



**HAL**  
open science

# Effets de la rotation sur la dynamique des écoulements et des transferts thermiques dans les machines électriques tournantes de grande taille

Nicolas Lancial

► **To cite this version:**

Nicolas Lancial. Effets de la rotation sur la dynamique des écoulements et des transferts thermiques dans les machines électriques tournantes de grande taille. Thermique [physics.class-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2014. Français. NNT : 2014VALE0021 . tel-01147086

**HAL Id: tel-01147086**

**<https://theses.hal.science/tel-01147086>**

Submitted on 29 Apr 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Thèse de doctorat**

**Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de**

**VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS**

Discipline, Spécialité :

**Mécanique, Énergétique**

**Présentée et soutenue par Nicolas LANCIAL**

**Le 28/11/2014, à VALENCIENNES**

**École doctorale :**

Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

**Laboratoire :**

Thermique, Écoulement, Mécanique, Matériaux, Mise en Forme, PrOduction (TEMPO)

**Effets de la rotation sur la dynamique des écoulements et des transferts  
thermiques dans les machines électriques tournantes de grande taille**

## **JURY**

**Président du Jury :** MONNOYER, François. Professeur. Laboratoire TEMPO, UVHC

### **Rapporteurs**

- BAKIR, Farid. Professeur. ENSAM Paris
- SOLLIEC, Camille. Professeur. École des Mines de Nantes

### **Examineurs**

- PONCET, Sébastien. Maître de Conférences/HDR. Université de Sherbrooke
- BEAUBERT, François. Maître de Conférences. Laboratoire TEMPO, UVHC

**Directrice de thèse :** HARMAND, Souad. Professeur. Laboratoire TEMPO, UVHC

### **Membres invités**

- TORRIANO, Federico. Ingénieur R&D. IREQ
- ROLLAND, Gilles. Ingénieur R&D. EDF



à ma famille, à mes proches



# Remerciements

Je tenais tout d'abord à remercier particulièrement ma directrice de thèse du laboratoire TEMPO à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, Souad Harmand, qui m'a fais découvrir il y a quelques années la recherche à l'Université d'Edimbourg au côté de Khellil Sefiane. Ils m'ont alors donné envie de faire une thèse. Ayant plus la fibre côté industriel, c'est tout naturellement que je suis parti sur une thèse CIFRE. Tout est parti de là. Tes remarques, ta confiance permanente m'ont permis de prendre mes premières marques scientifiques avec sérénité et je t'en suis très reconnaissant. Je ne saurai jamais oublier François Beaubert du laboratoire TEMPO pour tout le soutien que tu m'as apporté, ta disponibilité, et ta bonne humeur : je t'en témoigne ma profonde gratitude et mon amitié. J'aimerais aussi saluer l'aide apportée par Thien Nguyen pour les journées passer ensemble à réaliser des mesures PIV/SPIV, me permettant d'acquérir des compétences plus poussées à cette technique. Je te suis éternellement reconnaissant pour ton aide et ta gentillesse.

J'aimerais témoigner de ma profonde reconnaissance à mon encadrant à EDF R&D du département THEMIS, Gilles Rolland, pour m'avoir fait découvrir ce qu'était la recherche en entreprise. Ton ouverture d'esprit et l'étendue de ta culture scientifique m'impressionneront toujours. Aussi, les moyens que tu as mis à ma disposition pour me mettre dans de bonnes conditions au travail ont contribué grandement au bon déroulement de mes travaux. J'aimerais aussi exprimer ma gratitude à l'ancien chef de groupe R21, Sébastien Rossignol, et au chef et à l'ancienne déléguée au chef du département THEMIS, Jean-Marie David et Anne-Lise Didierjean, pour leur disponibilité et leur gentillesse : vous avez largement contribué au bon déroulement de la thèse et je vous en remercie. Je tiens également à remercier les personnes de EDF R&D à Chatou, dont notamment David Monfort, Bruno Audebert, Richard Howard, Benoît de Laage de Meux, Sofiane Benhamadouche et Isabelle Rupp pour leur aide et leur soutien concernant l'utilisation des codes numériques, Code\_Saturne et SYRTHES.

La très bonne collaboration qui s'est faite pendant cette thèse avec l'IREQ au Canada a été aussi une expérience professionnelle qui me marquera sans doute à vie. J'aimerais ainsi remercier Federico Torriano pour tes qualités scientifiques et humaines. Les moments de doute que nous avons quelques fois traversé puis l'excitation qui s'en suivait, après avoir résolu les problèmes, m'ont vraiment fait grandir. J'aimerais aussi remercier tous les collègues de travail de l'IREQ avec qui j'ai passé de très bons moments, pour leur gentillesse, leur humour et leur professionnalisme. Découvrir votre façon de travailler en Amérique du Nord et de pouvoir le partager avec vous, cela est d'une richesse qui me servira sans nul doute dans ma future carrière. J'ai eu un plaisir sans égal à travailler avec vous et je voudrais ici vous témoigner ma profonde reconnaissance pour tout ce que vous m'avez apporté.

Toute ma gratitude s'adresse aussi aux membres du Jury, qui m'ont accordé leur précieux temps afin de juger la version finale de l'ensemble de ces travaux. J'aimerais tout d'abord remercier François Monnoyer, Professeur à l'Université de Valenciennes, d'avoir accepté être Président de ce Jury. Je voudrais aussi exprimer ma profonde reconnaissance à Farid Bakir, Professeur à l'ENSAM de Paris ainsi qu'à Camille Solliec, Maître de recherches-HDR aux Mines de Nantes pour avoir bien voulu accepté d'être les rapporteurs de mes travaux. Leurs hautes compétences dans le domaine et l'intérêt qu'ils ont manifesté pour cette thèse les ont désigné tout naturellement. Je tiens aussi à remercier Sébastien Poncet, Maître de Conférences/HDR à l'Université de Sherbrooke, d'avoir bien voulu s'intéresser à ce travail et à le juger.

Je tiens aussi à saluer tous mes collègues du laboratoire TEMPO et notamment du groupe DF2T, pour leur encouragement et pour leur amitié. Une pensée spéciale pour tous les techniciens/ingénieurs du laboratoire, et particulièrement Jean-Michel Dailliet qui m'a permis de construire ces belles maquettes et pour son humour sans égal. Je tiens également à remercier Bernard Desmet, Damien Méresse, Julien Pellé et Pierre-Olivier Jandaud pour leur disponibilité et leurs précieux conseils. Je tiens également à remercier le stage de Mouhssine Nait Telhak et le Plateau Projet « Alternator » de 3ème année de l'école ENSIAME pour m'avoir bien aidé à avancer dans la conception de la cavité tournante confinée lorsque j'étais en déplacement au Canada. J'aimerais aussi saluer mon collègue de bureau à EDF R&D, Alexandre Bacchus, pour les faux rires et l'ambiance de travail qui n'aurait pas été si chaleureuse en ta compagnie, mais aussi à tous les thésards et stagiaires que j'ai rencontré au cours des années. Je voudrais à tous exprimer ma profonde reconnaissance pour vos sourires et votre bonne humeur. Rien de mieux que de travailler dans de telles conditions !

Mes derniers remerciements vont aux membres de ma famille. Je pense à mes frères, mes belles-soeurs et leurs enfants, ainsi qu'à mes parents dont les encouragements et leur amour m'ont porté jusqu'aux derniers instants. Je peux leur dire maintenant : j'ai travaillé dur durant toutes ces années, et cela a enfin payé. Je remercie finalement tous mes amis pour leur soutien, qui m'ont aussi permis d'en arriver là aujourd'hui.

# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>20</b>
<b>Introduction</b>	<b>25</b>
<b>1 Étude bibliographique</b>	<b>31</b>
1.1 Introduction . . . . .	31
1.2 Écoulement et effets sur les transferts thermiques dans le cas d'une marche descendante . . . . .	31
1.2.1 Écoulement dans la marche descendante confinée . . . . .	31
1.2.2 Écoulement dans une marche descendante non-confinée . . . . .	35
1.2.3 Influence sur les transferts thermiques . . . . .	36
1.3 Écoulement entre deux cylindres lisses et/ou encochés concentriques et effets sur les transferts thermiques . . . . .	36
1.3.1 Paramètres adimensionnels globaux . . . . .	37
1.3.1.1 Nombres adimensionnels géométriques . . . . .	37
1.3.1.2 Nombres adimensionnels dynamiques . . . . .	37
1.3.2 Écoulement et transferts thermiques dans un espace annulaire lisse . . . . .	38
1.3.2.1 Écoulement de Taylor-Couette . . . . .	38
1.3.2.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille . . . . .	41
1.3.2.3 Échanges thermiques convectifs dans un espace annulaire lisse . . . . .	44
1.3.3 Écoulement et transferts thermiques dans un espace annulaire rainuré . . . . .	52
1.3.3.1 Écoulement de Taylor-Couette . . . . .	55
1.3.3.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille . . . . .	56
1.3.3.3 Influence de l'écoulement sur les transferts thermiques . . . . .	56
1.3.4 Effets de la rotation sur les transferts thermiques à la surface des pôles de machines électriques tournantes . . . . .	62
1.3.4.1 Méthodes numériques . . . . .	64
1.3.4.2 Méthodes expérimentales . . . . .	65
1.4 Conclusion . . . . .	66
<b>2 Dispositifs expérimentaux et techniques de mesure</b>	<b>67</b>
2.1 Introduction . . . . .	67
2.2 Dimensionnement d'une marche descendante soumise à un jet de paroi confiné relâché . . . . .	67



2.2.1	Maquette dynamique . . . . .	68
2.2.1.1	Mesures dynamiques . . . . .	69
2.2.1.2	Incertitudes des mesures . . . . .	71
2.2.2	Maquette aérothermique . . . . .	72
2.2.2.1	Mesures dynamiques . . . . .	73
2.2.2.2	Mesures thermiques . . . . .	74
2.2.2.3	Incertitudes des mesures . . . . .	77
2.3	Dimensionnement d'une cavité tournante confinée . . . . .	77
2.3.1	Cas industriel : alternateur de « La Coche » . . . . .	78
2.3.2	Simplifications et réduction d'échelle . . . . .	78
2.3.3	Modèle CAO et présentation du banc d'essai . . . . .	81
2.3.4	Instrumentation . . . . .	84
2.3.4.1	Mesures dynamiques . . . . .	84
2.3.4.2	Mesures thermiques . . . . .	85
2.3.4.3	Incertitudes des mesures . . . . .	87
2.4	Dimensionnement d'une maquette d'alternateur hydraulique . . . . .	88
2.4.1	Cas industriel : alternateur du groupe « Beauharnois-35 » . . . . .	89
2.4.2	Simplifications et réduction d'échelle . . . . .	89
2.4.3	Modèle CAO et présentation du banc d'essai . . . . .	92
2.4.4	Instrumentation . . . . .	94
2.4.4.1	Mesures dynamiques . . . . .	95
2.4.4.2	Mesures thermiques . . . . .	96
2.4.4.3	Incertitude des mesures . . . . .	101
<b>3</b>	<b>Méthodes numériques et modèles utilisés</b>	<b>103</b>
3.1	Introduction . . . . .	103
3.2	Modélisation CFD de la turbulence . . . . .	104
3.2.1	Nature des écoulements turbulents . . . . .	104
3.2.2	Simulation de la turbulence . . . . .	105
3.2.3	Modélisation statistique de la turbulence (RANS) . . . . .	107
3.2.3.1	Équations moyennées . . . . .	107
3.2.3.2	Modèle RANS 1 <sup>er</sup> ordre . . . . .	110
3.2.3.3	Modèles RANS non-linéaires . . . . .	113
3.2.3.4	Modèle RANS aux tensions de Reynolds . . . . .	115
3.2.4	La simulation des grandes échelles turbulentes . . . . .	116
3.3	Problèmes posés par la modélisation de la turbulence dans les systèmes tournants	119
3.3.1	Équation de Navier-Stokes en référentiel tournant . . . . .	119
3.3.2	Équations statistiques de la turbulence en référentiel tournant . . . . .	119
3.3.3	Contraintes de modélisation de la turbulence dans un système tournant .	120
3.3.3.1	Le modèle classique de mise en rotation du rotor . . . . .	121
3.3.3.2	Le modèle du repère tournant, dit « frozen rotor » . . . . .	121
3.3.3.3	Le modèle des maillages glissants, dit « sliding mesh » . . . . .	122
3.4	Couplage aérothermique . . . . .	122

3.4.1	Outils de modélisation thermique . . . . .	123
3.4.1.1	Méthode nodale . . . . .	123
3.4.1.2	Méthode FIT . . . . .	124
3.4.1.3	Méthode des éléments finis . . . . .	125
3.4.2	Couplage des éléments finis avec les volumes finis (CHT) . . . . .	125
<b>4</b>	<b>Étude d'un jet de paroi confiné relâché sur une marche descendante sans rotation</b>	<b>127</b>
4.1	Description expérimentale . . . . .	127
4.2	Étude numérique . . . . .	128
4.3	Analyse des résultats sur la maquette dynamique . . . . .	133
4.3.1	Écoulement en amont de la buse . . . . .	133
4.3.2	Écoulement en sortie de la buse . . . . .	133
4.3.3	Écoulement en aval de la marche descendante . . . . .	136
4.4	Impact sur la thermique . . . . .	148
4.5	Conclusion . . . . .	155
<b>5</b>	<b>Cas d'une cavité tournante confinée</b>	<b>157</b>
5.1	Tests numériques préliminaires . . . . .	157
5.2	Validation des codes numériques avec transferts de chaleur . . . . .	160
5.2.1	Description numérique . . . . .	160
5.2.2	Résultats . . . . .	162
5.3	Études CFD des différents régimes de l'écoulement . . . . .	169
5.4	Études CHT des distributions de température du rotor . . . . .	178
5.4.1	Face polaire : bord d'attaque et bord de fuite . . . . .	189
5.4.2	Face inductrice : bord d'attaque et bord de fuite . . . . .	192
5.4.3	Fond d'encoche . . . . .	195
5.5	Conclusion . . . . .	198
<b>6</b>	<b>Application industrielle : maquette d'un alternateur hydraulique</b>	<b>201</b>
6.1	Mise en place expérimentale . . . . .	201
6.2	Méthode numérique d'identification du coefficient d'échange . . . . .	202
6.3	Validation numérique . . . . .	205
6.4	Analyse des résultats . . . . .	210
6.5	Conclusion . . . . .	216
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>217</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>223</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>233</b>
<b>A</b>	<b>Calcul théorique du diamètre hydraulique</b>	<b>233</b>
<b>B</b>	<b>Calcul du taux de transmission du hublot au stator</b>	<b>237</b>

<b>C Méthodes numériques de Code_Saturne</b>	<b>239</b>
<b>D Valeurs des coefficients d'échange convectifs utilisés pour la simulation sur la maquette tournante</b>	<b>245</b>
<b>E Résultats préliminaires sur la cavité tournante confinée</b>	<b>247</b>
<b>F Mesures préliminaires sur la grande maquette d'alternateur hydraulique</b>	<b>253</b>
<b>G Publications</b>	<b>261</b>

# Table des figures

0.1	Stratégie de refroidissement dans une ventilation axiale-radiale (Bertin (1999)). . .	26
0.2	Chemins de transfert dans l'évacuation des pertes dans un alternateur (Bertin (2006)). . . . .	27
1.1	Application du cas de la marche descendante pour un écoulement confiné dans un entrefer encoché. . . . .	32
1.2	Structure de l'écoulement en aval de la marche descendante (Driver <i>et al.</i> (1987)). .	32
1.3	Application du cas de la marche descendante pour un écoulement non-confiné dans un entrefer encoché. . . . .	35
1.4	Vue schématique de tourbillons entre deux cylindres coaxiaux (Taylor (1923)). . . .	39
1.5	Transition dans l'écoulement de Taylor-Couette - $\eta = 0.908$ (Cognet (1984)). . . . .	40
1.6	Influence de l'épaisseur de l'entrefer sur le nombre de $Ta$ (Cognet (1984)). . . . .	40
1.7	Nature de l'écoulement en fonction des nombres de Reynolds et de Taylor (Kaye et Elgar (1958)). . . . .	41
1.8	Nature de l'écoulement en fonction de $Re_a$ et de $\sqrt{Ta}$ : influence de la géométrie de l'entrefer (Kaye et Elgar (1958)). . . . .	43
1.9	Influence de la taille de l'entrefer sur l'apparition des vortex en fonction de $Re_a$ et de $Ta$ , avec $N = 1 - \eta$ (Martin et Hasoon (1976)). . . . .	43
1.10	Représentation de l'écoulement annulaire et du profil de vitesse associé (Nijaguna et Mathiprakasham (1982)). . . . .	47
1.11	Évolution du nombre de Nusselt avec les nombres de Taylor et de Reynolds (Nijaguna et Mathiprakasham (1982)). . . . .	48
1.12	Nature de l'écoulement en fonction des nombres de Taylor et de Reynolds pour un stator refroidi et un rotor chauffé (Becker et Kaye (1962)). . . . .	48
1.13	Évolution du nombre de Nusselt en fonction de $Re_a$ et $Ta$ (Becker et Kaye (1962)).	49
1.14	Évolution du nombre de Nu dans un entrefer rainuré (Lee et Minkowycz (1989)). . .	56
1.15	Configurations d'entrefers proposées par Gazley (1962). . . . .	57
1.16	Distribution du nombre de Nusselt moyen dans le cas d'un entrefer lisse et encoché (Bouafia <i>et al.</i> (1998)). . . . .	58
1.17	Distribution du nombre de Nusselt le long de la surface encochée. . . . .	59
1.18	Alternateur à pôles lisses. . . . .	63
1.19	Alternateur à pôles saillants. . . . .	63
1.20	Localisation et valeurs des jauges dans la détermination des coefficients de transfert convectifs dans la maquette de Carew (1992). . . . .	65

2.1	Présentation de la maquette dynamique en plexiglass sur la marche descendante. . . . .	68
2.2	Présentation des différents plans PIV/SPIV sur la maquette dynamique. . . . .	70
2.3	Présentation du banc d'essai aérothermique concernant la marche descendante. . . . .	72
2.4	Présentation de la maquette aérothermique sur la marche descendante. . . . .	72
2.5	Fonctionnement de l'anémomètre à température constante CTA. . . . .	73
2.6	Positions du fil chaud utilisé pour les mesures de la vitesse. . . . .	74
2.7	Vues du rotor de l'alternateur de la centrale de « La Coche ». . . . .	78
2.8	Représentation de l'ensemble rotor/stator souhaité. . . . .	79
2.9	Maquette simplifiée représentant l'alternateur de « La Coche ». . . . .	81
2.10	Photo représentant l'ensemble de la configuration étudiée. . . . .	82
2.11	Photos du collecteur tournant de chauffage et de mesures. . . . .	83
2.12	Présentation des boîtiers et du transformateur. . . . .	83
2.13	Position du fil chaud utilisé pour les mesures de la vitesse. . . . .	85
2.14	Vue en coupe de l'alternateur du groupe Beauharnois-35 (Toussaint (2011)). . . . .	88
2.15	Vue isométrique et éclatée de la maquette d'alternateur (Toussaint (2011)). . . . .	89
2.16	Vue intérieure de la maquette tournante disponible à l'IREQ ((Toussaint <i>et al.</i> , 2011)). . . . .	90
2.17	Présentation du rotor de la maquette. . . . .	92
2.18	Représentation de la CAO du stator de la maquette (Toussaint (2011)). . . . .	93
2.19	Carcasse et enceinte de la maquette. . . . .	93
2.20	Présentation de l'abri de sécurité de la maquette. . . . .	94
2.21	Identification des principaux débits dans la maquette (Toussaint (2011)). . . . .	95
2.22	Comparaison de l'orientation des brins de laine sur la paroi interne de la maquette (gauche) et des vecteurs de vitesse du calcul CFD (droite) à l'endroit où le jet principal se divise (Toussaint (2011)). . . . .	96
2.23	Présentation des éléments chauffants sur un pôle du rotor. . . . .	97
2.24	Position et puissance des éléments chauffants. . . . .	98
2.25	Position des capteurs de température sur la coquille du pôle (dimensions en mm), du ThermaWatch® et du collecteur tournant de mesures. . . . .	99
2.26	Essais de calibration de la sonde Thermawatch®. . . . .	100
2.27	Thermistances se trouvant dans le pôle (a), les supports (b) et le capot du pôle (c). . . . .	101
3.1	Les trois grandes classes de simulation de la turbulence (Beaubert (2012)). . . . .	106
3.2	Ensemble de profils de vitesse instantanés pour un écoulement turbulent et leur moyenne. . . . .	107
3.3	Structure d'une couche limite turbulente. . . . .	110
3.4	Différentes approches du couplage (Chemin (2006)). . . . .	123
4.1	Localisation des zones de mesure PIV. . . . .	128
4.2	Conditions aux limites utilisées lors des simulations CFD de la maquette dynamique. . . . .	129
4.3	Présentation du maillage pour les différentes simulations numériques réalisées. . . . .	130
4.4	Conditions aux limites utilisées lors des simulations « CHT ». . . . .	131

4.5	Étude de la sensibilité du maillage obtenue dans le cas de la maquette « aérothermique ».	131
4.6	Comparaison des vitesses adimensionnelles longitudinale $\langle u \rangle / U_j$ et verticale $\langle v \rangle / U_j$ pour $(x + L_{\text{upstream}}) = -4D_j$ obtenues par mesure PIV et simulations numériques.	133
4.7	Vecteurs vitesses moyens adimensionnels (mesure PIV).	134
4.8	Énergie cinétique de la turbulence adimensionnée (mesure PIV).	134
4.9	Vorticité instantanée normalisée (mesure PIV).	134
4.10	Comparaison des vitesses adimensionnelles $\langle u \rangle / U_j$ et $\langle v \rangle / U_j$ à $x = -L_{\text{upstream}} + D_j$ au niveau de la buse, obtenues par mesures PIV/SPIV et simulations numériques.	135
4.11	Comparaison des contraintes de Reynolds $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_j$ et $\langle u'v' \rangle / U_j^2$ à $x = -L_{\text{upstream}} + D_j$ au niveau de la buse, obtenues par mesures PIV/SPIV et simulations numériques.	136
4.12	Vecteurs vitesses moyens adimensionnels (mesure PIV).	137
4.13	Énergie cinétique de la turbulence adimensionnée (mesure PIV).	137
4.14	Vorticité instantanée normalisée (mesure PIV).	137
4.15	Lignes de courant moyennes de la vitesse calculées par simulation numérique RSM.	138
4.16	Résultat SPIV de la vorticité instantanée en aval de la marche.	140
4.17	Isovaleurs du critère $Q$ colorées par la vorticité axiale (rouge $\omega_x \geq 0$ , bleu $\omega_x \leq 0$ ) en aval de la marche pour 1,5 s de simulation ( $Re_h = 11\,900$ ).	141
4.18	Isovaleurs du critère $Q$ colorées par la vorticité axiale (rouge $\omega_x \geq 0$ , bleu $\omega_x \leq 0$ ) en aval de la marche pour $Q = 200$ ( $Re_h = 11\,900$ ).	142
4.19	Comparaison de la vitesse adimensionnelle $\langle u \rangle / U_m$ et de la tension normale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$ à $x/h = 0$ au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV, LDA et simulations numériques.	143
4.20	Comparaison des tensions de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_m^2$ et $\langle u'w' \rangle / U_m^2$ à $x/h = 0$ au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV et simulations numériques.	144
4.21	Comparaison de la vitesse adimensionnelle $\langle u \rangle / U_m$ et de la tension normale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$ à $x/h = 2$ au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV, données bibliographiques et simulations numériques.	145
4.22	Comparaison des tensions de Reynolds $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$ et $\langle u'v' \rangle / U_m^2$ à $x/h = 2$ au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV et simulations numériques.	145
4.23	Comparaison de la vitesse adimensionnelle $\langle u \rangle / U_m$ et de la tension normale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$ à $x/h = 4$ au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV, données bibliographiques et simulations numériques.	146
4.24	Comparaison des tensions de Reynolds $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$ et $\langle u'v' \rangle / U_m^2$ à $x/h = 4$ au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV et simulations numériques.	146
4.25	Comparaison de la vitesse adimensionnelle $\langle u \rangle / U_m$ et de la tension normale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$ à $x/h = 6$ au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV, données bibliographiques et simulations numériques.	147

4.26	Comparaison des tensions de Reynolds $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$ et $\langle u'v' \rangle / U_m^2$ à $x/h = 6$ au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV et simulations numériques. . . . .	147
4.27	Distributions de la vitesse longitudinale moyenne. . . . .	149
4.28	Distribution du champ de température au centre de la plaque vs. $x/h$ . . . . .	149
4.29	Nombre de Nusselt local au centre de la plaque vs. $x/h$ . . . . .	151
4.30	Distribution du nombre de Nusselt normalisé au centre de la plaque vs. $x/h$ . . . . .	151
4.31	Comparaison entre la distribution du coefficient de frottement $C_f$ obtenu par simulation numérique $k - \omega$ SST avec la température et le nombre de Nusselt trouvés lors des essais expérimentaux, au centre de la plaque. . . . .	152
5.1	Conditions aux limites utilisées lors des tests numériques préliminaires. . . . .	158
5.2	Vue méridienne du maillage réalisé pour les simulations CFD. . . . .	159
5.3	Maillage réalisé pour la simulation thermique. . . . .	161
5.4	Présentation des différentes régions étudiées du rotor. . . . .	163
5.5	Contours de la température sur les faces polaires et le fond d'encoche. . . . .	163
5.6	Comparaison de ces études sur le champ de température : distribution axiale. . . . .	164
5.7	Comparaison de ces études sur le champ de température : distribution azimutale. . . . .	164
5.8	Contours et trajectoires de la vitesse relative le long de l'entrefer et de l'encoche. . . . .	165
5.9	Comparaison du profil de vitesse à $2D_h$ et à $6D_h$ entre l'expérimental et le numérique. . . . .	166
5.10	Profils du nombre de Nusselt obtenus à partir des résultats numériques en début de rotor (SYRTHES : lignes solides ; Ansys-CFX : lignes pointillées). . . . .	167
5.11	Profils du nombre de Nusselt obtenus à partir des résultats numériques en fin de rotor (SYRTHES : lignes solides ; Ansys-CFX : lignes pointillées). . . . .	168
5.12	Nombre de Nusselt moyen au bord d'attaque et de fuite des faces polaires et inductrices et au niveau du fond d'encoche pour $Re_a = 3115$ et $Re_t = 9710$ en fonction de $z/D_h$ . . . . .	169
5.13	Lignes de courant et contours de la vitesse moyenne relative $\langle V_{rel} \rangle$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 779$ . . . . .	170
5.14	Lignes de courant et contours de la vitesse moyenne relative $\langle V_{rel} \rangle$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 3115$ . . . . .	171
5.15	Lignes de courant et contours de la vitesse moyenne relative $\langle V_{rel} \rangle$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 6235$ . . . . .	172
5.16	Lignes de courant et contours de la vitesse moyenne relative $\langle V_{rel} \rangle$ pour deux couples ( $Re_a = 3115, Re_t = 0$ ) et ( $Re_a = 0, Re_t = 9710$ ). . . . .	173
5.17	Illustration du calcul de la taille des tourbillons selon $V_{z_{rel}}$ à $\theta = 0^\circ$ . . . . .	174
5.18	Contours de la vitesse moyenne relative $\langle V_{rel} \rangle$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés pour $\theta = 0^\circ$ , avec $Re_a = 779$ . . . . .	175
5.19	Contours de la vitesse moyenne relative $\langle V_{rel} \rangle$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés pour $\theta = 0^\circ$ , avec $Re_a = 3115$ . . . . .	176
5.20	Contours de la vitesse moyenne relative $\langle V_{rel} \rangle$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés pour $\theta = 0^\circ$ , avec $Re_a = 6235$ . . . . .	177

5.21	Contours du champ de température adimensionnée $(T - T_{\min})/(T_{\max} - T_{\min})$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 779$ . . . . .	178
5.22	Contours du champ de température adimensionnée $(T - T_{\min})/(T_{\max} - T_{\min})$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 3115$ . . . . .	179
5.23	Contours du champ de température adimensionnée $(T - T_{\min})/(T_{\max} - T_{\min})$ pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 6235$ . . . . .	180
5.24	Évolution de la température max. $T_{\max}$ et de sa position $P_{T_{\max}}$ selon $Re_a$ et $Re_t$ . . . . .	181
5.25	Contours du champ de température adimensionnée pour deux couples ( $Re_a = 3115$ , $Re_t = 0$ ) et ( $Re_a = 0$ , $Re_t = 9710$ ). . . . .	182
5.26	Contours du nombre de Nusselt pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 779$ . . . . .	184
5.27	Contours du nombre de Nusselt pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 3115$ . . . . .	185
5.28	Contours du nombre de Nusselt pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec $Re_a = 6235$ . . . . .	186
5.29	Évolution du nombre de Nusselt moyen du rotor $\overline{Nu}_{\text{rotor}}$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_t$ par rapport à la littérature. . . . .	187
5.30	Évolution du nombre de Nusselt moyenné dans la direction azimutale le long de la face polaire au bord d'attaque. . . . .	189
5.31	Évolution du nombre de Nusselt moyenné dans la direction azimutale le long de la face polaire au bord de fuite. . . . .	191
5.32	Évolution du nombre de Nusselt moyen de la face inductrice du bord d'attaque $Nu_{\text{inducteur-attaque}}$ , en fonction de $z/D_h$ pour différents $Re_a$ . . . . .	192
5.33	Évolution du nombre de Nusselt dans la face inductrice du bord d'attaque $Nu_{\text{inducteur-attaque}}$ , en fonction de $z/D_h$ pour différents $Re_t$ . . . . .	192
5.34	Évolution du nombre de Nusselt dans la face inductrice du bord d'attaque $Nu_{\text{inducteur-fuite}}$ pour différents $Re_a$ . . . . .	194
5.35	Évolution du nombre de Nusselt dans la face inductrice du bord de fuite $Nu_{\text{inducteur-fuite}}$ pour différents $Re_t$ . . . . .	194
5.36	Évolution du nombre de Nusselt des faces inductrices en fonction de $Re_t$ par rapport à tube tournant (Baudoin (2004)) et à un cylindre encoché tournant (Fénot <i>et al.</i> (2013)). . . . .	195
5.37	Évolution de $Nu$ le long du fond d'encoche ( $Nu_{\text{fond\_encoche}}$ ) pour différents $Re_a$ . . . . .	196
5.38	Évolution du nombre de Nusselt le long du fond d'encoche $Nu_{\text{fond\_encoche}}$ pour différents $Re_t$ . . . . .	196
5.39	Évolution du nombre de Nusselt moyen dans le fond d'encoche selon $Re_a$ . . . . .	197
5.40	Cercles de démarcation des différentes régions rencontrées dans la cavité tournante confinée. . . . .	198
6.1	CAO des pôles constituant le rotor. . . . .	202
6.2	Maillages utilisés dans Ansys (a) et SALOME 6.0 (b). . . . .	204
6.3	Distributions du champ de température (a) et du coefficient de transfert convectif (b) sur la surface du pôle extérieur. . . . .	207



6.4	Effet de la prise en compte ou non de la résistance de contact à l'interface entre le support et la coquille, dans le calcul du coefficient d'échange convectif par méthode inverse. . . . .	207
6.5	Comparaison entre les résultats Ansys-CFX et SYRTHES dans le cas d'une plaque plane. . . . .	208
6.6	Comparaison entre les résultats Ansys-CFX et SYRTHES dans le cas de la coquille. . . . .	209
6.7	Représentation d'une dissymétrie dans le cas d'un triangle et d'un quadrilatère. . . . .	209
6.8	Distributions du champ de température sur la face polaire à 50 tr/min (a) et à 300 tr/min (b). . . . .	210
6.9	Distribution du champ de température normalisée sur la face polaire à 50 tr/min à différentes hauteurs de la coquille. . . . .	211
6.10	Distribution du champ de température normalisée sur la face polaire à 300 tr/min à différentes hauteurs de la coquille. . . . .	212
6.11	Profils du coefficient d'échange convectif obtenus sur la face polaire à 50 tr/min (Ansys-CFX : lignes ; SYRTHES 4.0 : en pointillés) en haut de la coquille. . . . .	213
6.12	Profils du coefficient d'échange convectif obtenus sur la face polaire à 50 tr/min (Ansys-CFX : lignes ; SYRTHES 4.0 : en pointillés) en bas de la coquille. . . . .	213
6.13	Profils du coefficient d'échange convectif obtenus sur la face polaire à 300 tr/min (Ansys-CFX : lignes ; SYRTHES 4.0 : en pointillés) en haut de la coquille. . . . .	214
6.14	Profils du coefficient d'échange convectif obtenus sur la face polaire à 300 tr/min (Ansys-CFX : lignes ; SYRTHES 4.0 : en pointillés) en bas de la coquille. . . . .	214
6.15	Lignes de courant proche du haut du pôle à 300 tr/min (Ansys-CFX). . . . .	215
6.16	Rotor. . . . .	220
6.17	Circuit de ventilation du stator de l'alternateur de « La Coche ». . . . .	221
6.18	Stator avec événements. . . . .	221
A.1	Section de passage (zone orange) et périmètre mouillé (contour vert) du fluide. . . . .	233
A.2	Rotor. . . . .	234
C.1	Couplage Code_Saturne/SYRTHES (Rupp et Peniguel (2011)). . . . .	242
E.1	Convergence vers un état stationnaire. . . . .	247
E.2	Comparaison de la topologie de l'écoulement entre les domaines périodiques et entiers. . . . .	248
E.3	Comparaison de la distribution de la vitesse moyenne $\langle V_z \rangle$ entre le cas périodique et le domaine entier. . . . .	249
E.4	Influence des modèles de turbulence sur $\langle V_z \rangle$ , au milieu du rotor ( $x = 0$ m, $y = 0,108778$ m). . . . .	250
E.5	Influence des positions de l'interface. . . . .	250
E.6	Influence des interfaces sur la distribution axiale $\langle V_z \rangle$ , au milieu du rotor ( $x = 0$ , $y = 0,108778$ m). . . . .	251
F.1	Mesure de la température du pôle en statique par caméra infrarouge. . . . .	253
F.2	Température normalisée $T/T_{max}$ de la coquille en statique à l'aide des thermistances. . . . .	254

---

F.3	Température normalisée $T/T_{\max}$ de la coquille à différentes vitesses de rotation. . .	256
F.4	Maillage de la surface extérieure du pôle (gauche), contours de température après Krigeage (centre) et contours de température après Krigeage et ajout de points pour supports (droite). . . . .	257
F.5	Distribution du flux thermique et du coefficient de convection thermique sur la surface polaire. . . . .	258
F.6	Distribution du flux thermique avec un coefficient de convection thermique constant ( $h = 60 \text{ W/m}^2\text{K}$ ). . . . .	259

# Liste des tableaux

1.1	Évolution de la nature de l'écoulement en fonction de la vitesse de rotation (Cognet (1984)). . . . .	39
1.2	Stabilité de l'écoulement en fonction des paramètres $Re_a$ , $\eta$ et $l$ . (Martin et Hasoon (1976)). . . . .	42
1.3	Analogie entre les grandeurs thermiques et électriques. . . . .	45
1.4	Stabilisation de l'écoulement sous l'effet d'un gradient thermique entre les deux parois des cylindres (Sorour et Coney (1979)). . . . .	47
1.5	Comparaison de valeurs du nombre de Nusselt obtenues par différents auteurs dans leur domaine de validité. . . . .	50
1.6	Influence de la vitesse de rotation et du débit axial sur la nature de l'écoulement et les transferts thermiques. . . . .	51
1.7	Principales corrélations représentatives des cas lisses sans débit axial. . . . .	53
1.8	Principales corrélations représentatives des cas lisses avec débit axial. . . . .	54
1.9	Comportement de $Ta_c$ en fonction de $Re_a$ (Gardiner et Sabersky (1978)). . . . .	56
1.10	Principales corrélations représentatives des cas encochés sans débit axial. . . . .	60
1.11	Principales corrélations représentatives des cas encochés avec débit axial. . . . .	61
2.1	Tableau représentant les différentes configurations étudiées. . . . .	68
2.2	Tableau comparatif des principales méthodes pour mesurer la vitesse d'un fluide. . . . .	69
2.3	Tableau des différentes configurations étudiées pour la maquette aérothermique. . . . .	74
2.4	Paramètres thermiques des principaux matériaux utilisés dans les essais de la marche descendante. . . . .	75
2.5	Émissivité de la plaque. . . . .	77
2.6	Possibilité de dimensions et masses obtenues suite à la similitude géométrique sur le rotor. . . . .	79
2.7	Caractéristiques de la petite maquette tournante. . . . .	81
2.8	Caractéristiques géométriques de la maquette. . . . .	82
2.9	Caractéristiques thermiques des principaux matériaux utilisés dans ces essais. . . . .	85
2.10	Comparaison des caractéristiques des thermocouples J et K. . . . .	85
2.11	Comparaison des dimensions de l'alternateur et de la maquette (Toussaint (2011)). Certaines données sont confidentielles. . . . .	91
2.12	Résumé des principales caractéristiques de la grande maquette tournante. . . . .	91
2.13	Nombre et positionnement des composantes du rotor (Toussaint (2011)). . . . .	92
2.14	Nombre et positionnement des composantes du stator et de la carcasse. . . . .	94

2.15 Répartition des débits dans la maquette d'alternateur en valeur absolue et en pourcentage par rapport au débit de référence (Toussaint (2011)). . . . .	95
2.16 Paramètres thermiques des principaux matériaux utilisés dans les essais de la maquette tournante. . . . .	96
2.17 Caractéristiques techniques du pyromètre Thermawatch®. . . . .	100
2.18 Comparaison des principales caractéristiques entre les RTD, les thermistances et le pyromètre. . . . .	101
3.1 Récapitulatif des modèles de turbulence utilisés. . . . .	118
4.1 Présentation des logiciels utilisés dans le cas de la marche. . . . .	132
4.2 Comparaison de la position et de la température du point chaud. . . . .	150
4.3 Résultats présentant la position de $x_{\max}$ . . . . .	152
4.4 Comparaison entre le coefficient de frottement $C_f$ et la température/nombre de Nusselt au point de recollement (cas (b)). . . . .	153
4.5 Corrélations obtenues dans l'étude du cas (b), pour le modèle de turbulence $k - \omega$ SST. . . . .	153
4.6 Valeurs caractéristiques obtenus dans ces études. . . . .	154
4.7 Valeurs caractéristiques obtenues dans la littérature. . . . .	155
5.1 Présentation des logiciels utilisés dans le cas de la cavité tournante confinée. . . . .	161
5.2 Résumé des 15 configurations étudiées. . . . .	169
5.3 Étude de la taille des recirculations à $\theta = 0^\circ$ , à l'intérieur de l'encoche ou en aval du rotor, en fonction de $Re_a$ et $Re_t$ . . . . .	174
5.4 Étude de la température et de la position du point chaud selon $Re_a$ et $Re_t$ . . . . .	181
5.5 Nombre de Nusselt moyen obtenu sur les différentes parties du rotor en fonction de $Re_a$ et de $Re_t$ . . . . .	188
6.1 Puissance des éléments chauffants en fonction du cas étudié. . . . .	203
6.2 Températures obtenues par mesures de thermistances pour 50 et 300 tr/min. . . . .	203
6.3 Présentation des modèles numériques pour l'ensemble de la coquille. . . . .	205
6.4 Valeur du flux de chaleur en fonction de la valeur prise pour la résistance de contact. . . . .	206
6.5 Comparaison avec la littérature du coefficient de multiplication entre 50 et 300 tr/min, dans le cas d'un entrefer rainuré. . . . .	215
C.1 Principales caractéristiques du cluster Fortune (Silicon Graphics). . . . .	239
C.2 Principales caractéristiques du cluster Ivanoe à EDF R&D. . . . .	240
C.3 Comparatif des méthodes numériques de résolution des EDP. . . . .	243



# Nomenclature

## Nombres latins dimensionnels

$a,$	Diffusivité thermique [ $\text{m}^2/\text{s}^1$ ]
$c = \sqrt{\gamma RT},$	Vitesse du son [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$C,$	Couple [ $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2$ ]
$c_p,$	Capacité thermique [ $\text{J}/\text{kg}^1/\text{K}^1$ ]
$D_h = \frac{4 \times S_p}{P},$	Diamètre hydraulique [ $\text{m}$ ]
$D_j,$	Hauteur de la buse [ $\text{m}$ ]
$e,$	Épaisseur [ $\text{m}$ ]
$e = R_2 - R_1,$	Épaisseur de l'espace annulaire [ $\text{m}$ ]
$e_{\text{eq}},$	Taille d'entrefer équivalente [ $\text{m}$ ]
$g,$	Accélération de la pesanteur [ $\text{m}/\text{s}^2$ ]
$h,$	Coefficient d'échange convectif [ $\text{W}/\text{m}^2\text{K}^1$ ]
$h,$	Hauteur de marche [ $\text{m}$ ]
$k,$	Énergie cinétique turbulente [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ]
$l,$	Largeur des encoches [ $\text{m}$ ]
$L_{\text{fer}},$	Hauteur du rotor [ $\text{m}$ ]
$L_z,$	Largeur de marche [ $\text{m}$ ]
$P,$	Puissance [ $\text{W}$ ]
$P_m,$	Périmètre mouillé [ $\text{m}$ ]
$p,$	Profondeur des encoches [ $\text{m}$ ]
$p_i,$	Énergie interne [ $\text{W}/\text{m}^3$ ]
$R,$	Constante spécifique du gaz parfait [ $\text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}$ ]
$R_0,$	Rayon interne du cylindre intérieur tournant [ $\text{m}$ ]
$R_1,$	Rayon externe du cylindre intérieur tournant [ $\text{m}$ ]
$R_2,$	Rayon interne du cylindre extérieur fixe [ $\text{m}$ ]
$R_c,$	Résistance de contact [ $\text{m}^2\text{K}/\text{W}$ ]
$S, S_p,$	Surface d'échange ou section de passage [ $\text{m}^2$ ]
$T,$	Température [ $\text{K}$ ]
$T_{\text{ref}},$	Température de référence [ $\text{K}$ ]
$u, v, w,$	Vitesses longitudinale, verticale, transversale [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$u_k,$	Vitesse liée à l'énergie cinétique turbulente [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}},$	Vitesse de frottement [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$U_j,$	Vitesse du jet en sortie de buse [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$U_m,$	Vitesse maximale au niveau de la marche [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$V_a,$	Vitesse axiale [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$V_{\text{max}},$	Vitesse maximale [ $\text{m}/\text{s}$ ]

**Nombres latins dimensionnels**

$V_{rel}$ ,	Vitesse relative [m/s]
$V_z$ ,	Vitesse axiale selon la direction z [m/s]
$x_{max}$ ,	Position de transfert de chaleur maximal [m]
$x_r$ ,	Longueur de rattachement [m]
$x, y, z$ ,	Coordonnées cartésiennes [m]
$y$ ,	Distance à la paroi [m]
$y_{1/2}$ ,	Demi-hauteur du jet [m]
$y_m$ ,	Hauteur verticale de la région interne [m]

**Nombres latins adimensionnels**

$A, B, C, D, n, m, o$ ,	Constantes
$AR$ ,	Rapport d'aspect
$Bi = he/\lambda$ ,	Nombre de Biot
$C_f = \tau_w/(0,5\rho U_0^2)$ ,	Coefficient de frottement
$Gr_{D_h} = g\beta\Delta T \times D_h^3/\nu^2$ ,	Nombre de Grashof
$Ek = \nu/(2\omega D_h^2)$ ,	Nombre d'Ekman
$ER$ ,	Rapport d'expansion
$F_g$ ,	Facteur géométrique
$F_{r-s}$ ,	Facteur de forme entre le rotor et le stator
$I_t = \sqrt{ u' - \bar{u} ^2}/\bar{u}$ ,	Intensité turbulente
$Ma = u/c$ ,	Nombre de Mach
$n$ ,	Nombre d'encoches
$Nu_d = h \times D_h/\lambda$ ,	Nombre de Nusselt local
$Nu_{fd}$ ,	Nombre de Nusselt pleinement établi
$Nu_{max} = h_{max}x_{max}/\lambda_{air}$ ,	Nombre de Nusselt maximum
$Nu_{r-s}$ ,	Nombre de Nusselt entre rotor et stator
$Pr = \mu \times C_p/\lambda$ ,	Nombre de Prandtl
$Re_a$ ,	Nombre de Reynolds axial
$Re_{D_h} = U_0 \times D_h/\nu$ ,	Nombre de Reynolds
$Re_{eff} = \frac{(V_a^2 + (\omega R_1)^2)^{1/2} \times D_h}{\nu}$ ,	Nombre de Reynolds effectif
$Re_{max}$ ,	Nombre de Reynolds maximum
$Re_t$ ,	Nombre de Reynolds tangentiel
$R_f$ ,	Rapport de forme
$Ri = Gr/Re^2$ ,	Nombre de Richardson
$Ro = 2\omega D_h/U$ ,	Nombre de Rotation
$Ta$ ,	Nombre de Taylor
$Ta_c$ ,	Nombre de Taylor critique
$Ta_m$ ,	Nombre de Taylor modifié
$Ta_{mc}$ ,	Nombre de Taylor modifié critique
$X_{max} = x_{max}/D_h$ ,	Position maximale adimensionnée
$X_r = x_r/D_h$ ,	Longueur de rattachement adimensionnée
$y^+ = y \times u_\tau/\nu$ ,	Distance à la paroi adimensionnelle

**Symboles grecs** $\alpha, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5, \beta, \gamma, \delta,$  $\alpha_1,$  $\beta,$  $\gamma,$  $\delta,$  $\epsilon,$  $\varepsilon,$  $\eta,$  $\theta,$  $\lambda,$  $\mu,$  $\nu,$  $\pi,$  $\rho,$  $\sigma,$  $\tau_\omega,$  $\varphi,$  $\omega,$  $\omega,$  $\Gamma,$ **Constantes**

Coefficient de régularisation

Coefficient de dilatation volumique [ $K^{-1}$ ]

Coefficient adiabatique

Épaisseur de couche limite [m]

Taux de dissipation turbulent [ $m^2/s^3$ ]

Émissivité

Épaisseur de l'entrefer dans la direction radiale

Angle [ $^\circ$ ]

Conductivité thermique [W/m.K]

Viscosité dynamique [kg/m.s]

Viscosité cinématique [ $m^2/s$ ]

Nombre pi

Masse volumique [ $kg/m^3$ ]

Constante de Boltzmann

Contrainte de cisaillement [Pa]

Flux de chaleur pariétal [W/ $m^2$ ]

Vitesse de rotation [rad/s]

Taux de dissipation de l'énergie turbulente [ $s^{-1}$ ]

Allongement de l'entrefer dans la direction axiale

**Abréviations***ALE,**CAO,**CFD,**CFL,**CCHC,**CHT,**CPU,**CTA,**DNS,**EB – RSM,**EDP,**EPS,**FEM,**FIT,**GGI,**IR,**LDA,**LES,**PID,**PIV,*

Arbitrary Lagrangian-Eulerian

Conception Assistée par Ordinateur

Computational Fluid Dynamics

Courant-Friedrichs-Lewy condition

Cartouche Chauffante Haute Charge

Conjugate Heat Transfer

Central Processing Unit

Anémométrie à Température Constante

Direct Numerical Simulation

Elliptic Blending-Reynolds Stress Model

Équations aux Dérivées Partielles

Polystyrène Expandé

Méthode des éléments finis

Finite Integration Technique

General Grid Interface

InfraRouge

Laser Doppler Anemometer

Large Eddy Simulation

Proportionnel Intégral Dérivé

Vélocimétrie par Images de Particules



**Abréviations**

<i>RANS</i> ,	Reynolds Averaged Navier-Stokes
<i>RMS</i> ,	Moyenne quadratique
<i>RSM</i> ,	Reynolds stress model
<i>RTD</i> ,	Resistance Temperature Detector
<i>SST</i> ,	Shear Stress Transport
<i>SPIV</i> ,	Stéréo-Vélocimétrie par Images de Particules
<i>URANS</i> ,	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

**Indices**

a,	Axial
amb,	Ambiant
atm,	Atmosphérique
c,	Critique
cal,	Calculé
cond,	Conduction
conv,	Convection
eff,	Effectif
env,	Environnement
eq,	Équivalent
f,	Frottement
fd,	Pleinement développé
fer,	Longueur de fer
j,	Jet
max,	Maximum
mes,	Mesuré
min,	Minimum
obj,	Objet
opt,	Optimum
r,	Relatif au rotor
ray,	Rayonnement
ref,	Référence
rel,	Relatif
s,	Relatif au stator
t,	Tangentiel
t,c,	Contact thermique
$\infty$ ,	Infini

**Symboles**

$\langle \rangle$ ,	Moyenne
$  $ ,	Valeur absolue
$\rightarrow$ ,	Vecteur
'	Fluctuation

# Introduction générale

## Contexte de l'étude

**E**DF exploite sur son parc de production d'énergie électrique un grand nombre de machines tournantes, moteurs ou alternateurs. Ces machines se distinguent des machines d'usage courant par leur taille imposante. Le suivi de ces machines en exploitation représente un fort enjeu afin de s'assurer de leur disponibilité pour la production d'énergie électrique, que ce soit en production directe (alternateurs) ou pour le fonctionnement des circuits auxiliaires (moteurs). Un mauvais suivi de ces machines peut induire de l'indisponibilité et des coûts de maintenance élevés. Il faut de fait s'assurer que cette maintenance soit préventive et non curative. Nous allons nous intéresser plus particulièrement ici aux alternateurs que l'on trouve dans le domaine de l'hydraulique. Les méthodes et les résultats proposés dans ce travail peuvent être élargis pour les alternateurs « lisses », que l'on trouve dans le nucléaire ou le thermique à flamme.

L'hydroélectricité est une énergie à la fois renouvelable, produisant peu de gaz à effet de serre, mais aussi économiquement compétitive par rapport aux autres sources d'énergie (énergies fossiles). Elle peut être facilement contrôlée pour produire autant d'énergie que nécessaire en fonction des stocks disponibles (réservoirs). Le groupe turbine-alternateur représente un des équipements essentiels de la production de l'électricité hydroélectrique. La turbine permet d'extraire une partie de l'énergie mécanique provenant du débit et de la chute d'eau. Elle transmet cette énergie à l'alternateur via l'arbre qui les relie. L'alternateur permet de convertir cette énergie mécanique en énergie électrique. Il est généralement constitué d'un rotor synchrone à pôles saillants et d'un stator fixe. Les alternateurs hydroélectriques sont performants : ils peuvent atteindre une efficacité proche de 98%. L'hydroélectricité représente 12% de la production électrique en France, majoritairement dominée par le nucléaire, alors qu'elle représente plus de 97% de la capacité de production de l'électricité totale au Québec en 2013.

L'analyse du fonctionnement de ce type d'alternateur demeure complexe d'une part à cause de la géométrie, d'autre part du fait des phénomènes physiques mis en jeu (électromagnétiques, vibratoires, thermiques ou fluidiques). Les contraintes subies par ces équipements sont à l'origine des défaillances. Dans l'étude proposée, nous nous focaliserons sur la thermique qui est liée aux pertes électriques (joules et fer) voire aux défauts électriques (courts-circuits). Ces pertes peuvent engendrer des échauffements locaux suffisants pour nuire à l'intégrité de la machine (dégradation des matériaux isolants). Ces échauffements peuvent être d'origine électromagnétique, due à une concentration locale de pertes, ou encore d'origine aérodynamique, due à une mauvaise évacuation des calories suite à un refroidissement inadéquat (zones de recirculation). Ces deux types de pertes peuvent même se combiner dans le pire des cas.

À l'origine, leur dimensionnement tenait compte prioritairement d'objectifs électromagnétiques, en s'appuyant à la fois sur le retour d'expérience accumulée par les constructeurs et sur des lois empiriques. Faute d'une étude préalable du refroidissement de la machine, celle-ci pouvait être largement refroidie ou au contraire de manière insuffisante, rendant possible la création de points chauds.

La stratégie de refroidissement de la ventilation d'un alternateur hydraulique de type axio-radiale (type de machine principalement étudié dans ce mémoire) est précisée sur la Figure 0.1. Seul l'air est utilisé ici pour refroidir ce type d'alternateur. Les étapes du refroidissement sont indiquées ci-dessous :

1. L'air, refroidi par des échangeurs placés à l'extérieur du circuit magnétique, passe tout d'abord dans les caissons respectivement inférieurs et supérieurs de l'alternateur,
2. Dans la partie basse, une partie du fluide se dirige au niveau de l'arbre et le bas du rotor : il remonte alors par les canaux rotoriques et rejoint l'entrefer,
3. L'autre partie passe dans le ventilateur puis refroidit à la fois les têtes de bobines rotoriques et statoriques avant de rejoindre à son tour l'entrefer,
4. L'air remonte finalement dans les canaux statoriques à partir de l'entrefer puis rejoint, chaud, les échangeurs pour se faire refroidir.

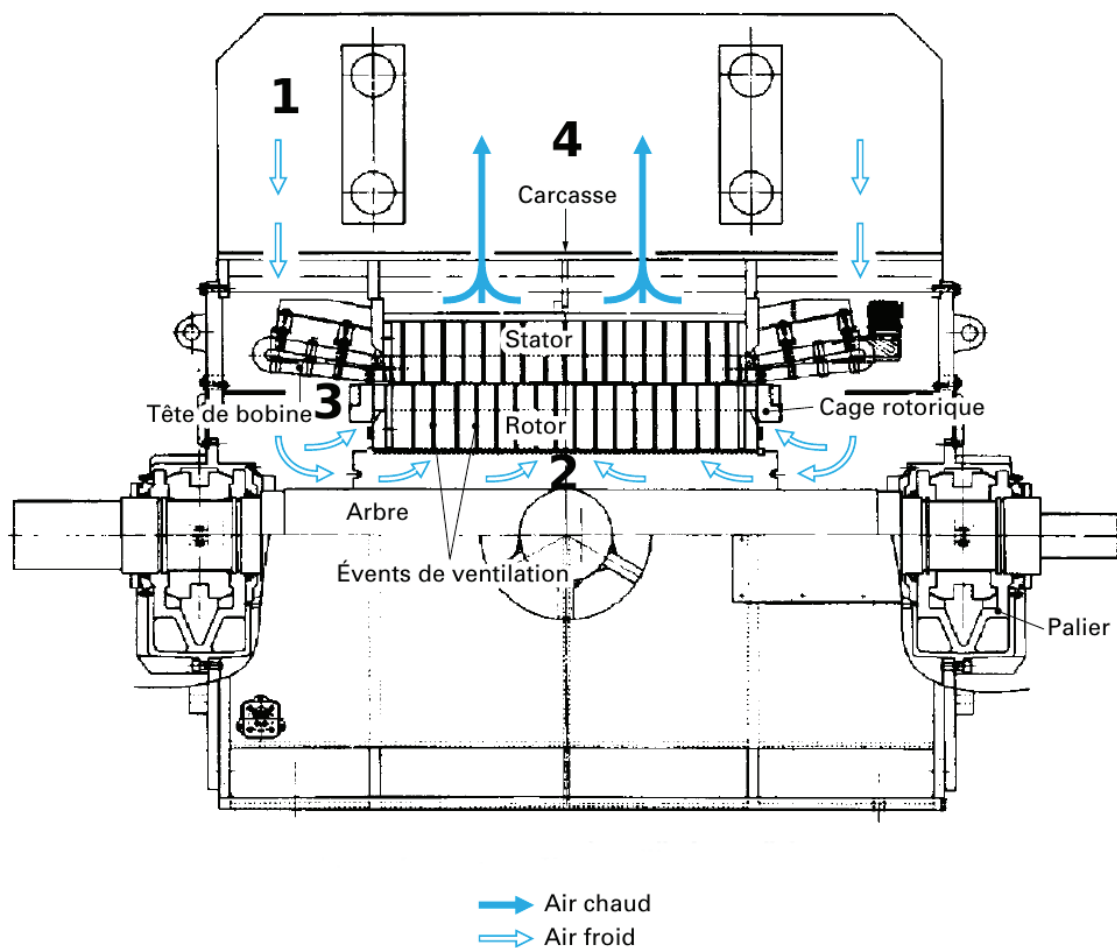


Figure 0.1: Stratégie de refroidissement dans une ventilation axio-radiale (Bertin (1999)).

Dans ce type d'alternateur, on peut remarquer la prédominance des échanges convectifs au niveau des têtes de bobines dans l'évacuation des pertes statoriques (Figure 0.2 a)). En revanche, l'entrefer ne participe que très peu à l'évacuation des pertes générées au stator. Au niveau des pertes rotoriques, on peut remarquer l'importance des échanges convectifs dans les canaux rotoriques, mais aussi ici dans l'entrefer pour l'évacuation des pertes générées au rotor (Figure 0.2 b)).

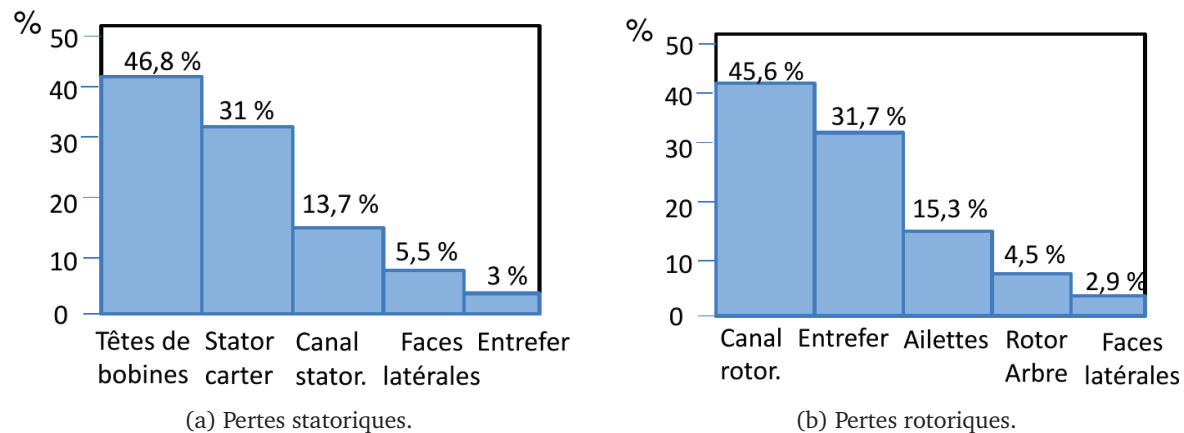


Figure 0.2: Chemins de transfert dans l'évacuation des pertes dans un alternateur (Bertin (2006)).

Il serait alors très intéressant de pouvoir prédire par calculs numériques les positions et, si possible, les valeurs des points chauds en fonction du refroidissement. En effet, la localisation des points chauds peut donner une précieuse indication sur le placement de sondes de suivi de température. Ainsi, ces sondes peuvent constituer une aide au pilotage de l'alternateur afin d'identifier les zones à inspecter en priorité lors des opérations de maintenance.

Le travail présenté dans ce mémoire est le fruit d'une étroite collaboration entre EDF R&D (département THEMIS, Technologie et Modélisation des Infrastructures du Système électrique, du groupe R21 DELTA, Disponibilité Électrique des Transformateurs et des Alternateurs), le laboratoire TEMPO avec le groupe DF2T (Dynamique des Fluides et des Transferts Thermiques) ainsi que l'IREQ (Institut de Recherche d'Hydro-Québec) au Canada. Ce partenariat a pour objectif principal d'améliorer la compréhension des phénomènes thermofluides en utilisant une approche hybride, incluant à la fois un large volet expérimental et numérique.

Ce travail vise à progresser par étapes successives, de difficultés croissantes, dans le but de comprendre les phénomènes physiques qui se créent dans les alternateurs hydroélectriques, en premier lieu dans des conditions simplifiées. C'est seulement après avoir compris cela que l'on pourra prétendre résoudre le problème multiphysique à l'échelle d'un alternateur complet. C'est pour répondre à cette problématique que s'est notamment créé en 2010 un des nombreux projets MEDEE (Maîtrise Énergétique des Entraînements Électriques) sur l'étude des machines électriques.

MEDEE est un pôle de recherche dans les domaines du Génie électrique et de l'Énergie sur des applications de type « fortes puissances » et industrielles. Ce projet regroupe plusieurs collaborations en Région Nord-Pas-de-Calais entre les laboratoires de recherche et des industriels autour du thème des machines électriques.

## Problématique scientifique

L'originalité de cette étude réside dans la proposition de plusieurs méthodologies, expérimentales et numériques, qui permettent de détecter et de localiser rapidement et correctement les points chauds dans ce type de machines. On s'attachera particulièrement à étudier l'effet de la rotation et d'un débit axial dans ces machines tournantes à grandes encoches (pôles de la machine), et leur impact sur la thermique.

En effet, ce problème, encore assez mal connu, est d'une grande complexité, de par la création de tourbillons liés à la rotation des machines (écoulement de Taylor-Couette) couplée à un écoulement axial (écoulement dit alors de Taylor-Couette-Poiseuille). Nous nous intéresserons dans notre travail aux deux grandes familles de machines électriques tournantes, à savoir les machines fermées et les machines ouvertes. Les premières sont définies comme la mise en rotation du rotor sans débit axial (sauf dans le cas des machines fermées auto-ventilées) et les secondes avec l'ajout d'un débit axial. L'utilisation de deux approches complémentaires (numérique et expérimentale) a été retenue pour mener à bien ce travail.

L'étude numérique permettra d'analyser et de comprendre les mécanismes fondamentaux se produisant dans les écoulements en rotation avec parois. En obtenant l'organisation des structures (topologie) de l'écoulement et leurs influences sur les transferts de chaleur, il sera alors possible de corrélérer et d'identifier les mécanismes moteurs qui gouvernent la physique des phénomènes rencontrés. L'étude numérique s'étend ici à une échelle locale et non pas à l'ensemble de toute la machine, compte tenu des ressources informatiques nécessaires à de tels calculs.

La première méthodologie se base sur les calculs CHT, qui couplent ici un code « volumes finis » de mécanique des fluides et un code « éléments finis » de thermique dans le solide : cette méthode permettra de résoudre les problèmes aérothermiques d'un seul tenant. Une seconde méthodologie est proposée et se fonde sur l'utilisation de méthodes numériques d'identifications des transferts de chaleur à partir de mesures expérimentales pariétales de champs de température : cette méthode est associée à des algorithmes inverses et à un calcul FEM qui permettront de remonter aux lois de transferts convectifs en paroi. La modélisation numérique des écoulements turbulents dans une géométrie complexe n'a pas encore atteint un degré de maturité suffisant pour être utilisée seule, d'où l'intérêt de réaliser des essais en parallèle.

D'un point de vue expérimental, on s'appuie sur des maquettes de complexités ascendantes, représentatives d'un alternateur hydraulique. Elles ont été développées au sein du laboratoire TEMPO afin de réaliser des mesures (température, vitesse, pression) au moyen de techniques éprouvées et reconnues (anémométrie à fil chaud, thermographie infrarouge, système PIV/SPIV, etc). Les maquettes comprennent une marche descendante (demi-pôle d'un rotor) avec un jet de paroi confiné relâché, ainsi qu'une cavité tournante confinée (maquette simplifiée d'un alternateur hydraulique) jusqu'à une grande maquette d'alternateur hydraulique (disponible à l'IREQ). Cette base de données expérimentales servira à valider les techniques de calculs envisagées.

## Structure et présentation du mémoire

Le présent travail cherche à répondre à la problématique scientifique posée à travers six grands chapitres.

Le premier chapitre pose quelques généralités sur les phénomènes étudiés dans la marche descendante (qui est statique). On vise ici à améliorer notre compréhension des phénomènes de recirculation qui s’y créent et que l’on retrouve dans les machines tournantes. Les effets de la rotation et d’un débit axial sont ensuite étudiés dans un cylindre lisse ou « rugueux » sur les transferts thermiques. Enfin on s’intéresse aux transferts thermiques dans des configurations semblables ou proches des configurations industrielles.

Le second chapitre décrit les différents dispositifs expérimentaux, ainsi que les différentes techniques de mesure employées dans l’ensemble des maquettes utilisées. Les mesures dynamiques et thermiques sont étudiées séparément, auxquelles s’ajoute l’incertitude des mesures de chaque technique.

Le troisième chapitre présente l’ensemble des méthodes numériques et modèles utilisés dans ce travail. La modélisation CFD de la turbulence est tout d’abord présentée (description RANS, LES). Les problèmes posés par la modélisation de la turbulence dans les systèmes fixes et tournants sont par la suite étudiés. Le couplage CHT entre la modélisation CFD et la partie thermique est enfin présenté.

Le quatrième chapitre présente les résultats obtenus pour un jet de paroi confiné relâché sur une marche descendante sans rotation, semblable à un demi-pôle d’alternateur. Les résultats expérimentaux PIV/SPIV et les modèles numériques LES et modèles RANS sont comparés et analysés. Le meilleur modèle numérique RANS est choisi en fonction de sa rapidité et de sa précision de calculs par rapport aux essais, à partir de couplages CHT. Une méthode inverse 1D est utilisée pour déduire numériquement le coefficient d’échange convectif  $h$  à partir des champs de température mesurés expérimentalement.

Le cinquième chapitre met en avant les résultats obtenus dans le cas d’une cavité tournante confinée, proche de la géométrie d’un alternateur hydraulique. Ce chapitre permet de valider la méthodologie qui utilise le couplage CHT. Un résultat expérimental et une simulation numérique sont comparés pour un des cas le plus contraignant à étudier. Une comparaison entre codes numériques est également réalisée. Des corrélations obtenues numériquement entre le nombre de Nusselt, le nombre de Reynolds et le nombre de Taylor sont ensuite présentées sur les différentes parties du pôle du rotor.

Le sixième et dernier chapitre propose une autre méthodologie, plus rapide numériquement mais aussi plus complexe à mettre en oeuvre. Ce chapitre montre les résultats obtenus dans une maquette d’alternateur hydraulique d’application industrielle. Une méthode inverse 3D est utilisée pour déduire le coefficient d’échange convectif  $h$  par éléments finis à partir des champs de température mesurés expérimentalement. Une comparaison entre codes numériques est également exposée.

Pour finir, une conclusion générale récapitulant l’ensemble des résultats est présentée ainsi que les perspectives envisagées.



# Chapitre 1

## Étude bibliographique

### 1.1 Introduction

Le but de cette étude est de comprendre comment se créent les échauffements dans les machines électriques tournantes et de s'assurer que l'on ne dépasse pas les échauffements admissibles. Ces derniers peuvent provenir de mauvaises circulations fluidiques ; s'ils sont significatifs, ils risquent de nuire à l'intégrité de ces machines. Pour se prémunir vis à vis d'éventuelles défaillances, il faut améliorer la compréhension des écoulements en rotation et identifier leurs effets sur les transferts thermiques afin de détecter et de localiser les points chauds.

L'étude bibliographique se compose en plusieurs parties qui synthétisent les phénomènes rencontrés dans un alternateur hydraulique. Nous étudierons tout d'abord un cas académique, celui dit de la marche descendante (demi-espace polaire d'un alternateur hydraulique), afin d'améliorer la compréhension des phénomènes de recirculation qui s'y créent. Seul un débit axial est pris en compte dans ce cas sans rotation. Une maquette était déjà disponible au début de la thèse, permettant une rapide exploitation.

Nous nous sommes intéressés ensuite à l'étude des transferts de chaleur au sein de cylindre tournants et/ou fixe, encochés et/ou lisses, avec ou sans débit axial. Seul le cas où le cylindre extérieur fixe et le cylindre intérieur tournant est étudié dans la thèse : cette étude représente le mieux les machines électriques tournantes du parc de production. La dernière partie est relative à l'étude des transferts thermiques dans les machines électriques tournantes de grande taille.

### 1.2 Écoulement et effets sur les transferts thermiques dans le cas d'une marche descendante

#### 1.2.1 Écoulement dans la marche descendante confinée

Les perturbations aérodynamiques qui se créent dans ces écoulements conduisent à des variations substantielles de l'échange thermique local par convection avec les parois en contact avec le fluide. Il est ainsi indispensable de comprendre et d'analyser les phénomènes de recirculations rencontrés dans de nombreuses applications industrielles.

La Figure 1.1 présente une application souvent étudiée dans la littérature, celle de l'étude d'un écoulement dans un entrefer confiné encoché semblable à une marche descendante.



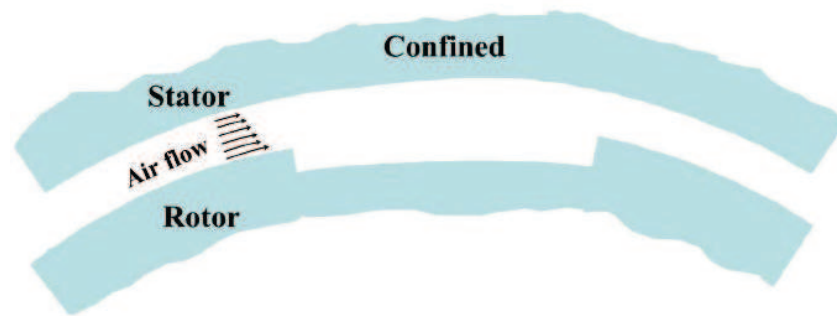


Figure 1.1: Application du cas de la marche descendante pour un écoulement confiné dans un entrefer encoché.

Nous nous intéressons ici à l'étude du phénomène de recirculation dans le cas d'une marche descendante, à l'image de l'étude réalisée par Boizumault *et al.* (2000) ou de la thèse de Noger (1999). L'étude des recirculations est indispensable avant de complexifier les phénomènes par la prise en compte notamment de la rotation. On peut retrouver ces phénomènes de recirculation dans des études de bifurcations, comme dans celles réalisées par Boizumault *et al.* (1999) ou encore Mouheb *et al.* (2012) pour un jet mélangé. La Figure 1.2 présente l'écoulement que l'on trouve en aval de ce type de marche (Driver *et al.* (1987)).

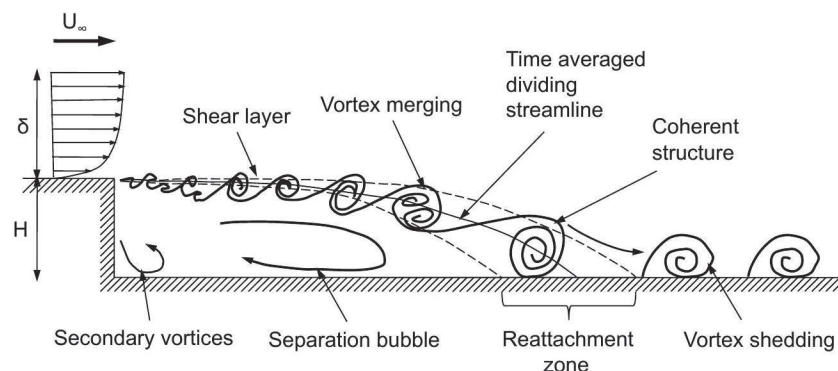


Figure 1.2: Structure de l'écoulement en aval de la marche descendante (Driver *et al.* (1987)).

Dans le cas de la marche descendante, deux types d'écoulements apparaissent : des écoulements cisailés libres (mélange de fluides à des vitesses différentes) et des écoulements cisailés autour d'un obstacle ou d'une proche paroi. La couche de cisaillement, celle qui prend forme au niveau de la marche, est créée par le décollement de la couche limite en amont. Lors de l'impact de l'écoulement sur la paroi en aval de la marche, une partie est déviée vers l'amont, donnant naissance à la zone dite de recirculation. L'autre partie se redéveloppe vers l'aval, accompagnée d'une multitude de tourbillons qui décroissent au fur à et mesure du trajet du fluide. Le point d'impact est appelé « point de rattachement ». Enfin, loin en aval de ce point, seuls les tourbillons de plus grande échelle persistent.

Certains paramètres influent sur le comportement de l'écoulement en amont ou en aval de la marche. Selon Eaton et Johnston (1981), on peut dénombrer quatre paramètres prépondérants :

1. **La nature de la couche limite amont** : l'écoulement en aval du rattachement est dépendant de la distribution de la vitesse en amont et de la géométrie du domaine étudié. Les profils de vitesse de la couche limite amont jouent sur les caractéristiques de l'écoulement qui se développent après la séparation du fluide, et en particulier sur la longueur de rattachement  $x_r$  (Adams *et al.* (1984)). Eaton et Johnston (1981) et Boizumault *et al.* (2000) ont étudié l'évolution de la longueur de rattachement en fonction du nombre de Reynolds. Ils montrent que lorsque le régime devient pleinement turbulent,  $x_r$  devient constant et ne dépend plus du nombre de Reynolds : la couche limite amont n'a alors plus d'influence.
2. **L'épaisseur de la couche limite amont** : l'effet de l'épaisseur de la couche limite sur la hauteur de la marche ( $\delta/h$ ) a été étudié par Adams et Johnston (1988). Ils mettent en cause la transition laminaire-turbulent de la couche cisailée qui survient à différents nombres de Reynolds  $Re_h$ , expliquant l'origine sur les différents résultats que l'on peut trouver dans la littérature sur une marche descendante. Bradshaw et Wong (1972) ont caractérisé le degré de perturbation de l'écoulement en se basant sur  $\delta/h$ . Ils ont montré que l'écoulement est faiblement perturbé si  $\delta/h \gg 1$ , fortement perturbé si  $\delta/h \simeq 1$  et très fortement perturbé lorsque  $\delta/h \ll 1$ . Ils ont constaté que des phénomènes instationnaires apparaissent au sein de la couche de cisaillement, caractérisés par le développement de grosses structures tourbillonnaires en aval de la marche. C'est ce comportement qui donne le caractère instationnaire de la zone de recollement.
3. **Le gradient de pression longitudinal** : certains coefficients permettent d'expliquer l'origine de la différence observée entre deux expériences identiques mais menées par des auteurs différents. Parmi ces coefficients, on trouve le coefficient d'expansion géométrique ( $ER$ ). Il est défini comme étant le rapport de la hauteur de la veine sur la hauteur de la marche. Ce coefficient donne une indication sur le gradient de pression adverse agissant sur la couche de cisaillement, ainsi que sur celle du gradient de pression favorable agissant sur la région de recirculation. Durst et Tropea (1981) ont montré qu'un faible  $ER$  permet d'atténuer les effets du gradient de pression dus à l'expansion, entraînant une faible longueur de rattachement en aval de la marche. La différence de pression dans la direction de l'écoulement est donc totalement dépendante de la géométrie.
4. **L'intensité de la turbulence** : Neto *et al.* (1993), Lien et Leschziner (1994) et Le et Kim (1997) ont observé que les plus importantes activités turbulentes se trouvaient proche du point de rattachement. Ils montrent plus précisément que le niveau maximum de l'énergie cinétique de la turbulence est atteint avant le rattachement, à environ  $1h$ . Otugen (1991) a observé que de grands coefficients d'expansion géométrique ( $ER$ ) mènent à de fortes intensités turbulentes à l'intérieur de la couche de cisaillement, et d'autant plus lorsque l'on se trouve proche de la marche. L'augmentation de l'intensité turbulente entraîne une augmentation de la vitesse de la couche de cisaillement. Par conséquent, de plus petites longueurs de rattachement  $x_r$  sont trouvées à cause de ces fortes intensités turbulentes créées à mesure que le coefficient  $ER$  augmente.

Plus d'informations sur ces paramètres sont données dans la thèse de Noger (1999).

### Autres paramètres

D'autres paramètres peuvent influencer de façon moindre la structure de l'écoulement se développant au passage de la marche, tels que la vitesse de l'écoulement extérieur (liée au nombre de Reynolds), la pression, la zone de recirculation ou encore le coefficient de frottement (Noger (1999)). Ce dernier paramètre est très important puisqu'il est souvent utilisé pour calculer la longueur de rattachement selon le critère  $C_f = 0$  (Jovic et Driver (1995)). Ils ont en effet observé que la région amont du rattachement du fluide correspond à un coefficient de frottement négatif alors que la région aval est définie pour un coefficient de frottement positif. Selon Eaton et Johnston (1981) ou encore Driver *et al.* (1987), des niveaux élevés du coefficient de frottement  $C_f$  sont trouvés dans la zone de recirculation.

### Prise en compte des effets tridimensionnels

Des effets tridimensionnels peuvent être pris en compte grâce au rapport d'aspect ( $AR$ ), perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Ce coefficient est défini comme étant le rapport de la largeur de la veine sur la hauteur de la marche. Pour  $AR > 10$ , De Brederode et Bradshaw (1972) ont montré que les effets tridimensionnels sont négligeables. Ceci est confirmé par Driver *et al.* (1987) qui trouvent que des  $AR$  élevés permettent de minimiser les effets tridimensionnels. Papadopoulos et Otugen (1995) ont trouvé de leur côté que la longueur de rattachement devenait indépendante de  $AR$ . Pour un coefficient inférieur, la longueur de rattachement augmente si la couche limite est laminaire, et diminue si la couche limite est turbulente. Ils attribuent cette différence de comportement aux structures tridimensionnelles contenues dans l'écoulement.

Un second rapport d'aspect relatif au jet ( $AR_j$ ), défini comme étant le rapport entre la largeur de la veine et la hauteur de la buse, est un autre indicateur pour la prise en compte ou non les effets tridimensionnelles (Jacob *et al.* (2001)), notamment pour les configurations non-confinées.

Depuis le développement récent des techniques PIV (Adrian (1991)), beaucoup d'études sur l'écoulement dans le cas de la marche ont été réalisées utilisant cette technique. Scarano et Riethmullet (1999) ont validé leurs résultats expérimentaux ( $AR = 10$ ), obtenus à partir de la PIV avec un calcul DNS largement reconnu (Le et Kim (1997)). Kostas *et al.* (2002) présentent de leur côté les contraintes de Reynolds et la production de l'énergie cinétique de la turbulence dans leur marche ( $AR = 62$ ). Piirto *et al.* (2007) ont notamment réalisé des mesures PIV en les comparant aux résultats numériques RANS avec prise en compte du modèle RSM ( $AR = 4, 7$ ) pour un nombre de Reynolds de  $Re_h = 12\ 000, 21\ 000$  et  $55\ 000$ . Ils trouvent des résultats très différents de la DNS de Le et Kim (1997) au niveau des fluctuations RMS de la vitesse et des profils sur les contraintes de Reynolds. Ceci peut s'expliquer par l'hypothèse d'une condition limite périodique dans la direction transversale imposée dans leur calcul. Ceci tend à prouver l'effet des murs latéraux et l'importance de les prendre en compte. L'intensité turbulente dans la direction transversale obtenue par mesures PIV est 30% (Piirto *et al.* (2007)) plus importante que celle obtenue par la DNS de Le et Kim (1997) tandis qu'elle est moins importante dans les directions longitudinale et verticale.

### 1.2.2 Écoulement dans une marche descendante non-confinée

La plupart des études sur la marche descendante ont été réalisées en configuration confinée. Peu d'auteurs ont analysé le cas d'une marche descendante non-confinée (surface ouverte en hauteur) avec en entrée un jet de paroi, comme l'on peut en trouver dans les alternateurs dans les événements statoriques par exemple (Figure 1.3). Les jets de paroi sont d'une importance cruciale comme en témoignent les applications telles que les turbines à gaz (Eriksson *et al.* (1998)) ou le refroidissement des alternateurs par des systèmes de ventilation tels que ces événements.

Selon Launder et Rodi (1983), Wygnanski *et al.* (1992) ou Nait Bouda *et al.* (2005), le jet de paroi turbulent présente une structure particulière avec deux régions de production de turbulence. La première région doit son existence à un cisaillement interne qui se crée avec des tourbillons de petites tailles, identique à une couche limite turbulente. La seconde est comparable à un écoulement de jet libre de cisaillement, suivi de l'entraînement de masse de fluide caractérisé par de larges tourbillons.

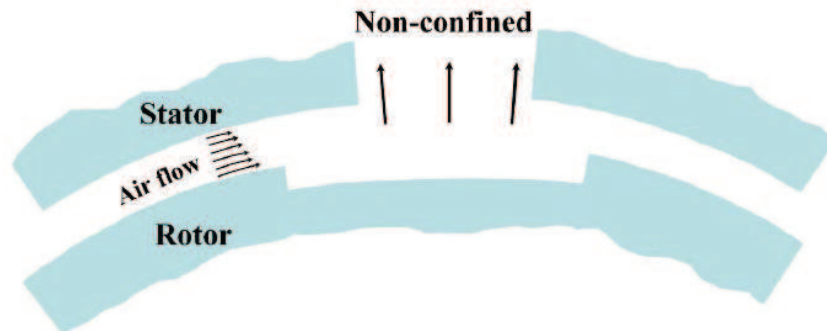


Figure 1.3: Application du cas de la marche descendante pour un écoulement non-confiné dans un entrefer encoché.

La plupart de ces études avec jet turbulent ont été réalisées dans une configuration bi-dimensionnelle. Or les applications industrielles présentent très souvent des configurations avec effets tridimensionnels à cause de formes de surface irrégulières qui rendent l'écoulement pleinement instationnaire et complexe.

Ce type d'écoulement a été étudié de manière approfondie par Jacob *et al.* (2001). Ils ont étudié la génération de son d'un écoulement turbulent interagissant avec une singularité géométrique par LDA. Ils ont analysé un jet de paroi turbulent sur une marche descendante dans un canal ouvert ( $AR = 20$ ) pour un nombre de Reynolds  $Re_h$  de 258 000. Ils obtiennent une longueur de rattachement beaucoup plus petite que celle généralement trouvée dans le cas confiné ( $x_r = 2,75h$  à  $x_r = 3h$ ). Une autre étude a été réalisée par Nait Bouda *et al.* (2005) puis Nait Bouda *et al.* (2008), sur une configuration en 2D ( $AR = 35$ ) par LDA. Un modèle RSM a également été utilisé en 2D pour un nombre de Reynolds  $Re_h$  de 7600 afin d'y étudier les fluctuations de la longueur de rattachement. Ils trouvent également une diminution de la longueur moyenne de rattachement mais moins importante que celle de Jacob *et al.* (2001), avec  $x_r = 4,5h$ . Ils ont notamment montré que le jet turbulent de paroi peut grandement modifier la structure de l'écoulement dans la zone proche de la marche.

### 1.2.3 Influence sur les transferts thermiques

La plupart des études sur la marche descendante montre que le transfert convectif est très faible dans la zone de recirculation, maximum dans la zone de recollement puis décroît progressivement jusqu'à atteindre une constante dans la zone de redéveloppement (régime pleinement développé). La comparaison de la dynamique des fluides et de la thermique met en évidence que l'impact du jet sur la paroi du bas de la marche est responsable du développement du maximum du nombre de Nusselt,  $Nu_{max}$  (Boizumault *et al.* (1999) et Nie et Armaly (2002)). Ils en ont déduit qu'augmenter la hauteur de la marche augmente la longueur de rattachement, le nombre de Nusselt, la taille de la zone de recirculation et les caractéristiques générales du flux.

Avancha et Pletcher (2002) ont montré que le pic du taux de transfert de chaleur apparaît juste en amont du point de rattachement, montrant une corrélation directe avec le maximum des fluctuations des contraintes pariétales. Ceci est confirmé par Vogel et Eaton (1985) qui ont établi une relation en régime turbulent (lorsque  $x_r$  est indépendant de  $Re$ ) entre la position relative du point de transfert maximum  $x_{max}$  et du point de recollement moyen  $x_r$  selon la formule suivante :  $x_{max} = 0,9 \times x_r$ . Vogel et Eaton (1985) ont aussi démontré que, dans le cas d'un régime turbulent, l'épaisseur de la couche limite en amont du décollement influence de manière importante la valeur du maximum de transfert  $Nu_{max}$ . Le nombre de Nusselt maximum diminue quand l'épaisseur de la couche limite augmente. Ils ont enfin remarqué que l'épaisseur de la couche limite influe peu sur le transfert de chaleur si l'on se trouve en dehors de la zone de recollement.

Des points chauds apparaissent au niveau des deux tourbillons dans la zone de recirculation ; l'augmentation de la température de la paroi dans cette zone s'accompagne d'une baisse du coefficient de transfert convectif, suggérant que la vitesse y est presque stagnante. Puis les transferts de chaleur par convection augmentent en aval. Le transfert convectif maximum dans la zone de recollement dépend ainsi fortement du régime d'écoulement selon Boizumault *et al.* (2000). Le nombre de Nusselt maximum,  $Nu_{max}$ , croît fortement avec le coefficient d'expansion ( $ER$ ) et le nombre de Reynolds.

Cette étude préliminaire réalisée dans le cas de la marche descendante montre que de nombreuses études ont été notamment consacrées en configuration confinée, qui est analogue à celle d'un alternateur. Peu d'auteurs ont travaillé en non-confinée, qui est pourtant un cas que l'on trouve dans un alternateur, d'où l'intérêt de son étude.

## 1.3 Écoulement entre deux cylindres lisses et/ou encochés concentriques et effets sur les transferts thermiques

Après avoir défini les nombres adimensionnels qui décrivent à la fois la géométrie de l'entrefer ainsi que la nature de l'écoulement, nous abordons dans cette partie l'étude des caractéristiques principales de l'écoulement de Taylor-Couette (écoulement sans débit axial) puis de Taylor-Couette-Poiseuille (écoulement avec débit axial), d'abord pour le cas lisse puis pour le cas encoché. L'étude des effets de ces types d'écoulement sur les transferts thermiques est également présentée. Notons une nouvelle fois que nous ne présenterons que le cas où le cylindre intérieur tourne alors que celui extérieur reste fixe, tel que rencontré dans le parc de production.

### 1.3.1 Paramètres adimensionnels globaux

Différentes grandeurs permettent de caractériser l'écoulement dans l'espace annulaire. Pour s'affranchir des effets d'échelle et conférer un caractère général à l'étude d'un écoulement, il est pertinent de décrire cet écoulement uniquement par des variables adimensionnées. L'adimensionnement d'une variable se fait en normalisant cette variable par son échelle caractéristique.

#### 1.3.1.1 Nombres adimensionnels géométriques

L'écoulement dépend des grandeurs géométriques suivantes :

- Rayon externe du cylindre interne tournant (rotor),  $R_1$  [m],
- Rayon interne du cylindre extérieur fixe (stator),  $R_2$  [m],
- Épaisseur de l'espace annulaire (entrefer),  $e = R_2 - R_1$  [m],
- Longueur des cylindres, ou longueur de l'entrefer,  $L_{fer}$  [m],
- Nombre d'encoques,  $n$ ,
- Largeur des encoques,  $l$  [m],
- Profondeur des encoques,  $p$  [m].

On peut ainsi former les nombres adimensionnels caractéristiques suivants :

- Épaisseur relative de l'entrefer dans la direction radiale,  $\eta = \frac{R_1}{R_2}$ ,
- Rapport de forme,  $R_f = \frac{e}{R_1}$  (lisse) ou  $R_f = \frac{D_h}{R_1}$  (rainuré) avec  $R_f = \frac{1-\eta}{\eta}$ ,
- Allongement de l'entrefer dans la direction axiale,  $\Gamma = \frac{L_{fer}}{e}$  (lisse) ou  $\Gamma = \frac{L_{fer}}{D_h}$  (rainuré).

#### 1.3.1.2 Nombres adimensionnels dynamiques

L'écoulement dépend des aspects aérauliques :

- Vitesse de rotation du cylindre interne,  $\omega$  [rad/s], effet centrifuge,
- Vitesse axiale du fluide,  $V_a$  [m/s], effet d'entraînement,
- Viscosité cinématique de l'air,  $\nu_{air}$  [m<sup>2</sup>/s],

On peut ainsi former les nombres adimensionnels caractéristiques suivants :

- Nombre de Reynolds axial,  $Re_a = \frac{V_a \times D_h}{\nu_{air}}$ ,

Ce nombre représente le rapport entre les forces d'inertie axiales et les forces de viscosité.

- Nombre de Reynolds tangentiel,  $Re_t = \frac{\omega \times R_1 \times D_h}{\nu_{air}}$ ,

Ce nombre est en fait très peu utilisé, les auteurs préfèrent généralement utiliser le nombre de Taylor.

- Nombre de Taylor, noté usuellement  $Ta = \frac{\omega^2 R_1 \times (D_h/2)^3}{\nu_{air}^2}$ .

Le nombre de Taylor décrit l'influence des forces centrifuges par rapport aux forces de viscosité.

Cette expression a été privilégiée dans notre étude par rapport aux autres écritures de  $Ta$ , car elle permet de prendre en compte les changements dans la géométrie par l'étude du diamètre hydraulique,  $D_h$ . En effet, son expression diffère selon les auteurs ; il est parfois noté  $Ta = \frac{\omega R_1 e}{\nu_{air}}$ .

D'autres auteurs préfèrent utiliser le nombre de Taylor modifié  $Ta_m$  qui permet de tenir compte de la géométrie de l'espace annulaire par le facteur géométrique  $F_g$  dans  $Ta_m = \frac{\omega^2 R_1 e^3}{\nu_{air}^2} \times \frac{1}{F_g}$  tel que  $F_g \rightarrow 1$  lorsque  $\eta \rightarrow 1$ . La valeur du facteur  $F_g$  est généralement donnée par Gardiner et Sabersky (1978) et Becker et Kaye (1962) comme :  $F_g = \frac{\pi^4 (R_1 - R_2) / (2R_1)}{1697 \times (0,0571 \times (1 - 0,652 \times \frac{e}{R_1}))} + 0,00056 \times (1 - 0,652 \times \frac{e}{R_1})^{-1}$ .

Enfin, on peut caractériser l'importance relative des mécanismes de rotation et de convection par le nombre de rotation :

– Nombre de Rotation, noté :  $Ro = 2\omega D_h/U$ .

Ce nombre représente le rapport entre les forces dues à la rotation qui caractérisent le mouvement du fluide dans le repère tournant et les forces d'inerties. On trouve également le nombre de Rossby, qui est l'inverse de  $Ro$ .

Dans le cas où les effets diffusifs sont importants, notamment dans la couche limite, on peut aussi introduire le nombre d'Ekman tel que  $Ek = \frac{\nu}{2\omega D_h^2}$ . Il permet de caractériser l'influence de la viscosité sur les forces de Coriolis et centrifuge, en mesurant l'atténuation du mouvement donné par la rotation sur le fluide.

### 1.3.2 Écoulement et transferts thermiques dans un espace annulaire lisse

#### 1.3.2.1 Écoulement de Taylor-Couette

Il s'agit de l'écoulement dans un espace annulaire cylindrique, sans débit axial (fermé). Dans ce cas, le diamètre hydraulique peut être défini par :

$$D_h = 4S_p/P_m = 2\frac{\pi(R_2^2 - R_1^2)}{\pi(R_2 + R_1)} = 2e \quad (1.1)$$

Ce type d'écoulement a suscité de nombreuses études théoriques et expérimentales, qui ont débuté par celles de Taylor (1923).

Taylor a montré que lorsque  $\omega$  atteint une valeur critique, des structures toroïdales contra-rotatives apparaissent (Figure 1.4). Elles sont disposées régulièrement dans la direction axiale et groupées deux par deux. Elles sont appelées « vortex de Taylor ». Le théorème de Taylor-Proudman décrit notamment l'origine des colonnes de Taylor dans les fluides en rotation : si les effets de rotation dans un écoulement incompressible sont dominants devant les effets inertiels ( $Ro \gg 1$ ), visqueux ( $Ek \ll 1$ ) et instationnaires, alors la vitesse de l'écoulement est constante dans la direction de l'axe de rotation.

Le nombre adimensionnel de Taylor est alors défini sous la forme :

$$Ta = \sqrt{\frac{\omega^2 e^3 R_1}{\nu^2}} \quad (1.2)$$

avec pour valeur critique  $Ta_c$  :

$$Ta_c = \sqrt{\frac{\omega_c^2 e^3 R_1}{\nu^2}} \quad (1.3)$$

avec  $\omega_c$  fonction de la taille de l'entrefer  $e$  de l'espace annulaire, telle que  $Ta_c = 41,2$  lorsque  $e \rightarrow 0$  pour un entrefer infiniment long.

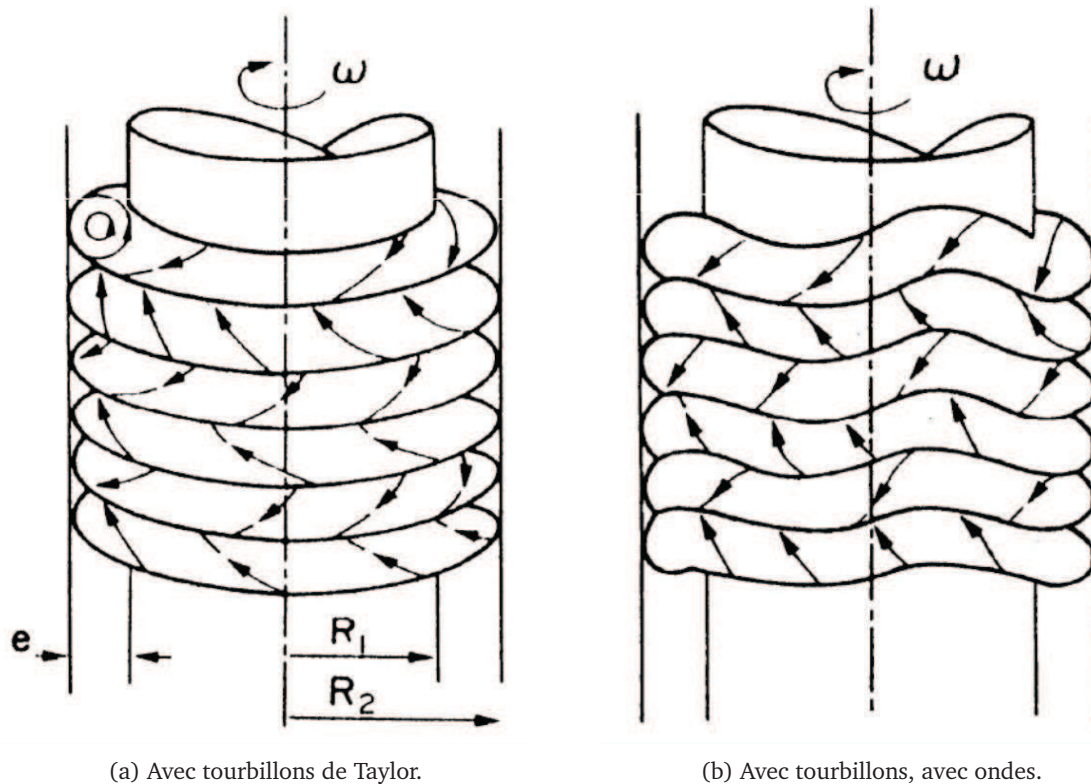


Figure 1.4: Vue schématique de tourbillons entre deux cylindres coaxiaux (Taylor (1923)).

Ainsi, pour  $Ta < Ta_c$ , l'écoulement circulaire ne présente aucune instabilité alors que pour  $Ta > Ta_c$ , l'écoulement présente des instabilités structurées de type vortex.

### Influence sur la stabilité de l'écoulement

L'étude expérimentale de Cognet (1984) synthétise l'évolution de l'écoulement de Couette vers la turbulence lorsque la vitesse de rotation augmente. La transition se fait en plusieurs étapes, comme indiqué dans le Tableau 1.1 et la Figure 1.5 :

Nature de l'écoulement	Périodicité	Caractéristiques
circulaire	-	laminaire
	espace   axiale (photo 1)	vortex de Taylor
périodique	espace - temps   axiale circonférentielle temporelle (photos 2 et 3)	ondes azimuthales sur les frontières
quasi-périodique	- (photos 4 et 5)	chevrons et festons sur les frontières
turbulent	- (photo 6)	cellules turbulentes

Tableau 1.1: Évolution de la nature de l'écoulement en fonction de la vitesse de rotation (Cognet (1984)).



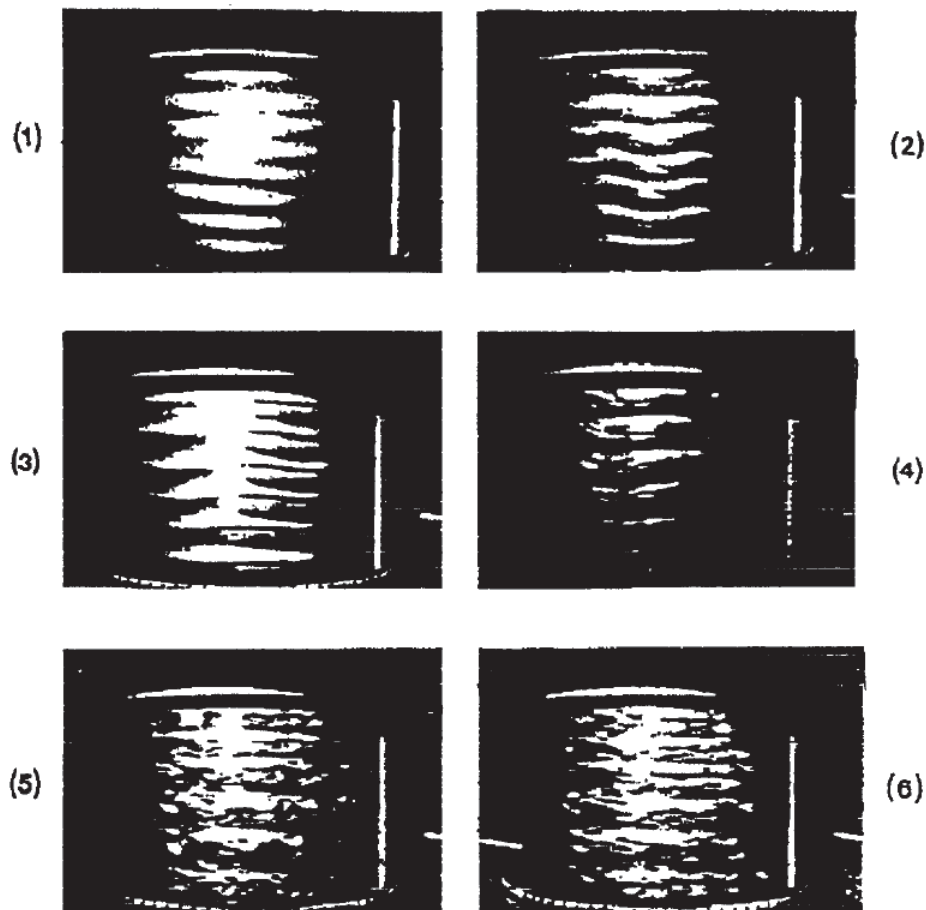


Figure 1.5: Transition dans l'écoulement de Taylor-Couette -  $\eta = 0.908$  (Cognet (1984)).

La transition suit un chemin très complexe qui dépend fortement des procédures expérimentales. Le degré de confinement, les conditions limites dynamiques (et thermiques) influencent de manière très importante les différents régimes d'ondes. Andereck *et al.* (1986) retrouvent globalement ceux décrits par Cognet (1984).

L'influence de la rotation sur la transition de l'épaisseur de l'entrefer est illustrée sur la Figure 1.6.

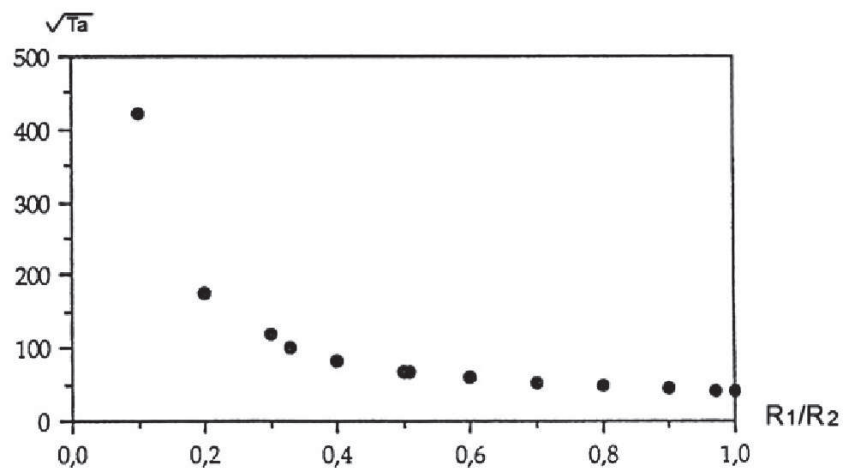


Figure 1.6: Influence de l'épaisseur de l'entrefer sur le nombre de  $Ta$  (Cognet (1984)).

### Influence de la géométrie de l'entrefer sur l'écoulement

Les différentes phases de la transition de l'écoulement de Couette vers un écoulement turbulent subissent l'influence de la géométrie de l'entrefer par :

- **L'épaisseur de l'entrefer** : plus l'entrefer est large et plus la valeur du nombre de Taylor critique est élevée,
- **La longueur des cylindres** : les résultats de Cole (1976) montrent l'influence des vitesses de rotation à partir desquelles apparaissent les vortex de Taylor, ainsi que les valeurs prévues par la théorie pour un espace annulaire infiniment long et très étroit. Quelle que soit la longueur des cylindres, les vortex apparaissent pour la même vitesse de rotation, sa valeur étant proche du résultat théorique. Cependant, la longueur des cylindres influence sur le seuil d'apparition des ondulations. Lorsque la longueur des cylindres augmente, la vitesse de rotation critique diminue de façon exponentielle avant de se stabiliser près de sa valeur théorique lorsque l'espace annulaire est long.

#### 1.3.2.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

Nous avons vu qu'en absence de débit axial, l'augmentation du nombre de Taylor entraîne l'apparition des vortex. En absence de rotation, l'augmentation du nombre de Reynolds axial transforme l'écoulement laminaire en un écoulement turbulent. La combinaison des deux phénomènes (entrefer lisse ouvert) permet de discerner quatre formes d'écoulements décrits par Kaye et Elgar (1958) (Figure 1.7) :

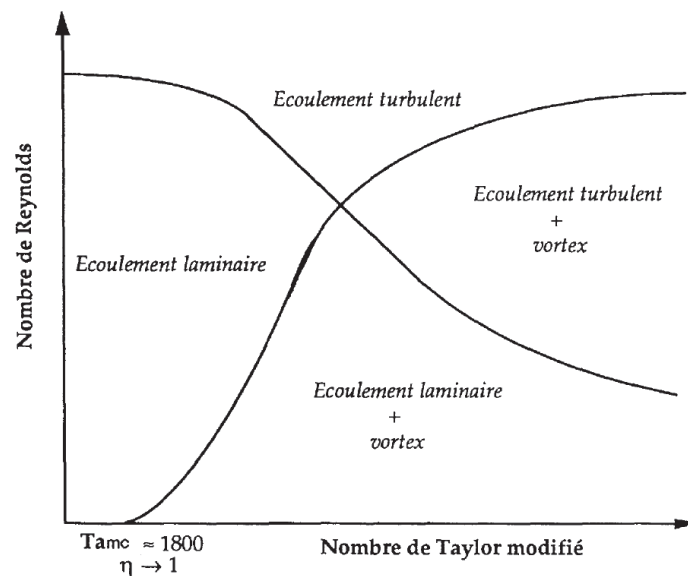


Figure 1.7: Nature de l'écoulement en fonction des nombres de Reynolds et de Taylor (Kaye et Elgar (1958)).

Notons que cette figure est valable pour des nombres de Reynolds et de Taylor compris entre :

$$\begin{cases} 0 \leq Re_a \leq 10^4 \\ 0 \leq Ta_m \leq 10^6 \end{cases}$$

### Influence sur la stabilité de l'écoulement

La superposition du débit axial à l'écoulement de Couette engendre des instabilités supplémentaires. De nombreuses études théoriques et surtout expérimentales ont analysé ces phénomènes. Kaye et Elgar (1958) confirment que l'écoulement axial stabilise l'écoulement laminaire circulaire en retardant l'apparition des tourbillons. L'effet stabilisant de l'écoulement axial apparaît sur la transition du mode quasi-périodique au mode turbulent puisque le développement de la turbulence se fait à  $Ta$  plus élevé lorsque  $Re_a$  augmente.

Il est souvent intéressant d'étudier l'influence de la position axiale  $z$  sur la nature de l'écoulement par l'intermédiaire du nombre adimensionnel suivant  $l = 2\frac{z}{(R_2 - R_1) \times Re_a}$ . Martin et Hasoon (1976) ont utilisé la théorie de la stabilité linéaire en supposant une distribution moyenne de vitesse axiale. En faisant varier les paramètres  $Re_a$ ,  $\eta$  et  $l$ , ils obtiennent les résultats suivants (Tableau 1.2) :

Paramètres fixes	Influence sur la transition
$Re_a$ et $\eta$	$Ta_c$ décroissant avec $l$
$l$ et $\eta$	$Ta_c$ croissant avec $Re_a$
$Re_a$ et $l$	$Ta_c$ croissant avec $\eta$

Tableau 1.2: Stabilité de l'écoulement en fonction des paramètres  $Re_a$ ,  $\eta$  et  $l$ . (Martin et Hasoon (1976)).

Pour une épaisseur relative d'entrefer et un débit axial fixés, les tourbillons apparaissent d'abord loin en aval avec l'augmentation de la vitesse de rotation. La zone d'entrée (à savoir la longueur pour laquelle l'écoulement ne présente pas encore de vortex) est donc décroissante avec la vitesse de rotation. L'effet stabilisant de l'écoulement axial est de nouveau mis en exergue.

Berrich (2011) étudie aussi dans sa thèse les évolutions spatiotemporelles des écoulements de Taylor-Couette, sans et avec écoulement axial, afin d'investiguer expérimentalement les interactions hydrodynamiques entre structures tourbillonnaires et paroi. Il a été notamment montré que l'écoulement résultant de la superposition entre l'écoulement de Taylor-Couette et celui de Poiseuille est fortement dépendant de l'historique de l'écoulement.

### Influence de la géométrie de l'entrefer sur l'écoulement

L'épaisseur relative de l'espace annulaire  $\eta$  influence l'écoulement entre deux cylindres concentriques avec débit axial selon Kaye et Elgar (1958) (Figure 1.8). On peut constater que la nature de l'écoulement est la même : elle est juste décalée en fonction de la valeur de  $\eta$ . Martin et Hasoon (1976) montrent aussi que l'apparition des vortex est favorisée par un entrefer étroit (Figure 1.9).

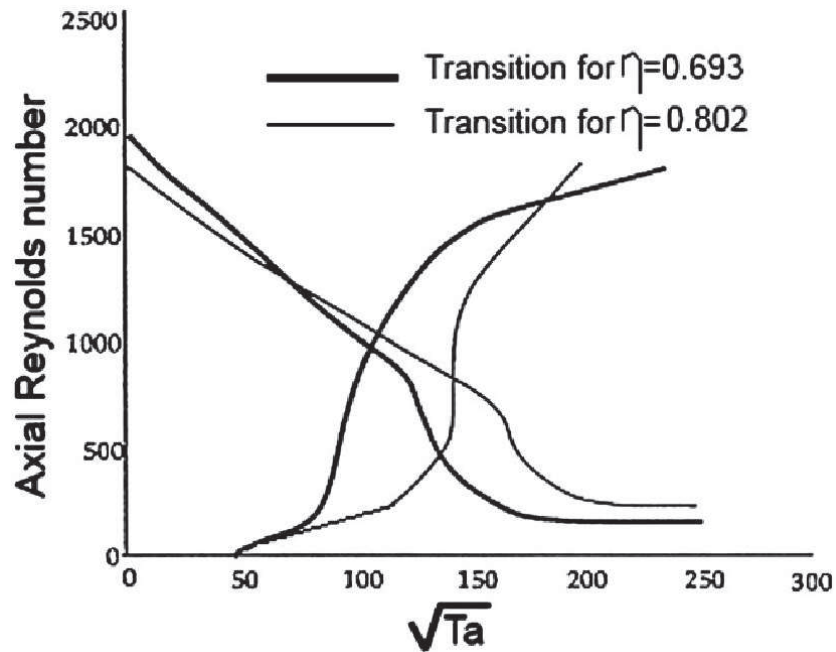


Figure 1.8: Nature de l'écoulement en fonction de  $Re_a$  et de  $\sqrt{Ta}$  : influence de la géométrie de l'entrefer (Kaye et Elgar (1958)).

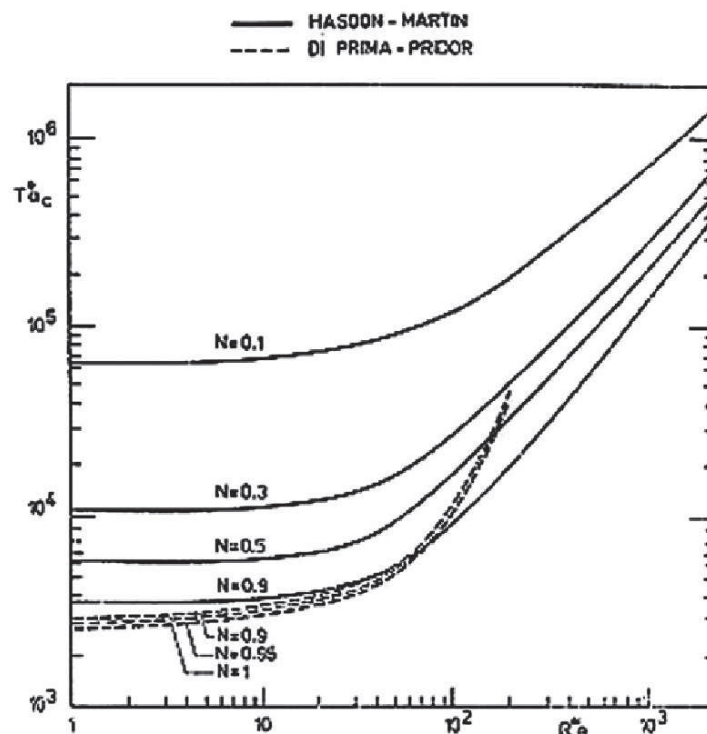


Figure 1.9: Influence de la taille de l'entrefer sur l'apparition des vortex en fonction de  $Re_a$  et de  $Ta$ , avec  $N = 1 - \eta$  (Martin et Hasoon (1976)).

Le nombre de Taylor critique est ainsi une fonction croissante de  $\eta$ . L'effet déstabilisant des parois (ou l'effet stabilisant de l'épaisseur de l'entrefer) est alors de nouveau mis en évidence, la transition étant plus rapide pour un espace étroit : les vortex apparaissent à des vitesses de rotation moins élevées que dans un entrefer large.

### Conclusions sur la structure de l'écoulement dans un espace annulaire lisse

Finalement, ces études montrent que l'écoulement dans un espace annulaire lisse et cylindrique avec débit axial se présente sous 4 formes en fonction des vitesses débitante et de rotation :

1. Un **écoulement laminaire**,
2. Un **écoulement laminaire avec vortex de Taylor**,
3. Un **écoulement turbulent**,
4. Un **écoulement turbulent avec vortex de Taylor**.

Le développement des vortex montre que la transition de l'écoulement laminaire vers l'écoulement turbulent est assez complexe dans un entrefer lisse, qu'il y ait ou non superposition d'un débit axial. Certains paramètres géométriques tels que la longueur de l'espace annulaire ou son épaisseur relative influencent sensiblement l'écoulement.

La superposition des effets de l'augmentation du débit, qui retarde les transitions, et de la vitesse de rotation, qui déforme les structures de Taylor, s'ajoute à la liste des paramètres influençant l'écoulement. La majorité des résultats présentés sont issus d'expérimentations : peu d'analyses théoriques ou numériques sont disponibles. Au delà du couple ( $Re_a > 10^4$ ,  $Ta_m > 10^6$ ), peu de choses ont été réalisées.

#### 1.3.2.3 Échanges thermiques convectifs dans un espace annulaire lisse

Les machines électriques sont le siège de nombreuses sources de chaleur provenant de différentes origines et localisations. L'évacuation de ces sources de chaleur vers l'extérieur s'effectue principalement selon trois modes de transfert :

1. Un **transfert de chaleur par conduction** dans la machine,
2. Un **transfert de chaleur par convection**, naturelle ou forcée, externe ou interne,
3. Un **transfert de chaleur par rayonnement** entre les parois externes ou internes de la machine.

Les échanges thermiques se font principalement par convection forcée avec de l'air dans les machines électriques tournantes de type alternateurs hydrauliques. Les échanges radiatifs sont en général peu influents dans ce cas.

#### Nombres dimensionnels thermiques

La plupart du temps, les modèles thermiques utilisent l'analogie électrique/thermique en première approximation. En supposant être en régime permanent, avec un solide homogène et isotrope, on peut représenter le problème sous la forme d'un réseau composé de résistances, de capacités et de sources de courant. Le Tableau 1.3 illustre cette analogie :

### 1.3. Écoulement entre deux cylindres lisses et/ou encochés concentriques et effets sur les transferts thermiques

Grandeurs thermiques			Grandeurs électriques		
Paramètres		Unité	Paramètres		Unité
$\Delta T$	Échauffement	°K	$V$	Tension	V
$Q$	Flux thermique	W	$I$	Courant	A
$R_{th}$	Résistance thermique	K/W	$R$	Résistance	$\Omega$
$C_{th}$	Capacité thermique	J/K	$C$	Capacité	F
$\tau_{th}$	Constante de temps	s	$\tau$	Constante de temps	s

Tableau 1.3: Analogie entre les grandeurs thermiques et électriques.

Pour les machines tournantes, les résistances peuvent être de 2 natures : les résistances de conduction et les résistances de convection. Les capacités sont ajoutées pour rendre compte de l'évolution des températures en régime transitoire (donc si on s'intéresse uniquement au régime permanent, on n'a pas besoin de les connaître). Les pertes joules ou fer sont représentées dans le circuit équivalent comme des générateurs. Les températures (grandeurs de sorties du modèle) sont l'équivalent des potentiels aux différents endroits du circuit.

La connaissance des échanges convectifs passe par l'évaluation des nombres de Taylor et de Reynolds axial pour en déduire la nature de l'écoulement. Les transferts de chaleur peuvent s'effectuer par conduction au voisinage des parois, dans les couches limites qui s'y développent. Les densités de flux de chaleur peuvent ainsi être évaluées selon la loi de Fourier par transfert de chaleur par conduction :

$$\varphi = -\lambda \times \text{grad}(T) \quad (1.4)$$

On peut aussi modéliser le transfert de chaleur par convection selon l'équation :

$$\varphi_p = h \times (T_{\text{paroi}} - T_{\text{caractéristique}}) \quad (1.5)$$

où  $h$  représente le coefficient d'échange convectif local et dont l'expression est donnée par :

$$h = \frac{\varphi_p}{(T_{\text{paroi}} - T_{\text{caractéristique}})} \quad (1.6)$$

Enfin, le transfert de chaleur par rayonnement peut s'exprimer sous la forme :

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

avec  $F_{r-s}$  le facteur de forme entre le rotor et le stator, généralement voisin de l'unité compte tenu de l'étroitesse de l'entrefer.

À noter que dans la modélisation thermique des machines électriques, les flux radiatifs ne sont pas souvent pris en compte en raison de basses températures de surfaces.

#### Nombres adimensionnels thermiques

De nombreuses corrélations issues de l'analyse dimensionnelle ressortent de l'analyse bibliographique, essentiellement obtenues lors de travaux expérimentaux, liant aux nombres  $Re_a$  et  $Ta$  les nombres adimensionnels suivants :

- **Nombre de Nusselt**,  $Nu = \frac{h \times D_h}{\lambda}$ , qui est le rapport entre le flux de chaleur convecté et le flux qui serait conduit dans la même configuration géométrique, en absence de tout déplacement du fluide,
- **Nombre de Prandtl**,  $Pr = \frac{\mu \times C_p}{\lambda}$ , lié à la nature du fluide. On a généralement  $Pr = 0,7$  pour de l'air avec de faibles températures,
- **Nombre de Grashof**,  $Gr = \frac{g \beta \Delta T D_h^3}{\nu^2}$ , qui est utilisé pour caractériser la convection libre dans un fluide. Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses.

Plusieurs définitions existent pour caractériser le nombre de Nusselt suivant la température caractéristique retenue. Cette dernière peut être la température amont, la température de mélange dépendant de la position axiale dans l'entrefer, la température adiabatique ou encore, selon Becker et Kaye (1962), la température de la seconde paroi (il s'agit alors d'un coefficient d'échange rapporté aux transferts globaux, en absence de débit axial). Localement, il est possible de définir  $h(z)$  selon l'équation :

$$h(z) = \frac{\varphi_p}{T_{\text{paroi}}(z) - T_{\text{caractéristique}}(z)} \quad (1.8)$$

avec  $Nu(z) = \frac{h(z) \times D_h}{\lambda}$ .

Les échanges convectifs dans l'entrefer peuvent ainsi être représentés à partir des variations du nombre de Nusselt en fonction de celles des nombres de Taylor et de Reynolds axial. Le calcul ou une évaluation directe du coefficient d'échange par convection sont difficiles puisqu'il faut connaître le flux de chaleur échangé par les parois et la température caractéristique. La plupart des auteurs évaluent généralement les échanges convectifs par des corrélations expérimentales établies dans des conditions d'essais spécifiques.

### Influence de l'écoulement sur les transferts thermiques

L'étude bibliographique montre que l'évolution des échanges thermiques dépend principalement de :

1. La **vitesse de rotation** et la **vitesse débitante**,
2. La **longueur des cylindres** et la **taille de l'entrefer**,
3. La présence des **vortex de Taylor**.

Les échanges thermiques dépendent également des caractéristiques thermophysiques du fluide et les conditions aux limites thermiques.

### Écoulement de Taylor-Couette

Kaye et Elgar (1958) ont montré que la valeur de  $T_{a_{mc}}$  est indépendante des conditions aux limites thermiques en absence de débit axial. Sorour et Coney (1979) ont étudié l'évolution de  $T_{a_{mc}}$  sans débit axial. Les valeurs de  $T_{a_{mc}}$  obtenues alors sont répertoriées dans le Tableau 1.4.

### 1.3. Écoulement entre deux cylindres lisses et/ou encochés concentriques et effets sur les transferts thermiques

	$\Delta T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$	$\Delta T = 10 \text{ }^\circ\text{C}$
$\eta = 0,948$	$Ta_{mc} = 1800$	$Ta_{mc} = 1300$
$\eta = 0,911$	$Ta_{mc} = 1820$	$Ta_{mc} = 1350$

Tableau 1.4: Stabilisation de l'écoulement sous l'effet d'un gradient thermique entre les deux parois des cylindres (Sorour et Coney (1979)).

Ainsi, on peut en déduire qu'un entrefer étroit favorise le développement des vortex, même lorsqu'il n'est pas isotherme. De plus, le fait d'imposer une différence de température entre les deux cylindres déstabilise l'écoulement de rotation de façon assez significative, indépendamment de l'épaisseur de l'espace annulaire. Ces derniers résultats diffèrent de ceux de Becker et Kaye (1962), en notant que cette dernière étude porte sur un entrefer plus large pour des différences de température plus élevées ( $17 \text{ }^\circ\text{C} \leq \Delta T \leq 35 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

Nijaguna et Mathiprakasam (1982) ont comparé les résultats expérimentaux obtenus par Becker et Kaye (1962) avec ceux issus d'une approche analytique. Les résultats sont exprimés selon le nombre de Nusselt global avec le coefficient  $h$  basé sur la différence de température entre les deux cylindres. La configuration étudiée est illustrée sur la Figure 1.10.

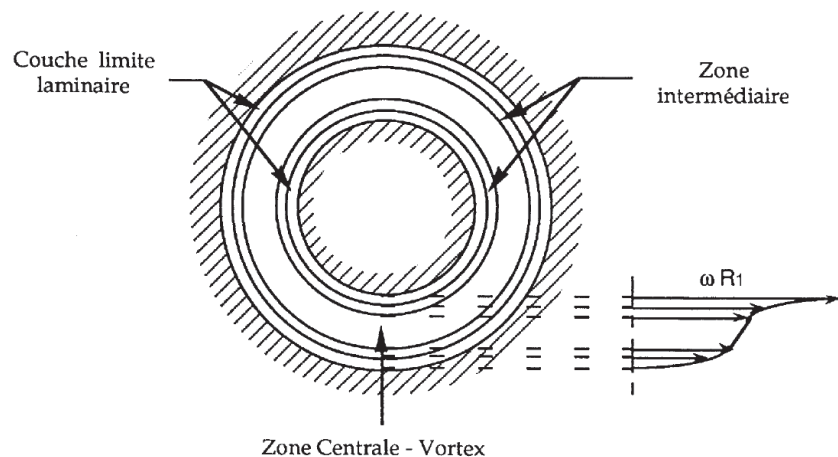


Figure 1.10: Représentation de l'écoulement annulaire et du profil de vitesse associé (Nijaguna et Mathiprakasam (1982)).

L'analyse analytique émet les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est séparé radialement en trois zones : la couche limite laminaire où l'écoulement tangential est laminaire (les échanges se font par conduction), une couche limite intermédiaire, zone de transition entre l'écoulement laminaire et l'écoulement avec vortex (les échanges se font par convection) et la zone centrale où les vortex sont présents,
- L'épaisseur de ces zones est constante dans la direction axiale,
- À l'état stationnaire, le transfert de chaleur entre les parois est uniquement radial.

Leur approche consiste à calculer :

- L'épaisseur des couches limites, en supposant une distribution classique de la vitesse,
- Les valeurs de la température aux interfaces.



Pour un fluide donné, en supposant le nombre de Prandtl constant, cette analyse permet de corréler le nombre de Nusselt global avec le rapport  $Ta/Ta_c$  avec  $Nu = S \times (\frac{Ta}{Ta_c})^i$  où  $S$  et  $i$  sont des constantes pour un écoulement laminaire ou turbulent avec vortex.

Les résultats de Nijaguna et Mathiprakasam (1982) sont en bon accord avec ceux obtenus par Becker et Kaye (1962), comme indiquée sur la Figure 1.11.

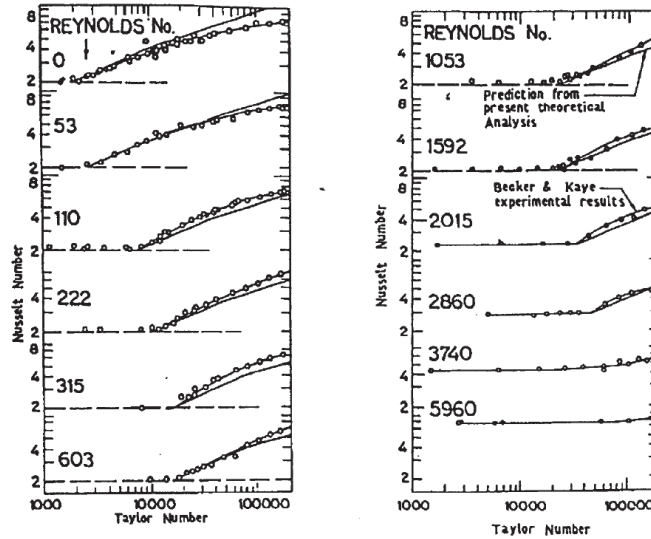


Figure 1.11: Évolution du nombre de Nusselt avec les nombres de Taylor et de Reynolds (Nijaguna et Mathiprakasam (1982)).

Ils montrent que, sans débit axial :

- Lorsque  $Ta_m < Ta_{mc}$ ,  $Nu$  est constant avec  $Ta_m$ . L'écoulement est laminaire circulaire (les échanges ne se font que par conduction),
- Lorsque  $Ta_m > Ta_{mc}$ ,  $Nu$  est croissant avec  $Ta_m$ . Les vortex apparaissent (les échanges se font par transport et augmentent avec la vitesse de rotation).

### Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

Becker et Kaye (1962) ont analysé l'influence des échanges de chaleur sur la nature de l'écoulement dans quatre domaines en fonction du couple ( $Re_a, Ta$ ) (Figure 1.12).

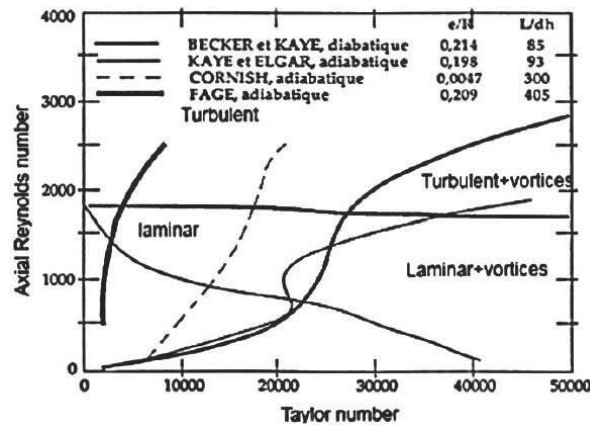
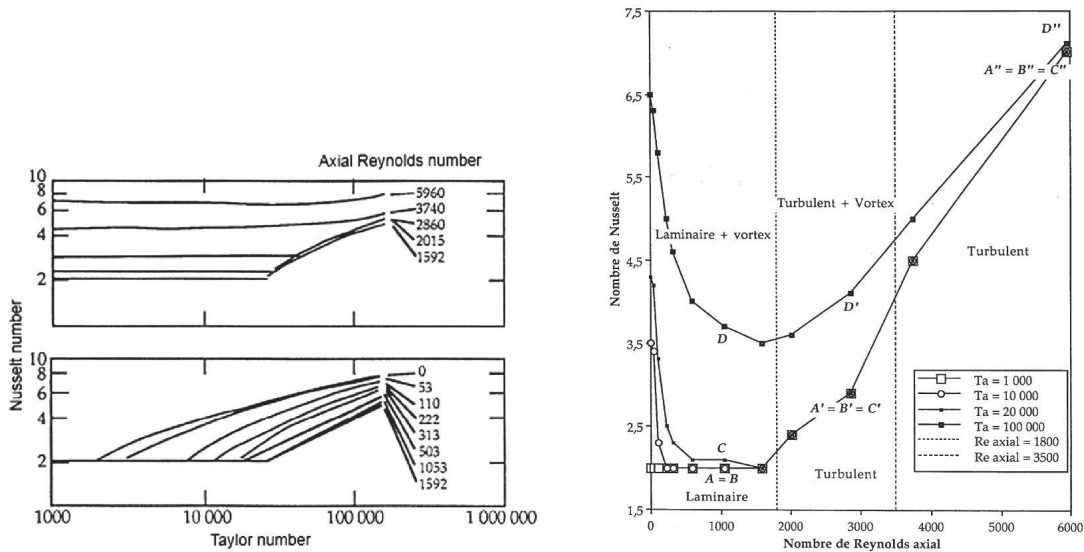


Figure 1.12: Nature de l'écoulement en fonction des nombres de Taylor et de Reynolds pour un stator refroidi et un rotor chauffé (Becker et Kaye (1962)).

### 1.3. Écoulement entre deux cylindres lisses et/ou encochés concentriques et effets sur les transferts thermiques

Il y a une influence combinée de la vitesse de rotation et du débit axial sur le niveau et le mode de transferts dans l'entrefer. Becker et Kaye (1962) donnent les résultats suivants (Figure 1.13) :



(a) Évolution du nombre de Nusselt en fonction de  $Ta$ , lui-même donné selon  $Re_a$ .

(b) Évolution du nombre de Nusselt en fonction de  $Re_a$ , lui-même donné selon  $Ta$ .

Figure 1.13: Évolution du nombre de Nusselt en fonction de  $Re_a$  et  $Ta$  (Becker et Kaye (1962)).

- $Re_a \leq 1600$  -  $Ta_m < Ta_{mc}$  -  $Nu$  est constant avec  $Ta_m$  et  $Re_a$  (A, B),
- $Re_a \leq 1600$  -  $Ta_m > Ta_{mc}$  -  $Nu$  est croissant avec  $Ta_m$  et décroissant avec  $Re_a$  (C, D),
- $1600 < Re_a < 3500$  -  $Ta_m < Ta_{mc}$  -  $Nu$  est constant avec  $Ta_m$  et croissant avec  $Re_a$  (A', B', C'),
- $1600 < Re_a < 3500$  -  $Ta_m > Ta_{mc}$  -  $Nu$  est croissant avec  $Ta_m$  et  $Re_a$  (D'),
- $Re_a > 3500$  -  $Nu$  est croissant avec  $Re_a$  et reste constant (A'', B'', C'') puis augmente progressivement avec  $Ta$  (D'').

Ainsi, pour  $Ta_m = 0$ , la turbulence apparaît à  $Re_a = 1800$ . En outre, la transition de l'écoulement laminaire vers l'écoulement turbulent semble indépendante de  $Re_a$  en présence d'échanges de chaleur. Trois modes différents régissent ainsi successivement les transferts de chaleur pour cet écoulement, à savoir la conduction, le transport par les tourbillons et la turbulence. Ainsi, pour des nombres de Reynolds axiaux les plus élevés (de l'ordre de 6000), les résultats convergent vers la même valeur, quelle que soit la valeur du nombre de Taylor modifié. Il semble ainsi que le rôle de la rotation soit amorti dans les transferts pour des nombres de Reynolds élevés où la turbulence prédomine. On retrouve encore que le débit axial permet de retarder l'apparition des vortex, en régime laminaire comme en régime turbulent. Poncet *et al.* (2011) utilisent de leur côté des simulations numériques avec un modèle RSM afin de comparer différentes configurations géométriques, pour un écoulement de type Taylor-Couette-Poiseuille. Ils montrent l'influence des différents paramètres sur l'hydrodynamique sur le champ thermique en fournissant des corrélations sur le nombre de Nusselt.

Peu d'études rendent compte de l'influence des transferts thermiques sur les profils de vitesse pour un écoulement non adiabatique dans un espace annulaire. En présence d'un débit axial, pour  $\eta = 0,955$ , Sorour et Coney (1979) n'ont pas remarqué d'influence notable des conditions thermiques sur la transition et coïncident avec les résultats obtenus par Becker et Kaye (1962) pour un écoulement laminaire. L'analyse expérimentale réalisée par Simmers et Coney (1979) montre aussi que, pour  $\eta = 0,955$ , les profils des vitesses axiale et tangentielle sont peu influencés par les échanges thermiques, quel que soit le débit axial. Cependant, la vitesse radiale est modifiée par les gradients de température, où les vitesses sont plus élevées. Malgré quelques contradictions entre les auteurs, la présence de transferts convectifs dans l'écoulement peut à un certain degré modifier le développement des transitions par rapport au cas adiabatique.

Avec un flux axial, l'écoulement est principalement en convection forcée, ce qui entraîne que la thermique n'a pas vraiment d'influence sur l'écoulement. En cavité fermée, Guillermin (2010) et Viazzo et Poncet (2014) ont montré expérimentalement et numériquement respectivement la forte influence de la thermique sur l'hydrodynamique pour tous les régimes d'instabilité.

En outre, la longueur des cylindres conditionne la stabilisation du régime thermique dans l'entrefer. Plusieurs études ont été menées pour localiser la position axiale à partir de laquelle le régime est thermiquement stable. En absence de tourbillons et pour un écoulement laminaire (Molki *et al.* (1990)) ou pour un écoulement turbulent (Kuzay et Scott (1975)), on trouve une diminution exponentielle des échanges convectifs près de l'entrée avec le développement de la couche limite et une stabilisation ensuite à la valeur nominale. La zone d'entrée est assez courte et l'équilibre thermique est quasiment obtenu, dans les deux cas, dans une zone au voisinage de la position axiale  $x = 20D_h$ , quelles que soient les valeurs des nombres de Reynolds axial et de Taylor, dans un écoulement sans vortex. Molki *et al.* (1990) ont également observé que les valeurs des nombres de Reynolds et de Taylor influent modérément sur le niveau du coefficient d'échange convectif. Ils ont aussi trouvé que pour un écoulement laminaire, la présence de tourbillons favorise le transport de matière de l'une vers l'autre des parois, d'où une augmentation des transferts convectifs. Ils observent aussi que le transfert augmente dès lors que les vortex sont pleinement développés, et non pas à la position axiale où apparaissent les premières instabilités. Le refroidissement peut alors être augmenté de 50%. Ils confirment ainsi que plus le débit axial est important, et plus les instabilités apparaissent loin en aval dans l'entrefer.

Pour finir, une étude comparative a été possible entre ces derniers résultats et d'autres auteurs pour certains points de fonctionnement communs (Tableau 1.5) :

	<b>Becker et Kaye (1962)</b>	<b>Tachibana et Fukui (1964)</b>	<b>Bjorklund et Kays (1959)</b>	<b>Grosgeorges (1983)</b>	<b>Childs et Turner (1994)</b>
$Nu(Ta = 10^8)$	34,6	38,3	30,5	-	-
$Nu(Ta = 10^8,$ $Re_a = 29900)$	-	73,73	-	184,6	125,6

Tableau 1.5: Comparaison de valeurs du nombre de Nusselt obtenues par différents auteurs dans leur domaine de validité.

Nous pouvons notamment remarquer un certain décalage entre les résultats, montrant ainsi la spécificité de chaque étude et la difficulté de tirer des conclusions générales sur le niveau des transferts convectifs dans l'entrefer. Même si Tachibana et Fukui (1964) somment la contribution de la rotation pure avec celle du débit axial seul pour en déduire le niveau global des échanges dans l'écoulement combiné, la plupart des auteurs tels Becker et Kaye (1962) parlent d'une vitesse effective combinant les contributions de la rotation et du débit axial telle que  $V_{\text{eff}} = V_{\text{axiale}} + \alpha V_{\text{rotation}}$ , où  $0 \leq \alpha \leq 1$  est un coefficient de pondération qui témoigne de l'influence de l'écoulement axial vis-à-vis de la rotation sur le nombre de Nusselt.

Son calcul diffère selon les auteurs : Gazley (1962) est le premier à l'avoir défini, où il a supposé qu'en entrefer lisse étroit ( $e/R_1$  faible), la vitesse tangentielle moyenne de l'air peut être approximée à la moitié de la vitesse périphérique du rotor, avec  $\alpha = 0,25$ . Grosgeorges (1983) ou encore Bouafia *et al.* (1998) ont trouvé respectivement  $\alpha = 0,8$  et  $\alpha = 0,5$  pour satisfaire à la représentation de leurs résultats expérimentaux par une corrélation semi-empirique. Fénot *et al.* (2013) ont supposé au départ que ce coefficient est égal à 1 et ont vérifié à la fin que les points formés par  $Re_a$  et  $Re_{\text{eff}}$  sont groupés. Jakoby *et al.* (1999) ont même défini ce coefficient à 1 sans explication, ce qui montre la difficulté de calculer  $\alpha$ .

Les auteurs tels Childs et Turner (1994) utilisent la différence de température entre les deux parois comme écart de température caractéristique dans le calcul du coefficient d'échange convectif, ce qui diffère de Grosgeorges (1983) qui se réfère à la température de mélange.

Une étude théorique a été réalisée afin de montrer l'influence du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Taylor à partir d'une approximation de couche limite en régime laminaire (Aoki *et al.* (1967)). La corrélation suivante a été obtenue avec les données expérimentales :

$$Nu = 0,22 \times \left(\frac{Ta}{F_g}\right)^{1/4} Pr^{0,3} \quad (1.9)$$

Avec  $5000 < Ta/F_g < 2 \times 10^5$ .

Viazzo et Poncet (2014) ont également montré que cette théorie fonctionne numériquement, où le nombre de Nusselt varie selon  $Nu \propto Ta^n$ , avec  $n = 0,25$  en régime laminaire. En régime turbulent, ils trouvent  $n = 1/7$ .

On peut résumer ces résultats dans le Tableau 1.6 suivant :

	$Ta < Ta_c(Re_a)$	$Ta > Ta_c(Re_a)$
$Re_a < Re_{ac}(Ta)$	laminaire, $Nu$ constant avec $Ta$ et $Re_a$ , conduction	laminaire + vortex, $Nu$ croissant avec $Ta$ et décroissant avec $Re_a$ , transport
$Re_a > Re_{ac}(Ta)$	turbulent, $Nu$ constant avec $Ta$ et croissant avec $Re_a$ , turbulence	turbulent + vortex, $Nu$ croissant avec $Ta$ et croissant avec $Re_a$ , transport + turbulence

Tableau 1.6: Influence de la vitesse de rotation et du débit axial sur la nature de l'écoulement et les transferts thermiques.

### Conclusion sur les échanges thermiques

Les échanges de chaleur entre deux cylindres concentriques dépendent de la nature de l'écoulement. Toutes les références donnent un nombre de Nusselt constant en fonction de  $Ta$  en l'absence de vortex. Il est ensuite croissant avec  $Ta$  lorsque  $Ta > Ta_c$ . L'apparition des vortex favorise les échanges, par effet de mélange.

En présence d'un débit axial, des évolutions contradictoires sont observées selon les auteurs. On peut cependant dire que :

- Peu d'études théoriques existent : les résultats sont issus de mesures expérimentales,
- Peu d'articles sont consacrés à des écoulements avec vitesse débitante ou de rotation élevée ( $Ta_m < 10^6$ ,  $Re_a < 10^4$ ),
- Peu d'analyses font référence à l'influence du gradient de température entre les deux cylindres sur l'écoulement et le niveau des transferts de chaleur,
- Le rôle du débit axial sur le coefficient d'échange convectif a besoin d'être encore précisé, en particulier pour  $Re_a$  grand,
- L'influence de la vitesse de rotation mérite encore d'être évaluée lorsque les tourbillons sont présents.

On peut retenir finalement l'expression générale du nombre de Nusselt pour la convection forcée, écrite sous la forme  $Nu = A \times Ta^\alpha \times Pr^\beta$  dans le cas avec rotation, sans débit axial, et sous la forme  $Nu = B \times Re_a^\gamma \times Ta^\delta \times Pr^\epsilon$  ou encore  $Nu = B \times Re_{\text{eff}}^\gamma \times Pr^\epsilon$ , en prenant en compte en plus la vitesse débitante, avec  $A$ ,  $B$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ ,  $\epsilon$  des constantes dépendant des conditions expérimentales. Le Reynolds effectif est généralement calculé sous la forme :  $Re_{\text{eff}} = \frac{(V_a^2 + \alpha(\omega R_1)^2)^{1/2} \times D_h}{\nu_{\text{air}}}$  pour un rotor encoché, avec  $\alpha$  constante.

Le Tableau 1.7 représente les résultats obtenus par différents auteurs dans le cas d'un entrefer lisse sans débit axial. Le Tableau 1.8 représente les résultats obtenus par différents auteurs dans le cas d'un entrefer lisse avec débit axial, avec  $a_0$ ,  $a_u$ ,  $t$  et  $b$  constantes données par Jakoby *et al.* (1999).

### 1.3.3 Écoulement et transferts thermiques dans un espace annulaire rainuré

L'entrefer des machines électriques (type alternateur hydraulique) est un espace annulaire cylindrique comportant des encoches au stator et/ou au rotor. Elles permettent de loger des composants électriques tels que les bobines ou encore d'aménager des voies de refroidissement. L'espace annulaire a donc une géométrie complexe qui modifie l'écoulement et les transferts thermiques par rapport à l'entrefer lisse étudié précédemment.

Les études impliquant les entrefers encochés sont plus récentes. Cependant, peu d'auteurs ont tenté de reproduire les entrefers avec les grandes encoches telles que l'on trouve dans les machines électriques.

Quelques articles font référence à l'écoulement et aux échanges de chaleur dans un entrefer rainuré. Il est difficile de les comparer entre eux à cause des géométries qui sont souvent toutes différentes. Pratiquement la totalité de ces articles est centrée sur des études expérimentales.

	$\eta = \frac{R_1}{R_2}$	$\frac{e}{R_1}$	$\Gamma = \frac{L_{fer}}{e}$	$Ta$	$Ta_c$	Configuration	Corrélation
Becker et Kaye (1962)	0,807	0,238	172	0 à $3,3 \times 10^5$	1994	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Ta < Ta_c \\ Nu = 2 \\ Ta_c < Ta < 10^4 \\ Nu = 0,128 \times (Ta/Fg)^{0,367} \\ 10^4 < Ta < 3,3 \times 10^5 \\ Nu = 0,409 \times (Ta/Fg)^{0,241} \end{array} \right.$
Bjorklund et Kays (1959)	0,8 à 0,948	0,054 à 0,246	32 à 147	8000 à $4 \times 10^6$	1770 à 1994	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$Nu = 0,35 \times Ta^{0,25}$
Bouafia <i>et al.</i> (1998)	0,956	0,045	98,5	1800 à $4 \times 10^6$	-	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1800 < Ta_m < 10^4 \\ Nu = 0,064 \times Ta_m^{0,367} \\ 10^4 < Ta_m < 4 \times 10^6 \\ Nu = 0,205 \times Ta_m^{0,241} \end{array} \right.$
Nijaguna et Mathiprakasam (1982)	0,75	0,165	195	293 à 1995	0 à $3,6 \times 10^5$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1 < \frac{Ta}{Ta_c} < 4,817 \\ Nu = 4,294 \times \left(\frac{Ta}{Ta_c}\right)^{0,4845} \\ \frac{Ta}{Ta_c} > 4,817 \\ Nu = 5,08 \times \left(\frac{Ta}{Ta_c}\right)^{0,3507} \end{array} \right.$
Peres (1995)	0,955	0,0101	98,5	0 à $10^6$	-	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Ta < Ta_c \\ Nu = 2 \\ Ta_c < Ta < 1,5 \times 10^4 \\ Nu = 0,099 \times Ta^{0,393} \\ 1,5 \times 10^4 < Ta < 10^6 \\ Nu = 0,253 \times Ta^{0,296} \end{array} \right.$
Tachibana <i>et al.</i> (1960)	0,522 à 0,971	0,13 à 0,92	220 à 7000	0 à $10^8$	1730 à 3000	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$Nu = 0,42 \times (TaPr)^{0,25}$
Tachibana et Fukui (1964)	0,75 à 0,938	0,07 à 0,33	2,25 à 11,25	$2 \times 10^4$ à $6 \times 10^5$	-	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$Nu = 0,046(Ta^2Pr)^{1/3}$

Tableau 1.7: Principales corrélations représentatives des cas lisses sans débit axial.

	$\eta = \frac{R_1}{R_2}$	$\frac{e}{R_1}$	$\Gamma = \frac{L_{fer}}{e}$	$Re_a$	$Ta$	Configuration	Corrélation
Bouafia <i>et al.</i> (1998)	0,956	0,045	98,5	$1,1 \times 10^4$ à $3,1 \times 10^4$	1800 à $4 \times 10^6$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 500 < Re_t < 3,1 \times 10^4 \\ Nu_r = 0,025 \times Re_{eff-r}^{0,8} \\ Nu_s = 0,046 \times Re_{eff-s}^{0,7} \\ \text{avec} \\ Re_{eff-r} = (Re_a^2 + 0,5Re_t^2)^{1/2} \\ Re_{eff-s} = (Re_a^2 + 0,25Re_t^2)^{1/2} \end{array} \right.$
Childs et Turner (1994)	0,869	0,15	13,3	$1,7 \times 10^5$ à $13,7 \times 10^5$	$6 \times 10^7$ à $12 \times 10^{10}$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$Nu = 0,023 \times Re_a^{0,8} Pr^{0,5}$
Grosgeorges (1983)	0,98	0,02	200	9900 à 26 850	$1,4 \times 10^5$ à $4,9 \times 10^6$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Nu_r = 0,00368 Re_a^{0,175} Pr^{1/3} Re_{eff}^{0,8} \\ \text{avec} \\ Re_{eff} = (Re_a^2 + 0,8Re_t^2)^{1/2} \end{array} \right.$
Jakoby <i>et al.</i> (1999)	0,833 à 0,913	0,095 à 0,2	14	1600 à 30 000	0 à $10^{10}$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ chauffé} \end{array} \right.$	$Nu = C \left( \frac{Va^2 + (\omega R_1)^2}{v} \right)^{1/2} \times L_{fer} n$ avec $C = n = \frac{a_0 e^{t(L_{fer}/e-b)} + a_u e^{t(L_{fer}/e+b)}}{e^{t(L_{fer}/e-b)} + e^{t(L_{fer}/e+b)}}$
Kosterin et Finat'ev (1963)	0,78	0,0271	77,5	$3 \times 10^4$ à $3 \times 10^5$	0 à $8 \times 10^5$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Nu_0 = 0,022 Re_a^{0,8} Pr^{0,5} \\ \text{avec} \\ Nu = Nu_0 \left( 1 + \left( \frac{D_h \omega}{\pi V_a} \right)^2 \right)^{0,87} \end{array} \right.$
Peres <i>et al.</i> (1994)	0,955	0,0101	98,5	$1,55 \times 10^4$ à $2,99 \times 10^4$	$1,8 \times 10^3$ à $9 \times 10^3$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Nu_r = 0,055 Re_{eff}^{0,6} \\ \text{avec} \\ V_{eff}^2 = V_a^2 + 0,25(\omega R_1)^2 \end{array} \right.$
Poncet <i>et al.</i> (2011),	0,961	0,013	76,9	3744 à 37 443	0 à 30 000	Fluide chaud en entrée	$\left\{ \begin{array}{l} Nu_r = 0,0291 \times Re_a^{0,09} \times Re_r^{0,82} \times Pr^{0,3} \\ Nu_s = 0,0454 \times Re_a^{0,08} \times Re_r^{0,75} \times Pr^{0,8} \end{array} \right.$
Tachibana et Fukui (1964)	0,75 à 0,937	0,03 à 0,17	2,25 à 11,25	380 à 4220	70 à $6 \times 10^5$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Rotor} \text{ chauffé} \\ \text{Stator} \text{ isolé} \end{array} \right.$	$Nu = 0,015 \times \left( 1 + 2,3 \frac{D_h}{L} \right) Pr^{1/3} \times \left( \frac{D_2}{D_1} \right)^{0,45} \times \frac{\sqrt{V_a^2 + 0,25(\omega R)^2} D_h}{v}$

Tableau 1.8: Principales corrélations représentatives des cas lisses avec débit axial.

On peut définir les paramètres de notre étude en se fondant sur une géométrie d'une encoche du rotor. Dans ce cas, la surface de passage  $S_p$  et le périmètre mouillé  $P_m$  peuvent être définis de la manière suivante, pour un rotor encoché :

$$S_p = \pi R_2^2 - \pi R_1^2 - nlp \quad (1.10)$$

et

$$P_m = 2\pi R_2 + 2\pi R_1 + 2np \quad (1.11)$$

Ainsi, lorsque le rotor est encoché et le stator lisse, le diamètre hydraulique est :

$$D_h = 2 \times \frac{[\pi \times (R_2^2 - R_1^2) - nlp]}{\pi(R_2 + R_1) + np} \quad (1.12)$$

À noter que pour un stator encoché, Fénot *et al.* (2011) obtiennent :

$$D_h = 2 \times \frac{[\pi \times (R_2^2 - R_1^2) + nlp]}{\pi(R_2 + R_1) + np} \quad (1.13)$$

Afin de se ramener à la formule du cas lisse, on peut définir un entrefer équivalent  $e_{eq}$  :

$$D_h = 2 \times e_{eq} \quad (1.14)$$

### 1.3.3.1 Écoulement de Taylor-Couette

En l'absence de débit axial, pour un cylindre interne rainuré fermé d'une largeur et d'une profondeur d'encoche de respectivement 3 mm et 10 mm, Tachibana et Fukui (1964) montrent que  $Ta_{mc}$  est plus élevé que pour un cylindre lisse. Ils obtiennent les résultats suivants :

- $Ta_{mc} = 1680$  pour le cylindre lisse,
- $Ta_{mc} = 6400$  pour le cylindre encoché.

La présence des rainures augmente la surface de passage du fluide et donc le diamètre hydraulique. L'augmentation de  $Ta_c$  pour un cylindre encoché, à surface de passage équivalente, est également décrite par Gardiner et Sabersky (1978). Cependant, le développement des vortex semble moins affecté par la présence des encoches que par la largeur de l'espace entre les deux cylindres : les tourbillons apparaissent à des nombres de  $Ta$  d'autant plus élevés que l'espace annulaire est large. Pécheux *et al.* (1997) n'observent eux aucune différence en ce qui concerne la valeur de  $Ta_c$  entre un cylindre encoché et un cylindre lisse ( $Ta_c = 1790$ ). La différence entre les résultats peut s'expliquer partiellement par la différence de géométrie, où la profondeur d'encoche,  $p$ , est ici 3 fois supérieure à la taille de l'entrefer au niveau du stator, et que l'étude lisse a été réalisée par comparaison de résultats obtenus par d'autres auteurs. Enfin, ces derniers n'ont pas pris en compte dans leur calcul du nombre de Taylor le diamètre hydraulique.

Par calculs numériques, Hayase *et al.* (1992) étudient les effets des encoches sur l'écoulement, sans débit axial. Ils montrent que l'écoulement avec vortex de Taylor interagit avec la recirculation dans les encoches, créant un écoulement tridimensionnel complexe. Les nombres adimensionnels sont exprimés de la façon suivante dans l'étude :



- $Re_t = \frac{\omega R_1(R_2 - R_1)}{\nu}$ , nombre de Reynolds tangentiel, avec  $Re_{tc} = 185$ ,
- $Ta_m = \frac{4Re^2(1-R_1)}{(1+R_1)}$ , nombre de Taylor modifié, avec  $Ta_{mc} = 3580$ .

De la même façon, Bouafia *et al.* (1999) montrent que plus la vitesse de rotation augmente et plus l'interaction est prononcée entre l'écoulement dans l'entrefer et celui dans les encoches.

### 1.3.3.2 Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

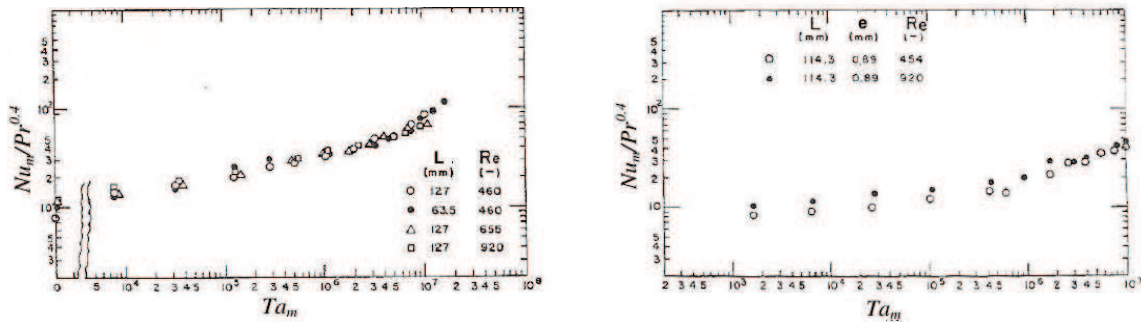
En présence d'un flux axial, Gardiner et Sabersky (1978) soulignent l'étrange comportement de  $Ta_c$  en fonction de  $Re_a$ , comme indiqué sur le Tableau 1.9 :

	Augmentation de $Ta_c$		Diminution de $Ta_c$
$Re_a$	0	800	2700
$Ta_c$	$10^4$	$6 \times 10^4$	$1,5 \times 10^4$

Tableau 1.9: Comportement de  $Ta_c$  en fonction de  $Re_a$  (Gardiner et Sabersky (1978)).

En présence d'encoches, Lee et Minkowycz (1989) observent que :

- La longueur d'établissement de l'écoulement est réduite voire négligeable pour des nombres de  $Ta$  élevés lorsque les rainures sont au rotor (Figure 1.14 a),
- Une augmentation du nombre de  $Re_a$  a peu d'effet sur l'écoulement et sur les transferts de chaleur dans les gammes de débit axial et de vitesse de rotation étudiées, lorsque les rainures sont au stator (Figure 1.14 b).



(a) Encoches au rotor.

(b) Encoches au stator.

Figure 1.14: Évolution du nombre de Nu dans un entrefer rainuré (Lee et Minkowycz (1989)).

Enfin, Bouafia *et al.* (1998) ont remarqué que plus la vitesse de rotation augmente, plus forte est l'interaction entre l'écoulement dans l'entrefer et celui de l'encoche, entraînant une partie de l'air de l'entrefer vers les canaux lorsque la vitesse de rotation reste élevée.

### 1.3.3.3 Influence de l'écoulement sur les transferts thermiques

#### Écoulement de Taylor-Couette

Sans débit axial, Gazley (1962) étudie les effets de petites rainures dans le rotor et/ou dans le stator sur l'écoulement (Figure 1.15).

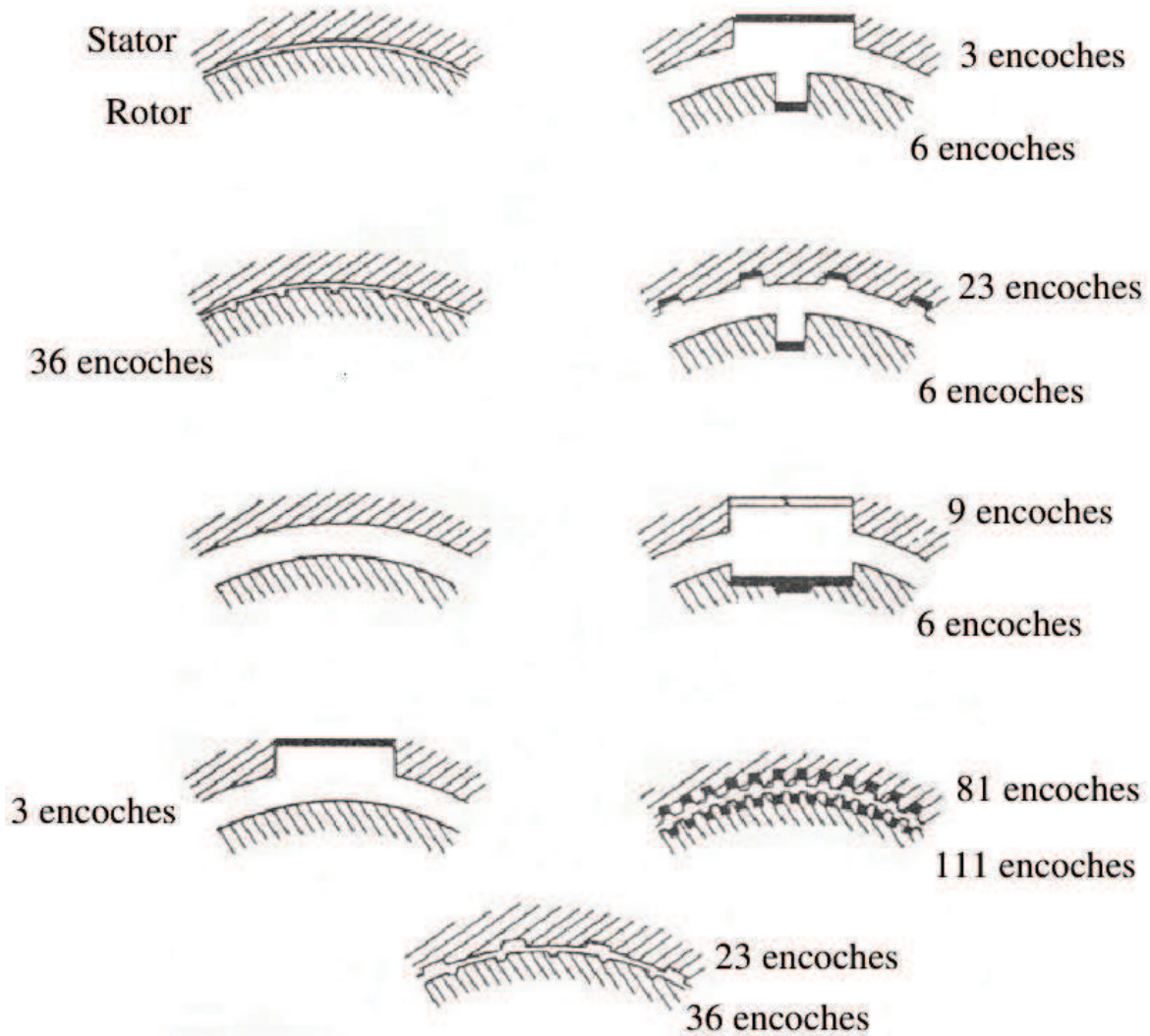


Figure 1.15: Configurations d'entrefers proposées par Gazley (1962).

Il montre que la présence d'encoches de petite profondeur perturbe l'écoulement, favorise la convection, et diminue la surface effective des échanges (effets antagonistes). Il est à noter que les encoches sont thermiquement isolées, n'offrant alors qu'une surface d'échange petite. En prenant la même surface de passage que celle de l'espace annulaire lisse, il observe que :

1. Pour un **écoulement laminaire**, les échanges diminuent de 10 à 20%,
2. Pendant la **phase de transition**, les transferts sont identiques (proche de  $Ta = 4 \times 10^4$ ),
3. Pour un **écoulement turbulent**, ils n'augmentent que très faiblement.

Lee et Minkowycz (1989) mentionnent dans leur étude que les encoches n'ont pas d'influence sur le niveau des coefficients d'échanges en écoulement laminaire alors qu'elles les augmentent de 40 à 50% dans la phase de transition ou en présence d'un écoulement turbulent. Ils observent aussi que la convection naturelle exerce une influence notable jusqu'à des nombres de  $Ta$  de l'ordre de  $10^4$  en présence d'encoches.

Gardiner et Sabersky (1978) montrent aussi que la présence ou non d'encoches n'a aucun effet sur les transferts thermiques en-dessous de  $Ta_c$ , et que ces derniers sont conduits par convection naturelle. Au-dessus de  $Ta_c$ , ils indiquent que les échanges peuvent être augmentés de 40 à 50% lorsque le rotor est encoché.

Il ressort de ces deux analyses que :

- Pour  $Ta < Ta_c$ , les encoches semblent n'avoir aucun réel effet, les transferts ayant surtout lieu par conduction,
- Pour  $Ta > Ta_c$ , les encoches favorisent les échanges de chaleur par convection.

L'influence de la géométrie de l'entrefer n'apparaît pas dans ces résultats.

Bouafia *et al.* (1998) ont montré une légère évolution de  $Nu$  dans le cas encoché avec stator, mais aucune dans le cas lisse (Figure 1.16).

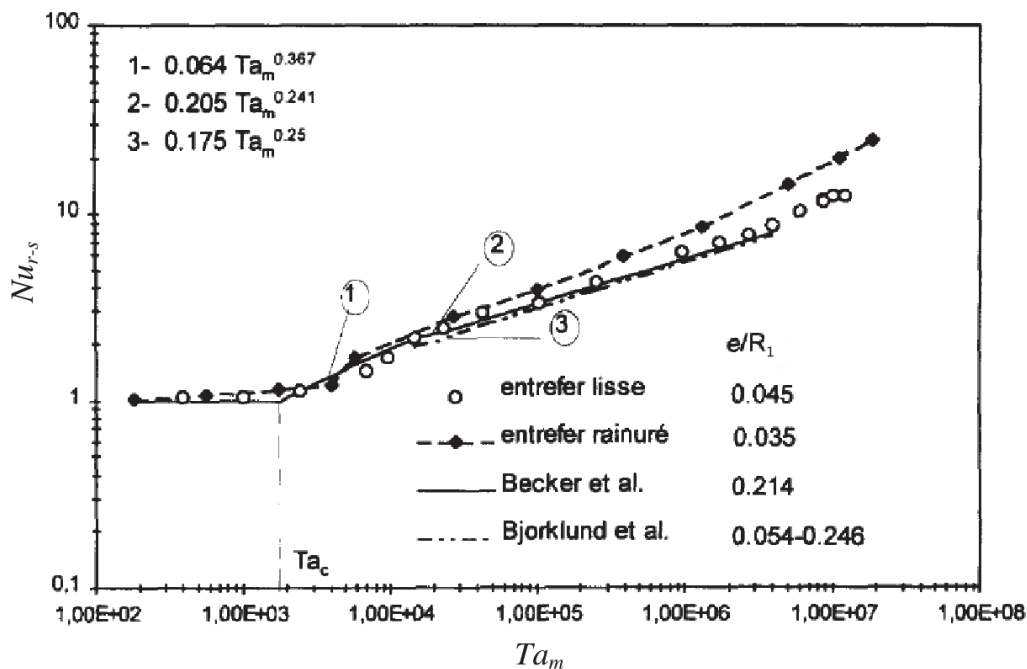
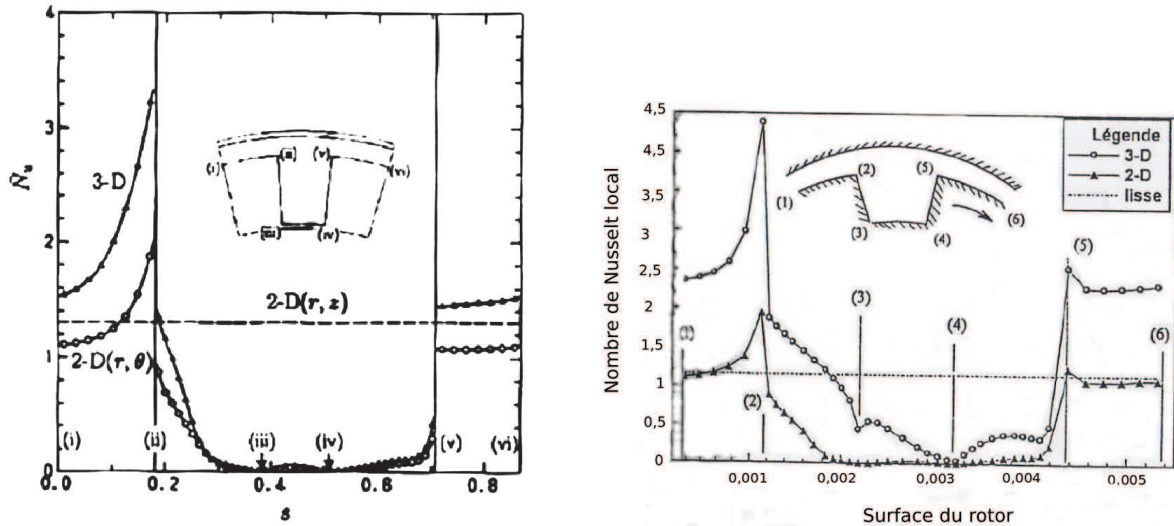


Figure 1.16: Distribution du nombre de Nusselt moyen dans le cas d'un entrefer lisse et encoché (Bouafia *et al.* (1998)).

Bouafia *et al.* (1999) ont aussi mis en avant qu'au-dessus de  $Ta_c$ , la présence de canaux au stator favorisent les échanges thermiques, notamment pour des hauts nombres de Taylor.

Numériquement, les résultats de Hayase *et al.* (1992) montrent qu'en présence de tourbillons, le nombre de Nusselt (avec  $Nu = \frac{\phi(R_2-R_1)}{\lambda(T_1-T_2)}$ , basé sur la différence de température entre le rotor et le stator) est plus important lorsque les encoches sont au rotor que si elles étaient au niveau du stator. La différence entre ces deux approches peut aller jusqu'à 5 fois la valeur du nombre de Nusselt  $Nu$ .

En absence de vortex, les résultats des calculs bidimensionnel ou tridimensionnel sont en bon accord : le profil du nombre de  $Nu$  moyenné axialement le long du cylindre interne a la même allure pour des calculs tridimensionnels et bidimensionnels dans le plan  $(r, \theta)$  (Figure 1.17), pour des ouvertures d'encoche différentes, allant de  $10^\circ$  (Hayase *et al.* (1992)) à  $15^\circ$  (Peres *et al.* (1994)).



(a) Distribution du nombre de Nusselt moyenné le long de la surface encochée pour une ouverture d'encoche de  $\theta = 10^\circ$ , avec  $Ta_m = 218 < Ta_c$  (Hayase *et al.* (1992)).

(b) Distribution du nombre de Nusselt moyenné le long de la surface encochée pour une ouverture d'encoche de  $\theta = 15^\circ$ , avec  $Ta_c < Ta_m = 2117$  (Peres *et al.* (1994)).

Figure 1.17: Distribution du nombre de Nusselt le long de la surface encochée.

L'évolution de  $Nu$  en fonction de  $Ta_m$  confirme que la présence de vortex augmente les transferts dans un entrefer encoché. Les échanges sont plus importants notamment dans les faces polaires et en haut des faces inductrices si l'on compare les résultats avec et sans encoches, mais sont beaucoup plus faibles en fond d'encoches. Ce phénomène n'est pas vraiment visible par le calcul bidimensionnel : ce dernier sous-estime notamment les échanges dans la zone annulaire et montre ainsi les limites de l'utilisation de ce type d'hypothèse. Enfin, Peres *et al.* (1994) montrent que les densités moyennes de flux pour différentes ouvertures d'encoches augmentent au fur et à mesure que l'angle augmente, pour une même vitesse de rotation avec  $Ta_m = 2117$ .

### Écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

Avec débit axial, les différences entre les résultats sont encore plus visibles. La présence des encoches a peu voire pas d'effet du tout sur les échanges entre le rotor et le stator, qu'ils soient sur le cylindre fixe ou mobile (à noter que les encoches sont thermiquement isolées) selon Gazley (1962). Or, selon Gardiner et Sabersky (1978), les échanges, calculés ici entre le rotor et le fluide, sont fortement favorisés par les encoches pour un petit nombre de Reynolds ( $Re_a = 800$ ), avant la transition. Yanagida et Kawasaki (1992) ont observé un transfert de chaleur accru mais n'ont pas observé de différence entre les cas rainurés et lisses dans l'évolution du transfert de chaleur à l'égard des grandeurs caractéristiques. Dans leur cas, seul le stator est encoché, le rotor étant lisse. Bouafia *et al.* (1998), avec encoches sur le stator, ont observé que les coefficients d'échanges convectifs sont augmentés avec la présence de canaux sur le stator mais qu'une dégradation du transfert se crée au niveau du rotor lisse.

Plus récemment, Gilchrist *et al.* (2005) ont étudié l'effet de rainures axiales (rugosité de surface) 2D ainsi que de cubes saillants 3D dans un cylindre intérieur tournant sur les transferts de chaleur. Ils ont trouvé une amélioration des transferts de chaleur de 5 à 40% avec les rainures axiales 2D. L'amélioration est comprise entre 35% au nombre de Taylor le plus élevé pour les cubes saillants 3D et même jusqu'à 100% au nombre de Taylor le plus faible (pour  $Re_a$  grand).

Jeng *et al.* (2007) ont noté qu'il n'y a aucune différence réelle entre le rotor et le stator. Les résultats obtenus par ces auteurs montrent aussi, comme pour l'entrefer lisse, que le nombre de  $Nu$  est indépendant du nombre de  $Ta$  avant la formation des vortex et qu'il augmente après leur apparition. Ils ont calculé une augmentation importante de  $Nu$  de l'ordre de 5 à 40%, pour une configuration avec des petites dents au niveau du rotor. Dans cette étude, la géométrie des encoches n'est pas prise en compte dans les nombres adimensionnels caractéristiques, pouvant alors entraîner des changements dans les résultats.

Enfin, Fénot *et al.* (2013) ont étudié l'effet de l'écoulement d'air sur les transferts thermiques dans un moteur synchrone ouvert à 4 pôles, le stator étant lisse. Ils montrent que les résultats concernant les coefficients d'échanges convectifs  $h$  sont différents entre les côtés des espaces interpolaires et des faces polaires, la variation de  $Nu$  étant comparable à celle que l'on trouve dans la région d'entrée d'un canal fixe ; la valeur du coefficient  $h$  dépend autant de la vitesse axiale que de la rotation du rotor. Le coefficient d'échange de chaleur est ici obtenue par l'étude du coefficient de Reynolds effectif qui permet de prendre en compte l'influence de la vitesse axiale et/ou de la vitesse de rotation.

### Conclusion sur le rôle des encoches dans les échanges thermiques

Peu d'auteurs se sont intéressés à l'étude du rôle des encoches dans l'écoulement ainsi que dans les échanges de chaleur entre deux cylindres rainurés. Ces études sont plus rares voire quasi inexistantes pour des encoches de grandes tailles. Les résultats disponibles sont essentiellement issus d'expérimentations, surtout dans le domaine thermique.

Les différences observées entre les études peuvent être expliquées en premier lieu par les différentes géométries étudiées. Ainsi, Bouafia *et al.* (1998) et Yanagida et Kawasaki (1992) ont le rotor lisse et le stator encoché alors que le rotor est encoché pour Fénot *et al.* (2013), le stator étant lisse. De plus, les paramètres géométriques des études menées par ces auteurs sont assez différents. À cela s'ajoute aussi l'influence du ratio axial  $\Gamma = \frac{L_{ent}}{D_h}$  (Fénot *et al.* (2013)).

Enfin, les nombreux profils de vitesse d'entrée peuvent expliquer les différences observées entre ces auteurs : ainsi, le profil est établi dans le cas de Bouafia *et al.* (1998) et de Fénot *et al.* (2013) contrairement pour Gazley (1962) et Yanagida et Kawasaki (1992). Il est ainsi délicat de comparer les profils de transferts de chaleur entre les différents auteurs le long de l'entrefer.

Le Tableau 1.10 récapitule les résultats obtenus en configuration rainurée sans débit axial.

	$\eta = \frac{R_1}{R_2}$	$\frac{D_h}{R_1}$	$\Gamma = \frac{L_{fer}}{D_h}$	$Ta_m$	Corrélation
Bouafia <i>et al.</i> (1998)	0,965	0,093	49,2	6000 à $2 \times 10^7$	$\begin{cases} 6000 < Ta_m < 1,4 \times 10^6 \\ Nu_{r-s} = 0,132 \times Ta_m^{0,3} \\ 1,4 \times 10^6 < Ta_m < 2 \times 10^7 \\ Nu_{r-s} = 0,029 \times Ta_m^{0,4} \end{cases}$
Peres <i>et al.</i> (1994)	0,965	0,093	64	$9 \times 10^6$ à $10^8$	$Nu = 0,128 \times (Ta_m)^{0,367}$

Tableau 1.10: Principales corrélations représentatives des cas encochés sans débit axial.

### 1.3. Écoulement entre deux cylindres lisses et/ou encochés concentriques et effets sur les transferts thermiques

Le Tableau 1.11 suivant montre les différents résultats obtenus par les auteurs dans un cas rainuré avec débit axial.

	$\eta = \frac{R_1}{R_2}$	$\frac{D_h}{R_1}$	$\Gamma = \frac{L_{fer}}{D_h}$	$Re_a$	$Ta$	<b>Corrélation</b>
Peres (1995)	0,965	0,093	64	$1,55 \times 10^4$ à $2,99 \times 10^4$	$9 \times 10^6$ à $10^8$	$\begin{cases} Nu_r = 0,025 \times Re_{eff}^{0,79} \\ Nu_s = 13,22 \times \left(\frac{Re_a^2}{Ta}\right)^{0,42} \end{cases}$
Bouafia <i>et al.</i> (1998)	0,965	0,093	49,2	4400 à $1,7 \times 10^4$	1800 à $4 \times 10^6$	$\begin{cases} 300 < Re_t < 6,4 \times 10^4 \\ Nu_r = 0,021 \times Re_{eff}^{0,8} \\ Nu_s = 0,021 \times Re_a^{0,8} + \\ 0,021 \times Re_a^{0,8} \times 0,333 \left(\frac{Re_t}{Re_a}\right) \end{cases}$
Fénot <i>et al.</i> (2013)	0,989	0,106	31	2140 à 6425	$10^4$ à $4 \times 10^6$	$\begin{cases} \overline{Nu}_{pole} = 0,22 \times Re_{eff}^{0,62} \\ \times \left(\frac{Z}{D_h}\right)^{-0,44} \\ \overline{Nu}_{ind} = 0,098 \times Re_{eff}^{0,77} \\ \times \left(\frac{Z}{D_h}\right)^{-(Re_t \times 10^{-5} + 0,4)} \end{cases}$

Tableau 1.11: Principales corrélations représentatives des cas encochés avec débit axial.

avec  $Re_{eff} = \frac{(Va^2 + (\omega R_1)^2)^{1/2} \times D_h}{\nu}$  dans le cas de Fénot *et al.* (2013) et  $Re_{eff} = (Re_a^2 + 0,5 \times Re_t^2)^{0,5}$  pour les autres auteurs.

Les domaines d'expérimentation très limités ainsi que les analyses contradictoires ne permettent pas vraiment de tirer de conclusions générales sur le rôle des encoches dans le refroidissement des machines électriques.

## Conclusion

À l'issue de l'étude bibliographique réalisée, on peut dire que l'écoulement et les échanges de chaleur dans l'entrefer des machines électriques sont fortement dépendants :

1. De la **géométrie de l'espace annulaire** (épaisseur, longueur, présence ou non d'encoches et la position de ces encoches dans le rotor et/ou le stator),
2. Des **conditions de fonctionnement** (en rotation, vitesse débitante ou non),
3. Des **conditions aux limites thermiques** (températures ou flux imposés, cylindres chauffés, refroidis, isolés ou adiabatiques).

C'est notamment l'apparition des vortex de Taylor, puis leur évolution en fonction des paramètres ( $Ta$ ,  $Re_a$ ) qui conditionne la nature de l'écoulement, et par conséquent le niveau des transferts thermiques.

La dynamique d'un écoulement de Taylor-Couette est bien documentée et son influence sur les transferts thermiques est connue, notamment d'un point de vue global : seules quelques configurations telles qu'un entrefer très large ( $\eta < 0,8$ ) et un cylindre extérieur tournant reste encore à traiter en profondeur.

Il manque cependant des résultats, aussi bien expérimentaux que théoriques, pour les écoulements où :

1. La **vitesse de rotation** est très **élevée** ( $Ta > 10^7$ ),
2. Le **débit axial** est **important** ( $Re_a > 10^4$ ),
3. La **combinaison de la vitesse de rotation** et du **débit axial**.

Concernant l'écoulement Taylor-Couette-Poiseuille, la multiplication de facteurs qui influencent l'écoulement rend son étude complexe. Les auteurs proposent des conclusions différentes voire opposées, à cause notamment des différentes géométries étudiées, de l'influence du ratio axial  $\Gamma$  et des profils de vitesse d'entrée. D'importantes données telles que le taux de turbulence ne sont pratiquement jamais prises en considération par les auteurs (Fénot *et al.* (2011)). Ceci peut expliquer les disparités entre les différents résultats. La définition du transfert de chaleur, et plus particulièrement la température de référence, pose aussi problème.

Enfin, peu d'articles font référence à l'influence de profondes rainures. Les études qui portent sur les encoches ont souvent une taille petite comparée à celles des encoches (espaces interpolaires) que l'on peut trouver dans un alternateur hydraulique. Ainsi, ces divers aspects méritent des investigations supplémentaires, notamment dans l'étude de l'influence de grandes encoches sur l'écoulement et les échanges de chaleur dans l'entrefer, d'où l'intérêt de notre étude.

### 1.3.4 Effets de la rotation sur les transferts thermiques à la surface des pôles de machines électriques tournantes

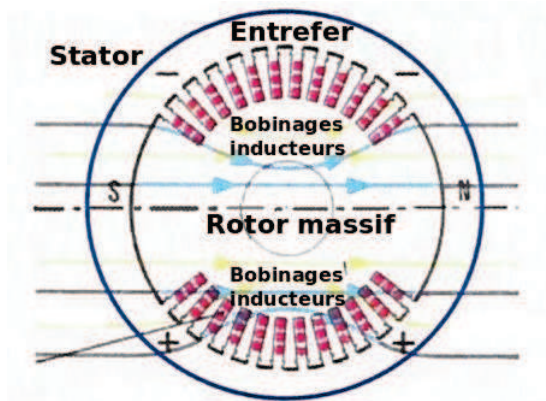
Un alternateur est une machine électrique tournante de type synchrone. Il transforme l'énergie mécanique en une énergie électrique alternative. Il est constitué de deux éléments principaux : un stator fixe et un rotor tournant. Plusieurs types de pertes existent dans une machine synchrone. Elles sont classées en trois principales catégories : les pertes mécaniques (frottement), les pertes par effet Joule et les pertes dans le circuit magnétique (pertes fer).

Le stator est constitué de tôles magnétiques empilées portant des enroulements, alors que le rotor est constitué de tôles magnétiques empilées sur l'arbre appelé généralement inducteur. Il a pour fonction d'induire un champ magnétique grâce à la rotation de celui-ci dans l'induit (stator), créant un courant électrique alternatif dans le bobinage du stator.

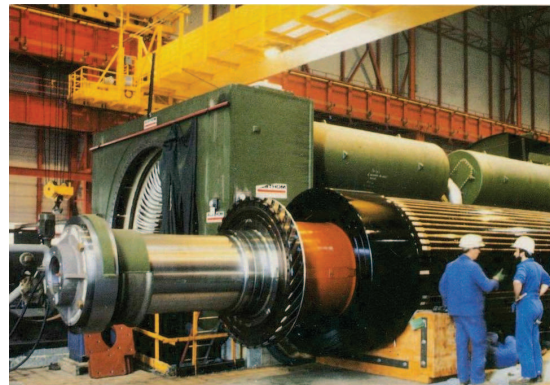
Deux grandes familles de machines synchrones existent, celle avec un rotor à pôles lisses et celle à pôles saillants. Dans les machines synchrones à pôles lisses, l'entrefer est constant, l'enroulement d'excitation étant placé dans des rainures longitudinales usinées sur un cylindre d'acier massif. Ce type de machines est utilisé pour de grandes vitesses de rotation, supérieures à 1000 tr/min.

### 1.3. Écoulement entre deux cylindres lisses et/ou encochés concentriques et effets sur les transferts thermiques

La Figure 1.18 présente ce type de machine, que l'on retrouve surtout dans les centrales thermiques et nucléaires.



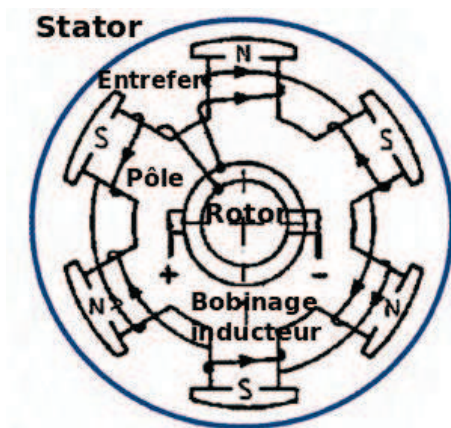
(a) Schématisation.



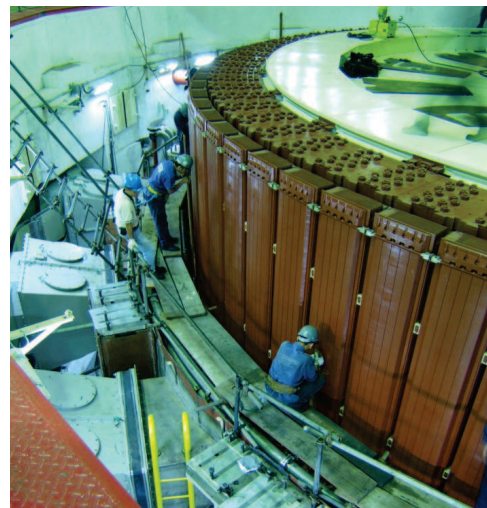
(b) Alternateur à pôles lisses dans la centrale nucléaire de Penly.

Figure 1.18: Alternateur à pôles lisses.

Nous nous intéresserons dans notre étude aux rotors à pôles saillants (Figure 1.19).



(a) Schématisation.



(b) Installation d'un alternateur à pôles saillants (© Hydropower consult).

Figure 1.19: Alternateur à pôles saillants.

Le rotor est entouré d'un simple bobinage tandis que le stator a un circuit magnétique avec un bobinage triphasé. Ce type de machines est utilisé pour de faibles vitesses de rotation, inférieures à 1000 tr/min. Elles sont souvent utilisées dans les centrales hydrauliques.

Une approche hybride, fondée sur l'expérimental et la simulation numérique, est nécessaire pour améliorer la compréhension des phénomènes thermofluides. En effet, l'approche numérique n'a toujours pas un degré suffisant de maturité pour être utilisée seule. La quantité de détails dans une machine peut donner un maillage proche de la centaine de millions de cellules, demandant alors de très longs temps de calculs. Il est ainsi essentiel de réaliser des mesures expérimentales en plus des simulations numériques.



### 1.3.4.1 Méthodes numériques

De nombreux articles ont été publiés sur le refroidissement et l'analyse thermique des machines électriques tournantes. Selon Boglietti *et al.* (2009), nombre d'améliorations sur les approches numériques ont été réalisées ces dernières années dans l'analyse thermique. Elles se décomposent en trois grandes parties : la première, rapide à mettre en oeuvre et moins coûteuse en temps est la méthode nodale thermique. La machine électrique est alors divisée en un certain nombre de petits volumes élémentaires, définis par la nature des matériaux et par des paramètres (conductance thermique, conductivité thermique, etc). Une analogie électrique/thermique est alors appliquée pour construire le réseau complet modélisant la machine comme décrit dans la thèse de Fasquelle (2007) ou de Bornschlegell (2012). Traxler-Samek *et al.* (2010) ont développé une méthode numérique pour le calcul du champ de température suivant la méthode nodale couplée à un réseau aéraulique permettant l'identification des points chauds assez précisément.

L'analyse thermique par modélisation par éléments finis (FEM) est aussi utilisée pour le calcul des transferts de chaleur par conduction, plus précisément lorsque les géométries sont complexes. C'est un outil standard, pratique et utilisé dans l'analyse électromagnétique et thermique qui donne de très bons résultats. Fan *et al.* (2008) ont étudié l'augmentation de températures locales d'un rotor d'une grande machine synchrone en utilisant cette méthode en trois dimensions à partir d'un modèle de champ électromagnétique en 2D. Weili *et al.* (2011) ont investigué un champ électromagnétique en 3D et calculé le champ de température local d'un turboalternateur en utilisant la FEM également en 3D. Il arrive aussi que certains auteurs combinent la méthode nodale avec la FEM tels que Tenconi *et al.* (2008) afin de calculer le champ de température sur un moteur à traction ou encore comme Zhang *et al.* (2014) dans le but d'obtenir un modèle thermique correct d'une machine à aimant permanent.

La mécanique des fluides numérique (CFD) est la méthode qui est de plus en plus utilisée pour décrire les mouvements d'un fluide, dont la limitation numérique n'est plus un problème de nos jours. Contrairement au circuit de ventilation schématisé par un réseau hydraulique qui consiste à représenter tous les passages d'air à travers la machine étudiée par un système de résistances, les simulations CFD permettent de calculer l'écoulement d'air à travers la géométrie réelle du circuit de ventilation, en discrétisant le domaine fluide (maillage).

De grands manufacturiers d'alternateurs commencent à réaliser des simulations CFD pour analyser localement l'impact d'un écoulement sur le transfert de chaleur afin d'en extraire certaines caractéristiques comme évaluer la performance ou améliorer la conception de certaines composantes de l'alternateur. De nombreux articles ont été publiés sur les simulations numériques CFD de machines électriques tournantes, tels que Ujiie *et al.* (2006). Quelques comparaisons ont été réalisées par Dépraz *et al.* (2006) entre la CFD et un réseau aéraulique, donnant tous deux résultats cohérents. Des coefficients de transfert de chaleur locaux ont été calculés par Pickering *et al.* (2001) : ceux prédit par CFD sont jusqu'à environ 30% inférieurs à ceux mesurés expérimentalement. Récemment, Klomberg *et al.* (2014) ont simplifié la modélisation d'un alternateur hydraulique en le comparant au modèle complet : des tests ont été réalisés afin de valider cette approche, en utilisant différents modèles de turbulence/schémas de ventilation (plusieurs conditions aux limites ont été essayées) au moyen de la CFD.

### 1.3. Écoulement entre deux cylindres lisses et/ou encochés concentriques et effets sur les transferts thermiques

Le recours à la CFD doit se faire à bonne escient en fonction de la précision attendue dans les résultats tant fluidiques que thermiques. Une solution plus réaliste peut être obtenue en couplant la CFD, qui est un très bon outil pour améliorer la compréhension et l'analyse du comportement du fluide, avec les transferts de chaleur par simulation thermique, dit CHT (Shanel *et al.* (2003)). Cependant, la CFD souffre d'une longue mise en données ainsi que d'un temps de calcul important. En effet, même si la distribution du coefficient d'échange convectif se fait très souvent par CFD en pratique, cela peut engendrer des délais très longs avant d'avoir accès à cette distribution ; d'où l'intérêt de passer par ce couplage thermique.

#### 1.3.4.2 Méthodes expérimentales

Certains auteurs ont concentré leurs études sur la détermination du coefficient de transfert de chaleur à la surface des pôles saillants à partir des essais expérimentaux. Certaines corrélations ont été établies par Carew (1992) pour l'étude du transfert de chaleur obtenue à partir de jauges. La Figure 1.20 présente la méthodologie et les résultats obtenus.

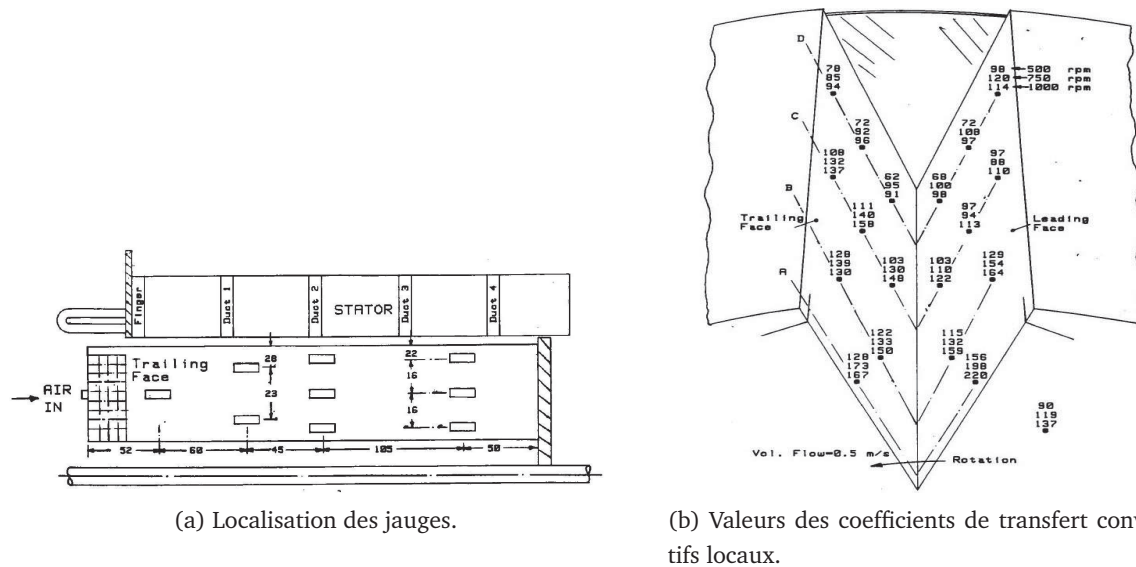


Figure 1.20: Localisation et valeurs des jauges dans la détermination des coefficients de transfert convectifs dans la maquette de Carew (1992).

Un bon accord a été trouvé entre leurs résultats et les autres études utilisées. La corrélation semi-empirique suivante, donnant  $Nu$  en fonction de  $Re$  et de  $Pr$ , a été trouvée :  $Nu = 0,036 \times Re^{0,8} \times Pr^{0,33}$ . Cette corrélation est valable pour  $290 < Re_a < 580$  et  $7960 < Re_t < 15910$ .

Robinson et Tse (1957) ont calculé de leur côté les coefficients d'échanges convectifs locaux à partir de bilans thermiques dans un ruban de résistance où ont été mesurées leurs températures sur la surface. Murata *et al.* (1979) ont eux mesuré la température à l'intérieur d'une machine synchrone à 4 pôles saillants à partir de bagues collectrices. Ils ont calculé le coefficient d'échange convectif à partir de la valeur de la dissipation thermique dans le but d'améliorer la géométrie de la machine afin que son refroidissement soit amélioré. Pour ces études, il a été constaté que le calcul du coefficient d'échange convectif local reste très délicat et dépend fortement de nombreux paramètres dont notamment la vitesse de rotation ou la vitesse débitante.

## 1.4 Conclusion

Cette étude bibliographique a notamment permis de montrer que l'influence de la structure d'un écoulement en entrefer rainuré sur les transferts thermiques n'est pas la même selon les auteurs. Il est par conséquent difficile de converger vers un résultat universel. Peu d'informations existent et sont parfois contradictoires dans les machines tournantes encochées, d'où l'intérêt pour EDF de s'attacher plus en détail à son étude.

L'impact de l'écoulement sur les transferts de chaleur dans l'entrefer des machines électriques est fortement dépendant de la **géométrie de l'espace annulaire** (épaisseur, longueur, présence ou non d'encoches et leur position dans le rotor et/ou le stator), des **conditions de fonctionnement** (en rotation, avec ou sans tourbillons et avec ou sans débit axial pour garantir un écoulement laminaire ou turbulent) et des **conditions aux limites thermiques** (températures ou flux imposés, cylindres chauffés, refroidis, isolés ou adiabatiques).

Dans le cas de la marche en statique, il a été montré qu'il est difficile de bien caractériser la zone de recirculation en aval de la marche ainsi que son effet sur la thermique. La rotation ajoute une difficulté supplémentaire qui va rendre difficile la modélisation numérique : elle devra être robuste, rapide et correcte à la fois. Il sera d'une importance capitale de prendre en compte l'ensemble de ces paramètres dans le calcul de grandeurs caractéristiques adimensionnels afin d'analyser et de comprendre les différents phénomènes créés.

Pour de plus amples informations à ce sujet, le lecteur peut se référer au livre de Childs (2011) ou encore à l'ensemble des travaux réalisés sur les écoulements en rotation confinés par Poncet (2014).

## Chapitre 2

# Dispositifs expérimentaux et techniques de mesure

### 2.1 Introduction

Cette seconde partie décrit les différentes démarches expérimentales mises en place lors de la thèse. La conception des bancs d'essais y est mise en avant, allant d'une configuration académique vers une configuration plus industrielle. L'instrumentation de chacune des maquettes est présentée, ainsi que les différentes techniques de mesure. Ces maquettes vont permettre de valider les méthodologies numériques adaptées à la localisation des points chauds.

Nous allons dans un premier temps étudier un cas académique : la marche descendante. Ensuite, une maquette tournante inspirée d'un alternateur hydraulique permettra de caractériser les effets d'un écoulement de type Couette-Taylor-Poiseuille sur la thermique. Enfin, nous présenterons un cas industriel relatif à une grande maquette découlant d'un alternateur hydraulique du parc Canadien afin d'étudier les effets de la rotation sur un pôle chauffé.

### 2.2 Dimensionnement d'une marche descendante soumise à un jet de paroi confiné relâché

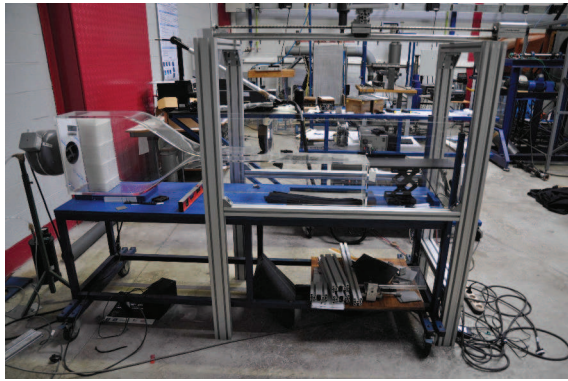
La maquette de cette marche descendante, déjà disponible au laboratoire, a permis de prendre en main les appareils de mesure ainsi que les outils de calcul EDF. La marche est représentative d'un demi espace interpolaire d'un alternateur hydraulique. Une autre similarité entre les deux études peut être donnée par le fait que le jet relâché confiné qui circule dans la marche est similaire à celui que l'on peut trouver dans l'entrefer de l'alternateur (événements du stator).

La marche descendante est une étude « académique » qui va permettre à la fois de valider l'utilisation du code CFD Code Saturne et du code thermique SYRTHES mais aussi d'apporter de nouvelles données sur l'effet d'un jet de paroi confiné relâché sur la thermique d'une plaque chauffée en aval de la marche (peu étudié dans la littérature).

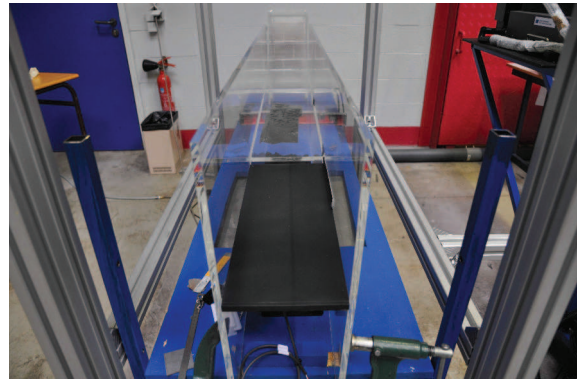
La plage du nombre de Reynolds rencontrée sur la maquette a été choisie proche de celle rencontrée dans les cas industriels, dans un souci de similitude des mécanismes thermo-fluides étudiés. L'accès aux grandeurs d'intérêt a nécessité le recours à deux maquettes : l'une dédiée à l'étude de la dynamique de l'écoulement par mesures PIV, et la seconde à l'étude aérothermique.

### 2.2.1 Maquette dynamique

La première maquette permet d'étudier spécifiquement la dynamique du fluide et de mieux comprendre la topologie de son écoulement (Figure 2.1). Cette maquette est entièrement réalisée en plexiglass d'une épaisseur de 0,01 m permettant l'accès optique à chaque endroit de la maquette. L'air est guidé par un tunnel de 3 m de long, de section  $0,17 \times 0,4 \text{ m}^2$ .



(a) Maquette dynamique (vue de face).



(b) Maquette dynamique (vue de profil).

Figure 2.1: Présentation de la maquette dynamique en plexiglass sur la marche descendante.

Les deux maquettes utilisées dans le cadre de la marche descendante ont des dimensions proches l'une de l'autre. Le Tableau 2.1 montre les légères différences entre les deux maquettes. Les nombres de Reynolds que l'on trouve ici sont proches de ceux que l'on peut avoir en moyenne dans les alternateurs.

	$D_j$ [m]	$h$ [m]	$L_z$ [m]	$U_j$ [m/s]	$Re_{D_j}$	$Re_h$
Maquette dynamique	0,021	0,015	0,168	17,35	24100	11900
Maquette aérothermique	0,018	0,015	0,17	19,62	23370	13115

Tableau 2.1: Tableau représentant les différentes configurations étudiées.

Aucun chauffage n'est appliqué ici sur la plaque en aval de la marche descendante. Le canal aval est non-confiné verticalement et présente un petit rapport d'aspect du jet entre la largeur de la veine,  $L_z$  et la hauteur de la marche,  $h$  (avec  $AR = 11,33$ ) ou la hauteur de la veine,  $D_j$  (avec  $AR_j = 8$ ). Un anémomètre à fil chaud, placé en sortie de buse, a été utilisé pour mesurer la vitesse du jet. La vitesse maximale du jet est  $U_j = 17,35 \text{ m.s}^{-1}$ .

Avant de parler des différentes techniques utilisées pour les mesures dynamiques, le Tableau 2.2 résume les principales méthodes permettant de mesurer la vitesse d'un fluide. Notons que seule la LDA n'est pas été utilisée dans le cadre de cette thèse.

## 2.2. Dimensionnement d'une marche descendante soumise à un jet de paroi confiné relâché

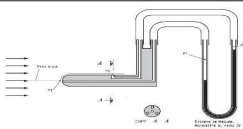
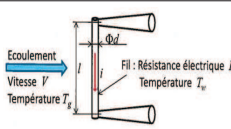
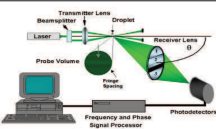

	Tube de Pitot	Fil chaud	LDA	PIV
Schéma				
Principe	Mesure 2 pressions (statique et dynamique) et utilise l'équation de Bernoulli avec $V = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}$	Mesure la puissance dissipée $R_w i^2$ par le fil chaud	Mesure, par interférométrie, l'effet Doppler de décalage de la fréquence des particules étudiées	Mesure le déplacement de particules ensemencées dans le fluide entre deux images voisines en temps (méthodes par corrélations)
Avantages	Facile à changer, bon marché et parfait pour des profils de vitesse moyennés	Parfait pour mesurer les fluctuations turbulentes de la vitesse, assez facile à utiliser, coût modéré	Non-intrusif, très bonne résolution spatiale et temporelle, parfait pour mesurer les fluctuations turbulentes	Non-intrusif, champ 2D-3D instantané
Inconvénients	Trop intrusif, résolution spatiale et temporelle basse	Intrusif, fragile	Cher, mise en place délicate, accès optique	Cher, mauvaise résolution temporelle, accès optique (maquette transparente)

Tableau 2.2: Tableau comparatif des principales méthodes pour mesurer la vitesse d'un fluide.

### 2.2.1.1 Mesures dynamiques

La 2D2C (deux dimensions deux composantes) PIV et la 2D3C (deux dimensions trois composantes) SPIV ont été utilisées afin de mesurer les fluctuations turbulentes de l'air, les possibles effets tridimensionnels et la présence de structures cohérentes de la marche.

Ces mesures ont été réalisées dans un plan central et dans plusieurs plans transversaux le long de la maquette. Les zones de mesures sont présentées sur la Figure 2.2. La longueur du canal en amont de la buse du jet est  $L_{jet} = 0,35$  m, celle en amont de la marche de  $L_{upstream} = 0,5$  m ( $33h$ ), celle en aval de la marche  $L_{downstream} = 0,45$  m ( $30h$ ). La hauteur de la veine est de  $D_j = 0,021$  m.

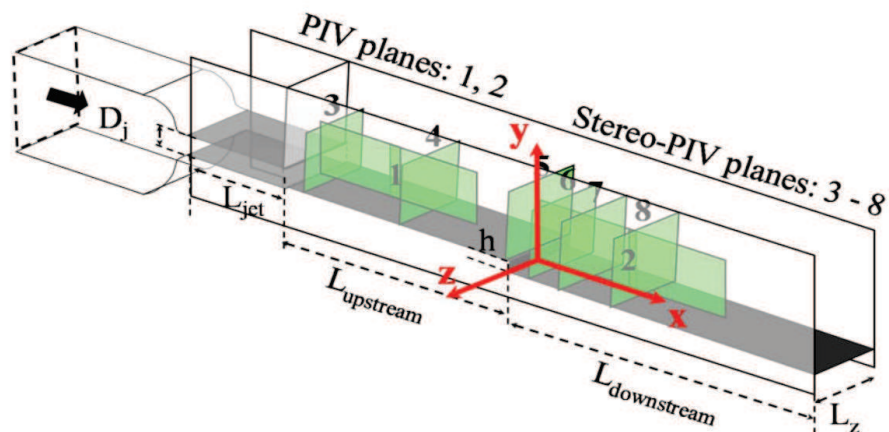


Figure 2.2: Présentation des différents plans PIV/SPIV sur la maquette dynamique.

Ces méthodes PIV sont non-intrusives. Des gouttes d'huile d'olive pressurisée sont introduites en entrée de maquette, avec un diamètre moyen de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ . Le système est constitué d'un laser New Wave Nd : YAG (TSI) articulé par un bras mécanique, de caméras CCD, d'un synchronisateur et enfin d'un ordinateur. La lentille des caméras CCD a une focale de 50 mm et une ouverture de 5.6. Chaque laser émet un faisceau d'énergie de 200 mJ/pulsation pour une longueur d'onde de 532 nm. L'épaisseur de la nappe laser est de 1 mm pour la PIV et de 2 mm d'épaisseur pour les mesures de SPIV, comme préconisés par Raffel *et al.* (2007).

En effet, l'épaisseur de la nappe est optimisée pour être assez fine pour qu'une intensité suffisante soit générée par chaque particule et pas trop grosse pour réduire les doublons (pouvant entraîner la perte de certaines paires de particules). Adrian (1991) propose que le déplacement des particules entre les paires d'images ne doit pas dépasser le quart de l'épaisseur du laser. Les méthodes d'estimation que suggèrent Raffel *et al.* (2007) ont été choisies afin de trouver un compromis raisonnable entre le choix de l'épaisseur appropriée du laser et l'intervalle de temps entre les enregistrements. Cette intervalle de temps est alors de 20 à 30  $\mu\text{s}$  pour la SPIV et de 40 à 50  $\mu\text{s}$  pour la PIV. Le déplacement maximal des particules autorisé est de 7 pixels.

Les caméras CCD utilisées (TSI PowerView Plus 4MP) ont une résolution de 2048 x 2048 pixels, avec une taille de pixel de  $7,4 \times 7,4 \mu\text{m}^2$ . Le synchronisateur LaserPulse (TSI modèle 610035) permet de synchroniser le laser avec les caméras. Le temps d'exposition entre chaque mesure doit être assez petit pour minimiser les déplacements des particules hors du domaine étudié pour les mesures SPIV. Une séquence de 1000 paires d'images a été enregistrée à une fréquence 1 Hz pour la PIV sur le plan central dans la direction longitudinale. Une séquence de 2000 paires d'images a été faite à une fréquence de 1 Hz pour la SPIV. Deux caméras CCD ont été utilisées sur le plan (y-z) à  $45^\circ$ , de l'un et de l'autre côté de la direction d'écoulement.

L'acquisition et le post-traitement des images ont été réalisés sur le logiciel TSI Insight TM 4G. La fenêtre d'interrogation appliquée est de  $32 \times 32$  pixels. L'analyse des images PIV et SPIV a été réalisée en utilisant un algorithme récursif de Nyquist sur 2 ou 3 itérations. Les premières itérations commencent sur une fenêtre d'interrogation de  $64 \times 64$  pixels, puis les secondes itérations sur  $32 \times 32$  pixels (jusqu'à  $16 \times 16$  pixels). La résolution spatiale est haute, de  $127 \times 127$  ou de  $255 \times 255$  vecteurs selon le cas étudié. La taille de la fenêtre d'interrogation utilisée est de  $1 \times 0,63 \times 0,63 \text{ mm}^3$  et de  $2 \times 1,57 \times 1,57 \text{ mm}^3$  pour les mesures PIV et SPIV, respectivement.

### 2.2.1.2 Incertitudes des mesures

Il a été tout d'abord vérifié que statistiquement assez d'échantillons temporels ont été obtenus pour que les variables (vitesse, intensité turbulente, etc) ne varient plus pour chaque étude. La cible de calibration 3D a été utilisée pour la PIV et la SPIV. Elle alterne deux plans de différentes épaisseurs (0,5 mm) et contient des marqueurs blancs qui ont été espacés de 2 mm dans chacune des directions horizontale et verticale. Un système transverse peut amener à un mauvais alignement entre le laser et le plan des images obtenues, engendrant de nouvelles erreurs (Raffel *et al.* (2007)). Pour chaque essai, le pourcentage de faux vecteurs sur le champ total est inférieur à 2%. L'incertitude de mesures de la vitesse est proche de 5% de la vitesse du jet  $U_j$ . Dans ces essais, l'incertitude sur les mesures de vitesse provient principalement de deux sources. La première se situe dans les calculs de corrélations qui produisent une incertitude de l'ordre de 0,1 pixels, à savoir  $0,04U_j$ . La seconde incertitude est une erreur résiduelle dans la résolution des quatre équations de déplacement de pixels pour les trois inconnues dans chaque direction. La première incertitude est dans notre cas dominante, car le taux de concentration d'huile d'olive n'est pas très important dans notre écoulement. Le nombre optimum de particules à avoir dans la fenêtre d'interrogation est compris entre 6 à 8 particules.

Les erreurs de mesure PIV et SPIV peuvent être dues à différentes raisons. La première raison est la limitation des mesures 2D2C PIV, dans le sens où elles ne peuvent pas prendre en compte les mouvements des particules perpendiculairement au plan laser. Les mesures 2D3C stereo-PIV peuvent être aussi limitées dans le cas où elles rencontrent un nombre important de composante de la vitesse hors du plan de mesure, influençant l'incertitude des mesures SPIV (Hutchins *et al.* (2005)). Similairement à cette étude, l'incertitude de nos mesures SPIV est affectée en plus par une erreur propre à la SPIV, dite erreur résiduelle. Celle-ci est causée par l'utilisation de la méthode des moindres carrés qui résout les équations de déplacement des particules. Hutchins *et al.* (2005) ont conclu que l'erreur résiduelle causée par les incertitudes sur les mesures de la vitesse est approximativement de  $0,04U_m$  proche de la paroi à  $0,012U_m$  vers l'écoulement libre. De plus, les déplacements moyens des particules et la gamme de vitesse de l'air sont limités par la contrainte de l'épaisseur du laser de 2 mm. Dans ces circonstances, les erreurs sur les pixels ont été intensifiées, notamment dans la région de proche paroi où les déplacements fluctuants sont de moins de 0,5 pixels, entraînant une sous-estimation des fluctuations RMS de la vitesse et des contraintes de Reynolds de cisaillement. À cela s'ajoute le fait que les différences observées entre les conditions expérimentales et les simulations numériques sont inévitables (Nguyen et Harmand (2013)).

Pour les écoulements de jet de paroi turbulent et les écoulements sur une marche, de nombreux facteurs peuvent influencer les mesures et sont donc à prendre en compte, tels que :

1. Le **rapport d'expansion** ( $ER$ ) entre la hauteur de la veine et la hauteur de la marche,
2. Le **rapport d'aspect** ( $AR$ ) entre la largeur de la veine et la hauteur de la marche,
3. La **turbulence** dans l'écoulement libre,
4. Le **confinement** ou non du canal.

Ces facteurs, seuls ou réunis, peuvent donner des résultats expérimentaux très dispersés et rendent la comparaison entre les expériences et les simulations très compliquée.



### 2.2.2 Maquette aérothermique

La maquette utilisée pour les essais aérothermiques est présentée ci-dessous (Figure 2.3) :

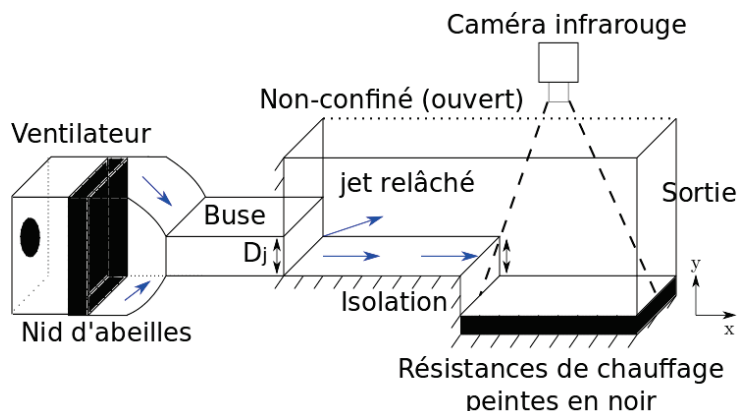


Figure 2.3: Présentation du banc d'essai aérothermique concernant la marche descendante.

Son rapport d'expansion  $ER$  est 1,2 et son rapport d'aspect  $AR$  est 11,33 ; un faible impact des effets tridimensionnels est donc attendu d'après la bibliographie. Le rapport d'aspect du jet est  $AR_j = 9,44$ , ce qui nous oblige à vérifier si l'écoulement est bien bidimensionnel ou non. Le diamètre hydraulique est donné ici par :  $D_h = \frac{2 \times D_j \times L_z}{D_j + L_z} \simeq 2D_j$ . Ainsi on peut considérer que la hauteur de la buse  $D_j$  est égale à la moitié du diamètre hydraulique  $D_h$ .

La Figure 2.4 présente la maquette aérothermique sur la marche descendante. La valeur de référence de la température de la pièce environnante est  $T_{ref} = 23,5 \text{ °C}$  pour toutes les mesures réalisées sur la marche descendante.



(a) Maquette aérothermique (vue de face).



(b) Maquette aérothermique (vue de profil).

Figure 2.4: Présentation de la maquette aérothermique sur la marche descendante.

La maquette est composée, en amont, d'un ventilateur en mode soufflage, d'un nid d'abeille et d'un convergent. Des parois latérales bloquent le fluide. La maquette est ouverte sur le haut, permettant l'accès à des mesures de fil chaud ou infrarouge. L'isolation de l'extérieur de la maquette a été faite par l'utilisation de la bakélite complétée par du polystyrène expansé. Le matériau conducteur permettant de chauffer la plaque est un serpentin de cuivre d'une épaisseur de 1 mm. Le chauffage a été réalisé à partir d'un générateur électrique permettant d'imposer une puissance constante. La limite thermique de la résistance de cuivre est de 90 °C.

### 2.2.2.1 Mesures dynamiques

Un fil chaud<sup>1</sup> a été utilisé pour mesurer la vitesse fluctuante de l'air dans la direction de l'écoulement et ainsi d'en déduire sa moyenne. C'est un fil de tungstène de coefficient de résistivité  $\alpha$  de  $0,0036 \text{ K}^{-1}$ , dont la référence est 55P11 chez DANTEC Dynamics. L'utilisation du fil chaud, bien qu'intrusive, produit des perturbations négligeables dans la mesure. Le bilan thermique du fil peut s'écrire sous la forme :

$$R_w i^2 = hS(T_w - T_f) + \rho_w c_w \frac{\pi d^2}{4} l \frac{dT_w}{dt} \quad (2.1)$$

avec :

- $R_w i^2$  l'apport par effet Joule,
- $hS(T_w - T_{\text{air}})$  l'échange entre le fil et le fluide, avec  $S$  la surface latérale du fil,  $T_w$  la température du fil supposée uniforme (généralement à  $240 \text{ °C}$  dans le cas du tungstène),
- $\rho_w c_w \frac{\pi d^2}{4} l \frac{dT_w}{dt}$  le stockage par le fil, avec  $d$ ,  $l$  le diamètre et la longueur du fil, respectivement.

L'anémomètre utilisé ici est de type Anémomètre à température constante (CTA) utilisant le pont de Wheatstone (Figure 2.5).

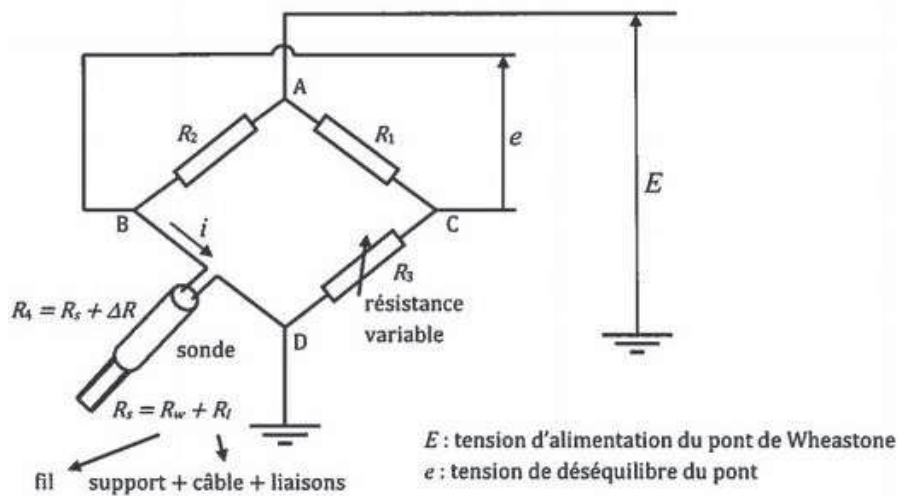


Figure 2.5: Fonctionnement de l'anémomètre à température constante CTA.

La tension d'alimentation du pont est ajustée grâce à un amplificateur de gain élevé de façon à maintenir l'équilibre du pont, donc une valeur constante de la résistance de la sonde et par conséquent sa température. En maintenant constante la température de la sonde, on minimise les effets de son inertie thermique et on obtient une meilleure réponse en fréquence que dans le cas de l'anémomètre à courant constant. En réutilisant le bilan thermique, on obtient :

$$R_w i^2 = hS(T_w - T_f) \quad (2.2)$$

1. La technique du fil chaud est fondée sur les transferts thermiques entre un fil chauffé par effet Joule et l'écoulement dans lequel il est placé. Pour les mesures d'écoulements instationnaires comme ici, on utilise des fils de petit diamètre (environ  $5 \mu\text{m}$ ).

Au final, on obtient la loi de King :

$$E^2 = E_0^2 + BV^n \quad (2.3)$$

avec  $E_0$  la tension d'alimentation du pont pour une vitesse d'écoulement nulle,  $n$  l'exposant de la vitesse ajusté par étalonnage de la sonde afin d'assurer une meilleure correspondance avec les mesures (de l'ordre de  $n \simeq 0,5$ ) et  $B$  une constante.

La Figure 2.6 indique les différents endroits où a été mesurée la vitesse par fil chaud :

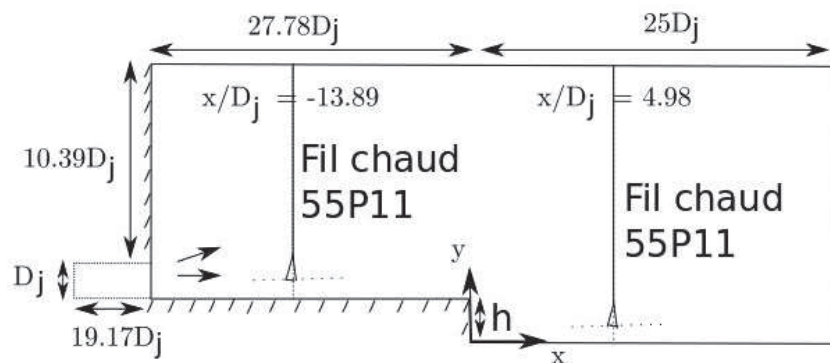


Figure 2.6: Positions du fil chaud utilisé pour les mesures de la vitesse.

La mesure de vitesse a été réalisée avec soin pour obtenir une bonne estimation de l'intensité turbulente ( $I_u = \frac{\sqrt{w'^2 - \bar{u}^2}}{\bar{u}}$ ). L'intensité turbulente a été évaluée à 5,5% proche des parois et à 2,3% au milieu de la section plane, au centre de la sortie de buse dans le cas b.

Enfin, plusieurs mesures ont été réalisées pour des vitesses d'entrée et des hauteurs de marche différentes (Tableau 2.3) :

	$h$ [m]	$L_z$ [m]	$U_j$ [m/s]	$Re_{D_j}$	$U_m$ [m/s]	$Re_h$	$Gr_h$	$Ri_h$
Cas a	0,015	0,17	14,2	16 915	9,55	9480	88 575	0,000985
Cas b	0,015	0,17	19,62	23 370	13,2	13 115	84 610	0,00049
Cas c	0,025	0,17	14,2	16 915	9,55	15 800	93 060	0,00037

Tableau 2.3: Tableau des différentes configurations étudiées pour la maquette aérothermique.

Notons que la gravité n'interagit pas avec la convection forcée puisque le nombre de Richardson est négligeable ( $Ri \ll 1$ ) et que l'écoulement est pleinement turbulent.

### 2.2.2.2 Mesures thermiques

Après avoir étudié les mesures dynamiques de la maquette, nous allons nous intéresser aux mesures thermiques. Tout d'abord, les propriétés thermiques des principaux matériaux utilisés sont indiquées dans le Tableau 2.4.

	Cuivre	Polystyrène expansé (EPS)
$\lambda$ [W/mK]	401	0,03
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	8960	18
$c_p$ [J/kgK]	380	1210

Tableau 2.4: Paramètres thermiques des principaux matériaux utilisés dans les essais de la marche descendante.

Concernant la maquette aérothermique, une caméra infrarouge FLIR SC7200-MB InSb a été utilisée. Les principales caractéristiques de cette caméra sont que son champ spectral est compris entre 1,5 et 5,1  $\mu\text{m}$ , avec un pas de pixel de 30  $\mu\text{m}$ . Le format de l'image utilisé est de 320 x 256 pixels pour une fréquence de 1 Hz à 7700 Hz. Une lentille de 50 mm de focale est utilisée. La plage de mesure de la caméra est comprise de -20 °C à 3000 °C.

Avant de prendre des mesures par infrarouge, un temps non négligeable a été alloué pour que l'écoulement et la thermique soient établis (entre 1 à 2 heures). Après avoir atteint la stabilité, une température moyenne sur 10 images a été suffisante pour garantir l'innocuité du nombre d'images sur la moyenne et en déduire le champ moyen de température à partir de l'IR.

### Méthode d'identification des transferts de chaleur

Dans ce travail, les mesures de température ont été utilisées comme champs d'entrée nécessaires à l'identification des coefficients d'échanges convectifs. Notre étude s'est concentrée sur la résolution d'un problème 1D en régime permanent. Afin de s'affranchir des effets de bord, la mesure est réalisée au centre de la plaque ( $z = 0,085$  m). Au bruit de mesure s'ajoute le principe de parcimonie, à savoir que moins il y a de paramètres à estimer, meilleure est l'estimation (Petit et Maillet (2008)). La méthode directe permet de déterminer la valeur de la température calculée, notée  $T_{\text{cal}}$ , en supposant que les valeurs du flux de chaleur local  $\varphi$  et d'énergie interne  $p_i$  sont connues. Elle implique la résolution de l'équation différentielle de la chaleur. L'équation du système dans un modèle direct est écrite alors sous la forme :

$$p_i + \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{1}{e} \varphi \quad (2.4)$$

Les conditions aux limites sur la plaque sont données par les mesures expérimentales ( $T(x; z = 0,085)$ ) avec  $0 \leq x \leq L$  pour  $L = 0,45$  m.

Cette équation est alors discrétisée et résolue par la méthode des différences finies. Des différences centrées ont été utilisées pour évaluer les dérivées spatiales du second ordre :

$$p_i + \lambda \frac{T_{\text{mes}_{i+1}} - 2T_{\text{mes}_i} + T_{\text{mes}_{i-1}}}{\Delta x^2} = \frac{1}{e} \varphi_i + O(\Delta x^2) \quad (2.5)$$

avec  $1 \leq i \leq M - 1$  et  $\Delta x = \frac{L}{M+1}$ , avec  $M$  le nombre de points de discrétisation.

L'équation s'écrit alors matriciellement :

$$[\varphi] = e (p + [A] \cdot [T_{\text{mes}}]) \quad (2.6)$$

où  $A$  est une matrice inversible.

Cependant, même si cette méthode peut permettre de calculer la distribution de  $\varphi$ , de grandes fluctuations dans le calcul du flux ont été observées à cause de bruit contenu dans le signal IR de mesure de la température. La méthode inverse a alors été privilégiée pour calculer le coefficient  $h$  afin de s'affranchir de ces fluctuations. Elle permet de comparer la température mesurée par infrarouge à celle calculée par le modèle direct pour déterminer  $\varphi$ , par processus itératif. Un coefficient de régularisation dit de pénalisation, noté  $\alpha_1$ , est utilisé pour réduire l'effet des bruits de mesures sous une fonction  $S$  telle que (Tikhonov et Nikolayevich (1963)) :

$$S = \sum_x [T_{\text{cal}}^n(x) - T_{\text{mes}}(x)]^2 + \alpha_1 \sum_x \left[ \overrightarrow{\text{grad}}(\varphi^n(x)) \right]^2 \quad (2.7)$$

avec  $T_{\text{cal}}$  et  $T_{\text{mes}}$  les températures calculées numériquement et mesurée expérimentalement.

La différence entre  $T_{\text{cal}}$  et  $T_{\text{mes}}$  est un paramètre à minimiser par méthode des moindres carrés. Le flux de chaleur local à l'itération  $n + 1$ ,  $\varphi^{n+1}$ , est déterminé en connaissant  $\varphi^n$  à l'itération  $n$ . La fonction  $S$  est alors minimisée par :

$$\varphi^{n+1} = \varphi^n + \Delta\varphi \quad (2.8)$$

avec :

$$\Delta\varphi(i) = - \{ [J] [J]^t + \alpha_1 [X] \}^{-1} \{ [J] ([T_{\text{cal}}^n] [\varphi^n] - [T_{\text{mes}}] + \alpha_1 [X] [\varphi^n]) \} \quad (2.9)$$

et

$$[J] = \left[ \frac{\partial T_{\text{cal}}^n}{\partial \varphi^{n+1}} \right], [X] = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial S_1}{\partial \varphi^{n+1}} \right] [\varphi^{n+1}]^{-1} \text{ et } S_1 = \sum_i [\varphi_{i+1}^{n+1} - \varphi_i^{n+1}]$$

Pour  $\alpha_1 = 0$ , la courbe présentant le coefficient d'échange convectif fluctuera beaucoup, alors que pour une valeur optimale  $\alpha_1^{\text{opt}}$ , la courbe est lissée le plus fidèlement possible. La valeur optimale de  $\alpha$  correspond à l'optimum du conditionnement de la matrice  $([J] [J]^t + \alpha_1 [X])$ , à savoir :

$$\text{cond}([J] [J]^t + \alpha_1^{\text{opt}} [X]) = \min \{ \text{cond}([J] [J]^t + \alpha_1 [X]) \} \quad (2.10)$$

Le conditionnement optimal est égal au mieux à l'unité et permet d'évaluer la sévérité du caractère mal posé du problème inverse. Les conditions d'Hadamard sont satisfaites, à savoir l'existence d'une solution, unique et stable (Petit et Maillet (2008)) : le problème est bien posé.

Un programme sous MATLAB® a déjà été développé au laboratoire TEMPO et validé dans le cas d'une plaque plane. Il a été ici adapté pour calculer le coefficient d'échange convectif  $h$  à partir des données expérimentales.

L'étude des résidus a été réalisée afin d'évaluer la qualité de l'inversion de la matrice  $A$  en fonction des itérations. La différence entre  $T_{\text{mes}}$  et  $T_{\text{cal}}$  est presque nulle à partir de 10 itérations seulement. La convergence est obtenue lorsque la différence entre deux itérations successives sur  $T_{\text{cal}}$  est de  $7,35 \times 10^{-5}$ .

L'étude des incertitudes permet de calculer le nombre de Nusselt à une plage comprise entre 7,3% et 13,9% d'erreur, par le calcul du coefficient  $h$  suivant :

$$h = \frac{\varphi - \epsilon\sigma(T_{\text{cal}}^4 - T_{\text{ref}}^4)}{T_{\text{cal}} - T_{\text{ref}}} \quad (2.11)$$

### 2.2.2.3 Incertitudes des mesures

#### Mesures dynamiques

L'étalonnage a été effectué dans un écoulement de référence à la même température  $T_{amb}$  que l'écoulement à mesurer. En comparant la valeur du fil chaud avec un micromanomètre différentiel FC0510 sur un simple banc d'essai de test, on compare la tension mesurée avec la vitesse de l'écoulement. L'étalonnage du fil chaud s'est fait pour une plage de vitesse de  $0 \text{ m.s}^{-1}$  à  $25 \text{ m.s}^{-1}$ . L'erreur maximale est de 1,96% comparée à la loi de King, donnant une relation entre la tension des pinces et la vitesse de l'écoulement. L'erreur de mesure du micromanomètre utilisée est de  $\pm 1 \text{ Pa}$ . D'autres erreurs de mesures sur le fil chaud auraient pu être prises en compte, telles l'influence du gradient de température, mais elles ont été considérées comme négligeables. Les mesures ont été réalisées sur un intervalle d'échantillonnage de 3,413 s, avec 2048 échantillons à 0,6 kHz pour chaque mesure.

#### Mesures thermiques

La sensibilité de la caméra FLIR SC7200-MB est de l'ordre de 20 mK/DL. L'erreur globale de mesure est de l'ordre de  $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$ . La caméra est située à 1,8 m au-dessus de la marche descendante. L'émissivité de la plaque mesurée au laboratoire est indiquée sur le Tableau 2.5.

Intervalle de température [ $^\circ\text{C}$ ]	Émissivité $\varepsilon$	Incertitudes
$20 \leq T \leq 80$	0,937	$\pm 0,02$
$80 \leq T \leq 140$	$0,98315 - 5,7829 \times 10^{-4}(T - 273)$	$\pm 0,02$

Tableau 2.5: Émissivité de la plaque.

Les pertes de flux ont été mesurées par l'utilisation de capteurs de flux afin d'estimer la puissance réelle injectée. La tension de calibrage est de  $5,95 \mu\text{V}$  sur les côtés et devant la maquette et de  $9,87 \mu\text{V}$  en dessous, pour un flux de  $1 \text{ W.m}^{-2}$ . Pour 176,8 W introduit par le générateur, 9,6 W sont perdus. L'incertitude sur l'intensité fournie par le générateur est de  $\pm 0,1\%$  A et celle sur la tension de  $\pm 0,35\%$  V. La puissance réelle injectée est de 167,2 W.

## 2.3 Dimensionnement d'une cavité tournante confinée

Cette étude a été réalisée sur une configuration simplifiée représentative des espaces interpolaires dans les machines hydrauliques à pôles saillants à ventilation axio-radiale (Figure ?? (a)). L'objectif est de reproduire les mêmes phénomènes dynamiques et thermiques retrouvés dans une machine réelle ; aussi, une similitude a été réalisée pour construire la maquette. Cette dernière est définie par des nombres adimensionnels et par les caractéristiques géométriques de l'alternateur. Les résultats obtenus pourront être extrapolés dans une certaine mesure.

Des simplifications importantes ont été apportées à la maquette : aucun composant électrique (bobines, etc) ne se trouve ni dans le rotor ni dans le stator, l'aspect fluide ayant été privilégié. Des composants pourront être ajoutés par la suite afin de complexifier l'écoulement et se rapprocher encore mieux de la réalité.

### 2.3.1 Cas industriel : alternateur de « La Coche »

La maquette tournante d'alternateur hydraulique qui a été conçue s'inspire d'un alternateur synchrone réel : celui dit de « La Coche ». Le rotor est à pôles saillants (encoches), spécificité des alternateurs hydrauliques. Les principales caractéristiques de la machine étudiée sont :

- Puissance nominale : 77,35 MW,
- Nombre de pôles -  $n$  : 10,
- Vitesse de rotation -  $\omega$  : 62,83 rad/s.

La Figure 2.7 présente l'alternateur de « La Coche ». La complexité globale de la géométrie provoque des perturbations dans l'écoulement du fluide, engendrant particulièrement d'importantes zones de recirculation au niveau des espaces interpolaire. Nous sommes confrontés ici à la fois à des écoulements en rotation et à des écoulements axiaux.

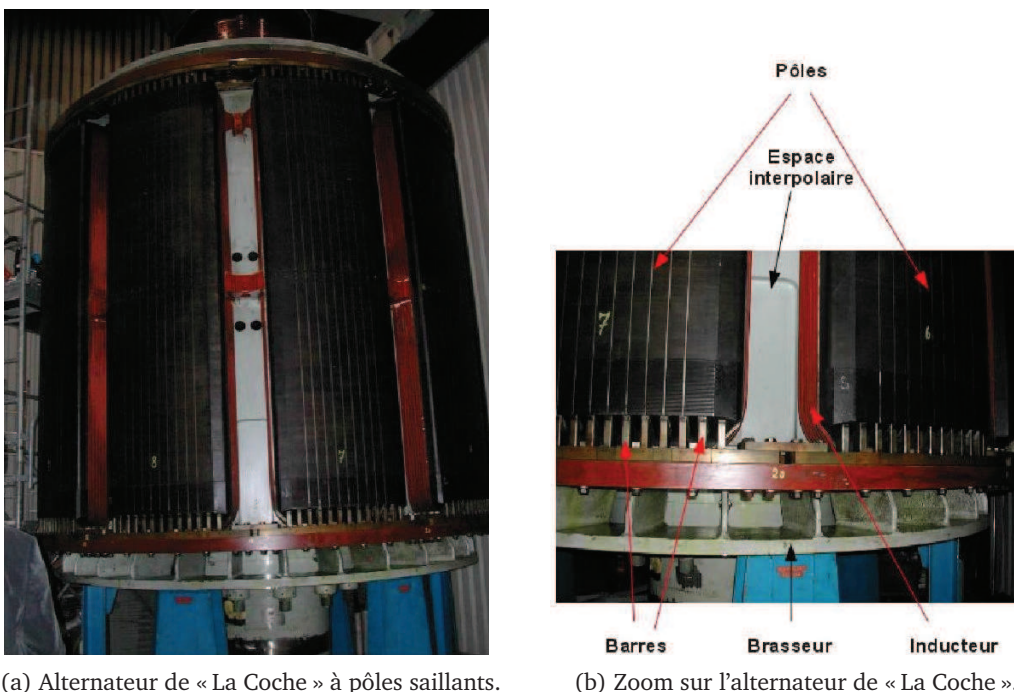


Figure 2.7: Vues du rotor de l'alternateur de la centrale de « La Coche ».

### 2.3.2 Simplifications et réduction d'échelle

Il est nécessaire que la maquette reproduise le plus fidèlement possible l'écoulement et les transferts de chaleur que l'on trouve dans la machine réelle. Il est alors indispensable de réduire les dimensions tout en essayant de préserver les mêmes conditions d'écoulement. Plusieurs approches ont été testées.

La première approche a consisté à réaliser une similitude sur les nombres de Reynolds axial et tangentiel. On doit vérifier les relations suivantes :

$$\frac{V_{a_{\text{réel}}} \times D_{h_{\text{réel}}}}{\nu_{\text{réel}}} = \frac{V_{a_{\text{maquette}}} \times D_{h_{\text{maquette}}}}{\nu_{\text{maquette}}} \quad (2.12)$$

$$\frac{\omega_{\text{réel}} \times R_{1_{\text{réel}}} \times D_{h_{\text{réel}}}}{\nu_{\text{réel}}} = \frac{\omega_{\text{maquette}} \times R_{1_{\text{maquette}}} \times D_{h_{\text{maquette}}}}{\nu_{\text{maquette}}} \quad (2.13)$$

Cette similitude est impossible dans notre cas car pour pouvoir réaliser des mesures PIV sur la maquette, la taille d'entrefer  $e$  doit être obligatoirement supérieure à 1 cm (pour des problèmes d'accès de mesures), ce qui rend ce critère de similitude non réalisable.

Il en va de même si l'on veut réaliser une similitude géométrique de l'ensemble de l'alternateur, comme mentionnée dans la thèse de Giret (2009). Ainsi, si l'on veut conserver les rapports de forme, ils doivent être de type  $\frac{R_0}{R_2}$  ou de type  $\frac{R_1}{R_2}$  en prenant en compte les encoches. Or, comme la taille d'entrefer est figée, il est ici aussi impossible de réaliser cette similitude.

Notre calcul s'est finalement porté sur une étude de similitude géométrique du rotor seul. On tend donc à conserver les principales dimensions du rotor telles que la largeur, la profondeur des encoches, le rayon interne du rotor ou encore la longueur de fer. On obtient les équations suivantes à respecter :

$$\frac{\rho_{\text{réel}}}{l_{\text{réel}}} = \frac{\rho_{\text{maquette}}}{l_{\text{maquette}}} = 0,365 \quad (2.14)$$

$$\frac{R_{0\text{réel}}}{\rho_{\text{réel}}} = \frac{R_{0\text{maquette}}}{\rho_{\text{maquette}}} = 4,93 \quad (2.15)$$

$$\frac{L_{\text{fer,réel}}}{R_{0\text{réel}}} = \frac{L_{\text{fer,maquette}}}{R_{0\text{maquette}}} = 1,89 \quad (2.16)$$

La Figure 2.8 présente un schéma des principales caractéristiques géométriques de la maquette. Le Tableau 2.6 liste les différentes valeurs des paramètres obtenus pour trois profondeurs d'encoches différentes.

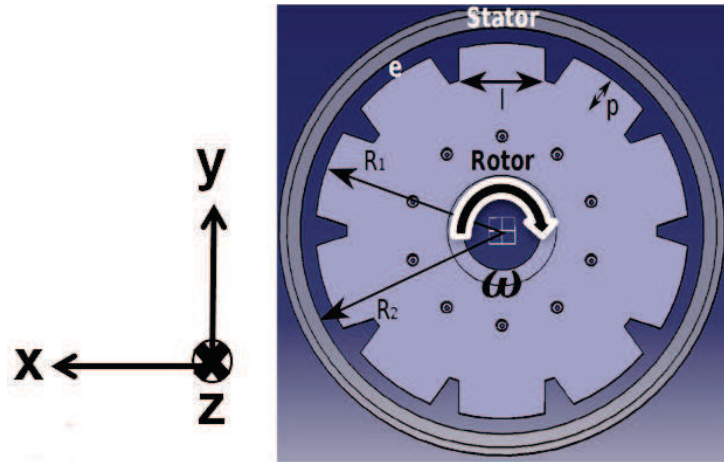


Figure 2.8: Représentation de l'ensemble rotor/stator souhaité.

$p$ [m]	$l$ [m]	$R_1$ [m]	$R_2$ [m]	$L_{\text{fer}}$ [m]	$D_h$ [m]	Masse rotor [kg]
0,015	0,041	0,089	0,099	0,14	0,022	15
<b>0,02</b>	<b>0,055</b>	<b>0,119</b>	<b>0,129</b>	<b>0,186</b>	<b>0,024</b>	<b>32</b>
0,025	0,068	0,148	0,158	0,233	0,025	56

Tableau 2.6: Possibilité de dimensions et masses obtenues suite à la similitude géométrique sur le rotor.



Le calcul usuel du diamètre hydraulique pour un rotor encoché est donné par :

$$D_h = 2 \frac{\pi(R_2^2 - R_1^2) - nlp}{\pi(R_2 + R_1) + np} \quad (2.17)$$

Plus de précision peut être donnée dans le calcul du diamètre hydraulique dans notre maquette, en prenant en compte l'ouverture d'encoche. On obtient alors :

$$S_p = \pi R_2^2 - \pi R_0^2 - n(lp + [\frac{\alpha_4}{2} R_1^2 - \frac{l}{2} \sqrt{R_1^2 - (\frac{l}{2})^2}] - [\frac{\alpha_3}{2} R_0^2 - \frac{l}{2} \sqrt{R_0^2 - (\frac{l}{2})^2}]) \quad (2.18)$$

avec  $S_p$  la section de passage, d'où :

$$P_m = 2\pi R_2 + n(2p + \alpha_5 R_0 + \alpha_4 R_1) \quad (2.19)$$

avec  $P_m$  le périmètre mouillé et  $\alpha_3 = 2 \arcsin(\frac{l/2}{R_0})$ ,  $\alpha_4 = 2 \arcsin(\frac{l/2}{R_1})$  et  $\alpha_5 = \frac{2\pi - n\alpha_3}{n}$ .

Finalement, on obtient, dans le cas d'encoches au rotor, la formulation suivante :

$$D_h = \frac{4 \times (\pi R_2^2 - \pi R_1^2 - n(lp + [\frac{\alpha_4}{2} R_1^2 - \frac{l}{2} \sqrt{R_1^2 - (\frac{l}{2})^2}] - [\frac{\alpha_3}{2} R_0^2 - \frac{l}{2} \sqrt{R_0^2 - (\frac{l}{2})^2}]))}{2\pi R_2 + n(2p + \alpha_5 R_0 + \alpha_4 R_1)} \quad (2.20)$$

Le lecteur pourra se référer à l'**Annexe A** pour plus de précisions sur le calcul de  $D_h$ . On trouve alors un diamètre hydraulique de  $D_h = 0,02355$  m au lieu de  $D_h = 0,02289$  m.

Un cahier des charges met en évidence un certain nombre de critères à respecter :

1. Un **ventilateur** doit être utilisé pour créer un écoulement axial dans le but de combiner les écoulements de Couette-Taylor-Poiseuille. Le système de ventilation doit être fait par aspiration avec utilisation de nid d'abeille afin de garantir un écoulement le plus homogène possible pour une vitesse maximale sur le profil mesuré dans le guide d'air amont de 10 m/s (nombre de Reynolds compris entre  $0 \leq Re_a \leq 14\,250$ ),
2. La **vitesse de rotation**  $\omega$  est variable pour permettre de tester la sensibilité des résultats aux effets de la rotation. Il faut de plus s'assurer que pour certaines valeurs, le nombre de Taylor critique,  $Ta_c$ , peut être dépassé afin de se placer dans un régime d'écoulement pleinement turbulent. Pour des raisons de sécurité, la vitesse de rotation maximale a été fixée à 1500 tr/min. Le nombre de Taylor ainsi obtenu pour ces différentes vitesses de rotation est compris entre  $0 \leq Ta \leq 1,7 \times 10^7$ ,
3. Le **stator** doit être transparent pour réaliser des mesures PIV/SPIV (lexan) et des mesures IR (fluorine). Au début de la campagne de mesures, le hublot de fluorine n'était pas disponible et donc les mesures infrarouges ont été réalisées avec du cellophane (film plastique). Le stator doit être démontable afin d'accéder à l'intérieur pour nettoyer et changer les hublots en fonction de l'étude menée,
4. Les **fréquences d'acquisition** des caméras doivent être assez importantes pour se synchroniser à la vitesse de rotation  $\omega$ . La caméra PIV a une fréquence maximale de 14,5 Hz et celle de la caméra IR de 600 Hz, ce qui rend la synchronisation possible,
5. Le **chauffage du rotor** doit être homogène sur toute sa périphérie et atteindre une température supérieure à 40 °C afin d'être dans la plage de mesure de la caméra infrarouge.

Plusieurs solutions ont été envisagées pour le chauffage :

- par **induction** avec un inducteur placé dans l'arbre creux en acier pour ainsi chauffer localement le rotor à l'aide de caloporteurs sous forme d'ailette en aluminium. Cependant, cette solution a été mise de côté car elle fragiliserait l'arbre et aurait trop chauffer les roulements, entraînant leur dégradation précoce,
  - par l'utilisation de **plaques conductrices** collées à l'extérieur du rotor (Giret (2009)),
  - par l'utilisation de **cartouches chauffantes** uniformément réparties à l'intérieur du rotor.
- Cette méthode a été privilégiée pour des raisons de coût et de facilité de mise en place.

Enfin, le choix s'est porté sur une profondeur d'encoche assez importante, comme celle dans les alternateurs hydrauliques. Le poids du rotor ne doit pas être trop lourd car il doit être assez facile à porter, et son encombrement doit être limité. On s'est donc basé sur l'étude du rotor avec un poids de 32 kg. L'ouverture d'encoche est de  $16^\circ$ .

Les principales caractéristiques de la maquette sont récapitulées dans le Tableau 2.7 :

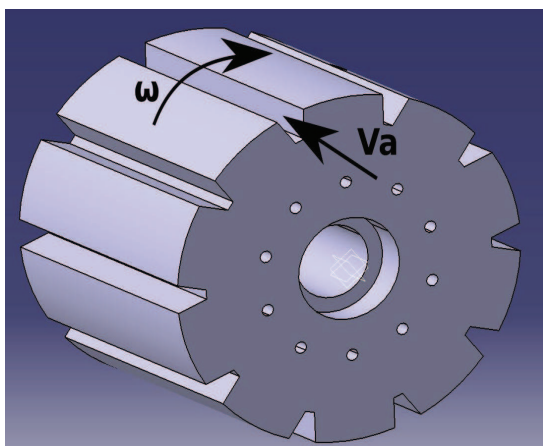
$\eta = \frac{R_1}{R_2}$	$R_f = \frac{D_h}{R_1}$	$\Gamma = \frac{L_{ent}}{D_h}$	$Re_a$	$Ta$	<b>Configuration</b>
0,922	0,198	7,9	750 à 7500	655 à $1,6 \times 10^7$	Rotor chauffé encoché - Stator isolé lisse

Tableau 2.7: Caractéristiques de la petite maquette tournante.

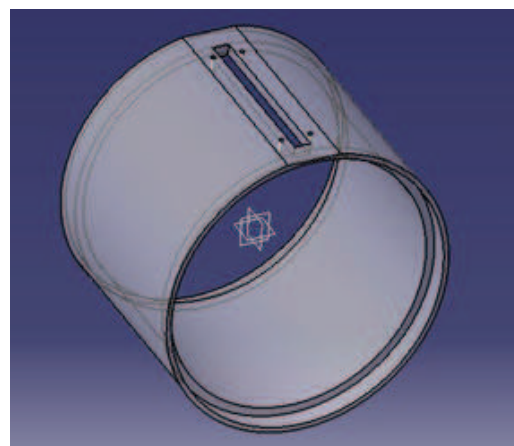
Notons que connaissant la température souhaitée du rotor ( $70^\circ\text{C}$ ), on peut calculer le nombre de Grashof ( $Gr = 1,29$ ). Ceci donne alors un nombre de Richardson,  $Ri = \frac{Gr}{Re^2}$ , compris entre  $1,2 \times 10^{-7}$  et  $1,5 \times 10^{-7}$  : ceci montre l'effet négligeable de la gravité puisque ce dernier est largement inférieur à 1.

### 2.3.3 Modèle CAO et présentation du banc d'essai

La Figure 2.9 montre la CAO du rotor et du stator. On notera que la géométrie est périodique sur  $1/10^e$  du domaine.



(a) Représentation du rotor.



(b) Représentation du stator.

Figure 2.9: Maquette simplifiée représentant l'alternateur de « La Coche ».

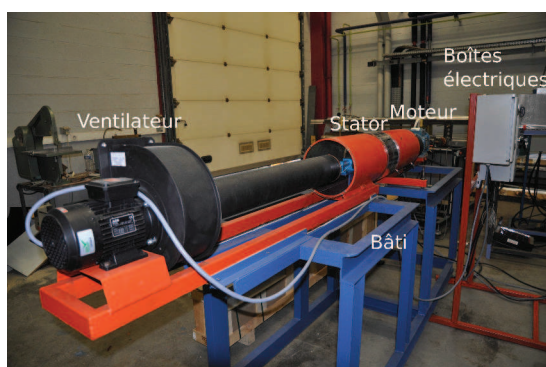
Le Tableau 2.8 présente les caractéristiques géométriques de la maquette :

Caractéristiques	Dimensions [mm]
Rayon rotor, $R_1$	119
Hauteur du rotor, $L_{fer}$	186
Largeur pôle, $l$	55
Profondeur pôle, $p$	20
Entrefer, $e$	10
Rayon intérieur stator, $R_2$	129
Nombre de pôles, $n$	10

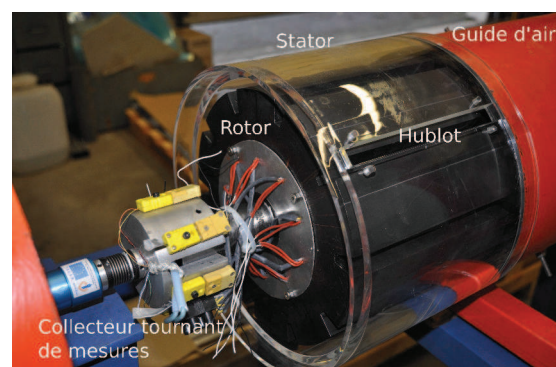
Tableau 2.8: Caractéristiques géométriques de la maquette.

La Figure 2.10 illustre l'ensemble de la configuration étudiée. Le stator n'est pas chauffé, est de forme cylindrique et a été entièrement réalisé en lexan. Il est muni d'une fenêtre plate épousant la forme du stator de visualisation : son rayon de courbure est donc légèrement modifié au niveau de ce hublot. Compte tenu de la faible dimension de la fenêtre relativement au stator, on peut supposer que l'écoulement ne sera que faiblement impacté. Des calculs préliminaires ont été réalisés et ont validé cette hypothèse. Les dimensions de notre fenêtre ont été mises à 0.186 m x 0.016 m. L'aire minimale de la fenêtre conseillée dans l'étude de Bricaud *et al.* (2005) pour l'accès optique est de 0.06 m x 0.01 m, ce qui rend accessible les futures mesures PIV.

Le rotor, réalisé en acier, est encoché pour représenter les pôles de l'alternateur hydraulique, ici au nombre de 10. Il est animé d'une vitesse de rotation  $\omega$  entraîné par un arbre de 40 mm de diamètre, lui-même entraîné au moyen d'un accouplement par un moteur ABB de 1,1 kW, de 230/400 V. Ce dernier est contrôlé par un variateur ABB de puissance de 1,1 kW. La vitesse tangentielle maximale du rotor est de 18,7 m/s pour une vitesse de rotation maximale de 1500 tr/min. Le nombre de Mach est en-dessous de 0,3 (au maximum de  $Ma \simeq 0,055$ ) : l'écoulement est donc incompressible. Un système de goupille, incrusté sur tout le diamètre du rotor, permet à la fois de bien fixer l'arbre au rotor et de pouvoir le retirer facilement. Un autre système permet de retirer l'aval de la maquette, rendant ainsi possible le nettoyage du rotor et du stator.



(a) Photo représentant globalement la maquette.

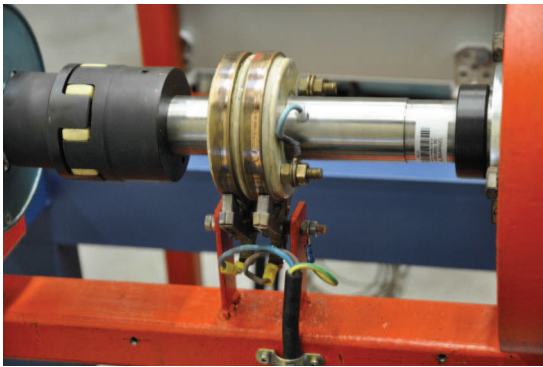


(b) Photo du système rotor/stator.

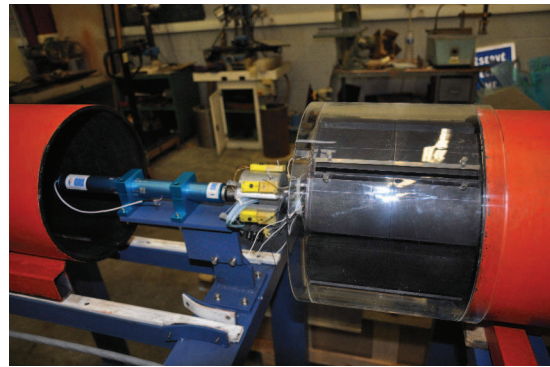
Figure 2.10: Photo représentant l'ensemble de la configuration étudiée.

Le rotor est chauffé de l'intérieur par des cartouches chauffantes, au nombre de dix. Le rotor est d'abord chauffé puis est ensuite mis en rotation. Une température de surface proche de 70 °C (objectif du cahier des charges) peut être obtenue pour un flux imposé à 13 146 W/m<sup>2</sup>, soit une puissance de 50 W par cartouche. Ces cartouches sont alimentées par un collecteur tournant de chauffage (Figure 2.11 a), lié à un système de pinces frottant sur des bagues conductrices. Les cartouches chauffantes sont de haute charge CCHC en inox spécial, de diamètre 6,5 mm, de longueur 160 mm, de puissance maximale de 300 W en 230 V. Un thermocouple de type J est intégré afin de suivre la température en instantanée.

Sur les dix cartouches chauffantes utilisées, une a été suivie en température, au début des tests, par un collecteur tournant de mesure à 2 canaux (Figure 2.11 b) afin de ne pas dépasser la température intérieure de la cartouche, limitée à 150°C. Ce collecteur est relié à l'arbre par un accouplement flexible.



(a) Collecteur tournant de chauffage.



(b) Collecteur tournant de mesures.

Figure 2.11: Photos du collecteur tournant de chauffage et de mesures.

Côté électrique, deux boîtiers ont été réalisés. Le premier rassemble l'ensemble de l'alimentation, à savoir les fusibles, un transformateur, des répartiteurs, des contacteurs, etc. Un autre boîtier permet de contrôler les deux variateurs à la fois du moteur et du ventilateur (Figure 2.12 a).



(a) Boîtiers de la maquette avec le régulateur PID (régime transitoire).



(b) Transformateur (régime permanent).

Figure 2.12: Présentation des boîtiers et du transformateur.

La température d'une seule cartouche peut servir, avec l'aide d'un régulateur PID d'Eurotherm (modèle 2116), à réguler précisément et de façon stable la température au sein du pôle (variation de  $\pm 1$  °C). Le régulateur permet ainsi de travailler en transitoire. Il a notamment servi à prendre en main la maquette lors des tests. Dans notre cas, il faut cependant que l'on connaisse la puissance injectée dans nos cartouches chauffantes. Ainsi, un transformateur (Verilec, modèle P2 ARC 7-2M) a été choisi afin de réguler facilement la tension et l'intensité imposées aux cartouches chauffantes, donc, leur puissance (Figure 2.12 b)). Le transformateur est alimenté en 230 V/50 Hz et génère une tension de sortie comprise entre 0 et 250 V pour une intensité maximale de 32 A. Il permet ainsi de travailler en régime permanent.

Des bagues isolantes en vetronit G11 (composé stratifié constitué de tissu de verre et de résine époxyde) sont apposées entre les extrémités du rotor et de l'arbre, afin de limiter l'augmentation de la température des deux roulements incrustés sur deux paliers ESPF-208. Grâce à l'action de ces bagues, nous avons pu diminuer de 7 °C la température de ces roulements.

Un ventilateur centrifuge a été ajouté à la maquette afin de contrôler le débit axial d'air. Ce dernier présente une puissance à 0,37 kW en triphasé 230/400 V et est utilisé non pas en soufflage mais en aspiration afin de rendre l'écoulement le moins perturbé possible.

Des guides d'air en acier ont été mis en place en amont et en aval de l'ensemble rotor/stator pour guider l'air afin d'avoir un trajet présentant le moins de perturbation possible et d'atténuer au mieux les pertes de charge. Ces guides d'air ne tournent pas, d'où la difficulté de rendre le profil de vitesse tangentiel établi : la longueur des guides a été tout de même mise supérieure à  $10D_h$ . Dans le cas où ces guides d'air tourneraient, Aubert *et al.* (2013) ont montré que même avec  $25D_h$ , l'écoulement n'était pas établi. Les expériences références menées notamment par Escudier et Gouldson (1995) ont obtenu un écoulement pleinement établi dans une géométrie très longue (5,775 m), environ 300 fois plus que sa largeur : en fait, obtenir un écoulement établi dépend beaucoup des effets combinés de rotation et de débit axial, et donc de chaque étude réalisée.

Un nid d'abeilles a été mis en début d'entrée d'air et en début d'entrée du tuyau du ventilateur afin d'homogénéiser l'écoulement. Un calcul des pertes de charge a été réalisé sous le logiciel MATLAB® pour dimensionner le ventilateur.

### 2.3.4 Instrumentation

L'étude aérothermique de la petite maquette tournante s'appuie sur deux types de mesure :

1. **Dynamique** par **fil chaud**,
2. **Thermique** à partir de **thermocouples** (de type J et K) et d'une **caméra infrarouge matricielle** (FLIR SC7200-MB).

#### 2.3.4.1 Mesures dynamiques

Les mesures présentées dans la thèse sont celles réalisées par fil chaud unidirectionnel. Ce dernier est le même qu'utilisé dans le cadre de la marche descendante (Dantec 55P11). La Figure 2.13 indique les différents endroits où a été mesurée la vitesse par fil chaud. Les profils obtenus vont permettre de mettre une condition limite d'entrée dans notre simulation numérique.

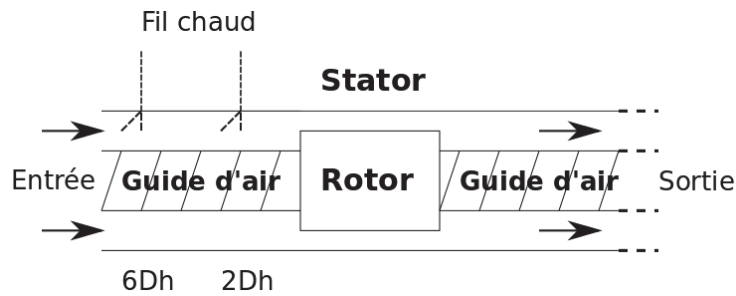


Figure 2.13: Position du fil chaud utilisé pour les mesures de la vitesse.

L'intervalle d'échantillonnage utilisé est de 1 ms. La mesure de vitesse par fil chaud a permis de nous donner une estimation de l'intensité turbulente  $I_t$  en amont du rotor, dans le guide d'air à  $6D_h$  et à  $2D_h$  en amont du rotor. Celle-ci vaut respectivement en moyenne 9,25% et 5,75%. La vitesse maximale mesurée à  $6D_h$  est de 2,15 m/s et à  $2D_h$  de 1,92 m/s. Le fil chaud a également été utilisé en aval du rotor afin de vérifier que le débit a été bien conservé le long de la maquette.

#### 2.3.4.2 Mesures thermiques

Les caractéristiques thermiques des principaux matériaux sont indiquées dans le Tableau 2.9.

	Arbre-rotor	Cartouches	Bagues isolantes
$\lambda$ [W/m.K]	50	15,4	0,25
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	7830	7900	1900
$c_p$ [J/kg.K]	465	502,4	1450

Tableau 2.9: Caractéristiques thermiques des principaux matériaux utilisés dans ces essais.

Comme vu précédemment, le rotor est chauffé de l'intérieur par des cartouches chauffantes. Des thermocouples de type J intégrés à ces cartouches donnent la température en temps réel. Deux thermocouples K sont reliés au collecteur tournant et ont permis de mesurer la température au milieu et en bas de l'encoche du pôle, sur la surface latérale en bout du rotor. Leur diamètre est proche de 0,8 mm. Les données ont été collectées grâce à une centrale d'acquisition Graphtec DM 3100. Les caractéristiques des thermocouples K et J utilisés sont présentées au Tableau 2.10.

Thermocouple	J	K
Utilisation maquette	Cartouches	Rotor, Stator, Air
Métaux	Fer (+) - Constantan (-)	Chromel (+) - Alumel (-)
Gamme de température [°C]	-40 à 750	-40 à 1200
Incertitude [°C]	$\pm 1,5$	$\pm 1,5$
Distance de mesures	Avec contact	Avec contact
Temps de réponse	Rapide	Rapide

Tableau 2.10: Comparaison des caractéristiques des thermocouples J et K.

De plus, des mesures infrarouges ont été réalisées avec la caméra FLIR SC7200-MB (la même que celle utilisée dans le cadre de la maquette aérothermique de la marche descendante) afin de déterminer la température de la surface extérieure du rotor grâce au hublot de visualisation. Du cellophane (film plastique) a été alors mis sur cette fenêtre afin de laisser passer le rayonnement infrarouge et faire des mesures au sein de l'entrefer. Un soin particulier a été pris lors de la mise en place du film, en s'assurant que celui-ci était bien tendu afin de ne pas perturber les mesures. Les bords de ce hublot ne prennent pas l'ensemble de la longueur du rotor : ils s'arrêtent à 1 cm de chaque côté. La plage de mesure de la caméra utilisée est comprise entre 15 °C et 85 °C, ce qui est suffisant puisque notre température est proche de 70 °C sur la surface du rotor. La fréquence d'acquisition est prise ici à 500 Hz afin d'avoir une résolution temporelle satisfaisante.

Afin de connaître au mieux l'émissivité, de la peinture noire (« Colorworks high temp black » de l'entreprise MoTip) a été ajoutée sur le rotor. Une plaque plane, peinte avec la même peinture noire, a été utilisée pour la calibration. Elle a été chauffée grâce à un serpentin en cuivre pour donner des températures proches de celles voulues au niveau du rotor (dans le cas de la validation, une température proche de 70°C). La valeur de la caméra infrarouge est alors comparée avec un thermocouple K, placé au centre de la plaque. Ainsi, la valeur de l'émissivité de la peinture du rotor est de  $\varepsilon = 0,9$  dans notre intervalle d'étude.

Le taux de transmission  $\tau$  du cellophane a été trouvé grâce à l'utilisation d'un corps noir. Deux méthodes ont été utilisées pour calculer le taux de transmission (cf. **Annexe B**) :

1. **Méthode de la fraction de l'émittance totale** contenue dans un intervalle spectral donné,
2. **Méthode de l'équation de la radiométrie.**

Le taux de transmission trouvé est alors de  $\tau = 0,88$ .

### Estimation du flux de densité de la convection

Le flux de densité de chaleur de la convection est donné par la relation :

$$\varphi_{\text{conv,rotor}} = \varphi_{\text{elec}} - \varphi_{\text{ray,rotor}} - \varphi_{\text{cond,rotor}} \quad (2.21)$$

Le calcul du flux de densité électrique,  $\varphi_{\text{elec}}$ , est possible puisque la puissance injectée dans les cartouches par l'intermédiaire du transformateur est connue. La puissance totale utilisée est 507,6 W, pour une intensité de 5,4 A et une tension de 94,5 V. La puissance de chaque cartouche est donc de 50,76 W car les cartouches sont branchées en parallèle.

Plusieurs équations ont été utilisées pour calculer à la fois le rayonnement du rotor vers le stator et le rayonnement du rotor vers l'air ambiant afin d'obtenir le rayonnement final :

$$\varphi_{\text{ray,rotor}} = \varphi_{r-s} + \varphi_{r-\text{amb}}$$

On obtient les relations suivantes :

$$\varphi_{r-s} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_r} + \frac{S_r}{S_s} \left( \frac{1}{\varepsilon_s} - 1 \right)} \sigma (T_r^4 - T_s^4) = 0,8179 \times \sigma (T_r^4 - T_s^4) \quad (2.22)$$

$$\varphi_{r-\text{amb}} = \varepsilon_r \sigma (T_r^4 - T_{\text{ref}}^4) = 0,9 \times \sigma (T_r^4 - T_{\text{ref}}^4) \quad (2.23)$$

Dans ce type de configuration, un thermocouple K a été utilisé pour mesurer la température sur la surface intérieure du stator,  $T_s$ . Le calcul du flux de densité de la conduction,  $\varphi_{\text{cond,rotor}}$ , est réalisé par simulation numérique.

### Estimation du nombre de Nusselt

Le coefficient d'échange convectif  $h$  est défini dans l'entrefer, au niveau du rotor, comme :

$$h = \frac{\varphi_{\text{conv,rotor}}}{T_{\text{rotor}} - T_{\text{ref}}} \quad (2.24)$$

La température de référence de l'air,  $T_{\text{ref}}$ , est ici prise à l'entrée, loin de l'entrefer. Ainsi, sa température est la même, quelle que soit la configuration étudiée.

Le nombre de Nusselt est alors calculé par la relation :

$$Nu = \frac{h \times D_h}{\lambda_{\text{air}}} \quad (2.25)$$

avec  $\lambda_{\text{air}}$  la conductivité de l'air, calculée avec la température  $T_{\text{ref}}$ .

Enfin, avant de prendre des mesures par infrarouge, un temps non négligeable a été alloué pour garantir que l'écoulement et la thermique soient établis (entre 5 à 6 heures d'essais). Après avoir atteint le régime établi, une moyenne a été réalisée sur 10 images pour calculer le champ moyen de température. Un test de sensibilité a été mis en oeuvre pour qu'il n'y ait plus d'influence du nombre d'images sur la moyenne du champ de température.

#### 2.3.4.3 Incertitudes des mesures

##### Mesures dynamiques

L'erreur maximale faite par la mesure du fil chaud est ici proche de 2% comparée à la loi de King. L'erreur de mesure du micromanomètre utilisé est de  $\pm 1$  Pa. D'autres erreurs de mesures sur le fil chaud auraient pu être prises en compte comme l'influence du gradient de température, mais étaient négligeables et n'ont pas été considérées.

##### Mesures thermiques

Les erreurs de mesures des thermocouples J et K sont de  $\pm 1,5$  °C jusqu'à 375 °C. Les erreurs liées à l'utilisation de la caméra infrarouge sont les mêmes que celles décrites dans la section 2.2.2.3. La caméra est située ici aussi à 1,8 m en vis-à-vis du film plastique, avec une lentille de focale de 50 mm. L'erreur de mesure de l'émissivité est de  $\pm 0,01$ . L'erreur de mesure liée à l'utilisation du transformateur est de  $\pm 0,5$  V, et donc de  $\pm 3$  W sur l'ensemble du système de chauffage.

Enfin, en prenant en compte l'ensemble de ces erreurs, on peut en déduire que globalement les erreurs faites sur les valeurs du nombre de Nusselt sont inférieures à 12%.

##### Tachymétrie

Afin de bien contrôler la vitesse de rotation du rotor en fonction de la fréquence utilisée par le variateur, plusieurs mesures avec un tachymètre (Kimo Instruments CT 100) ont été réalisées. L'erreur de mesure réalisée ici est de  $\pm 1$  tr/min.



## 2.4 Dimensionnement d'une maquette d'alternateur hydraulique

Une maquette tournante d'alternateur hydraulique a également été conçue par l'IREQ (Institut de Recherche d'Hydro-Québec), en s'inspirant de l'alternateur synchrone du groupe Beauharnois-35 au Québec (Figure 2.14). En effet, très peu de données expérimentales sont disponibles sur la dynamique de l'écoulement et son impact sur la thermique sur le rotor d'un alternateur, et plus particulièrement dans la région de l'interpôle et de la face polaire. Or, les points chauds de la machine sont souvent situés dans ces deux zones, d'où l'importance de mieux appréhender les mécanismes de transfert thermique. La maquette permet ainsi d'analyser et de mieux comprendre le refroidissement des alternateurs hydroélectriques à pôles saillants. La ventilation est ici aussi axialo-radiale.

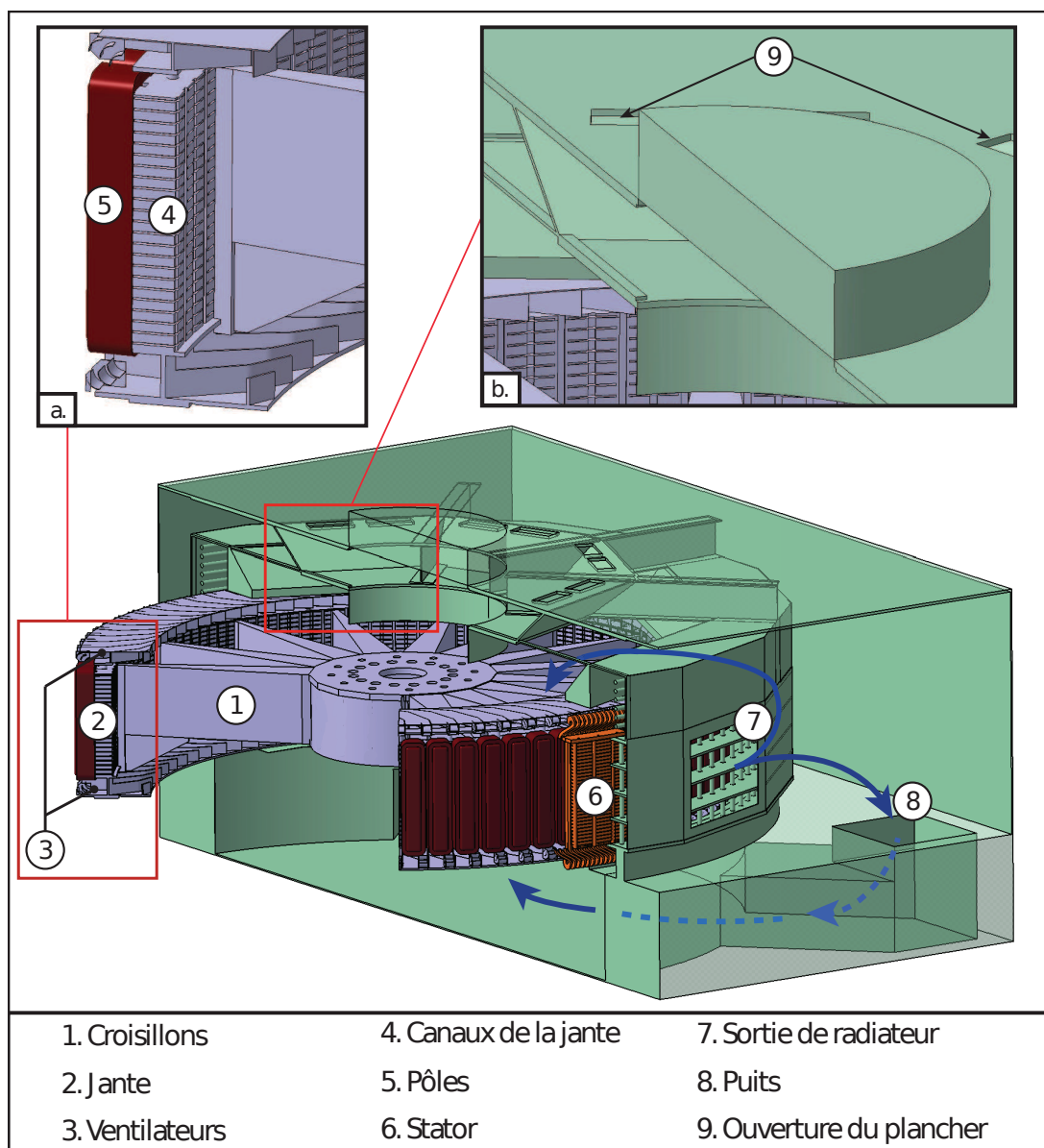


Figure 2.14: Vue en coupe de l'alternateur du groupe Beauharnois-35 (Toussaint (2011)).

Cette étude a été réalisée sur une configuration polaire simplifiée représentative des espaces interpolaire retrouvés dans ce type de machine. L'objectif est de reproduire les mêmes phénomènes dynamiques et thermiques retrouvés dans une machine réelle afin de s'assurer de son bon fonctionnement en opération. Une similitude a été réalisée par étude des lois aérothermiques liant l'alternateur et maquette. Cette dernière est définie par des nombres adimensionnels.

### 2.4.1 Cas industriel : alternateur du groupe « Beauharnois-35 »

La description du banc d'essai est donnée dans le mémoire de Toussaint (2011). Nous allons reprendre les éléments principaux. La maquette, illustrée à la Figure 2.15, est un modèle réduit et simplifié de l'alternateur du groupe Beauharnois-35 se trouvant sur le bassin versant du fleuve Saint-Laurent au Québec. La puissance installée est de 1853 MW pour 36 groupes, pour une hauteur de chute de 24,39 m. Le diamètre du rotor du cas Beauharnois-35 est de 10 m : ce sont des machines de grandes dimensions tournant à des vitesses relativement faibles (94,7 tr/min).

Le circuit d'air dans l'alternateur est un circuit en boucle fermée. En partant près du centre du rotor, l'air est forcé vers l'extérieur radialement, sous l'action de la force centrifuge provenant de la rotation du rotor. L'air s'échauffe en traversant le rotor et le stator puis se retrouve dans la carcasse, où il est redirigé vers des radiateurs, qui extraient la chaleur accumulée. À la sortie des radiateurs, l'air refroidi est dirigé vers l'enceinte pour ensuite retourner vers le centre du rotor par un plancher supérieur ou un puit inférieur (Figure 2.14).

La maquette, présente à l'IREQ, possède tous les éléments principaux pour reproduire un écoulement d'air semblable à celui de l'alternateur. Mais sa conception a néanmoins nécessité quelques simplifications et réductions d'échelle.

### 2.4.2 Simplifications et réduction d'échelle

Selon Toussaint (2011), la maquette ne reproduit pas exactement l'alternateur puisque la géométrie aurait été trop complexe à réaliser (Figure 2.15).

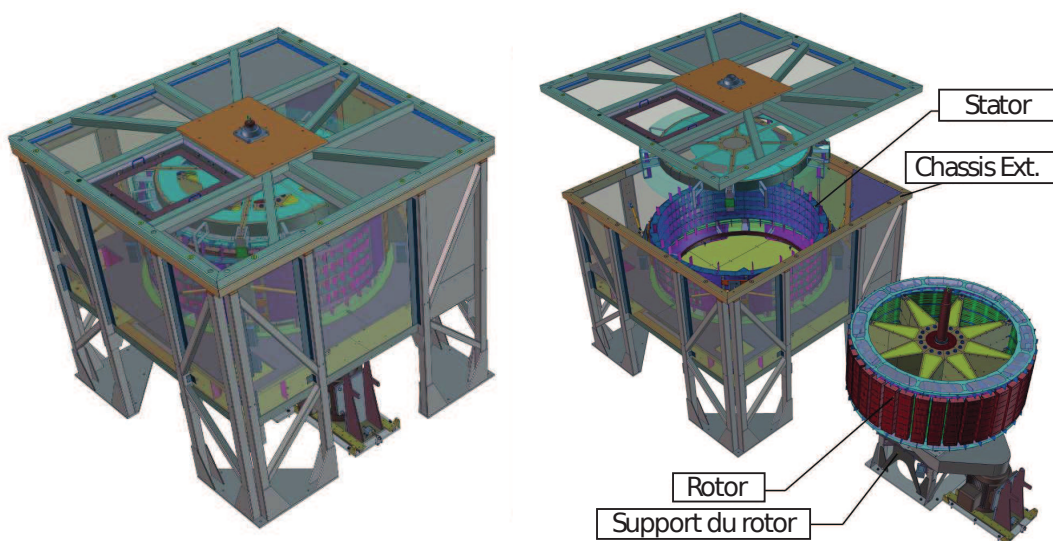


Figure 2.15: Vue isométrique et éclatée de la maquette d'alternateur (Toussaint (2011)).

Quelques simplifications ont été faites lors de la conception de la maquette pour faciliter la fabrication. La réduction d'échelle globale pour le rotor est de 1 : 4 dans la direction radiale et de 1 : 2 dans la direction axiale. La réduction est moins grande dans la direction axiale afin de faciliter l'accès à l'intérieur de la maquette pour l'instrumentation et la maintenance.

Certaines dimensions sont proches d'un véritable alternateur, telles que la dimension des canaux de la jante, des canaux du stator et de la taille de l'entrefer pour garantir la similitude de l'écoulement et faciliter le transfert technologique de l'expertise et des instruments de mesure développés en laboratoire vers la production.

La Figure 2.16 présente une vue intérieure de la maquette tournante.

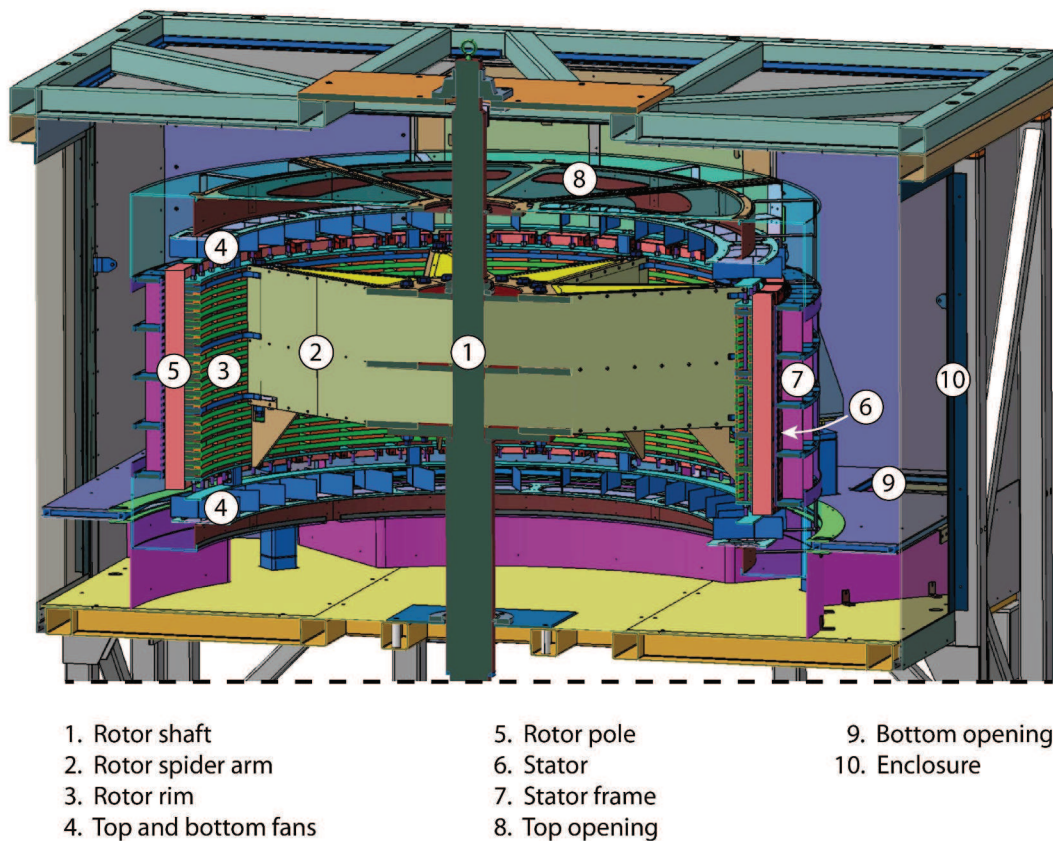


Figure 2.16: Vue intérieure de la maquette tournante disponible à l'IREQ ((Toussaint *et al.*, 2011)).

La similitude globale de l'écoulement a été assurée en ajustant la vitesse de rotation pour compenser la réduction d'échelle dans la direction radiale. Le paramètre adimensionnel à conserver est le nombre de Reynolds tangentiel local, basé sur la hauteur d'entrefer  $e$ , comme suit :

$$Re = \frac{\rho \times (\omega_p R_{1p}) \times e}{\mu} = \frac{\rho \times (\omega_m R_{1m}) \times e}{\mu} \quad (2.26)$$

Si les propriétés de l'air, qui dépendent fortement de la température, sont les mêmes en laboratoire qu'en centrale, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{\omega_m}{\omega_p} = \frac{R_{1p}}{R_{1m}} = 4 \quad (2.27)$$

La vitesse de rotation de la maquette,  $\omega_m$ , doit ainsi respecter ce critère de similitude. On obtient alors une vitesse de rotation de 379 tr/min par rapport à celle de l'alternateur de 94,7 tr/min. La vitesse débitante de l'air dans les canaux de la jante et du stator de la maquette est supposée être du même ordre de grandeur que la vitesse dans les canaux de l'alternateur.

Le Tableau 2.11 décrit les dimensions de l'alternateur et de la maquette.

Dimension	Unités	Beauharnois-35 (noté p)	Maquette (noté m)
Rayon du rotor extérieur	m	4,5405	1,135
Hauteur du rotor, $L_{fer}$	m	1,604	1,04
Nombre de canaux rotor	-	-	36 x 23
Rayon du rotor intérieur, $R_1$	m	-	1,00045
Hauteur canaux jante, $p$	m	0,0122	0,0127
Largeur canaux jante, $l$	m	0,0508	0,0477
Nombre de pôles, $n$	-	-	36
Taille d'entrefer, $e$	m	0,0127	0,0127
Rayon intérieur stator, $R_2$	m	-	1,1477
Épaisseur du stator	m	-	0,00476
Hauteur du stator	m	-	0,73
Nombre de canaux stator	-	-	72 x 29
Hauteur canaux stator	m	0,006	0,006
Largeur canaux stator	m	0,0487	0,0425

Tableau 2.11: Comparaison des dimensions de l'alternateur et de la maquette (Toussaint (2011)). Certaines données sont confidentielles.

On peut alors calculer son diamètre hydraulique par  $D_h = 2 \times \frac{[\pi \times (R_2^2 - R_1^2) - nlp]}{\pi(R_2 + R_1) + np} = 0,00624$  m. Le Tableau 2.12 récapitule les principales caractéristiques de la grande maquette :

	$\eta = \frac{R_1}{R_2}$	$R_f = \frac{D_h}{R_1}$	$\Gamma = \frac{L_{fer}}{D_h}$	$Re_t$	Configuration
Données de la maquette	0,872	0,006237	166,67	5000 à 30000	Rotor chauffé encoché - Stator isolé lisse

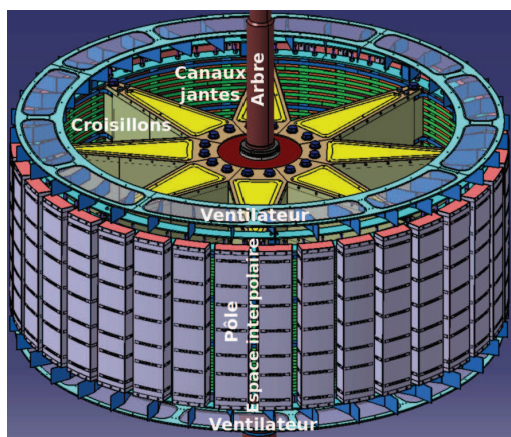
Tableau 2.12: Résumé des principales caractéristiques de la grande maquette tournante.

La maquette a été conçue pour atteindre une vitesse maximale de 500 tr/min, mais pour des raisons de sécurité, la vitesse maximale utilisée est de 300 tr/min. La maquette a une vitesse tangentielle de 35,7 m/s à cette vitesse de rotation de 300 tr/min, pour une température opératoire de l'air proche de 45 °C : comme le circuit de ventilation est en boucle fermée et qu'il n'y a pas d'échangeurs, la température de l'air à l'intérieur de la maquette est assez élevée. Le nombre de Mach associé est bien en-dessous de 0,3 ( $Ma \simeq 0,1$ ), ce qui permet de négliger les effets de compressibilité.

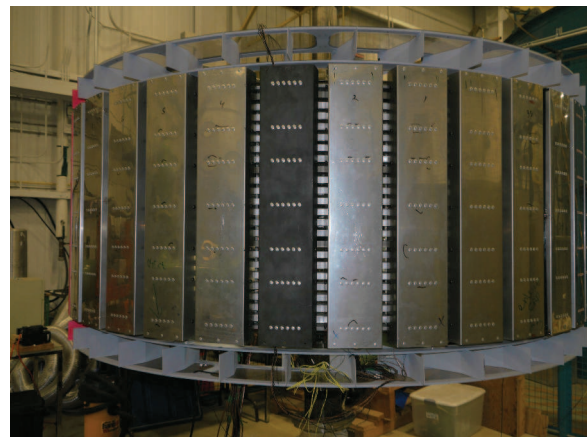
### 2.4.3 Modèle CAO et présentation du banc d'essai

Puisque la maquette a été conçue uniquement pour l'étude de l'écoulement fluide, les éléments géométriques sont reproduits sans les composantes électromagnétiques. Ainsi les pôles de la maquette sont en tôles et n'ont aucune polarité.

Tout comme l'alternateur, la maquette possède un rotor ouvert avec croisillons droits qui génère l'écoulement de ventilation comme décrit à la Figure 2.17. L'air est soufflé radialement entre les croisillons, puis à travers les canaux de la jante ou à travers les ventilateurs radiaux situés aux extrémités axiales. L'air des canaux passe ensuite dans les espaces entre les pôles, appelés interpôles ou espaces interpolaire.



(a) Vue de la CAO du rotor.



(b) Vue du rotor de la maquette.

Figure 2.17: Présentation du rotor de la maquette.

La réduction d'échelle a entraîné la réduction du nombre de croisillons, de pâles de ventilateurs, de canaux de la jante et de pôles. Le Tableau 2.13 liste les caractéristiques du rotor :

Composantes	Nombre	Périodicité circumférentielle [°]
Croisillons	8	45
Pâles ventilateurs	72	10
Canaux jante	36 (circonf.) x 23 (axial)	10
Pôles	36	10

Tableau 2.13: Nombre et positionnement des composantes du rotor (Toussaint (2011)).

Le rotor possède donc 36 pôles qui sont constitués d'une coquille mince d'acier 304 ( $e = 0,912$  mm) rivetée sur sept supports en aluminium afin d'assurer la tenue mécanique.

L'air quittant la jante est convecté vers le stator tandis que l'air provenant des ventilateurs est dirigé vers les capots. Le stator, qui a une épaisseur radiale de 282 mm dans l'alternateur, est représenté par une plaque cylindrique d'une épaisseur de 4,76 mm avec des ouvertures rectangulaires, représentant les canaux (Figure 2.18). Le stator est fabriqué en lexan transparent, ce qui permet d'avoir un accès optique à l'entrefer pour les mesures PIV.

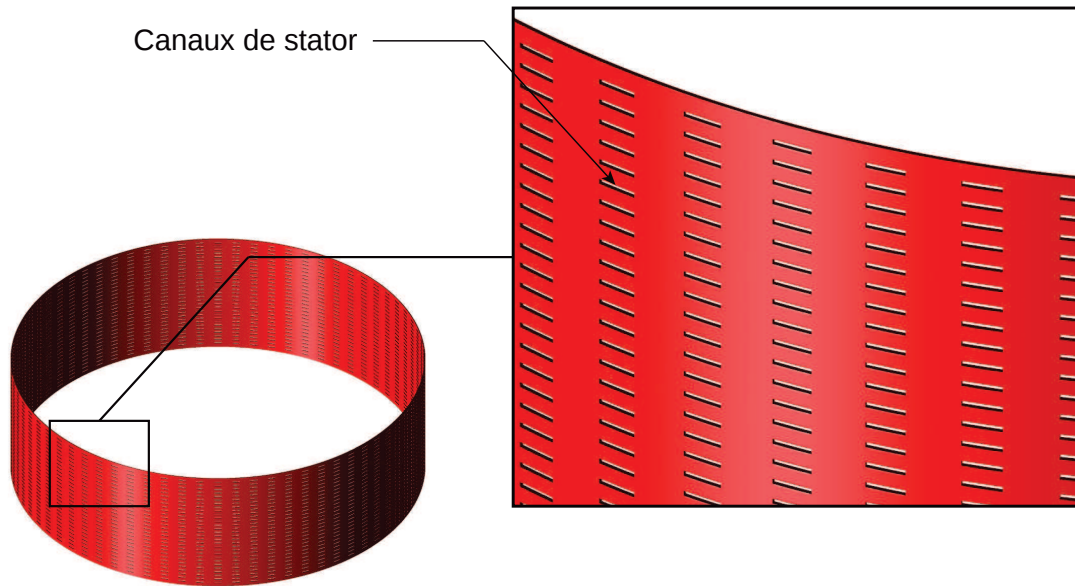
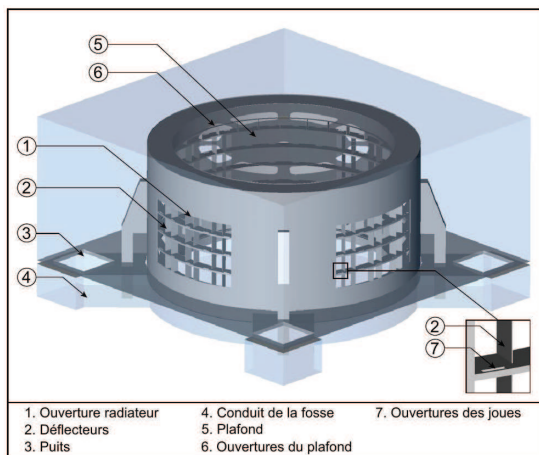
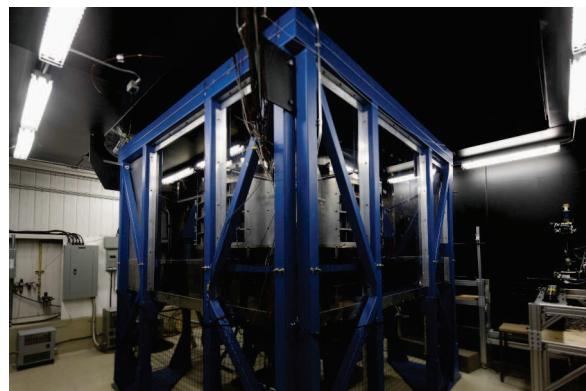


Figure 2.18: Représentation de la CAO du stator de la maquette (Toussaint (2011)).

La carcasse est fermée et divisée en quatre caissons par des joues. Des ouvertures dans les joues permettent à l'air de passer d'un caisson à un autre. Des capots transparents, possédant une armature d'acier pour assurer une rigidité suffisante, situés aux extrémités axiales de la carcasse confinent la région où on retrouve les développantes. Quatre ouvertures de radiateurs permettent à l'air de sortir de la carcasse et de circuler dans l'enceinte (Figure 2.19).



(a) Présentation de la CAO de l'enceinte selon Toussaint (2011).



(b) Présentation de l'enceinte lors des essais.

Figure 2.19: Carcasse et enceinte de la maquette.

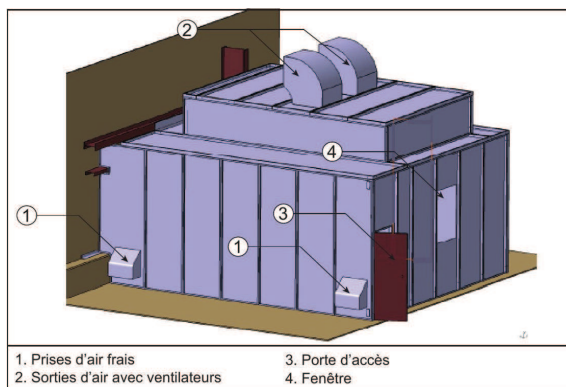
Des plaques déflectrices ont été aussi ajoutées dans la carcasse de la maquette afin de rediriger l'écoulement dans la direction radiale. En effet, il faut atténuer la composante tangentielle induite par la rotation du rotor. Un plafond transparent avec huit ouvertures referme le haut de la carcasse.

Le Tableau 2.14 présente les différentes composantes du stator et de la carcasse :

Composante	Nombre	Périodicité circonférentielle [°]
Canaux de stator	72 (circonf.) x 29 (axial)	5
Plaques-développantes	72	10
Joues	5	-
Ouvertures de joues	36 par joue	10
Ouvertures de radiateurs	4	90

Tableau 2.14: Nombre et positionnement des composantes du stator et de la carcasse.

Une fois dans l'enceinte, l'air peut retourner vers le centre du rotor par le dessus ou par le dessous. Un moteur électrique de 75 kW entraîne le rotor par un système poulie/courroie, en lieu et place de la turbine. Un abri de sécurité a été construit et est capable de retenir tout projectile provenant du rotor pour une vitesse de rotation inférieure à 50 tr/min afin de protéger l'utilisateur (Figure 2.20). Une protection supplémentaire en acier a été rajoutée pour pouvoir augmenter la vitesse de rotation. Des simulations thermomécaniques ont déjà été réalisées par l'IREQ à l'aide du logiciel Ansys afin de s'assurer que les contraintes mécaniques (force centrifuge) et thermiques (dilatation) ne dépassaient pas les seuils de sécurité.



(a) CAO de l'abri de sécurité (Toussaint (2011)).



(b) Abri de sécurité et sa fenêtre d'observation.

Figure 2.20: Présentation de l'abri de sécurité de la maquette.

#### 2.4.4 Instrumentation

Cette maquette s'appuie sur deux types de mesure :

1. **Dynamique** par l'étude de **répartition des débits** ou des **pertes de ventilation** (déjà réalisées par Toussaint (2011)) : des brins de laine ont aussi déjà été utilisés pour avoir une information sur la structure de l'écoulement dans la maquette,
2. **Thermique** par mesures **thermocouples**, **RTD** (Resistance Thermometer Detectors), **pyromètre monochromatique** et **caméra infrarouge** : il est en effet essentiel d'avoir un nombre suffisant de capteurs de température pour garantir une bonne représentation du champ de température sur la surface du pôle.

## 2.4.4.1 Mesures dynamiques

Tout d'abord, une étude de **répartition des débits** a été réalisée par Toussaint (2011). Les résultats sont obtenus au moyen de résultats expérimentaux et sont comparés avec une modélisation CFD (modèle de turbulence  $k - \epsilon$  haut Reynolds avec loi de paroi), pour une vitesse angulaire  $\omega$  de 300 tr/min (Figure 2.21 et Tableau 2.15).

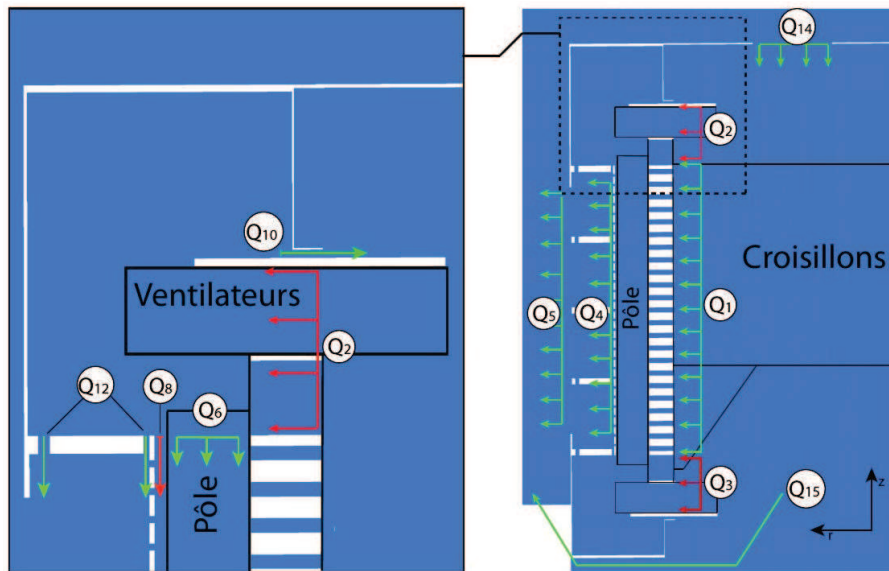


Figure 2.21: Identification des principaux débits dans la maquette (Toussaint (2011)).

Débit	Localisation	kg/s	% par rapport au débit de référence
$Q_1$	Jante	1,637	29,7
$Q_2$	Ventilateurs sup.	2,749	49,6
$Q_3$	Ventilateurs inf.	2,456	44,3
$Q_4$	Stator	3,881	70,0
$Q_5$	Radiateur ( <b>référence</b> )	5,542	100,0
$Q_6$	Interpôle sup.	0,380	6,9
$Q_7$	Interpôle inf.	0,240	4,3
$Q_8$	Entrefer sup.	0,823	14,9
$Q_9$	Entrefer inf.	0,817	14,7
$Q_{10}$	Jeu capot-rotor sup.	0,732	13,2
$Q_{11}$	Jeu capot-rotor inf.	0,621	11,2
$Q_{12}$	Ouverture capot sup.	0,790	14,3
$Q_{13}$	Ouverture capot inf.	0,747	13,5
$Q_{14}$	Plafond	6,524	117,7
$Q_{15}$	Puits	1,008	18,2

Tableau 2.15: Répartition des débits dans la maquette d'alternateur en valeur absolue et en pourcentage par rapport au débit de référence (Toussaint (2011)).



Une première comparaison sur le sens de l'écoulement a déjà été réalisée entre ces résultats CFD et ceux des essais, à partir de l'orientation de brins de laine (Figure 2.22) :

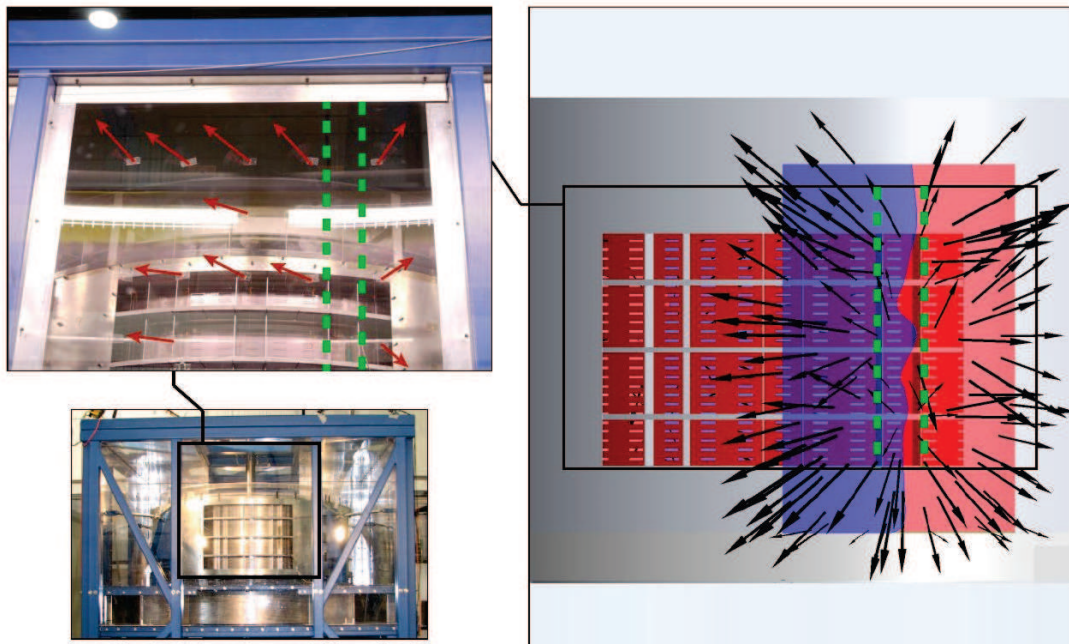


Figure 2.22: Comparaison de l'orientation des brins de laine sur la paroi interne de la maquette (gauche) et des vecteurs de vitesse du calcul CFD (droite) à l'endroit où le jet principal se divise (Toussaint (2011)).

Dans cette figure, la région en rouge correspond à une vitesse vers la droite et la région en bleu à une vitesse vers la gauche, ce qui illustre la présence d'une ligne de stagnation sur la paroi interne de l'enceinte.

Un autre critère pouvant servir à la validation qualitative de l'écoulement est l'étude des **pertes de ventilation** (Toussaint (2011)). Les pertes mesurées expérimentalement sont de l'ordre de 8,91 kW (estimées à partir de l'enregistrement de la puissance du moteur électrique) alors qu'elles sont de 9,18 kW (estimées à partir de la puissance du rotor,  $P = C \times \omega$ ) par simulation CFD.

#### 2.4.4.2 Mesures thermiques

Les propriétés thermiques des principaux matériaux sont indiquées dans le Tableau 2.16.

	Capots	Coquille	Silicone	Élément chauffant	Supports
$\lambda$ [W/m.K]	16,2	42,7	0,879	0,19	237
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	8000	7850	1120	1100	2702
$c_p$ [J/kg.K]	500	477	1460	1256,04	903

Tableau 2.16: Paramètres thermiques des principaux matériaux utilisés dans les essais de la maquette tournante.

Notre étude se concentre sur la thermique du rotor. Le pôle est creux, ce qui a permis l'installation d'éléments chauffants à l'intérieur afin de générer un flux thermique à la surface du pôle. Il a été choisi de ne chauffer qu'un seul pôle. La Figure 2.23 présente ces éléments chauffants (dit « Heating pad »), qui sont au nombre de 18 (en orange). Le rôle de ces éléments chauffants est de générer un flux de chaleur à travers la surface du pôle. Leur positionnement a été optimisé en fonction de l'espace disponible. Les éléments chauffants sont alimentés à travers la partie tournante via un système de bagues et balais (Figure 2.23 et Figure 2.24). Les éléments résistifs ont été ainsi subdivisés en quatre catégories de puissance selon la taille de l'élément, en fonction de la place disponible : sur les côtés, deux petites catégories de puissance ont été utilisées (54W ou 83W) alors que d'autres éléments chauffants, plus puissants, ont été placés sur la face polaire de la coquille (225W ou 148W). Le système a été conçu de façon à pouvoir ajuster la puissance de chaque élément chauffant et ainsi obtenir la distribution du champ de température souhaitée.

Chaque élément chauffant est composé d'un fil de cuivre en serpentin (résistance chauffante) à l'intérieur d'une épaisseur de 1,27 mm de silicone (RTV 157). Ce choix a été dicté par l'importance des forces centrifuges et les hautes températures (150 °C) s'exerçant sur les éléments, obligeant à utiliser un adhésif au silicone. Une mousse isolante d'une épaisseur de 6,35 mm est placée à l'arrière de l'élément chauffant afin de forcer le flux thermique à passer par la face avant qui est en contact avec la coquille polaire.

Des tests ont été effectués par l'IREQ sur une plaque métallique afin d'optimiser l'épaisseur de la silicone, permettant un meilleur transfert thermique tout en assurant une adhérence suffisante à la coquille.

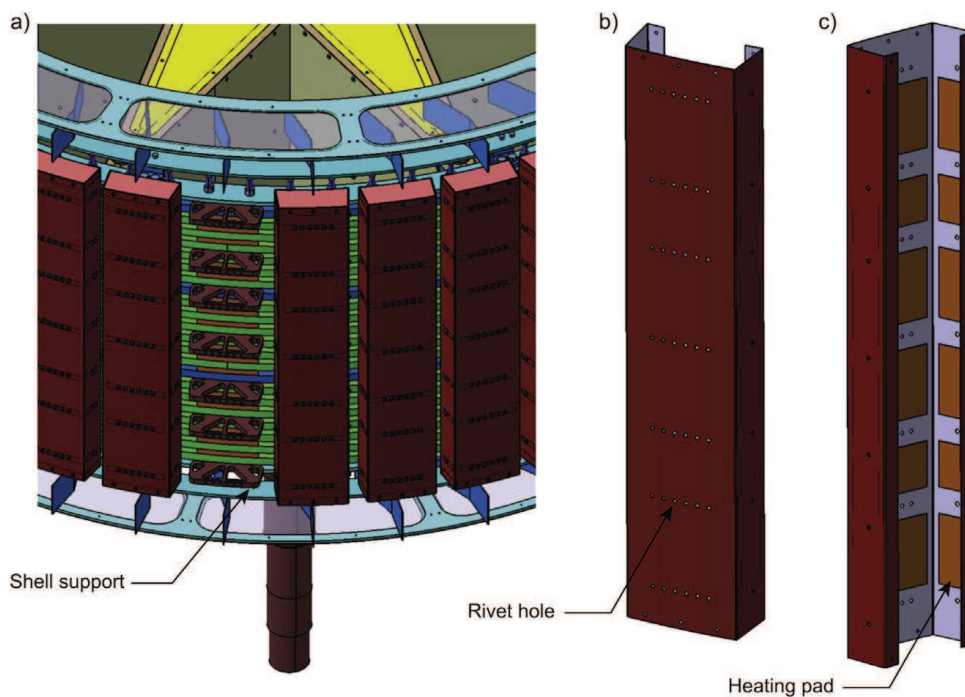


Figure 2.23: Présentation des éléments chauffants sur un pôle du rotor.

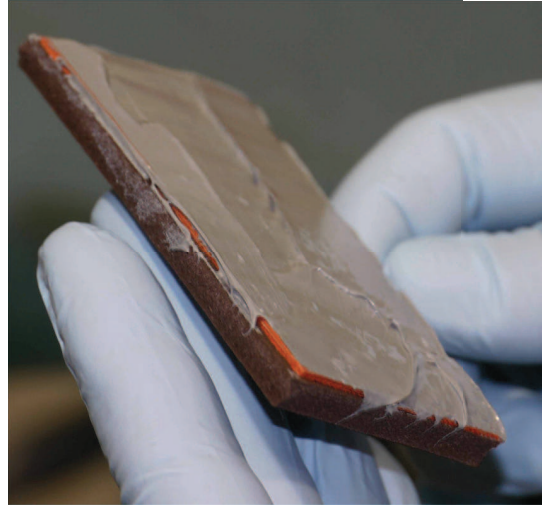
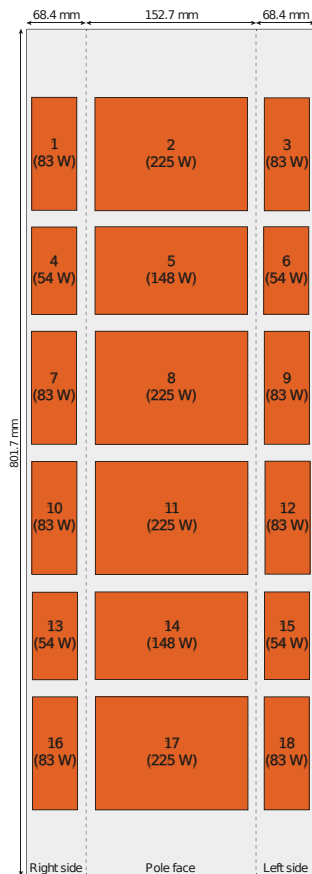


Figure 2.24: Position et puissance des éléments chauffants.

De plus, des mesures IR ont été réalisées pour vérifier l'uniformité du champ de température ainsi que l'efficacité de l'isolation en arrière du pôle. Cette vérification a été réalisée lorsque le rotor était en-dehors de la maquette, immobile. La face extérieure du pôle a été peinte en noire afin de s'approcher d'une émissivité de surface d'un corps noir. Après calibration, l'émissivité  $\epsilon$  a été mesurée à une valeur proche de 0,7 : ceci est assez éloigné de l'émissivité recherchée, malgré le revêtement noir. Cette émissivité a été calculée en comparant la température donnée par la caméra infrarouge avec celle donnée par une thermistance. Cette différence d'émissivité peut être expliquée par la peinture elle-même, la nature du matériau ou encore par l'état de surface.

Des thermistances (mesures avec contact) au nombre de 84 ainsi que 2 RTD ont été installés sur le pôle. Ces derniers permettent de contrôler en temps réel la température du pôle afin de ne pas dépasser la température maximale de 150 °C (Figure 2.25 a)).

La transmission de données est réalisée grâce aux modules de communication Datatel et d'acquisition Graphtec. La Figure 2.25 c) montre une photo du collecteur tournant et des dataloggers. Les températures de thermistance sont enregistrées toutes les 15 s sur un module d'enregistreurs de données, monté sur l'arbre. Les données peuvent être collectées à la fin des essais par un PC. Bien que l'objectif soit de mesurer la distribution de température sur la surface extérieure du pôle, il n'était pas possible d'installer les capteurs sur cette surface à cause de perturbations engendrées sur l'écoulement. Cependant, en connaissant le flux surfacique  $q''$ , il est possible de remonter avec la loi de Fourier ( $q'' = \lambda \frac{\Delta T}{e}$ ) à la température de surface à partir des mesures réalisées du côté opposé du pôle.

En outre, comme l'épaisseur  $e$  de la coquille est faible ( $e = 0,00127$  m) et la conductivité de l'acier qui constitue le pôle est relativement élevée, les gradients de température sont négligeables au sein du corps. En effet, en calculant le nombre de Biot ( $Bi = \frac{hc}{\lambda}$ ), on trouve pour tous les cas étudiés,  $Bi < 0,1$  : le corps est thermiquement mince et la résistance interne du corps est alors négligeable.

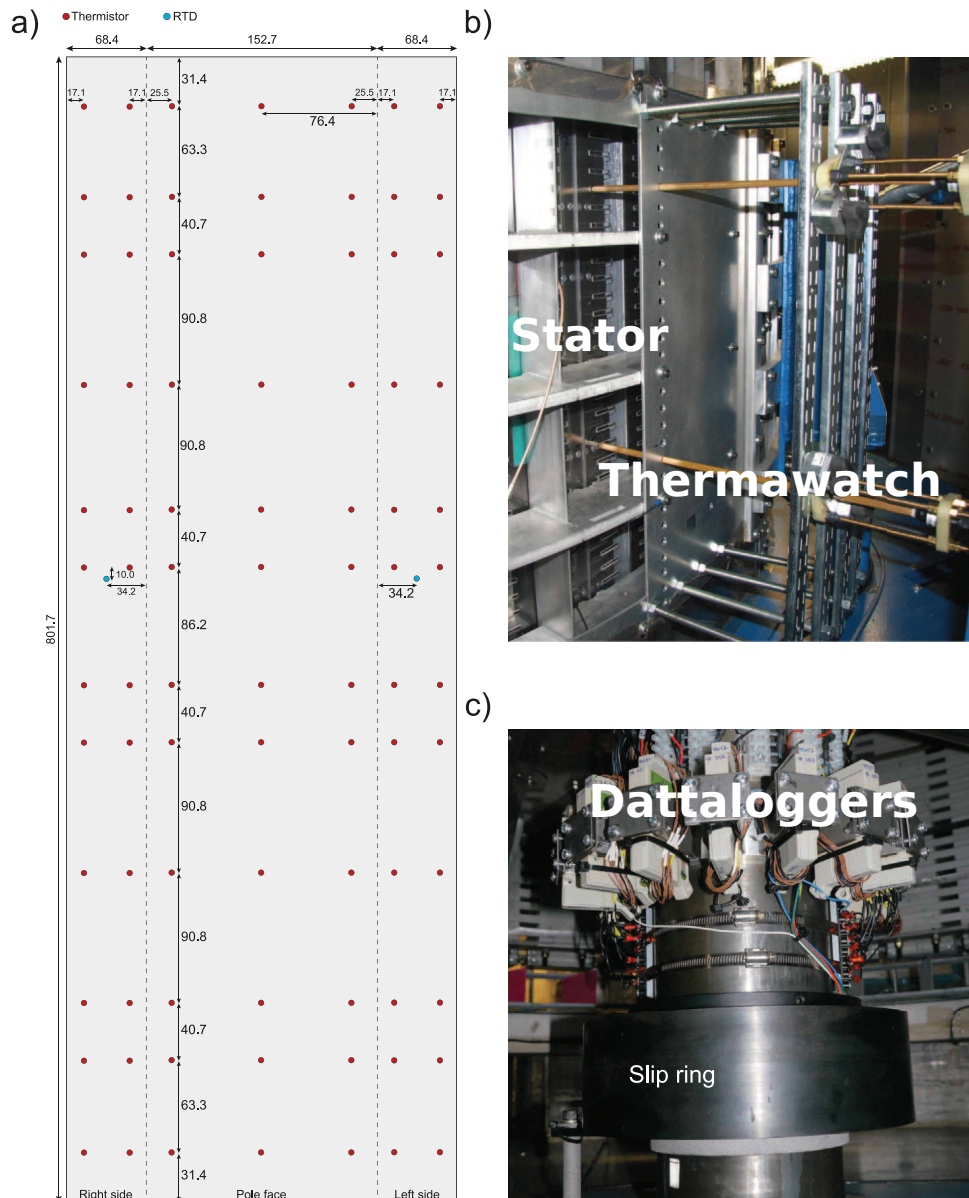


Figure 2.25: Position des capteurs de température sur la coquille du pôle (dimensions en mm), du ThermaWatch® et du collecteur tournant de mesures.

En plus des thermistances, la température de la face polaire est mesurée avec un pyromètre monochromatique de haute fréquence afin d'obtenir une fine représentation de la température dans la direction circonférentielle (cf. **Annexe F**). Ce pyromètre, appelé ThermaWatch®, est développé par la société canadienne VibroSystM. La sonde consiste en une longue tige qui est insérée dans un canal de ventilation du stator jusqu'au niveau de l'entrefer afin de placer la tête du capteur très près du pôle.

La Figure 2.25 b) illustre l'installation du pyromètre dans la maquette. Lors de l'acquisition, il est alors possible d'obtenir un profil de température de la face polaire à une position axiale donnée. En déplaçant le capteur sur les événements statoriques à différentes altitudes suivant l'axe de rotation, on obtient une mesure détaillée de la température du pôle. La Figure 2.26 présente les essais de calibration de la sonde Thermawatch®.

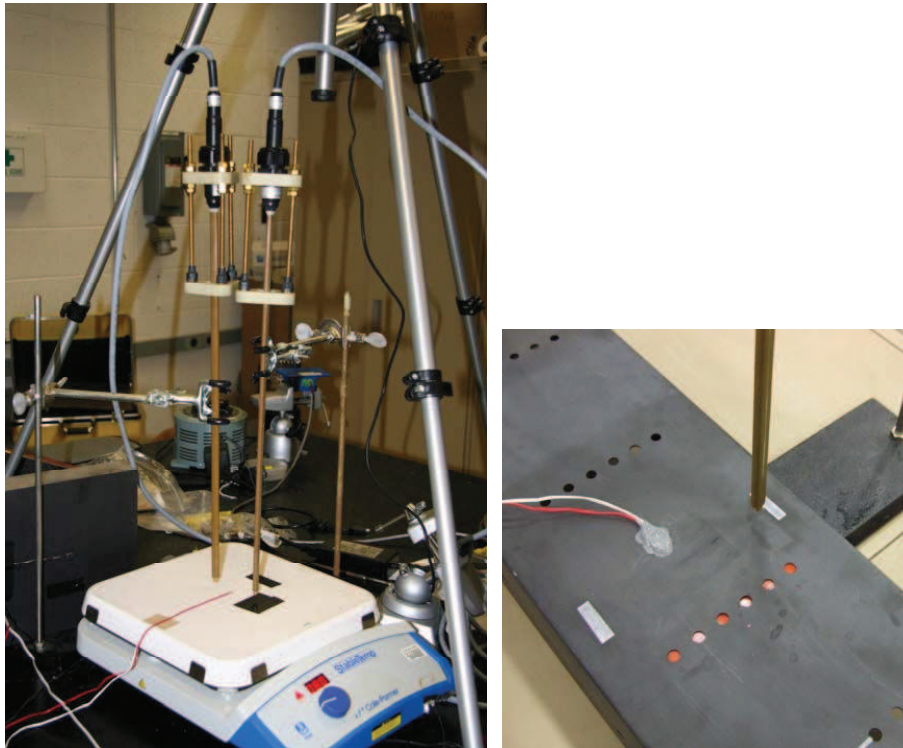


Figure 2.26: Essais de calibration de la sonde Thermawatch®.

Le Tableau 2.17 présente les principales caractéristiques du pyromètre. Il n'était pas possible de mesurer le champ de température dans l'espace interpolaire, puisque la surface doit être perpendiculaire à l'axe du pyromètre. Puisque plusieurs paramètres, dont l'émissivité de la surface, influencent la lecture du pyromètre, une calibration a été nécessaire en laboratoire avant de pouvoir effectuer des mesures sur la maquette. Ce pyromètre capte le flux thermique émis par les surfaces chaudes en rotation du rotor. Cela permet notamment d'accéder à des informations importantes pour le diagnostic thermique de la machine.

Thermawatch®	Caractéristiques
Signal de sortie	4-20 mA / 0-200 °C
Fréquence d'acquisition [kHz]	10
Distance du stator [mm]	13
Nombre de canaux disponibles stator	29

Tableau 2.17: Caractéristiques techniques du pyromètre Thermawatch®.

Deux thermistances ont été fixées sur les rayons extérieur et intérieur du support central de la coquille afin de mesurer la température de l'air dans ce volume fermé (Figure 2.27 a)). Cinq thermistances ont été placées sur le rayon intérieur du support à l'arrière de la jante (Figure 2.27 b)). Trois thermistances ont été ajoutées en haut et en bas des capots afin de déterminer la fraction de chaleur perdue à travers ces composants (Figure 2.27 c)). Deux autres thermistances ont été placées dans l'espace interpolaire de chaque côté du pôle, à une distance de 5 mm de la face polaire afin de mesurer les températures de l'air dans l'interpôle et dans l'entrefer.

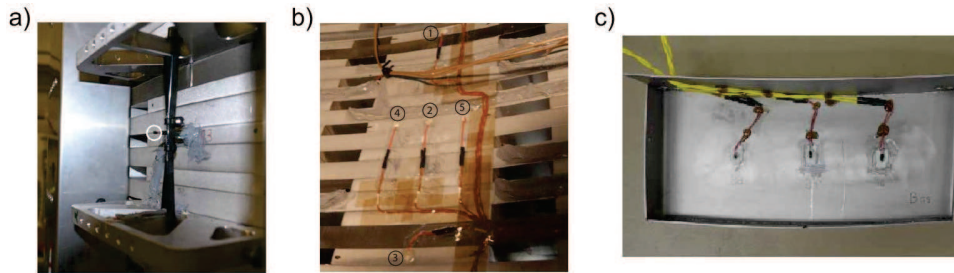


Figure 2.27: Thermistances se trouvant dans le pôle (a), les supports (b) et le capot du pôle (c).

Toutes ces données vont servir de conditions aux limites au modèle numérique. À l'aide de l'ensemble de cette instrumentation, il sera alors possible de déterminer les profils de température et d'en déduire le coefficient de transfert thermique à la surface de cet unique pôle chauffé.

#### 2.4.4.3 Incertitude des mesures

Une comparaison peut être faite entre les différentes techniques utilisées (Tableau 2.18) :

	RTD	Thermistances	Pyromètre Thermawatch®
Principe	Propriétés de résistance électrique du métal en fonction de la température	Propriétés de variation de résistance en fonction de la température	Mesure des radiations de l'objet à une bande spectrale donnée (infrarouge)
Gamme de température [°C]	-200 à 650	-60 à 150	0 à 200
Incertitude [°C]	Grande ( $\pm 0,3$ )	Grande ( $\pm 0,2$ )	Moyenne (< 1 avec calibration)
Distance de mesures	Avec contact	Avec contact	Sans contact
Temps de réponse [ms]	Lent	Rapide	Très rapide (0,1)
Coût moyen [EUR]	3-50	0,5-10	20 000-60 000

Tableau 2.18: Comparaison des principales caractéristiques entre les RTD, les thermistances et le pyromètre.

La température lue par le pyromètre est la succession alternante des connexions interpolaires et des masses polaires. Ce pyromètre est inséré dans les canaux statoriques, à une distance de 13 mm du rotor. La mesure obtenue par celui-ci est reproductible à  $\pm 1$  °C. D'autres paramètres sont à prendre en compte, à savoir l'angle solide (de 72°) et la réflectivité des surfaces mesurées (émissivité). L'erreur de mesure sur l'émissivité est de  $\pm 0,02$ . Seulement 6% du flux thermique généré par les éléments chauffants sont dissipés à l'intérieur de la coquille : la grande majorité du flux est dissipée par l'écoulement d'air sur la surface externe du pôle.

Lors d'essais sur la maquette, des mesures ont révélé une variation de la taille moyenne de l'entrefer de 10% en fonction de la température. Il a été démontré que ce paramètre géométrique a un impact sur l'écoulement : une erreur pourrait être introduite sur les mesures si la dimension de l'entrefer est différente de la dimension nominale (Toussaint (2011)).

## Chapitre 3

# Méthodes numériques et modèles utilisés

### 3.1 Introduction

Les méthodes fines de types éléments finis et/ou volumes finis sont rarement utilisées à l'échelle d'une machine réelle, où l'on se contente généralement d'une résolution numérique par méthode de réseaux de résistances (dite méthode nodale). Bien que cette technique ait fait ses preuves, la détection des points chauds dans une machine électrique ne peut se satisfaire de ce type de méthode de calcul. La méthode nodale reste une approche plus globale car elle génère un lissage des gradients de températures, quelle que soit sa finesse. Par conséquent les points chauds seraient difficilement détectables voire invisibles : or c'est justement ce caractère local qui nous intéresse dans notre étude.

Dans le cadre de ce travail, la méthode des volumes finis utilisés en CFD semble être la méthode la plus appropriée pour l'étude locale de ces points chauds, en particulier en la couplant avec le calcul du champ thermique dans les parties solides, fondé sur la méthode des éléments finis. C'est cette approche, connue sous le nom de « Conjugate Heat Transfer » ou encore de transferts thermiques conjugués fluide/solide (CHT) qui a été retenue ici pour développer une première méthodologie de calculs. La plateforme SALOME 6.6 est utilisée pour la CAO. Code\_Saturne 3.0<sup>1</sup> est le logiciel utilisé principalement en CFD dans le mémoire. C'est un logiciel CFD open-source développé par EDF. SYRTHES<sup>2</sup> 4.0 (SYstème de Résolution THErmique Solide) est le logiciel utilisé pour traiter de l'aspect thermique et se couple avec Code\_Saturne. Il résout l'équation de la chaleur instantanée en prenant en compte les phénomènes radiatifs de paroi à paroi (Rupp et Peniguel (2011)). CFX 14.0 (disponible à l'IREQ) est aussi utilisé dans ce travail afin de réaliser des comparaisons avec Code\_Saturne/SYRTHES.

Une seconde méthodologie, fondée sur la FEM couplée à une méthode inverse, a été expérimentée afin de palier aux relatives limitations de la première méthode (temps de calcul). Elle permet de remonter numériquement aux coefficients d'échanges  $h$  à partir des mesures expérimentales du champ thermique.

---

1. Une description détaillée est donnée sur le site dédiée au code ([www.code-saturne.org](http://www.code-saturne.org)) ou est proposée de façon synthétique par Archambeau *et al.* (2004). Quelques éléments de description sont reproduits en **Annexe C**.

2. Ce logiciel appréhende différents types de problèmes instationnaires tels que la conduction thermique, le rayonnement et les transferts couplés de température. La discrétisation spatiale est de type éléments finis utilisant des maillages tétraédriques non-structurés. Cela permet une plus grande souplesse.



Une description des outils numériques utilisés (Code\_Saturne et SYRTHES), ainsi que les techniques de fermetures retenues pour prendre en compte les effets de la turbulence sont d'abord présentées. Nous étudierons en détail les transferts de chaleur couplés entre le fluide et le rotor. Les problèmes posés par la modélisation de la turbulence dans les systèmes tournants seront explicités. Plusieurs clusters ont été utilisés pour lancer les calculs numériques : le cluster de l'UVHC, nommé « Fortune », et le cluster d'EDF, nommé « Ivanoe » (cf. **Annexe C**).

L'objectif est ici de présenter de façon concise ces différents éléments en les inscrivant dans le contexte de l'étude et non pas d'en faire une description détaillée et exhaustive afin de ne pas surcharger la lecture du manuscrit. Le lecteur pourra, s'il le désire, obtenir plus d'informations sur les différents points évoqués en se référant aux éléments bibliographiques sous-mentionnés.

## 3.2 Modélisation CFD de la turbulence

### 3.2.1 Nature des écoulements turbulents

À l'heure actuelle, la turbulence est au coeur des problèmes fondamentaux de la physique classique mais il est paradoxalement difficile d'en donner une définition exhaustive et précise. La turbulence est plus généralement caractérisée par ses propriétés, avec quelques caractéristiques essentielles résumées ci-dessous (Tennekes et Lumley (1972)) :

1. **Caractère instationnaire et non linéaire** : les écoulements turbulents peuvent être fortement instationnaires. Les équations de Navier-Stokes qui régissent les écoulements fluides sont par nature fortement non-linéaires. Ce caractère est notamment associé à la fois à la topologie de l'écoulement et à l'énergie de l'écoulement transférée sur des échelles très différentes, depuis les grosses structures jusqu'aux plus petites. Les « grosses structures » sont fortement anisotropes et dépendent de la structure de l'écoulement : leur énergie est fournie par l'écoulement moyen. La taille des grosses structures est limitée par la géométrie de l'écoulement (diamètre hydraulique, dimension d'un obstacle, etc). Les plus petites échelles ont un caractère plus universel/isotrope, dont le rôle est essentiellement de dissiper l'énergie cinétique produite à grandes échelles. La limite des plus petites échelles est liée aux effets dissipatifs (échelle de Kolmogorov),
2. **Caractère dissipatif** : c'est la viscosité du fluide qui est à l'origine de la dissipation de l'énergie cinétique produite aux grandes échelles. La transformation de l'énergie cinétique en énergie interne est réalisée par l'élévation de la température. La dissipation visqueuse intervient surtout aux plus petites échelles (« échelles dissipatives » ou de Kolmogorov) : près de 90% de l'énergie cinétique des grandes échelles est dissipée aux petites échelles,
3. **Caractère tridimensionnel** : même si l'écoulement moyen peut être bidimensionnel, les fluctuations induites par la turbulence sont naturellement tridimensionnelles,
4. **Caractère rotationnel** : l'écoulement turbulent est fortement rotationnel. Il est caractérisé par la production de structures rotationnelles dans les zones pariétales (due à l'augmentation des gradients de vitesse locaux) ainsi qu'à une intensification des transferts de vorticités en raison de mécanismes tourbillonnaires tridimensionnels,

5. **Phénomènes diffusifs** : les écoulements turbulents ont la propriété de favoriser le mélange en augmentant la diffusion de quantité de mouvement, de chaleur et de masse,
6. **Caractère imprédictible** : bien que les équations de Navier-Stokes soient déterministes, il est impossible de prédire avec précision le comportement d'une solution à un instant donné : ceci demanderait une précision inaccessible en termes de maillage. On ne sait pas montrer mathématiquement l'unicité des solutions de ces équations, d'où la difficulté à avoir des solutions analytiques dans des cas réels. Comme son caractère est aléatoire et imprédictible, il est nécessaire de passer par une approche statistique : moyennes, écarts types, corrélations, etc. Les propriétés statistiques sont en effet insensibles aux détails de l'écoulement.

La majorité des écoulements « naturels » et industriels appartiennent à un régime d'écoulement turbulent. Le paramètre qui permet de déterminer si l'écoulement est laminaire ou turbulent est un nombre sans dimension, appelé nombre de Reynolds ( $Re = \frac{U \times D}{\nu}$ ). Le nombre de Reynolds critique de transition ( $Re_c$ ) varie en fonction de la nature de l'écoulement et de l'état de surface des parois (rugosité).

La simulation de la dynamique des fluides (CFD) est délicate à mettre en oeuvre dans le cas d'un écoulement turbulent à cause des fluctuations spatiales (3D) et temporelles aléatoires, de la large gamme d'échelles spatiales et temporelles à représenter/capturer et de la forte sensibilité aux conditions initiales et aux limites. Cela nécessite des simulations 3D, instationnaires, précises en espace et en temps. Les calculs sont souvent plus ou moins coûteux suivant le niveau de description cherché.

La description des différentes techniques de calcul pour appréhender la simulation numérique des écoulements turbulents fait l'objet du paragraphe suivant. Dans chacun de ces cas, des structures tourbillonnaires plus ou moins organisées rendent l'écoulement complexe et il devient difficile d'en appréhender les détails, d'en prédire précisément l'évolution instantanée et locale, même en mettant en oeuvre les moyens de calcul de pointe qui ne cessent de voir leur puissance s'accroître. La prise en compte, plus ou moins raffinée, de l'influence de ces structures est cependant indispensable dans une grande partie des applications industrielles courantes.

### 3.2.2 Simulation de la turbulence

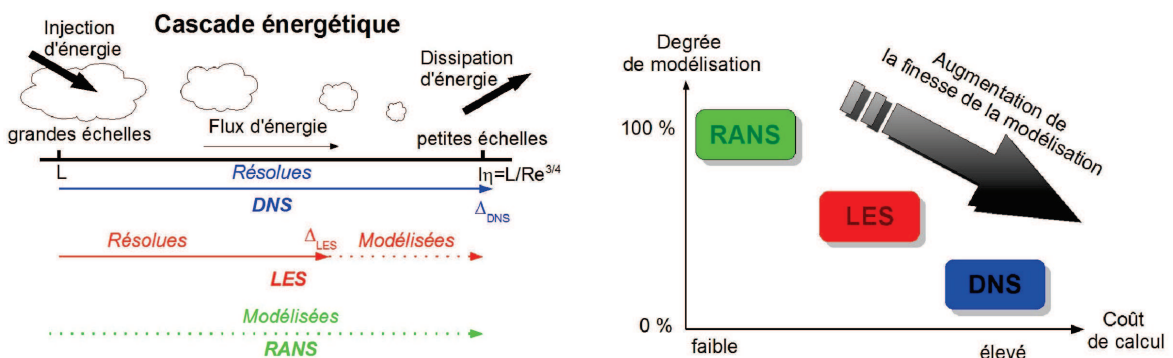
Il n'y a pas un seul et unique modèle de turbulence universel qui peut raisonnablement prédire et couvrir toute la diversité et la complexité des écoulements turbulents. Chaque modèle a ses avantages et inconvénients : le choix se fait souvent par une affaire de compromis entre la qualité attendue des résultats, la complexité de la mise en oeuvre et les coûts de calcul. Parmi toutes les approches disponibles, nous pouvons distinguer trois grandes classes de simulation de la turbulence :

1. La **modélisation statistique**, dite aussi RANS pour Reynolds Averaged Navier-Stokes,
2. La **simulation des grandes échelles turbulentes**, dite aussi LES pour Large Eddy Simulation,
3. La **simulation directe**, dite aussi DNS pour Direct Numerical Simulation.

La modélisation RANS résout les équations de conservation moyennées, ainsi toutes les échelles turbulentes sont modélisées. C'est l'approche la plus utilisée dans l'industrie car elle est robuste (donc utilisable sur des configurations complexes) et bénéficie d'un ratio coût/qualité des résultats des plus pertinents pour l'industriel.

La DNS, quand à elle, résout toute la gamme des échelles spatio-temporelles de la turbulence depuis les grosses structures jusqu'aux échelles dissipatives de Kolmogorov. Comme aucune échelle n'est modélisée, cette approche est extrêmement coûteuse en temps CPU. Elle est par conséquent réservée à des moyens de calculs conséquents (calculateurs massivement parallèles ou vectoriels) : elle ne peut être mise en oeuvre que pour des écoulements à faible nombre de Reynolds et pour des configurations géométriques simples voir simplistes par rapport aux préoccupations industrielles. On peut en effet montrer que le coût en temps de calcul varie en  $Re_\tau^3$  et celui de la taille du maillage (espace mémoire) en  $Re_\tau^{9/4}$ , avec  $Re_\tau = \frac{u \times L_t}{\nu}$  avec  $L_t$  l'échelle intégrale. C'est essentiellement un outil de recherche qui permet de réaliser des expériences numériques sur des configurations académiques.

La simulation LES est une approche intermédiaire entre les méthodes RANS et DNS. Elle sépare les grandes échelles (calculées) des petites échelles (modélisées) en appliquant un filtre spatial aux équations de conservation. Cette méthode est plus coûteuse en temps mais permet d'obtenir des résultats plus précis. La Figure 3.1 résume ces trois grandes classes de simulation de la turbulence et leurs caractéristiques.



(a) Les différents types de simulation et les échelles turbulentes. (b) Les différents types de simulation et coût de calcul.

Figure 3.1: Les trois grandes classes de simulation de la turbulence (Beaubert (2012)).

Plusieurs facteurs conditionnent le choix de la méthode utilisée pour simuler un écoulement turbulent : la physique de l'écoulement (interne, externe, fortement instationnaire), la précision et finesse recherchées, les capacités de calculs disponibles, les contraintes de temps pour mener à bien cette étude. Notre choix s'est principalement porté sur le ratio coût de calcul par rapport à la précision des résultats, comme ce qui se fait dans l'industrie.

Aucune DNS n'a donc été réalisée au cours de la thèse : seulement quelques calculs ont été faits en LES. Les principaux résultats proviennent de la méthode RANS.

### 3.2.3 Modélisation statistique de la turbulence (RANS)

La modélisation RANS est l'approche la plus utilisée aujourd'hui pour les études numériques d'écoulements industriels : l'approche est non seulement mature mais a aussi un coût faible en temps de calcul numérique. Cependant, elle engendre des limitations physiques puisqu'elle ne rend pas bien compte des aspects locaux et instantanés induits par les structures turbulentes.

On s'intéresse ici principalement aux modèles dit statistiques pour la simulation de la turbulence. Il apparaît donc nécessaire de définir les outils mathématiques qui vont permettre d'obtenir des équations moyennées à partir des équations instantanées du mouvement.

#### Moyenne d'ensemble

On va réaliser  $N$  expériences indépendantes portant sur le même écoulement. À chaque expérience, on va enregistrer la valeur de la quantité qui nous intéresse à la même position et au même temps, soit  $f^{(i)}(\vec{x}, t)$ . La moyenne d'ensemble de la quantité  $f$  en  $(\vec{x}, t)$  sera donnée par :

$$\overline{f(\vec{x}, t)} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f^{(i)}(\vec{x}, t) \quad (3.1)$$

La Figure 3.2 présente l'intérêt de réaliser des moyennes sur un ensemble de profils de vitesse instantanés pour un écoulement turbulent.

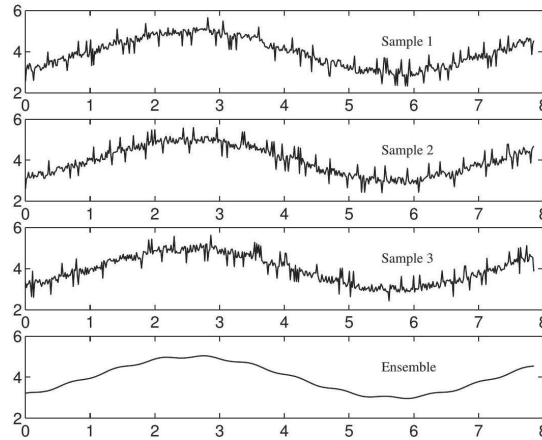


Figure 3.2: Ensemble de profils de vitesse instantanés pour un écoulement turbulent et leur moyenne.

Cette moyenne est aussi appelée moyenne de Reynolds. Cet opérateur de moyenne vérifie les propriétés suivantes :  $\overline{f + g} = \overline{f} + \overline{g}$ ,  $\overline{\alpha f} = \alpha \overline{f}$  avec  $\alpha$  constante,  $\overline{f} = \overline{f}$ ,  $\overline{fg} = \overline{f}\overline{g}$ ,  $\frac{\partial \overline{f}}{\partial x_i} = \overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}}$  et  $\frac{\partial \overline{f}}{\partial t} = \overline{\frac{\partial f}{\partial t}}$ .

#### 3.2.3.1 Équations moyennées

Lorsqu'on s'intéresse à des écoulements complexes, on arrive rapidement à s'intéresser aux quantités moyennes. Pour ce faire, on applique ici l'opérateur de moyenne d'ensemble sur les équations instantanées afin d'obtenir les équations de conservation du mouvement moyen, dites équations moyennées.

On suppose que le fluide est incompressible (nombre de Mach largement inférieur à 0,3), newtonien et qu'il n'y a aucune force volumique extérieure. L'équation de continuité se réduit alors à :

$$\text{div}(\vec{u}) = 0 \quad (3.2)$$

L'équation de conservation de quantité de mouvement de Navier-Stokes s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \overline{\text{grad}}(\vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \overline{\text{grad}}(p) + \nu \Delta \vec{u} \quad (3.3)$$

On peut décomposer la vitesse sous la forme  $u_i(\vec{x}, t) = \bar{u}_i(\vec{x}, t) + u'_i(\vec{x}, t)$ , avec  $\bar{u}$  la vitesse moyenne et  $u'$  la vitesse fluctuante aléatoire (dit décomposition de Reynolds). Il en va de même pour la pression  $p(\vec{x}, t) = \bar{p}(\vec{x}, t) + p'(\vec{x}, t)$ . Notons que de part la définition de l'opérateur de moyenne, on a  $\overline{u'} = 0$  et  $\overline{p'} = 0$ . On obtient alors les équations de Navier-Stokes moyennées suivantes, dites RANS :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_i u'_j} \right) \quad (3.4)$$

On note alors  $R_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$  le tenseur de Reynolds. Ce tenseur introduit 6 inconnues supplémentaires, entraînant alors plus d'inconnues que d'équations à résoudre. Le rôle des modèles de turbulence sera donc de fournir des lois phénoménologiques (algébriques ou différentielles) pour fermer le problème.

### Équations des tensions de Reynolds

En modifiant les équations de quantité de mouvement instantanées par l'ajout des équations de quantité de mouvement moyen, on obtient les équations de transport des fluctuations, dites des tensions de Reynolds :

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = P_{ij} + T_{ij} + \Pi_{ij} + D_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (3.5)$$

Le membre de droite se décompose en plusieurs termes :

- $P_{ij} = -\left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \bar{u}_j \overline{u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right)$  - **Production turbulente** : ce terme, toujours positif, caractérise les échanges d'énergie du mouvement moyen au mouvement turbulent,
- $T_{ij} = -\frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k}$  - **Transport turbulent** ou diffusion turbulente des fluctuations de vitesse,
- $\Pi_{ij} = -\frac{1}{\rho} \left( \overline{u'_i} \frac{\partial p'}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right)$  - **Transfert d'énergie** par l'interaction fluctuante entre pression et vitesse,
- $D_{ij} = \nu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k \partial x_k}$  - **Diffusion visqueuse** de l'énergie cinétique de la turbulence par la viscosité,
- $\epsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j}}{\partial x_k \partial x_k}$  - **Dissipation de l'énergie turbulente** sous forme de chaleur : ce terme conduit toujours à une décroissance de la turbulence.

On a donc ici introduit six équations supplémentaires avec de nouveaux termes à calculer : le système n'est toujours pas fermé.

### Équations de l'énergie cinétique turbulente

En contractant les indices dans le système précédent, on obtient l'équation de transport pour l'énergie cinétique de la turbulence  $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$  :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k + T_k + \Pi_k + D_k - \epsilon_k \quad (3.6)$$

$$\text{avec } P_k = -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k}, T_k = -\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_k}}{\partial x_k}, \Pi_k = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \overline{u'_k p'}}{\partial x_k} \right), D_k = \frac{1}{2} \nu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_i}}{\partial x_k \partial x_k} \text{ et } \epsilon_k = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}.$$

### Problème de la fermeture

Comme on l'a vu, la décomposition de Reynolds a permis d'écrire un certain nombre d'équations pour les inconnues du problème. Cependant, on introduit à chaque étape des inconnues supplémentaires. Il s'agit alors ici de fermer le problème en introduisant des modèles afin de résoudre les inconnues. On distingue généralement deux grandes classes de modèles :

1. Les **modèles du premier ordre**, basés sur l'hypothèse de Boussinesq, qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide d'une viscosité turbulente,  $\nu_t$ . Ils sont faciles à utiliser, rendent la simulation plus stable et sont couramment utilisés. Cependant, la qualité de la modélisation de  $\nu_t$  influe directement sur la qualité de la simulation. Certains de ces modèles sont utilisés dans ce travail, à savoir  $k - \epsilon$  ou encore  $k - \omega$  SST afin de répondre à l'exigence de réaliser à la fois des calculs rapides et précis.
2. Les **modèles du second ordre** qui calculent directement les tensions de Reynolds. Ils sont plus coûteux et difficile à faire converger que ceux du premier ordre. Ils sont en général plutôt réservés pour des écoulements 3D complexes. Certains de ces modèles ont été exploités dans le mémoire, comme le modèle RSM afin d'ajouter le caractère anisotrope de l'écoulement par l'étude des contraintes de Reynolds.

Il est évident que la qualité des résultats de simulation d'écoulement turbulent est très liée au modèle utilisé. Le choix du modèle est subordonné au type d'information que l'on veut obtenir à partir de la simulation. D'un point de vue industriel, les modèles du premier ordre à deux équations permettent généralement d'obtenir des résultats satisfaisants moyennant certaines adaptations du modèle, suivant le cas considéré. Il se peut que des comportements pathologiques peuvent apparaître dans certains types d'écoulement : l'utilisation de modèles plus sophistiqués comme les modèles du second ordre peut s'avérer nécessaire.

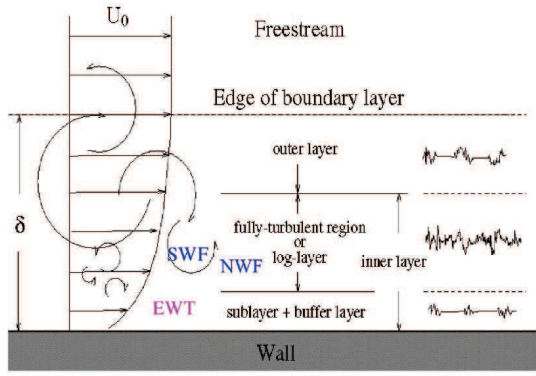
### Structure de la couche limite turbulente

Avant de nous concentrer sur l'étude des différents modèles de turbulence utilisés, il est important de bien représenter l'écoulement près de la paroi car cette dernière est la principale source de vorticité et de turbulence. La Figure 3.3 présente la structure d'une couche limite turbulente.

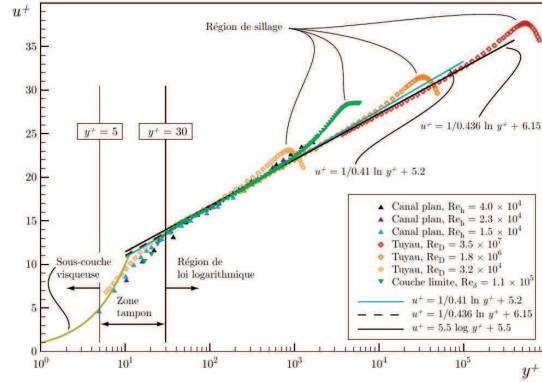
Ainsi, une estimation de la taille de la première cellule adjacente à la paroi est nécessaire, notée  $y^+$ . Par définition, on a :

$$y^+ = \frac{y_p \times u_\tau}{\nu} \quad (3.7)$$

avec  $y_p$  le centre de la première cellule et  $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}}$  la vitesse de frottement pariétale, avec  $\tau_\omega = \mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} |_{\text{paroi}}$  la contrainte pariétale.



(a) Schématisation en proche paroi.



(b) Comportement du profil de vitesse moyenne près de la paroi (Toussaint (2011)).

Figure 3.3: Structure d'une couche limite turbulente.

La zone de proche paroi peut être décomposée en trois parties selon l'influence de la viscosité moléculaire. Cette décomposition est relativement universelle pour tous les écoulements pariétaux. En fonction de ces zones, les profils de  $k$  et de  $\epsilon$  varient fortement, d'où l'importance de bien prendre en compte toutes ces zones.

On distingue donc :

1. La **sous-couche visqueuse ou linéaire** ( $y^+ \leq 5$  et  $y < 0,1\delta$ ), dominée par les effets visqueux dûs aux frottements. Dans cette région, la vitesse moyenne est pratiquement linéaire avec  $y$  et la contrainte de cisaillement est égale à sa valeur à la paroi, avec  $\bar{u}^+ = y^+$  avec  $\bar{u}^+ = \frac{U}{u_\tau}$ . Le frottement total s'écrit sous la forme  $\tau_{\text{tot}}(y = 0) \simeq \tau_w$ ,
2. La **zone tampon ou région de transition** ( $5 \leq y^+ \leq 30$  et  $y > 0,1\delta$ ) qui dépend de l'écoulement moyen. Les effets visqueux diminuent devant le frottement turbulent mais ne sont pas négligeables,
3. La **région de loi logarithmique ou zone de recouvrement** ( $30 \leq y^+ \leq 100$  et  $y < 0,3\delta$ ). Elle est fonction d'une loi logarithmique, sous la forme  $\bar{u}^+ = \frac{1}{\kappa} \times \log(y^+) + B$ , avec  $\kappa = 0,41$  et  $B \simeq 5$  constantes. Le frottement est ici essentiellement turbulent, la contribution due à la viscosité moléculaire disparaît devant la contrainte de cisaillement turbulent, d'où  $\tau_{\text{tot}} \simeq -\rho \overline{u'v'}$ .

Concernant les modèles à haut nombre de Reynolds, tels que  $k - \epsilon$ , il est conseillé d'avoir  $y^+ > 20 - 30$  dans la direction normale à la paroi et de construire le maillage avec 5 à 10 cellules en dessous de  $y = 0,1D_h$  (Saturne (2013)). Pour le modèle  $k - \omega$ , la taille des cellules est de moindre importance : il est tout de même conseillé d'avoir  $y^+$  proche de 1, sinon les résultats peuvent être sensibles à la taille du maillage à cause du comportement asymptotique de la variable  $\omega$ .

### 3.2.3.2 Modèle RANS 1<sup>er</sup> ordre

Il existe environ une dizaine de modèles de turbulence RANS, d'où leur manque d'universalité. Ils donnent tous accès aux caractéristiques principales de l'écoulement (pertes de charge, frottements, coefficients d'échanges).

Ils ne prédisent que la partie moyenne de l'écoulement en modélisant les termes du tenseur de Reynolds. Toutes les échelles de turbulence sont ainsi modélisées. On peut ainsi utiliser des maillages beaucoup plus grossiers qu'en LES par exemple, car seul l'écoulement moyen du fluide est prédit. Parmi les modèles RANS les plus utilisés dans l'industrie, on compte notamment le  $k - \epsilon$  et le  $k - \omega$  SST, qui sont des modèles du premier ordre.

Par similitude avec la loi de comportement d'un fluide visqueux reliant le tenseur des contraintes visqueuses au champ de vitesse, Boussinesq (1877) a proposé de relier le tenseur de Reynolds au champ moyen de vitesse par la formulation suivante :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.8)$$

où  $\mu_t(x, t)$  représente une viscosité turbulente dynamique.

Il reste à déterminer l'expression de la viscosité turbulente  $\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho}$ . Le calcul de  $\nu_t$  requiert la connaissance d'au moins 2 des 3 échelles de la turbulence, à savoir la longueur, le temps ou la vitesse.

**Modèle  $k-\epsilon$  :** L'un des plus anciens modèles, celui de  $k - \epsilon$  (Launder et Spalding (1974)), se base sur un modèle à deux équations :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.9)$$

avec  $C_\mu$  une constante adimensionnelle, fixée empiriquement ( $C_\mu \simeq 0,09$ ),  $k$  l'énergie cinétique de la turbulence et  $\epsilon$  le taux de dissipation ( $\epsilon = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}$ ).

Les équations de  $k$  et de  $\epsilon$  sont présentées ci-dessous<sup>3</sup> :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\nu + \nu_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)] \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \epsilon \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) \quad (3.13)$$

avec  $C_{\epsilon 1} = 1,44$ ,  $C_{\epsilon 2} = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1$  et  $\sigma_\epsilon = 1,22$  constantes pour le modèle  $k - \epsilon$  standard.

Les principaux avantages de ce modèle sont qu'il est assez simple à mettre en oeuvre, peu coûteux informatiquement et possède beaucoup de variantes pour traiter des cas spécifiques ( $k-\epsilon$  RNG, etc.). Le modèle standard  $k-\epsilon$  est l'un des meilleurs à prédire les zones à haut nombre de Reynolds. Les principaux inconvénients sont que les hypothèses peuvent être non valides, que la transition laminaire-turbulent n'est pas accessible et qu'il a de mauvaises performances pour des écoulements fortement décollés avec des forts gradients de pression.

3. Dans la littérature, on néglige souvent dans ces deux équations les contributions de  $k$  et  $\epsilon$  dans les termes de diffusion dues à la viscosité moléculaire. Ceci est justifié lorsque l'on suppose que l'on se trouve à un grand nombre de Reynolds (écoulement turbulent).



Près des parois, les comportements de  $k$  et de  $\epsilon$  ne sont pas bien reproduits où de larges variations peuvent être observées (extrema locaux). Il y a alors nécessité d'utiliser un traitement spécifique près de la paroi, dit « lois de parois ».

**Modèle  $k - \omega$  :** Le modèle  $k - \omega$  à deux équations se base sur l'hypothèse de Boussinesq, avec  $\nu_t = \frac{k}{\omega}$ . La première équation se fonde toujours sur l'équation de transport pour l'énergie cinétique de la turbulence  $k$ . Par contre, la seconde ne se base plus sur  $\epsilon$  mais sur l'équation de transport de la fréquence caractéristique de la turbulence, notée  $\omega = \frac{\epsilon}{\beta^* k}$ .

Pour le modèle  $k - \omega$  (Wilcox (1988)), on obtient les deux équations de transport suivantes pour déterminer  $\nu_t$  :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \beta^* k \omega \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] - \beta \omega^2 \quad (3.15)$$

avec  $\alpha = 13/25$ ,  $\beta \simeq 9/125$ ,  $\beta^* \simeq 0,09$ ,  $\sigma_k = 0,5$  et  $\sigma_\omega = 0,5$  constantes.

Les différentes constantes de ce modèle ont été obtenues de la même façon que pour le modèle  $k - \epsilon$ , c'est à dire sur des études basiques avec des écoulements de type couche limite et une turbulence homogène isotrope. Ce modèle permet de donner de meilleurs résultats que le modèle  $k - \epsilon$  pour les cas de jets ronds. Un autre avantage de ce modèle concerne le traitement en proche paroi : ce modèle peut être intégré dans la sous-couche visqueuse sans l'utilisation de fonction d'amortissement comme dans le cas du modèle  $k - \epsilon$ .

#### Limitation des modèles $k - \epsilon$ et $k - \omega$

Il est connu de la littérature que dans les régions à taux de déformation élevé, les modèles de viscosité turbulente peuvent surestimer l'énergie cinétique de la turbulence (zones de stagnation, forte accélération, etc) : ce problème fait parfois référence à l'« anomalie du point de stagnation » (Durbin (1993)). La cause de cette surestimation est liée à la modélisation du terme de production  $P_k$ , qui est supposé être proportionnel au taux de déformation  $S_{ij}$ . Or, quand  $S_{ij}$  devient trop important (points de stagnation, écoulements tourbillonnants, passages dans les turbines, etc), cette proportionnalité n'est plus physique et même les erreurs dues à ces simplifications deviennent inacceptables.

En plus des inconvénients cités auparavant pour les modèles de turbulence RANS, d'autres problèmes peuvent survenir, notamment au niveau des simulations des transferts de chaleur. La modélisation correcte des quantités turbulentes est fondamentale dans les simulations de transferts de chaleur par convection, à cause de l'importance simultanée d'une bonne prédiction du comportement du fluide en proche paroi et des structures complexes de l'écoulement principal. Les prédictions correctes des quantités thermiques et des gradients à l'intérieur de la couche limite sont nécessaires pour établir au final si oui ou non le système de refroidissement est efficace. En même temps, de telles propriétés dépendent fortement du développement de l'écoulement libre. L'approche par fonctions en proche paroi doit être évitée à cause de l'imprédictibilité du gradient de la couche limite dynamique, des erreurs dans la prédiction des écoulements transitionnels ou encore des erreurs dans les écoulements à fort gradient de pression adverse.

L'intégration de deux équations de transport est nécessaire afin de modéliser les écoulements proches des parois solides, appliqués à un maillage fin dans le but de capturer aussi bien les pics des contraintes de Reynolds que d'obtenir des corrections afin de prendre en compte les effets pour les bas nombres de Reynolds.

Plusieurs modèles  $k - \epsilon$  ont alors été proposés dans ces dernières années, tels que proposés par Patel (1978) et Wilcox (1998). L'idée qui se cache derrière ces modèles est d'amortir la viscosité turbulente en proche paroi au travers d'une fonction d'amortissement  $f_\mu$ , allant jusqu'à zéro lorsque l'on se rapproche de la paroi. Des termes constants sont aussi ajoutés pour amortir l'équation de la dissipation turbulente. Par conséquent, la structure de base des modèles est la même, mais diffère dans ces fonctions d'amortissement et dans ces termes sources dans l'équation de la dissipation.

**Modèle  $k - \omega$  SST :** Le modèle  $k - \omega$  SST (Menter (1994)) conjugue le meilleur des deux approches :  $k - \omega$ , dans la zone interne de la couche limite et  $k - \epsilon$  dans la zone externe de la couche limite.

En effet, il a déjà été mentionné comment les modèles  $k - \epsilon$  ont du mal à prédire les écoulements de gradient de pression adverse et décollés. On utilise alors le modèle  $k - \omega$  qui est meilleur dans la prédiction de ces écoulements séparés. Ainsi, le modèle  $k - \omega$  a été proposé avec la variante SST (Shear Stress Transport) : il inclut des modifications sur le modèle  $k - \omega$  standard afin d'éviter la sensibilité des valeurs de  $\omega$  dans l'écoulement libre (Menter (1994)).

L'idée est donc la suivante : deux différentes approches sont utilisées dans le modèle en fonction des deux différentes régions d'écoulement. Les régions de sous-couche visqueuse et de la zone logarithmique sont calculées en utilisant le modèle  $k - \omega$ , choisi pour sa robustesse, rendant non nécessaire l'utilisation de fonction d'amortissement. Pour la région hors de la couche limite, le modèle  $k - \epsilon$  standard est utilisé à cause de son bon comportement pour prédire les différents types d'écoulements.

### 3.2.3.3 Modèles RANS non-linéaires

Les différents modèles présentés précédemment ont été développés pour des écoulements parallèles aux parois. Toutefois, de nombreuses applications mettent en jeu des zones d'impact fluide-paroi où ces modèles peuvent être mis en défaut. En particulier, une surestimation de la turbulence est souvent prédite dans les zones d'impact avec des conséquences dramatiques pour la prédiction des coefficients d'échanges fluide-paroi (problème de refroidissement de paroi par impact de jet). Ainsi, le modèle  $k - \epsilon$  classique peut surestimer jusqu'à 100% les transferts thermiques lors de l'impact d'un jet sur une paroi chauffée.

Le modèle  $\bar{\nu}^2$ -f a été développé pour éviter ce type de comportement. Ce modèle est toujours basé sur l'hypothèse de Boussinesq, mais il est capable en plus de prédire l'anisotropie de la turbulence pariétale dans les problèmes d'impact fluide-solide. Par ailleurs, il est valide jusqu'à la paroi et ne nécessite pas de lois de paroi, contrairement au modèle classique de type  $k - \epsilon$ . On peut voir ce modèle comme un intermédiaire entre les modèles du premier ordre et les modèles du second ordre.

**Modèle  $\bar{v}^2$ -f** : Il a été développé par Durbin (1993).

Le modèle  $\bar{v}^2$ -f introduit un opérateur elliptique pour traiter les corrélations pression-déformation. Il introduit de plus l'utilisation d'une nouvelle échelle de vitesse turbulente  $\bar{v}^2$  en lieu et place de  $k$ .

Ce nouveau terme peut être interprété comme une moyenne de vitesse fluctuante normale aux lignes de courant de l'écoulement moyen. Les équations de ce modèle comprennent une équation pour l'énergie turbulente  $k$  et une seconde équation pour la dissipation  $\epsilon$ . Deux autres équations s'ajoutent, celle du transport de vitesse turbulente  $\bar{v}^2$  et celle avec le terme de redistribution d'énergie turbulente  $f$ . Elles sont données par :

$$\frac{\partial \bar{v}^2}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial x_j} = k f - \frac{\bar{v}^2}{k} \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial x_j} \right] \quad (3.16)$$

$$L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_j^2} - f = \frac{C_1 - 1}{T} \left( \frac{\bar{v}^2}{k} - \frac{2}{3} \right) - C_2 \frac{P_k}{k} \quad (3.17)$$

avec  $C_1 = 1,4$ ,  $C_2 = 0,3$ ,  $C_\mu = 0,22$ ,  $\sigma_k = 1$  constantes et  $P_k = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}$  la production d'énergie cinétique de la turbulence.

Le terme  $T = \max\left(\frac{k}{\epsilon}, 6\sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}}\right)$  représente l'échelle de temps caractéristique de la turbulence et  $L$  l'échelle de longueur turbulente, égale à :  $L = C_L \max\left(\frac{k^{3/2}}{\epsilon}, C_\eta \frac{\nu^{3/4}}{\epsilon^{1/4}}\right)$  avec  $C_L = 0,25$ ,  $C_\eta = 85$  constantes. La viscosité turbulente s'exprime alors sous la forme  $\nu_t = C_\mu \bar{v}^2 T$ .

**Modèle  $\bar{v}^2$ -f  $\varphi$**  : Une autre version de  $\bar{v}^2$ -f, développée par Laurence *et al.* (2005), est la prise en compte d'une autre variable,  $\varphi$ , à la place de  $\bar{v}^2$  avec :

$$\varphi = \frac{\bar{v}^2}{k} \quad (3.18)$$

La viscosité turbulente s'écrit alors  $\nu_t = C_\mu k \varphi T$ . On obtient alors les deux équations suivantes pour  $\varphi$  et  $f$  :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \bar{f} - P_k \frac{\varphi}{k} + \frac{2}{k} \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right] \quad (3.19)$$

$$L^2 \frac{\partial^2 \bar{f}}{\partial x_j^2} - \bar{f} = \frac{C_1 - 1}{T} \left( \varphi - \frac{2}{3} \right) - C_2 \frac{P_k}{k} - 2 \frac{\nu}{k} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j^2} \quad (3.20)$$

**Modèle  $\bar{v}^2$ -f BL- $\bar{v}^2/k$**  : Une dernière version, selon Billard *et al.* (2008), écrit  $\varphi$  et  $f$  sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -(1 - \alpha) \frac{\varphi \epsilon}{k} - \frac{\alpha}{T} \left( C_1 - 1 + C_2 \frac{P}{\epsilon} \right) \left( \varphi - \frac{2}{3} \right) - P_k \frac{\varphi}{k} + \frac{2}{k} \left( \alpha \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varphi} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right] \quad (3.21)$$

$$f = -(1 - \alpha) \frac{\varphi \epsilon}{k} - \frac{\alpha}{T} \left( C_1 - 1 + C_2 \frac{P}{\epsilon} \right) \left( \varphi - \frac{2}{3} \right) \quad (3.22)$$

avec  $L^2 \Delta \alpha - \alpha = -1$  ( $\alpha$  étant le coefficient de pondération elliptique), et  $C_1, C_2$  constantes. La viscosité turbulente s'écrit encore ici  $\nu_t = C_\mu k \varphi T$ .

Tous ces modèles non-linéaires sont dits à bas nombre de Reynolds. Dans la direction normale à la paroi, la première cellule doit être obligatoirement inférieure à  $y^+ < 1$  et au moins 5 à 10 cellules doivent être placés jusqu'à  $y^+ = 20$  (Saturne (2013)).

L'hypothèse de Boussinesq est très intéressante, mais elle n'est pas toujours valide. La viscosité turbulente n'est pas isotrope dans les écoulements complexes. Cela donne aux modèles de fermeture basés sur l'hypothèse de Boussinesq des difficultés pour prédire des écoulements en forte rotation. Une autre approche plus précise peut être envisagée pour contourner ces difficultés, en se basant sur le calcul des tensions de Reynolds. En effet, elles fournissent une information supplémentaire sur l'anisotropie de l'écoulement.

### 3.2.3.4 Modèle RANS aux tensions de Reynolds

Les modèles RANS du second ordre sont plus précis mais aussi plus coûteux que ceux du premier ordre.

**Modèle RSM :** Le modèle RSM est un modèle élaboré qui appartient à cette famille développé par Launder *et al.* (1975). L'approche par viscosité turbulente est ici abandonnée (pas d'hypothèse d'isotropie) : les tensions de Reynolds sont directement calculées. Il y a donc 6 équations de transport supplémentaires à résoudre pour connaître les tensions de Reynolds  $R_{ij}$ . Ces équations s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + u_j \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} = P_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (3.23)$$

avec  $P_{ij}$  les termes de production liés à la formulation  $\phi_{ij} = -c_1(P_{ij} - \frac{2}{3}P\delta_{ij})$ , avec  $\phi_{ij}$  le terme de pression-déformation,  $D_{ij} = C_D \frac{\partial}{\partial x_l} (\frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_k u'_l} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k})$  le transport par diffusion,  $\Pi_{ij}$  le transport dû aux interactions pression/vitesse,  $\Omega_{ij}$  le transport par rotation et  $\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\varepsilon\delta_{ij}$  le taux de dissipation.

Le transport par diffusion se décompose en deux termes : la diffusion turbulente ( $D_{T,ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} [\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + P(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)]$ ) et la diffusion moléculaire ( $D_{mol,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} [\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j})]$ ). Ainsi, plusieurs termes sont exactes et ne sont donc pas modélisées ici, comme  $D_{mol,ij}$  ou encore  $P_{ij}$ .

**Modèle RSM SSG :** Le modèle SSG (Speziale *et al.* (1991)) est un modèle pour le terme de pression-déformation  $\phi_{ij}$ . Les auteurs ramènent le problème à une fonction tensorielle isotrope  $f$  satisfaisant  $\phi_{ij} = \varepsilon f_{ij}(b, \widetilde{S}, \widetilde{\Omega})$ .

Le tenseur  $b$  représente l'anisotropie des contraintes de Reynolds ( $b_{ij} = -[\frac{-\rho \overline{u'_i u'_j} + 2/3 \rho k \delta_{ij}}{2 \rho k}]$ ),  $S$  le taux de la tension moyen ( $S_{ij} = \frac{1}{2}[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}]$ ) et  $\Omega$  le tenseur du taux de rotation moyen ( $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}]$ ). Les auteurs donnent alors la forme générale de la fonctionnelle  $f$  selon ces solutions d'équilibre :

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & -C_1 \varepsilon b_{ij} + C_2 \varepsilon (b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{mn} \delta_{ij}) + C_3 k \widetilde{S}_{ij} \\ & + C_4 k (b_{ik} \widetilde{S}_{jk} + b_{jk} \widetilde{S}_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} \widetilde{S}_{mn} \delta_{ij}) + C_5 k (b_{ik} \widetilde{\Omega}_{jk} + b_{jk} \widetilde{\Omega}_{ik}) \end{aligned} \quad (3.24)$$

avec  $C_i$  coefficients variables dépendants des invariants que l'on construit à partir de  $b$ ,  $\widetilde{S}$  et  $\widetilde{\Omega}$ .

Le modèle RSM-SSG est un modèle à haut nombre de Reynolds et suit les mêmes recommandations que  $k - \varepsilon$ .

Les avantages de ce modèle sont multiples, à savoir qu'il permet de prédire correctement les écoulements complexes (écoulements fortement tourbillonnaires, etc). Cependant, beaucoup de termes sont ici encore modélisés : il est plus difficile à faire converger et ce modèle est coûteux en temps de calcul.

**Modèle EB-RSM :** D'autres variantes des modèles du deuxième ordre RSM existent, tel que  $R_{ij}$ -EB-RSM.

L'ajout par rapport au modèle RSM est la prise en compte de l'influence des parois par relaxation elliptique. Les équations sur les tensions de Reynolds sont notamment fermées grâce à l'équation de transport sur  $\epsilon$ , à savoir :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u_k \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} = \frac{C_{\epsilon 1} P - C_{\epsilon 2} \epsilon}{T} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \frac{C_{\mu}}{\sigma_{\epsilon}} \overline{u_l u_m} T \frac{\partial \epsilon}{\partial x_m} \right) + \nu \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x_k \partial x_k} + C_{\epsilon 3} \nu \frac{k}{\epsilon} \overline{u_j u_k} \left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_l} \right) \left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_l} \right) \quad (3.25)$$

avec  $C_{\epsilon 1}$ ,  $C_{\epsilon 2}$ ,  $C_{\epsilon 3}$ ,  $C_{\mu}$ ,  $\sigma_{\epsilon}$  constantes,  $\epsilon = \frac{1}{2} \epsilon_{ii}$  avec  $\epsilon_{ii} = (1 - \alpha^3) \epsilon_{ii}^w + \alpha^3 \epsilon_{ii}^h$  et  $\alpha = L^2 \Delta \alpha + 1$  coefficient de pondération elliptique. Le modèle EB-RSM est un modèle à bas nombre de Reynolds : il suit les mêmes recommandations que le modèle  $k - \omega$  SST ou encore les modèles non-linéaires.

### 3.2.4 La simulation des grandes échelles turbulentes

L'approche par simulation des grandes échelles (LES) est basée sur le concept de séparation d'échelles. Elle consiste ainsi à simuler les plus grandes échelles de la turbulence, celles qui sont porteuses de la plus grande partie de l'énergie cinétique de la turbulence, et à modéliser les plus petites échelles qui ont un caractère plus universel isotrope. On peut donc utiliser des maillages plus grossiers qu'en DNS mais plus fins que pour les modèles RANS. À noter que les plus petites échelles que l'on peut résoudre sont de l'ordre de la taille de la maille.

On considère que les plus petites échelles, qui sont dissipatives, ne sont que très peu influencées par les caractéristiques de l'écoulement. Ceci permet de construire des modèles de sous-maille, en prenant en compte tout ce qui se passe à des échelles plus petites que le maillage. Le fait de séparer les gros et les petits tourbillons vient du fait que les gros tourbillons sont fortement anisotropes et donc difficiles à modéliser. Les petits tourbillons tendent eux vers l'isotropie et sont faiblement énergétiques, devenant plus faciles à modéliser.

La LES fournit une description très fine des interactions tourbillonnaires en accédant à la dynamique instationnaire de l'écoulement, et cela pour des Re assez élevés (pas accessible en DNS). La LES permet de mieux traiter les problèmes instationnaires que les modèles RANS. Cependant, cette approche numérique est délicate à mettre en oeuvre et est très coûteuse en temps de calcul par rapport aux modèles RANS.

Le coût pour résoudre la région de proche paroi pour des Re élevés est assez important, à savoir :  $x^+ < 40$ ,  $y^+ < 1$  et  $z^+ < 20$ . Il est conseillé d'ajouter de 5 à 10 cellules en-dessous de  $y^+ = 20$  (Saturne (2013)).

La LES permet de prendre en compte les écoulements en transition, fortement décollés. Cette séparation des échelles est réalisée par l'application d'un filtre spatial à la solution exacte liée à une longueur de référence, appelée longueur de coupure.

On décompose alors toute grandeur turbulente  $f(x, t)$  en une quantité à grandes échelles  $\bar{f}(x, t)$  et en une quantité à petites échelles  $f'(x, t)$ . La décomposition de la grandeur turbulente est  $f(x, t) = \bar{f}(x, t) + f'(x, t)$  avec  $\bar{f}$  la partie filtrée. En appliquant ce filtre spatial aux équations de Navier-Stokes, on obtient alors les équations filtrées suivantes :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \bar{S}_{ij}) \quad (3.27)$$

avec  $\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$  la décomposition de Leonard avec  $L_{ij} = \overline{\overline{u_i u_j}} - \bar{u}_i \bar{u}_j$  les tensions de Leonard qui peuvent être calculées explicitement,  $C_{ij} = \overline{u'_i u'_j} + \overline{u'_j u'_i}$  les tensions croisées qui doivent être modélisées,  $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$  les tensions de sous-maille à modéliser et  $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} (\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i})$  le tenseur du taux de déformation du champ filtré.

**Modèle Smagorinsky :** Pour fermer le système, il est alors nécessaire de relier les quantités de sous-maille aux variables résolues par l'intermédiaire d'un modèle appelé modèle de sous-maille, fondée sur une hypothèse de viscosité turbulente  $\nu_t$ , avec (Smagorinsky (1963)) :

$$\nu_t = (C_s \bar{\Delta})^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (3.28)$$

où  $C_s$  est la constante du modèle. On estime généralement  $C_s \simeq 0,17$  pour une turbulence homogène isotrope.

Plusieurs inconvénients sont liés à l'utilisation du modèle Smagorinsky classique, comme la mauvaise estimation de l'énergie cinétique de la turbulence (dissipation excessive), d'un comportement parfois incorrect en proche paroi mais encore au niveau d'un écoulement en transition laminaire/turbulent.

**Modèle Smagorinsky dynamique :** Un autre modèle LES, plus récent, plus précis et utilisé dans la thèse est le modèle de Smagorinsky dynamique, où la constante du modèle s'ajuste dans l'espace et dans le temps (Germano *et al.* (1991)).

Il est basé sur une identité de Germano et utilise l'information contenue dans le champ de vitesse turbulent résolu pour évaluer le coefficient du modèle dans le but de surmonter les carences du modèle de Smagorinsky standard. Le coefficient du modèle n'est pas une valeur constante et s'ajuste automatiquement aux caractéristiques de l'écoulement, spatialement et temporellement. Dans ce modèle dynamique, on utilise deux filtres, à savoir un filtre grille, noté  $\bar{G}$  et un filtre test, noté  $\hat{T}$ . Le tenseur des contraintes turbulent, noté  $L_{ij}$ , représente alors la contribution aux contraintes de sous-maille par des échelles de longueur plus petites que la largeur du filtre test mais plus grand que la largeur du filtre grille. Cela permet à la valeur  $C_s$  du modèle de Smagorinsky de s'adapter à l'état instantané de l'écoulement selon la relation :

$$C_s^2 = \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \quad (3.29)$$

où  $M_{ij} = 2\bar{\Delta}^2 (|\hat{S}| \hat{S}_{ij} - \alpha^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij})$  et  $\alpha = \frac{\hat{\Delta}}{\bar{\Delta}}$ .

Notons que cette dernière méthode a besoin d'un filtre explicite du second degré, et par conséquent consomme plus de temps de calcul.

Le Tableau 3.1 récapitule brièvement les modèles utilisés dans la thèse.

Modèles	Types	Équations caractéristiques	Auteurs
$k - \epsilon$ standard	RANS 2 éq.	$\begin{cases} k : \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_i \partial x_j} - \epsilon \\ \epsilon : \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) \\ \nu_t : \nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \end{cases}$	Lauder et Spalding (1974)
$k - \omega$	RANS 2 éq.	$\begin{cases} k : \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \beta^* k \omega \\ \omega : \frac{\partial \omega}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] - \beta \omega^2 \\ \nu_t : \nu_t = \frac{k}{\omega} \frac{1}{\max\left(\frac{1}{\alpha^*}, \frac{\Omega F_2}{\alpha_1 \omega}\right)^2} \end{cases}$	Wilcox (1988)
$k - \omega$ SST	RANS 2 éq.	Hors/dedans couche limite : modèle $k - \epsilon/k - \omega$	Menter (1994)
$\overline{v}^2$ -f	RANS 4 éq.	$\begin{cases} k : \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_i \partial x_j} - \epsilon \\ \epsilon : \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) \\ \overline{v}^2 : \frac{\partial \overline{v}^2}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{v}^2}{\partial x_j} = k f - \frac{\overline{v}^2}{k} \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{v}^2}{\partial x_j} \right] \\ f : L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_j^2} - f = \frac{C_1 - 1}{T} \left( \frac{\overline{v}^2}{k} - \frac{2}{3} \right) - C_2 \frac{P_k}{k} \\ \nu_t : \nu_t = C_\mu \overline{v}^2 T \end{cases}$	Durbin (1993)
$\overline{v}^2$ -f $\varphi$	RANS 4 éq.	$\begin{cases} k : \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_i \partial x_j} - \epsilon \\ \epsilon : \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) \\ \varphi : \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \overline{f} - P_k \frac{\varphi}{k} + \frac{2}{k} \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\nu_t}{\sigma_\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right] \\ f : L^2 \frac{\partial^2 \overline{f}}{\partial x_j^2} - \overline{f} = \frac{C_1 - 1}{T} \left( \varphi - \frac{2}{3} \right) - C_2 \frac{P_k}{k} - 2 \frac{\nu}{k} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j^2} \\ \nu_t : \nu_t = C_\mu k \varphi T \end{cases}$	Laurence <i>et al.</i> (2005)
$\overline{v}^2$ f-BL- $\overline{v}^2/k$	RANS 4 éq.	$\begin{cases} k : \frac{\partial k}{\partial t} = P - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \epsilon : \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{C_{\epsilon 1} P - C_{\epsilon 2} \epsilon}{T} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ \varphi : \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -(1 - \alpha) \frac{\varphi \epsilon}{k} - \frac{\alpha}{T} \left( C_1 - 1 + C_2 \frac{P}{\epsilon} \right) \left( \varphi - \frac{2}{3} \right) - P_k \frac{\varphi}{k} \\ \quad + \frac{2}{k} \left( \alpha \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varphi} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right] \\ f : f = -(1 - \alpha) \frac{\varphi \epsilon}{k} - \frac{\alpha}{T} \left( C_1 - 1 + C_2 \frac{P}{\epsilon} \right) \left( \varphi - \frac{2}{3} \right) \end{cases}$	Billard <i>et al.</i> (2008)
RSM-SSG	RANS 6 éq.	$\left\{ R_{ij} : \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + u_j \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} = P_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij} - \epsilon_{ij} \right.$	Speziale <i>et al.</i> (1991)
$R_{ij}$ -EB-RSM	RANS 6 éq.	$\left\{ R_{ij} : \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + u_j \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} = P_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij} - \epsilon_{ij} \right.$ $\left. \epsilon : \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u_k \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} = \frac{C_{\epsilon 1} P - C_{\epsilon 2} \epsilon}{T} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{C_\mu}{\sigma_\epsilon} \overline{u_i} \overline{u_m} T \frac{\partial \epsilon}{\partial x_m} \right) + \nu \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x_k \partial x_k} \right.$ $\left. + C_{\epsilon 3} \nu \frac{k}{\epsilon} \overline{u_j} \overline{u_k} \left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_l} \right) \times \left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_l} \right) \right.$	Manceau et Hanjalić (2002)
Smagorinsky	LES	$\left\{ \nu_t : \nu_t = (C_S \Delta)^2 \sqrt{2 \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij}} \right.$ $\left. C_s : C_s = \frac{1}{\pi} \left( \frac{3 C_k}{2} \right)^{-3/4} \sqrt{\frac{\langle \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij} \rangle^{3/2}}{\langle \overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij} \rangle^{3/2}}} \right.$	Smagorinsky (1963)
Smagorinsky dynamique	LES	$\left\{ C_s : C_s^2 = \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \right.$	Germano <i>et al.</i> (1991)

Tableau 3.1: Récapitulatif des modèles de turbulence utilisés.

Nous allons maintenant décrire les problèmes posés par la modélisation de la turbulence dans les systèmes mobiles.

### 3.3 Problèmes posés par la modélisation de la turbulence dans les systèmes tournants

#### 3.3.1 Équation de Navier-Stokes en référentiel tournant

Si l'on veut résoudre les équations de conservation dans un repère tournant à une vitesse angulaire  $\omega$ , deux termes sources doivent être ajoutés : le premier représente la force centrifuge,  $f_{ce} = -\vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{x})$  (avec  $\vec{x}$  la position d'une particule) et le second la force de Coriolis,  $f_{co} = -2\vec{\omega} \wedge \vec{u}$ .

L'équation décrivant le mouvement d'un fluide incompressible dans un référentiel en rotation constante par rapport au référentiel galiléen est donnée par :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{u} - \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{x}) - 2\vec{\omega} \wedge \vec{u} \quad (3.30)$$

La force centrifuge est orientée dans la direction radiale vers l'extérieur et est indépendante de l'écoulement, comme la gravité. La force de Coriolis agit pour sa part perpendiculairement au plan engendrée par  $\vec{\omega}$  et  $\vec{u}$ . À l'inverse de la force centrifuge, la force de Coriolis interagit avec la vitesse dans le référentiel tournant, sans apport d'énergie toutefois.

On les qualifie plutôt de pseudo-forces car elles n'interviennent dans le bilan de quantité de mouvement que pour compenser le fait que l'on s'est placé dans un référentiel non-galiléen en rotation pour décrire le mouvement.

#### 3.3.2 Équations statistiques de la turbulence en référentiel tournant

Le changement de référentiel qui décrit la turbulence suivant l'approche statistique s'écrit dans un référentiel tournant :

$$\frac{\partial \overline{\vec{u}}}{\partial t} + \overline{\vec{u}} \cdot \vec{\nabla} \overline{\vec{u}} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \overline{p} + \nu \nabla^2 \overline{\vec{u}} - \vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{x}) - 2\vec{\omega} \wedge \overline{\vec{u}} - \nabla^2 \overline{\vec{u}} \quad (3.31)$$

avec  $\overline{\vec{u}} = Q^T(\overline{\vec{u}} + \vec{\omega} \wedge \vec{x})$  la vitesse moyenne dans un référentiel tournant et  $Q$  est une matrice orthogonale, définie comme  $QQ^T = Q^TQ = I$ .

L'équation de transport (écrite en notation indicelle) est alors construite à partir de l'équation des fluctuations de vitesse dans le référentiel en rotation :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j - \overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} - 2\omega u'_j + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) \quad (3.32)$$

On retrouve que la force de Coriolis a un effet direct sur le champ fluctuant, ce qui n'est pas le cas de la force centrifuge.

Nous allons maintenant nous intéresser à la démarche de modélisation qu'il est important d'examiner lorsque l'on s'intéresse à la simulation des écoulements en rotation.



### 3.3.3 Contraintes de modélisation de la turbulence dans un système tournant

La rotation d'ensemble a des effets importants sur la turbulence. Le changement de référentiel est quasi-systématiquement utilisé pour l'étude de ces écoulements.

Les écoulements turbulents en cavité rotor-stator de faible rapport d'aspect avec flux axial imposé sont des écoulements complexes sous bien des aspects selon Poncet (2005). On peut noter que le modèle RSM utilisé ici est celui développé par Elena et Schiestel (1996). Ainsi,

- De très fines couches limites se développent sur le rotor et sur le stator dues à la rotation et au confinement. Cela nécessite d'avoir un maillage fin près des parois pour décrire correctement les couches limites et impose l'utilisation d'un modèle à bas nombre de Reynolds,
- On peut trouver, dans ces écoulements, des zones turbulentes d'intensité variable jusqu'à être même parfois laminarisées. Le modèle à bas nombre de Reynolds doit donc pouvoir aussi bien décrire des zones laminarisées dans le coeur de l'écoulement que les sous-couches visqueuses près des parois,
- Le confinement peut engendrer de forts différentiels de vitesse dans certaines zones, tout comme un flux imposé dans le domaine étudié peut générer de forts gradients près des zones d'entrée et de sortie du fluide,
- Une forte rotation peut influencer sur l'intensité turbulente du fluide, de part l'action combinée des termes de Coriolis et des termes centrifuges,
- Le choix des conditions limites est difficile et doit se faire avec précaution.

Poncet (2005) ajoute qu'il ne faut pas utiliser des modèles de turbulence trop simples si on souhaite déterminer autre chose que le champ moyen pour des écoulements aussi complexes. Ainsi, les modèles de type longueur de mélange ne sont pas sensibles aux effets de la rotation (il n'y a aucun terme nouveau dans la formulation de ces modèles lorsqu'on se place en repère tournant, où seule une correction empirique est ajoutée). Même si les modèles à zéro équation sont faciles à mettre en oeuvre et sont peu coûteux, ils ont pour réputation de mal décrire le champ turbulent. Ils sont souvent limités à l'usage industriel pour une première approche. La même constatation peut être faite pour les modèles à une équation de transport. Il est conseillé d'utiliser plutôt des modèles à deux équations de transport, tel que le modèle  $k - \epsilon$  (ne rend pas souvent compte des effets de la rotation) ou encore le modèle  $k - \omega$ . Ces modèles sont assez simples et donnent des résultats corrects, même s'ils peuvent reproduire assez mal les écoulements complexes, notamment  $k - \epsilon$ . L'utilisation de fermetures d'ordre plus élevé peut permettre de mieux prendre en compte les effets de la rotation. Le modèle RSM améliore significativement les prévisions de l'épaisseur de la couche d'Ekman, du coefficient d'entraînement du fluide et surtout des intensités turbulentes par rapport au modèle  $k - \epsilon$ . Le modèle RSM offre un niveau de fermeture adéquat pour décrire les champs moyens et turbulent d'écoulements aussi complexes ; il semble donc être le mieux adapté pour l'étude de ces écoulements. Il peut être utilisé en toute confiance, même pour des forts flux centripètes et centrifuges et pour des forts taux de rotation. Le problème reste cependant que les calculs utilisant les modèles de turbulence RSM sont assez longs et difficiles à faire converger.

Selon De Laage de Meux (2012), les effets les mieux compris de la rotation sur un écoulement turbulent sont d'une part la réduction des transferts énergétiques et d'autre part l'effet tantôt stabilisant tantôt déstabilisant de la rotation sur un écoulement cisailé.

Deux principales contraintes restent cependant spécifiques à la modélisation des écoulements en rotation : la première est la consistance de la modélisation lors du changement de référentiel ; la seconde est l'utilisation des modèles de turbulence pour décrire ces écoulements.

Il propose dans sa thèse des corrections dans les modèles de turbulence afin d'y remédier dans Code\_Saturne 3.0 ainsi que des corrections pour les lois de parois (pour les modèles à haut nombre de Reynolds), souvent mises à mal dans les écoulements en rotation. Il montre que, pour les modèles du premier ordre, les meilleurs résultats sont donnés par le modèle  $k - \omega$  SST (avec l'ajout de corrections prenant en compte la rotation). Pour les modèles du second ordre, De Laage de Meux (2012) montre que le modèle RANS  $R_{ij}$ -EB-RSM est meilleur que les autres modèles RANS, en se servant à la base du calcul  $k - \omega$  SST. Avec une fermeture du second ordre, l'anisotropie du tenseur de Reynolds n'est pas fixée, contrairement au modèle  $k - \omega$  SST.

Le modèle EB-RSM apporte, en plus du modèle SSG (qui reproduit correctement l'instabilité Coriolis-cisaillement), une modélisation des effets de paroi sur la turbulence en intégrant les équations jusqu'au bord du domaine par traitement de proche paroi par pondération elliptique (Manceau et Hanjalić (2002)). Cette modélisation ne demande alors aucune modification dans un référentiel tournant. Actuellement, de plus en plus de calculs numériques en cavité tournante se font avec l'utilisation de la simulation LES (Hadziabdić *et al.* (2013) et Poncet *et al.* (2014)). Ce type de calcul permet de mieux capter numériquement les différents régimes de turbulence que l'on peut trouver pour différentes vitesses de rotation et différentes vitesses axiales.

Enfin, plusieurs possibilités peuvent être envisagées pour prendre en compte la rotation du rotor par rapport au stator fixe. L'approche classique de mise en rotation sur les conditions limites des parois du rotor peut être utilisée, ainsi que celle du repère tournant (privilegié dans le cadre de la thèse) ou encore celle des maillages glissants.

#### 3.3.3.1 Le modèle classique de mise en rotation du rotor

Ce modèle consiste à représenter exactement ce qui se passe dans les essais, à savoir la mise en rotation directe du rotor. Le repère est fixe et une vitesse de rotation  $\omega$  est imposée directement en condition limite au rotor. Un inconvénient de cette modélisation réside dans le traitement de la turbulence en paroi : la vitesse normale à la paroi est annulée. Pour un rotor lisse, il n'y aurait pas eu vraiment de contre indication à lancer ce type de calcul ; l'utilisation d'une condition limite sur les parois du rotor avec présence d'encoches entraînerait des calculs rédhitoires dans l'espace interpolaire, ce qui exclue son utilisation dans notre travail.

#### 3.3.3.2 Le modèle du repère tournant, dit « frozen rotor »

Ce modèle fait tourner directement le référentiel à la place du rotor, qui reste ainsi fixe (dans le repère relatif). Une condition de contre-rotation est appliquée au domaine « statique » afin que ce domaine ne tourne pas dans le repère absolue. Cette méthode a l'avantage d'être robuste et donne des résultats très acceptables, d'autant plus que l'interaction rotor/stator est faible. Elle l'est d'autant plus que la taille d'entrefer est grande. Généralement, l'interaction se fait ressentir pour  $\eta > 0,8$  : elle est aussi liée avec l'augmentation de la vitesse de rotation. Les effets transitoires ne sont pas inclus sur l'interface de changement de repère. Par conséquent, si l'hypothèse de quasi-stationnarité n'est pas applicable, l'erreur peut devenir importante.

Enfin, des prédictions inadéquates de la physique pour des valeurs de flux locaux peuvent être rencontrées ainsi que des sensibilités de résultats selon la position relative du rotor et du stator, selon que ces derniers s'influencent mutuellement ou non.

L'application de cette méthode devient donc délicate en présence d'un stator, sauf si ce dernier est lisse. Dans notre cas, il n'y a donc pas de problème à utiliser le frozen rotor puisque le stator n'a pas d'encoches.

#### 3.3.3.3 Le modèle des maillages glissants, dit « sliding mesh »

Le modèle des maillages glissants est aussi utilisé afin de traiter le caractère instationnaire de l'écoulement. Le modèle du maillage glissant est le seul à pouvoir être utilisé lorsque l'interaction rotor-stator est forte, et notamment lorsque chacun des deux domaines est encoché.

Deux zones distinctes doivent être créées pour le rotor et le stator dans ce modèle. Une interface sépare dans ce cas la partie mobile et la partie fixe. Ces zones peuvent avoir une forme quelconque et des maillages différents. Cependant, il est important que les cellules de ces deux maillages soient positionnées en vis-à-vis afin de perdre le moins d'informations possibles. Les deux parties peuvent alors glisser l'une par rapport à l'autre selon cette interface de maillage. Ainsi, à chaque pas de temps, le rotor glisse par rapport au stator. Cette méthode a ainsi pour avantage de limiter les zones d'interaction des deux maillages grâce à cette frontière : le passage d'information d'une maille à une autre s'effectue sur cette ligne commune.

Cette méthode n'a pas été choisie ici notamment parce qu'elle prend beaucoup plus de temps à être mise en oeuvre en comparaison avec l'approche du repère tournant. Enfin, un autre inconvénient non-négligeable de cette modèle est l'interpolation nécessaire à réaliser à l'interface entre le maillage fixe (stator) et le maillage tournant (rotor) des variables calculées, pouvant donner au final des prédictions erronées.

## 3.4 Couplage aérothermique

Deux principales techniques de couplage fluide-thermique sont ici présentées. La première technique consiste à utiliser un code CFD unique où seule l'équation de chaleur est utilisée dans le solide (précis mais coûteux en temps). Cette méthode du transfert conjugué de chaleur qui résout simultanément les problèmes fluide et solide (dit couplage fort) est peu utilisée car un seul système d'équations est résolu (Chemin (2006)). Cette approche permet de décrire avec précision toutes les interactions entre les deux milieux mais est difficile à mettre en oeuvre. L'intégration temporelle se fait en plus au pas de temps fluide, ce qui est très long.

La seconde solution se fonde sur un code adapté pour chaque domaine (profitant des développements spécifiques de chaque code). Cette méthode du couplage de codes en résolvant les problèmes fluide et solide de façon totalement indépendante est plus utilisée (dit couplage faible). Le couplage est évalué à l'interface entre les 2 milieux au moyen de conditions limites dites « de raccord ». Le couplage est plus stable et suscite moins d'efforts que le précédent (gain en souplesse). La Figure 3.4 présente la différence entre un couplage faible et fort.

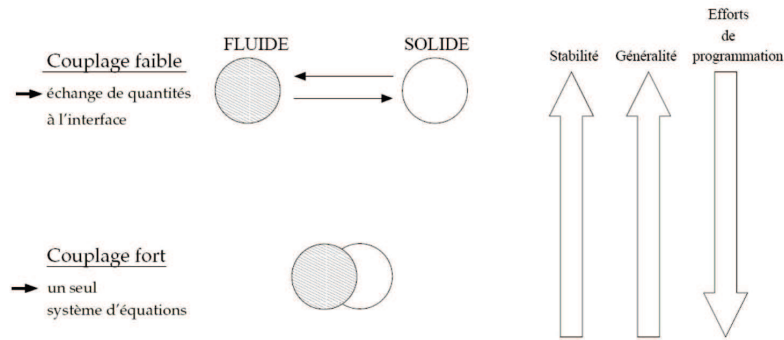


Figure 3.4: Différentes approches du couplage (Chemin (2006)).

Nous allons présenter par la suite les différentes possibilités de discrétisation de l'équation de la chaleur dans le solide, donnée ci-dessous :

$$\operatorname{div}(\lambda \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} T) + P = \rho C_p \frac{dT}{dt} \quad (3.33)$$

Les modèles thermiques analytiques pour les applications machines électriques sont fort appréciés. Le but recherché ici est de fournir une évaluation précise des températures dans les différentes parties de la machine tout en donnant des calculs rapides à la fois.

### 3.4.1 Outils de modélisation thermique

Les outils majeurs de la modélisation thermique des machines électriques utilisent principalement deux méthodes de calculs : la méthode nodale, déjà ancienne et toujours d'actualité, et la méthode des éléments finis (EF). La méthode nodale est répandue car elle nécessite moins de temps de calcul ; l'espace mémoire des machines de calcul nécessaire est réduit. La méthode des éléments finis permet d'étudier des structures plus complexes et d'offrir plus d'informations locales dans chaque partie de la structure. Elle permet également des couplages avec d'autres problèmes physiques (magnétique, CFD) dans la même machine. Une dernière méthode récente est aussi présentée, dite méthode FIT.

#### 3.4.1.1 Méthode nodale

Cette méthode permet de modéliser des problèmes aérothermiques. Elle est très intéressante dans la mesure où elle nécessite une capacité mémoire réduite et permet d'obtenir des résultats en un temps relativement court. Elle consiste, après avoir effectué l'analyse des phénomènes physiques impliqués dans le système, à écrire un ensemble d'équations algébriques, formées à partir d'analogies électriques. Plusieurs auteurs l'ont déjà utilisé, dont notamment Fasquelle (2007) ou Bornschlegell (2012) afin d'optimiser notamment l'étude aérothermique d'un alternateur à pôles saillants.

Cette méthode résout l'équation de la chaleur sous forme matricielle :

$$[C] \frac{d[T]}{dt} = [G] \cdot [T] + [P] \quad (3.34)$$

avec  $C$  la matrice diagonale des capacités,  $G$  la matrice des conductances,  $T$  le vecteur colonne de température et  $P$  le vecteur colonne des sources de chaleur.

La méthode nodale repose sur une bonne définition de la matrice des conductances  $G$ . Les conductances peuvent être de conduction, de convection, de rayonnement ou fluide.

Ce type de modélisation peut présenter certains avantages pour modéliser une machine complète avec prise en compte simultanée du circuit de refroidissement et de la partie thermique solide ; et cela sur un maillage plus grossier que celui nécessaire à un calcul couplé thermique solide/thermique fluide (fortement limité par la résolution du problème fluide).

Il faut alors procéder à un découpage de la machine suffisamment fin afin d'identifier les points chauds, même si ces derniers sont lissés par la méthode. Comme nous nous intéressons prioritairement dans la thèse à l'étude précise des points chauds, nous n'avons pas considéré cette méthode.

#### 3.4.1.2 Méthode FIT

Une méthode numérique, dite « Finite Integration Technique » (FIT), permet d'obtenir un modèle thermique simple et efficace d'une géométrie quelconque. Elle résout aussi les équations différentielles de la chaleur : elle fut introduite par Weiland (1977) pour traiter un problème en électromagnétique dans lequel la technique est appliquée sur l'ensemble des équations de Maxwell dans leurs formes intégrales.

La méthode FIT a été également utilisée dans la thèse de Idoughi (2011) : elle a permis d'obtenir le calcul correct de la température maximale en utilisant des modèles thermiques équivalents d'une simple encoche de machine électrique. Les équations thermiques ont été transformées de leur forme différentielle en équations matricielles, en passant par une discrétisation de leur forme intégrale. L'équation de la chaleur s'écrit alors dans ce cas sous la forme :

$$-\tilde{D}M_{\lambda}\tilde{D}^tT + P = C\frac{dT}{dt} \quad (3.35)$$

avec  $\tilde{D}$  la matrice d'incidence volume-facettes représentant l'opérateur divergence discret (lié à l'équation  $div(\vec{\varphi}) = \vec{0}$  d'où matriciellement  $\tilde{D}\varphi_f = 0$ ), la matrice diagonale  $M_{\lambda}$  de la conductivité thermique locale,  $P$  le vecteur des sources de chaleur et  $C$  la matrice des capacités thermiques.

Une fois les paramètres thermiques déterminés pour chaque modèle, l'utilisateur peut retenir un seul noeud où il souhaite plus particulièrement étudier la valeur de la température. Cette méthode est beaucoup plus puissante que la méthode nodale : en effet, si la géométrie change, le modèle nodale doit être totalement modifié puisqu'elle n'est valable que pour un cas précis, au contraire de la FIT où l'on ne doit simplement modifier que la matrice  $M_{\lambda}$ . Enfin, il est très difficile d'obtenir des températures maximales précises avec la méthode nodale, ce qui n'est plus vraiment le cas avec la méthode FIT.

Cependant, cette approche n'a pas été choisie ici car elle fonctionne bien à l'heure actuelle pour des géométries/maillages de forme simple (Alotto *et al.* (2013)), mais aucune réelle étude à notre connaissance n'a été réalisée pour des géométries plus complexes. Un autre inconvénient de la méthode FIT est la dépendance du pas de temps à la taille des cellules du maillage (condition CFL) : ainsi, plus le maillage est petit (comme dans notre étude), plus le pas de temps sera significativement petit et plus le temps de simulation sera long.

### 3.4.1.3 Méthode des éléments finis

Le principal outil numérique développé par EDF pour la résolution des problèmes thermiques dans un solide est le code open-source SYRTHES. Les équations de conservation y sont discrétisées par éléments finis qui sont bien adaptés aux géométries complexes. Les avantages et les inconvénients à utiliser cette approche par rapport aux volumes finis sont donnés en **Annexe C**.

La méthode des éléments finis (FEM) est largement utilisée de nos jours pour ses possibilités de calcul de la distribution de température avec grande précision ainsi que pour les différents couplages possibles. Les régions à forts gradients de température ou encore les petites épaisseurs doivent faire l'objet d'un maillage particulièrement fin.

La difficulté majeure en utilisant la méthode FEM est de tenir compte des couches fines dans certaines parties de la machine lors de l'étude du problème thermique d'une machine électrique en 3D et de prendre en compte l'éventuel échauffement du liquide de refroidissement (Glises (1998)).

Pour résoudre l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis, la méthode des résidus pondérés dans la formulation de Galerkin est ici utilisée sous forme de formulation intégrale faible. Cette méthode de discrétisation est caractérisée par le type d'approximation du champ de température  $T$  et par le choix des fonctions de pondération  $\psi$ .

La formulation intégrale faible du problème thermique s'écrit alors :

$$\int_V \psi \cdot \rho C_p T dV + \int_V \overrightarrow{\text{grad}} \psi \cdot \lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}} T dV - \int_S \psi (\varphi_{\text{conv}} + \varphi_{\text{ray}}) dS - \int_V \psi P dV = 0 \quad (3.36)$$

Cette équation doit être vérifiée pour toute fonction test  $\psi$ . Les fonctions de base polynomiales sont généralement utilisées pour discrétiser le problème.

### 3.4.2 Couplage des éléments finis avec les volumes finis (CHT)

Le CHT permet de coupler un calcul fluide (CFD) avec un calcul thermique dans un solide. Le modèle à deux échelles de vitesse a été privilégié en CFD dans notre travail :  $u_k = C_\mu^{1/4} k^{1/2}$  représente la vitesse liée à l'énergie cinétique de la turbulence (avec  $C_\mu = 0,09$ ) et  $u_\tau$  la vitesse de frottement en paroi.

Dans la majorité des cas, il est nécessaire d'effectuer un calcul couplé entre le code fluide et le code thermique afin d'avoir accès au champ de température solide, mais encore faut-il imposer les bonnes conditions aux limites à la frontière du solide. Le temps de diffusion fluide ( $t_f = P_r \frac{D_h}{U}$ ) est très petit par rapport au temps de diffusion solide ( $t_s = \frac{\rho C_p R_i^2}{\lambda}$ ), d'où l'intérêt d'utiliser un couplage faible. En effet, une évolution significative de l'état thermique de la structure correspond à un temps extrêmement long du point de vue du fluide.

SYRTHES a été conçu pour que la méthodologie soit identique lors de la réalisation d'un calcul, qu'il s'agisse d'un calcul solide uniquement ou d'un calcul couplé fluide/solide. Il a été décidé de proposer un module thermique solide le plus découplé possible. Les domaines fluide et solide sont maillés de façon totalement indépendante. L'efficacité de l'étude de ces points chauds dépend ici de la finesse du maillage : une étude de la sensibilité au maillage doit être indépendamment réalisée, à la fois en CFD et en thermique. Les tailles de maille, solide et fluide, doivent être proches le plus possible l'une de l'autre à l'interface.

L'utilisateur a le choix d'imposer des conditions aux limites de type flux ou coefficient d'échange sur les noeuds ou sur les faces de son maillage. Concernant la condition de type Dirichlet, elle est toujours imposée sur les noeuds du maillage (quel que soit le choix qui est fait pour les autres types de conditions).

Des maillages distincts sont utilisés, sans obligation qu'il y ait coïncidence des deux domaines à l'interface. Pour chaque noeud du maillage de conduction, on recherche le point appartenant à la surface fluide le plus proche ; et inversement, pour chaque noeud du maillage fluide, on recherche le point de la surface du maillage solide le plus proche. La température solide ou le couple température fluide/coefficient d'échange sont ensuite interpolés en ce point et transférés.

Ainsi, à l'itération  $n - 1$ , on suppose les températures fluides  $T_f^{n-1}$  et de peau  $T_s^{n-1}$  connues au centre de la cellule du maillage fluide et au noeud du maillage solide. Code\_Saturne fait passer une loi logarithmique (ou une loi linéaire si le maillage est suffisamment fin) dans la cellule pariétale pour en déduire le flux à la paroi et donc le coefficient d'échange  $h^{n-1}$ . Code\_Saturne envoie  $T_f^{n-1}$  et  $h^{n-1}$  à SYRTHES qui s'en sert pour calculer  $T_s^n$ . Dans le même temps, à partir de ce même flux, Code\_Saturne calcule  $T_f^n$ . Le coefficient d'échange  $h^{n-1}$  est calculé comme :

$$h^{(n-1)} = \frac{\rho^{(n-1)} C_p^{(n-1)} u_\tau^{(n-1)}}{T^{+(n-1)}} \quad (3.37)$$

avec  $T^+ = \frac{T - T_{\text{amb}}}{T^*}$  et  $T^* = -\frac{\varphi}{\rho C_p u_k}$  (Archambeau *et al.* (2004)).

La continuité des températures à l'interface est ré-écrite sous forme de flux :

$$\varphi_s^{(n-1)} = h^{(n-1)} (T_f^{(n-1)} - T_s^{(n)}) \quad (3.38)$$

$$\varphi_f^{(n-1)} = h^{(n-1)} (T_s^{(n-1)} - T_f^{(n)}) \quad (3.39)$$

Il y a ainsi conservation du flux à l'interface : on calcule le flux sur la surface fluide en contact avec le solide, on réalise les interpolations sur le solide et on recalcule le flux qui est arrivé sur le solide. Il y a un recalage par une règle proportionnelle (qui peut entraîner des pertes d'informations non négligeables) si les noeuds ne correspondent pas. Au pas de temps  $n$ , les deux codes résolvent leurs équations de manière indépendante en utilisant les informations obtenues au pas de temps précédent. Chaque code possède un indicateur d'arrêt qui met fin au calcul et le transmet à l'autre code. Les systèmes étant résolus, on passe alors à l'itération suivante. Un schéma récapitulatif est donné en fin d'**Annexe C**.

## Chapitre 4

# Étude d'un jet de paroi confiné relâché sur une marche descendante sans rotation

L'étude du cas de la marche descendante est une première approche, sans rotation, dont le but est de comprendre et d'analyser un jet de paroi confiné relâché. Cette étude est intéressante puisque le cas même de la marche ressemble à un demi-pôle de rotor d'un alternateur hydraulique et que ce type de jet peut être trouvé dans cette machine.

L'objectif de cette étude est double : valider les modèles numériques avec les résultats obtenus lors des essais et trouver le meilleur compromis entre la rapidité des calculs et la précision des résultats. Des comparaisons et des corrélations sont données entre l'écoulement d'air et ses effets sur le refroidissement d'une plaque chauffée (point chaud, longueur de recirculation, etc) en aval de la marche. Une méthode inverse sera utilisée pour remonter aux transferts de chaleur à partir du champ de température mesuré par thermographie infrarouge.

### 4.1 Description expérimentale

Plusieurs essais sont présentés. Le premier est réalisé sur une maquette en plexiglass, dite « dynamique », qui permet des mesures PIV/SPIV. L'objectif est ici de comprendre la structure de l'écoulement ainsi que l'influence de la géométrie de la marche sur le fluide. Puis nous nous intéresserons aux effets de ce même écoulement sur une plaque chauffée en aval de la marche dans une seconde maquette. L'objectif est ici de corréler l'écoulement de l'air avec le refroidissement de la plaque de la maquette, dite « aérothermique ». Pour les deux essais, des comparaisons entre les résultats expérimentaux et numériques sont réalisées.

#### **Maquette dynamique :**

La mise en place des essais PIV pour l'étude de la marche descendante non-confinée est présentée dans la Figure 4.1 et a été décrite plus précisément par Nguyen et Harmand (2015).

Plusieurs régions ont été choisies afin d'étudier le jet de paroi et comprendre son influence sur l'écoulement en aval de la marche descendante. L'origine du système de coordonnées se trouve ici aussi au niveau du pied de la marche.



La région 1 se concentre sur l'analyse d'un écoulement de canal en sortie de buse et de la formation d'un jet de paroi en aval : on se base ici sur la vitesse maximale du jet  $U_j$  et le diamètre de la buse  $D_j$  (avec  $D_h \simeq 2D_j$ ), puisque c'est la buse qui va influencer cette région.

La région 2 se concentre sur l'analyse de l'écoulement en aval de la marche descendante : on se base ici sur la vitesse maximale du jet,  $U_m$ , à  $x/h = 0$  et sur la hauteur de la marche  $h$ , puisque c'est la hauteur de marche qui va influencer cette région de l'écoulement. Dans tous les cas, les particules transportées se déplacent sur une très longue distance par rapport aux plus larges structures d'écoulement. Ainsi, les champs de vitesse obtenus par paires d'images PIV sont statistiquement indépendants.

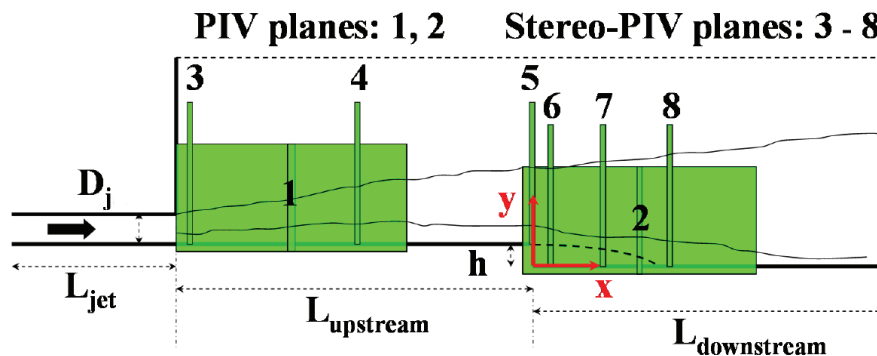


Figure 4.1: Localisation des zones de mesure PIV.

La stereo-PIV, munie de 2 caméras CCD à  $45^\circ$ , a été utilisée afin de mesurer les 3 composantes de la vitesse dans la région 3 à environ  $1D_j$  ( $x/h = -32$ ) en aval de la buse, afin de vérifier que l'écoulement soit pleinement développé et éventuellement bidimensionnel. La région 4 a été aussi analysée par SPIV à  $x/h = -19,3$ , c'est à dire à  $10 D_j$  en aval de la buse. Les plans 5, 6, 7 et 8 ont été placés à  $x/h = 0, 2, 4$  et  $6$  respectivement en aval de la marche.

#### Maquette aérothermique :

Les mesures de vitesse sont réalisées par fil chaud. La vitesse maximale du jet est  $U_j = 19,62 \text{ m.s}^{-1}$  et celle au niveau de la marche ( $x/h = 0$ ) de  $U_m = 13,21 \text{ m.s}^{-1}$ . La caméra infrarouge a été utilisée en aval de la marche en face de la plaque chauffée afin de mesurer sa température.

## 4.2 Étude numérique

### Modélisation de la maquette dynamique

Les principales dimensions de la maquette sont les suivantes : la hauteur de la buse est  $D_j = 21 \text{ mm}$  et la hauteur de la marche  $h = 15 \text{ mm}$ . La longueur de l'aval de la marche de  $30h$ . La largeur de la géométrie est  $L_z = 168 \text{ mm}$ .

### Conditions aux limites :

Le choix de la taille du domaine de calcul s'est appuyé sur l'étude LES menée par Dejoan et Leschziner (2005). Selon Nie et Armaly (2002) et Piiro *et al.* (2007), le domaine doit être plus grand que celui que l'on peut trouver dans les simulations numériques en confiné pour éviter un écoulement purement numérique qui peut se trouver en sortie de calcul.

Ainsi, la hauteur de la direction verticale a été augmentée artificiellement ( $15h$ ) pour garantir l'innocuité des conditions aux limites sur les résultats. À l'entrée du domaine de calcul, un profil uniforme de vitesse a été appliqué avec un taux de turbulence de 4%, correspondant à celui trouvé expérimentalement. En sortie du domaine, une condition de Dirichlet sur la pression a été appliquée en imposant une pression égale à la pression atmosphérique. Enfin, sur les parois latérales et de dessous, une condition d'adhérence est imposée. Les conditions aux limites sont indiquées sur la Figure 4.2.

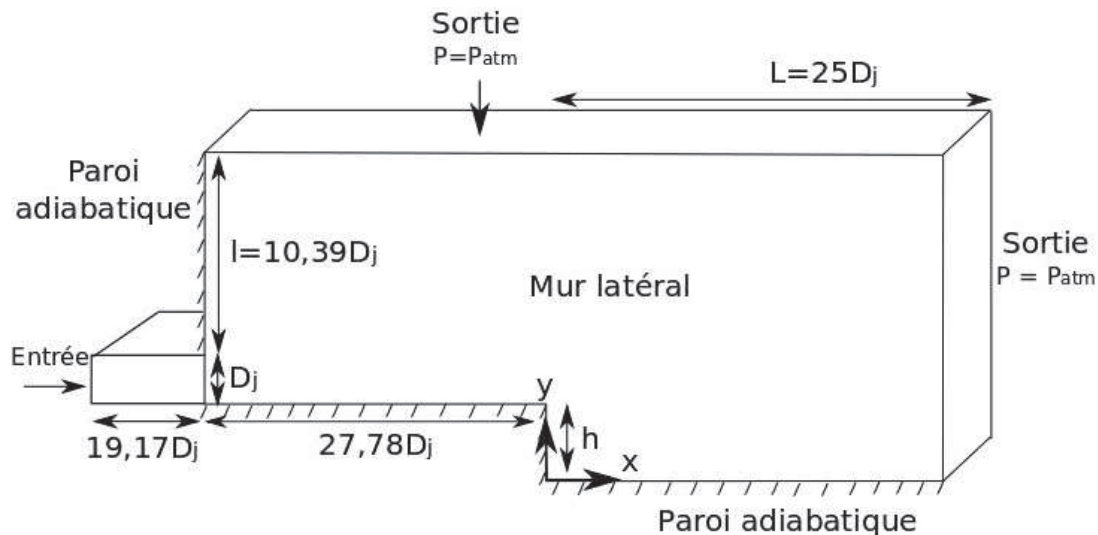


Figure 4.2: Conditions aux limites utilisées lors des simulations CFD de la maquette dynamique.

### Maillage :

Le maillage multi-blocs a été réalisé sur la plateforme SALOME. Ce dernier comporte 12,4 millions de cellules (Figure 4.3). Pour l'ensemble des simulations, la taille des cellules respectent  $\Delta x^+ < 30$ ,  $\Delta y^+ \leq 1$  et  $\Delta z^+ < 30$ . Elle est très proche de la taille des cellules préconisée par De Laage de Meux (2012) pour l'utilisation du modèle de turbulence LES. Plusieurs tests de sensibilité ont été réalisés sur le maillage afin qu'il n'y ait aucun effet de la discrétisation spatiale sur les résultats finaux.

### Modèles de turbulence :

Un benchmark est réalisé entre différents codes numériques CFD, au moyen du logiciel commercial FLUENT et du logiciel open-source Code\_Saturne. Les simulations numériques présentées ont recours aux modèles de turbulence du second ordre URANS RSM pour le logiciel FLUENT (réalisée par Nguyen et Harmand (2015)) et de la LES avec le modèle d'échelle de sous-maille dynamique (Germano *et al.* (1991)) pour le logiciel Code\_Saturne.

### Paramètres numériques :

Le nombre de Courant est proche de 1 : dans Code\_Saturne, le schéma de résolution est implicite. Ceci veut dire que la condition CFL n'a pas à être strictement vérifiée. On considère néanmoins que le calcul est stable dès lors que le nombre de Courant est situé dans la gamme 1-7 (idéalement autour de 1).

Il a été nécessaire de réaliser environ 80 000 itérations afin que la turbulence soit tout d'abord pleinement développée (pour un pas de temps de  $5 \times 10^{-6}$  s afin que le nombre de Courant soit inférieur à 1) avec  $t_0 > 4 \times t_L = 0,316$  s, où  $t_L = L/U_0$  avec  $L$  la longueur du domaine et  $U_0$  la vitesse d'entrée minimale étudiée. Puis 200 000 nouvelles itérations ont été réalisées dans le but de garantir la stationnarité statistique des résultats. Pour toutes les simulations, la convergence a été atteinte lorsque les résidus sont en-dessous de  $10^{-5}$  pour chaque paramètre étudié. Le temps de calcul pour le modèle LES (Code\_Saturne) s'est élevé à environ 20 jours complets de calculs numériques avec 180 noeuds sur le cluster Ivanoe d'EDF. Le temps de calcul pour le modèle RSM (FLUENT) a été approximativement de 2 heures pour 100 itérations. Cette simulation a été réalisée sur 4 noeuds du cluster Fortune.

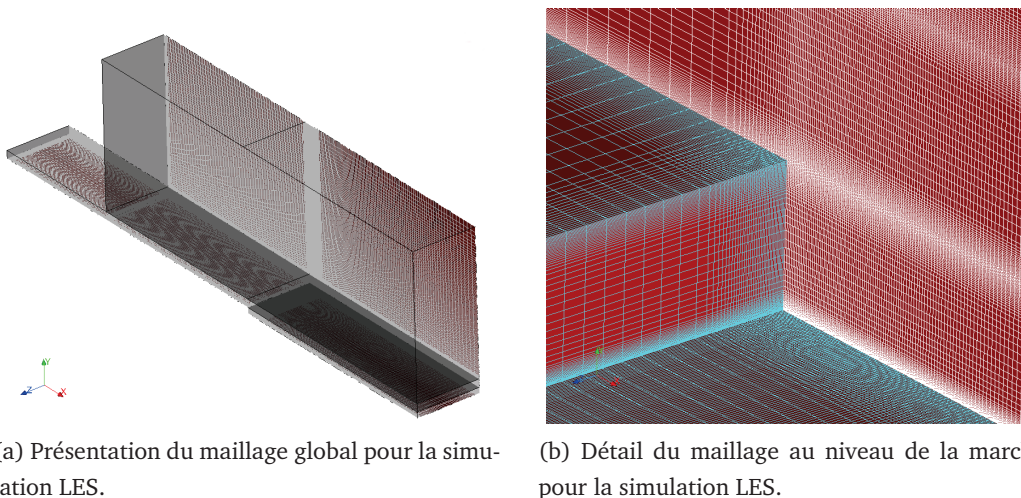


Figure 4.3: Présentation du maillage pour les différentes simulations numériques réalisées.

### Modélisation de la maquette aérothermique

Des dimensions proches de celles de la maquette « dynamique » ont été utilisées. La hauteur  $l$  est fixée à  $10,39D_j$  et la longueur  $L$  à  $25D_j$  dans les simulations numériques : seules la hauteur de la buse ( $D_j = 0,018$  m) et la largeur de la maquette ( $L_z = 0,170$  m) diffèrent légèrement, du fait de leur construction. La longueur de la plaque chauffante est conservée : la longueur restante, qui a été créée à cause de l'agrandissement artificiel numérique, est adiabatique.

#### Conditions aux limites :

Un flux de  $\varphi = 2185 \text{ W.m}^{-2}$  a été ici imposé en plus en aval de la marche par rapport à la maquette dynamique, en prenant en compte les pertes latérales et celles sous la maquette. Ces pertes ont été réduites et estimées par l'utilisation d'isolants et de capteurs de flux. Un agrandissement artificiel a été réalisé dans la géométrie en haut et à la sortie de la marche pour éviter que les conditions aux limites ne viennent perturber les résultats en aval de la marche. Les conditions aux limites sont similaires à celles imposées dans le cas de la maquette « dynamique » (Figure 4.4). La seule différence est l'utilisation d'une condition de symétrie dans la partie supérieure de la marche, qui a permis d'améliorer le temps de convergence des simulations<sup>1</sup>.

1. Un autre test a été mené en mettant une condition de pression de sortie sur la partie supérieure du domaine, comme dans la maquette dynamique : les résultats obtenus sont comparables avec ceux dans le cas d'une condition de symétrie.

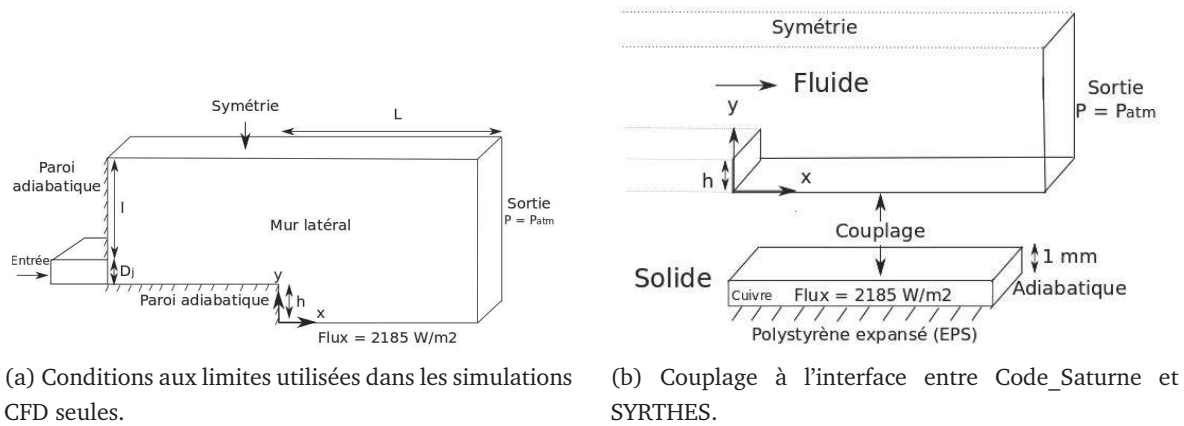


Figure 4.4: Conditions aux limites utilisées lors des simulations « CHT ».

### Maillages :

Les maillages fluides et solides ont été réalisés au moyen de SALOME 6.6 et possèdent au total 9 045 000 éléments. Le maillage fluide ressemble à celui de la maquette dynamique avec une quantité moindre de cellules : ce maillage respecte particulièrement le critère  $\Delta y^+ \approx 1$  pour pouvoir utiliser l'approche URANS « bas Reynolds » lors des simulations numériques. Une sensibilité au maillage a été réalisée (Figure 4.5).

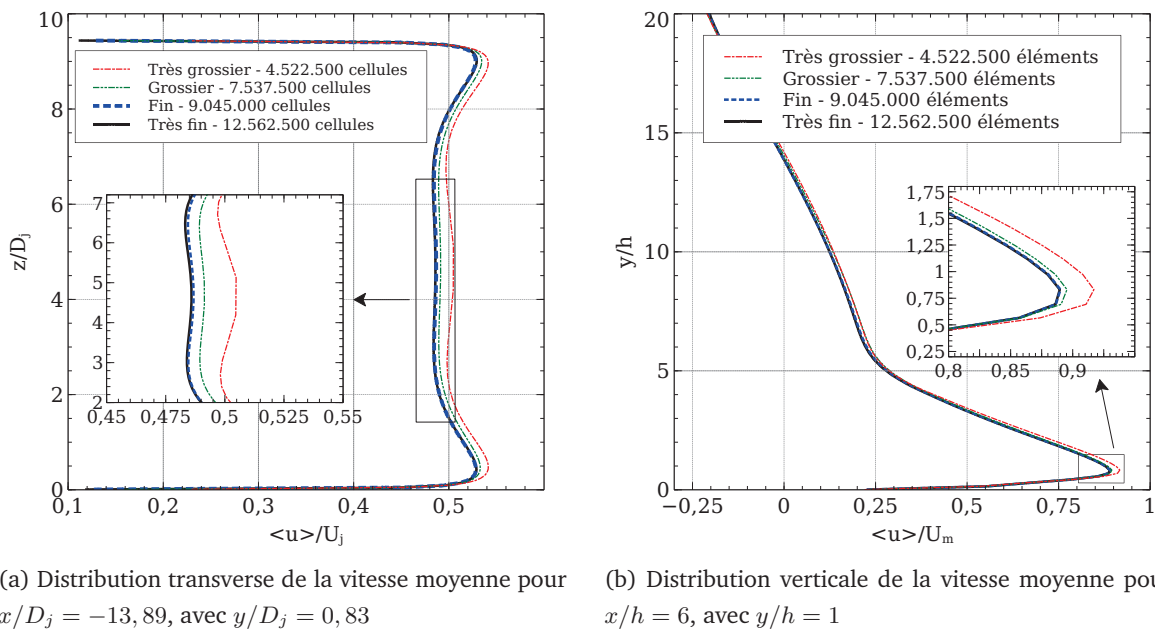


Figure 4.5: Étude de la sensibilité du maillage obtenue dans le cas de la maquette « aérodynamique ».

### Modèles de turbulence :

Le code CFD utilisé est Code\_Saturne, couplé avec SYRTHES (calcul CHT). Suite aux premières simulations sur LES et RSM, il a été constaté que leur temps de calcul était très long et difficile à faire converger, pour une précision certes très importante. Or l'objectif de la thèse est d'obtenir des résultats fiables mais également rapides dans un contexte industriel. Il n'est pas envisageable de réaliser ce type de calculs pour des géométries complexes avec plusieurs millions de cellules.

Des modèles de turbulence « bas Reynolds » URANS du premier ordre ont donc été testés en priorité dans le but de satisfaire, si possible, le compromis recherché. Les modèles URANS bas Reynolds utilisés sont le  $k - \omega$  SST et le  $v_2f-\varphi$ . Le modèle 1<sup>er</sup> ordre URANS  $k - \omega$  SST (Menter (1994)) a été choisi, où selon De Laage de Meux (2012), ce modèle donne de meilleurs résultats pour les modèles URANS 1<sup>er</sup> ordre (même si la maquette ici n'est pas tournante). Le modèle  $v_2f-\varphi$  a été choisi car le fluide impacte une paroi en aval de la marche (Laurence *et al.* (2005)) ; ce modèle est connu pour donner de bons résultats à cet endroit. Le modèle  $\bar{v}^2 - f$  BL- $\bar{v}^2/k$  (Billard *et al.* (2008)) n'a pas été utilisé car il n'était pas disponible sur le Code\_Saturne au moment des calculs. Toujours dans ce contexte industriel, les modèles URANS du second ordre, dont SSG (Speziale *et al.* (1991)) et EB-RSM (Manceau et Hanjalić (2002)), n'ont pas été utilisés ici car leurs calculs sont très longs à mettre en oeuvre et difficiles à faire converger, même s'ils utilisent une approche a priori plus précise que les modèles URANS retenus.

Le Tableau 4.1 présente les deux codes utilisés dans le cas de la marche descendante.

	Code_Saturne	SYRTHES
Type de maillage 3D	Hexaédrique	Tétraédrique
Conception de maillage	Structuré par bloc ( $y^+ \approx 1$ )	Structuré par bloc
Méthode de résolution	Volumes finis	Éléments finis
Interface	Au niveau de la plaque chauffée	
Nombre total d'éléments	9 045 000	

Tableau 4.1: Présentation des logiciels utilisés dans le cas de la marche.

### Paramètres numériques :

L'algorithme SIMPLEC pour le couplage vitesse/pression a été utilisé. Pour toutes les simulations, la convergence a été atteinte lorsque les résidus sont en-dessous de  $10^{-5}$  pour chaque paramètre étudié. La convergence du calcul thermique dans le solide est atteinte pour SYRTHES lorsque les résidus de l'équation de l'énergie sont en-dessous de  $10^{-6}$  et que tous les signaux des points de contrôle sont stabilisés. Les schémas utilisés sont du second ordre concernant la vitesse (schéma centré) et du premier ordre pour  $k$  et  $\omega$  (schéma upwind) pour les modèles URANS, conformément aux préconisations données par la documentation de Code\_Saturne (2013). Le schéma en temps est de type Crank-Nicholson au second ordre. Des sondes ont permis de vérifier que le temps d'intégration était suffisant pour obtenir un état statistiquement stationnaire.

Les temps caractéristiques de diffusion du solide  $t_s$  et du fluide  $t_f$  sont distincts : le premier, donné par  $t_s = e^2/a$  est de 0,008 s alors que  $t_f = (PrD_h)/U_j$  est de 0,00056 s. Ainsi, les temps solide et fluide sont très différents, d'où la possibilité de résoudre les problèmes solide et fluide de façon indépendante. Le couplage faible entre les codes fluide et thermique peut être utilisé et le calcul CHT peut être fait avec des pas de temps différents :  $5 \times 10^{-5}$  s pour le fluide (pour un nombre de Courant proche de 1) et 1 s pour le solide.

### 4.3 Analyse des résultats sur la maquette dynamique

Nous allons présenter les résultats du champ de vitesse, obtenus à partir des mesures PIV et des simulations URANS RSM et LES afin de comprendre et d'analyser la dynamique de l'écoulement dans notre configuration de jet de paroi turbulent confiné relâché sur la marche descendante. Notons qu'aucun transfert de chaleur n'est pris en compte dans cette partie.

#### 4.3.1 Écoulement en amont de la buse

Nous allons dans cette section étudier l'écoulement en amont de la buse afin de vérifier que l'écoulement soit pleinement développé, avant son arrivée au niveau de la buse. Une mesure PIV 2D a été réalisée dans le centre de la buse, à  $(x + L_{\text{upstream}}) = -4D_j$ . La Figure 4.6 présente les vitesses moyennes dans la direction longitudinale et verticale.

Des mesures fiables de vitesse n'ont pu être réalisées qu'à partir de  $0,15D_j$  à cause de réflexions en proche paroi dues à la colle qui a servi à solidifier le plexiglass : aucune mesure près de la paroi n'a pu être faite, d'où le nombre limité de données obtenues par PIV à cet endroit.

L'accord entre la vitesse moyenne longitudinale  $\langle u \rangle / U_j$  obtenue par mesures PIV et simulations numériques est bon, même si une dispersion plus importante est visible pour la vitesse verticale. Dans la région externe, à savoir  $y/D_j$  compris entre 0,15 et 0,85, la composante de la vitesse longitudinale est fortement dominante. Ainsi, les profils de ces composantes longitudinale et verticale montrent que l'écoulement est bien développé.

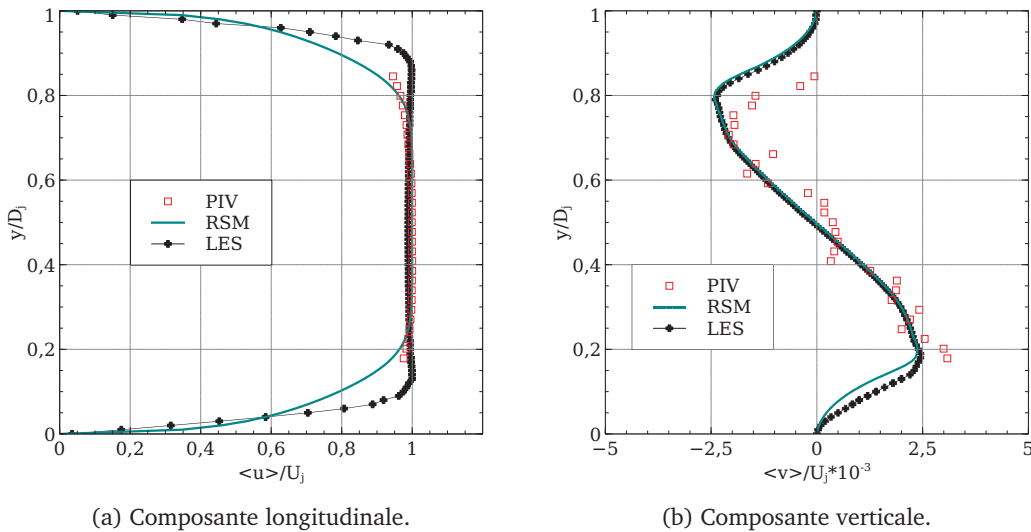


Figure 4.6: Comparaison des vitesses adimensionnelles longitudinale  $\langle u \rangle / U_j$  et verticale  $\langle v \rangle / U_j$  pour  $(x + L_{\text{upstream}}) = -4D_j$  obtenues par mesure PIV et simulations numériques.

#### 4.3.2 Écoulement en sortie de la buse

Dans cette section, nous nous intéressons au jet plan sortant de la buse afin d'étudier les différentes régions qui s'y créent : celles-ci pourraient influencer l'écoulement en aval de la marche. Les résultats de la mesure PIV sont donnés le long du plan  $(x,y)$  (région 1) et ceux d'une mesure SPIV (région 3), allant de  $x/h = -32$  à  $-19,3$ , c'est-à-dire de  $1D_j$  à  $10D_j$  en aval de la buse. On reconnaît les caractéristiques principales d'un jet de paroi, à savoir :

1. La **région interne**, déterminée par une région qui s'étend de la paroi jusqu'à un point localisé à la distance de paroi  $y_m$ , où la vitesse moyenne  $U_m$  atteint sa valeur maximale telle que  $U_m = U(y_m)$ ,
2. La **région externe** pour  $y > y_m$ .

La région interne est généralement assimilée à une couche limite tandis que la région externe est généralement comparée à une couche libre de cisaillement (Tsai *et al.* (2007)).

La Figure 4.7 présente les vecteurs de la vitesse moyenne adimensionnée par  $U_j$ . La Figure 4.8 présente l'énergie cinétique de la turbulence adimensionnée par  $U_j^2$ . Enfin, la Figure 4.9 montre un champ de vorticitée instantanée normalisée par  $U_j$  obtenue par mesure PIV qui souligne l'interaction entre les structures de proche paroi et les tourbillons de la couche de cisaillement dans la zone intermédiaire entre les régions interne et externe.

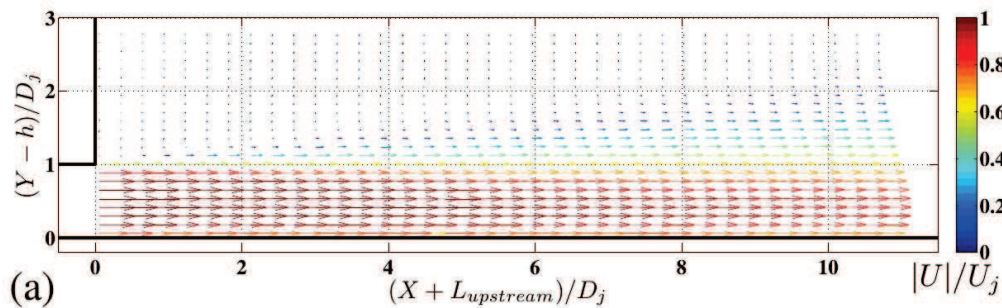


Figure 4.7: Vecteurs vitesses moyens adimensionnels (mesure PIV).

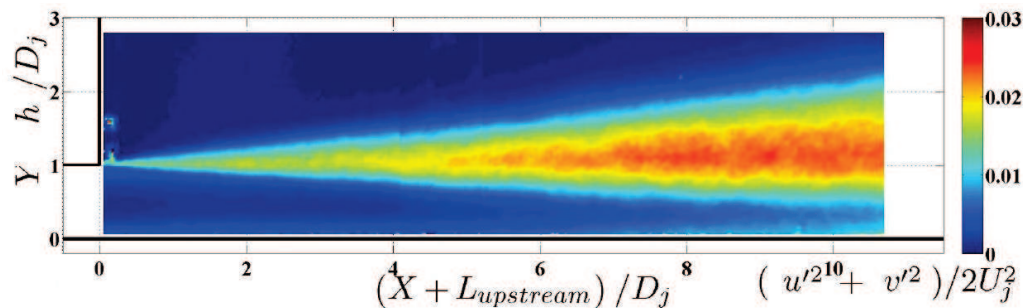


Figure 4.8: Énergie cinétique de la turbulence adimensionnée (mesure PIV).

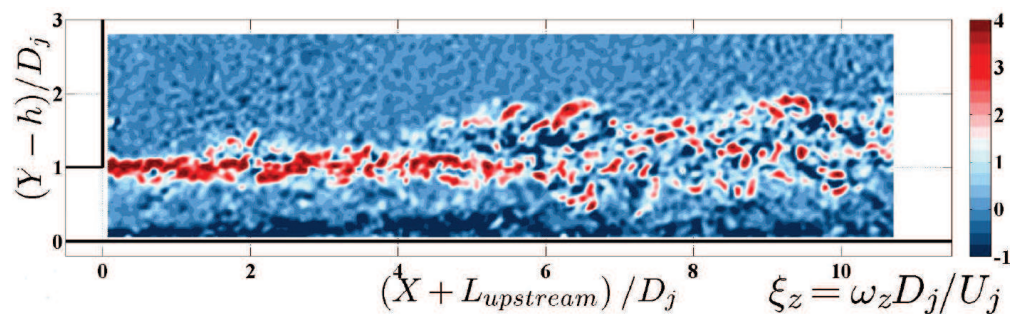


Figure 4.9: Vorticitée instantanée normalisée (mesure PIV).

On peut observer que la vitesse maximale décroît dans la direction longitudinale pendant que l'épaisseur du jet de paroi augmente rapidement. Une couche limite turbulente est formée dans le canal en entrée. À cause d'un soudain agrandissement à la sortie de la buse, une couche de cisaillement est créée à partir du jet de la buse et s'étend plus loin, en créant en aval des tourbillons. Dans cette couche de cisaillement à  $10D_j$  en aval de la buse, le niveau de turbulence maximum est proche de 20% de la vitesse du jet  $U_j$ .

Ce niveau de turbulence s'amenuit mais reste tout de même élevé lorsqu'il atteint la marche (voir section suivante). Le niveau de turbulence maximum est approximativement de 22% de la vitesse du jet moyen  $U_j$  dans la couche de mélange du jet, à  $7D_j$  en aval de la buse dans le cas non-confiné de Jacob *et al.* (2001). Ainsi, à cet endroit, un fort niveau de turbulence est généralement plus facilement rencontré dans une étude non-confinée par rapport à un domaine confiné, où le niveau de turbulence est moindre (Otugen (1991)).

Dans la couche limite turbulente du bas de la paroi du canal, ces gradients continuent à se développer, similairement à ce que l'on trouve dans une plaque plane. La structure de l'écoulement proche de la paroi consiste en plusieurs motifs tourbillonnants (Tsai *et al.* (2007)).

La Figure 4.10 présente les vitesses moyennes, obtenues par les mesures PIV, SPIV et les simulations numériques URANS RSM et LES, pour  $x/h = -32$ , à  $1D_j$  en aval de la buse.

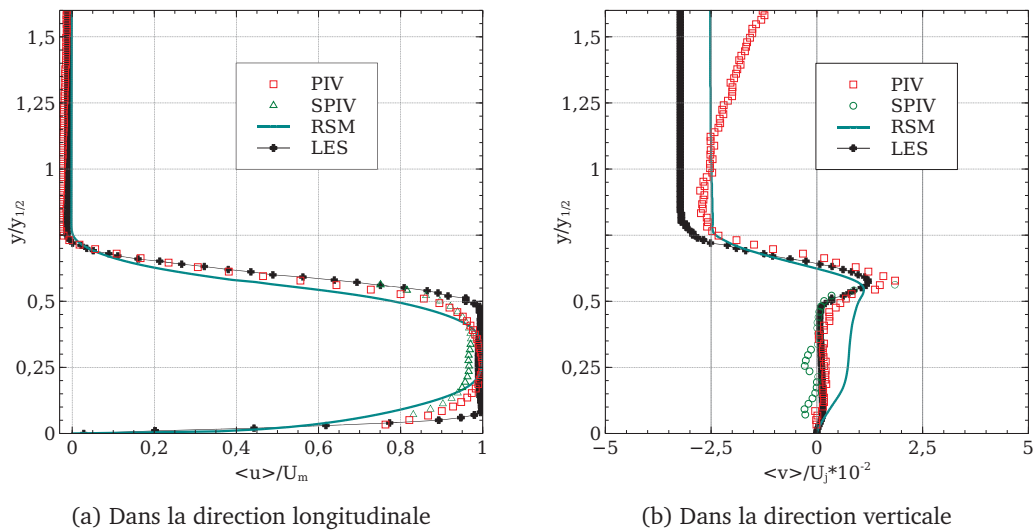


Figure 4.10: Comparaison des vitesses adimensionnelles  $\langle u \rangle / U_j$  et  $\langle v \rangle / U_j$  à  $x = -L_{\text{upstream}} + D_j$  au niveau de la buse, obtenues par mesures PIV/SPIV et simulations numériques.

Le champ de vision de la mesure SPIV était limité verticalement à cause de la faible densité des traceurs et de la forte réflexion du laser sur le plexiglass. Les vitesses moyennes ont été adimensionnées par  $U_j$ . Elles ont été comparées suivant la composante verticale  $y$  qui a été normalisée par la grandeur de demi-hauteur  $y_{1/2}$ , définie selon l'équation  $U(y_{1/2}) = 0,5U_m$ . Concernant les vitesses moyennes, les simulations numériques sont en bon accord avec les résultats obtenus par PIV et SPIV. La LES suit beaucoup mieux les mesures expérimentales proches de la paroi mais le modèle URANS RSM devient plus proche à partir de  $y/y_{1/2} = 0,75$ .



La Figure 4.11 trace les contraintes de Reynolds, obtenues par les mesures PIV, SPIV et les simulations numériques URANS RSM et LES au même endroit. Les pics des contraintes de Reynolds  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}/U_j$  et  $\langle u'v' \rangle / U_j^2$  apparaissent à  $y = 0,595y_{1/2}$  dans la couche de cisaillement et sont bien prédits par les simulations numériques. La simulation URANS crée un premier pic pour  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}/U_j$  et pour  $\langle u'v' \rangle / U_j^2$  alors qu'il n'existe pas en LES. Dans les mesures expérimentales, l'incertitude des mesures PIV à cet endroit est considérable à cause de problèmes connus (réflexions des parois en plexiglass, des densités des traceurs, etc).

Il est ainsi difficile de dire si ce premier pic existe réellement ou non. La simulation URANS colle bien au second pic pour les deux contraintes de Reynolds, tout comme la simulation LES qui surestime toutefois  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}/U_j$ . Les seconds pics des contraintes de Reynolds sont observables dans la région interne, où la couche limite turbulente se développe sur la paroi du bas.

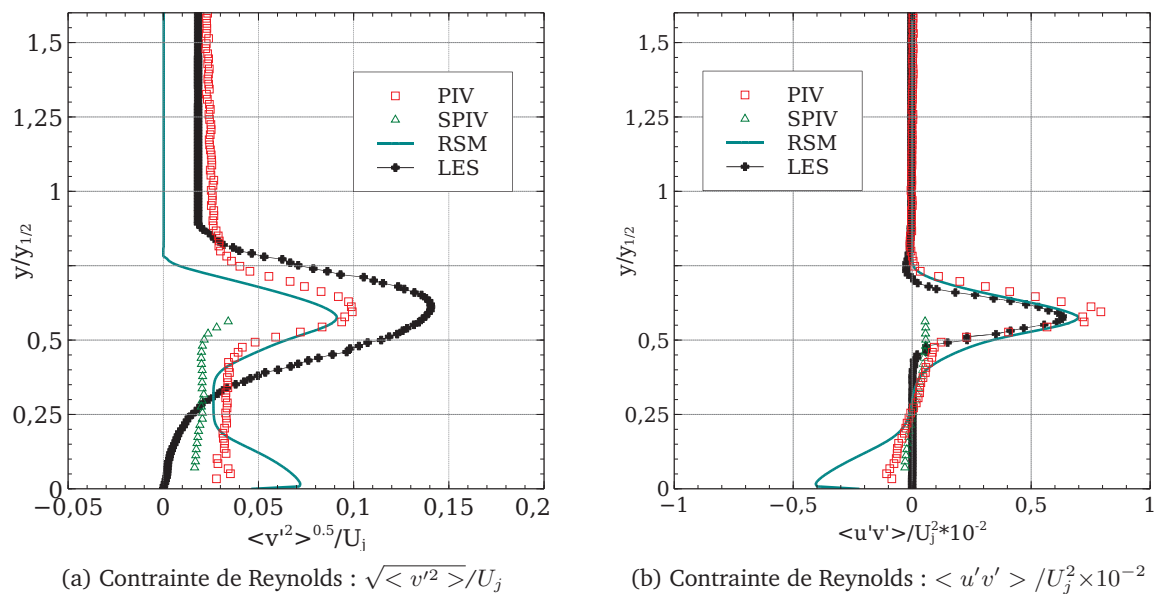


Figure 4.11: Comparaison des contraintes de Reynolds  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}/U_j$  et  $\langle u'v' \rangle / U_j^2$  à  $x = -L_{\text{upstream}} + D_j$  au niveau de la buse, obtenues par mesures PIV/SPIV et simulations numériques.

### 4.3.3 Écoulement en aval de la marche descendante

Nous nous intéressons ici à l'écoulement en aval de la marche. Nous allons analyser son comportement et vérifier s'il est bien bidimensionnel, comme l'on pourrait le croire par rapport à ce que l'on peut trouver dans la littérature pour des cas confinés (De Brederode et Bradshaw (1972)). Nous allons présenter les résultats obtenus par mesures PIV le long du centre du plan x-y (région 2) et ceux par mesures SPIV pour  $x/h = 0, 2, 4$  et  $6$  (régions 5, 6, 7 et 8).

Les Figures 4.12 et 4.13 présentent les vecteurs des vitesses moyennes adimensionnées par  $U_m$  ainsi que l'énergie cinétique de la turbulence adimensionnée par  $U_m^2$ . La Figure 4.14 présente la vorticité instantanée adimensionnée par  $U_m$ . La structure de l'écoulement peut ici être divisée en 3 régions : la marche, la région de recirculation et la région du jet de paroi en aval du point de rattachement.

L'écoulement en amont de la marche peut être considéré comme un jet de paroi plan : le jet turbulent de la buse évolue dans la direction longitudinale. Arrivée au niveau de la marche ( $y = h$ ), la vitesse longitudinale maximale  $U_m(x/h = 0)$  est alors trouvée inférieure à 70% de la vitesse moyenne du jet  $U_j$ . Cette baisse de la vitesse longitudinale à  $x/h = 0$  a également été trouvée par Jacob *et al.* (2001). On peut donc admettre que cette baisse est obtenue pour l'ensemble des cas non-confinés.

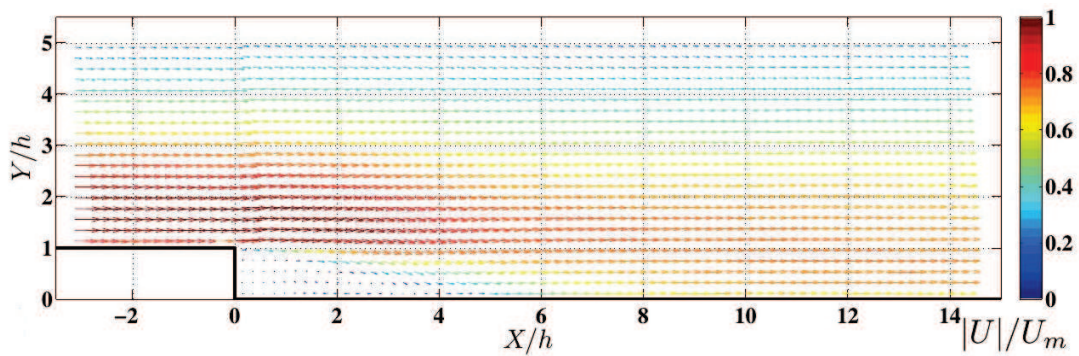


Figure 4.12: Vecteurs vitesses moyens adimensionnels (mesure PIV).

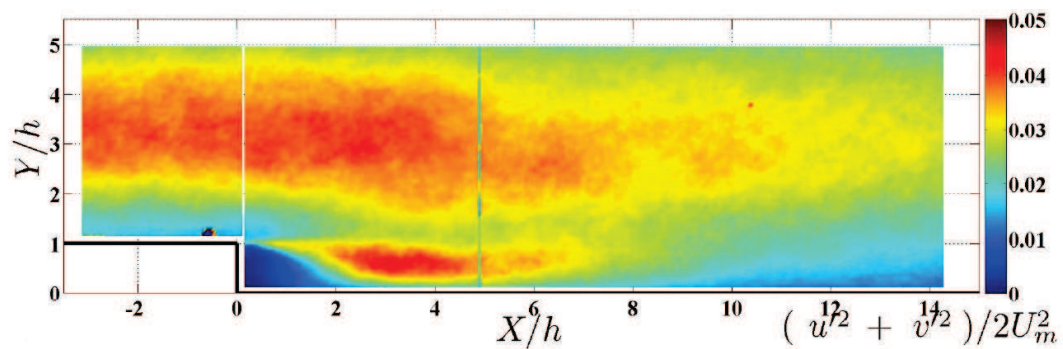


Figure 4.13: Énergie cinétique de la turbulence adimensionnée (mesure PIV).

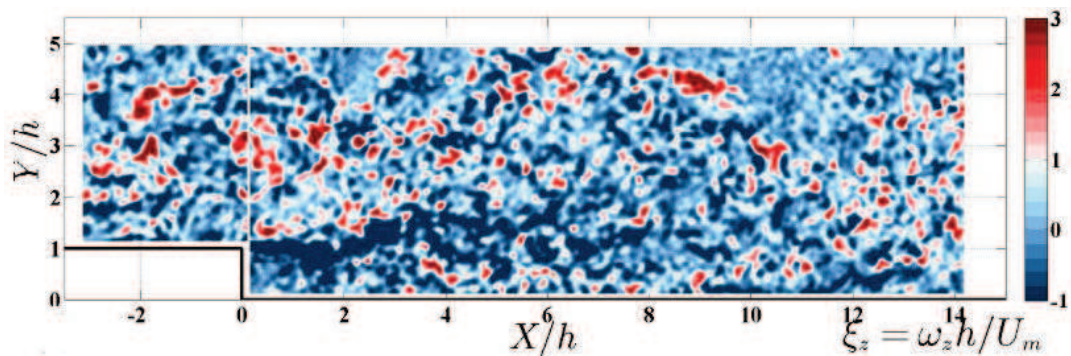


Figure 4.14: Vorticité instantanée normalisée (mesure PIV).

Similairement à ces auteurs, nous avons pris la vitesse  $U_m(x/h = 0)$  comme vitesse de référence pour l'écoulement au niveau de la marche. À cet endroit, une nouvelle couche de cisaillement est créée à cause de l'agrandissement dans la direction verticale. Une région hautement turbulente est observée dans cette couche de cisaillement, générée par la marche : elle possède un niveau de turbulence maximum de 30% de la vitesse de référence  $U_m$ , c'est-à-dire approximativement de 20% de la vitesse du jet  $U_j$ . Ce niveau est plus grand que celui trouvé dans le cas d'un écoulement de canal comme l'on peut trouver dans les études de Vogel et Eaton (1985) ou encore de Otugen (1991). De son côté, Jacob *et al.* (2001) ont trouvé en non-confiné que la région la plus fortement turbulente était dans la couche libre de cisaillement, générée par la marche, avec un niveau maximal de 39% de  $U_m$  ou de 23% de  $U_j$ , juste avant le point de rattachement.

#### Longueur de rattachement :

La couche de cisaillement de la buse ainsi que celle de la marche influent sur la fluctuation du point de rattachement (Figure 4.13). Des structures de grandes échelles sont générées à partir de la couche de cisaillement au niveau de la buse ainsi que d'importants cisaillements provenant de la marche, qui, en rebondissant dans la région de rattachement fluide, se cassent et créent une multitude de petits tourbillons contra-rotatifs de hautes intensités. Lorsque la couche de cisaillement s'enroule, un vortex de grande échelle est créé dans la zone de recirculation. Le point de rattachement se déplace un peu plus loin en aval puis revient en arrière en suivant la variation du développement de la vorticité. Le mécanisme de la génération de la vorticité par la couche de cisaillement au niveau de la marche a également été discuté par Le et Kim (1997). Ces derniers ont utilisé une DNS pour étudier le mouvement des tourbillons turbulent en observant les fluctuations sur la pression, autour de la région de ré-attachement du fluide, entraînant là aussi ce mouvement de battement de la longueur de rattachement. La Figure 4.14 montre des contours de vorticité, révélant, si l'on trace plusieurs fois ces contours dans le temps, un mouvement de battement de la longueur de rattachement déjà décrit dans la littérature, que ce soient par Eaton et Johnston (1981), Driver *et al.* (1987) ou encore Le et Kim (1997).

La Figure 4.15 présente les lignes de courant de l'écoulement moyen sur la marche descendante obtenue par simulation RSM. La même analyse peut être faite pour la simulation LES. Deux bulles de recirculation sont clairement visibles derrière la marche.

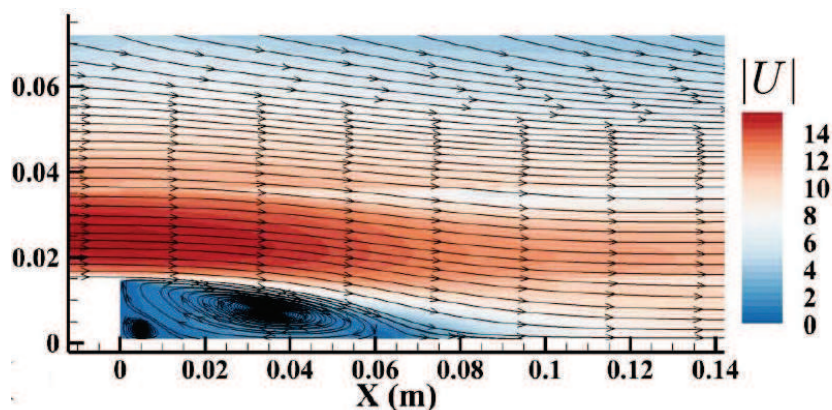


Figure 4.15: Lignes de courant moyennes de la vitesse calculées par simulation numérique RSM.

La bulle secondaire de recirculation est la plus petite et se trouve sur le coin, proche de la marche. Elle tourne dans le sens trigonométrique. Elle s'étend de  $0,8h$  et de  $0,4h$  respectivement dans les directions longitudinales et verticales. La bulle primaire de recirculation tourne dans la direction horaire et s'étend loin, vers le point de rattachement. Elle s'étend de  $3h$  et de  $h$  respectivement dans les directions longitudinales et verticales. La Figure 4.15 montre que l'écoulement forme un jet de paroi après le rattachement du fluide sur la paroi en aval de la marche. La couche de cisaillement se ré-attache à l'endroit  $x_r$ , qui est la longueur caractéristique de rattachement de l'écoulement en aval de la marche. Une mesure proche-paroi a été réalisée pour calculer  $x_r$ , à partir d'une technique d'interface PIV décrite par Nguyen-C *et al.* (2010). La longueur  $x_r$  a été déterminée en trouvant l'endroit où la contrainte de cisaillement de paroi est nulle.

Les longueurs de rattachement  $x_r$  sont comprises entre  $3,55h$  et  $3,85h$  respectivement entre les essais PIV et les simulations numériques URANS RSM et LES. Le calcul numérique surestime la longueur de rattachement d'environ 8% en moyenne comparé à l'expérimental.

Cette longueur est plus importante que celle trouvée par Jacob *et al.* (2001) ( $2,75h \leq x_r \leq 3h$ ) mais plus petite que celle de Nait Bouda *et al.* (2008) ( $x_r$  proche de  $4,5h$ ) dans le cas non-confiné, mais reste toutefois comparable. Les travaux des articles cités sont compatibles avec notre configuration d'étude, excepté les différences entre les nombres de Reynolds et les rapports d'aspect. Le nombre de Reynolds du jet pour Jacob *et al.* (2001) est 10 fois plus grand que notre essai, et les rapports d'aspect varient entre 10 et 20. Pour Nait Bouda *et al.* (2008), le nombre de Reynolds au niveau de la marche est 3 fois plus petit que notre expérience et le rapport d'aspect est de 35. Ainsi, la longueur de rattachement est d'autant plus grande que le nombre de Reynolds est petit et que le rapport d'aspect est grand dans le cas d'une marche descendante non-confinée.

Les longueurs de rattachement sont beaucoup plus petites ici que celles que l'on peut trouver dans le cas confiné, comprises généralement entre  $4,8h$  à  $6,28h$  (Le et Kim (1997), Kostas *et al.* (2002) ou Piirto *et al.* (2007)). Plusieurs auteurs ont discuté d'un ensemble de paramètres qui peuvent influencer sur la valeur de  $x_r$ , tels que le nombre de Reynolds, la nature et l'épaisseur de la couche limite amont, le gradient de pression longitudinale ou encore l'intensité turbulente en entrée (cf. la **section 1.2.1** dans l'étude bibliographique).

Nos essais ne sont pas confinés : une condition limite de sortie libre a été mise sur la partie supérieure du domaine et en sortie. Une autre différence doit être soulignée, à savoir la condition d'écoulement en amont. Dans notre cas, nous avons un jet de paroi plan turbulent, au contraire d'un écoulement de canal turbulent que l'on retrouve dans les cas confinés généralement étudiés (Jovic et Driver (1995), Le et Kim (1997), Kostas *et al.* (2002) ou encore Piirto *et al.* (2007)). Enfin, Isomoto et Honami (1989) ont observé que des niveaux de turbulence plus élevés d'un écoulement en amont, comme c'est le cas dans notre étude, peuvent avoir un effet sur la diminution de la longueur de rattachement.

On peut ainsi voir dans cette région que plusieurs échelles de longueur gouvernent les caractéristiques de l'écoulement en aval de la marche, à savoir :

1. La **hauteur verticale**  $y_m$  de la région interne,
2. La **demi-hauteur du jet**, notée  $y_{1/2}$  de l'écoulement du jet de paroi,
3. La **hauteur de la marche**, notée  $h$ .

Comme nous l'avons vu, lorsque le jet de paroi se développe, évolue et atteint l'autre côté de la marche, une couche de cisaillement est générée et est gouvernée par le gradient de vitesse de l'écoulement en amont. La demi-hauteur  $y_{1/2}$  caractérise l'inertie de l'écoulement du jet de paroi, dont une petite valeur facilite la flexion de la couche de cisaillement vers le mur d'impact (Jacob *et al.* (2001)).

### Écoulement tridimensionnel :

La Figure 4.16 montre les champs de vitesse instantanée et les contours de vorticité correspondant, obtenus par mesures SPIV à  $x/h = 0, 2, 4$  et  $6$ . Cette figure illustre une forte population de tourbillons dans la direction longitudinale et un écoulement fortement tridimensionnel. Neto *et al.* (1993) et Le et Kim (1997) ont observé que les forts tourbillons longitudinaux se trouvaient être proches de la zone de séparation, l'écoulement devenant plus calme au-delà de  $y/h = 2$ .

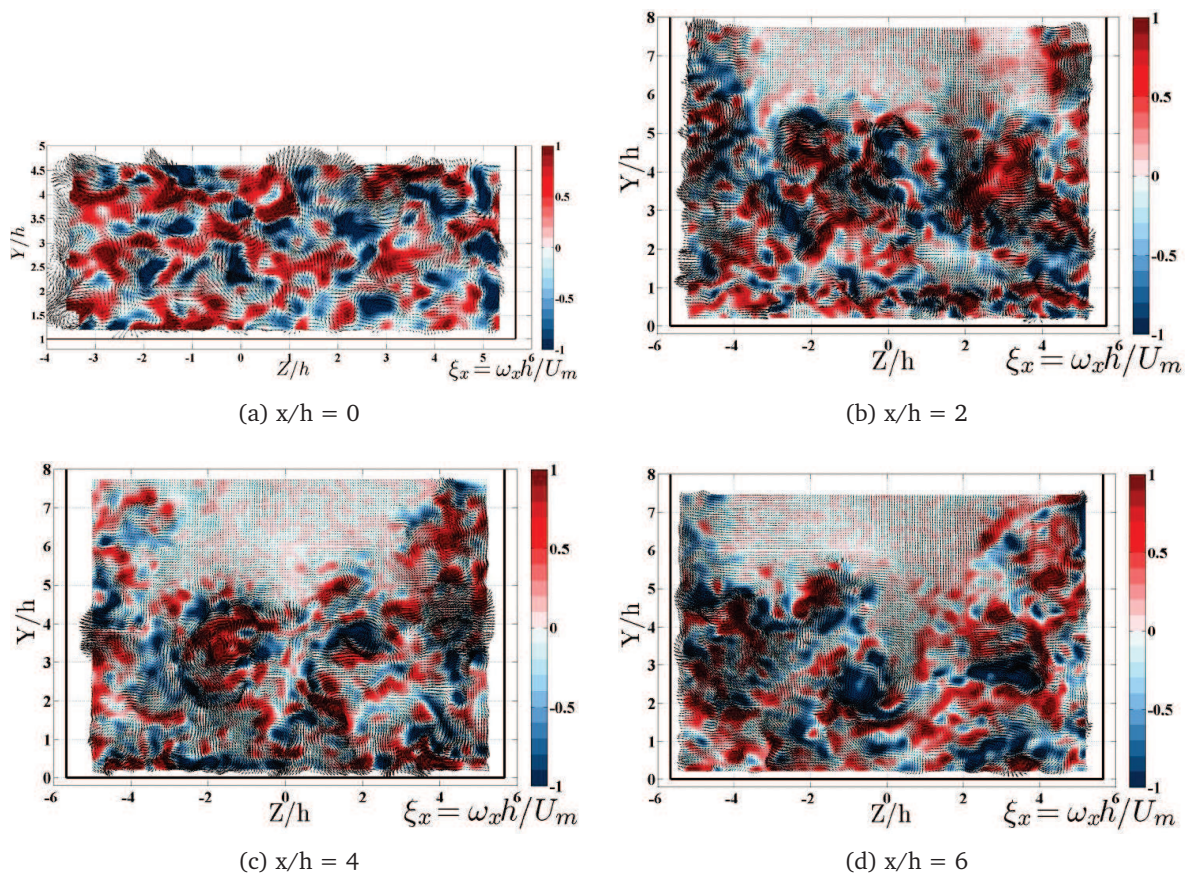


Figure 4.16: Résultat SPIV de la vorticité instantanée en aval de la marche.

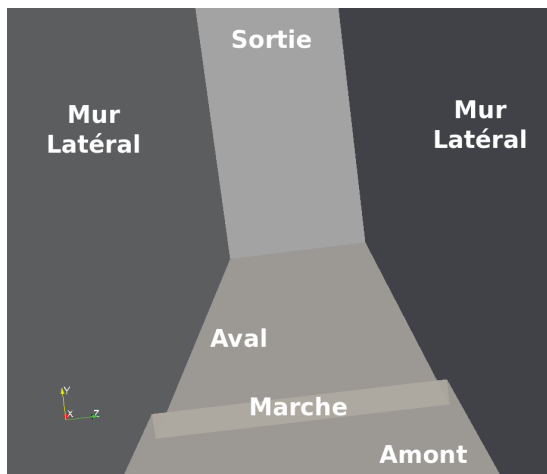
Notons que dans la DNS de Le et Kim (1997), une condition périodique<sup>2</sup> a été appliquée dans la direction transversale, l'écoulement étant supposé être statistiquement homogène dans cette direction. De plus, un profil d'écoulement de canal pleinement développé a été imposé en entrée du domaine.

2. Un test a été mené en utilisant une condition périodique dans la direction transverse à la place des parois latérales, d'une largeur de  $4h$ , communément admise dans les études numériques qui font cette hypothèse. Il a été observé, dans notre simulation, que les effets des parois donnent de meilleurs résultats comparés aux résultats PIV qu'une simulation périodique. Ceci montre alors l'importance de prendre en compte le confinement tridimensionnel du fluide.

Dans notre cas, un écoulement de canal pleinement développé sort de la buse, formant en aval un jet de paroi turbulent : l'écoulement a été considéré tridimensionnel dans les simulations (rapport d'aspect du jet  $AR_j$  petit), avec la prise en compte des parois latérales (Figure 4.16).

Les tourbillons viennent des interactions entre les parois latérales et la couche de cisaillement du jet de paroi plan en amont ou encore de la couche de cisaillement au niveau de la marche. La génération de la vorticité sur les parois latérales, venant de l'écoulement en amont de la couche de cisaillement, a été illustrée par les vecteurs de vitesse instantanée et du contour de vorticité provenant des mesures SPIV à  $x/h = 0$  (Figure 4.16 (a)). Ainsi, le mécanisme principal de la tridimensionnalité de l'écoulement au voisinage de la paroi est illustré. Les motifs des vortex ont été générés à la jonction des parois latérales et du coin de la marche. Les tourbillons dans la direction longitudinale se développent le long des parois latérales (Otugen (1991)).

Pour caractériser la topologie d'écoulement, on peut s'intéresser à visualiser certaines isovaleurs du critère  $Q$  (Hunt *et al.* (1988)), colorées par la vorticité axiale  $\omega_x$ , obtenues par simulation LES au niveau de la marche (Figure 4.17).



(a) Présentation de la vue.

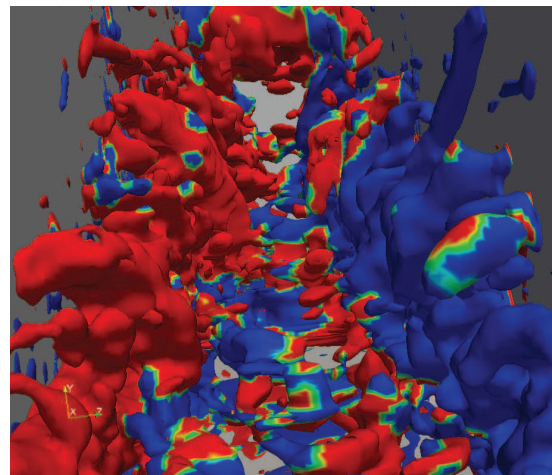
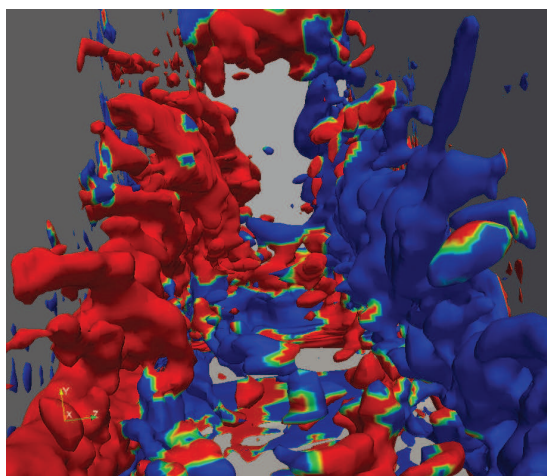
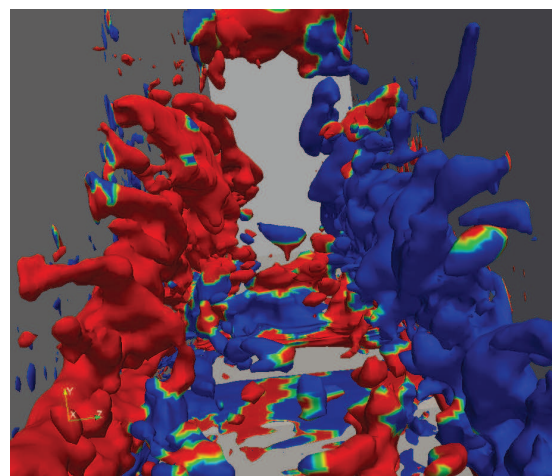
(b)  $Q = 200$ .(c)  $Q = 300$ .(d)  $Q = 400$ .

Figure 4.17: Isovaleurs du critère  $Q$  colorées par la vorticité axiale (rouge  $\omega_x \geq 0$ , bleu  $\omega_x \leq 0$ ) en aval de la marche pour 1,5 s de simulation ( $Re_h = 11\,900$ ).

Le critère  $Q$  permet de décrire les champs instantanés afin de suivre l'évolution des structures au cours du temps. Ce critère utilise le second invariant du tenseur gradient de vitesse, tel que  $Q = -\frac{1}{2}u_{i,j}u_{j,i}$  (Dubief et Delcayre (2000)) : la présence d'une structure tourbillonnaire est indiquée lorsque le critère  $Q$  est positif. La vorticité dans la direction axiale représente quant à elle la composante perpendiculaire au plan du rotationnel du champ de vitesse, avec  $\omega_x = \frac{1}{2}(\frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z})$ .

Ces isovaleurs du critère  $Q$  permettent à leur tour de bien montrer que l'écoulement est fortement instationnaire et tridimensionnel. On peut voir en effet, comme sur la SPIV, une forte population de tourbillons dans la direction longitudinale qui se développent notamment le long des parois latérales.

La Figure 4.18 présente le critère  $Q = 200$  en fonction du temps de calcul. La génération de la vorticité sur les murs latéraux, venant de l'écoulement en amont de la couche de cisaillement, est clairement visible et valide qualitativement les mesures SPIV.

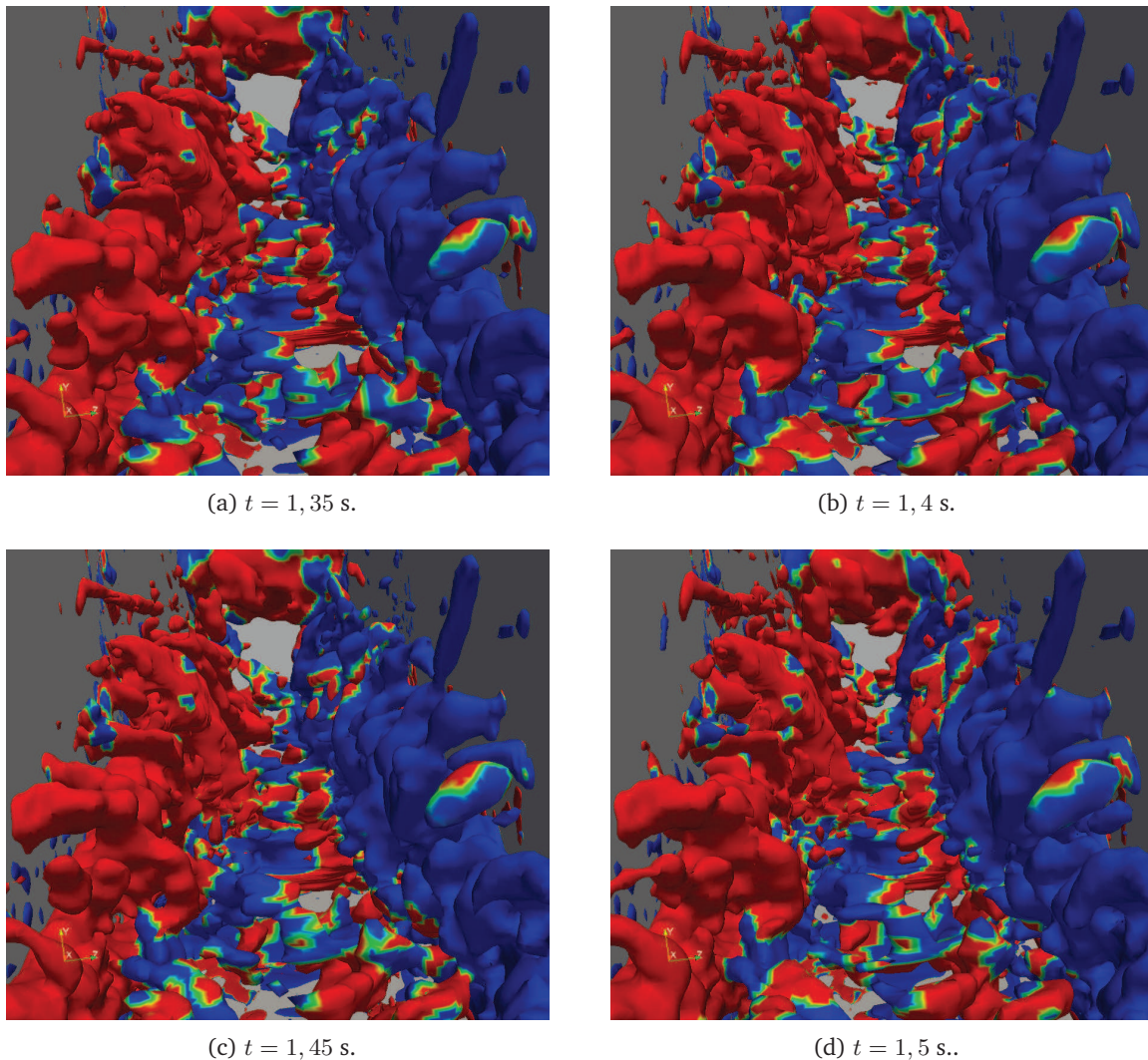


Figure 4.18: Isovaleurs du critère  $Q$  colorées par la vorticité axiale (rouge  $\omega_x \geq 0$ , bleu  $\omega_x \leq 0$ ) en aval de la marche pour  $Q = 200$  ( $Re_h = 11\,900$ ).

Au contraire d'un écoulement moins perturbé décrit par Neto *et al.* (1993) et Le et Kim (1997), les vecteurs de vitesse instantanée et le contour de vorticité montrent de nombreux tourbillons de grandes échelles contra-rotatifs dans la direction longitudinale (même à  $x/h = 6$ ), dans une région comprise entre  $y/h = 2$  jusqu'à  $y/h = 5, 3$ . Ces structures n'ont pas été observées dans les études décrites en 2D.

Peu d'études ont été réalisées en trois dimensions afin d'observer la présence de tourbillons le long des parois latérales en aval de la marche. Williams et Baker (1997) ont réalisé des simulations numériques d'un écoulement laminaire sur une marche avec des parois latérales et un nombre de Reynolds proche de 800. Ces auteurs ont reporté que la présence des parois latérales forme un jet de paroi, créant des tourbillons dans les coins, au pied de la marche. Biswas *et al.* (2004) ont remarqué dans leur étude que l'écoulement d'un jet en amont génère une importante vitesse sur la composante transversale dû aux parois latérales. Cela montre l'intérêt pour les chapitres suivants de prendre en compte le confinement tridimensionnel de l'écoulement si l'on veut se rapprocher le plus près possible de ce qui se passe dans la réalité.

###  tude quantitative de l'écoulement :

Les Figures 4.19 et 4.20 comparent la vitesse moyenne longitudinale  $\langle u \rangle / U_m$  ainsi que les contraintes de Reynolds  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$ ,  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$  et  $\langle u'w' \rangle / U_m^2$ , obtenues à  $x/h = 0$ , normalisées par la vitesse de référence  $U_m$  ou  $U_m^2$ .

L'accord entre les vitesses longitudinales des simulations et des essais est bon. La LES suit tout de même mieux la PIV et la SPIV. Ces profils ont été comparés favorablement avec les résultats LDA obtenus par Jacob *et al.* (2001). Les comparaisons sur les contraintes de Reynolds sont également corrects. En effet, les pics de turbulence des essais PIV ont bien été reproduits par les simulations. On peut noter que le modèle RSM surestime le pic négatif des contraintes de Reynolds  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$ . Le profil de la contrainte de cisaillement normalisée  $\langle u'w' \rangle / U_m^2$  montre une faible production de la turbulence.

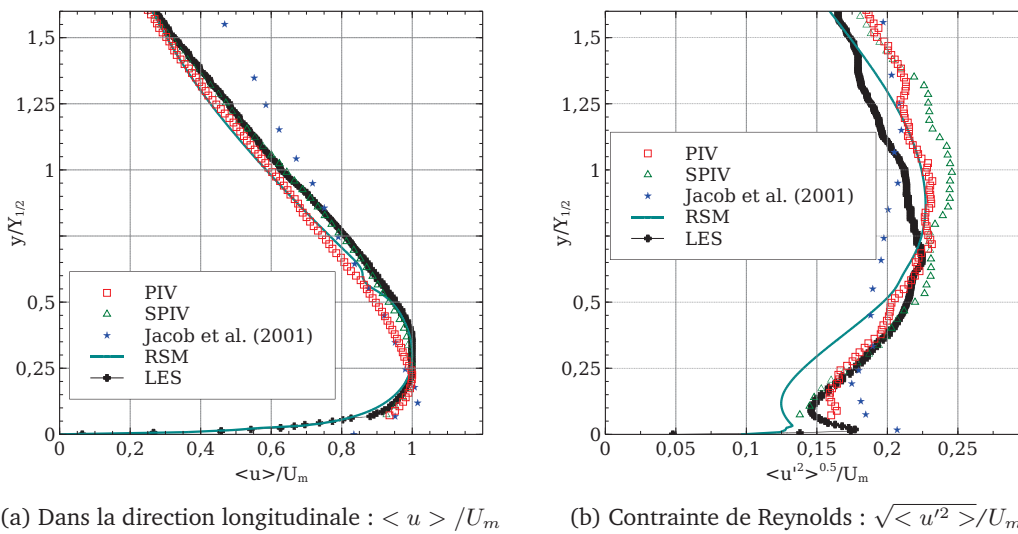


Figure 4.19: Comparaison de la vitesse adimensionnelle  $\langle u \rangle / U_m$  et de la tension normale  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$  à  $x/h = 0$  au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV, LDA et simulations numériques.



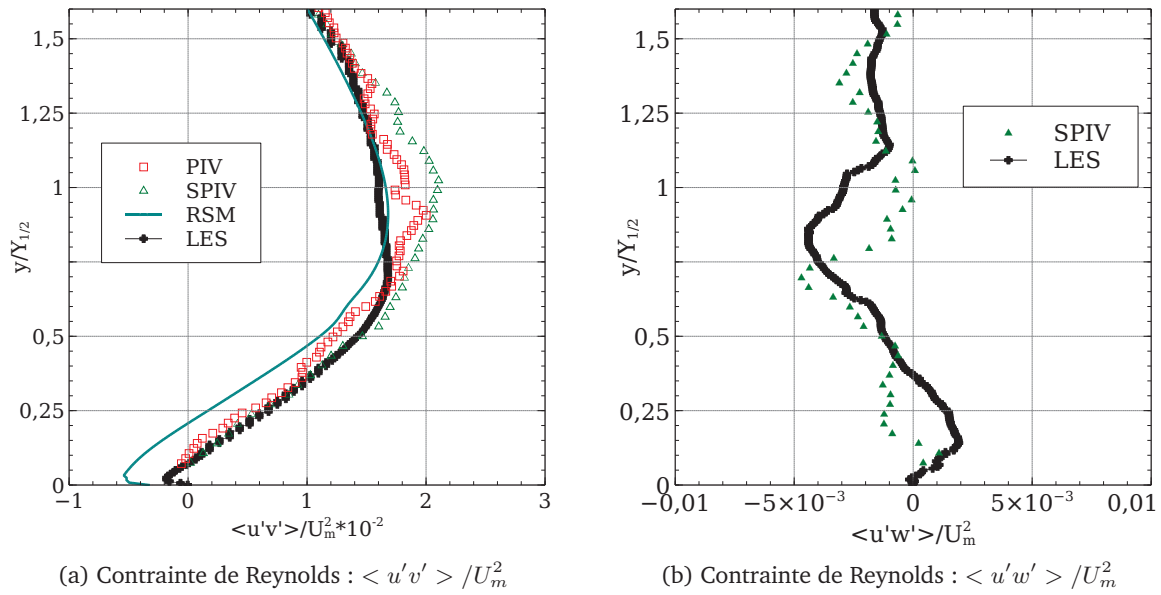


Figure 4.20: Comparaison des tensions de Reynolds  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$  et  $\langle u'w' \rangle / U_m^2$  à  $x/h = 0$  au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV et simulations numériques.

Les Figures 4.21 jusqu'aux Figures 4.26 présentent l'évolution des profils des vitesses moyennes adimensionnées  $\langle u \rangle / U_m$  et des contraintes de Reynolds adimensionnées  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$ ,  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$ , et  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$  ci-dessous ( $x/h = 2,4$  et  $6$ ). Les mesures de fil chaud de Badri (1993) et les mesures LDA de Nait Bouda *et al.* (2008) sont également ajoutées à ces figures afin d'élargir les comparaisons.

Les simulations numériques et l'expérimental donnent des résultats très semblables pour  $\langle u \rangle / U_m$  : un petit écart est cependant visible si l'on compare avec le modèle RSM. Cette section est en fait localisée dans une zone fortement instationnaire, où la couche de cisaillement impacte la paroi du bas et génère des petits tourbillons. Le modèle RSM diffère un peu de l'expérimental à cet endroit, au contraire de la LES. Les comparaisons sur les vitesses moyennes avec Badri (1993) et Nait Bouda *et al.* (2008) sont bonnes, sauf dans la région  $y/h > 2$  où leurs résultats montrent des profils plus plats.

Concernant les contraintes de Reynolds  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$ , la LES suit mieux les résultats expérimentaux que le modèle RSM, pour tout  $y/h$ . Un bon accord avec l'expérimental est observé pour  $y/h < 2$  pour le modèle RSM. Dans la région  $y/h > 2$ , la simulation RSM tend à surestimer de 15% les niveaux de turbulence. Les fluctuations de la vitesse verticale  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$  sont très bien prédites par la LES pour tout  $y/h$ , et par le modèle RSM que pour  $y/h < 2$ . Le modèle RSM surestime d'environ 10% à partir de  $y/h > 2$ . Concernant  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$ , les profils des modèles RSM et LES sont en bon accord avec ceux de la PIV et de la SPIV.

On peut enfin remarquer que, expérimentalement, le pic de fluctuation selon  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$  est assez faible dans la zone de recirculation, s'intensifie au niveau de l'impact de l'écoulement cisailé sur la marche ( $x/h = 4$ ) puis diminue en aval ( $x/h = 6$ ). En revanche, le pic de fluctuation selon  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$  et  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$  est similaire dans la zone de recirculation et dans la zone de rattachement ( $x/h \leq 4$ ), tout en s'atténuant assez nettement en aval ( $x/h = 6$ ).

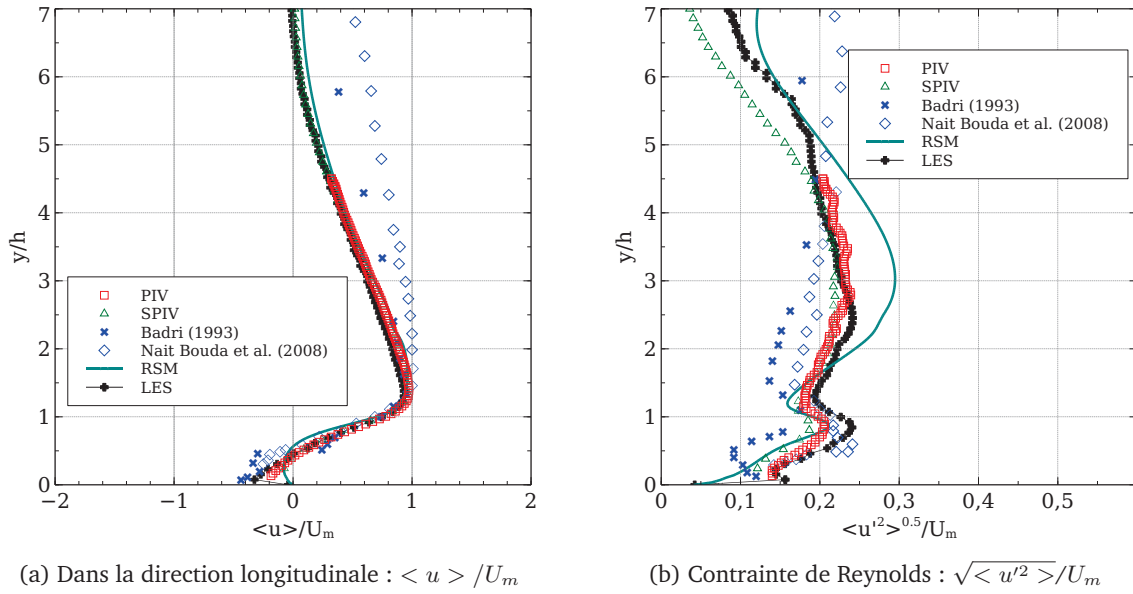


Figure 4.21: Comparaison de la vitesse adimensionnelle  $\langle u \rangle / U_m$  et de la tension normale  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$  à  $x/h = 2$  au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV, données bibliographiques et simulations numériques.

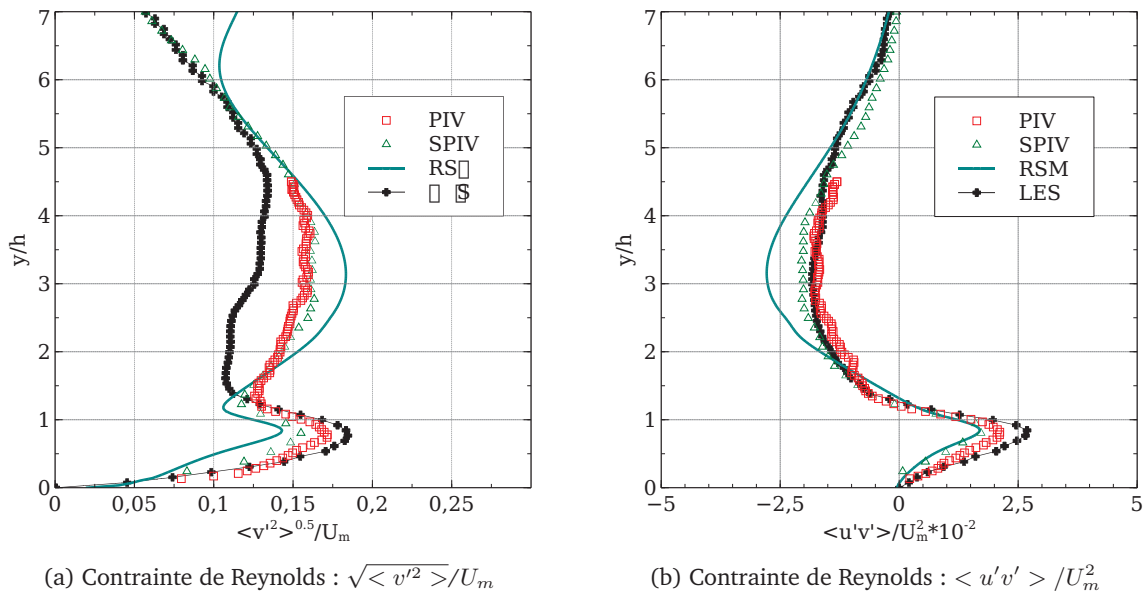


Figure 4.22: Comparaison des tensions de Reynolds  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$  et  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$  à  $x/h = 2$  au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV et simulations numériques.

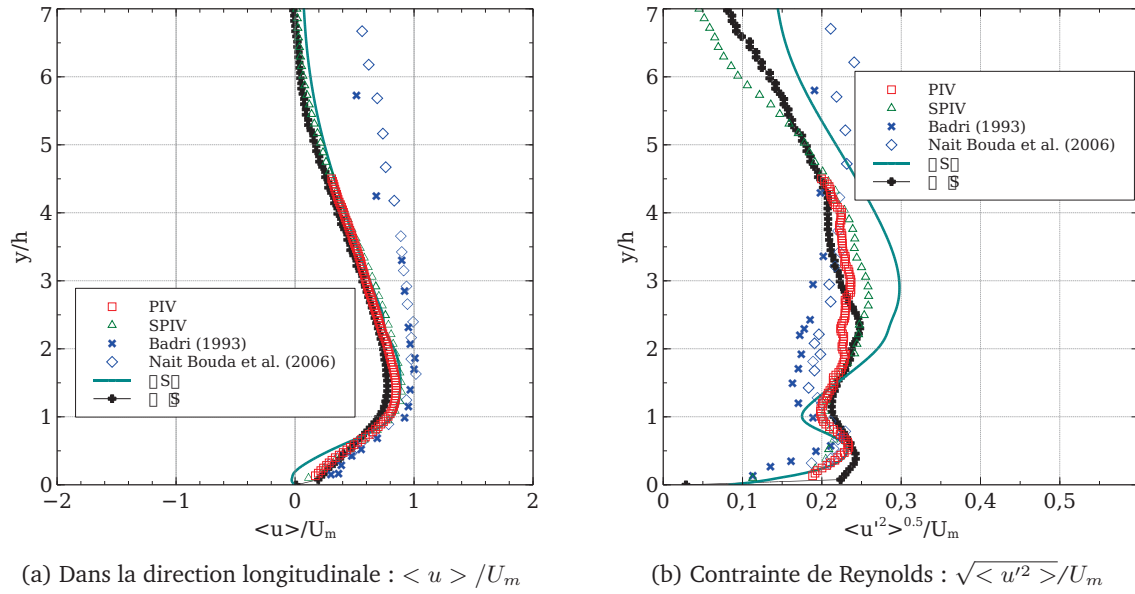


Figure 4.23: Comparaison de la vitesse adimensionnelle  $\langle u \rangle / U_m$  et de la tension normale  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$  à  $x/h = 4$  au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV, données bibliographiques et simulations numériques.

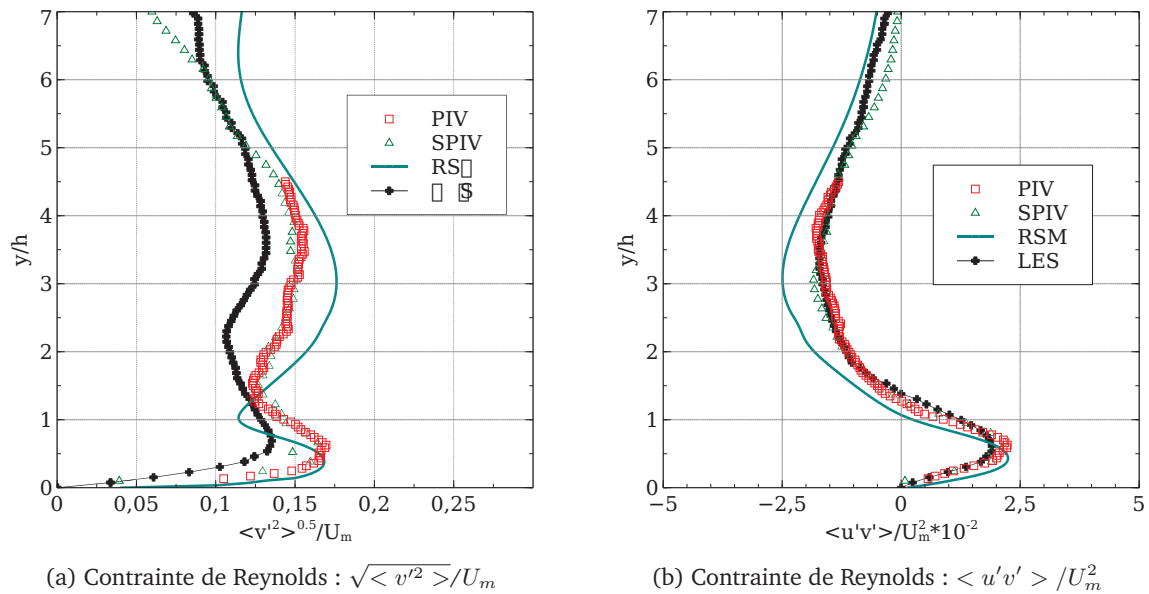


Figure 4.24: Comparaison des tensions de Reynolds  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$  et  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$  à  $x/h = 4$  au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV et simulations numériques.

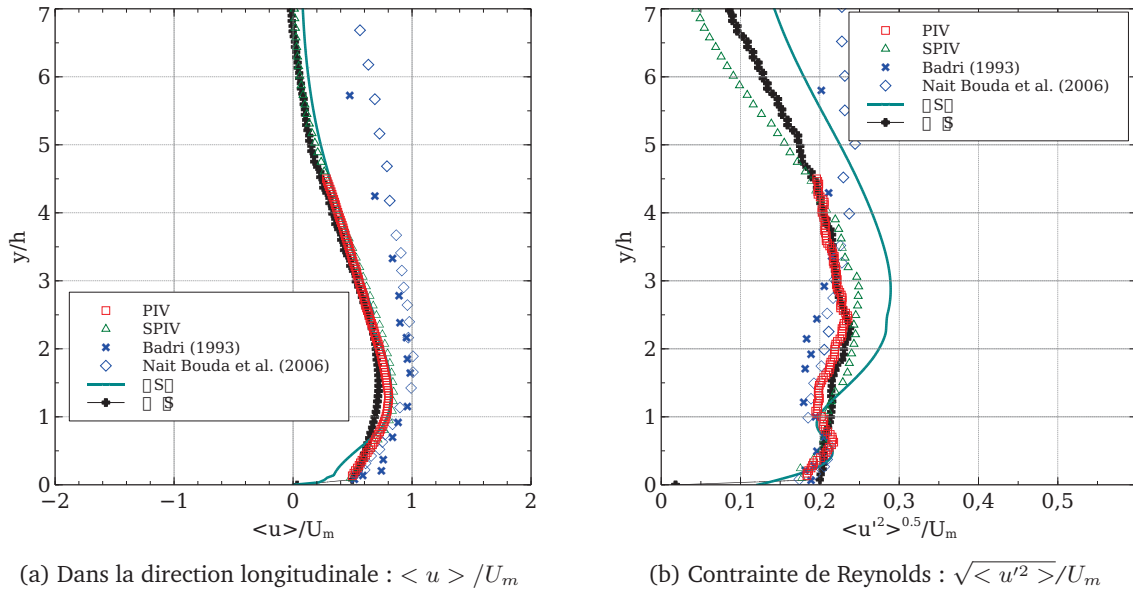


Figure 4.25: Comparaison de la vitesse adimensionnelle  $\langle u \rangle / U_m$  et de la tension normale  $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / U_m$  à  $x/h = 6$  au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV, données bibliographiques et simulations numériques.

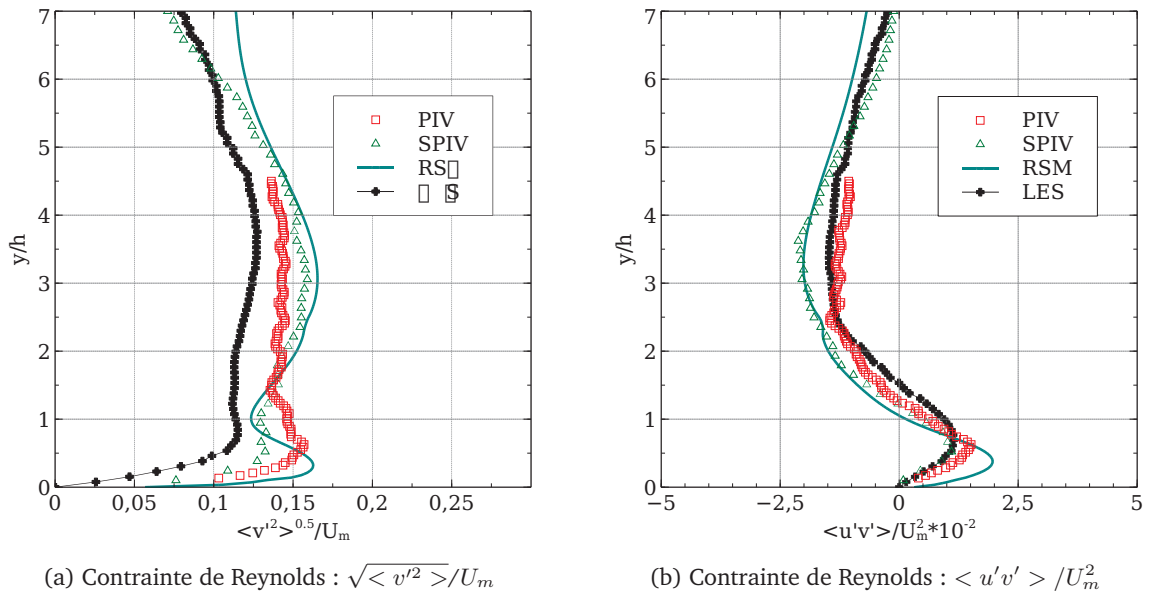


Figure 4.26: Comparaison des tensions de Reynolds  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle} / U_m$  et  $\langle u'v' \rangle / U_m^2$  à  $x/h = 6$  au niveau de la marche, obtenues par mesures PIV, SPIV et simulations numériques.

**Conclusion :**

Les simulations ont permis de vérifier que l'écoulement d'entrée du jet était pleinement développé dans les simulations et était en bon accord avec les essais. Les résultats expérimentaux et numériques indiquent notamment qu'un écoulement de cisaillement est généré en sortie de buse, suite à l'agrandissement soudain de la géométrie. Cet écoulement crée alors une forte intensité turbulente, causant une longueur de recirculation plus petite en aval de la marche par rapport à une marche confinée.

Les mesures SPIV dans les plans transversaux ont permis de révéler un écoulement fortement tridimensionnel, qui consiste en une forte population de tourbillons dans la région externe, à cause notamment de la présence des murs latéraux. Les accords dans les comparaisons sur la vitesse moyenne et les contraintes de Reynolds en aval de la marche sont bons, notamment pour la LES (pour toute composante  $y$ ) et pour l'approche RSM dans la région extérieure, pour  $y > y_{1/2}$  et  $y/h < 2$ .

Les désaccords observés entre les résultats numériques et les mesures expérimentales peuvent être causés par les erreurs faites lors des essais accumulées avec les erreurs numériques, par les conditions aux limites imposées sur la partie supérieure du domaine ou encore par la condition d'écoulement imposée en entrée. Les résultats PIV obtenus ont finalement montré que la vitesse maximale décroît dans la direction avale pendant que l'épaisseur du jet de paroi grandit rapidement au fur et à mesure de l'avancée du fluide.

#### 4.4 Impact sur la thermique

Dans cette section, la maquette aérothermique est utilisée. Nous allons présenter tout d'abord les résultats obtenus par fil chaud, puis ceux obtenus par caméra infrarouge, avant d'analyser et de corréler les résultats sur la thermique avec ceux de l'écoulement fluide.

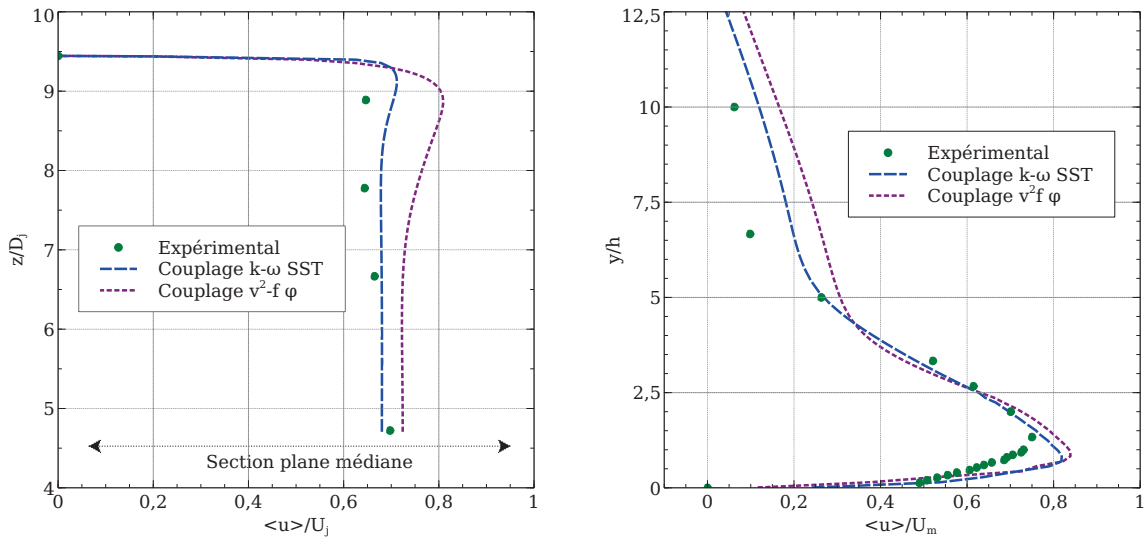
##### Distribution des profils de vitesse :

La mesure par fil chaud a tout d'abord permis de vérifier que l'intensité turbulente et la vitesse en sortie de buse étaient similaires entre l'expérimental et le numérique. Sachant qu'un profil constant a été imposé en entrée de la buse, ceci prouve une nouvelle fois encore que la longueur de 0,35 m, en amont de la buse, est suffisante pour avoir un écoulement pleinement développé en sortie de buse.

La Figure 4.27 compare les profils de vitesse moyenne longitudinale, obtenus expérimentalement et numériquement.

Globalement, on peut voir un accord satisfaisant entre les simulations CFD, notamment avec le modèle premier ordre URANS  $k - \omega$  SST et l'expérimental. Ce dernier prédit le mieux la structure de l'écoulement moyen du fluide par rapport au modèle  $v_2f-\varphi$  qui surestime les valeurs de  $\langle u \rangle / U_j$  et les valeurs de  $\langle u \rangle / U_m$  respectivement dans les directions transversale et verticale.

On peut désormais calculer et analyser le nombre de Nusselt local,  $Nu_{D_j}$  afin de le corréler avec le coefficient de frottement  $C_f$ .



(a) Distribution transversale de la vitesse en amont de la marche ( $x/D_j = -13.89, y/D_j = 0.83$ )

(b) Distribution verticale de la vitesse en aval de la marche  $x/h = 6$ , en son milieu.

Figure 4.27: Distributions de la vitesse longitudinale moyenne.

### Distribution de la température :

On compare les résultats numériques obtenus en CHT avec ceux des essais par la caméra infrarouge en aval de la marche (Figure 4.28). Une moyenne sur 10 images a été réalisée sur la température lors des essais, lorsque la stabilité thermique a été atteinte. Un test de sensibilité a été réalisé pour que la moyenne réalisée sur la température devienne indépendante du nombre d'images utilisées. Peu de points expérimentaux sont tracés ici pour des raisons de clarté. Des zones caractéristiques peuvent être observées, à savoir la zone de recirculation (1), la zone de rattachement (2) et la région de re-développement de l'air (3).

Les modèles URANS couplés à la thermique, c'est à dire  $k - \omega$  SST et  $v_2f-\varphi$ , encadrent les valeurs de la température expérimentale : le modèle SST surestime les valeurs de la température alors que le modèle  $v_2f-\varphi$  les sous-estime.

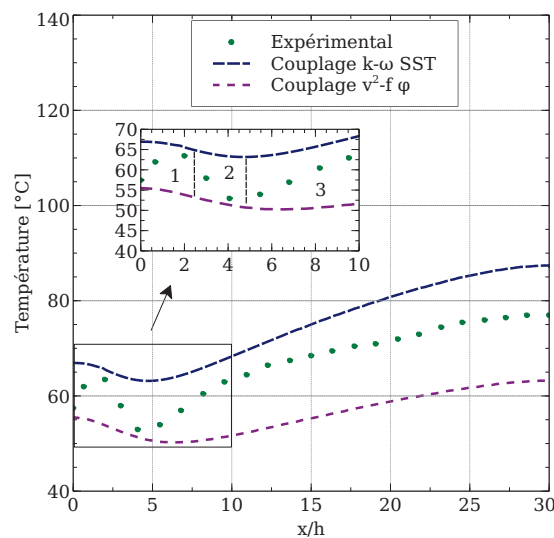


Figure 4.28: Distribution du champ de température au centre de la plaque vs.  $x/h$ .

On peut se focaliser tout d'abord sur l'analyse de la température maximale  $T_{\max}$  du point chaud, qui se trouve être dans la zone de recirculation (1) (Tableau 4.2). Le modèle CFD  $k - \omega$  SST est aussi présenté sans aucun couplage avec la thermique : les conditions limites thermiques sont directement imposées dans le domaine CFD. On peut remarquer ainsi que sans couplage avec un code thermique, les erreurs relatives sur la position et la différence de température entre les résultats expérimentaux et le modèle  $k - \omega$  SST sont très importantes. Cela montre prouve la nécessité de coupler la CFD avec un code thermique. Finalement, le modèle CFD  $k - \omega$  SST, couplé avec la thermique par SYRTHES, donne une meilleure prédiction de la température, que ce soit pour la position ou la valeur de la température maximale par rapport au modèle  $v_2f-\varphi$ .

	Exp.	$k - \omega$ SST sans couplage	Couplage $v_2f$	Couplage $k - \omega$ SST
Position - $x/h$	0,613	0,9	0,3	0,6
Erreur relative [%]	-	46,7	51,1	2,2
$T_{\max}$ [°C]	63,5	173,2	55,4	66,9
Diff. de température [°C]	-	109,7	-8,1	3,4

Tableau 4.2: Comparaison de la position et de la température du point chaud.

#### Nombre de Nusselt local :

En utilisant la méthode inverse, la température moyennée, mesurée à partir de la caméra infrarouge, nous a permis de déduire le coefficient de transfert de chaleur et donc le nombre de Nusselt. Les équations utilisées sont :

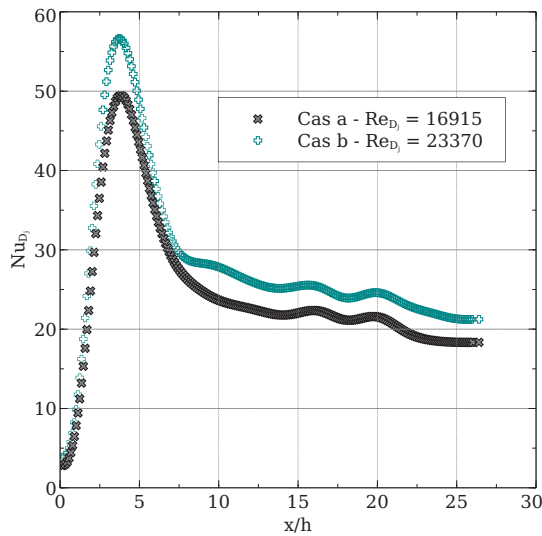
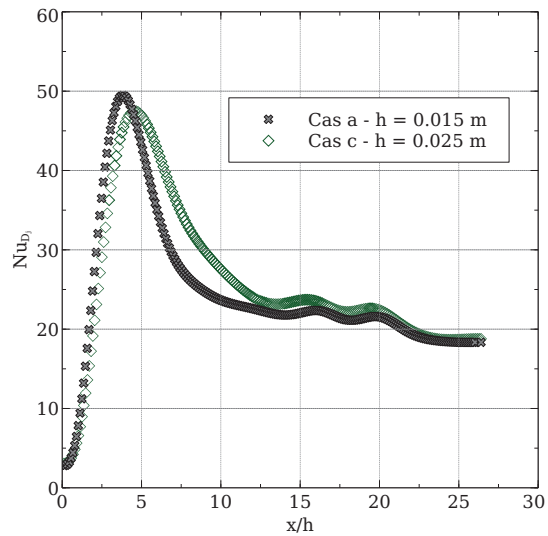
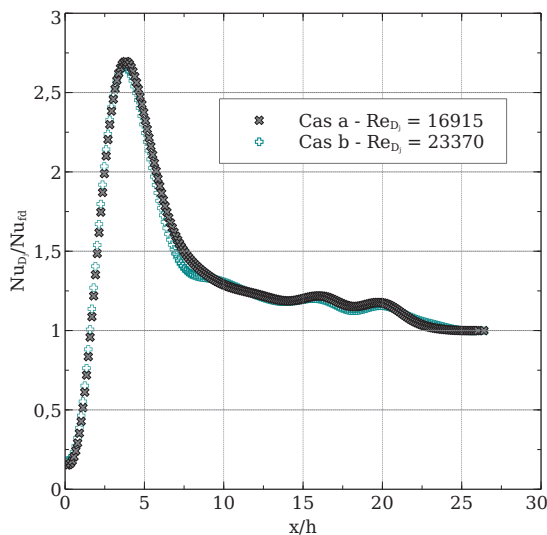
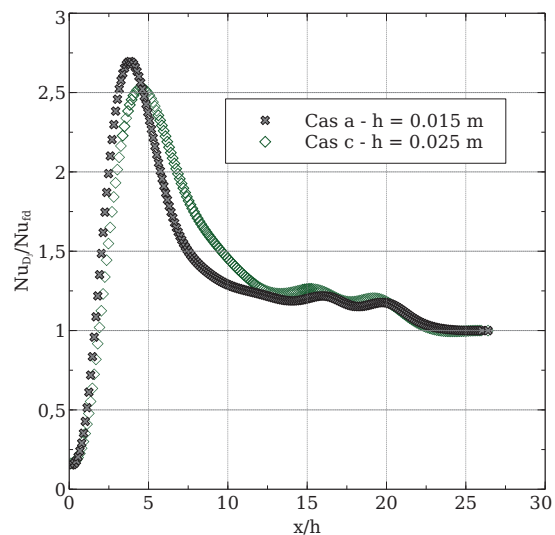
$$Nu_{D_j} = \frac{h \times D_j}{\lambda_{\text{air}}} \quad (4.1)$$

avec :

$$h = \frac{\varphi - \epsilon\sigma(T_{\text{cal}}^4 - T_{\text{ref}}^4)}{T_{\text{cal}} - T_{\text{ref}}} \quad (4.2)$$

L'analyse de  $Nu_{D_j}$  a été ici privilégiée à la plage de  $Nu_h$  afin de garder le même paramètre d'étude  $D_j$  que celui du nombre de Reynolds  $Re_{D_j}$ .

Afin d'éviter les effets des parois latérales, nous avons opté pour l'analyse de la distribution du nombre de Nusselt dans la région médiane de la plaque chauffée (Figure 4.29). Tous les profils de Nusselt présentent le même comportement : les valeurs sont basses dans la zone de recirculation (1), augmentent jusqu'à un maximum dans la zone de rattachement de l'air (2) et décroissent dans la région de re-développement du fluide vers une valeur stable (3). Nie et Armaly (2002) ont trouvé le même comportement dans un cas confiné. Pour un même  $h = 0,015$  m, on peut observer que le nombre de Nusselt est plus grand pour le cas (b) que le cas (a) (Tableau 2.3), avec  $Nu_{\max} \simeq 56,6$ . Le cas (b) tend vers la valeur stable  $Nu_{fd} \simeq 21,2$  à partir de  $x/h = 25$ . Ainsi, plus grand sont  $Re_{D_j}$  et  $Nu_{D_j}$ , plus grande est la position de  $Nu_{fd}$ . On peut remarquer que  $Nu_{fd}$  est le même pour le cas (a) que pour le cas (c), signifiant que leur valeur et leur position ne dépendent que de  $Re_{D_j}$ . Le ratio du nombre de Nusselt par rapport à  $Nu_{fd}$  est présenté à la Figure 4.30.

(a) Hauteur de marche fixée :  $h = 0,015$  m(b) Nombre de Reynolds fixé :  $Re_{D_j} = 16915$ Figure 4.29: Nombre de Nusselt local au centre de la plaque vs.  $x/h$ .(a) Hauteur de marche fixée :  $h = 0,015$  m(b) Nombre de Reynolds fixé :  $Re_{D_j} = 16915$ Figure 4.30: Distribution du nombre de Nusselt normalisé au centre de la plaque vs.  $x/h$ .

Dans la zone de rattachement, le nombre de Nusselt maximum est de 2,69, 2,67 et de 2,53 plus important que le cas pleinement établi respectivement pour le cas (a), (b) et (c). Un peu plus loin, où  $Nu_{D_j}/Nu_{fd} \simeq 1$ , l'écoulement atteint un état pleinement établi (comme dans une plaque plane), où l'influence de la marche devient négligeable. Les cas (a) et (b) présentent des résultats similaires, où le nombre de Reynolds n'a plus d'influence et donc que l'écoulement est pleinement turbulent (Boizumault *et al.* (2000)). La différence de hauteur de marche avec le cas (c) a une influence significative : plus haute est la hauteur de marche, plus petit est  $Nu_{\max}$  et  $Nu_{D_j}/Nu_{fd}$ . On peut voir que le cas (c) a une courbe plus large et plus aplatie. En amont du point de rattachement, ces valeurs sont plus petites que le cas (a) et deviennent plus importantes à partir de  $x/h \simeq 5$ . La position du point de transfert maximum dépend du cas étudié.



Le Tableau 4.3 présente la position de  $x_{\max}$  en fonction du cas étudié.

	$x_{\max}$	$X_{\max} = \frac{x_{\max}}{h}$
Cas (a)	0,0574	3,83
Cas (b)	0,0556	3,71
Cas (c)	0,0683	4,55

Tableau 4.3: Résultats présentant la position de  $x_{\max}$ .

Les valeurs de  $x_{\max}$  sont assez similaires pour les cas (a) et (b), où la différence entre les deux cas est la vitesse d'entrée de buse :  $X_{\max}$  est donc indépendant de  $Re_{D_j}$ , signifiant que l'écoulement est pleinement turbulent pour cette hauteur de marche  $h$ . De plus, la position de transfert maximal est trouvée pour le cas (c) : ainsi, plus grande est la marche, plus grand est  $X_{\max}$ . Ce comportement est cohérent avec Nie et Armaly (2002) dans un cas confiné.

**Corrélations entre fluide et thermique :**

La comparaison entre les résultats fluides et solides est donnée dans la Figure 4.31. Notons ici qu'il était impossible d'obtenir le coefficient de frottement  $C_f$  par une simple mesure de fil chaud puisque le fil tenu par la broche est très sensible et casse facilement à l'approche d'une paroi.

Proche de la marche, la vitesse est faible, la température est maximale et le nombre de Nusselt est petit (1). Au point de rattachement, défini par  $C_f = 0$ , la température devient minimale et le nombre de Nusselt maximal (2). La comparaison entre le nombre de Nusselt expérimental et numérique est similaire pour  $Nu_{\max}$  et  $Nu_{fd}$ . Dans la zone de re-développement du fluide,  $Nu$  décroît tout comme  $C_f$  similairement au cas d'une plaque plane (3).

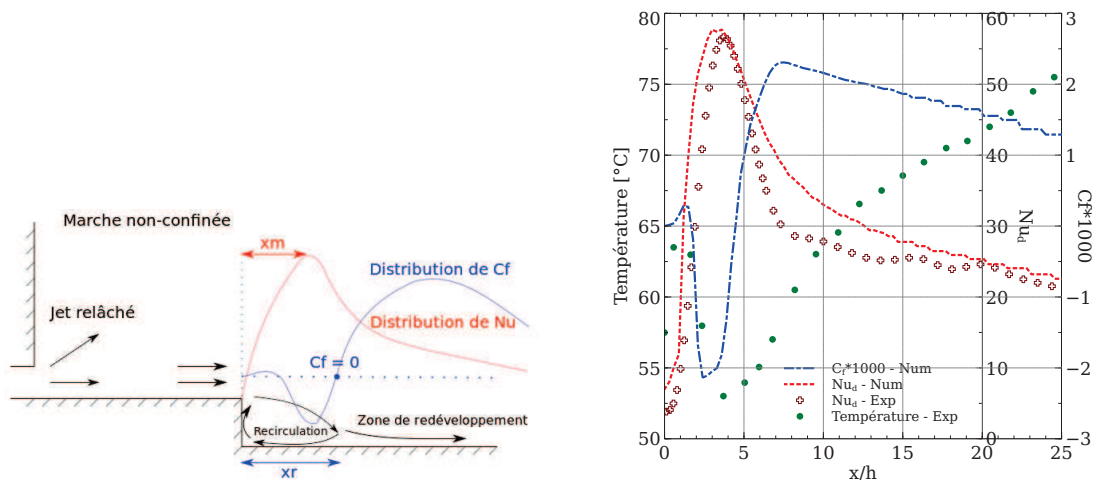


Figure 4.31: Comparaison entre la distribution du coefficient de frottement  $C_f$  obtenu par simulation numérique  $k - \omega$  SST avec la température et le nombre de Nusselt trouvés lors des essais expérimentaux, au centre de la plaque.

Le Tableau 4.4 présente la comparaison entre les positions de  $C_f$  (obtenues numériquement) et celles de la température minimale,  $T_{\min}$ .

	Exp.	Couplage $v_2f-\varphi$	Couplage $k-\omega$ SST
Position de $C_f = 0 - x/h$	-	4,867	4,333
Position de $T_{\min} - x/h$	3,707	6,3	3,6
Erreur relative [%]	-	69,9	2,9
$T_{\min}$ [°C]	53	50,25	63,2
Diff. de température [°C]	-	-2,75	10,2

Tableau 4.4: Comparaison entre le coefficient de frottement  $C_f$  et la température/nombre de Nusselt au point de recollement (cas (b)).

On peut déjà remarquer que l'on obtient une position de rattachement légèrement plus grande ici (4,33h) que par calcul LES dans le cas de la maquette dynamique (3,85h). La position de  $T_{\min}$  est une fois de plus mieux décrite ici par le modèle  $k-\omega$  SST. Cependant, le modèle  $v_2f-\varphi$  donne une meilleure estimation de la température  $T_{\min}$ . Ceci n'est pas surprenant, puisqu'à la base, ce modèle a été spécialement développé pour des jets impactants de parois (Laurence *et al.* (2005)).

Une comparaison plus poussée peut être faite entre la position du point de transfert maximum,  $x_{\max}$  et le point de rattachement,  $x_r$ . Les corrélations trouvées, de la forme  $x_{\max} = \alpha \times x_r$  et  $C_{f_{\min}} = \alpha \times x_r$  avec  $\alpha$  constante, sont indiquées sur le Tableau 4.5.

Cas non-confiné	Cas confiné
$x_{\max} = 0,83 \times x_r$	$x_{\max} = 0,9 \times x_r$ (Vogel et Eaton, 1985)
$C_{f_{\min}} = 0,55 \times x_r$	$C_{f_{\min}} = 0,667 \times x_r$ (Jovic et Driver, 1995)

Tableau 4.5: Corrélations obtenues dans l'étude du cas (b), pour le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST.

Ainsi, la valeur de la constante entre  $x_m$  et  $x_r$  est plus petite dans notre cas que dans le cas confiné de Vogel et Eaton (1985). Cela indique aussi que la constante entre  $C_{f_{\min}}$  et  $x_r$  est plus petite dans le cas non-confiné que dans le cas confiné de Jovic et Driver (1995). Cependant, cette constante entre  $C_{f_{\min}}$  et  $x_r$  est également légèrement différente du cas non-confiné de Nait Bouda *et al.* (2008), où il a été trouvé que sa position est plus proche du point de rattachement.

#### Nombre de Nusselt maximum :

Comme nos études sont pleinement turbulentes, il est possible de corrélérer  $Nu_{\max}$  avec  $Re_{\max}$  sous la forme suivante (Vogel et Eaton (1985), Dumoulin (1994) et Boizumault *et al.* (2000)) :

$$Nu_{\max} = C \times Re_{\max}^{2/3} \quad (4.3)$$

avec  $C$  une constante dépendante de  $ER$  et de  $Re_{\max} = \frac{U_j \times x_{\max}}{\nu}$  (Oyakawa *et al.* (1995)).

Cette équation est utilisée généralement pour caractériser l'échange de chaleur par la convection forcée entre une paroi et un écoulement turbulent pleinement développé. Le nombre de Nusselt maximum  $Nu_{\max}$  est donné par l'équation suivante :

$$Nu_{\max} = \frac{h_{\max} \times x_{\max}}{\lambda_{\text{air}}} \quad (4.4)$$

Selon Vogel et Eaton (1985), la corrélation trouvée est la suivante :

$$Nu_{\max} = 0,095 \times Re_{\max}^{2/3} \quad (4.5)$$

Ces auteurs ont fait l'hypothèse que les facteurs d'influence sont la hauteur de la marche mais aussi la couche limite en amont. La hauteur de la marche présentée ici est  $h = 0,038$  m, avec  $0,12 \leq \delta/D_j \leq 1,28$ .

Pour Boizumault *et al.* (2000), la corrélation trouvée est la suivante :

$$Nu_{\max} = 0,079 \times Re_{\max}^{2/3} \quad (4.6)$$

avec une hauteur de marche  $h = 0,004$  m et  $\delta/D_j = 0,115$ .

Enfin, Dumoulin (1994) propose la corrélation suivante :

$$Nu_{\max} = 0,376 \times Re_{\max}^{0,62} \times Pr^{1/3} \quad (4.7)$$

avec une hauteur de marche  $h = 0,05$  m et  $\delta/D_j = 0,05$ . L'écoulement est fortement perturbé dans cette expérience, avec  $\delta/D_j \ll 1$ .

Le Tableau 4.6 donne les principales caractéristiques de nos études.

	$ER$	$Re_{D_j}$	$X_{\max}$	$Re_{\max}$	$Nu_{\max}$	$Nu_{fd}$
Cas (a)	1,2	16 915	3,83	51 915	108,3	18,3
Cas (b)	1,2	23 370	3,71	69 480	120,2	21,2
Cas (c)	0,72	16 915	4,55	61 775	123,8	18,8

Tableau 4.6: Valeurs caractéristiques obtenus dans ces études.

Une corrélation entre  $Nu_{\max}$  et  $Re_{\max}$  peut alors être donnée en minimisant l'erreur, suivant l'équation :

$$Nu_{\max} = 0,076 \times Re_{\max}^{2/3} \quad (4.8)$$

Les données sont correctement prédites, avec un coefficient de corrélation  $r = 0,954$  et de détermination  $r^2 = 0,91$ . Les données que l'on peut trouver dans la littérature sont indiquées dans le Tableau 4.7.

	$ER$	$Re_{D_j}$	$X_{\max}$	$Re_{\max}$	$Nu_{\max}$	$Nu_{fd}$
Vogel et Eaton (1985)	1,25	16 250	3,63	60 765	146,8	35,5
Vogel et Eaton (1985)	1,25	34 190	4,74	129 570	243,2	58,8
Dumoulin (1994)	1,33	51 675	5,74	211 365	780,6	148,5
Boizumault <i>et al.</i> (2000)	1,25	18 805	9	28 205	73,2	60
Boizumault <i>et al.</i> (2000)	1,25	24 000	8,25	33 000	81,3	68

Tableau 4.7: Valeurs caractéristiques obtenues dans la littérature.

Notons que ces données ont été obtenues dans le cas confiné. On peut facilement comparer les cas (a) et (b) avec la bibliographie, contrairement au cas (c) où  $ER$  est beaucoup plus petit. Ainsi, pour un nombre de Reynolds  $Re_{D_j}$  similaire (par exemple entre le cas (a) et Vogel et Eaton (1985)),  $Re_{\max}$ ,  $Nu_{\max}$  et  $Nu_{fd}$  sont plus grands dans le cas confiné que dans le cas ouvert.

Cependant, si l'on compare avec Boizumault *et al.* (2000), ceci n'est plus vrai : l'inverse se produit. Aucune véritable conclusion ne peut être faite ici, à part que dans la grande majorité des cas où  $X_{\max}$  et  $Nu_{fd}$  sont toujours plus petits dans le cas ouvert que dans le cas confiné, pour des valeurs proches de  $ER$  et  $Re_{D_j}$ .

## 4.5 Conclusion

Les caractéristiques de l'écoulement d'un jet de paroi turbulent sur une marche descendante dans un tunnel non-confiné ont été expérimentalement investiguées par des mesures PIV et Stéréo-PIV. Ces mesures ont été comparées avec les résultats obtenus par simulation numérique en 3D, par l'intermédiaire d'un modèle URANS RSM et d'un modèle LES, avec le modèle dynamique d'échelle de sous-maille. Il a été vérifié que l'écoulement d'entrée du jet était pleinement développé dans les simulations et était en bon accord avec les essais. Les résultats expérimentaux et numériques indiquent qu'une couche de cisaillement est générée à la buse à cause d'un agrandissement soudain. Celle-ci a une intensité turbulente maximale d'environ 20% à  $10D_j$  de la buse. Au niveau de la marche, les mesures PIV et SPIV illustrent que l'intensité turbulente de l'écoulement en amont de la marche atteint approximativement 24% de la vitesse  $U_m$  et est donc plus grande que celle que l'on peut trouver dans une marche confinée. Une seconde couche de cisaillement est générée au niveau de la marche et possède un haut niveau de turbulence, de l'ordre de 30% de la vitesse  $U_m$ . Ce haut niveau de turbulence cause, en plus de celle créée en amont par la buse, une longueur de recirculation plus petite.

Les mesures SPIV dans les plans transversaux ont permis de révéler un haut niveau de degré tridimensionnel de l'écoulement créé par les parois latérales. Les accords dans les comparaisons sur la vitesse moyenne et les contraintes de Reynolds en aval de la marche sont bons, notamment pour la LES (pour toute valeur  $y$ ) et pour l'approche RSM dans la région extérieure, pour  $y > y_{1/2}$  et  $y/h < 2$ . Les principaux désaccords sont apparus dans la comparaison de l'intensité turbulente longitudinale. Les désaccords observés entre les résultats numériques et les mesures expérimentales peuvent être causés par les conditions aux limites imposées sur la partie supérieure du domaine ou encore par la condition d'écoulement imposée en entrée du domaine.

Une étude aérothermique a permis d'analyser l'influence de l'écoulement d'air sur une plaque chauffée en aval de la marche descendante. Les calculs réalisés avec couplage thermique ont permis de montrer l'avantage d'utiliser le modèle  $k - \omega$  SST par rapport au modèle  $v_2f-\varphi$  pour trouver la position du point chaud et capturer au mieux sa température. Les résultats numériques et expérimentaux donnent les mêmes tendances et ont permis de montrer que la position de  $Nu_{fd}$  dépend seulement de  $Re_{D_j}$ . Plusieurs comparaisons sur le coefficient  $C_f$ , sur la température et sur le coefficient  $Nu$  au point chaud et au point de rattachement ont été réalisées et ont permis de valider le code numérique, que ce soient sur leurs positions ou leurs valeurs. La constante reliant  $x_r$  à  $x_{\max}$  est plus petite que dans le cas confiné, ainsi que la corrélation reliant  $x_r$  à  $C_{f\min}$ . Les valeurs de  $Nu_{fd}$  et de  $X_{\max}$  sont aussi plus petites dans notre cas non-confiné. Cependant,  $X_{\max}$  est toujours indépendant de  $Re_{D_j}$  pour un écoulement turbulent pleinement développé et le nombre  $Nu_{\max}$  peut toujours être décrit avec  $Re_{\max}$ , indépendamment des conditions amonts ou de la hauteur de la marche, comme c'est le cas en confiné.

Ces études sur la marche descendante nous ont permis de répondre à notre principal objectif : le modèle URANS  $k - \omega$  SST, couplé avec le code thermique SYRTHES, est le meilleur modèle numérique dans le cas de la marche descendante. Il permet de trouver le meilleur compromis entre la rapidité des calculs (temps CPU court) et la précision des résultats. De bons résultats sont garantis à la fois sur la partie fluide et thermique. La méthodologie de calcul proposée est adaptée à la détection des points chauds dans le cas d'une marche descendante statique.

## Chapitre 5

# Cas d'une cavité tournante confinée

Les résultats sur la marche descendante, sans rotation, ont montré que la description de l'écoulement fluide ainsi que son impact sur la thermique sont complexes à analyser. Il a été démontré l'importance de pouvoir comparer les résultats de simulation thermofluide avec des mesures expérimentales. Cette marche descendante avait deux objectifs : étudier l'effet d'une géométrie ressemblant à un demi-pôle d'alternateur hydraulique et étudier les effets d'un jet de paroi confiné relâché sur une plaque chauffée en aval de la marche, semblable à un type d'écoulement que l'on peut trouver dans cet alternateur. Le meilleur modèle de turbulence trouvé a été le modèle URANS du 1<sup>er</sup> ordre  $k - \omega$  SST : il permet à la fois de réaliser un calcul correct et rapide pour la partie fluide et solide en le couplant avec le code thermique, SYRTHES.

Nous allons complexifier l'étude en prenant en compte la rotation dans une cavité confinée, comprenant un rotor encoché et un stator lisse, afin de se rapprocher de la configuration rencontrée dans un alternateur hydraulique. L'objectif est d'analyser et de comprendre les mécanismes élémentaires fondamentaux se produisant dans les écoulements de type Taylor-Couette-Poiseuille (étude de la topologie de l'écoulement, de la formation de structures tourbillonnaires) et leurs influences sur les transferts de chaleur. Ceci va alors permettre de valider la méthodologie qui utilise le couplage CHT. En obtenant les transferts de chaleur, il va être possible de corréler et d'identifier les mécanismes qui gouvernent la physique des phénomènes rencontrés dans ce type de machine. À la vue des phénomènes tridimensionnels dans le cas de la marche, cette étude a été aussi logiquement considérée comme étant pleinement 3D.

En premier lieu, les résultats de mesure des campagnes d'essais menées dans le cadre de la maquette tournante sont décrits. Le but de ces résultats est de valider le modèle numérique. Deux codes CHT, à savoir Code\_Saturne et son couplage avec la thermique SYRTHES ainsi que Ansys-CFX sont utilisés, permettant de comparer les codes numériques entre eux.

### 5.1 Tests numériques préliminaires

Un seul cas a été étudié expérimentalement, celui où l'écoulement est le plus compliqué (écoulement turbulent avec tourbillons), correspondant à l'écoulement que l'on trouve dans la configuration industrielle. Avant de calculer la distribution de température à partir du calcul CHT, des tests préliminaires ont été réalisés via la CFD seule afin de simplifier le plus possible son calcul sans en modifier le résultat final (et ainsi gagner du temps).

**Conditions aux limites :**

Les conditions aux limites appliquées en CFD sont les mêmes que celles de l'essai réalisé. Une vitesse axiale proche de  $V_a = 2$  m/s (obtenue par la mesure de fil chaud) est imposée dans le guide d'air amont par l'intermédiaire du ventilateur, à  $6D_h$  en amont du rotor. Une vitesse de rotation de 500 tr/min anime le rotor. Ceci donne un nombre de Reynolds axial de  $Re_a = 3115$ , un nombre de Reynolds tangentiel de  $Re_t = 9710$  ou encore un nombre de Taylor de  $Ta = 2\,332\,610$ . Les conditions aux limites sont indiquées sur la Figure 5.1.

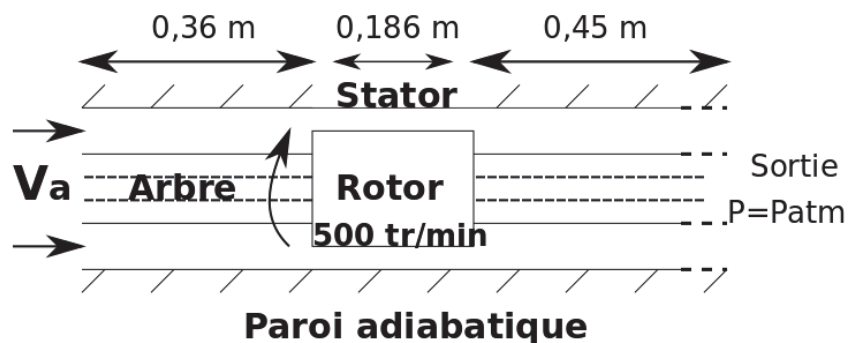


Figure 5.1: Conditions aux limites utilisées lors des tests numériques préliminaires.

L'Annexe D donne les corrélations utilisées pour obtenir le coefficient d'échange convectif  $h$  dans chaque partie de l'arbre et du rotor.

**Prise en compte de la rotation**

L'approche par « frozen rotor » a été appliquée dans tout le domaine : les termes modélisant les effets de rotation (Coriolis et centrifuge) ont été rajoutés dans les équations. Ainsi, comme les guides sont fixes dans le repère absolu, une vitesse contrarotative est alors imposée.

**Maillage :**

La Figure 5.2 présente le maillage fluide sur un plan méridien. Ce maillage hexaédrique structuré a été généré sur SALOME 6.6<sup>1</sup> et comprend pour le domaine entier 44 319 400 cellules. Le raffinement du maillage en proche paroi garantit un  $y^+$  proche de 1 (pour les modèles « bas Reynolds »). Pour les modèles « haut Reynolds » utilisés, il faut au contraire que  $y^+ > 30$  car des lois de parois sont appliquées dans la couche limite et elles ne peuvent être appliquées que si aucune cellule ne se trouve dans la sous-couche visqueuse. Le maillage est dans ce cas plus léger, disposant dans le domaine entier de 1 243 500 éléments.

La longueur du guide d'air en aval a été volontairement agrandie par rapport à la réalité, pour éviter d'influencer l'écoulement en sortie du rotor. Une étude d'indépendance des résultats au maillage a été réalisée afin de s'assurer que la résolution du maillage est suffisante et que l'indépendance des résultats à la discrétisation spatiale est garantie.

1. Un script python a été réalisé sur la plateforme SALOME afin de modifier à volonté les paramètres indiqués au Tableau 2.8. La géométrie et le maillage sont automatiquement mis à jour.

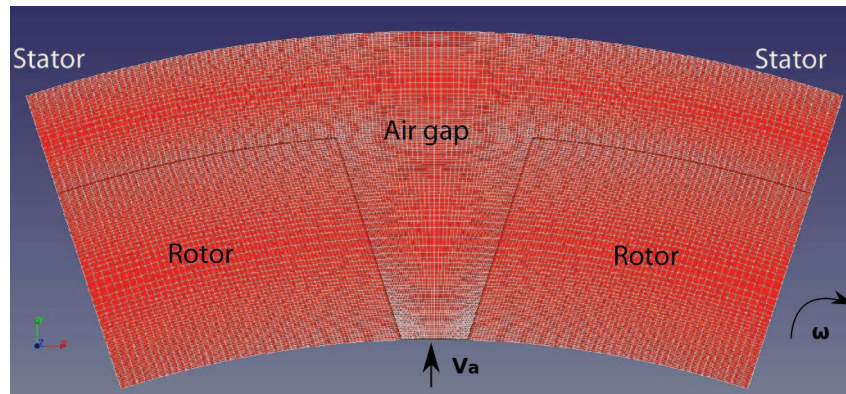


Figure 5.2: Vue méridienne du maillage réalisé pour les simulations CFD.

### Modèles de turbulence :

Les modèles de turbulence utilisés dans cette partie sont multiples. Des modèles de turbulence « bas Reynolds » ( $k-\omega$  SST et  $v_2f$ -BL- $v_2$  pour les modèles du premier ordre et  $R_{ij}$ -EB-RSM pour le second ordre) ont été testés, ainsi que des modèles de turbulence « haut Reynolds » ( $k-\varepsilon$  pour le premier ordre et  $R_{ij}$ -SSG pour le second ordre).

### Autres caractéristiques numériques :

L'algorithme SIMPLEC pour le couplage vitesse/pression a été utilisé. Le calcul CFD a été réalisé pour un pas de temps de  $5 \times 10^{-5}$  s. Le nombre de Courant est proche de 1. La convergence du solveur est obtenue lorsque les résidus de toutes les grandeurs calculées sont inférieurs à  $10^{-5}$ . Les schémas utilisés sont du second ordre concernant la vitesse (schéma centré) et du premier ordre pour les scalaires  $k$ ,  $\varepsilon$  et  $\omega$  (schéma upwind), conformément aux préconisations données par la documentation de Code Saturne (2013). Le schéma en temps est du second ordre (Crank-Nicholson). Le temps CPU pour Code\_Saturne s'est élevé à environ 8 jours complets de calculs numériques avec 180 coeurs sur le cluster Ivanoe d'EDF pour les cas périodiques (cf. **Annexe C**).

### Résultats préliminaires :

Plusieurs tests ont été réalisés pour une vitesse de rotation de 500 tr/min, sans vitesse axiale, afin de tester :

1. Si l'état **stationnaire** est atteint ou pas,
2. La sensibilité aux conditions aux limites **périodiques**,
3. La sensibilité aux **modèles de turbulence**,
4. La sensibilité à la **position des interfaces**.

L'objectif consiste à sélectionner la méthode numérique la plus appropriée pour avoir le meilleur rapport coût de calcul/précision des résultats. Pour alléger la lecture du manuscrit, ces tests sont présentés en **Annexe E**. Leurs résultats ont permis de dire que :

1. L'état **stationnaire** n'est possible que pour une vitesse de rotation inférieure à  $\omega \leq 20$  tr/min. Il est alors nécessaire de réaliser une étude instationnaire : la moyenne temporelle doit alors commencer à partir de 2 s de temps physique (afin d'avoir un écoulement pleinement développé) et peut se terminer après 8 s sans que ne soit affectée la stationnarité statistique,



2. Le caractère **périodique** (de  $36^\circ$ ) a été validé et permet de réaliser les calculs numériques avec « seulement » 4 431 940 de cellules dans le maillage (10 pôles constituent le rotor). On a ainsi réduit le nombre de composants sans en modifier le résultat final : les longueurs de corrélation sont telles que l'on ne tronque pas de possibles structures 3D dans la direction tangentielle,
3. La modélisation par le **modèle de turbulence** « bas Reynolds »  $k - \omega$  SST a permis d'obtenir des résultats en moyenne similaires au modèle du second ordre Rij-EB-RSM sur les moments d'ordre 1 tout en garantissant un temps de calcul moindre avec des bonnes propriétés de convergence,
4. Le calcul par **frozen rotor**, sans interface, donne logiquement des résultats les plus représentatifs de la réalité. En cas d'utilisation d'interface dans l'entrefer, celle-ci doit être placée loin du rotor (proche du stator).

### 5.2 Validation des codes numériques avec transferts de chaleur

Suite aux tests réalisés, il a été possible d'obtenir la procédure numérique la plus adaptée pour réaliser nos calculs. Une validation est proposée ci-dessous entre les mesures expérimentales et les résultats numériques pour un cas d'étude avec la prise en compte des transferts de chaleur.

#### 5.2.1 Description numérique

##### Conditions aux limites :

Comme pour les tests préliminaires, les conditions aux limites appliquées en CFD sont les mêmes que celles de l'essai réalisé. Le profil de vitesse axial imposé en entrée du domaine numérique à  $6D_h$  en amont du rotor est celui obtenu par mesure par fil chaud, avec une vitesse axiale débitante  $V_a \approx 2$  m/s pour  $Re_a = 3115$  et la vitesse de rotation est imposée à  $\omega = 500$  tr/min ( $Ta = 2\,332\,610$ ). De plus, les calculs présentés ici prennent en compte les transferts de chaleur. Ainsi, la puissance de chauffage dans l'ensemble des cartouches a été réglée à 507,6 W pour 94 V et 5,4 A<sup>2</sup>. La température atmosphérique imposée est de 21 °C.

##### Maillages :

Le même maillage fluide de la section 5.1 est utilisé. Un maillage tétraédrique a été utilisé pour le domaine solide. Ce dernier comprend 5,4 millions de cellules<sup>3</sup>, incluant le rotor, les cartouches chauffantes, l'arbre et l'isolation entre l'arbre et le rotor (Figure 5.3). Un test d'indépendance des résultats au maillage a été réalisé pour les deux domaines, avec une taille de cellules similaire spécifiée à l'interface entre les deux maillages.

---

2. Par l'intermédiaire d'études préliminaires en conduction pure, après étude de sensibilité du maillage, un flux de 13146 W/m<sup>2</sup> (puissance de 50W pour chacune des cartouches) suffisait pour atteindre un des objectifs du cahier des charges, à savoir une température en surface moyenne proche de 70 °C.

3. Le caractère périodique de la partie solide a aussi été validé et permet de diviser par 10 la taille du maillage.

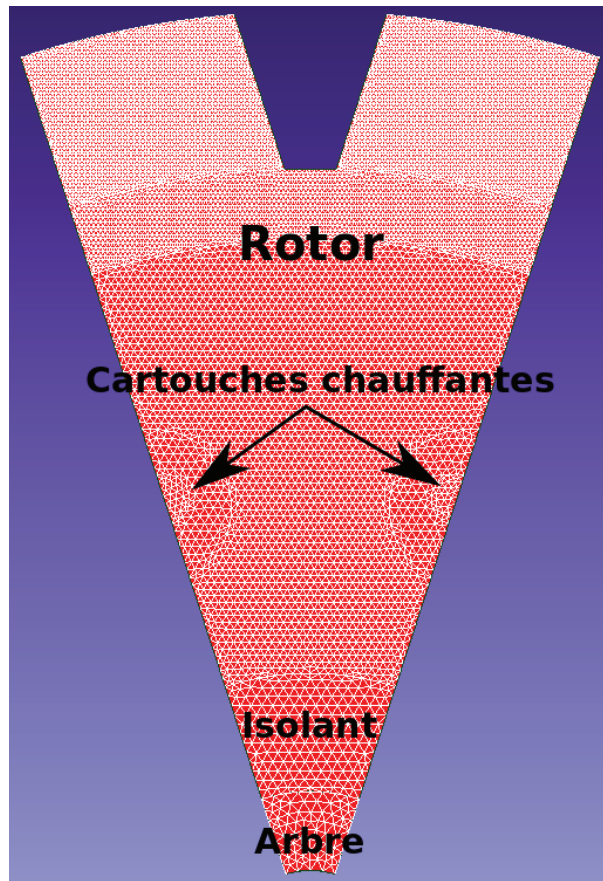


Figure 5.3: Maillage réalisé pour la simulation thermique.

#### Comparaisons entre Code\_Saturne et Ansys-CFX :

Un test comparatif est réalisé entre différentes simulations CHT, en utilisant ici deux codes CFD : le premier est Code\_Saturne 3.0 couplé avec le logiciel thermique SYRTHES 4.0 et le second Ansys-CFX. Cela permet de vérifier que les calculs numériques donnent le même résultat, au cas où les résultats avec l'expérimental seraient différents. Pour chaque code, le modèle de turbulence sélectionné est le modèle URANS 1<sup>er</sup> ordre,  $k - \omega$  SST. La mise en donnée des paramètres numériques des deux codes a été réalisée de la façon la plus similaire possible.

Le Tableau 5.1 présente les deux codes utilisés dans le cas de la cavité tournante confinée.

	Code_Saturne	SYRTHES
Type de maillage 3D	Hexaédrique	Tétraédrique
Conception de maillage	Structuré par bloc ( $y^+ \approx 1$ )	Structuré par bloc
Méthode de résolution	Volumes finis	Éléments finis
Interface	Au niveau de la surface extérieure du rotor	
Nombre total d'éléments	4 431 900	5 400 000

Tableau 5.1: Présentation des logiciels utilisés dans le cas de la cavité tournante confinée.

### Paramètres numériques :

L'algorithme SIMPLEC pour le couplage vitesse/pression a été utilisé. La précision du solveur fluide demandée pour chaque paramètre étudié (vitesse, pression, etc) est inférieure à  $10^{-5}$ . Les schémas utilisés sont du second ordre concernant la vitesse (schéma centré) et du premier ordre pour  $k$  et  $\omega$  (schéma upwind) pour les modèles URANS. Le schéma en temps est du second ordre (Crank-Nicholson). La convergence du calcul thermique dans le solide est atteinte pour SYRTHES et Ansys-CFX lorsque les résidus de l'équation de l'énergie sont en-dessous de  $10^{-6}$  et que tous les signaux des points de contrôle sont stabilisés. Le temps de calcul pour Code\_Saturne s'est élevé à environ 8 jours complets de calculs numériques avec 180 coeurs sur le cluster Ivanoe d'EDF pour chaque calcul.

Les temps caractéristiques de diffusion du solide  $t_s$  et du fluide  $t_f$  sont très différents : le premier est  $t_s \simeq 1030$  s alors que le second est  $t_f = 0,075$  s. Cela implique la résolution indépendante des problèmes solide et fluide.

Le couplage faible entre les codes fluide et thermique peut être utilisé et le calcul CHT peut être fait avec des pas de temps différents :  $5 \times 10^{-5}$  s pour le fluide (pour un nombre de Courant proche de 1) et 1 s pour le solide. Un premier calcul instationnaire est réalisé avec Code\_Saturne et SYRTHES dans les domaines fluide et solide respectivement pour 8 s de temps physique avec 6 s de moyennes temporelles. Une seconde passe est réalisée en figeant le champ fluide moyen car ce dernier est fortement instationnaire. Le champ thermique converge alors et devient permanent. L'étape supplémentaire consistant à faire le calcul du champ fluide et du champ thermique avec un pas de temps identique n'apporte rien de plus aux résultats finaux.

Concernant Ansys-CFX, le pas de temps entre les domaines fluide et solide doit être le même (forcé par le logiciel). Ainsi, un premier calcul a été réalisé avec le temps fluide, à  $5 \times 10^{-5}$  s. Puis après avoir atteint une moyenne temporelle statistiquement stationnaire sur le fluide, ce dernier est figé et appliqué en conditions aux limites à la frontière du domaine solide, pour un nouveau calcul résolvant l'équation de l'énergie (pas de temps de 1 s). L'étape supplémentaire consistant à faire le calcul du champ fluide et du champ thermique avec un pas de temps constant et petit n'apporte rien aux résultats finaux. Le calcul devient finalement stationnaire et convergé<sup>4</sup>.

### 5.2.2 Résultats

La Figure 5.4 présente les différentes régions que l'on va étudier par la suite. Ainsi, le pôle du bord d'attaque se trouve à gauche du rotor, et celui du bord de fuite à droite. Les faces polaires se trouvent en vis-à-vis de l'entrefer et les faces inductrices sur les régions verticales du rotor. Le fond d'encoche se trouve au niveau du rayon minimum du rotor.

4. Un test a été réalisé en prenant en compte la correction de Spalart-Shur sur la viscosité turbulente. Or, dans ce cas, la vitesse est fortement surestimée principalement au niveau de l'arrivée de la vitesse axiale en entrée du rotor, notamment pour Code\_Saturne. Ansys-CFX arrive cependant à retranscrire le bon champ de vitesse à cet endroit avec cette correction. Ce problème fait référence à celui décrit par Durbin (1993) dans le Chapitre « Méthodes numériques » de l'« anomalie du point de stagnation », qui n'a étrangement pas lieu sans cette correction sur Code\_Saturne. Des modifications de la correction de Spalart-Shur sur Code\_Saturne sont en cours d'études.

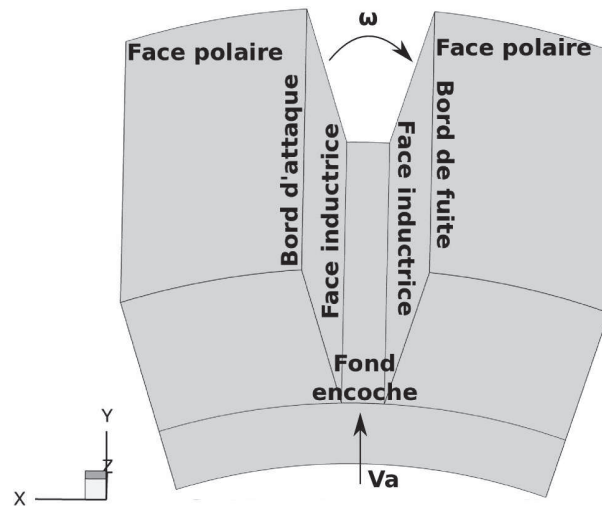


Figure 5.4: Présentation des différentes régions étudiées du rotor.

La Figure 5.5 présente une comparaison des contours du champ de température entre des données expérimentales et numériques.

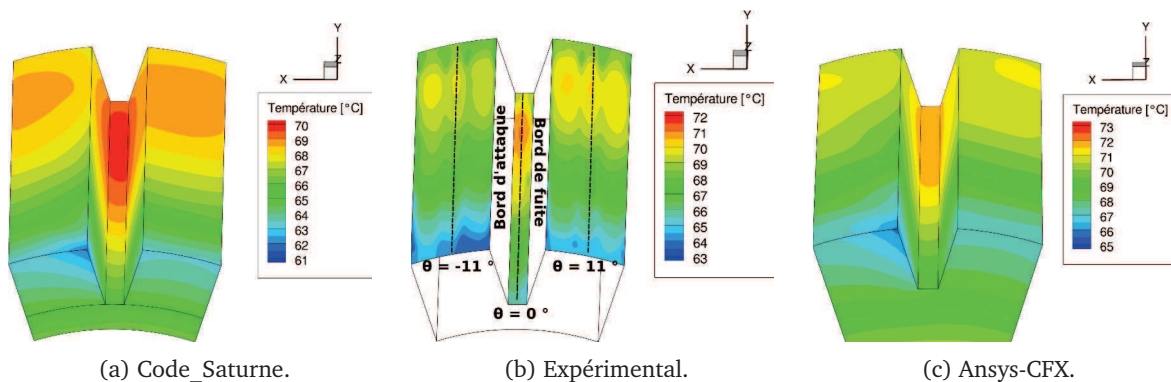


Figure 5.5: Contours de la température sur les faces polaires et le fond d'encoche.

Des interpolations ont été réalisées sur le champ de mesures expérimentales : en effet, la fenêtre n'a pas accès au bord du rotor à 1 cm de chaque côté. Il n'était pas possible d'obtenir le champ de température au niveau des faces inductrices car la caméra infrarouge ne pouvait pas y avoir accès à cause de leurs inclinaisons. La température au niveau de la face polaire du rotor est proche de 70 °C, qui est la plage de température souhaitée pour une utilisation optimale de la caméra infrarouge. La température maximale trouvée est de 71,9 °C pour Ansys-CFX et de 69,8 °C pour SYRTHES. Lors des essais, la température maximale trouvée était de 71,1 °C. La valeur de la température obtenue lors des essais est comprise entre les valeurs données par les deux codes numériques : Ansys-CFX surévalue et SYRTHES et sous-évalue la température par rapport à l'expérimental. La même remarque peut être faite concernant la position du point chaud : elle se trouve à 0,82 ( $z/z_{fer}$ ) lors des essais alors qu'elle est de 0,79 pour SYRTHES et de 0,83 pour Ansys-CFX. Les contours de la température indiquent qu'il y a un gradient de température dans la direction axiale sur la surface du pôle, où la température minimale de la surface du rotor est trouvée en entrée de l'encoche, au bord d'attaque. On peut noter enfin que la température de l'air a atteint une température maximale proche de 30 °C à cause des pertes de ventilation.

La Figure 5.6 permet de comparer les champs de température entre les différentes études réalisées dans la distribution axiale. Une barre d'erreur de la mesure IR de  $\pm 1$  °C a été ajoutée.

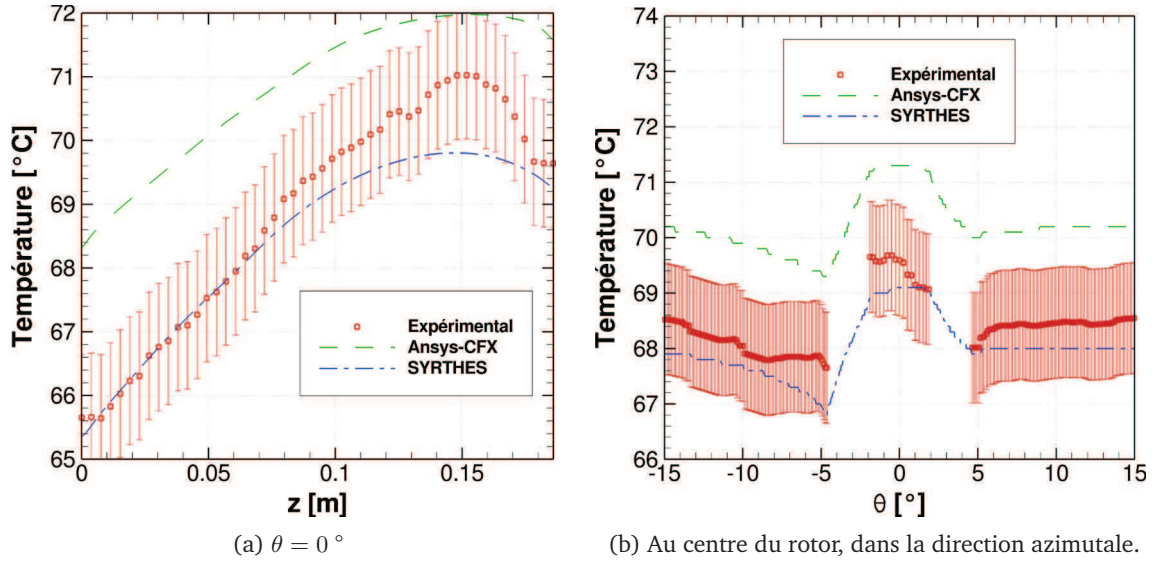


Figure 5.6: Comparaison de ces études sur le champ de température : distribution axiale.

La Figure 5.7 permet de comparer les champs de température entre les différentes études réalisées dans la distribution azimutale.

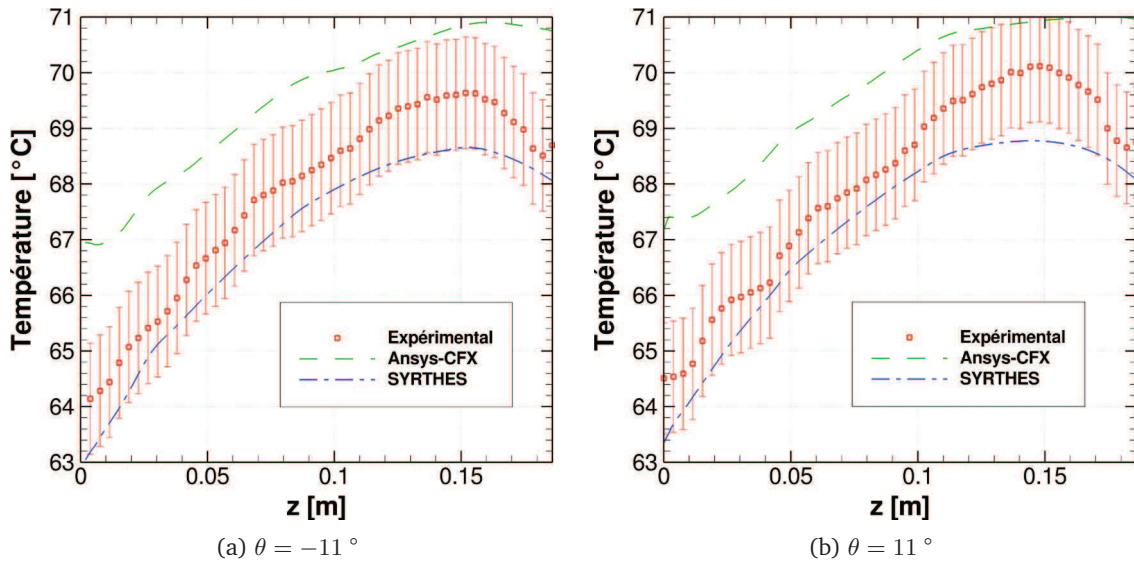


Figure 5.7: Comparaison de ces études sur le champ de température : distribution azimutale.

L'ensemble des résultats numériques est compris dans l'intervalle d'erreur de mesure, notamment ceux issus de SYRTHES. Pour l'ensemble des cas, le bord d'attaque est mieux refroidi que le bord de fuite, car l'écoulement entre par le bord d'attaque où une large recirculation est créée à côté de la paroi du bord de fuite (Figure 5.8). La température dans le fond d'encoche reste constante dans la direction azimutale. Cette distribution apparaît à cause du ventilateur axial qui génère un écoulement dans la direction longitudinale, entraînant un air plus frais à l'entrée de l'encoche.

Le point chaud est localisé au bout du rotor dans le fond d'encoche ( $z \simeq 0,15$  m) à cause des vitesses faibles trouvées dans la région interpolaire. Le fluide réfrigérant a été réchauffé par son passage le long des surfaces des pôles et donc refroidit moins bien le rotor (Figure 5.8).

Les lignes de courant de cette figure illustrent la présence d'un écoulement hélicoïdal dans la région interpolaire, qui se crée au début du rotor au niveau du bord de fuite et perd de son intensité à partir du trois-quart de la longueur du pôle. Un écoulement secondaire commence à se créer au début du bord d'attaque et est diagonalement convecté le long de la face polaire du bord d'attaque par l'inertie du rotor. La présence de ces tourbillons est prédite par les deux codes numériques, même s'il semble que Ansys-CFX dissipe un peu plus rapidement ces tourbillons. Proche de l'entrée du rotor, dans l'encoche, un fort gradient de vitesse est visible à cause de la présence d'une large zone de recirculation adjacente au bord de fuite. On peut enfin noter que la vitesse a été tracée en vitesse relative et non pas en vitesse absolue car les informations les plus intéressantes sur le fluide ne sont visibles qu'en vitesse relative.

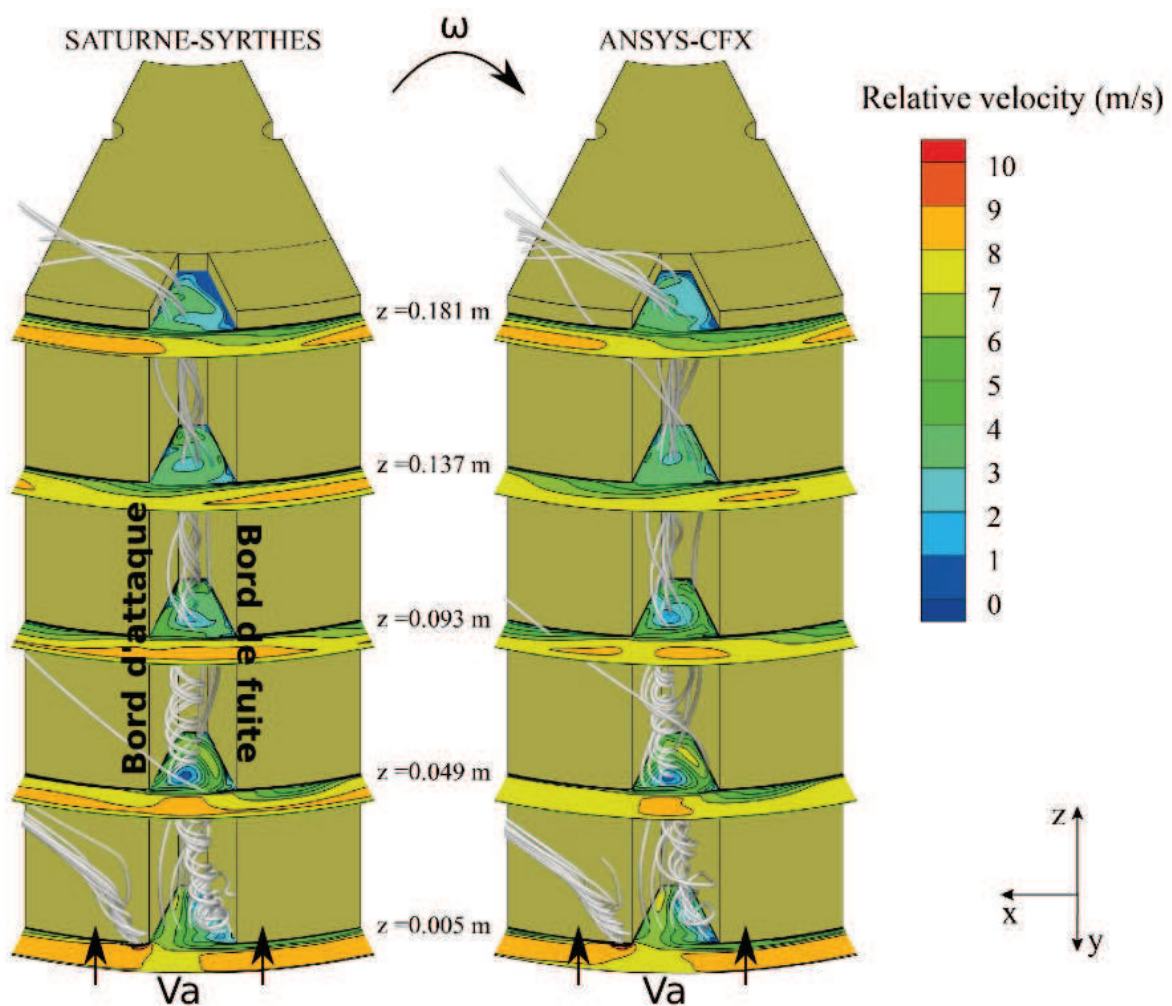


Figure 5.8: Contours et trajectoires de la vitesse relative le long de l'entrefer et de l'encoche.

La Figure 5.9 présente la comparaison entre le numérique et l'expérimental concernant les profils de vitesse à  $2D_h$  et à  $6D_h$ , en amont du rotor. Comme le profil de vitesse a été imposé en entrée du domaine numérique à  $6D_h$  à partir du profil de fil chaud, la vitesse est logiquement identique entre le numérique et l'expérimental. On peut constater que la vitesse mesurée par le fil chaud à  $2D_h$  est plus petite que celle calculée numériquement. Or, en comparant expérimentalement le débit volumique entre l'entrée et la sortie de la maquette, on peut s'apercevoir que celui en entrée à  $6D_h$  ( $0,0386 \text{ m}^3/\text{s}$ ) est plus proche du débit volumique calculé en sortie, en aval du rotor ( $\simeq 0,037 \text{ m}^3/\text{s}$ ). Le débit de la mesure à  $2D_h$  est à  $0,0326 \text{ m}^3/\text{s}$ . Cela peut s'expliquer par le fait que l'on se trouve à  $2D_h$  et donc proche du rotor, ce dernier pouvant perturber l'écoulement et être invisible ou déranger la mesure par fil chaud (la mesure est unidirectionnelle).

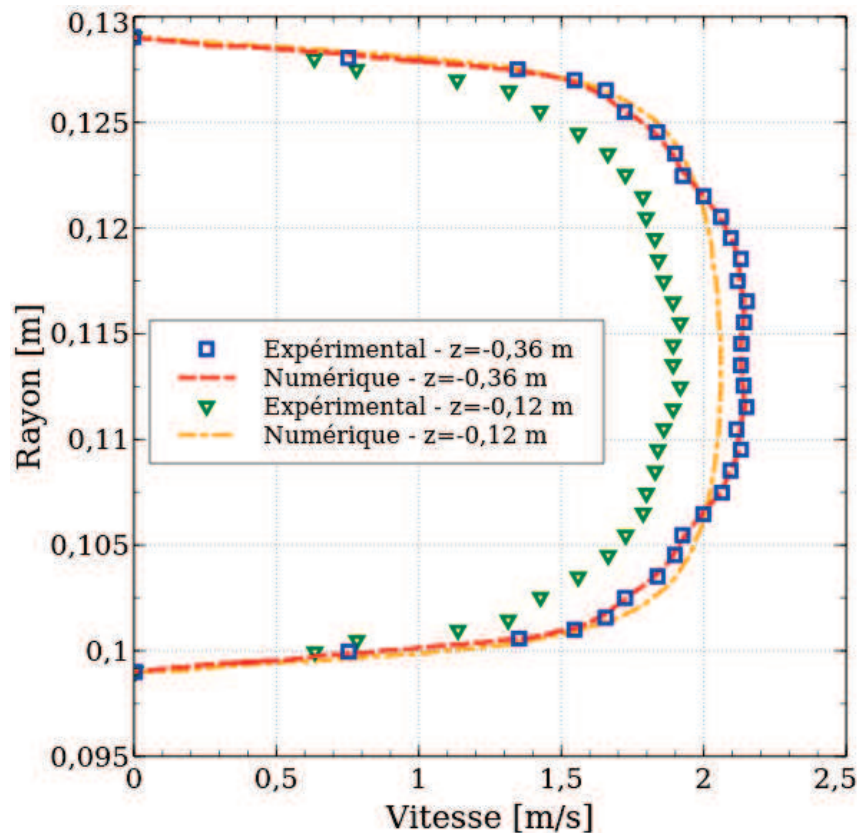


Figure 5.9: Comparaison du profil de vitesse à  $2D_h$  et à  $6D_h$  entre l'expérimental et le numérique.

#### Nombre de Nusselt :

La présence des tourbillons de la Figure 5.8 provoque une diminution du nombre de Nusselt de  $\theta = -8^\circ$  à  $\theta = -5^\circ$ , sur les lignes azimutales localisées à  $z = 0,005 \text{ m}$  et  $z = 0,01 \text{ m}$  (Figure 5.10).

On peut déjà noter que les valeurs du nombre de Nusselt sont plus « bruitées » sur Ansys-CFX que sur SYRTHES, puisque le maillage tétraédrique a été optimisé pour SYRTHES et non pas pour Ansys-CFX. Ce dernier est en effet plus efficace avec les maillages hexaédriques.

Le nombre de Nusselt est plus important au niveau du bord d'attaque par rapport au bord de fuite de la face polaire et de la face inductrice : ce comportement a été également observé dans les études menées par Fénot *et al.* (2013).

Le nombre de Nusselt sur les faces polaires et dans les faces inductrices décroît avec l'augmentation de  $z$  à cause de l'accroissement des couches limites thermiques.

En début de rotor, dans la région de l'espace interpolaire, les profils du coefficient de chaleur sont assez uniformes dans la direction azimutale  $\theta$  : SYRTHES donne un nombre de Nusselt plus élevé au niveau du bord d'attaque que Ansys-CFX. Ce dernier donne un nombre de Nusselt plus important sur le bord d'attaque des faces inductrices et du fond d'encoche pour  $z/D_h = 0,21$  et  $z/D_h = 0,42$  (Figure 5.10).

Au bord de fuite, les résultats des deux codes sont similaires. En bout du rotor (Figure 5.11), de légères différences sont également visibles entre les deux codes : SYRTHES surestime également la valeur du nombre de Nusselt au niveau de la face polaire du bord d'attaque au milieu du rotor ( $z/D_h = 3,95$ ), alors que Ansys-CFX surestime la valeur du nombre de Nusselt sur le bord d'attaque des faces inductrices en bout du rotor ( $z/D_h = 7,85$ ). La faible valeur du nombre de Nusselt dans le fond d'encoche peut être considérée comme constante, et cela pour les deux codes. Les résultats donnés par les deux codes sont semblables dans l'ensemble du rotor.

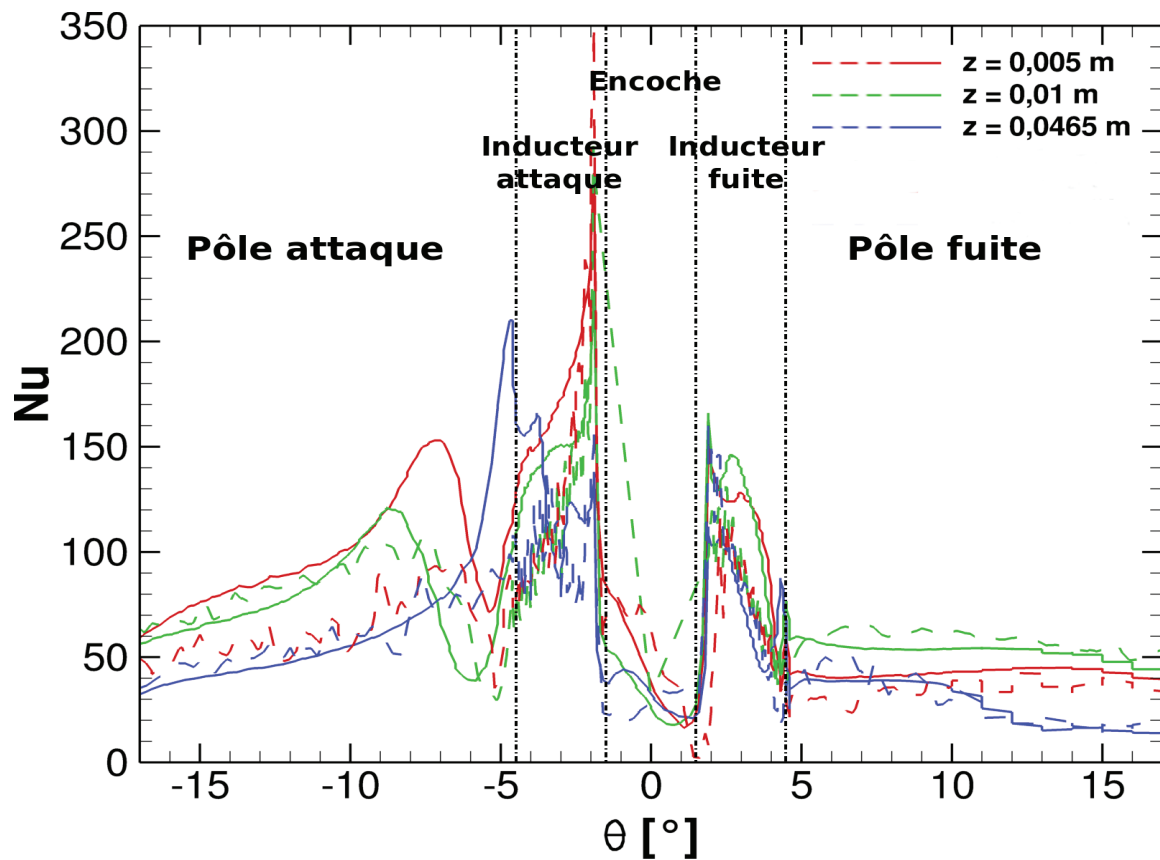


Figure 5.10: Profils du nombre de Nusselt obtenus à partir des résultats numériques en début de rotor (SYRTHES : lignes solides ; Ansys-CFX : lignes pointillées).



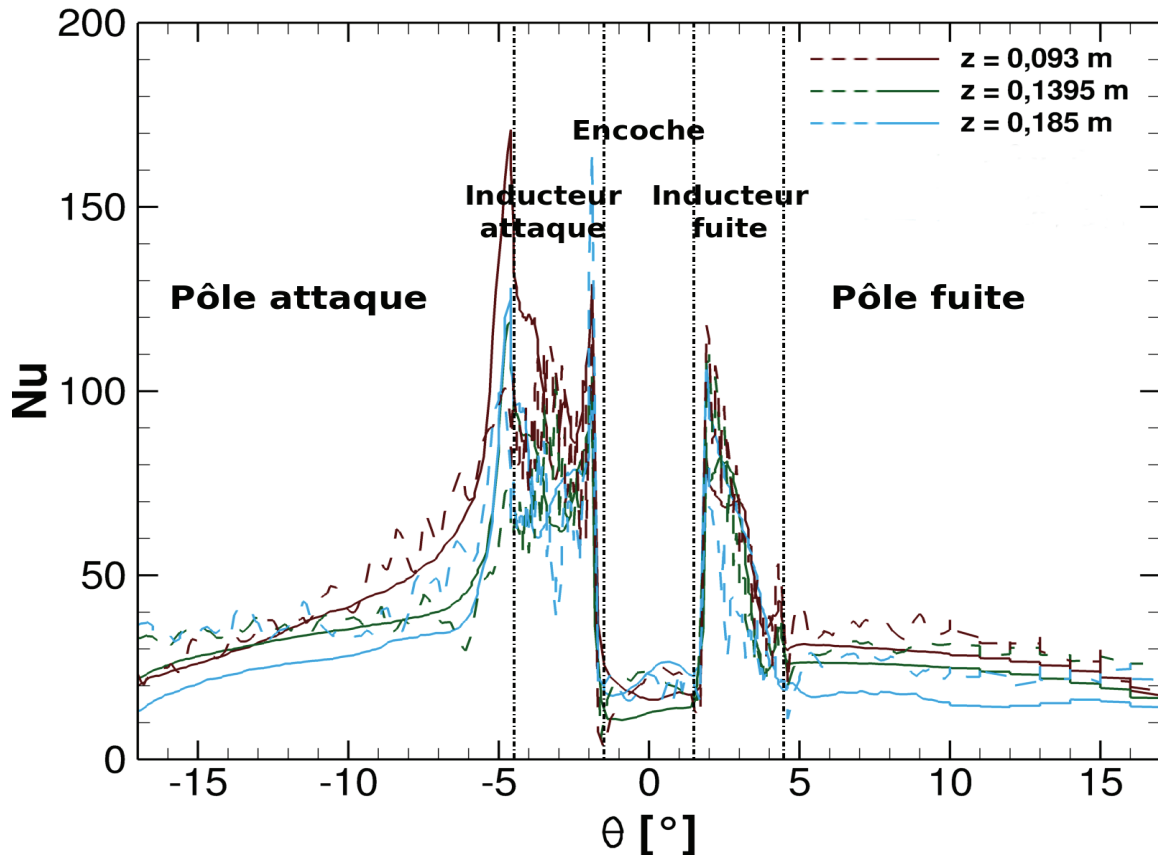


Figure 5.11: Profils du nombre de Nusselt obtenus à partir des résultats numériques en fin de rotor (SYRTHES : lignes solides ; Ansys-CFX : lignes pointillées).

Enfin, la Figure 5.12 présente la variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de  $z/D_h$  sur les différentes parties du rotor. Cette variation est calculée en réalisant une moyenne azimutale de  $Nu$  selon la zone étudiée du rotor et cela pour plusieurs positions de  $z/D_h$ . On peut observer que le transfert de chaleur est en général plus important sur le bord d'attaque que sur le bord de fuite et corrobore les lignes de courant tracées auparavant. La face inductrice est de son côté mieux refroidie que la face polaire. La partie du rotor la moins bien refroidie est le fond d'encoche : industriellement, cela prouve l'intérêt de ne pas mettre si possible les bobines à cet endroit. Les faces inductrices (bobines) se trouvent être les parties les mieux refroidies du rotor, notamment du côté du bord d'attaque. L'écart entre les différentes parties du rotor est très important en entrée du rotor, mais diminue en fonction de  $z/D_h$ .

### Conclusion :

En résumé, les simulations CHT réalisées sur Code\_Saturne/SYRTHES et Ansys-CFX ont prédit une distribution de température très proche de celle trouvée lors des essais (Figure 5.5 et Figure 5.7), permettant d'extrapoler les profils du nombre de Nusselt dans chaque région du rotor. Les valeurs données par ces codes sont globalement en bon accord, avec quelques légères différences. Ce n'est pas surprenant puisque qu'un petit changement dans la dynamique du fluide dans le bord d'attaque peut grandement affecter le transfert local (Figure 5.8).

Cette comparaison, pour le cas turbulent avec tourbillons, a donc validé le code CFD, Code\_Saturne et le code thermique, SYRTHES. L'étude paramétrique des régimes de l'écoulement peut donc être maintenant réalisée afin de corrélérer la partie fluide avec la partie solide.

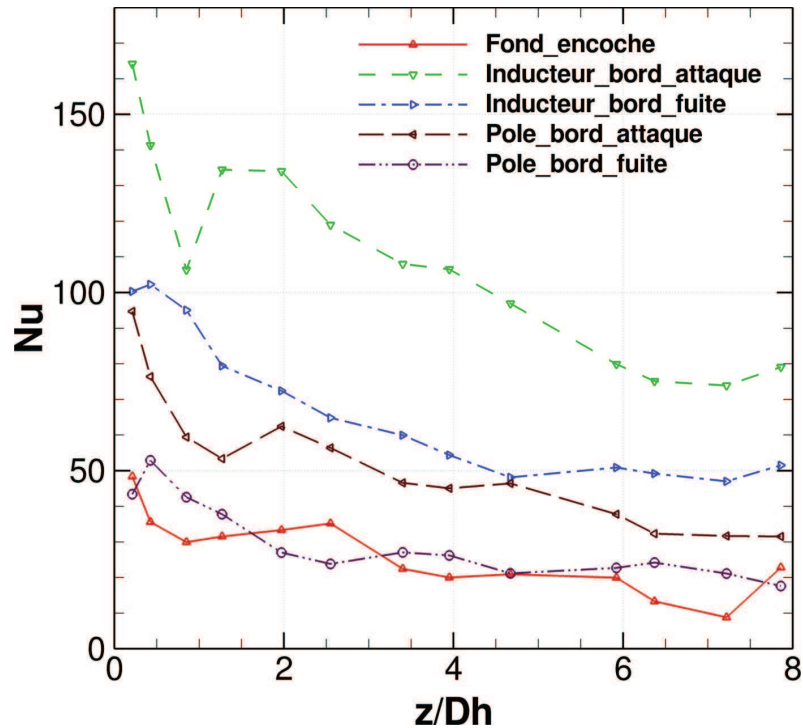


Figure 5.12: Nombre de Nusselt moyen au bord d'attaque et de fuite des faces polaires et inductrices et au niveau du fond d'encoche pour  $Re_a = 3115$  et  $Re_t = 9710$  en fonction de  $z/D_h$ .

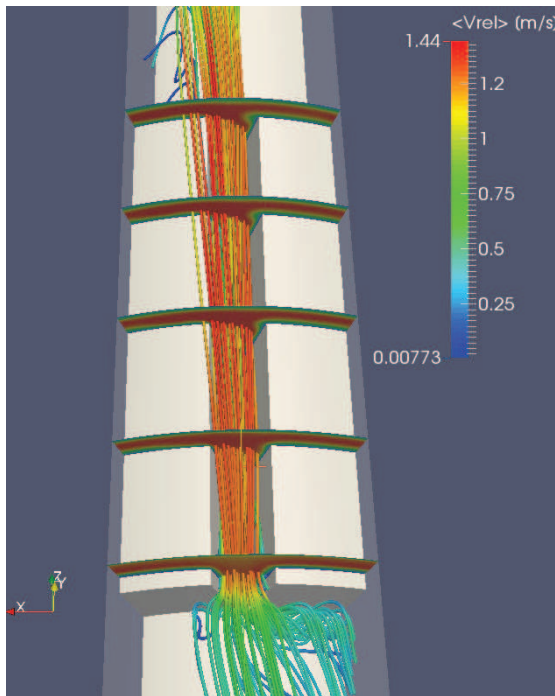
### 5.3 Études CFD des différents régimes de l'écoulement

Dans cette section, les calculs CFD sont réalisés exclusivement sur Code\_Saturne. Le Tableau 5.2 présente les 15 cas différents étudiés, le but étant ici de faire varier le nombre de Reynolds et/ou le nombre de Taylor afin d'analyser et de comprendre leur influence mutuelle sur la thermique.

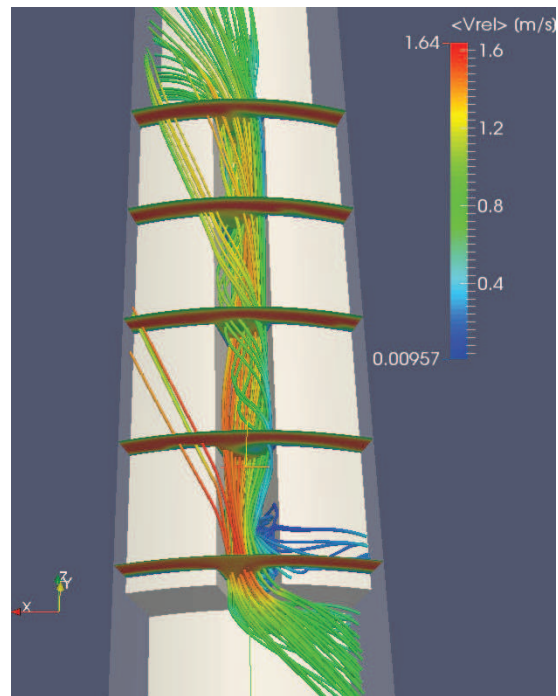
Nombre de Reynolds, $Re_t$	Nombre de Taylor, $Ta$	Nombre de Reynolds, $Re_a$		
195	938	779	3115	6235
972	23360			
1940	93270			
9710	2 332 610			
29 130	20 993 510			

Tableau 5.2: Résumé des 15 configurations étudiées.

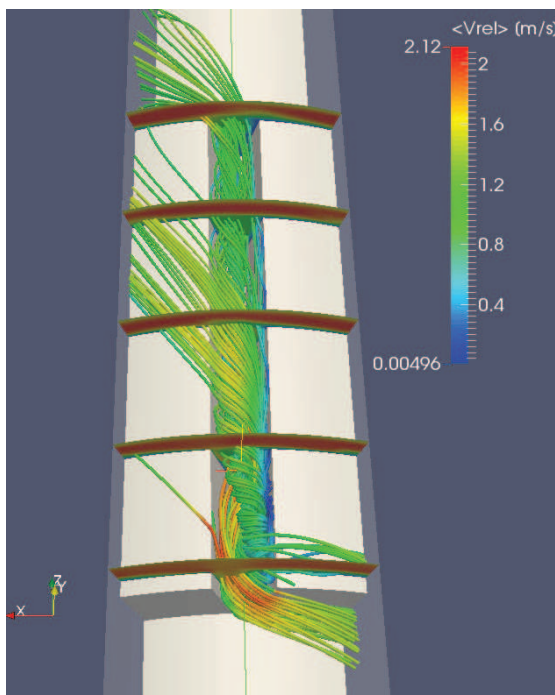
Les Figures 5.13, 5.14 et 5.15 présentent les lignes de courant ainsi que les contours de la vitesse moyenne relative dans les plans (x,y). À noter que seules les lignes de courant à l'entrée du rotor sont tracées.



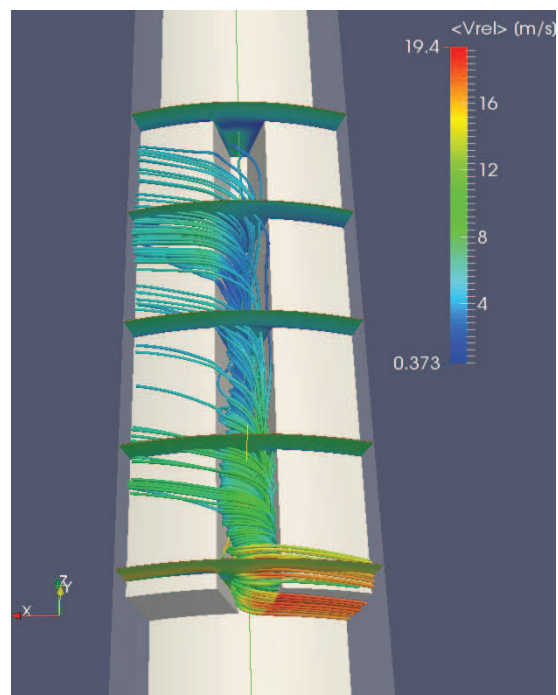
(a) Laminaire sans tourbillons ( $Re_t = 195$ ).



(b) Laminaire avec apparition de tourbillons ( $Re_t = 972$ ).

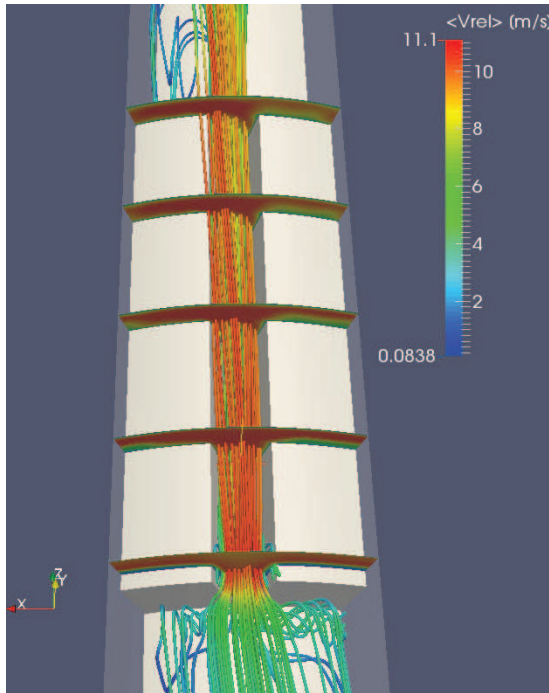


(c) Laminaire avec tourbillons ( $Re_t = 1940$ ).

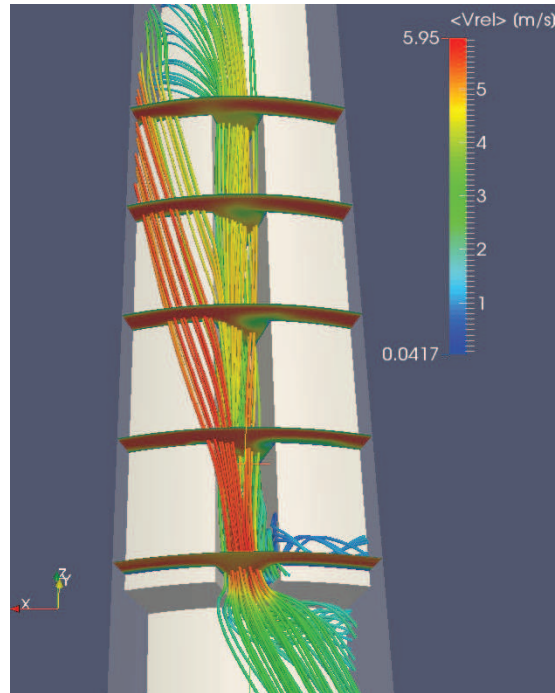


(d) Laminaire avec tourbillons ( $Re_t = 29130$ ).

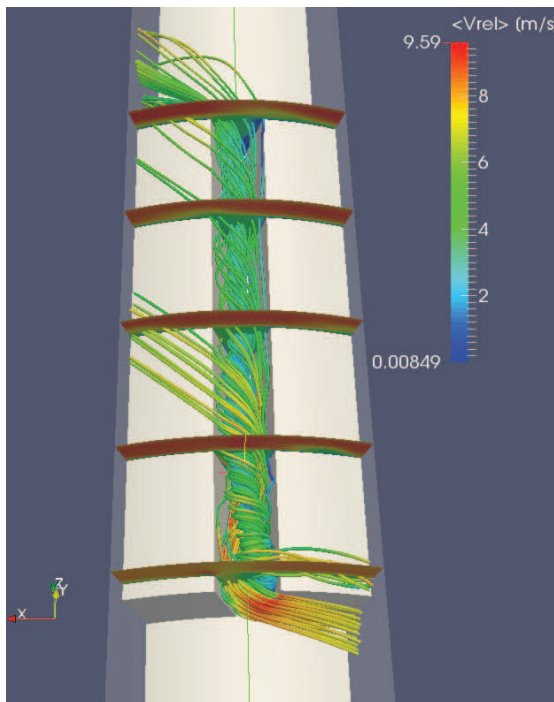
Figure 5.13: Lignes de courant et contours de la vitesse moyenne relative  $\langle V_{rel} \rangle$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 779$ .



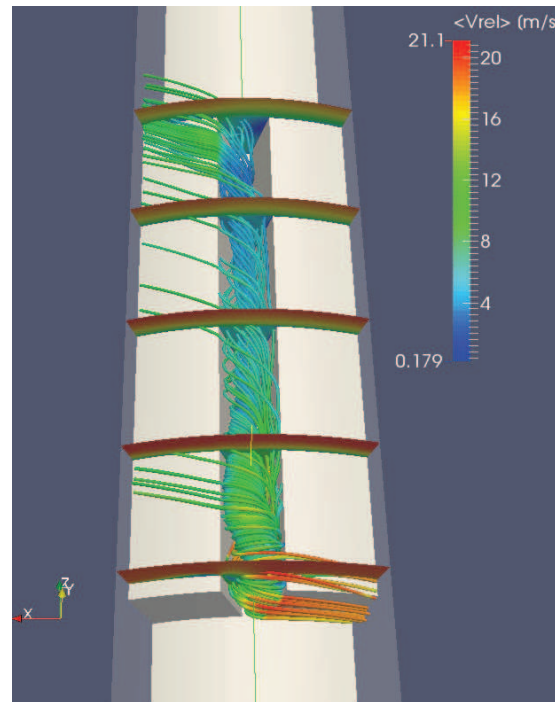
(a) Turbulent sans tourbillons ( $Re_t = 972$ ).



(b) Turbulent avec apparitions de tourbillons ( $Re_t = 1940$ ).

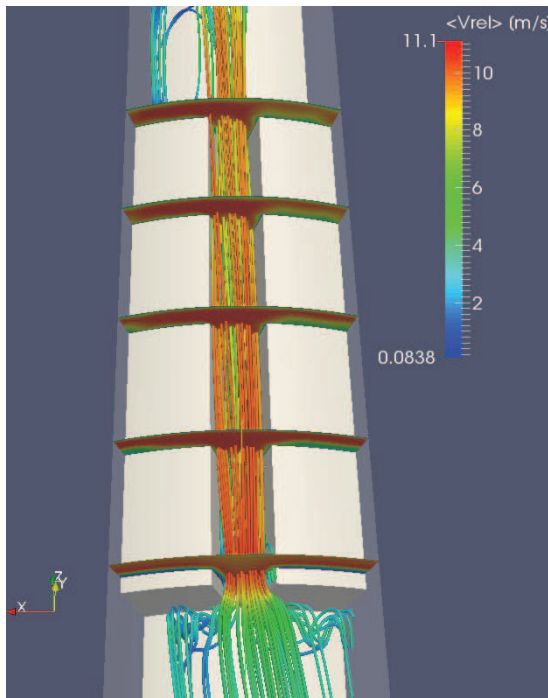


(c) Turbulent avec tourbillons ( $Re_t = 9710$ ).

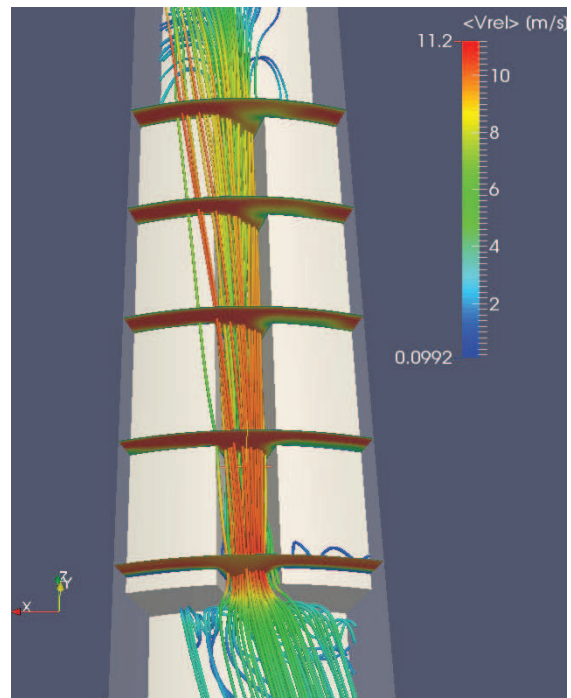


(d) Turbulent avec tourbillons ( $Re_t = 29130$ ).

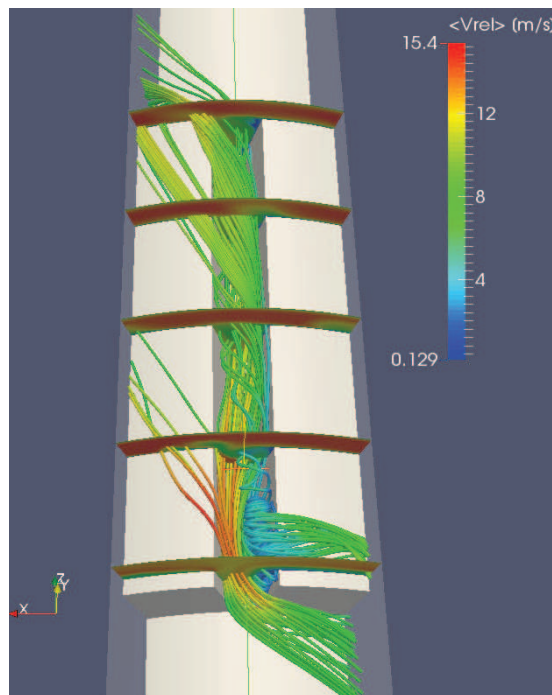
Figure 5.14: Lignes de courant et contours de la vitesse moyenne relative  $\langle V_{rel} \rangle$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 3115$ .



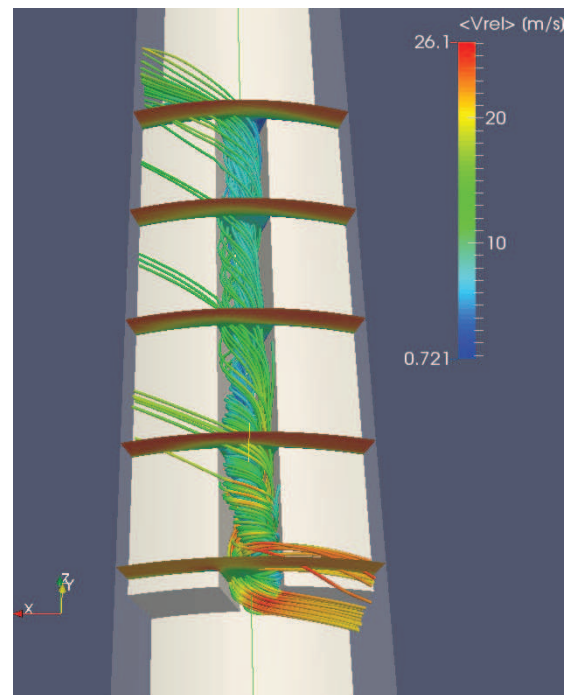
(a) Turbulent sans tourbillons ( $Re_t = 972$ ).



(b) Turbulent sans tourbillons ( $Re_t = 1940$ ).



(c) Turbulent avec apparition de tourbillons ( $Re_t = 9710$ ).



(d) Turbulent avec tourbillons ( $Re_t = 29130$ ).

Figure 5.15: Lignes de courant et contours de la vitesse moyenne relative  $\langle V_{rel} \rangle$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 6235$ .

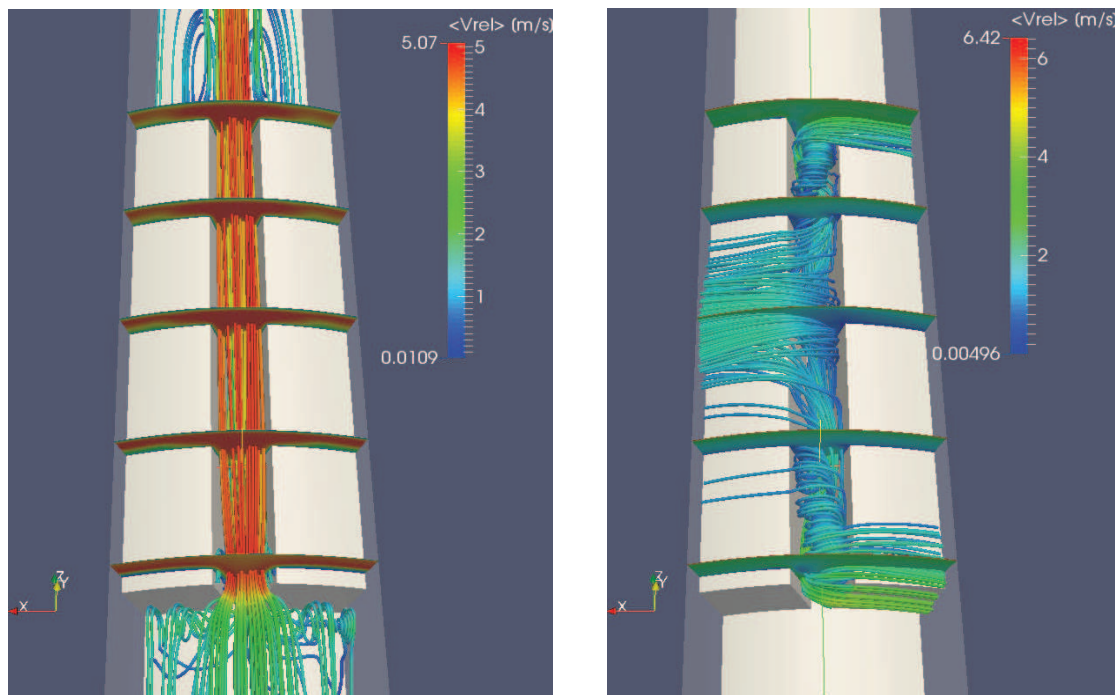
Plusieurs remarques peuvent déjà être faites :

1. La vitesse axiale permet de « stabiliser » l'écoulement : son augmentation retarde en effet la création des tourbillons hélicoïdaux dans le fond d'encoche,
2. La vitesse de rotation a pour conséquence la création ou non de tourbillons hélicoïdaux dans l'encoche du rotor selon l'importance de la vitesse axiale : en effet, les tourbillons se créent notamment dans l'encoche pour des valeurs de  $Re_t$  de 1940 et 9710 ou 29 130 respectivement pour des valeurs de  $Re_a$  de 779, 3115.
3. Plus la vitesse de rotation est importante, plus l'écoulement devient hélicoïdal dans l'espace interpolaire, refroidissant à tour de rôle le bord d'attaque et le bord de fuite. Cette remarque a été également observée dans les encoches du stator de Bouafia *et al.* (1999) et de celles du rotor de Fénot *et al.* (2013).

Une description analogue à celle de Becker et Kaye (1962) peut être faite : l'écoulement laminaire ou turbulent, sans tourbillons, montre la prédominance de la vitesse axiale sur la vitesse de rotation. De l'autre côté, l'écoulement laminaire ou turbulent avec tourbillons est créé par la prédominance de la vitesse de rotation sur la vitesse axiale.

La Figure 5.16 montre que sans vitesse de rotation (a), l'écoulement est stable, sans création de tourbillons hélicoïdaux dans l'encoche du rotor. En revanche, sans vitesse axiale (b), l'écoulement de l'air suit la rotation du rotor et deux principaux tourbillons hélicoïdaux se créent des deux côtés de l'encoche du rotor.

On peut remarquer (Figure 5.16 (b)) que les lignes de courant sont « éjectées » de l'encoche à la moitié de la longueur de fer du rotor. Plus de renseignements sont donnés en **Annexe E**.

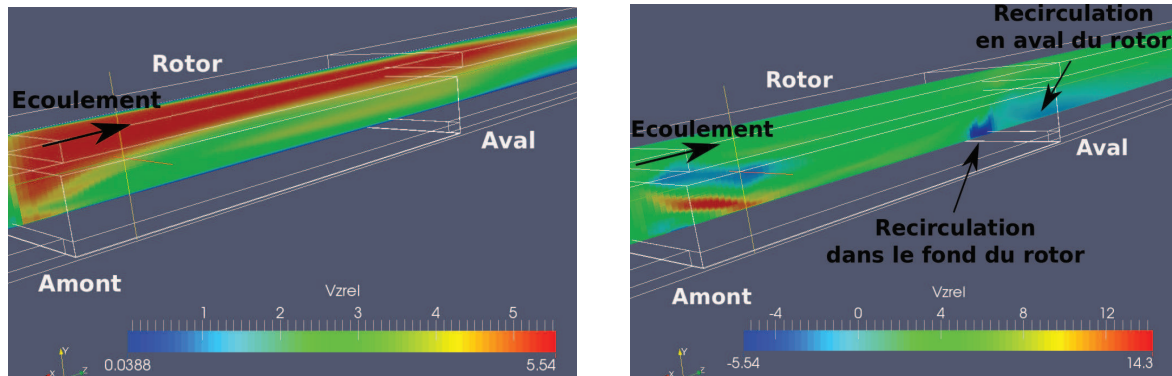


(a) Cas sans vitesse de rotation ( $Re_a = 3115$ ).

(b) Cas sans vitesse axiale ( $Re_t = 9710$ ).

Figure 5.16: Lignes de courant et contours de la vitesse moyenne relative  $\langle V_{rel} \rangle$  pour deux couples ( $Re_a = 3115$ ,  $Re_t = 0$ ) et ( $Re_a = 0$ ,  $Re_t = 9710$ ).

À partir de tous ces résultats, on peut estimer la taille des recirculations pour un des cas présentés selon  $V_{z_{rel}}$  à  $\theta = 0^\circ$  par rapport à un cas où aucune recirculation n'est présente (Figure 5.17).



(a) Turbulent sans tourbillons ( $Re_a = 3115$ ,  $Re_t = 195$ ). (b) Turbulent avec tourbillons ( $Re_a = 3115$ ,  $Re_t = 29\,130$ ).

Figure 5.17: Illustration du calcul de la taille des tourbillons selon  $V_{z_{rel}}$  à  $\theta = 0^\circ$ .

Le Tableau 5.3 présente l'apparition ou non des recirculations dans les différents cas étudiés à  $\theta = 0^\circ$ .

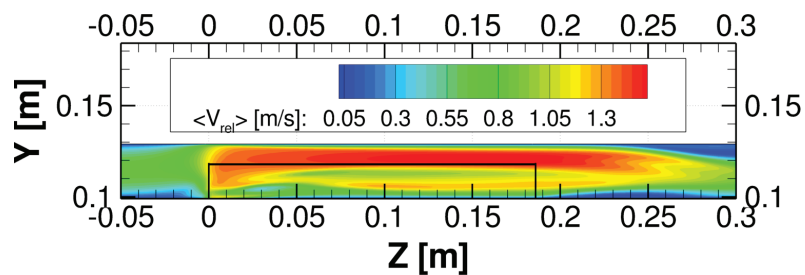
Nombre de Reynolds axial, $Re_a$	Nombre de Reynolds rotationnel, $Re_t$	Dans le rotor		En aval du rotor	
		Hauteur [m]	Longueur [m]	Hauteur [m]	Longueur [m]
779	195	-	-	-	-
779	795	-	-	0,0109	0,08
779	1940	-	-	0,0122	0,04
779	9710	0,011	0,025	0,0143	0,171
779	29 130	0,0154	0,052	0,0172	0,423
3115	195	-	-	-	-
3115	795	-	-	-	-
3115	1940	-	-	0,0079	0,0893
3115	9710	-	-	0,0132	0,0764
3115	29 130	0,0098	0,02285	0,0143	0,1319
6235	195	-	-	-	-
6235	795	-	-	-	-
6235	1940	-	-	-	-
6235	9710	-	-	0,0125	0,0356
6235	29 130	0,00168	0,0102	0,0099	0,109

Tableau 5.3: Étude de la taille des recirculations à  $\theta = 0^\circ$ , à l'intérieur de l'encoche ou en aval du rotor, en fonction de  $Re_a$  et  $Re_t$ .

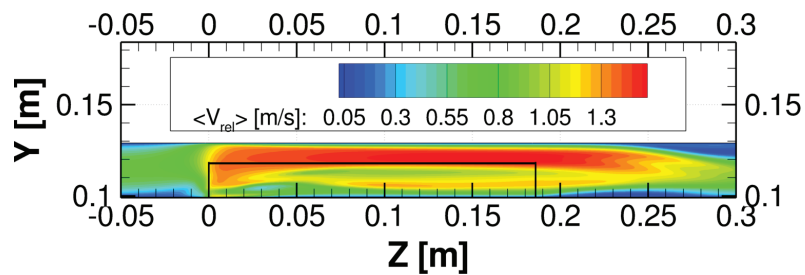
Plusieurs remarques peuvent être faites :

- Les recirculations en aval du rotor se forment rapidement, pour de faibles vitesses axiales,
- Les recirculations à l'intérieur de l'interpôle du rotor ne se forment que pour  $\omega$  grand,
- La hauteur et la longueur des recirculations dans l'encoche et en aval du rotor augmentent globalement pour une augmentation de la vitesse de rotation, à vitesse axiale constante,
- La hauteur et la longueur des recirculations dans l'encoche et en aval du rotor diminuent globalement pour une augmentation de la vitesse axiale, à vitesse de rotation constante.

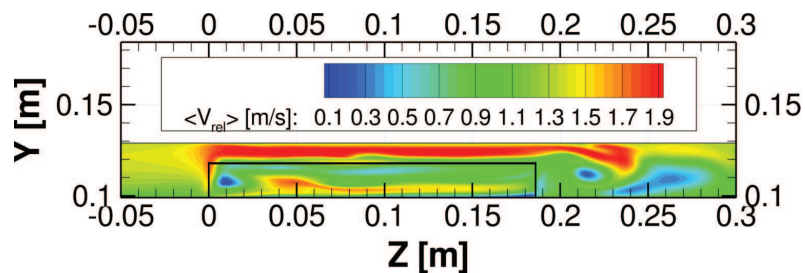
Les Figures 5.18, 5.19 et 5.20 présentent les contours de la vitesse moyenne relative  $\langle V_{rel} \rangle$  au centre de l'encoche du rotor ( $\theta = 0^\circ$ ).



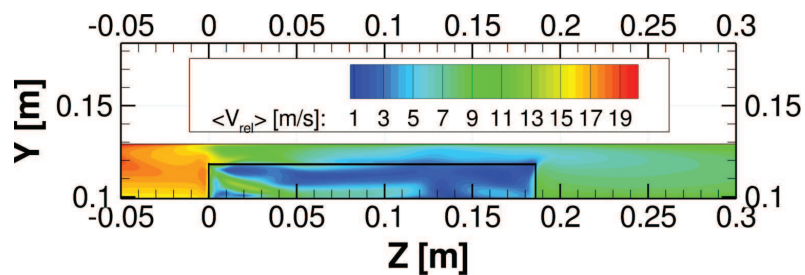
(a) Laminaire sans tourbillons ( $Re_t = 195$ ).



(b) Laminaire avec apparition de tourbillons ( $Re_t = 972$ ).



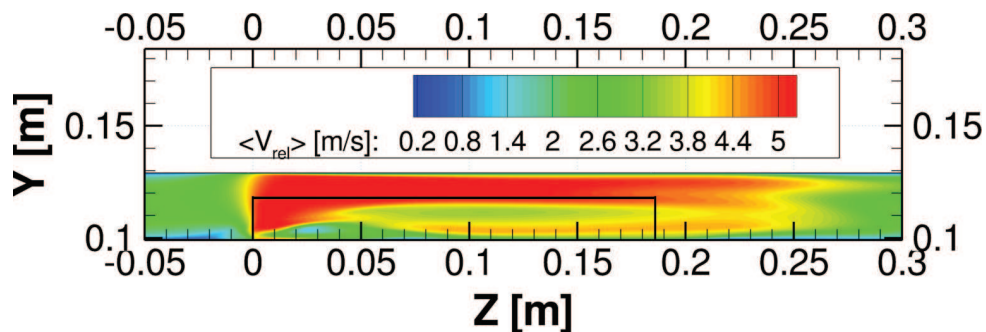
(c) Laminaire avec tourbillons ( $Re_t = 1940$ ).



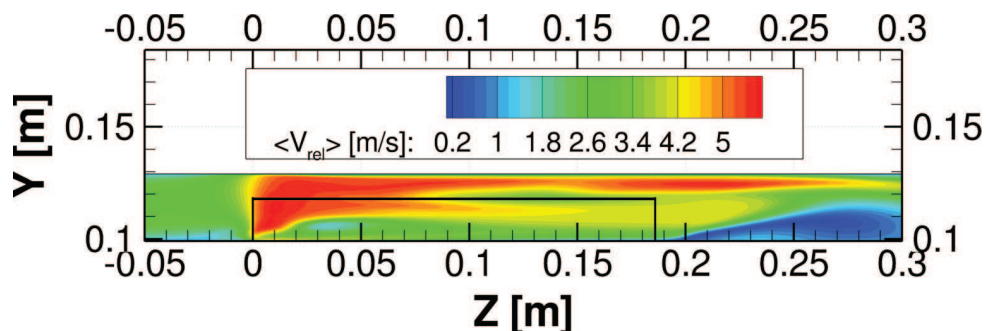
(d) Laminaire avec tourbillons ( $Re_t = 29130$ ).

Figure 5.18: Contours de la vitesse moyenne relative  $\langle V_{rel} \rangle$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés pour  $\theta = 0^\circ$ , avec  $Re_a = 779$ .

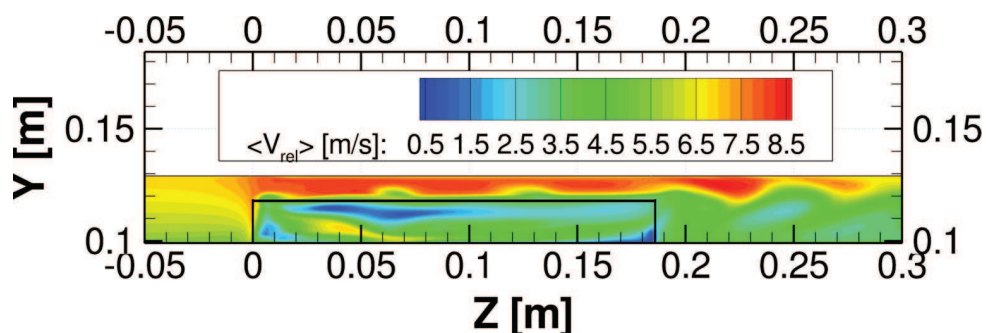




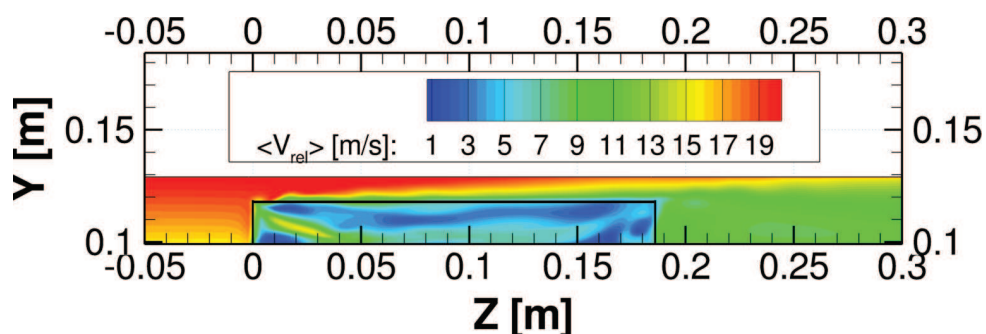
(a) Turbulent sans tourbillons ( $Re_t = 972$ ).



(b) Turbulent avec apparition de tourbillons ( $Re_t = 1940$ ).



(c) Turbulent avec tourbillons ( $Re_t = 9710$ ).



(d) Turbulent avec tourbillons ( $Re_t = 29130$ ).

Figure 5.19: Contours de la vitesse moyenne relative  $\langle V_{rel} \rangle$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés pour  $\theta = 0^\circ$ , avec  $Re_a = 3115$ .

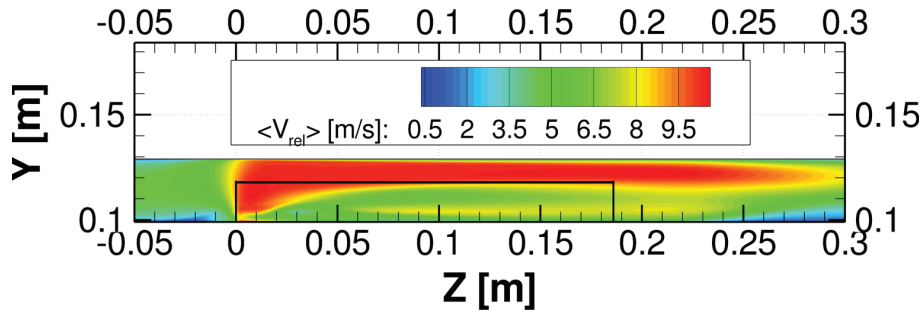
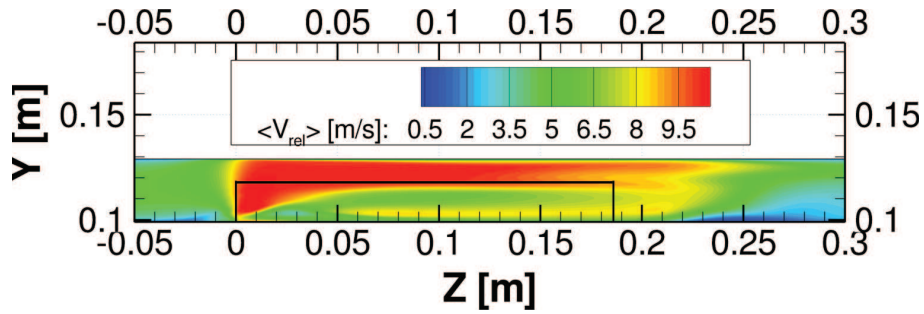
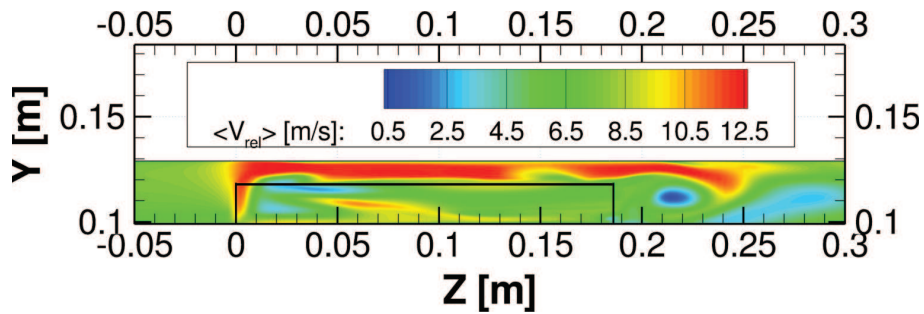
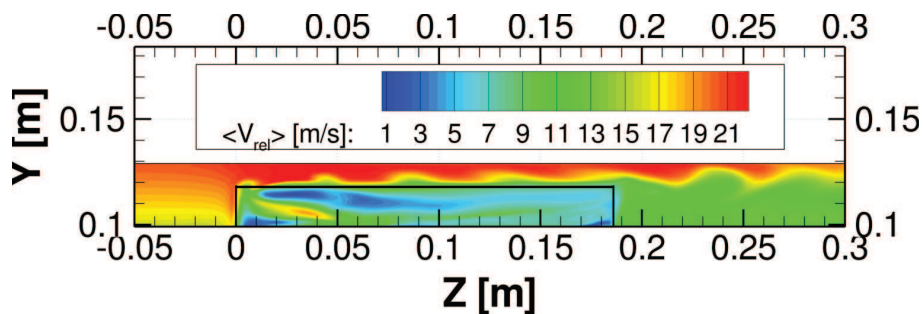
(a) Turbulent sans tourbillons ( $Re_t = 972$ ).(b) Turbulent sans tourbillons ( $Re_t = 1940$ ).(c) Turbulent avec apparition de tourbillons ( $Re_t = 9710$ ).(d) Turbulent avec tourbillons ( $Re_t = 29130$ ).

Figure 5.20: Contours de la vitesse moyenne relative  $\langle V_{rel} \rangle$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés pour  $\theta = 0^\circ$ , avec  $Re_a = 6235$ .

Des conclusions similaires à celles données précédemment peuvent être faites. On peut également constater ici que plus la vitesse de rotation est grande, et plus un important écoulement relatif cisailé perturbé, tel un écoulement hélicoïdal, se forme dans l'entrefer au-dessus de l'encoche du rotor.

## 5.4 Études CHT des distributions de température du rotor

### Distribution du champ de température :

Dans cette partie, les calculs thermiques, obtenus à partir des études CHT, ont été exclusivement réalisées sur SYRTHES. La surface commune entre fluide et solide se trouve dans les faces du rotor entre le code CFD et le code thermique. Les Figures 5.21, 5.22 et 5.23 présentent le profil du champ de température adimensionnel  $(T - T_{\min}) / (T_{\max} - T_{\min})$ .

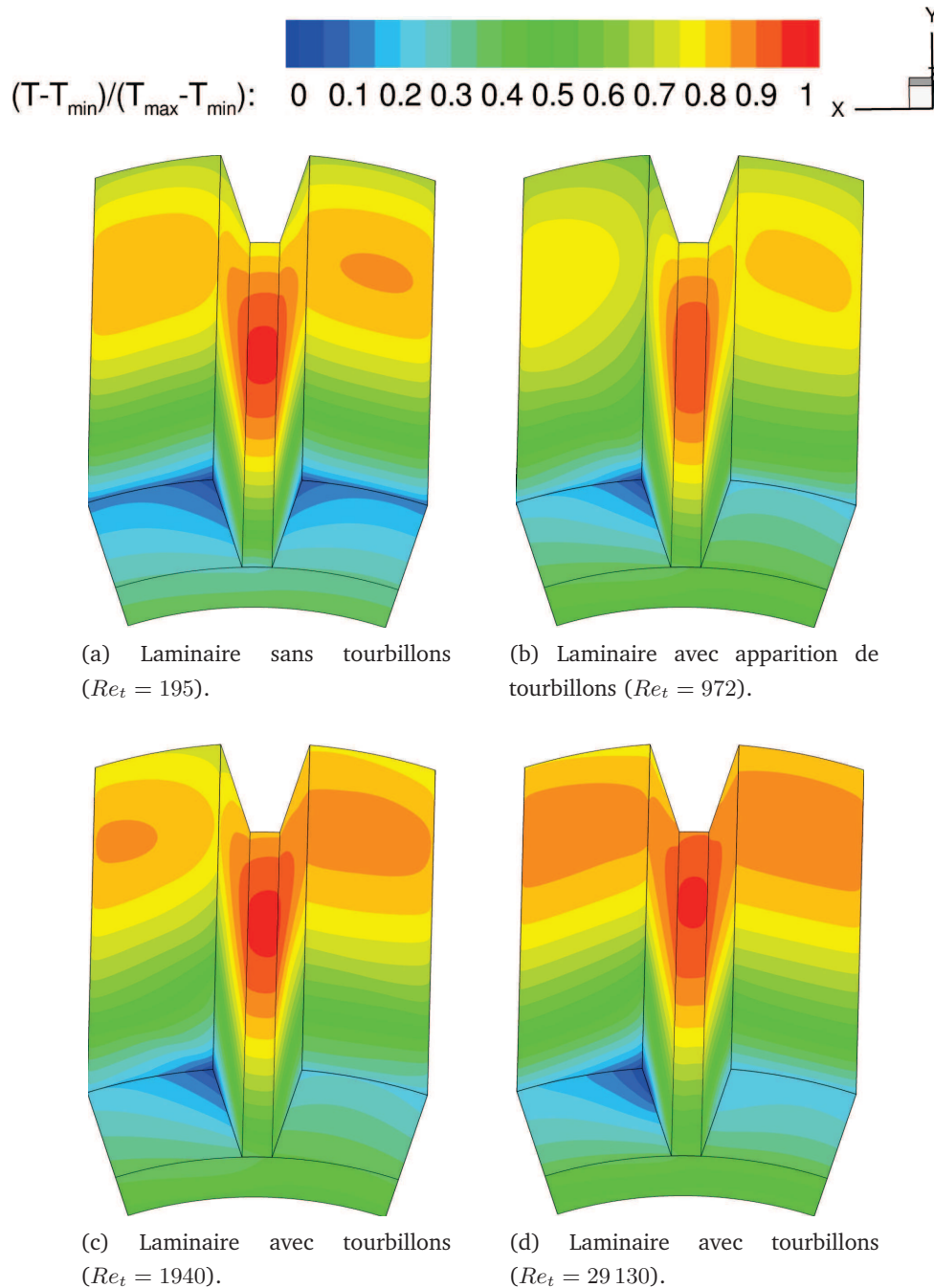


Figure 5.21: Contours du champ de température adimensionnée  $(T - T_{\min}) / (T_{\max} - T_{\min})$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 779$ .

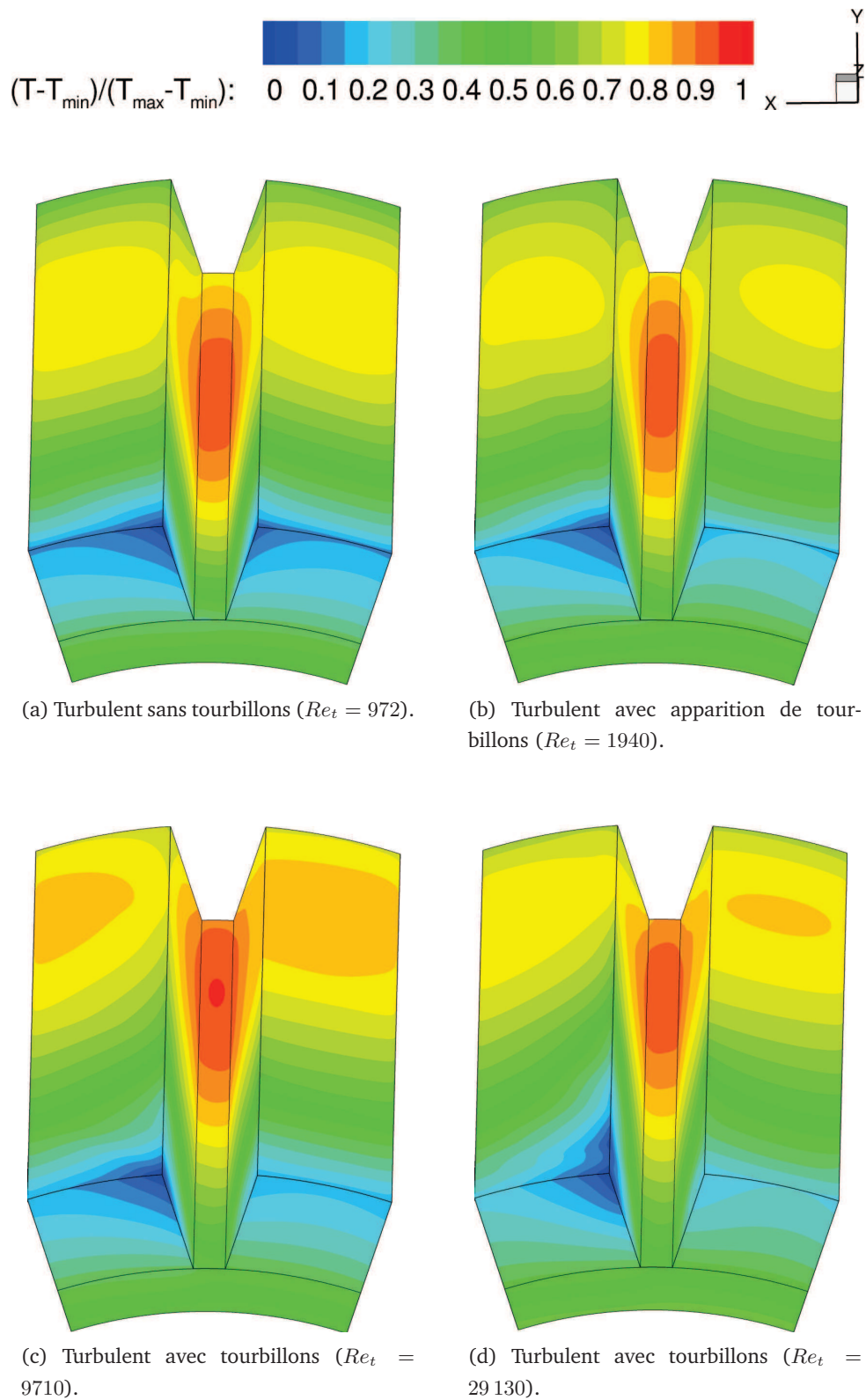


Figure 5.22: Contours du champ de température adimensionnée  $(T - T_{\min}) / (T_{\max} - T_{\min})$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 3115$ .

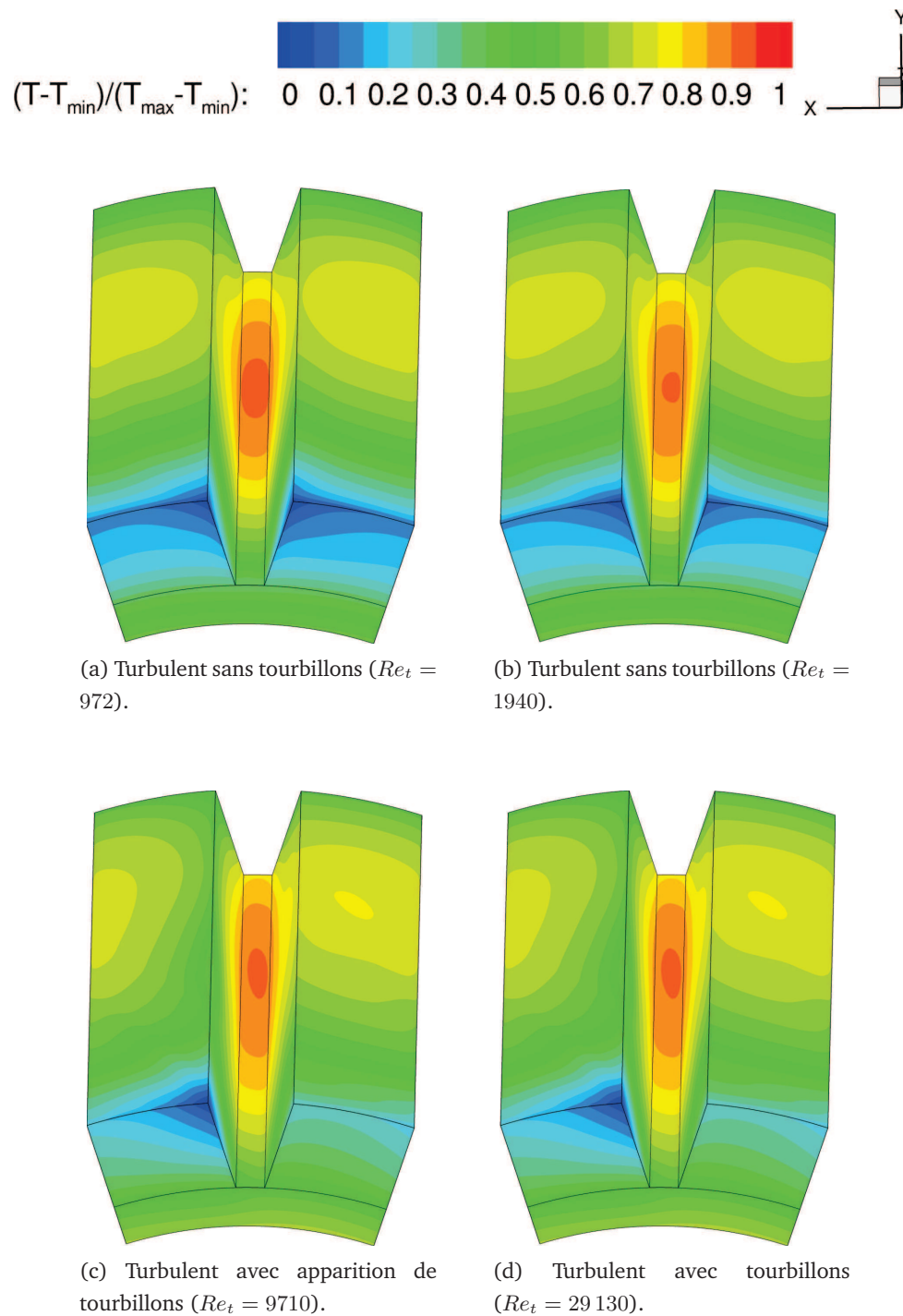


Figure 5.23: Contours du champ de température adimensionnée  $(T - T_{\min}) / (T_{\max} - T_{\min})$  pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 6235$ .

Comme attendu, un meilleur refroidissement est observé proche de l'entrée. Dans la face polaire, pour les régimes laminaires et turbulents à petites vitesses de rotation, le profil de température semble être pratiquement symétrique entre l'écoulement en bord d'attaque et en bord de fuite. La vitesse axiale, qui prédomine ici, crée cette température quasi-uniforme en fonction de  $\theta$ . À l'opposé, pour les régimes d'écoulement laminaire ou turbulent avec tourbillons (nombres de Reynolds tangentiels élevés), le bord d'attaque est mieux refroidit que le bord de fuite. La vitesse de rotation, qui prédomine à son tour, crée cette température asymétrique.

Par conséquent, on peut dire que la distribution asymétrique du champ de température dans la direction azimutale  $\theta$  est fonction de l'apparition des tourbillons hélicoïdaux dans l'entrefer.

On peut en déduire la température et la position du point chaud pour chaque cas. Le Tableau 5.4 et la Figure 5.24 présentent les différents résultats.

Nombre de Reynolds axial, $Re_a$	Nombre de Reynolds rotationnel, $Re_t$	$T_{max}$ [°C]	Position de $T_{max}$ [m]	Position de $T_{max}$ selon $z/z_{fer}$ (notée $P_{T_{max}}$ )
779	195	136,7	0,1215	0,653
779	795	122	0,1208	0,649
779	1940	120,1	0,1337	0,719
779	9710	84,9	0,1357	0,729
779	29 130	65,2	0,1459	0,784
3115	195	81	0,1219	0,655
3115	795	81,2	0,1213	0,652
3115	1940	78,5	0,1251	0,673
3115	9710	69,8	0,1474	0,792
3115	29 130	47,4	0,1553	0,835
6235	195	62,2	0,1221	0,656
6235	795	61,5	0,1172	0,63
6235	1940	60,9	0,1176	0,632
6235	9710	54,3	0,1285	0,691
6235	29 130	43,3	0,1557	0,837

Tableau 5.4: Étude de la température et de la position du point chaud selon  $Re_a$  et  $Re_t$ .

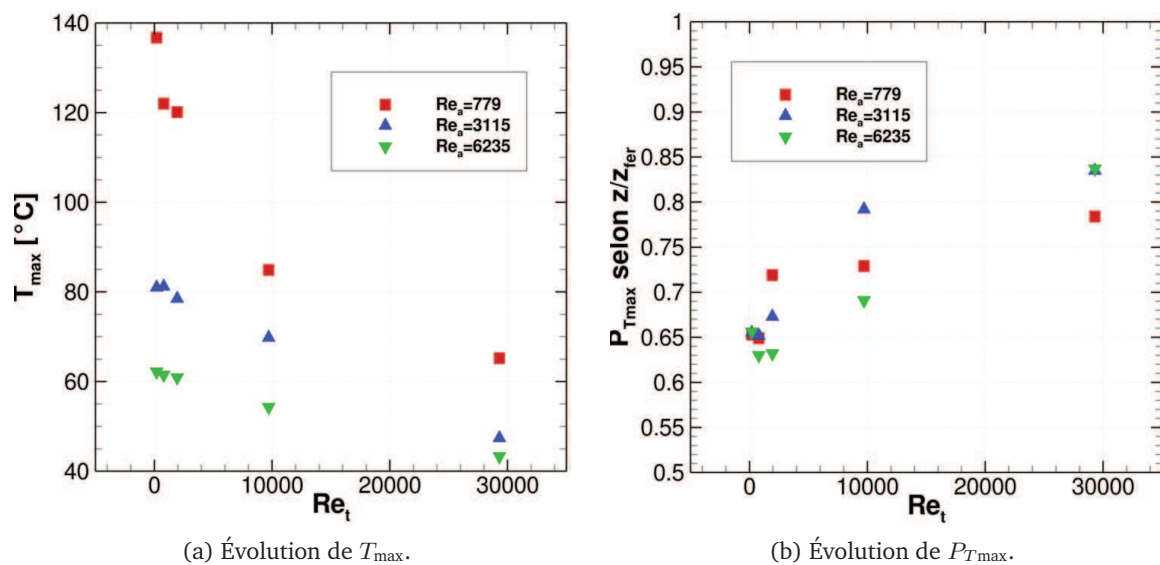


Figure 5.24: Évolution de la température max.  $T_{max}$  et de sa position  $P_{T_{max}}$  selon  $Re_a$  et  $Re_t$ .

On peut ainsi faire les remarques suivantes :

1. La température maximale diminue logiquement lorsque  $Re_a$  et  $Re_t$  augmentent,
2. Lorsque le **nombre de Reynolds axial**  $Re_a$  est prédominant sur  $Re_t$ , la température maximale tend à être constante et devient pratiquement indépendante de la vitesse de rotation. En outre, pour une faible vitesse de rotation ( $Re_t = 195$ ), la température maximale est comprise entre  $62,2 \leq T_{\max} \leq 136,7$ , ce qui montre l'importance de la vitesse axiale pour refroidir rapidement le rotor. Enfin, l'augmentation de la vitesse axiale tend à rapprocher le point chaud au centre du rotor,
3. Lorsque le **nombre de Reynolds tangentiel**  $Re_t$  est prédominant sur  $Re_a$ , la température maximale est diminuée fortement ( $65,2 \leq T_{\max} \leq 136,7$ ) avec l'augmentation de la vitesse de rotation, notamment pour de faibles vitesses axiales ( $Re_a = 779$ ). Cette forte diminution est atténuée par l'augmentation de  $Re_a$ . Enfin, l'augmentation de la vitesse tangentielle tend à décaler le point chaud en bout de rotor.

La Figure 5.25 propose les contours des champs de température adimensionnés avec ou sans vitesse axiale avec respectivement sans ou avec vitesse tangentielle. Dans le cas sans vitesse axiale, le point chaud se trouve alors au centre du rotor : cela correspond aux recirculations que l'on peut voir grâce aux lignes de courant (Figure 5.16 (b)).

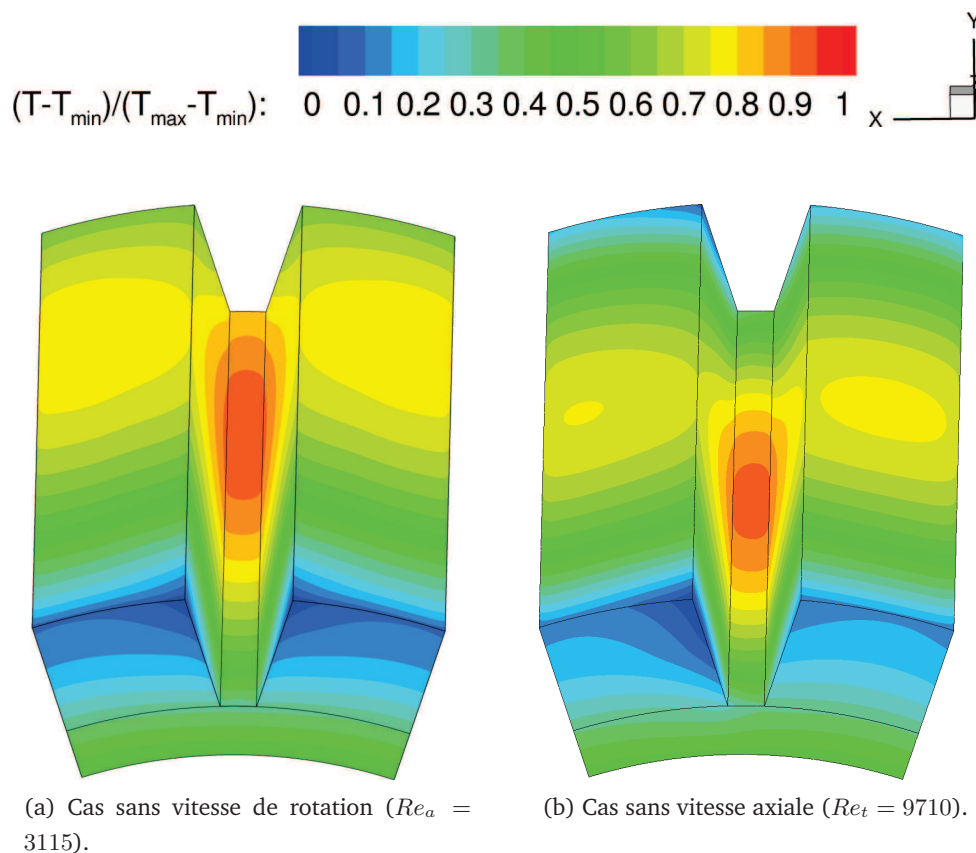


Figure 5.25: Contours du champ de température adimensionnée pour deux couples ( $Re_a = 3115$ ,  $Re_t = 0$ ) et ( $Re_a = 0$ ,  $Re_t = 9710$ ).

**Conclusion :**

En conclusion, l'augmentation du nombre de Reynolds axial  $Re_a$  tend à rapprocher le point chaud au centre du rotor et rend la position du point chaud ainsi que sa température maximale constantes lorsque  $Re_a \gg Re_t$  (la température étant symétrique dans le plan médian du rotor).

L'augmentation du nombre de Reynolds tangentiel  $Re_t$  éloigne la position du point chaud en bout du rotor avec l'augmentation de  $Re_t$  et fait diminuer rapidement la température maximale lorsque  $Re_t \gg Re_a$  (la température devenant fortement asymétrique entre le bord d'attaque et le bord de fuite) : cette forte diminution est retardée et atténuée par l'augmentation de  $Re_a$ .

**Nombre de Nusselt local :**

Les Figures 5.26, 5.27 et 5.28 présentent une cartographie du nombre de Nusselt sur les différentes parties du rotor pour les principales configurations étudiées.

Les commentaires suivants peuvent être faits :

1. Une diminution globale du nombre de Nusselt est visible dans la direction axiale, pour toutes les parties du rotor. Cette diminution est semblable à une diminution du transfert de chaleur en entrée d'un tube statique,
2. La longueur du rotor ne semble pas être suffisante pour avoir un écoulement pleinement établi : le nombre de Nusselt n'a pas le temps de devenir constant dans la direction axiale. Aucune comparaison ne pourra être faite sur les longueurs d'entrée et sur l'écoulement pleinement développé par rapport à la littérature,
3. Les différentes régions du rotor ne sont pas refroidies de la même manière : ainsi, la face inductrice mais aussi la face polaire du bord d'attaque sont mieux refroidis que la partie inductrice et la face polaire du bord de fuite. La face polaire est en revanche moins bien refroidie que la partie inductrice, son nombre de Nusselt étant plus faible,
4. Le nombre de Nusselt, comme pour les contours du champ de température, semble être symétrique et presque constant dans la direction azimutale  $\theta$  lorsque  $Re_a$  prédomine sur  $Re_t$ , avant la création des tourbillons hélicoïdaux dans l'encoche du rotor,
5. Le nombre de Nusselt, de manière analogue à la température, est asymétrique et diffère dans la direction azimutale  $\theta$  lorsque  $Re_t$  prédomine sur  $Re_a$ , lors de la création des tourbillons hélicoïdaux dans l'encoche du rotor.



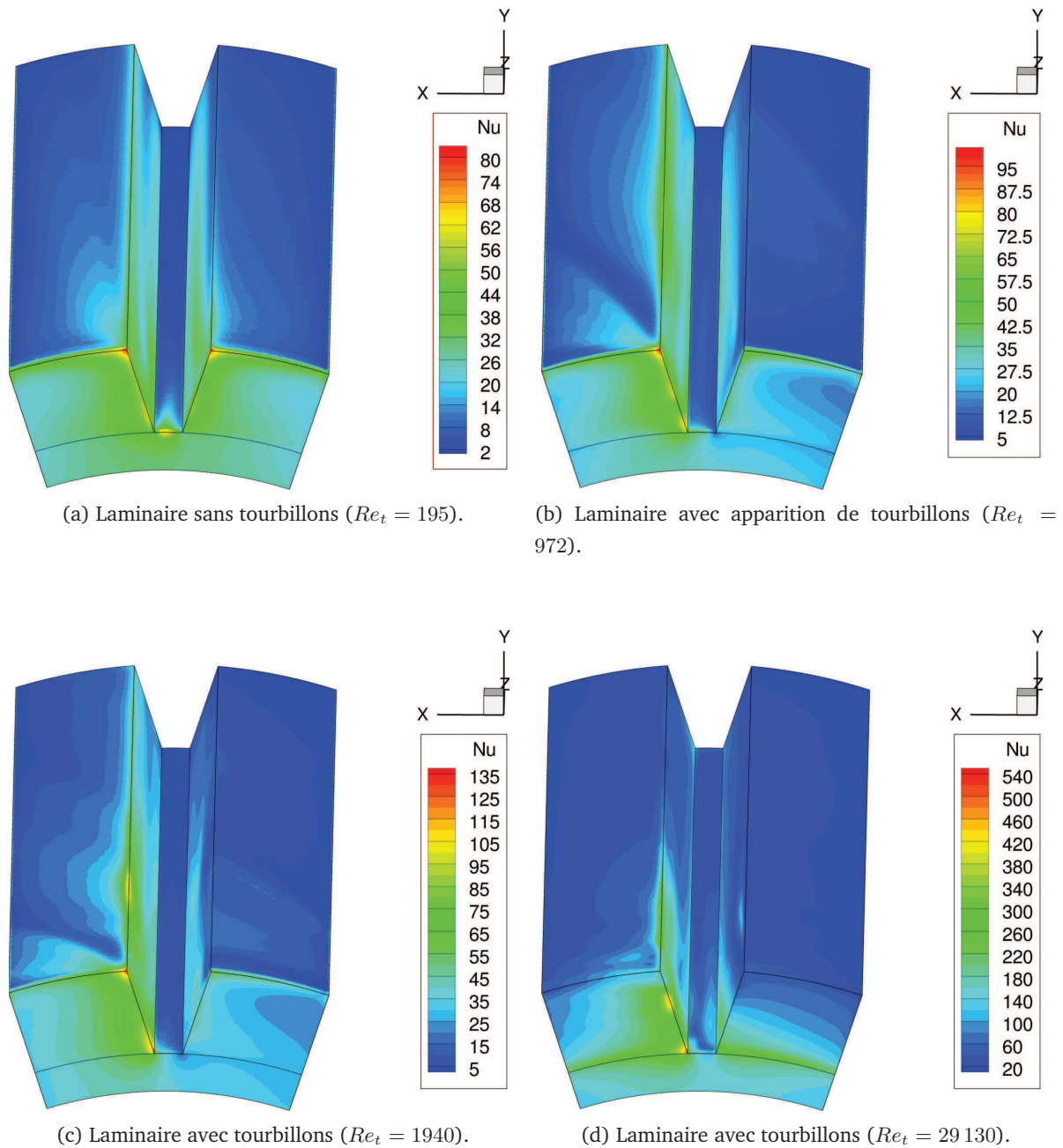


Figure 5.26: Contours du nombre de Nusselt pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 779$ .

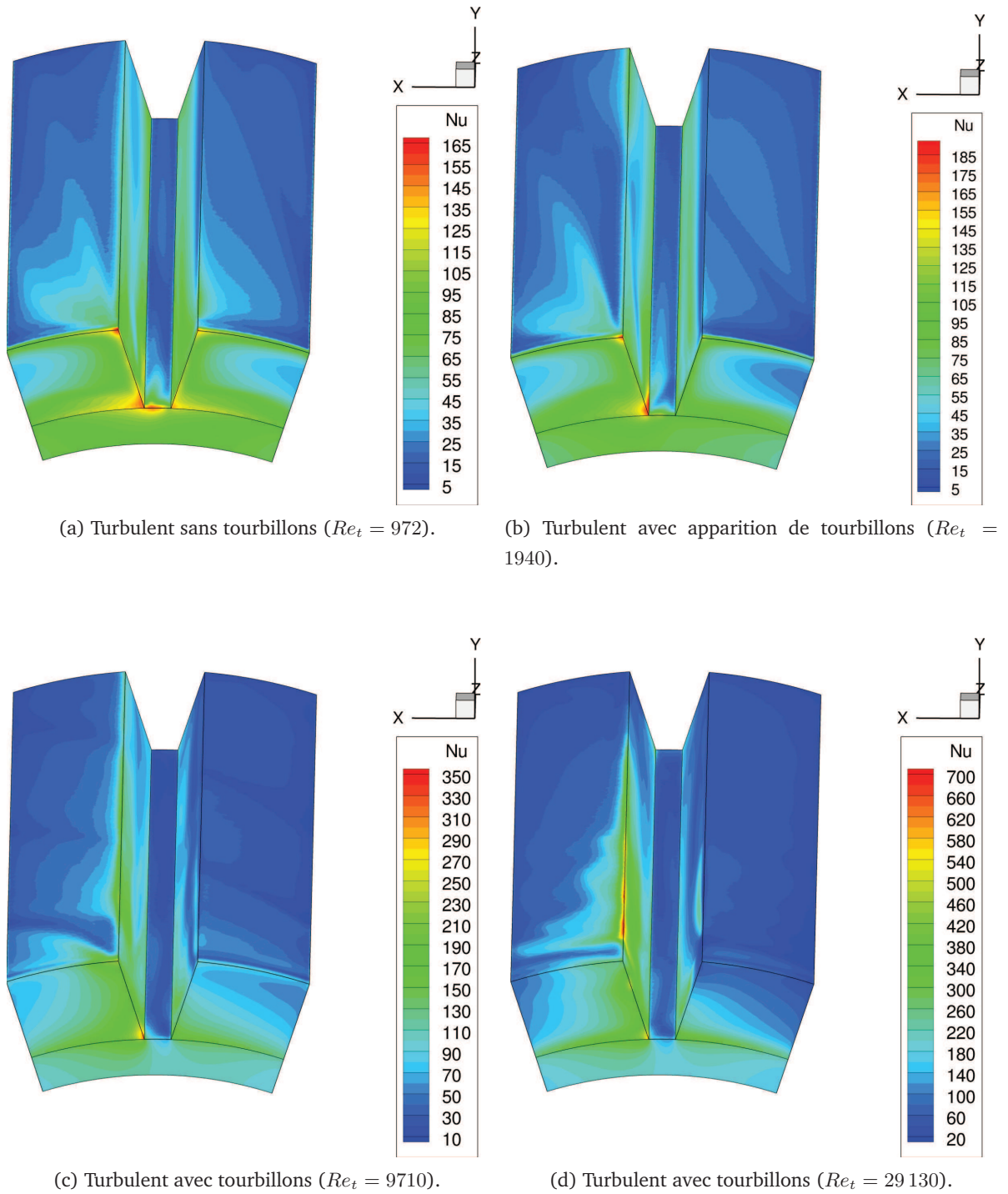


Figure 5.27: Contours du nombre de Nusselt pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 3115$ .

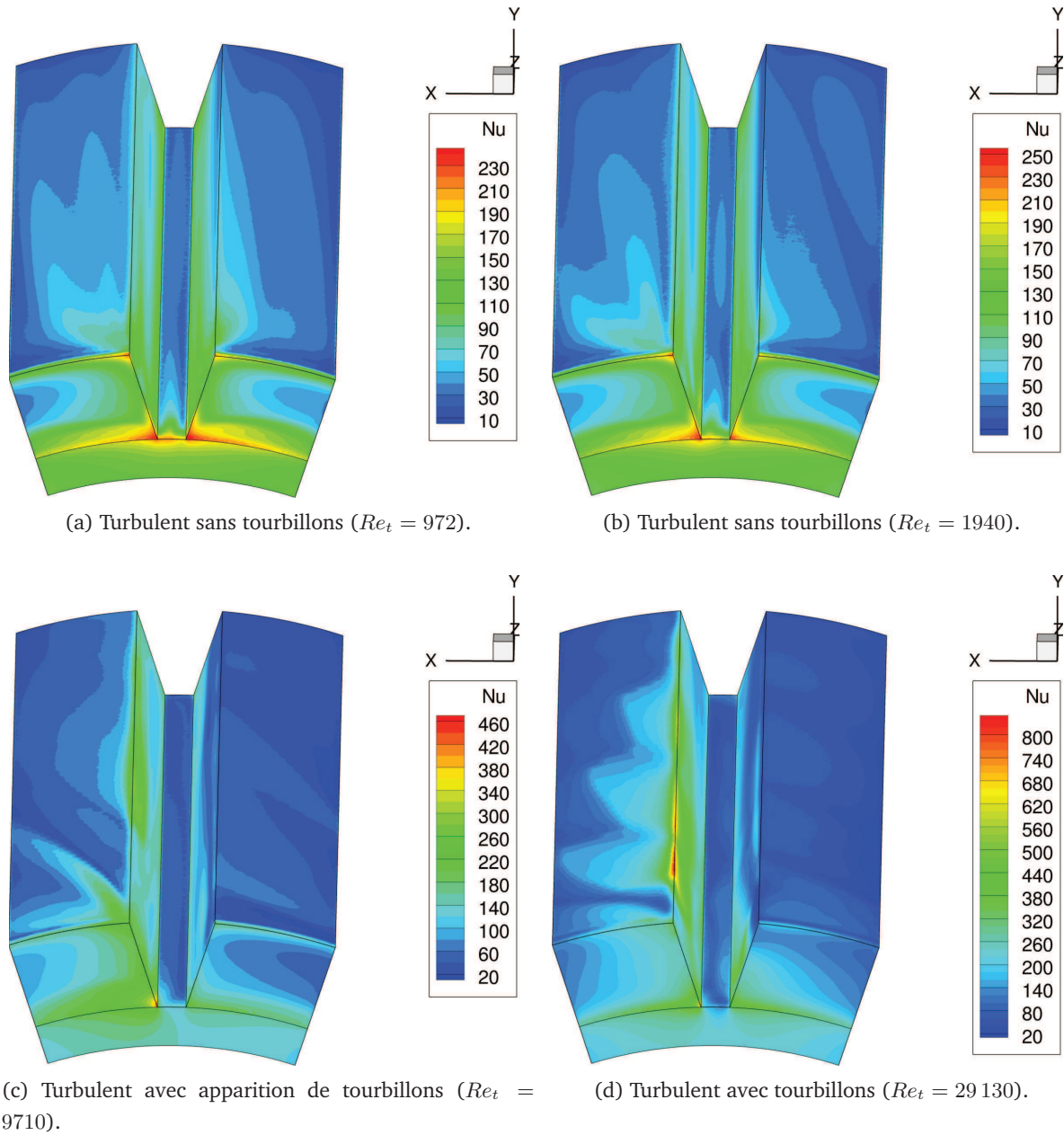


Figure 5.28: Contours du nombre de Nusselt pour les différents régimes de l'écoulement étudiés, avec  $Re_a = 6235$ .

À notre connaissance, seulement quelques travaux ont étudié l'influence de l'écoulement sur un rotor chauffé (cf. Chapitre « Étude bibliographique »). Avant de regarder plus précisément l'influence du nombre de Reynolds axial ou rotationnel sur le nombre de Nusselt, nous allons tout d'abord comparer nos résultats avec la littérature et voir si la variation du nombre de Nusselt moyen globale de l'ensemble du rotor, noté  $\overline{Nu}_{\text{rotor}}$ , est similaire. Plusieurs auteurs ont été choisis pour comparer nos données ; le choix s'est fait pour les gammes de nombres de Reynolds axial et tangential similaires à nos cas. Les données choisies sont celles de Tachibana et Fukui (1964) et Jakoby *et al.* (1999) (avec rotor et stator lisses), de Fénot *et al.* (2013) (avec rotor encoché et stator lisses) et de Bouafia *et al.* (1999) (avec rotor lisse et stator encochés). Les comparaisons sont présentées sur la Figure 5.29, pour  $Re_a = 779$ ,  $Re_a = 3115$  et  $Re_a = 6235$ .

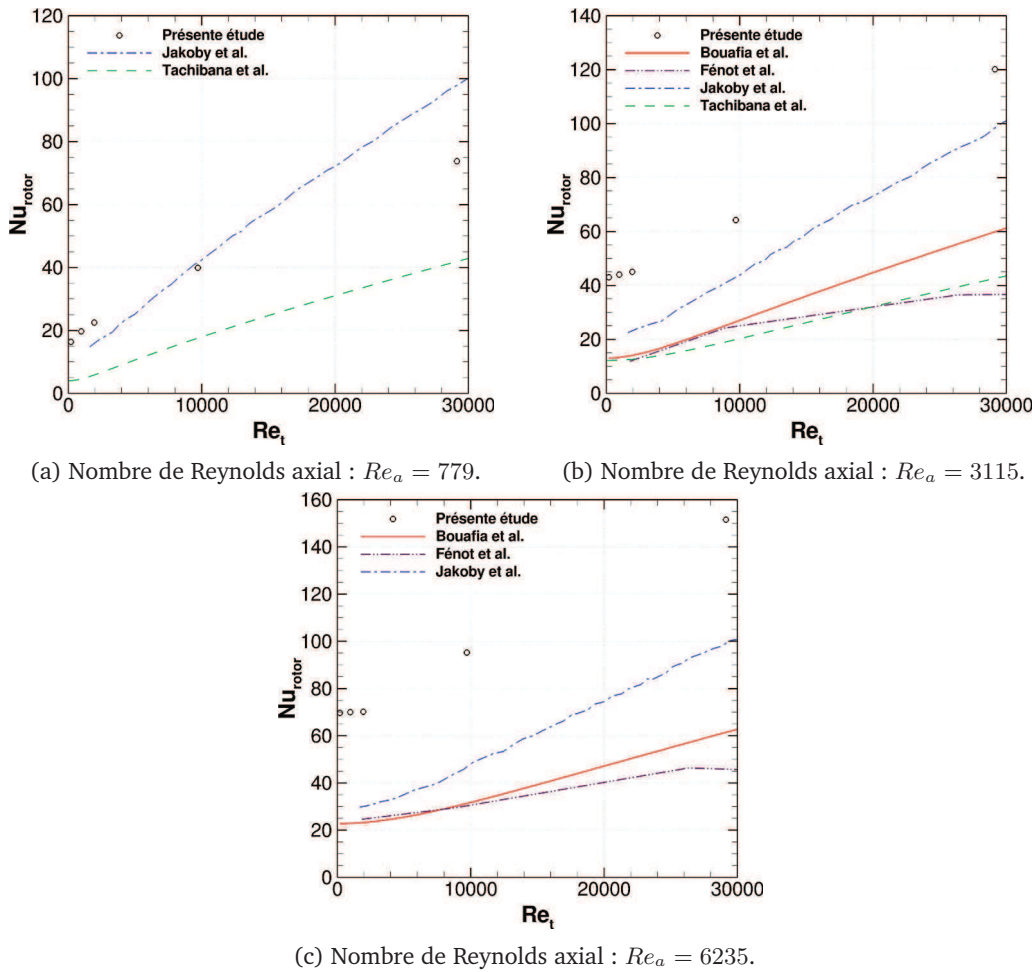


Figure 5.29: Évolution du nombre de Nusselt moyen du rotor  $\overline{Nu}_{rotor}$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_t$  par rapport à la littérature.

Au regard des résultats sur le nombre de Nusselt, on trouve le même ordre de grandeur entre chaque auteur, même si certaines différences subsistent. Celles-ci sont notamment flagrantes pour de haut nombre de Reynolds tangentiels  $Re_t$ , où  $\overline{Nu}_{rotor}$  peut varier de 1 à 3 fois selon les cas étudiés. On ne peut pas donner de commentaires sur les études lisses, car le nombre de Nusselt peut être plus grand ou plus petit. Dans notre étude,  $\overline{Nu}_{rotor}$  est plus important que les autres cas encochés étudiés lorsque le nombre de Reynolds  $Re_t$  augmente. La différence dans notre cas avec ceux présentés est que le nombre de Nusselt pleinement développé n'est pas atteint. Cela peut expliquer en partie que le nombre de Nusselt soit plus grand dans notre étude.

Dans un second temps, les géométries étudiées sont très variées entre les différents travaux. Ainsi, l'importance du ratio  $\Gamma$  n'est pas à négliger : notre étude n'est que de 7,9 et se rapproche plutôt du cas de Jakobý *et al.* (1999) ( $\Gamma = 14$ ), entraînant un nombre de Nusselt important. On trouve alors la même conclusion faite par Fénót *et al.* (2013), où plus le ratio  $\Gamma$  est petit, et plus le nombre de Nusselt est grand.

Un cas particulier dans notre travail peut être mis en évidence, et notamment pour  $Re_a = 6235$ . Le nombre de Nusselt n'est pas affecté par la rotation pour une vitesse inférieure à  $\omega = 500$  tr/min. Cette spécificité est aussi remarquée chez Fénót *et al.* (2013).

Dans notre cas, cela indique que le nombre de Taylor critique,  $Ta_c$ , n'est pas encore atteint : pour un nombre de Reynolds axial important, le nombre de Nusselt reste constant : l'apparition de  $Ta_c$  est liée à la création des tourbillons dans l'encoche du rotor, visibles grâce à la CFD. Globalement, à part quelques cas singuliers, le nombre de Nusselt local augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds axial et tangentiel.

Le Tableau 5.5 présente les nombres de Nusselt moyens selon les différentes composantes du rotor. Les cas sans vitesse de rotation ( $Re_a = 3115$ ,  $Re_t = 0$ ) et sans vitesse axiale ( $Re_a = 0$ ,  $Re_t = 9710$ ) sont également présentés.

$Re_a$	$Re_t$	$Nu_{\text{pole-at}}$	$Nu_{\text{inducteur-at}}$	$Nu_{\text{fond-encoche}}$	$Nu_{\text{inducteur-fuite}}$	$Nu_{\text{pole-fuite}}$
0	9710	14,8	35,4	18,5	27,3	11
779	195	10,2	25	5,7	21,4	7,3
779	795	16,1	36,6	9,9	20,5	7,8
779	1940	19,3	44,1	7,1	21,3	8,2
779	9710	29,8	67	23,2	42,1	18,3
779	29 130	39,8	107	51	64	20,3
3115	0	29,9	63,7	30,3	63,7	29,9
3115	195	25,8	56,7	25,3	56,2	24,8
3115	795	27,2	57,9	24,3	53,2	22,3
3115	1940	28,8	61,4	27,7	52,2	23,1
3115	9710	48,9	107	27,3	63,2	27,6
3115	29 130	99,2	229	66,3	117	44,8
6235	195	41	87,7	42,9	87,4	40,2
6235	795	42,9	89,4	45	85,4	37,3
6235	1940	43,6	90,3	47	82,9	35,8
6235	9710	73,3	164	51,3	88,3	40,1
6235	29 130	145	310	87,8	146	55,3

Tableau 5.5: Nombre de Nusselt moyen obtenu sur les différentes parties du rotor en fonction de  $Re_a$  et de  $Re_t$ .

Plusieurs remarques peuvent être faites :

- Le nombre de Nusselt augmente lorsque  $Re_a$  et  $Re_t$  augmentent,
- Lorsque  $Re_a$  est fixé, le nombre de Nusselt commence à augmenter fortement pour de grandes vitesses de rotation (à partir de  $Re_t = 9710$ ),
- Lorsque  $Re_t$  est fixé, le nombre de Nusselt croît presque linéairement avec l'augmentation de la vitesse axiale,
- Comme déjà souligné, le bord d'attaque est dans tous les cas plus refroidi que le bord de fuite ; les faces inductrices sont de leur côté mieux refroidis que les faces polaires,
- Le nombre de Nusselt semble augmenter lentement dans le fond d'encoche, excepté pour de fortes vitesses de rotation où le nombre de Nusselt augmente fortement.

Nous allons maintenant étudier plus précisément les nombres de Nusselt moyens locaux pour chaque composante du rotor afin de corrélérer la partie fluïdique avec la partie thermique. Pour l'ensemble des cas qui vont être présentés, la moyenne sur le nombre de Nusselt est réalisée en prenant en compte chaque nombre de Nusselt calculé dans la direction azimutale  $\theta$  en fonction de la partie étudiée du rotor.

### 5.4.1 Face polaire : bord d'attaque et bord de fuite

La Figure 5.30 montre la variation du nombre de Nusselt moyenné dans la direction azimutale le long du rotor du bord d'attaque, pour différents nombres de Reynolds axiaux et tangentiels. Cette figure permet tout d'abord de confirmer que le nombre de Nusselt décroît le long du rotor selon  $z$ , pour tous les nombres de Reynolds axiaux et tangentiels. Cette diminution est liée à la présence d'une région d'entrée et correspond au développement de l'écoulement. Cette région dépend non seulement de  $Re_a$  mais aussi de  $Re_t$ .

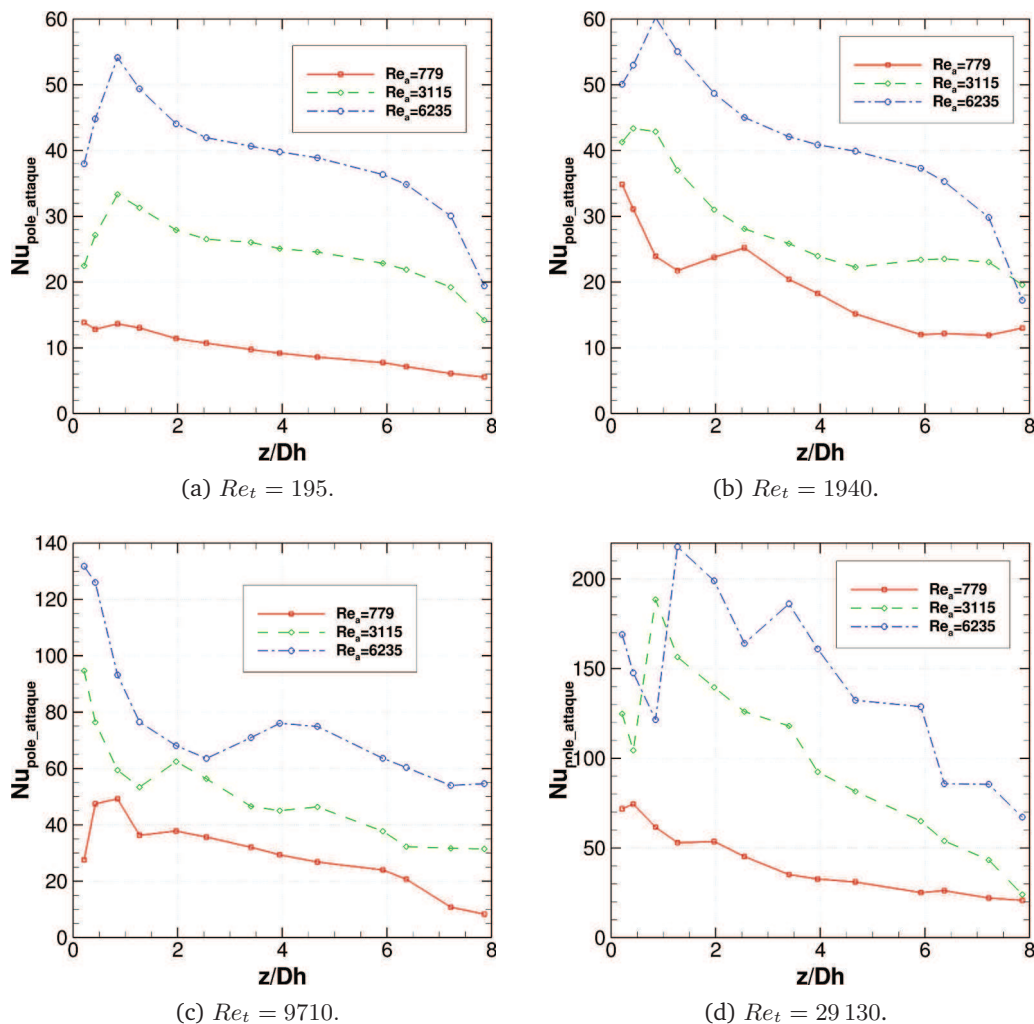


Figure 5.30: Évolution du nombre de Nusselt moyenné dans la direction azimutale le long de la face polaire au bord d'attaque.

Cependant, le nombre de Nusselt n'arrive pas à être pleinement développé en bout du rotor, pour tous les cas : la longueur du rotor est trop petite pour avoir une longueur d'entrée établie, contrairement à l'étude de Fénot *et al.* (2013). Il est également intéressant de noter les variations importantes du nombre de Nusselt lorsque  $Re_t$  est grand. Ces variations sont liées aux perturbations créées par la création des tourbillons. On peut aussi constater que l'évolution du nombre de Nusselt est semblable lorsque le régime est turbulent.

Dans leur étude, Jakoby *et al.* (1999) ont remarqué la présence d'un nombre de Nusselt maximum  $Nu_{\max}$ , conduisant à la transition de la limite laminaire/turbulente. Dans notre étude, on peut aussi voir cela, notamment pour de faibles  $Re_t$ . Ainsi, pour  $Re_t = 195$ , le nombre de Nusselt maximum n'est pas visible pour le régime laminaire ( $Re_a = 779$ ) ; au contraire des régimes turbulents ( $Re_a = 3115$  ou  $Re_a = 6235$ ), où le nombre de Nusselt augmente au début du rotor, arrive à un maximum puis diminue par la suite : cette évolution est semblable à l'écoulement dans le cas de la marche descendante vu précédemment. La position de  $Nu_{\max}$  se trouve à  $0,85D_h$  dans la plupart des cas turbulents, à l'exception du couple ( $Re_a = 6235$ ,  $Re_t = 29130$ ) qui est à  $1,25D_h$ . Puis, lorsque  $Re_t$  augmente, la position de  $Nu_{\max}$  augmente. Cette transition laminaire/turbulent n'a pas été observée par Fénot *et al.* (2013) car leur étude ne commence qu'à partir de  $z/D_h > 4$  et leur nombre de Reynolds axial est grand.

La Figure 5.31 présente la variation du nombre de Nusselt moyenné dans la direction azimutale le long de la face polaire du bord de fuite, pour différents nombres de Reynolds axiaux et rotationnels.

Cette figure permet tout d'abord de confirmer une nouvelle fois que la face polaire du bord de fuite est moins bien refroidie que la face polaire du bord d'attaque. Sinon, les mêmes remarques peuvent être faites que celles données dans le cas de la face polaire du bord d'attaque. La position de  $Nu_{\max}$  se trouve en général également à  $0,85D_h$  ici. En revanche, lorsque  $Re_t$  augmente, la position de  $Nu_{\max}$  diminue, proche de  $0,5D_h$ .

Le nombre de Nusselt du pôle d'attaque et du pôle de fuite varie ainsi en fonction de  $Re_a$  et de  $Re_t$ , mais aussi de  $z/D_h$  car le régime pleinement turbulent ne peut être atteint ici. Certains auteurs prennent en compte un nombre de Reynolds effectif, sous la forme :  $Re_{\text{eff}} = (Re_a^2 + \alpha \times Re_t^2)^{1/2}$ , avec  $\alpha$  constante, pour combiner les deux effets,  $Re_a$  et  $Re_t$ . Dans notre cas, comme tous les régimes d'écoulement sont étudiés, il est très difficile de calculer un nombre de Reynolds effectif cohérent. Nous avons alors choisi de ne pas travailler avec  $Re_{\text{eff}}$  afin de séparer  $Re_a$  de  $Re_t$ . Cette dépendance peut alors être approximée en termes de loi de puissance sous la forme :

$$Nu = A \times Re_a^n \times Re_t^m \times \left(\frac{z}{D_h}\right)^o \quad (5.1)$$

avec  $n$ ,  $m$  et  $o$  constantes.

En utilisant la méthode des moindres carrés, comme proposée par Fénot *et al.* (2013), on peut déterminer leurs valeurs dans le cas de la face polaire du bord d'attaque, telles que :  $A = 0,1$ ,  $n = 0,51$ ,  $m = 0,26$  et  $o = -0,23$ . Au niveau de la face polaire du bord de fuite, on obtient les valeurs suivantes :  $A = 0,04$ ,  $n = 0,66$ ,  $m = 0,16$  et  $o = -0,12$ .

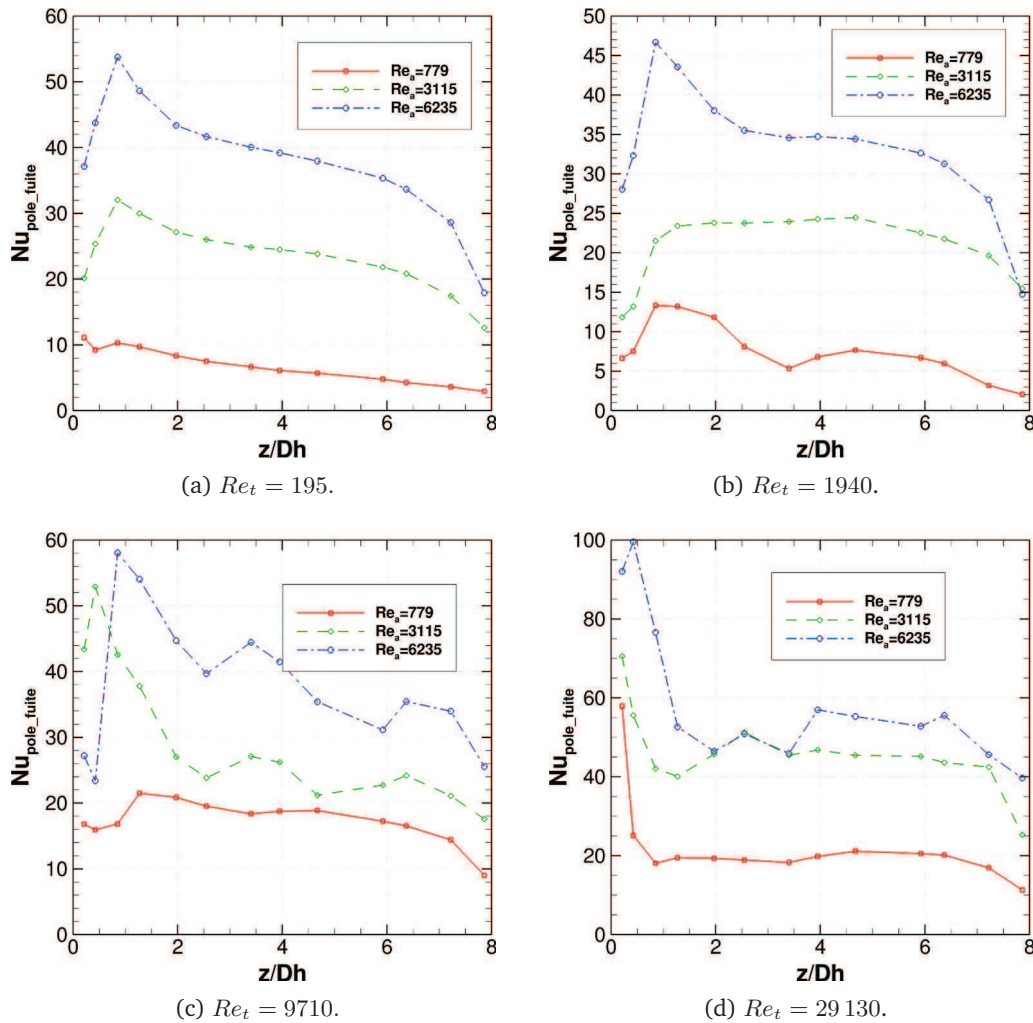


Figure 5.31: Évolution du nombre de Nusselt moyenné dans la direction azimutale le long de la face polaire au bord de fuite.

Dans les autres cas de la littérature, Peres (1995) et Bouafia *et al.* (1999) trouvent un coefficient  $n$  proche de 0,8 pour  $Re_{\text{eff}}$ , alors que pour Fénot *et al.* (2013), ce coefficient est proche de  $n = 0,62$ . Ainsi, la constante  $n$  dans notre étude reste assez différente de la plupart des autres cas, mais reste proche de Fénot *et al.* (2013). Concernant la constante  $o$ , elle est aussi assez différente de celle trouvée dans la littérature, qui est de l'ordre de  $o = -0,44$  pour Fénot *et al.* (2013) et de  $o = -0,451$  pour Molki *et al.* (1990).

Les différences notables que l'on peut noter avec Fénot *et al.* (2013) résident dans :

- Le nombre de Nusselt est calculé dans notre cas sur la face polaire du bord d'attaque et du bord de fuite, et non pas sur l'ensemble des deux pôles,
- Le régime laminaire est pris en compte dans notre calcul,
- L'écoulement pleinement développé n'est pas atteint dans notre cas.

L'objectif ici n'était pas d'avoir un régime pleinement développé mais d'avoir une géométrie proche d'un alternateur hydraulique (par similitude géométrique) : ainsi, il n'est pas possible d'avoir un écoulement pleinement développé dans ce type de géométrie, la longueur du rotor n'étant pas assez longue par rapport à son diamètre hydraulique.



On obtient finalement les corrélations globales suivantes :

$$Nu_{\text{pole-attaque}} = 0,1 \times Re_a^{0,51} \times Re_t^{0,26} \times \left(\frac{z}{D_h}\right)^{-0,23} \quad (5.2)$$

$$Nu_{\text{pole-fuite}} = 0,04 \times Re_a^{0,66} \times Re_t^{0,16} \times \left(\frac{z}{D_h}\right)^{-0,12} \quad (5.3)$$

pour  $779 < Re_a < 6235$ ,  $195 < Re_t < 29130$  et donc  $938 < Ta < 20993510$ .

L'erreur relative moyenne faite par la corrélation sur les valeurs réelles est de l'ordre de 21,6% concernant le pôle du bord d'attaque et de 31,5% concernant le pôle du bord de fuite.

### 5.4.2 Face inductrice : bord d'attaque et bord de fuite

Les Figures 5.32 et 5.33 présentent des variations du nombre de Nusselt moyen le long de la face inductrice du bord d'attaque pour différents nombres de Reynolds axial et tangentiel.

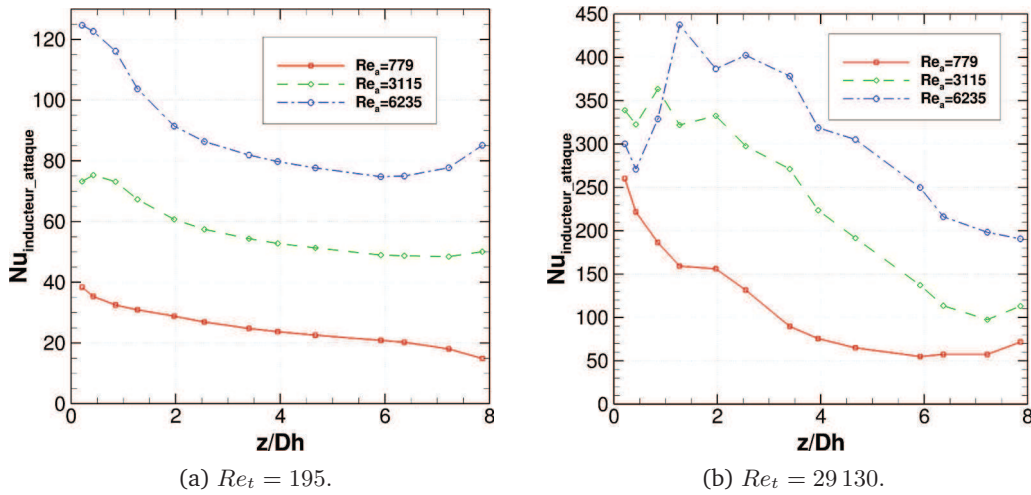


Figure 5.32: Évolution du nombre de Nusselt moyen de la face inductrice du bord d'attaque  $Nu_{\text{inducteur-attaque}}$ , en fonction de  $z/D_h$  pour différents  $Re_a$ .

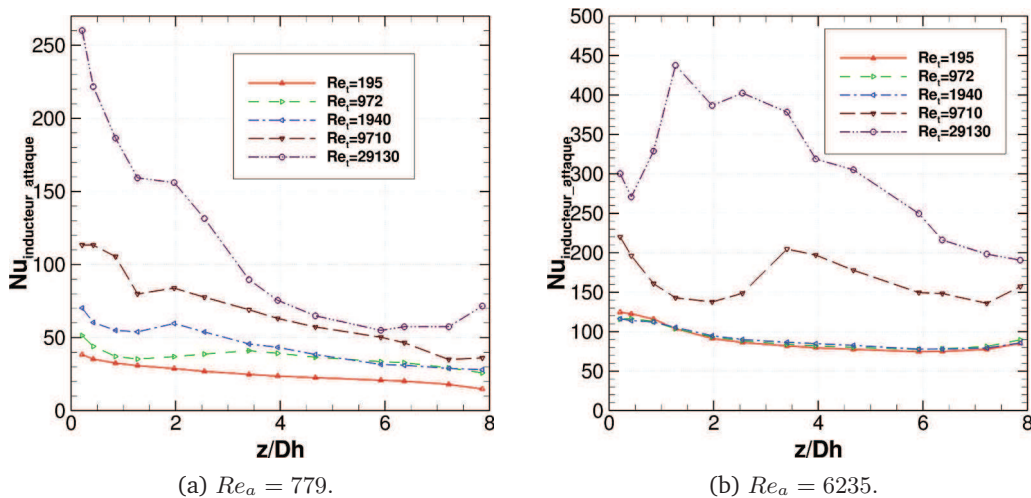


Figure 5.33: Évolution du nombre de Nusselt dans la face inductrice du bord d'attaque  $Nu_{\text{inducteur-attaque}}$ , en fonction de  $z/D_h$  pour différents  $Re_t$ .

Comme décrit précédemment, le nombre de Nusselt décroît globalement avec l'augmentation de  $z/D_h$  sur les deux côtés de la face inductrice. Cette diminution montre la présence d'une région d'entrée. Comme pour la région du pôle, la longueur d'entrée de cette région est liée non seulement à  $Re_a$  mais aussi à  $Re_t$ . La longueur du rotor est ici aussi trop grande pour avoir un écoulement pleinement établi puisque le nombre de Nusselt ne cesse de varier en fonction de  $z/D_h$ . Selon Fénot *et al.* (2013), la région d'entrée est plus grande dans les faces inductrices que dans les faces polaires. Ils expliquent cela par le fait que le stator est plus proche des faces polaires que des faces inductrices.

Dans l'étude de Jakoby *et al.* (1999), le maximum local du nombre de Nusselt  $Nu_{max}$  a été observé lors de la transition laminaire/turbulent, similairement au cas d'une plaque plane. Dans leur étude, le nombre de Nusselt décroît avec la couche limite lorsqu'elle est laminaire ; puis le nombre de Nusselt augmente à cause de la transition laminaire/turbulent dans la couche limite puis finalement rediminue encore lorsque la région est pleinement turbulente. Dans l'étude de Fénot *et al.* (2013), la couche limite reste probablement laminaire tout au long du rotor car aucun maximum local n'est mesuré dans leur étude. Ici (Figure 5.32), on peut voir que dans le cas laminaire, il n'y a aucun nombre de Nusselt maximum, alors que ce nombre maximum devient assez visible pour les cas turbulents. La position de  $Nu_{max}$  est proche de  $0,85D_h$  pour le couple ( $Re_a = 3115$ ,  $Re_t = 29710$ ) et de  $1,25D_h$  pour le couple ( $Re_a = 6235$ ,  $Re_t = 29710$ ). L'augmentation de la vitesse de rotation permet ici de mieux mettre en avant ce nombre maximum du nombre de Nusselt. Ainsi, dans la Figure 5.33, comme aucun nombre de Nusselt maximum n'est visible pour  $Re_a = 779$ , cela prouve encore que le régime est bien laminaire. Sinon, le nombre de Nusselt augmente toujours en fonction de  $Re_a$  et/ou de  $Re_t$  pour tous les cas.

En fin de rotor,  $Nu$  augmente légèrement, notamment pour les régimes turbulents. Il est d'autant visible que  $Re_t$  est grand. Un tel effet est aussi observé par Poncet *et al.* (2011) dans leur simulation numérique, dans un cylindre lisse mais aussi par Fénot *et al.* (2013) dans leur rotor encoché. Cette augmentation est un effet local dû au soudain agrandissement du canal, passant d'une encoche à un guide d'air lisse. Cette croissance est aussi liée à la création de recirculations dans le rotor, ou encore favorisée par l'apparition des tourbillons hélicoïdaux dans l'encoche, de par la prédominance de la vitesse de rotation sur la vitesse axiale. Enfin, on peut remarquer que plus la vitesse de rotation est importante, et plus le nombre de Nusselt décroît rapidement le long de  $z/D_h$ . Bouafia *et al.* (1999), comme Fénot *et al.* (2013), ont noté que le nombre de Reynolds tangentiel,  $Re_t$ , joue sur l'entrée de l'écoulement. Bouafia *et al.* (1999) ont observé que la rotation force l'air à entrer dans les encoches. Cet effet est plus visible lorsque la vitesse de rotation augmente. Ceci est visible dans nos cas (cf. Figures 5.13, 5.14 et 5.15).

Les Figures 5.34 et 5.35 présentent les variations du nombre de Nusselt moyen le long de la face inductrice du bord de fuite pour différents nombres de Reynolds axial et tangentiel.

On peut remarquer pour de faibles vitesses de rotation ( $Re_t = 195$ ), les nombres de Nusselt sont presque égaux, que ce soient dans les faces polaires du bord d'attaque ou de fuite : cela rejoint l'idée que dans ces cas, la distribution de la température est symétrique au centre du rotor, tout comme la distribution du nombre de Nusselt. On peut aussi constater une nouvelle fois que la face inductrice du bord de fuite est moins bien refroidie que la face inductrice du bord d'attaque. La position de  $Nu_{max}$  est en général à  $z = 0,4D_h$  (Figure 5.34). Les mêmes remarques peuvent être faites dans le cas de la face polaire du bord d'attaque.

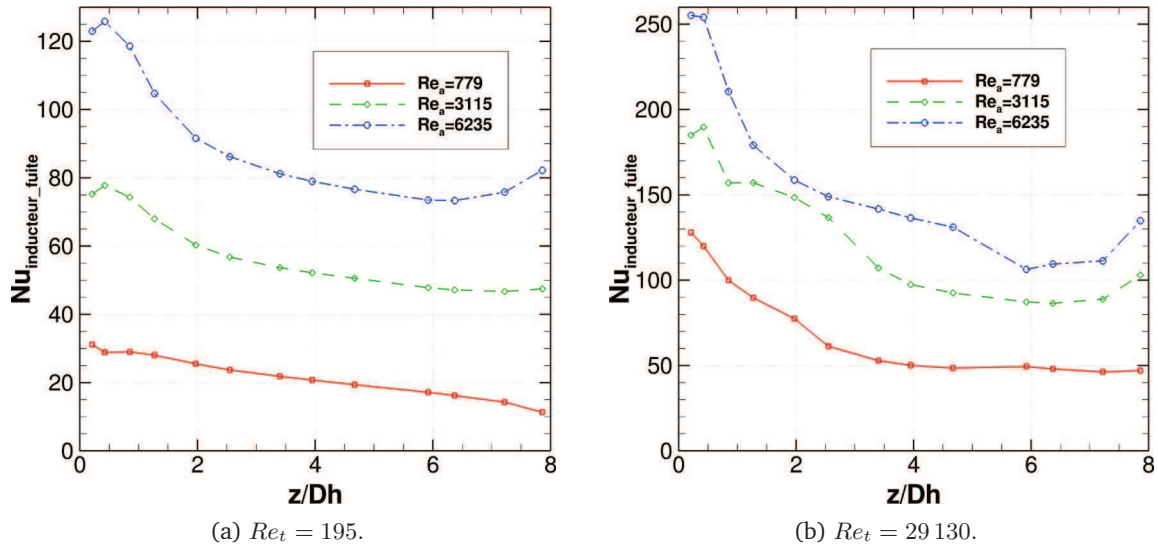


Figure 5.34: Évolution du nombre de Nusselt dans la face inductrice du bord d'attaque  $Nu_{\text{inducteur-fuite}}$  pour différents  $Re_a$ .

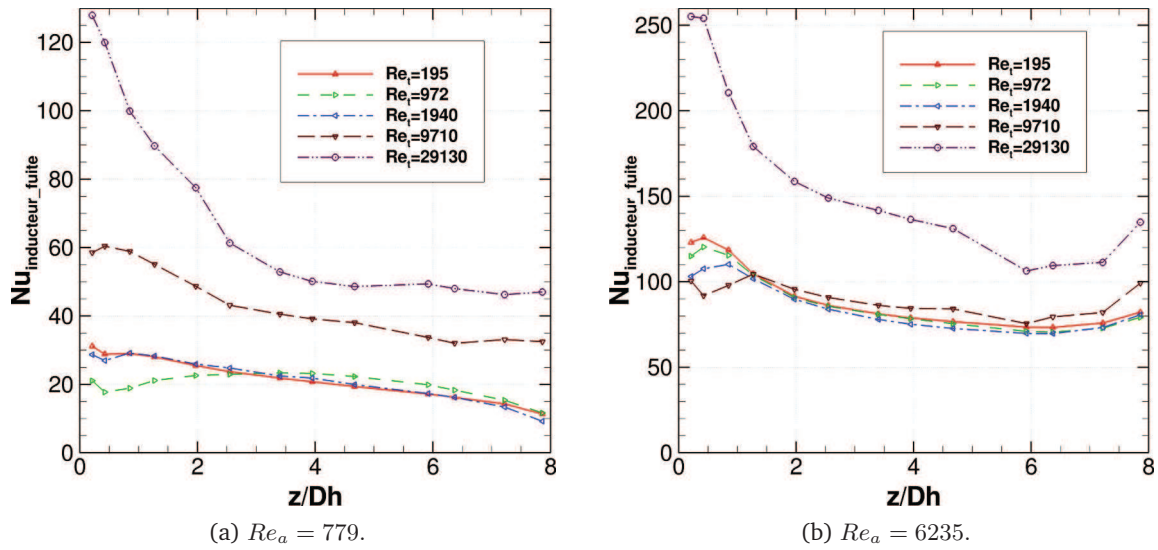


Figure 5.35: Évolution du nombre de Nusselt dans la face inductrice du bord de fuite  $Nu_{\text{inducteur-fuite}}$  pour différents  $Re_t$ .

Comme dans le cas du pôle, le nombre de Nusselt varie en fonction de  $Re_a$ ,  $Re_t$  et  $z/Dh$ . En utilisant la méthode des moindres carrés, on peut déterminer leurs valeurs dans le cas de la face inductrice du bord d'attaque, telles que :  $A = 0,35$ ,  $n = 0,46$ ,  $m = -0,26$  et  $o = -0,2$ . Au niveau de la face inductrice du bord de fuite, on obtient les valeurs suivantes :  $A = 0,23$ ,  $n = 0,57$ ,  $m = 0,16$  et  $o = -0,18$ . La constante  $n$  est généralement proche de 0,8 dans la littérature (selon Peres (1995), Jakoby *et al.* (1999) ou Bouafia *et al.* (1999)) en prenant en compte  $Re_{\text{eff}}$ . Dans leur étude, Fénot *et al.* (2013) obtiennent  $n = 0,77$ . Cette constante reste assez différente de celle de notre cas.

On obtient finalement les corrélations globales suivantes :

$$Nu_{\text{inducteur-attaque}} = 0,35 \times Re_a^{0,46} \times Re_t^{0,26} \times \left(\frac{z}{D_h}\right)^{-0,2} \quad (5.4)$$

$$Nu_{\text{inducteur-fuite}} = 0,23 \times Re_a^{0,57} \times Re_t^{0,16} \times \left(\frac{z}{D_h}\right)^{-0,18} \quad (5.5)$$

pour  $779 < Re_a < 6235$ ,  $195 < Re_t < 29\,130$  et donc  $938 < Ta < 20\,993\,510$ .

L'erreur relative moyenne faite par la corrélation sur les valeurs réelles est de l'ordre de 21,2% concernant la face inductrice du bord d'attaque et de 22,4% pour la face inductrice du bord de fuite.

D'autres configurations peuvent être comparées à la présente étude, telles un tube tournant (Baudoin (2004)) ou un cylindre encoché tournant (Fénot *et al.* (2013)). La comparaison entre les différentes études est présentée sur la Figure 5.36. Pour des petits nombres de Reynolds tangentiels ( $Re_t < 9710$ ), les courbes proposées par la littérature et nos cas sont proches. Une différence entre le bord d'attaque et le bord de fuite est visible dans notre cas :  $Nu$  dans le bord d'attaque augmente en fonction de  $Re_t$  alors que dans le bord de fuite,  $Nu$  diminue. Pour des plus hauts  $Re_t$  ( $Re_t \geq 9710$ ), les résultats deviennent différents. Le transfert de chaleur dans le tube en rotation continue à augmenter comme dans nos faces inductrices, alors que dans les faces inductrices de Fénot *et al.* (2013), le transfert de chaleur tend à devenir constant. L'évolution de  $Nu$  dans notre étude est proche d'un tube tournant, notamment son évolution dans la face inductrice du bord de fuite. La face inductrice du bord d'attaque est encore mieux refroidie que celle du bord de fuite, pour n'importe quelle vitesse axiale ou rotationnelle.

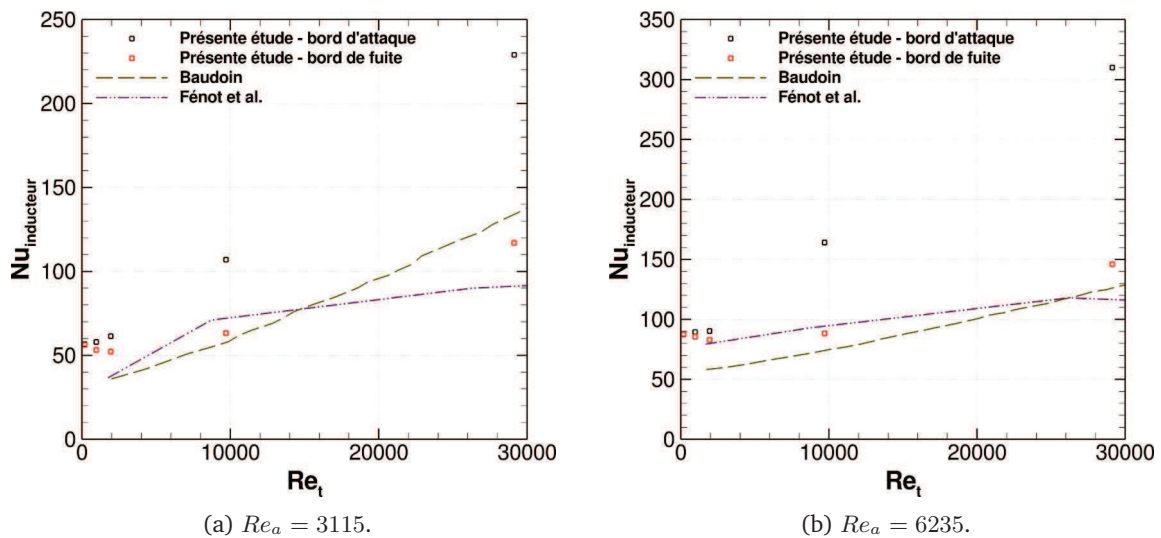


Figure 5.36: Évolution du nombre de Nusselt des faces inductrices en fonction de  $Re_t$  par rapport à tube tournant (Baudoin (2004)) et à un cylindre encoché tournant (Fénot *et al.* (2013)).

### 5.4.3 Fond d'encoche

Les Figures 5.37 et 5.38 présentent des exemples des variations du nombre de Nusselt moyen dans le fond d'encoche en fonction de  $z/D_h$  pour différents  $Re_a$  et  $Re_t$ .

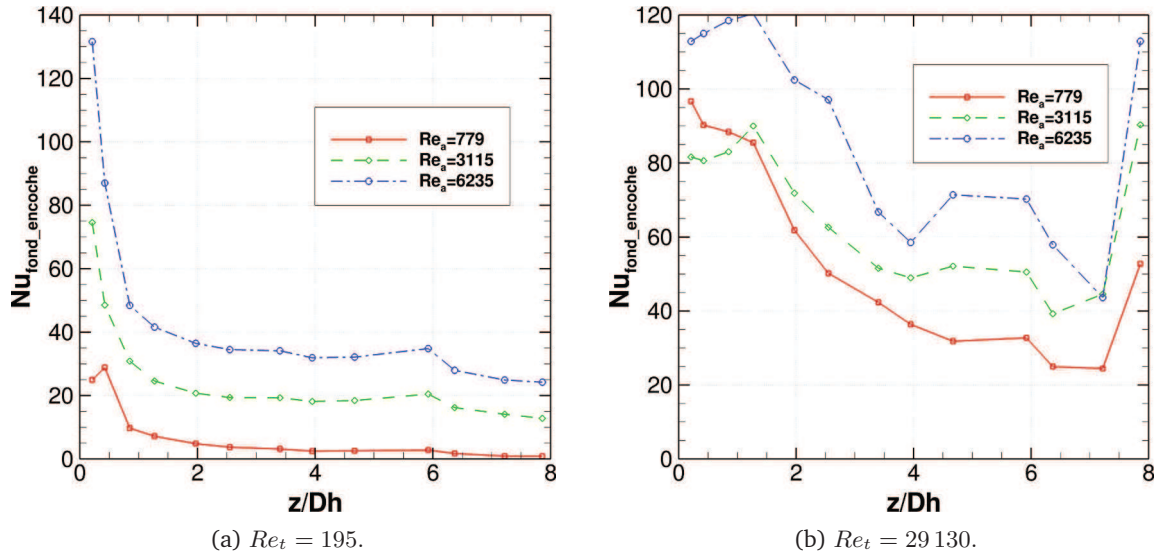


Figure 5.37: Évolution de  $Nu$  le long du fond d'encoche ( $Nu_{\text{fond\_encoche}}$ ) pour différents  $Re_a$ .

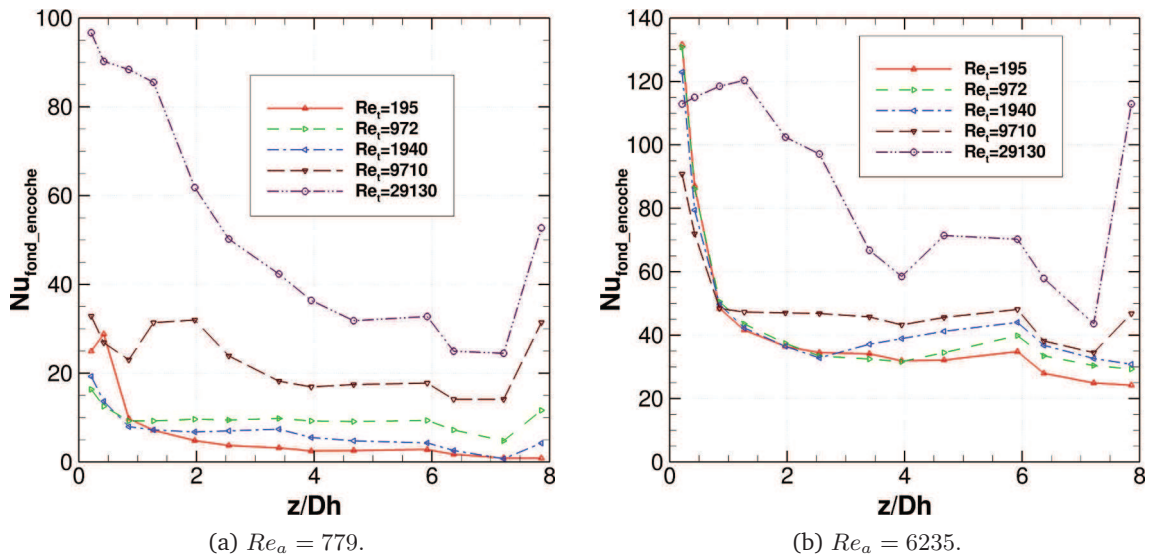


Figure 5.38: Évolution du nombre de Nusselt le long du fond d'encoche  $Nu_{\text{fond\_encoche}}$  pour différents  $Re_t$ .

On peut remarquer également ici que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de  $Re_a$  et/ou de  $Re_t$ . Le nombre de Nusselt maximum est visible ici aussi, mais pour d'importantes vitesses de rotations : sa position est de  $1,25D_h$  pour les régimes turbulents. Le nombre de Nusselt varie sensiblement lorsque la vitesse de rotation est importante ( $Re_t > 9710$ ) : sa valeur est importante à l'entrée dans le fond d'encoche, puis diminue sensiblement avant d'augmenter fortement en bout du rotor. Dans les autres cas, lorsque l'on se trouve entre  $1 < z/D_h < 7$  dans le fond d'encoche, le nombre de Nusselt semble être presque constant.

Comme pour le cas des faces polaires et inductrices, le nombre de Nusselt varie avec  $Re_a$ ,  $Re_t$  et  $z/D_h$ . En utilisant la méthode des moindres carrés, on peut déterminer leurs valeurs dans le cas du fond d'encoche, telles que :  $A = 0,02$ ,  $n = 0,69$ ,  $m = 0,27$  et  $o = -0,35$ .

On obtient finalement la corrélation globale suivante :

$$Nu_{\text{fond\_encoche}} = 0,02 \times Re_a^{0,69} \times Re_t^{0,27} \times \left(\frac{z}{D_h}\right)^{-0,35} \quad (5.6)$$

pour  $779 < Re_a < 6235$ ,  $195 < Re_t < 29130$  et donc  $938 < Ta < 20993510$ .

L'erreur relative moyenne faite par la corrélation sur les valeurs réelles est proche de 46% dans le fond d'encoche.

Plusieurs configurations peuvent être comparées à l'étude dans le fond d'encoche du rotor : celle d'une plaque plane ou d'un cylindre fixe (Incropera et DeWitt (2002)). La corrélation pour la plaque plane, soumise à un courant d'air parallèle, est donnée par :

$$Nu = 0,68 \times Re_a^{0,5} \times Pr^{1/3} \quad (5.7)$$

La corrélation pour le cylindre fixe, soumis à un courant d'air parallèle, est donnée par :

$$\begin{cases} Nu = 0,683 \times Re_a^{0,466} \times Pr^{1/3} & \text{pour } 40 \leq Re_a \leq 4000 \\ Nu = 0,193 \times Re_a^{0,618} \times Pr^{1/3} & \text{pour } 4000 \leq Re_a \leq 40000 \end{cases} \quad (5.8)$$

La comparaison entre les différentes études est présentée sur la Figure 5.39.

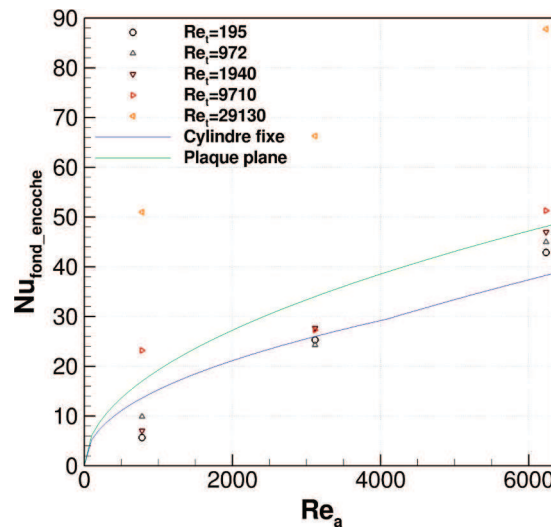


Figure 5.39: Évolution du nombre de Nusselt moyen dans le fond d'encoche selon  $Re_a$ .

On peut ainsi remarquer que le résultat obtenu dans le fond d'encoche est semblable à celui d'une corrélation de plaque plane ou de cylindre fixe, notamment pour de faibles vitesses de rotation. De plus, pour chaque nombre de Reynolds axial, le nombre de Nusselt  $Nu_{\text{fond\_encoche}}$  varie peu lorsque  $Re_t \leq 9710$  : le nombre de Reynolds tangentiel  $Re_t$  n'intervient pas (lorsqu'il ne domine pas  $Re_a$ ), d'où la ressemblance avec les corrélations sur une plaque plane ou cylindre fixe. Seul le nombre  $Re_a$  influe sur le nombre de Nusselt au niveau du fond d'encoche dans ce cas là. La comparaison avec la corrélation obtenue dans le cas de la marche descendante sur  $Nu_{\text{max}}$  ( $Nu_{\text{max}} = 0,076 \times Re_{\text{max}}^{2/3}$ ) est difficile ici.

En conclusion, on peut identifier les différents régimes rencontrés dans notre cavité tournante confinée sur la Figure 5.40.

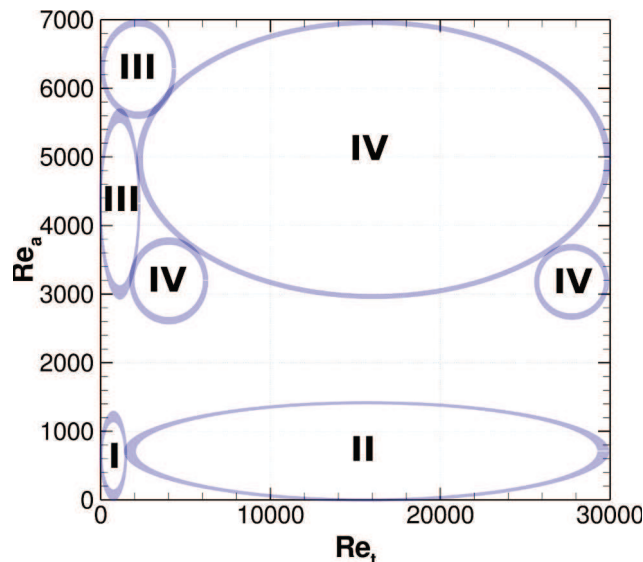


Figure 5.40: Cercles de démarcation des différentes régions rencontrées dans la cavité tournante confinée.

Les différentes régions peuvent être données sous la forme :

- **Régime I** : Laminaire ( $0 \leq Re_a \leq 779, 0 \leq Re_t \leq 972$ ),
- **Régime II** : Laminaire avec tourbillons ( $0 \leq Re_a \leq 779, 972 \leq Re_t$ ),
- **Régime III** : Turbulent ( $3115 \leq Re_a \leq 6235, 0 \leq Re_t \leq 1940$ ) et ( $6235 \leq Re_a, 0 \leq Re_t \leq 9710$ ),
- **Régime IV** : Turbulent avec tourbillons ( $3115 \leq Re_a \leq 6235, 1940 \leq Re_t$ ) et ( $6235 \leq Re_a, 9710 \leq Re_t$ ).

en notant qu'un vide a été laissé dans la figure dans la mesure où aucun cas numérique n'a été traité pour  $Re_a$  proche de 2000.

Enfin, en se replaçant dans le contexte industriel ( $Re_t = 745\,804$  et  $Re_a = 28\,392$ ), on se retrouverait par extrapolation dans une configuration d'écoulement turbulent avec tourbillons. Par conséquent, la partie la moins bien refroidie serait celle du fond d'encoche. Les faces inductrices seraient les régions les mieux refroidies, notamment celles du bord d'attaque.

Pour aller plus loin, on peut dire que dans ce cas de figure,  $Re_t$  est prédominant sur  $Re_a$  en fonction des études réalisées (avec  $\frac{Re_a}{Re_t} = 0,038$ ), signifiant la possible :

- Présence d'écoulements hélicoïdaux dans les encoches du rotor,
- Présence de recirculations avant la fin du rotor et en aval du rotor qui sont assez importantes en taille (hauteur et longueur),
- Présence de points chauds en bout de rotor, leur refroidissement étant plutôt assurée par la rotation du rotor.

## 5.5 Conclusion

L'effet d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille dans un canal annulaire d'un cylindre intérieur encoché tournant a été investigué. On retrouve typiquement ce type d'écoulement dans les alternateurs hydrauliques. Les mécanismes élémentaires fondamentaux se produisant dans ce type d'écoulement et son influence sur les transferts de chaleur ont été étudiés et analysés.

Des premiers tests numériques ont été faits afin de trouver le meilleur calcul qui soit avec un temps CPU acceptable. Ainsi, le solveur instationnaire doit être utilisé, notamment pour les régimes avec tourbillons. Le domaine périodique peut être ici utilisé, permettant de diviser par 10 la taille du maillage. Un modèle bas Reynolds URANS a été utilisé : le modèle premier ordre  $k - \omega$  SST semble être le meilleur compromis, selon la littérature et les résultats obtenus dans le cas de la marche pour réaliser un CHT. Enfin, dans le cas d'une utilisation d'une interface dans l'entrefer entre le rotor et le stator, il serait préférable de placer l'interface proche du stator.

Une comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales pour un cas complexe à étudier (régime turbulent avec tourbillons tel que l'on trouve dans la machine réelle) a montré de très bons accords. Il a été notamment observé que le point chaud se crée dans le fond d'encoche. La distribution du coefficient de transfert de chaleur montre que le bord d'attaque est mieux refroidi que le bord de fuite, et que la présence de tourbillons hélicoïdaux dans l'encoche affecte sa distribution. Cette comparaison a donc validé le code CFD, Code\_Saturne et le code thermique, SYRTHES. L'étude paramétrique des régimes de l'écoulement a pu être réalisée afin de corrélérer la partie fluide avec la partie solide.

On a pu s'apercevoir en CFD que globalement, la vitesse de rotation  $\omega$  promeut la formation de tourbillons hélicoïdaux alors que la vitesse axiale  $V_a$  empêche leur création et crée un écoulement facilement prédictible. On peut dire que :

1. La longueur du rotor n'est pas assez importante pour avoir un nombre de Nusselt pleinement développé : c'est ainsi le cas pour les alternateurs hydrauliques,
2. L'augmentation du nombre de Reynolds axial  $Re_a$  tend à attirer la position du point chaud vers le centre du rotor ; lorsque  $Re_a \gg Re_t$ ,  $Re_a$  rend la température et son nombre de Nusselt globalement symétriques et presque constants dans la direction azimutale  $\theta$  (avant l'apparition des tourbillons) : sa température maximale reste alors constante,
3. L'augmentation du nombre de Reynolds tangentiel  $Re_t$  tend à éloigner la position du point chaud en bout du rotor ; lorsque  $Re_t \gg Re_a$ ,  $Re_t$  rend la température et son nombre de Nusselt asymétriques (à partir de l'apparition des tourbillons) : sa température maximale diminue alors. Cette forte diminution est attardée et atténuée par l'augmentation de  $Re_a$ ,
4. Le bord d'attaque est mieux refroidi que le bord de fuite ; la face inductrice du pôle d'attaque est mieux refroidie que la face polaire du bord d'attaque,
5. L'évolution de  $Nu$  dans les faces inductrices est proche de celle d'un tube tournant. Celle dans le fond d'encoche ressemble à celle d'une plaque plane ou d'un cylindre statique.

Des corrélations sur le nombre de Nusselt ont été données en fonction de la partie du rotor étudiée. Un ensemble de cercles de démarcation des différents régimes rencontrés a été tracé dans le cas de notre cavité tournante en fonction de  $Re_a$  et de  $Re_t$ . Nous avons ainsi validé une méthodologie de calcul adaptée à la détection des points chauds dans le cas d'une cavité tournante confinée : ce calcul est à la fois rapide et précis dans l'évaluation du nombre de Nusselt, et donc du refroidissement de la cavité. Nous proposons dans le chapitre suivant une autre méthode, fondée sur la FEM couplée à une méthode inverse, qui a été expérimentée sur une maquette d'alternateur hydraulique afin de palier aux relatives limitations de la première méthode (temps de calcul). Cette méthodologie permet de remonter numériquement aux coefficients d'échanges convectifs à partir de mesures des températures.





## Chapitre 6

# Application industrielle : maquette d'un alternateur hydraulique

Les chapitres précédents ont permis de valider une méthodologie CHT adaptée à la détection des points chauds dans le cas de la marche descendante en statique et dans une cavité tournante. Dans l'industrie, de plus en plus d'études sont effectuées pour analyser le refroidissement des alternateurs afin de déterminer les caractéristiques principales de l'écoulement et comprendre son influence sur la thermique. La méthodologie proposée dans les chapitres précédents est précise et est assez rapide ; cependant, le temps de calcul sera beaucoup plus long lors de véritables études de machines électriques, même avec un modèle de turbulence URANS 1<sup>er</sup> ordre  $k - \omega$  SST. Une collaboration avec l'IREQ s'est alors mise en oeuvre afin de développer une autre méthode de calcul pour tenter d'obtenir des calculs à la fois rapides et précis en se basant que sur des calculs FEM uniquement.

Une méthode inverse en 3D est proposée pour essayer de répondre à cet objectif. La validation de cette méthode est présentée puis utilisée afin de déterminer les transferts de chaleur dans l'unique pôle chauffé du rotor hydraulique à partir du champ de température obtenu expérimentalement. Deux codes d'éléments finis sont utilisés, à savoir SYRTHES et Ansys-CFX, afin de les comparer entre eux et de les valider avec l'expérimental. Les résultats finaux, obtenus à partir de campagnes d'essais avec différentes vitesses de rotation, sont ensuite analysés afin de comprendre et d'analyser les effets de la rotation sur le refroidissement du pôle chauffé.

### 6.1 Mise en place expérimentale

Deux essais ont été menés à 50 et 300 tr/min afin de déterminer les effets de la rotation sur la distribution de température du pôle. Les nombres de Reynolds tangentiels locaux  $Re_t$ , basés sur la taille de l'entrefer, sont de 5000 et de 30 000 respectivement à 50 et 300 tr/min. Dans ces deux cas, seulement six éléments chauffants de la face polaire ont été alimentés puisqu'il n'est pas possible d'avoir une bonne représentation de la température dans les interpôles (inducteurs) : le pyromètre doit être perpendiculaire aux faces visées pour garantir une mesure fiable. En effet, les températures données par les seules thermistances sur les inducteurs du pôle ne sont malheureusement pas suffisantes pour garantir une bonne identification des coefficients d'échanges convectifs  $h$  à ces endroits, selon des premiers tests effectués (cf. **Annexe F**).

On va ainsi s'intéresser plutôt à l'influence de l'échauffement des barres amortisseurs sur la face polaire qu'à celui des bobines au niveau des inducteurs.

Toutes les mesures par pyromètre sont ainsi concentrées sur la face polaire. Ce pyromètre ne peut être placé que dans les canaux du stator, au nombre de 29. L'ensemble des données fournies par les thermistances sont également enregistrées et prises en compte dans le calcul numérique (voir section suivante). La stabilité thermique a été atteinte après 2 et 7 heures pour 50 et 300 tr/min respectivement.

## 6.2 Méthode numérique d'identification du coefficient d'échange

Dans cette section, la démarche numérique qui permet d'obtenir la distribution du coefficient d'échange  $h$  dans le pôle chauffé est présentée. Ce coefficient  $h$  est défini à partir de l'équation :

$$q'' = h \times \Delta T \quad (6.1)$$

avec  $q''$  étant un flux thermique à la surface externe de la coquille en  $W/m^2$  et  $\Delta T$  la différence entre la température de la surface externe de la coquille ( $T_c$ ) et la température de l'air adjacent ( $T_\infty$ ).

Grâce aux thermistances et au pyromètre, les valeurs de  $T_c$  et de  $T_\infty$  sont connues. Cependant, on ne connaît pas la distribution du flux thermique sur la surface de la coquille, car la seule mesure disponible en entrée est la puissance de chaque élément chauffant. Il est ainsi nécessaire de bâtir un modèle numérique de la coquille pour calculer la répartition du flux thermique afin d'en déduire le coefficient de transfert thermique sur la surface de la coquille.

### Géométrie :

Un modèle CAO de l'ensemble de la coquille (à savoir les capots, les supports, le silicone et les trois couches constituant chaque élément chauffant) a tout d'abord été créé sur Ansys-ICEM et SALOME 6.6. La Figure 6.1 montre la CAO du pôle chauffé et des autres pôles « froids » du rotor.

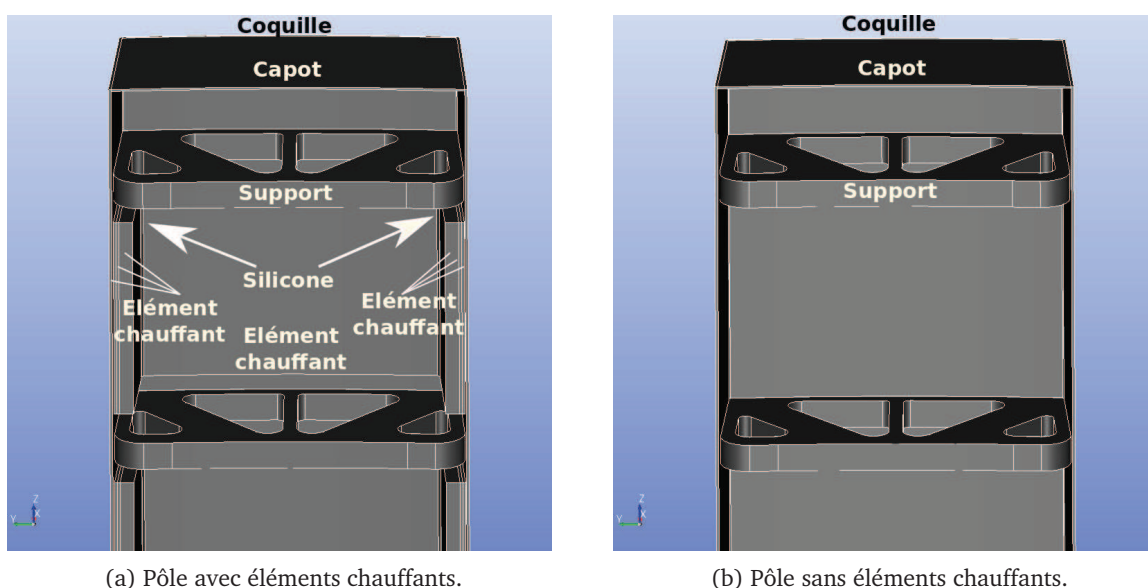


Figure 6.1: CAO des pôles constituant le rotor.

**Conditions aux limites :**

Une source volumique de chaleur  $q'''$  connue ( $W/m^3$ ) est imposée sur chaque élément chauffant de la face polaire. La puissance générée pour chaque élément chauffant est donnée dans le Tableau 6.1. Tout d'abord, la puissance de sortie a été ajustée afin d'obtenir des températures de surface similaires pour des vitesses de rotation différentes. En effet, le pyromètre ne fonctionne que pour un intervalle de température donné : des températures trop froides ou trop chaudes peuvent créer des perturbations ou même rendre impossible l'utilisation du pyromètre. On peut enfin noter que comme la résistance de l'élément chauffant (et donc la puissance) varie en fonction de la température, la puissance réelle a été calculée à partir de la moyenne des températures à stabilité des thermistances situées en vis-à-vis de l'élément chauffant.

Élément chauffant	$q_{50rpm}$ [W]	$q_{300rpm}$ [W]
2	40,0	66,5
5	29,8	49,7
8	39,8	66,2
11	39,6	65,6
14	29,9	50,0
17	44,1	73,1
<b>Total</b>	<b>223,2</b>	<b>371,0</b>

Tableau 6.1: Puissance des éléments chauffants en fonction du cas étudié.

Afin d'avoir un système d'équations fermé, il est nécessaire de spécifier des conditions aux limites sur toutes les surfaces situées à l'intérieur de la coquille. Cependant la température n'est pas connue sur ces surfaces car un nombre trop important de capteurs aurait été nécessaire. Puisque ces surfaces sont en contact avec l'air (volume fermé), des formules empiriques ont été employées afin de déterminer le flux thermique sur ces surfaces. Des équations en convection naturelle pour des plaques horizontales et verticales ont été utilisées pour déterminer le coefficient de transfert thermique : selon Incropera et DeWitt (2002), les valeurs varient entre 2 et 9  $W/m^2K$ . Après avoir atteint le régime permanent, on obtient le Tableau 6.2 qui présente les différentes températures obtenues en fonction du cas étudié. La différence de température ambiante obtenue est notamment due aux pertes de ventilation, qui sont plus grandes à 300 tr/min. L'uniformité de la mesure de la température le long des supports est due à la masse thermique élevée de la jante.

Température [°C]	50 tr/min	300 tr/min
Air ambiant	21,9	45
Air à l'intérieur du pôle	40,1	56,8
À l'intérieur des 7 supports	24,6	48,7
Capot du bas du pôle	24,6	49,1
Capot du haut du pôle	24,9	48,9

Tableau 6.2: Températures obtenues par mesures de thermistances pour 50 et 300 tr/min.

Pour la face externe de la coquille, la distribution de température, obtenue à partir du pyromètre Thermawatch® en plus des 84 thermistances, est imposée en conditions aux limites. Les parties non accessibles par le pyromètre et les thermistances sont connues par interpolation de Kriging dans le but de donner une valeur de température pour chaque noeud de surface de la coquille. La faible épaisseur de la coquille suppose que les températures sur la surface interne et externe sont les mêmes. En effet, le calcul du nombre de Biot donne une valeur strictement inférieure à 0,1. De plus, comme la température de la coquille peut atteindre des valeurs supérieures à 100 °C, on ajoute au modèle numérique les pertes par radiation via l'équation :

$$q''_{\text{ray}} = \epsilon \sigma \times (T_c^4 - T_\infty^4) \quad (6.2)$$

avec  $\epsilon$  l'émissivité de la surface polaire,  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann. Le rayonnement a été pris en compte dans le modèle en imposant une source négative sur la surface du pôle.

### Maillages :

Un maillage hexaédrique a été généré par « blocking » via le logiciel Ansys-ICEM : les différents éléments de la coquille ont été maillés indépendamment. Les seuls composants n'ayant pas été maillés avec cette approche sont les supports : ces derniers ont été créés à l'aide du mailleur hexaédrique non-structuré Ansys-Workbench. Un critère de conservation de l'énergie est vérifié à chaque interface ( $\delta_E < 1\%$ ). L'épaisseur de la coquille est de  $e = 0,00127$  m sur une hauteur de pôle de 0,8017 m, d'où l'importance capitale de mailler correctement cette composante.

Un maillage différent a été généré sur SALOME 6.6. Le logiciel SYRTHES 4.0 n'accepte en effet que des maillages tétraédriques et travaille en éléments finis selon Rupp et Peniguel (2011)<sup>1</sup>. Il est important de noter que des études d'indépendance au maillage ont été réalisées pour les deux codes afin de s'assurer que la résolution du maillage était appropriée (Figure 6.2).

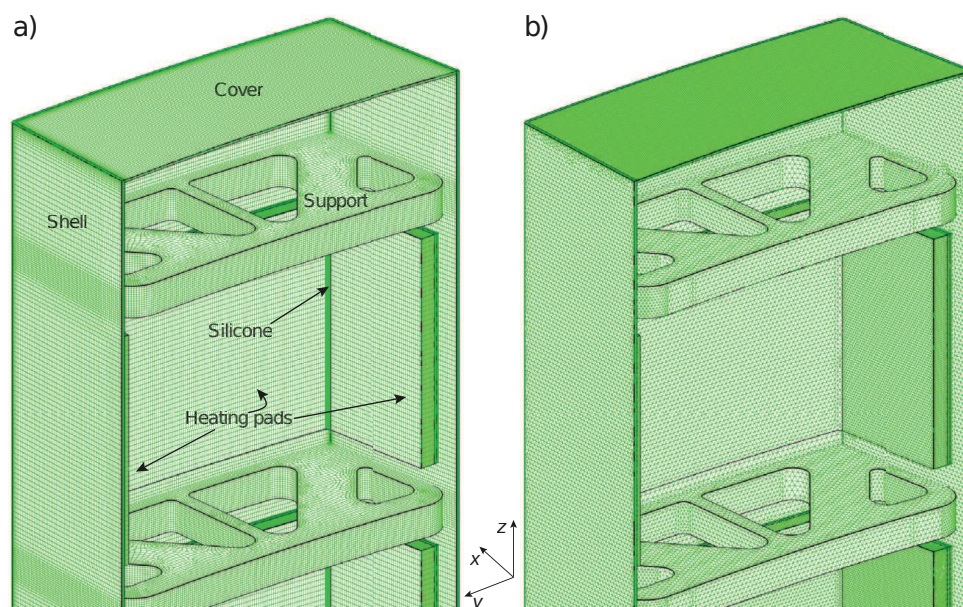


Figure 6.2: Maillages utilisés dans Ansys (a) et SALOME 6.0 (b).

1. On verra par la suite que le maillage de type hexaédrique est mieux adapté à cette géométrie que de type tétraédrique, notamment dans l'épaisseur de la coquille. Ceci explique alors un temps de calcul plus court à faire converger Ansys-CFX que SYRTHES dans ce cas.

Le Tableau 6.3 présente les deux codes utilisés et leur maillages respectifs.

	<b>SYRTHES</b>	<b>Ansys-CFX</b>
Type de maillage	Tétraédrique	Hexaédrique
Méthode de résolution	Éléments finis	Volumes finis
Interfaces	Aucune (un seul bloc)	GGI de type « solide-solide »
Nombre total d'éléments	6 196 644	5 111 000
Nombre d'éléments dans l'épaisseur de la coquille	10 éléments	10 éléments
Taille des éléments	2 mm dans les trois directions	1 mm dans la direction $x$ et $y$ , et 2 mm dans la direction axiale

Tableau 6.3: Présentation des modèles numériques pour l'ensemble de la coquille.

#### Autres caractéristiques numériques :

Notons ici qu'aucun modèle de turbulence n'est utilisé. L'équation de l'énergie a été résolue à l'aide des logiciels Ansys-CFX et SYRTHES, en utilisant un schéma de discrétisation de la température du second ordre. Un critère de convergence de  $10^{-8}$  a été mis en place sur le maximum des résidus de cette équation. Environ 200 itérations sont nécessaires pour obtenir une solution convergée sur Ansys-CFX, avec un temps de calcul d'environ 30 minutes sur trois processeurs en parallèle. Concernant SYRTHES, l'algorithme utilisé est instationnaire : un pas de temps constant de 1 s a été appliqué. En moyenne, presque 12 500 itérations sont nécessaires sur SYRTHES pour atteindre un régime permanent, avec un temps de calcul proche d'une journée sur un seul processeur. Notons que le fluide utilisé dans la maquette est de l'air.

### 6.3 Validation numérique

Afin de valider l'approche ci-dessus, un cas test a été lancé avec le même maillage que celui de la Figure 6.2. Une première simulation est faite en spécifiant une distribution linéaire du coefficient de transfert convectif sur la surface extérieure du pôle ( $h = 75 - 320,513 \times y$ ) et une température ambiante de 44,8 °C. Une source volumique uniforme est appliquée ( $q''' = 4\,000\,000$  W/m<sup>3</sup>) sur chaque élément chauffant. Sur la face intérieure des supports, un coefficient de transfert de chaleur équivalent est affecté afin de prendre en compte à la fois la convection sur cette surface ainsi que la conduction du fait que la section intérieure de chaque support soit coincée entre deux plaques de jante en acier.

**Résistance de contact :**

Comme décrit auparavant, la coquille du pôle est en acier et est rivetée aux supports qui sont eux en aluminium. Une résistance de contact thermique doit alors être prise en compte (notée  $R_c$ ) entre ces deux composants puisqu'ils sont en contact et sont tous les deux bons conducteurs thermiques. Une étude de sensibilité a été réalisée afin de déterminer l'impact de la valeur de cette résistance de contact thermique sur la distribution de chaleur sur le pôle car la rugosité, la pression exercée par les rivets, et donc l'air piégé à l'intérieur est très difficile à évaluer expérimentalement. La valeur de référence pour une interface acier-aluminium est de  $R_c = 5,0 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{KW}^{-1}$  selon Incropera et DeWitt (2002). La dernière colonne du Tableau 6.4 donne la valeur du flux de chaleur à l'interface entre la coquille en acier et les supports en aluminium.

$R_c$ [m <sup>2</sup> K/W]	$q''_{\text{tot}}$ [W/m <sup>2</sup> ]	$q''_{\text{facepolaire}}$ [W/m <sup>2</sup> ]	$q''_{\text{interpôles}}$ [W/m <sup>2</sup> ]	$q''_{\text{ray}}$ [W/m <sup>2</sup> ]	$q''_{\text{intersupports}}$ [W/m <sup>2</sup> ]
0,05	589,4	293,1	211,5	43,1	9,7
0,001	589,4	241,3	172,6	34,2	117,4
<b>0,0005</b>	<b>589,4</b>	<b>234,4</b>	<b>166,0</b>	<b>33,0</b>	<b>133,3</b>
0,0001	589,4	227,0	157,9	31,5	151,8
0,00005	589,4	225,5	156,2	31,2	155,5

Tableau 6.4: Valeur du flux de chaleur en fonction de la valeur prise pour la résistance de contact.

Comme attendu, pour les valeurs de  $R_c$  faibles (très bon contact), une importante fraction ( $\simeq 25\%$ ) du flux généré par les éléments chauffants est dissipée à travers les supports. À contrario, lorsque la résistance de contact est grande (mauvais contact), presque aucun flux de chaleur n'est drainé par les supports. Bien que la valeur de la résistance de contact ait un léger impact sur la distribution du flux de chaleur pour un intervalle proche de la valeur de référence ( $0,001 < R_c < 0,0001$ ), le flux de chaleur sur la face polaire et sur les inducteurs n'est que très légèrement affecté (environ 3% de variation). Ainsi, la valeur de référence de  $R_c = 5,0 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{KW}^{-1}$  a été utilisée pour toutes les simulations.

Après avoir obtenue une solution convergée au premier calcul, la distribution de température calculée est tracée sur la surface extérieure du pôle (Figure 6.3 (a)). Cette distribution de température est alors appliquée comme condition limite pour une seconde simulation, en gardant tous les autres paramètres identiques. La distribution du coefficient de transfert de chaleur sur la surface extérieure de la coquille est alors obtenue par post-traitement et devrait être égale à celle initialement spécifiée en premier calcul (Figure 6.3 (b)). Bien qu'il y ait une petite perturbation visible au voisinage des supports de la coquille, la distribution du transfert de chaleur obtenue lors de la seconde itération est très proche de celle spécifiée en premier calcul. Cette perturbation est clairement visible sur la Figure 6.4 lorsque la résistance de contact n'est pas prise en compte.

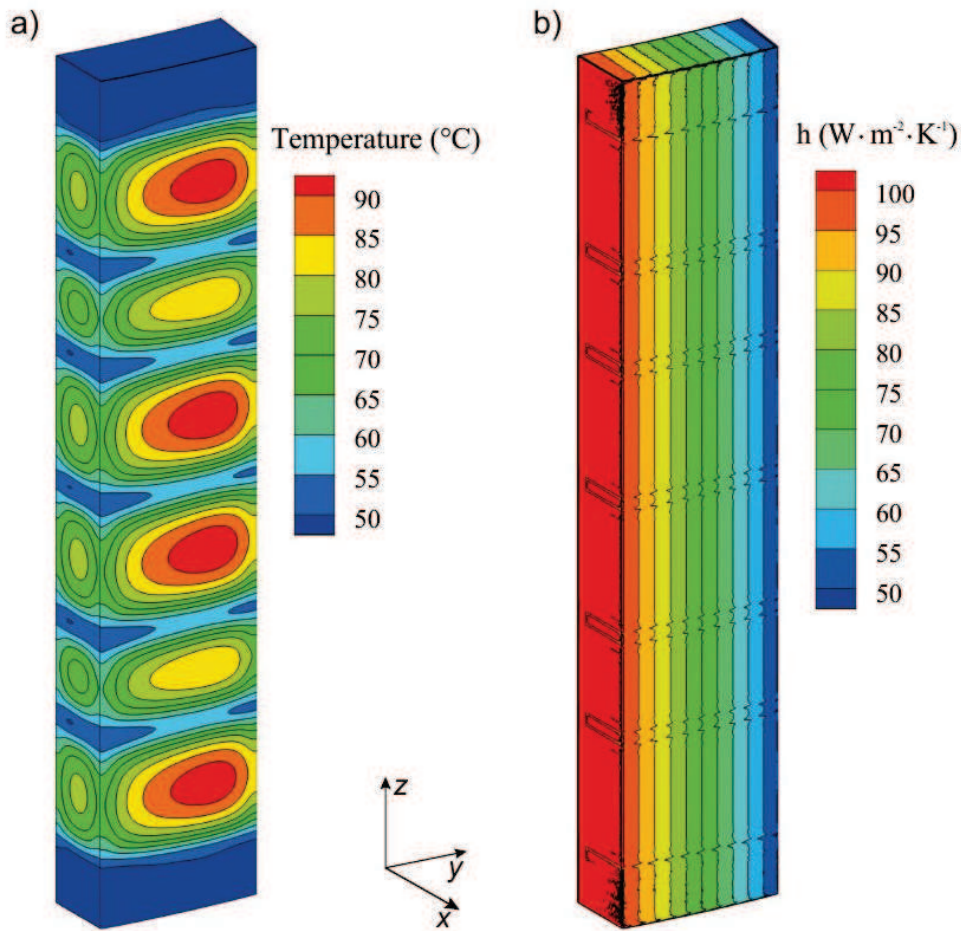


Figure 6.3: Distributions du champ de température (a) et du coefficient de transfert convectif (b) sur la surface du pôle extérieur.

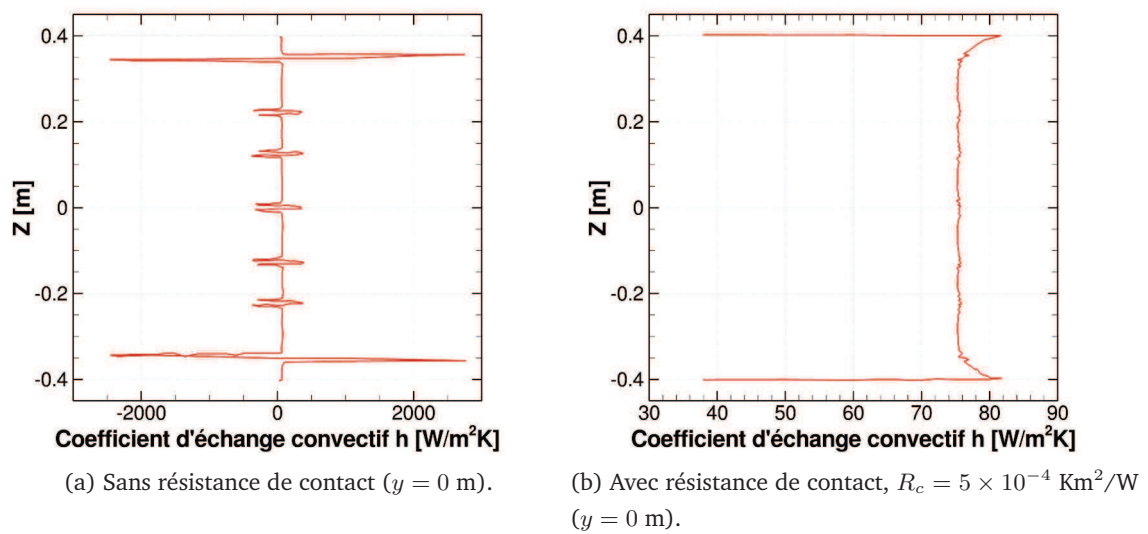


Figure 6.4: Effet de la prise en compte ou non de la résistance de contact à l'interface entre le support et la coquille, dans le calcul du coefficient d'échange convectif par méthode inverse.



### Plaque plane :

La comparaison entre Ansys-CFX et SYRTHES peut donc être réalisée. En première approche, le cas simple de la plaque plane a été retenu. Les mêmes dimensions dans le cas de la coquille ont été respectées, sauf qu'ici seuls les épaisseurs de la coquille et les éléments chauffants sont représentés. En imposant le même profil ( $h = 75 - 320,513 \times y$ ), une différence est pourtant visible sur la Figure 6.5 dans le calcul du coefficient  $h$  (la température est la même dans les deux cas).

On peut en effet voir qu'à « l'interface » avec les éléments chauffants, le profil du coefficient  $h$  est beaucoup plus sensible aux variations du gradient de température sur SYRTHES que sur Ansys-CFX, à cause de l'effet du maillage. Ceci montre l'intérêt de privilégier, si possible, un maillage hexaédrique plutôt que tétraédrique pour ce cas précis (calcul d'un gradient dans le cas d'une longue plaque avec une fine épaisseur) : dans un maillage hexaédrique, les noeuds sont en vis-à-vis, alors que dans un maillage tétraédrique, ces derniers sont décalés. Ceci peut engendrer alors des pertes par interpolation linéaire pour les mettre en face-à-face (comme réalisé sur SYRTHES). Or, il n'est pas possible de réaliser un calcul sur SYRTHES avec un maillage hexaédrique. Ailleurs, hors élément chauffant, les calculs numériques donnent parfaitement le même résultat sur le coefficient d'échange convectif. On peut également remarquer que si l'on donne le maillage tétraédrique de SYRTHES à Ansys-CFX, ce dernier donne le même résultat que celui que l'on trouve en utilisant SYRTHES, ce qui prouve que seul le maillage influe sur le résultat final.

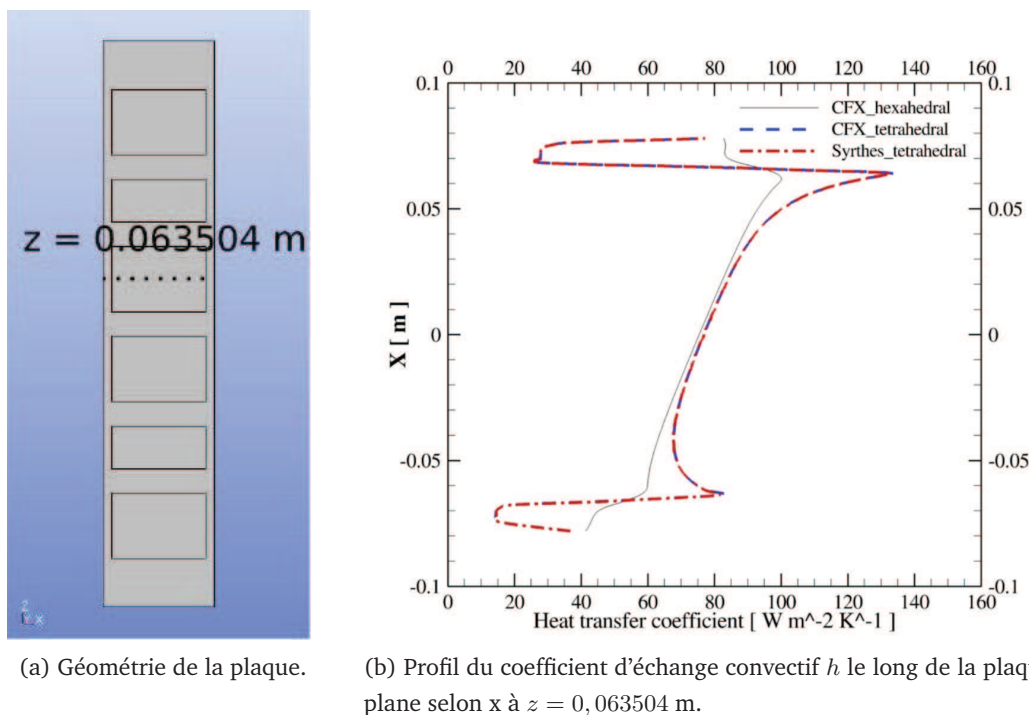
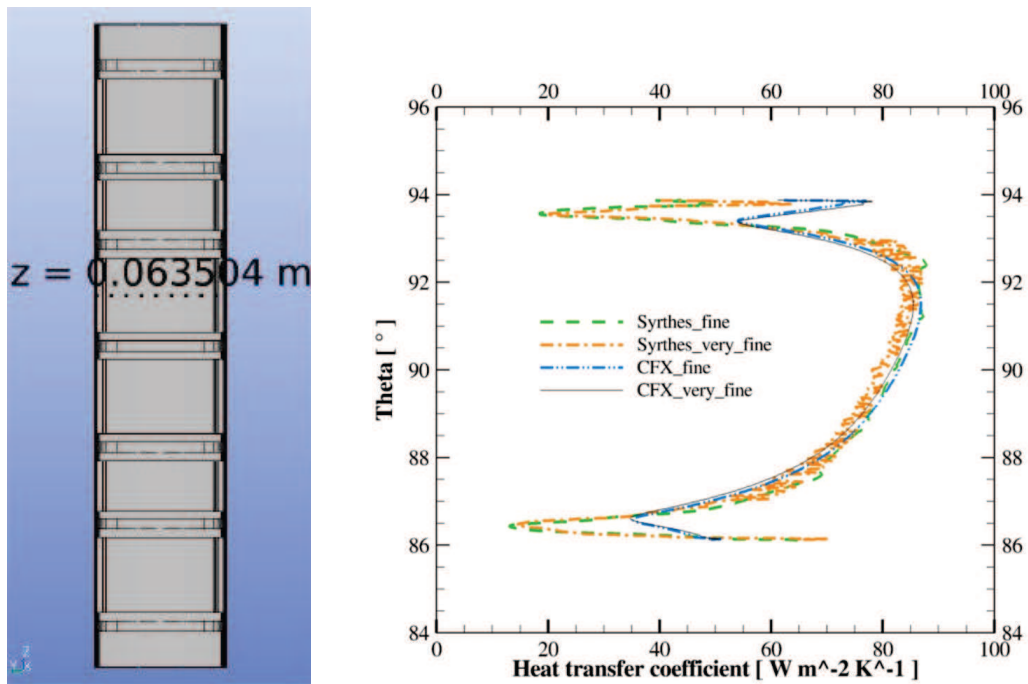


Figure 6.5: Comparaison entre les résultats Ansys-CFX et SYRTHES dans le cas d'une plaque plane.

Pôle :

Le même calcul a alors été réalisé dans le cas de la coquille (Figure 6.6) pour comparer les résultats numériques.



(a) Géométrie de la plaque.

(b) Profil du coefficient d'échange convectif  $h$  le long de la coquille selon  $\theta$ , à  $z = 0,063504$  m.

Figure 6.6: Comparaison entre les résultats Ansys-CFX et SYRTHES dans le cas de la coquille.

La différence observée dans le cas de la plaque plane est moins prononcée ici. Le test de sensibilité au maillage est réalisé pour les deux codes. En plus du problème de différence de maillages tétraédriques et hexaédriques, on peut remarquer que plus le maillage devient fin dans le cas de SYRTHES, et plus le résultat devient « bruité » à cause d'un coefficient de dissymétrie dans la distribution des tailles de cellules (dit « skewness »<sup>2</sup>) important dans l'épaisseur de la coquille (Figure 6.7).

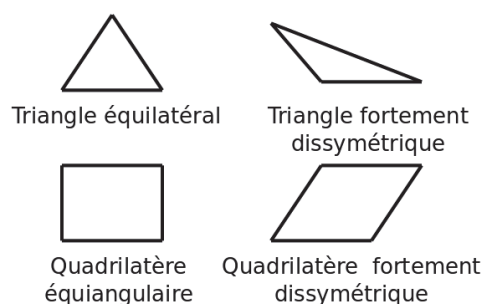


Figure 6.7: Représentation d'une dissymétrie dans le cas d'un triangle et d'un quadrilatère.

2. Le « skewness » est une caractéristique géométrique du maillage. C'est un coefficient de dissymétrie permettant de rendre compte de la qualité d'un maillage. Des coefficients nuls donneront les meilleurs résultats possibles, alors que des coefficients de l'ordre de 0,85 à 1 peuvent compromettre la précision de grandeurs interpolées.

En effet, à cause de la proportion de la coquille (hauteur de 0,8017 pour une épaisseur de 0,00127 m), la dissymétrie y devient critique à cet endroit. Plus le maillage devient fin, plus le skewness des cellules est important et plus le calcul des grandeurs dérivées comme le flux devient numériquement difficile. Cela montre un intérêt de plus à privilégier un maillage hexaédrique que tétraédrique pour ce type de problème. Ainsi, un compromis a été fait pour engendrer le moins de bruit possible avec le meilleur maillage dans le cas du maillage tétraédrique pour SYRTHES.

Au final, la comparaison entre les deux codes est acceptable et nous permet de passer à la dernière étape. Elle consiste à imposer la véritable distribution de température mesurée en fonction de la vitesse de rotation du rotor souhaitée sur la surface du pôle comme conditions aux limites ; ceci afin de lancer une simulation numérique avec Ansys-CFX et SYRTHES pour obtenir la distribution du coefficient de transfert de chaleur  $h$ .

## 6.4 Analyse des résultats

On présente ici les résultats des deux essais qui ont été menés à 50 et 300 tr/min afin de déterminer les effets de rotation sur la distribution de température du pôle. Le contour de température normalisé  $\frac{T-T_{\min}}{T_{\max}-T_{\min}}$ , mesuré sur la surface du pôle à 50 et 300 tr/min, est présenté sur la Figure 6.8.

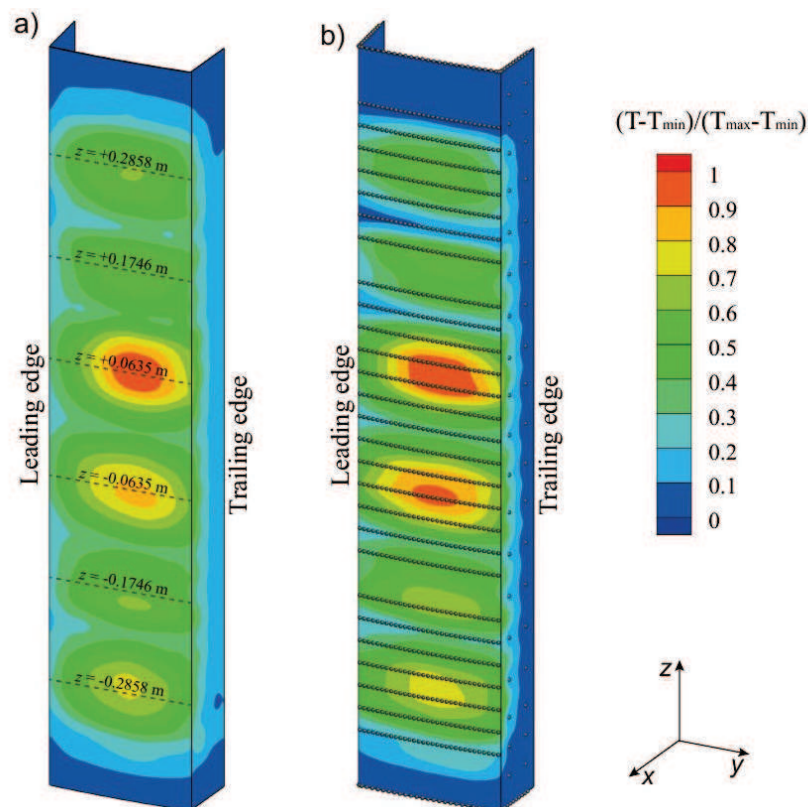


Figure 6.8: Distributions du champ de température sur la face polaire à 50 tr/min (a) et à 300 tr/min (b).

Les lignes en pointillé indiquées sur la Figure 6.8 a) montrent la position des profils tracés sur les Figures 6.9 et 6.10. Les points gris sur la face polaire (Figure 6.8 b)) indiquent les valeurs obtenues par le pyromètre Thermawatch®. Les autres points gris sur les inducteurs représentent les thermistances utilisées.

Pour les deux vitesses de rotation, on remarque encore une fois une asymétrie du champ thermique dans la direction tangentielle et la température maximale au bord de fuite. Cette asymétrie est due à la dynamique de l'air environnant qui forme probablement une zone de recirculation proche du bord de fuite, au contraire du bord d'attaque où le fluide arrive sur le pôle et le refroidit davantage. Dans la région de recirculation où les vitesses sont faibles, le refroidissement est donc moins efficace et provoque localement une augmentation de température.

De plus, les inducteurs des pôles sont toujours à de plus basses température que la région du centre puisqu'un refroidissement s'ajoute, provenant de l'écoulement sortant des canaux de la jante. Bien que ces phénomènes aient été observés dans des alternateurs actuels et ont été retranscrits dans la littérature, le nombre de capteurs dans les études passées n'étaient pas suffisants pour obtenir une complète carte du champ thermique d'un pôle.

Les résultats entre SYRTHES et Ansys-CFX sont similaires. Dans la direction axiale, un fort gradient est présent avec des températures au centre de la face polaire plus grande de 25 °C que sur les bords, alors même que les flux de chaleur injectés sont presque identiques. La présence des ventilateurs en haut et en bas du pôle qui génèrent un écoulement axial dans l'entrefer et dans l'interpôle en est la cause, impliquant un meilleur refroidissement dans cette région. En outre, l'écoulement généré par les ventilateurs tend à uniformiser le profil de température le long de la face polaire et masque les effets rotationnels entre le bord d'attaque et le bord de fuite.

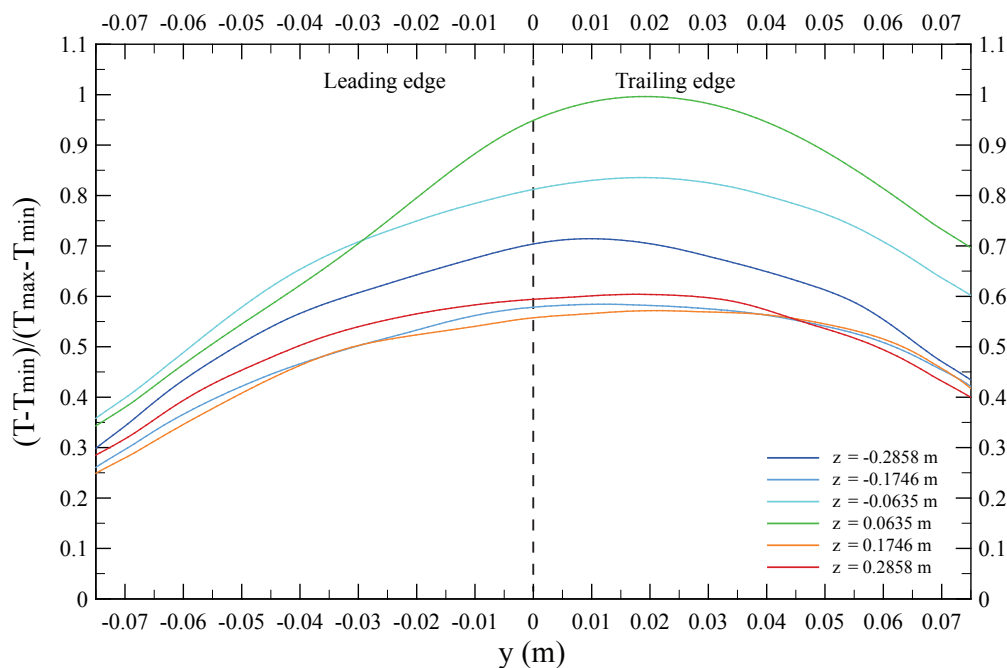


Figure 6.9: Distribution du champ de température normalisée sur la face polaire à 50 tr/min à différentes hauteurs de la coquille.

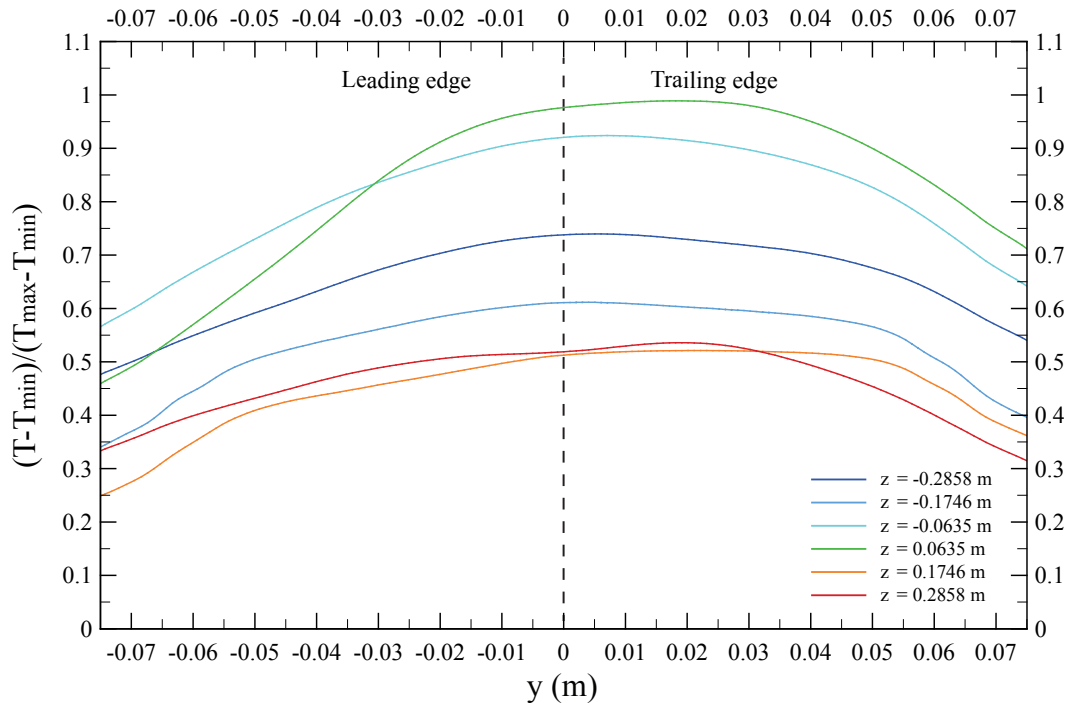


Figure 6.10: Distribution du champ de température normalisée sur la face polaire à 300 tr/min à différentes hauteurs de la coquille.

Une autre asymétrie dans l'axe peut être mise en évidence du fait que les profils de température proches du bas du pôle ( $z = -0,2858$  m et  $z = -0,1746$  m) montrent des valeurs de température supérieures par rapport aux positions en haut du pôle. Cette différence peut être partiellement expliquée par une puissance plus grande au niveau de l'élément chauffant (numéro 17) mais aussi à l'asymétrie géométrique des croisillons et les entrées d'air dans le rotor. Enfin, à cause de la configuration des entrées en haut et en bas du rotor, une plus importante fraction du débit massique d'air total tend à passer à travers l'ouverture supérieure.

En utilisant l'approche développée dans la précédente section, la distribution du coefficient d'échange  $h$  a été calculée. Les profils aux 6 positions axiales sont présentés sur les Figures 6.11 en haut du pôle et 6.12 en bas du pôle pour 50 tr/min, et sur les Figures 6.13 et 6.14 pour 300 tr/min. Ces figures montrent que les profils du coefficient d'échange convectif calculés par les codes numériques Ansys-CFX et SYRTHES 4.0 sont assez similaires, bien que les niveaux de bruit sont plus importants pour le calcul de SYRTHES.

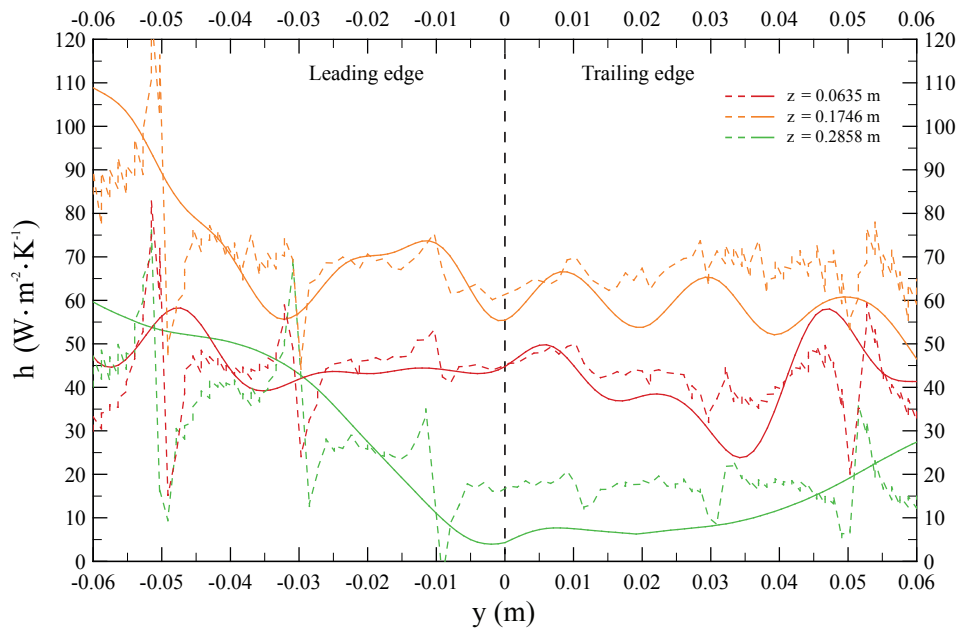


Figure 6.11: Profils du coefficient d'échange convectif obtenus sur la face polaire à 50 tr/min (Ansys-CFX : lignes ; SYRTHES 4.0 : en pointillés) en haut de la coquille.

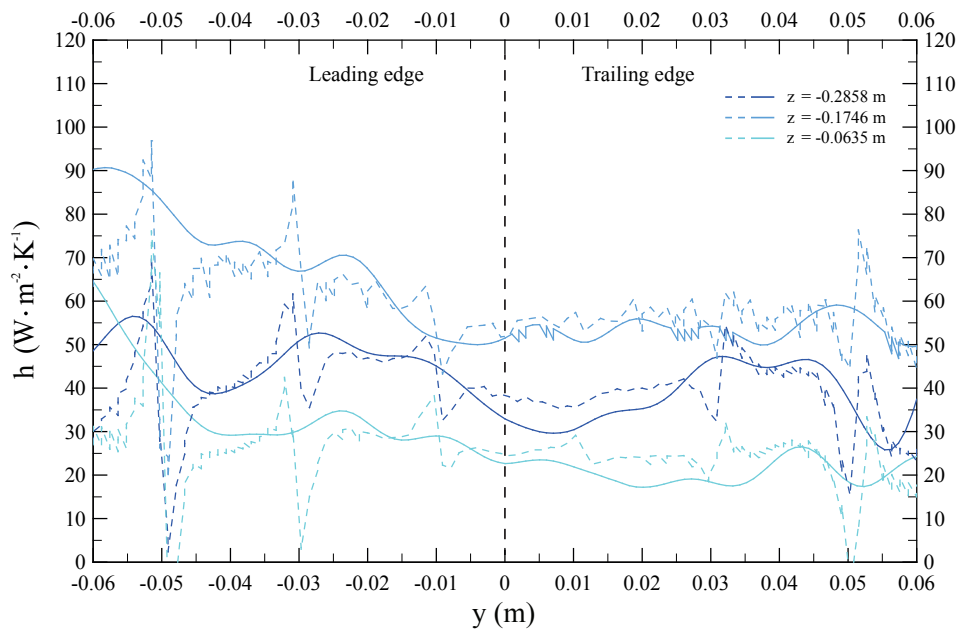


Figure 6.12: Profils du coefficient d'échange convectif obtenus sur la face polaire à 50 tr/min (Ansys-CFX : lignes ; SYRTHES 4.0 : en pointillés) en bas de la coquille.

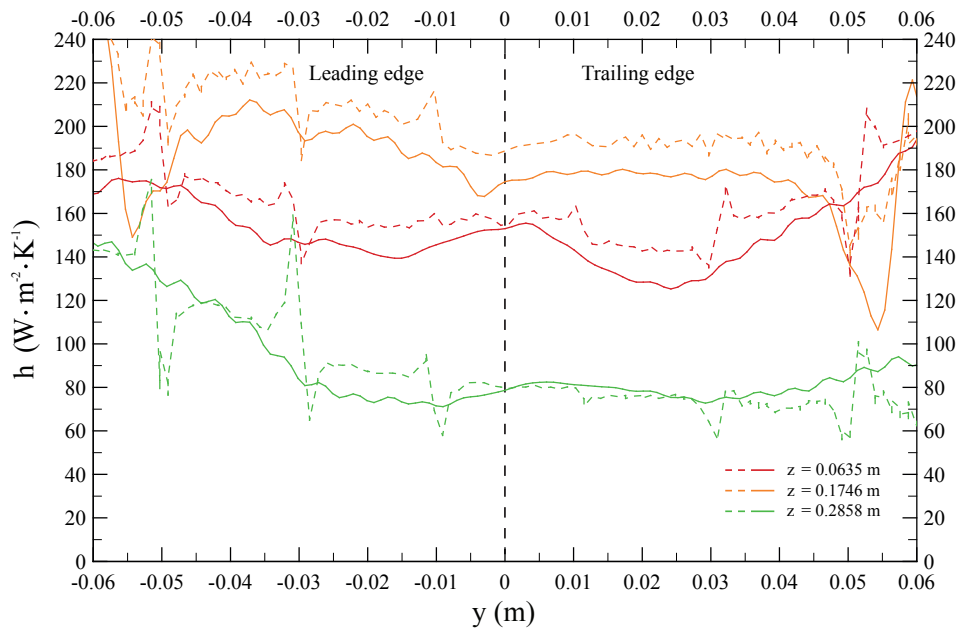


Figure 6.13: Profils du coefficient d'échange convectif obtenus sur la face polaire à 300 tr/min (Ansys-CFX : lignes ; SYRTHES 4.0 : en pointillés) en haut de la coquille.

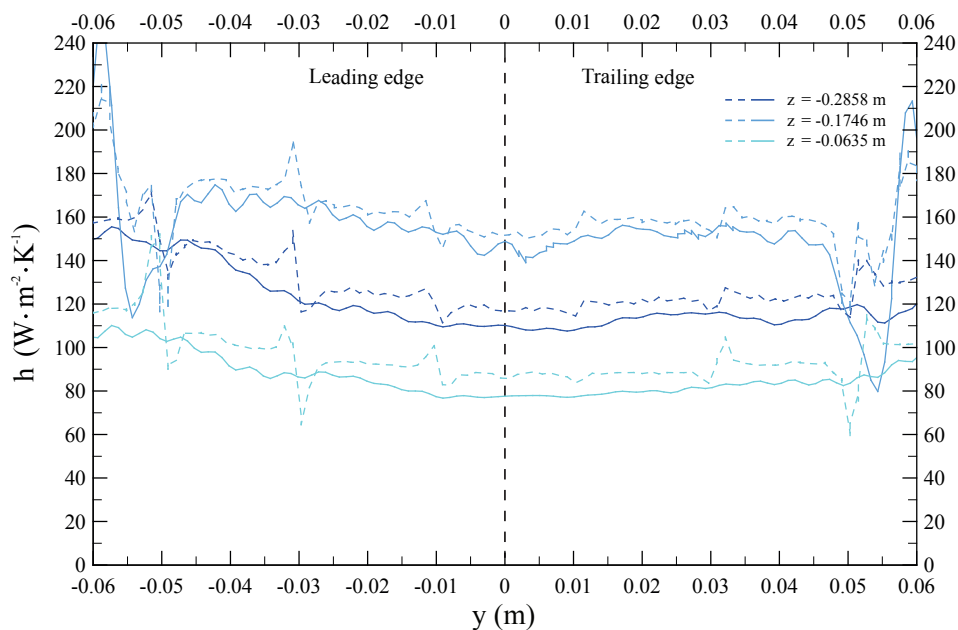


Figure 6.14: Profils du coefficient d'échange convectif obtenus sur la face polaire à 300 tr/min (Ansys-CFX : lignes ; SYRTHES 4.0 : en pointillés) en bas de la coquille.

Les valeurs de  $h$  à 50 tr/min sont en moyenne environ 4 fois plus petites que celles à 300 tr/min. À 50 tr/min, le coefficient de transfert à  $z = \pm 0,1746$  m est environ 50% plus important qu'à  $z = \pm 0,2858$  m. Cette différence est de 25% pour 300 tr/min. Ceci peut sembler surprenant puisque les profils du coefficient  $h$  à  $z = \pm 0,2858$  m sont proches des ventilateurs.

Cependant, les lignes de courant obtenues avec une simulation CFD préliminaire de la maquette (Figure 6.15) montrent que l'écoulement généré par les ventilateurs radiaux du haut entrent principalement dans l'espace interpolaire. La longueur de pénétration de l'écoulement est d'environ 15 cm dans la direction axiale : l'air sort alors au niveau de l'entrefer et se concentre autour de la face polaire. Le même phénomène a lieu en bas du pôle, où le profil à  $z = -0,1746$  m montre des valeurs de  $h$  plus élevées qu'à  $z = -0,2858$  m.

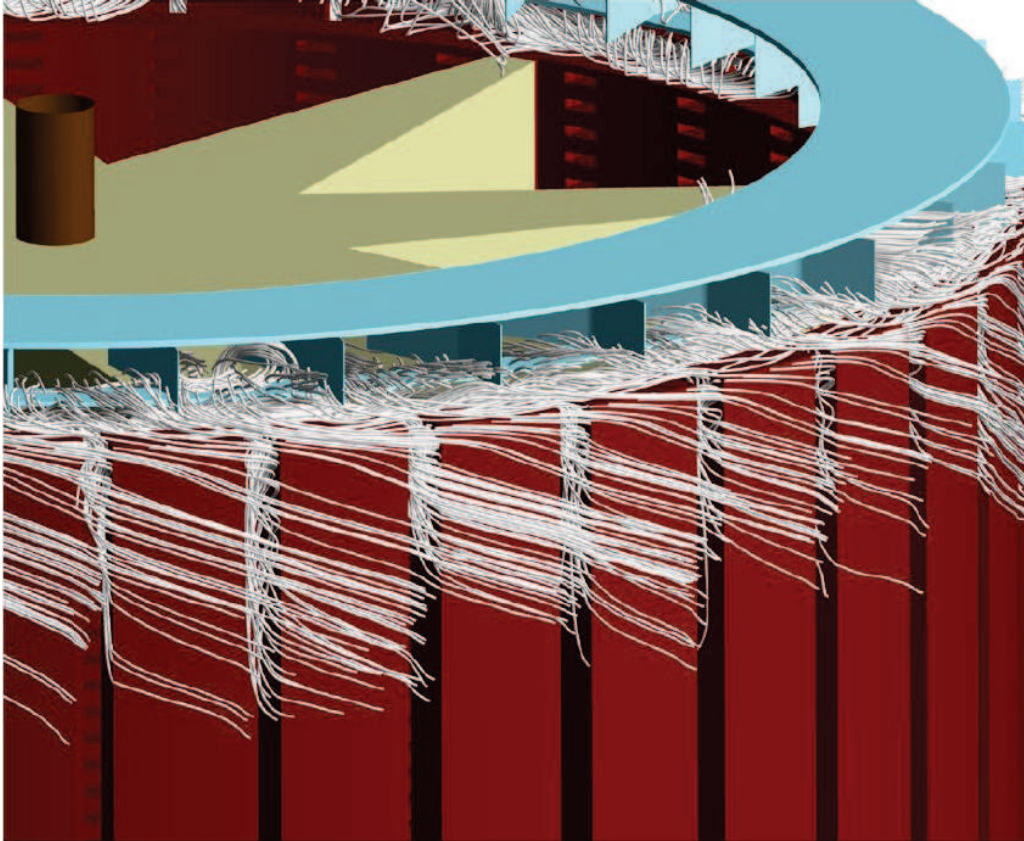


Figure 6.15: Lignes de courant proche du haut du pôle à 300 tr/min (Ansys-CFX).

Enfin, même si l'écoulement est différent de ce que l'on trouve généralement dans la littérature, une comparaison peut être réalisée et est indiquée au Tableau 6.5, pour la même plage du nombre de Reynolds tangentiel,  $Re_t$ . Seule la corrélation de Bouafia *et al.* (1998) est proche de notre cas pour un entrefer rainuré.

	Tachibana et Fukui (1964)	Peres (1995)	Bouafia <i>et al.</i> (1998)
Corrélation	$Nu = 0,046 \times (Ta^2 Pr)^{(1/3)}$	$Nu = 0,253 \times Ta^{0,296}$	$Nu = 0,132 \times Tam^{0,3}$
Coef. de multiplication	Lisse : 3,3	Lisse : 2,9	Encoché : 2,9

Tableau 6.5: Comparaison avec la littérature du coefficient de multiplication entre 50 et 300 tr/min, dans le cas d'un entrefer rainuré.



Les résultats sont globalement proches, que ce soient pour les cas lisses ou le cas encoché : on trouve que les valeurs de  $h$  à 50 tr/min sont en moyenne de 3 à 4 fois plus petites que celles à 300 tr/min, comme dans notre étude.

### 6.5 Conclusion

Cette étude a montré comment une approche complémentaire expérimentale et numérique peut être utilisée pour investiguer l'effet de la rotation sur le refroidissement d'un pôle de maquette d'alternateur.

L'instrumentation de la coquille polaire, basée sur des mesures de température fines obtenues par pyromètre monochromatique et par des thermistances, a ainsi permis de déterminer la distribution du coefficient de transfert thermique par l'utilisation d'une méthode inverse. Il a été en effet possible de fournir au modèle numérique les conditions aux limites nécessaires pour calculer en post-traitement le coefficient de transfert convectif. La procédure numérique proposée pour calculer la distribution du flux thermique a tout d'abord été validée puis utilisée afin de calculer le coefficient  $h$  dans des cas réels.

Les mesures ont ainsi montré que le profil de température est asymétrique sur la face polaire dans la direction tangentielle, avec un maximum de température proche du bord de fuite. Cette surchauffe locale est due à une zone de recirculation, où le fluide refroidit moins bien la surface du pôle. Par ailleurs, un fort gradient de température est observé dans la direction axiale à cause de la présence des ventilateurs qui améliorent le refroidissement en haut et en bas du pôle. Le profil du coefficient de transfert de chaleur le long de la face polaire a alors été obtenu à 6 différentes positions axiales le long du pôle. Les résultats montrent que les valeurs de  $h$  sont environ 4 fois plus grandes à 300 tr/min qu'à 50 tr/min. De plus, les coefficients de transfert de chaleur proches des ventilateurs en haut et en bas du pôle, ont des valeurs plus petites qu'aux positions un peu plus proches du centre du pôle : l'écoulement généré par les ventilateurs entre dans l'espace interpolaire et pénètre une certaine distance dans la direction axiale avant de ressortir dans l'entrefer et circuler autour de la face polaire.

Cette méthode de calcul est rapide et donne de bons résultats. Cependant, son utilisation reste limitée : cette méthode dépend fortement des conditions aux limites obtenues expérimentalement, que l'on doit absolument bien connaître si l'on veut l'utiliser correctement.

L'utilisation de ce pyromètre à haute fréquence a finalement été validée et peut être utilisée comme technique de mesure sans contact sur une maquette en rotation pour mesurer le champ thermique directement en centrale.

# Conclusions et perspectives

Le premier objectif de ce travail a consisté à développer deux principales méthodologies de calcul afin de détecter et de localiser les points chauds dans le cadre des machines électriques tournantes. L'autre principal objectif a été d'améliorer la compréhension des écoulements en rotation et d'identifier leurs effets sur les transferts thermiques. Plusieurs maquettes expérimentales ont ainsi été mises en oeuvre afin de valider ces méthodologies et les outils utilisés : les résultats expérimentaux ont pu être comparés avec les résultats numériques dans l'ensemble des chapitres proposés. L'ensemble des résultats et perspectives de ce travail sont décrits ci-dessous.

## Bilan

La première méthodologie, fondée sur un calcul CHT, a été proposée et validée dans le cas d'une marche descendante et d'une cavité tournante confinée (proche géométriquement d'un alternateur hydraulique).

**Une première étape** a consisté à étudier un jet de paroi confiné relâché dans une marche descendante, sans rotation.

Le cas de la marche présente des similarités avec un demi-pôle de rotor d'un alternateur hydraulique. L'écoulement avec un jet de paroi confiné relâché est étudié ; il correspond à un écoulement tel que l'on peut trouver dans l'entrefer de l'alternateur.

L'écoulement du fluide présente une forte intensité turbulente, que ce soit à la sortie de la buse ou au niveau de la marche, au contraire d'un cas confiné. Ceci entraîne le développement d'une longueur de recirculation plus petite en aval de la marche. Un écoulement fortement tridimensionnel est créé à cause de la présence des parois latérales, montrant l'importance de réaliser des calculs tridimensionnels. Le fait que le rapport d'aspect soit supérieur à la valeur de 10 n'a pas suffi ici pour avoir un écoulement bidimensionnel, contrairement au cas confiné (De Brederode et Bradshaw (1972)).

L'influence de l'écoulement de l'air sur une plaque chauffée en aval de la marche descendante a été étudiée. Le modèle de turbulence du premier ordre URANS  $k - \omega$  SST, couplé avec le code thermique SYRTHES, a été mis en oeuvre ici pour son meilleur compromis entre rapidité de calculs (temps court CPU) et précision des résultats à la fois sur la partie fluide et thermique. Les corrélations sur la position de la longueur de rattachement ( $x_r$ ), sur la position de transfert de chaleur maximum ( $x_{\max}$ ) ainsi que celle du coefficient de frottement minimum  $C_{f_{\min}}$  ont été trouvées différentes de celles que l'on trouve généralement dans un cas confiné : la constante reliant  $x_r$  à  $x_{\max}$  est plus petite que celle dans le cas confiné. La même remarque peut être faite pour la corrélation reliant  $x_r$  à  $C_{f_{\min}}$ .

**Une seconde étape** a consisté à complexifier l'étude en prenant en compte la rotation dans une cavité confinée, comprenant un rotor encoché et un stator lisse.

L'effet d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille se développant dans cette cavité a été investigué. On retrouve typiquement ce type d'écoulement dans les alternateurs hydraulique. L'objectif ici est d'analyser et de comprendre les mécanismes élémentaires fondamentaux se produisant dans les écoulements en rotation avec parois (étude de la topologie de l'écoulement, de la formation de structures tourbillonnaires) et leurs influences sur les transferts de chaleur.

Une comparaison entre des résultats numériques avec des données expérimentales a montré de très bons accords, pour un cas complexe à étudier (pour un régime d'écoulement turbulent avec tourbillons). Cette étude a par ailleurs montré que la longueur de rotor n'est pas suffisante pour avoir un écoulement pleinement établi, comme c'est souvent le cas dans les machines hydroélectriques.

Plusieurs remarques peuvent être faites sur l'ensemble des résultats obtenus :

1. L'augmentation de la vitesse axiale  $V_a$  retarde l'apparition des tourbillons et génère un écoulement essentiellement convectif et stabilisant lorsque celle-ci devient dominante devant la vitesse de rotation. L'augmentation de la vitesse axiale tend à rapprocher le point chaud au centre du rotor : cela permet aussi de rendre la température et le nombre de Nusselt globalement symétriques et presque constants dans la direction azimutale  $\theta$ , lorsque  $Re_a$  prédomine sur  $Re_t$  (avant l'apparition des tourbillons) : dans ce cas, la température maximale tend à être constante et devient pratiquement indépendante de la vitesse de rotation.
2. À contrario, l'augmentation de la vitesse de rotation  $\omega$  promeut la formation de tourbillons hélicoïdaux lorsque celle-ci devient dominante devant la vitesse axiale. L'augmentation de la vitesse tangentielle tend à décaler le point chaud en bout de rotor et rend la température et son nombre de Nusselt globalement asymétriques (lors de l'apparition des tourbillons) : sa température maximale diminue alors rapidement. Cette forte diminution est cependant retardée et atténuée par l'augmentation de  $Re_a$ .

D'une manière générale, le bord d'attaque est dans tous les cas mieux refroidi que le bord de fuite ; la face inductrice du pôle d'attaque est mieux refroidie que la face polaire du bord d'attaque (et vice-versa pour le bord de fuite). L'évolution du nombre de Nusselt dans les faces inductrices est proche de celle d'un tube tournant. Sa tendance dans le fond d'encoche ressemble à celle dans le cas d'une plaque plane ou d'un cylindre statique pour de relatives faibles vitesses de rotation. Il a été enfin observé que le point chaud dans l'ensemble du rotor se crée dans le fond d'encoche du rotor.

L'approche par CHT est une méthodologie précise qui a permis de balayer l'ensemble des régimes d'écoulement afin d'en déduire des corrélations sur le nombre de Nusselt dans les différentes parties qui constituent le rotor afin d'identifier la position et la température des points chauds. Cependant, si l'on veut aller plus loin dans la simulation de véritables machines électriques tournantes, l'approche par CHT peut être rapidement mise en défaut (calculs très coûteux en temps CPU). Une autre méthodologie est alors proposée dans le cadre de cette thèse.

**Une dernière étape** se fonde ici sur une approche complémentaire entre l'expérimentale et le numérique.

Des mesures de température fines ont été obtenues en instrumentant la coquille polaire par un pyromètre monochromatique et par des thermistances afin de déterminer la distribution du coefficient de transfert thermique par l'utilisation de la méthode des éléments finis. Il a été en effet possible de fournir au modèle numérique les conditions limites nécessaires pour calculer en post-traitement le coefficient de transfert convectif. L'utilisation d'une méthode inverse dans le calcul FEM a été proposée pour remonter aux transferts de chaleur dans l'unique pôle chauffé de la maquette hydraulique.

Les résultats obtenus ont ainsi montré que le profil de température est asymétrique sur la face polaire dans la direction tangentielle, avec un maximum de température proche du bord de fuite. Cette surchauffe locale est due à une zone de recirculation, où le fluide refroidit moins bien la surface du pôle. Par ailleurs, un fort gradient de température est observé dans la direction axiale à cause de la présence des ventilateurs qui améliorent le refroidissement en haut et en bas du pôle. Le profil du coefficient de transfert de chaleur le long de la face polaire a alors été obtenu à 6 différentes positions axiales le long du pôle. Les résultats montrent que les valeurs de  $h$  sont environ 4 fois plus grandes à 300 tr/min qu'à 50 tr/min. De plus, les coefficients de transfert de chaleur proches des ventilateurs en haut et en bas du pôle ont des valeurs plus petites que celles proches du centre du pôle : l'écoulement généré par les ventilateurs entre dans l'espace interpolaire et ne pénètre qu'à partir d'une certaine distance dans la direction axiale, où l'air ressort dans l'entrefer et se concentre enfin autour de la face polaire.

Cette méthode de calcul numérique est rapide et donne de bons résultats. Cependant, son utilisation reste très limitée : cette méthode reste tributaire des conditions aux limites obtenues expérimentalement. Enfin, on peut noter que cela peut prendre du temps avant d'acquiescer l'ensemble des données expérimentales nécessaires.

Toutes les démarches mises en place ont permis d'améliorer les connaissances du couplage thermofluide dans les machines tournantes à pôles saillants, en confrontant différentes approches expérimentales et numériques.

## Perspectives

Dans un premier temps, la mise en place de ces méthodologies de détection des points chauds pourrait aider à la stratégie de maintenance des machines électriques dans les centrales, en ciblant les points à contrôler en priorité (à condition de disposer de la modélisation des machines en question). Il serait intéressant de mettre des capteurs de température dans les zones apparaissant comme critique au regard des simulations numériques afin d'en assurer un suivi optimal des machines.

Outre cette application, il pourrait être envisagé de créer artificiellement des défauts dans la structure, via par exemple une modification de la matrice des conductances thermiques pour en étudier les conséquences sur le matériel. Des bobines peuvent être également posées dans les encoches du rotor en cas de besoin afin de se rapprocher du cas réel.

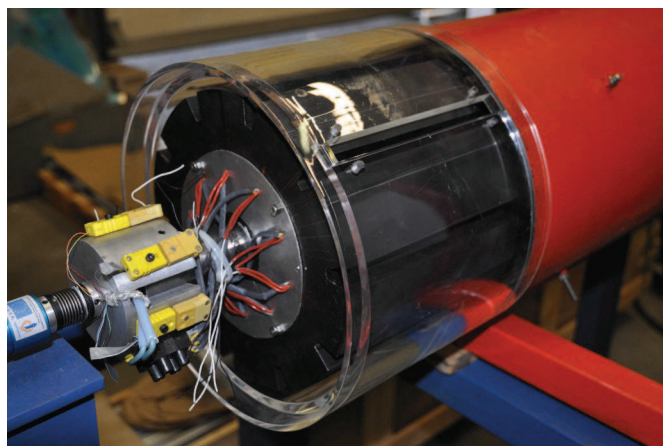
Dans le futur, des mesures 2D2C PIV pourront être également réalisées dans la petite maquette tournante afin de compléter les résultats CFD, et notamment le choix des modèles de turbulence utilisés (bas Reynolds). Les mesures PIV envisagées sur ce banc d'essai pourront poser certains problèmes. En effet, Bricaud *et al.* (2005), Erturk *et al.* (2008) ou encore Voges *et al.* (2012) montrent qu'il est très délicat d'obtenir des résultats satisfaisants, si ce n'est souvent au prix d'efforts considérables (réglage de l'angle de déviation du laser à travers le plexiglas, postraitement des données PIV, etc). La fenêtre de visualisation est démontable : un hublot de plexiglass peut être mis en place pour la PIV. Un plat a été réalisé dans le stator afin d'y insérer au mieux ce hublot pour éviter au maximum la déviation du laser.

Des mesures infrarouges pourront être réalisées sur les faces inductrices, grâce à un jeu de miroir, pour avoir accès au champ de température dans le cas de la cavité tournante confinée. Ces mesures seront faites avec un hublot en fluorine, déjà disponible au laboratoire. Des premiers tests ont déjà été réalisés. Ces mesures pourront permettre de déduire la distribution du coefficient d'échange de chaleur à partir de l'utilisation d'une méthode inverse sur les mesures de températures expérimentales. Ces résultats pourront être comparés avec ceux obtenus par l'intermédiaire de la simulation CHT. La méthode a déjà été validée dans ce mémoire en 1D dans le cas de la marche descendante et en 3D dans l'étude de la maquette de l'hydro-générateur.

De nouvelles mesures pourront être réalisées afin de comparer notamment l'influence des pôles par rapport au cas lisse. Ce rotor lisse a déjà été conçu et est disponible au laboratoire. La Figure 6.16 présente le rotor lisse. Il suffira alors de démonter le rotor encoché et de mettre ce rotor lisse à la place. Le champ de température de l'ensemble de la face polaire du rotor sera facilement visible par mesures infrarouges. Des comparaisons avec d'autres cas lisses de la littérature pourront être également proposées.



(a) Rotor lisse, à la hauteur intérieure du pôle du rotor encoché.



(b) Rotor encoché installé dans la maquette.

Figure 6.16: Rotor.

En outre, le stator présenté dans ce mémoire était lisse : or, dans un cas réel, le stator ne l'est pas et dispose d'évents de ventilation afin que l'air, qui entre dans l'entrefer à partir des têtes de bobines, remonte dans le stator. La Figure 6.17 présente le circuit de ventilation réel du stator (évents) de l'alternateur hydraulique de « La Coche ».

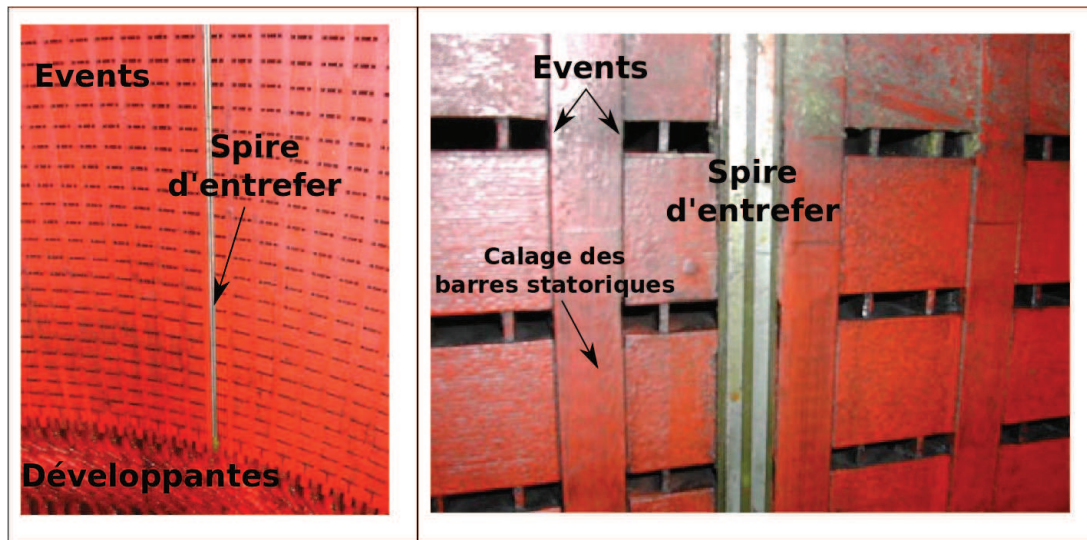
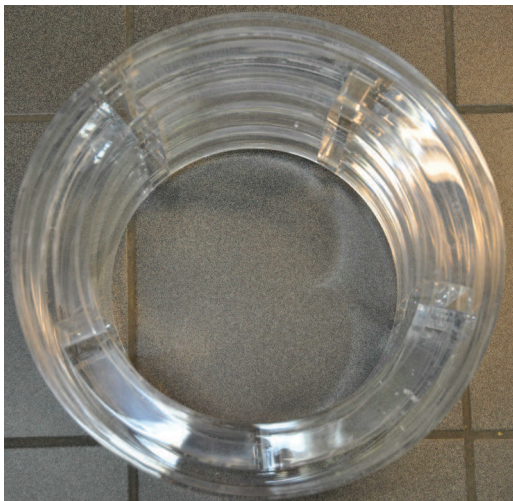
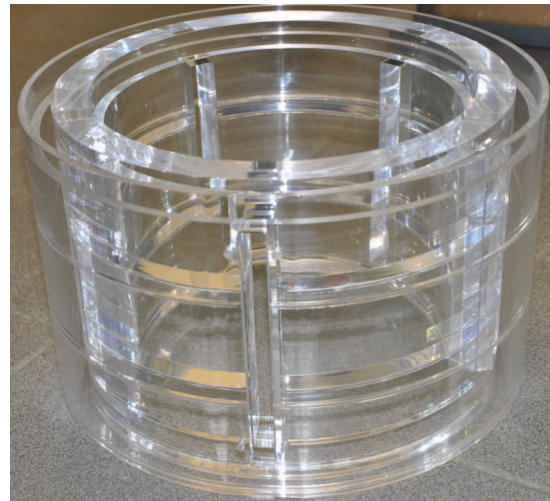


Figure 6.17: Circuit de ventilation du stator de l'alternateur de « La Coche ».

Ainsi, pour obtenir une représentation plus fidèle du stator industriel, une nouvelle conception du stator de la maquette a été réalisée et est même déjà disponible au laboratoire (Figure 6.18). Ce stator va permettre de prendre en compte les effets des événements sur le refroidissement du rotor. Des mesures PIV pourront être réalisées sur le stator, où le même hublot en plexiglass pourra être apposé dans le plat réalisé dans le stator. Le même hublot en fluorine que celui de la maquette sans événement pourra se substituer à la place en cas de mesures infrarouges.



(a) Vue d'en haut.



(b) Vue de face.

Figure 6.18: Stator avec événements.

Du côté de la maquette de l'IREQ, la prochaine étape sera de lancer une simulation CHT (temps de calcul estimé à quelques mois) afin de comparer et valider les valeurs de  $h$  calculées avec celles obtenues dans cette étude. Cela permettra de valider correctement cet outil numérique avec l'intention de l'utiliser pour obtenir une carte globale du coefficient de transfert convectif sur l'ensemble des alternateurs, notamment dans les centrales au Québec. Toutes les données recueillies vont ainsi permettre de fournir des formules empiriques plus précises.

De nouvelles mesures pourront être aussi faites concernant l'influence du chauffage. On pourrait réaliser des mesures en prenant en compte les éléments chauffants seuls sur le côté (effet des inducteurs) ou alors combiner les deux effets (effet des inducteurs et ceux des barres amortisseurs) en alimentant l'ensemble des éléments chauffants du pôle. Plusieurs vitesses de rotation pourront être testées afin de voir leur répercussion sur le refroidissement du pôle chauffé du rotor. Des mesures 2D2C PIV sont possibles dans la maquette : elles sont en cours de réalisation afin de mieux comprendre la structure de l'écoulement de l'air au sein de la maquette.

Il serait enfin intéressant de coupler le modèle thermofluide avec un modèle électromagnétique (pour estimer les pertes) : il serait alors possible d'évaluer plus précisément les températures des pôles et de déduire au final les limites opérationnelles des alternateurs dues aux points chauds. Une méthode thermique nodale ou FIT pourra être également développée et validée à partir des résultats CHT (réalisés au préalable) afin de garantir des couplages multiphysiques électromagnétique-thermique-fluide plus rapides et précis à la fois.

# Bibliographie

- E.W. ADAMS et J.P. JOHNSTON : Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. *Experiments In Fluids*, 6:400–408, 1988.
- E.W. ADAMS, J.P. JOHNSTON et J.K. EATON : Experiments on the structure of turbulent reattaching flow. Thermoscience Division, Dep of Mech. Eng., Stanford Univ., USA, 1984.
- R.J. ADRIAN : Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual review of fluid mechanics*, 23:261–304, 1991.
- P. ALOTTO, F. FRESCHI, M. REPETTO et C. ROSSO : *The Cell Method for Electrical Engineering and Multiphysics Problems : An introduction*. Springer, 2013.
- C.D. ANDERECK, S.S. LIU et H.L. SWINNEY : Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 164:155–183, 1986.
- H. AOKI, H. NOHIRA et H. ARAI : Convective heat transfer in an annulus with an inner rotating cylinder. *Bulletin of JSME*, 10:523–532, 1967.
- F. ARCHAMBEAU, N. MEHITOUA et M. SAKIZ : Code Saturne : a finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows. *International Journal on Finite Volume*, 2004.
- A. AUBERT, S. PONCET, P. LE GAL, S. VIAZZO, M. LE BARS et T. THOUVENY : Heat and mass transfer in turbulent Taylor-Couette flows with an axial throughflow. In *21ème Congrès Français de Mécanique, Bordeaux, France*, 2013.
- R.V.R. AVANCHA et R.H. PLETCHER : Large eddy simulation of the turbulent flow past a backward-facing step with heat transfer and property variations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23:601–614, 2002.
- K.M.S. BADRI : *Étude expérimentale d'un écoulement turbulent en aval d'une marche descendante : cas d'un jet pariétal et de la couche limite*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1993.
- J.P. BARRAND et J.F. SACADURA : *Initiation aux transferts thermiques*. TEC & DOC, 1993.
- F. BAUDOIN : *Contribution à la modélisation d'un arc électrique dans les appareils de coupure basse tension*. Thèse de doctorat, Université de Clermont-Ferrand, 2004.
- F. BEAUBERT : Introduction à la modélisation des écoulements turbulents. ENSIAME - MFE, 2012.



- K.M. BECKER et J. KAYE : Measurements of diabatic flow in an annulus with an inner rotating cylinder. *Journal of Heat Transfer*, 1962.
- E. BERRICH : *Analyse expérimentale des interactions écoulement - paroi par PIV et polarographie en utilisant des sondes mutli-segmentées : application à un rhéomètre plan-plan et un système de Couette-Taylor*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2011.
- Y. BERTIN : Refroidissement des machines électriques tournantes. *Techniques de l'ingénieur*, pages 1–20, 1999.
- Y. BERTIN : Refroidissement des machines tournantes. Études paramétriques. *Techniques de l'ingénieur*, pages 1–17, 2006.
- F. BILLARD, J. C. URIBE et D. LAURENCE : A new formulation of the v2-f model using elliptic blending and its application to heat transfer prediction. *In In Proceedings of ETMM7, Limassol, Cyprus*, 2008.
- G. BISWAS, M. BREUER et F. DURST : Backward-facing step flows for various expansion ratios at low and moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluids Engineering*, 126:362–374, 2004.
- I.S. BJORKLUND et W.M. KAYS : Heat transfer between concentric rotating cylinders. *Journal of Heat Transfer*, 81:175–186, 1959.
- A. BOGLIETTI, A. CAVAGNINO, D. STATON, M. SHANEL et M. CARLOS : Evolution and modern approaches for thermal analysis od electrical machines. *IEEE transactions on industrial electronics*, 56:871–882, 2009.
- F. BOIZUMAULT, S. HARMAND et B. DESMET : Local convective heat transfer past the junction of channels of rectangular cross-section. *Experiments in Fluids*, 27:400–407, 1999.
- F. BOIZUMAULT, S. HARMAND et B. DESMET : Influence of the characteristics of an aerodynamically perturbed flow on the local heat transfer by convection from a wall. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 43:791–806, 2000.
- A.S. BORNSCHLEGELL : *Optimisation aérothermique d'un alternateur à pôles saillants pour la production d'énergie électrique décentralisée*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2012.
- M. BOUAFIA, Y. BERTIN, J.B. SAULNIER et P. ROPERT : Analyse expérimentale des transferts de chaleur en espace annulaire étroit et rainuré avec cylindre intérieur tournant. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 41:1279–1291, 1998.
- M. BOUAFIA, A. ZIOUCHI, Y. BERTIN et J.B. SAULNIER : Étude expérimentale et numérique des transferts de chaleur en espace annulaire sans débit axial et avec cylindre intérieure tournant. *Int. J. Therm. Sci.*, 38:47–559, 1999.
- P. BRADSHAW et F.Y.F. WONG : The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 52:113–135, 1972.

- C. BRICAUD, B. RICHTER, K. DULLENKOPF et H.J. BAUER : Stereo PIV measurements in an enclosed rotor-stator system with pre-swirled cooling air. *Experiments in Fluids*, 39:202–212, 2005.
- N.J. CAREW : Experimental determination of heat transfer coefficients of salient pole rotors. *Thermal Aspects of Machines IEE*, pages 1–8, 1992.
- S. CHEMIN : *Étude des interactions thermiques fluide-structure par un couplage de codes de calculs*. Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2006.
- P.R.N. CHILDS : *Rotating Flow*. Butterworth-Heinemann, 2011.
- P.R.N. CHILDS et A.B. TURNER : Heat transfer on the surface of a cylinder rotating in an annulus at high axial and rotational Reynolds numbers. In *10th International Heat Transfer Conference, Brighton, UK*, 1994.
- G. COGNET : Les étapes vers la turbulence dans l'écoulement de Couette-Taylor entre cylindres coaxiaux. *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée*, 1984.
- J.A. COLE : Taylor-vortex instabilities and annulus length effects. *Journal of Fluid Mechanics*, 75:1–15, 1976.
- V. DE BREDERODE et P. BRADSHAW : Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles. i. Flow behind a rear-ward-facing step. Aeronautical report, Imperial College, 1972.
- B. De Laage de MEUX : *Modélisation des écoulements turbulents en rotation et en présence de transferts thermiques par approche hybride RANS/LES zonale*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2012.
- A. DEJOAN et M. LESCHZINER : Large-eddy simulation of a plane turbulent wall jet. *Physics of Fluids*, 17, 2005.
- R. DÉPRAZ, R. ZICKERMANN, A. SCHWERY et F. AVELLAN : CFD validation and air cooling design methodology for large hydro generator. In *Proceedings of the 17th International Conference on Electrical Machines (ICEM)*, Chania (Greece), 2006.
- D.M. DRIVER, H.L. SEEGMILLER et J. MARVIN : Time-dependent behaviour of a reattaching shear layer. *AIAA Journal*, 25:914–919, 1987.
- Y. DUBIEF et F. DELCAYRE : On coherent-vortex identification in turbulence. *Journal of Turbulence*, 2000.
- J. DUMOULIN : *Méthodes de détermination, par thermographie infrarouge, des coefficients d'échange de chaleur moyens et instationnaires en aérodynamique perturbée*. Thèse de doctorat, INSA de Toulouse, 1994.
- P.A. DURBIN : Reynolds stress model for near-wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 249:465–498, 1993.

- F. DURST et C. TROPEA : Turbulent, backward-facing step in two-dimensional ducts and channels. *In Proc. Turbulent Shear Flow 3 Symp. Davis*, 1981.
- J.K. EATON et J.P. JOHNSTON : A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA Journal*, 19:1093–1100, 1981.
- L. ELENA et R. SCHIESTEL : Turbulence modeling of rotating confined flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 17:283–289, 1996.
- J. ERIKSSON, R. KARLSSON et J. PERSSON : An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet. *Experiments in Fluids*, 25:50–60, 1998.
- N. ERTURK, A. VERNET, J.A. FERRE, R. CASTILLA et E. CODINA : Analysis of the turbulent flow of an external gear pump by time resolved particle image velocimetry. *In 14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*, 2008.
- M.P. ESCUDIER et I.W. GOULDSON : Concentric annular flow with centerbody rotation of a Newtonian and a shear-thinning liquid. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 16:156–162, 1995.
- Z.N. FAN, L. HAN, G.H. ZHOU, W.Q. HOU et Y.G. LIAO : Loss and heat computations of damper bars in large tubular hydro-generator. *In International conference on electrical machines and systems (ICEMS), Wuhan, China*, 2008.
- A. FASQUELLE : *Contribution à la modélisation multi-physique : électro-vibro-acoustique et aérothermique de machines de traction*. Thèse de doctorat, Université de Lille, 2007.
- M. FÉNOT, Y. BERTIN, E. DORIGNAC et G. LALIZEL : A review of heat transfer between concentric rotating cylinders with or without axial flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 50: 1138–1155, 2011.
- M. FÉNOT, E. DORIGNAC, A. GIRET et G. LALIZEL : Convective heat transfer in the entry region of an annular channel with slotted rotating inner cylinder. *Applied Thermal Engineering*, 54:345–358, 2013.
- S.R.M. GARDINER et R.H. SABERSKY : Heat transfer in an annular gap. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 21:1459–1466, 1978.
- C. GAZLEY : Heat-transfer characteristics of the rotational and axial flow between concentric cylinders. *Journal of Heat Transfer*, 80:79–90, 1962.
- M. GERMANO, U. PIOMELLI, P. MOIN et W.H. CABOT : A dynamic sub-grid scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, 3:1760–1765, 1991.
- S. GILCHRIST, C.Y. CHING et D. EWING : Heat transfer enhancement in axial Taylor-Couette flow. *In Proceedings of HT2005, ASME Summer Heat Transfer Conference, San Francisco, USA, San Francisco, California, USA*, 2005.
- A. GIRET : *Transferts thermiques convectifs dans le cadre de machines tournantes*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2009.

- R. GLISES : Machines électriques tournantes - Simulation du comportement thermique. *Techniques de l'ingénieur*, 1998.
- M. GROSSEORGES : Contribution à l'étude du refroidissement d'une paroi tournante par air chargé d'huile pulvérisée. Thèse de doctorat, Université de Nancy, 1983.
- R. GUILLERM : Étude expérimentale des instabilités thermo-hydrodynamiques dans un système de Couette-Taylor. Thèse de doctorat, Université du Havre, 2010.
- M. HADZIABDIĆ, K. HANJALIĆ et R. MULLYADZHANOV : LES of turbulent flow in a concentric annulus with rotating outer wall. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 43:74–84, 2013.
- T. HAYASE, J.A.C. HUMPHREY et R. GREIF : Numerical calculation of convective heat transfer between rotating coaxial cylinders with periodically embedded cavities. *Journal of Heat Transfer*, 114:589–597, 1992.
- J.C.R. HUNT, A.A. WRAY et P. MOIN : Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. *Annual Research Briefs*, 1:193–208, 1988.
- N. HUTCHINS, W. HAMBLETON et I. MARUSIC : Inclined cross-stream stereo particle image velocimetry measurements in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 541:21–54, 2005.
- M.L. IDOUGHI : Extraction de modèles thermiques simplifiés des machines électriques à partir d'un calcul du champ de températures. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 2011.
- F.P. INCROPERA et D.P. DEWITT : *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley and Sons, 2002.
- K. ISOMOTO et S. HONAMI : The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward-facing step. *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering*, 111:87–92, 1989.
- M.C. JACOB, A. LOUISOT, D. JUVÉ et S. GUERRAND : Experimental study of sound generated by backward-facing steps under wall jet. *AIAA Journal*, 39:1254–1260, 2001.
- R. JAKOBY, S. KIM et S. WITTIG : Correlations of the convection heat transfer in annular channels with rotating inner cylinder. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 121:670–677, 1999.
- T.M. JENG, S.C. TZENG et C.H. LIN : Heat transfer enhancement of Taylor-Couette-Poiseuille flow in an annulus by lounting longitudinal ribs on the rotating inner cylinder. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 50:381–390, 2007.
- S. JOVIC et D. DRIVER : Reynolds number effect on the skin friction in separated flows behind a backward-facing step. *Experiments in Fluids*, 18:464–467, 1995.
- J. KAYE et E.C. ELGAR : Modes of adiabatic and diabatic fluid flow in an annulus with an inner rotating cylinder. *Transactions of ASME* 80, 5:753–765, 1958.

- S. KLONBERG, E. FARNLEITHNER, G. KASTNER et O. BIRO : Comparison of CFD analysis strategies for hydro generators. *In XXith International Conference on Electrical Machines (ICEM'2014), Berlin, Germany, 2014.*
- J. KOSTAS, J. SORIA et M. CHONG : Particle image velocimetry measurements of a backward-facing step flow. *Experiments in Fluids*, 36:838–853, 2002.
- I. KOSTERIN et Y.P. FINAT'EV : Investigation of heat transfer of a turbulent flow of air in an annular gap between rotating coaxial cylinders. *INZH* 8, 8, 1963.
- T.M. KUZAY et C.J. SCOTT : Turbulent heat transfer studies in annulus with inner cylinder rotation. *In American Society of Mechanical Engineers - Winter Annual meeting, Houston, USA, 1975.*
- B. E. LAUNDER et D. B. SPALDING : The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3:269–289, 1974.
- B.E. LAUNDER, G. REECE et W. RODI : Progress in the development of a Reynolds-stress turbulent closure. *Journal of Fluid Mechanics*, 63:537–566, 1975.
- B.E. LAUNDER et W. RODI : The turbulent wall jets - measurements and modeling. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15:429–459, 1983.
- D. R. LAURENCE, J. C. URIBE et S. V. UTUZHNIKOV : A robust formulation of the  $v_2$ - $f$  model. *Flow Turbulence and Combustion*, 73:169–185, 2005.
- H. LE et J. KIM : Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step. *Journal of Fluid Mechanics*, 330:349–374, 1997.
- Y.N. LEE et W.J. MINKOWYCZ : Heat transfer characteristics of the annulus of two-coaxial cylinders with one cylinder rotating. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 32:711–722, 1989.
- F.S. LIEN et M.A. LESCHZINER : *A general non-orthogonal collocated finite volume for turbulent flow at all speeds incorporating second-moment turbulent transport closure, part 1 : computational implementation, comput. meths. app. mech. eng., pages 123-148 édition, 1994.*
- R. MANCEAU et K. HANJALIĆ : Elliptic blending model : A new near-wall Reynolds-stress turbulence closure. *Physics of Fluids*, 14:744–754, 2002.
- B.W. MARTIN et M.A. HASOON : The stability of viscous axial flow in the entry region of an annulus with a rotating inner cylinder. *Journal Mechanical Engineering Science*, 1976.
- F.R. MENTER : Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32:1598–1605, 1994.
- M. MOLKI, K.N. ASTILL et E. LEAL : Convective heat-mass transfer in the entrance region of a concentric annulus having a rotating inner cylinder. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 11:120–128, 1990.

- N.A. MOUHEB, D. MALSCH, A. MONTILLET, C. SOLLIEC et T. HENKEL : Numerical and experimental investigations of mixing in T-shaped and cross-shaped micromixers. *Chemical Engineering Science*, 68:278–289, 2012.
- K. MURATA, S. NONAKA, M. YAMAMOTO et Y. TAKEDA : Experimental study on cooling of rotor in a salient 4-pole synchronous machine. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, 98:310–317, 1979.
- N. NAIT BOUDA, C. REY, J. ROSANT et T. BENABID : Turbulent wall jet interaction with a backward-facing step. *ERCOFTAC International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, 6:471–480, 2005.
- N. NAIT BOUDA, R. SCHIESTEL, M. AMIELH, C. REY et T. BENABID : Experimental approach and numerical prediction of a turbulent wall jet over a backward-facing step. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29:927–944, 2008.
- A.S. NETO, S. GRAND, O. MÉTAIS et M. LESIEUR : A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics*, 256:1–25, 1993.
- T.D. NGUYEN et S. HARMAND : Heat transfer and vortical structures around a rotating cylinder with a spanwise disk and low-velocity crossflow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 64:1014–1030, 2013.
- T.D. NGUYEN et S. HARMAND : PIV measurements in a turbulent wall jet over a backward-facing step in a three-dimensional, non-confined channel. *Experiments in Fluids, en cours de re-lecture pour publication*, 2015.
- V. NGUYEN-C, T. NGUYEN, J. WELLS et A. NAKAYAMA : Interfacial PIV to resolve flows in the vicinity of curved surfaces. *Experiments in Fluids*, 48:577–587, 2010.
- J.H. NIE et B.F. ARMALY : Three-dimensional convective flow adjacent to backward-facing step-effects of step height. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:2431–2438, 2002.
- B.T. NIJAGUNA et B. MATHIPRAKASAM : Heat transfer in an annulus with spiral flow. In *The 7th International Heat Transfer Conference, Munich, Germany*, 1982.
- C. NOGER : *Contribution à l'étude des phénomènes aéroacoustiques se développant dans la baignoire et autour des pantographes du TGV*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1999.
- M. OTUGEN : Expansion ratio effects on the separated shear layer and reattachment downstream of a backward-facing step. *Experiments in Fluids*, 10:273–280, 1991.
- K. OYAKAWA, T. TAIRA, I. SENAHA et T. NOSOKO : Heat transfer control by using jet discharge in reattachment region downstream of a backward-facing step. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 22:343–352, 1995.
- G. PAPADOPOULOS et M. OTUGEN : Separating and reattaching flow structure in a suddenly expanding rectangular duct. *Journal of Fluids Engineering*, 117:17–23, 1995.

- R.P. PATEL : Effects of free stream turbulence on free shear flows. *Aeronautical Quarterly*, 29:1–17, 1978.
- J. PÉCHEUX, J.L. BOUSGARBIÈS et M. BELLENOUE : Taylor instability between a rotating cylinder and a fixed periodically embedded cylinder. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 324: 159–163, 1997.
- I. PERES : *Contribution à l'analyse de l'écoulement et des transferts convectifs dans un espace annulaire lisse ou encoché par voie de simulations numériques*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1995.
- I. PERES, A. ZIOUCHI et Y. BERTIN : Caractérisation des échanges de chaleur dans un espace annulaire encoché ou lisse avec le cylindre intérieur tournant. In *SFT - Thermique et Energétique à travers la Science et l'Industrie, Paris, France*, 1994.
- D. PETIT et D. MAILLET : Techniques inverses et estimation de paramètres. *Techniques de l'ingénieur*, 2:1–24, 2008.
- S.J. PICKERING, D. LAMPARD et M. SHANEL : Modelling ventilation and cooling of the rotors of salient pole machines. In *IEEE-IEMDC*, Jun. 2001.
- M. PIIRTO, A. KARVINEN, H. AHLSTEDT, P. SAARENINNE et R. KARVINEN : PIV measurements in square backward-facing step. *Journal of Fluids Engineering*, 129:984–990, 2007.
- S. PONCET : *Écoulements de type rotor-stator soumis à un flux axial : de Batchelor à Stewartson*. Thèse de doctorat, Université de Provence, 2005.
- S. PONCET : *Instabilities, turbulence and heat transfer in confined rotating flows*. In Habilitation thesis, Aix-Marseille University, 2014.
- S. PONCET, S. HADDADI et S. VIAZZO : Numerical modeling of fluid flow and heat transfer in a narrow Taylor-Couette-Poiseuille system. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 32:128–144, 2011.
- S. PONCET, S. VIAZZO et R. OGUIC : Large eddy simulations of Taylor-Couette-Poiseuille flows in a narrow-gap system. *Physics of Fluids*, 26:105108, 2014.
- M. RAFFEL, C. WILLERT, S. WERELEY et J. KOMPENHANS : *Particle Image Velocimetry : a practical guide*. Springer, 2007.
- W. ROBINSON et F.S. TSE : Surface heat-transfer coefficients of salient poles in a blast-cooled alternator. *Transactions of the AIEE*, 76:199–204, 1957.
- I. RUPP et C. PENIGUEL : *Syrthes 4.0 - user guide*. EDF, December 2011.
- SATURNE : *Code Saturne version 3.0.0 practical user's guide*. EDF R&D, 6 quai Watier, F78401 CHATOU Cedex, Code Saturne documentation édition, March 2013.
- F. SCARANO et M. RIETHMULLET : Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids*, 26:513–523, 1999.

- M. SHANEL, S.J. PICKERING et D. LAMPARD : Conjugate heat transfer analysis of a salient pole rotor in an air cooled synchronous generator. *Proc. IEEE-IEMDC*, 2:737–741, 2003.
- D.A. SIMMERS et J.E.R. CONEY : The experimental determination of velocity distribution in annular flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1:177–184, 1979.
- J. SMAGORINSKY : General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91:99–164, 1963.
- M.M. SOROUR et J.E.R. CONEY : The effect of temperature gradient on the stability of flow between vertical, concentric, rotating cylinders. *Journal Mechanical Engineering Science*, 21, 1979.
- C. SPEZIALE, S. SARKAR et T. B. GATSKI : Modeling the pressure-strain correlation of turbulence : an invariant dynamical system approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227:245–272, 1991.
- F. TACHIBANA et S. FUKUI : Convective heat transfer of the rotational and axial flow between two concentric cylinders. *Bulletin of JSME*, 7:385–391, 1964.
- F. TACHIBANA, S. FUKUI et H. MITSUMURA : Heat transfer in an annulus with inner rotating cylinder. *Bulletin of JSME*, 3:119–123, 1960.
- G.I. TAYLOR : Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A93, 1923.
- A. TENCONI, F. PROFUMO, S.E. BAUER et M.D. HENNEN : Temperatures evaluation in an integrated motor drive for traction applications. *IEEE Trans. Ind. Electron*, 55:3619–3626, 2008.
- H. TENNEKES et J. LUMLEY : *A First Course in Turbulence*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1972.
- TIKHONOV et A. NIKOLAYEVICH : *On the stability of inverse problems*, Doklady Akademii Nauk SSSR édition, 1963.
- K. TOUSSAINT : Caractérisation de l'écoulement d'air dans une maquette d'alternateur hydroélectrique par méthodes numérique et expérimentale. Mémoire de D.E.A., Université de Montréal, 2011.
- K. TOUSSAINT, F. TORRIANO, J.F. MORISSETTE, C. HUDON et M. REGGIO : CFD analysis of ventilation flow for a scale model hydro-generator. In *Proceedings of the ASME 2011 Power Conference, Denver, USA*, 2011.
- G. TRAXLER-SAMEK, R. ZICKERMANN et A. SCHWERY : Cooling airflow, losses, and temperatures in large air-cooled synchronous machines. *IEEE transactions on industrial electronics*, 57:172–180, 2010.
- Y. TSAI, J. HUNT, F. NIEUWSTADT, J. WESTERWEEL et B. GUNASEKARAN : Effect of strong external turbulence on a wall jet boundary layer. *Flow, Turbulence and Combustion*, 79:155–174, 2007.



- R. UJIIE, R. ARLITT et H. ETOH : Application of computational fluid dynamics (CFD) on ventilation-cooling optimization of electrical machines. *Energy technologies : generation, transmission and distribution of electric and thermal energy*, 2006.
- S. VIAZZO et S. PONCET : Numerical simulation of the flow stability in a high aspect ratio Taylor-Couette system submitted to a radial temperature gradient. *Computers & Fluids*, 101:15–26, 2014.
- J.C VOGEL et J.K. EATON : Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward facing-step. *Journal of Heat Transfer*, 107:922–929, 1985.
- M. VOGES, C.E. WILLERT, R. MONING, M.W. MULLER et H.P. SCHIFFER : The challenge of stereo PIV measurements in the tip gap of a transonic compressor rotor with casing treatment. *Experiments in Fluids*, 52:581–590, 2012.
- B. WATEL : *Étude des échanges convectifs sur un cylindre aileté en rotation, soumis à un courant d'air parallèle aux ailettes*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 1997.
- T. WEILAND : A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields. *Electronics and Communications AE*, 31:116–120, 1977.
- L. WEILL, G. CHUNWEI et Z. PING : Calculation of a complex 3D model of a turbogenerator with end region regarding electrical losses, cooling, and heating. *IEEE transactions on energy conversion*, 26:1073–1080, 2011.
- D. C. WILCOX : Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26:1414–1421, 1988.
- D. C. WILCOX : Turbulence modeling for CFD. *DCW Industries, US*, (2nd Edition), 1998.
- P WILLIAMS et A. BAKER : Numerical simulations of laminar flow over a 3D backward-facing step. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 24:1159–1183, 1997.
- I. WYGNANSKI, Y. KATZ et E. HOREV : On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 234:669–690, 1992.
- T. YANAGIDA et N. KAWASAKI : Pressure drop and heat-transfer characteristics of axial air flow through an annulus with a deep-slotted outer cylinder and a rotating inner cylinder. *Heat transfer: Japanese Research*, 57:2099–2103, 1992.
- B. ZHANG, R. QU, W. XU, J. WANG et Y. CHEN : Thermal model of totally enclosed water-cooled permanent magnet synchronous machines for electric vehicle applications. *In XXith International Conference on Electrical Machines (ICEM'2014), Berlin, Germany*, 2014.

## Annexe A

# Calcul théorique du diamètre hydraulique

Le diamètre hydraulique sert principalement à réaliser des calculs semblables à ceux d'un tube circulaire. L'objectif ici est de calculer le diamètre hydraulique de la cavité tournante confinée, selon la formule :  $D_h = \frac{4 \times S_p}{P_m}$  (Figure A.1).

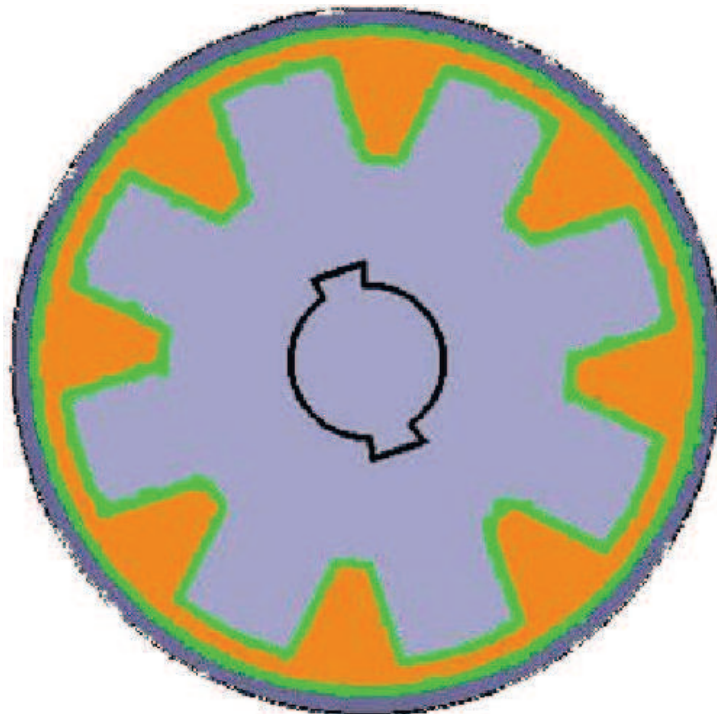


Figure A.1: Section de passage (zone orange) et périmètre mouillé (contour vert) du fluide.

Calcul de la surface totale du rotor :

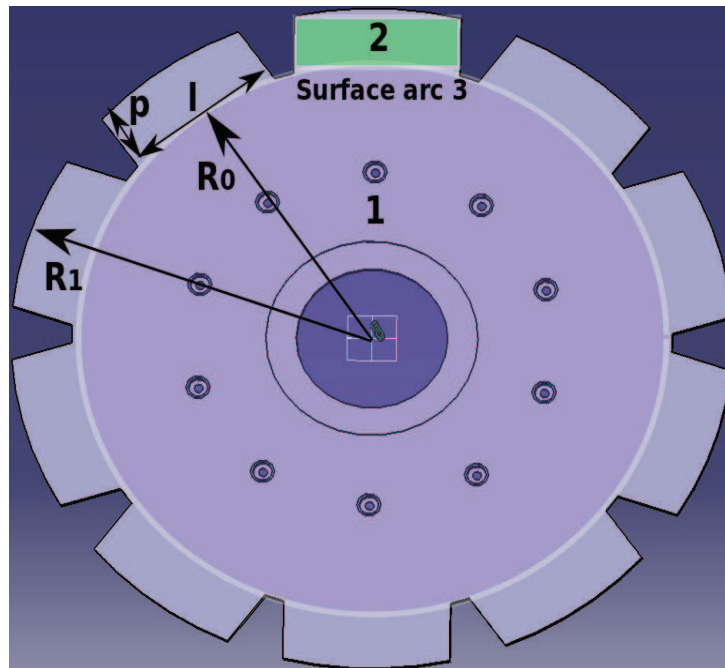


Figure A.2: Rotor.

Surface du cercle 1

$$S_1 = \pi R_0^2$$

Surface du rectangle 2

$$S_2 = lp$$

Surface de l'arc 3

$$S_{\text{triangle}3} = \frac{lh_3}{2} = \frac{l}{2} \sqrt{R_0^2 - \frac{l^2}{4}}$$

D'où :

$$S_{\text{arc}3} = \frac{\pi R_0^2 \alpha_3}{360} - \frac{l}{2} \sqrt{R_0^2 - \frac{l^2}{4}}$$

avec  $\alpha_3 = 2 \arcsin(\frac{l/2}{R_0})$  selon la formule d'Al-Kashi.

---

### Surface de l'arc 4

De la même façon, on a :

$$S_{\text{arc4}} = \frac{\pi R_1^2 \alpha_4}{360} - \frac{l}{2} \sqrt{R_1^2 - \frac{l^2}{4}}$$

avec  $\alpha_4 = 2 \arcsin(\frac{l/2}{R_1})$  et  $h_4 = \sqrt{R_1^2 - (\frac{l}{2})^2}$ .

### Surface de passage

La surface de passage est définie comme :

$$S_p = S_{\text{stator}} - (S_1 + n(S_2 - S_{\text{arc3}} + S_{\text{arc4}}))$$

avec  $S_{\text{stator}} = \pi R_2^2$ .

Après calcul, on obtient alors :

$$S_p = \pi R_2^2 - \pi R_0^2 - n(lp + [\frac{\alpha_4}{2} R_1^2 - \frac{l}{2} \sqrt{R_1^2 - (\frac{l}{2})^2}] - [\frac{\alpha_3}{2} R_0^2 - \frac{l}{2} \sqrt{R_0^2 - (\frac{l}{2})^2}])$$

### Périmètre mouillé

Le périmètre mouillé est défini comme :

$$P_m = 2\pi R_2 + n(2p + \alpha_5 R_0 + \alpha_4 R_1)$$

avec  $\alpha_5 = \frac{2\pi - n\alpha_3}{n}$  l'angle en radian de l'arc de cercle entre les pôles.

### Diamètre hydraulique théorique

On obtient finalement le diamètre hydraulique, dans le cas de la présence d'encoches au rotor, sous la forme :

$$D_h = \frac{4 \times (\pi R_2^2 - \pi R_0^2 - n(lp + [\frac{\alpha_4}{2} R_1^2 - \frac{l}{2} \sqrt{R_1^2 - (\frac{l}{2})^2}] - [\frac{\alpha_3}{2} R_0^2 - \frac{l}{2} \sqrt{R_0^2 - (\frac{l}{2})^2}]))}{2\pi R_2 + n(2p + \alpha_5 R_0 + \alpha_4 R_1)}$$



## Annexe B

# Calcul du taux de transmission du hublot au stator

Le taux de transmission  $\tau$  du hublot au stator a été trouvé grâce à l'utilisation d'un corps noir. Deux méthodes ont été utilisées pour calculer le taux de transmission (cf. **Annexe B**) :

1. **Méthode de la fraction de l'émittance totale** contenue dans un intervalle spectral donné,
2. **Méthode de l'équation de la radiométrie.**

### Fraction de l'émittance totale

La fraction de l'émittance totale contenue dans un intervalle spectral est donnée par Barrant et Sacadura (1993), sous la forme :

$$F_{\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{\lambda}^0 d\lambda}{\int_0^{\infty} M_{\lambda}^0 d\lambda} = \frac{\int_0^{\lambda_2} M_{\lambda}^0 d\lambda - \int_0^{\lambda_1} M_{\lambda}^0 d\lambda}{\sigma T^4} = F_{0-\lambda_2 T} - F_{0-\lambda_1 T} \quad (\text{B.1})$$

avec  $F_{0-\lambda T} = \frac{1}{\sigma} \int_0^{\lambda T} \frac{M_{\lambda}^0}{T^5} d(\lambda T)$  et  $M_{\lambda}^0$  l'émittance du rayonnement du corps noir dans le vide.

Pour obtenir les valeurs des fractions, on dispose d'une table de la grandeur  $F_{0-\lambda T}$  considérée. Ainsi, la première méthode consiste à trouver le rayonnement  $\phi_1$  et  $\phi_2$  en fonction de la mise en place ou non du cellophane en face d'un corps noir<sup>1</sup>. On obtient alors :

$$\phi_2 = \tau \phi_1 \quad (\text{B.2})$$

On suppose ici que  $\varepsilon$  ne dépend pas de la température pour notre intervalle considéré. On obtient alors :

$$\begin{cases} \phi_1 = F_{3-5}(T_1) \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_{\infty}^4) \\ \phi_2 = F_{3-5}(T_2) \varepsilon \sigma (T_2^4 - T_{\infty}^4) \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

---

1. La même distance est garantie entre le cellophane et le corps noir, tout comme celui du film plastique avec le rotor. La même distance entre la caméra et le film plastique a été aussi respectée.

avec :

$$\tau = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \frac{F_{3-5}(T_2)(T_2^4 - T_\infty^4)}{F_{3-5}(T_1)(T_1^4 - T_\infty^4)} \quad (\text{B.4})$$

avec  $F_{3-5}$  la fraction d'émittance liée aux longueurs d'onde mesurables par la caméra infrarouge, de 3 à 5  $\mu m$ .

Dans le cas de validation avec le code numérique, l'objectif était d'atteindre une température au rotor proche de 70 °C. Par conséquent, le taux de transmission calculé par cette méthode est  $\tau = 0,86$ .

## Équation de la radiométrie

La seconde méthode consiste à prendre en compte l'équation de la radiométrie avec le corps noir et de calculer le  $\tau$  du cellophane. L'équation générale est présentée ci-dessous :

$$DL = \tau(\varepsilon DL_{\text{obj}} + (1 - \varepsilon)DL_{\text{env}}) + (1 - \tau)DL_{\text{atm}} \quad (\text{B.5})$$

avec  $DL$  le niveau d'énergie (Digital Level) donné par la caméra infrarouge,  $DL_{\text{obj}}$  celui de l'objet recherché (qui ne dépend plus ici des conditions extérieures),  $DL_{\text{env}}$  prenant en compte l'influence de l'environnement sur la maquette et  $DL_{\text{atm}}$  lié à la température ambiante de l'air.

On obtient alors les équations suivantes dans le cas d'un corps noir ( $\varepsilon = 1$ ), en faisant l'hypothèse vérifiée et souvent valable que  $(1 - \tau)DL_{\text{amb}}$  est négligeable devant  $DL_{\text{obj}}$ , avec :

$$\begin{cases} DL_{\text{sans film}} = DL_{\text{obj}} \\ DL_{\text{avec film}} = \tau DL_{\text{obj}} \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

d'où :

$$\tau = \frac{DL_{\text{avec film}}}{DL_{\text{sans film}}} \quad (\text{B.7})$$

Par cette méthode, on obtient  $\tau = 0,91$ .

Dans le cas réel, l'équation de la radiométrie a été utilisée afin de calculer le  $DL$  en soustrayant l'influence de l'environnement. En faisant l'hypothèse que  $(1 - \tau)DL_{\text{amb}}$  est négligeable devant les autres termes, on obtient :

$$DL = \tau(\varepsilon DL_{\text{obj}} + (1 - \varepsilon)DL_{\text{env}}) \quad (\text{B.8})$$

Il a été possible de calculer le  $DL_{\text{env}}$  à partir d'une bande d'aluminium froissée placée devant le cellophane du stator, à froid car l'aluminium apparaît « presque » comme une surface d'émissivité nulle, où seul le terme lié à l'influence de l'environnement est mesuré. Une moyenne a finalement été réalisée sur l'ensemble des points obtenus par la caméra infrarouge pour en déduire la valeur finale du véritable  $DL$  de l'objet.

## Annexe C

# Méthodes numériques de Code\_Saturne

**C**ode\_Saturne est un logiciel CFD open-source développé par EDF, distribué sous licence GNU GPL depuis 2007. Il a été conçu pour des applications d'écoulements turbulents monophasiques et incompressibles ou dilatables, avec ou sans turbulence. Code\_Saturne utilise une méthode de volumes finis colocalisés pour résoudre les équations de Navier-Stokes (l'ensemble des variables calculées sont exprimées au centre de gravité des éléments). Ce code fonctionne sur tout type de maillage (structuré, non structuré, conforme, non conforme, etc), contenant tout type d'élément (hexaèdre, tétraèdre, polyèdre quelconque, etc).

Un large spectre d'applications peut être traité grâce à des fonctionnalités de suivi lagrangien de particules, de prise en compte de la combustion, de déformation de maillage, de couplage thermique fluide/solide (couplage Code\_Saturne/SYRTHES), de couplage de plusieurs instances avec lui-même, etc.

Avant de décrire Code\_Saturne, on peut présenter tout d'abord les principales caractéristiques des clusters utilisés au cours de la thèse. Les principales caractéristiques du cluster de l'UVHC (nommé « Fortune ») et celles du cluster d'EDF (nommé « Ivanoe ») sont décrites aux Tableaux C.1 et C.2) :

Noeuds standards		Processeurs		Mémoire vive	Disque dur
Nom	Nombre	CPU	Coeurs par CPU	Quantité	Capacité
noeud	24	Altix XE 340 hexa-coeurs Westmere X5675	24	96 Go	-

Tableau C.1: Principales caractéristiques du cluster Fortune (Silicon Graphics).



Frontales d'accès		Processeurs				Mémoire vive	Disque dur
Nom	Nombre	CPU	Nombre	Coeurs par CPU	Total coeurs	Quantité	Capacité
ivanoe [1-2]	2	Intel Xeon X7560 Nehalem-EX	4	8	32	256 Go	300 Go
Noeuds standards		Processeurs				Mémoire vive	Disque dur
Nom	Nombre	CPU	Nombre	Coeurs par CPU	Total coeurs	Quantité	Capacité
noeud	1382	Intel Xeon X5670 Westmere	2	6	12	24 Go	-
Noeuds grande mémoire		Processeurs				Mémoire vive	Disque dur
Noms	Nombre	CPU	Nombre	Coeurs par CPU	Total coeurs	Quantité	Capacité
bm[01-16]	16	Intel Xeon X5660 Westmere	2	6	12	128 Go	73 Go
bm[17-24]	8	Intel Xeon X7560 Nehalem-EX	4	8	32	256 Go	73 Go
bm[25-28]	4	Intel Xeon X7560 Nehalem-EX	4	8	32	512 Go	73 Go
bm29	1	Intel Xeon X7560 Nehalem-EX	4	8	32	1 To	73 Go

Tableau C.2: Principales caractéristiques du cluster Ivanoe à EDF R&amp;D.

On résume ci-dessous les principales équations utilisées dans Code\_Saturne. L'ordre tensoriel des grandeurs est indiqué par des barres inférieures.

---

## Résolution des principales équations dans Code\_Saturne

Code\_Saturne résout l'équation de conservation de masse d'un fluide Newtonien sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u}) = 0 \quad (\text{C.1})$$

Notre travail se base sur des études incompressibles ( $\rho$  constant), d'où :

$$\text{div}(\underline{u}) = 0 \quad (\text{C.2})$$

L'équation de quantité de mouvement s'écrit comme :

$$\frac{\partial \rho \underline{u}}{\partial t} + \text{div}((\rho \underline{u}) \otimes \underline{u}) = -\underline{\text{grad}}P + \text{div}(\mu_{\text{tot}} \underline{\text{grad}} \underline{u}) - \text{div}(\rho \underline{R}) + \underline{S} + \underline{B} \underline{u} \quad (\text{C.3})$$

L'équation de convection-diffusion pour un scalaire  $\phi$  s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \text{div}((\rho \underline{u}) \phi) = \text{div}(\alpha_{\text{tot}} \underline{\text{grad}} \phi) + S_e + S_i \phi \quad (\text{C.4})$$

avec

- $\mu_{\text{tot}} = \mu + \rho \nu_t$  pour les modèles de viscosité turbulente/viscosité de sous-maille et  $\mu_{\text{tot}} = \mu$  en laminaire ou pour les modèles RANS du second ordre,
- $\underline{R}$  le tenseur de Reynolds pour les modèles RANS au second ordre et  $\underline{R} = 0$  en laminaire ou pour les modèles de viscosité turbulente/de sous-maille,
- $\alpha_{\text{tot}}$  une modélisation des flux turbulents par diffusivité turbulente/de sous-maille,
- $\underline{S}$  et  $S_e$  des termes sources quelconques,
- $\underline{B} \underline{u}$  et  $S_i \phi$  des termes sources linéarisés (terme de Coriolis, termes sources utilisateurs).

## Informations pratiques dans Code\_Saturne

Plusieurs remarques peuvent être faites concernant Code\_Saturne, à savoir que :

1. La résolution des composantes de vitesse et de pression est réalisée de manière découplée. La contrainte de continuité est assurée suivant une procédure prédiction-correction, proche de l'algorithme SIMPLEC. Le facteur de sous-relaxation de la correction de la pression est mis à 1,0, ce qui permet une meilleure convergence des calculs,
2. Lorsque le modèle de turbulence demande à résoudre une ou plusieurs équations de transport, celles-ci sont résolues avec un schéma d'Euler en temps au premier ordre ou un schéma de Crank-Nicholson en temps au second ordre (tout comme les équations pour les scalaires tels que l'enthalpie, la température, etc),
3. La discrétisation spatiale est de type volumes finis colocalisés sur maillages non-structurés : la vitesse, la pression et tous les scalaires sont résolus aux mêmes noeuds de maillage,
4. Plusieurs schémas sont disponibles pour discrétiser le terme convectif, dont particulièrement deux qui sont utilisés dans notre travail : le schéma avant (dit « upwind ») du premier ordre et le schéma centré du second ordre.

Pour plus d'informations concernant l'utilisation de la prédiction et/ou de la correction sur Code\_Saturne, le lecteur est invité à se reporter aux informations données par Archambeau *et al.* (2004) et par De Laage de Meux (2012).

## Couplage entre Code\_Saturne et SYRTHES

La Figure C.1 présente la méthodologie de calcul de couplage entre les deux codes de calculs, Code\_Saturne et SYRTHES.

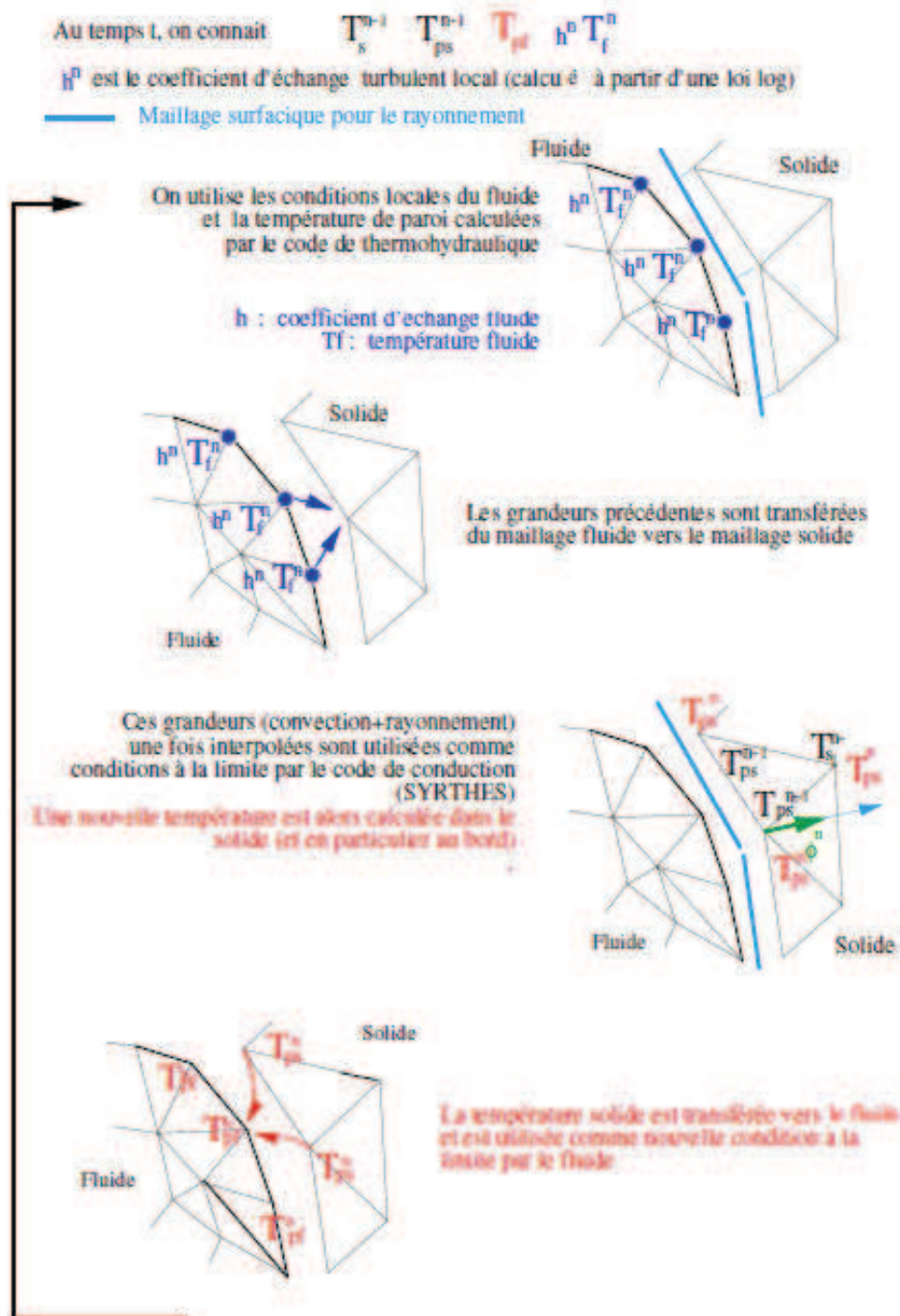


Figure C.1: Couplage Code\_Saturne/SYRTHES (Rupp et Peniguel (2011)).

Le Tableau C.3 compare les avantages et les inconvénients d'utiliser les méthodes numériques de résolution par éléments finis (SYRTHES) et par volumes finis (Code\_Saturne).

	<b>Avantages</b>	<b>Inconvénients</b>
Éléments finis	Méthode intégrale (Galerkin), Traitement possible de géométries complexes, Possibilité de démonstrations mathématiques de convergence et de majoration d'erreurs.	Complexité de mise en oeuvre, Coût en temps de calcul et en mémoire, Très « mathématiques ».
Volumes finis	Méthode intégrale (sous-domaines), Méthode conservative (traitement possible de géométries complexes avec maillages non structurés), Traite facilement les chocs et les forts gradients, Adaptée à la CFD.	Difficile à étendre à des ordres élevés, Méthode diffuse (selon le choix du schéma numérique), Peu de résultats théoriques de convergence.

Tableau C.3: Comparatif des méthodes numériques de résolution des EDP.



## Annexe D

# Valeurs des coefficients d'échange convectifs utilisés pour la simulation sur la maquette tournante

### Disque

Dans le cas d'un disque tournant, on applique la corrélation sur le nombre de Nusselt donnée par Watel (1997) aux conditions limites de notre modèle numérique telles que les extrémités de l'arbre ou du rotor. On obtient le résultat suivant :

$$Nu = \frac{h \times R_1}{\lambda_{\text{air}}} = 0,26488 \times \sqrt{\frac{2\omega R_1^2}{\nu_{\text{air}}}} \quad (\text{D.1})$$

avec  $\omega = 157,08 \text{ rad/s}$ ,  $R_1 = 0,119 \text{ m}$ ,  $\nu_{\text{air}} = 2,08 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  et  $\lambda_{\text{air}} = 0,03 \text{ W/mK}$ .

D'où  $Nu = 122$  et  $h = 30 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

On donne cette valeur moyenne du coefficient d'échange convectif  $h$  à ces conditions limites.

### Cylindre

#### Surface extérieure du rotor :

Dans le cas d'un cylindre tournant, on applique la corrélation sur  $Nu$  donnée par Watel (1997) aux conditions aux limites de notre modèle numérique telles que l'arbre et le rotor. On obtient le calcul du nombre de Nusselt au niveau de la surface extérieure du rotor sous la forme :

#### Arbre :

$$Nu = 0,046 \times (Re_t^2)^{0,35} \quad (\text{D.2})$$

avec  $Re_t = \frac{\omega \times R_1 \times D_1}{\nu_{\text{air}}} = \frac{157,08 \times 0,02 \times 0,04}{2,08 \times 10^{-5}} = 6042$ .

D'où  $Nu = 20,4$  et donc  $h = \frac{0,03 \times 20,4}{0,04} = 15 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

#### Rotor :

$$Nu = 0,18 \times (Pr \times (0,5 \times Re_t^2))^{0,315} \quad (\text{D.3})$$

avec  $Pr = 0,66$ ,  $Re_t = \frac{\omega \times R_1 \times D_1}{\nu_{\text{air}}} = \frac{157,08 \times 0,119 \times 0,238}{2,08 \times 10^{-5}} = 213\,886$ .

D'où  $Nu = 289,5$  et donc  $h = \frac{0,03 \times 289,5}{0,238} = 36,5 \text{ W/m}^2\text{K}$ .



## Annexe E

# Résultats préliminaires sur la cavité tournante confinée

Plusieurs tests numériques sont présentés ici, incluant la possibilité de réaliser un calcul stationnaire et périodique, de vérifier l'influence des modèles de turbulence et de la position de l'interface entre le domaine tournant et fixe. Pour ces études préliminaires, aucune vitesse axiale n'est imposée ; seule une vitesse de rotation de  $\omega = 500$  tr/min est spécifiée.

### État instationnaire

Pour l'algorithme de l'état stationnaire, un schéma du premier ordre est utilisé pour la discrétisation spatiale. En effet, l'utilisation de ce schéma permet de garantir un état plus stable par rapport à l'utilisation de schémas du second ordre.

La Figure E.1 présente l'état stationnaire ou non des calculs numériques, selon le cas étudié.

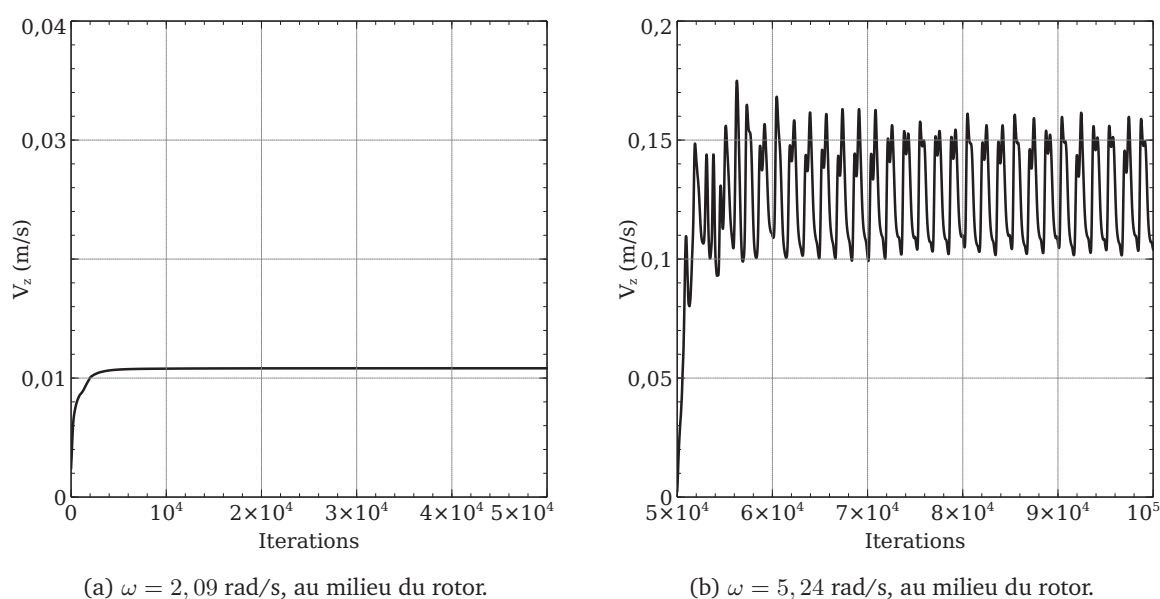


Figure E.1: Convergence vers un état stationnaire.

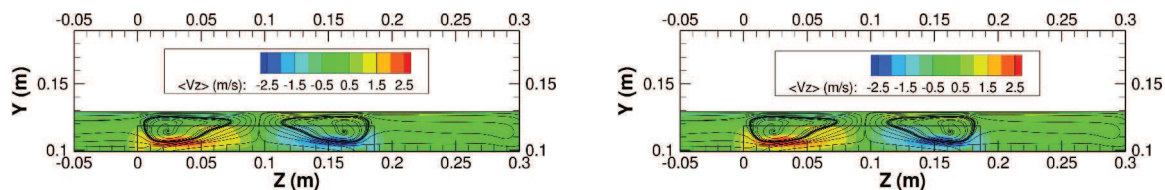


Ainsi, pour  $\omega \leq 2,09$  rad/s, la solution convergée vers l'état stationnaire est obtenue. Cependant, pour  $\omega > 2,09$  rad/s, la convergence ne peut pas être atteinte. Le code Ansys-CFX obtient les mêmes résultats, et confirme le fait que l'on ne pourra pas utiliser un algorithme stationnaire pour notre cas de validation (pour de plus grandes vitesses de rotation).

Ainsi, un solveur instationnaire doit être utilisé et l'influence de la période d'intégration des valeurs moyennes de la vitesse du fluide doit être investiguée. La moyenne des quantités de mouvement du fluide est réalisée à partir de 2 s de temps physique de simulation, lorsque le régime pleinement développé est atteint. Pour ces calculs, un schéma de Crank-Nicholson est utilisé pour le temps, avec un pas de temps de  $5 \times 10^{-5}$  s (nombre de courant de CFL  $\simeq 2$ ). La convergence est atteinte ici lorsque les résidus sont en dessous de  $10^{-4}$ . Au final, une erreur de 2% peut être observée entre les valeurs moyennées pendant une période de temps de 6 s et de 13 s. Le temps caractéristique est alors de  $T_\omega = \frac{D_h}{\omega R_1} = 0,0037$  s. Les valeurs moyennes alors calculées pendant 6 s de temps d'intégration réalisent  $1622T_\omega$ .

## Calcul périodique

Le rotor a été conçu pour qu'une condition périodique de 1/10e puisse être appliquée. La Figure E.2 présente une comparaison au milieu de l'encoche dans le rotor, entre le domaine périodique et entier. On peut remarquer que l'air est attiré des deux côtés du rotor, créant deux zones de recirculation symétriques, se joignant au centre du rotor.



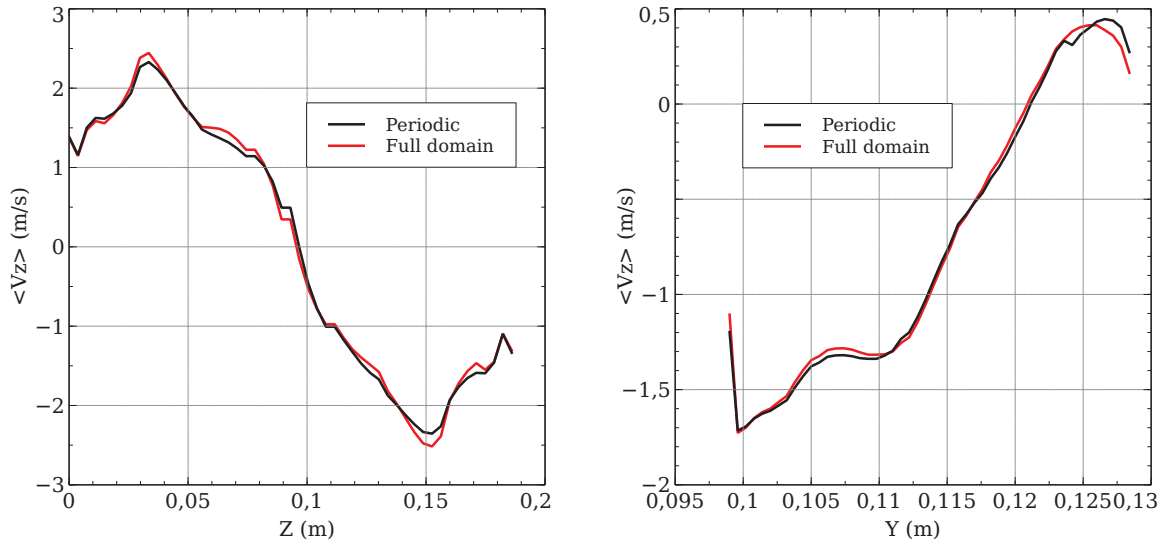
(a) Contours et lignes de courant de  $\langle V_z \rangle$  pour le cas périodique dans le plan y-z, au milieu de l'encoche.

(b) Contours et lignes de courant de  $\langle V_z \rangle$  pour le domaine entier dans le plan y-z, au milieu de l'encoche.

Figure E.2: Comparaison de la topologie de l'écoulement entre les domaines périodiques et entiers.

Bien que la convergence des calculs réalisés était difficile à avoir à cause des instabilités de l'écoulement, les lignes de courant indiquent que l'écoulement moyen entre des deux côtés du rotor se joigne en son centre, créant deux grandes recirculations. Ainsi, sans vitesse axiale, l'écoulement est symétrique au milieu du rotor, pour les deux cas étudiés. Sur la Figure E.3, la distribution de la vitesse axiale dans les directions axiales et radiales sont assez similaires, avec une erreur maximale proche de 5% trouvée entre les deux cas.

Par conséquent, toutes les simulations peuvent être lancées avec le domaine périodique. Ceci est très intéressant puisque l'on peut obtenir des résultats en une semaine avec le calcul périodique (avec 192 processeurs du cluster Ivanoe), alors que dans le cas du domaine entier, il nous faudrait environ 3 à 4 semaines de calculs pour le même nombre de processeurs.



(a) Distribution axiale de  $\langle V_z \rangle$  au milieu de l'encoche du rotor ( $x = 0$  m,  $y = 0,108778$  m).

(b) Distribution radiale de  $\langle V_z \rangle$  au milieu de l'encoche du rotor ( $x = 0$  m,  $z = 0,186$  m).

Figure E.3: Comparaison de la distribution de la vitesse moyenne  $\langle V_z \rangle$  entre le cas périodique et le domaine entier.

## Influence des modèles de turbulence

Dans cette section, on utilise la périodicité. Différents modèles de turbulence ont été utilisés : les modèles « bas Reynolds » ( $k - \omega$  SST et  $v_2f$ -BL- $v_2$  pour les modèles du premier ordre et  $R_{ij} - EB$ -RSM pour le second ordre), ainsi que des modèles « haut Reynolds » ( $k - \varepsilon$  pour le premier ordre et  $R_{ij} - SSG$  pour le second ordre).

Les maillages pour les deux modèles sont différents : le  $y^+$  doit être proche de 1 pour les modèles bas Reynolds afin de prendre en compte les quantités physiques dans la couche limite. La taille du maillage pour les modèles bas Reynolds est de 4 431 900 éléments. Pour les modèles haut Reynolds, il faut au contraire que  $y^+ > 30$  car des lois de parois sont appliquées dans la couche limite, et elles ne peuvent être appliquées que si aucune cellule ne se trouve dans la sous-couche visqueuse. Le maillage est ainsi plus léger et fait 124 350 éléments.

La Figure E.4 présente l'influence des modèles de turbulence sur la distribution axiale selon la direction  $z$ ,  $\langle V_z \rangle$ .

Aucune réelle différence n'est visible entre les résultats des modèles « bas Reynolds » entre eux, que ce soient du premier ordre ou du second ordre. La même remarque peut être faite pour les modèles « haut Reynolds ». En revanche, des différences sont observables entre les modèles haut Reynolds et bas Reynolds entre eux.

On utilisera tout de même les modèles de bas Reynolds par la suite, car l'écoulement est pleinement turbulent et que le but ici est d'évaluer le coefficient d'échange convectif  $h$  au niveau du rotor, ce qui signifie qu'il nous faut bien connaître l'ensemble des grandeurs physiques dans la couche limite visqueuse.

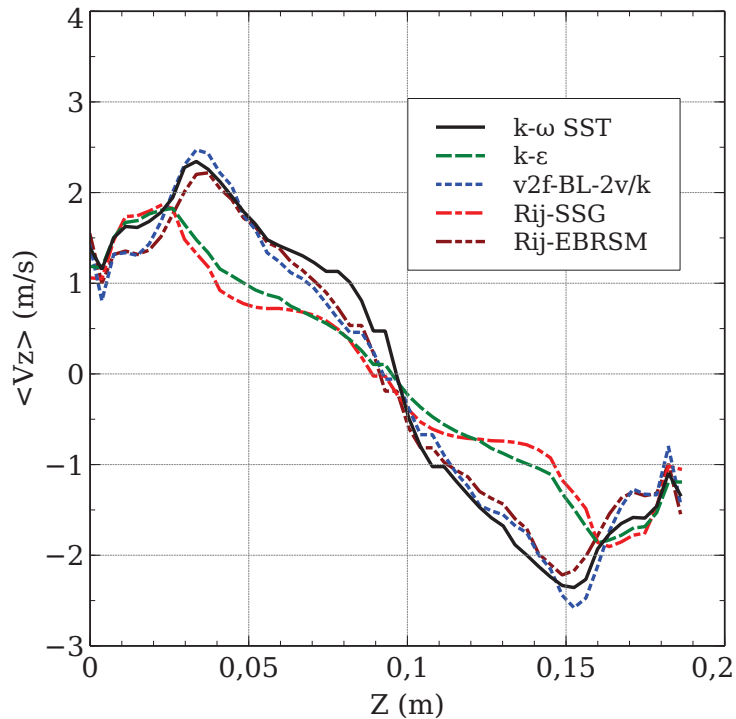
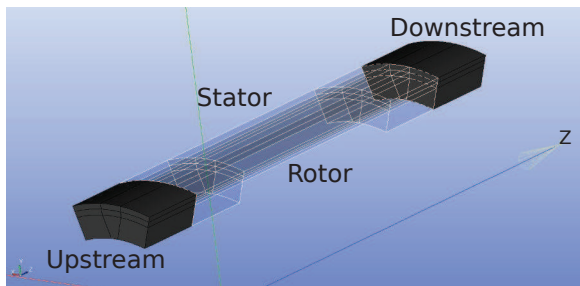


Figure E.4: Influence des modèles de turbulence sur  $\langle V_z \rangle$ , au milieu du rotor ( $x = 0$  m,  $y = 0,108778$  m).

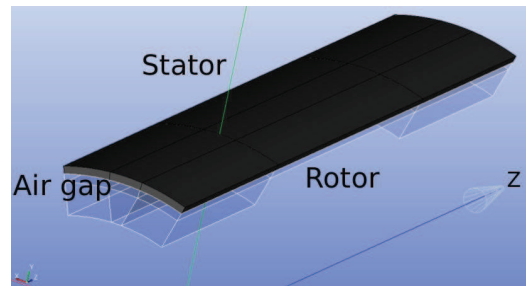
### Influence des interfaces

Plusieurs interfaces ont été testées pour connaître leur influence sur les résultats par rapport à un cas sans interface. On a également testé trois positions radiales de l'interface au niveau de l'entrefer, à savoir : au milieu de l'entrefer (AG-12), proche du rotor au quart (AG-14) et proche du stator, au trois-quart du rotor (AG-34).

La Figure E.5 présente les différentes interfaces que l'on peut faire lors de calculs.



(a) Interfaces avant et après le domaine rotor/stator, notés AA.



(b) Interface dans l'entrefer, nommé AG.

Figure E.5: Influence des positions de l'interface.

La Figure E.6 présente l'influence de la position de l'interface par rapport au cas de référence (sans interface).

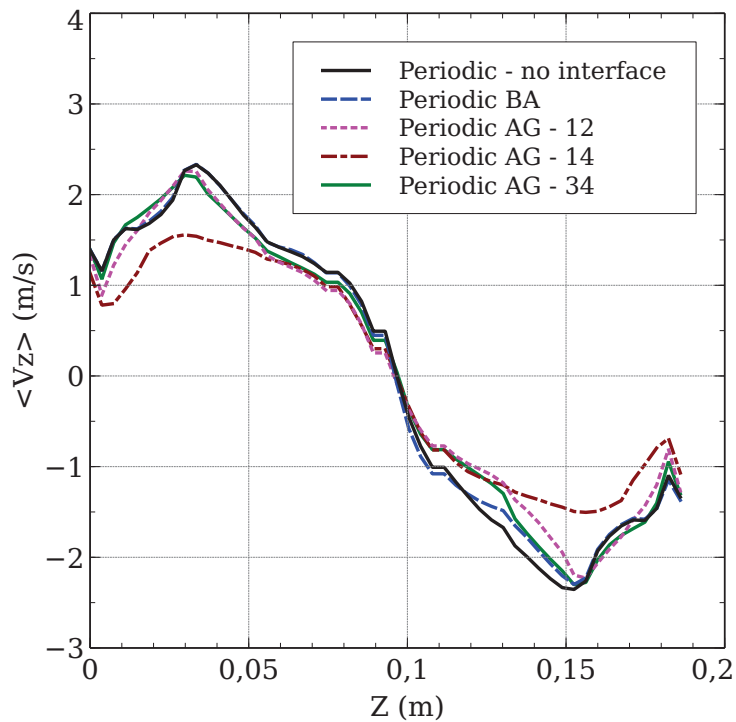


Figure E.6: Influence des interfaces sur la distribution axiale  $\langle V_z \rangle$ , au milieu du rotor ( $x = 0$ ,  $y = 0, 108778$  m).

On peut notamment remarquer que les résultats du cas de l'interface dans l'entrefer, proche du rotor, donnent des résultats différents des autres cas, qui sont proches des résultats de ceux du cas sans interface (qui est la référence).

Ainsi, si l'on utilise une interface dans l'entrefer, il faut qu'elle soit placée au mieux loin du rotor, et donc proche du stator (de la partie statique). La même conclusion a été faite par Toussaint *et al.* (2011) avec l'utilisation de l'approche par frozen rotor.



## Annexe F

# Mesures préliminaires sur la grande maquette d'alternateur hydraulique

Cette annexe présente les mesures de température qui ont été réalisées sur la coquille polaire avec différentes conditions opératoires. La présentation se fait ici en fonction des différents problèmes rencontrés au cours du temps afin de mieux expliquer les choix qui ont été pris.

### Mesures préliminaires en statique

Afin de s'assurer du bon fonctionnement des éléments chauffants et de la chaîne de mesure, des tests ont été effectués en statique, avant que le rotor ne soit placé à l'intérieur de la maquette.

La première étape a consisté à obtenir une image IR du pôle chauffé. La puissance a été ajustée afin d'obtenir une température de 80 °C à la surface polaire. Une fois la stabilité thermique atteinte, une image IR de la face polaire a été capturée afin de déterminer la distribution de la température. Des bandes de ruban noir 3M sont placées sur les rivets ; ces derniers ont une émissivité très différente de celle de la coquille (Figure F.1). Le même ruban a été placé sur la face polaire (entre les rangées de rivets) afin de comparer l'émissivité de la coquille avec celle de référence du ruban ( $\epsilon = 0,95$ ).

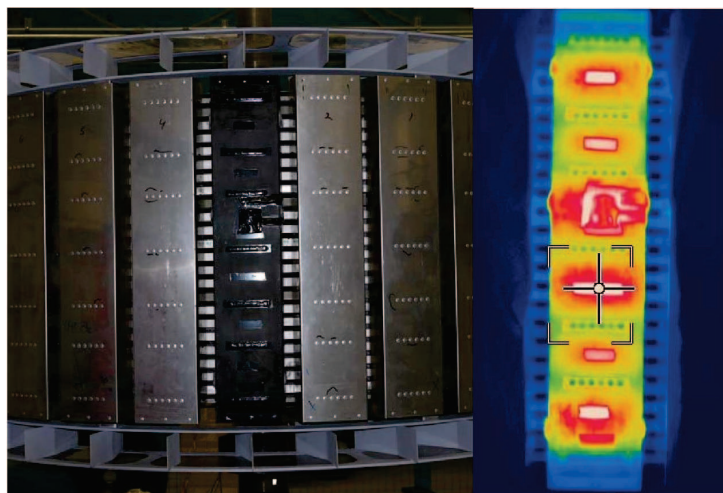


Figure F.1: Mesure de la température du pôle en statique par caméra infrarouge.

L'image infrarouge de la face polaire montre des régions plus chaudes qui sont en vis-à-vis des éléments chauffants et des zones froides, qui se trouvent près des rivets. En effet, les supports d'aluminium sur lesquels est fixée la coquille agissent comme puits de chaleur et conduisent une partie du flux thermique vers la jante du rotor. Idéalement, les supports du pôle chauffé auraient dû être fabriqués avec un matériau non conducteur pour éviter ce problème, mais cela n'était pas possible pour des raisons structurelles. Dans les véritables alternateurs en centrale, cette question ne se pose pas car les supports sont de la même matière que les pôles.

On note que la température effective des bandes de ruban noir est supérieure à celle de la surface métallique de la coquille. Cela est causée par une valeur d'émissivité différente entre les deux surfaces. La Figure F.2 présente une vue développée de la coquille avec la distribution moyenne de température normalisée.

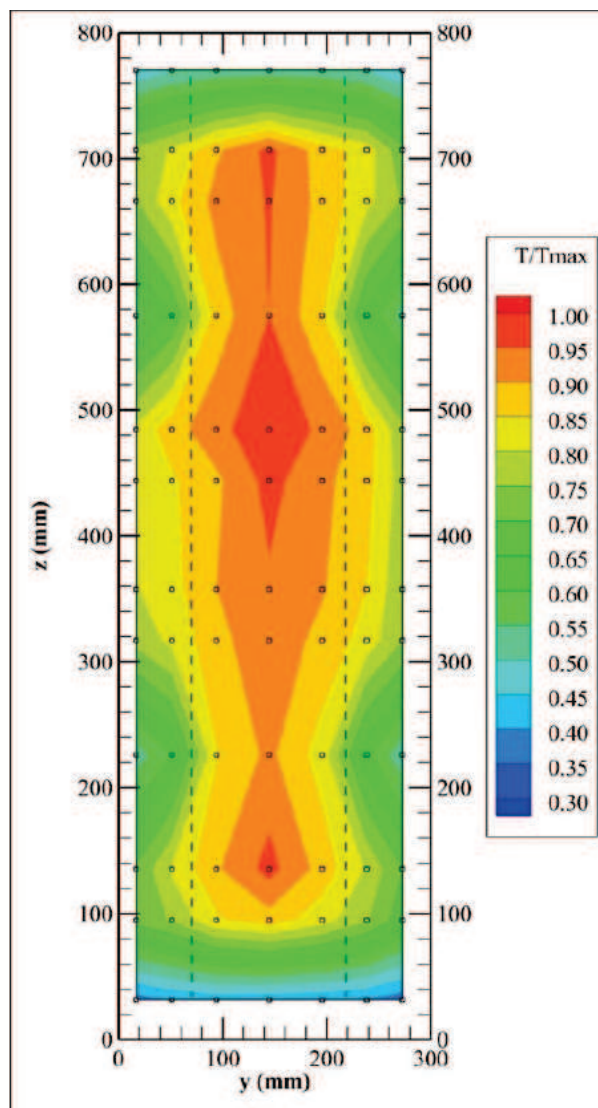


Figure F.2: Température normalisée  $T/T_{max}$  de la coquille en statique à l'aide des thermistances.

---

Les 84 points sur l'image représentent l'emplacement des thermistances où une interpolation par Krigeage a été réalisée afin d'obtenir une cartographie de l'ensemble de la température de la coquille. On peut remarquer :

- Une bonne symétrie dans la direction axiale de la distribution de la température,
- Deux points d'inflexion aux positions  $z = 230$  mm et  $z = 570$  mm : cela provient des éléments chauffants qui génèrent un flux thermique plus faible,
- Les extrémités de la coquille sont plus froides : il n'y a pas d'élément chauffant à ces endroits qui se réchauffent par conduction,
- Un décalage de la température vers la portion supérieure de la coquille, due à la convection naturelle : l'air adjacent à la coquille se réchauffe en montant vers le haut.

La comparaison avec l'image infrarouge montre l'absence de bandes « froides » près des supports de la coquille. Ceci est dû au fait qu'il n'était pas possible physiquement de placer des thermistances dans cette région. En conséquence, en cet état, l'interpolation par Krigeage ne peut pas reproduire la bonne distribution de température à proximité des supports.

## Mesures préliminaires en rotation

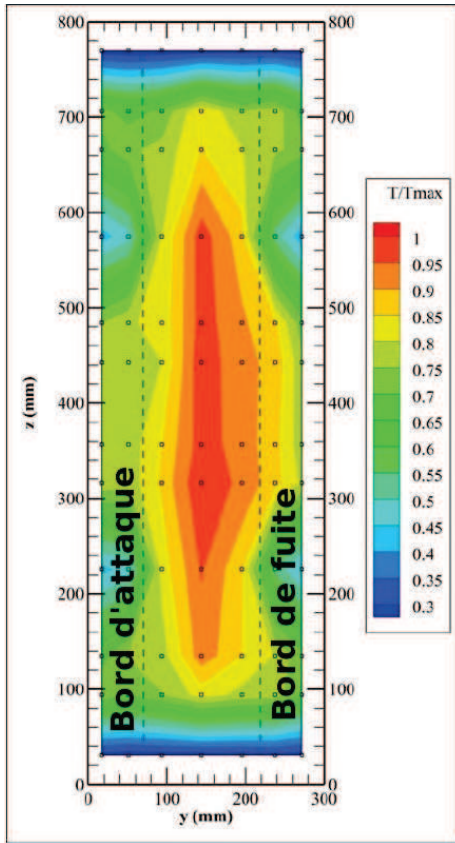
Suite aux mesures en statique qui ont permis de tester le système de chauffage et d'acquisition de température, le rotor a alors été placé à l'intérieur de l'enceinte de la maquette afin de démarrer les premiers essais en rotation. Plusieurs vitesses de rotation ont été choisies, de 50 tr/min à 300 tr/min (Figure F.3). Pour des raisons de sécurité, la vitesse de rotation n'a pas été augmentée au-delà de 300 tr/min.

Seules les thermistances sont utilisées ici. Une interpolation par Krigeage est utilisée pour avoir le champ thermique global de la coquille. À la lumière de ces essais, on remarque les choses suivantes :

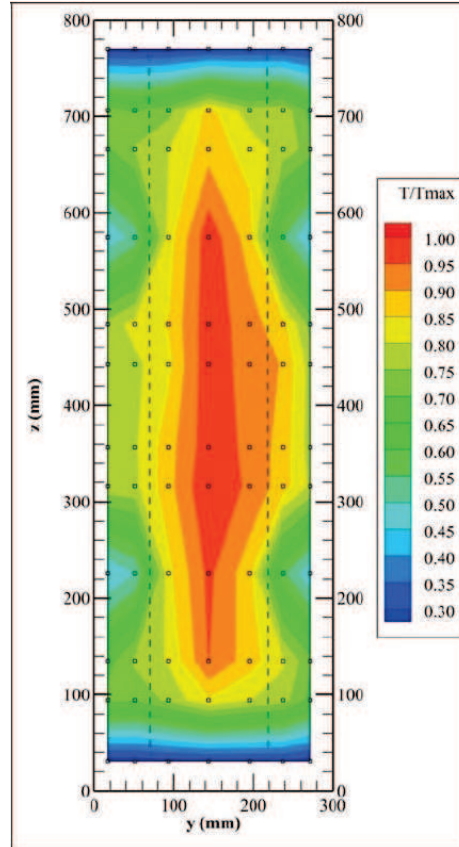
- Avec l'augmentation de la vitesse de rotation, la zone de haute température se déplace vers le bord de fuite du pôle,
- La zone de basse température se trouve dans la zone du bord d'attaque du pôle,
- Dans la direction axiale, la symétrie se conserve globalement,
- L'augmentation de la vitesse de rotation a tendance à uniformiser axialement le champ de température de la coquille dans les extrémités : ceci est causé par les ventilateurs situés aux extrémités du rotor (Figure F.1) qui génèrent une surpression et forcent l'air axialement dans l'entrefer et dans l'interpôle, améliorant ainsi la convection sur les parois du pôle.

Ceci a été observé sur des alternateurs en centrale, mais à cause du faible nombre de capteurs installés, il n'était pas possible d'obtenir une cartographie aussi détaillée jusque là. On peut encore une fois remarquer que la distribution de température n'est pas représentative de ce qui se passe à proximité des supports. Plus de données sont nécessaires pour avoir une bonne représentation du champ thermique autour des supports.

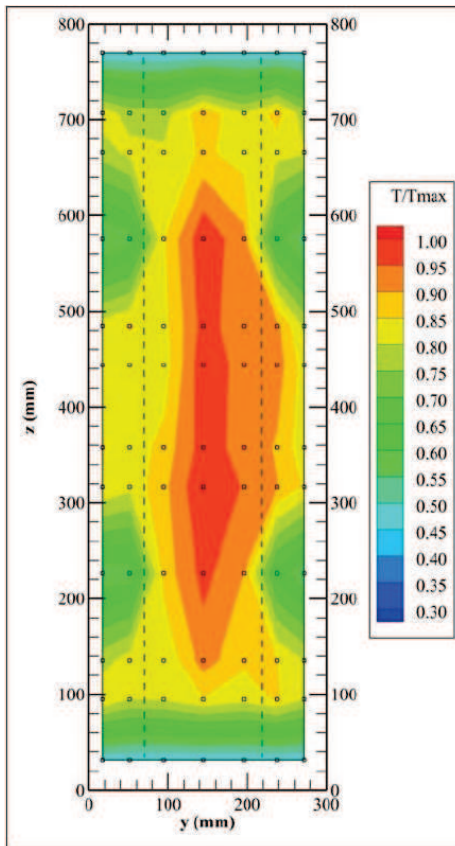




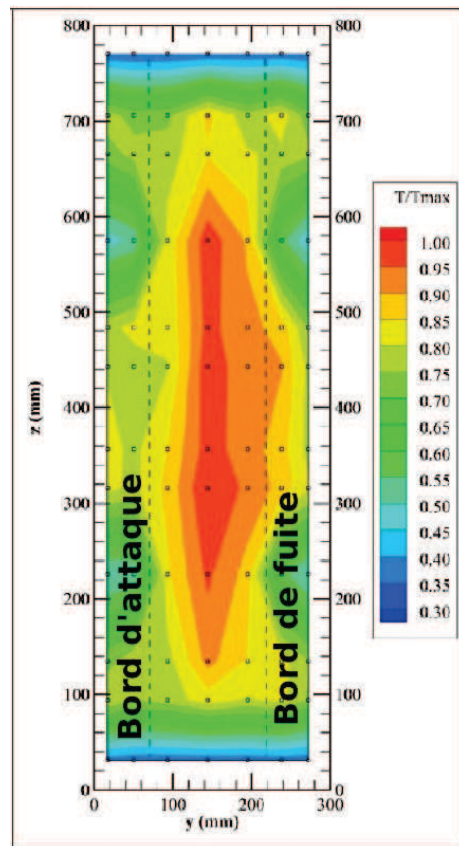
(a) 50 tr/min.



(b) 100 tr/min.



(c) 200 tr/min.



(d) 300 tr/min.

Figure F.3: Température normalisée  $T/T_{\max}$  de la coquille à différentes vitesses de rotation.

## Mise au point du calcul sur le pôle chauffé

On a vu qu'une simple interpolation par Krigeage à partir des données obtenues à partir des thermistances n'est pas adéquate sur les supports, car on négligerait leurs effets sur la coquille, permettant de faire diminuer considérablement la température de la coquille dans la zone à proximité. Afin que le modèle numérique soit cohérent avec la réalité, une approche a consisté à ajouter des températures sur chacun des supports connus et de les attribuer à ces points une valeur de température uniforme connue par mesure de thermistance (Figure F.4), située à l'extrémité radiale du support central de la coquille.

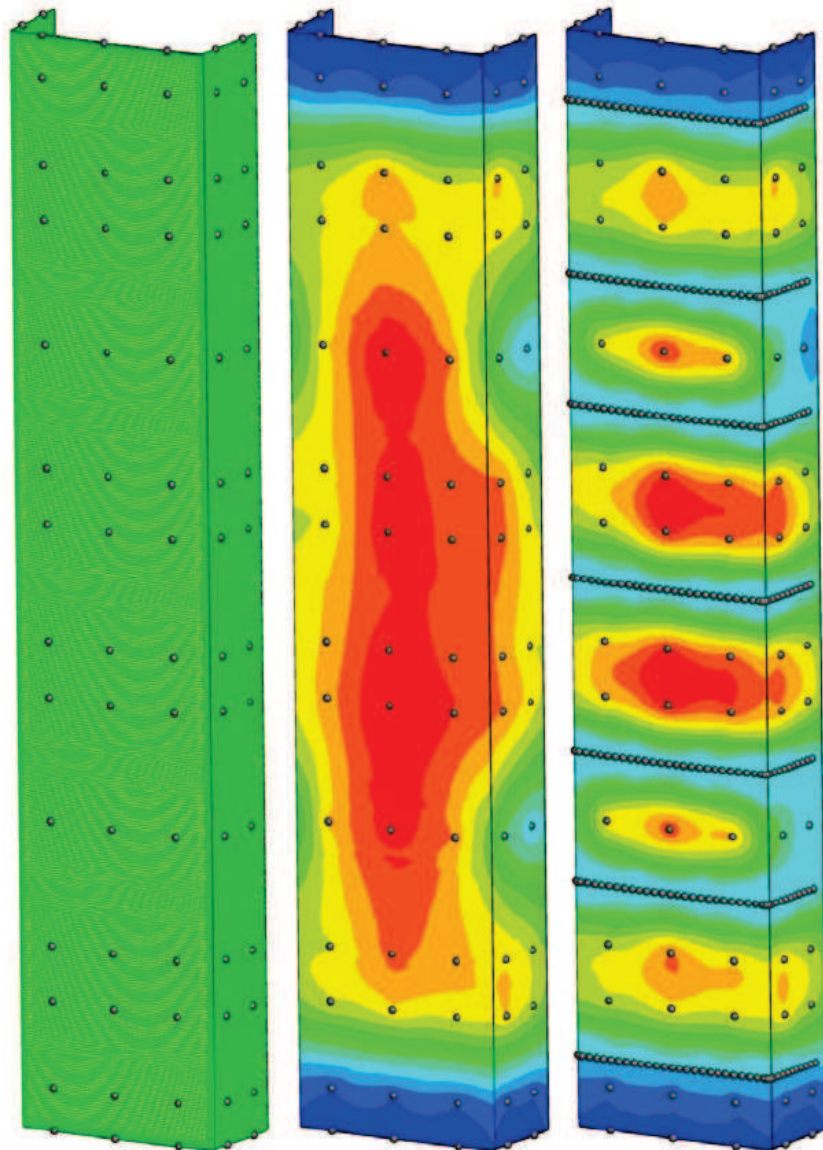
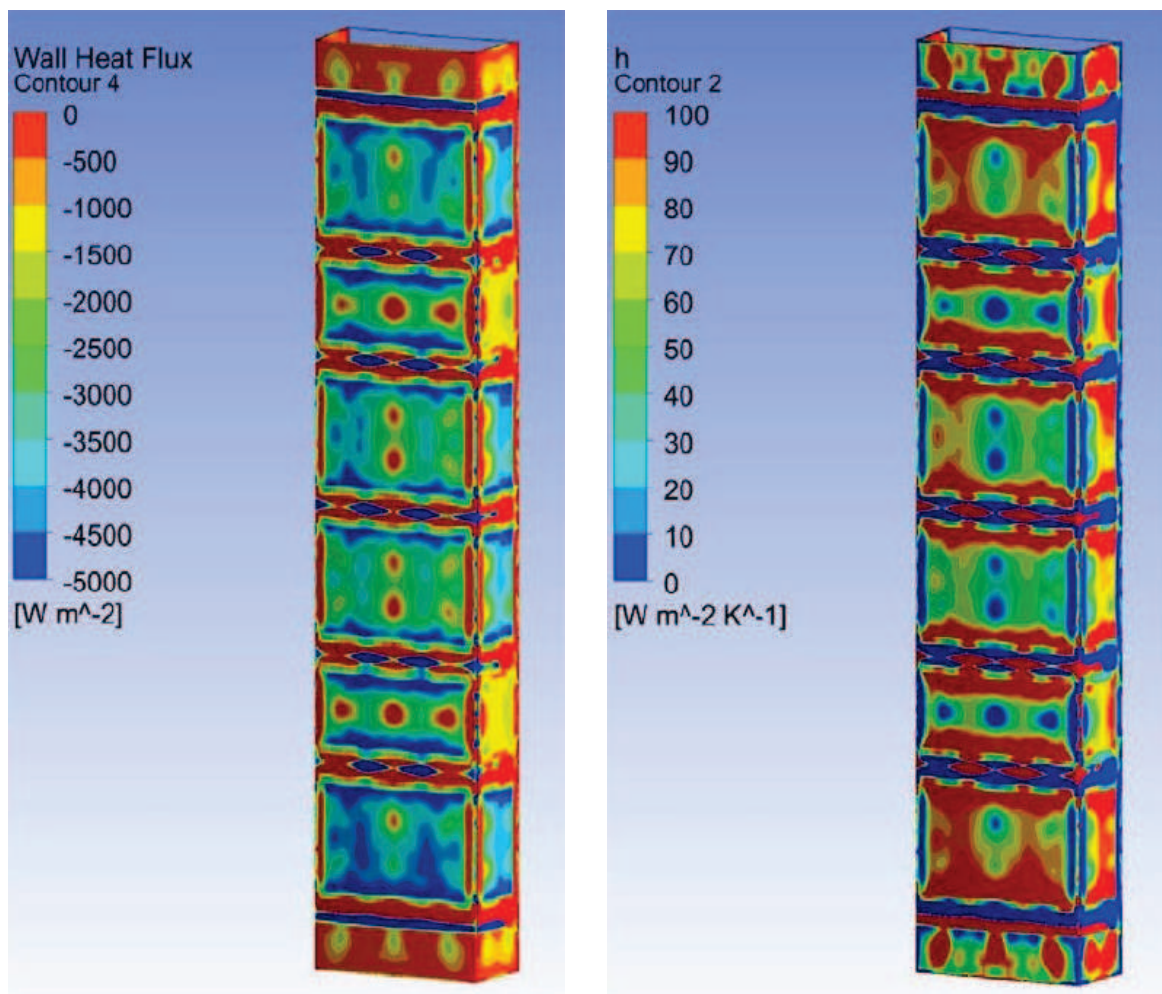


Figure F.4: Maillage de la surface extérieure du pôle (gauche), contours de température après Krigeage (centre) et contours de température après Krigeage et ajout de points pour supports (droite).

Suite à l'ajout de ces points, on peut constater que l'interpolation est beaucoup plus représentative de la réalité : on aboutit à une répartition de température conforme à celle de l'image IR (Figure F.1).

Une fois la convergence atteinte, il a été possible par post-traitement de déterminer la distribution du flux thermique et du coefficient de convection  $h$  sur la surface polaire. On peut remarquer sur la Figure F.5 que le flux thermique (et le coefficient  $h$ ) sur la face polaire présente des gradients très importants avec des régions de flux entrant et sortant qui n'ont pas de sens physique.

Normalement, il était attendu une distribution plus homogène : cette irrégularité semble être causée par le profil de température imposé comme condition limite sur la surface polaire. En effet, malgré les 84 points de mesure utilisés pour l'interpolation, la discrétisation spatiale ne semble pas être suffisante, particulièrement dans la région voisine aux supports de la coquille.



(a) Distribution du flux thermique.

(b) Distribution du coefficient d'échange  $h$ .

Figure F.5: Distribution du flux thermique et du coefficient de convection thermique sur la surface polaire.

---

En imposant un coefficient de transfert thermique constant ( $h = 60 \text{ W/m}^2\text{K}$ ) sur la surface du pôle au lieu de la distribution de température mesurée (Figure F.6), la distribution du flux thermique est beaucoup plus régulière vis-à-vis des éléments chauffants.

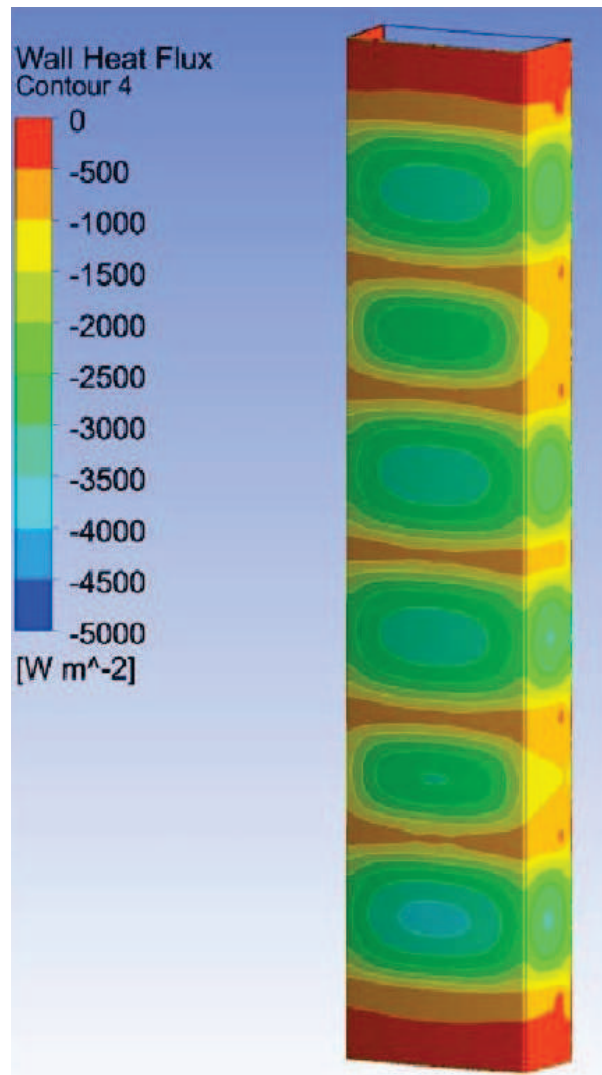


Figure F.6: Distribution du flux thermique avec un coefficient de convection thermique constant ( $h = 60 \text{ W/m}^2\text{K}$ ).

Ce test permet de confirmer que la problématique rencontrée avec la simulation d'origine est due à une interpolation inadéquate des valeurs de température. La solution retenue d'ajouter artificiellement des valeurs de température au niveau des supports n'est pas suffisante pour reproduire avec précision l'effet des supports sur la température de la coquille.

Finalement, afin d'améliorer la discrétisation spatiale des données expérimentales réalisée jusqu'à maintenant par les thermistances, on a opté pour l'utilisation du pyromètre monochromatique Thermawatch®. Un balayage complet de la coquille polaire de la maquette d'alternateur a alors été réalisé avec ce pyromètre en passant par les 29 canaux statoriques.



# Annexe G

## Publications

### Articles

1. N. Lancial, F. Beaubert, S. Harmand and G. Rolland, « Effects of a turbulent wall jet on heat transfer over a non-confined backward-facing step », *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 44, pp. 336-347, 2013.
2. F. Torriano, N. Lancial, M. Lévesque, G. Rolland, C. Hudon, F. Beaubert, J.F. Morissette, and S. Harmand, « Heat transfer coefficient distribution on the pole face of a hydrogenerator scale model », *Applied Thermal Engineering*, vol. 70, pp. 153-162, 2014.

### Conférences

1. N. Lancial, F. Beaubert, S. Harmand and G. Rolland, « Effects of a turbulent wall jet over a non-confined backward-facing step », *International Conference on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-8)*, August 2013, Poitiers, France.
2. N. Lancial, F. Torriano, F. Beaubert, S. Harmand and G. Rolland, « Study of a Taylor-Couette-Poiseuille Flow in an Annular Channel with a Slotted Rotor », *XXIth International Conference on Electrical Machines (ICEM'2014)*, September 2014, Berlin, Germany.

### Posters

1. N. Lancial, F. Beaubert, S. Harmand and G. Rolland, « Effets d'un jet relâché sur les transferts thermiques d'une marche descendante non-confinée », *Congrès de la Société Française de Thermique (SFT'2013)*, Gérardmer, France.
2. N. Lancial, « Effects of fluid flow on heat transfer in large rotating electrical machines », *XXIth International Conference on Electrical Machines Student Forum (ICEM'2014)*, Berlin, Germany.



**Resumé :** EDF exploite sur son parc de production de nombreuses machines électriques tournantes. Les contraintes thermiques subies par celles-ci engendrent des échauffements locaux qui nuisent à leur intégrité. Le présent travail contribue à fournir des méthodes de calcul adaptées à la détection et à la localisation des points chauds. Il participe à améliorer la compréhension des écoulements en rotation et leurs effets sur les transferts thermiques. Plusieurs dispositifs expérimentaux, de complexité ascendante, ont été utilisés pour comprendre et valider les simulations numériques. Une première étude sur une marche descendante (demi-pôle) parcourue par un jet de paroi non-confiné a mis en avant des différences par rapport à un jet confiné ; ces deux cas existent dans un alternateur. Une seconde étude menée sur une cavité tournante confinée a analysé l'impact d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille sur la température et la position des points chauds créés, en balayant l'ensemble des régimes d'écoulement. Ces études ont mis en exergue une première méthode de calcul fiable, fondée sur l'étude numérique CHT. Une autre méthode, basée sur la FEM couplée à une méthode inverse, a été testée sur une maquette d'alternateur hydraulique afin de pallier aux temps de calcul longs de la première. Cette méthodologie remonte aux coefficients d'échanges convectifs numériques à partir des mesures du champ thermique du rotor, mais n'est envisageable que lorsque l'on dispose de données expérimentales suffisantes. Ces travaux ont aussi mis en évidence de nouvelles techniques de mesures sans contact, comme l'utilisation d'un pyromètre à haute fréquence pour la mesure de température sur des machines tournantes.

**Mots-clés :** machines tournantes, écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille, convection forcée, fil chaud, S-PIV, caméra infrarouge, méthode inverse, CFD, CHT, FEM.

**Abstract :** EDF operates a large number of electrical rotating machines in its electricity generation capacity. Thermal stresses which affect them can cause local heating, sufficient to damage their integrity. The present work contributes to provide methodologies for detecting hot spots in these machines, better understanding the topology of rotating flows and identifying their effects on heat transfer. Several experimental scale model were used by increasing their complexity to understand and validate the numerical simulations. A first study on a turbulent wall jet over a non-confined backward-facing step (half-pole hydrogenerator) notes significant differences compared to results from confined case : both of them are present in an hydrogenerator. A second study was done on a small confined rotating scale model to determinate the effects of a Taylor-Couette-Poiseuille on temperature distribution and position of hot spots on the heated rotor, by studying the overall flow regimes flow. These studies have helped to obtain a reliable method based on conjugate heat transfer (CHT) simulations. Another method, based on FEM coupled with the use of an inverse method, has been studied on a large model of hydraulic generator so as to solve the computation time issue of the first methodology. It numerically calculates the convective heat transfer from temperature measurements, but depends on the availability of experimental data. This work has also developed new no-contact measurement techniques as the use of a high-frequency pyrometer which can be applied on rotating machines for monitoring temperature.

**Keywords :** rotating machines, Taylor-Couette-Poiseuille flow, forced convection, single-sensor hot-wire, S-PIV, infrared camera, inverse method, CFD, CHT, FEM.