



## **Prédiction aéroacoustique du bruit généré par un jet plan à nombre de Reynolds modéré issu d'une constriction rectangulaire**

Y. Fujiso et A. Van Hirtum

GIPSA-lab, 11 rue des Mathématiques, 38402 Saint Martin D'Hères Cedex, France  
annemie.van-hirtum@gipsa-lab.grenoble-inp.fr

Les jets rectangulaires, rencontrés dans diverses applications industrielles, peuvent générer du bruit sous certaines conditions d'écoulement et de géométrie. L'écoulement d'air circulant dans une géométrie formée d'un canal rectangulaire de section fixe  $WH$  et d'un obstacle trapézoïdal de hauteur  $H_c$  variable est simulé dans cette étude pour des nombres de Reynolds modérés ( $10^2 \leq Re \leq 10^4$ ) à l'aide de la Simulation des Grandes Echelles (LES). Nous nous intéressons plus spécifiquement à l'écoulement issu de l'ouverture rectangulaire de section  $WH_c$  formée en-dessous de l'obstacle trapézoïdal, qui peut être vu comme un jet rectangulaire. Nous cherchons ici à prédire le bruit quadrupolaire rayonné par le jet à partir des données LES d'écoulement, à l'aide d'une approche de type turbulence synthétique et d'une formulation aéroacoustique de Lighthill.

## 1 Introduction

L'aéroacoustique, discipline relativement jeune qui s'intéresse au bruit généré par des écoulements d'air, fournit des outils théoriques pour prédire le bruit selon différents cas de figure. Un calcul aéroacoustique nécessite généralement deux étapes successives : les champs de vitesse et de pression de l'écoulement, représentant les sources de bruit, sont tout d'abord calculés à l'aide d'un solveur CFD (*Computational Fluid Dynamics*), puis les données CFD de vitesse et de pression sont importées comme grandeurs d'entrée dans le calcul acoustique qui cherche à prédire le bruit produit en champ lointain au repos (loin des sources sonores) par l'écoulement simulé. Toute la complexité de cette démarche provient du fait que les fluctuations d'écoulement sont très grandes (plusieurs ordres de grandeur) devant les fluctuations acoustiques.

Plusieurs formulations aéroacoustiques ont été développées depuis le début des années 50, la toute première étant celle de Lighthill [9]. Lighthill cherchait à calculer le bruit de jet turbulent des réacteurs des premiers avions de ligne à réaction, beaucoup plus intense que celui des avions à hélice. Il développa alors une approche totalement nouvelle permettant de calculer le bruit quadrupolaire d'un jet libre de volume  $V$ , dont un résumé est fourni dans la section 3.2.

Les écoulements de type jets rectangulaires, issus de sections rectangulaires, se rencontrent dans de nombreuses applications industrielles. Plusieurs études antérieures sur les jets rectangulaires ont été menées pour des nombres de Reynolds supérieurs à  $10^4$  (par ex. [3, 1]). Les jets rectangulaires à nombres de Reynolds dit modérés (compris entre  $10^2$  et  $10^4$ ) ont été moins fréquemment étudiés. Outre la modélisation de ces écoulements, une problématique d'intérêt aussi bien fondamental que pratique concerne la modélisation ou prédiction aéroacoustique du bruit produit par un jet rectangulaire, ce qui fait l'objet de cette étude.

## 2 Géométrie considérée

Nous considérons dans cette étude l'écoulement d'air traversant la géométrie tridimensionnelle illustrée sur la figure 1. Cette géométrie, qui a fait l'objet d'autres études antérieures expérimentales et/ou numériques (par ex. [13, 12, 2, 4, 5]) est composée d'un canal rectangulaire de longueur  $L = 310\text{mm}$ , de largeur  $W = 105\text{mm}$  et de hauteur intérieure fixe  $H = 25\text{mm}$ , contenant un obstacle trapézoïdal bidimensionnel situé à  $L_{down} = 11\text{mm}$  en amont de sa section de sortie, qui débouche sur une cavité rectangulaire représentant un champ libre. Tous les coins autour de l'obstacle et à la sortie du canal sont arrondis afin d'obtenir une géométrie sans arêtes vives et d'éviter des points singuliers pouvant entraîner des problèmes

numériques. Nous définissons en outre le degré d'ouverture de l'ouverture rectangulaire sous l'obstacle comme le rapport entre la hauteur libre  $H_c$  en-dessous de l'obstacle et la hauteur intérieure de canal  $H$  ( $\frac{H_c}{H}$  [%]).

La valeur du rapport largeur de canal sur hauteur intérieure ( $\frac{W}{H} \approx 4$ ) permet de supposer que l'écoulement simulé au milieu du canal est faiblement affecté par les parois latérales et permet de considérer que les propriétés de l'écoulement vont principalement varier dans le plan  $(x, y)$  [2]. Le champ libre situé en aval du canal permet de simuler le comportement de l'écoulement en aval de la constriction (ouverture rectangulaire de section  $WH_c$  en-dessous de l'obstacle trapézoïdal), et en particulier la formation d'un jet turbulent rectangulaire. Les parois délimitant la région de champ libre sont situées suffisamment loin du centre du canal, de sorte que l'on puisse considérer l'écoulement simulé dans cette région comme un jet rectangulaire libre.

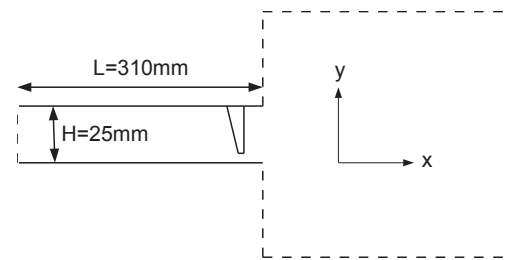


FIGURE 1 – Géométrie considérée : canal rectangulaire contenant un obstacle trapézoïdal (à gauche) et cavité rectangulaire représentant un champ libre (à droite). Les traits pleins représentent les parois solides. L'écoulement d'air va de la gauche vers la droite.

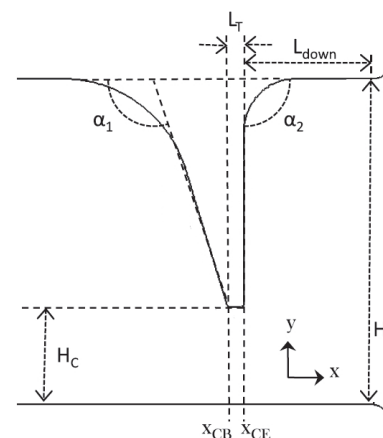


FIGURE 2 – Vue détaillée de l'obstacle trapézoïdal [2]

### 3 Approche théorique

#### 3.1 Modélisation de l'écoulement

##### 3.1.1 Equations de Navier-Stokes

L'écoulement d'air traversant la géométrie considérée est régi par les équations de Navier-Stokes rappelées ci-dessous, avec respectivement la conservation de la masse (équation 1) et de la quantité de mouvement (équation 2) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2)$$

A grande vitesse, la viscosité produit un cisaillement, exprimé par le tenseur des contraintes visqueuses de Reynolds :

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \delta_{ij} \quad (3)$$

avec  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker et  $\mu$  la viscosité dynamique de l'air ( $\mu \approx 18 \times 10^{-6} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$  à  $20^\circ\text{C}$ ). On remplace dans l'équation 2 la pression  $p$  par :

$$\sigma_{ij} = p \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (4)$$

L'équation 2 s'écrit alors, pour  $i = 1, 2, 3$  :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (5)$$

##### 3.1.2 Simulation des Grandes Echelles (LES)

Nous optons pour la méthode de Simulation des Grandes Echelles (*Large Eddy Simulation*, LES), qui permet de résoudre les équations de Navier-Stokes dites filtrées. La LES permet de résoudre explicitement les tourbillons de grande échelle et de modéliser ceux des plus petites échelles [11] en utilisant un modèle sous-maille. Ceci peut être vu comme une décomposition du champ de vitesse en partie résolue (filtrée)  $\bar{u}_i$  et partie modélisée sous-maille  $u'_i$  :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i. \quad (6)$$

Le même raisonnement s'applique pour le champ de pression  $p = \bar{p} + p'$ . Les équations de Navier-Stokes filtrées pour un écoulement incompressible sont données par :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (8)$$

Le tenseur des contraintes sous-mailles [11]  $\tau_{ij}$  regroupe tous les termes qui ne dépendent pas exclusivement des échelles de grande dimension, de telle sorte que

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j}. \quad (9)$$

Le modèle utilisé pour modéliser la turbulence d'échelle sous-maille est le modèle dynamique de Smagorinsky [11], basé sur la formulation de contrainte sous-maille telle que

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij}, \quad (10)$$

où  $\bar{S}_{ij}$  est le tenseur taux de déformation défini par

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (11)$$

et  $\nu_{SGS}$  est la viscosité d'échelle sous-maille définie par

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (12)$$

dans laquelle  $C_s$  est la constante de Smagorinsky et  $\Delta$  est la largeur du filtre.

#### 3.2 Prédiction aéroacoustique

##### 3.2.1 Equation de Lighthill

A partir des données du champ de vitesse obtenues par LES, il est possible d'estimer le bruit quadrupolaire rayonné par le jet rectangulaire à l'aide d'une analogie aéroacoustique de Lighthill [9, 8]. En prenant  $\frac{\partial(1)}{\partial t} - \frac{\partial(5)}{\partial x_i}$ , il vient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 (\rho u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (13)$$

En retranchant  $c^2 \Delta \rho = c^2 \frac{\partial^2 \rho \delta_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$  des deux membres,  $c$  étant la vitesse de propagation du son dans l'air (extérieur à la région source de volume  $V$ ), on obtient l'équation de Lighthill :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c^2 \Delta \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (14)$$

avec  $T_{ij}$  les composantes du tenseur de Lighthill, qui représente un terme source quadrupolaire, données par :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (\rho - c^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (15)$$

Le tenseur des contraintes visqueuses  $\tau_{ij}$  peut être négligé devant le terme des contraintes de Reynolds  $\rho u_i u_j$  sous l'hypothèse de nombres de Reynolds élevés. Le terme  $p - c^2 \rho$  est nul si l'écoulement est isentropique car  $p = c^2 \rho$ . Dans ces conditions, le tenseur de Lighthill se réduit à :

$$T_{ij} \approx \rho u_i u_j \quad (16)$$

A l'extérieur de la région source, toutes les dérivées des composantes du tenseur de Lighthill s'annulent dans l'air au repos (champ libre), et l'on retrouve l'équation d'onde homogène de l'acoustique linéaire :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c^2 \Delta \rho = 0. \quad (17)$$

##### 3.2.2 Solution de l'équation de Lighthill

Dans le cas d'une équation d'onde non homogène comme l'équation de Lighthill, une solution générale peut être établie à l'aide d'une fonction de Green  $G$ , qui représente la réponse en un point de position  $\vec{x}$  à une impulsion en un point de position  $\vec{y}$  émise à un temps retardé  $\tau$ . L'équation d'onde s'écrit dans ces conditions, avec  $\delta$  la distribution de Dirac :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - \Delta G = \delta(\vec{x} - \vec{y}) \delta(t - \tau) \quad (18)$$

En champ libre, la fonction de Green est donnée par

$$G(\vec{y}, \tau; \vec{x}, t) = \frac{\delta(t - \tau - \frac{d}{c})}{4\pi d}, \quad (19)$$

avec  $d = |\vec{x} - \vec{y}|$  la distance entre point source et point récepteur. La solution de l'équation d'onde non homogène (avec second membre source  $S_{source}$ ) s'écrit dans le domaine temporel :

$$p(\vec{x}, t) = - \iiint_V \int_{\tau} S_{source}(\vec{y}, \tau) G(\vec{y}, \tau; \vec{x}, t) d\tau dV. \quad (20)$$

Par conséquent, une solution de l'équation de Lighthill dans le domaine temporel est donnée par :

$$p(\vec{x}, t) = c^2 \rho(\vec{x}, t) = \iiint_V \int_{\tau} T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} d\tau dV. \quad (21)$$

La transformée de Fourier de cette solution s'écrit :

$$\hat{P}(\vec{x}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\vec{x}, t) e^{-i\omega t} dt \quad (22)$$

$$\hat{P}(\vec{x}, \omega) = \iiint_V \int_{\tau} T_{ij} \frac{\partial^2 \hat{G}(\omega)}{\partial y_i \partial y_j} d\tau dV, \quad (23)$$

avec  $\hat{G}(\omega)$  la transformée de Fourier de la fonction de Green en champ libre qui s'écrit :

$$\hat{G}(\omega) = \frac{1}{4\pi d} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - \tau - \frac{d}{c}) e^{-i\omega t} dt \quad (24)$$

soit :

$$\hat{G}(\omega) = \frac{1}{4\pi d} e^{-i\omega(\tau + \frac{d}{c})} = \frac{1}{4\pi d} e^{-i(\omega\tau + \kappa d)} \quad (25)$$

avec  $\kappa = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$  le nombre d'onde, et  $\lambda$  la longueur d'onde. On a de plus :

$$\frac{\partial \hat{G}(\omega)}{\partial \tau} = -i\omega \hat{G}(\omega) = -i\kappa \hat{G}(\omega) \quad (26)$$

$$\frac{\partial \hat{G}(\omega)}{\partial y_i} = -i\kappa \left( 1 + \frac{1}{i\kappa d} \right) \hat{G}(\omega) \frac{\partial d}{\partial y_i} \quad (27)$$

Sachant que  $d^2 = |\vec{x} - \vec{y}|^2 = \sum_{i=1}^3 (x_i - y_i)^2 = \sum_{i=1}^3 d_i^2$  avec  $d_i = x_i - y_i$ , on trouve que :

$$2d \frac{\partial d}{\partial y_i} = -2(x_i - y_i). \quad (28)$$

Dans le champ lointain ( $\kappa d \gg 1$ ), on obtient l'approximation :

$$\frac{\partial \hat{G}(\omega)}{\partial y_i} = i\kappa \left( 1 + \frac{1}{i\kappa d} \right) \frac{x_i - y_i}{d} \hat{G}(\omega) \approx i\kappa \frac{d_i}{d} \hat{G}(\omega). \quad (29)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{G}(\omega)}{\partial y_i \partial y_j} = (i\kappa)^2 \frac{d_i d_j}{d^2} \hat{G}(\omega) \quad (30)$$

Ainsi, une solution approchée de l'équation de Lighthill donnant la pression acoustique rayonnée par le jet dans le domaine fréquentiel, en champ lointain et sans parois solides s'écrit :

$$\hat{p}(\vec{x}, \omega) = -\frac{\omega^2}{4\pi c^2} \iiint_V \frac{d_i d_j}{d^3} e^{-i\omega \frac{d}{c}} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} T_{ij} e^{-i\omega \tau} d\tau \right) dV. \quad (31)$$

où le terme  $\int_{-\infty}^{+\infty} T_{ij} e^{-i\omega \tau} d\tau$  est la transformée de Fourier du tenseur de Lighthill  $\hat{T}_{ij}(\omega)$ .

## 4 Méthode

### 4.1 Paramètres des simulations LES

La discrétisation spatiale de la géométrie décrite dans la section 2 est réalisée sous Gridgen v15 (Pointwise, Inc.). Un maillage structuré est généré en utilisant des éléments finis hexaédraux à huit noeuds (approximativement 7 millions d'éléments). Des éléments de plus petite taille sont utilisés près des parois afin de prendre en compte les effets de couche limite, tandis que le maillage est plus grossier au niveau du coeur de l'écoulement. De plus, le maillage est plus fin à l'intérieur de la région constrictée (en-dessous de l'obstacle) et dans la région où le jet turbulent se développe *a priori*. Les pas spatiaux dans les directions  $x$  et  $y$ , respectivement  $\Delta x$  et  $\Delta y$ , de chaque élément sont fixés de manière à garantir la stabilité du modèle d'écoulement, de sorte que pour chaque élément, le rapport d'aspect vérifie  $0.4 < \frac{\Delta x}{\Delta y} < 2.5$  avec  $2.2 \times 10^{-5} < \Delta x < 6.7 \times 10^{-5} \text{ m}$  et  $9.5 \times 10^{-6} < \Delta y < 2.7 \times 10^{-5} \text{ m}$ .

Les simulations LES de cette étude sont mises en œuvre au moyen du code de calcul CFD éléments finis *open source* FrontFlow/Blue v6.1 [7]. Un modèle de Smagorinsky dynamique est employé, dans lequel la largeur de filtre  $\Delta$  (équation 12) est automatiquement calculée à partir de la taille de maillage, de sorte que  $\Delta$  est la racine cubique du volume d'élément, et la constante de Smagorinsky est calculée en utilisant une procédure des moindres carrés de Lilly [6, 10]. Nous définissons le nombre de Reynolds débitant suivant :

$$Re_d = \frac{U_{dc} H_c}{\nu} = \frac{QH_c}{WH_{c\nu}} = \frac{Q}{W\nu} \quad (32)$$

avec  $U_{dc} = \frac{Q}{WH_c}$  la vitesse débitante au niveau de la constriction (ouverture rectangulaire de section  $WH_c$ ) et  $Q$  le débit volumique. Nous voyons qu'avec cette définition le nombre de Reynolds ne dépend pas du degré d'ouverture  $\frac{H_c}{H}$ .

Egalement pour assurer la stabilité numérique du modèle, la valeur du pas de temps utilisé pour effectuer la simulation numérique est choisie en fonction de la taille de maillage. Les valeurs de pas de temps  $\delta t$  correspondant aux différents degrés d'ouverture considérés ainsi que les durées simulées  $T_{sim}$  pour chaque configuration sont indiqués dans le tableau 1. Ces valeurs de pas de temps satisfont à la condition de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy. Les simulations LES sont effectuées par un superordinateur NEC SX9 (puissance de calcul 16TFlops, RAM 10To), pour les nombres de Reynolds débitants modérés 1079 et 2084, et pour les degrés d'ouverture 10 et 30% (tableau 1). Un calcul de 10000 pas de temps dure approximativement 13h.

Les conditions aux limites spécifiées dans le modèle sont un profil de vitesse d'entrée uniforme à la section d'entrée du canal et une pression statique nulle à la sortie de la région de champ libre. Pour des raisons de stabilité numérique, une condition supplémentaire qui fixe la vitesse normale à zéro lorsqu'un écoulement inverse est détecté, est ajoutée pour empêcher toute inversion de l'écoulement à la sortie. A l'exception des sections d'entrée et de sortie, une condition de non-glissement aux parois est spécifiée pour toutes les parois du canal et de la région champ libre.

TABLEAU 1 – Paramètres temporels des simulations LES

$\frac{H_c}{H}$ [%]	$Re_d$	$\delta t$ [s]	$T_{sim}$ [s]
10	1079	$2 \times 10^{-6}$	0.108
10	2084	$2 \times 10^{-6}$	0.12
30	1079	$10^{-5}$	0.6
30	2084	$10^{-5}$	0.48

## 4.2 Résolution de l'équation de Lighthill

En raison d'un grand nombre de configurations différentes testées (nombres de Reynolds et degrés d'ouverture), de temps de calcul relativement élevés requis pour atteindre la convergence des simulations LES pour chaque cas, et d'une quantité très importante d'espace disque nécessaire pour sauvegarder tous les pas de temps, une méthode statistique de régénération aléatoire des fluctuations turbulentes (turbulence synthétique) est envisagée dans cette étude. Il s'agit d'une étape intermédiaire entre l'étape de calcul LES et l'étape de calcul acoustique : les champs de vitesse moyenne et RMS obtenus par LES après convergence sont utilisés pour régénérer toutes les fluctuations turbulentes (pas de temps) nécessaires au calcul acoustique, en utilisant une loi de distribution aléatoire gaussienne (loi normale). Pour chaque pas de temps après convergence, la décomposition de Reynolds du champ de vitesse turbulent (dans chaque direction) s'écrit :

$$u(t) = \bar{U}_{conv} + \tilde{u}(t), \quad (33)$$

avec  $\bar{U}_{conv}$  la composante de vitesse moyenne après convergence et  $\tilde{u}(t)$  la composante fluctuante. C'est cette dernière que nous choisissons de régénérer aléatoirement au cours du temps, en partant de la composante de vitesse RMS après convergence  $u_{rms,conv}$  :

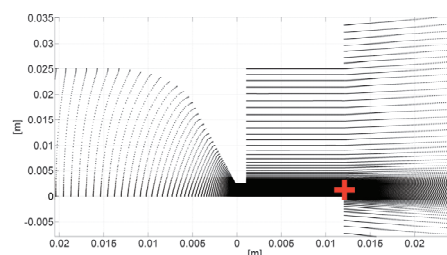
$$\tilde{u}(t) = randn(t) \times u_{rms,conv}, \quad (34)$$

avec  $-1 \leq randn(t) \leq 1$  un nombre aléatoire obéissant à une loi normale centrée autour de 0. Un exemple de signal temporel de vitesse régénéré en un point donné par méthode de turbulence synthétique est illustré sur la figure 3. En examinant la fonction de densité de probabilité du signal correspondant, on retrouve bien une distribution gaussienne. Cette démarche est appliquée pour les composantes du champ de vitesse dans chacune des trois directions de l'espace  $(x, y, z)$ , et pour le signal de pression.

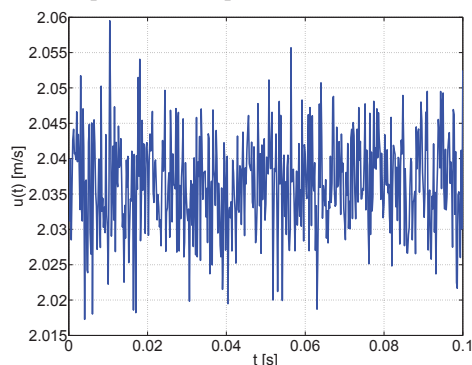
Nous cherchons à prédire le bruit quadrupolaire rayonné par le jet rectangulaire libre en aval du canal rectangulaire. Nous considérons pour ce faire la région source illustrée sur la figure 4 (en rouge). En l'absence de parois solides, comme c'est le cas autour et dans cette région source, nous pouvons appliquer la théorie de Lighthill et utiliser la solution approchée dans le domaine fréquentiel (équation 31). L'incorporation d'une zone tampon d'épaisseur 1cm permettant une transition progressive non brusque et continue (sinusoïdale) entre la zone source et la zone environnante est également testée pour évaluer son effet.

L'analyse des bruits estimés est menée en examinant des

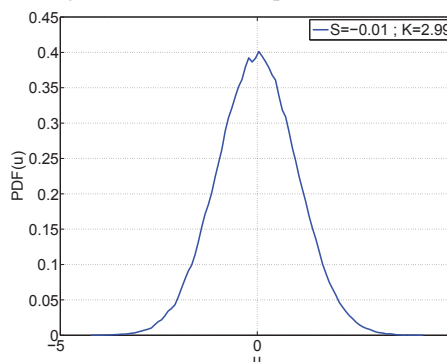
paramètres spectraux dérivants des spectres obtenus. Ces paramètres sont les pentes spectrales  $S'_1$  (entre 0 et 500Hz) et  $S'_2$  (entre 500 et 5000Hz), obtenues par régression linéaire sur les spectres, et l'amplitude dynamique  $A_d$  définie comme l'écart spectral entre le minimum et le maximum sur le spectre entre 500Hz et 5000kHz.



(a) Emplacement du point considéré (croix)



(b) Signal temporel de la vitesse longitudinale régénérée au niveau du point considéré



(c) Fonction de densité de probabilité correspondante

FIGURE 3 – Exemple de signal de vitesse en un point donné régénéré par turbulence synthétique :  $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ,  $Re_d = 1079$

## 5 Résultats et discussion

### 5.1 Données LES d'écoulement

Un exemple de visualisation longitudinale d'écoulement (vitesse moyenne) simulé par LES est donné sur la figure 5. Les profils transversaux aval de vitesse moyenne longitudinale simulés pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$  et  $Re_d = 2084$ ] à plusieurs positions en aval de l'obstacle trapézoïdal ( $\frac{x}{H_c} = +0.1 ; +0.2 ; +0.3 ; +0.4 ; +0.5 ; +1.47$ ) sont présentés sur la figure 6. Les profils transversaux aval obtenus ont tendance à devenir de plus en plus symétriques au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'obstacle. L'écoulement s'accélère davantage au voisinage

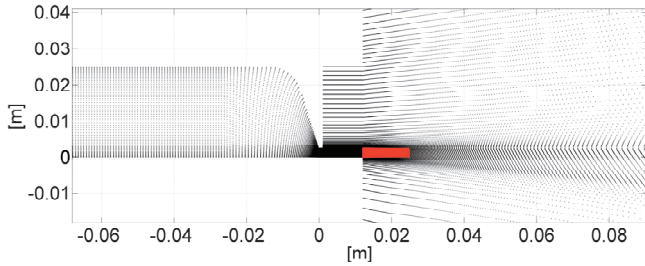


FIGURE 4 – Région source (zone rectangulaire rouge) pour l'estimation du champ acoustique quadrupolaire rayonné par le jet formé en-dessous de l'obstacle trapézoïdal

de l'obstacle que du côté opposé, au niveau de la paroi inférieure de l'embout.

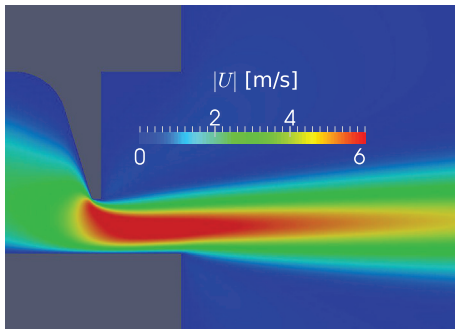


FIGURE 5 – Exemple de visualisation longitudinale (vitesse moyenne) de l'écoulement simulé convergé pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$  et  $Re_d = 2084$ ]

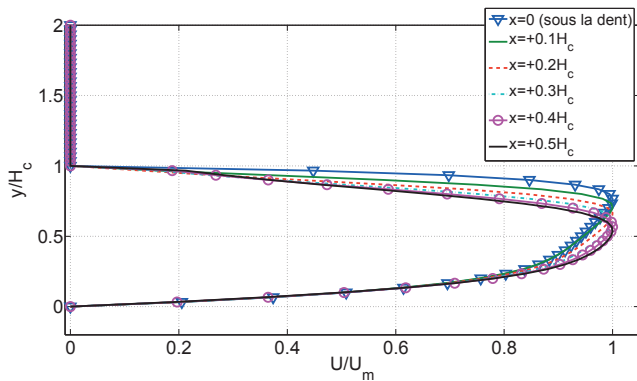


FIGURE 6 – Profils transversaux de vitesse moyenne simulés à plusieurs positions en aval de l'obstacle trapézoïdal pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$  et  $Re_d = 2084$ ]

## 5.2 Estimation du bruit quadrupolaire

Le spectre du bruit quadrupolaire rayonné par le jet rectangulaire issu de l'ouverture rectangulaire en-dessous de l'obstacle obtenu pour un nombre de Reynolds de 2084 et un degré d'ouverture de 10% par résolution de l'équation de Lighthill dans le domaine fréquentiel (équation 31) est présenté sur la figure 7. Les lignes pointillées rouges représentent les pentes spectrales  $S'_1$  et  $S'_2$  définies dans la section 4.2 et obtenues par régression linéaire sur le spectre. Le spectre obtenu montre que l'approche combinée LES/turbulence synthétique donne des résultats en première approche plutôt réalistes en terme de niveaux de bruit

générés.

Les figures 8 et 9 fournissent une comparaison des paramètres spectraux pour les configurations simulées avec l'analogie de Lighthill, avec ou sans fluctuations turbulentes régénérées aléatoirement, et avec ou sans zone tampon incorporée entre région source et région environnante, pour un nombre de Reynolds de 2084. Nous constatons que l'incorporation d'une zone tampon entre région acoustique et région d'écoulement n'a presque pas d'influence sur les paramètres spectraux obtenus. Il semble que l'amplitude dynamique augmente lorsque la pente spectrale  $S'_1$  (pente spectrale entre 0 et 500Hz) augmente également.

Il est intéressant d'observer que la présence de fluctuations turbulentes injectées dans la région source entraîne une augmentation notable de l'amplitude dynamique, par rapport au cas sans fluctuations turbulentes. Concernant la figure 9, on observe de façon similaire que la pente spectrale  $S'_2$  (pente spectrale entre 500 et 5000Hz) augmente également sensiblement avec la présence de fluctuations turbulentes dans la région source. On voit également que l'incorporation de la zone tampon n'a presque pas d'effet sur les paramètres spectraux obtenus.

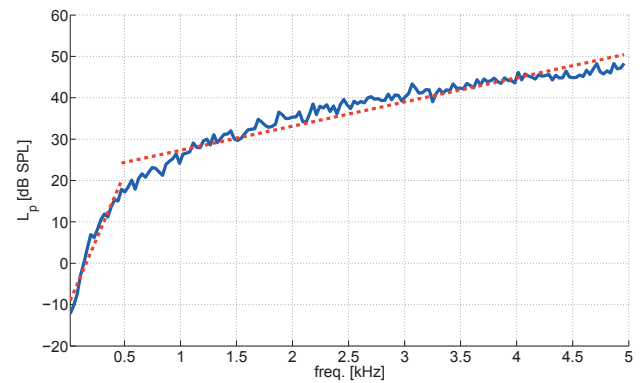


FIGURE 7 – Spectre de pression acoustique rayonnée par le jet obtenu avec l'analogie de Lighthill pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ;  $Re_d = 2084$ ] avec incorporation de fluctuations turbulentes aléatoires synthétisées et d'une zone tampon entre région source et région environnante. Les lignes pointillées rouges représentent les pentes spectrales  $S'_1$  (entre 0 et 500Hz) et  $S'_2$  (entre 500 et 5000Hz) obtenues par régression linéaire sur le spectre.

## 6 Conclusion et perspectives

Cette étude s'intéressait d'un point de vue numérique à la prédiction aéroacoustique du bruit quadrupolaire rayonné par un jet libre à nombre de Reynolds modéré issu d'une ouverture rectangulaire. Une approche combinant simulations LES, turbulence synthétique et analogie de Lighthill a été employée pour mettre en œuvre cette prédiction aéroacoustique. Les résultats numériques obtenus montrent que la caractérisation statistique des trois composantes du champ de vitesse aux premier (moyenne) et second ordre (RMS) permet de fournir une première estimation du bruit quadrupolaire généré par l'écoulement. Il sera intéressant de vérifier ceci sur des données expérimentales de type PIV (*Particle Instant Velocimetry*).

En outre, l'approche de turbulence synthétique utilisée

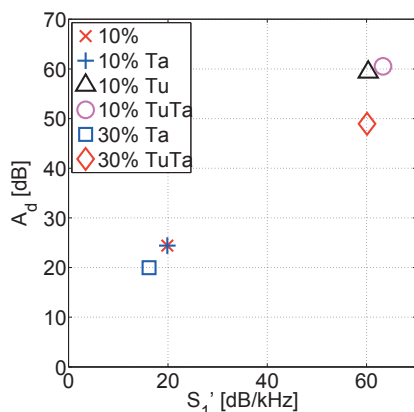


FIGURE 8 – Amplitude dynamique  $A_d$  en fonction de la pente spectrale  $S_1'$ , du degré d'ouverture, de la présence/absence d'une zone tampon ('Ta'), et de la présence/absence de fluctuations turbulentes ('Tu'). Par ex., '10%TuTa' signifie 'degré d'ouverture de 10% avec fluctuations turbulentes et zone tampon'.

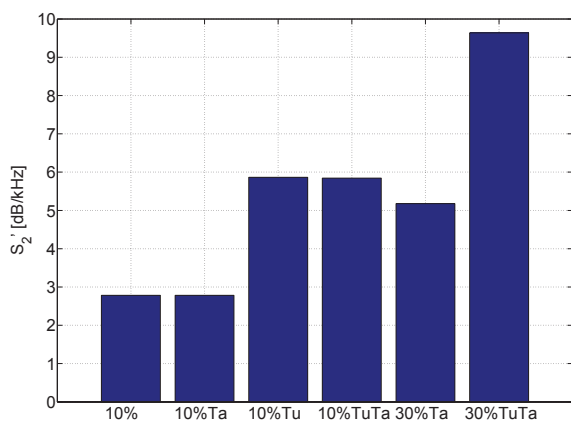


FIGURE 9 – Pente spectrale  $S_2'$  en fonction du degré d'ouverture (10 ou 30%), de la présence/absence d'une zone tampon ('Ta'), et de la présence/absence de fluctuations turbulentes ('Tu'). Par ex., '10%TuTa' signifie 'degré d'ouverture de 10% avec fluctuations turbulentes et zone tampon'.

ici est très simple et ne prend pas en compte de structures cohérentes. La prise en compte de telles structures dans une perspective de turbulence synthétique est un axe de recherche présentant un intérêt fondamental et pratique certain. Enfin, la modélisation non seulement de la composante quadrupolaire de bruit mais également des composantes dipolaires et monopolaires à l'aide de l'analogie aéroacoustique de Ffowcs-Williams et Hawkins [14] pourrait donner lieu à des résultats plus proches de la réalité.

## Remerciements

Les auteurs remercient le projet ANR Petaflow (ABR-09-BLAN-0376-01), la Région Rhône-Alpes pour leur soutien financier, ainsi que l'Université d'Osaka (Cybermedia Center) pour la mise à disposition de leur superordinateur. Ce travail a également été partiellement financé par le LabEx PERSYVAL-Lab (ANR-11-LABX-0025-01).

## Références

- [1] M. Alnahhal and Th. Panidis. The effect of sidewalls on rectangular jets. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 33(5) :838–851, 2009.
- [2] J. Cisonni, K. Nozaki, A. Van Hirtum, X. Grandchamp, and S. Wada. Numerical simulation of the influence of the orifice aperture on the flow around a teeth-shaped obstacle. *Fluid Dyn. Res.*, 45(2) :025505, 2013.
- [3] R.C. Deo, G.J. Nathan, and J. Mi. Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 32(2) :596–606, 2007.
- [4] Y. Fujiso and A. Van Hirtum. Aeroacoustic characterisation of single and dual tooth-shaped obstacle replicas in relation to the study of unvoiced fricative speech production. *Acoustics 2012 Nantes*, pages 1–6, 2012.
- [5] Y. Fujiso, A. Van Hirtum, K. Nozaki, and S. Wada. Experimental and numerical characterization of aerodynamic noise applied to moderate Reynolds number airflow. In *Proc. Meet. on Acoustics*, volume 19, page 035022. Acoustical Society of America, 2013.
- [6] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids A : Fluid Dyn.*, 3 :1760, 1991.
- [7] Y. Guo, C. Kato, and Y. Yamade. Basic features of the fluid dynamics simulation software "FrontFlow/Blue". *Seisan Kenkyu*, 58(1) :11–15, 2006.
- [8] S. Léwy. Aéroacoustique numérique, modélisation et simulation des sources sonores et de leur rayonnement. *Techniques de l'ingénieur*, 2011.
- [9] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically. I. General theory. *Proc. Royal Soc. London. Series A. Math. Phys. Sciences*, 211(1107) :564–587, 1952.
- [10] D.K. Lilly. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Phys. Fluids A : Fluid Dyn.*, 4 :633, 1992.
- [11] P. Sagaut. *Large Eddy Simulation for incompressible flows*. Springer, 2006.
- [12] A. Van Hirtum, X. Grandchamp, J. Cisonni, K. Nozaki, and H. Bailliet. Numerical and experimental exploration of flow through a teeth-shaped nozzle. *Adv. Appl. Fluid Mech.*, 11 :87–117, 2012.
- [13] A. Van Hirtum, X. Grandchamp, X. Pelorson, K. Nozaki, and S. Shimojo. LES and 'in vitro' experimental validation of flow around a teeth-shaped obstacle. *Int. J. Appli. Mech.*, 2(2) :265–279, 2010.
- [14] J.E. Ffowcs Williams and D.L. Hawkins. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Soc. London. Series A, Math. Phys. Sci.*, 264(1151) :321–342, 1969.