



Université de Batna
Faculté des Sciences de L'Ingénieur
Département d'Electrotechnique

Mémoire
Présenté pour obtenir le diplôme de
Magistère En Electrotechnique

Option : Matériaux Electrotechnique
Présenté Par :

SOUAD CHEBAANI
Licenciée en Electrotechnique - Université de Batna

Thème

**Modélisation Thermique d'Un Transformateur
Utilisant Un Matériau Composite Fer-Résine**

Devant le Jury Composé de :

Dr. M.S. Aggoune	Président	Maître de conférence	U. Batna
Dr. I. Haouara	Rapporteur	Maître de conférence	U. Batna
Dr. D. Raheme	Examinateur	Maître de conférence	U. OumElBouaghi
Pr. F.Z. Louaï	Examinatrice	Professeur	U. Batna

Remerciements

Remerciements

Je tiens à exprimer tout particulièrement ma gratitude et mes vifs remerciements à mademoiselle **I. HAOUARA, Maitre de Conférences** à l'Université de Batna, qui m'a fait l'honneur d'être directeur de mon travail de thèse. Je la remercie vivement pour son soutien scientifique, sa grande disponibilité et ses qualités humaines dont elle a fait preuve.

Mes plus vifs remerciements vont à monsieur **M.S. AGGOUNE Maitre de Conférence** à l'Université de Batna, d'avoir accepté de me faire l'honneur de présider le jury.

Je remercie chaleureusement les membres de jury, d'avoir accepté de participer au jury et d'en faire les rapports scientifiques.

Madame **F.Z. LOUAI Professeur** à l'Université de Batna,

Monsieur **D.RAHEME Maitre de Conférence** à l'université Oum ELBouaghi

Mes plus vifs remerciements vont également à tous les enseignants du département d'électrotechnique de l'Université de Batna.

Enfin, j'adresse mon dernier remerciement à ma famille, mon père, mon conjoint, mes sœurs et mes frères pour leur indispensable soutien moral et pour tout le reste.

Tables des Matières

Table Des Matières

Introduction Générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre un : Généralités

I.1 Introduction.....	6
I.2 Méthode de fabrication des matériaux magnétiques composites.....	7
I.3 Avantages des matériaux magnétiques composites.....	10
I.4 Propriétés des matériaux magnétiques composites.....	10
I.4.1 Caractéristique d'aimantation des SMC.....	10
I.4.2 Pertes magnétiques des SMC.....	12
I.4.3 Propriétés mécaniques et thermiques des SMC.....	12
I.5 Conclusion.....	13

Chapitre deux : principes de thermodynamique

II.1 Introduction.....	15
II.2 Définitions de base.....	16
II.2.1 système.....	16
II.2.1.1 Système ouvert.....	17
II.2.1.2 Système fermé.....	17
II.2.1.3 Système isolé.....	17
II.2.2 Variables d'état.....	17
II.2.3 Equation d'état.....	18
II.2.4 Fonction d'état.....	18
II.2.5 Variables intensives et extensives.....	18
II.2.6 Etat d'équilibre.....	18
II.2.7 Transformation d'un système.....	18

II.2.7.1 Transformation quasi statique.....	19
II.2.7.2 Transformation réversible.....	19
II.2.7.3 transformation irréversible.....	19
II.3 Température et chaleur.....	19
II.3.1 Définition de la température.....	20
II.3.2 Echelles de la température.....	21
II.4 Les types d'énergie.....	23
II.4.1 L'énergie cinétique.....	23
II.4.1.1 Cas d'un point matériel.....	23
II.4.1.2 Cas d'un système de points.....	23
II.4.1.3 L'énergie thermique en tant qu'énergie cinétique.....	24
II.4.2 L'énergie potentielle.....	24
II.4.3 L'énergie interne.....	25
II.4.3.1 Visualisation de l'énergie interne.....	25
II.5 principes de la thermodynamique.....	26
II.5.1 Principe zéro de la thermodynamique.....	26
II.5.2 premier principe de la thermodynamique.....	26
II.5.3 Deuxième principe de la thermodynamique.....	27
II.5.4 Troisième principe de la thermodynamique.....	29
II.6 conclusion.....	30

Chapitre trois : Les Modes de Transfert thermique

III.1 Introduction.....	32
III.2 Transfert de chaleur par conduction.....	34
III.2.1 Généralité.....	34
III.2.1.1 Flux thermique à travers une surface.....	34
III.2.1.2 Densité de flux thermique.....	34
III.2.1.3 Source interne.....	34
III.2.1.4 Résistance thermique.....	35
III.2.2 Loi de Fourier.....	35
III.2.3 Equation générale de chaleur.....	36
III.2.3.1 Bilan énergétique.....	37
III.2.3.2 Equation de la chaleur pour un milieu homogène et isotrope.....	38

III.2.3.3	Formes de l'équation de la chaleur.....	38
III.2.3.4	Les équations aux frontières du milieu.....	39
III.2.4	Conduction de la chaleur et second principe de la thermodynamique.....	40
III.2.5	Les équations au sein de plusieurs milieux isotropes en contact.....	40
III.3	Transfert de chaleur par convection.....	41
III.3.1	principe physique de la convection.....	42
III.3.2	Coefficient d'échange de chaleur par convection.....	43
III.3.3	Formulation d'un problème de convection.....	44
III.3.3.1	Bilan de mass.....	45
III.3.3.2	Bilan de quantité de mouvement.....	45
III.3.3.3	Bilan de conservation de l'énergie.....	46
III.3.3.4	Condition aux limites.....	46
III.3.4	Adimensionnement et similitude.....	47
III.3.4.1	L'analyse de similitude.....	47
III.3.4.2	Analyse dimensionnelle.....	49
III.3.5	Transfert à travers une couche limite.....	50
III.3.6	Convection libre.....	51
III.3.6.1	Plaque plane verticale.....	51
III.3.6.2	Plaque horizontale.....	52
III.3.6.3	Cas d'un cylindre horizontal.....	52
III.4	Transfer de chaleur par rayonnement.....	53
III.4.1	Lois du rayonnement thermique.....	53
III.4.1.1	Le rayonnement électromagnétique.....	53
III.4.1.2	Définition de l'émissivité hémisphérique totale.....	54
III.4.1.3	Le corps noir.....	54
III.4.1.4	Les lois du corps noir.....	55
III.4.2	Emission des corps réels.....	56
III.4.3	Caractéristiques de l'interaction du rayonnement avec les milieux matériels.....	57
III.4.3.1	Réflexion, absorption et transmission hémisphérique.....	57
III.4.3.2	Milieu semi-transparent ou semi- absorbant.....	58
III.4.3.3	Loi de Kirchhoff.....	59
III.4.3.4	Eclairage monochromatique et éclairage total.....	59
III.4.4	Echange radiatifs entre deux surfaces noires.....	59

III.4.4.1	Méthode d'évaluation des facteurs de forme.....	60
III.4.4.2	Représentation des échanges radiatifs entre surfaces noires.....	62
III.4.5	Echanges radiatifs entre deux surfaces opaques grises diffusantes.....	62
III.4.5.1	Représentation des échanges radiatifs par analogie électrique.....	63
III.5	Conclusion.....	64

Chapitre quatre : Caractérisation des grandeurs thermiques

IV.1	Introduction.....	66
IV.2	Conductivité thermique.....	67
IV.2.1	Définition.....	67
IV.2.2	Ordre des grandeurs de conductivité thermique.....	68
IV.2.3	Evolution avec la température.....	69
IV.2.4	Diffusivité et effusivité thermiques.....	69
IV.3	Mesure de la conductivité thermique.....	70
IV.3.1	Dispositifs de mesure en régime stationnaire.....	70
IV.3.1.1	Dispositifs pour des mesures relatives, avec flux linéaires.....	70
IV.3.1.2	Dispositifs pour des mesures absolues avec flux linéaires.....	71
IV.3.2	Technique de mesure en régime instationnaire.....	72
IV.3.2.1	Mesure par la méthode « Laser Flash ».....	72
IV.3.2.2	Technique du film chauffant.....	74
IV.4	Capacité thermique.....	75
IV.4.1	Capacité thermique massique de différentes substances.....	76
IV.4.2	Mesure de la capacité thermique massique d'un solide.....	76
IV.4.3	Calorimétrie électrique.....	76
IV.5	Emissivité thermique.....	77
IV.5.1	Définition de l'émissivité.....	77
IV.5.2	Facteurs influençant l'émissivité.....	77
IV.5.3	Méthodes de mesure et appareillages.....	78
IV.5.3.1	Méthodes directes à partir de l'émission de rayonnement.....	79
IV.5.3.2	Méthodes indirectes.....	80
IV.6	conclusion.....	81

Chapitre cinq : Modélisation thermique d'un transformateur cylindrique utilisant un SMC

V.1 Introduction.....	83
V.2 Modélisation analytique.....	83
V.2.2 Calcul des résistances de conduction.....	85
V.2.3 Calcul de la résistance de convection.....	87
V.2.4 Calcul de la résistance thermique de radiation.....	90
V.2.5 Coefficient d'échange thermique équivalent.....	91
V.2.6 Identification du coefficient d'échange thermique.....	91
V.3 Modélisation numérique.....	92
V.3.1 problème à résoudre.....	93
V.3.2 Condition d'unicité de la solution : condition initiales et aux limites.....	93
V.4 Résultats obtenus.....	94
V.5 Validation.....	96
V.6 Modélisation analytique : couplage magnétique-thermique.....	99
V.7 Conclusion.....	101
Conclusion générale.....	103
Bibliographie	

Notations et Symboles

Notation et symboles

<i>Symbole</i>	<i>Notation</i>
α	Diffusivité thermique
α_c	Coefficient caractéristique des matériaux
b	Coefficient d'absorptivité totale
b_α	Coefficient d'absorptivité monochromatique
c	Capacité thermique
C	Capacité thermique massique
C_p	Capacité thermique massique à pression constante
\hat{C}	Vitesse de propagation des ondes
\hat{C}_0	Vitesse de propagation de la lumière dans le vide
d	Distance entre deux surfaces
D	diamètre
E	Energie du système
E_c	Energie cinétique
E_p	Energie potentielle
\hat{E}	Eclairement totale
\hat{E}_α	Eclairement monochromatique
E_f	effusivité
F_x, F_y, F_z	Forces extérieures
F_{12}, F_{21}	Facteurs de forme
J	radiosité
h	Coefficient de convection thermique
h_r	Coefficient de radiation thermique
h_{eq}	Coefficient de transfert thermique globale
H	hauteur
I_l	Intensité de courant électrique
G_r	Nombre de Grashof
k	fréquence
k_B	Constante de Boltzmann
k_p	Constante de Plank
L, l	Des longueurs
M_t	Emittance hémisphérique totale
M_α^0	Emittance monochromatique du corps noir
M_α	Emittance monochromatique des corps réels

Notations et symboles

\dot{M}	Masse totale du corps
m	Masse de la particule
m_s	Masse spécifique
N	Nombre de particule
Nu	Nombre de Nusselt
n	Normale à la surface ou une direction
P	Puissance thermique produite
p	pression
Pe	Nombre de Peclet
Pr	Nombre de Prandtl
Q	Chaleur échangée
T	La température
R_c	Résistance de conduction
R_{cv}	Résistance de convection
R_{rad}	Résistance de radiation
R_h	Résistance de convection et de radiation équivalente
Re	Nombre de Reynolds
Ra	Nombre de Rayleigh
r	Coefficient de réflectivité totale
r_α	Coefficient de réflectivité monochromatique
S	La surface
\dot{S}	L'entropie du système
$\dot{S}_e, \dot{S}_c, \dot{S}_F, \dot{S}_I$	Entropie : élémentaire, crée, finale, initiale
St	Nombre de Stanton
T_f, T_0	La température de fluide
T_p	Température de paroi
T_{mc}	Température micro canonique
t_α, t	Coefficients de transmittivité monochromatique et totale
U	Energie interne du système
V	Le volume
\tilde{v}	La vitesse des particule
\tilde{V}	La vitesse du fluide
W_f	Travail fourni par le système
W	Travail échangé
λ	Conductivité thermique
α	La longueur d'onde
γ	Chaleur volumique
ρ	Masse volumique
σ	Constante de Boltzmann
ϑ	Indice de réfraction du milieu
δ	Conductivité thermique
φ	Densité de flux thermique
ν	Viscosité dynamique
ε	Emissivité totale hémisphérique
$\varepsilon_\alpha, \varepsilon_{n,\alpha}$	Emissivités monochromatiques hémisphérique et directionnelle
ε_n	Emissivité totale directionnelle

Introduction
Générale

Introduction Générale

Ces dernières années ont connu le développement de nouveaux matériaux magnétiques, issus de la métallurgie des poudres. En effet cette ancienne technologie a conduit à l'élaboration de nouveaux matériaux connus industriellement sous le nom de Soft magnetic composites (SMC), élaborés à partir de la poudre de fer, dont les particules sont isolées par la résine. Ces matériaux ont donc des propriétés, à la fois ferromagnétiques et diélectriques [GELI 97].

La mise en œuvre d'un nouveau matériau dans une application donnée, nécessite en toute logique, de mener une réflexion, pour déterminer la structure la mieux adaptée qui permet de profiter au maximum de ses avantages et de minimiser les effets de ses inconvénients.

Par conséquent, l'intégration des SMC dans les dispositifs électromagnétiques (transformateurs, inductances et moteurs électriques) a conduit à de nouvelles structures [VIAR 02].

En effet, l'utilisation des circuits magnétiques massifs, jadis impossible avec les tôles Fe-Si à cause des courants de Foucault, est maintenant possible et ouvre les perspectives pour les structures où le flux magnétique circule dans les trois directions. On peut citer, à titre d'exemple, les transformateurs et inductances avec circuit magnétique cylindrique, connus sous le nom de potcore [CROS 98] [CROS 02 a] et les machines telles que la machine homopolaire et l'alternateur à griffe [CROS 98] [CROS 02 b]. Pour les machines

conventionnelles synchrones et à courant continu, l'intégration des SMC, d'après les études menées, a permis de réaliser en toute facilité des dents de sections circulaires ce qui a permis d'augmenter le facteurs de remplissage des bobines et par conséquent la réduction du volume de cuivre par rapport aux structures utilisant les tôles FeSi.

Le procédé de fabrication des SMC (pressage des particules de fer isolées par de la résine) engendre des entrefers parasites répartis dans tout le volume du circuit magnétique, ce qui conduit à une réduction de la perméabilité relative du matériau, par rapport aux matériaux ferromagnétiques Fe-Si [ref]. Par conséquent, même si les pertes fers sont de même ordre de grandeurs que pour les tôles (Fe-Si), les pertes joules vont être plus importantes, pour une même application.

Une étude de faisabilité de ces matériaux, dans la conception des dispositifs électromagnétiques, a été menée antérieurement [BOUA 06]. Cette étude s'est intéressée à l'intégration d'un SMC connu sous le nom de « atomet-EM1 » dans la conception de transformateur de faible puissance devant fonctionner aux fréquences (50-60Hz). Le choix de cette application, pour cette étude de faisabilité, est justifié du fait que parmi les machines électriques, ce sont les transformateurs qui ont les performances les plus sensibles à la perméabilité relative du matériau ferromagnétique utilisé.

Une procédure de conception utilisant des méthodes d'optimisation et basée sur des modélisations analytiques de type circuits électriques équivalents des phénomènes électromagnétique et thermique a été développée [HAGO 04] [BOUA 06]. Les performances électromagnétiques obtenues ont été validé par une modélisation par la méthode des éléments finis. Les performances obtenues bien que légèrement différentes de celles obtenues par la modélisation analytique, ont satisfait les contraintes du cahier de charge [BOUA 06] [HAOU 10].

Les résultats obtenus ont montrés que, pour arriver à une puissance massive du même ordre de grandeur que les transformateurs conventionnels (tôles Fe-Si), il faut impérativement améliorer la dissipation de la chaleur vers le milieu externe. Ceci peut se faire en utilisant les solutions connues : utilisation d'un radiateur, ou d'un ventilateur ou bien procéder à l'augmentation de la surface externe en aménageant des ailettes [CROS 02].

Dans le but d'améliorer les performances et plus particulièrement la dissipation de la chaleur dans la phase de conception, cette étude est menée, en continuation logique à l'étude

précédente, et s'intéresse à la modélisation thermique du transformateur cylindrique (pot-core). Son objectif est de proposer des modèles thermiques fiables, pouvant être intégrés dans une procédure de conception par optimisation.

Ce manuscrit se divise en cinq chapitres.

Le chapitre un se divise en deux parties, la première s'intéresse à la fabrication des matériaux magnétiques composites SMC. Les différentes opérations de mise en œuvre des poudres pour passer du matériau de base aux pièces finales sont présentées. Dans la deuxième partie on présente les propriétés magnétiques, thermiques et mécaniques du SMC.

Le chapitre deux est consacré à la thermodynamique et à ses lois fondamentales. Système thermodynamique, température, chaleur, types d'énergies, et les principes de la thermodynamique sont les principaux points abordés.

Le chapitre trois concerne les trois modes de transfert thermique. La conduction est traitée en premier lieu par la loi de Fourier ensuite par l'équation générale de la chaleur et ses différentes formes. Dans la deuxième partie de ce chapitre, on s'intéresse à la convection et comment déterminer le coefficient de transfert thermique par la résolution des équations régissant un problème de convection. La multiplicité des paramètres à prendre en compte encourage le recours à la similitude et des grandeurs sans dimensions, qui sont présentés dans cette partie.

Le transfert thermique par rayonnement est développé dans la troisième partie du chapitre trois, en commençant par les lois du corps noir, puis on passe à l'émission des corps réels, ensuite les méthodes d'évaluation des facteurs de forme, et enfin les échanges radiatifs par analogie électrique.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les méthodes expérimentales couramment utilisées pour la caractérisation thermique des matériaux. Après un rappel classique des lois de la conductivité thermique, on présente quelques techniques utilisées pour la mesurer, en régime stationnaire d'une part et en régime instationnaire d'autre part. On passe ensuite à la caractérisation de la capacité thermique. La troisième partie est consacrée aux techniques de mesure de l'émissivité thermique.

Le chapitre cinq concerne la modélisation thermique du transformateur cylindrique. Pour cela nous utilisons deux types de modélisations. La première est analytique et basée sur l'analogie thermique-électrique. La deuxième est numérique et basée sur la résolution de l'équation de conduction par la méthode des éléments finis, en utilisant le logiciel ANSYS.

Les performances obtenues par la modélisation analytique sont confrontées à celles obtenues par la modélisation numérique.

Dans le but de développer des modèles thermiques fiables, pouvant être intégrés dans une procédure de conception par optimisation une modélisation magnétique- thermique est ensuite réalisée. Dans cette modélisation, nous avons exploité des corrélations donnant les nombres de Nusselt pour notre structure cylindrique et nous avons calculé les coefficients d'échange par convection tout en considérant leurs variations avec la température de surface. La validation de notre démarche, est effectuée à partir de résultats expérimentaux.

Dans la partie finale de la thèse, nous donnerons les conclusions relatives à notre étude et les perspectives qui peuvent être envisagées dans le futur.

Chapitre Un

Généralités

Généralités

I.1 Introduction :

En 1982, l'industrie mondiale a pressenti les potentialités de la métallurgie des poudres et a entrepris non seulement de l'utiliser, mais aussi d'améliorer les performances afin de pouvoir offrir un produit recherché, à la fine pointe et compétitif sur le marché mondial. L'objectif recherché était de produire des pièces d'automobiles de haute qualité et bon marché.

Les applications utilisant les pièces issues de la métallurgie des poudres ont eu beaucoup de succès, ceci a poussé l'élargissement de leurs domaines d'application. De par leur procédé d'élaboration "composite", il est possible de mettre au point de nouveaux matériaux ayant des propriétés physiques définies au préalable. Dans le domaine de l'électromagnétisme, les investigations ont mis à jour de nouveaux matériaux connus sous le nom (soft magnetic composites SMC) [BOUA 06].

Les matériaux magnétiques composites doux sont destinés à la fabrication de circuits magnétiques en utilisant la technologie de la métallurgie des poudres. Ils sont constitués de poudre de fer revêtue d'une mince couche de diélectrique pressée dans une matrice pour obtenir des densités proches de celles du fer. Les particules de la poudre de fer qui représentent plus de 99 % de la masse du matériau possèdent un diamètre moyen inférieur à quelques centaines de microns, ce qui permet de limiter grandement la circulation de courants de Foucault jusqu'à des fréquences de plusieurs kilohertz. La perméabilité obtenue

avec les matériaux actuels permet de produire les différents types usuels de machines électriques avec des performances acceptables, mais la mise en œuvre de cette technologie nécessite la recherche de nouveaux compromis optimaux entre les topologies et les dimensions des dispositifs, en termes de performance et de coût afin de concurrencer les dispositifs utilisant les matériaux conventionnels. L'intérêt de cette technologie est de permettre l'utilisation de topologies de machines dans lesquelles la circulation du flux magnétique est tridimensionnelle. En outre, des pièces aux formes relativement complexes peuvent être produites en une seule opération à faible coût par métallurgie des poudres. Tous les points énoncés ci-dessus font des matériaux à poudre un matériau très intéressant pour la réalisation de machines électriques [ALHA 05].

I.2 Méthode de fabrication des matériaux magnétiques composites :

Le procédé de fabrication des pièces à base de poudre comporte trois étapes : L'élaboration des poudres; le moulage (compression à froid) et le frittage (mise en forme à chaud). D'une manière générale, la poudre de base est d'abord mélangée avec une résine (polymère). La mise en forme à froid est effectuée par une presse de 100 à 10000 tonnes suivant la pièce finale. Par ce système, on obtient directement une pièce formée sans usinage. Le frittage est réalisé dans un four à une température inférieure à la température de fusion du métal. Il est souvent réalisé sous vide ou sous atmosphère protectrice pour éviter l'oxydation par l'oxygène de l'air [BOUA 06].

C'est donc ce procédé de mise en forme des matériaux limitant le nombre d'étapes pour la production de produits finis qui conduit à la diminution des coûts de production.

❖ Elaboration des poudres :

La poudre de fer est obtenue par une atomisation du métal en phase liquide à l'aide de jets d'eau, ce qui permet de former des particules solides de petite taille et de forme sphérique irrégulière.

Le procédé d'atomisation fonctionne par lot, typiquement de plusieurs tonnes. Une couche d'oxyde recouvre chacune des particules à la sortie de la chambre d'atomisation. À cette étape du procédé, la concentration en éléments interstitiels est relativement élevée dans les particules [CHAR 07].

Un recuit sous hydrogène permet d'éliminer en partie la couche d'oxyde et de réduire la concentration de ces éléments qui rendent la poudre moins compressible et qui gênent

ladensification des pièces lors de la compaction [CHAR 07]. Ce recuit crée des liens métalliques faibles entre les particules qui sont par la suite détruits dans un broyeur à disque. À la fin du recuit, la poudre est donc propre mais un écrouissage des particules a été induit par le broyage.

La figure (I.1) montre une poudre de fer pur utilisée pour la fabrication des matériaux magnétiques composites, vue au microscope électronique à balayage à un grossissement de 150 X .

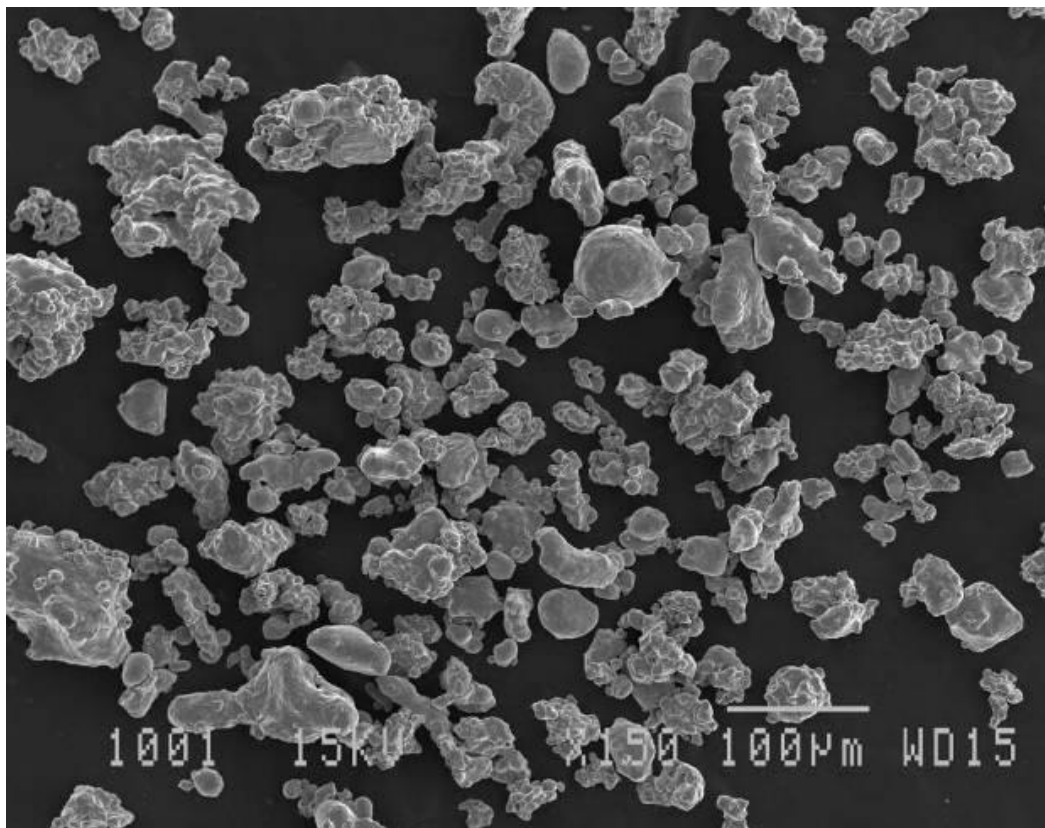


Figure (I.1) Micrographie de la poudre de fer servant à la fabrication d'un matériau magnétique composite [CHAR 07].

La poudre est par la suite revêtue d'un diélectrique organique ou inorganique. Dans le premier cas, l'isolant organique est généralement dissout dans un solvant liquide afin de le déposer sur chacune des particules puis le solvant est évaporé et recyclé. Dans le deuxième cas, une poudre de diélectrique plus fine que la poudre de fer est généralement utilisée et le diélectrique se liquéfie pendant le recuit final de la pièce pour recouvrir chacune des particules. La première méthode donne des revêtements plus performants ou isolants parce que plus épais et uniformes [BOUA 06],[CHAR 07].

❖ Le moulage et le frittage :

Le mélange est par la suite transvidé dans une matrice ayant la forme de la pièce désirée et compacté à une pression généralement comprise entre 600 et 800 MPa. Deux techniques de lubrification sont utilisées pour faciliter l'éjection de la pièce hors de la matrice. La plus conventionnelle consiste à mélanger la poudre avec un lubrifiant avant de l'insérer dans la matrice alors que la plus moderne consiste à enduire la paroi de la matrice de lubrifiant à l'aide d'un vaporisateur. Dans les deux cas, la pièce obtenue est suffisamment solide mécaniquement pour être manipulée et insérée dans le four de recuit. Celui-ci est effectué dans l'air à des températures entre 200 °C et 550 °C pendant une période variant de quelques minutes à quelques heures. Le diélectrique se solidifie alors et la pièce acquiert une résistance mécanique qui lui permet de résister aux opérations subséquentes comme l'assemblage et le bobinage par exemple [BOUA 06],[CHAR 07].

La figure (I.2) présente une micrographie du matériau réalisée au microscope électronique à balayage avec un grossissement de 1000X.

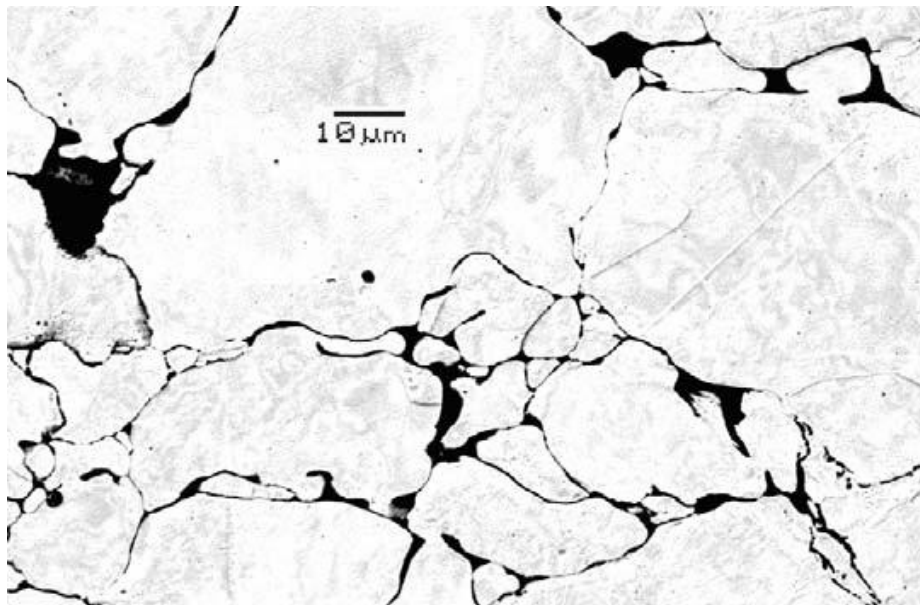


Figure (I.2) Micrographie de la structure d'un matériau magnétique composite [CHAR 07].

Sur la figure (I.2), la phase blanche représente les particules de fer alors que la phase foncée représente soit de l'air, soit du diélectrique. Il n'est pas possible de distinguer le diélectrique de l'air à l'aide de la technique d'observation utilisée mais il n'est pas nécessaire de faire car l'air et le diélectrique ont des propriétés magnétiques similaires.

I.3 Avantages des matériaux composites SMC :

- 1) Un des avantages des matériaux magnétiques composites par rapport aux tôles concerne la facilité de séparation du cuivre et du fer pour la récupération en fin de vie de la machine électrique. Le cuivre étant ductile et le fer lié par le diélectrique étant fragile, l'écrasement de la machine mène au retour à l'état de poudre du noyau magnétique alors que le cuivre reste sous forme de fil.
- 2) Par ailleurs, alors que la technique de poinçonnage utilisée pour la fabrication des circuits magnétiques faits de tôles cause des déchets sous forme de retailles, la technique de pressage utilisée pour la mise en forme des circuits magnétiques faits de matériaux à poudre n'utilise qu'une quantité de matériau requise, ce qui est avantageux au niveau du coût de production et du coût environnemental [CHAR 07].
- 3) La diminution des coûts. La métallurgie des poudres permet de remplacer le cycle complexe d'élaboration de pièces usinées, par une gamme simple (élaboration de la poudre métallique, compression, frittage) sans perte notable de matière.
- 4) Cette industrie est non polluante. A aucun stade de la fabrication, il y a émission de fumées ou de produits nocifs.
- 5) L'obtention de formes complexes sans répercussion sensible sur les coûts, la réalisation de formes et de profils irréalisables industriellement par d'autres méthodes [BOUA 06].

1.4 Propriétés des matériaux magnétiques composites

Dans ce paragraphe, les propriétés des matériaux magnétiques composites sont présentées et reliées à leur technique de fabrication. Les avantages et les limitations de ces matériaux par rapport aux tôles utilisées dans la fabrication des machines électriques classiques sont ainsi mises en évidence.

1.4.1 Caractéristique d'aimantation des matériaux magnétiques composites

La perméabilité des matériaux magnétiques composites est généralement plus faible que celle des matériaux laminés ou massifs. L'augmentation de réluctance du circuit magnétique dû au revêtement des particules de fer se traduit par une diminution de la perméabilité apparente du matériau. La faible perméabilité des matériaux magnétiques composites doit être également reliée aux dislocations et aux impuretés des particules de fer à la fin du processus de fabrication. Le cristal de fer composant les particules des matériaux magnétiques composites après recuit est imparfait car la température maximale utilisable, qui

est de 500 °C, ne permet qu'une recristallisation très partielle. La recristallisation est un processus activé thermiquement qui peut s'effectuer en quelques minutes seulement; mais elle doit être amorcée par une température suffisante. Dans le cas des tôles conventionnelles, la température de recuit, sensiblement égale à 800 °C, garantit une recristallisation presque complète [CHAR 07],[ALHA 05].

Il existe deux grandes classes de revêtement isolant pour les particules de fer des matériaux magnétiques composites : les revêtements organiques utilisés dans les matériaux que nous appelons fer-résine (SMC Atomet EM-1) et les revêtements inorganiques utilisés dans les matériaux que nous appelons fer-diélectrique. La première classe de matériaux présente par rapport à la seconde une tenue mécanique et une résistivité élevées et une perméabilité faible [ALHA 05].

On observe une décroissance de perméabilité relative de SMC (Atomet EM-1) de 260 à 110 quand le contenu de diélectrique augmente de 1 à 2.5%. L'augmentation de la proportion de diélectrique influe aussi fortement sur le niveau de l'induction pour un même champ magnétique appliqué.

Pour la plupart des applications, le contenu diélectrique doit être minimal pour maintenir la perméabilité élevée, tandis que les pertes par courants Foucault augmentent avec la minimisation du taux de diélectrique [BOUA 06]. Le composé optimal doit donc résulter d'un compromis entre l'amélioration des propriétés magnétiques, et la minimisation des pertes par courant de Foucault.

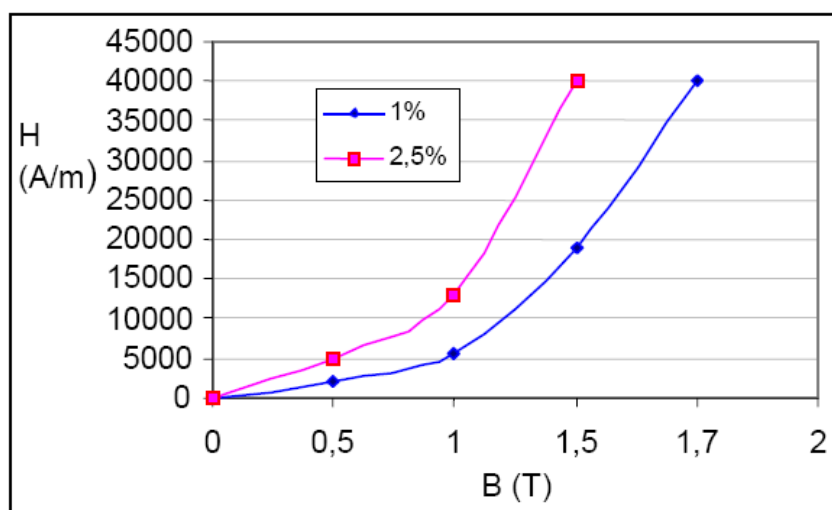


Figure (I.3) Influence de la proportion de diélectrique sur le niveau de l'induction (Atomet EM-1)[ALHA 05].

1.4.2 Pertes magnétiques des matériaux magnétiques composites :

Par rapport aux matériaux magnétiques laminés conventionnels, les matériaux magnétiques composites présentent des pertes par courants de Foucault plus faibles et des pertes par hystérésis plus élevées. Les pertes excédentaires dans les matériaux magnétiques composites sont généralement négligeables.

Le diamètre moyen optimal des particules de fer dans les matériaux magnétiques composites peut être déterminé en fonction de la fréquence de fonctionnement visée pour obtenir des pertes totales minimales. Avec une poudre trop fine, les pertes totales auront tendance à augmenter à cause d'une augmentation des pertes par hystérésis alors que dans une poudre trop grossière, les pertes totales auront tendance à augmenter à cause d'une hausse significative des pertes par courants de Foucault dans les particules [CHAR 07].

1.4.3 Propriétés mécaniques et thermiques des matériaux magnétiques composites :

Les matériaux magnétiques de type fer-résine présentent une résistance à la rupture transverse comprise entre 60 et 130 MPa, ce qui correspond à une résistance mécanique en tension de 30 à 60 MPa. Ces valeurs relativement faibles sont cependant acceptables pour la réalisation de machines électriques comme le démontrent plusieurs applications. Dans le cas des tôles laminées, les valeurs de résistance mécanique en tension sont de l'ordre de 300 MPa pour les aciers à bas carbone et 350 à 500 MPa pour les aciers au silicium [CHAR 07].

Les matériaux magnétiques composites présentent une conductivité thermique de l'ordre de 30 W/m/K. Celle-ci est inférieure à celle d'une tôle de fer pur (70 W/m/K) mais supérieure à celle d'une tôle de fer à 2.4 % de silicium (20 W/m/K) dans la direction de laminage. Mais la conductivité thermique des matériaux magnétiques composites n'est pas seulement supérieure à la conductivité thermique des tôles fer-silicium, elle est également isotrope, ce qui se traduit par une augmentation de la surface de dissipation de la chaleur qui est alors égale à toute la surface extérieure de la machine.

1.5 Conclusion :

La conception intégrée de machines électriques de performances élevées avec des nouveaux matériaux magnétiques tels que les matériaux magnétiques composites nécessite une démarche d'optimisation aussi bien au niveau de la topologie et des dimensions de la machine, qu'au niveau de la composition, de la production et des propriétés physiques du matériau utilisé. [CHAR 07].

L'utilisation optimale du matériau ferromagnétique pour la conception des machines électriques relève toujours du compromis entre ses propriétés magnétiques, thermiques, mécaniques et le coût de la production totale. Dans ce contexte, l'apparition des SMC est susceptible sous certaines conditions de concurrencer fortement les matériaux laminés prédominants sur le marché. Certes les caractéristiques magnétiques et mécaniques des SMC en constante progression restent encore en retrait des caractéristiques offertes par les matériaux laminés. Le remplacement direct d'un matériau laminé par des SMC sans aucune modification structurelle et dimensionnelle du dispositif concerné ne peut être optimal en termes d'efficacité ou de rapport puissance/masse. En revanche, à partir d'une réflexion de base concernant plus la fonctionnalité requise par l'application que la synthèse d'une structure imposée, les SMC sont en mesure d'apporter des solutions prometteuses en termes de coût de fabrication, de modularité de la structure et de dissipation des pertes. [ALHA 05].

Chapitre Deux

Principes de Thermodynamique

Principes de thermodynamique

II.1 Introduction

En physique des milieux continus, la thermodynamique est définie comme la science qui étudie les phénomènes où intervient la température. Elle est née vers les années 1820, au début de la première révolution industrielle, de la nécessité de connaître, sur les machines thermiques construites, la relation entre les phénomènes thermiques et les phénomènes dynamiques, d'où son nom [C3].

Aujourd'hui le mot « thermodynamique » s'applique à l'étude de toutes les transformations énergétiques, et les équations de la thermodynamique sont utilisées dans le domaine de la mécanique, celui de la physique ou celui de chimie.

La thermodynamique revêt, ainsi, un caractère universel et, à l'instar des mathématiques, elle ne devrait plus être considérée comme une science en elle-même mais plutôt comme un outil nécessaire à l'étude des autres sciences.

Lorsqu'un corps subit une transformation physique ou chimique, cette transformation est généralement accompagnée d'effet thermique tel que refroidissement ou réchauffement, ou d'effets mécaniques tels que déplacement ou dilatation.

Tous ces effets et actions sont le résultat de transformations énergétiques intervenant à l'intérieur du corps ou des autres corps qui sont en contact avec lui. Les équations reliant les effets thermiques et les actions mécaniques constituent l'objet de la thermodynamique [CHAR 81].

La température d'un corps est la mesure de son agitation moléculaire. C'est une fonction de la proportion d'atomes excités et d'atomes à l'état fondamental d'un corps. Elle représente l'énergie moyenne d'une molécule.

L'amplitude des oscillations d'un atome autour de sa position moyenne augmente avec la température. C'est ce qui provoque la dilatation, c'est à dire l'augmentation du volume d'un corps quand sa température augmente [C4].

Les principes de la thermodynamique permettent de prévoir les caractéristiques macroscopiques d'un système, ainsi que ses états d'équilibre.

Le premier principe de la thermodynamique est à la fois un principe d'équivalence et un principe de conservation. En effet, il stipule, d'une part, que toutes les énergies sont équivalentes sur le plan quantitatif, en particulier l'énergie thermique et l'énergie mécanique, d'autre part, que l'énergie se conserve globalement. Ceci implique que tout échange d'énergie entre un système et son environnement doit se traduire par une variation en quantité égale de l'énergie contenue dans le système.

Par opposition au premier principe, le deuxième principe de la thermodynamique met en évidence une différence de qualité entre les diverses formes d'énergie [A1].

Dans ce premier chapitre nous commencerons par le rappel d'un certain nombre de définitions indispensables à une bonne compréhension du contenu de ce chapitre, ensuite nous consacrerons la deuxième partie à l'étude de la température et des différents types des énergies. Dans une troisième partie on se concentre sur les principes de la thermodynamique qui sont le fondement des études des systèmes thermiques.

II.2 Définition de base :

Comme toute discipline scientifique, la thermodynamique s'appuie sur un certain nombre de définitions précises. L'essentiel de ces définitions est rappelé dans ce paragraphe.

II.2.1 Système:

Un système thermodynamique est une portion de l'espace, délimitée par une surface réelle ou imaginaire, que l'on isole du reste de l'univers. Le reste est appelé environnement extérieur.

La thermodynamique comprend deux branches principales, qui correspondent à deux manières différentes d'étudier un tel système :

- la thermodynamique statistique, qui découle d'une description microscopique du système et consiste à étudier les paramètres de chacune des molécules du système.
- la thermodynamique classique, qui découle d'une étude des paramètres macroscopiques du système.

Un système peut être ouvert, fermé ou isolé [C6].

II.2.1.1 Système ouvert :

Un système ouvert est un système thermodynamique qui peut échanger de la matière et de l'énergie avec l'extérieur [C6].

II.2.1.2 Système fermé :

Un système fermé est un système thermodynamique qui n'échange pas de matière avec l'extérieur, mais il peut y avoir un échange d'énergie

L'échange d'énergie avec l'extérieur peut par exemple se faire sous forme de travail des forces de pression ou sous forme de chaleur [C1].

Un système fermé n'est pas forcément fermé par une paroi matérielle. Il suffit qu'il n'y ait aucun transfert de matière entre le système et son environnement pour qu'il soit considéré fermé.

II.2.1.3 Système isolé :

Un système isolé n'échange rien avec l'extérieur: ni matière, ni énergie.

En réalité, aucun système réel n'est totalement isolé, en dehors de l'univers pris dans son ensemble [C1].

II.2.2 Variables d'états

En physique des milieux continus, on décrit l'état d'un système par l'introduction d'un nombre restreint de paramètres mesurables qui ne dépendent que de l'état macroscopique du système, on les appelle « variables d'état ». C'est l'expérience qui est déterminante pour définir les variables d'état nécessaires.

La température, la pression, le volume et la quantité de matière sont les variables d'état les plus couramment utilisées [C3].

II.2.3 Equations d'état

Équations qui relient entre elles plusieurs variables d'état.

II.2.4 Fonctions d'état

Fonction dont les paramètres sont des variables d'état. La valeur d'une fonction d'état ne dépend donc que de l'état macroscopique du système. Pour un système, se trouvant dans un état donné, une fonction d'état possède une seule et unique valeur.

En effet le système se transforme de l'état 1 à l'état 2 de plusieurs façons différentes. Mais la variation de la fonction d'état possède toujours la même valeur [CHAR 81].

En conséquence, la somme algébrique de ses variations au cours d'un cycle est nulle.

II.2.5 Variables intensives et extensives

Les variables d'état peuvent être de deux sortes : extensives et intensives.

- Les variables extensives sont proportionnelles à la quantité de matière. Si le système A est la réunion de deux systèmes A1 et A2, les variables extensives pour A sont la somme des variables extensives pour A1 et A2. Quelques exemples sont le volume, la masse, le nombre de moles.
- En revanche, les variables intensives sont indépendantes de la quantité de matière. Quelques exemples sont la masse volumique, la pression, la force, la concentration, la température [C2], [A2].

II.2.6 Etat d'équilibre

Un système est en état d'équilibre si les variables d'état du système sont constantes dans le temps et uniformes dans toute partie homogène du système.

L'équilibre thermique d'un système exige l'égalité de la température de toutes les particules macroscopiques du système [C1].

II.2.7 Transformations d'un système

Dans une transformation, au moins une variable d'état, du système évoluant d'un état initial à un état final, subit une variation. La transformation se produit par l'action du milieu extérieur. Dans le cas de systèmes fermés et isolés, il y a transformation spontanée du système vers un état d'équilibre si celui-ci n'était pas initialement en état d'équilibre.

Pour que la transformation puisse être définie convenablement, il conviendra que les états initiaux et finaux soient des états d'équilibre. Si l'état initial et l'état final sont identiques, la transformation est appelée cycle [C3], [A2]. Dans la suite, nous allons citer les différents types de transformations.

II.2.7.1 Transformation quasi statique

Si dans une transformation, le système reste, à chaque instant, très voisin d'un état d'équilibre, la transformation est dite quasi statique. A chaque instant, en première approximation, les variables d'état restent définies [C1].

II.2.7.2 Transformation réversible

Une transformation est dite réversible si le système évolue en passant par une suite continue d'états d'équilibre et s'il existe une transformation permettant de ramener le système et le milieu extérieur, à chaque instant, à l'équilibre précédent. De ce fait, cette transformation ramène le système et le milieu extérieur dans leur état initial.

Il y a contradiction entre état d'équilibre et évolution, aussi une transformation réversible n'est pas réalisable en toute rigueur. On peut, au mieux, s'en approcher par une transformation quasi statique avec possibilité de revenir à l'état précédent [C25].

II.2.7.3 Transformations irréversibles

Ce sont toutes les transformations qui ne remplissent pas les conditions de la réversibilité.

II.3 Température et chaleur

La chaleur, dans le langage commun, est souvent confondue avec la notion de température. Bien que strictement différentes d'un point de vue scientifique, les deux notions sont en effet reliées entre elles et l'histoire même de la genèse de la thermodynamique a parfois induit cette confusion [C6].

Au XIX^e siècle, la chaleur est assimilée à un fluide : le calorique. Les progrès et les succès de la calorimétrie imposent cette théorie jusqu'à la fin du XIX^e siècle.

Ce n'est qu'avec l'avènement de la thermodynamique statistique que la chaleur sera définie comme un transfert de l'agitation thermique des particules au niveau microscopique. Un système dont les particules sont statistiquement plus agitées présentera une température

d'équilibre, définie à l'échelle macroscopique, plus élevée. La température est donc une grandeur macroscopique qui est le reflet statistique des énergies cinétiques des particules à l'échelle microscopique. Au cours de chocs aléatoires, les particules les plus agitées transmettent leurs énergies cinétiques aux particules les moins agitées. Le bilan de ces transferts d'énergies cinétiques microscopiques correspond à la chaleur échangée entre des systèmes constitués de particules dont l'agitation thermique moyenne est différente.

La température est donc une fonction d'état intensive servant à décrire l'état d'équilibre d'un système alors que la chaleur est un transfert d'agitation thermique assimilable à une quantité d'énergie, associé à l'évolution d'un système entre deux états distincts ou identiques si la transformation est cyclique [C6].

II.3.1 Définition de la température

Au cours de l'histoire, plusieurs branches de la physique se sont intéressées aux notions de température et en ont proposé des définitions. Plusieurs formalisations sont possibles suivant le point de vue adopté. Toutes ces définitions sont cohérentes entre elles [C6].

❖ En théorie cinétique des gaz

Dans le cadre d'un gaz monoatomique, la température est reliée à l'énergie cinétique moyenne des particules du gaz par :

$$\frac{3}{2} k_B T = \frac{1}{2} m \tilde{v}^2 \quad (\text{II.1})$$

Où k_B est la constante de Boltzmann.

T est la température, m est la masse des particules et \tilde{v} leur vitesse [C25].

❖ En physique statistique

En physique statistique, l'ensemble micro canonique est l'ensemble des répliques fictives d'un système réel dont l'énergie E, le volume V et le nombre de particule N sont fixés. Cet ensemble permet aussi de déterminer les ensembles canoniques et grand-canonique, à l'aide d'échange d'énergie ou de particules avec un réservoir.

La température micro canonique est définie comme étant la variation de l'entropie \dot{S} du système par rapport à son énergie à volume V et nombre de particules constants :

$$\frac{1}{T_{mc}} = \left(\frac{\partial \dot{S}}{\partial E} \right)_{V,N} \quad (\text{II.2})$$

Dans l'ensemble canonique, on utilise plutôt la température statistique $\beta = 1 / (k_B T)$. La définition est la même : le système étudié est mis en contact avec une source de chaleur qui fixe sa température, mais la source de chaleur est considérée comme isolée, donc dans l'ensemble micro canonique [C6], [C4].

Le facteur β , parfois appelé « température inverse », traduit la thermalisation du système avec le thermostat extérieur à la température T .

❖ En thermodynamique.

Chaque fois que deux corps de températures différentes sont mis en contact, il se produit un échange d'énergie de manière à atteindre un état d'équilibre pour lequel les températures finales sont identiques, c'est l'équilibre thermique. Il suffit donc de connaître et de savoir quantifier parfaitement l'état thermique d'une classe de corps physique particulière pour étendre la définition de température à tous les objets physiques. C'est ce qui est fait avec la notion de gaz parfait: pour un gaz parfait, la température (dans ce cas appelée cinétique) est proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne des particules ou encore à l'énergie interne du gaz.

On peut alors définir la température thermodynamique d'un corps comme étant celle qu'il acquiert lorsqu'il est en contact et en équilibre thermique avec un gaz parfait. C'est le principe de la thermométrie.

De manière plus mathématique et formelle, la température thermodynamique est reliée à la notion d'entropie. On peut ainsi définir pour un système thermodynamique soumis uniquement aux forces de pression et à volume constant :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial \dot{S}} \right)_V \quad (\text{II.3})$$

Où U est l'énergie interne du système, \dot{S} son entropie et V son volume [C6], [C4].

II.3.2 Échelles de température

L'unité légale de température dans le système international est le kelvin de symbole K . Il existe d'autres systèmes de mesures antérieurs et toujours utilisés : les échelles Celsius centigrade, Fahrenheit et Rankine.

Le Kelvin

C'est une unité fondamentale du Système International car elle n'est pas liée aux propriétés d'un corps particulier.

La différence de température entre l'eau bouillante et la glace fondante sous la pression atmosphérique est de 100 K.

Le Zéro Kelvin est la température qui correspond à une agitation moléculaire nulle. Un corps à cette température ne peut céder de la chaleur à aucun autre. L'échelle Kelvin a un seul point fixe qui est par convention le point triple de l'eau à 273,16 K soit 0,01°C [C23].

Le Celsius

Dans la vie courante, et dans les diagrammes, nous utilisons le degré Celsius qui a son point zéro à la température de la glace fondante et son point 100 à la température de l'ébullition de l'eau pure [C23].

L'échelle Fahrenheit

Son symbole est °F. Elle attribue une plage de 180°F entre la température de solidification de l'eau et sa température d'ébullition. On le déduit de l'échelle Celsius par une fonction affine. Elle fixe le point de solidification de l'eau à 32 °F et le point d'ébullition à 212 °F [C4].

L'échelle Rankine

C'est une simple homothétie de l'échelle absolue avec un facteur 9/5.

Le tableau ci-dessous résume les formules permettant de convertir une température entre les différentes échelles [C4].

A partir de :	Kelvin	Celsius	fahrenheit	Rankine
$T_{\text{Kelvin}} =$	T_K	$T_C + 273,15$	$\frac{5}{9}(T_F + 459,67)$	$\frac{5}{9}(T_{Ra})$
$T_{\text{Celsius}} =$	$T_K - 273,15$	T_C	$\frac{5}{9}(T_F - 32)$	$\frac{5}{9}(T_{Ra} - 459,67)$
$T_{\text{Fahrenheit}} =$	$\frac{9}{5}T_K - 459,67$	$\frac{9}{5}T_C + 32$	T_F	
$T_{\text{Rankine}} =$	$\frac{9}{5}T_K$	$\frac{9}{5}T_C + 491,67$		T_{Ra}

Tableau (II.1) formules de conversion entre les différentes échelles [C4].

II.4 Les types d'énergie

Si on traitait le système thermodynamiques à l'échelle microscopique, il nous faudrait tenir compte d'une gamme très variée de type d'énergie. Donc il est plus simple de traiter ces systèmes macroscopiquement, où on n'aura qu'à considérer trois types d'énergies : interne, cinétique et potentielle [CHAR 81].

II.4.1 L'énergie cinétique

C'est l'énergie que possède un corps du fait de son mouvement. L'énergie cinétique d'un corps est égale au travail nécessaire pour faire passer le corps du repos à son mouvement de translation ou de rotation [C5].

II.4.1.1 Cas d'un point matériel

Pour un corps considéré comme ponctuel de masse m constante. On a

$$E_c = \frac{1}{2} m \tilde{v}^2 \quad (\text{II.4})$$

E_c est appelée énergie cinétique du point matériel.

II.4.1.2 Cas d'un système de points

Dans le cas d'un corps que l'on ne peut considérer ponctuel, il est possible de l'assimiler à un système d'une infinité de points matériels M_i de masses m_i avec \dot{M} masse totale du corps.

$$\dot{M} = \sum_i m_i \quad (\text{II.5})$$

L'énergie cinétique E_c du système de points peut être alors simplement définie comme la somme des énergies cinétiques associées aux points matériels constituant le système.

$$E_c = \sum_i E_{c,i} = \sum_i \frac{1}{2} m_i \tilde{v}_i^2 \quad (\text{II.6})$$

Cette expression est générale et ne préjuge pas de la nature du système, déformable ou pas [C5].

II.4.1.3 L'énergie thermique en tant qu'énergie cinétique

L'énergie thermique est une forme d'énergie due à l'énergie cinétique totale des molécules et des atomes qui forment la matière. La relation entre la chaleur, la température et l'énergie cinétique des atomes et des molécules est l'objet de la mécanique statistique et de la thermodynamique.

De nature quantique, l'énergie thermique se transforme en énergie électromagnétique par le phénomène de rayonnement du corps noir.

La chaleur, qui représente un échange d'énergie thermique, est aussi analogue à un travail dans le sens où elle représente une variation de l'énergie interne du système. L'énergie représentée par la chaleur fait directement référence à l'énergie associée à l'agitation moléculaire. La conservation de la chaleur et de l'énergie mécanique est l'objet du premier principe de la thermodynamique [C5].

II.4.2 L'énergie potentielle

L'énergie potentielle mécanique est une énergie qui est échangée par un corps lorsqu'il se déplace tout en étant soumis à une force conservative. Elle est exprimée en Joules. Cette énergie potentielle, définie à une constante arbitraire près, ne dépend que de la position du corps dans l'espace. Cette énergie est appelée potentielle car elle peut être emmagasinée par un corps et peut ensuite être transformée par exemple en énergie cinétique lorsque le corps est mis en mouvement.

De manière plus précise la variation d'énergie potentielle d'un corps lorsqu'il se déplace entre deux points est l'opposé du travail fourni par la force à laquelle il est soumis entre ces deux points. Ainsi le travail d'une force conservative vérifie la relation:

$$\partial W_F = -dE_p \quad (\text{II.7})$$

Un exemple simple est celui d'un corps terrestre tenu en hauteur (et donc possédant une énergie potentielle de pesanteur du fait de sa hauteur) qui, une fois lâché, transforme cette énergie potentielle en énergie cinétique quand sa vitesse augmente lors de sa chute.

Chaque force conservative donne naissance à une énergie potentielle. On peut ainsi distinguer :

- ✓ énergie potentielle de pesanteur,
- ✓ énergie potentielle de gravitation,
- ✓ énergie potentielle élastique,

- ✓ énergie potentielle électrostatique
- ✓ énergie potentielle d'inertie d'entraînement (dans certaines situations simples).

L'énergie potentielle est définie à une constante additive près. Celle-ci n'a aucune influence sur les résultats puisque l'énergie potentielle est utilisée dans des opérations de dérivation (calcul d'une force conservative) ou de variation (calcul d'un travail). Ces deux opérations faisant disparaître la constante, le choix de cette dernière est donc purement arbitraire et sa détermination se fait généralement de façon à simplifier les calculs [C22], [C5].

II.4.3 L'énergie interne

L'énergie interne est une fonction d'état notée U . Elle peut être définie comme la somme de toutes les énergies cinétiques et d'interaction des constituants microscopiques du système.

Définie par une variation, l'énergie interne U n'est connue qu'à une constante additive près. Elle ne dépend que de l'état du système.

Pour un système en état d'équilibre, l'énergie interne est une fonction des variables d'état, elle est donc une fonction d'état [C25].

II.4.3.1 Visualisation de l'énergie interne

Compte tenu de ce que nous savons sur la structure de la matière, de l'énergie cinétique qui ne fait appel qu'à l'aspect macroscopique du système et de l'énergie potentielle qui est le résultat d'interactions avec d'autres systèmes macroscopiques, l'énergie interne est une notion simple qui comprend:

- l'énergie cinétique microscopique des particules constituant le système dans un référentiel où les particules sont globalement au repos,
- l'énergie des interactions entre particules,
- l'énergie de liaison des molécules (énergie chimiques),
- l'énergie de liaison des constituants de l'atome (énergie atomique ou nucléaire).

Une propriété importante de l'énergie interne découle de ce propos : l'énergie interne a un caractère additif [C3], [C24].

II.5 Principes de la thermodynamique

Les principes de la thermodynamique permettent de prévoir les caractéristiques macroscopiques d'un système, ainsi que ses états d'équilibre.

II.5.1 Principe zéro de la thermodynamique

Le principe zéro de la thermodynamique permet de définir en thermodynamique la notion de température, en tant que grandeur repérable. La thermométrie est du ressort de ce principe zéro. On considère ici la température comme une grandeur macroscopique mesurable par un thermomètre.

Si deux systèmes A et B sont en équilibre thermodynamique et si B et C le sont aussi, alors A et C sont en équilibre thermodynamique, cette propriété est appelée propriété de transitivité.

En effet, on constate bien expérimentalement que les trois propriétés qui définissent une relation d'équivalence sont vérifiées :

- A reste en équilibre : la relation est réflexive
- Si A est en équilibre thermique avec B, alors B est en équilibre thermique avec A et réciproquement : la relation est symétrique.
- Enfin et surtout elle est transitive : si A est en équilibre avec B et B en équilibre avec C, alors portons A en contact thermique avec C : l'équilibre est déjà réalisé. On dit que A, B et C sont dans la même "classe d'équivalence", celle de systèmes ayant même température.

En élevant cette loi expérimentale au rang de Principe zéro, on peut définir une grandeur dite « température empirique » en numérotant les classes d'équivalence, c'est-à-dire en associant à chacune une valeur [C1], [C2].

II.5.2 Premier principe de la thermodynamique

Historiquement, le premier principe de la thermodynamique a été appelé principe d'équivalence, car il stipulait l'équivalence entre l'énergie mécanique et l'énergie thermique. Ce principe est encore celui de la conservation de l'énergie [A1].

❖ Énoncé du principe d'équivalence

Lorsqu'un système thermodynamique, quelconque, fermé subit un cycle de transformations qui le ramène à son état initial, la somme du travail W et de la chaleur échangés Q est nulle [C1].

$$W + Q = 0 \quad (\text{II.8})$$

❖ **Énoncé du principe de la conservation d'énergie**

La somme des énergies mécanique et thermique fournies au milieu extérieur par un système au cours d'une transformation quelconque est égale à la variation de son énergie interne [A1].

Expression du premier principe

Ce principe peut être exprimé par la formule :

$$\Delta E = \Delta U + \Delta E_C + \Delta E_P = W + Q \quad (\text{II.9})$$

ΔE est la variation totale d'énergie du système thermodynamique.

ΔU est la variation de l'énergie interne du système

ΔE_C est la variation de l'énergie cinétique à l'échelle macroscopique

ΔE_P est la variation de l'énergie potentielle à l'échelle macroscopique, du système en interaction avec des champs gravitationnel ou électromagnétiques.

W est la partie de l'énergie qui correspond au travail échangé avec le milieu extérieur.

Q est la quantité d'énergie mise en jeu sous forme de chaleur.

Lorsque les systèmes sont au repos à l'échelle macroscopique, ce qui est en général le cas pour les transformations thermodynamiques, les énergies cinétiques E_C et potentielle E_P restent constantes et seule l'énergie interne U du système varie [C22], [A1], [C3].

Le premier principe s'écrit alors :

$$\Delta U = W + Q \quad (\text{II.10})$$

Ou encore sous forme différentielle :

$$dU = \delta W + \delta Q \quad (\text{II.11})$$

II.5.3 Deuxième principe de la thermodynamique

Le deuxième principe de la thermodynamique établit l'irréversibilité des phénomènes physiques, en particulier lors des échanges thermiques. C'est un principe d'évolution qui fut énoncé pour la première fois par Sadi Carnot en 1824. Il a depuis fait l'objet de nombreuses généralisations et formulations successives par Clapeyron (1834), Clausius (1850), Lord Kelvin, Ludwig Boltzmann en 1873 et Max Planck, tout au long du XIX^e siècle et au-delà.

Le second principe introduit la fonction d'état entropie : \dot{S} , usuellement assimilée à la notion de désordre qui ne peut que croître au cours d'une transformation réelle [C2].

Énoncé de la loi du deuxième principe :

Le second principe introduit la fonction d'état extensive \dot{S} , appelée entropie. La variation d'entropie d'un système, lors d'une transformation quelconque, peut être décrite comme la somme d'un terme d'échange et d'un terme de création :

Au cours d'une transformation d'un système fermé la variation d'entropie d'un état initial à un état final est égal à :

$$\Delta\dot{S} = \dot{S}_F - \dot{S}_I = \dot{S}_e + \dot{S}_c \quad (\text{II.12})$$

\dot{S}_e : est l'entropie échangée avec le milieu extérieur. Elle est comptée positivement si elle est reçue par le système, négativement dans le cas contraire.

\dot{S}_c : est l'entropie créée au sein du système. Elle est toujours positive dans le cas des transformations irréversibles. En revanche dans le cas idéal des transformations réversibles elle est nulle [C22], [C3], [JOSE 96].

Pendant l'intervalle de temps Δt où système et milieu extérieur sont en contact thermique, ils échangent une quantité de chaleur Q et une entropie \dot{S}_e :

$$\dot{S}_e = \frac{Q}{T} \quad [\text{Joule /Kelvin}] \quad (\text{II.13})$$

- **Transformation réversible:**

$$\Delta\dot{S} = \dot{S}_e = \frac{Q(\text{rév})}{T} \quad (\text{II.14})$$

Puisque l'entropie créée est nulle.

- **Transformation irréversible:**

$$\begin{aligned} \Delta\dot{S} &= \dot{S}_e + \dot{S}_c \\ \Delta\dot{S} &= \frac{Q(\text{irrév})}{T} + \dot{S}_c \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

Il s'ensuit que

$$\Delta\dot{S} > \frac{Q(\text{irrév})}{T} \quad (\text{II.16})$$

Puisque l'entropie créée est positive.

L'expression ainsi obtenue a été formulée par Clausius. On l'appelle encore inégalité de Clausius. C'est une autre façon d'exprimer le second principe. [C22], [C3], [JOSE 96].

II.5.4 Troisième principe de la thermodynamique

Le troisième principe de la thermodynamique, appelé aussi principe de Nernst (1904), énonce que :

« À la limite du zéro absolu, l'entropie d'équilibre d'un système tend vers une constante indépendante des autres paramètres intensifs, constante qui est prise nulle, si possible »

Cela donne un sens à une valeur déterminée de l'entropie et non pas « à une constante additive près ». Ce principe est irréductiblement lié à l'indiscernabilité quantique des particules identiques.

Donc, à la limite du zéro absolu et quel que soit la pression p , les corps purs sont dans un état cristallin parfait et régulier d'entropie nulle.

$$\text{À } T=0\text{K}, \forall p, \dot{S} = 0 \tag{II.17}$$

Avec le premier principe de la thermodynamique et le second principe de la thermodynamique, ce troisième principe suffit à retrouver toute la thermodynamique, science déductive, relative aux phénomènes thermiques et calorifiques [C2], [C1].

II.6 Conclusion

Dans ce premier chapitre on a souligné que la thermodynamique étudie les transformations ou évolutions qui ont lieu à l'intérieur du système, par l'intermédiaire d'un examen attentif des échanges d'énergie, et éventuellement de matière, sous quelques formes entre le système et le milieu extérieur.

Nous avons vu aussi que le premier principe de la thermodynamique stipule la conservation d'énergie. Une perte d'énergie est donc un non-sens scientifique, un langage correct doit faire état de diverses formes d'énergie ou de différents types d'énergie [A1].

Le premier principe traduit ainsi une équivalence entre les différents types d'énergie : un type d'énergie en vaut un autre sur le plan quantitatif.

Quantité et qualité sont indissociables des concepts énergétiques et sont à la base du fondement de la thermodynamique que sont les premiers et deuxièmes principes. Si le premier principe apparaît comme étant celui de la quantité, le deuxième principe est celui de la qualité, ou de la différence entre les formes d'énergie et de l'intérêt des variables intensives.

Le deuxième principe est aussi celui des notions d'entropie, d'irréversibilité et de création d'entropie [A2].

Chapitre Trois

Les Modes de Transfert Thermique

Les Modes de transfert thermique

III.1 Introduction :

Un transfert thermique est un transfert d'énergie microscopique désordonnée. Cela correspond en réalité à un transfert d'agitation thermique entre par particules, au gré des chocs aléatoires qui se produisent à l'échelle microscopique.

L'exemple le plus courant de situation mettant en jeu un transfert thermique est le système constitué de deux corps en contact et ayant des températures différentes. Le corps le plus chaud cède de l'énergie sous forme de chaleur au corps le plus froid. Il y a transfert thermique entre les deux corps.

L'étude de ces transferts s'effectue dans le cadre de la discipline thermodynamique en s'appuyant sur les deux premiers principes.

A la différence de la thermodynamique, la thermocinétique fournit des informations sur le mode de transfert en situation de non équilibre ainsi que sur les valeurs de flux de chaleur [C9].

On distingue trois modes différents de transmission de la chaleur :

- La conduction :

Ce transport de chaleur se produit au sein d'une même phase au repos 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. 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 [C7].

- La 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 ayant des températures différentes. Le mouvement du fluide peut résulter de la différence de masse volumique due aux différences de température ou à des moyens purement mécanique.

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 [C7].

- Le rayonnement :

Un point matériel chauffé émet un rayonnement électromagnétique dans toutes les directions situées d'un même côté du plan tangent au point matériel. Lorsque ce rayonnement frappe un corps quelconque, une partie peut être réfléchi, une autre transmise à travers le corps, et le reste est quantitativement absorbé sous forme de chaleur. 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 [C9].

Ce deuxième chapitre présente les trois modes de transfert thermique d'une façon détaillée afin de déterminer les flux thermique engendrés.

Dans la première partie, nous développons les principes généraux de la conduction. La deuxième partie est réservée à la convection, dont nous présentons les bilans des principales grandeurs intensives, les conditions aux parois, puis on passe à un nombre d'exemple décrits par des géométries simples. Le rayonnement est abordé dans la dernière partie de ce chapitre. Nous commençons par le rayonnement électromagnétique puis nous donnons la structure du corps noir et ses lois qualitatives, ensuite les corps réels. À la fin nous abordons les transferts entre surfaces matérielles.

III.2 Transfert de chaleur par conduction

Le transfert de la chaleur par conduction est un transport de chaleur dans un milieu immobile ou mobile sans remous turbulent. Ce mode de transport de la chaleur est le seul à exister au sein d'un solide opaque, aussi la conduction concerne essentiellement les solides. Dans les liquides et les gaz le transport de la chaleur par conduction est très souvent négligeable devant les deux autres types de transport de la chaleur [C7].

III.2.1 Généralités

III.2.1.1 Flux thermique à travers une surface

C'est la quantité de chaleur qui traverse la surface pendant l'unité de temps.

$$\phi = \frac{dQ}{dt} \quad (\text{III.1})$$

Il se mesure en Watt d'où l'appellation de puissance thermique employée dans la terminologie thermique [A3].

III.2.1.2 Densité de flux thermique

C'est la quantité de chaleur qui traverse une unité de surface pendant une unité de temps.

On peut également définir le vecteur densité de flux en tout point.

$$d\phi = \varphi \cdot n \cdot dS \quad (\text{III.2})$$

Où n est la normale à la surface dS ; φ caractérise en chaque point du milieu la direction, le sens et l'intensité du flux thermique. L'ensemble des φ constitue un champ de vecteur analogue aux autres champs physiques [A3].

III.2.1.3 Source interne

Une source interne est définie par la puissance thermique P qu'elle produit par unité de volume du milieu. Dans le cas général, P est fonction de la position du point, de la température et du temps [SACA 00].

III.2.1.4 Résistance thermique

La résistance thermique d'un élément, exprime sa résistance au passage d'un flux de chaleur; elle est donnée en [K/W]. Cette notion n'est valable qu'en régime stationnaire, le régime transitoire faisant appel à la notion de quadripôle thermique [SACA 00].

La résistance thermique de conduction d'une plaque d'épaisseur e et de surface S est donnée par :

$$R_c = \frac{e}{\lambda S} \quad (\text{III.3})$$

Où λ est la conductivité thermique du matériau.

Si les 2 faces de la plaque sont maintenues à des températures T_1 et T_2 , le flux de chaleur traversant la plaque est donné par :

$$T_1 - T_2 = R_c \cdot \phi \quad (\text{III.4})$$

La résistance thermique de conduction R_c d'un élément cylindrique de longueur l , de rayon interne r_1 et externe r_2 vaut [BIAN 04] :

$$R_c = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{\lambda \cdot S} \quad (\text{III.5})$$

Avec $S = 2\pi l$

La résistance thermique de convection d'un élément exprime sa résistance au passage d'un flux de chaleur d'origine convective.

$$R_{cv} = \frac{1}{h \cdot S} \quad (\text{III.6})$$

Où :

h est le coefficient de convection thermique

S est la surface de convection en m^2

R_{cv} est la résistance thermique de convection [K/W].

Contrairement à la résistance thermique de conduction, celle-ci ne dépend pas de l'épaisseur de la paroi considérée. Elle dépend uniquement de la surface, et du fluide.

III.2.2 Loi de Fourier

La loi de Fourier stipule qu'il existe une relation linéaire entre la densité de flux et le gradient de température; dans le cas milieu isotrope, la densité de flux est proportionnelle au gradient de température.

$$\varphi = -\lambda \text{grad}T \quad (\text{III.7})$$

- ❖ λ est une caractéristique du milieu que l'on appelle conductivité thermique [W/m.K], elle dépend en général de la température et des coordonnées du point considéré; dans le cas de milieu homogène et isotrope, λ ne dépend que de T.
- ❖ λ varie dans de grandes limites

<i>Corps λ [W/m.K]</i>		
Métaux purs.....	40	à 400
Alliages métalliques	10	à 100
Matériaux non métalliques.....	0, 1	à 15
Solides isolants	0,02	à 0,2
Liquides non métalliques.....	0,08	à 0,6
Gaz à pression atmosphérique	0,006	à 0,2

Tableau(III.1) conductivité thermique de divers milieux [A3].

- ❖ φ est dirigé dans le sens de la diffusion de la chaleur, ce qui justifie le signe moins ;
- ❖ le gradient de température en chaque point est normal à la surface isotherme passant par ce point ;
- ❖ Nous pouvons écrire la quantité de chaleur ayant traversé la surface dS pendant l'intervalle de temps dt:

$$dQ = -\lambda \text{grad}T \cdot dS \cdot dt. \quad (\text{III.7.a})$$

- ❖ Dans le cas d'un milieu anisotrope, la conductivité thermique λ apparaît sous la forme d'un tenseur d'ordre 2 [HADD 01], [A3].

$$\varphi = -\bar{\lambda} \text{grad}T. \quad (\text{III.7.b})$$

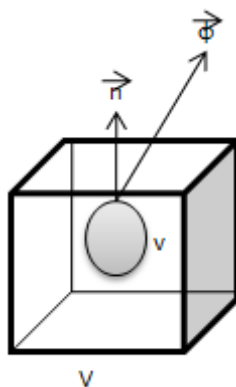
III.2.3 Equation générale de la chaleur

Considérons un milieu solide de volume V. L'état mécanique et physico-chimique de ce milieu est supposé invariable. Soient γ sa chaleur volumique, $\gamma = \rho C$ ou ρ sa masse volumique, C sa chaleur massique et λ sa conductivité. P est la puissance générée par unité de volume, due aux sources internes.

Les caractéristiques thermiques γ et λ peuvent être fonction du point considéré et de la température en ce point. De plus, P peut être une fonction de temps [SACA 00].

III.2.3.1 Bilan énergétique

On applique le premier principe de la thermodynamique à un volume fini v , de surface S , contenu dans V



Figure(III.1) Volume élémentaire d'un solide considéré pour établir l'équation de la chaleur [SACA 00].

La quantité de chaleur échangée avec l'extérieur par unité de temps comprend la puissance échangée sur la surface limite S et la puissance fournie par les sources. La puissance traversant S en chacun de ses points, dans le sens de la normale extérieure \vec{n} , est donnée par :

$$\vec{\varphi} \cdot \vec{n} dS .$$

\vec{n} étant la normale extérieure aux surfaces, la puissance algébrique reçue par v , traverse S dans le sens opposé à \vec{n} , d'où l'expression de la puissance échangée sur la surface S :

$$Q_1 = \int_S -\vec{\varphi} \cdot \vec{n} . dS \quad (\text{III.8})$$

La puissance générée par les sources internes est donnée par l'intégrale:

$$Q_2 = \int_V P . dv \quad (\text{III.9})$$

Le solide considéré étant indéformable, seule la variation locale de température intervient dans l'expression de la variation instantanée d'énergie interne. Soit Q_3 la quantité de chaleur nécessaire à la variation de température:

$$Q_3 = \int_V \rho C \frac{\partial T}{\partial t} dv \quad (\text{III.10})$$

L'équation traduisant le premier principe s'écrit alors:

$$Q_1 + Q_2 = Q_3$$

$$\int_S (\vec{\varphi} \cdot \vec{n}) dS + \int_V P \cdot dv = \int_V \gamma \frac{\partial T}{\partial t} dv \quad . \quad (\text{III.11.a})$$

La formule d'Ostrogradsky permet de transformer l'intégrale de surface en intégrale de volume:

$$\int_S (\vec{\varphi} \cdot \vec{n}) dS = \int_V \text{div } \vec{\varphi} dv \quad . \quad (\text{III.11.b})$$

On obtient alors:

$$\int_V \left[-\text{div } \vec{\varphi} + P - \gamma \frac{\partial T}{\partial t} \right] dv = 0 \quad (\text{III.11.c})$$

On a en chaque point de V [SACA 00], [A6] :

$$\text{div } \vec{\varphi} + \gamma \frac{\partial T}{\partial t} - P = 0. \quad (\text{III.12})$$

III.2.3.2 Equation de chaleur pour un milieu homogène et isotrope:

Les caractéristiques λ et $\gamma = \rho C$ ne dépendent que de la température. Compte- tenu de la loi de Fourier l'équation de la chaleur s'écrit [SACA 00], [HADD 01] :

$$-\text{div}(\lambda(T) \text{grad} T) + \gamma \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) - p(M, t) = 0 \quad (\text{III.13})$$

Ou encore, en introduisant la diffusivité thermique $a = \lambda / \rho C$ et le laplacien Δ :

$$\Delta T - \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dt} (\text{grad} T)^2 + \frac{P}{\lambda} = 0 \quad (\text{III.14})$$

III.2.3.3 Formes de l'équation de la chaleur:

Pour un milieu de caractéristiques λ et a constantes et pour lequel P est indépendant de la chaleur, on obtient l'équation linéaire classique :

$$\Delta T - \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{P(M, t)}{\lambda} = 0. \quad (\text{III.15})$$

- Milieu avec sources internes, en régime permanent :

$$\Delta T + \frac{P}{\lambda} = 0 \quad . \text{ Équation de } \mathbf{Poisson} \quad (\text{III.15.a})$$

- Milieu sans sources internes, en régime permanent :

$$\Delta T = 0 \quad \text{Équation de } \mathbf{Laplace} \quad (\text{III.15.b})$$

Milieu sans sources internes, en régime variable [A3] :

$$\Delta T = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.15.c})$$

III.2.3.4 Les équations aux frontières du milieu

Le milieu, siège d'un phénomène de conduction, est en contact, à ses frontières, avec des fluides ou le vide [A3].

L'équation générale de la conduction est une équation aux dérivées partielles, linéaire de deuxième ordre. Elle permet une infinité de solutions et ne peut avoir de sens physique que pour des conditions définies représentant les causes qui déterminent l'évolution du phénomène, ce sont les conditions aux limites [HADD 01].

a) Température imposée : *condition de Dirichlet*

$$T_s = f(M, t) \quad (\text{III.16.a})$$

Avec M un point de la surface du système.

Cas particulier: surface isotherme $T_s = \text{Cte}$

b) Densité de flux imposée: *condition de Neumann*

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = f(M, t) \quad (\text{III.16.b})$$

Cas particulier: surface adiabatique ou système isolé

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = 0 \quad (\text{III.16.c})$$

c) Transfert linéaire : *condition de Fourier*.

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = h(T_s - T_\infty) \quad (\text{III.16.d})$$

Avec h coefficient d'échange thermique superficiel et T_∞ température de référence du milieu extérieur. De façon plus générale, on pourrait écrire [A3], [BERN 97] :

$$T_s + \frac{\lambda}{h} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = f(M, t) \quad (\text{III.17})$$

III.2.4 Conduction de la chaleur et Second Principe de la thermodynamique

On envisage le milieu sans sources internes et l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\operatorname{div} \vec{\varphi} + \gamma \frac{\partial T}{\partial t} = 0. \quad (\text{III.18})$$

Nous formulons le second principe de la Thermodynamique sous la forme:

$$d\dot{S} = \delta\dot{S}_e + \delta\dot{S}_c \quad (\text{III.19})$$

Où $d\dot{S}$ est la différentielle totale de l'entropie,

$\delta\dot{S}_e$ L'entropie élémentaire échangée par le milieu et l'extérieur, $\delta\dot{S}_c$ l'entropie élémentaire d'irréversibilité.

$d\dot{S}$ Peut être calculée en envisageant une transformation réversible à pression constante.

$$d\dot{S} = \frac{\partial Q}{T} = - \int_V \frac{\operatorname{div} \vec{\varphi}}{T} dV$$

Les échanges de chaleur aux frontières du milieu ont lieu par conduction

$$\delta\dot{S}_e = - \oint_S \frac{\vec{\varphi}}{T} d\vec{S} = - \int_V \operatorname{div} \left(\frac{\vec{\varphi}}{T} \right) dV \quad (\text{III.20})$$

$$\delta\dot{S}_c = \partial\delta - \partial\delta_e = \int_V \left[\operatorname{div} \left(\frac{\vec{\varphi}}{T} \right) - \frac{\operatorname{div} \vec{\varphi}}{T} \right] dV = \int_V \frac{\vec{\varphi}^2}{\lambda T^2} dV > 0 \quad (\text{III.20.a})$$

La conduction de la chaleur est productrice d'entropie, c'est souvent la principale cause d'irréversibilité des transformations. La production d'entropie augmente avec la densité de flux de chaleur transféré et diminue avec la conductivité [C8].

III.2.5 Les équations au sein de plusieurs milieux isotropes en contact

Aux équations indéfinies de la chaleur propres à chaque milieu et aux équations aux frontières extérieures, il convient d'ajouter les équations aux frontières intérieures c'est à dire au contact physique des milieux isotropes.

A la séparation de deux milieux, il existe une couche de transition. L'épaisseur de cette couche peut être extrêmement faible si les milieux adhèrent parfaitement l'un à l'autre. Elle peut être beaucoup plus importante s'il s'agit d'un contact de deux milieux solides présentant des irrégularités de surface, réunis par un liant ou simplement accolés avec un fluide interstitiel Dans ce dernier cas, le contact ne s'effectue qu'en un certain nombre de zones de faible étendue. Figure (III.2). Deux modes de transfert se superposent :

- un transfert par conduction au niveau des zones de contact,
- un transfert complexe à travers le milieu interstitiel.

Dans le cas de milieux solides conducteurs, il se produit une convergence des lignes de flux vers les zones de contact où le passage de la chaleur est plus facile. Ce phénomène est appelé effet de constriction.

Lorsque la conductivité du milieu interstitiel est voisine de celle des milieux en contact, l'effet de constriction devient très faible et peut être négligé [C8], [BIAN 04].

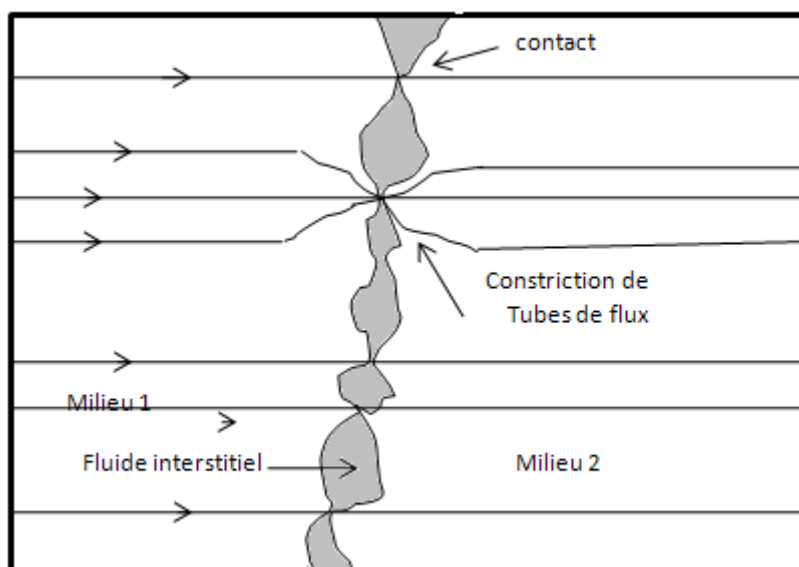


Figure (III.2) Illustration de l'effet de la résistance de contact [C3].

On tient compte du phénomène en introduisant les lois au contact (aux frontières intérieures) :

$$-\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \right)_{\text{contact}} = -\lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial n} \right)_{\text{contact}} = \phi. \quad \text{Et} \quad T_{1\text{contact}} - T_{2\text{contact}} = R_c \phi \quad (\text{III.21})$$

Φ est le flux de chaleur qui traverse le contact sur toute la surface géométriquement accolée et R_c est la résistance thermique de contact [C3].

III.3 Transfert de chaleur par convection

La convection est un mode de transfert de chaleur qui se produit uniquement au sein des milieux fluides. Elle apparaît lorsqu'un fluide, liquide ou gaz, est en mouvement et

présente des inhomogénéités spatiales de température. La convection intervient en particulier dans les échanges thermiques entre une paroi et un fluide en mouvement. Alors que la conduction peut être considérée comme un transfert d'énergie par des mouvements microscopiques, la convection est un transfert d'énergie dû à des mouvements macroscopiques [SACA 00].

On a l'habitude de distinguer deux formes de convection:

- ✓ La convection libre,
- ✓ La convection forcée.

La convection libre ou naturelle

Elle est produite par un mouvement de fluide, engendré par une différence de masse volumique entre les parties froides et chaudes du fluide. La distribution de température engendre son propre mouvement en créant des forces d'Archimède rotationnelles.

La convection forcée

Elle se manifeste quand le mouvement du fluide est une conséquence des actions extérieures imposées. Dans ce cas, le champ de température est convecté par un écoulement extérieur imposé. On ignore le couplage réciproque entre le champ de vitesses et celui de la température [BIAN 04].

Etant donné le fort couplage entre le mouvement de fluide, le transfert de masse et le transfert de chaleur, les différents régimes d'écoulement se traduisent par l'existence de deux régimes de convection:

Le régime laminaire caractérisé par le fait que le champ de température demeure régulier.

Le régime turbulent caractérisé par le fait que le champ de température admet des fluctuations aléatoires, dans l'espace et dans le temps.

III.3.1 Principe physique de la convection

Une particule de fluide chauffée à la base devient plus légère du fait de sa dilatation thermique et remonte sous l'action de la poussée d'Archimède. Arrivée au sommet de la couche du fluide, cette dernière cède sa chaleur, se refroidit et s'alourdit. Elle redescend et le cycle recommence. La première approche physique a été mise en place par Henri Bénard ;

avec l'étude de la convection dans une couche de fluide soumise à un gradient de température vertical [C9].

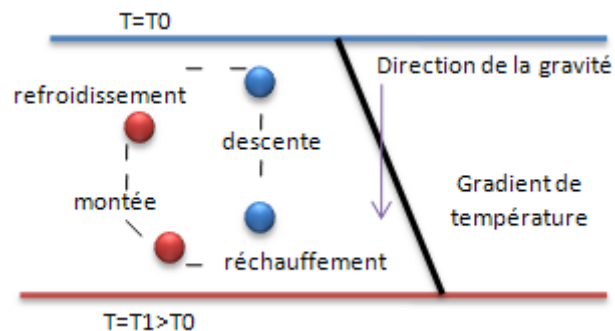


Figure (III.3) Description du cycle convectif naturel [C9].

III.3.2 Coefficient d'échange de chaleur par convection

Dans tous les cas, la résolution d'un problème de convection consiste à déterminer le coefficient de transfert par convection. D'une manière analogue à la loi de Fourier pour la conduction de la chaleur, Newton a proposé une relation linéaire entre la densité du flux de chaleur φ et la différence de température $\Delta T = T_p - T_f$ entre le corps solide dont la paroi est à température T_p et le fluide à la température T_f .

$$\varphi = h \cdot \Delta T = h(T_p - T_f) \quad (\text{III.22})$$

Où h représente le coefficient de transfert thermique par convection [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$].

En introduisant la résistance thermique de convection R_{cv} rapportée à une surface unitaire de transfert qui est définie par:

$$R_{cv} = \frac{1}{h} [\text{m}^2\text{K}/\text{W}] \quad (\text{III.22.a})$$

L'équation (III.22.a) peut s'écrire sous la forme:

$$T_p - T_f = R_{cv} \varphi \quad (\text{III.22.b})$$

Lorsque h est connu la relation (III.22.b) permet de calculer la quantité de chaleur traversant une surface donnée pendant un intervalle de temps quelconque.

Le coefficient de convection h dépend des conditions expérimentales et tout particulièrement:

- Des caractéristiques géométriques de la paroi.

- Des caractéristiques du fluide : masse volumique, viscosité, chaleur spécifique
- De l'écoulement de fluide : vitesse, régime laminaire ou turbulent.
- De la définition de la température extérieure T .

Le calcul de ce coefficient peut être effectué en recourant à différentes méthodes :

- a) L'analyse dimensionnelle combinée avec des résultats expérimentaux,
- b) La recherche de solution analytique ou numérique des équations de conservation utilisée pour le régime laminaire,
- c) La formulation d'analogie entre le transfert de quantité de chaleur et le transfert de quantité de mouvement utilisée essentiellement dans le cas de régime turbulent [BIAN 04], [SACA 00], [BERN 97].

III.3.3. Formulation générale d'un problème de convection

Résoudre complètement un problème de convection revient à déterminer en tous points et à tout instant les grandeurs caractéristiques du fluide, soit :

- la vitesse \tilde{V} définie par ses trois composantes $\tilde{V}_1, \tilde{V}_2, \tilde{V}_3$.

- la masse volumique ρ .

- la pression p .

- la température T .

Ce qui donne ensuite la possibilité d'évaluer les transferts de chaleur, en particulier le flux thermique transféré. Un nombre suffisant de conditions aux limites et initiales doit être connu aussi.

Pour calculer les six fonctions indiquées ci-dessus, il est nécessaire de disposer de six équations.

Des relations traduisant les principes de conservation de la mécanique et de la thermodynamique nous permettent d'obtenir : les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement (équation vectorielle équivalente à 3 équations scalaires), et de l'énergie. Plus une relation entre p , ρ , et T dite équation d'état qui caractérise les propriétés physique de fluide [SACA 00], [A4].

III.3.3.1 Bilan de masse

Soit un domaine V limité par une surface fermée S immobile dans l'espace, à l'intérieur de V il existe des sources volumiques (par exemple, la chaleur produite ou absorbée dans une réaction chimique).

Le principe de conservation de la masse du volume V , nous dicte l'égalité entre la variation de masse dans ce volume et le flux de masse à travers sa surface [HADD 01]

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} = 0 \quad (\text{III.23})$$

Avec ρ la masse volumique du fluide

\vec{V} la vitesse de fluide

L'équation locale est souvent appelée équation de continuité; pour un flux isochore (ρ constante) elle se réduit à [A4] :

$$\text{div} \vec{V} = 0. \quad (\text{III.23.a})$$

III.3.3.2 Bilan de quantité de mouvement:

Le théorème fondamental de la mécanique énonce que le bilan de quantité de mouvement dans V est égale à la somme des forces extérieures appliquées à V . cela revient à dire que les sources de quantité de mouvement sont les forces appliquées au système. Elles se divisent en forces volumiques (pesanteur, forces d'Archimède, forces électromagnétique), et en forces surfaciques (pression, contraintes de viscosité) exercées sur V [HADD 01], [A4].

En appliquant le principe de conservation des moments rapporté aux coordonnées cartésiennes, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{V}_1}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{V}_1 &= F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \Delta \tilde{V}_1 \\ \frac{\partial \tilde{V}_2}{\partial t} + \vec{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{V}_2 &= F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \Delta \tilde{V}_2 \end{aligned} \quad (\text{III.24})$$

$$\frac{\partial \tilde{V}_3}{\partial t} + \tilde{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \tilde{V}_3 = F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \Delta \tilde{V}_3$$

Où

ρ : densité

F_x, F_y, F_z : forces extérieures ;

μ : viscosité dynamique ;

p : pression ;

$\tilde{V}_1, \tilde{V}_2, \tilde{V}_3$: composantes du vecteur vitesse ;

$\Delta \tilde{V}_1, \Delta \tilde{V}_2, \Delta \tilde{V}_3$: composantes du laplacien vectoriel.

III.3.3.3 Bilan de conservation de l'énergie :

En appliquant le principe de conservation de l'énergie thermique déduit du premier principe de la thermodynamique, l'équation de conservation de l'énergie exprimée relativement à un système de coordonnées cartésiennes s'écrit [HADD 01] :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \tilde{V} \text{grad} T \right) = \lambda \Delta T \quad (\text{III.25})$$

III.3.3.4 Conditions aux limites

Les équations de bilans, quelle que soit les simplifications que l'on introduit, ne peuvent être complètement résolues que si l'on connaît les conditions aux limites [BIAN 04].

Sur la surface S:

$$\tilde{V}_S = 0 \text{ pour } T_s = T_p$$

A l'infini

$$\tilde{V}_\infty = \tilde{V} \text{ pour } T = T_f$$

L'équation d'état pour le fluide f (ρ, P, T) = 0. (III.26)

La résolution du système d'équation (III.23) à (III.26) avec conditions aux limites régissant le champ de vitesse, le champ de température, et la densité de flux de chaleur, peut être réalisée de la manière suivante :

- ✓ Intégration analytique directe : elle est possible dans des situations particulières, idéalisées avec des conditions aux limites simples.
- ✓ Intégration numérique : les outils numériques permettent de résoudre des problèmes de plus en plus complexes.

- ✓ Intégration approchée par un système d'équation simplifiée en utilisant la théorie de la couche limite.
- ✓ Résolution avec l'aide de la simulation expérimentale, s'appuyant sur la théorie de similitude et de l'analyse dimensionnelle.

Le système étant résolu. On peut alors calculer le coefficient de transfert thermique h en utilisant la relation

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = h(T_p - T_\infty) \quad (\text{III.27})$$

T_∞ : La température de l'espace uniforme, homogène et isotherme

III.3.4 Adimensionnement et similitude

La complexité des phénomènes de convection rend nécessaire l'utilisation de techniques générales permettant de limiter le nombre des paramètres d'un problème. Ces techniques sont l'analyse dimensionnelle et la similitude.

Le but commun de l'analyse dimensionnelle et de la similitude consiste à déterminer, à partir des grandeurs physiques dimensionnelles qui interviennent, un plus petit nombre de groupements sans dimension [A4].

III.3.4.1 L'analyse de similitude

On rappelle que la théorie de la similitude permet d'assembler des paramètres physiques avec dimension dans des nombres ou groupes adimensionnels qui sont considérés comme des nouvelles variables.

On considère un corps solide placé dans un écoulement uniforme d'un fluide de vitesse \tilde{V}_0 et de température T_0 . On cherche à mettre en évidence les paramètres de la similitude [SACA 00].

Pour un fluide incompressible, en prenant comme échelles de base la longueur L du domaine, la vitesse du fluide \tilde{V}_0 , la différence de température $T_p - T_0$ et l'échelle de pression ρV_0^2 . Les variables adimensionnelles sont alors définies comme suit:

$$x' = \frac{x}{L}, \quad p' = \frac{p + \rho g z}{\rho \tilde{V}_0^2}, \quad \tilde{V}' = \frac{\tilde{V}}{\tilde{V}_0}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_p - T_0}$$

Où

g est l'accélération de la pesanteur et z l'axe vertical ascendant.

Après avoir introduit les variables sans dimension ci-dessus dans les équations de Navier-Stokes et de l'énergie, on obtient le groupement sans dimension suivant:

$$\text{Nombre de Reynolds : } Re = \frac{\tilde{V}_0 L}{\nu} = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces visqueuses}} \quad (\text{III.28})$$

$$\text{Nombre de Peclet : } Pe = \frac{\tilde{V}_0 L}{a} = \frac{\text{convection de température}}{\text{diffusion de température}} \quad (\text{III.29})$$

$$\text{Nombre de Prandtl : } Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\rho C_p \nu}{\lambda} \quad (\text{III.30})$$

Le nombre de Peclet, peut être défini en l'occurrence des équations (III.28) et (III.30) par :

$$Pe = Re Pr$$

Le nombre de Prandtl est un indicateur de l'importance du mécanisme de diffusion visqueuse par rapport à la diffusion thermique [C7].

$$\text{Nombre de Nusselt : } Nu = \frac{hL}{\lambda} = \frac{\text{flux surfacique effectif échangé}}{\text{flux surfacique de conduction pure}} \quad (\text{III.31})$$

Nombre de Stanton :

$$St = \frac{Nu}{Pe} = \frac{\varphi}{\rho C_p \tilde{V}_0 (T_p - T_0)} = \frac{\text{flux surfacique échangé}}{\text{flux surfacique convecté de référence}} \quad (\text{III.32})$$

Ce nombre est utile pour le calcul effectif du coefficient de convection.

Nombre de Grashof :

$$Gr = \frac{g\beta(T_p - T_0)L^3}{\nu^2} = \left(\frac{\tilde{V}_0 L}{\nu} \right)^2 = \frac{\text{effets thermiques de convection naturelle}}{\text{effets visqueux}} \quad (\text{III.33})$$

En convection naturelle, il est fréquent d'utiliser aussi

$$\text{Nombre de Rayleigh : } Ra = Gr.Pr = \frac{g\beta(T_p - T_0)L^3}{\nu a} \quad (\text{III.34})$$

III.3.4.2 Analyse dimensionnelle

On rappelle que le principe de cette méthode consiste à décrire un phénomène en fonction d'un certain nombre de « n » grandeurs, parmi celle-ci certaines sont indépendantes. D'autre pas, Le théorème de Vaschy-Buckingham permet d'écrire la relation faisant intervenir les n grandeurs physiques A_i , pour décrire un phénomène quelconque, soit :

$$f(A_1, A_2, \dots, A_n) = 0$$

Sous la forme

$$F(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k}) = 0$$

Ou k étant le nombre des grandeurs fondamentales, et les π représentent des produits sans dimension indépendants constitués au moyen, de k grandeurs fondamentales. Le nombre de ces produite égal à n-k

Pour un problème de convection, la fonction prend la forme particulière suivante:

$$f(h, L, \lambda, \tilde{V}_\infty, \nu, C_p, \rho) = 0$$

n = 7 parmi elles, nous pouvant considère les quatre grandeurs L, λ , ν , ρ comme fondamentales soit k = 4, n-k = 3.

$$\pi_1 = L^{a1} \lambda^{b1} \nu^{c1} \rho^{d1} h$$

$$\pi_2 = L^{a2} \lambda^{b2} \nu^{c2} \rho^{d2} \tilde{V}_\infty \quad (\text{III.35})$$

$$\pi_3 = L^{a3} \lambda^{b3} \nu^{c3} \rho^{d3} C_p$$

On remplace les grandeurs fondamentales par leurs dimensions et on résous le système d'équation, on aboutit à

$$\pi_1 = \frac{hL}{\lambda}, \quad \pi_2 = \frac{\tilde{V}_0 L}{\nu}, \quad \pi_3 = \frac{\rho C_p \nu}{\lambda} \quad (\text{III.35.a})$$

Grandeurs physiques	Symbole	Unités S.I	Dimensions
Coefficient de convection	H	W/m ² K	[MT ³ θ ⁻¹]
Longueur caractéristique	L	M	[L]
Conductivité thermique de fluide	λ	W/mK	[MLT ⁻¹ θ ⁻¹]
Vitesse de fluide	\tilde{V}_0	m/s	[LT ⁻¹]
Viscosité cinématique	ν	m ² /s	[L ² T ⁻¹]
Chaleur spécifique du fluide	C _p	j/kgK	[L ² T ² θ ⁻¹]
Masse volumique du fluide	ρ	kg/m ³	[ML ⁻³]

Tableau (III.2) Unités et dimensions des grandeurs physiques mises en jeu

On reconnaît respectivement dans les groupements π_1 , π_2 , π_3 les nombres de Nusselt, de Reynolds, et de Prandtl [BIAN 04].

L'analyse dimensionnelle est une méthode puissante car, en l'absence d'équation, elle permet de déterminer des groupements qui caractérisent un phénomène physique, mais elle doit faire appel à une étude expérimentale, pour bien préciser la forme de la relation entre les nombres en trouvant les coefficients nécessaires.

Pour résoudre un problème de transfert de chaleur par convection, dans le cas où les dimensions seraient connues. On peut suivre les étapes suivantes [SACA 00] :

1. Détermination du régime de l'écoulement (laminaire, transitoire, ou turbulent) en fonction du nombre de Reynolds calculé
2. Utilisation d'une corrélation pour trouver le nombre de Nusselt
3. Calcul du coefficient de transfert $h = N_u \lambda / L$ (λ et L étant donnés)
4. Calcul de la densité de flux thermique ϕ et le flux de chaleur total Φ transféré par convection.

III.3.5 Transfert à travers une couche limite

L'étude des écoulements au voisinage des parois, donc dans les zones dites des couches limites thermiques, s'avère nécessaire pour la détermination des échanges de chaleur par convection entre un solide et le fluide qui l'entoure. Dans ces zones se localisent les gradients de température, et la vitesse de l'écoulement décroît et sa capacité à mélanger décroît aussi [HADD 01], [SACA 00].

L'apparition de ces couches est liée à la valeur du nombre de Peclet Pe , ce nombre qui représente, en ordre de grandeur, le rapport entre les effets de convection du champ de température et sa diffusion.

La couche limite n'existe que si $Pe \gg 1$. Notons d'ailleurs que, si $Pe \gg 1$, le nombre de Reynolds de l'écoulement Re est aussi grand car $Pe = Pr.Re$, Pr étant de l'ordre de l'unité pour les fluides usuels [BIAN 04].

L'étude des couches limites thermiques est très importante car celles-ci constituent souvent les principales barrières de transfert. La connaissance de l'évolution de la température dans ces régions donne accès au coefficient d'échange entre le fluide et ses frontières.

III.3.6 Convection libre

Dans la convection libre, les équations de quantité de mouvement et celles de l'énergie sont couplées. Ce fait rend l'étude de la convection libre délicate. Aussi la convection libre peut être laminaire ou turbulente, et on distingue les problèmes internes et les problèmes externes.

Dans chacune de ces deux dernières catégories de nombreuses géométries ont été examinées [A4].

III.3.6.1 Plaque plane verticale

Considérons le cas d'une plaque plane verticale dont la température est T_p est supérieure à celle T_0 du fluide environnant. Les particules du fluide au voisinage de la plaque, portées à une température plus élevée que celle de fluide loin, sont plus légères et ont tendance à monter le long de la plaque, il se crée alors un écoulement ascendant le long de cette plaque [BIAN 04].

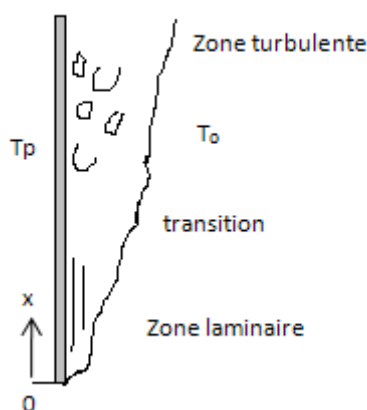


Figure (III.4) plaque plane verticale [A5]

Considérons le cas où le nombre de Grashof est grand, ce qui concerne des applications mettant en jeu les fluides faiblement visqueux usuels tels que l'air et l'eau.

La couche limite le long de la plaque plane comporte une zone laminaire puis une zone turbulente, la transition entre les deux zones est quantifiée par la valeur de du nombre de Grashof local Gr_x ou le nombre de Rayleigh local Ra_x .

$$Gr_x = \frac{g\beta(T_p - T_0)x^2}{\nu^2} \text{ Ou } Ra_x = \frac{g\beta(T_p - T_0)x^2}{\nu a} = Gr_x \cdot Pr \quad (\text{III.36})$$

L'expérience montre que la transition entre le régime laminaire et turbulent a lieu lorsque le nombre de Rayleigh accède une valeur critique $Ra_{xc} \approx 10^9$.

Régime laminaire

Le nombre de Nusselt local Nu_x est donné par :

$$Nu_x = 0.539Gr^{1/4} \text{ Pour l'air} \quad (\text{III.36.a})$$

D'où le nombre de Nusselt moyen est

$$Nu = 0.59Ra^{1/4} \quad (\text{III.36.b})$$

Régime turbulent

Dans la zone turbulente $Ra_x > 10^9$

$$Nu = 0.13Ra^{1/3} \quad (\text{III.36.c})$$

II.3.6.2 Plaque horizontale

Face chauffée au-dessous

Si la plaque est isotherme, alors le nombre de Nusselt est estimé par la corrélation suivante

$$Nu = ARa^m \quad (\text{III.37})$$

Avec $A = 0.27$, $m = 0.25$ pour Ra tel que $10^5 < Ra < 10^{10}$

Face chauffée au-dessus

$$Nu = ARa^m$$

Avec $A = 0.54$, $m = 0.25$ si Ra est tel que $2 \cdot 10^4 < Ra < 8 \cdot 10^6$, (régime laminaire).

$A = 0.15$, $m = 0.33$ si Ra est tel que $8 \cdot 10^6 < Ra < 10^{11}$, (régime turbulent) [A5].

III.3.6.3 Cas d'un cylindre horizontal

Le nombre de Rayleigh et de Nusselt moyen sont construits à partir du diamètre du cylindre, si le cylindre est isotherme].

$$Nu = ARa^m$$

Avec $A = 0.40$, $m = 0$, pour $0 < Ra < 10^{-2}$

$A = 1.02$, $m = 0.148$ pour $10^{-2} < Ra < 10^2$

$A = 0.85$, $m = 0.188$ pour $10^2 < Ra < 10^4$

$A = 0.53$, $m = 0.25$ pour $10^4 < Ra < 10^9$

$A = 0.13$, $m = 0.33$ pour $10^9 < Ra < 10^{11}$

Ces corrélations peuvent être condensées en une expression analytique valable pour une gamme assez grande de nombre de Rayleigh [BIAN 00].

$$Nu^{1/2} = 0.6 + \frac{0.387 Ra^{1/6}}{\left(1 + (0.559 / Pr)^{9/16}\right)^{8/27}} \text{ Pour } 10^4 < Ra < 10^{13} \quad (\text{III.37.a})$$

III.4 Transfert de chaleur par rayonnement

Le rayonnement est fondamentalement différent des deux autres types de transfert de chaleur, dans le sens que les substances qui échangent de la chaleur n'ont pas besoin d'être en contact l'une avec l'autre. Elles peuvent même être séparées par le vide. La manifestation la plus commune de ce phénomène est celle du rayonnement solaire qui nous parvient sur la terre après avoir parcouru une distance considérable dans le vide spatial.

Tout corps, quel 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 ou vice versa.

III.4.1 Lois du rayonnement thermique

III.4.1.1 Le rayonnement électromagnétique

Tout milieu matériel, solide, liquide ou gaz, ayant une température supérieure au zéro absolu, émet un spectre d'onde électromagnétique. Dans le vide les ondes sont caractérisées par la longueur d'onde α et la fréquence κ , la relation qui lie la longueur d'onde et la fréquence est

$$\hat{C} = \alpha \cdot \kappa \quad (\text{III.38})$$

\hat{C} : vitesse de propagation des ondes dans le milieu traversé, on a

$$\hat{C} = \hat{C}_0 / \vartheta \quad (\text{III.38.a})$$

\hat{C}_0 : la vitesse de propagation de la lumière dans le vide $\hat{C}_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s.

ϑ : l'indice de réfraction du milieu traversé [BIAN 04].

La figure ci- après représente le spectre des ondes électromagnétique depuis des ondes électriques, caractérisées par une basse fréquence et une grande longueur d'onde, jusqu'au rayon cosmique de haute fréquence et très courte longueur d'onde.

Le rayonnement thermique n'occupe qu'une très faible portion de spectre des ondes électromagnétiques. La propagation du rayonnement thermique s'effectue dans le vide en ligne droite, et à la vitesse de la lumière sans aucune diminution de l'énergie transportée. On dit, de ce fait, que le vide est un milieu transparent.

La plupart des gaz simples tels que O_2 , H_2 sont également des milieux parfaitement transparents. Par contre, certains gaz composés en particulier CO_2 , CO , sont en revanche dits partiellement transparents, car la propagation s'y accompagne d'une diminution de l'énergie transportée, ce qui accroît d'autant l'énergie interne du gaz traversé. Certains liquides et solides entrent également dans cette catégorie.

La grande majorité des liquides et solides sont au contraire dits opaques, car ils arrêtent la propagation de tout rayonnement dès leur surface. Un rayonnement incident qui arrive sur un corps opaque, est en partie réfléchi, tandis que le reste est absorbé sous forme de chaleur au voisinage de l'impact [C12].

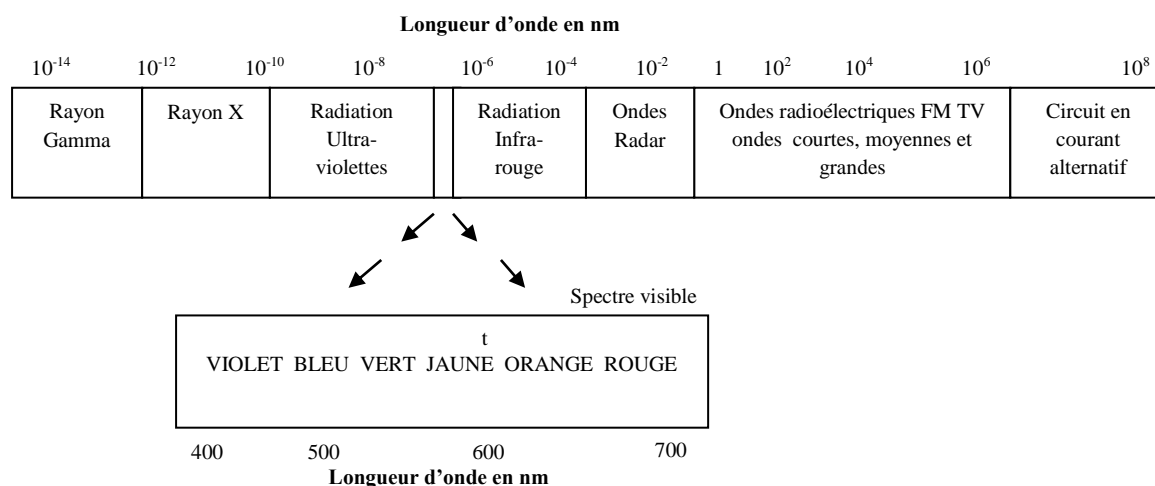


Figure (III.5) nomenclature des ondes électromagnétique [BIAN 04].

III.4.1.2 Définitions de l'émittance hémisphérique totale

Le flux total ϕ d'une source est la puissance émise par cette source dans tout l'espace où elle peut rayonner.

L'émittance hémisphérique totale M_t est la densité de flux thermique émis par un élément de surface dS dans toutes les directions.

$$M_t = \frac{d\phi}{dS} \quad (\text{III.39})$$

III.4.1.3 Le corps noir

En physique, un corps noir désigne un objet idéal dont le spectre électromagnétique ne dépend que de sa température. En pratique, un tel objet matériel n'existe pas, mais il

représente un cas idéalisé servant de référence pour les physiciens. Contrairement à ce que son nom suggère, un corps noir n'apparaît pas forcément noir. En effet l'adjectif «noir» signifie ici que l'objet lui-même absorbe toute la lumière extérieure qui tomberait sur lui, et ne reflète aucune radiation non plus. La seule radiation provenant du corps noir est la radiation thermique, ne dépendant que de la température du corps. Le nom corps noir a été introduit par le physicien Gustave Kirchhoff en 1860. Le modèle du corps noir permit à Max Planck de découvrir la quantification des interactions électromagnétiques, qui fut un des fondements de la physique [C10].

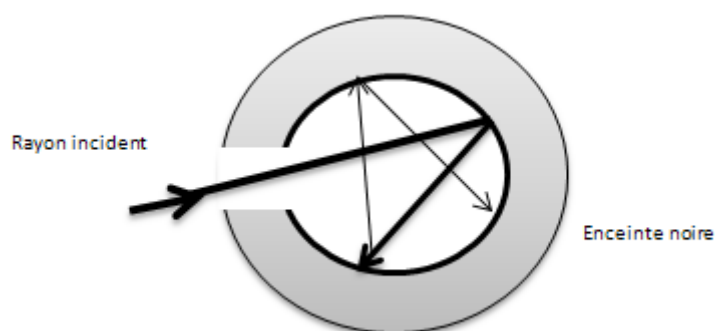


Figure (III.7) schéma du corps noir [BIAN 04]

III.4.1.4 Les lois du corps noir

Loi de Planck

L'émittance monochromatique pour une longueur d'onde α donnée est donnée par la loi de Planck :

$$M_{\alpha}^0 = \pi \cdot \hat{L}_{\alpha}^0 = \frac{2 \cdot \pi \cdot k_p \cdot \hat{C}_0^2}{\alpha^5 \left(e^{\frac{k_p \cdot \hat{C}_0}{\alpha} / k_B \cdot T} - 1 \right)} \quad (\text{III.40})$$

Avec M_{α}^0 en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

Où \hat{C}_0 est la vitesse de la lumière dans le vide, k_p est la constante de Planck et k_B est la constante de Boltzmann [BERN 97], [HADD 01].

$$k_p = 6,6255 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

$$k_B = 1,3805 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

Loi de Wien:

Le maximum de ce spectre est donné par la loi de Wien :

$$\alpha_{\max} = \frac{k_p \widehat{C}_0}{4,965 \cdot k_B T} = \frac{2,898 \cdot 10^{-3}}{T} \quad (\text{III.41})$$

Avec α_{\max} en mètres et T en kelvins. Cette dernière loi exprime le fait que pour un corps noir, le produit de la température et de la longueur d'onde du pic de la courbe est toujours égal à une constante. Cette loi très simple permet ainsi de connaître la température d'un corps assimilé à un corps noir par la seule forme de son spectre et de la position de son maximum [C10].

Loi de Stefan-Boltzmann

Cette loi fournit l'émittance totale du rayonnement du corps noir dans le vide en fonction de sa température absolue

$$M^0 = \sigma T^4 \quad (\text{III.42})$$

Où σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

Un corps rayonne d'autant plus qu'il est plus chaud [SACA 00].

III.4.2 Emission des corps réels

L'évaluation des propriétés émissives des substances réelles se fait à partir de celles du corps noir placé dans les mêmes conditions de température et de longueur d'onde à l'aide de coefficients appelés émissivités, monochromatiques ou totales, directionnelles ou hémisphériques.

On en définit l'émissivité monochromatique hémisphérique ε_α et l'émissivité totale hémisphérique ε par :

$$\varepsilon_\alpha = \frac{M_\alpha}{M_\alpha^0} : \text{Émissivité monochromatique hémisphérique} \quad (\text{III.43.a})$$

$$\varepsilon = \frac{M_t}{M^0} : \text{Émissivité totale hémisphérique} \quad (\text{III.43.b})$$

L'émissivité des substances dépend de leur nature physico-chimique, de leur état de surface ; elle varie avec la longueur d'onde, la direction d'émission et la température de surface.

III.4.3 Caractéristiques de l'interaction du rayonnement avec les milieux matériels

Le milieu matériel à travers lequel apparaît le rayonnement peut être qualifié de corps gris, de corps à émission diffuse ou de corps gris et diffusant. Ces milieux sont définis par :

- *Un corps gris* : l'émissivité est indépendante de la longueur d'onde
- *corps à émission diffuse (ou isotrope)* : l'émissivité est indépendante de la direction
- *corps gris et diffusant* : l'émissivité est indépendante de la longueur d'onde et de la direction [C11].

III.4.3.1 Réflexion, absorption et transmission hémisphérique

Au contact d'un milieu matériel dS , les densités de flux de rayonnement électromagnétique total $\varphi_\alpha = d\phi_\alpha / dS$ subissent des transformations.

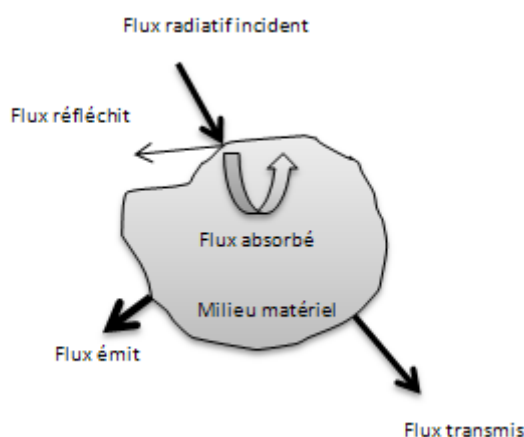


Figure (III.8) répartition de la puissance radiative incidente [BIAN 04]

En effet, une partie du flux est susceptible d'être absorbée par le milieu. Elle y est dégradée en chaleur et participe à l'échauffement de ce milieu, elle peut aussi être dispersée de façon interne dans ce milieu. Cette partie de flux absorbée par le corps est exprimée par :

$$\text{Flux absorbé} = b_\alpha \varphi_\alpha dS \quad (\text{III.44})$$

Avec b_α est le coefficient d'absorptivité monochromatique hémisphérique.

La partie de flux qui n'est pas absorbée par le milieu est soit transmise à l'extérieur du corps, soit réfléchi. Les coefficients de transmissivité et de réflectivité hémisphériques, notés respectivement t_α et r_α , mesurent les fractions de flux $t_\alpha \varphi_\alpha dS$ et $r_\alpha \varphi_\alpha dS$ transmise ou réfléchi. Ainsi pour une longueur d'onde α , le bilan de densité de puissance sur un milieu matériel donne :

$$\varphi_\alpha = b_\alpha \varphi_\alpha + r_\alpha \varphi_\alpha + t_\alpha \varphi_\alpha \quad (\text{III.44.a})$$

Où

$$b_\alpha + r_\alpha + t_\alpha = 1 \quad (\text{III.44.b})$$

On peut aussi définir des coefficients d'absorptivité, de réflectivité et de transmissivité totales b , r et t .

III.4.3.2 Milieu semi-transparent ou semi-absorbant

Un milieu qui ne transmet pas de puissance sur la longueur d'onde α est un milieu opaque à cette longueur d'onde. Les milieux opaques sont les milieux qui ne transmettent pas de flux électromagnétique, leur transmissivité est nulle sur tout le spectre.

$\forall \alpha, t_\alpha = 0$, pour les milieux opaques.

$$b_\alpha + r_\alpha = 1$$

Un milieu pour lequel le flux électromagnétique n'est pas absorbé, ni réfléchi quel que soit la longueur d'onde est un milieu transparent.

$$\forall \alpha, t_\alpha = 1$$

Certains milieux, dits semi-transparentes, ne laissent passer qu'une partie du rayonnement incident.

Lorsqu'un milieu absorbe tout le flux radiatif quel que soit la longueur d'onde de celui-ci, c'est un corps noir

$$\forall \alpha, b_\alpha = 1, r_\alpha = 0, t_\alpha = 0$$

Les corps réels n'absorbent qu'une partie du rayonnement incident, la faculté que possède un corps d'absorber telle ou telle longueur d'onde de flux radiatif incident est mesurée par le coefficient d'absorption b_α qui est une fonction de:

- de l'état de surface considérée et de sa température dans le cas des solides,

- de la nature chimique du milieu considéré, de sa température et de sa pression dans le cas des gaz [BERN 97], [A6].

III.4.3.3 Loi de Kirchhoff

La première loi de Kirchhoff a un caractère physique, qualificatif et s'énonce ainsi : à l'équilibre thermique : tout corps absorbe le rayonnement électromagnétique sur les mêmes longueurs d'onde que celle sur lesquelles il émet.

La deuxième loi de Kirchhoff relie les propriétés émissives et absorbantes d'un corps. Elle indique que, pour chaque longueur d'onde et chaque direction de propagation du rayonnement émis par une surface ou incident sur celle-ci, les émissivités ou absorptivités monochromatiques directionnelles sont égales [C11], [BIAN 04], [SACA 00].

$$\varepsilon_{\vec{n},\alpha} = b_{\vec{n},\alpha} \quad (\text{III.45})$$

La deuxième loi de Kirchhoff est très utile pour résoudre les problèmes de transfert thermique radiatif, elle donne

Les corps alémbertiens $\varepsilon_{\alpha} = b_{\alpha}$

Les corps gris $\varepsilon = b = Cste$ (III.45.a)

Les corps noirs $\varepsilon = b = 1$

III.4.3.4. Éclairement monochromatique et éclairement total

L'éclairement monochromatique appelé aussi irradiance est défini par la relation :

$$d^3\phi = \hat{E}_{\alpha} dS d\alpha \quad (\text{III.46})$$

Où $d^3\Phi$ est le flux énergétique et \hat{E}_{α} l'éclairement spectral de l'élément de surface dS

L'éclairement total est défini par [BIAN 00] :

$$\hat{E} = \int_0^{\infty} \hat{E}_{\alpha} d\alpha. \quad (\text{III.46.a})$$

III.4.4 Echanges radiatifs entre deux surfaces noires

Pour ce type de surfaces on a les relations suivantes:

$$b = \varepsilon = 1; r = 0; t = 0$$

Le flux radiatif émis par la surface S_1 de température T_1 en direction de la surface S_2 de température T_2 est égale à :

$$\phi_{12} = M_1^0 S_1 F_{12} \quad (\text{III.47.a})$$

$$\text{Où } M_1^0 = \sigma T_1^4$$

F_{12} est le facteur de forme de 1 à 2, représente la fraction de flux émis par S_1 qui atteint S_2 .
Le facteur de forme a un caractère purement géométrique.

De même, le flux radiatif émis par la surface S_2 en direction de la surface S_1 est égale à

$$\phi_{21} = M_2^0 S_2 F_{21} \quad (\text{III.47.b})$$

$$\text{Où } M_2^0 = \sigma T_2^4$$

F_{21} est le facteur de forme de 2 à 1, représente la fraction de flux émis par S_2 qui atteint S_1 .

La relation de réciprocité générale donne :

$$S_1 F_{12} = S_2 F_{21}$$

Si bien que dans le cas d'échanges entre plusieurs surfaces on écrit

$$S_i F_{i j} = S_j F_{j i}$$

Les surfaces étant noires, le flux Φ_{12} est entièrement absorbé par la surface 2, de même le flux Φ_{21} est entièrement absorbé par la surface 1 [C11], [BIAN 00], [HADD 01].

Le flux net échangé par la surface 1 est égal à

$$\phi_1 = \phi_{12} - \phi_{21} = S_1 F_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (\text{III.48.a})$$

Et la densité de flux échangé est égal à

$$\varphi_1 = F_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (\text{III.48.b})$$

III.4.4.1 Méthodes d'évaluation des facteurs de forme

L'évaluation d'un facteur de forme se ramène, dans le cas général, au calcul d'une intégrale de surface, ce qui ne présente pas de difficulté majeur, surtout si l'on procède numériquement. D'autre part il existe des ouvrages fournissant des abaques ou des tables des facteurs de formes d'un très grand nombre de configuration courantes, dans lesquelles on a des chances de trouver au moins quelques-uns des facteurs de forme du système étudié. On déduira alors les autres par application des relations algébriques entre facteurs de forme [SACA 00], [HADD 01].

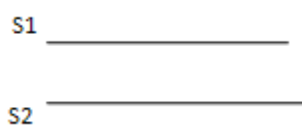
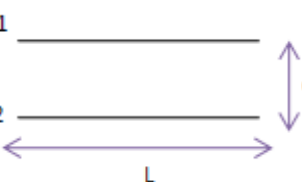
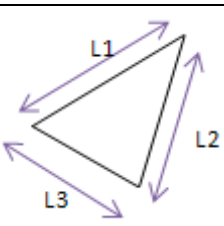
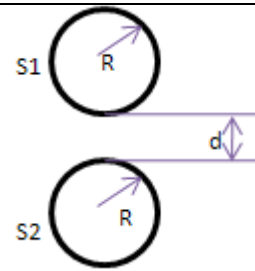
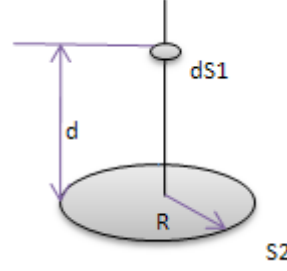
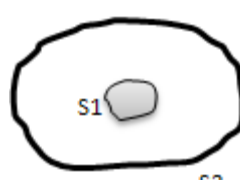
Deux plaques infinies Quel que soit la distances entre ces plaques		$F_{12} = 1 \quad \text{et} \quad F_{21} = 1$
Deux plaques parallèles infinies de largeurs égales		$F_{12} = \sqrt{\left(\frac{d}{L}\right)^2 + 1} - \frac{d}{L}$
cavité triangulaire		$F_{12} = \frac{L_1 + L_2 - L_3}{2.L_1}$
Deux cylindres d'axe infini, de rayon R et de distance d		$F_{12} = \frac{2}{\pi} \left[(\eta^2 - 1)^{1/2} + \sin^{-1} \frac{1}{\eta} - \eta \right]$ Avec $\eta = 1 + \frac{d}{2R}$
Une surface élémentaire coaxiale à un disque fini rayon R		$F_{dS_1 \rightarrow S_2} = \frac{R^2}{d^2 + R^2}$
Corps convexe S1 dans une cavité S2		$F_{12} = 1 \quad \text{et} \quad F_{21} = \frac{S_1}{S_2}$

Tableau (III.3) Facteur de forme pour des géométries simples [BIAN 04]

III.4.4.2. Représentation des échanges radiatifs entre surfaces noires par analogie électrique

La relation exprimant le flux net échangé entre deux surfaces noires S_1 et S_2 , à savoir

$$\phi_1 = \phi_{12} - \phi_{21} = S_1 F_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) = S_1 F_{12} (M_1^0 - M_2^0) \quad (\text{III.49.a})$$

Est analogue à celle

$$I_1 = \frac{1}{R_{12}} (V_1 - V_2) \quad (\text{III.49.b})$$

Donnant le courant électrique qui s'établit entre deux nœuds de potentiels V_1 et V_2 reliés par la résistance R_{12} .

On peut donc représenter l'échange radiatif entre deux surfaces noires à l'aide du schéma analogique suivant [A6] :

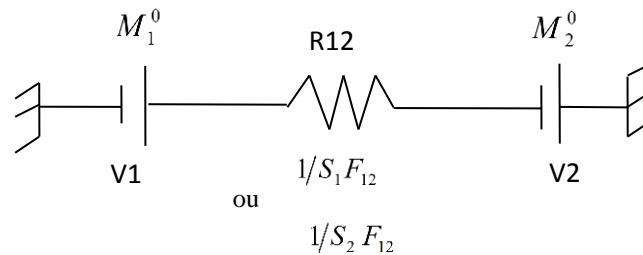


Figure (III.9) Schéma analogique de l'échange radiatif entre deux surfaces noires [HADD 01].

III.4.5 Echanges radiatifs entre deux surfaces opaques grises diffusantes

Ce type de surface, émet son propre flux radiatif et réfléchit une partie du flux radiatif incident.

On introduit une nouvelle grandeur J , appelée radiosité, constituée du flux émis et du flux réfléchi c'est à dire du flux qui " quitte la surface ".

$$J = \varepsilon M^0 + r \hat{E} \quad (\text{III.50.a})$$

Où \hat{E} est l'éclairement.

L'introduction de la grandeur radiosité prend tout son intérêt pour des surfaces grises où ses coefficients ont des valeurs " indépendantes " de la nature des rayonnements émis et incident.

On a trois relations fournissant la densité de flux net rayonné par une surface grise et diffusante [C11].

$$\frac{\phi_{net}}{S} = \varepsilon(M^0 - \hat{E}) = J - \hat{E} = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon}(M^0 - J) \quad (\text{III.50.b})$$

III.4.5.1 Représentation des échanges radiatifs par analogie électrique

L'expression du flux net rayonné par une surface grise et diffusante, en terme d'analogie électrique, à l'aide d'un circuit dans lequel une résistance $\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon S}$ soumise à une différence de potentiel $M^0 - J$ et traversée par un courant égal à ϕ_{net} .

Dans les systèmes simples il est plus rapide d'utiliser la technique des analogiques que celle du système linéaire. Lorsqu'on a établi le schéma analogique, on calcule les différentes résistances du circuit puis on le résout par les techniques habituelles utilisées en électricité.

Dans le cas de deux surfaces grises et diffusantes en émissions et en réflexion

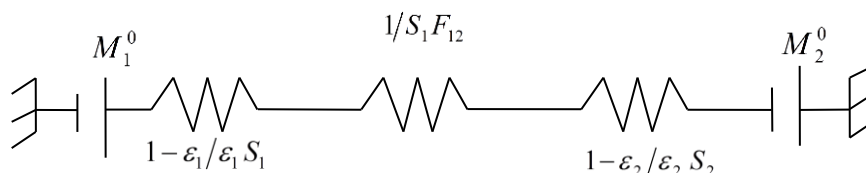


Figure (III.10) Schéma analogique de l'échange radiatif entre deux surfaces grises [HADD 01].

$$\phi_{12net} = \frac{M_1^0 - M_2^0}{\frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 S_1} + \frac{1}{S_1 F_{12}} + \frac{1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 S_2}} \quad (\text{III.51.a})$$

Avec

$$\bar{F}_{12} = \frac{1}{\frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{F_{12}} + \frac{1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2} \frac{S_1}{S_2}} \quad (\text{III.51.b})$$

\bar{F}_{12} , porte le nom de facteur de forme gris entre S_1 et S_2 . Contrairement aux facteurs de forme noirs qui sont purement géométriques, le facteur de forme gris dépend de propriétés radiatives des matériaux [C11], [HADD 01]].

III.5 Conclusion

La conduction thermique est un phénomène de transport de l'énergie interne dû à une inhomogénéité de l'agitation moléculaire. C'est donc un phénomène irréversible. Dans les fluides, ce transport d'énergie est analogue au phénomène de diffusion. Dans les solides, la conduction thermique est assurée conjointement par les électrons de conduction et les vibrations du réseau cristallin.

La convection thermique est donc la conjugaison de deux mécanismes physiques: la diffusion moléculaire et l'advection qui est l'entraînement par le mouvement de fluide. Dans ce domaine, les besoins concernent principalement, le calcul de flux de chaleur sur les parois qui délimitent les domaines fluides, et la connaissance des champs de température, car on doit souvent respecter des températures limites pour les matériaux, et parfois aussi pour les fluides de refroidissement.

La multiplicité des paramètres à prendre en compte, encourage le recours à la similitude et à des grandeurs sans dimension, qui sont présentées en relation avec la source à laquelle elles sont associées. [A4]

Actuellement, pour un nombre croissant d'application concrète, la prise en compte des transferts radiatifs devient indispensable, que ce soit pour les basses températures, ou pour les températures élevées.

Les équations des bilans radiatifs sont bien connues, et avec les performances croissantes des moyens informatiques, l'évaluation des échanges radiatifs pour des systèmes à géométries complexes et dont les surfaces ont des propriétés radiatives quelconques devrait être effectuée de plus en plus facilement. [A6]

Dans de nombreux problèmes de transformation d'énergie thermique, les trois modes de transfert de chaleur coexisteront mais, généralement, au moins une des trois formes pourra être négligée, ce qui simplifiera le traitement mathématique des transferts thermiques.

Chapitre Quatre

Caractérisation des Grandeurs Thermiques

Caractérisation des Grandeurs Thermiques

IV.1 Introduction :

Pour concevoir ou construire de nouveaux dispositifs, le constructeur a besoin d'utiliser des matériaux, et ce sont généralement les propriétés et les comportements de ces matériaux qui limitent les performances.

L'utilisation intelligente, rationnelle et raisonnée d'un matériau par un constructeur ou un ingénieur concepteur, nécessite une bonne connaissance initiale des propriétés d'usage de ce matériau. Ces dernières doivent être mesurées avec le plus grand soin, avec les méthodes d'essais appropriés et avec les précisions nécessaires.

En ce qui concerne les méthodes de mesures thermiques des dispositifs, on peut les répartir en deux grandes familles : les appareillages qui servent à évaluer la température d'un objet, et ceux qui visent à déterminer les caractéristiques thermiques d'un matériau donné. Il s'agit de deux problèmes a priori différents.

Les échanges thermiques par conduction sont caractérisés essentiellement par trois propriétés thermo - physiques des matériaux qui sont liées entre elles :

- la conductivité thermique caractérisant l'aptitude du matériau à transmettre la chaleur ;
- la diffusivité thermique caractérisant la vitesse de propagation de la chaleur dans le matériau ;
- la capacité thermique massique caractérisant l'aptitude du matériau à emmagasiner de la chaleur.

L'émissivité est une propriété qui caractérise l'aptitude d'un matériau à échanger de la chaleur par rayonnement. Bien que les mesures des propriétés thermo radiatives mettent en œuvre des techniques radiométriques, elles sont classées dans le domaine "grandeurs thermiques" car elles sont utilisées pour calculer la température de luminance des corps noirs par l'intermédiaire de la loi de Planck.

Nous nous sommes intéressés au cours de ce chapitre aux différentes méthodes de caractérisation thermique des matériaux. La première partie est consacrée à la conductivité et à la diffusivité thermiques, leurs lois fondamentales ainsi que leurs moyens de mesure sont présentées. Les deux dernières parties s'intéressent à la capacité thermique et à l'émissivité.

IV.2 Conductivité thermique :

IV.2.1 Définition

La conductivité thermique est une grandeur physique caractérisant le comportement des matériaux lors du transfert de chaleur par conduction. Cette constante apparaît à titre d'exemple dans la loi de Fourier. Elle représente la quantité de chaleur transférée par unité de surface et par une unité de temps sous un gradient de température.

Cette grandeur dépend d'une multitude de facteurs parmi lesquels on cite : la nature des matériaux, la température, la pression et l'humidité [BIAN 04], [C12].

D'un point de vue atomique, la conductivité thermique est liée à deux types de comportements :

- le mouvement des porteurs de charges, électrons ou trous.
- l'oscillation des atomes autour de leur position d'équilibre.

Dans les métaux, le mouvement des électrons libres est prépondérant alors que dans le cas des non-métaux, la vibration des ions est la plus importante.

La conductivité thermique est donc liée d'une part à la conductivité électrique (mouvement des porteurs de charge) et à la structure même du matériau (vibrations des atomes).

Mathématiquement, la conductivité thermique λ peut donc s'écrire comme la somme de deux contributions :

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_p \tag{IV.1}$$

où

- λ_e est la contribution des porteurs de charge (électrons ou trous)
- λ_p est la contribution des vibrations des atomes [C12].

Selon la loi de Wiedemann-Franz, la contribution des porteurs de charge d'un métal est liée à la conductivité électrique δ et à la température T par la relation suivante :

$$\lambda = \chi T \delta \quad (\text{IV.2})$$

Avec $\chi = 2,45 \cdot 10^{-8} [\text{V}^2 \cdot \text{K}^{-6}]$

Cette loi nous montre que dans les métaux, le flux thermique, comme le courant électrique, est portée par les électrons libres. A température ambiante, la corrélation entre les conductivités thermiques et électriques suit assez bien cette loi. Mais à de plus basses températures, on observe des déviations. Une application de cette loi pour la détermination de λ ne peut donc fournir que des valeurs peu précises [SUZA 07].

IV.2.2 Ordre des grandeurs de conductivité thermique :

Les valeurs numériques de la conductivité thermique couvrent une plage assez larges, comme on peut l'observer en suivant le tableau (IV .1) :

<i>Matériaux</i>	<i>Conductivité thermique (à 20°C)</i>
Diamant	895-2300
Cuivre	401
Argent	429
Or	317
Aluminium	237
Fer pur	85
Verre	1,35
Béton plein	1,7
Briques de terre cuite pleines	0,3 à 0,96
Liège	0,046
Laine de verre	0,046
Eau	0,6
Air	0,024

Tableau(IV.1) : Conductivité thermiques de différents matériaux [C12]

La conductivité λ des gaz et de la vapeur est faible, ce qui explique leur qualité de bons isolants thermiques. Dans ce cas, le transfert de chaleur résulte des collisions des molécules de gaz qui sont en mouvement permanent.

IV.2.3 Evolution avec la température :

✓ pour les solides, les variations sont linéaires :

$$\lambda = \lambda_0(1 + \alpha_c \theta) \quad (\text{IV.3})$$

Où

- λ_0 est la conductivité thermique du matériau à 0°C
- α_c est un coefficient caractéristique de chaque matériau
- θ est la température en degré Celsius.

α_c est positif pour les isolants thermiques et négatif pour les conducteurs thermiques.

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

- ✓ Pour les liquides, la conductivité diminue quand la température augmente.
- ✓ Pour les gaz, la conductivité croît avec la température [C12], [BIAN 04].

IV.2.4 Diffusivité et effusivité thermiques :

La diffusivité thermique représente la vitesse de pénétration et atténuation d'une onde thermique dans un milieu. La diffusivité thermique est souvent désignée par la lettre a .

$$a = \frac{\lambda}{\rho C} \quad (\text{IV.4})$$

Où

λ est la conductivité thermique du matériau [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

ρ est la masse volumique du matériau [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]

C est la capacité thermique massique du matériau [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

Physiquement, la diffusivité thermique est la capacité d'un matériau à imposer sa température au milieu extérieur. Cette grandeur est fortement liée à l'effusivité thermique.

L'effusivité thermique d'un matériau est sa capacité à échanger de l'énergie thermique avec son environnement. Elle est donnée par :

$$E_f = \sqrt{\lambda \rho C} \quad (\text{IV.5})$$

Elle s'exprime donc en $\text{J.K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$.

Plus l'effusivité est élevée, plus le matériau absorbe d'énergie sans se réchauffer notablement. Au contraire, plus elle est faible, plus vite le matériau se réchauffe [C14].

IV.3 Mesure de la conductivité thermique :

IV.3.1 Dispositifs de mesure en régime stationnaire

IV.3.1.1 Dispositifs pour des mesures relatives, avec flux linéaires

Le principe de comparaison est très simple, entre une source de chaleur +Q et un puits de chaleur -Q se trouvent deux éprouvettes cylindriques de même section. L'une est réalisée en un matériau dont on connaît exactement la conductivité thermique $\lambda_{\text{réf}}$, l'autre constitue l'éprouvette en matériau dont on désire mesurer la conductivité thermique λ . Les deux éprouvettes sont parcourues par le même flux axial. On mesure les trois températures T_1 , T_2 et T_3 aux interfaces entre source, puits et éprouvettes. Figure (IV.1).

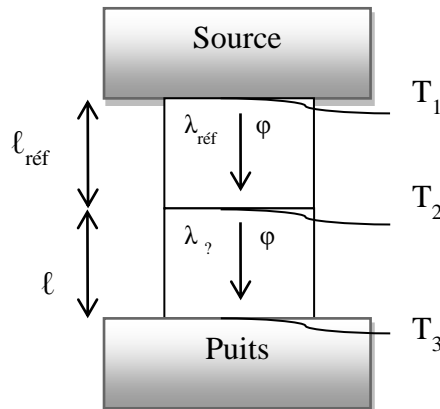


Figure (IV.1) Principe de la méthode de comparaison (SUZA07)

A l'aide de l'équation de Fourier on obtient, si les $l_{\text{réf}}$ et l les longueurs des éprouvettes :

$$\lambda = \lambda_{\text{réf}} \frac{(T_1 - T_2) \cdot l}{(T_2 - T_3) \cdot l_{\text{réf}}} \quad (\text{IV.6})$$

Source et puits de chaleur peuvent être obtenus au moyen de liquides circulants en circuits fermés et maintenus à température constante par un thermostat. Des fours électriques régulés conviennent également. Pour les matériaux bons conducteurs, les pertes latérales dans le vide, dans l'air ou avec une isolation thermique, restent faibles par rapport au flux axial. Il convient alors d'augmenter la longueur, afin de faciliter la mesure des températures. Pour les matériaux isolants, il est préférable d'utiliser des géométries d'éprouvettes de type planaire [SUZA 07].

IV.3.1.2 Dispositif pour des mesures absolues avec flux linéaire

Le principe de la détermination de la conductivité thermique d'un matériau repose sur le lien entre le flux de chaleur qui traverse ce matériau et le gradient de température qu'il génère

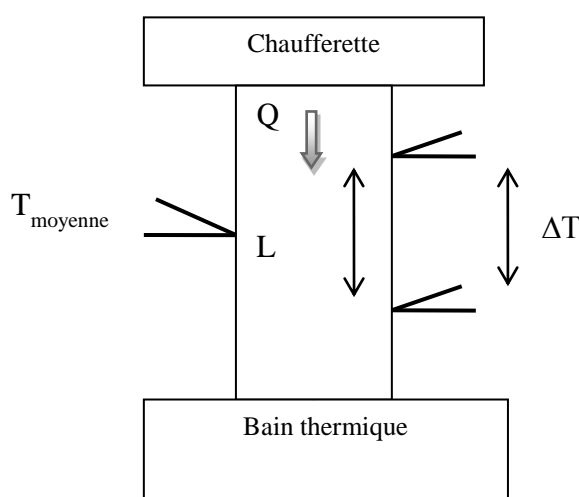


Figure (IV.2) Principe de base des méthodes absolues [C12].

L'une des extrémités de l'échantillon de section S est fixée à bain thermique dont le rôle est d'évacuer le flux thermique traversant l'échantillon, et l'extrémité opposée à une chaufferette dissipant dans l'échantillon une puissance électrique Q obtenue par effet Joule, de manière à produire un gradient thermique suivant la longueur de l'échantillon. Des thermocouples séparés par une distance L mesurent la différence de température ΔT le long de l'échantillon. Un troisième thermocouple, calibré, est également fixé à l'échantillon pour déterminer sa température moyenne. La conductivité thermique est alors donnée par :

$$\lambda = \frac{Q.L}{S.\Delta T} \quad (\text{IV.7})$$

Si ΔT n'est pas trop importante, la conductivité thermique mesurée est celle correspondant à la température moyenne mesurée par le troisième thermocouple. Le principe de la mesure repose alors sur l'hypothèse que la totalité du flux de chaleur passe par l'échantillon. La précision de la mesure dépend donc de la capacité à éliminer les pertes thermiques, que ce soit par conduction, convection ou radiation. Pour assurer la meilleure précision possible, l'échantillon dont on souhaite mesurer la conductivité thermique est donc placé dans une chambre de mesure sous vide. Cette chambre est elle-même enveloppée dans plusieurs boucliers thermiques dont la température est régulée. Enfin, les fils des thermocouples sont choisis de manière à conduire le moins possible la chaleur.

Etant donné qu'il est d'autant plus difficile de minimiser les pertes thermiques quand la température augmente, cette technique ne permet la mesure de la conductivité thermique qu'à des températures inférieures à la température ambiante [C12].

IV.3.2 Technique de mesure en régime instationnaire :

IV.3.2.1 Mesure par la méthode « Laser Flash »

La mesure de la conductivité thermique est réalisée via une mesure de la diffusivité thermique. Cette dernière est mesurée à l'aide d'un " Laser Flash"[C12].

La méthode flash proposé par Parker en 1961 et développée ces dernières décennies repousse considérablement ces limitations. Elle est devenue aujourd'hui une des principales méthodes de mesure de la diffusivité thermique des solides [SUZA 07].

La diffusivité thermique permet d'accéder à la conductivité thermique via la formule suivante :

$$\lambda(T) = a(T)m_s(T)C_p(T) \quad (\text{IV.8})$$

Où

- $\lambda(T)$ est la conductivité thermique en $\text{mW.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$
- $a(T)$ est la diffusivité thermique en $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$
- $m_s(T)$ est la masse spécifique en g.cm^{-3}
- $C_p(T)$ est la chaleur spécifique en $\text{J.g}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [C12].

Dans la méthode du laser flash l'échantillon cylindrique dont l'épaisseur « e » est nettement plus faible que son diamètre est placé dans le porte-échantillon qui se trouve à l'intérieur d'un four. L'échantillon est chauffé à une température prédéterminée, ensuite sa face avant absorbe une grande quantité d'énergie via un laser pulsé assurant un chauffage uniforme sur la face avant. L'augmentation relative de température sur la face arrière de l'échantillon est mesurée en fonction du temps à l'aide d'un capteur de mesure infrarouge [C12].

En l'absence de pertes thermiques de l'échantillon, la température devrait augmenter de manière monotone. Dans une situation réelle, l'enregistreur mesurera un pic de température suivi d'un retour à la température du four. Le temps t nécessaire pour que la face arrière atteigne la moitié de la température de pic (par rapport à la température du four), permet de déterminer la diffusivité thermique suivant :

$$a = \frac{1,37e^2}{t.\pi^2} \quad (\text{IV.9})$$

Il est alors possible de calculer la conductivité thermique grâce à la masse spécifique et la chaleur spécifique.

La difficulté de cette technique réside dans le choix des paramètres de mesure optimums (puissance du laser et épaisseur de l'échantillon).

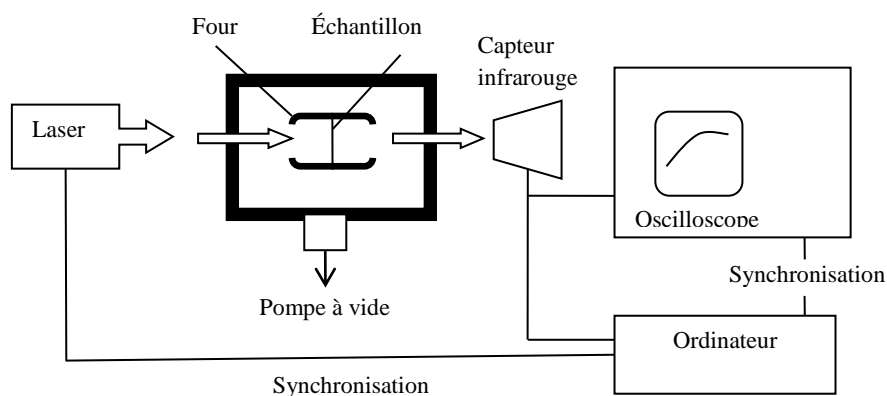


Figure (IV.3) Principe de la méthode Laser Flash [SUZA 07].

IV.3.2.2 Technique du film chauffant

Une feuille mince servant d'élément chauffant, est collée entre deux éprouvettes identiques (arrangement symétrique), ou entre une éprouvette et un isolant thermique. L'ensemble est maintenu à température homogène et constante. A $t=0$, la feuille mince se trouve à $x=0$ est chauffée avec une puissance constante [SUZA 07].

On commence alors à enregistrer les variations temporelles de la température de la feuille, sa capacité calorifique doit être négligeable afin d'obtenir une solution pratique de l'équation de la diffusion thermique. La puissance P fournie impose alors entièrement à la surface S le flux thermique :

$$\varphi = \frac{P}{2S} \quad \text{Pour l'arrangement symétrique,} \quad (\text{IV.10.a})$$

$$\varphi = \frac{P}{S} \quad \text{Pour l'arrangement asymétrique} \quad (\text{IV.10.b})$$

La condition initiale et les conditions aux limites à imposer à l'équation de conduction thermique unidirectionnelle sont :

$$T(x, 0) = 0$$

$$\lambda \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = -\varphi \quad \text{Flux imposé} \quad (\text{IV.11})$$

$$\frac{\partial T(\ell, t)}{\partial x} = 0 \quad \text{Surface libre ou isolée à } \ell \rightarrow \infty.$$

En pratique, il suffit de choisir la longueur ℓ de manière à ce que la surface libre ne s'échauffe pas durant la mesure. Comme la solution $T(0, t)$ se présente sous forme d'un développement en série infinie, on utilise une approximation pour des temps courts [SUZA 07].

$$T(0, t) = \frac{\varphi}{\sqrt{\pi \lambda \rho \cdot C}} \cdot \sqrt{t} \quad (\text{IV.12})$$

La conductibilité thermique λ s'obtient alors à partir de la pente d'un graphe de la température en fonction de \sqrt{t} .

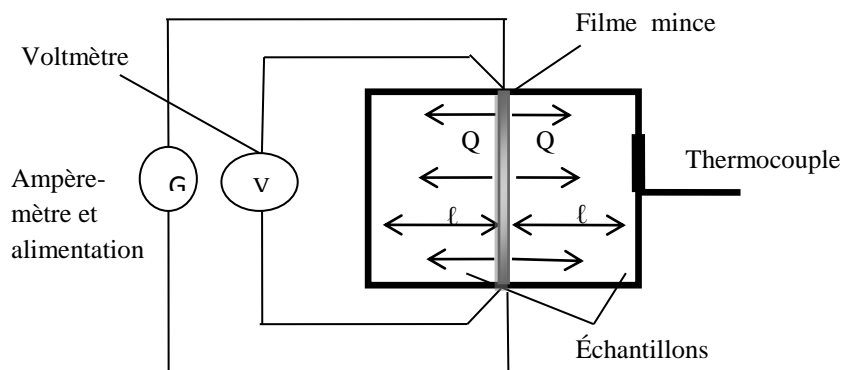


Figure (IV.4) Principe du film chauffant (arrangement symétrique) [SUZA 07].

IV.4 Capacité thermique

La capacité thermique ou capacité calorifique d'un corps est une grandeur permettant de quantifier la possibilité qu'a un corps d'absorber ou de restituer de l'énergie par échange thermique au cours d'une transformation pendant laquelle sa température varie. La capacité thermique est l'énergie qu'il faut apporter à un corps pour augmenter sa température de un degré Kelvin. C'est une grandeur extensive [C17].

On peut déduire de la capacité thermique d'un corps de masse m et de quantité de matière N , deux grandeurs associées intensives:

- La capacité thermique massique $C = \frac{c}{m}$: rapportée à un kilogramme du corps considéré,
- La capacité thermique molaire $C_m = \frac{c}{N}$: rapportée à une môle du corps considéré

Thermodynamiquement on peut aussi considérer que la chaleur massique est la dérivée partielle d'une fonction d'état d'un corps par rapport à la température [C18].

La fonction d'état est l'énergie interne massique U , ou l'enthalpie massique H :

- *capacité thermique massique à volume constant* : $C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v$
- *capacité thermique massique à pression constante* : $C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p$

IV.4.1 Capacité thermique massique de différentes substances

<i>Substance</i>	<i>Phase</i>	<i>Capacité thermique</i>
Air sec	Gaz	1005
Air saturé en vapeur d'eau	Gaz	1030
Cuivre	Solide	385
Diamant	Solide	502
Aluminium	Solide	897
Fer	Solide	444
Eau	Gaz	1850
Eau	Liquide	4180
Eau	Solide	2060

Tableau (IV.2) Capacité thermiques des différentes substances [C15].

IV.4.2 Mesure de la capacité thermique massique d'un solide

Les expériences sont réalisées sous pression constante (pression atmosphérique), la quantité de chaleur Q reçue par le système est égale à sa variation d'enthalpie ΔH . Un corps de masse m dont la température varie de θ_1 à θ_2 reçoit la quantité de chaleur :

$$Q = \Delta H = mC_p(\theta_2 - \theta_1) \quad (\text{IV.13})$$

C_p , représente la capacité thermique massique du corps, supposée constante entre θ_1 et θ_2 [C16], [C15]. La relation (IV.13) permet d'identifier sa valeur.

IV.4.3 Calorimétrie électrique

Un conducteur métallique de résistance R est immergé dans un liquide de masse m et de capacité thermique massique C_1 . L'ensemble est placé dans un calorimètre de capacité thermique C_2 [C16].

Lorsque le conducteur, sous la tension continue V_1 , est parcouru par le courant d'intensité I_1 pendant l'intervalle de temps Δt , il cède la quantité de chaleur:

$$Q_1 = V_1 I_1 \Delta t = R I_1^2 \Delta t \text{ (effet Joule).} \quad (\text{IV.14.a})$$

Lorsque la température du calorimètre et de son contenu augmente de θ_1 à θ_2 , l'ensemble reçoit la quantité de chaleur :

$$Q_2 = (mC_1 + C_2) (\theta_2 - \theta_1) \quad (\text{IV.14.b})$$

L'enceinte étant adiabatique, $Q_1 = Q_2$, l'équation calorimétrique (IV.14.b) donc permet de calculer C_1 .

IV.5 Emissivité thermique

IV.5.1 Définition de l'émissivité

L'émissivité thermique est une propriété radiative qui quantifie la capacité d'un matériau à émettre et à absorber l'énergie radiative.

Un corps noir désigne un objet idéal dont le spectre électromagnétique ne dépend que de sa température, autrement dit, il réémet la totalité de son énergie à toutes les longueurs d'ondes. Les objets réels réémettent une quantité radiative toujours inférieure à celle du corps noir à la même température. Le facteur d'émissivité représente le rapport entre l'énergie radiative ou flux émis par l'objet sur l'énergie émise par le corps noir à la même température. L'émissivité est donc sans unité et elle est comprise entre 0 et 100% [C21].

IV.5.2 Facteurs influençant l'émissivité

L'émissivité d'un objet dépend de la nature du matériau et de son état de surface. Les objets non métalliques et opaques ont généralement des émissivités supérieures à 80%.

L'émissivité d'un métal varie entre 5 et 90%. Les métaux brillants ou très réfléchissants ont une émissivité plus faible.

Pour la plus part des surfaces, l'émissivité varie aussi avec la longueur d'onde et avec l'angle du rayonnement émis par rapport à la normale à la surface. Alors plusieurs types d'émissivité sont définis [C21] :

- Emissivité spectrale directionnelle : elle est égale à l'intensité radiative qui quitte la surface sous l'angle θ à la normale et sur une seule longueur d'onde α normalisée par

rapport à l'intensité radiative pour le même angle et la même longueur d'onde pour une surface noire à la même température.

$$\varepsilon_{\bar{n},\alpha}(T) = \widehat{L}_{\bar{n},\alpha}(T) / \widehat{L}_{\alpha}^0(T) \quad (\text{IV.15.a})$$

➤ Emissivité totale directionnelle : elle est analogue à l'émissivité spectrale directionnelle, mais elle correspond à la somme de toutes les longueurs d'ondes.

$$\varepsilon_{\bar{n}}(T) = \widehat{L}_{\bar{n}}(T) / \widehat{L}^0(T) \quad (\text{IV.15.b})$$

➤ Emissivité spectrale hémisphérique : Elle est définie comme la puissance émissive spectrale normalisée à la puissance émissive spectrale d'une surface noire ayant la même température que la surface considérée.

$$\varepsilon_{\alpha}(T) = M_{\alpha}(T) / M_{\alpha}^0(T) \quad (\text{IV.15.c})$$

➤ Emissivité totale hémisphérique : Elle est analogue à l'émissivité spectrale hémisphérique, mais elle correspond à la somme de toutes les longueurs d'ondes.

$$\varepsilon(T) = M_i(T) / M^0(T) \quad (\text{IV.15.d})$$

Pour une surface dont les propriétés radiatives ne varient ni avec la longueur d'onde ni avec la direction, on a l'identité suivante entre les émissivités [C20] :

$$\varepsilon(T) = \varepsilon_{\bar{n},\alpha}(T) = \varepsilon_{\bar{n}}(T) = \varepsilon_{\alpha}(T) \quad (\text{IV.15})$$

IV.5.3 Méthodes de mesure et appareillages

Pour déterminer l'émissivité, il y a deux possibilités : soit faire une mesure directe à partir du rayonnement émis, soit utiliser une méthode indirecte en déterminant d'abord la réflectivité de la surface ou l'indice complexe.

IV.5.3.1 Méthodes directes à partir de l'émission de rayonnement

Méthode utilisant un corps noir de référence

C'est la méthode qui correspond directement à la définition de l'émissivité. L'émission du corps est comparée à celle d'un corps noir porté à la même température. Lorsque les deux flux sont égaux, l'émissivité de l'échantillon est donnée par [C19] :

$$\varepsilon = \frac{T_1^4 - T^4}{T_2^4 - T^4} \quad (\text{IV.16})$$

La principale difficulté de la méthode consiste à mesurer précisément la température réelle T_1 du corps noir et celle T_2 de l'échantillon :

L'erreur relative sur ε est en effet :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \left[\frac{\exp(c_2/\alpha T)}{\exp(c_2/\alpha T) - 1} \right] \left(\frac{c_2}{\alpha T^2} \right) (\Delta T_1 + \Delta T_2) \quad (\text{IV.16.a})$$

Avec C_2 constante de rayonnement

$$C_2 = 1.4388 \cdot 10^{-2} \text{K.m}$$

$\Delta T_1, \Delta T_2$ erreurs respectivement sur T_1 et T_2 [C19].

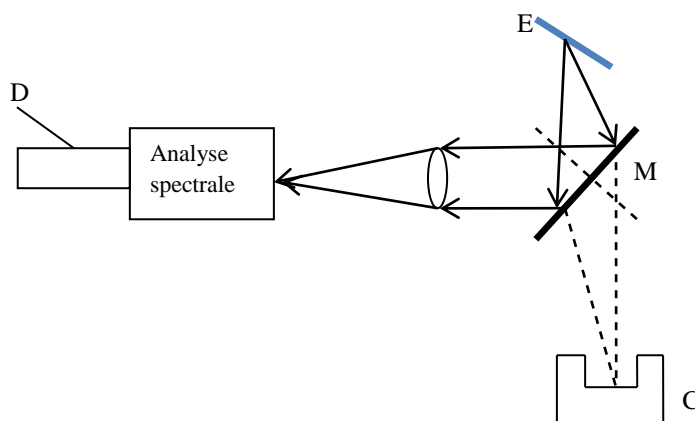


Figure (IV.5) Principe de mesure directe de l'émissivité [C19].

C : corps noir à la température T_1

D : détecteur

E : échantillon à la température T_2

M : miroir

IV.5. 3.2 Méthodes indirectes

Méthode calorimétrique

Cette méthode, basée sur la mesure d'un flux de chaleur échangé entre deux surfaces, permet d'obtenir l'émissivité hémisphérique totale.

Dans le calorimètre, un échantillon chauffé électriquement, dont l'émissivité totale hémisphérique est à déterminer, est placé opposé à une surface noire, qui elle est refroidie à l'azote liquide. L'échantillon, qui est maintenu électriquement à une certaine température, rayonne vers la surface noire. La chaleur rayonnée vers la paroi noire par l'unité de temps est égale à la puissance électrique consommée pour maintenir l'équilibre thermique.

La puissance électrique P nécessaire pour obtenir la température T est :

$$P = V_1 \cdot I_1 = \varepsilon(T) \sigma \cdot S (T^4 - T_p^4) \quad (\text{IV.17})$$

En connaissant la puissance électrique consommée, les pertes thermiques et les températures de l'échantillon et de la paroi noire, on peut déterminer d'après la relation l'émissivité totale hémisphérique de l'échantillon pour des températures allant de -20 à 400°C. L'incertitude de la mesure est inférieure à 1% pour presque toute la plage de mesures [C19], [C20].

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons traité plus spécifiquement les principales méthodes expérimentales de caractérisation thermique des matériaux solides.

Une attention particulière est portée sur les méthodes de mesure de la conductivité et diffusivité thermiques, vue leur importance pour les applications technologiques et industrielles. Des techniques de mesure de la capacité thermique et de l'émissivité ont été présentées aussi.

Chapitre Cinq

Modélisation

Thermique d'un

Transformateur

Cylindrique utilisant

un SMC

Modélisation thermique d'un transformateur cylindrique utilisant un SMC

V.1 Introduction

Il est connu que la température, en fonctionnement normal, a une influence, à long terme sur la durée de vie des machines électriques. A cet effet, dans la conception de tout transformateur des contraintes sur les températures des bobines et du circuit magnétique sont imposées par le cahier des charges. Il est donc nécessaire de développer un modèle pour modéliser le comportement thermique. Dans cette étude, on va développer une modélisation de type circuit thermique équivalent et une modélisation numérique.

V.2 Modélisation analytique

Le fonctionnement en charge d'un transformateur va engendrer trois sources de pertes

- ❖ pertes Joule au primaire P_{j1}
- ❖ pertes Joule au secondaire P_{j2}
- ❖ pertes fer dans le circuit magnétique P_{fer}

L'objectif de la modélisation thermique est de calculer les températures dans certains endroits critiques du transformateur, tels que dans les enroulements primaire et secondaire et dans le circuit magnétique. La modélisation analytique n'est possible que si on considère les hypothèses simplificatrices suivantes :

- les pertes joules et fer sont connues et uniformes ;

- les enroulements primaire et secondaire et la surface du circuit magnétique sont des isothermes ;
- les conductivités thermiques des différents matériaux sont considérées indépendantes de la température ;
- finalement nous ne considérons que le régime permanent.

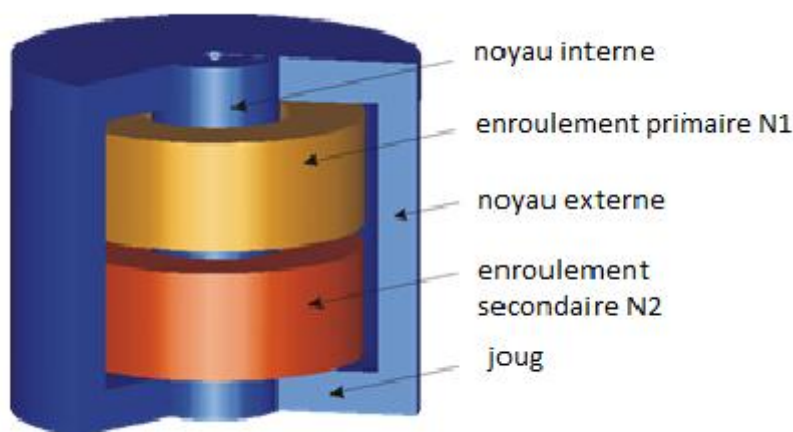


Figure (V.1) Transformateur cylindrique (pot - core) utilisant un matériau composite (SMC)

En considérant les températures T_s , celle du circuit magnétique, T_1 et T_2 celles respectivement des bobines primaire et secondaire et T_a la température ambiante, on illustre sur la figure (V.2) les différentes résistances intervenant lors du transfert de chaleur des différentes parties du transformateur cylindrique présenté par la figure (V.1) vers le milieu extérieur.

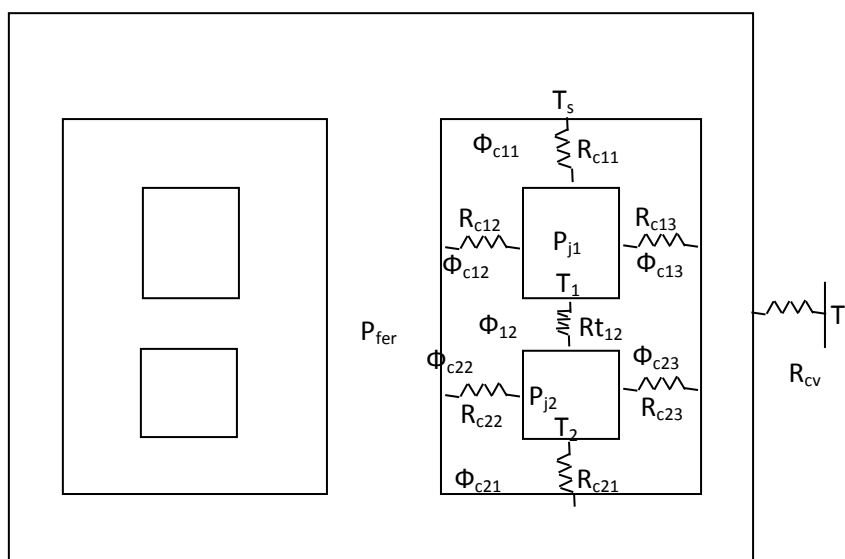


Figure (V.2) Résistances thermiques intervenant dans le transfert de chaleur

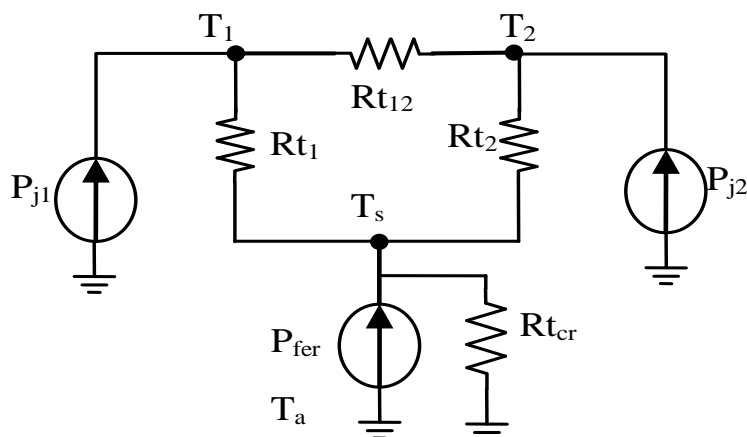


Figure (V.3) Modèle thermique type circuit électrique équivalent

Notation :

T_a : température ambiante;

T_1 : température de la bobine primaire;

T_2 : température de la bobine secondaire;

T_s : température du circuit magnétique;

P_{j1} : pertes joules au primaire;

P_{j2} : pertes joules au secondaire ;

P_{fer} : pertes fer (circuit magnétique);

R_{t12} : résistance de conduction thermique entre les bobines 1 et 2;

R_{t1} : résistance de conduction thermique entre la bobine 1 et le circuit magnétique ;

R_{t2} : résistance de conduction thermique entre la bobine 2 et le circuit magnétique;

R_{tcr} : résistance de convection et rayonnement thermique entre le circuit magnétique et l'air.

On rappelle que dans l'analogie électrique - thermique les pertes sont équivalentes au courant électrique et l'élévation de température ΔT est équivalente à la différence de potentiel électrique.

D'après les figures (V.2) et (V.3), on va exprimer les paramètres du modèle thermique en fonction des données du transformateur figure (V.4).

V.2.2 Calcul des résistances de conduction :

Un matériau homogène soumis au phénomène de conduction thermique dans une seule direction, sa résistance thermique est donnée par [TAYL 06] :

$$Rt = \frac{1}{\lambda} \int \frac{dx}{S(x)} \quad (V.1)$$

Où λ est la conductivité thermique, S la surface normale au flux thermique.

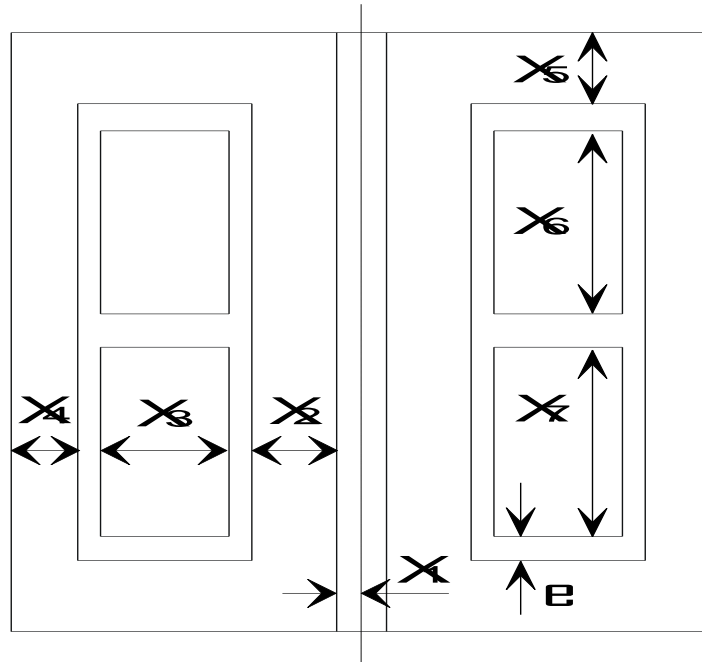


Figure (V.4) Dessin de définition du transformateur

Donc si nous considérons que le transfert thermique entre les deux bobines est unidirectionnel et passe par l'entrefer de longueur e, la résistance R_{12} figure (V.3) est donnée par :

$$Rt_{12} = \frac{e}{\lambda \pi (r_{out}^2 - r_{in}^2)} \quad (V.2)$$

r_{in} et r_{out} sont respectivement les rayons interne et externe des bobines.

Pour calculer Rt_1 et Rt_2 on suppose que le flux thermique prend trois chemins : un à travers noyau interne du circuit magnétique, le second à travers le noyau externe et le troisième à travers la culasse. Rt_1 peut être calculée en exprimant les trois résistances thermiques :

R_{c11} : modélisant le transfert ayant lieu à travers la culasse. Si on suppose que le flux est dans la direction z:

$$R_{c11} = \frac{e}{\lambda\pi (r_{out}^2 - r_{in}^2)} \quad (V.3)$$

R_{c12} et R_{c13} sont respectivement les résistances thermiques modélisant le transfert à travers le noyau interne et le noyau externe. Si on assume une direction radiale:

$$R_{c12} = \frac{e}{2\lambda\pi x_6} \ln \frac{x_1 + x_2 + e}{x_1 + x_2} \quad (V.4)$$

$$R_{c13} = \frac{1}{2\lambda\pi x_6} \ln \frac{x_1 + x_2 + x_3 + e}{x_1 + x_2 + x_3} \quad (V.5)$$

La résistance R_{t1} est la résistance thermique équivalente des trois résistances en parallèles:

$$R_{t1} = R_{c11}R_{c12}R_{c13} / (R_{c11}R_{c12} + R_{c11}R_{c13} + R_{c12}R_{c13}) \quad (V.6)$$

De la même manière on calcul R_{t2} .

V.2.3 Calcul de la résistance de convection R_{cv}

Le transfert thermique entre le circuit magnétique et l'air ambiant s'effectue par convection naturelle et par rayonnement.

La résistance thermique modélisant le transfert thermique par convection naturelle est donné par :

$$R_{cv} = \frac{1}{hS}$$

Où h est le coefficient d'échange thermique par convection [$W/m^2\text{°C}$] et S est la surface à travers laquelle la convection a lieu.

Le coefficient d'échange thermique par convection h n'est pas fonction uniquement des propriétés physiques et chimiques du fluide adjacent (air pour notre cas) mais aussi il dépend de la surface à travers laquelle la convection a lieu (sa géométrie, ses dimensions et sa disposition) [YUNU 03]. Ce coefficient peut être obtenu à partir du nombre de Nusselt Nu donné par

$$Nu = \frac{hL_c}{\lambda} = A(Gr Pr)^m$$

Avec L_c est la longueur caractéristique de la surface, λ est la conductivité thermique de l'air. Gr et Pr sont respectivement les nombres de Grashoff et de Prandtl. A et m sont des coefficients empiriques dépendant de la géométrie et de son orientation ainsi que du type de transfert laminaire ou turbulent.

Le nombre de Grashoff Gr est fonction des propriétés du fluide il s'exprime par :

$$Gr = \frac{g\beta(T_s - T_a)L_c^3}{\nu^2} \quad (V.7)$$

Avec :

g est la gravitation [m/s^2],

β est le coefficient d'expansion volumique de l'air [$1/^\circ K$]

ν est la viscosité cinématique de l'air [m^2/s]

T_s et T_a sont respectivement les températures de surface et la température ambiante.

Toutes les propriétés de l'air dépendent de sa température, à cet effet, les paramètres physico-chimiques de l'air doivent être évalués à la température T dite de film exprimée comme étant une moyenne entre les températures ambiante et de surface : $T = \frac{T_a + T_s}{2}$

Soit le nombre de Grashoff sans dimension donné par :

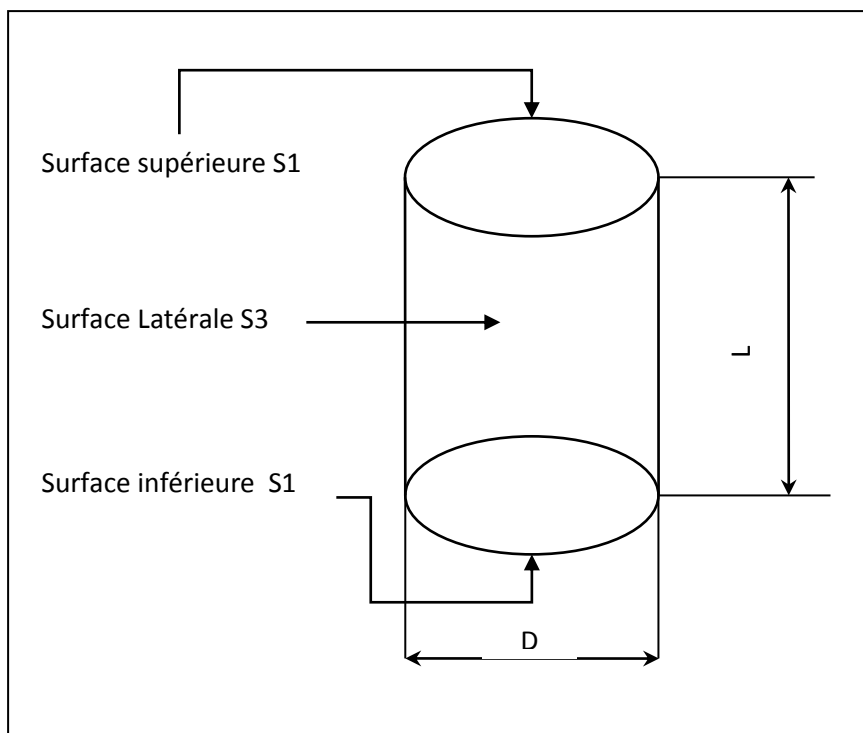
$$Gr_L = \frac{g\beta}{\nu^2} \quad (V.8)$$

Ce nombre de Grashoff sans dimension ainsi que le nombre de Prandtl sont donnés dans la littérature des transferts thermique en fonction de la température de film T sous forme de table, il est alors possible d'utiliser une interpolation polynomiale et donc, on peut exprimer les nombres Gr_L et Pr , pour $T \in [300 ; 400]^\circ K$ par :

$$Pr(T) = 5.10^{-5} T^2 - 5,41.10^{-4} T + 0,82525 \quad (V.9)$$

$$Gr_L(T) = -28,173T^3 + 37434T^2 - 16743067T + 254744 \quad (V.10)$$

Pour un transformateur cylindrique de diamètre D et de longueur L , si nous supposons que le transfert s'effectue à travers toute la surface externe, nous aurons à calculer les coefficients d'échange par convection relatifs aux trois surfaces : surfaces (disque supérieur et inférieur) et la surface latérale figure (V.5)



Figures (V.5) Géométrie et dimensions externe du transformateur (cylindrique)

Si nous considérons le nombre Nusselt donné pour une surface plate horizontale :

- pour les surfaces supérieure on considère le nombre Nusselt donné par:

$$Nu_1 = 0.54(Gr_L Pr)^{1/4} \quad (V.11)$$

- pour les surfaces inférieure on considère le nombre Nusselt donné par:

$$Nu_2 = 0.27(Gr_L Pr)^{1/4} \quad (V.12)$$

La longueur caractéristique L_c pour un disque est donnée par [YUNU 03] :

$$L_c = \frac{D}{4} \quad (V.13)$$

Où D est le diamètre du disque.

- Pour la surface latérale, on considère l'expression du nombre Nusselt donné pour une surface vertical [TAYL 06]:

$$Nu_3 = \left[0.68 + \frac{0.670 R_a^{1/4}}{(1 + (0.492/Pr)^{9/16})^{4/16}} \right]^2 \quad (V.14)$$

Avec $L_c = L$

La chaleur dissipée Q , par convection naturelle, d'un solide de surface S et à température uniforme T_s à travers le fluide qui l'entoure est donnée par la loi de Newton donnée par :

$$Q_{conv} = h S (T_s - T_a)$$

La résistance thermique qui lui correspond est donnée par:

$$R_{cv} = \frac{1}{hS}$$

V.2.4 Calcul de la résistance thermique de radiation

La chaleur dissipée Q_{rad} , par radiation, d'un solide de surface S et à température uniforme T_s à travers l'espace qui l'entoure est donnée par la loi de Stefan-Boltzman donnée par :

$$Q_{rad} = \varepsilon \sigma S (T_s^4 - T_a^4) \quad (V.15)$$

Avec ε l'émissivité du matériau, σ la constante de Stefan- Boltzmann. T_s et T_a sont exprimées en [$^{\circ}$ K].

Généralement, on exprime le transfert par radiation avec une relation similaire que celle de Newton en utilisant un coefficient d'échange thermique par radiation équivalent h_r :

$$Q_{rad} = h_r S (T_s - T_a) \quad (V.16)$$

Où

$$h_r = \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_a^4) / (T_s - T_a) \quad (V.17)$$

La résistance thermique qui lui correspond est donnée par:

$$R_{rad} = \frac{1}{h_r S} \quad (V.18)$$

V.2.5 Coefficient d'échange thermique équivalent

On peut définir un coefficient d'échange thermique équivalent par radiation et par convection noté h_{eq} , la chaleur totale dissipée par convection et par radiation peut être exprimée d'après la loi de Newton par :

$$Q_{rad} + Q_{conv} = h_{eq} S (T_s - T_a) \quad (V.19)$$

La résistance thermique qui lui correspond peut être définie par:

$$Rt_{cr} = \frac{1}{h_{eq} S} \quad (V.20)$$

V.2.6 Identification du coefficient d'échange par convection

Les expressions données dans les paragraphes ci-dessus montrent que les coefficients d'échange par convection ou par radiation sont fonction de la température de surface T_s . A cet effet un calcul itératif est nécessaire en utilisant l'organigramme donné ci-dessous.

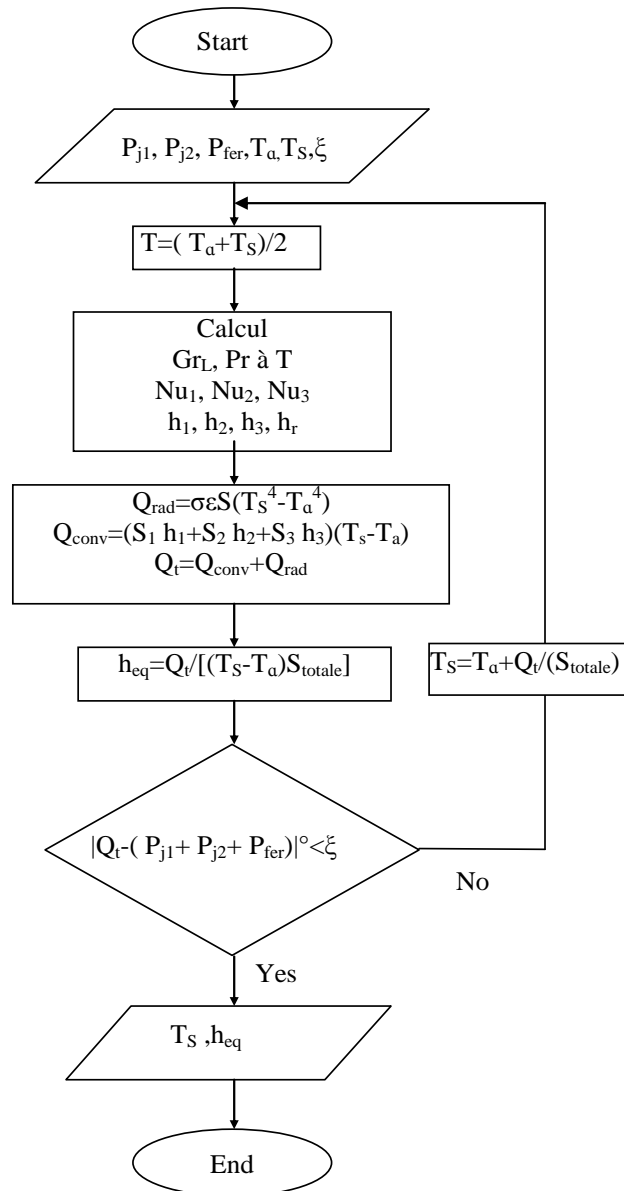


Figure (V.6) Organigramme du programme de calcul de $h_{eq}=f(T_s)$

V.3 Modélisation numérique

Ce paragraphe a pour objectif d'aborder le problème de transfert de chaleur dans les systèmes électrotechniques par la résolution de l'équation de chaleur en utilisant un code de calcul utilisant la méthode des éléments finis « ANSYS ». En effet, il est souvent nécessaire de calculer la température dans certaines régions telles que dans les conducteurs et le circuit magnétique, afin d'assurer les meilleures conditions de fonctionnement.

Les approches numériques utilisant la méthode des éléments finis ont connus et connaissent encore des développements importants. Le composant à étudier est découpé en domaines élémentaires de dimensions finis par maillage. Chaque zone est caractérisée par les propriétés physiques des matériaux qui la constituent. Le comportement physique du système est décrit grâce à des équations aux dérivées partielles, ainsi que des conditions aux limites, la méthode des EF transforme les équations aux dérivées partielles en équations algébriques.

V.3.1 Problème à résoudre

Le problème à résoudre, est l'équation de la conduction, développée au chapitre III et rappelée ici dans le cas général par :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{P}{\rho c_p} \quad (\text{V.21})$$

Où T est le champ de température, λ [W/(m °K)] est la conductivité thermique, ρ est la densité [kg/m³] et C_p est la chaleur massique [J/(kg.°K)].

P est la puissance interne générée par unité de volume [W/m³]

Cette équation est appelée équation de la conduction. C'est une équation aux dérivées partielles : On peut utiliser la méthode des éléments finis pour la résoudre.

En fonction du régime dans lequel le transfert de chaleur a lieu, on peut distinguer divers types de régimes :

- Conduction instationnaire ou variable $\frac{\partial T}{\partial t} \neq 0$;
- Conduction stationnaire ou permanente $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$;
- Conduction avec source de chaleur $P \neq 0$;
- Conduction sans source de chaleur $P=0$;
-

V.3.2 Conditions d'unicité de la solution : conditions initiales et conditions aux limites

Pour assurer l'unicité de la solution il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites et des conditions initiales dans le cas de régimes variables :

- Conditions initiales « CI » : ce sont des conditions qui décrivent le champ de température dans le système à l'instant initial ($t=0$) ;
- Conditions aux limites « CL » : elle caractérise l'interaction du système avec son milieu extérieur. Usuellement, on distingue trois types de CL :
 1. CL de type Dirichlet qui fixe la température à une surface du système ;
 2. CL de type Neumann qui spécifient la connaissance du flux de chaleur sur une surface donnée ;
 3. CL de type Fourier, établit à partir de la loi de Newton qui donne la relation entre le flux thermique transféré à la surface du système de température T_s vers le milieu externe de température T_a ($T_a < T_s$) :

$$\varphi = h(T_s - T_a)$$

Où h est le coefficient d'échange thermique par convection ou /et par radiation.

V.4 Résultats obtenus

Afin de comparer les deux modélisations, nous avons effectué des simulations du fonctionnement en charge du transformateur en utilisant une modélisation électromagnétique et thermique, utilisant des modèles de type circuit électrique équivalent figures (V.3) et (V.7) d'une part et une modélisation numérique utilisant un code de calcul utilisant la méthode des éléments finis pour le fonctionnement magnétique puis thermique.

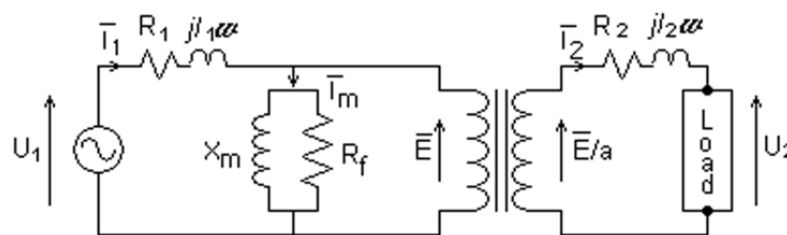


Figure (V.7) Modèle type circuit électrique équivalent du transformateur

La première approche « modèle analytique » donne 22.85W de perte à dissipées alors que la seconde donne 20.5W. Les températures obtenues avec un coefficient h_{eq} considéré indépendant de T_s et égal à $30W/m^2°C$ sont données dans le tableau (V.1)

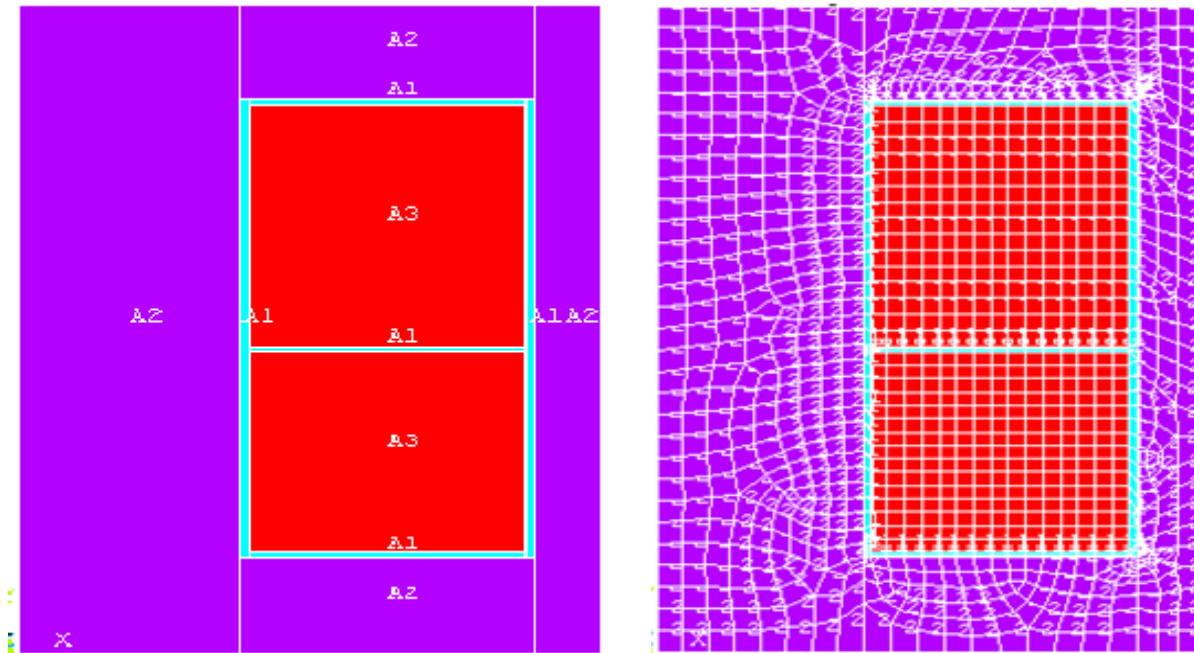


Figure (V.8) Géométrie et maillage du domaine d'étude

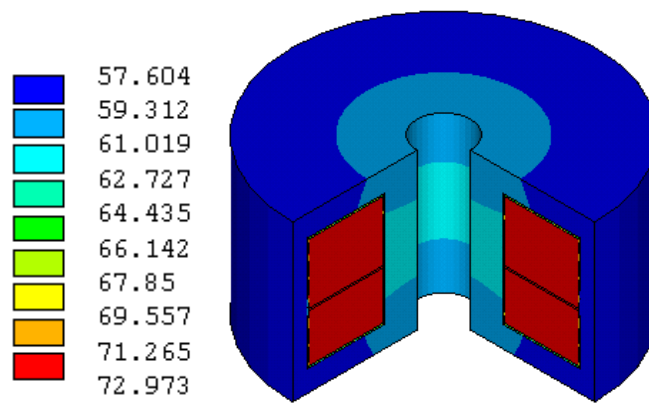


Figure (V.9) Carte de températures obtenue par la modélisation numérique

modèle Analytique avec 22.85W de dissipation			Modélisation par MEF avec 20.49W de dissipation		
$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2(^{\circ}\text{C})$	$T_s(^{\circ}\text{C})$	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2(^{\circ}\text{C})$	$T_s(^{\circ}\text{C})$
76.23	71.82	60	73	71.6	59

Tableau (V.1) Températures avec $T_a=25$ $h_{eq}=30\text{W}/\text{m}^2\text{C}$

Les résultats obtenus montrent une bonne concordance entre la modélisation analytique et numérique. Cependant, il est à noter que la modélisation numérique utilisée dans cette étude, prend en compte le transfert de chaleur par convection en utilisant une condition au limite de type Fourier. Il est alors nécessaire de connaître la valeur du coefficient h . Dans la suite de l'étude et dans le but de validation, nous allons considérer la dépendance de h et de h_r avec la température.

V.5 Validation

La modélisation analytique a été effectuée en adoptant certaines hypothèses simplificatrices, à cet effet, il est indispensable d'effectuer sa validation par des essais expérimentaux. Nous disposons de certains essais réalisés dans des travaux antérieurs sur deux transformateurs dont les plaques signalétiques indiquent :

Transformateur 1: 20 VA 115V/25V 60Hz et le transformateur 2: 100 VA 115V/12.5V 60Hz et dont les dimensions (Diamètre et Longueur) sont :

Transformateur 1 (D=0.0525m, L=0.0305m) Transformateur 2 (D=0.058m, L=0.06m)

Dans cette étape de validation, nous tenons compte de l'effet de la température de T_s sur les valeurs des coefficients d'échange par convection et radiation selon l'organigramme donnée en figure (V.6)

Nous considérons bien évidemment les pertes et la température ambiante mesurées expérimentalement. Nous représentons les résultats obtenus expérimentalement [HAOU 00]

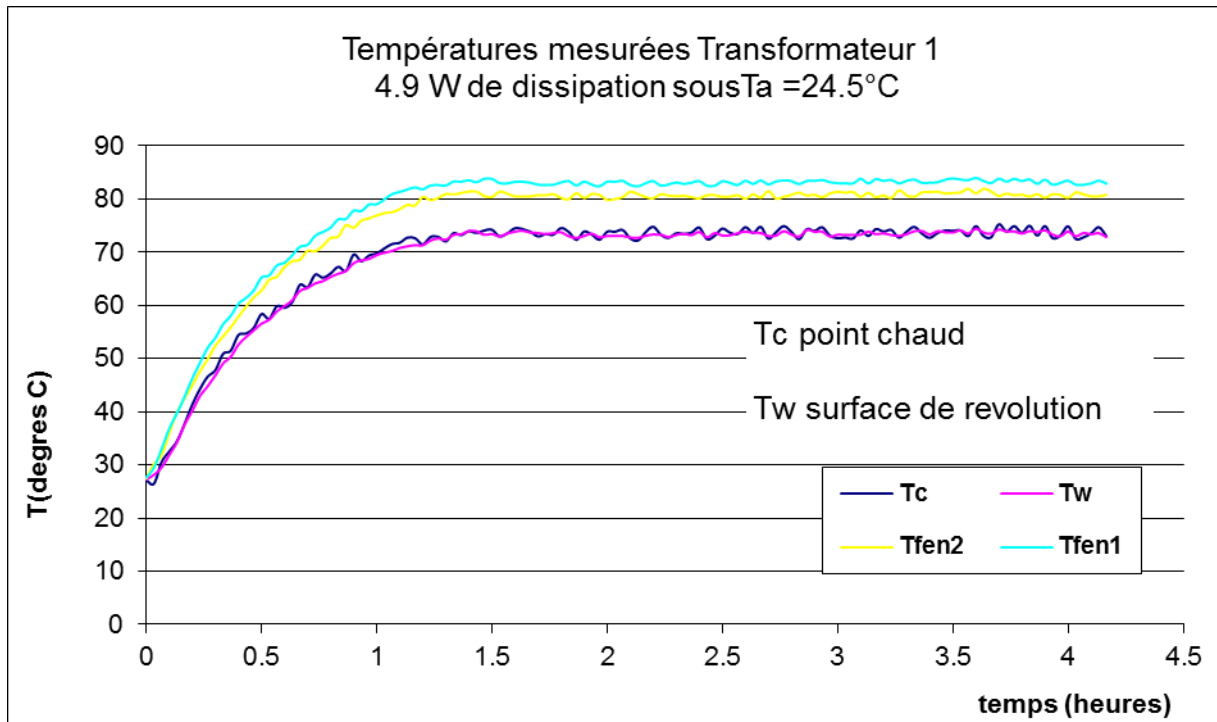


Figure (V.9) Température mesurée pour le transformateur 1 à 4.9W

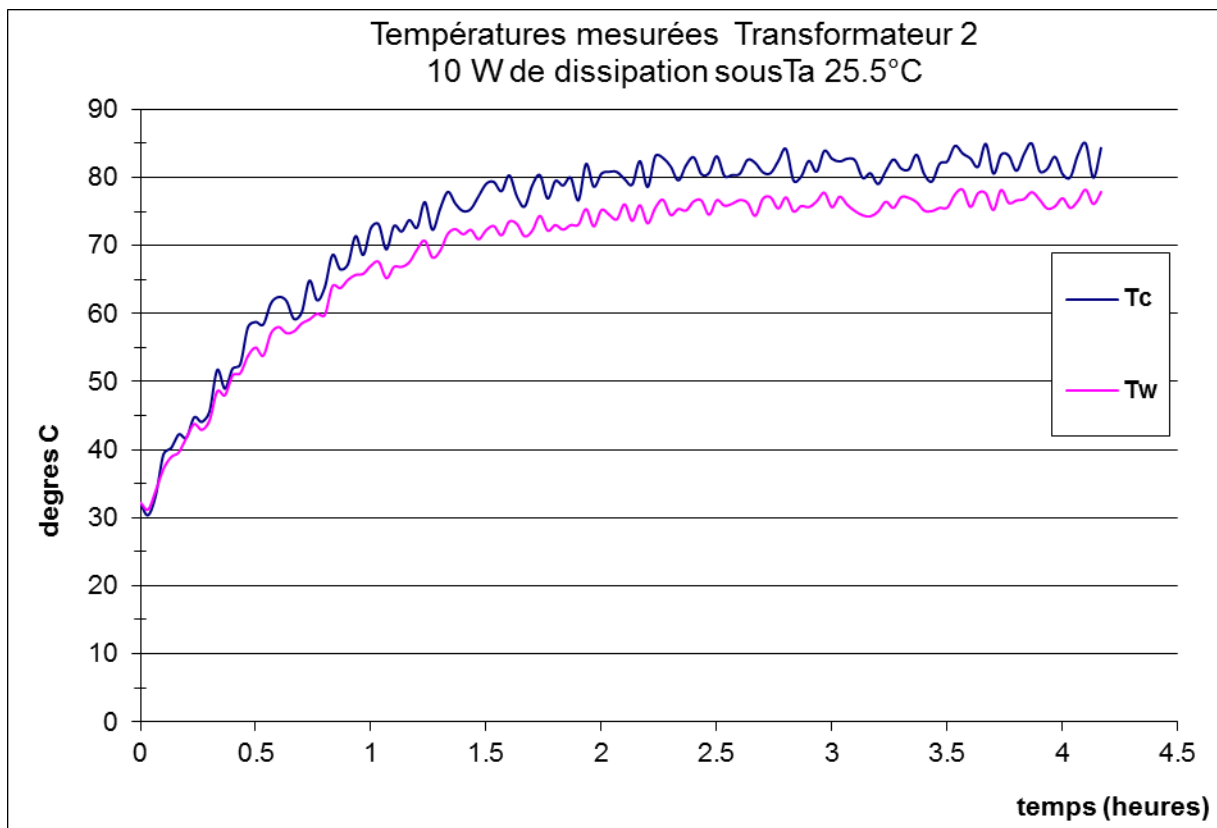


Figure (V.10) Température mesurée pour le transformateur 2 à 10W

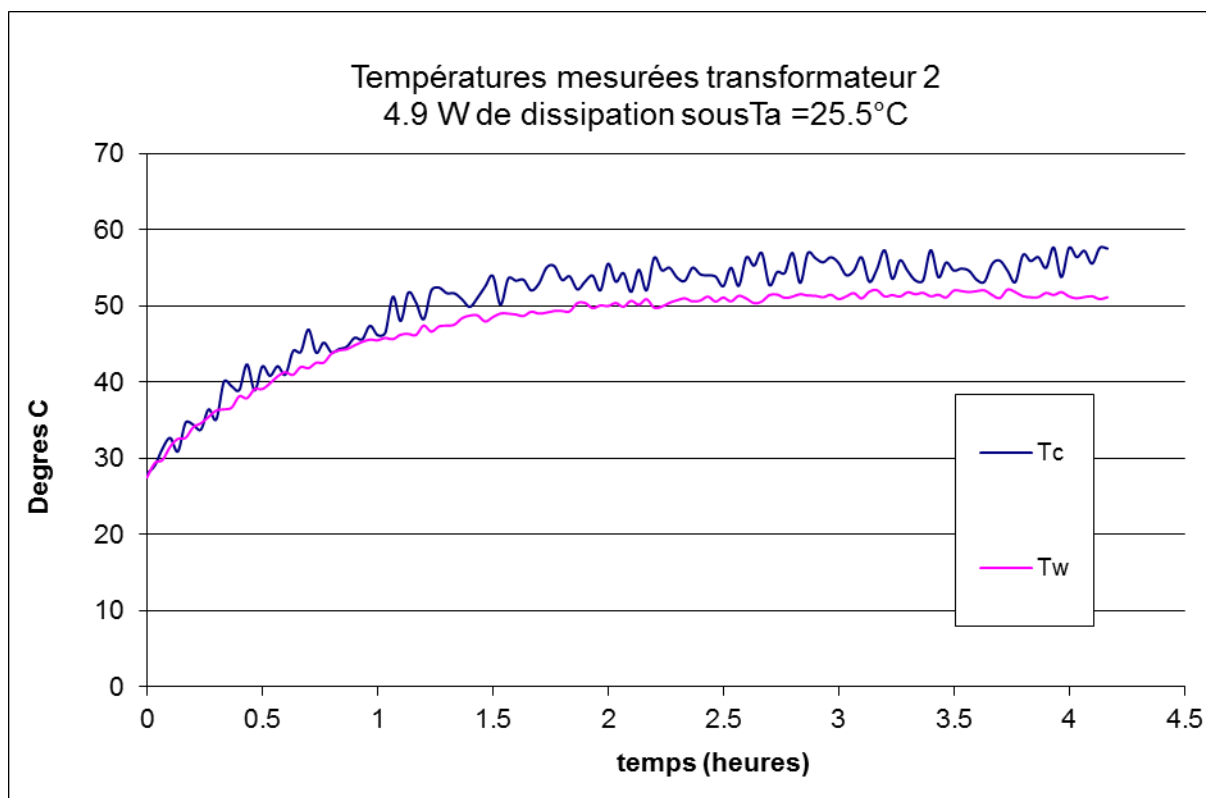


Figure (V.11) Température mesurée pour le transformateur 2 à 4.9W

Résultats obtenus avec le modèle analytique :

	Puissance dissipées [W]	T_a [$^\circ\text{C}$]	T_s [$^\circ\text{C}$]	T_1 [$^\circ\text{C}$]	T_2 [$^\circ\text{C}$]
Transformateur 1	4.9	24.5	67.5	75.7	70
Transformateur 2	4.9	25.5	54.6	56.3	54.6
	10.0	25.5	78.8	85.0	79.8

Tableau (V.2) Résultats de la modélisation analytique

En guise de comparaison, nous représentons, dans le tableau ci-dessous, les valeurs de la température de surface obtenus expérimentalement avec celles obtenues par la modélisation.

	Puissance dissipées [W]	T _a [°C]	T _s [°C] analytique	Moyenne(T _s [°C]) Expérience	Erreur °C
Transformateur 1	4.9	24.5	67.7	73.5	5.8
Transformateur 2	4.9	25.5	54.6	53.2	1.4
	10.0	25.5	78.8	79.9	1.1

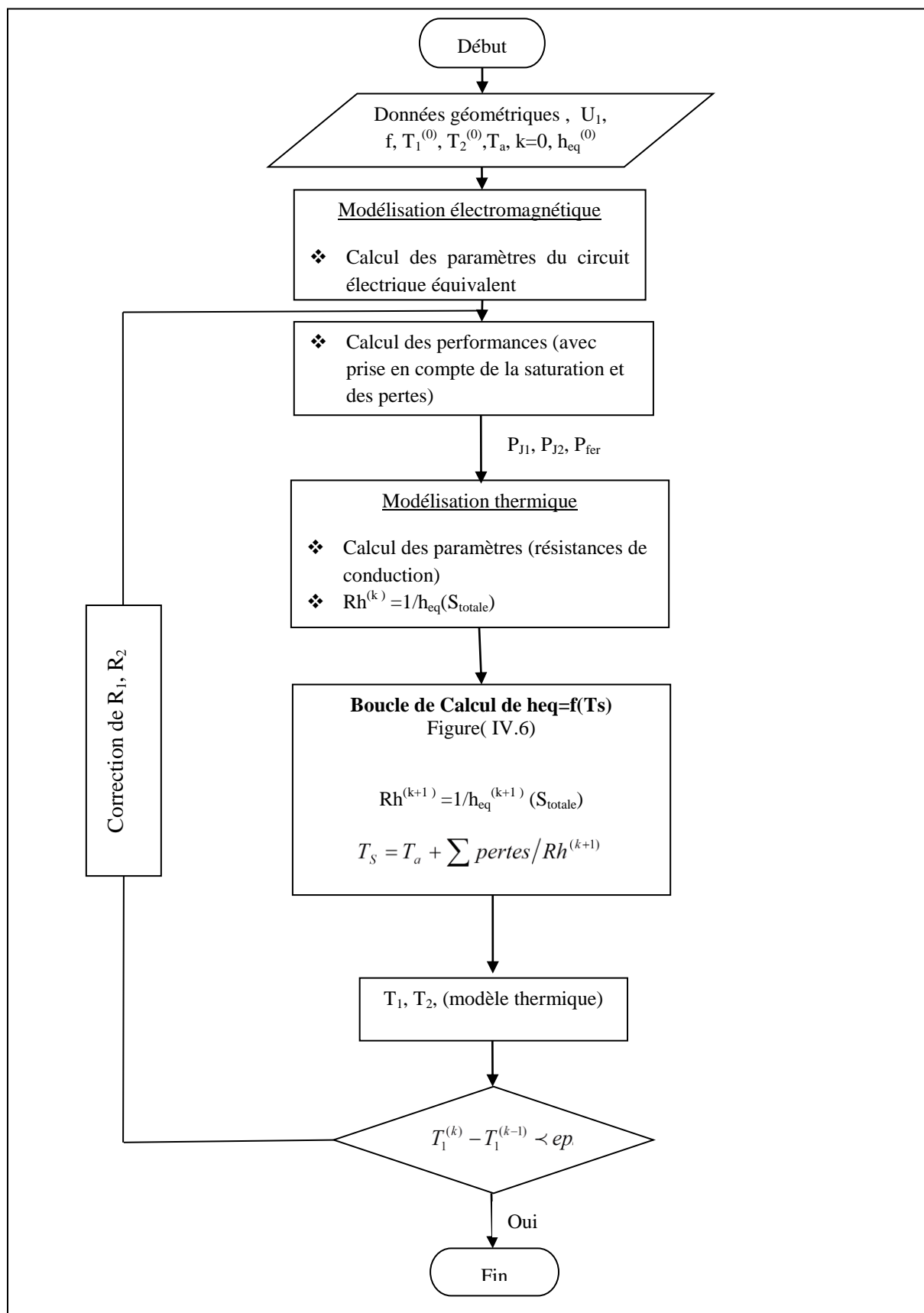
Tableau (V.3) Résultats expérimentaux de la température de surface

La comparaison montre des résultats très concordants avec ceux mesurés pour le transformateur 2 et des écarts moins satisfaisants pour le transformateur 1.

V.6 Modèle analytique : couplage magnéto-thermique

Lors du fonctionnement du transformateur, les deux phénomènes électromagnétique et thermique sont couplés. En effet, les résistances des bobines sont liées aux températures de ces dernières. Une augmentation donc de la température engendre une variation au niveau des performances électromagnétiques et plus particulièrement des pertes joules. Une augmentation des pertes joules va engendrer une augmentation de la température du système.

Afin d'étudier et de simuler le fonctionnement d'un transformateur, il est judicieux de rendre compte les deux phénomènes couplés. Un programme a été établi selon l'organigramme donné par la figure (V-12).



Figure(V.12) Organigramme du programme de la simulation du couplage électromagnétique-thermique

V.7 Conclusion

Les résultats obtenus par la modélisation du transfert de chaleur dans le cas d'un transformateur cylindrique montrent que la modélisation de type circuit équivalent est toujours d'actualité dans la mesure où les résultats obtenus concordent avec ceux obtenus par l'utilisation de logiciels permettant de résoudre l'équation de conduction par la MEF.

Nous avons aussi considéré la dépendance des coefficients de transfert thermique par convection et radiation en fonction de la température de surface T_s , la comparaison entre le modèle analytique développé et les résultats obtenus donne des résultats très concordants avec ceux mesurés pour le transformateur 2 et des écarts moins satisfaisants pour le transformateur 1.

Dans la suite de ce travail, nous comptons exploiter d'autres corrélations du nombre de Nusselt pour trouver la meilleure pour l'étude du transfert de chaleur dans le cas de transformateur cylindrique. Nous comptons aussi déterminer la loi de variation $h=f(T_s)$ afin de l'intégrer dans le calcul par la méthode des éléments fins et dans la procédure de conception par optimisation.

Finalement, il sera nécessaire de valider le couplage électromagnétique-thermique du transformateur, soit par la modélisation numérique ou par l'expérience.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Notre travail s'inscrit dans le cadre de développement des modèles de simulation thermique pour la conception par optimisation d'un transformateur cylindrique utilisant de nouveaux matériaux ferromagnétiques (SMC). Les modèles développés permettent de rendre compte du comportement électromagnétique et du comportement thermique du transformateur. Ils permettent de calculer la température de fonctionnement du composant à partir des différentes pertes générées.

Nous avons abordé les trois modes de transfert thermique d'une manière détaillée afin d'élaborer les formules mathématiques pour le calcul des résistances de conduction, de convection et de radiation, ainsi que les coefficients de transfert thermique. Pour le calcul des nombres sans dimension, on a remarqué qu'il existe plusieurs corrélations différentes, donc il faut bien choisir les corrélations adéquates au système étudié.

La modélisation thermique analytique qui utilise le circuit thermique équivalent n'est possible que sous certaines hypothèses simplificatrices. Dans cette modélisation nous avons considéré la dépendance des coefficients de transfert thermique par convection et radiation en fonction de la température de surface T_s . La comparaison entre le modèle analytique développé et les résultats obtenus donne des résultats assez concordants avec ceux obtenus expérimentalement.

La modélisation numérique par la méthode des éléments finis a permis de valider la procédure de conception, Les résultats obtenus montrent que les contraintes du cahier des charges sont respectées à savoir la puissance secondaire, la tension secondaire, les températures des deux bobines et la température de la surface du circuit magnétique.

Pour une simulation plus judicieuse, un modèle analytique magnétique-thermique est réalisé avec la prise en considération de la saturation magnétique et de toutes les pertes générées lors du fonctionnement du transformateur (pertes joules et les pertes fer) pour le phénomène électromagnétique. Il rend compte aussi de la variation des coefficients d'échange par radiation et convection avec la température T_s .

Ce modèle peut être exploité tel qu'il a été présenté dans une procédure de conception par optimisation, ou il peut être d'abord exploité, pour réduire les temps de calculs, pour déterminer une relation entre le coefficient de transfert thermique global h_{eq} avec la température de la surface T_s , le diamètre du transformateur D et la longueur L .

En perspectives à nos travaux on peut envisager:

- d'effectuer une modélisation par élément finis couplant les deux phénomènes afin de valider le modèle analytique magnéto-thermique ;
- d'utiliser cette modélisation pour recalculer un transformateur de même cahier de charge.

Bibliographie

Bibliographie

- [ALHA05] Y. Alhassoun 'Etude et mise en œuvre de machine à aimantation induite fonctionnant à haute vitesse' thèse de doctorat université de Toulouse 2005.
- [BERN 97] E. Bernard 'Manuel de thermique théorie et pratique' Edition germeries 1997
- [BIAN 04] A. Bianchi 'Transferts thermiques' Edition Presse polytechniques et universitaires Romandes 2004
- [BOUA 06] K. Bouali 'Etude et conception de structure électromagnétiques utilisant des matériaux composites fer-résine' thèse de magistère université de Batna 2006
- [CHAR 07] C. Charles 'Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques' thèse de doctorat université Laval, Québec 2007.
- [CHAR 81] J. Charlessisi "Principes de thermodynamique" Edition McGraw-Hill 1981.
- [CROS 98] J. Cros, Charpentier, P. Viarouge, 'Optimal design of power inductor with cylindrical cores,' *ICEM'98* Istanbul Turkey, Pro. pp 2221-2226, September 1998.
- [CROS 02 a] J. Cros, A. J. Perin, P. Viarouge, "Soft Magnetic Composites for Electromagnetic Components in Lighting Applications," 37th IAS Annual Meeting. Vol 1 , 13-18 Pp:342 -347 Pittsburgh, USA, Oct. 2002
- [CROS 02 b] J. CROS, P. Viarouge, 'New structures of polyphase claw-pole machines', 37th IAS Annual Meeting of Industry Applications Conference, 2002, Volume 4, Page(s): 2267 - 2274 vol.4
- [GELI 97] C. Gélinas, L. P. Lefebvre, S. Pelletier, P. Viarouge, "Effect of temperature on properties of iron-resin composite for automotive applications," SAE Technical paper 970421 Eng. Soc. for advancing mobility land sea air and space. Int. Congress Detroit Michigan February 24-27, 1997.
- [HADD 01] A. Haddad 'Transferts thermiques' Edition El-Djazaria Alger 2001
- [HAOU 00] I. Haouara 'Rapport de stage pos – doctorale', non publié LEEPCI université laval Québec Canada 2000

- [HAOU 00] I. Haouara , S. Taïbi, ‘Electromagnetic and Thermal Modelling for Optimal Design of SMC Transformers’, *Electromotion journal* 2010, Vol.17, N°4, pp 239-246
- [JOSE 96] PH. José ‘ Introduction à la thermodynamique’ Edition Masson, Paris 1996
- [MEZI 04] S. Mesiani ‘modélisation électromagnétique et thermique des moteurs à induction en tenant compte des harmoniques d’espace’ thèse de doctorat Ecole doctorale IAEM Lorraine 2004
- [SACA 00] J.F. Sacadura ‘Initiation aux transferts thermiques’ Edition Tec et Doc Paris 2000
- [SUZA 07] S. Degallax ‘Caractérisation expérimentale de matériaux’ Edition Presse polytechniques et universitaires Romandes 2007
- [TAYL 06] N. Chayopitak and D.G. Taylor, , “Thermal analysis of a linear permanent magnet motor with concentrated windings,” *ICEM’06* Chania, Greece, September 2006, Pro. ref 559
- [VIAR 02] P. Viarouge, J. Cros, I. Haouara, ‘Conception des machines électriques avec des matériaux composites fer-résine’, *Revue internationale de génie électrique*, 2002 vol. 5 n°2 pp 299-310
- [YUNU 03] Yunus A. Çengel, “heat transfer. A practical approach”, McGraw Hill 2nd edition 2003.
- [A1] A. Lallemand ‘Thermodynamique appliqué, premier principe, énergie, enthalpie’ *Technique de l’ingénieur BE 8005* 2004
- [A2] A. Lallemand ‘Thermodynamique appliqué, deuxième principe, entropie’ *Technique de l’ingénieur BE 8007* 2004
- [A3] A. Degiovanni ‘Transmission de l’énergie thermique Conduction’ *technique de l’ingénieur BE 8200* 1999
- [A4] J. Padet ‘Convection thermique et massique Principe généraux’ *technique de l’ingénieur BE 8205* 2005
- [A5] J. Padet ‘convection thermique et massique Nombre de Nusselt’ *technique de l’ingénieur BE 8206* 2005
- [A6] S. Mattei ‘rayonnement thermique des matériaux opaques’ *technique de l’ingénieur BE 8210* 2005
- [C1] http://wikiversité.org/wiki/transformation_principe_de_la_thermodynamique
- [C2] http://fr.wikipédia.org/wiki/principes_de_la_thermodynamique

- [C3] <http://www.sciences.univnantes.fr/physique/perso/blanque/Thermo2000/chap1>
- [C4] <http://fr.wikipedia.org/wiki/température>
- [C5] <http://fr.wikipedia.org/wiki/énergie>
- [C6] <http://fr.wikipedia.org/wiki/thermodynamique>
- [C7] [http:// www.utc.fr/houde/T.F11/cho.htm](http://www.utc.fr/houde/T.F11/cho.htm)
- [C8] [http:// fr.wikipedia.org/wiki/résistance_thermique_de_conduction](http://fr.wikipedia.org/wiki/résistance_thermique_de_conduction)
- [C9] <http://fr.wikipedia.org/wiki/convection>
- [C10] <http://www.techno-sciences.net/>
- [C11] <http://www.sciences.univnantes.fr/physique/perso/blanque/Thermo2000/roynnem.htm>
- [C12] http://fr.wikipedia.org/wiki/Conductivité_thermique
- [C13] http://fr.wikipedia.org/wiki/Diffusivité_thermique
- [C14] http://fr.wikipedia.org/wiki/Effusivité_thermique
- [C15] <http://www.sciences.univnantes.fr/physique/perso/blanque/Thermo2000/thdex.htm>
- [C16] <http://www.ac-creteil.fr>
- [C17] http://fr.wikipedia.org/wiki/conductivité_thermique
- [C18] http://fr.wikipedia.org/wiki/Capacité_thermique_massique

- [C19] <http://www.techniques.ingenieurs.fr>
- [C20] www.univ-tlemcen.dz/~benouaz/memoires/Baba.pdf
- [C21] http://fr.wikipedia.org/wiki/Emissivité_thermique
- [C22] http://fr.wikipedia.org/wiki/Energie_potentielle_mécanique
- [C23] [http:// www.thermodynamique.com/](http://www.thermodynamique.com/)
- [C24] http://fr.wikipedia.org/wiki/Energie_cinétique
- [C25] 13mgp.l3m.univ-mrs.fr/site/SitePersoPoncet/.../cours_thermo.pdf