

# THÈSE

*présentée à*

**L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS**

*pour obtenir*

**LE TITRE DE DOCTEUR**

*Spécialité : Génie Mécanique et Énergétique*

*par*

**Julien PELLÉ**

Ingénieur ENSIMEV

## ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES ÉCHANGES CONVECTIFS SUR LE ROTOR D'UNE MACHINE DISCOÏDE : INFLUENCE D'UN JET IMPACTANT

Soutenue le 5 Décembre 2006

Jury

Rapporteurs :

W. BOSSCHAERTS	Professeur	Royal Military Academy, Bruxelles
D. MAILLET	Professeur	LEMETA-ENSEM, Vandoeuvre-les-Nancy

Examineurs :

E. DORIGNAC	Maître de conférences HDR	LET, Poitiers
J-L. HARION	Professeur	Ecole des Mines, Douai
M. LACHI	Maître de conférences HDR	UTAP - LTM, Reims
C. TOURNIER	Professeur	LME, Valenciennes

Directeur de thèse :

S. HARMAND	Professeur	LME, Valenciennes
------------	------------	-------------------

Thèse préparée au Laboratoire de Mécanique et Énergétique de Valenciennes.

904 855 TH



Étude expérimentale des échanges convectifs sur le  
rotor d'une machine discoïde : influence d'un jet  
impactant

Julien Pellé

5 Décembre 2006

---

# Remerciements

Je remercie tout d'abord vivement les membres de mon jury, qui ont apporté leur culture scientifique et leur oeil critique à la lecture de mon travail.

La direction de ma thèse de doctorat a été assurée par le Professeur Souad Harmand, à qui j'adresse de sincères remerciements. Elle a en effet, par son suivi régulier, ses critiques constructives, ses qualités scientifiques et humaines, toujours su entretenir la motivation nécessaire à l'accomplissement de ce travail. Sans elle, je n'aurais probablement jamais découvert que ma vocation était de devenir tout d'abord un chercheur, mais également un enseignant.

Je remercie également le Professeur Bernard Desmet pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Mécanique et Energétique de Valenciennes durant ces trois années de thèse. Je veux aussi adresser mes remerciements à toutes les personnes qui par un mot ou un geste ont permis que ce travail aboutisse dans de très bonnes conditions. Je pense particulièrement à Anne Bal, notre secrétaire, dont le dévouement pour les autres n'est plus à prouver, à Jean-Michel Dailliet et André Dubus pour m'avoir apporté une aide considérable lors de la mise en place du banc expérimental, et à Didier Saury qui est devenu, pendant les trois années où nous avons cohabité dans le même bureau dans une ambiance sérieuse mais décontractée, mon ami.

Rien de tout cela n'aurait été possible sans le soutien de mes parents, c'est une évidence. Ce n'est par contre pas toujours d'une évidence aussi grande de leur montrer que je suis reconnaissant et de leur dire combien je les aime. Qu'ils le sachent.

Enfin, mon dernier mot sera pour Aurélie. Nos chemins se sont croisés alors que nous étions tous les deux étudiants en thèse et depuis, nous ne nous quittons plus. Je la remercie d'abord d'être ce qu'elle est, puis d'avoir supporté mes (nombreux) accès de nervosité qui ont précédé la soutenance. Je la remercie également pour tout le reste et bien plus encore.

Son amour m'est cher. Je lui donne le mien.

Julien Pellé

---

# TABLE DES MATIÈRES

<b>NOMENCLATURE</b>	<b>v</b>
<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>I ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE</b>	<b>7</b>
I.1 Introduction . . . . .	9
I.2 Définition du nombre de Nusselt . . . . .	10
I.3 Techniques expérimentales . . . . .	13
I.4 Cas d'un disque seul en rotation sans jet . . . . .	16
I.5 Système rotor/stator sans jet . . . . .	21
I.6 Généralités sur les jets sur surface fixe . . . . .	29
<b>II DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL</b>	<b>45</b>
II.1 Introduction . . . . .	47
II.2 Principe expérimental . . . . .	47
II.3 Description de la maquette . . . . .	49
II.4 Identification du nombre de Nusselt . . . . .	57
II.5 Techniques de mesures . . . . .	61
II.6 Validation de la démarche expérimentale . . . . .	67
II.7 Conclusion . . . . .	80

<b>III RÉSULTATS, ANALYSES ET COMPARAISONS</b>	<b>81</b>
III.1 Etude d'une configuration rotor-stator sans jet . . . . .	83
III.2 Etude d'une configuration rotor-stator avec jet . . . . .	117
<b>CONCLUSION</b>	<b>185</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>194</b>
<b>A Propriétés de l'air</b>	<b>195</b>
A.1 Masse volumique . . . . .	197
A.2 Viscosité dynamique et Conductivité thermique . . . . .	197
<b>B Calcul des radiosités dans l'entrefer</b>	<b>199</b>
B.1 Principe . . . . .	201
B.2 Détermination des facteurs de forme . . . . .	202
B.3 Détermination des inconnues du système de radiosités . . . . .	203
<b>C Influence de l'espacement sur les nombres de Nusselt locaux en configuration rotor stator avec jet</b>	<b>205</b>
<b>D Comparaison entre les corrélations et les expériences pour les nombres de Nusselt moyens dans la configuration rotor-stator avec jet d'air impactant</b>	<b>221</b>
<b>E Etalonnage de la caméra infrarouge</b>	<b>235</b>
E.1 Principe . . . . .	237
E.2 Etalonnage . . . . .	238
<b>F Etalonnage en émissivité d'une peinture noire</b>	<b>241</b>

---

# NOMENCLATURE



$C_p$	Capacité calorifique massique à pression constante	$J kg^{-1} K^{-1}$
$d$	Diamètre	$m$
$e$	Largeur de l'entrefer	$m$
$F$	Facteur de forme	
$g$	Accélération de pesanteur	$= 9,81 m s^{-2}$
$h$	Coefficient de transfert convectif	$W m^{-2} K^{-1}$
$I$	Niveau thermique	
$J$	Radiosité	$W m^{-2}$
$L$	Longueur	$m$
$\dot{m}$	Débit massique	$kg s^{-1}$
$M$	Moment	$N m$
$p$	pression	$Pa$
$q_v$	Débit volumique	$m^3 s^{-1}$
$r$	Rayon local	$m$
$R$	Rayon	$m$
$t$	Temps	$s$
$T$	Temperature	$K$
$V$	Vitesse	$m s^{-1}$
$z$	Position axiale	$m$

### Symboles grecs

$\delta$	Epaisseur de la couche limite	$m$
$\varepsilon$	Emissivité	
$\lambda$	Conductivité thermique	$W m^{-1} K^{-1}$
$\lambda$	Paramètre d'écoulement	
$\mu$	Viscosité dynamique	$kg m^{-1} s^{-1}$
$\nu$	Viscosité cinématique	$m^2 s^{-1}$
$\omega$	Vitesse angulaire	$s^{-1}$
$\phi$	Flux de chaleur	$W$
$\Phi$	Paramètre d'écoulement	
$\rho$	Masse volumique	$kg m^{-3}$

$\sigma$	Constante de Boltzmann	$= 5,67 \times 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$
$\tau$	Contrainte pariétale	$N m^{-2}$
$\tau$	Coefficient de transmission	
$\varphi$	Densité de flux de chaleur	$W m^{-2}$
$\xi$	Différence de température entre la paroi et l'air	$K$

### Exposants et indices

$\bar{\phantom{x}}$	Valeur moyenne
<i>I, II, III, IV</i>	Relatif au régime d'écoulement I, II, III ou IV
<i>ad</i>	Adiabatique
<i>air</i>	Air
<i>atm</i>	Ambiant
<i>c</i>	Critique
<i>cv</i>	Convection
<i>cd</i>	Conduction
<i>dl</i>	Disque seul
<i>env</i>	Environnement
<i>ext</i>	Extérieur
<i>f</i>	Fluorine
<i>G</i>	Relatif à la largeur d'entrefer
<i>H<sub>2</sub>O</i>	Eau
$\infty$	A l'infini
<i>j</i>	Jet
<i>jm</i>	J(et)-M(ixte)
<i>lam</i>	Laminaire
<i>lim</i>	Limite
<i>max</i>	Maximum
<i>median</i>	Dans le plan médian de l'entrefer
<i>mr</i>	M(ixte)-R(otation)
<i>naph</i>	Relatif au naphthalène
<i>pitot</i>	Tube de pitot

$r$	Radial
$rad$	Radiatif
$ref$	Référence
$s$	Stator
$\theta$	Tangentiel
$tr$	Transition
$tur$	Turbulent
$zir$	Zircone

### Nombres adimensionnés

$C_W$	Coefficient de débit massique	$= q_u / \nu r$
$C_M$	Coefficient de moment	
$Ec$	Nombre d'Eckert	$= V^2 / C_p (T - T_\infty)$
$G$	Espacement adimensionné	$= e / R$
$Pe$	Nombre de Péclet	$= \rho C_p V L / \lambda$
$Pr$	Nombre de Prandtl	$= \mu C_p / \lambda$
$S$	Nombre de Swirl	
$St$	Nombre de Stanton	$= h / \rho C_p V$
$\bar{r}$	Rayon adimensionné	$= r / R_{ext}$
$Re$	Nombre de Reynolds	$= V L / \nu$
$Nu$	Nombre de Nusselt	$= h L / \lambda$



---

# INTRODUCTION



Les machines tournantes sont utilisées dans de nombreuses applications industrielles et notamment la conversion d'énergie électrique-mécanique dans les moteurs ou mécanique-électrique dans les alternateurs. Les topologies de ce genre de système sont de deux types. La technologie classique, par exemple pour les moteurs de traction ferroviaire, consiste à placer un cylindre tournant (le rotor) à l'intérieur d'un cylindre fixe (le stator) et ainsi à utiliser un flux magnétique radial. Une autre technologie a été développée pour les applications telles que les éoliennes, notamment par Jeumont SA du groupe Areva (Figure 1).



FIG. 1 – *Un site éolien*

Cette technologie est dite "discoïde" et consiste à placer un disque tournant face à un disque fixe, le flux magnétique étant alors axial. Cette technologie répond aux nouveaux défis auxquels le secteur éolien doit répondre. Nous pouvons d'ailleurs citer la nécessité de l'augmentation de production d'énergie éolienne dans le contexte actuel de développement durable (Figure 2), impliquant une nécessité de produire plus de puissance sur chaque éolienne, ce qui diminue le nombre d'éoliennes et les coûts de maintenance et de raccordement au réseau pour un champ d'éoliennes complet. Cela implique une augmentation de la hauteur et du diamètre des pales, pour avoir un vent plus fort et récupérer un couple plus conséquent. Cependant, la vitesse de rotation en bout de pale doit être limitée pour contenir le bruit aéro-

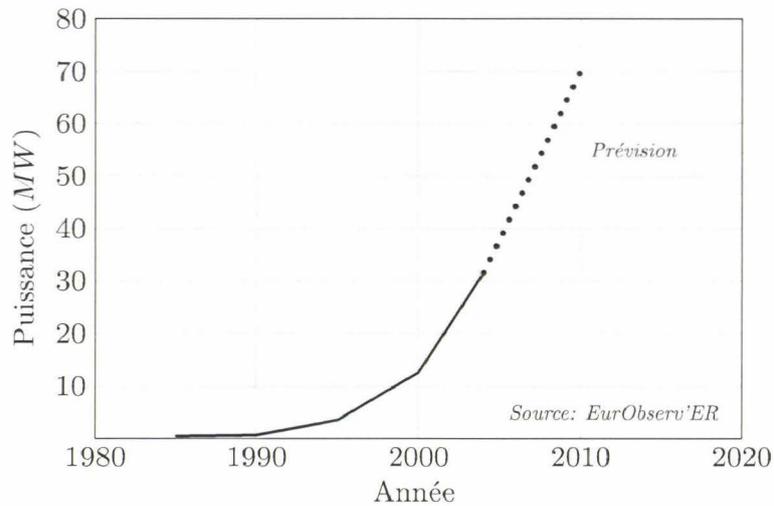


FIG. 2 – Une production grandissante

dynamique dans des limites acceptables. Cela s'effectue par un blocage mécanique ou par un décrochage aérodynamique en bout de pale (Jeumont SA). L'augmentation de la production d'électricité passe aussi par une amélioration du rendement global de telles installations et la suppression des multiplicateurs de vitesse participent grandement à ce point, en privilégiant la prise directe entre l'arbre de rotation des pales et le rotor de l'alternateur. La technologie discoïde prend tout son intérêt ici. Un schéma de ce type d'implantation est présenté sur la Figure 3.

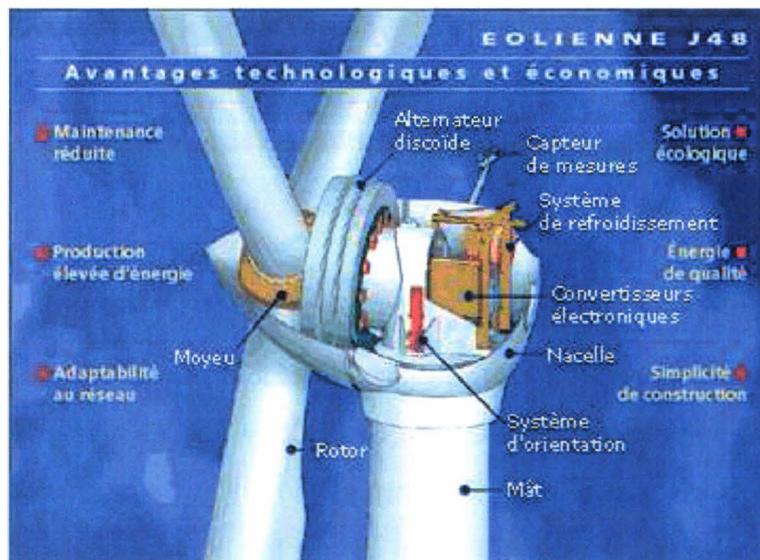


FIG. 3 – Une vue éclatée (Source : éolienne Jeumont J48)

Elle permet d'avoir un très bon rapport du couple à l'inertie et d'obtenir des puissances considérables à des vitesses de rotation assez faibles. Le problème principal qui est alors soulevé est celui du refroidissement du système. En effet, différentes pertes d'origine électrique sont créées lors du fonctionnement de la machine qui engendre un échauffement qu'il faut à tout prix maîtriser pour assurer la fiabilité et la stabilité de fonctionnement nécessaires. Connaître les propriétés du refroidissement au rotor en fonction des caractéristiques géométriques et dynamiques du système constitue donc un enjeu important. C'est dans ce cadre que l'étude du refroidissement des machines tournantes est un des axes de recherche de l'équipe aérothermique du LME.

Cette thèse présente donc une étude générale des échanges thermiques par convection à la surface d'un disque tournant dans différents environnements. Trois configurations majeures sont étudiées dans ce travail : le cas du disque seul tournant dans l'air au repos, le cas d'un système rotor-stator discoïde et le cas d'un système discoïde avec un jet impactant le centre du rotor. La première partie de ce document établit une synthèse des études déjà effectuées sur le sujet. La configuration disque seul est bien connue et est présentée ici comme référence au travail, notamment pour la validation de la démarche expérimentale. Il est également intéressant de noter que les systèmes rotor-stator avec un entrefer fermé sont largement documentés alors que ceux avec un entrefer ouvert le sont beaucoup moins. La présence d'une ouverture au centre du stator est également étudiée mais seulement dans le cas où il s'agit d'une aspiration de fluide "naturelle", le fait d'imposer un flux d'air connu n'étant, quant à lui, pas abordé par les différents auteurs. Le banc expérimental mis en place est décrit dans la deuxième partie de ce mémoire. Il permet, grâce à l'utilisation de la thermographie infrarouge et de thermocouples, de déterminer la quantité de chaleur échangée entre le rotor et l'air, ceci en régime stationnaire, en fonction des paramètres que sont : la vitesse de rotation du rotor, l'espacement entre rotor et stator, ou encore le débit d'air injecté dans l'entrefer. Une validation est effectuée en se basant sur des études de référence en configuration de disque seul et une méthode de calcul du nombre de Nusselt moyen est également proposée. La troisième partie présente l'étude des échanges convectifs sur un disque en rotation dans une configuration de système rotor-stator avec un entrefer ouvert puis celle avec l'ajout d'un jet impactant le centre du rotor. Dans chaque cas, les résultats

observés sont corrélés aux données bibliographiques sur les écoulements dans de tels systèmes. Des corrélations concernant les nombres de Nusselt locaux et moyens sont également proposées en fonction de la configuration étudiée et des différents paramètres adimensionnés de l'étude. En présence du jet, des zones sont également identifiées à la surface du disque tournant correspondant à l'influence prépondérante des effets du jet ou bien de la rotation. Enfin, les résultats principaux de cette étude sont regroupés dans une conclusion générale où quelques perspectives d'études sont également proposées pour approfondir la connaissance des phénomènes se produisant au sein de l'entrefer.

---

---

# CHAPITRE I

---

## ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE



## I.1 Introduction

Dans ce chapitre, une synthèse des recherches effectuées concernant les transferts convectifs sur les disques et les systèmes rotor-stator est présentée. Plusieurs types d'études ont été menées suivant la configuration étudiée. Ainsi, les premiers travaux ont été réalisés sur des configurations de disque seul, puis nous trouvons des ouvrages correspondants aux systèmes rotor-stator en configuration fermée ou ouverte. Ces ouvrages font référence à des résultats aussi bien théoriques, que numériques et expérimentaux. Cette synthèse bibliographique montre cependant que la configuration la moins documentée est celle relative aux systèmes rotor/stator avec un jet additionnel venant impacter le rotor dans le but d'améliorer le transfert convectif. La figure I.1 présente cette configuration et quelques notations utilisées tout au long de cette thèse.

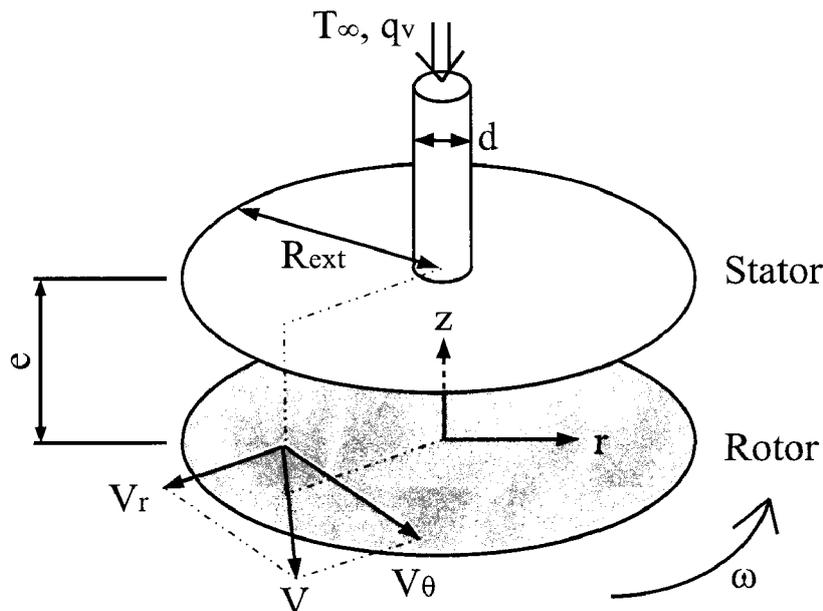


FIG. I.1 – Schéma général d'une machine discoïde soumise à l'impact d'un jet

Nous présenterons donc dans cette partie un court rappel sur le nombre de Nusselt et sa définition ainsi que les diverses méthodes utilisées par les auteurs pour déterminer le coefficient d'échange convectif. Nous rappellerons ensuite les caractéristiques thermique et fluide des configurations dites de disque seul et de système rotor/stator, c'est-à-dire la description de l'échange convectif sur la paroi du disque tournant ainsi que des écoulements qui se produisent à proximité. L'influence d'un jet impactant les parois sera également abordée

ainsi que les méthodes expérimentales employées par les auteurs. L'influence des paramètres géométriques et hydrodynamiques sera mise en valeur en présentant les corrélations donnant le nombre de Nusselt local sur le disque en rotation données par différents auteurs pour différentes configurations. Il convient cependant de définir clairement le nombre de Nusselt utilisé et c'est ce que la partie suivante s'attache à décrire.

## I.2 Définition du nombre de Nusselt

De manière globale, le nombre de Nusselt est un nombre adimensionné montrant au niveau d'une interface fluide-solide, le rapport entre la convection au niveau de la surface à la conduction dans le fluide. C'est un nombre qui apparaît indirectement lors de l'adimensionnement de l'équation de l'énergie. En fait, ce sont les nombres adimensionnés de Péclet et de Stanton qui apparaissent, parmi d'autres, dont les expressions sont :

$$Pe = \frac{\rho C_p V_{ref} L_{ref}}{\lambda} = Re Pr \quad (I.1)$$

et :

$$St = \frac{h}{\rho C_p V_{ref}} = \frac{Nu}{Pe} \quad (I.2)$$

avec :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (I.3)$$

$$Re = \frac{\rho V_{ref} L_{ref}}{\mu} \quad (I.4)$$

$$Nu = \frac{h L_{ref}}{\lambda} \quad (I.5)$$

$$(I.6)$$

Les résultats présentés dans un travail fondamental de recherche sont porteurs de sens à partir du moment où d'autres personnes peuvent les réutiliser sans avoir forcément à conserver les ordres de grandeurs géométriques, dynamiques ou thermiques. Les systèmes étudiés peuvent donc être différents mais ils doivent cependant rester "similaires". L'écriture de cette similitude signifie que les phénomènes peuvent être représentés par des fonctions reliant tous ces nombres adimensionnés entre eux du type :

$$\mathcal{F}(Pe, St, \dots) = 0 \quad (I.7)$$

ou encore, en introduisant les nombres de Nusselt, Reynolds et Prandtl :

$$Nu = \mathcal{F}(Re, Pr, \dots) \quad (I.8)$$

On voit alors apparaître le fait que pour deux essais différents, le nombre de Nusselt observé sera le même à partir du moment où les autres nombres adimensionnés ( $Re$ ,  $Pr$ , etc...) sont conservés également. C'est pourquoi tous les résultats présentés ici sont exprimés en nombre de Nusselt qui est le nombre généralement utilisé pour rendre compte de la qualité de l'échange convectif. D'une façon générale, il s'exprime de la manière suivante :

$$Nu = \frac{\varphi_{cv}}{\frac{\lambda}{L_{ref}}(T - T_{ref})} \quad (I.9)$$

où  $\varphi_{cv}$  représente la densité de flux convectif à la surface du solide considérée,  $T$  la température de cette surface,  $L_{ref}$  et  $T_{ref}$  respectivement les longueur et température dites de référence. Tout le problème de la définition du nombre de Nusselt réside en la définition de la référence. En effet, comme expliqué précédemment, la définition d'un nombre adimensionné doit permettre une caractérisation intrinsèque de la surface d'échange et assurer une universalité des résultats, réutilisables dans d'autres configurations.

Dans le cas des machines tournantes de type discoïde, la longueur universelle que l'on retrouve dans toutes les configurations de ce genre est le rayon du disque  $r$ . Par exemple, le choix de la largeur de l'entrefer comme longueur de référence ne permettrait pas de comparer des résultats en configuration rotor-stator avec ceux obtenus dans le cas d'un disque seul, la largeur d'entrefer n'ayant alors aucun sens.

Le choix de la température de référence est un problème beaucoup plus délicat. En effet, suivant les conditions de température ambiante et des échanges en surface du disque tournant, le développement des couches limites thermiques et fluidiques à proximité de la surface d'échange s'en trouve modifié. Dans le but de conserver l'universalité du nombre de Nusselt, la température de référence doit alors tenir compte de ces phénomènes. Le moyen le plus pratique et le plus naturel consiste à choisir une température loin du disque étudié comme référence, notée par exemple  $T_{\infty}$ . La mesure peut s'effectuer simplement avec un thermocouple sans risque de perturber les phénomènes à proximité du disque tournant. Mais dans certain cas, ce choix de "la référence" est contestable. Par exemple, aux hautes vitesses

de rotation, il peut se produire un échauffement de l'air au voisinage du disque, dû aux frottements consécutifs entre le fluide et la surface du solide. Dans ce cas, on peut très bien imaginer que la température du fluide au contact du disque devienne supérieure à la température de surface et que le fluide, bien que plus froid que le disque au loin, échauffe finalement celui-ci. Il en résulte :

$$\varphi_{cv} < 0 \quad (\text{I.10})$$

En conséquence nous obtenons :  $Nu_r < 0$ . En réalité, si le disque est chauffé, la différence de température à prendre en compte dans le nombre de Nusselt devrait elle aussi être négative. Le choix de la température ambiante comme température de référence n'est donc plus acceptable. Comme nous l'avons vu plus haut, la température de l'air au contact du disque est dans ce cas plus élevée que celle du disque et il serait donc plus convenable et également plus logique de prendre cette dernière comme référence. Le problème qui se pose cependant est celui de la mesure de cette température qui est impossible de manière non-intrusive. Néanmoins, **Owen [1]** montre que les phénomènes dissipatifs qui sont à l'origine du problème du choix de la température de référence sont dépendants d'un autre nombre adimensionné, bien connu, qu'est le nombre d'Eckert. Il s'exprime comme le rapport entre l'énergie cinétique d'un fluide et son enthalpie, ce qui donne :  $Ec = \frac{(\omega r)^2}{C_p(T - T_\infty)}$ . Tant que ce nombre reste très inférieur à 1, les phénomènes dissipatifs sont très faibles et peuvent être négligés. Dans le cas contraire, le nombre de Nusselt doit être calculé à partir d'une température dite adiabatique, et définie comme la somme de deux termes, le premier étant relatif à la température de l'air alimentant la couche limite et le deuxième à l'échauffement due à la dissipation :

$$T_{ad} = T_0 + \frac{Pr^{1/3} \omega^2 r^2}{2 C_p} \quad (\text{I.11})$$

avec  $T_0$  qui dépend de la configuration de machine étudiée. Dans le cas du disque seul, ce sera  $T_\infty$  mesurée loin du disque. Cette température adiabatique  $T_{ad}$  est la température la plus représentative de l'échange convectif à la surface du disque [1]. Ainsi, si  $T > T_{ad}$ , le disque est refroidi par l'air alors que si  $T_{ad} > T > T_0$ , le disque est chauffé. Mais dans les deux cas, en prenant comme référence la température adiabatique, le nombre de Nusselt est positif. L'auteur montre également que les résultats ne dépendent alors plus des conditions ambiantes de la mesure. De plus, si nous avons  $T = T_{ad}$  alors la surface du disque est à la même température que l'air à son contact et il n'y a aucun échange de chaleur, d'où le nom

de température "adiabatique".

Il est donc très important de savoir à partir de quelle température de référence le nombre de Nusselt est calculé, pour pouvoir comparer de manière adéquate les résultats bibliographiques présentés ci-après, avec les résultats obtenus au cours de cette thèse.

### I.3 Techniques expérimentales

De nombreux auteurs se sont intéressés à la détermination des échanges de chaleur au sein des machines tournantes. A ce titre, ils ont employé différentes méthodes, dont nous pouvons citer les trois principales : la technique de sublimation du naphthalène ([2, 3]), l'utilisation de l'analogie de Reynolds, et enfin l'utilisation de mesures de températures par thermocouples. Pour chaque méthode, un chauffage du disque tournant est nécessaire, il est généralement assuré par un dispositif de chauffage extérieur ou par résistances chauffantes placées au sein du disque. L'inconvénient de cette dernière technique étant de ne pas proposer un chauffage très homogène.

#### I.3.1 Technique de sublimation du naphthalène

Dans cette technique, la surface en rotation, sur laquelle l'échange de chaleur est déterminé, est recouverte par une mince couche de naphthalène en phase solide. La surface est chauffée et maintenue à une température constante pendant toute la durée de la mesure. L'écoulement qui se produit à la surface de cette couche provoque un transfert de masse et de chaleur des parois vers le fluide et une certaine quantité de naphthalène se sublime. C'est la mesure de cette quantité qui donne une estimation du transfert de masse et de chaleur. Un coefficient de transfert de masse est défini de la manière suivante :

$$k = \tilde{m} (\rho_{naph,v} - \rho_{air}) \quad (I.12)$$

où  $\tilde{m}$  est le flux massique (un débit massique par unité de surface) de naphthalène sublimé,  $\rho_{naph,v}$  et  $\rho_{air}$  respectivement la masse volumique du naphthalène en phase vapeur et de l'air. La sublimation du naphthalène est considérée isotherme et la masse volumique de la vapeur de naphthalène est alors calculée à la température de paroi. Toute la difficulté réside en la détermination locale du flux de naphthalène sublimé. En évaluant la variation de profondeur

de naphthalène  $\Delta z$  à la surface pendant un temps  $\Delta t$ , on peut écrire la relation suivante :

$$\tilde{m} = \rho_{naph,s} \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (\text{I.13})$$

où  $\rho_{naph,s}$  est la masse volumique du naphthalène en phase solide. Au cours d'un essai, l'espacement entre les deux disques est contrôlé par un capteur de déplacement et la profondeur de sublimation  $\Delta z$  est mesurée grâce à un système de déplacement micrométrique entièrement automatisé. La profondeur de sublimation varie en fonction de la position radiale sur la surface en rotation et permet ainsi de déterminer le flux de masse  $\tilde{m}$  et le coefficient de transfert de masse  $k$  de manière locale à partir des équations précédentes. Les données sont alors adimensionnées et font apparaître le nombre de Sherwood, relatif aux transferts de masse :

$$Sh_r = \frac{k r}{C_d} \quad (\text{I.14})$$

$C_d$  est le coefficient de diffusion de la vapeur de naphthalène dans l'air (en  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ) et peut être calculé grâce à l'expression suivante, en fonction de la température  $T$  et de la pression  $p$  à proximité de la surface en rotation :

$$C_d = 2,8965 \times 10^{-5} \frac{T^{4,75}}{p} \quad (\text{I.15})$$

Les auteurs utilisent ensuite l'analogie entre transfert de masse et transfert de chaleur pour en déduire le nombre de Nusselt local grâce à la relation :

$$Nu_r = Sh_r \left( \frac{Pr}{Sc} \right)^{1/3} \quad (\text{I.16})$$

### 1.3.2 Analogie de Reynolds

Owen [4] a étudié de manière théorique, numérique et expérimentale les transferts de masse et de chaleur dans les machines tournantes. Cet auteur se sert de l'analogie de Reynolds pour calculer les nombres de Nusselt locaux et moyens à partir de la valeur locale des frottements pariétaux et du coefficient de moment selon les lois :

$$Nu_r = -Re_r \frac{\tau_\theta}{\rho_{air} \omega^2 R_{ext}^2} \quad (\text{I.17})$$

et :

$$\overline{Nu} = \frac{Re C_M}{\pi} \quad (\text{I.18})$$

Ils utilisent ces relations dans le cas où  $Pr = 1$  et pour une distribution de température quadratique sur la surface considérée  $T = T_\infty + cr^2$ .

Afin de déterminer les contraintes pariétales locales, des mesures de vitesse ont été réalisées grâce à un anémomètre à film chaud. Puis grâce à un modèle de différences finies, les équations de l'écoulement sont résolues et donnent accès aux contraintes pariétales de cisaillement  $\tau_\theta$ . Le moment créé sur le rotor est alors calculé :

$$M = -2\pi \int_0^{R_{ext}} r^2 \tau_\theta dr \quad (I.19)$$

On définit alors le coefficient de moment sur la surface tournante de la manière suivante :

$$C_M = \frac{M}{\frac{1}{2} \rho_{air} \omega^2 R_{ext}^5} \quad (I.20)$$

### I.3.3 Utilisation de thermocouples

Sur le plan expérimental, Owen [4] détermine les nombres de Nusselt locaux et moyens à partir du flux conductif pariétal dans le cas d'un régime turbulent sur la surface en rotation. Au cours d'un essai, le disque tournant est chauffé sur une face et refroidi sur l'autre. A l'équilibre thermique, les températures des deux faces du disque ainsi que les températures relatives à l'environnement sont mesurées à l'aide de thermocouples. Lorsque le régime est stationnaire, l'équation de l'énergie est résolue par une méthode de différences finies en utilisant les températures relevées comme conditions aux limites. Cela permet d'accéder aux flux conductifs locaux et moyens au sein du disque tournant. L'auteur définit alors les nombres de Nusselt locaux et moyens de la manière suivante :

$$Nu_r = \frac{\varphi_{cd} r}{\lambda(T(r) - T_{ad})} \quad (I.21)$$

et

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{\varphi_{cd}} R_{ext}}{\lambda(T(r) - T_{ad})} \quad (I.22)$$

où  $T_{ad}$  est la température adiabatique, comme définie dans la partie précédente (équation I.11, p. 12).

### I.3.4 Caméra infrarouge

Dans les études de machines tournantes, la thermographie infrarouge est parfois utilisée pour mesurer les températures de surface du disque tournant. Nous pouvons citer par

exemple l'étude effectuée sur un disque tournant dans l'air par **Cardone et al.** [5] utilisant des résistances chauffantes et une caméra infrarouge. La difficulté réside en la détermination des rayonnements parasites reçus par la caméra lorsqu'elle est en situation de mesures. Les auteurs déduisent de leur étude le nombre de Nusselt local sur le rayon du disque grâce à la formule suivante :

$$Nu_r = \frac{\varphi_j - \varphi_{ray}}{T(r) - T_{ad}(r)} \quad (I.23)$$

où  $\varphi_j$  représente la densité de flux de chauffage par effet Joule au niveau de la résistance chauffante,  $\varphi_{ray}$  le flux rayonné à la surface du disque,  $T$  la température en un point du disque et  $T_{ad}$  la température adiabatique de référence. Afin de déterminer cette température de référence, propre à chaque configuration, ils réalisent à la caméra infrarouge deux mesures par configuration : une première en imposant la vitesse de rotation mais sans imposer de chauffage et une deuxième en imposant le chauffage. Lors de l'essai sans chauffage, ils observent alors une zone au centre du disque qui reste à la température de l'atmosphère et une zone, aux rayons extérieurs, où la température augmente légèrement. Cela met bien en évidence le phénomène d'échauffement due aux dissipations par frottement. C'est ce profil de température qui donne  $T_{ad}(r)$ . Cela impose que les deux essais soient effectués de manière rapprochée dans le temps pour que la température ambiante n'ait pas évolué.

## I.4 Cas d'un disque seul en rotation sans jet

Dans cette partie sur les disques tournants dans l'air au repos, la température de référence généralement prise par les auteurs pour le calcul du nombre de Nusselt est la température de l'atmosphère dans laquelle est plongé le système  $T_\infty$ . Ainsi :

$$Nu_r = \frac{\varphi_{cv} r}{\lambda (T - T_\infty)} \quad (I.24)$$

Le nombre de Nusselt moyen est calculé comme suit :

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{\varphi_{cv}} R_{ext}}{\lambda (T - T_\infty)} \quad (I.25)$$

### I.4.1 Généralités

Le premier auteur à avoir étudié les disques en rotation est **Von Karman** [6] en 1921. Il met en évidence l'existence d'une couche limite sur le disque, dont l'épaisseur dépend de la viscosité cinématique du fluide et de la vitesse de rotation. Il montre également qu'au voisinage du disque la vitesse du fluide possède deux composantes :

- Une composante tangentielle due à l'adhérence du fluide sur le disque.
- Une composante radiale due à l'effet centrifuge produit par la rotation.

Cette solution particulière des équations de Navier-Stokes dans le voisinage du disque en rotation porte le nom de couche limite d'Ekman. Au voisinage du disque, l'écoulement peut être laminaire, de transition ou turbulent. **Gregory, Stuart et Walker [7]** ont recherché de quelle manière un écoulement laminaire perd sa stabilité dans le voisinage d'un disque en rotation. Ainsi, deux rayons critiques ont été définis :

- Du centre jusqu'au rayon  $R_{lam}$  l'écoulement est laminaire.
- Entre les rayons  $R_{lam}$  et  $R_{turb}$  l'écoulement est de transition.
- De  $R_{turb}$  jusqu'à  $R_{ext}$  l'écoulement est turbulent.

Ces résultats ont été confirmés par **Cham et Head [8]**.

Les rayons  $R_{lam}$  et  $R_{turb}$  correspondent à des nombres de Reynolds locaux particuliers auxquels la structure de l'écoulement change tels que :

$$Re_r^{lam} = \frac{\omega \times R_{lam}^2}{\nu} = 1,82 \times 10^5 \quad (I.26)$$

$$Re_r^{turb} = \frac{\omega \times R_{turb}^2}{\nu} = 2,82 \times 10^5 \quad (I.27)$$

Le transfert de chaleur à la surface d'un disque en rotation dans l'air au repos a été étudié par plusieurs auteurs. Citons **Goldstein [9]**, **Cobb et Saunders [10]** et **Richardson et Saunders [11]**. Ces auteurs ont tous démontré que le transfert de chaleur par convection à la surface d'un disque en rotation dépendait fortement de la distribution de température à sa surface. En effet, le flux transféré par convection entre un fluide et une paroi, en une zone, dépend de la température des deux domaines. Si, en chaque zone considérée, les températures des domaines sont différentes, les flux transférés sont également différents. C'est pourquoi la distribution de température à la surface du disque en rotation doit être parfaitement connue.

Des calculs théoriques ont été effectués par **Wagner [12]** en considérant l'écoulement comme décrit par **Von Karman [6]** dans le cas d'une couche limite laminaire.

**Sparrow et Gregg [13]** ont calculé numériquement le transfert de chaleur en régime laminaire à la surface d'un disque tournant en présence de différents fluides.

Enfin, expérimentalement, **De Vere [14]** étudie les transferts convectifs pour un disque tournant isotherme et placé dans de l'air au repos, pour des vitesses de rotation allant de 30 à 170 rad/s.

**Dorfman [15]** a de son côté largement contribué à l'étude des transferts de chaleur sur les disques en rotation en proposant nombre de corrélations permettant de connaître le coefficient d'échange convectif local en fonction du régime d'écoulement dans la couche limite et de la distribution de la température à la surface du disque.

## 1.4.2 Écoulement laminaire sur le disque seul

Comme nous l'avons rappelé précédemment, certains auteurs ont montré que le transfert convectif dépendait fortement de la distribution de température à la surface du disque. Les corrélations proposées par ces auteurs s'expriment de la manière suivante, en fonction de  $Re_r = \frac{\omega r^2}{\nu}$  :

$$Nu_r = C_1 \sqrt{Re_r} \quad (1.28)$$

### 1.4.2.1 Distribution de température isotherme

Suivant les auteurs et dans le cas d'un disque en rotation dans l'air au repos ( $Pr = 0,72$ ) la valeur du coefficient  $C_1$  est comprise entre 0,28 et 0,38, comme le montre le tableau I.1.

On trouve également des corrélations incluant le nombre de Prandtl du fluide considéré, notamment chez **Richardson et Saunders [11]** :

$$Nu_r = 0,4 Pr^{1/3} \sqrt{Re_r} \quad (1.29)$$

Pour l'air,  $Pr = 0,72$ , on vérifie alors bien que :  $0,4 \times Pr^{1/3} = 0,358$ , c'est-à-dire, un coefficient  $C_1$  appartenant à la plage définie précédemment.

### 1.4.2.2 Distribution de température sous forme de loi puissance

Les travaux effectués par **Dorfman [15]** permettent d'obtenir des corrélations dépendant du fluide considéré et de la distribution de température à la surface du disque dans le cas où le disque est plus chaud que le fluide environnant. Il fait intervenir dans ses corrélations un coefficient correcteur  $\mathcal{F}(Pr)$  qui dans le cas de l'air ( $Pr = 0,72$ ) vaut :  $\mathcal{F}(Pr) = 0,86$ .

Auteurs	Valeur de $C_1$
Oehlbeck [16]	0,341
Dorfman [15]	0,322/0,343
Wagner [12]	0,335
Millsaps [17]	0,280
Goldstein [9]	0,380
Hartnett [18]	0,330
Kreith [2]	0,345
Popiel [19]	0,330

TAB. I.1 – Valeur de  $C_1$  selon différents auteurs pour un disque seul en rotation placé dans l'air et non soumis à un jet avec une couche limite laminaire et une distribution de température uniforme.

La corrélation qu'il propose est la suivante pour une distribution de température de la forme  $T(r) = T_\infty + cr^n$ , avec  $C$  et  $n$  des constantes :

$$Nu_r = 0,308\mathcal{F}(Pr) \sqrt{(n+2) Re_r} \quad (\text{I.30})$$

De leur côté, Oehlbeck [16] et Hartnett [18] proposent une corrélation du type :

$$Nu_r = C_{lam} \sqrt{Re_r} \quad (\text{I.31})$$

avec un coefficient  $C_{lam}$  dépendant directement de la distribution de température et du coefficient  $n$  (tableau I.2).

On vérifie également la cohérence entre la formule générale et les valeurs présentées dans ce tableau, pour  $n = 2$  :  $C_{lam} = 0,308 \times 0,86\sqrt{2} = 0,53$

### I.4.3 Écoulement de transition

Peu de renseignements sont disponibles sur le phénomène de transition entre les écoulements laminaire et turbulent sur les disques seuls en rotation. Cependant, plusieurs auteurs ont remarqué que cette transition apparaissait en réalité à des valeurs de nombre de Reynolds légèrement différentes de  $Re_r^{lam}$  et  $Re_r^{turb}$  présentés au paragraphe I.4.1 page 16, et que cela

n	Oehlbeck [16]	Hartnett [18]
0	0,341	0,330
1	0,436	0,437
2	0,519	0,512
4	0,573	0,661

TAB. I.2 – Valeur de  $C_{lam}$  selon différents auteurs pour un disque seul en rotation sans jet avec une couche limite laminaire et une distribution de température en loi puissance.

était dû à la configuration géométrique utilisée. Par exemple **Northorp [20]**, dans son étude expérimentale, déduit de ses essais que le régime turbulent apparaît pour un nombre de Reynolds rotationnel inférieur à  $2 \times 10^5$ . Il attribue cette instabilité à la présence de l'arbre de rotation dans le voisinage du disque. Toutefois, **Cardone et al. [5]** détermine expérimentalement une loi reliant le nombre de Nusselt local au nombre de Reynolds local lorsque l'écoulement est en transition entre le régime laminaire et le régime turbulent :

$$Nu_r = 8,01 \cdot 10^{-14} Re_r^{2,8} \quad (I.32)$$

#### I.4.4 Écoulement turbulent sur le disque

De la même manière que dans le cas d'un écoulement laminaire, les transferts de chaleur en écoulement turbulent sont différents suivant la distribution de température à la surface du disque.

##### I.4.4.1 Distribution de température uniforme

Le nombre de Nusselt local, calculé à partir du rayon, dans le cas d'une couche limite turbulente, est donné par **Dorfman [15]** et **Cobb et Saunders [10]** par une corrélation de la forme :

$$Nu_r = Pr^{0,6} C_{turb} Re_r^{0,8} \quad (I.33)$$

Les valeurs obtenues pour  $Pr^{0,6} C_{turb}$ , dans le cas de l'air, sont comprises entre 0,0194 et 0,0197. Ces auteurs fournissent également une corrélation pour le nombre de Nusselt moyen sur le disque :

$$\overline{Nu} = 0,769 Pr^{0,6} C_{turb} Re^{0,8} \quad (I.34)$$

Ainsi, cela donne des valeurs pour  $0,769 Pr^{0,6} C_{turb}$  comprises entre 0,0149 et 0,0151. Ce qui est confirmé par **De Vere** [14], qui fournit quant à lui, dans le cas de l'air :

$$\overline{Nu} = 0,015 Re^{0,8} \quad (I.35)$$

#### I.4.4.2 Distribution de température sous forme de loi puissance

Par intégration de l'équation de l'énergie, **Dorfman** [15] propose une solution approximative donnant le nombre de Nusselt local sur un disque lorsque la couche limite est turbulente et la distribution de température de la forme  $T(r) = T_\infty + c r^n$  :

$$Nu_r = 0,00197 (n + 2,6)^{0,2} Pr^{0,6} Re_r^{0,8} \quad (I.36)$$

Il en déduit donc un nombre de Nusselt moyen qui peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\overline{Nu} = 0,00197 \frac{(n + 2)}{(n + 2,6)^{0,8}} Pr^{0,6} Re^{0,8} \quad (I.37)$$

### I.5 Système rotor/stator sans jet

Dans le cas de systèmes rotor/stator sans courant d'air (ie sans ouverture au centre du stator permettant un transfert de matière avec l'extérieur du système), de nombreux auteurs ont montré que l'on pouvait distinguer quatre régimes d'écoulements suivant la vitesse de rotation du disque et l'espacement entre le rotor et le stator. C'est le cas d'**Owen, de Kreith et de Daily et Nece** [1, 2, 21].

- *le régime I* correspond à des couches limites laminaires sur le rotor et sur le stator qui se rejoignent. Cela arrive pour de faibles espacements adimensionnés  $G$  entre les disques.
- *le régime II* correspond à des couches limites laminaires sur les deux disques mais qui, contrairement au régime I, ne se rejoignent pas du fait de l'espacement adimensionné  $G$  plus important.
- *le régime III* correspond à des couches limites turbulentes qui se rejoignent pour de faibles espacements adimensionnés  $G$ .
- *le régime IV* correspond à des couches limites turbulentes pour un espacement adimensionné  $G$  plus important que pour le régime III (couches limites séparées).

Dans les régimes II et IV, les couches limitent ne se rejoignant pas, elles sont séparées par un coeur tournant à une vitesse approximative de  $0,4\omega$ .

**Daily et Nece [21]** proposent une représentation schématique des quatre régimes d'écoulement. Cette présentation est donnée sur la figure 1.2. Ils trouvent expérimentalement dans quelles conditions de nombre de Reynolds rotationnel  $Re$  et d'espacement adimensionné  $G$  ce régime turbulent apparaît :

- pour  $G < 0,0111$  il faut que  $Re > \left(\frac{\pi}{0,036}\right)^{4/3} G^{-10/9}$
- pour  $0,0111 < G < 0,0233$  il faut que  $Re > \left(\frac{1,85}{0,036}\right)^4 G^{16/15}$
- pour  $G > 0,0233$  il faut que  $Re > \left(\frac{1,85}{0,0545}\right)^{10/3}$

Ces résultats sont ensuite confirmés par **Kreith [2]**.

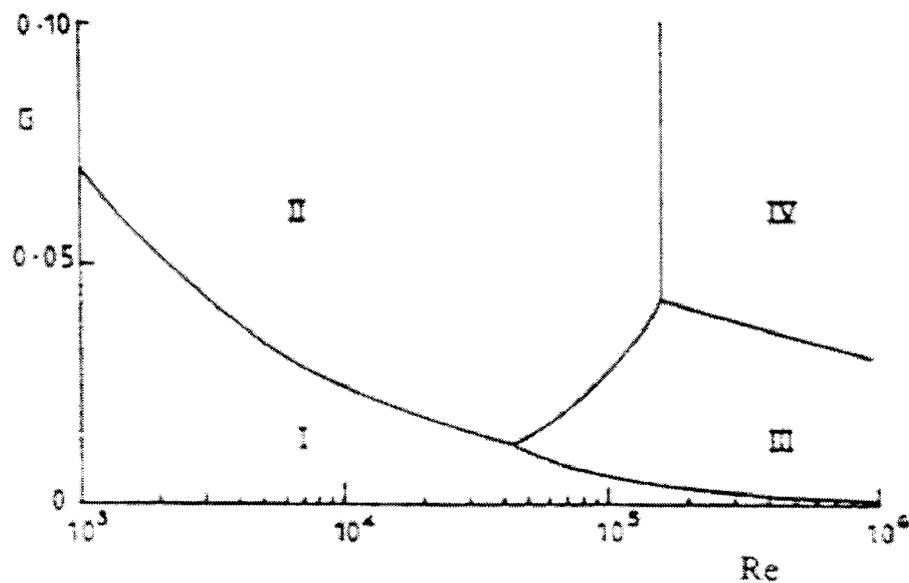


FIG. 1.2 – Les quatre régimes d'écoulement dans un système rotor/stator, d'après **Daily et Nece [21]**

**Owen [4]** utilise l'analogie de Reynolds permettant de lier les contraintes de cisaillement et les coefficients de moments sur le disque aux nombres de Nusselt locaux et moyens. Il propose ainsi les relations suivantes, qui sont valables avec l'utilisation de la température adiabatique, comme température de référence, définie au début de ce chapitre par l'équation

I.11 :

$$Nu_r = Re \frac{\tau_\theta}{\rho \omega^2 R_{ext}^2} \quad (I.38)$$

$$\overline{Nu} = \frac{Re C_M}{\pi} \quad (I.39)$$

avec :

$$Nu_r = \frac{\varphi_{cv} r}{\lambda (T - T_{ad})} \quad (I.40)$$

### I.5.1 Régime I et régime III

Ces régimes apparaissent pour de faibles espacements adimensionnés où les couches limites se développant sur les deux disques se rejoignent.

Le régime I correspond à des nombres de Reynolds  $Re$  relativement faibles, pour lesquels il n'est pas possible de négliger les effets de viscosité par rapport aux effets d'inertie. **Owen [4]** a d'ailleurs obtenu théoriquement dans ce cas des expressions pour la contrainte tangentielle de cisaillement  $\tau_{\theta,lam}$  et pour le coefficient de moment  $C_{M,lam}$  :

$$\tau_{\theta,lam} = \mu \frac{\partial V_\theta}{\partial y} = \frac{\mu \omega r}{e} \quad (I.41)$$

$$C_{M,lam} = \frac{-2\pi \int_0^{R_{ext}} r^2 \tau_{\theta,lam} dr}{0.5 \rho \omega^2 R_{ext}^5} = \frac{\pi}{G Re} \quad (I.42)$$

Ainsi :

$$Nu_r = \frac{r^*}{G} \quad (I.43)$$

$$\overline{Nu} = \frac{1}{G} \quad (I.44)$$

avec  $r^* = \frac{r}{R_{ext}}$ . **Daily et Nece [21]** proposent les mêmes corrélations pour le régime I.

En revanche, pour un écoulement turbulent (régime III), la contrainte tangentielle de cisaillement et le coefficient de moment sont mis en corrélation par **Owen [1]** de la manière suivante :

$$\tau_{\theta,tur} = 0,01176 (G Re r^{*-7})^{-0,25} \rho \omega^2 R_{ext}^2 \quad (I.45)$$

$$C_{M,tur} = 0,0308 (G Re)^{-0,25} \quad (I.46)$$

et ainsi :

$$Nu_r = 0,01176 G^{-0,25} Re^{0,75} r^{*7/4} \quad (I.47)$$

$$\overline{Nu} = \frac{0,0308}{\pi} G^{-0,25} Re^{0,75} \quad (I.48)$$

**Daily et Nece [21]** proposent quant à eux une corrélation pour le nombre de Nusselt moyen tel que :

$$\overline{Nu} = \frac{0,036}{\pi} \left(\frac{G}{2}\right)^{-0,167} Re^{0,75} \quad (I.49)$$

### I.5.2 Régime II et régime IV

Les régimes II et IV correspondent à des espacements  $G$  entre le rotor et le stator plus grands. **Batchelor [22]** met d'ailleurs en évidence l'existence d'une couche limite fine qui se développe sur chaque disque pour de grands nombres de Reynolds relatifs à l'espacement  $Re_G = \frac{\omega r e}{\nu}$ . Sur le rotor, l'écoulement est radial et centrifuge alors que sur le stator, il est radial centripète. Cela entraîne donc l'apparition d'un coeur de fluide tournant à une vitesse comprise entre 0 et  $\omega$ . Le rotor, du fait de son mouvement, crée une aspiration. Le fluide dans le coeur est donc prélevé à la couche limite statorique et vient alimenter la couche limite rotorique. Ceci est représenté sur la figure I.3

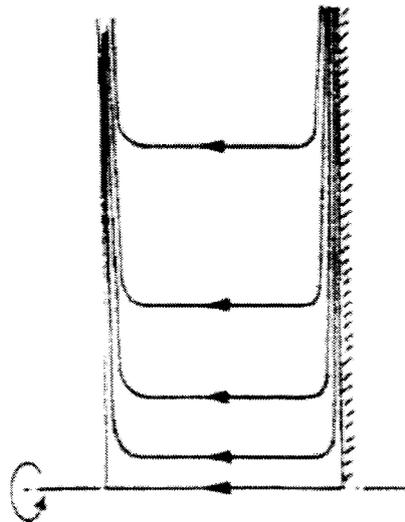


FIG. I.3 – *Écoulement de type Batchelor [22] dans un système rotor/stator*

Cependant, **Stewartson [23]** fait des constatations différentes. Pour de grands nombres de Reynolds relatifs à l'espacement  $Re_G$ , il montre qu'une seule couche limite se déve-

loppe sur le disque tournant, et le vecteur vitesse s'annule rapidement en dehors de celle-ci. D'autres auteurs apporteront par la suite des précisions vis-à-vis des deux modèles proposés par **Batchelor** [22] et **Stewartson** [23].

**Grohne** [24] montre pour sa part, et de manière théorique, que les deux modèles proposés existent mais sous des conditions différentes. En effet, il montre que le nombre de Reynolds relatif à l'espacement  $Re_G$  a une influence sur l'une ou l'autre des solutions proposées. Avec une étude théorique, il parvient à une solution de l'écoulement de base (Écoulement de Von Karman) différente. Par exemple, pour  $Re_G = 10$ , il démontre qu'il n'y a aucune rotation de coeur de fluide et que la solution est de type "Stewartson". Au contraire, pour  $Re_G = 100$ , la solution est de type "Batchelor" avec un coeur de fluide en rotation.

Par la suite, **Picha** [25], lors de ses expérimentations, fait également une distinction concernant le type de cavité où est placé l'ensemble rotor/stator. En effet, il remarque que si la cavité est ouverte sur l'atmosphère, il n'y a pas apparition de coeur en rotation alors que dans le cas d'une enveloppe fermée et stationnaire, le coeur existe. Il remarque également que la vitesse de rotation du coeur croît avec la diminution de l'espacement adimensionné  $G$ .

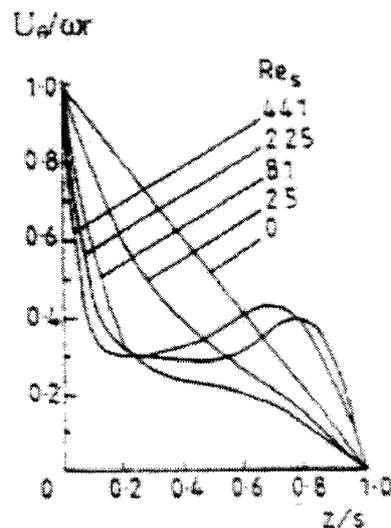


FIG. I.4 – Profils de vitesse en régime laminaire en fonction du nombre de Reynolds relatif à l'espacement [26]

**Lance** [26] a étudié de manière numérique la structure des écoulements dans le cas d'un régime laminaire et pour un nombre de Reynolds relatif à l'espacement tel que :  $Re_G \leq 441$ . (FIG. I.4)

Pour de faible nombre de Reynolds ( $Re_G = 0$  et 25), on remarque que le profil de vitesse est linéaire et décroît constamment au fur et à mesure que l'on s'éloigne du rotor. Il n'y a donc pas de coeur tournant dans ces deux cas. Par contre, pour des nombres de Reynolds  $Re_G$  plus élevé, on constate d'abord une diminution rapide de la vitesse, puis cette dernière réaugmente légèrement avant de rediminuer pour enfin s'annuler sur le stator (condition d'adhérence). Ces derniers cas laissent apparaître la présence d'un coeur de fluide en rotation. Différents auteurs ont cherché à quelle vitesse tournait ce coeur de fluide. Ils remarquent que cette vitesse est proportionnelle à celle du rotor telle que  $\dot{\omega} = \beta \omega$ . Selon les auteurs et le régime d'écoulement, le coefficient  $\beta$  peut prendre différentes valeurs :

- Pour un écoulement laminaire,  $\beta$  varie de 0,314 à 0,382.
- Pour un écoulement turbulent,  $\beta$  varie de 0,382 à 0,426.

**Cousin-Ritemard, Daube et Le Quéré [27]** étudient de manière numérique les écoulements dans un entrefer de système rotor-stator. Ils représentent l'évolution des profils de vitesse rencontrés dans une configuration de type Batchelor (avec un coeur tournant) ou de type Stewartson (sans coeur tournant), ce que font également **Gan et McGregor [28]**. Ces profils de vitesse sont montrés sur les figures I.5 and I.6.

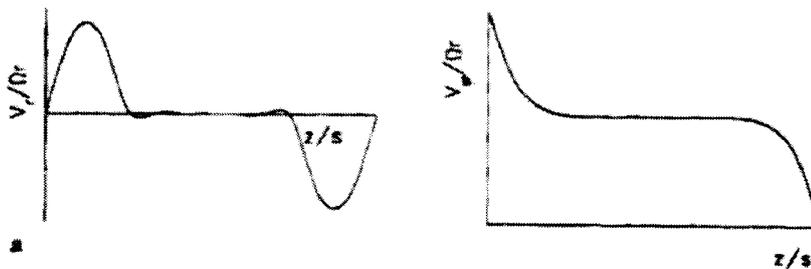


FIG. I.5 – Profils de vitesse type dans le cas d'un écoulement de type Batchelor, d'après **Gan et McGregor [28]**

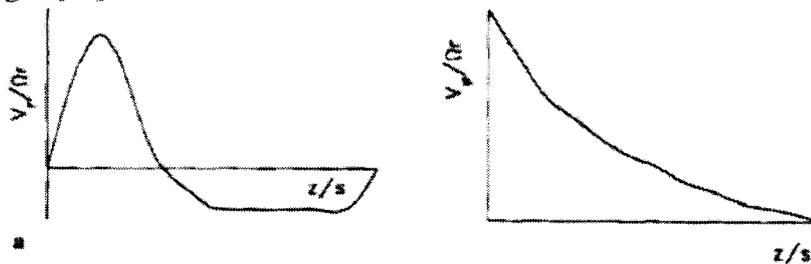


FIG. I.6 – Profils de vitesse type dans le cas d'un écoulement de type Stewartson, d'après **Gan et McGregor [28]**

**Yuan et al. [29]** étudient de manière expérimentale et numérique les écoulements dans un entrefer de système rotor-stator ouvert sur l'extérieur et sans courant d'air pour de grands espacements entre les deux disques et pour des nombres de Reynolds rotationnels allant de  $1,42 \times 10^5$  et  $3,33 \times 10^5$ . Ils étudient également les transferts de chaleur sur le stator, en y étudiant les nombres de Nusselt locaux. Expérimentalement, ils emploient une méthode utilisant des cristaux liquides dont le changement de couleur permet de mesurer la température à différents rayons sur leur stator. Numériquement, ils font une modélisation en deux dimensions utilisant un modèle  $k - \varepsilon$  RNG afin de connaître les écoulements dans l'entrefer. Ils obtiennent ainsi des profils de vitesses pour différents rayons adimensionnés d'observation :  $r^* = r/(2R_{ext}) = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$ . Les figures 1.7, 1.8 et 1.9 présentent les résultats obtenus numériquement pour les écoulements au sein de l'entrefer (rotor à gauche et stator à droite).

**Dorfman [15]** a étudié les transferts de chaleur sur un disque en rotation dans une enveloppe fixe, pour un espacement important pour se situer dans les régimes II et IV. On rappelle que nous sommes alors en présence d'un écoulement avec un coeur de fluide tournant. Pour une distribution de température à la surface du disque pouvant s'exprimer sous la forme d'une loi puissance  $T(r) = T_\infty + c r^n$  et pour un nombre de Prandtl  $Pr$  quelconque, il propose les corrélations suivantes pour le nombre de Nusselt local :

$$Nu_{r,II} = 0,922 \sqrt{n+2} Pr^{1/3} Re_r^{0,5} \quad (I.50)$$

$$Nu_{r,IV} = 0,0251 \left( \frac{n+2,6}{4,6} \right)^{0,2} Pr^{0,6} Re_r^{0,8} \quad (I.51)$$

Il est également bon de remarquer que l'auteur ne précise pas avec quelle condition exacte d'espacement entre le disque et l'enveloppe ont été effectuées les mesures permettant d'obtenir ces corrélations.

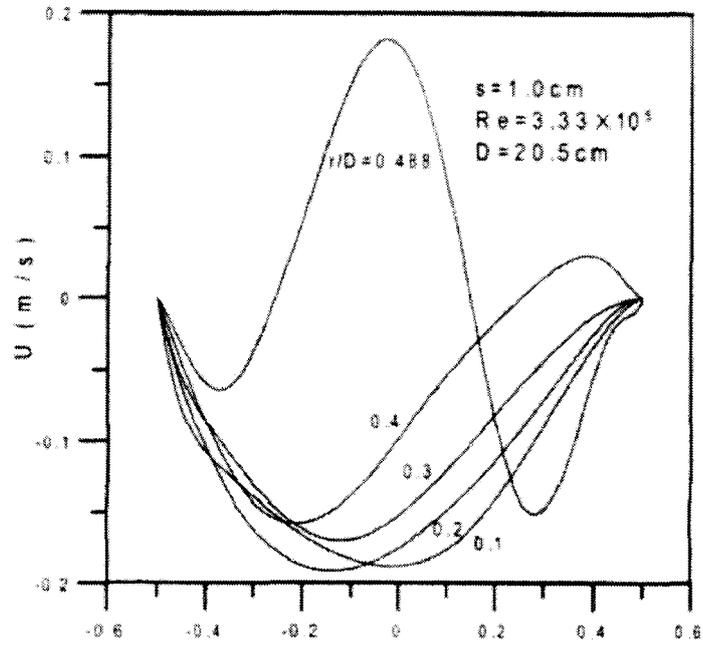


FIG. I.7 – Profils de vitesses axiales selon [29]

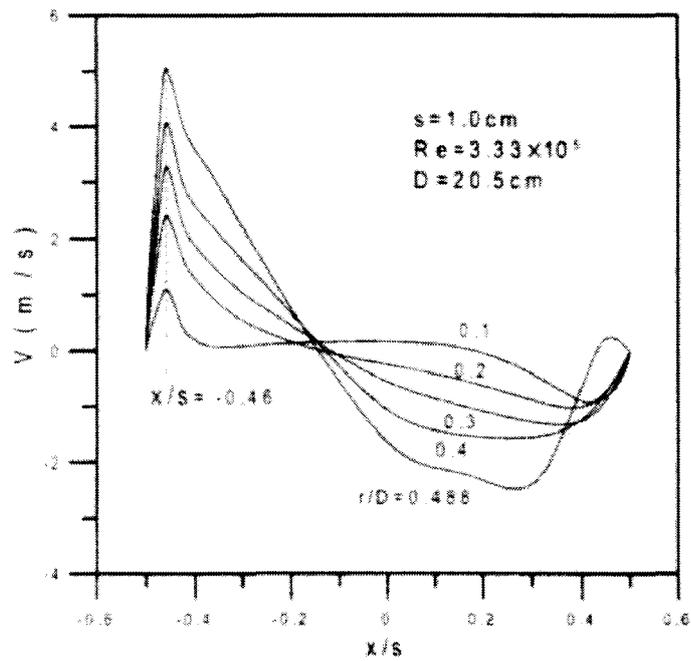


FIG. I.8 – Profils de vitesses radiales selon [29]

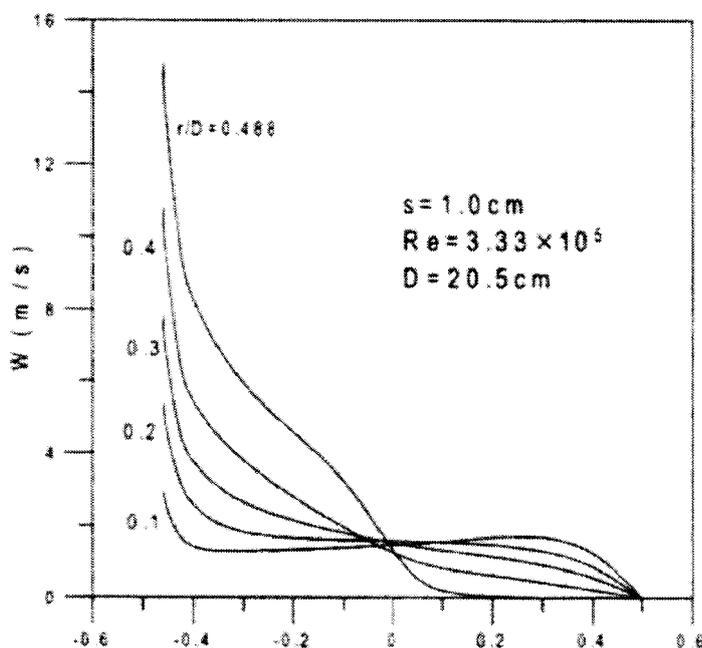


FIG. I.9 – Profils de vitesses tangentielles selon [29]

Daily et Nece [21] donne des expressions pour le nombre de Nusselt moyen sur le disque en rotation faisant intervenir le nombre de Reynolds rotationnel et l'espacement adimensionné.

$$\overline{Nu_{II}} = \frac{2}{\pi} \left(\frac{G}{2}\right)^{0.1} Re^{0.5} \quad (I.52)$$

$$\overline{Nu_{IV}} = \frac{0,0545}{\pi} \left(\frac{G}{2}\right)^{0.1} Re^{0.8} \quad (I.53)$$

Pour Kapinos [30], les résultats sont semblables à ceux rencontrés dans une configuration de disque seul en rotation dans l'air.

## I.6 Généralités sur les jets sur surface fixe

De nombreuses recherches sur les jets impactants ont démontré leur intérêt en ce qui concerne l'amélioration des échanges de chaleur par convection sur des surfaces fixes. La figure I.10 fixe les notations utilisées dans ce chapitre. Cependant, ces études montrent que cette amélioration n'est pas uniforme sur toute la surface impactée par le jet lorsque celui-ci est de type "conventionnel", c'est-à-dire lorsqu'il est créé à partir d'un simple tube rectiligne, entièrement creux. De manière évidente, le coefficient d'échange est amélioré autour de la zone d'impact mais cet effet s'estompe rapidement au fur et à mesure que l'on s'éloigne

de celle-ci. Cette non-uniformité peut être préjudiciable dans certaines applications industrielles. C'est pourquoi **Ward et Mahmood [31]** en 1982 ont introduit le concept de jet hélicoïdal. Celui-ci a été créé en perçant 4 orifices sur le pourtour d'un tube pour y effectuer une injection, ceci afin d'ajouter une composante tangentielle au fluide dans le tube. Ils ont vérifié que les échanges convectifs étaient plus uniformes que pour le cas d'un jet "conventionnel". Cependant, ils remarquèrent que la valeur de l'échange convectif dans la zone d'impact devenait plus faible.

Plus tard, en 1995, **Huang et El-Genk [32]** ont proposé un nouveau moyen de générer un jet hélicoïdal. Il s'agit de disposer à l'intérieur d'un tube, un obturateur disposant de rainures dont la forme permet de rendre le jet hélicoïdal avec un angle plus ou moins prononcé. Ces deux auteurs étudient d'ailleurs la différence entre les deux types de jet (conventionnel et hélicoïdal) en observant le nombre de Nusselt calculé à partir du coefficient d'échange convectif et du diamètre du jet sur un disque fixe soumis au jet en milieu non confiné. Pour cela, ils font varier l'espacement entre la sortie du jet et le disque, le nombre de Reynolds relatif au jet et dans le cas d'un jet hélicoïdal, ils font varier l'angle de l'hélice. Les résultats de leurs essais sont présentés sur les figures I.12 et I.13. Les sigles CIJ, SIJ et MCIJ signifient respectivement Conventional Impinging Jet (Figure I.11(c)), Swirling Impinging Jet (Figure I.11(b)) et Multi-Channel Impinging Jet (en fait un SIJ avec un angle d'hélice nul) (Figure I.11(d)).

**Huang et El-Genk [32]** observent que la configuration MCIJ permet d'obtenir un Nusselt plus grand au point d'impact que pour la configuration CIJ (figure I.12). Cependant, plus on s'éloigne de ce point, plus les valeurs de Nusselt sont similaires, ce qui est confirmé par l'étude de **Lee et al. [33]** sur la figure I.14. De plus, ils remarquent que le Nusselt dans la configuration MCIJ est beaucoup plus sensible à une variation de la distance entre la sortie du jet et le disque à nombre de Reynolds constant. La configuration CIJ quant à elle n'y est presque pas sensible. Ils remarquent également que la configuration MCIJ donne un nombre de Nusselt moins uniforme que la configuration CIJ.

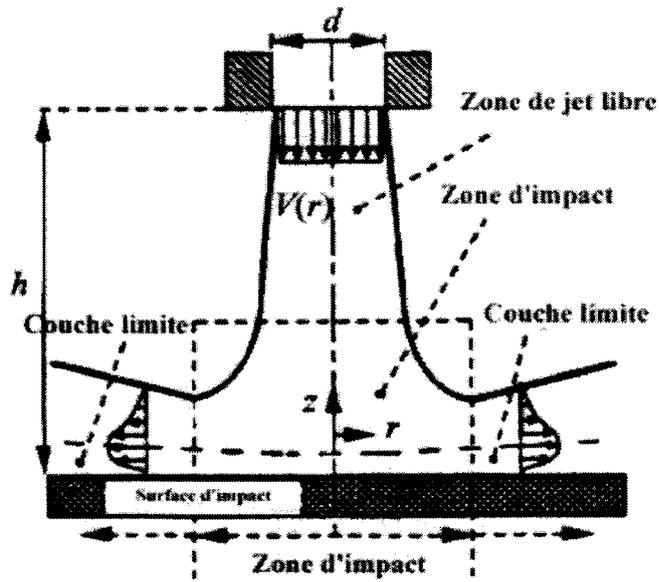


FIG. I.10 – Schéma général [34]

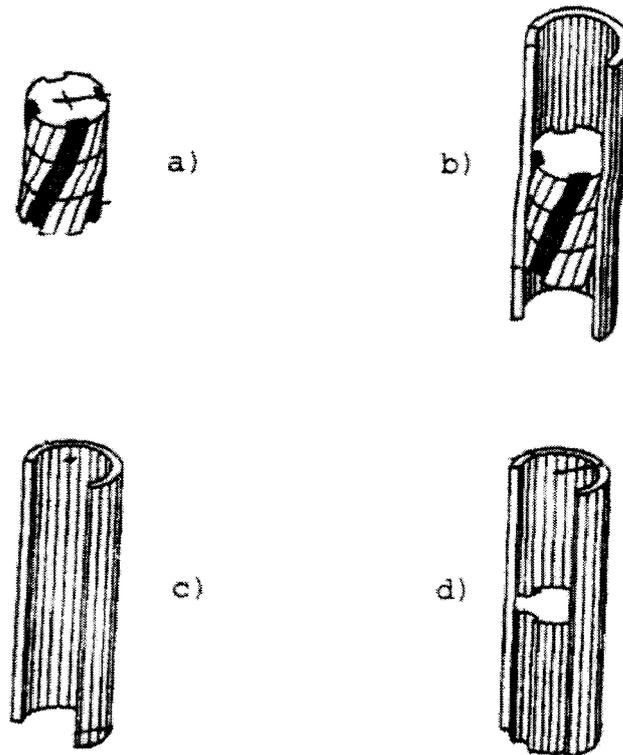


FIG. I.11 – (a) Un type d'hélice; (b) Un générateur de jet hélicoïdal (SIJ); (c) Un tube générant un jet de type CIJ; (d) Un tube obturé générant un jet de type MCIJ [32]

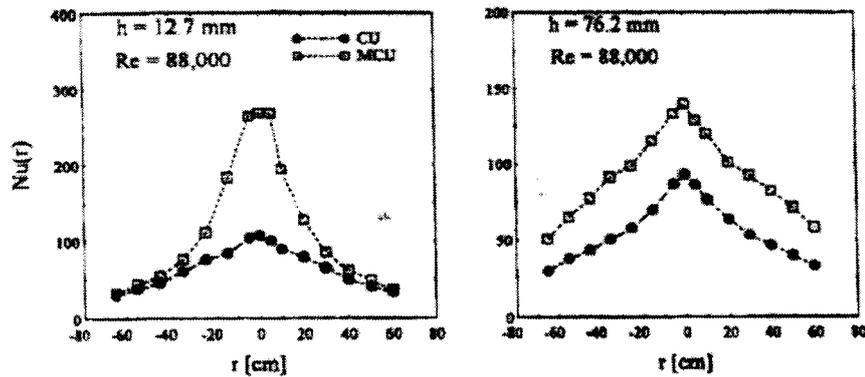


FIG. I.12 – Comparaison des Nusselt pour les configurations MCIJ et CIJ et deux espaces différents (Huang et al. [32])

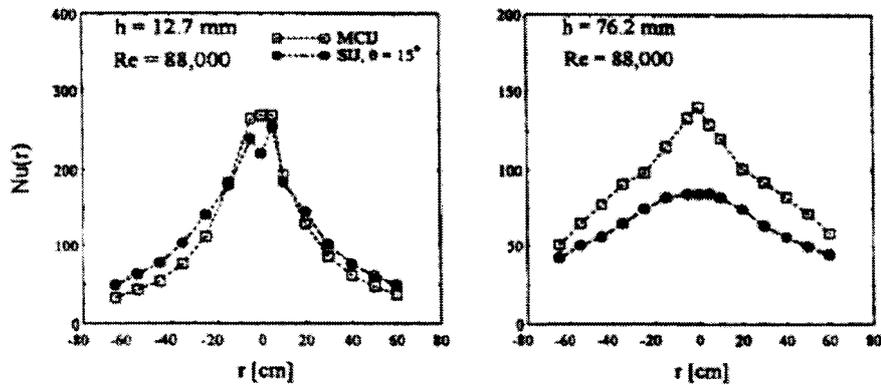


FIG. I.13 – Comparaison des Nusselt pour les configurations MCIJ et SIJ et deux espaces différents (Huang et al. [32])

Lee et al. [33] étudient les transferts de chaleur sur un disque fixe soumis à un jet hélicoïdal. Ils font varier l'angle de l'hélice de 0 à 45° et observent l'évolution du nombre de Nusselt sur le rayon du disque en comparaison avec des essais sans générateur hélicoïdal, correspondant à un CIJ. Ainsi, ils obtiennent différentes courbes représentant le Nusselt en fonction du rayon adimensionné et du nombre de Swirl défini par :

$$S = \frac{2}{3} \left( \frac{1 - \left(\frac{r_1}{R}\right)^3}{1 - \left(\frac{r_1}{R}\right)^2} \right) \tan \theta \quad (I.54)$$

où  $r_1$ ,  $R$  et  $\theta$  sont respectivement les rayons intérieurs, extérieurs et l'angle de l'hélice. Le nombre de Swirl  $S$  est le rapport des quantités de mouvement tangentielle et axiale au sein du jet. Il quantifie donc l'intensité de la rotation.

Leur résultats sont présentés sur la figure I.14. La configuration dénommée ici par "no swirl generator" est comparable à la configuration CIJ et la configuration "S=0" à la configuration MCIJ présentées figure I.11.

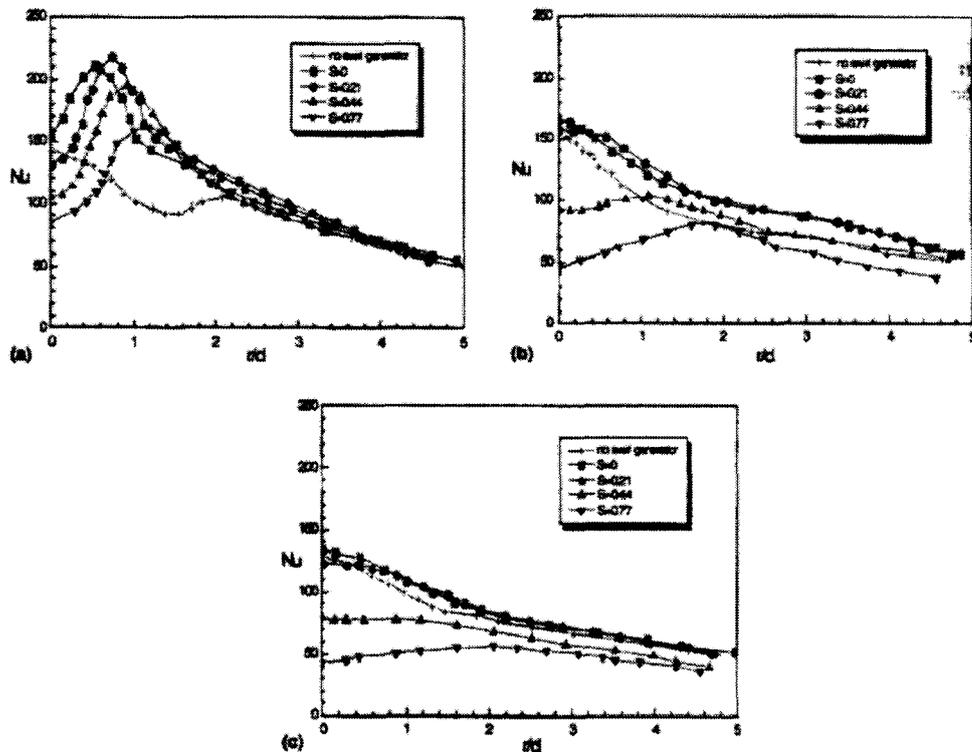


FIG. I.14 – Comparaison des Nusselt pour différentes configurations : (a)  $h/d=2$  ; (b)  $h/d=6$  ; (c)  $h/d=10$  Lee et al. [33]

La comparaison de Huang et El-Genk [32] entre les configurations MCIJ et SIJ (figure I.13) pour un angle d'hélice de  $15^\circ$  montre que pour les faibles espacements, la distribution du nombre de Nusselt est similaire. Cependant, au niveau de l'impact, le Nusselt est légèrement plus faible et présente 2 pics de valeurs (un anneau en fait) à une certaine distance du centre de l'impact pour le SIJ. Pour Lee et al. [33] (figure I.14), en revanche, la différence est très faible entre les deux configurations  $S = 0$  et  $S = 0.21$ , car on constate la présence de l'anneau pour  $S = 0$  (qui correspond à un MCIJ) pour un faible espacement. En s'éloignant du centre de l'impact, le Nusselt dans la configuration SIJ devient plus important, toujours pour de petits espacements (figure I.13). La configuration SIJ donne donc une répartition de Nusselt plus uniforme que la configuration MCIJ. Par contre, l'augmentation de l'espacement est très défavorable à la configuration SIJ puisque cette fois, les valeurs de Nusselt sont bien inférieures à celles obtenues en MCIJ. La répartition est cependant toujours beaucoup plus uniforme en SIJ pour Huang et El-Genk [32], ce qui n'est pas toujours le cas pour Lee et al. [33], cela dépend pour eux du nombre de swirl  $S$ .

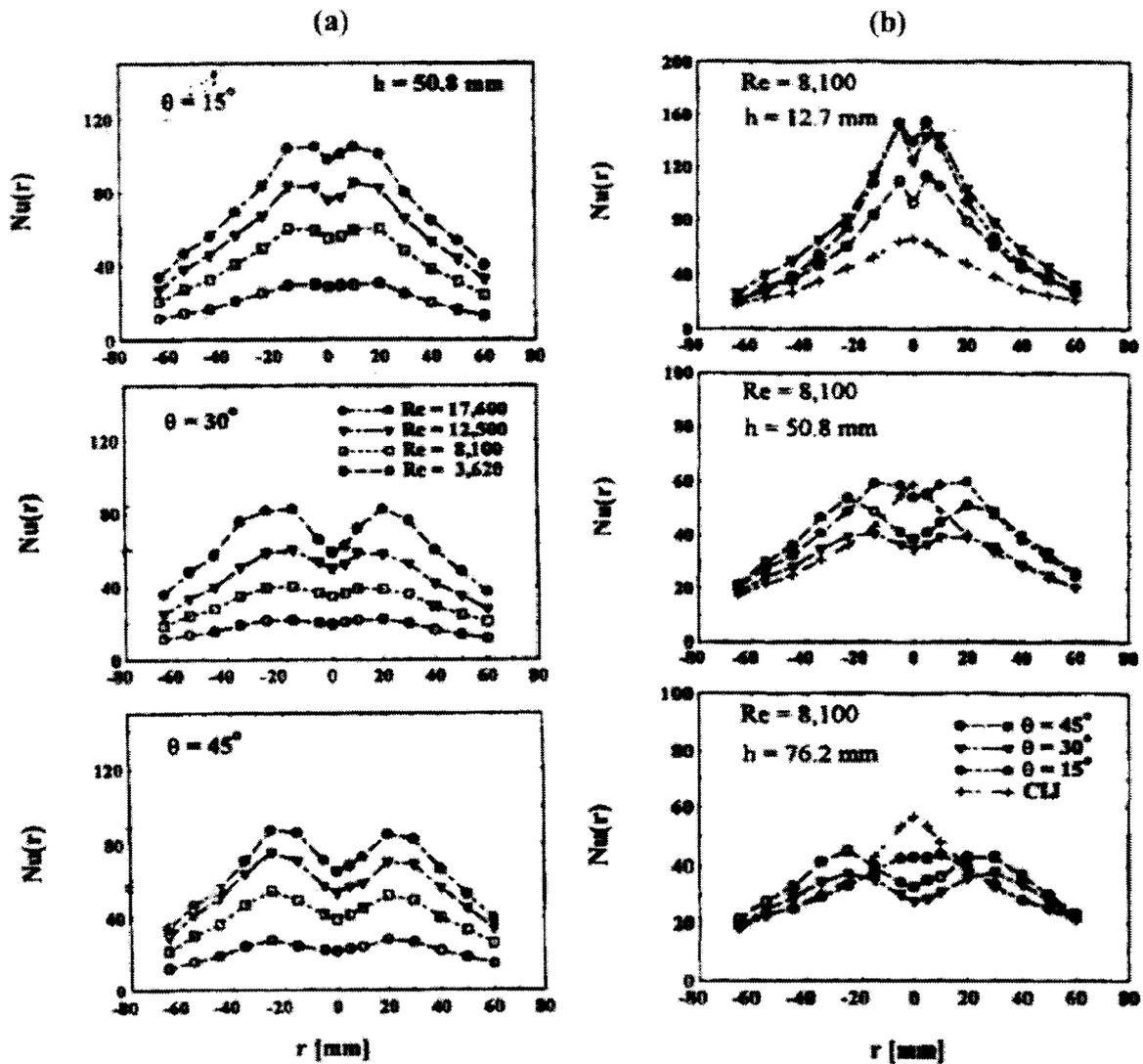


FIG. I.15 – Comparaison des Nusselt pour différents angles d'hélice, différents nombres de Reynolds (a) et différents espacements (b) [32]

Les auteurs étudient ensuite l'influence de l'angle de l'hélice sur le nombre de Nusselt (figure I.15.a). Ils constatent qu'à Reynolds constant, l'augmentation de l'angle de l'hélice entraîne une diminution du Nusselt dans la zone d'impact jusqu'à un angle critique, au-delà duquel, les valeurs restent inchangées [32]. Le rayon de l'anneau dans lequel le nombre de Nusselt est maximal dépend de l'angle de l'hélice et tend vers un rayon critique correspondant à l'angle d'hélice critique énoncé plus haut. De plus, les auteurs constatent une plus grande sensibilité du Nusselt à l'espacement entre la sortie du jet et la surface impactée dans le cas d'un SIJ que dans le cas d'un CIJ (figure I.15.b).

De leur côté, **Angioletti et al.** [34] obtiennent des résultats pour un jet de type CIJ et pour quatre configurations géométriques différentes, c'est-à-dire pour deux Reynolds relatifs au jet différents et pour deux espacements entre la sortie du jet et le disque différents. En axant leur réflexion sur l'observation des structures tourbillonnaires de grandes échelles, comme le montre la figure I.16 pour un espacement  $e/d = 4,5$  et un nombre de Reynolds relatif au jet de  $Re_j = 750$ , ils expliquent les phénomènes qui permettent l'augmentation de l'échange convectif.

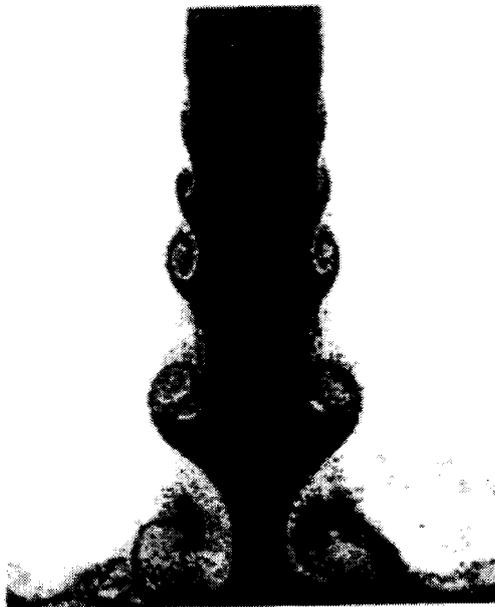


FIG. I.16 – *Visualisation des grandes structures tourbillonnaires* [34]

Les auteurs observent alors que des tourbillons sont créés à la périphérie du jet avant que ce dernier ne vienne impacter le disque.

Le jet ayant impacté la paroi, ces tourbillons se propagent ensuite approximativement jusqu'au rayon correspondant à un rapport  $r/d = 2$  où  $d$  est le diamètre du jet. Ils se dispersent ensuite pour laisser place à une couche limite classique (figure I.17). Les macro-structures ont un diamètre grandissant au fur et à mesure que l'on s'approche de la surface d'impact puis elles viennent perturber la couche limite lors de leur contact avec la paroi, en y renouvelant plus rapidement l'air, ce qui a pour effet une augmentation des transferts de chaleur. Cependant, pour des Reynolds  $Re_j$  inférieurs à 1000, **Angioletti et al.** [34] remarquent que l'énergie des tourbillons n'est plus suffisante pour briser cette couche limite et que par consé-

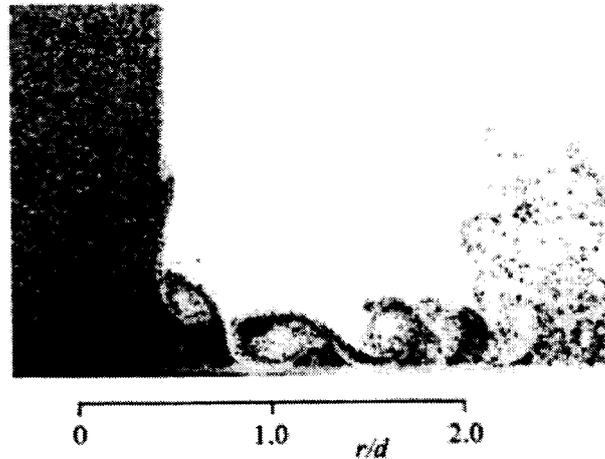


FIG. I.17 – Visualisation de la dispersion des tourbillons [34]

quent le transfert de chaleur n'est pas amélioré. Ils concluent enfin en expliquant que la non uniformité des échanges convectifs sur une surface impactée par un jet est due à la non uniformité de la couche limite la balayant et aux macro-structures cohérentes se développant à l'interface entre le jet et la zone calme qui viennent impacter la couche limite et la détruire.

Plus récemment, **Fenot et al. [35]** ont étudié l'influence de jets d'air circulaires impactant une surface fixe. Un ou plusieurs jets sont placés, la surface impactée est à la température atmosphérique et c'est l'air injecté par un ou plusieurs tubes qui est chauffé à des températures variables. C'est ainsi que les auteurs mettent en évidence l'indépendance des résultats à la température de l'air injecté. Ils montrent, comme les auteurs précédents, l'apparition de zones où l'échange de chaleur présente un pic, qui correspondent aux vortex générés en sortie de tubes et qui se propagent différemment en fonction de l'espacement  $e/d$  et du nombre de Reynolds relatif au jet  $Re_j$ .

Avec le développement des codes numériques de calcul des écoulements et des transferts de chaleur, les transferts liés à l'impact d'un jet sur une surface fixe ont fait l'objet de plusieurs études ces dernières années. **Behnia et al. [36]** étudient ainsi l'impact d'un jet d'air sur une surface fixe dans des configurations avec ou sans confinement. Il conclue que, quand l'espacement entre la sortie du tube amenant le jet et le disque est grand, le confinement n'a aucune influence sur les transferts de chaleur (Figure I.18). En fait, peu de changements

sont observés pour des rapports  $e/d > 1$ . Pour des espacements plus petits, le confinement diminue l'échange global de chaleur sur le disque. De manière locale, cela se manifeste par une diminution des échanges au-delà d'un rayon  $r_c$  sur le disque. Ce rayon critique  $r_c$  diminue avec la diminution de  $e/d$ . Les auteurs attribuent cette diminution de l'échange à la diminution du renouvellement de l'air due au confinement. Ils constatent également que le confinement n'a que très peu d'influence sur les transferts dans la zone d'impact, c'est-à-dire pour  $r/d < 0,5$ .

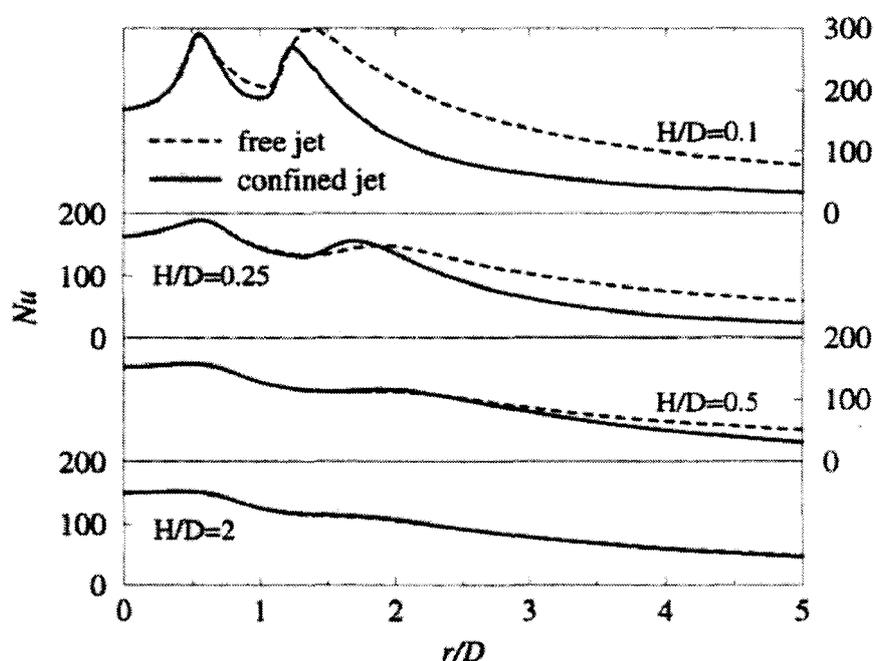


FIG. I.18 – Résultats de transferts de chaleur obtenus numériquement par *Behnia et al.* [36] sur une surface fixe avec et sans confinement

### I.6.1 Cas d'un disque seul en rotation avec jet

L'intérêt de l'ajout d'un jet sur un disque en rotation est de venir perturber la couche limite qui s'y crée naturellement en accélérant le renouvellement de l'air en son sein et le frottement avec la paroi. Ceci a pour effet d'augmenter le transfert de chaleur du disque vers le fluide ([34]). Cette configuration, pourtant physiquement intéressante, n'a pas fait l'objet de nombreuses recherches, seuls quelques auteurs se sont intéressés aux transferts de chaleur et de masse dans le cas d'un disque tournant dans l'air et soumis à l'impact d'un jet. L'influence des caractéristiques du jet (vitesse, diamètre) et de la distance entre la sortie de

tuyère et le disque en rotation sur les propriétés de l'écoulement et des transferts de chaleur est mise en évidence par plusieurs auteurs (**Chen, et Owen [37, 1]**).

En ce qui concerne l'interaction entre l'écoulement généré par la rotation du disque et celui généré par le jet, **Popiel et Boguslawski [38]** mettent en évidence l'existence de trois régimes :

- Un régime dominé par les effets du jet
- Un régime mixte
- Un régime dominé par les effets de la rotation du disque

Cette distinction est également effectuée par observation du nombre de Sherwood par **Chen [37]**. Ses conclusions font apparaître les trois régions définies ci-dessus en fonction du rapport des débits massiques liés à la rotation et au jet, notés respectivement  $Q_p$  et  $Q_j$  sur la figure I.19. La méthode de calcul de  $Q_p$  a été donnée par **Schlichting [39]** :

$$Q_p = 0,067 \pi r \nu Re \quad (I.55)$$

**Chen [37]** remarque que l'échange de chaleur sur un disque en rotation est affecté par le jet surtout pour les nombres de Reynolds rotationnels locaux  $Re_r$  sur le disque inférieurs à  $2 \times 10^5$ . Au-delà, la distribution de nombre de Nusselt local est très peu affectée par la présence du jet. De plus, dans toute cette zone, la valeur du nombre de Nusselt est quasiment constante, quelque soit la vitesse de rotation du disque. Il remarque également que le transfert de chaleur est amélioré de la manière la plus significative quand le jet est disposé au centre du disque en rotation. Le transfert de chaleur croît également avec l'augmentation de la vitesse du jet.

Pour **Owen [1]**, l'influence du jet sur les échanges de chaleur n'est visible que lorsque le débit du jet est au moins égal à 10% du débit d'air éjecté par la rotation du disque seul en l'absence de jet.

**Axcell [40]** a étudié l'impact d'un jet sur les transferts de chaleur sur un disque en rotation avec une certaine rugosité. Il met en évidence un nombre de Reynolds modifié permettant de prendre en compte en même temps les effets de la rotation et les effets du jet. Il définit ainsi :

$$Re_m = \sqrt{Re_r^2 + \left(\frac{V_j r}{\nu}\right)^2} \quad (I.56)$$

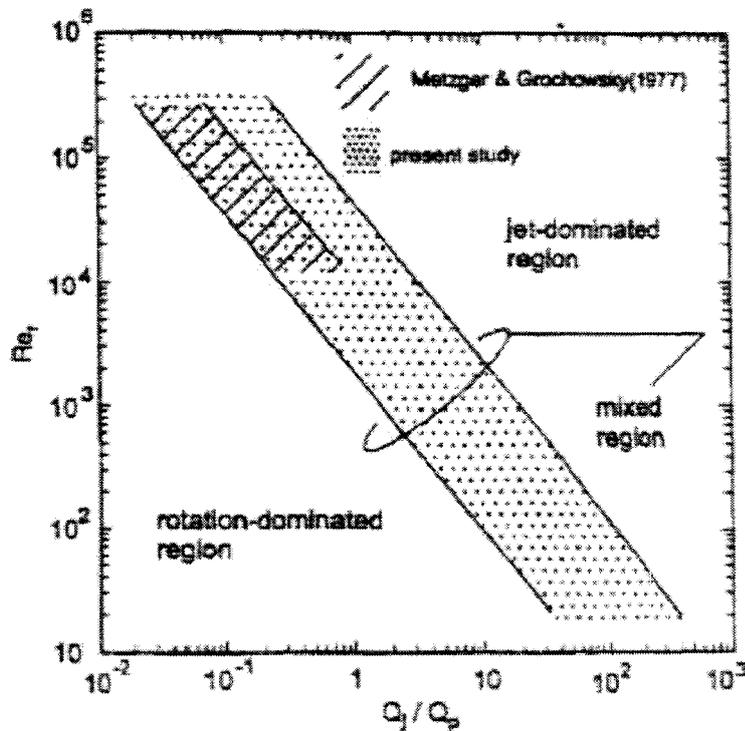


FIG. I.19 – régions définies en fonction du rapport des débits massiques liés à la rotation et au jet [37]

La représentation de ses essais en utilisant ce nombre donne des courbes confondues, ce qui montre l'intérêt de cette définition pour la mise en évidence d'une logique dans l'évolution des transferts de chaleur.

### I.6.2 Configuration Rotor-Stator avec courant d'air

Dans cette configuration, le système rotor/stator présente une ouverture permettant le transfert de fluide depuis l'extérieur du système. Owen [1] a étudié l'influence de l'ouverture sur la structure des écoulements pour différents espacements adimensionnés  $G$ . Les auteurs ne distinguent pas les configurations avec jet imposé ou écoulement naturel. On peut, cette fois encore, distinguer quatre régimes différents de manière analogue au paragraphe I.5 page 21. L'organisation schématique des quatre régimes reste la même mais les limites numériques changent. Notamment, la présence d'une ouverture au stator peut entraîner un passage prématuré au régime turbulent par rapport au cas sans ouverture.

Concernant la définition du nombre de Nusselt par analogie avec le cas sans jet, on définit

une température adiabatique de la manière suivante :  $T_{ad} = T_j + \frac{(T - T_j)}{2} [Pr^{1/3} Ec]$  avec  $T_j$  la température de l'air entrant dans l'entrefer par l'ouverture au stator.

### 1.6.2.1 Régime I

Dans le cas d'un faible espacement entre les deux disques, d'une vitesse de rotation et d'un débit injecté tel que l'écoulement soit laminaire, la structure de l'écoulement dépend uniquement du diamètre de l'ouverture centrale et de la quantité d'air injectée.

De manière théorique, la structure de l'écoulement dans cette configuration a été étudiée par **Soo [41]**. Il a résolu les équations de Navier-Stokes en utilisant la méthode de séparation des variables et a démontré que la structure de l'écoulement dépendait d'un paramètre  $\Phi(\tilde{r})$  qui tient compte du coefficient de débit-masse  $C_W = \frac{q_v}{\mu r}$ , du nombre de Reynolds relatif à l'espacement  $Re_G$  et de  $\tilde{r} = \frac{r}{Re_{ext}}$  de la manière suivante :

$$\Phi(\tilde{r}) = \frac{G C_W}{2\pi \times (Re_G \tilde{r})^2} \quad (1.57)$$

Dans le cas où il n'y a pas d'ouverture,  $\Phi(\tilde{r}) = 0$ , l'écoulement est purement centrifuge sur le rotor et centripète sur le stator et de type Couette avec des couches limites jointes. Pour cet auteur, l'écoulement est de ce type quand  $\Phi(\tilde{r}) < 0,01$ . Sinon, l'écoulement est centrifuge dans tout l'entrefer.

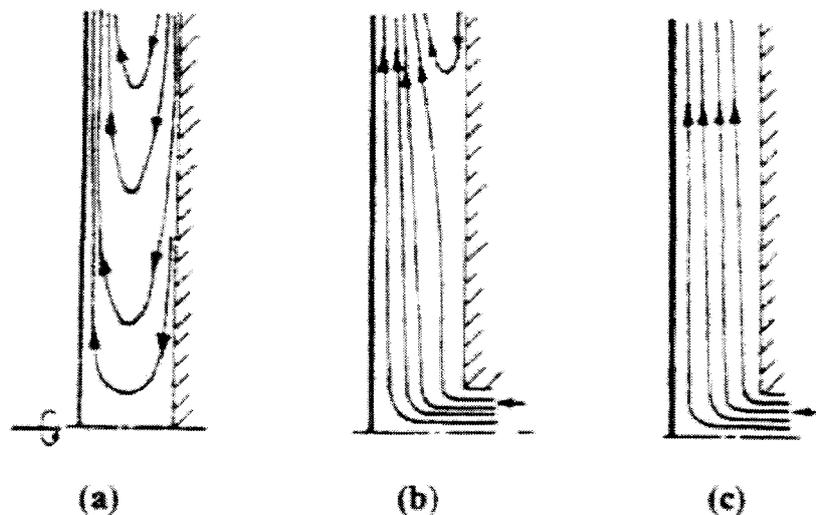


FIG. 1.20 – Les trois types d'écoulements observés suivant l'ouverture centrale dans le stator : (a) sans ouverture ; (b) faible débit ; (c) débit important [41]

La présence d'une ouverture au centre du stator augmente le rayon d'apparition de l'écoulement centripète sur le stator par rapport au cas sans ouverture. En effet, la couche limite sur le rotor est en partie alimentée par le fluide entrant par l'ouverture du stator et plus exclusivement par l'écoulement centripète qui se produit normalement sur celui-ci. Pour un débit entrant dans l'entrefer suffisant, il y a même disparition totale de l'écoulement centripète sur le stator. C'est ce que montre la figure I.20.

### I.6.2.2 Régime III

L'écoulement est cette fois turbulent et les espacements adimensionnés assez petits. Owen [1] constate que la structure de l'écoulement est tout à fait similaire au cas laminaire. Les contraintes tangentielles de cisaillement et le coefficient de moment ont été étudiés de manière théorique par Dorfman [42] pour les systèmes rotor/stator. Cet auteur a obtenu une solution approximative de l'équation du moment, et démontre que :

$$\int_0^{\varepsilon} V_r V_\theta dz = V_{\theta,median} \frac{q_v}{2 \pi r \rho} \quad (I.58)$$

où  $V_{\theta,median}$  est la composante tangentielle de la vitesse du fluide dans le plan médian de l'entrefer  $z = \frac{\varepsilon}{2}$ . Pour un coefficient de débit masse  $C_W$  très grand et une vitesse de rotation du disque très faible, le paramètre d'écoulement  $\lambda_0 = C_W Re^{-0,75}$  tend vers l'infini. Les transferts de chaleur locaux et globaux tendent vers des limites que l'auteur explicite à l'aide des contraintes pariétales et du coefficient de moment :

$$\tau_\theta = -0,0288 \left[ G Re \left( r^* (1 - \beta) \right)^{-7} \right]^{-0,25} \rho \omega^2 R^2 \quad (I.59)$$

$$C_M = 0,0707 (G Re)^{-0,25} \quad (I.60)$$

où  $\beta = \frac{V_{\theta,median}}{\omega r}$  et  $r^* = \frac{r}{Rezt}$  (rayon adimensionné).

En revanche pour un nombre de Reynolds très grand et un débit très faible (ie  $\lambda_0 \rightarrow 0$ ), il obtient la relation suivante :

$$C_M = 0,021 (G Re)^{-0,25} \quad (I.61)$$

### I.6.2.3 Régime II

Dans ce cas, l'espacement entre les deux disques est assez grand et l'écoulement est laminaire. On voit apparaître un coeur de fluide tournant entre les couches limites qui se développent sur les deux disques. La structure de l'écoulement dépend du nombre de Reynolds

local ainsi que du coefficient de débit-masse  $C_W$  représenté par le paramètre d'écoulement  $\lambda$  dont l'expression dépend de la nature du régime. Ainsi :

$$\lambda_{lam} = C_W Re^{-0.5} \quad (I.62)$$

**Soo [41]** montre que la vitesse de rotation du coeur est une fonction du rayon adimensionné  $\tilde{r}$  et que pour  $\tilde{r} < \tilde{r}_0$  où  $\tilde{r}_0 = \left(\frac{\lambda_{lam}}{\pi}\right)^{0.5}$ , la rotation s'annule et l'écoulement sur le rotor tend vers celui obtenu à proximité d'un disque isolé.

L'auteur représente graphiquement les lignes de courant dans l'entrefer en régime d'écoulement laminaire pour différents débits d'air entrant par l'ouverture du stator (FIG.I.21). Il distingue deux cas :

- Si  $\left(\frac{\lambda_{lam}}{\pi}\right)^{0.5} < 1$ , l'écoulement est de type **Batchelor [22]**.
- Si  $\left(\frac{\lambda_{lam}}{\pi}\right)^{0.5} > 1$ , l'écoulement est de type **Stewartson [23]** ( $\beta = 0$ ).

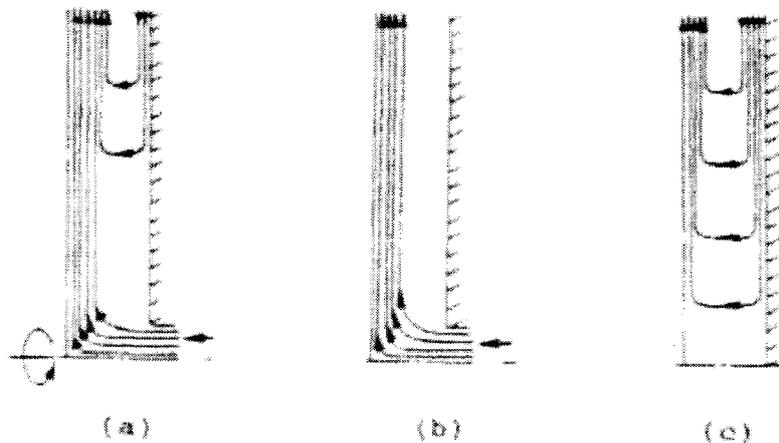


FIG. I.21 – Les trois types d'écoulements observés suivant l'ouverture centrale dans le stator : (a) faible débit ; (b) débit important ; (c) sans ouverture [41]

**Soong [43]** effectue des mesures en régime laminaire pour des grands espacements et visualise les écoulements via un système de fumée. Il prend ainsi plusieurs clichés en faisant varier le nombre de Reynolds Rotationnel  $Re$  et l'espacement adimensionné entre les deux disques. Les images obtenues sont présentées sur la FIG.I.22, le rotor et le stator étant respectivement positionné en haut et en bas.

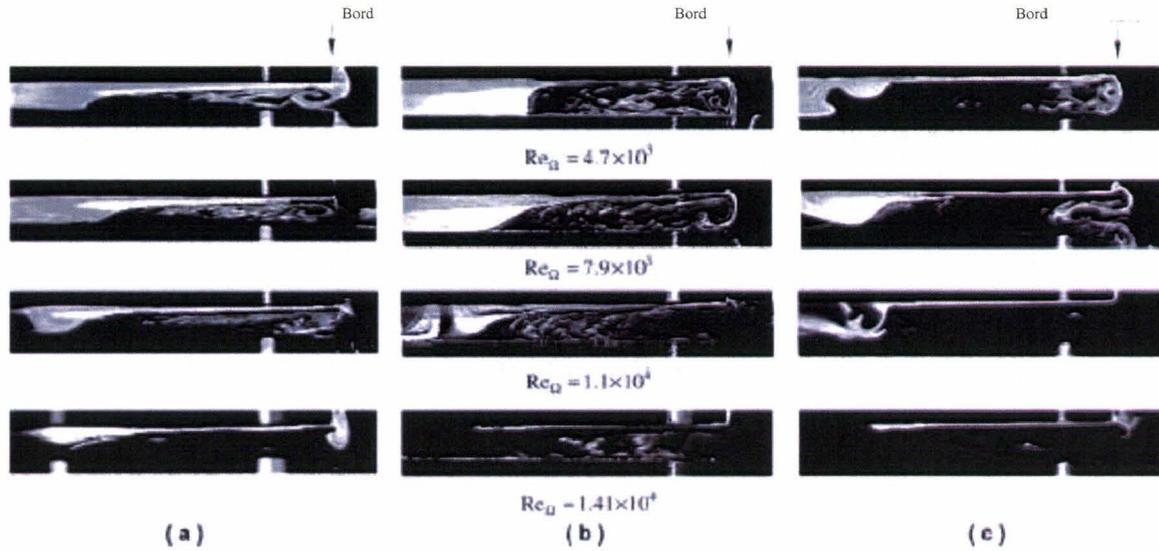


FIG. I.22 – Visualisation des écoulements pour quatre  $Re$  et trois  $G$  différents (croissants de gauche à droite). [43]

On observe que le fluide est rejeté de l'entrefer à proximité du rotor et que, au contraire, il est aspiré côté stator. La zone correspondant au coeur tournant apparaît également bien pour les espacements les plus faibles et/ou les Reynolds les plus bas présentés (Écoulement de type **Batchelor** [22]). Pour des valeurs plus importantes de  $G$ , les auteurs constatent la disparition de coeur tournant et de la couche limite statorique. L'écoulement est alors de type **Stewartson** [23] (cas b).

#### I.6.2.4 Régime IV

La structure moyenne de l'écoulement turbulent est similaire au cas précédent (régime II). Les auteurs définissent également un paramètre tel que :

$$\lambda_{tur} = C_W Re^{-0,8} \quad (I.63)$$

Cette fois, c'est **Owen** [4] qui définit un paramètre  $\tilde{r}_1$  tel que  $\tilde{r}_1 = \left(\frac{\lambda_{tur}}{0,219}\right)^{5/13}$  pour qualifier l'écoulement.

Ainsi, pour  $\tilde{r} < \tilde{r}_1$ , la vitesse de rotation du coeur de fluide s'annule et l'écoulement est de type **Stewartson** [23]. **Owen** [4] précise également que pour  $\tilde{r} = \tilde{r}_1$ , le coefficient de débit masse  $C_W$  est le même que celui entraîné par le disque en rotation  $C_{W,d}$ , dont il donne par ailleurs une expression en fonction du nombre de Reynolds rotationnel :

$$C_{W,d} = 0,22 Re^{\frac{4}{5}} \quad (I.64)$$

### I.6.2.5 Bilan

Pour synthétiser cette partie, nous retiendrons des travaux de **Owen [4]** que lorsque le débit d'air injecté dans l'entrefer est faible,  $C_W < C_{W,dl}$ , le régime d'écoulement est de type Couette avec deux couches limites jointes pour les faibles espacements. Le coefficient de moment est alors une fonction décroissante de  $G$ , tout comme dans le cas sans courant d'air. Lorsque  $G$  augmente, le régime d'écoulement tend vers un écoulement de type **Batchelor [22]**, avec deux couches limites séparées par un coeur de fluide en rotation et il apparaît un écoulement centripète côté stator. Puis lorsque  $G$  augmente encore, on retrouve les conditions de disque seul. Lorsque le débit d'air injecté augmente,  $C_W > C_{W,dl}$ , la rotation du coeur de fluide s'affaiblit et peut même être totalement supprimée, l'écoulement tend alors vers un écoulement de type **Stewartson [23]**. Le coefficient de moment tend alors vers celui du disque seul en rotation dans l'air. Dans le cas d'un système rotor-stator avec courant d'air, **Owen [1]** montre expérimentalement que quand l'espacement entre les deux disques est supérieur à deux fois l'épaisseur de la couche limite au rayon extérieur du rotor, notée  $\delta_R$ , alors celui-ci a un comportement similaire au disque seul en rotation dans l'air. L'épaisseur de la couche limite diminue avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, ce qui implique que l'influence de l'espacement sur les échanges de chaleur par convection est plus importante aux faibles vitesses qu'aux vitesses de rotation importantes. Il complète son analyse en invoquant le fait que le transfert de masse atteint un maximum quand les couches limites sur les deux disques sont séparées, c'est-à-dire quand l'espacement  $G$  est supérieur à  $2\delta_R$ . Dans le cas d'un régime d'écoulement turbulent, plusieurs auteurs proposent une valeur limite de  $G$  au-dessus de laquelle la présence du stator n'a plus d'effet sur les phénomènes.

$$G_{lim} = 1,05 Re^{-0,2} \quad (\text{I.65})$$

---

---

## **CHAPITRE II**

---

### **DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL**



## II.1 Introduction

Dans les machines tournantes, les méthodes expérimentales utilisées pour déterminer le transfert convectif local sont basées le plus souvent sur l'utilisation de capteurs de flux et de thermocouples [20], ou sur l'utilisation de l'analogie entre le transfert de masse et de chaleur par sublimation du naphthalène à la surface du disque [2]. Ces méthodes sont souvent intrusives et perturbent les phénomènes. L'idée principale à l'origine de la méthode proposée ici est de s'affranchir de ce problème. Ainsi, notre démarche est basée sur l'utilisation de la thermographie infrarouge pour déterminer à distance les températures à la surface du disque tournant, évitant ainsi la perturbation de l'écoulement et des transferts thermiques. Le dispositif expérimental est conçu pour répondre aux impératifs suivants : permettre la variation de l'entrefer entre les deux disques, autoriser l'ajout d'un jet de débit variable venant impacter au centre du rotor et obtenir un large domaine de valeurs du nombre de Reynolds rotationnel pour atteindre les différents régimes d'écoulement. Ce chapitre présente le dispositif expérimental et la procédure suivie lors d'un essai. La description de la méthode d'identification des coefficients d'échanges convectifs locaux est ensuite effectuée. Pour finir cette partie, une validation de la méthode et du banc expérimental est proposée dans une configuration de disque seul en rotation dans l'air par comparaison avec les résultats bien connus de **Dorfman** [15].

## II.2 Principe expérimental

L'objectif de ce travail est d'étudier les transferts convectifs à la surface d'un disque en rotation dans l'air dans différentes configurations. La méthode expérimentale la plus utilisée pour déterminer les coefficients d'échange locaux est celle de la paroi thermiquement mince qui permet d'obtenir la répartition des coefficients d'échange à partir de bilans thermiques simples. Dans la pratique, l'application de cette méthode sur des géométries complexes est délicate. C'est pourquoi nous avons développé dans ce travail une technique, basée sur l'utilisation d'une paroi thermiquement épaisse (Figure II.1). Le disque en rotation est en aluminium et est recouvert d'un matériau peu conducteur de la chaleur sur sa face soumise au refroidissement par l'air. Ce disque est chauffé sur la face arrière en aluminium et refroidi sur la face avant revêtue. Le courant d'air à l'origine du refroidissement est créé par la rotation mais aussi par l'ajout d'un jet. Les variations du coefficient d'échange local conduisent

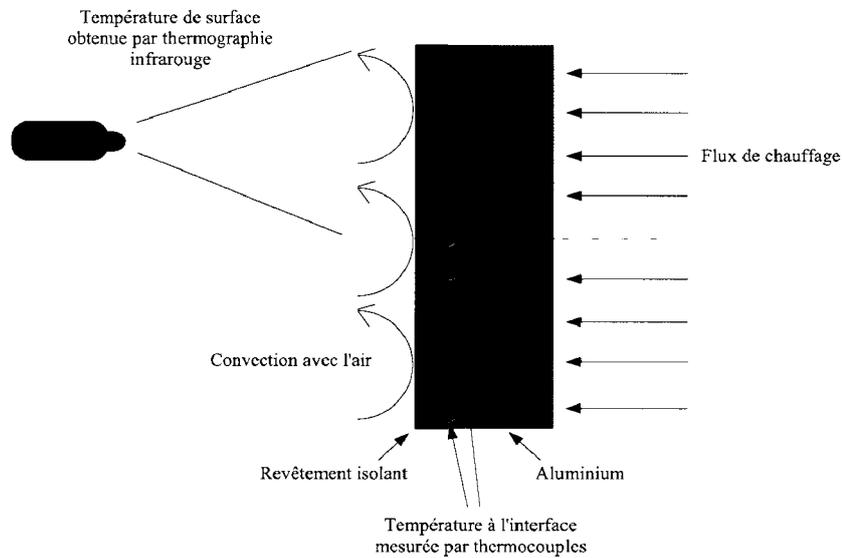


FIG. II.1 – Schéma de principe du banc expérimental

à des variations radiales de température sur la face refroidie. L'amplitude de ces variations dépend des échanges avec l'écoulement, de la conductivité thermique et de l'épaisseur du revêtement. Lorsque le régime thermique est stationnaire, le flux pariétal est obtenu par la résolution numérique de l'équation de la chaleur dans l'épaisseur du revêtement isolant. Pour cette résolution, on applique comme conditions aux limites des distributions de température obtenues expérimentalement. Le coefficient d'échange convectif local est alors déduit du flux pariétal de chaleur par l'intermédiaire du bilan des échanges thermiques à la surface refroidie du disque. Sur la face refroidie du disque, la répartition radiale de température est mesurée par thermographie infrarouge. A l'interface entre l'aluminium et l'isolant, elle est mesurée grâce à 2 thermocouples. Le nombre de thermocouples étant dicté par les capacités du collecteur tournant. En effet, les thermocouples doivent obligatoirement être reliés à la centrale d'acquisition par l'intermédiaire d'un collecteur tournant limité en nombre de voies. Dans notre cas, quatre voies sont disponibles. Ces deux thermocouples sont suffisants car le gradient radial de température à l'interface entre l'isolant et l'aluminium est très faible grâce à l'utilisation de l'aluminium, matériau très conducteur qui permet l'homogénéisation des température à l'arrière de l'isolant.

## II.3 Description de la maquette

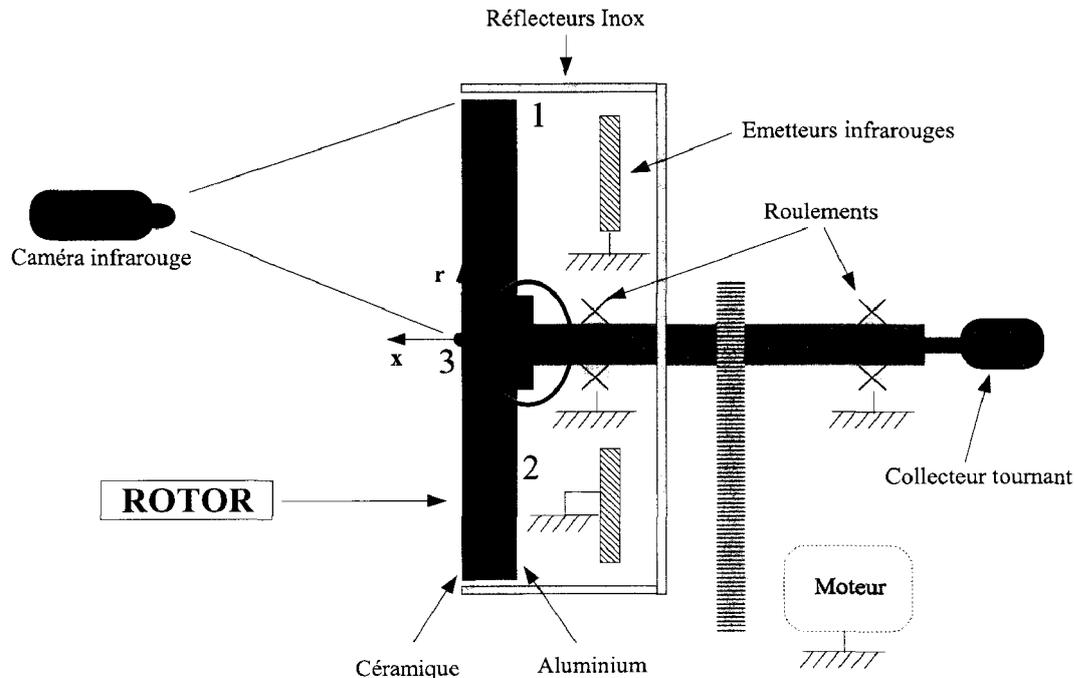


FIG. II.2 – Schéma du banc expérimental - Partie Commune à tous les essais - Configuration disque seul

Cette thèse s'inscrivant dans la suite des travaux effectués par **Boutarfa [44]**, la base du banc expérimental a été réutilisée. Le rotor et le stator ont quant à eux été complètement modifiés. Ainsi, le diamètre retenu pour le disque tournant est  $R_{ext} = 310 \text{ mm}$ . Compte-tenu des plages de nombre de Reynolds  $Re = \frac{\omega R_{ext}^2}{\nu}$  nécessaire pour obtenir les trois régimes d'écoulement décrits dans la partie *Bibliographie*, la vitesse de rotation peut varier de 100 à 1200 tr/min grâce à un variateur de fréquence relié au moteur. L'arbre de rotation est un arbre creux en acier de diamètre intérieur/extérieur 30/60 mm, d'une longueur de 1 m, permettant le passage de fil de thermocouples. Celui-ci est fixé au bâti par l'intermédiaire de deux ensembles roulements/paliers espacé de 60 cm. Les thermocouples sont reliés à une centrale d'acquisition via un collecteur tournant à anneau de mercure placé en bout d'arbre et possédant 4 canaux. Uniquement deux thermocouples peuvent être branchés simultanément. Un troisième sera tout de même positionné à l'interface entre les deux matériaux sélectionnés

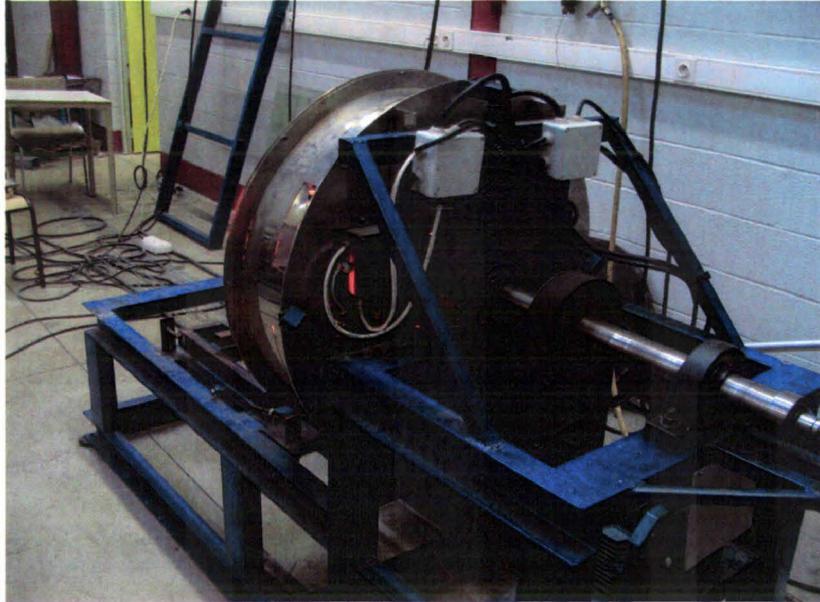


FIG. II.3 – *Vue générale du banc expérimental*

(voir ci-après), de manière à palier à une éventuelle défaillance d'un des deux autres. Nos mesures concernent l'ensemble de la surface refroidie du rotor, c'est pourquoi nous avons positionné nos thermocouples aux rayons suivants :  $r = 0$ ,  $r = 0,15m$  et  $r = 0,3m$ . Ils sont repérés par les chiffres 1 à 3 sur la figure II.2. Concernant le chauffage, des lampes infrarouges courts, dont le temps de réponse est très court, sont installées pour une puissance total de 12 kW. Leur puissance est ajustée en fonction de la configuration de manière à obtenir des températures de l'ordre de 340 K à l'interface aluminium/céramique, la température de la pièce où est disposé le banc expérimental étant quant à elle toujours aux alentours de 293 K. Un carter en aluminium poli est ensuite installé autour des lampes et du disque en rotation pour concentrer le maximum d'énergie radiative sur la face arrière du disque et ainsi diminuer les pertes.

### II.3.1 Conception de la partie tournante

Le principe de mesure exposé précédemment dicte en partie la conception du disque. Mais il faut également tenir compte des contraintes mécaniques due à la rotation. Ainsi, l'aluminium a très vite été choisi pour la fabrication du corps du disque. En effet, ils possèdent des propriétés intéressantes, notamment sa bonne résistance aux contraintes avec un module d'élasticité de 67000 Pa, sa masse volumique relativement faible par rapport à d'autres mé-

taux comme l'acier ( $2700 \text{ kg/m}^3$ ), et sa conductivité thermique élevée (environ  $200 \text{ W/mK}$ ). Pour la couche superficielle soumise au refroidissement, l'idée d'effectuer une projection plasma d'un isolant a été retenue. La projection permet en effet, grâce à l'échauffement important pendant l'opération, d'avoir une bonne accroche entre les deux couches et d'avoir un dépôt très homogène en épaisseur. Par contre, cette technique est limitée puisqu'elle ne permet pas de déposer de grosses épaisseurs. Pour le choix des épaisseurs d'aluminium et d'isolant, des simulations ont été effectuées en résolvant l'équation de la chaleur. Il a été conclu qu'une épaisseur de  $43 \text{ mm}$  d'aluminium nous permettraient d'homogénéiser les températures à l'interface entre l'aluminium et le revêtement isolant. L'épaisseur de l'isolant a quant à elle été choisie de manière à observer l'écart de température radial le plus important possible. Des simulations ont été effectuées pour différentes conductivités thermiques et différentes épaisseurs. A la face arrière du domaine de résolution, une température homogène de  $333 \text{ K}$  a été imposée, et à la face avant, une condition de convection où le coefficient de convection est identifié à partir de la corrélation de Dorfman sur une configuration disque seul pour une vitesse de  $2000 \text{ tr/min}$ . Ainsi, les trois régimes d'écoulement (laminaire, transition, turbulent) sont présents sur le disque. Les écarts de température  $\Delta T = T(r) - T(R_{ext})$  sur la face soumise au refroidissement sont ainsi calculés. Les résultats sont présentés sur la figure II.4.

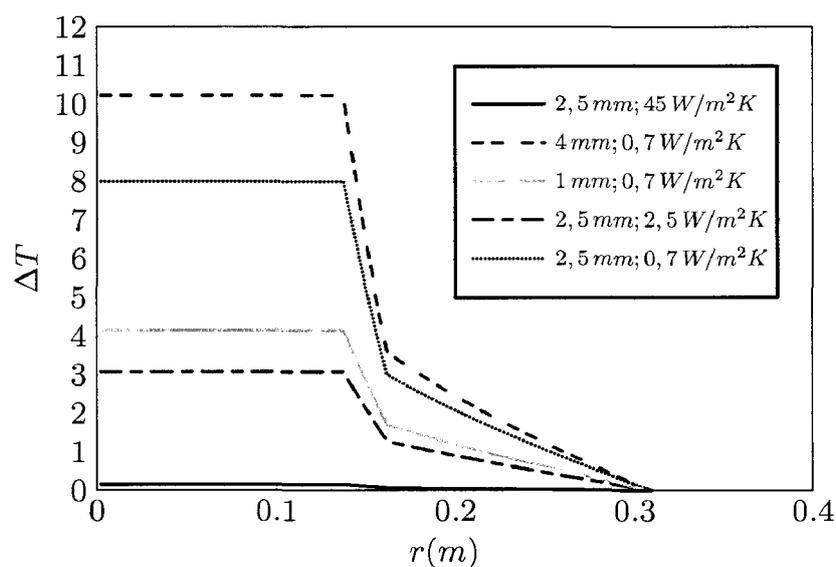


FIG. II.4 – Écart de température sur la surface du disque pour différents couples épaisseur/conductivité thermique

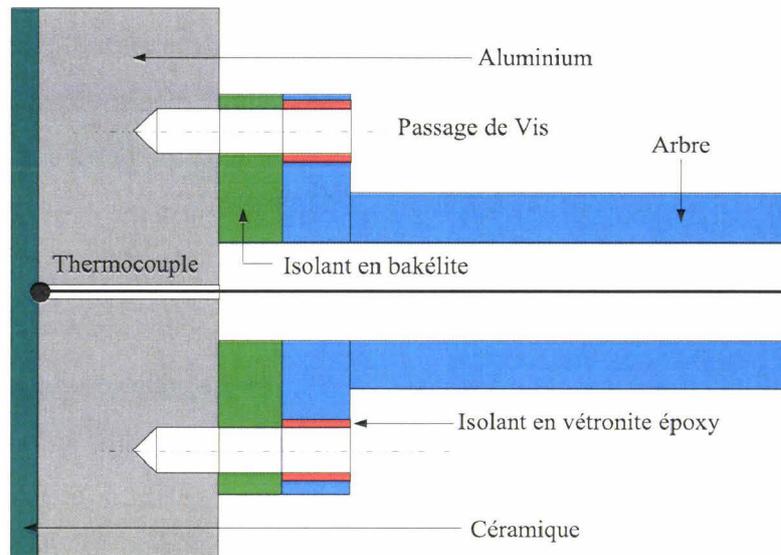


FIG. II.5 – Zoom sur la fixation du disque sur l'arbre

Les discontinuités que nous observons sur les profils de températures sont situées au niveau de la fin du régime laminaire et du début de régime turbulent. En effet, les corrélations appliquées pour la résolution sont différentes pour chacun des trois régimes et il en résulte une variation brutale du profil de température.

Il est évident que les écarts de température sont les plus élevés quand l'épaisseur augmente ou quand la conductivité diminue. Par exemple, une couche d'aluminium de  $2\text{ mm}$  et de conductivité  $45\text{ W/mK}$  ne conviendrait pas pour notre application étant donné la faible variation de température et, par conséquent, la difficulté à bien représenter les variations du coefficient d'échange convectif. Le graphique montre clairement qu'une céramique de conductivité thermique de  $0,7\text{ W/mK}$  convient à notre étude. L'épaisseur doit être la plus grande possible sans être exagérée, faute de quoi, le temps d'établissement du régime permanent deviendrait excessivement longue. De plus, les contraintes liées à la projection plasma ne permettent de projeter qu'un maximum de  $2,5\text{ mm}$  de céramique. Nous choisissons donc de déposer une couche de  $2,5\text{ mm}$  de céramique yttrée de conductivité thermique de  $0,7\text{ W/mK}$  sur les  $43\text{ mm}$  d'aluminium.

Compte-tenu des différentes configurations que nous allons étudier, la maquette est constituée d'une partie commune, qui correspond à la configuration disque seul et de parties modulables. La partie commune est présentée sur la figure II.2.

Des premiers essais nous ont permis de constater que des pertes importantes se produisaient par l'arbre, entraînant une baisse des températures au centre du disque. Afin de palier à ce problème, nous avons cherché à isoler le plus possible le disque de l'arbre en intercalant un isolant (Figure II.5) en bakélite entre le disque et le flasque de centrage et diminuer au maximum les contacts entre métaux. Afin de limiter les pertes thermiques qui subsistent au niveau des vis de fixation nous avons isolé le haut des vis, en contact avec le flasque de centrage avec de la vétronite époxy, utilisée dans les machines électriques pour ses propriétés isolantes et mécaniques.

### II.3.2 Conception du stator

Afin de pouvoir procéder à l'étude des configurations de type rotor-stator, à la partie commune présentée précédemment, il faut ajouter un stator dont la distance au rotor doit être réglable. Le stator utilisé est en aluminium et son rayon extérieur est de 310 mm. Nous ferons en sorte de pouvoir régler l'espacement entre le rotor et le stator de 3 à 50 mm (Figure II.9) de manière à obtenir des espacements adimensionnés intéressants, compris entre  $G = 0,01$  et  $G = 0,16$  (Figure II.6). Ce disque n'est soumis à aucune contrainte mécanique durant le fonctionnement. Il est juste soumis au rayonnement thermique provenant du rotor. Afin de maîtriser cet échange radiatif, l'émissivité de la surface doit être connue, c'est pourquoi il est recouvert d'une peinture grise dont l'émissivité est estimée par étalonnage à  $\varepsilon_s = 0,65 \pm 0,03$ . Le stator est également équipé de deux thermocouples de type T placés aux deux rayons : 0,05 m et 0,3 m (Figure II.7). Compte-tenu de la technologie de mesure de température de surface employée (la thermographie infrarouge), il faut également pouvoir observer le rotor à travers le stator. Afin de ne pas atténuer le signal venant du rotor et mesuré par la caméra de manière à garder une sensibilité suffisante, il faut disposer un matériau quasi-transparent aux infrarouges dans le stator à travers lequel on puisse observer un rayon du rotor. Dans ce genre d'applications, la fluorine est souvent adoptée car son coefficient de transmission est élevé. Nous choisissons un hublot de forme rectangulaire formé de deux lamelles de fluorine de dimensions  $145 \times 20$  mm mises bout à bout et assemblées par collage (Figure II.8). La zone observable du disque est ainsi comprise entre les rayons 0,02 et 0,31 m.

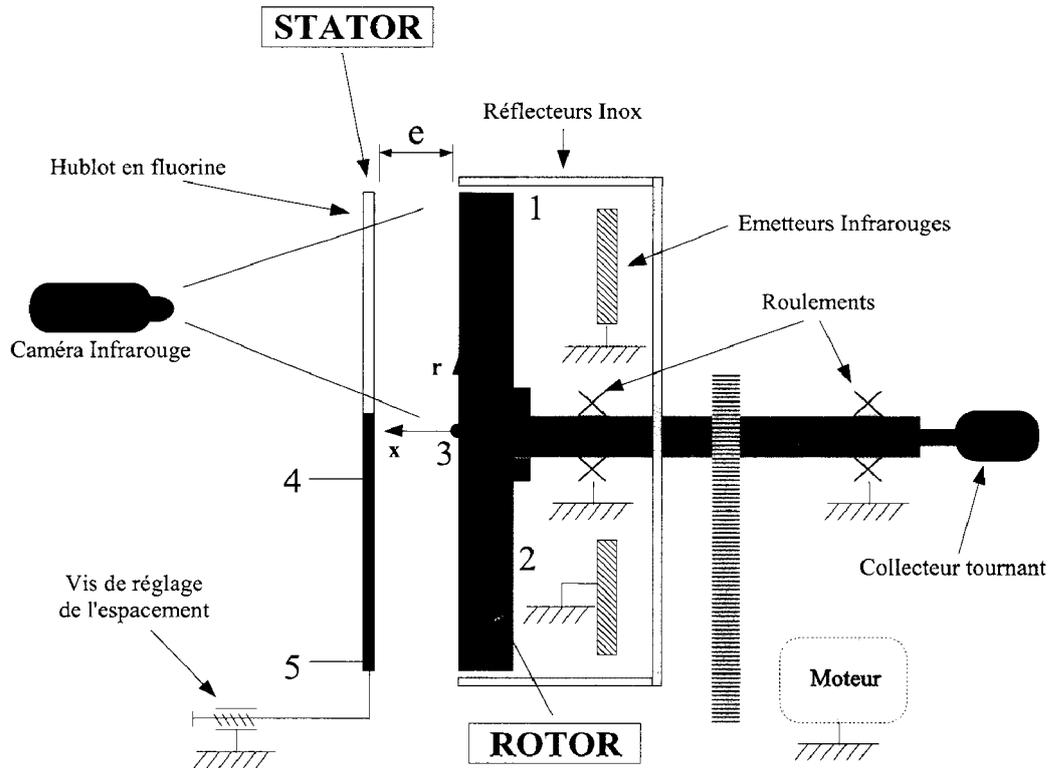


FIG. II.6 – Schéma du banc expérimental en configuration rotor-stator

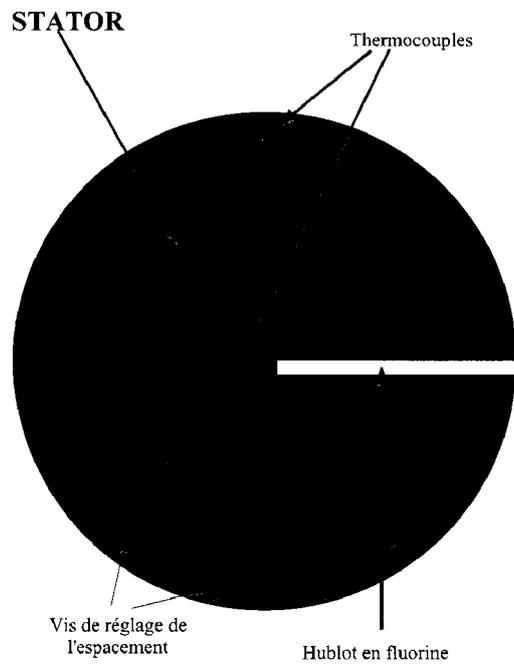


FIG. II.7 – Vue de face du stator

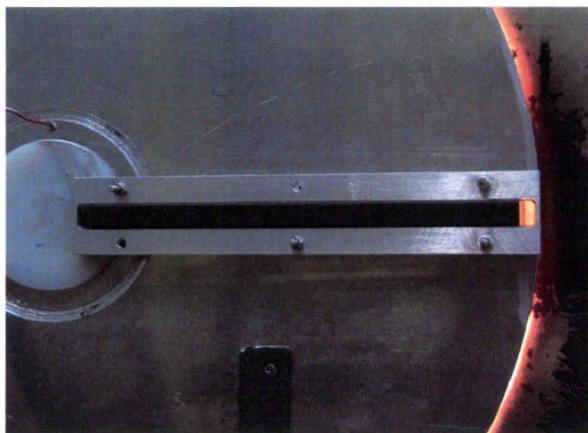


FIG. II.8 – *Hublot en fluorine*

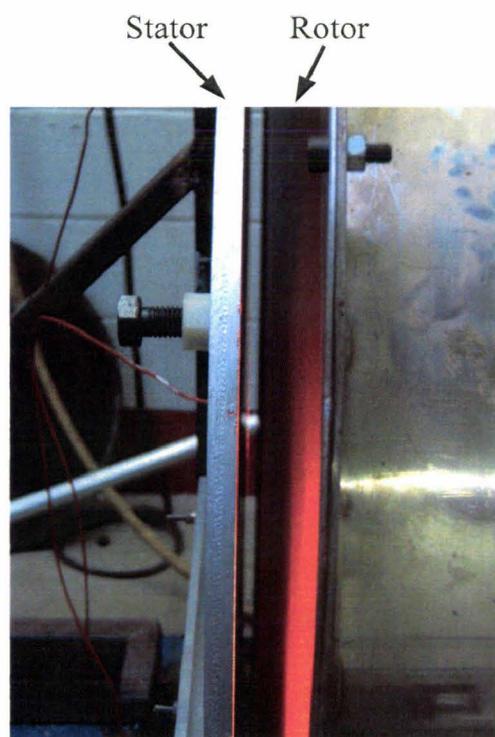


FIG. II.9 – *Vue de l'entrefer*

### II.3.3 Configuration avec jet

Afin de modifier les écoulements à proximité du disque en rotation et ainsi d'améliorer les transferts de chaleur à sa surface, nous décidons de disposer un jet venant impacter au centre du disque. Un orifice de diamètre  $d$  est usiné au centre du stator, un tube relié au ventilateur via un convergent y est ensuite installé. Les paramètres influents sont le nombre de Reynolds liés au jet  $Re_j = \frac{V_j \cdot d}{\nu}$ , l'espacement adimensionné  $H = e/d$ . Le diamètre  $d$  du tube relié à l'ouverture au centre du stator est de 0,026 m. La position du hublot en fluorine n'est par ailleurs pas affectée par la présence du tube. Par rapport au cas sans tube, la zone du rotor observée reste donc la même. Les figures II.10 et II.11 présentent cette configuration. Le reste de la maquette est conservé.

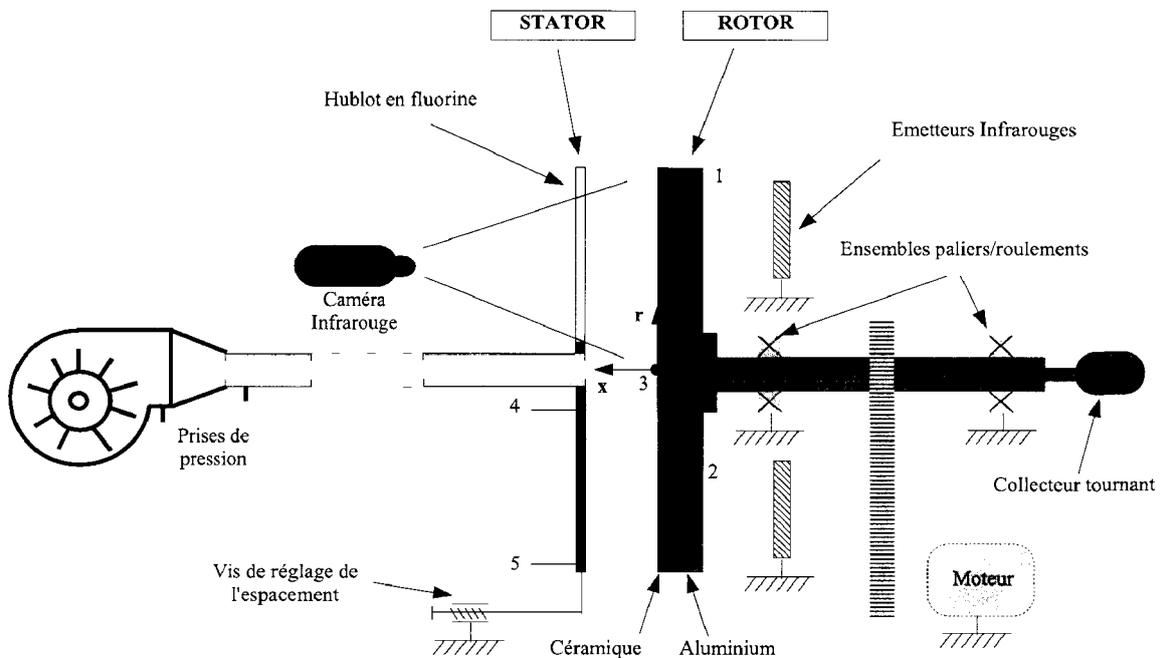


FIG. II.10 – Schéma du banc expérimental en configuration rotor-stator avec jet

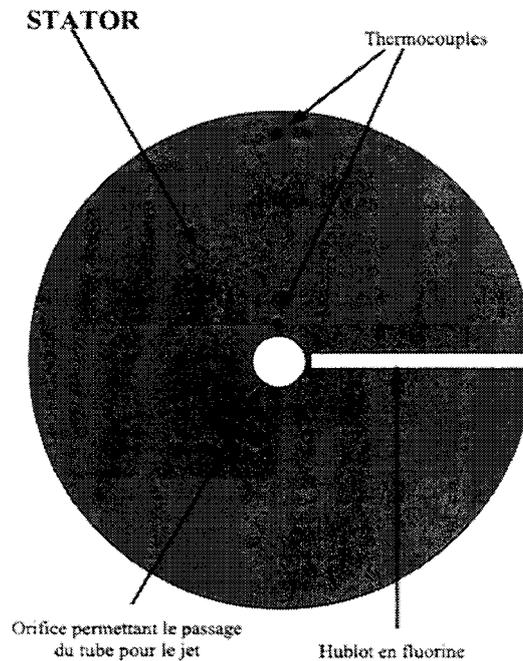


FIG. II.11 – Vue de face du stator avec l'ouverture centrale

## II.4 Identification du nombre de Nusselt

### II.4.1 Choix de la température de référence

Trois configurations de machines tournantes sont étudiées dans ce travail (disque seul, rotor stator sans jet, rotor stator avec jet). Aussi, nous avons vu précédemment, que la température de référence la plus appropriée afin de garantir des résultats intrinsèques et universels sur les nombres de Nusselt locaux et moyens est la température adiabatique, qui tient compte des potentiels échauffements due aux dissipations par frottement au niveau de la surface tournante. Elle s'exprime comme étant la somme de deux termes  $T_{ad} = T_0 + T_{diss}$ . Le premier terme  $T_0$  est relatif à la température de l'air qui vient alimenter la couche limite et peut être pris comme suit :

- Configuration Disque seul :  $T_0 = T_\infty$
- Configuration Rotor-stator : Plusieurs choix sont possibles. Les températures généralement prises sont celle au coeur de l'entrefer (lorsqu'il y a un coeur de fluide en

rotation), du stator (lorsqu'il n'y a pas de coeur en rotation) ou celle de l'air entrant dans l'entrefer. Comme il est plus facile de mesurer la température de l'air entrant dans l'entrefer puisqu'il s'agit de  $T_\infty$ , et qu'avant de faire les mesures, nous ne pouvons pas savoir de quelle nature est l'écoulement (avec coeur tournant ou non), nous prendrons également  $T_0 = T_\infty$ .

- Configuration Rotor-stator avec un jet impactant : il est dans ce cas naturel de prendre en compte la température de l'air injecté  $T_j$ . Or dans notre cas l'air, injecté est à la température ambiante. La température ambiante au loin de l'entrefer est donc également choisie ici :  $T_0 = T_j = T_\infty$

Finalement, dans chaque configuration étudiée ici, la température adiabatique peut donc être prise comme la somme de la température ambiante mesurée assez loin du banc expérimental pour ne pas en subir l'influence et d'un terme lié à la dissipation.

$$T_{ad} = T_\infty + \frac{Pr^{1/3} \omega^2 r^2}{2 C_p} \quad (\text{II.1})$$

Dans notre cas, la différence maximale  $[T_{ad} - T_\infty]_{max}$  est obtenue pour la plus grande vitesse de rotation (1200 tr/min et 0,31 m.), ce qui donne :  $[T_{ad} - T_\infty]_{max} = 0,67$  K.

De plus, le rapport maximal entre les nombres de Nusselt locaux calculés d'une part avec  $T_\infty$  et d'autre part avec  $T_{ad}$  peut être obtenu simplement en écrivant :

$$\frac{Nu(T_\infty)}{Nu(T_{ad})} = \frac{T(r, z = 0) - T_{ad}}{T(r, z = 0) - T_\infty} \quad (\text{II.2})$$

d'où :

$$\frac{Nu(T_\infty)}{Nu(T_{ad})} = \frac{T(r, z = 0) - T_\infty - (T_{ad} - T_\infty)}{T(r, z = 0) - T_\infty} \quad (\text{II.3})$$

soit encore :

$$\left[ \frac{Nu(T_{ad}) - Nu(T_\infty)}{Nu(T_{ad})} \right]_{max} = \frac{[T_{ad} - T_\infty]_{max}}{[T(r, z = 0) - T_\infty]_{min}} \quad (\text{II.4})$$

On comprend aisément que la différence obtenue sur les résultats dépend directement du chauffage du disque tournant. Plus la surface du disque sera chaude par rapport à l'atmosphère, plus les effets dissipatifs due aux frottements auront une influence négligeable, auquel cas la température ambiante prise loin du système pourra être prise comme référence.

Pour la totalité des essais présentés dans ce mémoire, l'écart de température obtenu entre un point du disque et l'air ambiant n'est jamais inférieur à 24 K. Cet écart minimal est obtenu

pour une configuration rotor-stator avec jet pour un point proche du centre du disque, c'est-à-dire pour un faible rayon, où le terme dissipatif est dans tous les cas toujours très faible et où la différence  $[T_{ad} - T_{\infty}]$  est alors bien inférieure à son maximum. En procédant de la sorte, l'estimation de l'écart relatif entre les nombres de Nusselt est très fortement majoré :

$$\frac{Nu(T_{ad}) - Nu(T_{\infty})}{Nu(T_{ad})} < 2,8\% \quad (\text{II.5})$$

Cette différence relative reste tout de même très faible et c'est pourquoi dans toute cette étude, la température prise comme référence pour le calcul des nombres de Nusselt locaux et globaux sera la température  $T_{\infty}$ .

#### II.4.2 Nombre de Nusselt local

Pour avoir accès au coefficient d'échange convectif local  $h(r)$  et au nombre de Nusselt local  $\frac{hr}{\lambda}$ , il faut être capable de calculer le flux pariétal à la surface de la céramique. La résolution de l'équation de la chaleur au sein de la céramique nous permet d'y accéder. Compte tenu de la conception du rotor et des conditions d'écoulement, le problème est considéré axisymétrique et nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \times \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{II.6})$$

Un maillage de la céramique est alors effectué ainsi qu'une résolution par la méthode des différences finies. Les conditions aux limites imposées sont, d'une part, les températures mesurées par thermographie infrarouge à la surface du disque, d'autre part, le profil de température mesuré par les thermocouples placés à l'interface aluminium/céramique. Le nombre de points de calcul suivant le rayon du disque est égal au nombre de points où une mesure a été effectuée. Les résultats sont donc disponibles pour ce même nombre de points et se présentent sous forme d'une liste de valeurs discrètes. Dans la configuration de disque seul, nous observons la surface refroidie du centre au rayon extérieur, ce qui correspond à 160 points de mesures. En configuration rotor-stator, 2 cm ne sont plus observables au centre et le nombre de points de mesures est alors de 150.

Le flux conductif se calcule ensuite à l'aide du gradient de température à la surface de la céramique de la manière suivante :

$$\varphi_{cd} = \lambda_{zir} \left( \frac{\partial T(r)}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (\text{II.7})$$

Afin de déterminer les coefficients d'échanges convectifs à la surface du rotor, nous écrivons un bilan de flux. Cela se traduit par une égalité entre le flux conductif dans l'épaisseur de la céramique et le flux convectif sur sa surface auquel s'ajoute le flux radiatif. (equation II.8)

$$\varphi_{cd} = \varphi_{cv} + \varphi_{ray} \quad (\text{II.8})$$

Le flux rayonné peut prendre différentes expressions selon la configuration étudiée. Pour la configuration de disque seul, nous pouvons estimer la part rayonnée de la manière suivante :

$$\varphi_{ray} = \varepsilon\sigma(T(r, z = 0)^4 - T_{\infty}^4) \quad (\text{II.9})$$

Dans une configuration de type rotor-stator avec ou sans jet, les pertes par rayonnement peuvent cette fois être estimées grâce à l'expression du flux net perdus par rayonnement entre deux disques parallèles, grâce au facteur de forme  $F$  calculé par **Ritoux [45]** :

$$\varphi_{ray} = \sigma \frac{F\varepsilon_R\varepsilon_S}{1 - F^2(1 - \varepsilon_R)(1 - \varepsilon_S)} \left( T(r, z = 0)^4 - T_{stator}^4 \right) \quad (\text{II.10})$$

Avec  $F$  une fonction de l'espacement adimensionné  $G$  :

$$F = 1 + \frac{G^2}{2} - \sqrt{\frac{G^4}{4} + G^2 - 1} \quad (\text{II.11})$$

Ces équations nous donnent donc accès au coefficient d'échange convectif local  $h$ , pour un disque seul :

$$h = \frac{\lambda_{zir} \left( \frac{\partial T(r)}{\partial z} \right)_{z=0} - \varepsilon\sigma(T(r, z = 0)^4 - T_{\infty}^4)}{T(r, z = 0) - T_{\infty}} \quad (\text{II.12})$$

On a également, dans une configuration de type rotor-stator, l'expression suivante :

$$h = \frac{\lambda_{zir} \left( \frac{\partial T(r)}{\partial z} \right)_{z=0} - \sigma \frac{F\varepsilon_R\varepsilon_S}{1 - F^2(1 - \varepsilon_R)(1 - \varepsilon_S)} \left( T(r, z = 0)^4 - T_{stator}^4 \right)}{T(r, z = 0) - T_{\infty}} \quad (\text{II.13})$$

Le nombre de Nusselt local peut ainsi être calculé :

$$Nu_r = \frac{\lambda_{zir} \left( \frac{\partial T(r)}{\partial z} \right)_{z=0} - \sigma \frac{F\varepsilon_R\varepsilon_S}{1 - F^2(1 - \varepsilon_R)(1 - \varepsilon_S)} \left( T(r, z = 0)^4 - T_{stator}^4 \right)}{T(r, z = 0) - T_{\infty}} \times \frac{r}{\lambda_{air}} \quad (\text{II.14})$$

La température de référence est, comme expliqué précédemment, la température de l'air mesurée loin du dispositif expérimental et les propriétés thermophysiques de l'air sont calculées à cette température grâce aux lois de Sutherland, comme expliqué en *Annexe I* de ce rapport.

### II.4.3 Nombre de Nusselt moyen

De manière théorique, le calcul des coefficients d'échanges convectifs moyens sur une couronne comprise entre un rayon  $R_1$  et un rayon  $R_2$  s'effectue par l'intermédiaire du flux total échangé en surface :

$$\bar{h} = \frac{\overline{\varphi_{cv}}}{T(r, z = 0) - T_\infty} = \frac{\phi_{cv}}{\pi(R_2^2 - R_1^2) \times T(r, z = 0) - T_\infty} \quad (\text{II.15})$$

Or le flux total  $\phi_{cv}$  peut être calculé par :

$$\phi_{cv} = \int_S \varphi_{cv} dS = \int_{R_1}^{R_2} h(r) \times (T(r, z = 0) - T_\infty) 2\pi r dr \quad (\text{II.16})$$

d'où l'expression finale de l'échange convectif moyen :

$$\bar{h} = \frac{2 \int_{R_1}^{R_2} h(r) \times (T(r, z = 0) - T_\infty) r dr}{(R_2^2 - R_1^2) \times T(r, z = 0) - T_\infty} \quad (\text{II.17})$$

Si on définit le nombre de Nusselt local par  $Nu = \frac{h.r}{\lambda_{air}}$  et le Nusselt moyen par  $\overline{Nu} = \frac{\bar{h}.R_2}{\lambda_{air}}$ , alors on obtient :

$$\overline{Nu} = \frac{2R_2}{(R_2^2 - R_1^2)} \times \frac{\int_{R_1}^{R_2} Nu_r \times (T(r, z = 0) - T_\infty) dr}{T(r, z = 0) - T_\infty} \quad (\text{II.18})$$

Comme nous avons une liste de valeurs discrètes pour les nombres de Nusselt locaux, nous choisissons d'adopter la méthode des trapèzes pour faire une approximation de l'intégrale, qui se transforme alors en somme.

## II.5 Techniques de mesures

### II.5.1 Mesure des Températures de surface

Les températures en surface du rotor sont obtenues à partir des niveaux thermiques mesurés par une caméra infrarouge à ondes courtes. Elle est placée à une distance de 1 mètre du disque et l'observation du rotor se fait normalement à sa surface, à travers le hublot en fluorine ou pas suivant la configuration étudiée. La fluorine est un monocristal offrant l'avantage de transmettre la majeure partie du rayonnement qu'il reçoit. Son coefficient de transmission dans la bande passante de la caméra, comprise entre 2 et 5,4  $\mu\text{m}$ , est de  $0,95 \pm 0,01$  selon les données du fournisseur. Le niveau thermique réellement reçu par la caméra n'est

pas directement le niveau issu du rotor. Dans le cas du disque seul, la caméra reçoit un signal en provenance du rotor atténué par l'atmosphère, auquel vient s'ajouter un signal issu de l'environnement qui se réfléchit sur le disque et atténué de la même manière, ainsi qu'un signal venant de l'environnement lui-même. Pour privilégier l'émission thermique du rotor par rapport à ces flux parasites, le disque est recouvert d'une peinture noire, considérée grise et diffusante en émission et en réflexion. L'émissivité de cette surface est estimée par étalonnage à  $\varepsilon_d = 0,937 \pm 0,01$ . En situation de mesure, la caméra donne le niveau thermique  $I_r$  qui peut s'exprimer comme suit :

$$I_r = \tau\varepsilon_d I(T) + \tau(1 - \varepsilon_d)I_{env} + (1 - \tau)I(T_{atm}) \quad (\text{II.19})$$

Nous cherchons à isoler le terme  $I(T)$  correspondant à ce qui est émis par le disque et grâce à la loi d'étalonnage corps noir de la caméra liant  $T$  et  $I(T)$ , nous pouvons déduire  $T$ . Le terme  $I_{env}$  est mesuré directement par thermographie infrarouge à l'aide d'une feuille d'aluminium froissée placée à proximité du disque. Le terme  $I(T_{atm})$  est obtenu à l'aide de la loi d'étalonnage, car la température atmosphérique est obtenue facilement à l'aide d'un thermocouple. L'évaluation de la température de surface du disque dépend de la loi d'étalonnage de la caméra  $I(T) = f(T)$ , du niveau thermique  $I(T)$ , de la température de l'air  $T_{atm}$ , de l'émissivité de la peinture noire  $\varepsilon_d$  qui recouvre le disque et du coefficient de transmission de l'air  $\tau$ . L'estimation de l'incertitude sur la température  $T$  du rotor donne  $\Delta T = 0,9$  K pour notre gamme de température, soit  $323 < T < 373$  K.

Dans le cas du rotor placé face au stator, la relation II.19 devient :

$$I_r = \tau_f \tau J_r + (1 - \tau)I(T_{atm}) + \tau\tau_f^2(1 - \varepsilon_d)I_{env} \quad (\text{II.20})$$

Nous choisissons de résoudre un système de radiosités en considérant l'entrefer comme un espace fermé. Le rotor et le stator constituent deux des frontières, tous les deux considérés comme des surfaces grises dans la bande passante de la caméra. Leur température est considérée isotherme et nous prenons sur chaque surface la température maximale mesurée sur chacune d'elle. Le hublot en fluorine puis la couronne d'air sont les deux autres surface, considérés comme deux corps gris à la température atmosphérique. L'estimation du rayonnement par cette méthode est donc majorée. Le détail de la méthode de résolution est exposé

en *Annexe II* de ce rapport.

La radiosité du rotor s'interprète comme ce qui est émis par le rotor ajouté à toutes les réflexions des autres surfaces du système choisi. Ce que reçoit la caméra est donc bien la radiosité du rotor atténué par la fluorine et l'atmosphère, auquel viennent s'ajouter, un signal provenant de l'atmosphère et un terme lié à l'environnement qui entre dans l'entrefer par le hublot et qui vient se réfléchir sur le rotor et repasse par le hublot. La résolution de ce système est présentée en annexe. L'évaluation de la température de surface du rotor dans une configuration rotor-stator par cette méthode dépend de paramètres supplémentaires, tels que l'émissivité de la peinture grise  $\varepsilon_s$  recouvrant le stator et le coefficient de transmission du hublot en fluorine  $\tau_f$ .

### II.5.2 Mesure des Températures à l'interface Aluminium/Céramique

Trois thermocouples de type T sont positionnés à l'interface entre l'aluminium et la céramique : un au centre, un en  $r = 150$  mm et un en  $r = 300$  mm. Trois orifices de 3mm de diamètre ont été percés à l'arrière de l'aluminium de manière à être affleurants avec l'aluminium. Les thermocouples y ont été insérés et fixés à l'aide d'une pâte. Les fils passent dans l'arbre de rotation et sont reliés à la centrale d'acquisition par l'intermédiaire d'un collecteur tournant à anneau de mercure à 4 canaux. De ce fait, seuls deux thermocouples peuvent être branchés simultanément. Les erreurs absolues de mesures de température à l'interface entre l'aluminium et la céramique sont estimées à  $\pm 0,3$  K.

### II.5.3 Mesure de la température atmosphérique

La température de référence de l'air  $T_\infty$  est mesurée à l'aide d'un thermocouple de type K placé à une distance suffisante de la maquette pour ne pas subir d'influence de la part du dispositif. L'erreur absolue est estimée à  $\pm 0,3$  K.

### II.5.4 Mesure du débit du jet

Afin de pouvoir prendre en compte l'influence du débit injecté par le tube sur les transferts de chaleur au rotor, le ventilateur est étalonné en vitesse à l'aide de prises de pression de part et d'autre du convergent. Un obturateur est disposé au niveau de l'aspiration du ventilateur afin de pouvoir régler le débit. Pour différentes positions de cet obturateur, la perte de charge au sein du convergent est mesurée au niveau des prises de pressions et relevée

sur un micromanomètre donnant une indication en  $\Delta H_{mmH_2O}$ . Dans le même temps, les vitesses sont mesurées en différents rayons du tube de sortie par l'intermédiaire d'un tube de pitot donnant également la différence de pression exprimée en  $(mmH_2O)$ . Les vitesses de l'écoulement aux différents points sont obtenues par l'expression :

$$V(r) = \sqrt{\frac{2 \rho_{H_2O} g \Delta H_{pitot}}{\rho_{air}}} \quad (II.21)$$

Par intégration du profil de vitesses obtenu sur la section du tube, nous déterminons le débit traversant le dispositif ainsi qu'une vitesse débitante  $V_j$ . On trouve ainsi une loi entre  $\Delta H_{mmH_2O}$  et  $V_j$ . La relation obtenue s'exprime comme suit :

$$V_j (m/s) = 2,881 \times \sqrt{\Delta H_{mmH_2O}} \quad (II.22)$$

La figure II.12 présente les résultats de cet étalonnage.

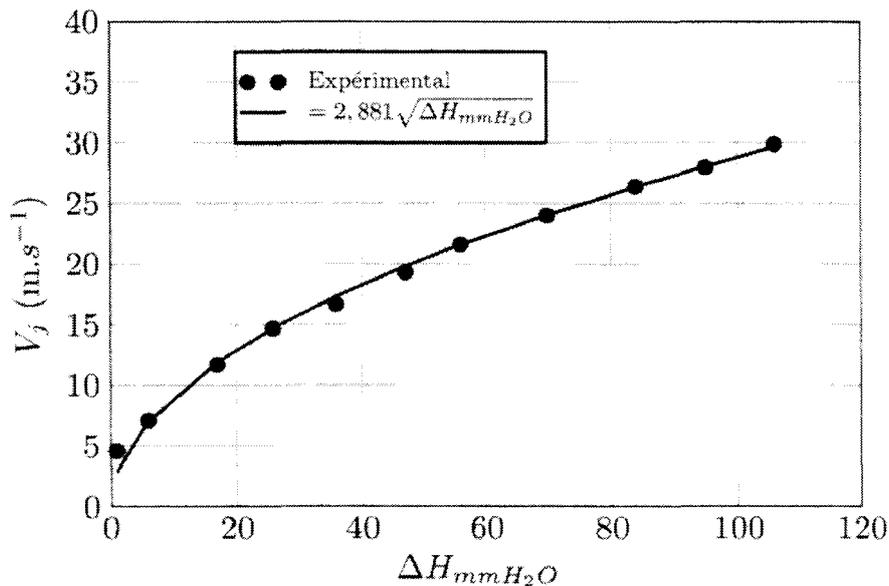


FIG. II.12 – Etalonnage du convergent

Lors des essais, nous afficherons donc sur le micromanomètre, la différence de pression correspondant à la vitesse débitante désirée.

A titre de comparaison, un calcul effectué à partir des données de référence [46] concernant le passage d'un convergent pour un écoulement donne la loi suivante :

$$V_j (m/s) = 2,6 \times \sqrt{\Delta H_{mmH_2O}} \quad (II.23)$$

ce qui est tout à fait comparable.

### II.5.5 Visualisation de l'écoulement

Nous avons vu dans la partie "Synthèse bibliographique" que les transferts de chaleur étaient étroitement liés aux écoulements qui ont lieu au sein de l'entrefer. Afin de compléter les mesures effectuées par caméra infrarouge, une visualisation d'écoulements a été effectuée pour permettre une meilleure compréhension des résultats thermiques et ainsi compléter les données bibliographiques sur le sujet.

Un laser continu LASERQUANTUM a été disposé de manière à éclairer un plan à l'intérieur de l'entrefer. Il s'agit d'un laser délivrant une puissance maximum de 2W pour une longueur d'onde de 532nm. Le laser délivrant à l'origine un faisceau circulaire très fin avec une répartition gaussienne de la puissance, une optique spécifique a été placée en sortie du laser afin de pouvoir recréer un plan. La répartition de puissance sur la ligne ainsi créée est toujours gaussienne. Le laser est placé à une distance d'environ un mètre de l'entrefer. A pleine puissance, la nappe créée par le système de génération de plan a une largeur d'environ 4 mm au niveau de l'entrefer.

Afin d'observer ce qui se passe dans le plan éclairé par le laser, une fumée composée d'eau et de glycérine a été injectée dans l'entrefer à l'aide d'un générateur de fumée similaire à ceux employés dans les salles de spectacles. L'hypothèse essentielle pour l'utilisation de cette technique consiste à supposer que les particules de fumée suivent parfaitement l'écoulement d'air qu'elles sont sensées représenter. La difficulté réside dans le réglage de la densité de la fumée qui doit être suffisante pour avoir un éclairage optimal mais pas trop abondante afin de ne voir que le plan éclairé par le laser et pouvoir distinguer des structures.

Une deuxième difficulté est de faire pénétrer la fumée dans l'entrefer. En effet, dans une configuration rotor-stator sans jet comme celle présentée précédemment, le seul moyen de faire pénétrer de la fumée dans l'entrefer est de l'introduire par l'ouverture que fait celui-ci avec l'atmosphère. Cette opération est délicate compte-tenu des faibles espacements étudiés. La fumée est donc aspirée naturellement par l'orifice au centre du stator sous l'effet de la rotation du rotor. Dans une configuration avec jet, la fumée peut être introduite avec le jet d'air en plaçant le système de génération à l'aspiration du ventilateur.

Une caméra CCD Basler A602 Couleur ayant une résolution VGA (640x480) a été utilisée pour enregistrer des séquences vidéos à partir desquelles des images peuvent être extraites. La fréquence d'acquisition de la caméra est variable entre 1 et 150 Hz. Afin d'obtenir

des images d'une luminosité et d'une netteté suffisante à l'exploitation, la fréquence de la caméra a été fixée dans notre cas à 80 Hz. Le logiciel Streampix a été utilisé pour extraire des images à partir des vidéos enregistrées. Pour permettre la visualisation, le stator en aluminium est remplacé par un stator en plexiglas.

Deux catégories de visualisations sont alors possibles. En effet, le plan laser peut être placés parallèlement aux deux disques qui se font face ou bien perpendiculairement de manière à éclairer toute la largeur de l'entrefer. La position idéale dans cette configuration est de faire passer le plan lumineux par l'axe de symétrie du système.

Les figure II.13 et II.14 montrent les deux implantations étudiées.

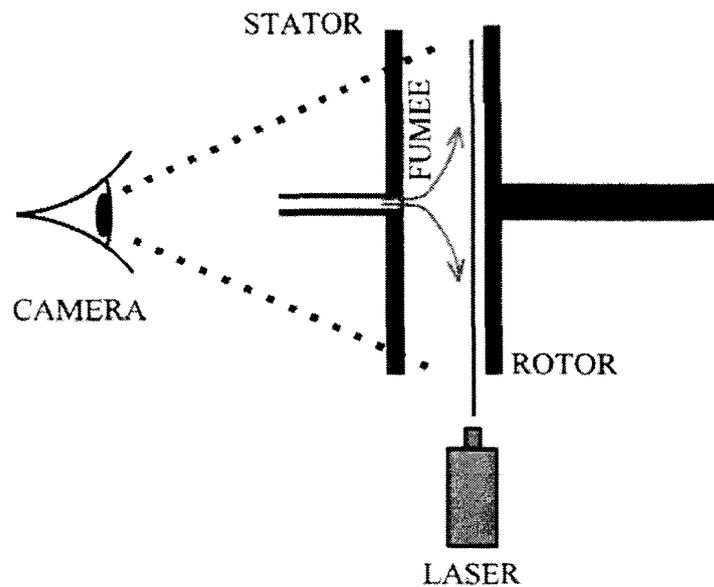


FIG. II.13 – *Installation pour la visualisation d'écoulement - Plan lumineux parallèle aux disques*

Lorsque le plan lumineux est parallèle aux deux disques, le réglage de sa position s'effectue comme suit. Le plan laser est positionné initialement de manière à affleurer le disque en rotation afin de régler le parallélisme. Sa position dans l'entrefer est ensuite mesurée grâce à une table à déplacement micrométrique. Les visualisations sont effectuées à proximité du rotor (1 mm) ou à proximité du stator (1 mm).

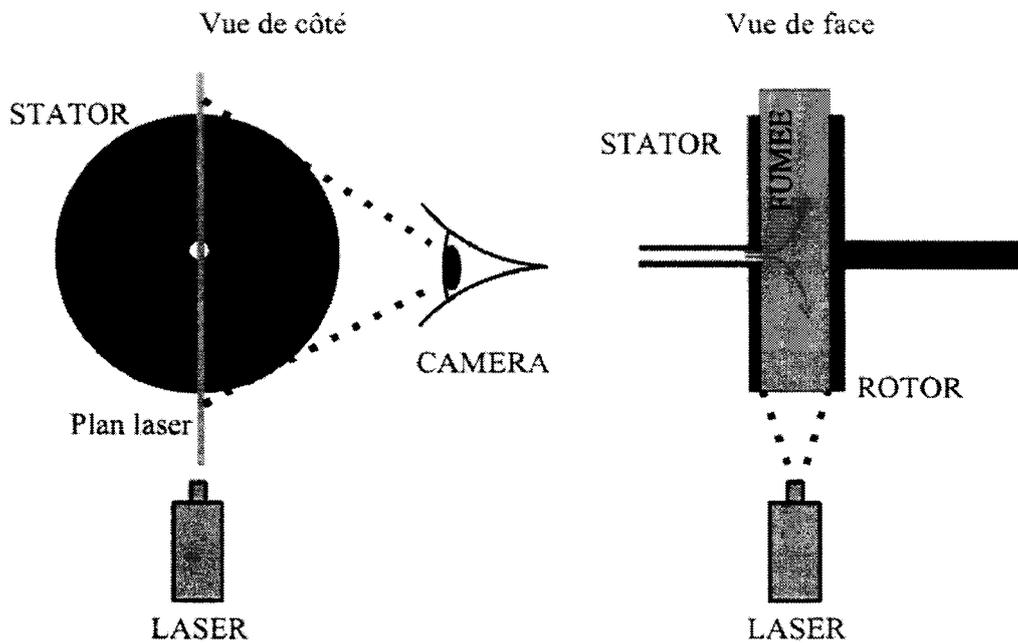


FIG. II.14 – Installation pour la visualisation d'écoulement - Plan lumineux perpendiculaire aux disques et passant par l'axe de rotation

## II.6 Validation de la démarche expérimentale

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus pour une phase de validation de la démarche expérimentale. Une campagne d'essais a été réalisée dans le cas d'un disque seul en rotation pour des vitesses de rotation comprises entre 200 et 1100 tr/min par pas de 100 tr/min, ce qui correspond à des nombres de Reynolds rotationnels variant entre  $1,3 \times 10^5$  et  $7,1 \times 10^5$ .

### II.6.1 Profil de température

La figure II.16 présente deux profils type de températures obtenues à la surface du rotor par thermographie infrarouge ainsi que les points correspondants aux deux thermocouples placés à l'interface entre la céramique et l'aluminium. Plus particulièrement, la figure II.16 (a) est spécifique aux faibles vitesses de rotation, c'est-à-dire à la présence d'un régime d'écoulement laminaire sur tout le disque qui se traduit sur notre maquette par une répartition de température très homogène sur la totalité du disque. Au contraire, on observe de franches variations de température sur le rayon du disque sur la figure II.16 (b) correspondant

à un nombre de Reynolds de  $6,45 \times 10^5$ , qui montre assez distinctement les trois régimes d'écoulement (laminaire, transition, turbulent). Pour des rayons adimensionnés  $r$  compris entre 0 et 0,6, nous avons un régime laminaire, entre 0,6 et 0,73, une transition, et entre 0,73 et 1, une zone où le régime est turbulent. En ce qui concerne les valeurs relevées au niveau des thermocouples, nous constatons dans les deux cas que les deux thermocouples extérieurs donnent des valeurs semblables, ce qui peut également être observé sur la figure II.16. Le thermocouple central donne quant à lui des températures plus faibles, chute que nous observons également sur le profil des températures de surface. Cette baisse des températures peut trouver son origine dans différents phénomènes. Une possibilité d'explication, déjà évoquée, est une perte résiduelle de chaleur par l'arbre de rotation malgré la mise en place d'isolants. Cependant la zone de chute de température est faible (diamètre de 3 cm) comparée au diamètre extérieur du disque  $R_{ext} = 310$  mm.

Les deux autres thermocouples donnent quant à eux des températures quasi-identiques quelque soit la vitesse de rotation choisie.

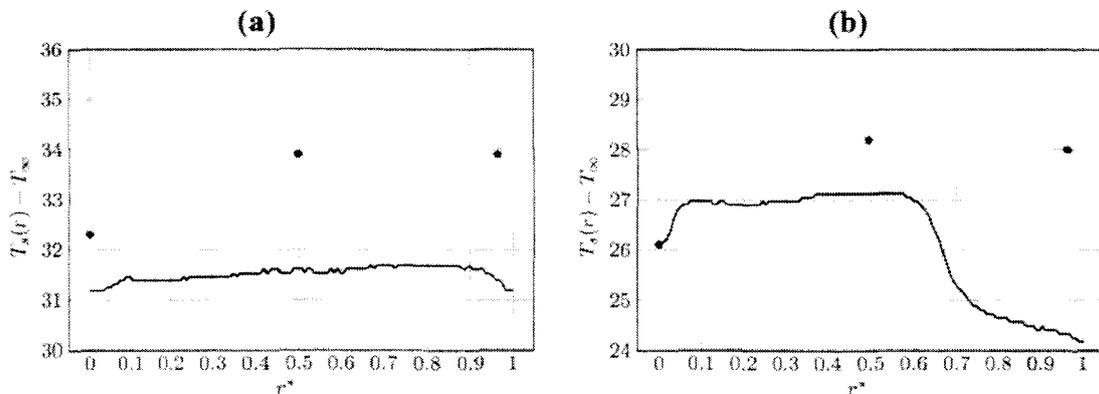


FIG. II.15 – Températures à la surface du disque pour un régime totalement laminaire (a) et un régime mixte (b)

La totalité des profils de températures relevés sont présentés sur la figure II.16.

Afin de pouvoir nous servir des études précédemment menées par **Dorfman** [15], qui a démontré que les coefficients d'échange dépendent de la répartition de température à la surface du rotor, nous séparerons artificiellement les trois régimes d'écoulement en recherchant à interpoler les profils de températures en surface dans chacune des zones hormis la transition dans laquelle peu de données sont disponibles pour une éventuelle comparaison. Le régime d'écoulement mixte apparaît dans notre cas à partir d'une vitesse de rotation de 700

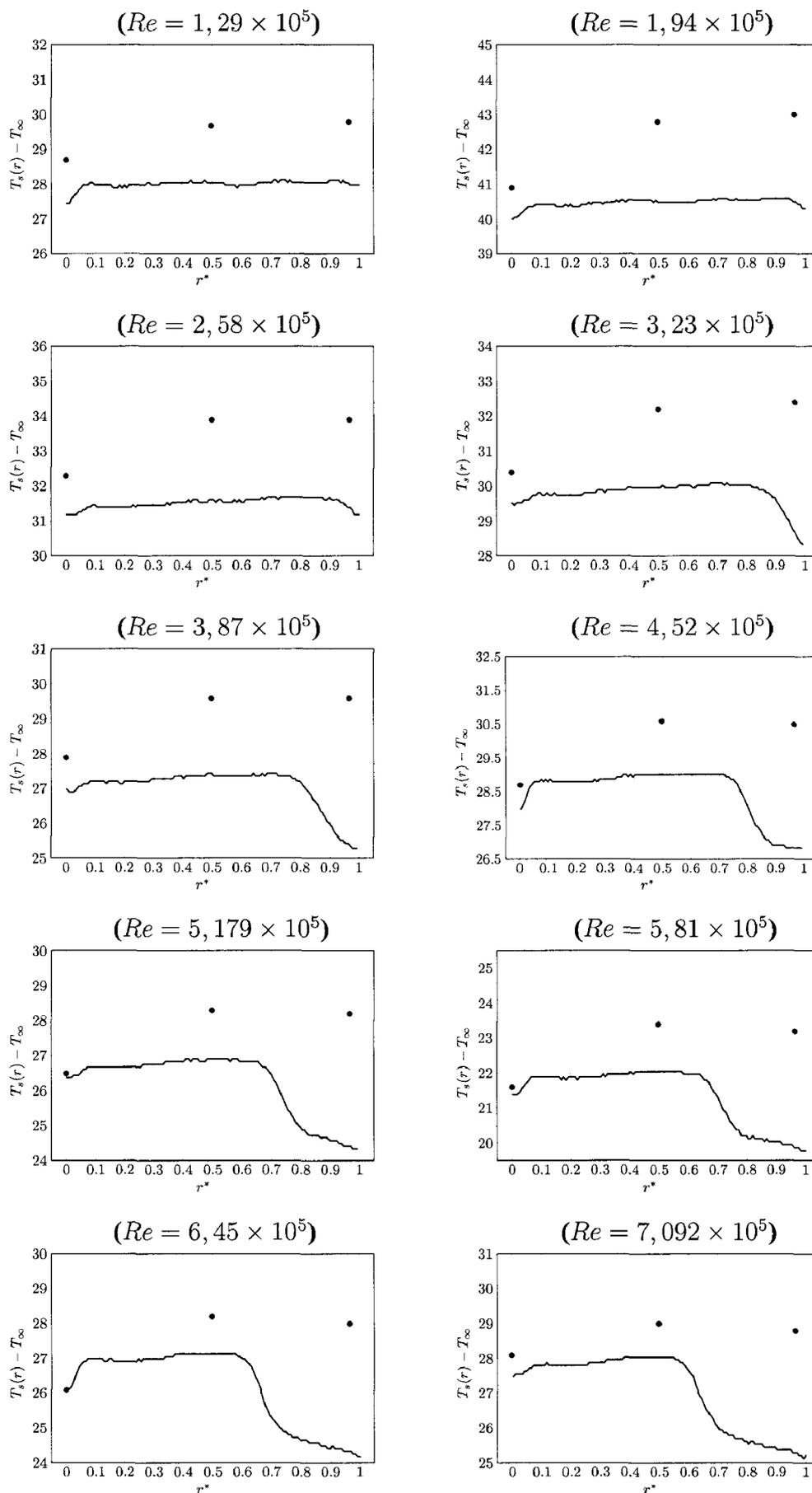


FIG. II.16 – Températures relevées expérimentalement à la surface et au niveau des trois thermocouples à l'interface

tr/min, soit un Reynolds rotationnel de  $4,5 \times 10^5$ . Nous choisirons par ailleurs de rechercher des profils sous forme de loi puissance :  $T(r) = T_\infty + c.r^n$ . L'exemple suivant, figure II.17, détaille cette procédure pour un cas.

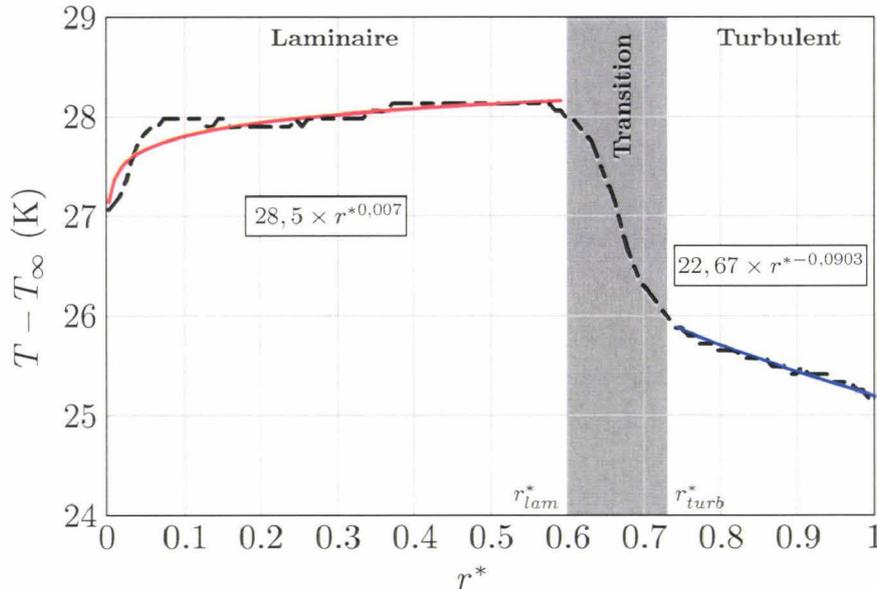


FIG. II.17 – Recherche de loi puissance pour l'interpolation des températures à la surface du rotor pour chaque zone d'écoulement différent

Ainsi, les trois zones où l'écoulement est différent sont séparées par les deux rayons notés  $r_{lam}$ , en deçà duquel le régime est laminaire, et  $r_{turb}$  au dessus duquel l'écoulement est turbulent. Entre les deux, nous observons une forte variation de la température de surface du rotor, correspondant au phénomène de transition de l'écoulement. Pour chaque essai, les rayons  $r_{lam}$  et  $r_{turb}$  varient, ainsi que les profils de températures et les interpolations qui sont faites. Il est donc nécessaire de relever ces grandeurs ainsi que le coefficient  $n$  pour chaque essai afin de bien appréhender les phénomènes. Les résultats sont présentés dans le tableau II.1 en fonction du Reynolds rotationnel  $Re$ .

Concernant l'évolution des températures, interpolés par des lois de type puissance, nous remarquons que dans les zones laminares, le coefficient  $n$  varie entre 0,0016 et 0,0070 et qu'il a tendance à augmenter avec la vitesse de rotation. La valeur de  $n$ , pour le régime laminaire, est donc en général très faible, ce qui confirme la bonne homogénéité des températures pour ce régime quoique légèrement croissantes avec le rayon. Pour les zones turbulentes, le coefficient  $n$  varie de  $-0,0776$  à  $-0,1129$ .

$Re(\times 10^{-5})$	n (laminaire)	$r_{lam}$	$r_{turb}$	n (turbulent)
1,29	0,0029	—	—	—
1,94	0,0023	—	—	—
2,58	0,0031	0,935	—	—
3,23	0,0045	0,806	—	—
3,87	0,0040	0,774	—	—
4,52	0,0056	0,742	0,903	-0,0776
5,16	0,0045	0,677	0,806	-0,1129
5,81	0,0060	0,645	0,774	-0,0965
6,45	0,0070	0,580	0,742	-0,0903
7,09	0,0046	0,560	0,722	-0,0704

TAB. II.1 – Données des essais dans une configuration de disque seul

## II.6.2 Nombres de Nusselt locaux

Afin de quantifier l'échange convectif en chaque rayon du disque, il est intéressant d'observer l'évolution du nombre de Nusselt local  $Nu = \frac{h \cdot r}{\lambda}$ .

La figure II.18 présente les distributions de nombres de Nusselt locaux pour les nombres de Reynolds testés ainsi que des comparaisons avec les corrélations, respectivement sur les zones laminaires ou turbulentes. Sur cette figure, nous constatons, de manière générale, une augmentation du nombre de Nusselt avec la vitesse de rotation du disque, c'est-à-dire avec le nombre de Reynolds, ce qui est cohérent avec les observations de **Dorfman [15]**. En effet les courbes en bleu représentent les résultats obtenus par Dorfman sur un disque seul en rotation dans l'air au repos. Lorsque le régime est laminaire sur tout le disque et qu'une transition apparaît à l'extérieur ( $Re$  compris entre  $1,29 \times 10^5$  et  $3,87 \times 10^5$ ), nous constatons une bonne concordance entre nos résultats et les corrélations de Dorfman. En effet, l'écart moyen observé sur les zones laminaire est d'environ 11%. Nous remarquons, pour les nombres de Reynolds rotationnels supérieurs à  $3,87 \times 10^5$  que l'apparition de la turbulence se manifeste par une augmentation significative et brutale de l'échange convectif, et donc du Nusselt à la surface du disque. Les nombres de Nusselt expérimentaux pour les zones laminaires dans

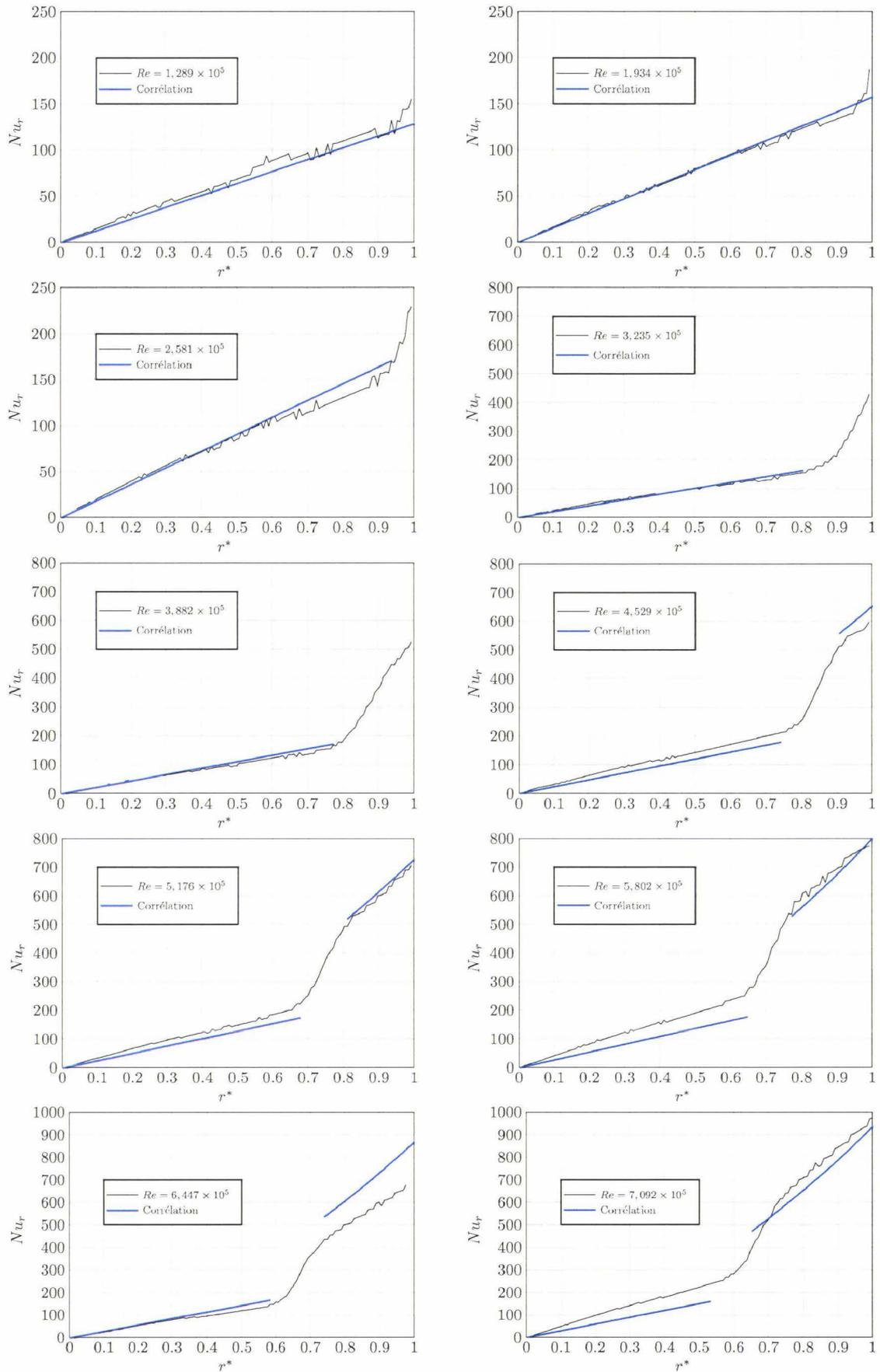


FIG. II.18 – Nombres de Nusselt locaux sur le disque

le cas où une zone turbulente apparaît sont plus éloignés des corrélations que lorsqu'il n'y pas de zone turbulente. Cela peut s'expliquer par la méthode choisie pour la comparaison. En effet, nous recherchons une interpolation des températures par zone, type loi puissance, alors que notre profil de température sur tout le disque est beaucoup plus complexe en présence d'une zone turbulente. Comme l'a montré **Dorfman [15]**, le type de répartition de température influe beaucoup sur les échanges convectifs. Il n'est donc pas très étonnant de constater de telles différences. Toutefois, les allures sont bonnes et l'erreur moyenne est d'environ 23%. Concernant les zones où l'écoulement est turbulent, globalement les pentes et les niveaux de Nusselt obtenus expérimentalement sont cohérents avec les corrélations.

Comme précédemment pour les profils de température, nous pouvons relever les nombres de Reynolds locaux où il existe un changement de pente, correspondant au passage à la transition et au régime turbulent. Ces données sont répertoriées dans le tableau II.2.

$Re(\times 10^{-5})$	$Re_{lam}(\times 10^{-5})$	$Re_{turb}(\times 10^{-5})$
1,29	—	—
1,94	—	—
2,58	2,26	—
3,23	2,11	—
3,87	2,32	—
4,52	2,48	3,68
5,16	2,37	3,35
5,81	2,42	3,60
6,45	2,17	3,61
7,09	2,22	6,69

TAB. II.2 – Données des essais dans une configuration de disque seul

Ce tableau permet d'observer que le régime est laminaire sur la totalité du disque pour des nombres de Reynolds rotationnel allant jusqu'à  $1,94 \times 10^5$  où la température de surface reste homogène. Au-delà et jusqu'à un nombre de Reynolds rotationnel de  $3,87 \times 10^5$ , il apparaît une zone de forte variation de température correspondant à la transition de l'écoulement. Pour des Reynolds supérieurs, le régime est mixte avec la présence des trois types

d'écoulements. En raisonnant sur les Reynolds locaux, calculés à partir des rayons  $r_{lam}$  et  $r_{turb}$ , on constate que la fin du régime laminaire correspond à un nombre de Reynolds local compris entre 2,11 et  $2,48 \times 10^5$ , et que le début du régime turbulent correspond à des nombres de Reynolds locaux compris entre 3,35 et  $3,68 \times 10^5$ . En moyenne, le régime est laminaire pour  $Re_r < 2,3 \times 10^5$  et turbulent pour  $Re_r > 3,58 \times 10^5$ .

En comparaison avec les résultats de **Gregory, Stuart et Walker** [7] concernant les nombres de Reynolds où ils notent un changement de régime d'écoulement, nos valeurs sont légèrement plus élevées.

Aucune corrélation donnant le nombre de Nusselt local pour la transition n'a été recueillie. Avec nos résultats, nous avons recherché de quelle manière nous pouvions interpoler le nombre de Nusselt local tel que :  $Nu_{tr} = k.Re_r^m$ . Le tableau suivant présente les résultats obtenus pour les coefficients  $m$  et  $k$ , déterminés de manière à assurer une continuité au niveau des changements de régime d'écoulement, ainsi que les coefficients de corrélation pour différents Reynolds rotationnels :

$Re(\times 10^{-5})$	3,87	4,52	5,16	5,81	7,09
k	$1,505 \times 10^{-11}$	$2,29 \times 10^{-10}$	$3,68 \times 10^{-9}$	$5,55 \times 10^{-11}$	$3,11 \times 10^{-8}$
m	2,43	2,23	2,015	2,32	1,85
$\rho^2$	0,9934	0,9865	0,9817	0,9852	0,9896

TAB. II.3 – Détermination d'une loi pour le régime de transition

En moyenne, les corrélations de ce type suivent assez bien les résultats expérimentaux, compte tenu des coefficients de corrélations satisfaisants. On peut donc interpoler les Nusselt locaux dans la zone de transition par une telle courbe. En moyennant les différents coefficients, nous obtenons une loi pour la transition telle que :

$$Nu_r = 7 \times 10^{-9} Re^{2,169} \quad (\text{II.24})$$

L'exposant de la loi proposée ici est inférieur à celui de la loi proposée par Cardone et al. [5]. La variation du régime laminaire au régime turbulent semble moins rapide dans le cas étudié dans cette thèse. Cependant, la loi reste tout à fait comparable avec un très faible coefficient multiplicateur et une puissance comprise entre 2 et 3.

Afin de nous rendre compte plus précisément des transferts de chaleur globaux par convection, nous pouvons également comparer les échanges de chaleur moyens sur le disque en rotation par l'observation des nombres de Nusselt moyens.

### II.6.3 Nombres de Nusselt moyens

De la même manière que précédemment, nous allons comparer les nombres de Nusselt moyens issus des coefficients d'échanges convectifs mesurés avec les corrélations disponibles dans la littérature. Quand le régime est totalement laminaire sur le disque, les auteurs, dont **Dorfman** [15], remarquent que le Nusselt moyen est égal au Nusselt local pris au rayon extérieur de cette zone. Ils proposent également des corrélations pour le nombre de Nusselt local et moyen quand le régime est turbulent. L'expression du nombre de Nusselt moyen est obtenu par les auteurs en intégrant l'expression du nombre de Nusselt local entre le rayon d'apparition de la turbulence et le rayon extérieur du disque.

Afin de calculer les Nusselt moyens sur le disque entier, nous définissons trois nombres de Nusselt moyens, correspondant aux trois régimes d'écoulement, en posant

$$\xi = (T(r, z = 0) - T_{\infty}) \quad (\text{II.25})$$

#### II.6.3.1 Expression du Nusselt moyen sur la zone laminaire

Concernant le régime laminaire, compris entre les rayons  $R_1$  et  $R_{lam}$ , nous pouvons écrire :

$$\overline{Nu_{lam}} = \frac{2R_{lam}}{(R_{lam}^2 - R_1^2)} \times \frac{\int_{R_1}^{R_{lam}} Nu_r \times \xi_{lam} dr}{\overline{\xi_{lam}}} \quad (\text{II.26})$$

Or, dans la zone laminaire, les températures sont constantes, ainsi, on peut écrire :

$$\overline{\xi_{lam}} = \xi_{lam} \quad (\text{II.27})$$

Enfin, le nombre de Nusselt local peut s'écrire de la manière suivante :  $Nu_r = A.Re_r^{0.5} = A\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}r$ , ce qui mène à :

$$\overline{Nu_{lam}} = \frac{2R_{lam}}{(R_{lam}^2 - R_1^2)} \times A\sqrt{\frac{\omega}{\nu_{air}}} \left( \frac{R_{lam}^2 - R_1^2}{2} \right) \quad (\text{II.28})$$

soit, après simplification :

$$\overline{Nu_{lam}} = Nu_r(R_{lam}) \quad (\text{II.29})$$

Notons que dans le cas où le régime est laminaire sur la totalité du disque, nous prendrons :

$$R_{lam} = R_{ext}.$$

### II.6.3.2 Expression du Nusselt moyen sur la zone de transition

Sur la zone de transition, comprise entre les rayons  $R_{lam}$  et  $R_{turb}$ , nous pouvons définir de la même manière un nombre de Nusselt moyen comme suit :

$$\overline{Nu_{tr}} = \frac{2R_{turb}}{(R_{turb}^2 - R_{lam}^2)} \times \frac{\int_{R_{lam}}^{R_{turb}} Nu_r \times \xi_{tr} dr}{\overline{\xi_{tr}}} \quad (II.30)$$

Comme montré précédemment, nous pouvons interpoler le nombre de Nusselt local par une loi du type :  $Nu_r = B.Re_r^m$ . On peut faire de même avec le profil de température, soit  $\xi_{tr} = C.r^n$ . Après intégration, nous obtenons une expression telle que :

$$\overline{Nu_{tr}} = \frac{2R_{turb}}{(R_{turb}^2 - R_{lam}^2)} \frac{1}{\overline{\xi_{tr}}} \frac{1}{2m + n + 1} \left[ R_{turb} Nu_r(R_{turb}) \xi(R_{turb}) - R_{lam} Nu_r(R_{lam}) \xi(R_{lam}) \right] \quad (II.31)$$

S'il n'apparaît pas de zone turbulente sur le disque alors nous prendrons,  $R_{turb} = R_{ext}$ .

Concernant le terme  $\overline{\xi_{tr}}$ , il peut être calculé de la même manière :

$$\overline{\xi_{tr}} = \frac{2}{R_{turb}^2 - R_{lam}^2} \int_{R_{lam}}^{R_{turb}} r \xi dr = \frac{2}{R_{turb}^2 - R_{lam}^2} \int_{R_{lam}}^{R_{turb}} C.r^{n+1} dr \quad (II.32)$$

Nous obtenons l'expression suivante :

$$\overline{\xi_{tr}} = \frac{2}{R_{turb}^2 - R_{lam}^2} \frac{1}{n + 2} \left[ R_{turb}^2 \xi(R_{turb}) - R_{lam}^2 \xi(R_{lam}) \right] \quad (II.33)$$

### II.6.3.3 Expression du Nusselt moyen sur la zone turbulente

Sur la zone turbulente, à priori comprise entre les rayons  $R_{turb}$  et  $R_{ext}$ , nous pouvons écrire :

$$\overline{Nu_{turb}} = \frac{2R_{ext}}{(R_{ext}^2 - R_{turb}^2)} \times \frac{\int_{R_{turb}}^{R_{ext}} Nu_r \times \xi_{turb} dr}{\overline{\xi_{turb}}} \quad (II.34)$$

Les nombres de Nusselt locaux et le profil de température sur la zone turbulente peuvent être interpolés par des lois puissance de type :  $Nu_r = D.Re_r^p$  et  $\xi_{turb} = E.r^q$ .

$$\overline{Nu_{turb}} = \frac{2R_{ext}}{(R_{ext}^2 - R_{turb}^2)} \frac{1}{\overline{\xi_{turb}}} \frac{1}{2p + q + 1} \left[ R_{ext} Nu_r(R_{ext}) \xi(R_{ext}) - R_{turb} Nu_r(R_{turb}) \xi(R_{turb}) \right] \quad (II.35)$$

Concernant le terme  $\overline{\xi_{turb}}$ , il peut être calculé de la même manière :

$$\overline{\xi_{turb}} = \frac{2}{R_{ext}^2 - R_{turb}^2} \int_{R_{turb}}^{R_{ext}} r \xi dr = \frac{2}{R_{ext}^2 - R_{turb}^2} \int_{R_{turb}}^{R_{ext}} E.r^{q+1} dr \quad (II.36)$$

Nous obtenons l'expression suivante :

$$\overline{\xi_{turb}} = \frac{2}{R_{ext}^2 - R_{turb}^2} \frac{1}{q + 2} \left[ R_{ext}^2 \xi(R_{ext}) - R_{turb}^2 \xi(R_{turb}) \right] \quad (II.37)$$

### II.6.3.4 Expression du nombre de Nusselt global sur la totalité du disque

Le nombre de Nusselt global est défini de la même manière que précédemment mais entre les rayons extrêmes de la zone de mesure, c'est-à-dire entre les rayons  $R_1$  et  $R_{ext}$ . Nous pouvons décomposer l'intégrale en trois termes, de manière à faire apparaître les rayons intermédiaires  $R_{lam}$  et  $R_{turb}$ . Nous obtenons ainsi :

$$\overline{Nu} = \frac{2R_{ext}}{(R_{ext}^2 - R_1^2)} \times \frac{1}{\bar{\xi}} \left[ \int_{R_1}^{R_{lam}} \xi_{lam} Nu_r dr + \int_{R_{lam}}^{R_{turb}} \xi_{tr} Nu_r dr + \int_{R_{turb}}^{R_{ext}} \xi_{turb} Nu_r dr \right] \quad (II.38)$$

Ce qui nous permet de faire apparaître les Nusselt moyens par zone calculés précédemment :

$$\begin{aligned} \overline{Nu} = & \frac{2R_{ext}}{(R_{ext}^2 - R_1^2)} \times \frac{1}{\bar{\xi}} \left[ \xi_{lam} \overline{Nu_{lam}} \left( \frac{R_{lam}^2 - R_1^2}{2R_{lam}} \right) \right. \\ & \left. + \xi_{tr} \overline{Nu_{tr}} \left( \frac{R_{turb}^2 - R_{lam}^2}{2R_{turb}} \right) + \xi_{turb} \overline{Nu_{turb}} \left( \frac{R_{ext}^2 - R_{turb}^2}{2R_{ext}} \right) \right] \quad (II.39) \end{aligned}$$

La même décomposition peut être effectuée sur les températures, ce qui nous permet d'obtenir une expression pour la globalité du disque :

$$\bar{\xi} = \frac{2}{R_{ext}^2 - R_1^2} \left[ \xi_{lam} \frac{R_{lam}^2 - R_1^2}{2} + \xi_{tr} \frac{R_{turb}^2 - R_{lam}^2}{2} + \xi_{turb} \frac{R_{ext}^2 - R_{turb}^2}{2} \right] \quad (II.40)$$

En combinant les deux équations précédentes, en faisant apparaître des nombres de Reynolds plutôt que des rayons, nous obtenons l'expression générale du Nusselt moyen pour la totalité du disque en rotation dans l'air libre.

$$K = \xi_{lam} \overline{Nu_{lam}} \sqrt{\frac{Re_{lam}}{Re}} \left( 1 - \frac{Re(R_1)}{Re_{lam}} \right) \quad (II.41)$$

$$G = \xi_{tr} \overline{Nu_{tr}} \sqrt{\frac{Re_{turb}}{Re}} \left( 1 - \frac{Re_{lam}}{Re_{turb}} \right) \quad (II.42)$$

$$H = \xi_{turb} \overline{Nu_{turb}} \left( 1 - \frac{Re_{turb}}{Re} \right) \quad (II.43)$$

$$\overline{Nu} = \frac{K + G + H}{\frac{Re_{lam}}{Re} \left( 1 - \frac{Re(R_1)}{Re_{lam}} \right) \xi_{lam} + \frac{Re_{turb}}{Re} \left( 1 - \frac{Re_{lam}}{Re_{turb}} \right) \xi_{tr} + \left( 1 - \frac{Re_{turb}}{Re} \right) \xi_{turb}} \quad (II.44)$$

Cette équation générale peut être simplifiée en faisant les remarques suivantes. Pour notre cas, le rayon inférieur  $R_1$  de la zone de mesure est nul. Le calcul du Nusselt global avec l'équation II.44 a été effectué de deux manières : en tenant compte des répartitions de températures sous forme de loi puissance et aussi en considérant la température de surface homogène, c'est-à-dire,  $\xi$  constant sur tout le disque. La différence constatée entre les résultats des deux calculs est inférieure à 5%, nous ferons donc l'hypothèse d'une répartition de température homogène sur tout le disque. Nous aboutissons ainsi à la relation suivante :

$$\overline{Nu} = \overline{Nu_{lam}} \sqrt{\frac{Re_{lam}}{Re}} + \overline{Nu_{tr}} \sqrt{\frac{Re_{turb}}{Re}} \left(1 - \frac{Re_{lam}}{Re_{turb}}\right) + \overline{Nu_{turb}} \left(1 - \frac{Re_{turb}}{Re}\right) \quad (II.45)$$

Quand le régime est laminaire sur tout le disque, il reste :

$$\overline{Nu} = \overline{Nu_{lam}} \quad (II.46)$$

Quand il y a un écoulement laminaire et une zone de transition, il vient :

$$\overline{Nu} = \overline{Nu_{lam}} \sqrt{\frac{Re_{lam}}{Re}} + \overline{Nu_{tr}} \left(1 - \frac{Re_{lam}}{Re}\right) \quad (II.47)$$

Nous pouvons encore aller plus loin en tenant compte des valeurs apportées par nos expériences pour les nombres de Reynolds qui encadrent la transition de l'écoulement, à savoir :  $Re_{lam} = 2,3 \times 10^5$  et  $Re_{turb} = 3,56 \times 10^5$ .

Ainsi, nous obtenons trois équations donnant le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds rotationnel, en fonction de l'écoulement à la surface.

Pour  $Re < 2,3 \times 10^5$ , l'écoulement est entièrement laminaire donc :

$$\overline{Nu} = \overline{Nu_{lam}} \quad (II.48)$$

Pour  $2,3 \times 10^5 < Re < 3,56 \times 10^5$ , l'écoulement est laminaire au centre puis une transition apparaît, donc :

$$\overline{Nu} = 479,6 Re^{-0,5} \overline{Nu_{lam}} + \left(1 - 2,3 \times 10^5 Re^{-1}\right) \overline{Nu_{tr}} \quad (II.49)$$

Enfin, pour  $Re > 3,56 \times 10^5$ , les trois régimes d'écoulement sont présents sur le disque et :

$$\overline{Nu} = 479,6 Re^{-0,5} \overline{Nu_{lam}} + 211,2 Re^{-0,5} \overline{Nu_{tr}} + \left(1 - 3,56 \times 10^5 Re^{-1}\right) \overline{Nu_{turb}} \quad (II.50)$$

### II.6.3.5 Comparaison des nombres de Nusselt moyens

La figure II.19 donne une comparaison de nos résultats avec les valeurs de Nusselt moyens corrélés (avec la méthode précédente) en fonction du nombre de Reynolds Rotationnel  $Re$ .

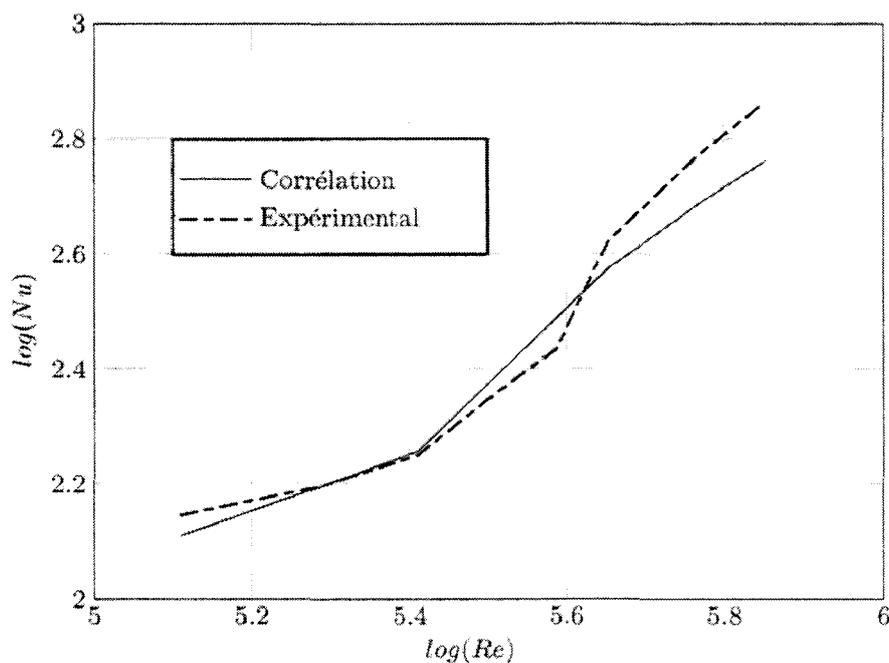


FIG. II.19 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens avec la corrélation

Nous constatons que pour les faibles nombres de Reynolds (régime totalement laminaire), les nombres de Nusselt moyens expérimentaux calculés sur tout le disque sont très proches de ceux donnés par les corrélations, ce qui confirme les bonnes concordances déjà observées sur les nombres de Nusselt locaux. Au passage à la transition, nous constatons une augmentation plus rapide du Nusselt moyen, mais légèrement moins rapide que l'augmentation prévue par la corrélation. De ce fait, nos valeurs sont plus faibles dans la zone de transition. En régime turbulent, nos résultats se rapprochent de nouveau des valeurs corrélées, ceci est dû à une pente de croissance plus importante. Puis nos nombres de Nusselt moyens passent au-dessus des valeurs de la littérature.

## II.7 Conclusion

Quand le régime est laminaire sur tout le disque, la température mesurée sur la face refroidie du disque est quasiment constante, et nos résultats sur les transferts de chaleur concordent aussi bien au niveau local qu'en moyenne.

Quand le régime est mixte, la température mesurée en surface du disque est d'abord constante (laminaire), puis chute fortement (transition) puis baisse plus lentement (turbulence), ce qui mène à des profils de température assez complexes. L'étude des transferts de chaleur locaux dans la zone de turbulence donne également de bons résultats. Les comparaisons de Nusselt moyens en présence des trois régimes sont délicates et à ce titre, une équation a été établie, permettant le calcul rapide du Nusselt moyen global à partir des Nusselt moyens par zone.

Cette série d'essais nous a apporté des résultats satisfaisants comparés aux corrélations disponibles, permettant ainsi de valider notre banc expérimental.

---

---

## **CHAPITRE III**

---

# **RÉSULTATS, ANALYSES ET COMPARAISONS**



### III.1 Etude d'une configuration rotor-stator sans jet

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus sur le disque en rotation dans une configuration de type rotor-stator sans ouverture en entrefer non-confiné. Les mesures ont été effectuées pour 5 espacements adimensionnés  $G$  différents (0,01 ; 0,02 ; 0,04 ; 0,08 ; 0,16) et pour des nombres de Reynolds rotationnels variants de  $1,3 \times 10^5$  à  $7,1 \times 10^5$ .

#### III.1.1 Nombres de Nusselt locaux

Les figures III.1 à III.25 présentent les distributions de nombres de Nusselt locaux pour les nombres de Reynolds testés et pour chaque espacement. Afin de rendre compte de l'influence de l'espacement sur les échanges de chaleur, les résultats sont regroupés par vitesse de rotation. Chaque essai est ensuite comparé à 4 corrélations qui rendent compte des 4 régimes d'écoulement que l'on peut rencontrer dans le cas d'un système rotor-stator. Ces corrélations sont issues d'une configuration avec un entrefer non ouvert sur l'atmosphère qui sont les configurations les plus documentées.

- Régime I : Faible espacement, écoulement laminaire

$$Nu_r = \frac{r^*}{G} \quad (\text{Owen [1]}) \quad (\text{III.1})$$

- Régime II : Grand espacement, écoulement laminaire

$$Nu_r = 0,922 Re_r^{0,5} \quad (\text{Dorfman [15]}) \quad (\text{III.2})$$

- Régime III : Faible espacement, écoulement turbulent

$$Nu_r = 0,01176 r^{*7/4} G^{-1/4} Re^{3/4} \quad (\text{Owen [1]}) \quad (\text{III.3})$$

- Régime IV : Grand espacement, écoulement turbulent

$$Nu_r = 0,0251 Re_r^{0,8} \quad (\text{Dorfman [15]}) \quad (\text{III.4})$$

Les corrélations de **Dorfman [15]** pour les régimes II et IV ne font pas intervenir l'espacement adimensionné  $G$  puisque dans ses essais, celui-ci était fixé. De plus, il avait placé son système dans une enveloppe, ce qui fait que l'entrefer n'était pas ouvert sur l'extérieur comme dans notre configuration. En conséquence, nous ne nous attendons pas à retrouver par nos expériences des valeurs de Nusselt concordantes avec ces corrélations. Elles sont

tracées ici pour avoir une idée du profil des nombres de Nusselt dans ces régimes.

Sur toutes les courbes expérimentales, nous pouvons observer un pic se situant toujours à environ  $Re^p = 0,3 \times Re$  et correspondant à la présence du collage au niveau du hublot en fluorine qui diminue considérablement le coefficient de transmission dans cette zone, créant ainsi une forte diminution du niveau thermique observé et une augmentation du coefficient d'échange convectif calculé à cet endroit.

### III.1.1.1 Sensibilité à G

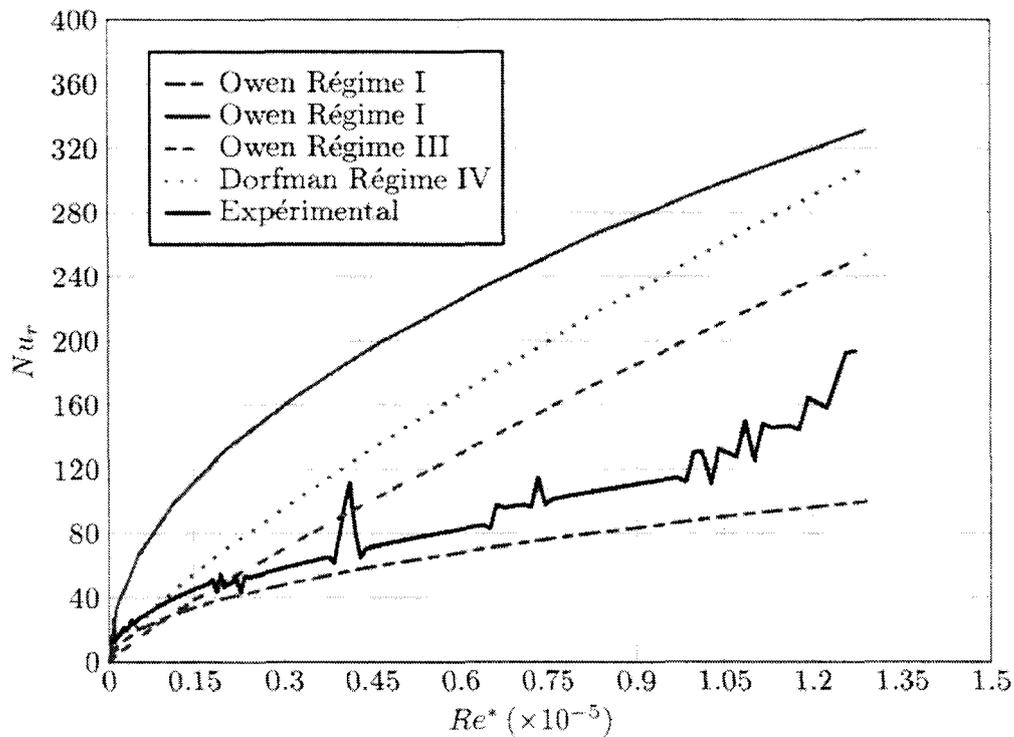


FIG. III.1 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$

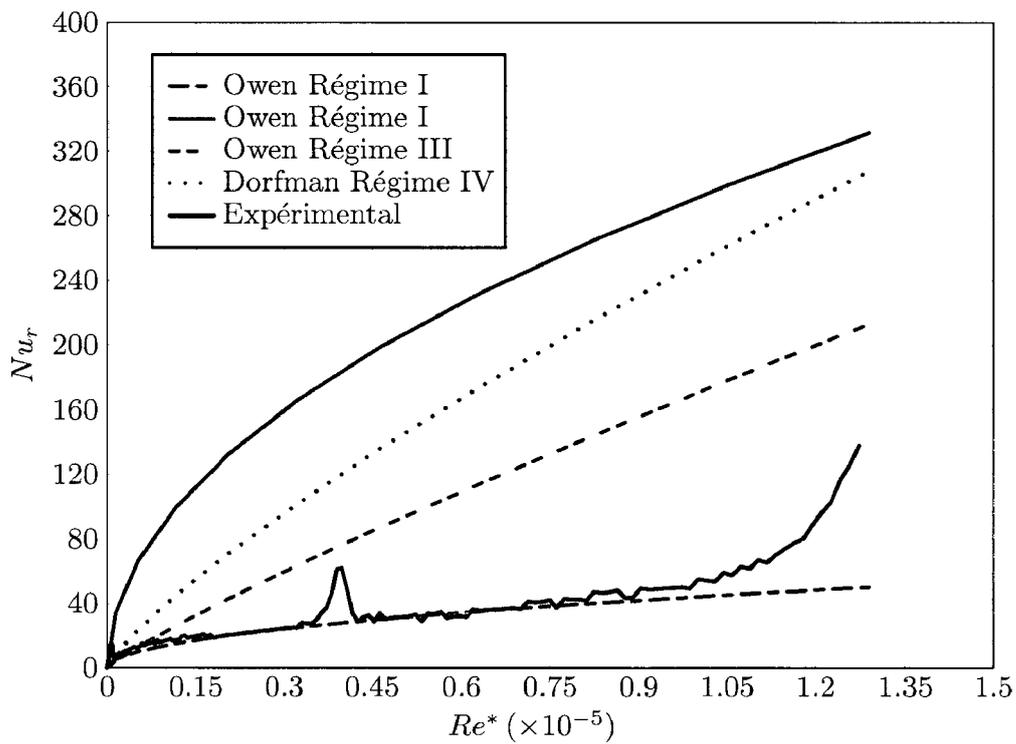


FIG. III.2 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$

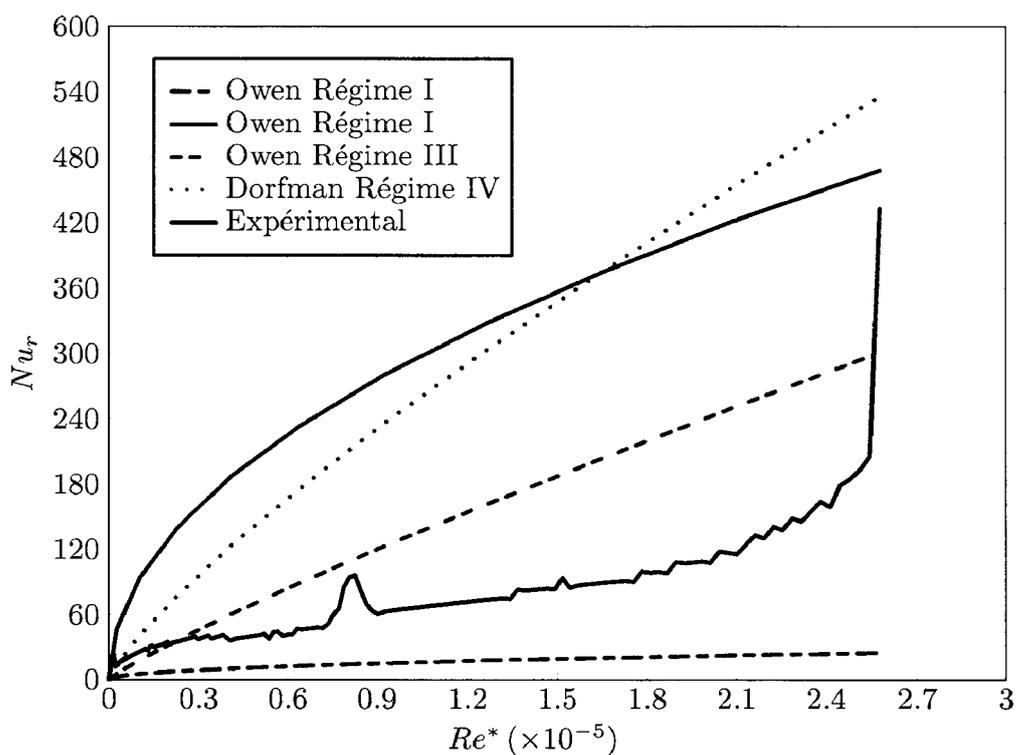
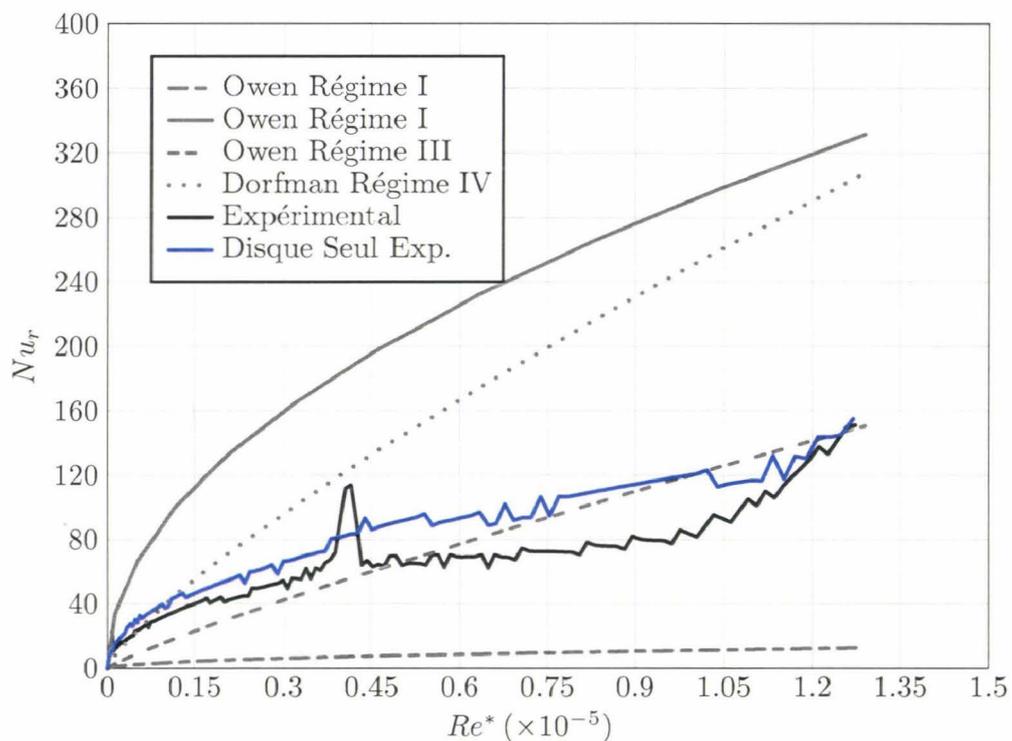
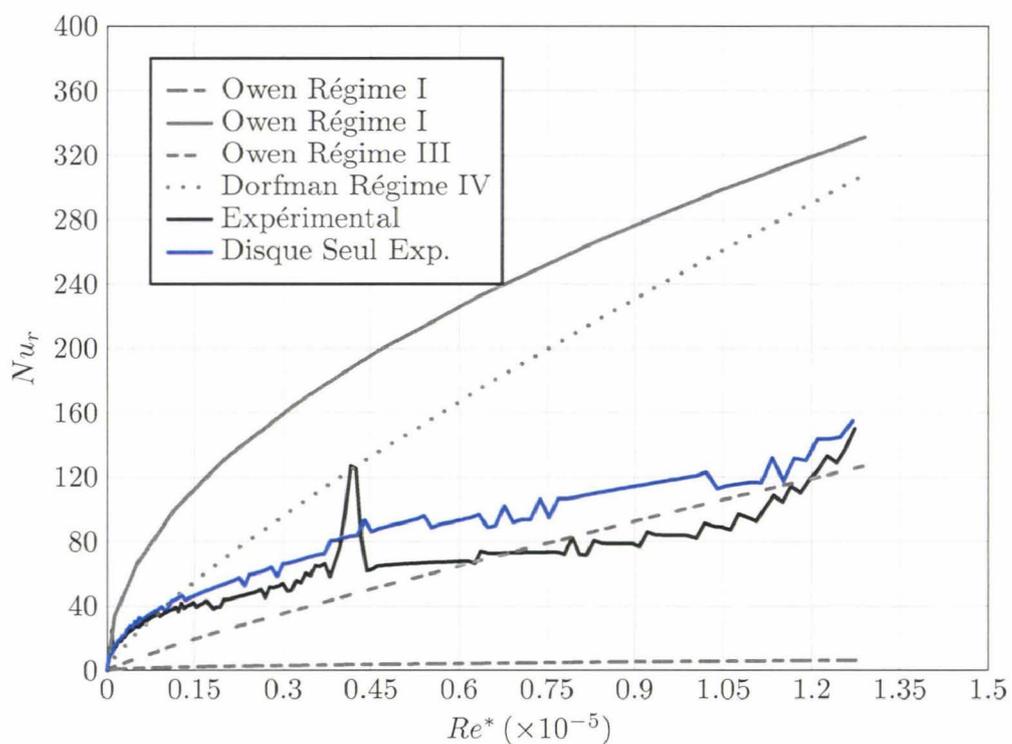


FIG. III.3 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$

FIG. III.4 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$ FIG. III.5 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$

Pour un nombre de Reynolds de  $1,29 \times 10^5$ , nous constatons que les profils de nombres de Nusselt locaux sont très semblables. Seul le profil correspondant à un espacement  $G = 0,02$  montre un échange convectif à la surface du rotor nettement inférieur. Pour les deux plus faibles espacements, les résultats expérimentaux semblent cohérents avec les valeurs obtenues à partir de la corrélation d'Owen pour le régime I. Pour les espacements supérieurs, nos résultats expérimentaux ne sont pas bien représentés par les corrélations disponibles pour chacun des régimes. Nous remarquons également la présence d'une augmentation de l'échange convectif vers la sortie de l'entrefer pour des nombres de Reynolds locaux supérieurs à  $1 \times 10^5$ . Cette augmentation semble quasi-indépendante de l'espacement choisi. Pour les deux plus grands espacements, nous constatons que les profils dans cette configuration et ceux obtenus en configuration de disque seul sont assez proches même si dans la configuration rotor-stator, un écart est observable. Les échanges sont en effet moins importants que dans une configuration de disque seul à cette vitesse de rotation.

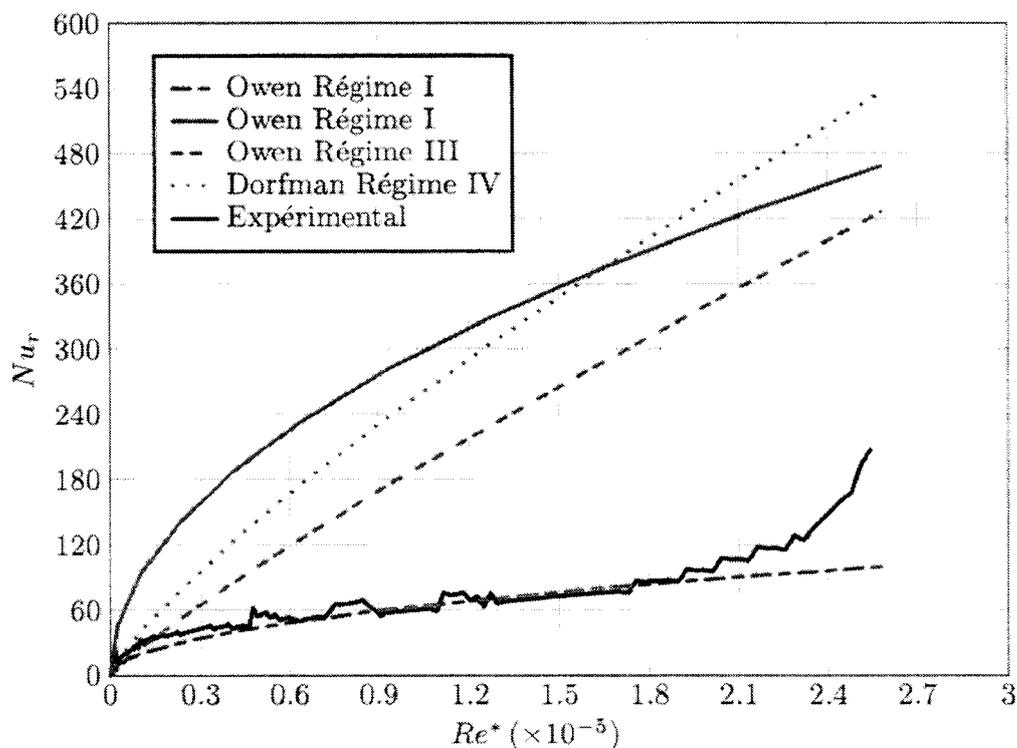


FIG. III.6 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$ ;  $Re = 2,58 \times 10^5$

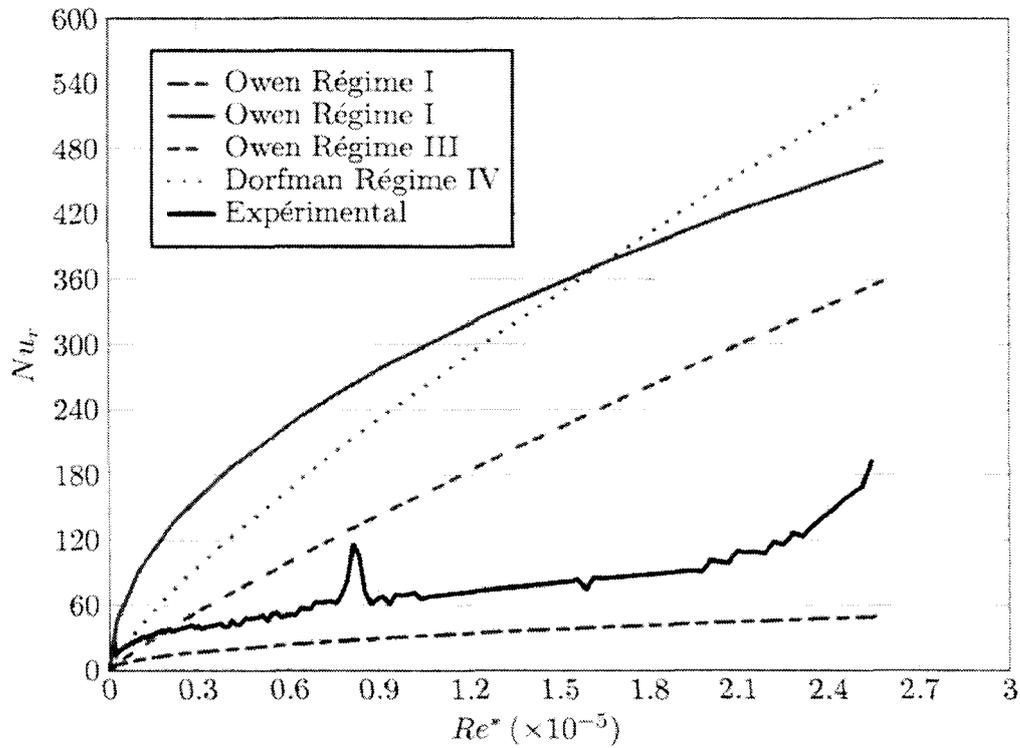


FIG. III.7 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$ ;  $Re = 2,58 \times 10^5$

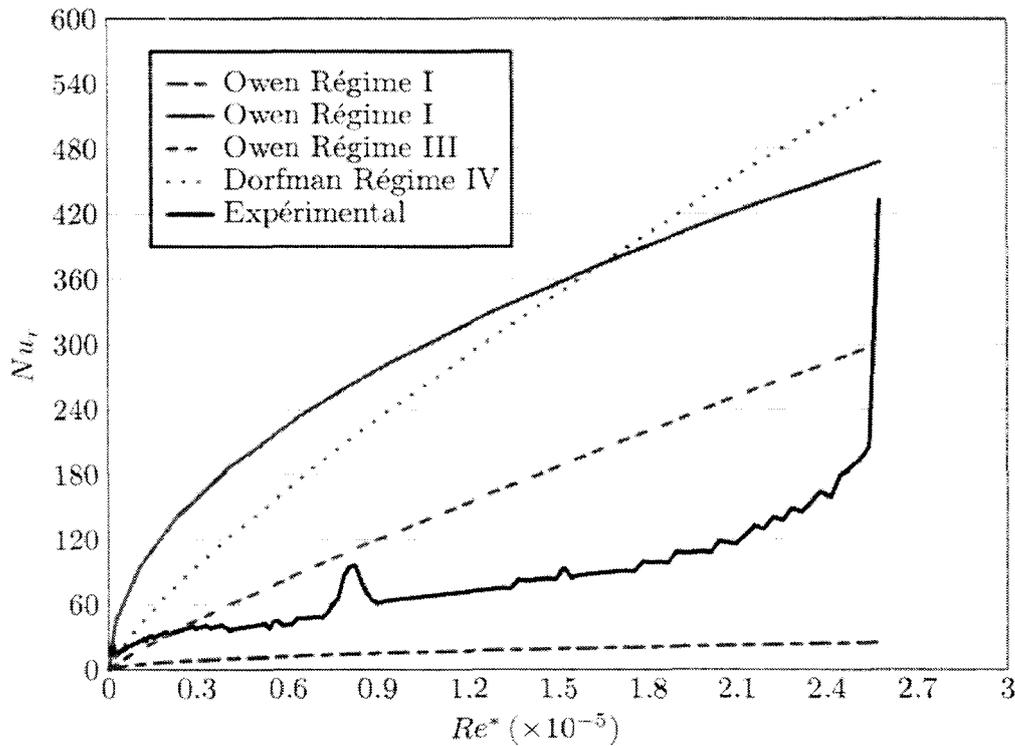


FIG. III.8 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 2,58 \times 10^5$

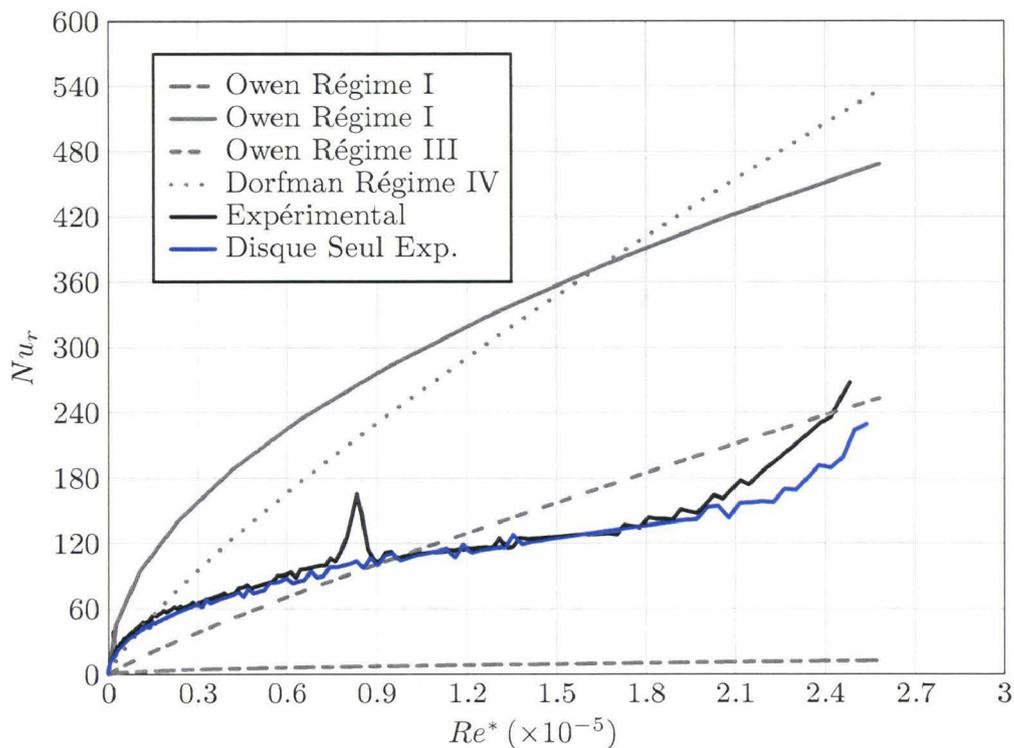


FIG. III.9 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 2,58 \times 10^5$

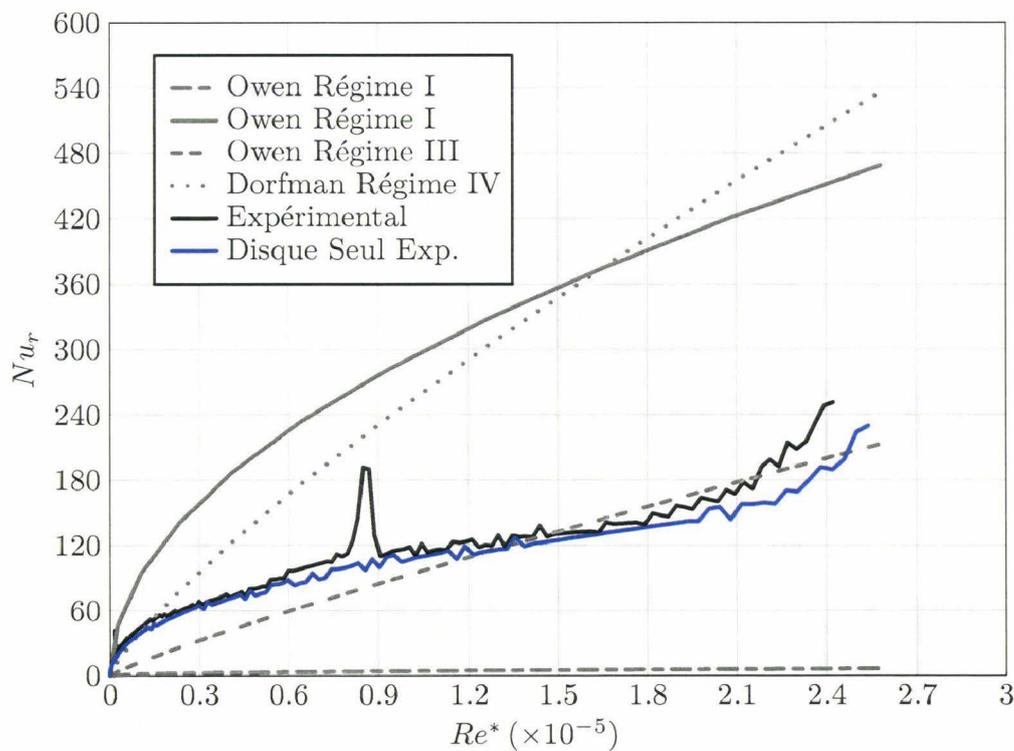


FIG. III.10 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$ ;  $Re = 2,58 \times 10^5$

Pour un nombre de Reynolds rotationnel de  $2,58 \times 10^5$ , seul l'essai à  $G = 0,01$  semble être bien approché par la corrélation d'Owen pour le régime I pour un nombre de Reynolds local  $Re_r < 1,9 \times 10^5$ . Pour les espacements 0,02 et 0,04, l'échange convectif local est quasi identique au cas  $G = 0,01$ . Aucune des corrélations disponibles ne permet de représenter nos résultats obtenus. Une augmentation de l'échange en sortie d'entrefer est toujours visible pour chaque essai. Ce changement semble, pour cette vitesse de rotation, dépendre de l'espacement entre le rotor et le stator. En effet, alors que lorsque  $G = 0,01$ , le changement de pente intervient pour  $Re_r = 1,9 \times 10^5$ , pour  $G = 0,16$ , il intervient quand  $Re_r = 1,6 \times 10^5$ . Pour les deux plus grands espacements, les valeurs obtenues sont très proches des résultats expérimentaux sur la configuration disque seul. Notamment, nous pouvons remarquer l'apparition de la transition aux rayons extérieurs qui se manifeste par une brusque augmentation de l'échange convectif local. Cette augmentation ressemble à celle observée aux autres espacements.

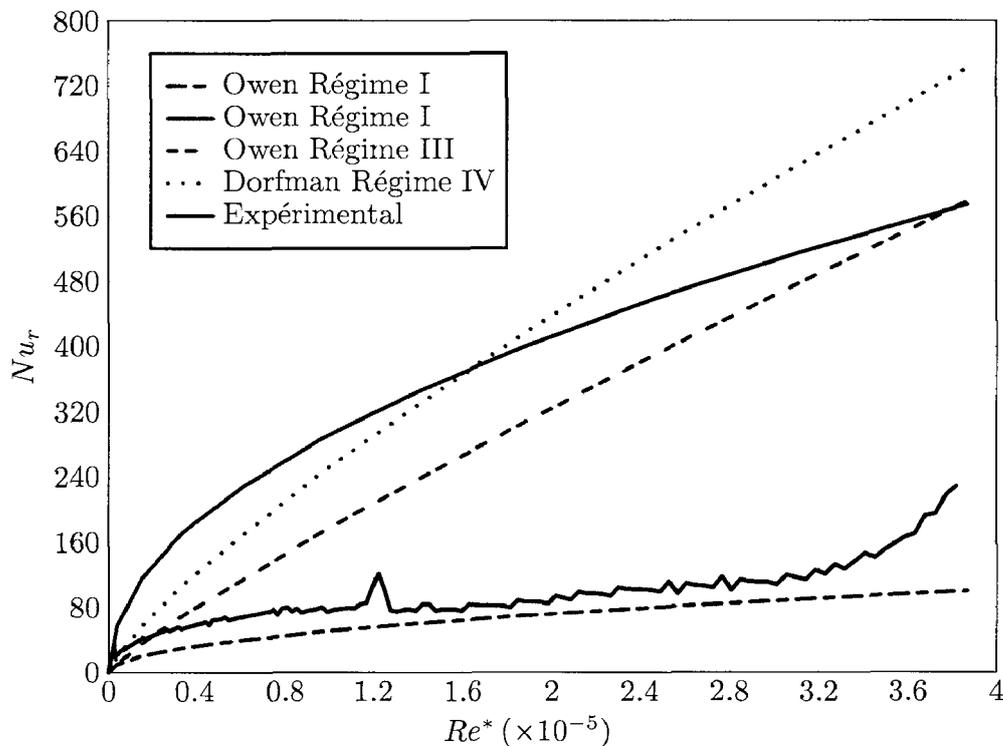


FIG. III.11 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$ ;  $Re = 3,87 \times 10^5$

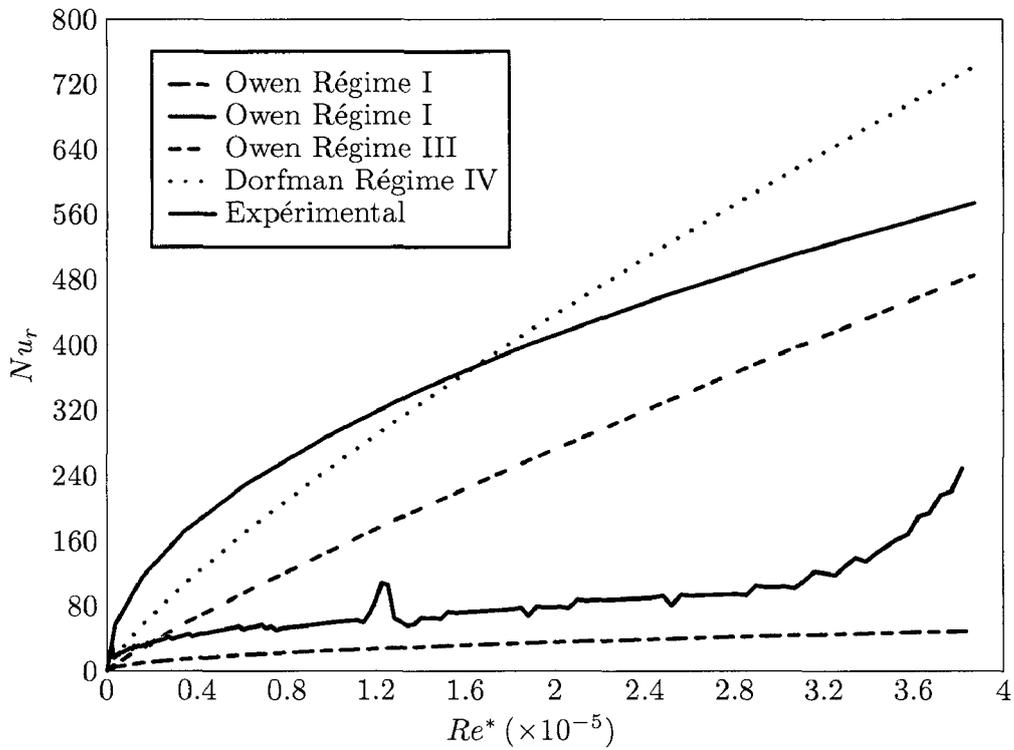


FIG. III.12 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$ ;  $Re = 3,87 \times 10^5$

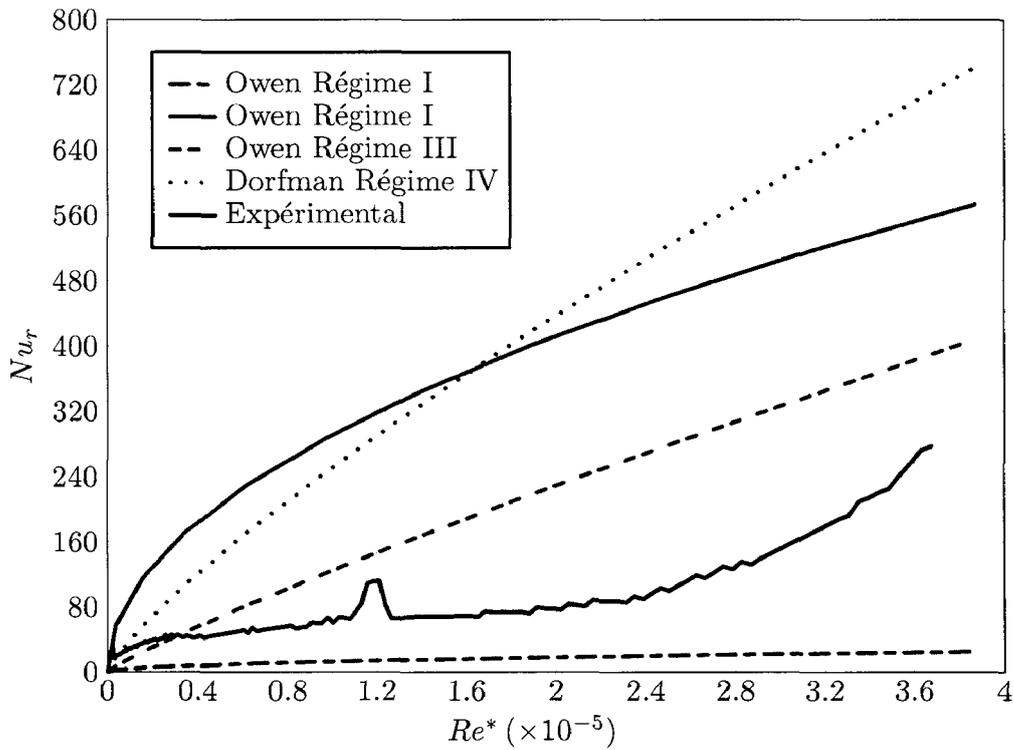
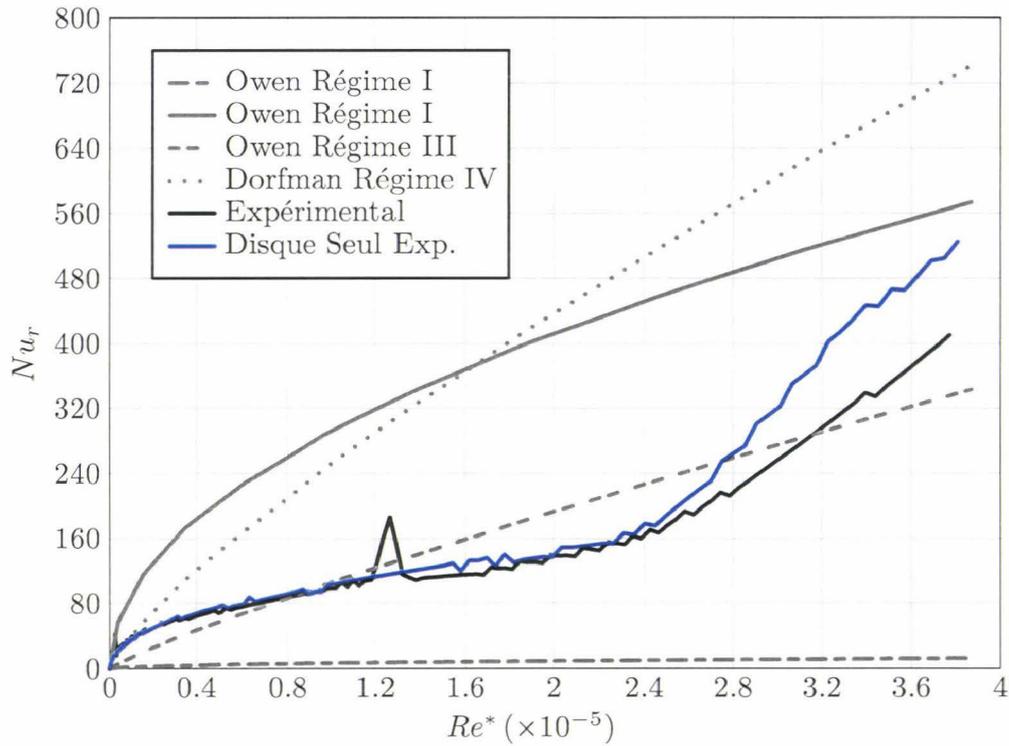
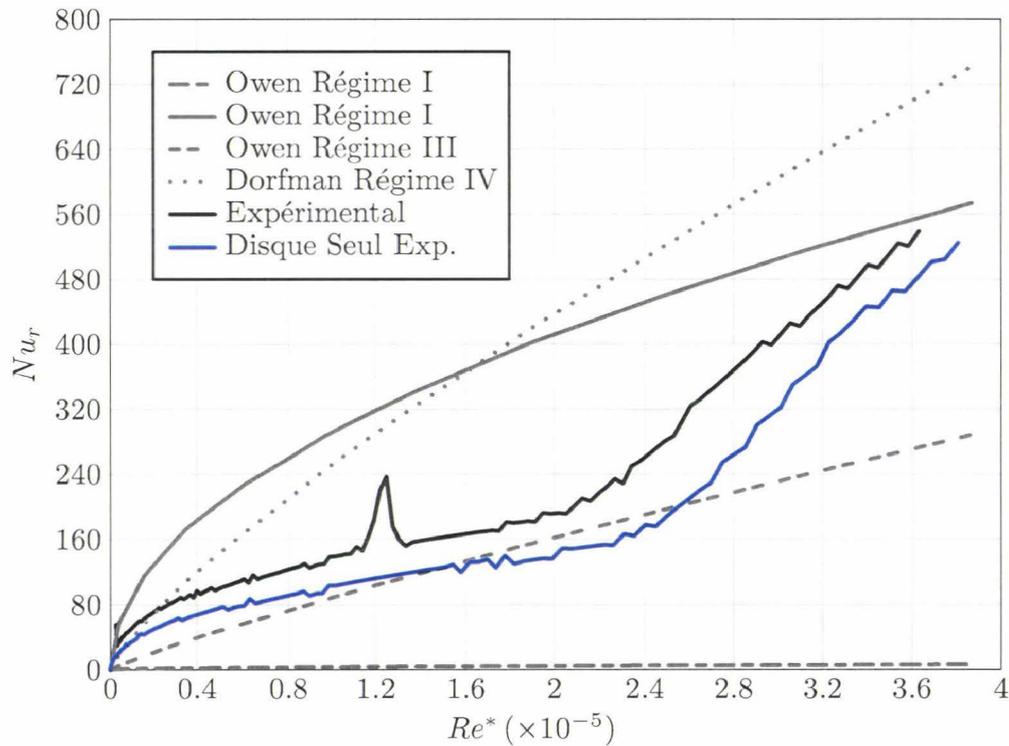


FIG. III.13 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 3,87 \times 10^5$

FIG. III.14 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 3,87 \times 10^5$ FIG. III.15 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$ ;  $Re = 3,87 \times 10^5$

Pour un nombre de Reynolds rotationnel de  $3,87 \times 10^5$ , nous constatons une fois de plus que pour  $G = 0,01$ , les résultats sont plutôt bien corrélés par le régime I proposé par Owen. Pour les deux espacements,  $G = 0,01$  et  $G = 0,02$ , les profils sont très proches. Une augmentation de l'échange est alors visible en sortie d'entrefer pour un nombre de Reynolds local supérieur à  $3,2 \times 10^5$ . A  $G = 0,04$ , cette zone s'agrandit considérablement pour apparaître pour des nombres de Reynolds locaux supérieurs à  $2,4 \times 10^5$ . L'observation des profils de nombres de Nusselt obtenus pour des espacements supérieurs, qui montrent l'apparition d'une transition et d'une zone de turbulence, nous permet de penser que cette augmentation de l'échange en sortie d'entrefer pour  $G = 0,04$  est en faite un passage de l'écoulement en régime de transition. En comparaison aux résultats obtenus en configuration de disque seul, nous remarquons que les profils obtenus sont assez semblables, ce qui appuie une fois de plus l'hypothèse que l'augmentation de l'échange aux rayons supérieurs est dû à un passage du régime laminaire à un régime de transition de l'écoulement.

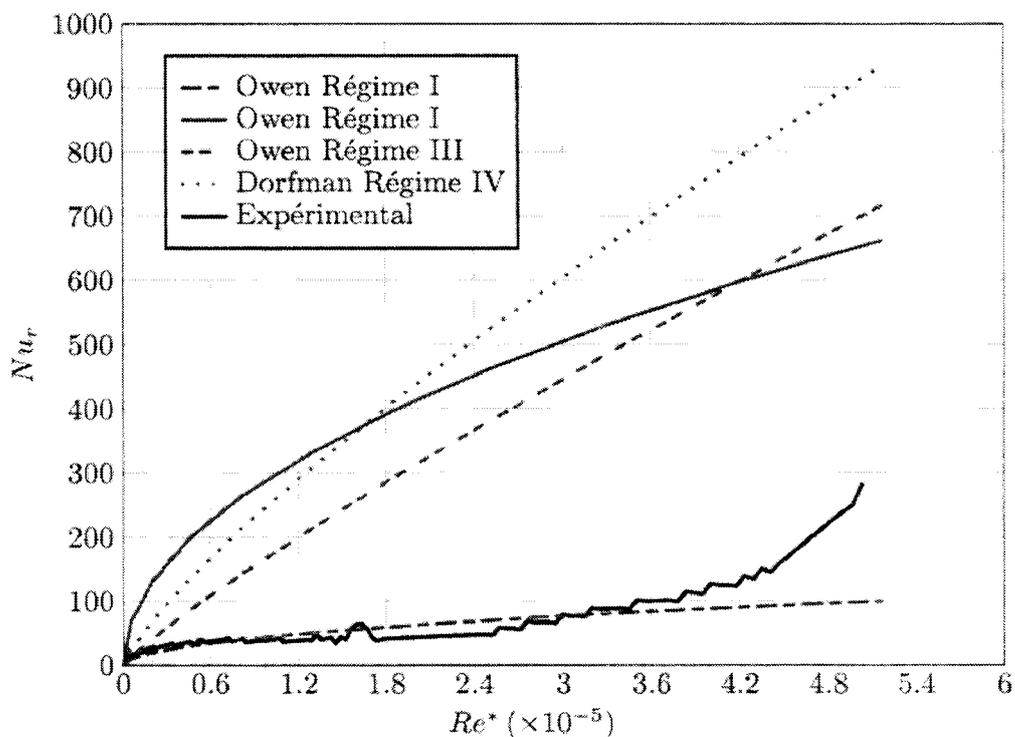


FIG. III.16 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$ ;  $Re = 5,16 \times 10^5$

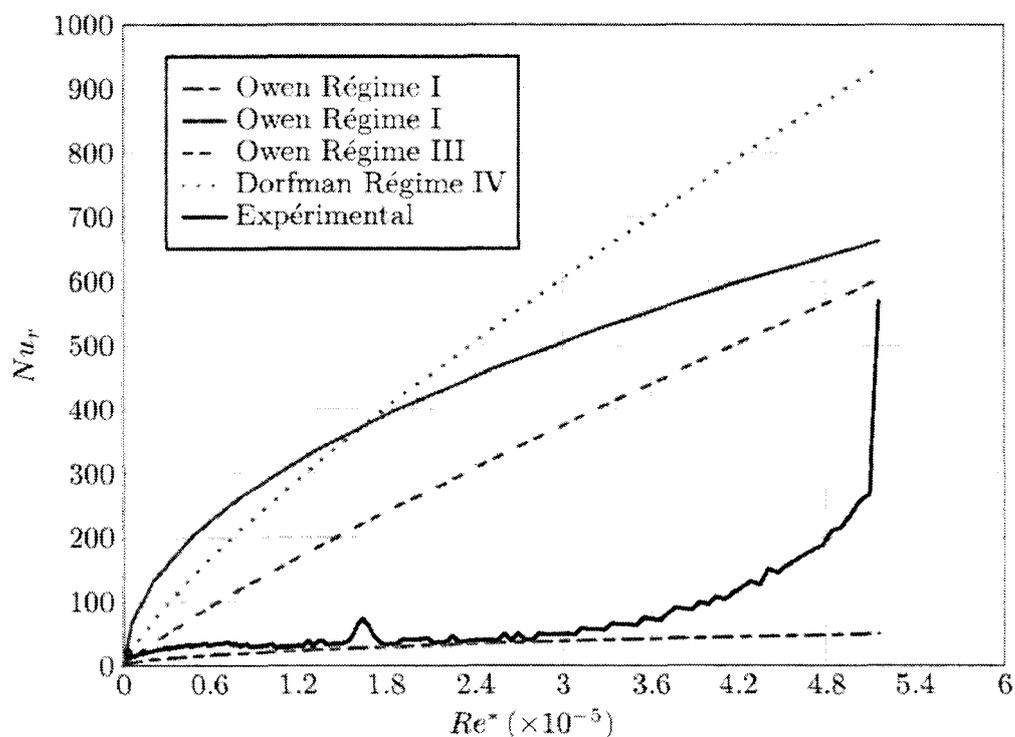


FIG. III.17 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$ ;  $Re = 5,16 \times 10^5$

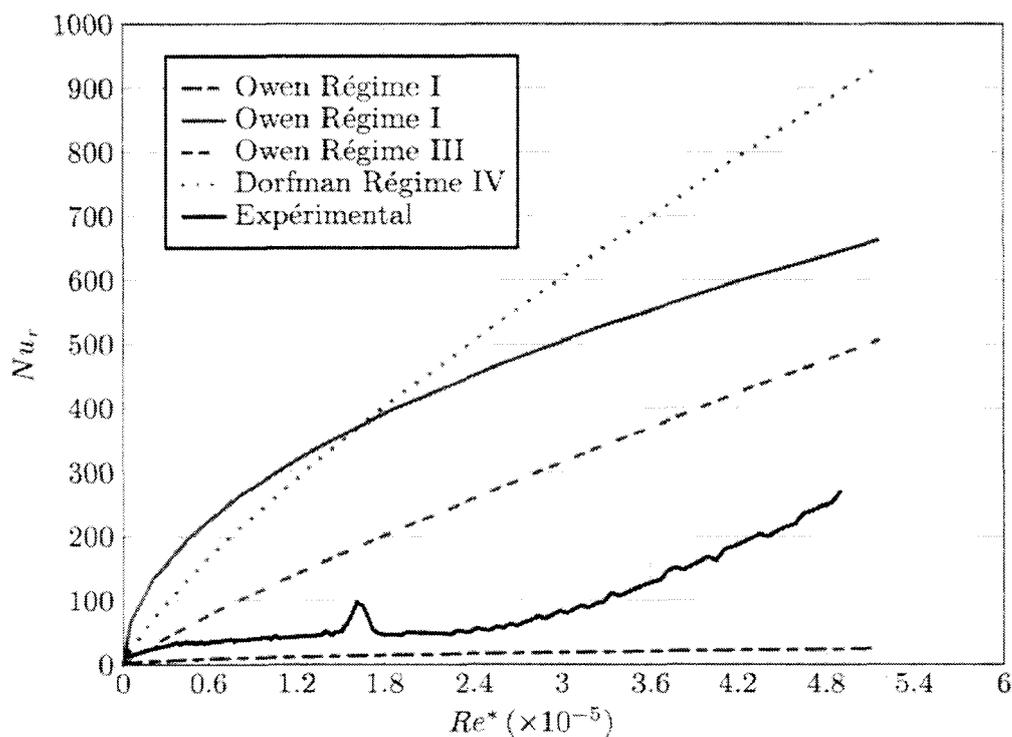


FIG. III.18 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 5,16 \times 10^5$

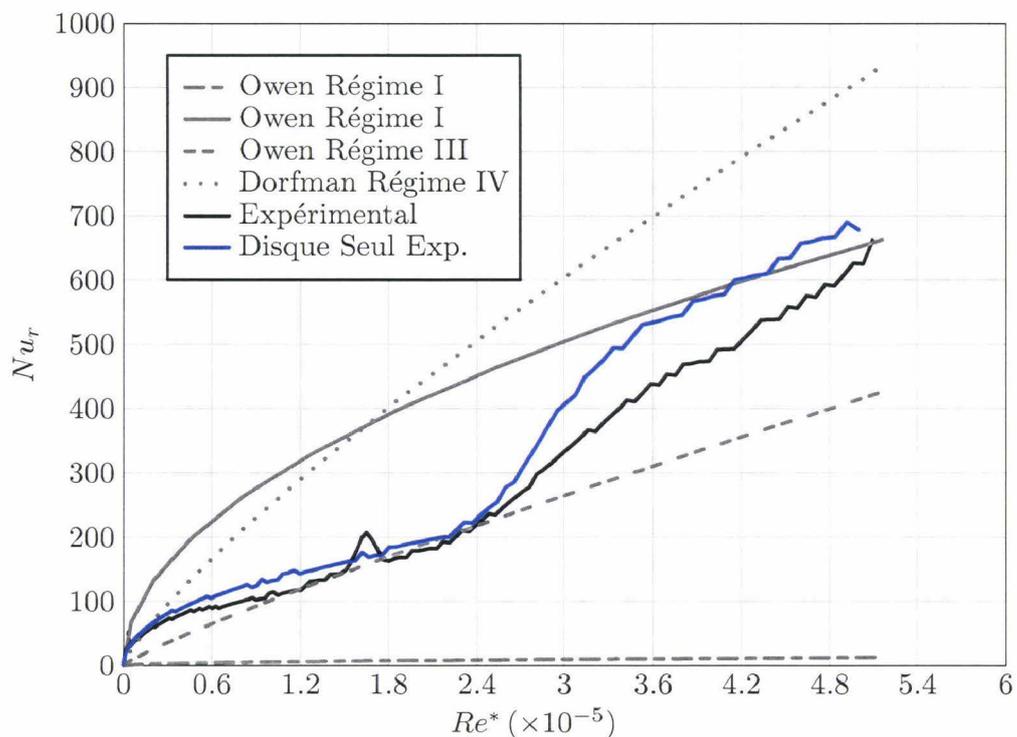


FIG. III.19 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 5,16 \times 10^5$

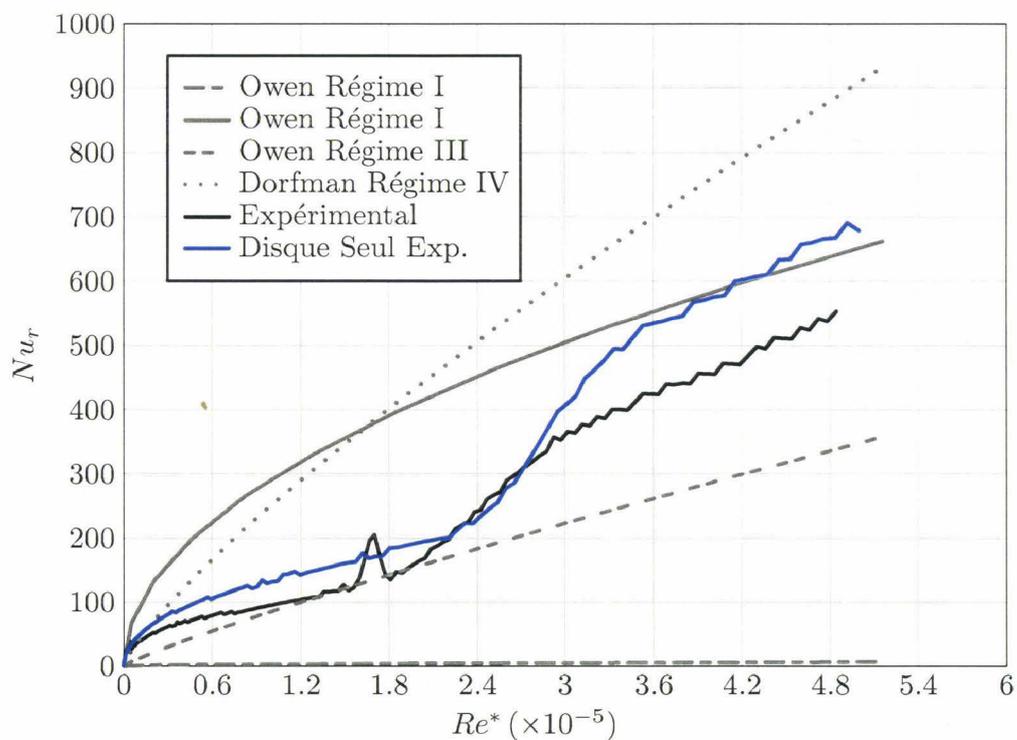


FIG. III.20 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$ ;  $Re = 5,16 \times 10^5$

Pour un nombre de Reynolds rotationnel de  $5,15 \times 10^5$ , les mêmes remarques que précédemment peuvent être faites pour les trois plus grands espacements hormis le fait qu'ici, en comparaison avec les résultats obtenus en configuration de disque seul, les profils expérimentaux donnent des valeurs de nombres de Nusselt plus faibles. Pour  $G = 0,01$  et  $G = 0,02$  nous remarquons que les courbes sont bien corrélées par la corrélation d'Owen pour le régime I et qu'il existe toujours un changement de pente qui débute à un nombre de Reynolds local d'environ  $2,4 \times 10^5$ .

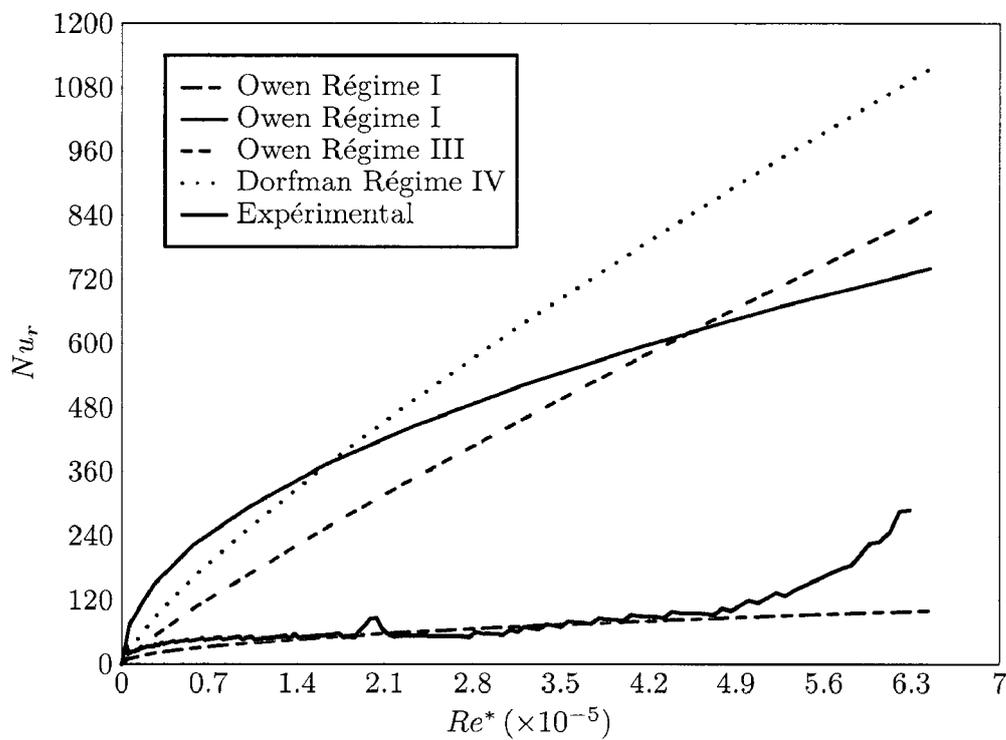


FIG. III.21 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$ ;  $Re = 6,45 \times 10^5$

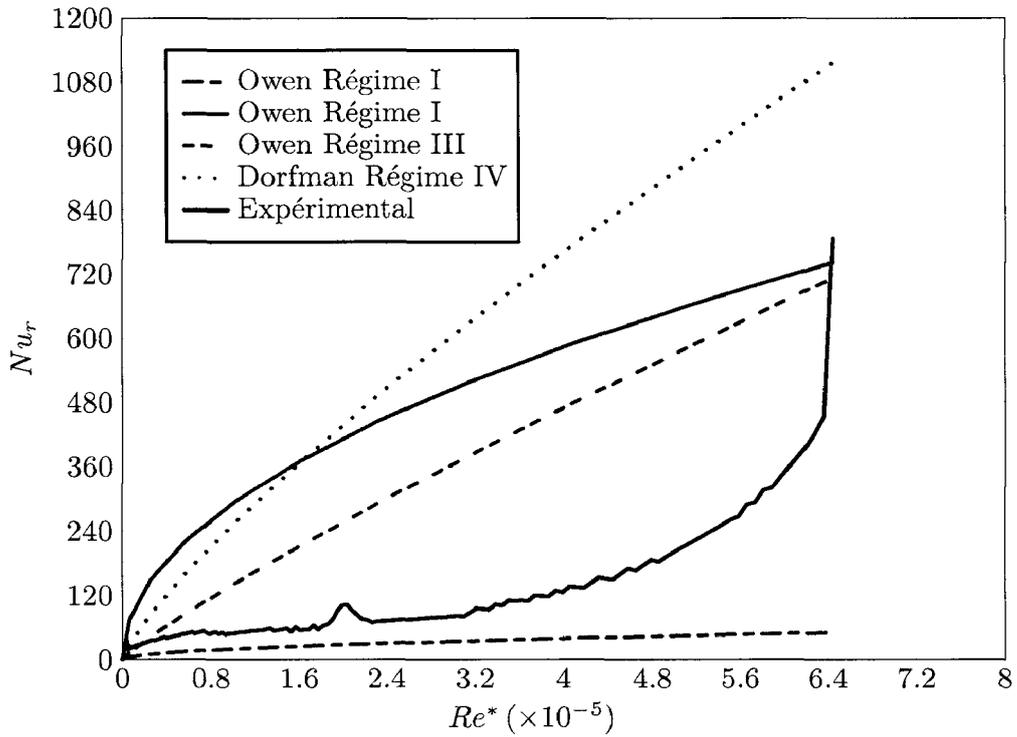


FIG. III.22 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$ ;  $Re = 6,45 \times 10^5$

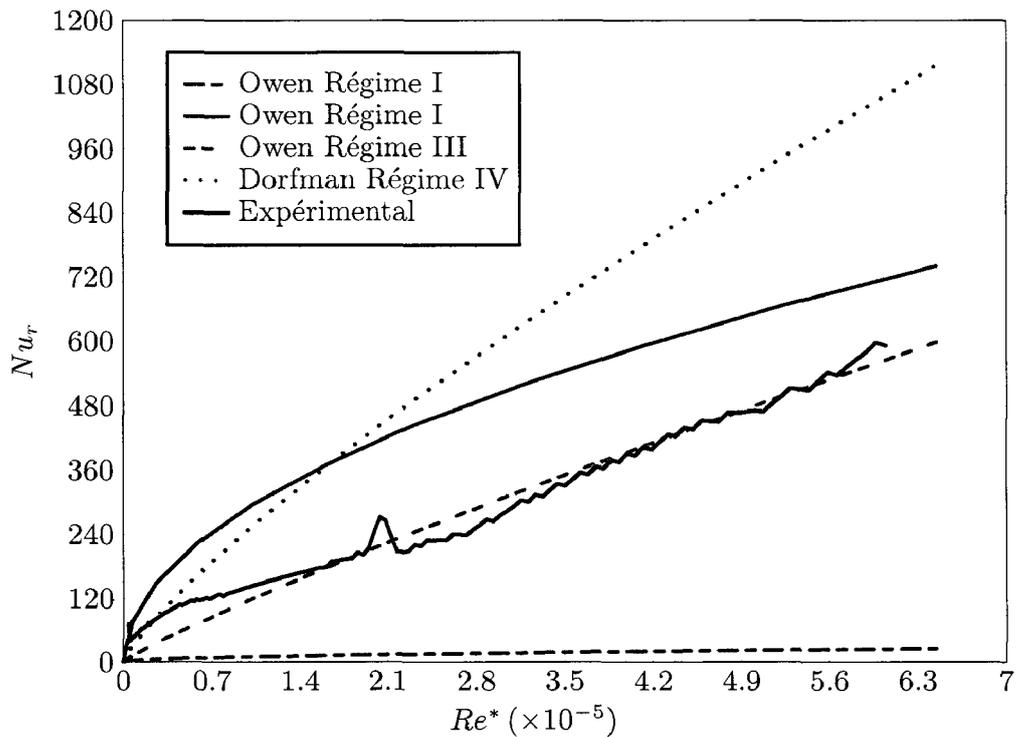


FIG. III.23 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 6,45 \times 10^5$

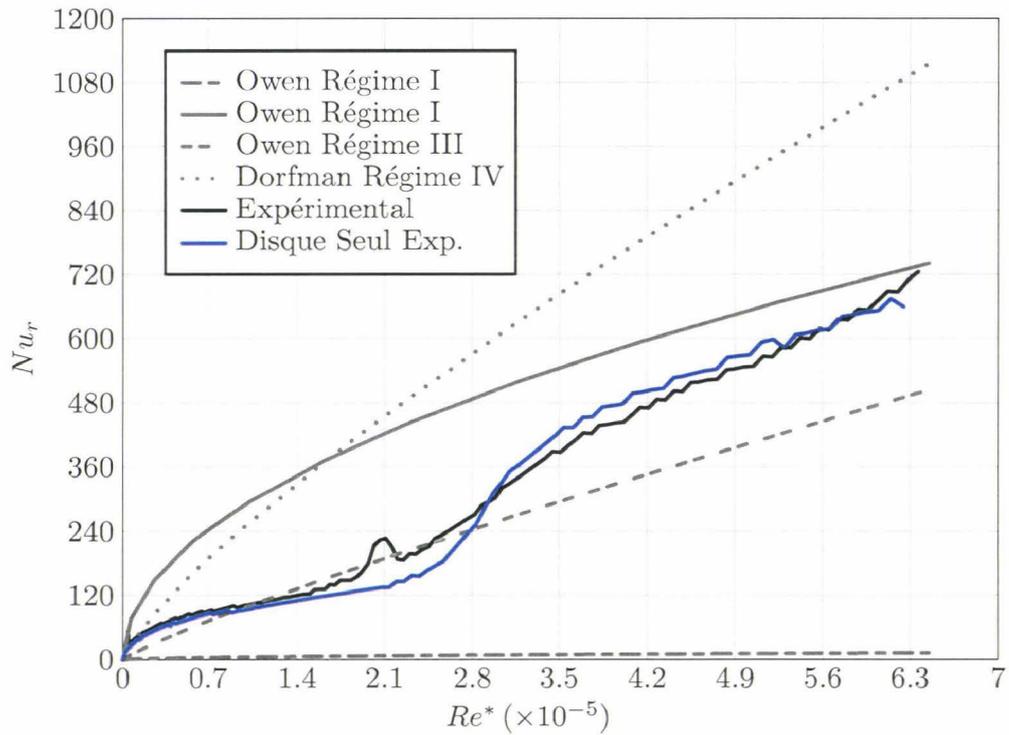


FIG. III.24 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 6,45 \times 10^5$

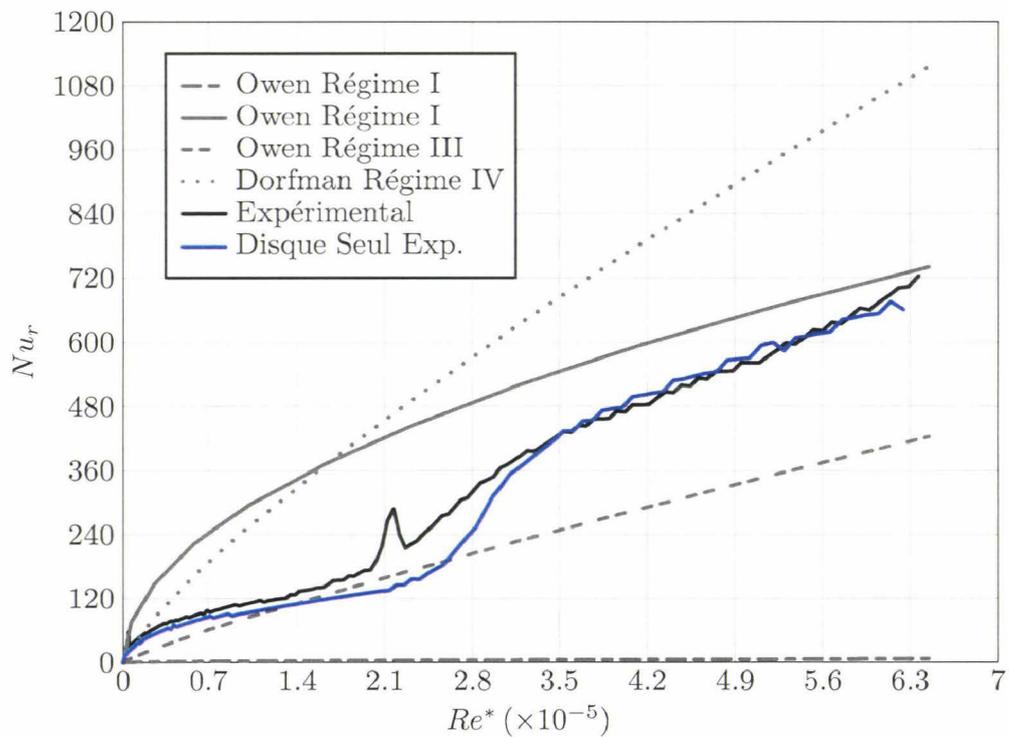


FIG. III.25 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$ ;  $Re = 6,45 \times 10^5$

Pour un nombre de Reynolds rotationnel de  $6,45 \times 10^5$  et un espacement de 0,01, nos résultats sont bien corrélés par Owen pour les nombres de Reynolds inférieurs à  $4,9 \times 10^5$ . L'augmentation en sortie d'entrefer est toujours présente pour  $Re > 4,9 \times 10^5$ . Pour  $G = 0,02$ , cette augmentation est beaucoup plus importante et commence à un nombre de Reynolds d'environ  $2,6 \times 10^5$ . Pour  $G = 0,04$ , le profil de nombre de Nusselt est totalement différent. Pour les deux plus grands espacements, les résultats sont très proches de ceux obtenus dans une configuration de disque seul.

### III.1.1.2 Sensibilité à Re

Pour un faible espacement  $G = 0,01$ , les nombres de Nusselt locaux sont très faibles et varient peu avec la vitesse de rotation. Les effets de viscosité sont donc prépondérants par rapport aux effets d'inertie. Cela correspond à la définition du régime I. Nous observons de plus de fortes concordances entre les résultats expérimentaux et la courbe relative à la corrélation proposée par Owen [1] dans le cas du régime I. Nous pouvons également remarquer une augmentation de l'échange en sortie d'entrefer sur tous les essais. Cela peut être attribué à un effet de bord due à une accélération de l'écoulement en sortie d'entrefer comme l'explique Cardone [5]. Compte-tenu des remarques effectuées dans la partie précédente traitant de la sensibilité des résultats avec l'évolution de l'espacement adimensionné  $G$ , cette brusque augmentation de l'échange convectif peut aussi être attribuée à un passage de l'écoulement en régime de transition. Selon différents auteurs, l'écoulement dans cette configuration est de type Couette.

Pour  $G = 0,02$ , on remarque également une forte similitude entre nos résultats expérimentaux et la corrélation proposée par Owen [1] dans le cas du régime I pour la plus faible vitesse de rotation. Pour les vitesses supérieures, l'échange mesuré est en général supérieur à ce que propose Owen. Nous constatons toujours un changement de pente avec une apparition plus précoce que dans le cas précédent aux grands rayons, pour les plus grandes vitesses. On peut penser qu'il y a effectivement un changement de régime dont le nombre de Reynolds local d'apparition dépend de la vitesse de rotation. Les forces de viscosité sont dans ce cas moins importantes que pour  $G = 0,01$  mais toujours prépondérantes par rapport aux forces d'inertie, c'est pour cela que le nombre de Nusselt varie peu avec la variation de la vitesse de rotation. On remarque également que les écarts entre nos résultats et ceux de Owen pour

le régime I augmentent avec la vitesse de rotation. On peut également remarquer que les échanges sont moindres ou égaux à ceux observés pour  $G = 0,01$  pour les 4 plus faibles vitesses, ce qui va dans le sens de la remarque de Owen [1] qui précise qu'il existe un minimum pour le transfert de chaleur en fonction de l'espacement aux alentours de  $G = 0,02$ .

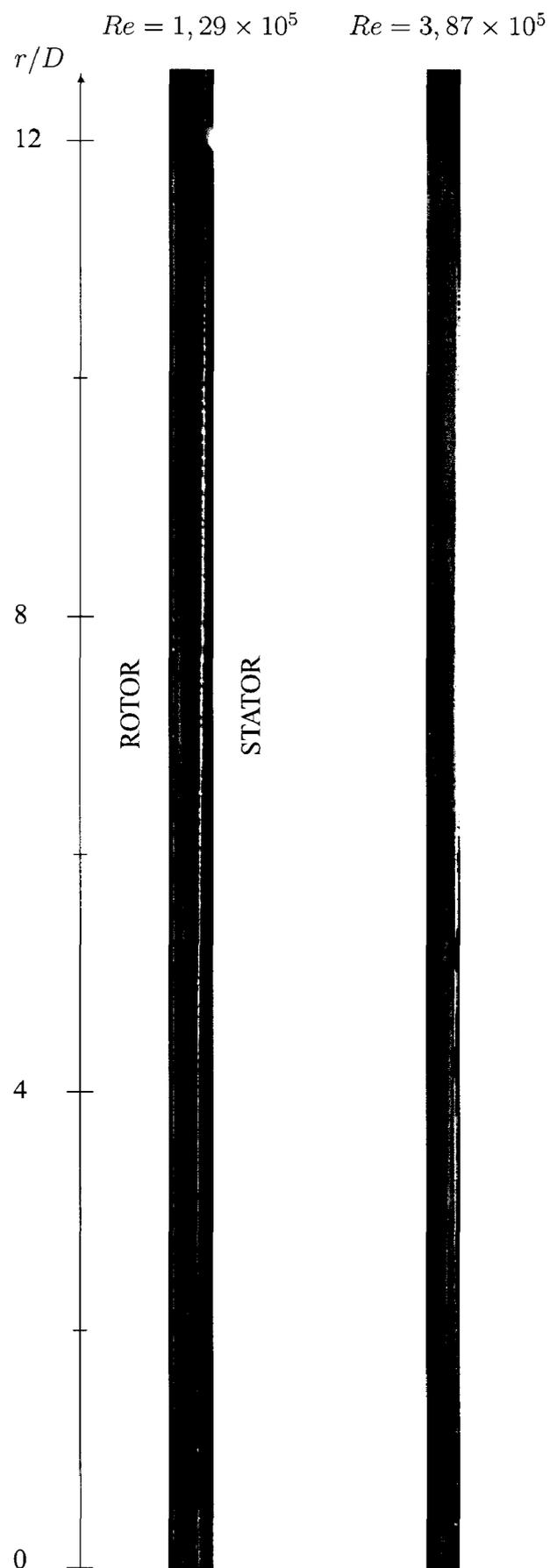
Pour  $G = 0,04$ , nous remarquons que pour nos 4 plus faibles vitesses de rotation, nous avons la même répartition de nombre de Nusselt local que pour un espacement adimensionné de 0,01 aux faibles rayons, ce qui ne correspond plus au régime I de Owen. Par contre, nous remarquons une augmentation significative du nombre de Nusselt local aux rayons plus grands (dépendants de la vitesse de rotation). A partir d'un nombre de Reynolds rotationnels de  $6,45 \times 10^5$ , on observe des changements significatifs concernant le profil de nombre de Nusselt local. Les effets d'inertie ne sont alors plus négligeables devant les forces de viscosité. Les échanges sont plus importants que ceux obtenus pour  $G = 0,02$ , ce qui confirme également l'observation de Owen sur le minimum de transfert à cet espacement-là.

Sur les courbes relatives aux espacements adimensionnés  $G = 0,08$  et  $G = 0,16$ , nous avons reporté en bleu les courbes relatives aux essais en configuration de disque seul. Pour ces espacements adimensionnés, nous observons des tendances similaires avec les résultats de disque seul, c'est-à-dire que l'influence du stator est beaucoup moins importante. Les forces d'inertie deviennent prépondérantes devant les efforts de viscosité et nous observons bien le passage du régime laminaire au régime turbulent aux grandes vitesses, ce que nous observions en configuration de disque seul. Au niveau des nombres de Reynolds de fin de régime laminaire et de début de régime turbulent, nous obtenons des valeurs telles que :  $1,8 \times 10^5 < Re_{\text{lam}} < 2,1 \times 10^5$  et  $2,9 \times 10^5 < Re_{\text{turb}} < 3,1 \times 10^5$ . Ces valeurs sont plus faibles que celles obtenues expérimentalement avec le disque seul en rotation mais proches des valeurs données par Gregory et al. [7] pour cette même configuration. Des décalages subsistent tout de même. En effet, en général les nombres de Nusselt locaux obtenus avec  $G = 0,16$  sont plus faibles que ceux obtenus dans une configuration de disque seul.

### III.1.1.3 Visualisations

Quelques visualisations d'écoulements ont été effectuées dans le cas d'un système rotor-stator discoïde sans jet et les résultats sont présentés sur les figures III.26 à III.30

Pour un espacement  $G = 0,02$ , deux visualisations sont présentées avec le plan laser passant par l'axe de symétrie du système et éclairant la largeur totale de l'entrefer. La fumée

FIG. III.26 – Visualisation pour  $G = 0,02$  et deux vitesses de rotations

est injectée par le centre du stator. Pour les deux visualisations, la fumée est présente dans toute la largeur de l'entrefer à proximité du centre du disque. Ensuite, il existe un rayon où la fumée est moins (voire plus) présente du côté du stator.

Pour un espacement  $G = 0,04$ , six visualisations sont présentées, correspondant à deux cas. Les trois premières correspondent aux cas où la vitesse de rotation est fixée à 200 tr/min et les trois dernières au cas où  $\omega = 600$  tr/min. Pour la plus faible vitesse de rotation, la fumée est présente à proximité du centre de l'entrefer, comme précédemment. Côté rotor, cela forme un disque de fumée entraîné en rotation par le disque et cela se manifeste par des panaches de fumée en forme de spirale. Côté stator, ce disque de fumée est également présent mais ne tourne plus. D'ailleurs, les panaches en spirale ne sont plus visibles. La visualisation de la largeur de l'entrefer permet de mettre en évidence l'absence de fumée à proximité du stator pour de grands rayons, ce qui permet de penser que de l'air entre dans l'entrefer à proximité du stator pour ressortir côté rotor, comme la bibliographie le prévoit. Les phénomènes sont alors clairement organisés. Pour la vitesse la plus grande, la même structure globale peut être observée avec deux disques de fumée à proximité du rotor et du stator et une baisse de la densité de fumée au sein de l'entrefer à partir d'un rayon critique. Cependant, lorsque la fumée devient confinée à proximité du rotor, des instabilités sont perceptibles pour un nombre de Reynolds d'environ  $1,8 \times 10^5$ .

Pour un espacement plus grand ( $G = 0,08$ ), trois images sont présentées pour une vitesse de rotation de 200 tr/min. Lorsque le plan éclaire parallèlement aux disques, nous observons de légères spirales côté rotor, dues à l'entraînement en rotation, alors qu'aucune structure vraiment distincte n'est observée côté stator. La visualisation de la largeur d'entrefer permet d'observer très distinctement une zone de fumée dense au centre. Une grande partie de la fumée se propage ensuite le long du rotor vers la sortie de l'entrefer alors qu'une faible partie forme des tourbillons à proximité du centre de l'entrefer.

Deux autres visualisations sont disponibles pour un espacement de 0,08 et une vitesse de rotation de 600 tr/min. La même structure que précédemment peut être observée mais quelques particules de fumée sont visibles à des rayons plus grands que précédemment. Lorsque le plan lumineux est parallèle aux disques, côté stator, la densité de fumée chute brutalement pour un rayon égal à  $R_{ext}/2$ .

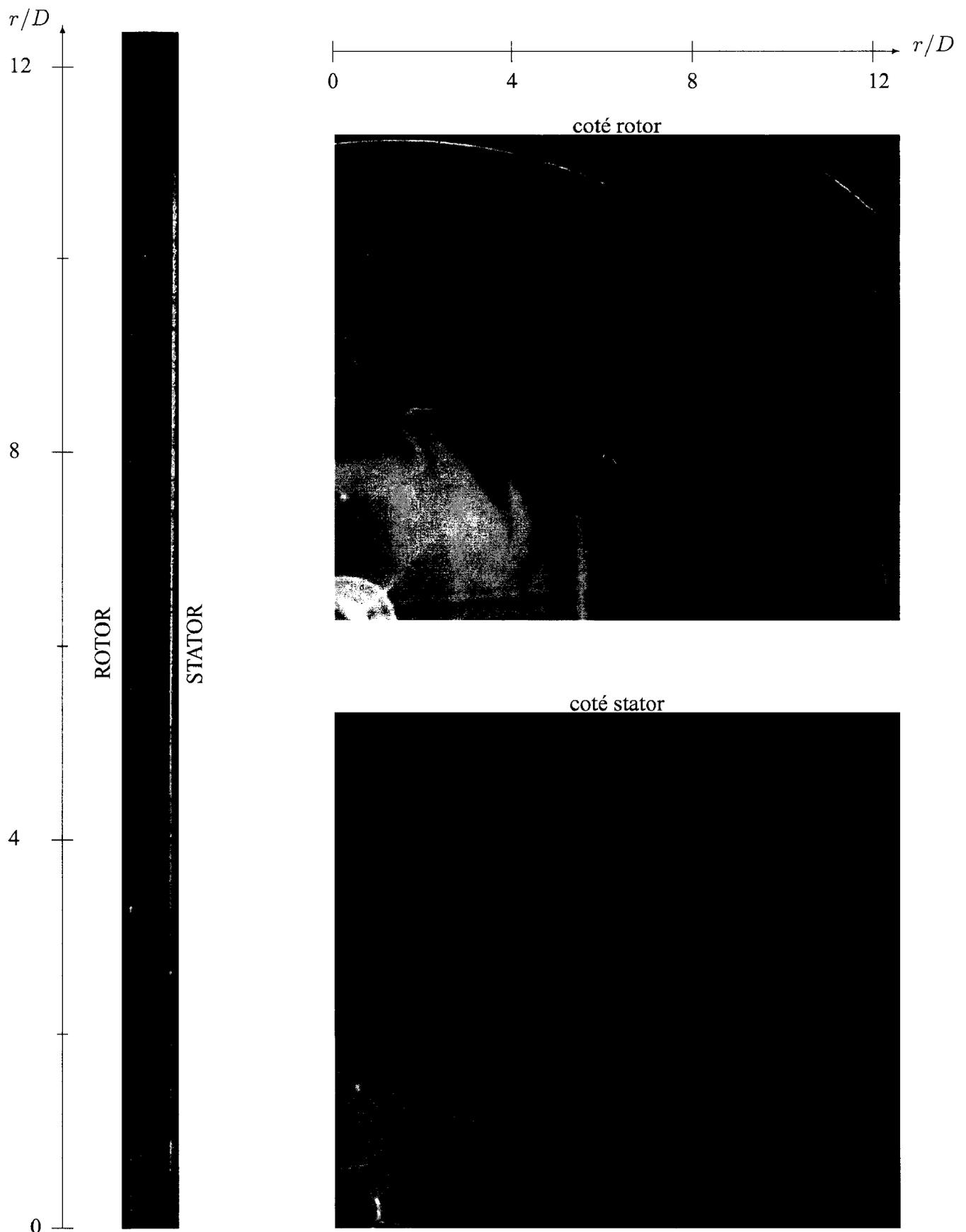
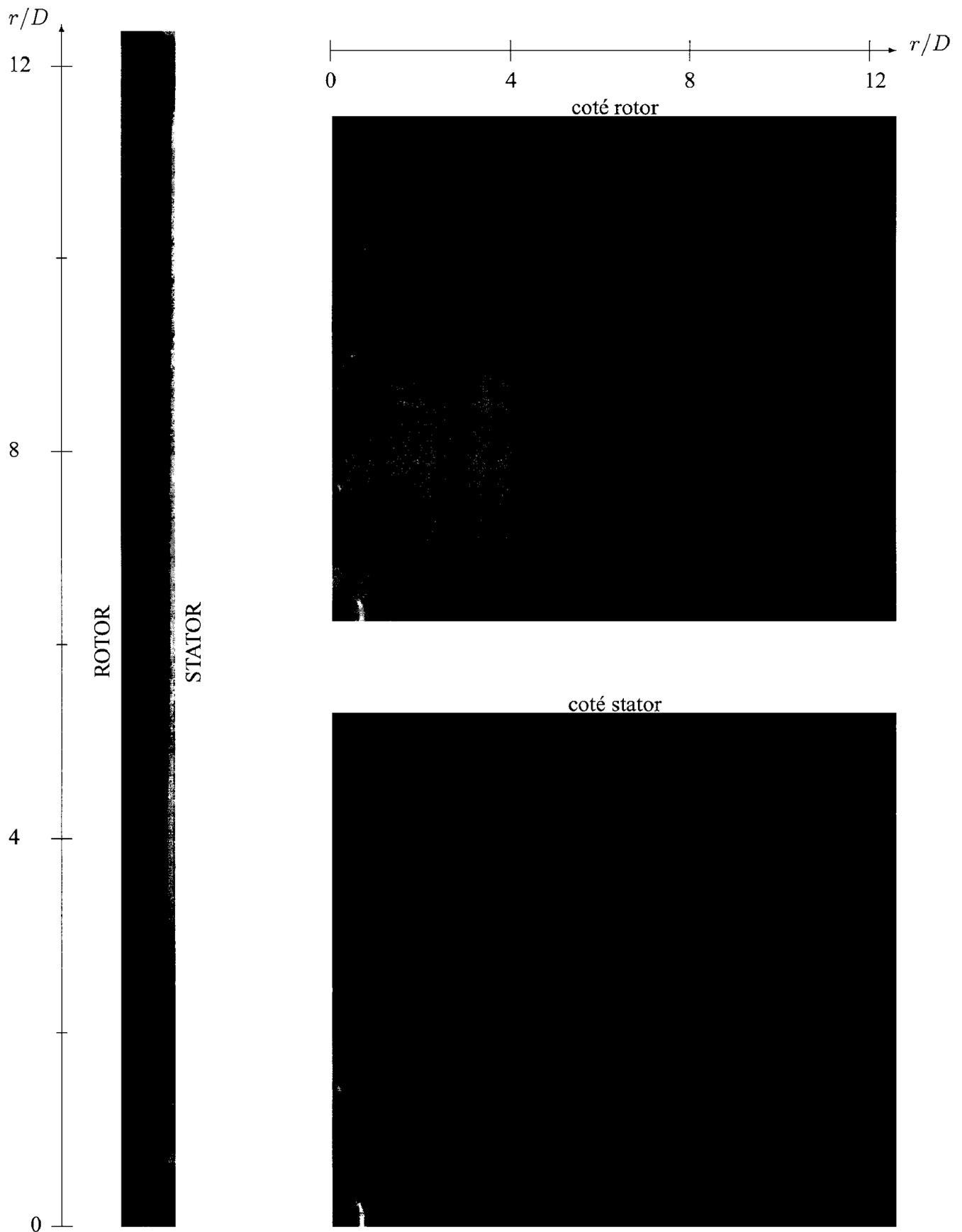


FIG. III.27 – Visualisations pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$

FIG. III.28 – Visualisations pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 3,87 \times 10^5$

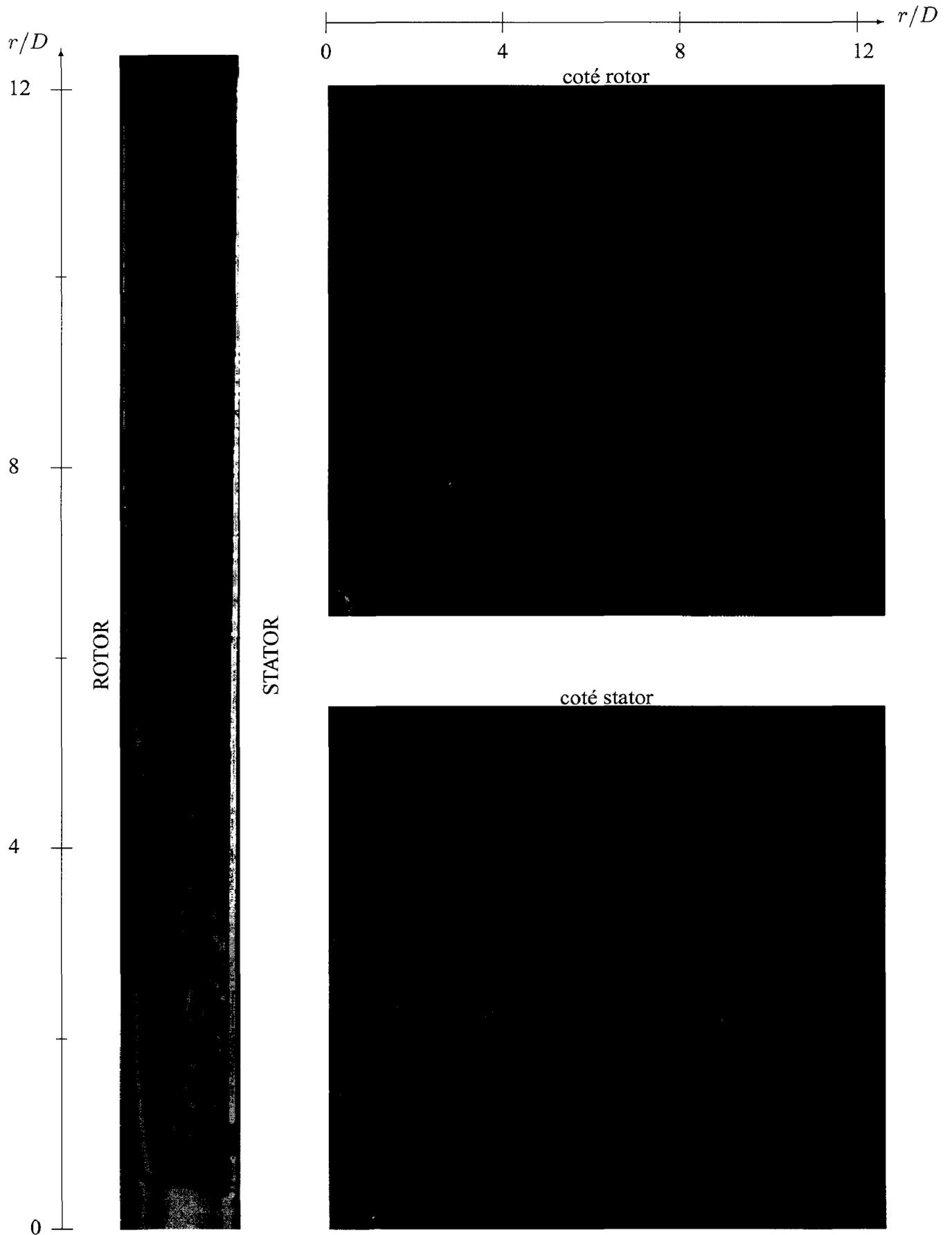
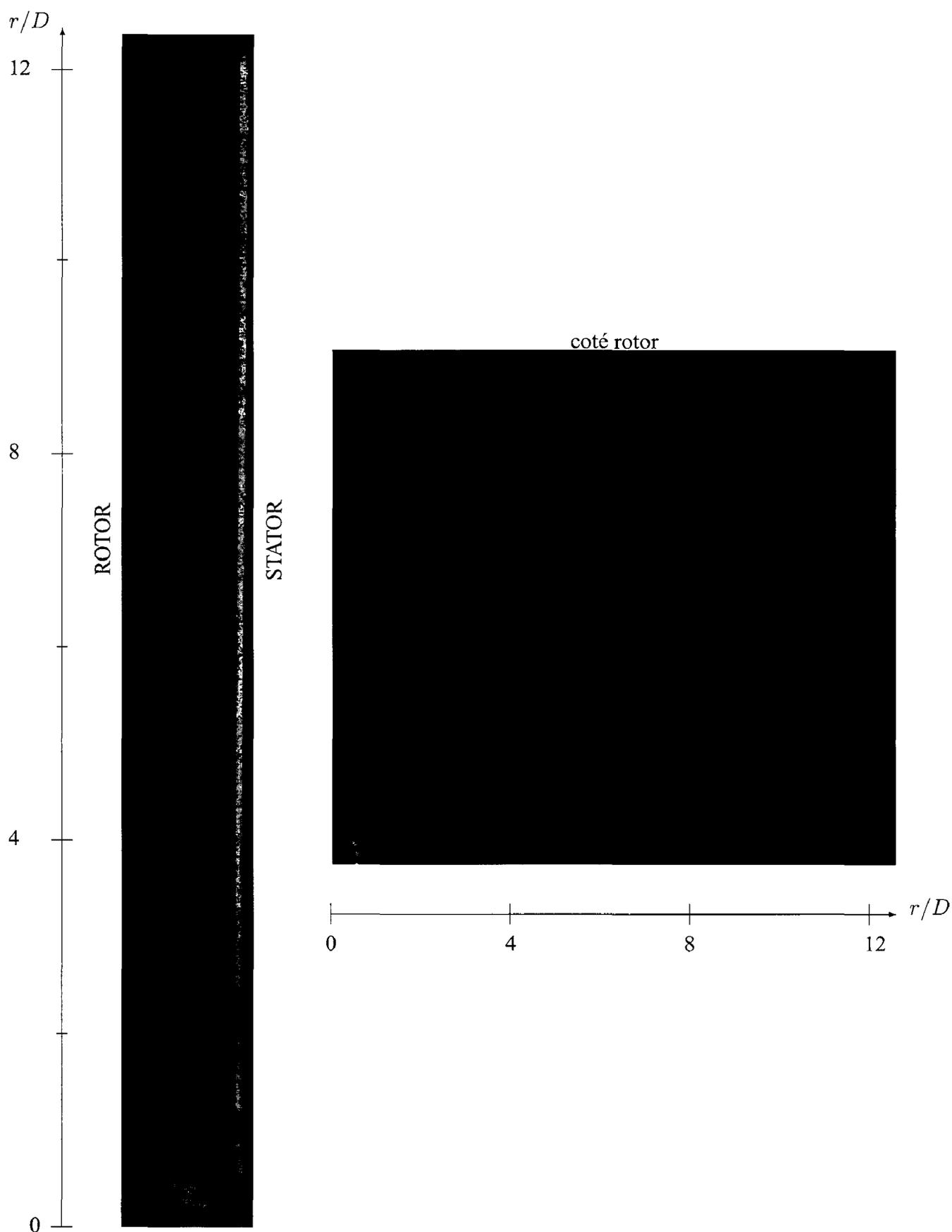


FIG. III.29 – Visualisations pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$

FIG. III.30 – Visualisations pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 3,87 \times 10^5$

### III.1.1.4 Synthèse et corrélations

Comme nous l'avons vu, les corrélations disponibles dans la littérature ne suffisent pas à décrire avec précision les phénomènes observés lorsque l'entrefer est totalement fermé comme dans notre cas. Aux faibles espacements, notamment, il apparaît une zone de transition aux plus grands rayons quelque soit le nombre de Reynolds rotationnel (régimes I et III). La taille de cette zone varie avec la vitesse de rotation et l'espacement  $G$ . Aux grands espacements, les résultats expérimentaux tendent vers ceux obtenus en configuration de disque seul (régimes II et IV).

Nous avons donc recherché une représentation similaire au diagramme de **Daily et Nece** [21] pour délimiter chacun des régimes identifiés à partir de nos résultats expérimentaux commentés précédemment.

La figure III.31 propose une synthèse de ces résultats.

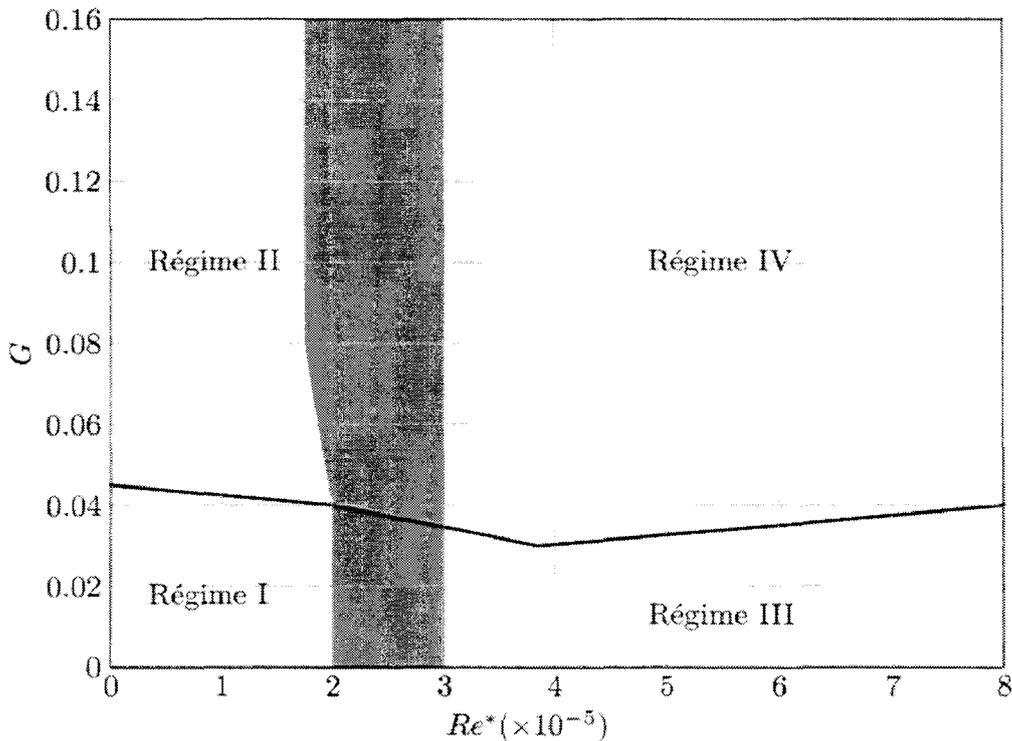


FIG. III.31 – Représentation des quatre régimes en fonction de l'espacement adimensionné  $G$  et du nombre de Reynolds local  $Re_r$ .

Nous avons également recherché des lois permettant de représenter fidèlement l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de l'espacement et de la vitesse de rotation, suivant le régime d'écoulement.

- Régime I : Faible espacement, écoulement laminaire

$$Nu_r = (0,186 - 2,45G + 28,3G^2) \times (7,74 - 492G + 10900G^2)^{10^5 Re^{-1}} \times Re_r^{0,478} \quad (\text{III.5})$$

- Régime II : Grand espacement, écoulement laminaire

$$Nu_r = 0,456 \times 0,745^{10^5 Re^{-1}} \times 1,0037^{G^{-1}} \times Re_r^{0,478} \quad (\text{III.6})$$

- Régime IV : Grand espacement, écoulement turbulent

$$Nu_r = 0,035 \times 0,989^{G^{-1}} \times Re_r^{0,746} \quad (\text{III.7})$$

Les figures III.32 et III.33 présentent quelques comparaisons entre nos résultats et les corrélations proposées ci-dessus. Concernant le régime III, des corrélations sous forme de polynômes de degré 3 ont été recherchés en assurant la continuité des nombres de Nusselt locaux et de leur dérivées au point de jonction avec le régime I. Cependant, il n'a été dégagé aucune loi générale.

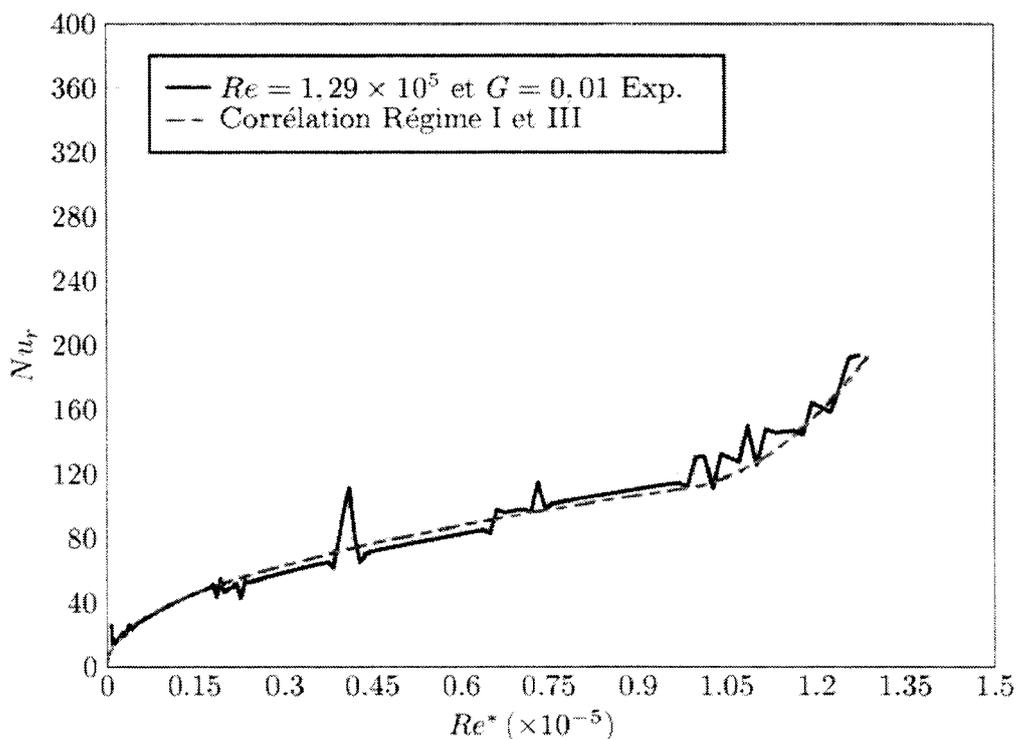


FIG. III.32 – Comparaison avec les corrélations des régimes I et III

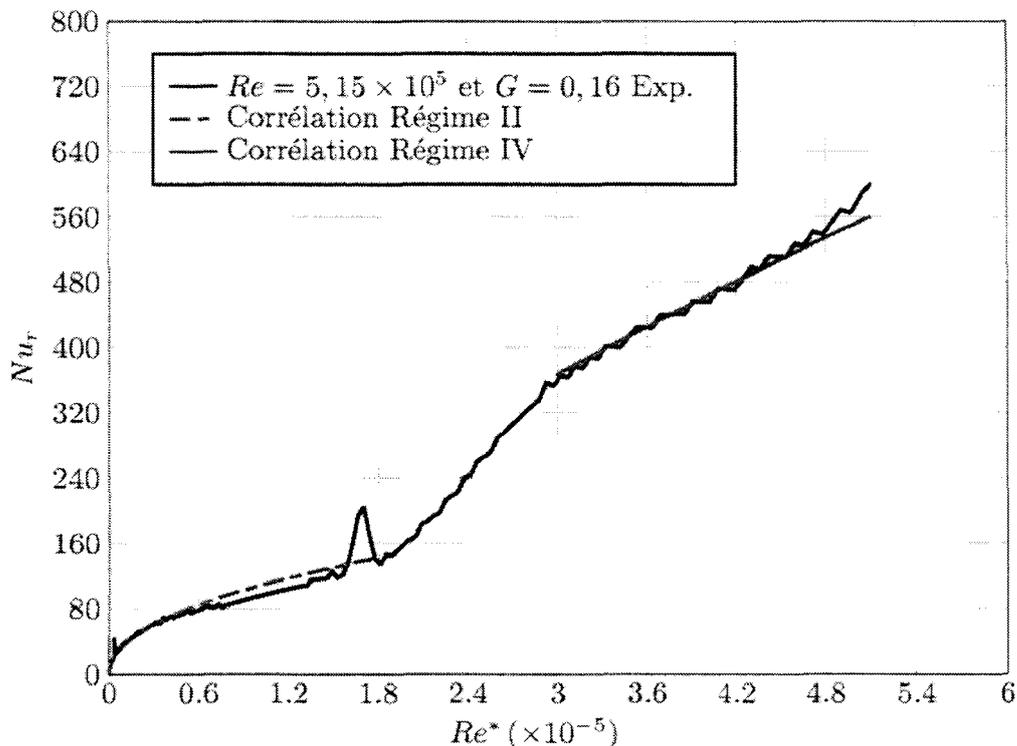


FIG. III.33 – Comparaison avec les corrélations des régimes II et IV

Nous pouvons également remarquer que dans le cas des régimes II et IV, les corrélations tendent vers celles obtenues dans une configuration de disque seul lorsque  $G$  et  $Re$  tendent vers l'infini.

Nous pouvons remarquer que les corrélations représentent de manière fiable les résultats expérimentaux.

### III.1.2 Nombres de Nusselt moyens

Afin de rendre compte de l'échange global de chaleur à la surface du disque en rotation dans une configuration rotor-stator, nous choisissons d'étudier le nombre de Nusselt moyen. La méthode de calcul présentée dans la partie sur le disque seul reste valable pour cette nouvelle configuration. Plusieurs auteurs donnent des corrélations pour le calcul du nombre de Nusselt moyen pour chacun des régimes I, II, III ou IV.

- Régime I : Faible espacement, écoulement laminaire

$$\overline{Nu} = \frac{1}{G} \quad (\text{Owen [1]; Daily et Nece [21]}) \quad (\text{III.8})$$

- Régime II : Grand espacement, écoulement laminaire

$$\overline{Nu} = \frac{2}{\pi} \left( \frac{G}{2} \right)^{0.1} Re^{0.5} \quad (\text{Daily et Nece [21]}) \quad (\text{III.9})$$

- Régime III : Faible espacement, écoulement turbulent

$$\overline{Nu} = \frac{0,0308}{\pi} G^{-1/4} Re^{3/4} \quad \text{(Owen [1])} \quad \text{(III.10)}$$

- Régime IV : Grand espacement, écoulement turbulent

$$\overline{Nu} = \frac{0,0545}{\pi} \left(\frac{G}{2}\right)^{0,1} Re^{0,5} \quad \text{(Daily et Nece [21])} \quad \text{(III.11)}$$

Les figures III.34 à III.38 présentent les résultats expérimentaux pour le nombre de Nusselt moyen ainsi que les courbes issues des corrélations proposées par les auteurs.

Pour un espacement  $G = 0,01$ , le transfert convectif moyen sur le disque en rotation est quasiment constant. Cela confirme l'indépendance du transfert à la vitesse de rotation et donc la prépondérance des effets de viscosité à cet espacement comme dit précédemment. Nos résultats sur le nombre de Nusselt moyen sont donc logiquement cohérents avec la corrélation proposée par Owen pour le régime I, à l'image des nombres de Nusselt locaux.

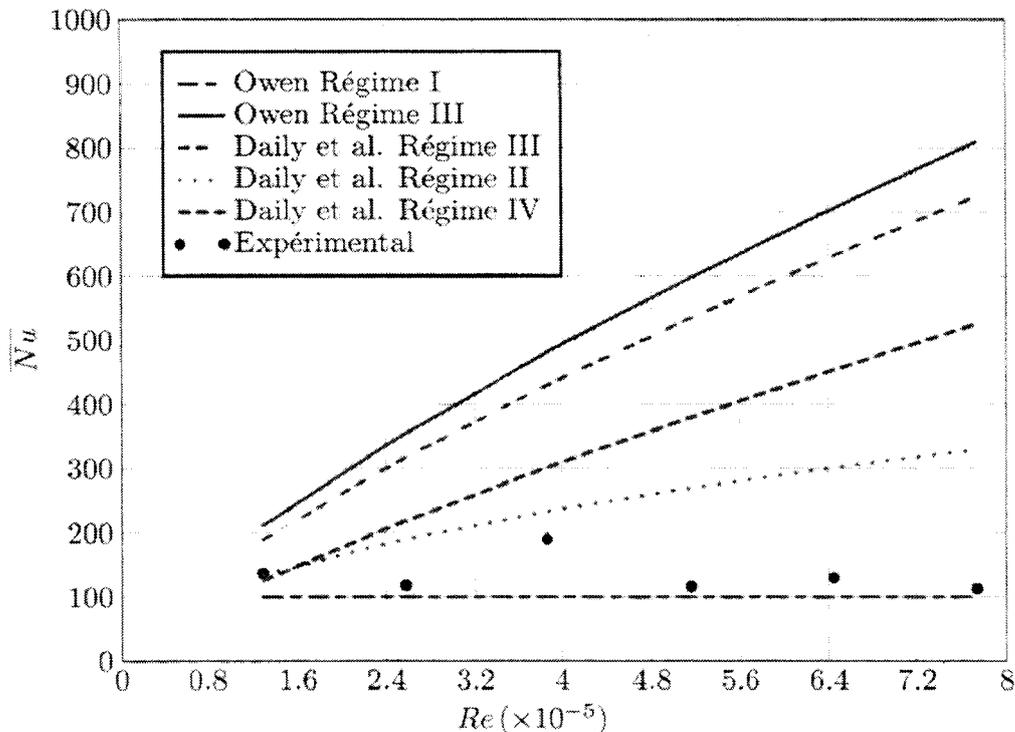


FIG. III.34 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,01$

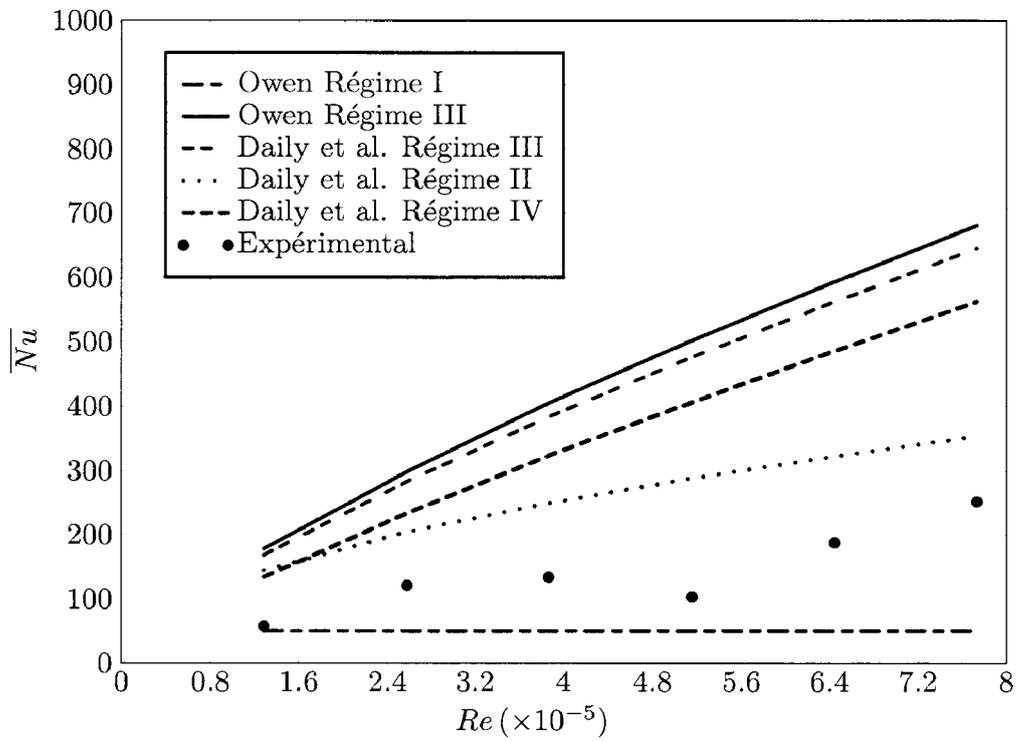


FIG. III.35 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,02$

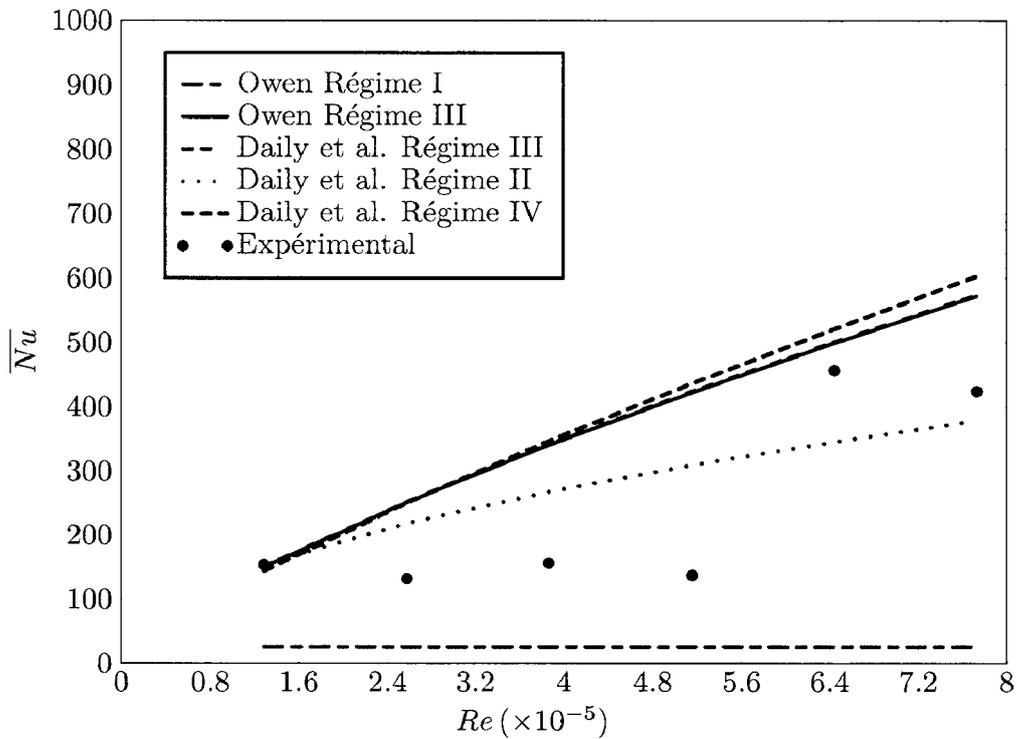
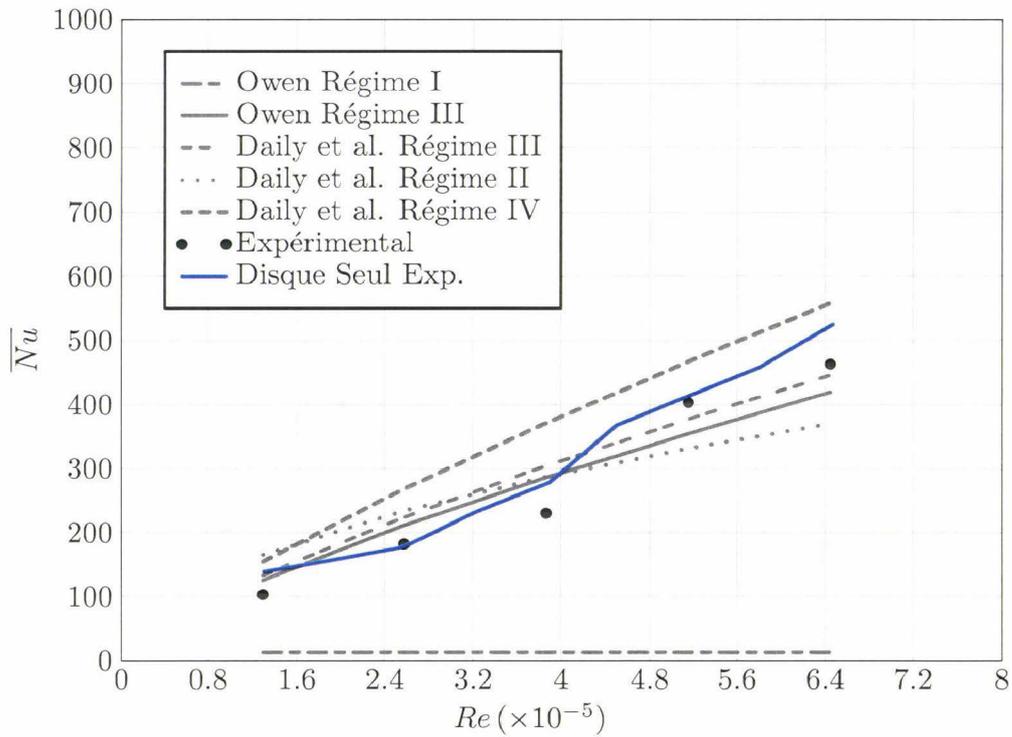
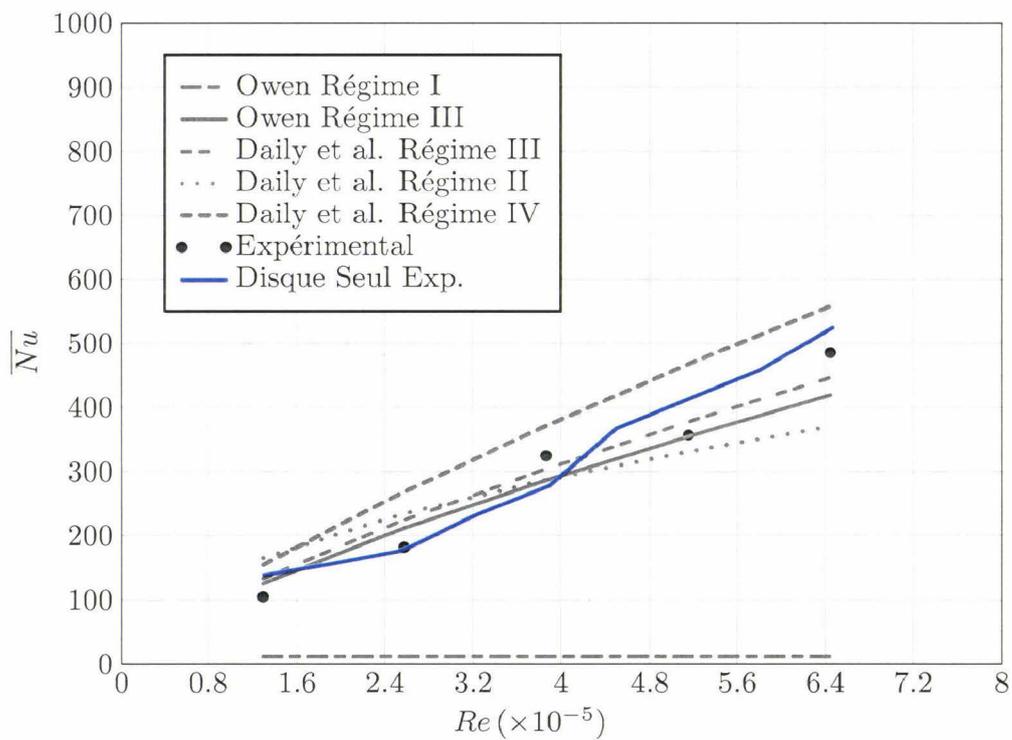


FIG. III.36 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,04$

FIG. III.37 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,08$ FIG. III.38 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,16$

Pour les espacements compris entre 0,02 et 0,04, et un nombre de Reynolds rotationnel inférieur à  $5,2 \times 10^5$ , le nombre de Nusselt moyen est quasiment constant. Pour des nombres de Reynolds plus grand, nous constatons que le nombre de Nusselt moyen augmente avec le nombre de Reynolds. Cela confirme les observations effectuées à partir des profils de nombres de Nusselt locaux. En effet, les forces de viscosité sont prépondérantes aux faibles vitesses, les échanges sont alors indépendants de la vitesse de rotation, mais avec l'augmentation de la vitesse de rotation, les effets d'inertie sont plus significatifs. Par rapport aux corrélations, pour  $G = 0,02$ , nous sommes dans les mêmes ordres de grandeurs que la corrélation d'Owen pour le régime I pour les faibles nombres de Reynolds. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, nos résultats expérimentaux s'en éloignent mais ne permettent pas vraiment de trouver de correspondance avec les corrélations présentées. Pour  $G = 0,04$ , aux faibles nombres de Reynolds, le nombre de Nusselt moyen est également indépendant de la vitesse de rotation mais a des valeurs très éloignées de celles du régime I de Owen. Il existe ensuite un grand saut dans les valeurs de nombres de Nusselt moyens, lesquels se rapprochent des valeurs données par les auteurs pour le régime III. Cela est en accord avec nos observations précédentes au niveau local. Pour les deux espacements les plus grands,  $G = 0,08$  et  $G = 0,16$ , le nombre de Nusselt local est dépendant de la vitesse de rotation. Les effets centrifuges sont prépondérants. Les résultats obtenus sont cohérents avec les différentes corrélations des auteurs pour les régimes II, III et IV. La comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus dans une configuration de disque seul montre également une forte similitude. Il est effectivement cohérent que l'influence du stator soit de plus en plus faible au fur et à mesure que l'espacement augmente. Cela est en accord avec les observations effectuées précédemment au niveau local.

Nous pouvons également observer la variation du nombre de Nusselt moyen sur le disque en fonction de l'espacement pour les différents nombres de Reynolds testés. C'est ce que représente la figure III.39.

Pour les grands espacements, les nombres de Nusselt moyens sont proches des valeurs relevées dans une configuration de disque seul. Il est normal que plus l'espacement augmente, plus les propriétés de l'écoulement et donc des transferts de chaleur soient de moins en moins affectés par la présence du stator. Nous pouvons remarquer qu'il existe une chute du transfert global de chaleur avec la diminution de l'espacement jusqu'à atteindre un minimum

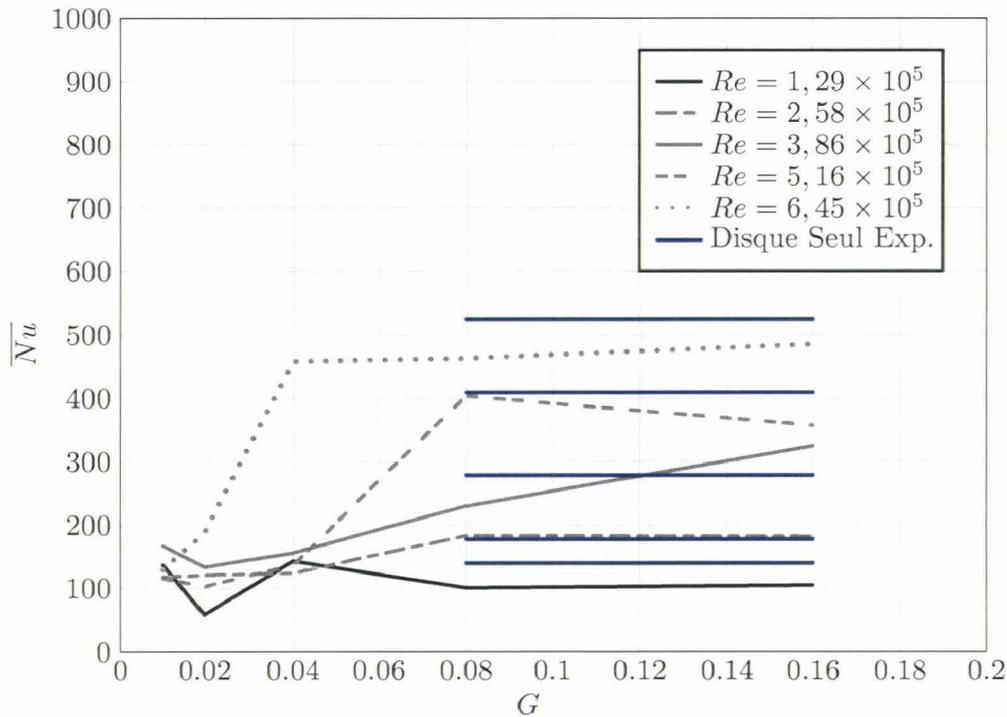


FIG. III.39 – Influence de l'espacement sur le transfert de chaleur global

pour toutes les vitesses représentées, hormis pour  $Re = 6,45 \times 10^5$ . Ce minimum varie avec le nombre de Reynolds et est atteint pour des espacements variant de  $G = 0,01$  à  $G = 0,02$ . Selon Owen, ce minimum correspond au passage des régimes faibles espacements (I et III) aux régimes grands espacements (II et IV). Comme ce minimum n'est pas présent sur toutes les courbes, il dépend non seulement de l'espacement mais aussi du nombre de Reynolds rotationnel. Cela semble cohérent puisqu'il rend compte d'un changement dans l'écoulement, lui-même dépendant du rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. Le diagramme de **Daily et Nece** [21] rend également compte de cette dépendance.

### III.1.3 Proposition de corrélations

A partir des corrélations obtenues pour le nombre de Nusselt local, des corrélations peuvent être calculées pour chacun des 4 régimes valables uniquement sur la zone du disque où ce régime existe : entre 0 et  $R_{lam}$ , le régime est laminaire et entre  $R_{turb}$  et  $R_{ext}$ , il est turbulent. Pour retrouver le nombre de Nusselt moyen sur le disque entier, la même méthode de décomposition que dans la partie "Validation sur une configuration de disque seul" peut être utilisée.

Par intégration des corrélations obtenues pour les nombres de Nusselt locaux, nous obte-

nous les quatre corrélations suivantes pour le nombre de Nusselt moyen.

- Régime I : Faible espacement, écoulement laminaire

$$\overline{Nu} = (0,19 - 2,504G + 28,92G^2) \times (7,74 - 492G + 10900G^2)^{10^5 Re^{-1}} \times Re_{lam}^{0,478} \tag{III.12}$$

- Régime II : Grand espacement, écoulement laminaire

$$\overline{Nu} = 0,466 \times 0,745^{10^5 Re^{-1}} \times 1,0037^{G^{-1}} \times Re_{lam}^{0,478} \tag{III.13}$$

- Régime IV : Grand espacement, écoulement turbulent

$$\overline{Nu} = 0,033 \times 0,989^{G^{-1}} \times Re^{0,746} \tag{III.14}$$

Des exemples sont présentés dans le tableau ci-dessous. Les Nusselt moyens sont calculés par zone puis sur le disque entier par la méthode exposée précédemment et comparés aux résultats expérimentaux pour quelques cas faisant ainsi intervenir les quatre régimes d'écoulements et de transferts de chaleur.

$Re(\times 10^{-5})$	$G$	Régime	$\overline{Nu}_{lam}$	$\overline{Nu}_{turb}$	$\overline{Nu}$ Corr.	$\overline{Nu}$ Exp.	Ecart relatif (%)
1,29	0,01	I et III	103	nc	103	144	28%
2,58	0,02	I et III	89	nc	89	101	12%
2,58	0,04	I et III	81	nc	81	98	17%
5,16	0,08	II et IV	153	556	392	403	3%
6,45	0,16	II et IV	155	692	510	485	5%

TAB. III.1 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens expérimentaux et corrélés pour deux essais

Nous constatons, pour les cas présentés dans le tableau III.1, que les valeurs calculées avec les corrélations et la méthode du chapitre "Validation sur une configuration de disque seul" sont représentatives des valeurs expérimentales. Cependant, des erreurs importantes sont toutefois constatées pour les cas où le régime III apparaît à la surface du disque en rotation. L'impossibilité de corréler les résultats obtenus au niveau local nous empêche de prendre en compte cette partie du disque pour le calcul du nombre de Nusselt moyen selon la méthode proposée. Il en résulte de plus grandes erreurs. Lorsque les régimes II et IV

sont obtenus à la surface du disque, les résultats obtenus sont très représentatifs et l'erreur n'excède pas 10%.

#### **III.1.4 Conclusion**

Nos essais expérimentaux dans une configuration rotor-stator sans jet en entrefer non-confiné a permis de mettre en évidence l'existence de plusieurs régimes d'écoulements et donc de transferts de chaleur, dépendant essentiellement de l'espacement entre les deux disques et des vitesses de rotation. Les tendances observées sont similaires à celles données par différents auteurs. Les valeurs de nombres de Nusselt obtenues diffèrent parfois et c'est pourquoi de nouvelles corrélations sont proposées. La convergence des résultats vers ceux obtenus en configuration disque seul avec l'augmentation de l'espacement permet également d'appuyer le fait que le traitement des données brutes de mesures est correctement effectué même avec l'introduction de pièces supplémentaires dans le dispositif comme le stator ou le hublot en fluorine.

## III.2 Etude d'une configuration rotor-stator avec jet

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus sur le disque en rotation dans une configuration de type rotor-stator avec une ouverture au centre du stator et un entrefer ouvert sur l'extérieur. Un dispositif permettant d'obtenir un jet au centre du stator est également ajouté au banc expérimental. Le diamètre du jet est de 26 mm et les nombres de Reynolds liés au jet varient entre  $Re_j = 8,3 \times 10^3$  et  $Re_j = 41,6 \times 10^3$ . Les mesures sont effectuées pour tous les espacements adimensionnés  $G$  compris entre 0,01 et 0,16 et pour des nombres de Reynolds rotationnels variants de  $Re = 0,2 \times 10^5$  à  $Re = 5,16 \times 10^5$ .

### III.2.1 Nombres de Nusselt locaux

#### III.2.1.1 Généralités

En comparaison avec les résultats obtenus en absence de jet, de manière générale, l'ajout d'un jet vient augmenter les nombres de Nusselt locaux sur une grande partie du disque en rotation. Cette augmentation est d'autant plus grande que le débit injecté au centre du stator est important, le renouvellement de l'air au sein de l'entrefer se faisant de manière plus rapide. En regardant plus précisément les profils de nombres de Nusselt locaux, pour des débits injectés fixes, nous constatons qu'il existe une zone au centre où les transferts semblent indépendants de la vitesse de rotation. Par contre, en se plaçant cette fois, à vitesse de rotation constante, nous constatons que les valeurs de l'échange au sein de cette zone varient avec le débit injecté. Il existe donc une zone où les transferts de chaleur sont directement dictés par le débit injecté au centre du stator. Cela correspond aux observations de différents auteurs, notamment **Chen et Popiel** ([37, 38]). De plus, cette zone s'agrandit au centre du rotor au fur et à mesure que l'espacement entre les deux disques augmente. En observant ce qui se passe aux plus grands rayons, nous constatons qu'à débit d'air injecté fixé, les courbes de nombres de Nusselt locaux, représentées en fonction du rayon adimensionné, se séparent à partir d'un certain rayon. C'est la séparation entre régime dominé par le jet et régime mixte (*rotation et jet*). Cette séparation dépend donc de  $G$  et de  $Re_j$ . La zone mixte est une zone où les effets liés au jet et ceux liés à la rotation coexistent sur une partie du disque. Dans cette zone, les valeurs du nombres de Nusselt local dépendent donc en même temps des trois paramètres de notre étude :  $G$ ,  $Re$  et  $Re_j$ . Au-delà de cette zone, pour des rayons plus grands, nous remarquons que les valeurs des nombres de Nusselt

locaux dépendent toujours de  $Re$ . Cependant, la représentation des nombres de Nusselt locaux sur le rayon du disque, à vitesse de rotation fixée pour les différents débits de jet, montre que les courbes semblent tendre vers une même limite que le cas débit nul. Cela met en évidence l'existence d'une troisième zone, qui n'apparaît sur le disque que sous certaines conditions de  $G$ , de  $Re$  et  $Re_j$ , appelée zone dominée par la rotation. En effet, l'effet du jet qui vient impacter le centre du disque, compte tenu de l'axisymétrie du problème, tend à s'amenuiser au fur et à mesure de l'augmentation du rayon. Au contraire, avec l'augmentation du rayon, les vitesses tangentielles dues à la rotation du disque augmentent. Ils existe ainsi une limite au-dessus de laquelle les effets de la rotation prennent le pas sur les effets du jet.

Nous allons maintenant nous attacher à décrire plus précisément ce qui se passe pour chaque espacement adimensionné.

### III.2.1.2 $G=0,16$

Pour cette configuration de grand espacement, les résultats se rapprochent de ceux obtenus sur un disque en rotation soumis à un jet mais sans la présence du stator, configuration étudiée par les auteurs cités précédemment. Ainsi, à  $Re$  fixé (figures III.40 à III.44), la zone centrale où on observe un pic de l'échange convectif est de taille assez importante. On constate également la tendance, en sortie d'entrefer, qu'ont les courbes, relatives aux différents débits injectés (figures III.45 à III.49), à se rejoindre. Ceci signifie bien que le jet perd de son influence au profit de la rotation. Le profil du nombre de Nusselt local avec jet tend alors vers celui obtenu en absence de jet. On le distingue très nettement pour  $Re = 5,16 \times 10^5$ . Cependant, on note une inversion dans la position des courbes. Ainsi, ce sont les débits injectés les plus grands qui donnent les échanges les plus faibles. L'augmentation du débit injecté induit un léger décalage des courbes vers la droite dans la zone dominée par la rotation. Aux autres vitesses de rotation, la tendance des courbes à se rejoindre est moins prononcée mais on remarque toujours une inversion. Celle-ci n'intervient plus que pour les débits injectés les plus élevés. Le fait d'avoir une inversion ou non semble alors dépendre du rapport entre la rotation et le jet. En se plaçant cette fois à débit injecté constant, nous constatons l'indépendance des résultats à la vitesse de rotation du disque dans la zone centrale. Pour les rayons plus grands, les courbes se séparent, comme prévu par les données de la littérature,

ce qui montre la diminution de l'influence du jet sur les transferts de chaleur convectifs locaux. On peut alors remarquer que les échanges sont d'autant plus grand en sortie d'entrefer que la vitesse de rotation du disque l'est. Cependant, nous constatons également que plus le débit injecté dans l'entrefer est grand, plus la séparation entre les courbes intervient pour des rayons adimensionnés  $r/D$  élevés.

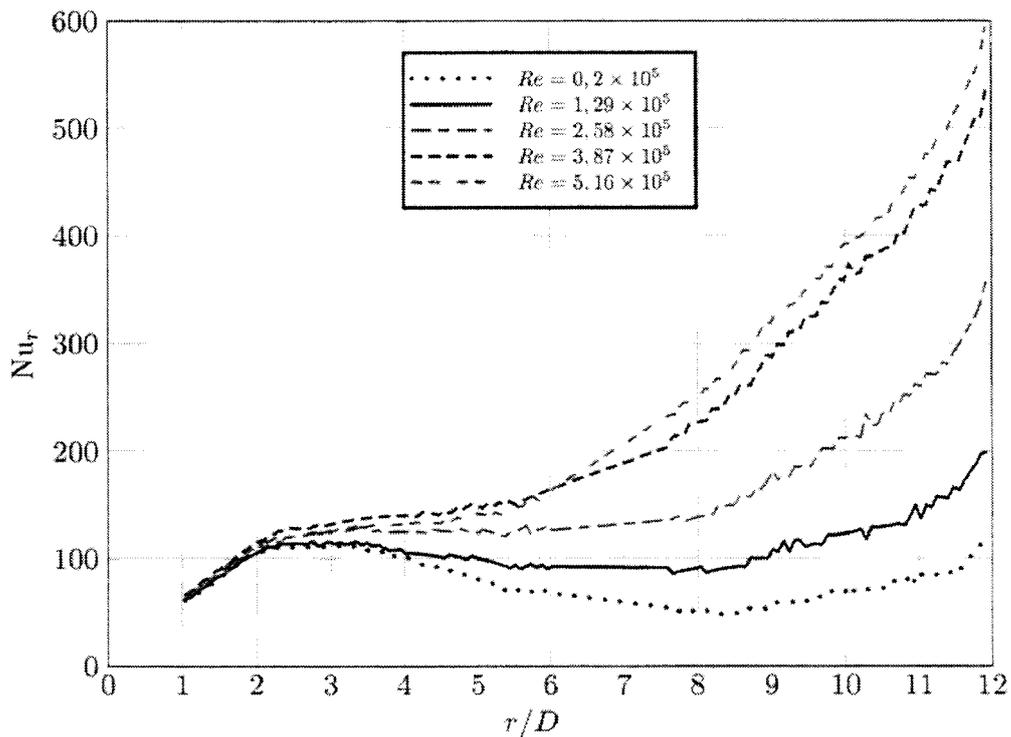


FIG. III.40 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re_j = 8333$

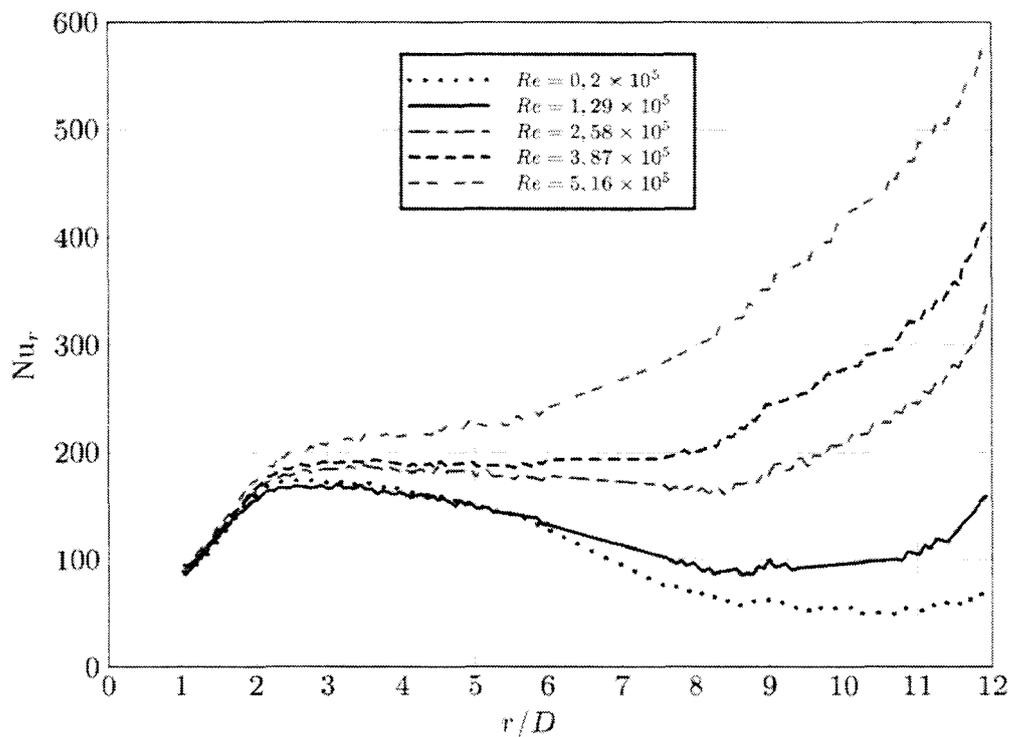


FIG. III.41 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re_j = 16666$

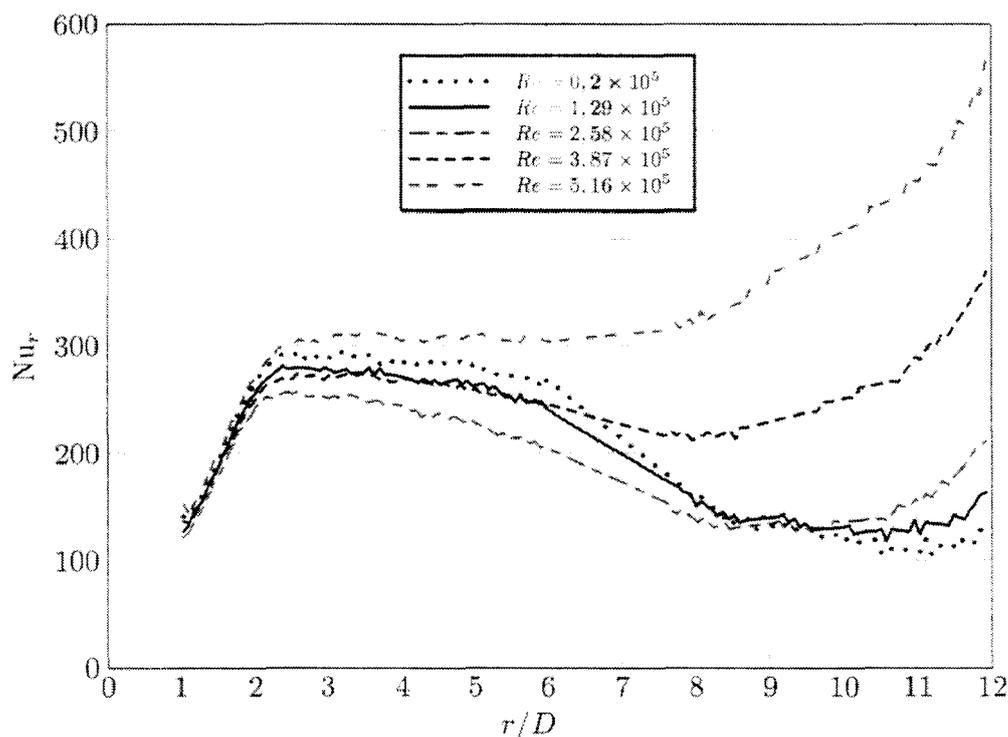


FIG. III.42 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re_j = 25000$

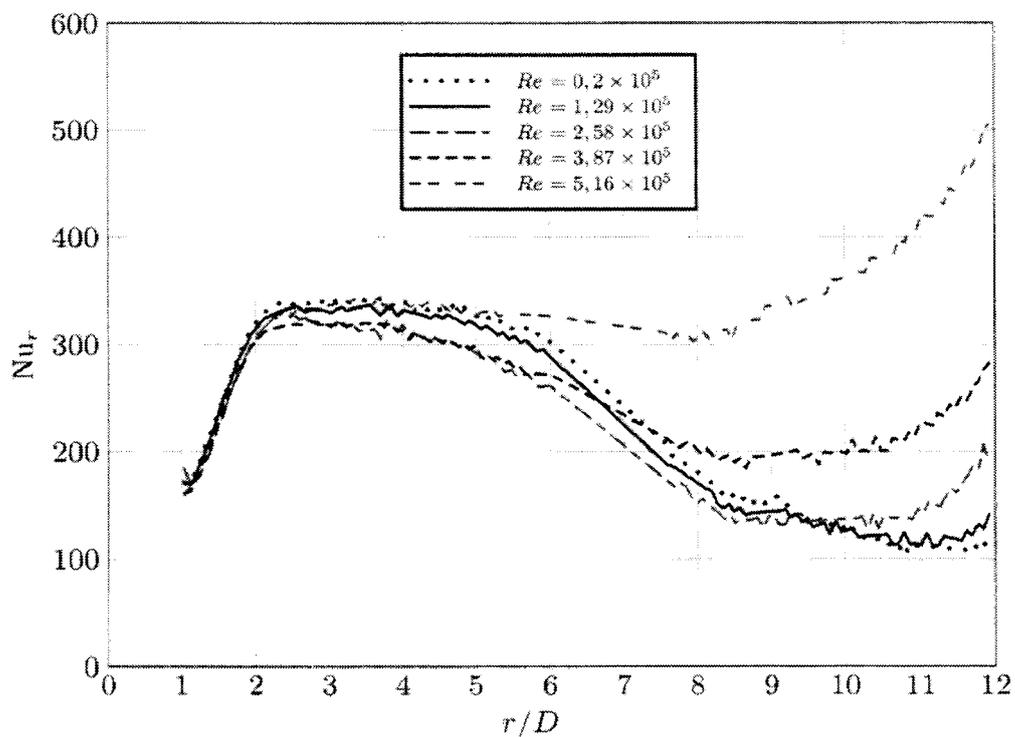


FIG. III.43 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re_j = 33333$

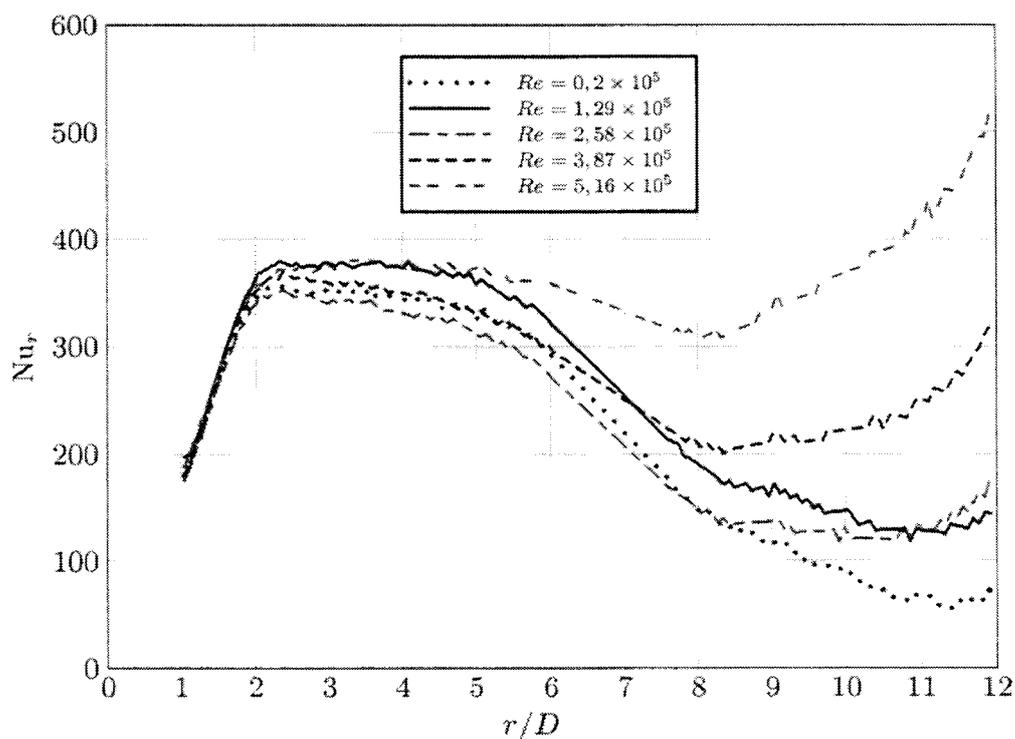
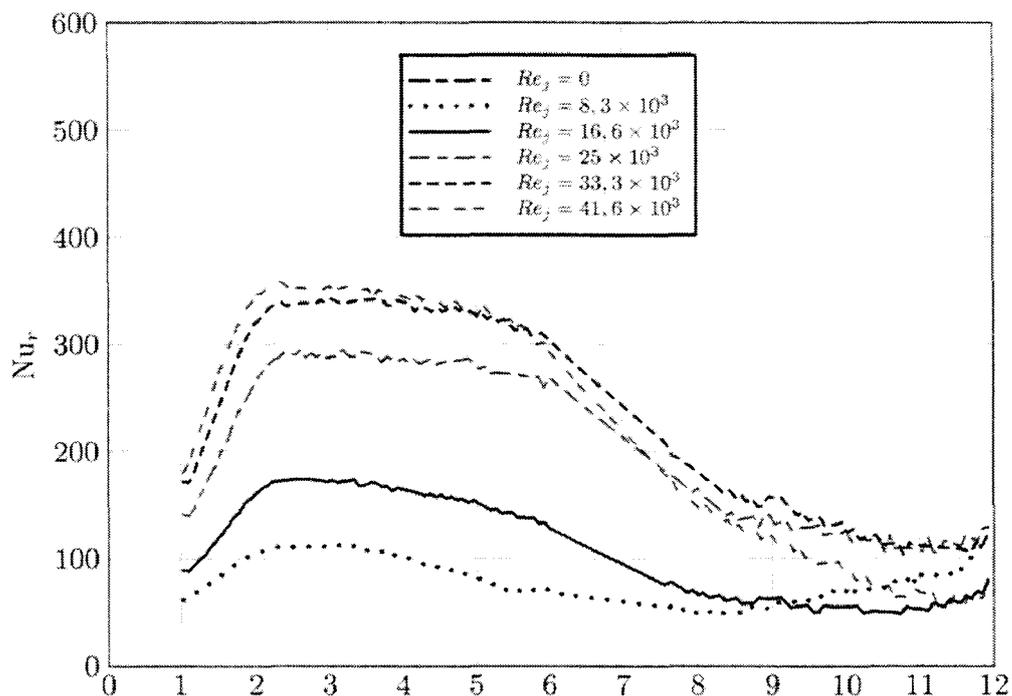
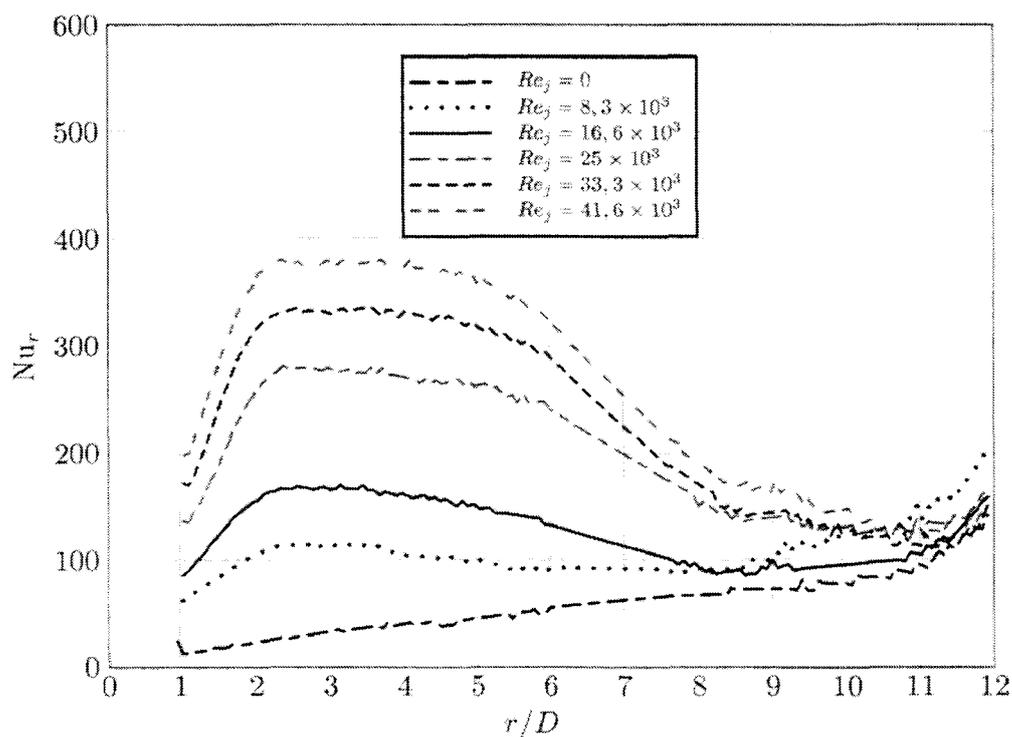


FIG. III.44 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re_j = 41666$

FIG. III.45 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re = 0,2 \times 10^5$ FIG. III.46 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re = 1,29 \times 10^5$

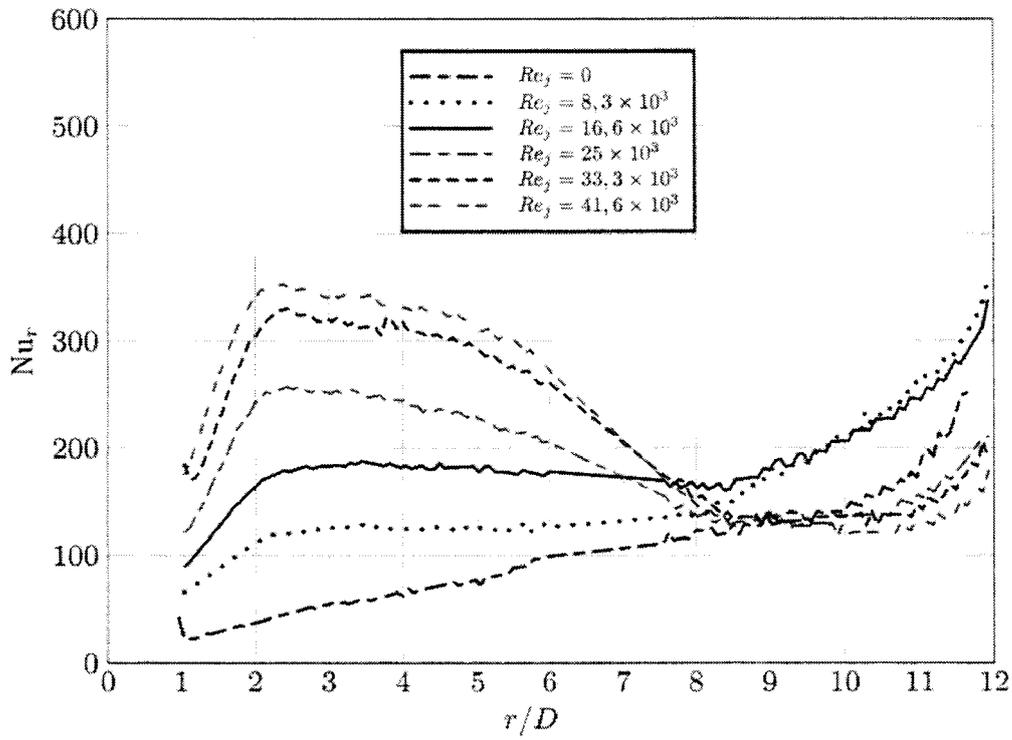


FIG. III.47 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re = 2,58 \times 10^5$

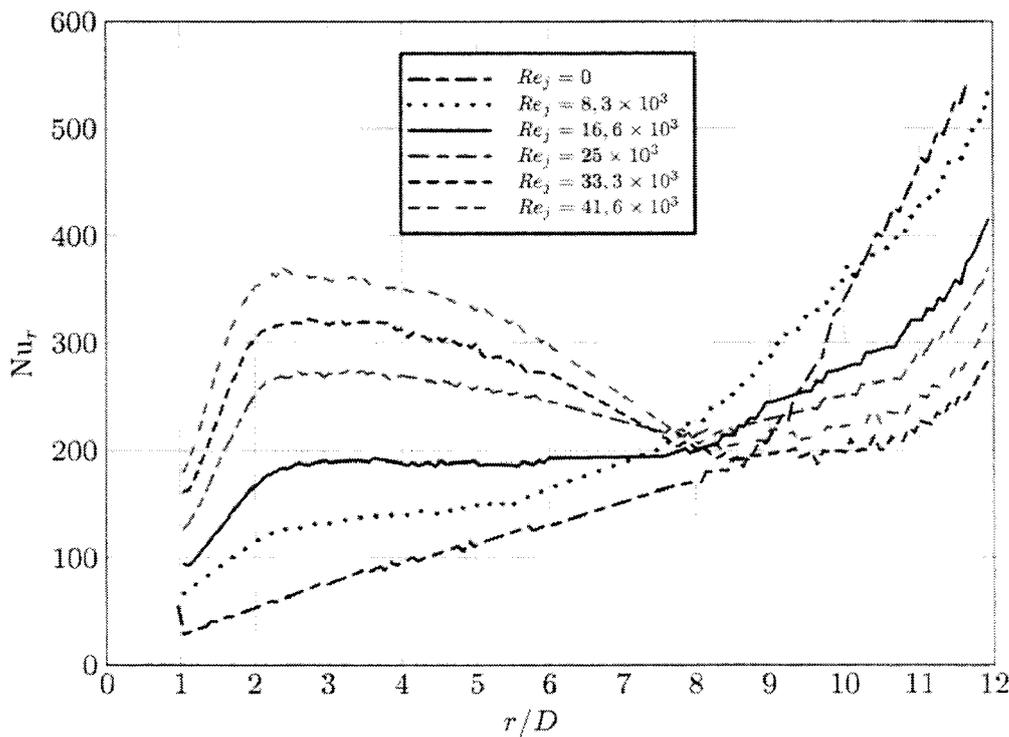


FIG. III.48 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re = 3,87 \times 10^5$

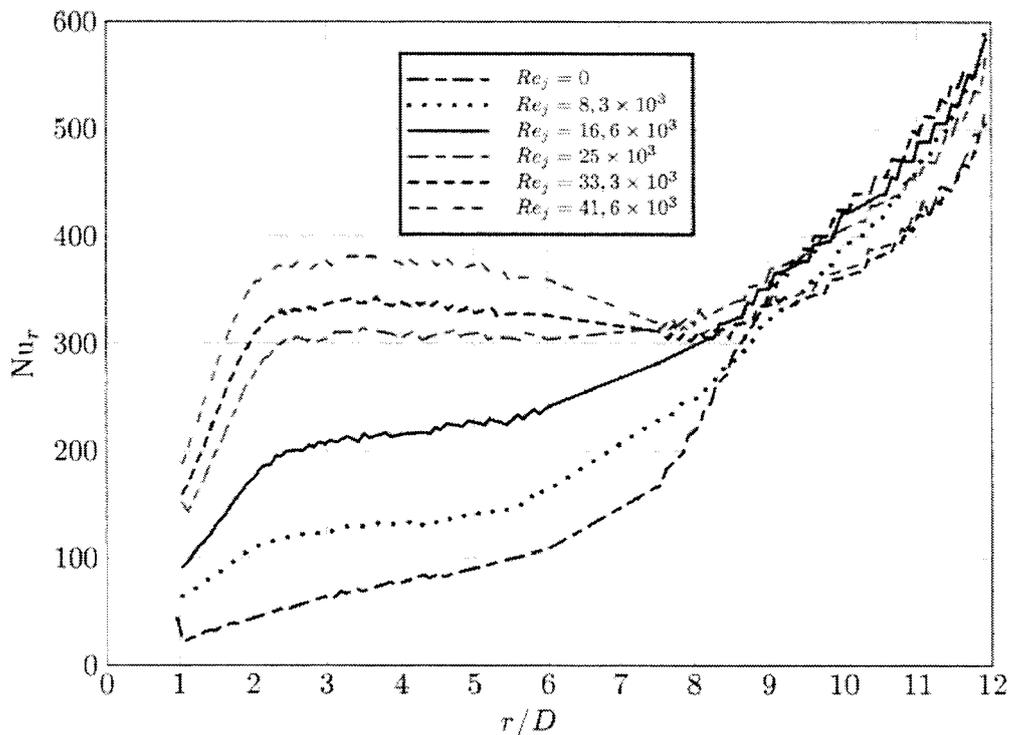


FIG. III.49 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,16$  et pour  $Re = 5,16 \times 10^5$

### III.2.1.3 $G=0,08$

A  $Re$  fixé (figures III.55 à III.59), la zone centrale où les transferts de chaleur sont très améliorés par rapport au cas sans jet est plus petite que pour  $G = 0,16$ . En revanche, l'allure générale de l'évolution des nombres de Nusselt locaux est similaire. Ainsi, nous observons toujours que l'ordre des courbes s'inverse en sortie d'entrefer. Ainsi, dans la zone dominée par le jet, les échanges augmentent avec l'augmentation du débit injecté alors que vers la sortie d'entrefer, ils semblent que ce soit l'inverse. A débit injecté constant (figures III.50 à III.54), on remarque comme précédemment l'indépendance des transferts au nombre de Reynolds rotationnel  $Re$  dans la zone centrale du disque, à proximité du point d'impact. Les courbes se séparent ensuite à l'exception des deux courbes relatives à  $Re = 0,2 \times 10^5$  et  $Re = 1,29 \times 10^5$  qui donnent des valeurs tout à fait similaires du nombre de Nusselt local.

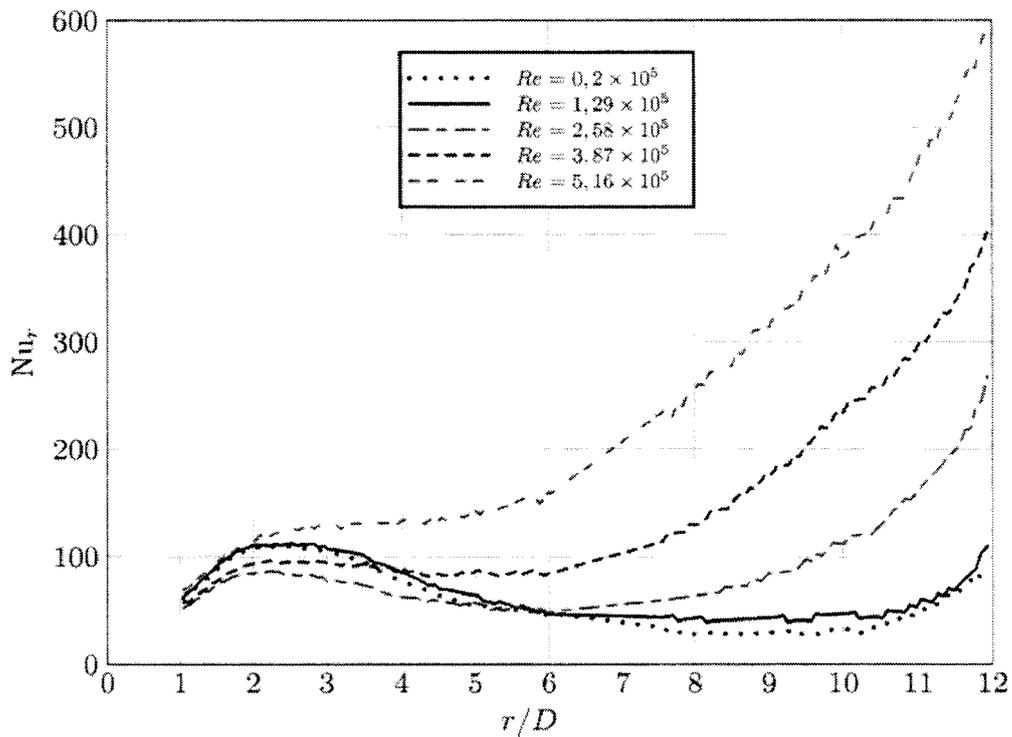


FIG. III.50 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re_j = 8333$

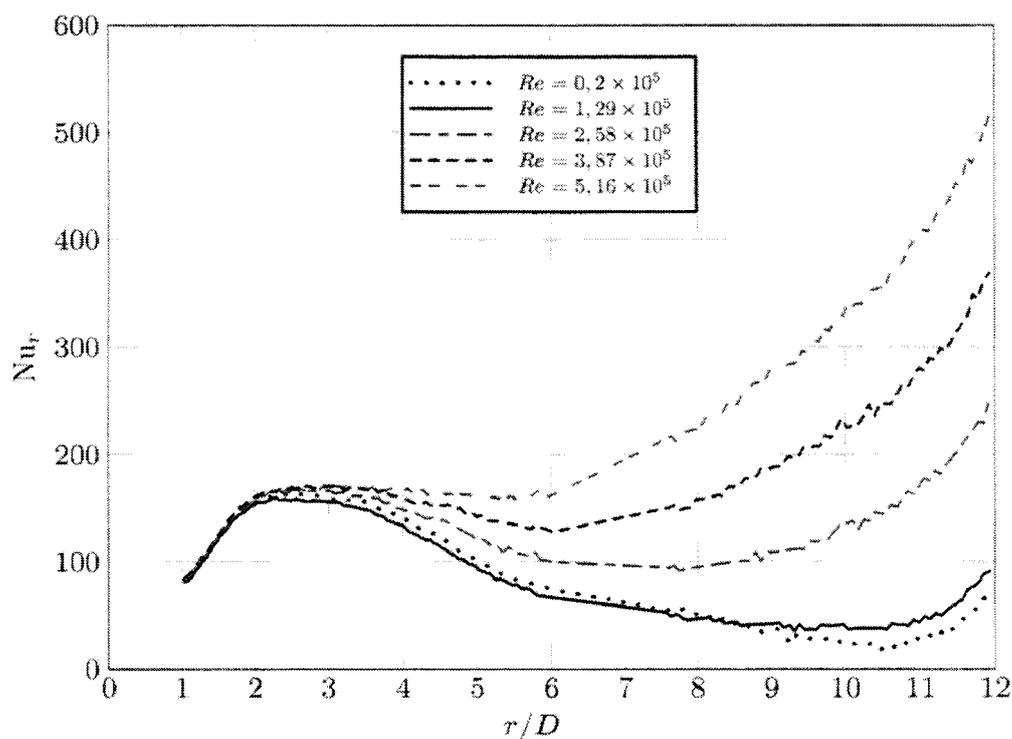
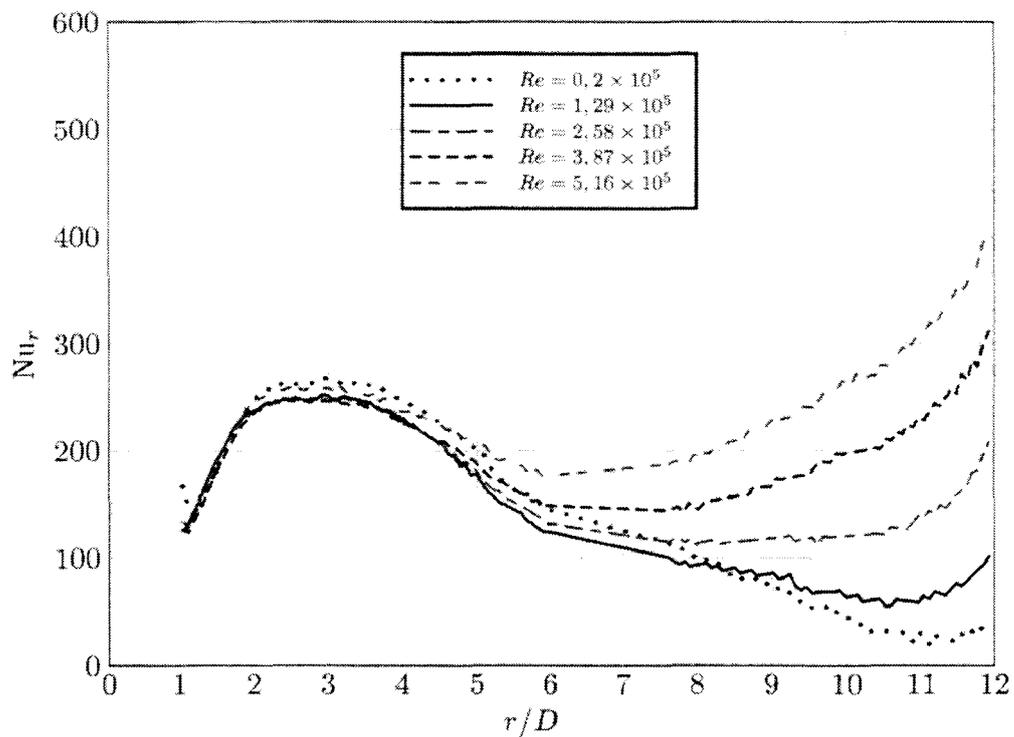
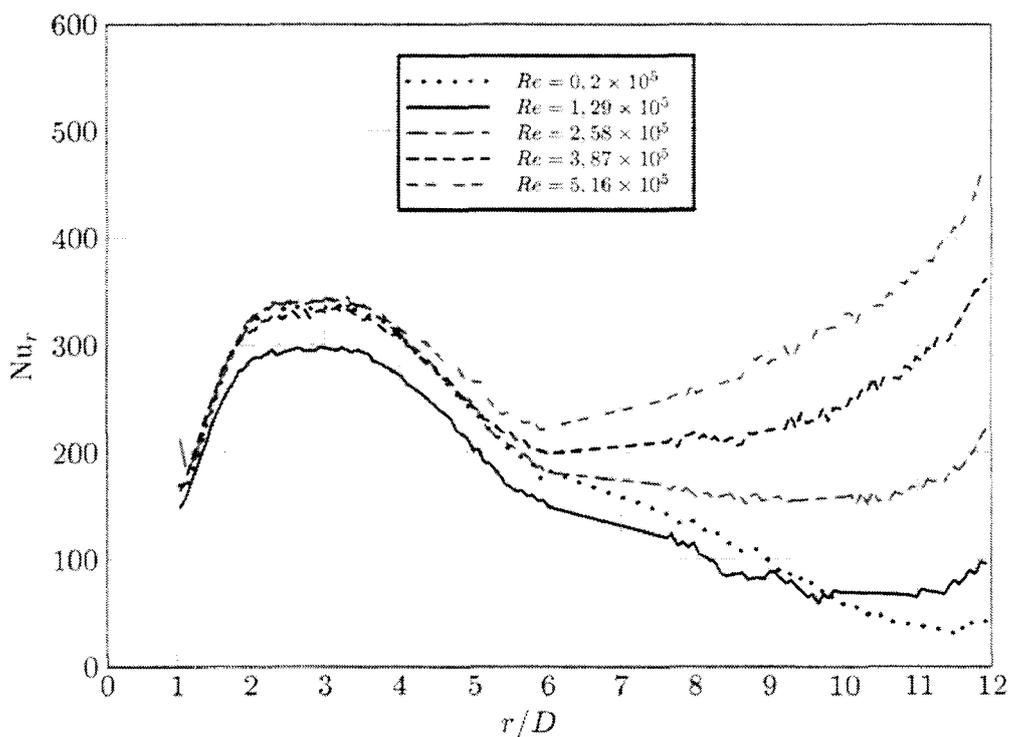


FIG. III.51 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re_j = 16666$

FIG. III.52 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re_j = 25000$ FIG. III.53 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re_j = 33333$

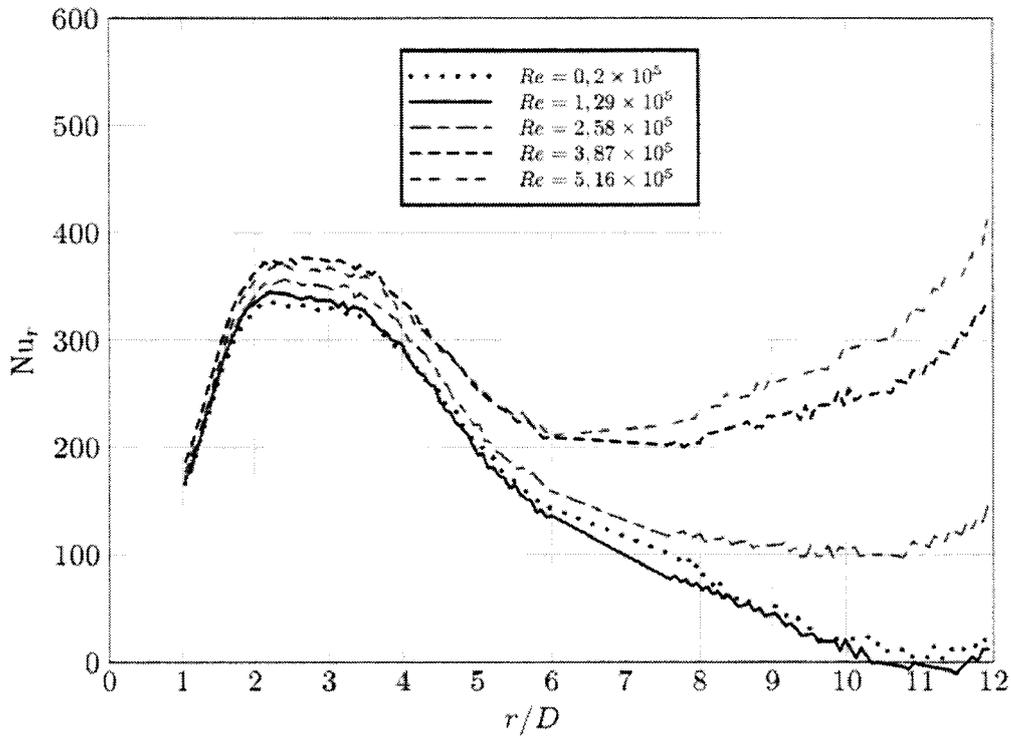


FIG. III.54 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re_j = 41666$

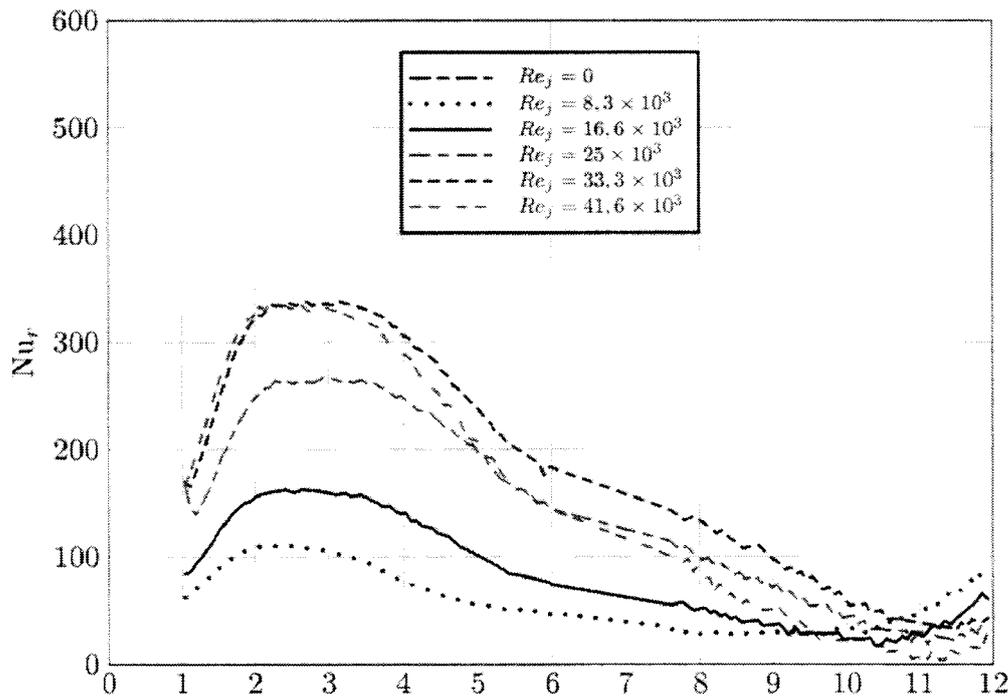


FIG. III.55 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re = 0,2 \times 10^5$

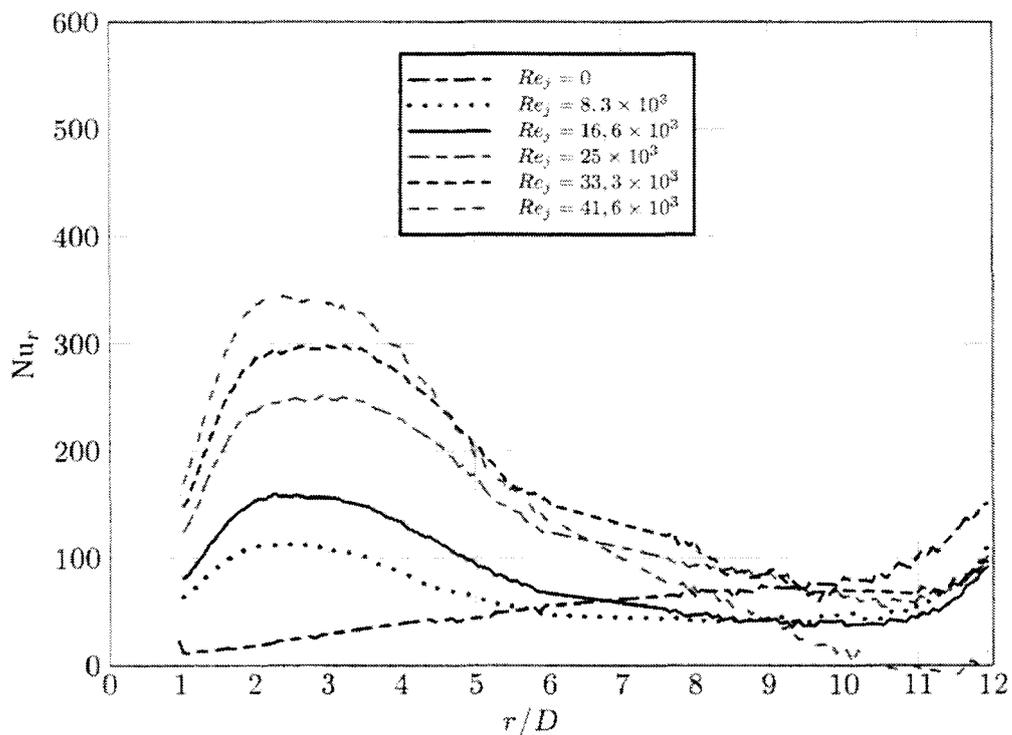


FIG. III.56 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re = 1,29 \times 10^5$

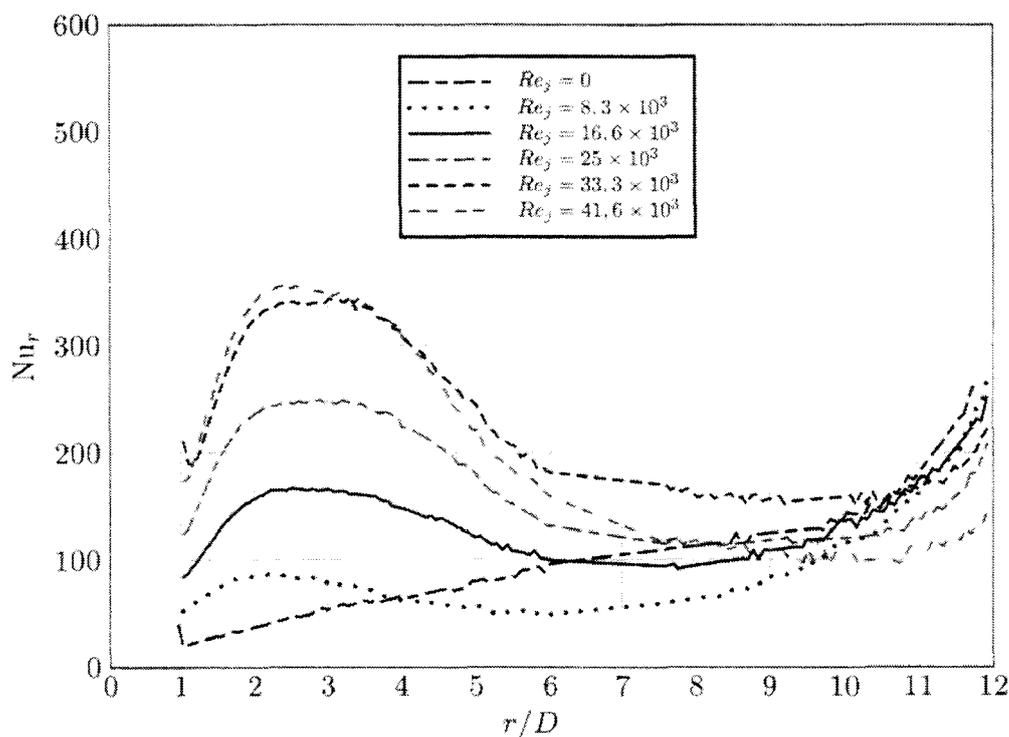


FIG. III.57 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re = 2,58 \times 10^5$

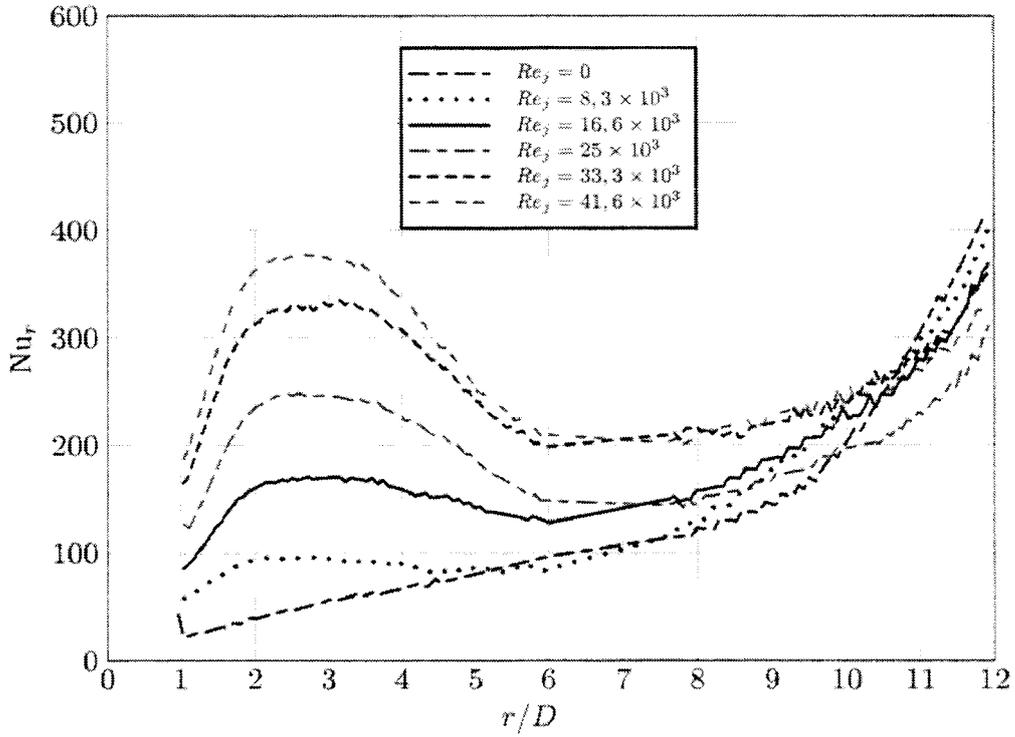


FIG. III.58 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re = 3,87 \times 10^5$

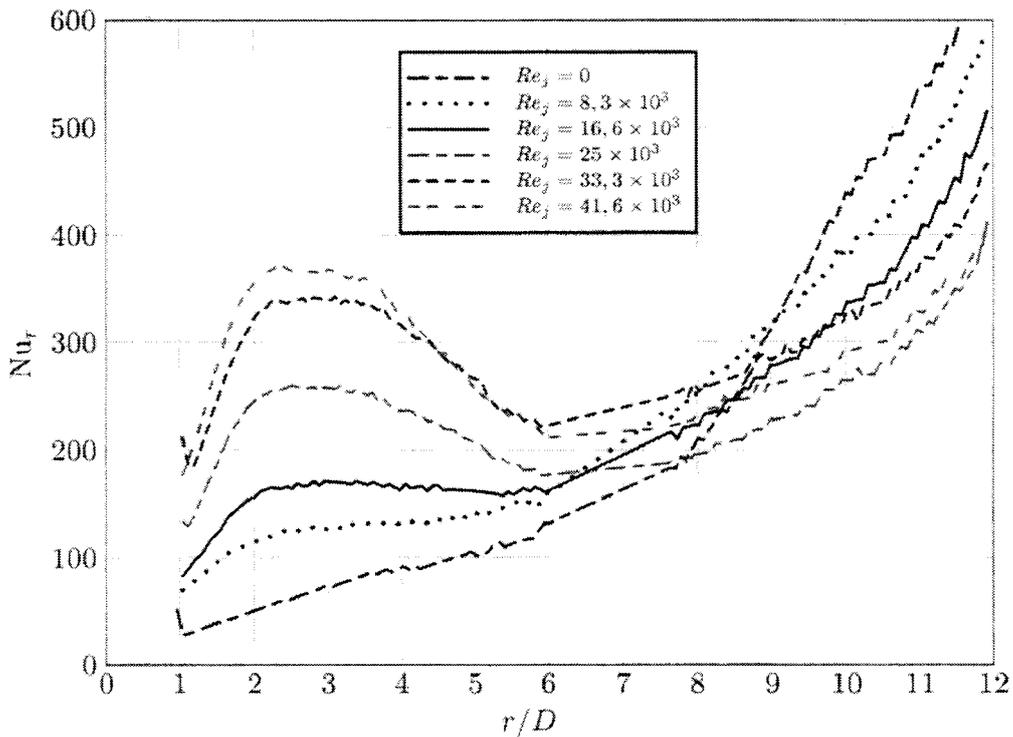


FIG. III.59 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,08$  et pour  $Re = 5,16 \times 10^5$

### III.2.1.4 $G=0,04$

Pour cet espacement, au centre du disque, nous n'observons plus vraiment une zone où le transfert convectif est amélioré mais plus un "pic" (figures III.60 à III.64). Les transferts de chaleur rejoignent ceux obtenus sans jet vers la sortie de l'entrefer, on note toujours une légère inversion dans l'ordre des courbes (figures III.65 à III.69). Les nombres de Nusselt locaux, quelque soit la vitesse de rotation, sont croissants avec le débit injecté. Pour chaque vitesse de rotation, nous constatons que les courbes relatives à  $Re_j = 8,3 \times 10^3$  ont les mêmes allures que les courbes relatives au cas sans jet en sortie d'entrefer. Il existe cependant un décalage vertical.

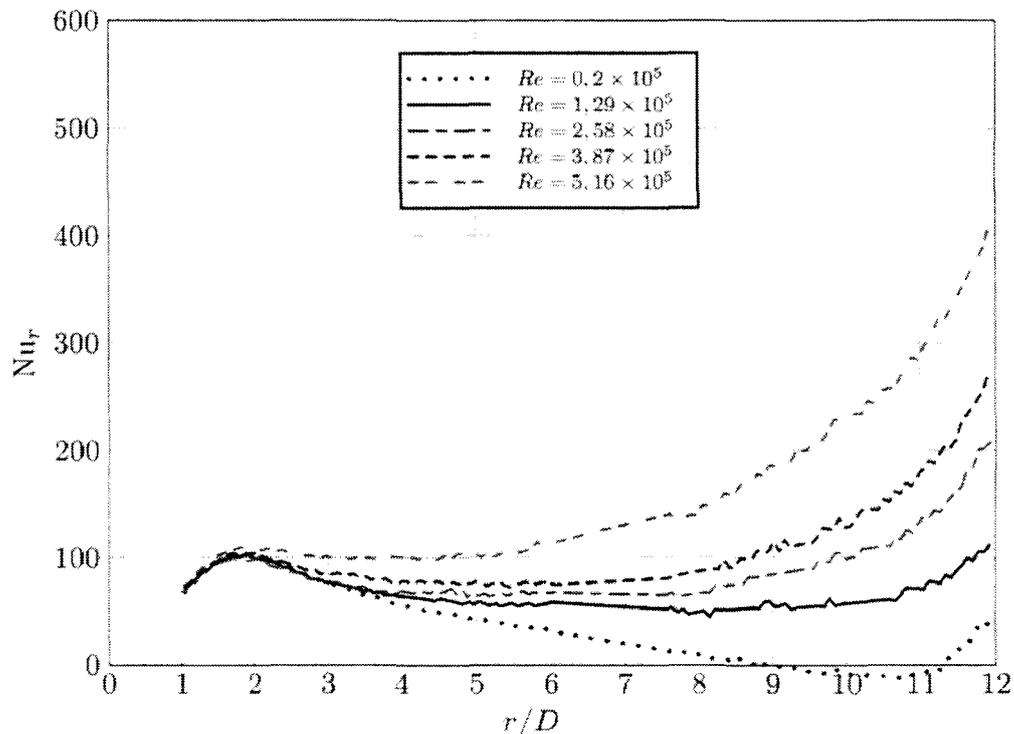


FIG. III.60 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re_j = 8333$

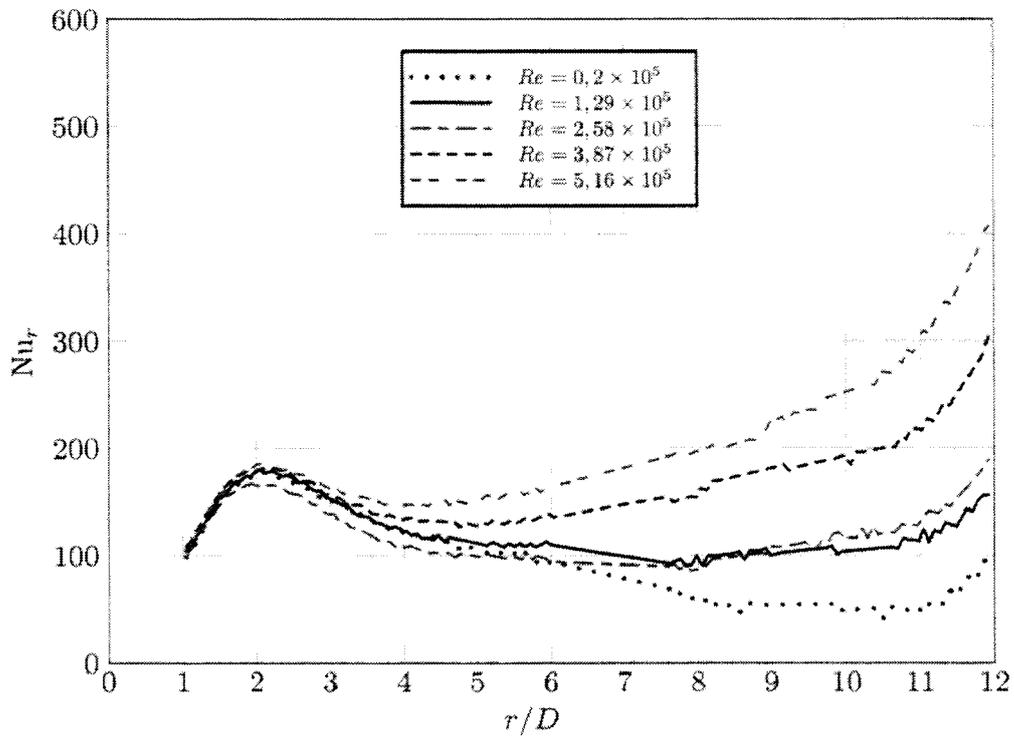


FIG. III.61 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re_j = 16666$

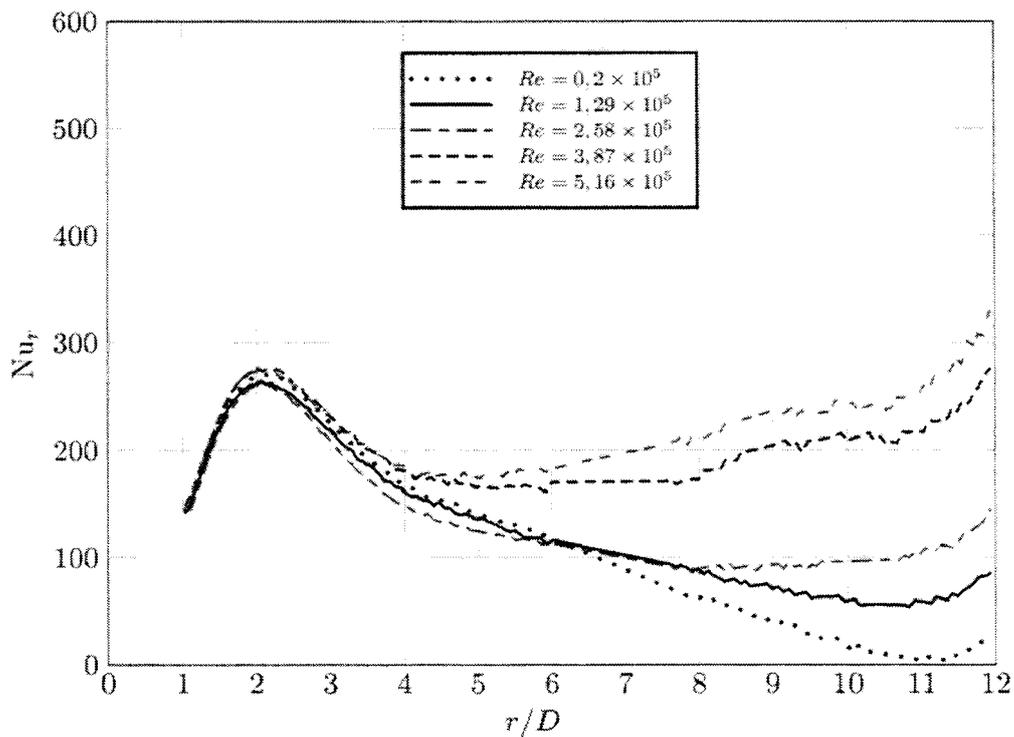
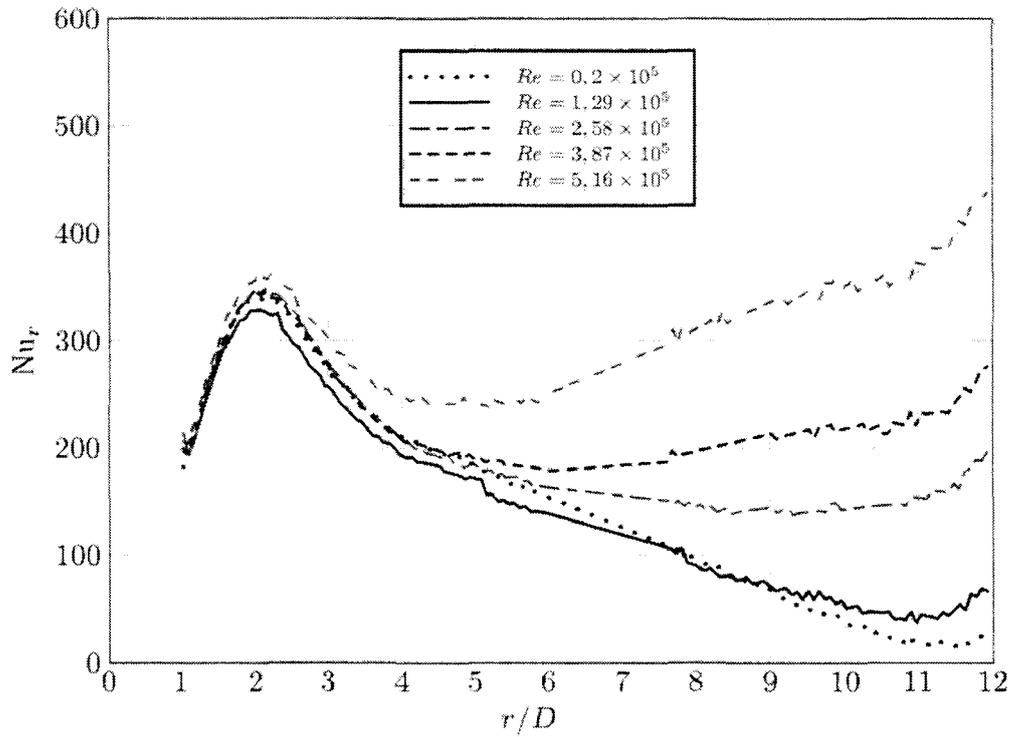
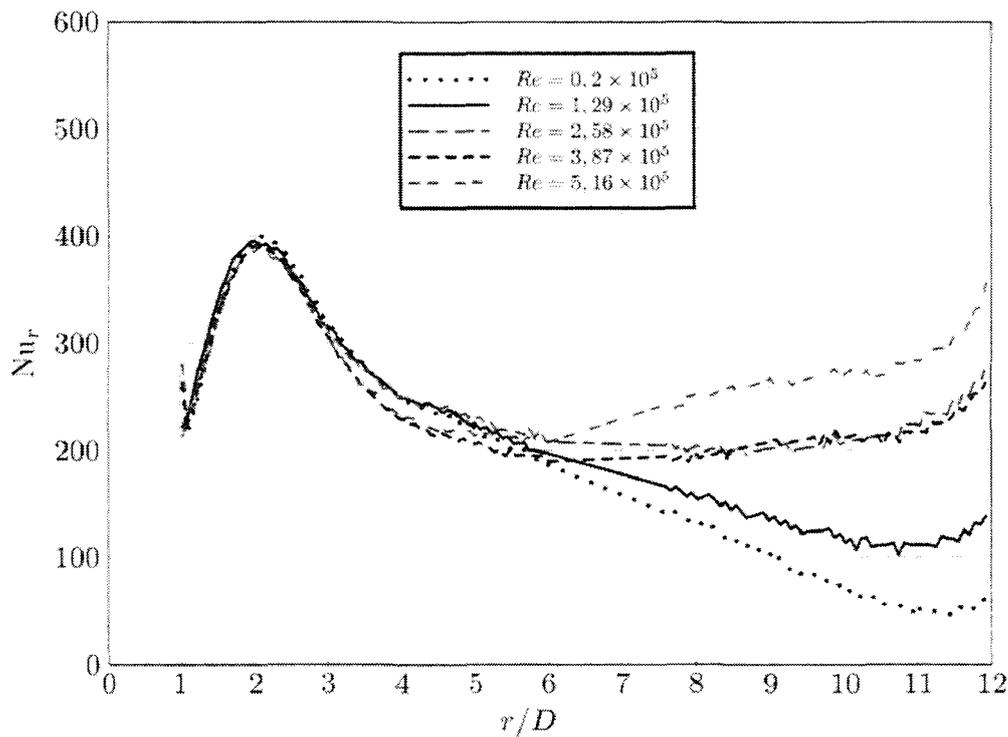


FIG. III.62 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re_j = 25000$

FIG. III.63 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re_j = 33333$ FIG. III.64 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re_j = 41666$

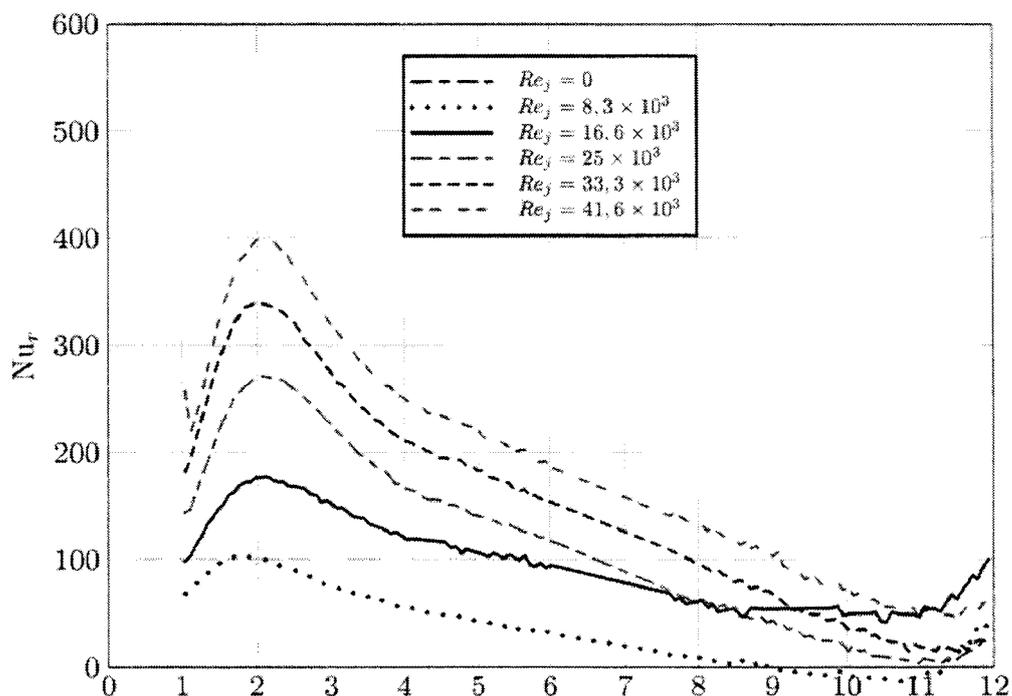


FIG. III.65 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re = 0,2 \times 10^5$

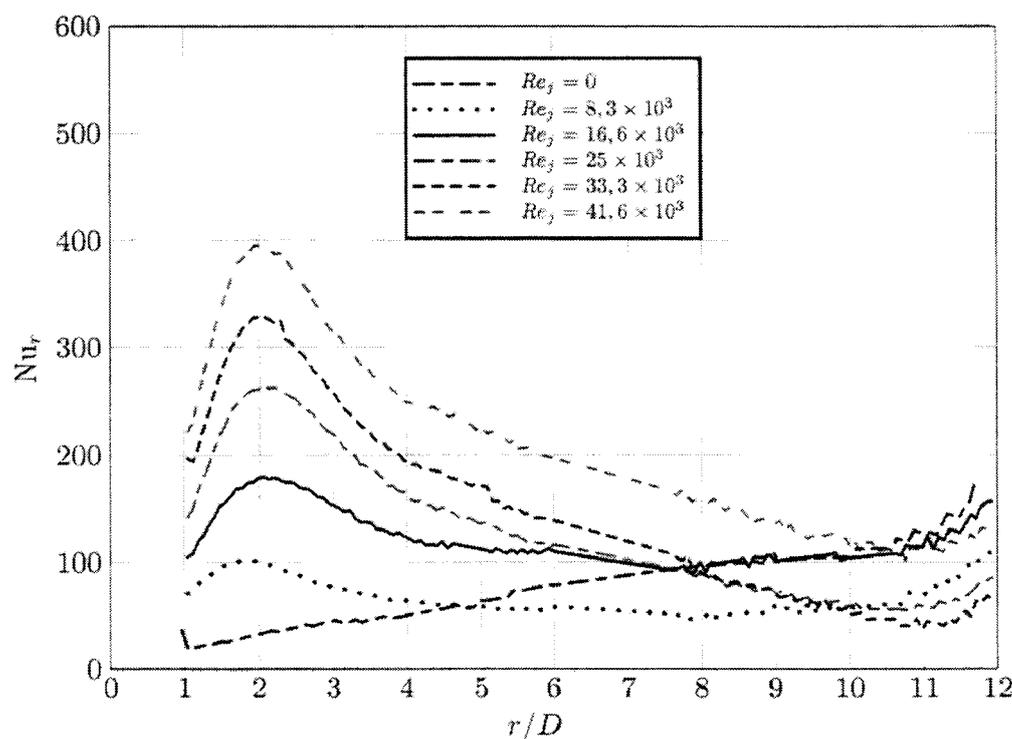


FIG. III.66 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re = 1,29 \times 10^5$

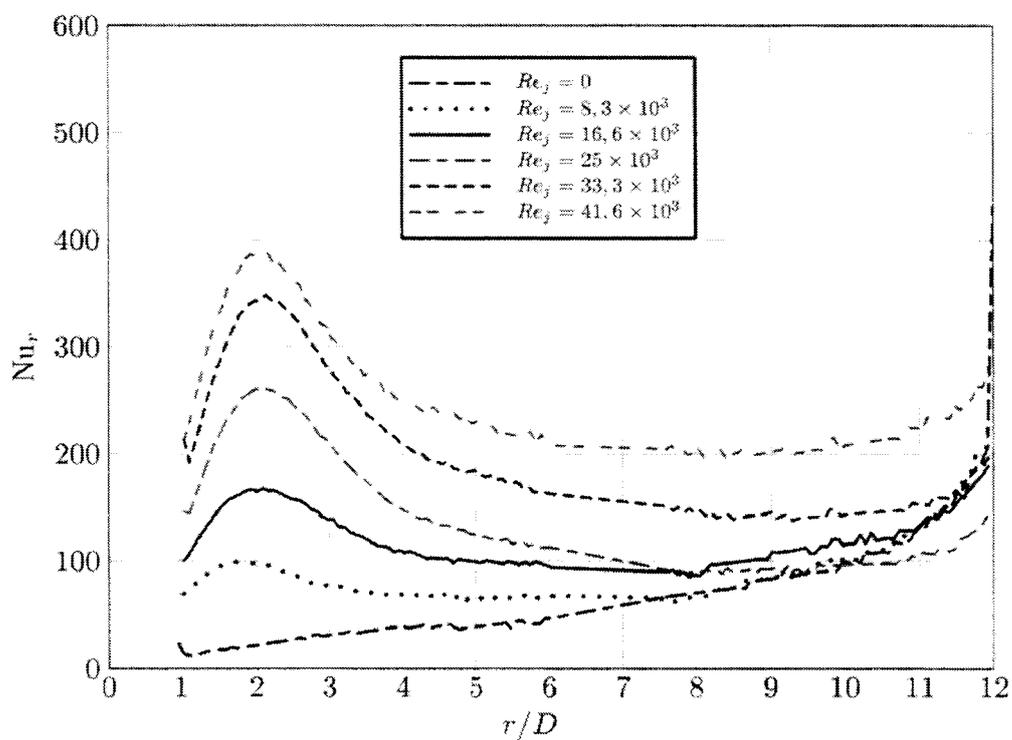


FIG. III.67 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re = 2,58 \times 10^5$

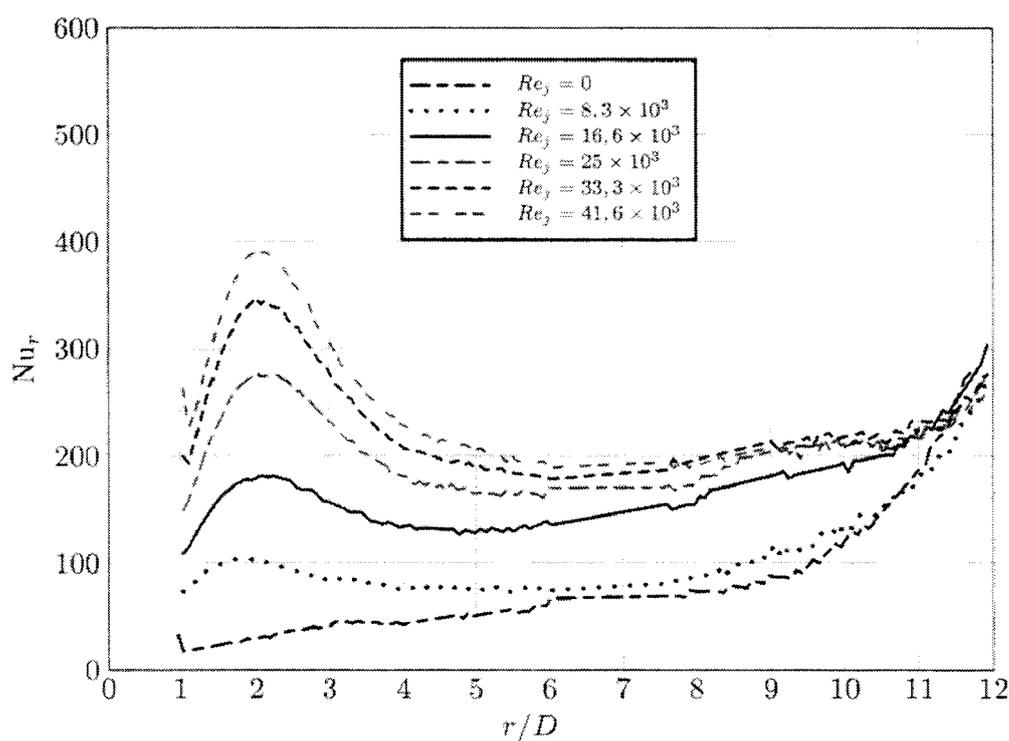


FIG. III.68 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re = 3,87 \times 10^5$

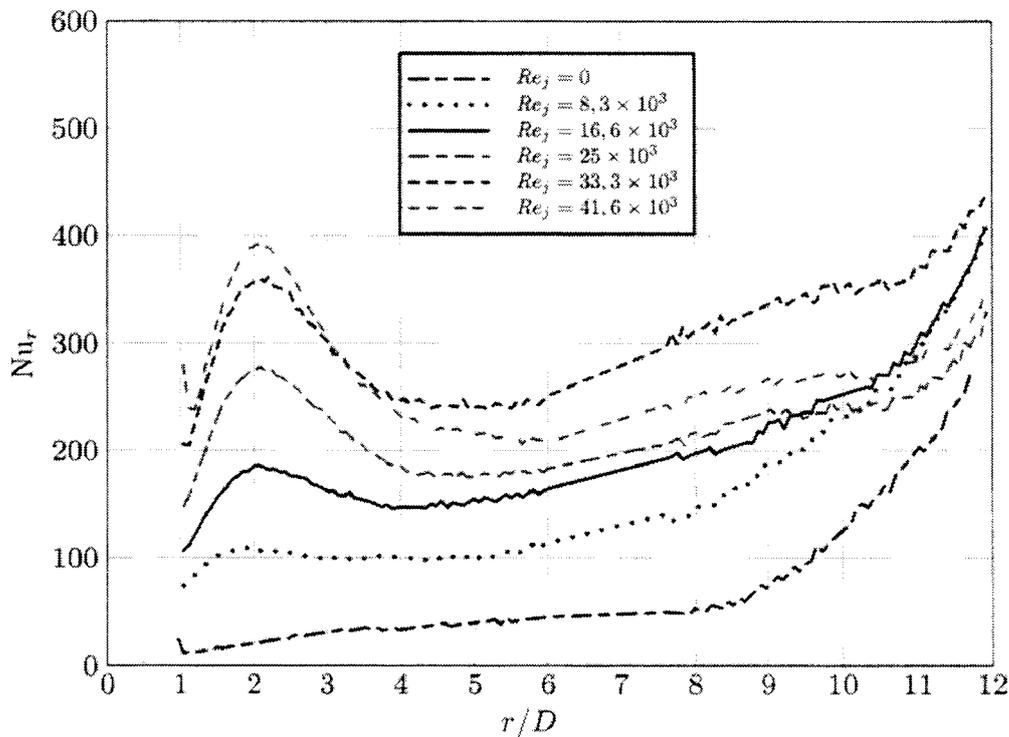


FIG. III.69 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,04$  et pour  $Re = 5,16 \times 10^5$

### III.2.1.5 $G=0,02$

Comme précédemment, nous avons un pic de l'échange au sein de la zone centrale sur le disque à l'exception du débit injecté le plus faible (figures III.70 à III.74). Pour cet espacement, les phénomènes semblent être plus clairement organisés. En effet, nous n'observons pas d'inversion dans l'ordre des courbes (figures III.75 à III.79). Les échanges sont toujours plus importants quand le débit injecté l'est. La tendance observée pour les autres espacements en sortie d'entrefer est moins prononcée dans ce cas. Les courbes semblent tendre vers une même limite mais ne l'atteignent pas dans cette configuration. Pour cet espacement, nous constatons moins de variation du nombre de Nusselt local sur la surface du disque que pour les autres espacements. Nous observons que les échanges de chaleur convectifs locaux ne varient que très peu sur le rayon du disque et avec la vitesse de rotation. Pour les autres débits, la variation locale du nombre de Nusselt est plus significative.

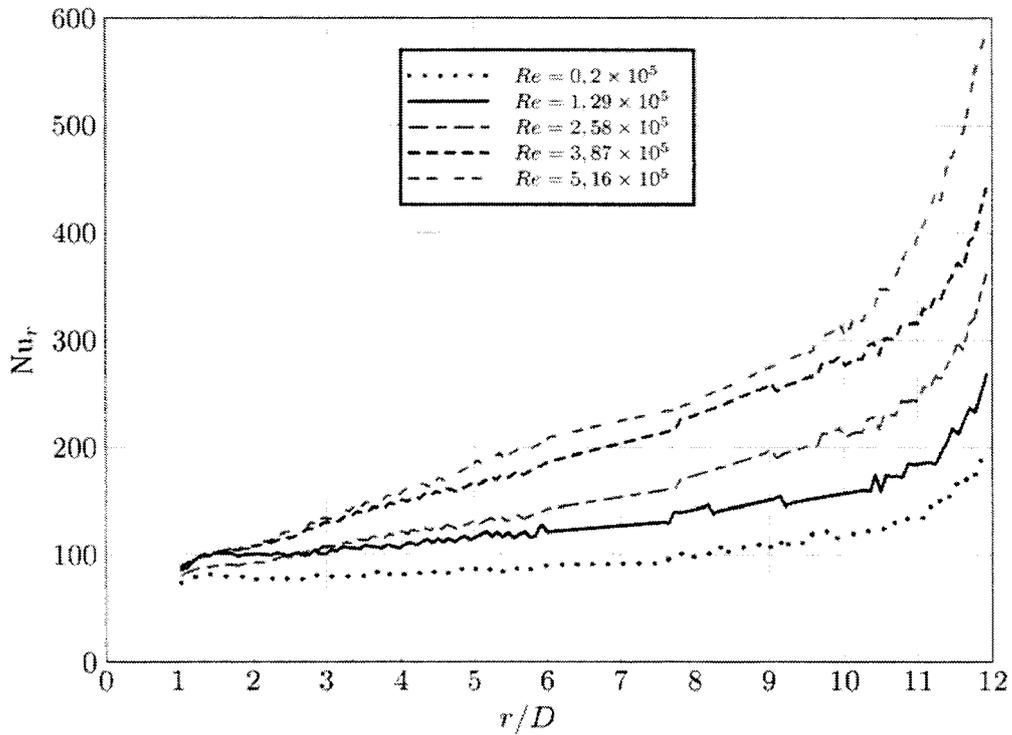


FIG. III.70 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re_j = 8333$

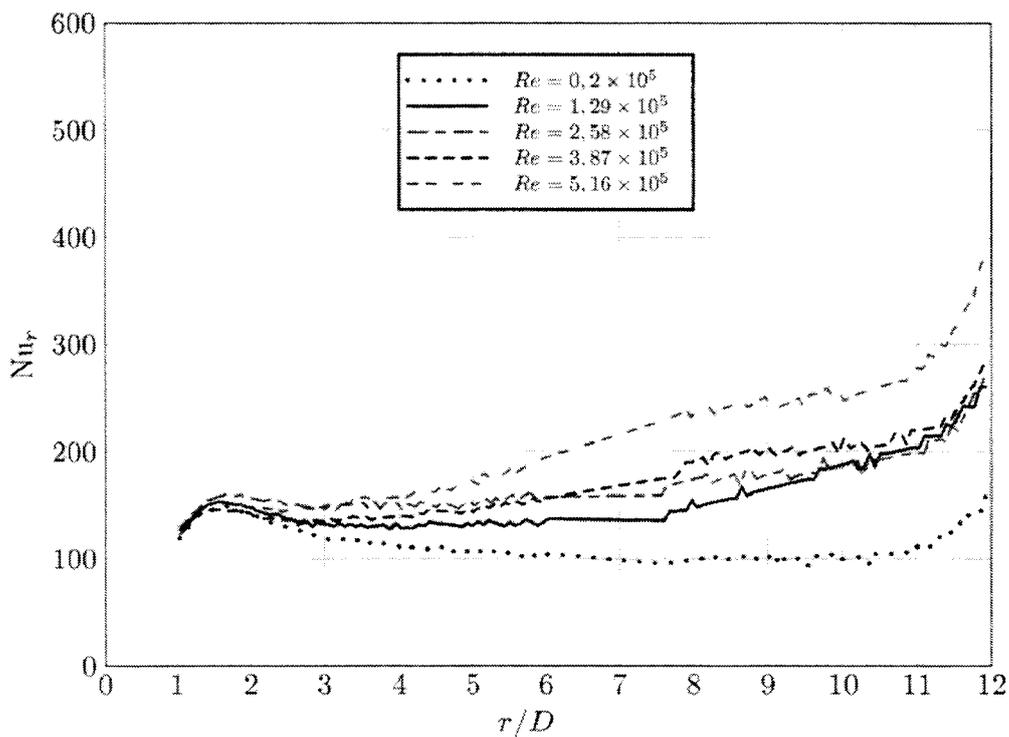


FIG. III.71 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re_j = 16666$

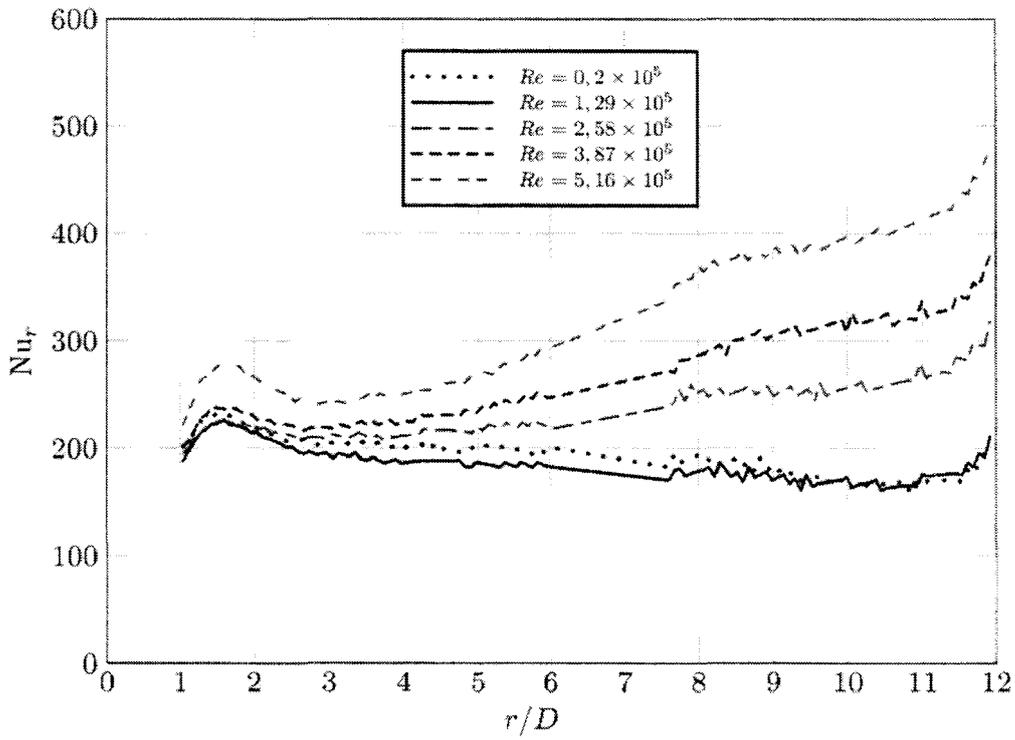


FIG. III.72 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re_j = 25000$

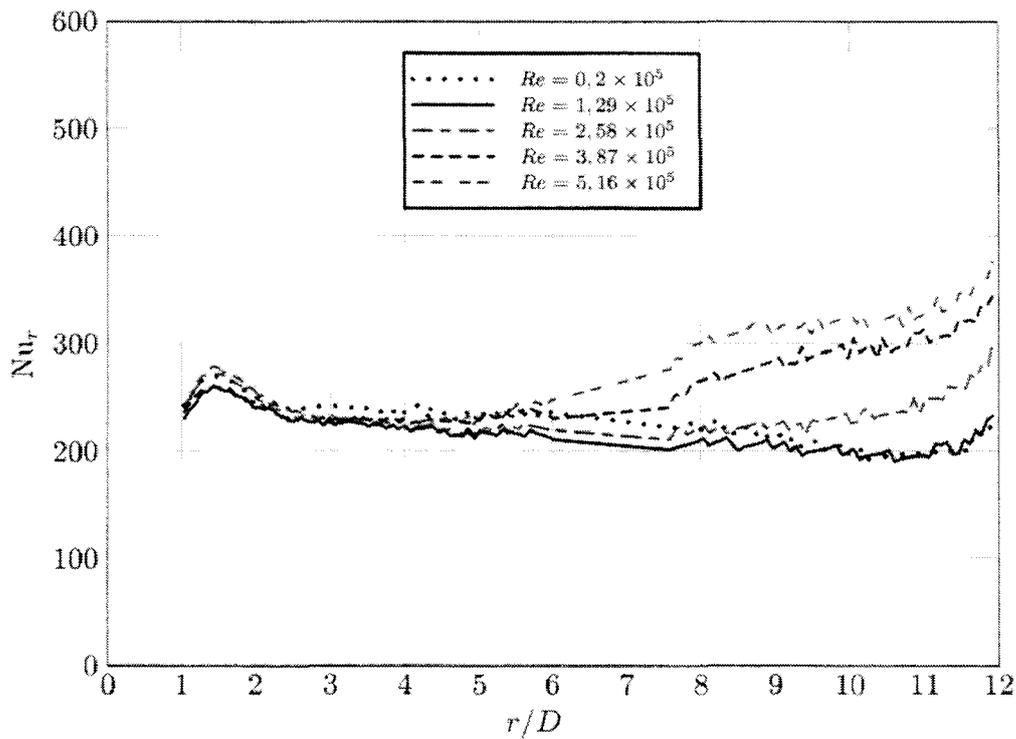
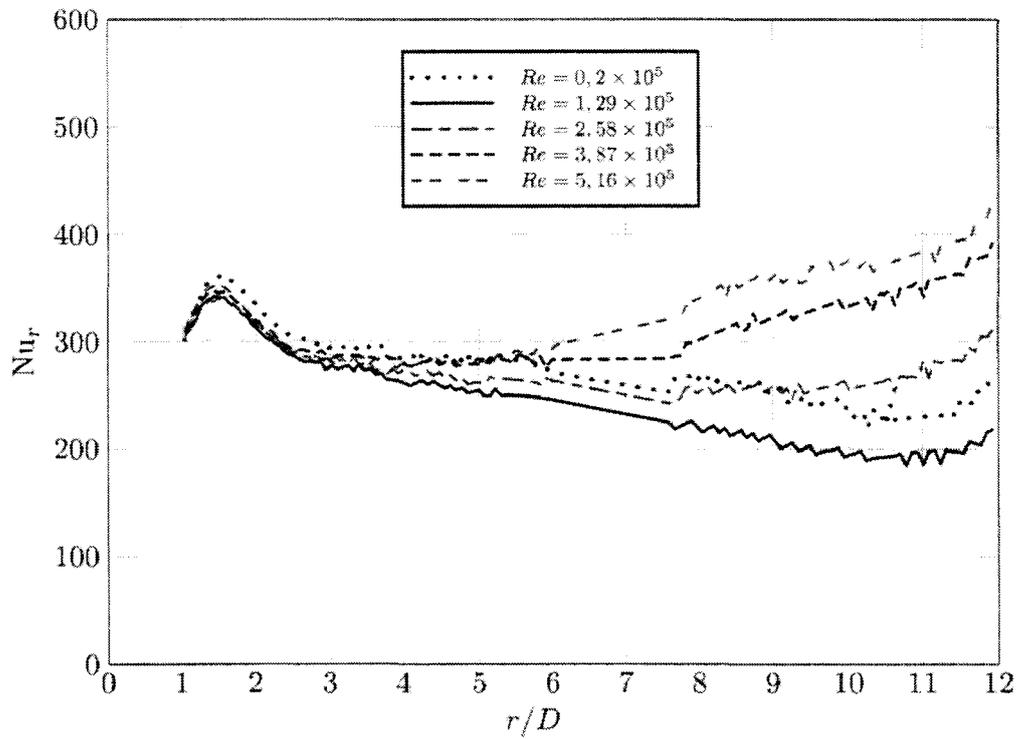
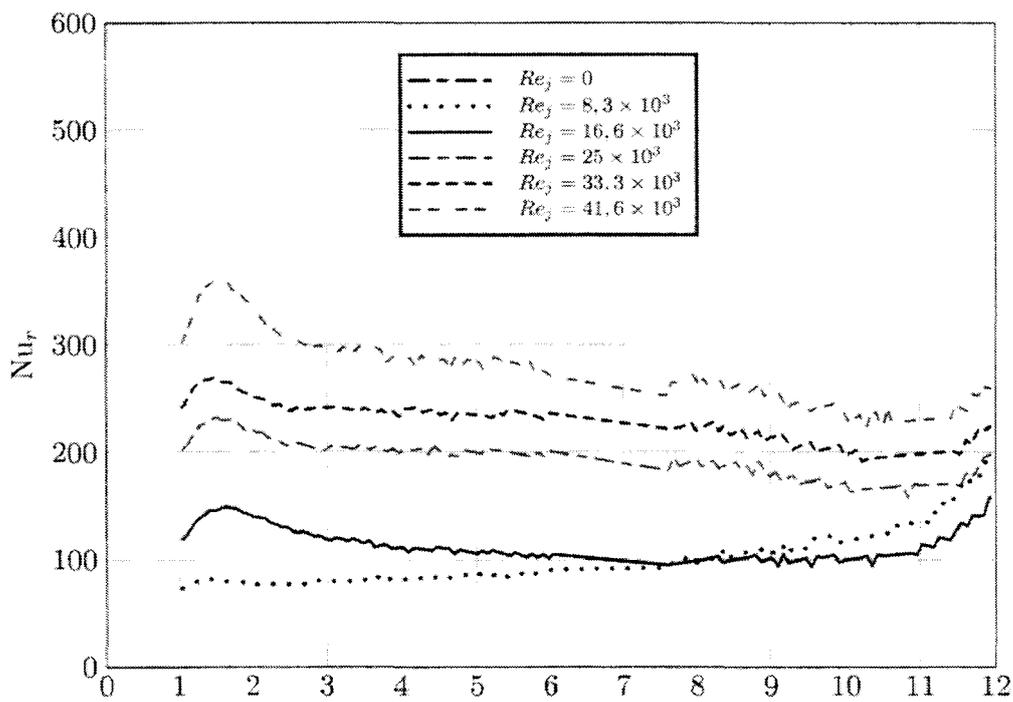


FIG. III.73 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re_j = 33333$

FIG. III.74 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re_j = 41666$ FIG. III.75 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re = 0,2 \times 10^5$

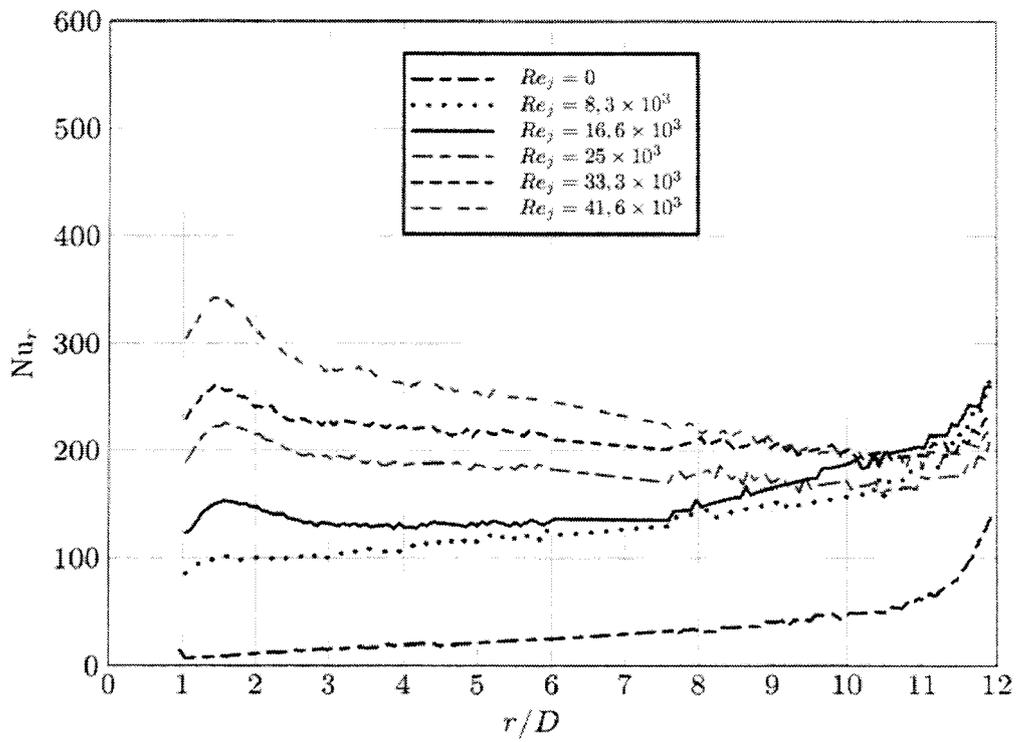


FIG. III.76 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re = 1,29 \times 10^5$

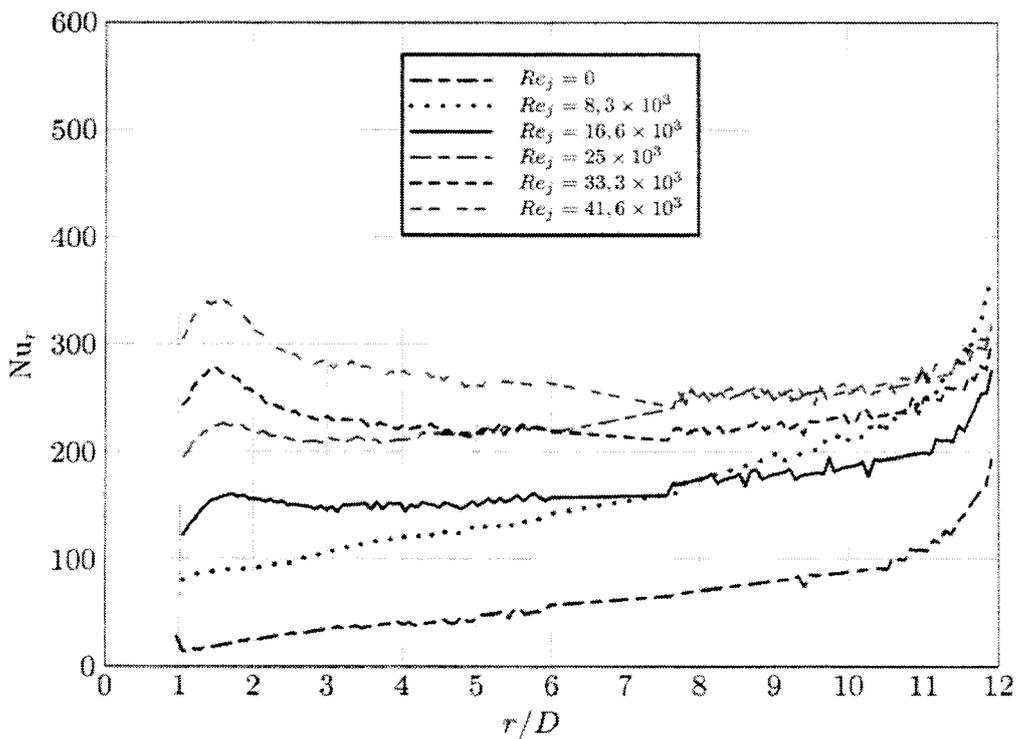


FIG. III.77 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re = 2,58 \times 10^5$

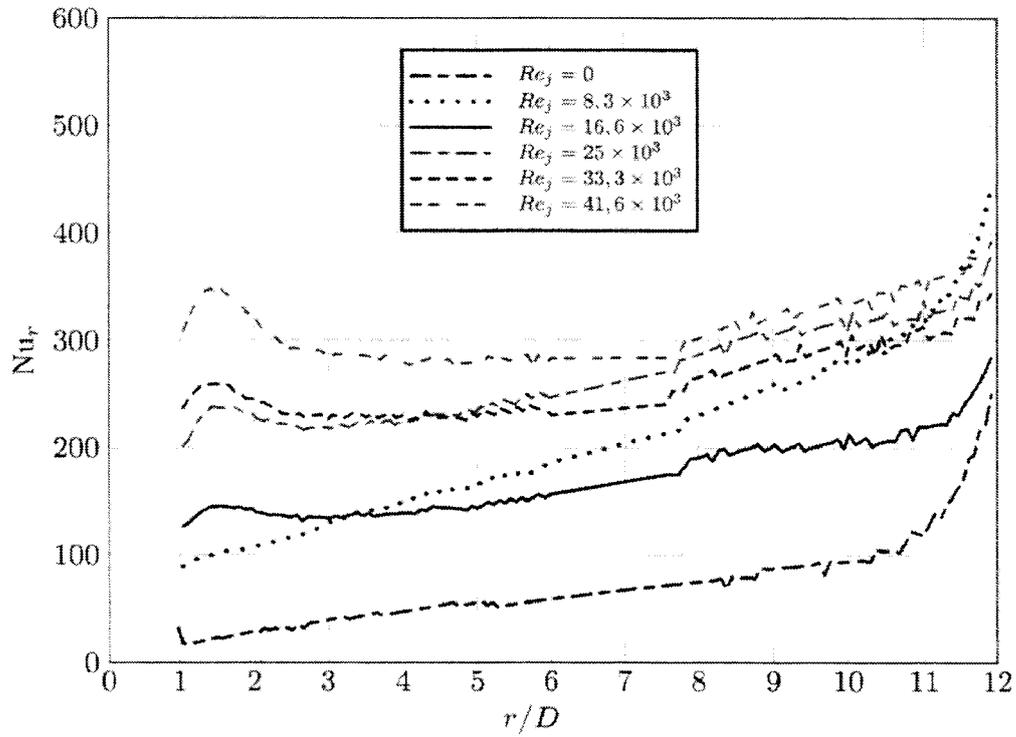


FIG. III.78 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re = 3,87 \times 10^5$

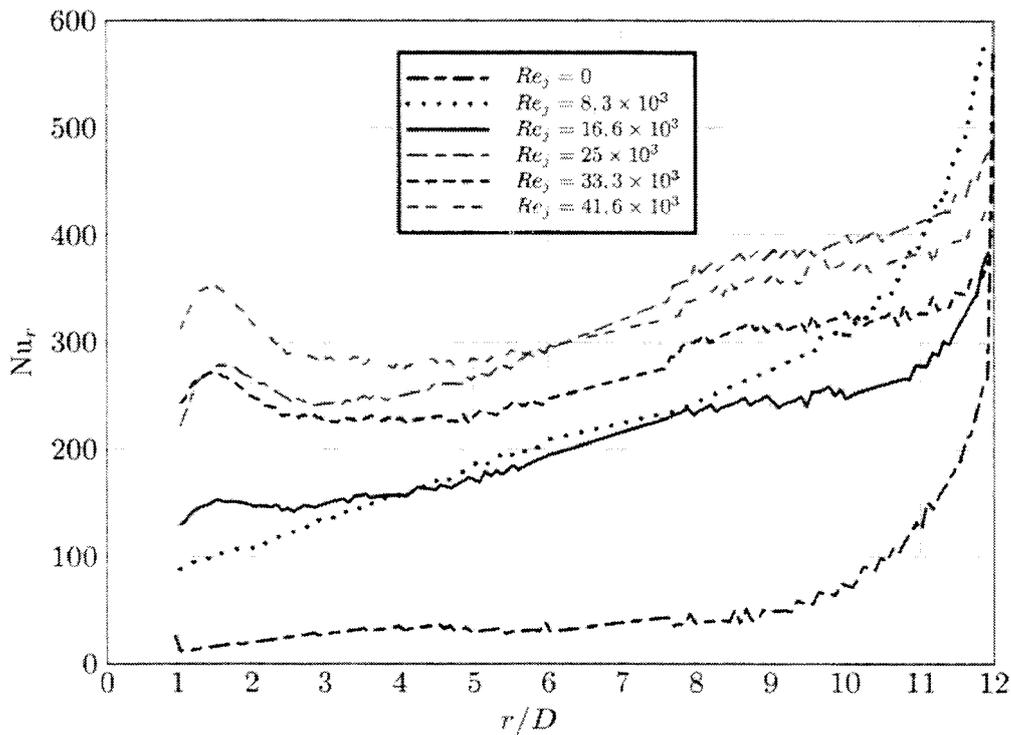
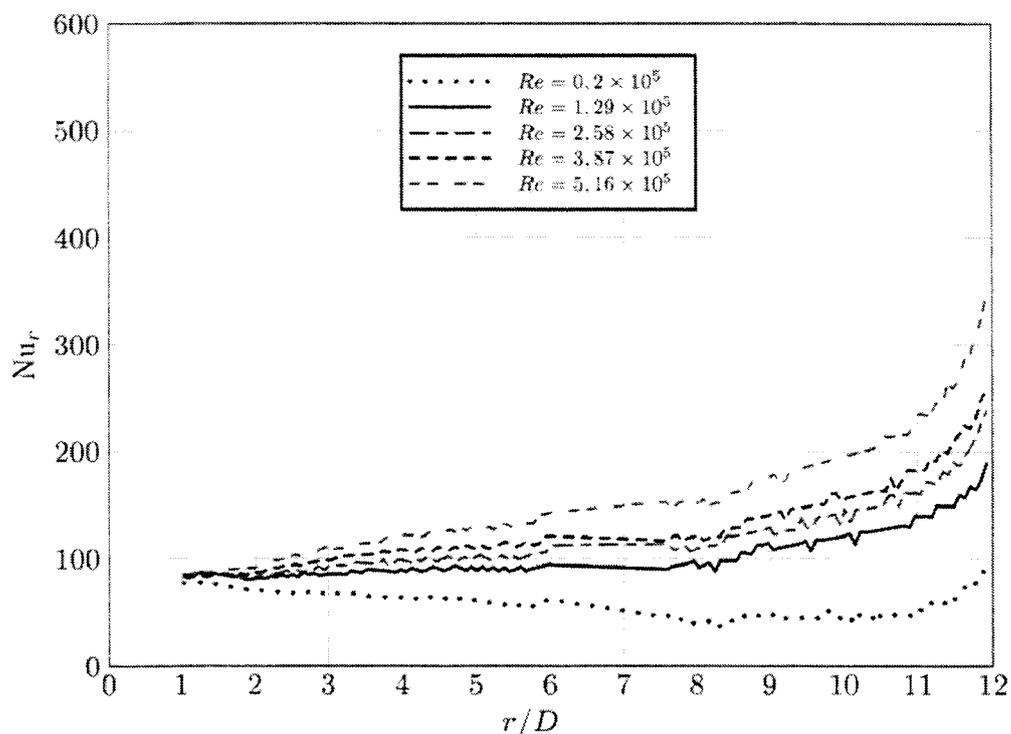
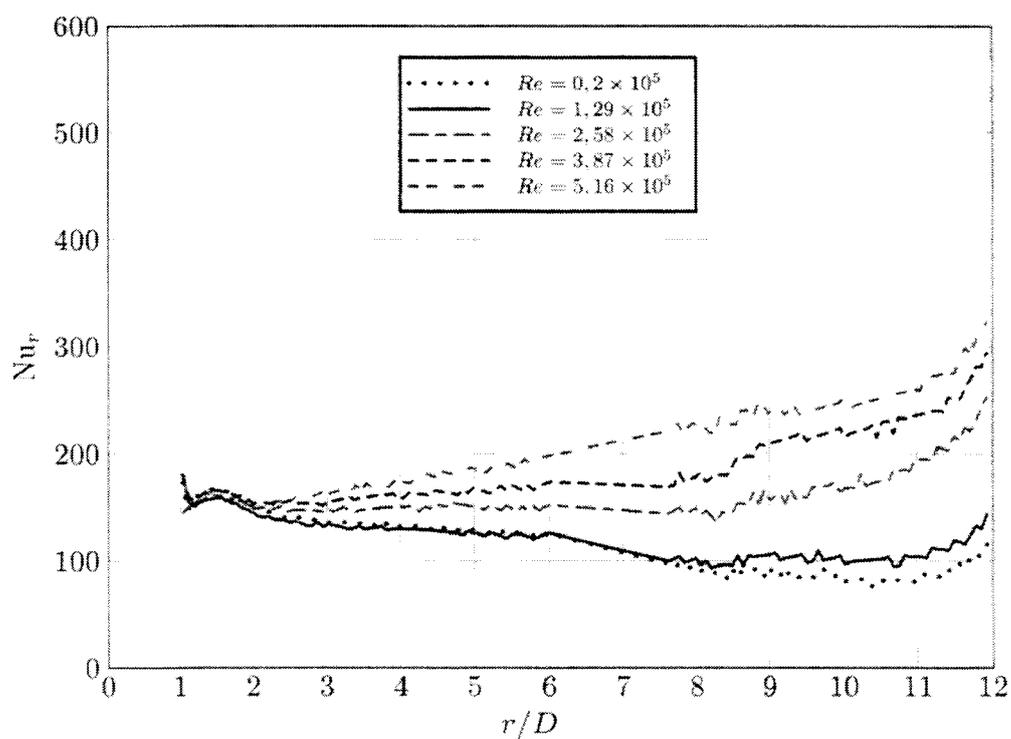


FIG. III.79 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,02$  et pour  $Re = 5,16 \times 10^5$

### III.2.1.6 $G=0,01$

Les mêmes observations que précédemment peuvent être effectuées. Nous observons de fortes variations de l'échange local avec  $Re$  (figures III.80 à III.89). Nous constatons également que tout comme dans le cas précédent, les nombres de Nusselt locaux ne varient pas de manière importante sur le rayon du disque.

Les résultats à vitesse de rotation et débit injecté fixé mais en faisant varier l'espacement sont présentés en annexe de ce rapport. Avec la variation de l'espacement, nous constatons principalement que les résultats peuvent être séparés en deux groupes. En effet, pour les plus faibles espacements ( $G = 0,01$  et  $G = 0,02$ ) les profils de nombre de Nusselt locaux sont similaires. Alors que pour les plus grands espacements, une variation du profil est constatée. Cette variation s'établit comme suit. Avec l'augmentation de  $G$ , le pic de nombre de Nusselt local observé dans la zone centrale est plus significatif. La taille de la zone d'augmentation de  $Nu_r$  au centre du disque est également plus conséquente. Par contre, passé l'augmentation du centre du disque, aux rayons plus grands, le nombre de Nusselt local devient plus faible que ce qu'il était aux espacements plus petits. Les variations observées sur le rayon du disque aux grands espacements sont plus significatives que celles observées aux petits espacements, qui présentent des profils beaucoup plus "plats". Ces tendances sont plus facilement observable pour les plus grands  $Re_j$ .

FIG. III.80 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re_j = 8333$ FIG. III.81 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re_j = 16666$

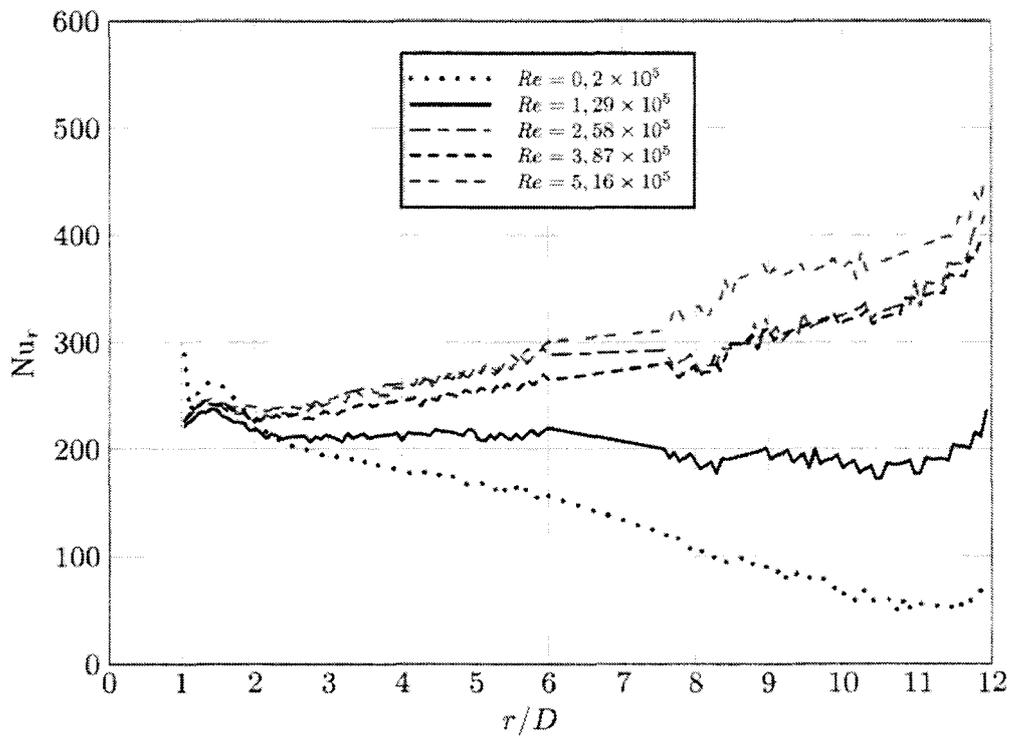


FIG. III.82 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re_j = 25000$

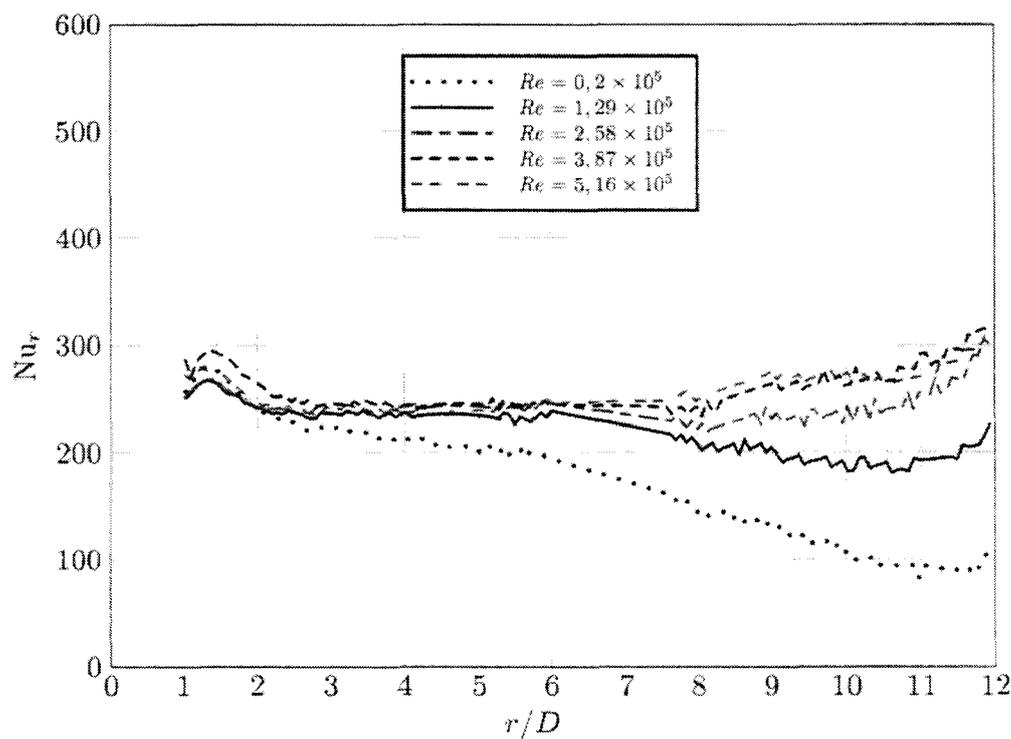
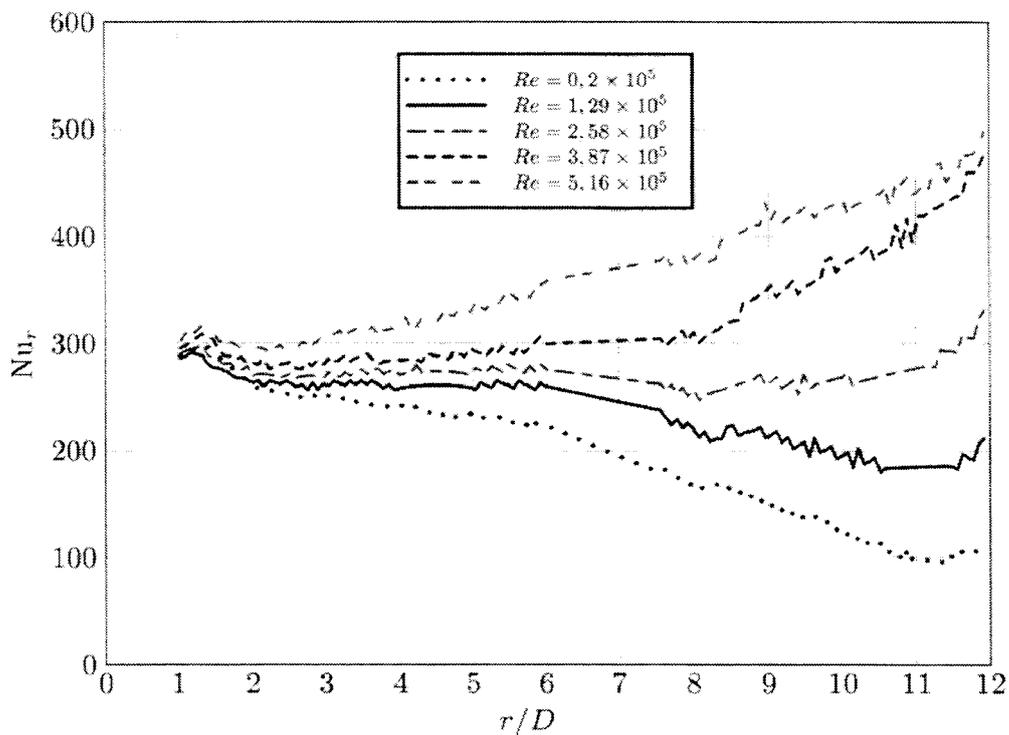
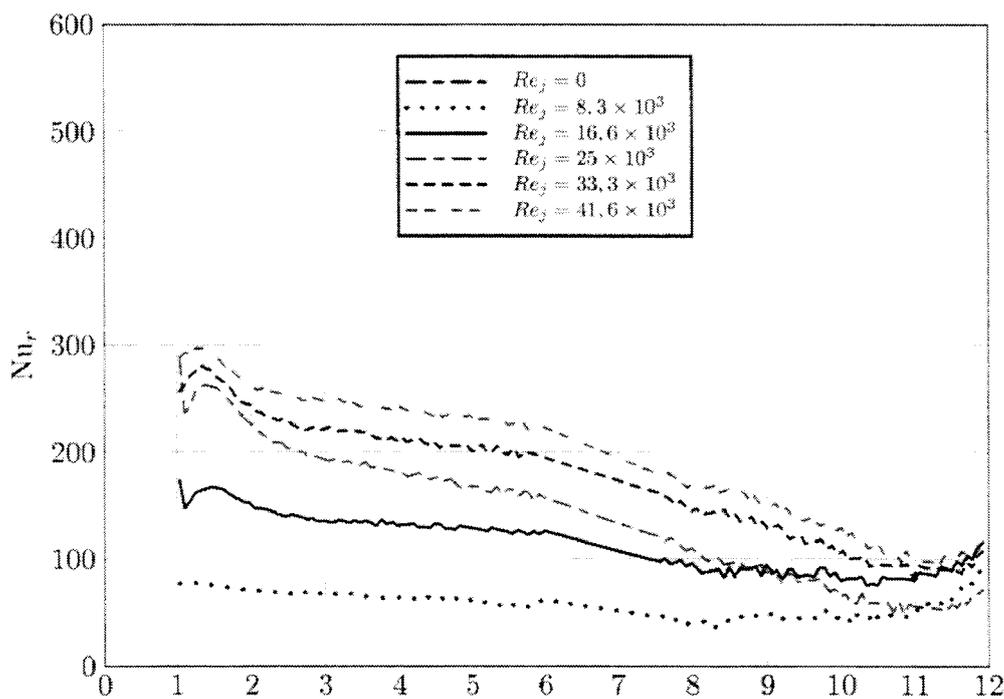


FIG. III.83 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re_j = 33333$

FIG. III.84 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re_j = 41666$ FIG. III.85 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re = 0,2 \times 10^5$

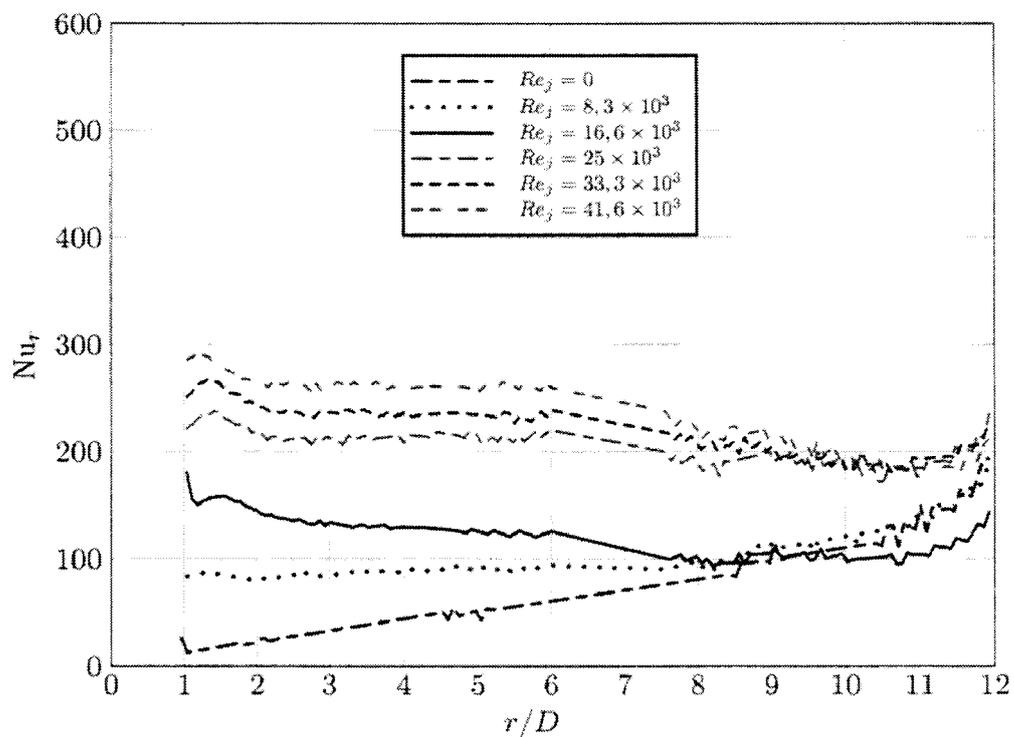


FIG. III.86 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re = 1,29 \times 10^5$

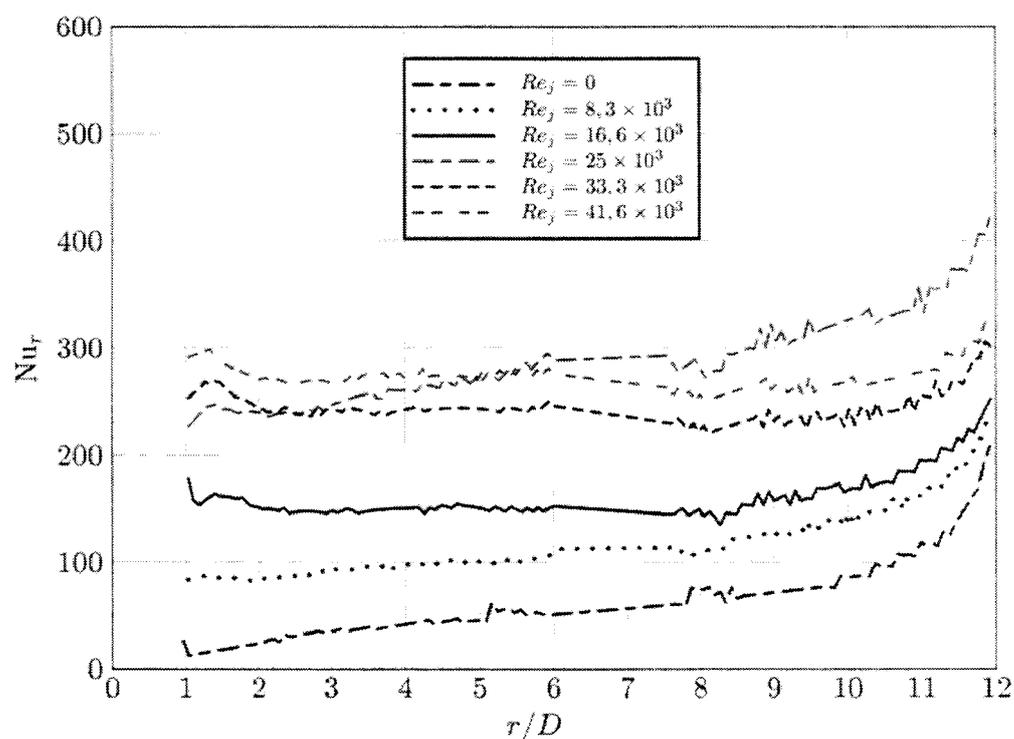


FIG. III.87 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re = 2,58 \times 10^5$

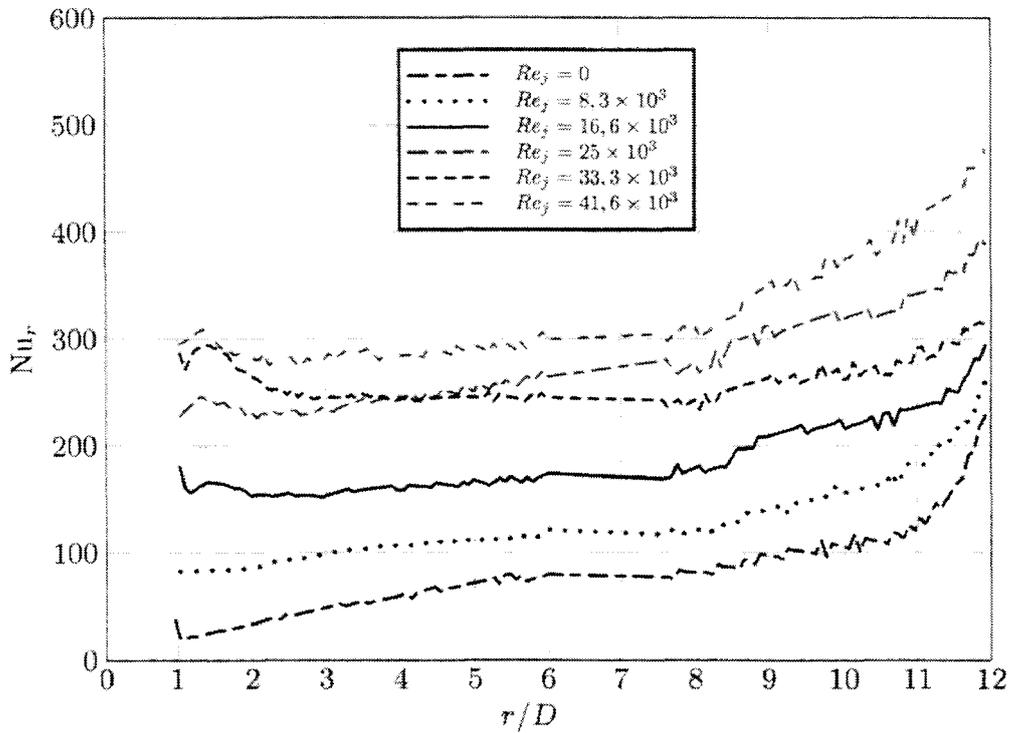


FIG. III.88 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re = 3,87 \times 10^5$

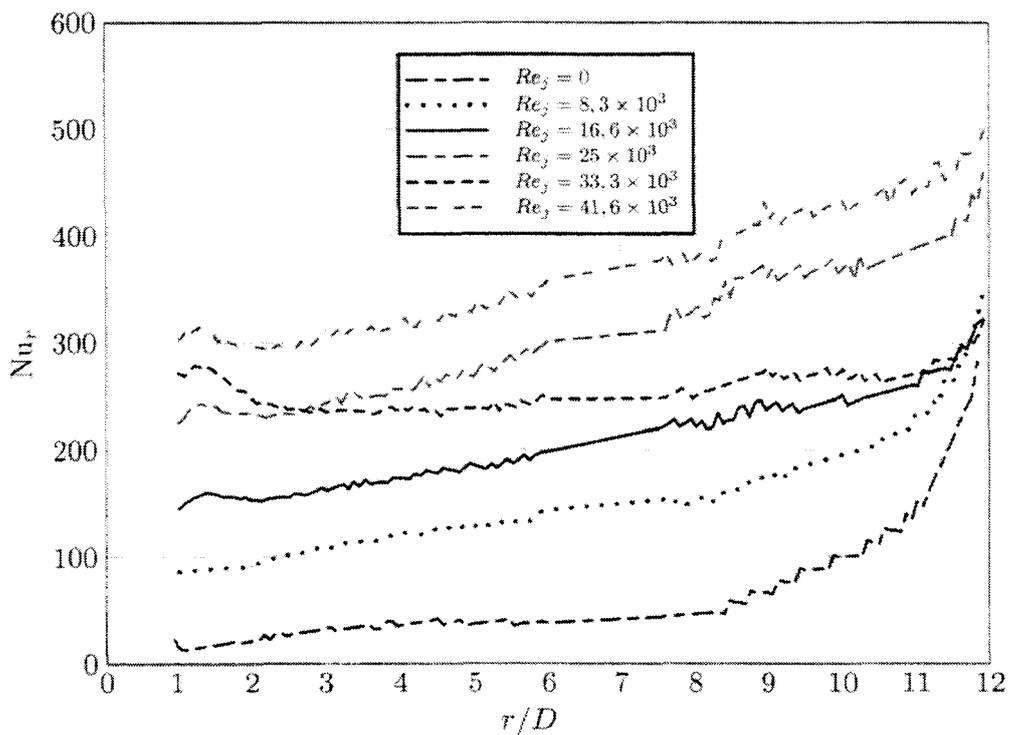


FIG. III.89 – Nombres de Nusselt locaux pour  $G = 0,01$  et pour  $Re = 5,16 \times 10^5$

### III.2.1.7 Comparaison avec les résultats de la littérature

Quelques auteurs ont menés des études concernant des jets d'air circulaires sur des surfaces fixes, notamment **Fenot et al.** et **Behnia et al.** [35, 36]. **Behnia et al.** [36] ont effectués des modélisations numériques de l'effet d'un jet avec et sans confinement sur les transferts de chaleur à la surface d'un disque fixe. Nous comparerons donc nos résultats à la plus faible vitesse de rotation testée ( $Re = 0,2 \times 10^5$ ) pour des espacements adimensionnés de  $G = 0,01$  et  $G = 0,02$ , identiques à ceux testés par l'auteur. Concernant le nombre de Reynolds  $Re_j$ , l'auteur fait des essais pour  $Re_j = 23000$ . Nous prendrons donc, pour nos résultats,  $Re_j = 25000$ . Comme les vitesses de rotation et les débits injectés sont légèrement supérieurs dans notre configuration à ceux de l'auteur, nous pouvons nous attendre à des nombres de Nusselt locaux légèrement supérieurs. Les Figures III.90 et III.91 montrent cette comparaison.

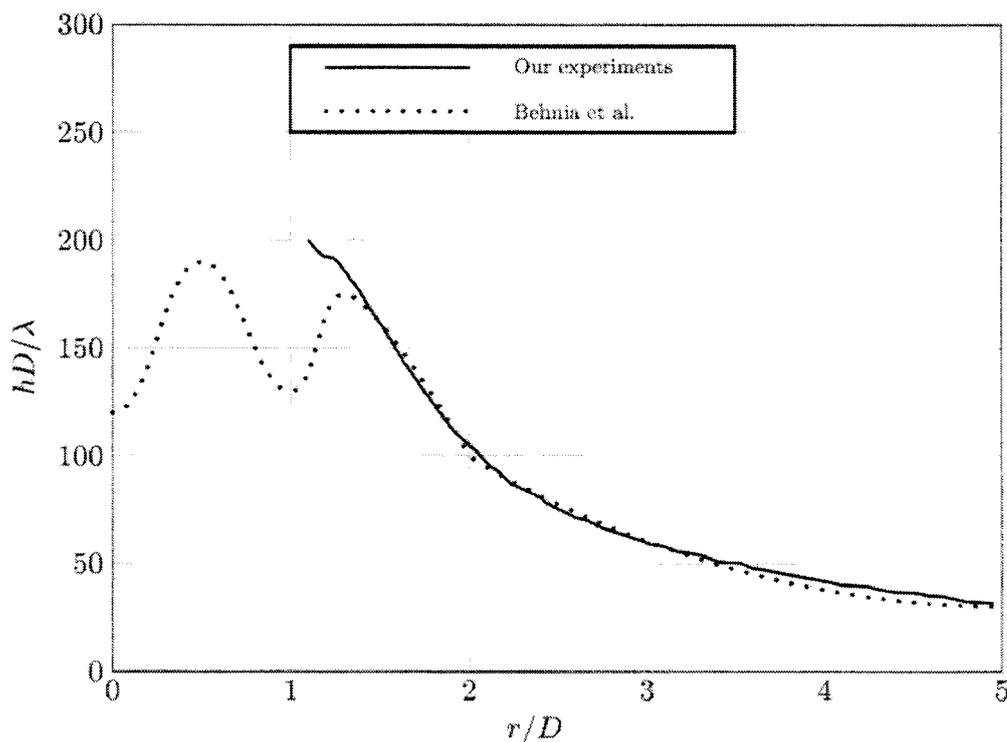
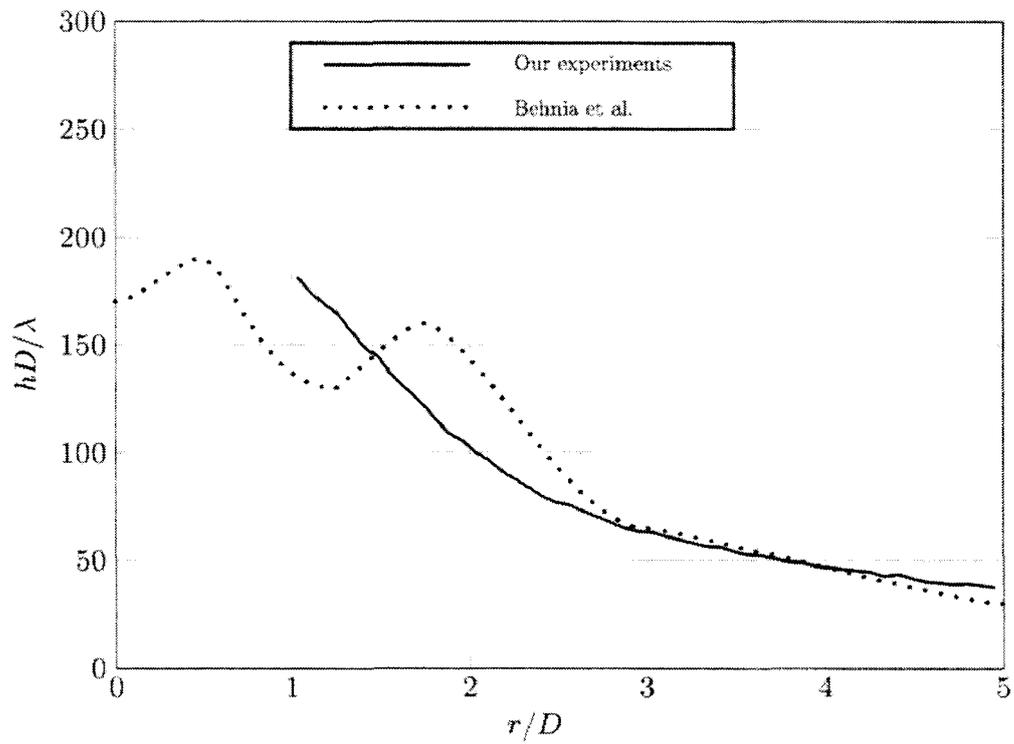
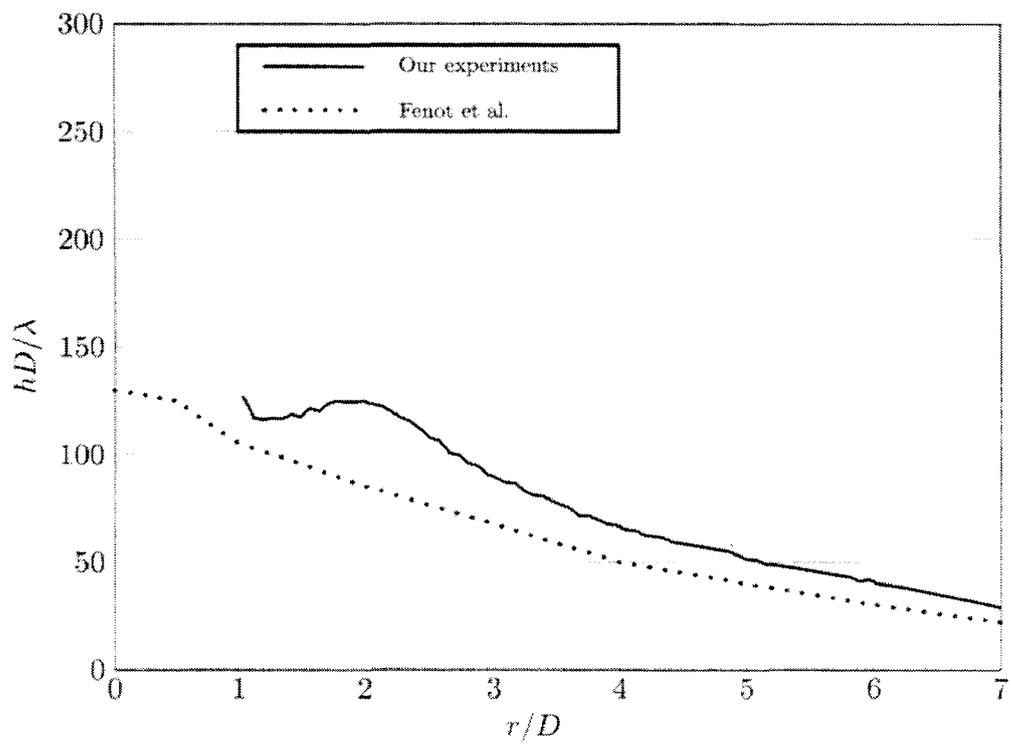


FIG. III.90 – Comparaison avec les résultats de **Behnia et al.** [36] pour  $G = 0,01$

FIG. III.91 – Comparaison avec les résultats de *Behnia et al.* [36] pour  $G = 0,02$ FIG. III.92 – Comparaison avec les résultats de *Fenot et al.* [35]

De même, nous pouvons comparer nos résultats (Figure III.92) pour  $Re = 0,2 \times 10^5$ ,  $Re_j = 25000$  et  $G = 0,16$  avec ceux obtenus par **Fenot et al. [35]** pour  $Re_j = 23000$  sur une plaque plane fixe en espace non confiné. C'est pourquoi nous prenons notre plus grand espacement et notre plus faible vitesse de rotation.

Nous pouvons remarquer que nos résultats sont cohérents avec ceux obtenus par les auteurs, compte tenu des ordres de grandeurs et des évolutions tout à fait similaires. Les auteurs, compte-tenu du non-confinement ou de la méthode utilisée pour étudier le phénomène ont accès aux coefficients d'échange jusqu'au point d'impact. Ils observent alors des oscillations dans le profil, lié aux différents tourbillons qui apparaissent à proximité du point d'impact.

### III.2.1.8 Synthèse

Toutes les observations effectuées précédemment nous permettent de voir l'influence de chaque paramètre ( $G$ ,  $Re$  et  $Re_j$ ) sur le comportement thermique à la surface du disque en rotation. Afin de synthétiser, nous pouvons dire que :

- L'augmentation de  $Re$ , à  $G$  et  $Re_j$  fixés, entraîne une augmentation du nombre de Nusselt local mais seulement au-delà d'un certain rayon. En-deça de ce rayon critique, la variation de la vitesse de rotation n'a aucune influence sur les transferts.
- L'augmentation de  $Re_j$ , à  $G$  et  $Re$  fixés, entraîne une augmentation significative de l'échange à proximité du point d'impact du jet. On constate également que cela entraîne une diminution des échanges en sortie d'entrefer dans la zone dominée par la rotation.
- L'augmentation de  $G$ , à  $Re$  et  $Re_j$  fixés, augmente la taille de la zone affectée par la présence du jet.

### III.2.2 Nombres de Nusselt moyens

Concernant les nombres de Nusselt moyens, nous allons étudier leur évolution avec la variation de chacun des trois paramètres de l'étude :  $G$ ,  $Re_j$  et  $Re$ . Tout d'abord, nous allons voir de quelle manière l'ajout d'un jet dans un système rotor-stator avec un entrefer non-confiné vient modifier les nombres de Nusselt moyens par rapport au cas sans jet.

#### III.2.2.1 Sensibilité à $Re_j$

Cinq graphiques sont présentés sur les figures III.93 à III.97, correspondant aux 5 espacements  $G$ , et sur chaque graphique est reportée l'évolution des nombres de Nusselt moyens  $\overline{Nu}$  en fonction de  $Re_j$  pour chaque  $Re$ . De manière générale, nous constatons que l'augmentation du débit injecté dans l'entrefer se traduit par une augmentation de l'échange global, les courbes étant toutes croissantes avec  $Re_j$ . Nous constatons également, qu'à espacement fixé, quelle que soit la vitesse de rotation du disque, les pentes sont similaires. Cependant, en fonction de l'espacement choisi, les pentes sont différentes. Nous allons donc maintenant regarder la sensibilité des résultats à une variation de l'espacement adimensionné  $G$ .

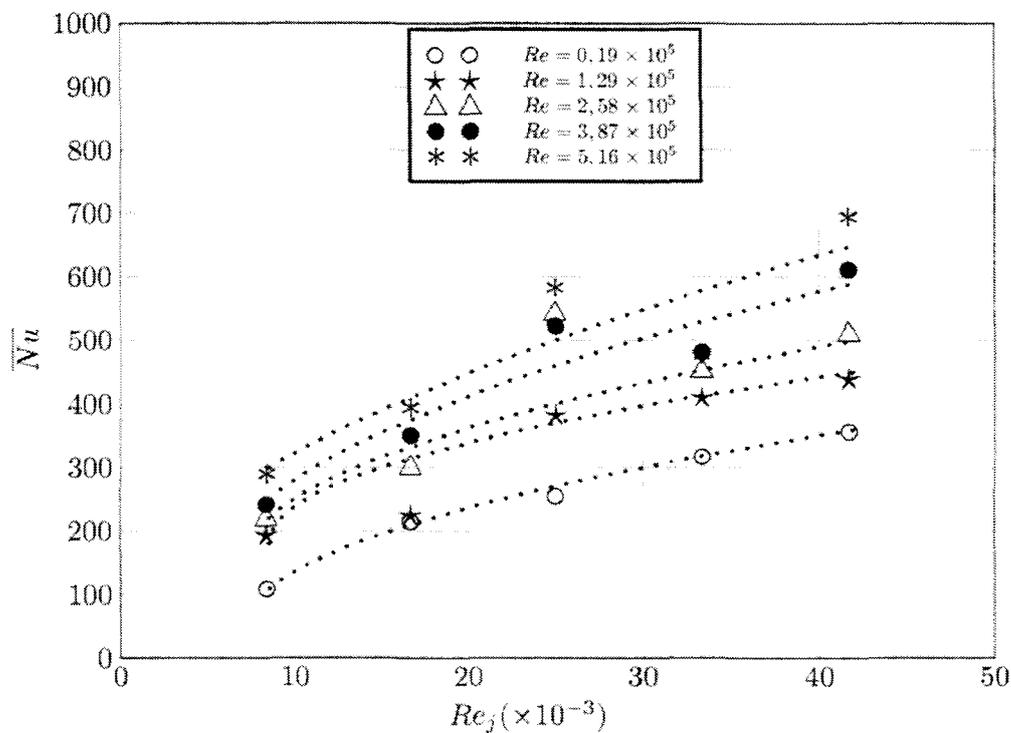


FIG. III.93 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0.01$  ; sensibilité à  $Re_j$

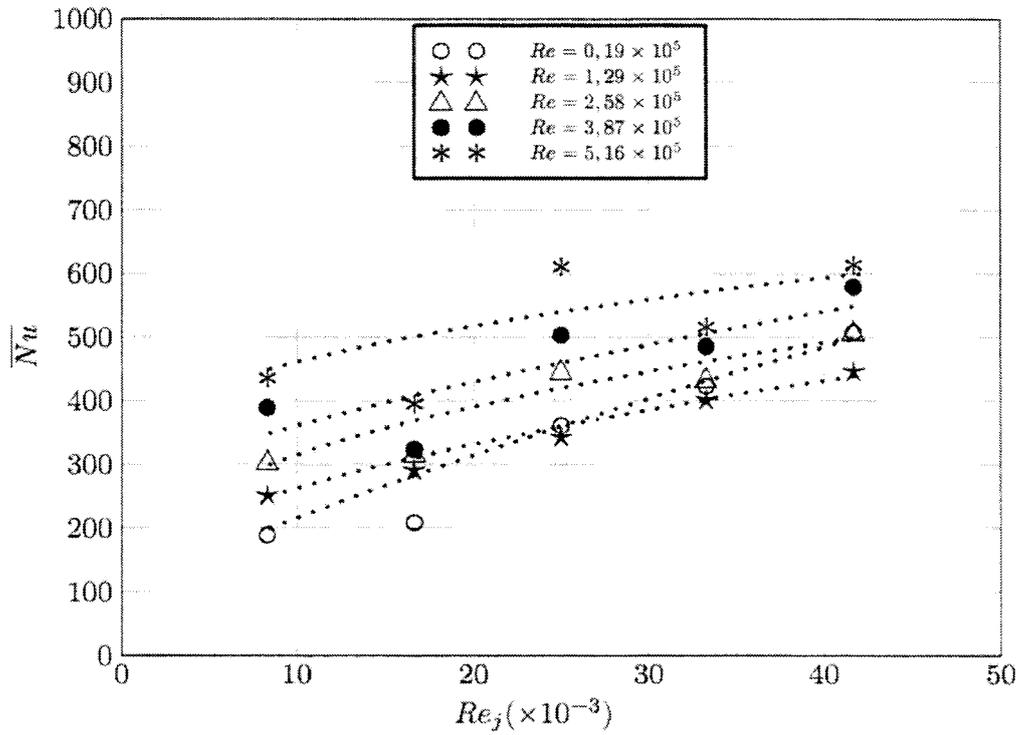


FIG. III.94 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,02$  ; sensibilité à  $Re_j$

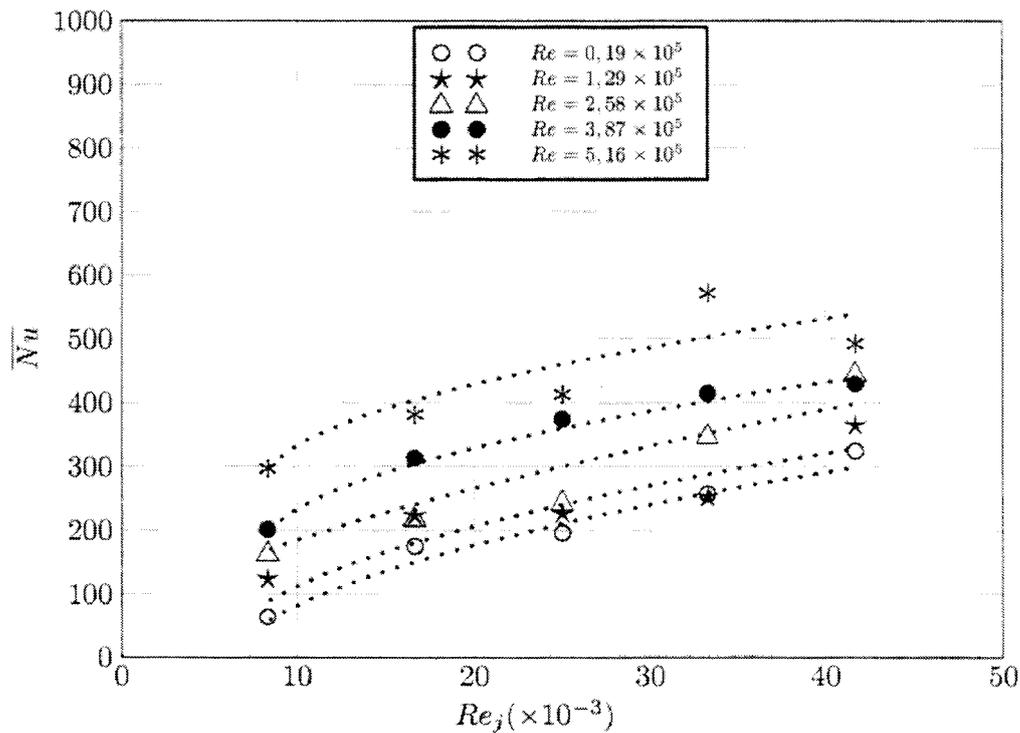
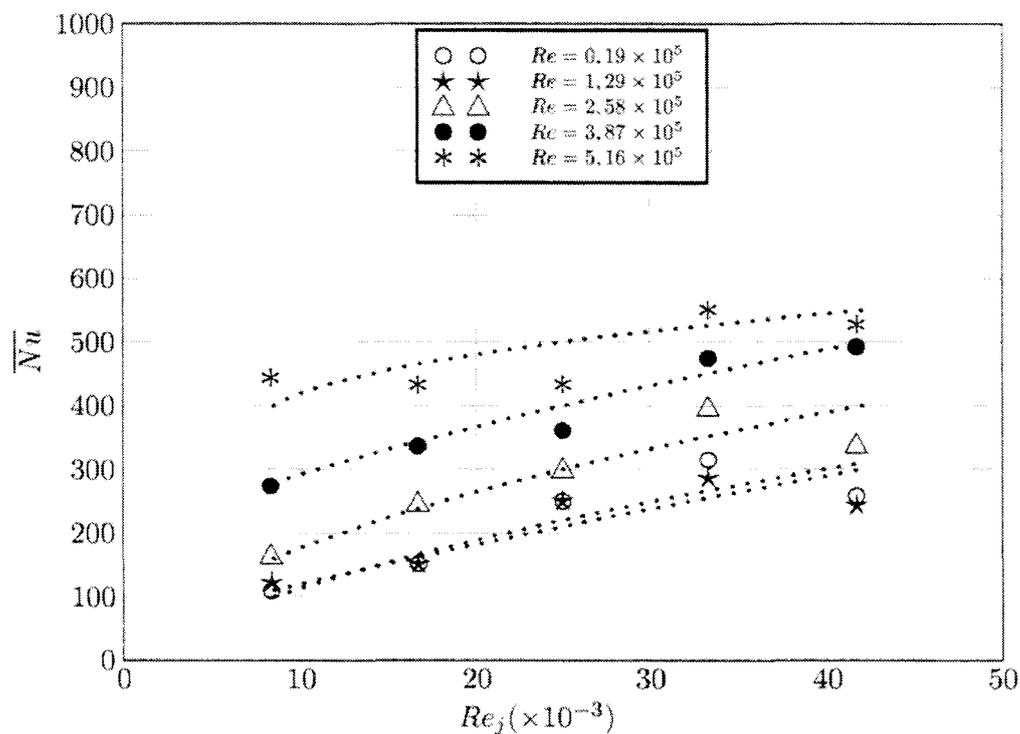
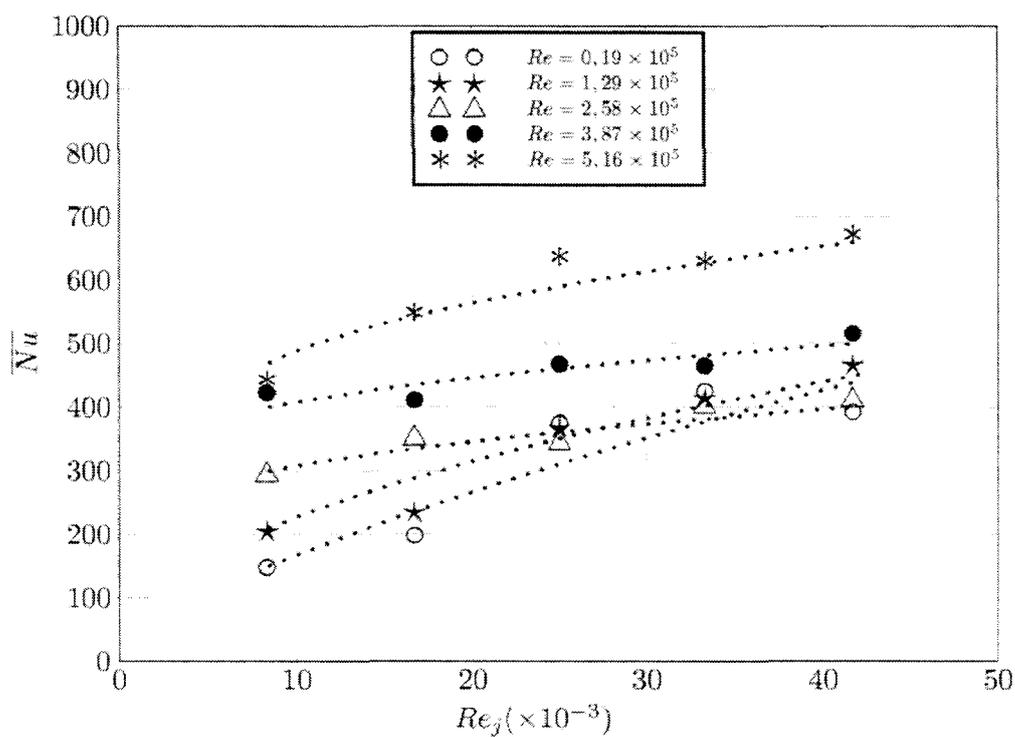
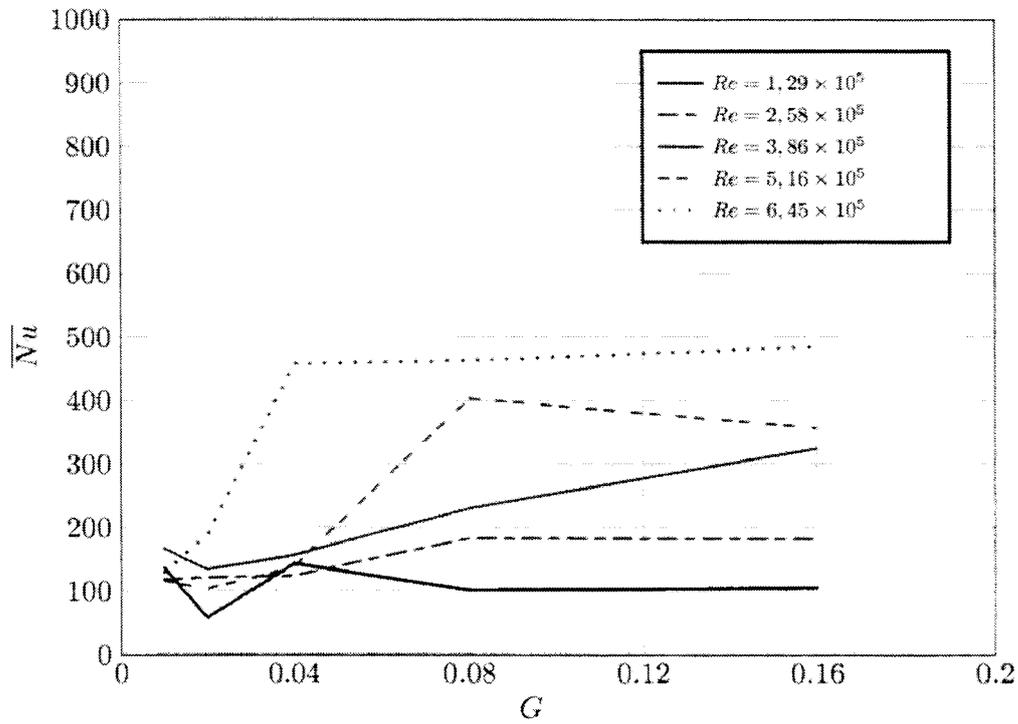
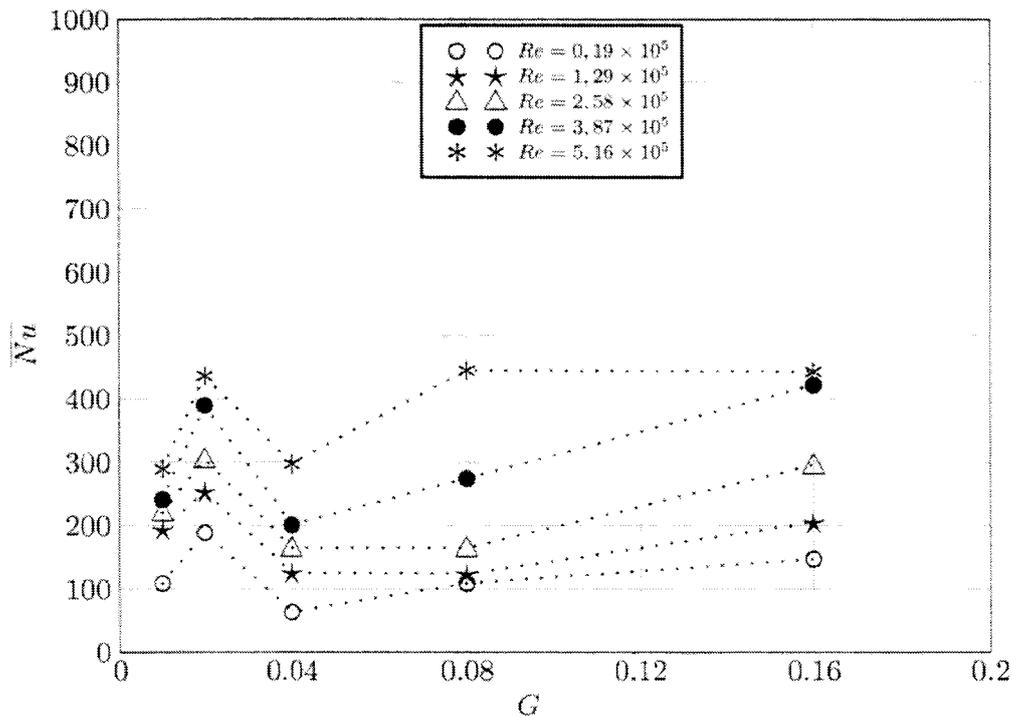


FIG. III.95 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,04$  ; sensibilité à  $Re_j$

FIG. III.96 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,08$ ; sensibilité à  $Re_j$ FIG. III.97 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,16$ ; sensibilité à  $Re_j$

### III.2.2.2 Sensibilité à $G$

Six graphiques sont présentés sur les figures III.98 à III.103, correspondants aux 5 débits injectés différents et au cas sans jet, et sur chaque graphique est reportée l'évolution des nombres de Nusselt moyens en fonction de  $G$  pour chaque  $Re$ . Dans le cas sans jet, nous avons des nombres de nusselt moyens faibles aux faibles espacements, qui augmentent avec l'augmentation de  $G$  pour atteindre une limite, semblable aux résultats obtenus en configuration disque seul. De manière générale, aux faibles espacements, l'ajout d'un jet vient augmenter considérablement les nombres de Nusselt moyens. Pour les espacements les plus grands, nous constatons que les valeurs augmentent légèrement avec l'augmentation de l'espacement. Ainsi, contrairement au cas sans jet, les nombres de nusselt moyens n'atteignent plus une valeur limite, du moins dans la plage de variation de notre espacement. Cependant, nous pensons que c'est parce que l'espacement n'est pas encore suffisant pour que l'ajout du jet aie une influence négligeable sur les transferts au rotor. Nous pensons ainsi que pour des espacements plus grands que ceux testés ici, les nombres de Nusselt moyens, à  $Re$  et  $Re_j$  fixés, tendent vers cette même limite. En fait, pour retrouver des résultats identiques à la configuration disque seul, l'espacement doit être d'autant plus grands que le débit injecté l'est. Nous constatons cependant des différences en fonction de la vitesse de rotation du disque, notamment en ce qui concerne la transition entre les faibles et les grands espacements. Nous allons maintenant observer la sensibilité des résultats à une variation de la vitesse de rotation.

FIG. III.98 – Nombres de Nusselt moyens pour  $Re_j = 0$ ; sensibilité à  $G$ FIG. III.99 – Nombres de Nusselt moyens pour  $Re_j = 8333$ ; sensibilité à  $G$

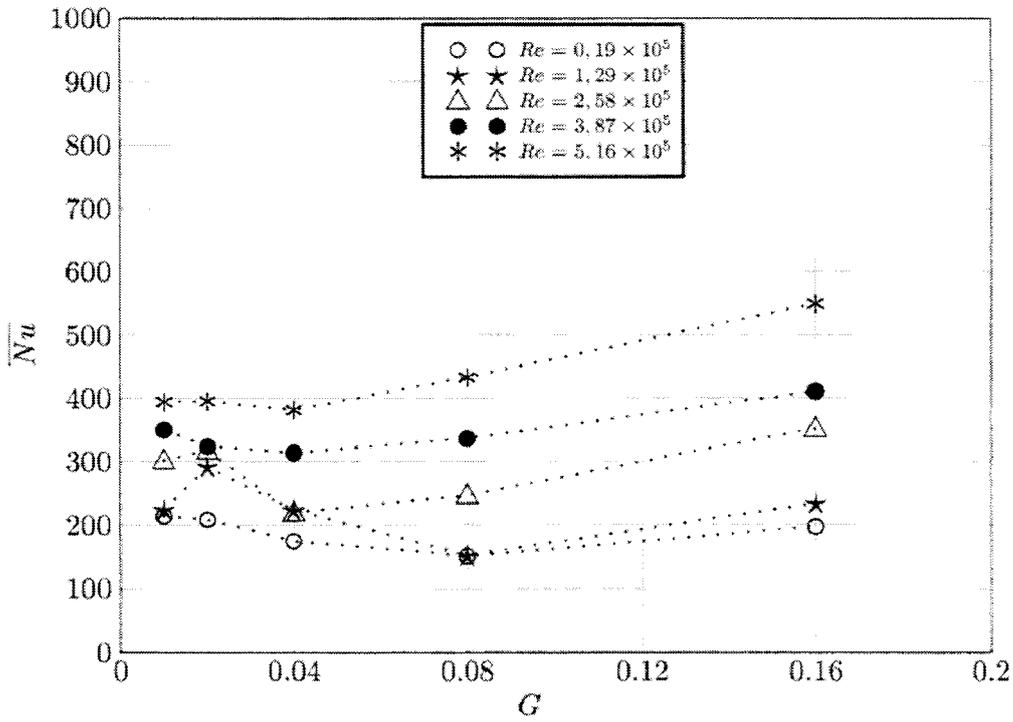


FIG. III.100 – Nombres de Nusselt moyens pour  $Re_j = 16666$  ; sensibilité à  $G$

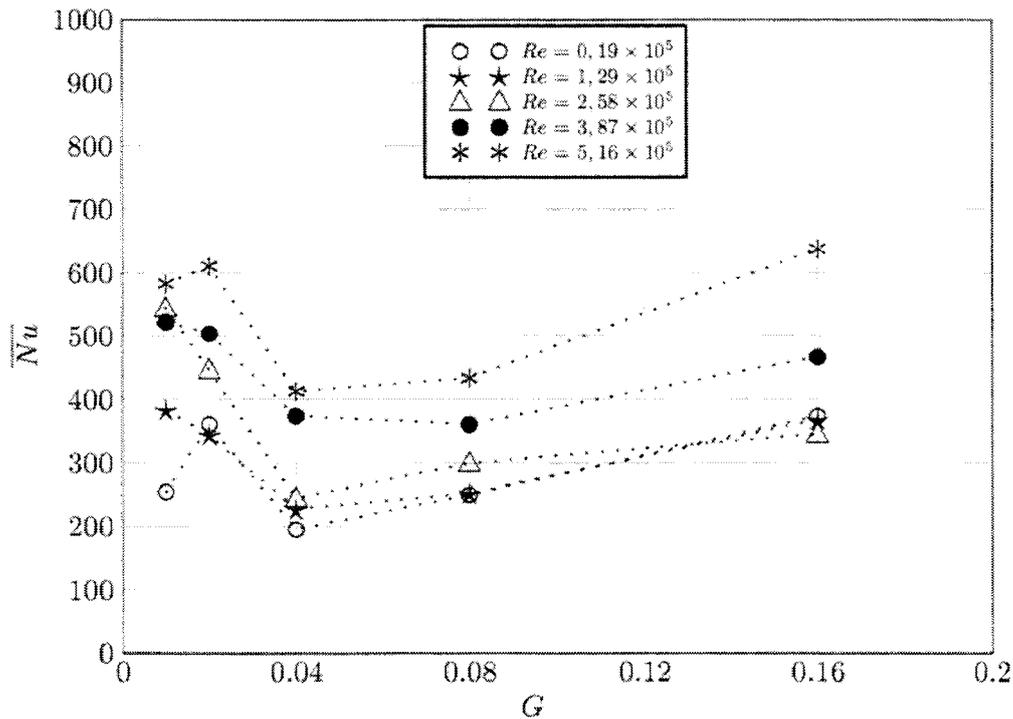
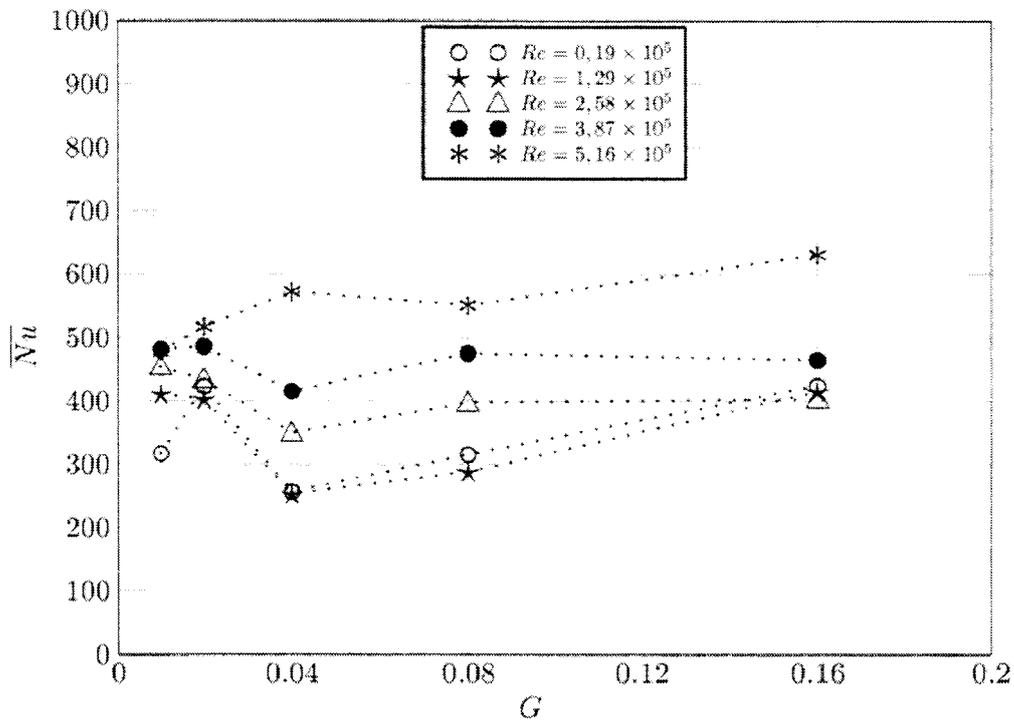
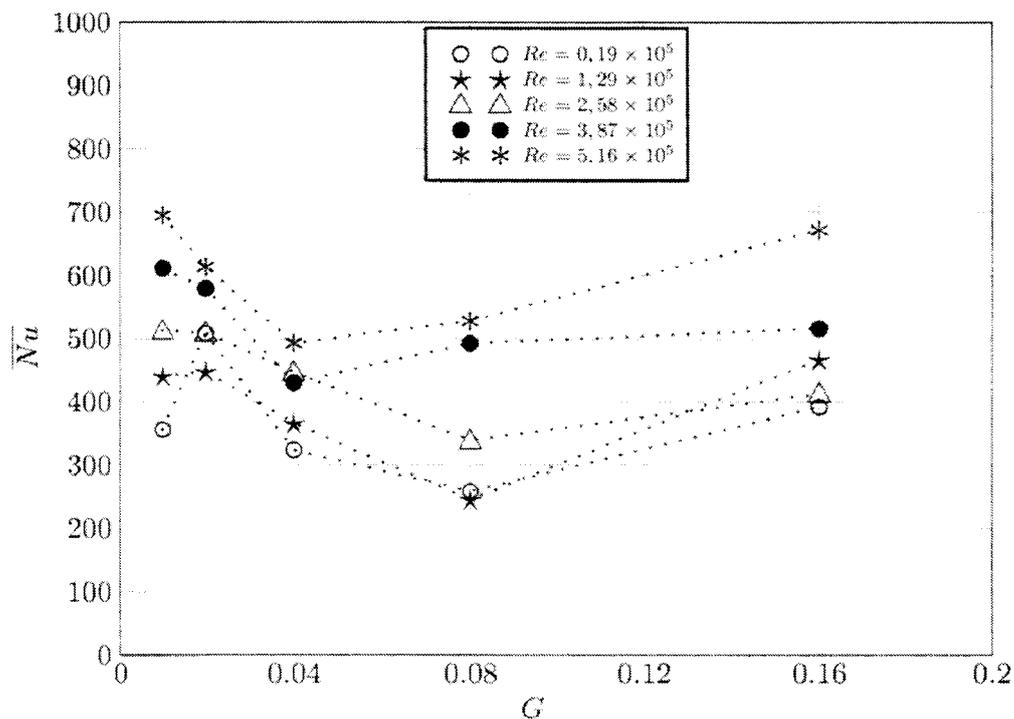


FIG. III.101 – Nombres de Nusselt moyens pour  $Re_j = 25000$  ; sensibilité à  $G$

FIG. III.102 – Nombres de Nusselt moyens pour  $Re_j = 33333$ ; sensibilité à  $G$ FIG. III.103 – Nombres de Nusselt moyens pour  $Re_j = 41666$ ; sensibilité à  $G$

### III.2.2.3 Sensibilité à $Re$

Les cinq graphiques présentés sur les figures III.104 à III.108 montrent l'évolution de  $\overline{Nu}$  en fonction de  $Re$  pour chaque espacement et sur chaque graphique sont reportées les courbes relatives à chaque  $Re_j$ . Nous constatons que les échanges globaux sur le disque en rotation augmentent généralement avec l'augmentation de  $Re$ . En effet, nous constatons que certaines courbes présentent un palier, pour les nombres de Reynolds rotationnels inférieurs à  $2 \times 10^5$ . Notamment pour les espacements  $G = 0,16$  et  $G = 0,08$ , le nombre de Nusselt moyen est indépendant de  $Re$  pour  $Re < 2 \times 10^5$ . **Chen [47]** a fait cette même remarque dans le cas d'un disque seul en rotation dans l'air et soumis à un jet. Nous remarquons également que les pentes d'augmentation sont plus importantes pour les espacements les plus grands ( $Re > 2 \times 10^5$ ). Et dans tous les cas, l'allure de l'évolution des nombres de Nusselt globaux est similaire au cas sans jet pour  $Re > 2 \times 10^5$ . Il y a simplement un décalage vertical des courbes, d'autant plus grand que le débit injecté dans l'entrefer est grand.

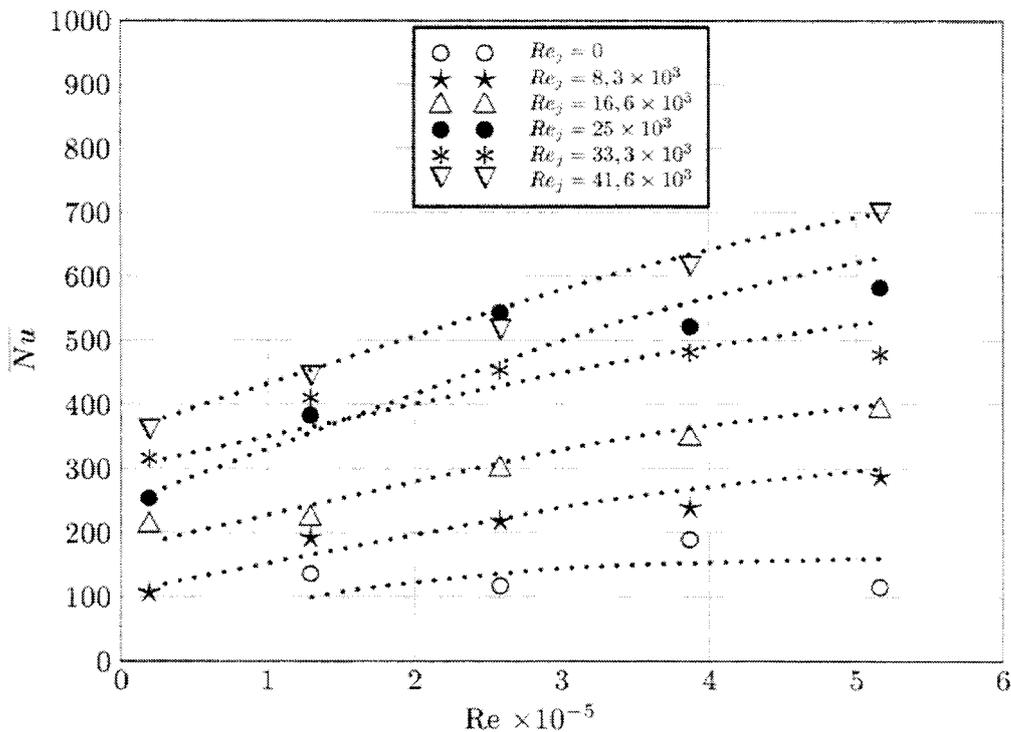


FIG. III.104 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,01$  ; sensibilité à  $Re$

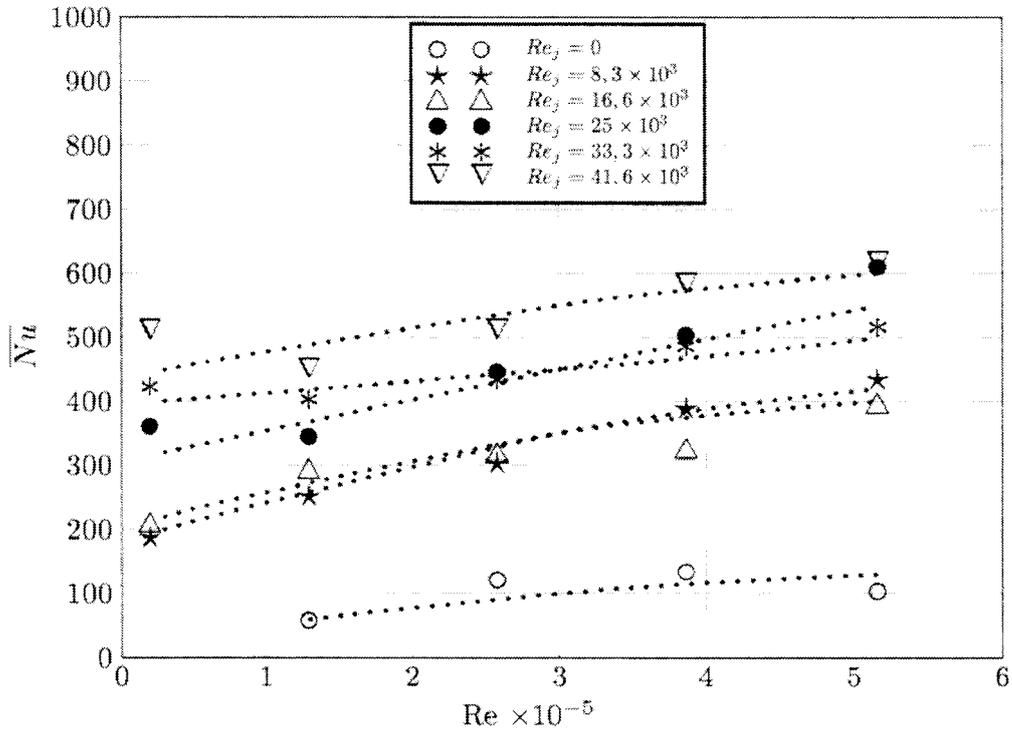


FIG. III.105 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,02$ ; sensibilité à  $Re$

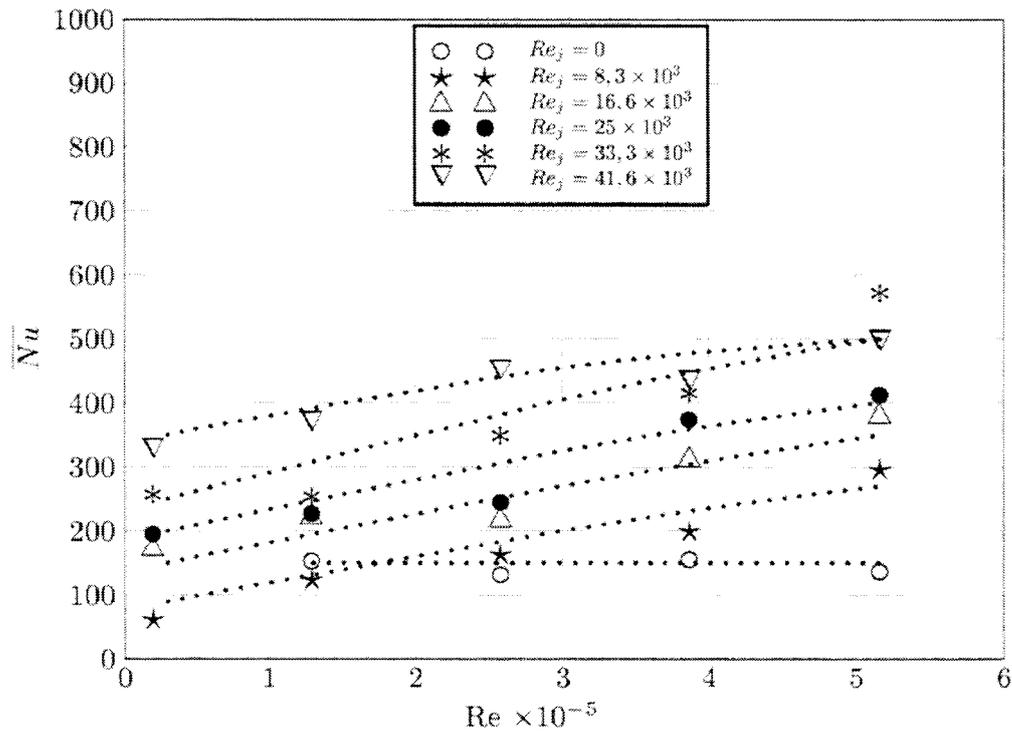


FIG. III.106 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,04$ ; sensibilité à  $Re$

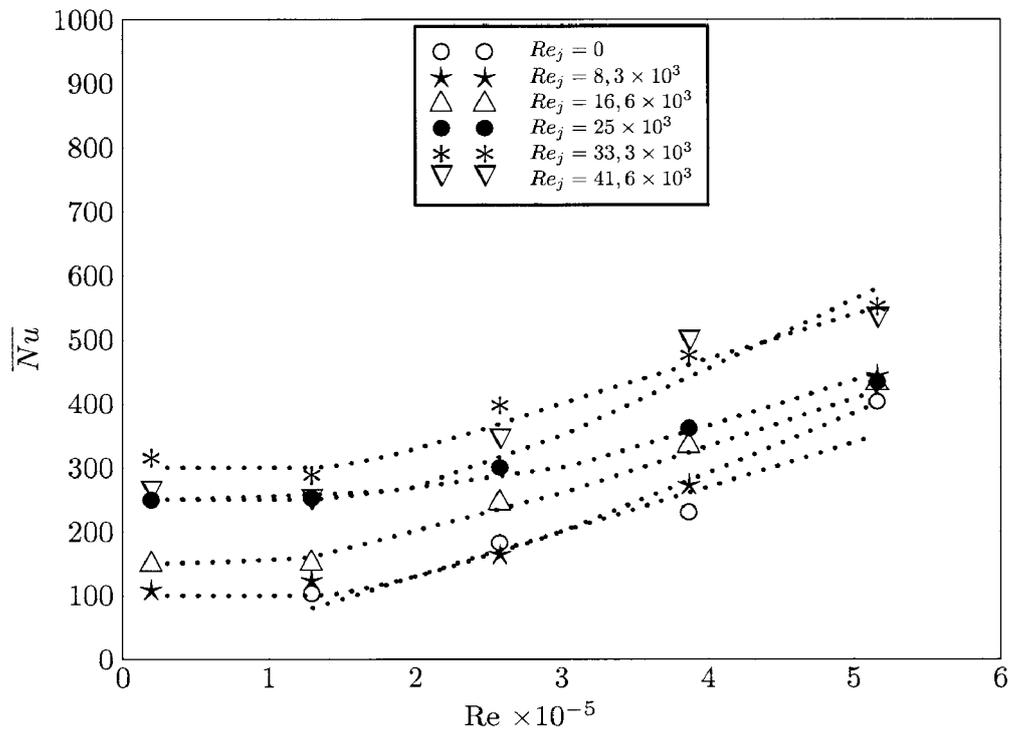


FIG. III.107 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,08$ ; sensibilité à  $Re$

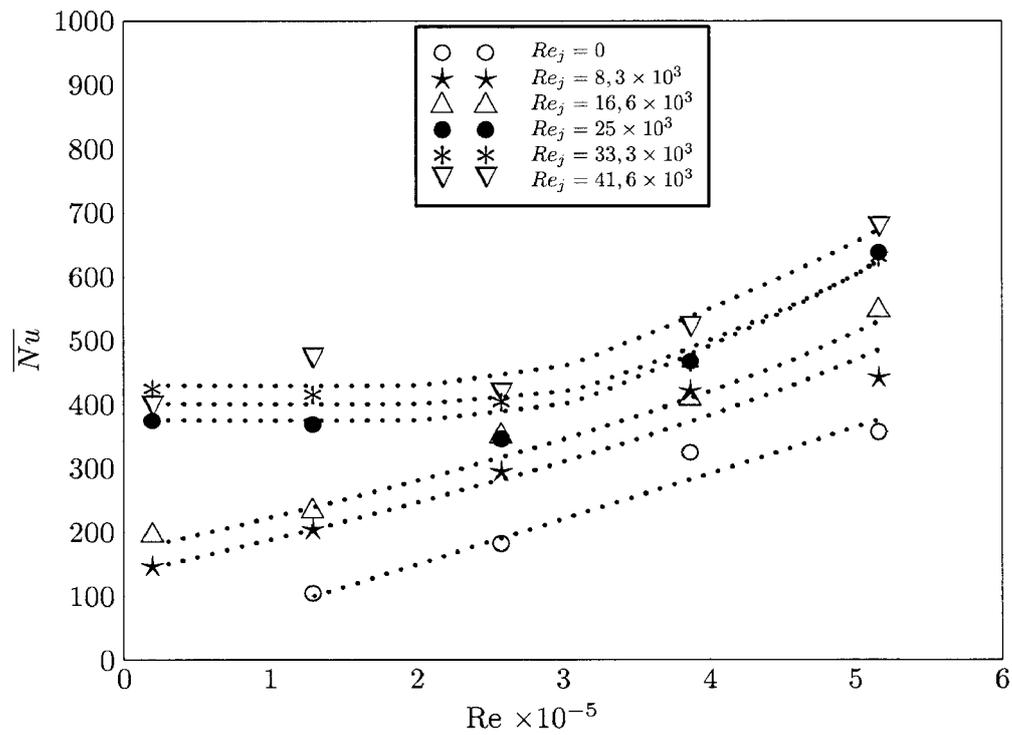


FIG. III.108 – Nombres de Nusselt moyens pour  $G = 0,16$ ; sensibilité à  $Re$

### III.2.3 Interprétation

#### III.2.3.1 Transferts de chaleur

De manière locale, nous pouvons distinguer trois zones. Une zone où les transferts de chaleur sont indépendants de la vitesse de rotation, à proximité de l'entrée d'air, une deuxième zone, appelée mixte, où les transferts de chaleur sont dépendants à la fois du débit injecté et de la vitesse de rotation et une troisième où l'influence du jet devient négligeable et où seule la vitesse de rotation détermine les échanges de chaleur locaux. Cette distinction est effectuée par tous les auteurs travaillant sur les jets sur un plan fixe. Nous pouvons rechercher une loi corrélant les domaines d'apparition des différents régimes.

Pour évaluer la position des changements de régime à partir de l'observation des variations des échanges convectifs locaux, nous avons, sur les représentations à  $Re_j$  ou à  $Re$  imposé, calculé la courbe moyenne et repéré les points où au moins deux des courbes s'éloignent (ou se rapprochent suivant le cas) de la moyenne de plus de 10%. Cela est présenté sur les figures III.109 et III.110. Ainsi, nous avons une liste de valeurs discrètes donnant les positions des changements de régime dans chaque configuration.

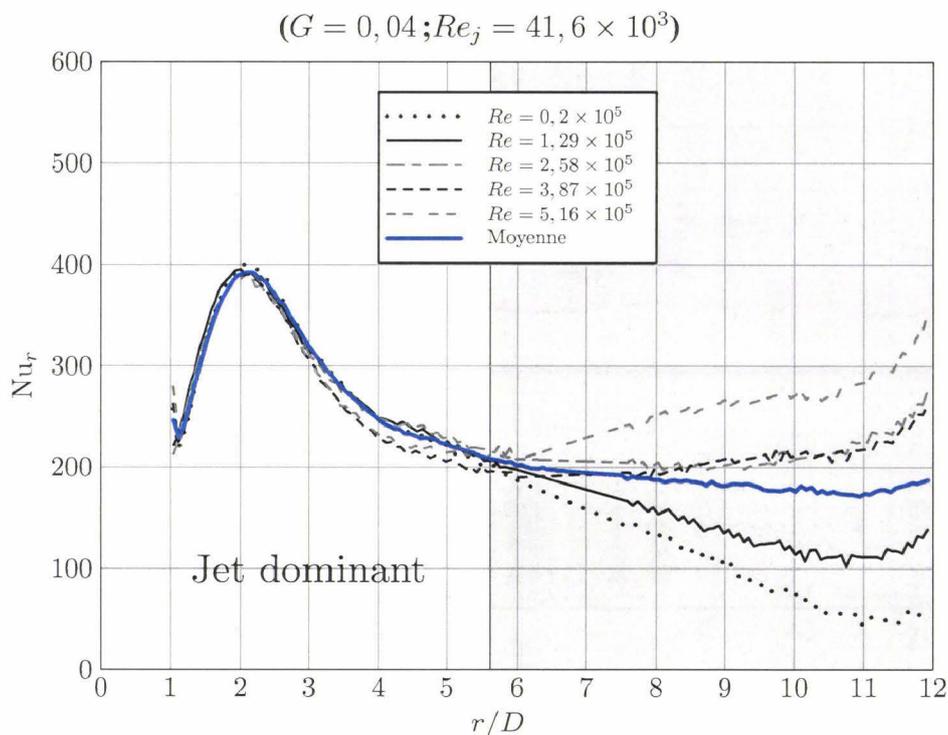


FIG. III.109 – Méthode d'identification des changements de régime - Dominé par le jet et mixte

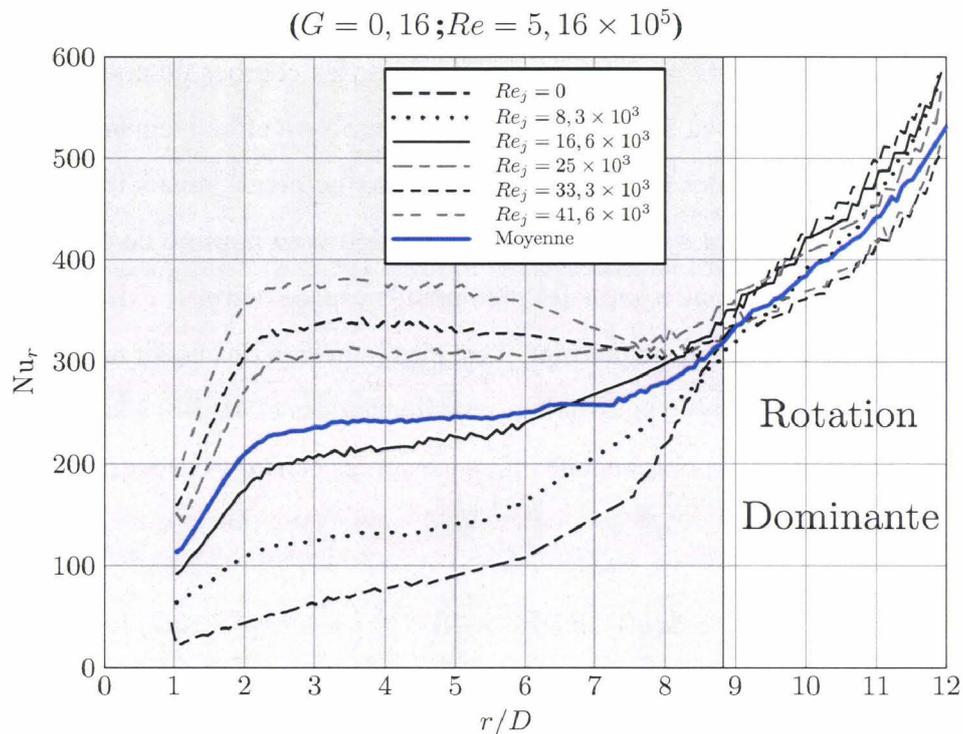


FIG. III.110 – Méthode d'identification des changements de régime - Mixte et dominé par la rotation

Concernant la zone où les phénomènes sont directement dictés par le jet, par définition, la vitesse de rotation n'influe pas sur la taille de cette zone. Or, comme dit précédemment, l'espacement et le débit injecté sont quant à eux des facteurs déterminants. Pour le passage du régime dominé par le jet ( $j$ ) au régime mixte ( $m$ ), nous devons trouver une loi telle que  $\left(\frac{r}{D}\right)_{jm} = f(G, Re_j)$ . Avec la méthode utilisée, nous trouvons la loi suivante :

$$\left(\frac{r}{D}\right)_{jm} = 0,0325 (1 - \exp(-45G)) Re_j^{0,5} \tag{III.15}$$

Cette loi est une fonction croissante de  $Re_j$  et de  $G$ , ce qui correspond aux observations effectuées précédemment.

La recherche d'une corrélation concernant le passage du régime mixte au régime dominé par la rotation du disque est également effectuée. A priori, ce changement de régime n'a lieu que lorsque la rotation de l'air dans l'entrefer est suffisante par rapport à son mouvement radial, la séparation des régimes est alors indépendante de  $Re_j$ . Avec la modification de l'espacement, l'écoulement est plus ou moins confiné et, à débit injecté constant, le mouvement radial est modifié. L'espacement  $G$  est donc à priori aussi un paramètre à prendre en

compte. Comme remarqué précédemment, nous pouvons scinder l'étude en deux. Pour les espacements  $G = 0,01$  et  $G = 0,02$ , les plus faibles, les courbes de nombres de Nusselt locaux ne se rejoignent pas en sortie d'entrefer mais semblent effectivement tendre vers une même limite. Pour ces faibles espacements, la rotation ne prend jamais le pas sur le débit injecté avec la géométrie du système utilisé et les valeurs du nombre de Nusselt local ont de faibles variations. Par contre, pour les plus grands espacements, il existe un nombre de Reynolds local  $Re_{r,mr}$  (comme auparavant, il est plus judicieux de choisir une représentation en nombre de Reynolds compte tenu de la prédominance des effets liés à la rotation dans ce cas) au-delà duquel le jet n'a plus aucune influence sur les échanges convectifs locaux. Nous trouvons une loi telle que :

$$Re_{r,mr} = 0,4 \left( 1 + \exp(0,365 Re \times 10^{-5}) \right) \left( 1 + \exp(-15G) \right) \quad (\text{III.16})$$

C'est une fonction croissante avec l'augmentation de  $Re$  et décroissante avec l'agrandissement de l'espacement  $G$  valable pour  $0,04 < G < 0,16$ .

Ainsi, pour chaque essai, nous sommes capable de délimiter des zones d'influence du jet et de la rotation sur les transferts thermiques au rotor. Un exemple est présenté sur les figures III.111 et III.112.

Nous avons identifié trois zones d'échanges convectifs à la surface du disque en rotation, dont les limites sont fonction de  $G$ ,  $Re_j$  et  $Re$ . Les transferts de chaleur étant directement liés aux écoulement se produisant au sein de l'entrefer. Nous allons donc essayer de corréler nos résultats avec des résultats bibliographiques concernant les écoulements.

### III.2.3.2 Ecoulements

**Owen** a rassemblé les résultats de différents auteurs concernant les changements dans la structure de l'écoulement lorsqu'un débit connu est injecté dans l'entrefer d'un système rotor-stator ouvert de technologie discoïde. Pour cela, il y a trois paramètres importants :  $\phi(\tilde{r})$ , pour les faibles espacements  $\tilde{r}_0$  et  $\tilde{r}_1$  pour les grands espacements. Le problème est que la limite entre les faibles et grands espacements n'est pas clairement définie. Cependant, dans les expériences qu'il a menées, la transition se situait, tout comme dans le cas sans débit injecté, aux environs de l'espacement  $G = 0,02$ . Ces trois paramètres prennent les

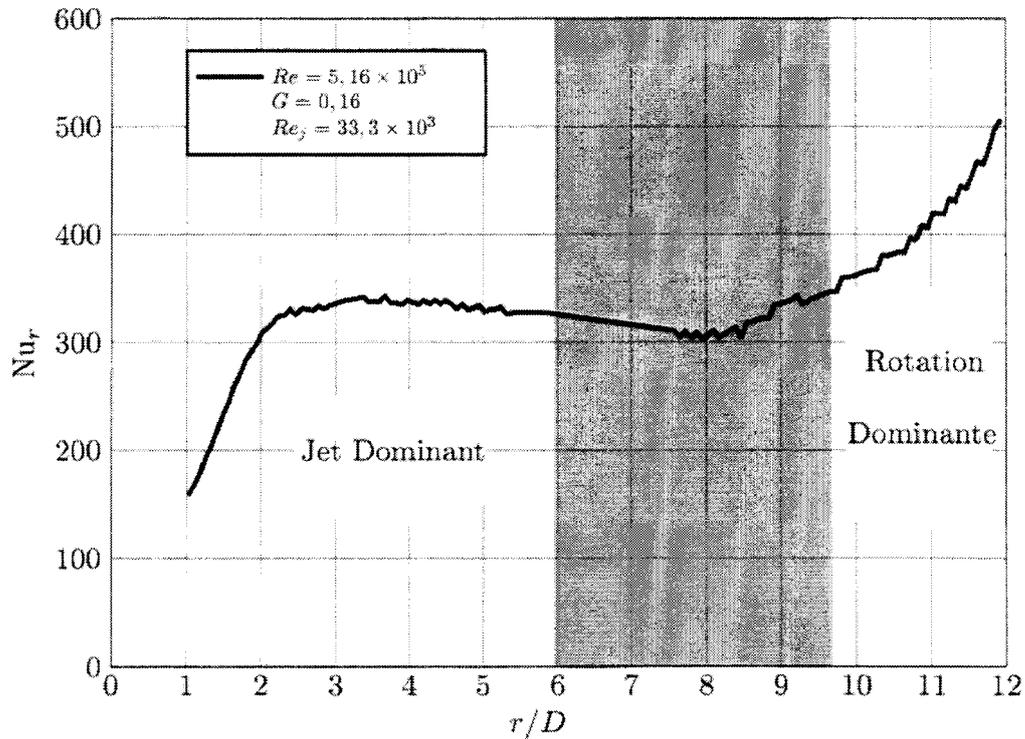


FIG. III.111 – Exemple de délimitation des zones d'influence sur un cas ;  $G = 0,16$ ,  $Re = 5,16 \times 10^5$ ,  $Re_j = 33,3 \times 10^3$

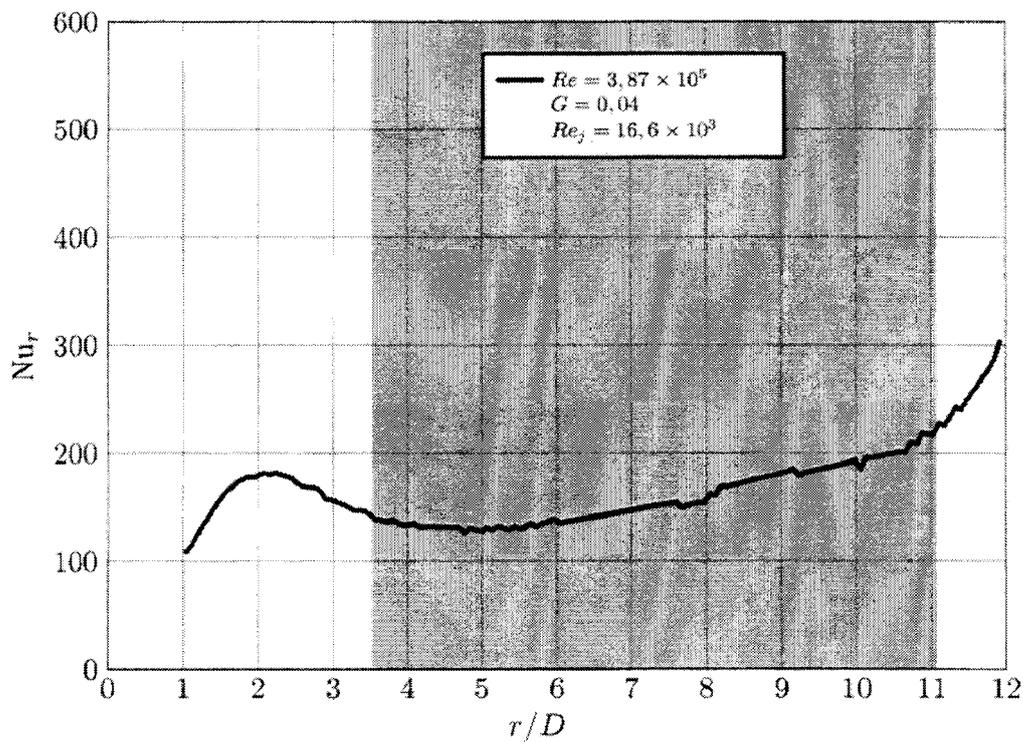


FIG. III.112 – Exemple de délimitation des zones d'influence sur un cas ;  $G = 0,04$ ,  $Re = 3,87 \times 10^5$ ,  $Re_j = 16,6 \times 10^3$

expressions suivantes :

$$\Phi(\tilde{r}) = \frac{G C_W}{2\pi \times (Re_G \tilde{r})^2} \quad (\text{III.17})$$

$$\tilde{r}_0 = \left( \frac{\lambda_{lam}}{\pi} \right)^{0,5} \quad (\text{III.18})$$

avec :

$$\lambda_{lam} = C_W Re^{-0,5} \quad (\text{III.19})$$

et :

$$\tilde{r}_1 = \left( \frac{\lambda_{tur}}{0,219} \right)^{5/13} \quad (\text{III.20})$$

avec :

$$\lambda_{tur} = C_W Re^{-0,8} \quad (\text{III.21})$$

Pour les faibles espacements étudiés ( $G = 0,01$  et  $G = 0,02$ ), nous avons donc calculé la valeur du paramètre  $\phi(\tilde{r})$ . Compte-tenu des plages de variations de  $Re$  et de  $Re_j$ , le minimum atteint par  $\phi(\tilde{r})$  est de 0,3. Selon **Soo [41]**, une entrée d'air se produit à proximité du stator depuis l'extérieur de l'entrefer quand  $\Phi < 0,1$ . L'écoulement est donc, dans ces configurations de faibles espacements toujours de type Couette centrifuge avec des efforts de viscosité prépondérants.

Concernant, les trois plus grands espacements, nous résolvons pour chaque configuration les deux équations  $\tilde{r} = \tilde{r}_0$  et  $\tilde{r} = \tilde{r}_1$  et nous trouvons ainsi un ensemble de valeurs critiques, notées  $(r/D)_0$  et  $(r/D)_1$  répertoriées dans les tableaux ci-après (Tableaux III.2 et III.3) et qui vont nous permettre d'avoir des données sur la structure des écoulements rencontrés dans les différentes configurations.

$Re_j (\times 10^{-3})$	$Re (\times 10^{-5})$	0,2	1,29	2,58	3,87	5,16	6,45
8,3			9,1	8,1	7,7	7,3	7
16,6				10,4	9,6	9	8,8
25					11,1	10,7	10,4
33,3						11,5	11,1
41,6							

TAB. III.2 – Rayons critiques  $(r/D)_0$  de changements de structure d'écoulement dans le cas laminaire [I]

$Re_j(\times 10^{-3})$	$Re(\times 10^{-5})$	0, 2	1, 29	2, 58	3, 87	5, 16	6, 45
8, 3			7, 7	6, 5	6	5, 7	5, 4
16, 6			9	8	7, 3	6, 9	6, 6
25			10, 4	8, 8	8	7, 7	7, 3
33, 3			11, 5	9, 6	8, 8	8	7, 7
41, 6				10, 4	9, 2	8, 8	8, 5

TAB. III.3 – Rayons critiques  $(r/D)_1$  de changements de structure d'écoulement dans le cas turbulent [1]

Nous avons reportés les points des tableaux sur les graphiques représentant le nombre de Nusselt local en fonction du rapport  $r/D$  pour différents  $Re$ , à  $Re_j$  et  $G$  fixés entre 0, 04 et 0, 16. Il apparaît que les courbes qui représentent les rayons critiques en régime laminaire ne correspondent à aucun changement d'allure sur nos courbes alors qu'au contraire, les courbes relatives à  $(r/D)_1$  sont toujours placées en dehors de la zone de prédominance du jet, où les Nusselt locaux se séparent, et plus exactement à l'endroit où l'on constate un changement de pente (augmentation de Nu plus rapide en sortie d'entrefer). Deux graphiques représentatifs de ce qui se passe sont présentés (figure III.113).

Le nombre de Reynolds relatif au jet minimal obtenu avec le débit minimal injecté au centre du stator est de  $8,3 \times 10^4$ , ce qui correspond à un régime turbulent au sein du tube d'approvisionnement (transition pour  $2000 < Re_j < 3000$ ). L'air injecté est donc turbulent et en conséquence, l'écoulement au niveau de la couche limite au rotor l'est aussi, a priori, quelque soit l'espacement et la vitesse de rotation du disque. Il semble donc tout à fait cohérent que les points définis par Owen [1] dans un cas turbulent correspondent à des changements visibles sur nos courbes. Cet auteur donne alors des indications sur la structure de l'écoulement. En effet, tant que  $(r/D)$  reste inférieur à  $(r/D)_1$ , il n'y a pas de coeur de fluide en rotation et les couches limites sur chacun des deux disques sont disjointes compte tenu de l'espacement important. L'écoulement est donc dans ce cas de type Stewartson [23] et l'écoulement est centrifuge dans une grande partie de l'entrefer, voire la totalité si le calcul de  $(r/D)_1$  donne un résultat supérieur à 12. En effet, un tel résultat signifie qu'en théorie, il y a changement de l'écoulement pour un rayon supérieur au rayon extérieur du disque étudié ici. Par contre, quand  $(r/D) > (r/D)_1$ , les couches limites se rejoignent, un coeur

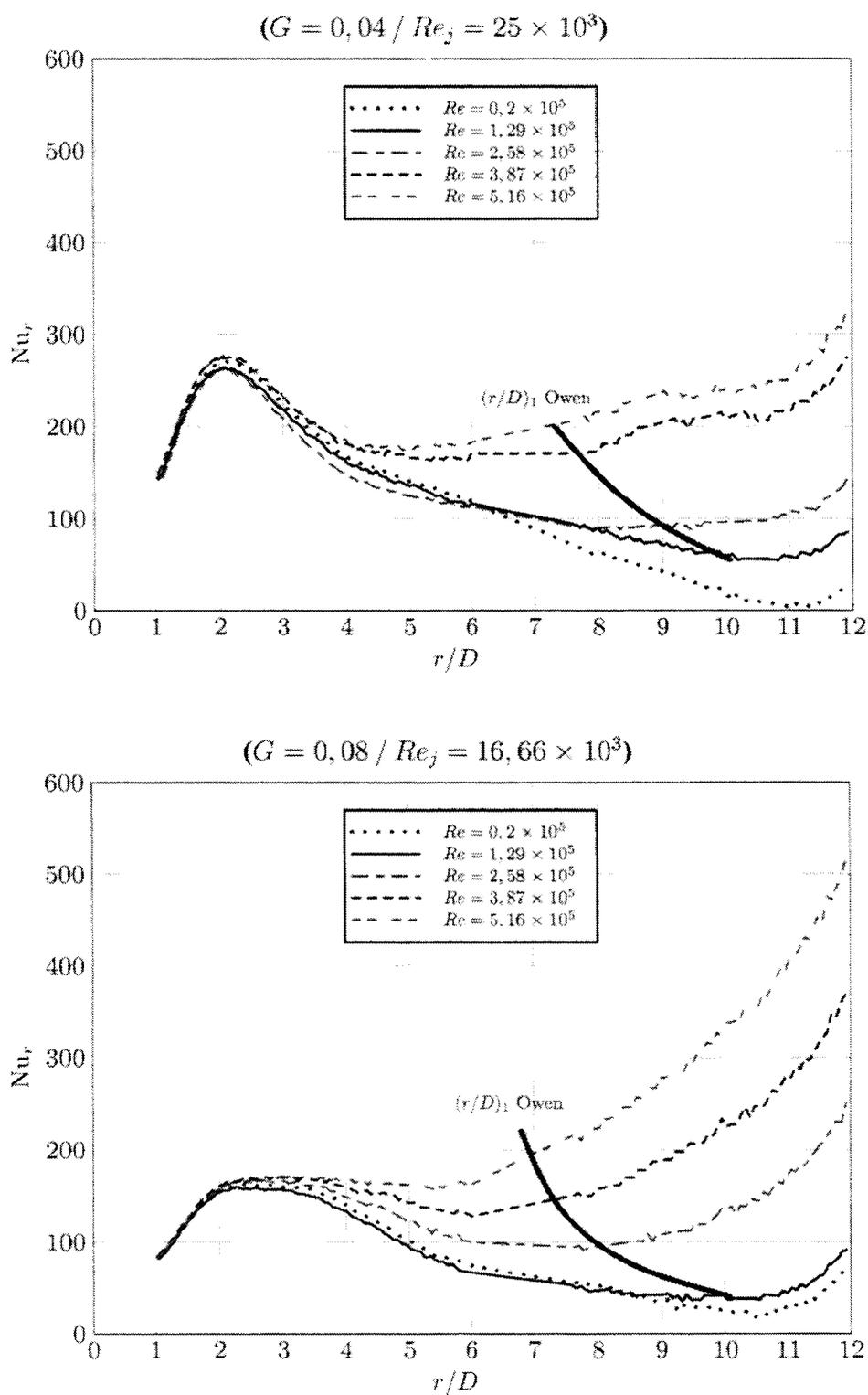
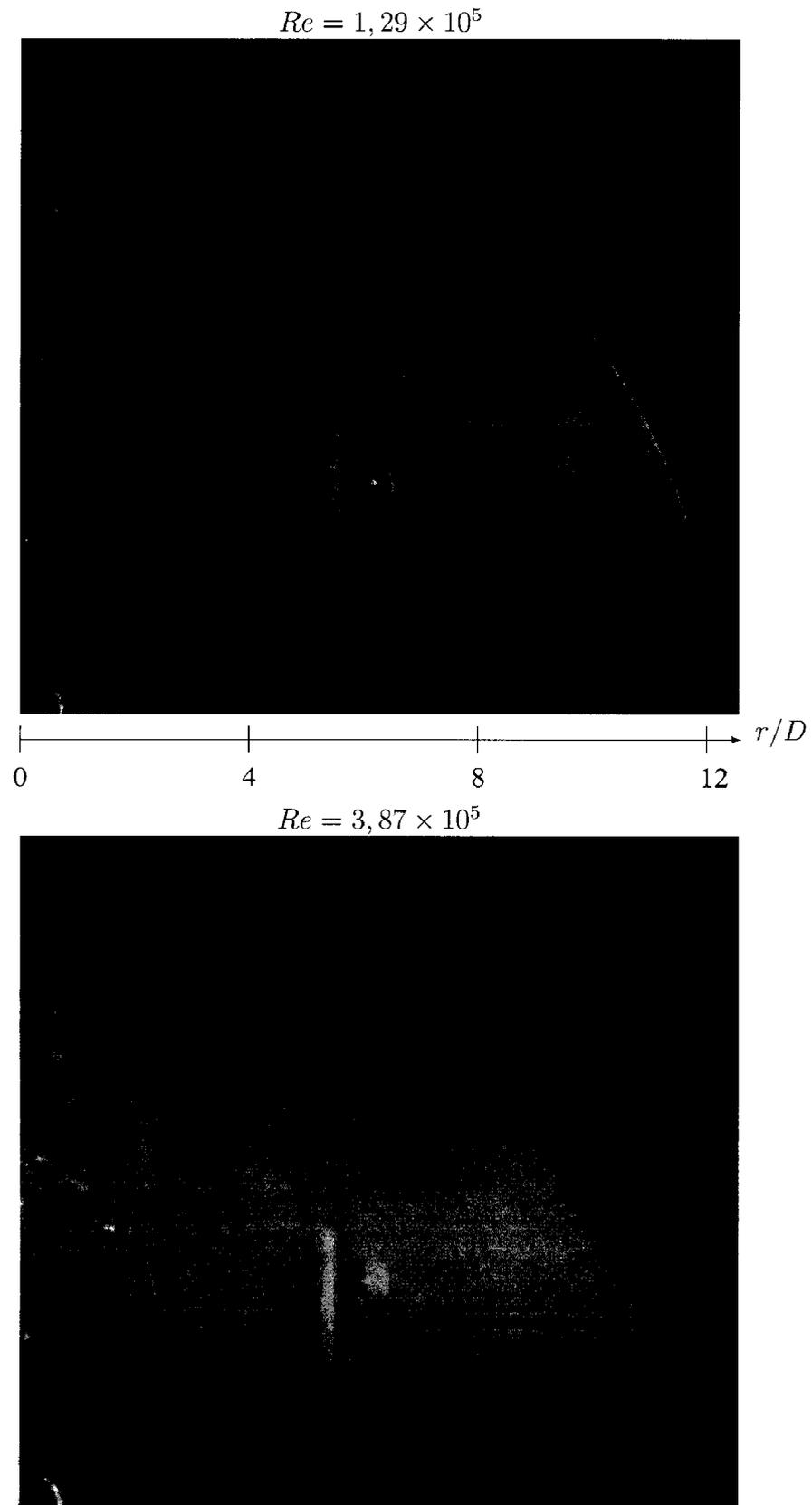


FIG. III.113 – Séparation entre écoulement centrifuge et avec recirculation selon Owen [1]

de fluide en rotation à une vitesse d'environ  $0,38\omega$  et un écoulement centripète sur le stator apparaissent. L'écoulement centrifuge (alimenté par le jet et l'écoulement centripète au stator) est donc confiné à proximité du rotor. Avec l'augmentation de l'espacement  $G$ , le rayon d'apparition de l'écoulement de type Batchelor augmente. Et quand  $G$  devient suffisant, il n'apparaît plus et l'écoulement est uniquement de type Stewartson. La structure d'écoulement tend alors petit à petit vers celle obtenue sans jet sur un disque tournant sans présence de stator.

Nous pouvons également essayer de comprendre ce qui se passe au sein de chaque zone, notamment dans la zone d'impact du jet. En effet, **Angioletti et al.** [34] montrent, dans le cas d'un jet sur une plaque plane fixe pour un rapport  $e/D = 2$ , que des tourbillons sont créés pour  $(r/D) < 2$  et que ceux-ci, en venant casser la couche limite et y renouveler l'air plus aisément, augmente le transfert de chaleur dans cette zone. Dans la zone proche du point d'impact, ces tourbillons se manifestent par des pics de l'échange de chaleur dont la position et l'amplitude varient en fonction de l'espacement adimensionné  $G$  et de  $Re_j$ . Aux grands espacements, le jet se diffuse plus à la sortie du tube et vient impacter une zone plus grande au centre du disque.

Des visualisations d'écoulements ont été effectuées dans le cas d'un système discoïde soumis à un impact de jet d'air et les images sont présentées sur les figures III.114 à III.118. Les rayons adimensionnés  $(r/D)_1$  obtenus par **Owen [1]** ont été reportés sur les images adéquates afin de voir si les écoulements que nous avons dans notre cas correspondent bien aux données bibliographiques sur le sujet.

FIG. III.114 – Visualisation pour  $G = 0,02$ ;  $Re_j = 8333$

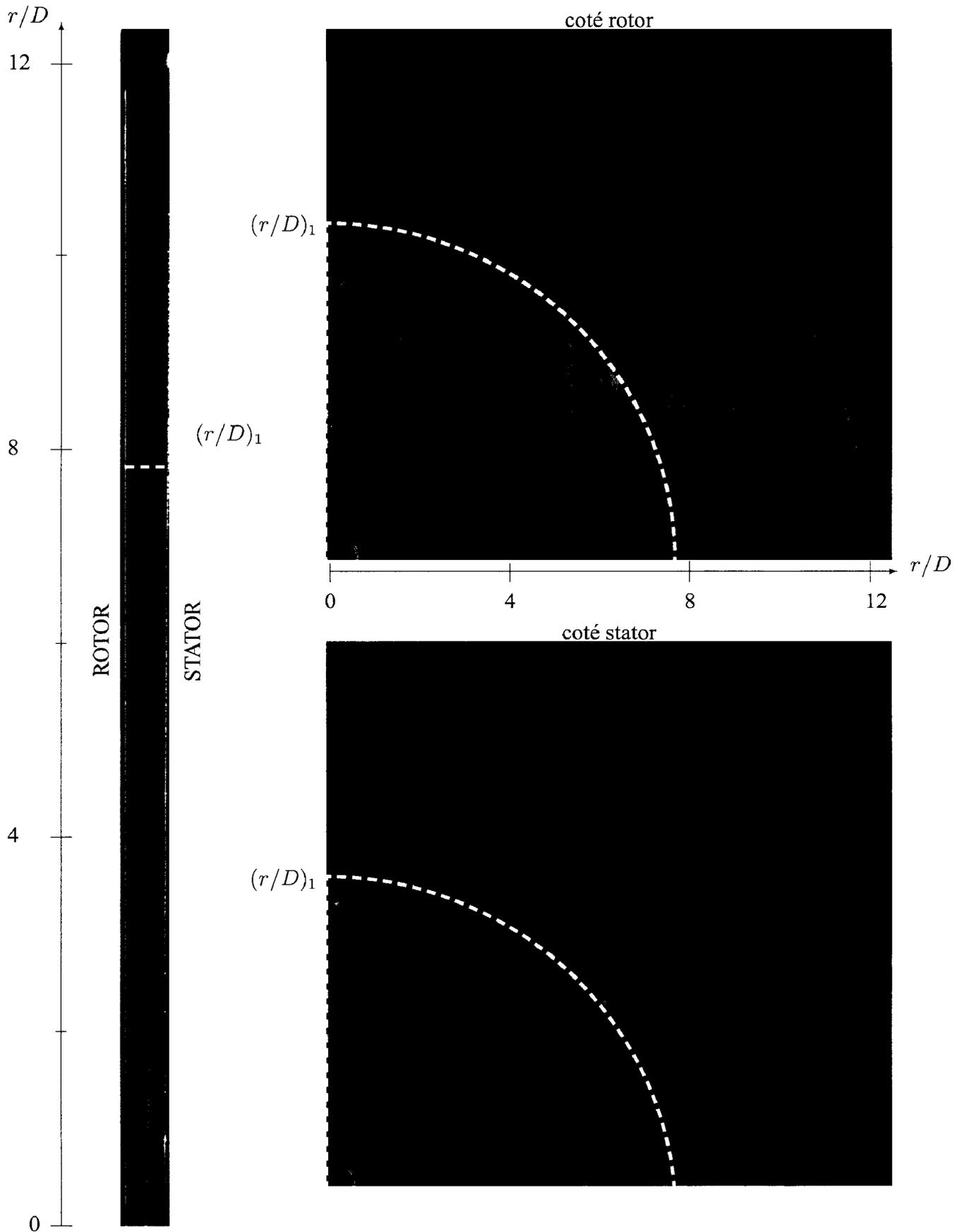


FIG. III.115 - Visualisations pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$ ;  $Re_j = 8333$

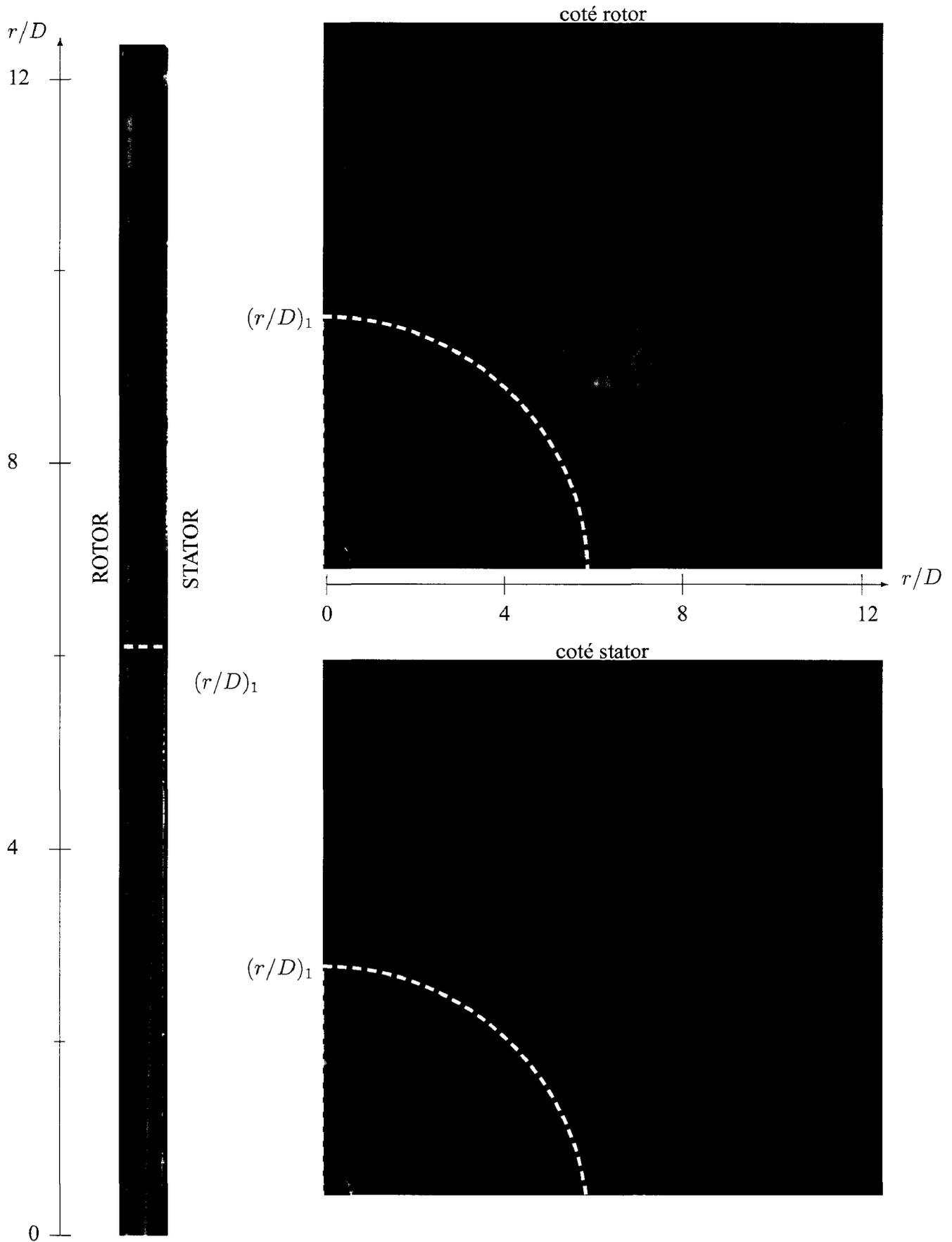


FIG. III.116 – Visualisations pour  $G = 0,04$ ;  $Re = 3,87 \times 10^5$ ;  $Re_j = 8333$

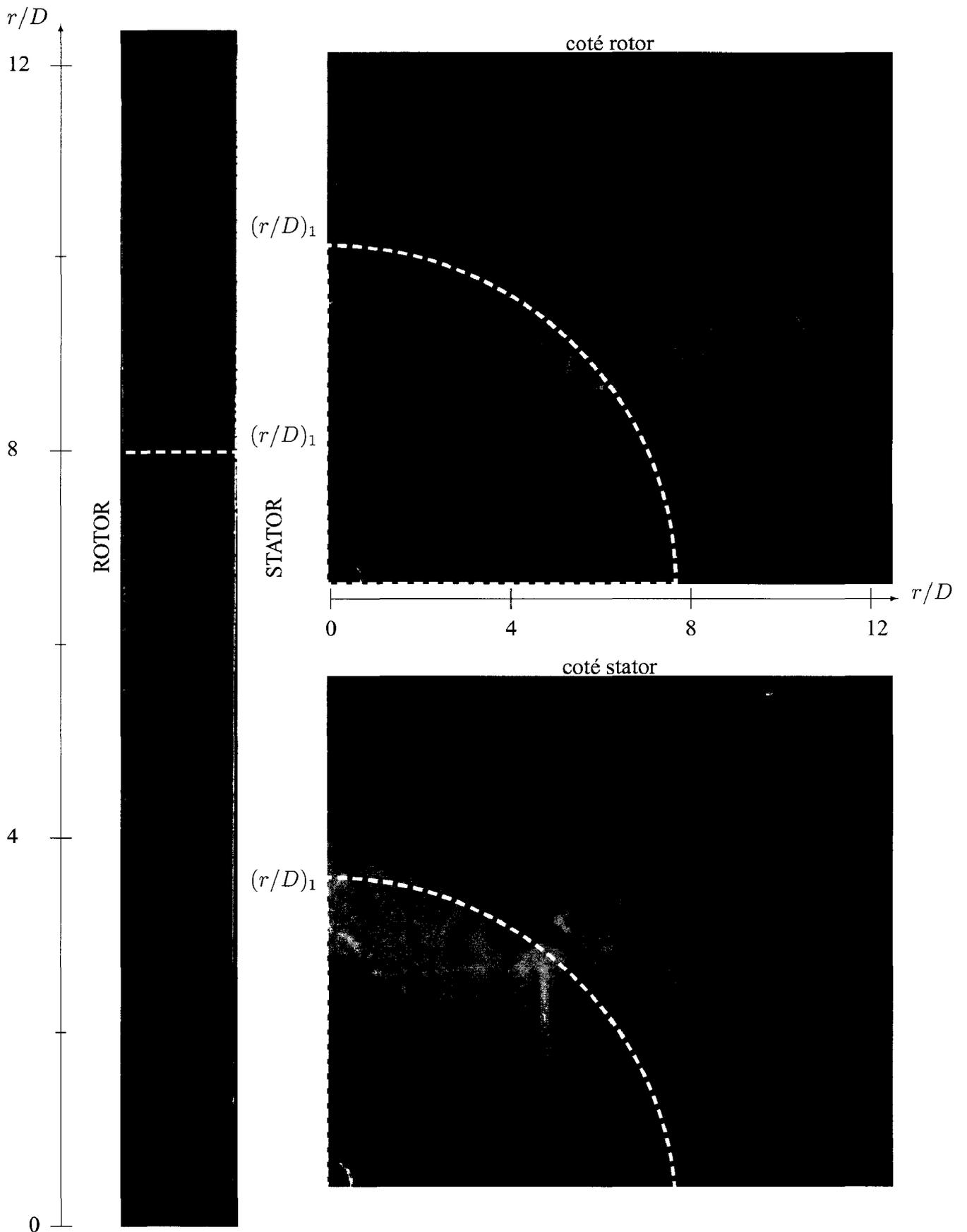
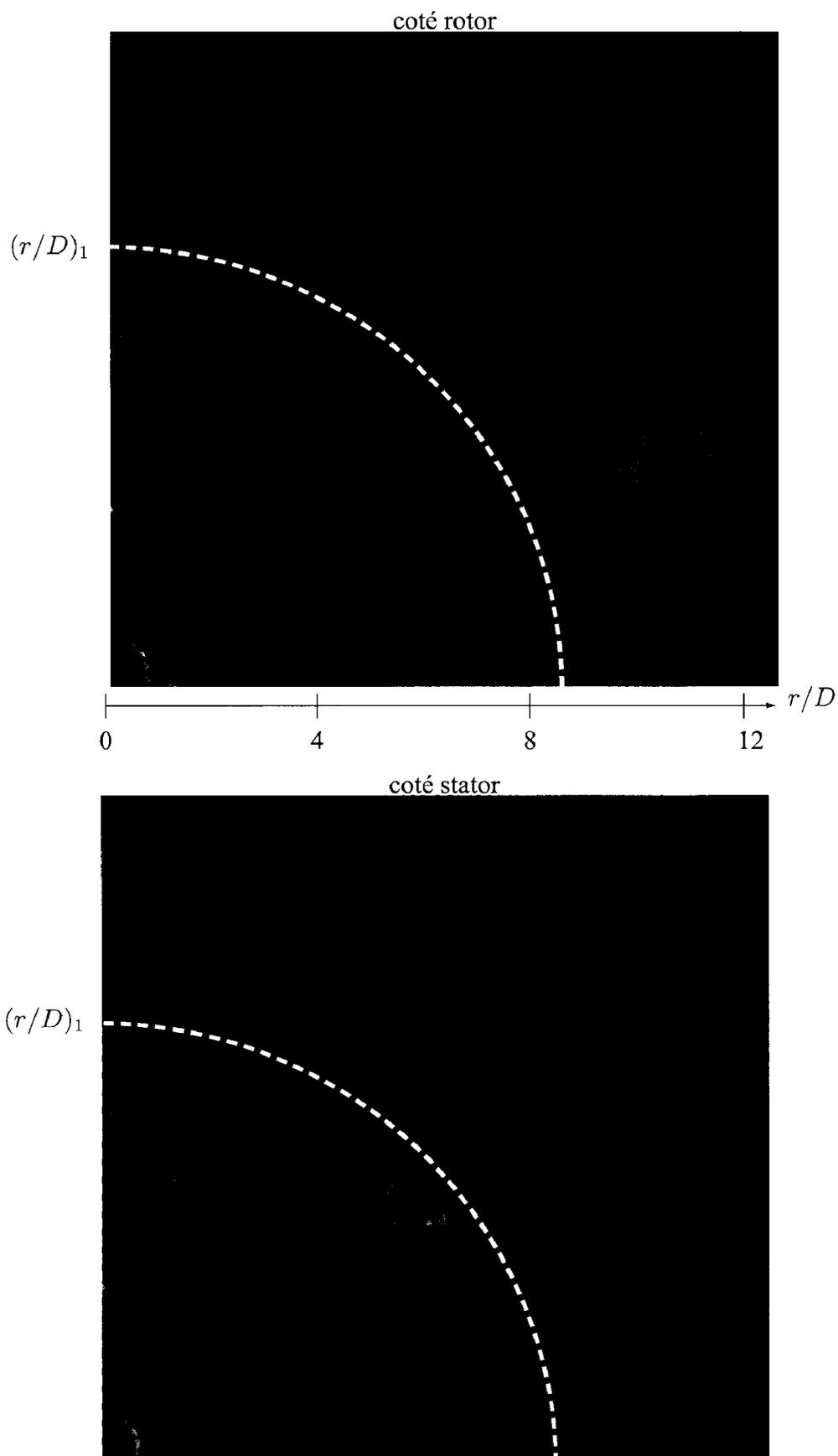


FIG. III.117 - Visualisations pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$ ;  $Re_j = 8333$

FIG. III.118 – Visualisation pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$ ;  $Re_j = 16666$

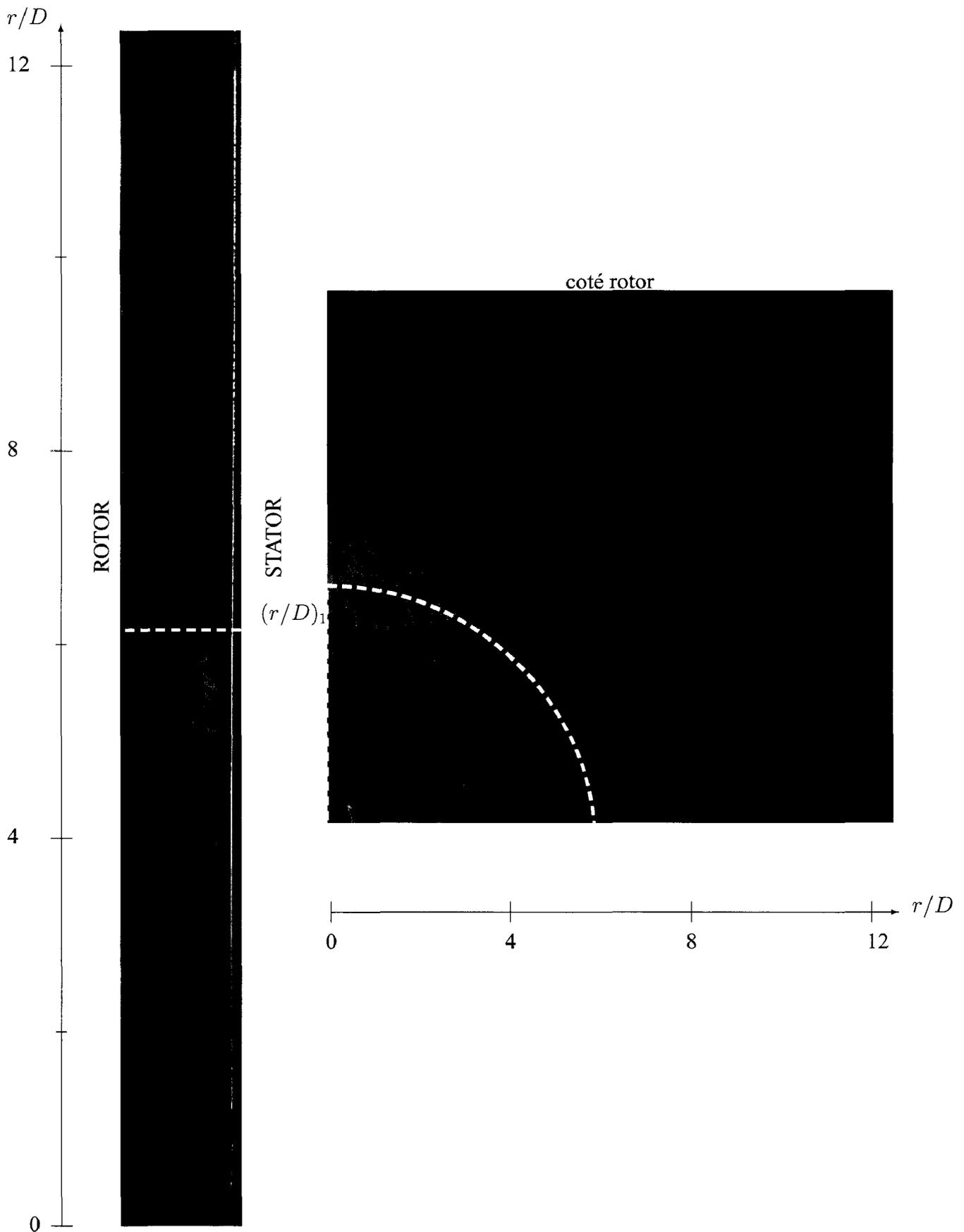


FIG. III.119 - Visualisations pour  $G = 0,08$ ;  $Re = 1,29 \times 10^5$ ;  $Re_j = 8333$

Pour un espacement de 0,02, nous observons que, pour les deux vitesses de rotation présentées, la fumée est présente dans la totalité de l'entrefer. Pour la plus haute vitesse, l'effet d'entraînement due à la rotation est légèrement visible et se manifeste par des stries dans la fumée. L'absence de variation franche de la densité de fumée dans les deux cas indique qu'il n'y a manifestement pas d'entrée d'air depuis l'extérieur de l'entrefer. L'écoulement semble alors être totalement centrifuge, ce qui correspond aux observations effectuées par **Soo [41]**, étant donné les paramètres adimensionnés correspondant à ces deux cas.

Lorsque l'espacement est plus grand,  $G = 0,04$ , la structure globale de l'écoulement pour un nombre de Reynolds rotationnel de  $1,29 \times 10^5$  est similaire à celle observée en absence de jet. Nous observons deux disques de fumée dense à proximité du rotor et du stator, dont les rayons sont toutefois plus grands qu'en absence de jet. Ainsi, la fumée s'éloigne du stator pour un rayon adimensionné tel que :  $r/D = 7,3$ . Côté rotor, l'effet de la rotation est toujours visible avec des panaches de fumée en spirale alors que côté stator, la fumée est plutôt stagnante. Le report du rayon critique  $(r/D)_1$  dans ce cas montre bien une correspondance entre les écoulements obtenus et les données bibliographiques. Cela permet également de confirmer que la chute brutale de densité de fumée observée pour les grands rayons correspond bien à la présence d'une entrée d'air par l'extérieur de l'entrefer côté stator.

L'augmentation de la vitesse de rotation telle que  $Re = 3,87 \times 10^5$  se traduit par une diminution de la taille des deux disques de fumée à proximité du rotor et du stator. La taille des panaches de fumée est quant à elle augmentée et on peut noter leur présence également à proximité du stator. Le rayon au rotor à partir duquel la fumée s'éloigne est plus faible et correspond à  $r/D = 5,3$ , ce qui reste cohérent avec les données bibliographiques de **Owen [1]**.

Lorsque le débit injecté au centre du stator augmente, on constate une augmentation de la taille des deux disques de fumée au centre du système. Cette augmentation est conforme aux prédictions des auteurs. Ainsi, l'augmentation du débit injecté favorise un écoulement essentiellement centrifuge dans une plus grande partie de l'entrefer.

### III.2.3.3 Relation entre l'écoulement et les transferts de chaleur

Comme nous l'avons remarqué, aux faibles espacements, l'évolution radiale des nombres de Nusselt locaux est assez faible, contrairement à ce qui se passe aux espacements plus grands. Avec le calcul de  $\Phi(x)$  explicités dans la partie précédente et les visualisations ef-

fectuées, nous avons vu que l'écoulement était de type Couette centrifuge, c'est-à-dire avec des contraintes de viscosité importantes au sein de l'entrefer et une composante de vitesse essentiellement centrifuge. L'influence de la rotation sur les échanges est donc minimisée. C'est ce qu'on observe bien sur les nombres de Nusselt moyens, qui évolue faiblement avec la vitesses de rotation du disque aux petits espacements. Par contre, l'augmentation du débit injecté se traduit par une accélération du fluide dans tout l'entrefer, compte-tenu du faible espacement, et donc des contraintes au niveau des parois. Il en résulte une augmentation des échanges sur la totalité du disque. C'est aussi pourquoi nous n'observons pas de convergence des courbes aux grands rayons vers la valeur obtenue en absence de jet, sur les représentations à  $Re$  fixés. Pour les espacements plus grands, Owen [1] propose une méthode permettant de déterminer le rayon auquel l'écoulement change de structure. Précédemment, il a été montré que les données bibliographiques correspondaient aux écoulements visualisés sur le banc expérimental étudié. Nous allons donc maintenant nous intéresser à voir de quelle manière est positionné le rayon  $(r/D)_1$  par rapport aux délimitations que nous avons trouvées en observant les transferts de chaleur. Les figures III.120 et III.121 présentent ce que l'on obtient dans deux cas différents.

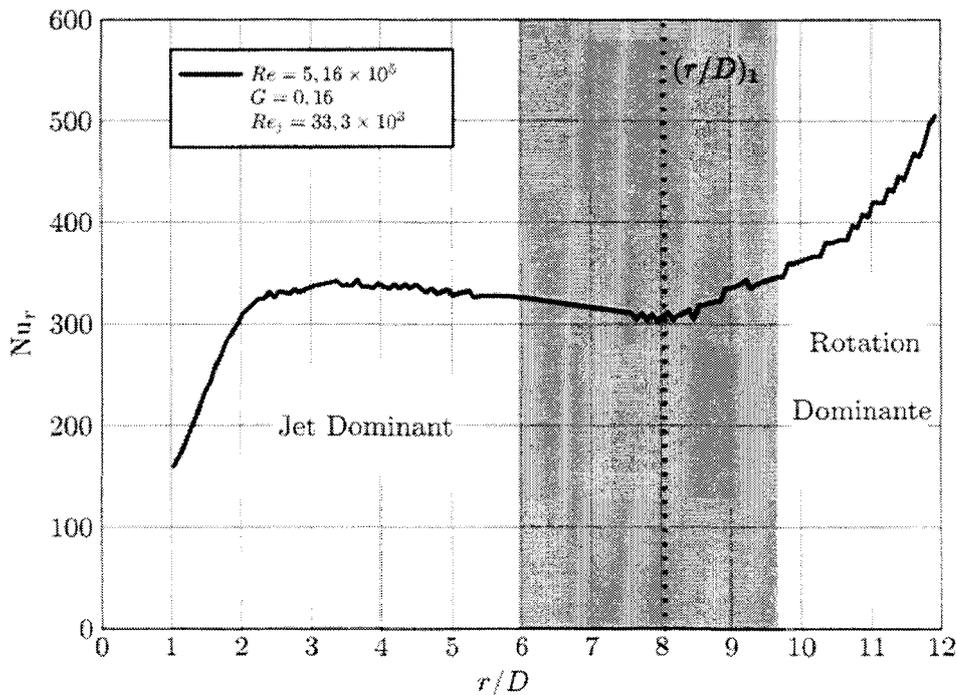


FIG. III.120 – Superposition des nos délimitations avec celles de Owen ;  $G = 0,16$ ,  $Re = 5,16 \times 10^5$ ,  $Re_j = 33,3 \times 10^3$

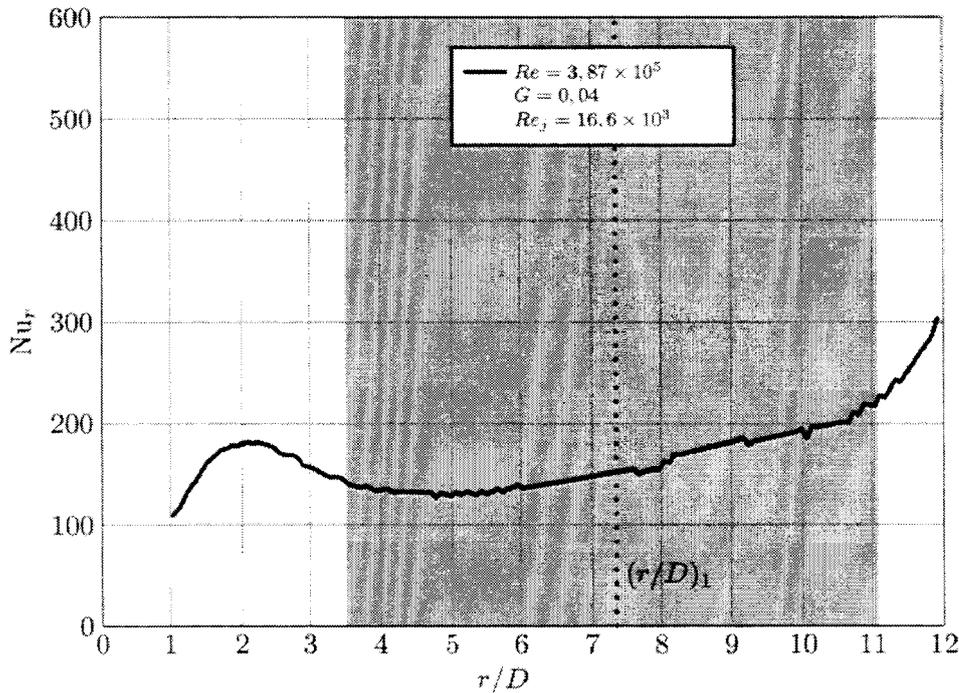


FIG. III.121 – Superposition des nos délimitations avec celles de Owen :  $G = 0,04$ ,  $Re = 3,87 \times 10^5$ ,  $Re_j = 16,6 \times 10^3$

Nous constatons que la délimitation proposée par Owen concernant le passage d'un régime essentiellement centrifuge à un régime avec écoulement centripète au stator est encadrée par les délimitations que nous avons proposées pour les changements de régime basés sur l'observation des échanges convectifs. Cela nous permet de mieux comprendre les échanges de chaleur observés. En effet, par rapport au cas sans jet, quelque soit  $Re$  et  $G$ , l'ajout d'un jet vient imposer un débit centrifuge minimal dans l'entrefer. Tout d'abord, juste après le point d'impact, les vitesses radiales se retrouvent fortement augmentées par l'ajout du jet. Compte-tenu de l'axisymétrie du problème, l'effet du jet diminue à priori suivant une loi en  $1/r$ . Par contre, l'effet de la rotation de l'air dans l'entrefer suit une loi en  $\omega r$ . On comprend donc aisément que les phénomènes s'inversent. C'est pourquoi au centre du disque, il y a une zone où l'écoulement est essentiellement centrifuge, et où les phénomènes sont dictés par le jet. Cela entraîne une forte augmentation des contraintes pariétales sur le rotor et une amélioration des échanges convectifs. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre du disque, le fluide se met progressivement en rotation à cause des effets de viscosité. L'écoulement radial centrifuge est alors petit à petit confiné du côté du rotor [1]. Et en regardant ce qui se passe aux rayons plus grands, un écoulement centripète apparaît à proximité

du stator. L'écoulement est alors centrifuge côté rotor et centripète côté stator, écoulement qui alimente en plus du jet le transfert de masse côté rotor. On retrouve un écoulement similaire à un écoulement de type **Batchelor** [22]. Les contraintes pariétales se trouvent accrues par le confinement du débit radial centrifuge à proximité du rotor et les transferts de chaleur également. Avec l'augmentation de l'espacement, tout comme dans le cas sans jet, la composante tangentielle de la vitesse diminue et l'écoulement centripète tend à disparaître.

Concernant les nombres de Nusselt moyens, nous avons remarqué que l'augmentation de  $Re_j$  donnait lieu à une augmentation de l'échange global pour tous les espacements  $G$  et toutes les vitesses de rotation. Cela est principalement dû à l'augmentation des échanges locaux dans la zone centrale du disque et au fait que l'écoulement est essentiellement centrifuge dans une plus grande partie de l'entrefer.  $\overline{Nu}$  dépend de  $Re$  à condition que la vitesse de rotation soit suffisante pour qu'un régime dominé par la rotation et/ou un écoulement de type Batchelor apparaissent. Quand  $Re$  est suffisamment grand,  $\overline{Nu}$  est croissant avec  $Re$ , cela est dû à l'augmentation des échanges locaux en sortie d'entrefer avec la rotation du au confinement du débit au près du rotor.

Nous avons également constaté des variations du profil de nombres de Nusselt local à la surface du disque en rotation avec la variation de l'espacement  $G$ . Notamment, il a été remarqué un agrandissement de la zone centrale où le jet est prépondérant avec une augmentation de  $G$ . Cela est principalement dû à l'expansion du jet qui est plus significative en sortie de tube quand l'espace disponible est plus grand. La différence au niveau des échanges convectifs, due au jet, est également plus marquée quand  $G$  est plus grand.

### III.2.4 Recherche de corrélations

#### III.2.4.1 Nombre de Nusselt locaux

La recherche de corrélations sur les profils de nombres de Nusselt locaux a été effectuée mais n'a pas abouti. En effet, des corrélations ont été recherchées par zone, c'est-à-dire, que nous avons recherché des lois sur la zone dominée par le jet, la zone mixte et la zone dominée par la rotation sur chaque courbe expérimentale. Dans la zone dominée par le jet, le profil n'est pas toujours le même. Ainsi, aux faibles espacements, un pic du nombre de Nusselt est visible alors qu'aux plus grands espacements, dans cette zone, le nombre de Nusselt atteint

un maximum local et se stabilise. Il est donc difficile de trouver une loi dont la forme ne changerait pas. Le nombre de Nusselt dans la zone mixte, en conséquence, dépend fortement du profil dans la zone dominée par le jet, en raison de la continuité au niveau de la transition entre les deux zones. La difficulté reste donc la même. Les mêmes remarques peuvent être effectuées concernant le deuxième changement de régime. Aucune corrélation concernant les évolutions radiales des nombres de Nusselt locaux n'est donc proposée. Cependant, nous avons vu précédemment que la position des transitions entre les zones a été corrélée.

L'influence du jet sur les transferts de chaleur locaux se manifeste principalement par une augmentation significative de l'échange convectif dans la zone centrale du rotor. C'est pourquoi une recherche de corrélations a tout de même été effectuée de manière à donner une idée du nombre de Nusselt local maximum rencontré dans la zone dominée par le jet. Par définition, dans cette zone, les effets de la rotation du disque sur les transferts de chaleur sont négligeables, la corrélation recherchée ne doit donc pas faire intervenir  $Re$ . Par contre, l'ampleur de l'échange convectif varie en fonction de  $G$  et de  $Re_j$ . Afin de s'affranchir des éventuelles différences dues aux incertitudes sur la détermination du coefficient d'échange, le nombre de Nusselt maximum a été repéré sur la courbe moyenne des nombres de Nusselt expérimentaux en fonction de  $r/D$  pour les différents  $Re$  et à  $Re_j$  fixé.

Nous obtenons le tableau de valeurs suivant, présentant  $Nu_{max}$  en fonction de  $Re_j$  et  $G$  (III.4).

$Re_j(\times 10^{-3})/G$	0,01	0,02	0,04	0,08	0,16
8,3	80	80	100	105	110
16,6	150	140	180	165	170
25	240	225	270	260	265
33,3	270	270	340	325	330
41,6	300	340	390	340	345

TAB. III.4 – Nombre de Nusselt local maximum dans la zone centrale dominée par les effets du jet

L'évolution de ce maximum avec l'espacement n'est pas linéaire. Ainsi, le maximum du nombre de Nusselt local dans la zone dominée par le jet est le plus élevé lorsque l'espacement est de  $G = 0,04$ . nous avons donc séparé la recherche de corrélations en trois ( $0,01 < G <$

0,02 ; 0,02 < G < 0,04 et 0,04 < G < 0,16). La recherche a été effectuée de manière à ce que les évolutions du nombre de Nusselt maximal soit représenté par des lois de type puissance faisant intervenir  $Re_j$  et G telles que, pour 0,01 < G < 0,02 :

$$Nu_{max} = 0,025 G^{-0,1} Re_j^{0,85} \tag{III.22}$$

Et pour 0,02 < G < 0,04, nous trouvons :

$$Nu_{max} = 0,145 G^{0,35} Re_j^{0,85} \tag{III.23}$$

Enfin, pour 0,04 < G < 0,16 :

$$Nu_{max} = 0,04 G^{-0,05} Re_j^{0,85} \tag{III.24}$$

Les valeurs obtenues concernant les nombres de Nusselt locaux maximum dans la zone centrale ainsi que les erreurs relatives par rapport aux relevés expérimentaux sont reportés dans le tableau III.5.

$Re_j(\times 10^{-3})/G$	0,01	0,02	0,04	0,08	0,16
8,3	85 – 6,5%	80 – 0,6%	101 – 1,0%	981 – 7,0%	94 – 14,3%
16,6	154 – 2,4%	143 – 2,4%	182 – 1,2%	176 – 6,7%	170 – 0,0%
25	217 – 9,6%	202 – 10,1%	257 – 4,7%	248 – 4,5%	240 – 11,1%
33,3	277 – 2,6%	258 – 4,3%	328 – 3,4%	317 – 2,4%	306 – 7,1%
41,6	335 – 11,6%	312 – 8,1%	397 – 1,8%	383 – 12,8%	370 – 7,4%

TAB. III.5 – Nombre de Nusselt local maximum dans la zone centrale - Corrélation et écarts relatifs

Les corrélations donnent des résultats tout à fait acceptables puisque l'écart relatifs avec les valeurs expérimentales n'excèdent pas 15%, l'erreur moyenne étant de 6%. Il est intéressant de remarquer qu'une variation de  $Re_j$  a les mêmes effets quel que soit l'espacement G considéré, en effet, la puissance ne varie pas. Par contre, une variation de l'espacement G a des effets différents, suivant la plage où l'on se trouve.

La possibilité de connaître la position de ce maximum dans la zone centrale pour  $(r/D) > 1$  semble également intéressante. Nous avons relevé ce maximum sur les courbes

moyennes, comme précédemment. Il semble que la position du maximum dans la zone centrale ne varie pas en fonction du débit injecté au centre du stator. Ainsi, seul l'espacement  $G$  est un paramètre. Une corrélation a donc été recherchée permettant de représenter cela :

$$(r/D)_{max} = 3 [1 - 0,76 \exp(-25 G)] \quad (III.25)$$

C'est une fonction croissante avec  $G$ , ce qui rend bien compte de l'expansion du jet en sortie de tube, expansion d'autant plus grande que l'espacement  $G$  l'est. Le tableau ci-dessous (III.6) montre une comparaison entre les valeurs expérimentales et les valeurs corrélées ainsi que l'écart relatif.

$G$	$(r/D)_{max}$ Exp.	$(r/D)_{max}$ Corr.	Ecart relatif
0,01	1,3	1,23	5,8%
0,02	1,5	1,61	7,8%
0,04	2,1	2,16	2,9%
0,08	2,7	2,69	0,3%
0,16	3	2,96	1,4%

TAB. III.6 – Comparaison entre résultats expérimentaux et la corrélation pour la position du maximum de transfert dans la zone centrale du rotor

Les profils de nombres de Nusselt locaux sont difficilement déterminables par des corrélations simples. Les échanges locaux sur le disque en rotation dans une configuration avec jet sont complexes. Aussi, nous avons préféré corréler les positions des changements de régime identifiés précédemment et le nombre de Nusselt maximum rencontré dans la zone dominé par le jet, qui est représentatif de l'influence du jet par rapport à la configuration rotor-stator sans jet, ainsi que sa position.

Le refroidissement du disque dans sa globalité peut être déterminé par l'observation des nombres de Nusselt moyens. L'optimisation du refroidissement passe par un compromis entre tous les paramètres de l'étude et l'identification des influences de chacun de ces paramètres sur le nombre de Nusselt moyen est essentielle. C'est pourquoi la partie suivante concerne la mise en évidence de lois représentatives du nombre de Nusselt moyen  $\overline{Nu}$  au rotor soumis à un jet d'air.

### III.2.4.2 Nombre de Nusselt moyens

La recherche de corrélation a été effectuée sur les nombres de Nusselt moyens de manière à pouvoir observer de manière simple la prédominance des effets du jet ou de la rotation. Des lois de type puissance ont ainsi été mises en évidence pour trois gammes d'espacements adimensionnés  $G$ , pour  $Re \geq 1,29 \times 10^5$  et  $8,3 \times 10^3 \leq Re_j \leq 41,6 \times 10^3$ . La recherche a d'abord été effectuée pour les plus faibles espacements ( $0,01 \leq G \leq 0,02$ ). Dans cette gamme, la loi trouvée est telle que :

$$\overline{Nu} = 0,08 G^{-0,07} Re_j^{0,5} Re^{0,25} \quad (\text{III.26})$$

Pour les grands espacements, deux subdivisions ont été effectuées afin de représenter au mieux les transferts globaux de chaleur au rotor. Ainsi, pour  $0,04 \leq G \leq 0,08$ , nous obtenons :

$$\overline{Nu} = 0,006 G^{0,15} Re_j^{0,5} Re^{0,5} \quad (\text{III.27})$$

Et enfin pour  $G = 0,16$ , nous avons :

$$\overline{Nu} = 0,06 Re_j^{0,25} Re^{0,5} \quad (\text{III.28})$$

Pour les trois gammes présentées, les puissances au niveau de  $Re_j$  diminuent avec l'augmentation de l'espacement alors que celles sur  $Re$  augmentent. Cela met en évidence l'inversion des effets prépondérants pour les transferts de chaleur avec l'augmentation de l'espacement. Cela est cohérent avec les observations effectuées sur les résultats expérimentaux. Quelques comparaisons entre les résultats obtenus expérimentalement et ceux obtenus avec les corrélations sont présentés sur les figures III.122 et III.123.

Les autres comparaisons sont présentées dans l'annexe D de ce rapport sur les figures D.1 à D.20. Nous constatons que les corrélations proposées représentent de manière fidèle les évolutions des nombres de Nusselt locaux obtenues expérimentalement. Pour 82% des points expérimentaux, l'erreur relative est inférieure à 15%, ce qui est tout à fait acceptable.

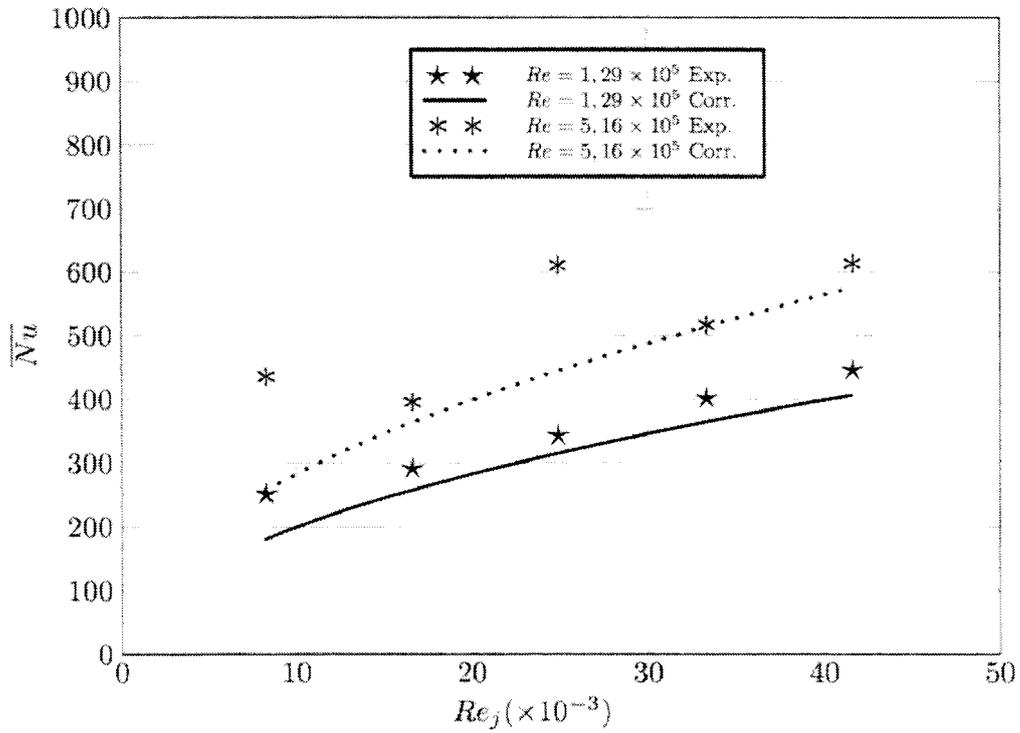


FIG. III.122 – Comparaison pour 2 nombres de Reynolds de l'expérience et de la corrélation à  $G = 0,02$

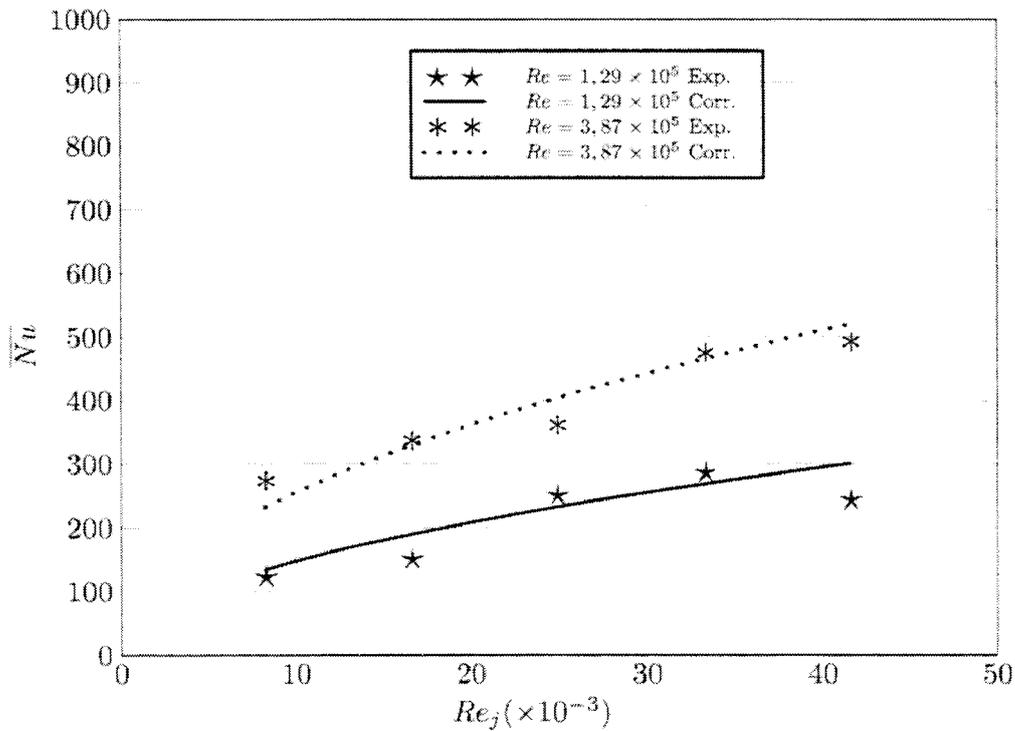


FIG. III.123 – Comparaison pour 2 nombres de Reynolds de l'expérience et de la corrélation à  $G = 0,08$

### III.2.5 Conclusion

Cette partie a présenté l'influence d'un jet sur les transferts de chaleur locaux et moyens sur le rotor d'un système rotor-stator de technologie discoïde. Il a été mis en évidence le lien entre les échanges observés et les données bibliographiques sur les écoulements dans de telles configurations. Il ressort de cette étude que l'augmentation des échanges, par rapport au cas sans jet, est surtout significative à proximité du point d'impact. En s'éloignant de cette zone, suivant l'espacement et la vitesse de rotation, les échanges locaux deviennent similaires au cas sans jet. Trois zones d'influence ont alors été identifiées et les séparations entre ces zones ont été corrélées. Mais l'ajout d'un jet se traduit toujours par une augmentation des échanges de chaleur moyens dans les plages de variations de nos paramètres. Les nombres de Nusselt moyens expérimentaux sur le rotor, représentatifs de l'échange global sur le disque, ont également été corrélés par des lois de type puissance qui mettent elles aussi en évidence les effets plus ou moins prédominants du jet ou de la rotation suivant l'espacement entre les deux disques. La figure III.124 synthétise toutes ces informations.

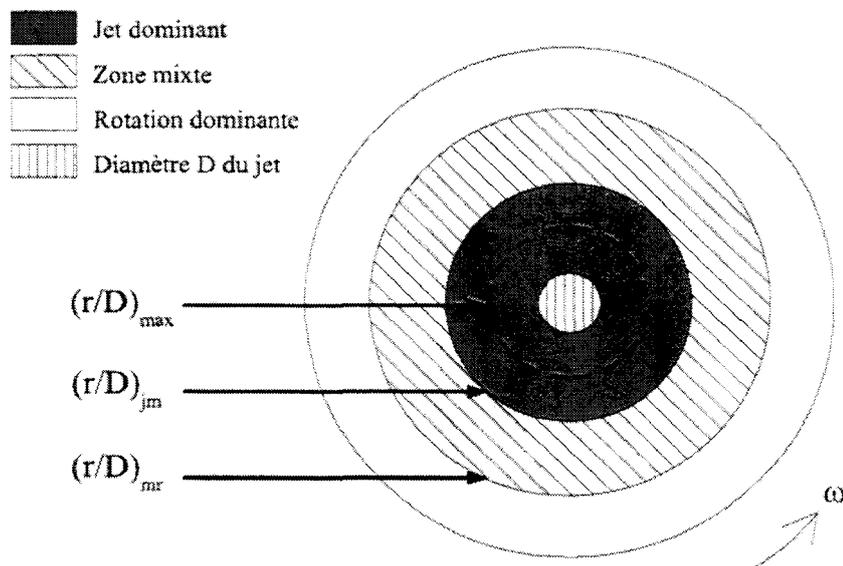


FIG. III.124 – Schéma explicatif des phénomènes à la surface du rotor et des grandeurs caractéristiques corrélées



---

## CONCLUSION



**L**e travail présenté dans ce mémoire a permis d'étudier le refroidissement à la surface d'un disque tournant placé dans différentes configurations. Ce refroidissement est créé par l'écoulement d'air se produisant à proximité du disque. Un banc d'essais constitué d'un disque en rotation et d'une partie fixe modulable a ainsi été mis en place. La partie modulable permet d'ajouter un stator plein à un espacement variable par rapport au rotor, ou bien un disque percé en son centre qui permet l'ajout d'un jet impactant le rotor. Les mesures ont été effectuées grâce à l'utilisation de la thermographie infrarouge et de thermocouples.

L'étude menée en configuration de disque seul tournant dans l'air au repos a permis de retrouver des résultats déjà présentés par d'autres auteurs. La méthode de détermination des échanges convectifs a ainsi pu être validée pour des nombres de Reynolds rotationnels compris entre  $0,3 \times 10^5$  et  $7,74 \times 10^5$ , c'est-à-dire pour une plage de variation de vitesse permettant d'observer les régimes laminaires et turbulents. Dans cette configuration bien connue, le meilleur refroidissement est obtenu pour la vitesse de rotation la plus importante, de manière à ce que l'écoulement soit turbulent sur la plus grande zone possible du disque tournant.

La configuration rotor-stator a quant à elle la particularité d'être ouverte sur l'extérieur, c'est-à-dire que l'entrefer n'est pas fermé. Cette configuration est nouvelle puisque seules des données qualitatives concernant les écoulements ont pu être répertoriées. Par l'observation des échanges convectifs obtenus en surface du disque tournant une délimitation entre quatre régimes d'écoulement et de transferts de chaleur est proposée, tenant compte de l'espacement entre les deux disques et de la vitesse de rotation du rotor. Le travail aux espacements importants montrent bien une diminution de l'influence du stator sur les résultats et les transferts convectifs sont très proches de ceux obtenus en configuration de disque seul. La présence du stator impose un confinement de l'air dans l'entrefer et de manière générale, le refroidissement est moindre que dans le cas sans stator. La présence d'un stator est donc pénalisante vis-à-vis du refroidissement. Cela est dû à un renouvellement de l'air moins important au sein de l'entrefer à cause de l'apparition d'un cœur tournant. C'est pourquoi une configuration avec une entrée d'air imposée a été étudiée par la suite.

L'étude de la configuration rotor-stator avec jet montre des différences essentielles avec la configuration sans jet. Notamment, la surface du disque tournant peut être divisée en trois

zones où les influences du jet ou de la rotation sur les transferts de chaleur sont prépondérantes et une zone mixte. Le comportement thermique au sein de ces zones est différent et est mis en corrélation avec les données bibliographiques sur les écoulements et également avec des visualisations d'écoulement effectuées en fin de thèse. La taille des zones est fonction des trois paramètres de l'étude que sont l'espacement entre les deux disques, le débit injecté et la vitesse de rotation. Les trois zones n'apparaissent pas obligatoirement simultanément à la surface du disque, elles dépendent notamment du débit injecté et de la vitesse de rotation. Le maximum local de transfert de chaleur est également caractérisé. Dans ce cas, la meilleure configuration pour le refroidissement moyen au rotor est obtenue pour les plus petits espacements ou les plus grands. Ensuite, la plus haute vitesse de rotation possible et le plus grand débit injecté garantissent un bon refroidissement.

Dans les trois configurations étudiées, des corrélations sont proposées en ce qui concerne les nombres de Nusselt locaux et moyens. On caractérise aussi les changements de zone ou de régime dans le cas de la présence d'un stator.

## Perspectives

Dans ce travail général sur les machines tournantes et notamment sur la dernière configuration étudiée, la plus originale, en présence du jet, d'autres paramètres peuvent être étudiés et leur influence sur le refroidissement caractérisée. Ainsi, la géométrie du tube amenant le jet et plus particulièrement de l'orifice de sortie influe beaucoup sur le comportement du fluide à sa sortie. Nous avons vu que des tourbillons sont créés et que ceux-ci influent sur le refroidissement dans la zone centrale du disque tournant. La modification de ces tourbillons par la modification de la géométrie de sortie peut être un facteur déterminant dans le refroidissement du rotor. Ce travail peut également servir de base au développement d'un modèle numérique de calculs aérothermiques pour les espaces confinés en rotation soumis à un jet. Certains auteurs ont aussi démontré que le concept de jet hélicoïdal permettait de répartir de manière plus homogène et sur une plus grande surface la zone d'influence du jet sur les transferts convectifs à la surface de la paroi impactée. Cette étude pourrait être menée en ajoutant dans le tube amenant le jet une hélice rendant l'écoulement hélicoïdal.

## Publications

Ce travail a déjà fait l'objet des publications suivantes :

### Revues internationales

- **J. Pellé, S. Harmand**, "Heat transfer study in a rotor-stator system : impingement jet and spacing influence", *Journal of Enhanced Heat Transfer*, accepté le 11 Juillet 2006, In Press.
- **J. Pellé, S. Harmand**, "Heat transfer measurement in an opened rotor stator system air gap", *Experimental Thermal and Fluid Science*, accepté le 7 Mars 2006, In Press.
- **J. Pellé, S. Harmand**, "Heat transfer study in a rotor-stator system : impingement jet and rotation influence", soumis pour publication dans *Experimental Heat Transfer* en Juin 2006.

### Congrès nationaux avec actes

- **J. Pellé, S. Harmand**, " Transferts de chaleur dans l'entrefer d'une machine tournante soumise à un jet d'air", *Congrès Annuel Société Française de Thermique 2006*, pp. 279-284, Ile de Ré, 16-19 Mai 2006.

### Congrès sans actes - Journée d'études

- **J. Pellé, S. Harmand**, " Influence d'un jet d'air sur le refroidissement d'un rotor de machine tournante de technologie discoïde", *Journée d'étude SFT - Transferts thermiques par impact de jet*, Paris, 9 Mars 2006.



---

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.M. Owen et M.H. Rogers. *Flow and Heat Transfer in rotating disk systems*, volume 1 of *Rotor-stator systems*. 1989.
- [2] F. Kreith. Convection heat transfer in rotating system. *Advances in heat transfer*, vol. 5, pp. 129–151, 1968.
- [3] A.T. Patra, C.D. Pilichi, et R.T.S. Ferreira. Local heat transfer in axially feeding radial flow between parallel disks. *Journal of Heat Transfer*, vol. 117, pp. 47–53, 1995.
- [4] J.M. Owen, C.M. Hayenes, et F.J. Bayley. Heat transfer from an aircooled rotating disk. Dans *R. Soc.*, pages 453–473. London, 1974.
- [5] G. Cardone, T. Astarita, et G.M. Carlomagno. Infrared heat transfer measurements on a rotating disk. *Optical Diagnostics in Engineering*, vol. 1, pp. 1–7, 1996.
- [6] T. Von Karman. Über laminar und turbulente reibung. *Math. Mech.*, vol. 1, pp. 244–252, 1921.
- [7] N. Gregory, J.T. Stuart, et W.S. Walker. On the stability of free dimensionnal boundary layers with application to the flow due to rotating disk. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, vol. 248, pp. 155–199, 1955.
- [8] T.S. Cham et M.R. Head. Turbulent boundary layer flow on a rotating disk. *J. Fluid. Mech.*, vol. 37, pp. 129–147, 1969.
- [9] S. Goldstein. Dans *Cambridge Phil. soc.*, volume 31, page 232, 1935.
- [10] E.C. Cobb et O.A. Saunders. Heat transfer from a rotating disk. Dans *Proc. Roy. Soc. A.*, volume 236, pages 343–351, 1956.
- [11] P.D. Richardson et O.A. Saunders. Studies of flow and heat transfer associated with a rotating disk. *J. Mech. eng. SC.5*, vol. 4, pp. 336–342, 1963.

- [12] C. Wagner. Heat transfer from a rotating disk to ambient air. *J. of applied Ph.*, pages 837–839, 1948.
- [13] E.M. Sparrow et J.L. Gregg. Heat transfer from a rotating disk to fluids of any prandtl number. *Journal of Heat Transfer*, pages 249–251, 1959.
- [14] A.P.C. De Vere. *Convective heat transfer from a rotating disk in a tranverse air stream*. PhD thesis, Leicester, 1975.
- [15] L.A. Dorfman. *Hydrodynamic resistance and heat loss from rotating solids*. Edinburgh and London, 1963.
- [16] D.L. Oehlbeck et F.F. Erian. Heat transfer from axisymmetric sources at the surface of a rotating disk. *Inter. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 22, pp. 601–610, 1978.
- [17] K. Millsaps et K. Polhausen. Heat transfer by laminar flow from a rotating plate. *J. Appel. Mech.*, vol. 81, pp. 120, 1952.
- [18] J.P. Hartnett. Heat transfer from a nonisothermal disk rotating in still air. *Trans. of the ASME, Journal of heat transfer*, vol. 81, pp. 672–673, 1959.
- [19] C.O. Popiel et L. Boguslawski. Local heat transfer coefficients on the rotating disk in still air. *Inter. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 18, pp. 167–170, 1975.
- [20] A. Northrop et J.M. Owen. Heat transfer measurements in rotating disc systems, part 1. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 9 (1), 1988.
- [21] J.W. Daily et R.E. Nece. Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed disks. *J. Basic Engng*, vol. 82, pp. 217–232, 1960.
- [22] G.K. Batchelor. Note on a class of solutions of the navier-stokes equations representing steady rotationnally-symmetric flow. *Quart. J. Mech. : Appl. Math.*, vol. 5, pp. 29–41, 1951.
- [23] K. Stewartson. On the flow between two rotating coaxial disks. Dans *Camb. Phil. Soc.*, volume 49, pages 333–341, 1953.
- [24] D. Grohne. Uber die laminare stromung in einer kreiszylindrischen dose mit rotierendem deckel. *Nachr. Akad. Wiss. Gottingen, Math.-Phys. K1*, pages 263–282, 1955.
- [25] K.G. Picha et E.R.G. Eckert. Study of the airflow between coaxial disks rotating with arbitrary velocities in an open or enclosed space. Dans *Thrid US Nat. Cong. Appl. Mech.*, pages 791–798, 1958.

- [26] G.N. Lance et M.H. Rogers. The axially symmetric flow of a viscous fluid between two infinite rotating disks. Dans *Proc. Roy. Soc. A.*, volume 266, pages 109–121, 1962.
- [27] N. Cousin-Ritemard, O. Daube, et P. Le Quéré. Description des couches limites en écoulements stationnaires interdisques en configuration rotor/stator. *Fluid Mechanics*, vol. 327, pp. 215–220, 1999.
- [28] X. Gan et S. MacGregor. Experimental study of the flow in the cavity between rotating disks. *Exp. Thermal and Fluid Science*, vol. 10, pp. 379–387, 1995.
- [29] Z.X. Yuan, N. Saniei, et X.T. Yan. Turbulent heat transfer on the stationary disk in a rotor-stator system. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp. 2207–2218, 2003.
- [30] V.M. Kapinos. Heat transfer from a disc rotating in a housing with a radial flow of coolant. *J. Engng. Phys.*, vol. 8, pp. 35–38, 1965.
- [31] J. Ward et M. Mahmood. Heat transfer from a turbulent, swirling, impinging jet. Dans *7th National Heat Transfer Conference*, volume HTD–3, pages 401–407, 1982.
- [32] L. Huang et M.S. El-Genk. Heat transfer and flow visualization experiments of swirling, multi-channel, and conventional impinging jets. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 41, pp. 583 – 600, 1998.
- [33] Dae Hee Lee, Se Youl Won, Yun Taek Kim, et Yopung Suk Chung. Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 45, pp. 223–227, 2002.
- [34] M. Angioletti, R.M. Di Tommaso, E. Nino, et G. Ruocco. Simultaneous visualization of flow field and evaluation of local heat transfer by transitionnal impinging jets. *Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp. 1703–1713, 2003.
- [35] M. Fenot, J.J. Vullierme, et E. Dorignac. Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement. *Int. J. of Thermal Sciences*, vol. 44, pp. 665–675, 2005.
- [36] M. Behnia, S. Parneix, Y. Shabany, et P.A. Durbin. Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets. *Heat and Fluid Flow*, vol. 20, pp. 1–9, 1999.
- [37] Y.M. Chen, W.T. Lee, et S.J. Wu. Heat (mass) transfer between an impinging jet and a rotating disk. *Heat and Mass Transfer*, vol. 34, pp. 195–201, 1998.

- [38] C.O. Popiel et L. Boguslawski. Local heat transfer from a rotating disk in an impinging round jet. *J. of Heat Transfer*, vol. **108**, pp. 357–364, 1986.
- [39] H. Schlichting. *Boundary layer theory, 6th*. New York, 1968.
- [40] B.P. Axcell et C. Thianpong. Convection to rotating disks with rough surfaces in the presence of an axial flow. *Exp. Thermal and Fluid Science*, vol. **25**, pp. 3–11, 2001.
- [41] S.L. Soo. Laminar flow over an enclosed rotating disk. *Trans. ASME*, vol. **80**, pp. 287–296, 1959.
- [42] L.A. Dorfman. Effect of radial flow between the rotating disk and housing on their resistance and heat transfer. vol. **4**, pp. 26–32, 1961.
- [43] C.Y. Soong, C.C. Wu, Tung-Ping Liu, et Tao-Ping Liu. Flow structure between two co-axial disks rotating independently. *Exp. Thermal and Fluid Science*, vol. **27**, pp. 295–311, 2003.
- [44] R. Boutarfa. *Etude expérimentale des échanges convectifs sur un disque en rotation placé face à un disque fixe*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2001.
- [45] Ritoux G. Evaluation numérique des facteurs de forme. *Revue Phys. Appl.*, vol. **17**, pp. 503–515, 1982.
- [46] I.E. Idelcik. *Memento des pertes de charges*. Collection de la direction des études et recherches d'Électricité de France, Éditions Eyrolles, Paris. 1969.
- [47] J.X. Chen, X. Gan, et J.M. Owen. Heat transfer in an air-cooled system. *Journal of Turbomachinery*, vol. **118**, pp. 444–451, 1996.

---

---

## **ANNEXE A**

---

Propriétés de l'air



## A.1 Masse volumique

La masse volumique de l'air  $\rho$  est calculée en fonction de la température  $T$  (en K) et de la pression  $p$  (en  $N.m^{-2}$ ) en faisant l'hypothèse que les évolutions de l'air suivent celle d'un gaz parfait. A partir de la loi des gaz parfaits, nous tirons donc :

$$\rho(p, T) = \frac{p}{rT} \quad (A.1)$$

avec  $r = 287 J.kg^{-1}.K^{-1}$ , la constante des gaz parfaits exprimées en grandeur massique.

## A.2 Viscosité dynamique et Conductivité thermique

A pression atmosphérique, les lois de Sutherland peuvent être utilisées afin de déterminer la viscosité dynamique et la conductivité thermique de l'air en connaissant simplement sa température  $T$  exprimée en Kelvin. La détermination de la viscosité dynamique s'effectue alors de la manière suivante

$$\mu(T) = \mu_0 \frac{C_\mu}{T + C_\mu} \left[ \frac{T}{273} \right]^{1.5} \quad (A.2)$$

en utilisant les constantes ci-dessous :

$$\mu_0 = 1,709 \times 10^{-5} N.m^{-2}.s$$

$$C_\mu = 387 K$$

En ce qui concerne la détermination de la conductivité thermique de l'air, elle peut être évaluée à partir d'une formulation similaire :

$$\lambda(T) = \lambda_0 \frac{C_\lambda}{T + C_\lambda} \left[ \frac{T}{273} \right]^{1.5} \quad (A.3)$$

avec les constantes suivantes :

$$\lambda_0 = 0,0242 W.m^{-1}.K^{-1}$$

$$C_\lambda = 398 K$$

Notons également que la viscosité cinématique  $\nu(T)$ , qui s'exprime en  $m^2.s^{-1}$ , peut être calculée à partir de la relation suivante

$$\nu(T) = \frac{\mu(T)}{\rho(T)} \quad (A.4)$$

Dans le tableau A.1 sont calculées quelques valeurs pour la conductivité thermique et la viscosité dynamique de l'air pour des valeurs de température aux environs de 293 K, la température régnant en général dans le hall d'expérimentation. La pression est quant à elle prise à 1013,25 hPa.

T (degrés C)	T (K)	$\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	$\mu$ (kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	$\nu$ (m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
15	288	1,226	$1,783 \times 10^{-5}$	$1,454 \times 10^{-5}$	0,0253
16	289	1,222	$1,788 \times 10^{-5}$	$1,463 \times 10^{-5}$	0,0253
17	290	1,217	$1,792 \times 10^{-5}$	$1,472 \times 10^{-5}$	0,0254
18	291	1,213	$1,797 \times 10^{-5}$	$1,481 \times 10^{-5}$	0,0255
19	292	1,209	$1,802 \times 10^{-5}$	$1,490 \times 10^{-5}$	0,0256
20	293	1,205	$1,807 \times 10^{-5}$	$1,500 \times 10^{-5}$	0,0256
21	294	1,201	$1,812 \times 10^{-5}$	$1,509 \times 10^{-5}$	0,0257
22	295	1,197	$1,816 \times 10^{-5}$	$1,518 \times 10^{-5}$	0,0258
23	296	1,193	$1,821 \times 10^{-5}$	$1,527 \times 10^{-5}$	0,0258
24	297	1,189	$1,826 \times 10^{-5}$	$1,536 \times 10^{-5}$	0,0259
25	298	1,185	$1,831 \times 10^{-5}$	$1,545 \times 10^{-5}$	0,0260

TAB. A.1 – Propriétés de l'air à la pression atmosphérique

---

---

## **ANNEXE B**

---

Calcul des radiosités dans l'entrefer



Cette partie décrit la méthode d'évaluation de la quantité de flux échangée par rayonnement à la surface du disque étudiée. Ce calcul sert principalement à isoler le signal reçu par la caméra dont l'origine est le rotor seul, appelé  $N_r$ . Celui-ci permet de remonter à la température de surface du rotor via la loi d'étalonnage de la caméra infrarouge.

## B.1 Principe

Lors de la mesure par caméra infrarouge, la caméra ne reçoit pas seulement ce qui est effectivement émis par le disque sur lequel nous recherchons à mesurer les températures. Afin d'évaluer tous les signaux qu'elle reçoit afin d'en extraire celui qui nous intéresse, nous choisissons de résoudre le système de radiosités correspondants.

La caméra reçoit un niveau thermique  $N_c$  qui se compose de ce qu'elle reçoit du rotor composé de son émission propre et de toutes les réflexions sur sa surface, c'est-à-dire sa radiosité  $J_r = \epsilon N_r + (1 - \epsilon)E$ , atténué par la fluorine et par l'air; elle reçoit également le rayonnement propre de l'air et un terme lié à l'environnement  $N_{env}$  qui entre dans l'entrefer en passant par la fluorine, se réfléchit sur le rotor et ressort par la fluorine. Cela nous donne l'équation suivante :

$$N_c = \tau_f \tau J_r + (1 - \tau) N_a + \tau \tau_f^2 (1 - \epsilon) N_{env} \quad (\text{B.1})$$

Nous cherchons à déterminer  $N_r$ .

Le système des radiosités se construit grâce à la définition même de la radiosité, en l'écrivant sur chaque sous-système. Ainsi, nous obtenons :

$$J_r = \epsilon N_r + (1 - \epsilon) \left[ F_{rs} J_s + F_{rf} J_f + F_{ra} J_a \right] \quad (\text{B.2})$$

$$J_s = \epsilon_s N_s + (1 - \epsilon_s) \left[ F_{sr} J_r + F_{sa} J_a \right] \quad (\text{B.3})$$

$$J_f = \epsilon_f N_f + (1 - \epsilon_f) \left[ F_{fr} J_r + F_{fa} J_a \right] \quad (\text{B.4})$$

$$J_a = \epsilon_a N_a + (1 - \epsilon_a) \left[ F_{ar} J_r + F_{as} J_s + F_{af} J_f \right] \quad (\text{B.5})$$

Avant de pouvoir résoudre ce système, il faut déterminer les différents facteurs de forme.

## B.2 Détermination des facteurs de forme

Une des propriétés des facteurs de forme nous permet d'écrire que la somme des facteurs de forme d'une surface vers toutes les autres surface de son environnement vaut 1. Nous pouvons alors écrire le système suivant :

$$F_{ra} + F_{rs} + F_{rf} = 1 \quad (\text{B.6})$$

$$F_{sa} + F_{sr} = 1 \quad (\text{B.7})$$

$$F_{fa} + F_{fr} = 1 \quad (\text{B.8})$$

$$F_{as} + F_{ar} + F_{af} = 1 \quad (\text{B.9})$$

Ce système fait apparaître 4 équations pour 7 inconnues. On peut utiliser la propriété de réciprocité des facteurs de forme pour simplifier le système. Ainsi, nous adoptons les notations suivantes :

$$\frac{S_r}{S_f} = \alpha \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{S_r}{S_s} = \frac{\alpha}{\alpha - 1} \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{S_r}{S_a} = \gamma \quad (\text{B.12})$$

$$\frac{S_f}{S_a} = \frac{\gamma}{\alpha} \quad (\text{B.13})$$

De plus, le facteur de forme  $F_{ra}$  est facilement évaluable car le facteur de forme entre deux disques, soit entre le rotor et l'ensemble (stator+fluorine), est connu. Notons-le  $f$  :

$$F_{ra} = 1 - F_{r-(s+f)} = 1 - f \quad (\text{B.14})$$

Nous aboutissons au système simplifié suivant :

$$F_{rs} + F_{rf} = f \quad (\text{B.15})$$

$$F_{sa} + \frac{\alpha}{\alpha - 1} F_{rs} = 1 \quad (\text{B.16})$$

$$F_{fa} + \alpha F_{rf} = 1 \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{\alpha - 1}{\alpha} \gamma F_{sa} + \frac{\gamma}{\alpha} F_{fa} = 1 - \gamma(1 - f) \quad (\text{B.18})$$

La résolution de ce système est impossible puisque les équations sont liées, il faut donc faire une hypothèse supplémentaire. L'hypothèse la moins restrictive est de supposer qu'il n'y a aucun échange entre l'air et la fluorine soit  $F_{af} = F_{fa} = 0$ .

Le système devient simple à résoudre. A titre d'exemple, pour un espacement  $G = 0,02$ , nous obtenons les facteurs de forme suivants ;  $F_{ra} = 0,0198$  ;  $F_{rf} = 0,0195$  ;  $F_{rs} = 0,96$  ;  $F_{sa} = 0,02$  ;  $F_{fa} = 0$ . On vérifie également que les facteurs de forme calculés avec l'air sont très faibles et que l'hypothèse faite pour résoudre est validée.

### B.3 Détermination des inconnues du système de radiosités

Les inconnues du système de radiosités présentés plus haut sont au nombre de quatre :  $N_r$ ,  $J_s$ ,  $J_f$  et  $J_a$ .

Le système s'écrit finalement :

$$\epsilon N_r + (1 - \epsilon) \left[ F_{rs} J_s + F_{rf} J_f + F_{ra} J_a \right] = J_r \quad (\text{B.19})$$

$$J_s + (\epsilon_s - 1) F_{sa} J_a = \epsilon_s N_s + (1 - \epsilon_s) \frac{\alpha}{\alpha - 1} J_r \quad (\text{B.20})$$

$$J_f = \epsilon_f N_f + (1 - \epsilon_f) \alpha F_{rf} J_r \quad (\text{B.21})$$

$$(\epsilon_a - 1) \frac{\alpha - 1}{\alpha} \gamma F_{sa} J_s + J_a = \epsilon_a N_a + (1 - \epsilon_a) \gamma F_{ra} J_r \quad (\text{B.22})$$

A titre d'exemple, pour un niveau thermique mesuré  $N_c$  de  $500 \text{ W/m}^2$ , une température mesurée au stator de  $298 \text{ K}$ , et une température d'air de  $290 \text{ K}$ , nous obtenons :  $N_r = 544,5 \text{ W/m}^2$ ,  $J_s = 319,5 \text{ W/m}^2$ ,  $J_f = 518,6 \text{ W/m}^2$  et  $J_a = 414,6 \text{ W/m}^2$ .



---

---

## **ANNEXE C**

---

Influence de l'espacement sur les nombres  
de Nusselt locaux en configuration rotor  
stator avec jet



Les graphiques présentés ci-dessous montrent comment varient les répartitions de nombres de Nusselt locaux à la surface du rotor avec la modification de l'espacement pour une vitesse de rotation et un débit injecté dans l'entrefer fixé.

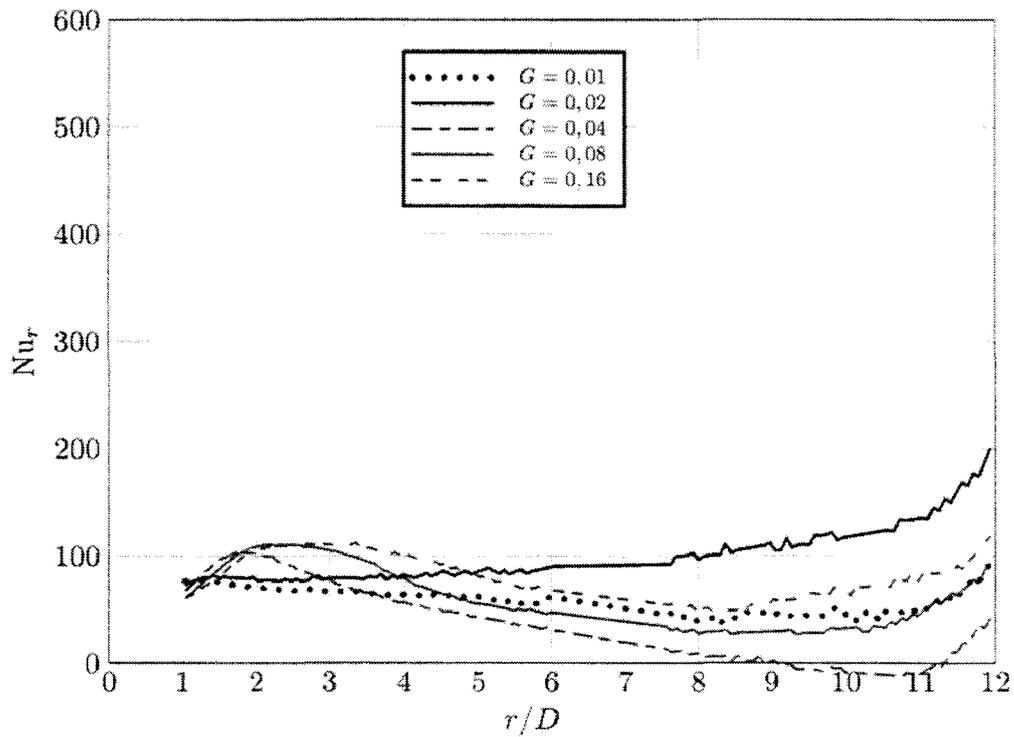


FIG. C.1 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 0,2 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 8333$

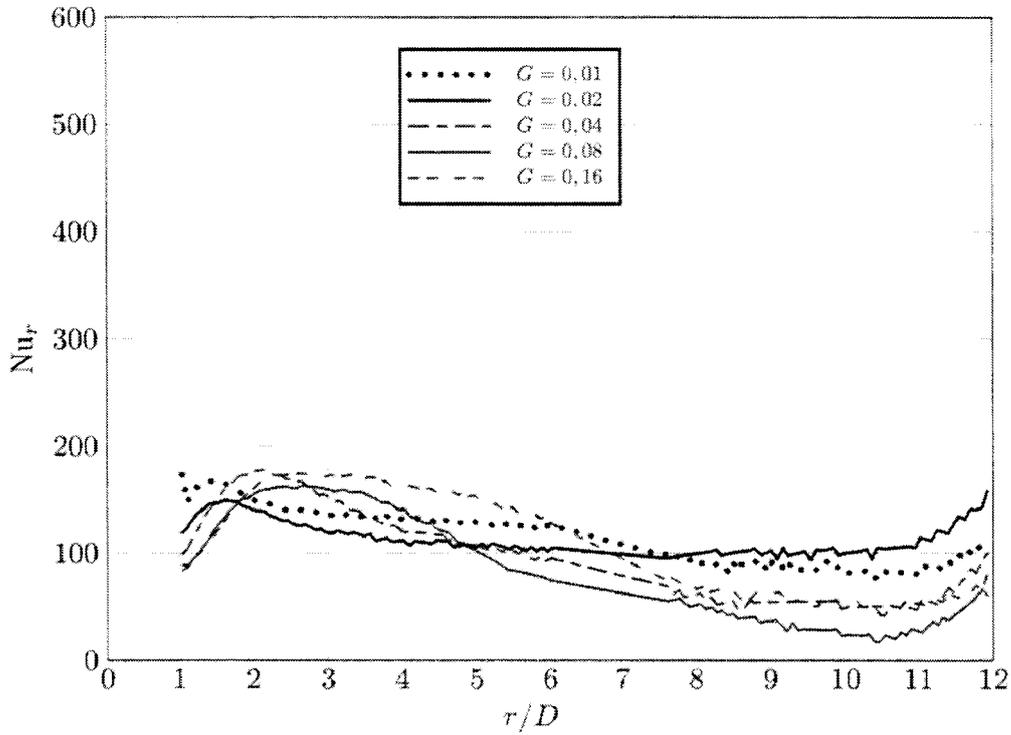


FIG. C.2 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 0,2 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 16666$

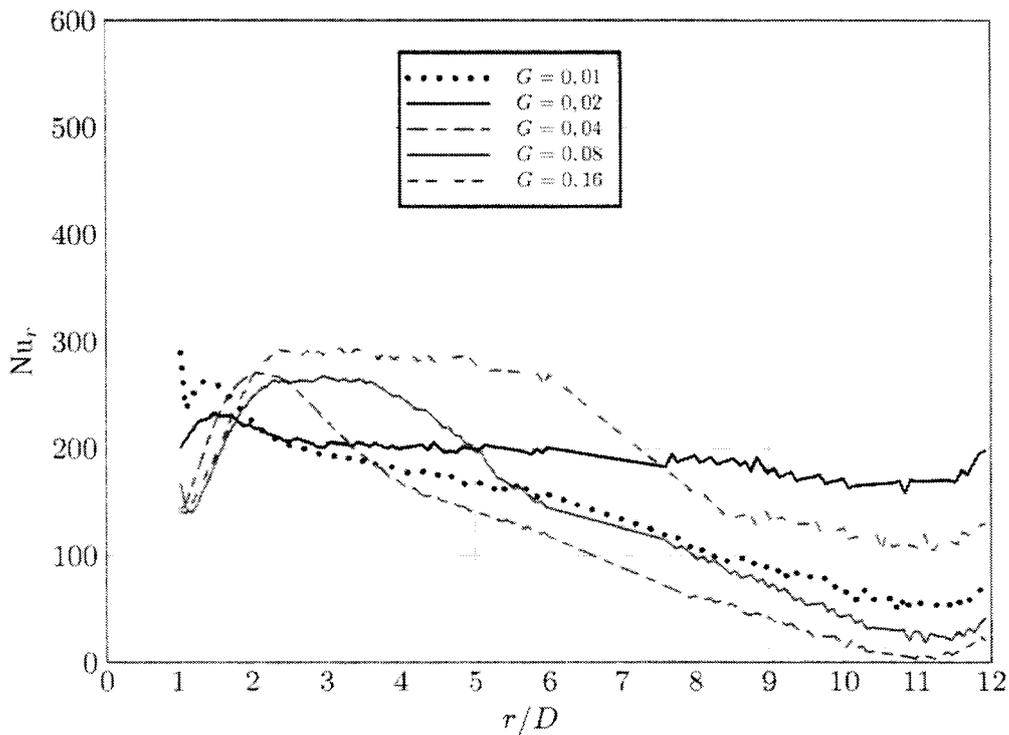


FIG. C.3 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 0,2 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 25000$

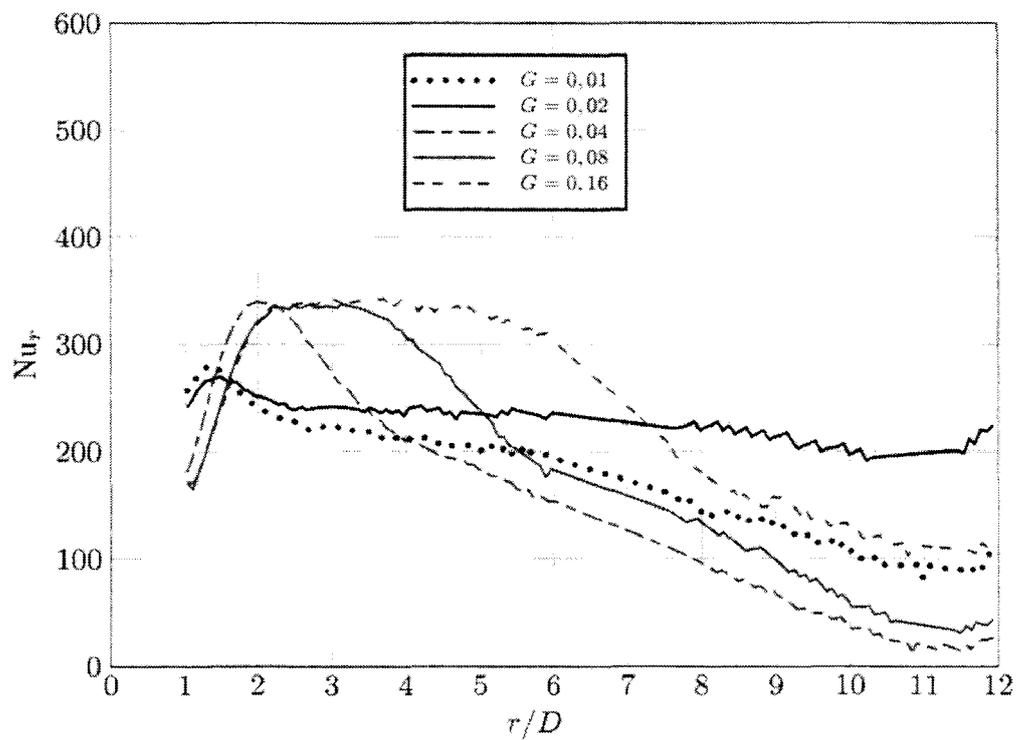


FIG. C.4 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 0,2 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 33333$

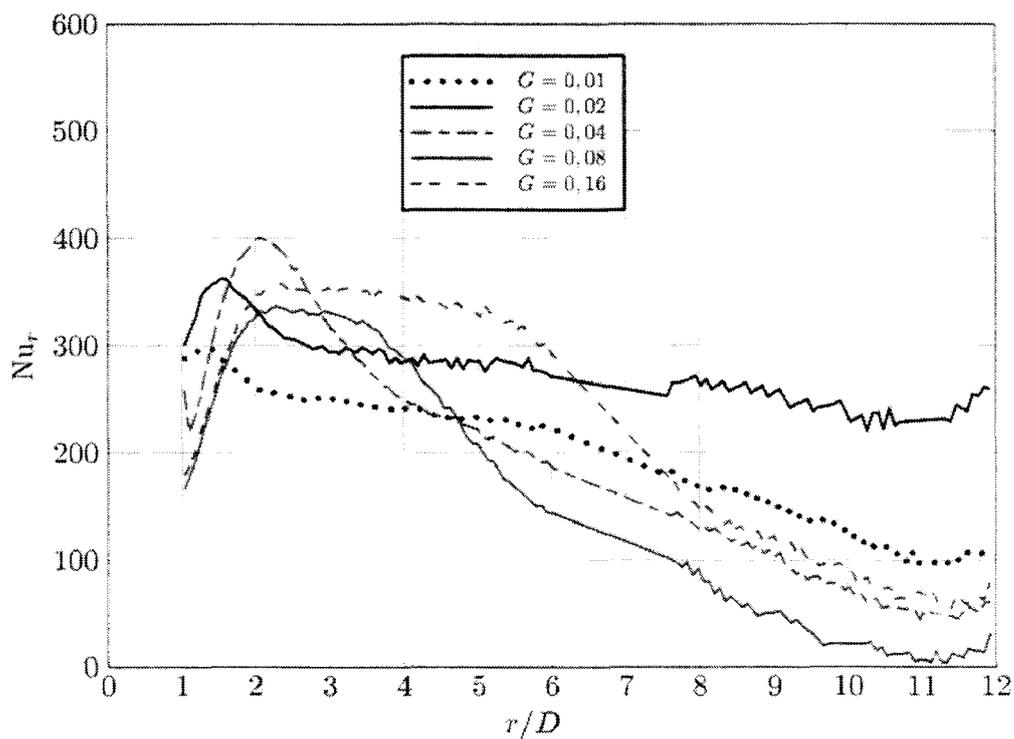


FIG. C.5 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 0,2 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 41666$

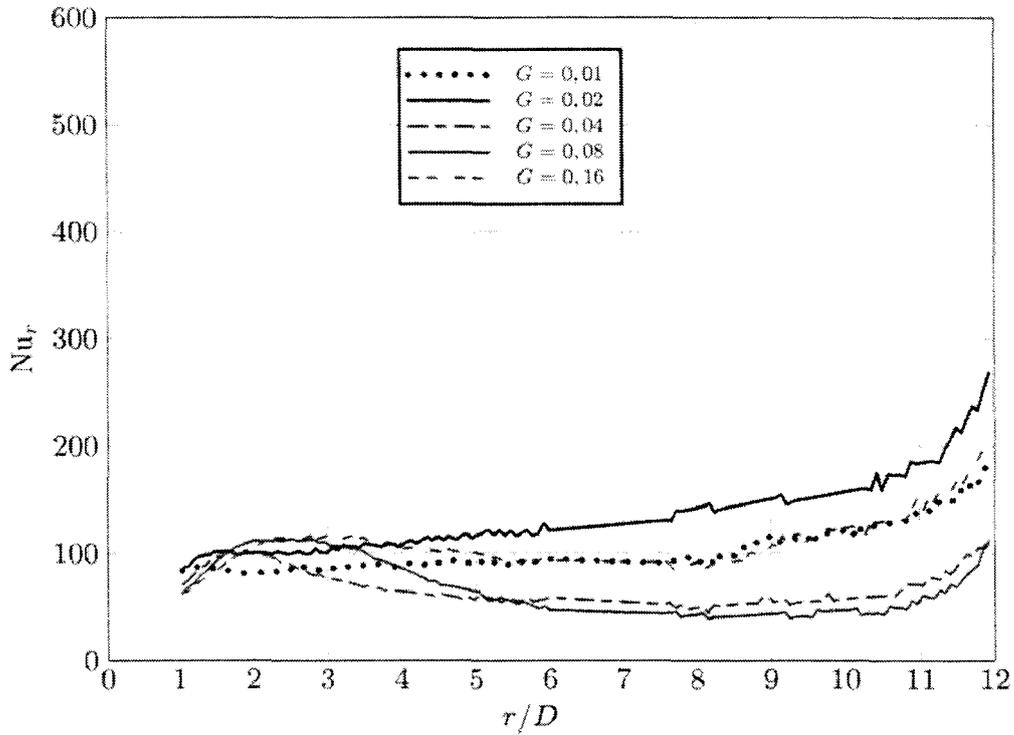


FIG. C.6 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 1,29 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 8333$

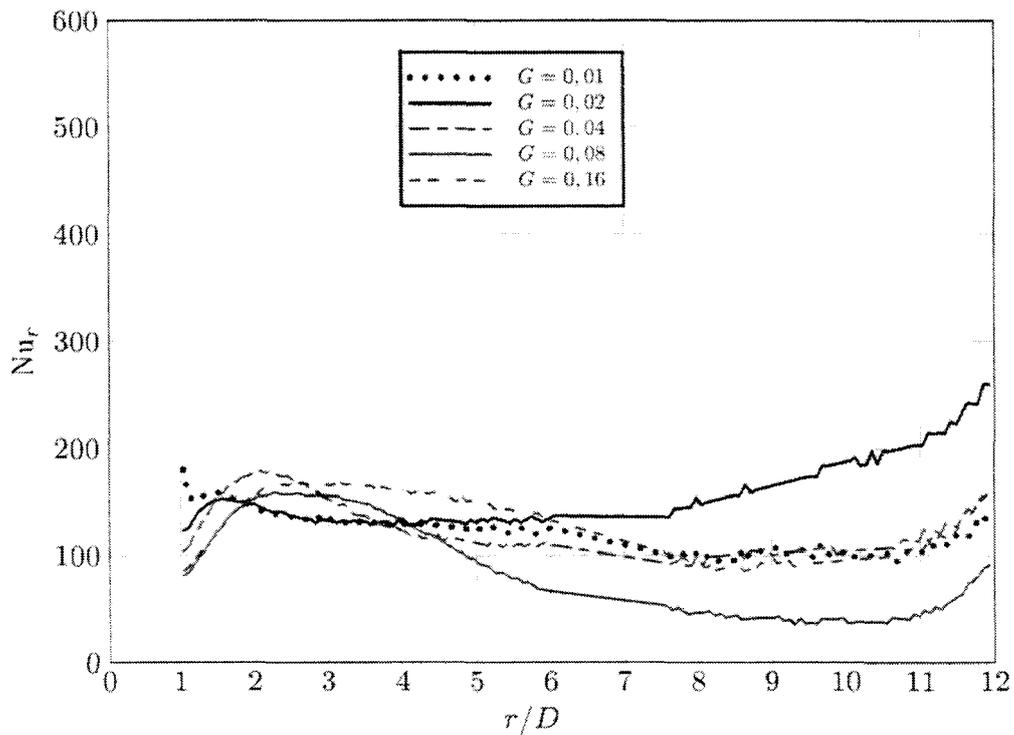


FIG. C.7 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 1,29 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 16666$

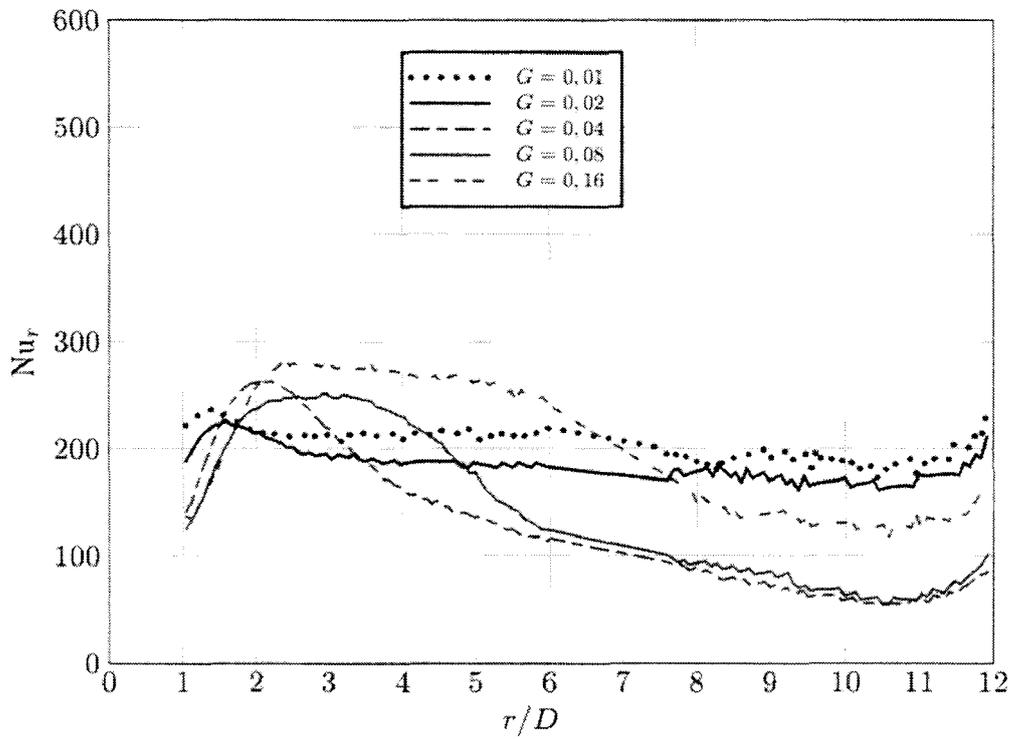


FIG. C.8 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 1,29 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 25000$

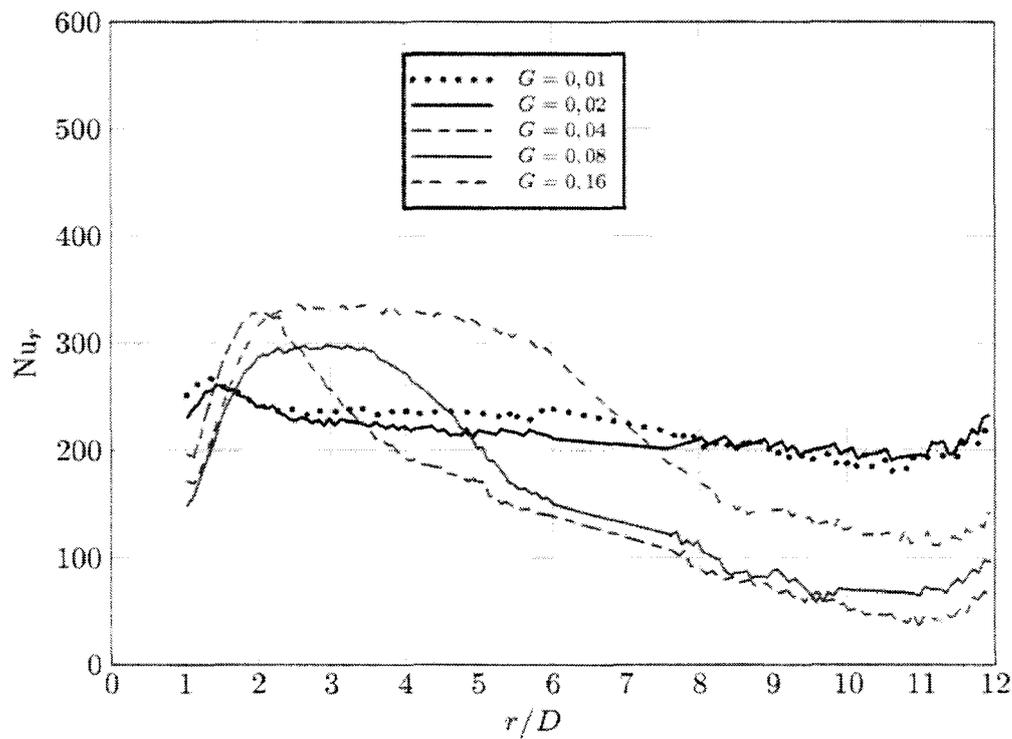


FIG. C.9 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 1,29 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 33333$

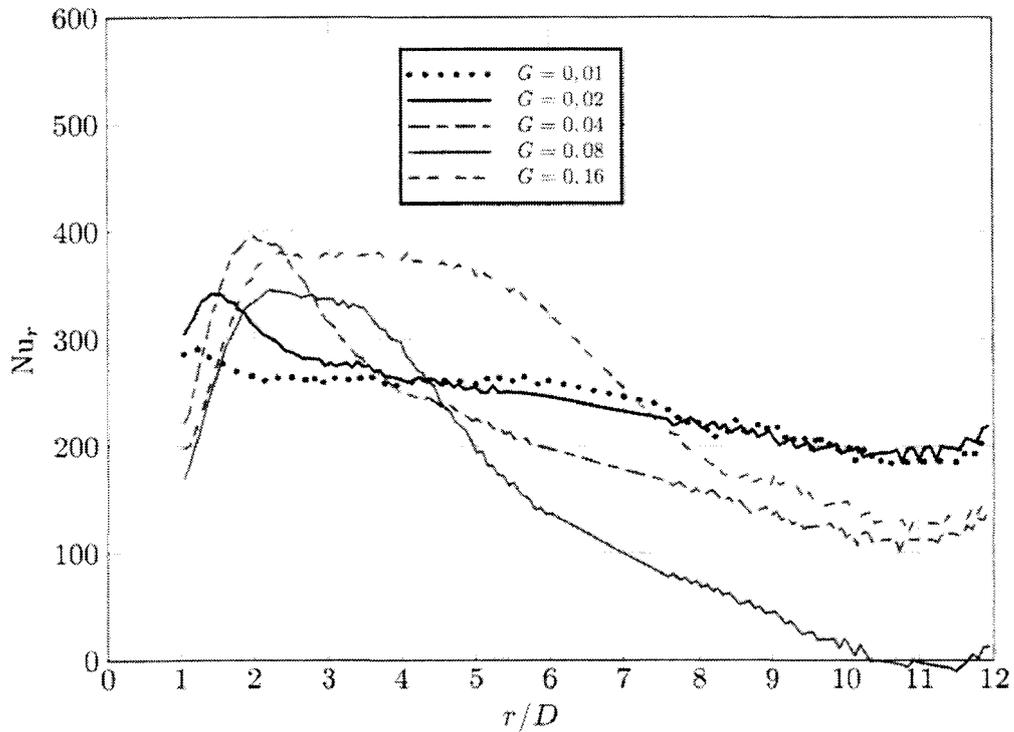


FIG. C.10 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 1,29 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 41666$

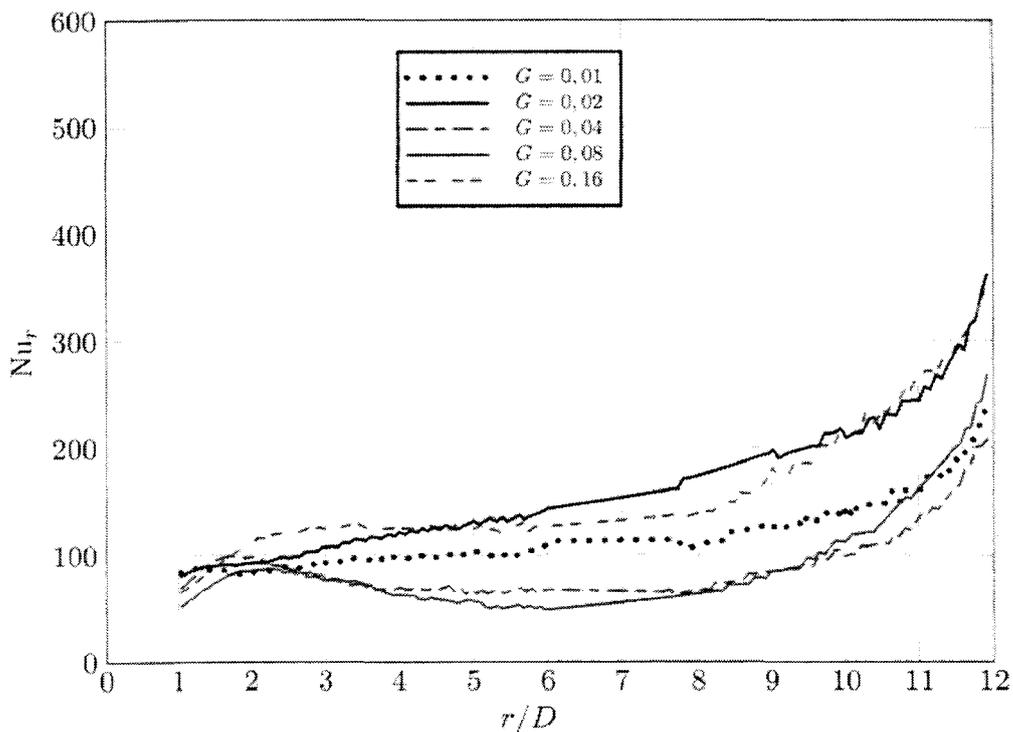


FIG. C.11 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 2,58 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 8333$

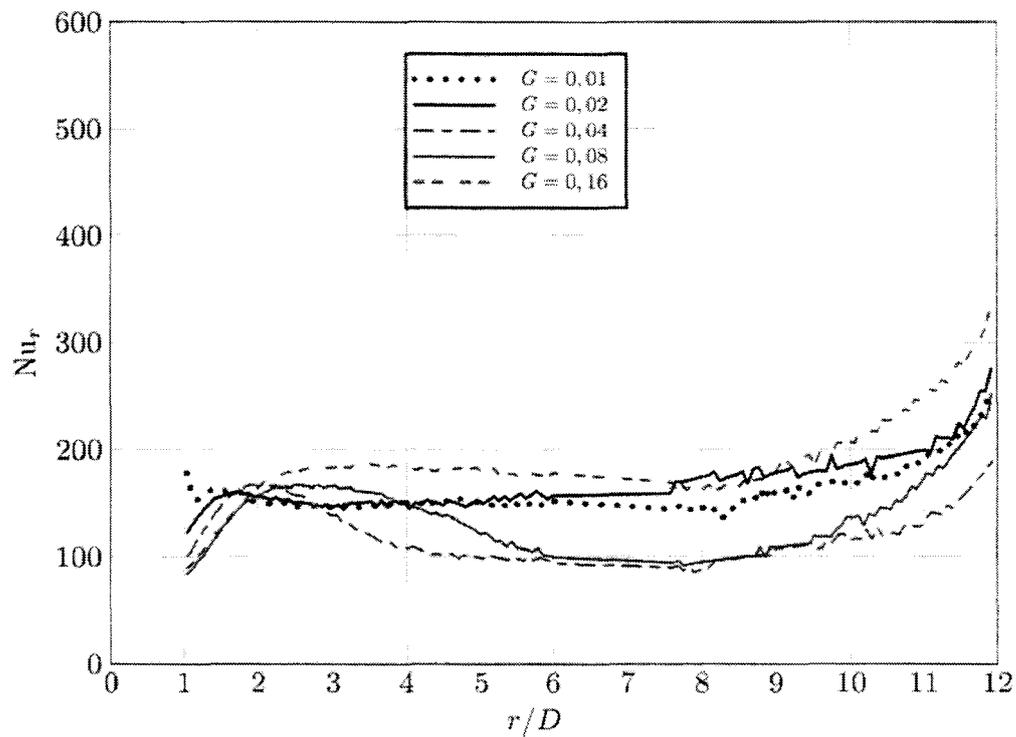


FIG. C.12 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 2,58 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 16666$

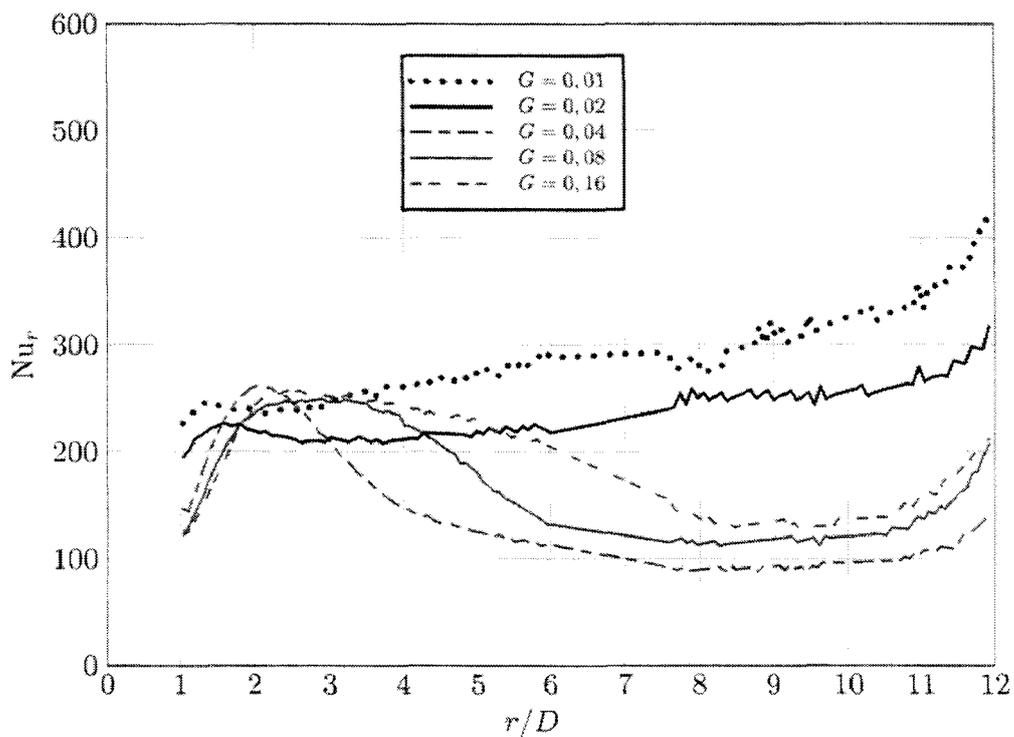


FIG. C.13 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 2,58 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 25000$

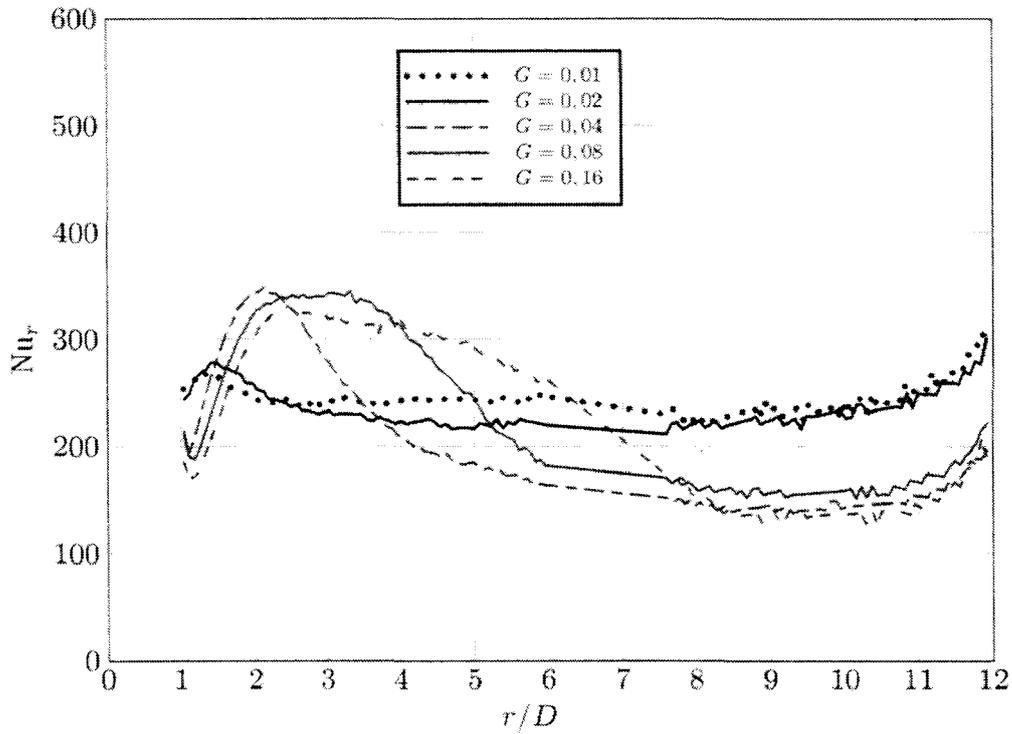


FIG. C.14 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 2,58 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 33333$

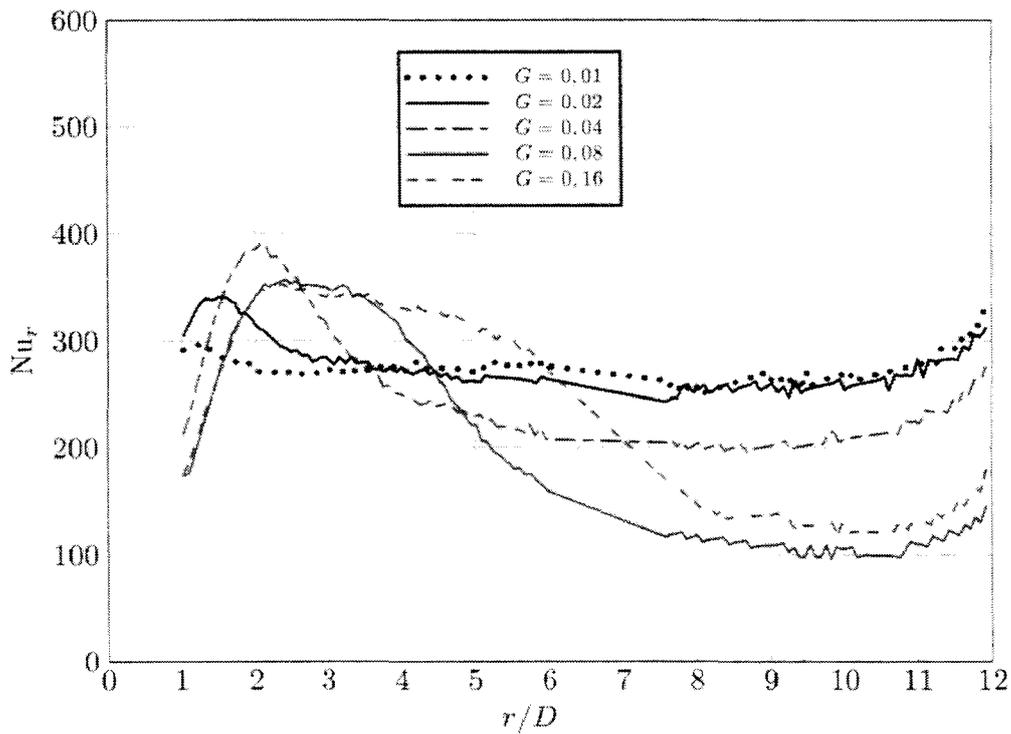


FIG. C.15 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 2,58 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 41666$

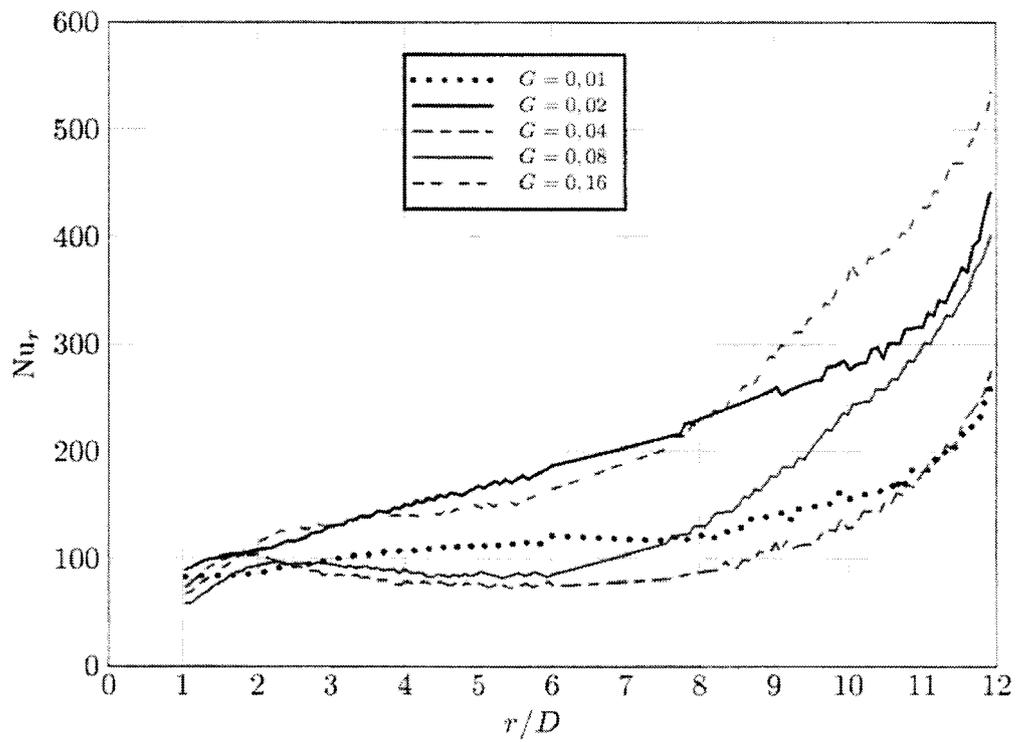


FIG. C.16 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 3,87 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 8333$

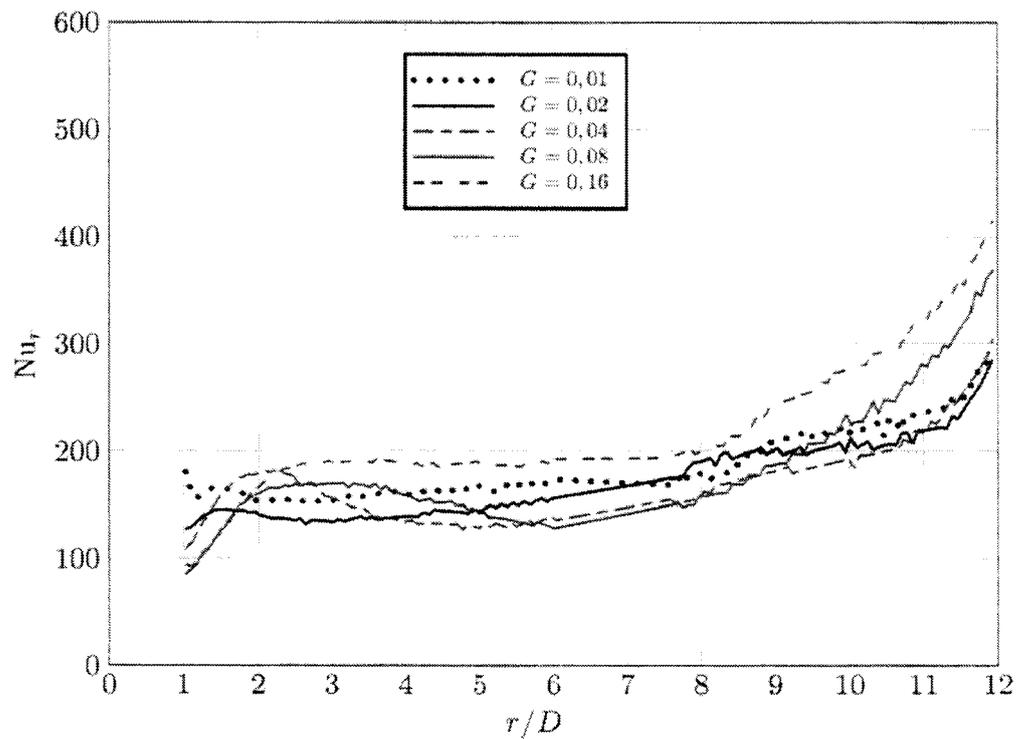


FIG. C.17 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 3,87 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 16666$

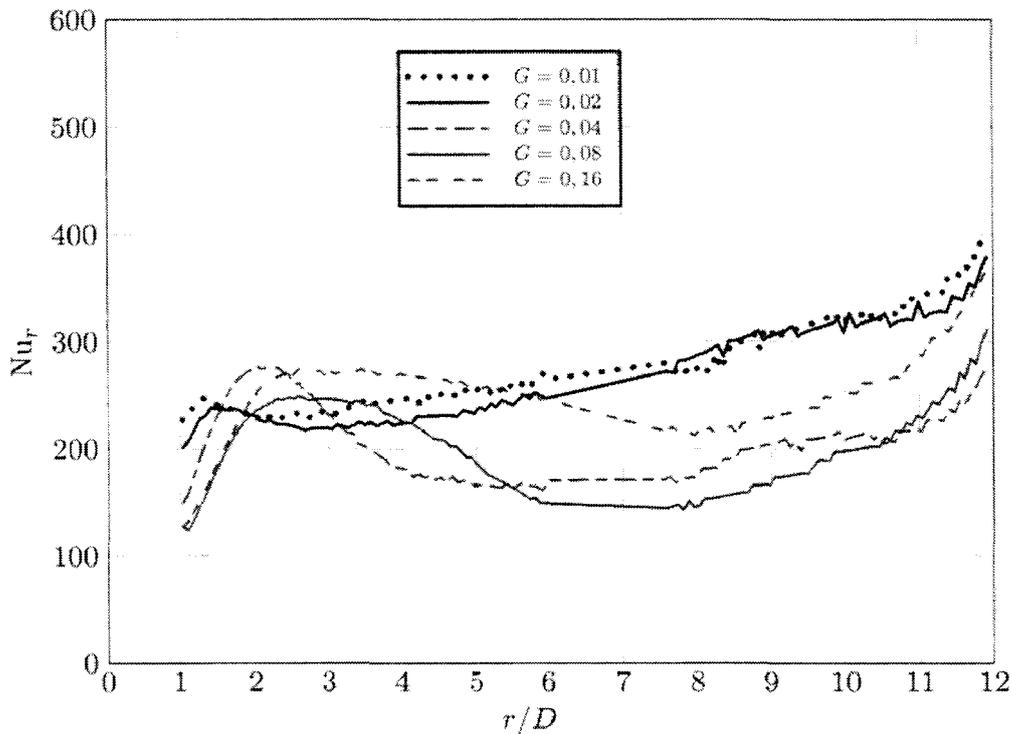


FIG. C.18 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 3,87 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 25000$

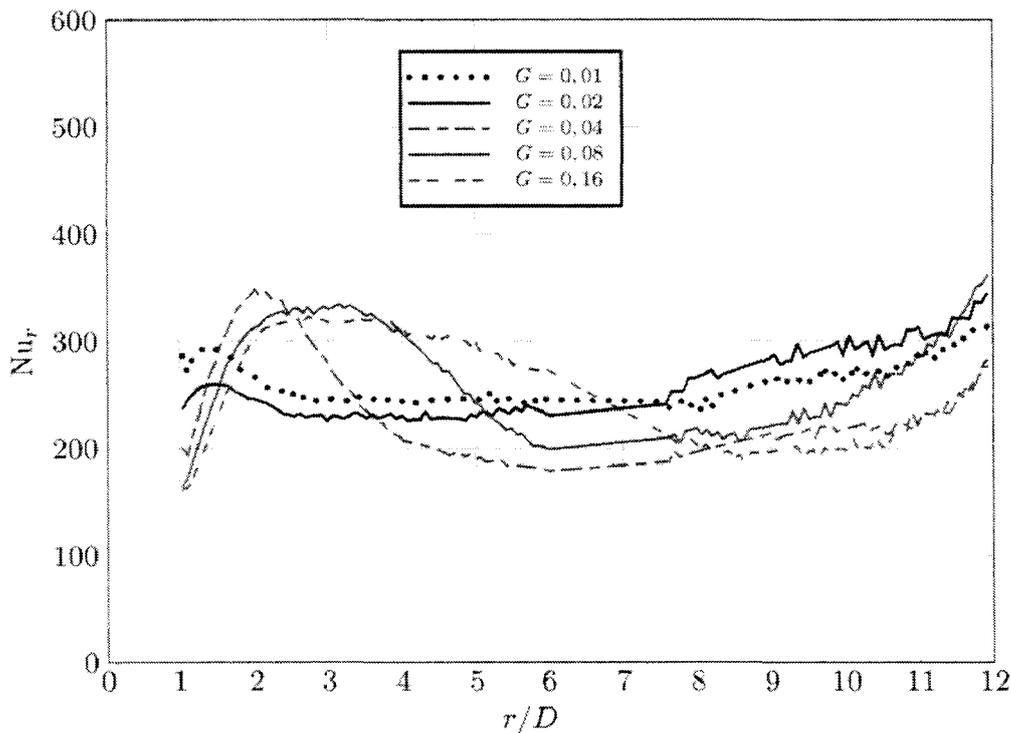


FIG. C.19 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 3,87 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 33333$

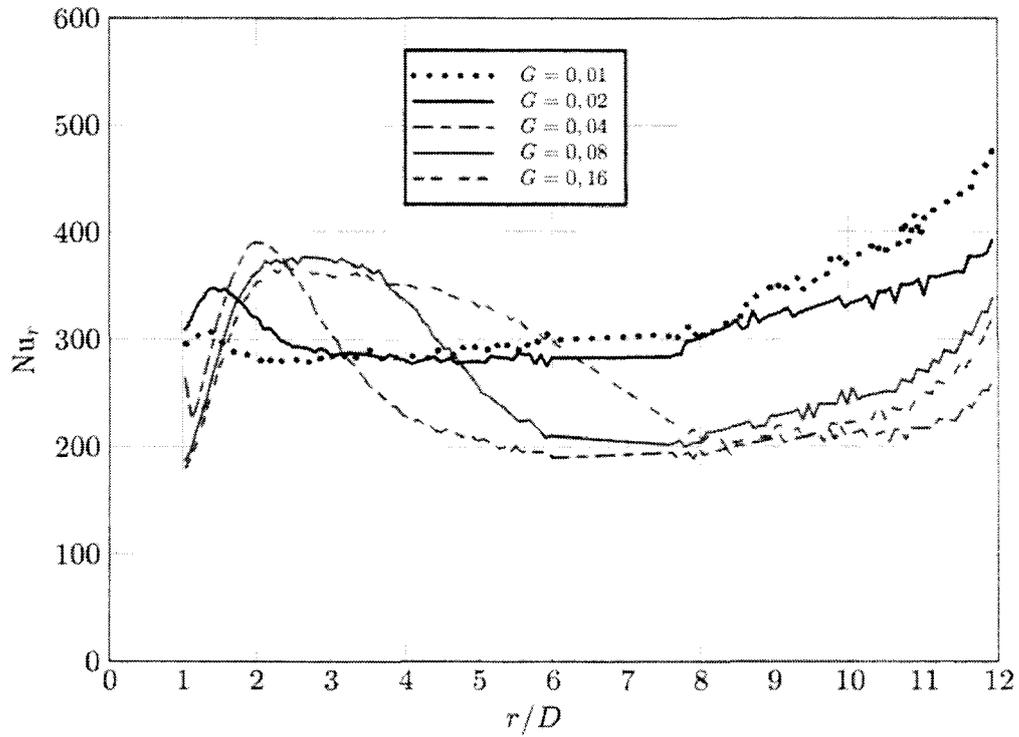


FIG. C.20 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 3,87 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 41666$

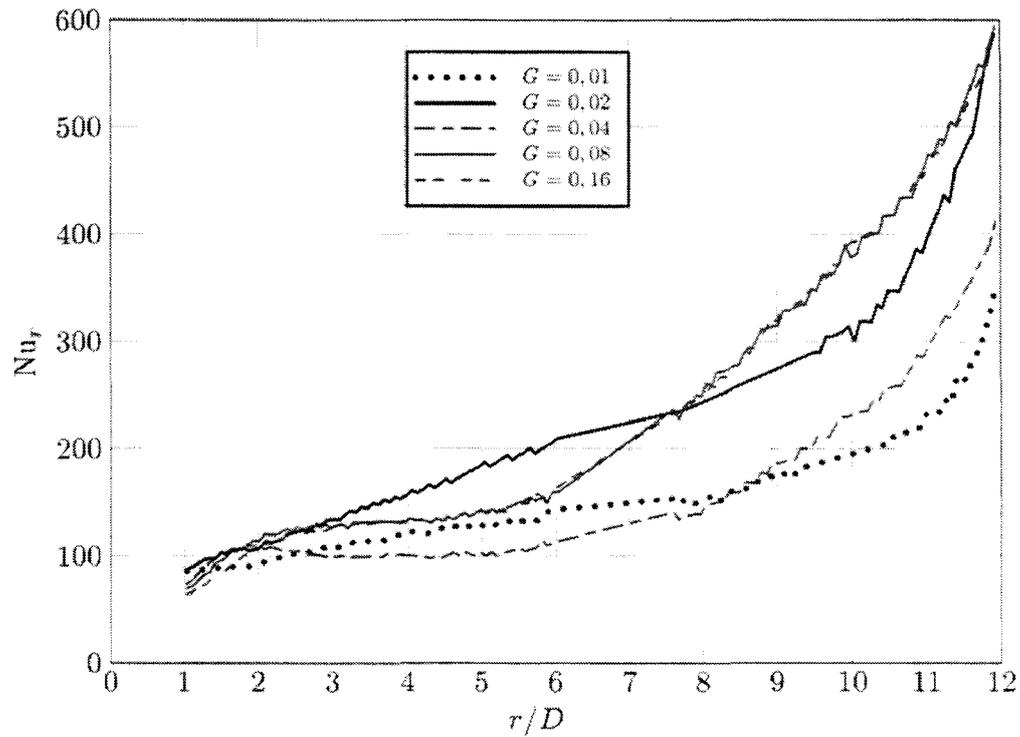


FIG. C.21 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 5,16 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 8333$

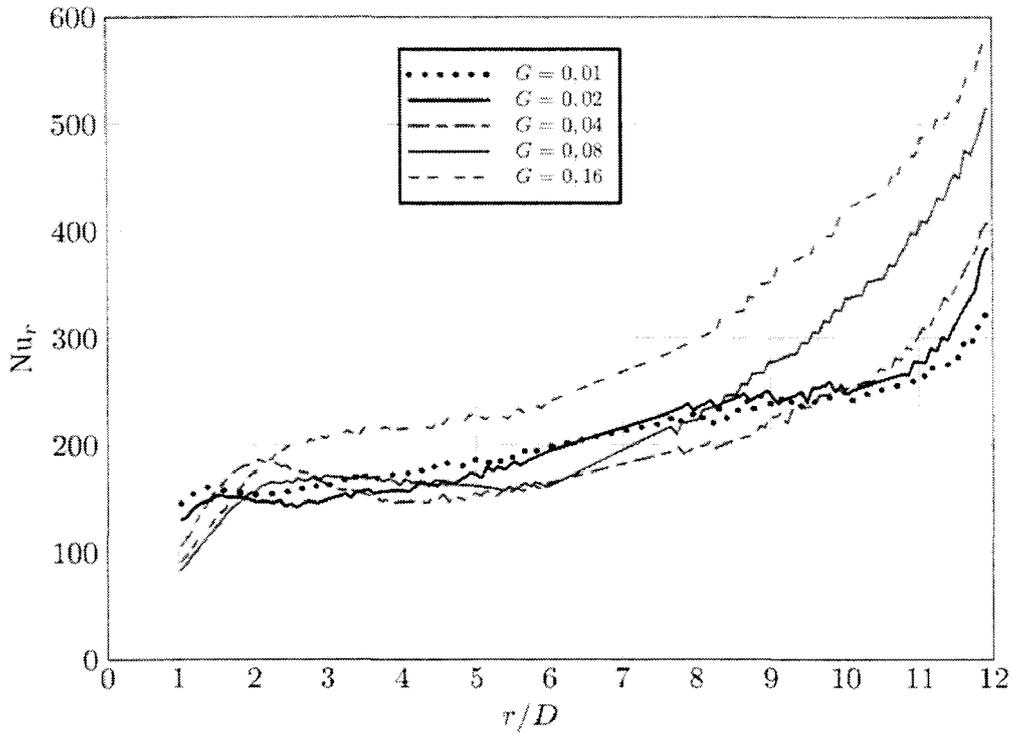


FIG. C.22 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 5,16 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 16666$

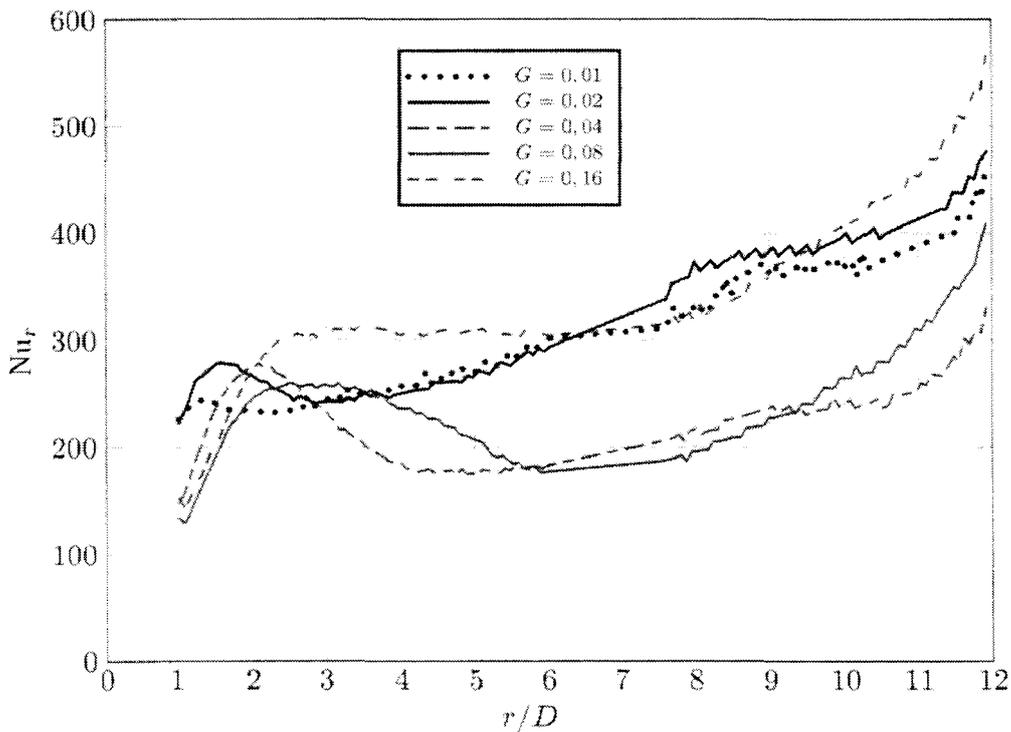


FIG. C.23 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 5,16 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 25000$

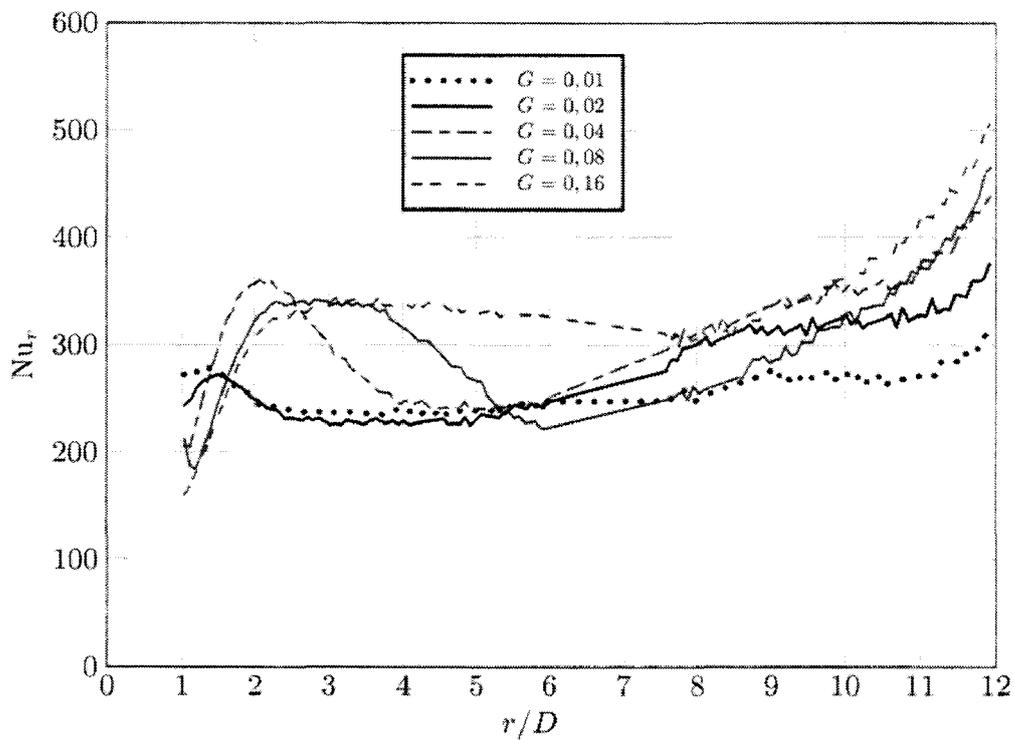


FIG. C.24 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 5,16 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 33333$

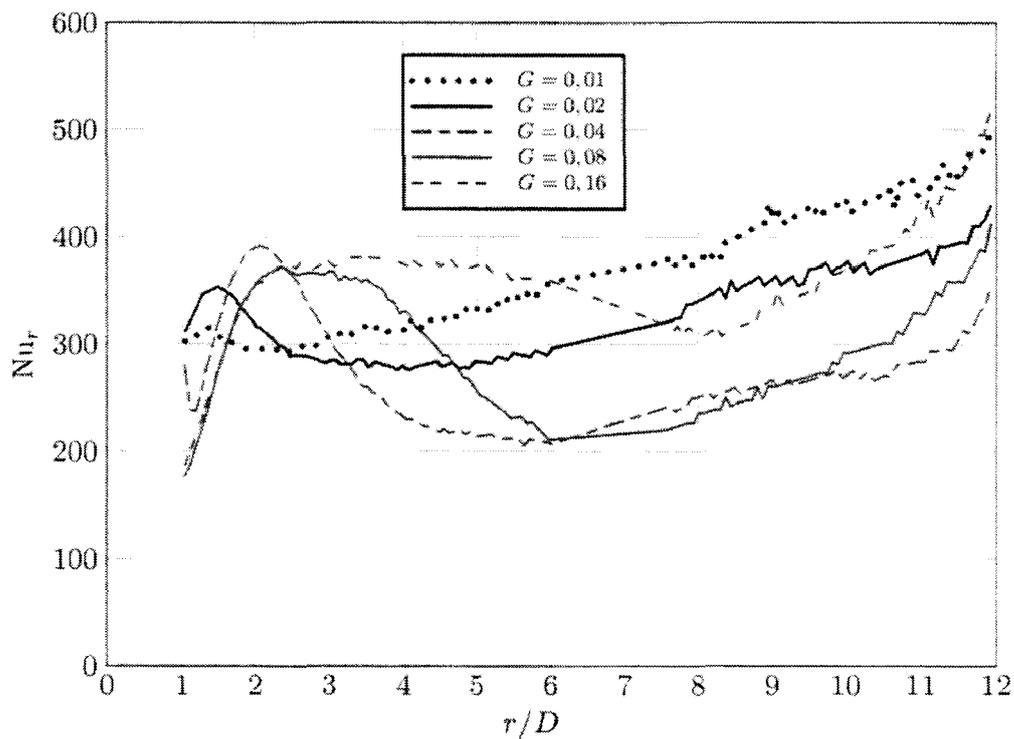


FIG. C.25 – Nombres de Nusselt locaux pour  $Re = 5,16 \times 10^5$  et pour  $Re_j = 41666$



---

---

## **ANNEXE D**

---

Comparaison entre les corrélations et les expériences pour les nombres de Nusselt moyens dans la configuration rotor-stator avec jet d'air impactant



Les graphiques présentés sur les pages suivantes montrent une comparaison entre les corrélations proposées pour les nombres de Nusselt moyens obtenus sur le disque tournant en configuration rotor-stator avec présence du jet impactant et les résultats obtenus expérimentalement. De manière générale, les corrélations représentent fidèlement les observations effectuées pour  $1,29 \times 10^5 < Re < 5,16 \times 10^5$  et  $0,01 < G < 0,16$ , quelque soit  $Re_j$ .

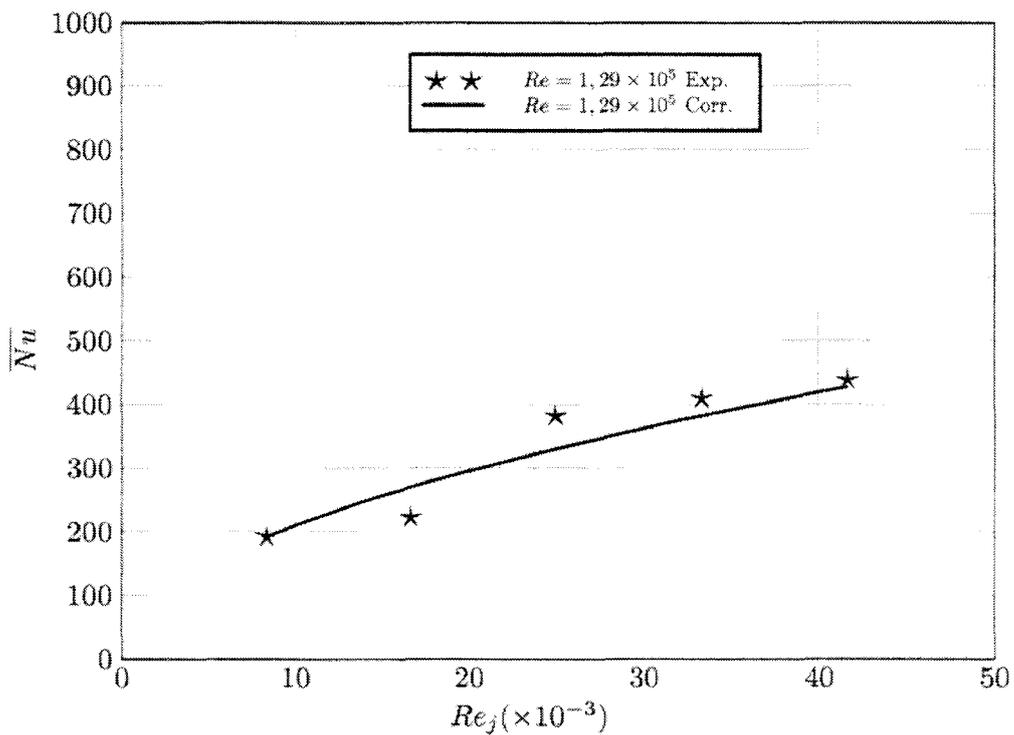


FIG. D.1 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,01$  et  $Re = 1,29 \times 10^5$

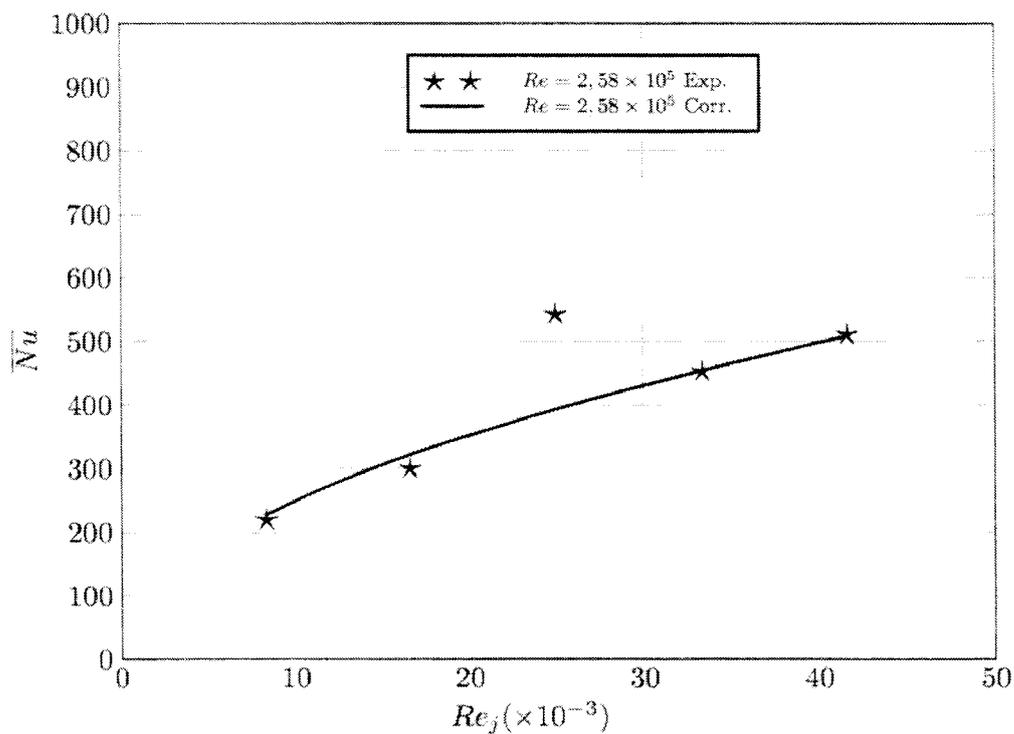


FIG. D.2 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,01$  et  $Re = 2,58 \times 10^5$

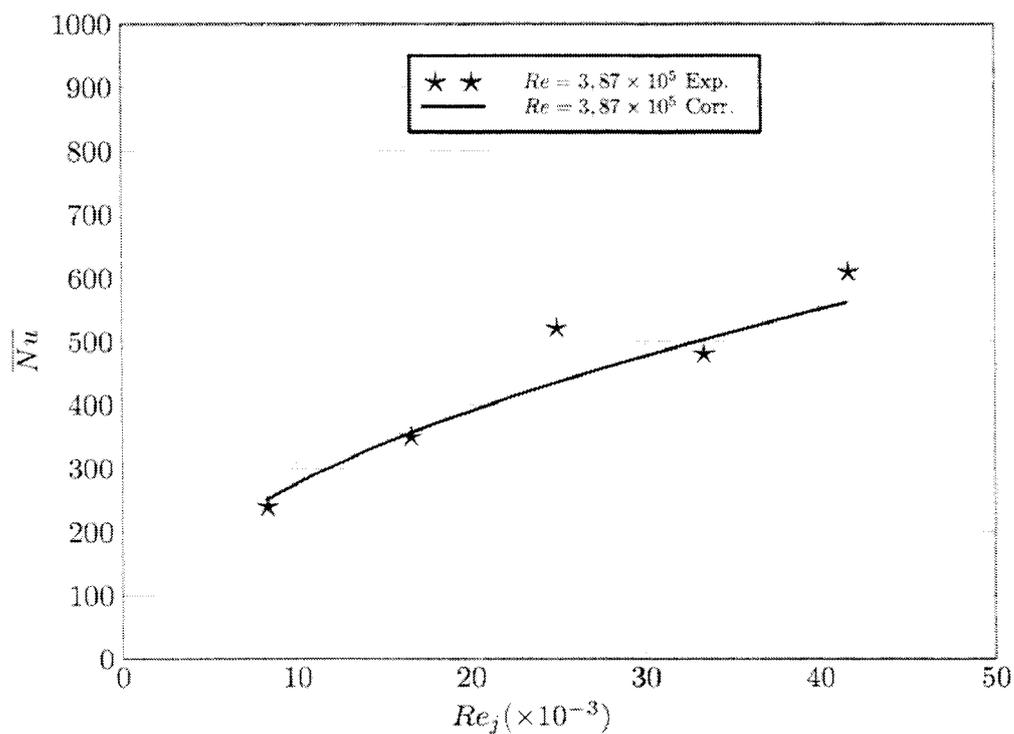


FIG. D.3 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,01$  et  $Re = 3,87 \times 10^5$

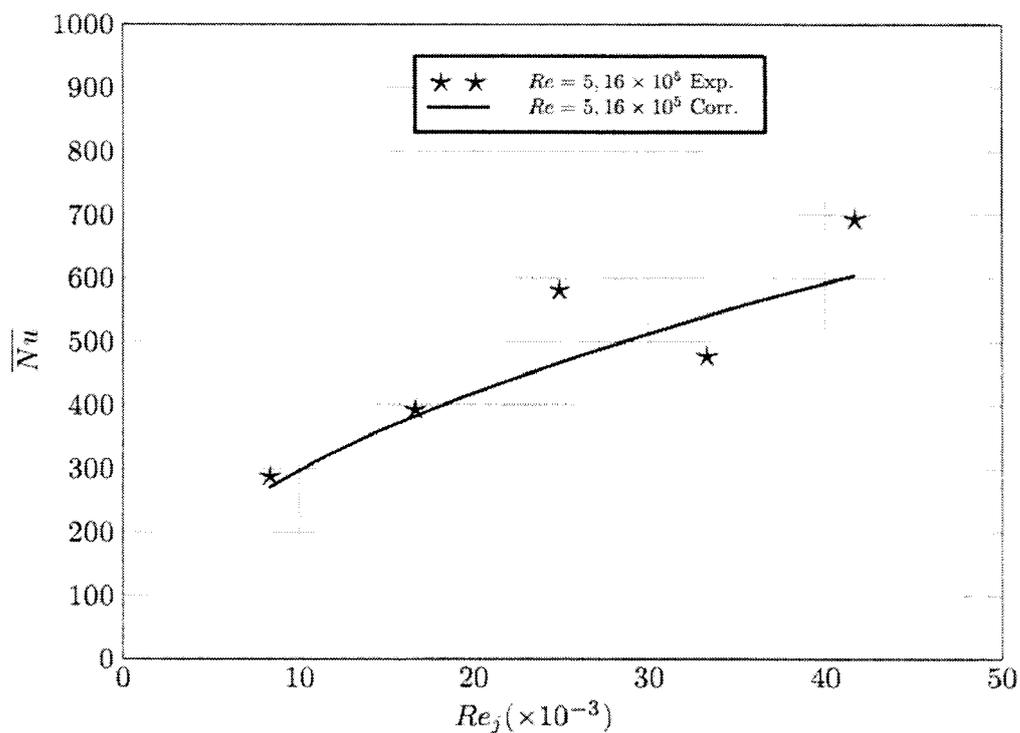


FIG. D.4 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,01$  et  $Re = 5,16 \times 10^5$

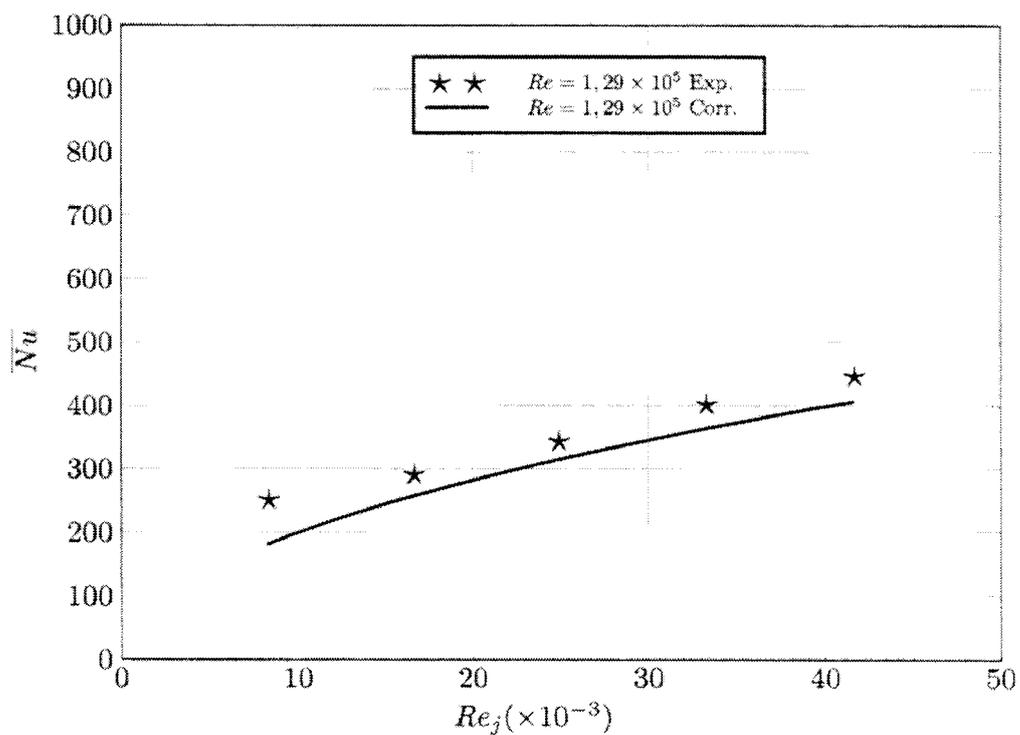


FIG. D.5 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,02$  et  $Re = 1,29 \times 10^5$

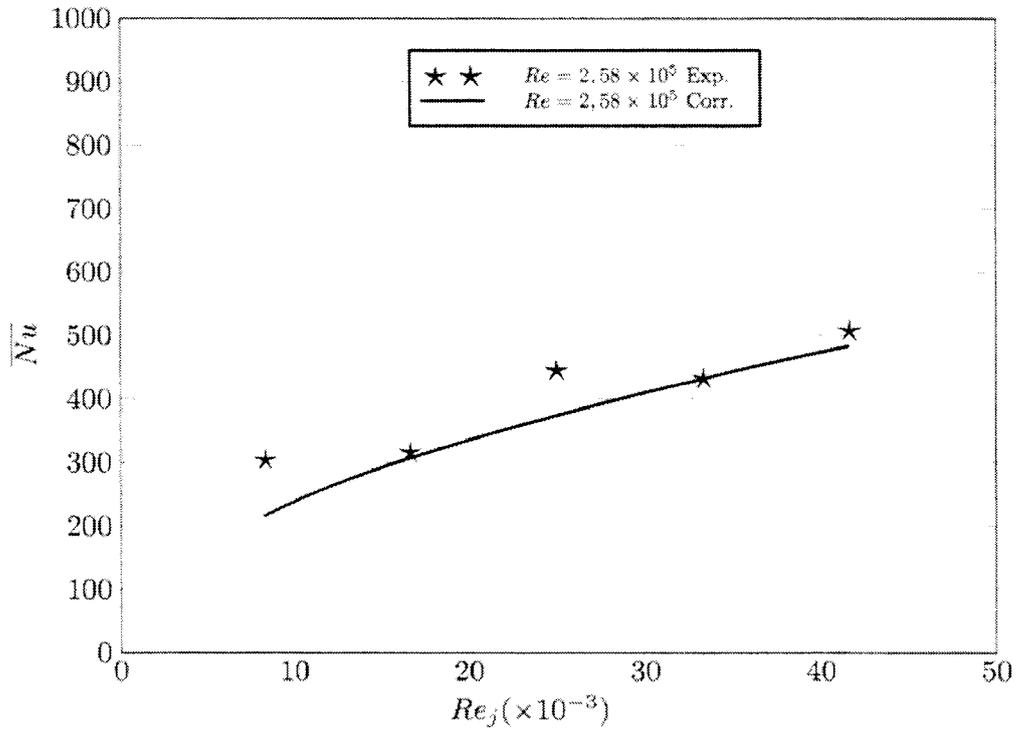


FIG. D.6 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,02$  et  $Re = 2,58 \times 10^5$

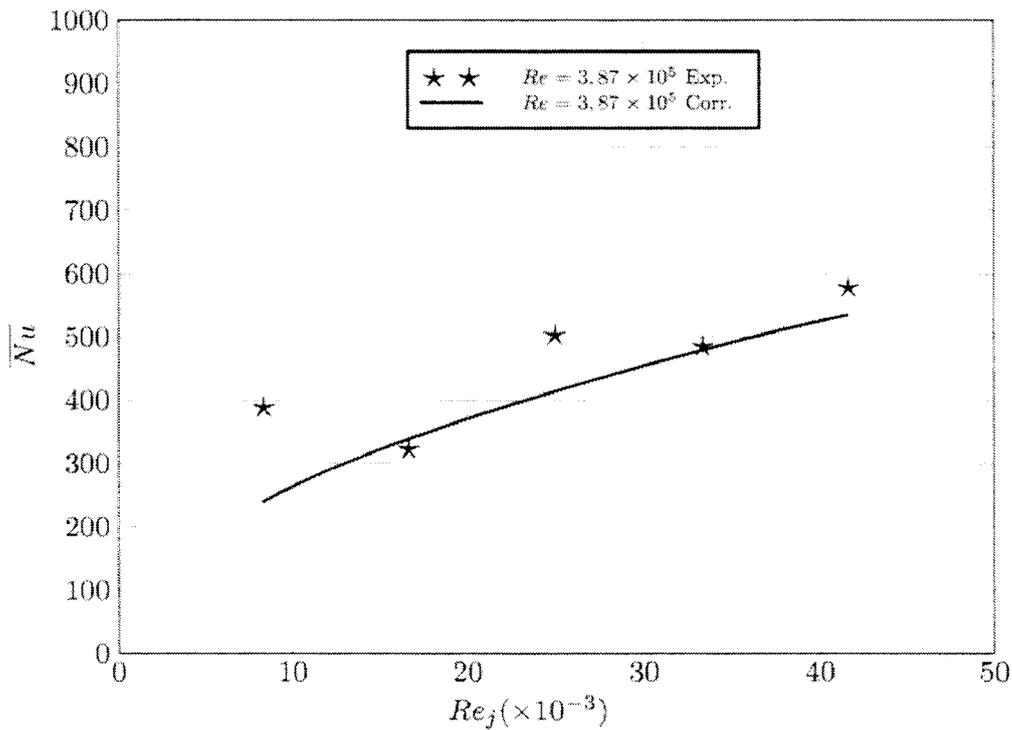


FIG. D.7 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,02$  et  $Re = 3,87 \times 10^5$

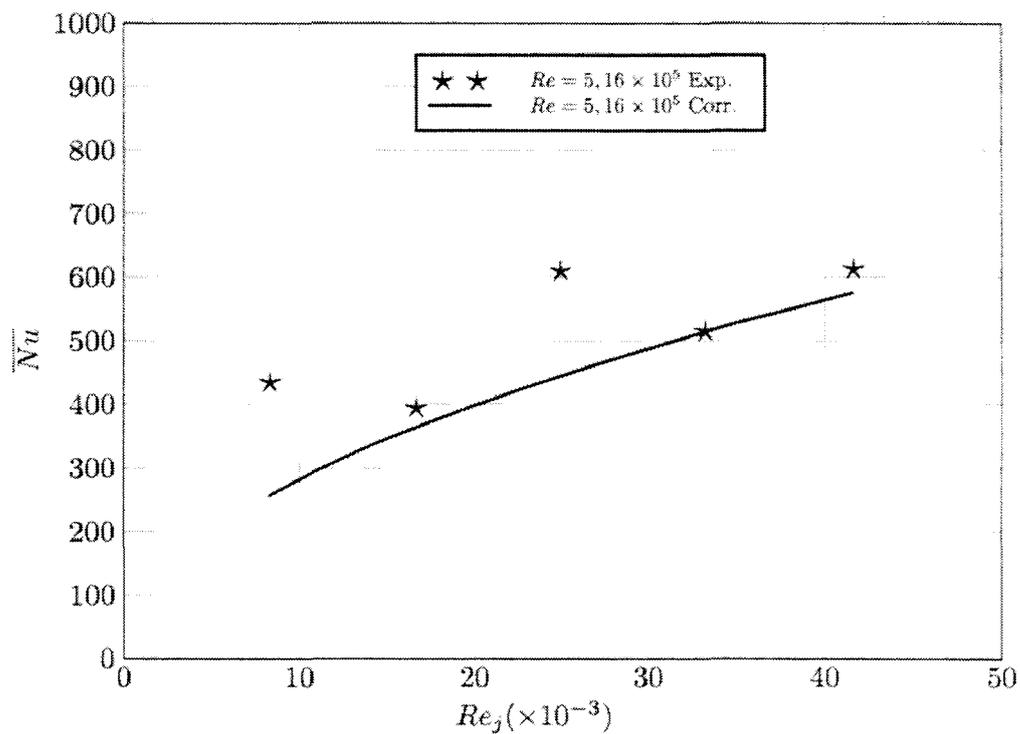


FIG. D.8 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,02$  et  $Re = 5,16 \times 10^5$

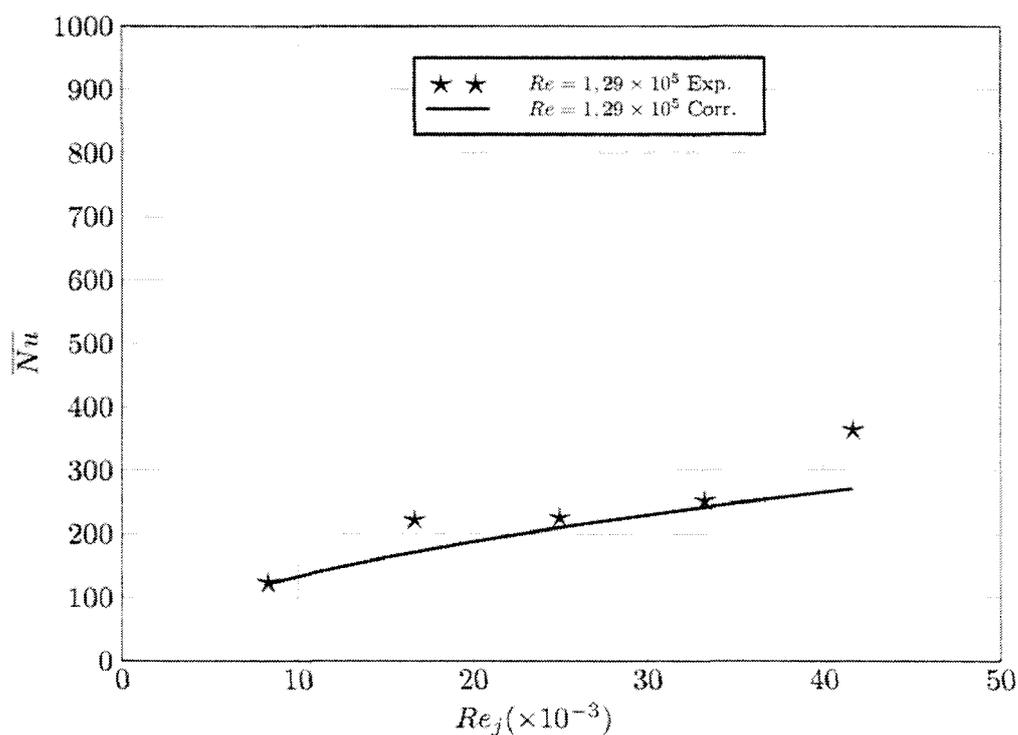


FIG. D.9 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,04$  et  $Re = 1,29 \times 10^5$

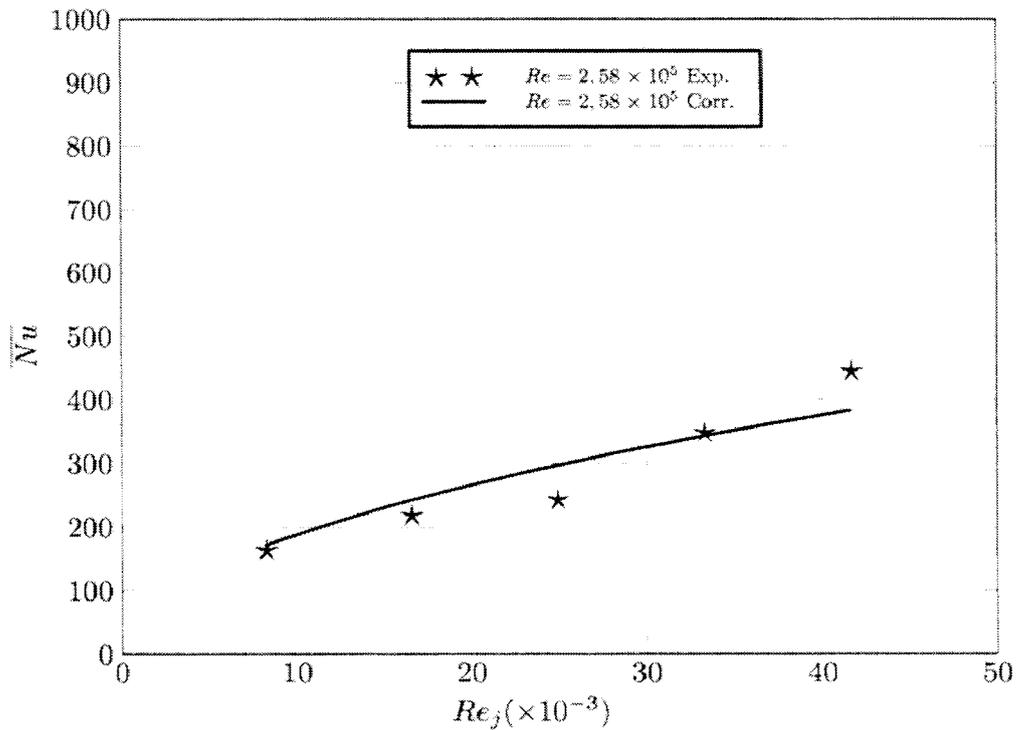


FIG. D.10 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,04$  et  $Re = 2,58 \times 10^5$

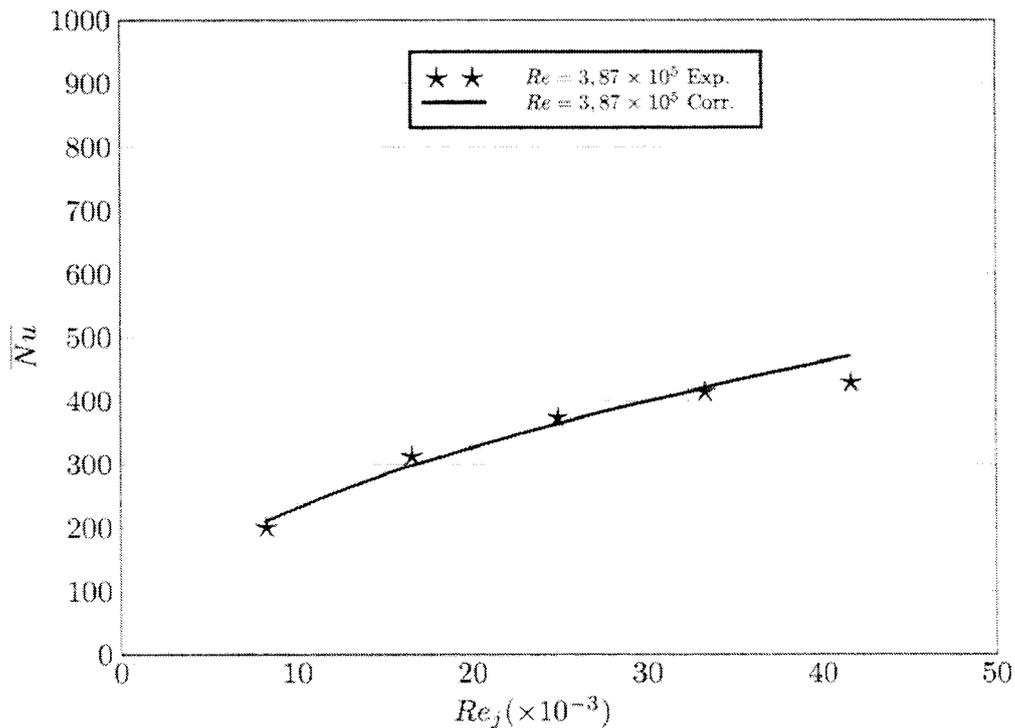


FIG. D.11 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,04$  et  $Re = 3,87 \times 10^5$

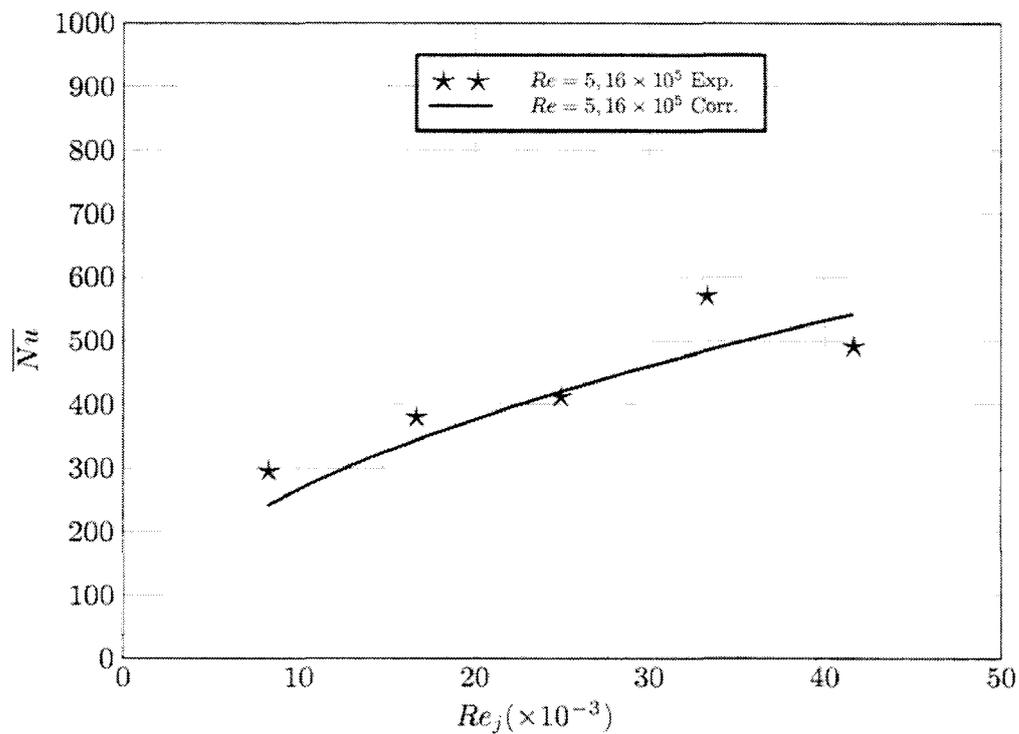


FIG. D.12 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,04$  et  $Re = 5,16 \times 10^5$

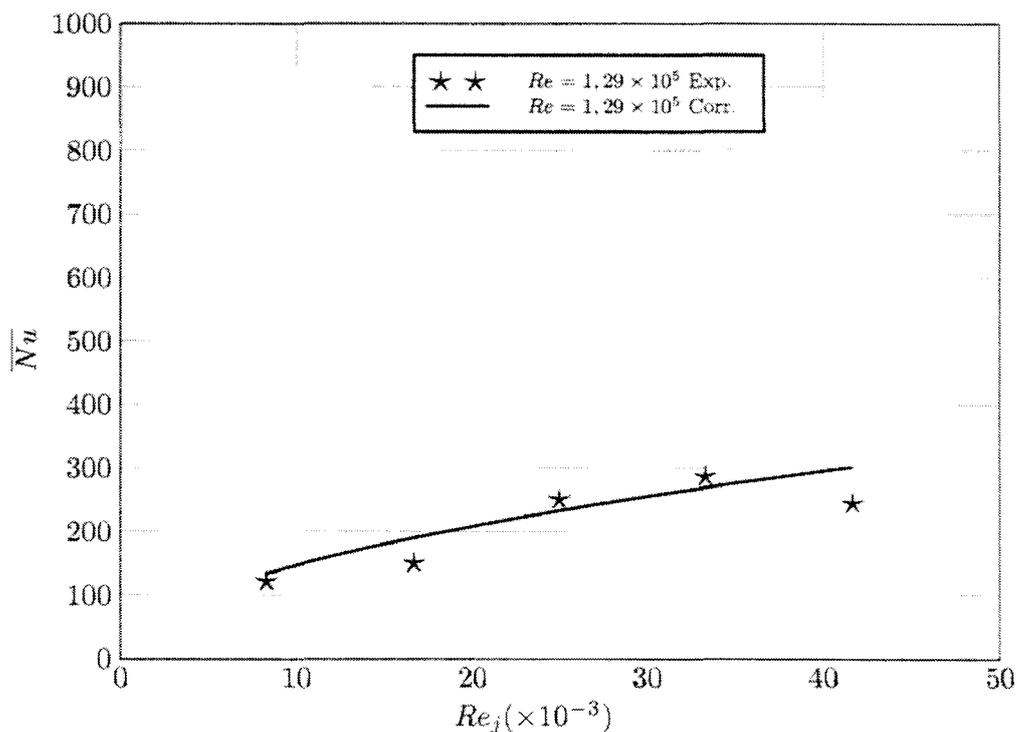


FIG. D.13 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,08$  et  $Re = 1,29 \times 10^5$

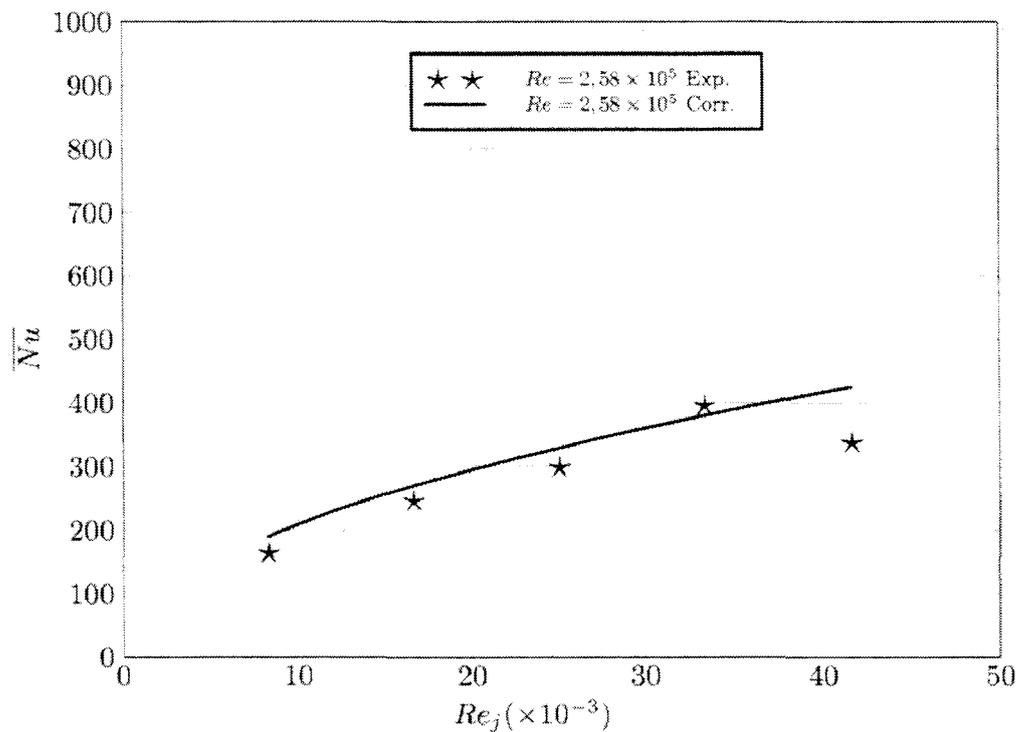


FIG. D.14 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,08$  et  $Re = 2,58 \times 10^5$

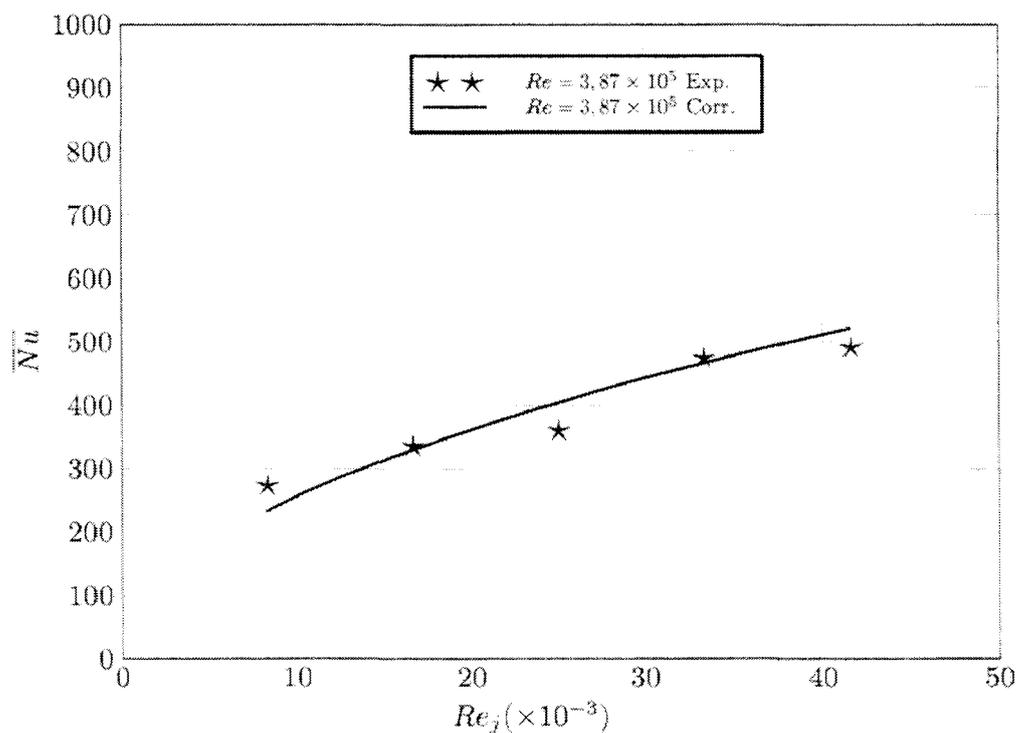


FIG. D.15 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,08$  et  $Re = 3,87 \times 10^5$

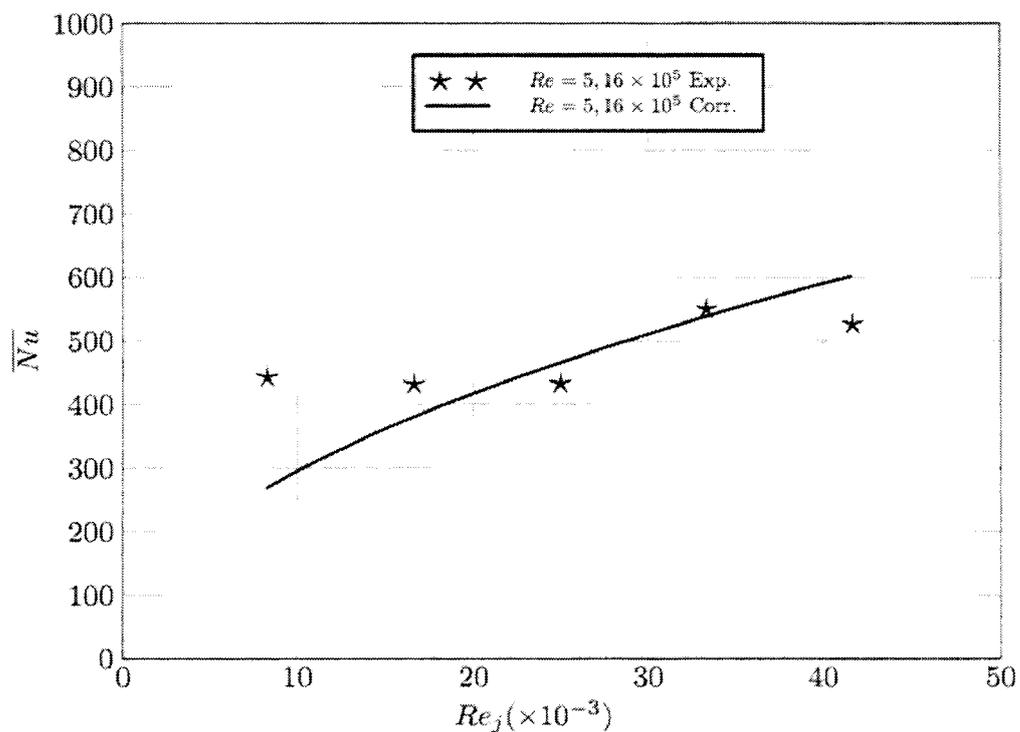


FIG. D.16 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,08$  et  $Re = 5,16 \times 10^5$

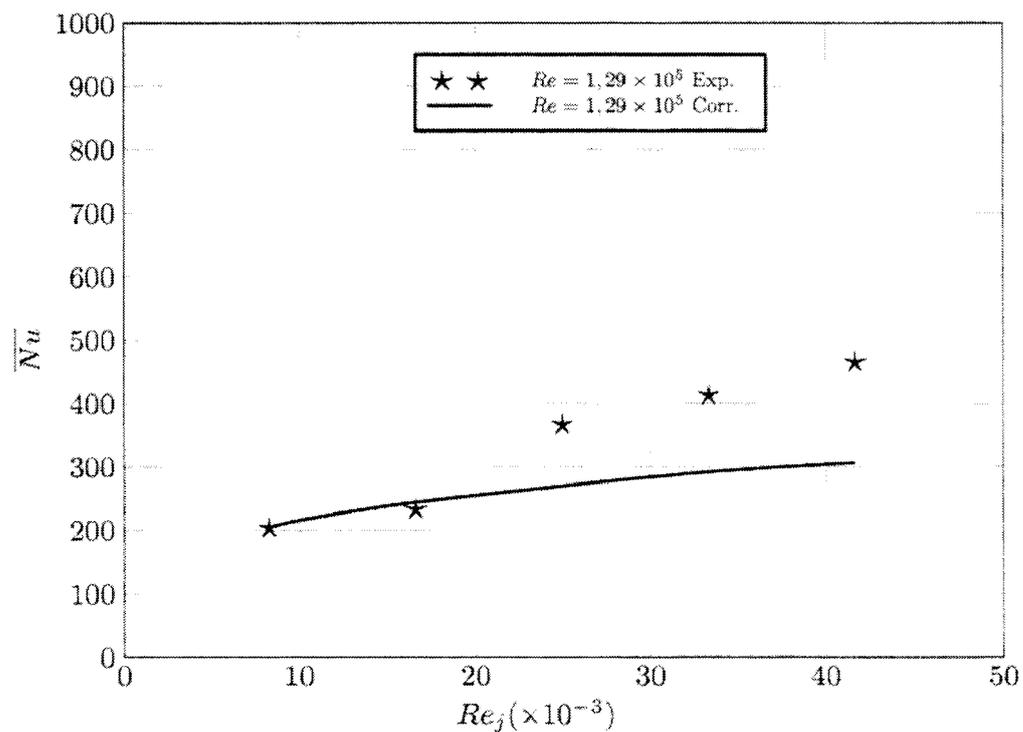


FIG. D.17 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,16$  et  $Re = 1,29 \times 10^5$

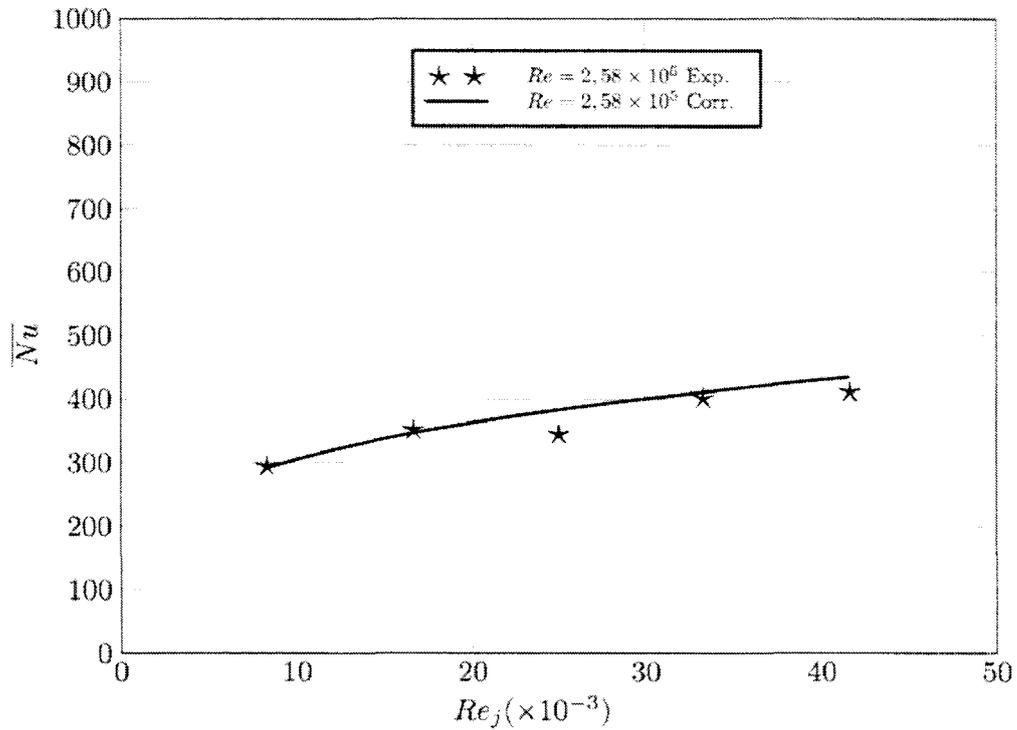


FIG. D.18 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,16$  et  $Re = 2,58 \times 10^5$

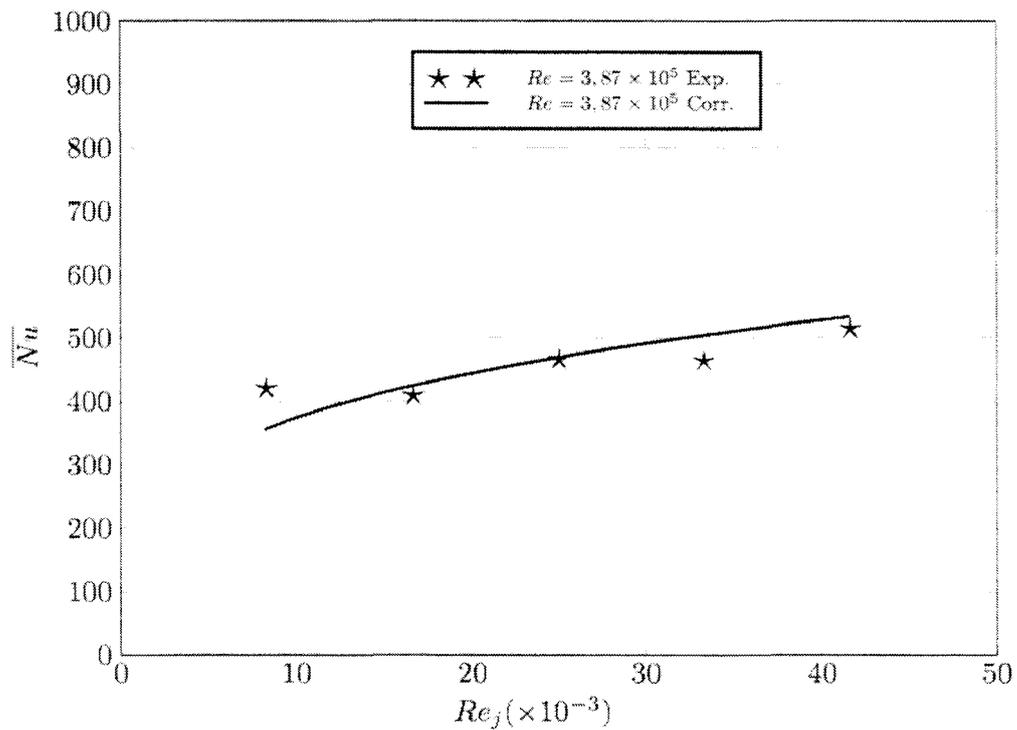


FIG. D.19 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,16$  et  $Re = 3,87 \times 10^5$

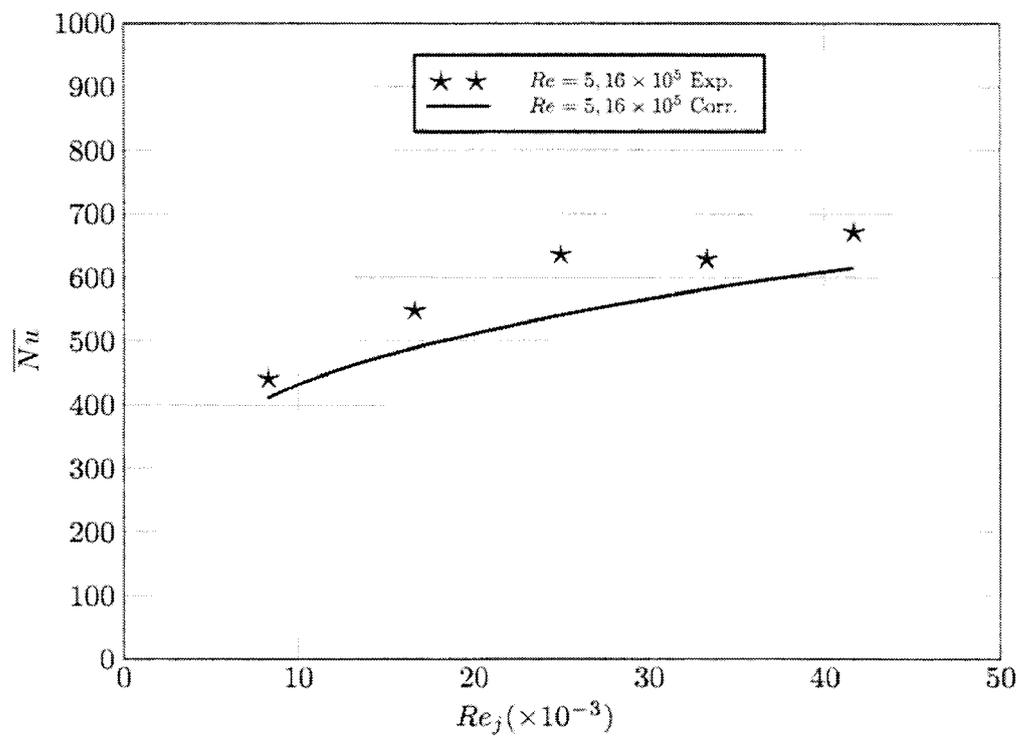


FIG. D.20 – Comparaison des nombres de Nusselt moyens et des corrélations à  $G = 0,16$  et  $Re = 5,16 \times 10^5$



---

---

## **ANNEXE E**

---

Étalonnage de la caméra infrarouge



## E.1 Principe

Soit  $I(T)$  le niveau thermique en sortie de la caméra infrarouge lorsque celle-ci reçoit un rayonnement émis par un corps noir à la température  $T$ . La courbe d'étalonnage permet d'associer à ce niveau thermique mesuré la température du corps noir, dans une situation bien précise. L'opération d'étalonnage consiste à déterminer la courbe permettant la correspondance entre  $I(T)$  et  $T$  dans une situation donnée, c'est-à-dire une distance caméra-maquette fixée, la possible présence d'un hublot, de filtres. Cette opération est donc à renouveler chaque fois qu'un changement de configuration a lieu.

En effet, le niveau réellement mesuré par la caméra, noté  $I_r$ , correspond au niveau thermique  $I(T)$  du corps noir qui a été atténué par l'atmosphère auquel viennent s'ajouter des perturbations : les rayonnements de l'environnement qui ont été réfléchis sur le corps noir et également atténués par l'atmosphère ainsi que les rayonnements émis par l'atmosphère elle-même. On peut donc écrire :

$$I_r = \tau \epsilon_{\text{noir}} I(T) + \tau(1 - \epsilon_{\text{noir}}) I(T_{\text{env}}) + (1 - \tau) I(T_{\text{atm}}) \quad (\text{E.1})$$

$I(T_{\text{env}})$  et  $I(T_{\text{atm}})$  représentent respectivement le rayonnement émis par l'environnement à la température  $T_{\text{amb}}$  et le rayonnement propre de l'atmosphère à la température  $T_{\text{atm}}$ . Il est donc nécessaire d'estimer ces différentes perturbations pour connaître le niveau thermique réel du corps noir.

On effectue alors l'étalonnage à l'aide d'un "corps noir" étalon sous incidence normale positionné à 1000mm de la caméra, d'émissivité  $\epsilon_{\text{noir}} = 0,99 \pm 0,01$  indépendante de la température et chauffé par une résistance. La température du corps noir  $T$  est contrôlée à l'aide d'une sonde PT100 avec une précision de  $\pm(0,3 + 0,004T)$  en  $^{\circ}\text{C}$ .

Pour une plage de températures imposées comprise entre 20 et 150  $^{\circ}\text{C}$  et par pas de 10  $^{\circ}\text{C}$ , nous relevons le niveau thermique  $I_r$  reçu par la caméra. On note également  $T_{\text{atm}}$  et on évalue  $I(T_{\text{env}})$  en présentant une feuille d'aluminium à la température ambiante de surface diffusante. Le niveau alors reçu par la caméra infrarouge est noté  $I_a$  et s'exprime :

$$I_a = \tau I(T_{env}) + (1 - \tau)I(T_{atm}) \quad (E.2)$$

Nous avons  $I(T_{env})$  que nous pouvons réinjecter dans la relation E.1, le signal alors obtenu pour le corps noir s'exprime de la manière suivante :

$$I(T) = \frac{[I_r - (1 - \epsilon_{noir})I_a - (1 - \tau)\epsilon_{noir}I(T_{atm})]}{\tau \epsilon_{noir}} \quad (E.3)$$

Le niveau  $I(T_{atm})$  est quant à lui évalué grâce à la température relevée par thermocouple et la loi d'étalonnage d'origine de la caméra :

$$I(T_{atm}) = \frac{R}{\exp(\frac{B}{T_{atm}} - F)} \quad (E.4)$$

où les constantes B, R et F varient en fonction du filtre choisi et de la plage de température. Dans notre cas sans filtre et de 0 à 150 °C, nous avons :

$$R = 6323010; B = 3079.1; F = 75.13 \quad (E.5)$$

## E.2 Etalonnage

Pour chaque température imposée au corps noir, nous relevons différents paramètres, en déduisons les niveaux thermiques liés à l'environnement et donc le niveau thermique réel du corps noir.

Le coefficient de transmission atmosphérique  $\tau$  a été estimé à 0.95 (HURTAUD). Les valeurs obtenues lors de cet étalonnage sont interpolées par un polynôme de degré 3 présentés sur la figure 1 E.1.

Le polynôme s'écrit alors de la manière suivante :

$$I(T) = 1.2397 \times 10^{-3} T^3 - 3.1314 \times 10^{-2} T^2 + 7.7544 T + 0.5361 \quad (E.6)$$

$T(^{\circ}C)$	$I_r$	$T_{atm}$	$I(T_{atm})$	$I_a$	$I(T)$
31.4	250	17.2	156.2	184.6	256.1
43.5	366	18	160.8	185.9	379.2
50	443	19.2	168	183.2	460.8
60	591	20.8	178	184	617.6
70	775	21	179.2	184.5	813.2
80	1003	20.9	178.6	188.1	1055.6
90	1280	20.8	178	187.7	1350.2
100	1615	21	179.2	185.3	1706.3
111	2053	21.4	181.8	186.4	2171.9
120	2500	19	166.8	186.2	2647.9
130	3003	20	173	185.9	3182.5
140	3630	20.3	174.8	187	3849
150	4395	20.4	175.4	185.3	4662.4

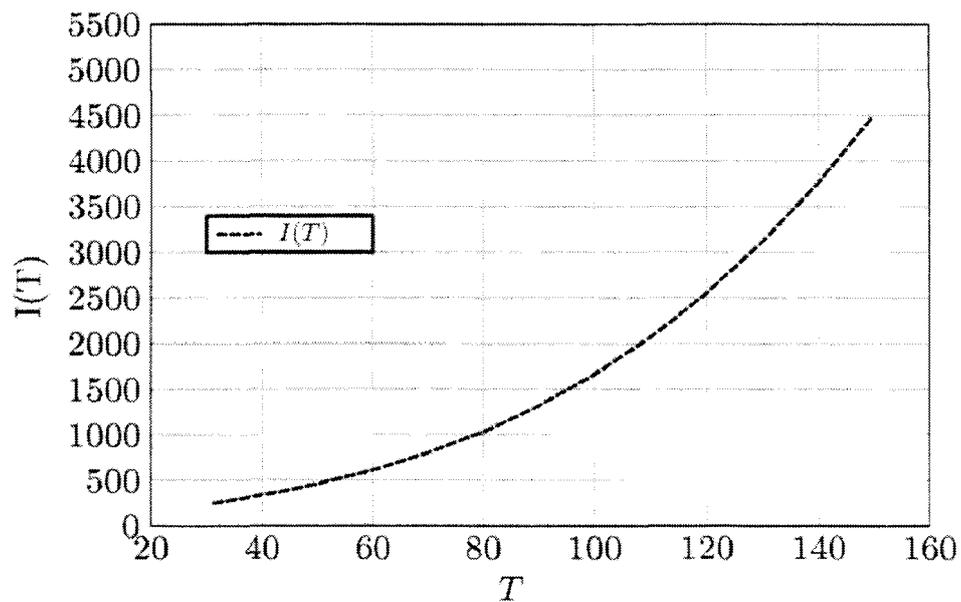


FIG. E.1 – Courbe d'étalonnage de la caméra infrarouge



---

---

## **ANNEXE F**

---

Etalonnage en émissivité d'une peinture  
noire



On recherche l'émissivité  $\epsilon_n$  d'une peinture noire en fonction de sa température. On utilise pour cela une plaque carrée d'épaisseur 3 mm recouverte sur une face par de la peinture noire haute température, l'autre face comportant une résistance chauffante branchée à un générateur. Un thermocouple de type K, relié à une centrale d'acquisition de données, est noyé au centre de la plaque. La caméra infrarouge visualise sous incidence normale le côté peint en noir de la plaque à une distance de 1000 mm. On mesure alors la température de la plaque, qui peut varier de 20 à 140 degrés Celsius grâce à un générateur de courant. Pour chaque température, la caméra permet d'accéder directement au niveau thermique du rayonnement mesuré  $I_r$ , qui se compose du rayonnement provenant de la plaque atténué par l'atmosphère, et des rayonnements de l'environnements, réfléchis sur la plaque et atténués par l'atmosphère, ainsi que des rayonnements émis par l'atmosphère elle-même :

$$I_r = \tau \epsilon_{noir} I(T) + \tau (1 - \epsilon_{noir}) I(T_{env}) + (1 - \tau) I(T_{atm}) \quad (F.1)$$

$I(T_{env})$  et  $I(T_{atm})$  représentent respectivement le rayonnement émis par l'environnement à la température  $T_{env}$  et le rayonnement propre de l'atmosphère à la température  $T_{atm}$ . A chaque relevé de température et du niveau thermique caméra  $I_r$ , on doit également relever  $T_{atm}$  et effectuer une évaluation de  $I(T_{env})$  en présentant à la caméra une feuille d'aluminium de surface diffusante. On relève alors le signal de sortie caméra correspondant et noté  $I_{al}$  :

$$I_{al} = \tau I(T_{env}) + (1 - \tau) I(T_{atm}) \quad (F.2)$$

En extrayant  $I(T_{env})$  et en remplaçant, on obtient une expression de l'émissivité de la peinture noire telle que :

$$\epsilon_{noir} = \frac{I_r - I_{al}}{\tau I(T) - I_{al} + (1 - \tau) I(T_{atm})} \quad (F.3)$$

La courbe d'étalonnage de la caméra permet d'accéder aux valeurs de  $I(T)$  et  $I(T_{atm})$  pour une température donnée, on peut ainsi déterminer la valeur correspondante de l'émissivité  $\epsilon_{noir}$ . Deux séries de mesures ont été effectuées et les résultats peuvent être interpolés de la manière suivante.

Pour  $30 \leq T \leq 80$  degrés C, nous avons :

$$\epsilon_{noir} = 0,937 \quad (F.4)$$

et pour  $80 \leq T \leq 140$  degrés C, la loi est du type :

$$\epsilon_{noir} = 0,98315 - 5,7829 \times 10^{-4} T \quad (F.5)$$

## Etude expérimentale des échanges convectifs sur le rotor d'une machine discoïde : influence d'un jet impactant

**RESUME** : La nécessité de produire plus d'énergie électrique à un coût moindre entraîne la nécessité de produire mieux, à un rendement meilleur. Ce constat pose de multiples problèmes de refroidissement des machines électriques, notamment celles utilisées au sein des éoliennes. La méconnaissance des phénomènes qui s'y produisent et la recherche de solutions de refroidissement ont motivé cette étude. Le travail consiste en la détermination expérimentale des échanges convectifs à la surface d'un disque en rotation en régime permanent, dans trois configurations : rotor seul et système rotor-stator avec et sans jet. Un banc expérimental a été mis au point pour mesurer localement l'énergie prélevée au disque en rotation en utilisant une technique de « couche épaisse » et la thermographie infrarouge. Le disque est mis en rotation dans de l'air au repos. Cela crée un écoulement d'air à sa surface et un échange de chaleur convectif. L'étude du rotor seul a permis la validation du banc expérimental en comparaison aux données bibliographiques, très complètes sur cette configuration. Les configurations rotor-stator avec et sans jet ont permis de mettre en évidence l'influence des différents paramètres sur le refroidissement du système. Les données bibliographiques sur les écoulements et les visualisations effectuées permettent de faire une analyse des phénomènes mis en jeu. Les transferts de chaleur locaux et moyens à la surface du disque en rotation sont ensuite corrélés par des lois faisant intervenir les paramètres géométriques et dynamiques de l'étude.

*MOTS CLES* : Rotor-stator, alternateur, éoliennes, jet impactant, écoulements, transferts de chaleur, nombre de Nusselt, thermographie infrarouge, visualisations laser

---

## Experimental study of convective heat transfer on the rotor of a discoidal machine: influence of an impinging jet

**ABSTRACT** : The need for producing more electric power at a less cost involves the need for better producing, at a higher efficiency. This report poses multiple problems as far as the cooling of electrical machines is concerned, particularly those used within the wind turbines. The ignorance of the phenomena which occur there and the search of cooling improvement justified this study. Work consists of the experimental determination of the convective heat transfer on the surface of a rotating disk, when the steady-state regime is reached: single rotating disk and rotor-stator system with and without impinging jet. An experimental apparatus was developed to locally measure the dissipated energy over the rotating disk surface by using a technique of "thick layer" and infrared thermography. When the disk is rotating, an air flow is created and so a convective heat transfer. The apparatus was validated in a single disk configuration, which is very detailed in literature. The both rotor-stator configurations (with and without jet) let to highlight the influence of the different parameters on the system cooling. As far as the flow structure is concerned, literature data and visualization using a laser technique make possible the analysis of phenomena inside the air gap. Local and mean heat transfer are then correlated.

*KEY WORDS*  
heat transfer, N

Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



00904855

, Convective