



**HAL**  
open science

# Etude aéroacoustique de configurations génériques de dispositifs hypersustentateurs : approches analytique et expérimentale

Benoît Lemoine

► **To cite this version:**

Benoît Lemoine. Etude aéroacoustique de configurations génériques de dispositifs hypersustentateurs : approches analytique et expérimentale. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2013. Français. NNT : 2013ECDL0003 . tel-00965211

**HAL Id: tel-00965211**

**<https://theses.hal.science/tel-00965211>**

Submitted on 24 Mar 2014

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

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

N° d'ordre : 2013-03

ANNÉE 2013

## THÈSE DE DOCTORAT

présentée devant  
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir  
le grade de DOCTEUR  
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

**Benoit LEMOINE**

---

# ÉTUDE AÉROACOUSTIQUE DE CONFIGURATIONS GÉNÉRIQUES DE DISPOSITIFS HYPERSUSTENTATEURS

—

## Approches analytique et expérimentale

---

soutenue le Jeudi 24 Janvier 2013 devant le jury

### JURY

Pr.	Michel ROGER	ECL, Lyon	(Directeur de thèse)
Pr.	Christophe SCHRAM	IVK, Rhodes-Saint Genèse	(Rapporteur)
Pr.	Yves GERVAIS	Institut Pprime, Poitiers	(Rapporteur)
Dr.	Eric MANOHA	ONERA/DSNA, Châtillon	(Examineur)
Dr.	Nicolas MOLIN	Airbus/Acoustics Dept, Toulouse	(Examineur)

ECOLE DOCTORALE DE MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509  
École Centrale de Lyon



*A Marie,  
pour son amour  
au quotidien*



## Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'ECL

Nom-Prénom	Corps/Grade	Laborat.	Etabliss.
BEROUAL Abderrahmane	Professeur	AMPERE	ECL
BURET François	Professeur	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	Directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	Directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
NICOLAS Alain	Professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	Directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SCORLETTI Gérard	Professeur	AMPERE	ECL
SIMONET Pascal	Directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
VOLLAIRE Christian	Professeur	AMPERE	ECL

**Nbre Ampère 9**

LOHEAC Jean-Pierre	Maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	Professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	Professeur	ICJ	ECL
MIRONESCU Elisabeth	Professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	Professeur	ICJ	ECL
MUSY François	Maître de conférences	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	Maître de conférences	ICJ	ECL

**Nbre ICJ 7**

CALLARD Anne-Ségolène	Professeur	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	Maître de conférences	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	Professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	Maître de conférences	INL	ECL
GARRIGUES Michel	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
KRAWCZYCK Stanislas	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	Chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
O'CONNOR Ian	Professeur	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	Professeur	INL	ECL
ROBACH Yves	Professeur	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	Chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SESSAL Christian	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	Directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

**Nbre INL 18**

Nom-Prénom	Corps/Grade	Laborat.	Etabliss.
HELLOUIN Yves	Maître de conférences	DER EEA	ECL
		<b>Nbre DER EEA 1</b>	
GUIRALDENQ Pierre	Professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	Professeur	DER STMS	ECL
		<b>Nbre DER STMS 2</b>	
CHEN Liming	Professeur	LIRIS	ECL
DAVID Bertrand	Professeur	LIRIS	ECL
		<b>Nbre LIRIS 2</b>	
BAILLY Christophe	Professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	Chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN Jean-Claude	Professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT Geneviève	Professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	Professeur	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GOROKHOVSKI Mikhail	Professeur	LMFA	ECL
HENRY Daniel	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	Professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	Professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	Chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	Professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	Professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	Professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	Professeur	LMFA	ECL
SHAO Liang	Directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMOENS Serge	Chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	Maître de conférences	LMFA	ECL
		<b>Nbre LMFA 23</b>	

<b>Nom-Prénom</b>	<b>Corps/Grade</b>	<b>Laborat.</b>	<b>Etabliss.</b>
BENAYOUN Stéphane	Professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	Professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	Maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	Maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	Chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	Professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	Chargée de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	Past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	Professeur	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	Professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	Ingénieure de recherche	LTDS	CNRS/ECL
KAPSA Jean-Philippe	Directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	Directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LOUBET Jean-Luc	Directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	Professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	Directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	Professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	Maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	Maître de conférences	LTDS	ECL
SIDOROFF François	Professeur	LTDS	ECL
SINOUE Jean-Jacques	Professeur	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	Professeur	LTDS	ECL
THOUVEREZ Fabrice	Professeur	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	Professeur	LTDS	ECL
VINCENS Eric	Maître de conférences	LTDS	ECL

**Nbre LTDS 25**

**Total HDR ECL**

**91**





# Remerciements

La thèse a été financée par la commission européenne, dans le cadre du projet européen VALIANT, prenant part au septième programme-cadre (FP7). Elle a commencé en octobre 2009 et s'est entièrement déroulée au sein du Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) sur le site de l'École Centrale de Lyon.

J'adresse mes premiers remerciements à Michel ROGER, Professeur à l'École Centrale de Lyon et seul directeur de la thèse, sans qui je n'aurais pu mener ces travaux. Je retiendrai en particulier sa grande ouverture, sa curiosité et ses innombrables connaissances dans tous les domaines de l'aéroacoustique, qui m'ont permis de comprendre de nombreux mécanismes physiques (hydrodynamiques et acoustiques) et de répondre à mes questions. J'en profite pour remercier aussi Marc JACOB, collègue de bureau pendant ces 39 mois, qui devra désormais trouver un nouveau secrétaire. Outre les discussions sérieuses avec Michel, je n'oublierai jamais les moments de détente à décrypter les contrepets lors de ses passages dans le bureau.

Mes remerciements vont ensuite à l'ensemble des partenaires du projet VALIANT. La thèse a en effet été jalonnée des rapports d'avancement et meetings semestriels au sein des laboratoires des différents partenaires. Je les remercie pour leur accueil et surtout pour les débats qui ont trait aux projets européens, puisque chaque présentation fut ouverte aux questions/suggestions des autres partenaires et où les différents points de vue permettent d'avancer professionnellement et personnellement. En particulier, je tiens à remercier Christophe SCHRAM, coordinateur du projet qui a été secondé par Lilla KIPA-KOLOSZAR, tous deux du VKI, Thilo KNACKE du TUB (Berlin) pour son accueil dès le premier meeting et les échanges que nous avons eu lors de la fourniture de la base de données du *Flap Test Case*, Eric MANOHA, Marc TERRACOL et Ingrid LEGRIFON de l'ONERA pour leur précieuse aide et leur compagnie lors des essais d'antennerie.

Pour rester dans les campagnes de mesures réalisées au cours de la thèse, je remercie chaleureusement Emmanuel JONDEAU, Pascal SOUCHOTTE, Pierre ROLAND, sans oublier l'indispensable et exceptionnel Jean-Michel PERRIN, pour leur immense aide et leur dévouement à la préparation des campagnes, l'installation des maquettes en soufflerie, l'acquisition et le traitement des données via les modules d'acquisition développés en interne. La réussite des expériences tient beaucoup à leur contribution et leur implication.

Mes derniers remerciements d'ordre professionnel vont à l'ensemble des membres du Centre Acoustique de l'École Centrale de Lyon qui ont partagé mon quotidien durant ces trois longues (et courtes à la fois) années : les enseignants-chercheurs et ingénieurs permanents que je n'ai pas cités plus haut, et en particulier Thomas CASTELAIN pour m'avoir permis de découvrir l'enseignement à travers quelques TP à l'IUT Mesures Physiques ; les invités (Soishi, Vladimir, Dai) ; les post-doctorants (Gaëlle, Frédéric) ; les doctorants qui ont soutenu leurs travaux avant mon départ (Benjamin, Nico, Damien, Didier, Arthur, Adrien, Korcan, Arnulfo, Edouard, Benoît, François, Cyprien), les quelques doctorants qui continuent leur thèse (Marion, Sébastien,

Benoît – encore un autre!, Romain, JE, Roberto ? : bon courage et profitez-en bien!); les autres doctorants du LMFA que j’ai cotoyé (Julien, Guillaume, Bouba, Mickaël). Je vous remercie tous pour la bonne entente au KCA permettant les bons moments tels que les soirées raclette à la veille de Noël, les barbecues aux beaux jours, les galettes des rois de la Miss, les pots de thèse, sans oublier les pauses de midi autour du babyfoot ou auparavant dans la salle café du KCA, où j’ai appris à jouer au Bridge sous l’œil attentif de Daniel, Michel et/ou Gilles. Je ne pourrais terminer cette liste sans remercier Dominique pour ses passages quasi-quotidiens au KCA, et qui malgré tout est indispensable au bon fonctionnement du labo. Bonne continuation à tous!

Enfin, j’adresse des remerciements à mes proches, en particulier Roméo LEHOUX, pour sa bonne humeur, son soutien pendant la rédaction du manuscrit et sa joie de me (nous) revoir à chaque remontée dans nos familles. Le plus important va sans nul doute à mon épouse, Marie LEMOINE (LEHOUX), qui m’aime tel que je suis, a supporté toutes mes humeurs au cours de ces années, et sans qui je ne serai pas ce que je suis devenu.

## Résumé

Depuis plusieurs décennies, le trafic aérien ne cesse de croître. Ainsi, près de 6 milliards de passagers transitent dans le monde par an. Les objectifs européens à l'horizon 2020 en terme d'émission sonore des aéronefs imposent une réduction de 10 *dB* par point de mesure par rapport aux aéronefs de l'an 2000. Dans ce contexte, le projet européen VALIANT (*VALidation and Improvement of Airframe Noise prediction Tools*) a pour but principal de tester, valider et améliorer les codes numériques et les modèles de prédiction du bruit de cellule (trains d'atterrissage + voilure) sur des géométries simplifiées afin de disposer de cas tests pour les recherches futures. L'objectif de la thèse, associé à la contribution de l'ECL dans ce projet, est de créer des bases de données expérimentales fiables sur des systèmes à deux éléments – bec/aile et aile/volet – et de modéliser analytiquement le bruit issu de tels systèmes. La thèse s'est concentrée sur un système aile/volet non porteur et parallèle dans un écoulement de soufflerie à veine ouverte, en configuration d'alignement ou de recouvrement partiel, menant à de possibles interactions aérodynamiques et/ou acoustiques. Les mesures ont été faites pour différentes vitesses d'écoulement (30 – 100 *m/s*), avec une attention particulière à 50 *m/s* ( $M_0 \sim 0,15$ ). Le taux de turbulence de l'écoulement incident est modifiable par l'ajout d'une grille de turbulence à maille large placée dans la section de sortie du convergent. Les résultats aérodynamiques (fil chaud, pression en paroi) ont révélé la présence d'une forte interaction lorsque la distance entre les deux corps est de l'ordre de grandeur de la couche limite turbulente au bord de fuite de l'aile. De plus, le couplage acoustique a lieu lorsque la longueur de recouvrement est positive ou nulle. Des mesures de localisation de sources menées par l'ONERA/DSNA ont permis de valider les mesures de champ lointain en confirmant l'absence de sources de bruit d'installation en dessous de 10 *kHz*. Par ailleurs, des comparaisons avec les simulations numériques donnent de bons accords. Du point de vue analytique, le problème mathématique de deux plaques planes en recouvrement partiel dans un écoulement uniforme a été posé et une réduction bidimensionnelle a été justifiée. Le problème n'ayant pas de solution exacte, plusieurs modèles issus de la littérature – théories de Howe et d'Amiet – ont été étudiés. Les plus pertinents ont été confrontés aux résultats expérimentaux, révélant les limites asymptotiques de ces modèles. Un modèle original est alors proposé pour la géométrie du problème posé, sans hypothèse restrictive. La démarche est basée sur une procédure de diffraction itérative permettant de prendre en compte la proximité des deux corps et utilisant la fonction de Green exacte du demi-plan en écoulement uniforme. Le modèle prédit des comportements qualitatifs angle/fréquence proches des résultats expérimentaux. La prise en compte de la statistique des rafales incidentes reste néanmoins à effectuer afin de procéder à des comparaisons quantitatives. Une campagne expérimentale complémentaire avec une marche descendante permet de mettre en évidence les écoulements de cavité arrière d'une aile, plus proche de la réalité. De même, des mesures sur une configuration bec/aile a été testée et la prise en compte de la déflexion du jet de la soufflerie pour la réfraction des ondes sonores par la couche de cisaillement a été proposée.

Mots clés : aéroacoustique, bruit des dispositifs hypersustentateurs, mesures en soufflerie, modélisation analytique

# Abstract

Air traffic still grows from decades, with yearly 6 billion passengers nowadays in the world. By 2020, the EC imposes aircraft noise reductions by 10 *dB* per measuring point with respect to the status in 2000. In this context, VALIANT (*VALidation and Improvement of Airframe Noise prediction Tools*) is an EC-supported project that aims at testing, validating and improving numerical codes and analytical/theoretical models for the prediction of airframe noise (landing gears + high-lift devices) in simplified configurations in order to generate test cases for research needs. The main objective of the thesis in connection with ECL contribution in the scope of VALIANT project is to generate reliable experimental databases for 2-element systems – slat-wing and wing-flap – as well as to analytically model overlapping configurations. It is particularly focussed on the experimental and analytical studies of a non lifting wing-flap system in a parallel flow, in aligned and overlapping arrangements. This is aimed at discussing likely aerodynamic and/or acoustic interactions. The tests have been carried out in an open-jet anechoic wind-tunnel for each arrangement and for several flow speeds (30-100 m/s), with main interest on 50 m/s ( $M_0 \sim 0,15$ ). The turbulence rate could be changed by fixing a removable turbulence grid with a large mesh at the outlet cross-section of the duct. Aerodynamic results (hot-wire anemometry, wall-pressure) show a strong interaction when the wing-flap distance is about the wing trailing-edge boundary layer thickness. Acoustic coupling can be pointed out in cases of overlap. Source localization tests performed by ONERA/DSNA have permitted to validate far-field acoustic tests since no installation effect source seems to strongly radiate below 10 *kHz*. A good agreement with numerical simulations has been shown for every test. In order to predict noise analytically for a 2-element system in case of overlap in a uniform flow, the mathematical statement has been defined and a 2D-reduction of the equation system can be justified. Since no exact solution exists, several models from the literature – Howe’s and Amiet’s theories – have been studied. Comparisons between overlapping half-planes and slotted trailing-edge models proposed by Howe and experimental results show obvious limitations in the predictions. Then, an original model is proposed involving two bodies in close overlap arrangement, with no assumption. It is based on an iterative scattering procedure to take into account the close vicinity of the two bodies, using the exact half-plane Green’s function in a uniform flow. Convergence is relatively quick and qualitative predictions in angle/frequency behaviour show a good agreement with experiments. However, the statistics of the vortical flows responsible for the sound must be implemented for better comparisons. Other experiments have been done with a backward-facing step – it represents wing trailing-edge cove – to make cavity flow mechanisms appear, such as what is observed in real HLD. Finally, a series of tests has been performed involving a slat-wing system and an angular correction due to refraction of sound waves in shear-layer for a deflected jet has been proposed.

Keywords : aeroacoustics, high-lift device noise, wind-tunnel testing, analytical modelling

# Nomenclature

## Symboles, lettres mathématiques

$a_i$	Rayon du capillaire $i$ constituant une SMD
$c_0$	Célérité du son dans l'air (340 m/s) [ $m.s^{-1}$ ]
$c_f$	Corde du volet ( <i>flap chord</i> ) [ $m$ ]
$c_w$	Corde de l'aile ( <i>wing chord</i> ) [ $m$ ]
$d$	Longueur de recouvrement aile/volet [ $m$ ]
$E(E^*)$	Intégrales de Fresnel (conjugué)
$f$	Fréquence [ $Hz$ ]
$h$	Hauteur de recouvrement aile/volet [ $m$ ]
$H_m^p$	Fonction de Hankel d'ordre $p$ , de rang $m$
$k$	Nombre d'onde acoustique ( $k = \omega/c_0$ ) [ $m^{-1}$ ]
$k_x, k_y, k_z$	Nombres d'onde aérodynamiques [ $m^{-1}$ ]
$K$	$k/\beta$
$K_m$	Fonction de Bessel complexe du second ordre de rang $m$
$L_z$	Envergure
$\ell_z$	Longueur de corrélation transversale
$M_0$	$U_0/c_0$ , nombre de Mach
$r$	$\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , coordonnée radiale de l'observateur
$\bar{r}$	$\sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + z^2}$ , coordonnée radiale de l'observateur (avec écoulement)
$U_0$	Vitesse moyenne de l'écoulement [ $m.s^{-1}$ ]
$u'$	Fluctuation de vitesse dans le sens de l'écoulement [ $m.s^{-1}$ ]
$U'_{moy}$	Complémentaire de la vitesse moyenne adimensionnée de l'écoulement
$x, y, z$	Coordonnées cartésiennes d'un point du repère [ $m$ ]

## Lettres grecques

$\alpha$	$U_0/U_c$
$\alpha_i$	Coefficient d'atténuation des effets visqueux des SMD
$\beta$	$\sqrt{1 - M_0^2}$ , paramètre de compressibilité
$\gamma$	$\approx 0,577216$ – Constante d'Euler
$\gamma_{xy}^2$	Fonction de cohérence
$\Gamma$	Fonction Gamma
$\delta$	Épaisseur de couche limite turbulente [ $mm$ ]
$\Delta_{1,2}$	Mécanismes 1 et 2 du modèle de Howe [ $dB$ ]
$\varepsilon$	Erreur sur la cohérence
$\zeta_{AB}$	Pente de l'argument de l'interspectre des signaux A et B

---

$\theta$	Angle
$\theta_e$	Angle d'émission [°]
$\theta_c$	Angle d'émission convectée par l'écoulement [°]
$\theta_m$	Angle de mesure [°]
$\kappa_i$	$k_i/\beta$ , nombres d'onde aérodynamiques [ $m^{-1}$ ]
$\lambda$	Longueur d'onde acoustique [ $m$ ]
$\mu$	Paramètre de factorisation du modèle de Amiet
$\nu$	Viscosité cinématique [ $m$ ]
$\rho_0$	Masse volumique de l'air [ $kg.m^{-3}$ ]
$\tau$	Temps minimal de propagation [ $s$ ]
$\tau_\phi$	Retard lié au déphasage $\phi$
$\phi$	Déphasage d'un interspectre de pression instationnaire
$\chi$	Grandeur complexe, modèle de Howe
$\omega$	Pulsation [ $rad/s$ ]
$\Omega$	Intensité de la turbulence

#### Exposants

$(\bar{\cdot})$	$(\cdot)/\beta$ , correction due à la convection de l'écoulement
$(\cdot)^*$	Conjugué du complexe $(\cdot)$
$(\hat{\cdot})$	Transformée de Fourier de $(\cdot)$
$(\tilde{\cdot})$	Adimensionnement par la demi-corde du volet

#### Indices

0	Coordonnées d'un point source
$c$	Convecté par l'écoulement
$m$	Coordonnées d'un point de mesure / observateur
$s$	Coordonnées d'un point sur la couche de cisaillement

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Étude expérimentale d'un système aile/volet</b>	<b>11</b>
1.1 Description des expériences	11
1.1.1 Montage expérimental	11
1.1.2 Configurations étudiées	14
1.2 Types de mesures	17
1.2.1 Mesures aérodynamiques	18
1.2.2 Mesures acoustiques	22
1.3 Résultats aérodynamiques	27
1.3.1 Caractérisation de l'écoulement incident	27
1.3.2 Profils et spectres de vitesse	27
1.3.3 Pression statique	35
1.3.4 Pression instationnaire	37
1.4 Résultats acoustiques	49
1.4.1 Mesures en champ lointain	50
1.4.2 Localisation de sources	55
1.5 Comparaisons entre mesures et simulations numériques du cas Aile/Volet	59
1.5.1 Méthodes utilisées par les partenaires	59
1.6 Conclusions sur les campagnes expérimentales	65
<b>2 Étude de modèles analytiques issus de la littérature</b>	<b>67</b>
2.1 Position du problème mathématique	67
2.2 Modèles fondés sur l'analogie de Powell-Howe	69
2.2.1 Modèle de bord de fuite simple [52]	69
2.2.2 Modèle de bord de fuite avec fente [54]	71
2.2.3 Modèle de bord de fuite avec volet déployé [59]	75
2.2.4 Modèle des demi-plans en recouvrement [50]	77
2.2.5 Modèle de plaque en proche paroi [58]	80
2.3 Le modèle d'Amiet et ses dérivés	81
2.3.1 Modèle de bruit d'impact de turbulence	81
2.3.2 Modèle de bruit de bord de fuite	83
2.3.3 Le modèle de Roger & Pérennès	85
2.4 Confrontation entre modèles et mesures	85
2.4.1 Modèle de bruit de bord de fuite avec fente de Howe	85
2.4.2 Modèle de demi-plans en recouvrement partiel de Howe	86
2.5 Conclusions sur les modèles de la littérature	87



## TABLE DES MATIÈRES

---

<b>3</b>	<b>ECLism : développement d'un modèle de diffraction multiple</b>	<b>89</b>
3.1	Objectifs, principe et démarche de calcul . . . . .	89
3.1.1	Motivations, objectifs . . . . .	89
3.1.2	Principe et hypothèses . . . . .	90
3.1.3	Démarche . . . . .	91
3.1.4	Résumé de la procédure . . . . .	93
3.2	Développements sur la fonction de Green du demi-plan . . . . .	95
3.2.1	Rappels sur la fonction de Green . . . . .	95
3.2.2	La fonction de Green du demi-plan . . . . .	96
3.2.3	Calcul du gradient de la fonction de Green du demi-plan . . . . .	97
3.3	Résultats et comparaisons . . . . .	101
3.3.1	Convergence et temps de calcul . . . . .	101
3.3.2	Comparaisons aux mesures et aux modèles de la littérature . . . . .	102
3.4	Conclusions sur le modèle de diffraction multiple . . . . .	103
<b>4</b>	<b>Vers des configurations plus complexes</b>	<b>105</b>
4.1	Écoulement sur marche descendante . . . . .	105
4.1.1	Études antérieures . . . . .	106
4.1.2	Contexte expérimental . . . . .	106
4.1.3	Résultats aérodynamiques . . . . .	107
4.1.4	Résultats acoustiques . . . . .	109
4.2	Projet VALIANT – Mesures sur un système Bec/Aile . . . . .	112
4.2.1	Description de l'installation . . . . .	112
4.2.2	Une géométrie particulière [121, 80] . . . . .	114
4.2.3	Configurations étudiées . . . . .	115
4.2.4	Mesures aérodynamiques . . . . .	117
4.2.5	Mesures acoustiques . . . . .	123
4.3	Extension du modèle de Koop <i>et al.</i> . . . . .	125
4.3.1	Développement des calculs pour une couche de cisaillement rectiligne . . . . .	126
4.3.2	Extension à une couche de cisaillement à géométrie courbe . . . . .	128
4.3.3	Application et discussions sur les résultats . . . . .	130
4.4	Conclusions sur les travaux d'extension au bruit de voilure . . . . .	132
	<b>Conclusion générale</b>	<b>135</b>
	<b>Annexe</b>	<b>139</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>143</b>

## Table des figures

1	(a) Projets des aéronefs de l'avenir. (b) Photo-montage de l'avion amphibie biplace solaire "Hy-Bird-e" de la société LisaAirplanes. . . . .	5
2	Répartition usuelle des sources de bruit sur un avion de ligne biréacteur de type A320 (d'après Desvigne [33]). D'autres mesures montrent une contribution nettement plus importante des becs par rapport aux volets. . . . .	6
3	Localisation sur un avion (A300-600ST ou "Beluga") des principaux éléments intervenant dans le bruit de cellule. . . . .	7
1.1	Photo de l'installation dans la soufflerie anéchoïque du Centre Acoustique de l'ECL, montrant les plaques horizontales de maintien de la maquette et l'antenne de microphones de l'ONERA. . . . .	12
1.2	(a) Photo de la veine sans la maquette avec les brosses en bout de plaque de maintien. (b) Comparaison des spectres de pression en champ lointain à 90° pour un bord de fuite en biseau (continu) et en présence des brosses (tirets). Configuration 0 à 50 m/s. . . . .	13
1.3	(a) Vue CAO (SolidWorks) de l'installation dans la configuration 4, avec grille de turbulence. (b) Positions du volet pour quelques configurations étudiées. En pointillés : configuration 2 dans le sillage de l'aile et configuration 4 avec faible recouvrement (voir tableau 1.1). . . . .	13
1.4	Définition du repère principal ( $\vec{e}_X, \vec{e}_Y, \vec{e}_Z$ ) et des paramètres géométriques pour les expériences. L'origine du repère coïncide avec le plan de sortie de la buse, l'axe $X$ se superposant avec l'axe du jet. Aile en noir, volet en gris. . . . .	14
1.5	Evolution de la vitesse moyenne de l'écoulement et du taux de turbulence en présence de la grille fixée à la sortie du convergent, pour deux positions axiales. (a) Plan médian horizontal ( $\vec{X}, \vec{Y}$ ). (b) Plan vertical ( $\vec{X}, \vec{Z}$ ) à 20 mm de la paroi côté extrados. Mesures de la vitesse moyenne par fil chaud ( <i>hwa</i> ) et au tube de Pitot ( <i>pitot</i> ). . . . .	16
1.6	Schéma-type de la chaîne d'acquisition utilisée pour l'ensemble des mesures. . . . .	17
1.7	(a) Vue de la sonde fil chaud simple devant une prise de pression. (b) Exemple de courbe d'étalonnage du fil chaud 1D. . . . .	18
1.8	Disposition des prises de pression pariétale sur l'aile et le volet dont les coordonnées sont données dans le tableau 1.2. Les encarts définissent les points de mesure répartis suivant l'envergure. . . . .	20
1.9	Comparaison des atténuations expérimentales des SMD sur le volet (—) et de la FRF calculée analytiquement (---) avec effets de réflexion et de viscosité. . . . .	22
1.10	Schéma de l'antenne acoustique de l'ONERA qui a servi aux mesures de localisation de sources. . . . .	23
1.11	Définition de la couche de cisaillement. Notations utilisées dans les modèles de Schlinker & Amiet [105] et de Koop <i>et al.</i> [70]. . . . .	24

**TABLE DES FIGURES**

---

1.12	Déviation angulaire par rapport à $\theta_m$ (Réf.), due à la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement. (a) Théorie d'Amiet. (b) Comparaison des théories Amiet / Koop <i>et al.</i> Ecoulement à 50 <i>m/s</i> . . . . .	26
1.13	Correction d'amplitude de pression en fonction de $\theta_m$ , due à la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement, pour une mesure en rotation autour du point source. Ecoulement à 50 <i>m/s</i> . . . . .	26
1.14	Spectres de la vitesse turbulente sur la configuration de référence à 20 mm de la paroi de l'aile, pour un écoulement sain (noir) ou turbulent (gris). A gauche : en amont de la zone d'intérêt ( $X = 300$ mm). A droite : à 5 mm du bord de fuite de l'aile ( $X = 395$ mm). $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	27
1.15	Fil chaud 1D (—) vs. sonde de pression totale ( $\square$ ) pour la mesure de vitesse moyenne d'écoulement sur l'aile et le volet. Configuration 2 à 50 <i>m/s</i> . . . . .	28
1.16	Profils du déficit de vitesse moyenne adimensionnée de la configuration 0. (—, $\square$ ) écoulement sain à 50 <i>m/s</i> et 70 <i>m/s</i> , ( $\circ$ ) écoulement turbulent à 50 <i>m/s</i> . . . . .	30
1.17	Profils du déficit de vitesse moyenne adimensionnée de la configuration 2. (—, $\square$ ) écoulement sain à 50 <i>m/s</i> et 70 <i>m/s</i> , ( $\circ$ ) écoulement turbulent à 50 <i>m/s</i> . . . . .	30
1.18	Profils du déficit de vitesse moyenne adimensionnée de la configuration 4. (—, $\square$ ) écoulement sain à 50 <i>m/s</i> et 70 <i>m/s</i> , ( $\circ$ ) écoulement turbulent à 50 <i>m/s</i> . . . . .	30
1.19	Forme de tuyère convergente-divergente du canal formé par le recouvrement entre le bord de fuite de l'aile et le bord d'attaque du volet : évolution de la largeur du canal, définie comme la distance minimale entre l'aile et le volet. . . . .	31
1.20	Profils du déficit de vitesse turbulente adimensionnée ( $u'_{rms}$ ) de la configuration 0. $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	31
1.21	Profils du déficit de vitesse turbulente adimensionnée ( $u'_{rms}$ ) de la configuration 2. $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	32
1.22	Profils du déficit de vitesse turbulente adimensionnée ( $u'_{rms}$ ) de la configuration 4. $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	32
1.23	Profils du déficit vitesses moyenne adimensionnée (gauche) et turbulente adimensionnée (droite) dans le canal de la configuration 4. Ecoulement sain à 50 <i>m/s</i> . . . . .	33
1.24	Spectres de la vitesse turbulente pour la configuration 2 sous écoulement incident sain (noir) et turbulent (gris). A gauche : au bord d'attaque du volet ( $X = 455$ mm). A droite : au bord de fuite du volet ( $X = 545$ mm). $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	34
1.25	Spectres de la vitesse turbulente pour la configuration 4 sous écoulement incident sain (noir) et turbulent (gris). Haut gauche : bord de fuite de l'aile extradados ( $X = 395$ mm). Haut droite : bord de fuite du volet extradados ( $X = 475$ mm). Bas gauche : bord d'attaque du volet intrados ( $X = 385$ mm). Bas droite : bord de fuite du volet intrados ( $X = 475$ mm). $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	34
1.26	Spectres de la vitesse turbulente dans les sillages. (a) Sillage de l'aile, configuration 0. (b) Sillages du volet, configurations 2 (noir) et 4 (gris). $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	35
1.27	Evolution des coefficients de pression ( $-C_p$ ) pour les configurations 0 (a), 2 (b), 4 (c) et 5 (d), $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . Comparaison entre écoulements sain et turbulent. . . . .	36
1.28	Spectres de pression pariétale sur l'aile en configuration 0. (a) spectres de quelques sondes distribuées au bord de fuite. (b) comparaison entre écoulement turbulent ou non pour deux prises de pression. $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	38
1.29	Spectres de pression pariétale pour quelques sondes distribuées sur l'aile et le volet en configuration 2. (a) W1 (BdF aile), W6 et W11. (b) F5, F8 et F13 (BdA volet). $U_0 = 50$ <i>m/s</i> . . . . .	38

1.30	Evolution des spectres de pression pariétale avec la vitesse d'écoulement pour la configuration 2. . . . .	39
1.31	Evolution des spectres de pression pariétale avec la vitesse d'écoulement pour les configurations 4 (noir) et 5 (gris). (◦) $U_0 = 30$ m/s, (—) $U_0 = 50$ m/s, (◻) $U_0 = 70$ m/s, (Δ) $U_0 = 90$ m/s. . . . .	39
1.32	Comparaison des spectres de pression pariétale entre les écoulements avec (symboles) et sans (—) turbulence. Configurations 4 (noir) et 5 (gris). . . . .	40
1.33	Evolution des spectres de pression pariétale avec la longueur de recouvrement $d$ . $h = 25$ mm, $U_0 = 50$ m/s. . . . .	40
1.34	Evolution des spectres de pression pariétale avec l'écart normal $h$ entre le bord de fuite de l'aile et le bord d'attaque du volet. $d = 0$ mm, $U_0 = 50$ m/s. . . . .	41
1.35	Cohérences longitudinales sur l'aile entre les SMD W1/W3 (—), W6/W7 (+), W14/W15 (◦) et W18/W19 (●). $U_0 = 50$ m/s. . . . .	43
1.36	Cohérences longitudinales sur le volet entre les SMD F13/F12 (—), F12/F11 (◦), F5/F4 (◻) et F2/F1 (Δ). $U_0 = 50$ m/s. . . . .	44
1.37	Cohérences selon l'envergure sur l'aile. $U_0 = 50$ m/s. . . . .	45
1.38	Cohérences selon l'envergure sur le volet. $U_0 = 50$ m/s. . . . .	46
1.39	Cohérences entre capteurs distants de 1 mm selon l'envergure du volet. A gauche : évolution avec la vitesse d'écoulement (configuration 5). A droite : configurations 6 à 10, $U_0 = 50$ m/s. . . . .	47
1.40	Phase de l'interspectre entre les prises W11 et W12. Démarche de calcul de la vitesse de convection par détermination de la pente $\zeta(W11, W12)$ . Configuration 0, $50$ m/s. . . . .	48
1.41	Gauche : comparaison des vitesses de convection le long de l'aile pour les configurations 0 (—), 2 (---), 3 (◦) et 4 (◻). Droite : évolution de la vitesse de convection dans la configuration 2. $U_0 = 50$ m/s. . . . .	49
1.42	Evolution de la vitesse de convection le long de l'aile (—) et du volet (◦) pour les configurations 3 (gauche) et 4 (droite), $U_0 = 50$ m/s. . . . .	49
1.43	Différentes représentations possibles des résultats de champ lointain acoustique. (haut) Cartographie angle/fréquence des niveaux de pression de la configuration 0 à $U_0 = 50$ m/s. Bas gauche : spectre à pour l'angle de $90^\circ$ . Bas droite : diagramme de directivité intégré sur une bande fine de $550$ à $650$ Hz. . . . .	50
1.44	Cartographies couleurs angle/fréquence de la contribution du volet. Niveaux de pression acoustique en champ lointain des configurations 1 (gauche) et 2 (droite). Ecoulement sain, $U_0 = 50$ m/s. . . . .	51
1.45	Cartographies couleurs angle/fréquence de la contribution supposée du volet. Niveaux de pression acoustique en champ lointain des configurations 3 (gauche) et 4 (droite). Ecoulement sain, $U_0 = 50$ m/s. . . . .	52
1.46	Cartographies couleurs angle/fréquence du système {aile+volet}. Niveaux de pression acoustique en champ lointain des configurations 3 (gauche) et 4 (droite). Ecoulement sain, $U_0 = 50$ m/s. . . . .	52
1.47	Cartographies couleurs angle/fréquence de la contribution du volet. De gauche à droite : niveaux de pression acoustique en champ lointain des configurations 5 à 10, surfaces intrados (haut) et extrados (bas). Ecoulement sain, $U_0 = 50$ m/s. . . . .	53
1.48	Cartographies de niveaux de pression acoustique en champ lointain en condition d'écoulement turbulent. A gauche : configuration 0. A droite : contribution du volet de la configuration 2. $U_0 = 50$ m/s. . . . .	54

**TABLE DES FIGURES**

---

1.49	Cartographies de niveaux de pression acoustique en champ lointain (contribution du volet) en condition d'écoulement turbulent. A gauche : configuration 4. A droite : configuration 5. $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	55
1.50	Spectres de pression acoustique en champ lointain pour la configuration 5. A gauche : Evolution avec la vitesse en écoulement sain : ( $\circ$ ) $30 \text{ m/s}$ , ( $—$ ) $50 \text{ m/s}$ , ( $\square$ ) $70 \text{ m/s}$ , ( $\Delta$ ) $90 \text{ m/s}$ . A droite : comparaison avec ( $\bullet$ ) et sans ( $—$ ) turbulence à $50 \text{ m/s}$ . . . . .	56
1.51	Cartographies angle/fréquence des niveaux de pression acoustique mesurés par antennerie (gauche) et microphones en champ lointain (droite). Configuration 2 en écoulement sain, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	56
1.52	Cartographies angle/fréquence des niveaux de pression acoustique mesurés par antennerie (gauche) et microphones en champ lointain (droite). Configuration 4 en écoulement sain, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	57
1.53	Spectres de pression acoustique des configurations 0, 2, 4 et 5 ainsi que du bruit de fond (sans aile) à $90^\circ$ en écoulement sain (noir) et turbulent (gris). $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	58
1.54	Visualisations des effets d'installation par imagerie acoustique (ONERA) dans la configuration 2 (haut) et 4 (bas) à $1600 \text{ Hz}$ (gauche), $4000 \text{ Hz}$ (milieu), $8000 \text{ Hz}$ (droite). Ecoulement sain, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	58
1.55	Vues instantanées de l'amplitude de la vorticité pour les configurations 0 (haut), 2 (milieu) et 4 (bas). Ecoulement incident à $50 \text{ m/s}$ , utilisation du générateur de turbulence synthétique. . . . .	61
1.56	Comparaisons des spectres de pression acoustique en champ lointain issue des simulations avec turbulence synthétisée et turbulence recirculée. Ecoulement à $50 \text{ m/s}$ , configuration 0 (gauche), 2 (milieu) et 4 (droite). . . . .	62
1.57	Comparaisons entre mesures (gauche) et simulations (droite) par cartographies couleurs du bruit produit par le volet (extrait du bruit total). Ecoulement à $50 \text{ m/s}$ , configuration 2 (haut) et 4 (bas). . . . .	62
1.58	Comparaison entre énergies cinétiques turbulentes issue du calcul RANS (gauche) et du modèle stochastique (droite). Configuration 4, écoulement à $50 \text{ m/s}$ (haut), $70 \text{ m/s}$ (milieu), $90 \text{ m/s}$ (bas). . . . .	64
1.59	Comparaison entre spectres acoustiques en champ lointain numériques et expérimentaux pour les configurations 2 (gauche) et 4 (droite), et trois vitesses d'écoulement : $50 \text{ m/s}$ , $70 \text{ m/s}$ et $90 \text{ m/s}$ . . . . .	65
2.1	Définition de la géométrie du problème traité et du repère utilisé. Il est supposé une envergure infinie dans la direction $\vec{e}_2$ et un écoulement uniforme de vitesse $U_0$ suivant $\vec{e}_1$ . . . . .	68
2.2	Schéma du modèle de bord de fuite avec fente de Howe. . . . .	71
2.3	Evolution du niveau sonore en champ lointain avec la vitesse de l'écoulement pour $d = 5 \text{ cm}$ : (a) $30 \text{ m/s}$ , (b) $70 \text{ m/s}$ , (c) $170 \text{ m/s}$ . Cartographies de $\Delta_1$ (gauche), $\Delta_2$ (milieu) et $\Delta_1 + \Delta_2$ (droite). . . . .	75
2.4	Evolution du niveau sonore en champ lointain avec la largeur $d$ de la fente à $50 \text{ m/s}$ : (a) $d = 0,5 \text{ cm}$ , (b) $d = 1 \text{ cm}$ , (c) $d = 10 \text{ cm}$ . Cartographies de $\Delta_1$ (gauche), $\Delta_2$ (milieu) et $\Delta_1 + \Delta_2$ (droite). . . . .	76
2.5	Définition de la géométrie du modèle de Howe sur le bruit d'impact de turbulence sur un bord d'attaque de volet déployé [59]. . . . .	77
2.6	Schéma du modèle de demi-plans en recouvrement de Howe [50]. . . . .	78

2.7	Spectres de pression acoustique en champ lointain pour chaque cas du modèle. Evolutions avec la distance à l'aile du tourbillon incident. $d = 50 \text{ mm}$ , $h = 10 \text{ mm}$ , $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	79
2.8	Définition de la géométrie du modèle de Howe traitant d'une plaque en proche paroi [58]. . . . .	80
2.9	Cartographie des niveaux de pression acoustique en champ lointain. (a) $h = 15 \text{ mm}$ . (b) $h = 25 \text{ mm}$ . Ecoulement incident turbulent à 5%, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . Modèle de plaque en couche limite de paroi de Howe. . . . .	81
2.10	Comparaison du modèle de bord de fuite avec fente de Howe avec les expériences. Configuration 1, 50 m/s. (a) modèle, mécanisme 1 ; (b) mesure ; (c) modèle, mécanisme 2. Carte couleurs de niveaux sonores selon l'angle et la fréquence, à 50 m/s. $d = -c_f/4$ , $h = 0$ . . . . .	86
2.11	Comparaison du modèle de bord de fuite avec fente de Howe avec les expériences. Configuration 2, 50 m/s. (a) modèle, mécanisme 1 ; (b) mesure ; (c) modèle, mécanisme 2. Carte couleurs de niveaux sonores selon l'angle et la fréquence, à 50 m/s. $d = -c_f/4$ , $h = 0$ . . . . .	87
2.12	Evolution des spectres de pression acoustique du modèle de demi-plans en recouvrement de Howe dans les configurations proches de l'expérience. Tourbillon incident à $h/2$ par rapport à chaque demi-plan. . . . .	87
3.1	Diagramme résumant la démarche de modélisation de l'ECLism. . . . .	94
3.2	Cartes de champ de pression autour du système Aile/Volet en configuration 5 à l'issue d'un calcul du modèle ECLism pour les fréquences de 2 kHz et 4 kHz. $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	100
3.3	Convergence de la distribution de sources en amplitude adimensionnée. Modèle ECLism, configuration 5 à 4 kHz, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	102
3.4	Comparaisons ECLism/mesures dans la configuration 5. Cartographies de niveaux de pression acoustique en champ lointain. $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	103
3.5	Comparaisons ECLism/mesures dans la configuration 2. Cartographies de niveaux de pression acoustique en champ lointain. $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	103
4.1	Gauche : photo de la veine avec la marche descendante. Droite : vue en coupe de la position relative du volet par rapport à la marche. Configurations 4 (trait plein) et 5 (pointillés). . . . .	107
4.2	Evolution des coefficients de pression ( $-C_p$ ) pour les configurations 0 (a), 2 (b), 4 (c) et 5 (d) à 50 m/s. Comparaison entre écoulements sain ( $\bullet$ ), turbulent ( $\Delta$ ) et avec marche ( $\square$ ). . . . .	108
4.3	Cartographies des niveaux de pression acoustique en champ lointain mesurés avec la grille (haut) et la marche (bas). A gauche : bruit total mesuré. A droite : différentiel de bruit de la grille et de la marche par rapport à un écoulement sain. Configuration 0, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . . . .	109
4.4	Cartographies des niveaux de pression acoustique avec grille (haut) et marche (bas). A gauche : bruit total. A droite : bruit du volet. Configuration 2, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . .	110
4.5	Cartographies des niveaux de pression acoustique avec grille (haut) et marche (bas). A gauche : bruit total. A droite : bruit du volet. Configuration 4, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . .	111
4.6	Cartographies des niveaux de pression acoustique avec grille (haut) et marche (bas). A gauche : bruit total. A droite : bruit du volet. Configuration 5, $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . . .	112

## TABLE DES FIGURES

---

4.7	Schéma de principe pour l'adaptation de la veine de la soufflerie anéchoïque à veine ouverte de l'ECL pour des jets défléchis. . . . .	113
4.8	Simulations numériques RANS 2D en écoulement réaliste. (a) Vue globale du jet. (b) Zoom sur la maquette, angle d'attaque $27^\circ$ . Calcul avant campagne de mesures.	114
4.9	Profil Airbus FNG à trois éléments (source : ONERA [121]). . . . .	114
4.10	Vues CAO (a) et photo (b) de l'installation. . . . .	115
4.11	Profils de la vitesse moyenne et du taux de turbulence au niveau de la section de sortie du convergent. A gauche : profils des vitesses moyennes. A droite : profils des taux de turbulence. A gauche : direction normale ( $\vec{Y}$ ) (b) et transverse ( $\vec{Z}$ ) (d). AOA $25^\circ$ , écoulement à $50\text{ m/s}$ . . . . .	116
4.12	A gauche : photo de la bande de type "zig-zag" collée sur l'extrados du bec. A droite : comparaison des spectres de fluctuations de pression pariétale avec ( $\circ$ ) et sans bande ( $-$ ), pour AOA $25^\circ$ . De bas en haut : $30\text{ m/s}$ , $50\text{ m/s}$ , $70\text{ m/s}$ . . . . .	117
4.13	Exploration des $C_p$ le long de la maquette Bec/Aile pour différents angles d'attaque. (Haut) Vue globale. (Bas) Zoom sur la cavité arrière. Coordonnée axiale pour le profil rétracté sans incidence. Ecoulement à $50\text{ m/s}$ . . . . .	118
4.14	Profils de la vitesse moyenne et du taux de turbulence au niveau de la section de sortie du convergent. Profils des vitesses moyennes normale (a) et transverse (c). Profils des taux de turbulence normal (b) et transverse (d). AOA $25^\circ$ , écoulement à $50\text{ m/s}$ . . . . .	119
4.15	Disposition des prises de pression statique moyenne et instationnaire sur la maquette.	120
4.16	Spectres de pression pariétale des prises en dysfonctionnement : S14 sur le bec (gauche) et W9 sur l'aile (droite). . . . .	122
4.17	Spectres de pression en paroi sur le bec (gauche) et l'aile (droite) pour quatre SMD.	122
4.18	Evolution des spectres de pression en paroi sur le bec (gauche) et l'aile (droite) suivant la vitesse d'écoulement. ( $\circ$ ) $30\text{ m/s}$ , ( $-$ ) $50\text{ m/s}$ , ( $\square$ ) $70\text{ m/s}$ . . . . .	123
4.19	Evolution des spectres de pression en paroi sur le bec (gauche) et l'aile (droite) avec l'angle d'attaque : ( $\circ$ ) AOA $23^\circ$ , ( $-$ ) AOA $25^\circ$ , ( $\square$ ) AOA $27^\circ$ . $U_0 = 50\text{ m/s}$ . . . . .	123
4.20	Cartographies angle/fréquence de la pression acoustique en champ lointain. AOA $25^\circ$ (haut), AOA $23^\circ$ (bas, à gauche), AOA $27^\circ$ (bas, à droite). $U_0 = 50\text{ m/s}$ . . . . .	124
4.21	Cartes de localisation de sources produites par l'ONERA pour huit fréquences. AOA $25^\circ$ , écoulement à $50\text{ m/s}$ . . . . .	125
4.22	Schéma définissant la géométrie et les paramètres pour la théorie proposée par Koop <i>et al.</i> sur la réfraction des ondes acoustiques par une couche de cisaillement.	126
4.23	Définition des paramètres et de la géométrie pour l'étude de la réfraction des ondes acoustiques par une couche de cisaillement dans le cas d'un jet défléchi (noir) et comparaison avec le jet rectiligne (gris). . . . .	129
4.24	Comparaison des déviations angulaires ( $\theta_m, \theta_c$ ) dues à la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement d'un jet coudé à $50\text{ m/s}$ . ( $\star$ ) $\alpha = \pi/12$ , ( $\bullet$ ) $\alpha = \pi/6$ , ( $\circ$ ) $\alpha = \pi/4$ , ( $+$ ) $\alpha = \pi/3$ , ( $\Delta$ ) $\alpha = \pi/2$ . . . . .	131
4.25	Evolution avec la vitesse de l'écoulement des déviations angulaires dues à la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement, pour un jet coudé à $\alpha = 15^\circ$ . Modèle de Koop étendu. . . . .	132

*From the days of Kitty Hawk and that historic first flight by the Wright Brothers, man has been soaring with the birds.*

Lowell Thomas Jr. (2003)

## Introduction générale

### L'acoustique : son, bruit, nuisances,...

Bien que la thèse ait un caractère scientifique et non sociologique, et en vue de rendre le mémoire accessible à un large public, il m'a semblé important de rappeler ce qu'est l'acoustique, son origine (bien que non datée), et de profiter de cette introduction pour entrer en *crescendo* dans le vif du sujet et des enjeux du monde actuel.

### Quelques définitions

Selon les populations interrogées, la définition de l'acoustique varie assez fortement. Etymologiquement parlant, le mot est tiré du grec *akoustikos* (de l'ouïe), c'est-à-dire la science qui concerne l'ouïe. Le terme fut introduit en 1700 par Joseph Sauveur (1653-1716) en étudiant les sons issus des cordes vibrantes : "J'ai donc crû qu'il y avoit une science supérieure à la Musique, que j'ai appelée *Acouftique*, qui a pour objet le Son en general, au lieu que la Musique a pour objet le Son en tant qu'il est agréable à l'ouïe" [104]. D'après le Larousse, l'acoustique est en effet définie comme la "science qui étudie les propriétés des vibrations des particules d'un milieu susceptible d'engendrer des sons, infrasons ou ultrasons, de les propager et de les faire percevoir". Du point de vue des industriels comme Brüel & Kjaer, l'acoustique est "la science de la production, du contrôle, de la transmission, de la réception, des effets du son et de la perception sonore".

Les définitions précédentes traitent du son en général en tant qu'événement physique, sans le différencier du bruit, excepté Sauveur qui parle du son comme une partie seulement de l'acoustique. Selon Joseph Fourier, le bruit est formé de sons complexes créant un ensemble désordonné sans relations mathématiques. D'un point de vue plus actuel et en relation étroite avec les nuisances sonores, nous pouvons considérer la définition de l'AFNOR (Agence Française de Normalisation), qui définit le bruit comme "un phénomène acoustique produisant une sensation auditive considérée comme désagréable", révélant le caractère subjectif de cette manifestation sensorielle.

Bien que le bruit soit généralement défini comme dérangeant, des études menées par la NASA (National Aeronautics and Space Administration) d'immersion en chambre anéchoïque montrent que l'homme ne peut vivre dans un endroit parfaitement silencieux. Ce dernier implique des sensations et sentiments négatifs et sombres, le silence absolu étant parfois synonyme de mort.

Enfin, la nuisance sonore en tant que telle est usuellement considérée comme une manifestation de bruits – similaires ou différents – qui se traduit dans la durée, se différenciant du bruit en cela que la nuisance provoque une gêne (psychologique) à long terme. Le même type de définition peut être donné pour n'importe quelle sorte de nuisance.



# L'essor de l'aéronautique

## Les débuts de l'aéronautique

L'aventure de l'aéronautique a commencé il y a quelques siècles, suite à des projets fous des premiers savants. Ainsi est née la légende d'Icare de la mythologie grecque, suivie beaucoup plus tard des croquis de Léonard de Vinci vers 1500 sur un homme-oiseau. Plus concrètement, le premier vol officiel d'un homme dans les airs remonte à 1783, avec le ballon à air chaud des frères Montgolfier. La naissance de la montgolfière marque le début de l'aéronautique des vols en *plus léger que l'air*. Dans les années suivantes, Georges Cayley (1773-1857) pose les bases de l'aviation actuelle, en énonçant les forces à vaincre pour voler qui sont le poids et la traînée. Il travaille sur les machines à ailes non-battantes, justifiant l'impossibilité de faire battre des ailes mécaniques. Il introduit aussi l'empennage, afin de stabiliser l'appareil. Les premiers planeurs font leur apparition signant le début des études sur l'aérodynamisme.

Non officiel mais aujourd'hui reconnu, Clément Ader est certainement l'un des premiers hommes à voler à bord d'un aéronef motorisé. En 1890, il effectue un vol sur environ 50 mètres à 20 centimètres du sol dans sa propriété de Gretz-Armainvilliers en Seine-et-Marne, à bord de l'*Eole* que seuls quelques employés de l'ingénieur voient. En 1897, des officiels militaires admettent un décollage, sans le reconnaître pour des raisons de secret militaire. Avec ses recherches, Ader est le premier à utiliser le terme d'*avion* pour caractériser sa flotte d'appareils *plus lourds que l'air* motorisé, sans doute dérivé du mot *aviation* employé par Gabriel de La Landelle en 1863 (du latin AVIS (oiseau) et ACTIO (action)).

Le premier vol officiel dans le monde s'est déroulé plus tard, le 17 décembre 1903, depuis les dunes de Kitty Hawk (Caroline du Nord, USA), par les frères Orville et Wilbur Wright. A bord du Flyer III, ils effectuèrent une succession de vols, dont le plus long fut de 59 secondes sur une distance de 284 mètres. La prouesse de ce vol fut en particulier le contrôle de l'appareil, avec possibilité de virer à l'aide d'un volet vertical.

Ce vol marqua le réel début de l'aviation actuelle, d'abord marqué par une succession de records et conquêtes. Les deux guerres mondiales amèneront une part non négligeable au progrès aéronautique. Le premier à écrire son nom dans l'Histoire fut Louis Blériot, qui traversa la Manche entre Calais et Douvres le 25 juillet 1909 sur son *Blériot XI*. Il sera suivi par Roland Garros pour la traversée de la Méditerranée le 23 septembre 1913, et Alcock et Brown pour la traversée sans escale de l'Atlantique en 1919. Le 21 mai 1927, Charles Lindberg les détrônera pour un vol en solitaire à bord du *Spirit of Saint-Louis*. L'aviation commerciale prit ses débuts avec les aventures de l'aéropostale, dont les écrits de Saint-Exupéry. Pendant toute cette période, le bruit produit par les avions n'est pas perçu comme une nuisance mais est plutôt considéré comme un symbole du progrès. C'est aussi un moyen de localisation dans le ciel, en particulier pour porter secours aux pilotes en détresse. Cet avantage deviendra rapidement un inconvénient lors de la Seconde Guerre Mondiale, et les premiers travaux de recherche sur la réduction du bruit des avions remontent à cette époque.

Enfin, les records de vitesse donnèrent naissance aux tuyères propulsives, et aux premiers avions à réaction à des fins militaires. L'aviation commerciale se démocratisa avec les appareils tels que le *De Havilland Comet* britannique en 1952, le *B707* de l'américain Boeing en 1958, et la *Caravelle* de l'Aérospatiale française en 1959. Le *Comet* fut stoppé à la suite de deux accidents dus à la sensibilité des matériaux face à la pressurisation de la cabine, et la *Caravelle* était connue pour son bruit intérieur et extérieur important. C'est aussi à cette époque qu'il y eut les

premiers vols en haute atmosphère vers la conquête de l'espace et la course au franchissement du « mur » du son.

Depuis la fin des années 50, le trafic aérien (aviation commerciale) ne cesse de croître et les normes en matière de bruit produit par les aéronefs ne cessent de s'amplifier. Il est cependant à noter que jusqu'alors, ces normes ne concernent que les appareils destinés à l'aviation commerciale et non à la Défense, alors que ces derniers possèdent des couloirs de vols à très basse altitude.

### **Un trafic toujours plus important...**

Avec les avancées technologiques qui permettent de construire des avions toujours plus performants à tous niveaux, l'offre des destinations croît et la demande des voyageurs suit. Cet effet est accentué par notre société où la mobilité nationale voire internationale s'amplifie, en particulier à des fins professionnelles. Ainsi, le nombre de passagers en France est passé de 60 millions en 1986 à 160 millions en 2011 (source : DGAC juillet 2012). A l'échelle mondiale, la barre des 5 milliards de passagers a été franchie en 2010. En matière de vols commerciaux (nombre d'aéronefs), l'évolution française montre une augmentation de plus de 50% entre 1999 et 2012, avec 30 millions de vols en 2010.

Les deux principaux constructeurs d'avions sont l'européen Airbus (création en 1969) et l'américain Boeing (depuis 1916). A ceux-ci s'ajoutent le canadien Bombardier depuis 1986, et plus récemment le russe OAK (2006) et le chinois COMAC (2008). Les deux premiers sont historiquement en concurrence, mais l'arrivée récente de la Chine et sa forte croissance sur le marché asiatique en particulier promet un partage plus large des commandes futures. Ceci sera d'autant plus vrai que les vols des compagnies européennes et nord-américaines ont chuté de 72% à 58% par rapport à l'ensemble du transport de passagers entre 1990 et 2009.

Mais la problématique générale reste la même : la densification du trafic tend vers la saturation des lignes, au sol comme dans le ciel. Les "routes" aériennes sont les mêmes pour tous les vols commerciaux et l'augmentation de la demande peine à être satisfaite. De plus, les solutions envisagées sont soumises aux réglementations en vigueur, toujours plus drastiques pour les aviateurs.

### **... et des objectifs toujours plus stricts !**

Les nuisances sonores produites par les avions concernent principalement les populations avoisinant les aéroports, dans l'environnement proche des zones d'urbanisation interdite ainsi que sur les trajectoires d'approche, lorsque les aéronefs volent à basse altitude. Avec l'accroissement du trafic, les riverains des aéroports sont en première ligne des hausses du niveau sonore global, ce qui amène les autorités locales, nationales et internationales à durcir les normes concernant le bruit toléré pour chaque avion avant sa mise en service. Les réductions observées depuis les premiers avions à réaction sont déjà très significatives, mais le trafic augmentant sans cesse, les solutions en matière de niveaux de bruit restent insuffisantes.

Parmi les organismes nationaux en France, le principal acteur de mesure et de contrôle des nuisances sonores est l'ACNUSA (Autorité de Contrôle des Nuisances Aéroporтуaires), dont dépendent nombre d'organismes locaux tel que l'ODESA à Lyon. Outre les mesures effectuées, l'ACNUSA est un acteur important dans les décisions liées par exemple aux interdictions de vols pendant la nuit de la plupart des aéroports français. Au niveau international, l'Organisation de

l'Aviation Civile Internationale (OACI) est responsable de la certification acoustique des avions. En effet, une fois construit, un avion doit être certifié avant sa mise en service suivant un certain nombre de critères dont les niveaux de bruit émis. Ces niveaux sont mesurés en différents points autour de la piste de l'aéroport, dans l'axe de la piste et sur un axe parallèle. Des cartes de plan d'exposition au bruit (PEB) et de plan de gêne sonore (PGS) sont alors tracées. Les premières visent à délimiter les zones de construction d'habitations autorisées, les secondes donnent les zones dans lesquelles les populations subissent plus ou moins fortement les nuisances sonores des aéronefs.

En plus des organismes cités précédemment, l'Union Européenne donne ses propres objectifs de réduction sonore. En se basant sur le niveau de bruit moyen émis par les avions en 2000, les objectifs ACARE 2020 (*Advisory Council for Aviation Research in Europe*) impose une réduction de moitié du bruit perçu d'ici 2020, ce qui correspond à une baisse de 10 *dB* par point de mesure OACI. A plus longue échéance, les objectifs ACARE 2050 sont déjà donnés : 65% de réduction du bruit perçu par rapport à 2000, soit une baisse de 15 *dB* par point de mesure.

## Les aéronefs du futur ?

La constante progression du trafic aérien est une réalité. L'arrivée des contraintes écologiques en supplément de toutes les autres contraintes déjà existantes impose de trouver des solutions en termes de réduction de consommation et de rejets de polluants dans l'atmosphère. Face à la demande des populations et la surcharge des aéroports, le dilemme qui se pose aujourd'hui pour les constructeurs est le suivant : accélérer les vols en revenant au supersonique augmentant alors les mouvements, ou bien augmenter la capacité des avions afin de réduire leur nombre et décharger les aéroports. La stratégie d'Airbus est apparemment la seconde possibilité au vu de la sortie de l'A380. Son concurrent principal Boeing mise *a priori* sur l'ancienneté du B747 sur ce point et opte plutôt pour des modèles plus classiques à plus grand rayon d'action, ce qui impose un plus grand nombre d'appareils pour désencombrer les aéroports.

D'autres projets, moins classiques et très ambitieux, voient le jour dans les bureaux d'études (figure 1-a). On peut citer quelques prototypes d'ailes volantes à réacteurs encadrés (placés au dessus comme sur le Beriev *Be-200*) ou intégrés (au dessus, intégrés comme sur le *Concorde*). Ces ailes annoncent des caractéristiques intéressantes en termes de réduction de bruit et de consommation, mais elles sont beaucoup plus encombrantes sur les aéroports et n'ont pas une capacité supérieure aux avions actuels. Les avions à ailes rhomboédriques (jointes à l'empennage) font l'objet d'études approfondies puisqu'elles seraient capables de réduire considérablement la traînée des appareils actuels, et donc la consommation, sans pour autant abaisser les niveaux sonores émis. Quelques projets de supersoniques apparaissent avec des vitesses très élevées proches de Mach 5, alors que le *Concorde* volait seulement à Mach 2.

Enfin, il faut noter que des recherches sur les aéronefs fonctionnant à partir d'énergies autres que dérivées du pétrole voient le jour. Ces travaux concernent principalement des appareils de faible capacité pour le tourisme aérien, mais restent prometteurs pour une dynamique de futurs gros porteurs. Nous pouvons citer l'*Hy-Bird-e* (figure 1-b) de la société LisaAirplanes, un prototype d'avion amphibie biplace à l'énergie solaire qui sera testé au premier trimestre 2013, et dont l'architecture est basée sur l'*Akoya*, un avion amphibie que la société commercialise.



(a)



(b)

**FIGURE 1 – (a) Projets des aéronefs de l'avenir. (b) Photo-montage de l'avion amphibie biplace solaire "Hy-Bird-e" de la société LisaAirplanes.**

## L'aéroacoustique : enjeu d'actualité

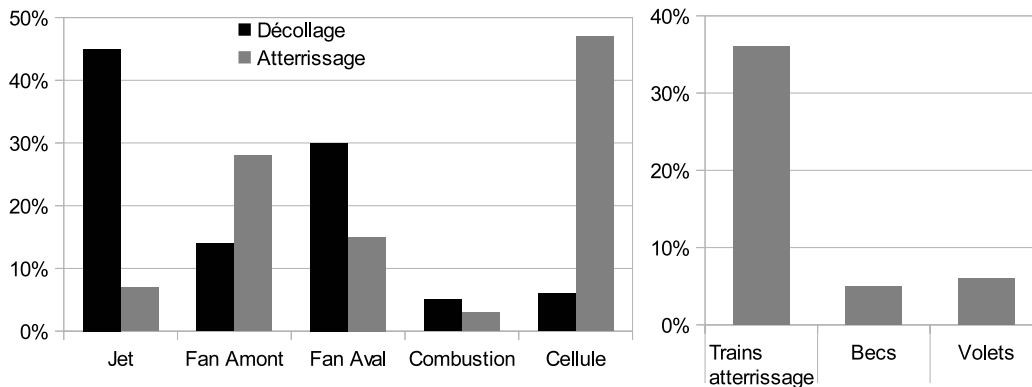
### Le bruit des avions

D'après un rapport récent de l'ODESA (Observatoire De l'Environnement Sonore de l'Aéroport Lyon-Saint Exupéry), les avions commerciaux produisent un bruit au sol plus élevé au moment de l'atterrissage qu'au décollage de près de  $5 \text{ dB}(A)$  [16], écart qui a aussi été mesuré par Aéroports de Paris, société responsable des mesures acoustiques pour l'ACNUSA en Ile-de-France. Ceci réside en le fait que, malgré le régime élevé des moteurs au décollage et ralenti à l'atterrissage, les nombreuses recherches jusqu'alors se sont justement concentrées sur le bruit produit par les turbomachines. Les améliorations concernent toutes les composantes d'un moteur : géométrie des soufflantes (*fan* en anglais) et des OGV (*Outlet Guide Vane*), passage du simple au double flux et augmentation des taux de dilution, technologie d'injection/combustion. L'impact au sol à plus de  $90 \text{ EPNdB}$  est ainsi passé de  $4550 \text{ Ha}$  pour un *B737-200* à  $520 \text{ Ha}$  pour un *B737-500* (source : Aéroports de Paris, 2011). Les sources de bruit qui étaient secondaires deviennent aujourd'hui prépondérantes, en particulier à l'atterrissage.

### Identification des sources sonores

L'observation des niveaux conduit à l'identification des sources de bruit produit par les avions. Ces sources se répartissent typiquement en quatre catégories : le jet, les soufflantes rayonnant en amont et en aval, la combustion et le bruit de cellule. La figure 2 compare les contributions de chaque source dans les configurations de décollage (barres noires) et d'atterrissage (barres grises). Le graphique de droite est une décomposition supplémentaire des principales sources du bruit de cellule en phase d'atterrissage.

Le bruit de cellule est produit par les éléments liés à l'aérodynamisme (fuselage, voilure, empennage) et aux fonctions de décollage et d'atterrissage (dispositifs hypersustentateurs, trains d'atterrissage). Sa contribution dominante à l'atterrissage s'explique par le fait que les moteurs tournent au ralenti d'une part, que les trains d'atterrissage et les dispositifs hypersustentateurs sont déployés au maximum d'autre part. Le bruit des dispositifs hypersustentateurs est d'autant plus important en phase d'atterrissage que les trajectoires imposent un survol à très basse altitude, alors que l'angle de décollage est près de deux fois supérieur.



**FIGURE 2 – Répartition usuelle des sources de bruit sur un avion de ligne biréacteur de type A320 (d’après Desvigne [33]). D’autres mesures montrent une contribution nettement plus importante des becs par rapport aux volets.**

### Le bruit de cellule (*Airframe noise*)

Le bruit de cellule se décompose en fonction des sources principales le constituant : (1) les trains d’atterrissage, (2) les dispositifs hypersustentateurs, (3) les irrégularités de structure sur la voilure et le fuselage. La première composante est responsable du bruit prépondérant à l’atterrissage, mais seulement sur les dernières minutes de la phase d’approche. La seconde composante est celle qui nous intéresse ici et sera détaillée dans le paragraphe suivant. Enfin, la troisième composante est moindre et ne figure pas dans l’histogramme de la figure 2-b. Les irrégularités de la structure de la voilure et du fuselage sont l’ensemble des composants mécaniques nécessaires et qui font par exemple que les ailes ne sont pas parfaitement lisses. Des recherches sont par exemple effectuées sur les cavités cylindriques placées sous les ailes [33]. La localisation de ces composantes sur un avion est illustrée sur la figure 3. Il est aussi à noter que les procédures d’approche récentes mettent en jeu les aérofreins, autre source potentielle de bruit aérodynamique et rarement considérée.

## Études sur les dispositifs hypersustentateurs

### Les dispositifs hypersustentateurs

Les dispositifs hypersustentateurs sont constitués des éléments d’une aile qui permettent à l’avion d’être *sustenté* – c’est-à-dire porté par l’air – à faible vitesse ( $\sim 300 \text{ km/h}$  à comparer aux  $900 \text{ km/h}$  en vol). Ils sont donc utilisés pendant les phases de décollage et d’atterrissage et rentrés en cours de vol. Ces éléments sont principalement les becs situés au bord d’attaque de l’aile, et les volets situés au bord de fuite. La pente au décollage étant plus forte qu’à l’atterrissage, ces éléments sont plus utiles dans le deuxième cas et par conséquent déployés complètement, alors qu’ils ne le sont qu’à moitié au décollage. Ils participent également au ralentissement de l’avion en phase d’approche.

Selon le type d’avion, la géométrie des dispositifs hypersustentateurs varie beaucoup. Ainsi, il n’est pas rare de trouver des appareils avec des volets divisés en deux ou trois éléments. Des études antérieures ont montré par exemple qu’une aile constituée d’un grand nombre d’éléments apportait un gain non négligeable concernant les caractéristiques aérodynamiques [91], mais que ces architectures ne sont pas utilisables pour des raisons de solidité des structures et en raison



**FIGURE 3 – Localisation sur un avion (A300-600ST ou "Beluga") des principaux éléments intervenant dans le bruit de cellule.**

de l'usage des ailes pleines en tant que réservoirs de kérosène.

Le bruit des dispositifs hypersustentateurs a été largement étudié, suivant les trois approches usuelles (expériences, simulations numériques et modèles analytiques). Une revue rapide est faite dans les trois paragraphes suivants selon la géométrie de voilure considérée : un, deux ou les trois éléments d'une voilure complète {bec+aile+volet}.

### Dispositifs à trois éléments

Les travaux sur un dispositif à trois éléments permettent une étude globale du bruit de la voilure. L'approche préférée est l'étude expérimentale sur une géométrie réelle (ou réaliste) miniaturisée. Des simulations numériques peuvent être envisagées mais le coût de calcul très important est un facteur très contraignant. L'intérêt majeur d'un système tri-corps est de disposer d'un dispositif complet, et par conséquent de pouvoir caractériser des écoulements plus réalistes du point de vue de l'aile et du volet que dans les systèmes à un ou deux éléments. Cependant, il est difficile de faire la discrimination des sources, surtout si elles sont localement proches, et ainsi de concentrer une partie de l'étude sur la contribution d'une source particulière.

Des mesures sur un dispositif tri-corps ont par exemple été réalisées au Centre Acoustique de l'ECL en 1999 par Pérennès [91]. Elles ont permis de confirmer que la configuration d'atterrissage est la plus bruyante, et en particulier de mettre en évidence des bruits de cavités à fréquences distinctes dus aux cavités arrières du bec et de l'aile. Cependant, ces pics de rayonnement efficaces masquent certaines sources qui n'ont pu être étudiées. Ils ont par ailleurs peu de chances de se produire sur une voilure réelle. D'autres mesures ont été focalisées sur une composante particulière comme le bruit de bec dans un ensemble tri-corps par Storms *et al.* [115].

Puisque le bruit de cellule est prépondérant en phase d'atterrissage, des campagnes de mesures à échelle 1 ont aussi été réalisées (e.g. Hersh *et al.* [46] pour la NASA) afin de comparer les données réelles aux données en soufflerie. Toutefois, ces données sont souvent étendues à l'ensemble du bruit de cellule incluant les trains d'atterrissage. Airbus a ainsi conduit des essais

avec trains rentrés pour mettre l'accent sur les dispositifs hypersustentateurs [83]. Le modèle empirique de Fink [36] permettant d'estimer le bruit total produit par un avion et recalé sur les appareils actuels a pu être ainsi utilisé par Molin [83, 84] avec les données de Pérennès et d'Airbus, de même qu'aurait pu l'être l'estimation faite par Hardin [43] ciblée sur le bruit aérodynamique global.

Les simulations numériques réalisées sont généralement centrées sur les mécanismes d'interaction autour du bec et du volet, avec un maillage plus large pour le corps principal de l'aile, ce qui est finalement équivalent à deux études découplées sur des dispositifs à deux éléments. Quelques calculs globaux existent cependant pour l'estimation des écoulements instationnaires et le rayonnement acoustique global (Manoha *et al.* [79]).

### Dispositifs à un seul élément

Afin de comprendre les mécanismes de production de bruit aérodynamique, la plupart des études réalisées à ce jour dans un cadre académique se concentrent sur des systèmes à un unique élément, symétrique ou porteur, parallèle ou avec une incidence par rapport à l'écoulement. Ces travaux traitent généralement soit du bruit produit par l'impact de turbulence sur le bord d'attaque, soit du bruit produit par la diffraction aérodynamique au bord de fuite, soit du bruit produit par les couches limites qui se développent sur le profil, soit encore de l'interaction d'un ou plusieurs des mécanismes précédents. La géométrie simplifiée ou réaliste permet de traiter le problème suivant l'approche expérimentale, la simulation numérique et/ou les modèles analytiques.

Depuis les années 70, de nombreux modèles analytiques de prédiction de bruit en champ lointain ont ainsi été proposés pour le bruit de bord de fuite (Ffowcs-Williams & Hall [37], Jones [64], Howe [50, 52, 54, 55], Amiet [6, 9, 10], Rienstra [93]), pour le bruit de bord d'attaque (Amiet [4, 5], Howe [59]), pour le bruit de coin de volet (Howe [56]). Plus récemment, des modèles prenant en compte la diffraction secondaire par le bord opposé et ainsi de traiter le bruit propre produit par l'ensemble d'un profil isolé ont été proposés par Roger & Moreau [96, 97, 98] avec une revue des limites des modèles analytiques en 2010 par les mêmes auteurs [99].

La plupart des modèles analytiques précédents sont comparés à des données expérimentales qui sont par conséquent développées dans chacun des articles précédents. Comme la prédiction du bruit dépend du champ de turbulence incident, la principale difficulté pour faire correspondre un profil isolé à son comportement en configuration quasi-réelle (tri-corps découplé) est la simulation d'un écoulement incident dont les caractéristiques de turbulence avoisinent le cas réel. Les grilles de turbulence sont souvent utilisées à ces fins, générant une turbulence quasi-homogène et isotrope dans la région du profil.

### Dispositifs à deux éléments

Les systèmes à deux éléments n'ont jusqu'alors qu'été assez peu traités dans la littérature. Deux couples d'éléments peuvent être étudiés, à savoir un système {bec+aile} et un système {aile+volet}. Le premier concentre la plupart des efforts (mesures, simulations numériques et modèles de prédiction analytiques) car il est jugé dominant sur les voilures actuelles. Il met aussi en jeu des modes de cavité à des fréquences particulières. De plus, pour ce qui est des simulations, il justifie des conditions d'écoulement sain en amont. Le second système est au contraire nettement moins renseigné.

Comme pour le profil isolé, les études sont menées suivant une approche comparative : modèle/mesures, simulations/mesures ou modèle/simulations. Ainsi, les fréquences de résonance expérimentales ont pu être comparées aux prédictions des modèles (Rossiter [102], Block [14], Tam [117]). Les simulations permettent entre autres de caractériser correctement les écoulements cisailés et décollés au niveau des cavités arrières (Spyropoulos *et al.* [114]) ou des bords de fuite du bec (Khorrani [66, 67]).

Quelques travaux sur les systèmes à deux éléments {aile+volet} existent néanmoins, mais sous les hypothèses restrictives d'un observateur en champ lointain, d'un écoulement à faible vitesse et d'un découplage aérodynamique des deux éléments qui n'est pas forcément avéré dans les configurations réelles. Ainsi, Howe a étudié le bruit selon que le volet soit placé dans le prolongement de l'aile [54], en recouvrement partiel mais en le considérant comme un demi-plan [50] ou encore en position braquée [59]. Dans la continuité de ce dernier, Roger & Pérennès [100] ont proposé une approche de champ lointain pour le problème d'un volet déployé, en l'assimilant à une distribution de dipôles à partir de la théorie d'Amiet pour le bruit de bord d'attaque d'un profil isolé, avec diffraction par le bord de fuite de l'aile. Quelques campagnes de mesures particulièrement dans le cadre académique ont été menées, comme le cas d'un profil dans le turbulence d'un sillage (*rod-airfoil* de Jacob *et al.* [61]).

L'intérêt de ces configurations à deux éléments est une meilleure compréhension des mécanismes d'interaction sans avoir à gérer la complexité d'un dispositif tri-corps de surcroît, plus fragile pour les expériences et plus lourd en coût de calcul pour les simulations numériques. Il est ainsi possible de tailler indépendamment les phénomènes au bord d'attaque de l'aile et l'interaction bec/aile d'une part, et les phénomènes au bord d'attaque de l'aile et l'interaction aile/volet d'autre part. Il s'agit là d'une hypothèse de base de cette thèse, que les phénomènes aéroacoustiques associés au bec et au volet restent découplés.

## Contexte et objectifs de la thèse

### Le projet européen VALIANT

Le projet européen VALIANT – *VALidation and Improvement of Airframe Noise prediction Tools* – s'inscrit dans le cadre des projets de recherche FP7, sur l'étude du bruit de cellule dans sa globalité : bruit des trains d'atterrissage, bruit des irrégularités de structure (cas particulier des fentes), bruit des dispositifs hypersustentateurs. Il réunit douze laboratoires et instituts de recherche issus de six pays : la Belgique (VKI, LMS, NUMECA), la France (ECL, ONERA), l'Allemagne (TUB, DLR), l'Espagne (CIMNE), les Pays-Bas (NLR) et la Russie (KIAM, TsAGI, NTS). La pluralité des spécialités des partenaires permet de traiter les problématiques du bruit de cellule suivant les approches expérimentale, numérique et analytique.

Trois objectifs principaux ont motivé le lancement du programme : (i) créer une base de données expérimentales fiables permettant la validation des modèles numériques et analytiques (cas tests), (ii) valider les codes numériques, les modèles analytiques et les méthodes de prédiction de bruit existants dans la littérature et généralement utilisés, (iii) proposer des développements voire de nouveaux modèles et méthodes pour simuler numériquement les sources de bruit et la turbulence. Le cadre du travail se restreint globalement aux systèmes à deux corps. Par ailleurs, il considère des configurations géométriques simplifiées.

La contribution de l'Ecole Centrale de Lyon dans le projet est la réalisation des campagnes expérimentales, le traitement et la création des bases de données sur des dispositifs hypersusten-



tateurs simples à deux éléments {bec+aile} et {aile+volet} d'une part, et l'approche analytique pour modéliser le bruit d'un système {aile+volet} lorsque les deux éléments sont en voisinage proche d'autre part.

## Objectifs de la thèse

La thèse a été proposée à partir de la contribution de l'ECL dans le cadre du projet européen VALIANT. La réalisation de cette contribution est par conséquent son objectif principal, comprenant la participation aux réunions et la fourniture des rapports d'avancement tout au long des trois années du projet. Ce dernier a commencé un mois avant le début de la thèse et a récemment été prolongé pour terminer en mai 2013, dans le but de valider les améliorations proposées dans le troisième objectif du projet.

Dans la thèse, l'accent est mis sur le système {aile+volet}, sur la base d'une configuration générique simplifiée et non porteuse. En lien avec la contribution sur les modèles analytiques, le développement d'un modèle plus global que ceux de la littérature dans le cas de deux éléments en recouvrement partiel est envisagé. Le but est de prendre en compte le couplage des éléments et de s'affranchir de certaines hypothèses dimensionnelles contraignantes usuellement posées comme l'hypothèse de compacité. Ce modèle s'appuiera en particulier sur les développements du modèle de bruit d'impact de turbulence d'Amiet et sur l'emploi d'une fonction de Green exacte.

## Plan du mémoire

Le mémoire est rédigé selon les objectifs posés au paragraphe précédent. La majeure partie du travail a été consacrée à une configuration à deux éléments {aile+volet}. Les autres problématiques du bruit aérodynamique sont décrites en fin de mémoire.

Le premier chapitre détaille l'ensemble des mesures réalisées pour un système {aile+volet} dans diverses configurations. Les moyens d'essais sont décrits ainsi que les résultats aérodynamiques et acoustiques. Des comparaisons avec des calculs numériques effectués par d'autres partenaires du projet VALIANT terminent le chapitre.

Le second chapitre pose le problème analytique de deux éléments minces en recouvrement partiel représentant une aile et un volet parallèles dans un écoulement turbulent. Divers modèles théoriques issus de la littérature sont évalués afin de répondre au problème, selon leurs limites. Des comparaisons avec les mesures du chapitre 1 permettent de valider ou non les prédictions.

La mise en place d'un nouveau modèle à diffraction itératif est proposée dans le troisième chapitre, en vue de prendre en compte la proximité des deux éléments en recouvrement. Ce modèle s'appuie sur des modèles existants et validés pour l'usage prévu. L'utilisation de la fonction de Green du demi-plan sans hypothèse simplificatrice est présentée ainsi que les résultats obtenus. Quelques comparaisons avec les données expérimentales sont finalement montrées.

Le quatrième chapitre est ensuite vu comme une extension des travaux sur le système {aile+volet} vers une étude sur le bruit de voilure considérant des géométries plus complexes. Deux campagnes de mesures supplémentaires ont été réalisées : l'une intègre une marche descendante, simulant la cavité arrière d'une aile sur une géométrie réelle ; l'autre s'intéresse à la région du bec et en particulier aux interactions aéroacoustiques entre le bec et l'aile.

Une conclusion générale présentera enfin les principaux résultats obtenus pendant la thèse et proposera quelques perspectives à ce travail.

*The fiction of Jules Verne has been turned into scientific reality in less than one hundred fifty years.*

Dr. Buzz Aldrin, *Apollo 11 Astronaut* (2004)

# 1

## Étude expérimentale d'un système aile/volet

Lors de cette thèse, plusieurs campagnes de mesures ont été réalisées sur des configurations génériques de dispositifs hypersustentateurs à deux éléments. Le choix de systèmes à deux éléments et non trois a été défini dans le cadre des objectifs du projet européen VALIANT. Notre étude se concentre principalement sur un dispositif composé d'une aile et d'un volet propre à être traité par des modèles analytiques et à être comparé à des simulations numériques purgées autant que faire se peut d'effets liés à l'installation (en particulier par suppression du cisaillement du jet). Ces dernières sont présentées dans la dernière partie de ce chapitre.

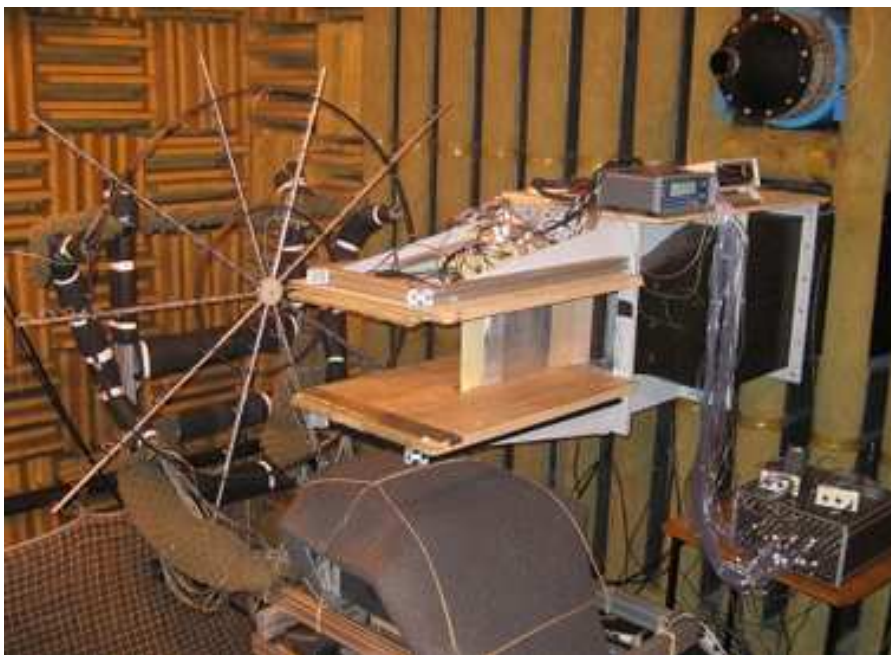
Nous décrivons dans une première partie le montage expérimental considéré, les configurations étudiées ainsi que les paramètres modifiables au cours des expériences. Les différentes mesures et leurs caractéristiques seront ensuite présentées dans une seconde partie. Les résultats obtenus seront alors détaillés et interprétés dans les deux parties suivantes, selon le type d'essai, avant de comparer les résultats à des simulations numériques de partenaires au projet. Une autre campagne de mesures du projet VALIANT sur un système intégrant un bec et une aile optimisée sera décrite dans le chapitre 4.2, ainsi que des mesures avec adjonction d'une marche descendante comparées aux mesures avec grille de turbulence.

### 1.1 Description des expériences

#### 1.1.1 Montage expérimental

L'ensemble des expériences a été réalisé dans la grande soufflerie à veine ouverte du Centre Acoustique de l'École Centrale de Lyon. La veine de section carrée de 560 mm de côté débouche dans une chambre anéchoïque de dimensions  $(L \times P \times H) = 10 \text{ m} \times 8 \text{ m} \times 8 \text{ m}$ . Le convergent utilisé permet d'obtenir un jet sur une section rectangulaire de 300 mm  $\times$  400 mm (figure 1.1). La fréquence de coupure de la chambre sourde est de 80 Hz et le bruit de fond (sans écoulement) de 21 dB(A).

La maquette est constituée de deux corps minces parallèles et symétriques, dont l'envergure correspond à la hauteur de l'installation, soit 300 mm. Le choix de géométries simplifiées est justifié par la volonté de s'affranchir de certaines sources de bruit qui existent sur des géométries

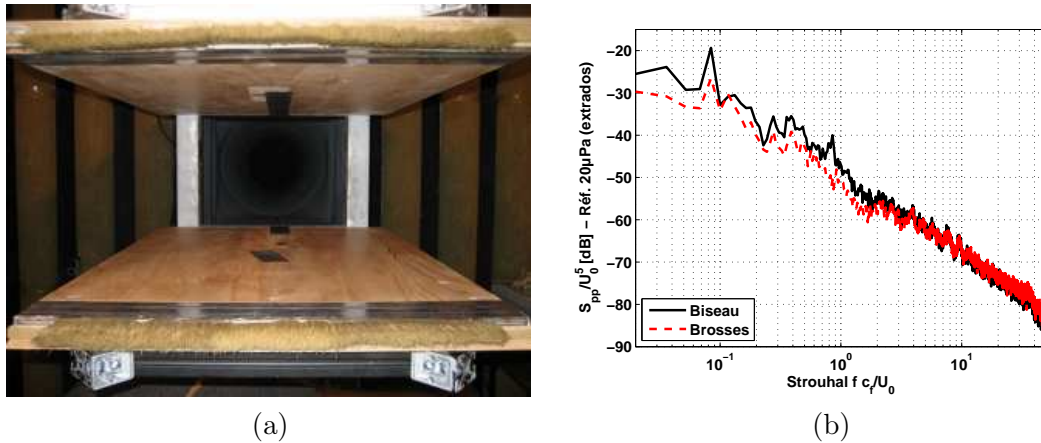


**FIGURE 1.1 – Photo de l'installation dans la soufflerie anéchoïque du Centre Acoustique de l'ECL, montrant les plaques horizontales de maintien de la maquette et l'antenne de microphones de l'ONERA.**

plus réalistes, mais qui conduisent à des sources qui viendraient *polluer* la zone d'intérêt de notre étude. Par ailleurs, ces deux conditions protègent de la déflexion du jet par rapport à l'axe des maquettes. Techniquement, cela évite l'ajout d'un coude en amont du convergent qui aurait pour but d'orienter l'écoulement incident et ainsi de contrer l'effet de déflexion afin que le jet sorte par l'ouverture étroite de la chambre anéchoïque. Un tel coude sera décrit au chapitre 4 à propos de la maquette de bec de bord d'attaque.

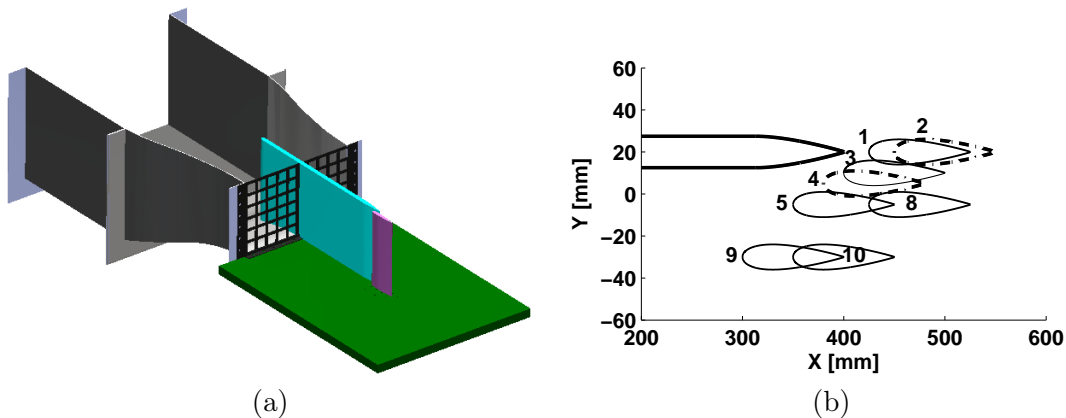
L'aile est représentée par une plaque en aluminium de  $15\text{ mm}$  d'épaisseur, dont les bords d'attaque et de fuite sont usinés suivant un profil NACA 0012 qui aurait été coupé au point d'épaisseur maximale. Sa corde totale est de  $600\text{ mm}$ . Par souci de réduire les sources de bruits situées en dehors de la zone dite d'intérêt pouvant détériorer la qualité des signaux mesurés, comme le bruit de bord d'attaque de l'aile, la partie amont de celle-ci est insérée dans le convergent sur une longueur de  $200\text{ mm}$ . La géométrie des extrémités au bord d'attaque est alors évasée afin de coïncider avec la forme du convergent. Par ailleurs, l'aile est déplacée de  $20\text{ mm}$  dans le sens transverse, dans le but de centrer au mieux les positions du volet sur l'axe de la veine. Le volet est représenté par un profil NACA 0012 en aluminium dont la corde est de  $100\text{ mm}$ . La réalisation en résine d'une seconde version du volet et de la partie aval de l'aile s'est révélée utile à cause de contraintes d'usinage, d'encombrement du système de support des microphones déportés et de solidité dans certaines configurations, du fait de la proximité des deux corps.

La maquette est maintenue verticalement entre deux plaques horizontales en bois de dimensions  $600\text{ mm} \times 800\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  qui prolongent les parois haute et basse du convergent. Des mesures acoustiques préliminaires ont permis de mettre en évidence que l'ajout de brosses au bord de fuite de ces plaques (figure 1.2-a) réduit le bruit de l'installation jusqu'à  $5\text{ dB}$  pour un



**FIGURE 1.2** – (a) Photo de la veine sans la maquette avec les brosses en bout de plaque de maintien. (b) Comparaison des spectres de pression en champ lointain à  $90^\circ$  pour un bord de fuite en biseau (continu) et en présence des brosses (tirets). Configuration 0 à  $50\text{ m/s}$ .

écoulement de  $50\text{ m/s}$ , comme il est montré sur la figure 1.2-b. Cette réduction est d'autant plus intéressante qu'elle semble ne concerner que la gamme des basses fréquences ( $< 800\text{ Hz}$ ), partie du spectre acoustique attribuée au bruit de fond de la soufflerie. Sur cet exemple, l'ajout du volet n'entraîne un bruit supplémentaire que pour un nombre de Strouhal (basé sur la corde  $c_f$  du volet) supérieur à 1. Sauf mention contraire, ces brosses sont implicitement considérées comme présentes pour l'ensemble des résultats présentés dans ce document. La figure 1.3-a est une vue de l'installation réalisée en CAO sous le logiciel SolidWorks de *Dassault Systèmes*.

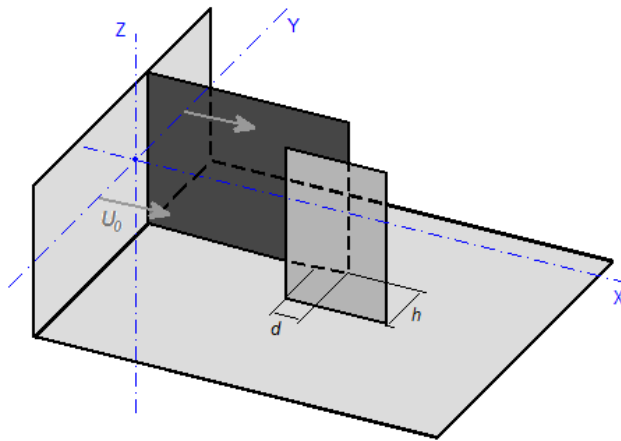


**FIGURE 1.3** – (a) Vue CAO (SolidWorks) de l'installation dans la configuration 4, avec grille de turbulence. (b) Positions du volet pour quelques configurations étudiées. En pointillés : configuration 2 dans le sillage de l'aile et configuration 4 avec faible recouvrement (voir tableau 1.1).

Dans toute cette partie, le repère utilisé est défini suivant la figure 1.4. Ainsi, le terme *axial* désigne toute coordonnée ou position dont la direction est celle de l'écoulement à la sortie du

convergent, le sens positif étant celui-même de l'écoulement. Il est représenté par l'axe  $\vec{X}$  sur le schéma. Les termes *amont* et *aval* correspondent respectivement au côté de la veine et au côté du jet dans la direction axiale. De même, le terme *normal* désigne toute coordonnée ou position dont la direction est orthogonale à la surface de la maquette, le sens positif allant de l'intrados à l'extrados des profils; *id est* l'axe  $\vec{Y}$  sur le schéma. Bien que la maquette ait une portance négligeable, l'intrados est défini comme le côté vers lequel sera déplacé le volet, par référence à la configuration d'une aile hypersustentée réelle. Enfin, l'axe  $\vec{Z}$  définit le vecteur vertical (*transverse*) du repère, pointant vers le haut. Ceci correspond à la direction suivant l'envergure de la maquette.

Tout l'intérêt de l'étude, tant expérimental qu'analytique, porte sur les interactions entre l'aile et le volet et leur caractérisation, lorsque les deux corps sont suffisamment proches pour interagir. Par conséquent, une zone dite d'*intérêt* a été définie au voisinage du bord de fuite de l'aile et autour des positions prédéfinies du volet (figure 1.3-b). Pour les campagnes expérimentales, cette région est centrée suivant la largeur et à la hauteur du jet. L'écoulement se fait ainsi de manière non symétrique par rapport au plan de l'aile. Le volet en situation de recouvrement représenté en pointillé sur la figure 1.3-b (configuration 4) est quasiment centré sur l'axe du jet. Le décentrage de l'aile vise à faire en sorte que la zone d'intérêt reste au maximum éloignée des couches de cisaillement du jet sur l'ensemble des configurations testées.



**FIGURE 1.4 – Définition du repère principal ( $\vec{e}_X, \vec{e}_Y, \vec{e}_Z$ ) et des paramètres géométriques pour les expériences. L'origine du repère coïncide avec le plan de sortie de la buse, l'axe  $X$  se superposant avec l'axe du jet. Aile en noir, volet en gris.**

## 1.1.2 Configurations étudiées

### Paramètres dimensionnels

Trois catégories de paramètres sont variables pour cette étude expérimentale. La première concerne la définition des positions relatives entre l'aile et le volet. L'aile étant fixe par rapport à la veine d'essai, les agencements sont rendus possibles par le déplacement en translation du volet, de telle sorte qu'il reste en permanence parallèle à l'écoulement. Une position du volet est caractérisée par les coordonnées de son bord d'attaque dans le repère défini sur la figure 1.4, suivant les distances  $d$  et  $h$ . Ces paramètres sont respectivement la distance axiale entre le bord

d'attaque du volet et le bord de fuite de l'aile, et la distance normale aux parois entre les plans médians des deux corps.

Dix positions relatives ont été choisies auxquelles il faut ajouter une configuration de référence lorsque l'aile est seule dans la veine (figure 1.3-b). La configuration d'un volet seul dans l'écoulement (sans aile) n'a pas été retenue dans la présente étude. Les raisons de ce choix sont décrites à la fin de cette sous-partie. Le passage d'un agencement à un autre s'effectue via un système de cales interchangeable dans lesquelles le volet est inséré. Ces onze cales, une par configuration, sont elles-mêmes maintenues grâce à un épaulement dans l'épaisseur de la plaque de maintien supérieure de l'installation. L'envergure de la maquette est notablement supérieure à la hauteur de la veine de façon à permettre son insertion à travers les plaques de maintien horizontales, de même que l'accès à l'instrumentation des capteurs en paroi (figure 1.8).

Config.	X(BdA) [mm]	Y(BdA) [mm]	$d$ [mm]	$h$ [mm]	
0	-	-	-	-	Référence
1	425	20	-25	0	Cas B (VALIANT)
2	450	20	-50	0	
3	400	10	0	10	Cas A (VALIANT)
4	380	5	20	15	
5	350	-5	50	25	
6	375	-5	25	25	
7	400	-5	0	25	
8	425	-5	-25	25	
9	350	-30	50	50	
10	400	-30	0	50	

**TABLE 1.1 – Définition des configurations testées par la localisation du bord d'attaque du volet dans le repère et des valeurs des paramètres  $d$  et  $h$ .**

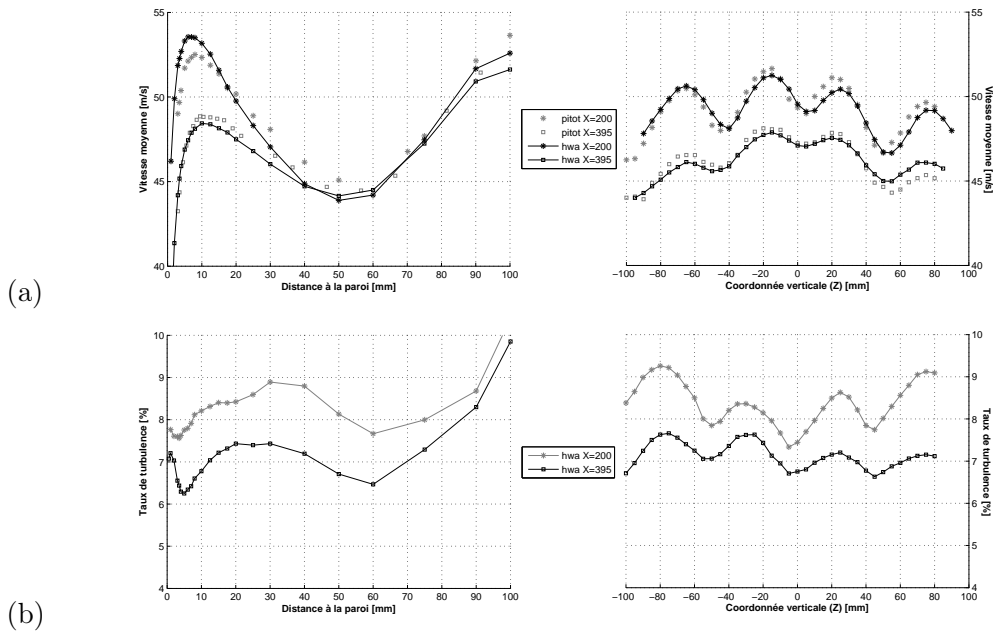
### Paramètres liés à l'écoulement

La vitesse de l'écoulement incident est une variable importante dans cette étude. Les capacités de la soufflerie pour une installation de cette dimension ont permis de réaliser des mesures entre 30 et 100  $m/s$  en écoulement *sain*, et entre 30 et 70  $m/s$  en écoulement *turbulent*. La limitation de la vitesse en écoulement turbulent s'explique par l'intensité de la force créée par l'écoulement sur la grille. Toutefois, certains essais ont uniquement été faits à la vitesse de 50  $m/s$  (Mach 0,15) qui correspond à la vitesse de référence décidée par le consortium du projet VALIANT pour les besoins des comparaisons avec les résultats numériques fournis par les différents partenaires.

Enfin, la qualité de l'écoulement en amont de la zone d'intérêt est modifiable grâce à l'ajout d'une grille de turbulence. Dans le but d'obtenir un écoulement fortement turbulent autour du bord d'attaque du volet, une grille de turbulence a été placée dans le plan de la section de sortie du convergent (figure 1.3-a). Plus précisément, la partie amont de l'aile étant insérée dans la buse, deux grilles ont été disposées de manière symétrique de chaque côté de l'aile dans le but de conserver l'homogénéité de l'écoulement sur l'intrados (coordonnées normales  $Y$  négatives) et l'extrados (coordonnées normales positives) de la maquette. Ces grilles sont composées de barreaux plats de largeur 10  $mm$ , placés tels que chaque maille forme un carré de 50  $mm$  de côté.

Dans un premier temps, une série de mesures a été effectuée sans grille de turbulence, afin de servir de base de comparaison pour les mesures avec grille de turbulence d'une part, et les résultats des calculs numériques réalisés par les partenaires du projet VALIANT en écoulement sain d'autre part. Cet écoulement est caractérisé par un taux de turbulence résiduelle inférieur à 0,5%. Après ajout de la grille de turbulence, l'écoulement engendré autour de la zone d'intérêt est au contraire fortement turbulent avec un taux voisin de 7%.

Une non-homogénéité normale et transversale significative de l'écoulement moyen (figure 1.5-a) et du champ de turbulence (figure 1.5-b) du fait de la proximité de la grille ( $< 0,4 m$  en amont du volet) a été notée. Elle oblige à des précautions dans le traitement et l'interprétation des résultats à des coordonnées différentes. Afin de pallier ce problème, les mesures ont toutes été réalisées dans le plan médian horizontal. Dans ce plan, le taux de turbulence est de l'ordre de 7% d'après la courbe à  $X = 395 mm$  du graphique de gauche de la figure 1.5-b. Les critères pour l'obtention d'une turbulence parfaitement homogène et isotrope auraient nécessité de déplacer la grille d'une façon telle que le taux de turbulence aurait été jugé insuffisant. Les variations relatives de la vitesse moyenne et du taux de turbulence selon l'emplacement sont respectivement de 8% et 7%.



**FIGURE 1.5 – Evolution de la vitesse moyenne de l'écoulement et du taux de turbulence en présence de la grille fixée à la sortie du convergent, pour deux positions axiales. (a) Plan médian horizontal ( $\vec{X}, \vec{Y}$ ). (b) Plan vertical ( $\vec{X}, \vec{Z}$ ) à 20 mm de la paroi côté extrados. Mesures de la vitesse moyenne par fil chaud (hwa) et au tube de Pitot (pitot).**

Dans le souci d'obtenir une couche limite turbulente établie et relativement épaisse sur l'aile au niveau de la zone d'intérêt, une bande de rugosité de 40 mm de large a été collée sur la partie amont de l'aile située dans le convergent, à environ 40 mm du bord d'attaque. Cette bande est de type P150, ce qui signifie que la rugosité est créée par un ensemble de grains de 0,1 mm de diamètre répartis sur toute la surface de la bande.

### Configuration particulière d'un volet seul

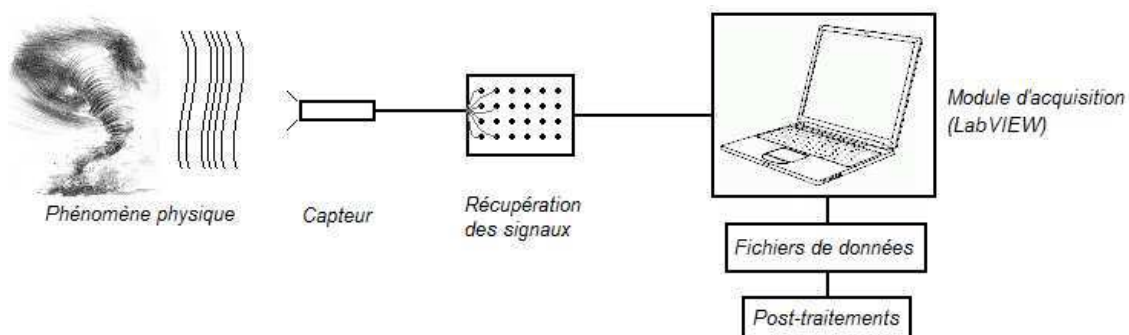
Une identification complète des mécanismes nécessiterait en principe des mesures complémentaires avec un volet seul, alors que la configuration alternative de l'aile seule est prise comme référence. Des contraintes liées au montage ainsi que des résultats disponibles dans la littérature justifient en partie ce choix.

Tout d'abord, en concentrant l'étude sur l'interaction aile/volet et les mécanismes de production et de diffraction du bruit, des sources de bruit parasites ont été évitées, en particulier en fixant l'aile depuis l'intérieur du convergent jusqu'à la zone d'intérêt. Cette partie de la maquette assure la rigidité des plaques de maintien et évite des oscillations supplémentaires en basses fréquences liées à de possibles vibrations. Par ailleurs, elle n'aurait pu s'extraire en cours de campagne de mesures, qu'au prix d'interventions sur plusieurs jours, ce qui a été jugé incompatible avec la disponibilité de la soufflerie.

De plus, le volet est un profil symétrique de type NACA 0012 de corde 100 mm. De nombreuses études ont porté et portent encore sur le bruit propre et le bruit d'impact de turbulence d'un tel profil, en particulier des campagnes de mesures effectuées au Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, pour des paramètres dimensionnels identiques [101]. Par ailleurs, des mesures acoustiques en champ lointain pour le bruit d'impact de turbulence ont récemment été adimensionnées (Roger *et al.* [99]), coïncidant avec des résultats d'études antérieures menées par Paterson & Amiet [89]. On peut donc reconstituer de façon fiable ce que serait le bruit du volet isolé.

## 1.2 Types de mesures

Les mesures réalisées au cours des différentes campagnes sont de deux types : les mesures aérodynamiques et les mesures acoustiques. Un tube de Pitot sert de référence pour tous les étalonnages impliquant la mesure de la vitesse de l'écoulement (exemple : mesures au fil chaud). La chaîne d'acquisition type pour l'ensemble des tests est schématiquement décrite sur la figure 1.6. Les grandeurs physiques sont mesurées via un ou plusieurs capteurs selon le moyen d'essai mis en œuvre. Les signaux sont ensuite rassemblés et traités par un module d'acquisition (logiciel LabVIEW) générant des fichiers de données. Ces derniers sont enfin traités afin de visualiser les résultats présentés dans la suite.



**FIGURE 1.6** – Schéma-type de la chaîne d'acquisition utilisée pour l'ensemble des mesures.



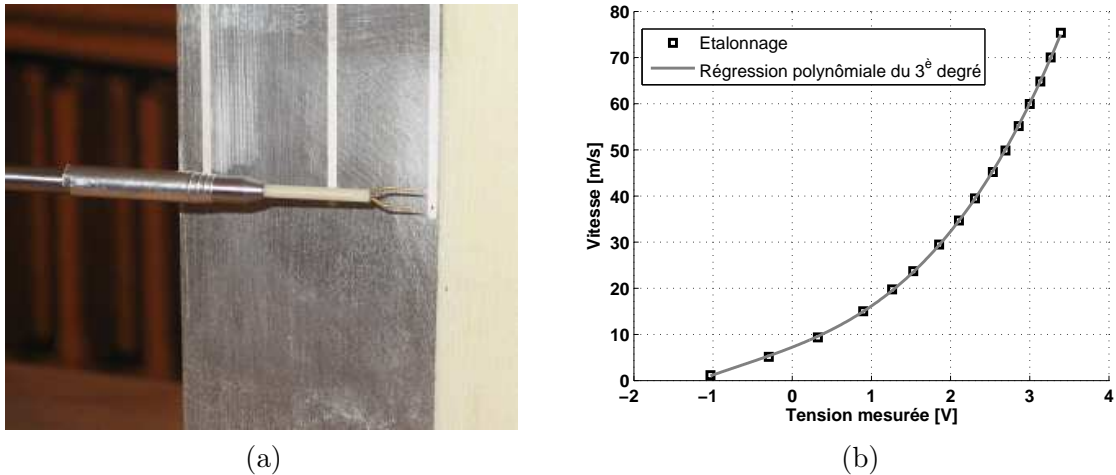
### 1.2.1 Mesures aérodynamiques

Les mesures aérodynamiques ont deux principales finalités : caractériser l'écoulement moyen en divers points de l'installation en vitesse et en pression d'une part, et caractériser les sources du bruit d'origine aérodynamiques par l'intermédiaire des fluctuations de pression et de vitesse d'autre part. Les différents essais qui ont été faits pendant les deux campagnes de mesures sont abordés dans cette partie. Les corrections nécessaires apportées lors du post-traitement des données (étalonnage, fonctions de transfert) sont décrites, de même que les paramètres spatiaux et spectraux choisis pour les acquisitions.

#### Fil chaud 1D

Le champ de vitesse de l'écoulement est obtenu à l'aide d'un fil chaud simple de la marque *Dantec DYNAMICS*. Dans notre cas, le fil est orienté selon l'axe  $(O, \vec{Z})$  de la figure 1.4, ce qui permet de mesurer la norme instantanée de la vitesse dans le plan  $(\vec{X}, \vec{Y})$ , soit  $U = \sqrt{U_X^2 + U_Y^2}$ . De ces mesures sont déduits des caractéristiques de l'écoulement en amont de la zone d'intérêt, des profils de vitesses moyenne et turbulente en différents points de la maquette ainsi que des spectres de fluctuations de vitesse.

La technologie met en jeu un fil de quelques micromètres de diamètre, maintenu entre les deux branches d'une broche (figure 1.7-a), qui est chauffé par un courant électrique. Comme la résistivité du fil est fonction de sa température, il est possible d'obtenir la variation de température grâce à la mesure de la variation de la résistivité. Dans nos expériences, le passage d'un écoulement d'air refroidit le fil, ce qui entraîne une variation de résistivité. La vitesse de l'écoulement est alors déduite, à partir une courbe d'étalonnage préalablement établie (figure 1.7-b).



**FIGURE 1.7 – (a) Vue de la sonde fil chaud simple devant une prise de pression. (b) Exemple de courbe d'étalonnage du fil chaud 1D.**

Les courbes d'étalonnage sont obtenues à partir de mesures simultanées au fil chaud simple et au tube de Pitot. Ce dernier est utilisé comme étalon de référence pour tracer la courbe. De plus, la validité de la courbe d'étalonnage du fil chaud doit être régulièrement vérifiée car elle dépend fortement des conditions de température ambiante dans la chambre anéchoïque. Ici, des

étalonnages ont donc été réalisés à intervalles de trois heures environ (début, milieu et fin de journée).

### Pressions pariétales

Les mesures de pression pariétale se font principalement dans le plan médian horizontal de la veine, *id est* à la mi-envergure de la maquette. Ce plan est choisi afin de se placer au plus loin des surfaces des plaques de maintien de la maquette et éviter les effets de paroi (couches limites). Les mesures sont réalisées via des sondes à microphone déporté (SMD). Une sonde consiste en une perforation de la surface de la maquette au point de mesure d'un demi millimètre de diamètre à l'extrémité d'un capillaire traversant la demi-envergure de la maquette. L'autre extrémité du capillaire est reliée à l'instrumentation et au système d'acquisition. Le principal avantage d'une telle technologie est la mesure quasi non-intrusive de la pression en paroi puisque l'instrumentation *lourde* (capteurs, microphones, système d'acquisition) est située à l'extérieur du jet. Les microphones utilisés sont des Brüel & Kjaer quart de pouce de type ICP. Suite à un problème de fréquence de coupure de 10  $kHz$  sur des microphones de type 4935, une mesure en un même point a été réalisée dans la seconde campagne avec des microphones 4957 dont la fréquence de coupure est nettement supérieure ( $\sim 15 kHz$ ). Pour ces raisons, le seuil d'acquisition est pris à 12,8  $kHz$ . La sensibilité des microphones est, selon la référence utilisée, d'environ 6 ou 12  $mV/Pa$ .

Le volet pouvant être déplacé au cours des expériences, l'origine des coordonnées pour la position des points de mesure en paroi diffère selon le corps considéré (aile ou volet). L'origine des points de mesure sur l'aile est celle du repère défini sur la figure 1.4, alors que l'origine des points de mesure sur le volet est au niveau du bord d'attaque du volet, dans le plan médian horizontal de la veine. L'ensemble des coordonnées est référencé dans le tableau 1.2, les axes X et Z correspondant à ceux de la figure 1.4. Pour des raisons pratiques, ces coordonnées sont en revanche définies à partir du bord de fuite de chaque élément dans le tableau 1.2. La répartition des points de mesures est représentée dans la configuration 2 sur la figure 1.8. La section des maquettes est représentée vue de dessus. Les croix correspondent à des sondes qui se sont révélées cassées (fuites dans le capillaire) ou inutilisables (diamètre du perçage pour l'insertion du microphone trop petit) en cours d'essais.

Deux types de mesures de pression en paroi ont été réalisées selon les objectifs visés pour chacun d'entre eux. La pression statique moyenne permet de déterminer le coefficient de pression au point de mesure, ce qui donne une information sur l'état de l'écoulement autour de la maquette. On peut ainsi par exemple déduire si un écoulement décolle ou non de la paroi de la maquette. Par ailleurs, la pression statique moyenne est une grandeur qui permet de valider les simulations numériques réalisées par les partenaires du projet européen. Deux manomètres Validyne avec des membranes de gamme 225  $mmH_2O$  sont utilisés. La pression statique à la paroi crée une variation de hauteur d'eau en millimètres qui est ensuite traduite en pascals. Le choix de la gamme de chaque capteur dépend donc de la variation maximale susceptible d'être mesurée au point de mesure.

A partir de la mesure de pression moyenne en paroi et de paramètres environnementaux au moment de l'essai, les coefficients de pression sont calculés : la pression atmosphérique ambiante  $P_\infty$ , la température au niveau du point de mesure (pour la détermination de la masse volumique de l'air  $\rho$ ) et la vitesse de l'écoulement  $U_0$  en amont de la prise. En notant  $P_m$  la pression moyenne

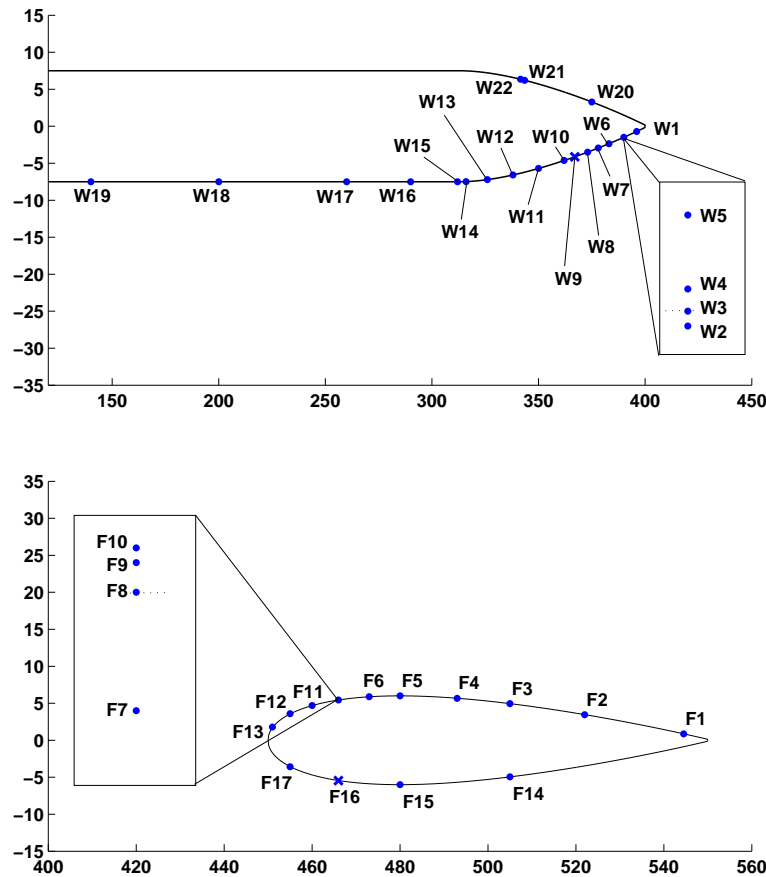


FIGURE 1.8 – Disposition des prises de pression pariétale sur l'aile et le volet dont les coordonnées sont données dans le tableau 1.2. Les encarts définissent les points de mesure répartis suivant l'envergure.

mesurée, le coefficient de pression est donné par

$$C_p = \frac{P_m - P_\infty}{\rho_0 U_0^2 / 2}$$

Par ailleurs, la mesure de pression pariétale instationnaire renseigne sur le champ de fluctuations de pression au niveau de la surface de la maquette, considéré comme une trace des sources de bruit. Ces fluctuations font l'objet de différents traitements statistiques : spectres moyennés, vitesse de convection, cohérence entre deux capteurs, etc. Ces diverses quantités peuvent aussi être corrélées aux densités spectrales de puissance du champ de pression en champ lointain afin de déduire des liens de cause à effet. Les signaux provenant des microphones sont traités par un boîtier PXI puis par un module *LabVIEW* générant des fichiers de données spectrales.

En outre, les données expérimentales de pression pariétale fluctuante doivent être corrigées par la fonction de réponse en fréquence (FRF) de la sonde. La fonction de réponse de chaque prise de pression peut être déterminée expérimentalement *in situ* par l'emploi d'un dispositif étalonneur. La correction est alors appliquée sur les signaux de sortie. Cependant, lorsque la mesure de la FRF devient difficile – voire impossible – une correction théorique peut être calculée

Aile			Volet		
N°	X	Z	N°	X	Z
W1	4	0	F1	5,5	0
W2	10	-2	F2	28	0
W3	10	0	F3	45	0
W4	10	3	F4	57	0
W5	10	13	F5	70	0
W6	17	0	F6	77	0
W7	22	0	F7	84	-8
W8	27	0	F8	84	0
W10	38	0	F9	84	2
W11	50	0	F10	84	3
W12	62	0	F11	90	0
W13	74	0	F12	95	0
W14	84	0	F13	99	0
W15	88	0	F14	45	0
W16	110	0	F15	70	0
W17	140	0	F16	84	0
W18	200	0	F17	95	0
W19	260	0			
W20	25	0			
W21	56,5	0			
W22	58,5	0			

**TABLE 1.2 – Coordonnées des points de mesure de pression pariétale (pression statique, sondes à microphone déporté – SMD), l’origine des axes étant le bord de fuite de chaque maquette. Les cases grisées indiquent que la prise se fait sur la surface opposée.**

à partir de la connaissance de la géométrie de la sonde. Chaque sonde étant usinée suivant la même géométrie, la correction à appliquer est la même quel que soit le point de mesure.

Le corps d’une sonde est composé d’une succession de trois capillaires de section et longueur différentes. D’une part, les changements de section sont responsables de réflexions internes qui sont déterminées en écrivant les relations d’équilibre de pression et de vitesse. D’autre part, les fluctuations de pression sont sujettes à une atténuation visqueuse lors de leur passage dans le réseau de capillaires. Pierce [90] propose une correction pour la propagation dans des conduits cylindriques en basses fréquences, en affectant un coefficient d’atténuation dépendant de la section du conduit  $a$  et de la fréquence  $f$ . Du fait d’un réseau de trois capillaires de dimensions différentes, trois coefficients d’atténuation ( $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ ) sont alors définis par

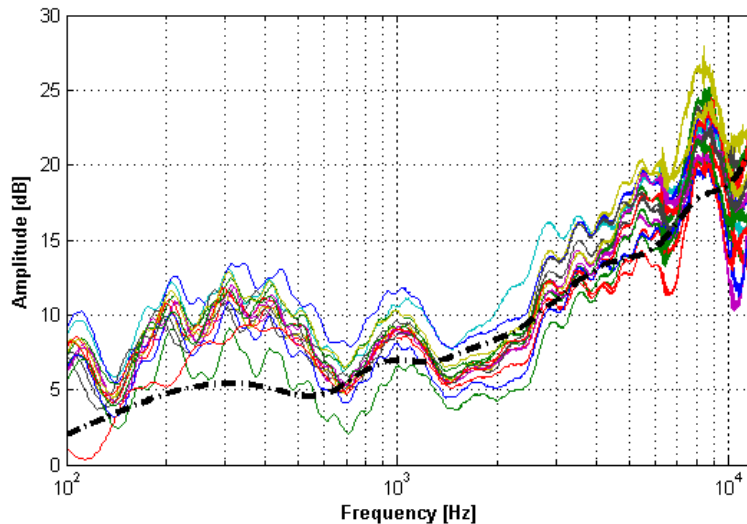
$$\alpha_i = \frac{0,0102}{a_i c_0} \cdot \sqrt{f}$$

En notant ( $L_1, L_2, L_3$ ) les longueurs de chacun des trois capillaires, l’atténuation résultante en décibels des effets de viscosité s’écrit alors

$$A_{visc} = 10 \cdot \log_{10} \left( e^{2(\alpha_1 L_1 + \alpha_2 L_2 + \alpha_3 L_3)} \right)$$

Un modèle complet de la fonction de réponse pour ce type de sonde a été développé par Pérennès [91]. La figure 1.9 est une comparaison entre les fonctions de réponse mesurées des

différentes sondes autour du volet et la fonction théorique déterminée en tenant compte des effets de viscosité et de réflexion à l'intérieur de la sonde. La viscosité est responsable de la croissance exponentielle globale de l'atténuation et les réflexions des oscillations successives. On observe que malgré l'usinage identique de chaque sonde, la réponse expérimentale varie légèrement d'une sonde à l'autre. Cependant, quelques difficultés dans la méthode expérimentale d'étalonnage peuvent aussi créer des disparités. Notamment le positionnement de l'étalonneur peut être délicat lorsque la surface est courbe. Ainsi, en omettant la partie des basses fréquences (en dessous de  $1\text{ kHz}$ ), la fonction définie de manière analytique est une bonne approximation de la fonction de réponse réelle. Le manque d'oscillations en basses fréquences s'explique par l'hypothèse de terminaison anéchoïque de la sonde (en aval du microphone de mesure) via la mise en place d'un tube flexible de  $2\text{ m}$  de long permettant d'éviter la formation d'ondes stationnaires dans la gamme des fréquences étudiées. Sous  $1\text{ kHz}$ , de telles ondes se forment néanmoins et se réfléchissent. La comparaison des résultats avec l'application de l'une ou l'autre des fonctions de réponse des sondes montre un comportement quasi-identique dans les post-traitements.



**FIGURE 1.9** – *Comparaison des atténuations expérimentales des SMD sur le volet (—) et de la FRF calculée analytiquement (— —) avec effets de réflexion et de viscosité.*

## 1.2.2 Mesures acoustiques

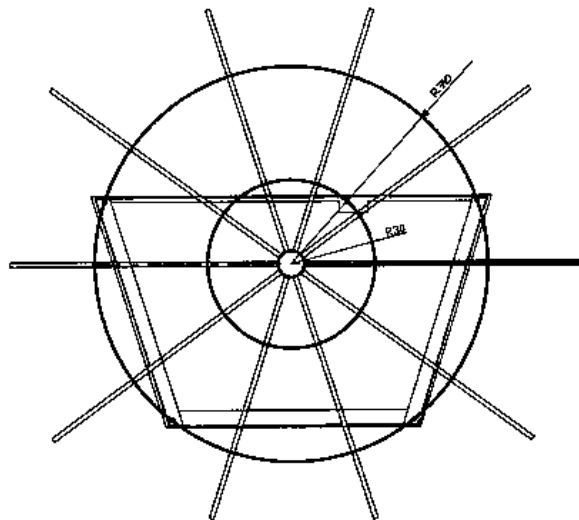
### Moyens d'essais

Deux types de mesures acoustiques ont été effectuées : des mesures en champ lointain, ainsi que des mesures de localisation de sources, à l'aide d'une antenne acoustique de l'ONERA, partenaire du projet VALIANT.

En champ lointain, les mesures de la pression acoustique sont réalisées à la distance de  $1,8\text{ m}$  du bord de fuite de l'aile. Un robot automatisé permet la rotation de deux microphones Brüel & Kjaer demi-pouce de type ICP fixés aux extrémités d'un bras diamétral, centré sur la zone d'intérêt. Ces mesures ont été faites dans le plan médian horizontal de la veine (mi-envergure de la maquette) pour des angles allant de  $\pm 45^\circ$  à  $\pm 90^\circ$  avec un pas de  $5^\circ$ , la référence angulaire étant la

direction (et le sens) de l'écoulement. Une boule anti-vent a été ajoutée sur chaque microphone afin de réduire le pseudo-son dû à d'éventuelles recirculations ou à l'impact de l'écoulement. D'un point de vue technique, le signal des microphones est traité par un boîtier PXI puis par un module *LabVIEW*. La fréquence d'échantillonnage est de  $51,2 \text{ kHz}$  avec un pas de  $1 \text{ Hz}$ , ce qui permet d'obtenir des spectres de champ lointain en large bande avec une fréquence maximale de  $25,6 \text{ kHz}$ , notablement supérieure à la fréquence des mesures de pression pariétale (typiquement le double). De plus, les données expérimentales pour un cas étudié (un agencement, un angle, une vitesse d'écoulement) sont le résultat d'une moyenne sur trente échantillons. Ceci assure la convergence des spectres avec une erreur inférieure au décibel.

Les mesures de localisation de sources ont été réalisées par une équipe de l'ONERA sur l'installation. L'antenne utilisée est composée de 109 microphones Brüel & Kjaer quart de pouce, disposés en étoile à dix branches (figure 1.10). Elle est montée sur un support rotatif qui la maintient à une distance d'environ un mètre du bord de fuite de l'aile et qui permet sa rotation afin de procéder à des mesures de chaque côté de l'installation. La distance inter-microphone varie de  $5$  à  $10 \text{ cm}$ . La fréquence d'échantillonnage est de  $102400 \text{ kHz}$  pour une résolution fréquentielle de  $8 \text{ Hz}$ . Le post-traitement des données expérimentales a été effectué par les membres de l'équipe présente, et ne fera pas l'objet de détails approfondis dans ce document. D'un point de vue global, il s'agit d'une méthode classique de formation de voies (*beamforming* en anglais) qui calcule des niveaux de corrélation entre les signaux de chaque microphone. La réfraction par la couche de cisaillement a été corrigée selon la théorie de Schlinker & Amiet [105]. Par ailleurs, les réflexions possibles sur les plaques de maintien ont donné lieu à l'observation de sources images du fait que les dimensions de l'antenne excèdent la distance entre les plaques de maintien.



**FIGURE 1.10** – Schéma de l'antenne acoustique de l'ONERA qui a servi aux mesures de localisation de sources.

### Correction des mesures acoustiques

La réfraction des ondes sonores par la couche de cisaillement du jet de la soufflerie nuit à l'interprétation de l'angle de mesure et de l'amplitude de la pression sonore. Des modèles théoriques existent pour la correction à apporter sur ces deux grandeurs. Plus précisément, l'angle de mesure

$\theta_m$  correspondrait à l'angle d'émission  $\theta_e$  en l'absence d'écoulement. De même, si le microphone se situait dans l'écoulement, l'angle de mesure serait cette fois l'angle d'émission convectée  $\theta_c$ , c'est-à-dire l'angle d'émission de la source corrigé par l'effet de convection par l'écoulement. Ainsi, la largeur finie de l'écoulement engendre une variation d'angle au passage de l'onde sonore à travers la couche de cisaillement, puisque l'effet de convection disparaît brutalement. Il en va de même pour l'atténuation et/ou l'amplification de l'amplitude du champ de pression.

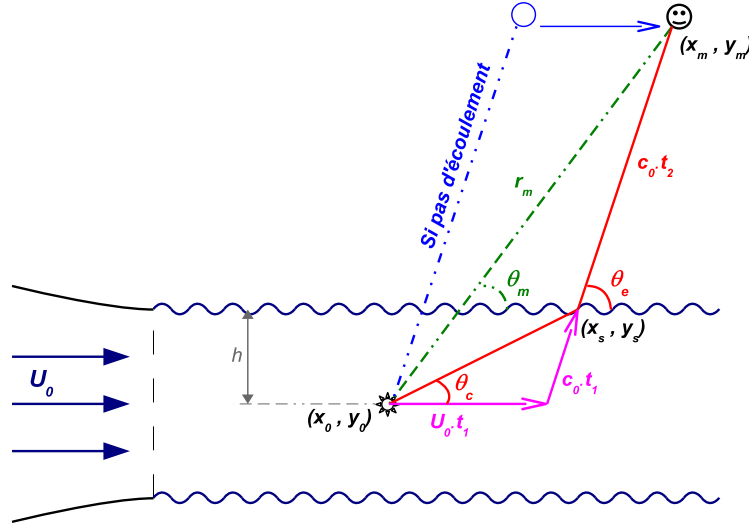


FIGURE 1.11 – Définition de la couche de cisaillement. Notations utilisées dans les modèles de Schlinker & Amiet [105] et de Koop *et al.* [70].

Des corrections associées à ce phénomène ont dû être développées. Deux modèles théoriques sont comparés dans les paragraphes suivants : le modèle de Schlinker & Amiet [7, 105] d'une part, et le modèle proposé dans un article de Koop *et al.* [70] d'autre part. Par analogie avec l'optique, les deux modèles considèrent des rayons acoustiques se propageant depuis la zone des sources jusqu'à l'observateur en champ lointain.

La théorie de Schlinker & Amiet est basée sur la réfraction des ondes par un dioptré acoustique, le changement de vitesse de l'air représentant le changement de milieu en optique. Les auteurs supposent une couche de cisaillement infiniment fine et rectiligne. L'écoulement possède une largeur finie de vitesse moyenne uniforme notée  $U_0$  (figure 1.11). Dans un milieu au repos, la source placée en  $(x_0, y_0)$  rayonne avec un angle d'émission  $\hat{\theta}_e$ . En présence d'écoulement, cet angle est modifié en un angle d'émission convecté  $\theta_c$  jusqu'à atteindre la couche de cisaillement de l'écoulement. Au passage de cette frontière, le milieu change : la propagation acoustique n'est alors plus convectée suivant  $\theta_c$  et s'effectue selon un angle de sortie  $\theta_e$  jusqu'à l'observateur en  $(x_m, y_m)$ .

Schlinker & Amiet proposent alors la formule

$$r_m \cos \theta_m = h \cdot \cot \theta_c + (r_m \sin \theta_m - h) \cot \theta_e \quad (1.1)$$

pour prendre en compte la déviation angulaire au passage de la couche de cisaillement. Par ailleurs, deux corrections sont proposées pour l'amplitude de la pression acoustique mesurée

en champ lointain, selon que le microphone se déplace en rotation  $\Delta_R$  autour de la source ou en translation  $\Delta_T$  parallèlement à l'écoulement. La valeur obtenue est celle qu'aurait la pression si l'écoulement était de largeur infinie, c'est-à-dire sans couche de cisaillement. En posant  $\zeta^2 = (1 - M_0 \cos \theta_e)^2 - \cos^2 \theta_e$ , ces deux corrections s'écrivent respectivement

$$\begin{aligned} \Delta_T &= \frac{h}{2y_m \zeta \sin^2 \theta_e} \cdot [\zeta + \sin \theta_e (1 - M_0 \cos \theta_e)^2] \\ &\quad \times \sqrt{\sin \theta_e + \left(\frac{y_m}{h} - 1\right) \zeta} \cdot \sqrt{\sin^3 \theta_e + \left(\frac{y_m}{h} - 1\right) \zeta^3} \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\Delta_R = \frac{\sin \theta_m}{\sin \theta_c} \cdot \Delta_T \quad (1.3)$$

De son côté, Koop propose une méthode basée sur le principe de Huygens. La source acoustique placée en  $(x_0, y_0)$  rayonne dans l'écoulement jusqu'à atteindre la couche de cisaillement au point  $(x_s, y_s)$ . Le rayon acoustique résulte de la somme vectorielle de deux rayons distincts (traits magenta sur la figure 1.11) : un rayon issu de la convection par l'écoulement sur la distance  $U_0 t_1$ , et un rayon issu de la propagation acoustique dans un milieu sans écoulement sur la distance  $c_0 t_1$ . Le point de la couche de cisaillement  $(x_s, y_s)$  réagit ensuite comme une source secondaire qui rayonne dans le milieu (au repos) sur la distance  $c_0 t_2$  pour atteindre l'observateur en  $(x_m, y_m)$ .

Ainsi, la pression acoustique issue de la source atteint la couche de cisaillement au bout du temps  $t_1$ , puis l'observateur au bout du temps  $t_2$ . Le point  $(x_0, y_0)$  de traversée de la couche de cisaillement est défini par le calcul de la minimisation du temps de propagation total  $t_1 + t_2$  entre le point source et l'observateur. Pour chaque couple (source, microphone), un point de la couche de cisaillement est alors déterminé. Ce calcul suppose par ailleurs la connaissance de la géométrie de la couche de cisaillement, qui peut être obtenue à la suite d'un calcul numérique ou bien mesurée expérimentalement. L'hypothèse d'une couche de cisaillement plane peut alors être relaxée. Notamment, les deux méthodes de correction ont été comparées par Padois [88] qui conclut à une grande similitude des résultats. Les temps de propagation  $t_1$  et  $t_2$  sont définis selon les expressions

$$\begin{aligned} t_1 &= -\frac{U_0(x_s - x_0)}{(c_0^2 - U_0^2)} + \frac{\sqrt{(c_0^2 - U_0^2)[(x_s - x_0)^2 + (y_s - y_0)^2] - U_0^2(x_s^2 - x_0^2)}}{(c_0^2 - U_0^2)} \\ t_2 &= \frac{\sqrt{(x_m - x_s)^2 + (y_m - y_s)^2}}{c_0} \end{aligned}$$

et le temps de propagation minimum  $\tau = \min_{\forall(x_s, y_s)}(t_1 + t_2)$ . Au contraire de Schlinker&Amiet, Koop ne propose aucune correction en amplitude pour la pression.

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 1.12 et 1.13. La déviation en angle est quasi-constante pour nos mesures, de l'ordre de  $10^\circ$ , et les deux modèles présentés précédemment donnent des valeurs très proches. On remarque par ailleurs que l'angle d'émission (milieu au repos) est très proche de l'angle de mesure à cause de la distance de propagation hors du jet, près de neuf fois celle au sein de la couche de cisaillement, et pour le peu d'effet de la convection par l'écoulement ( $M_0 = 0,15 \ll 1$ ). Au contraire, l'angle traduisant la convection est nettement plus faible, avec des limites extrêmes liées à des réflexions totales de l'onde acoustique sur la couche de cisaillement ou à l'existence d'une zone d'ombre (par analogie avec la lumière).



D'après la figure 1.13, la correction en amplitude de la pression mesurée s'avère plus importante pour les angles extrêmes, et nulle pour un angle de mesure proche de  $85^\circ$ . La dépendance avec la vitesse de l'écoulement est évidente d'après les courbes. Ainsi pour les angles de mesures qui nous concernent, c'est-à-dire entre  $40^\circ$  et  $140^\circ$  environ, la correction en amplitude atteint  $2\text{ dB}$  autour de  $50\text{ m/s}$ , et presque  $3\text{ dB}$  à  $70\text{ m/s}$ .

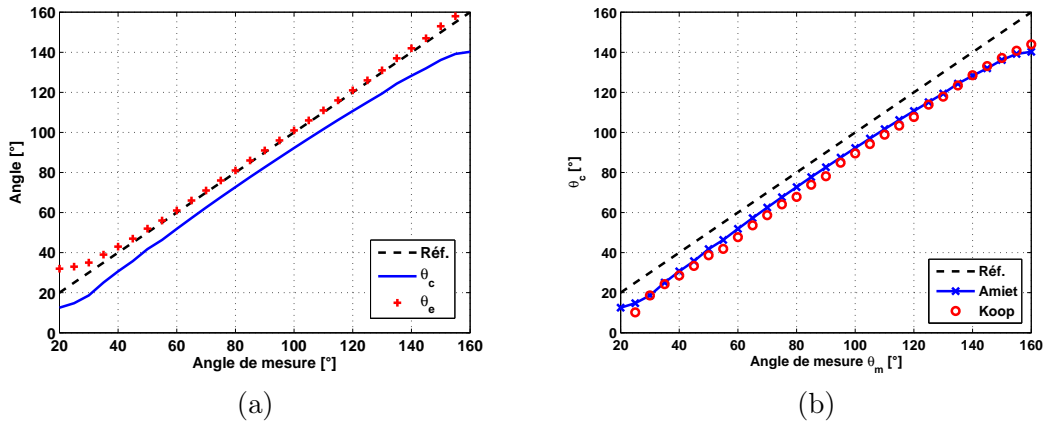


FIGURE 1.12 – Déviation angulaire par rapport à  $\theta_m$  (Réf.), due à la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement. (a) Théorie d'Amiet. (b) Comparaison des théories Amiet / Koop et al. Écoulement à  $50\text{ m/s}$ .

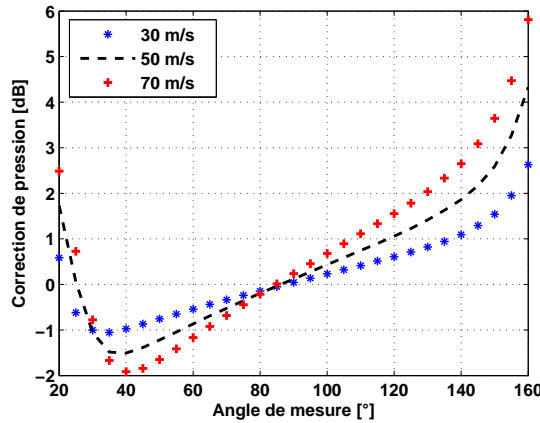


FIGURE 1.13 – Correction d'amplitude de pression en fonction de  $\theta_m$ , due à la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement, pour une mesure en rotation autour du point source. Écoulement à  $50\text{ m/s}$ .

L'intérêt du modèle proposé par Koop est, sous la condition d'effectuer les développements décrits au chapitre 4.2, son application pour des jets incurvés, en particulier lorsque celui-ci est défléchi du fait de la portance du profil testé, alors que le modèle de Schlinker suppose une couche de cisaillement parfaitement rectiligne. Dans ce cas, la déflexion peut être approchée par un couloir dont l'axe fait un angle proche de la déflexion totale ou moyenne du jet [91]. Néan-

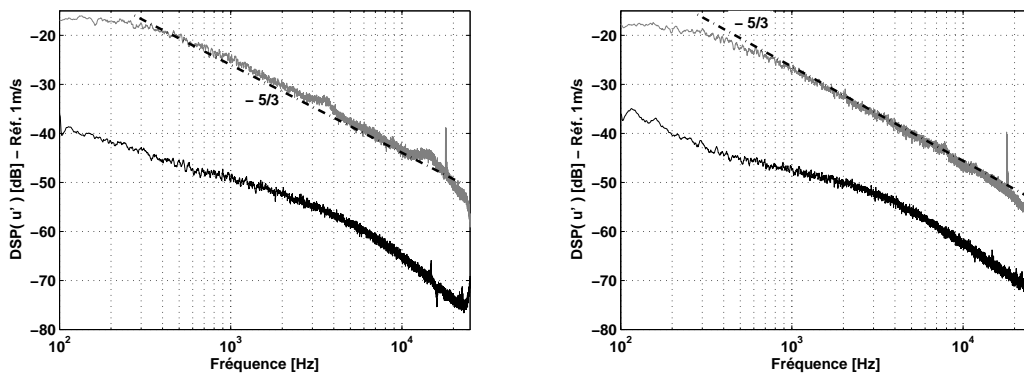
moins, cela reste un problème pour des profils ayant des cordes relativement grandes par rapport à l'étendue angulaire.

### 1.3 Résultats aérodynamiques

#### 1.3.1 Caractérisation de l'écoulement incident

La qualité de l'écoulement incident est caractérisé à partir de spectres de vitesse en différents points en amont et le long des maquettes. La figure 1.14 en illustre l'évolution, à une distance de 20 mm de la paroi, entre deux positions axiales : (a) proche de la frontière amont de la zone d'intérêt –  $X = 300 \text{ mm}$  – et (b) au niveau du bord de fuite de l'aile –  $X = 395 \text{ mm}$ .

En condition d'écoulement sain, avec un taux de turbulence résiduel inférieur à 0,5%, les spectres de vitesse révèlent deux pentes. La première décroît selon une puissance  $-2/3$  alors que la seconde se rapproche d'une puissance  $-5/3$ , connue pour être caractéristique de la décroissance d'une turbulence homogène et isotrope selon la théorie de Kolmogorov [68, 69]. La turbulence résiduelle de la soufflerie ne répond donc pas à un comportement modèle, mais son niveau est très faible : elle définit l'écoulement qualifié de *sain*. En condition d'écoulement turbulent, seule la seconde décroissance apparaît. Ceci suggère que, malgré les observations sur la figure 1.5, le champ de turbulence en présence de la grille est proche des propriétés d'homogénéité. Le pic en hautes fréquences n'a pas de réalité physique puisqu'il correspond à une vibration du fil dans l'écoulement turbulent.



**FIGURE 1.14** – Spectres de la vitesse turbulente sur la configuration de référence à 20 mm de la paroi de l'aile, pour un écoulement sain (noir) ou turbulent (gris). A gauche : en amont de la zone d'intérêt ( $X = 300 \text{ mm}$ ). A droite : à 5 mm du bord de fuite de l'aile ( $X = 395 \text{ mm}$ ).  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

#### 1.3.2 Profils et spectres de vitesse

##### Validation des mesures au fil chaud

Un des moyens de visualiser l'état de l'écoulement autour de la maquette est de représenter des profils de vitesse, intégrant les couches limites. Pour ce faire, deux types de mesures ont été effectués : des mesures via une sonde de pression totale de très petit diamètre (1 mm) et des mesures au fil chaud simple. La sonde de pression totale est un outil constitué d'un capillaire

coudé percé à ses deux extrémités, l'une faisant face à l'écoulement, la deuxième étant reliée à un manomètre. La pression de l'écoulement au point d'arrêt de la sonde est traduite en vitesse par le théorème de Bernoulli. Cette mesure, dite de *pression totale*, donne une image des profils de vitesse moyenne dans un écoulement parallèle, en l'absence de gradient de pression statique moyenne.

Afin de corroborer la mesure au fil chaud, des profils de vitesse moyenne ont alors été préalablement réalisés pour la configuration 2, de chaque côté de la maquette (intrados et extrados) et pour deux coordonnées axiales :  $X = 100 \text{ mm}$  (le long de l'aile) et  $X = 540 \text{ mm}$  (4 cm du BdA du volet). Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 1.15. La surface extrados (resp. intrados) correspond à la ligne du haut (resp. bas). Les profils de chaque côté de la maquette sont proches, étant donné la symétrie de la configuration 2 (le volet est placé dans l'axe derrière l'aile). De gauche à droite, on remarque que les profils des deux moyens de mesure diffèrent nettement. Cela est dû au gradient de pression qui existe pour les surfaces non-planes du fait de la courbure des lignes de courant, que ce soit au voisinage du bord de fuite de l'aile ou sur le volet ; alors que la position  $X = 100 \text{ mm}$  est sur une surface parfaitement plane. Seul le fil chaud simple donne une mesure fiable en présence de gradients de pression. La sonde de pression totale les ignore et ne traduit pas le comportement réel de l'écoulement pour ces points de mesure. L'évaluation de l'épaisseur n'est cependant pas modifiée, ce qui fait de la sonde un possible moyen supplémentaire dans les zones inaccessibles au fil chaud.

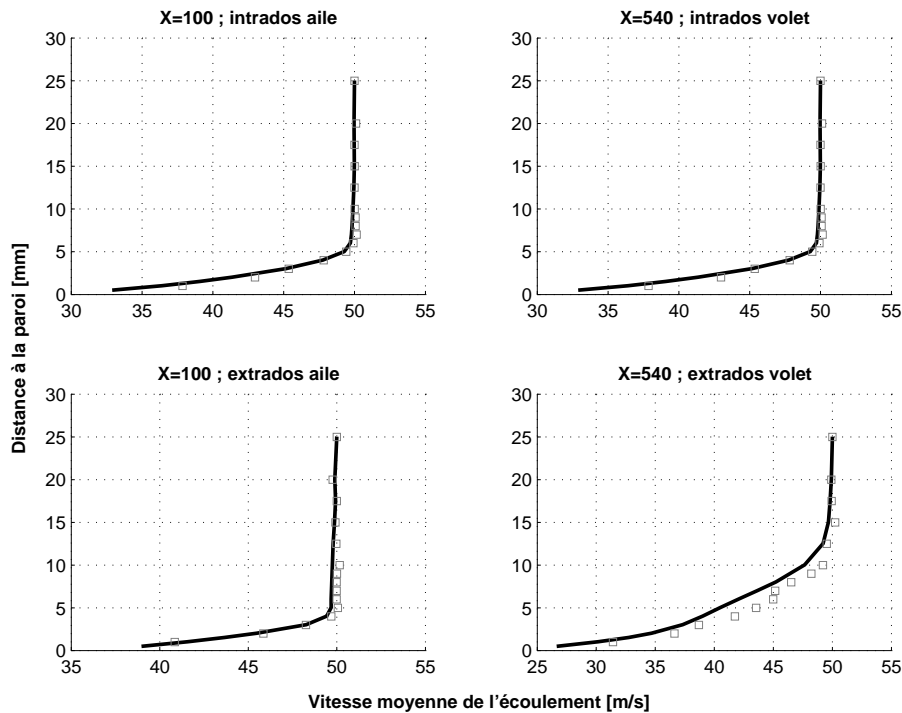


FIGURE 1.15 – Fil chaud 1D (—) vs. sonde de pression totale (□) pour la mesure de vitesse moyenne d'écoulement sur l'aile et le volet. Configuration 2 à 50 m/s.

### Profils de vitesse moyenne et turbulente

Les vitesses moyenne et turbulente ont ensuite été mesurées au fil chaud simple en différents points selon des traversées normales à la paroi pour plusieurs positions axiales, dans le but de tracer l'évolution de l'écoulement le long des maquettes. Les traversées s'étendent de 0,5 mm au plus proche de la paroi jusqu'à 10 à 15 cm, selon la course possible du support du fil chaud. Comme il a été précisé dans le sous-chapitre 1.2.1, les tensions mesurées sont corrigées à partir d'une courbe d'étalonnage (figure 1.7). Les figures 1.16, 1.17 et 1.18 représentent des profils adimensionnés de vitesse moyenne pour les configurations 0, 2 et 4 respectivement, pour les deux conditions de turbulence incidente. Par souci de clarté, les courbes correspondent en fait au déficit de la vitesse moyenne adimensionnée de l'écoulement, selon l'expression

$$U'_{moy} = 1 - \frac{U_{mesure}}{U_0}$$

Les profils de la configuration de référence sont tracés sur la figure 1.16. L'épaisseur de couche limite turbulente (CLT) qui se développe le long de l'aile atteint 10 mm au niveau de la frontière amont de la zone d'intérêt, *id est* au voisinage du bord d'attaque du volet. Les résultats obtenus en écoulement sain à 50 et 70 m/s révèlent des comportements identiques. En présence de forte turbulence, les profils sont similaires à ceux de l'écoulement sain avec une épaisseur de couche limite turbulente plus rapidement atteinte.

La figure 1.17 montre les profils de la configuration 2, lorsque le volet est placé à 50 mm derrière le bord de fuite de l'aile. Les remarques quant aux différentes caractéristiques d'écoulement incident (vitesse, caractère sain ou turbulent) sont aussi valables pour cet agencement. La couche limite turbulente semble convectée entre l'aile et le volet, puis continue à se développer le long des surfaces du volet. Du fait de l'impact de la turbulence du sillage de l'aile sur le bord d'attaque du volet, ce dernier ne nécessite pas de *tripping* pour forcer le développement d'une couche limite turbulente.

Enfin, la figure 1.18 montre les profils de la configuration 4. Comme les mesures au fil chaud sont relativement longues pour une bonne résolution spatiale, seule cette configuration a été testée dans le cas d'agencement avec recouvrement. Dans le cas d'un écoulement sain, notamment visualisé par les résultats à 50 m/s, on remarque que la couche limite turbulente issue de l'aile ne fait que "balayer" la surface extradados du volet. L'intrados n'est alimenté que par la partie uniforme du profil de vitesse amont, amenant à une croissance de la couche limite naturelle. Cette dernière se rétablit normalement vers la mi-corde du volet. Cette particularité de la configuration 4 est clairement mise en évidence par les simulations numériques de la partie 1.5.

En cas d'écoulement turbulent, les profils de vitesse moyenne ne sont que peu modifiés sur l'extrados du volet, alors que la turbulence incidente permet la formation quasi-immédiate de la couche limite turbulente sur l'intrados. Cette différence vient de la dissymétrie en condition d'écoulement sain : la CLT qui s'est développée sur l'intrados de l'aile du côté de l'extrados du volet, un écoulement sain et uniforme du côté de l'intrados du volet.

Par ailleurs, une accélération de l'écoulement est visible dans le canal formé par le recouvrement et la proximité relative des maquettes de l'aile et du volet. La géométrie du canal en tuyère convergente-divergente (figure 1.19) est entre autres responsable de cette accélération de l'écoulement. Le jet issu de ce canal interagit avec la CLT se développant sur l'extrados du volet et le sillage de l'aile (couche de mélange), ce qui a pour effet de dévier ce dernier vers le volet.

Les figures 1.20, 1.21 et 1.22 montrent les profils de vitesse turbulente pour les configura-

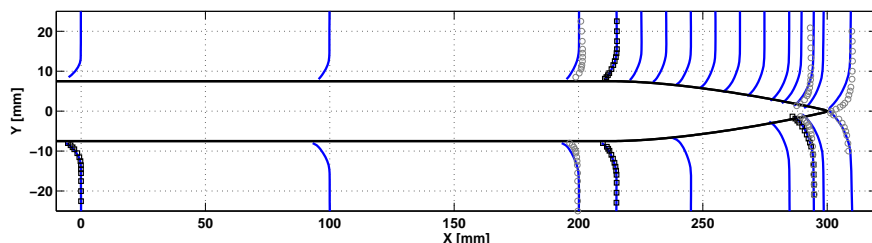


FIGURE 1.16 – Profils du déficit de vitesse moyenne adimensionnée de la configuration 0. (—, □) écoulement sain à 50 m/s et 70 m/s, (○) écoulement turbulent à 50 m/s.

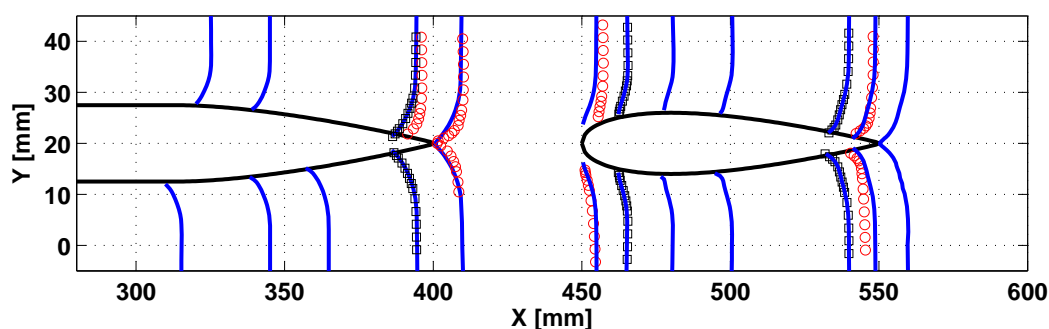


FIGURE 1.17 – Profils du déficit de vitesse moyenne adimensionnée de la configuration 2. (—, □) écoulement sain à 50 m/s et 70 m/s, (○) écoulement turbulent à 50 m/s.

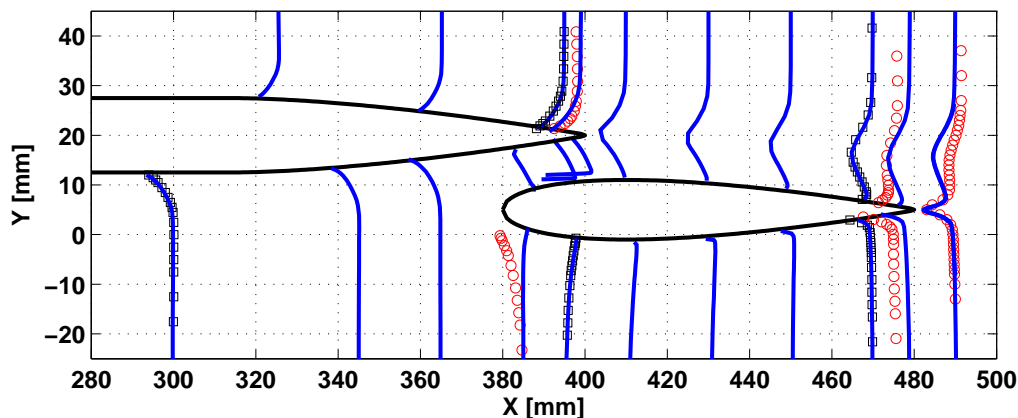


FIGURE 1.18 – Profils du déficit de vitesse moyenne adimensionnée de la configuration 4. (—, □) écoulement sain à 50 m/s et 70 m/s, (○) écoulement turbulent à 50 m/s.

tions 0, 2 et 4 respectivement en écoulement sain, calculés de la même manière que les profils de vitesse moyenne. Sur les deux premières figures, on distingue clairement l'épaisseur de la couche limite turbulente sur l'aile et le volet, partie non verticale des profils avant de se stabiliser autour d'une valeur constante, égale à la turbulence de l'écoulement incident. A la mi-corde du volet de la configuration 2, une seconde et fine couche turbulente apparaît et croît jusqu'au bord de fuite.

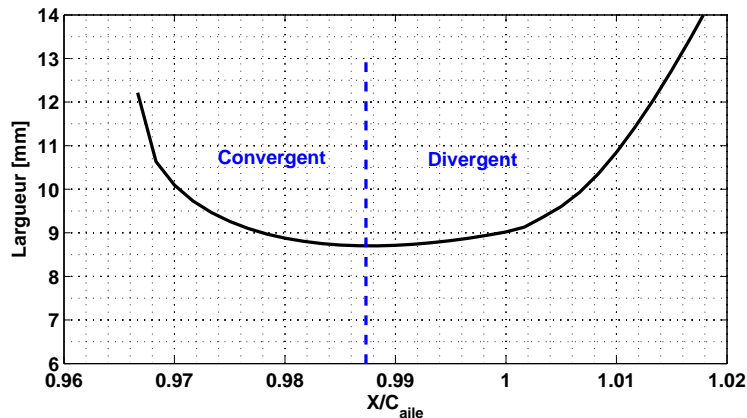


FIGURE 1.19 – Forme de tuyère convergente-divergente du canal formé par le recouvrement entre le bord de fuite de l’aile et le bord d’attaque du volet : évolution de la largeur du canal, définie comme la distance minimale entre l’aile et le volet.

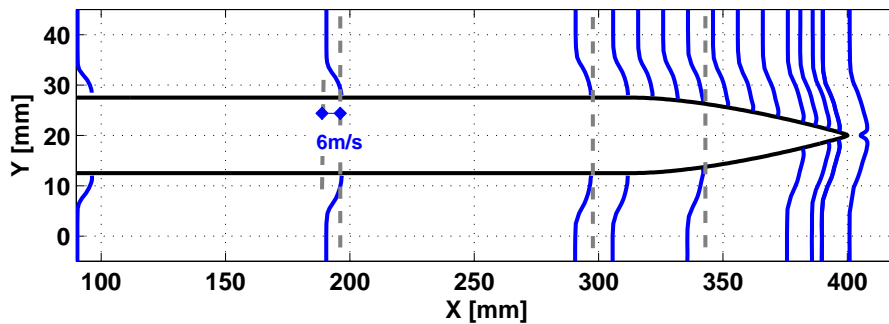


FIGURE 1.20 – Profils du déficit de vitesse turbulente adimensionnée ( $u'_{rms}$ ) de la configuration 0.  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

Elle se mélange peu à peu avec la turbulence issue du sillage de l’aile, nettement plus épaisse, pour engendrer une importante couche turbulente quasi-homogène au niveau du bord de fuite du volet.

Dans le cas de la configuration 4, les profils qui se développent sur l’aile sont identiques aux précédents. La position normale du bord d’attaque du volet étant voisine de l’épaisseur de la couche limite sur l’intrados de l’aile, celle-ci n’a plus de prolongement sur l’intrados du volet, comme remarqué pour les profils de vitesse moyenne (figure 1.18). Une nouvelle couche limite se développe néanmoins pour avoisiner  $3 \text{ mm}$  au bord de fuite intrados du volet. Sur la surface extrados du volet, on note de nouveau la déviation du sillage de l’aile (maximum local de turbulence) par interaction avec la couche limite turbulente issue de l’intrados de l’aile qui glisse sur le volet. De même qu’il a été observé sur la configuration 2, une nouvelle couche limite turbulente se crée et se développe en se mêlant à la turbulence issue de l’aile, en particulier sur la moitié avale, de la mi-corde jusqu’au bord de fuite du volet.

Dans le canal formé par le recouvrement du bord de fuite de l’aile et du bord d’attaque

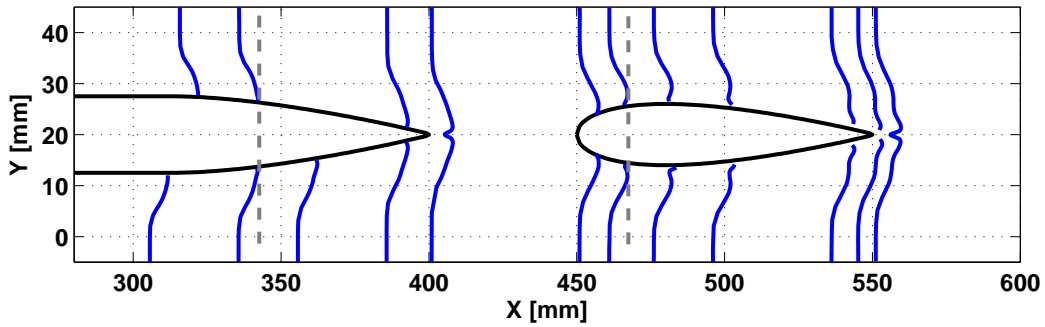


FIGURE 1.21 – Profils du déficit de vitesse turbulente adimensionnée ( $u'_{rms}$ ) de la configuration 2.  $U_0 = 50$  m/s.

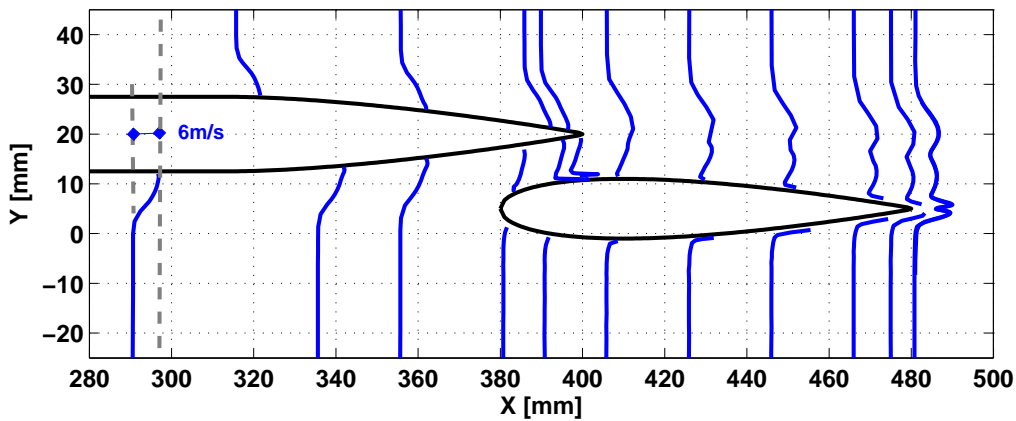
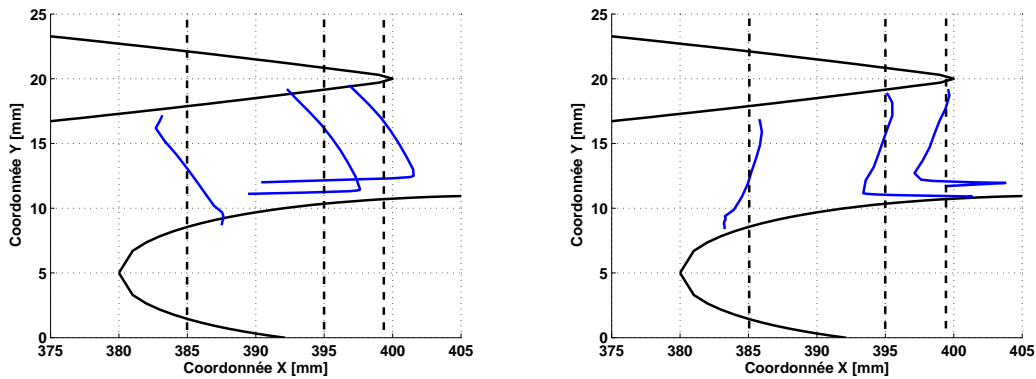


FIGURE 1.22 – Profils du déficit de vitesse turbulente adimensionnée ( $u'_{rms}$ ) de la configuration 4.  $U_0 = 50$  m/s.

du volet, des zooms sur les profils de vitesses moyenne et turbulente en trois positions axiales sont représentés sur la figure 1.23. De même que le canal a la forme d'une tuyère convergente-divergente (figure 1.19), ces profils révèlent deux comportements différents, selon que la mesure a été faite dans la partie convergente ou la partie divergente de la *tuyère*. En particulier, le profil de la partie convergente ( $X = 385$  mm) possède la même allure que les profils de couche limite turbulente qui se sont développés sur la surface intrados de l'aile. Le profil est comme *coupé en deux* par le volet, avec la CLT issue de l'aile glissant sur l'extrados du volet et le profil de l'écoulement moyen sur l'intrados. De la même façon, les deux profils de la partie divergente du canal sont proches du profil mesuré un peu plus en aval, juste après le bord de fuite de l'aile ( $X = 405$  mm), que ce soit pour les profils de vitesse moyenne ou turbulente.

### Spectres de vitesse

Les spectres de l'énergie turbulente issus de mesures avec la grille de turbulence sont à interpréter avec précautions. En effet, au vu des courbes de la figure 1.5, les vitesses moyenne et turbulente à la frontière amont de la zone d'intérêt ont des valeurs non stabilisées dans les directions transverse et normale. Par conséquent, les spectres présentés ci-après sont obtenus à partir



**FIGURE 1.23 – Profils du déficit vitesses moyenne adimensionnée (gauche) et turbulente adimensionnée (droite) dans le canal de la configuration 4. Écoulement sain à 50 m/s.**

de mesures effectuées sur la même ligne axiale, à mi-envergure de la maquette, pour une distance à la paroi constante de 20 mm. La figure 1.5 est par ailleurs obtenue pour les mêmes paramètres de vitesses moyenne et turbulente amont afin de permettre des comparaisons cohérentes avec la suite. De même, en raison de contrainte de solidité de la grille de turbulence, seules des mesures pour un écoulement de 50 m/s ont été réalisées et sont présentées.

Sur la figure 1.24 sont représentés les spectres de turbulence au bord d’attaque et au bord de fuite du volet placé dans la configuration 2. On retrouve l’allure des spectres mesurés sur l’aile de la configuration de référence (figure 1.14), du fait des similarités entre les deux configurations. En particulier, le sillage issu du bord de fuite de l’aile agit tel une couche limite turbulente au bord d’attaque du volet, comportement que l’on retrouve au bord de fuite, pour des niveaux de turbulence identiques. Sous écoulement fortement turbulent, le plateau dans la gamme des moyennes fréquences disparaît, montrant un comportement plus homogène de la turbulence, avec une décroissance régulière de l’énergie selon une puissance  $-5/3$ , correspondant à la théorie de Kolmogorov [69]. De plus, une bosse autour de 15 kHz apparaît sous écoulement turbulent que nous retrouvons sur d’autres configurations, lorsque le point de mesure s’éloigne de la paroi. Ce comportement révèle une forte dynamique turbulente portée par de petites structures qui n’a pu être attribuée à partir des mesures effectuées.

Les spectres de la configuration 4 (figure 1.25) sont similaires aux précédents, avec une exception au bord de fuite extradros du volet (figure en haut, à droite). En particulier, il s’agit du spectre correspondant à l’écoulement sans turbulence, alors que l’autre condition sur l’écoulement amène à un spectre de turbulence proche de celui mesuré au bord de fuite de l’aile. Au regard des figures 1.18 et 1.26-b, la faible turbulence au bord de fuite du volet avec un écoulement non turbulent est fortement amplifiée par la turbulence du sillage de l’aile. Du côté intrados (figures du bas), les niveaux des spectres obtenus avec et sans grille de turbulence sont voisins de ceux mesurés sur l’aile en configuration 0. On retrouve aussi le changement de pente de décroissance observé sur la configuration de référence, en particulier au bord de fuite.

L’énergie de la turbulence possède une décroissance plus faible dans les sillages que dans l’écoulement. En effet, les spectres de turbulence dans le sillage de l’aile (configuration 0) et dans les sillages du volet dans les configurations 2 et 4 sont représentés sur la figure 1.26. Pour la configuration 0, le spectre montre que l’énergie décroît de manière régulière. En revanche,



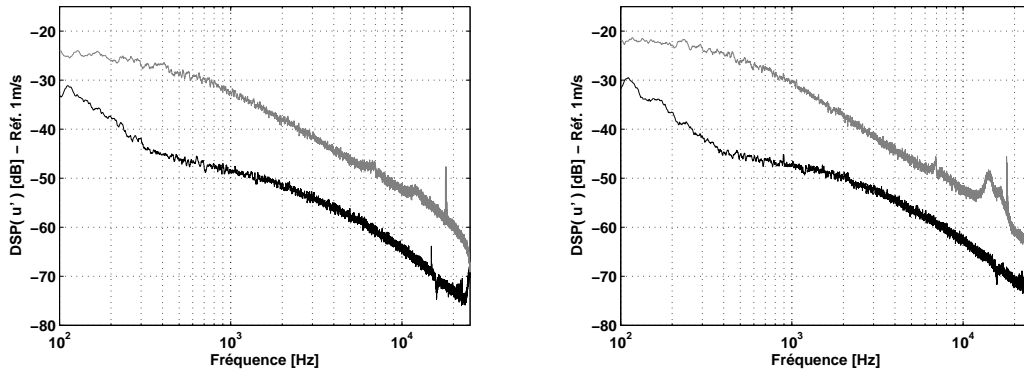


FIGURE 1.24 – Spectres de la vitesse turbulente pour la configuration 2 sous écoulement incident sain (noir) et turbulent (gris). A gauche : au bord d'attaque du volet ( $X = 455 \text{ mm}$ ). A droite : au bord de fuite du volet ( $X = 545 \text{ mm}$ ).  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

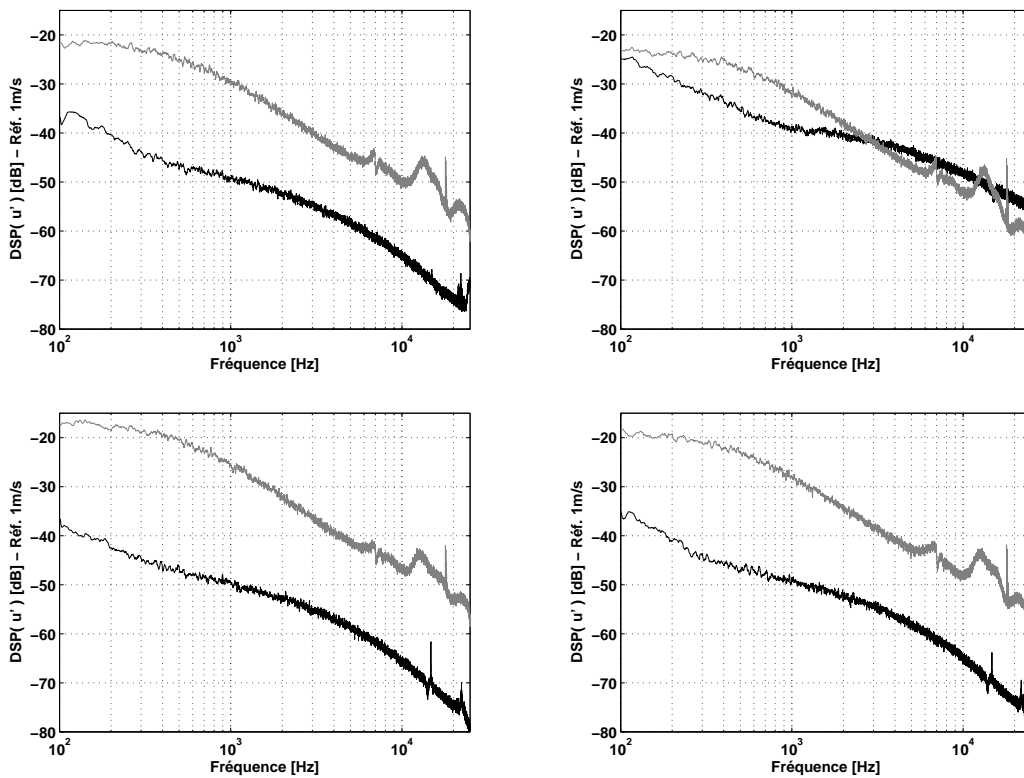


FIGURE 1.25 – Spectres de la vitesse turbulente pour la configuration 4 sous écoulement incident sain (noir) et turbulent (gris). Haut gauche : bord de fuite de l'aile extradados ( $X = 395 \text{ mm}$ ). Haut droite : bord de fuite du volet extradados ( $X = 475 \text{ mm}$ ). Bas gauche : bord d'attaque du volet intrados ( $X = 385 \text{ mm}$ ). Bas droite : bord de fuite du volet intrados ( $X = 475 \text{ mm}$ ).  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

les sillages du volet révèlent trois zones de décroissance : une décroissance en basses fréquences, suivie d'un plateau plus ou moins prononcé, enfin une décroissance identique au sillage de l'aile. Ce comportement est attribué à la combinaison de deux spectres de turbulence : un spectre correspondant aux grosses structures convectées par l'écoulement dont l'énergie prédomine dans les basses fréquences, puis un spectre de couche limite turbulente avec de plus petites structures dominant la partie moyennes à hautes fréquences.

Le niveau de turbulence dans le sillage de la configuration 4 est nettement plus haut dans les basses fréquences que pour la configuration 2. Cette dernière n'a pas de plateau à proprement parler, mais une baisse du taux de décroissance de l'énergie de la turbulence, de  $2000\text{ Hz}$  à  $7000\text{ Hz}$ . Dans le cas de la configuration 4, la cassure est plus importante avec un plateau en plus basses fréquences, entre  $500\text{ Hz}$  et  $2500\text{ Hz}$ .

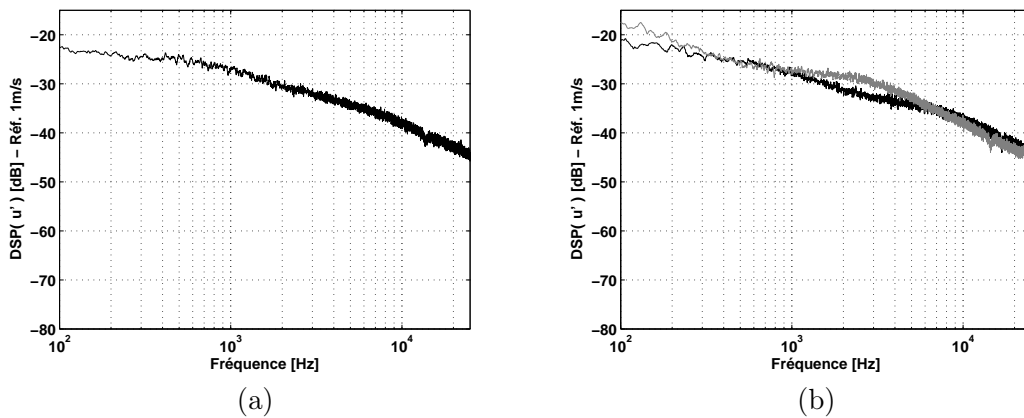


FIGURE 1.26 – Spectres de la vitesse turbulente dans les sillages. (a) Sillage de l'aile, configuration 0. (b) Sillages du volet, configurations 2 (noir) et 4 (gris).  $U_0 = 50\text{ m/s}$ .

### 1.3.3 Pression statique

L'évolution des coefficients de pression calculés à partir des mesures de pression statique autour des maquettes apporte une indication sur le comportement aérodynamique de chaque corps. En particulier, la portance relative ainsi que les phénomènes de décollement de l'écoulement à la surface de la maquette sont déduits de ces valeurs. En outre, il est d'usage courant de représenter l'opposé du coefficient de pression  $-C_p$ . Ceci permet l'interprétation suivante : lorsque le gradient de vitesse est positif (accélération), l'opposé du coefficient de pression croît, et inversement.

Les courbes de coefficients de pression sont présentées sur la figure 1.27 pour les trois configurations principales (0, 2 et 4) et la configuration 5 où le recouvrement est égal à la demi-corde du volet. Les deux conditions d'écoulement incident à  $50\text{ m/s}$  sont comparées. Les quatre graphiques montrent que les valeurs des  $C_p$  restent proches de zéro. Ceci confirme que l'aile et le volet ne sont pas des profils porteurs, que le volet soit absent, dans le sillage de l'aile, ou encore proche de celle-ci en recouvrement partiel.

Quelques observations sont cependant nécessaires. On peut voir par exemple une accélération de l'écoulement au bord de fuite de l'aile, lors du passage de la frontière entre la plaque plane et l'extrémité courbe du NACA. De plus, le gradient de vitesse est d'abord négatif au bord d'at-

taque du volet puis croît de manière spectaculaire avant de redescendre plus régulièrement. Ceci s'explique par la présence d'un point d'arrêt de l'écoulement au bord d'attaque du volet, puis d'une forte accélération du fait de l'accroissement rapide de l'épaisseur du volet. Cette épaisseur se réduit alors à mesure que le rayon de courbure s'atténue jusqu'à atteindre le bord de fuite du volet. Les pentes correspondant aux prises de pression sur les bords de fuite de l'aile et du volet sont par ailleurs identiques.

Pour les configurations 0 et 2 (graphes *a* et *b*), le changement de taux de turbulence de l'écoulement ne remet pas en cause ce qui précède. Sur la configuration 4 (graphe *c*), la décroissance du coefficient de pression est marquée par un palier. Le canal formé par le recouvrement de l'aile et du volet est responsable de ce comportement : il se produit dans un premier temps une forte accélération telle qu'expliquée au paragraphe précédent, soutenue par la réduction de section du canal. Ensuite, la section de ce dernier décroît et se rapproche d'une constante provoquant un palier des coefficients de pression. La sortie du canal révèle un comportement de bord de fuite tel qu'illustré sur les autres figures. De même que pour les configurations symétriques, le changement de turbulence incidente ne fait qu'accroître l'amplitude des coefficients de pression.

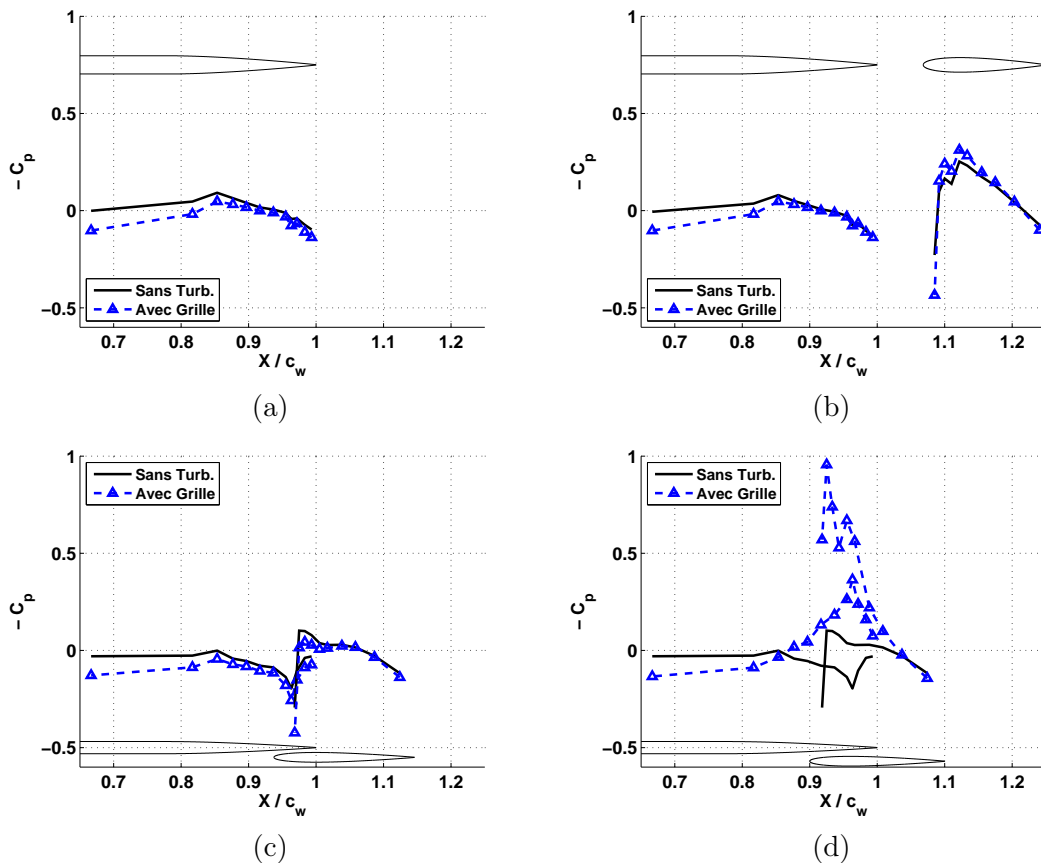


FIGURE 1.27 – Evolution des coefficients de pression ( $-C_p$ ) pour les configurations 0 (a), 2 (b), 4 (c) et 5 (d),  $U_0 = 50$  m/s. Comparaison entre écoulements sain et turbulent.

Enfin, la configuration 5 (graphe *d*) donne des résultats semblables à la configuration 4 mais avec un recouvrement plus important. En revanche, lorsque la turbulence amont s'intensifie, la

pression statique du bord de fuite de l'aile semble s'inverser, et le volet semble devenir porteur. Ceci est totalement dû à l'interaction entre les deux corps, du fait de leur proximité et de la longueur de recouvrement. Une comparaison avec un écoulement sur marche descendante en amont du volet a été faite et sera présentée dans le chapitre 4. La pression statique autour de la maquette est peu modifiée lors du changement de condition d'écoulement incident. Il semble toutefois que la dynamique de l'écoulement se trouve complètement modifiée dans la région du recouvrement. Ce comportement a aussi été observé avec de moindres variations lorsque la vitesse de l'écoulement incident augmente, malgré l'adimensionnement par la vitesse  $U_0$  dans l'expression de  $C_p$ .

### 1.3.4 Pression instationnaire

Les fluctuations de pression mesurées via les sondes à microphone déporté (SMD) sont traduites en densité spectrale de puissance (DSP). Les spectres résultants sont décrits et interprétés dans le paragraphe suivant. Des fonctions de cohérence sont ensuite calculées et présentées. Enfin, les résultats obtenus en termes de vitesse de convection et de son évolution autour des maquettes sont décrits. La plupart des résultats présentés proviennent de mesures réalisées lors de la première campagne expérimentale, avec des microphones qui se sont révélés défectueux en hautes fréquences, dans le sens où leur fréquence de coupure effective (autour de  $8\text{ kHz}$ ) se situe en deçà de celle prévue ( $10\text{ kHz}$ ). Lors de la seconde campagne, une des mesures a été répétée avec une nouvelle série de microphones, plus conformes au besoin. La comparaison sur cette mesure a permis de déterminer une correction et de repousser la coupure vers  $11\text{ kHz}$ .

#### Spectres de fluctuations de pression pariétale

Dans le cas où il n'y a pas de volet (référence), les spectres obtenus pour chaque sonde de pression pariétale de l'aile sont représentés sur la figure 1.28. Ils se superposent à peu près (niveaux large bande équivalents), ce qui révèle un comportement similaire le long de l'aile malgré la légère courbure vers le bord de fuite. La symétrie de l'aile dans l'écoulement est entre autres facteurs responsable de cette superposition. En effet, l'allure des spectres est proche de celle d'une couche limite turbulente se développant sur une plaque plane. En présence de forte turbulence en amont, les niveaux des spectres sont plus élevés du fait de l'augmentation des fluctuations imposées par la turbulence de l'écoulement, sans pour autant que soit modifié leur comportement spectral. Ceci est particulièrement vrai dans une gamme de basses fréquences ( $f < 1\text{ kHz}$ ), associée à la convection de plus grosses structures le long de la maquette, produites par le large maillage de la grille de turbulence.

Alors que les spectres pariétaux sur l'aile restent similaires d'une configuration à l'autre, des mécanismes divers apparaissent selon la position du volet. Ainsi, dans le cas des configurations symétriques où le volet est situé dans le sillage de l'aile, les spectres autour de l'aile sont identiques à la configuration de référence (figure 1.29-a). Autour du volet (figure 1.29-b), l'allure des spectres reste la même avec un plus haut de niveau de fluctuations, excepté pour la sonde F13 qui s'écarte des autres. Cette prise de pression, située à  $1\text{ mm}$  du bord d'attaque du volet, est impactée par les fortes fluctuations dues au sillage de l'aile. Ainsi, ce sont principalement ces fluctuations et non la couche limite turbulente qui doivent être dominantes en ce point de mesure, alors que c'est le contraire pour toutes les autres prises.

Les spectres pariétaux pour la configuration 2 sur l'aile et le volet sont représentés sur la figure 1.30. Tracés selon le nombre de Strouhal basé sur la corde du volet et adimensionnés par le carré de la vitesse de l'écoulement incident, ces spectres montrent la similitude des fluctuations

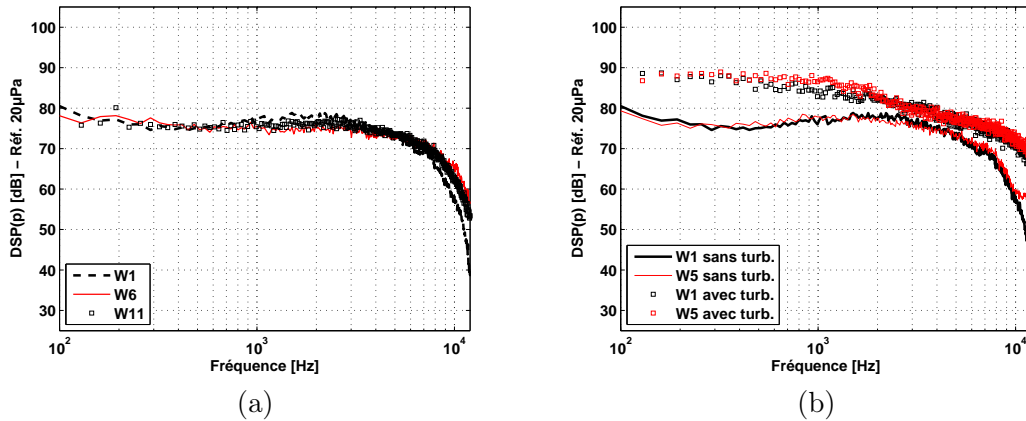


FIGURE 1.28 – Spectres de pression pariétale sur l'aile en configuration 0. (a) spectres de quelques sondes distribuées au bord de fuite. (b) comparaison entre écoulement turbulent ou non pour deux prises de pression.  $U_0 = 50$  m/s.

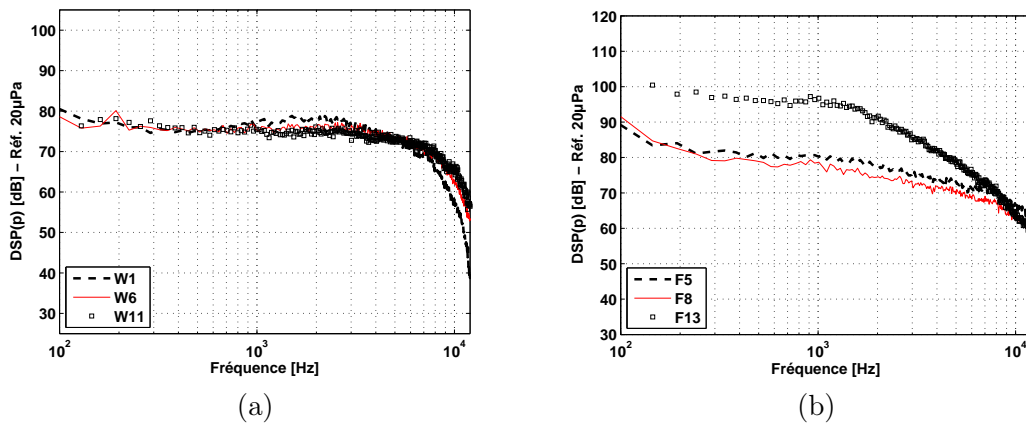


FIGURE 1.29 – Spectres de pression pariétale pour quelques sondes distribuées sur l'aile et le volet en configuration 2. (a) W1 (BdF aile), W6 et W11. (b) F5, F8 et F13 (BdA volet).  $U_0 = 50$  m/s.

de pression pariétale autour de l'aile et du volet suivant une loi en  $U_0^3$ . Les forts niveaux en basses fréquences ( $St \ll 1$ ) sont dus aux fortes fluctuations de pression causées par les grosses structures de l'écoulement incident et correspondant au bruit de fond, quelque soit la configuration testée. La disparité des décroissances en hautes fréquences est due à la fréquence de coupure des microphones de 11 kHz, faisant varier le nombre de Strouhal (basé sur la corde  $c_f$  du volet) de coupure de  $St = 12$  pour  $U_0 = 90$  m/s à  $St = 36$  pour  $U_0 = 30$  m/s.

La figure 1.31 montre l'évolution avec la vitesse des spectres de pression pariétale des sondes W1 (BdF de l'aile) et F13 (BdA du volet) pour les configurations 4 et 5, en écoulement sain. On retrouve l'aspect similaire des spectres pariétaux de l'aile, avec un niveau global nettement supérieur dans la configuration 5 par rapport aux précédents cas. Le contraire semble valoir autour du volet. De même, le comportement des fluctuations de pression pariétale est clairement

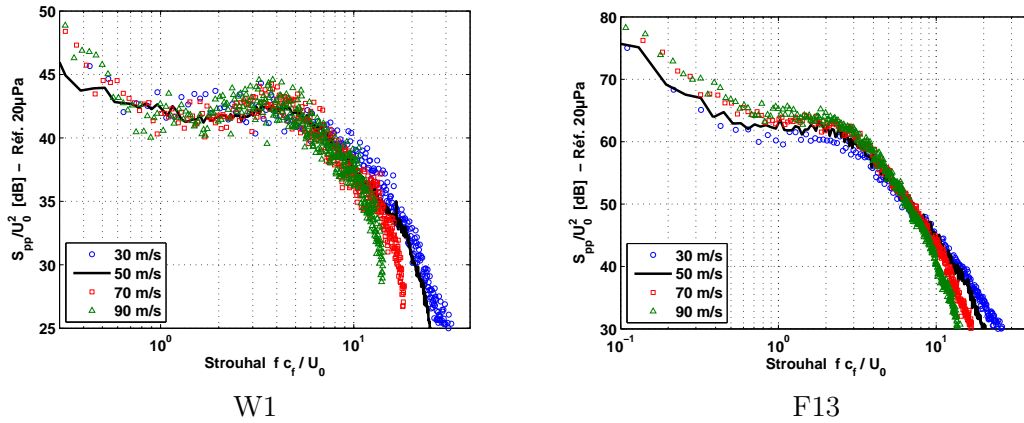


FIGURE 1.30 – Evolution des spectres de pression pariétale avec la vitesse d'écoulement pour la configuration 2.

différent entre les deux configurations. La similitude des spectres avec la vitesse de l'écoulement est cependant toujours vérifiée pour l'une ou l'autre configuration si l'on ne considère que la forme générale en omettant l'apparition de certains pics à  $U_0 = 30 \text{ m/s}$  et  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ . Pour une forte turbulence dans l'écoulement incident (figure 1.32), les spectres des deux configurations se superposent, ce qui signifie que l'effet de proximité entre l'aile et le volet (couplage aérodynamique) en particulier dans la configuration 4 est désactivé par la présence de fortes fluctuations dans l'écoulement. Par conséquent, on peut en déduire que les caractéristiques de l'écoulement amont ont un impact important sur les mécanismes se produisant en paroi des deux corps avec une possible suppression des effets de couplage aérodynamique.

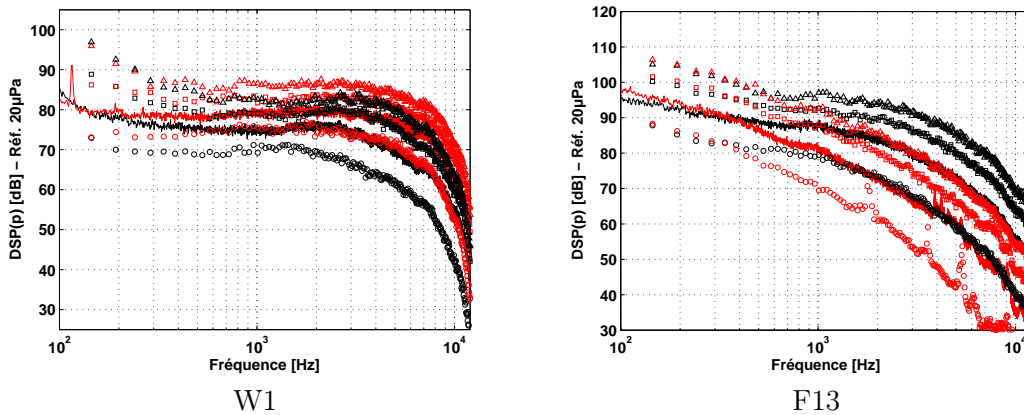


FIGURE 1.31 – Evolution des spectres de pression pariétale avec la vitesse d'écoulement pour les configurations 4 (noir) et 5 (gris). (○)  $U_0 = 30 \text{ m/s}$ , (—)  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ , (□)  $U_0 = 70 \text{ m/s}$ , (△)  $U_0 = 90 \text{ m/s}$ .

Puisqu'un couplage aérodynamique pour la configuration 4 est avéré, l'influence des paramètres  $d$  et  $h$  définissant chaque configuration mérite d'être étudiée. En se plaçant en écoulement

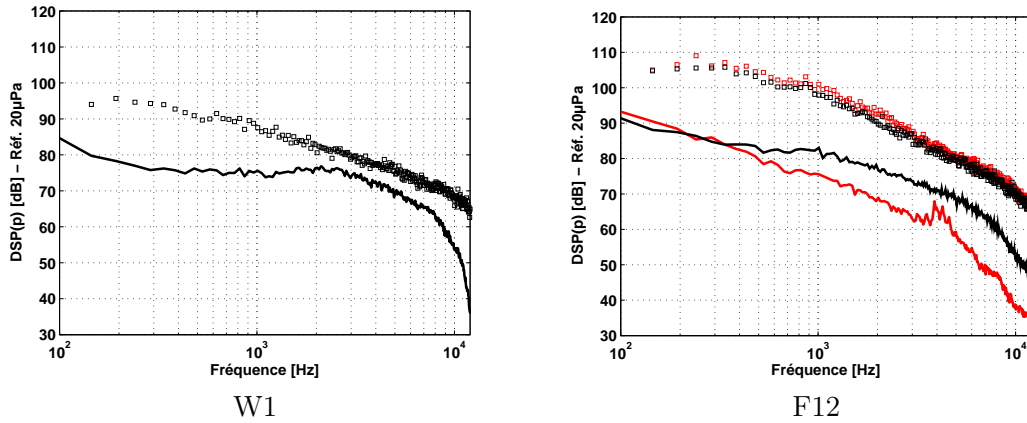


FIGURE 1.32 – Comparaison des spectres de pression pariétale entre les écoulements avec (symboles) et sans (—) turbulence. Configurations 4 (noir) et 5 (gris).

sain (plus adapté *a priori* pour distinguer les effets) à  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ , un paramètre est modifié pendant que l'autre est gardé constant. L'évolution des spectres de pression pariétale avec la longueur de recouvrement  $d$  est représentée sur la figure 1.33, où  $h = 25 \text{ mm}$  et avec  $d = 0 \text{ mm}$  (configuration 7),  $d = 25 \text{ mm}$  (configuration 6) et  $d = 50 \text{ mm}$  (configuration 5). Comme il a été observé précédemment au bord de fuite de l'aile, seul le spectre de la configuration 5 (recouvrement maximal  $c_f/2$ ) possède un niveau global plus élevé que dans les autres configurations. Au bord d'attaque du volet, chaque spectre connaît une décroissance quasi-constante, avec des pics en hautes fréquences, attribués à de probables ondes de Tollmien-Schlichting du fait d'une laminarisation de la couche limite en l'absence de turbulence prononcée dans l'écoulement incident. En présence de forte turbulence dans l'écoulement, ces pics disparaissent comme il a été montré sur la figure 1.32-b dans le cas de la configuration 5.

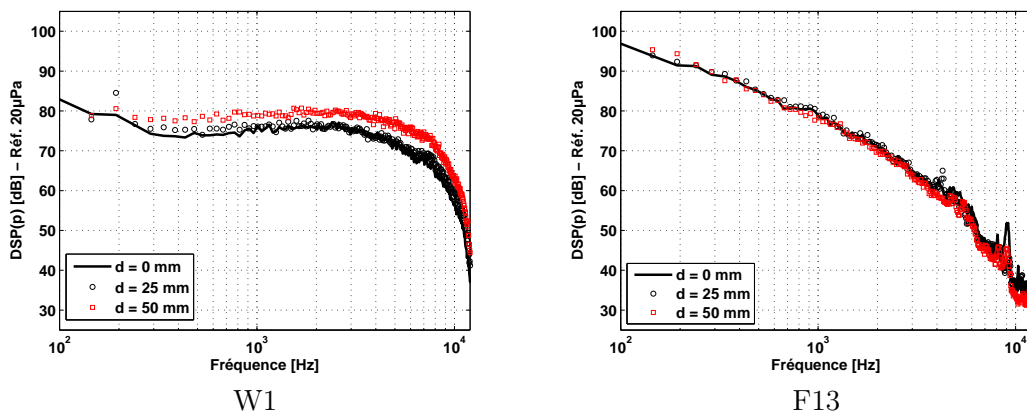


FIGURE 1.33 – Evolution des spectres de pression pariétale avec la longueur de recouvrement  $d$ .  $h = 25 \text{ mm}$ ,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

L'influence du paramètre  $h$ , distance dans la direction normale entre le plan de corde de l'aile et celui du volet, est montrée sur la figure 1.34. Toujours pour un écoulement sain à  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ ,

la longueur de recouvrement est ici nulle ( $d = 0 \text{ mm}$ ), et le paramètre  $h$  prend successivement les valeurs de 10, 25 et 50 mm (correspondant respectivement aux configurations 3, 7 et 10). Aucune influence claire n'est décelée sur les fluctuations de pression au bord de fuite de l'aile. Par ailleurs, au bord d'attaque du volet, le spectre de la configuration 3 s'écarte clairement des deux autres. Il semble donc qu'un couplage se mette en place pour une valeur  $h = 10 \text{ mm}$  alors qu'il n'a pas lieu pour  $h = 25 \text{ mm}$ . Il s'avère de plus que l'épaisseur de la couche limite turbulente au bord de fuite de l'aile est d'environ 10 mm, ce qui pourrait correspondre à un seuil intuitif de couplage/découplage aérodynamique entre les deux corps.

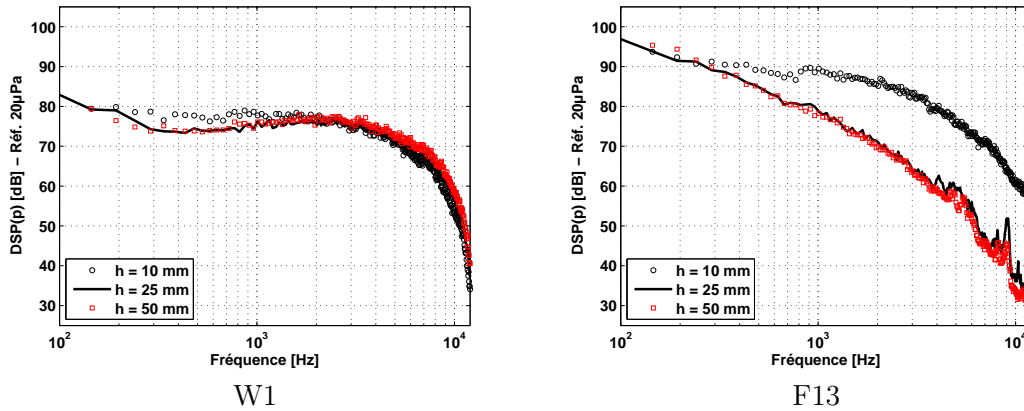


FIGURE 1.34 – Evolution des spectres de pression pariétale avec l'écart normal  $h$  entre le bord de fuite de l'aile et le bord d'attaque du volet.  $d = 0 \text{ mm}$ ,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

## Etude des cohérences de pression pariétale

### La fonction de cohérence

La cohérence, notée  $\gamma_{xy}^2$ , est l'équivalent dans le domaine fréquentiel du coefficient de corrélation dans le domaine temporel. Ces grandeurs permettent d'obtenir une estimation de l'interaction entre deux signaux, c'est-à-dire une manière de quantifier le degré de lien linéaire entre deux champs de fluctuations mesurés en deux endroits. Le coefficient de corrélation entre les signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  est usuellement noté  $R_{xy}(t)$ . On définit alors deux fonctions de corrélation : la fonction d'autocorrélation  $R_{xx}(t)$  et la fonction d'intercorrélation  $R_{xy}(t)$ . Ces deux fonctions s'expriment par les produits de convolution

$$R_{xx}(\tau) = x(\tau) * x(-\tau) \quad R_{xy}(\tau) = x(\tau) * y(-\tau)$$

Le calcul de la transformée de Fourier de ces expressions permet le passage du domaine temporel au domaine spectral. On obtient alors les expressions de l'autospectre  $S_{xx}(f)$  et l'interspectre  $S_{xy}(f)$  en fonctions des signaux spectraux  $X(f)$  et  $Y(f)$ , soit

$$S_{xx}(f) = X(f) \cdot X^*(f) \quad S_{xy}(f) = X(f) \cdot Y^*(f)$$

La fonction de cohérence, dont la valeur est comprise entre 0 et 1, se déduit simplement comme étant

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{\|S_{xy}(f)\|^2}{S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f)}$$



Ainsi, lorsque deux signaux sont fortement cohérents sur une gamme de fréquence ou pour une fréquence donnée, la valeur de  $\gamma_{xy}^2$  se situe typiquement entre 0,5 et 1, alors que deux signaux faiblement cohérents voire *incohérents* ont une fonction de cohérence faible voire nulle.

L'erreur faite sur l'estimation de la cohérence  $\varepsilon_r$  peut être définie à partir de la formule de l'erreur statistique proposée par Bendat *et al.* [13]. En posant  $N$  le nombre de moyennes pour le calcul des densités spectrales, on a

$$\varepsilon_r [\gamma_{xy}^2(f)] = \sqrt{\frac{2}{N}} \cdot \frac{1 - \gamma_{xy}^2(f)}{\|\gamma_{xy}(f)\|}$$

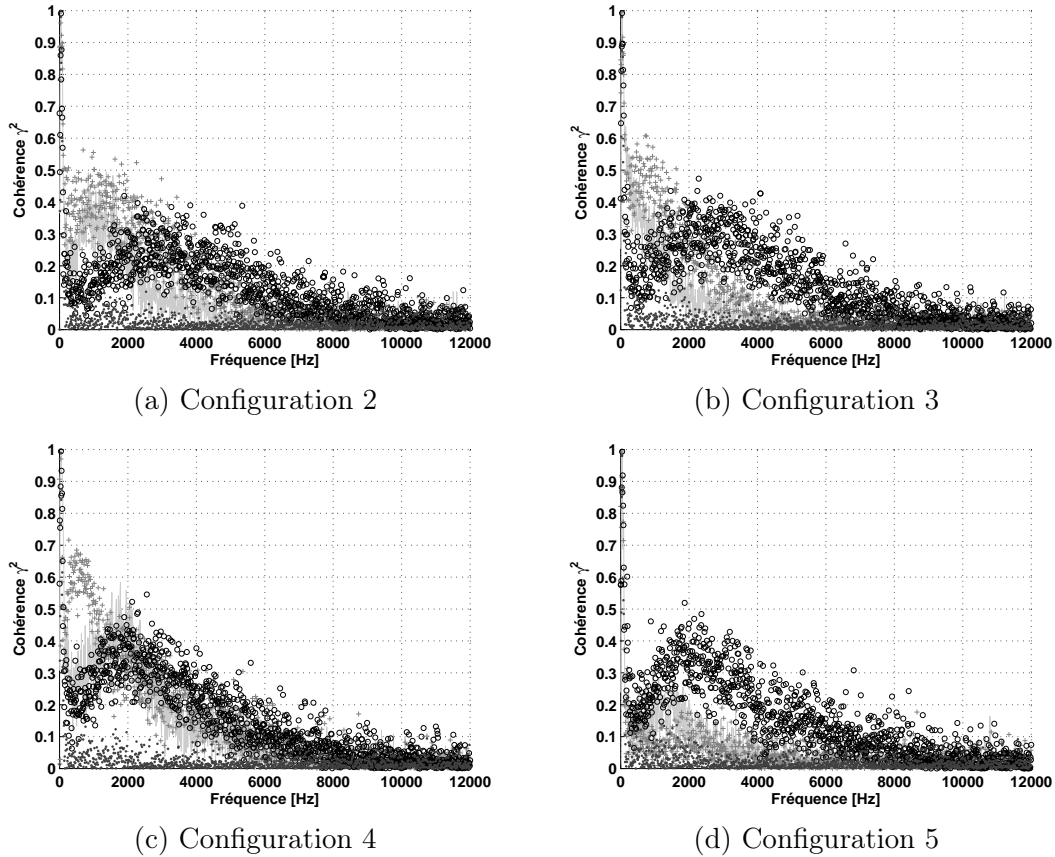
Dans notre étude, les spectres sont moyennés sur 60 échantillons. En appliquant cette formule avec une erreur statistique de 50%, soit une incertitude du spectre de cohérence de 3 dB, on obtient une valeur de cohérence de 0,106. Sous cette condition, seules les valeurs de cohérences supérieures à 0,11 ont un sens.

Les formules précédentes sont appliquées sur les signaux de pression pariétale obtenus, afin de déterminer les corrélations entre les différents capteurs, et ainsi comprendre les mécanismes ou les liens de cause à effet liés à la turbulence.

### Cohérences longitudinales

Les cohérences longitudinales entre deux sondes successives sont représentées sur les figures 1.35 pour la surface intrados de l'aile et 1.36 pour la surface extrados du volet, dans les configurations 2, 3, 4 et 5 avec un écoulement sain à 50 m/s. Sur l'aile, les mesures révèlent un comportement de la cohérence suivant une loi log-normale (voir Annexe) typique des écoulements sur plaque plane, ce qui équivaut à une gaussienne lorsque l'abscisse est en échelle logarithmique. Les valeurs élevées de la cohérence en très basses fréquences quelque soit la configuration sont attribuées aux effets d'installation, et non aux fluctuations de paroi propres au cas étudié.

En ce qui concerne le volet, l'allure des fonctions de cohérence longitudinale entre les mêmes capteurs varie d'une configuration à l'autre. Ainsi, on remarque une forte cohérence autour de 1 kHz dans la configuration 2 entre les capteurs situés au bord d'attaque du volet (figure 1.36). Les niveaux de cohérence diminuent ensuite jusqu'à s'annuler. Les configurations 3 et 4 montrent une similitude dans la forme des fonctions de cohérence longitudinale, avec des niveaux légèrement supérieurs dans le second cas. Les fluctuations de pression en basses fréquences sont assez cohérentes et décroissent rapidement avec la fréquence. Encore une fois, ces valeurs sont encore probablement polluées par les grosses structures liées aux instabilités du jet de la soufflerie, en particulier au-dessous de 1 kHz. Autour de 5 kHz pour la configuration 3 et 6 kHz pour la configuration 4, la cohérence longitudinale au bord d'attaque forme une bosse de forte amplitude. La fréquence centrale de cette bosse est attribuée à la proximité relative des deux corps, et en particulier les possibles écoulements dans le canal formé par les deux corps. Ce comportement de forte amplitude est la signature d'un couplage important entre l'aile et le volet dans ces deux configurations. Enfin, la configuration 5 soulève de nombreuses questions. On peut remarquer tout d'abord un comportement proche des configurations précédentes en basses fréquences. Deux bosses apparaissent ensuite, l'une à 4 kHz, l'autre centrée 7 kHz. La seconde correspond au même phénomène d'augmentation de la cohérence due au couplage, se produisant dans une somme de fréquences différentes. Les pics successifs sur la fonction de cohérence suggèrent une formation d'ondes de Tollmien-Schlichting proches de cette fréquence particulière de 4 kHz. Le bouclage aéroacoustique produisant ce mécanisme pourrait être à l'origine de la première bosse



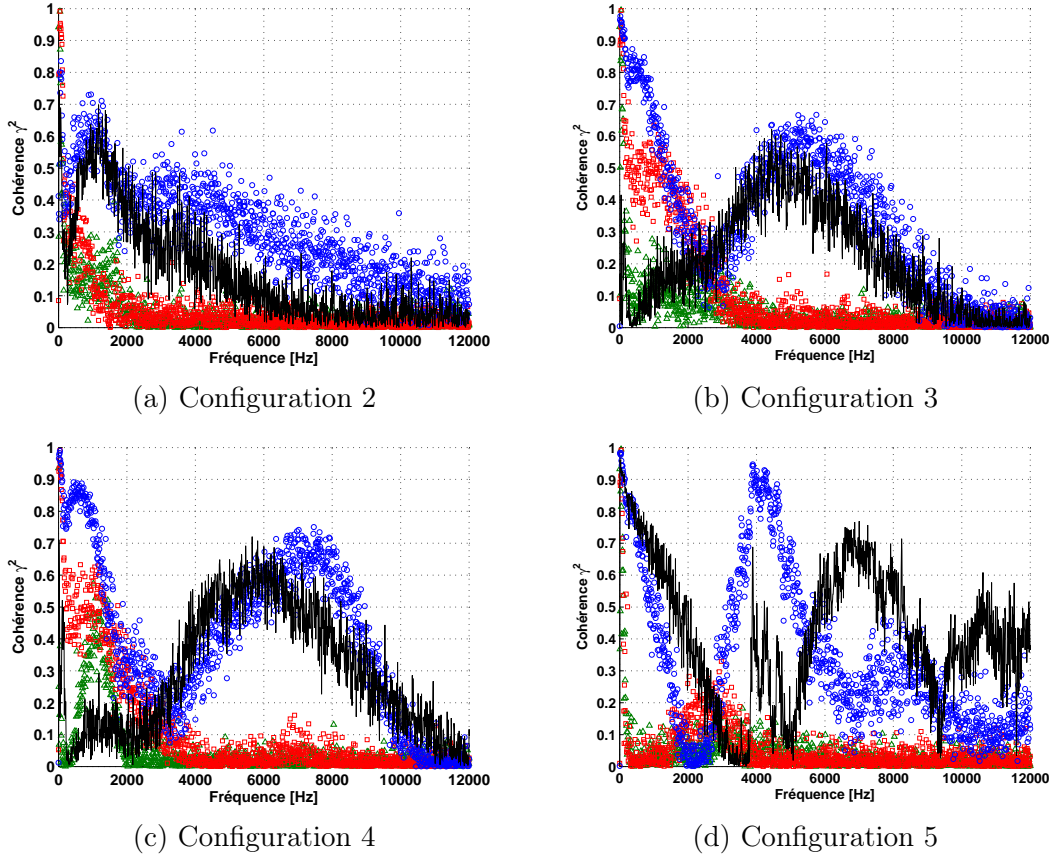
**FIGURE 1.35** – Cohérences longitudinales sur l'aile entre les SMD W1/W3 (—), W6/W7 (+), W14/W15 (◦) et W18/W19 (●).  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

à  $4 \text{ kHz}$  au niveau du bord d'attaque du volet, n'influant que sur la couche limite turbulente de celui-ci, expliquant par la même occasion l'absence de tels pics sur les cohérences entre les autres capteurs. De même, il est probable que la proximité du sillage de l'aile vienne perturber le développement de ce mécanisme au bord de fuite du volet. Le comportement oscillatoire en hautes fréquences ( $> 10 \text{ kHz}$ ) n'a pu être expliqué à partir des mesures effectuées. Il pourrait provenir de réflexions multiples dues au recouvrement partiel des deux corps.

### Cohérences transversales

Les cohérences transversales sur l'aile et le volet sont représentées respectivement sur les figures 1.37 et 1.38. La cohérence transversale chiffre la corrélation entre les capteurs disposés suivant l'envergure (direction  $\vec{Z}$ ) et permet entre autres la détermination des longueurs de cohérence transversale  $\ell_z(\omega)$  utiles pour les modèles analytiques.

Dans le cas de la configuration 2 (figure 1.37-a), les spectres de cohérences transversales sur l'aile ont de faibles niveaux en hautes fréquences, ce qui signifie que les capteurs sont très peu corrélés. A la fréquence de  $1,1 \text{ kHz}$ , une cohérence plus forte entre les capteurs distants de 2 et surtout de 3  $\text{mm}$  est visible qui semble disparaître sur la configuration 3 (figure 1.37-b). On peut supposer que ce niveau est dû à la proximité du bord de fuite et aux structures turbulentes de



**FIGURE 1.36** – Cohérences longitudinales sur le volet entre les SMD  $F13/F12$  (—),  $F12/F11$  (○),  $F5/F4$  (□) et  $F2/F1$  (△).  $U_0 = 50$  m/s.

sillage qui y sont induites, formant un échappement tourbillonnaire similaire à une allée de Von Kármán. En effet, cette hypothèse dit que le nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de couche limite turbulente est égal à 0,2. Or dans notre cas, les mesures au fil chaud ont montré que  $\delta$  est de l'ordre de 9 mm, ce qui donne pour un Strouhal de 0,2 une fréquence de 1110 Hz.

Dans la configuration 3, le bord de fuite de l'aile étant très proche du bord d'attaque du volet, ce dernier vient perturber le sillage de l'aile et casser sa couche limite turbulente, résultant en une atténuation du niveau de cohérence. Cette remarque peut être reliée à l'allure en cloche observée sur la figure 1.37-a au-dessus de 1 kHz sur toutes les autres configurations, ou bien à un décalage en basses fréquences du fait du ralentissement de la vitesse de convection des structures. De plus, la cohérence pour les capteurs distants de 3 mm dans le cas de la configuration 4 (figure 1.37-c) est plus élevée. Il semblerait qu'au contraire de la configuration 3, la distance  $h = 20$  mm entre l'aile et le volet a pour effet une augmentation de la cohérence. Ceci peut s'expliquer car, comme nous l'avons remarqué pour les profils de vitesses, la distance particulière  $h$  de cette configuration amène la couche limite turbulente qui s'est développée sur l'aile à venir balayer l'extrados du volet. Ainsi, elle n'interagit plus seulement au bord de fuite de l'aile, mais semble *continuer son chemin* en changeant de surface depuis l'intrados de l'aile vers l'extrados du volet. L'interaction avec le sillage de l'aile s'en trouve renforcée de même que l'effet sur les cohérences transversales mesurées sur l'aile. Pour les autres configurations (6 à 10), les cohérences transversales sur l'aile

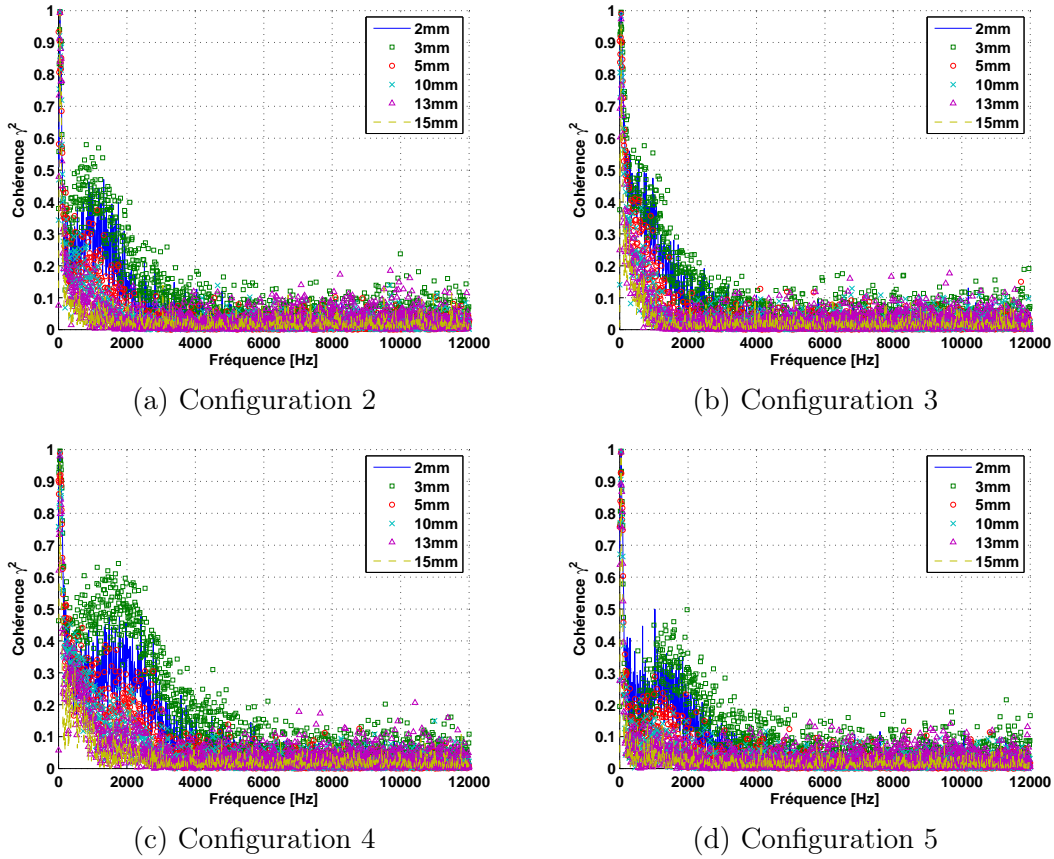


FIGURE 1.37 – Cohérences selon l’envergure sur l’aile.  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

sont de la même forme que pour la configuration 2, ce qui suggère un découplage aérodynamique de l’aile et du volet.

Les spectres de cohérences transversales pour les mêmes configurations (2, 3, 4 et 5) sur le volet sont représentés sur la figure 1.38. La cohérence est très faible pour la configuration 2 de façon surprenante (figure 1.38-a). En revanche, les autres configurations donnent des résultats nettement différents. Ainsi, on remarque une cohérence assez forte juste au dessus de  $1 \text{ kHz}$ , qui s’accroît au fur et à mesure que la longueur de recouvrement augmente (figure 1.38-b, c et d). Cette cohérence est d’autant plus forte pour les capteurs les plus proches, distants de  $1 \text{ mm}$ . Cependant, quasiment toutes les courbes de cohérence sont interprétables dans les figures (b) et (c), ce qui signifie que le niveau de cohérence est relativement élevé dans cette région.

Dans le cas de la configuration 5 (figure 1.38-d), la cohérence transversale à  $1 \text{ mm}$  atteint la valeur maximale sur une large gamme de fréquences (entre  $2000$  et  $8000 \text{ Hz}$ ), s’annule à  $9000 \text{ Hz}$  avant de remonter jusqu’à une valeur conséquente de  $0,7$ . A contrario des autres configurations, les cohérences des autres sondes ont un comportement différent : alors que les cohérences transversales à  $2, 3$  et  $8 \text{ mm}$  suivaient la courbe de  $1 \text{ mm}$ , elles ne révèlent quasiment aucune cohérence dans la configuration 5. De même, les cohérences transversales à  $13$  et  $15 \text{ mm}$  étaient presque nulles dans les autres configurations, alors qu’ici elles se superposent avec un maximum à  $4000 \text{ Hz}$ , en formant des oscillations. Ces dernières ne sont pas expliquées.

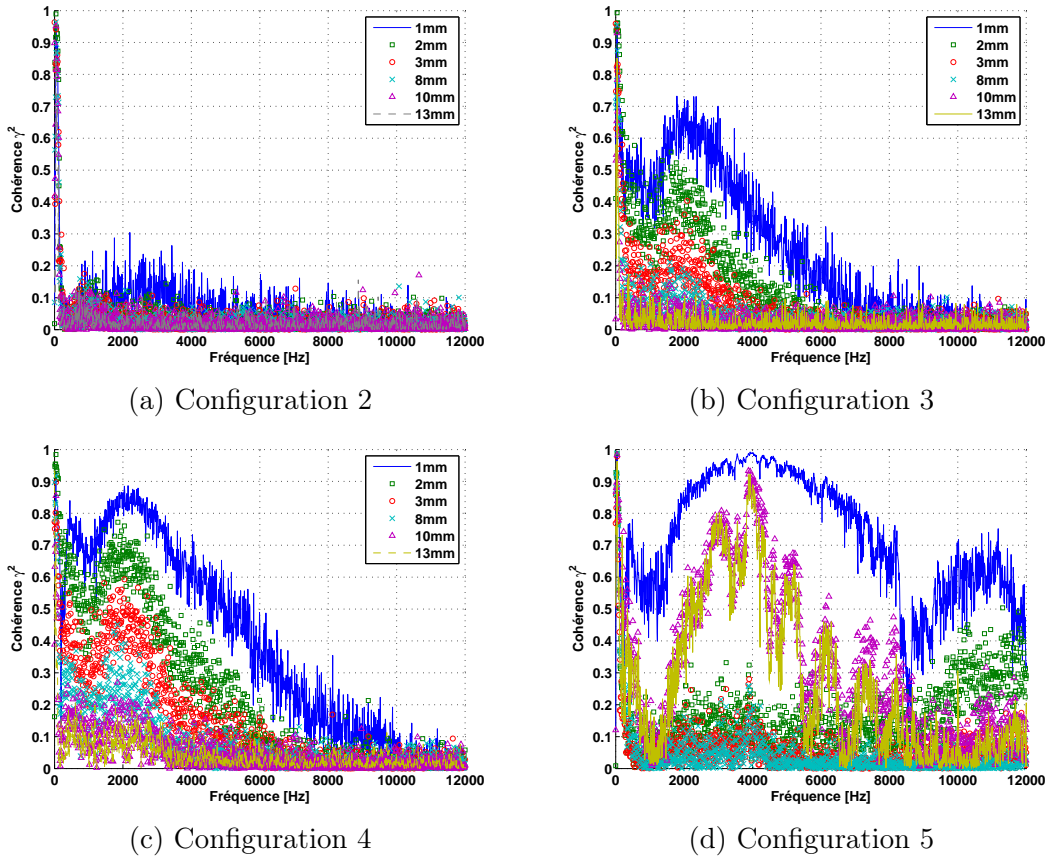
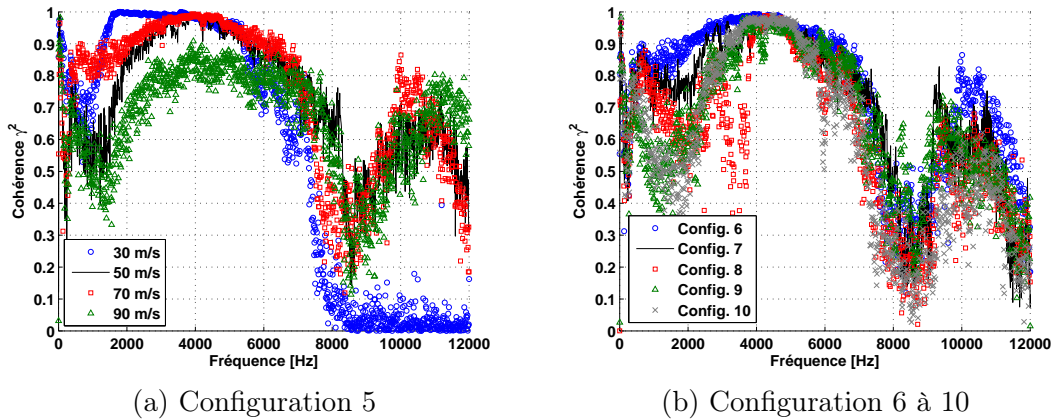


FIGURE 1.38 – Cohérences selon l'envergure sur le volet.  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

A la vitesse d'écoulement de  $30 \text{ m/s}$  (figure 1.39), une cohérence maximale apparaît pour les fréquences de  $1800 \text{ Hz}$  et  $3600 \text{ Hz}$ . Pour cette vitesse et pour des configurations où le volet est suffisamment loin de l'aile (6 à 10), les spectres de pression pariétaux révèlent la présence d'ondes de Tollmien-Schlichting (TS), principalement au voisinage du bord d'attaque du volet. Elles apparaissent justement ici aux fréquences de  $1800 \text{ Hz}$  (fondamentale) et  $3600 \text{ Hz}$  (première harmonique) et sont connues pour avoir une forte cohérence transversale. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, les ondes TS s'atténuent jusqu'à disparaître et la cohérence transversale chute.

Ainsi, les très fortes cohérences observées autour de  $4000 \text{ Hz}$  sur les configurations 5 et suivantes peuvent être issues d'un glissement à plus hautes fréquences d'ondes TS, du fait de l'augmentation de la vitesse incidente et de l'absence de turbulence, avec une amplification du phénomène à cause de l'éloignement plus prononcé de l'aile que les configurations 3 ou 4 où la couche limite turbulente de l'aile gêne l'apparition du mécanisme. Néanmoins, l'accroissement du niveau de cohérence transversale avec la longueur de recouvrement  $d$  laisse penser à une forte tridimensionnalité des mécanismes régie par le recouvrement, avec un maximum pour la configuration 5, à condition que le volet se situe à une distance normale  $h$  voisine de la couche limite turbulente développée au bord de fuite de l'aile. En ce sens, la configuration 9 comprend des niveaux de cohérence nettement moins élevés du fait du doublement de cette distance  $h$  par rapport à la configuration 5, malgré une valeur identique du paramètre  $d$ .

Afin de discuter de la présence ou non d'ondes TS, les cohérences transversales sur la configuration 5 sont tracées pour les quatre vitesses d'écoulement testées (30, 50, 70 et 90  $m/s$ ) sur la figure 1.39-a. Différentes configurations dans le cas des capteurs distants de 1  $mm$  sont montrées pour la vitesse de 50  $m/s$  sur la figure 1.39-b. Sur le premier graphique, on retrouve la valeur maximale atteinte à 1800 et 3600  $Hz$  pour un écoulement à 30  $m/s$ , de même qu'autour de 4000  $Hz$  à 50  $m/s$ . Cependant, à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente, la fréquence de ce maximum ne varie pas. Par ailleurs, le comportement large bande de la cohérence sans pics particuliers est relativement rare dans l'observation d'ondes TS. Sur le graphique de droite de cette même figure, il est évident que les valeurs des quantités  $d$  et  $h$  influent peu sur la forme de la fonction de cohérence transversale. Le plateau à 4000  $Hz$  est aussi visible sur toutes les configurations, même lorsque le volet peut être considéré comme *découplé* de l'aile, de par son éloignement et l'absence de recouvrement (e.g. configurations 8 et 10). Il semble donc que ce phénomène est inhérent à la couche limite qui se développe sur le volet, en particulier au bord d'attaque de ce dernier. Ceci est typique d'une cohérence entre signaux acoustiques plus ou moins brouillés par des perturbations aérodynamiques ou par les ondes TS (même sans rétro-action).



**FIGURE 1.39** – Cohérences entre capteurs distants de 1  $mm$  selon l'envergure du volet. A gauche : évolution avec la vitesse d'écoulement (configuration 5). A droite : configurations 6 à 10,  $U_0 = 50 m/s$ .

L'interaction proche des deux corps se traduit par des propriétés de la cohérence très variables. La cohérence constitue donc un outil *a priori* sélectif pour tester l'aptitude des codes numériques à restituer cette physique. Ceci n'a pas encore été fait dans le cadre du projet européen VALIANT, mais constitue un prolongement d'étude.

### Vitesse de convection

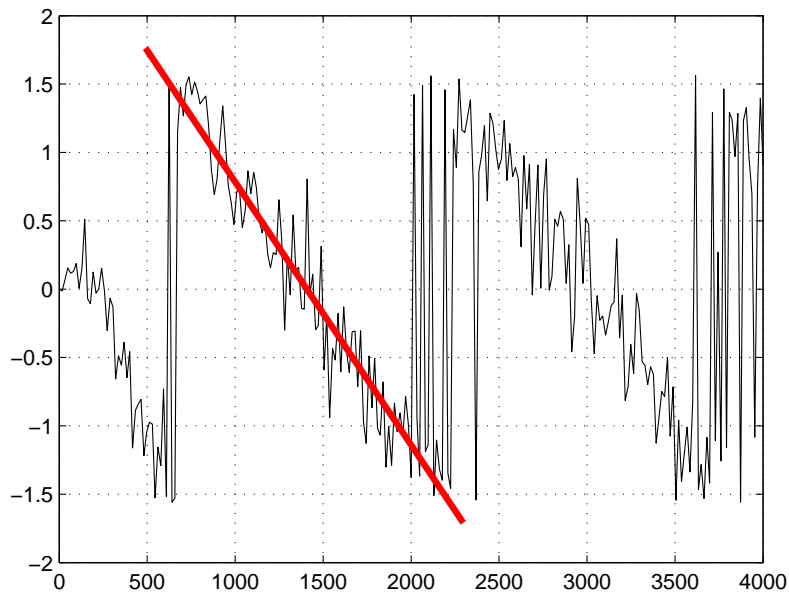
La vitesse de convection des fluctuations pariétales peut se calculer à partir de la phase de l'interspectre entre deux prises de pression en paroi, situées sur une même section droite. En quelques mots, un signal mesuré en un point  $A$  donné sur la paroi atteint le point  $B$  avec un retard  $\tau = t_B - t_A$ . Sachant que le déphasage s'exprime par  $\Delta\phi = 2\pi f\tau$  où  $f$  est la fréquence, la pente  $\zeta(A, B)$  de la phase de l'interspectre entre  $A$  et  $B$  est donnée par

$$\zeta(A, B) = \frac{\Delta\phi}{\Delta f} = 2\pi\tau$$

En posant  $\Delta x_{AB}$  la distance entre les prises de pression  $A$  et  $B$ , on en déduit la vitesse de convection  $U_c$  comme étant le rapport  $\Delta x_{AB}/\tau$ , soit

$$U_c = \frac{2\pi\Delta x_{AB}}{\zeta(A, B)}$$

D'un point de vue pratique, la vitesse de convection est utile comme donnée d'entrée pour certains modèles analytiques : par exemple pour le modèle de bruit de bord de fuite proposé par Amiet [6]. La figure 1.40 présente la méthode de calcul entre les sondes W11 et W12 (frontière amont de la zone d'intérêt). Avec une distance de 12 mm entre les deux prises, et un coefficient directeur pour la pente de  $2.10^{-3}$ , la vitesse de convection est de l'ordre de 39 m/s. Ce faisant pour plusieurs sondes pariétales, on peut alors tracer l'évolution de la vitesse de convection le long de la maquette.



**FIGURE 1.40 – Phase de l'interspectre entre les prises W11 et W12. Démarche de calcul de la vitesse de convection par détermination de la pente  $\zeta(W11, W12)$ . Configuration 0, 50 m/s.**

Les valeurs obtenues pour les configurations symétriques (0 et 2) révèlent une vitesse de convection constante au bord de fuite de l'aile, comme l'indique la figure 1.41. La vitesse moyenne le long du volet de la configuration 2 évoluant de manière symétrique, la vitesse de convection a le même comportement, malgré des fluctuations pariétales plus importante par la présence du volet dans le sillage de l'aile.

La figure 1.42 montre l'évolution de la vitesse de convection pour les configurations 3 et 4, c'est-à-dire pour un non-alignement des deux corps, avec ou non un faible recouvrement. A l'instar des figures précédentes, ce cas est plus intéressant, en particulier du fait de l'accélération provoquée par la géométrie du canal entre les deux corps telle que présentée sur la figure 1.19 en forme de tuyère convergente-divergente pour la configuration 4. Dans les deux cas, on retrouve

aussi un comportement similaire : une vitesse de convection sur l'aile plus faible que dans les configurations symétriques, une forte accélération au niveau du bord d'attaque du volet. Sur la figure 1.42, les accélérations de l'intrados de l'aile et de l'extrados du volet sont quasi-identiques alors que les profils de vitesses moyenne et turbulente mesurés dans le canal ne révèle pas cette similarité. Ceci peut s'expliquer par l'incertitude sur l'évaluation de la pente de phase de l'inter-spectre des signaux pariétaux instationnaires, combinée au manque de précision sur la direction du vecteur vitesse mesuré au fil chaud simple, alors que la vitesse de convection est estimée suivant la tangente à la surface au point de mesure.

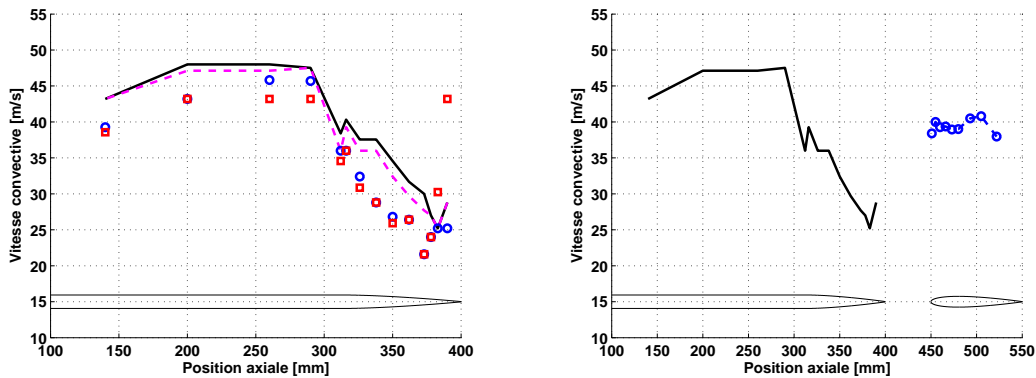


FIGURE 1.41 – Gauche : comparaison des vitesses de convection le long de l'aile pour les configurations 0 (—), 2 (---), 3 (○) et 4 (□). Droite : évolution de la vitesse de convection dans la configuration 2.  $U_0 = 50$  m/s.

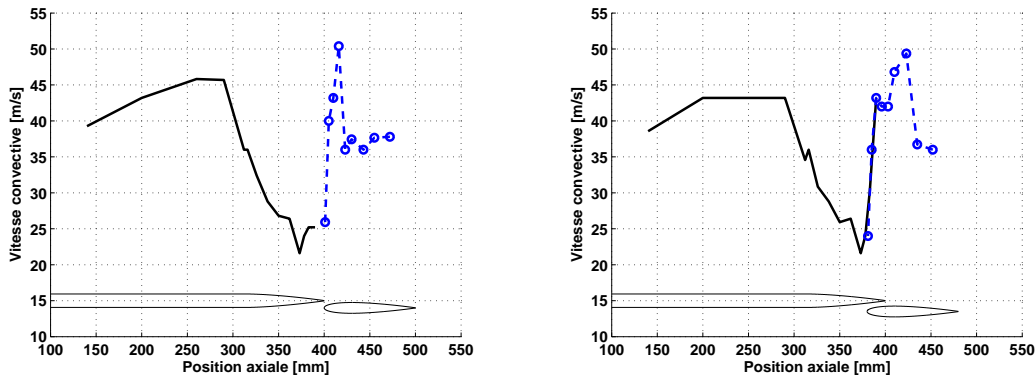


FIGURE 1.42 – Evolution de la vitesse de convection le long de l'aile (—) et du volet (○) pour les configurations 3 (gauche) et 4 (droite),  $U_0 = 50$  m/s.

## 1.4 Résultats acoustiques

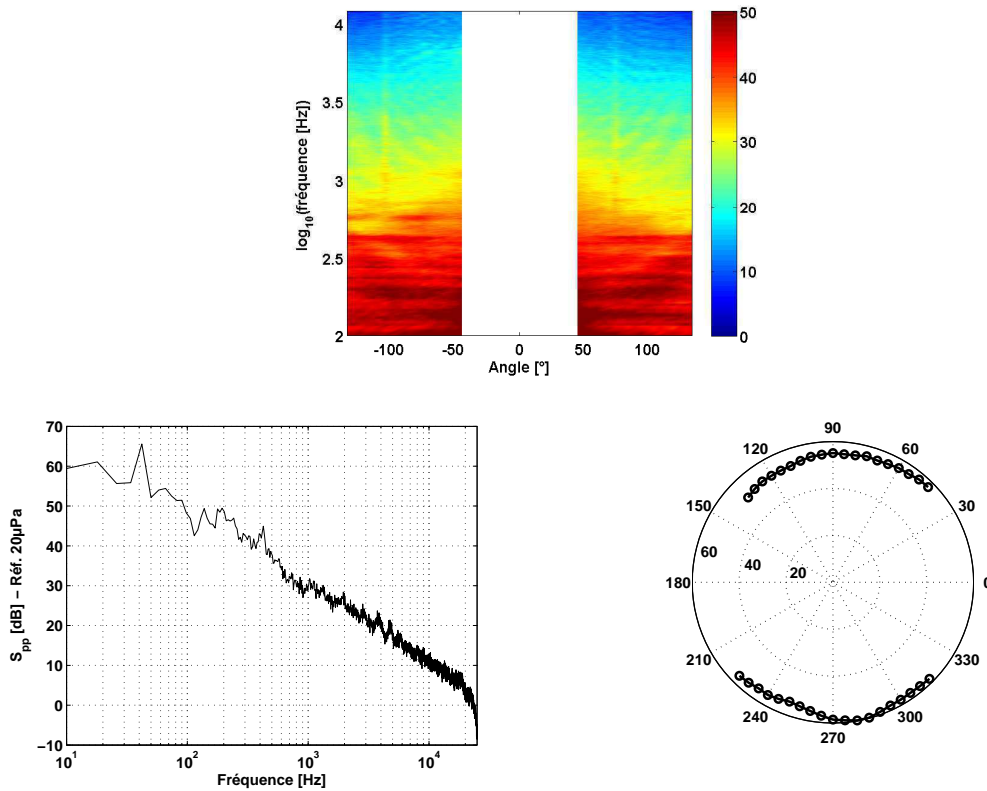
Comme il a été décrit dans la partie 1.2, cette partie est traitée suivant les deux moyens de mesures : les mesures de champ lointain acoustique d'une part, les mesures de localisation de



sources réalisées par l'ONERA/DSNA d'autre part. Des comparaisons entre les deux sont faites dans la seconde sous-partie.

### 1.4.1 Mesures en champ lointain

Par souci de ne pas surcharger la présentation des résultats, les figures usuelles telles que les diagrammes de directivité et les spectres sont concentrés en une seule et même cartographie couleurs angle/fréquence. La figure 1.43 en est l'exemple pour la configuration de référence en présence d'un écoulement sain à  $50\text{ m/s}$ . Ainsi, nous disposons d'une vue globale des effets directs et de contenu fréquentiel de la configuration étudiée. Un diagramme de directivité correspond à une coupe horizontale de la cartographie, dont les niveaux sont généralement intégrés sur une bande de fréquences ; un spectre est quant à lui une coupe verticale pour un angle d'observation donné.

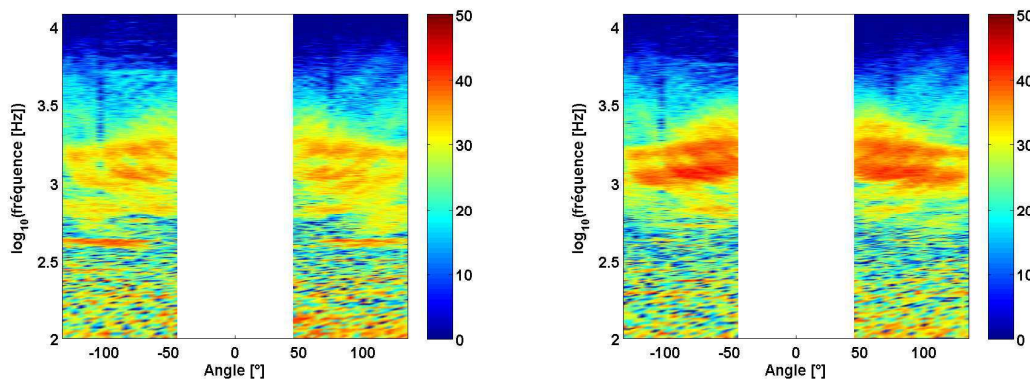


**FIGURE 1.43** – *Différentes représentations possibles des résultats de champ lointain acoustique. (haut) Cartographie angle/fréquence des niveaux de pression de la configuration 0 à  $U_0 = 50\text{ m/s}$ . Bas gauche : spectre à pour l'angle de  $90^\circ$ . Bas droite : diagramme de directivité intégré sur une bande fine de 550 à 650 Hz.*

Pour les autres configurations étudiées, le bruit de la configuration de référence (aile fixe dans le jet) sera soustrait du champ total issu de l'ensemble {aile+volet} afin d'en déduire ce qui représente *a priori* la contribution du volet seul. Cette *soustraction* se justifie seulement dans la mesure où les caractéristiques de l'écoulement en amont de la zone d'intérêt (là où les changements de configuration ont lieu) ne sont pas modifiées. Sauf indication contraire, les cartographies

suivantes sont les champs de pression acoustique issus de cette procédure, et se rapportent à ce qui sera nommé "bruit du volet" par abus de langage.

La figure 1.44 présente les cartographies du champ de pression acoustique correspondant à la contribution du volet dans les configurations 1 et 2. On vérifie ainsi la symétrie du rayonnement acoustique correspondant à la symétrie de la géométrie et la quasi-symétrie de la maquette dans le jet. De plus, on remarque que la signature acoustique dominante du volet se situe dans une gamme de fréquences comprises entre  $1\text{ kHz}$  et  $2\text{ kHz}$ . Par ailleurs, les niveaux de pression plus élevés à  $\pm 45^\circ$  sont dus au bruit de la couche de cisaillement du jet, en particulier à cause de l'évasement de ce dernier qui rend les points de mesures plus proches du jet en aval.



**FIGURE 1.44 – Cartographies couleurs angle/fréquence de la contribution du volet. Niveaux de pression acoustique en champ lointain des configurations 1 (gauche) et 2 (droite). Écoulement sain,  $U_0 = 50\text{ m/s}$ .**

Les champs acoustiques issus de la soustraction dans les configurations 3 et 4 sont représentés sur la figure 1.45. Le rayonnement est ici modérément dissymétrique, ce qui était attendu du fait de la géométrie. On observe aussi des interférences dans la gamme des hautes fréquences, attribuées à des phénomènes de diffraction acoustique couplée par le bord de fuite de l'aile et le bord d'attaque du volet. Certaines franges plus intenses du côté intrados ne correspondent pas à un phénomène physique clair et sont attribuées à des effets d'installation avec un rayonnement vers l'amont, et un effet plus marqué sur la configuration 4. Enfin, le bord de fuite de l'aile joue le rôle d'écran acoustique, diffractant le rayonnement du volet et créant une zone d'affaiblissement sonore du côté extrados.

De plus, les niveaux observés sont nettement plus faibles que sur les configurations 1 et 2 (figure 1.44). Ceci peut être dû au fait que l'extraction de la contribution du volet dans ces deux configurations n'est pas tout à fait correcte. En effet, comme il a été observé sur les cohérences de pression pariétale (figure 1.36), il existe dans ces configurations un fort couplage aérodynamique entre les deux corps, et par conséquent l'hypothèse de non-modification de l'écoulement sur le bord de fuite de l'aile, faite dans la procédure de soustraction, n'est pas satisfaite. Afin d'estimer visuellement le champ total rayonné par ces deux configurations, celui-ci est représenté sur la figure 1.46.

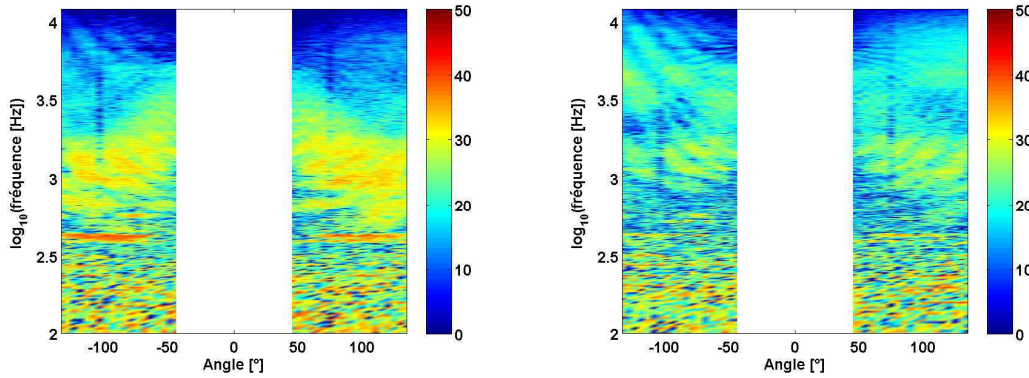


FIGURE 1.45 – Cartographies couleurs angle/fréquence de la contribution supposée du volet. Niveaux de pression acoustique en champ lointain des configurations 3 (gauche) et 4 (droite). Écoulement sain,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

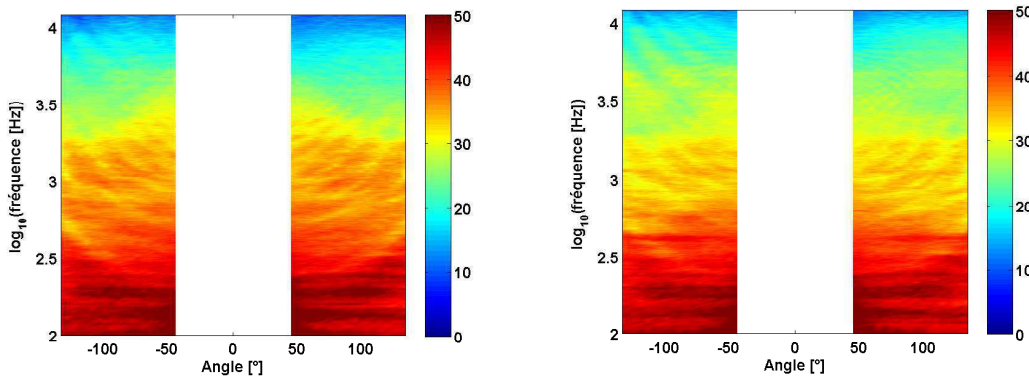


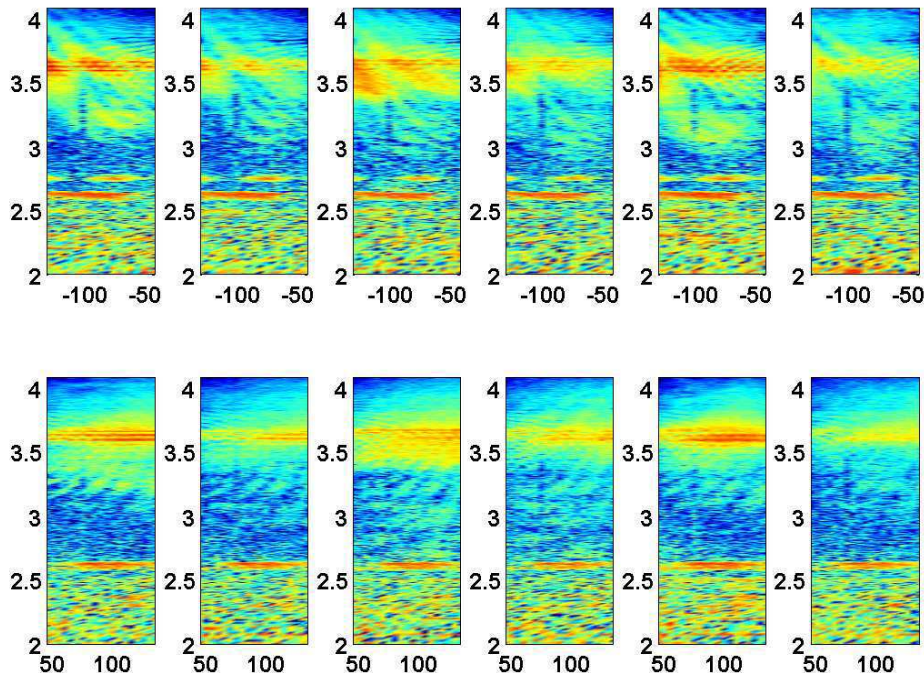
FIGURE 1.46 – Cartographies couleurs angle/fréquence du système {aile+volet}. Niveaux de pression acoustique en champ lointain des configurations 3 (gauche) et 4 (droite). Écoulement sain,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

Les résultats obtenus pour les autres configurations en écoulement sain sont concentrés sur la figure 1.47, où chaque colonne correspond à une configuration différente (configurations 5 à 10 de gauche à droite), la ligne du haut correspondant au rayonnement du côté intrados et la ligne du bas au rayonnement du côté extrados. Cette représentation permet de distinguer sur une même figure l'effet des paramètres dimensionnels  $d$  et  $h$  séparément. L'interprétation concernant les franges à très hautes fréquences observées sur les configurations 3 et 4 du côté intrados est confirmée ici, car elles apparaissent quelque soit la configuration, en particulier lorsqu'il n'y a aucun recouvrement. La présence de raies entre  $4 \text{ kHz}$  et  $5 \text{ kHz}$  quelque soit la configuration plaide en faveur de l'hypothèse d'ondes de Tollmien-Schlichting (ondes TS), avec une amplification probable du mécanisme lorsqu'il y a recouvrement. Il est à noter qu'un régime d'ondes TS n'a guère d'intérêt si l'on s'intéresse à un système hypersustentateur réel. En revanche, il est très intéressant pour la validation de modèles analytiques, par exemple.

Concernant la longueur de recouvrement  $d$ , la figure peut être divisée en deux : les quatre

premières cartographies (configurations 5 à 8) illustrent les niveaux de pression obtenus à la distance  $h = c_f/4$  lorsque  $d$  diminue de  $c_f/2$  à  $-c_f/4$  par pas de  $-c_f/4$ ; les deux cartographies restantes (configurations 9 et 10) étant à  $h = c_f/2$ , avec  $d = c_f/4$  puis  $d = 0$ . On remarque en particulier que l'amplitude des niveaux de pression acoustique et le nombre de raies diminuent avec la longueur de recouvrement. Ainsi, les configurations 5 et 9 sont celles où les raies sont les plus marquées. Ces observations valent de chaque côté de la maquette.

Du point de vue de la distance normale  $h$  entre les plans de l'aile et du volet, celle-ci passe de  $25\text{ mm}$  à  $50\text{ mm}$  avec un paramètre  $d = 50\text{ mm}$  entre les colonnes 1 et 5, et avec  $d = 0\text{ mm}$  entre les colonnes 3 et 6. La différence majeure lorsque le paramètre  $h$  augmente est la réduction des interférences entre les raies horizontales et les franges obliques remontant vers l'amont du côté intrados. De plus, alors que les niveaux sont relativement proches entre les configurations 5 et 9 (colonnes 1 et 5), on observe une réduction du niveau dans les cas sans recouvrement.

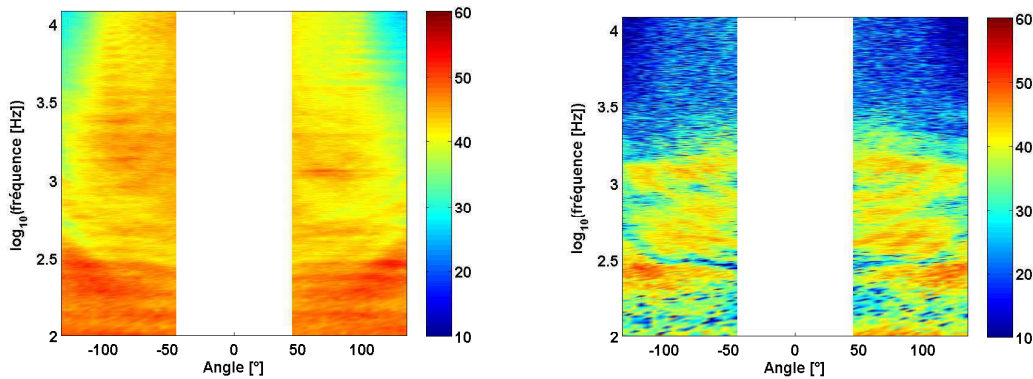


**FIGURE 1.47 – Cartographies couleurs angle/fréquence de la contribution du volet. De gauche à droite : niveaux de pression acoustique en champ lointain des configurations 5 à 10, surfaces intrados (haut) et extrados (bas). Écoulement sain,  $U_0 = 50\text{ m/s}$ .**

Outre les paramètres dimensionnels  $d$  et  $h$  qui définissent les agencements de chaque configuration, le renforcement de la turbulence dans l'écoulement incident présente un intérêt, en particulier pour l'élaboration de modèles analytiques de bruit d'impact de turbulence. Cette turbulence est produite par une grille modifiant l'écoulement de manière homogène de chaque côté de la maquette. De même que dans le cas de l'écoulement sain, la contribution supposée du volet dans chaque configuration peut-être extraite du champ de pression acoustique total, en soustrayant le champ de pression de la configuration de référence en écoulement turbulent.

Ainsi, les contributions de la configuration de référence et celle du volet dans la configuration 2 en écoulement turbulent ( $u'/U_0 \approx 7\%$ ) sont représentées sur la figure 1.48.

Le bruit produit par l'écoulement turbulent est bien plus fort que dans le cas sans turbulence (noter la hausse des niveaux de couleurs de 10 *dB*). De plus, alors que la gamme de fréquence dominante en écoulement sain se situait en dessous de 1 *kHz*, elle s'étend désormais à tout le domaine spectral étudié, avec une directivité principalement vers l'aval. Les niveaux observés dans la configuration 2 sont similaires à ceux en écoulement sain en hautes fréquences ( $> 1 \text{ kHz}$ ). Ceci s'explique par le fait que le volet est alimenté par la turbulence du sillage de l'aile, lui-même peu modifié par les caractéristiques en matière de turbulence de l'écoulement extérieur. La signature acoustique du volet est ainsi peu modifiée. En revanche, on note un bruit supérieur en basses fréquences, attribuable à une contamination du volet par la turbulence de la grille.

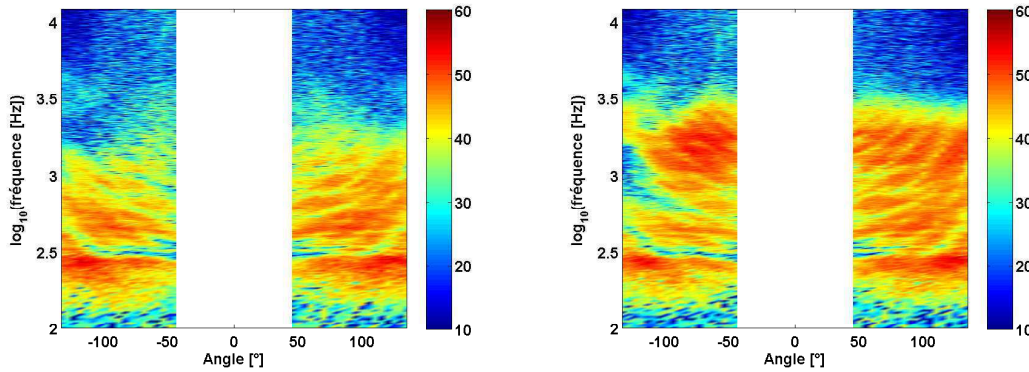


**FIGURE 1.48** – *Cartographies de niveaux de pression acoustique en champ lointain en condition d'écoulement turbulent. A gauche : configuration 0. A droite : contribution du volet de la configuration 2.  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .*

Concernant les configurations 3 et 4 (figure 1.49), les niveaux observés sont plus forts que dans la configuration 2, alors qu'ils étaient plus faibles en écoulement sain. En effet, contrairement aux configurations symétriques, le volet est ici en retrait de l'aile et est directement alimenté par la turbulence – près de quinze fois supérieure – de l'écoulement incident. La configuration 3 paraît d'ailleurs presque symétrique, ce qui est probablement dû à la prédominance de la turbulence de l'écoulement extérieur par rapport à celle de la CLT de l'aile. Ceci ne met plus en lumière le couplage entre les deux corps dans la visualisation. En revanche, la configuration 4 est bien dissymétrique bien que l'allure globale reste proche, avec une forte composante entre 1 *kHz* et 2 *kHz* du côté intrados. Cette amplification du niveau est probablement due au bruit d'impact de la forte turbulence de l'écoulement sur le bord d'attaque du volet, alors qu'elle était quasi-inexistante en écoulement sain.

### Discussion sur les raies des configurations 5 à 10

En écoulement sain, nous avons observé des raies en hautes fréquences, apparaissant dans les configurations 5 à 10. Ce phénomène physique est attribué à la formation d'ondes de Tollmien-Schlichting, mécanisme de bouclage aéroacoustique se produisant parfois sur un profil isolé immergé dans un écoulement sain ou laminaire. Les études visant à étudier le bruit propre d'un tel



**FIGURE 1.49** – *Cartographies de niveaux de pression acoustique en champ lointain (contribution du volet) en condition d'écoulement turbulent. A gauche : configuration 4. A droite : configuration 5.  $U_0 = 50$  m/s.*

profil dans un écoulement forcé en général la transition de la CLT par des méthodes intrusives, en particulier en ajoutant des bandes de rugosité, telles que celle qui a été disposée sur le bord d'attaque de l'aile dans nos campagnes expérimentales. En raison de la présence de capteurs sur le volet, de tels moyens n'ont pas été mis en œuvre, ce qui rend possible les ondes TS.

Le mécanisme de formation des ondes TS est connu lorsqu'il s'agit d'un profil isolé [11]. Dans notre cas, le volet peut être considéré comme aérodynamiquement isolé pour les configurations où il est placé relativement loin de l'aile, *id est* lorsque les paramètres  $d$  et  $h$  sont de l'ordre de la corde du volet  $c_f$ . Ainsi, il est probable que des ondes TS se forment dans les configurations 8, 9 et 10. C'est à partir de cette remarque que nous pouvons attribuer les raies autour de  $4$  kHz à de telles ondes. Par ailleurs, il a été mis en évidence sur les spectres et cohérences de pression pariétale un couplage aérodynamique fort pour les configurations 3 et 4, et les raies n'apparaissent pas dans ces cas-ci. La présence de raies dans les configurations 5 à 7 aux mêmes fréquences que dans les configurations 8 à 10 confirme l'hypothèse d'ondes TS. Cependant, le mécanisme de formation est probablement pollué par la proximité des deux corps, et en particulier un bouclage par réflexions sur le bord de fuite de l'aile peut intervenir, complexifiant l'interprétation.

Dans la mesure où ces ondes semblent apparaître dans la configuration 5, les spectres acoustiques en fonction de la vitesse de l'écoulement sain et en fonction du taux de turbulence de l'écoulement incident ont été tracés sur la figure 1.50, pour un observateur situé à  $90^\circ$ . Les pics observés et attribués aux ondes TS disparaissent aux plus hautes vitesses et lorsque la turbulence incidente est élevée, ce qui est attendu pour un tel mécanisme. De plus, la fréquence centrale des pics est légèrement décalée vers les hautes fréquences lorsque la vitesse passe de  $U_0 = 30$  m/s à  $U_0 = 50$  m/s.

### 1.4.2 Localisation de sources

Comme il a été expliqué dans la partie 1.2, les mesures de localisation de sources acoustiques ont été menées par l'ONERA. Par conséquent, elles sont restreintes aux configurations dédiées aux comparaisons dans le projet européen VALIANT (configurations 0, 2 et 4). Pour notre propos, le principal objectif de ces mesures est de vérifier que les sources dominantes sont bien là où les modèles les supposent et de vérifier l'influence des effets d'installation.

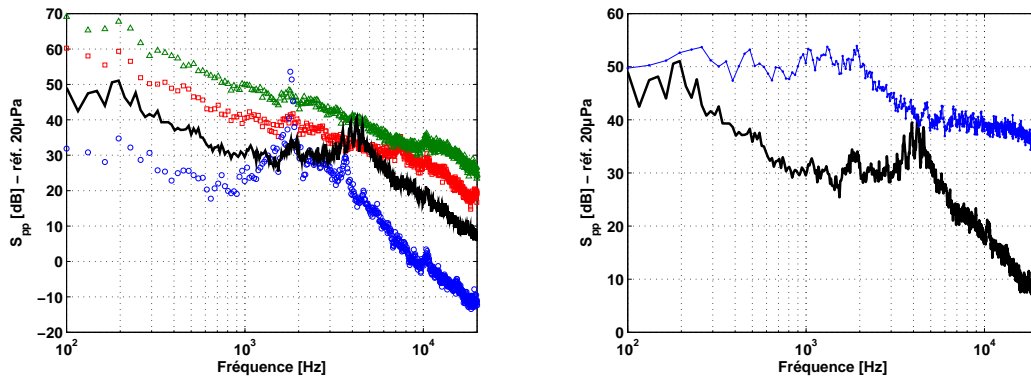


FIGURE 1.50 – Spectres de pression acoustique en champ lointain pour la configuration 5. A gauche : Evolution avec la vitesse en écoulement sain : (○) 30 m/s, (—) 50 m/s, (□) 70 m/s, (△) 90 m/s. A droite : comparaison avec (●) et sans (—) turbulence à 50 m/s.

La figure 1.51 montre la comparaison des cartographies obtenues pour la configurations 2 par les mesures extraites de l'antenne microphonique de l'ONERA – seuls les microphones situés dans le plan médian sont considérés – et les mesures en champ lointain de l'ECL. Une correction d'amplitude est prise en compte pour la transposition des mesures de l'antenne microphonique (axe à  $\sim 1$  m parallèle à la maquette) sur l'arc de cercle des mesures en champ lointain. Les niveaux mesurés par l'antenne pour les petits angles sont plus élevés car certains microphones sont très proches de la couche de cisaillement de l'écoulement, et donc contaminés par le pseudo-son. La signature acoustique du volet est reconnaissable sur la cartographie de l'antenne entre 1000 Hz et 2000 Hz comme observé sur les cartographies en champ lointain. Les niveaux mesurés sont par ailleurs inférieurs. De plus, la mesure via l'antenne donne un élargissement spectral bien plus large.

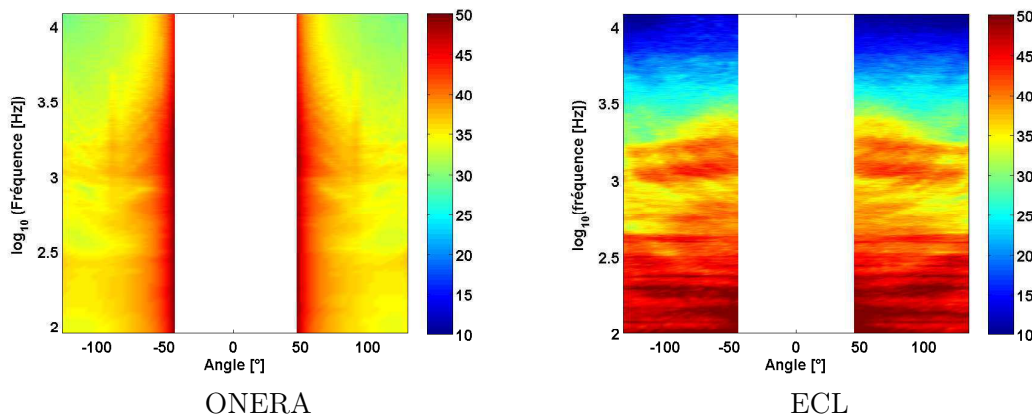
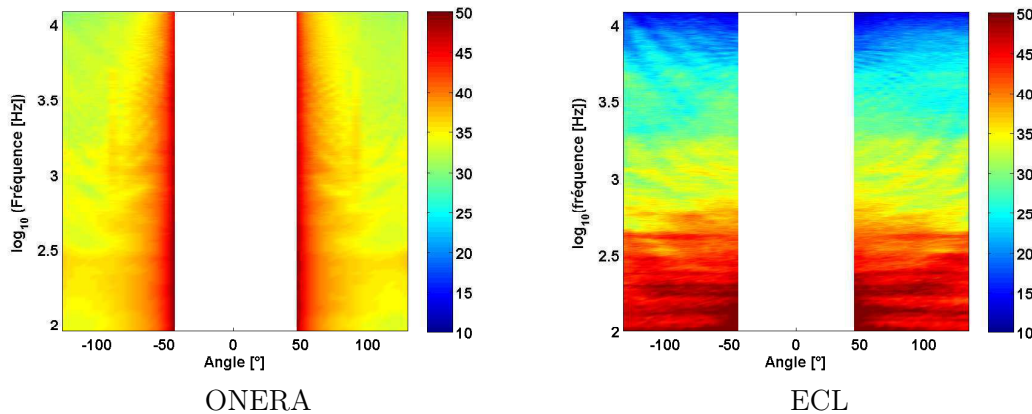


FIGURE 1.51 – Cartographies angle/fréquence des niveaux de pression acoustique mesurés par antennerie (gauche) et microphones en champ lointain (droite). Configuration 2 en écoulement sain,  $U_0 = 50$  m/s.

La même comparaison est faite pour la configuration 4 (figure 1.52). On retrouve des niveaux

très différents et le même étalement spectral. De plus, l'asymétrie de la configuration n'est pas évidente pour les mesures par antennerie, malgré quelques différences sur les interférences en moyennes et hautes fréquences. En particulier, les franges côté intrados (autour de  $-100^\circ$ ) attribuées à de possibles effets d'installation sur les mesures de l'ECL n'est pas observée ici. Les deux cartographies montrent les mêmes franges incurvées dans la gamme des moyennes fréquences (500 Hz à 2 kHz).



**FIGURE 1.52 – Cartographies angle/fréquence des niveaux de pression acoustique mesurés par antennerie (gauche) et microphones en champ lointain (droite). Configuration 4 en écoulement sain,  $U_0 = 50$  m/s.**

Les spectres des configurations 0, 2, 4 et 5 sont ensuite comparés sur la figure 1.53 pour un microphone situé au centre de l'antenne, soit pour un observateur en position zénithale (à  $90^\circ$ ) et la position de champ lointain correspondante. Le spectre du bruit de fond est une mesure complémentaire uniquement effectuée par antennerie, dans le cas où l'aile est retirée. La faible décroissance des spectres confirme les observations précédentes sur les mesures par antennerie. Ces dernières ne sont pas fiables si l'on ne s'intéresse qu'à un seul microphone. En revanche, la configuration 2 révèle une bosse entre 1 kHz et 2 kHz, qui correspond à la signature acoustique du volet dans le sillage de l'aile mise en évidence par les mesures plus classiques. Ce rayonnement est libre de tout effet diffractant sur le trajet source-observateur. La configuration 5 est caractérisée par le pic à 4 kHz attribué aux ondes de Tollmien-Schlichting. Quant à la configuration 4, elle ne montre pas de spécificité particulière, sinon une combinaison des configurations 2 et 5 avec des niveaux inférieurs : une bosse correspondant à la signature du volet de la configuration 2, suivie d'une seconde à la fréquence du pic de la configuration 5.

Le but premier des mesures de localisation est de réaliser des cartographies de sources en niveaux qualitatifs dans les plans verticaux (contenant la maquette). Ceci renseigne à la fois sur les sources étudiées et sur les sources parasites liées à l'installation (bords de fuite des plaques de maintien, irrégularités de la veine d'essais). La contribution de ces dernières doit être bien en deçà du bruit rayonné par les éléments dans l'écoulement, en particulier le volet (figure 1.54). Sur cette réserve, les mesures de pression acoustique en champ lointain ne sont donc pas polluées par les effets d'installation. C'est le cas pour les fréquences inférieures à 8 kHz. Au-delà, ces effets apparaissent plus ou moins haut en fréquence, selon le niveau de bruit émis par le volet.



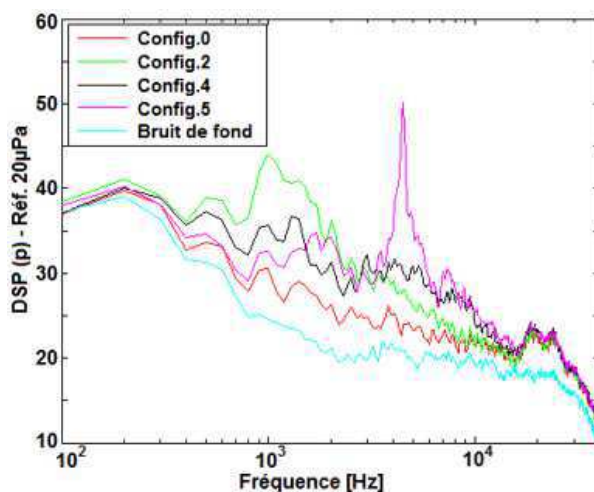


FIGURE 1.53 – Spectres de pression acoustique des configurations 0, 2, 4 et 5 ainsi que du bruit de fond (sans aile) à  $90^\circ$  en écoulement sain (noir) et turbulent (gris).  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

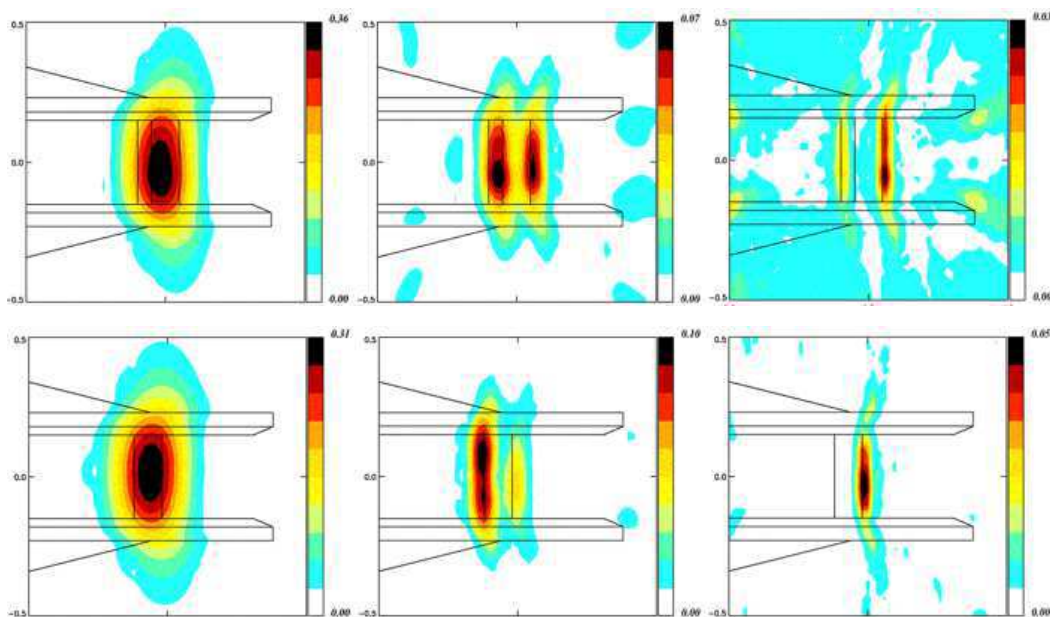


FIGURE 1.54 – Visualisations des effets d'installation par imagerie acoustique (ONERA) dans la configuration 2 (haut) et 4 (bas) à  $1600 \text{ Hz}$  (gauche),  $4000 \text{ Hz}$  (milieu),  $8000 \text{ Hz}$  (droite). Écoulement sain,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

Dans tous les cas, les sources dominantes sont localisées sur les éléments {aile+volet} testés. En basses fréquences ( $< 1600 \text{ Hz}$ ), le peu de résolution de l'antenne produit une tâche large de même taille que la corde du volet. A  $4 \text{ kHz}$ , une source répartie sur le bord d'attaque du volet est mise en évidence, ainsi qu'une autre au bord de fuite. A  $8 \text{ kHz}$ , la source dominante se situe au bord de fuite du volet. Une source parasite de moindre amplitude relative apparaît aux bords de fuite des plaques, en particulier visible sur la configuration 2.

Ces résultats de localisation de sources montrent que les mesures de pression en champ lointain sont fiables. Les sources parasites liées aux effets d'installation ne viennent pas polluer ces mesures pour une gamme de fréquences inférieure à  $8\text{ kHz}$ . Pour des fréquences supérieures, ces sources apparaissent plus rapidement dans les configurations symétriques (volet dans le sillage de l'aile), que lorsqu'il y a recouvrement partiel des deux éléments (configuration 4).

## 1.5 Comparaisons entre mesures et simulations numériques du cas Aile/Volet

Cette partie reprend résultats obtenus par les différents partenaires du projet VALIANT ayant travaillé dans la *Task 3.3*, c'est-à-dire portant sur le système aile/volet. En particulier, cette tâche a fait l'objet, à ce jour, d'un rapport final de projet [123] qui explique dans le détail les résultats obtenus par tous les partenaires impliqués. La thèse n'ayant pas pour but de retranscrire ce rapport, seules des comparaisons avec deux des partenaires impliqués dans cette tâche (NTS et DLR) sont présentés dans cette partie, de façon à illustrer l'apport de la base de données expérimentales pour la validation des codes.

Les données post-traitées ont amené à des croisements de résultats pour comparer les mesures aux simulations. Avant de comparer les différents résultats obtenus, les méthodes utilisées pour les simulations sont décrites succinctement. Le lecteur est renvoyé aux références citées pour les détails.

### 1.5.1 Méthodes utilisées par les partenaires

Chaque partenaire a procédé à des simulations avec une méthode différente. Le NTS et le DLR ont été choisis car ils permettent des comparaisons globales sur l'ensemble des essais. Les objectifs des partenaires sont les mêmes, *id est*, la simulation des mécanismes de la turbulence liés à l'écoulement d'une part et la prédiction du bruit en champ lointain d'autre part.

#### NTS

Le partenaire russe NTS (*New Technologies and Services*) a procédé à un ensemble de simulations numériques pour une vitesse d'écoulement de  $50\text{ m/s}$ . Ces simulations peuvent être décomposées suivant trois catégories : des simulations RANS 3D sur chacune des trois configurations (0, 2 et 4) ; des simulations E-IDDES (*Embedded IDDES*) préliminaires avec un modèle  $k - \omega$  SST de Menter [82] pour les configurations 0 et 4 ; des simulations E-IDDES améliorées pour chaque configuration.

La première catégorie a pour objectif de déterminer les caractéristiques de l'écoulement incident en vue des simulations de la turbulence, elles-mêmes nécessaires pour la prédiction du bruit en champ lointain à l'aide de la méthode intégrale de Ffowcs-Williams & Hawkings [38]. La catégorie de simulations suivante se divise en trois parties : des calculs E-IDDES pour la configuration 4 en utilisant une première version du générateur de turbulence synthétique à l'interface RANS-LES (Adamian [3]) ; puis les mêmes calculs pour la même configuration, avec une version améliorée du générateur de turbulence synthétique ; enfin un calcul E-IDDES pour la configuration 0 avec l'utilisation d'une procédure de recirculation turbulente (Shur [109]) à la place du générateur pour la configuration 4. La troisième et dernière catégorie est une série de simulations E-IDDES avec les deux méthodes de génération de la turbulence à l'interface RANS-LES appliquées à un domaine de calcul allongé et pour un recouvrement doublé des domaines

RANS et LES par rapport aux simulations précédentes.

### Code numérique et paramètres des simulations

Toutes les simulations ont été réalisées via le code compressible de NTS [116]. Celui-ci est basé sur un schéma numérique implicite de type Roe [94]. Pour les calculs RANS, les fluides non-visqueux sont approchés par une méthode de résidus pondérés d'ordre 3. En E-IDDES, la même méthode est utilisée pour le sous-domaine RANS et passe à un schéma centré d'ordre 4 pour le sous-domaine de la LES. Les fluides visqueux sont eux résolus par un schéma centré d'ordre 2, quel que soit le cas traité.

Les profils (aile et volet) sont considérés dans un écoulement infini, *id est*, la veine et le convergent ne sont pas intégrés au calcul. Une condition aux limites de périodicité est imposée suivant l'envergure. Celle-ci est égale à 15 mm, soit environ le double de la couche limite turbulente développée sur l'aile. Les simulations RANS et LES se recouvrent sur une distance de 0,1 m en IDDES et la turbulence est générée soit par un générateur de turbulence synthétique, soit par une procédure de recirculation. Pour les frontières extérieures du domaine, des conditions aux limites correspondant aux caractéristiques d'écoulement entrant, sortant et libre sont imposées. Des conditions de paroi poreuse (acoustiquement absorbante) y sont ajoutées afin d'éviter toute réflexion des ondes acoustiques qui pourraient gêner les prédictions de bruit.

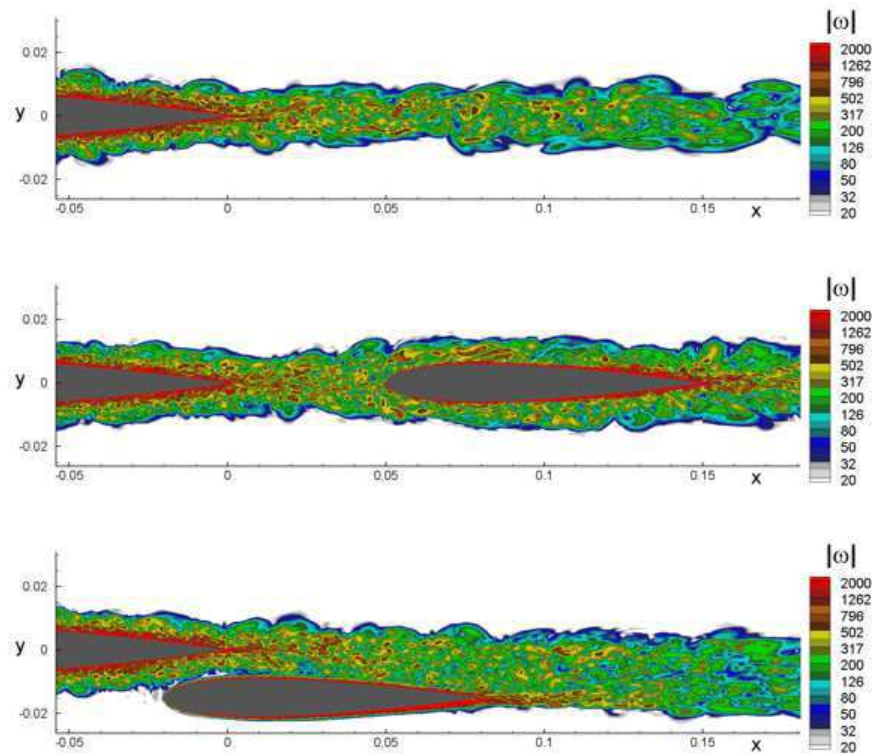
Le maillage du sous-domaine LES des simulations E-IDDES est défini de telle sorte que les pas axial et normal soient inférieurs respectivement au dixième et au vingtième de la couche limite turbulente de l'aile, permettant de bien résoudre la turbulence dans les couches limites. La condition sur le pas normal est par ailleurs satisfaite pour 50 mailles identiques suivant l'envergure. La distance minimale normale à la paroi est de  $8 \cdot 10^{-6}$  m, ce qui garantit le paramètre  $y^+ < 1,2$  dans le domaine de calcul. De plus, le pas normal aux parois est maintenu inférieur au pas axial jusqu'à atteindre le double de l'épaisseur de la couche limite turbulente par rapport à la paroi. En dehors du sous-domaine de la LES, la maille est élargie dans le sens de l'envergure à cinq fois le pas transverse, réduisant le nombre de cellules d'environ 25 %, sans perte de précision sur la résolution de la turbulence et des ondes acoustiques.

Enfin, le bruit en champ lointain est calculé par une méthode intégrale de Ffowcs Williams & Hawkings [38], basée sur les champs instationnaires à partir de paramètres de surfaces déterminés à l'issue des simulations (E-IDDES) de l'écoulement. Le post-traitement est détaillé dans les références de Shur [108] et Spalart [113].

### Quelques résultats obtenus

La figure 1.55 montre l'amplitude de la vorticité issues des simulations pour les configurations 0, 2 et 4. Elle fournit une représentation visuelle de la turbulence des écoulements autour des maquettes, en particulier la formation de structures tourbillonnaires dans les couches limites de l'aile et du volet. De plus, les coupes de la figure 1.55 montrent que l'ordre élevé des simulations est suffisant pour décrire correctement les structures turbulentes dont les dimensions sont compatibles avec les tailles des mailles, même en proche paroi. Compte-tenu du fait qu'elle a été validée, la simulation donne une illustration du régime de l'écoulement très particulier de la configuration 4. La couche limite de l'aile se prolonge uniquement sur l'extrados du volet, l'intrados étant en régime laminaire.

A la suite de la dernière catégorie de simulations, les données instationnaires de l'écoulement nécessaires à la prédiction du bruit selon théorie de Ffowcs-Williams & Hawkings sont récupérées



**FIGURE 1.55 – Vues instantanées de l'amplitude de la vorticité pour les configurations 0 (haut), 2 (milieu) et 4 (bas). Écoulement incident à 50 m/s, utilisation du générateur de turbulence synthétique.**

le long de surfaces de contrôle. Le calcul du bruit en champ lointain en est alors déduit. Ce jeu de données comprend des surfaces de contrôle rigides (aile, volet) mais aussi des surfaces poreuses de diverses dimensions (longueur, épaisseur). Ceci permet une analyse détaillée sur la sensibilité des prédictions au regard du choix de la surface de contrôle. Les figures montrées ci-après ne sont cependant que la représentation du bruit issu des surfaces rigides.

Les spectres de pression acoustique en champ lointain du bruit total {aile+volet} pour chaque configuration et pour un angle d'observation de  $90^\circ$  sont représentés sur la figure 1.56. Ces trois graphiques comparent les niveaux acoustiques obtenus pour les deux procédures de génération de la turbulence synthétique/recirculation dans l'E-IDDES. Les variations de niveaux ne sont pas très importantes. Cependant, à cause d'une plus grande longueur de recirculation dans les simulations de la seconde catégorie, un bruit parasite à la fréquence de recirculation et ses harmoniques apparaît, notamment pour les configurations 0 et 4. Par conséquent, la turbulence produite synthétiquement semble donner les meilleurs résultats, pourvu que l'interface RANS-LES est suffisamment éloignée des sources principales de bruit.

Les cartographies de la figure 1.57 comparent le bruit extrait du volet seul (bruit de la configuration 0 soustrait) selon la mesure et les simulations, en fonction de la fréquence et de l'angle de mesure. Le bruit du volet seul dans la simulation est déduit d'une interprétation partielle des sources dans le post-traitement Ffowcs-Williams & Hwakings. Il n'est donc comparable à la mesure que s'il y a découplage au sens définis dans la partie 1.3.4. Malgré des différences

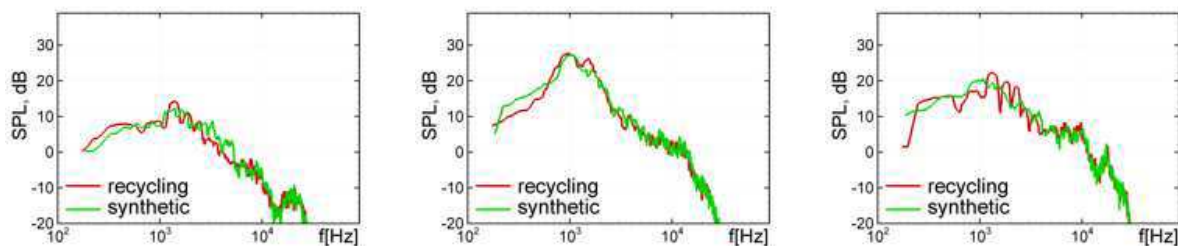


FIGURE 1.56 – Comparaisons des spectres de pression acoustique en champ lointain issue des simulations avec turbulence synthétisée et turbulence recirculée. Écoulement à 50 m/s, configuration 0 (gauche), 2 (milieu) et 4 (droite).

évidentes, on peut noter une bonne concordance des niveaux et signatures acoustiques. La région des basses fréquences ( $f < 300 \text{ Hz}$ ) est, comme il a été précisé dans le chapitre 1, polluée par le bruit de fond de la soufflerie et le battement du jet en sortie de veine. Il est important de noter que les franges d'interférences (ou interprétées comme telles) horizontales se retrouvent presque à l'identique dans le calcul et la mesure.

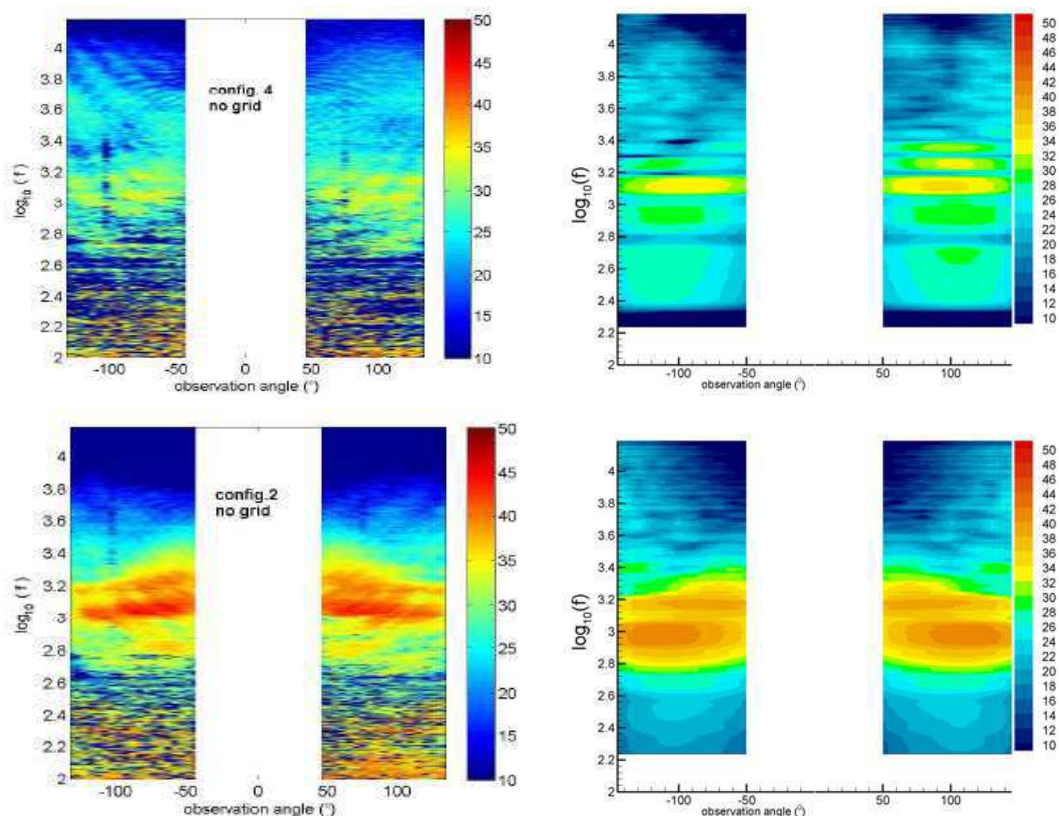


FIGURE 1.57 – Comparaisons entre mesures (gauche) et simulations (droite) par cartographies couleurs du bruit produit par le volet (extrait du bruit total). Écoulement à 50 m/s, configuration 2 (haut) et 4 (bas).

## DLR

Le partenaire allemand DLR (*Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt*) applique une méthode aéroacoustique hybride CFD/CAA. La CFD amène à la simulation de l'écoulement turbulent moyenné en temps sur toute la surface de la maquette, au moyen de calculs RANS. Les sources acoustiques et la propagation du bruit sont alors calculées dans le domaine temporel via l'utilisation des Equations des Perturbations Acoustiques (APE *en anglais*). Les sources de bruit issues des fluctuations de vorticité sont reconstruites à partir de la statistique de la turbulence du calcul RANS à l'aide d'une méthode de maillage local aléatoire rapide (FRPM pour *Fast Random Particle-Mesh method*). Ceci génère des fluctuations synthétiques suivant les dimensions spatiales et temporelle, très proches de la statistique de la turbulence prédite par le calcul RANS.

L'objectif de l'approche par turbulence statistique est de prédire le bruit à large bande avec une bonne précision d'un point de vue numérique. La réduction du temps de calcul par les méthodes proposées a pour but l'implémentation de la méthodologie développée dans un environnement d'optimisation aéroacoustique (*design-to-noise*) industriel, nécessitant un large panel de méthodes testées. Les calculs RANS formant un bon compromis pour la représentation de l'écoulement turbulent moyenné en temps, le point déterminant concerne la méthodologie pour la prédiction du bruit.

Bien que possédant de nombreux avantages, la méthode proposée possèdent quelques inconvénients. La turbulence synthétique générée selon l'approche proposée ne permet d'obtenir que la partie large bande du bruit et non la signature des ondes TS impliquant une rétro-action. Les comparaisons aux résultats expérimentaux sont vues comme un facteur discriminant sur la qualité des simulations numériques au niveau de la prédiction du bruit à large bande, considéré comme composante dominante du bruit d'une configuration Aile/Volet.

## Paramètres des simulations RANS

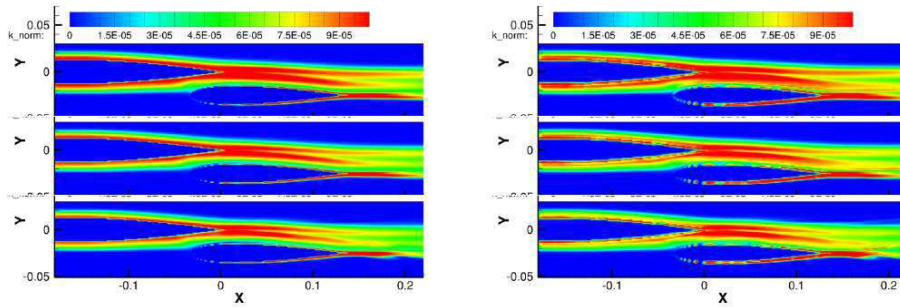
Les calculs RANS sont réalisés à l'aide du code du DLR *TAU*, version 2010.1.0, solveur des équations RANS en fluide compressible. La CFD est obtenue à partir de maillages structurés afin d'assurer une bonne résolution des couches limites sur les profils et des couches de cisaillement issues du convergent. La grille finale – comprenant l'aile, le volet et le convergent – est constituée de 41 blocs pour la configuration 2 et 40 blocs pour la configuration 4. Elle est formée de près de 240 000 nœuds. Ses dimensions spatiales sont de six cordes de l'aile  $c_w$  suivant la direction normale  $\vec{Y}$  pour quatre cordes axialement (direction  $\vec{X}$ ). Une condition de *paroi visqueuse* est appliquée sur les surfaces internes du convergent ainsi que sur toute la surface de l'aile et du volet. Les zones de couches limites des profils sont résolues par 40 points, et la condition d'avoir un pas spatial normal aux parois  $y^+ < 1$  est assurée par un premier point à une distance de la paroi de  $6,7 \cdot 10^{-6} m$ . La surface externe du convergent est modélisée par une condition de paroi de type Euler.

Deux modèles de turbulence ont été testés : le modèle  $k - \omega$  SST proposé par Menter [81, 82] d'une part, un modèle EARSM (*Explicit Algebraic Reynolds Stress Model*) [125, 126] qui s'appuie sur le modèle de viscosité RQEVN (*Realizable Quadratic Eddy Viscosity Model*) [103]. Le deuxième remplace l'hypothèse de viscosité de bord par une relation plus générale du tenseur des efforts de Reynolds sous forme de tenseurs de contrainte et de rotation.

## Statistiques des sources

Pour une bonne prédiction aéroacoustique, il est indispensable que les fluctuations de la turbulence synthétisée soient les plus proches de la statistique de la turbulence des simulations RANS. Le modèle stochastique appliqué au problème de bruit de bord de fuite est ici basé sur les perturbations de vitesse et de vorticité issues d'estimations de la fonction de l'écoulement fluctuant (Source A). La source de vorticité du modèle de propagation acoustique est un vecteur de Lamb composé d'un champ moyen de vitesse et de vorticité provenant des simulations RANS et combiné avec les fluctuations de ces deux grandeurs. La vitesse turbulente est obtenue en dérivant la fonction d'écoulement une première fois, la vorticité turbulente en dérivant une seconde fois. L'objectif du modèle stochastique est de caractériser l'énergie cinétique turbulente.

### Propagation acoustique



**FIGURE 1.58 – Comparaison entre énergies cinétiques turbulentes issue du calcul RANS (gauche) et du modèle stochastique (droite). Configuration 4, écoulement à 50 m/s (haut), 70 m/s (milieu), 90 m/s (bas).**

Les spectres de bruit en champ lointain sont obtenus pour les trois configurations de comparaison (0,2 et 4) et pour chaque vitesse présentée ici (50, 70 et 90 m/s). Les calculs ont été réalisés sur un maillage multi-blocs curvilinéaire, bidimensionnel et structuré de 750 000 points pour la configuration 2 et 600 000 points pour la configuration 4. Ces deux configurations comprennent respectivement 39 et 36 blocs. Les mailles sont disposées en  $C$  autour du volet et en  $H$  pour le reste du domaine dont les dimensions vont de  $x = -0,667c_w$  à  $x = 2,3c_w$  dans la direction axiale, et de  $y = -2,3c_w$  à  $y = 0,6c_w$  dans la direction normale (carré total de  $3c_w \times 3c_w$  centré sur le bord de fuite de l'aile). La fréquence maximale est de 20 kHz avec une résolution spatiale de 7 points par longueur d'onde. A chaque frontière du domaine est appliquée une condition de non-réflexion de Tam & Webb [119].

Les niveaux étant calculés dans un espace bidimensionnel, la transposition à des niveaux tridimensionnels est nécessaire pour les comparer aux mesures. La procédure est détaillée dans le rapport intermédiaire D16 [122] du projet VALIANT, supposant une indépendance de la correction avec la fréquence. La formule de passage obtenue est

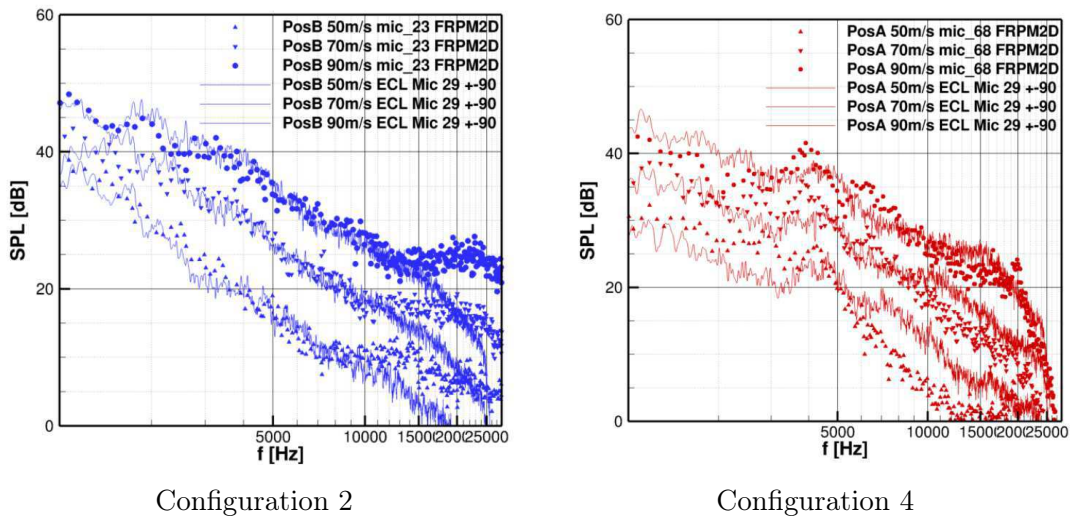
$$SPL_{3D} = SPL_{2D} + 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{C}{2\pi} \frac{L_z}{R} M_0 \right)$$

où  $L_z$  est l'envergure de l'aile,  $R$  la distance source/observateur,  $M_0$  le nombre de Mach et  $C$  une constante comprise dans l'intervalle  $[1, 4; 2, 1]$ . Une formule similaire peut être déduite de la transposition d'Oberai [87] pour modèles analytiques.

Dans un premier temps, ces paramètres sont choisis en fonction de critères liés aux simulations

( $R = 1\text{ m}$ ,  $C = 1,4$ ) avec une envergure identique aux mesures  $L = 300\text{ mm}$ . Une correction supplémentaire est prise en compte pour ramener  $R$  à la distance du point de mesure  $R_m = 1,8\text{ m}$ . Cette correction est établie en considérant la décroissance du niveau, inversement proportionnel à la distance au point de mesure (loi en  $1/r$ ), entre  $R$  et  $R_m$ , ce qui fait une réduction du niveau de  $11,5\text{ dB}$ .

Les spectres acoustiques en champ lointain des configurations 2 et 4 sont montrés sur la figure 1.59. A première vue, la simulation prédit bien la mesure, puisque les écarts entre chaque spectre pour les différentes vitesses d'écoulement sont les mêmes. En particulier, les niveaux de la configuration 0 sont bien évalués de même que pour la configuration 4. Pour cette dernière, le niveau du spectre à  $50\text{ m/s}$  est nettement sous-estimé au dessus de  $6\text{ kHz}$  par le calcul par rapport à la mesure. Au contraire, il est surestimé pour toutes les vitesses au dessus de  $10\text{ kHz}$ , avec la formation d'un plateau. Ceci est probablement dû à des artefacts du modèle stochastique de sources (FPRM). Le reste du spectre est par ailleurs correctement prédit quelque soit la vitesse d'écoulement.



**FIGURE 1.59** – *Comparaison entre spectres acoustiques en champ lointain numériques et expérimentaux pour les configurations 2 (gauche) et 4 (droite), et trois vitesses d'écoulement :  $50\text{ m/s}$ ,  $70\text{ m/s}$  et  $90\text{ m/s}$ .*

## 1.6 Conclusions sur les campagnes expérimentales

De nombreux essais aérodynamiques et acoustiques ont permis de générer une base de données expérimentales pour l'étude des modèles analytiques et numériques. Les calculs numériques de deux des partenaires du projet ont d'ailleurs été comparés aux résultats expérimentaux avec de bonnes correspondances.

Les mesures de vitesses moyenne et turbulente ainsi que les spectres de pression pariétale ont permis de mettre en évidence un couplage aérodynamique dans les configurations 3 et 4, c'est-à-dire, lorsque les deux éléments sont au plus proche. Dans ces configurations, la distance entre l'aile et le volet est de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite turbulente au bord de fuite de l'aile, ce qui peut expliquer le couplage observé. Des phénomènes intéressants semblent se



produire sur les configurations où le recouvrement est important (configuration 5), mais l'apparition d'ondes de Tollmien-Schlichting est peut-être responsable d'une impossibilité à distinguer d'autres mécanismes.

Le couplage acoustique est étendu aux autres configurations, en particulier celles avec recouvrement partiel. En particulier dans les configurations où un couplage aérodynamique est observé, l'extraction de la contribution acoustique du volet dans le champ total n'est pas possible car les caractéristiques de l'écoulement sur le bord de fuite de l'aile sont modifiées. Des mesures de localisation de sources faisant intervenir l'ONERA ont par ailleurs montré que le bruit dû à l'installation ne pollue pas les mesures acoustiques en champ lointain, au moins jusqu'à une fréquence de  $8\text{ kHz}$ . Au delà, des franges d'interférences apparaissant sur les cartographies de champ lointain, non attribuées à des phénomènes physiques, pourraient justement être causées par les effets d'installation.

Des mesures avec grille de turbulence ont aussi été effectuées pour être utilisées comme données d'entrée et de comparaisons pour les modèles analytiques. La position choisie en sortie du convergent a permis d'obtenir un fort taux de turbulence dans l'écoulement, aux dépens d'une non-homogénéité relative. L'écoulement turbulent modifie complètement le comportement du volet dans certaines configurations et semble détruire les effets de couplage en convectant les structures turbulentes de chaque côté du volet. Les sillages sont cependant peu modifiés par le taux de turbulence de l'écoulement incident.

*Essentially, all models are wrong, but some are useful.*  
George Edward Pelham Box (1987)

# 2

## Étude de modèles analytiques issus de la littérature

Ce chapitre a pour but d'étudier les modèles théoriques existants dans la littérature en lien d'une manière ou d'une autre avec notre problème. L'étude de ces modèles a plusieurs objectifs : (i) cerner les hypothèses et limites de chacun d'eux, (ii) confronter les résultats obtenus analytiquement aux résultats expérimentaux, (iii) utiliser un ou plusieurs modèles pour la mise en œuvre de nouveaux modèles ou d'améliorations. La première partie traite du problème général de deux plaques en recouvrement partiel. Chaque modèle issu de la littérature est alors vu comme un cas particulier ou une approche plus ou moins complète du problème. Les résultats obtenus seront alors comparés aux résultats expérimentaux du chapitre précédent dans une dernière partie.

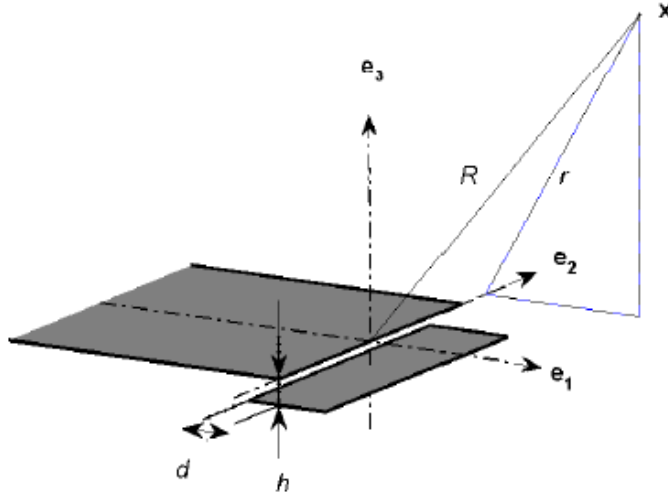
### 2.1 Position du problème mathématique

La géométrie type du problème que nous voulons traiter ici est représentée sur la figure 2.1. L'aile est considérée comme une plaque plane semi-infinie rigide, tandis que le volet est une bande plane de corde  $c_f$  finie. Les deux corps sont supposés d'épaisseur nulle et d'envergure infinie. L'écoulement est uniforme de vitesse  $U_0$  selon le vecteur  $\vec{e}_1$  (coordonnée  $x$ ) qui dirige le plan médian. L'envergure correspond à la coordonnée suivant le vecteur  $\vec{e}_2$  (coordonnée  $z$ ), et le vecteur  $\vec{e}_3$  (coordonnée  $y$ ) pointe depuis l'intrados vers l'extrados des profils. L'intrados est défini par le côté où le volet est décalé par rapport à l'aile. Contrairement à la figure 1.4, l'origine du repère se situe à l'intersection du plan médian avec le bord de fuite de l'aile. La position du volet est ainsi définie par la distance de recouvrement  $d$  et l'écartement normal  $h$ , coordonnées du bord d'attaque du volet par rapport au bord de fuite de l'aile.

D'après les principes classiques des théories de l'aérodynamique instationnaire linéarisée dans le domaine fréquentiel [4, 39, 40, 41], la présence du volet au sein d'un écoulement turbulent engendre une perturbation supplémentaire qui peut se mettre sous la forme d'un potentiel  $\phi'$ , solution de l'équation de Helmholtz convectée

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} + 2ikM_0 \frac{\partial \phi'}{\partial x} + k^2 \phi' = 0 \quad (2.1)$$

où  $\beta^2 = 1 - M^2$  est le paramètre de compressibilité, une dépendance temporelle du champ étant supposée en  $e^{-i\omega t}$ .



**FIGURE 2.1 – Définition de la géométrie du problème traité et du repère utilisé. Il est supposé une envergure infinie dans la direction  $\vec{e}_2$  et un écoulement uniforme de vitesse  $U_0$  suivant  $\vec{e}_1$ .**

Sous l'hypothèse d'une turbulence *figée* et sous réserve que seules les fluctuations verticales contribuent, la turbulence est décomposée en structures de Fourier appelées *rafales*. Le nombre d'onde dans le sens de l'écoulement est alors  $k_1 = \kappa_1 = \omega/U_0$ . L'impact de la turbulence sur le bord d'attaque du volet n'a besoin d'être évalué que dans le cas d'une rafale oblique de nombres d'onde  $k_1$  et  $k_2$  d'amplitude  $\hat{w}(k_1, k_2)$ . Les conditions aux limites associées à l'équation précédente sont : un potentiel de vitesse nul en amont du volet (condition (2.2)), une vitesse normale nulle sur le profil (condition (2.3)), et une différence de pression nulle entre intrados et extrados au bord de fuite et dans le sillage (condition de Kutta (2.4)). Les deux premières s'expriment dans le cadre d'une référence prise au bord de fuite de l'aile par

$$\phi'(x, 0) = 0 \quad y = -h, \quad -\infty < x < -d \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial y} = -\hat{w}(k_1, k_2) e^{i[k_1 x + k_2 z]} \quad y = -h, \quad -d \leq x \leq c_f - d \quad (2.3)$$

où  $d$  est une grandeur positive en cas de recouvrement effectif. On considère que seul le volet subit l'impact des perturbations incidentes. Par ailleurs, la condition de Kutta est appliquée à la portance instationnaire (ou saut de pression)  $\ell = \Delta \tilde{p}$ , ce qui s'écrit

$$\Delta \tilde{p} = -\rho_0 c_0 \Delta \left( M_0 \frac{\partial \phi'}{\partial x} - ik \phi' \right) = 0 \quad y = -h, \quad x > c_f - d \quad (2.4)$$

Le choix d'appliquer ou non une condition de Kutta à l'extrémité du demi-plan de l'aile, pour ce qui est du calcul de la diffraction, n'est pas connu pour être d'une influence notable sur le résultat en hautes fréquences [98]. Par conséquent, la condition pourra être relaxée dans la suite des calculs, mais elle pourrait être ajoutée ultérieurement en tant que contribution (correction) supplémentaire.

Puisque les conditions aux limites sont homogènes suivant l'envergure des profils, le potentiel

$\phi'$  peut être factorisé sous la forme  $\phi'(x, y, z) = \phi(x, y)e^{ik_2z}$ , ce qui amène le nouveau potentiel  $\phi$  solution du problème bidimensionnel

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + 2ikM_0 \frac{\partial \phi}{\partial x} + (k^2 - k_2^2)\phi = 0 \quad (2.5)$$

$$\phi(x, 0) = 0 \quad y = -h, \quad -\infty < x < -d \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = -\hat{w}(k_1, k_2)e^{ik_1x} \quad y = -h, \quad -d \leq x \leq c_f - d \quad (2.7)$$

$$\Delta \left( M_0 \frac{\partial \phi}{\partial x} - ik\phi \right) = 0 \quad y = -h, \quad x > c_f \quad (2.8)$$

Dans la suite de ce chapitre, une liste non-exhaustive de modèles analytiques issus de la littérature et traitant en partie du cadre théorique qui précède est présentée. Ces modèles sont en dernier lieu comparés aux résultats expérimentaux afin de valider ou non leur utilisation dans notre cas. Cependant, il convient de préciser que la configuration de la figure 2.1 n'admet pas de solution analytique exacte.

## 2.2 Modèles fondés sur l'analogie de Powell-Howe

Cette partie a pour but de présenter les méthodes de calcul et les résultats donnés par quelques modèles issus de la littérature. En particulier, trois modèles proposés par Howe qui se rapprochent des configurations du projet VALIANT ont fait l'objet d'une attention plus approfondie. Dans ses différents modèles, Howe a toujours la même approche : à partir des équations de conservation de l'énergie exprimée pour l'enthalpie totale, il détermine des solutions simplifiées moyennant des hypothèses de compacité et de faible nombre de Mach. Il en déduit alors des tendances asymptotiques du comportement acoustique en champ lointain.

### 2.2.1 Modèle de bord de fuite simple [52]

Ce paragraphe est une présentation d'un article de Howe [52], consacré à une revue de théories diverses sur le bruit de bord de fuite d'une plaque. En partant de l'analogie de Lighthill [77], il précise la solution du problème en hydroacoustique linéaire et présente quelques modèles de sources correspondants à ce problème mathématique particulier d'une plaque avec un bord fini, dans le cas d'écoulement à très faible vitesse. Il propose alors un modèle qui unifie les théories existantes et développe les interprétations et significations des approximations et des résultats obtenus, par exemple quant à l'application de la condition de Kutta et l'effet sur la solution de sources en mouvement.

Les modèles revus amènent à quelques résultats intéressants comme la dépendance de la puissance acoustique rayonnée avec la puissance cinquième de la vitesse de l'écoulement  $U_0^5$ . Aucune forme de champ lointain acoustique n'est proposée dans les modèles, mais les théories issues de l'analogie de Lighthill [25, 28, 37, 48, 49, 51, 76] décrivent le rayonnement acoustique en fonction du champ de vitesse turbulente tandis que les théories basées sur la solution particulière de l'hydroacoustique linéaire relient le son rayonné aux fluctuations de pression à proximité du bord de fuite.

Après étude et conclusions sur chacun des modèles, Howe propose sa propre théorie. L'utilisation de l'enthalpie totale  $B_H$  s'explique par le fait qu'elle convient mieux aux problèmes d'un milieu en mouvement plutôt que de considérer la pression en tant que grandeur acoustique

de référence. Dans un écoulement irrotationnel et homentropique, la formulations de l'analogie acoustique de Lighthill revient à l'équation

$$\left\{ \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{c_0^2} \frac{D}{Dt} \right) + \frac{1}{c_0^2} \frac{D\vec{u}}{Dt} \cdot \vec{\nabla} - \nabla^2 \right\} \vec{B}_H = \vec{\nabla}(\vec{\omega} \wedge \vec{u}) - \frac{1}{c_0^2} \frac{D\vec{u}}{Dt} \cdot (\vec{\omega} \wedge \vec{u}) \quad (2.9)$$

où  $\vec{\omega} = \vec{rot}(\vec{u})$  est le vecteur vorticité.

Des approximations sont alors prises en compte pour simplifier la résolution du problème. Tout d'abord, une turbulence figée est considérée, ce qui implique que la vorticité est constante le long d'une ligne de courant de vitesse de convection  $u$ . La vitesse de convection de la turbulence  $u$  est supposée égale à la vitesse moyenne de l'écoulement dans un plan parallèle au demi-plan, *id est*, à la vitesse de cisaillement  $U = U(y)$ . Pour un faible nombre de Mach, la principale contribution aérodynamique du terme de droite de l'équation (2.9) est  $\vec{\nabla}(\vec{\omega} \wedge \vec{u}) = \vec{\nabla}(\vec{\omega} \wedge \vec{U})$ . Les effets de compressibilité sont négligés. Les termes de gauche impliquant la vitesse de propagation  $c_0$  sont importants uniquement dans la région de propagation, c'est-à-dire lorsque l'enthalpie totale  $B_H$  se réduit à sa valeur moyenne, autrement dit que la vitesse locale  $u = U_0$ . La condition de Kutta implique un sillage dans lequel la distribution de vorticité  $\vec{\omega}'$  est figée et convectée suivant la vitesse  $W(W_x, 0, W_z)$ . Enfin, la vitesse moyenne de cisaillement  $U(y)$  et la vitesse de convection dans le sillage  $W_y$  sont supposées petites devant la célérité du son  $c_0$ .

Ces hypothèses permettent d'écrire la nouvelle équation

$$\left\{ \frac{1}{c_0^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 - \nabla^2 \right\} \vec{B}_H = \vec{\nabla}(\vec{\omega} \wedge \vec{U}) + (\vec{\omega}' \wedge \vec{W}) \quad (2.10)$$

On note alors la force d'un dipôle incident fig  noté  $Q = \vec{\omega} \wedge \vec{U}$ . A chaque dipole incident correspond un dipole de sillage  $q = \vec{\omega}' \wedge \vec{W}$ . L'enthalpie  $B_H$  est alors écrite comme la somme des contributions de deux termes sources : un terme lié aux sources dipolaires incidentes  $B_Q$  et un terme lié aux sources dipolaires du sillage  $B_q$ . La détermination de ces deux termes amène à la forme finale de  $B_H = B_Q + B_q$ .

La relation qui existe entre le champ de pression et l'enthalpie s'écrit alors en fonction de la distance  $R$  de l'observateur

$$p_H = B_H \frac{\rho_0}{1 + M_0 x/R}$$

et conduit à l'expression du champ de pression à la surface du demi-plan au voisinage du bord de fuite

$$p_H = -\frac{\rho_0}{2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{k \cdot (U - W)(k \cdot Q)}{\omega_z \gamma(k_1)} e^{i[k_1 x + k_2 z + z \gamma(k_1) - \omega_z t]} \times \left\{ \int_0^{\infty} 1 + \text{sign}(y) \cdot \text{erf} \left( \sqrt{ix \left[ \lambda + k_1 + \frac{M_0 \omega_z}{c_0} \right]} \right) dz \right\} dk_1 dk_2 \quad (2.11)$$

Enfin, la densité spectrale de puissance en champ lointain est définie à partir du spectre  $\Pi$  du champ de pression à la surface du plan par

$$S_{pp} = \frac{2M_{U_c} L \sin \alpha \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \cos \beta}{\pi R^2 \left[ 1 - F \left( \frac{\omega \delta^*}{W} \right) \right]^2} \int_{-\infty}^{\infty} \Pi \left( k_1, \frac{\omega \cos \alpha}{c}, \omega \right) dk_1 \quad (2.12)$$

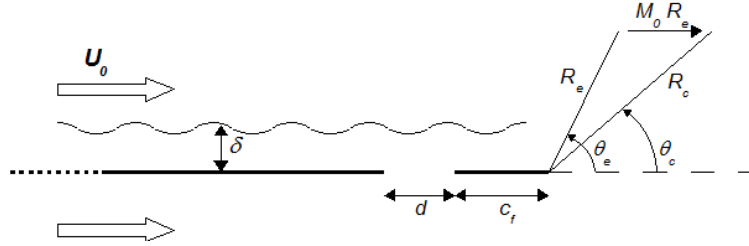
où la fonction  $F$  qui traduit l'effet de l'application de la condition de Kutta. Cette fonction est prise telle qu'elle tende vers 0 lorsque son argument  $\omega \delta^*/W$  tend vers l'infini, et qu'elle

tende vers  $W/U$  lorsque son argument tend vers 0. Elle introduit cependant une erreur suivant l'angle d'observation. En effet, sans condition de Kutta, la vitesse de convection dans la couche limite turbulente est constante. Dans le cas contraire, la vitesse de convection dans le sillage du demi-plan  $W$  est inférieure à la vitesse de convection dans la couche limite turbulente  $U_c$ . Cette différence engendre une variation sur le niveau de pression en champ lointain qui varie de 10 à 12 dB (Tableau 1 de [52]).

### 2.2.2 Modèle de bord de fuite avec fente [54]

La théorie de Howe sur le bord de fuite avec fente se rapproche des configurations 1 et 2 du projet VALIANT (figure 2.2). Howe étudie en fait deux phénomènes distincts se produisant sur une telle géométrie. En particulier, il s'intéresse à (i) l'effet d'une fente sur le bruit produit par le bord de fuite d'une plaque, et (ii) l'effet d'un bord de fuite sur le bruit produit par une fente dans une plaque infinie. En se plaçant dans le cas d'un problème bidimensionnel, ces deux études sont respectivement numérotées 1 et 2.

Les hypothèses simplificatrices proposées par Howe sont les suivantes : la compacité de la fente  $kd/\beta^2 \ll 1$  d'une part, la petite taille relative de la fente par rapport à la corde du volet  $d/c_f \ll 1$  d'autre part. La pression acoustique en champ lointain est alors déterminée pour chacun des deux mécanismes et les résultats sont comparés pour différentes vitesses d'écoulement et différentes valeurs du produit  $kc_f$ .



**FIGURE 2.2 – Schéma du modèle de bord de fuite avec fente de Howe.**

#### Premier mécanisme

Le premier mécanisme étudié par Howe dans ce modèle est l'influence d'une fente sur le bruit de bord de fuite d'une plaque. L'accent est donc mis sur la dynamique tourbillonnaire qui se développe au voisinage du bord de fuite. Une plaque avec un bord de fuite simple est tout d'abord pris comme référence. Howe en exprime la pression acoustique en champ lointain  $p_{BdF}$  par la formule [52]

$$p_{BdF}(R_e, \theta_e) = -\frac{\Omega \rho_0 U_0 e^{i\pi/4} e^{ikR_e}}{2(1 + M_0 \cos \theta_e) \sqrt{\pi k_1 R_e}} \sin(\theta_e/2) \quad (2.13)$$

Ensuite, il calcule la nouvelle pression acoustique  $p_1$  pour la même plaque en présence d'une fente proche du bord de fuite, et obtient

$$p_1(R_e, \theta_e) = -\frac{\Omega \rho_0 U_0 e^{i\pi/4} e^{ikR_e}}{2(1 + M_0 \cos \theta_e) \sqrt{\pi k_1 R_e}} (\sin(\theta_e/2) - H(k, M_0, \theta_e)) \quad (2.14)$$

où  $H$  est une fonction de correction traduisant la diffraction du bruit de bord de fuite par la fente :

$$H(k, M_0, \theta_e) = \frac{\pi \beta e^{-i\pi/4}}{\sqrt{M_0 + M_0^2 \cos \theta_e}} \mathcal{Z}(K) w \left[ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{(\bar{c}_f + \bar{d}/2)(K + \kappa_1)} \right] \\ \times \mathcal{F} \left[ \sqrt{2K(\bar{c}_f + \bar{d}/2)} \sin(\bar{\theta}_e/2) \right] e^{2iK(\bar{c}_f + \bar{d}/2) \cos^2 \bar{\theta}_e/2}$$

avec

$$\mathcal{Z}(K) = \left[ \ln(2) + i \frac{J_0[\kappa_1 \bar{d}/2]}{(\kappa_1 \bar{d}/2)(J_0[\kappa_1 \bar{d}/2] - iJ_1[\kappa_1 \bar{d}/2])} + F(K) \right]^{-1} \\ F(K) = i \frac{\pi}{2} - \gamma - \ln(K \bar{d}/4) + E_i[2iK(\bar{c}_f + \bar{d}/2)] \\ w \left[ \sqrt{\frac{2}{\pi}} X \right] = \frac{1+i}{2} e^{-iX^2} [1 - \mathcal{F}(X)] \\ \mathcal{F}(X) = 2(1-i) \int_0^X \frac{e^{it^2}}{\sqrt{2\pi}} dt \\ E_i[X] = - \int_{-X}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$$

Ainsi, le rapport d'amplitude des pressions acoustiques en champ lointain avec et sans fente est noté  $\Delta_1$  et s'écrit

$$\Delta_1 = 20 \log_{10} \left( \left| \frac{p_1}{p_{BdF}} \right| \right) = 20 \log_{10} \left( \left| \frac{\sin(\theta/2) - H(k, M_0, \theta)}{\sin(\theta/2)} \right| \right) \quad (2.15)$$

$\Delta_1$  donne le niveau de pression sonore. L'influence de la fréquence  $f$ , de la longueur de la fente  $d$  et de l'angle d'observation  $\theta$  est donnée dans le paragraphe 2.2.2 suivant. Des interférences visibles sur les figures présentées révèlent la diffraction du rayonnement des sources de bord de fuite par la fente.

### Second mécanisme

Le second mécanisme étudié par Howe est l'influence d'un bord de fuite et d'une fente dans une plaque sur le bruit produit par une perturbation tourbillonnaire (type couche limite turbulente) convectée à la vitesse  $U_0$  sur l'ensemble des deux singularités à une distance constante  $\delta$  de la plaque. Il aboutit ainsi à deux contributions qu'il suppose décorréliées l'une de l'autre, la première  $p_{21}$  étant associée au bruit propre de l'interaction des perturbations avec la fente, la seconde  $p_{22}$  étant associée au bruit de bord de fuite où la fente agit de nouveau en tant qu'élément diffractant.

Dans ce cas, la pression acoustique en champ lointain  $p'_{BdF}$  qui traduit le passage d'un tourbillon à la distance  $h$  d'une plaque avec un bord de fuite mais sans fente est déduit de l'expression 2.13, corrigée par l'effet de la distance finie  $\delta$  :  $p'_{BdF} = p_{BdF} e^{-k_1 \delta}$ . Par ailleurs, les

pressions acoustiques  $p_{21}$  et  $p_{22}$  s'expriment comme

$$p_{21}(R_e, \theta_e) = -\frac{\Omega\rho_0 U_0 e^{i\pi/4} e^{ikR_e}}{2(1 + M_0 \cos \theta_e) \sqrt{\pi k_1 R_e}} S(k, M_0, \theta_e) e^{-ik_1 \delta} \quad (2.16)$$

$$(2.17)$$

$$p_{22}(R_e, \theta_e) = -\frac{\Omega\rho_0 U_0 e^{i\pi/4} e^{ikR_e}}{2(1 + M_0 \cos \theta_e) \sqrt{\pi k_1 R_e}} (\sin(\theta_e/2) - H'(k, M_0, \theta_e)) e^{-ik_1 \delta} \quad (2.18)$$

où  $S(k, M_0, \theta)$  est une fonction traduisant la diffraction par la fente *du bruit produit par la couche limite turbulente*, et  $H'(k, M_0, \theta)$  est une fonction de correction similaire à  $H(k, M_0, \theta)$  mais pour le second problème traité, *id est* où  $\mathcal{Z}'(K)$  remplace  $\mathcal{Z}(K)$ . Les fonctions  $S$  et  $\mathcal{Z}'$  s'écrivent

$$S(k, M_0, \theta_e) = \frac{\pi\beta}{\sqrt{2M_0(1 + M_0 \cos \theta_e)}} \mathcal{Z}'(K) J_0[\kappa_1 \bar{d}/2] \\ \times \mathcal{F} \left[ \sqrt{2K(c_f + d/2)} \sin(\theta_e/2) \sqrt{\frac{1 - M_0}{1 + M_0 \cos \theta_e}} \right] e^{-ik_1(c_f + d/2)/(1 + M_0 \cos \theta_e)}$$

$$\mathcal{Z}'(K) = [\ln(2) + F(K)]^{-1}$$

Ainsi, de la même façon que pour le premier problème étudié, deux rapports peuvent être déduits suivant que l'on veut mettre en évidence la première ou la deuxième contribution du second mécanisme. On note respectivement  $\Delta_2$  et  $\Delta_2'$  les traductions en décibels des deux rapports d'amplitude correspondants.

$$\Delta_2 = 20 \log_{10} \left( \left| \frac{p_{21}}{p_{BdF}} \right| \right) = 20 \log_{10} \left( \left| \frac{S(k, M_0, \theta)}{\sin(\theta/2)} \right| \right) \quad (2.19)$$

$$(2.20)$$

$$\Delta_2' = 20 \log_{10} \left( \left| \frac{p_{22}}{p_{BdF}} \right| \right) = 20 \log_{10} \left( \left| \frac{\sin(\theta/2) - H(k, M_0, \theta)}{\sin(\theta/2)} \right| \right) \quad (2.21)$$

La contribution qui rend compte de l'influence de la fente est la première, soit l'expression de  $\Delta_2$ . L'évolution du niveau sonore en fonction de la fréquence et de l'angle de l'observateur est présentée en cartographie sur les figures 2.3 et 2.4.

### Spectres de bruit en champ lointain

Afin de pouvoir utiliser les expressions analytiques des modèles en vue de les comparer aux mesures, les spectres de bruit en champ lointain peuvent être obtenus via l'évaluation des densités spectrales de puissance (DSP) de l'ensemble des deux mécanismes. Ainsi, la DSP donnant l'influence de la fente sur le rayonnement du bruit de bord de fuite s'écrit

$$S_{pp}^{H1}(R_e, \theta_e, \omega) = \left| \frac{p_1}{p_{BdF}} \right|^2 S_{pp}^{TE}(R_e, \theta_e, \omega) \quad (2.22)$$

où  $S_{pp}^{TE}$  est la DSP du bruit de bord de fuite classique (paragraphe 2.2.1).

De même, la DSP représentant le bruit propre de la fente est liée au premier problème du second mécanisme, soit

$$S_{pp}^{H2}(R_e, \theta_e, \omega) = \left| \frac{p_{21}}{p_{BdF}} \right|^2 S_{pp}^{TE}(R_e, \theta_e, \omega) \quad (2.23)$$



On en déduit alors, en sommant les deux contributions précédentes, l'expression de la DSP  $S_{pp}^{HS}$  du bruit de bord de fuite avec fente du modèle de Howe

$$S_{pp}^{HS}(R_e, \theta_e, \omega) = S_{pp}^{H1}(R_e, \theta_e, \omega) + S_{pp}^{H2}(R_e, \theta_e, \omega) \quad (2.24)$$

### Influences des paramètres sur le bruit produit

Maintenant que nous avons détaillé les calculs, nous pouvons comparer l'effet de chaque paramètre sur le bruit rayonné. Les figures 2.3 et 2.4 sont des cartographies qui montrent l'influence de la vitesse de l'écoulement ainsi que de la largeur de la fente sur le niveau de pression en champ lointain en fonction de la fréquence et de l'angle d'écoute. Chaque colonne représente une contribution différente : le premier mécanisme ( $\Delta_1$ ), le second mécanisme ( $\Delta_2$ ) et la combinaison des deux mécanismes ( $\Delta_1 + \Delta_2$ ). La corde du volet  $c_f$  est égale à celle des expériences, soit  $c_f = 10 \text{ cm}$ .

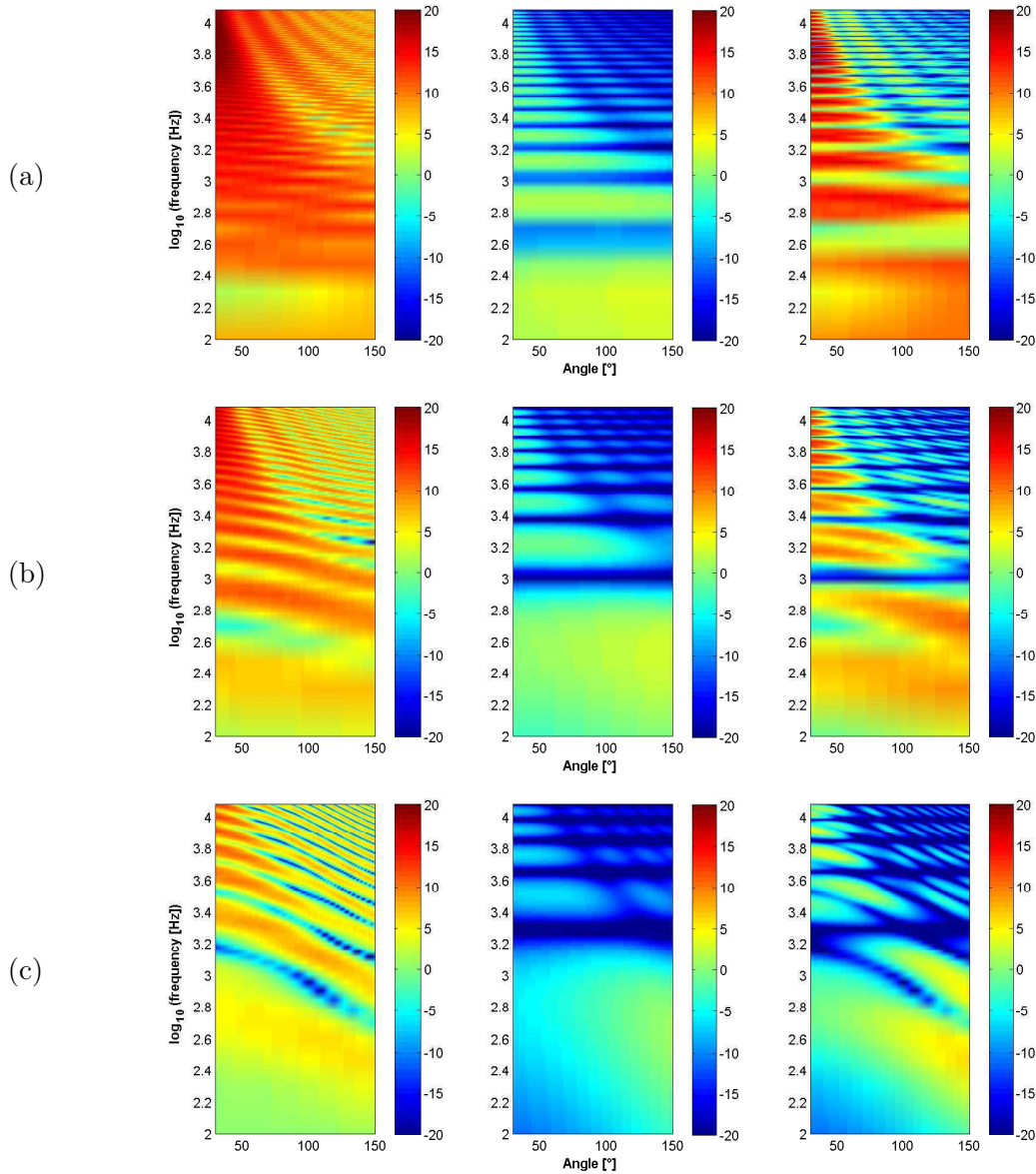
La figure 2.3 donne l'évolution de haut en bas des niveaux sonores pour les vitesses incidentes de l'écoulement de (a) 30 m/s, (b) 70 m/s et (c) 170 m/s. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, le nombre de franges d'interférences des deux mécanismes étudiés diminue et la largeur de ces franges semble augmenter dans le même sens. Par ailleurs, l'angle des franges du premier mécanisme s'accroît, ce qui signifie que les interférences apparaissent à plus hautes fréquences en aval du bord de fuite ( $0^\circ$ ), et/ou à plus basses fréquences en amont du bord de fuite.

La troisième contribution correspond à la contribution du premier mécanisme suivant une fonction de distribution *spectro-angulaire* imposée par le second mécanisme. Ainsi, on remarque un étalement des franges horizontales avec la montée en vitesse de l'écoulement. La première contribution provoque une sélectivité sur la directivité, amplifiant ou inhibant certaines fréquences suivant l'angle d'écoute.

La figure 2.4 montre maintenant l'influence de la taille de la fente  $d$  sur le bruit rayonné. La vitesse de l'écoulement est constante, prise à 50 m/s, et les largeurs comparées sont de (a) 5 mm, (b) 1 cm, (c) 10 cm. Ici, le premier mécanisme ne subit pas de modification importante sur le nombre de franges tandis que ce dernier augmente sensiblement avec la valeur de  $d$ . Le niveau sonore de chaque contribution évolue quant à lui à l'opposé pour chacun des deux mécanismes : l'amplitude de  $\Delta_1$  augmente et celle de  $\Delta_2$  diminue lorsque  $d$  augmente.

La somme des deux contributions révèle bien le comportement de chaque mécanisme : de nombreuses interférences (nombre *quasi* constant) dont le niveau croît avec la largeur du fait du premier mécanisme, une modulation du nombre de franges horizontales selon la réponse du second mécanisme.

Les comportements dangereux observés sur les figures 2.3-c et 2.4-c sont dûs aux limites de validité du modèle de Howe. En effet, un écoulement de 170 m/s ( $M_0 = 0,5$ ) est en dehors de l'hypothèse de compacité de la fente  $kd/\beta^2 \ll 1$ . De même, une largeur de fente  $d$  égale à la corde du volet  $c_f$  ne vérifie évidemment pas l'hypothèse  $d/c_f \ll 1$ . Les comparaisons entre ce modèle et les valeurs des paramètres dans les expériences ( $M_0 = 0,15$  et  $d = 5 \text{ cm}$ ) sont effectuées dans la dernière partie de ce chapitre.

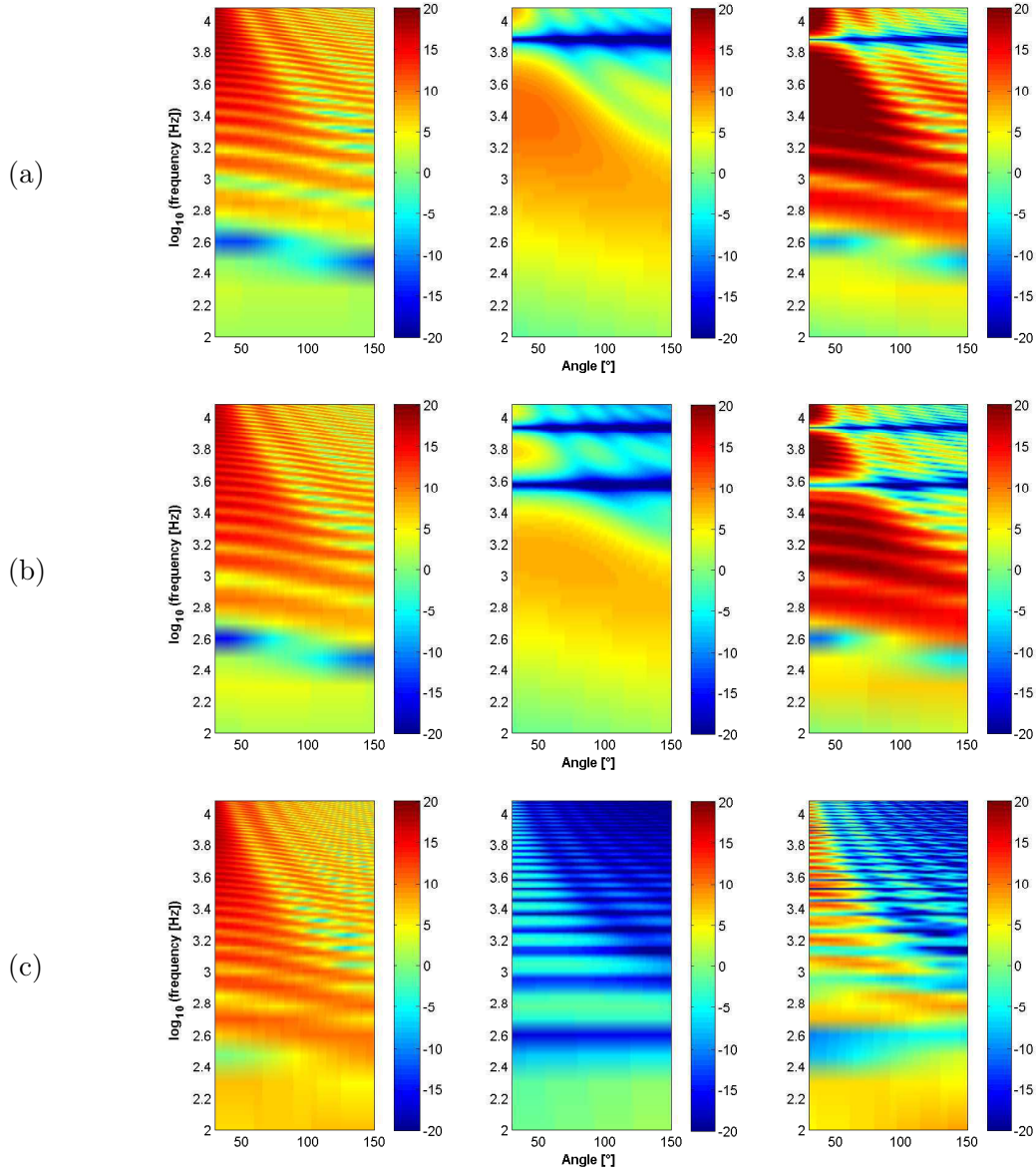


**FIGURE 2.3** – Evolution du niveau sonore en champ lointain avec la vitesse de l'écoulement pour  $d = 5$  cm : (a) 30 m/s, (b) 70 m/s, (c) 170 m/s. Cartographies de  $\Delta_1$  (gauche),  $\Delta_2$  (milieu) et  $\Delta_1 + \Delta_2$  (droite).

### 2.2.3 Modèle de bord de fuite avec volet déployé [59]

Au début des années 2000, Howe a proposé un modèle pour prédire le bruit d'impact de turbulence sur le bord d'attaque d'un volet déployé. La géométrie du problème étudié ici est présentée sur la figure 2.5. L'aile est représentée par un demi-plan rigide et le volet une plaque sans épaisseur de corde  $c_f$  finie, située en aval de l'aile et inclinée d'un angle  $\alpha$ .

En calculant le bruit produit par un dipôle placé au voisinage du bord de fuite de l'aile, moyennant une fonction de Green adaptée pour le demi-plan formé par l'aile, Howe montre que ce bruit est semblable à celui qui résulte de l'impact de turbulence sur le bord d'attaque du volet,



**FIGURE 2.4 – Evolution du niveau sonore en champ lointain avec la largeur  $d$  de la fente à  $50 \text{ m/s}$  : (a)  $d = 0,5 \text{ cm}$ , (b)  $d = 1 \text{ cm}$ , (c)  $d = 10 \text{ cm}$ . Cartographies de  $\Delta_1$  (gauche),  $\Delta_2$  (milieu) et  $\Delta_1 + \Delta_2$  (droite).**

dans le cas où le dipôle équivalent est placé sur le prolongement de l'aile à une distance  $l_v$  définie par

$$\frac{l_v}{h} = \left( \frac{c_f}{2h} \right)^2 \left( \frac{1}{(1-\zeta)(1+c_f/h) - 1} \right)^2$$

où  $\zeta$  est un paramètre défini par Howe en fonction de  $K(X)$  et  $E(X)$ , des intégrales elliptiques du premier et du second ordre respectivement [1], comme étant

$$\zeta = 1 - \frac{E([1+h/c_v]^{-1})}{K([1+h/c_v]^{-1})}$$

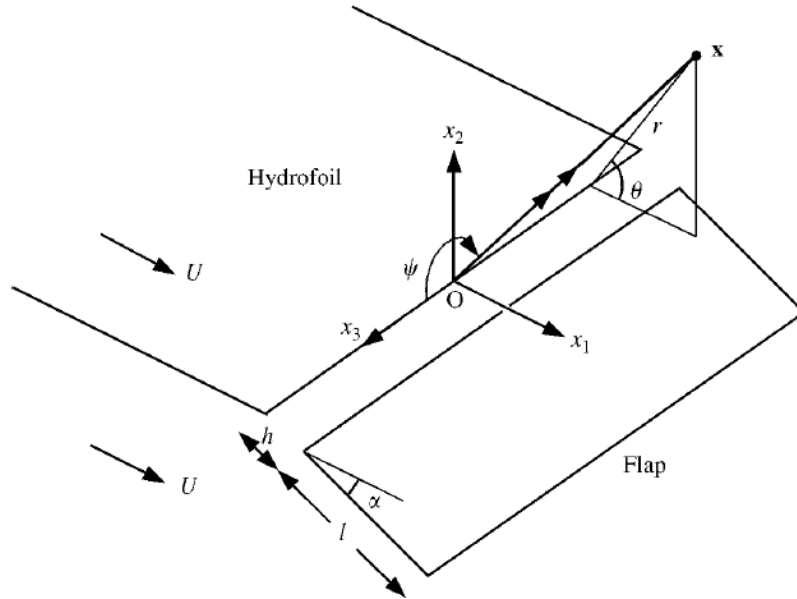


FIGURE 2.5 – Définition de la géométrie du modèle de Howe sur le bruit d'impact de turbulence sur un bord d'attaque de volet déployé [59].

La densité spectrale de puissance du bruit rayonné en champ lointain se met alors sous la forme

$$S_{pp}(\omega) = \frac{\omega \sin \psi \sin^2(\theta/2)}{(2\pi)^3 r^2 (c_0 l_v)} L_v l_y(\omega) \Phi_{LL}(\omega) \quad (2.25)$$

où  $\Phi_{LL}(\omega)$  est le spectre de portance instationnaire sur le volet par unité d'envergure. Celui-ci peut s'obtenir par la théorie de Sears, en supposant le volet comme étant isolé, et en déterminant la portance instationnaire produite par la turbulence incidente. L'intérêt de ce modèle par rapport au modèle d'impact de turbulence d'Amiet (paragraphe 2.3.1) est qu'il tient compte de la diffraction due au bord de fuite de l'aile. L'inconvénient majeur est qu'il considère le volet comme un simple dipôle équivalent du point de vue d'un observateur en champ lointain. En restant dans l'approximation du champ lointain, le modèle de Roger & Pérennès [91] apparaît comme une extension, considérant cette fois le volet comme une distribution de dipôles inclinés et diffractés par le bord de fuite de l'aile. Ce modèle sera présenté au paragraphe 2.3.3.

#### 2.2.4 Modèle des demi-plans en recouvrement [50]

Peu de modèles analytiques traitent d'une configuration où deux plaques sont en recouvrement partiel. L'objectif de ce modèle est l'évaluation du bruit produit par le passage de tourbillons dans l'espacement des deux éléments, préfigurant l'aile et le volet déployé d'un avion en phase d'atterrissage. Howe étudie alors trois cas distincts selon que des structures turbulentes sont convectées au-dessus, au travers ou au-dessous de la fente située entre les plaques (figure 2.6).

Les deux demi-plans sont orientés en sens opposés et sont supposés rigides. Leur position relative est définie à partir des distances  $d$  et  $h$  déjà utilisés dans les expériences et les modèles et le repère utilisé est le même que celui de la figure 1.4, la différence résidant en le fait que le

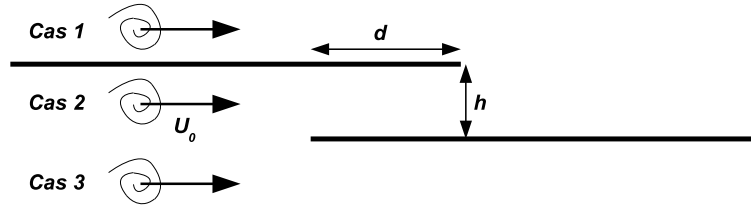


FIGURE 2.6 – Schéma du modèle de demi-plans en recouvrement de Howe [50].

volet est assimilé à un demi-plan. Pour que le modèle soit valide, il faut que la longueur d'onde acoustique reste petite devant la corde du volet, *id est*, que la fréquence soit supérieure au rapport  $c_0/c_f$ . De plus, le nombre de Mach de l'écoulement doit être inférieur à 0,5, ce qui est vrai en phase d'atterrissage ( $M_0 < 0,3$ ).

L'équation d'onde inhomogène linéarisée pour l'enthalpie totale  $B_H$  est de nouveau déterminée à partir de l'analogie acoustique de Lighthill [77]. Le problème est ensuite résolu via l'utilisation d'une fonction de Green adaptée. Pour chacun des trois cas étudiés, Howe calcule la pression acoustique en champ lointain. Chaque résultat peut ensuite être combiné selon l'utilisation voulue. Dans notre étude, les trois cas doivent être considérés en écoulement turbulent. En écoulement sain, selon les configurations, les tourbillons considérés peuvent représenter les couches limites de l'aile.

### Cas 1 : le tourbillon incident passe au-dessus de l'aile

Dans ce cas, la pression acoustique en champ lointain se met sous la forme

$$p_H^{(1)}(r, \theta_e, \phi_e, \omega) = -\rho_0 \frac{U_c w}{4\pi^2} \left(\frac{h}{r}\right) \left(\frac{\omega \Lambda}{c_0}\right) \left(\frac{|\omega| h \beta}{\pi c_0 U_c}\right)^{-i \frac{\omega h \beta}{\pi U_c}} \times \frac{\sin \bar{\theta} \exp \left[ -i\omega(t - r/c_0) + \frac{|\omega|}{U_c} \beta (\delta - h/2) + \frac{i M_0 \omega l}{c_0 \beta^2} \right]}{(1 - M_0 \cos \theta) \Gamma \left( 1 - \frac{i \omega h \beta}{\pi U_c} \right) \sin \left( \frac{\omega d \sin \bar{\theta}}{c_0 \beta^2} - \Delta_\omega \right)}$$

### Cas 2 : le tourbillon incident passe entre l'aile et le volet

Dans le second cas, la pression acoustique en champ lointain se met sous la forme

$$p_H^{(2)}(r, \theta_e, \phi_e, \omega) = \rho_0 \frac{U_c w}{4\pi^2} \left(\frac{h}{r}\right) \left(\frac{\omega \Lambda}{c_0}\right) \frac{\sin \bar{\theta}}{(1 - M_0 \cos \theta)^2} e^{-i\omega(t-r/c_0)} \times \left\{ \frac{I_1[\kappa\beta] \cos \left( \frac{\omega d \sin \bar{\theta}}{c_0 \beta^2} \right) - I_3[\kappa\beta] e^{\frac{i M_0 \omega d}{c_0 \beta^2}}}{\sin \left( \frac{\omega d \sin \bar{\theta}}{c_0 \beta^2} - \Delta_\omega \right)} - i I_2[\kappa\beta] \cos \Theta \right\}$$

avec

$$I_1[\kappa\beta] = -i\Gamma \left( \frac{-i\kappa\beta h}{\pi} \right) \left( \frac{\kappa\beta h}{\pi c_0} \right)^{i \frac{\kappa\beta h}{\pi}} e^{-\kappa\beta h/2} \sin(h\kappa\beta\delta) = -I_2[\kappa\beta]$$

$$I_3[\kappa\beta] = -i\Gamma \left( \frac{i\kappa\beta h}{\pi} \right) \left( \frac{\kappa\beta h}{\pi c_0} \right)^{i \frac{\kappa\beta h}{\pi}} e^{-\kappa\beta h/2} \sin(h\kappa\beta[h - \delta])$$

**Cas 3 : le tourbillon incident passe au-dessous du volet**

Dans ce dernier cas, la pression acoustique en champ lointain se met sous la forme

$$p_H^{(3)}(r, \theta_e, \phi_e, \omega) = \rho_0 \frac{U_c v'}{4\pi^2} \left( \frac{h}{r} \right) \left( \frac{\omega \Lambda}{c_0} \right) \frac{\sin \bar{\theta}}{(1 - M_0 \cos \theta)^2} e^{-i\omega(t-r/c_0)} \times \left\{ \frac{I_1[\kappa\beta] \cos\left(\frac{\omega l \sin \bar{\theta}}{c_0 \beta^2}\right)}{\sin\left(\frac{\omega l \sin \bar{\theta}}{c_0 \beta^2} - \Delta\omega\right)} - i I_2[\kappa\beta] \cos \Theta \right\}$$

où

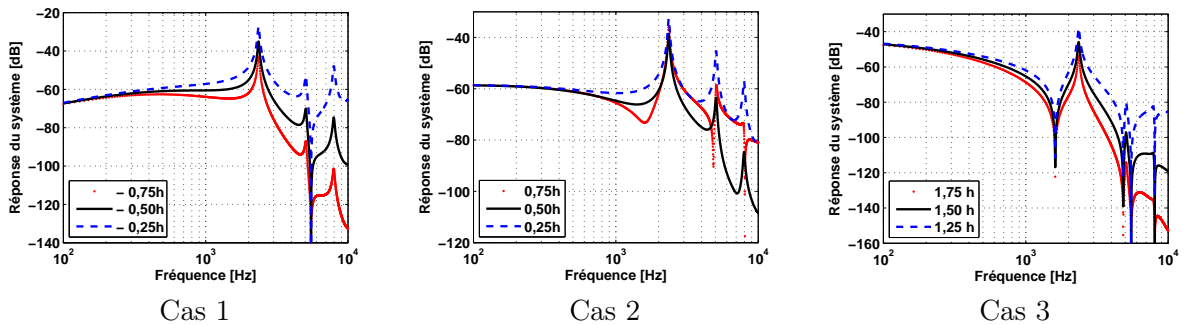
$$I_1[\kappa\beta] = \frac{\pi e^{-|\kappa\beta|(\delta-h/2)}}{\Gamma\left(1+i\frac{\kappa\beta h}{\pi}\right)} \left(\frac{|\kappa\beta|h}{\pi c_0}\right)^{i\frac{\kappa\beta h}{\pi}} = -I_2[\kappa\beta]$$

La fonction  $\Delta\omega$  est une grandeur complexe qui limite la réponse de l'espace inter-plan lorsque celui-ci est excité à un harmonique de sa fréquence de résonance  $f_r$

$$f_r = n \frac{c_0 \beta^2}{2d \sin \bar{\theta}}$$

La figure 2.7 montre l'évolution des spectres de pression acoustique en fonction de la distance par rapport à l'aile du tourbillon incident, pour chacun des trois cas proposés dans le modèle (distances au plus près des demi-plans et intermédiaires). Dans les cas 1 et 3, la position du tourbillon n'a pas d'effet important. On peut toutefois noter que le niveau du spectre augmente à mesure que le tourbillon est proche de l'un des deux demi-plans. Dans le cas 2, deux tendances sont observées : les spectres pour les tourbillons convectés à une distance inférieure à la moitié de la hauteur  $h$  présentent trois pics bien distincts dans la gamme de fréquences explorée, avec un niveau nettement supérieur lorsque le tourbillon est proche de l'aile. Au fur et à mesure que ce dernier se rapproche de la position du volet, des *anti-résonances* apparaissent et le niveau croît de nouveau. Par ailleurs, un plateau se forme entre le deuxième et le troisième pic de résonance.

L'étude de ce modèle a montré que, quelque soit la configuration, le recouvrement est responsable de la mise en place de résonances dans la réponse à des perturbations tourbillonnaires.



**FIGURE 2.7 – Spectres de pression acoustique en champ lointain pour chaque cas du modèle. Evolutions avec la distance à l'aile du tourbillon incident.  $d = 50$  mm,  $h = 10$  mm,  $U_0 = 50$  m/s.**

## 2.2.5 Modèle de plaque en proche paroi [58]

Un autre modèle que l'on peut rapprocher à notre étude – dans un souci de complétude – est le cas d'une plaque plane parallèle à une paroi, proche voire dans sa couche limite turbulente (figure 2.8). Cette plaque est supposée mince, de corde finie  $c_f$  et d'envergure  $L_z$ , soumise à un écoulement turbulent (de type CLT) convecté à la vitesse  $U_c = 0,7U_0$ . Les dimensions de cette plaque dans notre repère de référence ( $\vec{e}_X, \vec{e}_Z$ ) sont respectivement  $L_x \gg c_f$  et  $L_z$ .

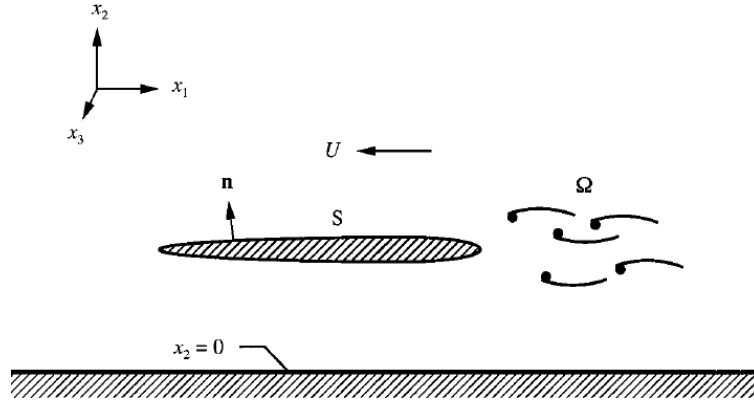


FIGURE 2.8 – Définition de la géométrie du modèle de Howe traitant d'une plaque en proche paroi [58].

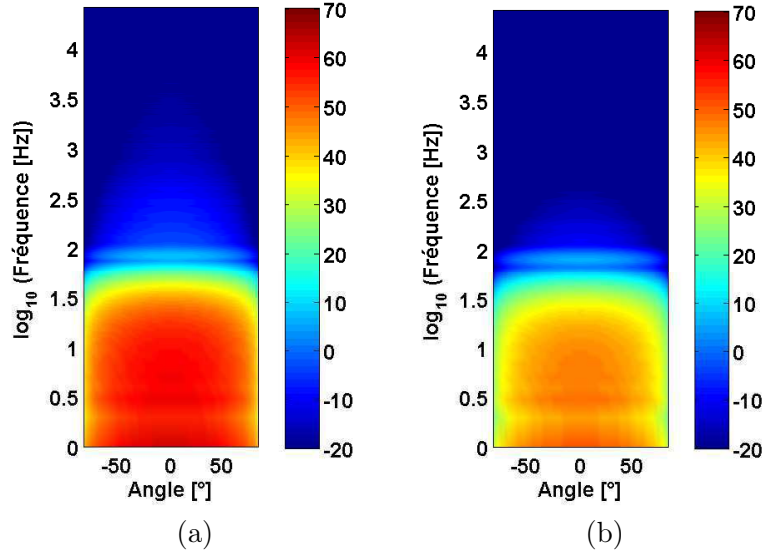
Le problème est résolu via l'utilisation d'une fonction de Green adaptée, calculée à partir de la fonction de Green en champ libre et d'une correction du fait de la présence de la paroi. Howe traite le cas d'une paroi élastique qui convient mieux pour la gamme des grandes longueurs d'onde acoustiques que la paroi rigide, visant principalement des applications en hydrodynamique, le cas d'un plan rigide se traitant plus simplement en considérant des sources images par rapport au plan. Pour que le modèle soit valable, il faut que la corde de la plaque soit petite devant la longueur de la plaque  $L_x \gg c_f$  et que le nombre de Mach soit suffisamment faible pour que  $\lambda_{ac} \ll L_x$ , *id est* lorsque la fréquence  $f \ll 1700$  Hz. La densité spectrale de puissance de la pression acoustique en champ lointain s'écrit alors :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) \approx \left( \frac{\rho_0^2 U_c^4 L_z c_f \cos^2 \theta}{8 \|r\|^2 c_0^2} \right) \left( \frac{\Xi f}{1 + \Xi} \right)^2 \left( \frac{\omega \ell_z(\omega)}{U_c} \right) \Phi_{ww}(\omega) \quad (2.26)$$

où  $\Xi = \rho_0 \pi x / 2m$  représente la modification de la masse par unité de longueur  $m$  de la plaque du fait de la présence du profil et  $f$  est une fonction qui dépend du rapport  $c_f/h$  entre la corde de la plaque et la distance plaque-paroi. D'après Chase [22], la longueur de corrélation transversale s'évalue par la formule  $\ell_z \sim U_0/\omega$ , par conséquent le troisième terme de l'équation (2.26) varie peu avec la fréquence.

La figure 2.9 présente les niveaux de pression acoustique en champ lointain pour un observateur à la position  $(R, \theta)$  – l'origine angulaire est la direction normale à la paroi – sous forme de cartographies angle/fréquence en couleurs. La corde de la plaque vaut  $c_f = 100$  mm, et la paroi a une longueur  $L_x = 4c_f$ . L'envergure de l'ensemble est  $L_z = 3c_f$ . Les niveaux observés évoluent peu entre les deux cartographies qui se distinguent par la hauteur de la plaque ( $h = c_f/7$  à gauche

et  $h = c_f/4$  à droite).



**FIGURE 2.9 – Cartographie des niveaux de pression acoustique en champ lointain. (a)  $h = 15$  mm. (b)  $h = 25$  mm. Écoulement incident turbulent à 5%,  $U_0 = 50$  m/s. Modèle de plaque en couche limite de paroi de Howe.**

Ce cas de figure diffère des configurations traitées dans la thèse. Il est fourni ici à titre de comparaison. La réponse du système {plaque+paroi} se situe en basses fréquences et montre un faible comportement interférentiel représenté par les stries horizontales.

## 2.3 Le modèle d'Amiet et ses dérivés

Dans les années soixante dix, Amiet a développé des modèles analytiques pour prédire le bruit à large bande d'un profil isolé de faible épaisseur, d'abord sous l'impact d'un écoulement amont turbulent [4, 5], puis par la diffraction aérodynamique de la couche limite se développant sur le profil par son propre bord de fuite [6]. Les deux modèles sont basés sur une démarche itérative de diffraction par un demi-plan dérivée de la technique de Schwarzschild [106]. L'implémentation statistique des modèles a été validée par comparaisons avec des expériences en soufflerie [99] au prix d'une correction d'épaisseur en hautes fréquences dans le modèle de bruit d'impact de turbulence.

### 2.3.1 Modèle de bruit d'impact de turbulence

La modélisation du bruit d'impact de turbulence (aussi appelé *bruit de bord d'attaque* pour faire opposition au *bruit de bord de fuite*) est basée sur la détermination de la fonction de réponse aérodynamique du profil suite à l'impact d'une rafale oblique de vitesse  $\hat{w}(k_1, k_2)$ , faisant typiquement apparaître deux termes correspondant à la réponse directe du bord d'attaque d'une part, et une correction par application de la condition de Kutta au bord de fuite d'autre part.

Le problème traité par Amiet consistant à déterminer la réponse aérodynamique d'un profil



mince sans épaisseur d'envergure infinie face à une rafale de vitesse incidente est une réduction du problème mathématique posé dans la section 2.1, où l'aile (demi-plan diffractant) est retirée. La transformation de Reissner

$$\psi = \phi e^{-iM_0^2 \tilde{k}_1 \tilde{x}_0 / \beta^2} \quad \tilde{x}_0 = \frac{2}{c} x_0 \quad \tilde{y}_0 = \frac{2}{c} \beta y_0 \quad \tilde{z}_0 = \frac{2}{c} z_0 \quad \tilde{k}_{1,2} = \frac{c}{2} k_{1,2}$$

est utilisée afin d'obtenir, en posant  $\mu = \tilde{k}_1 M_0 / \beta^2$  et en introduisant le paramètre de Graham [41]  $\Theta = \tilde{k}_1 M_0 / (\tilde{k}_2 \beta)$ , l'équation de Helmholtz sous sa forme classique

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{x}_0^2} + \frac{\partial \psi^2}{\partial \tilde{y}_0^2} + \mu^2 \left(1 - \frac{1}{\Theta^2}\right) \psi = 0 \quad (2.27)$$

avec les conditions aux limites associées pour une origine prise par convention à la mi-corde du profil en coordonnées adimensionnées par la demi-corde :

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tilde{y}_0} = -\frac{c_f \tilde{w}(k_1, k_2)}{2\beta} e^{i\tilde{k}_1 \tilde{x}_0 / \beta^2} \quad \tilde{y}_0 = 0, \quad -1 \leq \tilde{x}_0 \leq 1 \quad (2.28)$$

$$\Delta \left[ \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{x}_0} - i \frac{\tilde{k}_1}{\beta^2} \psi \right] = 0 \quad \tilde{y}_0 = 0, \quad \tilde{x}_0 \geq 1 \quad (2.29)$$

De même que le potentiel des vitesses  $\phi$ , la perturbation de pression se factorise sous la forme  $p_\phi = p(x_0, y_0) e^{-i(k_2 z_0 + \omega t)}$ . La portance instationnaire induite  $\tilde{\ell}$  est égale au double de la perturbation de pression sur la surface du profil, du fait de l'opposition de phase entre l'intrados et l'extrados. Suivant la valeur du paramètre de Graham, la nature de l'équation (2.27) est soit hyperbolique, soit elliptique. La rafale incidente est alors qualifiée respectivement de supercritique ou de subcritique. Les rafales subcritiques sont par ailleurs reconnues comme ne rayonnant pas si l'envergure est arbitrairement grande et/ou si l'observateur est situé dans le plan médian, comme c'est le cas ici dans les expériences. Par conséquent, seules les rafales supercritiques sont considérées dans la suite [95]. Cette différence de rafales est due au fait que seules les rafales ayant des fronts d'onde aérodynamiques quasi-parallèles au bord d'attaque du profil rayonnent efficacement dans le plan médian [4].

La technique de Schwarzschild [106] est alors appliquée deux fois pour calculer successivement (i) la fluctuation de portance  $\tilde{\ell}_1$  issue de l'impact de turbulence par le bord d'attaque, et (ii) la correction de portance  $\tilde{\ell}_2$  due à la présence d'un bord de fuite. La contribution de bord d'attaque est calculée en rejetant le bord de fuite à l'infini. La contribution de bord de fuite est obtenue de façon symétrique. La somme des deux contributions donne la fluctuation de portance instationnaire le long de la corde du profil  $\tilde{\ell} = \tilde{\ell}_1 + \tilde{\ell}_2$ , où

$$\tilde{\ell}_1(\tilde{x}_0, \tilde{z}_0, \omega) = -\frac{2\rho_0 U_0 \hat{w} e^{i\pi/4}}{\sqrt{\pi(\tilde{k}_1 + \beta^2 \kappa)}(1 + \tilde{x}_0)} e^{i(\kappa - M_0 \mu)(1 + \tilde{x}_0)} e^{i\tilde{k}_2 \tilde{z}_0} \quad (2.30)$$

$$\tilde{\ell}_2(\tilde{x}_0, \tilde{z}_0, \omega) = \frac{2\rho_0 U_0 \hat{w} e^{i\pi/4}}{\sqrt{2\pi(\tilde{k}_1 + \beta^2 \kappa)}} e^{i(\kappa - M_0 \mu)(1 + \tilde{x}_0)} e^{i\tilde{k}_2 \tilde{z}_0} \{1 - (1 - i)E[2\kappa(1 - \tilde{x}_0)]\} \quad (2.31)$$

$$(2.32)$$

avec  $\kappa^2 = \mu^2 - \tilde{k}_z^2 / \beta^2$ , et  $E$  une intégrale de Fresnel définie par [1]

$$E[\xi] = \int_0^\xi \left( \frac{e^{it}}{\sqrt{2\pi t}} \right) dt = C_2(\xi) + S_2(\xi)$$

La portance instationnaire étant définie pour toute rafale incidente, le champ lointain est déduit à l'aide d'une intégrale de rayonnement qui peut être calculée analytiquement. Dans le cas d'une formulation statistique, la densité spectrale de puissance (DSP) de la pression acoustique en champ lointain est d'après Amiet [4]

$$S_{pp}(x, y, z, \omega) = \left( \frac{k\rho_0 c_f y}{2S_0^2} \right)^2 \pi U_0 \frac{L}{2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ww} \left( \frac{\omega}{U_0} \right) \left| \mathcal{L} \left( x, \frac{\omega}{U_0}, k_2 \right) \right|^2 \frac{\sin^2 \left[ \frac{L_z}{2} \left( \frac{k_2^2}{S_0} - k_2 \right) \right]}{\pi \frac{L_z}{2} \left( \frac{k_2^2}{S_0} - k_2 \right)^2} dk_2 \quad (2.33)$$

pour une envergure de longueur  $L_z$ , où  $\Phi_{ww}$  est le spectre de nombres d'onde bidimensionnel de la vitesse turbulente incidente,  $S_0^2 = x^2 + \beta^2(y^2 + z^2)$  est une distance corrigée par la convection, et  $\mathcal{L}$  est la fonction de transfert aéroacoustique sans dimension suivant la corde du profil

$$\mathcal{L} \left( x, \frac{\omega}{U_0}, k_2 \right) = \int_{-1}^1 \frac{\tilde{\ell} e^{-i\tilde{k}_2 \tilde{z}}}{2\pi \rho_0 \hat{w}} dx_0 \quad (2.34)$$

Cette fonction de transfert peut s'écrire sous la forme d'une somme de deux termes liés aux contributions précédentes  $\tilde{\ell}_1$  et  $\tilde{\ell}_2$ , *id est*  $\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2$  avec

$$\mathcal{L}_1 \left( x, \frac{\omega}{U_0}, k_2 \right) = - \frac{e^{-i\Theta_2}}{\pi \sqrt{(\tilde{k}_1 + \beta^2 \kappa)(\kappa - \mu x/S_0)}} E \left[ 2 \left( \kappa - \mu \frac{x}{S_0} \right) \right] \quad (2.35)$$

$$\mathcal{L}_2 \left( x, \frac{\omega}{U_0}, k_2 \right) = - \frac{\sqrt{2} e^{-i\Theta_2}}{\pi \sqrt{2\pi(\tilde{k}_1 + \beta^2 \kappa)\Theta_3}} \times \left\{ 1 - (1-i)E[4\kappa] - e^{-2i\Theta_3} \left( 1 + 2\sqrt{\frac{\kappa}{\kappa + \mu x/S_0}} E \left[ 2 \left( \kappa + \mu \frac{x}{S_0} \right) \right] \right) \right\} \quad (2.36)$$

avec  $\Theta_2 = \mu(M_0 - x/S_0) - \pi/4$  et  $\Theta_3 = \kappa + \mu x/S_0$ . Ces paramètres peuvent se retrouver dans la littérature [4, 5, 95].

En pratique, l'intégrale sur  $k_2$  dans l'expression (2.33) de la DSP de la pression en champ lointain se limite aux rafales de nature supercritique, au vu des commentaires précédents, puisque  $z = 0$  et que les contributions dominantes sont pour des rafales dont le nombre d'onde  $k_2$  est proche de zéro. Les expressions ci-dessus n'ont de sens qu'en l'absence de plan diffractant, contrairement au problème général présenté au paragraphe 2.2.1, et s'appliquent donc au rayonnement d'un volet isolé en champ lointain. En revanche, en première approximation, les charges induites ( $\tilde{\ell}$ ) fournies par le modèle d'Amiet constituent une bonne approximation des termes sources pour le problème complet. Elle sera utilisée en tant que telle par le nouveau modèle proposé au chapitre 3.

### 2.3.2 Modèle de bruit de bord de fuite

L'aspect aéroacoustique complémentaire d'un système à deux éléments de type aile/volet est le bruit produit par la convection des couches limites turbulentes (CLT) aux bords de fuite des éléments, appelé *bruit de bord de fuite*. La méthode utilisée pour la modélisation du bruit de bord de fuite est la même que précédemment, à la différence près qu'il s'agit ici d'exprimer l'interaction entre des rafales de pression associées à la couche limite turbulente convectée et le bord de fuite. Le modèle d'Amiet traite uniquement de la diffraction directe au bord de fuite comme pour une plaque semi-infinie sans épaisseur. La similarité des expressions de ce modèle avec le modèle de

bruit de bord d'attaque conforte le choix de son utilisation pour une implémentation plus simple.

D'après Amiet, le bruit est produit par le fait d'imposer une valeur nulle aux perturbations de pression pariétales incidentes dans la couche limite turbulente à partir du bord de fuite, en application de la condition de Kutta. Les perturbations incidentes sont vues comme des rafales de pression en paroi de nombres d'onde  $(k_1, k_2)$ , et chacune de ces rafales est complémentaire d'une fluctuation de portance instationnaire telle que leur combinaison annule la pression au bord de fuite.

La solution de référence pour la portance instationnaire  $\tilde{\ell}$  déterminée par Amiet se restreint à des rafales dont les fronts d'onde sont parallèles au bord de fuite, en ignorant la présence d'un bord d'attaque [6]. Cette solution a plus récemment été étendue à tout type de rafale et pour une corde finie [97, 85], c'est-à-dire avec une correction due à la diffraction secondaire par le bord d'attaque. Dans le cas d'une corde grande devant la distance caractéristique étudiée comme c'est le cas pour l'aile dans les campagnes de mesures, la correction de bord d'attaque est négligeable. Pour une rafale de pression d'amplitude unité, l'expression de la portance sans correction de bord d'attaque est donnée par

$$\tilde{\ell}(\tilde{x}_0, 0) = e^{-i\alpha\tilde{k}_1\tilde{x}_0} \left\{ (1-i)E^* \left[ -\tilde{x}_0(\alpha\tilde{k}_1 + \kappa + M_0\mu) \right] - 1 \right\} \quad (2.37)$$

pour  $\tilde{x}_0 \leq 0$ , l'origine étant le bord de fuite du demi-plan, et où  $\alpha = U_0/U_c$  est le rapport de la vitesse de l'écoulement moyen  $U_0$  par la vitesse de convection  $U_c$  des rafales de pression sous la couche limite turbulente. Puisque les sources équivalentes se concentrent principalement à proximité du bord de fuite,  $\tilde{x}_0$  est restreint à l'intervalle  $[-2; 0]$  pour le calcul du champ rayonné.

L'expression de la densité spectrale de puissance de la pression acoustique en champ lointain est donnée par

$$S_{pp}(x, y, z, \omega) = \left( \frac{kyL_z c_f}{4\pi S_0^2} \right)^2 \frac{2}{c_f} \times \int_{-\infty}^{\infty} \Pi_0(\alpha\tilde{k}_1, \tilde{k}_2) \text{sinc}^2 \left[ \frac{L}{c_f} \left( \tilde{k}_2 - \frac{\tilde{k}z}{S_0} \right) \right] |\mathcal{I}(\alpha\tilde{k}_1, \tilde{k}_2)|^2 d\tilde{k}_2 \quad (2.38)$$

où les nombres d'ondes adimensionnés figurent dans l'intégrande selon Moreau [85], et en prenant par convention le sinus cardinal  $\text{sinc}(\xi) = \sin(\xi)/\xi$ .

La statistique de pression en paroi est reliée à la turbulence incidente via la fonction  $\Pi_0$  exprimée par

$$\Pi_0(\alpha k_1, k_2) = \frac{1}{\pi} \Phi_{pp}(\omega) \ell_y(k_2, \omega)$$

faisant intervenir le spectre de pression en paroi  $\Phi_{pp}(\omega)$ , supposé homogène d'un point de vue statistique dans la partie directement en amont du bord de fuite, et la longueur de corrélation

$$\ell_y(k_2, \omega) = \int_0^{\infty} \sqrt{\gamma^2(\eta_z, \omega)} \cos(k_2 \eta_z) d\eta_z$$

elle-même décrite par la cohérence selon l'envergure de la pression en paroi.

L'intégrale de rayonnement  $\mathcal{I}$  réduite à sa contribution (principale)  $\mathcal{I}_1$  de la diffraction au bord de fuite s'écrit

$$\mathcal{I}_1 \approx \mathcal{I} = \frac{e^{-2iC}}{iC} \left\{ 1 - (1-i)E[2B] + (1-i)e^{2iC} \sqrt{\frac{B}{B-C}} E[2(B-C)] \right\} \quad (2.39)$$

avec

$$C = \alpha \tilde{k}_1 - \mu \left( \frac{x}{S_0} - M_0 \right) \qquad B = \alpha \tilde{k}_1 - M_0 \mu + \sqrt{\mu^2 - \frac{\tilde{k}_2^2}{\beta^2}}$$

L'expression précédente correspond à l'extension de la formule proposée par Amiet qui traite uniquement du cas où  $\tilde{k}_2 = 0$ . Les mesures de pression pariétale effectuées pour la base de données expérimentales des configurations {aile+volet} permettent d'appliquer le modèle précédent pour une prédiction de la partie du bruit associée.

### 2.3.3 Le modèle de Roger & Pérennès

Ce modèle peut être vu comme une déclinaison du modèle d'Amiet du paragraphe 2.3.1 sur le bruit d'impact de turbulence, dans le cas où le profil est d'inclinaison quelconque par rapport à l'écoulement, et rayonne en présence d'un demi-plan simulant l'aile. La théorie avancée est que les charges induites sont équivalentes à des sources dipolaires sur le volet, diffractées par le bord de fuite de l'aile. La pression acoustique en champ lointain est obtenue via le calcul du gradient de la fonction de Green du demi-plan. Dans le but de simplifier les calculs, cette dernière est considérée selon l'approximation de champ lointain. Aucune application n'est montrée ici, puisque le modèle du chapitre 3 constituera une extension de la même approche.

## 2.4 Confrontation entre modèles et mesures

Ce dernier paragraphe a pour objectif de comparer les résultats de certains des modèles précédents les plus adéquats avec la géométrie du problème posé au début de ce chapitre et les mesures du chapitre 1. Les configurations où le volet est dans le sillage de l'aile correspondent au modèle de bord de fuite avec fente de Howe, les configurations en recouvrement sont traitées par le modèle des demi-plans du même auteur.

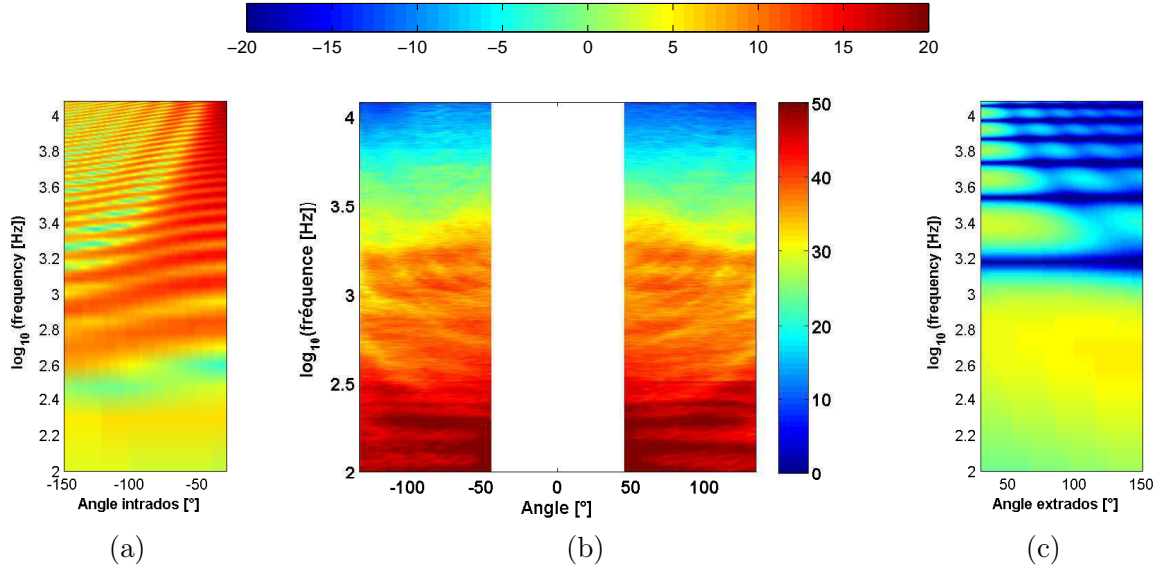
### 2.4.1 Modèle de bruit de bord de fuite avec fente de Howe

Pour plus de concision, les comparaisons sont faites en utilisant la symétrie de la configuration (le volet est aligné dans le sillage de l'aile). Ainsi, les cartographies de la figure 2.10 (resp. 2.11) comparent les résultats expérimentaux aux résultats analytiques des deux mécanismes avancés par Howe pour la configuration 1 (resp. la configuration 2).

Au vu des cartographies, les deux mécanismes issus de l'étude de Howe semblent compatibles avec les données expérimentales. On peut donc affirmer que ces mécanismes sont tous deux présents dans les expériences. Les différences peuvent s'expliquer par le fait que les mesures sortent du cadre des hypothèses de validité du modèle, en particulier dans la configuration 2 où la longueur de la fente  $d$  est égale à la moitié de la corde du volet  $c_f$ . Ainsi, le rapport  $d/c_f = 0,5$  ne peut pas être considéré petit devant 1, et  $kd/\beta^2 > 1$  pour des fréquences supérieures à 1 kHz, soit pour des fréquences typiques de la signature acoustique du volet d'après les expériences. Pour la configuration 1, ces valeurs sont divisées par deux, ce qui permet d'augmenter le domaine de validité pour les comparaisons.

Le fait que le calcul table sur une solution asymptotique pour certains paramètres peut expliquer que tout ce qui s'apparente à des franges d'interférences soit décalé par rapport à l'expérience. Sur les figures, la valeur de  $d$  est du même ordre de grandeur que l'épaisseur des

corps dans les expériences, alors que le modèle ne prend pas en compte les effets d'épaisseur. Ceci peut expliquer que les mesures s'écartent des prédictions du modèle, où seule la fonction de transfert entre le bruit de bord du système et le bruit de bord de fuite de référence est calculé.



**FIGURE 2.10** – Comparaison du modèle de bord de fuite avec fente de Howe avec les expériences. Configuration 1, 50 m/s. (a) modèle, mécanisme 1 ; (b) mesure ; (c) modèle, mécanisme 2. Carte couleurs de niveaux sonores selon l'angle et la fréquence, à 50 m/s.  $d = -c_f/4$ ,  $h = 0$ .

#### 2.4.2 Modèle de demi-plans en recouvrement partiel de Howe

Le modèle de deux demi-plans en recouvrement de Howe est sans doute le modèle de la littérature qui correspond le mieux à notre problématique. Les deux grandes différences sont que nous considérons un volet de corde finie au lieu d'un demi-plan, et nous ne faisons aucune hypothèse restrictive. Un résultat important du modèle de Howe est la mise en évidence des modes de résonance calculés à partir des paramètres  $d$  et  $h$  qui caractérisent le recouvrement et en considérant la vitesse de l'écoulement. Ainsi, dans les expériences effectuées au cours de la thèse, en se plaçant dans le plan de survol, c'est-à-dire quand  $\sin \bar{\theta} = 1$ , la fréquence de résonance attendue est de 4100 Hz pour la configuration 4 ( $d = 20$  mm), de 3300 Hz pour la configuration 6 ( $d = 25$  mm) et de 1700 Hz pour la configuration 5 ( $d = 50$  mm).

Les résultats en termes de spectres sont représentés sur la figure 2.12. On retrouve approximativement les fréquences de résonance de chaque configuration. Cependant, ces pics ne correspondent pas aux mesures, puisque les spectres de pression acoustique en champ lointain des configurations 5 et 6 sont dominés par un ensemble de raies proches de 4 kHz attribuées à des ondes TS dans les expériences. Le canal formé par le recouvrement aile/volet a une géométrie très différente de celle supposée dans le modèle. L'estimation de possibles résonances reste donc très qualitative.

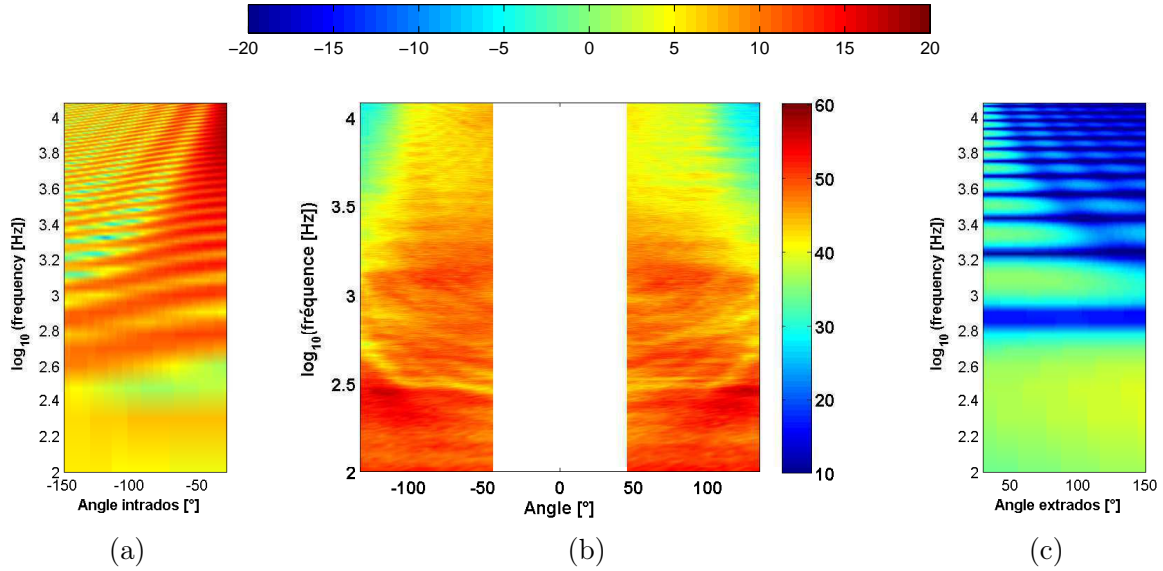


FIGURE 2.11 – Comparaison du modèle de bord de fuite avec fente de Howe avec les expériences. Configuration 2, 50 m/s. (a) modèle, mécanisme 1 ; (b) mesure ; (c) modèle, mécanisme 2. Carte couleurs de niveaux sonores selon l'angle et la fréquence, à 50 m/s.  $d = -c_f/4$ ,  $h = 0$ .

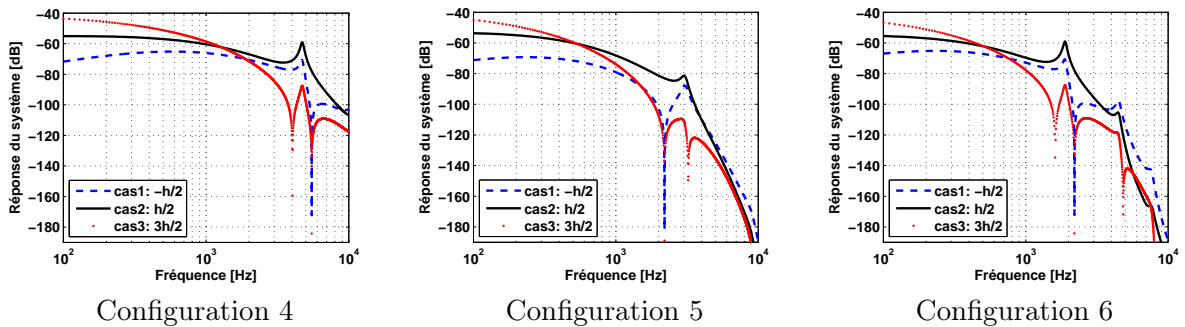


FIGURE 2.12 – Evolution des spectres de pression acoustique du modèle de demi-plans en recouvrement de Howe dans les configurations proches de l'expérience. Tourbillon incident à  $h/2$  par rapport à chaque demi-plan.

## 2.5 Conclusions sur les modèles de la littérature

Dans ce chapitre, le problème mathématique du bruit de turbulence d'un profil en présence d'un plan diffractant a été posé et une liste non-exhaustive de modèles analytiques de bruit par rapport à ce cadre a été étudiée. Ces modèles visent à prédire les niveaux et/ou le gabarit spectral de la pression acoustique en champ lointain. La plupart d'entre eux se concentrent sur les mécanismes responsables de la production de bruit issu d'un élément unique. Quelques-uns approchent néanmoins la problématique des interactions entre deux corps.

Des hypothèses se retrouvent dans tous les modèles actuels, en particulier en ce qui concerne

les dimensions caractéristiques des éléments par rapport aux grandeurs acoustiques. De plus, la vitesse de l'écoulement incident est généralement considérée comme nettement subsonique. Ces hypothèses permettent de simplifier le problème afin de pouvoir calculer une solution. Cependant, de telles simplifications entraînent des limitations en ne prenant pas en compte des mécanismes existants dans la réalité.

Quelques modèles pertinents par rapport au problème mathématique posé ont été comparés aux données expérimentales afin d'évaluer leur qualité. On a ainsi montré que les deux mécanismes décrits dans le modèle de bruit de bord de fuite avec fente de Howe sont identifiables dans les mesures du premier chapitre. La limite principale de ce modèle étant l'hypothèse que la fente doit être petite devant la corde du volet, or elle n'est pas vérifiée dans nos configurations :  $d = c_f/4$  et  $d = c_f/2$ . Le modèle de demi-plan en recouvrement du même auteur prédit les résonances provoquées par le recouvrement, mais celles-ci n'apparaissent pas de façon claire dans les mesures à cause du non-parallélisme des surfaces en recouvrement dans l'expérience.

Les modèles étudiés ne rendant pas suffisamment compte de l'effet de recouvrement, en particulier lorsque le paramètre  $h$  est petit, imposent de développer un modèle plus général, sans restriction dimensionnelle. Dans la continuité des travaux de Roger & Pérennès, la fonction de Green exacte du demi-plan permettra de prendre en compte la diffraction des sources du volet par l'aile, et une procédure itérative conduira à tenir compte du voisinage proche de l'aile. Le développement d'un tel modèle fait l'objet du chapitre suivant.

*The future of space exploration is limited only by our ability to imagine.*

Dr. Buzz Aldrin, *Apollo 11 Astronaut*, (2004)

# 3

## ECLism : développement d'un modèle de diffraction multiple

ECLism pour « *ECL Iterative Scattering Model* » (ou modèle de diffraction itérative de l'ECL pour le projet VALIANT).

### 3.1 Objectifs, principe et démarche de calcul

Suite à l'étude des modèles issus de la littérature, les comparaisons aux expériences ont révélé une insuffisance, en particulier lorsque nous sortons des hypothèses de compacité  $kd/\beta^2 \ll 1$  ou  $kh/\beta^2 \ll 1$ . L'idée de deux plaques en recouvrement partiel où les paramètres  $d$  et  $h$  ont des valeurs de l'ordre de la corde du volet  $c_f$  a motivé le développement d'un modèle plus général où la compacité n'intervient pas.

Dans la suite de cette partie, nous allons donc définir les objectifs, les hypothèses et la démarche utilisée pour l'élaboration du modèle ECLism, afin de résoudre de façon mieux approchée le problème exposé au début du chapitre précédent 2.

#### 3.1.1 Motivations, objectifs

L'intérêt principal du modèle est de décrire l'interaction entre deux demi-plans proches, immergés dans un écoulement turbulent. Cette proximité a pour effet de créer un couplage entre les deux corps. Même si l'on suppose que chaque plaque répond de manière autonome d'un point de vue aérodynamique, sa réponse acoustique est quant à elle perturbée par ce couplage (interactions). Chacun des deux éléments est non seulement producteur de bruit, mais agit également comme élément diffractant du son produit par son voisin.

Le but final est de caractériser l'interaction entre les deux corps en recouvrement partiel. Cette caractérisation se compose de l'interaction de chaque plaque avec l'écoulement incident, mais aussi de l'interaction mutuelle d'une sur sa voisine. Les valeurs du couple de paramètres  $(d, h)$  peuvent ainsi avoir des effets très différents. La longueur de recouvrement  $d$ , la distance  $h$  entre les deux plaques, la vitesse moyenne de l'écoulement  $U_0$  et le taux de turbulence  $\tau$  (pour



la dépendance en amplitude) sont autant de variables qui peuvent avoir un effet non négligeable sur la réponse de chaque élément ainsi que sur leur couplage.

Comme il a été dit dans l'introduction de ce chapitre, la compacité est une hypothèse récurrente dans nombre de modèles analytiques que l'on peut trouver dans la littérature, en particulier ceux étudiés dans le chapitre 2. L'intérêt du modèle *ECLism* est de s'affranchir de cette hypothèse. Cela signifie qu'il n'y a pas de limite en fréquence, si ce n'est la résolution spatiale choisie, par exemple sur la définition du nombre de sources. La relaxation de l'hypothèse nécessite une démarche itérative qui est détaillée dans le paragraphe 3.1.3 et qui a aussi donné son nom au modèle dans le cadre du projet européen VALIANT.

### 3.1.2 Principe et hypothèses

Le principe général du modèle est le suivant : à partir d'une distribution de sources acoustiques primaires sur le volet ou sur l'aile, pris(e) en tant que profil isolé, on calcule la diffraction acoustique du rayonnement de ces sources par le demi-plan voisin (écran). Les sources primaires sont d'origine aérodynamique. Le champ diffracté déduit permet de définir une distribution de sources secondaires sur ce demi-plan, et leur rayonnement est à nouveau diffracté par le premier demi-plan (distribution primaire), amenant à une correction sur l'amplitude des sources calculée initialement. Cette boucle – rayonnement puis diffraction – est résolue par itérations successives jusqu'à converger vers une distribution de sources limite sur le demi-plan où on a défini les sources primaires. Dans la pratique, le demi-plan simulant le volet est considéré comme demi-plan pour la diffraction des sources venant de l'aile, alors que seules les sources du volet réparties sur la corde finie  $c_f$  sont pris en compte quand on calcule le rayonnement du volet.

Le problème traité est celui décrit sur la figure 2.1 : deux demi-plans rigides (ou plaques sans-épaisseur) sont placées en sens opposé, avec un recouvrement partiel défini par les paramètres  $d$  et  $h$ . L'aile est représentée ici par le demi-plan supérieur, le volet par la plaque inférieure, de longueur finie. L'envergure des deux plaques est considérée infinie.

Le milieu considéré est supposé homogène et isotrope. L'invariance des conditions aux limites selon l'envergure permet la réduction du problème, tridimensionnel à l'origine, en un problème bidimensionnel. Ceci s'explique par la factorisation d'une variable pendant les développements du potentiel de perturbation, seule dépendance de la perturbation suivant l'envergure. Les conséquences du point de vue du calcul sont importantes. Cette réduction permet de restreindre la surface de rayonnement à une ligne, le calcul du rayonnement étant alors plus rapide. De même, le champ de pression est obtenu à partir du gradient de la fonction de Green par rapport aux sources sur la surface en question. Avec une surface réduite à une ligne et des sources dipolaires perpendiculaires, seule la composante normale à la corde (ici,  $z$ ) intervient, au lieu du couple  $(x, z)$ .

Le modèle est construit de telle manière que les contributions acoustiques des sources sur le volet et sur l'aile sont calculées de façon indépendantes. Dans un souci de traitement homogène du problème, quel que soit l'élément (aile ou volet) sur lequel sont déterminées les sources primaires, la théorie de l'aérodynamique instationnaire d'Amiet est utilisée. En effet, les modèles d'Amiet ont la particularité de fournir des expressions dont la forme est similaire dans leur utilisation, que ce soit pour le bruit d'impact de turbulence (sources primaires sur le volet) ou pour le bruit de bord de fuite (sources primaires sur l'aile).

Par ailleurs, les nombreuses vérifications et l'habitude d'utilisation de ces modèles au sein

même du Centre Acoustique de l'ECL a conforté ce choix par rapport aux théories de Howe. Enfin, il est à noter que le nombre de points-sources est déterminé arbitrairement, avant l'étape d'initialisation, lors de la discrétisation des éléments. Pour une validité satisfaisante du modèle, ce paramètre doit respecter certains critères, en particulier pour avoir une bonne résolution dans le domaine des hautes fréquences.

### 3.1.3 Démarche

La procédure qui est proposée pour la mise en place du modèle se décompose en quatre étapes : l'initialisation, puis le rayonnement/diffraction des sources primaires qui donnent lieu à des sources secondaires, suivi du rayonnement/diffraction des ces dernières amenant à corriger les sources primaires, enfin le rayonnement de la distribution de sources finale.

Les étapes de rayonnement/diffraction (étapes 2 et 3) sont résolues de manière itérative, afin de converger vers l'amplitude *vraie* de chaque source acoustique distribuée sur la géométrie. Cette démarche itérative permet de prendre en compte les effets dus à la proximité des deux corps, et donc de s'affranchir entre autres de l'hypothèse usuelle et restrictive de compacité pour les paramètres du recouvrement. A la troncature près opérée sur les sources du volet, la solution obtenue est exacte.

#### **Etape 1 : Détermination des sources primaires $\Delta P^{(0)} = \tilde{\ell}$**

La première étape de la procédure est l'initialisation. Elle consiste à déterminer les sources dites *primaires* sur l'un ou l'autre des deux plans en recouvrement. Comme il a été dit au paragraphe 3.1.2, l'amplitude de chaque source discrétisée est déterminée par la théorie de l'aérodynamique instationnaire d'Amiet.

Afin d'expliquer la démarche générale, le volet est considéré comme le lieu de la distribution de sources primaires. Le modèle de bruit d'impact de turbulence – expressions (2.30 et 2.31) – est alors utilisé pour le calcul de l'amplitude des sources discrètes.

Dans le cas d'une distribution primaire sur l'aile, on prendra le modèle de bruit de bord de fuite sans correction de bord d'attaque (expression 2.37). L'absence de correction de bord d'attaque se justifie par la grande corde de l'aile par rapport à celle du volet, et en particulier le fait que le bord d'attaque de l'aile soit inséré dans le convergent dans les campagnes de mesures.

Les deux cas (sources primaires sur le volet et sources primaires sur l'aile) sont traités de manière individuelle dans un premier temps. Les deux contributions sont combinées par la suite, après convergence du calcul et juste avant le rayonnement en champ lointain (étape 4).

#### **Etape 2 : Détermination des sources secondaires $\Delta P^{(1)}$**

Le champ de pression peut maintenant être calculé à partir de la distribution des sources primaires sur le volet  $\Delta P_F^{(0)}$ . Du fait de la présence d'un écran (l'aile) au voisinage de ces sources, leur rayonnement est diffracté par le bord de fuite de cet écran. La prise en compte de cette diffraction est rendue possible par l'utilisation de la fonction de Green du demi-plan établie pour la première fois par MacDonald en 1915 [78]. Les développements de cette fonction sont détaillés plus tard, dans la partie 3.2.

Le champ diffracté est ensuite déduit par la différence entre le champ de pression total (en présence de l'aile) et le champ de pression direct (profil isolé) issus des mêmes sources primaires.

Par correspondance, ce champ diffracté est équivalent au champ direct issu de sources distribuées sur l'aile  $\Delta P_W^{(1)}$ . Ces sources situées sur l'aile sont alors définies comme étant notre distribution de sources dites *secondaires* et seront utilisées pour la prochaine étape.

### Etape 3 : Correction des sources primaires $\Delta P''^{(1)}$

Dans le même esprit que dans l'étape 2, les sources secondaires font l'objet d'un rayonnement acoustique diffracté par le bord d'attaque du volet. Le calcul est le même que précédemment, via la fonction de Green du demi-plan. Le champ diffracté amène à la définition d'une nouvelle distribution de sources  $\Delta P_F''^{(1)}$  qui vient corriger la distribution de sources primaires. Ainsi, la nouvelle distribution de sources sur le volet devient

$$\Delta P_F^{(1)} = \tilde{\ell} + \Delta P_F''^{(1)}$$

La correction est gage de la prise en compte de la géométrie particulière de deux plaques en recouvrement. Les sources primaires étant calculées pour un profil isolé, il est évident de devoir corriger cette distribution primaire pour notre problème.

Une fois la correction déterminée, la nouvelle distribution de sources est comparée à un critère de convergence (voir paragraphe suivant). Tant que le critère de convergence n'est pas satisfait, la nouvelle distribution de sources  $\Delta P^{(i+1)}$  est injectée dans l'étape 2 à la place de la distribution précédente  $\Delta P^{(i)}$ . Dans le cas contraire, le calcul de la pression dans tout le domaine peut être mené.

### Critère de convergence

Les deux dernières étapes sont réitérées de façon à converger vers la distribution effective des sources sur l'élément considéré à l'étape 1. La convergence du calcul est obtenue via la satisfaction d'un critère de convergence qui consiste en une erreur admissible sur l'amplitude des sources le long de la corde de l'élément choisi à l'étape 1. Plus précisément, l'amplitude normalisée de la distribution de sources sur l'élément  $A_{norm}^i = A^i/A_{max}^i$  est calculée à chaque itération  $i$  (fin de l'étape 3). La nouvelle amplitude (avec correction de l'itération  $i$ ) est alors comparée à la précédente itération  $i - 1$ . L'écart entre les deux est ensuite confronté au critère de convergence préalablement défini. Ce critère de convergence est choisi arbitrairement avant chaque calcul. Il va de soi qu'une erreur admise plus faible amènera à un temps de calcul plus élevé, et inversement. Pour l'ensemble des résultats présentés dans la suite, le critère de convergence de 1% a été choisi. Cela signifie que chaque point source distribué sur l'élément primaire possède une amplitude normalisée proche de l'amplitude calculée à l'itération précédente, moyennant un écart de 0,01 sur une amplitude maximale de 1.

### Etape 4 : Rayonnement en champ lointain

Une fois que le calcul itératif a convergé, nous obtenons une distribution *vraie* (du moins, très proche de la réalité) de sources sur l'élément considéré dans l'étape 1. Cette distribution tient compte, du fait du calcul via la fonction de Green du demi-plan, de la présence d'un bord diffractant dans le champ proche. Par conséquent, la pression acoustique en champ lointain peut maintenant être déterminée à partir de la distribution de sources calculée et de la fonction de Green en champ libre.

Ce dernier point s'explique par le fait que le modèle *ECLism* est une boîte qui fournit une

distribution de sources équivalentes pour une géométrie donnée. Il correspond à la réponse sous forme de sources acoustiques d'une géométrie particulière dans un écoulement turbulent et s'apparente ainsi à un *modèle de sources équivalentes*.

La densité spectrale de puissance de la pression en champ lointain est alors calculée, en fonction de la répartition des sources fournies par le modèle pour toute une gamme de fréquences et de la longueur de corrélation suivant la corde de chaque élément du système (aile et volet), moyennant une transposition du 2D au 3D.

### **3.1.4 Résumé de la procédure**

Par analogie avec une réaction chimique en chaîne, nous pouvons reprendre les étapes précédentes et les décomposer comme tel : l'étape d'initiation (ou d'*amorçage*) est l'étape 1. S'en suivent les étapes 2 et 3 comme les *réactions* intermédiaires ou étapes de *propagation*, qui se déroulent en boucle par itérations successives. Le critère de convergence permet de sortir de cette boucle, faisant état de terminaison (ou *rupture*). L'étape 4 apparaît dans ce processus comme une réaction nouvelle ne se produisant que lorsque l'étape de terminaison a eu lieu.

Afin de mieux visualiser tout le processus, la figure 3.1 résume l'ensemble des grandes étapes du calcul.

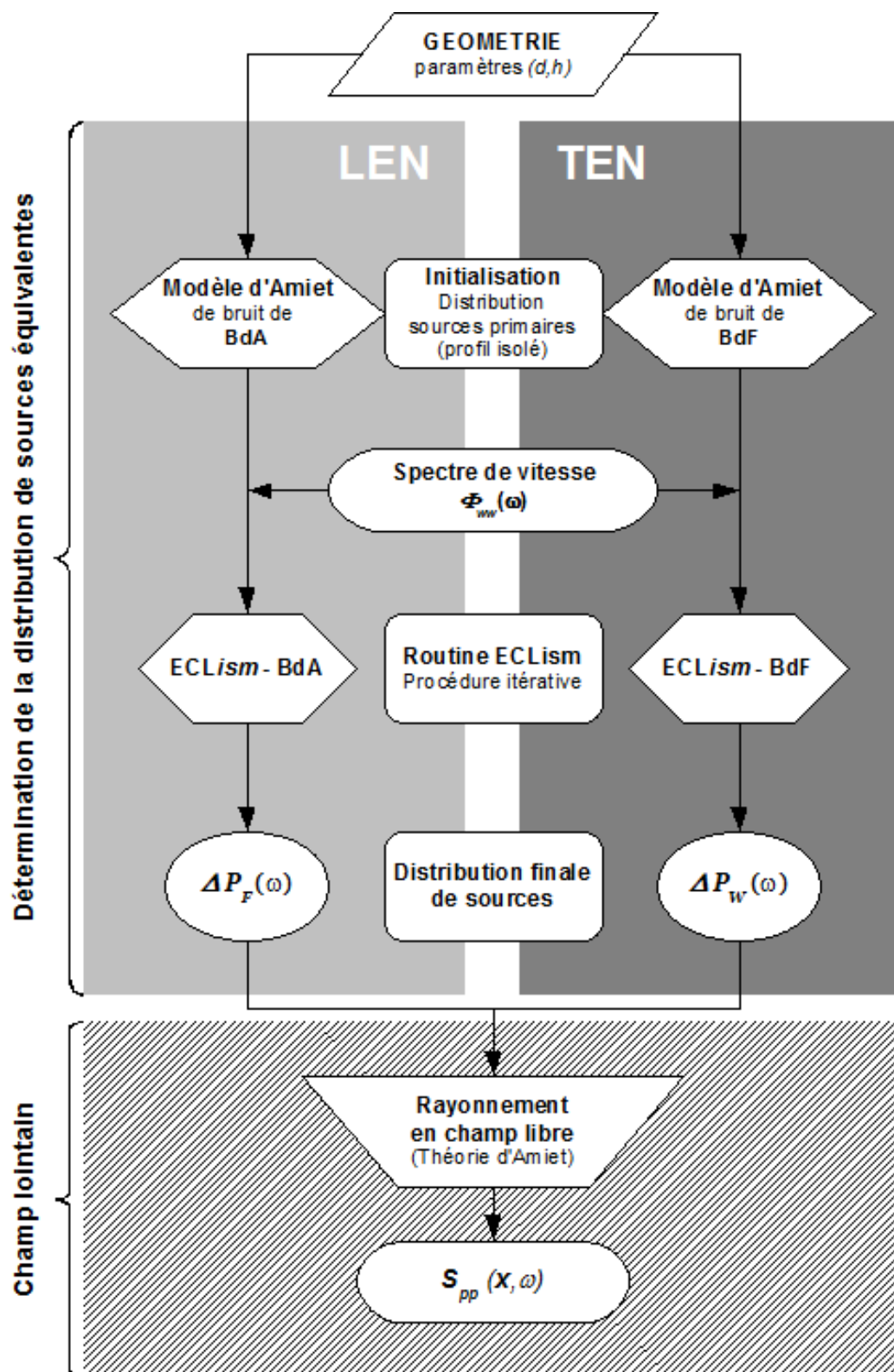


FIGURE 3.1 – Diagramme résumant la démarche de modélisation de l'ECLism.

## 3.2 Développements sur la fonction de Green du demi-plan

L'utilisation des fonctions de Green permet le calcul du champ de pression en tenant compte de la géométrie du problème dans lequel on se situe. Ici, c'est en particulier la fonction de Green du demi-plan qui nous intéresse. Sa faible utilisation dans les modèles actuels oblige des développements spécifiques qui sont décrits dans cette partie.

### 3.2.1 Rappels sur la fonction de Green

#### Définitions

La fonction de Green correspond à la réponse impulsionnelle de l'espace de propagation. Ainsi, la fonction de Green en champ libre tridimensionnel correspond à la solution de l'équation des ondes pour une impulsion sphérique qui atteint l'observateur après un retard lié à la distance source/observateur et la célérité du son dans le milieu. Plus précisément, une fonction de Green pour l'équation des ondes est une fonction, notée  $G$ , solution de l'équation :

$$\Delta G - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} = -\delta(\vec{x} - \vec{y})\delta(t - t') \quad (3.1)$$

En toute rigueur, cette fonction doit être notée en fonction de ses quatre variables, par exemple  $G(\vec{x}, \vec{x}_0, t, t_0)$  ou encore  $G(\vec{x}, t | \vec{x}_0, t_0)$ . La fonction représente ainsi le champ au point  $\vec{x}$  à l'instant  $t$  produit par un point source  $\vec{x}_0$  ayant émis une impulsion à l'instant  $t_0$ . Dans le domaine des fréquences, une impulsion temporelle est semblable à une distribution de type Dirac, excitant tout le spectre fréquentiel. La fonction de Green est alors écrite usuellement suivant trois variables : le point d'observation  $\vec{x}$ , le point source  $\vec{x}_0$  et la fréquence à travers le nombre d'onde acoustique  $k = 2\pi f/c_0$  (ou sa pulsation  $\omega$ ). Etant solution de l'équation des ondes, une fonction de Green est causale. Les relations de réciprocité sont par ailleurs satisfaites entre le point source et le point d'observation (en l'absence d'écoulement).

#### La fonction de Green en champ libre

La fonction de Green la plus simple (et la mieux connue) est la fonction de Green en champ libre, notée  $G_0$ . Le milieu dans lequel se trouve la source (ou la distribution de sources) ponctuelle est vide de toute surface qui pourrait engendrer des réflexions. La propagation se fait de manière homogène dans toutes les directions de l'espace, le champ doit satisfaire la condition de Sommerfeld, *id est*, il doit s'annuler lorsque la distance source/observateur  $R$  tend vers l'infini. Dans un milieu homogène et isotrope, la fonction  $G_0$  ne dépend alors que de  $R$  et du retard  $t - t_0$  (temps de propagation).

Ainsi, dans le domaine temporel, on en déduit que  $G_0$  se met sous la forme

$$G_0(\vec{x}, \vec{x}_0, t, t_0) = \frac{\delta(t_0 - t + R/c_0)}{4\pi R} \quad (3.2)$$

avec  $R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$ .

Dans le domaine fréquentiel (par transformée de Fourier temporelle), on a

$$G_0(\vec{x}, \vec{x}_0, k) = \frac{e^{ikR}}{4\pi R} \quad (3.3)$$

### Intégration de la convection

En général, une fonction de Green est définie dans un milieu au repos. Les effets de convection dus à l'ajout d'un écoulement autour de la géométrie impliquent quelques modifications sur la fonction de Green, selon les caractéristiques de l'écoulement. En particulier dans notre cas, nous considérons que l'écoulement se fait de manière uniforme à la vitesse moyenne  $U_0$  suivant la direction du vecteur  $\vec{X}$  uniquement. La nouvelle fonction de Green, avec écoulement, peut s'écrire en fonction de celle pour le milieu au repos à l'aide de la formule de transfert

$$G_{M_0}^{(1/2)}(\vec{x}, \vec{x}_0, k) = \frac{1}{\beta} \cdot e^{iKM_0(\bar{x}-\bar{x}_0)} G^{(1/2)}(\vec{X}, \vec{X}_0, \frac{k}{\beta}) \quad (3.4)$$

avec  $K = k/\beta$  le nombre d'onde acoustique convecté, et  $\vec{X} = (x/\beta, y, z)$  et  $\vec{X}_0 = (x_0/\beta, y_0, z_0)$  les coordonnées modifiées des points observateur et source, dont la composante axiale est corrigée par le paramètre de compressibilité  $\beta$ .

Ainsi, la fonction de Green en champ libre avec écoulement unidirectionnel uniforme suivant l'axe ( $O; \vec{x}$ ) devient

$$G_{M_0}^{(1/2)}(\vec{x}, \vec{x}_0, k) = \frac{1}{\beta} \cdot e^{iKM_0(\bar{x}-\bar{x}_0)} \frac{e^{iK\bar{R}}}{4\pi\bar{R}} \quad (3.5)$$

où  $\bar{R} = \sqrt{(\bar{x}/\beta - \bar{x}_0/\beta)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$ .

L'influence de l'écoulement sur la propagation en champ lointain est surtout importante lorsque la vitesse de l'écoulement est importante. Pour  $M_0 \approx 0, 1$ , elle est faible mais elle doit être prise en compte pour  $M_0 \approx 0, 3$ , valeur caractéristique pour les dispositifs hypersustentateurs.

### 3.2.2 La fonction de Green du demi-plan

Pour notre étude, deux fonctions de Green sont utilisées : la fonction de Green du demi-plan et la fonction de Green en champ libre. La première sert aux calculs de rayonnement en présence d'un écran à proximité des sources, dans les étapes 2 et 3. La seconde est utilisée deux fois à chaque itération afin de déduire le champ diffracté à partir du champ total, puis pour calculer la densité spectrale de puissance du champ de pression acoustique dans tout l'espace, une fois que le calcul sur la détermination des sources équivalentes à la géométrie ait convergé.

Concernant la fonction de Green en champ libre, les principales expressions utilisées ici sont rappelées dans la sous-partie précédente. Au contraire, la fonction de Green du demi-plan est rarement utilisée de manière exacte dans la littérature, cette partie est dédiée à ces développements et calculs, depuis sa forme d'origine jusqu'à la forme utilisée pour le modèle proposé.

La fonction de Green adaptée à un demi-plan a été établie par MacDonald en 1915 [78]. Elle s'écrit comme la somme de deux termes, associés à la position physique de la source et à celle de son image symétrique par le demi-plan :

$$G^{(1/2)}(\vec{x}, \vec{x}_0, k) = \frac{-ik}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\xi_1} K_1^* [ikR_1 \cosh \xi] d\xi + \frac{-ik}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\xi_2} K_1^* [ikR_2 \cosh \xi] d\xi \quad (3.6)$$

où  $K_1^*$  est le complexe conjugué de la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce,  $R_{1,2} = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z \mp z_0)^2}$  sont les distances entre le point d'observation et les points source (indice 1) et image de la source (indice 2) par rapport au demi-plan. Les bornes supérieures

des intégrales sont des fonctions de  $(r, \theta)$  (position de l'observateur),  $(r_0, \theta_0)$  (position de la source) et  $R_1$  ou  $R_2$  telles que

$$\begin{aligned} \text{sh}\xi_1 &= 2\frac{\sqrt{rr_0}}{R_1} \cos\left(\frac{\theta - \theta_0}{2}\right) \\ \text{sh}\xi_2 &= -2\frac{\sqrt{rr_0}}{R_2} \cos\left(\frac{\theta + \theta_0}{2}\right) \end{aligned}$$

où  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  et  $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}$ .

En procédant au changement de variable  $u_{1,2} = \text{sh}\xi_{1,2}$ , l'expression (3.6) peut s'écrire

$$G^{(1/2)}(\bar{x}, \bar{x}_0, k) = \frac{-ik}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{u_1} \frac{K_1^*[ikR_1\sqrt{1+u^2}]}{\sqrt{1+u^2}} du + \frac{-ik}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{u_2} \frac{K_1^*[ikR_2\sqrt{1+u^2}]}{\sqrt{1+u^2}} du \quad (3.7)$$

A partir de cette formulation, il faut maintenant intégrer les effets de convection, du fait de la présence de l'écoulement. Ce dernier est supposé uniforme de vitesse moyenne  $U_0$  suivant la direction du vecteur  $\vec{X}$  uniquement. La prise en compte d'un tel écoulement est assurée par la transformation (3.4), qui conduit à l'expression

$$\begin{aligned} G_{M_0}^{(1/2)}(\bar{x}, \bar{x}_0, k) &= -\frac{e^{iKM_0(\bar{x}-\bar{x}_0)}}{\beta} \\ &\times \left\{ \frac{iK}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\bar{u}_1} \frac{K_1^*[iK\bar{R}_1\sqrt{1+u^2}]}{\sqrt{1+u^2}} du + \frac{iK}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\bar{u}_2} \frac{K_1^*[iK\bar{R}_2\sqrt{1+u^2}]}{\sqrt{1+u^2}} du \right\} \end{aligned} \quad (3.8)$$

avec

$$\bar{u}_1 = 2\frac{\sqrt{\bar{r}\bar{r}_0}}{\bar{R}_1} \cos\left(\frac{\Theta - \Theta_0}{2}\right) \quad (3.9)$$

$$\bar{u}_2 = -2\frac{\sqrt{\bar{r}\bar{r}_0}}{\bar{R}_2} \cos\left(\frac{\Theta + \Theta_0}{2}\right) \quad (3.10)$$

et  $\bar{r} = \sqrt{\bar{x}^2 + y^2 + z^2}$ ,  $\bar{r}_0 = \sqrt{\bar{x}_0^2 + y_0^2 + z_0^2}$  et  $\bar{R}_{1,2} = \sqrt{(\bar{x} - \bar{x}_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z \mp z_0)^2}$  en coordonnées cartésiennes. Dans une base cylindrique, on peut écrire de façon équivalente  $\bar{R}_{1,2} = \sqrt{\bar{r}^2 + \bar{r}_0^2 - 2\bar{r}\bar{r}_0 \cos[(\Theta \mp \Theta_0)/2]}$ .

### 3.2.3 Calcul du gradient de la fonction de Green du demi-plan

Le champ de pression acoustique produit par une distribution de sources  $\tilde{\ell}$  sur une surface s'obtient par intégration sur la surface du produit entre la distribution  $\tilde{\ell}$  et le gradient de la fonction de Green considérée. En l'occurrence ici, cette dernière est la fonction de Green du demi-plan en présence d'écoulement selon l'expression (3.8).

#### Calculs en coordonnées cartésiennes

La réduction du problème à deux dimensions permet entre autres de simplifier le calcul du gradient de la fonction de Green. Cela revient à imposer  $z = z_0$ , le problème étant invariant dans



chaque plan  $(\vec{e}_1, \vec{e}_2)$ . De plus, les sources dipôlaires ne rayonnant que dans la direction normale au plan, seule la composante selon  $\vec{e}_3$  intervient dans les dérivées :

$$\overrightarrow{\text{grad}} G_{M_0}^{(1/2)} = \frac{\partial G_{M_0}^{(1/2)}}{\partial x_0} \vec{e}_1 + \frac{\partial G_{M_0}^{(1/2)}}{\partial y_0} \vec{e}_3 + \frac{\partial G_{M_0}^{(1/2)}}{\partial z_0} \vec{e}_2 = \frac{\partial G_{M_0}^{(1/2)}}{\partial y_0} \vec{e}_3$$

En développant le calcul de la dérivée de  $G_{M_0}^{(1/2)}$  restante, et comme la convection n'a d'influence que sur la composante axiale, on peut écrire

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_{M_0}^{(1/2)}}{\partial y_0}(\vec{x}, \vec{x}_0, k) &= -\frac{e^{iK M_0(\bar{x}-\bar{x}_0)}}{\beta} \cdot \frac{iK}{4\pi^2} \\ &\times \left\{ \frac{\partial}{\partial y_0} \left( \int_{-\infty}^{\bar{u}_1} \frac{K_1^* [iK \bar{R}_1 \sqrt{1+u^2}]}{\sqrt{1+u^2}} du \right) + \frac{\partial}{\partial y_0} \left( \int_{-\infty}^{\bar{u}_2} \frac{K_1^* [iK \bar{R}_2 \sqrt{1+u^2}]}{\sqrt{1+u^2}} du \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Le gradient est donc déduit des dérivées des deux intégrales, dont une des deux bornes est infinie. Ces dérivées sont simplifiées à l'aide de la règle de Leibniz [73], qui relie la dérivée d'une intégrale dont les bornes sont des fonctions de la dérivable à l'intégrale de la dérivée :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \int_{a(y)}^{b(y)} f(y, u) du \right) = f(y, b(y)) \cdot \frac{\partial b}{\partial y} - f(y, a(y)) \cdot \frac{\partial a}{\partial y} + \int_{a(y)}^{b(y)} \frac{\partial f}{\partial y}(y, u) du$$

où  $f$  est une fonction intégrable sur l'intervalle donné par les bornes  $a$  et  $b$ , deux fonctions dépendant de la variable  $y$ .

Dans notre cas, l'application de la formule de Leibniz conduit à

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y_0} \left( \int_{-\infty}^{\bar{u}_{1,2}} \frac{K_1^* [iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2}]}{\sqrt{1+u^2}} du \right) &= \frac{K_1^* [iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+\bar{u}_{1,2}^2}]}{\sqrt{1+\bar{u}_{1,2}^2}} \cdot \frac{\partial \bar{u}_{1,2}}{\partial y_0} \\ &+ \int_{-\infty}^{\bar{u}_{1,2}} \frac{\partial}{\partial y_0} \left( K_1^* [iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2}] \right) \frac{du}{\sqrt{1+u^2}} \end{aligned} \quad (3.12)$$

D'après les expressions (3.9) et (3.10) pour  $\bar{u}_1$  et  $\bar{u}_2$ , leur dérivation fait intervenir les dérivées partielles de  $\bar{r}_0$ ,  $\bar{R}_1$  et  $\bar{R}_2$ ,  $\cos(\Theta - \Theta_0)/2$  et  $\cos(\Theta + \Theta_0)/2$ . Les dérivées des trois premières grandeurs sont données par

$$\frac{\partial \bar{r}_0}{\partial y_0} = \frac{y_0}{\bar{r}_0} \quad \frac{\partial \bar{R}_1}{\partial y_0} = -\frac{y-y_0}{R_1} \quad \frac{\partial \bar{R}_2}{\partial y_0} = \frac{y+y_0}{R_2} \quad (3.13)$$

Les dérivées des cosinus nécessitent de les écrire en fonction des coordonnées cartésiennes du repère :

$$\begin{aligned} \cos\left(\frac{\Theta \mp \Theta_0}{2}\right) &= \cos\frac{\Theta}{2} \cos\frac{\Theta_0}{2} \pm \sin\frac{\Theta}{2} \sin\frac{\Theta_0}{2} \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{1+\cos\Theta} \sqrt{1+\cos\Theta_0} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1-\cos\Theta} \sqrt{1-\cos\Theta_0} \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{1+\frac{\bar{x}}{\bar{r}}} \sqrt{1+\frac{\bar{x}_0}{\bar{r}_0}} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1-\frac{\bar{x}}{\bar{r}}} \sqrt{1-\frac{\bar{x}_0}{\bar{r}_0}} \end{aligned}$$

Seuls les racines qui possèdent un terme en  $\bar{r}_0$  sont à dériver. On fait de nouveau appel aux formules de trigonométrie pour revenir à une expression simplifiée :

$$\frac{\partial}{\partial y_0} \left[ \cos \left( \frac{\Theta - \Theta_0}{2} \right) \right] = \frac{\cos \Theta_0}{2\bar{r}_0} \sin \left( \frac{\Theta - \Theta_0}{2} \right) \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial y_0} \left[ \cos \left( \frac{\Theta + \Theta_0}{2} \right) \right] = -\frac{\cos \Theta_0}{2\bar{r}_0} \sin \left( \frac{\Theta + \Theta_0}{2} \right) \quad (3.15)$$

On peut alors procéder au calcul du gradient de la fonction de Green selon l'expression 3.12. La première dérivée est celle suivant la variable  $\bar{u}_1$  (resp.  $\bar{u}_2$ ) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_{1,2}}{\partial y_0} &= \left\{ \pm 2\sqrt{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial y_0} \left[ \frac{\bar{r}_0}{\bar{R}_{1,2}} \right] \cos \left( \frac{\Theta \mp \Theta_0}{2} \right) \right\} + \left\{ \pm 2 \frac{\sqrt{\bar{r}\bar{r}_0}}{\bar{R}_{1,2}} \frac{\partial}{\partial y_0} \left[ \cos \left( \frac{\Theta \mp \Theta_0}{2} \right) \right] \right\} \\ &= \left\{ \pm 2 \frac{\sqrt{\bar{r}\bar{r}_0}}{\bar{R}_{1,2}} \left( \frac{y_0}{2\bar{r}_0^2} \pm \frac{y \mp y_0}{\bar{R}_{1,2}^2} \right) \cos \left( \frac{\Theta \mp \Theta_0}{2} \right) \right\} + \left\{ \pm 2 \frac{\sqrt{\bar{r}\bar{r}_0}}{\bar{R}_{1,2}} \frac{\cos \Theta_0}{2\bar{r}_0} \sin \left( \frac{\Theta \mp \Theta_0}{2} \right) \right\} \end{aligned}$$

soient

$$\frac{\partial \bar{u}_{1,2}}{\partial y_0} = \left( \frac{y_0}{2\bar{r}_0^2} + \frac{y - y_0}{\bar{R}_1^2} \right) \cdot \bar{u}_1 + \tan \left( \frac{\Theta - \Theta_0}{2} \right) \frac{\cos \Theta_0}{2\bar{r}_0} \cdot \bar{u}_1 \quad (3.16)$$

$$= \left( \frac{y_0}{2\bar{r}_0^2} - \frac{y + y_0}{\bar{R}_2^2} \right) \cdot \bar{u}_2 + \tan \left( \frac{\Theta + \Theta_0}{2} \right) \frac{\cos \Theta_0}{2\bar{r}_0} \cdot \bar{u}_2 \quad (3.17)$$

A présent, le premier terme du gradient (3.12) est terminé. La dérivée de la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce  $K_1$  est obtenue à partir de formules d'Abramowitz et Stegun [1]. La fonction  $K_1$  est liée à la fonction de Hankel de première espèce par  $K_n^*(ix) = -\pi/2 \cdot H_n^{(1)}(x)$ . Les propriétés sur les dérivées conduisent à une relation de dérivation et la transposition inverse est opérée pour revenir à des fonctions de Bessel modifiées. On aboutit à la formule suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y_0} \left( K_1^* \left[ iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2} \right] \right) &= K \sqrt{1+u^2} \cdot \frac{\partial \bar{R}_{1,2}}{\partial y_0} \\ &\times \left( iK_0^* \left[ iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2} \right] - \frac{K_1^* \left[ iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2} \right]}{K \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2}} \right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Le dernier terme en intégrale de l'équation (3.12) devient alors

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\bar{u}_{1,2}} \frac{\partial}{\partial y_0} \left( \frac{K_1^* \left[ iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2} \right]}{\sqrt{1+u^2}} \right) du &= iK \cdot \frac{\partial \bar{R}_{1,2}}{\partial y_0} \int_{-\infty}^{\bar{u}_{1,2}} K_0^* \left[ iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2} \right] du \\ &- \frac{i}{\bar{R}_{1,2}} \cdot \frac{\partial \bar{R}_{1,2}}{\partial y_0} \int_{-\infty}^{\bar{u}_{1,2}} \frac{K_1^* \left[ iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2} \right]}{\sqrt{1+u^2}} du \end{aligned} \quad (3.19)$$

### Calcul du champ de pression

Disposant du gradient de la fonction de Green du demi-plan et de la distribution de sources dipolaires sur le volet, nous pouvons déterminer le champ de pression dans tout l'espace bidimensionnel. La première itération revient à considérer le rayonnement des sources sur le volet

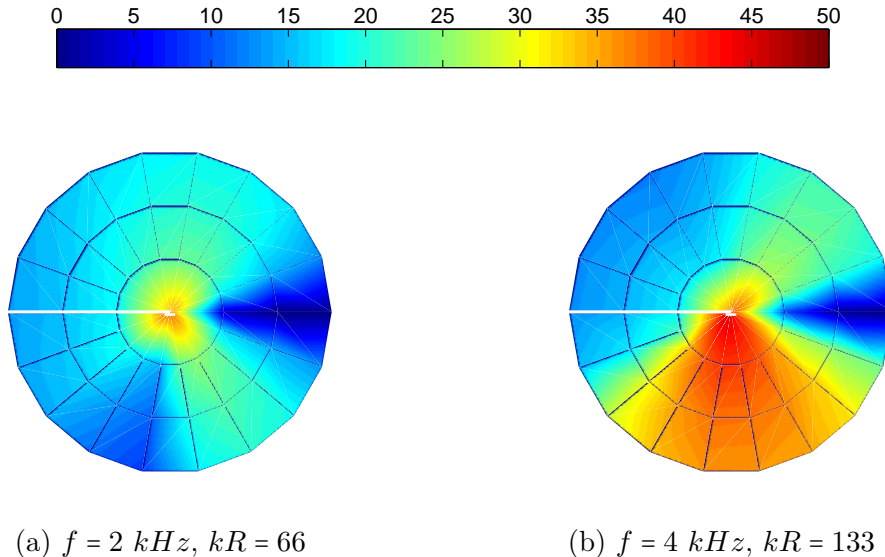
dont l'amplitude est définie par le modèle d'impact de turbulence d'Amiet, diffracté par le bord de fuite de l'aile. Ce rayonnement fait intervenir des intégrales aux bornes infinies issues de l'expression du gradient de la fonction de Green, décomposées en deux intégrales : l'une entre  $-\infty$  et 0 résolue analytiquement (expression (3.20) [1]), l'autre entre 0 et  $\bar{u}_{1,2}$  résolue numériquement.

$$\int_{-\infty}^0 \frac{K_1^* \left[ iK \bar{R}_{1,2} \sqrt{1+u^2} \right]}{\sqrt{1+u^2}} du = i \frac{\pi}{2} \frac{e^{-iK \bar{R}_{1,2}}}{K \bar{R}_{1,2}} \quad (3.20)$$

Le saut de pression entre l'intrados et l'extrados de l'aile définit alors les sources secondaires. Une procédure identique où les sources rayonnant sont les sources secondaires conduit à la correction d'amplitude des sources initiales sur le volet.

Lors du calcul statistique du bruit d'impact de turbulence sur le volet, des rafales incidentes sont prises en compte en procédant au calcul de diffraction itératif pour chaque fréquence, ou bande de fréquences. La distribution de portance instationnaire d'Amiet a une amplitude fixe par le spectre de vitesse de la configuration correspondante issu des mesures au fil chaud. A l'issue du calcul pour chaque bande fréquentielle, les données de pression en champ lointain sont récupérées pour les points de mesure correspondants. La figure 3.2 montre les cartes de champ de pression autour d'un agencement proche de la configuration 5 pour deux fréquences distinctes. Ces cartes permettent d'appréhender la directivité du système pour des fréquences particulières.

Une directivité classiquement en cardioïde du côté des bords de fuite est visible pour chaque carte. Le rayonnement amont est nettement différent, relativement réduite à  $2 \text{ kHz}$  et bien plus élevé à  $4 \text{ kHz}$ . A cette fréquence, la conjugaison de l'impact au bord d'attaque du volet et du recouvrement augmente le rayonnement côté intrados.



**FIGURE 3.2** – *Cartes de champ de pression autour du système Aile/Volet en configuration 5 à l'issue d'un calcul du modèle ECLism pour les fréquences de 2 kHz et 4 kHz.  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .*

## Transposition du problème 2D/3D

Le problème mathématique tel qu'il est posé au début du chapitre précédent 2.1 est réduit à une formulation bidimensionnelle et non tridimensionnelle, moyennant une factorisation suivant le nombre d'onde  $k_2$  qui apparaît alors comme un simple paramètre. Ceci amenant à l'utilisation de la fonction de Green du demi-plan en deux dimensions, simplifiant les calculs à effectuer. Par ailleurs, pour une étendue en envergure suffisante et un observateur dans le plan médian, la simplification  $k_2 = 0$  se justifie [95].

Le potentiel tridimensionnel en champ lointain peut être calculé à partir de la solution bidimensionnelle, avec une très bonne précision (pas de différence pour  $kr > 20$  [98]), en appliquant une formule de transposition proposée par Oberai [87]. Démontrée dans le cas d'un milieu au repos, cette procédure est aisément transposable en présence d'un écoulement moyen uniforme de paramètre de compressibilité  $\beta$  comme c'est le cas dans notre configuration :

$$\phi^{3D} \approx \phi^{2D} e^{-i\pi/4} \sqrt{\frac{K}{2\pi\bar{r}}} \quad (3.21)$$

où  $\phi^{2D}$  et  $\phi^{3D}$  sont les champs potentiels respectivement en deux et trois dimensions, et  $\bar{r} = \sqrt{(x/\beta)^2 + z^2}$  est la distance de l'observateur par rapport à l'origine corrigée par la convection de l'onde acoustique dans l'écoulement. Néanmoins, la corrélation selon l'envergure qui rend compte des propriétés statistiques de la distribution de sources ne peut pas être aussi simplement prise en compte. D'autres adaptations sont alors requises en introduisant de nouveaux paramètres, tels que décrits par Seo *et al.* [107]. A partir du champ de pression obtenu pour chaque fréquence, le spectre acoustique bidimensionnel est calculé. La DSP tridimensionnelle  $S_{pp}^{(3D)}$  est obtenue via la formulation d'Oberai. Les niveaux de pression acoustique peuvent être mis en relation de la même façon, de sorte à retrouver une expression similaire à celle de la partie 1.5.1, en posant  $C = K/(M_0\ell_z)$ .

$$SPL^{3D} = \underbrace{SPL^{2D} + 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{K}{2\pi\bar{r}} \right)}_{\text{Oberai}} + \underbrace{10 \cdot \log_{10} \left( \frac{L_z}{\ell_z} \right)}_{\text{lien essais}}$$

## 3.3 Résultats et comparaisons

### 3.3.1 Convergence et temps de calcul

Le champ de pression acoustique effectivement rayonné est calculé lorsque la distribution de sources sur le volet a convergé vers la forme qu'elle doit avoir si l'on pouvait prendre en compte la proximité du plan diffractant dès le début. Le critère de convergence est défini de telle sorte que l'amplitude adimensionnée de chaque point source après une itération complète diffère de son amplitude à l'itération précédente de moins d'un pourcent. Tant qu'une seule des sources du volet ne satisfait pas ce critère, le calcul continue. Par conséquent, le temps de convergence dépend du nombre de sources arbitrairement choisi pour la discrétisation du volet. Par ailleurs, la discrétisation du volet en sources dipolaires équivalentes est fortement corrélée à la résolution fréquentielle dans la mesure où peu de sources sur le volet ne permettent pas de restituer le comportement du système en hautes fréquences.

La figure 3.3 compare les résultats de convergence entre un volet discrétisé avec 30 sources dipolaires et un volet discrétisé avec 50 sources, pour une rafale parallèle de 2 kHz. L'adimensionnement est défini à partir de la source ayant la plus grande amplitude. La différence entre

les deux distributions d'Amiet s'expliquent par le fait que l'amplitude intégrée sur 30 sources est nécessairement supérieure à celle sur 50 sources (même puissance acoustique totale issue du volet). Dans ce cas précis, il n'y a pas de différence visible du temps de convergence. Néanmoins, le nombre d'itérations peut être sensiblement supérieur à certaines fréquences, correspondant par exemple à des résonances liées aux dimensions du recouvrement. Ainsi, dans le cas de configurations à fort recouvrement, le temps de calcul pour une discrétisation avec 50 sources peut varier d'une seconde à quelques minutes par itération, selon que l'on se situe dans une gamme fréquentielle proche ou non des fréquences de résonance.

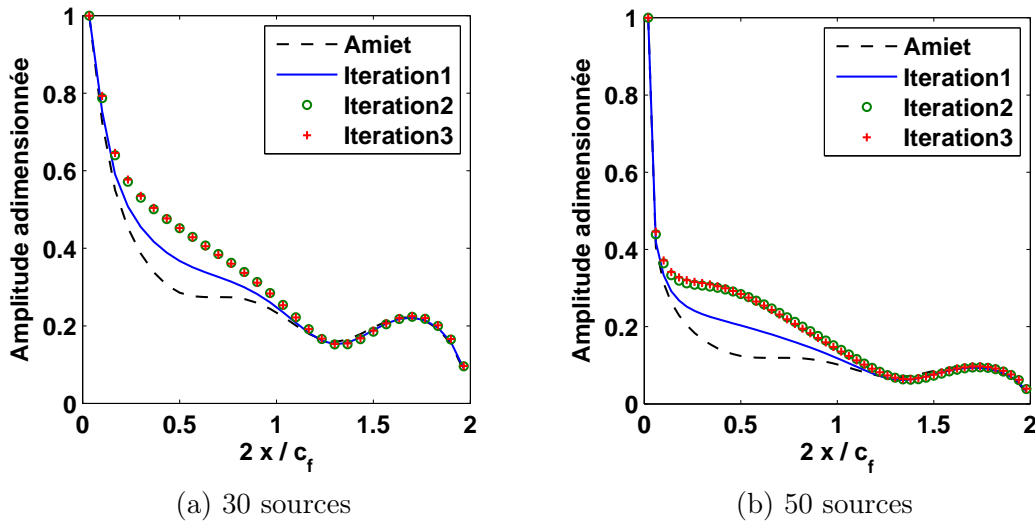


FIGURE 3.3 – *Convergence de la distribution de sources en amplitude adimensionnée. Modèle ECLism, configuration 5 à 4 kHz,  $U_0 = 50$  m/s.*

Les calculs de prédiction sont réalisés pour un balayage fréquentiel de 100 Hz à 12 kHz par pas de 100 Hz (120 fréquences). Dans les configurations symétriques comme la configuration 2 (volet dans le sillage de l'aile), le résultat final est obtenu en 2 minutes, puisqu'il n'y a pas d'interaction très forte des rayonnements acoustiques. En revanche, dans la configuration 5, le temps de calcul avant convergence atteint 20-30 minutes.

### 3.3.2 Comparaisons aux mesures et aux modèles de la littérature

Les résultats obtenus après prise en compte des échelles transverses des campagnes de mesures sont présentées dans cette partie. La comparaison entre les cartographies angle/fréquence des niveaux de pression acoustique en champ lointain entre le modèle *ECLism* et les mesures est montrée sur la figure 3.4. Les prédictions du modèle sur les comportements directif et spectral du volet dans cette configuration semblent correspondre. En particulier, la disposition générale des zones à plus fort niveau et leur forme, dont une tâche à l'intrados de niveau nettement supérieur. Côté extrados, la forme globale (zone bleue) correspond à la zone de plus fort niveau des mesures. Cependant, les niveaux de pression prédits sont très différents (de manière surprenante) par rapport aux niveaux mesurés. Les raies prédites par le modèle en moyennes et hautes fréquences sont *a priori* liées à de possibles résonances du fait de la géométrie idéalisée de la région du recouvrement dans le modèle. Elles n'ont rien à voir avec la formation d'ondes de Tollmien-

Schlichting identifiées dans les mesures.

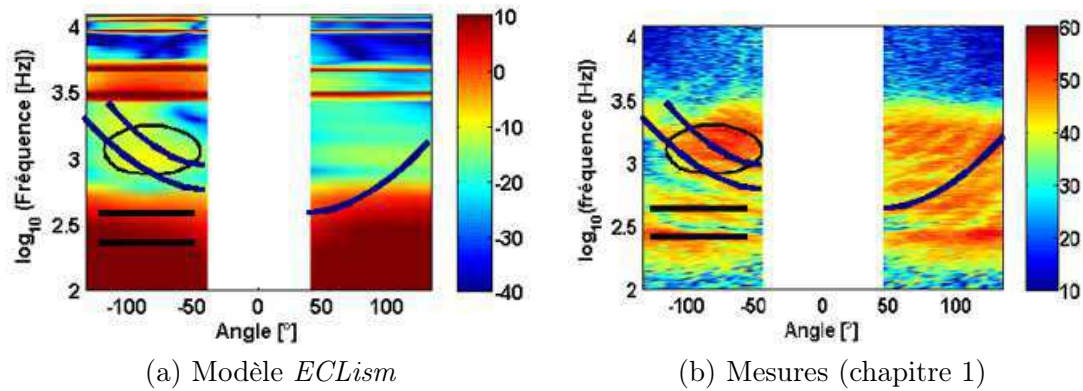


FIGURE 3.4 – Comparaisons *ECLism*/mesures dans la configuration 5. Cartographies de niveaux de pression acoustique en champ lointain.  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

Le modèle a par ailleurs été testé pour des cas sans recouvrement comme la configuration 2, où l'effet diffractant par le bord de fuite de l'aile est minimal mais non nul. La cartographie est comparée aux données expérimentales sur la figure 3.5. Une signature spectrale large bande du volet est restituée par le modèle, avec des niveaux nettement inférieurs. De plus, les prédictions du modèle font penser au modèle de bruit de bord de fuite avec fente de Howe [54], qui ont été présentées dans la partie 2.4.1 et qui ont révélé de bonnes correspondances avec les mesures.

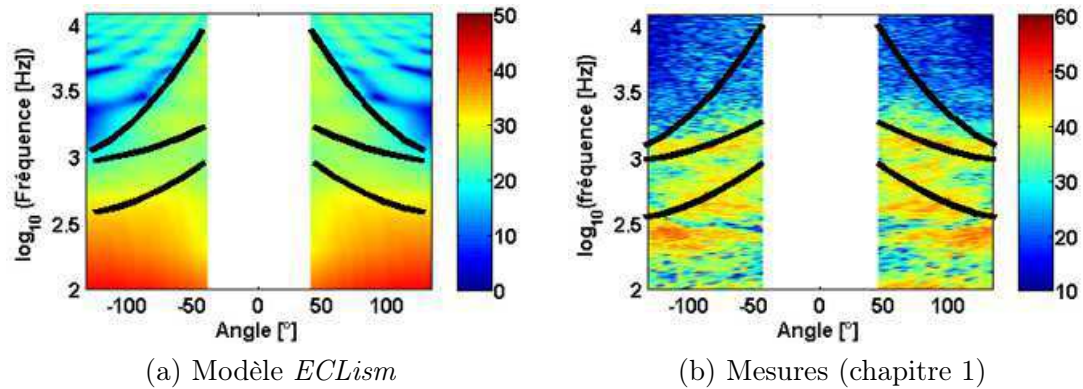


FIGURE 3.5 – Comparaisons *ECLism*/mesures dans la configuration 2. Cartographies de niveaux de pression acoustique en champ lointain.  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

### 3.4 Conclusions sur le modèle de diffraction multiple

Un modèle de deux corps en recouvrement partiel, basé sur un procédure itérative pour la prise en compte des effets dus au voisinage proche. Aucune hypothèse dimensionnelle restrictive n'est prise en compte dans la mesure où la résolution spatiale est suffisamment fine pour l'ensemble de la gamme fréquentielle. Le modèle s'appuie sur la distribution de portance instationnaire calculée dans les modèles d'Amiet sur le bruit d'impat de turbulence pour le volet et sur le bruit de

bord de fuite pour l'aile. L'utilisation de la fonction de Green de demi-plan exacte permet de généraliser le calcul du modèle de Roger & Pérennès, dans le cas où les deux éléments sont parallèles.

Le principe général et les principaux résultats du calcul du gradient de la fonction de Green ont été décrits. Les résultats en termes de convergence vers la distribution réelle des sources sur le volet du fait de la proximité des corps et des cartographies angle/fréquence ont été montrés. Des comparaisons avec les données expérimentales pour les configurations 4 et 5 révèlent de bonnes prédictions par le modèle au niveau des tendances. Cependant, la géométrie simplifiée des plans fait apparaître des pics de résonance, alors qu'ils ne sont pas forcément avérés dans les expériences du fait des courbures différentes de chaque surface.

Le modèle a par ailleurs été testé sur des configurations sans recouvrement, en particulier la configuration 2 des expériences. Les résultats révèlent un comportement similaire au modèle de bruit de bord de fuite avec fente de Howe, traité et validé pour ces configurations dans le chapitre précédent. De même, les résultats (non montrés ici) issus du calcul *ECLism* sous les hypothèses des modèles de Howe[50, 54] ont permis de montrer un bon accord avec les spectres de Howe.

*Si les avions ressemblaient aux oiseaux,  
ils deviendraient chouettes!*  
Marie Lemoine (2013)

# 4

## Vers des configurations plus complexes

Bien que la thèse soit centrée sur l'étude aéroacoustique pour une configuration d'aile/volet de géométrie simple, des extensions vers une configuration plus complexe et plus proche de la réalité ont été entreprises. Dans la continuité des chapitres précédents, la première partie de ce chapitre traite de la représentation de la cavité arrière d'une aile réelle par l'ajout d'une marche descendante. Une étude expérimentale aérodynamique et acoustique est décrite, pour les configurations 0, 2, 4 et 5.

Ensuite, l'École Centrale de Lyon était responsable des activités expérimentales dans le projet européen VALIANT, pour l'étude des mécanismes de génération et de diffraction du bruit pour des systèmes à deux éléments. Les mesures sur des configurations aile/volet ont été présentées en détail dans le chapitre 1, celles sur une configuration de bec/aile le sont dans la deuxième partie du présent chapitre : adaptations de la veine, maquetage, essais, résultats et comparaison succincte aux simulations numériques faites par les partenaires du projet impliqués. A cette occasion sera discutée la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement. Une adaptation du modèle de Koop *et al.* [70] sera proposée en vue d'obtenir une correction d'angle pour les cas où le jet est défléchi, alors que le modèle de Schlinker & Amiet [105] suppose un jet rectiligne. L'extension proposée prend en compte une certaine variabilité de la géométrie de ce dernier.

### 4.1 Écoulement sur marche descendante

L'objectif de cette étude complémentaire est de comparer les réponses du volet pour deux modes de génération de la turbulence : (i) la grille considérée au chapitre 1 ; (ii) une géométrie plus représentative du bord de fuite d'une aile réelle, mais restant suffisamment simplifiée. Ce dernier point offre l'avantage d'une certaine continuité avec le cas du chapitre 1. Par ailleurs, définir des cas tests réalistes simplifiés a l'avantage de ne pas mettre en jeu de paramètres de conception aérodynamique confidentiels, ce qui est utile pour une base de données destinée à une large diffusion.

Dans la réalité, la cavité arrière de l'aile formée par le coffre de rangement du volet en phase de croisière est responsable d'un décollement forcé avec formation d'une couche de cisaillement comme celle mieux connue au niveau du bord de fuite inférieur d'un bec. Pour la campagne



de mesures, il a été décidé de représenter cette cavité en ajoutant une surépaisseur au corps principal de l'aile, s'arrêtant net au début de la courbure du bord de fuite selon le dessin d'un NACA 0012. Par souci de solidité, cette surépaisseur est obtenue par ajout d'une plaque, profilée au bord d'attaque de façon à ne générer aucun décollement et à angle droit au bord de fuite (figure 4.1).

Une campagne plus restreinte en terme de mesures de par le nombre de cas envisagé s'est imposée à cause des délais de disponibilité des moyens d'essais. Cependant, ces mesures ciblées ont permis de rendre compte de résultats d'ensemble, des points de vue aérodynamiques et acoustiques. Des comparaisons de résultats entre les modes de génération de la turbulence en amont du volet (marche ou grille de turbulence) sont faites, afin d'évaluer leurs similarités et leurs différences, voire la qualité de chacun.

### 4.1.1 Études antérieures

Dans la littérature, des travaux expérimentaux et numériques ont été menés, traitant du problème d'un écoulement sur une marche montante et/ou descendante comme des irrégularités de surface sources de bruit, et non à la modélisation de la cavité arrière d'un profil porteur comme dans notre cas. Cependant, nous pouvons tirer quelques enseignements de ces études, en particulier sur la longueur de recollement en aval de la singularité.

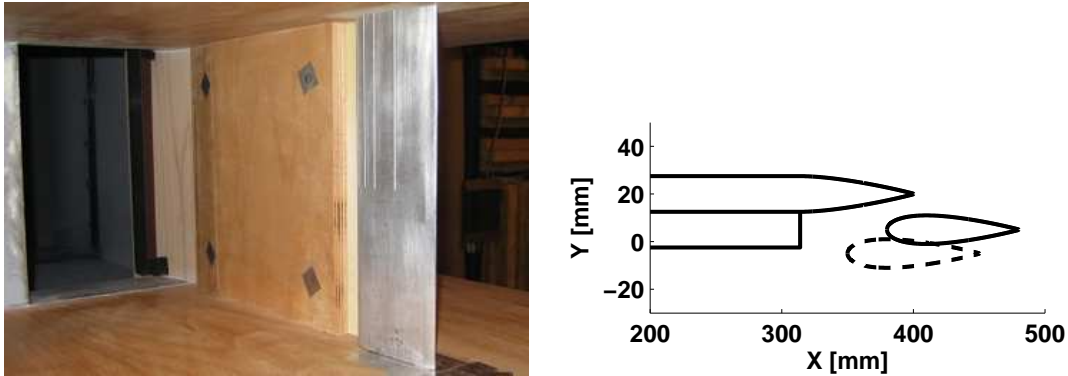
Parmi les études expérimentales, nous pouvons citer celles de Jacob *et al.* [62, 72] et de Catlett [18]. La première fut entièrement dédiée à la caractérisation aérodynamique et acoustique d'une marche descendante de hauteur  $H$  allant de 1 à 6  $cm$  et des vitesses d'écoulement de 60 à 140  $m/s$ . La seconde généralise l'étude aux marches montante et descendante ainsi qu'aux cavités (marches descendante puis montante), avec  $H \in [1,5\text{ mm}; 18\text{ mm}]$  et  $U_0 \in [30\text{ m/s}; 60\text{ m/s}]$ . Dans les configurations étudiées, Jacob *et al.* trouvent que l'écoulement recolle à une distance en aval de la marche de l'ordre de  $3H$ , alors que Catlett observe le recollement pour une distance comprise entre  $4H$  et  $5H$ . Les auteurs remarquent en effet que la distance de recollement est dépendante du couple  $(H, U_0)$  de telle sorte que lorsque les valeurs des deux paramètres diminuent, la distance de recollement augmente.

Quelques simulations numériques peuvent compléter cette étude, comme les travaux de Ji & Wang [63], pour la modélisation d'un écoulement turbulent de type couche limite sur des marches montantes et descendantes de petites dimensions. Ils observent un recollement de l'écoulement en aval de la marche à environ  $5H$  ( $H = 1,27\text{ cm}$ ,  $U_0 = 25\text{ m/s}$ ). Ceci corrobore l'observation expérimentale pour une petite marche et une faible vitesse d'écoulement, avoisinant ainsi les résultats obtenus par Catlett.

### 4.1.2 Contexte expérimental

Dans toute cette partie, la turbulence en amont du volet est créée par le décollement forcé de l'écoulement au niveau du coin supérieur du bord de fuite de la plaque ajoutée en surépaisseur de l'aile. Par conséquent, la grille de turbulence n'est pas mise en place. Cette plaque en bois, de 15  $mm$  d'épaisseur, est vissée sur le corps principal de l'aile. Une vue de l'installation entre les plaques de maintien est montrée sur la figure 4.1.

Etant donné le temps important de mise en place et de mesure au fil chaud, l'effort a porté sur les autres moyens d'essais : pression statique moyenne et instationnaire pour l'aérodynamique, niveaux de pression en champ lointain pour l'acoustique. Parmi les onze agencements aile/volet



**FIGURE 4.1** – *Gauche : photo de la veine avec la marche descendante. Droite : vue en coupe de la position relative du volet par rapport à la marche. Configurations 4 (trait plein) et 5 (pointillés).*

possibles, seules les configurations numérotées 0, 2, 4 et 5 ont été testées, pour un écoulement de  $50 \text{ m/s}$ . Le choix des configurations s’est basé sur les tests précédents, de même que sur la position du volet par rapport à la marche, en cherchant les cas où cette dernière a un effet. Par conséquent, les configurations 6 à 10 n’ont pas été envisagées, le volet étant placé plus en aval, voire écarté de la marche. Les configurations 1 et 3, bien que certainement intéressantes, n’ont pas été retenues car les configurations 2 et 4 sont mieux décrites que les configurations 1 et 3 dans les parties précédentes, pour des mécanismes physiques *a priori* proches.

Les résultats obtenus sont présentés dans les deux sous-parties suivantes, faisant état de l’aérodynamique puis de l’acoustique de cette installation.

### 4.1.3 Résultats aérodynamiques

#### Distributions de la pression statique moyenne

Les résultats aérodynamiques sont issus de mesures de pression, via les prises de pression pariétales (sondes SMD) non recouvertes par la marche. Les coefficients de pression calculés à partir des données de pression statique moyenne sont présentés sur la figure 4.2 pour les quatre configurations. Les évolutions du coefficient de pression pour les conditions d’écoulements sain et turbulent montrées dans les parties précédentes sont tracées pour comparaison.

Dans le cas des configurations initialement symétriques (graphes du haut), on remarque que les valeurs sont plus élevées au niveau du bord de fuite de l’aile avec marche que dans les campagnes de mesures précédentes. Plus précisément, la grandeur  $-C_p$  augmente jusqu’à un maximum autour de  $0,963c_w - 22 \text{ mm}$  du bord de fuite – correspondant à une dépression produite par la marche et la bulle de recirculation. Ensuite, le recollement de l’écoulement au bord de fuite de l’aile provoque une décroissance des  $-C_p$ . La distribution des coefficients de pression sur le volet en configuration 2 est clairement dominée le sillage de l’aile, puisque les niveaux de pression varient peu pour une distribution globale identique quel que soit la condition sur l’écoulement incident. Il semble par ailleurs que la présence de la marche engendre une interaction destructrice avec le sillage de l’aile, du fait de la non-symétrie de l’écoulement entre l’intrados et l’extrados, comme c’était le cas avec et sans grille de turbulence.

Dans les deux configurations avec recouvrement partiel (4 et 5), les comportements de l'aile et du volet sont complètement modifiés. En configuration 4, la distribution des  $-C_p$  sur l'aile est similaire aux cas avec et sans turbulence, avec des valeurs plus grandes. En revanche, les distributions coïncident pour les écoulements avec et sans turbulence, l'ajout de la marche engendre une très forte chute de la pression (ou forte accélération de l'écoulement). Ceci est certainement dû à la couche de cisaillement issue du bord de fuite de la marche qui recolle au voisinage du bord de fuite de l'aile. En passant à proximité du bord d'attaque du volet, cet écoulement crée une dépression sur l'extrados du volet responsable du pic de la distribution observée.

Enfin, la configuration 5 révèle un comportement de l'écoulement nettement plus complexe. Cependant, il est intéressant de noter que les cas de l'écoulement turbulent de grille et de la marche descendante donnent des distributions similaires, en particulier sur la surface extrados du volet. Pour cet agencement particulier, la turbulence en amont du volet semble produire les mêmes coefficients sur le volet. Les caractéristiques de la bulle de recirculation derrière la marche semblent par ailleurs être bien différentes puisque les valeurs des  $-C_p$  au bord de fuite de l'aile sont assez différentes par rapport à la configuration 4 d'une part, et la forme de la courbe décalée par rapport à l'écoulement incident turbulent de la configuration 5 d'autre part.

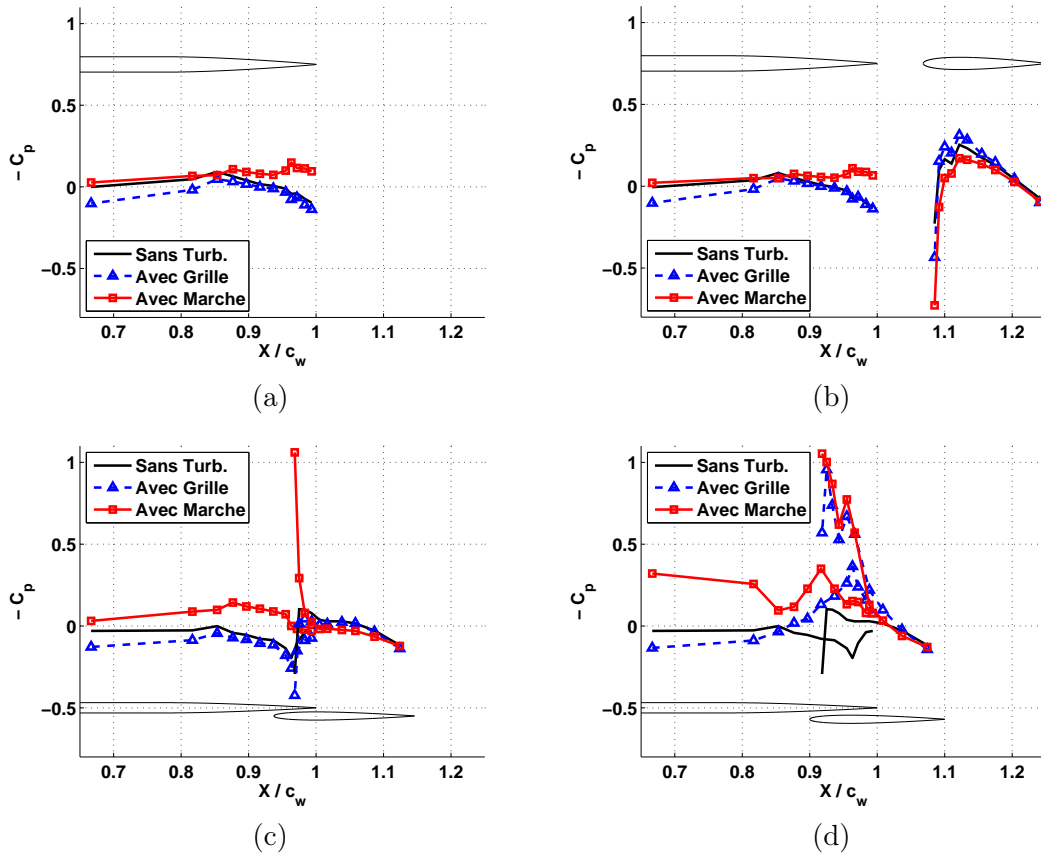


FIGURE 4.2 – Evolution des coefficients de pression ( $-C_p$ ) pour les configurations 0 (a), 2 (b), 4 (c) et 5 (d) à 50 m/s. Comparaison entre écoulements sain (•), turbulent ( $\Delta$ ) et avec marche ( $\square$ ).

#### 4.1.4 Résultats acoustiques

##### Niveaux de pression en champ lointain

Dans cette partie, les niveaux de pression acoustique sont de nouveau représentés sous forme de cartographies, pour une vue d'ensemble des dépendances en angle (directivités) et en fréquence (spectres). Chaque configuration avec marche est confrontée au cas de l'écoulement avec grille de turbulence du chapitre 1. La contribution du volet (ou interprétée comme telle) est extraite du bruit total mesuré de la même manière que dans la partie 1.4.1, *id est*, en soustrayant la contribution de l'aile dans la configuration de référence.

Les niveaux de pression sur la configuration 0 (sans volet) permettent de voir l'influence de la marche sur le bruit de référence. En particulier, nous avons appliqué la même procédure de soustraction que pour déterminer la contribution du bruit du volet. La qualité obtenue est donc un différentiel de bruit qui traduit la modification du comportement de l'écoulement. Alors que la grille produit un bruit à large bande, pour des angles de  $0$  à  $\pm 90^\circ$ , la marche représente une source d'excitation restreinte aux basses fréquences. Il est à noter que la turbulence du décollement sur la marche n'est pas homogène et isotrope, alors que la turbulence de grille est proche de ce comportement idéal.

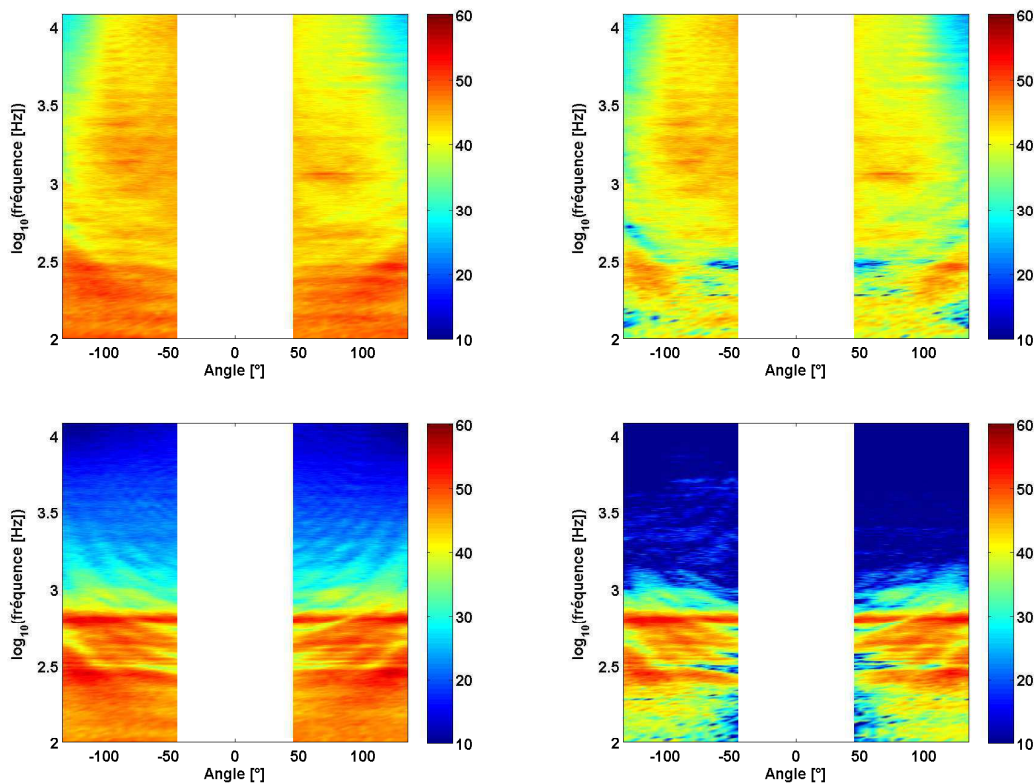
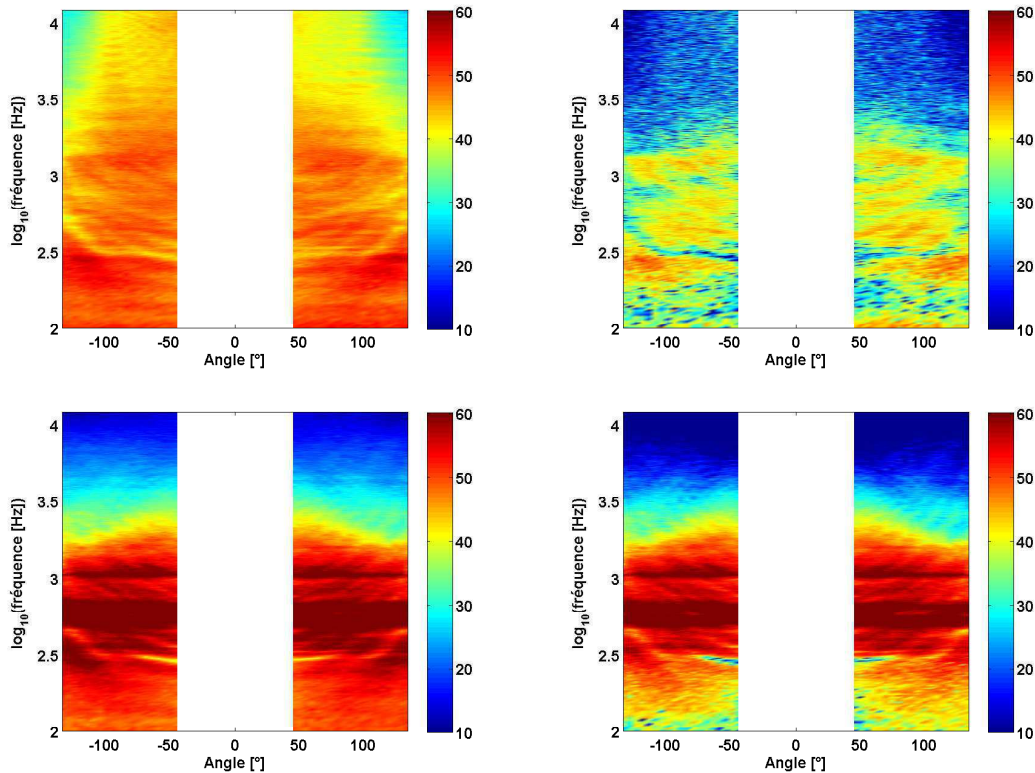


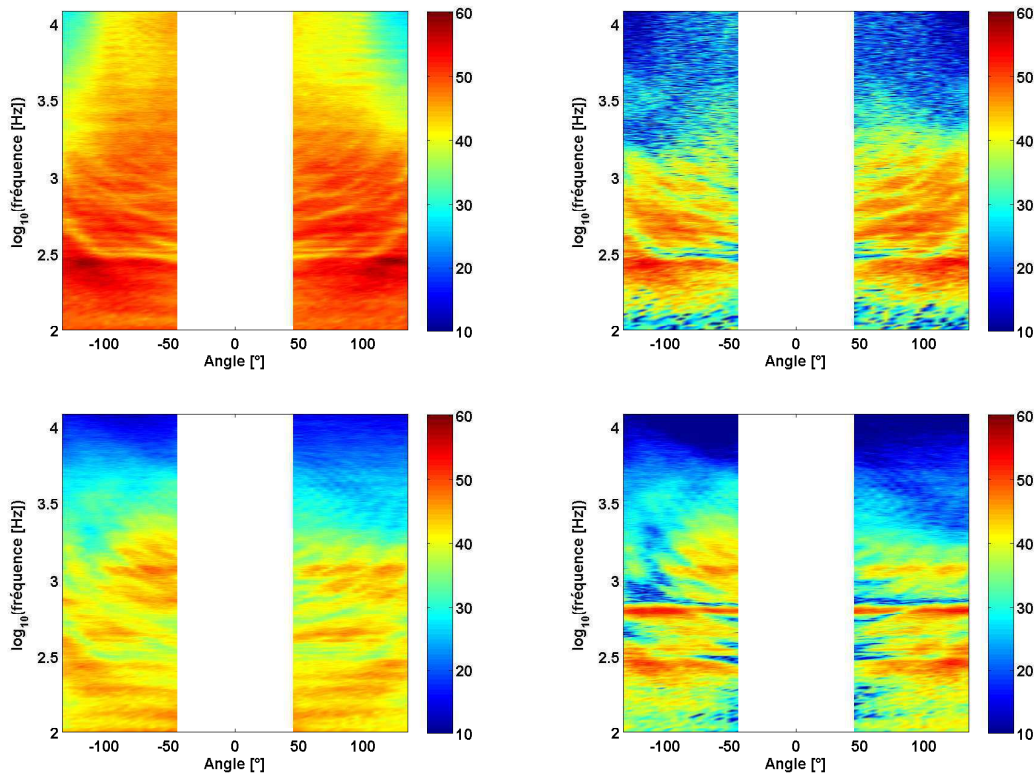
FIGURE 4.3 – Cartographies des niveaux de pression acoustique en champ lointain mesurés avec la grille (haut) et la marche (bas). A gauche : bruit total mesuré. A droite : différentiel de bruit de la grille et de la marche par rapport à un écoulement sain. Configuration 0,  $U_0 = 50$  m/s.

La différence d'étendue spectrale entre les deux modes de génération de turbulence du point de vue du volet (grille ou marche) se retrouve dans les cartographies de champ de pression acoustique total des trois autres configurations étudiées (2, 4 et 5). Dans le cas de la configuration 2 (figure 4.4), la signature acoustique du volet est néanmoins très proche, bien que les niveaux acoustiques soient nettement supérieurs avec la marche. Cette amplification acoustique peut être due à l'augmentation de la turbulence dans le sillage suite au recollement de l'écoulement à proximité du bord de fuite de l'aile. Par ailleurs, les franges d'interférences coïncident parfaitement entre les deux cartographies.



**FIGURE 4.4 – Cartographies des niveaux de pression acoustique avec grille (haut) et marche (bas). A gauche : bruit total. A droite : bruit du volet. Configuration 2,  $U_0 = 50$  m/s.**

La figure 4.5 montre les niveaux de pression en champ lointain obtenus pour la configuration 4. Le comportement global des franges d'interférences se retrouve ici aussi, avec des niveaux plus proches entre les deux cas étudiés. En revanche, il est à noter l'apparition d'une raie à  $650$  Hz de forte amplitude avec un rayonnement principalement vers l'amont (angles extrêmes) sur le bruit du volet (interprété comme tel), bien qu'elle n'apparaît pas dans le bruit total {aile+volet}. Cette raie est d'ailleurs clairement observée sur la configuration de référence avec la marche (figure 4.3). Du côté intrados, la signature acoustique du volet observé dans la configuration 2 en écoulement sain semble se distinguer entre  $1$  kHz et  $2$  kHz, alors qu'elle est amoindrie du côté extrados. Cette différence intrados/extrados reflète le non-alignement des plans de l'aile et du volet qui n'est pas nette sur les mesures avec grille. Par ailleurs, un ensemble de franges d'interférences est particulièrement visible du côté extrados dans une gamme de moyennes fréquences.



**FIGURE 4.5 – Cartographies des niveaux de pression acoustique avec grille (haut) et marche (bas). A gauche : bruit total. A droite : bruit du volet. Configuration 4,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .**

Les cartographies de niveaux de pression acoustique dans la configuration 5 sont représentées sur la figure 4.6. Les deux modes de génération de la turbulence présentent ici de réelles différences quant à la réponse du système. Ces différences s’expliquent par le fait que la turbulence issue du décollement de la marche n’impacte pas *a priori* le bord d’attaque du volet, dont l’axe est *trop* éloigné, alors que la turbulence de grille est plus homogène et isotrope.

Les comportements directif et spectral évoluent peu entre les configurations 4 et 5 dans le cas de la turbulence de grille. En revanche, en présence de la marche, on retrouve un comportement voisin des résultats obtenus en écoulement sain (chapitre 1) : une signature acoustique en moyennes fréquences, avec la présence de raies autour de  $4 \text{ kHz}$ . Les raies en hautes fréquences sont cependant moins nombreuses. Il semble qu’une fréquence particulière (environ  $4,5 \text{ kHz}$ ) soit en particulier excitée. En basses fréquences, on retrouve les niveaux et le comportement de la configuration de référence, excepté la raie à  $650 \text{ Hz}$ . De même, la dissymétrie intrados/extrados observée sur la configuration 4 entre  $1 \text{ kHz}$  et  $2 \text{ kHz}$  est aussi clairement illustrée ici. Côté extrados, les franges d’interférences autour de  $1$  et  $2 \text{ kHz}$  font penser à un comportement similaire aux mesures sur le système Bec/Aile, où des raies sont modulées en amplitude suivant l’angle d’observation. Un phénomène semblable pour des sources localisées dans la région de la bulle de recirculation derrière la marche peuvent être diffractées par le bord de fuite de l’aile et produire ces franges. Des mesures complémentaires sur des configurations plus éloignées (8, 9,

10) pourraient permettre de compléter l'interprétation de ces mesures.

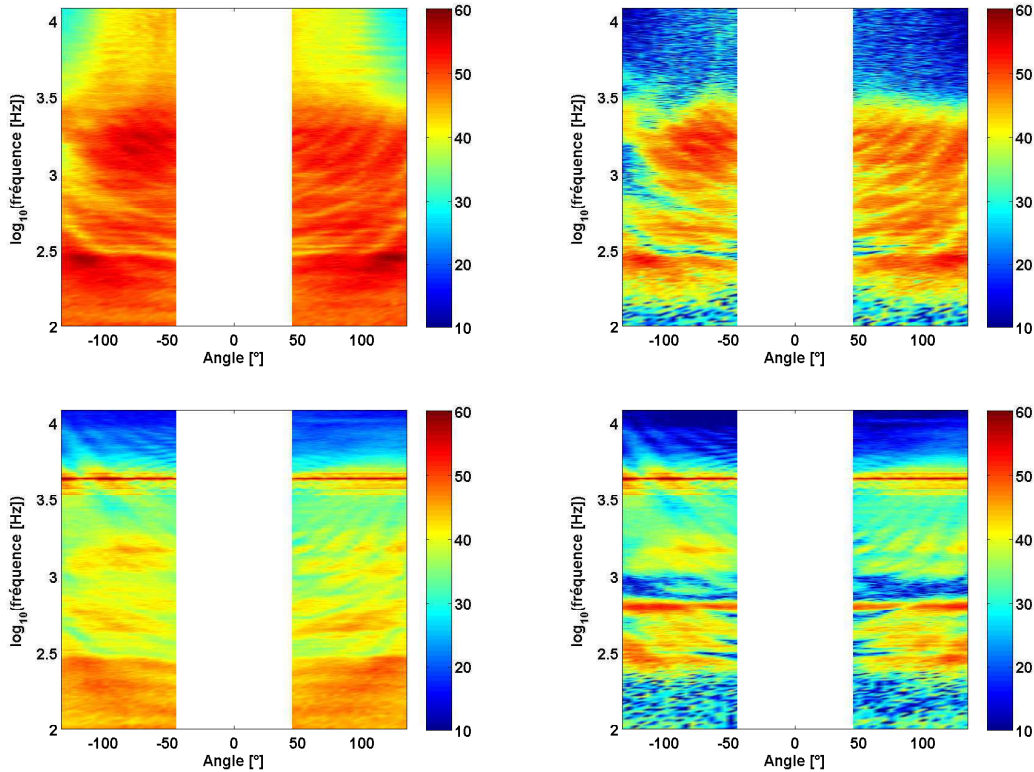


FIGURE 4.6 – Cartographies des niveaux de pression acoustique avec grille (haut) et marche (bas). A gauche : bruit total. A droite : bruit du volet. Configuration 5,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

## 4.2 Projet VALIANT – Mesures sur un système Bec/Aile

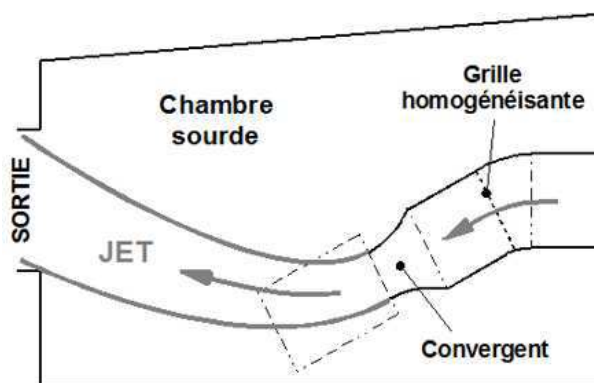
Dans le cadre du projet européen VALIANT, une campagne de mesures sur un système à deux éléments constitué d'un bec et d'une aile a aussi été effectuée. Ces essais ont fait l'objet d'une activité complémentaire pour la thèse, principalement orientée sur l'interaction Aile/Volet, comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents. L'objectif de cette partie est de faire état de l'ensemble des mesures qui ont été effectuées sur les configurations avec bec, et des résultats obtenus après post-traitement. Les différents types d'essais qui ont été réalisés pour ce second système sont les mêmes que dans le cas du système Aile/Volet. Ils ont été décrits au chapitre 1. Nous nous contenterons de donner les principaux paramètres correspondants aux variables des configurations testées et des variables de mesure. La manière de présenter les résultats est la même que précédemment dans le souci d'homogénéiser l'ensemble et faciliter la lecture et la compréhension.

### 4.2.1 Description de l'installation

Les mesures ont été effectuées dans la soufflerie anéchoïque à veine ouverte du Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, dont les caractéristiques (soufflerie et chambre sourde) sont

données dans la partie 1.1. Le convergent utilisé est le même que pour les campagnes de mesures sur le volet, mais la géométrie plus réaliste de la maquette avec le bec a néanmoins nécessité quelques adaptations de la veine. En effet, des simulations RANS (Reynolds Average Navier-Stokes) à deux dimensions en écoulement infini et en écoulement cisailé réalisées par l'ONERA ont permis de montrer au préalable que le jet est défléchi au passage de la maquette (figure 4.8-a) et non droit.

L'estimation de la déflexion avant de procéder aux mesures est importante car le jet issu de la veine doit sortir de la chambre sourde par une porte de 2 mètres de largeur, située à près de 5 mètres de la section de sortie du convergent. Si le jet est trop défléchi, il détériore les revêtements de la chambre sourde. Afin de parer cet effet, un coude est ajouté à la veine, en amont du convergent, contenant une grille d'homogénéisation de l'écoulement à la sortie du coude (figure 4.7). En particulier, les calculs RANS 2D ont prévu que les essais devaient se faire sous un angle d'attaque du bec de  $27^\circ$  en écoulement effectif (figure 4.8-b), permettant de retrouver les mécanismes aérodynamiques en écoulement infini à  $18^\circ$ , angle défini pour les comparaisons avec les calculs numériques. La déflexion est alors de l'ordre de  $8^\circ$ , imposant la mise en place d'un coude disponible de  $7,5^\circ$  d'angle.



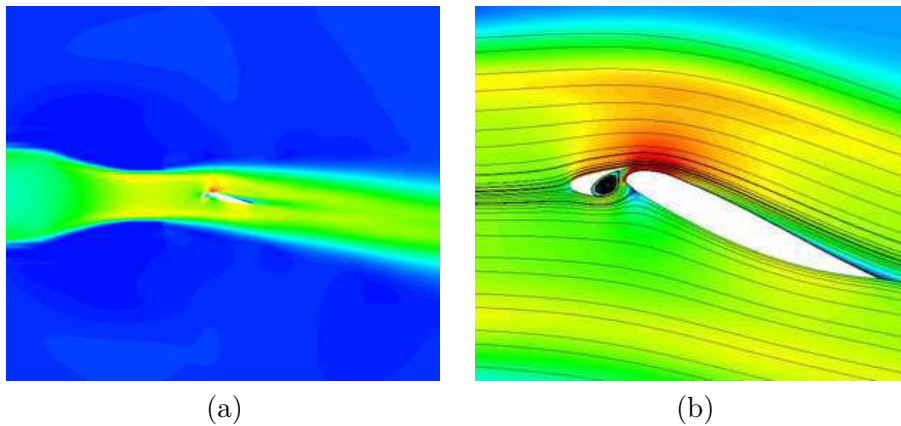
**FIGURE 4.7 – Schéma de principe pour l'adaptation de la veine de la soufflerie anéchoïque à veine ouverte de l'ECL pour des jets défléchis.**

L'angle d'attaque déterminé par les calculs numériques préalables à la campagne expérimentale est donc nécessaire pour choisir le coude à placer en amont du convergent. Malheureusement, cet angle est approximatif et ne correspond pas forcément à l'angle effectif de la configuration des calculs numériques en écoulement infini. Par conséquent, il faut prévoir la possibilité de modifier facilement cet angle d'attaque en cours d'essais. Pour ce faire, la maquette réalisée est placée sur un dispositif de disques rotatifs s'insérant dans les plaques de maintien en sortie de convergent. Une échelle graduée est tracée à l'extérieur du jet afin de situer les angles de rotation.

L'intérêt de la campagne est la réalisation et la validation d'un système à deux éléments de type Bec/Aile, tels que les mécanismes aérodynamiques et acoustiques se produisant dans la zone du bec, de sa cavité arrière et/ou au bord d'attaque de l'aile soient les mêmes que pour un système réel à trois éléments (Bec/Aile/Volet). Le bord de fuite de l'aile ne faisant pas l'objet d'intérêt particulier, il a été redessiné dans le but de minimiser la déflexion du jet. Ce profil particulier est précisé dans la sous-partie suivante. Le repère utilisé est celui de la figure 1.4, transposé sur la position de la section de sortie du convergent, *id est*, non plus aligné sur l'axe



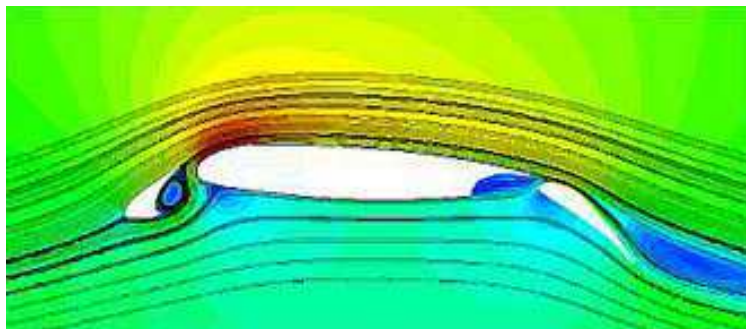
de la chambre sourde mais sous l'angle imposé par le coude.



**FIGURE 4.8** – Simulations numériques RANS 2D en écoulement réaliste. (a) Vue globale du jet. (b) Zoom sur la maquette, angle d'attaque  $27^\circ$ . Calcul avant campagne de mesures.

#### 4.2.2 Une géométrie particulière [121, 80]

La géométrie de la maquette a été optimisée pour diverses raisons : les caractéristiques de l'écoulement dans la cavité arrière du bec doivent être proches de la réalité (système à trois éléments) en phase d'approche ; la portance globale et la déflexion sont minimisée ; les sources de bruit du bec doivent être au mieux isolées des autres sources de bruit du profil. Ces contraintes ont amené au choix d'un système à deux éléments à partir d'un profil Airbus FNG à trois éléments, créé, testé et validé par l'ONERA et le DLR dans des études antécédentes [127]. Le profil Airbus FNG est représenté sur la figure 4.9. La configuration d'origine de ce profil est telle que le bec est déployé à  $28,8^\circ$  et le volet à  $38,3^\circ$ . La corde totale lorsque les éléments sont rétractés est de  $300\text{ mm}$ . Le bec est gardé tel quel ainsi que le bord d'attaque de l'aile. En revanche, le bord de fuite est modifié afin de satisfaire les caractéristiques énoncées au début de ce paragraphe.



**FIGURE 4.9** – Profil Airbus FNG à trois éléments (source : ONERA [121]).

Les paramètres d'optimisation pour la redéfinition du bord de fuite de l'aile sont : l'incidence globale du profil et la position du bord de fuite suivant l'axe  $(O, \vec{Y})$  de la figure 1.4. Cette optimisation a été réalisée par le code CFD/CAA *FUNk* développé par l'ONERA, utilisant un

maillage multi-blocs structuré. Les simulations RANS sont basées sur le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras [111, 112], du schéma de Roe [94] pour la discrétisation spatiale et une approche implicite par pas de temps appliquée localement pour l'intégration temporelle. Le processus d'optimisation est alors basé sur une génération de maillage automatique grâce au générateur de maillage *MESH3D* de l'ONERA. Les calculs RANS sont effectués après définition des deux paramètres variables (angle d'attaque et coordonnée du bord de fuite de l'aile  $Y_{TE}$ ). La fonction coût est définie comme la combinaison de deux grandeurs : (i) la norme du vecteur différence du champ de vitesse moyen dans la cavité arrière du bec entre la référence (Bec/Aile/Volet) et le calcul (Bec/Aile); (ii) la déflexion globale du jet au passage du profil à deux éléments.

La géométrie créée a été établie dans le cadre des simulations numériques effectuées par les différents partenaires en charge de cette configuration. L'angle de déploiement de  $4^\circ$  sur le profil réel à trois éléments correspond alors à l'angle d'attaque du profil à deux éléments défini de  $18^\circ$ , pour un écoulement infini suivant la direction  $(O, \vec{Y})$ . Comme il a été indiqué plus haut, ce dernier doit correspondre, d'après un calcul RANS 2D en écoulement réaliste en soufflerie, à un angle d'attaque pour les mesures de l'ordre de  $27^\circ$ . Les premières mesures aérodynamiques ont pour but de confirmer cette prévision par comparaison des coefficients de pression moyenne autour de la maquette.

### 4.2.3 Configurations étudiées

Le convergent étant le même que dans les campagnes du système Aile/Volet, l'envergure de la maquette est de 30 mm (figure 4.10). La distance entre le bec et le bord d'attaque de l'aile étant fixe, les variables définissant les configurations possibles se réduisent à l'angle d'attaque et la vitesse de l'écoulement incident. Les disques de rotation insérés dans les plaques de maintien permettent de modifier la première variable. Leur position est déterminée à l'aide d'une graduation angulaire sur la face extérieure à la veine du disque supérieur.

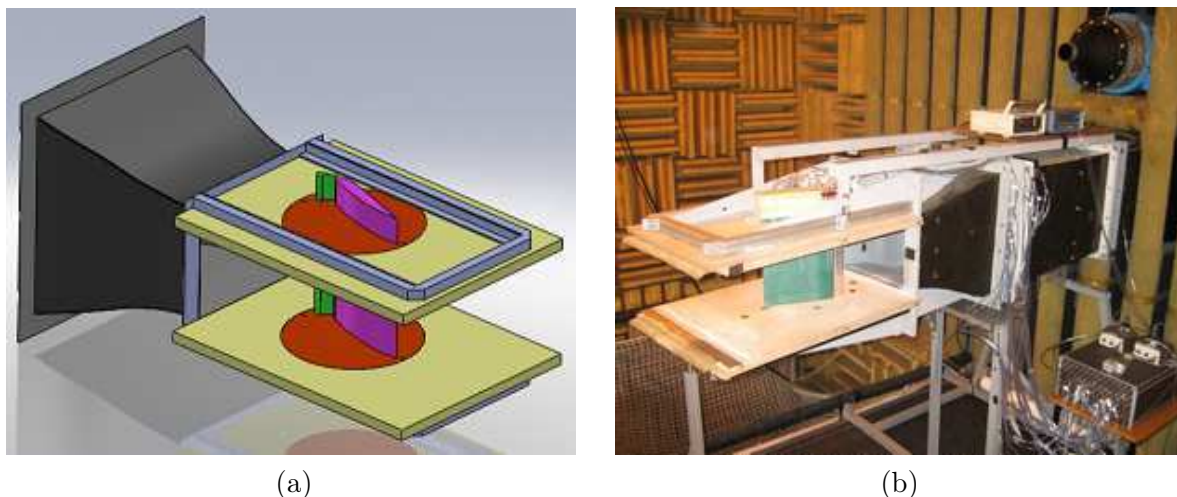


FIGURE 4.10 – Vues CAO (a) et photo (b) de l'installation.

A contrario des campagnes impliquant le volet, seul l'écoulement sain présente un intérêt. Les profils de vitesse moyenne et des taux de turbulence mesurés au fil chaud simple orienté suivant l'envergure (vecteur transverse  $\vec{Z}$ ), *id est* mesurant la norme de la vitesse moyenne dans

le plan  $(\vec{X}, \vec{Y})$ , sont représentés sur la figure 4.14, dans les deux sens de la section de sortie du convergent. La troncature au centre des courbes suivant  $\vec{Y}$  (direction normale) est due à l'impossibilité de la mesure au centre de la veine, à cause de la taille de la sonde fil chaud et de la proximité du bec par rapport à la section de sortie. D'après ces courbes, le taux de turbulence est de l'ordre de 0,4 %.

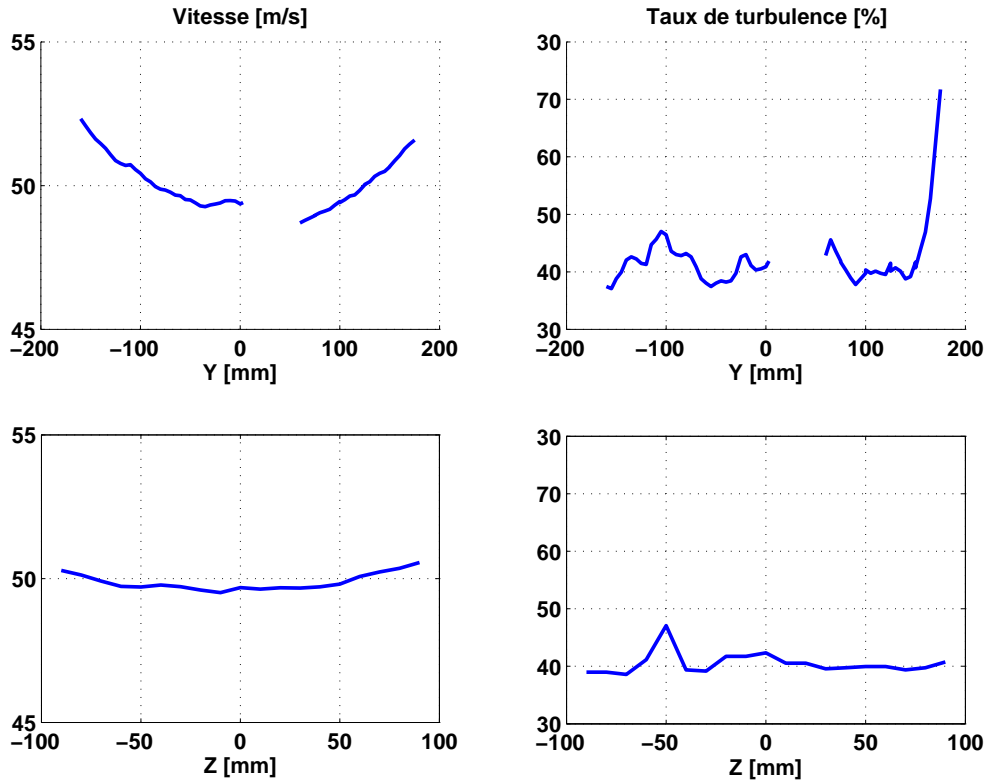
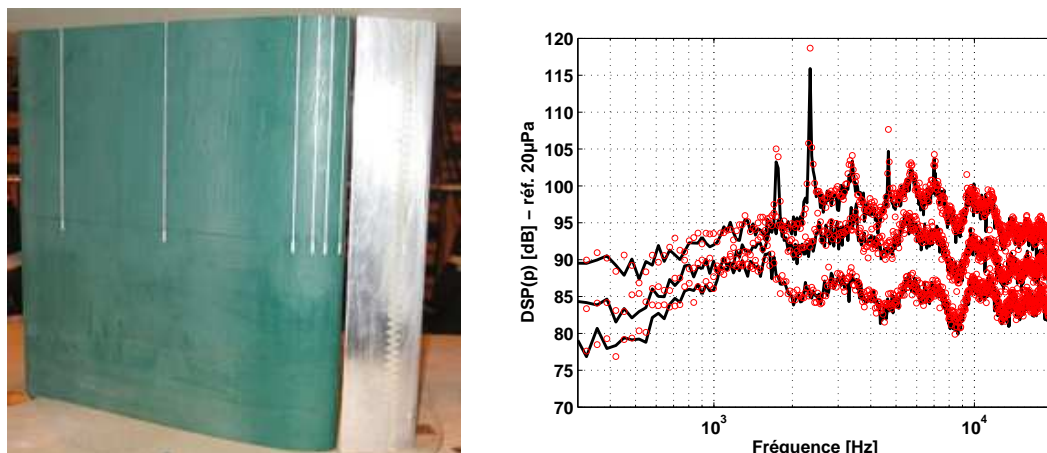


FIGURE 4.11 – Profils de la vitesse moyenne et du taux de turbulence au niveau de la section de sortie du convergent. A gauche : profils des vitesses moyennes. A droite : profils des taux de turbulence. A gauche : direction normale ( $\vec{Y}$ ) (b) et transverse ( $\vec{Z}$ ) (d). AOA  $25^\circ$ , écoulement à  $50 \text{ m/s}$ .

Du fait de la taille réduite de la maquette, les couches limites sur la surface extradors du bec sont laminaires et non turbulentes, ce qui a pour effet de produire un bruit tonal non représentatif de la réalité. Par conséquent, une tentative de forçage de transition de la couche limite turbulente (*tripping*) a été réalisée en posant une bande de type *zig-zag* de  $0,2 \text{ mm}$  d'épaisseur et de  $10 \text{ mm}$  de large sur toute l'envergure de la surface extradors du bec, à  $35 \text{ mm}$  du bord de fuite. Les fluctuations de pression à la paroi pour un angle d'attaque de  $25^\circ$  et pour les vitesses d'écoulement de  $30, 50$  et  $70 \text{ m/s}$  ont été mesurées au niveau du bord d'attaque extradors de l'aile (SMD W14). Les spectres résultants comparés aux spectres sans bande *zig-zag* montrent que cette tentative est vaine, puisque les spectres avec et sans bande sont identiques (figure 4.12). Les fréquences générées ne sont donc pas dues à des ondes TS sur l'extrados du bec, mais plutôt à des instabilités de la couche de cisaillement se détachant du bec et limitant la bulle de recirculation.



**FIGURE 4.12** – A gauche : photo de la bande de type "zig-zag" collée sur l'extrados du bec. A droite : comparaison des spectres de fluctuations de pression pariétale avec (○) et sans bande (–), pour AOA 25°. De bas en haut : 30 m/s, 50 m/s, 70 m/s.

#### 4.2.4 Mesures aérodynamiques

Les mesures aérodynamiques sont les mêmes que dans le cas des campagnes pour le système Aile/Volet. Dans un souci de concision, l'accent est mis sur les résultats obtenus, les détails sur les moyens de mesure et les post-traitements de données étant précisés dans le chapitre 1.

##### Mesure des coefficients de pression, recalage de la référence angulaire

Le premier test à effectuer a pour but de confirmer ou infirmer et recalibrer la référence de l'angle d'attaque prédit par les calculs numériques pour les comparaisons avec les simulations à incidence 18°. Cette validation est rendue possible par la comparaison des coefficients de pression le long de la maquette, en particulier en recherchant l'angle d'attaque pour lequel les  $C_p$  mesurés dans la cavité arrière du bec sont les plus proches de ceux des simulations en écoulement infini. Ainsi, une gamme assez large d'angle d'attaque allant de 20° à 27° a été explorée. Les positions des prises de pression sont référencées dans le tableau 4.1. Les résultats en terme de coefficients de pression sont représentés sur la figure 4.13, avec un zoom sur la cavité arrière.

D'après ces courbes, le choix de l'angle d'attaque 25° a été pris comme étant celui qui correspond le mieux à la distribution de référence des simulations numériques en écoulement infini à incidence 18°. Cette correction d'angle par rapport au 27° prédit initialement est suffisamment faible pour ne pas entraîner de modification de coude en amont de la veine. L'angle d'attaque AOA 25° sera désormais considéré comme l'*angle de référence* pour les mesures dans les résultats présentés par la suite.

Par ailleurs, les courbes de la figure 4.13-a montrent qu'il ne semble pas y avoir de décollement au niveau du bord de fuite de l'aile (du moins au point de mesure le plus en aval, soit à 45 mm du bord de fuite de l'aile). Des simulations ont même révélé un meilleur comportement qu'à des incidences inférieures. Cette observation est importante car le décollement de l'écoulement à l'extrados du bord de fuite de l'aile aurait pu produire un bruit parasite important, gênant la caractérisation des sources de bruit de la région du bec.

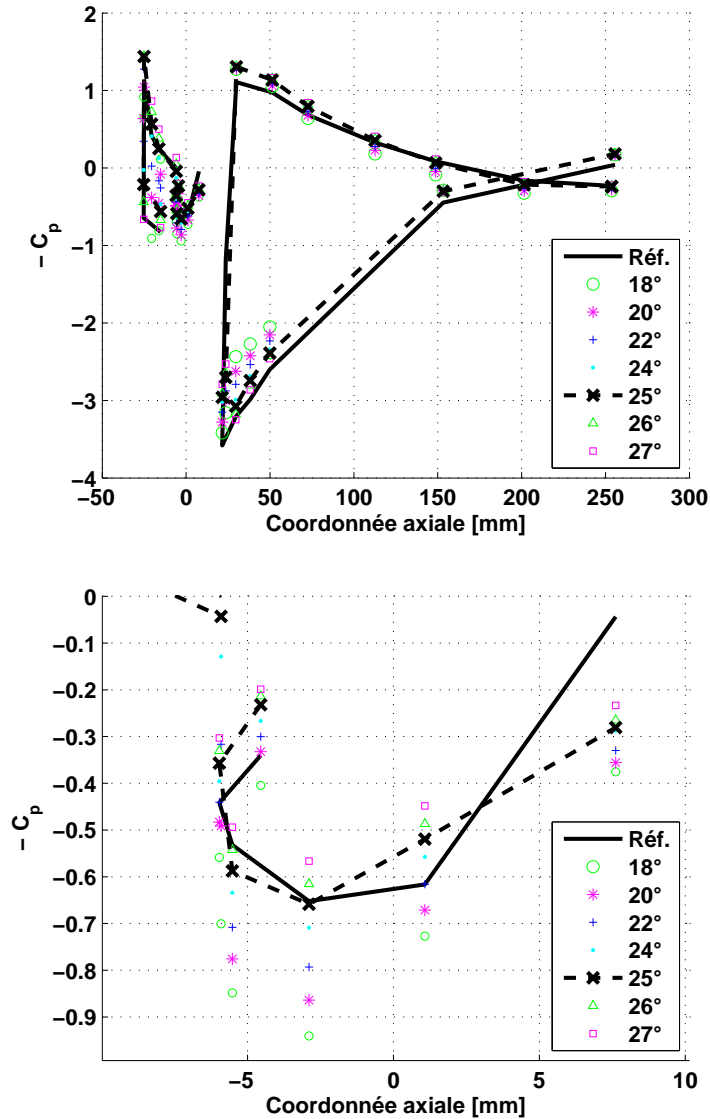
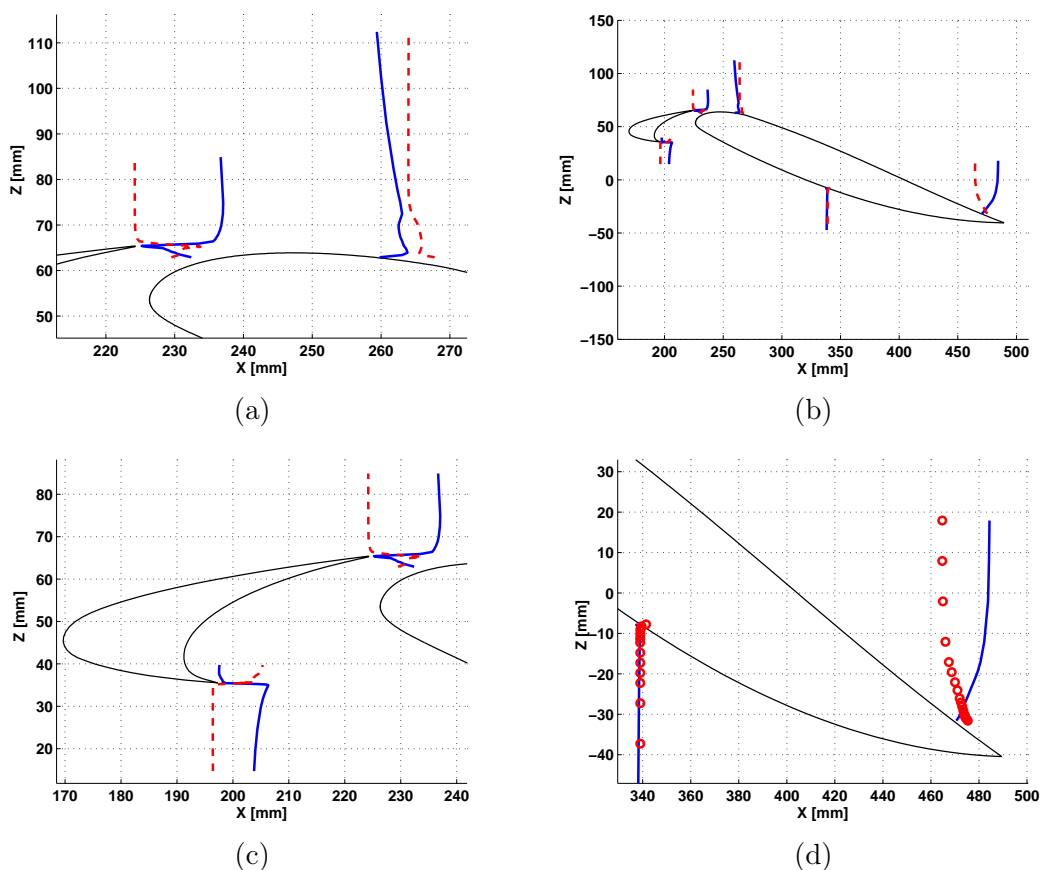


FIGURE 4.13 – Exploration des  $C_p$  le long de la maquette Bec/Aile pour différents angles d'attaque. (Haut) Vue globale. (Bas) Zoom sur la cavité arrière. Coordonnée axiale pour le profil rétracté sans incidence. Ecoulement à 50 m/s.

### Profils de vitesses moyenne et turbulente

Par souci de contrainte de disponibilité de la soufflerie et afin de valider les caractéristiques de l'écoulement autour de la maquette dans le cas des simulations numériques, seuls cinq profils de vitesses moyenne et turbulente ont été réalisés dans cette campagne. La configuration choisie est celle de référence pour les mesures, soit un angle d'attaque de 25° et une vitesse d'écoulement amont de 50 m/s. Les traversées sont faites suivant la direction  $\bar{Y}$  au niveau des bords de fuite inférieur et supérieur du bec, de la position des sondes de pression W3 (à mi-corde de l'intrados de l'aile) et W14 (au tiers de la corde à l'extrados de l'aile) et à 20 mm du bord de fuite de l'aile. Les profils de vitesse sont représentés sur la figure 4.14, sous forme d'une vue globale (b)

et de trois vues zoomées (a), (c) et (d). Comme dans le cas du système Aile/Volet, la grandeur représentée est le complémentaire de la vitesse mesurée (moyenne ou turbulente) adimensionnée par la vitesse de l'écoulement (ici,  $50 \text{ m/s}$ ). Par souci de clarté, ce complémentaire de la vitesse est amplifié par un facteur constant pour tous les profils.



**FIGURE 4.14** – Profils de la vitesse moyenne et du taux de turbulence au niveau de la section de sortie du convergent. Profils des vitesses moyennes normale (a) et transverse (c). Profils des taux de turbulence normale (b) et transverse (d). AOA  $25^\circ$ , écoulement à  $50 \text{ m/s}$ .

D'après les profils moyens dans la région extradors du bord d'attaque de l'aile (figure 4.14-a), le sillage créé au bord de fuite supérieur du bec s'atténue rapidement du fait (i) de la couche de mélange générée par les écoulements de part et d'autre du bord de fuite et (ii) de l'accélération de l'air à travers l'espace entre le bec et l'aile. Les profils au bord de fuite inférieur du bec (figure 4.14-c) montrent que l'écoulement est rapide sur la surface intrados et ralenti assez fortement sitôt passé le bord. L'écoulement au sein de la bulle de recirculation est mis en évidence par ces profils, et l'incapacité au fil chaud simple de donner une direction précise à proximité du bord de fuite.

Sur la figure 4.14-d, on peut voir que la couche limite turbulente est très épaisse, sans pour autant qu'il y ait un décollement. Cette remarque vient conforter l'observation sur l'absence de décollement à partir de la distribution des coefficients de pression, d'autant que la mesure au fil chaud est réalisée à  $20 \text{ mm}$  du bord de fuite de l'aile, alors que la dernière prise de pression

en paroi se trouve à 45 mm, c'est-à-dire 25 mm en amont. Nous pouvons tout de même noter le très faible décollement à l'extrême bord de fuite, *a priori*, au vu des simulations numériques effectuées à cet angle d'attaque.

### Spectres de pression instationnaire

Les fluctuations de pression en paroi ont été mesurées à l'aide de sondes à microphone déporté (SMD), suivant le même protocole que pour les campagnes sur le profil Aile/Volet. Cependant, toutes les prises de pression (statique moyenne) qui ont servi pour la mesure des coefficients de pression (figure 4.13) n'ont pu être utilisées. En effet, à cause des dimensions de certains éléments – corde et épaisseurs des bords de fuite supérieur et inférieur du bec – et afin de limiter les coûts de fabrication de la maquette, seules 17 prises ont été instrumentées pour pouvoir accueillir un microphone. L'ensemble des prises en paroi (SMD et/ou simples prises de pression statique moyenne) sont détaillées dans le tableau 4.1 et repérées suivant le repère de la figure 4.15.

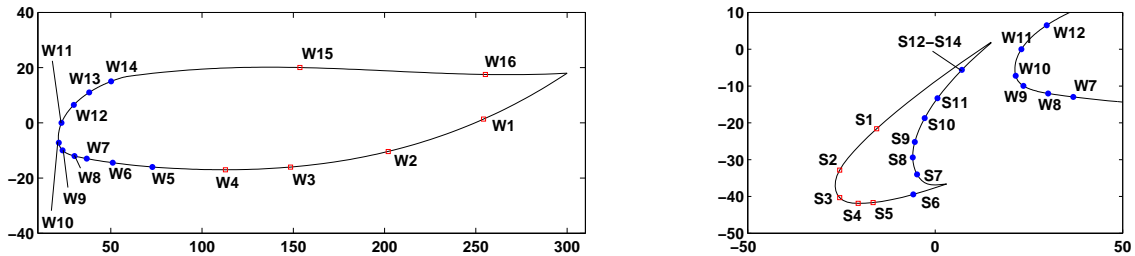


FIGURE 4.15 – Disposition des prises de pression statique moyenne et instationnaire sur la maquette.

Les sondes à microphone déporté (SMD) étant usinées suivant les mêmes critères géométriques que les SMD des campagnes du chapitre 1, la fonction de réponse associée a la même forme. Cependant, de par la forte courbure de la maquette, en particulier en ce qui concerne le bec, cette fonction est difficile à mesurer à l'aide de l'étalonneur. La procédure consistant à approcher la forme de la fonction par calcul analytique est utilisée ici, basée sur la propagation de la pression acoustique dans un conduit de sections constantes multiples (voir la figure 1.9 du chapitre 1). La formulation finale tient ainsi compte des effets de viscosité et de réflexions au passage des différents conduits.

Les lignes du tableau 4.1 en italique et marquées *HS* précisent les sondes inutilisables suite à des problèmes lors de la fabrication. De plus, les spectres de fluctuations de pression en paroi (figure 4.16) révèlent des micro-fuites sur les sondes W9 et S14. Pour la sonde W9, il est évident que la mesure n'est pas correcte (sensibilité amoindrie), quant à la sonde S14, elle devrait avoir un niveau équivalent aux sondes S12 et S13 puisque ces trois capteurs sont disposés suivant l'envergure, à la même position axiale.

Les spectres de pression pariétale pour quatre sondes sur le bec et quatre sur l'aile sont représentés sur la figure 4.17. Pour mémoire, la sonde S6 est située sur la surface intrados, légèrement en amont du bord de fuite inférieur du bec, alors que les sondes S8, S10 et S12 se trouvent dans la cavité arrière. Sur l'aile, les sondes W8 et W10 (resp. W12 et W14) sont placées au bord d'attaque de l'aile, côté intrados (resp. extrados).

Point	X [mm]	Y [mm]	Z [mm]	Statique	SMD
W1	254	1	0	X	-
W2	202	-10	0	X	-
W3	148	-16	0	X	-
W4	113	-17	0	X	-
W5	73	-16	0	X	X
W6	51	-14	0	X	X
<i>W7</i>	<i>37</i>	<i>-13</i>	<i>0</i>	<i>HS</i>	<i>HS</i>
W8	30	-12	0	X	X
W9	24	-10	0	X	X
W10	21	-7	0	X	X
<i>W11</i>	<i>23</i>	<i>0</i>	<i>0</i>	<i>HS</i>	<i>HS</i>
W12	30	7	0	X	X
W13	38	11	0	X	X
W14	50	15	0	X	X
W15	154	20	0	X	-
W16	255	18	0	X	-
S1	-16	-22	0	X	-
S2	-25	-33	0	X	-
S3	-25	-40	0	X	-
S4	-21	-42	0	X	-
S5	-17	-42	0	X	-
S6	-6	-39	0	X	X
S7	-5	-34	0	X	X
S8	-6	-29	0	X	X
S9	-5	-25	0	X	X
S10	-3	-19	0	X	X
S11	1	-13	0	X	X
S12	7	-6	0	X	X
S13	7	-6	-2	X	X
S14	7	-6	4	X	X

**TABLE 4.1 – Coordonnées des points de mesure de pression pariétale (pression statique moyenne, sondes à microphone déporté – SMD), pour la maquette Bec/Aile rétractée. Les prises en italique sont hors-service.**

Sur l’aile, les spectres mesurés peuvent être classés en deux catégories, suivant que la sonde est située côté intrados ou extrados du bord d’attaque. En effet, les spectres des sondes à l’intrados ont des niveaux nettement inférieurs, avec une décroissance assez prononcée en moyennes fréquences avant de remonter dans les plus hautes fréquences. Au contraire, les spectres des sondes à l’extrados sont au-dessus des précédents avec une décroissance modérée.

Sur le bec, le spectre de la sonde S6 se singularise. Ceci s’explique par sa position – en dehors de la cavité arrière – par rapport aux autres sondes. Il est intéressant de noter les multiples pics mesurés par les capteurs au sein de la cavité. Ceux-ci sont connus pour correspondre à des modes de cavité affleurée par un écoulement [91]. Les fréquences de ces modes, (ici 1700 Hz, 2500 Hz,



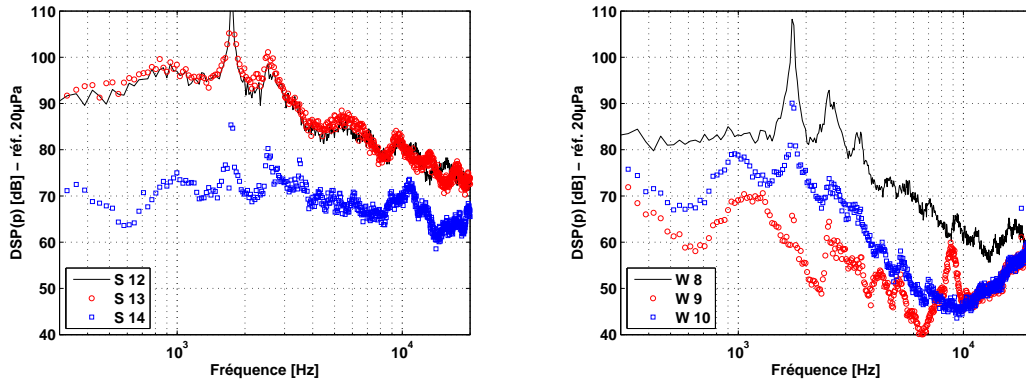


FIGURE 4.16 – Spectres de pression pariétale des prises en dysfonctionnement : S14 sur le bec (gauche) et W9 sur l’aile (droite).

3500 Hz et 4200 Hz) ont été confrontées à diverses approches de prédiction semi-empiriques amenant à des fréquences de résonance voisines du modèle de Block. Une extension de ce modèle a été proposée par Terracol [121] avec une meilleure précision.

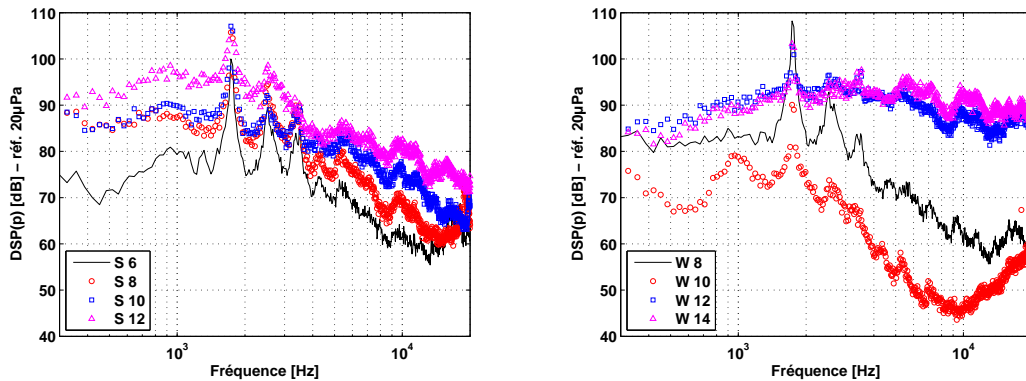


FIGURE 4.17 – Spectres de pression en paroi sur le bec (gauche) et l’aile (droite) pour quatre SMD.

La figure 4.18 montre l’évolution des spectres pariétaux avec la vitesse de l’écoulement incident pour une position du bec – S12, proche du point de recollement de la couche de cisaillement issue du bord de fuite inférieur –, et pour deux positions sur l’aile – juste au bord d’attaque intrados (W10) et extrados (W12). Outre la croissance des niveaux avec la vitesse, les fréquences caractéristiques de chaque pic glissent vers les hautes fréquences à mesure que la vitesse croît.

Enfin, la figure 4.19 illustre la dépendance des niveaux de spectres avec l’angle d’attaque pour les sondes S12, W10 et W12. Les angles d’attaque testés varient tous les degrés de 23° à 27°. Les spectres mesurés montrent qu’une variation d’angle d’attaque de 5° n’influence ni sur la forme ni sur le niveau des fluctuations de pression à la paroi, que ce soit sur le bec ou sur l’aile. Le régime d’écoulement est donc très bien établi dans cette gamme, ce qui fait du cas test une référence tout à fait fiable pour la validation de calculs numériques.

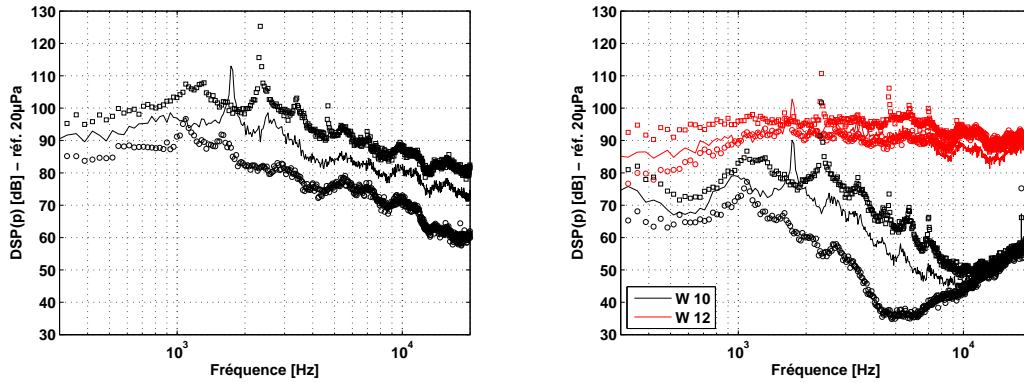


FIGURE 4.18 – Evolution des spectres de pression en paroi sur le bec (gauche) et l'aile (droite) suivant la vitesse d'écoulement. (○) 30 m/s, (–) 50 m/s, (□) 70 m/s.

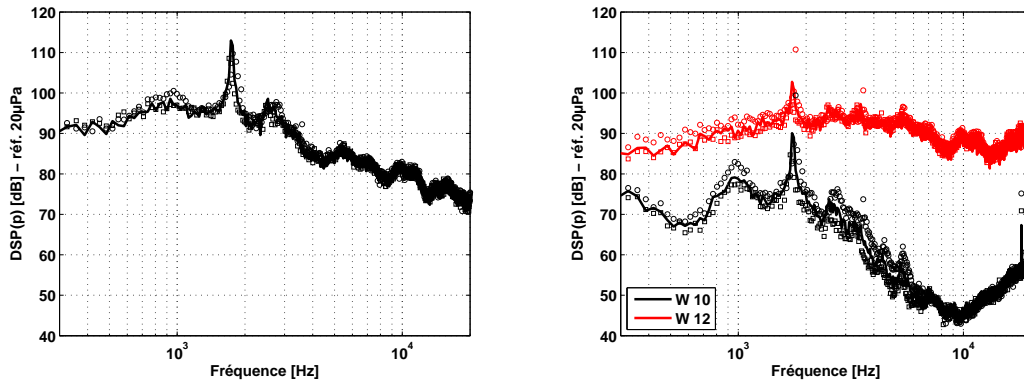


FIGURE 4.19 – Evolution des spectres de pression en paroi sur le bec (gauche) et l'aile (droite) avec l'angle d'attaque : (○) AOA 23°, (–) AOA 25°, (□) AOA 27°.  $U_0 = 50$  m/s.

#### 4.2.5 Mesures acoustiques

##### Cartographies de niveaux en champ lointain

La figure 4.20 montre les cartographies des niveaux de pression acoustique mesurée en champ lointain pour trois angles d'attaque :  $AOA = 23^\circ$ ,  $AOA = 25^\circ$  et  $AOA = 27^\circ$ . Le bruit rayonné est principalement concentré dans les basses et moyennes fréquences ( $< 6000$  Hz). Des raies apparaissent pour les fréquences correspondant à celles observées sur les spectres de pression en paroi. Par ailleurs, ces raies sont modulées en amplitudes par des interférences. A plus hautes fréquences (entre 4 kHz et 10 kHz), de nombreuses interférences interviennent, en particulier du côté extrados (angles positifs). Elles sont attribuées à des phénomènes de diffraction des sources dominantes situées dans la région de la cavité arrière du bec et masquée par son bord de fuite supérieur. Ce dernier diffracte le rayonnement de ces sources du côté extrados. De plus, le comportement directif et spectral en champ lointain est peu modifié par la variation d'angle d'attaque de quelques degrés. On peut toutefois remarquer une légère réduction des niveaux lorsque l'incidence du bec augmente.

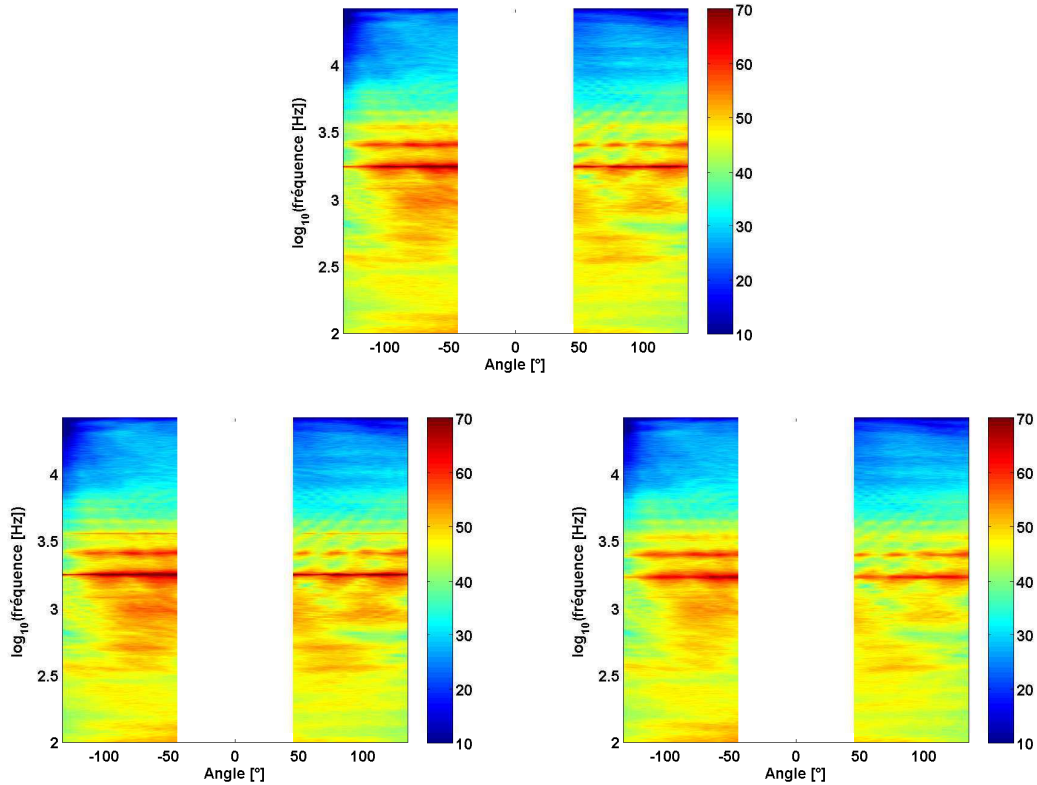


FIGURE 4.20 – Cartographies angle/fréquence de la pression acoustique en champ lointain. AOA  $25^\circ$  (haut), AOA  $23^\circ$  (bas, à gauche), AOA  $27^\circ$  (bas, à droite).  $U_0 = 50 \text{ m/s}$ .

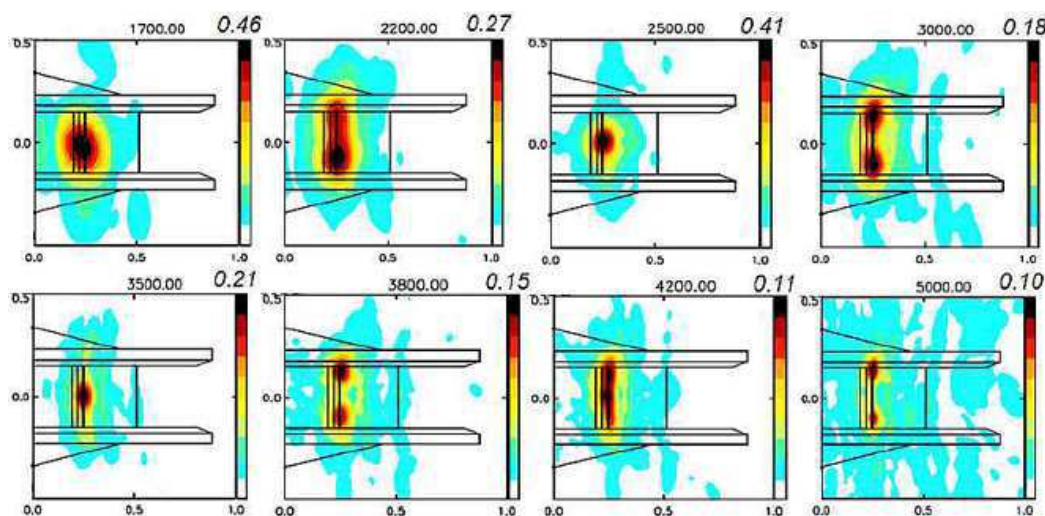
### Localisation de sources

Les mesures de localisation ont été réalisées avec le même dispositif que pour les campagnes sur le système Aile/Volet, à savoir l’antenne à dix branches de l’ONERA comportant 109 microphones Brüel & Kjaer. Le post-traitement a été fait avec la prise en compte des effets de réfraction par la couche de cisaillement et les compte tenu des réflexions des ondes sonores sur les plaques de maintien de la maquette. Les résultats obtenus permettent de différencier deux comportements intéressants sur le positionnement des sources principales, selon la fréquence.

En effet, d’après les cartes couleurs de la figure 4.21 pour huit fréquences, les sources de bruit dominantes se situent tantôt dans la région de mi-envergure, tantôt aux deux extrémités de l’envergure, points de jonction avec les plaques de maintien supérieure et inférieure. Il est par ailleurs intéressant de remarquer que ces deux catégories de sources sont dans la région du bec et du bord d’attaque de l’aile, ce qui permet de montrer que le bruit du bord de fuite de l’aile ne contamine pas la mesure acoustique en champ lointain.

Les sources concentrées à mi-envergure sont alors attribuées aux mécanismes de génération de bruit au niveau de la cavité arrière du bec et la diffraction de ce dernier par le bord d’attaque de l’aile et le bord de fuite supérieur du bec. Les fréquences correspondantes sont  $1700 \text{ Hz}$ ,  $2500 \text{ Hz}$ ,  $3500 \text{ Hz}$  et  $4200 \text{ Hz}$ . Elles coïncident avec les fréquences des pics mesurés en champ lointain et voisines des fréquences de résonance du modèle de Block [14, 121].

Les sources situées aux jonctions supérieure et inférieure sont quant à elles attribuées à une interaction entre la couche limite turbulente qui s'est développée sur les plaques de maintien avec les écoulements fortement défléchis caractéristiques du bec. La présence de sources parasites aux jonctions entre profils et plaques de maintien est un inconvénient inhérent au protocole expérimental reconnu (effet des tourbillons en fer à cheval et autres structures 3D). Ces sources rendent discutable une mesure ponctuelle de champ lointain à certaines fréquences. La localisation est donc indispensable pour interpréter les résultats. En revanche, certaines fréquences ont des sources réparties suivant l'envergure, comme à 2500  $Hz$  ou 4200  $Hz$ . Le champ lointain est alors exploitable.



**FIGURE 4.21** – *Cartes de localisation de sources produites par l'ONERA pour huit fréquences. AOA 25°, écoulement à 50 m/s.*

Par ailleurs, l'expérience Aile/Volet du chapitre 1 ne souffre pas de ce défaut puisqu'aucune source parasite liée aux jonctions n'y a été détectée. Ceci est attribué au fait que les corps testés n'étaient pas porteurs.

### 4.3 Extension du modèle de Koop et al.

Dans la partie 1.2.2, nous avons présenté les principaux résultats d'un modèle qui permet d'obtenir les rayons acoustiques joignant la source à l'observateur dans la configuration des essais. A partir de ces rayons sont déduits les angles effectifs de propagation de l'onde sonore à l'intérieur et à l'extérieur de l'écoulement. De même que la théorie d'Amiet, ce modèle est équivalent à la théorie des rayons acoustiques. Par conséquent, seule la gamme des hautes fréquences est valable pour le traitement des données. En pratique, il s'avère justement que la gamme de fréquences sous 600–700  $Hz$  n'est pas interprétable car elle correspond au bruit de l'installation. Cette approche est donc *a priori* valable pour nos mesures. De plus, il faut noter que la couche de cisaillement est considérée comme infiniment fine. Cette dernière hypothèse reste valable si la section du cône du jet est grande (facteur 3 minimum) devant l'épaisseur de la couche de cisaillement. Cet aspect important a été confirmé par les études de Padois [88].

## 4.3.1 Développement des calculs pour une couche de cisaillement rectiligne

Ce paragraphe a pour but de détailler les calculs du modèle de Koop, dans un premier temps pour le cas d'une couche de cisaillement rectiligne. On suppose que l'écoulement est uniforme, c'est-à-dire que la vitesse axiale est constante et égale à  $U_0$ . Dans le cas où il n'y a pas d'écoulement, la pression acoustique en champ lointain est la pression mesurée  $p_m$  par le microphone. Le rayon acoustique est alors rectiligne entre la source  $O$  et l'observateur  $M$  avec  $\|\vec{OM}\| = R_m$  et l'angle de propagation  $\theta_m$  est constant. En présence d'écoulement, ce rayon est dévié. Du fait de la convection au sein du jet, l'onde acoustique se propage désormais avec l'angle convecté  $\theta_c$ , et est réfractée au passage de la couche de cisaillement sous l'angle  $\theta_e$  à cause du changement de milieu (écoulement uniforme  $\rightarrow$  milieu au repos). La théorie est basée sur le principe de Huygens : la source émet une onde acoustique qui se propage dans le jet jusqu'à atteindre la couche de cisaillement. L'ensemble des points qui forment cette frontière agissent alors comme des sources secondaires qui émettent à leur tour des ondes acoustiques secondaires interférant les unes avec les autres. Le trajet retenu par l'onde acoustique est celui correspondant au temps de propagation le plus court entre le point source et l'observateur.

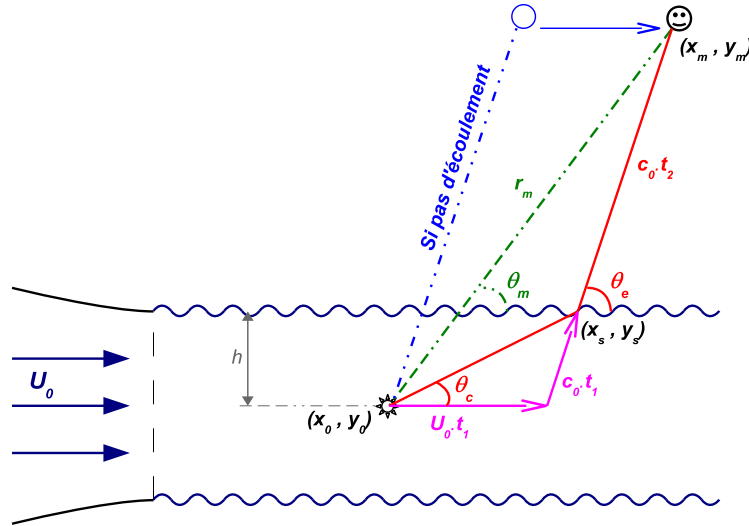


FIGURE 4.22 – Schéma définissant la géométrie et les paramètres pour la théorie proposée par Koop et al. sur la réfraction des ondes acoustiques par une couche de cisaillement.

Dans le cas où il n'y a pas d'écoulement, la pression acoustique au point de mesure  $M$  s'écrit

$$p_m = \frac{\delta(t - R_m/c_0)}{4\pi R_m}$$

où  $\delta$  représente la distribution de Dirac,  $t$  étant le temps de propagation entre  $O$  et  $M$ .

Dans le cas où la source se trouve immergée dans un écoulement uniforme de vitesse  $U_0$ , la pression au point  $M$  est définie à partir du raisonnement précédent. On commence par déterminer la pression  $p_{OS}$  de la source secondaire  $S$  par rapport au point source  $O$ , puis la pression  $p_{SM}$  au point de mesure  $M$  par rapport au point  $S$ .

$$p_{OS} = \frac{\delta(t_1 - R_{OS}/c_1)}{4\pi R_{OS}} \quad p_{SM} = \frac{\delta(t_2 - R_{SM}/c_0)}{4\pi R_{SM}}$$

où  $R_{OS}$  et  $R_{SM}$  représentent respectivement les rayons entre  $O$  et  $S$  et entre  $S$  et  $M$ . La célérité de propagation de l'onde sonore  $c_1$  au sein de l'écoulement dépend de la célérité dans l'air au repos  $c_0$  et de la vitesse de l'écoulement  $U_0$ . Le rayon acoustique se propageant dans le milieu en écoulement est alors divisé en deux rayons indépendants : un rayon  $r_{OD}$  qui caractérise uniquement le déplacement de la source dû à la convection par l'écoulement, et un rayon  $r_{DS}$  représentant la propagation de l'onde sonore comme s'il n'y avait pas d'écoulement. En résumé, on obtient l'égalité vectorielle :  $\vec{R}_{OS} = \vec{r}_{OD} + \vec{r}_{DS}$ .

Comme il a été expliqué précédemment, la détermination des rayons  $R_{OS}$  et  $R_{SM}$  se fait par minimisation du temps total de propagation de l'onde sonore entre les points  $O$  et  $M$ . Ce temps total est égal à la somme des temps  $t_1$  et  $t_2$  apparaissant dans les expressions de  $p_{OS}$  et  $p_{SM}$ . Ainsi, on écrit

$$\left. \begin{array}{l} t_1 = \frac{R_{OS}}{c_1} \\ t_2 = \frac{R_{SM}}{c_0} \end{array} \right\} \Rightarrow t_{min} = \min_{\forall(x_S, y_S)} (t_1 + t_2)$$

Le deuxième rayon se définit aisément comme étant  $R_{SM} = \sqrt{(x_M - x_S)^2 + (y_M - y_S)^2}$ . Le premier rayon demande nettement plus de détails malgré un bon enchaînement des calculs. On part de l'égalité vectorielle de décomposition du rayon principal qu'on élève au carré pour faire apparaître une équation du second degré. La résolution conduit à deux solutions dont une seule a un sens physique. Les lignes suivantes décrivent les étapes de calcul.

Tout d'abord, le rayon-vecteur  $\vec{R}_{OS}$  (partie de la propagation au sein de l'écoulement) est décomposé en deux vecteurs. Le premier correspond à la distance parcourue dans l'axe du jet à la vitesse  $U_0$  pendant le temps  $t_1$  ; le second représente la distance parcourue pendant le même laps de temps dans la direction de propagation acoustique, c'est-à-dire, comme s'il n'y avait pas d'écoulement. Cela donne

$$\vec{R}_{OS} = \vec{r}_{OD} + \vec{r}_{DS}$$

puis on élève cette expression au carré

$$R_{OS}^2 = r_{OD}^2 + r_{DS}^2 + 2r_{OD}r_{DS} \cdot \cos \theta_e$$

avec

$$r_{OD} = U_0 t_1 \qquad r_{DS} = c_0 t_1 \qquad \cos \theta_e = [x_S - (x_0 + U_0 t_1)] / r_{DS}$$

On obtient alors

$$\begin{aligned} R_{OS}^2 &= (U_0 t_1)^2 + (c_0 t_1)^2 + \underbrace{2U_0 t_1 [x_S - x_0 - U_0 t_1]}_{2U_0(x_S - x_0)t_1 - 2(U_0 t_1)^2} \\ &= (c_0^2 - U_0^2)t_1^2 + 2U_0(x_S - x_0)t_1 \end{aligned}$$

Cette dernière expression pour la norme au carré du rayon  $R_{OS}$  peut se mettre sous la forme de l'équation du second degré suivante

$$(c_0^2 - U_0^2)t_1^2 + 2U_0(x_S - x_0)t_1 - R_{OS}^2 = 0$$

Le discriminant de ce trinôme vaut  $\Delta_{OS} = 4[U_0^2(x_S - x_0)^2 + (c_0^2 - U_0^2)^2 R_{OS}^2]$  ce qui amène aux solutions possibles pour le temps  $t_1$

$$t_{1\pm} = -\frac{U_0(x_S - x_0)}{(c_0^2 - U_0^2)} \pm \frac{\sqrt{U_0^2(x_S - x_0)^2 + (c_0^2 - U_0^2)R_{OS}^2}}{(c_0^2 - U_0^2)} \quad (4.1)$$

Enfin, la discrimination du  $\pm$  en signe + (paragraphe 1.2.2) se fait en considération de la valeur *a fortiori* positive du temps de propagation.

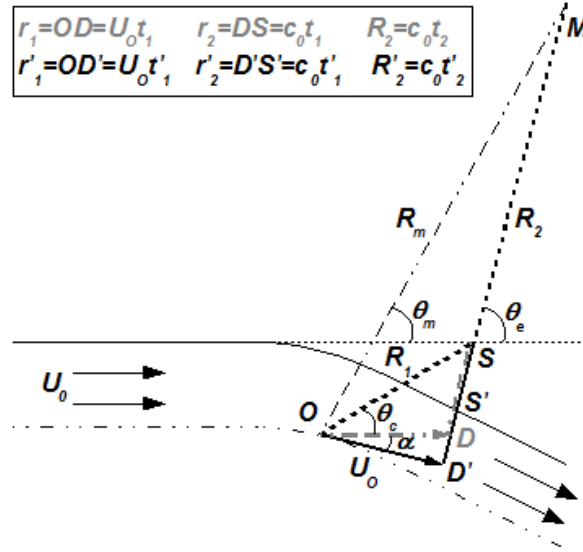
Afin de comparer le résultat obtenu avec la théorie d'Amiet, nous devons définir les angles d'émission, de mesure et d'émission avec convection. Ces angles sont déterminés par la connaissance des coordonnées des points  $O$ ,  $S$  et  $M$  dans le repère orthonormé des campagnes de mesures. Les points  $O$  et  $M$  sont fixes, mais la position exacte du point  $S$  est calculée à partir des expressions des temps  $t_1$  et  $t_2$ . Plus précisément, on calcule la somme des temps  $t_1 + t_2$  afin d'obtenir à un temps de propagation total entre le point source, situé en  $O$ , et le point de mesure, placé en  $M$ . Cette somme est différente selon le point  $S$  le long de la couche de cisaillement. On retient alors le point  $S$  correspondant au minimum du temps de propagation total entre le point  $O$  et le point  $M$ , et on note  $\tau$  ce minimum. Ainsi, pour chaque couple de points  $(O, M)$ , on a un unique point  $S$ . Les angles d'émission  $\theta_e$ , de mesure  $\theta_m$  et d'émission convectée  $\theta_c$  peuvent alors être déterminés. Il a été vérifié que les déviations angulaires des théories d'Amiet et de Koop coïncident, ce qui a également été confirmé par Padois.

### 4.3.2 Extension à une couche de cisaillement à géométrie courbe

Le modèle de couche de cisaillement rectiligne est satisfaisant si le jet est rectiligne. C'est en effet le cas dans nos expériences sur le système à deux éléments Aile/Volet, placé sans incidence dans le jet. Alors, nous avons montré que les théories d'Amiet [8, 105] ou de Koop [70] donnent des résultats égaux en matière de correction angulaire. Cependant, lorsque l'écoulement est défléchi, *id est*, lorsque sa direction varie suivant la coordonnée axiale du repère, cette théorie ne semble plus adéquate. Une adaptation du modèle donnant de bon résultats a été proposée. Elle suppose que le jet est rectiligne mais que sa direction est donnée par l'angle moyen de déflexion du jet, calculé entre l'amont et l'aval de la maquette. Bien que donnant des résultats satisfaisants, cette méthode reste simplifiée, et l'on peut imaginer qu'elle n'est pas valable si, non seulement l'écoulement est défléchi, mais si en plus sa largeur n'est pas constante. C'est pourquoi nous proposons d'utiliser le modèle de Koop et de l'étendre dans une configuration sans condition imposée, ni sur l'angle de déflexion, ni sur la variation de la largeur du jet.

Pour simplifier le problème, seule la moitié supérieure du jet est considérée. Le jet est supposé rectiligne à incidence constante et la vitesse de l'écoulement subit un gradient positif pour une section donnée, c'est-à-dire que la vitesse sur la ligne médiane de l'écoulement est plus faible que celle à la limite de la couche de cisaillement. Par ailleurs, la vitesse de l'écoulement est supposée constante ( $U_0$ ) sur la ligne médiane du jet, quelle que soit la coordonnée axiale. Les parties supérieure et inférieure du jet peuvent donc se comporter différemment (géométrie, gradient de vitesse), du moment que  $U_0$  soit respectée sur la ligne médiane. La figure 4.23 montre la géométrie et les paramètres considérés.

Nous adoptons la même démarche que pour un jet rectiligne, avec des hypothèses plus générales. La propagation acoustique se fait suivant deux rayons de propagation : une propagation convectée au sein de l'écoulement, et une propagation *libre*, en dehors de l'écoulement.



**FIGURE 4.23** – Définition des paramètres et de la géométrie pour l'étude de la réfraction des ondes acoustiques par une couche de cisaillement dans le cas d'un jet défléchi (noir) et comparaison avec le jet rectiligne (gris).

### Temps de propagation hors écoulement ( $t'_2$ )

La propagation qui a lieu en dehors de l'écoulement n'est pas modifiée, et l'expression du temps de  $t'_2$  est de la même forme que  $t_2$  :

$$t'_2 = \frac{R_{S'M}}{c_0} \quad R_{S'M} = \sqrt{(x_M - x_{S'})^2 + (y_M - y_{S'})^2}$$

### Temps de propagation dans l'écoulement ( $t'_1$ )

De la même façon que dans un jet rectiligne, on décompose le rayon-vecteur  $\vec{R}_{OS'}$  en deux vecteurs : une composante convective et une composante propagative

$$\begin{aligned} \vec{R}_{OS'} &= \vec{r}_{OD'} + \vec{r}_{D'S'} \quad \text{avec} \quad \vec{r}_{OD'} = \vec{U}_O t'_1 \\ &\quad \text{et} \quad \vec{r}_{D'S'} = \vec{c}_0 t'_1 \end{aligned}$$

Le vecteur  $\vec{U}_O$  est le vecteur vitesse sur la ligne médiane tel que  $\|\vec{U}_O\| = U_0$  et dirigé suivant la tangente à la ligne médiane en  $O$ . On élève ensuite au carré

$$\begin{aligned} R_{OS'}^2 &= r_{OD'}^2 + r_{D'S'}^2 + 2\vec{r}_{OD'} \cdot \vec{r}_{D'S'} \\ &= U_0^2 t_1'^2 + c_0^2 t_1'^2 + 2(\vec{U}_O t_1') \cdot (\vec{c}_0 t_1') \\ &= U_0^2 t_1'^2 + c_0^2 t_1'^2 + 2t_1'^2 (\vec{U}_O \cdot \vec{c}_0) \end{aligned}$$

Les vecteurs vitesse de convection  $\vec{U}_O$  et de propagation  $\vec{c}_0$  se décomposent dans le repère



orthonormé des campagnes de mesures comme

$$\begin{aligned} R_{OS'}^2 &= r_{OD'}^2 + r_{D'S'}^2 + 2\vec{r}_{OD'} \cdot \vec{r}_{D'S'} \\ &= U_0^2 t_1'^2 + c_0^2 t_1'^2 + 2r_{OD'} r_{D'S'} \cos(\theta_e + \alpha) \end{aligned}$$

avec  $\theta_e$  l'angle d'émission acoustique du point source dans un milieu au repos, et  $\alpha$  l'angle entre la direction de l'écoulement et l'horizontale au point  $O$ .

Or d'après la figure 4.23, on a  $r_{D'S'} \cos(\theta_e + \alpha) = x'_{S'} - x'_{D'}$  dans un repère orthonormé tournant centré en  $O$ , dont la direction  $x'$  est colinéaire à la vitesse  $U_0$ . Ne connaissant pas *a priori* la coordonnée  $x'_{D'}$ , on l'exprime en fonction de paramètres connus puis on se place de nouveau dans le repère de référence pour aboutir à

$$\begin{aligned} x'_{S'} - x'_{D'} &= x'_{S'} - x'_O - U_0 t_1' \\ &= (x_{S'} - x_O) \cos \alpha + (y_{S'} - y_O) \sin \alpha - U_0 t_1' \end{aligned}$$

et conduit à l'équation du second degré

$$(c_0^2 - U_0^2) t_1'^2 + 2U_0[(x_{S'} - x_O) \cos \alpha + (y_{S'} - y_O) \sin \alpha] t_1' - R_{OS'}^2 = 0 \quad (4.2)$$

La résolution de cette équation, moyennant la même condition de positivité du temps  $t_1'$  pour la discrimination du signe  $\pm$ , conduit au résultat

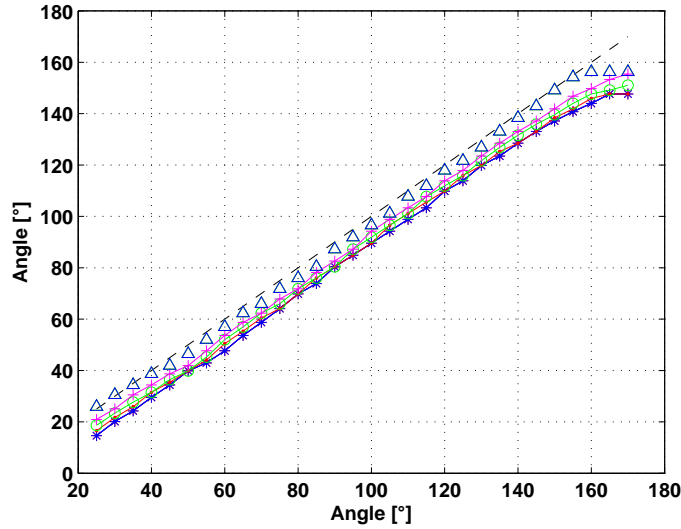
$$\begin{aligned} t_1' &= - \frac{U_0[(x_{S'} - x_O) \cos \alpha + (y_{S'} - y_O) \sin \alpha]}{(c_0^2 - U_0^2)} \\ &\quad + \frac{\sqrt{U_0^2[(x_{S'} - x_O) \cos \alpha + (y_{S'} - y_O) \sin \alpha]^2 + R_{OS'}^2 (c_0^2 - U_0^2)}}{(c_0^2 - U_0^2)} \end{aligned} \quad (4.3)$$

### 4.3.3 Application et discussions sur les résultats

On peut maintenant chercher les limites de  $t_1'$  et tenter de valider les développements, en confrontant l'expression à diverses valeurs de l'angle  $\alpha$ . Par exemple, si  $\alpha = 0$ , on retrouve le temps de propagation  $t_1$  dans le cas d'un jet rectiligne. Le terme entre crochets est alors égal à  $(x_{S'} - x_O)$ , ce qui présage une convection suivant la direction horizontale  $\vec{x}$ . Si maintenant nous prenons  $\alpha = \pi/2$ , c'est-à-dire pour une très forte déflexion du jet formant un coude à angle droit, le temps  $t_1'$  est de la même forme que si  $\alpha = 0$  en remplaçant la coordonnée  $x$  par la coordonnée  $y$ . Le terme entre crochets vaut alors  $(y_{S'} - y_O)$ , ce qui montre que l'effet de la convection se fait ressentir uniquement suivant la direction verticale  $\vec{y}$ . Prendre un angle de déflexion de  $\pi$  n'a pas de réel sens physique, mais cela équivaut à inverser le sens de l'écoulement, *id est* de prendre  $-U_0$  à la place de  $U_0$  dans l'expression (4.3). Le temps  $t_1'$  est alors égal à l'opposé de son premier terme auquel on ajoute le second qui prend une valeur réduite.

Les courbes de la figure 4.24 rendent compte de la déviation angulaire entre le modèle d'Amiet et le modèle de Koop étendu pour des angles de déflexion de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$ . On voit la faible influence du modèle pour les petits angles, et l'effet augmente lorsque l'angle de déflexion

augmente. On retrouve ainsi que l'effet de la convection suivant la direction axiale diminue lorsque l'angle augmente de 0 à 90° avec  $\theta_c < \theta_m$ . A cet angle particulier, il n'y a plus de convection suivant  $\bar{x}$ . L'angle n'est donc plus dévié suivant cette direction, ce qui est désormais vérifié avec l'extension du modèle. Si l'on continue d'augmenter l'angle de déflexion jusqu'à atteindre  $\alpha = \pi$ , la déviation se fait à la même vitesse que dans l'intervalle  $[0, 90^\circ]$  mais de l'autre côté ( $\theta_c > \theta_m$ ).



**FIGURE 4.24** – *Comparaison des déviations angulaires ( $\theta_m, \theta_c$ ) dues à la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement d'un jet courbé à 50 m/s. (\*)  $\alpha = \pi/12$ , (•)  $\alpha = \pi/6$ , (o)  $\alpha = \pi/4$ , (+)  $\alpha = \pi/3$ , ( $\Delta$ )  $\alpha = \pi/2$ .*

La vitesse de l'écoulement influence de manière non négligeable la déviation angulaire. Cette observation est illustrée sur la figure 4.25. A faible vitesse, la convection étant faible, ses conséquences sur l'angle d'émission convectée  $\theta_c$  est faible et on s'approche de l'angle de mesure  $\theta_m$ . On tend alors vers le cas d'un milieu au repos avec  $\theta_c = \theta_m$ . Au contraire, lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, l'effet de convection est plus important, et l'angle  $\theta_c$  s'écarte de la valeur de l'angle de la mesure. On observe ainsi une déviation qui varie de 7 à 20° entre 30 et 90 m/s. Par ailleurs, on remarque que l'effet est d'autant plus important que l'angle de mesure est grand, soit en remontant en amont.

Cette étude sur l'extension du modèle proposé par Koop *et al.* [70] à une géométrie de couche de cisaillement plus générale a montré que les effets d'un coude sont relativement restreints quant à la déviation angulaire, par rapport à une simple application du modèle d'Amiet [8, 105]. En particulier, dans la campagne de mesures impliquant le système bec/aile (partie 4.1), la vitesse de l'écoulement étant assez faible ( $M_0 = 0,15$ ) et l'angle de déflexion de l'ordre de 15°, rien n'oblige à utiliser ce modèle plutôt que celui d'Amiet.

Cependant, son application reste justifiée ici car la géométrie de la couche de cisaillement n'est pas rectiligne, et on peut estimer que la correction est alors plus proche de la réalité, en particulier lorsque la vitesse de l'écoulement atteint 70 ou 90 m/s (figure 4.25). Ainsi, l'extension proposée peut être préférable dans des études avec une forte déflexion et à grande vitesse d'écoulement.

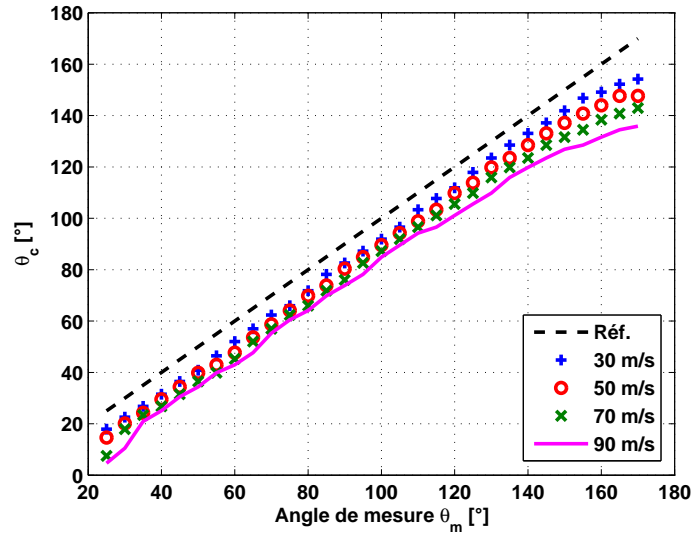


FIGURE 4.25 – Evolution avec la vitesse de l'écoulement des déviations angulaires dues à la réfraction des ondes acoustiques par la couche de cisaillement, pour un jet coudé à  $\alpha = 15^\circ$ . Modèle de Koop étendu.

#### 4.4 Conclusions sur les travaux d'extension au bruit de voilure

Des essais complémentaires au chapitre 1 pour un système {aile+volet} ont été réalisés afin de modéliser de manière simple une géométrie de bord de fuite d'aile réaliste, avec une cavité arrière, via la mise en place d'un écoulement sur marche descendante. Les résultats aérodynamiques et acoustiques ont été comparés à la turbulence produite par une grille. Cette dernière ne permet pas de générer la même turbulence. Ceci s'explique en particulier par le fait que la turbulence issue du décollement sur la marche n'est ni homogène, ni isotrope ; deux caractéristiques recherchées par la turbulence de grille. Les mesures acoustiques sur marche descendante dans les configurations en recouvrement partiel ont aussi permis de mettre en évidence de manière simplifiée des mécanismes semblables à ceux observés dans une cavité arrière de bec (bulle de recirculation, recollement, couche de cisaillement).

Dans le cadre du projet européen VALIANT, une campagne de mesures impliquant un bec et une aile a été effectuée. Une base de données expérimentales (aérodynamique et acoustique) a été créée. Une adaptation de la veine d'essai a été nécessaire du fait de la déflexion du jet et un recalage de l'angle d'attaque pour les comparaisons mesures/calculs numériques a été effectué, via des mesures de pression statique moyenne. Les mesures aérodynamiques ont montré que l'écoulement ne décolle pas au bord de fuite de l'aile optimisée par l'ONERA. Les spectres de pression pariétale et acoustique révèlent des raies produites par des modes de cavité dans la cavité arrière du bec, et dont le rayonnement est diffracté par le bord de fuite supérieur du bec du côté extrados. Des mesures de localisation ont permis de mettre en relief des effets tridimensionnels dans la région du bec à l'origine de sources parasites qui contaminent les résultats à certaines fréquences.

Enfin, le modèle proposé par Koop [70] pour la prise en compte de la réfraction des ondes sonores par une couche de cisaillement rectiligne a été étendu pour un jet défléchi. Cette extension

### *Conclusions sur les travaux d'extension au bruit de voilure*

---

a été appliquée dans le cas de la campagne de mesures sur le système {bec+aile}, soit pour une déflexion d'environ  $15^\circ$  et différentes vitesses d'écoulement. Les résultats obtenus ne montrent pas de variation significative de l'angle de correction dans nos mesures, par rapport à l'utilisation usuelle du modèle d'Amiet en jet rectiligne. De plus, à l'instar du modèle d'Amiet, le modèle de Koop ne propose pas de correction sur l'amplitude de pression.



*Je vous ai choisis et institués pour que vous alliez,  
que vous portiez du fruit et que votre fruit demeure.*  
Jean 15,16

## Conclusion générale

L'objectif principal de la thèse était de réaliser la contribution de l'Ecole Centrale de Lyon dans le cadre du projet européen VALIANT. Cette contribution se déclinait en deux missions : créer des bases de données expérimentales pour des cas tests de systèmes à deux éléments de type Bec/Aile et Aile/Volet d'une part, faire un état de l'art des modèles analytiques de la littérature traitant de l'interaction en champ proche et de la prédiction du bruit en champ lointain de tels systèmes, dans des configurations de recouvrement partiel d'autre part. La satisfaction de chacun de ces objectifs sont discutés dans les paragraphes suivants. La base de données expérimentales créée peut donc être considérée comme fiable pour servir de cas tests.

Les mesures ont été réalisées sur un système à deux éléments en voisinage proche de type {aile+volet}. La géométrie choisie (deux plaques symétriques en NACA 0012, parallèles dans un écoulement) est simplifiée de façon à pouvoir servir de cas test pour valider des codes numériques et des modèles analytiques. Les mesures ont révélé un couplage aérodynamique fort dans les configurations en recouvrement partiel où la distance entre la surface intrados de l'aile et extrados du volet sont de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite turbulente se développant sur l'aile. Le couplage acoustique a lieu dès que les deux corps sont en recouvrement (ou très proches) pour que le rayonnement des sources aérodynamiques de l'un soit diffracté par le second corps. Le bouclage aéroacoustique responsable de la formation d'ondes de Tollmien-Schlichting dans le cas d'un écoulement sain (laminaire) apparaît pour les configurations sans couplage aérodynamique. Un second bouclage par réflexion est susceptible d'intervenir dans ce mécanisme. Des mesures de localisation de sources conduites par l'ONERA ont montré que le bruit des effets d'installation ne contamine pas les mesures acoustiques en champ lointain en dessous de  $8\text{ kHz}$ . Les comportements acoustiques à des fréquences supérieures sont alors discutables du fait de cette pollution de l'installation. Des comparaisons avec les calculs numériques des partenaires du projet VALIANT ont révélé de très bonnes correspondances, tant aérodynamiques qu'acoustiques.

Le problème principal concerne les effets de couplage de deux plans en recouvrement partiel qui a été posé d'un point de vue mathématique. Une liste non exhaustive de modèles de la littérature a été confrontée à cette géométrie pour prédire la forme du champ de pression acoustique dans l'espace total. Deux modèles de Howe en particulier correspondent aux configurations testées dans le chapitre 1 : un modèle de bruit de bord de fuite avec fente semblable aux configurations 1 et 2 d'une part, un modèle de deux demi-plans en recouvrement partiel pour les autres configurations expérimentales d'autre part. Le premier a montré que les mécanismes physiques décrits par le modèle interviennent effectivement dans les mesures, moyennant des différences à cause de la limitation des hypothèses. Le second modèle révèle principalement les résonances ayant lieu du fait de la géométrie du recouvrement. Cependant, ces résonances n'apparaissent pas dans les mesures car la géométrie convergente-divergente du canal entre le bord de fuite de l'aile et le bord d'attaque du volet est très différente du canal plan du modèle. L'intérêt de la théorie d'Amiet est la résolution des équations en compressible. C'est pourquoi elle a été choisie

pour la modélisation proposée par la suite.

Pour compléter la modélisation analytique et prendre en compte les effets de couplage entre l'aile et le volet, une extension du modèle de Roger & Pérennès [83, 91] a été proposée. Les développements sont basés sur une procédure itérative faisant intervenir la fonction de Green exacte du demi-plan en présence d'un écoulement uniforme. Le problème est résolu d'un point de vue 2D, la réponse du système est calculée pour chaque fréquence et le spectre 2D est ensuite déduit en fonction des caractéristiques de la turbulence des mesures. Le spectre acoustique 3D est ensuite obtenu via la transposition d'Oberai [87]. Les résultats en termes de cartographies angle/fréquence de niveau de pression acoustique montrent des tendances similaires entre le modèle et les mesures, malgré de nombreuses différences, attribuées aux différences de géométrie. Ce modèle n'est pas abouti : la méthodologie et les principaux développements ont été posés au cours de la thèse, mais la confrontation aux expériences doit être approfondie. Cependant, les mesures de localisation de sources de l'ONERA ont mis en évidence trois comportements différents du système selon la gamme de fréquence étudiée : le bruit de bord d'attaque du volet dominant en basses fréquences, le bruit de bord de fuite de l'aile et du volet dominant en hautes fréquences, une contribution équivalente des cas précédents en moyennes fréquences. Le modèle proposé ne prend actuellement en compte que la contribution du bord d'attaque du volet (basses-moyennes fréquences).

Le système {aile+volet} du chapitre 1 ne permet que l'étude de mécanismes responsables du couplage entre les deux éléments. Une seconde série de mesures visant à se rapprocher d'un bord de fuite réel a été réalisée, en simulant la cavité arrière de l'aile par une marche descendante. Les mesures aérodynamiques ont montré qu'un recollement de l'écoulement a lieu au bord de fuite de l'aile, à environ cinq fois la hauteur de la marche, correspondant à la littérature. Les mesures acoustiques révèlent un comportement directif et spectral entre les mesures en écoulement sain et avec grille de turbulence. En particulier, les deux modes de génération de la turbulence sont traduits par des réponses du système très différentes. Une seule des raies attribuées aux ondes TS dans la configuration 5 en écoulement sain apparaît en présence de la marche.

Par ailleurs, les sources concentrées dans la région du bec forment l'autre composante dominante du bruit de voilure. Un système à deux éléments {bec+aile} a donc été étudié expérimentalement, dans le cadre du projet VALIANT. La comparaison calculs/mesures des coefficients de pression dans la cavité arrière du bec ont permis de caler l'angle d'attaque expérimental de référence à  $25^\circ$ . De plus, des raies correspondant à des sources concentrées dans la cavité du bec qui se propagent en champ lointain et sont diffractées par le bord de fuite supérieur du bec. Les mesures de localisation de sources menées par l'ONERA ont montré des effets tridimensionnels qui viennent contaminer les résultats des mesures à certaines fréquences. La réfraction des ondes sonores par la couche de cisaillement a fait l'objet d'une extension du modèle proposé par Koop, pour prendre en compte la déflexion du jet, se différenciant ainsi du modèle d'Amiet en jet rectiligne. La confrontation dans le cas du système {bec+aile} ne montre finalement pas de différence significative justifiant son utilisation par rapport à la théorie d'Amiet.

## Glossaire

AOA	Angle Of Attack (angle d'attaque)
BdA	Bord d'attaque d'un profil
BdF	Bord de fuite d'un profil
CAA	Computational Aero-Acoustics (Simulation numérique en aéroacoustique)
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CFD	Computational Fluid Dynamics (Simulation numérique en Dynamique des Fluides)
CLT	Couche Limite Turbulente
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (Centre de recherche aérospatial allemand)
DSNA	Département de Simulations Numériques et Acoustiques
DSP	Densité Spectrale de Puissance
ECL	Ecole Centrale de Lyon
FRF	Fonction de Réponse en Fréquence
IDDES	Improved Delayed Detached Eddy Simulation (méthode hybride RANS-LES)
LES	Large Eddy Simulation (Simulation des grandes échelles)
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics (agence aéronautique américaine)
ODESA	Observatoire De l'Environnement Sonore de l'Aéroport Lyon-Saint Exupéry
PEB	Plan d'Exposition au Bruit
PGS	Plan de Gêne Sonore
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
SMD	Sonde à Microphone Déporté – <i>Remote Microphone Probe (RMP)</i>





## Annexe : Représentation en échelle logarithmique des cohérences longitudinales et transversales

Cette annexe a pour but de compléter les résultats sur la cohérences longitudinales et transversales des capteurs de pression pariétale du chapitre 1. Les interprétations faites dans le chapitre se sont basées sur une représentation des fonctions de cohérence sur une échelle fréquentielle linéaire. Ici, il est proposée une représentation en échelle fréquentielle logarithmique, permettant entre autres de faire apparaître le comportement de la plupart des cohérences suivant une loi dite *log-normale*, c'est-à-dire lorsque le logarithme de la variable suit une loi normale.

Une loi log-normale (aussi appelée loi de Galton) se décrit sous la forme d'une fonction  $F_{LN}$  telle que

$$F_{LN}(f) = \frac{A^2}{\sqrt{2\pi}\sigma f} \exp\left(-\frac{\ln(f/f_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

où  $A$  est l'amplitude à la fréquence centrale  $f_0$  et  $\sigma$  est l'écart-type. On dit aussi que  $F_{LN}$  est une loi log-normale de paramètres  $\mu = \ln(f_0)$  et  $\sigma$ .

Ci-après sont représentées les cohérences longitudinales (en haut) et transversales (en bas) sur l'intrados de l'aile (à gauche) et l'extrados du volet (à droite) pour les configurations 2, 4 et 5, et entre quatre paires de capteurs successifs. Les principaux résultats étant décrits dans le chapitre 1, seules quelques observations sont faites ici.

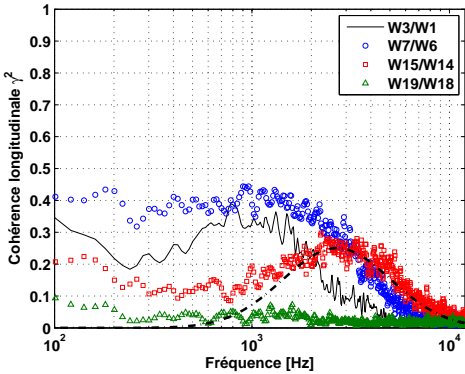
Dans le cas de la configuration 2, le comportement log-normal sur les cohérences longitudinales et transversales de l'aile est clairement visible. Sur le volet, c'est aussi le cas des cohérences transversales. En revanche, les cohérences longitudinales montrent une forme globale similaire au bord d'attaque avec des niveaux de cohérence assez élevés malgré une perte de cohérence au bord de fuite en hautes fréquences.

La configuration 4 montre que la forme générale de la loi log-normale semble apparaître, mais le fort couplage aérodynamique perturbe les résultats, en particulier pour les cohérences longitudinales. Les niveaux de cohérence sont importants sur le volet mais nettement moins sur l'aile.

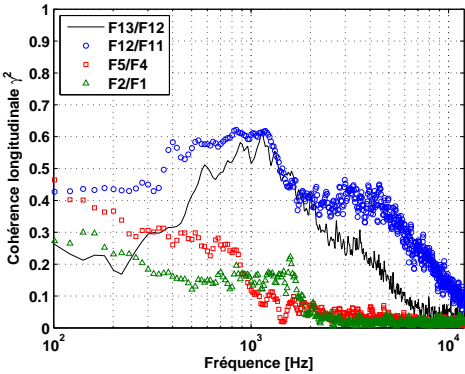
Enfin, comme il a été observé dans le chapitre 1, les fonctions de cohérence sur le volet dans la configuration 5 sont perturbées par l'apparition d'ondes de Tollmien-Schlichting. A nouveau, la dépendance log-normale peut se retrouver sur l'aile mais difficilement sur le volet, avec des niveaux encore plus élevés que dans les configurations précédentes.

Ces résultats (surprenants) ont par ailleurs été observés par d'autres [35]. Cependant, le manque d'informations aérodynamiques nécessite de plus amples investigations pour interpréter correctement les résultats obtenus.

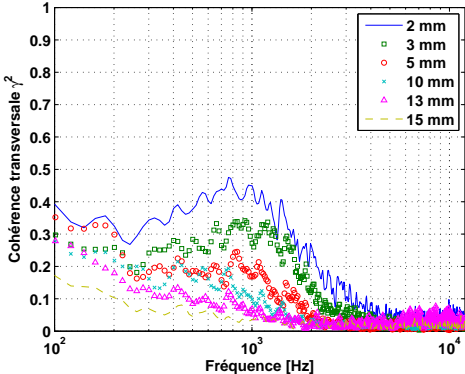
Configuration 2,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$



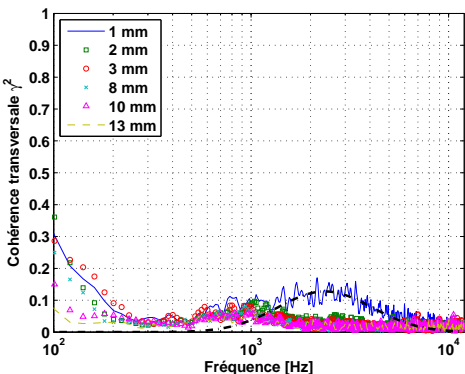
(a) Aile intrados



(b) Volet extrados

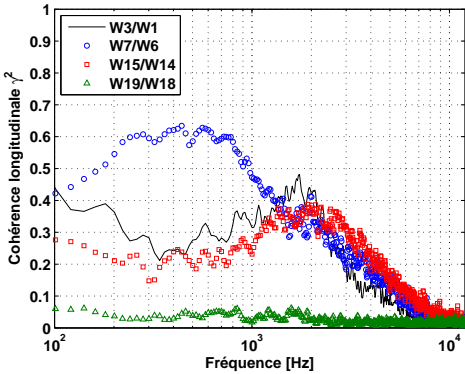


(a) Aile transverse

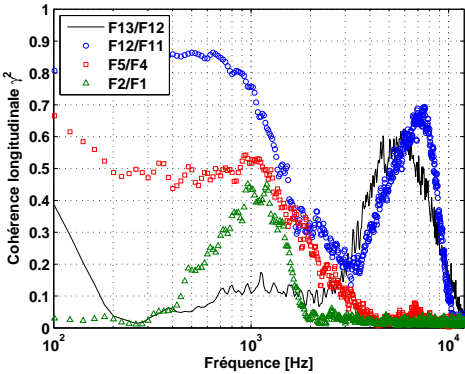


(b) Volet transverse

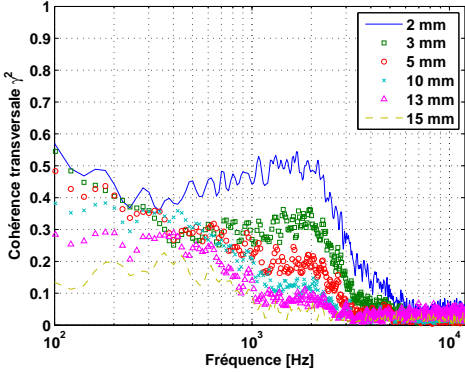
Configuration 4,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$



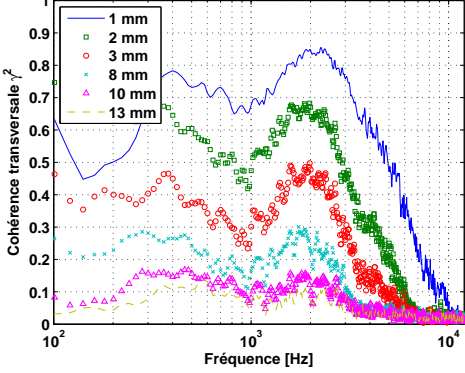
(a) Aile intrados



(b) Volet extrados

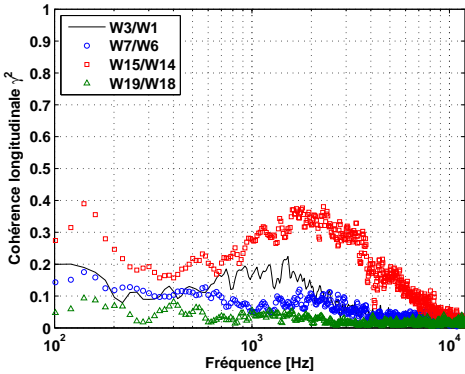


(a) Aile transverse

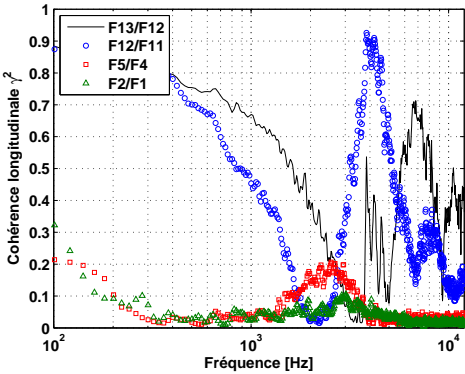


(b) Volet transverse

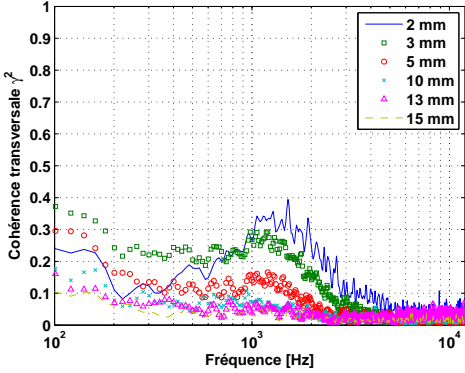
Configuration 5,  $U_0 = 50 \text{ m/s}$



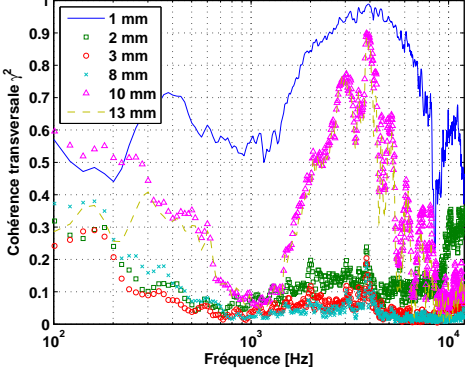
(a) Aile intrados



(b) Volet extrados



(a) Aile transverse



(b) Volet transverse

## Bibliographie

- [1] **Abramowitz, M., Stegun, I.A.**, "Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables", *National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series* **55**, ISBN 978-0-486-61272-0, USA (1972)
- [2] **Adamczyk, J.J.**, "The passage of an infinite swept airfoil through an oblique gust", *NASA Report*, CR 2395 (1974)
- [3] **Adamian, D., Travin, A.**, "An efficient generator of synthetic turbulence at RANS-LES interface in embedded LES of wall-bounded and free shear flows", *Proc. 6<sup>th</sup> Int. Conf. Comput. Fluid Dyn.*, pp 739-744 (2011)
- [4] **Amiet, R.K.**, "Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream", *Journ. Sound Vibr.* **41**(4), pp 407-420 (1975)
- [5] **Amiet, R.K.**, "High frequency thin-airfoil theory for subsonic flow", *AIAA Journ.* **14**(8), pp 1076-1082 (1976)
- [6] **Amiet, R.K.**, "Noise due to turbulent flow past a trailing edge", *Journ. Sound Vibr.* **47**(3), pp 387-393 (1976)
- [7] **Amiet, R.K.**, "Refraction of sound by a shear layer", *15<sup>th</sup> AIAA Aerosp. Sc. Meet. Exh.*, No. **77-54**, Los Angeles CA, USA (1977)
- [8] **Amiet, R.K.**, "Refraction of sound by a shear layer", *Journ. Sound Vibr.* **58**(4), pp 467-482 (1978)
- [9] **Amiet, R.K.**, "Effect of the incident surface pressure field on noise due to turbulent flow past a trailing edge", *Journ. Sound Vibr.* **57**(2), pp 305-306 (1978)
- [10] **Amiet, R.K.**, "A note on edge noise theory", *Journ. Sound Vibr.* **78**(4), pp 485-488 (1981)
- [11] **Arbey, H., Bataille, J.**, "Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow", *Journ. Fluid Mech.* **134**, pp 33-47 (1983)
- [12] **Bailly, C., Comte-Bellot, G.**, "Turbulence", *CNRS éditions* (2003)
- [13] **Bendat, J.S., Piersol, A.G.**, "Random data : analysis and measurement procedures", *Editions Wiley* (1971)
- [14] **Block, P.J.W.**, "Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds", *NASA Techn. Rep.*, D 8351 (1976)
- [15] **Brooks, T.F., Hodgson, T.H.**, "Trailing edge noise prediction from measured surface pressures", *Journ. Sound Vibr.* **78**(1), pp 69-117 (1981)
- [16] **Bruyère, J.C., Vallet, M.**, "Evolution des indices acoustiques autour de l'Aéroport de Lyon Saint-Exupéry entre 2002 et 2008", *Rapport ODESA* (2009)
- [17] **Carazo, A.**, "Analytical modelling of wake-interaction tonal noise in counter-rotating open rotors", *Thèse de doctorat 2012-12*, Ecole Centrale de Lyon, France (2012)
- [18] **Catlett, M.R.**, "Flow induced noise from turbulent flow over steps and gaps", *Ph. Doct-rate*, Virginia Polytechnic Institute, Blacksburg VA, USA (2010)

- [19] **Chandiramani, K.L.**, "Diffraction of evanescent waves with applications to aerodynamically scattered sound and radiation from un baffled plates", *Journ. Acoust. Soc. Am.*, **55**, pp 19-29 (1974)
- [20] **Chase, D.M.**, "Sound radiated by a turbulent flow off a rigid half-plane as obtained from a wavevector spectrum of hydrodynamic pressure", *Journ. Acoust. Soc. Am.*, **52**, pp 1011-1023 (1972)
- [21] **Chase, D.M.**, "Noise radiated from an edge in turbulent flow", *AIAA Journ.* **13**, pp 1041-1047 (1975)
- [22] **Chase, D.M.**, "Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure", *Journ. Sound Vibr.* **70**(1), pp 29-67 (1980)
- [23] **Cooke, J.C.**, "Notes on the diffraction of sound", *Aeron. Res. Coun.*, CP 1192 (1971)
- [24] **Corcos, G.M.**, "The structure of turbulent pressure field in boundary-layer flows", *Journ. Fluid Mech.* **18**(3), pp 353-378 (1964)
- [25] **Crighton, D.G.**, "Radiation from vortex filament motion near a half-plane", *Journ. Fluid Mech.*, **51**, pp 357-362 (1972)
- [26] **Crighton, D.G.**, "Radiation properties of a semi-infinite vortex sheet", *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **330**, pp 185-198 (1972)
- [27] **Crighton, D.G.**, "Scattering and diffraction of sound by moving bodies", *Journ. Fluid Mech.*, **72**, pp 209-227 (1975)
- [28] **Crighton, D.G., Leppington, F.G.**, "Scattering of aerodynamic noise by a semi-infinite compliant plate", *Journ. Fluid Mech.*, **43**, pp 721-736 (1970)
- [29] **Crighton, D.G., Leppington, F.G.**, "Radiation properties of a semi-infinite vortex sheet : the initial value problem", *Journ. Fluid Mech.*, **64**, pp 393-414 (1974)
- [30] **Curle, N.**, "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound", *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **231**, pp 505-514 (1955)
- [31] **Davis, S.A.**, "Theory of discrete vortex noise", *AIAA Journ.* **13**, pp 375-380 (1975)
- [32] **Delercq, N.F., Dekeyser, C.S.A.**, "Acoustic diffraction effects at the Hellenistic amphitheater of Epidaurus : seat rows responsible for the marvelous acoustics", *Journ. Acoust. Soc. Am.*, **121**(4), pp 2011-2022 (2007)
- [33] **Desvigne, D.**, "Bruit rayonné par un écoulement subsonique affleurant une cavité cylindrique : caractérisation expérimentale et simulation numérique par une approche multidomaine d'ordre élevé", *Thèse de doctorat 2010-36*, Ecole Centrale de Lyon, France (2010)
- [34] **Ewert, R., Appel, C., Dierke, J., Herr, M.**, "RANS/CAA based predictions of NACA 0012 broadband trailing edge noise and experimental validation", *16<sup>th</sup> AIAA Aeroac. Conf.*, No.2009-3269, Miami FL, USA (2009)
- [35] **Finez, A.**, "Etude expérimentale du bruit de bord de fuite à large bande d'une grille d'aubes linéaire et de sa réduction par dispositifs passifs", *Thèse de doctorat 2012-07*, Ecole Centrale de Lyon, France (2012)
- [36] **Fink, M.R.**, "Airframe noise prediction method", *Federal Aviation Admin.*, Final Report FAA-RD-77-29, Washington D.C. (1977)
- [37] **Ffwoes-Williams, J.E., Hall, L.H.**, "Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half-plane", *Journ. Fluid Mech.* **40**(4), pp 657-670 (1970)
- [38] **Ffwoes-Williams, J.E., Hawkings, D.L.**, "Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion", *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **264**(1151), pp 321-342 (1969)

- [39] **Goldstein, M.E.**, "Unsteady vortical and entropic distortions of potential flows round arbitrary obstacles", *Journ. Fluid Mech.* **89**, pp 433-468 (1978)
- [40] **Goldstein, M.E., Atassi, H.**, "A complete second-order theory for the unsteady flow about an airfoil due to a periodic gust", *Journ. Fluid Mech.* **74**, pp 741-765 (1976)
- [41] **Graham, J.M.R.**, "Similarity rules for thin airfoils in non-stationary flows", *Journ. Fluid Mech.* **43**, pp 753-766 (1970)
- [42] **Guo, Y.**, "Slat noise modeling and prediction", *Journ. Sound Vibr.* **331**(15), pp 3567-3586 (2012)
- [43] **Hardin, J.C.**, "Toward a comprehensive analysis of landing approach noise sources", *3<sup>rd</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**97-1593**, Atlanta GA, USA (1997)
- [44] **Hayat, T., Hutter, K., Asghar, S.**, "Acoustic diffraction near a finite plane in a moving fluid", *Acoustic Letters* **24**(4), pp 64-69 (2000)
- [45] **Hayden, R.E., Fox, H.L., Chanaud, R.C.**, "Some factors influencing radiation of sound from flow interaction with edges of finite surfaces", *NASA Report*, CR 145073 (1976)
- [46] **Hersh, A.S., Burcham, F.W., Putnam, T.W., Lasagna, P.L.**, "Semi-empirical airframe noise prediction model and evaluation with flight data", *NASA Tech. Mem.*, TM X-56041 (1976)
- [47] **Hold, R., Brenneis, A., Eberle, A., Schwarz, V., Siegert, R.**, "Numerical simulation of aeroacoustic sound generated by generic bodies placed on a plate. Part I : Prediction of aeroacoustic sources", *5<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**99-1896**, Seattle WA, USA (1999)
- [48] **Howe, M.S.**, "Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute", *Journ. Fluid Mech.*, **71**, pp 625-673 (1975)
- [49] **Howe, M.S.**, "The influence of vortex shedding on the generation of sound by convected turbulence", *Journ. Fluid Mech.*, **76**, pp 711-740 (1976)
- [50] **Howe, M.S.**, "The aerodynamic noise of a slot in an airfoil", *Aeron. Res. Coun.*, RM 3830 (1977)
- [51] **Howe, M.S.**, "The effect of forward flight on the diffraction radiation of a high speed jet", *Journ. Sound Vibr.*, **50**, pp 183-193 (1977)
- [52] **Howe, M.S.**, "A review of the theory of trailing-edge noise", *NASA Report*, CR 3021 (1978)
- [53] **Howe, M.S.**, "On the theory of unsteady high Reynolds number flow through a circular aperture", *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **366**(1725), pp 205-223 (1979)
- [54] **Howe, M.S.**, "Aerodynamic sound generated by a slotted trailing edge", *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **373**(1753), pp 235-252 (1980)
- [55] **Howe, M.S.**, "On the theory of unsteady shearing flow over a slot", *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **303**(1475), pp 151-180 (1981)
- [56] **Howe, M.S.**, "On the generation of side-edge flap noise", *Journ. Sound Vibr.* **80**(4), pp 555-573 (1982)
- [57] **Howe, M.S.**, "Influence of separation on sound generated by vortex-step interaction", *Journ. Fluid Struct.* **11**(8), pp 857-872 (1997)
- [58] **Howe, M.S.**, "Unsteady lift and sound produced by an airfoil in a turbulent boundary layer", *Journ. Fluid Struct.* **15**(2), pp 207-225 (2001)



- [59] **Howe, M.S.**, "On the hydroacoustics of a trailing edge with a detached flap", *Journ. Sound Vibr.* **239**(4), pp 801-817 (2001)
- [60] **Howe, M.S.**, "Mechanism of sound generation by low Mach number flow over a small cavity", *Journ. Sound Vibr.* **273**(1-2), pp 103-123 (2004)
- [61] **Jacob, M.C., Boudet, J. Casalino, D., Michard, M.**, "A rod-airfoil experiment as benchmark for broadband noise modelling", *Journ. Theor. Comput. Fluid Dyn.* **19**(3), pp 171-196 (2005)
- [62] **Jacob, M.C., Louisot, A., Juve, D., Guerrand, S.**, "Experimental study of sound generated by backward-facing steps under wall jet", *AIAA Journ.* **39**(7), pp 1254-1260 (2001)
- [63] **Ji, M., Wang, M.**, "Sound generation by turbulent boundary-layer flow over small steps", *Journ. Fluid Mech.* **654**, pp 161-193 (2010)
- [64] **Jones, D.S.**, "Aerodynamic sound due to a source near a half-plane", *Journ. Inst. Maths Applics* **9**, pp 114-122 (1972)
- [65] **Khorrami, M.R., Singer, B.A.**, "Stability analysis for noise source modeling of a part-span flap", *5<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**98-2225**, Seattle WA, USA (1999)
- [66] **Khorrami, M.R., Berkman, M.E.**, "Unsteady flow computations of a slat with a blunt trailing edge", *5<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**99-1805**, Seattle WA, USA (1999)
- [67] **Khorrami, M.R., Berkman, M.E., Choudhari, M.**, "Unsteady flow computations of a slat with a blunt trailing edge", *AIAA Journ.* **38**(11), pp 2050-2058 (2000)
- [68] **Kolmogorov, A.N.**, "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number", *Proc. USSR Acad. Sc.* **30**, pp 299-303 (1941)
- [69] **Kolmogorov, A.N.**, "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number", *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **434**(1890), pp 9-13 (1991) (*English translation of Russian original paper*)
- [70] **Koop, L., Ehrenfried, K., Kröber, S.**, "Investigation of the systematic phase mismatch in microphone-array analysis", *11<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2005-2962**, Monterey CA, USA (2005)
- [71] **Kucukcoskun, K.**, "Prediction of free and scattered acoustic fields of low-speed fans", *Thèse de doctorat 2012-04*, Ecole Centrale de Lyon, France (2012)
- [72] **Leclercq, D.J.J., Jacob, M.C., Louisot, A., Talotte, C.**, "Forward-backward facing step pair : aerodynamic flow, wall pressure and acoustic characterization", *7<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2001-2249**, Maastricht, The Netherlands (2001)
- [73] **Leibniz, G.W.**, "Nova methodus pro maximis et minimis", *Acta Eruditorum* (1684)
- [74] **Lemoine, B., Roger, M., Legriffon, I.**, "Aeroacoustics of a model non-lifting wing-flap system in a parallel flow", *17<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2011-2735**, Portland OR, USA (2011)
- [75] **Lemoine, B., Roger, M.**, "Aeroacoustic study of a simplified wing-flap system in generic configurations", *French Congress in Acoustics – ACOUSTICS'2012*, No.**2012-682**, Nantes, France (2012)
- [76] **Levine, H.**, "Acoustical diffraction radiation", *Philips Res. Rep.*, **30**, pp 240-276 (1975)
- [77] **Lighthill, M.J.**, "On sound generated aerodynamically – I. General theory", *Proc. Roy. Soc. Lond.* **211**(A), pp 564-587 (1952)

- [78] **MacDonald, H.M.**, "A class of diffraction problems", *Proc. Lond. Math. Soc.*, **2**(14) (1915)
- [79] **Manoha, E., Delahay, C., Sagaut, P., Mary, I., Ben Khelil, S., Guillen, P.**, "Numerical prediction of the unsteady flow and radiated noise from a 3D lifting airfoil", *7<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2001-2133**, Maastricht, The Netherlands (2001)
- [80] **Manoha, E., Terracol, M., Lemoine, B., Legriffon, I., Le Garrec, T.**, "Slat noise measurement and numerical prediction in the VALIANT program", *18<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2012-2100**, Colorado Springs CO, USA (2012)
- [81] **Menter, F.R.**, "Zonal two equation  $k - \omega$  turbulence models for aerodynamic flows", *24<sup>th</sup> AIAA Fluid Dyn. Conf.*, No.**93-2906**, Orlando FL, USA (1993)
- [82] **Menter, F.R.**, "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications", *AIAA Journ.*, **32**(8), pp 1598-1605 (1994)
- [83] **Molin, N.**, "Modélisation du bruit aérodynamique d'une voilure d'avion", *Thèse de doctorat 2001-30*, Ecole Centrale de Lyon, France (2001)
- [84] **Molin, N., Roger, M.**, "The use of Amiet's methods in predicting the noise from 2D high-lift devices", *6<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2000-2064**, Westin Maui Lahaina HW, USA (2000)
- [85] **Moreau, S., Roger, M.**, "Back-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing edge noise model. Part II : Applications", *Journ. Sound Vibr.*, **323**, pp 397-425 (2009)
- [86] **Morgan, J.D.**, "The interaction of sound with a semi-infinite vortex sheet", *Q. Journ. Mech. Appl. Math.*, **27**, pp 465-487 (1974)
- [87] **Oberai, A., Roknaldin, F., Hughes, T.J.R.**, "Computation of trailing-edge noise due to turbulent flow over an airfoil", *AIAA Journ.*, **40**(11), pp 2206-2216 (2002)
- [88] **Padois, T.**, "Localisation de sources acoustiques en soufflerie anéchoïque par deux techniques d'antennerie : formation de voies et retournement temporel numérique", *Thèse de doctorat*, Université de Poitiers, France (2011)
- [89] **Paterson, R.W., Amiet, R.K.**, "Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence", *NASA Report*, CR-2733 (1976)
- [90] **Pierce, A.D.**, "Acoustics. An introduction to its physics principles and applications", McGraw-Hill (1981)
- [91] **Pérennès, S.**, "Caractérisation des sources de bruit aérodynamique à basses fréquences de dispositifs hypersustentateurs", *Thèse de doctorat 99-32*, Ecole Centrale de Lyon, France (1999)
- [92] **Powell, A.**, "On the aerodynamic noise of a rigid flat plate moving at zero incidence", *Journ. Acoust. Soc. Am.*, **31**, pp 1649-1653 (1959)
- [93] **Rienstra, S.W.**, "Sound diffraction at a trailing edge", *Journ. Fluid Mech.*, **108**, pp 443-460 (1981)
- [94] **Roe, P.L.**, "Approximate Riemann solvers : parameter vectors and difference schemes", *Journ. Comput. Phys.*, **43**, pp 357-372 (1981)
- [95] **Roger, M.**, "Broadband noise from lifting surfaces – analytical modeling and experimental validation in Noise sources in turbulent shear flows : fundamentals and applications", *Roberto Camussi Editor – Springer*, ISSN 0254-1971, à paraître
- [96] **Roger, M., Moreau, S., Wang, M.**, "An analytical model for predicting airfoil self-noise using wall-pressure statistics", *Annual Res. Briefs 2002*, Center for Turb. Research, pp 405-414 (2002)

- [97] **Roger, M., Moreau, S.**, "Back-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing edge noise model. Part I : Theory", *Journ. Sound Vibr.*, **286**, pp 477-506 (2005)
- [98] **Roger, M., Moreau, S.**, "Edge scattering of distributed sources – Application to high-lift device noise", *14<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2008-2866**, Vancouver, Canada (2008)
- [99] **Roger, M., Moreau, S.**, "Extensions and limitations of analytical airfoil broadband noise models", *Int. Journ. of Aeroac.*, **9**(3), pp 273-305 (2010)
- [100] **Roger, M., Pérennès, S.**, "Low-frequency noise sources in two-dimensional high-lift devices", *6<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2000-1972**, Westin Maui Lahaina HW, USA (2000)
- [101] **Rozenberg, Y.**, "Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes : utilisation de calculs moyennés de la mécanique des fluides", *Thèse de doctorat 2007-44*, Ecole Centrale de Lyon, France (2007)
- [102] **Rossiter, J.E.**, "Wind-tunnel experiment on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds", *Roy. Aircr. Estab.*, TM 64037 (1964)
- [103] **Rung, T., Fu, S., Thiele, F.**, "On the realizability of non-linear stress-strain relationships for Reynolds-stress closures", *Flow, Turb. and Combust.*, **60**, pp 333-359 (1999)
- [104] **Sauveur, J.**, "Sur un nouveau système de Musique. dans *Histoire de l'Académie Royale des Sciences, Année MDCCI, avec les Mémoires de Mathématiques & de Physique de 1701*", *Académie des Sciences*, pp 299-366 des Mémoires, Gallica, ISSN 19674783 (1743)
- [105] **Schlinker, R.H., Amiet, R.K.**, "Refraction of sound by a shear layer – Experimental assessment", *5<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**79-682**, Seattle WA, USA (1979)
- [106] **Schwarzschild, K.**, "Die beugung und polarisation des lichts durch einen spalt", *Math. Annalen*, **55**, pp 177-247 (1902)
- [107] **Seo, J.H., Chang, K.W., Moon, Y.J.**, "Aerodynamic noise prediction for long-span bodies", *12<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**2006-2573**, Cambridge MA, USA (2006)
- [108] **Shür, M.L., Spalart, P.R., Strelets, M.K.**, "Noise prediction for increasingly complex jets. Part I : Methods and tests. Part II : Applications", *Int. Journ. Aeroac.*, **4**, pp 213-266 (2005)
- [109] **Shür, M.L., Spalart, P.R., Strelets, M.K., Travin, A.**, "A rapid and accurate switch from RANS to LES in boundary layers using an overlap region", *Flow, Turb. and Combust.*, **86**(2), pp 179-206 (2011)
- [110] **Siegert, R., Schwarz, V., Reichenberger, J.**, "Numerical simulation of aeroacoustic sound generated by generic bodies placed on a plate. Part II – Prediction of radiated sound pressure", *5<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.* No.**99-1895**, Seattle WA, USA (1999)
- [111] **Spalart, P.R., Allmaras, S.R.**, "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows", *30<sup>th</sup> AIAA Aero. Sc. Meet. Exhib.* No.**92-439**, Reno NV, USA (1992)
- [112] **Spalart, P.R., Allmaras, S.R.**, "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows", *Recherche Aerospatiale*, **1**, pp 5-21 (1994)
- [113] **Spalart, P.R., Shür, M.L.**, "Variants of the Ffowcs-Williams & Hawkins equation in their coupling with simulations of hot jets", *Int. Journ. Aeroac.*, **8**, pp 477-492 (2009)
- [114] **Spyropoulos, E.T., Holmes, B.S.**, "Computation of the airframe noise of a wing-flap configuration", *5<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**99-1801**, Seattle WA, USA (1999)
- [115] **Storms, B.L., Hayes, J.A., Moriarty, P.J., Ross, J.C.**, "Aeroacoustic measurements of a slat noise on a three-dimensional high-lift system", *5<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroac. Conf.*, No.**99-1957**, Seattle WA, USA (1999)

- [116] **Strelets, M.K.**, "Detached eddy simulation of massively separated flows", *00<sup>th</sup> Blablbla. Conf.* No.**2001-879**, Town State, Country (2001)
- [117] **Tam, C.K.W., Block, P.J.W.**, "On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities", *Journ. Fluid Mech.*, **89**(2), pp 373-399 (1978)
- [118] **Tam, C.K.W., Reddy, N.N.**, "Sound generated in the vicinity of the trailing edge of an upper surface blown flap", *Journ. Sound Vibr.*, **52**, pp 211-232 (1977)
- [119] **Tam, C.K.W., Webb, J.**, "Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational aeroacoustics", *Journ. Comp. Phys.*, **107**, pp 262-281 (1993)
- [120] **Tam, C.K.W., Yu, J.C.**, "Trailing edge noise", *2<sup>nd</sup> AIAA Aeroac. Conf.*, No.**75-489**, Hampton VA, USA (1975)
- [121] **Terracol, M., Manoha, E., Lemoine, B.**, "Investigation of the unsteady flow and noise sources generation in a slat cove : hybrid zonal RANS/LES simulation and dedicated experiment", *20<sup>th</sup> AIAA Comput. Fluid. Dyn. Conf.*, No.**2011-3203**, Honolulu HW, USA (2011)
- [122] **Schram, C.**, "Deliverable D16 – Mid-term periodic report", *VALIANT EC Project – Work Package 3*, Deliverable **D16** (2011)
- [123] **Kipa-Kolozsár, L., Rambaud, P., Schram, C., Ewert, R., Adamian, D., Shür, M., Strelets, M., Travin, A., Martinez-Lera, P., Tournour, M., Knacke, T.**, "Final report on assessment of the existing numerical approaches based on comparisons of numerical predictions with each other and with experiments (airfoil with flap test case)", *VALIANT EC Project – Task 3.3*, Deliverable **D25** (2012)
- [124] **Manoha, E.**, "Final report on assessment of the existing numerical approaches based on comparisons of numerical predictions with each other and with experiments (slat-airfoil test case)", *VALIANT EC Project – Task 3.4*, Deliverable **D26** (2012)
- [125] **Wallin, S., Johansson, A.**, "An Explicit Algebraic Reynolds Stress Model for incompressible and compressible flows", *Journ. Fluid Mech.*, **403**, pp 89-132 (2000)
- [126] **Wallin, S.**, "Engineering turbulence modeling for CFD with a focus on Explicit Algebraic Reynolds Stress Models", *PhD thesis*, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden (2000)
- [127] **Wild, J., Pott Pollenske, M., Nagel, B.**, "An integrated design approach for low noise exposing high-lift devices", *3<sup>rd</sup> AIAA Flow Control Conf.*, No.**2006-2843**, San Francisco CA, USA (2006)

## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur M. ROGER

et les rapports de

Monsieur C. SCHRAM  
Professeur - VKI - Chaussée de Waterloo, 72 - B-1640 RHODES ST GENESE - Belgique

Et de

Monsieur Y. GERVAIS  
Professeur - Institut P' - Dept D2 - 211 bd Marie et Pierre Curie  
86962 FUTUROSCOPE CHASSENEUIL cedex

**Monsieur LEMOINE Benoît**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale MECANIQUE , ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE**

Fait à Ecully, le 21 janvier 2013

P/Le directeur de l'E.C.L.  
La directrice des Etudes

