



Université Mohamed Khider de Biskra
Faculté des sciences et de la technologie
Département de chimie industrielle

MÉMOIRE DE MASTER

Domaine : Sciences et Techniques

Filière : Génie des procédés

Spécialité : Génie chimique

Réf. : Entrez la référence du document

Présenté et soutenu par :
MOURZAGH Linda

Le : lundi 8 juillet 2019

Transfert de Chaleur dans les Oxydes Poudres.

Jury :

Mme. BOURMEL Cherifa	MCA	Université de Biskra	Présidente
Dr. SAKRI Adel	MCA	Université de Biskra	Rapporteur
Mme. ADAIKA Kalthoum	MCB	Université de Biskra	Examinatrice

Dédicace

Je dédie ce modeste mémoire à mes chers parents "**MAMA ET PAPA**"
et je les remercie pour
leur soutien, leur encouragement, conseils et surtout ma mère pour ses
prières pour moi.

Ma chère sœur : **LOUBNA**, A mon seul frère : **WALID**
A ma sœur **HALA** et son mari **ASSAD**, que je le considère toujours
comme mon frère

Sans oublier mon petit prince **AMIR**.

A mon encadreur Dr. **SAKRI ADEL**, pour ses efforts et son aide précieux.

A toute ma famille, surtout mes oncles : **BOUALEME, NABIL**.

Ainsi à leurs épouses et leurs enfants.

A ma chère tante : **NADJETTE**.

Et tous ceux qui je porte dans mon cœur.

A tous mes chères amies proches :

**HADJER, AMINA, MAREIM, CHAIMA, LAYLA, DJOHAYNA, AMANY,
AMEL, LINDA.**

Remerciements

D'abord, je remercie ALLAH qui m'a aider et m'a donné la patience et le courage durant ces longues années d'étude.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à mon encadreur Dr. SAKRI ADEL, qui ma suivi pour réaliser ce travail avec beaucoup d'intérêt et de patience. Je le remercie pour sa gentillesse, sa confiance et son encouragement.

Un grand remerciement à ma chère enseignante M^{me}. BOUREMEL Cherifa, pour les efforts extraordinaires afin de nous faire découvrir, ce qui exprime l'amour et la fidélité qu'elle ait envers étudiants et de m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail et participé aux jurys.

Je tiens à remercier M^{me}. ADAIKA Kalthoum pour avoir consacré de son temps, examiner ce travail et participer aux jurys.

Je suis très reconnaissant à ma chère collègue : MENNI Amina pour son intérêt, sa bonne humeur et pour les moments inoubliables que nous avons passé ensemble.

Enfin je remercie toute ma famille et toutes mes amies qui sont de près ou de loin qui mon apportés leur aide au cours de mes études.

Mourzaghi Linda



Résumé

Cette étude a pour objectif d'étudier le transfert de chaleur au sein des cylindres bâtonnets des oxydes poudres compactés à fin d'estimer la variation des conductivités thermiques ainsi que l'évolution et la distribution axiale de la température le long de ces échantillons. Les résultats obtenus montre que la conductivité thermique des oxydes augmente avec l'augmentation de la température de paroi cette augmentation est peut être due à la nature de chaque oxyde (le métal de chaque oxyde).

Mots clés : transfert de chaleur, conductivité thermique, oxydes métalliques, calcination.

المخلص

الهدف من هذه الدراسة هو دراسة انتقال الحرارة في اسطوانات قضبان اكاسيد المسحوق المضغوطة من اجل تقدير التباين في التوصيلات الحرارية وكذلك التطور و التوزيع المحوري لدرجات الحرارة على طول هذه العينات . أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها أن الناقلية الحرارية للأكسيدات تزداد مع زيادة درجة حرارة الجدار, وقد تكون هذه الزيادة نتيجة لطبيعة كل أكسيد (معدن كل أكسيد).
الكلمات المفتاحية : تحول حراري, الناقلية الحرارية, اكاسيد معدنية, التكلس .

Abstract

The objective of this study is to study the heat transfer in rod cylinders of compacted powder oxides in order to estimate the variation of the thermal conductivities as well as the evolution and the axial distribution of the temperature along these samples. The results obtained show that the thermal conductivity of the oxides increases with the increase in the wall temperature, this increase may be due to the nature of each oxide (the metal of each oxide).

Keywords: heat transfer, thermal conductivity, metal oxides, calcination.

Sommaire

Dédicace	I
Remerciements.....	II
Résumé.....	III
Sommaire.....	IV
Liste des figures	VIII
Liste des tableaux.....	X
Introduction générale	2

Chapitre I

I. Généralités sur le transfert de chaleur	4
I.1. Introduction.....	4
I.2. Notion de Base	4
I.2.1. Chaleur	4
I.2.2. Température.....	4
I.2.3. Flux thermique	5
I.2.4. Transfert de chaleur	5
I.3. Mode de transfert de chaleur	6
I.3.1. Transfert de chaleur par convection.....	6
I.3.1.1. Définition	6
I.3.1.2. Différents types de convection	7
I.3.1.2.1. Convection forcée.....	7
I.3.1.2.2. Convection naturelle	8
I.3.1.2.3. Convection mixte	9
I.3.1.3. Approximation de Boussinesq	10
I.3.1.4. Approximation de faible Mach	11
I.3.1.5. Loi fondamentale de la convection (loi d'I. Newton).....	11
I.3.1.6. Application de convection.....	11

I.3.2. Transfert de chaleur par rayonnement	12
I.3.2.1. Définition	12
I.3.2.2. Classification.....	13
I.2.2.3. Loi fondamentale du rayonnement (loi de Stefan-Boltzmann).....	13
I.3.2.4. Application	14
I.3.3. Transfert de chaleur par conduction	15
I.3.3.1. Définition.....	15
I.3.3.2. Loi de Fourier	15
I.3.3.3. Conduction en régime permanent	16
I.3.3.4. Application	17
I.4. Conductivité thermique	18
I.3.1. Ordre de grandeur	18
I.4.2. Variation de la conductivité avec la température.....	19
I.4.3. Analogie électrique Relation entre la conductivité thermique et électrique.....	19

Chapitre II

II. Transfert de chaleur dans les oxydes pérovskites.....	22
II.1. Introduction.....	22
II.2. Généralités.....	22
II.2.1. Pérovskites simples ABO ₃	22
II.2.2. Structure cristallographique.....	23
II.2.3. Propriétés de la structure pérovskite.....	24
II.2.4. Stabilité des pérovskites.....	25
II.2.5. Utilisation des pérovskites.....	25
II.3. Choix d'une pérovskite - Utilisation de simulation numérique.....	26

II.3.1. Potentiels interatomique dans les oxydes.....	26
II.3.2. Conductivité thermique et dynamique moléculaire.....	27
II.4. Conductivité thermique des oxydes.....	29
II.4.1. Généralités.....	29
II.4.2. Barrières thermiques.....	31
II.4.3. Diffusivité thermique des céramiques.....	32
II.4.4. Diffusion des phonons.....	34
II.4.5. Expansion thermique et la dilatation thermique.....	35
II.4.6. Mesure de la conductivité thermique.....	37
II.4.7. Principe de la méthode laser flash.....	38

Chapitre III

III. Etude expérimentale.....	40
III.1 .Introduction.....	40
III.2. Produits de base.....	40
III.2.1. Dioxyde de Titane (TiO ₂).....	40
III.2.2. Oxyde de Zinc (ZnO).....	41
III.2.3. Oxyde de Plomb (PbO).....	41
III.2.4. Oxyde de Fer (Fe ₂ O ₃).....	42
III.3. Principaux étapes de préparation des oxydes.....	43
III.3.1. Mise en forme.....	43
III.3.2.Calcination.....	44
III.4. Caractérisation thermique.....	44
III.4.1. Mesures de la température de la paroi et de la source.....	44
III.4.2. Conductivité thermique.....	45

Chapitre IV

IV. Résultat et discussion	47
IV.1. Température de paroi.....	47
IV.2. Conductivités thermiques.....	49
IV.3. Modélisation des conductivités thermiques.....	50
Conclusion générale.....	55
Références bibliographiques.....	56

Liste des Figures

Figure I.1 :	Combinaison des trois modes de transfert de chaleur.	6
Figure I.2 :	Action de fluide en mouvement dans la convection.	7
Figure I.3 :	Four à convection forcée.	8
Figure I.4 :	Présentation de la convection dans une casserole.	9
Figure I.5 :	Convection sur un radiateur dans une pièce très fortement ventilée.	10
Figure I.6 :	Transfert de chaleur par convection d'un convecteur électrique.	12
Figure I.7 :	Principe de rayonnement.	13
Figure I.8 :	Transfert de chaleur par rayonnement solaire sur un mur.	14
Figure I.9 :	Principe de la conduction thermique.	15
Figure I.10 :	Conduction dans une couche élémentaire de mur plan	16
Figure I.11 :	Conduction dans un mur plan.	17
Figure I.12 :	Exemple de transfert thermique par conduction.	18
Figure II.1 :	Structure pérovskite ABO_3 .	23
Figure II.2 :	(a) - Arrangement des octaèdres dans la maille idéale pérovskite (ABO_3) (b) - Maille élémentaire de la pérovskite Simple cubique ABO_3 .	24
Figure II.3 :	Diverses compositions possibles de type oxydes pérovskites.	26
Figure II.4 :	Configuration typique dans une simulation de dynamique moléculaire hors équilibre (A) et le profil de température résultant.	29
Figure II.5 :	Conductivité thermique expérimentale en fonction de la température de divers pérovskites.	30
Figure II.6 :	Protection barrière thermique : (a) des roquettes X-15 (1960) et (b) des anneaux brûleurs dans les moteurs J58 du Lockheed Blackbird (années 1970).	31
Figure II.7 :	Barrière thermique : système multicouches.	32
Figure II.8 :	Diffusivité thermique mesurée du BMT de la température ambiante à 1200°C .	34
Figure II.9 :	Coefficient de dilatation α de pérovskites en fonction de	36

	leur point de fusion T_f .	
Figure II.10 :	Les coefficients de dilatation thermique des de fer synthétisés à haute température.	37
Figure II.11:	Principe général de la méthode flash (a) et principe de la mesure simultanée de la diffusivité dans les 3 directions de l'espace (b).	38
Figure III.1 :	Schéma de transfert de chaleur.	40
Figure III.2 :	Dioxyde de Titane (TiO_2).	41
Figure III.3 :	Oxyde de Zinc (ZnO).	41
Figure III.4 :	Monoxyde de plomb (PbO).	42
Figure III.5 :	Oxyde de Fer (Fe_2O_3).	42
Figure III.6 :	Presse.	43
Figure III.7 :	Forme des échantillons.	44
Figure III.8 :	Four.	44
Figure IV.1 :	Variation de la température (T_{paroi}) de surface extrême de l'échantillon Fe_2O_3 en fonction du temps.	47
Figure IV.2 :	Variation de la température (T_{paroi}) de surface extrême de l'échantillon PbO en fonction du temps.	48
Figure IV.3 :	Variation de la température (T_{paroi}) de surface extrême de l'échantillon TiO_2 en fonction du temps.	48
Figure IV.4 :	Variation de la température (T_{paroi}) de surface extrême de l'échantillon ZnO en fonction du temps.	49
Figure IV.5 :	Variation de la conductivité thermique des oxydes en fonction de la température de paroi de chaque échantillon.	50
Figure IV.6 :	Variation de la température le long de l'échantillon d'oxyde de fer (Fe_2O_3).	51
Figure IV.7 :	Variation de la température le long de l'échantillon d'oxyde de Plomb (PbO).	52
Figure IV.8 :	Variation de la température le long de l'échantillon d'oxyde de Titane (TiO_2).	52
Figure IV.9 :	Variation de la température le long de l'échantillon d'oxyde de Zinc (ZnO).	53

Liste des tableaux

Tableau I.1 :	Les valeurs de la conductivité thermique de certains	
	Matériaux.....	19
Tableau II.1:	Exemples pour l'application des phases pérovskites.....	25

Introduction Générale

Introduction Générale

De tous les temps le phénomène de propagation de la chaleur existait soit dans les milieux naturels ou industriels. Pour cela la science s'est penchée sur l'étude de la transmission d'énergie d'une façon optimale. La propagation de la chaleur est obtenue par la différence de température entre deux milieux qu'ils soient naturels ou dans un système industriel. Dans la nature on distingue le déplacement naturel des vents entre différentes zones dont les températures sont différentes. Dans les milieux industriels les échanges de chaleur entre différents fluides se font selon des techniques utilisées (échangeur de chaleur, moteur thermiques, énergie solaire, technologie nucléaire). Ces techniques se diversifient selon différents modes fondamentaux à savoir : la conduction, la convection, le rayonnement [1].

Dans les oxydes, le transfert de chaleur est dû essentiellement à des vibrations de réseau (conduction phononique). Il peut y avoir une contribution radiative à haute température. La recherche de nouveaux oxydes pour l'application barrière thermique a tout d'abord commencé par l'étude de systèmes ayant une faible conductivité thermique à haute température [2].

Les barrières thermiques constituent la génération la plus récente des revêtements protecteurs pour aubages des étages chauds des turbines et représentent le seul moyen d'en augmenter significativement les performances. La capacité d'isolation thermique de la couche céramique constituant les barrières thermiques est une propriété fondamentale pour améliorer les performances des turbines. L'optimisation des propriétés d'isolation thermique de la barrière thermique est aujourd'hui un enjeu technologique et économique primordial pour les motoristes [2].

Cette étude a pour objectif d'étudier le transfert de chaleur au sein des cylindres bâtonnets des oxydes et l'évolution de température le long de ces échantillons.

Ce mémoire se comporte de quatre chapitres :

- Chapitre I : Généralité sur le transfert de chaleur.
- Chapitre II : Transfert de chaleur dans les oxydes pérovskites.
- Chapitre III : Partie expérimentale qui montre les différentes étapes qu'ont été suivis pour préparer et caractériser les échantillons.
- Chapitre IV : Résultat et discussion.

Enfin, on termine une conclusion générale.

Chapitre I

Généralité sur le

Transfert de Chaleur

I. Généralités sur le transfert de chaleur :

I.1. Introduction :

Le transfert de chaleur est la science qui cherche à étudier le transfert d'énergie qui peut avoir lieu entre les corps matériels en raison d'une différence de température, les trois modes de transfert de chaleur sont [3]:

- La conduction.
- La convection.
- Le rayonnement.

Dans ce chapitre, nous cherchons à expliquer le mécanisme de ces modes qualitativement de sorte que chacun peut être considéré dans sa juste perspective.

I.2. Notion de Base :

I.2.1. Chaleur :

En physique, on appelle chaleur une forme particulière de l'énergie. Cette équivalence de la chaleur et du travail constitue le premier principe de la thermodynamique. Il en résulte qu'énergie, travail et quantité de chaleur ont une même unité: le joule. A la base de l'étude des transferts thermiques se trouvent les concepts de quantité de chaleur et de différence de température.

Le transfert de chaleur d'une partie d'une substance à une autre partie, ou d'un corps à un autre corps, s'effectue sous forme d'énergie cinétique d'agitation moléculaire désordonnée. Ce transfert est le fait d'une différence de température entre les deux corps. La chaleur se propage spontanément du corps ayant la température la plus élevée vers celui ayant la température la plus basse, élevant ainsi la température de ce dernier, tout en abaissant la température du premier, dans la mesure où le volume des deux corps reste constant. Ceci constitue le second principe de la thermodynamique. Ce second principe met en évidence la notion d'irréversibilité : La chaleur ne pourra pas se propager d'un corps froid vers un corps chaud, sauf si on fournit un travail [4].

I.2.2. Température :

Elle se définit en chaque point d'un corps liquide, solide ou gazeux. C'est une fonction scalaire de l'espace et du temps lorsque le problème en dépend (problème

instationnaire). L'unité de température est le degré Kelvin [K] ou encore le degré Celsius [C] [3].

I.2.3. Flux thermique :

On appelle flux thermique à travers une surface S la quantité de chaleur qui traverse cette surface par unité de temps.

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} = -\lambda \frac{dt}{dx} dS \quad (\text{I.1})$$

Φ : Flux de chaleur (W).

dQ :Quantité de chaleur (J).

t : Temps (s).

λ : Conductivité thermique ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$).

La quantité de chaleur transmise par unité de temps et de surface est appelée densité de flux de chaleur.

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dS} \quad (\text{I.2})$$

Avec :

φ : Densité de flux de chaleur ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$).

$d\Phi$:Flux de chaleur (W).

dS : Surface (m^2) [5].

I.2.4. Transfert de chaleur :

Le transfert thermique est la science qui tente à prédire le transfert d'énergie entre les molécules ou les particules de la matière à différentes températures. Le but est d'expliquer la manière et de prédire le taux d'échange de la chaleur sous certaines conditions spécifiques. Il complète les deux premiers principes de la thermodynamique par des lois expérimentales additionnels afin d'établir les proportions de transfert d'énergie.

Le transfert de chaleur peut être défini comme étant la transmission de l'énergie d'une région à une autre une fois la différence de température entre elles établi. Il est régi par une combinaison de lois physiques et de relations empiriques déduites de l'expérimentation. Dans la littérature relative à cette discipline, on reconnaît généralement trois modes distincts de transmission de la chaleur : la conduction, la convection et le rayonnement [6].

I.3. Mode de transfert de chaleur :

Dans l'étude du transfert thermique on distingue trois modes de transmission de la chaleur : la conduction, la convection et le rayonnement. Le premier phénomène, la conduction, a lieu dans les solides. La convection se rencontre spécialement dans les fluides, elle traduit le transfert de chaleur d'un point à un autre à l'intérieur d'un fluide (gaz ou liquide) par déplacements des particules de ce fluide.

L'apport de chaleur par rayonnement peut avoir lieu dans tous les milieux transparents aux ondes électromagnétiques. En réalité la distribution de la température, dans un milieu, est la conséquence des effets de ces trois modes de transfert thermique ; il est impossible d'isoler un mode de transfert thermique d'un autre mode. Pourtant, dans le cas où l'un de ces trois modes est déterminant, les effets des autres sont peu importants, aussi ils peuvent être négligés, simplifiant considérablement l'analyse du cas concerné.

Une grandeur souvent utilisée dans l'étude du transfert thermique est la densité du flux thermique qui représente la chaleur traversant l'unité de surface et par unité de temps. La figure I.1 englobe les trois modes de transfert de chaleur [7].

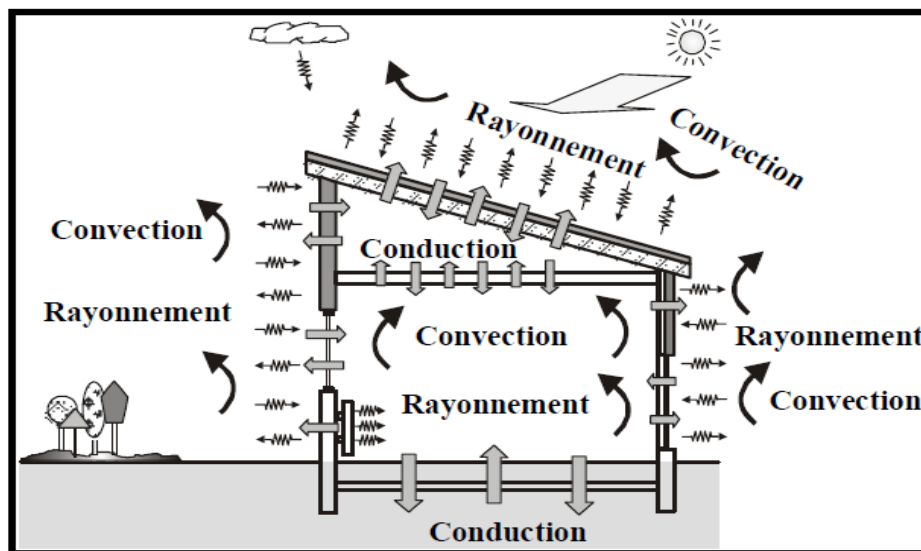


Figure I.1 : Combinaison des trois modes de transfert de chaleur [7].

I.3.1. Transfert de chaleur par convection :

I.3.1.1. Définition :

C'est un transfert qui résulte d'un mouvement d'ensemble du matériau le supportant. La convection a donc lieu dans les fluides (gaz ou liquides). Elle

caractérise l'échange de chaleur à la frontière entre un solide et un fluide et est donc très liée à l'écoulement fluide mais aussi aux géométries de frontière et aux états de surface solide. Il convient de distinguer la convection forcée dans laquelle le fluide est mis en mouvement par un apport d'énergie mécanique extérieur (pompe, ventilateur...) de la convection naturelle dans laquelle le fluide prend, en son sein, l'énergie nécessaire au mouvement (variation de masse volumique associée à une variation de température par exemple). De façon macroscopique elle est décrite par la loi de Newton (1701) qui lie le flux à un écart de température [8].

La puissance transférée par convection est donnée par la relation :

$$\Phi = hS(T_s - T_a) \quad (I.3)$$

Avec :

Φ : Flux de chaleur transmis par convection (W).

h : Coefficient de transfert de chaleur par convection ($W m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}$).

T_s : Température de surface du solide ($^\circ C$).

T_a : Température du fluide loin de la surface du solide ($^\circ C$).

S : Aire de la surface de contact solide/fluide (m^2) [9].

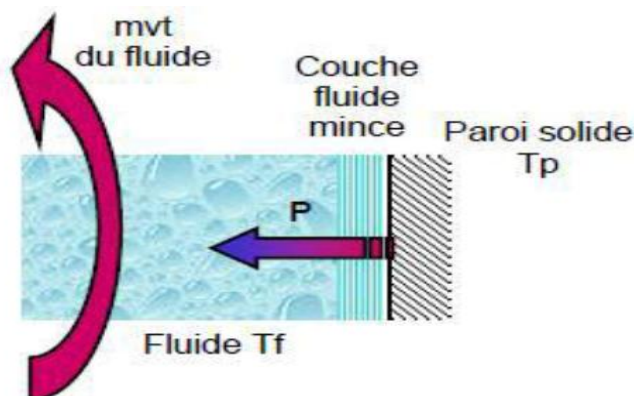


Figure I.2 : Action de fluide en mouvement dans la convection [9].

I.3.1.2. Différents types de convection :

I.3.1.2.1. Convection forcée :

La convection forcée dans laquelle le mouvement est provoqué par un procédé mécanique indépendant des phénomènes thermiques, c'est donc un gradient de Pression extérieur qui provoque les déplacements des particules du fluide. L'étude de

La transmission de chaleur par convection est donc étroitement liée à celle de L'écoulement des fluides.

La convection est dite forcée quand il existe une cause du mouvement autre que les Variations de températures du fluide, cette cause étant la seule à prendre en compte en raison de son importance relative.

La relation générale pour la convection forcée est $Nu = f(Re, Pr)$.

En microélectronique, le transfert de chaleur obéit alors à l'expression suivant :

$$Nu = c \cdot Re^n \cdot Pr^m \quad (I.4)$$

Où :

c, n et m sont des constantes dépendant des caractéristiques du solide et du fluide [10].

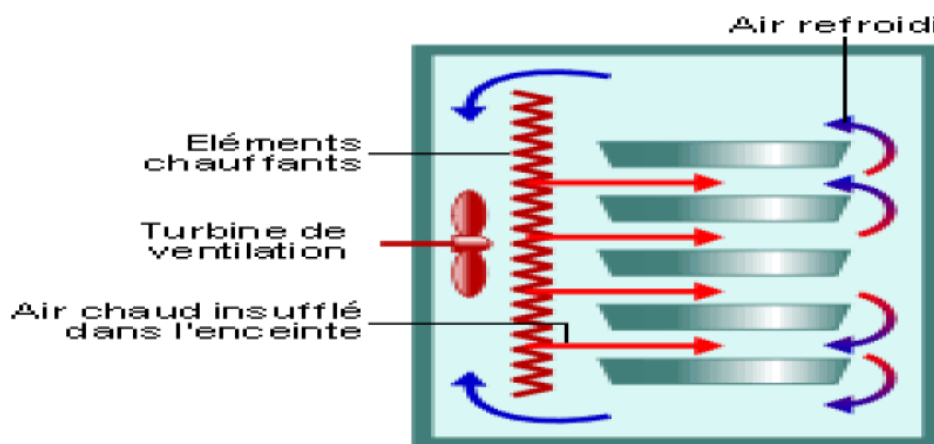


Figure I.3 : Four à convection forcée [1].

I.3.1.2.2. Convection naturelle :

C'est celle dans laquelle le mouvement du fluide est créé par des différences de Densité, celles -mêmes dues à des différences de température existant dans le fluide.

La convection naturelle dans laquelle le mouvement résulte de la variation de la masse volumique du fluide avec la température ; cette variation crée un champ de forces gravitationnelles qui conditionne les déplacements des particules fluides.

La convection naturelle est due au contact du fluide avec une paroi plus chaude ou plus froide et qui crée des différences de masse volumique, génératrice du mouvement au sein du fluide.

On retrouve dans plusieurs applications industrielles ce mode de transfert de chaleur, Par exemple, dans les échangeurs de chaleur où deux fluides en mouvement, séparés par une paroi solide s'échange de l'énergie [10].

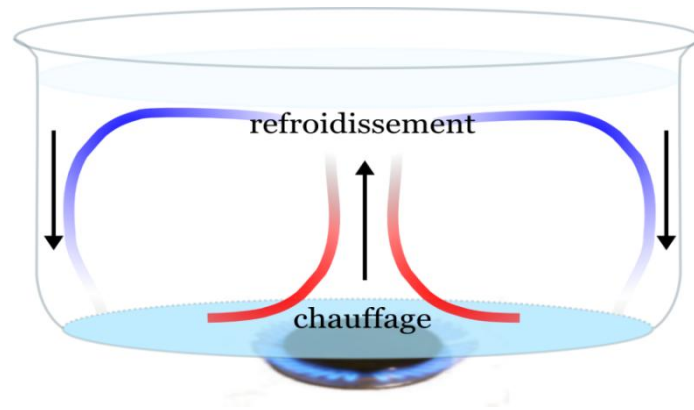


Figure I.4 : Présentation de la convection dans une casserole [1].

I.3.1.2.3. Convection mixte :

Il existe une cause externe au mouvement du fluide mais insuffisante pour que la poussée d'Archimède puisse être négligée (frontière entre la convection libre et la Convection forcée). Le groupe adimensionnel qui détermine laquelle de ces convections est dominante est le nombre de Richardson Ri qui est le rapport du nombre de Grashof sur le carré du Nombre de Reynolds.

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (I.5)$$

Si : $\frac{Gr}{Re^2} < 0.1$ c'est la convection forcée qui domine.

Si : $\frac{Gr}{Re^2} > 10$ c'est la convection naturelle qui domine.

Si : $0.1 < \frac{Gr}{Re^2} < 10$ c'est le domaine de la convection mixte (naturelle et forcée) [10].

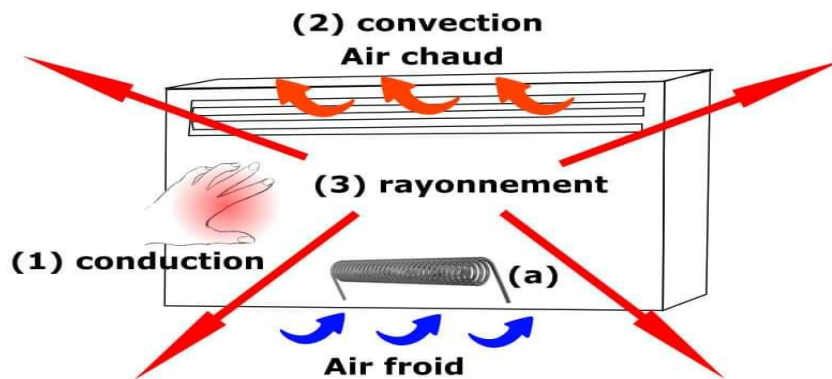


Figure I.5 : Convection sur un radiateur dans une pièce très fortement ventilée [11].

I.3.1.3. Approximation de Boussinesq :

En 1903, à l'époque même où Bénard et Rayleigh s'intéressaient à la convection, Boussinesq propose une simplification de ces équations de conservation de façon à ne conserver que les ingrédients nécessaires et suffisants à la convection thermique. Cette approximation suppose que les différentes propriétés thermodynamiques et de transport du fluide sont indépendantes de la température et de la pression, et que le fluide est incompressible. Elle néglige aussi les variations de densité, là où elles ne sont pas multipliées par la gravité g , et considère que la masse volumique ρ dépend linéairement de la température et de la concentration, ce qui se traduit par [12] :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta (T - T_0)] \quad (I.6)$$

Avec :

$$\beta = - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$$

Où T_0 : représente la température de référence.

β : le coefficient d'expansion thermique.

L'approximation repose alors sur l'incompressibilité ($\frac{\partial \rho}{\partial T} = 0$) où les premiers points énoncés permettent de simplifier les équations afin de ne s'intéresser qu'aux effets de la poussée d'Archimède. Pour un écoulement incompressible, l'équation de continuité est remplacée par une contrainte de divergence nulle $\partial v = 0$ [13].

I.3.1.4. Approximation de faible Mach :

Lorsque l'écart de température devient important l'approximation de Boussinesq pour les écoulements de convection naturelle devient inadéquate.

La modélisation faible nombre de Mach est introduite pour traiter les écoulements compressibles à faible vitesse, ce régime est décrit par une vitesse caractéristique de l'écoulement très faible devant la célérité du son c [14].

Le nombre de Mach, défini par le rapport $Ma=V/C$, sera par conséquent, très petit devant un. Ainsi, les effets des ondes acoustiques sont filtrés du champ de l'écoulement.

c : est la vitesse de propagation de l'onde de pression infinitésimale dans le fluide.

La résolution des équations de Navier-Stokes en compressible se heurte à des problèmes numériques importants.

Cette approximation, en filtrant les ondes sonores, permet d'utiliser des méthodes numériques couramment utilisées pour les écoulements incompressibles [13].

I.3.1.5. Loi fondamentale de la convection (loi d'I. Newton) :

La loi fondamentale de la convection est la loi d'*Isaac Newton (1643-1727)*, traduite par la relation expérimentale de flux de chaleur échangé par convection entre un fluide et une paroi solide.

$$\Phi = h \cdot S \cdot (T_{\text{chaud}} - T_{\text{froid}}) \quad (\text{I.7})$$

$$h = K_{\text{fluide}} / \delta$$

Tels que :

d : représente l'épaisseur d'un film mince du fluide adhérent à la paroi solide.

K_{fluide} : la conductivité thermique du fluide.

h : représente le coefficient du transfert de chaleur par convection, [$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$] ou [$\text{kcal}/\text{h} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}$] [6].

I.3.1.6. Application :

Les applications du transfert de chaleur par convection sont beaucoup trop nombreuses pour que l'on puisse envisager de les citer toutes. Elles interviennent chaque fois que l'on chauffe ou que l'on refroidit un liquide ou un gaz, qu'il s'agisse de faire bouillir de l'eau dans une casserole, du radiateur de chauffage central, du

radiateur associé au moteur d'une voiture ou de l'échangeur dans un procédé, évaporateur ou condenseur.

La convection s'applique même si la surface d'échange n'est pas matérialisée par une Paroi, ce qui est le cas des condenseurs par mélange ou des réfrigérants atmosphériques, voire des sècheurs à air chaud [4].



Figure I.6: Transfert de chaleur par convection d'un convecteur électrique [1].

I.3.2. Transfert de chaleur par rayonnement :

I.3.2.1. Définition :

Le rayonnement est l'action et l'effet rayonner (irradier/propager des rayons de lumière, de chaleur ou de toute autre énergie). Pour la physique, il s'agit de l'énergie ondulatoire ou des particules matérielles qui se propagent à travers l'espace. Il y a plusieurs types de rayonnement. Le rayonnement électromagnétique est celui qui consiste en la propagation d'énergie au moyen de la combinaison de champs électriques et magnétiques oscillants. On entend par spectre électromagnétique la distribution énergétique des ondes électromagnétiques, allant des rayons gamma (dont la longueur d'onde se mesure en picamètres) aux ondes de radio (avec des longueurs d'onde pouvant être mesurées en kilomètres).

- Le rayonnement corpusculaire consiste en la propagation de particules sous-atomiques qui se déplacent à grande vitesse à caractère ondulatoire. Ces particules peuvent être chargées ou déchargées du point de vue électrique.
- Le rayonnement solaire est l'ensemble des rayonnements électromagnétiques émis par le Soleil et qui déterminent la température sur la Terre.

- Le rayonnement ionisant, à son tour, propage l'énergie suffisante pour ioniser la matière. Autrement dit, le rayonnement ionisant produit des ions et extrait les électrons de l'état lié à l'atome [15].

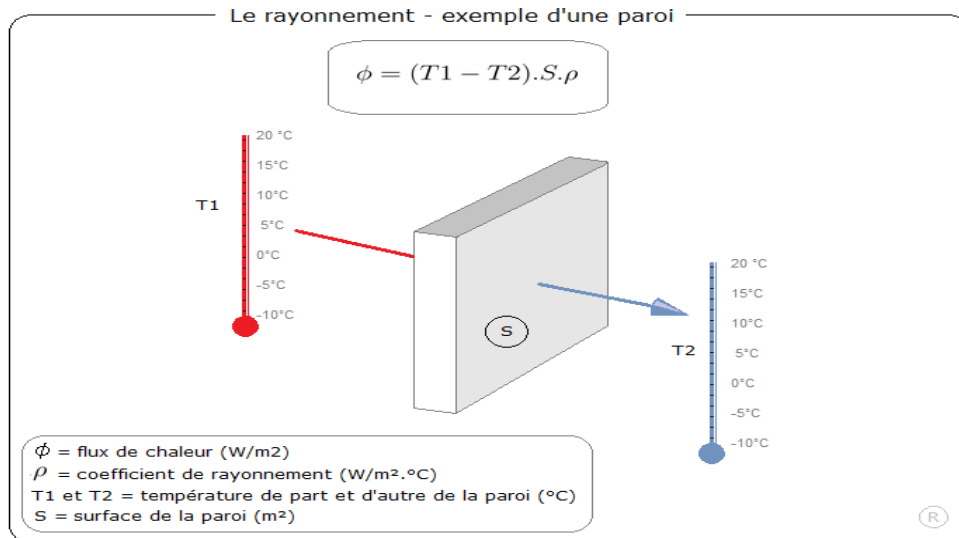


Figure I.7 : principe de rayonnement [9].

I.3.2.2. Classification :

Les grandeurs physiques sont distinguées selon :

- La composition spectrale du rayonnement
 - si la grandeur est relative à l'ensemble du spectre, elle est dite totale.
 - si elle concerne un intervalle spectral étroit $d\lambda$ autour d'une longueur d'onde λ , elle est dite monochromatique.

- La distribution spatiale du rayonnement

- si la grandeur est relative à l'ensemble des directions de l'espace, elle est dite Hémisphérique.
- si elle caractérise une direction donnée de propagation, elle est dite directionnelle [13].

I.2.2.3. Loi fondamentale du rayonnement (loi de Stefan-Boltzmann) :

Le flux de chaleur rayonné par un milieu de surface (S) et de température (T) s'exprime grâce à la loi de Joseph Stefan (1835-1893) et Ludwig Eduard Boltzmann (1844-1906).

$$\Phi_{\text{emis}} = \epsilon \cdot \sigma \cdot S \cdot T^4 \quad (\text{I.8})$$

Avec :

σ : Constant de Stefan-Boltzmann, $\sigma=4.92.10^{-8}$ kcal/h.m².K.

\mathcal{E} : L'émissivité de la surface sans unité et T en [K] [6].

I.3.2.4.Application :

Le rayonnement infrarouge est appliqué dans de très nombreux procédés industriels. Son action sur la matière est essentiellement thermique et les applications principales concernent :

- le séchage (papiers, cartons, textiles, etc.).
- la cuisson (teintures, apprêts, enductions...).
- le chauffage (avant formage de matériaux divers, traitements thermiques, soudage, chauffage de postes de travail...).

Le rayonnement ultraviolet est constitué de photons dont l'énergie est de l'ordre de grandeur de l'énergie des liaisons atomiques. Ceux-ci agissent sur la matière par déplacement des électrons vers des niveaux énergétiques supérieurs. Lorsque la matière soumise au rayonnement y est sensible, il s'y produit des réactions chimiques. La partie du rayonnement ultraviolet absorbée par la matière et qui n'est pas utilisée à la réaction chimique est transformée en chaleur.

Dans la pratique, cet échauffement reste faible et le rayonnement ultraviolet est Principalement utilisé dans le domaine des réticulations de films plastiques et des polymérisations de produits organiques comme les encres d'imprimerie, les laques et vernis, opérations qui sont souvent appelées improprement séchages [4].

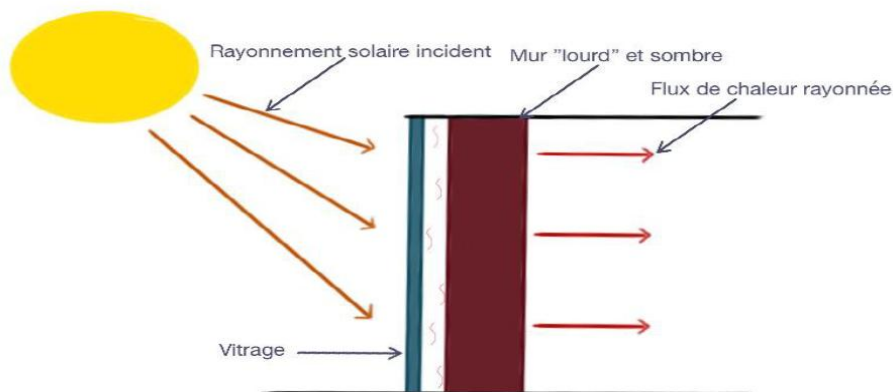


Figure I.8 : Transfert de chaleur par rayonnement solaire sur un mur [1].

I.3.3. Transfert de chaleur par conduction :

I.3.3.1. Définition :

La conduction est définie comme étant le mode de transmission de la chaleur au sein d'un milieu opaque (solide, liquide ou gazeux), sans déplacement de la matière, en présence d'un gradient de température. Elle s'effectue selon deux mécanismes différents: une transmission par vibration des molécules ou atomes et une transmission par les électrons libres. Ce mode se produit au sein d'une même phase au repos ou mobile, en présence d'un gradient de température. Dans ce cas, le transfert de chaleur résulte d'un transfert d'énergie cinétique d'une molécule à une autre molécule adjacente. Ce mode de transfert est le seul à exister dans un solide opaque (qui absorbe tous les rayons). Pour les solides transparents, une partie de l'énergie peut être transmise par rayonnement. Avec les fluides (gaz ou liquides), la convection et le rayonnement peuvent se superposer à la conduction [6].

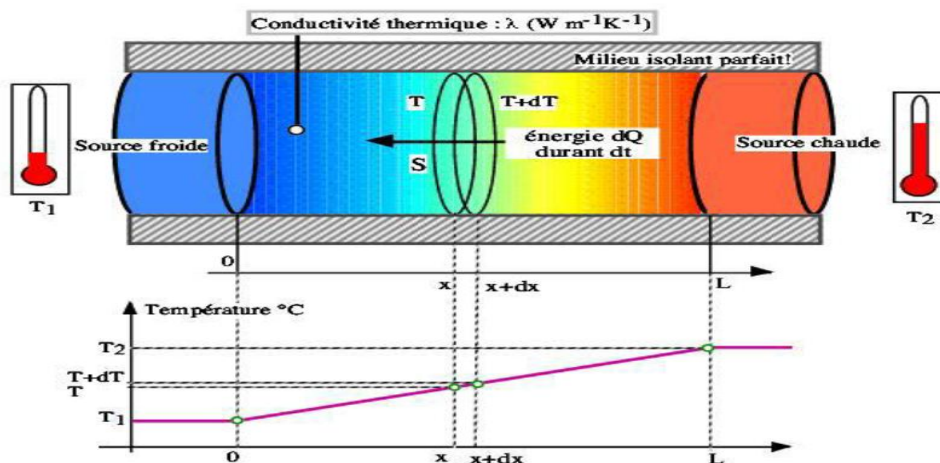


Figure I.9 : principe de la conduction thermique [9].

I.3.3.2. Loi de Fourier :

Pour un milieu isotrope, à travers une surface isotherme montre que le flux thermique, par conduction, dans une direction donnée est proportionnel à l'aire A normale à la direction du flux thermique et au gradient de température à cette direction. Le flux thermique, dans la direction x , par exemple, conformément à la loi de Fourier [14]. Equation (I.1), établie mathématiquement par Jean-Baptiste Biot en 1804 puis expérimentalement par Fourier en 1822 [9].

$$Q_x = -\lambda \frac{dT}{dx} A \quad [\text{W}] \quad (\text{I.9})$$

Ou si l'on exprime la densité du flux thermique :

$$q_x = \frac{Q_x}{A} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\text{I.10})$$

Le coefficient de proportionnalité λ , appelé coefficient de conductivité thermique, dépend de la substance (nature, structure, température, pression, densité, etc.); il se mesure en $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et il est toujours positif car la chaleur se transmet des zones chaudes vers les zones froides. Si la température décroît dans la direction positive x , alors dT/dx est négatif. Le flux thermique Q_x et la densité du flux thermique q_x étant des quantités positives dans la direction positive x , alors il est nécessaire d'introduire le signe moins dans le membre droite des expressions (I.9) et (I.10). Si le membre droite des expressions (I.9) et (I.10) est négatif alors le flux thermique (et également la densité du flux thermique) est orienté dans la direction négative x .

Dans le cas général, dans l'espace à plusieurs dimensions, la loi de Fourier est donnée par la relation :

$$Q = -\lambda \nabla T A^{\vec{}} \quad (\text{I.11})$$

où $A^{\vec{}}$ est le vecteur normal à l'aire A . La densité du flux thermique est :

$$q^{\vec{}} = -\lambda \nabla T \quad (\text{I.12})$$

En général la conductivité thermique λ varie en fonction de la température. À des basses températures, cette variation peut être négligée [16].

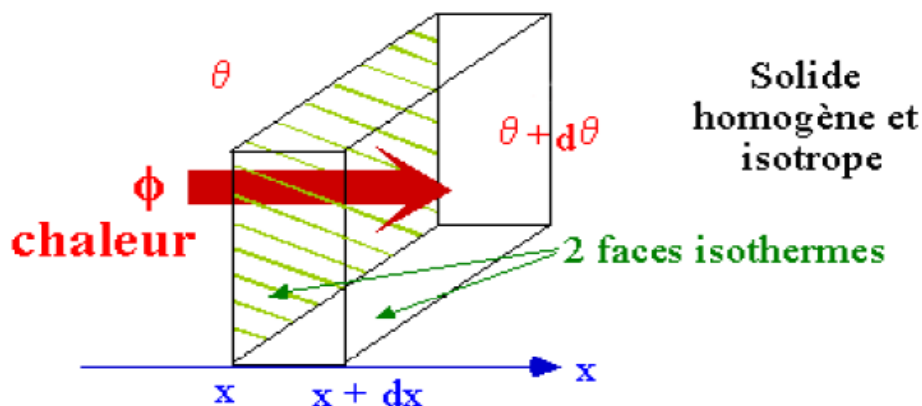


Figure I.10 : Conduction dans une couche élémentaire de mur plan [17].

I.3.3.3. Conduction en régime permanent :

Nous commencerons par raisonner, pour plus de clarté, dans le cadre d'un problème à une seule dimension voir figure (I.6).

Un tel problème unidimensionnel est connu sous le nom de problème du mur, c'est-à-dire d'un milieu limité par deux plans parallèles, dans lequel la chaleur se propage uniquement suivant la normale à ces plans. Le gradient de température est par conséquent porté par cette normale. Les isothermes sont des plans parallèles aux faces [4].

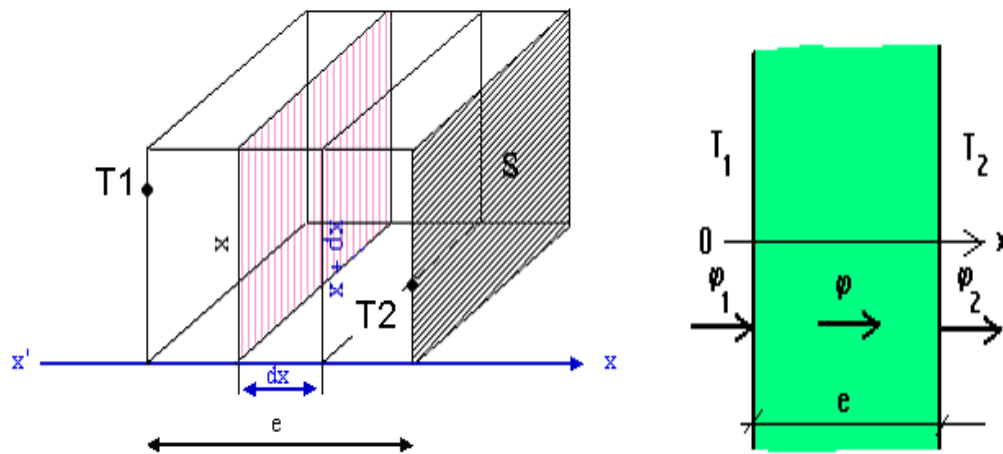


Figure I.11 : Conduction dans un mur plan [4].

Un tel champ thermique est unidirectionnel. Dans ce cas, la température T n'est fonction que de l'abscisse x [4].

I.3.3.4. Application :

Le transfert de chaleur par conduction caractérise tous les transferts de chaleur qui s'effectuent dans les parois séparant deux corps à des températures différentes. C'est le cas des surfaces d'échange des échangeurs de chaleur, mais c'est aussi celui des murs et vitrages d'un bâtiment, des cuves contenant des liquides chauds ou froids, des parois des fours, etc.

Il est courant que les parois soient constituées de plusieurs matériaux ayant chacun un rôle spécifique (réfractaire, revêtement anticorrosion, isolant thermique, etc.) et qui sont des parois composites à travers lesquelles s'effectue le transfert de chaleur [4].

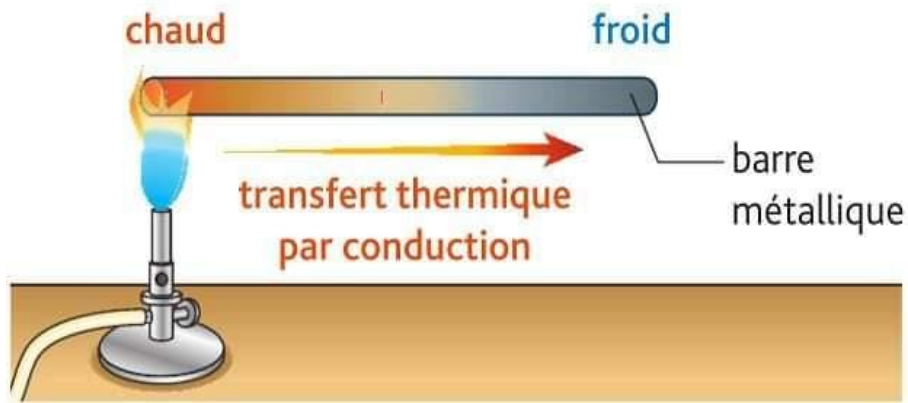


Figure I.12 : Exemple de transfert thermique par conduction [18].

I.4. Conductivité thermique:

I.3.1. Ordre de grandeur :

La conductivité thermique peut se définir à partir de la loi de Fourier comme étant le flux de chaleur qui traverse une surface unitaire quand le gradient de température est égal à l'unité. La conductivité thermique dépend de:

- la nature chimique du matériau.
- la nature de la phase considérée (solide, liquide, gazeuse)
- la température
- l'orientation des cristaux ou des fibres, dans les corps anisotropiques (cristaux,

Bois, métaux et plastique laminés).

La conductivité thermique est une propriété importante des matériaux. Elle détermine souvent l'aptitude d'un matériau en vue d'une application thermique déterminée, tout au moins en régime stationnaire. Par contre, en régime instationnaire, c'est plutôt la diffusivité thermique qui en principe joue un rôle important [19].

Type de matériau	Conductivité thermique ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)
Gaz à la pression atmosphérique	0.006-0.18
Matériaux isolants	0.025-0.25
Liquides non métalliques	0.1-1.0

Solides non métalliques	0.025-3
Liquides métalliques	8.5-85
Alliages métalliques	10-150
Métaux purs	20-400

Tableau I.1 : les valeurs de la conductivité thermique de certains matériaux [1].

I.4.2. Variation de la conductivité avec la température :

En général, mais avec de nombreuses exceptions, la conductivité thermique des métaux purs (cuivre, fer, zinc, etc.), de même la conductivité électrique, décroît quand la température augmente, mais certains métaux comme le platine, voient au contraire leur conductivité croître avec la température. Beaucoup de métaux tels plomb et l'or, voient leur conductivité passer par minimum: c'est à dire que leur conductivité décroît d'abord avec la température, puis croît avec elle. Pour de nombreux solides (métalliques ou non) et liquides, il sera souvent acceptable de supposer, soit une conductivité constante avec la température, soit une conductivité qui varie suivant une loi linéaire.

$$k = k_0 [1 + b(t - t_0)] \quad (\text{I.13})$$

Tel que k est la conductivité à la température t , b est une constante à déterminer expérimentalement.

Pour les gaz en général la conductivité augmente avec la température [19].

I.4.3. Analogie électrique Relation entre la conductivité thermique et électrique :

Dans les métaux les électrons sont des porteurs autant du point de vue de transfert de la chaleur que celui du transport de l'électricité. Plusieurs chercheurs ont donc naturellement recherché, par des voies théoriques ou expérimentales, une relation entre les conductivités thermiques et électriques d'un même métal ou alliage. C'est ainsi qu'on a trouvé la loi de Wiedemann-Franz-Lorenz :

$$K / K_e \cdot T = L \quad (\text{I.14})$$

tel que L : nombre de Lorenz, T : température absolue (K), k_e : conductivité électrique
Si k est exprimé en $\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1}$, K_e en $\text{ohm}^{-1} \text{cm}^{-1}$, la constante L s'exprime en W ohm K^{-2} .

Comme il est facile de mesurer une conductivité électrique qu'une conductivité thermique, la relation précédente permet en principe de calculer K si on connaît K_e .

Il reste à signaler que ce calcul n'est qu'approximatif, surtout pour les alliages, de sorte qu'il n'est indicatif que pour une rapide estimation [19].

Chapitre II

Transfert de Chaleur

dans les Oxydes

Pérovskites

II. Transfert de chaleur dans les oxydes pérovskites :

II.1. Introduction :

Composés cristallisant dans la structure pérovskite et ses variantes sont intéressantes en raison du comportement ferroélectrique et de son relation avec la composition chimique. Phase structurelle transitions et comportement en mode souple. Les cristaux de pérovskite sont utilisés dans de nombreuses applications technologiques telles que les substrats pour la croissance épitaxiale en couches minces de supraconducteurs phases, guides d'ondes, doublage de fréquence ou ordinateur cellules mémoire.les propriétés de transfert de chaleur sont essentielles. La diffusivité thermique D et la conductivité thermique K [20].

II.2. Généralités :

Les pérovskites forment l'une des principales familles d'oxydes cristallins. Leur nom provient du minéral CaTiO_3 qui présente une structure cristalline analogue. Ce minéral fut décrit pour la première fois en 1830 par le géologue Gustav Rose qui l'a nommé en l'honneur d'un grand minéralogiste russe, le comte Lev Aleksevich von Perovski. La maille typique d'une pérovskite a une symétrie cubique, mais un nombre important d'exceptions sont connues, celles-ci présentent des structures voisines plus ou moins distordues. La composition chimique d'un oxyde a structure pérovskite est le plus souvent constitué d'un cation alcalino-terreux (A), un cation de transition tétravalent (B) et des anions oxyde. Cette description (ABO_3) correspond a la composition de référence CaTiO_3 dont la structure est orthorhombique. Cependant, des compositions ABO_3 sont également connues depuis longtemps [21].

II.2.1. Pérovskites simples ABO_3 :

Les pérovskites peuvent se décrire de manière simple comme des composés ioniques de formule générale ABO_3 où A et B sont des cations métalliques.

La structure pérovskite idéale est de symétrie cubique simple et a pour groupe d'espace $\text{Pm}3\text{m}$. Chaque sommet du cube est occupé par un cation A^{nt} et le centre par un cation $\text{B}^{\text{m+}}$. Les atomes d'oxygène sont au centre des faces (Figure II.1) [22].

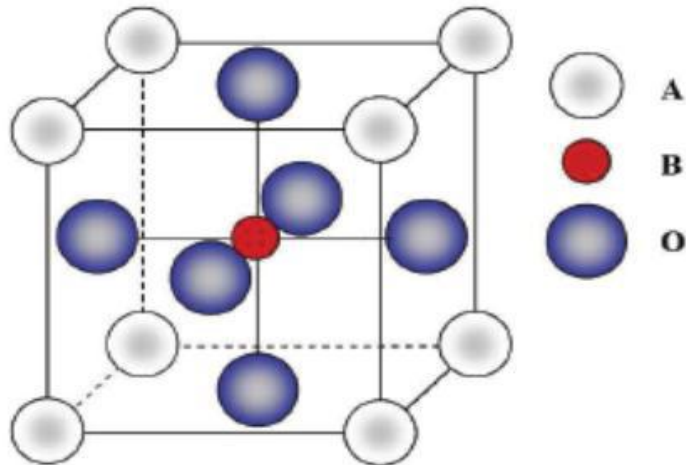


Figure II.1 : Structure pérovskite ABO_3 [22].

II.2.2. Structure cristallographique :

Le réseau pérovskite est un ensemble très compact qui ne permet pas la formation des compositions interstitielles. En revanche, de nombreuses substitutions sont possibles sur les sites A ou B ou sur les anions oxygènes. Chaque composition ainsi obtenue peut présenter une structure pérovskite distordue, en fonction de la taille des ions occupant les sites A, B et O. Galasso dans son ouvrage sur la structure et la préparation des composés de type pérovskite, a répertorié les pérovskites en deux grandes familles :

- Pérovskites simples dont les sites A ou B sont occupés par un seul type d'atome: $BaTiO_3$, $KNbO_3$, $NaTaO_3$, $PbTiO_3$
- Pérovskites complexes dont l'un des deux sites A ou B est occupé par deux types d'atomes : $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$, $PbScl_{2/2}Ta_{1/2}O_3$, $Na_{1/2}Bi_{1/2}TiO_3$... [21].

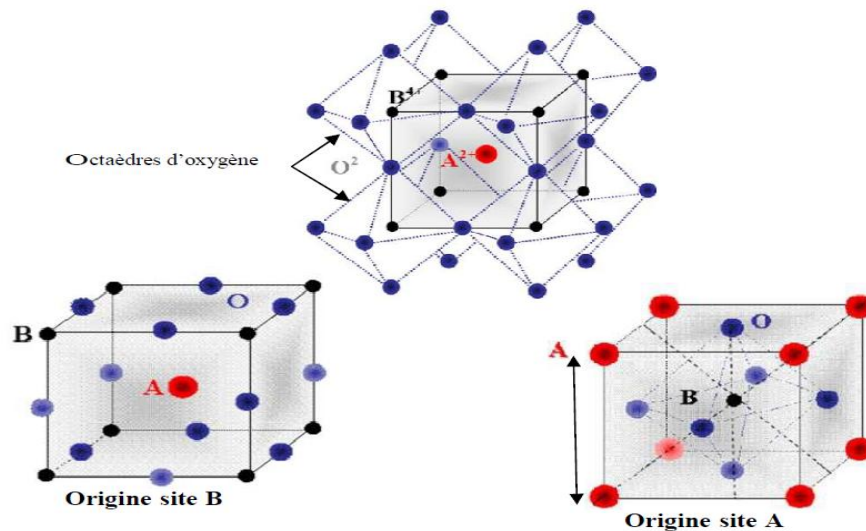


Figure II.2 : (a) - Arrangement des octaèdres dans la maille idéale pérovskite (ABO_3)

(b) - Maille élémentaire de la pérovskite Simple cubique ABO_3 [21].

II.2.3. Propriétés de la structure pérovskite :

La structure de pérovskite possède un très haut degré de souplesse de la composition, ce qui permet d'accueillir une grande variété de cations A et B. Dans certaines compositions complexes les sites A et B peuvent être occupés par plus d'une espèce de cations ($A_{1-x}A'_x B_{1-x}B'_x O_3$). Cela peut impliquer des cations de plus d'un élément, ou bien deux états d'oxydation d'un même élément.

Les propriétés physiques des matériaux de type pérovskite, tels que ferroélectrique, diélectrique, pyroélectrique, et le comportement piézoélectrique, dépendra de l'ordre de cations, d'anions, postes et des changements dans la dimension structurelle plusieurs exemples de pérovskite-phases avec des propriétés spéciales pour diverses applications sont compilées dans le tableau II.1 [23].

Multilayer Capacitor	BaTiO ₃
Piezoelectric Transducer	Pb (Zr, Yi) O ₃
P. T. C. Thermistor	BaTiO ₃
Electrooptical Modulator	(Pb, La) (Zr, Ti) O ₃
Switch	LiNbO ₃
Dielectric Resonator	BaZrO ₃

Thick Film Resistor	BaRuO ₃
Ferromagnet	(Ca, La) MnO ₃
Refractory Electrode	LaCoO ₃
Bifunctional Electrode	La _{0.6} Ca _{0.4} CoO ₃
Solid Oxide Fuel Cells	La _{1-x} Sr _x CoO ₃

Tableau II.1 : Exemples pour l'application des phases pérovskites [23].

Nombreuses propriétés chimiques importants sont observées, y compris l'activité Catalytique et de la capacité de transport d'oxygène. L'activité catalytique couvre des réactions telles que l'oxydation de CO, NO réduction, CO et hydrogénation de CO₂, la réduction de SO₂ et de diverses réactions électro-photo catalytiques [23].

II.2.4. Stabilité des pérovskites :

D'un point de vue thermodynamique, la stabilité de la structure dépend de deux facteurs :

- 1) La polarisabilité ou covalence des liaisons chimiques.
- 2) Le facteur de tolérance "t" introduit par V.M. Goldschmidt.

Ce facteur de tolérance se traduit par la relation [23] :

$$t = \frac{(RA + Ro)}{\sqrt{2}(RB + Ro)} \quad (\text{II.1})$$

Avec :

RA, RB et RO sont les rayons ioniques de A, B et O. Pour que la structure obtenue soit stable, il faut que le facteur « t » soit compris entre 0,88 et 1,09. Le facteur « t » vaut 1,058 pour BaTiO₃ (avec les rayons ioniques de Shannon et Prewitt) [22].

II.2.5. Utilisation des pérovskites :

La figure ci-dessous nous montrent que certaines pérovskites, à savoir La_{1-x}Sr_x MnO₃, La_{1-x} SrCo_{1-y} Fe_yO₃, SrCeO₃ et SrTiO₃ sont utilisés pour des applications de transport de l'oxygène (par exemple dans des électrodes à diffusion gazeuse).

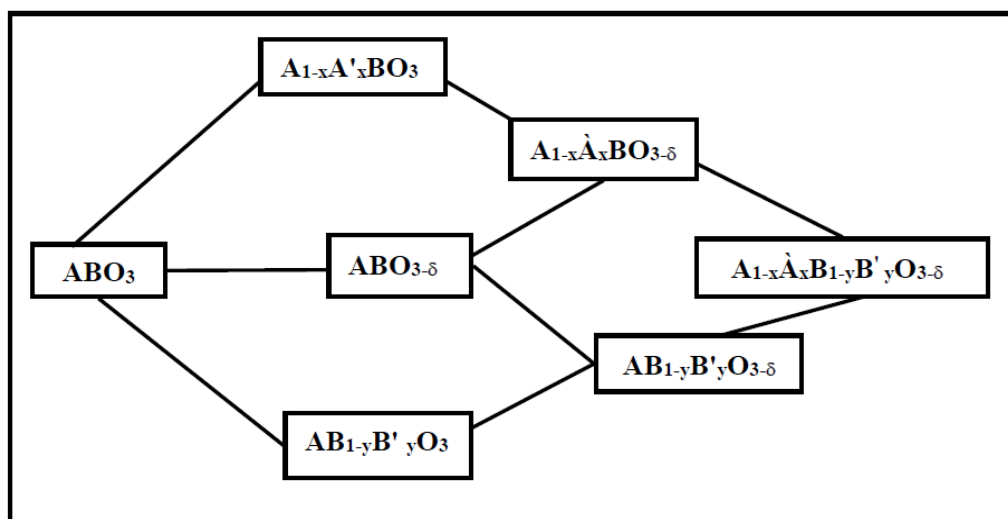


Figure II.3 : Diverses compositions possibles de type oxydes pérovskites [23].

Un autre intérêt des oxydes de type pérovskite est la très grande diversité des cations A et M. Il est ainsi possible d'ajuster les propriétés cristalochimiques et électroniques des pérovskites pour les adapter aux applications en effectuant des substitutions appropriées. Toutefois, il est bien connu que la plupart des oxydes pérovskites présentent en général des écarts à la stœchiométrie en oxygène qui influent sur leurs propriétés (notamment les propriétés magnétiques, optiques, électriques, diélectriques).

En effet, à l'équilibre thermodynamique, la composition de la plupart d'oxydes et notamment les oxydes pérovskites dépend de la température et de la pression partielle d'oxygène. De nombreux travaux ont montré que la taille, la morphologie, la texture et la non-stœchiométrie des poudres jouent un rôle significatif sur les propriétés intrinsèques de ces matériaux. Il est connu que la non-stœchiométrie dans ces composés est due à la présence de défaut [23].

II.3. Choix d'une pérovskite - Utilisation de simulation numérique:

II.3.1. Potentiels interatomique dans les oxydes :

Les modèles d'interactions atomiques employés par des simulations numériques classiques afin de reproduire les propriétés physiques d'oxydes. Le potentiel d'interaction atomique de type Born-Mayer-Buckingham dans lequel l'énergie du système s'écrit :

$$E = \frac{1}{2} \cdot \sum_{i,j=1}^N \Theta_{ij}(r_{ij}) \quad (\text{II.2})$$

$$\Theta_{ij}(r_{ij}) = \frac{q_i q_j}{r_{ij}} + A_{ij} e^{-r_{ij}/\rho_{ij}} - \frac{C_{ij}}{r_{ij}^6} \quad (\text{II.3})$$

où E : énergie du système, q_i : potentiel, r_{ij} : position de la particule i par rapport à la particule j, q_i : charge de la particule i, A_{ij} , C_{ij} et ρ_{ij} : paramètres du potentiel qui sont pris dans la littérature et la manière de les déterminer est discutée dans l'article de Lewis et Catlow⁸⁰. Il est important de noter que ces paramètres n'ont pas été déterminés pour rendre compte de la conductivité thermique (ils sont en général obtenus pour rendre compte de l'énergie de cohésion, des paramètres de maille et des constantes d'élasticité). Par souci de cohérence et pour éviter d'introduire des paramètres ajustables, nous avons utilisé des paramètres déjà publiés.

Dans le cadre d'un traitement classique, le modèle d'interaction le plus simple pour décrire les matériaux ioniques correspond à un modèle d'interactions de paires. Une seconde approximation peut être faite en supposant que chaque particule porte une charge de symétrie sphérique reliée à son degré d'oxydation dans le système. Dans ce cas, la polarisabilité des particules n'est pas prise en compte. Un tel modèle est souvent appelé « modèle rigide » car les particules sont assimilées à des sphères rigides, contrairement à un modèle où la distorsion du nuage électronique, c'est-à-dire la polarisabilité, est prise en compte. Le choix d'un modèle d'interaction plutôt qu'un autre est principalement déterminé par le temps de calcul accessible, la nature des propriétés physiques sondées, outre la disponibilité des données. Dans notre cas, le modèle d'ions rigides constitue un bon point de départ [2].

II.3.2. Conductivité thermique et dynamique moléculaire :

La dynamique moléculaire est une technique numérique, qui permet de simuler le comportement des matériaux à l'échelle atomique et notamment la conductivité thermique. En dynamique moléculaire l'évolution temporelle de la position des atomes (particules) est résolue par l'intégration numérique des équations de mouvement de Newton. Leurs intégrations sont souvent faites avec l'algorithme de Verlet, lequel permet de prédire la position des particules dans le temps. Le système est modélisé par un ensemble de masses ponctuelles qui représentent les atomes. À chaque particule est associée une masse, une position, une vitesse et une accélération. La connaissance des potentiels d'interaction entre particules est indispensable à la simulation. Il existe deux techniques principales pour prédire la conductivité thermique avec la dynamique moléculaire, La première porte sur l'approche à l'Équilibre (EMD) sur laquelle la méthode Green-Kubo est basée. La seconde est utilisée pour une approche Hors-Équilibre (NEMD) et dans ce cas la méthode fait appel à la loi de Fourier.

L'approche de "La Dynamique Moléculaire en Équilibre (EMD)" est basée sur les relations de Green-Kubo, la conductivité thermique peut être reliée à l'intégrale dans le temps de la fonction d'autocorrélation du flux thermique. Il est important de noter que dans les calculs Green-Kubo, comme dans beaucoup de simulation, l'effet de taille du système est important et que les valeurs calculées doivent converger vers des valeurs constantes lorsque la taille du système est croissante. Une telle convergence doit être vérifiée pour s'assurer que les valeurs de conductivité calculées sont pertinentes.

La seconde approche concerne la "Dynamique Moléculaire Hors Équilibre (NEMD)". La méthode NEMD, ou méthode directe, est similaire, dans le principe, à l'expérience des « plaques chaudes ». C'est une méthode théorique plus intuitive pour déterminer la conductivité thermique. Ainsi un gradient de température est contrôlé et imposé à travers la structure via des thermostats [24].

En général, les simulations de dynamique moléculaire sont effectuées conjointement avec une analyse périodique cellule de simulation, représentant la structure du système à l'étude. Dans un tel contexte, l'approche la plus courante pour imposer un flux de chaleur consiste à diviser la cellule de simulation en un nombre pair de sections de taille égale, en désignant l'une comme la section chaude et l'autre, une demi-longueur de cellule, comme la section froide, et à intervalles réguliers, transférez la chaleur de la partie froide à la partie chaude (figure II.4 :A). Comme la cellule de simulation est périodique, la chaleur quitte les deux côtés de la section chaude et entre les deux côtés de la section froide, ce qui entraîne la génération de deux flux de chaleur dans des directions opposées et de deux gradients de température correspondants (figure II.4 : B) [25].

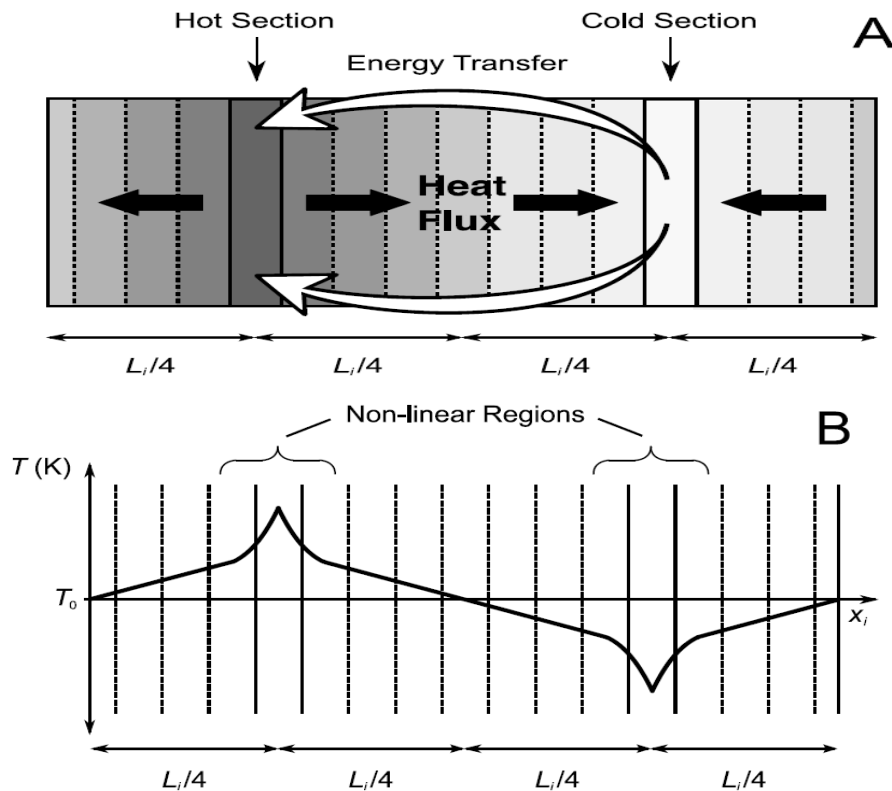


Figure II.4 : configuration typique dans une simulation de dynamique moléculaire hors équilibre (A) et le profil de température résultant (B) [25].

II.4. Conductivité thermique des oxydes :

II.4.1. Généralités :

Les oxydes considérés dans ce travail sont des isolants électriques et le transport de la chaleur dans ces matériaux est largement dominé par la contribution des phonons.

Les phonons sont associés aux ondes élastiques qui se propagent dans les solides. Ces ondes de déformation, créées par l'agitation thermique qui fait vibrer les atomes par rapport à leurs positions d'équilibre, transportent en effet une énergie qui est quantifiée. En première approximation, on considère généralement que les atomes se comportent comme de simples oscillateurs harmoniques, ce qui permet de calculer les spectres de vibrations.

Dans le cas d'oxydes métalliques, la courbe de dispersion des vibrations de réseau comporte deux sortes de branches : les branches acoustiques et les branches optiques, mais seules les ondes acoustiques participent au transfert de chaleur (les phonons optiques ayant une vitesse de groupe très faible par rapport à celle des phonons acoustiques, ont une contribution négligeable au transport d'énergie).

Tous les phonons contribuent à la chaleur spécifique, mais celle-ci présente un maximum prononcé dans sa distribution spectrale pour une fréquence donnée. Les phonons ayant cette fréquence sont dits phonons dominants. Dans l'approximation des phonons dominants, c'est-à-dire que seuls ces phonons sont considérés, on trouve la relation dite de Debye pour la conductivité thermique :

$$K = \frac{1}{3} \cdot c_v \cdot v_s \cdot l \quad (\text{II.4})$$

avec C_v : la chaleur spécifique à volume constant (en $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$).

V_s : la vitesse du son (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$).

l : le libre parcours moyen des phonons (en m) = $V_s \cdot \tau$.

C_v et V_s dépendent de la nature et de la disposition des atomes, du module d'élasticité et de la masse volumique, mais c'est le libre parcours moyen des phonons qui dépend de la structure du cristal réel et qui limite donc la conductivité thermique. La valeur finie de la conductivité thermique ne se conçoit donc qu'en évoquant la présence de phénomènes résistifs qui limitent le libre parcours moyen des phonons [2].

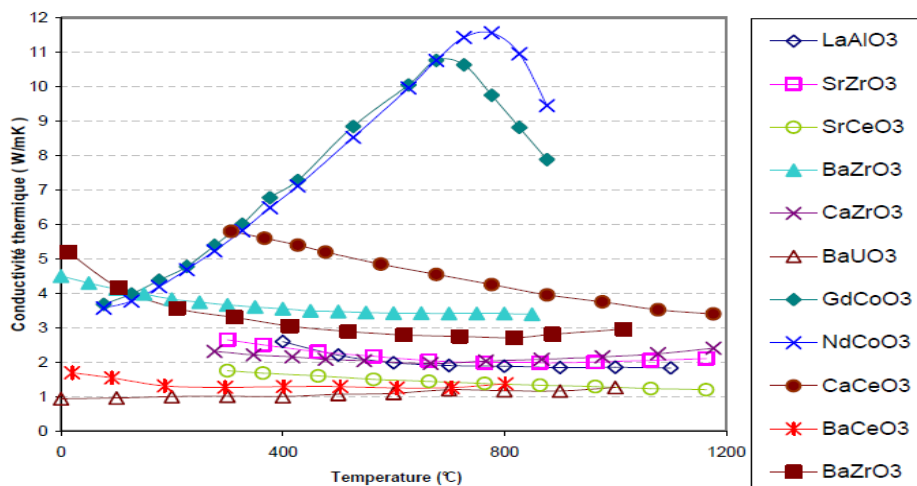


Figure II.5: Conductivité thermique expérimentale en fonction de la température de divers Péroovskites [2].

Pour la plupart des pérovskites, la conductivité thermique diminue en fonction de la température, ce qui est usuel pour des céramiques. Seule la conductivité thermique de NdCoO_3 et GdCoO_3 augmente avec la température puis diminue à partir de 700-800°C. Cette montée inhabituelle dans des oxydes pourrait être due à une contribution électronique.

Les conductivités thermiques les plus basses sont atteintes pour les pérovskites suivantes : $BaUO_3$, $BaCeO_3$, $SrCeO_3$ [2].

II.4.2. Barrières thermiques :

Les premières études relatant l'utilisation de couches céramiques pour la protection thermique de composants aéronautiques datent des années 1940 avec le développement d'émaux frittés aux Etats-Unis par le NACA (National Advisory Committee for Aeronautics) et le NBS (National Bureau of Standards). L'utilisation des matériaux céramiques et de nouvelles techniques de dépôt (exemple des dépôts par flamme – *Flame-Sprayed Ceramics*) a conduit, durant les années 1960, au développement de barrières thermiques. Celles-ci comprenaient une couche de liaison de type NiCr alliée à une couche céramique ZrO_2-CaO pour la protection des parties métalliques des tuyères des roquettes X-15, présentées en Figure II.6 (a) [26].

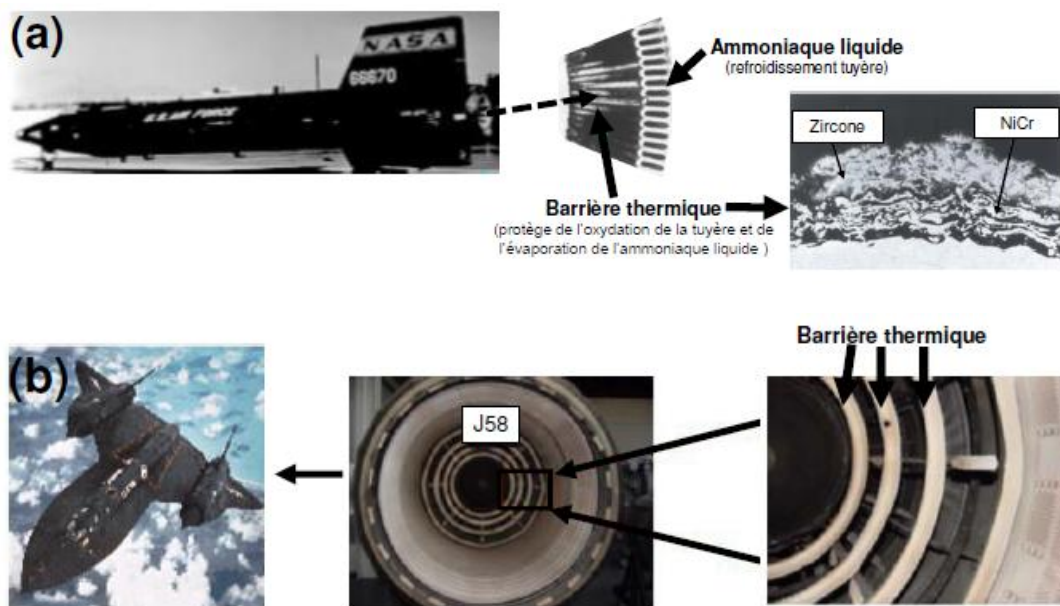


Figure II.6 : Protection barrière thermique : (a) des roquettes X-15 (1960) et (b) des anneaux brûleurs dans les moteurs J58 du Lockheed Blackbird (années 1970) [26].

Donc l'utilisation de barrières thermiques sur les aubages. Ce sont des revêtements multicouches destinés à isoler des gaz chauds le superalliage à base de nickel. Ils sont constitués d'une couche céramique poreuse d'environ 200 μm d'épaisseur déposée sur une couche de liaison métallique dite « de liaison », elle-même déposée sur le superalliage (Figure II.7) [2].

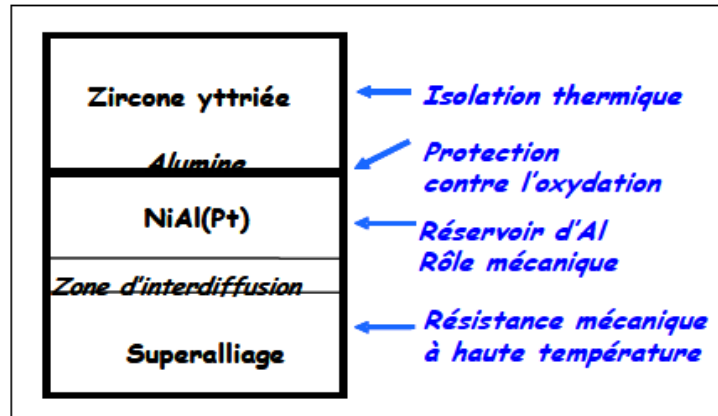


Figure II.7: Barrière thermique : système multicouche [2].

La couche de liaison est un alliage aluminifère (aluminure de nickel ou $M\text{CrAlY}$ avec $M=\text{Ni}$ et/ou Co) qui joue un rôle d'adaptation mécanique entre le superalliège et la céramique et protège également le superalliège de l'oxydation par formation en service d'une couche d'alumine à l'interface céramique/ couche de liaison [2].

Malgré le développement d'alliages à base de nickel de plus en plus résistants vis-à-vis des températures extrêmes des turbomachines, l'utilisation de systèmes barrières thermiques est apparue de plus en plus séduisante. Elle permettait notamment d'envisager une augmentation de la température au sein du moteur sans dégrader les pièces les plus sollicitées thermiquement. Le développement de la projection plasma, comme moyen de dépôt des céramiques barrières thermiques, a permis leur industrialisation dans les années 1970. Les matériaux jusqu'alors utilisés, ZrO_2 , $\text{ZrO}_2\text{-CaO}$ ou Al_2O_3 , ont vite montré leurs limites en termes de tenue mécanique à haute température notamment. Au milieu des années 1970, l'utilisation de barrières thermiques sur aubes de turbine au sein même du turboréacteur a été évaluée avec succès [26].

II.4.3. Diffusivité thermique des oxydes:

La diffusivité thermique a qui caractérise l'aptitude d'un matériau à diffuser la chaleur est une propriété intervenant dans tous les processus de transfert de chaleur en régime instationnaire, c'est-à-dire pour lesquels la température varie avec le temps. La connaissance de ce paramètre est essentielle pour résoudre de nombreux problèmes de transfert thermique. Elle permet en outre d'accéder indirectement à la conductivité thermique lorsque la capacité thermique massique et la masse volumique sont connues. En pratique, elle est déterminée pour accroître la connaissance des propriétés d'un matériau, dans le but de l'améliorer vis-à-vis d'une application spécifique ou pour pouvoir calculer les champs thermiques dans des

systèmes plus ou moins complexes dont il est un des constituants. Par exemple, une augmentation de la diffusivité des couches minces utilisées en électronique de puissance permet de diminuer la surchauffe locale sur le composant générant de la puissance (microprocesseur). De même, une augmentation de la diffusivité thermique des matériaux constituant des disques de frein (composite carbone utilisé dans l'industrie aéronautique) prolonge leur durée de vie grâce à une diminution des échauffements. Elle est définie par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot C_p} \quad (\text{II.5})$$

où α est la diffusivité thermique ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

λ : est la conductivité thermique ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$).

ρ : est la masse volumique ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$).

C_p : est la capacité thermique massique ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) [27].

Marie-Anne Prévost. (2007) [24] et étudié expérimentalement calcule la diffusivité thermique en fonction de la température. La (Figure II.8) présente les résultats de diffusivité thermique pérovskites complexes du BMT ($\text{Ba}(\text{Mg}_{1/3}\text{Ta}_{2/3})\text{O}_3$) de la température ambiante à 1200°C [2].

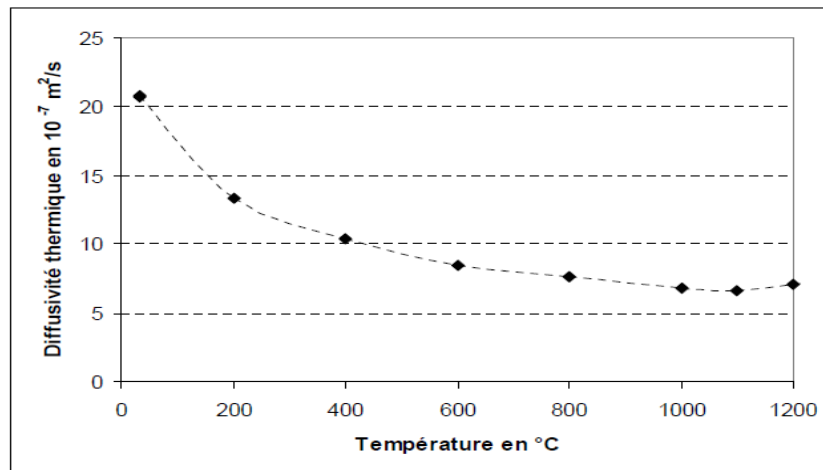


Figure II.8: Diffusivité thermique mesurée du BMT de la température ambiante à 1200°C [2].

II.4.4. Diffusion des phonons :

En physique de la matière condensée, un phonon désigne un quantum de vibration dans un solide cristallin, c'est-à-dire un « paquet élémentaire de vibration » ou « paquet élémentaire de son » : lorsqu'un mode de vibration du cristal de fréquence définie ν cède ou

gagne de l'énergie, il ne peut le faire que par paquets d'énergie $h\nu$, h étant la constante de Planck. Ce paquet est considéré comme une quasi-particule, à savoir une particule fictive associée au son. Le cristal échange des phonons lorsqu'il perd ou gagne de l'énergie. Le concept de phonon permet une analogie avec la lumière qui possède des propriétés similaires: elle se manifeste tantôt comme une onde, tantôt comme un paquet d'énergie $h\nu$, qui correspond à une particule élémentaire : le phonon obéit à la dualité onde corpuscule. Ainsi, le phonon peut être modélisé d'une part comme une particule énergétique dépourvue de masse et d'autre part comme une onde. Les phonons sont l'équivalent en mécanique quantique d'une catégorie particulière de mouvement vibratoire connus sous le nom de modes normaux de vibration en mécanique classique.

Les phonons n'existent qu'au sein d'un réseau cristallin comportant un grand nombre de particules et les seules structures physiques connues correspondant à cette définition sont les solides cristallins. Dans la suite nous ne traiterons donc des phonons que dans ce cadre et, pour la clarté de l'exposé, nous appellerons les particules constituant le réseau « atomes », bien qu'il puisse s'agir d'ions dans un solide ionique.

L'étude des phonons prend une part importante dans la physique de la matière condensée car elle joue un rôle important dans un grand nombre de propriétés physiques des solides dont :

- La capacité calorifique ou la capacité à échanger la chaleur.
- La conductivité thermique ou la capacité à conduire la chaleur.
- La conductivité électrique, ou la capacité à conduire le courant électrique.
- La capacité à propager le son.

La mécanique classique seule, qui ne prend en compte que l'aspect vibratoire, n'explique pas toutes ces propriétés. Il faut faire appel à la mécanique quantique [28].

II.4.5. La dilatation thermique :

Le coefficient α de dilatation thermique est défini comme une variation d'une longueur en fonction de la température. Dans un cristal, l'unité de longueur est généralement le paramètre de maille [25]. On peut calculer pour tous les matériaux isotropes la variation de longueur en fonction de la variation de température :

$$\Delta L = \alpha L_0 \Delta T \quad (\text{II.6})$$

Avec :

$\Delta L = L - L_0$: la variation de longueur en mètre (m) .

α : le coefficient de dilatation linéaire en 1/Kelvin (K^{-1}).

L_0 : la longueur initiale en mètre (m) [29].

Le coefficient de dilatation d'une couche céramique pour barrière thermique destinée à protéger un superalliage doit être relativement élevé (pour une céramique) pour éviter les contraintes causées par la différence de dilation entre la couche céramique et celle du superalliage.

La dilatation thermique α est liée à l'anharmonicité du potentiel interatomique, elle-même liée en général à la profondeur du puits. En première approximation, on peut considérer que le point de fusion T_f d'un matériau est un indicateur de son énergie de cohésion et plusieurs auteurs ont reporté des relations empiriques montrant que pour des cas simples le produit $\alpha \cdot T_f$ est constant pour une même famille de matériau [2].

En ce qui concerne le coefficient de dilatation, la (Figure II.10) rassemble des résultats obtenus par divers auteurs sur des pérovskites. Les résultats sont à prendre avec précaution car les coefficients cités sont en général des coefficients moyens déterminés sur des intervalles de température qui peuvent être différents d'un auteur à l'autre.

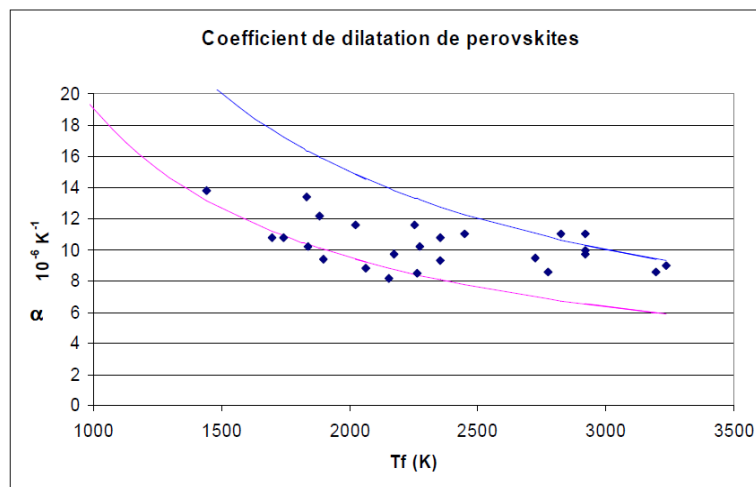


Figure II.9 : Coefficient de dilatation α de pérovskites en fonction de leur point de fusion T_f [2].

Les simulations permettent de suivre l'évolution des paramètres de maille a ($=b$) et c en fonction de la température T et donc de déduire le coefficient de dilatation α dans chaque direction ($\alpha_{11} = \alpha_{22}$ et α_{33}) à l'aide de la relation suivante :

$$\alpha = \frac{1}{\alpha_0} \cdot \frac{(\alpha(T) - \alpha_0)}{(T - T_0)} \quad (\text{II.7})$$

Le coefficient de dilatation moyen est calculé d'après la relation ci-dessous [24] :

$$\alpha_{\text{moyen}} = \frac{2}{3} \alpha_{11} + \frac{1}{3} \alpha_{33} \quad (\text{II.8})$$

Les coefficients de dilatation thermique des oxydes synthétisés ont été mesurés dans l'air pour Fe_2O_3 , dans une atmosphère Ar pour Fe_3O_4 et FeO , et dans une atmosphère He pour Fe_2SiO_4 [30].

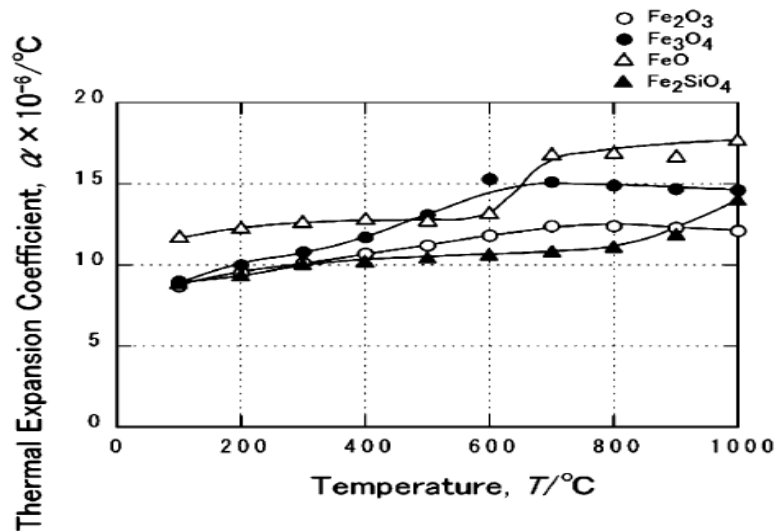


Figure II.10 : les coefficients de dilatation thermique des oxydes de fer synthétisés à haute température [30].

Comme le montre la (figure II.10), les coefficients de dilatation thermique de tous les oxydes synthétisés augmentent avec l'augmentation de la température, avec des magnitudes approximativement dans le suivant ordre croissant : FeO , Fe_3O_4 , Fe_2O_3 et Fe_2SiO_4 . Dans FeO présente notamment la plus forte dilatation thermique coefficient dans la plage de température inférieure à 400°C le coefficient de dilatation thermique de FeO augmente brusquement à $600\text{--}700^\circ\text{C}$. Ce phénomène peut être causé par une stabilisation de FeO , car FeO devient stable au dessus de 570°C [30].

II.4.6. Mesure de la conductivité thermique :

La détermination de la conductivité thermique est indirecte et nécessite de déterminer la valeur de la masse volumique (ρ en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), la capacité calorifique (C_p en $\text{J}\cdot\text{Kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) ainsi que la diffusivité thermique (α en $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$) de la couche. La conductivité thermique (λ en $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) est alors calculée via l'équation (II. 9) pour un matériau homogène. En règle générale, la masse volumique et la capacité calorifique peuvent être obtenues par la méthode d'Archimède et par calorimétrie différentielle (DSC pour *Differential Scanning Calorimetry*) respectivement. La détermination de la diffusivité thermique peut, quant à elle, se révéler plus complexe et de nombreuses techniques ont été développées pour son estimation. Elle peut, en

outré, dépendre de la direction dans laquelle elle est mesurée pour les matériaux anisotropes. Il est alors possible de remonter à la conductivité thermique par la relation [26] :

$$\lambda = \alpha \times \rho \times C_p \quad (\text{II.9})$$

II.4.7. Principe de la méthode laser flash :

La méthode flash, initialement développée par Parker *et al.* Pour la caractérisation de la diffusivité transverse des matériaux monolithiques, consiste à exciter brièvement par des photons, la surface d'un échantillon en face avant et à observer l'évolution de la température, le plus souvent en face arrière (Figure II.11 (a)). Le temps de réponse de l'échantillon supposé adiabatique, au travers de son temps de demi-montée notamment, peut alors être directement relié à la diffusivité transverse (α transverse en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Celle-ci s'exprime par l'équation (II.10) où interviennent l'épaisseur de la couche (e en m) et le temps de demimontée ($t_{1/2}$ en s). De nombreux auteurs ont ensuite amélioré l'estimation de la diffusivité transverse en tenant compte notamment des pertes (convectives et/ou radiatives) pouvant influencer le temps de réponse au flash, ainsi que les caractéristiques de l'impulsion.

$$\alpha_{\text{transverse}} = \frac{0.1388 \times e^2}{t_{1/2}} \quad (\text{II.10})$$

L'estimation numérique de la diffusivité thermique peut se faire par la résolution de l'équation de la chaleur au sein du système multicouche. L'utilisation de la méthode quadripôle, décrite par Maillet *et al.* Permet la résolution de l'équation de la chaleur dans l'espace de Laplace. Chaque composante du système peut s'écrire sous la forme d'une matrice décrivant sa réponse thermique. Une estimation des paramètres par la méthode des moindres carrés permet alors, si les propriétés thermiques du substrat sont connues, d'estimer la diffusivité thermique transverse du dépôt.

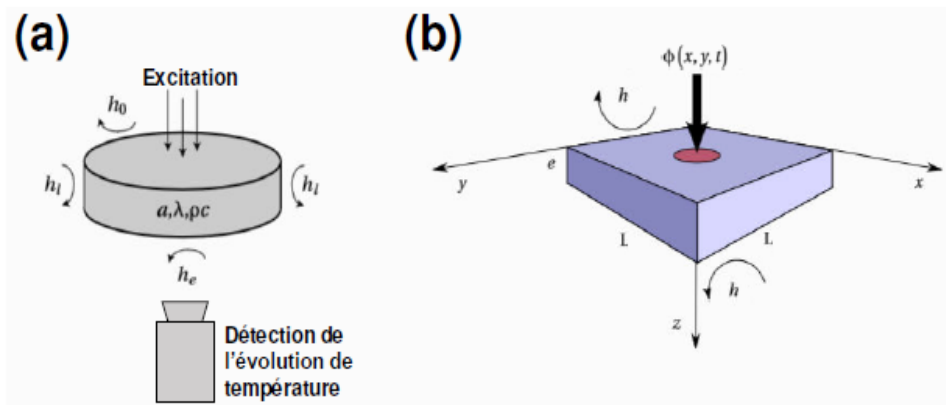


Figure II.11 : principe général de la méthode flash (a) et principe de la mesure simultanée de la diffusivité dans les 3 directions de l'espace (b) [26].

Chapitre III
Etude Expérimentale

III.1 .Introduction:

Dans ce chapitre, nous avons étudié le transfert thermique dans les oxydes en mesurant la température et calculé la conductivité thermique selon le schéma ci-dessous :

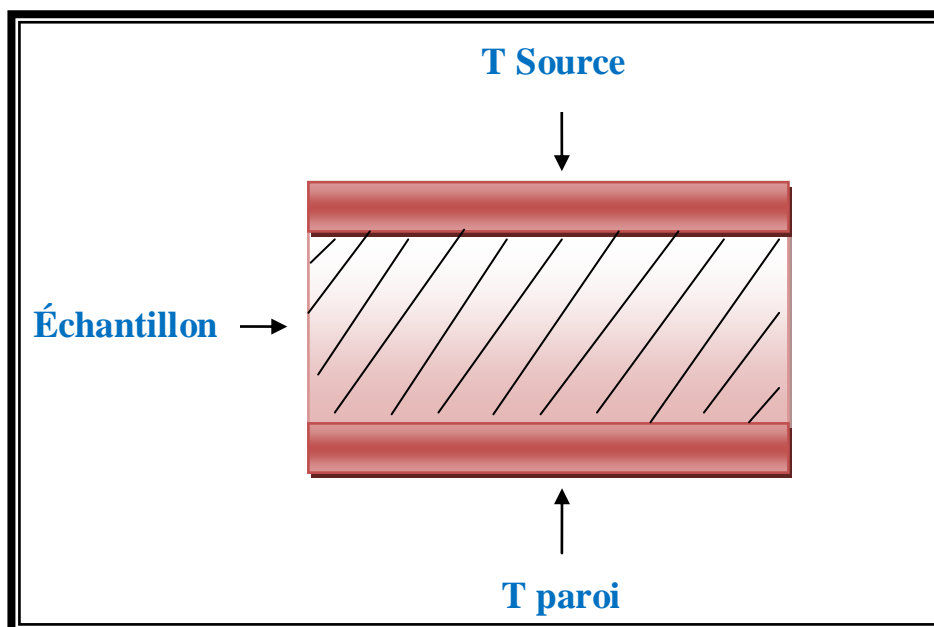


Figure III.1 : Schéma de transfert de chaleur.

III.2. Produits de base :

III.2.1. Dioxyde de Titane (TiO_2) :

C'est une poudre blanche au froid et jaune au chaud. Il présente un point de fusion à 2000°C et un point d'ébullition à 3000°C . Le rutile TiO_2 est de structure quadratique et de paramètres $a= 4.59 \text{ \AA}$ et $c= 2.96 \text{ \AA}$ [31].



Figure III.2 : Dioxyde de Titane (TiO_2).

III.2.2. Oxyde de Zinc (ZnO) :

Est un composé chimique de formule (ZnO). Cet oxyde se présente généralement sous la forme d'une poudre blanche communément appelée «zinc blanc» ou «blanc de zinc» non soluble dans l'eau. avec paramètres de maille $a = 3,250 \text{ \AA}$ et $c = 5,207 \text{ \AA}$ [32].



Figure III.3 : Oxyde de Zinc (ZnO).

III.2.3. Oxyde de Plomb (PbO) :

Monoxyde de plomb de formule PbO est une poudre cristalline jaune obtenue par chauffage du plomb en présence d'air. Sa forme naturelle est la litharge (nom courant qu'il porte dans l'industrie) [33].



Figure III.4 : Monoxyde de plomb (PbO).

III.2.4. Oxyde de Fer (Fe_2O_3):

C'est une poudre de couleur rouge de formule Fe_2O_3 dont la forme minérale est l'hématite . Il présente un point de fusion à 1565°C [34].



Figure III.5: Oxyde de Fer (Fe_2O_3).

III.3. Principaux étapes de préparation des oxydes :

III.3.1. Mise en forme :

La poudre est comprimée dans une presse (figure III.8) qui préfigure la forme définitive de la pièce frittée, le produit issu de la compression est appelé (pièce à vert) ou (cru) la compression permet de mettre en contact les particules de poudre et d'augmenter les points de contact entre les grains sous l'action d'une pression, par glissement, écrasement des agglomérats et fragmentation des grains les plus durs, cette étape donne une tenue mécanique au produit avant frittage [33].

Le compactage des poudres a été effectué à l'aide d'une presse mécanique hydrostatique dans une matrice cylindrique de diamètre $\Phi=13$ mm. La pression maximale de l'appareil vaut 15 tonnes [33].



Figure III.6 : Presse.

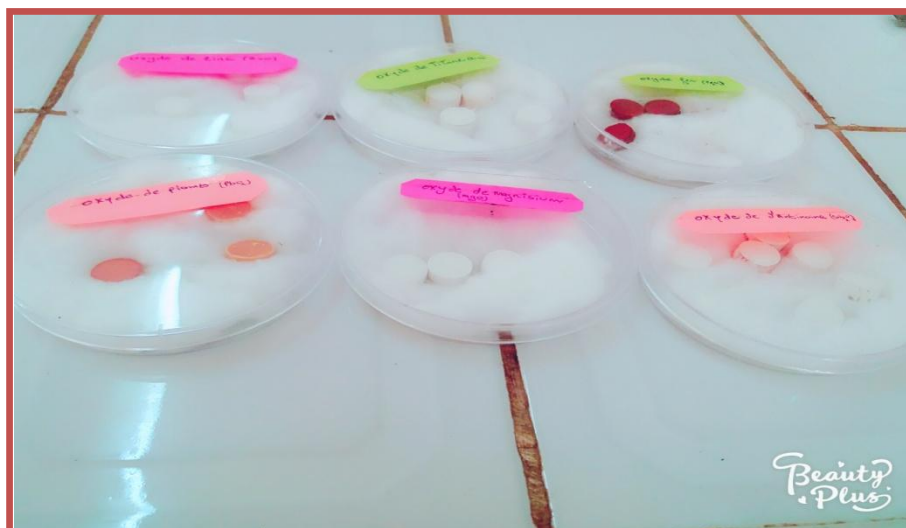


Figure III.7 : Forme des échantillons.

III.3.2. Calcination :

La poudre obtenue subit ensuite un premier traitement thermique dans un four pendant 2 heures à une température 700°C appelé calcination. Cette réaction chimique à l'état solide, parfois appelé chamottage, permet d'obtenir la phase recherchée. Nous avons utilisé un four du type *HERAEUS*.



Figure III.8 : Four.

III.4. Caractérisation thermique :

III.4.1. Mesures de la température de la paroi et de la source :

Dans cet étape de mesure on a chauffé les échantillons à base des oxydes qui on été préparés sous forme des pastilles où la température de chauffage (La

température de source été constante pour toutes les mesures ($T_{\text{source}} = 70^{\circ}\text{C}$). Ensuite on a mesuré la température au niveau de la paroi de chaque pastille.

III.4.2. Conductivité thermique :

La conductivité thermique a été calculée par la loi de Fourier :

$$\dot{Q}(x) = -\lambda \frac{dT}{dx} S \quad (\text{III.1})$$

$$\lambda = (\dot{Q}(x) \cdot dx) / (S \cdot dT) \quad (\text{III.2})$$

où:

$\dot{Q}(x)$: flux de chaleur (W)

λ : conductivité thermique ($\text{Wm}^{-1}\text{k}^{-1}$)

S : surface (m^2)

Chapitre IV
Résultat et Discussion

IV. Résultats et discussion :

IV.1. Température de paroi :

Les figures IV.1, IV.2, IV.3 et IV.4 représentent la variation de la température (T_{paroi}) situées à les extrêmes de chaque échantillon des oxydes en fonction de temps. D'une façon générale on constate que la température à la paroi augmente avec l'augmentation du temps.

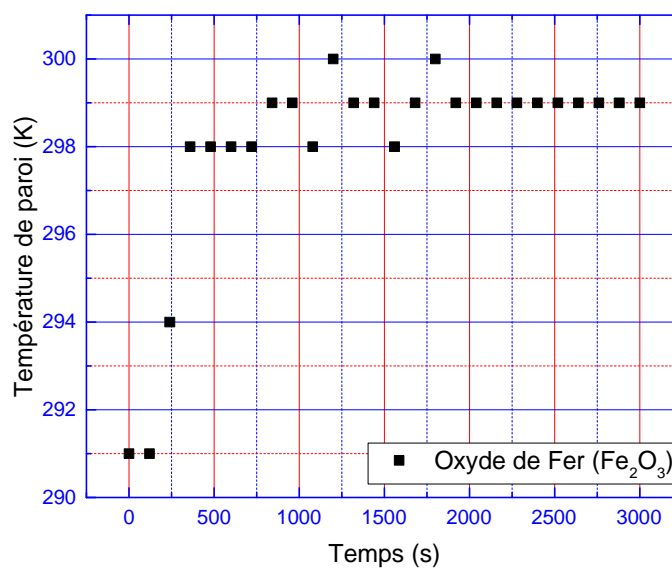


Figure IV.1 : Variation de la température (T_{paroi}) de surface extrême de l'échantillon Fe_2O_3 en fonction du temps.

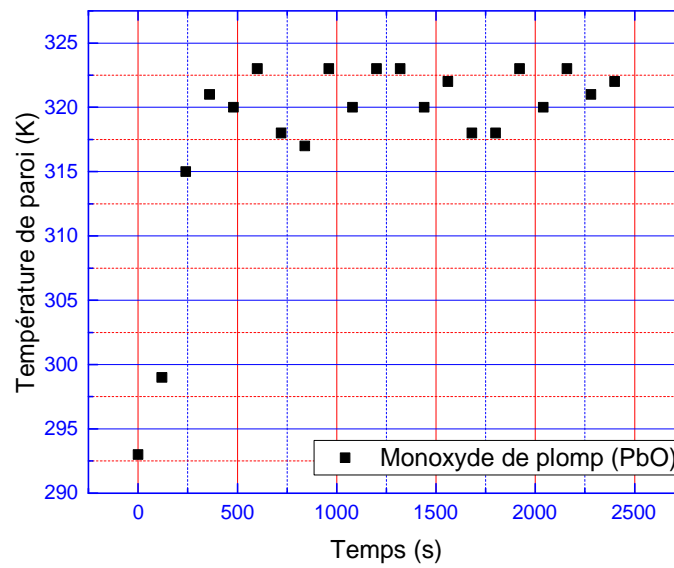


Figure IV.2 : Variation de la température (T_{paroi}) de surface extrême de l'échantillon PbO en fonction du temps.

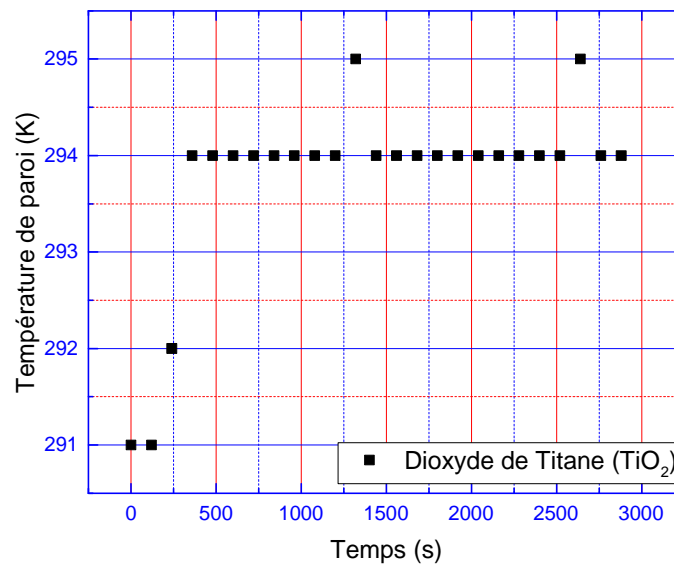


Figure IV.3 : Variation de la température (T_{paroi}) de surface extrême de l'échantillon TiO₂ en fonction du temps.

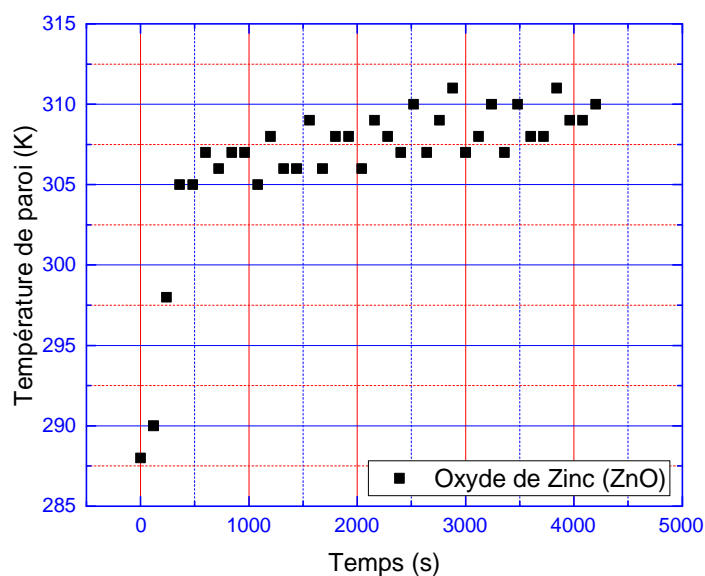


Figure IV.4 : Variation de la température (T_{paroi}) de surface extrême de l'échantillon ZnO en fonction du temps.

IV.2. Conductivités thermiques:

La figure IV.5 montre la variation de la conductivité thermique des oxydes qui ont été utilisés dans l'expérimental en fonction de la température de la paroi de chaque échantillon. On observe que la conductivité thermique des oxydes augmente avec l'augmentation de la température de paroi cette augmentation est peut être due à la nature de chaque oxyde (le métal de chaque oxyde). On constate aussi que la conductivité thermique de dioxyde de titane (TiO_2) est plus élevée que la conductivité thermique des autres oxydes où monoxyde de plomb (PbO) a une faible conductivité thermique.

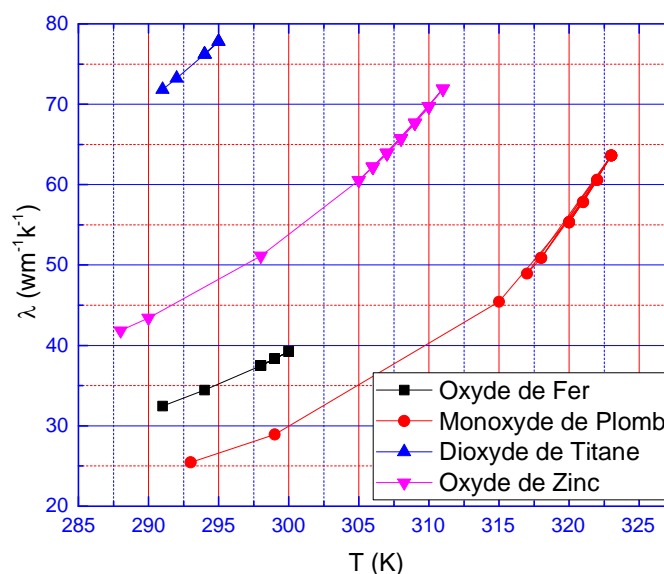


Figure IV.5 : Variation de la conductivité thermique des oxydes en fonction de la température de paroi de chaque échantillon.

IV.3. Modélisation des conductivités thermiques :

On a calculé par la méthode de loi de Fourier afin d'établir des relations empiriques. Pour mettre en évidence la relation entre les caractéristiques géométriques des oxydes et les paramètres physiques (épaisseur, diamètre, surface) on a utilisé la loi de Fourier.

$$\dot{Q}(x) = -\lambda(t) S \frac{dt}{dx} \quad (\text{IV.1})$$

$$\int_{x=0}^x \dot{Q} dx = \int_{T_s}^{T(x)} S \lambda(t) dt \quad (\text{IV.2})$$

A partir des résultats obtenus on trouve les relations empiriques suivantes de chaque oxyde utilisé dans l'expérimental :

❖ **Dioxyde de titane (TiO₂) :**

$$T(x) = (1,07895 - 60x) / (7,5772 \cdot 10^{-3} + 1,8685 \cdot 10^{-5} T(x) + 1,4835 \cdot 10^{-6} T(x)^2).$$

❖ **Oxyde de Zinc (ZnO) :**

$$T(x) = (0,7347 - 60x) / (5,5731 \cdot 10^{-3} - 3,2557 \cdot 10^{-5} T(x) + 1,4699 \cdot 10^{-6} T(x)^2).$$

❖ Monoxyde de Plomb (PbO) :

$$T(x) = (0,49105-60x) / (6,54963*10^{-3}-1,38055*10^{-4}T(x)+2,0672*10^{-6}T(x)^2).$$

❖ Oxyde de fer (Fe₂O₃):

$$T(x) = (0,50114-60x) / (3,56112*10^{-3}+1,5381*10^{-6}T(x)+7,123*10^{-7}T(x)^2).$$

Utilisant la loi de fourrier, on a essaie de faire une tentative de modélisation (équations empiriques) et simulation à fin d'estimer la variation de la température le long des différents échantillons comme il est illustré dans les figures. On remarque que la température diminue de la source (T_{source}) vers l'extrême de l'échantillon. Lorsqu'on compare les résultats des différents échantillons des oxydes.

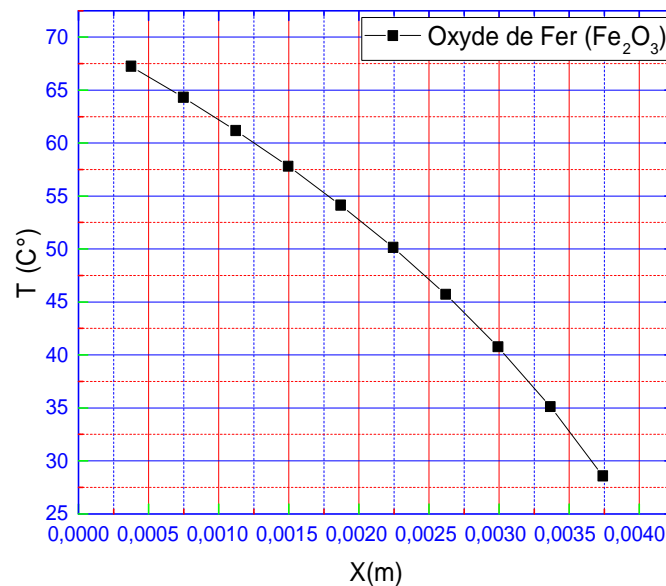


Figure IV.6 : Variation de la température le long de l'échantillon d'oxyde de fer (Fe_2O_3).

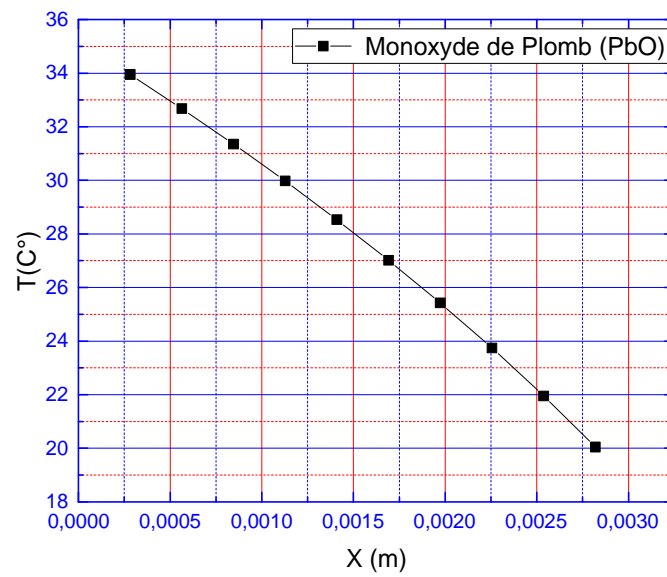


Figure IV.7 : Variation de la température le long de l'échantillon d'oxyde de Plomb (PbO).

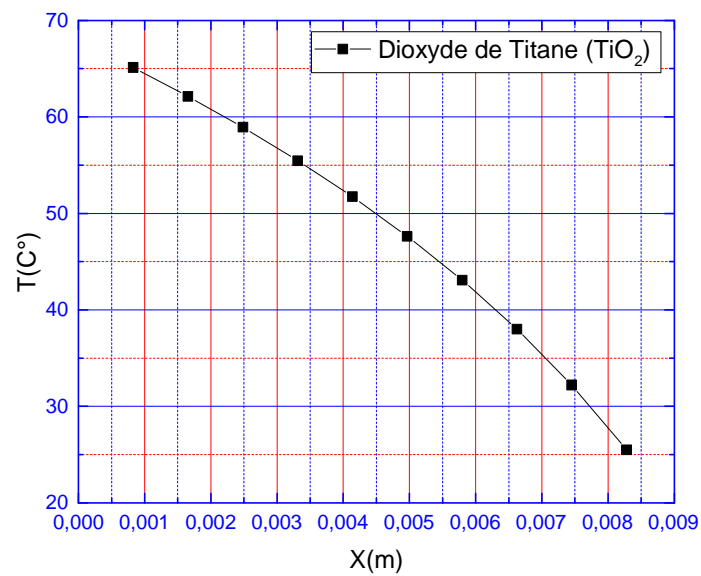


Figure IV.8 : Variation de la température le long de l'échantillon d'oxyde de Titane (TiO₂).

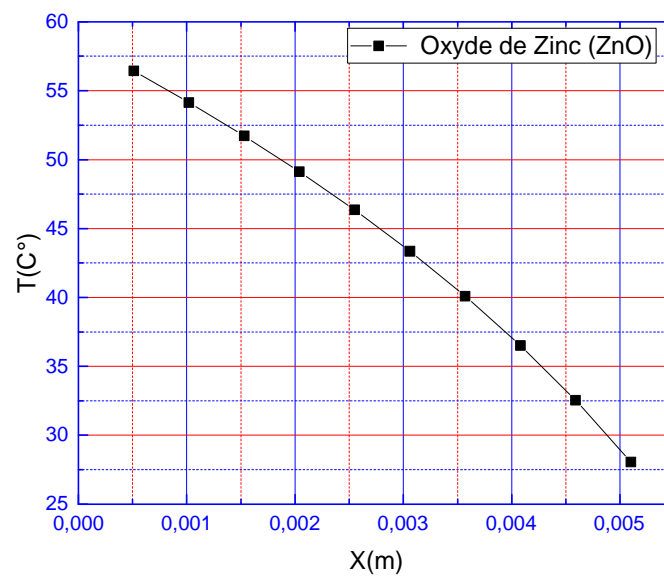


Figure IV.9 : Variation de la température le long de l'échantillon d'oxyde de Zinc (ZnO).

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Cette étude a pour objectif d'étudier le transfert de chaleur au sein des cylindres bâtonnets des oxydes (PbO , ZnO , TiO_2 et Fe_2O_3) et l'évolution de température le long de ces échantillons.

Les résultats obtenus permettent de tirer la conclusion suivante :

- ❖ Les résultats de la conductivité thermique obtenus permettent de dire que la conductivité thermique augmente avec l'augmentation de la température et varie selon la nature de chaque oxyde.
- ❖ On a essayé de faire une tentative de modélisation et simulation, cette tentative nous a permis d'estimer la distribution axiale de la température le long des échantillons.

Références Bibliographiques :

- [1] M. BENMERABET, «Modélisation et simulation des phénomènes de transfert thermique par convection assistés par le mouvement fluide», mémoire de master, Université «Badji Mokhtar», Annaba- Algérie (2017).
- [2] M.A. PREVOST, «Etude de nouvelles céramiques pour barrière thermique», thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie paris – France (2007).
- [3] H. LANEZ, «Optimisation du bilan thermique d'un circuit de refroidissement du solvant lourd en présence du phénomène d'encrassement», mémoire de master, université «Echahid Hamma Lakhdar», el oued- Algérie (2014).
- [4] W.KORICHI, «simulation numérique d'une plaque bidimensionnelle avec source de chaleur», mémoire de master, Université « Mohamed Khaider», Biskra- Algérie (2014).
- [5] M. LARGET, «Contribution a l'évaluation de la dégradation du béton : thermographie infrarouge et couplage de techniques», thèse de Doctorat, Université de Bordeaux- France (2011).
- [6] M.BORDJANE, «cours modes transfert thermique», 3^{ème} année licence, Université «Mohamed Boudiaf», Oran- Algérie (2017).
- [7] S.TABET, « Etude numérique de la convection naturelle dans une enceinte fermée partiellement chauffée », thèse de Doctorat, Université «Mohamed Boudiaf», Oran- Algérie (2017).
- [8] J.L.BATTAGLIA, A.KUSIAK et J.R.PUIGGALI, «Introduction aux transferts thermiques», cour et exercices corrigés 2^{ème} édition licence (2010).
- [9] F. KHIDER, « Amélioration de la convection mixte en utilisant des ailettes cylindriques avec des ouvertures au niveau de la base », mémoire de master, Université «Mohamed Boudiaf», M'silla- Algérie (2015).
- [10] S. SADDAM, «Amélioration de la convection mixte dans un dissipateur de chaleur à ailette elliptique creuse », mémoire de master, Université «Mohamed Boudiaf», M'silla- Algérie (2015).
- [11] [en ligne], disponible sur le site :
«<https://www.bebe-et-tournevis.fr>»,12/06/2019 à 21.36.
- [12] A.BOURAS, «contribution a l'étude des transferts de chaleur et de masse au Sein d'un espace annulaire elliptique d'axe horizontal », thèse de Doctorat, Université «Freres Mentouri», Constantine- Algérie (2015).

Références Bibliographiques

- [13] N. GHEBRID, «Etude numérique des transferts thermiques couplés dans une cavité fermée», mémoire de magister option génie chimique, Université «Ferhat Abbas», Sétif-Algérie (2011).
- [14] N. LAAROUSSI, «Contribution à la simulation numérique des transferts de chaleur par conduction, rayonnement et convection thermo-solutales dans les cavités», Thèse de doctorat, PARIS-EST (2008).
- [15] R. LAIDAOUI, «Modélisation et simulation d'un processus à changement de phase Liquide-Solide», mémoire de master, Université «Badji Mokhtar», Annaba- Algérie (2016).
- [16] Loan C POPA, «Modélisation numérique du transfert thermique, méthode des volumes finis», (2002).
- [17] M. GACEM, «Comparaison Entre l'Isolation Thermique Extérieure et Intérieure d'une pièce D'un Habitat Situé Dans Le Site De Ghardaïa», mémoire de magister, Université «Abou-Bekr Belkaid», Tlemcen- Algérie (2010).
- [18] [en ligne], disponible sur le site :
<https://images.app.goo.gl/RADe1LavjY2Usc7>, 13/05/2019 à 23 :59.
- [19] S. BENTHAMI, « Modélisation numérique d'un four électrique à convection forcée », mémoire d'ingénieur, Université du Québec- Canada (2004).
- [20] A.M. HOFMEISTER, « Thermal diffusivity of oxide perovskite compounds at elevated temperature », journal of applied physics, vol. 107 (2010).
- [21] A. SAKRI, «Etude du système $(1-x)\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Sb}_{2/3})\text{O}_3 - x\text{Pb}_{0.98}\text{La}_{0.02}(\text{Zr}_{0.48}\text{Ti}_{0.52})\text{O}_3$ Stabilité de la structure pérovskite et propriétés électromécanique», thèse de doctorat, Université Mohamed Khaider Biskra – Algérie (2015).
- [22] S. AOUBID, «Effet de la température de calcination sur la cinétique de formation d'une céramique industrielle » mémoire de master, Université Mohamed Khaider Biskra – Algérie (2015).
- [23] N. MADOU, «Synthèse et caractérisation d'oxydes par précipitation des sels précurseurs», thèse de doctorat, Université Mohamed Khaider Biskra – Algérie (2017).
- [24] : P. FRANÇOIS LORY, «Dynamique de réseau et conductivité thermique dans les alliages métalliques complexes», thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes – France (2015).

Références Bibliographiques

- [25] S. STACKHOUSE, « Theoretical Methods for Calculating the Lattice Thermal Conductivity of Minerals », *Reviews in Mineralogy & Geochemistry*, vol.71,N°.12 (2010).
- [26] B. BERNARD, « Barrières thermiques par projection plasma de suspensions Développement et caractérisation de microstructures à faible conductivité thermique», thèse de doctorat, Université de lorraine, France (2016).
- [27] [en ligne], disponible sur le site :
«[https://metrologie – francaise .lne.fr](https://metrologie-francaise.lne.fr)», 26/05/2019 à 22.15.
- [28] J.H. RANDRIANALISOA,« Transfert thermique par rayonnement et conduction dans les matériaux poreux micro et nanostructures. Analogie transfert de phonons et de photons», thèse de doctorat, institut National des Sciences Appliquées INSA de Lyon, France (2006).
- [29] A. HASSAINIA, « Effet de la composition sur les transformations thermiques a hautes températures des matériaux silicates», mémoire de magister, Université 08 mai 1945 Guelma (2008).
- [30] M. TAKEDA , O. ONISHI, S. NAKAKUBO, et S. FUJIMOTO ,« Physical Properties of Iron-Oxide Scales on Si-Containing Steels at High Temperature»,vol.50, N°.9 (2009).
- [31] C. AMARA , « effet de la température de frittage sur les propriétés structurales d'une céramique industrielle», mémoire de master en génie chimique, université de Mohamed khider, Biskra, Algérie (2015).
- [32] S.ATHAMNIA, «Effet du temps de broyage sur la cinétique de formation et les propriétés structurales d'un matériau céramique industriel», mémoire de master, Université Mohamed Khaidar Biskra – Algérie (2016).
- [33] A. KHARIEF, « Synthèse, caractérisations et étude structural des céramiques PZT de type pérovskite $Pb_{1-x}La_xCa_x [(Zr_{0.75}Ti_{1-Y})_{0.75}(Sb)_{0.25}]O_3$ », mémoire de magistère, université Mentouri de Constantine, Algérie (2012).
- [34] [en ligne], disponible sur le site :
«[http://en.wikipedia.org /wiki/ oxyde de fer](http://en.wikipedia.org/wiki/oxyde_de_fer)» , 01/06/2019 à 19:35.

Résumé

Cette étude a pour objectif d'étudier le transfert de chaleur au sein des cylindres bâtonnets des oxydes poudres compactés à fin d'estimer la variation des conductivités thermiques ainsi que l'évolution et la distribution axiale de la température le long de ces échantillons. Les résultats obtenus montre que la conductivité thermique des oxydes augmente avec l'augmentation de la température de paroi cette augmentation est peut être due à la nature de chaque oxyde (le métal de chaque oxyde).

Mots clés : transfert de chaleur, conductivité thermique, oxydes métalliques, calcination.

المخلص

الهدف من هذه الدراسة هو دراسة انتقال الحرارة في اسطوانات قضبان اكاسيد المسحوق المضغوطة من اجل تقدير التباين في التوصيلات الحرارية وكذلك التطور و التوزيع المحوري لدرجات الحرارة على طول هذه العينات . أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها أن الناقلية الحرارية للأكسيدات تزداد مع زيادة درجة حرارة الجدار. وقد تكون هذه الزيادة نتيجة لطبيعة كل أكسيد (معدن كل أكسيد).
الكلمات المفتاحية : تحول حراري, الناقلية الحرارية, اكاسيد معدنية, التكلس .

Abstract

The objective of this study is to study the heat transfer in rod cylinders of compacted powder oxides in order to estimate the variation of the thermal conductivities as well as the evolution and the axial distribution of the temperature along these samples. The results obtained show that the thermal conductivity of the oxides increases with the increase in the wall temperature, this increase may be due to the nature of each oxide (the metal of each oxide).

Keywords: heat transfer, thermal conductivity, metal oxides, calcination.