

Sommaire

Nomenclature.

Introduction générale..... 1

Chapitre I : Transfert de chaleur

I.1 Introduction 3

I.2 Rappel thermodynamique..... 3

I.3 Définitions 4

I.3.1 Chaleur 4

I.3.2 Gradient de température..... 5

I.3.3 Champ de température..... 5

I.3.4 Flux de chaleur..... 5

I.3.5 Transfert de chaleur..... 6

I.4 Bilan thermique..... 6

I.5 Modes de transfert de la chaleur 7

Chapitre II : Transfert de chaleur par conduction.

II.1 Introduction 10

II.2 Conduction de la chaleur dans une même phase 11

II.2 Concept de la conduction 11

II.3 Loi de Fourier 12

II.4 Conductivité thermique..... 13

II.5 Equation générale de la conduction..... 13

II.5.1 Résolution de l'équation de chaleur..... 14

Chapitre III: Transfert de chaleur par convection

III.1	Introduction	17
III.2	Convection	17
III.3	Définition et classification.....	18
III.4	Types de convection	19
III.4.1	Convection naturelle	19
III.4.2	Convection forcée	20
III.4.3	Convection mixte	20
III.5	Puissance échangée	20

Chapitre IV : Transfert de chaleur par rayonnement

IV.1	Introduction.....	23
IV.2	Définition	24
IV.3	Rayonnement ou radiation.....	24
IV.4	Structure du rayonnement	25
IV.5	Milieux du rayonnement thermique	26
IV.5.1	Milieux transparent	26
IV.5.2	Milieux opaques	26
IV.5.3	Milieux semi-transparents	26

Chapitre V : Partie expérimentale

V.1	Introduction... ..	28
V.2	Principe de l'étude de la propagation de la chaleur dans une barre cylindrique	28
V.3	Réalisation du dispositif expérimental	29
V.3.1	Introduction	29

V.3.2	Dispositif expérimental	30
V.3.3	Mesure de température	32
V.4	Résultats et discussions	33
	Conclusion générale	43
	Bibliographie.	

Nomenclature :

a : Diffusivité thermique

C : Chaleur spécifique

D : Diamètre

d : Distance entre thermomètres

e : Epaisseur

h : Coefficient de transfert de chaleur par convection, coefficient expérimentale

k : Conductivité thermique

L : Longueur

m : coefficient expérimentale

Q : Quantité de chaleur

W : Energie reçue

S : Surface

t : Temps

T : Température

V : Volume

x, y, z : Variables d'espace

Lettres grecques :

β : Nombre constant

λ : Coefficient de déperdition latérale

ϕ : Flux de chaleur

Φ : Densité du flux de chaleur

α : Déphasage

ρ : Masse volumique

θ : Différence de température

ΔU : Variation d'énergie interne

Introduction générale :

Les phénomènes de transfert de chaleur interviennent dans beaucoup d'activités industrielles et aussi dans la vie de tous les jours (chauffer son habitation ou porter un liquide à l'ébullition dans une casserole). C'est pour l'ensemble de ces raisons que nous proposons une brève analyse théorique sur les modes de transferts de la chaleur et une étude expérimentale de la propagation de la chaleur dans une barre cylindrique en cuivre.

La chaleur est souvent confondue dans l'esprit commun avec la température. Ce sont deux idées assez différentes, même si elles sont très liées. La chaleur peut être définie comme le transfert de l'agitation thermique d'un corps à un autre. Elle peut être considérée comme une énergie. Alors que la température est la mesure du degré de l'agitation thermique : plus les molécules d'un corps sont agitées, plus le corps est chaud.

Dans le cadre de ce mémoire, nous allons dans le premier chapitre préciser les différents modes de transfert de la chaleur qui se produisent suivant deux procédés qui se ressemblent :

- soit par contact: c'est la conduction thermique;
- soit à distance: c'est le rayonnement thermique.

Le troisième mode de transfert d'énergie calorifique qui est la convection. (Échange de chaleur entre un fluide et un solide) est aussi examiné. Dans ce cas le phénomène thermique se complique par le déplacement de matière et au transfert de chaleur se superpose le transfert de masse. Dans ce chapitre il s'agit de montrer la différence entre les trois modes de transfert de chaleur.

Dans le deuxième chapitre nous allons suivre l'évolution de la température dans un milieu conducteur et montrer qu'elle est régie par l'équation aux dérivées partielles dite équation de la chaleur. Cette équation est difficile à résoudre dans le cas générale, mais elle présente des solutions particulières sous certaines conditions dites conditions initiales.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de la propagation de la chaleur par convection.

Dans le chapitre IV, nous décrivons la structure du rayonnement thermique (radiation).

Le dernier chapitre est concerné à l'étude expérimentale de la propagation de la chaleur dans une barre cylindrique en cuivre par conduction.

Chapitre I :

Transfert de chaleur

I.1 Introduction :

Notre étude de la thermodynamique nous a montré qu'elle est essentiellement basée sur deux principes mesurant la variation d'énergie entre un état initial et un état final. Dans la majorité des cas cette variation est due à des échanges de travail et de chaleur (thermique).

Le second principe de la thermodynamique spécifie que le transfert de chaleur se fait du corps chaud vers le corps froid, ou de façon équivalente d'une température élevée vers une température plus basse. Le système ne sera donc pas en équilibre thermique durant le transfert. L'approche qu'on va poursuivre est essentiellement phénoménologique, c'est à dire d'origine expérimentale, et macroscopique (on ne s'intéressera pas aux processus microscopiques en jeu).

Ainsi on parle de transfert thermique pour décrire un échange de chaleur lié à une différence de température.

Il existe trois modes principaux de transfert thermique : la conduction, la convection et le rayonnement.

Dans le chapitre I, nous allons définir les principales notions concernant la chaleur, la température et les différents types de propagation de chaleur.

I.2 Rappel de la thermodynamique :

Les principales lois de la thermodynamique utilisées dans ce travail sont [1] :

Enoncé du premier principe :

Au cours d'une transformation quelconque d'un système, la variation de l'énergie interne est égale à l'énergie reçue par le système [3]. Ce principe se décrit par la formule :

$$\Delta U = W + Q \quad (I.1)$$

Ou sur la forme différentielle :

$$dU = \delta W + \delta Q \quad (I.2)$$

W est l'énergie reçue par le système. Il s'agit de l'énergie sous toute forme autre que calorifique.

Q est la quantité de chaleur reçue par le système. Il s'agit de l'énergie traduisant l'agitation microscopique des atomes ou des molécules. Elle peut être échangée par trois processus :

- Conduction
- Convection
- Rayonnement

Autrement dit :

Une expression du principe de conservation de l'énergie précise que l'énergie peut être transformée d'une forme à l'autre, mais ne peut pas être créée ou détruite.

Enoncé du second principe :

Le second principe de la thermodynamique s'exprime ainsi :

La chaleur ne se déplace spontanément que vers une température plus basse [3].

On peut préciser cette affirmation de la façon suivante :

Le transfert de chaleur vers une température plus haute ne peut se faire sans apport d'énergie.

Autrement dit :

La chaleur peut spontanément venir d'une région à plus haute température vers une région à plus basse température, mais pas l'inverse.

Conséquences :

Les lois fondamentales de la thermodynamique nous font savoir que :

1^{ère} loi : l'énergie transférée se conserve en absence de sources de chaleurs.

2^{ème} loi : la chaleur est transférée d'un corps à un autre si et seulement si, ils ont des températures différentes.

I.3 Définitions :

I.3.1 la chaleur :

C'est une forme d'énergie dont les manifestations ont la particularité d'être directement ressenties par le corps humain. En effet, les notions de chaud et de froid résultent de la perception par nos sens de la présence ou l'absence de chaleur, ou plus exactement de l'accroissement ou de la diminution de la chaleur. Disons aussi que, lorsqu'on introduit une quantité de chaleur dans un corps, la température de ce dernier augmente ; dans le cas d'un changement de phase, tout ou une partie de cette chaleur est utilisée pour satisfaire les besoins thermiques liés à ce phénomène (fusion, évaporation, etc.).

Nous pouvons dire que tous les corps matériels se présentant sous l'un des trois aspects physiques (solide, liquide ou gazeux) contiennent en eux même une certaine quantité de chaleur définie comme étant aussi une énergie calorifique [5].

I.3.2 gradient de température :

Si l'on réunit tous les points de l'espace qui ont la même température, on obtient une surface dite surface isotherme [6]. La variation de température par unité de longueur est maximale le long de la normale à la surface isotherme. Cette variation est caractérisée par le gradient de température [7]:

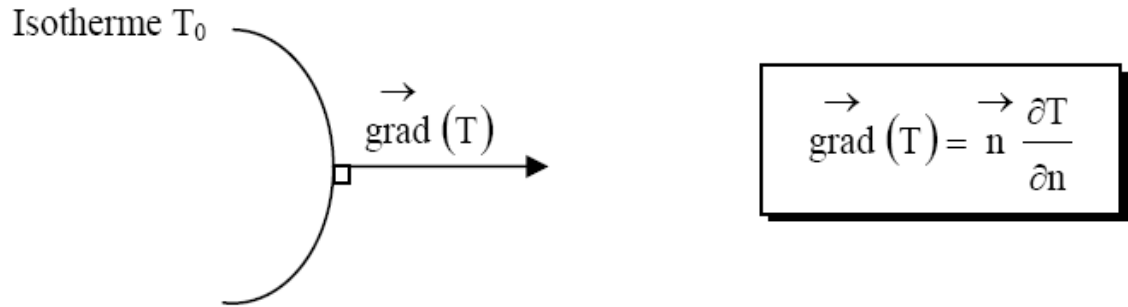


Figure I.1 : Gradient de température

Avec :

$\vec{n}$: Vecteur unitaire de la normale

$\frac{\partial T}{\partial n}$: Dérivée de la température le long de la normale

I.3.3 Champ de température :

Les transferts d'énergie sont déterminés à partir de l'évolution dans l'espace et dans le temps de la température [6] : $T = f(x,y,z,t)$. La valeur instantanée de la température en tout point de l'espace est un scalaire appelé champ de température [7]. Nous distinguerons deux cas :

- Champ de température indépendant du temps : le régime est dit permanent ou stationnaire.
- Evolution du champ de température avec le temps : le régime est dit variable ou instationnaire.

I.3.4 Flux de chaleur :

La chaleur s'écoule sous l'influence d'un gradient de température par conduction des hautes vers les basses températures [7]. La quantité de chaleur transmise par unité de temps et par unité d'aire de la surface isotherme est appelée densité de flux de chaleur [9] :

$$\Phi = \frac{1}{S} \frac{dQ}{dt} \quad (\text{Wm}^{-2}) \quad (\text{I.3})$$

Où S est l'aire de la surface (m^2).

On appelle flux de chaleur la quantité de chaleur transmise sur la surface S par unité de temps :

$$\varphi = \frac{dQ}{dt} \quad (W) \quad (I.4)$$

I.3.5 Transfert de chaleur :

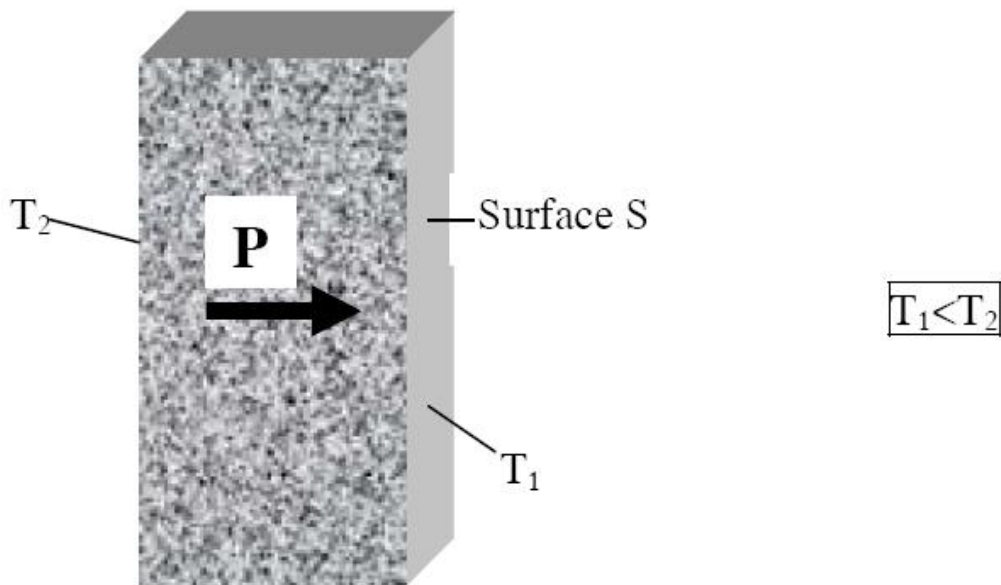


Figure I.2 : Transfert de chaleur

Lorsque deux points dans l'espace sont à des températures différentes ($T_2 > T_1$), il y a systématiquement transfert de chaleur de T_2 vers T_1 (c'est le deuxième principe de la thermodynamique) [6].

I.4 Bilan thermique :

Etablissement du bilan :

Il faut tout d'abord définir un système (S) par ses limites dans l'espace et il faut ensuite établir l'inventaire des différents flux de chaleur qui influent sur l'état du système et qui peuvent être :

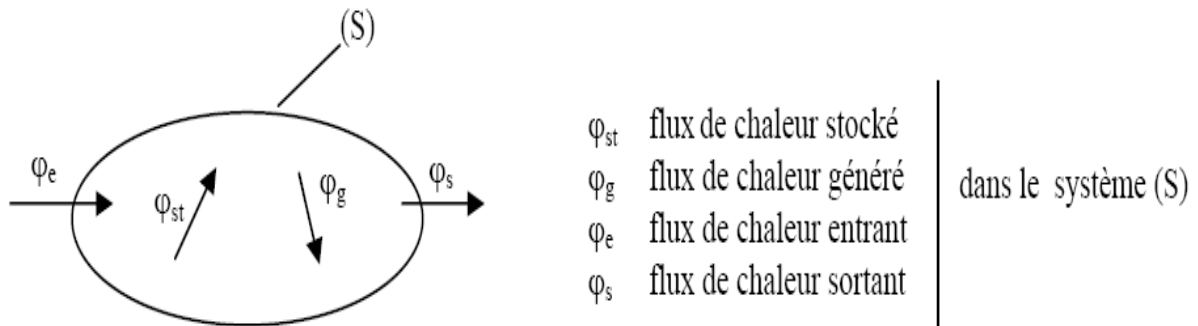


Figure I.3 : Etablissement du bilan thermique

On applique alors le 1er principe de la thermodynamique pour établir le bilan d'énergie du système (S) :

$$\varphi_e + \varphi_g = \varphi_s + \varphi_{st} \quad (I.5)$$

Expression des flux d'énergie :

Il faut maintenant établir les expressions des différents flux d'énergie. En reportant ces expressions dans le bilan d'énergie, nous obtiendrons l'équation différentielle dont la résolution permettra de connaître l'évolution de la température en chaque point du système[21].

I.5 Modes de transfert de la chaleur :

Le transfert de chaleur est l'un des modes les plus communs d'échange d'énergie. Il intervient naturellement entre deux systèmes dès qu'il existe une différence de températures quelque soit le milieu qui les sépare, même s'il y a du vide. Les transferts thermiques se basent sur le concept quantité de chaleur et différence de températures, que la thermodynamique évoque dans ces principes. Toutefois, la thermodynamique classique traite l'état des systèmes sous leur aspect macroscopique, concernant uniquement les états d'équilibres, en négligeant les mécanismes qui y conduisent. L'étude de ces mécanismes constitue une discipline indépendante connue par transfert de chaleur ou transfert thermique[3].

Le transfert de chaleur au sein d'une phase ou, plus généralement, entre deux phases, se fait de trois façons [14] :

- Par conduction.
- Par convection.

- Par rayonnement.

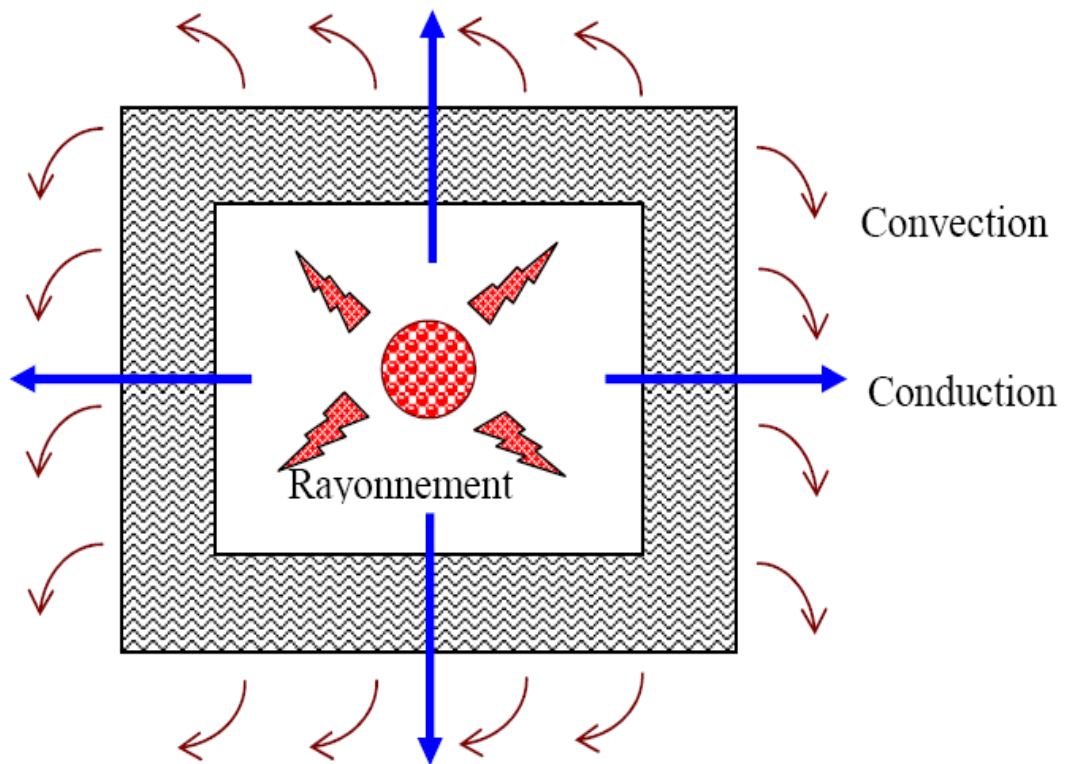


Figure I.4 : Les types de transfert de chaleur

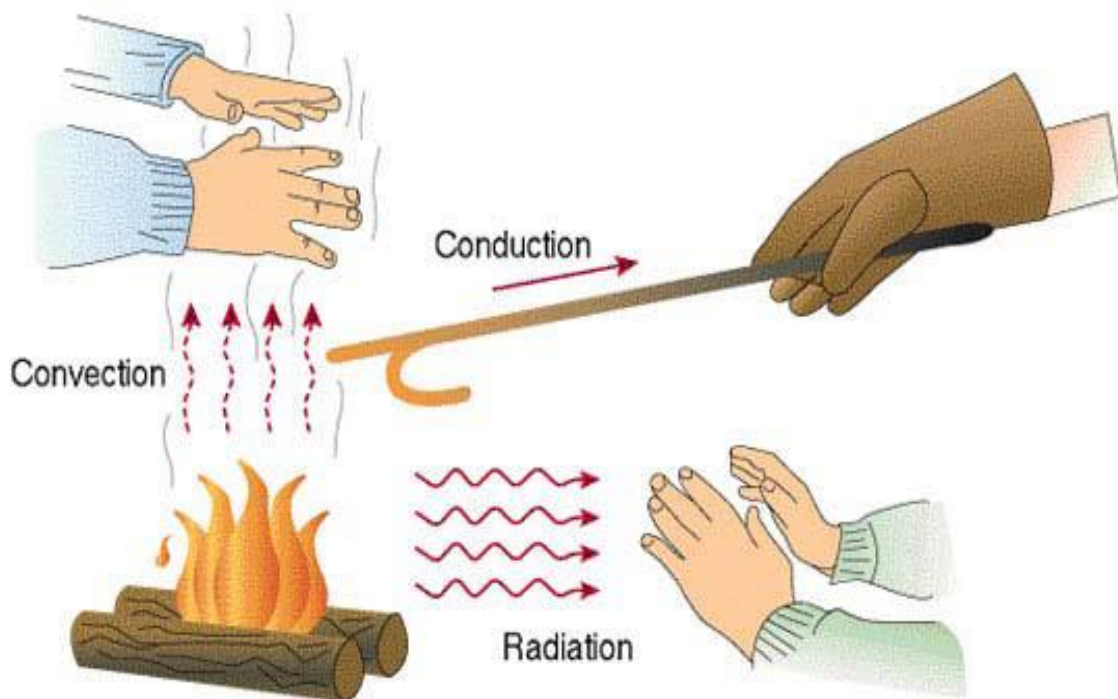


Figure I.5 : Transfert de chaleur par conduction, radiation et convection

Chapitre II :

Transfert de chaleur par conduction

II.1 Introduction :

Le phénomène de conduction de la chaleur est due à la non-uniformité de la température qui produit un transfert d'énergie thermique d'un point à un autre du système mais sans transport macroscopique de la matière.

Le phénomène de conduction a lieu dans tous les milieux (fluide : gaz ou liquide) ou solide) mais c'est le seul qui a lieu dans un solide.

Du point de vue microscopique les porteurs diffèrent suivant le milieu considéré. Dans les solides non métalliques, la conduction est assurée par le transfert de proche en proche de l'énergie de vibration des atomes. Le porteur associé à ces ondes longitudinales s'appelle le phonon.

Dans les métaux, l'échange d'énergie se fait par les électrons libres (énergie de translation) car le processus est plus efficace que la vibration des atomes. Les métaux ou alliages métalliques sont donc de bons conducteurs thermiques. Dans un fluide, l'échange d'énergie s'effectue par les mouvements des atomes ou molécules (translation mais aussi rotation et vibration dans le cas des molécules).

Le mécanisme de conduction est produit par une différence de température au sein d'un même corps. Ce mode de transfert découle du mouvement des électrons libres ou d'une transmission vibratoire atomique, ce qui explique pourquoi les bons conducteurs de chaleur sont également de bons conducteurs électriques.

En 1822, le mathématicien français Joseph Fourier donna une définition mathématique précise de la conduction. D'après la loi de Fourier, la vitesse à laquelle la chaleur est conduite dans un corps par unité de section est proportionnelle à l'opposé du gradient de la température du corps. Le gradient représente la répartition verticale de la température. Plus la différence de température entre le niveau haut et le niveau bas est importante, plus le gradient sera élevé et plus la chaleur se déplacera rapidement.

II.2 Conduction de la chaleur dans une même phase :

Ce transport de chaleur se produit au sein d'une même phase – au repos ou mobile [4], mais tranquille (absence de remous) – en présence d'un gradient de température. Le transfert de chaleur résulte d'un transfert d'énergie cinétique d'une molécule à une autre molécule adjacente [6].

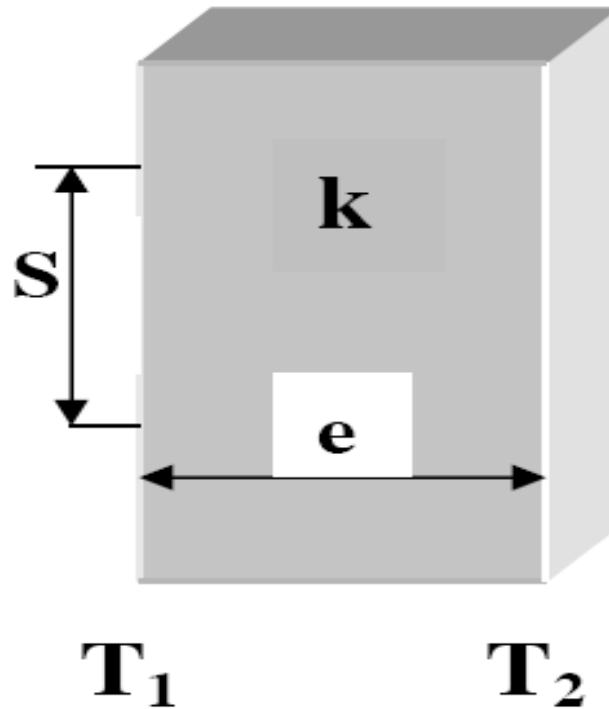


Figure II.1 : Transfert de chaleur par conduction

Ce mode de transfert est le seul à exister dans un solide opaque. Pour les solides transparents, une partie de l'énergie peut être transmise par rayonnement. Avec les fluides que sont les gaz et les liquides, la convection et le rayonnement peuvent se superposer à la conduction.

II.3 Concept de la conduction :

La chaleur est associée aux mouvements de translation, de vibration et de rotation des molécules [2]. Ce transfert de chaleur par conduction est strictement associé à l'intensité des mouvements moléculaires, qui croissent de plus en plus lorsque la température augmente. La diffusion de la chaleur est liée à la structure cristalline du matériau [3].

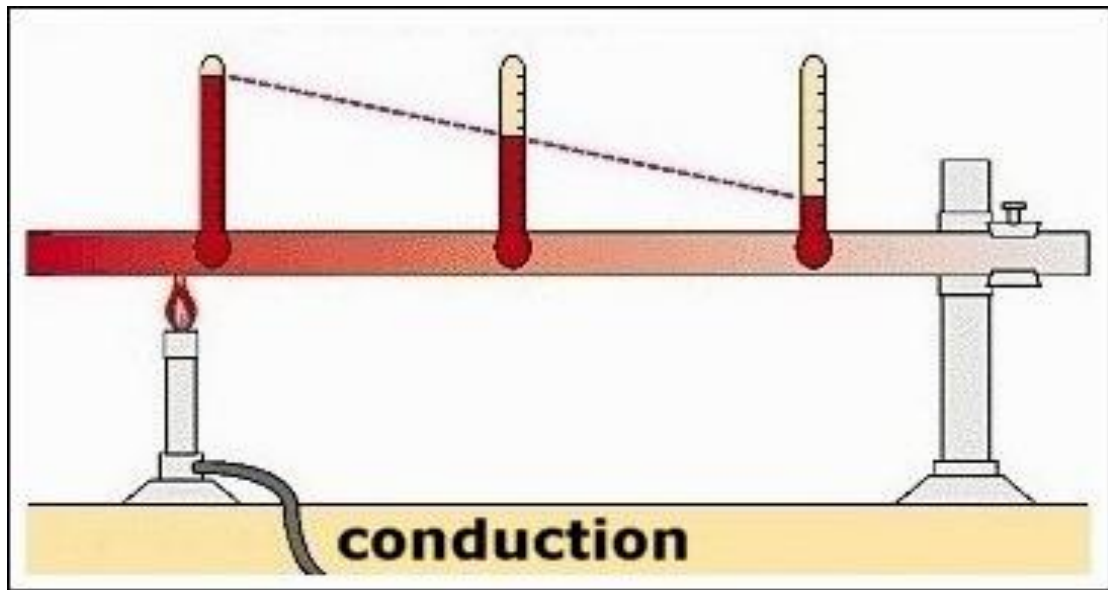


Figure II.2 : Schématisation du transfert de chaleur par conduction

II.4 Loi de Fourier :

Cette loi, introduite et vérifiée expérimentalement en 1822 par Joseph Fourier [2], modélise la conduction thermique en donnant une expression du vecteur courant de densité thermique. Celui-ci est :

- Perpendiculaire aux surfaces isothermes,
- Dirigé dans le sens décroissants des températures,
- Proportionnel au taux de variation de la température dans cette direction.

Le coefficient de proportionnalité est appelé conductivité thermique et est caractéristique du matériau.

Cette loi phénoménologique ne va pas à l'encontre du bon sens puisque le transfert de chaleur se fait des zones chaudes vers les zones froides. Seulement, ce modèle a ses limites et ne s'applique plus pour des matériaux particuliers ou quand la variation de température est trop importante, et doit être écrite de façon moins simple quand le matériau n'est pas homogène ou pas anisotrope.

On peut généraliser l'équation de Fourier sous la forme vectorielle pour un milieu isotrope [3] comme suit :

$$\vec{\varphi} = -k \overrightarrow{\text{grad}T} \quad (\text{II.1})$$

$\vec{\varphi}$: Vecteur densité de flux

k : Conductivité thermique

II.5 Conductivité thermique :

La conductivité thermique est la grandeur physique qui caractérise l'aptitude d'un corps à conduire la chaleur. Elle est symbolisée par la lettre k . La conduction thermique est le mode de transfert de chaleur associée à cette grandeur [15].

Plus la conductivité thermique d'un matériau est élevée, plus celui-ci conduit la chaleur, et donc moins il est isolant. Dans le système international des unités, la conductivité thermique est exprimée en watts par mètre par kelvin ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). La conductivité thermique dépend principalement de la nature du matériau et de la température mais d'autres paramètres tels que l'humidité et la pression interviennent également.

Quand la température augmente, un isolant perd de sa capacité d'isolation et, à l'inverse, un conducteur perd de sa capacité de conduction.

II.6 Equation général de la conduction :

Un barreau cylindrique métallique d'axe Ox , de longueur L , et de section S , est caractérisé par sa chaleur massique C , sa masse volumique ρ et sa conductivité thermique k . Ses caractéristiques sont supposées constantes et indépendantes de la température. Selon la loi de Fourier, la propagation unidirectionnelle de chaleur dans le barreau est proportionnelle en chaque point au gradient de température le long de celui-ci. La densité de flux de chaleur suivant Ox à l'abscisse x [12].

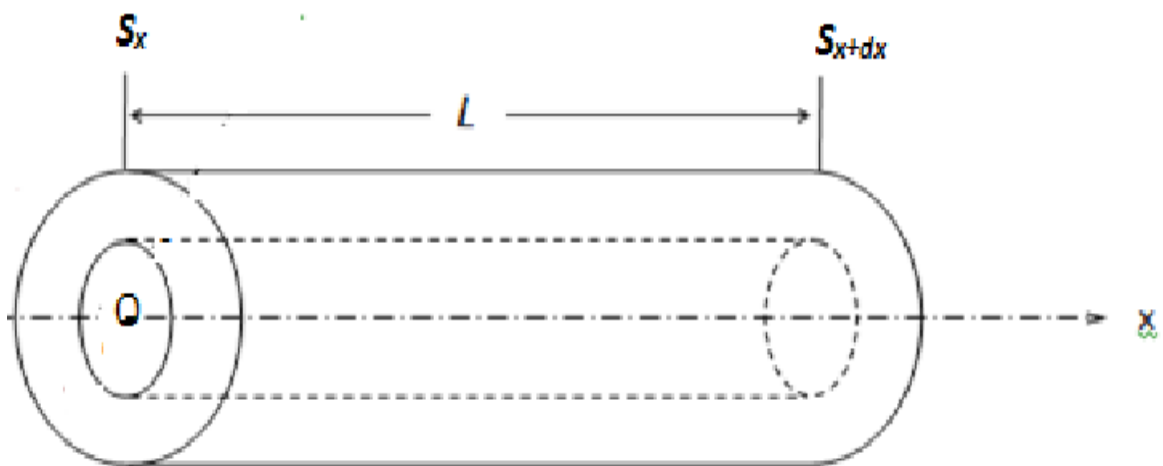


Figure II.3 : Barre métallique cylindrique

Soit la quantité de chaleur qui traverse par unité de temps l'unité de surface du barreau s'écrit :

$$Q = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{II.2})$$

Avec k la conductivité thermique du métal en ($\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$).

En régime non permanent, la température du barreau est fonction de l'abscisse x et du temps t considérés.

L'équation de propagation de la chaleur en fonction du temps dans un milieu isotrope à une dimension [13] est :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = a \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II.3})$$

Avec la diffusivité thermique :

$$a = \rho c / k \quad (\text{II.4})$$

C : Capacité calorifique.

ρ : Masse volumique.

k : Conductivité thermique du matériau.

Il existe une méthode analytique (pour laquelle Fourier a développé les séries qui portent son nom) de résolution de cette équation aux dérivées partielles.

Simplification cas d'un corps isotrope; $k = \text{constant}$

L'équation générale de la conduction est donnée par :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{\rho c} \nabla^2 T + \frac{Q}{\rho c} \quad (\text{II.5})$$

$$\nabla^2 = \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Cas particuliers :

$$Q = 0, \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{a} \Delta T \quad (\text{II.6}) \quad \text{Équation de Fourier.}$$

$$Q = 0, \frac{\partial T}{\partial t} = 0, \Delta T = 0 \quad (\text{II.7}) \quad \text{Equation de Laplace.}$$

$$Q \neq 0, \frac{\partial T}{\partial t} = 0, \frac{1}{a} \Delta T + Q = 0 \quad (\text{II.8}) \quad \text{Equation de Poisson.}$$

II.6.1 Résolution de l'équation de la chaleur :

Suivant le principe de conservation de l'énergie d'un volume élémentaire d'épaisseur dx du barreau, on écrit que la variation de température de ce volume dépend des flux de chaleur entrant et sortant. Alors, on obtient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = a \frac{\partial T}{\partial t}$$

Les conditions aux limites :

$$\begin{cases} T(0, t) = 0 \\ T(L, t) = 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad T(x, 0) = f(x)$$

$$T(x, t) = v(x) \cdot w(t) \Rightarrow \frac{\partial T}{\partial t} = v(x) \cdot w'(t) \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = v''(x) \cdot w(t)$$

On pratiquant la séparation des variables :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{a} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \Rightarrow v(x) \cdot w'(t) = \frac{1}{a} v''(x) \cdot w(t) \Rightarrow \frac{v''(x)}{v(x)} = a \frac{w'(t)}{w(t)} \quad (\text{II.9})$$

On peut obtenir une équation dont le premier membre n'est fonction que de t et le deuxième que de x. Les deux membres sont alors égaux à une constante que l'on pose égale à $-\beta$:

$$\frac{v''(x)}{v(x)} = a \frac{w'(t)}{w(t)} = -\beta \quad (\text{II.10})$$

$$v''(x) + \beta v(x) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{w'(t)}{w(t)} = -\frac{\beta}{a}$$

Ces deux fonctions ont des solutions de la forme :

$$\begin{cases} v(x) = A \cos \sqrt{\beta} x + B \sin \sqrt{\beta} x \\ w(t) = C \text{ste} \cdot e^{-\frac{\beta}{a} t} \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

$$v(0) = 0 \Rightarrow A \cos \sqrt{\beta} 0 + B \sin \sqrt{\beta} 0 = 0 \Rightarrow A = 0$$

$$v(L) = 0 \Rightarrow \cos \sqrt{\beta} L + B \sin \sqrt{\beta} L = 0 \Rightarrow$$

$$\begin{cases} B = 0 \quad \text{ou} \\ \sin \sqrt{\beta} L = 0 \Rightarrow \sqrt{\beta} L = n\pi = 0 \Rightarrow \sqrt{\beta} = \frac{n\pi}{L} \Rightarrow \beta = \frac{n^2 \pi^2}{L^2} \end{cases}$$

Donc :

$$\begin{cases} v_n(x) = C_n \sin x \frac{n\pi}{L} x, n = 1, 2, 3 \dots \\ w(t) = e^{-\frac{\beta}{a} t} \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

Il y a donc une famille de solution qui satisfait à la condition aux limites sur x.

La solution générale de T(x,t) s'exprime sous la forme de série de Fourier :

$$T(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} T_n(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin \left(\frac{n\pi}{L} x \right) \cdot e^{-\frac{1}{a} \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 t} \quad (\text{II.13})$$

Chapitre III :

Transfert de chaleur par convection

III.1 Introduction :

On envisage uniquement des transferts entre solides et fluides (et non des transferts entre fluides). On dit qu'il y a convection lorsqu'il y a déplacement de la matière. Ce phénomène est très complexe car il concerne aussi bien les gaz que les liquides dans des situations qui peuvent être différentes. Dans un écoulement d'un fluide en contact avec une paroi solide, il existe le long de la paroi, une mince couche de fluide qui s'écoule très lentement car le fluide est comme accroché aux aspérités de la paroi. On admet qu'il n'y a pas d'échange de matière et que dans cette région la chaleur ne peut se transmettre que par conduction.

Au sein du fluide, la chaleur se transmet par mélange des particules de fluide, provoquant ainsi une égalisation rapide de la température ; on parle ainsi de température de mélange de fluide.

Si le mouvement des molécules provient de la différence de masse volumique de fluide en différent point à cause des transferts de chaleur : c'est la convection naturelle (la distribution de température engendre son propre mouvement en créant des forces d'Archimède). Ce mouvement peut être accentué par un mécanisme (pompe, ventilateur, vent...) : c'est la convection forcée.

III.2 Convection :

Le transfert de chaleur par convection se produit entre deux phases dont l'une est généralement au repos et l'autre en mouvement en présence d'un gradient de température. Par suite de l'existence du transfert de chaleur d'une phase à l'autre, il existe dans la phase mobile des fractions du fluide (ou agrégats) ayant des températures différentes. Le mouvement du fluide peut résulter de la différence de masse volumique due aux différences de températures (on parle alors de convection libre ou naturelle) ou à des moyens purement mécaniques (on parle alors de convection forcée) [6].

Lorsqu'un fluide est en écoulement, une partie du transfert de chaleur dans le fluide se fait également par conduction et, dans le cas d'un fluide transparent, un transfert de chaleur par rayonnement peut accompagner les deux transferts précédents.

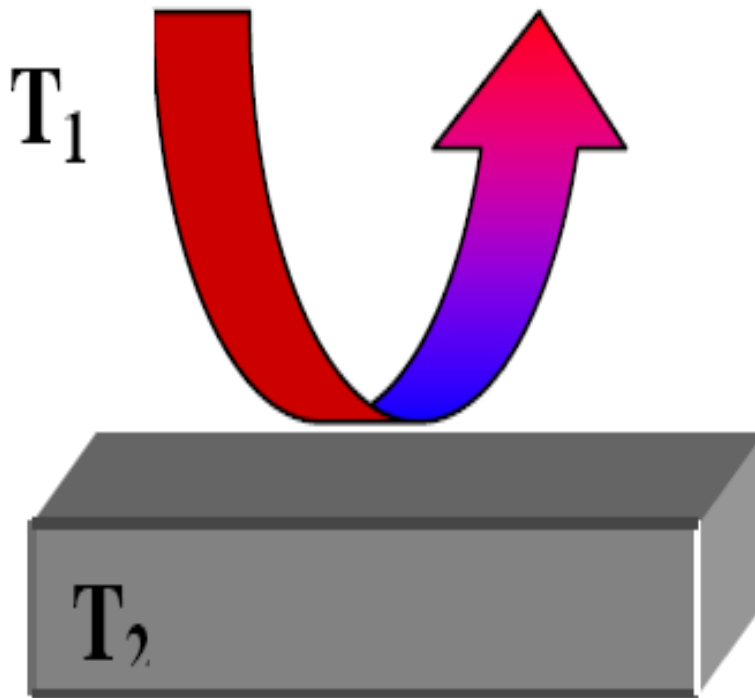


Figure I.7 : Transfert de chaleur par convection

III.3 Définition et classification :

Ce mode de transfert est spécifique aux fluides. En plus du transfert de chaleur par conduction toujours présent dans la matière, il y a dans les fluides un transfert de chaleur provoqué par l'écoulement du fluide, c'est à dire par le mouvement d'ensemble des particules qui le composent [10].

Ce phénomène est appelé advection : une masse de fluide qui se déplace transporte avec elle son énergie interne. On peut donc définir la convection comme la réunion de deux modes de transfert de chaleur : la conduction, qui s'effectue à l'échelle microscopique, et l'advection, qui est de nature macroscopique.

On classe généralement la convection en trois catégories : la convection naturelle, la convection forcée, et la convection mixte [11].

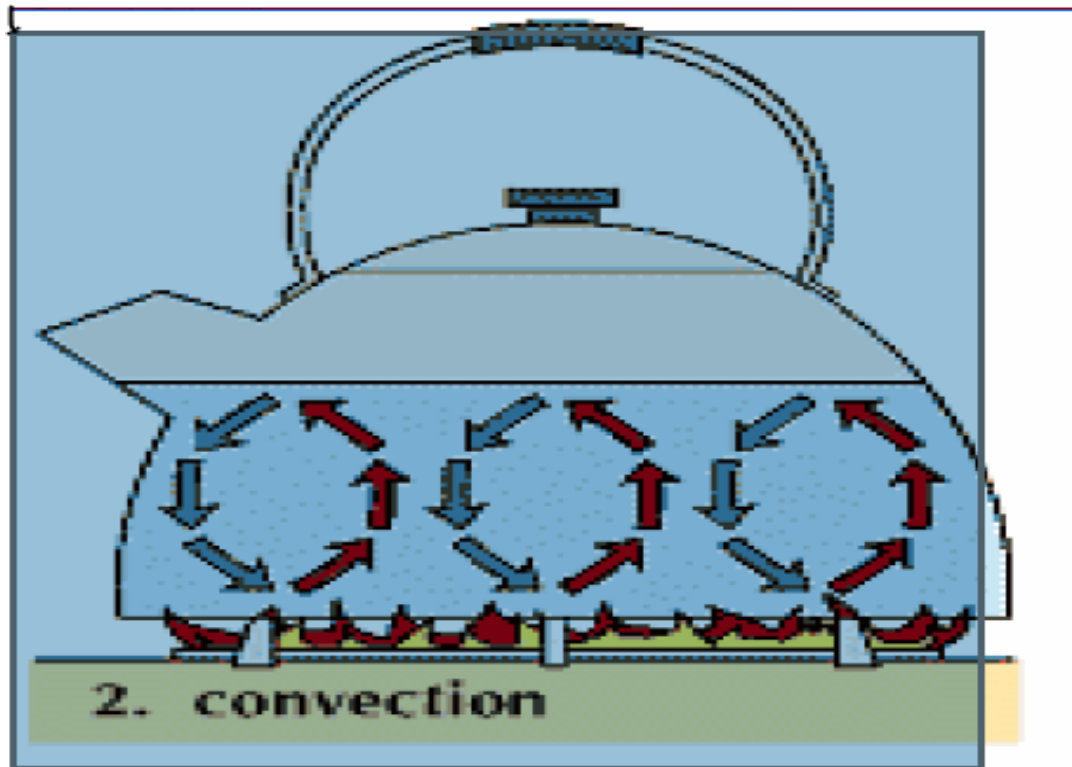


Figure III.1 : Transfert de chaleur par convection

III.4 Types de convection :

III.4.1 La convection naturelle :

Il y a convection naturelle lorsque le mouvement du fluide est uniquement dû à la poussée d'Archimède induite par les variations de masse volumique au sein du fluide[10], lesquelles sont la conséquence des variations spatiales de température. L'air chaud, plus léger, tend alors à monter, alors que l'air froid descend [14].

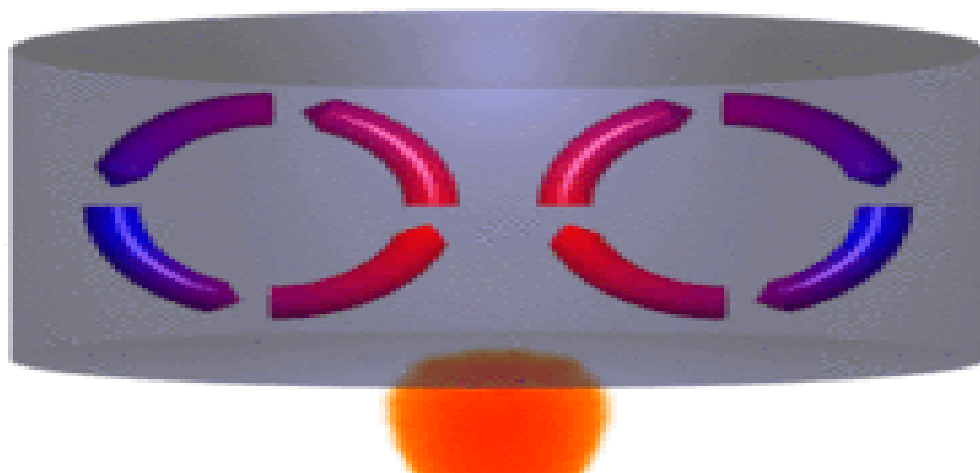


Figure III.2 : Convection naturelle

III.4.2 La convection forcée :

Dans la convection forcée, le fluide doit son mouvement à une cause extérieure (pompe, ventilateur, agitateur, etc.). En convection forcée proprement dite, la poussée d'Archimède est négligeable devant les forces servant à mettre le fluide en mouvement[15]. C'est le cas, par exemple, du refroidissement des moteurs à combustion interne : la pompe à eau pousse le liquide de refroidissement à travers le moteur, puis dans l'échangeur [14].

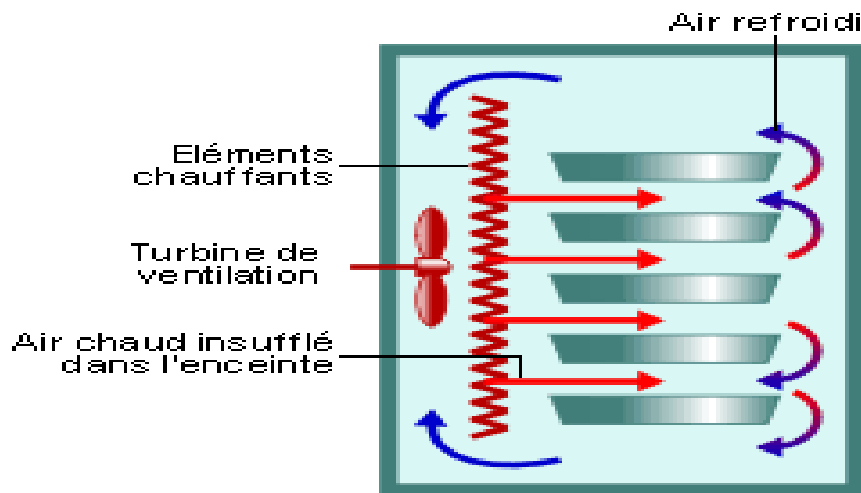


Figure III.3 : Convection forcée

III.4.3 La convection mixte :

Il existe, comme précédemment, une cause externe au mouvement du fluide, mais insuffisante pour que la poussée d'Archimède puisse être négligée (régime de transition entre la convection libre et la convection forcée). C'est le cas des transferts de chaleur dans un habitacle d'automobile : l'air est soufflé dans l'habitacle par un ventilateur, mais la poussée d'Archimède n'est pas pour autant négligeable, surtout lorsqu'on se place loin des entrées d'air[14].

III.5 Puissance échangée :

La Puissance échangée par convection est définie par la relation suivante [16]:

$$P = h \times S \times \Delta T = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \quad (\text{III.1})$$

Avec :

P = Puissance échangée en (W).

ΔQ = Quantité de chaleur échangé Q (J).

Δt = Durée de l'échange (s).

h = Coefficient de convection ($\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{K}$).

S = Surface d'échange (m^2)

ΔT = Différence de température ($^{\circ}\text{C}$ ou K).

La valeur de h dépend du fluide, de la surface de la paroi et des conditions d'écoulement et son calcul est très complexe car il dépend de nombreux paramètres. On utilisera, dans les plupart des cas, des valeurs de h définies par expérience.

Chapitre IV :

Transfert de chaleur par rayonnement

IV.1 Introduction :

L'évaluation précise des transferts thermiques, et en particulier radiatifs, est nécessaire dans de nombreux cas, citons pour exemples le contrôle des températures de pièces placées dans un four en vue d'un traitement thermique, ou encore l'évaluation des pertes thermiques d'un habitat dans le but d'améliorer l'isolation, et donc d'économiser de l'énergie. Il a longtemps été considéré que les échanges radiatifs étaient prépondérants à hautes températures, puisqu'en effet le flux émis par une surface est proportionnel à sa température à la puissance quatrième. Cependant, même à température ambiante, les échanges radiatifs ne sont pas à négliger. Pour ce domaine de température, les échanges par convection et les échanges radiatifs peuvent être du même ordre de grandeur : par exemple, pour un coefficient d'échange par convection de $5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, le flux surfacique perdu par convection par une paroi noire à la température de 25°C dans une ambiance à 20°C est de $25 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, tandis que le flux surfacique échangé par rayonnement avec les parois environnant la surface, si elles sont à 20°C , est de $29 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$.

Tout corps, quelle que soit sa température, émet un rayonnement électromagnétique. Dans le cas du rayonnement dit thermique, ne sont pris en compte que les transformations d'énergie interne en énergie radiative (phénomène d'émission) ou vice versa (phénomène d'absorption). Une des caractéristiques intrinsèques de ce rayonnement est sa fréquence, qui reste invariante tout au long de la propagation de l'onde ; par contre la longueur d'onde dépend du milieu de propagation. Il serait donc préférable d'utiliser la fréquence pour repérer « la nature spectrale » du rayonnement. Malheureusement, dans la pratique, la longueur d'onde n'est pas utilisée. Pour ne pas aller à l'encontre des termes usuels, nous ne considérons dans cet article que la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique dans le vide ou dans un milieu d'indice de réfraction pratiquement égal à 1 (cas des gaz tels que N_2 , O_2 , air, etc.).

Les températures courantes allant d'environ 80 à $6\,000 \text{ K}$, le domaine usuel du rayonnement thermique s'étend du visible à l'infrarouge moyen, soit de $0,3$ à $100 \mu\text{m}$.

Nous considérons uniquement le rayonnement de matériaux opaques, c'est-à-dire de matériaux dont l'épaisseur est telle qu'aucune fraction du rayonnement incident n'est transmise [15].

IV.2 Définition :

Le rayonnement thermique est un phénomène se caractérisant par un échange d'énergie électromagnétique, sans que le milieu intermédiaire ne participe nécessairement à cet échange [17].

Tous les corps solides, liquides ou gazeux émettent un rayonnement électromagnétique. Cette émission d'énergie représente un flux de chaleur émis par le corps considéré. Ce rayonnement est composé de radiations de longueurs d'ondes différentes (0.3 à 100 μm)

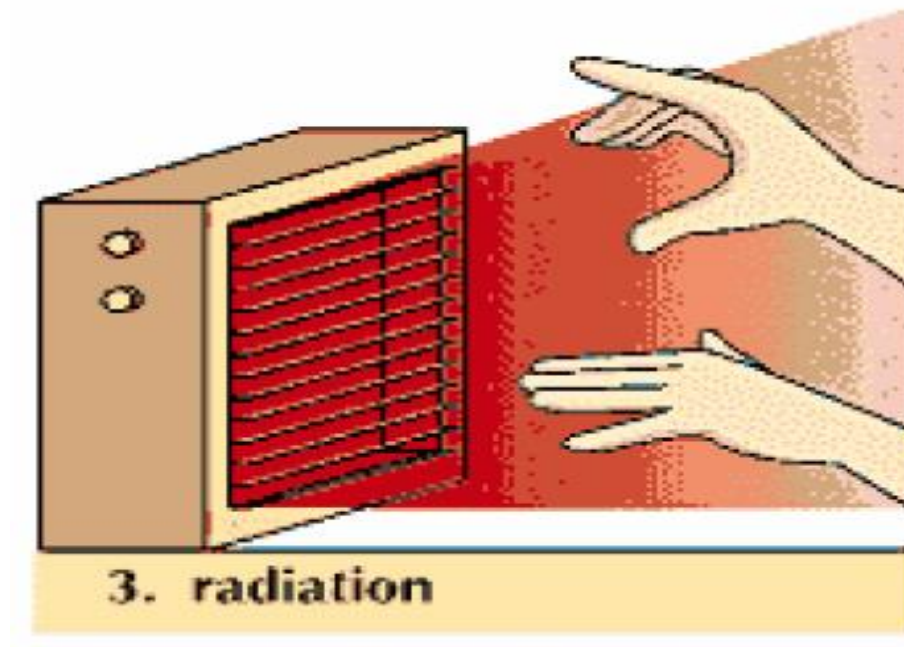


Figure IV.1 : Transfert thermique par rayonnement (radiation).

IV.3 Rayonnement ou radiation :

Un point matériel chauffé émet un rayonnement électromagnétique dans toutes les directions situées d'un même côté du plan tangent au point matériel [6]. Lorsque ce rayonnement arrive sur un corps quelconque, une partie peut être réfléchie, une autre transmise à travers le corps (dit diathermique si tout est transmis), et le reste est quantitativement absorbé sous forme de chaleur. Si on place dans une enceinte deux corps capables d'émettre un rayonnement thermique, il existe entre ces deux corps à températures

différentes un échange de chaleur dû à l'absorption et à l'émission de ces rayonnements thermiques. Cet échange de chaleur est désigné habituellement sous le nom de rayonnement. Les transferts par rayonnement se poursuivent même lorsque l'équilibre thermique est atteint, mais le débit net de chaleur échangé est nul.

Ce type de transport de chaleur est analogue à la propagation de la lumière, et il ne nécessite aucun support matériel contrairement aux écoulements. Les gaz, les liquides et les solides sont capables d'émettre et d'absorber les rayonnements thermiques.

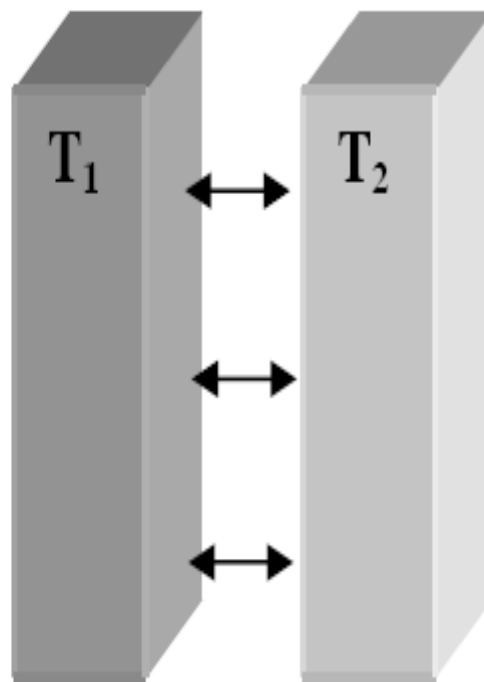


Figure I.8 : Transfert de chaleur par rayonnement

IV.4 Structure du rayonnement :

Le rayonnement est un mode d'échange d'énergie par émission et absorption de radiations électromagnétiques. L'échange thermique par rayonnement se fait suivant le processus [17]:

Emission : Il y a conservation de l'énergie fournie à la source en énergie électromagnétique.

Transmission : La transmission de cette énergie électromagnétique se fait par propagation des ondes avec éventuellement absorption par le milieu traversé.

Réception : A la réception, il y a conversion du rayonnement électromagnétique incident en énergie thermique (absorption).

IV.5 Les milieux du rayonnement thermique :

Du point de vue du rayonnement thermique, on peut distinguer trois catégories de milieux :

IV.5.1 Les milieux transparent :

Ils n'absorbent pas de rayonnement thermique, et n'en émettent pas non plus. En toute rigueur, seul le vide est réellement transparent. L'air, sur des distances modérées, peut généralement être considéré comme transparent [10].

IV.5.2 Les milieux opaques :

L'absorption ou l'émission s'effectuent sur une épaisseur suffisamment faible pour que l'on puisse la supposer nulle. On considère alors que les phénomènes radiatifs n'ont lieu qu'à la surface du système, et non à l'intérieur. C'est le cas des métaux [10].

IV.5.3 Les milieux semi-transparent:

C'est le cas intermédiaire entre les deux précédents. Un corps semi-transparent absorbe une partie du rayonnement thermique qu'il reçoit, et laisse passer l'autre partie. Absorption et émission sont ici des phénomènes volumiques, et non plus surfaciques (ils se produisent à l'intérieur même du système). C'est de loin le cas le plus complexe. On peut citer comme exemple de tels milieux le verre ou les atmosphères de combustion [10].

Chapitre V :

Partie expérimentale

V.1 Introduction :

Il s'agira pour cette partie expérimentale d'approcher et de comprendre le processus de transfert de chaleur par conduction en régime permanent dans un système unidimensionnel. Pour y arriver nous devons déterminer la conductivité thermique de certains matériaux et en déduire leur nature, déterminer le flux thermique dissipé à travers ces matériaux, puis tracer le gradient de température à travers les matériaux testés.

Dans le cadre de ce mémoire de master de physique, on se propose d'étudier la variation de la loi de propagation de chaleur expérimentalement dans le cas d'une barre métallique cylindrique en cuivre.

Nous allons déterminer les principales grandeurs physiques caractéristiques de la propagation de la chaleur dans un milieu et qui sont dans notre cas :

- La conductivité thermique du cuivre.
- Le coefficient de la déperdition latérale du cuivre.

V.2 Principe de l'étude de la propagation de chaleur dans une barre cylindrique :

Si plusieurs corps à des températures différentes sont mis en présence [17], on constate qu'il se produit des échanges de chaleur tendant à une égalisation des températures.

Il en est de même dans un corps déterminé, il existe une région dont la température est supérieure à celle de l'ensemble, c'est-à-dire s'il y a un « gradient » de température.

Les divers modes de propagation de chaleur coexistent le plus souvent, mais pour plus de commodité, nous les étudient séparément.

Les phénomènes de conduction sont fondés sur l'hypothèse de Fourier :

Entre deux éléments dS de deux surfaces isothermes voisines distantes de dx et correspondant respectivement aux températures T et $T+dT$, la quantité de chaleur dQ échangé pendant le temps dt est donnée par :

$$dQ = -k dS \cdot \frac{dT}{dx} \cdot dt \quad (V.1)$$

Où k est le coefficient de conductivité thermique. C'est une caractéristique physique du milieu et c est une grandeur positive.

On admet également que les phénomènes de convection et de rayonnement sont bien représentés par la loi de Newton :

La quantité de chaleur $\frac{dQ}{dT}$ échangée par unité de temps à travers une surface dS de la paroi séparant un fluide à la température T_1 et un solide à la température T_2 est sensiblement donnée par :

λ , est le coefficient de déperdition latérale, est de la forme :

$$\lambda = 4lT_1^3p \quad (V.2)$$

p étant le coefficient de convection

l est le coefficient de rayonnement.

Cette loi est empirique, le coefficient λ dépend essentiellement de la géométrie des corps en présence.

V.3 Réalisation du dispositif expérimental :

V.3.1 Introduction :

On étudie la propagation de la chaleur dans une barre métallique cylindrique indéfinie dans une direction donnée x

Supposons que la température est constante sur une section droite de la barre et faisons le bilan des quantités de chaleur pour un petit volume cylindrique dV , d'axe Ox , de hauteur dx , limité par les surfaces circulaires S_x et S_{x+dx} de rayon r [18].

Une barre de cuivre de diamètre $D = 22 \text{ mm}$, dont la longueur est de 109.5 cm est chauffée par un four de puissance de 200 W . Des thermomètres T_1, T_2, T_3 et T_4 logés dans des petits cavités de la barre aux abscisses x_1, x_2, x_3 et x_4 distants de d :

$$d = x_2 - x_1 = x_3 - x_2 = x_4 - x_3 = 5 \text{ cm}$$

Ils repèrent les températures aux points P_1, P_2, P_3 et P_4 [19].

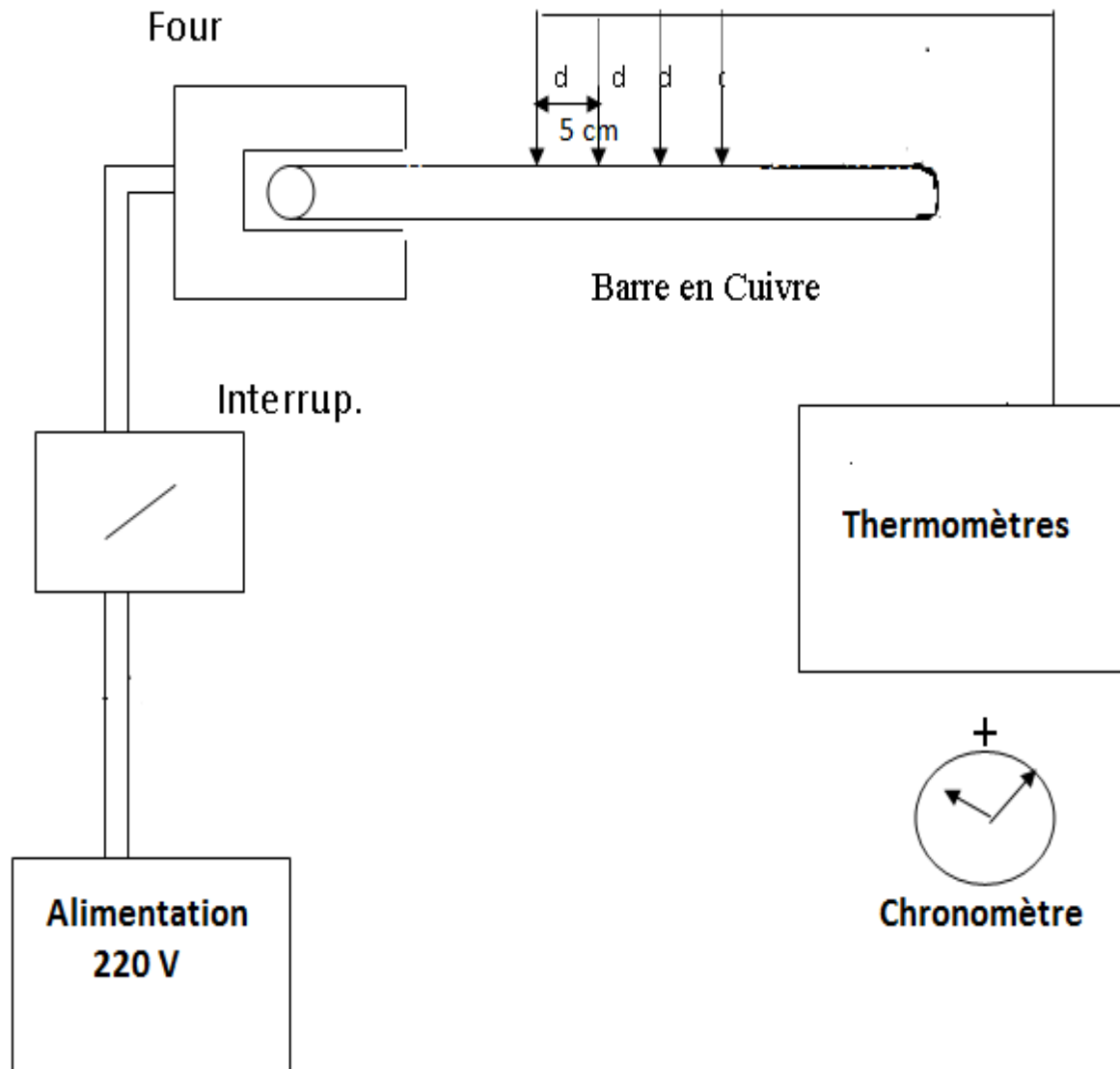


Figure V.1 : Schématisation du dispositif expérimental.

V.3.2 Dispositif expérimental :

- 1 four tubulaire alimenté en 220 V et d'une puissance de 200 W.
- Une barre de cuivre de longueur $L = 109.5$ cm de diamètre $D = 22$ mm.
- Quatre sondes de température. (Marque : Dual Thermometer).
- Un chronomètre.



Figure V.2 : Dispositif expérimental

- La température extérieure moyenne: $T_0 = \frac{T_{0i} + T_{0f}}{2} = 27^\circ\text{C}$

Où T_{0i} et T_{0f} sont les températures initiales de l'extrémité de la barre au début et à la fin de l'expérience.

V.3.3 Mesure de température :

- Conditions aux limites :

La température de la barre en $x = 0$ est une fonction périodique du temps. Cette condition est réalisée en branchant le four pendant environs 5 mn et en le débranchant le four pendant 10 mn et on recommençant. On réalise des cycles de période $\tau = 15 \text{ mn}$ [19].

La température de la barre de cuivre en $x = L$ est constante et égale à $T_0 = 27^\circ\text{C}$ (en supposons la barre est infiniment longue). On se propose d'étudier l'évolution périodique de la température de la barre de cuivre. Le signal thermique de période $\tau = 15 \text{ mn}$ peut être décomposé en série de Fourier ; à chaque terme de la série correspond une solution de l'équation de la propagation [19].

- Terme constant du développement en série :

Les conditions aux limites sont indépendantes du temps, la solution est de la forme :

$$\theta_x = Cte. e^{-\sqrt{\frac{2\lambda}{kr}}x} \text{ Avec } \theta_x = T_x - T_0 \quad (V.3)$$

- Pour le thermomètre T_1 : $\theta_1 = T_1 - T_0$ $\theta_1 = Cte. e^{-\sqrt{\frac{2\lambda}{kr}}x_1}$
- Pour le thermomètre T_2 : $\theta_2 = T_2 - T_0$ $\theta_2 = Cte. e^{-\sqrt{\frac{2\lambda}{kr}}x_2}$
- Pour le thermomètre T_3 : $\theta_3 = T_3 - T_0$ $\theta_3 = Cte. e^{-\sqrt{\frac{2\lambda}{kr}}x_3}$
- Pour le thermomètre T_4 : $\theta_4 = T_4 - T_0$ $\theta_4 = Cte. e^{-\sqrt{\frac{2\lambda}{kr}}x_4}$

Pour déterminer la conductivité thermique, on divise $\frac{\theta_1}{\theta_2}$ et on obtient :

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = e^{\sqrt{\frac{2\lambda}{kr}}(x_2 - x_1)} = e^{\sqrt{\frac{2\lambda}{kr}}d}$$

$$\sqrt{\frac{2\lambda}{kr}} = \frac{1}{d} \ln \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0}$$

L'expression de la conductivité thermique est donnée par :

$$k = \frac{2\lambda d^2}{r} \cdot \frac{1}{(\ln \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0})^2} \quad (\text{V.4})$$

➤ Terme fondamental du développement :

Dans une des conditions aux limites, on a supposé que la température est une fonction sinusoïdale du temps ; la solution est de la forme :

$$\theta_x = Cte. e^{-mx} \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - hx\right) \quad (\text{V.5})$$

Avec

$$\begin{cases} m^2 - h^2 = \frac{2\lambda}{kr} \\ mh = \frac{\pi C_p}{k\tau} \end{cases} \quad (\text{V. 6}) \quad .$$

- Pour le thermomètre T_1 : $\theta_1 = T_1 - T_0 = Cte. e^{-mx_1} \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - hx_1\right)$
- Pour le thermomètre T_2 : $\theta_2 = T_2 - T_0 = Cte. e^{-mx_2} \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - hx_2\right)$
- Pour le thermomètre T_3 : $\theta_3 = T_3 - T_0 = Cte. e^{-mx_3} \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - hx_3\right)$
- Pour le thermomètre T_4 : $\theta_4 = T_4 - T_4 = Cte. e^{-mx_4} \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - hx_4\right)$

On définit le déphasage α entre les températures qui permet de déterminer h :

$$h = \frac{\alpha}{d} \quad (\text{V.7})$$

Les coefficients m et h sont déterminés expérimentalement.

V.4 Résultats et discussion :

- On commence par réaliser 6 périodes pour atteindre le régime permanent. Les résultats de l'expérience sont reportés dans le tableau suivant :

t(mn)	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2(^{\circ}\text{C})$	$T_3(^{\circ}\text{C})$	t(mn)	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2(^{\circ}\text{C})$	$T_3(^{\circ}\text{C})$
6	42.5	34.4	30.1	49	60.1	46.2	40.2
7	45.2	36.4	32.3	50	63.5	47.9	41.1
8	47.6	38.3	33.7	51	67.5	50.2	42.4
9	48.9	39.0	34.8	52	70.3	52.2	43.8
10	49.5	39.9	35.5	53	71.6	52.9	44.4
11	49.5	40.3	36.1	54	71.3	53.7	45.1
12	48.9	40.2	36.4	55	70.2	53.7	45.3
13	48.1	40.0	36.4	56	68.7	52.8	44.9
14	47.5	39.4	36.1	57	67.0	52.2	44.9
15	46.7	39.2	36.0	58	64.9	57.0	44.4
16	46.0	38.7	35.8	59	62.8	50.2	43.8
17	45.3	38.2	35.2	60	61.1	48.7	42.8
18	47.2	39.0	35.4	61	59.7	47.2	41.7
19	49.3	40.1	35.6	62	59.2	46.8	41.1
20	52.7	41.8	36.3	63	60.2	47.2	41.1
21	56.6	43.7	37.3	64	60.4	48.3	41.8
22	59.6	45.8	38.7	65	66.0	49.4	42.3
23	61.2	47.2	40.0	66	70.0	51.2	43.1
24	61.6	47.6	40.4	67	72.9	53.0	43.3
25	61.2	47.5	40.4	68	73.6	54.4	45.7
26	59.9	47.6	40.5	69	73.4	55.0	46.3
27	58.7	47.0	40.5	70	72.6	54.2	46.2
28	56.9	45.5	39.6	71	70.9	53.0	45.3
29	55.6	44.7	38.9	72	68.8	52.0	44.9
30	53.7	43.7	37.9	73	66.7	51.3	44.5
31	52.5	42.0	37.4	74	64.8	50.5	44.0
32	51.9	42.8	37.7	75	62.7	49.1	42.8
33	53.1	43.0	37.8	76	61.1	48.0	42.2
34	55.7	44.0	38.2	77	60.3	47.7	41.8
35	59.1	45.3	38.7	78	61.2	47.4	41.6
36	63.3	47.7	40.0	79	64.3	48.3	41.8
37	66.2	49.6	41.3	80	67.1	49.2	42.1
38	67.4	51.0	42.5	81	70.6	51.1	42.9
39	67.5	51.6	43.4	82	72.8	52.8	44.2
40	66.4	51.8	43.7	83	73.6	53.2	44.6
41	64.9	51.3	43.7	84	72.5	53.2	43.6
42	63.3	50.2	43.3	85	71.3	52.7	44.2
43	61.8	49.0	42.3	86	69.7	52.3	44.2
44	59.9	47.3	40.8	87	67.6	51.3	44.0
45	58.9	47.1	40.5	88	65.0	49.8	42.8
46	56.5	45.9	40.2	89	63.4	48.6	41.9
47	55.9	45.3	39.7	90	62.1	48.0	41.8
48	57.2	47.1	39.4				

Tableau V.1 : Variation de la température en fonction du temps (régime non permanent)

Les courbes de la figure (V.2) représentent la variation des températures T_1 , T_2 et T_3 en fonction du temps avant que le régime permanent ne soit atteint.

Ces courbes ont été tracées pendant 6 périodes et montrent que le déphasage est un peu inférieur à $\frac{\pi}{2}$.

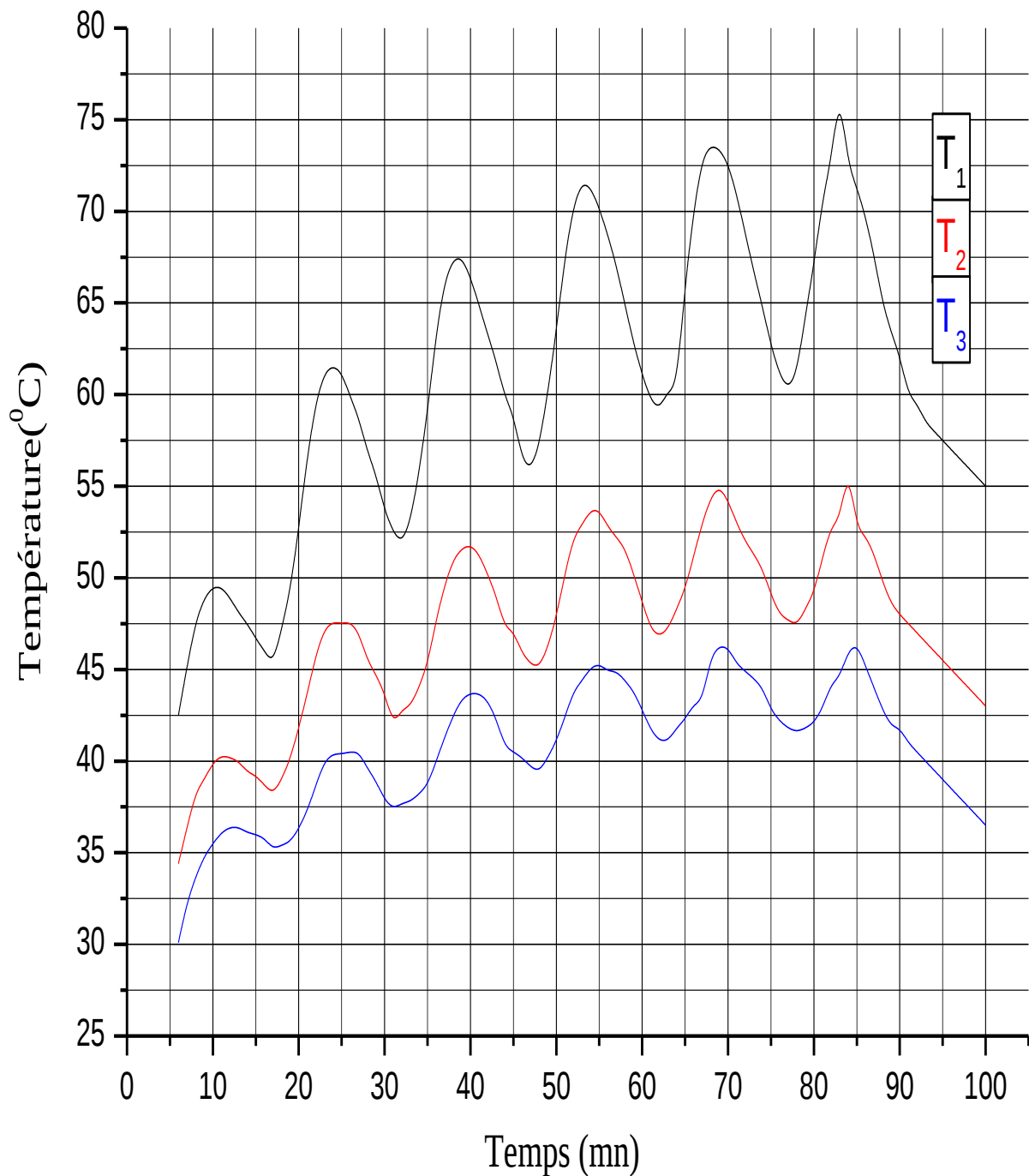


Figure V.3 : Variation de la température en fonction du temps.

Les mesures reportées dans le tableau suivant ont été faites au cours du dixième, onzième et douzième période (régime permanent) :

t(mn)	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2(^{\circ}\text{C})$	$T_3(^{\circ}\text{C})$	t(mn)	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2(^{\circ}\text{C})$	$T_3(^{\circ}\text{C})$
136	63.0	49.6	43.7	159	76.4	59.9	46.8
137	62.7	48.9	43.0	160	75.0	55.0	46.3
138	63.5	48.9	42.6	161	73.4	55.0	46.6
139	66.1	49.4	42.7	162	71.5	54.3	46.7
140	69.9	51.2	43.6	163	69.8	53.3	46.2
141	73.8	53.3	45.0	164	68.4	52.1	45.5
142	76.6	55.3	46.5	165	65.1	51.3	44.9
143	77.3	55.8	47.2	166	63.5	50.1	43.9
144	76.7	55.9	47.5	167	63.0	49.1	43.2
145	75.3	56.0	47.8	168	63.9	48.8	42.7
146	73.2	55.5	47.8	169	66.2	49.5	43.3
147	71.1	54.7	47.5	170	69.7	50.7	44.2
148	68.7	53.3	47.5	171	73.6	52.7	45.7
149	66.7	52.0	45.6	172	75.9	54.1	46.7
150	65.1	50.9	44.7	173	76.5	54.8	47.5
151	63.1	49.5	43.8	174	76.1	55.4	48.1
152	62.6	49.0	43.3	175	74.4	54.6	47.6
153	63.6	49.1	43.1	176	72.3	53.9	47.3
154	66.2	49.7	43.3	177	70.6	53.3	47.1
155	69.8	51.5	44.0	178	68.7	52.0	46.4
156	74.0	53.6	45.4	179	66.4	50.9	45.7
157	76.2	55.2	46.4	180	64.4	49.6	44.9
158	77.3	56.6	47.4				

Tableau V.2 : Variation de la température en fonction du temps (régime permanent).

On constate que les courbes T_1 , T_2 et T_3 représentées sur la figure (V.4), et traduisant les mesures du tableau ci-dessus, sont périodiques, de période $\tau = 15 \text{ mn}$, et ressemblent à des sinusoïdes. Dans ce qui suit nous nous bornons à l'étude du terme fondamental du développement en série de Fourier :

$$\theta_1 = Cte. e^{-mx} \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - hx\right) = a_1 \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - \alpha_1\right)$$

$$\theta_2 = Cte. e^{-m(x+d)} \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - h(x+d)\right) = a_2 \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - \alpha_2\right)$$

Avec $a_1 = e^{-mx}$ et $\alpha_1 = hx$

Et $a_2 = e^{-m(x+d)}$ et $\alpha_2 = h(x+d)$

D'où : $m = \frac{1}{d} \ln \frac{a_1}{a_2}$ et $\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 = h \times d$

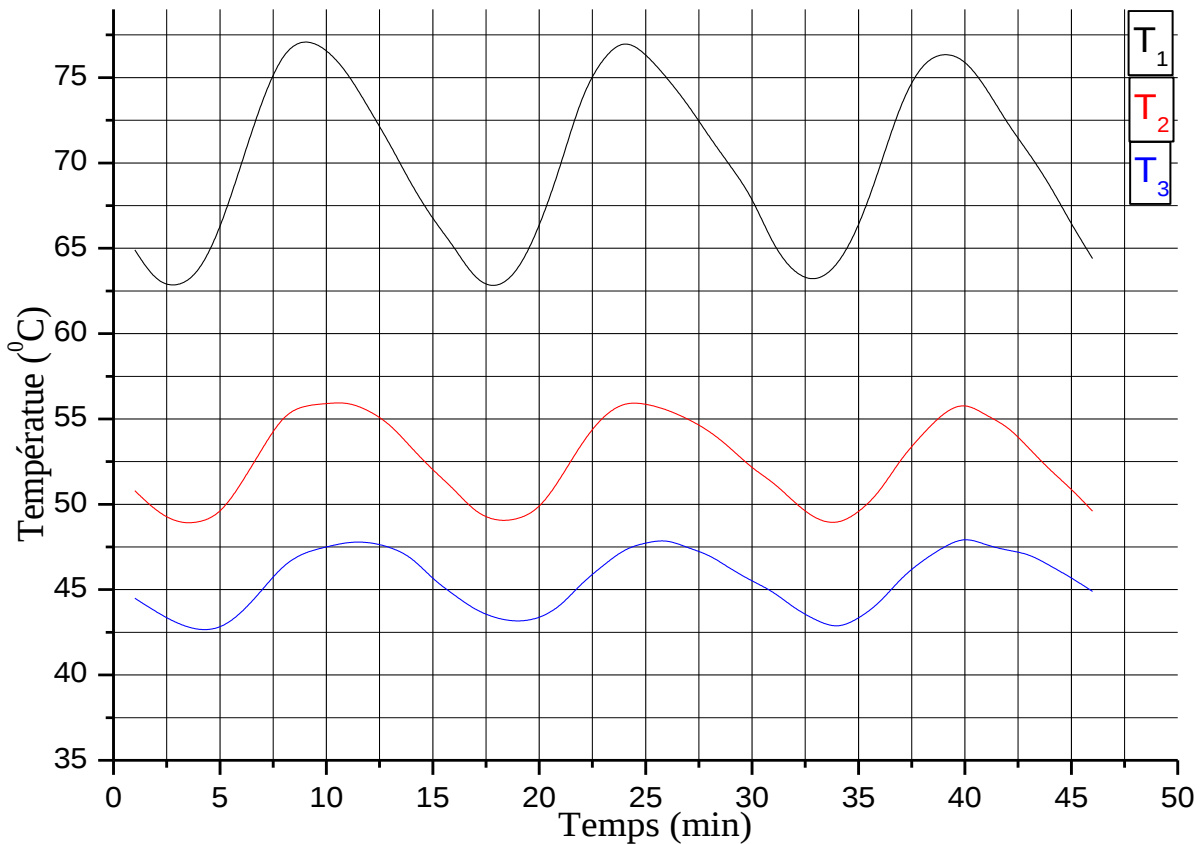


Figure V.4 : Variation de la température en régime permanent.

On voit sur la figure (V.4) que T_1 oscille, autour de $(T_1)_{moy} = 69.9^\circ\text{C}$, entre 62.6°C et 77.3°C , et que T_2 oscille, autour de $(T_2)_{moy} = 52.4^\circ\text{C}$, entre 48.8°C et 56.0°C , et que T_3 oscille, autour de $(T_3)_{moy} = 45.20^\circ\text{C}$, entre 42.9°C et 48.1°C .

Donc le régime permanent est atteint.

Le déphasage α est plus délicat à déterminer. La valeur moyenne de α a été obtenue à partir de la figure (V.4) sur papier millimétrique, et en mesurant le décalage entre les pics des deux courbes.

➤ Pour déterminer la valeur de α :

- Le décalage entre le minimum de la courbe T_1 et le minimum de la courbe T_2 est égal à 0,7 cm.
- Sur l'axe des abscisses : 1 cm représente 1mn

La période $\tau = 15 \text{ mn}$ correspondant à un déphasage de 2π radiant, on a donc :

$$\alpha = \frac{0,7 \times 6.28}{15} = 0,29 \text{ rd.}$$

D'autre part,

$$\left\{ \begin{array}{l} d = 5,0 \cdot 10^{-2} \text{ m,} \\ r = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ m,} \\ C = 380 \text{ J/kg. K,} \\ \rho = 8,9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3 \\ T_0 = 27^\circ\text{C.} \end{array} \right.$$

On en déduit :

$$\left\{ \begin{array}{l} m = \frac{1}{d} \ln \frac{a_1}{a_2} = \frac{1}{5 \cdot 10^{-2}} \ln 1.73 = 10.96 \text{ m}^{-1} \\ h = \frac{\alpha}{d} = \frac{0.29}{5 \cdot 10^{-2}} = 5,86 \text{ m}^{-1} \end{array} \right.$$

$$\begin{cases} mh = 64.22 \text{ m}^{-2} \\ m^2 - h^2 = 85.78 \text{ m}^{-2} \end{cases}$$

On calcule les valeurs de la conductivité et le coefficient de la déperdition latérale par les relations :

$$\begin{cases} mh = \frac{\pi C \rho}{k \tau} \\ m^2 - h^2 = \frac{2\lambda}{kr} \end{cases}$$

Soit :

$$\begin{cases} k = \frac{1}{mh} \times \frac{\pi C \rho}{\tau} = \frac{3,14 \times 380 \times 8,9 \times 10^3}{64,22 \times 900} = 183,73 \text{ W/m.K} \\ \lambda = \frac{kr}{2} (m^2 - h^2) = \frac{183,73 \times 1,1 \times 10^{-2} \times 85,78}{2} = 86,68 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K} \end{cases}$$

Ces calculs numériques ne tiennent pas compte, comme nous l'avons dit plus haut, des autres termes de développement en série de Fourier.

On trouve, pour le coefficient de conductivité k de la barre en alliage de cuivre une valeur inférieure à celle couramment admise pour le cuivre pur (de l'ordre de 380 W/m.K).

D'autre part, la valeur de k calculée est :

$$k = \frac{2\lambda d^2}{r} \cdot \frac{1}{[\ln \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} \right)]^2} = \frac{2 \times 86,68 \times (5 \times 10^{-2})^2}{1,1 \times 10^{-2}} \times \frac{1}{\ln \frac{42,9}{25,3}} = 140,74 \text{ W/m.K}$$

Discussion :

Les résultats que nous avons obtenus expérimentalement montrent que la valeur de la conductivité thermique k est en bon accord avec la littérature (k de l'ordre de 380 W/m.K pour du cuivre pur) aux erreurs près de l'expérimentation et de calcul.

La barre de cuivre que nous avons utilisé est une barre ordinaire achetée dans un magasin de quincaillerie. Nous ne connaissons pas sa composition chimique, mais nous pensons que c'est un alliage de cuivre. Le tableau ci-dessous nous permettra de situer la valeur de k déterminée expérimentalement. La valeur trouvée est en bon accord avec les gammes du tableau des alliages métalliques [20].

Ordre de grandeur de κ à 20 °C			$W m^{-1} K^{-1}$		
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		
Ag	418	Silice	8	H ₂	0,18
Cu	390	Béton brut	1,75	He	0,15
Al	238	Verre	~ 1	Ne	0,05
Laiton	120	Plâtre	0,46	O ₂	0,027
Fe	82	Bois	0,25 à 0,12	N ₂	0,026
Pt	69	Laine de verre	0,04	Air	0,025
Graphite	46	Polystyrène	0,04	Ar	0,018
Pb	35	Eau	0,6	CO ₂	0,017
Ti	20	Alcool	0,17	Kr	0,01
Inox	14	Huile minérale	0,13		

Tableau V.3 : Valeurs expérimentales des conductivités thermiques

Nous avons déterminé la valeur du coefficient λ qui représente la déperdition latérale. Cette valeur nous semble acceptable, mais nous n'avons pas pu comparer à la théorie. Cependant, si on considère la gamme des conductibilités thermiques qui s'étendent de 10 à 150 W/m.K, la correspondante calculée à partir de la relation (V.6), donne un domaine compris entre 10 et 152 W/m².K. Notre valeur de $\lambda = 86.68$ W/m².K.

Dans l'ensemble nos valeurs sont acceptables et en bon accord avec ce que prévoit la théorie de la propagation de la chaleur aux erreurs près de l'expérimentation et aux approches du calcul.

Pour vérifier la loi de la propagation de la chaleur le long de la barre en cuivre, nous avons tracé en fonction du temps la courbe $T_x - T_0 = f(t)$, où x est l'abscisse des thermomètres, l'allure de cette courbe déterminera la loi de la propagation.

Pour cela, considérons la relation suivante :

$$\ln \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} \right) = Cte \times d \quad (V.8)$$

Les températures des thermomètres tels que T_3 et T_4 ont été sensiblement constantes pendant la durée de mesure :

$$T_3 = 45,20^\circ\text{C}$$

$$\text{et } T_4 = 36,85^\circ\text{C}$$

On a donc :

$$T_1 - T_0 = 42,9^\circ\text{C}$$

$$T_2 - T_0 = 25,3^\circ\text{C}$$

$$T_3 - T_0 = 15,9^\circ\text{C}$$

$$T_4 - T_0 = 9,85^\circ\text{C}$$

On a porté sur la figure ci-dessous (coordonnées semi-logarithmiques) la différence des abscisses $T_x - T_0$ des quatre thermomètres utilisées en fonction de leurs écarts. La courbe obtenue est bien une droite.

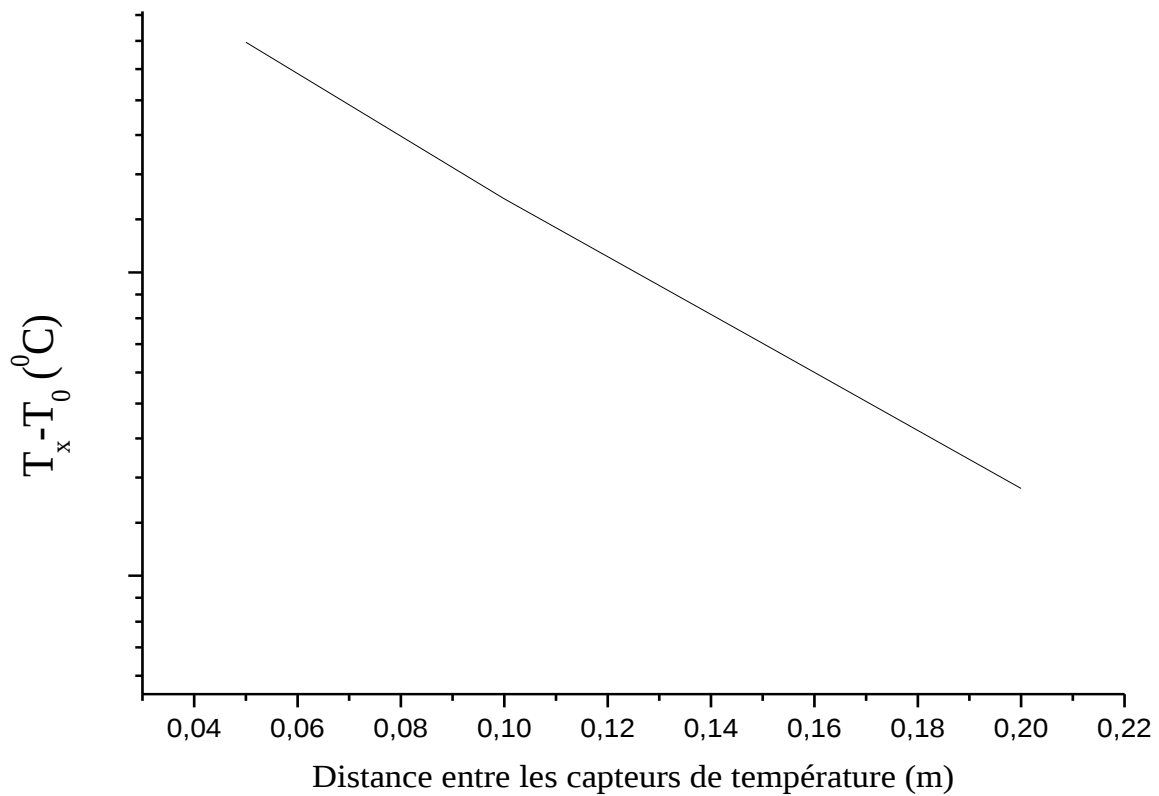


Figure V.3 : Variation des différences de température en fonction des abscisses des capteurs.

La pente de la droite représente la conductivité thermique k , elle est égale :

$$k = 223,1 \text{ W/K.m}$$

Cette valeur est plus grande à celle déterminée précédemment, mais néanmoins reste acceptable vu les conditions d'expérimentations. Nous n'avons pas pu travailler sur des distances (écarts entre les sondes de mesure de température) plus grandes.

La courbe obtenue est une droite, ce qui montre que la loi de propagation de la chaleur est vérifiée dans le cas de régime permanent (stationnaire).

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \Rightarrow T = Ax + B$$

Conclusion générale :

Dans le cadre de ce mémoire, nous avons dans les premiers chapitres théoriques précisés les trois principaux modes de transferts de la chaleur qui sont la conduction, la convection et le rayonnement. Chacun de ces modes est caractérisé par ses propres coefficients, même si parfois ils sont très liés.

On retrouve deux phénomènes de transfert de la chaleur dans une conduite métallique dans laquelle circule un fluide : la conduction et la convection.

Nous avons essayé d'expliquer les différences entre ces trois modes par des schémas pour lever toutes confusions.

Dans le dernier chapitre, nous avons étudié expérimentalement l'évolution de la température dans une barre métallique cylindrique en alliage de cuivre. Nous avons déterminé sa conductibilité thermique (k) et son coefficient de déperdition latérale (λ).

Les résultats obtenus sont acceptables et en accord avec les résultats donnés dans la littérature. Les écarts peuvent être dus à notre avis à la nature de la barre utilisée, aux conditions expérimentales et aux approches de calcul.

Nous avons souhaité faire une simulation de la propagation de la chaleur dans la barre avec nos résultats expérimentaux, mais le temps qui nous a été donné pour préparer ce mémoire ne nous a pas permis de réaliser cette partie. (Avec MATLAB)

Bibliographie :

- |1| Olivier .P, *cours de thermodynamique, Notions générales de thermodynamique, université de Saint Omer, département Génie thermique et énergie, 2010, p38-74.*
- |2| Chevrier J.-C., « *Transfert de chaleur par conduction* », *Ecole des Mines, Nancy, 1979.*
- |3| Holman J.P., « *Heat transfer* », *seventh edition, Mac Graw Hill, 1990.*
- |4| Adrian B, Allan D., “*HEAT TRANSFER HANDBOOK*”, *Edition John Wiley & Sons, Inc., 2003*
- |5| Salima.L, *Physique, La chaleur, Université virtuel de Tunisie, 2007, p.5-7.*
- |6| Brau.J, *Conduction, Transfert de chaleur. INSA de Lyon, département Génie civil et Urbanisme, 2006, p.55-60.*
- |7| Josef .F, *Cours Transfert thermique, Quelques définitions de thermique, IUP, génie civil, 2001, p.5-9.*
- |8| Hofmann. H, *Phénomènes de Transfert, Transfert de chaleur, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, p.1-50.*
- |9| Yves.J., *Transfert thermique, généralités sur les transferts de chaleur, transfert de chaleur par conduction, 2005, p.5-6 ; p.9-10.*
- |10| Ghenai.A., *Transfert thermique, transfert thermique par conduction, échange de chaleur par convection, Ecole Militaire Polytechnique, 2006, p6-9 ; p88.*
- |11| John.H et al, *A Heat Transfer Textbook, third edition, Phlogiston Press, 2008, p.3-10, p.267; p.523.*
- |12| Fillali .M, *Conductivité thermique des milieux granulaire, Equation de chaleur, Thèse de Doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse, 2006, p.42.*
- |13| Collectif, *introduction au transfert de chaleur, Equation de conduction de chaleur, volumes(52),2003, p. 4.*
- |14| Frédéric. D, *Eléments de Thermique et de Thermodynamique, Modes de propagation de chaleur, Université Pierre et Marie Curie, Version1.2, 2009-2010, p.4-8.*

- [15] *Technique de l'ingénieur, Transfert de chaleur par rayonnement*, [en ligne], www.techniques-ingenieur.fr. Consulté le (30 mai 2013).
- [16] Vikas .A, May 2005, *Heat Transfer Analysis In Steel Structures*, thèse de doctorat, Institut polytechnique de Worchister faculté des sciences, p.40-42.
- [17] Olivier .P, *Cours de rayonnement, Généralités sur le rayonnement*, I.U.T. de Saint-Omer Dunkerque, Département Génie Thermique et énergie, 2010-2011, p.1-4.
- [18] Ben moussa .A, 2008, *Propagation de la chaleur*, Mémoire DES, Université de Mostaganem, p4 -6.
- [19] Berty et al., *Physique Pratique, propagation de la chaleur*, Edition Dunod, Tome2, 2004, p.244-253.
- [20] <http://www.sciences.univ-nantes.fr>, Université de Nantes, la conductivité thermique, [en ligne], consulté le (20 juin 2013).
- [21] Nathalie.D, *cours thermodynamique : transferts thermiques*, Ecole des mines de Parie, 19mars 2008, p.6-7.