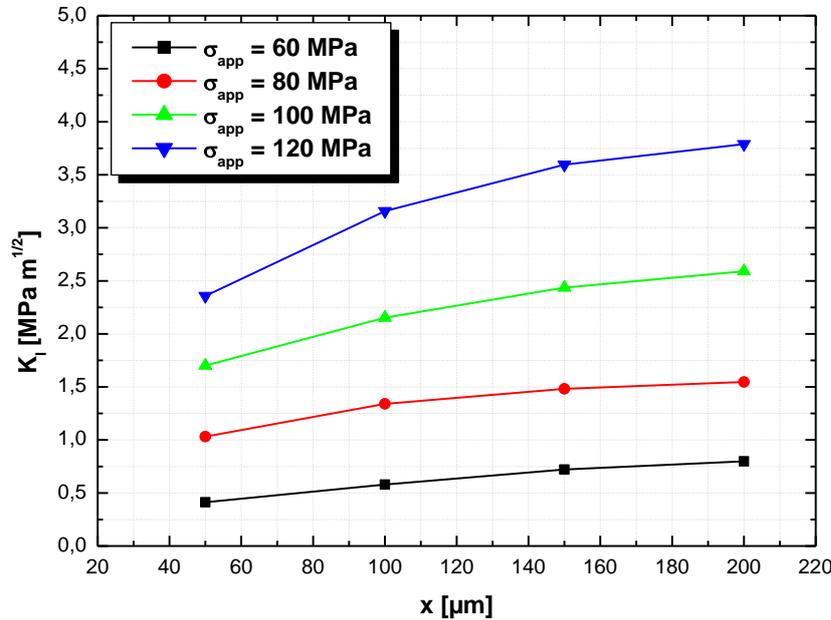


Figure IV.29 : Variation du facteur d'intensité de contrainte K_I en fonction de l'inter-distance interface/fissure et pour différentes charges appliquées.

b. comportement élastoplastique

Les fissures, initiées dans l'alumine au voisinage très proche de l'interface avec le cuivre, conduisent généralement à la plastification du métal. En effet, l'énergie au front de fissuration est emmagasinée dans le cuivre sous forme de déformation plastique. Nous avons donc analysé une plastification du cuivre en fonction de la localisation de la fissure par rapport à l'interface en de l'intensité des contraintes appliquées. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures IV.30 et IV.31 respectivement. Ces déformations ont été analysées le long de l'interface et résultant d'une fissure de taille 0,1mm, distante de 0,1mm par rapport à l'interface et amorcée parallèlement à l'interface. Cette dernière montre que la fissure engendre une plastification du cuivre. Cette plastification atteint un optimum au voisinage très proche du front de fissuration. Loin de cette zone, les déformations plastiques sont quasiment nulles. Dans ces parties du cuivre les contraintes en pointe de fissures sont largement inférieures à la contrainte de limite d'écoulement de ce métal. Les déformations sont probablement d'ordre élastique.

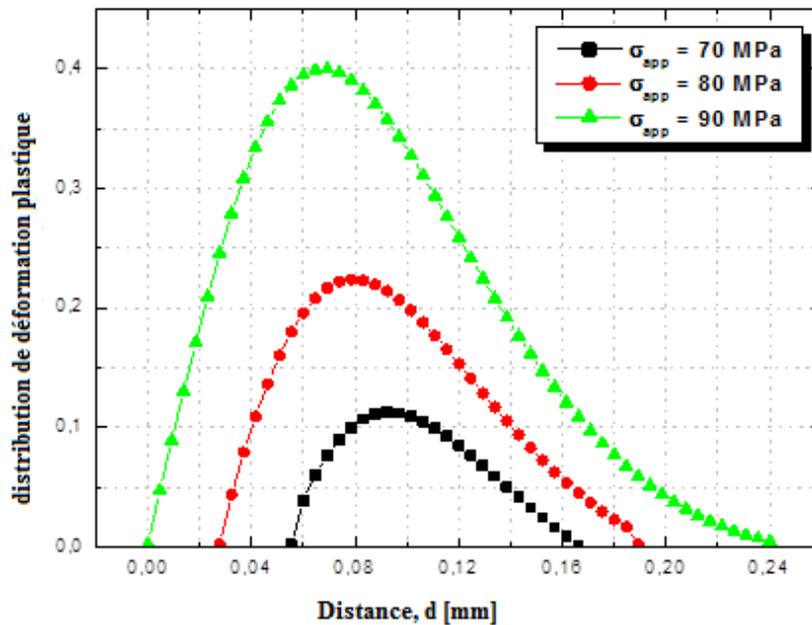


Figure IV.30 : Variation des déformations plastiques en fonction de la contrainte appliquée ($a = 0.1\text{mm}$, $x = 0.1\text{mm}$).

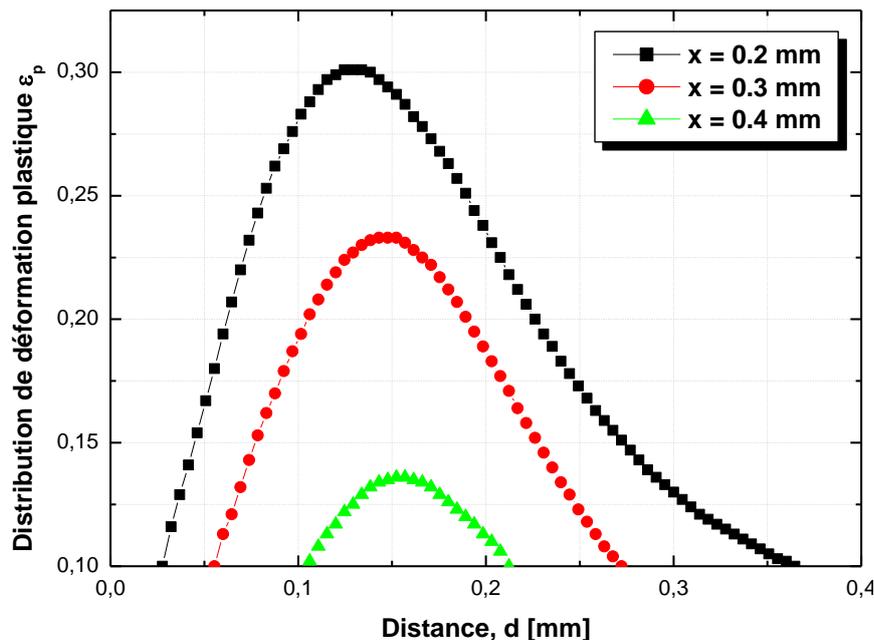


Figure IV.31: Variation des déformations plastiques en fonction de l'interdistance interface-fissure ($\sigma_{app} = 90\text{MPa}$, $a = 0.1\text{mm}$).

Nous notons cependant, que des contraintes appliquées plus intenses résultent, dans le métal près de la pointe de fissure, les déformations les plus fortes correspondant donc au point maximum de la courbe déformation-distance le long de l'interface. Le taux de déformation plastique du cuivre est étroitement à l'intensité des efforts appliqués au matériau composé. Ce comportement dépend de la position du défaut de fissuration par rapport à l'interface alumine-cuivre comme le montre la figure IV.31. En effet, plus la fissure est localisée loin de l'interface plus les déformations plastiques sont négligeables, et inversement, une fissure amorcée dans l'alumine au voisinage

très proche de l'interface induit dans le métal des déformations plastiques plus significatives. Un tel comportement montre que l'interaction front de fissuration-métal est d'autant plus importante que la fissure est initiée dans l'alumine indéfiniment proche du métal. Nos résultats illustrent clairement que la plastification du métal engendre une stabilité des fissures initiées dans l'alumine, matériau à faible résistance à la fissuration, En effet, ces défauts cèdent une grande partie de leur énergie mécanique, fortement concentrée en pointes de fissures, au métal sous forme de déformation plastique. La formation de zone plastique dans le métal permet soit de ralentir ou de freiner la propagation d'une fissure amorcée dans la céramique.

Références bibliographiques

- [1] **Yang YY, Munz D, Sckuhr MA.**
EngFract Mech 1997;56(5):691.
- [2] **Rice JR.**
J Appl Mech 1988;55:98–103.
- [3] **Liu B, Kimoto H, Kitagawa H.**
EngFract Mech 1996;53(4):607–23.
- [4] **Cao HC, Thouless MD, Evans AG.**
ActaMetall 1988;36(8):2037–46.
- [5] **Charalambides PG, Mataga PA, McMeeking RM, Evans AG.**
Appl Mech Rev II 1990;43(5):S267.
- [6] **Kim AS, Suresh S, Shih CF.**
Int J Solids Struct 1997;34:3415–32.
- [7] **Tvergaard V.**
EngFract Mech 2002;69:1635.
- [8] **Reimanis IE, Dalgleish BJ, Brahy M, Ru" hle M, Evans AG.**
ActaMetall Mater 1990;38(12):2645.
- [9] **Cannon RM, Dalgleish BJ, Dauskhardt RH, Oh TS, Ritchie RO.**
ActaMetall Mater 1991;39(9):2145.
- [10] **Dalgleish BJ, Trumble KP, Evans AG.**
ActaMetall 1989;36(7): 1923–31.
- [11] **McNaney JM, Cannon RM, Ritchie RO.**
Int J Fract 1994;66(3): 227–40.
- [12] **Shih CF, Asaro RJ.**
J Appl Mech 1988;55:299–316.
- [13] **Zywicz Z, Parks DM.**
J Mech Phys Solids 1992;40:511.
- [14] **Tvergaard V, Hutchinson JW.**
J Mech Phys Sol 1993;41:1119.
- [15] **Tvergaard V, Hutchinson JW.**
Philos Mag A 1994;70:641.
- [16] **Deng X.**
Int J Solids Struct 1995;32(12):1727–41.
- [17] **Bose K, Mataga PA, Ponte Castaneda P.**

- Int J Sol Struct 2004;25:1.
- [18] **Fleck NA, Hutchinson JW, Suo Z.**
Int J Sol Struct 1991;27(13): 1683–703.
- [19] **Hutchinson JW, Mear ME, Rice JR.**
J Appl Mech 1987;54:828–32.
- [20] **Ritchie RO, Cannon RM, Dalglish BJ, Dauskardt RH, McNaney JM.**
Mater SciEng A 1993;166:221.
- [21] **McNaney JM, Cannon RM, Ritchie RO.**
Acta Mater 1996;44(12):4113–28.
- [22] **Kruzic JJ, McNaney JM, Cannon RM, Ritchie RO.**
Mech Mater 2004;36:57–72.
- [23] **Benali Boutabout, Mourad Chama, Bel Abbes Bachir Bouiadjra,
Boualem Serier, Abdelkader Lousdad.**
Computational Materials Science 46 (2009) 906–911.
- [24] **B. Boutabout, B. Serier, B. Bachir Bouiadjra, D. Tréheux,**
J. Mech. Adv. Mater. Struct.11 (2004) 93–107.
- [25] **P. Lourdin.**
Les Liaisons Al₂O₃/Ni à l'état Solide Elaboration:
Etat des Contraintes, Thermiques Comportement Mécanique: Thèse No/92-31,
Ecole Centrale de Lyon, 1992.
- [26] **M. Courbiere.**
Etude des Liaisons Céramique–métal, Application au Couple Cu/Al₂O₃:
Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, 1986.
- [27] **M. Belhouari.**
Etude du Comportement en Rupture des Bimatériau,
Thèse de Doctorat d'Etat. Université de Djillali Liabes Sidi Bel Abbes, 2004.
- [28] **P.O. Bouchard**
Contribution à la Modélisation Numérique de la Rupture et Structures
Multi Matériaux. Thèse Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de paris, 2000.
- [29] **M.R. Shandbag, K. Eswaran, S.K. Maiti.**
Eng. Fract. Mech. 44 (1) (1993) 75–89.
- [30] **D. Juve, P. Lourdin, B. Mbongo, N. Boukhet, D. Treheux.**
J. Phys. IV 3 (1993) 1057-1060.
- [31] **B. Serier, A. Berroug, D. Juvé, D. Tréheux, E.G. Moya,**

- J. Eur. Ceram. Soc. 12 (1993) 385-390.
- [32] **G. Simmons, H. Wang.**
Single Crystal Elastic Constants and Calculated Aggregate Properties:
A Handbook, second ed. , MIT Press, 1971.
- [33] **Purdue University,**
Thermophysical Properties Research Center,
Thermophysical Properties of High temperature Solid Materials,
MacMillan, 1967.
- [34] **P.S. Follansbee, G.T. Gray III.**
Mater. Sci. Eng. A138(1991).
- [35] **S.H. Crandall, N.C. Dahl, T.J. Lardner.**
An Introduction to the Mechanics of Solids, McGraw-Hill,
New York, 1978.
- [36] **K.K. Chawla.**
Composite Matériaux, Springer, Berlin, 1987.
- [37] **J.H. Kim, S.B. Lee.**
Theor. Appl. Fract. Mech. 30 (1998) 27-38.
- [38] **Chapa-Cabrera JG, Reimanis IE.**
Philos Mag A 2002 ; 82(17/18) : 3393-403.
- [39] **Aide-mémoire de science des matériaux, IUT. 1ercycle/Licence. 2emecycle/Master.**
Ecoles d'ingénieurs. Michel Dupeux. Dunod, Paris,2004.
- [40] **ABAQUS Standard Version 6.9.**
Product Dassault Systèmes Simulia Corp., Providence, RI, USA., (2009).
- [41] **Anderson TL.**
Fracture mechanics: fundamentals & applications. Boca Raton (FL): CRC
Press; 1995.
- [42] **Chapa-Cabrera JG, Reimanis IE.**
EngFractMech2002;69 :1667-78.
- [43] **B. Serier.**
Etude et caractérisation des liaisons céramiques-métal élaborées par thermocompression.
Applications au couples Ag/Al₂O₃ (1991).

Conclusion générale

Conclusion générale

Les assemblages de type céramique/métal sont classés parmi les matériaux hétérogènes, présentent un grand intérêt scientifique du fait que leur champ d'application dans le monde industriel s'élargit sans cesse. Ainsi, ils occupent une place importante dans le domaine de la recherche. Plusieurs types d'endommagement apparaissent et se développent lorsque les bimatériaux sont soumis à un chargement thermomécanique. La complexité des jonctions céramométalliques nécessite une modélisation plus complexe que celle des matériaux homogènes et une analyse détaillée pour pouvoir comprendre leur comportement en rupture. Le travail ainsi présenté a pour objectif d'analyser l'état de contraintes et la propagation d'une fissure initiée dans la céramique sous l'effet d'un chargement thermomécanique. Les résultats obtenus numériquement par la méthode des éléments finis permettent de tirer les conclusions suivantes :

- Le niveau de la contrainte équivalente résiduelle et celle de la flexion à quatre points, développées dans le bimatériau alumine-cuivre-alumine, atteint sa valeur maximale au voisinage proche de l'interface du côté céramique. En présence d'une fissure amorcée dans cette zone, le bimatériau est exposé à une rupture brutale ;
- Le paramètre K_I varie presque linéairement avec la taille de la fissure et ceci quel que soit la température d'élaboration du bimatériau. Cependant, la propagation des fissures de faibles longueurs en mode mixte est indépendante du champ de contraintes internes d'origine thermique ;
- Le FIC K_I atteint sa valeur critique lorsque les matériaux de nature différente sont assemblés à une température proche de la température de fusion du cuivre avec la présence d'une fissure de grande taille dans l'alumine ;
- Le champ de contraintes résiduelles développé en tête de fissure dépend à la fois du gradient de température ΔT et de la taille de fissure, il est permanent pendant la mise en service du bimatériau, celui-ci s'ajoute ou s'oppose au champ de contraintes de tension dû à la flexion dont l'amplitude dépend de la charge P appliqué à la poutre. L'effet du chargement mécanique reste relativement faible pour les petites tailles de fissure ;
- La flexion de la poutre engendre des contraintes normales de tension dues au moment fléchissant, qui s'équilibrent avec les contraintes résiduelles normales de compression. Les contraintes d'origine thermique ont le même sens ou le sens opposé à celui des contraintes de flexion. Par conséquent, l'ouverture de la pointe de fissure est due aux

contraintes normales et le glissement des lèvres de fissure est créé sous l'effet des contraintes thermiques de cisaillements;

- Pour des charges importantes la fissure se propage en mode mixte sous l'effet du champ de contraintes de flexion et l'influence du chargement thermique a tendance à disparaître ;
- L'étendue de la zone plastique croît proportionnellement à la charge appliquée. Cette déformation plastique est accompagnée d'absorption d'énergie qui favorise la relaxation des contraintes en pointe de fissure. Ce phénomène ralentit la propagation de la fissure et il influe probablement sur la déviation de la fissure. La valeur minimale du facteur d'intensité de contrainte K_I est principalement due à l'apparition de la zone plastique du matériau ductile ;
- Pour les faibles charges mécaniques, la propagation de la fissure en mode I est dominée par le champ de contraintes de compression d'origine thermique, qui provoque la fermeture de la fissure. L'intensité des contraintes résiduelles de cisaillement croît avec le gradient de température et elle s'ajoute à celles de la flexion. L'effet du chargement mécanique deviendra prépondérant sur le mode de propagation de la fissure pour les grands efforts appliqués à la poutre et les faibles gradients de température ;
- En effet, le niveau des contraintes d'origine thermique est plus important pour les grands gradients de température, ce qui nécessite de grands efforts de flexion pour vaincre le champ de contraintes d'origine thermique ;
- Sous un chargement thermique la fissure se propage vers le matériau fragile et l'angle de déviation croît avec la taille de la fissure. On observe que cet angle de déviation est inversement proportionnel au gradient de température. Les contraintes résiduelles normales participent à la fermeture de la fissure et empêchent sa déviation vers la céramique ;
- La propagation de fissures de faibles tailles en mode mixte est due surtout à l'effet dominant du chargement thermique. Par contre, l'accroissement de la longueur de fissure engendre un champ de contraintes de tension plus intenses, où la propagation de fissure est toujours en mode mixte mais, cette fois-ci, l'effet du champ de contraintes de compression devient moins important ;
- Cette étude a été complétée par une analyse tridimensionnelle d'un bimatériau soumis à une contrainte mécanique de traction appliquée selon l'axe x , perpendiculaire au plan de l'interface. La contrainte σ_{xx} atteint une valeur maximale dans la céramique et

au voisinage proche de l'interface et ceci quelle que soit le type de couple céramique/métal et les deux matériaux ductile et fragile se trouvent en tension. L'intensité de la contrainte maximale σ_{xx} dépend de l'écart entre les modules de Young des deux matériaux conjointement liés ;

- Les contraintes normales σ_{yy} et σ_{zz} sont significatives au voisinage proche de l'interface. Une partie de la céramique proche de l'interface est en compression et le métal est complètement en tension.
- Lorsque le bimatérial est sous un chargement thermique les courbes des contraintes résiduelles normales σ_{xx} , σ_{yy} et σ_{zz} sont semblables à ceux obtenues pour le chargement mécanique mais leurs intensités sont différentes. Les contraintes résiduelles de cisaillement les plus élevées sont localisées au niveau de l'interface ;
- Le niveau des contraintes résiduelles normales σ_{xx} , σ_{yy} et σ_{zz} déterminées pour le comportement élastique du matériau ductile, est égale aux environs cinq fois celui obtenu pour le comportement élastoplastique. Ceci est dû à la déformation plastique irréversible du matériau ductile qui favorise la relaxation des contraintes dans le métal;
- Le facteur d'intensité de contrainte K_I dépend de la contrainte appliquée σ_{app} ainsi que de la taille de la fissure. On note que pour une même longueur de fissure le taux de croissance du paramètre K_I augmente avec l'accroissement de la contrainte appliquée. Le facteur d'intensité de contrainte atteint sa valeur critique lorsque la charge appliqué est importante en présence des fissures de grandes tailles ;
- Le FIC K_I varie proportionnellement à la distance x et il atteint une valeur élevé au voisinage proche de l'interface qui correspond à une contrainte normale σ_{xx} maximale.

NOTATIONS

k	: conductivité électrique
T_C	: Température critique
C_v	: capacité thermique
λ_e	: Conductibilité thermique due au électron
λ_p	: Conductibilité thermique due au phonon
λ	: Conductibilité thermique totale
a	: Longueur de la fissure
a_d	: Longueur de fissure de déviation
a_p	: Longueur de fissure de pénétration
E	: Module de Young
G	: Taux de restitution d'énergie
G_I, G_{II}, G_{III}	: Taux de restitution d'énergie en mode I, II, III
G_c	: Taux de restitution d'énergie critique
G_c	: Energie de déviation
G_p	: Energie de pénétration
H	: Hauteur
h	: Distance
J	: Intégrale de Rice
J_c	: Valeur critique de J
K	: Facteur d'intensité de contrainte
K_c	: Facteur d'intensité de contrainte critique
K_I, K_{II}, K_{III}	: Facteur d'intensité de contrainte en mode I, II, III
L	: Longueur
P	: Charge concentrée (charge appliquée)
r	: Distance radiale
S	: Facteur de densité de déformation

U_0	: Energie de déformation
u, v, w	: Déplacement suivant x, y et z
W	: Largeur de joint métallique
ν	: Coefficient de Poisson
$\delta (u_1)$: Ouverture de fissure (CTOD)
δ_c	: Ouverture de fissure critique
χ	: Coefficient de contrainte plan ou déformation plane
λ	: Puissance de singularité
ε	: Constante bi-élastique
σ	: contrainte
σ_0	: Limite élastique
$\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$: Contrainte normale suivants les axes x, y et z
$\sigma_{xy}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz}$: Contrainte de cisaillement
$\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$: Contrainte de cisaillement
ψ	: Angle de déphasage
α, β	: Paramètre de Dundurs
θ	: Angle polaire
μ	: Module de cisaillement
T_f	: Température de fusion
FIC	: Facteur d'intensité de contrainte
T_{el}	: Température d'élaboration
T_{am}	: Température ambiante
a_0	: Longueur initiale de fissure
x	: Distance entre l'interface et la fissure
K_{DCT}	: Facteur d'intensité de contrainte calculé par l'ouverture de fissure
K_J	: Facteur d'intensité de contrainte calculé par l'intégrale J
X	: Distance au voisinage de l'interface

ΔT : Gradient de température

l : Largeur de plaque

e : l'épaisseur de plaque

σ_{app} : Contrainte appliquée

Listes des figures

Figure I.1 : Tableau comparatif des valeurs de la conductivité électrique intrinsèque k pour les différentes classes de matériaux à température ambiante.....	2
Figure I.2 : Aperçu de la conductivité thermique de divers matériaux denses, poreux et divisés.....	5
Figure I.3 : Comparaison entre les valeurs de la conductivité thermique λ pour divers types de matériaux sous forme massive non divisée.....	5
Figure I.4 : Capacité thermique en fonction de la température absolue.....	6
Figure I.5 : Variation de la conductibilité thermique λ de plusieurs matériaux en fonction de la température.....	10
Figure I.6 : Courbe de fluage d'une céramique.....	19
Figure I.7 : Chaleurs spécifiques de quelques matériaux réfractaires.....	20
Figure I.8 : Capacité thermique de quelques matériaux céramiques à différentes températures.....	21
Figure I.9 : Variations de chaleur spécifique et de dilatation thermique en fonction de la température.....	22
Figure I.10 : Relations entre la conductibilité thermique et la température.....	25
Figure II.1 : Variation des coefficients de dilatation de brasures céramiques en fonction de la température.....	37
Figure II.2 : Schéma d'une goutte sessile d'un liquide sur un solide.....	43
Figure III.1 : Interprétation du taux de restitution d'énergie.....	56
Figure III.2 : Différents modes de rupture.....	57
Figure III.3 : Contraintes près de l'extrémité d'une fissure.....	58
Figure III.4 : Contour d'intégration autour de l'extrémité d'une fissure.....	60
Figure III.5 : Définition du CTOD.....	61
Figure III.6 : Déviation d'une fissure.....	65
Figure III.7 : Fissure orientée perpendiculairement à une interface.....	67
Figure III. 8 : Fissure perpendiculaire au plan de l'interface en pointes A et B.....	69
Figure III. 9 : Fissures proches de l'interface.....	70
Figure III.10 : Variation du facteur d'intensité de contraintes normalisé en fonction de a/h	71
Figure III. 11 : Fissure subinterfaciale au sein d'un bimatériau.....	73

Figure IV.1 : (a) Modèle géométrique [37], (b) Maillage du modèle Géométrique et (c) maillage en tête de la fissure.....	83
Figure IV.2 : Courbe contraintes /déformations du cuivre pur, prise des résultats expérimentaux de Chapa-Cabrera.....	84
Figure IV.3 : Contour de la contrainte équivalente.....	87
Figure IV.4 : Variation de la contrainte équivalente résiduelle et de flexion dans l'alumine du couple Al ₂ O ₃ /Cu/Al ₂ O ₃	87
Figure IV.5 : Variation du facteur d'intensité de contrainte thermique K_I en fonction de la taille de fissure et du gradient de température ΔT	88
Figure IV.6 : Comparaison entre les facteurs d'intensité de contrainte (K_I , K_{DCT}) obtenu par DCT et le FIC obtenu par J-intégral (K_J) pour la longueur de fissure $a = 0.35\text{mm}$ avec $\Delta T = 300^\circ\text{C}$	89
Figure IV.7 : Variation de facteur d'intensité de contrainte K_I en fonction du chargement thermomécanique avec une fissure de longueur $a = 0,15 \text{ mm}$	90
Figure IV.8 : Contour de la déformation plastique dans le cuivre soumis à un chargement mécanique.....	91
Figure IV.9 : Variation du rapport K_{DCT}/K_J en fonction de la taille de fissure et du gradient de température ΔT	91
Figure IV.10 : Variation du rapport K_I^M/K_I^{Th} en fonction du chargement Thermique et mécanique et pour $a = 0.15 \text{ mm}$	92
Figure IV.11 : Variation du rapport K_I^M/K_I^{Th} en fonction de la charge appliqué P et la taille de la fissure a et pour $\Delta T = 300^\circ\text{C}$	93
Figure IV.12 : Variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction du chargement thermique et la taille de fissure.....	95
Figure IV.13 : Variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction du chargement thermomécanique avec une fissure de longueur $0,35 \text{ mm}$	95
Figure IV.14 : Variation de l'angle de déviation de la fissure en fonction de la charge P et la taille de fissure avec un gradient de température $\Delta T = 300^\circ\text{C}$	96
Figure IV.15 : (a) Modèle géométrique, (b) la fissure au voisinage de l'interface et (c) Maillage au voisinage de l'interface.....	98
Figure IV.16 : Variation des contraintes normales de traction σ_{xx} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni ($\sigma_{app} = 80\text{MPa}$).....	99
Figure IV.17 : Variation des contraintes normales de traction σ_{yy} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni ($\sigma_{app} = 80\text{MPa}$).....	100

Figure IV.18 : Variation des contraintes normales de traction σ_{zz} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni ($\sigma_{app} = 80\text{MPa}$).....	100
Figure IV.19 : Variation de la contrainte thermique normale σ_{xx} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni.....	101
Figure IV.20 : Variation de la contrainte thermique normale σ_{yy} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni.....	102
Figure IV.21 : Variation de la contrainte thermique normale σ_{zz} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni.....	102
Figure IV.22 : Variation de la contrainte thermique de cisaillement σ_{xy} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni.....	103
Figure IV.23 : Variation de la contrainte thermique de cisaillement σ_{xz} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni.....	103
Figure IV.24 : Variation de la contrainte thermique de cisaillement σ_{yz} en fonction de l'épaisseur des trois couples Al ₂ O ₃ /Ag, Al ₂ O ₃ /Cu et Al ₂ O ₃ /Ni.....	104
Figure IV.25 : Comparaison des contraintes normales thermiques σ_{xx} en fonction de l'épaisseur de l'assemblage Al ₂ O ₃ /Cu dans le domaine élastique et élastoplastique.....	105
Figure IV.26 : Comparaison des contraintes normales thermiques σ_{yy} en fonction de l'épaisseur de l'assemblage Al ₂ O ₃ /Cu dans le domaine élastique et élastoplastique.....	106
Figure IV.27 : Comparaison des contraintes normales thermiques σ_{zz} en fonction de l'épaisseur de l'assemblage Al ₂ O ₃ /Cu dans le domaine élastique et élastoplastique.....	106
Figure IV.28 : Variation du facteur d'intensité de contrainte K_I en fonction de la longueur de la fissure et pour différentes charges appliquées.....	107
Figure IV.29 : Variation du facteur d'intensité de contrainte K_{II} en fonction de la longueur de la fissure et pour différentes charges appliquées.....	108
Figure IV.30 : Variation des déformations plastiques en fonction de la contrainte appliqué ($a = 0.1 \text{ mm}$, $x = 0.1\text{mm}$).....	109
Figure IV.31 : Variation des déformations plastiques en fonction de l'interdistance interface-fissure ($\sigma_{app} = 90\text{MPa}$, $a = 0.1\text{mm}$).....	109

Listes des tableaux

Tableau I.1 : Température critique de quelques composés.....	3
Tableau I.2 : Capacité thermique de quelques éléments, à 25°C.....	7
Tableau I.3 : Conductibilités thermique et électrique de quelques métaux, à 25°C.....	8
Tableau I.4 : Point de fusion, coefficient de dilatation thermique et module d'élasticité de différents métaux et céramiques.....	13
Tableau I.5 : Modules spécifiques : comparaison entre les métaux et les céramiques.....	14
Tableau I.6 : Dureté normalisée des métaux, alliage et céramique.....	15
Tableau II.1 : Composition des oxydes utilisés et température de traitement.....	32
Tableau II.2 : Composition des brasures et température d'utilisation.....	36
Tableau II.3 : Principales flammes utilisées et leurs caractéristiques.....	39
Tableau II.4 : Angle de contact et énergie d'adhésion de différents métaux sur des céramiques type oxydes.....	44
Tableau III.1 : Quelques valeurs de λ en fonction de μ_1 / μ_2	68
Tableau IV.1 : Propriétés thermomécaniques du matériau fragile.....	84
Tableau IV.2 : Propriétés thermomécaniques du matériau ductile.....	85