



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITESAAD DAHLEB_BLIDA 01

INSTITUT D'AERONAUTIQUE ET DES ETUDES SPATIALES

DEPARTEMENT : CONSTRUCTION AERONAUTIQUE

OPTION : Propulsion avions

**Etude D'un Ecoulement de type Taylor
Couette Poiseuille Dans un entrefer lisse**

Réalisé Par :

Mr. BELAHCEN Amine Chakib

Et

Mr. MEZIL Idir

Encadré par :

- Dr. HAMIDI KHAOULA

Blida, 20/09/2021

Résumé :

Cet ouvrage a pour but l'étude du refroidissement des moteurs électriques a grandes vitesses de rotation.

Notre étude est une analyse numérique des écoulements d'air et des transferts convectifs dans un espace annulaire caractérisé par l'entrefer d'un moteur électrique. Le fluide est en rotation et couplé à un écoulement axial généré par la prise d'air radiale, l'écoulement qui en résulte est un écoulement de type TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE.

Nous avons retenu 3 configurations d'entrefer, la 1^{ère} est un entrefer lisse a prise d'air radiale unique, la 2^{ème} est un entrefer muni de deux prises d'air radiales au niveau du stator. La 3^{ème}, quant à elle, est un entrefer muni de deux prises d'air radiales, l'une sur le stator et l'autre au niveau du stator.

Mots clés : écoulement de TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE, transferts thermiques, moteur électrique, entrefer a prise d'air radiale, Computational fluid dynamics (CFD), modélisation des écoulements turbulents.

Abstract :

The purpose of this book is to study the cooling of electric motors at high rotational speeds.

Our study is a numerical analysis of air flows and convective transfers in an annular space characterized by the air gap of an electric motor. The fluid is rotating and coupled to an axial flow, generated by the radial air intake, the resulting flow is a TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE type flow.

We have chosen 3 air gap configurations, the 1st is a smooth air gap with a single radial air intake, the 2nd is an air gap with two radial air intakes at the stator. The 3rd, meanwhile, is an air gap with two radial air intakes, one on the stator and the other at the rotor.

Keywords : TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE flow, heat transfers, electric motor, radial air gap, Computational fluid dynamics, turbulent flow modeling.

المخلص :

الغرض من هذا الكتاب هو دراسة تبريد المحركات الكهربائية بسرعات دوران عالية. دراستنا عبارة عن تحليل عددي لتدفقات الهواء وعمليات النقل بالحمل الحراري في فضاء حلقي يتميز بالفجوة الهوائية لمحرك كهربائي. يدور السائل ويقترن بتدفق محوري ناتج عن مدخل TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE الهواء الشعاعي، ويكون التدفق الناتج هو تدفق من نوع تحدث ظاهرة التبادل الحراري الرئيسية التي تهمنا بين جدران أسطوانة خارجية دوارة وجدران أسطوانة داخلية ثابتة والهواء المنتشر بينهم.

كلمات مفتاحية :

نقل الحرارة، المحرك الكهربائي، فجوة الهواء الشعاعية، ديناميكيات السوائل الحسابية، نمذجة التدفق المضطرب.

Dédicace :

NOUS DÉDIONS CE MÉMOIRE À :

NOS MÈRES, NOS PILIERS, QUI ONT ŒUVRÉ POUR NOTRE RÉUSSITE
À L'AIDE DE LEURS PRÉCIEUX CONSEILS, POUR TOUTE LEUR
ASSISTANCE ET LEUR PRÉSENCE DANS NOS VIES.

NOS PÈRES, QUI ONT ÉTÉ POUR NOUS DES EXEMPLES À SUIVRE,
TANT HUMAINEMENT QU'INTELLECTUELLEMENT.

NOS GRAND-MÈRES, NOS FRÈRES ET SŒURS AINSI QUE TOUS LES
MEMBRES DE NOS FAMILLES. QUI N'ONT PAS CESSÉ D'ÊTRE POUR
NOUS DES EXEMPLES, DE COURAGE, D'ÉCOUTE ET DE GÉNÉROSITÉ.
NOS AMIS POUR LEUR SOUTIEN PSYCHOLOGIQUE ET LES
ENCOURAGEMENTS PERMANENTS.

À TOUTE PERSONNE AYANT ŒUVRÉ DE PRÈS OU DE LOIN À
L'ACHÈVEMENT DE CE TRAVAIL.

À VOUS TOUS, NOUS VOUS DISONS MERCI !

REMERCIEMENTS :

Je remercie ALLAH le tout puissant, qui nous a éclairé le chemin durant nos études, qui nous a donné le courage de continuer malgré les difficultés, et nous a donné la foi et la volonté nécessaire d'achever ce travail.

Nous tenons à exprimer nos plus sincères remerciements envers notre encadreur Madame HAMMIDI, qui a été un exemple d'écoute. Mais aussi pour nous avoir confié ce sujet et nous permettre de travailler avec elle, ainsi que pour tous les efforts qu'elle a consentis pour le bon déroulement de ce long processus.

Ses conseils et temps qu'elle a consacré pour la réussite de ce mémoire, ont fait que nous lui serons éternellement reconnaissants.

Je remercie Monsieur le président ainsi que les membres du jury, qui ont consenti à évaluer ce travail de recherche mais aussi pour leur disponibilité et leurs observations qui ont enrichi notre étude.

Les enseignants de l'institut d'aéronautique, qui ont réussi à assouvir notre soif de connaissance, de par leur enseignement leurs précieux conseils

Table des matières

Résumé

Remerciements

Table des matières

Liste des illustrations, graphes et tableaux

Nomenclature

Introduction	1
1 Chapitre I :.....	3
1.1 Introduction :	4
1.2 Structure des écoulements :.....	5
1.2.1 Écoulement de type TAYLOR-COUETTE :	5
1.2.2 Ecoulements de type TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE :.....	8
1.3 Les échanges thermiques :.....	11
1.3.1 Transfert thermique par conduction :.....	12
1.3.2 Transfert thermique par convection :.....	13
1.3.3 Transfert thermique par rayonnement :.....	15
1.4 Les pertes dans les moteurs électriques :.....	16
1.4.1 Les pertes par effet joule :	17
1.4.2 Les pertes fer :.....	18
1.4.3 Les pertes mécaniques :.....	18
2 Chapitre II :.....	19
2.1 Introduction :	20
2.2 Principales méthodes d’approches pour la turbulence :.....	21
2.2.1 La simulation directe D.N.S :	21
2.2.2 Simulation des grandes échelles (LES) :	22
2.2.3 Modèles de turbulence de type RANS :	22

2.3	Equations régissant l'écoulement :.....	23
2.4	Equations de Reynolds :.....	24
2.4.1	Moyenne temporelle :.....	24
2.4.2	Equations de Reynolds :.....	24
2.5	Classification des modèles de turbulence :.....	27
2.6	Le modèle de turbulence K- ϵ standard :.....	28
2.7	Construction de l'équation de transport de k :	29
2.8	L'équation de transport de ϵ :	31
2.9	Constantes empiriques de la version standard du modèle k- ϵ :	31
2.10	Le modèle k- ω standard :	32
2.11	Modèle de fermeture k- ω SST :.....	33
2.12	Modèle de fermeture RSM :.....	34
2.13	Modélisation de l'écoulement près des murs et « lois de paroi » associées au modèle k- ϵ	35
2.14	Conclusion :.....	36
3	Chapitre III :.....	37
3.1	Introduction :	38
3.2	Configurations géométrique et paramètres de contrôle :	38
3.2.1	Paramètres de contrôle.....	39
3.2.2	Géométrie et maillage sous Gambit :	41
	Maillage structuré :.....	42
	Maillage non-structuré :.....	42
	Maillage hybride :.....	42
3.3	Maillage de l'entrefer a prise d'air unique :	42
3.4	Maillage de l'entrefer a 2 prises d'air (stator-stator) :	43
3.5	Maillage de l'entrefer a 2 prises d'air (rotor-stator) :	45
3.6	Conditions aux limites du domaine :.....	47

3.7	Processus de simulation numérique :.....	47
3.8	Calcul du nombre de Nusselt :	49
3.9	Conclusion :	50
4	Chapitre IV :.....	51
4.1	Introduction :	52
4.2	Résultats obtenus avec la méthode numérique :.....	52
4.2.1	Profil de températures :	52
4.2.2	Configuration [1] : (entrefer a prise d'air radiale unique)	54
4.2.3	Configuration [2] :	55
4.2.4	Configuration [3] :	57
4.3	Etude comparative des trois configurations géométriques :	58
4.4	Conclusion :	59
	Conclusion général.....	74
	Références.....	76

Liste des illustrations

Figure 1.1 écoulement entre deux cylindres concentriques.....	5
Figure 1.2 tourbillons de Taylor	5
Figure 1.3 influence de l'épaisseur de l'entrefer sur la transition	7
Figure 1.4 Régimes d'écoulement apparaissant entre deux cylindres coaxiaux en fonction des nombres de Reynolds intérieur Ro et extérieur Ri	7
Figure 1.5 Régimes pour un écoulement combiné [5]	9
Figure 1.6 Évolution du Nusselt en fonction du Reynolds pour un entrefer lisse [12]......	9
Figure 1.7 caractérisation des transferts convectifs	11
Figure 1.8 Mécanismes de transfert de chaleur dans un moteur électrique.....	12
Figure 1.9 transfert de puissance dans une machine asynchrone.....	17
Figure 2.1 Subdivisions de la région proche du mur	36
Figure 3.1 : détails du maillage utilisé dans la configuration 2 au niveau de la cavité rotor-stator	42
Figure 3.2 : détails du maillage utilisé dans la configuration 2 au niveau de l'entrée d'air radiale	43
Figure 3.3 : maillage utilisé dans la cavité rotor-stator de la configuration 3	44
Figure 3.4 : maillage utilisé dans l'entrée d'air radiale 2 de la configuration 3	44
Figure 3.5 : nombre de mailles dans la configuration 3 pour la cavité rotor-stator.....	45
Figure 3.6 : nombre de mailles dans la configuration 3 pour l'entrée radiale 2 (rotor)	46
Figure 3.7 : schématisation des étapes nécessaires pour une simulation.....	48
Figure 4.1 Profils de température à différentes positions axiales $z^*=0.2$, $z^*=0.4$ pour le cas A	53
Figure 4.2 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 1 pour le cas A et B (rotor).....	54
Figure 4.3 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 1 pour le cas A et B (stator)	54
Figure 4.4 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 2 pour le cas A, B et C (rotor).....	55

Figure 4.5 : <i>Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 2 pour le cas A, B et C (stator)</i>	56
Figure 4.6 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 3 pour le cas A, B et C (rotor)	57
Figure 4.7 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 3 pour le cas A, B et C (stator)	57
Figure 4.8 : comparaison des nombres de Nusselt locaux des configuration 1, 2 et 3 pour le cas A (rotor)	58
Figure 4.9 : comparaison des nombres de Nusselt locaux des configuration 1, 2 et 3 pour le cas A (stator)	59

Liste des tableaux

Tableau 2.1 : valeurs des constantes	31
Tableau 2.2 : Constantes du modèle k- ω standard	32
Tableau 2.3 : Constantes du modèle k- ω SST	33
Tableau 3.1 : points de fonctionnement simulés	39
Tableau 3.2 : caractéristiques géométriques des entrefers étudiés.	40
Tableau 3.3 : caractéristiques de l'entrefers	41
Tableau 3.4 : détails du maillage de la prise d'air unique.....	43
Tableau 3.5 : détails du maillage de l'entrefers a 2 prises d'air (stator-stator)	45
Tableau 3.6 : détails du maillage de l'entrefers a 2 prises d'air (rotor-stator)	46

Nomenclature

Indices :

r	relatif au rotor
s	relatif au stator
a	axial
t	Tangentielle
c	Critique
eff	effectif
m	moyen ou modifié
cond	conduction
p	relatif à la paroi

Valeurs adimensionnelles :

Re	nombre de Reynolds
Nu	Nombre de Nusselt
Ta	Nombre de Taylor
Pr	Nombre de Prandtl
Fg	Facteur géométrique

Valeurs dimensionnelles :

F	fréquence (Hz)
R,r	rayon (m)
D_h	diamètre hydraulique (m)
e	épaisseur réelle de l'entrefer (m)
L	longueur (m)
h	coefficient d'échange convectif (w.m⁻².k⁻¹)
S	surface d'échange (m²)
T	température (°K ou °C)
ω	vitesse de rotation (rad.s⁻¹)
φ	densité de flux (W.m⁻²)
Φ	flux de chaleur (W)
λ	conductivité thermique (w.m⁻¹.k⁻¹)
ν	viscosité cinématique (m².s⁻¹)
σ	Constante de Stephan-Boltzmann (σ= 5,67 . 10⁻⁸ w.m⁻². k⁻⁴)
ε	émissivité ou taux de l'énergie cinétique turbulente (m². s⁻³)
N	vitesse de rotation (tr/min)

INTRODUCTION GENERALE

L'amélioration du rendement des machines tournantes est l'un des principaux enjeux de l'ingénierie actuelle, et cette opération passe par l'optimisation des échanges de chaleur, notamment les échanges convectifs ayant lieu dans l'entrefer moteur. Car en effet, dans l'espace annulaire compris entre le rotor et le stator règne des contraintes mécaniques mais aussi thermiques importantes sur les parois fixes et mobiles dues à l'écoulement résultant de la rotation par effet d'entraînement, qui, superposé au flux axial généré par la turbine engendre un écoulement de type TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE.

Les effets de ces contraintes, à court terme, peuvent affecter le fonctionnement et donc le rendement des moteurs électriques asynchrones, et à long terme, peuvent fragiliser la structure du moteur ou induire une destruction. [7].

D'où l'intérêt, donc, porté à l'étude de ces écoulements. G.I Taylor [2] fut le premier à étudier la stabilité des écoulements et les phénomènes de transfert de chaleur dans un espace annulaire lisse, en mouvement strictement rotationnel, il a ouvert la voie à de nombreux chercheurs qui s'y sont penchés tant théoriquement qu'expérimentalement.

En ce qui concerne les écoulements de type TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE, les études ainsi que la documentation restent encore assez limitées.

Notre présent travail consiste à analyser les transferts thermiques ayant lieu entre deux cylindres coaxiaux en rotation et en présence de flux axial caractérisée par l'entrefer d'un moteur électrique avec 3 différentes configurations géométriques, la première est un entrefer a une prise d'air radiale au niveau du stator, la deuxième configuration géométrique sera caractérisée par la présence d'une 2^{ème} prise d'air radiale au niveau du stator, la 3^{ème} sera, quant à elle, munie d'une 2^{ème} prise d'air radiale au niveau du rotor. En nous basant sur les travaux de Maunu KUOSA dans son étude numérique et expérimentale des écoulements et des transferts thermiques dans l'entrefer d'un moteur électrique [1]. Nous comparerons les résultats obtenus pour déterminer le rôle des différentes configurations géométriques dans le processus de transfert de chaleur.

Notre étude sera répartie autour de cinq chapitres ;

Le premier traitera des aspects thermiques du phénomène des échanges de chaleur (convection, conduction et rayonnement), des aspects aérodynamiques de l'écoulement engendré, ainsi que des pertes présentes lors du fonctionnement d'un moteur électrique.

Le deuxième chapitre sera consacré à la partie modélisation de la turbulence, on y explicitera les géométries étudiées ainsi le modèle de turbulence utilisé (K- ω sst), du solveur Ansys FLUENT, on traitera aussi de la CFD plus généralement.

Le chapitre III présentera la méthode utilisée ainsi que les différentes étapes suivies pour résoudre numériquement notre problème, on y détaille les caractéristiques des géométries étudiées, mais aussi, les maillages qu'on y a appliqués, les conditions aux limites et la méthode de calcul du nombre de Nusselt moyen.

Le chapitre IV, quant à lui, présentera les résultats des calculs menés, ce qui nous permettra de dresser une comparaison des différentes configurations géométriques du point de vue des échanges convectifs.

Enfin, la conclusion générale résumera les résultats qui découleront de cette thèse et exposera quelques perspectives de travail.

1 Chapitre I :

Aspects phénoménologiques

1.1 Introduction :

Le fonctionnement d'une machine tournante, dans notre cas d'un moteur électrique, se produit selon des critères bien définis, il est régi par des paramètres primordiaux, qui doivent être adaptés puis surveillés minutieusement, et c'est d'autant plus le cas en ce qui concerne la température.

Les moteurs électriques, lorsqu'ils sont sollicités, génèrent de la chaleur, et cette dernière doit être évacuée efficacement pour éviter tout problème de fonctionnement et assurer une utilisation optimale des capacités du moteur, et ainsi fournir le plus haut rendement.

Ils sont principalement constitués d'un stator qui représente la partie fixe dotée de bobinage, et du rotor, la partie tournante du moteur, constitué de tôles magnétiques empilés et des conducteurs, ainsi que des membres mécaniques chargés de maintenir la rigidité structurelle du moteur.

Le flux de chaleur se propage de l'intérieur du moteur vers les parties extérieures, et c'est au niveau de l'entrefer que se produit l'échange convectif entre le flux d'air frais affluant par la prise d'air axiale, entraîné par un ventilateur, et les surfaces du rotor et du stator.

Cet écoulement d'air résultant (axial et radial) va permettre l'échange de chaleur par convection entre le fluide et les parois du rotor et du stator, M. KUOSA a étudié les transferts thermiques et de l'écoulement d'un fluide dans l'entrefer d'une machine électrique, ces écoulements sont une superposition d'un écoulement radial par entraînement, issu du mouvement de l'arbre rotor, superposé à un écoulement axial imposé par un ventilateur, l'écoulement résultant est de type TAYLOR-COUPETTE-POISEILLE.

1.2 Structure des écoulements :

1.2.1 Écoulement de type TAYLOR-COUETTE :

Nommé ainsi par rapport aux travaux de M. COUETTE et de G.I. TAYLOR. Il est défini comme le mouvement d'un fluide compris entre deux cylindres concentriques,

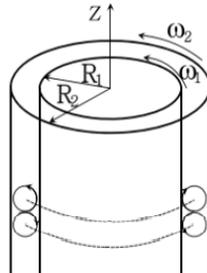


Figure 1.1 écoulement entre deux cylindres concentriques

COUETTE fut le premier à observer la linéarité de l'augmentation du couple nécessaire à la rotation du cylindre avec celle de la vitesse de rotation, jusqu'à atteindre une vitesse critique, où se déroulait la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement critique.

Par la suite TAYLOR a effectué des travaux théoriques et expérimentaux ainsi qu'une analyse mathématique de l'instabilité d'un écoulement d'un fluide visqueux entre deux cylindres coaxiaux, il a introduit les instabilités structurées « tourbillons de Taylor » qui se manifestent en présence d'une grande vitesse de rotation et d'un faible rapport entre l'entrefer et les rayons des cylindres (e/R).

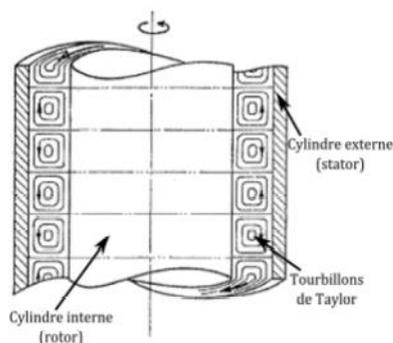


Figure 1.2 tourbillons de Taylor

Ses instabilités sont contrarotatives (tournent en sens opposés) et associées par paires.

Ses travaux lui ont permis d'introduire un paramètre, maintenant largement répandu dans le domaine de la mécanique des fluides, « le nombre de Taylor (Ta) » et c'est un nombre adimensionnel qui a pour but de caractériser la stabilité de l'écoulement d'un fluide dans un écoulement de type Taylor-Couette. Il correspond au rapport des forces centrifuges sur les forces visqueuses.

On le définit de la manière suivante :

$$Ta = \frac{4\omega^2 L_c}{\nu^2} \quad 1.1)$$

Avec :

- ✗ ω - vitesse angulaire du rotor
- ✗ L_c - longueur caractéristique
- ✗ ν - viscosité cinématique

Dans son travail, Congnet a étudié l'évolution des turbulences dans un écoulement de couette en fonction de l'augmentation de la vitesse. Il a démontré que la géométrie avait un rôle important sur les transitions entre les différents régimes. *Cognet. G, 1984. Les étapes vers la turbulence dans l'écoulement de Taylor-couette entre cylindres coaxiaux. Journal de Mécanique théorique et appliqué, pp. 7-44.*

En effet, l'épaisseur de l'entrefer est en relation directe avec l'apparition des tourbillons, de sorte que plus le rapport des rayons des cylindres était petit, plus il y avait de tourbillons et ce pour des nombres de Taylor (Ta) élevés.

La **figure 1.3** montre l'influence du rapport entre les deux rayons des cylindres sur les transitions.

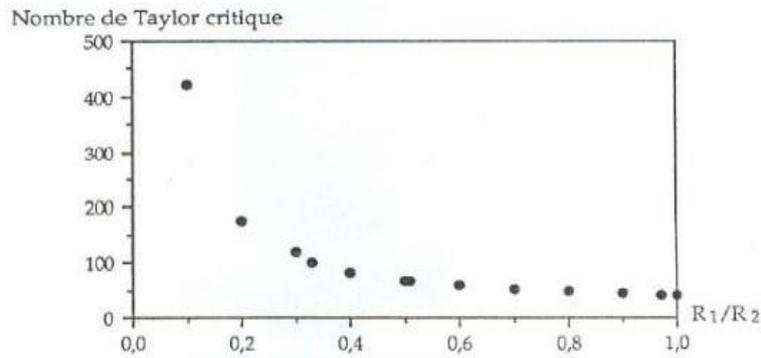


Figure 1.3 influence de l'épaisseur de l'entrefer sur la transition

Par la suite Andereck et al. ont détaillés différents types de vortex de Taylor pouvant se former sous différentes vitesses de rotation des cylindres [3]. Ils ont défini près de 20 régimes d'écoulement différents lorsque les deux cylindres sont mis en rotation. Ils sont détaillés sur la **figure 1.4**.

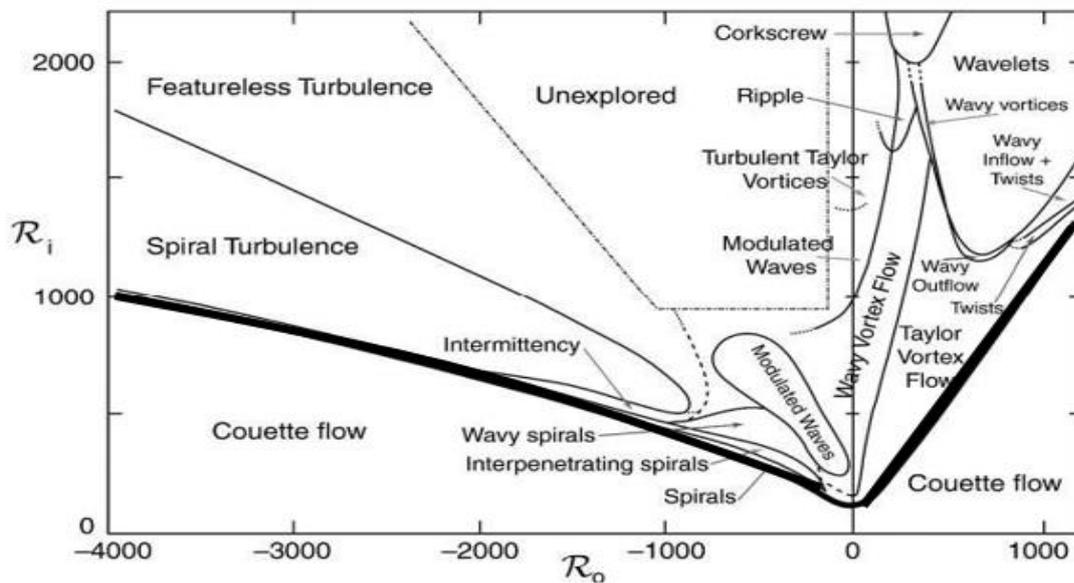


Figure 1.4 Régimes d'écoulement apparaissant entre deux cylindres coaxiaux en fonction des nombres de Reynolds intérieur R_o et extérieur R_i

Il existe donc une vitesse de rotation critique au-delà de laquelle l'écoulement devient bidimensionnel et axisymétrique et il présente des tourbillons de Taylor.

1.2.2 Ecoulements de type TAYLOR-COUPETTE-POISEUILLE :

Ce type d'écoulement apparaît lorsqu'on impose un débit axial supplémentaire au sein de l'entrefer. Il se produit alors deux mécanismes qui vont interagir : les effets centrifuges générés par la rotation et les effets d'entraînement axial. Il y a alors formation d'un écoulement hélicoïdal dans l'entrefer.

Kaye et Elgar [5] ont étudié ce phénomène, et ont pu distinguer quatre régimes d'écoulement différents en fonction du nombre de Taylor et du nombre de Reynolds

- a : régime laminaire stable
- b : régime laminaire avec tourbillons de Taylor
- c : régime turbulent avec tourbillons de Taylor
- d : régime turbulent

La **figure 1.5** montre les frontières entre les régimes d'écoulement, où :

b : écoulement laminaire avec tourbillons

c : écoulement turbulent avec tourbillons

d : écoulement turbulent

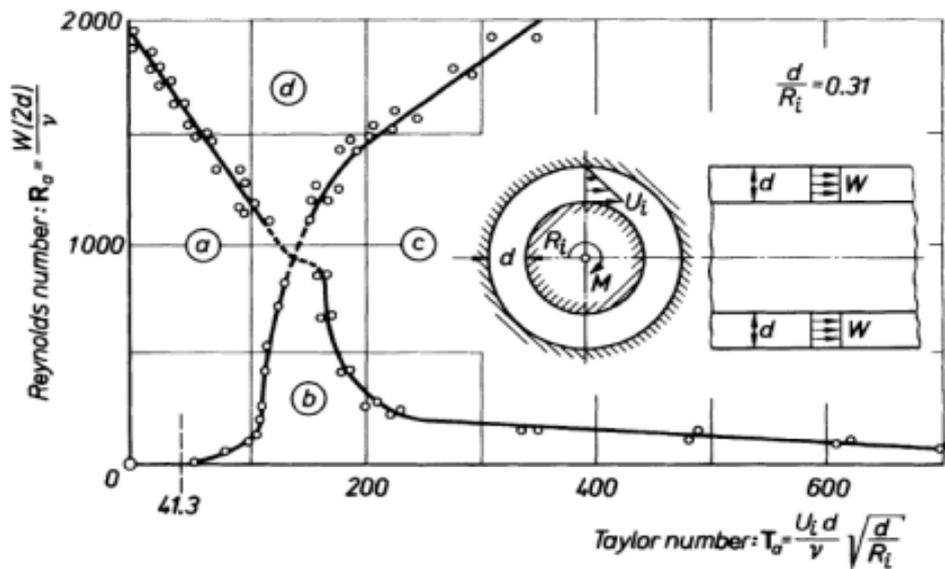


Figure 1.5 Régimes pour un écoulement combiné [5]

Gazley et al. [12] ont étudié le Transfer de chaleur par convection engendré par un écoulement combiné (axial et rotationnel) entre deux cylindres concentriques pour plusieurs surfaces lisses et encochées. Ils y ont incorporé une application spécialement aux machines asynchrones. Ils ont pu tirer des données sur l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds.

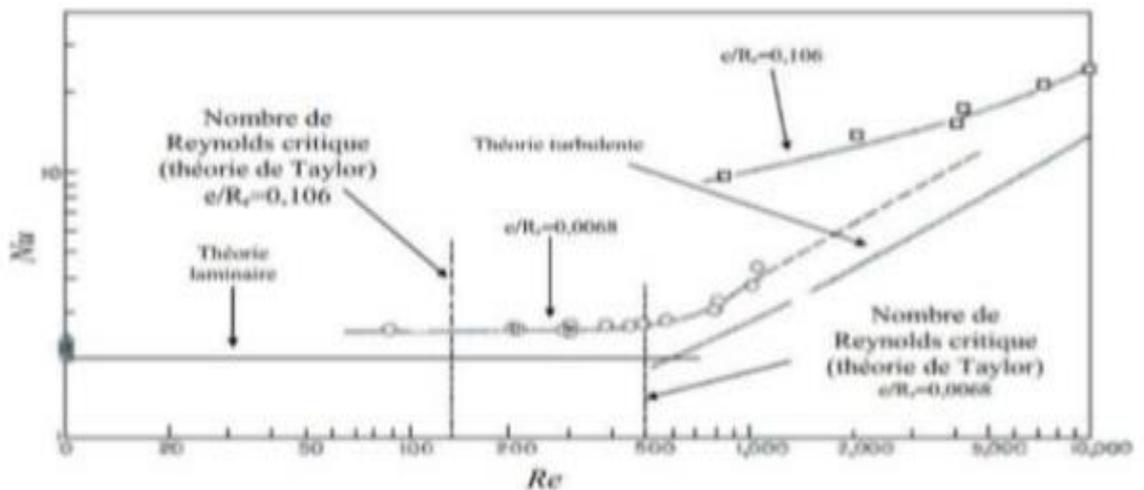


Figure 1.6 Évolution du Nusselt en fonction du Reynolds pour un entrefer lisse [12].

Leurs recherches ont été menées en fixant un nombre de Reynolds axial $Re_a = 1,2 \times 10^4$ et un nombre de Reynolds rotationnel $Re_\Omega = 1,1 \times 10^4$.

Tachibana et Fukui [13] ont mené des recherches approfondies portant sur les transferts de chaleur par convection dans un espace annulaire en présence d'un écoulement axial.

Leur expérience a abouti au fait que le taux de chaleur dissipée vers l'air par le cylindre interne tournant est la somme du taux de chaleur transféré par le flux axial et le taux de chaleur transféré par rotation.

Gardiner et Sabersky [14] ont dédié leur étude expérimentale au le transfert de chaleur dans un espace annulaire entre un cylindre interne rotatif et un cylindre extérieur fixe en présence d'un écoulement axial, où le nombre de Prandtl du fluide $Pr = 2,5 ; 4,5$ et $6,5$.

Pour le nombre de Reynolds axial $Re_a = 7000$ et le nombre de Taylor $Ta = 1100$. Les chercheurs ont constaté que le nombre de Nusselt augmente progressivement avec le nombre de Prandtl Pr quand il s'agit des écoulements laminaires et transitoires, par contre pour l'écoulement turbulent le transfert de chaleur dans l'espace annulaire est peu par le nombre de Prandtl.

Ils sont également arrivés à déterminer qu'avant l'apparition des tourbillons de Taylor, la rotation du cylindre n'avait aucune influence dans le cas d'un écoulement combiné.

Le transfert de chaleur s'élève en augmentant le nombre de Taylor, et diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds axiaux.

Lee et Minkowycz [15] ont mené des études expérimentales sur les caractéristiques du transfert de chaleur dans un espace annulaire entre deux cylindres concentriques. Le cylindre interne mobile et un cylindre externe fixe.

Ils ont sélectionné quatre configurations différentes de cylindres intérieurs et extérieurs et procédé à une variation du nombre de Reynolds entre ($50 < Re < 1000$) et du nombre de Taylor entre ($32 < Ta < 4500$).

Pour la configuration « cylindre extérieur lisse/un cylindre intérieur lisse », les résultats expérimentaux montrent que l'effet d'entrée est négligeable pour un nombre élevé de Taylor, et ce, parce que le transfert de chaleur est dominé par l'effet de vorticité de Taylor.

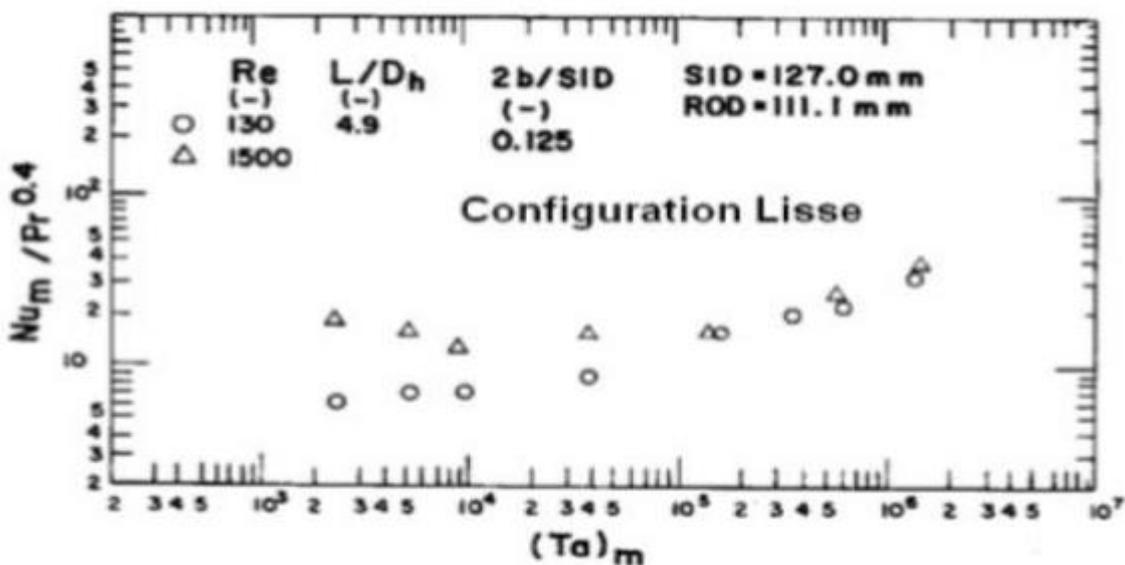


Figure 1.7 caractérisation des transferts convectifs

1.3 Les échanges thermiques :

Le transfert thermique est un échange d'énergie entre deux corps (ou un fluide), il se produit spontanément depuis les régions à température plus élevée vers les régions à température plus basse. Or, nous savons que les moteurs électriques, du fait de leur fonctionnement, génèrent de la chaleur. L'évacuation de cette dernière se base sur 3 mécanismes, ce sont les 3 modes de transfert thermique.

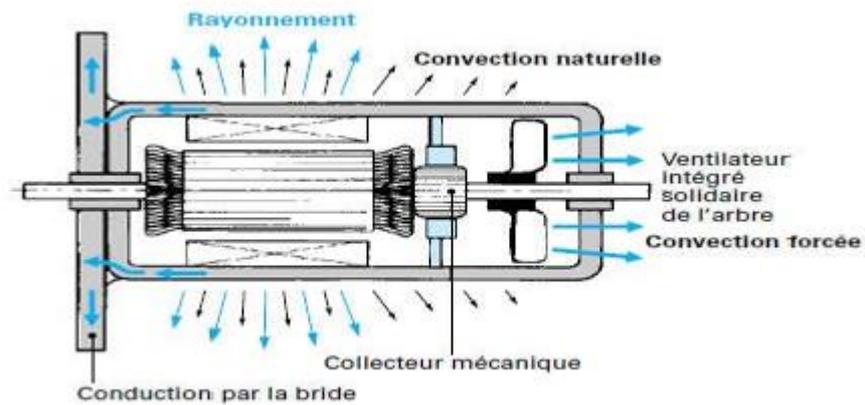


Figure 1.8 Mécanismes de transfert de chaleur dans un moteur électrique

La propriété d'un matériau à conduire la chaleur est caractérisée par sa conductivité thermique.

1.3.1 Transfert thermique par conduction :

C'est un mode de transfert par diffusion qui se produit par contact entre deux corps, le flux thermique dépend de la conductivité thermique λ du matériau [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]

Le flux de chaleur échangé s'écrit :

$$\varphi = -\lambda \frac{dT}{dn} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}T} \quad (1.2)$$

- ✗ Le signe négatif est dû au sens du mécanisme de transfert qui se fait toujours des régions à haute température vers les régions à basse température.
- ✗ $\frac{dT}{dn}$ est le gradient de température dans la direction du vecteur normal de surface, et le flux de chaleur φ est exprimé en [W.m^{-2}].

Plus la conductivité thermique d'un matériau est grand, plus sa capacité à transmettre la chaleur sera grande. Les matériaux solides ont généralement une plus grande conductivité thermique que les liquides ou les gaz, où elle est pratiquement inexistante.

On considère notre structure comme étant homogène et isotrope, l'équation générale de la conduction de chaleur pour notre cas s'écrit donc :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \left\{ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right\} + \frac{Q}{\rho c} = \frac{\lambda}{\rho c} \nabla^2 T + \frac{Q'}{\rho c} \quad (1.3)$$

Où :

- ✗ $\frac{\partial T}{\partial t}$ est le gradient de température par rapport au temps ;
- ✗ $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ sont les dérivés partielles du second ordre dans les directions x, y et z.
- ✗ $\frac{Q}{\rho c}$ La production de chaleur interne.
- ✗ Q' est le taux de génération de chaleur exprimée en $[W \cdot m^{-3}]$.
- ✗ $\frac{\lambda}{\rho c}$ est le terme de la diffusivité thermique exprimée en $[m^2 \cdot s^{-1}]$.

1.3.2 Transfert thermique par convection :

Les échanges de chaleur par convection ont lieu lorsqu'il y a un échange d'énergie thermique entre un corps solide et un fluide, cet échange se fait des parties chaudes vers les parties froides suivant un mécanisme assez particulier.

Tout d'abord, il y a un échange de chaleur qui se produit entre les molécules du fluide et la surface de la paroi avec laquelle elles sont en contact. Ensuite, ces molécules, qui ont emmagasiné de l'énergie, vont la retransmettre aux molécules adjacentes situées dans les régions à température inférieure. Et ainsi de suite ; puis, du fait de son mouvement, le fluide va transporter cette énergie accumulée sous forme de chaleur.

On classe le mécanisme de transfert de chaleur par convection en deux catégories :

- **La convection naturelle**, qui se produit lorsque l'écoulement du fluide sur les parois, se fait naturellement. Lors d'un échange de chaleur entre la paroi et le fluide un gradient de température se crée qui, à son tour, engendre une différence de masse volumique dans le fluide, cette différence va créer un mouvement vertical appelé « mouvements de convection », résultant des variations latérales de la poussée d'Archimède, et ainsi de suite renouvelant continuellement le fluide en contact avec la paroi solide.
- **La convection forcée**, qui se produit Lorsque le mouvement du fluide est induit par la présence d'un ventilateur ou d'une pompe ou d'un quelconque phénomène externe.

On modélise généralement les transferts convectifs par une relation entre le flux de chaleur et la température. Elle est linéaire, et s'écrit :

$$\varphi_P = h (T_P - T_{réf}) \quad (1.4)$$

Avec :

- $T_{réf}$ est la température de référence, c'est généralement une moyenne de l'ensemble du champ de température dans le fluide.
- h est le coefficient d'échange convectif, Il permet de quantifier le transfert de chaleur réalisé par le phénomène de convection, il est propre au fluide. Sa valeur est exprimée en $[W m^{-2} K^{-1}]$, elle dépend des propriétés thermo-physiques du fluide ainsi que de la vitesse et du régime d'écoulement.

Il est souvent exprimé en fonction du nombre de Nusselt :

$$h = \frac{\lambda_f}{D_h} Nu \quad (1.5)$$

Tel que :

- ✗ λ_f est La conductivité thermique du fluide (l'air)
- ✗ D_h est Le diamètre hydraulique $D_h = \frac{4S}{p}$

Avec :

S : est la section de passage.

P : est le périmètre mouillé.

1.3.3 Transfert thermique par rayonnement :

C'est un mécanisme de transfert de chaleur qui ne nécessite pas la présence d'un milieu matériel intermédiaire et peut donc transporter de la chaleur à travers le vide. Ainsi, c'est grâce au rayonnement thermique que le Soleil nous transmet de l'énergie thermique par exemple.

Le rayonnement dépend fortement de la température du corps. Ainsi, tout corps dont la température est supérieure à 0 K, émet des ondes électromagnétiques.

Plus la température est élevée, plus le rayonnement thermique s'avère intense aux courtes longueurs d'onde. Un corps qui, pour une température donnée, émet le maximum d'énergie est appelé « corps noir », il est capable d'absorber intégralement le rayonnement qu'il reçoit.

La structure que l'on étudie (moteur électrique), n'est pas considéré comme un corps noir, mais plutôt comme un corps gris. Cela signifie donc que le facteur de transmission τ est égale à 0. De plus l'émissivité ε et le facteur d'absorption α sont égaux et indépendants de la longueur d'ondes et de la direction d'émission ou d'incidence.

Elles sont reliées par la relation :

$$\varepsilon = \alpha = 1 - \rho \quad (1.6)$$

Où :

- ρ est le facteur de réflexion.

Les transferts thermiques par radiation sont extrêmement complexes à étudier et ils dépendent fortement de la configuration étudiée, par exemple, dans notre cas, le flux échangé par le rotor et le stator dans l'entrefer d'un moteur électrique peut s'écrire comme suit :

$$\varphi_{\leftrightarrow}^{rs} = \frac{S_r \cdot \sigma(T_r^4 - T_s^4)}{\frac{1 - \varepsilon_r}{\varepsilon_r} + \frac{1}{F_{rs}} + \frac{1 - \varepsilon_s}{\varepsilon_s} \frac{S_r}{S_s}} \quad (1.7)$$

Où :

S_r , S_s , T_r et T_s sont respectivement les surfaces et les températures du rotor et du stator ;

- ✦ σ est la constante de Stefan-Boltzman égale à $5,65 \cdot 10^{-8}$ [W.m⁻².K⁻⁴] ;
- ✦ ε_r et ε_s sont respectivement, les émissivités du rotor et du stator ;
- ✦ F_{rs} est le facteur de forme entre le rotor et le stator, dans notre cas, pour une faible épaisseur de l'entrefer on considère que tout ce qui est émis du rotor atteint le stator, et donc $F_{rs} = 1$;

1.4 Les pertes dans les moteurs électriques :

Le principe de fonctionnement d'un moteur électrique est de transformer l'énergie électrique qu'il reçoit en énergie mécanique. Ceci dit, le moteur ne transforme pas la totalité de l'énergie qu'il reçoit en énergie mécanique, durant son fonctionnement, le moteur est sujet à de nombreuses pertes, qui se traduisent par la génération de chaleur. Cette dernière doit être contrôlée et évacuée pour éviter tout problème de fonctionnement lié à la surchauffe du moteur.

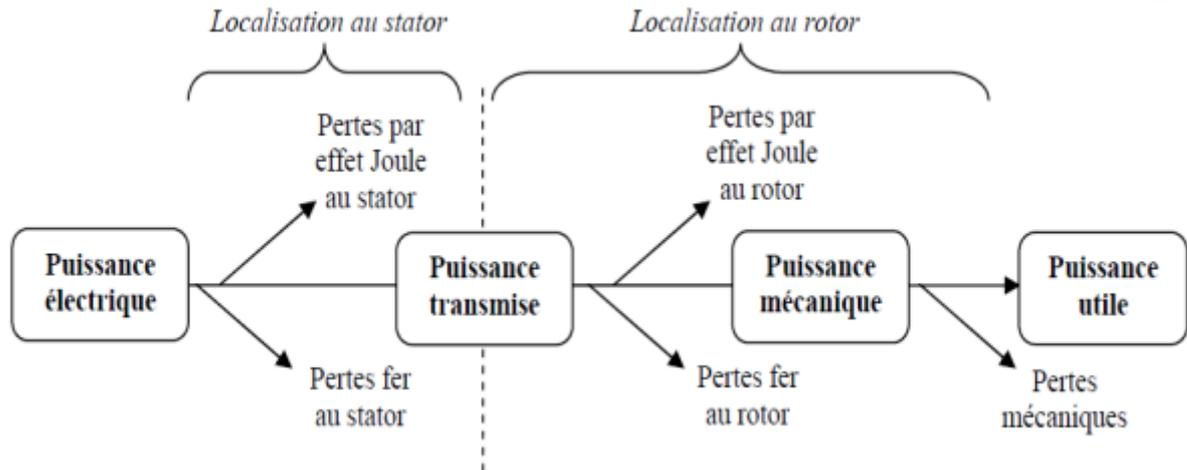


Figure 1.9 transfert de puissance dans une machine asynchrone

On distingue trois types de pertes dans un moteur électrique :

1.4.1 Les pertes par effet joule :

Dès qu'un courant circule dans un matériau conducteur, il se produit une déperdition d'énergie. Le transport de l'énergie électrique fait chauffer le câble et génère des pertes d'énergie. On appelle cette dissipation de chaleur l'effet joule.

On calcule ces pertes ainsi :

$$P = R \cdot I^2 \quad (1.8)$$

Où :

- ✗ R représente la résistance électrique du matériau conducteur, elle dépend principalement de la répartition de l'intensité du courant dans le conducteur ainsi que la température de ce dernier.

1.4.2 Les pertes fer :

Ce type de pertes symbolisé P_{fer} se produit au sein du circuit magnétique, elle représente la somme des pertes engendrées par les pertes d'hystérésis (P_h) et les pertes par courants de Foucault (P_e).

1.4.3 Les pertes mécaniques :

Dans un moteur électrique, il y a de nombreuses pièces qui sont en mouvement notamment le rotor, d'autres qui sont en contact avec l'écoulement d'un fluide. Ces déplacements sont généralement accompagnés de frottements (entre deux pièces solides ou entre un solide et un fluide), on distingue trois causes à ces frottements :

- Les pertes aérodynamiques dues au frottement avec l'air, en particulier au niveau de l'entrefer.
- Les pertes mécaniques provoquées par frottement dans les paliers ou dans les roulements.
- Les pertes par ventilation induite par le fait de la présence du flux axial qui fait circuler l'air.

2 Chapitre II:

Modélisation numérique des turbulences

2.1 Introduction :

L'écoulement turbulent est caractérisé par le mouvement chaotique des particules du fluide. Contrairement au flux laminaire, le fluide ne coule pas en couches parallèles, le mélange latéral y est donc très élevé, et il y a une rupture entre les couches. La turbulence est également caractérisée par la recirculation, les tourbillons et le caractère aléatoire apparent de l'écoulement.

Dans un écoulement turbulent, les différents paramètres du fluide en un point subissent continuellement des changements d'amplitude et de direction, d'où l'utilité donc de travailler avec des équations moyennées.

Claude NAVIER en 1823 a formulé pour la première fois les équations caractérisant le mouvement des fluides, qu'il soit turbulent ou laminaire.

En 1883 Osborne REYNOLDS a mené des études expérimentales sur l'écoulement d'un fluide dans une conduite, il a pu observer les différents régimes d'écoulement ainsi que la transition d'un régime à l'autre. Malheureusement, le caractère hautement intermittent et irrégulier des turbulences complique les analyses, ce qui fait que la turbulence est souvent considérée comme le dernier problème non résolu de la physique mathématique classique.

Pour un écoulement turbulent, l'application des équations de Reynolds moyennées font apparaître 6 fonctions inconnues supplémentaires, ce qui porte le nombre total de fonctions inconnues à 10 pour 4 équations, ce qui pose un problème de fermeture.

La fermeture du système va se faire donc par l'utilisation du modèle de turbulence **K-ε** et **RSM** via le logiciel de calcul **FLUENT** afin d'étudier le caractère aérothermique de l'écoulement pour l'entrefers lisse et pour l'entrefers rainuré.

2.2 Principales méthodes d'approches pour la turbulence :

Les principales approches pour étudier numériquement la turbulence sont :

- La D.N.S : Simulation Numérique Directe (Direct Numerical Simulation)
- La L.E.S : Simulation des grandes échelles (ou structures) (Large Eddy Simulation)
- La R.A.N.S : Équations de Navier Stokes Moyennées (Reynold Averaged Navier Stokes).

2.2.1 La simulation directe D.N.S :

La simulation numérique directe (DNS) résout toutes les fluctuations spatiales et temporelles sans nécessiter de modélisation, mais elle est extrêmement coûteuse en termes de calculs et se limite à des géométries simples.

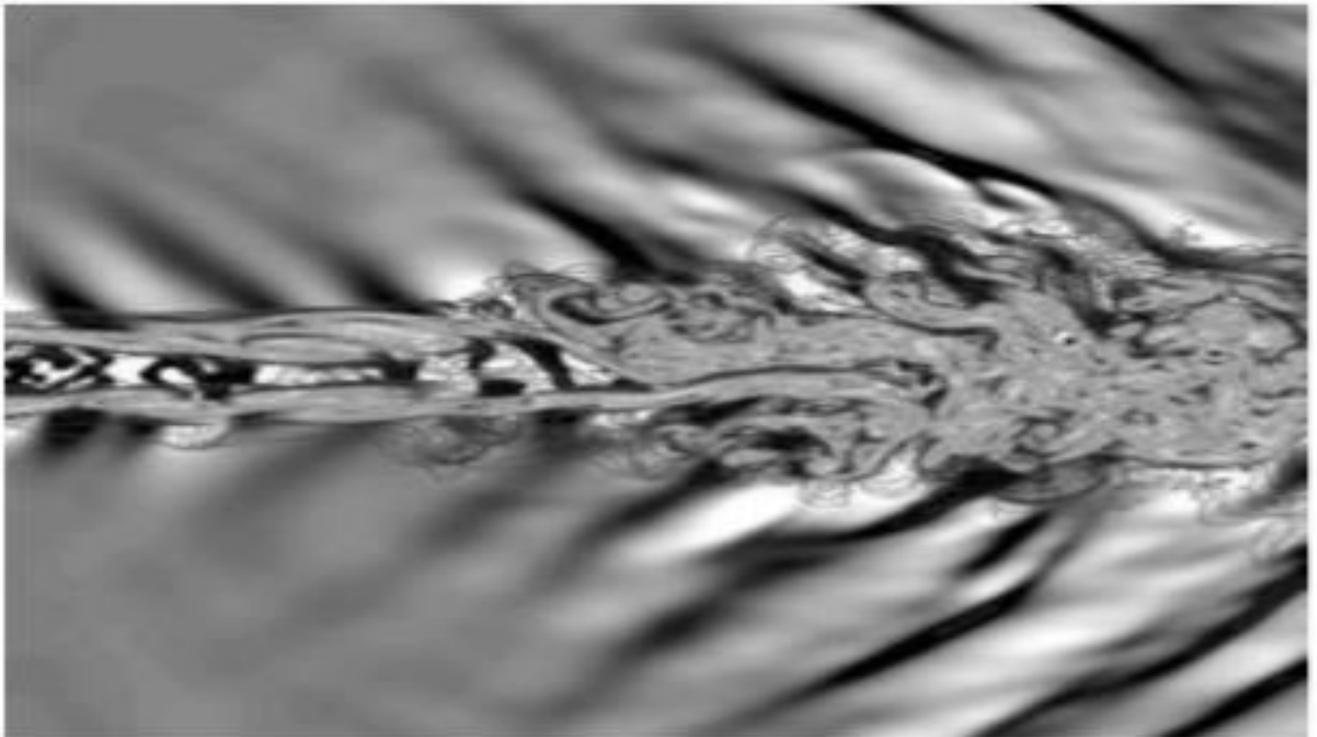


Figure 2.1 : *simulation directe d'un jet, $M=1.92$ (d'après [Freund[8]])*

2.2.2 Simulation des grandes échelles (LES) :

Dans l'impossibilité de résoudre directement toutes les structures d'un écoulement on va procéder autrement par l'approche « Large Eddy Simulation » qui se contente de ne résoudre que les plus grandes échelles de l'écoulement.

Les points d'appui porteurs d'énergie qui passe en premier lieu sont bien calculés.

La non-résolution directe des petites échelles oblige donc la modélisation de leur impact sur l'écoulement. Le modèle en relation est appelé modèle de sous-maille.

L'aspect dissipatif est introduit par une viscosité supplémentaire appelée viscosité de sous-maille. Ainsi, d'une part, on modélise les équations à l'échelle de la maille et, d'autre part, on résout en tout point et à chaque instant les équations instationnaires sur l'ensemble du Domaine. On fait donc en quelque sorte une DNS filtrée au niveau sous-maille.

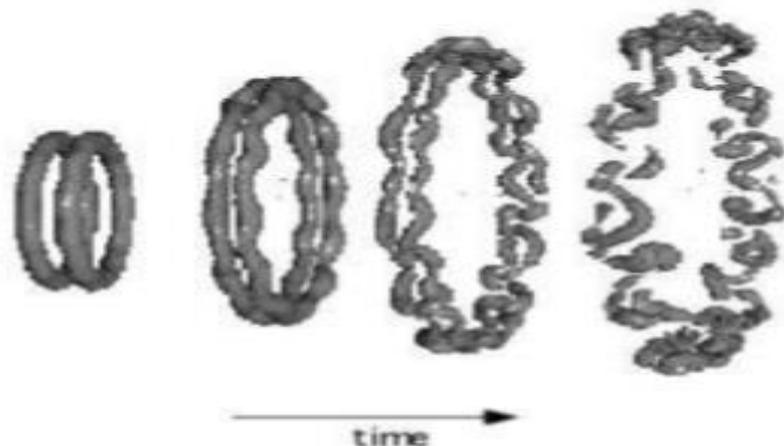


Figure 2.2 : Simulation des grandes échelles : collision axiale de deux anneaux tourbillonnaires (d'après Mansfield [9]).

2.2.3 Modèles de turbulence de type RANS :

La turbulence est un phénomène aléatoire et chaotique, ce qui implique une application statique, dans le but d'exprimer les équations du champ moyen. Le problème qui

CHAPITRE II : Modélisation numérique des turbulences se pose lors de la simulation les petites structures de l'écoulement sont à éviter. La taille de maille, ainsi que la valeur des pas de temps pour des études instationnaires devient plus importante. Pour modéliser les écoulements turbulents on utilise des approches, parmi celle-ci, la plus utilisée est l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes). Dans le but de transformer les équations de Navier stocks dans les équations RANS. On utilise pour ça la décomposition de Reynolds.

2.3 Equations régissant l'écoulement :

On considère l'écoulement comme permanent, le fluide est newtonien et incompressible ;

- **Equation de conservation de la masse :**

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

- **Equation de conservation de la quantité de mouvement :**

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.2)$$

- **Equation de conservation de l'énergie :**

$$\vec{u} \overrightarrow{\text{grad}} T = k \Delta T \quad (2.3)$$

Tel que :

- $\nu = \frac{\mu}{\rho}$; représente la viscosité cinématique
- $K = \frac{\lambda}{\rho c_p}$; représente la diffusivité thermique

2.4 Equations de Reynolds :

2.4.1 Moyenne temporelle :

Toutes les approches pratiques de calcul (résolution numérique) font appel à la notion de grandeur moyenne. La moyenne est, à l'origine, une moyenne d'ensemble (moyenne stochastique), c'est-à-dire qu'elle est prise sur un ensemble d'expériences effectuées dans des conditions identiques.

Ainsi, au lieu de chercher à déterminer l'évolution spatiale et temporelle des grandeurs instantanées, on s'intéresse essentiellement au comportement de leurs « moyennes temporelles ». Elle est définie comme suit :

$$\bar{U}(x_j) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t U_i(x_j) dt$$

2.4)

$$\bar{P} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t P dt$$

L'importance et l'intérêt de cette procédure résident dans le fait que ce sont les écoulements moyens, représentant les caractéristiques globales des écoulements instationnaires, qui intéressent en premier l'ingénieur.

2.4.2 Equations de Reynolds :

Notre étude se base sur la modélisation numérique utilisant les modèles statistiques. Ainsi, afin de transformer les équations de transport de quantité de mouvement et de chaleur en équations moyennées on pratique une décomposition des variables instantanées de l'écoulement, dite « décomposition de Reynolds ».

L'opérateur moyen est décrit ci-dessous :

Considérons les fonctions f et g

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.5)$$

Où : f est la partie moyenne

f' est la partie fluctuante

$$g = \bar{g} + g' \quad (2.6)$$

Où :

\bar{g} est la partie moyenne d'ensemble

g' est la partie fluctuante

Les opérations qui s'y appliquent sont donnés comme suit :

$$\overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g} \quad (2.7)$$

$$\overline{\alpha \cdot f} = \alpha \cdot \bar{f} \quad (2.8)$$

$$\overline{\frac{\partial f}{\partial x}} = \frac{\partial}{\partial x} \bar{f} \quad (2.9)$$

$$\overline{g \cdot \bar{f}} = \bar{f} \cdot \bar{g} \quad (2.10)$$

$$\overline{f \cdot g} = \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f' \cdot g'} \quad (2.11)$$

Les équations moyennes sont obtenues en appliquant l'opérateur de moyenne sur les grandeurs instantanées, tel que :

$$u_i(x, t) = U_i(\vec{x}, t) + u'_i(\vec{x}, t) \quad (2.12)$$

Et

$$p(\vec{x}, t) = P(\vec{x}, t) + p'(\vec{x}, t) \quad (2.13)$$

En appliquant la décomposition de Reynolds on obtient :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.14)$$

Par soustraction de l'équation de continuité du mouvement, on obtient :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.15)$$

L'équation de continuité est donc vérifiée pour les quantités moyennes et fluctuantes.

La vitesse moyenne est donc donnée par ses composantes, tel que :

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.16)$$

Nous sommes en présence d'un fluide incompressible, donc :

$$\overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} \quad (2.17)$$

En introduisant le tenseur de Reynolds défini comme :

$$R_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \quad (2.18)$$

On obtient les équations moyennées suivantes :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\tau_{ij}} + R_{ij}) \quad (2.19)$$

Avec : $\overline{\tau_{ij}} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$.

Les termes sont appelés « contraintes de Reynolds », par analogie aux contraintes visqueuses avec lesquelles elles sont en sommation, cette dernière permet de former un tenseur symétrique dit « tenseur de contrainte de Reynolds ». Il en résulte évidemment 6 termes inconnus supplémentaires :

$$R_{ij} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'w'} \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Ce qui nous amène au problème de fermeture cité dans l'introduction, où le tenseur de Reynolds introduit 6 nouveaux inconnus, ce qui porte le nombre total d'inconnus à 10 alors que nous ne disposons que de 4 équations.

Pour pouvoir résoudre ce système il faut alors trouver un nombre suffisant d'équations supplémentaires. C'est dans ce but que les modèles de résolution ont été créés.

2.5 Classification des modèles de turbulence :

Il existe plusieurs modèles de turbulence, ils sont réunis en deux grandes classes :

- Les modèles du premier ordre ou modèles à viscosité turbulente : ils sont basés sur l'hypothèse de Boussinesq [10]. Elle consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide d'une viscosité turbulente.
- Les modèles du second ordre : ici, les tensions de Reynolds sont calculées directement.

Les modèles du premier ordre sont classifiés selon le nombre d'équations supplémentaires du modèle, ce qui nous donne :

- Modèle à 0 équation (Longueur du mélange)
- Modèle à 1 équation (k, énergie cinétique turbulente).
- Modèle à 2 équations (k- ϵ , k- ω ,...etc.)
- Modèle à 7 équations ($R_{ij} - \epsilon$,...etc.)

Le choix du modèle se fait minutieusement, en fonction des types de résultats que l'on veut obtenir, des moyens de calculs mis en œuvre ainsi que la qualité et la précision des résultats voulus.

L'un des modèles les plus utilisés est le **modèle K-ε**.

2.6 Le modèle de turbulence K-ε standard :

Le modèle k-ε conçu par *B. E Launder* et *D. B Spalding* en 1972 est devenu le plus populaire des modèles de turbulence pour sa simplicité et la possibilité de l'utiliser pour différents types d'écoulement.

Néanmoins, ce modèle présente, sous sa version standard, un défaut majeur au voisinage des parois : il ne prédit pas correctement cette zone en raison des faibles intensités turbulentes qui la caractérisent.

- **Les termes des contraintes de Reynolds sont :**

$$-\rho \overline{u_i u_j} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (2.21)$$

Et :

- Le tenseur de Reynolds représenté par : $\delta_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$
- La viscosité turbulente représentée par : $\mu_t = \rho \nu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ où $C_\mu = 0,99$
- L'énergie cinétique turbulente $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)$
- Le taux de dissipation de l'énergie cinétique $\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}$

2.7 Construction de l'équation de transport de k :

Les étapes pour la construction de l'équation de transport de k se présentent comme suit :

L'énergie cinétique de la turbulence s'écrit :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2) \quad (2.22)$$

Ce qui nous permet de déduire l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente :

$$U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = - \overline{u'_k u'_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_k}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_k P'}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_k \partial x_k} - \nu \frac{\partial \overline{u'_j \partial u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} \quad (2.23)$$

Avec :

- $P_k = - \overline{u'_k u'_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}$ Il représente l'énergie cédée par le mouvement moyen au mouvement turbulent, on l'appelle production turbulente.
- $\tau_k = \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_k}}{\partial x_k}$ Terme de diffusion turbulente par les fluctuations de vitesses.
- $\pi_k = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_k P'}}{\partial x_i}$ Transfert d'énergie par pression et vitesse fluctuantes
- $D_k = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_k \partial x_k}$ Terme de diffusion de l'énergie cinétique turbulente par la viscosité.
- $\epsilon_k = \nu \frac{\partial \overline{u'_j \partial u'_j}}{\partial x_k \partial x_k}$ Terme de dissipation thermique.

En appliquant le concept de viscosité turbulente (Hypothèse de Boussinesq), on obtient pour le terme de production :

$$-\overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \left[\mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \quad (2.24)$$

Par analogie avec la diffusion visqueuse, le terme de diffusion et de couplage avec la pression fluctuante de k s'écrit :

$$-\rho (\overline{k u'_k} + \overline{P u'_k}) = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \quad (2.25)$$

En ce qui concerne le terme de dissipation, il s'écrit comme suit :

$$2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} = \rho \epsilon \quad (2.26)$$

Ainsi, l'équation de k se met sous la forme :

$$U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \epsilon \quad (2.27)$$

Pour finir l'équation modèle pour k :

$$\left[U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \epsilon \right] \quad (2.28)$$

2.8 L'équation de transport de ε :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = & -2\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \right) - 2\nu \overline{u'_k} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \right) \\
 & - 2\nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \right) - \left(\frac{\partial u'_k}{\partial x_k} \varepsilon_k \right) - 2 \frac{\nu}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) \right) \\
 & + \nu \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_k^2} \right) - 2\varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_i \partial x_k} \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_i \partial x_k} \right) \quad (2.29)
 \end{aligned}$$

L'équation de transport pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence, ε , est obtenue après avoir approché les termes de production et de dissipation sur des bases essentiellement empiriques.

L'équation de transport standard correspondante s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (2.30)$$

2.9 Constantes empiriques de la version standard du modèle k- ε :

Les constantes empiriques prennent des valeurs qui diffèrent selon la version du modèle choisie. Pour la version standard du modèle k- ε , ces constantes prennent les valeurs suivantes :

Tableau 2.1 : valeurs des constantes

Constantes	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_μ	σ_t	σ_k	σ_ε
	1,44	1,92	0,09	0,9	1	1,3

La constante $C_{\varepsilon 3}$ est généralement donnée par l'expression :

$$C_{\varepsilon 3} = \tan h \left[\frac{\bar{v}}{\bar{u}} \right] \quad (2.31)$$

De telle sorte que :

- $C_{\varepsilon 3} = 0$ Pour un écoulement horizontal,
- $C_{\varepsilon 3} = 1$ Pour un écoulement vertical.

2.10 Le modèle k- ω standard :

Le modèle k- ω est traité pour l'appréciation de la viscosité turbulente μ_t . L'énergie cinétique turbulente k et la dissipation ω ont réussi à acquérir à partir des équations suivantes :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \bar{P} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2.32)$$

Et

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{v_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (2.33)$$

Avec

$$\Gamma_k = \mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad , \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (2.34)$$

Tableau 2.2 : Constantes du modèle k- ω standard

Constantes	β^*	α	β	w_K	σ_w
Valeurs	0.09	5/9	3/40	2.0	2.0

2.11 Modèle de fermeture k- ω SST :

Le modèle Shear Stress Transport $k\omega$, propose par *Menter [25] en 1994* est un modèle hybride, En utilisant des modèles de turbulence qui résulte la différence pour la proche partie de la paroi et dans le contenu de l'écoulement. La transition d'un modèle vers l'autre se fait un développement progressif à partir d'un "mélange". L'utilisation de l'approche $k\omega$ c'est probable l'écoulement dans la région destinée à l'usage déterminer par la viscosité, et possède une qualité bien supérieure, ça

C'est un avantage qui ne nécessite pas la fonction d'amortissement, f , alors que l'approche $k\epsilon$ est utilisée pour l'autre partie de l'écoulement. Une fonction permet la garantie de la transition d'un modèle l'autre.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \bar{P} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{v_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + (1 - F_1) 2\rho \sigma \omega_2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad 2.36)$$

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad P_k = \tau_{ij} \frac{\partial U}{\partial x_j}, \quad \bar{P}_k = \min(\bar{P}_k, c_1 \epsilon)$$

Les coefficients ϕ du modèle sont des fonctions de F_1 :

$$\phi = F_1 \cdot \phi_1 + (1 - F_1) \cdot \phi_2 \quad 2.37)$$

Où : ϕ_1 et ϕ_2 sont des constantes des modèles K - ϵ et k- ω respectivement.

Tableau 2.3 : Constantes du modèle k- ω SST

CONSTANTES	ϕ_K	$\phi_{\omega 1}$	γ_1	β_1	C_1	k	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$	β_2
Valeurs	2.0	2.0	0.5532	0.075	10	0.41	1.0	1.168	0.0828

-Fonctions de relaxation F1 et F2 :

$$F_1 = \tanh(\text{arg}_1^4) \quad (2.38)$$

$$\text{arg}_1 = \min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega \gamma}; \frac{500 v}{\gamma^2 \omega}\right); \frac{4\rho\sigma\omega_2 k}{CDx\omega\gamma^2}\right) \quad (2.39)$$

$$CDk_\omega = \max\left(2\rho\sigma\omega_2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 1. e^{-10}\right) \quad (2.40)$$

$$F_2 = \tanh(\text{arg}_2^2) \quad (2.41)$$

$$\text{arg}_2 = \min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega \gamma}; \frac{500 v}{\gamma^2 \omega}\right)\right) \quad (2.42)$$

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.43)$$

2.12 Modèle de fermeture RSM :

Reynolds stress model, c'est un modèle du second ordre ou aux tensions de Reynolds. Il résout les équations de transport pour toutes les composantes du tenseur de contraintes de Reynolds.

Il rend clair les effets d'anisotropie qui résultent de la présence d'un mouvement tourbillonnaire important, du changement rapide de vitesse et aux écoulements secondaires dans les conduites ou à la présence d'un ou plusieurs courbures dans cette dernière.

L'intérêt des modèles RSM par rapport aux modèles du premier ordre est le fait qu'ils permettent de s'affranchir d'une relation locale entre les tensions de Reynolds et l'écoulement moyen. Ce modèle peut être considéré comme étant le plus complet des modèles de turbulence classiques, les conditions initiales ainsi que les conditions aux limites sont les seuls paramètres à fournir. Il met à disposition des calculs satisfaisants pour les

CHAPITRE II : Modélisation numérique des turbulences
écoulements moyens et la totalité des tensions de Reynolds pour une multitude
d'écoulements, qu'ils soient simples ou complexes. Néanmoins, il nécessite des moyens
informatiques couteux.

Des modèles d'ordre supérieur, basés sur la fermeture d'équations de transport
d'ordre égal ou supérieur à trois, sont difficilement envisageables, d'une part par le manque
de données expérimentales sur ce type de corrélations, et d'autre part par la lourdeur de la
démarche engagée.

Les modèles RSM constituent donc un bon intermédiaire entre les modèles à viscosité
turbulente et les méthodes du type **LES**.

2.13 Modélisation de l'écoulement près des murs et « lois de paroi » associées au modèle k- ϵ

L'application du modèle k- ϵ à l'étude des écoulements turbulents est basée sur
l'hypothèse que ces écoulements sont totalement turbulents, on ne peut donc appliquer le
modèle qu'aux régions où cette hypothèse est vérifiée. Or, près des parois du rotor et du
stator, la partie proche paroi de la couche limite est essentiellement laminaire à cause de
l'effet prépondérant des contraintes visqueuses.

Les grandeurs turbulentes, k et ϵ notamment, sont théoriquement nulles et
numériquement très faibles dans ces régions. Par conséquent, le modèle k- ϵ n'est plus valable
et ne peut être appliqué dans ces endroits.

Afin de remédier à cette lacune du modèle k- ϵ standard Les lois de paroi ou «wall-
functions» sont utilisées pour fournir les conditions aux limites pour les contraintes aux
niveaux des parois, nécessaires à la résolution de l'équation de quantité de mouvement.

De nombreuses expériences ont montré que la région près de la paroi peut être subdivisée
en trois couches :

- Couche interne : Appelée "sous-couche visqueuse" est presque laminaire et la
viscosité (moléculaire) joue un rôle dominant dans le transfert de quantité de chaleur.

- Couche intermédiaire : Elle est appelée « couche entièrement turbulente », l'écoulement y est dominé par une turbulence développée
- Couche externe : Région intermédiaire entre la sous-couche visqueuse et la couche entièrement turbulente où les effets de la viscosité moléculaire et de la turbulence sont également importants.

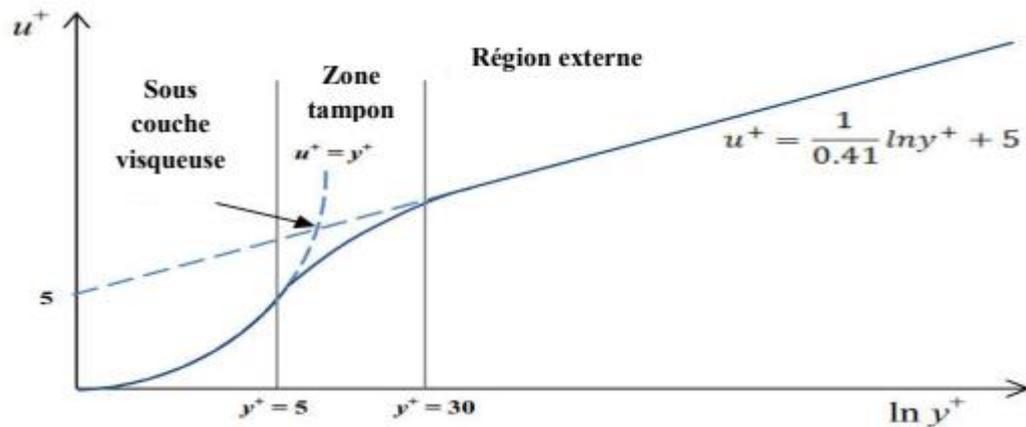


Figure 2.1 Subdivisions de la région proche du mur

2.14 Conclusion :

Dans ce chapitre on a énuméré des notions sur la modélisation de la turbulence, ce qui nous a permis de présenter brièvement les équations mathématiques traduisant les trois principes fondamentaux de la dynamique, la conservation de l'énergie ainsi que la modélisation de l'écoulement près des parois.

Le chapitre III présentera la méthode utilisée et les différentes étapes suivies pour résoudre numériquement notre problème

3 Chapitre III :

Modélisation et résolution numérique du problème

3.1 Introduction :

L'essor qu'a connu l'industrie informatique, ainsi que le développement phénoménal qu'il a engendré a donné accès aux scientifiques et aux industriels à de puissants moyens de calculs informatiques. C'est donc tout naturellement que la simulation numérique des transferts de chaleur et des écoulements est devenue un outil indispensable et privilégié dans des domaines industriels tels que l'industrie aéronautique, automobile et des turbomachines.

La simulation numérique a l'avantage de fournir un gain de temps et d'argent important, et ce, en permettant d'éliminer certaines étapes nécessaires par le passé et très coûteuses de la conception d'un produit, et dans notre cas, elle permet de tester plusieurs facteurs géométriques, un large éventail de nombre de Reynolds, des conditions de températures très élevées et bien d'autres paramètres, sans devoir passer par la conception d'un modèle qui, souvent, consomme énormément de temps et d'argent.

La seule limite à laquelle se heurte cette technique est la capacité d'analyse des données récoltés à l'issue des calculs.

3.2 Configurations géométrique et paramètres de contrôle :

L'étude porte sur trois configurations géométriques dans des entrefers étroits et longs, les quatre géométries sont caractérisées par un entrefer lisse, la première présente une seule prise d'air axiale au niveau de la paroi fixe (stator), la seconde présente deux prises d'air au niveau de la paroi fixe, la 3^{ème} est pourvue d'une prise d'air au niveau de la paroi fixe (stator) et d'une 2^{ème} prise d'air au niveau de la paroi mobile (rotor).

3.2.1 Paramètres de contrôle

Pour les trois configurations, le régime d'écoulement est contrôlé par 4 paramètres sans dimensions : le nombre de Reynolds axial Re_Q , le nombre de Reynolds de rotation Re_Ω , le rapport d'aspect de la cavité L et son rapport des rayons s définis ainsi :

$$Re_Q = \frac{2\overline{V}_z (R_0 - R_i)}{\nu}; \quad Re_\Omega = \frac{\Omega R_i (R_0 - R_i)}{\nu}; \quad L = \frac{R_0 - R_i}{h}; \quad s = \frac{R_i}{R_0}$$

Où ν est la viscosité cinématique du fluide. Les valeurs des paramètres considérés sont transcrites dans le **tableau 3.1**.

Tableau 3.1 : points de fonctionnement simulés

Cas	A	B	C	
L	20			
s	0.946			
Re_Q	11000			
Re_Ω	1940	3900	16700	
N	0.50	0.93	1.11	0.40

Tableau 3.2 : caractéristiques géométriques des entrefers étudiés.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3
Caractéristiques géométriques	1 prise d'air sur la paroi fixe	2 prises d'air sur la paroi fixe	1 prise d'air sur la paroi fixe 1 prise d'air sur la paroi mobile

On analyse ensuite le rôle de ces différentes configurations géométriques sur le phénomène de transfert de chaleur, ce qui nous permet de comparer les 4 entrefers d'un point de vue thermique.

Le moteur électrique étudié est principalement constitué de deux cylindres coaxiaux. Le cylindre extérieur est fixe et le cylindre intérieur tournant. Les principaux phénomènes de convections se produisent au sein de ces deux cylindres, entre les parois bordant l'entrefers et l'air qui y circule.

Le **tableau 3.3** énumère les différentes caractéristiques des entrefers.

Tableau 3.3 : caractéristiques de l'entrefer

Diamètre extérieur du rotor	0.071 m
Diamètre intérieur du stator	0.074 m
Longueur d'une moitié de la section annulaire axisymétrique	0.1 m
Largeur de l'entrefer e	0.002 m
Température rotor T_r	150 °C
Température stator T_s	100 °C
Température d'entrée d'air	20°C

3.2.2 Géométrie et maillage sous Gambit :

La création de la géométrie ainsi que le maillage s'est fait sous le progiciel **Gambit**. Cet ensemble de logiciels est munis d'une documentation, conçue pour répondre à des besoins spécifiques et permettre une utilisation autonome. Il propose des solutions étendues pour les cas les plus compliqués, et permet de représenter des géométries en deux dimensions ou en 3 dimensions et d'y ajouter un maillage. Les fichiers sont générés avec une extension « *.msh » ce qui permet de les exporter vers fluent.

Les fonctionnalités essentielles de gambit sont :

- Création de la géométrie du problème (en local ou bien import en CAO)
- Mise en place du maillage et vérification de ce dernier.

- Définition des domaines de calculs et des conditions aux limites associés

Il existe trois types de maillage :

Maillage structuré :

Maillage facile à générer, il utilise une géométrie multibloc. Il nécessite peu d'éléments par rapport à un maillage non structuré équivalent, et présente un faible taux d'erreurs numériques, grâce à l'alignement de l'écoulement avec le maillage. Il est généralement utilisé sur des géométries simples.

Maillage non-structuré :

Les éléments qui constituent ce type de maillage sont générés arbitrairement, sans aucune contrainte sur leur disposition. Ce type de maillage est généré sur une géométrie complexe et il garde une bonne qualité sur les éléments qui le constituent.

Maillage hybride :

C'est un maillage généré par un mélange d'éléments de différents types, il offre en quelque sorte les avantages des deux autres types de maillages cités précédemment. Les éléments le constituant sont triangulaires ou quadrilatéraux en 2 dimensions et tétraédrique ou pyramidaux en 3 dimensions.

3.3 Maillage de l'entrefer a prise d'air unique :

L'entrefer est caractérisé par la cavité formée par les parois du rotor et du stator, ainsi qu'une prise d'air radiale identique dans les quatre géométries.

La **figure 3.1** ainsi que le **tableau 3.4** explicitent les détails du maillage utilisé.

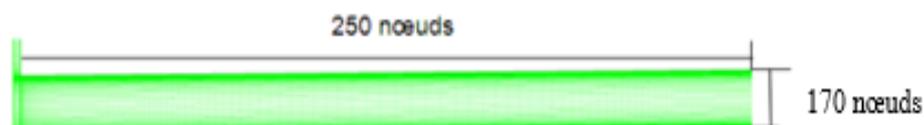


Figure 3.1 : détails du maillage utilisé dans la configuration 2 au niveau de la cavité rotor-stator

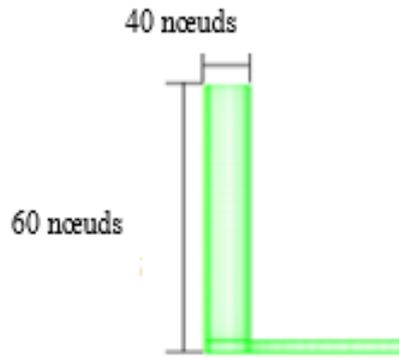


Figure 3.2 : détails du maillage utilisé dans la configuration 2 au niveau de l'entrée d'air radiale

Tableau 3.4 : détails du maillage de la prise d'air unique

	L [nbr de nœuds]	H [nbr de nœuds]	Nombre total de nœuds
Cavité rotor-stator	250	170	42 500
Entrée radiale	40	60	2 400

3.4 Maillage de l'entrefer a 2 prises d'air (stator-stator) :

Le domaine est caractérisé par un entrefer muni de deux prises d'air radiales au niveau du stator, les **figures (3.3) , (3.4)** et le **tableau 3.5** détaillent les caractéristiques du maillage utilisé.



Figure 3.3 : maillage utilisé dans la cavité rotor-stator de la configuration 3

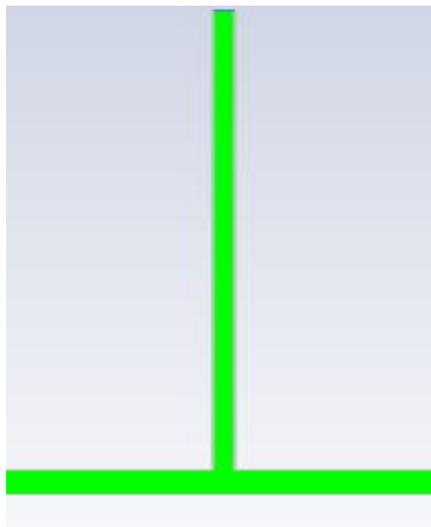


Figure 3.4 : maillage utilisé dans l'entrée d'air radiale 2 de la configuration 3

Les détails du maillage généré sont énumérés dans le **tableau 3.5** .

Tableau 3.5 : détails du maillage de l'entrefer a 2 prises d'air (stator-stator)

	L [nbr de nœuds]	H [nbr de nœuds]	Nombre total de nœuds
Cavité rotor-stator	250	170	42 500
Entrée radiale 1	40	60	2 400
Entrée radiale 2	40	60	2 400

3.5 Maillage de l'entrefer a 2 prises d'air (rotor-stator) :

L'entrefer est muni de deux prises d'air radiales, l'une au niveau du rotor et l'autre au niveau du stator.

Les détails du maillage sont explicités dans la **figure 3.1** ainsi que le **tableau 3.6**.

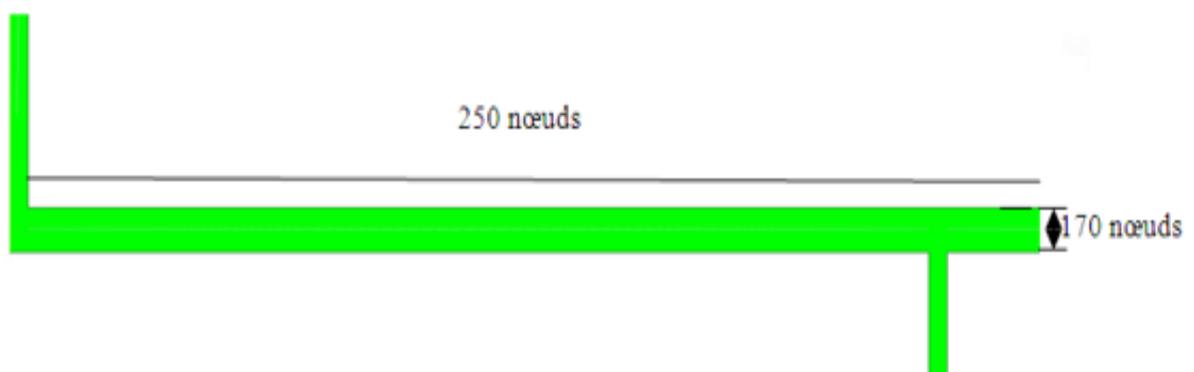


Figure 3.5 : nombre de mailles dans la configuration 3 pour la cavité rotor-stator

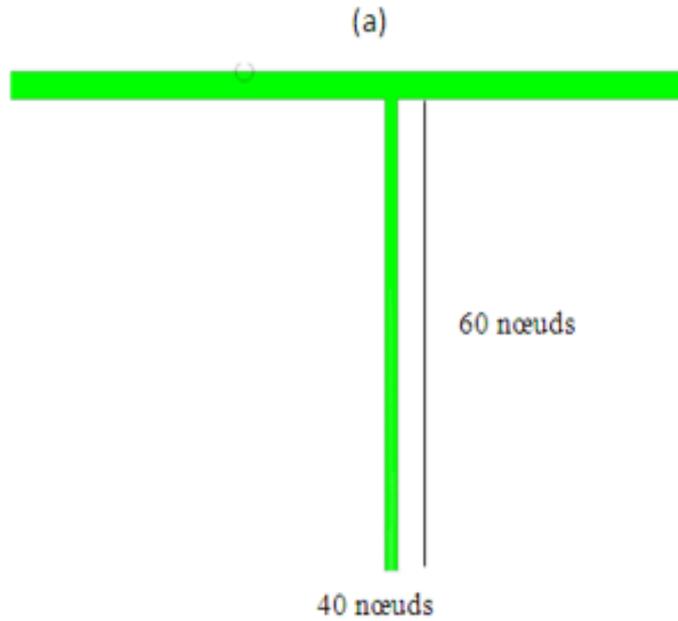


Figure 3.6 : nombre de mailles dans la configuration 3 pour l'entrée radiale 2 (rotor)

Tableau 3.6 : détails du maillage de l'entrefer a 2 prises d'air (rotor-stator)

	L [nbr de nœuds]	H [nbr de nœuds]	Nombre total de nœuds
Cavité rotor-stator	250	170	42 500
Entrée radiale 1	40	60	2 400
Entrée radiale 2	40	60	2 400

3.6 Conditions aux limites du domaine :

Des profils de température ont été imposés sur les parois fixe et mobile de l'entrefer, tout en faisant varier la vitesse du flux axial qui se traduit par la variation du nombre de Reynolds effectif Re_{eff} .

Pour les quatre dispositifs, un profil parabolique de type Poiseuille pour la vitesse axiale est imposé à l'entrée avec un niveau d'intensité de turbulence de 5%. On impose une pression égale à la pression atmosphérique à la sortie.

Une étude préliminaire non présentée ici a démontré que l'écoulement s'établit très rapidement et que les conditions en entrée avaient une influence très faible sur les champs moyen et turbulent. Les températures sur les parois fixe et mobile ont été fixées respectivement à 150°C et 100°C. L'air est injecté dans la cavité à température ambiante 20°C.

Les travaux de Kuosa et al. [1] offrent plus de détails sur les conditions expérimentales, si le lecteur souhaite s'y référer.

Il est à noter que nous avons gardé les mêmes conditions aux limites sur les 3 géométries étudiés.

3.7 Processus de simulation numérique :

La partie simulation de notre travail s'est faite en utilisant les logiciels GAMBIT et FLUENT.

Le premier nous permet de pratiquer un large éventail d'opération, c'est ainsi que nous avons pu créer une géométrie et y implanter un maillage adapté et y définir les frontières ainsi que les conditions aux limites du domaine, par la suite, la résolution des équations de Navier-Stokes ainsi que le post-traitement des données se font sur le logiciel FLUENT.

Ces deux logiciels sont d'ores et déjà largement utilisés dans des applications industrielles tel que l'aéronautique, l'automobile, mais aussi l'industrie spatiale, et ce en

CHAPITRE III : résolution numérique du problème
partie pour la possibilité qu'offrent ces logiciels de réaliser des simulations que ce soit sur des géométries simples ou extrêmement complexes.

Basé sur la méthode des volumes finis, le logiciel FLUENT permet de résoudre les équations associées aux écoulements. Il est capable de simuler des problèmes des écoulements de fluides simples ou complexes et modéliser les transferts thermiques. GAMBIT, lui, a servi à construire la géométrie, la discrétisation et la génération du maillage et pour finir la définition des frontières appropriées au système (interfaces, parois rigides, fluide etc.)

La **figure 3.3** est une représentation des étapes à suivre :

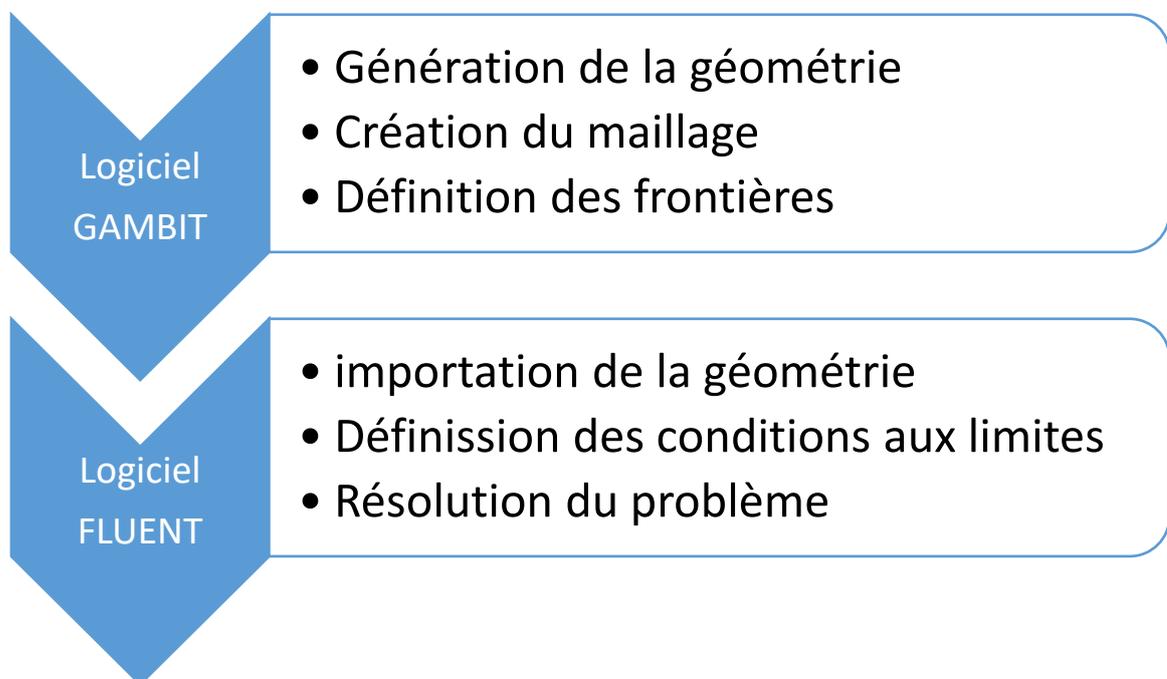


Figure 3.7 : schématisation des étapes nécessaires pour une simulation

Dans les trois configurations, pour les modèles $k-\omega$ SST et RSM, les calculs sont axisymétriques en régime stationnaire. Un schéma upwind du deuxième ordre a été utilisé pour discrétiser les équations de conservation avec un algorithme SIMPLE pour le couplage vitesse-pression.

3.8 Calcul du nombre de Nusselt :

A partir du champ de température, nous pouvons calculer les nombres de Nusselt au rotor et au stator respectivement $Nu_r(z)$ et $Nu_s(z)$, et ce, à partir de la relation suivante :

$$Nu_r(z) = \frac{1}{S} \frac{e}{\sigma \Delta T} \int_S \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{\omega} dS \quad (3.1)$$

Où :

- e est la largeur de l'entrefer
- σ Est la diffusivité thermique
- L'indice « $\omega = r, s$ » indique une valeur a la paroi

On obtient donc l'expression du nombre de Nusselt pour le rotor $Nu_r(z)$:

$$Nu_r(z) = \frac{e}{T_r - T_f} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_r (z) \quad (3.2)$$

Et le nombre de Nusselt pour le stator $Nu_s(z)$:

$$Nu_s(z) = \frac{e}{T_s - T_f} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_s (z) \quad (3.3)$$

Les valeurs moyennes des nombres de Nusselt au niveau du rotor et du stator sont respectivement calculées à partir des formules suivantes :

$$\overline{Nu_r(z)} = \frac{d}{h} \frac{1}{T_r - T_f} \int_0^h \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_r (z) dz \quad (3.4)$$

$$\overline{Nu_s(z)} = \frac{d}{h} \frac{1}{T_s - T_f} \int_0^h \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_s (z) dz \quad (3.5)$$

3.9 Conclusion :

Notre travail se penche sur un domaine considéré comme étant un système ouvert, nous avons donc imposé des conditions aux limites tel que, la température de l'air extérieur ainsi que celui qui y circule, la température du rotor et du stator. Seule la vitesse du flux axial varie.

Nous avons effectué plusieurs tests pour nous permettre de fixer le nombre de mailles et entamer les calculs. Nous avons raffiné le maillage au fur et à mesure jusqu'à atteindre une variation des solutions avec un très faible pourcentage.

Nous avons considéré une solution convergente dès lors que l'ensemble des résidus avoisinaient une valeur de 10^{-5} , c'est la principale distinction des critères de convergence.

4 Chapitre IV :

Présentation et interprétation des résultats

4.1 Introduction :

Dans le chapitre qui va suivre, nous exposons les différents résultats obtenus lors des calculs numériques et des simulations, et nous essaierons de les interpréter.

Dans un premier temps, nous introduirons les profils axiaux des températures, qui vont nous servir de validation pour nos résultats.

Les différentes courbes de la variation des nombres de Nusselt locaux vont être établies. Elles nous serviront ensuite, à effectuer des comparaisons entre les différentes configurations sur plusieurs plages de vitesses.

Le principal attrait de notre travail étant la compréhension et l'évaluation de l'effet de la géométrie sur l'aspect convectif des transferts de chaleur dans l'entrefer à prises d'air radiales d'un moteur électrique. En nous basant sur le comportement des écoulements, leur structure ainsi que les échanges de chaleur qu'ils induisent, une suggestion des modifications géométriques des moteurs sera rendue possible grâce aux simulations effectuées dans ce travail. Et ce dans le but de permettre l'optimisation de leur refroidissement et donc d'améliorer leur rendement.

4.2 Résultats obtenus avec la méthode numérique :

4.2.1 Profil de températures :

Nous observons que, pour tous les cas étudiés, les calculs donnant les profils de température fournissent les mêmes résultats. Nous nous contenterons donc de représenter ceux obtenus pour la simulation au cas [A] à **5016,672 (tr/min)** pour les deux modèles ($k-\omega$ sst et RSM), en comparaison aux données expérimentales relevées par Kuosa dans la **figure4.1**.

Ces derniers nous serviront à valider nos résultats numériques.

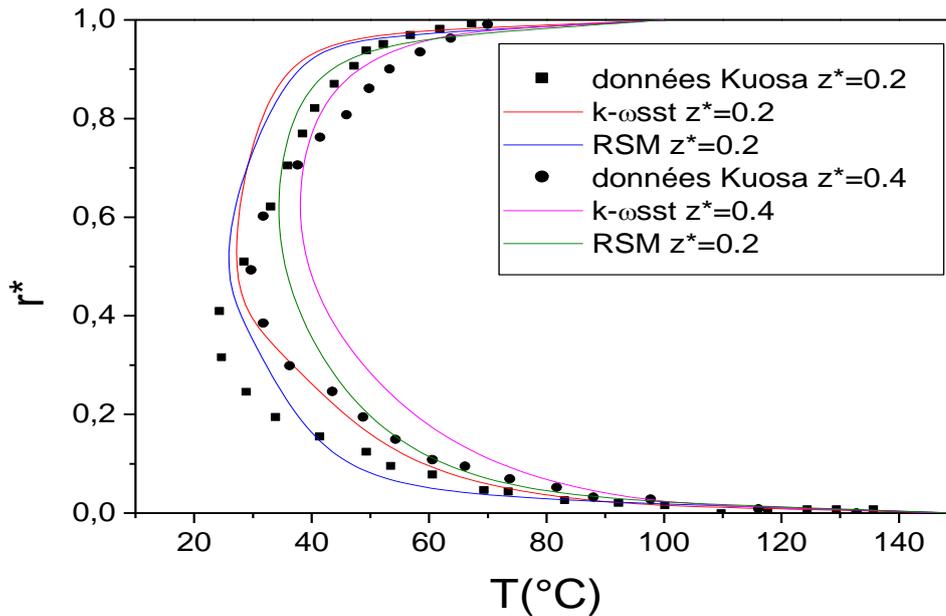


Figure 4.1 Profils de température à différentes positions axiales $z^*=0.2$, $z^*=0.4$ pour le cas A

Nous constatons l'apparition de 2 couches limites thermiques au niveau des parois du rotor et du stator. La position radiale (selon r^*) influe grandement sur la température. C'est-à-dire qu'à mesure qu'on se rapproche des bords de l'entrefer, la température augmente.

On remarque aussi que les deux modèles K- ω SST et RSM sous-estiment les températures dans le cœur de l'entrefer, mais ils ont une bonne estimation au niveau des deux couches limites.

Parmi les deux modèles de turbulence, le modèle RSM est jugé comme étant celui qui offre les meilleurs résultats, c'est donc tout naturellement que nous l'avons choisi pour présenter les résultats de notre travail.

4.2.2 Configuration [1] : (entrefer a prise d'air radiale unique)

Les figures 4.2 et 4.3 présentent les profils axiaux du nombre de Nusselt local respectivement le long du rotor et du stator sur la configuration 1 pour le cas A ainsi que le cas B, pour les deux modèles ($k-\omega$ sst et RSM).

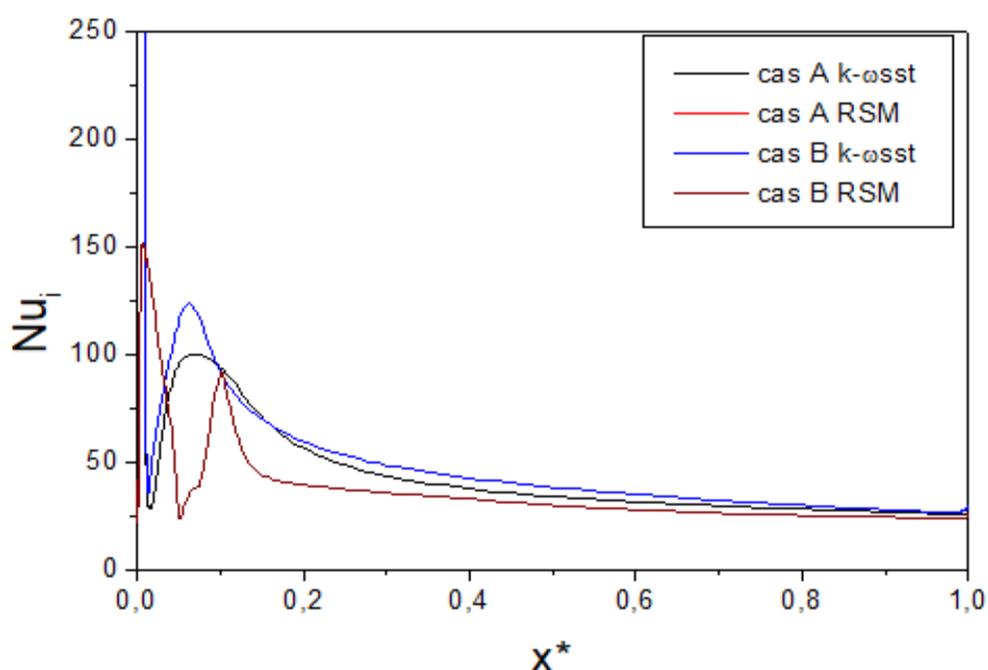


Figure 4.2 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 1 pour le cas A et B (rotor)

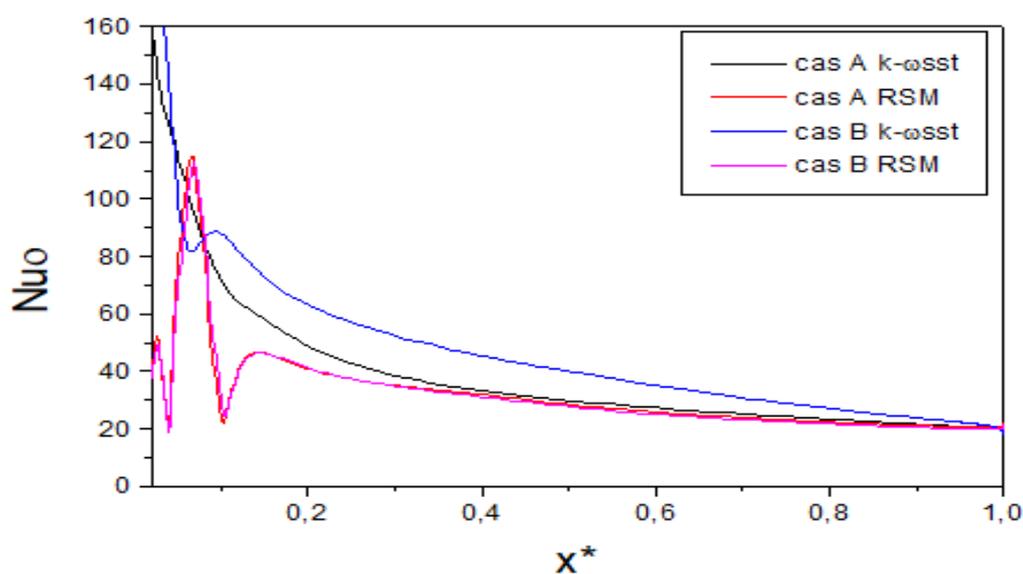


Figure 4.3 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 1 pour le cas A et B (stator)

Nous constatons que le nombre de Nusselt local est maximal à proximité de l'entrée, on peut l'attribuer au fait que le fluide soit relativement froid dans cette zone. Ensuite, il y a une diminution le long des deux cylindres, suivie de l'apparition d'un second pic juste après le premier, et ce, pour les deux modèles de turbulence. Ce phénomène est très probablement lié aux structures tourbillonnaires qui apparaissent dans cette zone de recirculation.

Nous soulignons aussi, le fait que les valeurs du pic obtenues pour les deux cas sont relativement proches. Nous en déduisons donc que la vitesse de rotation a une faible influence sur le nombre de Nusselt.

4.2.3 Configuration [2] :

Elle est caractérisée par l'espace compris entre un rotor muni de deux prises d'air radiales et un stator voir **figure 3.3** .

La figure montre l'évolution des nombres de Nusselt locaux le long du rotor et du stator, pour le cas A, cas B et le cas C, dans la deuxième configuration.

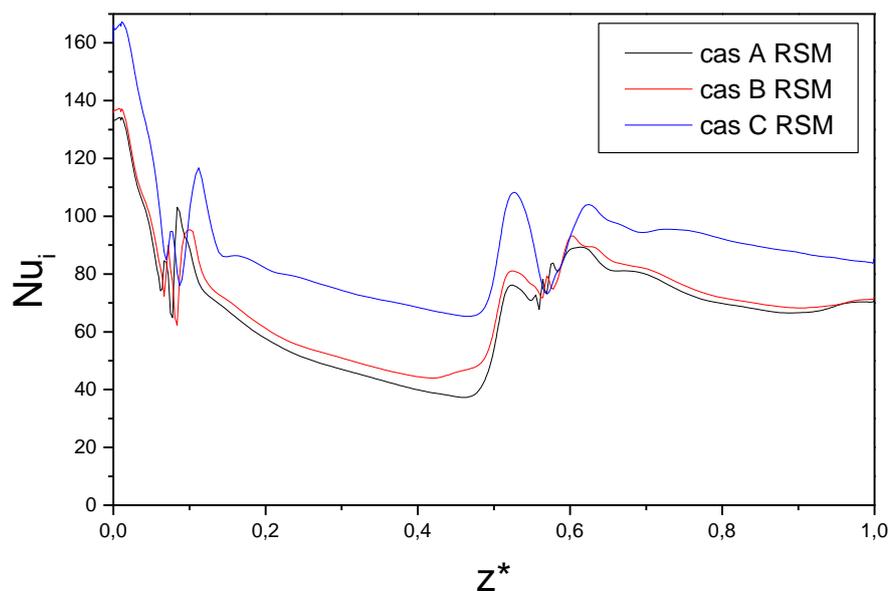


Figure 4.4 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 2 pour le cas A, B et C (rotor)

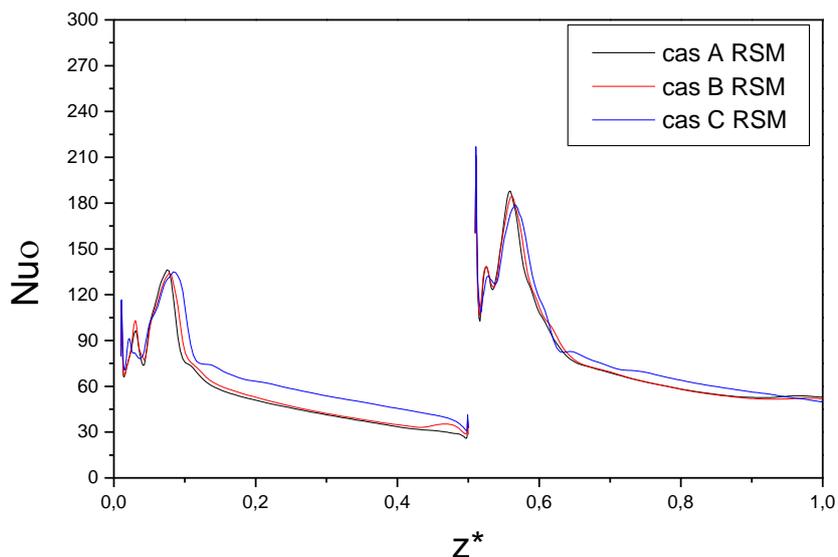


Figure 4.5 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 2 pour le cas A, B et C (stator)

Nous constatons dans les 3 cas, deux pics du nombre de Nusselt, le premier se situe au niveau de la première prise d'air radiale, le second, quant à lui, est localisé au niveau de la seconde prise d'air.

Il est à noter que les valeurs du nombre de Nusselt sont plus importantes au stator, et ceci est dû au fait que ce dernier est pourvu de 2 entrées d'air. Nous en déduisons donc, que l'ajout d'une seconde prise d'air à un effet notable sur les échanges de chaleur.

Tout comme pour la première configuration, ces pics peuvent être associés au fait que le fluide soit froid dans la zone proche de l'entrée, les structures tourbillonnaires qui se forment dans cette zone favorisent, elles aussi, les transferts thermiques.

4.2.4 Configuration [3] :

Elle est définie comme étant l'espace compris entre un rotor et un stator tous les deux munis d'une prise d'air radiale voir **figure 3.5**.

Les **figures 4.6** et **4.7** montre l'évolution des nombres de Nusselt locaux le long du rotor et du stator, pour le cas A, B et C dans la troisième configuration.

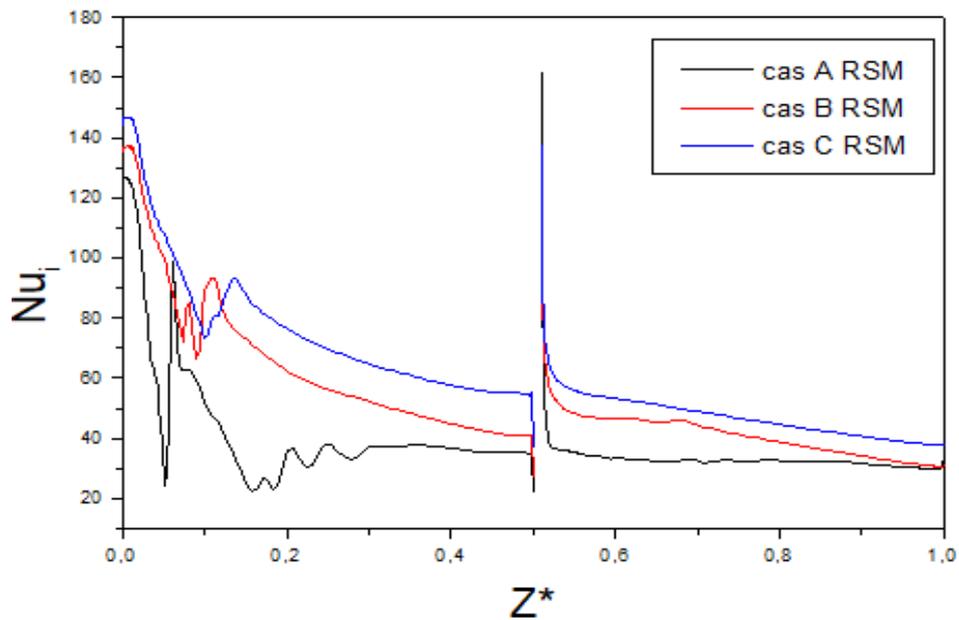


Figure 4.6 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 3 pour le cas A, B et C (rotor)

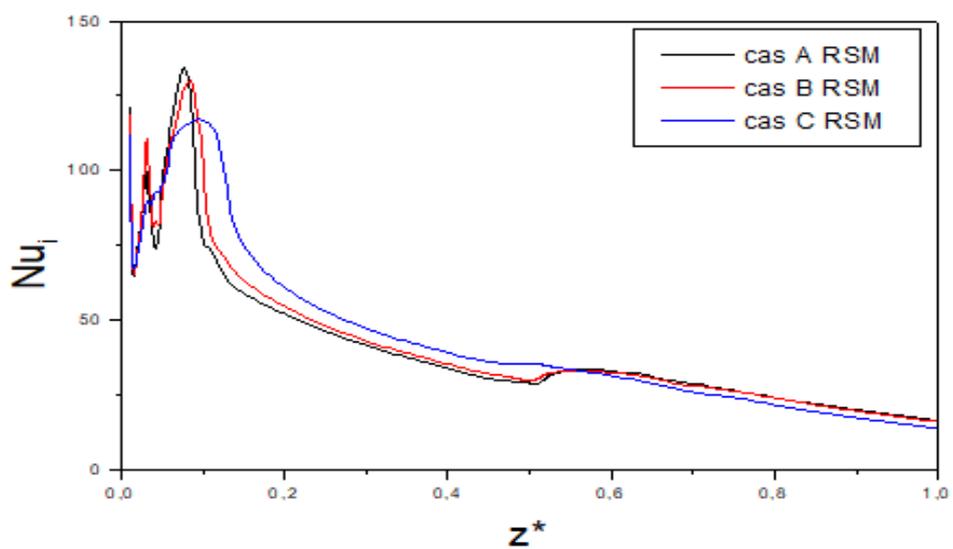


Figure 4.7 : Profils axiaux du nombre de Nusselt local de la configuration 3 pour le cas A, B et C (stator)

Au niveau du rotor, nous observons la même tendance qu'à la configuration précédente, c'est-à-dire deux augmentations au niveau des entrées d'air, cependant au niveau du stator l'influence de l'ajout de la 2^{ème} prise d'air est beaucoup moins notable.

Nous en déduisons donc que le stator est moins sensible à l'ajout d'une prise d'air radiale au niveau du rotor.

4.3 Etude comparative des trois configurations géométriques :

Les figures 4.5 et 4.9 présente Profils axiaux du nombre de Nusselt local respectivement le long du rotor et du stator sur les trois configurations pour le cas A. Elles vont nous servir à dresser une comparaison entre elles.

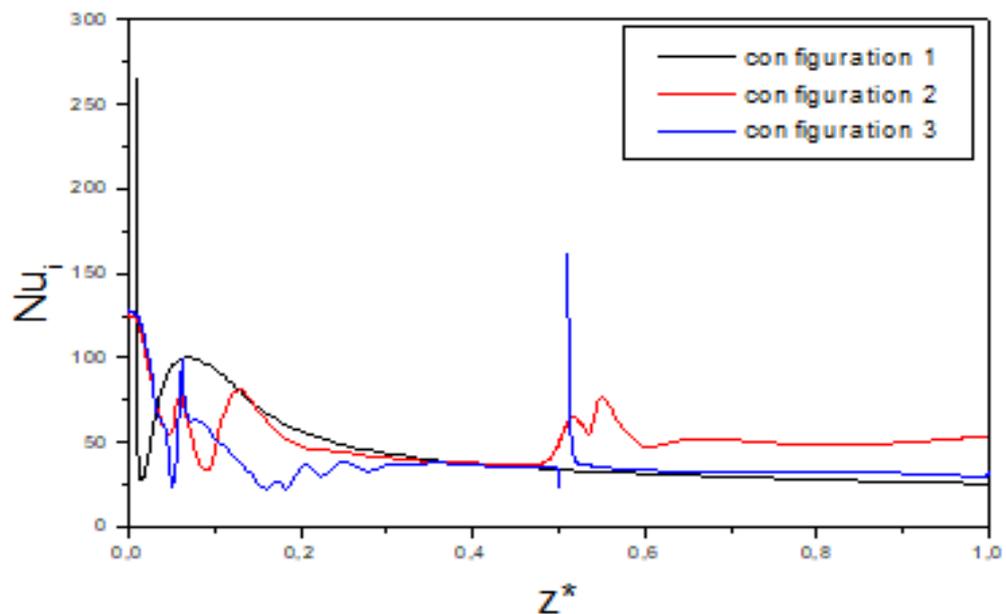


Figure 4.8 : comparaison des nombres de Nusselt locaux des configuration 1, 2 et 3 pour le cas A (rotor)

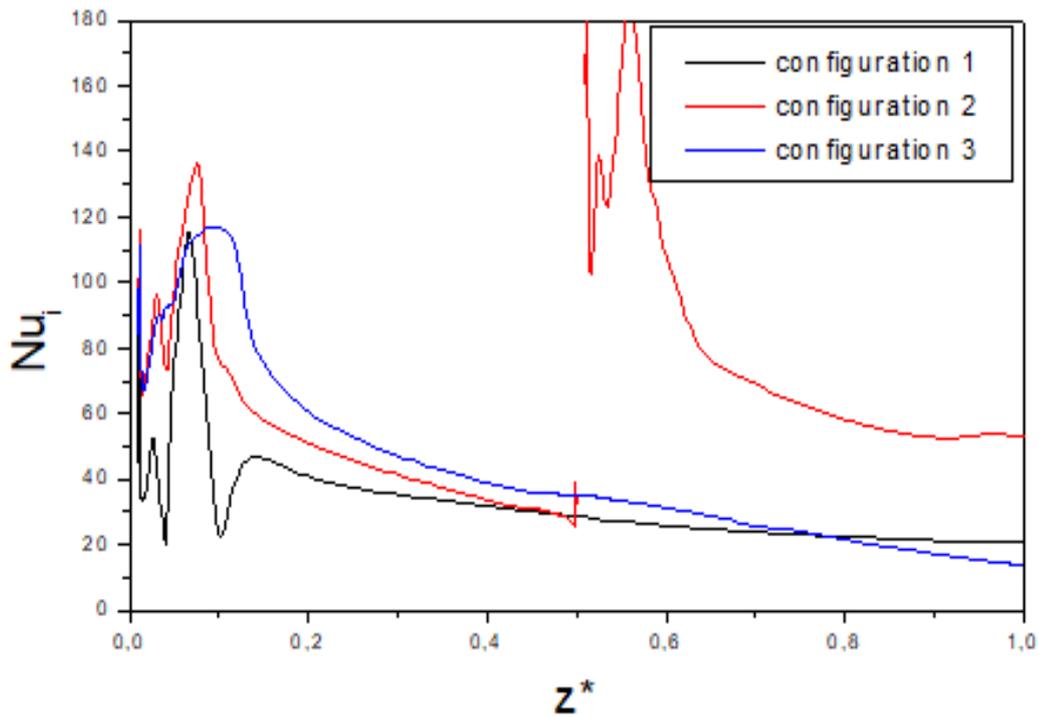


Figure 4.9 : comparaison des nombres de Nusselt locaux des configuration 1, 2 et 3 pour le cas A (stator)

En comparant les résultats obtenus pour les 3 configurations, on s'aperçoit que dans la configuration 3, les valeurs des nombres de Nusselt montre les valeurs les plus élevées, notamment au niveau du rotor. Ce dernier, en étant chauffé, il est considéré comme une source de chaleur. L'effet γ est donc nettement plus appréciable.

4.4 Conclusion :

Nous sommes parvenus à exposer l'étude numérique que nous avons menée, et qui porte sur l'écoulement de type Taylor-Couette-Poiseuille dans un entrefer lisse.

Nous avons établi un rapport où plusieurs vitesses de rotation ont été appliquées sur les trois configurations géométriques, en utilisant deux modèles de turbulence différents, qui sont les modèles $K-\omega$ SST et RSM. Puis nous avons recueillis les différentes données sur les

CHAPITRE IV : présentation et interprétation des résultats
profils de température à différentes positions axiales et nous les avons comparés aux
données expérimentales menées par Kuosa et Al [1].

Nous avons exposé les profils axiaux de la variation du nombre de Nusselt local le long
des parois fixes et mobiles des 3 configurations, en finissant sur une comparaison des trois.

Conclusion générale :

L'étude exposé dans ce travail de recherche a eu pour objectif principal, l'amélioration des paramètres géométriques qui influencent les écoulements ainsi que les transferts thermiques convectifs dans une cavité rotor-stator lisse. Dans le but de déterminer la configuration, qui garantira par la suite un refroidissement du moteur électrique avec un meilleur rendement.

Nous avons procédé à une comparaison de nos résultats numériques avec les données expérimentales de Maunu Kuosa, ce qui nous a permis de valider les résultats obtenus.

Dans un premier temps, une grande partie de notre travail a porté sur les travaux entrepris dans ce domaine, mais aussi, des clarifications et des définitions pour finir sur une étude numérique.

Dans cette dernière, nous nous sommes penchés sur l'étude de trois configurations d'entrefer lisses à prise d'air radiales, en utilisant le code Ansys Fluent, qui nous a permis d'extraire les paramètres régissant les écoulements convectifs qui se déroulent dans les configurations étudiées.

Les profils de température et les Nombres de Nusselt locaux au niveau des parois fixes et mobiles des 3 modèles d'entrefer ont été obtenus en réalisant des simulations dans le domaine bidimensionnel, via l'utilisation

des deux modèles de turbulence K- ω SST et RSM, et ce, sur plusieurs vitesses de rotation.

Les résultats obtenus nous ont abouti à une comparaison des 3 différentes configurations, ce qui nous a permis de déterminer la configuration géométrique la plus favorable aux échanges convectifs.

L'analyse des différentes courbes, montre clairement une augmentation des valeurs des nombres de Nusselt, lorsqu'on ajoutait une 2^{ème} prise d'air, qui peut se traduire par un transfert thermique plus efficace.

Cette efficacité est notamment utile dans le cas de la 3^{ème} configuration, plus précisément au niveau du rotor.

Références :

- [1] Manu kuosa : « Numerical and Experimental modelling of a gas flow and heat transfer in the air gap of an electric machine ». PhD thesis, Lappeenranta University of technology, (2002).
- [2] G.I Taylor : stability of viscous liquid contained between two rotating cylinders, volume 223. Philos. Trans. Roy. Soc., 1923.
- [3] Andereck. C. D, Liu. S. S, Swinney. H. L, 1986. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders, Journal of Fluid Mechanics, 164 (3), pp. 155-183].
- [4] Couette. M. M, 1890. Études sur le frottement des liquides, Ann. de Chim. Phys. 6, Ser. 21, pp. 433-510
- [5] J. Kaye, E.C.Elgar, Modes of adiabatic and diabatic fluid flow in an annulus With an inner rotating cylinder, Transactions of the ASME, pp. 753-765, 1998.
- [6] Cognet. G, 1984. Les étapes vers la turbulence dans l'écoulement de Taylor-couette entre cylindres coaxiaux. Journal de Mécanique théorique et appliqué, pp. 7-44.
- [7] Etude thermique des écoulements type TAYLOR-COUCETTE-POISEUILLE en régime critique : Application aux turbomachines thermiques en régime extrême. Abderrahmane BELKALLOUCHE.
- [8] J. B. Freund and et P. Moin S. K. Lele. Numerical Simulation of a Mach 1.92 Turbulent Jet and Its Sound Field. AIAA Journal, 38 (11) :2023–2031, 2000.
- [9] J.R. Mansfield, O.M. Knio, and C. Meneveau. Dynamic LES of colliding vortex rings using a 3D vortex method. J Comp Phys, 152 :305–345, 1999
- [10] Boussinesq. J, 1878. Essai sur la théorie des eaux courantes, Journal de mathématiques pures et appliquées, (4), pp. 335-376.
- [11] Gazley. C, 1958. Heat transfer characteristics of the rotational and axial flow between concentric cylinders. Transactions of the ASME American Society of Mechanical Engineers, 80, pp. 79-90
- [12] Tachibana. F, Fukui. S, 1964. Convective heat transfer of the rotational and axial flow between two concentric cylinders. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers, 7 (26), pp. 385-391.
- [13] Gardiner. S, Sabersky. R, 1978. Heat transfer in an annular gap. International Journal of Heat and Mass Transfer, 21, pp. 1459–1466
- [14] Lee. Y, Minkowycz. W, 1989. Heat transfer characteristics of the annulus of two coaxial cylinders with one cylinder rotating. International journal of heat and mass transfer, 32(4), pp. 711–721.