



Arts et Métiers ParisTech

Projet d'Expertise

Réalisé par :

BARAMILI FLEURY DE AMORIM André

Titre

**Simulation et analyse du bruit d'origine
aérodynamique : influence de la forme d'un obstacle en
écoulement**

Le 6 juin 2013

Encadré par :

- M. Florent MARGNAT, Maître de Conférence

ANNEE : 2012 - 2013

Numéro de PE : PA-F13105

CENTRE DE RATTACHEMENT PE : ENSAM Paris

AUTEUR : BARAMILI FLEURY DE AMORIM André (ID : 2012-2209)

TITRE : *Simulation et analyse du bruit d'origine aérodynamique :
influence de la forme d'un obstacle en écoulement*

ENCADREMENT DU PE : Florent MARGNAT

ENTREPRISE PARTENAIRE : -

NOMBRE DE PAGES : 53

NOMBRE DE REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES : 16

RESUME : Le projet consiste à simuler le bruit rayonné par l'écoulement autour d'obstacles de géométrie donnée à l'aide d'un outil existant. Ce dernier est basée sur une méthode hybride constituée d'un code de simulation de l'écoulement utilisant une méthode de frontières virtuelles pour la modélisation de la présence de l'obstacle, couplé à une estimation du champ acoustique à partir des efforts instationnaires sur l'obstacle. L'objectif est de faire apparaître des changements qualitatifs dans la topologie de l'écoulement (régimes d'allée tourbillonnaire) et d'analyser la trace acoustique de ces changements. On étudiera d'une part l'influence de l'angle d'incidence d'un cylindre à section carrée, d'autre part l'influence de l'allongement d'un obstacle de forme elliptique.

MOTS CLES : Aéroacoustique, méthode de frontières virtuelles, Analogie de Curle, simulation numérique, systèmes fluides.

PARTIE A REMPLIR PAR LE PROFESSEUR RESPONSABLE DU PROJET

ACCESSIBILITE DE CE RAPPORT (entourer la mention choisie) :

Classe 0 : accès libre

Classe 1 : Confidentiel jusqu'au : _____

Classe 2 : Hautement confidentiel

Date :

Nom du signataire :

Signature :

Remerciements

L'auteur remercie le Professeur Eric Lamballais qui a permis l'utilisation du code Incompact3D dans le cadre de ce travail. L'auteur remercie encore : la Capes, institution du Gouvernement Brésilien qui finança cette étude par moyen du Programme Science sans Frontières ; le Laboratoire de Dynamique des Fluides de l'ENSAM Paris Tech (DynFluid), où ce projet fût effectué. L'auteur tient à remercier, finalement, M. Florent Margnat, qui rendit ce projet possible.

Table des matières

Résumé	3
Remerciements	5
1 Introduction	11
2 Outils théoriques et Contexte	13
3 Méthode	17
3.1 Méthode Aérodynamique	18
3.2 Méthode Acoustique	19
4 Validation	21
4.1 Méthode Aérodynamique	21
4.2 Méthode Acoustique	23
5 Résultats et Analyse	27
5.1 Dynamique de l'écoulement et champ acoustique	27
5.1.1 Coefficients aérodynamiques	27
5.1.2 Changement de régime de l'écoulement	29
5.1.3 Champs de pression acoustique	31
5.2 Influence des paramètres sur le rayonnement acoustique	34
5.2.1 Forme et incidence	34
5.2.2 Longueur Projetée (L)	36
5.2.3 Présence d'angle vif	37
5.2.4 Nombre de Mach	39
5.2.5 Changement de régime	40
5.2.6 Rapport avec les fluctuations de portance et trainée	41
6 Conclusion	45
7 Annexe	47

Table des figures

1	Evolution du bruit d'avions	13
2	À gauche, configuration des essais et à droite, évolution de la puissance acoustique avec l'incidence pour un taux d'aspect de 4.	14
3	Changement de régime. À gauche, un axe d'alignement des tourbillons. Droite : deux axes.	17
4	Maillage à l'intérieur de l'ellipse. La ligne bleue représente l'équation paramétrique de l'ellipse et les croix situent les points où le forçage est appliqué.	19
5	Démarrage et établissement de la périodicité ; calcul des coefficients de traînée et de portance pour le carré à 45 degrés. Pour ce cas le transitoire se développe jusqu'à environ 40 unités de temps.	22
6	Comparaison des coefficients aérodynamiques pour les rectangles $B/A = 1$ (marque carrée) et $B/A = 2$ (boule) en incidence. Les valeurs obtenus par Sohankar sont en gris et celles de cette étude en noir.	23
7	Champs acoustiques ; gauche : contours de pression pour le rectangle $B/A = 7$, présente méthode hybride. Droite : contours du champ de pression de référence [12].	24
8	Décomposition du champ acoustique. Gauche : Analogie de Curle (présente étude). Droite : Prediction des tourbillons de Powell [13] donnée par [12]	25
9	Coefficients aérodynamiques fluctuants pour l'ellipse $B/A = 4$ et pour le rectangle $B/A = 2$ en incidence.	27
10	Tracés des coefficients de traînée (noir) et portance (gris) pour l'ellipse $B/A = 4$ pour différents angles d'incidence.	28
11	Instantanés de vorticités - Ellipse $B/A = 4$ en incidence	30
12	Diagramme des forces aérodynamiques fluctuantes pour le carré (gauche) et pour le rectangle $B/A = 2$ (droite). Les fluctuations de portance sont représentées en fonction des fluctuations de traînée.	31
13	Instantanés de vorticités pour des profils rectangulaires et elliptiques sans incidence.	32
14	Instantanés du champ de pression acoustique ; ellipse 60° à Mach 0.1. Évolution en temps dans le sens horaire	34
15	Puissance Acoustique pour différents profils en fonction de l'angle d'incidence.	35
16	Diagramme de directivité de l'intensité acoustique pour l'ellipse (gauche) et le rectangle (droite) à taux $B/A = 4$. Le rayon d'observation est $250d$	35
17	Puissance Acoustique en fonction de la longueur projetée dans la direction de l'écoulement (L).	36
18	Puissance Acoustique en fonction du périmètre de l'obstacle (surface mouillée).	37
19	Évolution de la Puissance Acoustique avec le Nombre de Mach de l'écoulement. À gauche, carré à de différentes incidences ; à droite, différents profils à 30° . Lignes pointillées pour aide visuelle (interpolation par splines cubiques)	38
20	Puissance Acoustique pour les profils elliptiques et rectangulaires sans incidence ; influence du rapport d'aspect B/A	39
21	Géométrie du rectangle arrondi à $B/A = 0.5$. Les rayons de courbure sont : à gauche, $R = 0.25$ et à droite, $R = 0.125$	40

22	Puissance Acoustique pour les profils elliptiques, rectangulaires et le rectangle arrondi sans incidence ; influence du rapport d'aspect B/A (zoom sur les petites valeurs)	41
23	Instantanés de vorticité : rectangles arrondis sans incidence	42
24	Détail des instantanés de vorticité autour du taux critique de changement de régime de l'écoulement pour le rectangle	42
25	Coefficients aérodynamiques fluctuants et puissance acoustique pour l'ellipse en incidences (gauche) et pour les différents taux d'aspect du rectangle (droite)	43
26	Instantané de vorticité - Rectangle $B/A = 7$	43
27	Puissance acoustique en fonction du coefficient fluctuant C'_N pour toutes géométries étudiées. La courbe noire représente la régression quadratique proposée.	44
28	Instantanés de vorticité - Rectangle $B/A = 1$ en incidence	47
29	Instantanés de vorticité - Rectangle $B/A = 2$ en incidence	48
30	Représentation du champ acoustique (gauche) et l'instantané de vorticité de l'instant correspondant (droite). Simulation ellipse $B/A = 4$ à 60° . Les valeurs positives sont marquées par des lignes noirs complètes.	49
31	Rapport entre les intensités maximales et minimales - différents rectangles en incidence. Le cas à incidence nulle est enlevé car le rapport est excessivement élevé relativement aux autres.	50
32	Position azimutale de l'intensité maximale	50
33	Tracés des coefficients de traînée (noir) et portance (gris) pour le rectangle à taux B/A variable sans incidence.	51
34	Instantanés de vorticité - Rectangles arrondis $R = 0.125$ sans incidence	52

1 Introduction

C'est avec la motivation suivante que l'Organisation Internationale de l'Aviation Civile (ICAO, en anglais) justifie la création de ce qui aujourd'hui constitue l'annexe 16 de la Convention Internationale de l'Aviation Civile, portant sur le contrôle du bruit des avions de ligne :

Le problème du bruit des avions est tellement sérieux dans le voisinage de plusieurs aéroports partout dans le monde que la réaction publique est montée à un niveau qui justifie une grande préoccupation et qui demande une solution urgente.

Une croissance de l'utilisation de ce moyen de transport associée au développement des zones urbaines autour des aéroports a fait que ce document a été modifié 4 fois depuis 1981, chaque fois comportant des restrictions plus sévères au niveau de bruit émis par les avions. D'un autre côté, vis-à-vis des automobiles, l'amélioration des autres sources de bruit (moteur, roulement) a rendu le bruit d'origine aérodynamique une source sonore importante. Pour ces raisons, la compréhension complète des sources liées à l'interaction d'un objet avec l'écoulement qui l'entoure est de plus en plus essentielle et représente un enjeu majeur dans les secteurs aéronautique et automobile.

Historiquement, les premières études menées sur ce sujet datent d'un demi-siècle ; Curle [1] utilise l'analogie de Lighthill[2], qui permet la prévision du bruit par moyens d'une solution d'équation d'onde, pour proposer une évaluation de l'influence des parois solides mises dans un écoulement sur le son généré par cette configuration. Il montre que pour les systèmes avec un corps en écoulement, on observe, outre la présence des quadripôles obtenue par Lighthill, une distribution de dipôles qui, dans le cas de sources compactes et nombre de Mach petit, présentent une intensité sonore beaucoup plus importante que celle des quadripôles. Finalement, Curle propose une expression de l'intensité sonore des dipôles qui serait proportionnelle au carré d'une longueur caractéristique du corps, en général sa projection sur un axe perpendiculaire à l'écoulement.

Etant donné que la longueur caractéristique est le seul aspect géométrique pris en compte par le développement classique portant sur le bruit aérodynamique, il n'existe pas de travaux théoriques portant sur l'influence de la forme du corps mis en écoulement sur le son généré. L'objectif de ce travail est d'étudier numériquement les fluctuations sonores observées dans les cas où l'on fait varier la forme de l'objet immergé sans modifier sa longueur caractéristique. Ainsi, les différences dans le son produit ne seront pas expliquées par l'estimation de l'intensité proposée par Curle, que l'on pourra ainsi affiner.

Pour parvenir à ce but, on appliquera la formulation intégrale de Curle qui sert à déterminer la pression acoustique générée dans le système en utilisant les forces exercées sur le corps par l'écoulement. Un code de calcul incompressible, visqueux et instationnaire développé au laboratoire sera donc employé dans le but de calculer ces efforts à partir d'une simulation numérique directe (DNS) de l'écoulement ; la force aérodynamique permettra ensuite de déterminer la pression acoustique au moyen d'un code qui implémente la méthode de Curle.

Ce rapport de Projet d'Expertise (PJE) est organisé de la manière suivante : d'abord,

le contexte sera décrit de façon à mettre en évidence les travaux qui ont permis le développement des méthodes employées. Ensuite, l'on détaillera le code employé et la méthode de frontières virtuelles dont il se sert pour calculer les efforts aérodynamiques qui seront la base du calcul acoustique. La section qui suit présentera la validation de la méthode hybride. Finalement, les résultats obtenus sont présentés et analysés, permettant une discussion concernant le rapport entre les niveaux de puissance sonore émis et les paramètres de chaque géométrie étudiée.

2 Outils théoriques et Contexte

Avant les années cinquante, les études portant sur le son généré aérodynamiquement étaient limitées à l'évaluation des fréquences observées, de façon à déterminer, par exemple, la relation entre la fréquence de l'écoulement autour d'un corps et celle du bruit produit par le système ; le niveau d'intensité du son émis ne serait étudié qu'en 1952, quand Lighthill publia son article pionnier à propos du son aérodynamique [2]. L'impact pratique causé par les études théoriques développées à partir de ce moment peut être constaté à l'aide de la figure 1 qui montre l'évolution des niveaux aperçus de bruit d'avion de ligne comparés aux limites établis par l'ICAO au cours du temps depuis les années soixante.

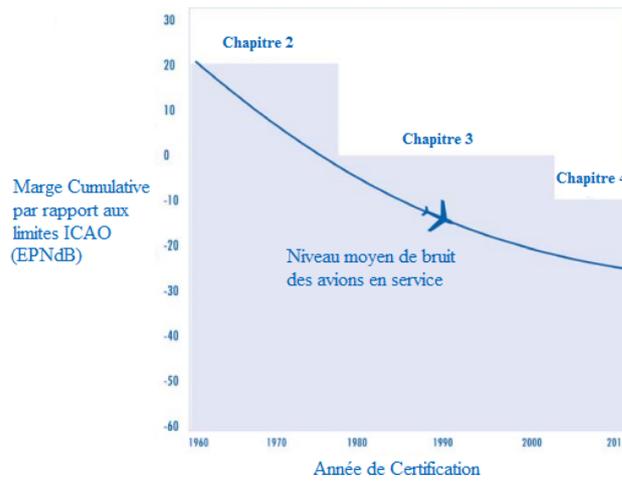


FIGURE 1 – Evolution du bruit d'avions

L'importance des travaux de Lighthill demeure dans le fait qu'ils ont permis, au travers de la solution d'une équation d'onde, l'évaluation des fluctuations sonores induits par un écoulement, proposant ainsi une analogie où le son généré est similaire à ce qui serait obtenu par une distribution de quadripôles. Ainsi, c'était désormais possible envisager l'étude de la transformation de l'énergie entre deux de ses formes : l'énergie cinétique des mouvements fluctuants cisailants et l'énergie acoustique produite. Partant de l'analogie de Lighthill, Curle [1] proposa une évaluation que prend en compte la présence des parois solides au niveau de l'espace occupé par le corps dans le système et de la réflexion et diffraction du son produit par les quadripôles de Lighthill. L'analogie de Curle peut être exprimée comme suit :

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - \frac{r}{a_0})}{r} d\mathbf{y} - \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i(\mathbf{y}, t - \frac{r}{a_0})}{r} dS(\mathbf{y}) \quad (1)$$

où

$$P_i = -l_i p_{ij} \quad (2)$$

étant l_i les composantes du vecteur normal extérieur $\mathbf{n} = (l_1, l_2, l_3)$ et T_{ij} le Tenseur de Lighthill, donné en fonction de la masse volumique ρ , du tenseur des con-

traintes p_{ij} , de la vitesse du son a_0 du fluide en repos et de la composante v_i du champ de vitesse du fluide dans la direction x_i ($i = 1, 2, 3$), comme suit :

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + p_{ij} - a_0^2 \rho \delta_{ij} \quad (3)$$

Ce résultat (1) induit la conclusion que le champ sonore peut être vu comme la somme du son produit par une distribution en volume de quadripôles et celui généré par la distribution surfacique de dipôles, dus à l'interaction des ondes sonores avec les parois solides. De plus, Curle mène une analyse dimensionnelle dans le but d'exprimer l'intensité sonore en fonction des caractéristiques de l'écoulement et du corps représenté par les parois solides ; la puissance acoustique totale en domaine $3D$ serait donc de la forme :

$$W \propto \rho_0 U_0^6 a_0^{-3} L^2 \quad (4)$$

Gloerfelt *et al* [3] montrent que, étant donné que l'intégrale de surface de la formulation de Curle correspond à la diffraction des ondes acoustiques par la surface immobile, les fluctuations de force de portance et de trainée ne constituent qu'une source sonore dipolaire équivalente. Pour un nombre de Mach de 0.12, par exemple, cette source dipolaire aurait une intensité sonore de l'ordre de dix fois celle des quadripôles d'origine, dominant ainsi le champ sonore comme Curle avait prévu. En développant l'analogie de Curle pour le cas de source compacte et estimation de champs lointain, on montre que la pression acoustique est fonction de la force aérodynamique instationnaire exercée sur le corps dans l'écoulement.

Margnat *et al* [4] obtiennent l'évolution de la puissance acoustique pour le rectangle en incidence avec un taux d'aspect de $\frac{B}{A} = 4$. La figure 2 illustre ce résultat et la configuration utilisée.

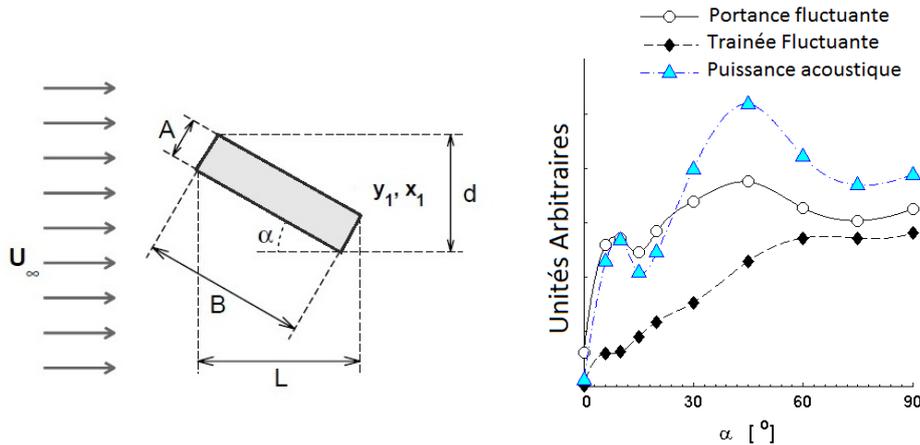


FIGURE 2 – À gauche, configuration des essais et à droite, évolution de la puissance acoustique avec l'incidence pour un taux d'aspect de 4.

Le cylindre possède une dimension caractéristique d , prise comme la section transversale principale. Le point de puissance acoustique maximale est trouvé pour $\alpha = 45^\circ$,

incidence pour laquelle le coefficient de portance fluctuant est lui aussi maximal. Un peu plus loin, sur les instantanés représentant des niveaux de vorticité obtenus pour un taux d'aspect de 2 (figure 29), on pourra observer que c'est à cette incidence que se produit un changement du régime de l'écoulement en aval, avec l'apparition de deux axes sur lesquels les tourbillons s'alignent.

3 Méthode

L'étude de l'influence de la forme du corps au sein de l'écoulement par rapport au bruit généré sera ici menée en prenant en compte deux types de profils : rectangulaire puis elliptique. D'abord, les calculs de l'écoulement seront effectués, pour des allongements et incidences différents sans modifier la longueur caractéristique de l'obstacle. Ensuite, on procédera à l'évaluation du bruit généré pour les différents profils.

La description des essais se trouve sur la figure 2. Le système présente un écoulement d'air à bas Reynolds ($Re = 200$, basé sur la vitesse en amont U_∞ et sur la dimension d). Le taux d'aspect $\frac{B}{A}$ et l'incidence α sont les paramètres à faire varier. Dans le cas des profils elliptiques, la forme est modifiée via la variation du taux d'aspect du rectangle dans lequel le profil est inscrit. La longueur de référence d est gardée constante, présentant la valeur unitaire pour toutes les simulations.

Premièrement, quelques profils sont choisis pour l'étude de l'influence de l'incidence. Le profil à section carré, les rectangulaires à $B/A = 2$ et $B/A = 4$ et finalement l'ellipse à $B/A = 4$ seront analysés à 10 incidences différentes entre 0° et 90° . Ensuite, l'étude procédera à l'évaluation de l'influence de la longueur de l'obstacle en faisant varier le taux d'aspect des profils rectangulaires et elliptiques de $B/A = 0.25$ à $B/A = 7$; les profils sont ici simulés à incidence nulle. À ce moment, la présence d'angle vif dans le corps solide sera étudié, en proposant une nouvelle géométrie.

L'objectif de faire varier l'incidence est d'évaluer le point de changement de régime, soit l'angle α pour lequel on commence à observer deux axes d'alignement des tourbillons formés en aval de l'obstacle au lieu d'un seul (Figure 3). Ce changement sera aussi évalué en faisant varier le taux d'aspect, qui permettra d'ailleurs l'étude du point de recollement des tourbillons à l'obstacle et de la compacité de la source correspondante. Dans le cas des profils elliptiques, la régularité de la forme du profil pourra être évaluée en montrant l'influence de la présence ou de l'absence d'angles vifs dans le profil sur le champ acoustique. Finalement, faire varier ces paramètres permettra l'étude de la localisation du point d'arrêt et des changements provoqués par cette localisation dans les fluctuations acoustiques.

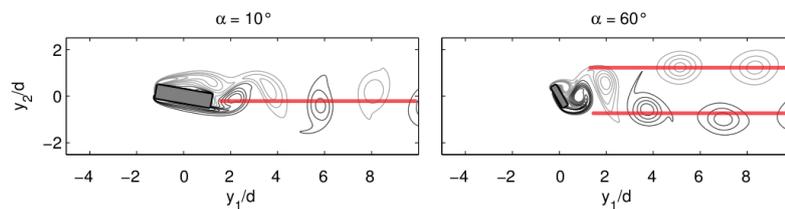


FIGURE 3 – Changement de régime. À gauche, un axe d'alignement des tourbillons. Droite : deux axes.

La nature aéroacoustique du problème rend pertinente la séparation de la description de la méthode de calcul en deux parties, comme présenté ci-après.

3.1 Méthode Aérodynamique

Le code *Incompact3D* est utilisé pour effectuer le calcul des efforts appliqués sur l'obstacle par l'écoulement. Il réalise un calcul complet dans les limites du domaine (DNS) des équations de Navier-Stokes employées pour les écoulements instationnaires incompressibles prenant en compte le terme visqueux. Il présente une configuration basée sur un schéma de différences finies centré et de sixième ordre. La puissance acoustique est calculée comme suit ; \mathbf{x} représente la position du point d'observation et \mathbf{y} , celle de la source.

$$\tilde{p}_a(\mathbf{x}, \omega) = -\frac{\partial \check{G}_c(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i} \tilde{F}_i(\omega) \quad (5)$$

où \check{G}_c est l'approximation de source compacte de la fonction de Green convectée 2D en espace illimité et \tilde{F}_i représente les composantes des efforts aérodynamiques. Les auteurs proposent encore une façon simplifiée d'obtenir ces efforts à l'aide d'une méthode de frontières virtuelles, basée sur l'intégration d'un terme de forçage \mathbf{f} , défini par Goldstein *et al* [5], autour de l'obstacle.

$$\mathbf{f}(\mathbf{y}, t) = -\varepsilon(\mathbf{y})[\omega_n^2 \int \mathbf{u}(\mathbf{y}, t) dt + 2\zeta\omega_n \mathbf{u}(\mathbf{y}, t)] \quad (6)$$

Ici, ω_n et ζ sont respectivement la fréquence et le coefficient d'amortissement du contrôleur de deuxième ordre utilisé, qui oblige le champ de vitesse \mathbf{u} à être nul dans les points du domaine où $\varepsilon(\mathbf{y})$ n'est pas nul.

Les parois solides sont simulées avec la méthode des Frontières Virtuelles (IBM, en anglais) qui introduit un terme de forçage défini unitaire dans l'obstacle et nul à l'extérieur. Le modèle de condition d'adhérence appliqué prend donc en compte ce terme défini en (6) dans l'équation de quantité de mouvement. Cela représente ainsi une force externe ajoutée ; l'équation de moment utilisée est donc de la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u}_j \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial y_j} = \frac{\partial p}{\partial y_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i}{\partial y_j \partial y_j} + \mathbf{f} \quad (7)$$

Dans la présente étude $\varepsilon = 1$ pour les points du maillage intérieurs au domaine solide et nul dehors, de façon à annuler les vitesses dans l'obstacle. La figure 4 montre la relation entre le maillage développé pour l'ellipse et l'intérieur du domaine solide, pour de différentes incidences. L'intégration sur le domaine solide permet le calcul des efforts aérodynamiques et fournit :

$$\mathbf{F} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\varepsilon=1} \mathbf{u} dV(\mathbf{y}) + \oint_{\partial D} \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) d\Sigma(\mathbf{y}) - \int_{\varepsilon=1} \mathbf{f} dV(\mathbf{y}) \quad (8)$$

et, vu que les vitesses sont rendues nulles par le forçage dans le solide, l'équation (8) se simplifie et acquiert la forme suivante pour permettre le calcul des efforts aérodynamiques :

$$\mathbf{F} = - \int_{\varepsilon=1} \mathbf{f} dV(\mathbf{y}) \quad (9)$$

3.2 Méthode Acoustique

Une fois calculée la force aérodynamique sur l'obstacle, un autre code développé au laboratoire calculera la fonction de Green convectée et sa dérivée en espace illimité dans le domaine fréquentiel, equations (10), (11) et (12), et ensuite effectuera le calcul de la pression acoustique dans le domaine d'observation comme décrit par l'équation (5).

$$\check{G}_c(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \omega) = \frac{i}{4\beta} \exp\left(\frac{iMkx_1}{\beta^2}\right) H_0^{(2)}\left(\frac{k\check{r}_\beta}{\beta^2}\right) \quad (10)$$

$$\frac{\partial \check{G}_c(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \omega)}{\partial y_1} = -\frac{i}{4\beta} \exp\left(\frac{iMkx_1}{\beta^2}\right) \frac{iMk}{\beta^2} H_0^{(2)}\left(\frac{k\check{r}_\beta}{\beta^2}\right) - \frac{k}{\beta^2} \frac{x_1}{\check{r}_\beta} H_1^{(2)}\left(\frac{k\check{r}_\beta}{\beta^2}\right) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \check{G}_c(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \omega)}{\partial y_2} = \frac{i}{4\beta} \exp\left(\frac{iMkx_1}{\beta^2}\right) \frac{kx_2}{\check{r}_\beta} H_1^{(2)}\left(\frac{k\check{r}_\beta}{\beta^2}\right) \quad (12)$$

avec $\check{r}_\beta \approx \sqrt{x_1^2 + \beta^2 x_2^2}$ approximation de r_β pour source compacte ($r_i \approx x_i$) et $H_v^{(m)}$ la fonction de Hankel d'ordre v et type m . L'intensité sonore pourra donc être calculée et, par conséquent, la puissance acoustique moyenne.

$$\mathbf{I}_{ac} = p_{ac} \mathbf{v}_{ac} \approx \frac{p_{ac}^2}{\rho_0 a_0} \mathbf{k} \quad (13)$$

étant \mathbf{k} le vecteur d'onde, supposé colinéaire à \mathbf{r} .

$$\overline{W}_{ac} = \overline{\iint_S \mathbf{I}_{ac} \mathbf{n} dS} \quad (14)$$

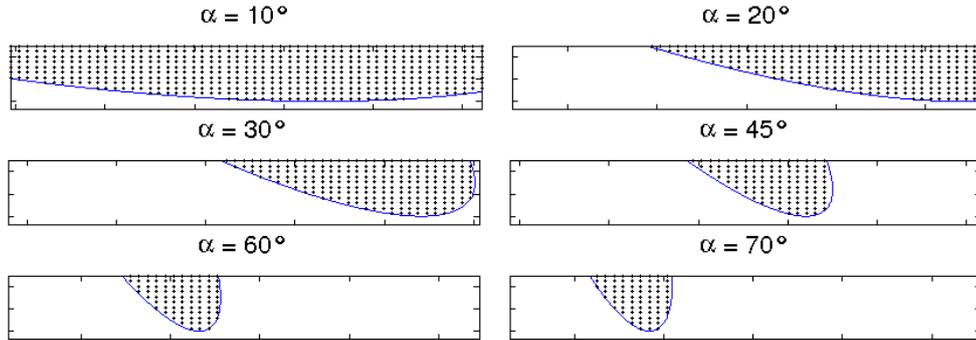


FIGURE 4 – Maillage à l'intérieur de l'ellipse. La ligne bleue représente l'équation paramétrique de l'ellipse et les croix situent les points où le forçage est appliqué.

4 Validation

4.1 Méthode Aérodynamique

La méthode qui calcule numériquement les équations incompressibles de Navier-Stokes pour obtenir les efforts aérodynamiques autour du corps en écoulement doit être validée. Dans ce but, des simulations ont été effectuées sur le cylindre rectangulaire de taux d'aspect 1 et 2 à Reynolds 200 et ensuite comparées avec les résultats obtenus dans la littérature. Le rapport de blocage est conservé quel que soit α , c'est à dire, $d = 1$ pour toutes les incidences. L'étendue du domaine est défini en fonction de la longueur caractéristique d comme décrit sur le tableau 1 ; le maillage est uniforme dans la direction longitudinale et étiré transversalement.

	Longueur	Nombre de points de maillage
Dir. Longitudinale	40d	2049
Dir. Transversale	20d	513

TABLE 1 – Description du domaine de calcul et son maillage.

Du point de vue des conditions aux limites, en amont, la vitesse est imposée. En aval, il s'agit d'une condition de convection. Sur les frontières latérales, on utilise une condition de glissement. Enfin, la condition d'adhérence à la paroi du cylindre est modélisée par une méthode de frontières virtuelles.

A l'instant initial, l'ensemble du domaine de calcul est à $\mathbf{U}_\infty = (u_x, u_y) = (1, 0)$. En démarrant, le calcul présente une période de transition où les efforts aérodynamiques fluctuent sans régularité et, ainsi, ne correspondent pas à un résultat admissible (figure 5). Ensuite, une partie périodique se développe dans laquelle les coefficients fluctuent entre des niveaux constants. Cette partie sera prise en compte vis-à-vis des calculs représentés par les équations (15), (16) et (17).

Les résultats sont comparés à ceux obtenus par d'autres auteurs. Les coefficients sont calculés comme suit :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 d}; \quad (15)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 d}; \quad (16)$$

$$St = \frac{fd}{U_\infty}; \quad (17)$$

où les forces F_D et F_L sont, respectivement, les composantes longitudinale et transversale du vecteur de force aérodynamique $\mathbf{F} = (F_D, F_L)$ et f une fréquence caractéristique de l'écoulement.

La littérature présente plusieurs résultats concernant le carré ($B/A = 1$) à zéro degrés d'incidence. D'après [6], l'écoulement autour d'un cylindre circulaire devient tri - dimensionnel à un nombre de Reynolds de 180. Dans le but de valider la méthode 2D ici employée, le tableau 2 compare les résultats de Strouhal et coefficient de trainée

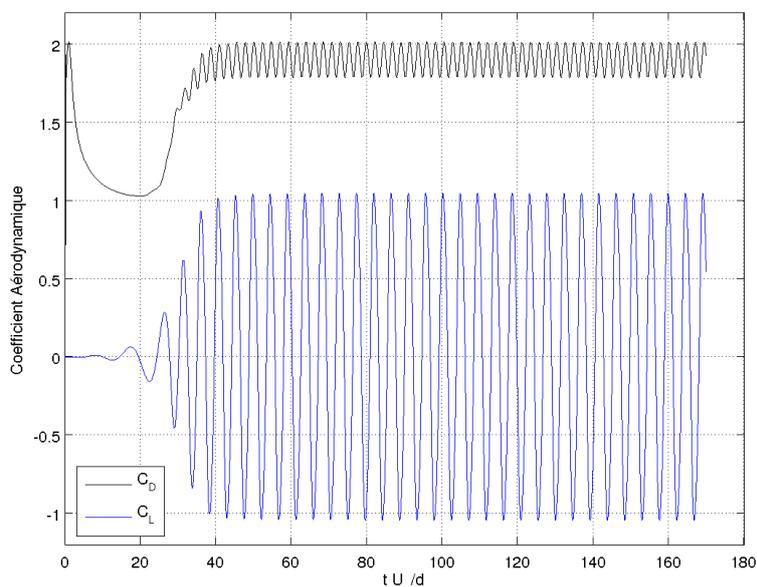


FIGURE 5 – Démarrage et établissement de la périodicité ; calcul des coefficients de traînée et de portance pour le carré à 45 degrés. Pour ce cas le transitoire se développe jusqu'à environ 40 unités de temps.

moyen obtenus par de différents auteurs par moyen de différentes méthodes et conditions de calcul. De plus, le tableau 3 compare les résultats obtenus par la présente étude pour le cas du carré en incidence avec ceux obtenus par [7]. δy est la longueur verticale de la première et plus petite cellule du maillage située sur la surface du cylindre et X_u/d et X_d/d sont l'étendu du domaine en amont et en aval à l'obstacle, respectivement. Les valeurs trouvées par notre méthode ne présentent pas un écart important par rapport aux valeurs obtenus par les autres auteurs.

Auteur	Nature	δy	X_u/d	X_d/d	N_b	Blocage	Strouhal	C_D
PRESENT	Num. 2D	0.0113	7.5	31.5	51	1/20	0.153	1.54
SOHANKAR[7]	Num. 2D	0.004	10	26	30	1/20	0.168	1.45
SAHA[8]	Num. 3D	-	5	18	-	1/10	0.163	1.67
ISLAM[9]	Num. 2D	-	12	30	-	1/12	0.153	1.41
FRANKE[10]	Num. 2D	0.0013	4.5	14.5	-	1/12	0.157	1.60
OKAJIMA[11]	Exp.	-	-	-	-	-	0.138	1.48

TABLE 2 – Comparaison avec la littérature - simulations effectuées sur le carré à zéro incidence et Reynolds 200. Le taux de blocage est défini comme le rapport entre la longueur de référence d et l'étendu verticale du domaine de calcul.

La figure 6 présente une comparaison avec Sohankar *et al* [7] qui prend en compte le carré et le rectangle $B/A = 2$ à de différentes incidences. Pour le rectangle aux deux taux d'aspect, on peut observer un bon raccord entre les résultats des deux auteurs. Une remarque doit être faite concernant les résultats du coefficient de traînée moyen, qui

sont moins élevés dans [7] qui ne considère que la trainée de pression.

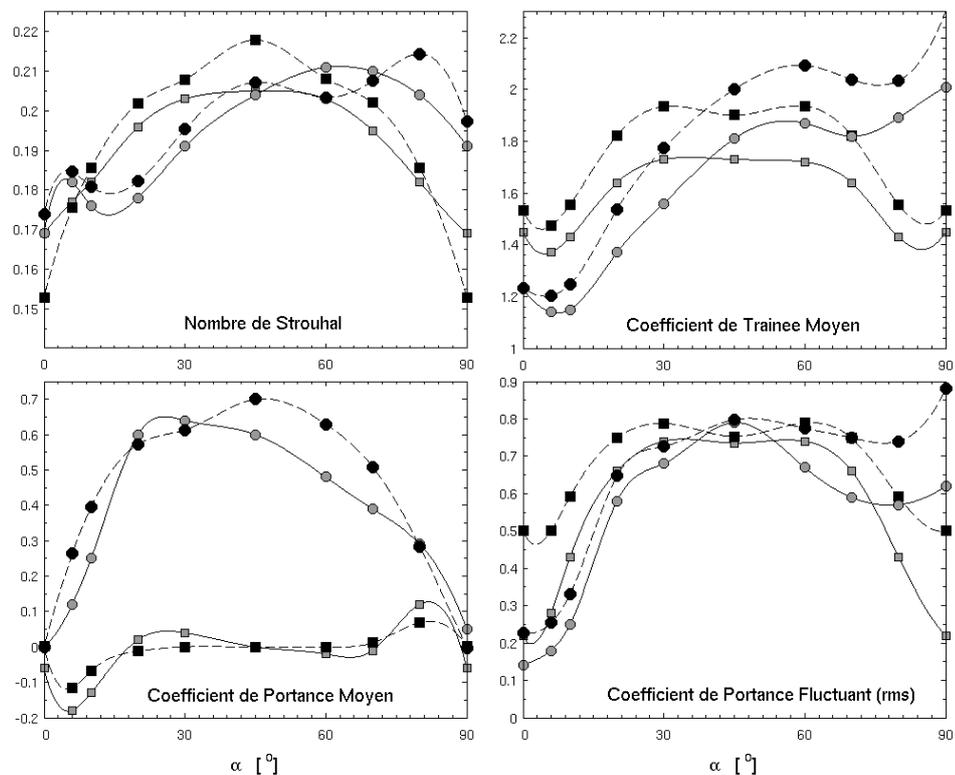


FIGURE 6 – Comparaison des coefficients aérodynamiques pour les rectangles $B/A = 1$ (marque carrée) et $B/A = 2$ (boule) en incidence. Les valeurs obtenus par Sohankar sont en gris et celles de cette étude en noir.

4.2 Méthode Acoustique

La méthode acoustique ici proposée calcule l'intensité acoustique totale, grandeur basée sur le champs de pression, intégrée sur une circonférence d'observation de rayon $250d$ qui est beaucoup plus grand que la longueur d'onde, permettant ainsi la suppression de champ lointain. De façon pareille, Liow *et al* [12] ont étudié le son généré autour d'un cylindre rectangulaire de $B/A = 7$ à Reynolds 300 et 400 en calculant les fluctuations de pression à l'aide de la théorie du son généré par des tourbillons de Powell [13]. Leurs images du champ de pression à Mach 0.2 et Re 300 nous permettent de comparer les travaux de façon qualitative.

On peut observer que la représentation des ondes acoustiques fournie par la forme spectrale compacte et convectée de l'Analogie de Curle est semblable à celle obtenu

α	Auteur	Nature	δy	X_u/d	X_d/d	N_b	Strouhal	C_D
0°	PRESENT	Num. 2D	0.0113	7	32	51	0.153	1.54
	SOHANKAR[7]	Num. 2D	0.004	10	26	30	0.149	1.445
20°	PRESENT	Num. 2D	0.0113	7	32	51	0.201	1.828
	SOHANKAR[7]	Num. 2D	0.004	10	26	20	0.196	1.761
45°	PRESENT	Num. 2D	0.0113	7	32	51	0.218	1.902
	SOHANKAR[7]	Num. 2D	0.004	10	26	20	0.204	2.022

TABLE 3 – Comparaison avec Sohankar - simulations effectuées sur le carré en incidence et Reynolds 200. δy est la longueur verticale de la première cellule du maillage située sur la surface du cylindre. Le taux de blocage est 5%.

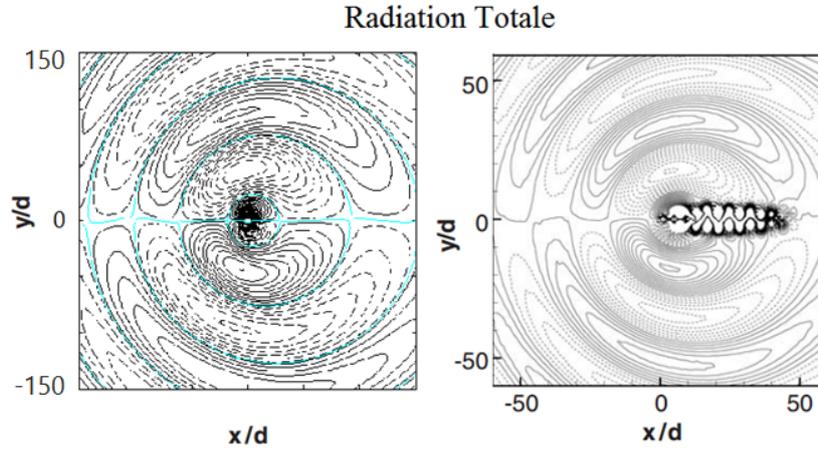


FIGURE 7 – Champs acoustiques ; gauche : contours de pression pour le rectangle $B/A = 7$, présente méthode hybride. Droite : contours du champ de pression de référence [12].

par [12] à travers de l'équation de Champ Acoustique Lointain de Powell [13]. Les contours de pression acoustique révèlent une propagation d'onde légèrement déviée, constituant une configuration qualitativement compatible à celle de référence. Ce phénomène de changement de la direction de propagation des ondes acoustiques est décrit par Inoue et Hatakeyama [14] comme une conséquence de l'effet Doppler dû au nombre de Mach relativement élevé.

D'un autre coté, la méthode acoustique peut être validée quantitativement à l'aide de la décomposition spatiale du champ de pression acoustique proposée par [12]. Des différents modes présents dans le champs acoustique peuvent être quantifiés et comparés une fois que le champ est analysé comme la somme linéaire de fonctions harmoniques. Ceci est possible grâce à la linéarité des ondes acoustiques. L'expansion proposée par [14] appliquée à une position radiale définie s'écrit :

$$A_0(r) = \frac{\pi}{2} \int_0^{2\pi} p(r, \theta) d\theta, \quad (18)$$

$$B_1(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} p(r, \theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (19)$$

$$C_1(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} p(r, \theta) \cos(\theta) d\theta. \quad (20)$$

où A_0 représente le monopole alors que B_1 et C_1 sont les dipôles associés aux fluctuations des forces de portance et trainée exercées autour de l'obstacle, respectivement. θ et r constituent le système de coordonnées radial utilisé par le calcul. La figure 8 montre la comparaison des modes reliés aux efforts aérodynamiques autour du cylindre rectangulaire de taux d'aspect 7 à zéro incidence de la présente étude avec la référence [12]. Ici, la puissance acoustique a été observée à une distance de $\frac{\lambda}{2}$, où λ est la longueur d'onde du son généré, calculé par l'équation (21) :

$$\lambda = \frac{c_0}{f} = \frac{1}{MSt} \quad (21)$$

On observe que les amplitudes de fluctuation du mode cosinus, lié à la portance, sont de même ordre de celle obtenue par la référence. La magnitude deux fois plus grande présentée par la dernière constitue une différence est espérée, étant donné que le nombre de Reynolds de la présente étude est 200, alors que celui utilisé par la référence est 300.

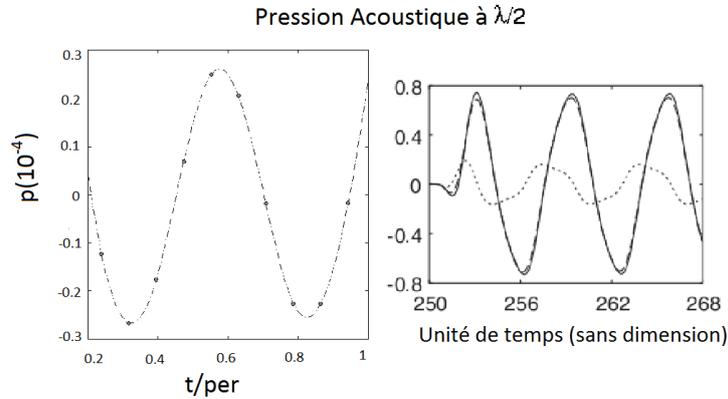


FIGURE 8 – Décomposition du champ acoustique. Gauche : Analogie de Curle (présente étude). Droite : Prediction des tourbillons de Powell [13] donnée par [12]

Le tableau 4 montre une comparaison entre les résultats aérodynamiques et acoustiques obtenus par [12] à nombre de Reynolds 200 et 300 et les résultats obtenus par la présente étude à $Re = 200$. Ici, Δp_{ac} représente l'amplitude de fluctuation de la pression acoustique. Les deux auteurs ont effectué des calculs $2D$ à $M = 0.1$ pour le cylindre rectangulaire à rapport d'aspect $B/A = 7$. Pour une validation de la méthode acoustique et de la méthode aérodynamique dans le cas du cylindre à section circulaire, consulter [15].

Auteur	Reynolds	δy	X_u/d	X_d/d	N_b	Blocage	Strouhal	C_D	$\Delta p_{ac}(10^{-4})$
PRESENT	200	0.0113	12.5	20.5	51	1/20	0.147	1.103	0.21
Liow[12]	300	0.025	15	45	40	1/31	0.152	0.864	0.75
Liow[12]	400	0.025	15	45	40	1/31	0.156	1.005	0.45

TABLE 4 – Comparaison pour le rectangle $B/A = 7$ sans incidence. Δp_{ac} est la fluctuation de pression acoustique et le nombre de Mach employé est $M = 0.1$.

5 Résultats et Analyse

Des simulations de l'écoulement à $Re = 200$ sur des cylindres de différentes longueurs et à différentes incidences ont été effectuées tout en préservant la dimension d constante, comme décrit antérieurement. Pour chaque cas, le processus est le suivant : le calcul aérodynamique se développait jusqu'à ce que l'écoulement devienne périodique, après la disparition de son caractère transitoire. Ayant défini un Nombre de Strouhal basé sur la période obtenue à partir des images des coefficients de trainée et portance (exemple : figure 5), le calcul était relancé sur une seule période dans le but de fournir des données de base au calcul acoustique. En ce moment, c'était déjà possible visualiser quelques aspects importants sur la dynamique de l'écoulement autour de l'obstacle, comme par exemple, la vorticité.

5.1 Dynamique de l'écoulement et champ acoustique

5.1.1 Coefficients aérodynamiques

Premièrement, sur les simulations réalisées sur un profil donné en variant l'angle d'incidence, on observe que les niveaux de fluctuation de portance et trainée ont tendance d'augmenter avec l'incidence ; pour le cylindre à section carrée, la symétrie du profil est aussi observée dans l'évolution de la portance fluctuante (voir figure 6), mais pour le cylindre à section rectangulaire $B/A = 2$ et pour l'ellipse $B/A = 4$, les coefficients rms continuent d'augmenter jusqu'à 90 degrés (figure 9). L'évolution en temps des coefficients aérodynamiques pour l'ellipse en incidence est illustrée dans la figure 10.

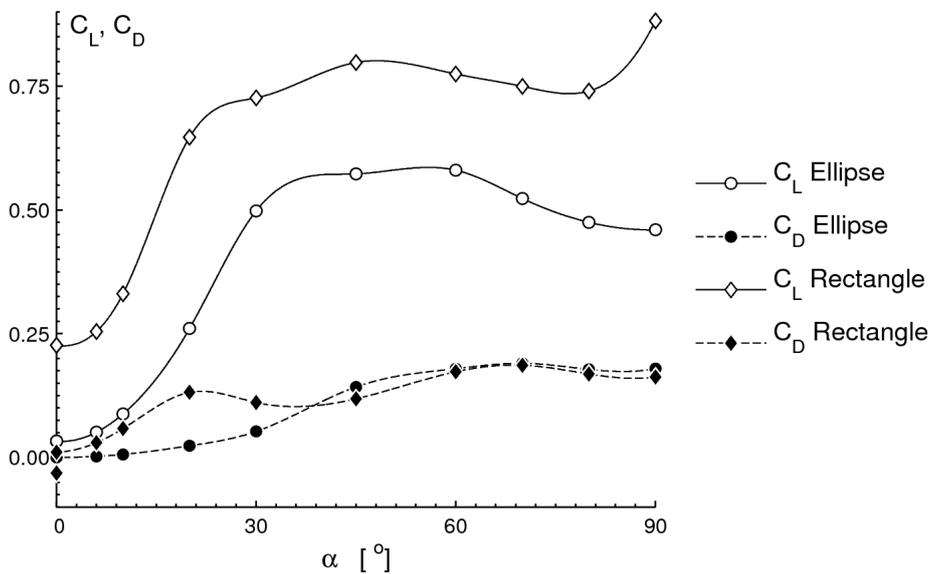


FIGURE 9 – Coefficients aérodynamiques fluctuants pour l'ellipse $B/A = 4$ et pour le rectangle $B/A = 2$ en incidence.

On voit aussi que les fluctuations de la trainée sont en général beaucoup moins

importantes que celles de la portance, ce qui indique que le dipôle relié à la portance va dominer le champ acoustique. Cependant, les fluctuations de trainée deviennent non négligeables aux grandes incidences. D'ailleurs, le tracé des coefficients aérodynamiques montre aussi que le comportement de la trainée est bien uniforme aux basses incidences, se rapprochant à une sinusoïde, ce que n'est plus vrai quand l'angle α est plus élevé. Dans ces cas, pendant une période, la trainée présente deux pics au lieu d'un seul. Pour essayer de comprendre pourquoi cela se passe, on peut évoquer l'analyse réalisée par Liow *et al* [12]. Dans leur article, les auteurs relient la formation des tourbillons dans les bords d'attaque et celui de fuite avec les fluctuations des efforts aérodynamiques. Pour leur cas d'étude, un cylindre rectangulaire $B/A = 7$, les tourbillons formés sur le bord de fuite du cylindre ont le temps de se développer et de se détacher des parois de l'obstacle avant que les tourbillons issus du bord d'attaque n'arrivent au bord de fuite. D'un autre côté, pour des obstacles moins longs, surtout en incidence, les tourbillons formés dans les différentes extrémités interagissent entre eux dans les voisinages de l'obstacle et cela perturbe le tracé de la portance.

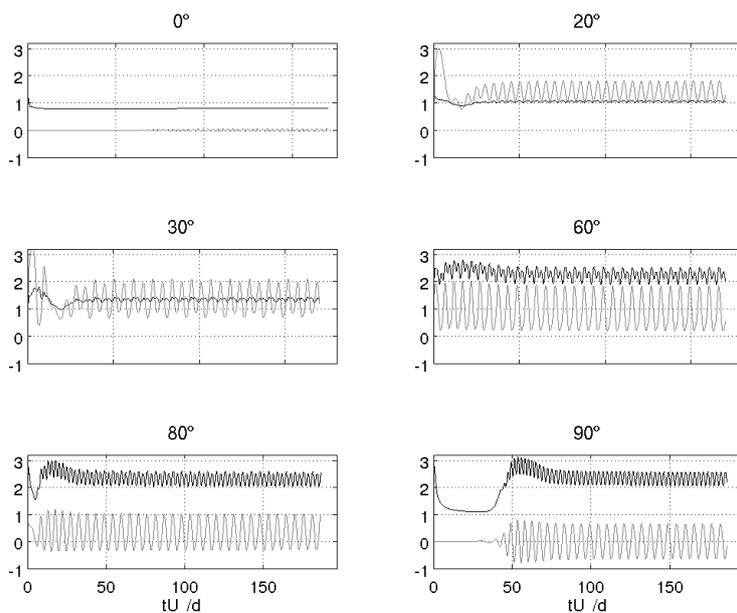


FIGURE 10 – Tracés des coefficients de trainée (noir) et portance (gris) pour l'ellipse $B/A = 4$ pour différents angles d'incidence.

L'on pourrait aussi s'intéresser à l'analyse des tracés des coefficients aérodynamiques dans les cas d'un certain type de profil à des différents taux d'aspect. Dans ce cas, une claire distinction peut être faite entre les niveaux des fluctuations de trainée et de portance présentés avant et après la valeur unitaire du taux d'aspect. Dans la figure 33, en annexe, qui illustre l'historique des efforts aérodynamiques autour du rectangle de $B/A = 0.25$ à 7, on voit que les fluctuations sont élevées avant le cas du carré ($B/A = 1$) et qu'elles baissent brusquement à partir de ce point - les fluctuations de

trainée particulièrement devenant quasiment nulles. Ceci peut être dû au fait que les profils trop courts présentent des gradients de pression très élevés, ce qui pourrait augmenter la vitesse de génération des tourbillons et leur taux d'accélération vers le sillage constitué à l'arrière de l'obstacle.

En analysant l'évolution des efforts aérodynamiques au cours du calcul dans le cas des corps plus longs, une remarque devient pertinente. On peut apercevoir que le coefficient de portance ne converge pas complètement dans ces cas, présentant une fluctuation régulière de haute fréquence et une légère fluctuation de basse fréquence. La raison de ce phénomène est reliée à la Méthode de Frontières Virtuelles (IBM) employée. Comme expliqué en détails par Margnat et Morinière [16], l'écoulement devient stationnaire dans les voisinages du bord d'attaque pour les cas des corps longs. En conséquence, les résidus de vitesse, utilisés pour la définition des frontières solides de l'obstacle, s'approchent de plus en plus de zéro dans le domaine solide situé en aval à ce point. De cette façon, la méthode continue d'augmenter l'acuité du coin antérieur de l'obstacle, ce qui provoque la réduction graduelle de la couche de mélange empêchant ainsi l'établissement complet de l'écoulement. Pour toutes les analyses, dans le cas des corps longs, le Nombre de Strouhal a été basé sur une période des fluctuations obtenue après un nombre d'itérations suffisant pour rendre négligeables les fluctuations de basse fréquence.

5.1.2 Changement de régime de l'écoulement

Les configurations de l'écoulement complètement établi pour chacune des 10 incidences simulées de l'ellipse mise en écoulement à Reynolds 200 sont illustrées par la figure 11. Le taux d'aspect choisi est $B/A = 4$ et les instantanés montrent la visualisation de la vorticit e apr es l'établissement du régime périodique.

Plusieurs aspects de cette images sont importants et peuvent être remarqués. D'abord, une croissance de la formation des tourbillons est observée à mesure qu'on augmente l'incidence, dont une plus importante fréquence tourbillonnaire est issue. Ensuite, on peut noter que jusqu'à l'incidence de 20° , le comportement du sillage est très simple : une couche de mélange formée sur le bord d'attaque se développe sur l'extrados et rencontre la couche issue de l'intrados dans le sillage, générant des tourbillons en aval, détachés de l'ellipse. Or, pour toutes les incidences désormais analysées, une interaction beaucoup plus complexe a lieu entre les tourbillons et cela se passe avant même qu'ils ne partent vers le sillage.   30° , par exemple, il est possible voir qu'une zone de recirculation s'origine entre le tourbillon et l'obstacle, ce qui pourrait expliquer partiellement le saut de portance fluctuante observé dans les voisinages de cette incidence.

Finalement, un phénomène intéressant commence à être observé entre les incidences de 30° et 45° . On peut repérer, à partir cet angle d'incidence, deux axes sur lesquels des tourbillons s'alignent dans le sillage, indiquant ainsi un changement dans le régime de l'écoulement. Dans ces cas, les tourbillons sont générés sur l'obstacle, dont ils sont ensuite rapidement détachés, présentant une claire interaction avec les parois du corps. Pour les cas des profils rectangulaires (voir figures 28 et 29, en annexe) on peut encore observer une autre interaction, cette fois-ci entre les tourbillons formés sur le point d'arrêt antérieur (situé en amont) et ceux formés sur les extrémités postérieures. Ces derniers semblent être comprimés par les premiers dans une zone de recirculation proche à la paroi de l'obstacle, ce qui pourrait être encore un facteur amplifiant des

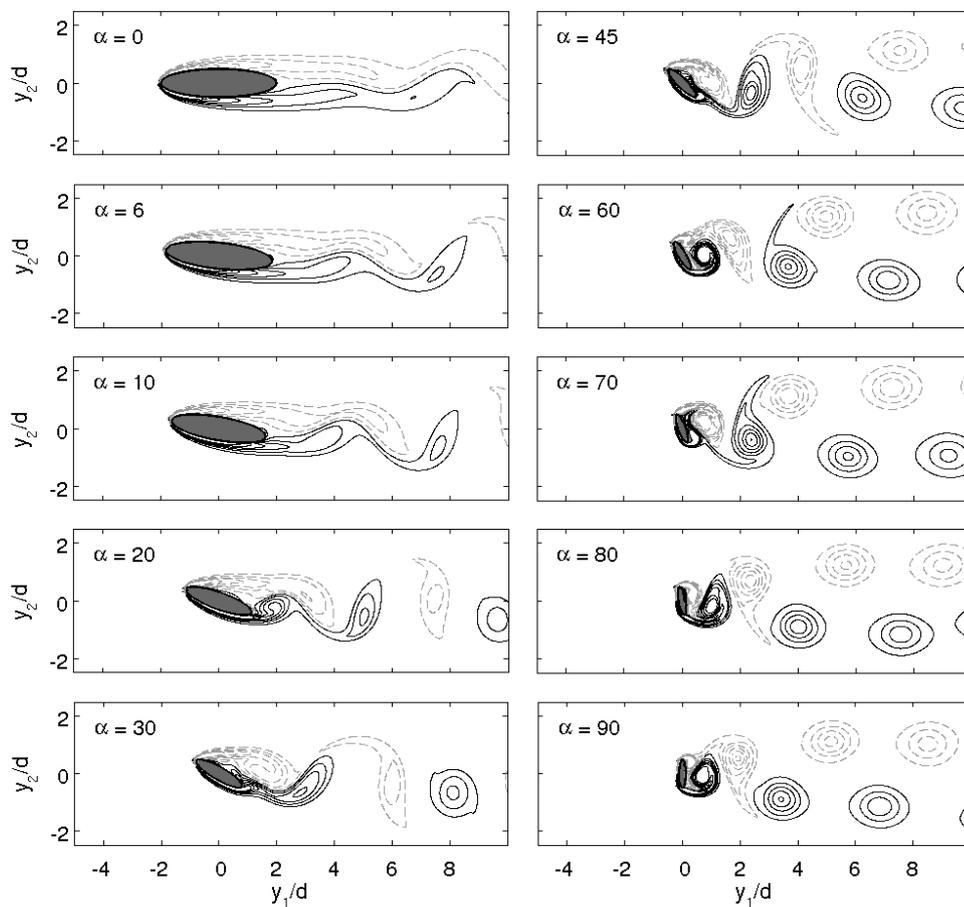


FIGURE 11 – Instantanés de vorticité - Ellipse $B/A = 4$ en incidence

fluctuations de portance et de trainée. Ces fluctuations ont une plus grande fréquence quand comparées à celles obtenues en petites incidences, comme l'on pourrait repérer en regardant les plusieurs tourbillons formés dans les tranches du domaine observées relatives aux grandes incidences dans la figure 11.

Ce changement de régime modifie le comportement de l'écoulement sur les parois du domaine solide, et cet effet peut être bien visualisé sur le diagramme de la force aérodynamique présenté sur la figure 12. Ce diagramme illustre la portance fluctuante en fonction des fluctuations de trainée, permettant ainsi de représenter la trajectoire de la direction du vecteur de la force fluctuante [15]. Ils montrent que, pour les grandes incidences où le régime a déjà été changé, les fluctuations de trainée sont désormais importantes et changent l'orientation des courbes, les déformants au milieu vers la gauche.

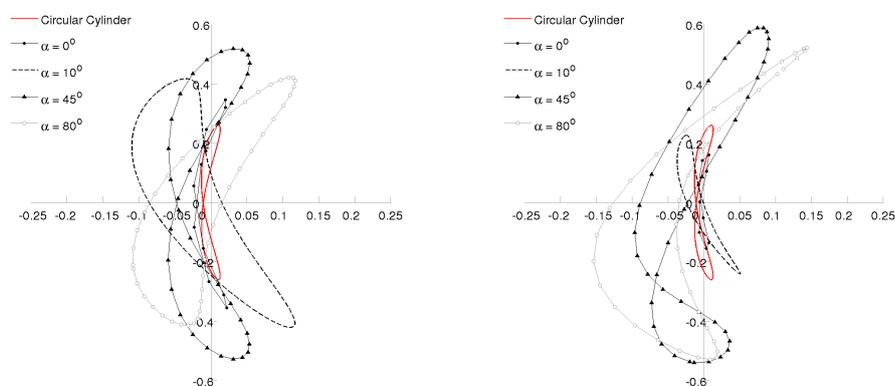


FIGURE 12 – Diagramme des forces aérodynamiques fluctuantes pour le carré (gauche) et pour le rectangle $B/A = 2$ (droite). Les fluctuations de portance sont représentées en fonction des fluctuations de trainée.

Néanmoins, l'incidence de l'obstacle mis en écoulement n'est pas le seul paramètre qui fait apparaître le deuxième régime d'écoulement. Le même phénomène est observé en analysant des différents taux d'aspects d'un même type de profil, comme illustré par la figure 13. Le régime qui était auparavant provoqué par les grandes incidences - dans l'analyse d'un profil en incidences - est ici issu des petits taux d'aspect, inférieurs à l'unité. Encore une fois, ces résultats mènent à une réflexion à propos d'un possible rapport entre l'existence de grands gradients de pression et la formation plus rapide des tourbillons que vont s'interagir et se comporter de façon complexe dans le sillage en aval.

5.1.3 Champs de pression acoustique

Ayant obtenu la distribution instationnaire des efforts aérodynamiques autour des parois solides de chaque configuration étudiée, le prochain pas constitue le calcul des champs acoustiques, comme décrit dans la section 3.2. La pression acoustique est calculée dans un domaine suffisamment grand pour que l'approximation de champ lointain soit prise, c'est-à-dire, un domaine carré étendu de 250 fois la dimension de

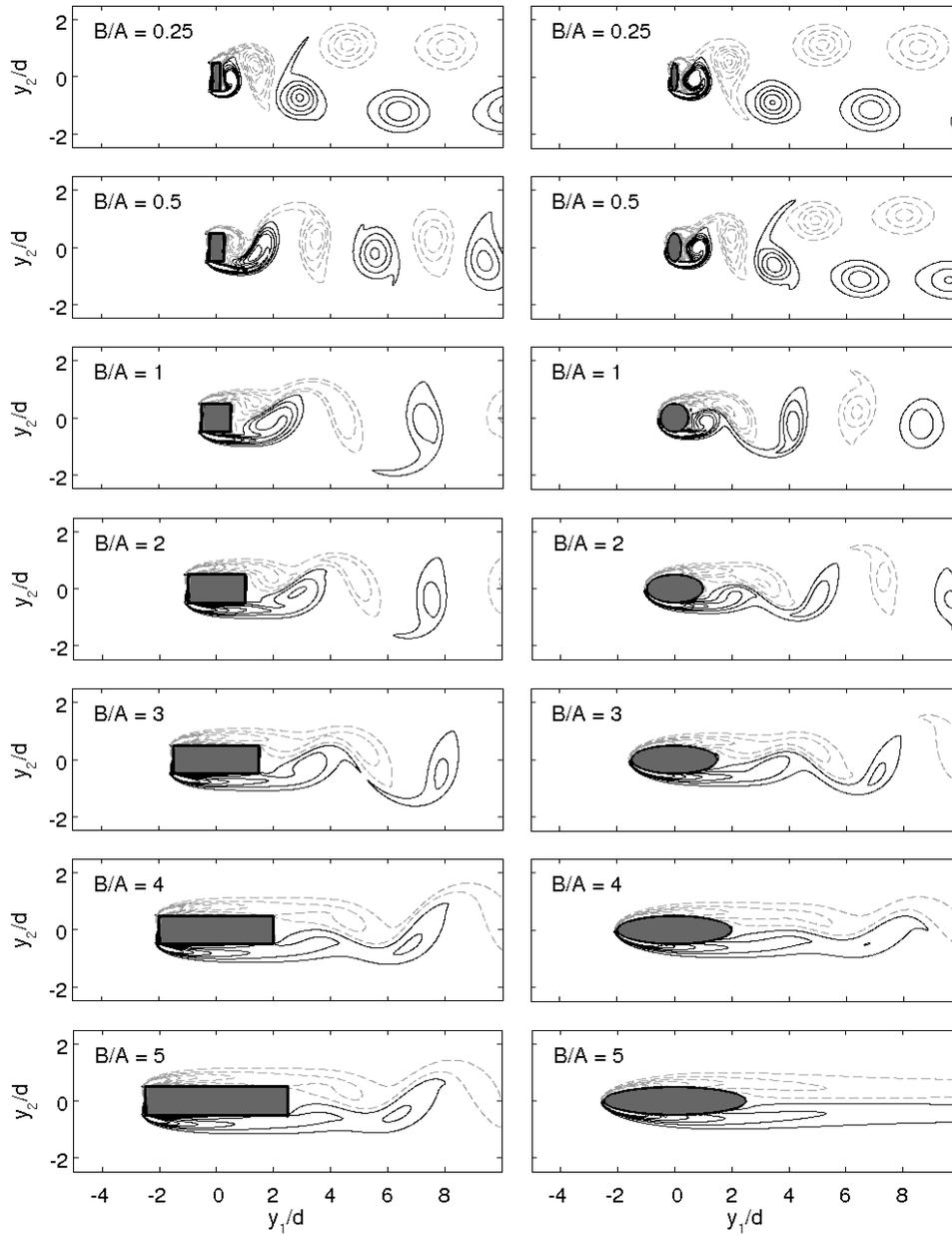


FIGURE 13 – Instantanés de vorticité pour des profils rectangulaires et elliptiques sans incidence.

référence. Ensuite, la puissance acoustique peut être estimée, ce qui permettra d'évaluer quantitativement quelles configurations sont plus ou moins dissipatives en termes de bruit. D'abord, la topologie du champ de pression de chaque configuration peut être analysée dans le but de comprendre comment les efforts aérodynamiques déterminent les résultats sonores.

La figure 30 illustre les contributions de la trainée et de la portance au champ de pression autour de l'ellipse à 60° d'incidence et l'instantané de vorticités dans ce moment. La décomposition du champ acoustique relève la nature dipolaire des contributions de chaque effort aérodynamique, comme représenté sur la figure, où le dipôle dû à la trainée se propage dans la direction de l'écoulement alors que celui de la portance se déplace orthogonalement. On peut voir que, lors de la formation d'un tourbillon à vorticités positive du côté droit inférieur du corps, le dipôle de trainée présente pression positive du côté opposé, soit à gauche de l'obstacle. Un comportement similaire est observé par rapport au dipôle de la portance, qui génère une zone de pression positive au-dessus de l'ellipse en ce moment.

Cette configuration est consistante avec la compréhension acceptée que les tourbillons qui sont en train d'être formés sur les parois de l'obstacle sont ceux qui déterminent le champ de pression acoustique dans le domaine à chaque instant. Or, étant donné que le sillage contient-il des tourbillons qui se propagent dans le domaine de calcul, le fait de ne pas noter leur influence sur la pression acoustique totale est un indice que chaque tourbillon du sillage annule l'effet d'un autre [12]. Ou encore, le comportement décrit va dans le sens de la théorie qui prévoit que c'est l'accélération des tourbillons qui constitue l'agent générateur des oscillations acoustiques. Regardant le problème par ce prisme, on s'aperçoit que les tourbillons du sillage ne sont plus accélérés et que la région des voisinages de l'obstacle, contenant des tourbillons qui sont en trains d'être générés et accélérés, est une source acoustique effective.

Pour les simulations réalisées avec des profils à basse incidence, les fluctuations de la portance dominent complètement le champ acoustique, vu que la pression totale est presque en totalité due au dipôle orthogonal. Cependant, pour le cas présenté ci-dessus, la trainée est devenue non-négligeable, contribuant ainsi au champ de pression complet le déformant de son caractère dipolaire vers un comportement mixte. Étant donné que les deux forces ne sont pas parfaitement en phase (voir figure 10), cette propagation des ondes acoustiques n'a pas une direction définie pendant une période. L'allure du champ de pression totale est illustrée sur la figure 14.

La configuration du champ de pression est donc directement reliée aux fluctuations des efforts aérodynamiques sur les parois de l'obstacle mis en écoulement. S'intéresser à l'influence de la forme de ce corps sur le son généré comprend, d'abord, observer de quelle façon ce paramètre joue-t-il un rôle sur les tracés de la force de portance et de trainée. Dans la section qui suit, des aspects quantitatifs seront évoqués dans le but d'analyser en détails à quel point l'angle d'incidence et la forme de l'obstacle détermineront le niveau sonore aperçu.

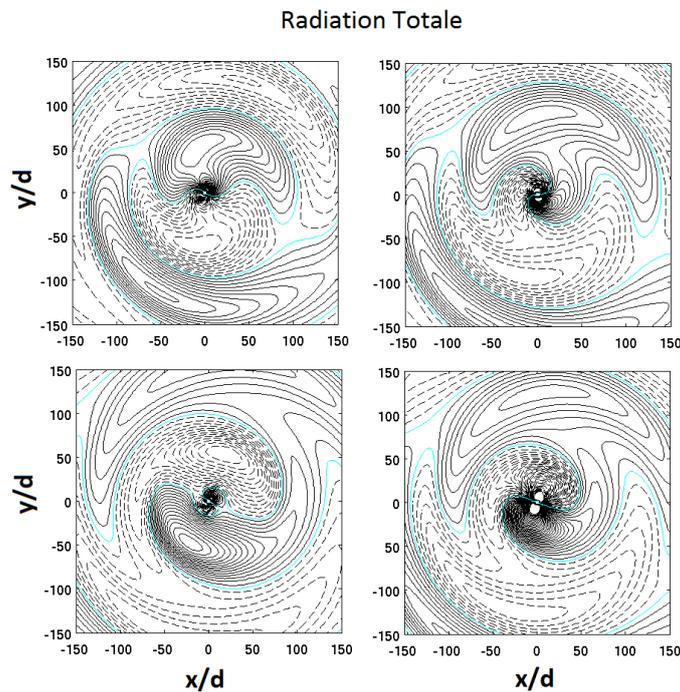


FIGURE 14 – Instantanés du champ de pression acoustique ; ellipse 60° à Mach 0.1. Évolution en temps dans le sens horaire

5.2 Influence des paramètres sur le rayonnement acoustique

5.2.1 Forme et incidence

Les puissances acoustiques de champ lointain calculées pour des profils rectangulaires et elliptique en incidence sont tracées sur la figure 15. C'est évident, en regardant ce diagramme, que les profils à petits taux d'aspect produisent une nuisance sonore très élevée par rapport au bruit émis par les profils plus allongés, pour pratiquement toutes les incidences. Le profil carré présente une courbe de puissance acoustique symétrique par rapport à l'axe $y = 45^\circ$; pourtant, il atteint un niveau acoustique élevé qui se prolonge jusqu'aux incidences plus grandes. Toutes les courbes ici présentées ont une valeur maximale locale entre 40° et 60° d'incidence, avec le cas particulier du rectangle de taux d'aspect 2 qui dépasse cette valeur locale pour les incidences les plus élevées.

Pour de basses incidences, comprises entre zéro et 20° , le profil elliptique se montre beaucoup plus silencieux, présentant un niveau acoustique presque nul, par comparaison avec les autres profils. On pourrait prévoir ce résultat en regardant la figure 11, qui montre que le point d'arrêt sur l'ellipse ne bouge presque pas pour les petits angles d'incidence. De cette façon, l'écoulement ne rencontre que de petits gradients de pression en parcourant l'extrados de l'ellipse, ce qui peut expliquer pourquoi l'écoulement est quasiment irrotationnel jusqu'à ce qu'il atteigne le sillage, où quelques tourbillons se forment. Ce faible développement tourbillonnaire ne suffit pas à générer du bruit considérable.

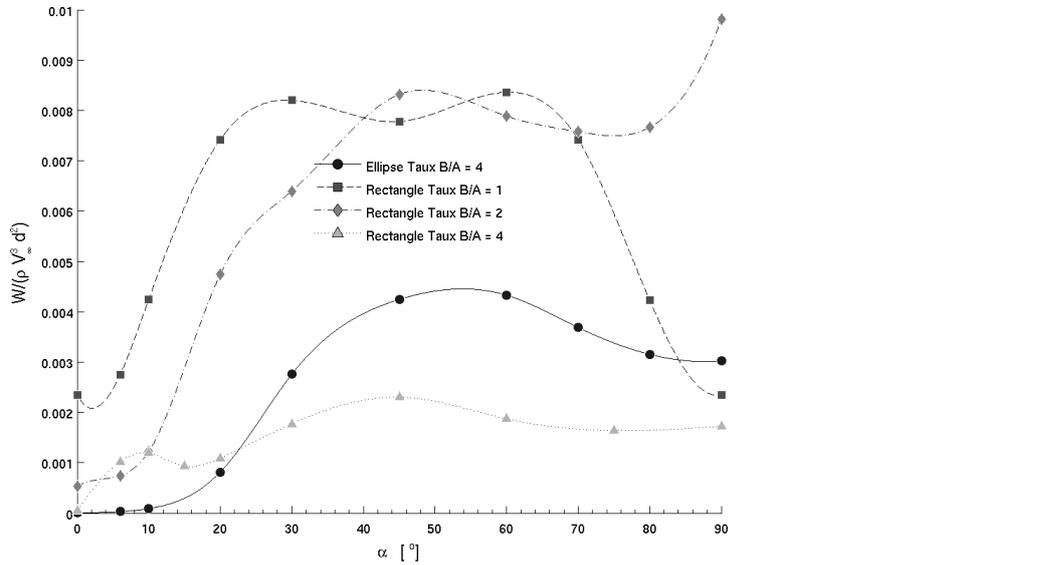


FIGURE 15 – Puissance Acoustique pour différents profils en fonction de l’angle d’incidence.

L’intensité acoustique, définie comme la valeur moyenne du carré de la pression acoustique [15] est tracée sur la figure 16 en fonction de l’angle θ de radiation pour les simulations de l’ellipse et du rectangle à taux d’aspect 4. Dans le cas du rectangle, seulement en incidence nulle on obtient une zone de petite intensité acoustique sur l’axe $y = 0$, soit la ligne horizontale où $\theta = \pi$; pour l’ellipse mise en incidence jusqu’à la valeur de 30° , le bruit sur cette ligne est environ 300 fois plus faible que le bruit émis dans la direction orthogonale à l’écoulement. À partir de l’incidence mentionnée, les intensités acoustiques minimales commencent à se dévier dans le sens horaire, alors que pour les incidences plus petites, la direction prise était l’anti-horaire. Cette incidence marque donc le changement de régime de l’écoulement, comme on peut vérifier sur la figure 11.

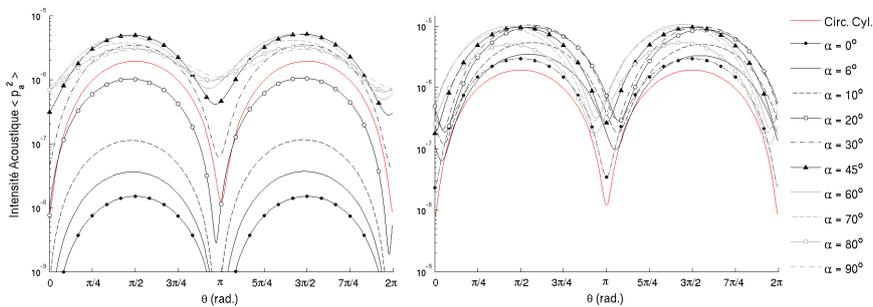


FIGURE 16 – Diagramme de directivité de l’intensité acoustique pour l’ellipse (gauche) et le rectangle (droite) à taux $B/A = 4$. Le rayon d’observation est $250d$

L'évolution de la position azimutale de l'intensité maximale peut être observée sur la figure 32, en annexe. Le carré se fait remarquer puisqu'il présente une déviation beaucoup plus importante, si comparé aux corps plus allongés, surtout à 20° et à 70° . L'ellipse, par contre, se fait noter pour une déviation négative de la position de l'intensité maximale en petites incidences.

5.2.2 Longueur Projetée (L)

Toutes les géométries choisies dans ce travail possèdent en commun la grandeur d , soit la longueur de la projection verticale de l'obstacle dans la direction de l'écoulement. D'après Curle [1], l'intensité acoustique du son généré par l'écoulement autour d'un corps solide dépend d'une longueur caractéristique. Néanmoins, en gardant constante la longueur utilisée pour le calcul du Reynolds et en faisant varier d'autres paramètres, on obtient des résultats acoustiques relativement différents par rapport à la configuration du champ acoustique total et à la puissance générée. De cette façon, on s'intéresse dans cette section à évaluer comment la puissance acoustique émise est affectée par une autre longueur de projection de l'obstacle, celle dans la direction orthogonale à l'écoulement, ici nommée L .

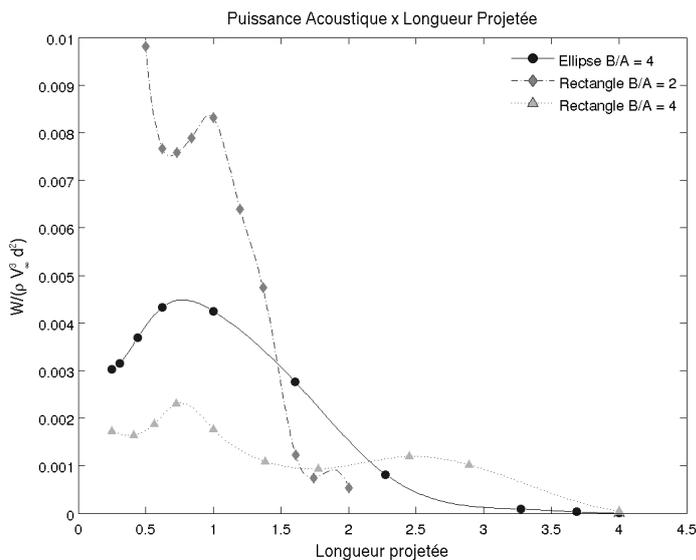


FIGURE 17 – Puissance Acoustique en fonction de la longueur projetée dans la direction de l'écoulement (L).

Premièrement, on remarque que le carré présente, pour toutes incidences, les mêmes longueurs d et L identiques entre elles. Encore une fois, les différentes configurations d'incidence du carré produisent des puissances acoustiques qui ne sont pas constantes. Cela nous mène à croire que ni l'une ni l'autre des projections peuvent définir une longueur caractéristique à être employée dans la formulation de Curle pour l'intensité acoustique. Partant de cette remarque, la figure 17 exhibe les courbes de puissance acoustique en fonction de la longueur projetée L pour des différents profils en incidence. Si les courbes ne sont pas monotones, elles illustrent quand même une ten-

dance de diminution du son généré avec la croissance de la longueur projetée. Les plus grandes puissances acoustiques sont observées, pour tous les profils ici représentés, avant que la longueur L n'atteigne sa valeur unitaire ; les niveaux de bruits baissent rapidement à partir de $L = 1$.

Un comportement semblable peut être observée sur la figure 18 qui trace la puissance acoustique émise en fonction du périmètre de l'obstacle dans la configuration étudiée. On aperçoit un pic du bruit autour de la valeur 3 et une diminution au delà de ce point. Le carré présente, à chaque incidence, de différentes valeurs de périmètre aux quels s'associent de différents niveaux de puissance acoustique produits, alors que cela n'était pas le cas des longueurs projetées. Cela indique que le périmètre peut être plus facilement associé au bruit émis, en tant que longueur de référence et en comparaison avec la projection d ou L .

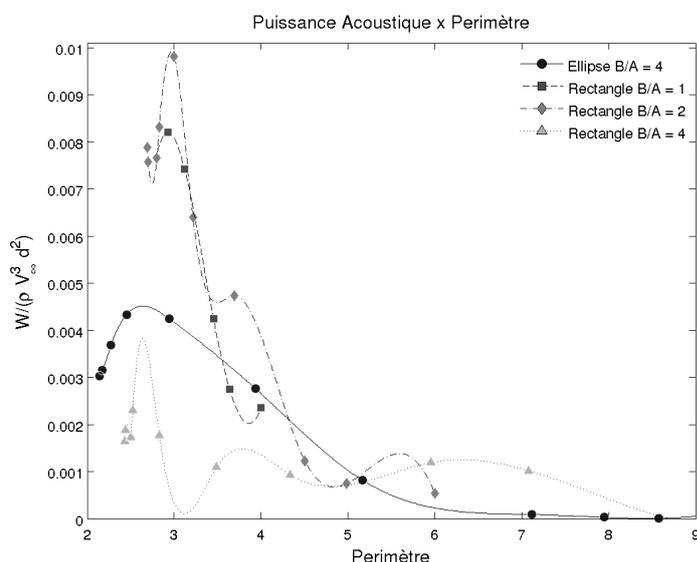


FIGURE 18 – Puissance Acoustique en fonction du périmètre de l'obstacle (surface mouillée).

Pour mieux comprendre l'effet de la longueur horizontale projetée, des simulations ont été faites pour les profils rectangulaires et elliptiques sans incidence en faisant varier le taux d'aspect. La figure 20 illustre la puissance sonore comme fonction de la longueur L , qui correspond au taux d'aspect quand l'incidence est nulle. Encore une fois, le point de longueur L unitaire est une inflexion et une valeur maximale, séparant une tranche d'ascension, à gauche, d'une tranche de descente de la puissance acoustique pour les grands taux d'aspect, à droite.

5.2.3 Présence d'angle vif

À ce moment, une remarque peut être faite concernant la présence d'angle vif dans la géométrie du corps solide mis en écoulement. Les profils elliptiques ont tendance

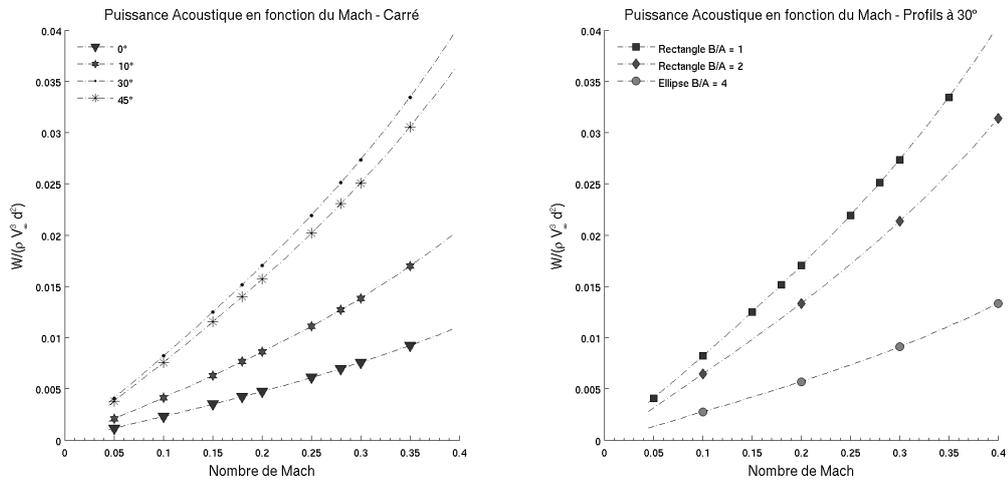


FIGURE 19 – Évolution de la Puissance Acoustique avec le Nombre de Mach de l'écoulement. À gauche, carré à de différentes incidences ; à droite, différents profils à 30°. Lignes pointillées pour aide visuelle (interpolation par splines cubiques)

à être moins bruyants par rapport aux profils rectangulaires de même taux d'aspect à basse incidence. De plus, la figure 13, qui montre les instantanés de vorticité pour plusieurs profils rectangulaires et elliptiques simulés à Reynolds 200 et sans incidence, exhibe un écoulement stationnaire autour de l'ellipse de taux d'aspect 5 alors qu'on observe la formation de tourbillons autour des rectangles même à taux 7.

Dans le but d'étudier l'influence de ce facteur séparément, un nouveau profil est proposé. Ce profil est géométriquement situé entre les deux profils décrits antérieurement, étant donné qu'il rassemble le rectangle mais les angles vifs sont éliminés par moyen de l'introduction d'un rayon de courbure (voir figure 21). Dans cette étude, les rayons utilisés seront $R = 0.125$ et $R = 0.25$; la longueur de référence d est toujours gardée constante et de différents taux d'aspect entre 0.25 et 1.25 sont analysés sans incidence, afin de comparer les résultats avec ceux obtenus pour l'ellipse et pour le rectangle. La figure 22 illustre la puissance acoustique obtenue pour ce profil comparée à celles des autres profils.

On remarque qu'avant la valeur $B/A = 0.5$ le nouveau profil émet une puissance qui se trouve entre celles de l'ellipse et celles du rectangle. Par contre, à partir de ce taux d'aspect, la courbe relative aux rectangles arrondis montre la tendance à être le moins bruyant de tous les profils. Ceci indique que ce profil présente conjointement deux caractéristiques qui semblent réduire la nuisance sonore émise : premièrement, son intrados et extrados sont constitués d'une plus longue arête horizontale et, deuxièmement, l'existence des rayons de courbure, qui empêchent une formation tourbillonnaire plus intense et plus accélérée vers le sillage.

Si l'on compare le nouveau profil dans ses deux configurations différentes, on aperçoit que les résultats sont très proches. Néanmoins, la figure 23 montre que la configuration à rayon de courbure $R = 0.125$ présente un changement de régime plus tôt, ce qui

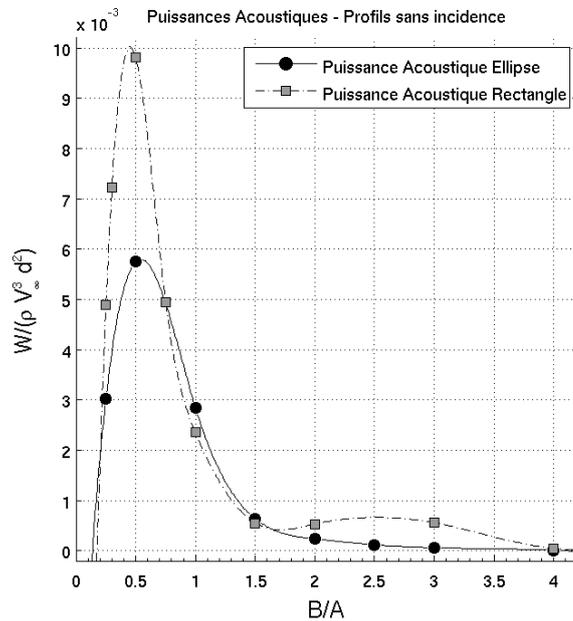


FIGURE 20 – Puissance Acoustique pour les profils elliptiques et rectangulaires sans incidence ; influence du rapport d’aspect B/A

peut être repéré sur la figure 22 qui montre une valeur maximale de la courbe relative au profil à ce rayon entre $B/A = 0.33$ et 0.5 (voir la figure 34, en annexe, pour plus de détails). Pour la valeur 0.5 du taux d’aspect le profil à plus grand rayon émet une plus petite puissance acoustique, qui est encore un peu plus élevée que celle émise par l’ellipse ; ce comportement est inversé pour les taux d’aspect les plus grands.

Tous ces résultats, plus ceux obtenus pour les premiers profils, semblent indiquer que la présence d’angle vif et la longueur de l’obstacle jouent des rôles différents avant et après les voisinages de la valeur $B/A = 0.5$, où l’on observe un pic de la puissance acoustique émise. Avant cette valeur en abscisse, les niveaux de puissances semblent être plutôt déterminés par la présence d’angle vif, c’est à dire, l’ellipse est le profil le moins bruyant et, le plus les angles sont vifs, le plus le profil émettra du bruit. À partir de ce point de puissance maximale, le comportement paraît changer et les niveaux de nuisances produites semblent être plus influencés par une longueur - ici nommée effective - du corps, représentée par l’arête horizontale de l’intrados et de l’extrados.

5.2.4 Nombre de Mach

La formulation de Curle pour la puissance acoustique prévoit une croissance avec le Nombre de Mach au cube (écoulement $3D$). Dans le but d’évaluer le rapport entre le Mach et le son généré, des simulations ont été réalisées pour des géométries spécifiques en faisant varier la vitesse du son dans le domaine, tout en gardant le nombre de Reynolds constant. La figure 19 montre à gauche l’évolution de la puissance acoustique obtenue pour le carré en incidence en faisant varier le Mach jusqu’à la valeur de 0.40 et à droite, l’évolution pour les simulatins de différents profils à 30° . Le

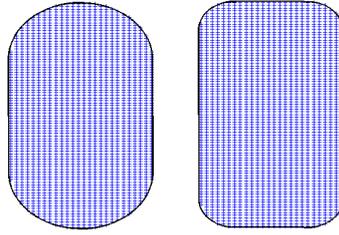


FIGURE 21 – Géométrie du rectangle arrondi à $B/A = 0.5$. Les rayons de courbure sont : à gauche, $R = 0.25$ et à droite, $R = 0.125$

polynôme d'ordre 3 approche parfaitement la courbe obtenue avec les simulations dans tout l'intervalle étudié, ce qui correspond à la loi en Puissance de Curle.

Dans le contexte de cette étude, les calculs de la puissance reliée au Mach ne peuvent pas dépasser la valeur à partir de laquelle l'écoulement devient compressible, étant donné que le code aérodynamique employé dans la première partie de cette méthode hybride résout les Équations de Navier-Stokes incompressibles. Naturellement, la formulation acoustique comprend la compressibilité, mais pour la raison exposée, les résultats obtenus pour des nombres de Mach supérieurs au limite établie ne représenteraient pas de façon fiable la physique du phénomène étudié.

5.2.5 Changement de régime

Le changement de régime de l'écoulement a été décrit antérieurement comme la transition d'un état où il n'y a qu'un seul axe sur lequel les tourbillons du sillage s'alignent à un état où deux axes d'alignement se forment. L'effet produit par ce changement sur la directivité des perturbations sonores a été commenté dans la section 5.2.1 ; avant cette incidence critique de changement, la direction du front d'onde était tournée de plus en plus dans le sens anti-horaire, alors que le sens horaire est la tendance prise par les incidences plus élevées. De plus, le changement de régime se fait noter physiquement quand on analyse la puissance sonore émise par des certains types de profils sans incidence et on fait varier leur taux d'aspect. La figure 13 montre la configuration des différentes simulations réalisées pour les profils rectangulaires et elliptiques et la figure 20 illustre l'évolution de la puissance acoustique calculée.

Sur la première image(13), on peut observer que le changement de régime a lieu entre les taux 0.50 et 1.0 pour le profil elliptique. Pour le profil rectangulaire, la figure 24 détaille l'analyse du point de transition et montre que celui se trouve entre $B/A = 0.30$ et 0.50. Or, la figure 20 présente une valeur maximale autour des taux 0.50 pour les deux types de profil. On peut remarquer donc que les simulations situées à gauche du point de puissance acoustique maximale présentent deux axes d'alignement des tourbillons dans le sillage, alors que les simulations relatives aux taux d'aspects situés à gauche de ce point représentent un écoulement en régime différent, plus simple, avec un seul axe sur lequel les tourbillons se trouvent. Cela revient à dire que le changement de régime se fait exprimer par un pic de la puissance acoustique dans les diagrammes illustrés en 20.

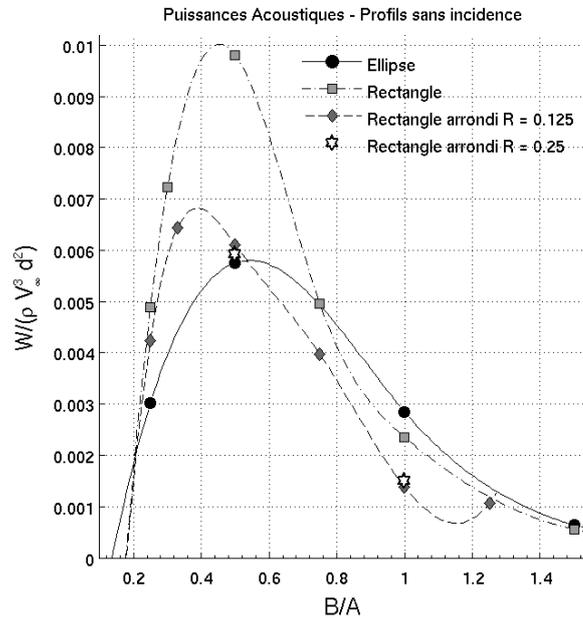


FIGURE 22 – Puissance Acoustique pour les profils elliptiques, rectangulaires et le rectangle arrondi sans incidence ; influence du rapport d’aspect B/A (zoom sur les petites valeurs)

Cette type d’analyse reliant le changement de régime aux courbes de puissance acoustique n’est pas autant claire quand il s’agit des simulations réalisées pour un même profil en incidences. Cependant, une étude plus détaillée pourra possiblement montrer un rapport entre ce changement et les point de puissance maximale ou minimale, ou même les points d’inflexion, comme ceux trouvés sur la figure 15.

5.2.6 Rapport avec les fluctuations de portance et trainée

La magnitude des fluctuations de pression acoustique est liée aux fluctuations des coefficients aérodynamiques. La figure ?? illustre ce rapport pour le cas de l’ellipse en incidence et aussi pour les rectangles de différents taux d’aspect. Ce rapport indique que les forces aérodynamiques agissent sur les parois solides qui, en réaction, modifient le champs de pression dans ses voisinages. Ces modifications sont propagées dans le domaine et aperçus sous la forme de son.

Pour les simulations des corps à petites incidences et aussi pour celles des corps a grands taux d’aspect, les fluctuations de trainée sont négligeables et ainsi n’affectent pas le champ acoustique total. Néanmoins, comme décrit dans la section 5.1.1, la trainée fluctuante devient non-négligeable pour les grandes incidences et pour les corps dont le taux d’aspect est inférieur à 1. Pour ces cas, Margnat [15] suggère qu’on ne peut plus estimer la puissance acoustique comme une fonction directe des coefficients de trainée et de portance, ou même du coefficient C'_N , défini comme la racine de la somme des coefficients aérodynamiques fluctuants au carré. D’un autre côté, l’exis-

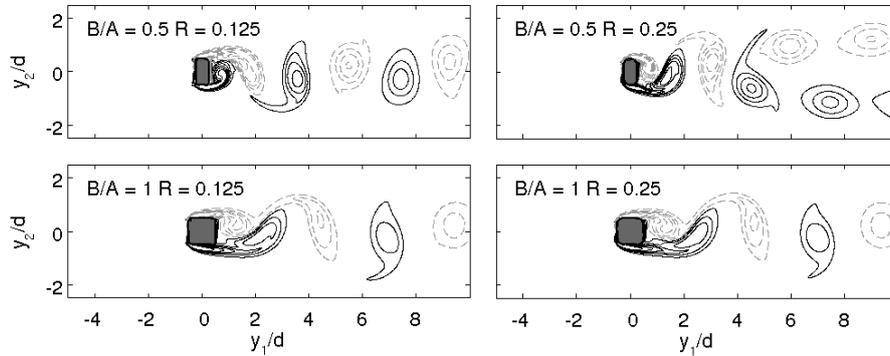


FIGURE 23 – Instantanés de vorticité : rectangles arrondis sans incidence

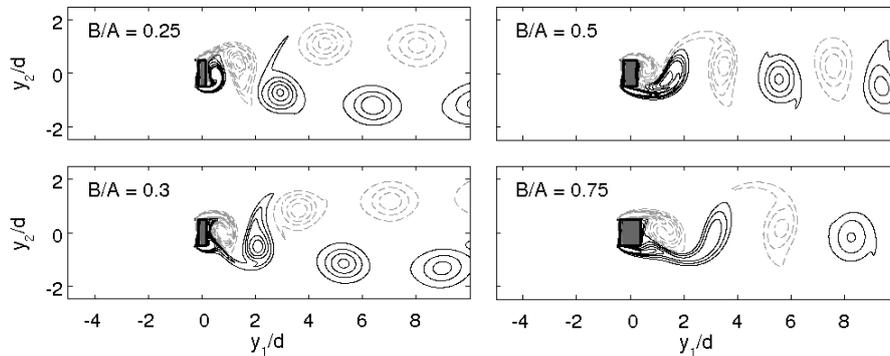


FIGURE 24 – Détail des instantanés de vorticité autour du taux critique de changement de régime de l'écoulement pour le rectangle

tence d'un rapport de ce genre pour les autres cas est perceptible dans la figure ??.

En analysant la figure à droite, on aperçoit qu'un comportement paraît s'établir pour les rectangles à partir du taux $B/A = 2$, étant donné que les fluctuations semblent atteindre un niveau constant. Néanmoins, un saut dans les coefficients est observé pour le cas du rectangle de taux d'aspect 7, en conséquence, la puissance acoustique est elle aussi plus élevée pour cette configuration. Ce résultat indique que les interactions entre les tourbillons changent pour ce taux d'aspect, comme décrit par [12] : pour ce taux d'aspect, les tourbillons du bord de fuite sont une source effective (figure 26), mais ceux formés au bord d'attaque le sont aussi, une source distincte. Pour cette raison, cette géométrie ne peut pas être approximée par une source compacte et, dans cette configuration, émet une puissance acoustique visiblement plus élevée que celles émises par les géométries à un taux d'aspect compris entre 2 et 6.

Pour mieux comprendre le rapport entre les puissances acoustiques émises et les niveaux de fluctuations des efforts aérodynamiques, la figure 27 trace une dispersion des puissances obtenues pour chaque géométrie contre le coefficient C_N correspon-

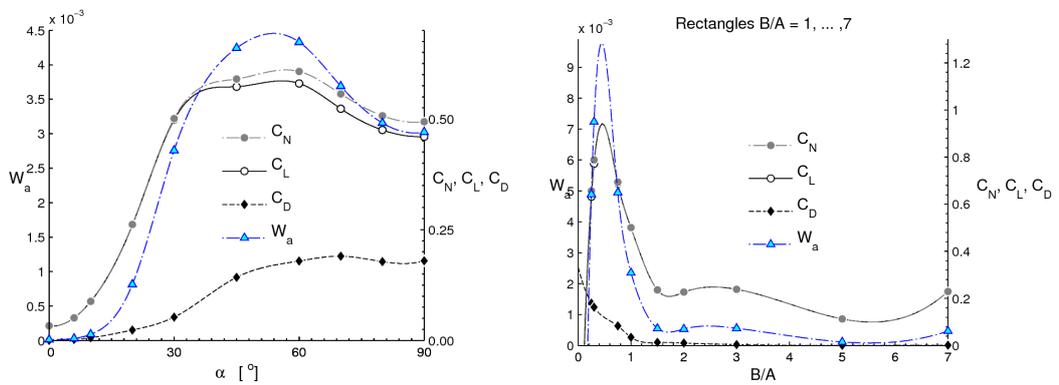


FIGURE 25 – Coefficients aérodynamiques fluctuants et puissance acoustique pour l’ellipse en incidences (gauche) et pour les différents taux d’aspect du rectangle (droite)

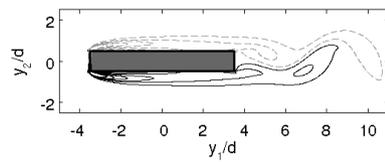


FIGURE 26 – Instantané de vorticité - Rectangle $B/A = 7$

nant. L’allure de la dispersion indique qu’un polynôme de deuxième degré pourrait mieux approcher la distribution des puissances. Une analyse de régression quadratique a été effectuée dans le but de fournir le meilleur polynôme à un seul coefficient et le résultat obtenu est exprimé par l’équation 22.

$$W = 0.012C_N'^2 \quad (22)$$

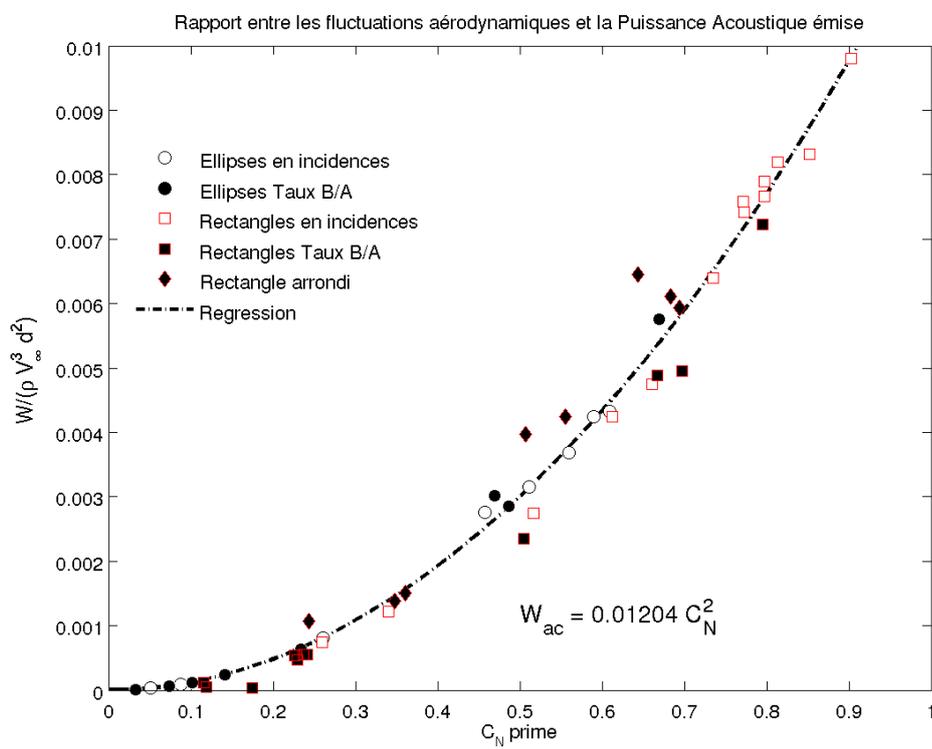


FIGURE 27 – Puissance acoustique en fonction du coefficient fluctuant C'_N pour toutes géométries étudiées. La courbe noire représente la régression quadratique proposée.

6 Conclusion

Le bruit généré par l'incidence d'un écoulement sur un corps solide est un sujet de plus en plus étudié car les nuisances sonores dans les voisinages des aéroports et à l'intérieur des véhicules automobiles, par exemple, sont indésirables. Néanmoins, le rapport entre les niveaux de bruit émis et la forme de l'obstacle entouré par le fluide n'a été l'objet d'une analyse profonde qu'avec la présente étude. Dans le but de relier la géométrie de l'obstacle et le champ acoustique produit, des simulations DNS ont été réalisées avec une méthode hybride à la fois aérodynamique et acoustique, suivant la théorie de multipôles de Curle. Cette méthode a été validée par moyen de comparaisons avec plusieurs données trouvées dans la littérature pertinente. Des profils rectangulaires et elliptiques de différents taux d'aspect et incidences furent objet d'étude, mais une longueur de référence fut gardée constante.

Un premier rapport a été établi entre la géométrie simulée et les tracés des efforts de portance et de traînée ; en effet, à mesure que l'incidence de l'obstacle augmentait, les fluctuations des coefficients aérodynamiques devenaient plus importantes. Une analyse de l'influence du taux d'aspect fut réalisée et a montré que le comportement des tracés des coefficients change autour du point $B/A = 0.5$; pour les taux d'aspect plus petits que 0.5, les amplitudes de fluctuation augmentent à mesure qu'on s'approche de cette valeur, à partir duquel ce comportement est inversé. Ce point maximale correspond au moment du changement du régime de l'écoulement.

L'ellipse présente, en général, des fluctuations moins importantes par comparaison avec les profils rectangulaires de même longueur et en incidence identique. Les tourbillons formés dans le sillage, responsables pour ces fluctuations, modifient en conséquence le champ de pression acoustique autour du corps solide. Un changement de régime fut observé en faisant varier l'incidence de l'obstacle et son taux d'aspect. Ce phénomène peut être aperçu dans les diagrammes de forces fluctuantes, s'exprimant par une déformation de ce diagramme, ce qui indique que les fluctuations de traînée deviennent plus importantes alors qu'elles sont petites avant ce changement ; la directivité acoustique est, elle aussi, affectée.

Les calculs de puissance acoustique dans chaque configuration révèlent que les niveaux de bruit produits sont directement reliés aux niveaux de fluctuations de portance et de traînée. Le champ acoustique est en général dominé par le dipôle issu de la portance, sauf dans les cas où la traînée fluctuante devient importante, comme par exemple, pour les simulations où le changement de régime est aperçu. Les plus grandes incidences génèrent plus de bruit, tout comme les corps avec un taux d'aspect inférieur à l'unité. Pour les petites incidences, l'ellipse émet une puissance acoustique en général plus petite que le rectangle de même taux d'aspect, ce qui conduit à penser que la présence d'angles vifs dans la géométrie peut influencer le bruit généré. Effectivement, les angles vifs présentent de grands gradients de pression, ce qui augmente la production des tourbillons sur les bords d'attaque et de fuite de l'obstacle. De cette façon, ces tourbillons seront plus rapidement accélérés vers le sillage, interagissant plus intensément avec le corps solide. Or, le son produit est issu de cette interaction, qui provoque le mouvement du corps comme si c'était une membrane, phénomène responsable de la création des dipôles.

7 Annexe

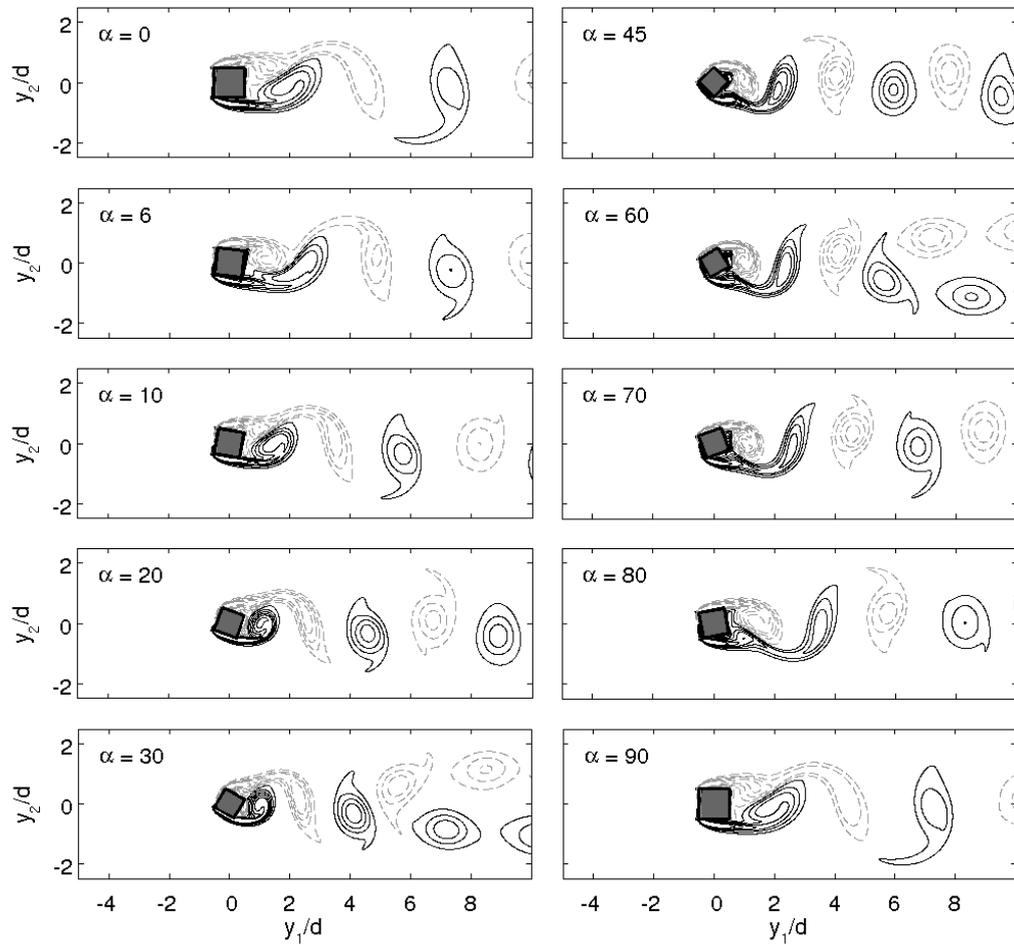


FIGURE 28 – Instantanés de vorticité - Rectangle $B/A = 1$ en incidence

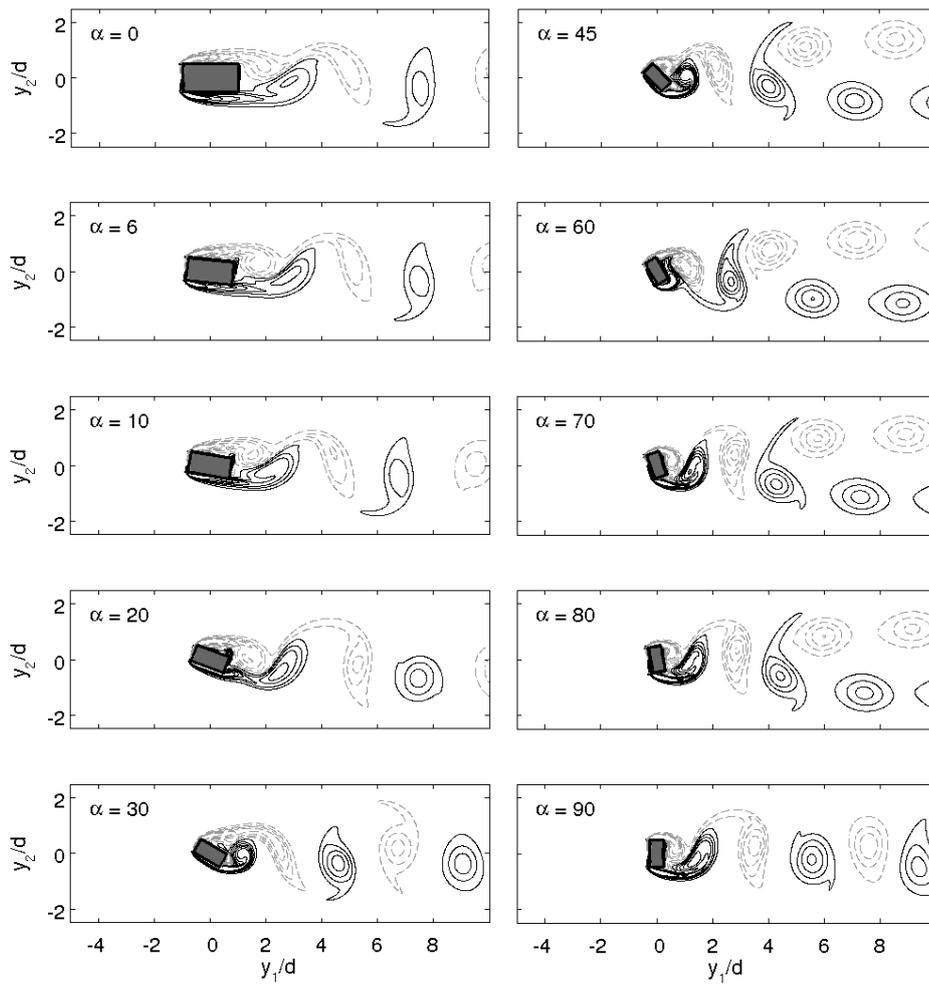


FIGURE 29 – Instantanés de vorticité - Rectangle $B/A = 2$ en incidence

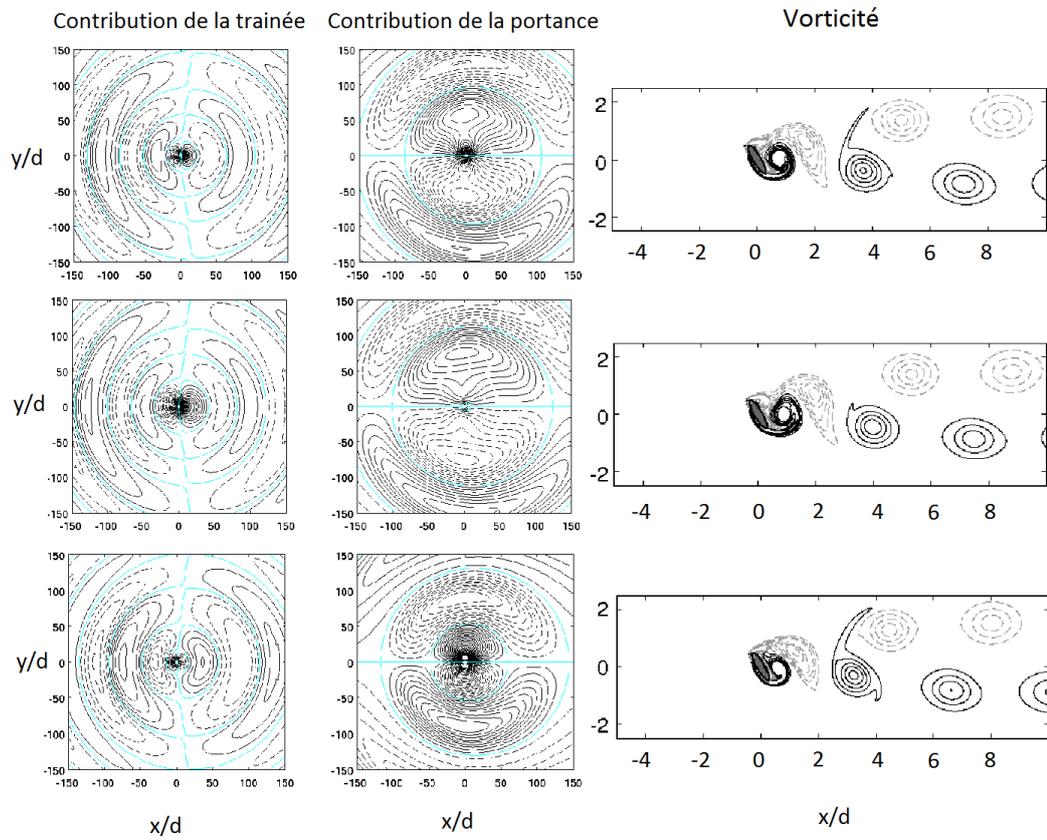


FIGURE 30 – Représentation du champ acoustique (gauche) et l’instantané de vorticité de l’instant correspondant (droite). Simulation ellipse $B/A = 4$ à 60° . Les valeurs positives sont marquées par des lignes noires complètes.

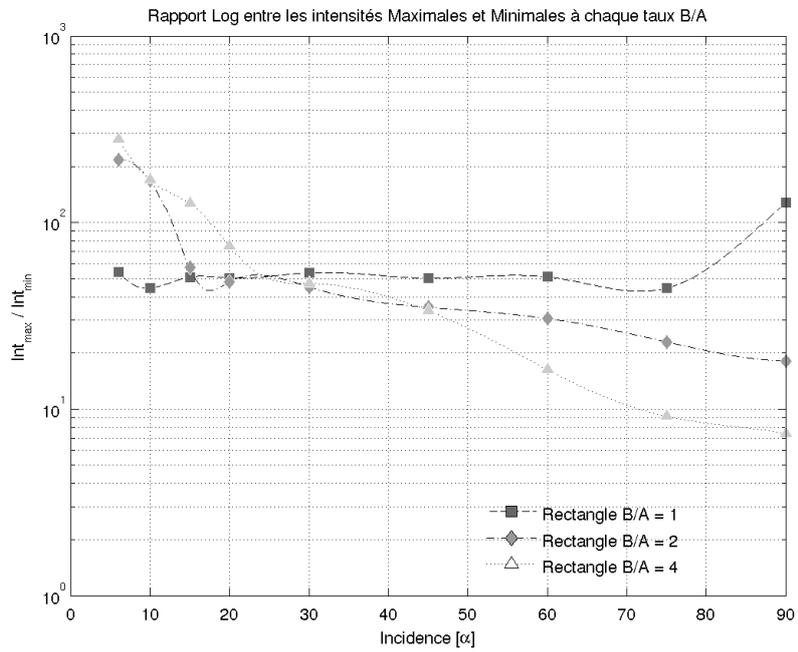


FIGURE 31 – Rapport entre les intensités maximales et minimales - différents rectangles en incidence. Le cas à incidence nulle est enlevé car le rapport est excessivement élevé relativement aux autres.

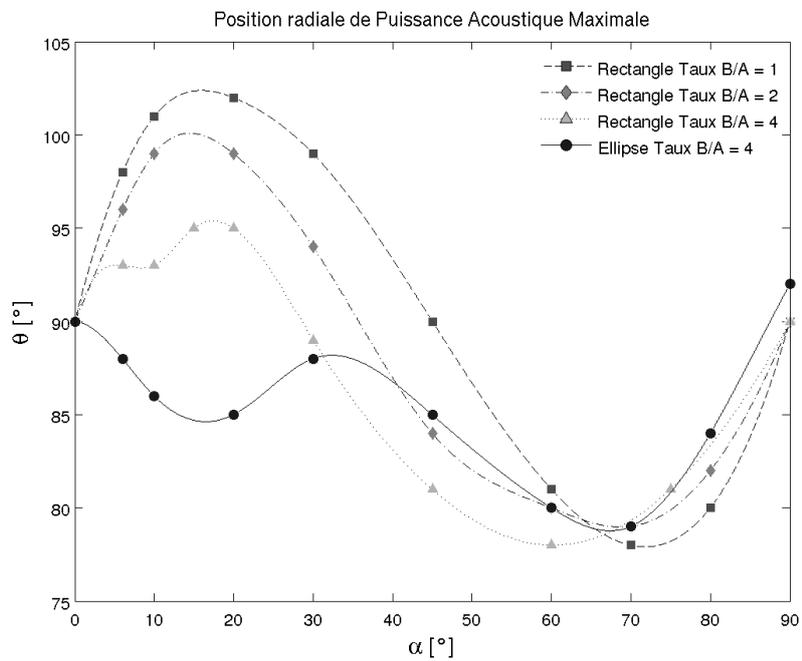


FIGURE 32 – Position azimuthale de l'intensité maximale

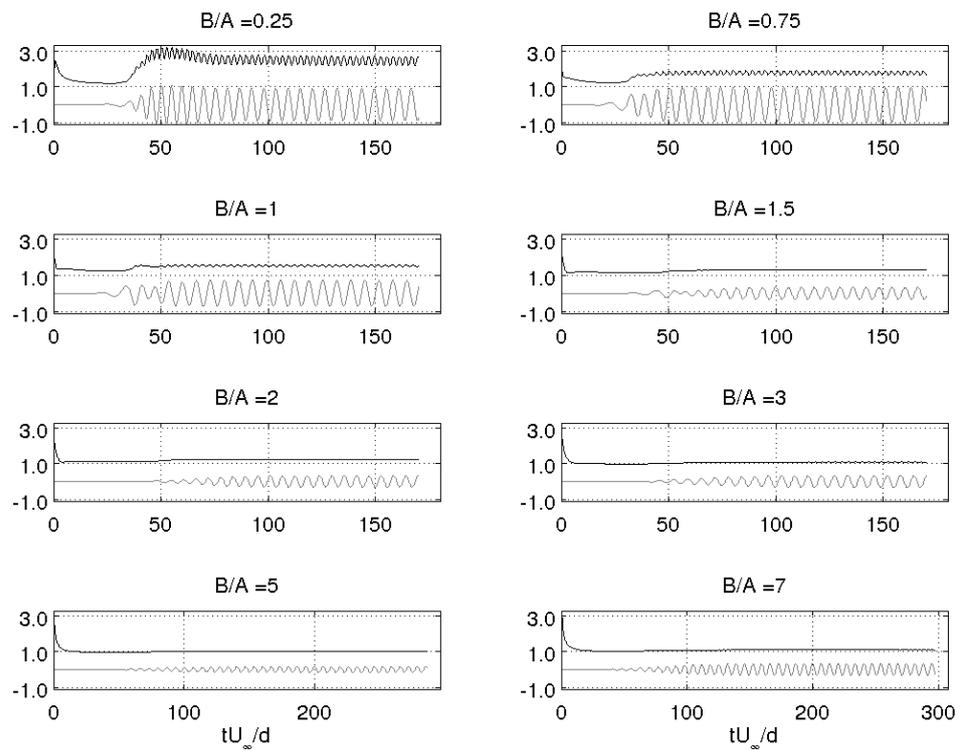


FIGURE 33 – Tracés des coefficients de trainée (noir) et portance (gris) pour le rectangle à taux B/A variable sans incidence.

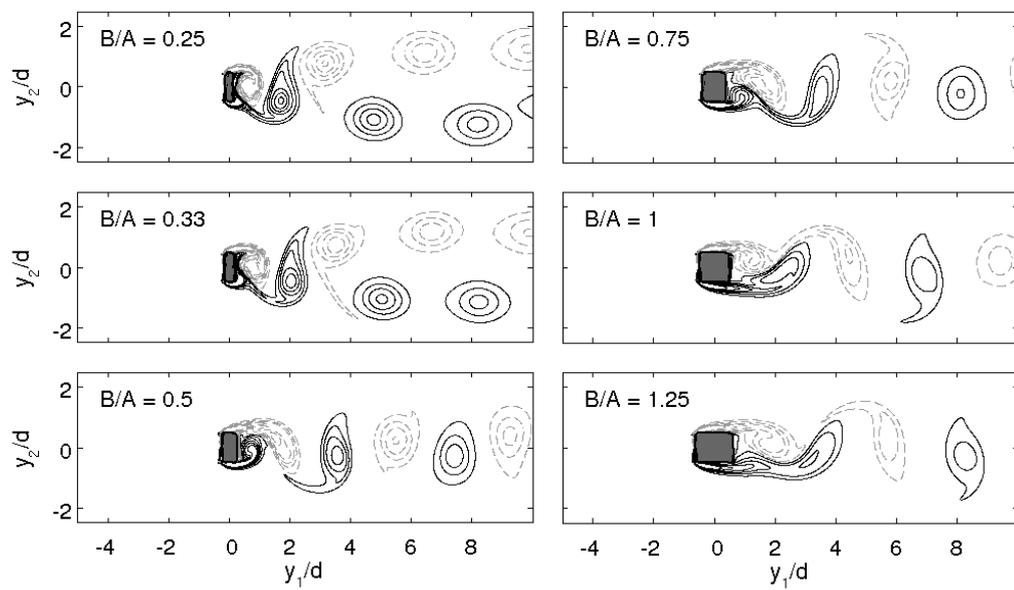


FIGURE 34 – Instantanés de vorticité - Rectangles arrondis $R = 0.125$ sans incidence

Références

- [1] N. Curle, “The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound,” *Proc. Roy. Soc. A*, vol. 231, pp. 505–514, 1955.
- [2] M. Lighthill, “On sound generated aerodynamically. i. general theory,” *Proc. Roy. Soc. A*, vol. 211, pp. 564–587, 1952.
- [3] X. Gloerfelt, F. Pérot, C. Bailly, and D. Juvé, “Flow-induced cylinder noise formulated as a diffraction problem for low mach numbers,” *J. sound Vib.*, vol. 287, pp. 129–151, 2005.
- [4] F. Margnat, “Numerical simulation and analyses of the noise generated by the flow over rectangular cylinders at incidence.,” *FIV*, 2012.
- [5] D. Goldstein, R. Handler, and L. Sirovich, “Modeling a no-slip boundary condition with an external force field,” *J. Comp. Phys.*, vol. 105, pp. 354–366, 1993.
- [6] C. Williamson, “Vortex dynamics in the cylinder wake,” *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol. 28, pp. 477–539, 1996.
- [7] A. Sohankar, C. Norberg, and L. Davidson, “Numerical simulation of unsteady low-reynolds number flow around rectangular cylinders at incidence,” *J. of Wind Eng. and Ind. Aerodynamics*, vol. 69-71, pp. 189–201, 1997.
- [8] A. K. Saha, G. Biswas, and K. Muralidhar, “Three-dimensional study of flow past a square cylinder at low reynolds numbers,” *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, pp. 54–66, 2003.
- [9] S. U. Islam, C. Y. Zhou, A. Shah, and P. Xie, “Numerical simulation of flow past rectangular cylinders with different aspect ratios using the incompressible lattice boltzmann method,” *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 26 (4), pp. 1027–1041, 2012.
- [10] R. Franke, W. Rodi, and B. Schönung, “Numerical calculation of laminar vortex-shedding flow past cylinders,” *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, vol. 35, pp. 237–257, 1990.
- [11] A. Okajima, “Strouhal numbers of rectangular cylinders,” *J. Fluid Mech.*, vol. 123, pp. 251–269, 1982.
- [12] Y. S. K. Liow, B. T. Tan, M. C. Thompson, and K. Hourigan, “Sound generated in laminar flow past a two-dimensional rectangular cylinder,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 295, pp. 407–427, 2006.
- [13] A. Powell, “Theory of vortex sound,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 36, pp. 177–195, 1967.
- [14] O. Inoue and N. Hatakeyama, “Sound generation by a two-dimensional circular cylinder in a uniform flow,” *J. Fluid Mech.*, vol. 471, pp. 285–314, 2002.
- [15] F. Margnat and A. Baramili, “Influence of the shape of 2d thick bodies on their aeolian noise,” *34th AIAA Aeroacoustics Conference*, 2013.
- [16] F. Margnat and V. Morinière, “Behaviour of an immersed boundary method in unsteady flows over sharp-edged bodies,” *Computers & Fluids*, vol. 38, pp. 1065 – 1079, 2009.