

T 1811 db

N° d'ordre : 99-32

ANNÉE 1999

# THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR

SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Sophie PÉRENNÈS

## CARACTÉRISATION DES SOURCES DE BRUIT AÉRODYNAMIQUE À BASSES FRÉQUENCES DE DISPOSITIFS HYPERSUSTENTATEURS

soutenue le 07 juillet 1999 devant la commission d'Examen

### JURY

Président : M. M. SUNYACH

Examineurs : M. J. COUSTEIX (Rapporteur)  
M. R. HENRY  
M. A. JULIENNE  
M. B. POIRÉE (Rapporteur)  
M. H. REMY (invité)  
M. M. ROGER

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

# THÈSE

présentée devant  
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir  
le titre de DOCTEUR  
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par  
Sophie PÉRENNÈS

## CARACTÉRISATION DES SOURCES DE BRUIT AÉRODYNAMIQUE À BASSES FRÉQUENCES DE DISPOSITIFS HYPERSUSTENTATEURS

soutenue le 07 juillet 1999 devant la commission d'Examen

### JURY

Président :	M.	M. SUNYACH
Examineurs :	M.	J. COUSTEIX (Rapporteur)
	M.	R. HENRY
	M.	A. JULIENNE
	M.	B. POIRÉE (Rapporteur)
	M.	H. REMY (invité)
	M.	M. ROGER



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

- 1 -

**ECOLE CENTRALE DE LYON**  
**LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES**  
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)  
 MISE A JOUR du 22.12.1998

-----  
 Directeur : Etienne PASCAUD  
 Directeur Adjoint - Directeur des Etudes: Léo VINCENT  
 Directeur Administration de la Recherche : Francis LEBOEUF

LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
<b>CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON :</b>  <b>CEGELY</b>  <b>UPRESA 5005</b>	AURIOL Philippe NICOLAS Alain THOMAS Gérard  BEROUAL Abderrahmane CLERC Guy  KRAHENBUHL Laurent NICOLAS Laurent	PROFESSEUR ECL --- ---  MAITRE DE CONFERENCES ECL ---  DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS CHARGE DE RECHERCHE CNRS
<b>EQUIPE ANALYSE NUMERIQUE LYON-ST ETIENNE</b>  <b>UMR 5585</b>	CHEN Liming MARION Martine MAITRE Jean-François MOUSSAOUI Mohand Arezki  MUSY François	PROFESSEUR ECL --- --- ---  MAITRE DE CONFERENCES ECL
<b>ICTT</b>	DAVID Bertrand KOULOUMDJIAN M. France	PROFESSEUR ECL PROFESSEUR LYON I
<b>INGENIERIE ET FONCTIONNALISATION DES SURFACES</b>  <b>IFOS</b>  <b>UMR 5621</b>	CHAUVET Jean- Paul GUIRALDENQ Pierre MARTELET Claude MARTIN Jean-René TREHEUX Daniel VANNES Bernard VINCENT Léo  CHOVELON Jean-Marc LANGLADE-BOMBA Cécile NGUYEN Du SALVIA Michelle STREMSDOERFER Guy  HERRMANN Jean-Marie JAFFREZIC Nicole PICHAT Pierre  SOUTEYRAND Elyane	PROFESSEUR ECL --- --- --- --- --- ---  MAITRE DE CONFERENCES ECL --- --- --- ---  DIRECTEUR RECHERCHE CNRS --- ---  CHARGE DE RECHERCHE CNRS

**ECOLE CENTRALE DE LYON**  
**LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES**  
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)  
 MISE A JOUR du 22.12.1998  
 -----

- 2 -

LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
<b>LABORATOIRE ELECTRONIQUE, AUTOMATIQUE ET MESURES ELECTRIQUES :</b>  <b>LEAME</b>  <b>UMR 5512</b>	BLANCHET Robert	PROFESSEUR ECL
	JOSEPH Jacques	---
	LE HELLEY Michel	---
	PORTE Louis	---
	GAGNAIRE Alain	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	HELLOUIN Yves	---
	ROBACH Yves	---
	GARRIGUES Michel	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	HOLLINGER Guy	---
	KRAWCZYK Stanislas	---
	VIKTOROVITCH Pierre	---
	GRENET Geneviève	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	GENDRY Michel	---
	TARDY Jacques	---
	<b>LABORATOIRE DE TRIBOLOGIE ET DYNAMIQUE DES SYSTEMES :</b>  <b>LTDS</b>  <b>UMR 5513</b>	CAMBOU Bernard
GEORGES Jean-Marie		---
JEZEQUEL Louis		---
SABOT Jean		---
MARTIN Jean-Michel		---
SIDOROFF François		---
DONNET Christophe		MAITRE DE CONFERENCES ECL
PONSONNET Laurence		---
MATHIA Thomas		DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
KAPSA Philippe		---
LOUBET Jean-Luc		CHARGE DE RECHERCHE CNRS
MAZUYER Denis		---
LOPEZ Jacques		MAITRE DE CONFERENCES UCB
MIDOL Alain		---
ROUSSEAU Jacques		PROFESSEUR ENISE

**ECOLE CENTRALE DE LYON**  
**LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES**  
 Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)  
 MISE A JOUR du 22.12.1998  
 -----

- 3 -

LABORATOIRE	NOM - PRENOM	GRADE
<b>LABORATOIRE DE MECANIQUE DES FLUIDES ET ACOUSTIQUE  LMFA  UMR 5509</b>	MATHIEU Jean	PROFESSEUR EMERITE
	ARQUES Philippe	PROFESSEUR ECL
	BRUN Maurice	--
	CHAMPOUSSIN Jean-Claude	--
	COMTE-BELLOT Geneviève	--
	JEANDEL Denis	--
	JUVÉ Daniel	--
	LEBOEUF Francis	--
	PERKINS Richard	--
	ROGER Michel	--
	SCOTT Jean	--
	GALLAND Marie-annick	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	BATAILLE Jean	PROFESSEUR LYON I
	BUFFAT Marc	--
	GAY Bernard	--
	GENCE Jean-Noël	--
	LANCE Michel	--
	SUNYACH Michel	--
	BEN HADID Hamda	MAITRE DE CONFERENCES LYON I
	HAMADICHE Mahmoud	--
	MOREL Robert	PROFESSEUR INSA
	BERTOGLIO Jean-Pierre	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	BLANC-BENON Philippe	--
	CAMBON Claude	--
	ESCUDIÉ DANY	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	FERRAND Pascal	--
	HENRY Daniel	--
LE PENVEN Lionel	--	
<b>GSI</b>	AIT EL HADJ Smail	PROFESSEUR ECL

## Remerciements

*Cette étude a été menée au laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École Centrale de Lyon, Unité Mixte de Recherche associée au CNRS n°5509.*

*Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur D. JUVÉ, Responsable du Département Acoustique de l'École Centrale de Lyon, pour m'avoir accueillie au sein de son équipe.*

*Je remercie aussi très vivement Monsieur J. COUSTEIX, directeur du CERT ONERA, et Monsieur B. POIRÉE du SPAé, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, et de juger ce travail.*

*Ma gratitude s'adresse également à Monsieur M. SUNYACH, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon, qui m'a fait l'honneur d'être le président du jury de thèse. Je remercie également Monsieur R. HENRY, Professeur à l'Université de la Rochelle, d'avoir participé à ce jury.*

*Je remercie particulièrement Monsieur H. REMY de l'Aérospatiale et Monsieur A. JULIENNE de l'ONERA d'avoir participé à ce jury et surtout de m'avoir donné les moyens de réaliser cette étude.*

*J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur M. ROGER, Professeur à l'École Centrale de Lyon, qui a assumé la direction de cette thèse. Son assistance et ses conseils ont été indispensables au bon déroulement de cette étude.*

*J'adresse également mes sincères remerciements à Monsieur P. ROLAND et A. LOUISOT qui ont fortement contribué à la bonne conduite des essais et Monsieur F. MOENS de l'ONERA pour ces calculs sur la position du volet qui ont permis d'améliorer l'expérience.*

*Il me tient vraiment à cœur de remercier Stan et ma famille pour leur soutien moral tout au long de ce travail et surtout lors de la rédaction du mémoire.*

*Enfin, je remercie l'ensemble des thésards et du personnel du département d'Acoustique pour leur accueil et leur bonne humeur.*

# RÉSUMÉ

En phase d'approche, lorsque les moteurs sont à bas régime, le bruit d'origine aérodynamique de la cellule de l'avion devient prédominant. Les trains d'atterrissage sont déployés, les systèmes hypersustentateurs braqués, les cavités ouvertes.... La cellule se trouve alors dans sa configuration la plus bruyante. Il est donc nécessaire, pour pouvoir réduire la gêne sonore provoquer par ces sources de bruit, de mieux les connaître et en particulier celles des dispositifs hypersustentateurs, qui contribuent en grande partie au bruit rayonné globalement par l'avion.

Dans le cadre de cette thèse une étude expérimentale, reposant sur une collaboration entre l'ECL et l'Aérospatiale aéronautique, a été menée sur une maquette d'aile bidimensionnelle, à échelle 1/11<sup>ème</sup>, représentative d'une section de voilure réelle. Le dispositif hypersustentateur est composé d'un bec de bord d'attaque et d'un volet de bord de fuite simple. Les mesures ont été effectuées dans la soufflerie anéchoïde du LMFA, pour un nombre de Mach allant de 0,15 à 0,3 et un nombre de Reynolds (basé sur la corde du profil) de  $10^6$  à  $2.10^6$ . Des mesures de pression acoustique en champ lointain, de pression moyenne et instationnaire en paroi, ainsi que la caractérisation du champ de vitesse autour de la maquette, ont été effectuées pour les trois configurations caractéristiques de l'aile : le vol de croisière, le décollage et l'atterrissage.

Nous avons vérifié que la configuration d'atterrissage est bien la plus bruyante. Dans cette configuration le rayonnement des cavités, formées à l'avant et à l'arrière de l'aile par le braquage du bec et du volet, prédomine sur notre domaine d'étude (500 Hz-25,6 kHz) qui compte tenu du rapport d'échelle, correspond aux basses fréquences. Ce rayonnement se caractérise essentiellement par des fréquences émergentes associées à un de bouclage aéroacoustique sur l'ouverture des cavités. Celles-ci ressortent d'autant plus des spectres que l'angle d'incidence de la maquette est important. Un phénomène d'accrochage entre les deux cavités se produit pour certaines fréquences par rétroaction acoustique. De plus, l'étude met en évidence des interférences entre les rayonnements de la fente et du bord de fuite du volet.

L'introduction d'effets tridimensionnels (fentes sur le bec et le volet, demi-volet braqué) tend à estomper les fréquences amplifiées par le bouclage sur les cavités. En revanche, il n'y a aucune modification visible sur les spectres acoustiques due à la présence du tourbillon marginal qui se développe sur le bord latéral du demi-volet braqué.

Dans cette étude on travaille avec un nombre de Reynolds dix fois plus petit que dans la réalité. Il se produit alors un décollement sur l'extrados du volet qui n'existe normalement pas en vol. Nous sommes donc amenés à corriger la position du volet, grâce à des calculs effectués par l'ONERA, pour que l'écoulement reste attaché. Même si l'on se trouve dans des conditions d'écoulement plus réalistes, nous n'entendons toujours pas le tourbillon marginal.

En parallèle des études expérimentales, quatre modèles analytiques, applicables à des géométries simples, ont été testés :

- le bruit de bord de fuite simple, selon *M.S. Howe*
- le bruit d'un bord de fuite avec une fente, toujours selon *Howe*
- le bruit d'un profil isolé dans un écoulement turbulent, selon *R.K. Amiet*
- le bruit d'un dipôle en présence d'un écran diffractant, où l'on prend en compte l'effet du bord de fuite de la partie principale de l'aile sur le rayonnement du volet.

Les trois premiers modèles donnent des résultats satisfaisants dans la gamme 2-10 kHz, tandis que le dernier améliore le modèle de *Amiet* dans les basses fréquences (500 Hz- 2 kHz).

## ABSTRACT

On landing approach, the power and consequently the noise of the jet engines of an airplane are strongly reduced. Then airframe noise becomes the dominant noise mechanism. The landing gear being deployed, the high-lift devices deflected and cavities opened, the airframe is in the noisiest configuration. Therefore, to reduce sound disturbance, it is necessary to get a better knowledge of these noise sources, especially the high-lift device sources contributing in major part to the global radiation of the plane.

An experimental study was conducted at the Ecole Centrale de Lyon, in collaboration with Aérospatiale-aéronautique, on a two-dimensional 1/11 scale wing model. The high-lift device is composed of a leading-edge slat and a simple trailing-edge flap. The measurements are made in the open anechoic wind tunnel of the Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, Mach numbers varying from 0,15 up to 0,3, and Reynolds numbers (based on the total wing chord length) from  $10^6$  up to  $2 \cdot 10^6$ . Acoustic pressure in far field, mean and fluctuating pressures on the wall, and velocity field around the model are measured for the three characteristic configurations of the wing, cruise, take-off and landing.

The landing configuration is confirmed to be the noisiest. In this configuration the acoustic radiation of the cavities, formed by deflection of the slat and flap, predominates over our frequency range (500 Hz- 25,6 kHz), corresponding to low frequency range taking account of the scale rate. The radiation is characterized by peaks associated with cavity modes. The larger the angle of attack of the model, the more these peaks emerge from the spectra. A coupling occurs between the two cavities, corresponding to mutual acoustic back-reactions. Moreover, the study shows interference between the slot and the flap trailing-edge radiations.

Three-dimensional effects (slots on the slat and the flap, one half of the flap deflected) minimize the feed-back frequencies. In return, there is no noticeable modification of the acoustic radiation by the flap side edge vortex.

In this study, the Reynolds number is ten times smaller than in real flight condition. Then a flow separation occurs on the flap suction side. The flap position has been corrected, owing to ONERA calculations. Although Flow conditions are more realistic, the flap side edge vortex radiation remains acoustically inefficient.

Four analytical models, developed for simple geometries, are tested :

- noise of a simple trailing-edge, by M.S. Howe
- noise of a slotted trailing-edge, by M.S. Howe
- noise of an isolated airfoil in a turbulent stream, by R.K. Amiet
- dipole noise with diffracting half plane effect.

The first three models give acceptable results in the frequency range 2-10 kHz, whereas the last one improves Amiet's model in the low frequency range (500 Hz- 2 kHz).

## Sommaire

<b>Introduction</b> .....	5
<b>Chapitre 1. L'hypersustentation</b> .....	9
1. <b>Aérodynamique des hypersustentateurs</b> .....	9
1.1. Suppression de l'effet de viscosité.....	10
1.2. Dispositifs hypersustentateurs de bord de fuite.....	11
1.3. Dispositifs hypersustentateurs de bord d'attaque.....	14
2. <b>Les sources acoustiques d'un dispositif hypersustentateur</b> .....	17
<b>Chapitre 2. Mesures sur maquettes bidimensionnelles</b> .....	21
1. <b>Description des essais</b> .....	21
1.1. Installation.....	21
1.2. Mesures effectuées.....	22
1.2.1. Champ lointain acoustique.....	22
1.2.2. Pression en paroi.....	23
1.2.2.1. Moyen de mesure.....	23
1.2.2.2. Répartition des capteurs.....	24
1.2.3. Mesures de vitesse.....	25
1.2.3.1. Sonde à films chauds croisés.....	25
1.2.3.2. Acquisition des signaux.....	25
1.2.3.3. Sections de mesure.....	25
1.3. Correction des mesures.....	27
1.3.1. Réfraction du son par la couche de cisaillement du jet.....	27
1.3.2. Déflexion du jet.....	29
2. <b>Analyse des résultats</b> .....	31
2.1. Mesures aérodynamiques moyennes.....	31
2.2. Mesures acoustiques.....	33
2.2.1. Bruit de fond.....	33
2.2.2. Directivité.....	36
2.2.3. Évolution des niveaux en fonction de la vitesse de l'écoulement.....	37
2.2.4. Spectres acoustiques de la configuration d'atterrissage.....	41
2.2.4.1. Évolution en vitesse.....	41
2.2.4.2. Évolution en angle.....	43
2.3. Mesures de vitesse.....	48
2.3.1. Caractérisation de l'écoulement en configuration d'atterrissage.....	48
2.3.1.1. Déflexion du jet.....	48
2.3.1.2. Caractéristiques de l'écoulement.....	52
a) Écoulement autour du bec.....	52
b) Écoulement autour du volet.....	54
2.3.1.3. Spectres de vitesse.....	57

a) Spectres autour du volet.....	58
b) Spectres autour du bec.....	60
c) Spectres de l'extrados.....	60
2.4. Mesures de pression en paroi.....	62
2.4.1. Capteurs au voisinage du bec de bord d'attaque.....	62
2.4.2. Capteurs au voisinage du volet de bord de fuite.....	66
2.5. Autres configurations.....	70
2.5.1. Configuration de décollement.....	70
2.5.2. Configuration lisse.....	80
2.6. Conclusions.....	83
<b>Chapitre 3. Influence de l'angle d'attaque et des effets tridimensionnels.....</b>	<b>85</b>
1. <b>Description des essais.....</b>	<b>85</b>
1.1. Configurations testées.....	85
1.1.1. Configuration de référence.....	85
1.1.2. Configuration I.....	85
1.1.3. Configuration II.....	86
1.2. Mesures effectuées.....	86
1.2.1. Mesures acoustiques et de pression en paroi.....	86
1.2.2. Mesures de vitesse.....	88
2. <b>Analyse des résultats.....</b>	<b>90</b>
2.1. Configuration de référence.....	90
2.1.1. Coefficient de pression.....	90
2.1.2. Directivité.....	90
2.1.3. Évolution des niveaux acoustiques en fonction de la vitesse.....	92
2.1.4. Spectres acoustiques.....	92
2.1.4.1.Évolution des spectres acoustiques avec la vitesse.....	93
2.1.4.2.Évolution des spectres acoustiques avec l'angle d'observation.....	95
2.1.5. Mesures de pression en paroi.....	99
2.1.6. Bruit d'une cavité rectangulaire excitée par un écoulement.....	105
2.1.6.1.Résonances de modes de cavité.....	106
2.1.6.2.Bouclage aéroacoustique.....	107
a) Modèle de Rossiter.....	107
b) Modèle de Block.....	108
2.2. Configurations tridimensionnelles.....	110
2.2.1. Configuration I.b.....	110
2.2.2. Configuration I.c.....	113
2.2.3. Configuration II.....	115
2.3. Conclusions.....	119
<b>Chapitre 4. Optimisation de la position du volet.....</b>	<b>121</b>
1. <b>Description des essais.....</b>	<b>121</b>
1.1. Optimisation théorique de la position du volet.....	121
1.1.1. Méthode de calcul.....	121
1.1.2. Calculs de référence.....	121
1.1.3. Optimisation de la position du volet.....	123
1.2. Mesures et configurations testées.....	124
1.2.1. Configurations testées.....	124
1.2.2. Mesures effectuées.....	124
2. <b>Analyse des résultats.....</b>	<b>125</b>

2.1. Coefficient de pression.....	125
2.2. Rayonnement des cavités.....	125
2.2.1. Configurations bidimensionnelles.....	125
2.2.2. Configuration tridimensionnelle.....	131
2.3. Directivités.....	133
2.3.1. Maquettes bidimensionnelles.....	133
2.3.2. Maquettes tridimensionnelles.....	134
2.3.3. Maquettes bidimensionnelles et tridimensionnelles.....	134
2.4. Caractérisation du tourbillon marginal.....	136
2.4.1. Configurations décollées.....	136
2.4.2. Configurations non décollées.....	137
2.5. Conclusion.....	141
<b>Chapitre 5. Recherche de modèles analytiques.....</b>	<b>143</b>
1. Introduction.....	143
2. Modèle tridimensionnel de bord de fuite simple.....	144
3. Modèle bidimensionnel avec fente.....	148
3.1. Écoulements de bord de fuite.....	149
3.2. Écoulements de couche limite et assimilés.....	151
4. Modèle d'aérodynamique instationnaire.....	153
5. Modèle du dipôle de bord de fuite.....	157
5.1. Introduction.....	157
5.2. Champ simple d'un dipôle au voisinage d'un bord diffractant.....	157
5.3. Formule du bruit large bande.....	159
6. Domaines d'application des modèles.....	164
<b>Chapitre 6. Applications des modèles.....</b>	<b>165</b>
1. Bruit de bord de fuite de Howe- modèle tridimensionnel.....	165
1.1. Détermination de la longueur de corrélation transversale.....	166
1.1.1. Modèle théorique de Corcos et échelles intégrales de turbulence.....	166
1.1.2. Détermination de la vitesse de convection.....	167
1.2. Résultats de la modélisation.....	167
1.2.1. Configuration de vol.....	167
1.2.2. Configuration d'atterrissage.....	169
a) Volet braqué à 39°.....	169
b) Volet braqué à 22,5°.....	170
2. Bruit de bord de fuite avec fente- modèle bidimensionnel de Howe.....	172
2.1. Influence de la fente.....	172
2.2. Bruit propre de la fente.....	174
2.3. Bruit total.....	175
2.4. Analyse des franges d'interférences.....	175
3. Théorie de Amiet pour un profil simple dans un écoulement turbulent.....	178
4. Modèle du dipôle de bord de fuite.....	180
5. Conclusion.....	181
<b>Conclusion.....</b>	<b>183</b>

<b>Annexe 1. Sonde à microphone déporté.....</b>	<b>185</b>
1. Description de la sonde.....	185
2. Atténuation théorique.....	186
2.1. Effets de la viscosité.....	186
2.2. Changements de section.....	188
3. Comparaison avec l'expérience et correction des spectres des sondes.....	192
<b>Annexe 2. Fonction de cohérence.....</b>	<b>195</b>
1. Fonction de cohérence entre deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ .....	195
2. Erreur sur la cohérence.....	195
<b>Annexe 3. Sonde à films chauds doubles croisés.....</b>	<b>197</b>
1. Description de la sonde.....	197
2. Traitement des données.....	197
2.1. Étalonnage en vitesse.....	197
2.2. Calcul des vitesses.....	198
<b>Annexe 4.....</b>	<b>201</b>
1. Installation expérimentale.....	201
2. Vue de l'ensemble des mesures.....	201
<b>Bibliographie.....</b>	<b>209</b>

## Introduction

Face au problème du bruit créé par les avions, des efforts importants ont été faits pour déterminer la nature des sources de bruit et trouver comment il est possible de les atténuer. Ces sources peuvent être classées en deux grandes catégories :

- 1- Les sources dites « propulsives »
- 2- Les sources, plus récemment considérées, du bruit dit de cellule, ou « non propulsives ».

Les premières sont celles générées par les jets, la combustion, et les parties internes des turboréacteurs. Le bruit de cellule, quant à lui, est généré par l'écoulement instationnaire sur les différents éléments de la cellule de l'avion, tels que les volets, les becs, les trains d'atterrissage, les hublots, les cavités..., et par les couches limites turbulentes sur le fuselage, les ailes et stabiliseurs (*Morgan & Hardin, (1975)[1]*).

Dans un premier temps, les sources de bruit propulsives ont fait l'objet d'une plus grande attention par rapport à l'intérêt porté aux sources de bruit de cellule, car sur les premiers avions le bruit des moteurs était prédominant. La recherche a alors beaucoup progressé en ce qui concerne le contrôle du bruit des moteurs. Les petits diamètres et grandes vitesses d'échappement des jets des turboréacteurs ont été remplacés par le système des tuyères à double-flux. De plus l'utilisation de matériaux absorbants a permis de réduire le bruit des parties tournantes. Cette réduction importante des niveaux des sources de bruit dues à la propulsion a fait apparaître l'importance des sources non propulsives sur le bruit global de l'avion.

*Meecham (1975)[2]*, *Clark (1971)[3]*, et *Dean (1971)[4]*, entre autres, se sont appuyés sur la théorie de *Curle 1955[5]*, pour expliquer le bruit de cellule d'un avion. Cette théorie stipule que les régions de fluctuations de pression intenses sur des surfaces d'échelle comparable à celle de la turbulence convectée localement, sont des sources de bruit actives. De telles régions sont nombreuses sur un avion, et sont présentes, par exemple, près des trains d'atterrissage, des volets, des becs, des cavités... La détermination de la contribution de chacune de ces sources au niveau sonore rayonné globalement par l'avion est une entreprise ambitieuse. Il faut pouvoir déterminer et isoler les différentes sources du bruit de cellule, savoir quelle est leur importance sur le bruit rayonné globalement par l'avion et ce qui est possible de faire pour les réduire.

Deux études principales, *Munson en 1976 [6]*, et *Shearin, Fratello, Bohn et Burggraf en 1976 [7]*, ont été menées sur des avions à échelle réelle et à échelle réduite pour répondre à ces questions. Ces deux études se sont concentrées sur le cas de l'avion en phase d'approche. Il semble tout à fait normal qu'au décollage, où il est nécessaire d'avoir une forte poussée, les sources de bruit propulsives dominent le bruit global de l'avion. En revanche, à l'atterrissage, les moteurs sont à bas régime et la cellule est dans sa configuration la plus bruyante (trains d'atterrissage déployés, hypersustentateurs pleinement braqués) ce qui se traduit par un bruit de cellule tout aussi important que le bruit des moteurs. *Munson (1976)[6]* fait part d'une augmentation de 3 dB SPL sur le bruit global d'un avion (un DC-10-10) lors de l'extension des volets. Ces 3 dB signifient que par rapport à la configuration lisse de l'aile, l'extension des volets produit un bruit de niveau comparable à celui des moteurs et de la cellule en configuration lisse. *Shearin et al. (1976)[7]* ont mesuré également une augmentation de 2 à 5

dB SPL lorsqu'un volet est défléchi sur une maquette d'un Boeing 747. L'augmentation dépend de la configuration en amont du volet ; c'est à dire si le train d'atterrissage est baissé ou pas et si les becs sont braqués ou non. De façon générale, plus l'intensité de la turbulence incidente sur le volet est grande et plus l'intensité sonore rayonnée est grande. Les résultats de ces études indiquent que, finalement, le système de volet est une source importante de bruit pour l'avion en phase d'atterrissage, et que cette source est comparable en niveau à celle produite par la cellule en configuration lisse et les moteurs à bas régime.

Donc, en dépit des progrès réalisés sur le bruit des turboréacteurs, il existe encore un impact important du bruit sur les communautés environnantes des aéroports. La nuisance sonore provoquée par le bruit de cellule de l'avion est d'autant plus gênante pour la population proche des aéroports qu'en phase d'atterrissage, où les avions passent à relativement basse altitude, cette source de bruit est la plus importante. Il apparaît donc nécessaire d'entreprendre des recherches spécifiques sur le bruit de cellule.

Plusieurs types d'approches ont été développées dans le passé, dans le but de comprendre et prédire (et ultimement de contrôler) le bruit de cellule. Ces études prennent deux voies. La première consiste à considérer l'avion dans sa totalité [15-18]. Cette approche empirique utilise les mesures en vol pour développer des formules basées sur la vitesse et d'autres paramètres caractéristiques de l'avion, tels que le poids, la surface de l'aile, etc.... Les prédictions sont alors utilisées pour estimer le bruit de cellule dans les configurations soit de vol soit d'atterrissage (*Hardin et al. (1975)*[8], *Fink (1976)*[9]).

La seconde voie [11-13] consiste à modéliser l'avion en une série de surfaces aérodynamiques idéalisées. Le bruit de cellule est alors estimé par sommation du bruit de chacune des différentes composantes [10], sous l'hypothèse que les sources sont indépendantes. Cependant, il semble évident que le bruit de cellule n'est pas simplement la somme des différentes sources, mais dépend aussi de la configuration ou de la position de ces composantes les unes par rapport aux autres (*Putnam et al. (1975)*[14]).

Le problème des mesures en vol sur avion entier est de pouvoir isoler correctement les aspects spécifiques d'un élément de la cellule. Des mesures en vol ne fournissent que les niveaux rayonnés globalement par la totalité de l'avion. Pour extraire de ce niveau global la contribution d'une région ou d'un élément précis de la cellule (le volet par exemple) il est nécessaire d'avoir un moyen de mesure qui permet de relier les fluctuations de pression locales au champ lointain. Cette correction peut être fournie, par exemple, par une intercorrélation entre les fluctuations locales avec le bruit en champ lointain (*Miller (1980)*[19], 1982[20]). Les études actuelles ont, elles, le plus souvent recours à une méthode de localisation de sources par antenne de microphones. L'application de cette méthode se fait aussi bien pour des mesures en survol que pour des essais sur maquette en soufflerie [25].

Les expériences récentes (*Meadows et al. (1997)*[21], *Hayes et al. (1997)*[22], *Dobrzynski et al. (1998)*[23], *Davy et Remy (1998)*[24]) ont réaffirmé l'importance de la contribution des systèmes hypersustentateurs au bruit rayonné par la cellule dans la gamme des moyennes à hautes fréquences.

Si les nombreuses études sur le bruit de cellule ont pu montrer l'importance des hypersustentateurs lors des phases d'approche et d'atterrissage, les mécanismes physiques à l'origine de ces sources de bruit ne sont pas encore bien définis. Il est donc nécessaire de mener des études qui permettent de les isoler. C'est dans cette voie que s'orientent les recherches les plus récentes et c'est aussi dans ce but que nous avons entrepris, en collaboration avec l'Aérospatiale, notre étude expérimentale sur une maquette d'aile bidimensionnelle munie d'un bec de bord d'attaque et d'un volet de bord de fuite.

Avant de s'intéresser aux aspects acoustiques, il est important de comprendre le fonctionnement aérodynamique d'un dispositif hypersustentateur. Ainsi, dans le chapitre 1, nous faisons le bilan des différents systèmes hypersustentateurs de bord d'attaque et de bord de fuite, qui sont utilisés dans la pratique ou simplement étudiés, ainsi que de leur

comportement aérodynamique et de leur efficacité. Mais si un dispositif hypersustentateur est utile pour augmenter la portance d'un avion, une fois déployé, il devient très pénalisant d'un point de vue acoustique. On dresse donc un bilan des différentes sources de bruit possibles générées par un hypersustentateur, sources identifiées selon la bibliographie existante.

Pour mieux connaître ces sources, nous avons choisi de faire une étude expérimentale sur des formes simples, qui respectent néanmoins les géométries réelles. Pour cela nous avons mené plusieurs campagnes d'essais dans la soufflerie anéchoïde du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, sur une maquette d'aile, bidimensionnelle, à échelle 1/11, munie d'un bec de bord d'attaque et d'un volet de bord de fuite simple. L'analyse de la première campagne de mesures fait l'objet du chapitre 2. Elle portent sur la maquette bidimensionnelle placée aussi bien en configuration d'atterrissage, que de décollage, ou de vol de croisière. Le recoupement des différents types de mesures (acoustiques et aérodynamiques) permet alors de faire ressortir les sources qui se développent dans notre cas.

Une fois le comportement bidimensionnel caractérisé, on complique la géométrie de la maquette en introduisant, au chapitre 3, des effets tridimensionnels (fentes sur le bec et le volet, demi volet braqué). Par la même occasion, l'influence de l'angle d'incidence est évaluée.

Nos essais, réalisés en soufflerie sur maquette à échelle réduite, permettent de respecter les vitesses de vol mais pas de satisfaire une similitude de Reynolds. Ceci se traduit par un décollement de l'écoulement sur l'extrados du volet en configuration d'atterrissage, qui ne se produit normalement pas dans la réalité. Ainsi, dans le chapitre 4, nous avons cherché à optimiser la position du volet pour corriger cet effet du nombre de Reynolds, sur la base de calculs effectués par l'ONERA [59]. Ceci a fait l'objet d'une nouvelle campagne de mesures sur la maquette en configuration d'atterrissage bidimensionnelle et tridimensionnelle. Il s'avère que le bruit de la maquette est surtout dû à des mécanismes bidimensionnels liés au comportement de cavité au niveau du bec et volet.

Dans les chapitres 2 à 4, nous nous sommes attachés à mettre en évidence le comportement acoustique des différentes configurations de la maquette d'un point de vue expérimental. Dans les deux derniers chapitres nous nous intéressons alors à caractériser ces sources de façon théorique. Pour cela, différents modèles analytiques sont disponibles dans la littérature. Même si ces modèles ont été développés pour des géométries simples relativement éloignées de notre aile, ils sont un premier pas vers la compréhension des mécanismes qui entrent en jeu dans la génération des sources de bruit d'un dispositif hypersustentateur. L'utilisation de tels modèles simples a un intérêt primordial pour un constructeur d'avions qui désire avoir des outils de pré-dimensionnement à court terme, puisque les méthodes basées sur des résultats de CFD ne peuvent pas encore répondre aux besoins des industriels. Dans le chapitre 5, quatre modèles sont décrits, le modèle de bord de fuite de *Howe* (1978)[26], le modèle de bord de fuite avec une fente de *Howe* (1980)[27], le modèle d'aérodynamique instationnaire de *Amiet* (1975)[28], et enfin un modèle original que l'on nomme « modèle du dipôle de bord de fuite ». Ils sont tous les quatre mis en œuvre dans le chapitre 6. On les applique au cas de notre maquette et on effectue une comparaison directe entre les résultats expérimentaux et les calculs.



# Chapitre 1

## L'hypersustentation

### 1. Aérodynamique des hypersustentateurs

Dans le cas d'un profil d'aile simple, une séparation de l'écoulement se produit sur l'extrados quand l'angle d'attaque dépasse une certaine valeur, que l'on appelle angle de décrochage. Ce décollement est dû à un effet de la viscosité. Le coefficient de portance du profil atteint alors un maximum local noté  $C_{l,max}$ . En dessous de cet angle le coefficient de portance croît linéairement en fonction de l'angle d'attaque  $\alpha$ , mais au delà la portance chute. La relation entre le coefficient de portance et l'angle d'attaque, ainsi que les caractéristiques du décollement, dépendent du rapport (épaisseur/corde) du profil, de la forme de l'extrados près du bord d'attaque et du nombre de Reynolds. Les comportements possibles du décollement sont de trois types [30] :

- le décollement de profil mince,
- le décollement de bord d'attaque,
- le décollement de bord de fuite.

Certains profils peuvent changer de comportement au décollement selon la valeur du nombre de Reynolds.

(i) *Décollement de profil mince*

Ce type de décollement se produit pour des profils dont la section a un rapport (épaisseur/corde) plus petit que 6 %, sans cambrure importante, et à des angles d'attaque relativement faibles.

L'écoulement décolle au bord d'attaque, sur l'extrados du profil, et recolte un peu plus loin pour former une bulle de séparation. Quand l'angle d'attaque augmente le point de recollement se déplace vers le bord de fuite du profil et la bulle grossit. Pour un certain angle, finalement, la bulle couvre presque la corde entière du profil et alors le  $C_{l,max}$  est atteint.

(ii) *Décollement de bord d'attaque*

Ce décollement se produit sur des profils dont le rapport (épaisseur/corde) est de l'ordre de 10 à 12 %. Une bulle de séparation se forme toujours sur l'extrados du profil mais elle est plus petite que dans le cas précédent. Quand l'angle d'attaque augmente un peu, la bulle diminue rapidement et éclate tout à coup. Ceci résulte en une chute soudaine de la portance. Le  $C_{l,max}$  est généralement plus élevé que dans les deux autres types de décollement.

(iii) *Décollement de bord de fuite*

Cette fois la séparation de l'écoulement prend naissance au bord de fuite du profil et progresse plus ou moins graduellement vers le bord d'attaque.

Pour une voilure d'avion le coefficient de portance maximum,  $C_{l,max}$ , détermine la vitesse de décrochage de l'avion. On considère l'équilibre, en vol stabilisé, où la portance,  $L$ , doit être égale au poids de l'avion,  $W$ , donc :

$$L = W = \frac{1}{2} \rho_0 V^2 S C_L$$

$$V = \sqrt{\frac{2W}{\rho_0 S C_L}}$$

où  $\rho_0$  est la densité de l'air,  $V$  la vitesse de l'avion,  $S$  sa surface et  $C_L$  sont coefficient de portance. Ainsi on en déduit que la vitesse la plus petite possible, la vitesse de décrochage, sera atteinte quand le coefficient de portance est maximal, c'est à dire :

$$V_{\text{décrochage}} = \sqrt{\frac{2W}{\rho_0 S C_{l,max}}}$$

On se rend alors compte de l'énorme intérêt qu'il y a à augmenter la valeur du  $C_{l,max}$  d'un profil. Un  $C_{l,max}$  élevé permet de réduire la vitesse d'atterrissage des avions, ou bien, à vitesse d'atterrissage constante, d'adopter une surface alaire plus faible et, par suite, de diminuer la puissance nécessaire pour le vol à une vitesse donnée. Il permet encore, à égalité de vitesse d'atterrissage et de surface, d'emporter une charge plus importante.

Or, pour un profil à nombre de Reynolds donné, la valeur du  $C_{l,max}$  est fonction de la forme du profil. Donc une fois cette dernière fixée, ainsi que le nombre de Reynolds, le comportement du profil est imposé. Pour augmenter le  $C_{l,max}$  il faut donc modifier la géométrie, ce qui est le rôle des dispositifs hypersustentateurs, c'est à dire les becs de bord d'attaque et/ou les volets de bord de fuite.

D'une manière générale, ces procédés mis en œuvre pour augmenter le  $C_{l,max}$  d'un profil utilisent les effets de courbure de la ligne moyenne du profil, de variation de surface, et le contrôle de la couche limite. On peut distinguer les dispositifs hypersustentateurs qui intéressent le profil tout entier et ceux qui sont localisés soit au bord d'attaque, soit au bord de fuite. Ces deux derniers sont en général conjugués.

Du point de vue technique, le choix d'un dispositif hypersustentateur pose certains problèmes. Ainsi, à l'incidence du vol de vitesse maximum, le coefficient de traînée,  $C_x$ , de l'aile ne doit pas être accru par l'introduction du dispositif hypersustentateur ; pour cette raison on prend comme repère le  $C_{x,min}$  de l'aile et on caractérise le plus souvent le dispositif par son  $C_{l,max}$  et par le rapport  $C_{l,max}/C_{x,min}$ . Il faut aussi tenir compte de la variation du moment de tangage lorsque les hypersustentateurs sont braqués. Celle-ci intervient dans l'équilibre de l'avion et dans la sustentation globale qu'on peut finalement obtenir. Enfin, il faut penser à la complication mécanique et à l'augmentation du poids de construction.

### 1.1. Suppression de l'effet de viscosité

Tout d'abord, mentionnons un système dont le fonctionnement est différent des autres dispositifs hypersustentateurs énumérés dans les paragraphes suivants. L'idée ici est de supprimer l'effet de la viscosité en annulant la vitesse relative du fluide par rapport à la paroi. Le frottement, qui est en fait la cause de la couche limite, est éliminé, ainsi que le décollement. De bons résultats ont été obtenus sur une aile dont la paroi de bord d'attaque et d'extrados est constituée par une courroie mobile. Le principe de la paroi mobile a été

appliqué au volet de courbure d'une aile (cf paragraphe suivant). La paroi en question peut simplement se réduire à un cylindre mis en rotation au bord d'attaque du volet.

## 1.2. Dispositifs hypersustentateurs de bord de fuite

Le dispositif le plus simple est le volet de bord de fuite. L'idée consiste à défléchir une portion du bord de fuite du profil. Quand le volet est braqué, le coefficient de portance est augmenté car on a alors une augmentation effective de la cambrure du profil.

La théorie des profils minces montre que l'angle d'attaque pour lequel la portance est nulle,  $\alpha_{L=0}$ , est fonction de la cambrure du profil.  $\alpha_{L=0}$  se décale vers des valeurs négatives quand la cambrure augmente. Ceci revient à un décalage de l'origine de la polaire (figure 1). La courbe du profil de référence (sans déflexion du volet) passe par l'origine, c'est à dire le point ( $\alpha = 0, C_L = 0$ ), si le profil est symétrique (ce qui est le cas sur la figure 1). Quand le volet est défléchi, cette courbe se translate vers la gauche car  $\alpha_{L=0}$  devient négatif. La figure, tracée pour un angle de déflexion du volet  $\delta = +10^\circ$ , montre que pour un angle d'attaque donné, le coefficient de portance est augmenté d'une certaine valeur  $\Delta C_L$ . On remarque également que la valeur du  $C_{L,max}$  est augmentée, mais que l'angle d'attaque pour lequel cette valeur est atteinte est légèrement plus faible.

Nous proposons dans ce qui suit de faire un inventaire des différents dispositifs de bord de fuite [29-31] :

### a) Volet de courbure

Ce type de volet est une simple articulation au bord de fuite et occupe une fraction de la profondeur de l'aile de 20 à 30 % (figure 2.a). Le braquage crée une dépression sur l'extrados du volet, qui accroît les dépressions sur l'extrados de l'aile ; les surpressions sur l'intrados sont aussi augmentées, principalement sur la seconde moitié du profil. L'écoulement décolle facilement sur l'extrados. La portance maximum atteinte avec ce type de volet n'est pas spectaculaire, la traînée est élevée à cause de la séparation et le sillage n'est pas forcément stable. Le volet de courbure simple n'est donc plus utilisé. Cependant, si par contrôle de la couche limite on peut éliminer la séparation, les performances sont alors améliorées (figure 2.b).

### b) Volet d'intrados

Dans cette option, l'extrados de l'aile est inchangée, le volet déforme seulement l'intrados (figure 2.c). Ce type de volet a été utilisé pendant plusieurs années, notamment sur les avions de combats. Sa structure est simple et ses performances sont très bonnes pour la portance. L'augmentation de traînée en relation avec l'espace « mort » derrière le volet est tolérable, voire même désirable pour la phase d'atterrissage. Le braquage du volet retarde le décollement par effet de courbure. En revanche, le sillage de ce type de volet est susceptible d'engendrer des vibrations sur les empennages de l'avion.

En reculant le volet simultanément au braquage, on accroît encore le  $C_{L,max}$  par effet de variation de la surface. Ce type de volet s'appelle « volet Zap », du nom de son inventeur E.F. Zap (figure 2.d).

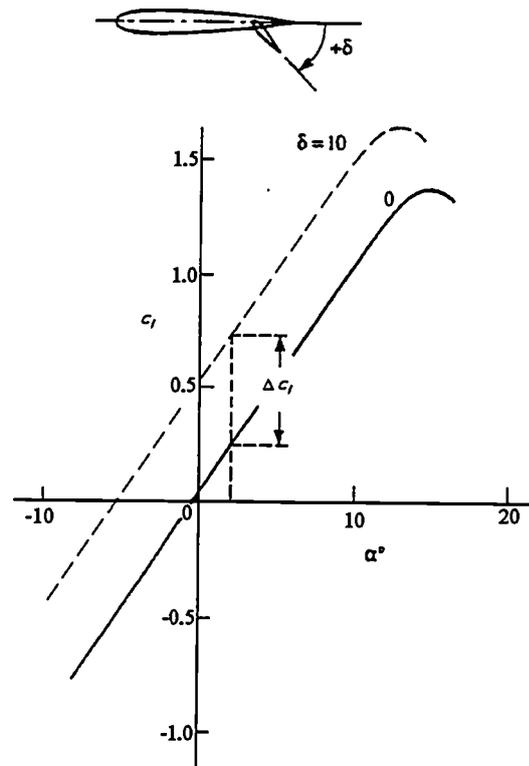


figure 1 : Effet de la déflexion du volet sur le coefficient de portance [30].

### c) Volet à fente

Ici, une fente est ménagée entre le profil et le volet, dès que l'on braque celui-ci (figure 2.e). La fente doit être très bien tracée. Elle doit être convergente pour accélérer le flux et avoir une direction telle que l'écoulement ne décolle pas sur le volet. A l'absence de décollement est liée la dépression sur le volet et donc également la vitesse à la sortie de la fente, puisque cette vitesse est déterminée principalement par la différence de pression entre intrados et extrados. Une fente trop étroite freine l'écoulement par viscosité, une fente trop large peut diminuer la dépression d'extrados du volet. Il existe donc une largeur optimale. Pour obtenir le meilleur fonctionnement à n'importe quel braquage, il est nécessaire d'adjoindre un dispositif cinématique tel que le volet puisse être translaté et pivoté à la fois. Cette solution est adoptée maintenant sur presque tous les avions modernes. Le volet à fente simple a été développé par Handley Page. Il permet de retarder la séparation jusqu'à un angle de déflexion de  $45^\circ$ . La portance est accrue et la traînée réduite.

Un dérivé du volet à fente simple, appelé volet « externe », fonctionne comme un volet à fente mais avec une entrée très longue et très plate (figure 2.f).

On peut aussi remplacer, voire augmenter, le jet d'air provenant de la fente par un soufflage juste au dessus du volet défléchi (figure 2.g).

Enfin, la forme et l'écoulement dans la fente sont améliorés quand on étend la lèvre supérieure de l'aile (bord de fuite de la partie principale) et qu'on translate le volet en conséquence (figure 2h).

### d) Volet Fowler

Le volet Fowler (d'après H.D. Fowler) consiste en une aile auxiliaire qui vient se loger sous l'extrados de l'aile principale (figure 2.i). Elle est reculée en même temps qu'elle est braquée. On combine ainsi les effets de courbure, de fente et de variation de surface.

e) *Ailes a volets multiples*

Sur certains volets à fente, le décollement se produit sur le volet plutôt que sur l'aile. Pour éviter ce phénomène, nuisible à l'obtention d'un  $C_{l,max}$  élevé, les dispositifs hypersustentateurs à volets multiples ont été introduits (figure 2.j). Dans ce type de systèmes le volet est lui même hypersustenté. Il comporte par exemple [29] :

- a) une fente (volet double du NACA) (figure 3.a)
- b) un Fowler (volet double Bréguet, Gourdou...) (figure 3.b)
- c) une fente de bord d'attaque (volets Lemoigne à déflecteur) (figure 3.c)
- d) un petit volet d'intrados (Girerd) (figure 3.d)

Dans tous les cas un gain est obtenu, mais il faut aussi tenir compte de l'augmentation du poids et de la complication mécanique.

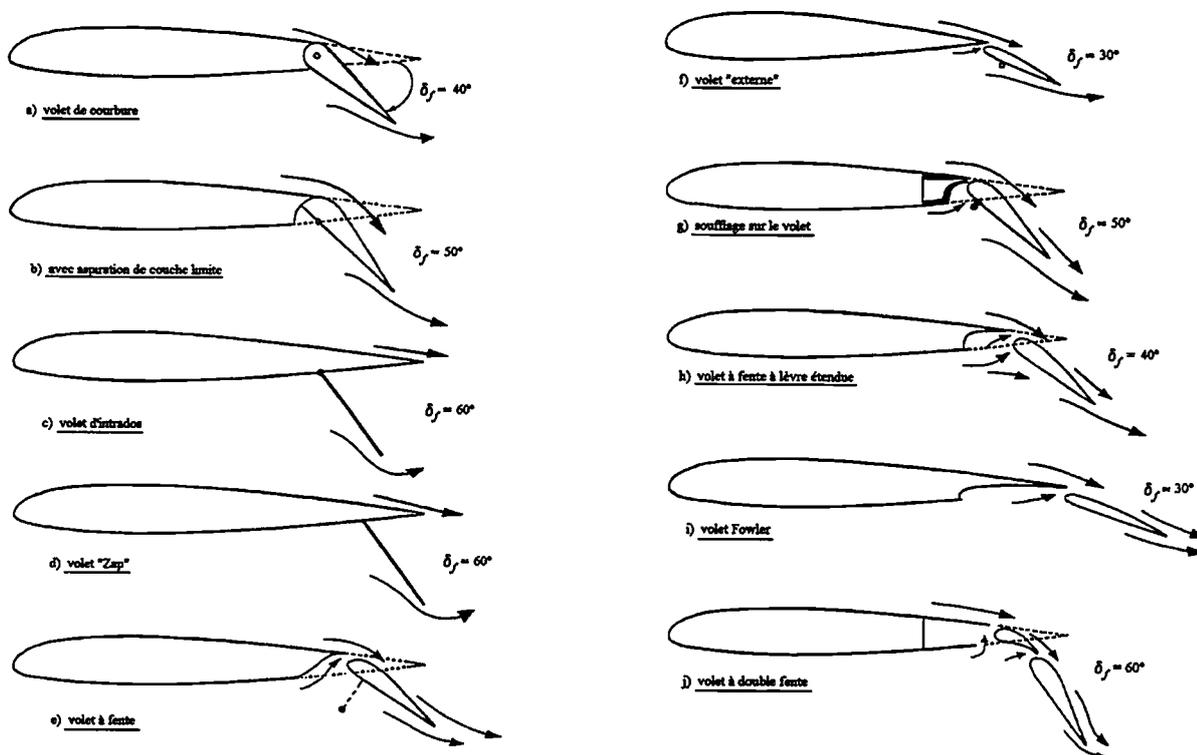


figure 2 : Principaux types de volets de bord de fuite. L'angle de déflexion indiqué est celui utilisé en phase d'atterrissage [31].

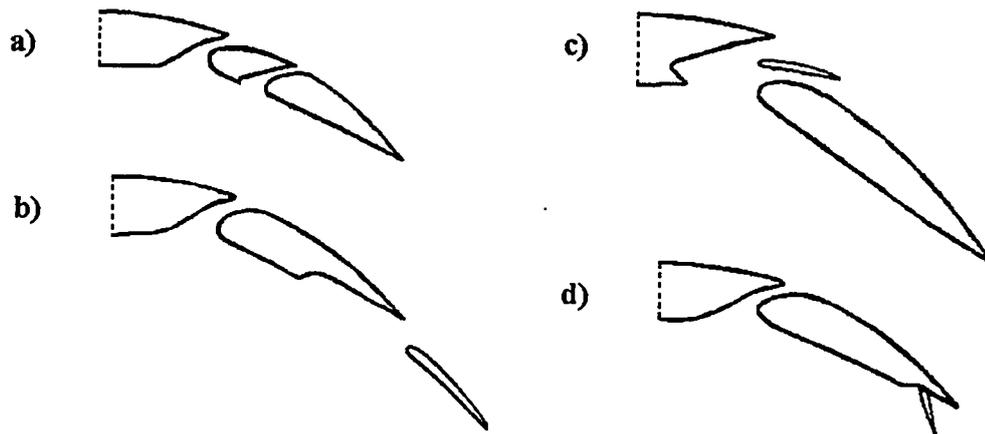


figure 3 :Différents types de volets multiples [29].

### 1.3. Dispositifs hypersustentateurs de bord d'attaque

La portance d'une aile est limitée par la séparation de l'écoulement au bord d'attaque. Les moyens de prévenir ou de retarder cette séparation sont l'utilisation de fentes ou de becs de bord d'attaque, la courbure ou déflexion du nez du profil, ou encore le contrôle de la couche limite. Tous les systèmes de bord d'attaque qui permettent d'augmenter la portance maximale fonctionnent sur le principe de l'augmentation de l'angle d'attaque auquel va se produire le décrochage. Ils contrôlent ainsi la séparation, alors que la portance est, elle, plutôt contrôlée par la position du bord de fuite.

Les trois systèmes de bord d'attaque le plus souvent utilisés sont :

- les fentes fixes près du bord d'attaque de l'aile,
- les profils auxiliaires situés en avant et au dessus du bord d'attaque de l'aile,
- les becs mobiles qui sont rétractables.

Il s'agit à chaque fois de contrôler la couche limite en injectant de la quantité de mouvement, par la fente. Quelque soit la couche limite formée sur la surface supérieure d'un bec, elle est alors transportée vers l'aval comme une feuille mince entre l'écoulement extérieur et le jet sortant de la fente. Ainsi l'épaisseur de la couche limite se développant le long de l'extrados du profil est réduite par la présence d'une fente ou d'un bec.

Dans le cas d'un bec de bord d'attaque, en plus de l'écoulement principal sur le profil, un écoulement secondaire s'établit à travers la fente entre le bec et le bord d'attaque du profil. Cet écoulement secondaire de l'intrados vers l'extrados modifie la distribution de pression sur l'extrados. Le gradient de pression défavorable qui existe normalement sur l'extrados est alors compensé par cet écoulement secondaire, ce qui retarde le décollement. Un bec permet donc d'augmenter l'angle d'attaque et par conséquent de produire un  $C_{l,max}$  plus élevé.

Il faut bien remarquer que la fonction du bec est différente de celle du volet de bord de fuite. Il n'y a pas ici de changement dans l'angle  $\alpha_{L=0}$ , la courbe de portance est simplement étendue vers un angle de décrochage plus élevé, avec l'augmentation du  $C_{l,max}$  qui s'ensuit (figure 4).

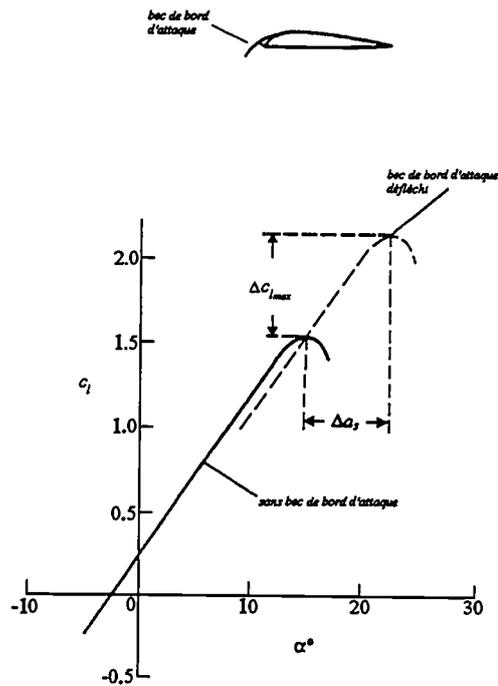


figure 4 : Effet du bec de bord d'attaque sur le coefficient de portance [30].

Les différents dispositifs de bord d'attaque testés, et pour certains utilisés dans la pratique, sont les suivants :

#### a) Fentes fixes

Vers 1930, pendant la période du développement des avions, des efforts importants ont été faits pour éviter ou simplement réduire les complications de structure des becs mobiles. Une fente fixe peut être obtenue simplement en formant un passage à travers le nez du profil. Avec une fente fixe la portance de l'aile continue à augmenter au delà de l'angle d'attaque auquel l'aile simple décroche. On peut combiner cet effet avec d'autres fentes placées le long de la corde, jusqu'à former une sorte de cascade d'aubes (figure 5.a). Les coefficients de portance obtenus ainsi sont relativement élevés, mais à cause de la fragilité de la structure et de la mauvaise performance aux faibles coefficients de portance en vol à grande vitesse, de telles configurations ne sont pas utilisées dans la pratique.

#### b) Profils auxiliaires

Une façon d'éviter les complications des mécanismes du bec est de placer dans une position fixe un profil auxiliaire, à faible traînée, en avant et au dessus du bord d'attaque de l'aile (figure 5.b). Pour obtenir une portance maximale, la position du profil auxiliaire doit être la même que celle d'un bec, mais la traînée devient alors très élevée aux faibles coefficients de portance. Donc pour le choix de la position optimale d'un profil auxiliaire, il faut à la fois chercher à obtenir la portance la plus élevée possible aux grands angles d'attaque et en même temps la traînée la plus faible possible pour les coefficients de portance les plus bas.

c) *Bec de « Maxwell »*

C'est un mécanisme simple de bec où les parties mobiles opèrent simplement par rotation autour d'axes fixes (figure 5.c). Pour fermer la fente, le bec est tourné jusqu'à ce qu'il touche le côté supérieur de l'aile et une plaque vient couvrir l'ouverture restante sur le côté inférieur. Les tests en soufflerie montrent que cette configuration est efficace en ce qui concerne la portance, et fonctionne bien tant qu'on s'intéresse à la traînée des petits coefficients de portance. Il y a cependant deux raisons pour ne pas utiliser ce type de système : d'une part, la rotation seule ne permet pas d'atteindre la position optimale du bec et, d'autre part, du point de vue mécanique, ce système est tout aussi compliqué qu'un bec réellement rétractable.

d) *Les becs de bord d'attaque rétractables*

On a vu plus haut que des profils auxiliaires fixes ne permettent pas toujours d'obtenir un bon compromis entre portance et traînée. On a alors recours à des profils auxiliaires mobiles, qui s'étendent en avant du bord d'attaque de l'aile pour aider l'écoulement, aux coefficients de portance les plus hauts, à contourner ce bord (figure 5.d). Aux coefficients de portance les plus bas (c'est à dire pour les grandes vitesses de vol de l'avion) les becs ne sont pas nécessaires et sont rétractés pour former une aile lisse. En fait, la traînée d'un bec braqué est prohibitive dans le domaine des coefficients de portance moyens à faibles. Si on laisse le bec en position braqué lors du vol de croisière, alors un décollement se produit du côté de l'intrados de l'aile, et par conséquent le coefficient de traînée obtenu est 10 fois supérieur à celui d'une aile lisse. Donc pour qu'un avion ait de bonnes performances aussi bien en vol qu'à l'atterrissage, il est nécessaire d'avoir des becs rétractables. La position d'un bec par rapport au profil initial est définie par :

- l'extension en avant du bord d'attaque
- la descente vers le bas
- la taille de la fente entre le bord de fuite du bec et le bord d'attaque de l'aile
- la rotation ou déflexion vers le bas.

e) *Volet de bord d'attaque*

Dans ce dispositif, un volet déplié de sous le bord d'attaque à l'intrados (volet de type Krüger, figure 5.e), ou sorti de l'intérieur du profil (volet de type Betz, figure 5.f), prolonge l'extrados du profil. Le point d'arrêt est localisé à la pointe du volet sur un bourrelet B dont le tracé doit être particulièrement étudié. Les volets de bord d'attaque sont peu utilisés car ils posent des problèmes délicats de construction.

Les systèmes hypersustentateurs utilisés sur les avions modernes sont très souvent des combinaisons de becs de bord d'attaque rétractables et de volets de bord de fuite, ces derniers étant pour la plupart composés de plusieurs éléments. Dans de tels systèmes, même si l'écoulement principal sur l'extrados de l'aile est en partie séparé, l'écoulement local à travers les fentes d'un volet à plusieurs éléments est localement attaché à l'extrados du volet, et grâce à cet écoulement localement attaché le coefficient de portance est encore plus élevé.

En marge des fonctionnements bidimensionnels susdécrits, les systèmes hypersustentateurs utilisés sur les avions sont tridimensionnels, limités en envergure, interrompus par le fuselage, et perturbés par les nacelles... Cependant, l'étude des caractéristiques de l'écoulement bidimensionnel est la base pour ensuite avoir une bonne compréhension des configurations plus compliquées.

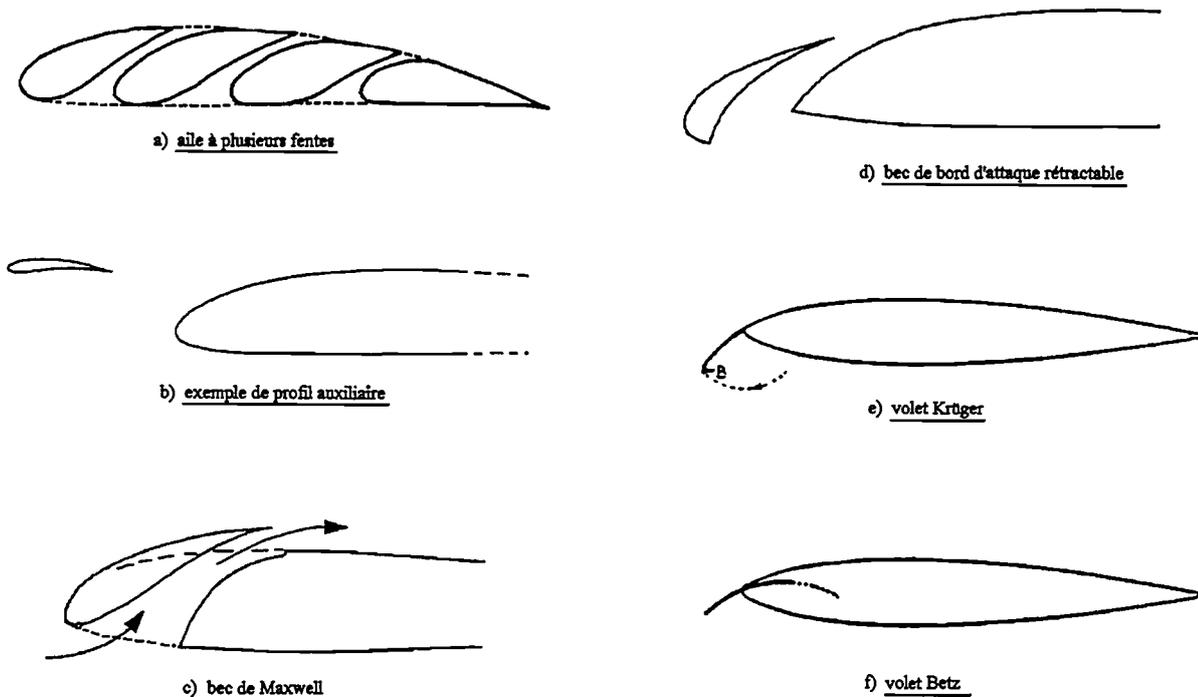


figure 5 : Dispositifs hypersustentateurs de bord d'attaque.

## 2. Les sources acoustiques d'un dispositif hypersustentateur

Les systèmes hypersustentateurs sont conçus pour améliorer la portance d'une aile lors de l'atterrissage et du décollage. Très efficaces aérodynamiquement, ils sont bien souvent pénalisants d'un point de vue acoustique. En effet, les irrégularités de forme introduites par le déploiement des hypersustentateurs engendrent des écoulements instationnaires qui sont susceptibles d'être à l'origine de sources de bruit.

En 1991, *Crighton* [32] fait état des recherches menées sur le bruit de cellule. Il ressort de ce bilan que le bruit des dispositifs hypersustentateurs est une contribution importante au bruit global de cellule, et qui est au moins tout aussi efficace que le bruit des trains d'atterrissage. Les sources identifiées sont : les bords de fuites, les bords latéraux des volets de bord de fuite, et les becs de bord d'attaque. Ce sont ces trois types de sources qui ont fait et font encore l'objet des études sur le bruit des hypersustentateurs.

Le bruit de bord de fuite est le plus étudié d'un point de vue historique. Une revue bibliographique et une approche théorique relativement complète ont été faites par *M.S. Howe* en 1978 [26]. *Brooks et Hodgson* (1981)[33] furent les premiers à appliquer cette théorie à un profil symétrique de la série NACA, et à montrer que le bruit de bord de fuite peut être relativement bien prédit à partir d'une statistique des pressions en paroi mesurées au voisinage du bord de fuite. Le modèle de *Howe* semble devoir donner une estimation raisonnable dans le cas de l'aile en configuration de vol de croisière, c'est à dire en configuration lisse. Le bruit de bord de fuite peut aussi très bien s'appliquer, en principe, au bord de fuite du volet. C'est ce que nous tenterons de faire pour avoir une idée de la contribution de cette source au bruit rayonné globalement par la maquette. C'est pour cette raison que nous avons instrumenté la maquette au bord de fuite du volet. Le bord de fuite de la partie principale de l'aile est également une source potentielle du même type, bien qu'il ne s'agisse pas d'un bord de fuite libre. Elle a tout récemment fait l'objet d'une application pour un modèle de prédiction numérique (*Manoha et al*, (1999)[34]).

En configuration d'atterrissage, les niveaux de bruit sont beaucoup plus élevés qu'en configuration lisse. Or il a été observé que les caractéristiques de pression en paroi ne sont pas vraiment différentes lorsque le volet est faiblement défléchi. L'augmentation du bruit doit donc provenir d'autres sources, comme l'écoulement tridimensionnel autour des bords latéraux du volet ou l'écoulement de la fente au dessus du bord d'attaque du volet.

Les systèmes hypersustentateurs sont tridimensionnels, les volets n'occupant pas toute l'envergure de l'aile. Ainsi lorsqu'un volet est défléchi, les bords latéraux (section d'extrémité) deviennent apparents et un écoulement tridimensionnel se forme autour de ces bords. Sur certains avions, la source de bruit associée est jugée dominante dans la gamme des moyennes à hautes fréquences (fréquences entre 500 Hz et quelques kHz). L'idée que le bord de volet soit une source intense du bruit de cellule est apparue avec des études telles que celle de *Fink & Sclinker* (1979)[12], *Ahtye, Miller et Meecham* (1979)[35], *Kendall et Ahtye* (1980)[36], *Kendall* (1978)[37], et *Miller* (1980)[19]. Deux modèles analytiques ont été développés pour représenter le bruit de bord de volet, l'un par *Hardin* en 1980 [38], et l'autre par *Howe* en 1982 [39]. Ces modèles apportent les premiers éléments à la compréhension des écoulements et des mécanismes acoustiques qui s'établissent sur les bords latéraux d'un volet. Mais plus récemment d'autres études, aussi bien expérimentales que numériques, ont été entreprises pour mieux comprendre et visualiser ce qui se passe autour d'un bord de volet. L'une des caractéristiques de l'écoulement autour du bord du volet, est la formation de deux tourbillons qui prennent naissance sur les arrêtes de la section du bord d'attaque du volet. Un peu plus en aval, ils s'apparient pour former le tourbillon marginal proprement dit. Cette structure de double vortex a été observée et étudiée de façon détaillée [40-49]. La formation de cette structure vient simplement de la séparation de l'écoulement transversal, due à la différence de charge entre l'extrados et l'intrados du volet. L'écoulement sur les bords latéraux du volet est instationnaire et fortement instable ainsi de fortes de fluctuations sont générées et celles ci peuvent se propager en champ lointain sous forme d'ondes acoustiques.

Des mesures par antenne de microphones ou d'autres techniques de localisation de sources [25] ont montré que le bruit du bec est très important lorsque ce dernier est fortement défléchi et faiblement chargé. Plusieurs mécanismes peuvent y être associés. Les simulations numériques et le nombre de Strouhal déterminé à partir de mesures acoustiques [50-52] suggèrent qu'un échappement tourbillonnaire de von Kármán se produit au bord de fuite du bec. Les instationnarités de l'écoulement résultantes produisent des ondes propagatives de grande amplitude. C'est donc une source de bruit importante. Le sifflement correspondant est défini par un nombre de Strouhal de 0,2 basé sur l'épaisseur du bord de fuite du bec et la vitesse dans la fente entre le bec et l'aile. L'épaisseur du bord de fuite du bec est très mince, les fréquences associées à ce phénomène appartiennent donc au domaine des très hautes fréquences. Dans le cas de notre maquette, où l'épaisseur du bord de fuite du bec est de 0,4 mm, le sifflement doit être situé vers les 40 kHz, donc en dehors de notre domaine d'étude qui va jusqu'à 25,6 kHz. En revanche, à échelle réelle, il se situe dans la gamme de forte sensibilité de l'oreille.

Les mesures et les calculs mettent également en lumière la présence d'une oscillation basse fréquence en plus de celle représentative de l'échappement tourbillonnaire haute fréquence du bord de fuite du bec. Cette oscillation basse fréquence confirme l'idée que la couche de cisaillement qui prend naissance à la lèvre inférieure du bec, est une autre source d'instationnarités de l'écoulement (sous forme d'instabilités de Kelvin-Helmholtz) et donc une source de bruit possible. Cette source de bruit, qui n'avait jusqu'à présent jamais été identifiée, est clairement mise en évidence dans nos résultats, non seulement pour le bec, mais aussi pour la partie arrière de l'aile (vers les 3 kHz).

En fait, lorsque le bec de bord d'attaque et le volet de bord de fuite sont déployés les séparations ménagées forment des cavités à l'avant et à l'arrière de l'aile. Ces cavités sont de forme courbe et possèdent une ouverture qui permet le passage de l'écoulement de l'intrados vers l'extrados du profil. Bien que de géométrie différente, elles sont sans doute le lieu de

sources acoustiques identiques à celles qui se développent sur une cavité rectangulaire peu profonde soumise à un écoulement rasant. Dans ce type de configurations, les phénomènes de résonance et de bouclage aéroacoustique font apparaître des pics sur les spectres acoustiques. Il n'existe pas de modèle analytique qui puisse prédire les niveaux de ces mécanismes de bruit de cavité. Par contre, des expressions semi-empiriques disponibles dans la littérature prédissent les fréquences émises (*Block (1976)[53]*), moyennant une identification préalable des échelles caractéristiques. Bien que la couche de cisaillement qui se développe sur l'ouverture de ces cavités ait été clairement définie, aucune étude, même récente, ne semble faire le lien entre ces géométries particulières de l'aile et des cavités plus courantes. Néanmoins, le comportement de cavité sera le point central de notre interprétation. Il est à noter qu'il s'agit ici de cavités étendues dans le sens perpendiculaire à l'écoulement ; le terme de cavité est donc employé dans un contexte bidimensionnel. Sur certains appareils, notamment avec une faible flèche de la voilure au bord de fuite, un sifflement à basse fréquence s'entend lors du déploiement des volets. L'excitation d'un mode de cavité pourrait en être à l'origine.



## Chapitre 2

### Mesures sur maquettes bidimensionnelles

#### 1. Description des essais

Cette première partie est dédiée à la description de l'expérience et à la définition du protocole de mesure. L'analyse des résultats fait l'objet de la seconde partie de ce chapitre.

##### 1.1. Installation

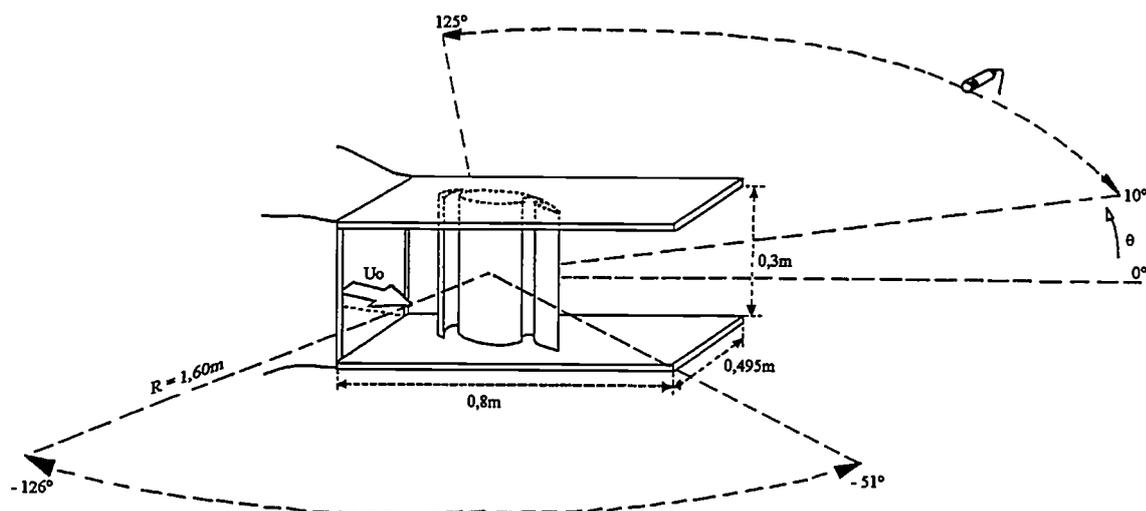


figure 1 : Installation expérimentale.

Pour étudier le bruit de dispositifs hypersustentateurs, on place une maquette d'aile hypersustentée dans la zone à potentiel d'un jet de soufflerie. La maquette est maintenue entre deux plaques horizontales (0,4 m x 0,8 m), montées en sortie d'un convergent de 0,3 m de haut par 0,4 m de large (figure 1).

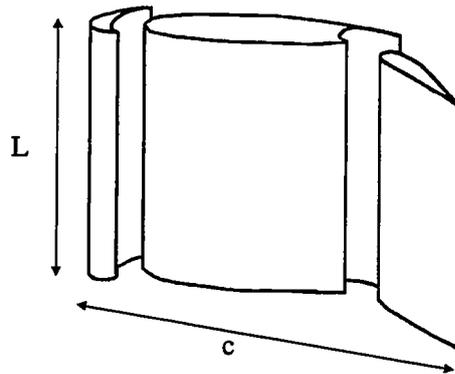


figure 2 : Maquette bidimensionnelle.

La maquette utilisée est bidimensionnelle, c'est-à-dire que la section est constante selon l'envergure. La forme de cette section est représentative de l'aile d'un Airbus A320. La maquette est réalisée à l'échelle 1/11. Elle possède une corde de 30 cm et une envergure de 30 cm (figure 2). Elle est composée de trois parties indépendantes : le bec de bord d'attaque, la partie principale de l'aile et le volet de bord de fuite. La position de la maquette par rapport à l'installation expérimentale est expliquée en annexe 4.

La maquette peut être positionnée dans trois configurations de vol différentes :

- l'atterrissage; le bec et le volet sont respectivement braqués de  $26^\circ$  et  $39^\circ$ , notés  $26^\circ/39^\circ$  (figure 2.c, annexe 4).
- le décollage; braquage  $17^\circ/10^\circ$  (figure 2.b, annexe 4).
- le vol de croisière; configuration lisse (figure 2.a, annexe 4).

La configuration d'atterrissage est la plus importante dans notre étude car la plus bruyante. Cependant, les deux autres configurations ont été explorées avec le même soin, puisqu'elles permettent de faire des comparaisons et d'évaluer l'influence du braquage des volets sur le bruit engendré.

Chacune des trois configurations a été testée pour 6 vitesses d'écoulement :

$$U_0 = 50, 60, 70, 80, 90 \text{ et } 100 \text{ m/s.}$$

Le réglage de la soufflerie se fait par un potentiomètre et la vitesse de l'écoulement est mesurée en sortie de buse à l'aide d'un micromanomètre Furness FC012.

Le domaine d'expérimentation correspond donc à des nombres de Mach variant de 0,15 à 0,3 et à des nombres de Reynolds (basés sur la corde de l'aile) variant de  $10^6$  à  $2 \cdot 10^6$ .

## 1.2. Mesures effectuées

### 1.2.1. Champ lointain acoustique

Le bruit en champ lointain acoustique est mesuré à l'aide d'un microphone Bruël & Kjaer 1/2 pouce, fixé sur un bras tournant à 1,60 m du centre de la maquette (figure 1). Le champ lointain est ici défini au sens où la distance est suffisante par rapport à la longueur d'onde,  $\lambda$ , avec pour critère :  $2\pi R \gg \lambda$ . Avec ce système on peut faire des mesures de directivité, à rayon constant, tout autour de la maquette. Le domaine de mesure est situé entre

$-51^\circ$  et  $-126^\circ$  du côté de l'intrados, avec une mesure tous les  $3^\circ$ , et entre  $10^\circ$  et  $125^\circ$  du côté extrados, avec une mesure tous les  $5^\circ$ . La référence d'angle (angle  $0^\circ$ ) correspond à la direction de l'écoulement. Les angles de mesure sont limités, d'une part, en aval par le jet (on ne fait pas de mesure dans le jet) et, d'autre part, en amont par la buse. Pour chaque position du microphone on enregistre la densité spectrale de puissance. Par la suite, nous utiliserons la dénomination « spectre » au lieu de densité spectrale. Le microphone est directement relié à un analyseur HP 3567A, qui comporte 12 modules monovoie permettant l'acquisition de signaux jusqu'à 102,4 kHz. Dans le cadre de notre étude seule une analyse jusqu'à 25,6 kHz est justifiée, cette valeur étant fixée par la limite de réponse des sondes en paroi. L'acquisition des spectres se fait sur 200 moyennes, avec une résolution de 1600 lignes, ce qui donne des spectres en bande fine avec un intervalle,  $\Delta f$ , de 16 Hz. Les signaux sont enregistrés et stockés pour pouvoir être traités ultérieurement. Par la suite, en faisant une intégration sur les spectres on en déduit des diagrammes de directivité. Les spectres sont tracés en niveau de pression sonore (décibels linéaires), en prenant comme pression de référence  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa.

## 1.2.2. Pression en paroi

### 1.2.2.1. Moyen de mesure

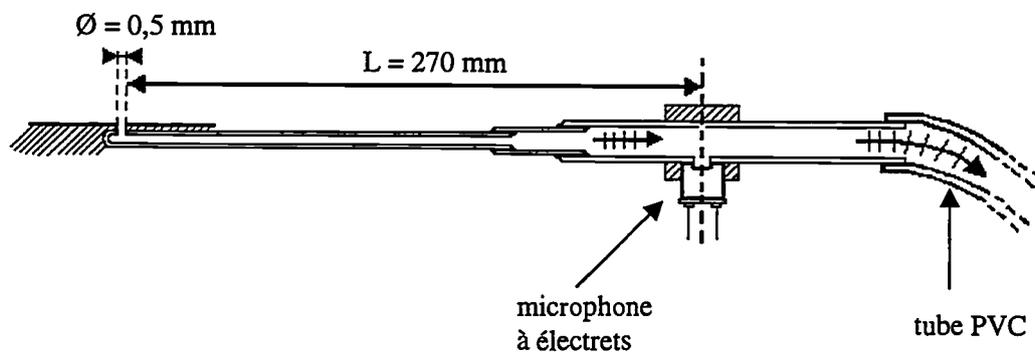


figure 3 : Sonde à microphone déporté.

Les fluctuations de pression en surface de la maquette sont mesurées par des sondes de très petite taille (figure 3), spécialement conçues pour cette étude, de façon à pouvoir explorer le champ de pression près des bords de fuite, qui sont très minces. Des tubes capillaires avec une ouverture de 0,5 mm de diamètre sont introduits juste sous la surface de la maquette et connectés à des microphones déportés. Plus précisément, chaque tube est parallèle à l'envergure et la partie en dehors du corps de la maquette est progressivement élargie pour pouvoir recevoir en paroi un microphone électret. Afin d'éliminer les réflexions au bout de la sonde, on la prolonge par 2 mètres de tube souple en PVC ; ce tube est bouché à son extrémité pour éviter un écoulement moyen dans la sonde.

À cause de l'atténuation due à la viscosité et des réflexions aux discontinuités de section, les mesures sont corrigées pour prendre en compte la fonction de réponse de la sonde (les détails sont donnés en annexe 1).

Grâce à ce procédé on peut mesurer soit la pression statique moyenne, soit la pression instationnaire en surface de la maquette. Les sondes sont reliées, grâce au tube en PVC, à un micromanomètre qui donne une valeur,  $\Delta h$ , en millimètres d'eau. Ainsi, avec toutes les sondes, on a accès au coefficient de pression,  $C_p$ , le long de la corde du profil :

$$C_p = \frac{\Delta p}{1/2 \rho_{\text{air}} U_0^2} : \text{coefficient de pression}$$

$\Delta p = p - p_{\text{am}} = \rho_{\text{eau}} g \Delta h$  étant la pression relative, et avec  $\rho_{\text{eau}} = 10^3 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{\text{air}} = 1,29 \text{ kg/m}^3$  et  $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$ .

Plus précisément les sondes (munies de microphones déportés) permettent de mesurer des spectres, interspectres, cohérences, en différents points de la maquette. L'analyseur traitant 12 voies simultanément, il est possible de faire des cohérences entre les différents capteurs de paroi, et entre les capteurs de paroi et un microphone de champ lointain. Ces mesures établissent des liens de cause à effet entre les sources sur la maquette et le bruit en champ lointain. La fonction de cohérence et l'estimation de l'erreur sur la mesure de cohérence sont rappelées en annexe 2.

### 1.2.2.2. Répartition des capteurs

La maquette bidimensionnelle est instrumentée par 40 prises de pression au total, dont 24 sont des sondes à microphone déporté (figure 4). Au bord d'attaque de la partie principale de l'aile, et au bord de fuite du volet, deux séries de 4 sondes sont distribuées transversalement, pour permettre l'étude de la corrélation transversale du champ de pression (figure 5).

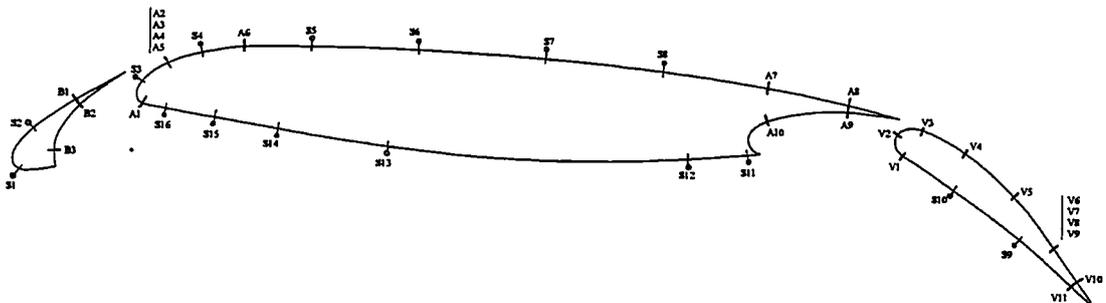


figure 4 : Répartition des prises de pression, Si : sondes de pression moyenne, Ai, Bi, Vi : sondes de pression instationnaire, respectivement pour l'aile, le bec et le volet.

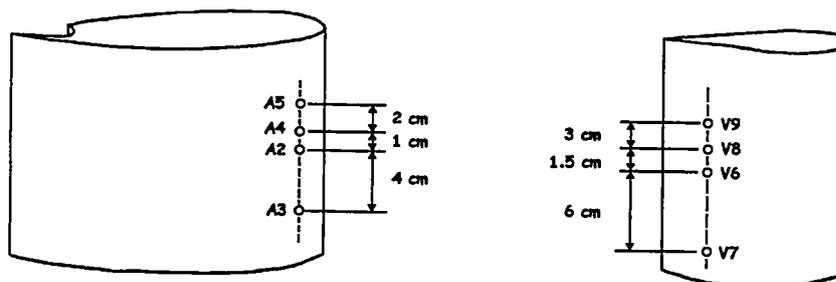


figure 5 : Répartition transversale des prises de pression. figure de gauche : partie principale de l'aile, figure de droite : volet de bord de fuite.

### 1.2.3 Mesures de vitesse

Les mesures, décrites ci-dessus, ont fait l'objet d'une première campagne d'essais. La détermination du champ acoustique et de la pression en surface du profil a permis de définir le comportement aéroacoustique du profil hypersustenté. Pour compléter et affiner ces résultats, une seconde campagne de mesures s'est intéressée au caractère purement aérodynamique des phénomènes. Le champ de vitesse moyenne autour de la maquette, les valeurs efficaces des fluctuations de vitesse ainsi que les spectres de vitesse, constituent l'ensemble des mesures de cette seconde série d'expériences.

#### 1.2.3.1. Sonde à films chauds croisés

La détermination du champ de vitesse autour du profil nécessite la connaissance du module et de la direction de la vitesse locale. Il faut donc mesurer les deux composantes de la vitesse,  $U$  et  $V$ , qui sont respectivement les composantes suivant l'axe des  $x$  et l'axe des  $y$ , où le repère  $(x,y)$  définit le « repère veine » (figure 6). Pour avoir ces deux composantes nous avons utilisé une sonde à films doubles (figure 1, annexe 3). La sonde est placée dans le plan médian de l'envergure de la maquette de telle sorte que les deux films se trouvent dans ce plan. Le bras de la sonde est relié à un chariot piloté par un boîtier de commande Dynapar. Le déplacement de la sonde est donc automatisé. La sonde est reliée à un anémomètre TSI, IFA100, sur lequel sont réglées les résistances des films et des câbles de la sonde.

#### 1.2.3.2. Acquisition des signaux

Les tensions délivrées par les films sont mesurées par des multimètres Fluke, et l'évolution temporelle des signaux est enregistrée par l'analyseur HP 3567A. Toutes les mesures sont sauvegardées sur cassettes DAT et traitées ultérieurement.

En chaque point de mesure on relève:

- Tensions continues des deux films: VDC1, VDC2.
- Tensions alternatives : VAC1, VAC2.
- Signaux temporels :e1, e2.

La durée des signaux temporels est de 3 secondes. Cependant en certains points, l'acquisition a été faite sur 12,5 secondes de signal pour avoir plus de précision sur le calcul des spectres de vitesse. Les spectres sont ainsi calculés sur 400 moyennes avec pour fréquence maximale 25,6 kHz et un  $\Delta f$  de 32 Hz.. La description de la sonde et le traitement des données sont décrits dans l'annexe 3.

#### 1.2.3.3. Sections de mesure

La position de la sonde est définie par trois grandeurs (figure 6):

- L'angle  $\alpha$  entre l'axe  $y$  et la direction du bras de la sonde.
- La distance à la sortie de la buse,  $a$ .
- La distance au profil selon la direction du bras,  $g$ .

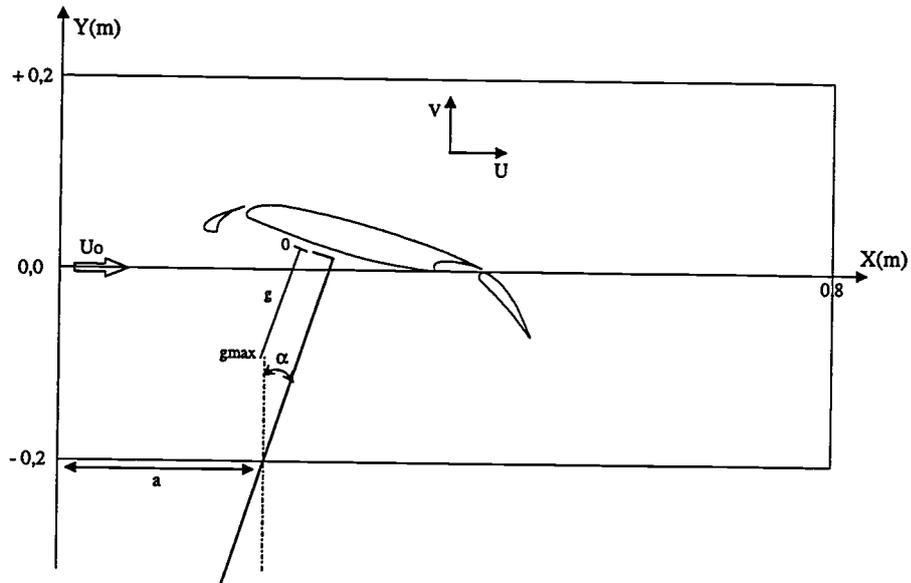
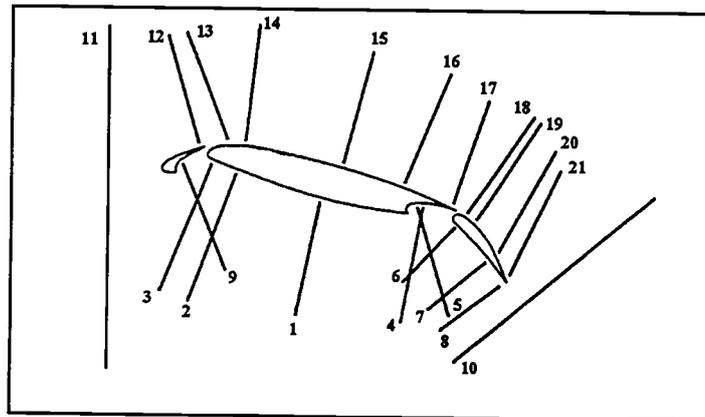
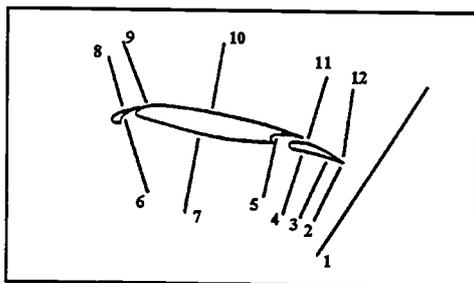


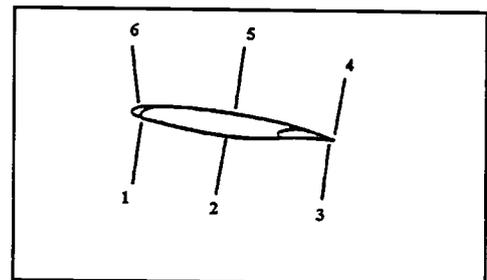
figure 6 : Repère de la veine (x,y) et les grandeurs (a,  $\alpha$ , g) définissant la position de la sonde à films chauds par rapport au repère de la veine.



a)



b)



c)

figure 7 : Sections de mesure. a) configuration d'atterrissage, b) configuration de décollage, c) configuration de vol.

Sur une section de mesure  $a$  et  $\alpha$  sont constants. Par contre,  $g$  varie de 0 à  $g_{\max}$  où 0 est le point le plus proche de la paroi du profil et  $g_{\max}$  le point le plus éloigné. Il est à noter que le point 0 ne coïncide pas avec la paroi, pour des raisons de sécurité liées aux déformations possibles du bras de la sonde et de la maquette (notamment au niveau du bord de fuite), sous l'effet de l'écoulement.

Le point 0 a pour coordonnées  $(x_0, y_0)$  dans le repère de la veine. Les coordonnées d'un point de mesure sont donc:

$$\text{pour une section d'intrados: } \begin{cases} x = x_0 - g \sin \alpha \\ y = y_0 - g \cos \alpha \end{cases} ,$$

$$\text{pour une section d'extrados: } \begin{cases} x = x_0 - g \sin \alpha \\ y = y_0 + g \cos \alpha \end{cases} .$$

Sur chaque section on a défini environ entre 20 et 30 points de mesure. Près du profil les points ont été réparti tous les millimètres et plus on s'éloigne du profil plus le maillage devient lâche.

Sur la configuration d'atterrissage 21 sections ont été explorées (figure 7.a), sur la configuration de décollage 12 sections (figure 7.b) et sur la configuration lisse 6 sections (figure 7.c). Indépendamment des besoins spécifiques à l'étude, l'abondance des résultats obtenus constitue une base de données aérodynamiques susceptibles d'être réutilisée, par exemple pour recalculer des codes de mécanique des fluides numériques.

## 1.3. Correction des mesures

### 1.3.1. Réfraction du son par la couche de cisaillement du jet

Dans l'expérience le jet est de dimensions réduites, donc les ondes sonores engendrées par le profil sont convectées vers l'aval avec l'écoulement puis réfractées par la couche de cisaillement du jet avant d'atteindre le microphone de champ lointain. Ceci peut avoir des effets relativement importants sur la directivité lorsqu'on atteint des nombres de Mach de l'ordre de 0,2 - 0,3.

Considérons le schéma de la figure 8, pour un écoulement subsonique, une onde qui se propage de la source vers l'observateur se déplace dans l'écoulement sous un angle  $\bar{\theta}$ . Le rayon équivalent atteint la couche de cisaillement en C et presque toute la fluctuation de pression est transmise à l'extérieur. Le rayon est réfracté sous l'angle  $\theta_s$ . Sans écoulement le son se propagerait sous l'angle  $\theta_m$ . Il est à noter que l'angle  $\bar{\theta}$  n'est pas l'angle d'émission réel de la source puisqu'il intègre les effets de transport des fronts d'onde par l'écoulement.

Le problème de la réfraction du son par une couche de cisaillement a été traité par *Amiet* (1978) [58]. Ce dernier propose des expressions analytiques qui corrigent l'angle de mesure en champ lointain et l'amplitude acoustique. La correction est indépendante du type de la source et les résultats représentent le champ sonore qu'on mesurerait dans un écoulement s'étendant à l'infini. La correction d'angle est indépendante du fait que l'interface soit plane ou cylindrique et que l'épaisseur soit nulle ou finie. Par contre, la correction d'amplitude dépend de la forme de l'interface (plane ou cylindrique) ainsi que de son

épaisseur. Il faut aussi tenir compte de la position à laquelle est appliquée la correction d'amplitude ; elle ne sera pas la même suivant que l'on se place sur une ligne à distance constante de la couche de cisaillement ou sur un rayon constant (respectivement, point A ou point B sur la figure 8).

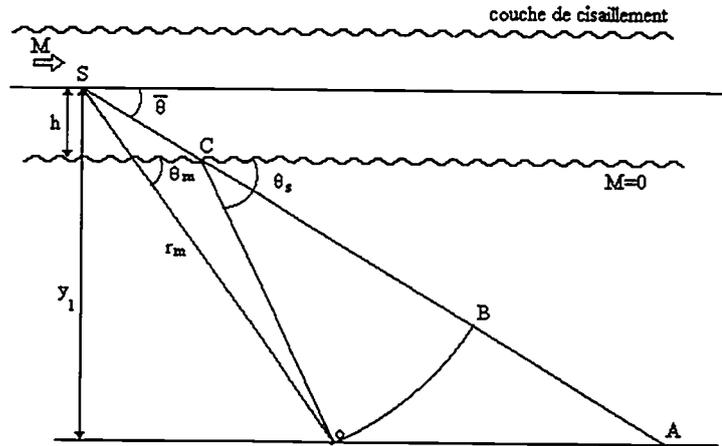


figure 8 : Géométrie pour la transmission des rayons acoustiques à travers la couche de cisaillement du jet.

Les relations entre les angles sont les suivantes:

$$\tan \bar{\theta} = \frac{\zeta}{(\beta^2 \cos \theta_s + M_0)}$$

$$\text{avec } \zeta = \left[ (1 - M_0 \cos \theta_s)^2 - \cos^2 \theta_s \right]^{1/2}$$

$$r_m \cos \theta_m = h \cot \bar{\theta} + (r_m \sin \theta_m - h) \cot \theta_s.$$

Les corrections d'amplitude sont:

$$\frac{p_A}{p_m} = \frac{h}{2y_1 \zeta \sin^2 \theta_s} \left[ \sin \theta_s + \left( \frac{y_1}{h} - 1 \right) \zeta \right]^{1/2} \left[ \sin^3 \theta_s + \left( \frac{y_1}{h} - 1 \right) \zeta^3 \right]^{1/2} \left[ \zeta + \sin \theta_s (1 - M_0 \cos \theta_s)^2 \right]$$

où  $p_m$  désigne l'amplitude effectivement mesurée.

De même, la pression au point B de la figure serait donnée par :

$$\frac{p_B}{p_A} = \frac{\sin \theta_m}{\sin \bar{\theta}}.$$

Le point B conserve la distance entre le microphone et la maquette. Il correspond au point de coordonnées  $(R, \bar{\theta})$  utilisé dans les modèles mentionnés dans la littérature.

Les quantités connues sont  $r_m$ ,  $h$  et  $\theta_m$  et on souhaite déterminer l'angle corrigé,  $\bar{\theta}$ . Au lieu de résoudre le système d'équations ci-dessus de façon directe, on entre des valeurs de  $\theta_s$  et on calcule les valeurs résultantes des autres variables. On dispose ainsi d'un tableau contenant les valeurs de  $\theta_s$ ,  $\bar{\theta}$  et  $\theta_m$ . On peut alors, premièrement tracer l'angle corrigé  $\bar{\theta}$  en

fonction de l'angle mesuré  $\theta_m$  pour différentes vitesses de l'écoulement (figure 9) et deuxièmement calculer les corrections d'amplitudes et les tracer également en fonction de  $\theta_m$  (figure 10). Les abaques obtenus sont utilisables dans les deux sens.

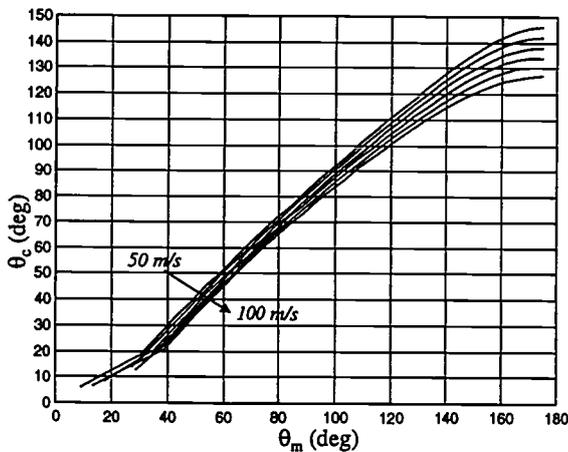


figure 9 : Correction d'angle.

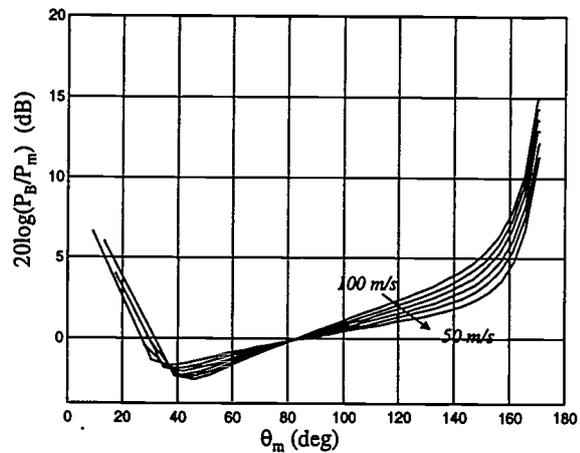


figure 10 : Correction d'amplitude.

Dans notre cas, nous ne pouvons pas appliquer directement les formules de correction de *Amiet* car nous ne sommes pas dans le cas d'un jet rectiligne. Elles seront donc utilisées localement ou donneront lieu à une évaluation moyenne.

### 1.3.2. Déflexion du jet

Un profil portant dans un jet libre induit une déflexion du jet avec courbure des couches de cisaillement. Cette déflexion entraîne à son tour une réduction de l'angle d'attaque effectif. En principe le profil fait tourner le jet jusqu'à ce que la quantité de mouvement induite soit égale à la force de portance par unité de temps. Mais il n'existe pas de formule satisfaisante permettant de corriger l'angle d'attaque en fonction de ce critère. Dans les expériences, l'aile a une corde d'environ 0,3 m alors que la largeur du jet est de 0,4 m en sortie de buse. Le rapport de ces deux dimensions, qui sont du même ordre de grandeur, fait que l'écoulement est fortement défléchi. C'est pourquoi, en vue de compenser la déflexion du jet, nous avons affiché des angles d'attaque géométriques différents pour les trois configurations de l'aile :  $5^\circ$  pour la configuration lisse, qui est la moins portante,  $10^\circ$  pour la configuration de décollage et  $15^\circ$  pour la configuration d'atterrissage où la force de portance est la plus grande (figure 11). Ces valeurs ont été déterminées avec un certain empirisme, faute de mieux. L'angle d'incidence effectif n'est pas connu avec précision. Il peut, si nécessaire, être déterminé a posteriori à partir de la distribution du coefficient de pression,  $C_p$ .

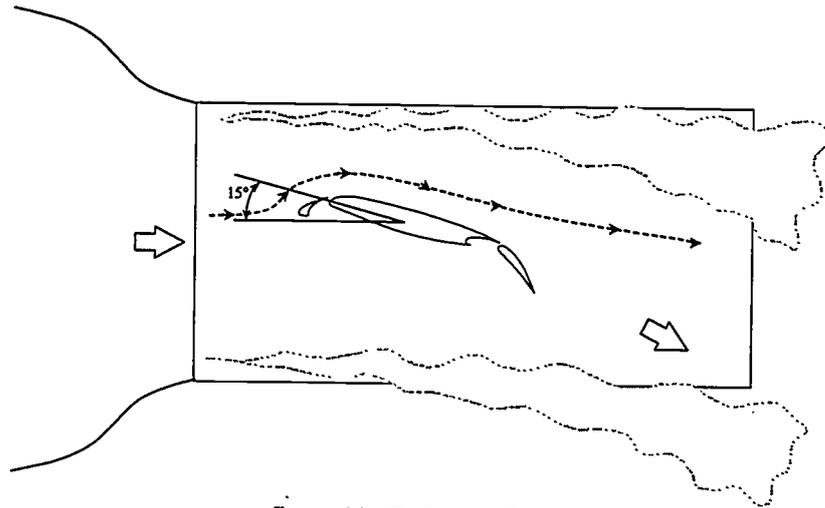


figure 11 : Déflexion du jet.

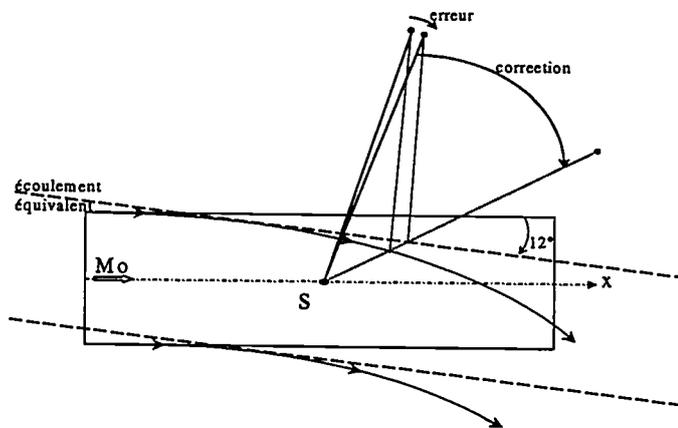


figure 12 : Écoulement équivalent.

Les corrections données au paragraphe précédent sont faites pour un écoulement rectiligne. Or, comme nous venons de le voir, dans notre cas le flux est défléchi. Donc les ondes sonores sont refractées par une couche de cisaillement courbe. En considérant une couche de cisaillement rectiligne, pour appliquer les corrections, on fait une erreur sur la position du point d'observation. Dans le cas d'une couche de cisaillement courbe il est nécessaire de faire une correction au cas par cas, c'est-à-dire qu'en chaque point il faut réajuster les valeurs des paramètres et considérer un écoulement rectiligne dont la direction est tangente à la courbure de la couche de cisaillement au point étudié.

Une telle correction serait trop fastidieuse pour être appliquée. De plus, elle n'améliorerait pas forcément les résultats car on ne connaît pas avec exactitude la ou les positions des sources qui sont réparties a priori entre le bec et le volet. Au lieu de faire une correction point par point, nous avons donc considéré un écoulement parallèle équivalent (figure 12). Cet écoulement est incliné d'un angle de  $12^\circ$  dans le cas de la configuration d'atterrissage pour tenir compte de l'inclinaison moyenne du flux défléchi par la maquette. On se ramène donc au cas d'un écoulement rectiligne et il est alors possible d'appliquer les formules de corrections directement en faisant simplement une rotation du repère de  $12^\circ$ , les sources étant supposées ramenées au centre de la maquette. Avec cette méthode, on peut attendre une erreur sur la correction pour les angles extrêmes. Le résultat est valable pour les angles voisins de  $90^\circ$  et  $270^\circ$ .

Les formules de *Amiet* permettent de remonter au bruit qui serait mesuré si le microphone occupait la position située dans le prolongement de l'angle de propagation total (angle intégrant le transport par l'écoulement, c'est-à-dire l'angle de réception  $\bar{\theta}$  des formules théoriques), et à une distance telle qu'elle reste à égale distance de l'axe. Il s'agit en fait de la position où serait reçu le son si l'écoulement était d'étendue infinie.

## 2 Analyse des résultats

### 2.1. Mesures aérodynamiques moyennes

Le coefficient de pression,  $C_p$ , en fonction d'une coordonnée,  $x/c$ , où  $c$  est la corde du profil et  $x$  la projection orthogonale de la position d'un capteur sur cette corde (figures 13) permet de juger de la qualité de l'écoulement et de remonter à l'angle d'incidence effectif. Nous l'avons donc mesuré dans chaque cas. La corde,  $c$ , est la distance entre le bord d'attaque du bec et le bord de fuite du volet. Elle est donc différente pour les trois configurations de l'aile.

Les valeurs les plus élevées du coefficient de pression, voisines de 1,6 sont obtenues pour la configuration de l'aile la plus portante, c'est-à-dire la configuration d'atterrissage (figure 13.c). Les valeurs de  $C_p$  montrent que, globalement, l'aile est portante dans tous les cas; cependant si on compare ces valeurs à celles de mesures en vol (la comparaison a été faite par Aérospatiale), elles sont un peu plus faibles. L'angle d'attaque effectif est donc un peu plus faible que celui des essais en vol, ce qui n'est pas fondamental pour les besoins de notre étude. Pour la configuration d'atterrissage l'écoulement est défléchi de  $24^\circ$  en aval de la maquette. Ainsi l'inclinaison moyenne du jet est de  $12^\circ$ . Puisque la maquette est positionnée avec un angle d'attaque géométrique de  $15^\circ$ , l'angle d'attaque effectif peut être évalué à  $3^\circ$  environ, donc inférieur aux  $5^\circ$  que l'on espérait. Pour la même raison, en configuration de décollage et de vol, les inclinaisons moyennes de l'écoulement sont respectivement  $6^\circ$  et  $5^\circ$ , ce qui donne des angles d'attaque effectifs de  $4^\circ$  et  $2^\circ$ .

Au vu des résultats, on peut d'ores et déjà conclure que l'écoulement est décollé sur le volet en configuration d'atterrissage. Cette conclusion est corroborée par le fait que le  $C_p$  est constant sur l'extrados du volet ( $x/c$  entre 0,8 et 1). Elle a été confirmée ensuite par des visualisations sommaires de l'écoulement à l'aide d'un fil de coton, fixé à l'extrémité d'une tige mince, déplacé autour de la maquette. Le fait d'observer un décollement pose un problème, car sur une voilure hypersustentée, l'écoulement reste normalement attaché. Il s'agit donc d'un effet d'échelle associé au fait que le nombre de Reynolds de la soufflerie est

10 fois plus faible que dans la pratique. D'après *Moens* [59], l'aspect bidimensionnel de l'étude joue aussi certainement dans le même sens. Les essais en configurations d'atterrissage peuvent donc ne pas être représentatifs de la réalité, du moins en ce qui concerne les phénomènes localisés sur le volet. Pour cette raison, une adaptation de l'expérience a été réalisée par la suite. Malgré tout, l'expérience offre un intérêt certain pour deux raisons essentielles :

- si dans la pratique un décollement se produit dans des circonstances accidentelles, ce cas serait couvert
- la physique du bruit produit par le décollement reste un sujet d'intérêt majeur pour d'autres applications. Notre étude visant avant tout à établir les liens entre la nature des écoulements et les caractéristiques du bruit émis.

Enfin, il a été vérifié par la suite que la nature des écoulements sur le volet influe peu sur les phénomènes en jeu au niveau du bec, ce qui permet d'accorder une valeur au moins partielle aux résultats.

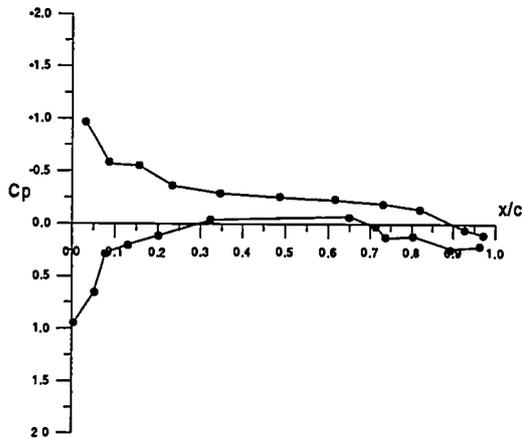


figure 13.a : Coefficient de pression de la configuration de vol.

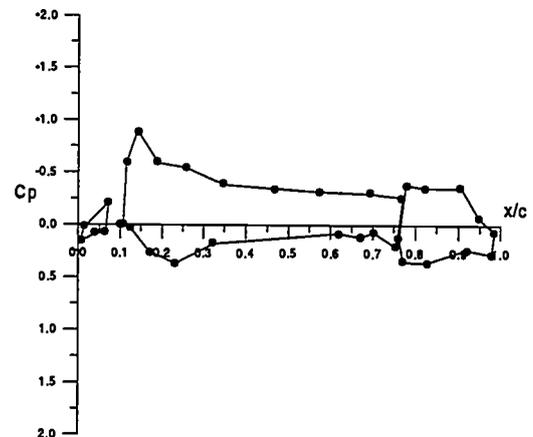


figure 13.b : Coefficient de pression de la configuration de décollage.

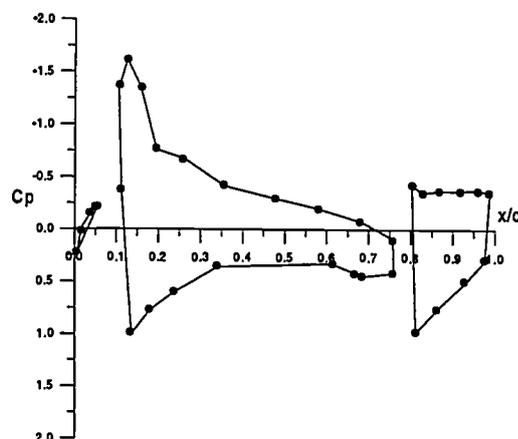


figure 13.c : Coefficient de pression de la configuration d'atterrissage.

## 2.2. Mesures acoustiques

### 2.2.1. Bruit de fond

Pour interpréter correctement les spectres en champ lointain il est nécessaire de connaître l'importance du bruit de fond par rapport au bruit produit par la maquette.

On entend par bruit de fond le bruit produit par l'installation (buses, plaques...) en l'absence de la maquette. Il est mesuré à 1,60 m de l'installation, tous les 5° aussi bien du côté des angles positifs que des angles négatifs, et pour les six vitesses de l'écoulement.

Lorsqu'on compare les spectres de bruit de fond à ceux obtenus en présence de la maquette, on s'aperçoit que le niveau de bruit en présence de la maquette est toujours supérieur à celui du bruit de fond, quelle que soit la configuration de l'aile (figure 14).

Le tracé du diagramme de directivité du niveau global (c'est-à-dire l'intensité calculée par intégration des spectres sur tout le domaine de fréquence, 0-25,6 kHz) donne un comportement omnidirectionnel avec une remontée du niveau en aval aux points de mesure proches de la frontière du jet (figure 15).

Un examen des spectres montre que ce sont les basses fréquences qui sont responsables de cet effet. Plus on remonte vers l'amont et plus les basses fréquences diminuent. De plus, le même comportement suivant l'angle est observé sur les spectres de bruit de fond. Par suite, cette partie du spectre est certainement associée au bruit du jet. Donc la remontée du niveau sur le diagramme correspond au champ proche du jet et ne doit pas être considérée au titre de notre expérience.

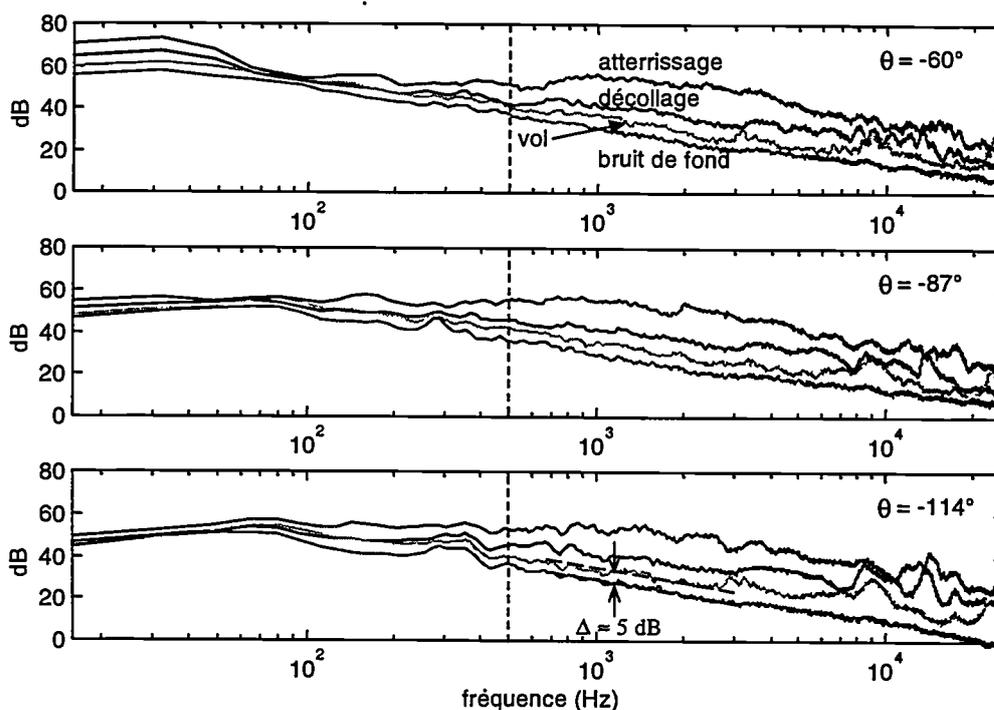


figure 14.a : Spectres acoustiques des trois configurations de l'aile et du bruit de fond en  $\theta = -60^\circ, -87^\circ$  et  $-114^\circ$ , pour  $U_0 = 50$  m/s

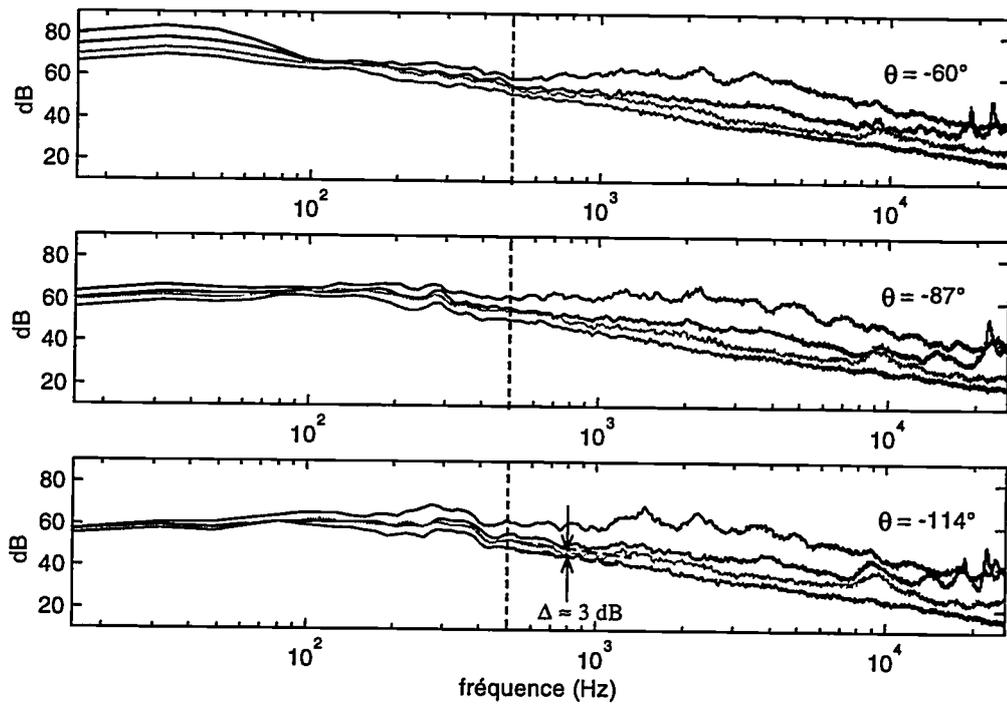


figure 14.b : Spectres acoustiques des trois configurations de l'aile et du bruit de fond en  $\theta = -60^\circ, -87^\circ$  et  $-114^\circ$ , pour  $U_0 = 80$  m/s.

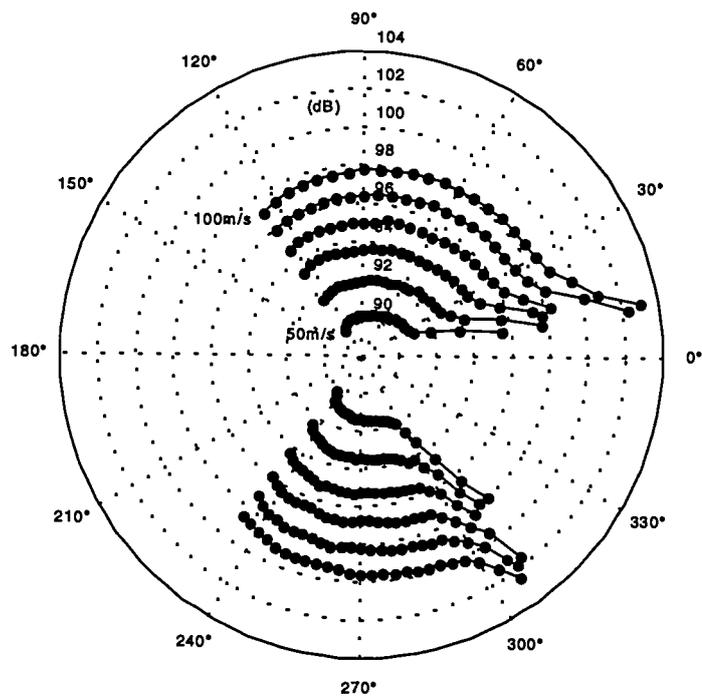


figure 15 : Diagramme de directivité pour la configuration d'atterrissage.

Effets du bruit de fond sur la directivité :\* En aval (figure 16.a) :

- Pour les moyennes fréquences, il y a environ 20 dB de différence entre les spectres, ce qui représente un rapport 100 en  $\text{Pa}^2/\text{Hz}$ . Donc dans cette partie du spectre l'influence du bruit de fond est nulle.
- Dans la bande 100-500 Hz, le bruit en champ lointain provient par contre autant du bruit de fond que de la maquette.
- Pour les très basses fréquences,  $f < 100$  Hz, la forme des spectres est identiques mais les niveaux sont très différents (environ 20 dB d'écart). On peut s'attendre à ce que le fait de mettre la maquette influence et augmente le bruit des grandes échelles (qu'on associe à ces basses fréquences) de la couche de cisaillement du jet. Il s'agirait d'un effet de la structuration du jet par la présence de la maquette. Inversement, il se peut que ces grandes échelles du jet induisent des charges aérodynamiques instationnaires sur la maquette par effet de proximité.

\* En amont (figure 16.b) :

- Le bruit des grandes échelles a beaucoup moins d'importance, donc le fait de mettre la maquette modifie peu cette partie du spectre. Le bruit en très basses fréquences est toujours attribuable au jet, ou au système de plaques.

Finalement, sur les spectres mesurés en présence de la maquette, pour  $f < 500$  Hz, le bruit est soit parasité par le bruit de fond soit le résultat d'une possible interaction entre la frontière du jet et la maquette. Pour les fréquences supérieures, le bruit est clairement dû à la maquette. Pour ces raisons, nous avons décidé de ne pas accorder de crédit aux fréquences inférieures à 500 Hz. Compte tenu du facteur d'échelle, 1/11, la transposition de ces fréquences à l'échelle réelle a peu d'intérêt pratique.

C'est pourquoi, pour définir la directivité du bruit de la maquette nous avons intégré le niveau de bruit seulement sur la bande de fréquence 500-25600 Hz.

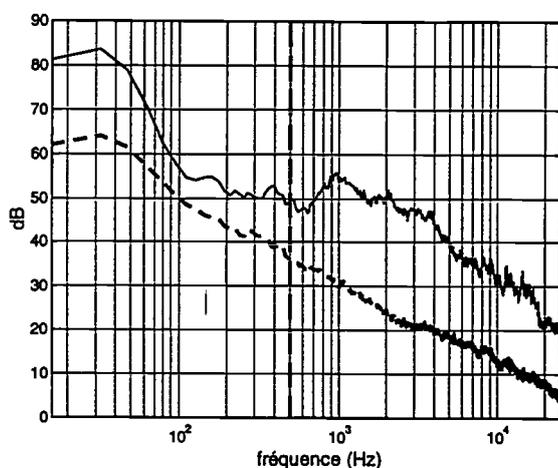


figure 16.a : Spectres acoustiques en  $\theta = -51^\circ$ , pour  $U_0 = 50$  m/s, configuration d'atterrissage (—), bruit de fond (— —).

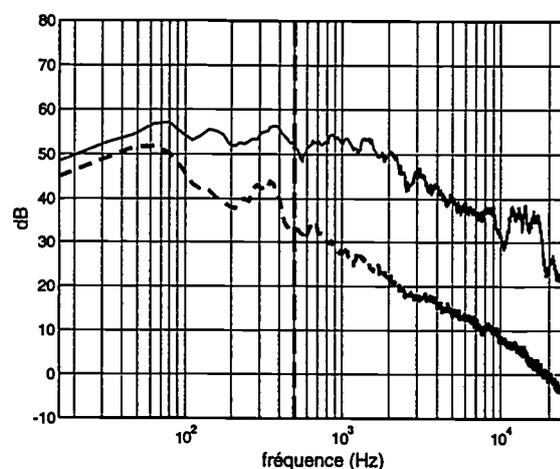


figure 16.b : Spectres acoustiques en  $\theta = -123^\circ$ , pour  $U_0 = 50$  m/s, configuration d'atterrissage (—), bruit de fond (— —).

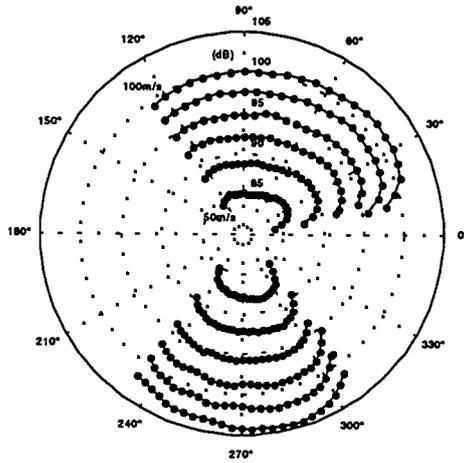


figure 17.a : Diagramme de directivité de la configuration d'atterrissage.

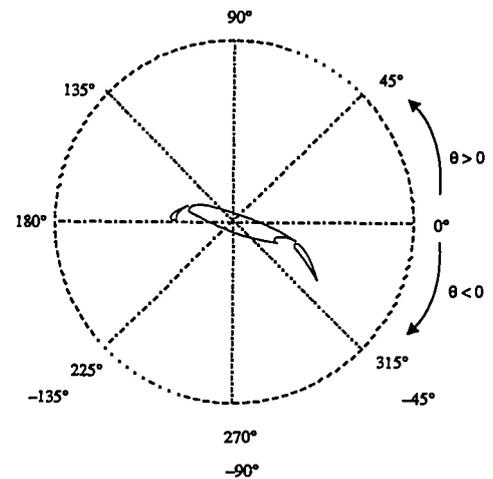


figure 17.a.bis : Convention utilisée pour les angles de mesures

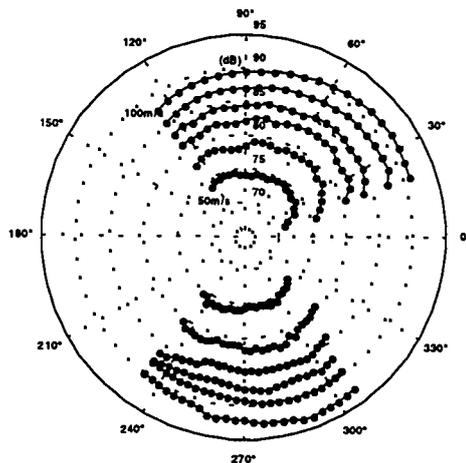


figure 17.b : Diagramme de directivité de la configuration de décollage.

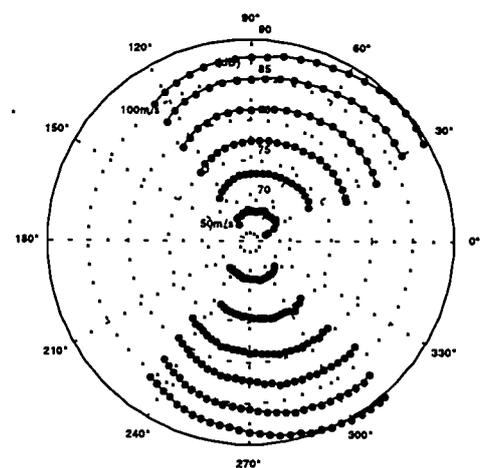


figure 17.c : Diagramme de directivité de la configuration de vol.

### 2.2.2. Directivité

On a tracé les diagrammes de directivité pour les trois configurations de l'aile sur les figures 17.a, 17.b et 17.c. Pour cela on calcule en chaque angle de mesure le niveau d'intensité sonore. En un point de mesure, ce niveau est obtenu en faisant l'intégration de la densité spectrale de puissance mesurée en ce point sur le domaine de fréquences 500-25600 Hz pour éliminer toute la partie du spectre parasitée par le bruit de fond. On obtient ainsi la directivité du bruit rayonné par la maquette uniquement.

Pour l'aile en configuration d'atterrissage, le rayonnement est plus important du côté de l'intrados (angles de mesure négatifs) que du côté de l'extrados (angles positifs). À 100 m/s on a 5 dB de différence entre la mesure à 90° et -90° (figure 17.a). Cette différence entre intrados et extrados est de moins en moins importante pour les deux autres configurations de l'aile. Pour la configuration de décollage, on note encore une différence de 2 à 3 dB, par contre pour la configuration de vol cette différence n'est plus notable. Il semble tout à fait normal que plus on se rapproche d'une aile de forme symétrique et plus le rayonnement le devient également. La directivité s'expliquerait alors par un effet de la cambrure équivalente de l'aile.

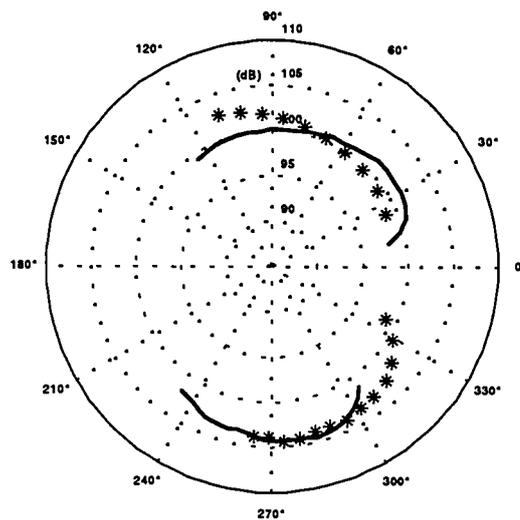


figure 18 : Diagramme de directivité corrigé des effets de réfraction en angle et en amplitude pour l'aile en configuration d'atterrissage,  $U_0 = 100$  m/s.  
 – mesures brutes, \* mesures corrigées.

### Correction des effets de réfraction :

Le bruit rayonné par la maquette subit une réfraction à la traversée de la frontière de l'écoulement. Ceci a pour conséquences la déviation de l'angle de propagation et l'altération de l'amplitude mesurée. Donc pour évaluer correctement la directivité du bruit, il est nécessaire d'apporter les corrections développées au paragraphe 1.3.

Nous avons vu qu'à cause de la courbure du flux il n'est pas possible d'appliquer directement les formules de correction. Nous avons donc choisi une correction approchée qui s'appuie sur la direction moyenne du flux, définie par la demi-valeur de l'angle de déviation ( $12^\circ$ ).

Cette méthode de correction de la directivité a été appliquée dans le cas de l'aile en configuration d'atterrissage, pour une vitesse de l'écoulement de 100 m/s (figure 18).

Les corrections montrent que la directivité globale corrigée et traduite en coordonnées  $(R, \bar{\theta})$  est différente de la directivité mesurée brute. Pour les angles extrêmes, la correction est sûrement surestimée. En revanche, pour les directions perpendiculaires à la corde de l'aile, l'effet est quasi nul. Ces angles sont donc plus indiqués pour l'interprétation des résultats.

### **2.2.3 Evolution des niveaux en fonction de la vitesse de l'écoulement**

Sur les figures 19.a et 19.b, on a tracé l'évolution des niveaux d'intensité, pour la configuration d'atterrissage, en fonction de la vitesse et pour différents angles de mesures. Les angles choisis pour le côté extrados sont  $60^\circ$ ,  $75^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $105^\circ$  et  $120^\circ$  et pour le côté intrados les angles sont  $-60^\circ$ ,  $-75^\circ$ ,  $-90^\circ$ ,  $-105^\circ$  et  $-120^\circ$ .

L'évolution en vitesse se rapproche plus de la loi en  $U_0^5$  que de la loi en  $U_0^6$ . Si l'on considère les résultats brutes, plus on se ramène à une configuration proche d'un profil simple et plus cette évolution en vitesse tend vers  $U_0^6$ , comme l'indique les figures 20 et 21.

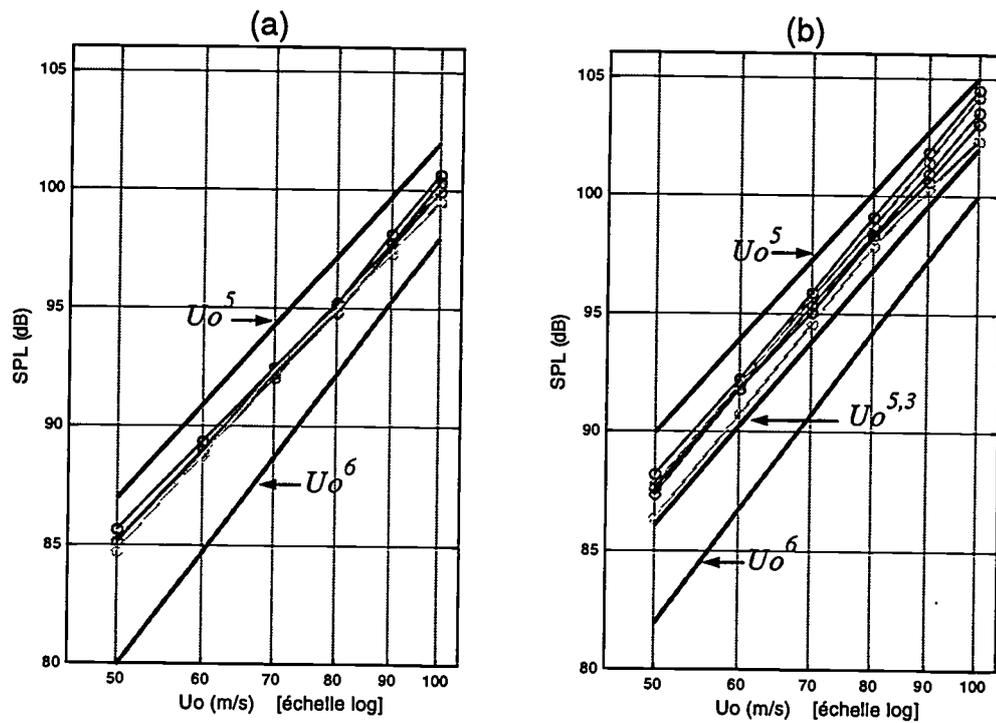


figure 19 : Configuration d'atterrissage. Évolution des niveaux en fonction de la vitesse. a) angles de mesure extradors, b) angles de mesure intradors. Comparaison avec les lois d'évolution en  $U_0^5$  et  $U_0^6$ .

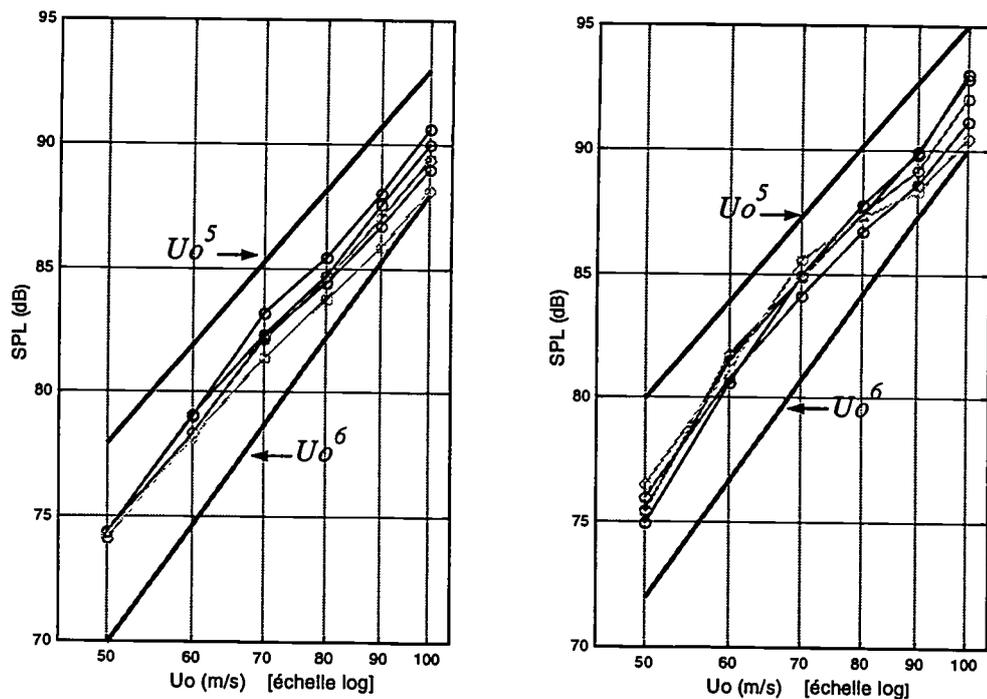


figure 20 : Configuration de décollage.

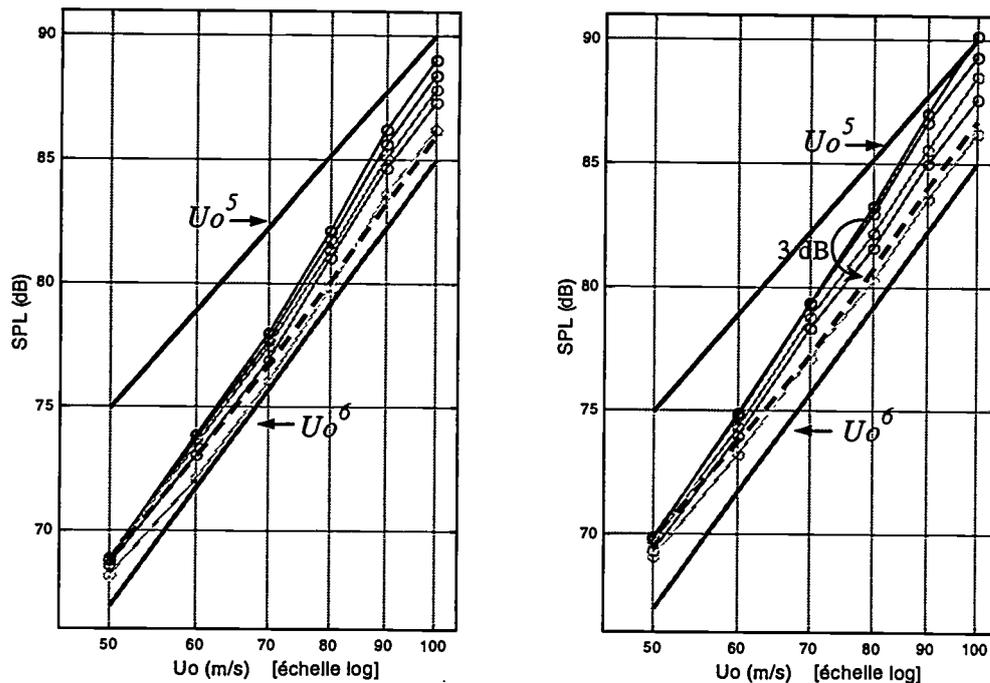


figure 21 : Configuration de vol, ( - - ) niveau corrigé.

Plus précisément, en configuration d'atterrissage, les niveaux évoluent comme  $10\log_{10}(U_0^{5.3})$ . Donc l'intensité acoustique suit une loi en  $U_0^{5.3}$ . Cette loi est partiellement compatible avec la théorie du bruit de bord de fuite de *Howe*(1978)[26], bruit dû à une couche limite turbulente, et selon laquelle l'intensité acoustique varie comme  $U_0^5$ . De plus il est possible qu'à certaines fréquences, le volet se comporte plus comme un profil simple isolé dans un écoulement turbulent. Alors, selon la théorie de *Amiet* (1975)[28] d'un profil en régime aérodynamique instationnaire, l'intensité acoustique varie comme  $U_0^6$ .

Comme la géométrie de la maquette est entre la plaque semi-infinie idéale et le profil isolé, ce résultat intermédiaire n'est pas surprenant.

Par contre, la loi d'évolution de la configuration de vol est surprenante, car la maquette a alors la forme d'un profil simple et devrait donc suivre une loi en  $U_0^5$ . Cette différence provient sans doute du fait qu'aux grandes vitesses, la configuration de vol n'est pas suffisamment bruyante par rapport au bruit de fond. Ainsi, l'intensité reportée sur les figures 21, aux grandes vitesses, correspond autant à celle du bruit de fond qu'à celle de la maquette. Il faudrait donc, pour avoir le niveau, enlever quelques dB.

On a :

$$10\log_{10}\left(\frac{\overline{P_{\text{total}}^2}}{P_{\text{ref}}^2}\right) = 10\log_{10}\left(\frac{\overline{P_{\text{vol}}^2}}{P_{\text{ref}}^2}\right) + 10\log_{10}\left(\frac{\overline{P_{\text{bdf}}^2}}{P_{\text{ref}}^2}\right).$$

C'est-à-dire que le spectre de bruit que l'on mesure (terme de gauche) est composé du bruit de la maquette (en configuration de vol) et du bruit de fond. Cette expression est valable uniquement si les sources de la maquette,  $p_{vol}$ , et celles du bruit de fond,  $p_{bdf}$ , sont décorréliées.

Le spectre de bruit de la maquette a donc pour expression :

$$10\log_{10}\left(\frac{\overline{P_{vol}^2}}{P_{ref}^2}\right) = 10\log_{10}\left(\frac{\overline{P_{total}^2}}{P_{ref}^2}\right) + 10\log_{10}\left(1 - \frac{\overline{P_{bdf}^2}}{\overline{P_{total}^2}}\right).$$

Si on note :  $BDF = 10\log_{10}\left(\frac{\overline{P_{bdf}^2}}{P_{ref}^2}\right)$ , et  $MES = 10\log_{10}\left(\frac{\overline{P_{total}^2}}{P_{ref}^2}\right)$ , on a alors :

$$\frac{\overline{P_{bdf}^2}}{\overline{P_{total}^2}} = 10^{\frac{BDF - MES}{10}}$$

d'où :

$$10\log_{10}\left(\frac{\overline{P_{vol}^2}}{P_{ref}^2}\right) = MES + 10\log_{10}\left(1 - 10^{\frac{BDF - MES}{10}}\right).$$

On connaît BDF et MES, on peut donc en principe corriger toutes les mesures, fréquence par fréquence, pour s'affranchir du bruit de fond. Mais la correction est valable si on est sûr que le bruit de fond ne change pas quand on introduit la maquette, ce qui n'est pas le cas ici.

À titre indicatif, si MES-BDF est de 10 dB, alors il faut enlever 0,4 dB au spectre mesuré pour avoir le niveau du spectre de bruit de la maquette.

Sur les figures 14.a et 14.b, entre 500 et 1000 Hz, on a 5 dB d'écart à 50 m/s et seulement 3 dB d'écart à 80 m/s. Il faut donc enlever 1,6 dB au spectre mesuré à 50 m/s pour avoir le spectre de bruit de la maquette et 3 dB à 80 m/s.

Si l'on applique cette correction sur les niveaux de la figure 21, on se ramène alors à une loi d'évolution plus proche du  $U_0^5$  que du  $U_0^6$ .

Sur les figures 19, 20 et 21, on remarque que plus la vitesse augmente et plus on a une dispersion des valeurs de l'intensité en fonction de l'angle de mesure. Alors que pour les petites vitesses les courbes sont bien regroupées, pour les grandes vitesses elles s'écartent les unes des autres. En premier lieu, cette dispersion des mesures peut être associée au fait que l'augmentation de la vitesse peut accentuer la directivité de certaines sources. En second lieu, on peut penser également aux effets de réfraction qui sont d'autant plus importants que la vitesse est élevée.

### 2.2.4. Spectres acoustiques de la configuration d'atterrissage

La comparaison des spectres sur la figure 14 pour les trois configurations montre que l'aile en position d'atterrissage est la plus bruyante quelle que soit la vitesse de l'écoulement et l'angle d'observation. Ceci rejoint donc bien ce qui a été observé dans la pratique, à savoir que le bruit de cellule d'un avion domine lors de l'atterrissage. C'est pourquoi nous allons nous intéresser plus particulièrement à cette configuration.

#### 2.2.4.1. Évolution en vitesse

On considère d'abord l'évolution des spectres en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$  (variant de 50 à 100 m/s), pour un angle de mesure donné. Sur les figures 22 est représenté un exemple de cette évolution pour un angle de mesure du côté de l'intrados,  $\theta = -90^\circ$ , et un angle de mesure du côté de l'extrados,  $\theta = 90^\circ$ .

Ces spectres ont une évolution en niveau régulière en fonction de la vitesse. Ceci nous amène à faire une adimensionnalisation en niveau. Nous avons vu, dans le paragraphe précédent que le niveau global avait une loi en vitesse entre  $U_0^5$  et  $U_0^6$ . Nous effectuons donc une adimensionnalisation en  $M_0^5$  (figure 23.a) et en  $M_0^6$  (figure 23.b). Pour les basses fréquences, jusqu'à 2 kHz, c'est l'adimensionnalisation en  $M_0^5$  qui donne le meilleur regroupement des courbes, tandis que pour les hautes fréquences, c'est l'adimensionnalisation en  $M_0^6$  qui convient le mieux. Il existe donc sans doute au moins deux sources ou deux mécanismes qui sont en compétition et qui donnent des résultats différents selon la fréquence. Par ailleurs, comme le montre la figure 23.b, on peut définir une loi de décroissance du spectre en hautes fréquences, en  $\omega^{-2.5}$ .

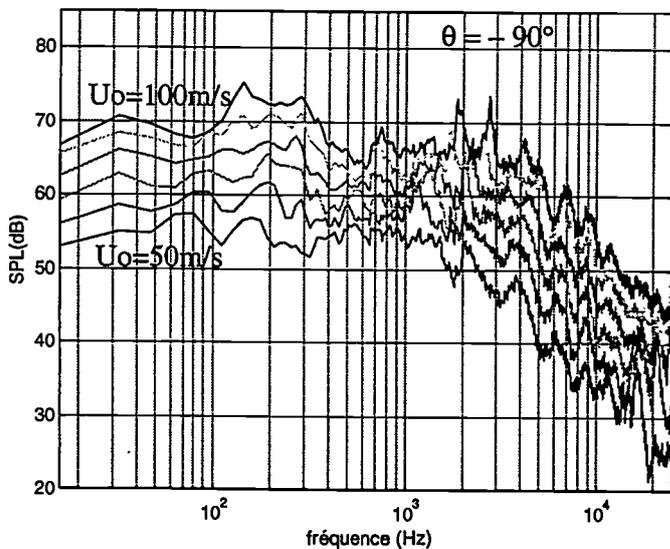


figure 22.a : Évolution des spectres acoustiques de la configuration d'atterrissage en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$ , pour un angle de mesure intrados,  $\theta = -90^\circ$ .

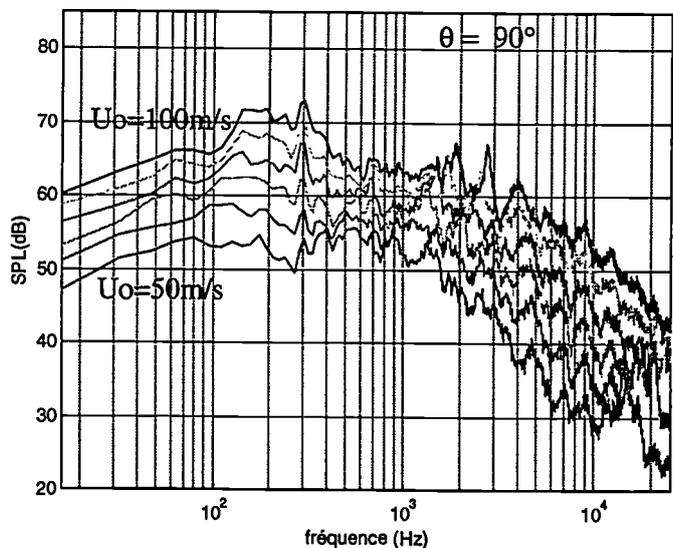


figure 22.b : Évolution des spectres acoustiques de la configuration d'atterrissage en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$ , pour un angle de mesure extrados,  $\theta = 90^\circ$ .

Une analyse générale des spectres obtenus (non tous présentés ici) nous a conduit à distinguer trois gammes de fréquences dans le domaine fréquentiel qui nous concerne, c'est-à-dire au dessus de 500 Hz.

- 1-3 kHz : Deux pics émergent des spectres et leur fréquence augmente lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. Ils sont désignés par des flèches C sur les figures 24.c et 24.d, ainsi que sur les figures 25 et 26. Il faut noter que ces pics sont surtout visibles aux vitesses élevées et que pour les vitesses plus faibles, comme sur les figures 24.a et 24.b, ils n'émergent pas des spectres.
- 3-10 kHz : Une succession de bosses apparaît sur les spectres dans cette gamme de fréquences. Elles sont plus nombreuses du côté de l'extrados que de l'intrados, tandis que les deux pics ressortent moins des spectres du côté de l'extrados. Les bosses évoluent avec la vitesse, et a priori leur fréquence centrale diminue lorsque  $U_0$  augmente. Ce phénomène est désigné par la flèche A sur les figures qui suivent.
- 10-20 kHz : En très hautes fréquences, une bosse ressort des spectres, avec plusieurs pics, dont la fréquence centrale augmente avec la vitesse. Ainsi, cette bosse n'est plus visible pour  $U_0 = 80$  m/s, car elle est alors à une fréquence supérieure à 25,6 kHz, la limite de notre domaine d'étude. Elle est repérée par la flèche B sur les figures qui suivent.

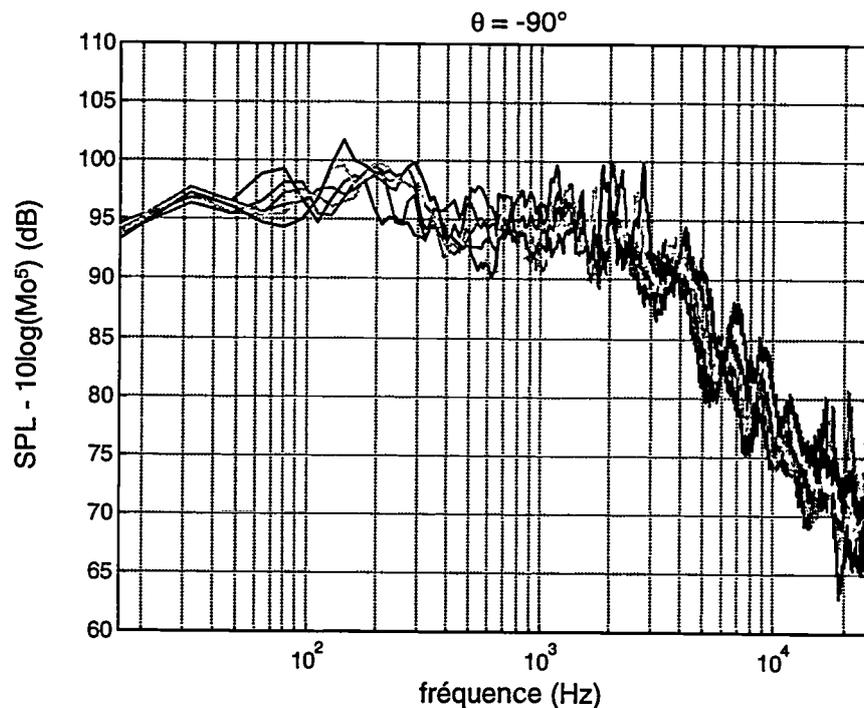


figure 23.a : Adimensionnalisation des spectres en niveau par  $M_0^5$ - configuration d'atterrissage-  $\theta = -90^\circ$ ,  $U_0$  variant de 50 à 100 m/s.

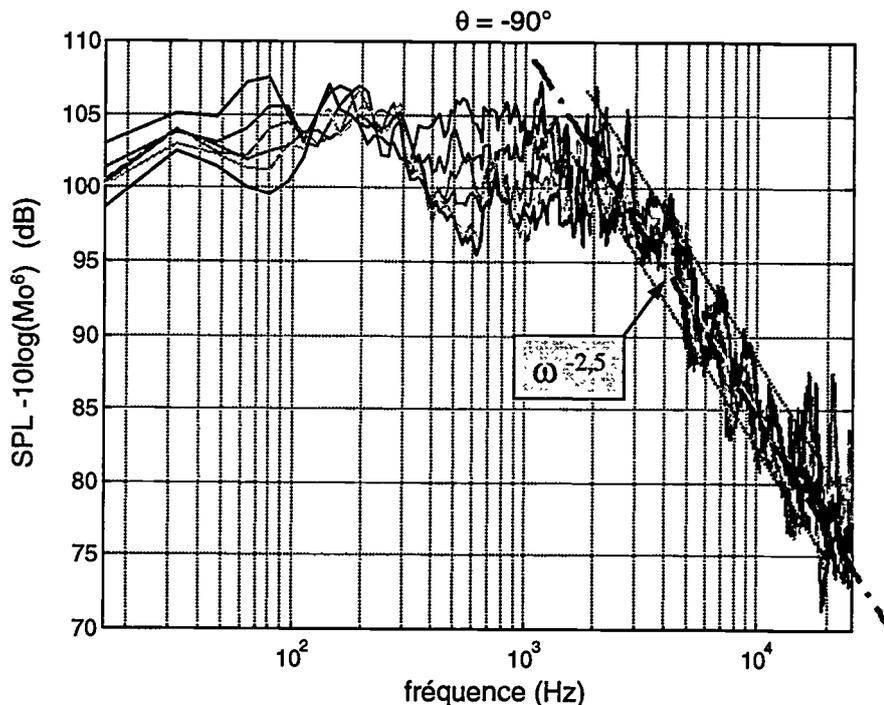


figure 23.b : Adimensionnalisation des spectres en niveau par  $M_0^6$  - configuration d'atterrissage-  $\theta = -90^\circ$ ,  $U_0$  variant de 50 à 100 m/s.

#### 2.2.4.2. Évolution en angle

Ensuite, Les mesures permettent d'étudier l'évolution des spectres en fonction de l'angle de mesure, pour une vitesse de l'écoulement donnée. Des exemples sont fournis sur les figures 24 à 26, pour  $U_0 = 60$  m/s et 80 m/s, selon des modes de présentation différents permettant d'illustrer les comportements.

On constate que les pics de la gamme 1-3 kHz, situés à 1500 Hz et 2200 Hz, n'évoluent pas en fréquence avec  $\theta$ . Par contre leur niveau est plus ou moins important suivant l'angle de mesure considéré. Ceci indique une directivité particulière tracée sur la figure 27, qui se caractérise par une évolution en angle très chahutée.

Les bosses de la gamme 3-10 kHz ont une évolution bien particulière. Non seulement, on a vu qu'elles évoluent avec la vitesse mais on constate également un déplacement de leur fréquence centrale avec l'angle de mesure. Cette évolution est très visible sur les cartographies en niveaux de gris des figures 25. Les maxima locaux des spectres, de la gamme 3-10 kHz, évoluent dans les deux sens, c'est-à-dire augmentent ou diminuent, lorsque  $\theta$  varie. Ceci forme un réseau de franges croisées assimilable à un réseau d'interférences. Les longueurs d'onde caractéristiques qui entrent en jeu dans ces interférences permettent de supposer qu'elles ont pour origine une source du volet qui rayonnerait à la fois par le bord de fuite et par la fente aile-volet. Si on considère le rapport  $\lambda/c$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $c$  la corde du volet, on a en effet un rapport de l'ordre de 1 pour la gamme de fréquences qui nous intéresse. Ceci signifie que les longueurs d'onde sont du même ordre de grandeur que la taille du volet et donc que la diffraction d'une source par le volet est possible.

Finalement, pour la troisième gamme de fréquences, 10-20 kHz, les figures 24 montrent que les pics de la bosse haute fréquence sont très variables avec  $\theta$ .

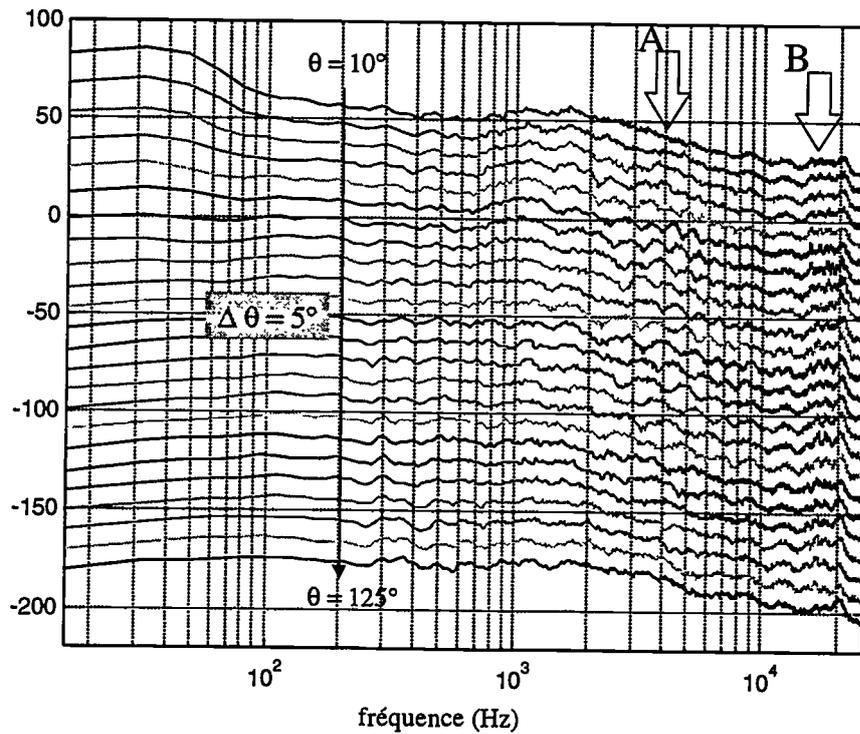


figure 24.a : Spectres acoustiques de la configuration d'atterrissage.  $U_0 = 60$  m/s, mesures du côté de l'extrados,  $\theta = 10^\circ$  à  $125^\circ$ . Les courbes sont décalées de 10 dB les unes par rapport aux autres.

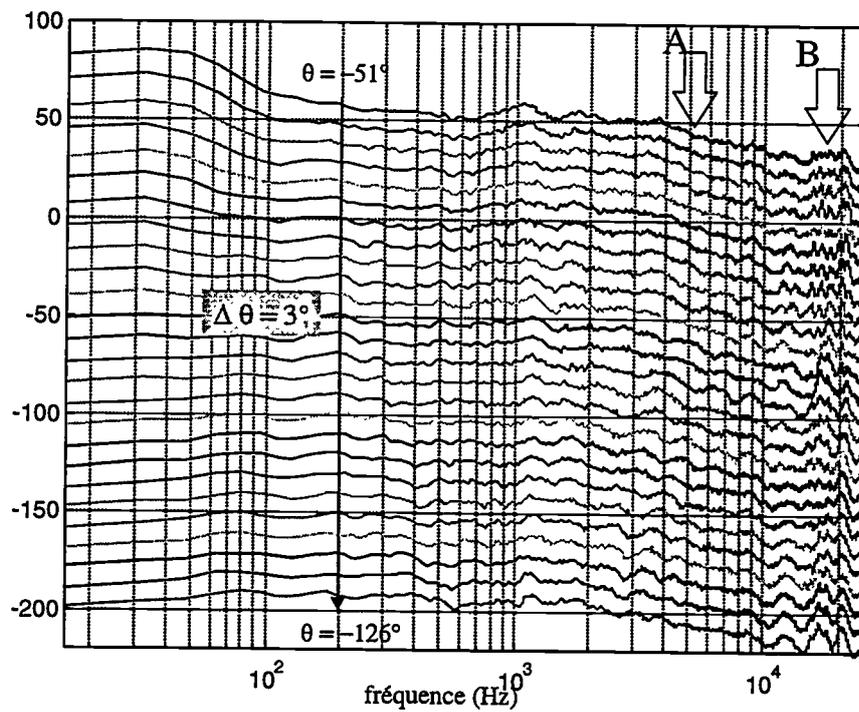


figure 24.b : Spectres acoustiques de la configuration d'atterrissage.  $U_0 = 60$  m/s, mesures du côté de l'intrados,  $\theta = -51^\circ$  à  $-126^\circ$ . Les courbes sont décalées de 10 dB les unes par rapport aux autres.

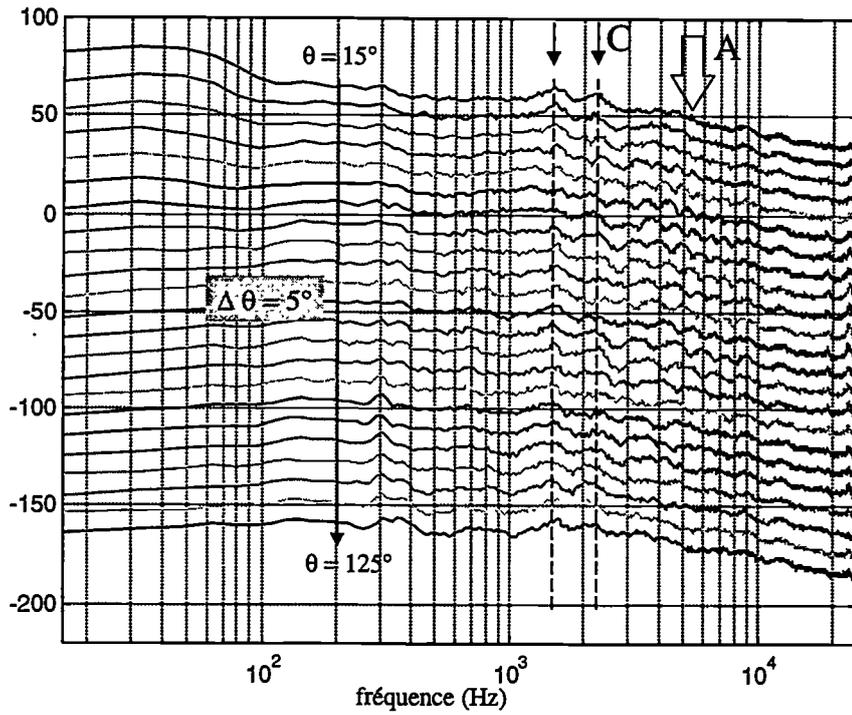


figure 24.c : Spectres acoustiques de la configuration d'atterrissage.  $U_0 = 80$  m/s, mesures du côté de l'extrados,  $\theta = 15^\circ$  à  $125^\circ$ . Les courbes sont décalées de 10 dB les unes par rapport aux autres.

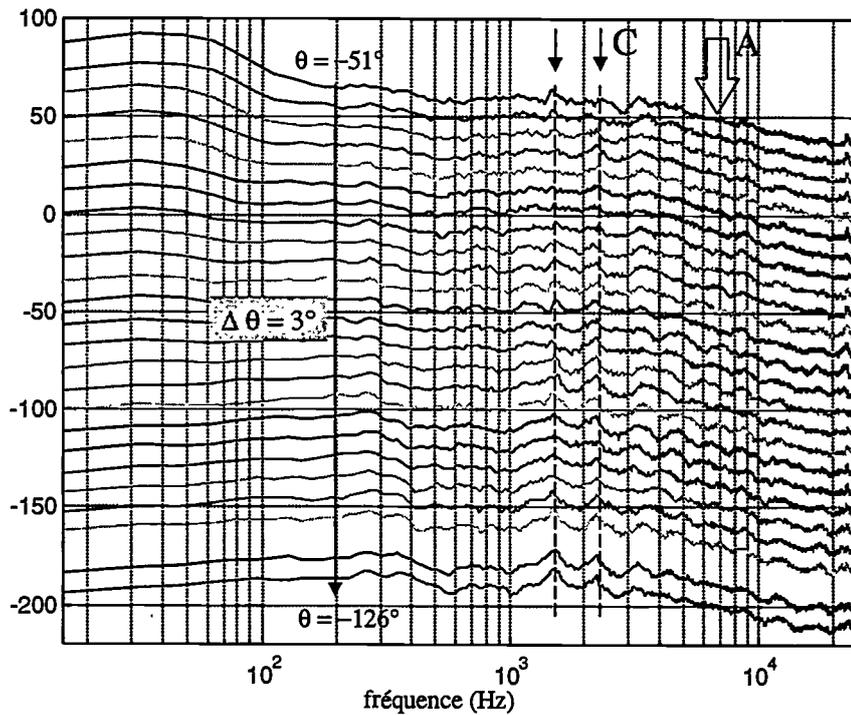


figure 24.d : Spectres acoustiques de la configuration d'atterrissage.  $U_0 = 80$  m/s, mesures du côté de l'intrados,  $\theta = -51^\circ$  à  $-126^\circ$ . Les courbes sont décalées de 10 dB les unes par rapport aux autres.

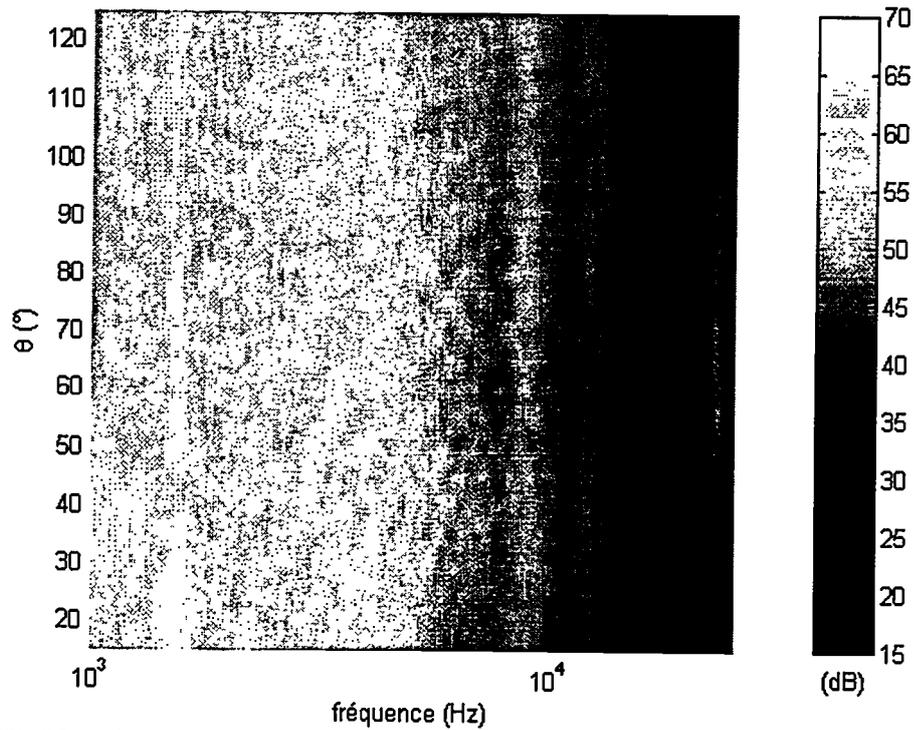


figure 25.a : Spectres acoustiques mesurés du côté de l'extrados, de 15° à 125°.  $U_0 = 80$  m/s.

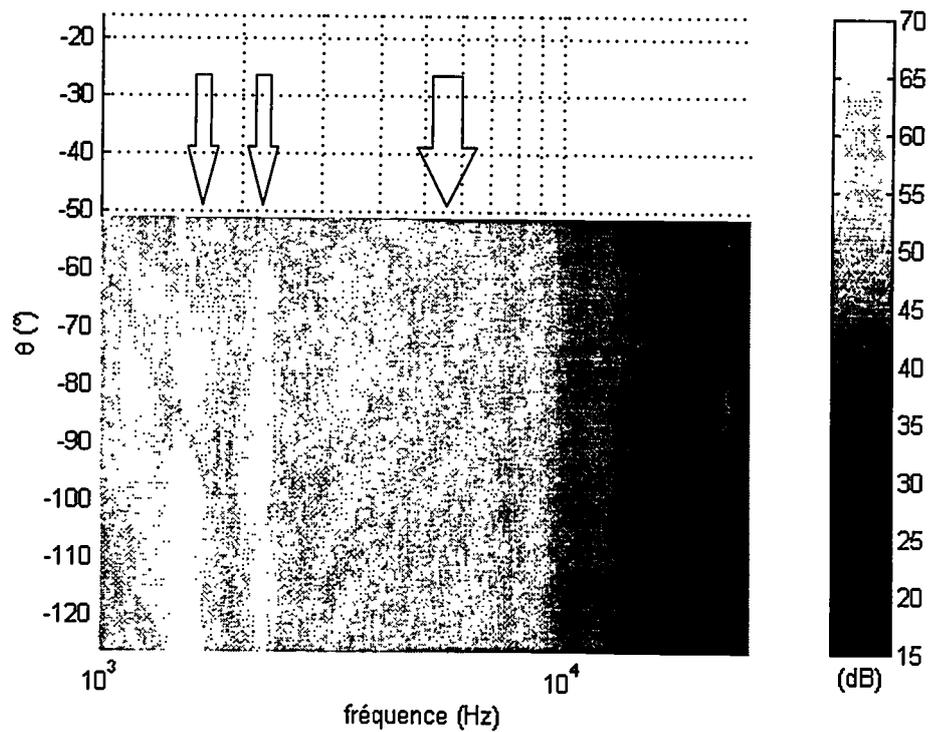


figure 25.b : Spectres acoustiques mesurés du côté de l'intrados, de -51° à -126°.  $U_0 = 80$  m/s.

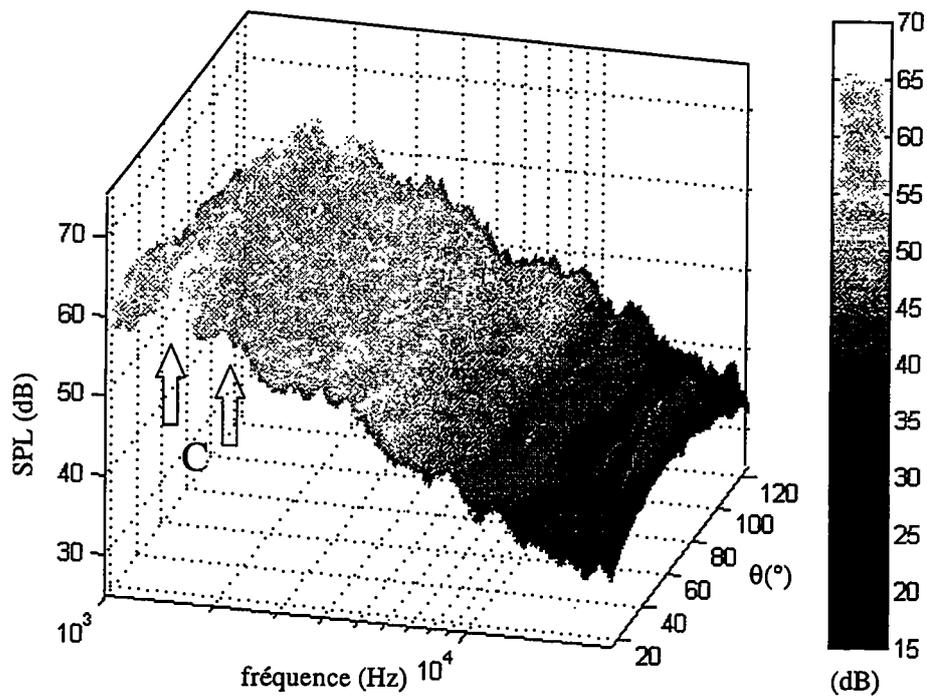


figure 26.a : Spectres acoustiques mesurés du côté de l'extrados, de  $15^\circ$  à  $125^\circ$ .  $U_0 = 80$  m/s.

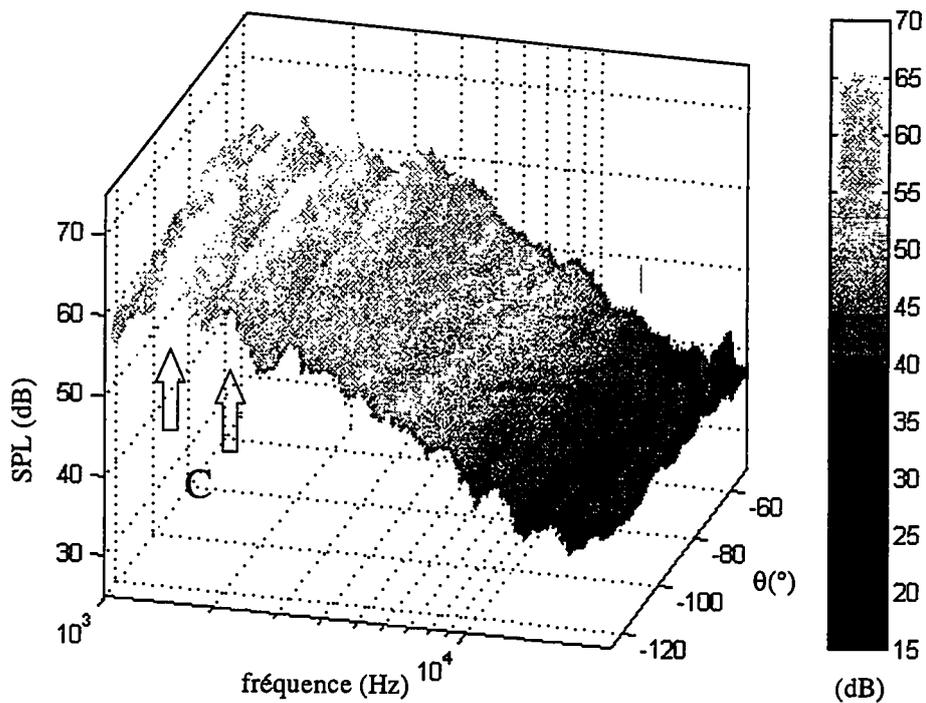


figure 26.b : Spectres acoustiques mesurés du côté de l'intrados, de  $-51^\circ$  à  $-126^\circ$ .  $U_0 = 80$  m/s.

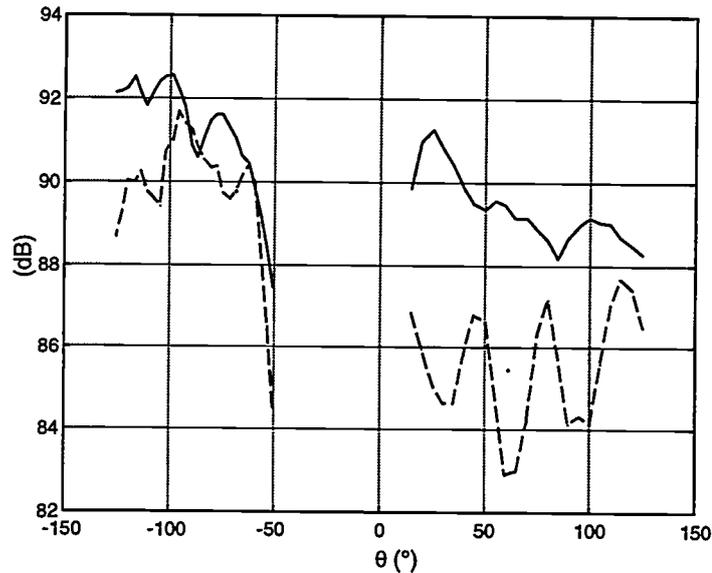


figure 27 : Directivité des pics à 1500 Hz (—) et 2200 Hz (---), pour  $U_0 = 80$  m/s.

## 2.3. Mesures de vitesses

### 2.3.1. Caractérisation de l'écoulement en configuration d'atterrissage

Grâce aux mesures de vitesse, effectuées avec la sonde à films chauds, on obtient par sondage sur les 21 sections une cartographie précise de l'écoulement moyen autour de la maquette (figure 28). On visualise ainsi la déformation de l'écoulement notamment au voisinage des cavités formées par le braquage du bec et du volet (figures 29 et 30). Par ailleurs, on peut disposer d'une mesure de la déflexion du jet.

#### 2.3.1.1. Déflexion du jet

Nous avons choisi de donner une incidence géométrique de  $15^\circ$  à la maquette en configuration d'atterrissage, pour espérer un angle d'incidence effectif d'environ  $5^\circ$ . Cependant, aucune méthode fiable n'a pu être trouvée pour déterminer cet angle a priori avec précision. A posteriori, à partir des cartographies des vitesses moyennes, on a une visualisation de l'écoulement moyen et donc de la déflexion du jet (figure 28). Ainsi on observe que le jet sort des plaques de la veine avec un angle de  $24^\circ$ . En faisant une moyenne entre l'orientation de l'écoulement amont et l'orientation de l'écoulement aval, on en déduit que l'inclinaison moyenne du flux sur la maquette est de  $12^\circ$ . Ceci nous donne une incidence effective de  $3^\circ$ , incidence donc légèrement inférieure aux  $5^\circ$  attendus. Ceci explique le fait que les valeurs des coefficients de pression sont plus faibles que celles mesurées en vol.

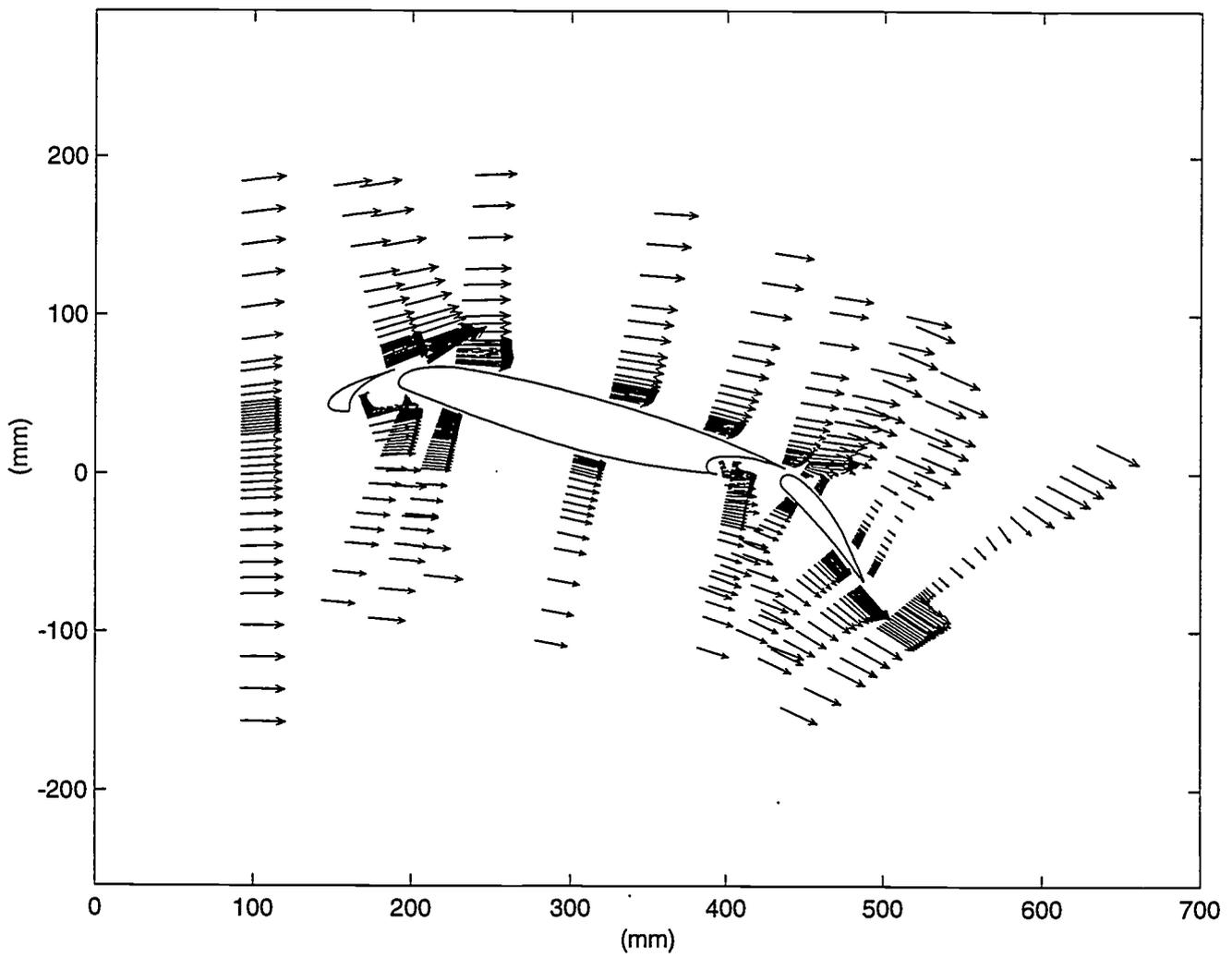


figure 28 : Cartographie de vitesse moyenne pour la configuration d'atterrissage,  $U_0 = 80$  m/s.

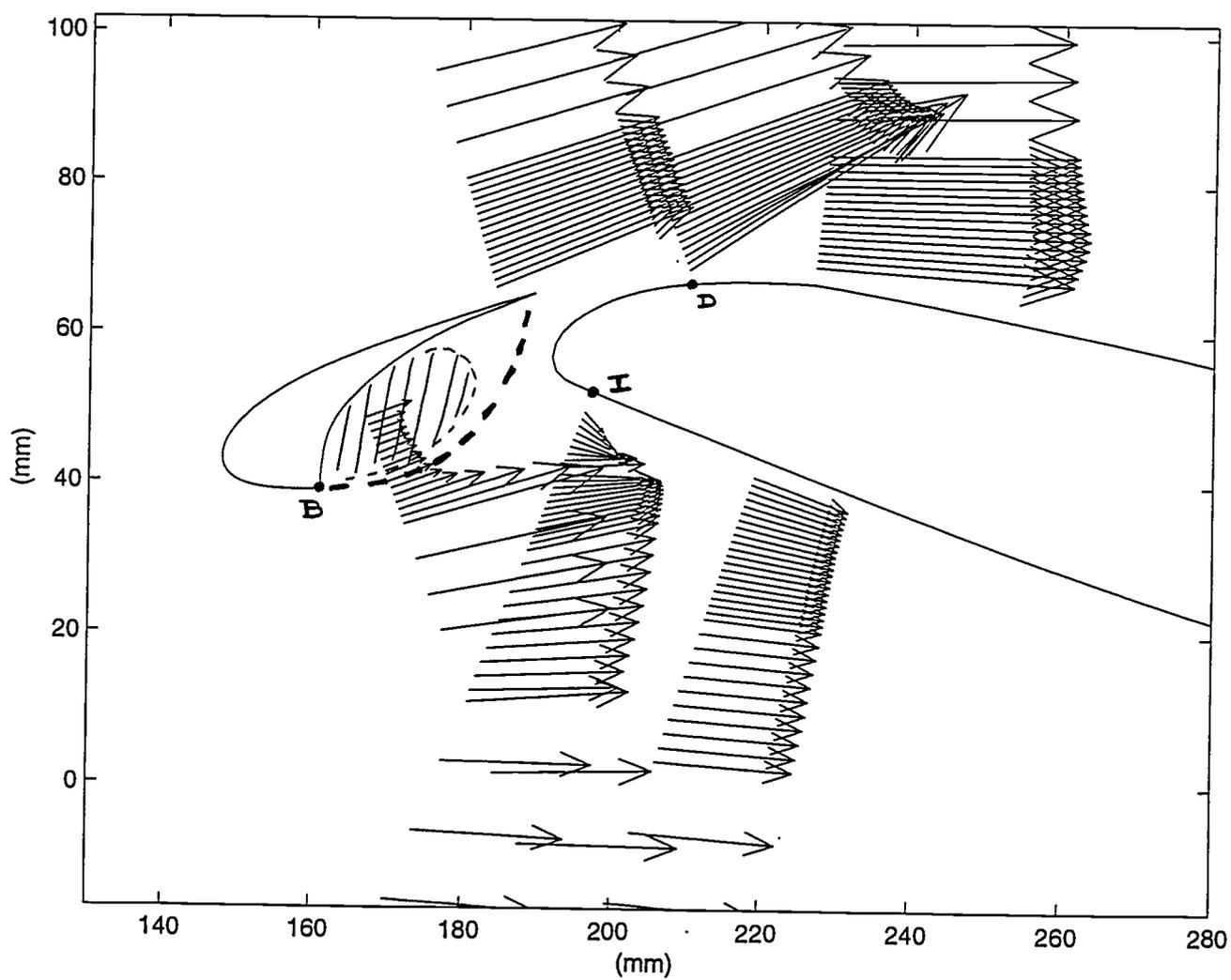


figure 29 : Cartographie de vitesse moyenne autour du bec,  $U_0 = 80$  m/s.

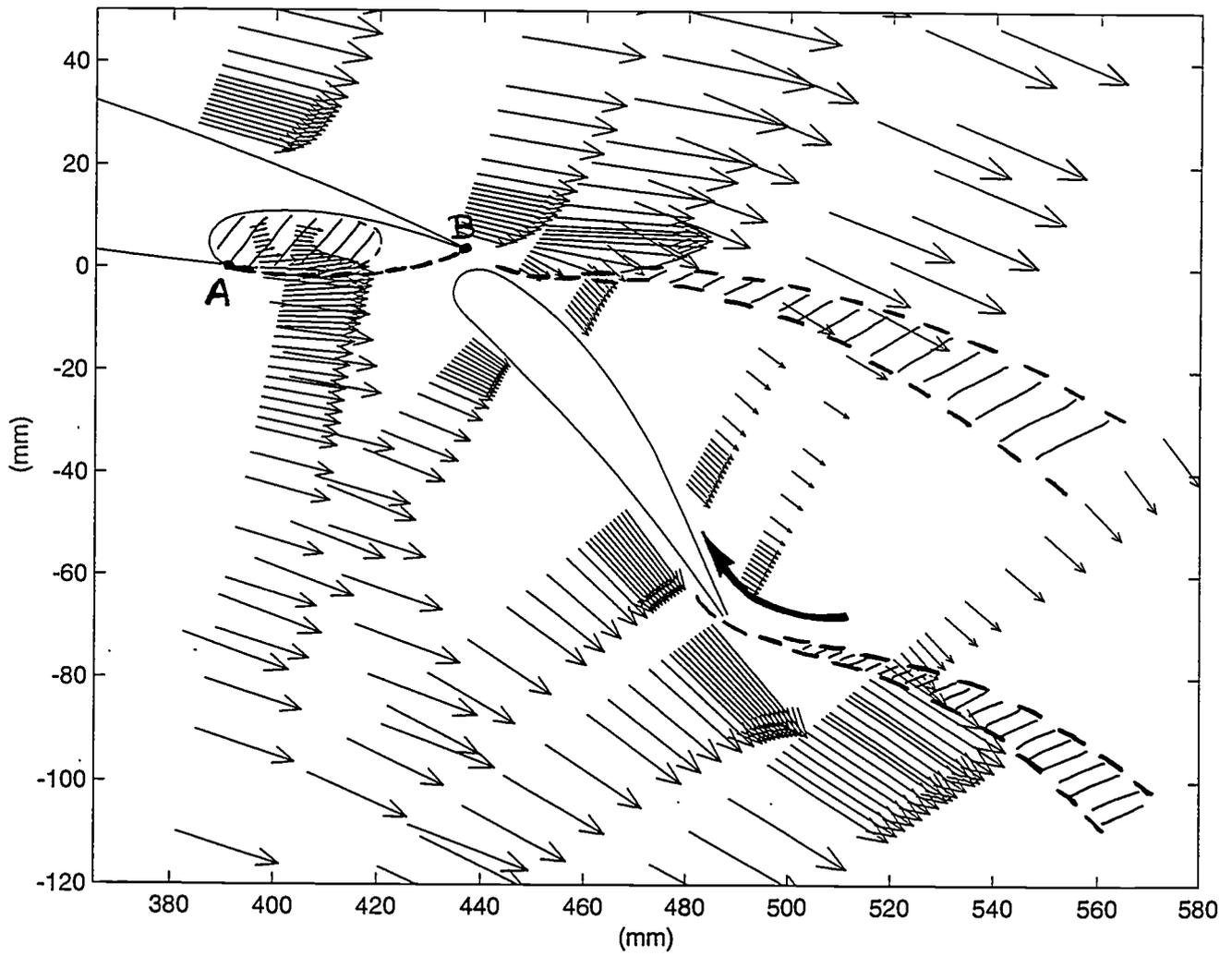


figure 30 : Cartographie de vitesse moyenne autour du volet,  $U_0 = 80$  m/s.

## 2.3.1.2. Caractéristiques de l'écoulement

L'analyse des cartographies des vitesses moyennes en configuration d'atterrissage montre des écoulements perturbés, surtout au niveau du volet de bord de fuite (figures 29 et 30). À l'intérieur du bec, dans la cavité arrière de l'aile ainsi que sur l'extrados du volet, les mesures font état de zones où, a priori, l'écoulement est ralenti. Cependant, à ces endroits les résultats sont à prendre avec précautions à cause de la non validité des mesures avec une sonde à films chauds dans une zone de recirculation. C'est pourquoi, pour préciser la nature de l'écoulement dans ces régions, on a effectué une visualisation qualitative avec un fil de coton déplacé autour de la maquette. Cette visualisation permet d'affirmer que dans ces trois zones les écoulements sont décollés et non pas ralentis. Dans les cavités on a des recirculations, c'est-à-dire des bulles de décollement, et sur l'extrados du volet un gros décollement avec inversion du flux au bord de fuite.

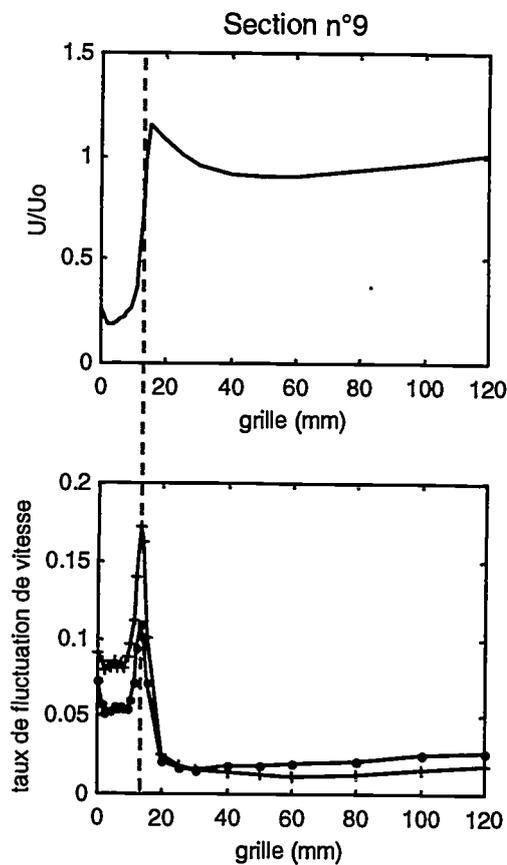
a) *Écoulement autour du bec*

figure 31.a : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°9, et taux de fluctuation de vitesse, (+) $u_{rms}/U_0$ , (o) $v_{rms}/U_0$ .

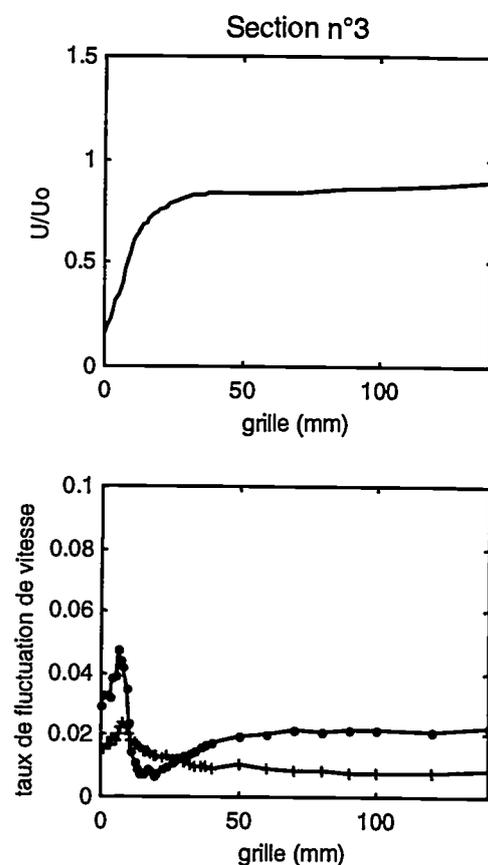


figure 31.b : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°3, et taux de fluctuation de vitesse, (+) $u_{rms}/U_0$ , (o) $v_{rms}/U_0$ .

Sur les figures 31 et 32, sont représentés les profils de vitesse moyenne  $U$  rapportée à la vitesse de l'écoulement moyen incident  $U_0$ , pour différentes sections de mesure (les sections de mesure sont indiquées sur la figure 7). Parallèlement aux profils de vitesse, on suit l'évolution des taux de fluctuations de vitesse ( $urms/U_0$  et  $vrms/U_0$ ) le long de ces mêmes sections de mesure.

En section n°9 (figure 31.a), le profil de vitesse moyenne présente une brusque chute de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse importantes lorsqu'on entre dans la zone intérieure du bec. Ceci correspond à la bulle de décollement observée avec le fil de coton. La position de la couche de cisaillement est représentée par le trait vertical pointillé sur la figure 31.a.

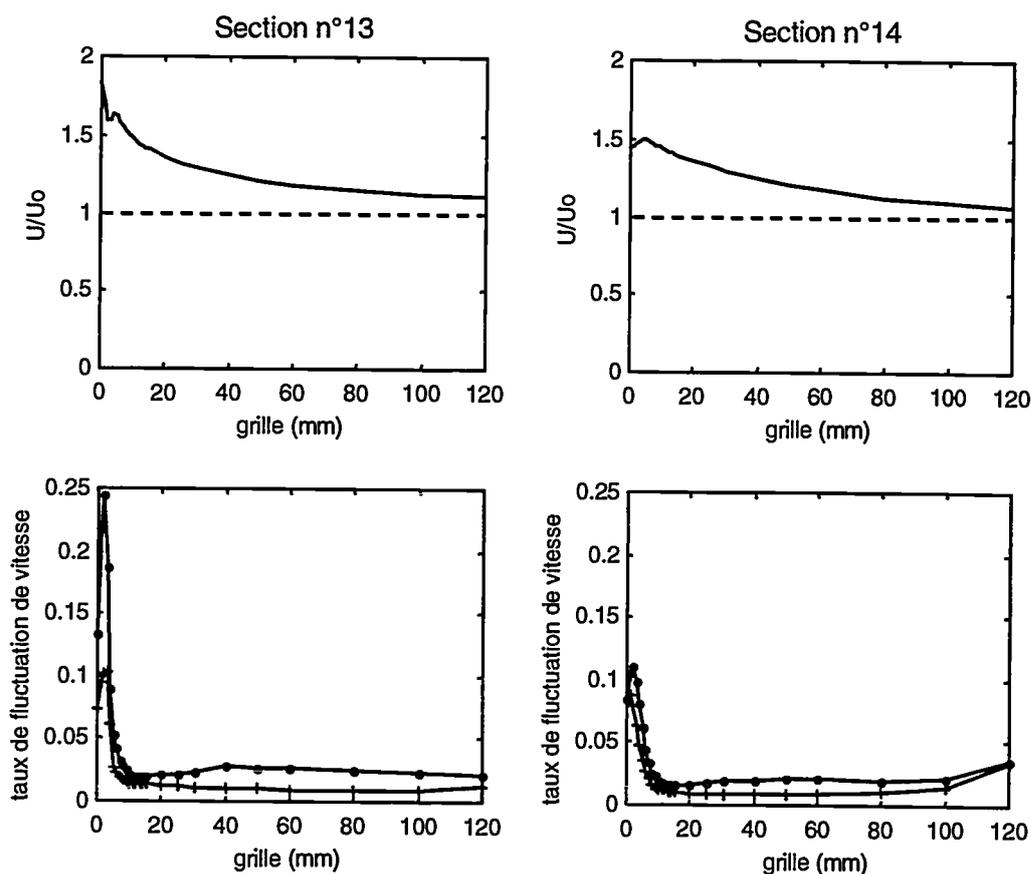


figure 31.c : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°13, et taux de fluctuation de vitesse, (+) $urms/U_0$ , (o) $vrms/U_0$ .

figure 31.d : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°14, et taux de fluctuation de vitesse, (+) $urms/U_0$ , (o) $vrms/U_0$ .

Les accidents observés sur la section n°3 (figure 31.b), sont sans doute liés à la proximité du point de recollement I de la figure 29, en dessous du bord d'attaque de la partie principale de l'aile.

En configuration d'atterrissage, l'écartement entre le bec et l'aile étant relativement important, une injection nette de l'intrados vers l'extrados peut être observée, avec pour conséquence une accélération de flux sur l'extrados (sections n°13 et 14, figures 31.c, 31.d). L'intensité turbulente reste concentrée à la frontière du décollement et dans le mélange dû à l'injection. Ce mélange est en grande partie responsable de la turbulence des couches limites

de l'extrados de l'aile (sections n°14 à 17). Les couches limites de l'extrados ont une épaisseur d'à peu près 1 cm. De la section 13 à la section 14, la direction de la vitesse change brusquement. Il se peut donc, qu'en plus de l'accélération en sortie de la fente, un petit décollement local se produise au point D (figure 29) et que l'écoulement soit déjà recollé en section 14. On peut d'ailleurs relier ce décollement au pallier observé sur la répartition du coefficient de pression de la figure 13.c. Cependant, la maquette n'est pas suffisamment instrumentée dans cette zone pour affirmer que l'on a un pallier et non pas une décroissance régulière du  $C_p$ .

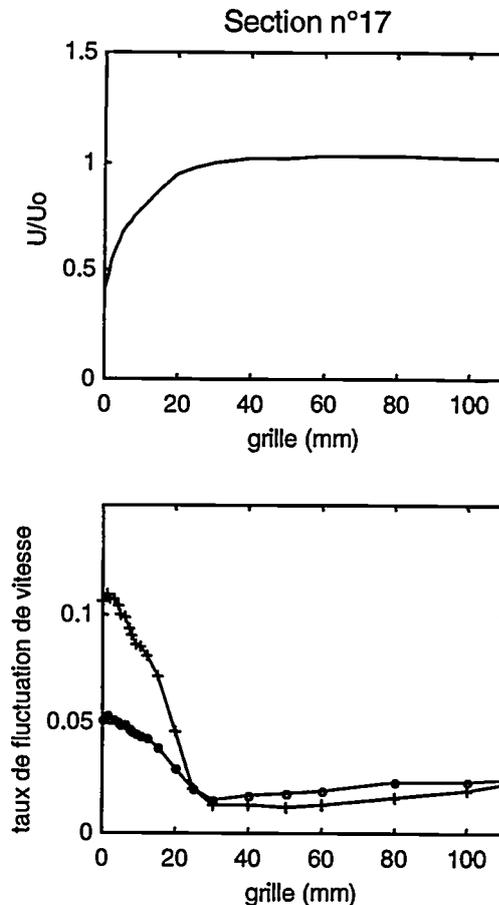


figure 31.e : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°17, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $u_{rms}/U_0$ , (o)  $v_{rms}/U_0$ .

### b) *Écoulement autour du volet*

Au niveau du volet, on retrouve une zone de décollement avec recirculation dans l'espace entre l'aile et le volet (sections n°4 et 5). Les mêmes caractéristiques que précédemment se retrouvent dans cette zone, à savoir une brusque chute de la vitesse moyenne et un fort taux de fluctuation de vitesse (figures 32.a, 32.b).

Tout le long de l'intrados du volet (sections 6 à 8) l'écoulement reste laminaire jusqu'au bord de fuite (taux de turbulence résiduel d'environ 1 %). En revanche, il subit une forte accélération ; la vitesse vaut 38 % de la vitesse de l'écoulement moyen,  $U_0$ , en section n°6 et passe à 121 % en section n°8 (figures 32.c, 32.d). Cette accélération est à relier à l'inversion du coefficient de pression au bord de fuite (figure 13.c).

Au-dessus de la césure aile-volet, l'écoulement provenant de l'extrados de l'aile se mélange avec le flux sortant de la fente. On observe alors en section n°18 une double zone de mélange (figure 32.e).

Sur l'extrados du volet se développe une zone d'écoulement décollé (sections n°19 à 21) qui atteint une épaisseur de 6 cm environ en section n°21 (figure 32.f).

Il est à noter que, dans cette configuration, les injections intrados-extrados au niveau des césures sont marquées et prennent la forme de jets bien identifiables.

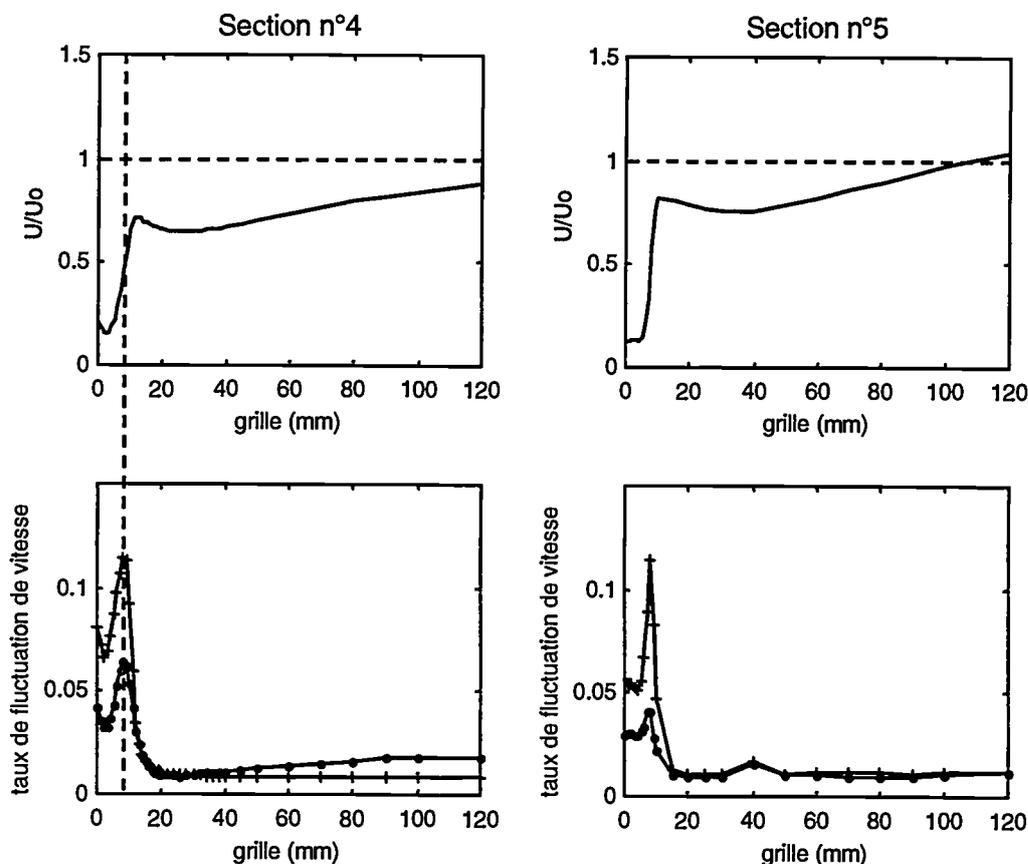


figure 32.a : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°4, et taux de fluctuation de vitesse, (+) $u_{rms}/U_0$ , (o) $v_{rms}/U_0$ .

figure 32.b : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°5, et taux de fluctuation de vitesse, (+) $u_{rms}/U_0$ , (o) $v_{rms}/U_0$ .

Dans le sillage de la maquette, le long de la section n°10 (figure 32.g), on observe deux couches de cisaillement génératrices de turbulence. La première correspond à la frontière extérieure du décollement, et la seconde, beaucoup plus étroite, est créée par le mélange des deux flux provenant de part et d'autre du bord de fuite du volet qui sont de sens opposé. En effet, le flux d'intrados du volet se dirige normalement vers l'aval, tandis que celui de l'extrados est inversé. Cette inversion du flux n'est pas mesurable par la sonde à films chauds, car elle n'est pas placée suivant la direction de l'écoulement dans cette région. On remarque pourtant que les vitesses moyennes ne suivent pas la surface du volet et tendent plutôt à s'en écarter (figure 30).

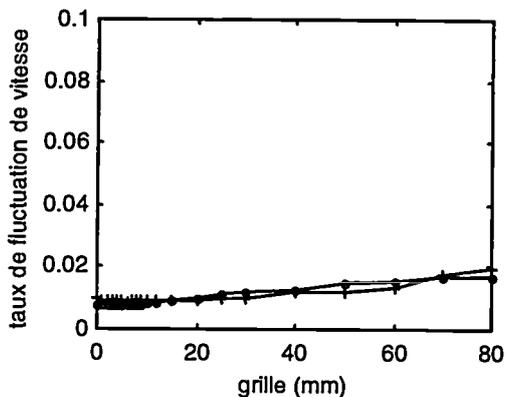
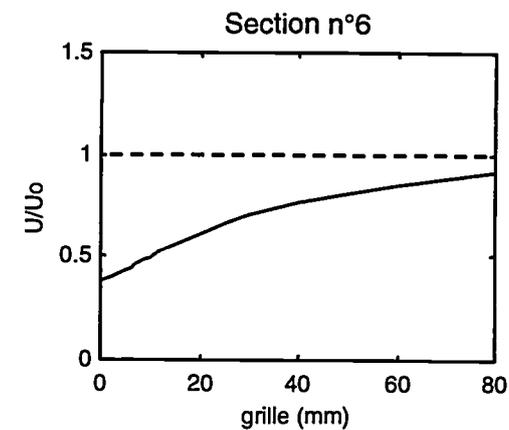


figure 32.c : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°6, et taux de fluctuation de vitesse, (+)urms/ $U_0$ , (o)vrms/ $U_0$ .

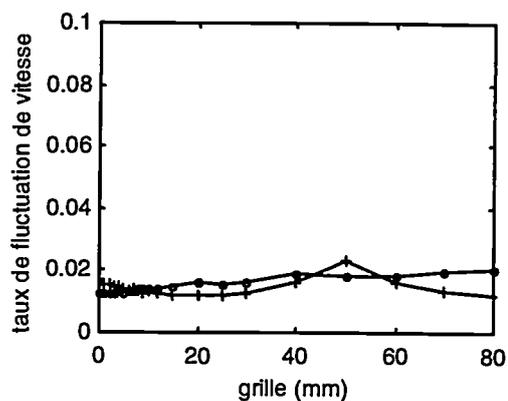
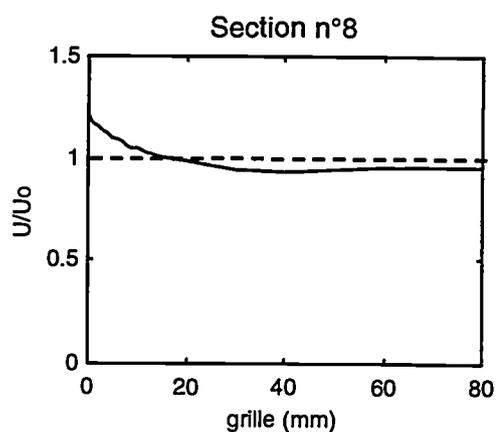


figure 32.d : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°8, et taux de fluctuation de vitesse, (+)urms/ $U_0$ , (o)vrms/ $U_0$ .

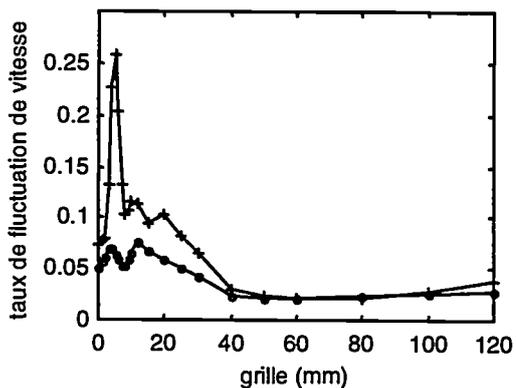
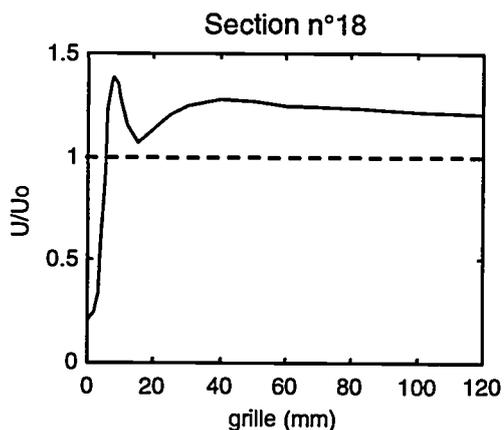


figure 32.e : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°18, et taux de fluctuation de vitesse, (+)urms/ $U_0$ , (o)vrms/ $U_0$ .

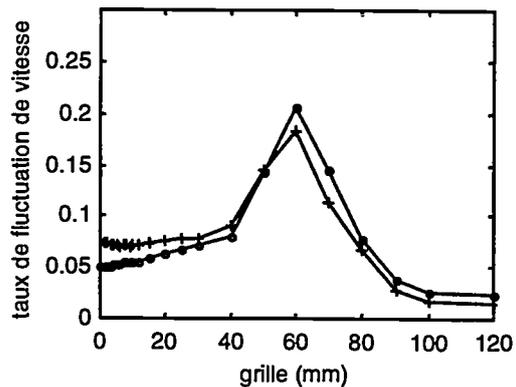
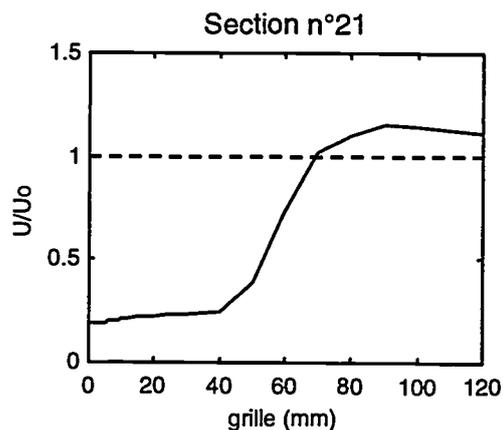


figure 32.f : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°21, et taux de fluctuation de vitesse, (+)urms/ $U_0$ , (o)vrms/ $U_0$ .

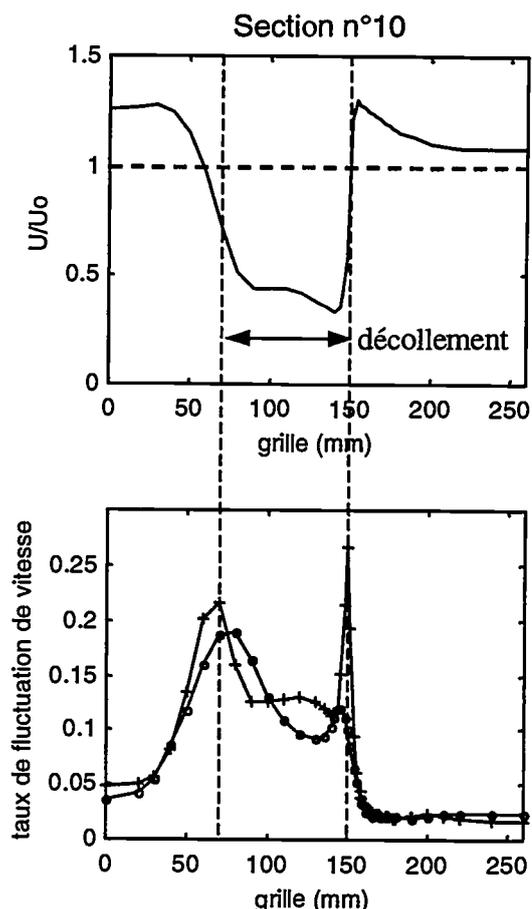


figure 32.g : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°10, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $u_{rms}/U_0$ , (o)  $v_{rms}/U_0$ .

L'analyse présentée ci-dessus ne porte que sur une seule vitesse de l'écoulement moyen,  $U_0 = 80$  m/s. Les grandeurs (vitesses moyennes, fluctuantes) ont été adimensionnalisées par rapport à cette vitesse. On peut ainsi utiliser les résultats pour d'autres vitesses. Cependant il faut faire attention lors d'une transposition des résultats d'une vitesse à une autre. Il se peut que le comportement de l'écoulement autour de la maquette change lorsqu'on passe dans une autre gamme de vitesse. Les effets du nombre de Reynolds peuvent provoquer le passage d'un régime d'écoulement à un autre. Les mesures ont donc été dépouillées pour la vitesse la plus basse et la plus élevée de notre étude; c'est-à-dire  $U_0 = 60$  m/s et 100 m/s. Les cartographies de vitesse moyenne pour ces deux vitesses ne montrent pas de différence par rapport à celle pour  $U_0 = 80$  m/s. Nous n'observons donc pas d'effet moyen du nombre de Reynolds dans le domaine d'étude de cette expérience.

### 2.3.1.3. Spectres de vitesse.

Les spectres des fluctuations de vitesse mesurés au voisinage de l'aile sont d'une grande variété selon l'emplacement du point de mesure. Les points de mesure de ces spectres sont représentés sur la figure 33.

Il est à noter que, la sous-couche visqueuse des couches limites n'étant pas accessible à la sonde à films chauds, l'information obtenue est a priori différente et complémentaire de

celle fournie par les mesures à l'aide des capteurs de pression en paroi. Malgré tout, des similitudes sont attendues, soit aux basses fréquences, pour lesquelles la sous-couche est plus « transparente », soit aux fréquences particulières où se produisent des phénomènes organisés.

Sur les figures 34 à 40 sont représentés les spectres des fluctuations de vitesse suivant l'axe des  $x$ , noté  $S_{uu}$ , et suivant l'axe des  $y$ ,  $S_{vv}$  (respectivement tracé en pointillé et en trait plein), où  $(x,y)$  constitue le repère de la veine (figure 4, annexe 3).

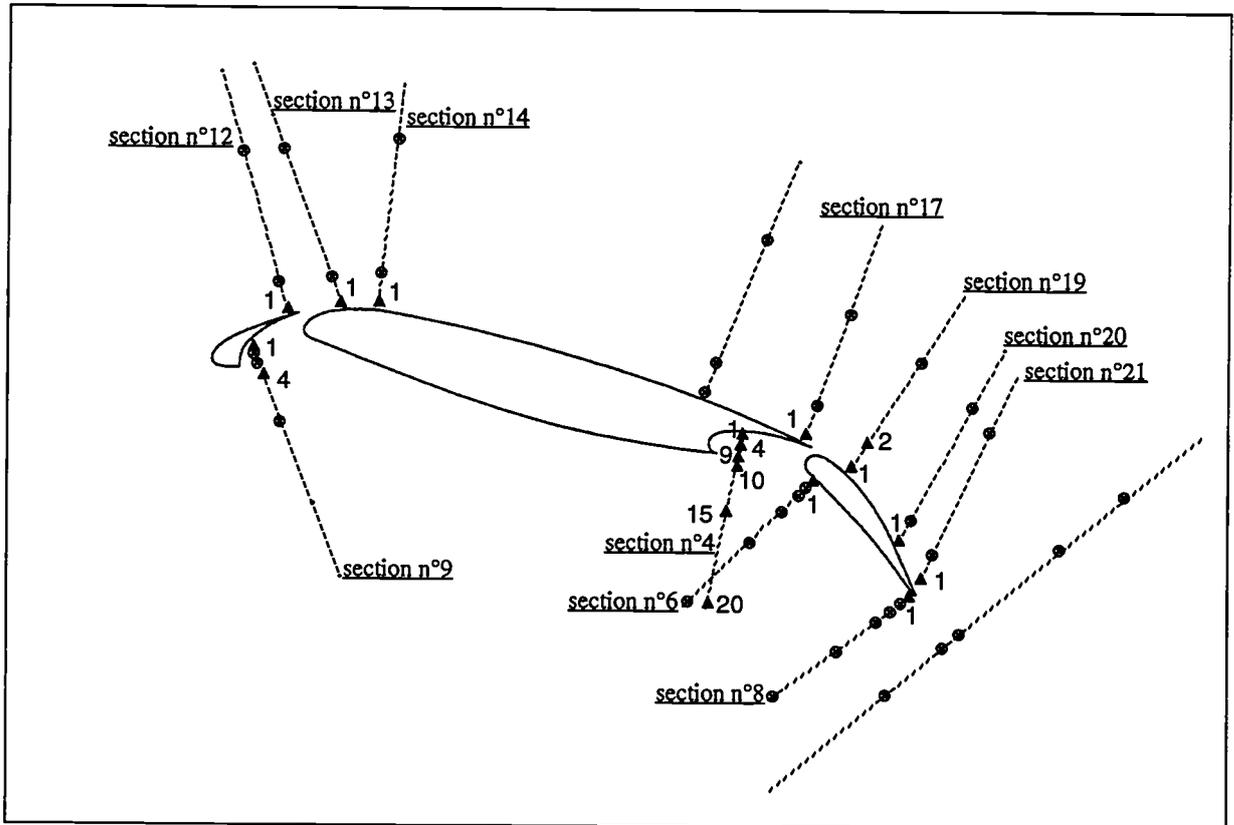


figure 33 : Points de mesure des spectres de vitesse.

#### a) Spectres autour du volet

En section n°4 (figures 34), on note trois types de spectres:

→ Ceux mesurés dans la zone de recirculation entre l'aile et le volet ont pour caractéristiques principales un niveau élevé par rapport aux autres spectres, une coupure vers 1 kHz puis une décroissance suivant deux pentes (figures 34.a). Ces spectres sont à interpréter avec précautions à cause des réserves déjà émises à propos du comportement de la sonde ; mais ils sont représentatifs d'une zone décollée.

→ Au voisinage de la couche de cisaillement, à la limite de la zone de décollement, les spectres ont un niveau général plus bas mais des bosses émergent à 1450 et 2200 Hz (figures 34.b). Ces bosses sont attribuées aux instabilités créées au bord inférieur de l'aile.

→ Enfin si on continue à s'éloigner du profil on observe un troisième type de spectre représentatif de l'écoulement moyen. Ces spectres, avec un niveau très bas et une décroissance régulière, correspondent à une turbulence résiduelle de 2 % environ (figures 34.c). Ils sont représentatifs de ce que l'on peut qualifier d'écoulement homogène en soufflerie.

En section n°6, on enregistre encore des perturbations du fait de la proximité de la cavité (figure 35). En revanche, plus en aval, le long de l'intrados du volet (section n°8), ces perturbations disparaissent et on retrouve un spectre de turbulence résiduelle (figure 35).

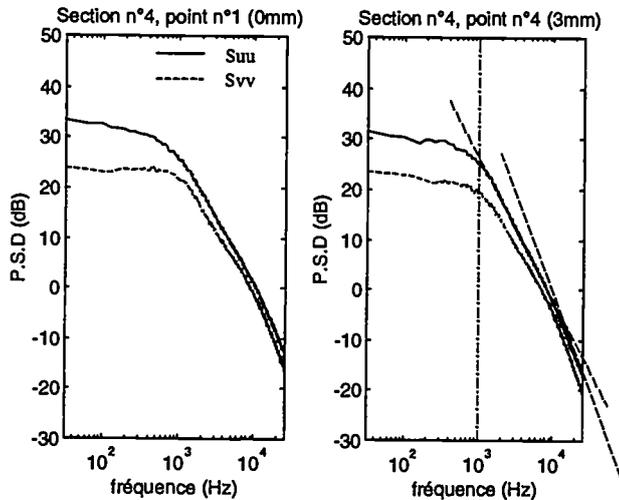


figure 34.a : Spectres de vitesse des points 1 et 4 de la section n°4, pour  $U_0 = 80$  m/s.

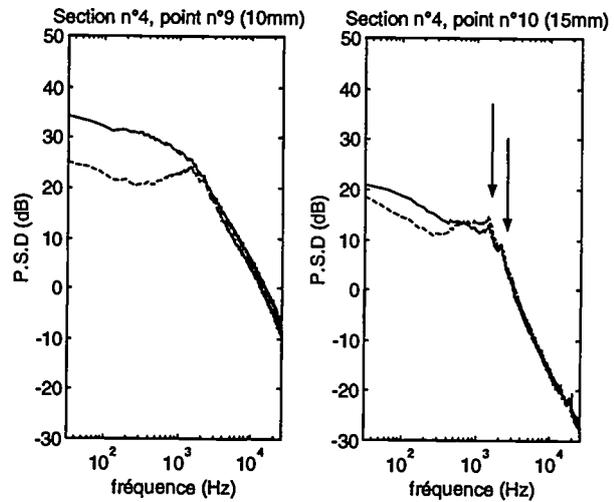


figure 34.b : Spectres de vitesse des points 9 et 10 de la section n°4, pour  $U_0 = 80$  m/s.

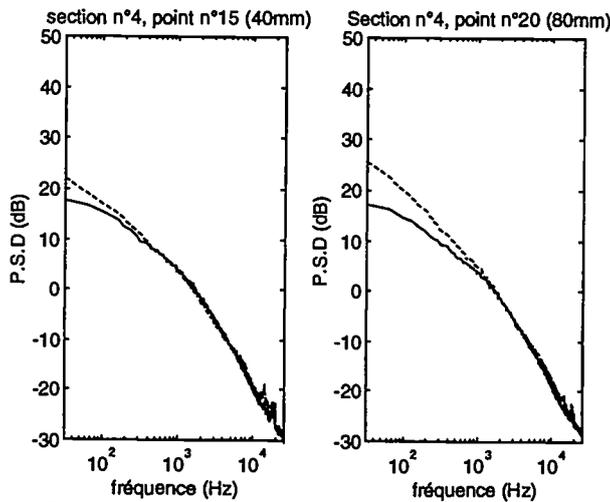


figure 34.c : Spectres de vitesse des points 15 et 20 de la section n°4, pour  $U_0 = 80$  m/s.

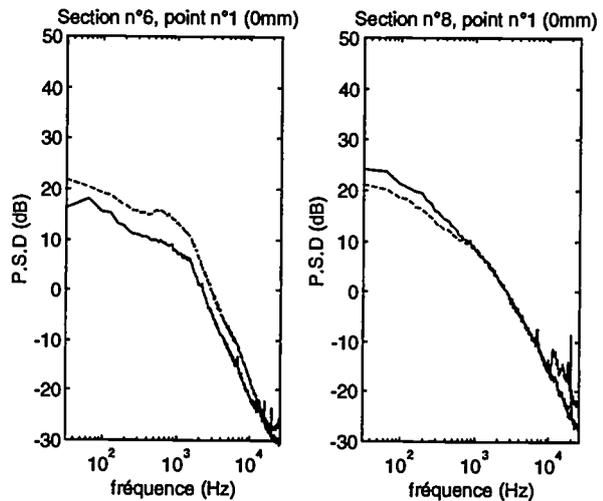


figure 35 : Spectres de vitesse des points 1 des sections n°6 et n°8, pour  $U_0 = 80$  m/s.

b) Spectres autour du bec

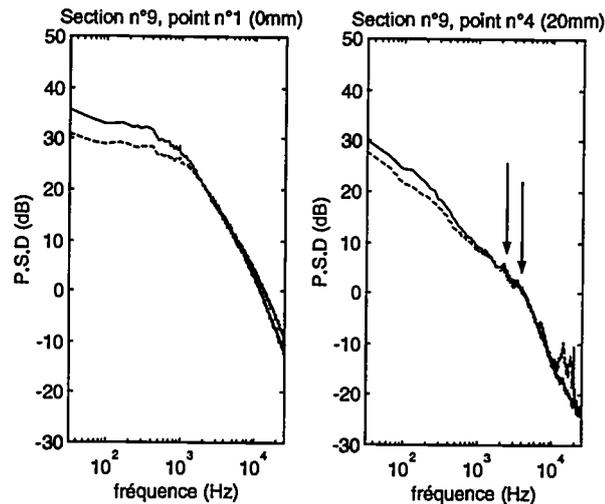


figure 36 : Spectres de vitesse des points 1 et 4 de la section n°9, pour  $U_0 = 80$  m/s.

Dans l'espace entre le bec et l'aile (section n°9, point 1), les spectres ont la même forme que ceux de la section n°4, avec une coupure vers 1 kHz environ (figure 36). Juste au-dessous de la couche de cisaillement, des fréquences particulières émergent des spectres (point 4, section n°9). Comme précédemment, on attribue ces fréquences aux instabilités de la couche de cisaillement définissant la limite entre la bulle de séparation du bec et l'écoulement moyen.

c) Spectres de l'extrados

En comparant les spectres des points 1 des sections n°12 et n°13 (figure 37), on s'aperçoit qu'il y a injection de turbulence par la fente du bec car le niveau des spectres est plus élevé dans la section n°13, qui se trouve à la sortie de la fente. La turbulence semble ensuite convectée dans la couche limite de l'extrados de l'aile (sections n°14 à 17) (figure 38). On remarque, en particulier sur la section n°17, la présence d'une basse fréquence (250 Hz) qui apparaît de façon moins nette dès la section n°13. Il semble donc qu'une oscillation à basse fréquence soit engendrée à la sortie de la fente bec-aile et se développe le long de l'extrados de l'aile.

Sur l'extrados du volet, dans la zone de décollement (sections n°19 à 21), les spectres sont tous du même type. Il faut noter que ces spectres n'ont pas la même forme que ceux mesurés dans les césures bec-aile et aile-volet, des sections n°4 et 9. Ils décroissent beaucoup plus tôt. Par contre le spectre du point 2 de la section n°19 (figure 39), présente les mêmes caractéristiques que ceux des zones de décollement, c'est-à-dire une coupure vers 1 kHz, et au delà deux pentes de décroissance. Ce point de mesure correspond à un point situé dans la couche de cisaillement, proche de l'injection en provenance de la fente, donc dans une zone de mélange intense.

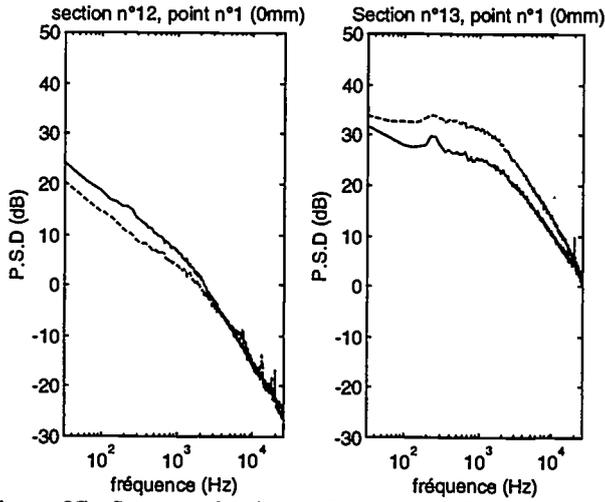


figure 37 : Spectres de vitesse des points 1 des sections n°12 et n°13, pour  $U_0=80$  m/s.

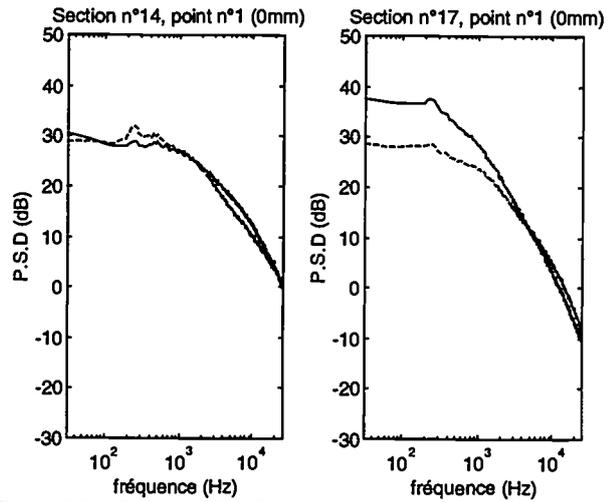


figure 38 : Spectres de vitesse des points 1 des sections n°14 et n°17, pour  $U_0=80$  m/s.

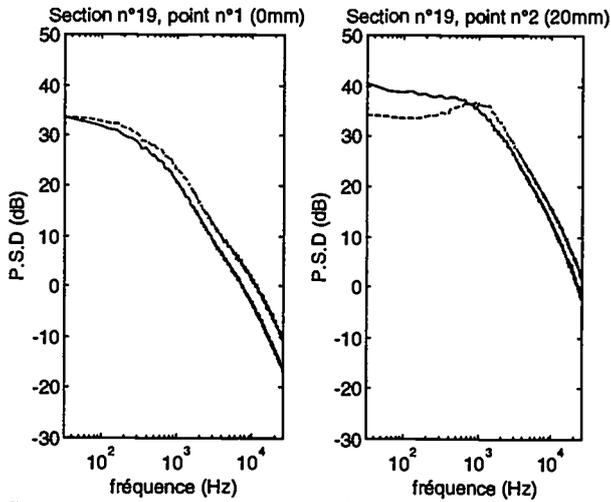


figure 39 : Spectres de vitesse des points 1 et 2 de la section n°19, pour  $U_0=80$  m/s.

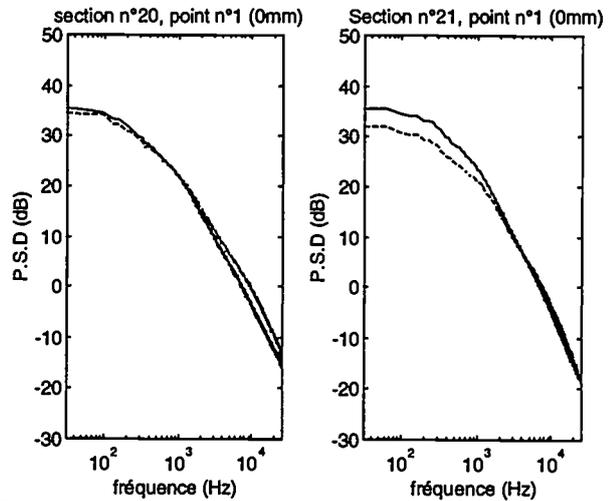


figure 40 : Spectres de vitesse des points 1 des sections n°20 et n°21, pour  $U_0=80$  m/s.

## 2.4. Mesures de pression en paroi

### 2.4.1. Capteurs au voisinage du bec de bord d'attaque

Dans un premier temps on considère les capteurs de pression en paroi situés dans le voisinage du bec de bord d'attaque. Sur la figure 41 les spectres des capteurs B1, B2, B3 et A1 sont comparés pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s (la position des capteurs est indiquée sur la figure 4). Deux fréquences émergent de ces spectres. Elles ont pour valeur 2172 Hz et 3278 Hz. Elles évoluent avec la vitesse de l'écoulement, comme le montre la figure 42. On note respectivement  $F_{2b}$  et  $F_{3b}$  ces deux fréquences pour des raisons qui apparaîtront plus loin. La figure 42 représente l'évolution des spectres du capteur B3 lorsque  $U_0$  varie de 50 à 100 m/s. On remarque alors que les deux fréquences sont d'autant plus émergentes et nettes que la vitesse est élevée. L'évolution de ces fréquences, en fonction de la vitesse, est reportée sur la figure 43 et suggère une loi en  $U_0^{0,9}$ .

Le spectre du capteur B1, sur la figure 41, est relativement différent de celui des autres capteurs. Son niveau est plus faible pour les fréquences supérieures à 70 Hz et de nombreux pics émergent du spectre. B1, par rapport aux autres capteurs, se trouve sur l'extrados du bec donc à l'extérieur de la cavité formée par le braquage du bec. Il est donc situé dans une zone d'écoulement peu perturbé, ce qui explique le niveau plus faible de 10 à 20 dB. En fait B1 est un capteur acoustique qui enregistre le bruit d'éventuelles autres sources en champ proche.

Les autres capteurs se trouvent dans la cavité du bec (B2, B3) et sur le bord d'attaque de l'aile (A1). Ils sont donc soumis aux fluctuations de pression provoquées par la recirculation qui existe dans cette zone. Ce sont des capteurs aérodynamiques. Pour l'interprétation des résultats, il convient de ne pas perdre de vue la dualité aérodynamique/acoustique des capteurs de pression.

De plus, en B3 et A1, une bosse en basses fréquences émerge des spectres dans la bande 100-1000 Hz, alors qu'elle ne se remarque pas sur le spectre de B2. Elle est peut-être due à des oscillations de la bulle de séparation. Comme B3 et A1 sont très proches de la frontière de cette bulle, ils peuvent la mesurer, alors que B2 se trouve immergé dans la bulle et peut donc ne pas la ressentir.

Le capteur A1 se caractérise par un niveau encore plus élevé que les autres. soit il est proche du point de rattachement sur le bord d'attaque de la partie principale de l'aile, soit son niveau s'explique par la proximité de la frontière de la bulle de décollement.

On retrouve la visualisation de ce mécanisme par une forte cohérence entre B3 et A1 (figure 44.a) dans la bande de fréquences 100-1000 Hz, alors que ces capteurs n'affichent aucune cohérence avec B2 pour ces mêmes fréquences.

Le phénomène responsable de cette forte cohérence n'est pas propagatif. En effet la cohérence entre B3 (ou A1) et un microphone de champ lointain est nulle pour ces fréquences (figure 44.b). Il n'y a aucun lien entre ce qui est mesuré en champ lointain entre 100 et 1000 Hz et ce qui est mesuré en paroi par les capteurs de l'intérieur du bec dans cette même gamme de fréquences.

Par contre, la cohérence entre les capteurs du bec et le microphone de champ lointain est significative pour les deux fréquences remarquées sur les spectres mesurés en paroi (figures 42 et 44.b). La cohérence fait ressortir une troisième fréquence, plus basse que les deux autres (1300 Hz pour  $U_0 = 80$  m/s), qui n'était pas discernable sur les spectres de pression en paroi. Cette fréquence est notée  $F_{1b}$ . Son évolution en fonction de la vitesse suit la même loi en  $U_0^{0,9}$  que pour les deux autres fréquences (figure 43). On peut donc l'attribuer au même mécanisme générateur.

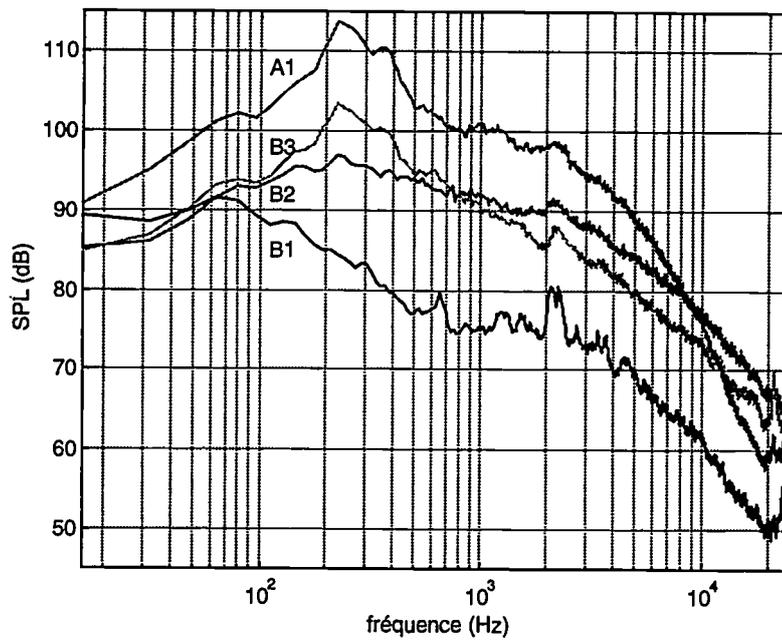


figure 41 : Spectres de pression des capteurs B1, B2, B3 et A1, pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s.

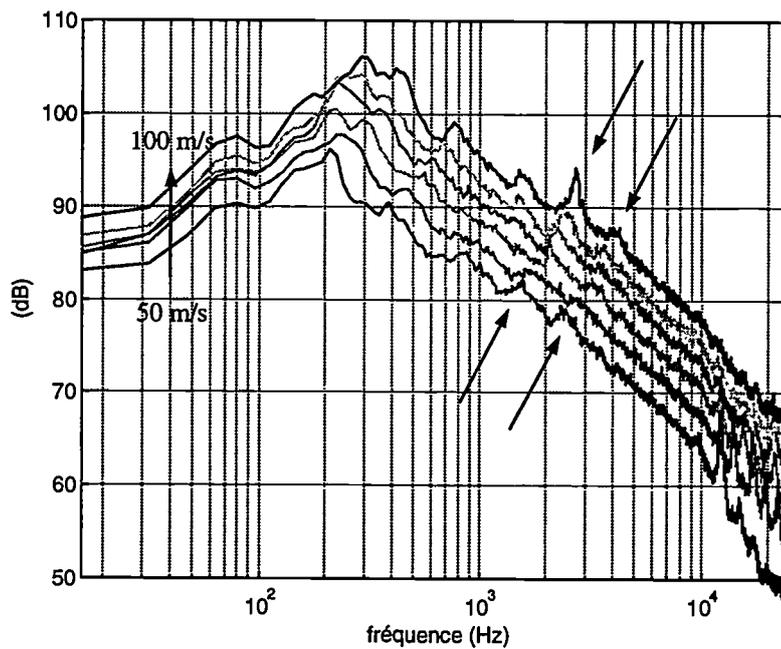


figure 42 : Évolution des spectres de pression du capteur B3, en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$ , variant de 50 à 100 m/s.

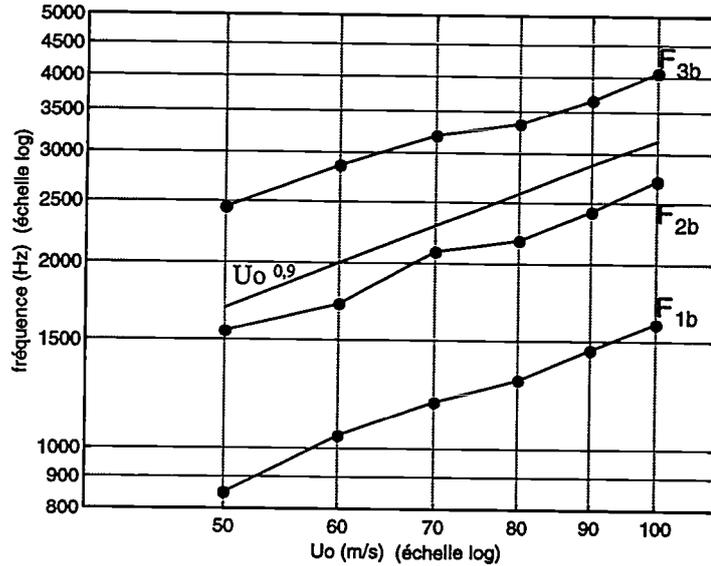


figure 43 : Évolution des fréquences en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$ .

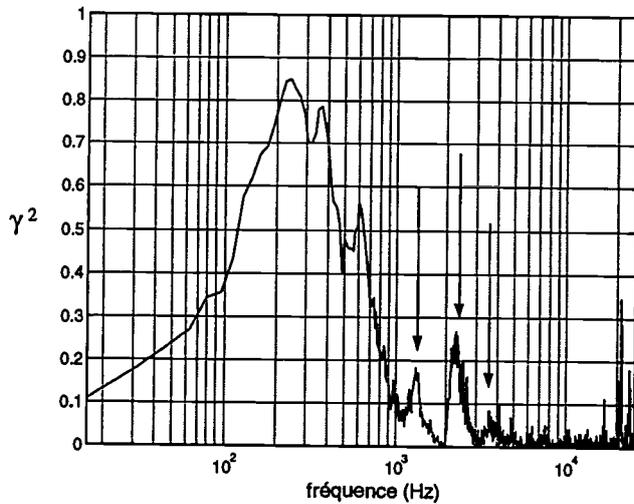


figure 44.a : Cohérence entre B3 et A1,  $U_0 = 80$  m/s.

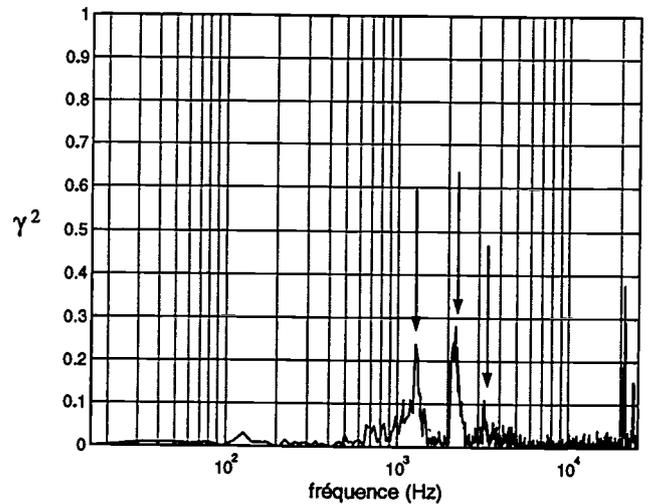


figure 44.b : Cohérence entre B3 et microphone de champ lointain à  $-66^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s.

Les niveaux de cohérence les plus élevés sont obtenus avec un microphone de champ lointain situé du côté de l'intrados de la maquette et vers l'aval (angle de mesure  $\theta = -66^\circ$ , figure 44.b), plutôt qu'avec un microphone situé en amont ou du côté de l'extrados. Ceci permet de dire que le rayonnement à ces fréquences se fait de façon privilégiée vers l'aval et vers le sol.

Les deux pics, aux fréquences les plus élevées, sont observés également sur les spectres de vitesse mesurés dans la couche de cisaillement du bec, c'est-à-dire à la frontière de la bulle de séparation (figure 36, point 4 de la section n°9). Ces fréquences qui existent aussi bien sur les spectres de pression en paroi que sur les cohérences avec le microphone de champ lointain acoustique est donc un phénomène propagatif, de plus elles se retrouvent sur les spectres de fluctuation de vitesse. Elles peuvent être attribuées aux instabilités de la couche de cisaillement qui prend naissance au bord inférieur du bec.

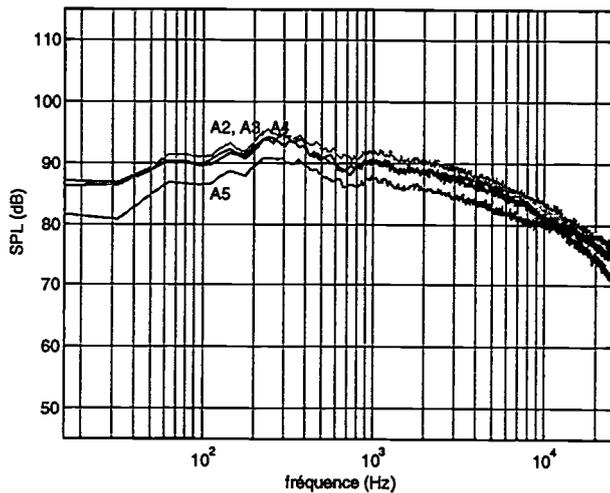


figure 45.a : Spectres de pression des capteurs transversaux, A2, A3, A4 et A5, pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s.

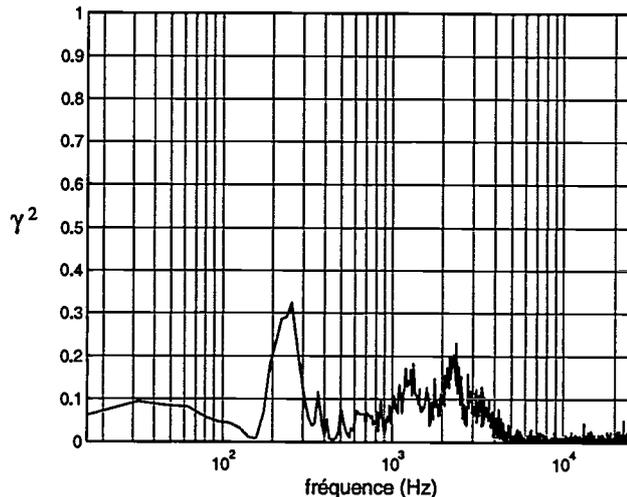


figure 45.b : Cohérence entre A1 et A6,  $U_0 = 80$  m/s.

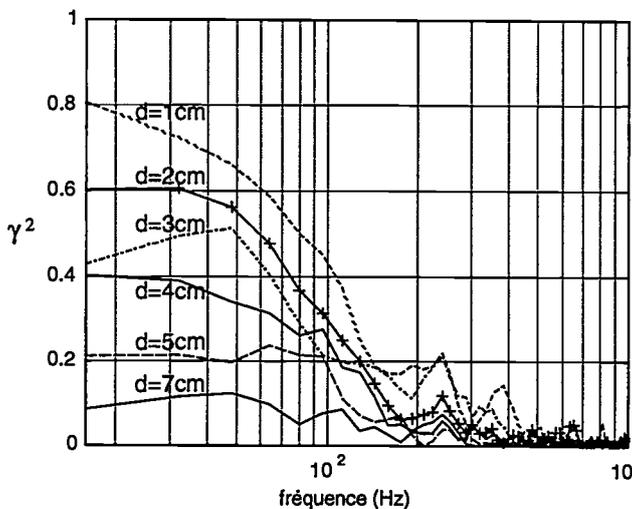


figure 45.c : Cohérence entre les capteurs transversaux du bord d'attaque de l'aile, A2, A3, A4 et A5.  $U_0 = 80$  m/s.

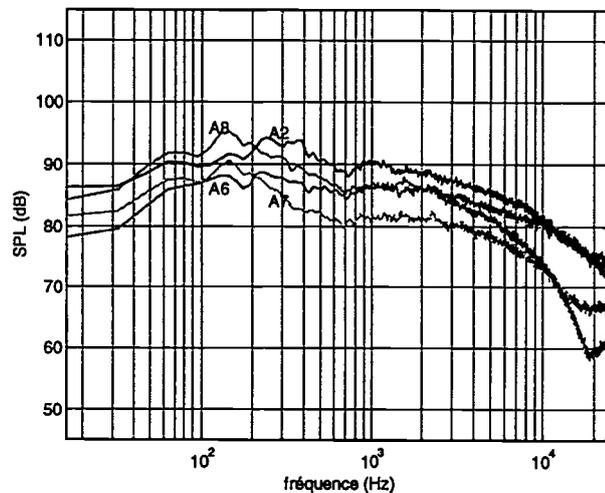


figure 45.d : Spectres de pression des capteurs de l'extrados de l'aile A2, A6, A7 et A8, pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s.

Les spectres du réseau de capteurs transversaux de l'extrados de l'aile, en sortie de la fente du bec, (figures 45.a et 45.d) ne montrent pas les fréquences mises en évidence sur les autres capteurs. Cependant la cohérence entre ces capteurs d'extrados et les quatre autres capteurs (B1, B2, B3 et A1) est significative, notamment pour la bande de fréquences des trois pics (figure 45.b). Les mécanismes instationnaires engendrés dans la cavité du bec communiquent donc avec l'extrados de l'aile en passant par la fente entre le bec et l'aile.

La cohérence entre les capteurs transversaux du bord d'attaque de l'aile (A2, A3, A4 et A5) est non nulle uniquement en basses fréquences ( $f < 200$  Hz) et le niveau de cohérence est d'autant plus élevé que les capteurs sont proches l'un de l'autre (figure 45.c). Pour A2-A4, distant de 1 cm, la cohérence  $\gamma^2$  est supérieure à 0,5, tandis que pour A3-A5, séparés de 6 cm,  $\gamma^2$  est d'environ 0,2. Ceci permet d'estimer la cohérence transversale de l'écoulement en sortie de la fente du bec.

### 2.4.2. Capteurs au voisinage du volet de bord de fuite

On considère maintenant les capteurs de pression situés à l'arrière de la maquette. De la même façon que pour le comportement du bec, les spectres de pression en paroi de la région incurvée de l'aile, c'est à dire de la cavité, formée par le braquage du volet, affichent trois pics situés dans la même gamme de fréquence que ceux du bec, c'est-à-dire entre 1 et 4 kHz. Ces pics ont pour fréquences 1550 Hz, 2250 Hz et 3040 Hz quand  $U_0 = 80$  m/s (figure 46). On les note respectivement  $F_{1v}$ ,  $F_{2v}$  et  $F_{3v}$ . Ils sont très nets sur les capteurs A9 et A10 de la cavité de l'aile et sont d'autant plus émergents que la vitesse est élevée (figure 47). Ils se retrouvent également sur l'intrados du volet jusqu'au capteur V11 (situé au bord de fuite du volet) et sur l'extrados du volet, où ils sont visibles jusqu'en V4, c'est-à-dire à peu près au quart du volet (figure 50). Au-delà de V4, les spectres ne présentent plus de fréquences particulières.

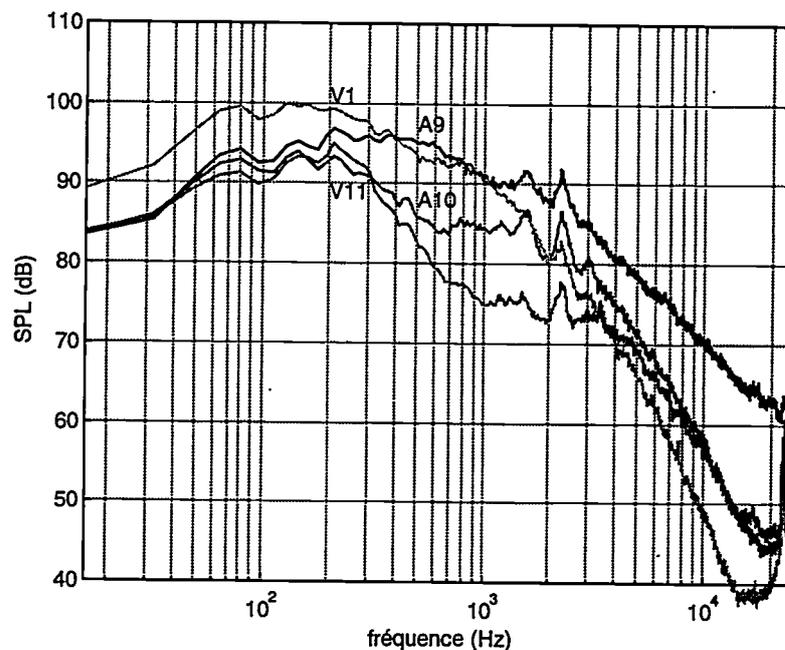


figure 46 : Spectres de pression des capteurs, A9, A10, V1, et V11,  $U_0 = 80$  m/s.

Le capteur V11, qui se trouve dans une zone d'écoulement laminaire, a un niveau plus faible que les autres capteurs. Il faut noter que même si les spectres de vitesse, au bord de fuite du volet, ne présentent pas de fréquences particulières, on observe quand même sur les spectres de pression en paroi des capteurs correspondants (capteur V11) les deux fréquences citées ci-dessus. Là où les couches limites sont laminares, comme c'est le cas sur l'intrados du volet, les sondes de pression en paroi peuvent donner une indication, non pas aérodynamique, mais acoustique de champ proche. En effet, il faut rappeler que dans une zone de turbulence, la partie hydrodynamique de la pression est largement supérieure à la partie acoustique ; tandis que dans une zone d'écoulement laminaire la turbulence étant faible (de l'ordre de 2 %) la partie acoustique devient plus importante en proportion et peut donc être mesurée par la sonde en paroi.

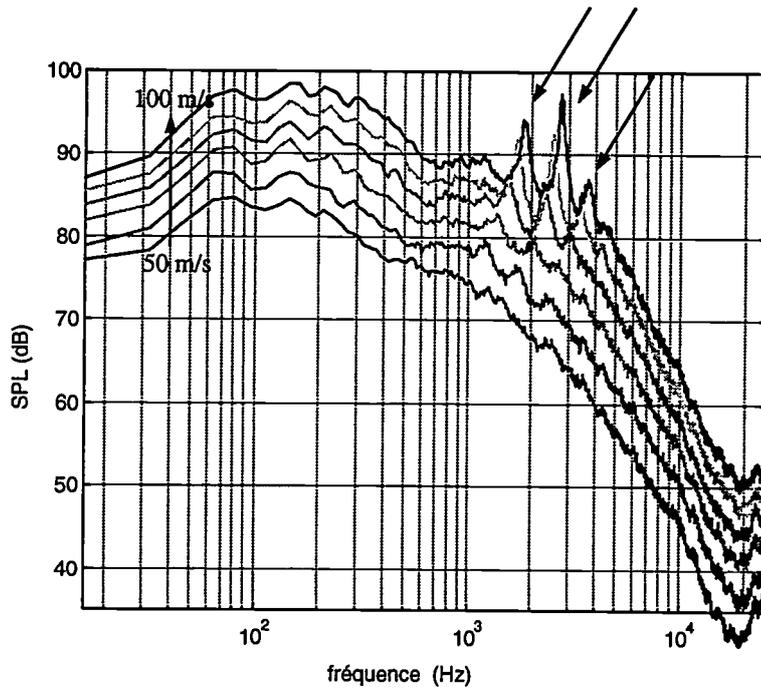


figure 47 : Spectres du capteur A10,  $U_0$ , variant de 50 à 100 m/s.

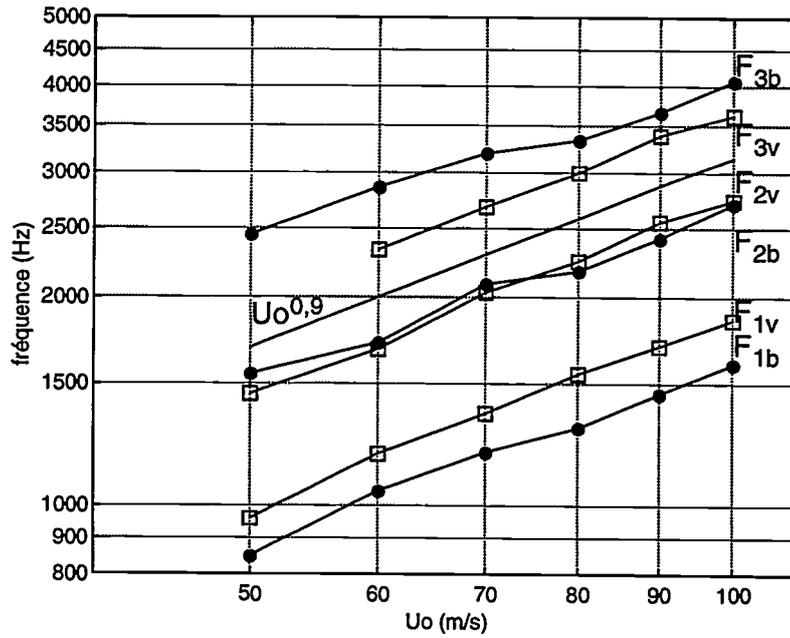


figure 48 : Évolution des fréquences en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$ .

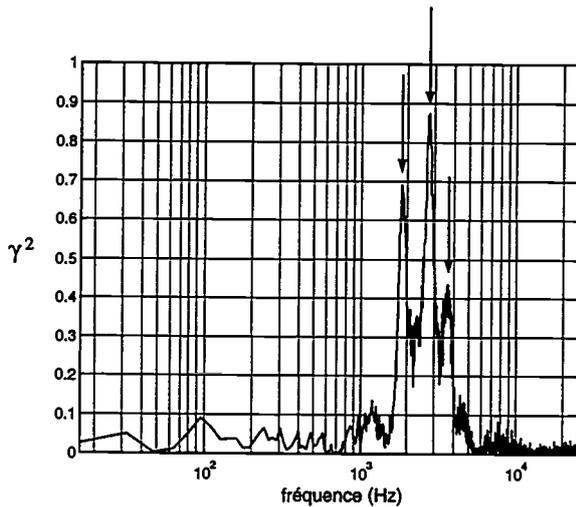


figure 49.a : Cohérence entre les capteurs A9 et A10,  $U_0 = 100$  m/s.

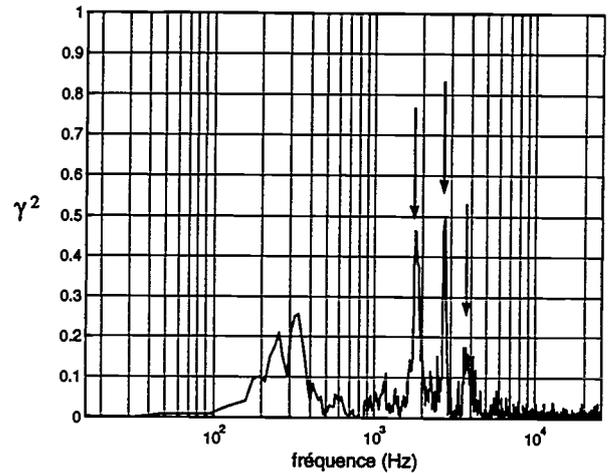


figure 49.b : Cohérence entre le capteur A10 et le microphone de champ lointain à  $-105^\circ$ ,  $U_0 = 100$  m/s.

Le pointage des fréquences émergentes pour les différentes vitesses de l'écoulement donne (figure 48) la même loi que celle des fréquences du bec, c'est à dire en  $U_0^{0,9}$ .

Ces fréquences étant produites dans une région dont la géométrie est très proche de la cavité du bec, elles sont certainement produites par le même mécanisme, à savoir des instabilités de la couche de cisaillement.

La cohérence entre A9 et A10 est très forte pour les fréquences  $F_{iv}$  et elle est d'autant plus élevée que la vitesse est importante (figure 49.a). Nous avons ici choisi de présenter les cohérences à 100 m/s et non à 80 m/s car les phénomènes sont bien plus visibles. Ces fréquences sont plus cohérentes avec un microphone de champ lointain situé en amont et du côté de l'intrados ( $\theta = -105^\circ$ ) qu'avec un microphone dans la direction aval ou de l'extrados (figure 49.b). Donc cette fois les fréquences ont un rayonnement privilégié vers l'amont et toujours en direction du sol, alors que celles du bec rayonnent vers l'aval. Ceci fait penser que la maquette, de par sa forme incurvée, a un effet de masque sur le rayonnement de ces fréquences qui empêche une émission directe vers l'extrados et privilégie les directions perpendiculaires à la corde du bec et du volet.

Comme précédemment, on retrouve deux de ces fréquences sur les spectres de vitesse mesurés à la frontière de la cavité de l'aile (figure 34.b, point 10 de la section n° 4). Ceci corrobore le fait qu'elles sont engendrées par les instationnarités de la couche de cisaillement située sur l'ouverture de la cavité. Les fréquences émergentes se retrouvent sur tous les signaux (spectres de pression en paroi, spectres de vitesse et spectres acoustique). On peut donc conclure à la présence d'une source aéroacoustique spécifique, sans doute liée à des oscillations auto-entretenues de l'écoulement entre l'aile et le volet. Cette source est intense à grande vitesse et rayonne du côté de l'intrados.

Le mécanisme est donc le suivant : l'écoulement provenant de l'intrados de l'aile est incapable de tourner autour du bord inférieur de l'aile. Ceci induit une séparation de l'écoulement au niveau de ce bord et donc un déversement de vorticité. Il en résulte des fluctuations instationnaires dans l'écoulement qui cr es un rayonnement acoustique en champ lointain caractérisé par les fréquences cit es ci-dessus. La vorticité d vers e par le bord de l'aile est emprisonn e dans la région incurv e et forme une bulle de séparation.

En raison du fait que les cavités à l'avant et à l'arrière de l'aile sont de dimensions similaires, les fréquences rayonn es à l'arrière de l'aile sont relativement proches de celles du bec, surtout les fréquences intermédiaires,  $F_{2b}$  et  $F_{2v}$  (figure 48). C'est la raison pour laquelle

on ne peut identifier que deux ou trois fréquences sur les spectres de champ lointain au lieu de six fréquences bien distinctes.

Les spectres des capteurs de l'extrados du volet (de V3 à V10) (figure 50) montrent que plus on se rapproche du bord de fuite du volet et plus la décroissance des spectres est rapide. V3 coupe vers 3000 Hz, V4 vers 2000 Hz, V5 vers 800 Hz et V6 vers 400 Hz. Ensuite, le spectre de V10 a la même forme que celui de V6. Les hautes fréquences se dissipent au fur et à mesure que l'on avance sur l'extrados du volet. Corrélativement le niveau de fluctuations est modifié aux fréquences inférieures. Ces observations peuvent être attribuées au décollement qui se produit sur le volet.

Les capteurs transversaux, V6, V7, V8 et V9, ont des spectres identiques en forme et en niveau (figure 51.a). La cohérence entre ces capteurs est non nulle pour les fréquences inférieures à 800 Hz et le niveau de cohérence est d'autant plus élevé que les capteurs sont rapprochés (figure 51.b).

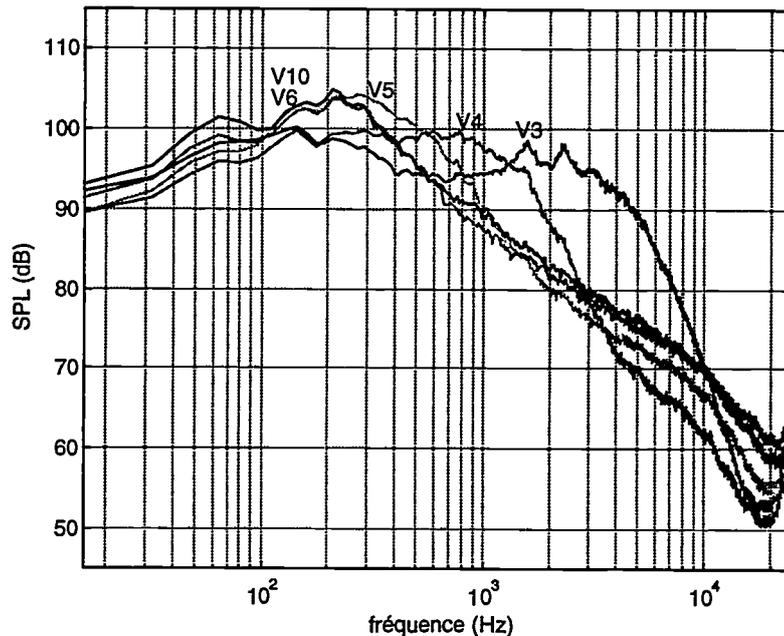


figure 50 : Spectres de pression des capteurs de l'extrados du volet, V3, V4, V5, V6 et V10, pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s.

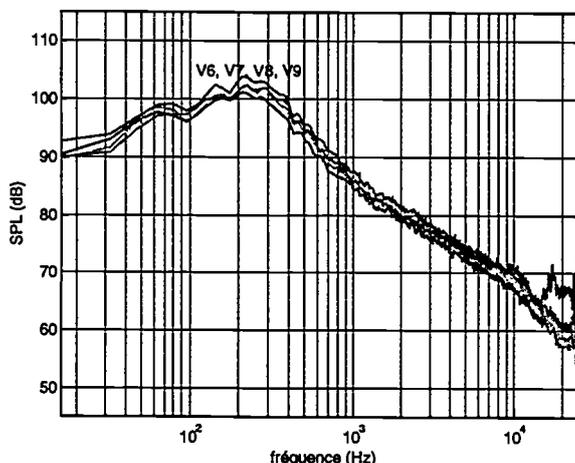


figure 51.a : Spectres de pression des capteurs transversaux de l'extrados du volet, V6, V7, V8 et V9, pour  $U_0 = 80$  m/s.

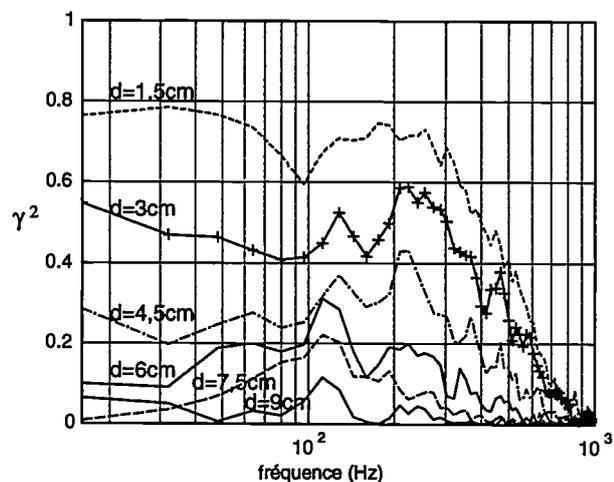


figure 51.b : Cohérence entre les capteurs transversaux du bord de fuite du volet, V6, V7, V8 et V9.  $U_0 = 80$  m/s.

## 2.5. Autres configurations

### 2.5.1. Configuration de décollage

Sur les spectres de la configuration de décollage mesurés en champ lointain acoustique on n'observe pas, comme dans le cas de la configuration d'atterrissage, de pics nets dans la gamme de fréquence 1- 4 kHz (figure 52). Le bruit rayonné par cette configuration est uniquement large bande.

Quelle que soit la vitesse de l'écoulement moyen, aucune fréquence particulière ne ressort non plus des spectres de pression en paroi (figures 53) et les cohérences entre les capteurs de pression en paroi et les microphones de champ lointain sont négligeables, voire nulles, pour la gamme de fréquences qui nous intéresse (figures 54 et 55).

En revanche, en très haute fréquence, on observe des pics très émergents sur les mesures de cohérence entre capteurs du bec et microphones de champ lointain (figure 55). Ces pics, situés au delà de 20 kHz quand  $U_0 = 80$  m/s, se retrouvent également sur les spectres de pression des capteurs du bec (figure 53.a). L'interprétation en est quelque peu difficile, car ils sont très sensibles aux conditions de mesure. Ils varient beaucoup avec l'angle de mesure en champ lointain, et n'apparaissent pas forcément sous la même forme lors de deux séries de mesures, a priori identiques (figure 56). En effet, au cours de nos campagnes de mesures, des recouplements ont été effectués et font état de différences inexplicables : D'une part, ces essais étant séparés par des montages et démontages successifs, et, d'autre part, intéressent deux maquettes différentes, instrumentée et non instrumentée, les écarts peuvent donc provenir soit de différences minimales de géométrie des maquettes, soit de décalages dans l'installation.

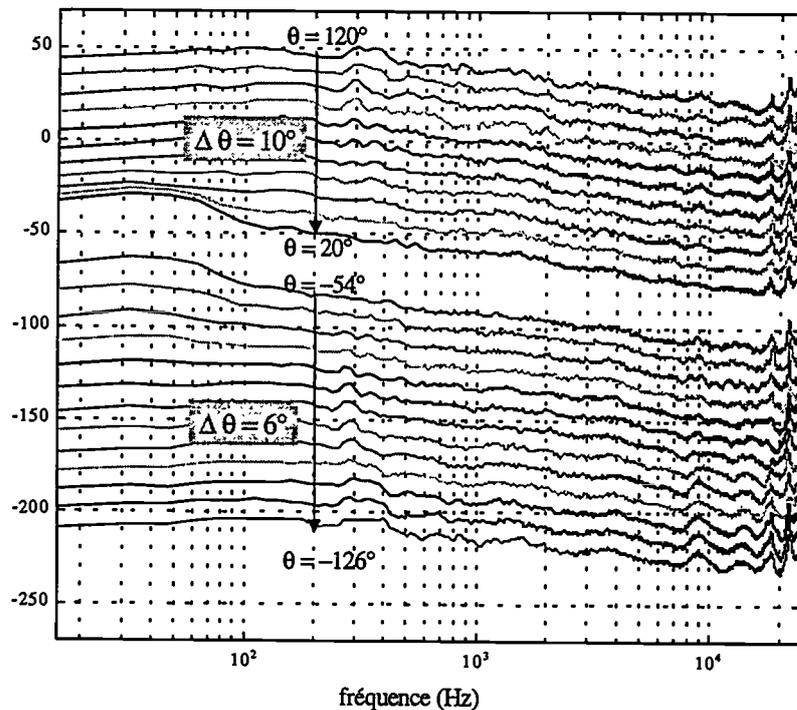


figure 52 : Évolution des spectres acoustiques de la configuration de décollage en fonction de l'angle de mesure,  $U_0 = 80$  m/s. Les courbes sont décalées de 10 dB les unes par rapport aux autres.

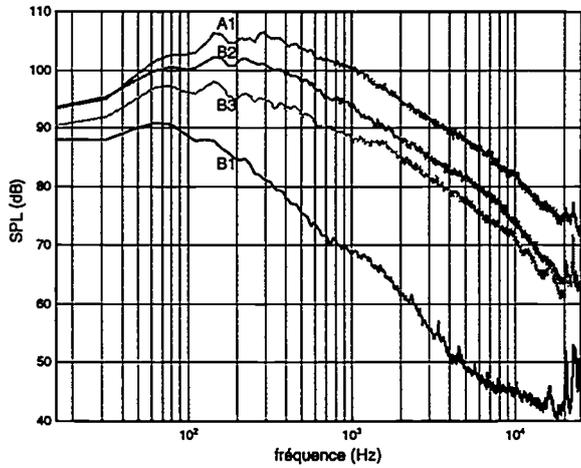


figure 53.a : Spectres de pression des capteurs B1, B2, B3 et A1, pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s.

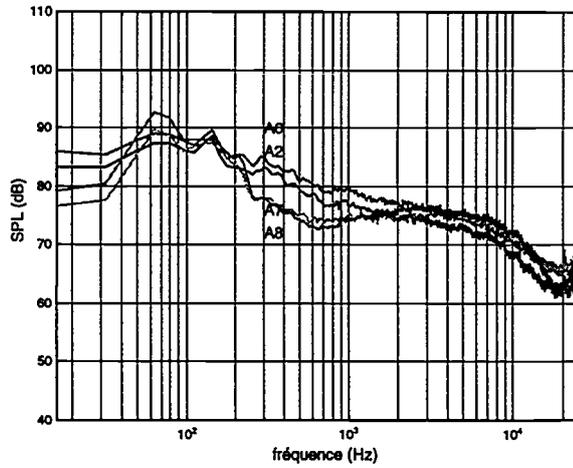


figure 53.b : Spectres de pression des capteurs de l'extrados de l'aile, A2, A6, A7 et A8, pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s.

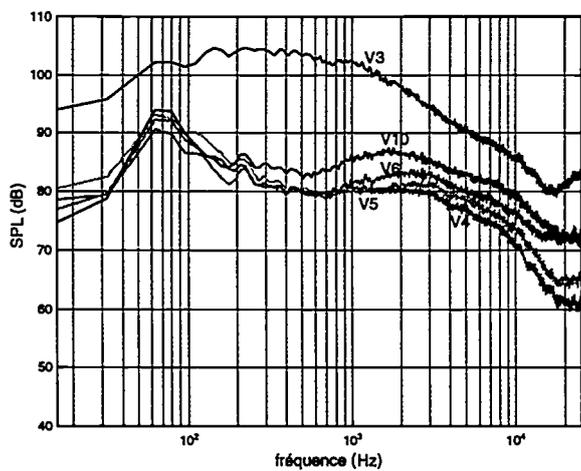


figure 53.c : Spectres de pression des capteurs de l'extrados du volet, V3, V4, V5, V6 et V10, pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s.

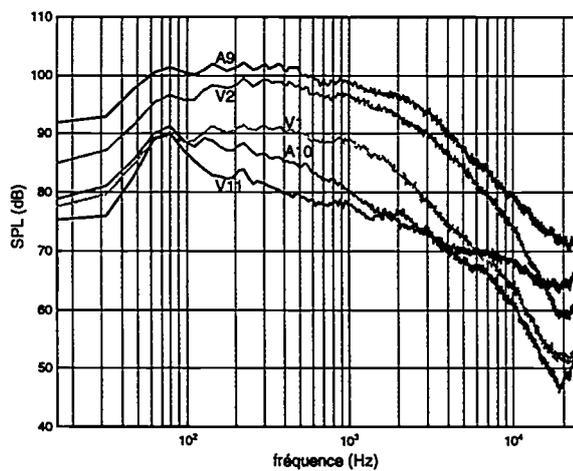
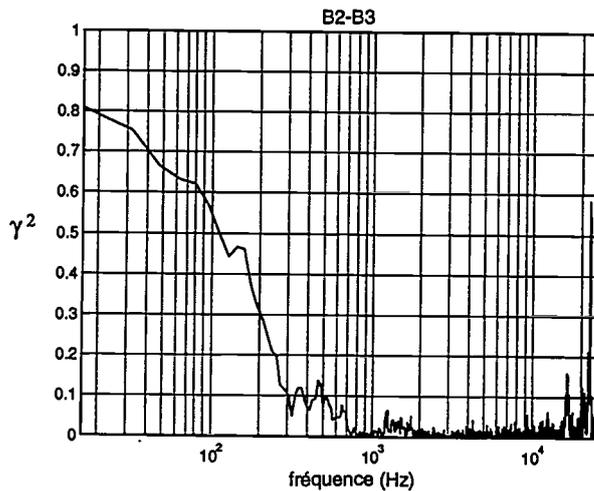
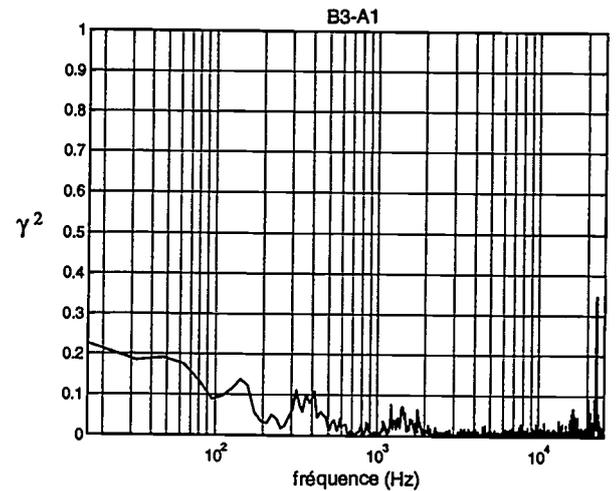
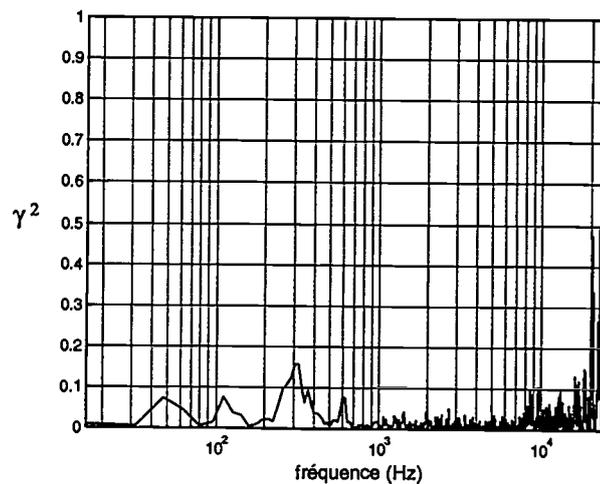


figure 53.d : Spectres de pression des capteurs A9, A10, V1, V2 et V11, pour une vitesse de l'écoulement  $U_0 = 80$  m/s.

figure 54.a : Cohérence entre B2 et B3,  $U_0=80$  m/s.figure 54.b : Cohérence entre B3 et A1,  $U_0=80$  m/s.figure 55 : Cohérence entre capteur B1 et microphone de champ lointain à  $\theta = -105^\circ$ , pour la configuration de décollage à  $U_0=80$  m/s.

Ces très hautes fréquences sont également observées sur les spectres de la configuration d'atterrissage. Elles sont alors noyées dans la bosse haute fréquence que l'on a mis en évidence sur les spectres acoustiques. On les retrouve aussi sur les spectres des capteurs du bec et les cohérences avec les microphones de champ lointain (figures 24.a et 24.b). Mais de la même façon que pour la configuration de décollage, le recouplement des mesures effectuées lors deux séries d'essais indique une forte sensibilité aux conditions d'expériences et ne sont pas reproductibles exactement. C'est pourquoi, il est préférable d'interpréter ces fréquences avec précaution. Leur nature n'est pas évidente, on peut simplement dire que c'est un phénomène qui prend naissance au niveau du bec, car on ne relève ces hautes fréquences que sur les capteurs du bec, et qui est propagatif, car elles sont cohérentes avec le champ lointain. Par contre, on ne peut dire avec les informations dont on dispose, si ces pics sont de nature aérodynamique (phénomène aéroacoustique) ou de nature vibratoire (vibration du bec). L'évolution des fréquences des pics avec la vitesse est tracée sur la figure 57. On a reporté sur cette figure les hautes fréquences observées sur les spectres du capteur B3 du bec dans les deux configurations d'atterrissage et de décollage. On met alors en évidence une loi d'évolution en  $M_0^{0,7}$ .

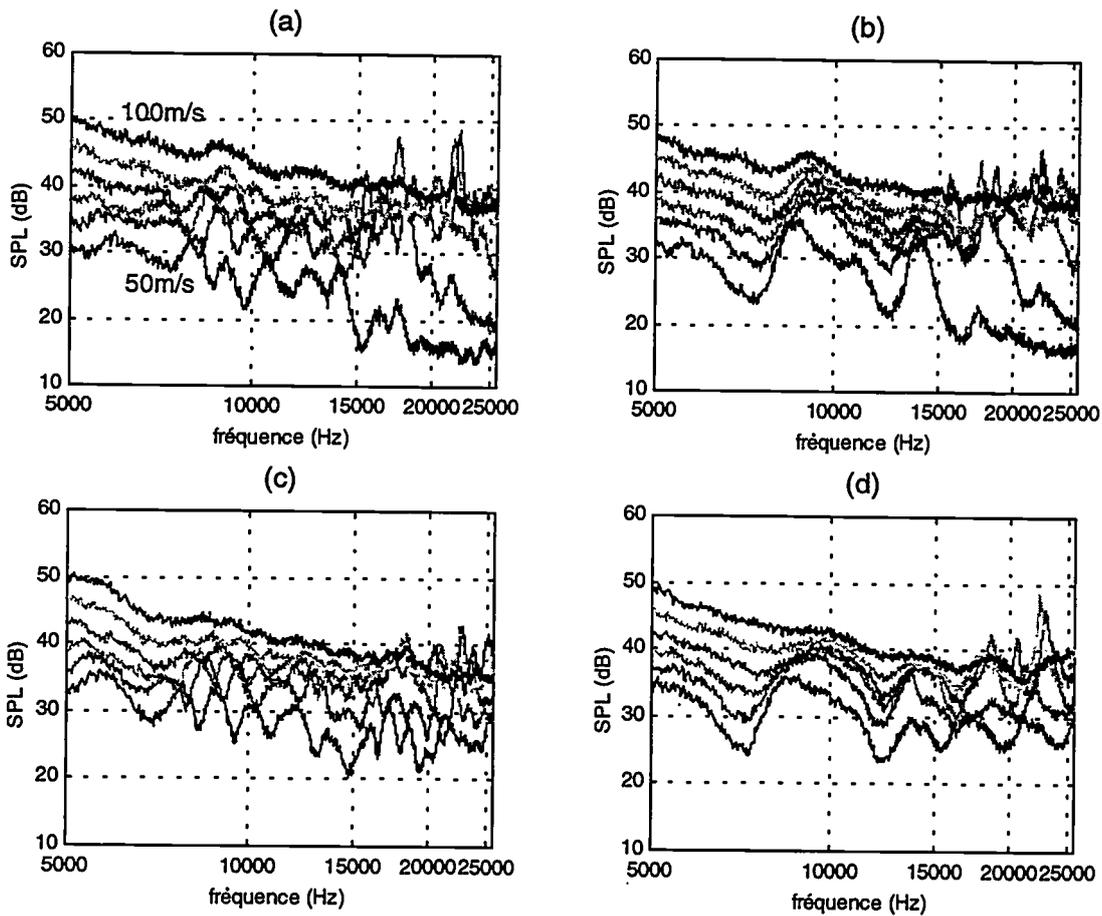


figure 56 : Spectres acoustiques de la configuration de décollage mesurés lors deux séries de mesures. (a) et (c) spectres mesurés en  $\theta = -66^\circ$ , (b) et (d) spectres mesurés en  $\theta = -105^\circ$ ,  $U_0$  variant de 50 à 100 m/s.

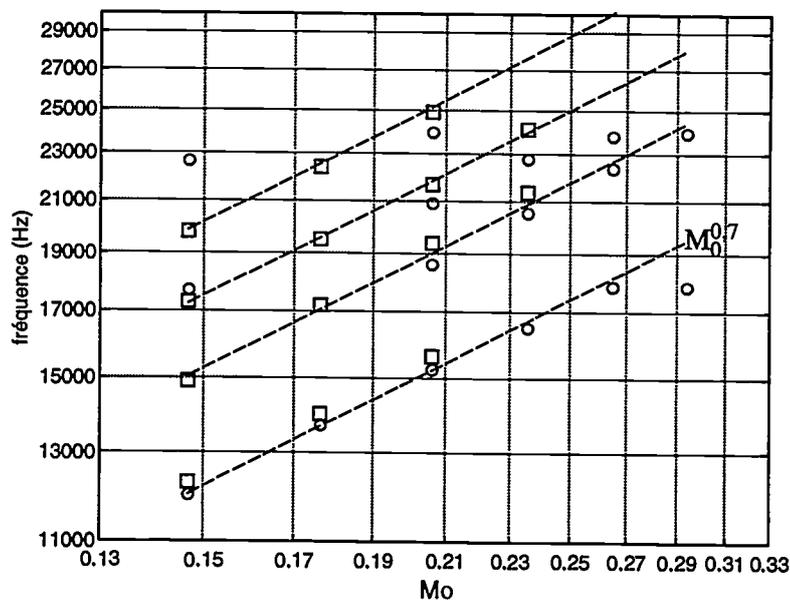


figure 57 :Évolution des pics haute fréquence en fonction du nombre de Mach  $M_0$ ,  $\square$  fréquences relevées sur capteurs du bec pour la configuration d'atterrissage,  $\circ$  fréquences relevées sur capteurs du bec pour la configuration de décollage.

Compte tenu des ordres de grandeur, les pics en très hautes fréquences ne peuvent être attribués à un échappement de von Kármán au bord de fuite du bec. Les nombres de Reynolds étant faibles, il est possible qu'ils soient dus à des ondes de Tollmien-Schlichting qui se développent sur l'extrados du bec. En effet, la loi en puissance 0,7 est proche de celle en 0,8 mise en évidence sur des profils NACA et caractéristique des instabilités de couches limites laminaires. (*Arbey and Bataille, (1983)[60]*). Le phénomène n'entrant pas dans le cadre des basses fréquences au sens de notre étude, et par le manque de reproductibilité, nous n'avons pas essayé de l'interpréter d'avantage.

Sur la base des figures 53 et 54, on peut comparer la configuration de décollement et la configuration d'atterrissage. Les figures 54 montrent que la cohérence basse fréquence, que l'on avait attribuée à la bulle de séparation, est maintenant plus importante entre B2 et B3 qu'entre B3 et A1. Ceci signifie que la position et les limites de la bulle sont modifiées. Lors du passage de la configuration d'atterrissage à la configuration de décollement, le bec est débraqué de  $27^\circ$  à  $17^\circ$ . Ce changement de position du bec par rapport à la partie principale de l'aile provoque une modification de la frontière de la bulle de séparation et il semble donc que le recollement se fait maintenant plus près de B2 et plus loin de A1.

On note également que la fréquence de coupure des spectres de l'extrados du volet n'est plus évolutive comme en configuration d'atterrissage (figure 53.c). Les spectres ont à peu près tous la même forme du capteur V4 au capteur V10, avec une croissance progressive quand on se rapproche du bord de fuite. Ceci vient sans doute du fait qu'en configuration d'atterrissage, l'écoulement se sépare de l'extrados du volet, tandis qu'en configuration de décollement il reste attaché. Le capteur V3 est maintenant à mettre à part, car avec le braquage à  $10^\circ$  du volet en configuration de décollement au lieu des  $39^\circ$  à l'atterrissage, ce capteur se retrouve à l'intérieur de la fente. Son comportement est donc à rapprocher de celui des capteurs de la cavité de l'aile, tels que A9 ou A10.

Ces observations sont confirmées par les cartographies de vitesses moyennes (figures 58). En configuration de décollement, deux zones d'écoulement séparées s'établissent. D'une part, dans l'espace entre le bec et l'aile et, d'autre part, entre l'aile et le volet. La limite de ces zones est clairement déterminée par la brusque chute de la vitesse moyenne mesurée par la sonde. L'écoulement autour de l'aile ne semble pas comporter d'autre accident. On note une couche de cisaillement importante sur l'extrados du volet (figures 60.b et 60.c) qui résulte du mélange de deux flux, l'un provenant de l'extrados de l'aile et l'autre du soufflage de l'intrados vers l'extrados par la fente du volet. Sous l'effet de ce mélange le bord de fuite de la partie principale de l'aile engendre un sillage clairement identifié. Ce sillage reste à une certaine distance de la paroi du volet (environ 1cm en section n°12, figure 60.c). L'écoulement reste attaché à l'extrados du volet grâce à l'injection de flux par la fente du volet, qui ici remplit correctement son rôle.

Les deux flux qui se raccordent sur l'extrados sont à rapprocher des deux bosses observées sur les cohérences entre capteurs de l'extrados de la maquette (figures 59). Premièrement, on observe une bosse en basse fréquence (au dessous de 300 Hz) qui se retrouve du capteur A7 au capteur V10. Deuxièmement, on observe une bosse plus haute en fréquence (entre 500 Hz et 10 kHz) qui, elle, se retrouve sur les cohérences des capteurs V4 à V10. La première est donc attribuable au flux provenant de l'extrados de la partie principale de l'aile, tandis que la seconde est associée au flux provenant de la fente.

Sur l'intrados du volet, l'écoulement reste laminaire jusqu'au bord de fuite. En effet, le taux de turbulence mesuré sur la section n°2 est très faible, de l'ordre de 2 % (figure 60.e).

Dans la partie arrière de l'aile, l'énergie cinétique turbulente semble concentrée à la frontière du décollement de la cavité entre la partie principale de l'aile et le volet (figure 60.g), et à l'avant de l'aile elle est située à la frontière du décollement de la cavité entre le bec et l'aile (figure 60.h).

Sur l'extrados de l'aile une couche limite turbulente se développe (section n°10), d'une épaisseur de 0.5 cm environ, et avec un taux de turbulence de 9 % (figure 60.a).

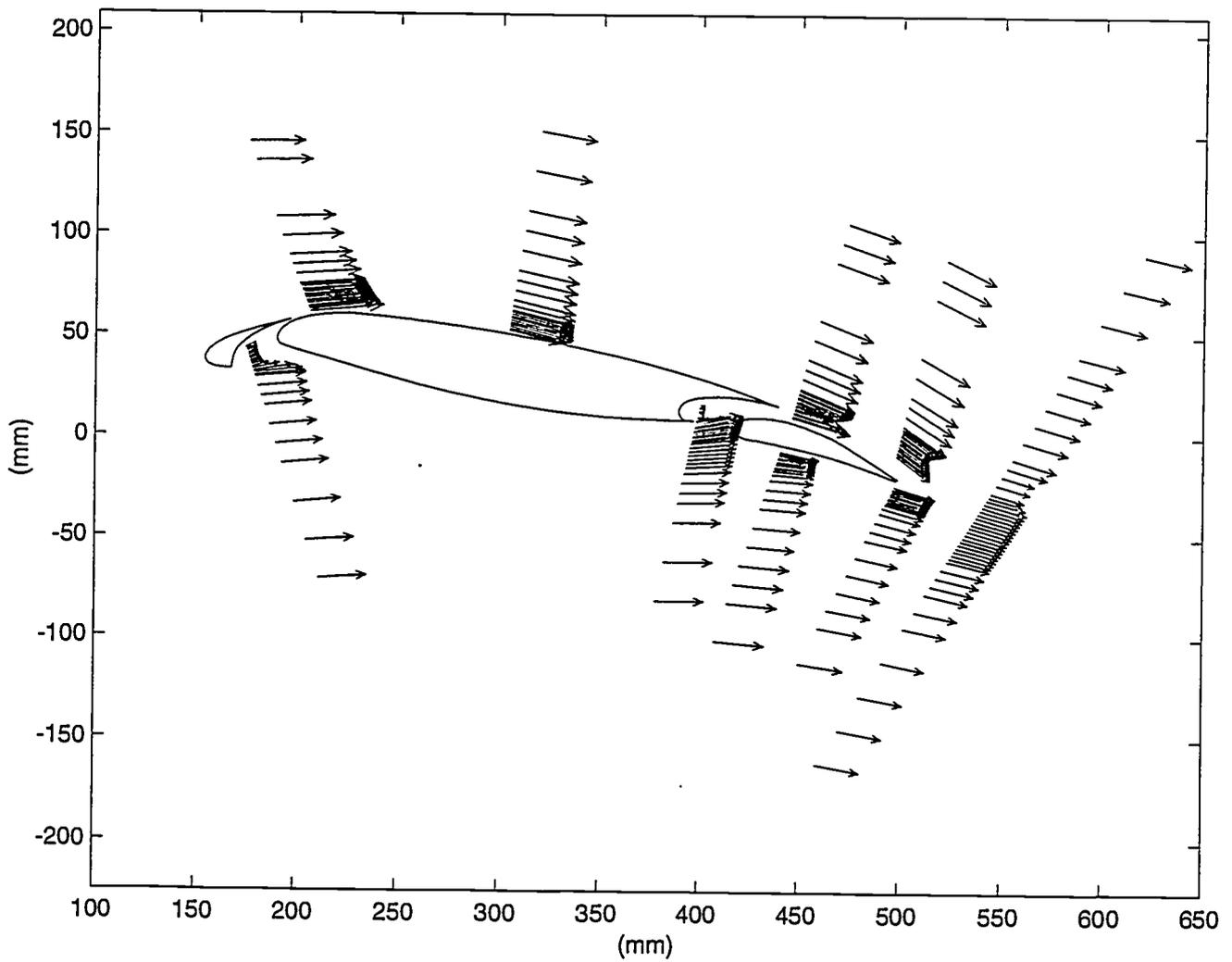


figure 58.a : Cartographie de vitesse moyenne pour la configuration de décollage,  $U_0 = 80$  m/s.

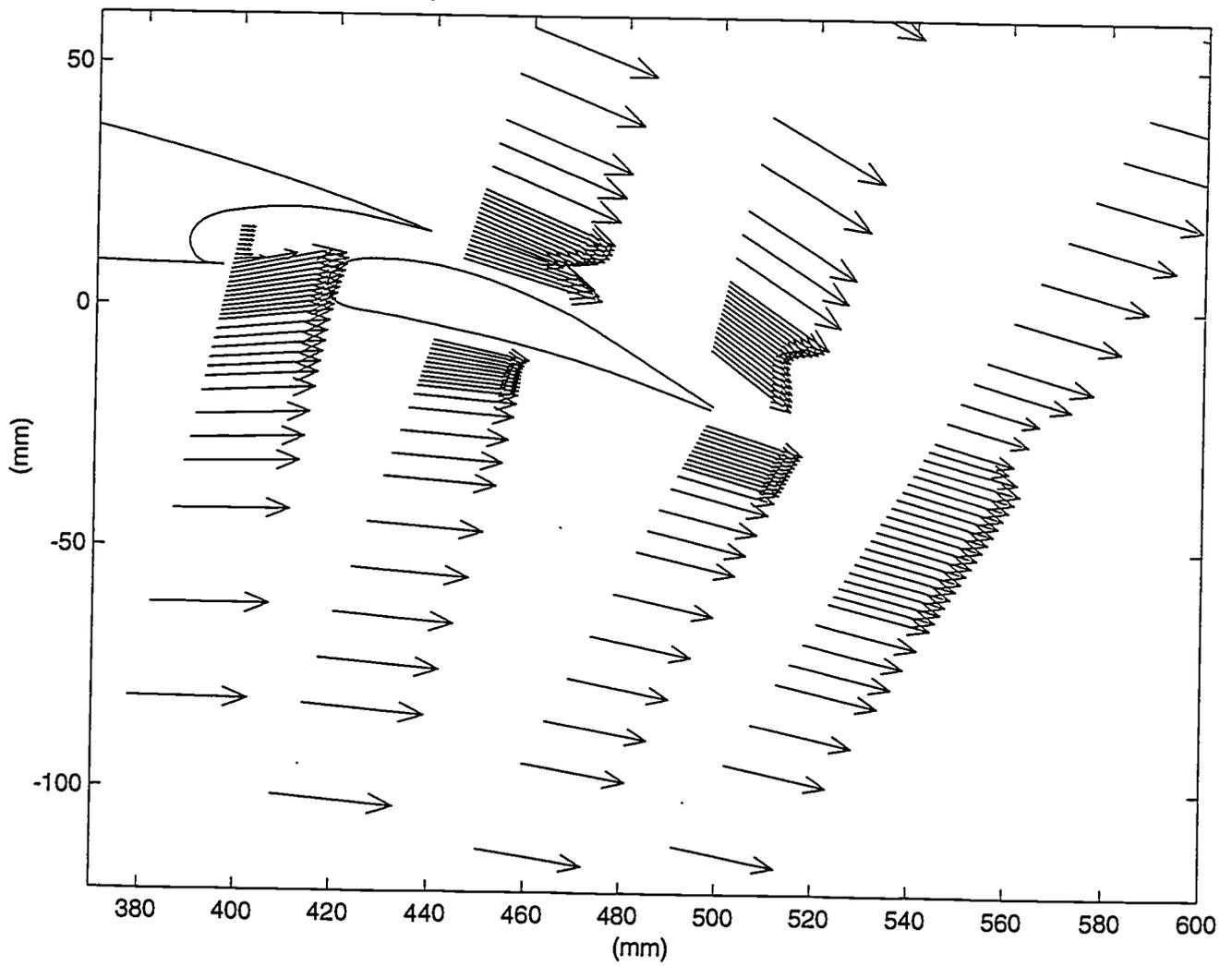


figure 58.b : Cartographie de vitesse moyenne autour du volet,  $U_0 = 80$  m/s.

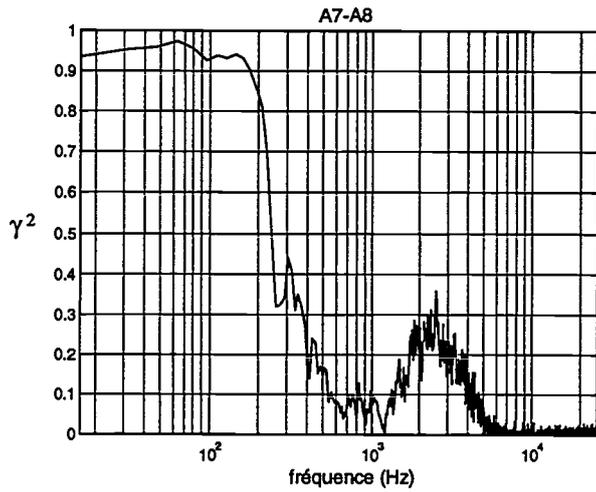


figure 59.a : Cohérence entre A7 et A8,  $U_0=80$  m/s.

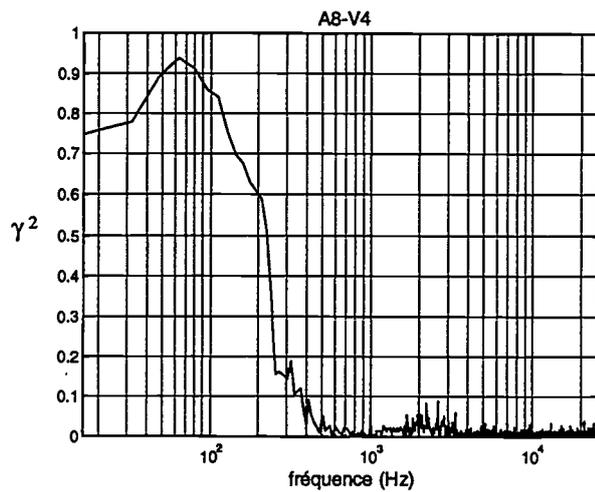


figure 59.b : Cohérence entre A8 et V4,  $U_0=80$  m/s.

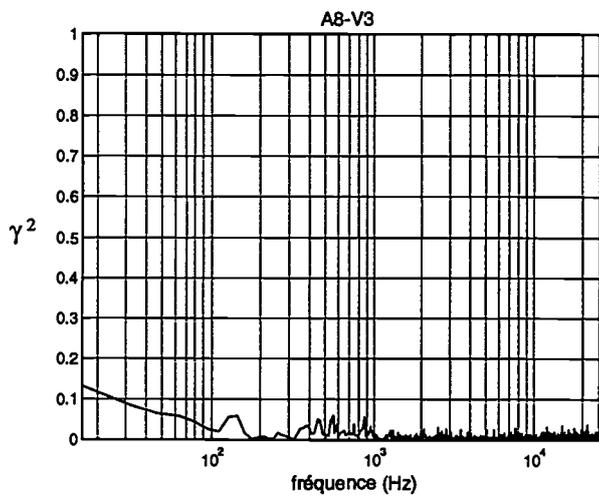


figure 59.c : Cohérence entre A8 et V3,  $U_0=80$  m/s.

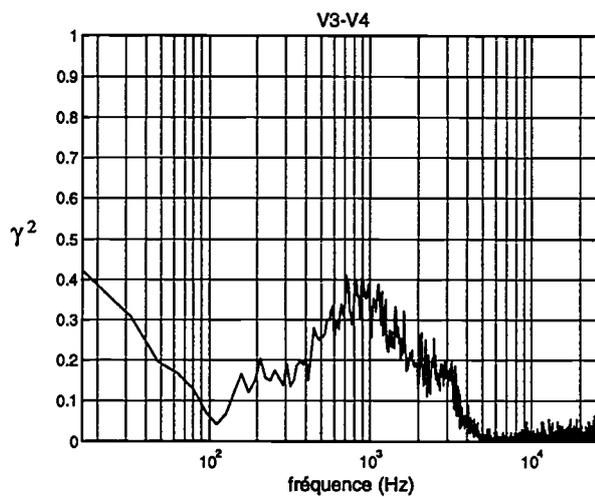


figure 59.d : Cohérence entre V3 et V4,  $U_0=80$  m/s.

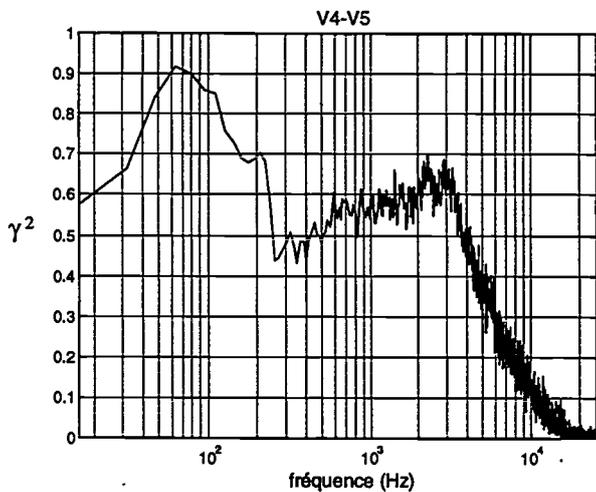


figure 59.e : Cohérence entre V4 et V5,  $U_0=80$  m/s.

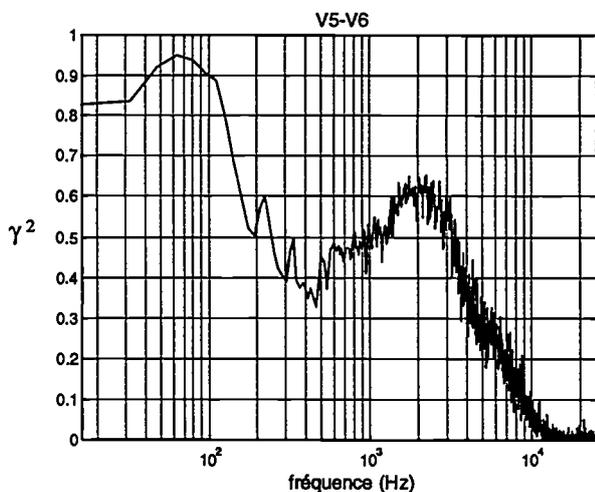


figure 59.f : Cohérence entre V5 et V6,  $U_0=80$  m/s.

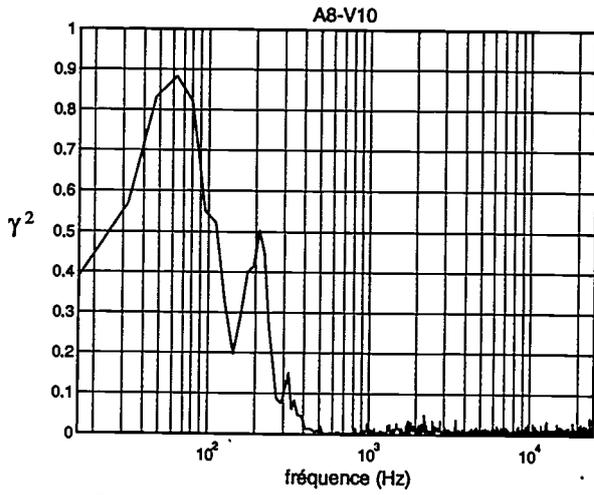


figure 59.g : Cohérence entre A8 et V10,  
 $U_0 = 80$  m/s.

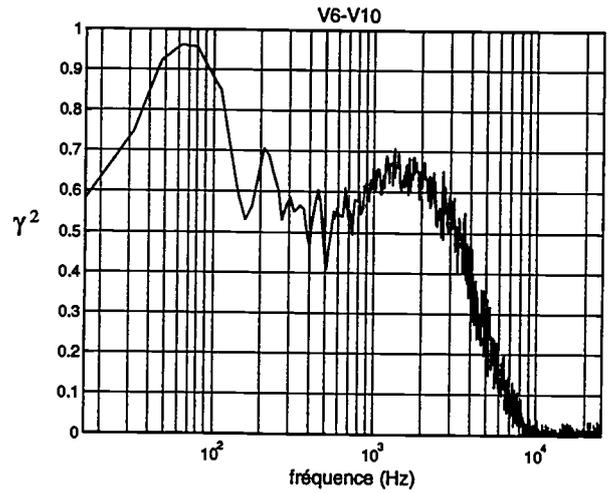


figure 59.h : Cohérence entre V6 et V10,  
 $U_0 = 80$  m/s.

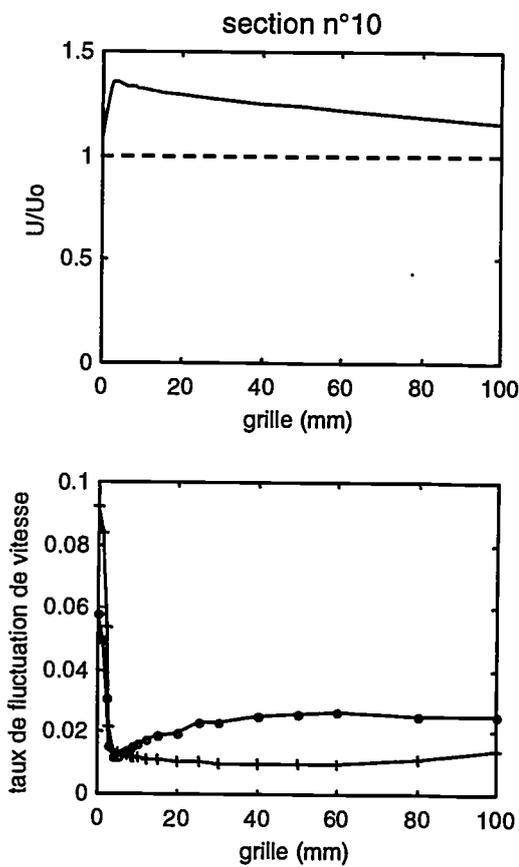


figure 60.a : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°10, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

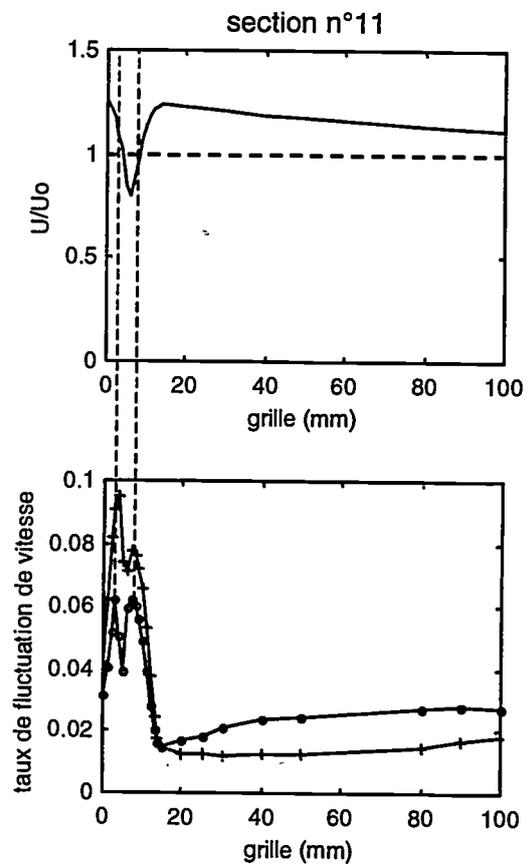


figure 60.b : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°11, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

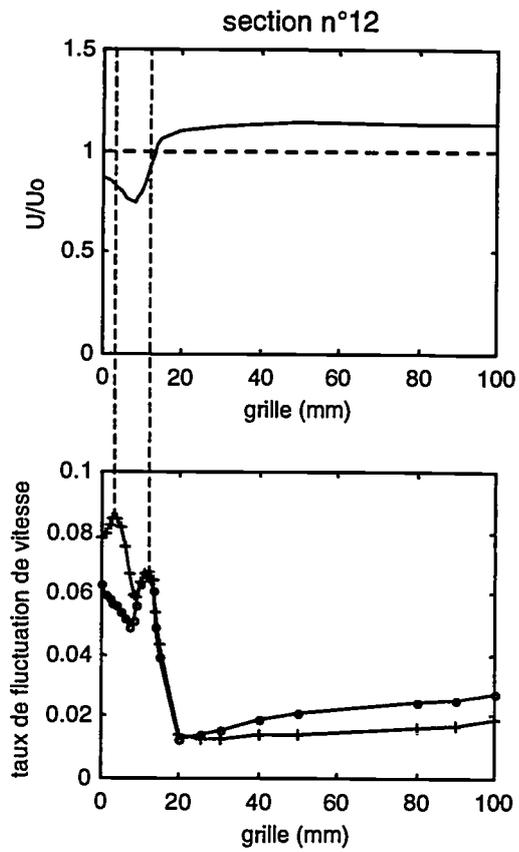


figure 60.c : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°12, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

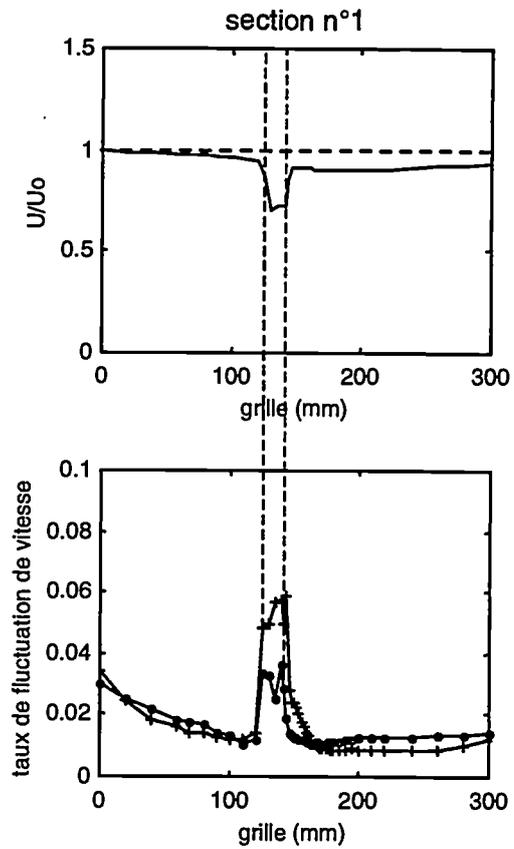


figure 60.d : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°1, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

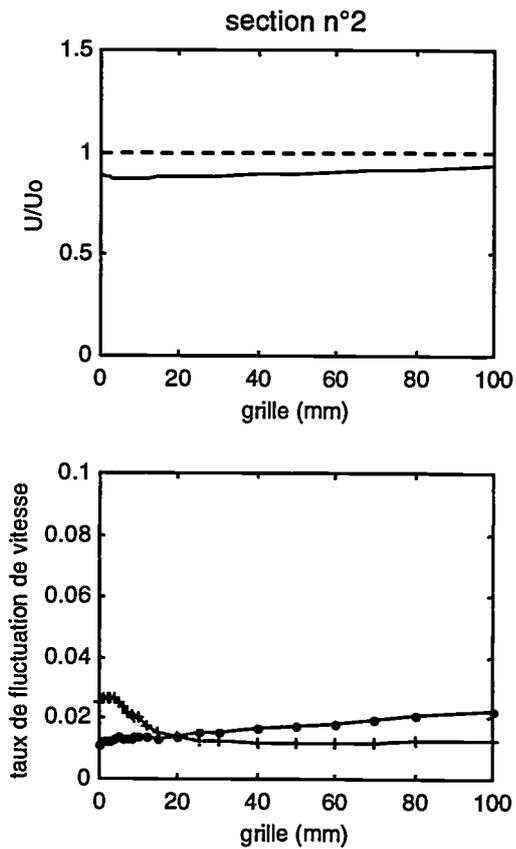


figure 60.e : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°2, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

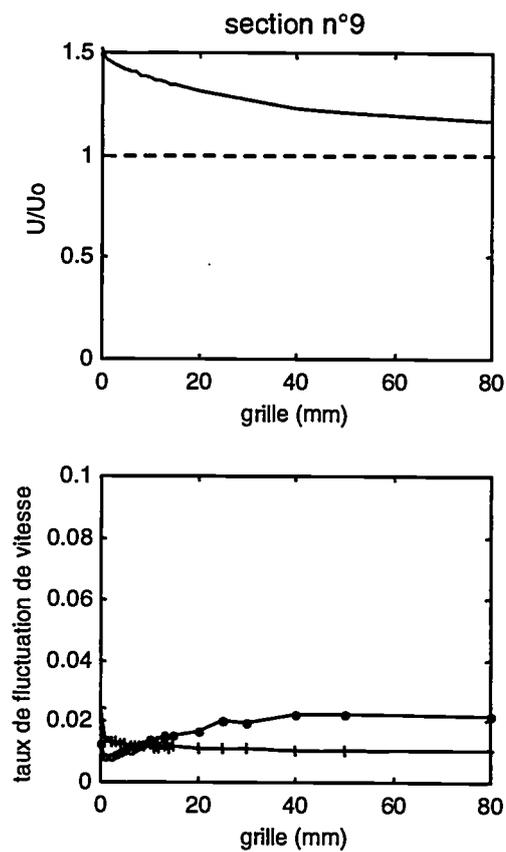


figure 60.f : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°9, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

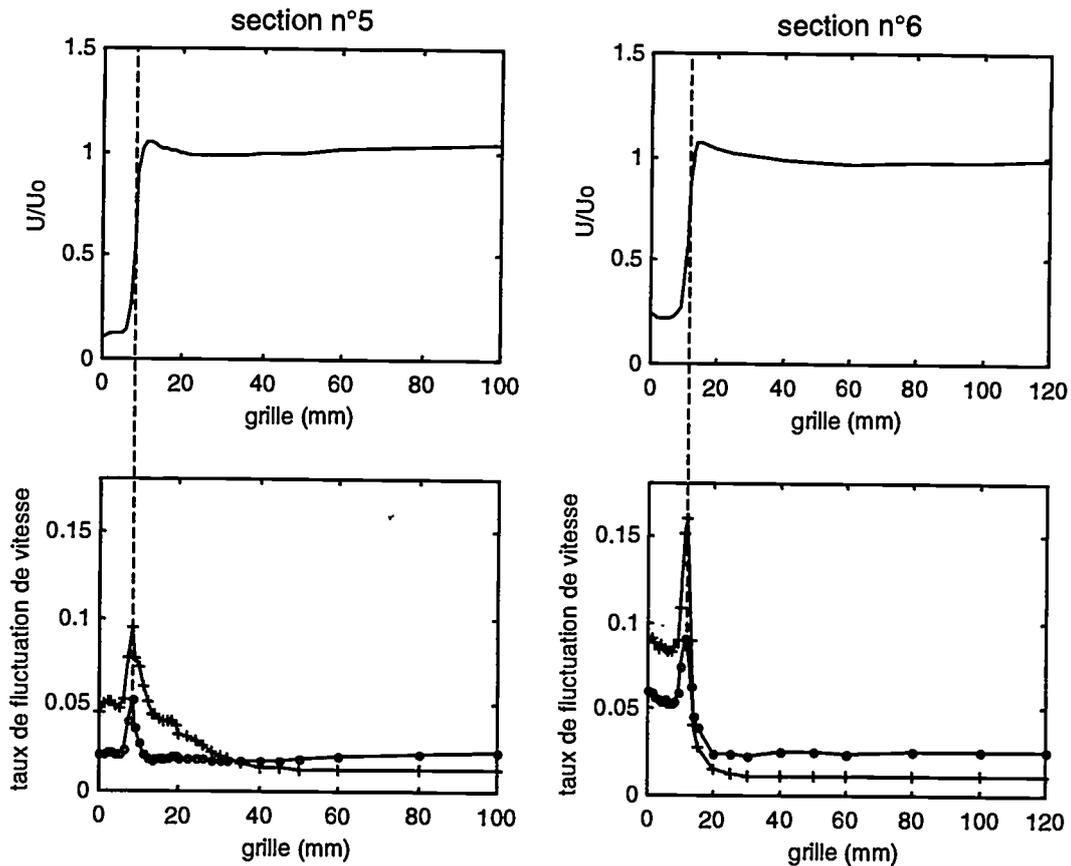


figure 60.g : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°5, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $u_{rms}/U_0$ , (o)  $v_{rms}/U_0$ .

figure 60.h : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°18, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $u_{rms}/U_0$ , (o)  $v_{rms}/U_0$ .

### 2.5.2. Configuration lisse

Les mesures acoustiques de cette configuration sont peu différentes du bruit de fond, surtout à grande vitesse. Par ailleurs, elles ont trop peu d'intérêt pratique pour être étudiées en profondeur. On ne les développera donc pas ici, tout comme les mesures de pression instationnaire en paroi, qui nous apportent peu d'informations. Cependant ces mesures ne sont pas inutiles, elles peuvent, entre autre chose, servir de données de recalage pour des modèles de bruit.

L'écoulement autour de l'aile en configuration lisse ne présente pas d'accident particulier (figure 61). On remarque simplement les caractéristiques principales, à savoir, un écoulement laminaire sur l'intrados (figure 62.a) et sur l'extrados une accélération au bord d'attaque (figure 62.b), et une couche limite turbulente qui se développe le long de l'aile. La couche limite atteint une épaisseur d'à peu près 1cm et un taux de turbulence de 10 % environ au bord de fuite du profil (figure 62.c).

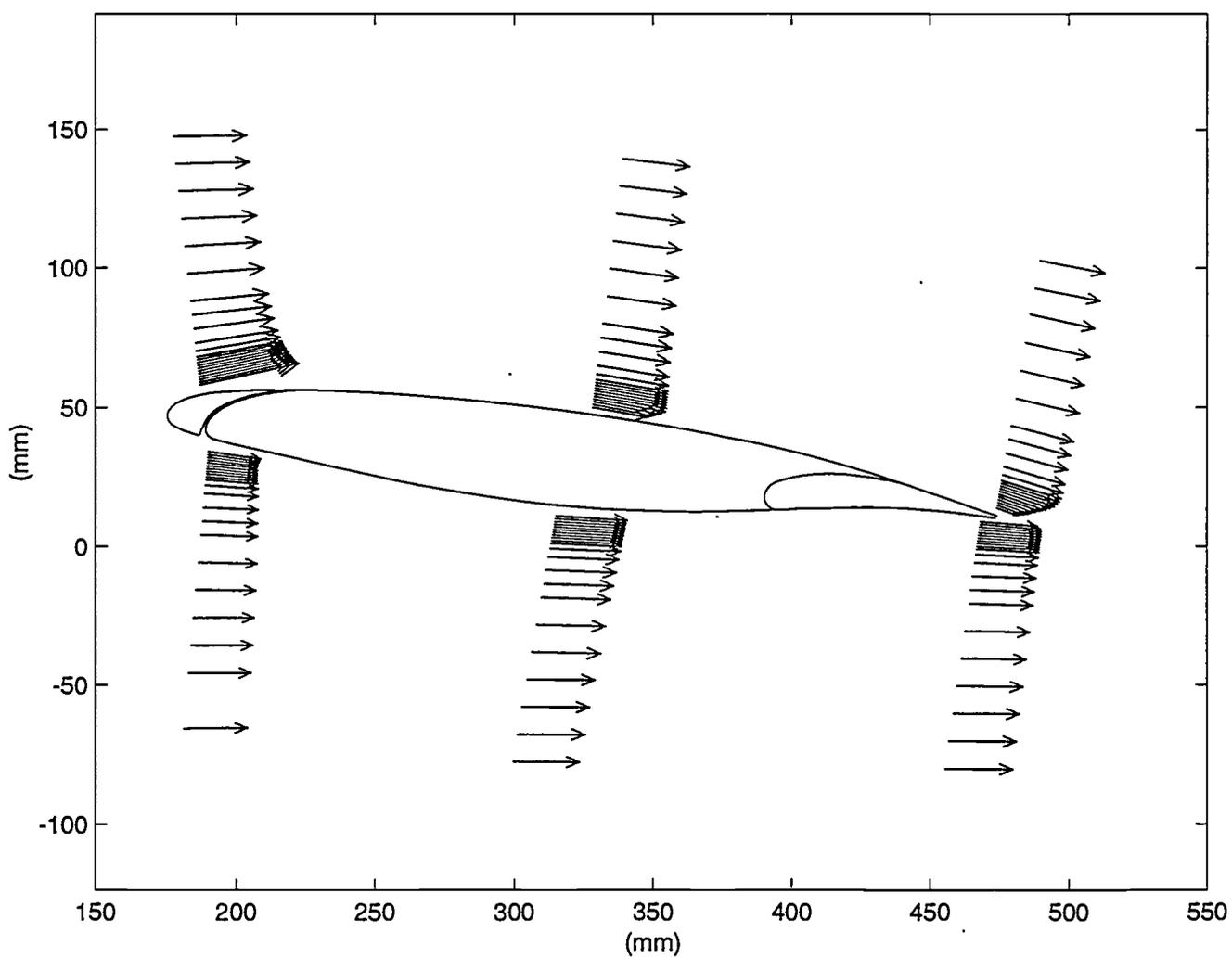


figure 61: Cartographie de vitesse moyenne pour la configuration de vol,  $U_0 = 80$  m/s.

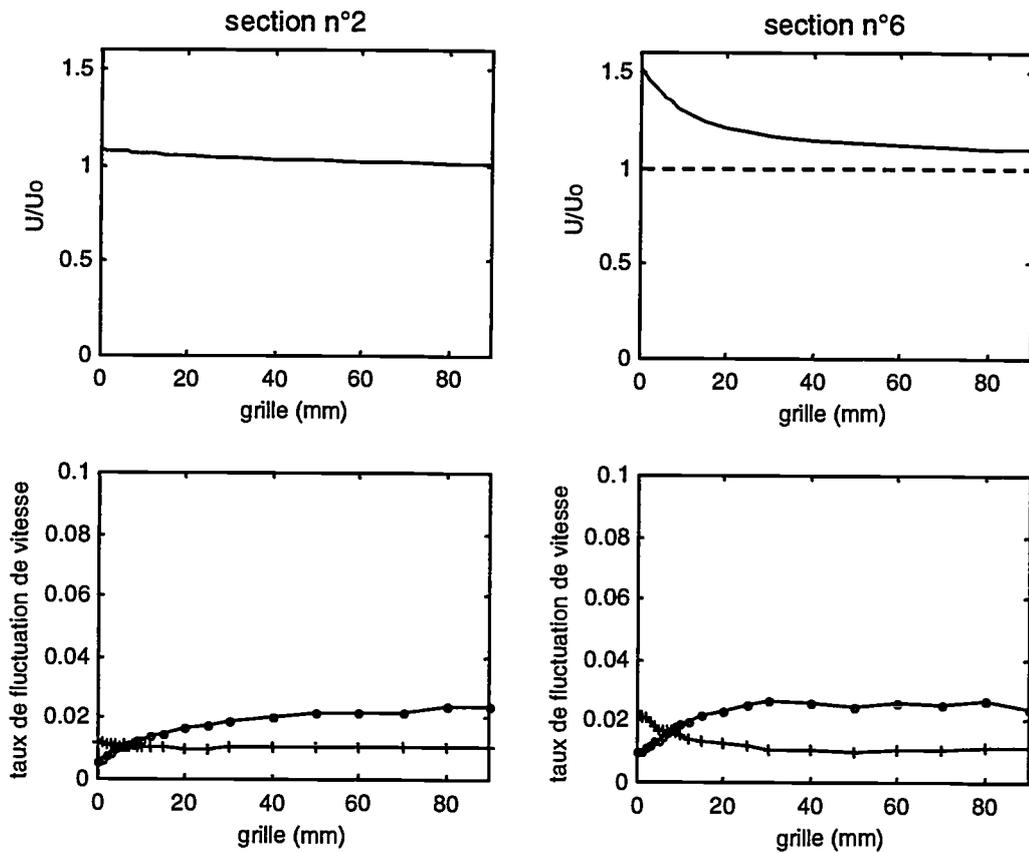


figure 62.a : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°2, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

figure 62.b : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°6, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

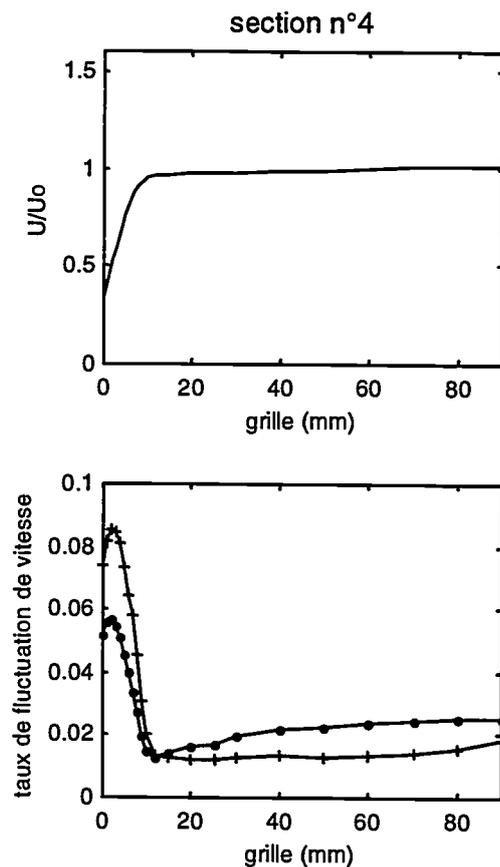


figure 62.c : Profil de vitesse moyenne  $U/U_0$  de la section n°4, et taux de fluctuation de vitesse, (+)  $urms/U_0$ , (o)  $vrms/U_0$ .

## 2.6. Conclusions

L'étude des trois configurations de la maquette, décollage, vol de croisière et atterrissage, nous a permis de vérifier que la configuration d'atterrissage est bien la plus bruyante. C'est pourquoi notre étude porte essentiellement sur celle-ci. Nous avons ainsi pu faire ressortir de nos mesures, trois caractéristiques importantes pour la maquette en configuration d'atterrissage.

Premièrement, on met en évidence la présence de trois pics, dans la gamme de fréquences comprise entre 1 et 3 kHz. Ceux ci sont caractérisés par une valeur fixe lorsque l'angle d'écoute varie, et par une loi d'évolution avec la vitesse en  $U_0^{0,9}$ . Ces trois fréquences sont observables aussi bien sur les spectres acoustiques, que les spectres de pression en paroi et de fluctuations de vitesse. On est alors en mesure d'affirmer que ces fréquences sont associées aux instabilités des couches de cisaillement des cavités du bec et de l'arrière de l'aile.

Deuxièmement, dans la gamme de fréquences de 3 à 10 kHz, où l'enveloppe du spectre décroît globalement, on observe des maxima locaux évoluant aussi bien avec l'angle d'écoute qu'avec la vitesse. Ces maxima sont attribués à des possibles interférences entre des sources situées au voisinage de la fente et du bord de fuite du volet. Nous reviendrons par la suite sur des sources.

Finalement, les très hautes fréquences, à la limite du domaine d'étude, sont caractérisées par une bosse comportant de nombreux pics dont la fréquence centrale évolue comme  $U_0^{0,7}$ . Ce phénomène est associé à une source située au niveau du bec, qui peut être due à des ondes de Tollmien-Schlichting sur l'extrados du bec. Cependant, la très grande sensibilité de cette bosse aux conditions de mesure ne nous permet pas d'être affirmatif sur la nature de la source.



## Chapitre 3

# Influence de l'angle d'attaque et effets tridimensionnels

## 1. Description des essais

Lors de la première campagne de mesures décrite au chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à l'aile dans les trois configurations de vol, c'est-à-dire l'atterrissage, le décollage et le vol de croisière. Nous avons pu constater que la configuration d'atterrissage est la plus bruyante. Une seconde campagne de mesures a alors été décidée, et qui est plus particulièrement consacrée à cette configuration. Dans un premier temps, on a cherché à évaluer l'influence, sur le bruit rayonné, de l'augmentation de l'incidence géométrique, et dans un deuxième temps, l'influence des effets tridimensionnels en introduisant des fentes sur le bec et le volet, ou bien en ne braquant qu'une moitié du volet. La raison d'être des essais tridimensionnels, outre la caractérisation du tourbillon marginal, réside dans la nécessité d'évaluer l'importance relative des mécanismes bidimensionnels.

### 1.1. Configurations testées

Toutes les configurations étudiées dans cette série d'expériences sont basées sur l'aile en position d'atterrissage, c'est-à-dire avec un braquage  $26^\circ/40^\circ$ . La position de la maquette par rapport à l'installation expérimentale est décrite en annexe 4.

#### 1.1.1. Configuration de référence

On appelle configuration de référence celle qui correspond à la maquette bidimensionnelle utilisée pour les premières mesures (figure 2, chapitre 2). La maquette est mise sous incidence par rapport à l'écoulement moyen, et les angles d'attaques géométriques considérés sont,  $\alpha_g = 15^\circ$  (comme dans la première campagne de mesure par souci de recalage) et  $18^\circ$ .

#### 1.1.2. Configuration I

L'intérêt de la configuration I est d'étudier séparément et simultanément l'effet d'une fente sur le bec et sur le volet. Les fentes sont dans le plan médian de la maquette. La fente du bec est de 1mm et celle du volet est de 9 mm ce qui est représentatif des accidents rencontrés sur une voilure réelle (figure 1).

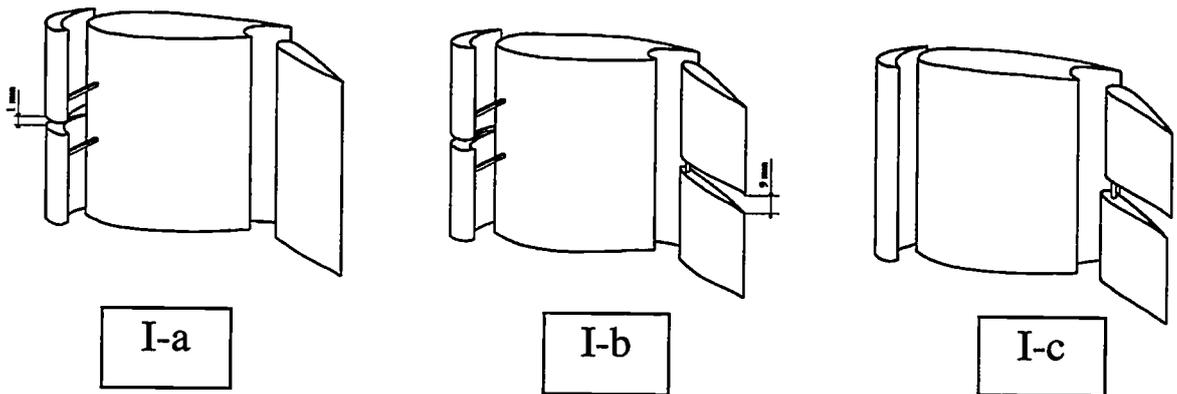


figure 1 : Maquette en configuration I .

### 1.1.3. Configuration II

Dans cette configuration, seule la moitié inférieure du volet est braquée. L'espace transversal est dans ce cas de 16 mm (figure 2). Le but est de caractériser le tourbillon marginal et sa contribution au bruit rayonné.

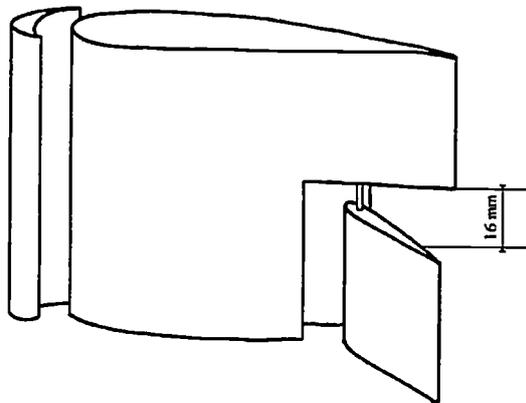


figure 2 : Maquette en configuration II.

## 1.2. Mesures effectuées

### 1.2.1. Mesures acoustique et de pression en paroi

Les mesures acoustiques et de pression en paroi moyennes et instationnaires sont effectuées de la même façon qu'au chapitre précédent, à ceci près qu'une répartition des capteurs différente a été retenue pour la mesure des effets tridimensionnels.

La vitesse de l'écoulement incident,  $U_0$ , varie de 60 m/s à 100 m/s. Suivant la configuration de la maquette on peut monter plus ou moins haut en vitesse. Lorsque le volet est divisé en deux par une fente de 9 mm, il est fragilisé et se déforme plus facilement sous les contraintes exercées par l'écoulement. On ne peut alors pas dans ce cas monter plus haut que 80 m/s. Au-delà de cette vitesse le volet se déforme trop et risque de casser.

Les nombres de Mach correspondant aux vitesses étudiées sont alors compris entre 0,17 et 0,3 et la valeur du nombre de Reynolds (basé sur la corde de la maquette ~ 30 cm) varie de  $1,2 \cdot 10^6$  à  $2 \cdot 10^6$ .

### Répartition des capteurs

#### a) Configuration I

Pour la configuration I, on dispose de 25 sondes (figure 3). La partie principale de l'aile est la même que celle utilisée pour la configuration de référence. Par contre le bec et le volet sont modifiés. Le bec étant en deux parties symétriques, seule la partie inférieure est instrumentée. De la même façon pour le volet seule la partie inférieure est équipée de capteurs. Sur le bec, B1, B2 et B3 sont à 3 mm du bord, tandis que B4 se trouve sur la tranche du bec. Le capteur B5 est situé juste derrière la barre de soutien, à 40 mm du bord. Sur le volet, 3 capteurs, V1, V2 et V3 sont sur la tranche du demi-volet. L'intrados du volet n'est équipé que d'une seule sonde, V4. En revanche, l'extrados du volet est quadrillé par un réseau de 6 sondes (de V5 à V10) (figure 4).

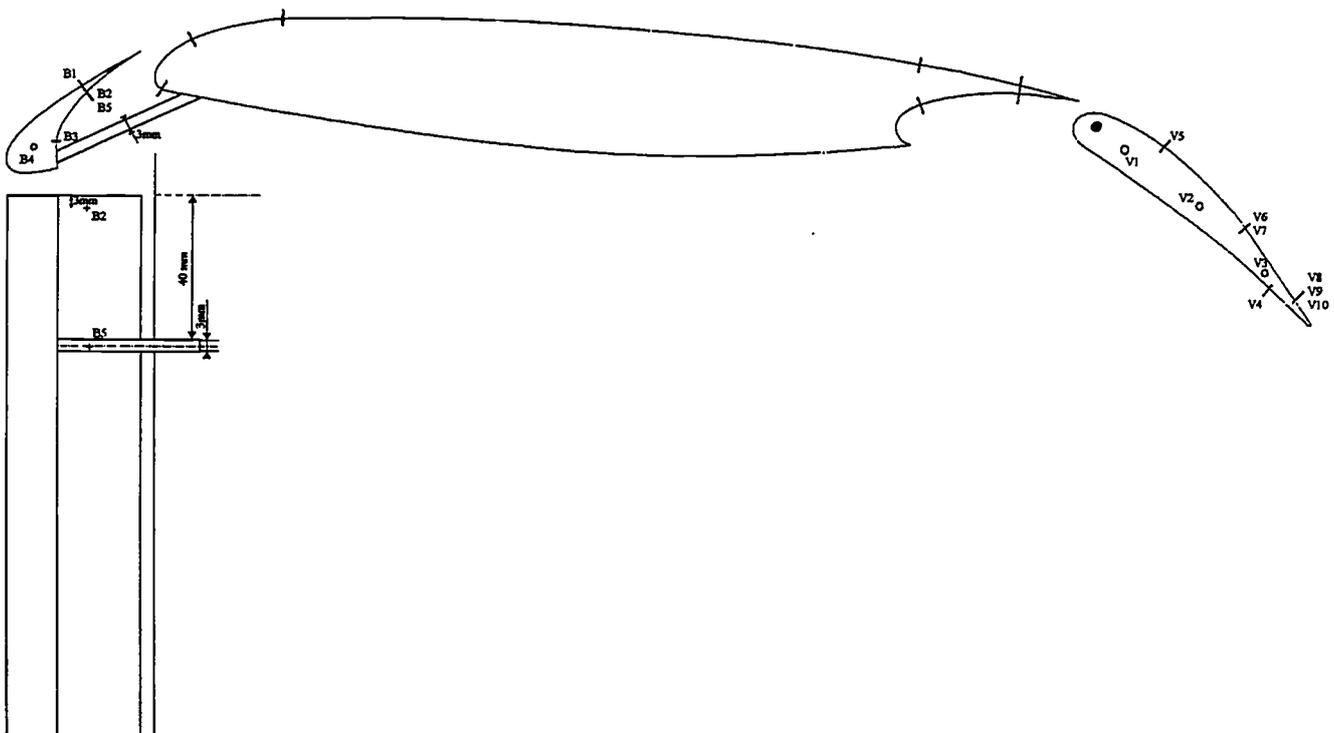


figure 3 : Répartition des capteurs pour la maquette en configuration I.  
Vue de dessus et vue de face d'une moitié du bec.

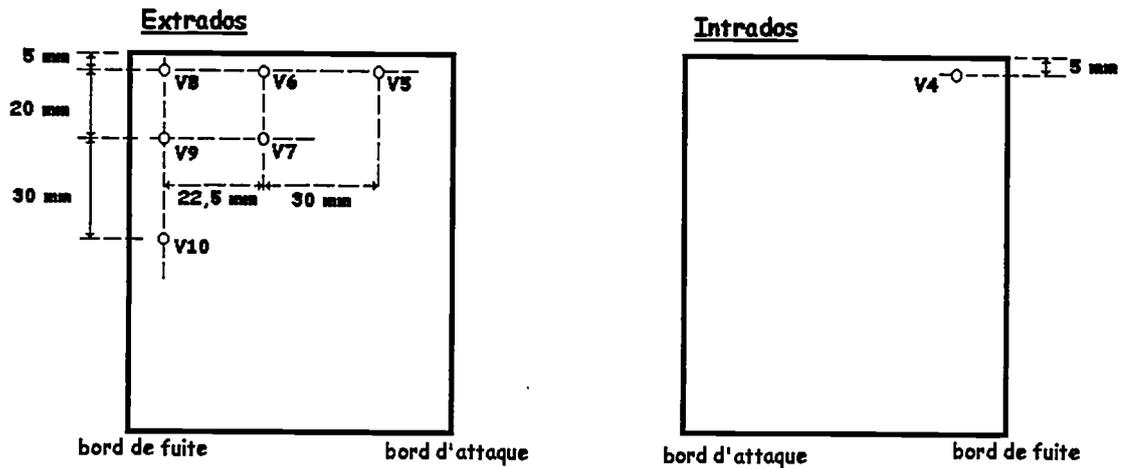


figure 4 : Répartition des capteurs sur le demi-volet pour la maquette en configuration I

## b) Configuration II

En configuration II, le bec est identique à celui utilisé en configuration de référence, et la moitié inférieure du volet est celle de la configuration I. La partie principale de l'aile est modifiée puisqu'on a rajouté un demi-volet non braqué. L'instrumentation de cette partie est indiquée sur la figure 6.

### 1.2.2. Mesures de vitesse

Le but était de caractériser le tourbillon marginal qui se développe en extrados du volet, lorsqu'on a une fente dans le volet. Pour cela, nous avons besoin des trois composantes de la vitesse. Nous avons utilisé une sonde cinq trous. Cependant les résultats n'ont pas été satisfaisants car les mesures de la sonde n'étaient pas valables dans toute la région a priori attribuée au tourbillon marginal.

Il s'est avéré que ce problème est dû principalement au fait que l'écoulement est décollé sur la maquette au niveau du volet. Par suite, le tourbillon marginal ne peut se développer de façon naturelle, et l'échec des mesures avec la sonde cinq trous s'explique par l'absence d'une vitesse moyenne suffisante dans la zone de recirculation du décollement.

Le décollement a pu être visualisé par la suite à l'aide de fils de soie.

Finalement, seules les mesures de pression acoustique et de pression en paroi ont été effectuées.

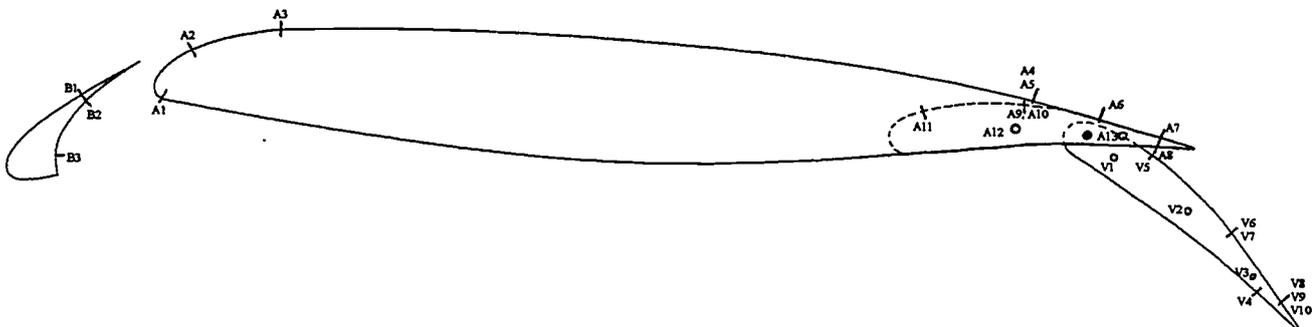


figure 5 : Répartition des capteurs pour la maquette en configuration II.

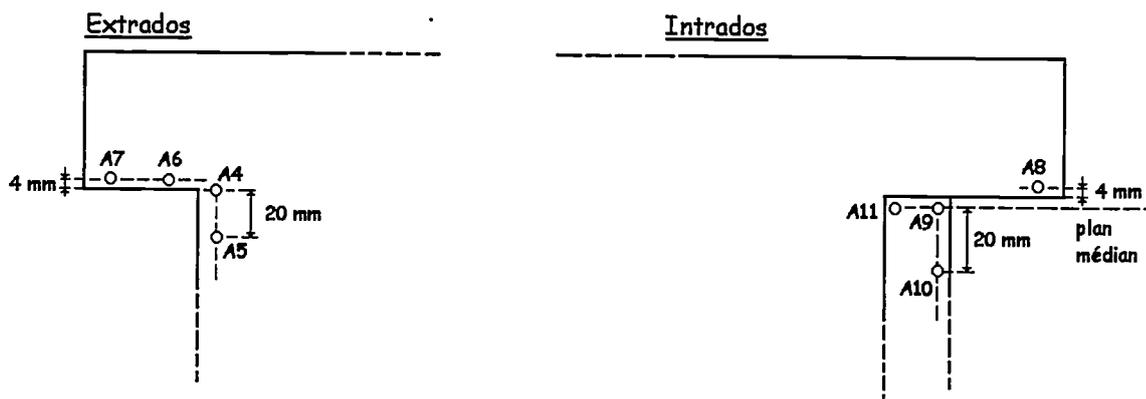


figure 6 : Répartition des capteurs sur le bord de fuite de l'aile, pour la maquette en configuration II.

## 2. Analyse des résultats

### 2.1. Configuration de référence

Dans ce paragraphe, on compare les résultats obtenus lors des expériences antérieures pour la maquette bidimensionnelle à 15° d'incidence, avec les mesures effectuées sur la maquette bidimensionnelle en configuration de référence à 18° d'incidence.

#### 2.1.1. Coefficient de pression

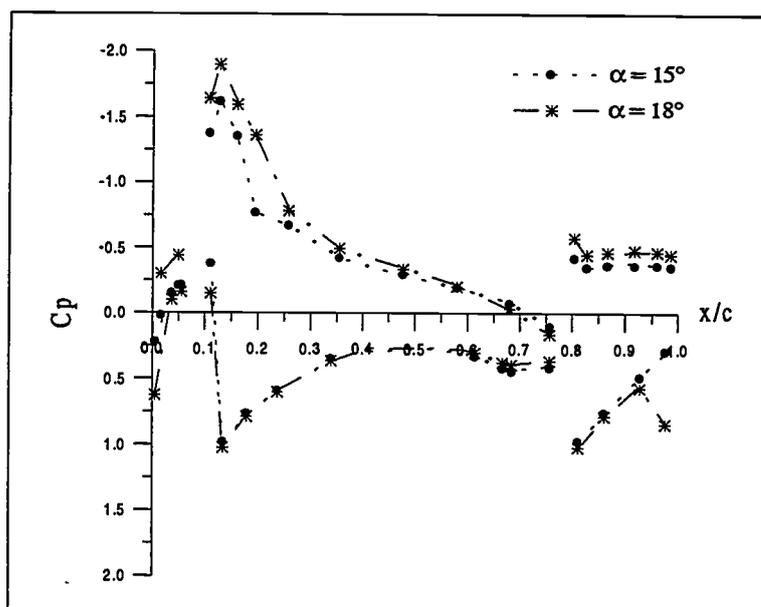


figure 7 : Répartition du coefficient de pression pour la maquette en configuration de référence avec un angle d'incidence géométrique de 15° ou 18°.

La répartition des pressions le long de la maquette est peu différente pour les deux incidences. On mesure simplement des valeurs légèrement plus élevées pour 18°, ainsi qu'une singularité au bord de fuite du volet, en intrados (figure 7). Ce point de surpression un peu particulier ne s'explique que par une erreur de mesure.

Dans les deux cas, l'écoulement sur le volet est décollé, ceci étant caractérisé par la forme en plateau observée sur l'extrados du volet.

#### 2.1.2. Directivité

L'étude de la directivité s'effectue toujours par intégration des spectres acoustiques sur le domaine de fréquence 500-25 600 Hz. Ainsi, les basses fréquences contaminées par le bruit de fond (figure 8) ne sont pas prises en compte. De plus cette figure nous permet de vérifier que sur le reste du spectre le bruit mesuré en présence de la maquette est largement supérieur au bruit de fond.

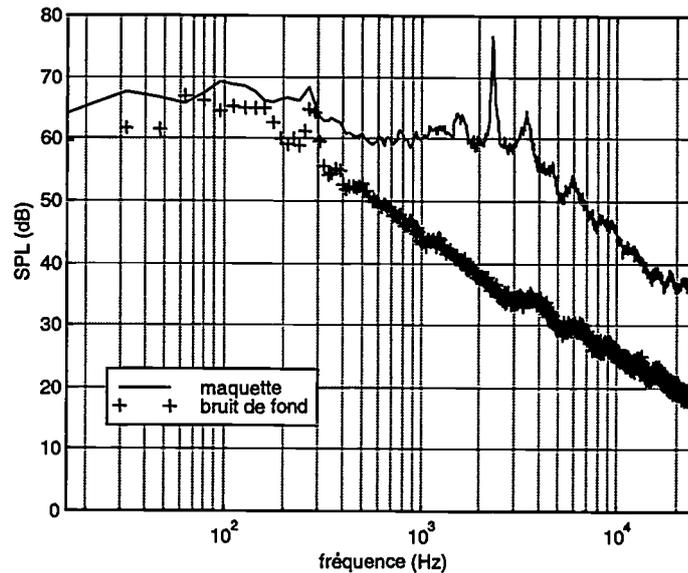


figure 8 : (+)spectre de bruit de fond et (-) spectre de la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, pour  $U_0 = 80$  m/s et  $\theta = -90^\circ$ .

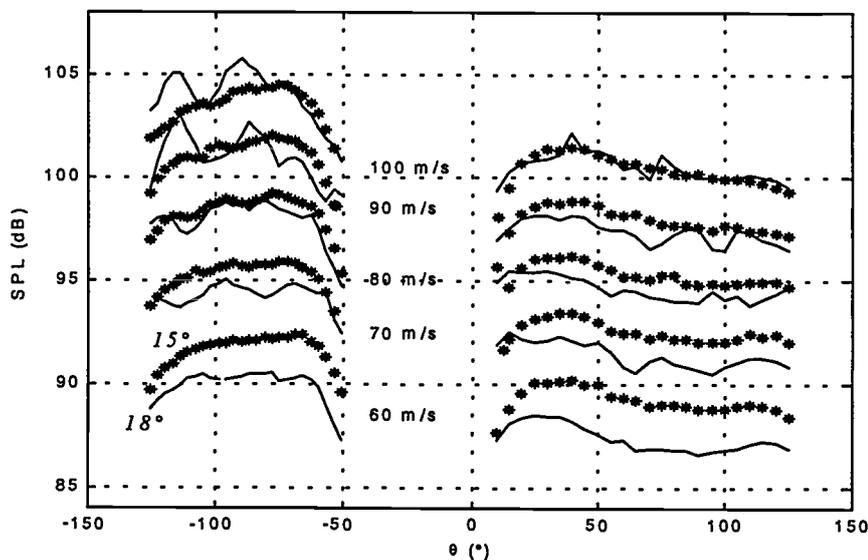


figure 9 : Directivité de la maquette en configuration de référence à : (\*)  $15^\circ$  et (-)  $18^\circ$  d'incidence.

On obtient alors les courbes de directivité tracées sur la figure 9. La directivité pour la maquette bidimensionnelle à  $18^\circ$  est un peu plus perturbée que celle pour la maquette à  $15^\circ$  d'incidence. D'une part, on observe que le niveau en intrados (angle de mesure négatifs) est supérieur de 2 à 5 dB au niveau en extrados. D'autre part, en intrados, à partir de 90 m/s, les courbes présentent des minima et des maxima, ce qui n'est pas visible avec la maquette à  $15^\circ$  d'incidence. Nous verrons que ceci est à rapprocher de la forte émergence spectrale observée vers 2 200 Hz sur la figure 9.

Par ailleurs, on constate que pour les faibles valeurs de la vitesse, la maquette à  $18^\circ$  est moins bruyante que celle à  $15^\circ$ . Le bruit n'est pas une fonction croissante de l'angle d'incidence, ce qui s'explique par grande complexité et la grande sensibilité des écoulements.

### 2.1.3. Évolution des niveaux acoustiques en fonction de la vitesse

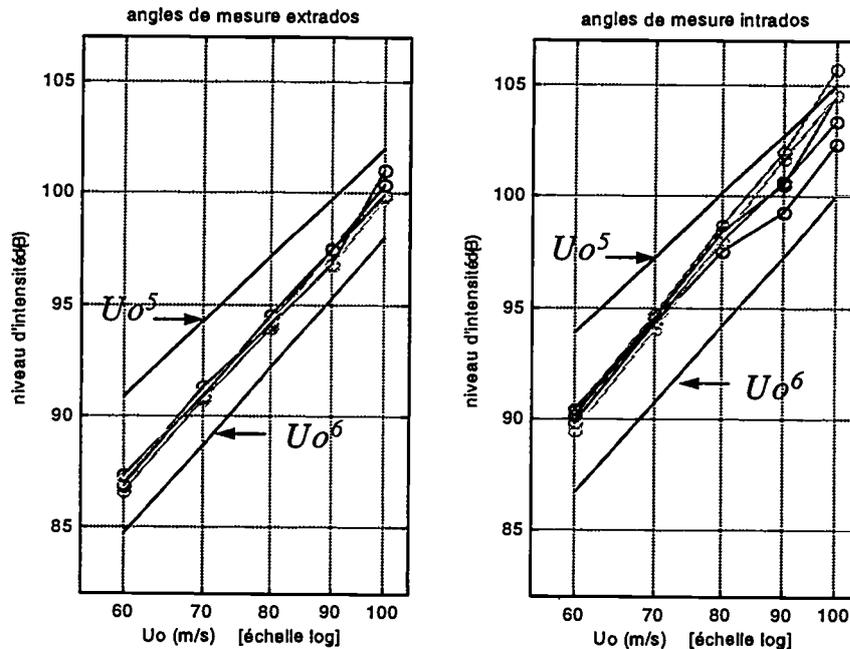


figure 10 : Niveaux d'intensité sonore en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$ , pour plusieurs angles de mesure. Maquette bidimensionnelle à  $18^\circ$  d'incidence géométrique.

La figure 10 donne, pour la maquette à  $18^\circ$  d'incidence, l'évolution des niveaux d'intensité sonore en différents angles de mesure, en fonction de la vitesse de l'écoulement. Cette même figure a déjà été tracée pour la maquette à  $15^\circ$  d'incidence (chapitre 2, figure 19). On avait alors montré que le niveau évoluait comme  $U_0^{5,3}$  en moyenne. Ici, à  $\alpha_g = 18^\circ$ , cette évolution est plus proche de  $U_0^6$  que de  $U_0^5$ . Cette différence d'évolution se retrouve également sur les courbes de directivité de la figure 9, où pour les petites vitesses on a une différence de plusieurs dB entre les niveaux mesurés à  $15^\circ$  et  $18^\circ$ , quel que soit l'angle considéré, alors que cette différence s'estompe pour les grandes vitesses.

Si l'évolution est régulière pour l'intensité mesurée du côté extradados, ce n'est pas le cas pour celle mesurée du côté intrados. À partir de 90 m/s, on a dispersion des valeurs de l'intensité suivant l'angle de mesure. Ceci s'explique par les minima et maxima observés pour la directivité aux grandes vitesses.

### 2.1.4. Spectres acoustiques

La comparaison des spectres mesurés (figure 11) montre clairement que l'augmentation de l'incidence entraîne l'émergence de pics vers 2 000-3 000 Hz. Par contre, l'allure et le niveau ne sont pas modifiés, et notamment les fréquences d'interférences, entre 3 et 10 kHz, changent très peu. Nous sommes donc en présence de deux phénomènes, l'un associé aux pics, et l'autre au large bande, et ces deux mécanismes n'ont certainement pas la même évolution.

Au vue des peu de changements entre les deux incidences, nous allons nous contenter de faire l'étude qui suit sur la configuration à  $18^\circ$ , sachant que le comportement à  $15^\circ$  est identique et donc que nous obtiendrons les mêmes conclusions.

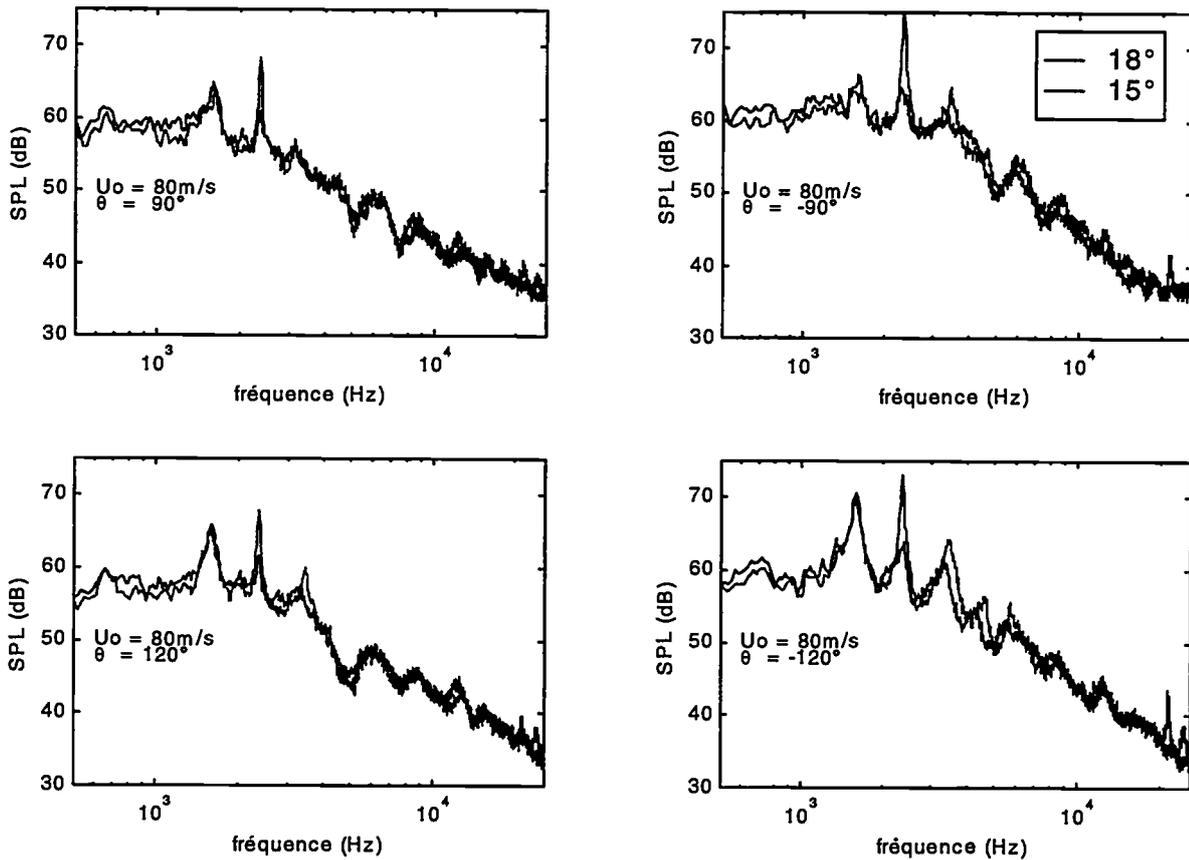


figure 11 : Spectres acoustiques de la maquette en configuration de référence à 15° et 18° d'incidence, pour  $U_0 = 80$  m/s,  $\theta = -90^\circ, -120^\circ, 90^\circ$  et  $120^\circ$ .

#### 2.1.4.1. Évolution des spectres acoustiques avec la vitesse

La figure 12 montre l'évolution, en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$ , des spectres acoustiques mesurés à  $\theta = -90^\circ$ , la maquette étant à 18° d'incidence.

On remarque en premier lieu trois pics, dans la gamme 1-5 kHz, dont la fréquence augmente avec la vitesse. Ce sont ces mêmes pics que l'on déjà mis en évidence sur les mesures avec la maquette à 15°, mais qui ici ressortent des spectres de façon beaucoup plus nette. Deuxièmement, dans la gamme de fréquences supérieure, jusqu'à 10 kHz environ, on retrouve des bosses dont la fréquence semble diminuer lorsque la vitesse augmente. Lors de l'étude précédente, nous avons attribué ces bosses à un phénomène d'interférence.

On constate que l'allure globale du spectre évolue de façon régulière avec la vitesse. Par contre, les fréquences émergentes ont une évolution particulière.

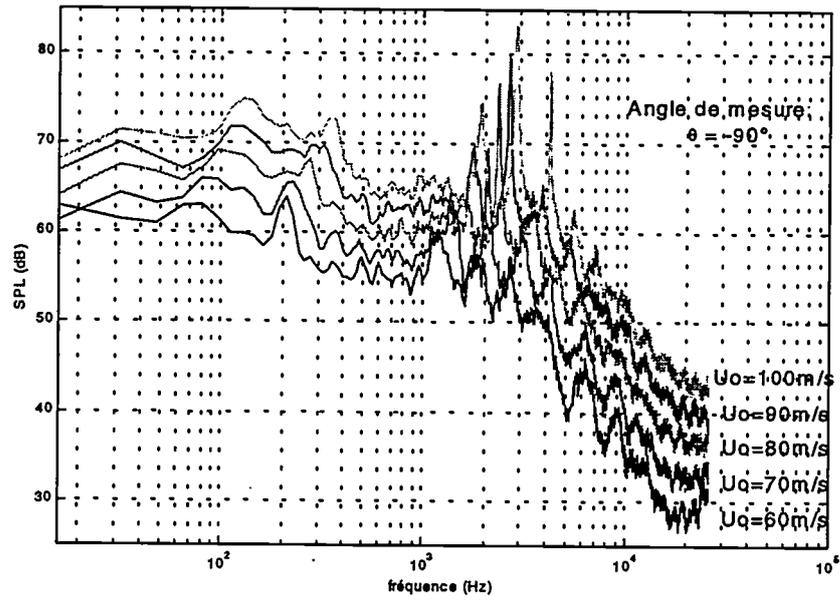


figure 12 : Spectres acoustiques pour la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, mesurés en  $\theta = -90^\circ$  et  $U_0 = 60, 70, 80, 90$  et  $100$  m/s.

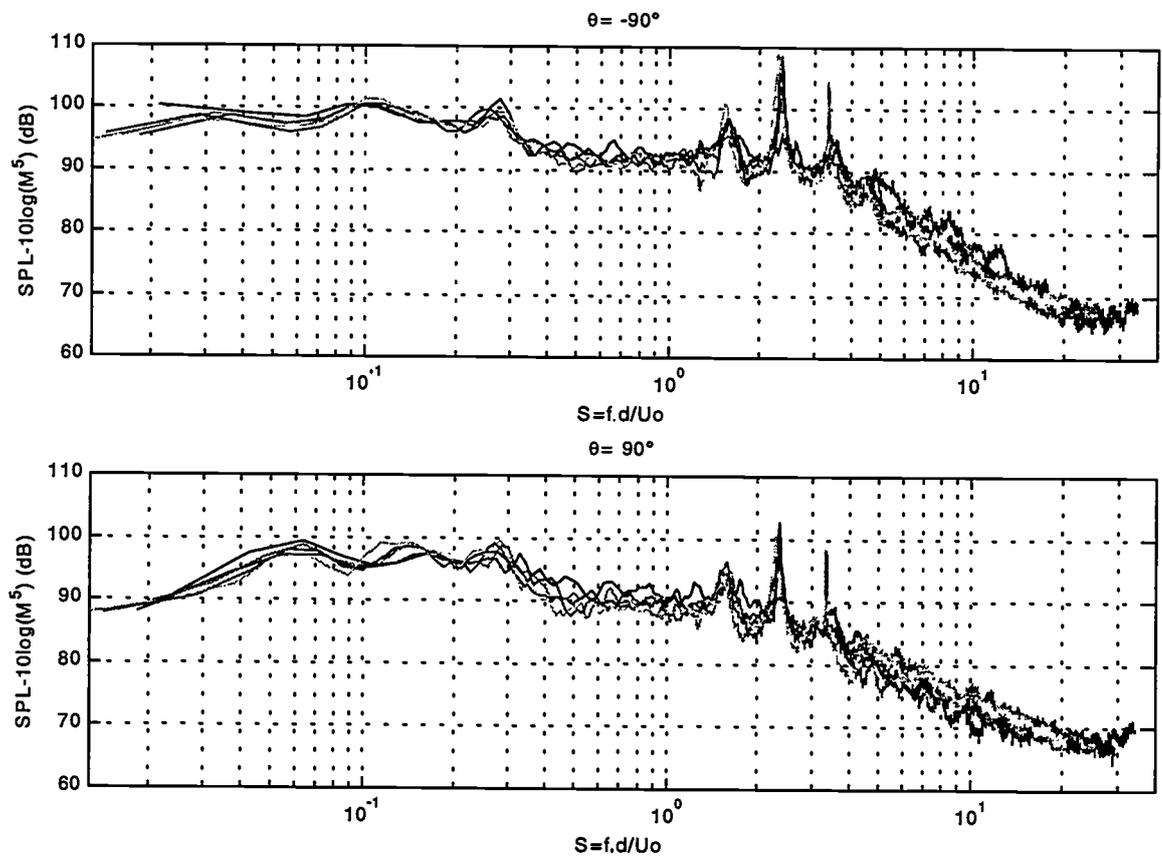


figure 13 : Spectres acoustiques pour la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, mesurés en  $\theta = -90^\circ$  et  $90^\circ$ , adimensionnalisés en fréquence et en vitesse.

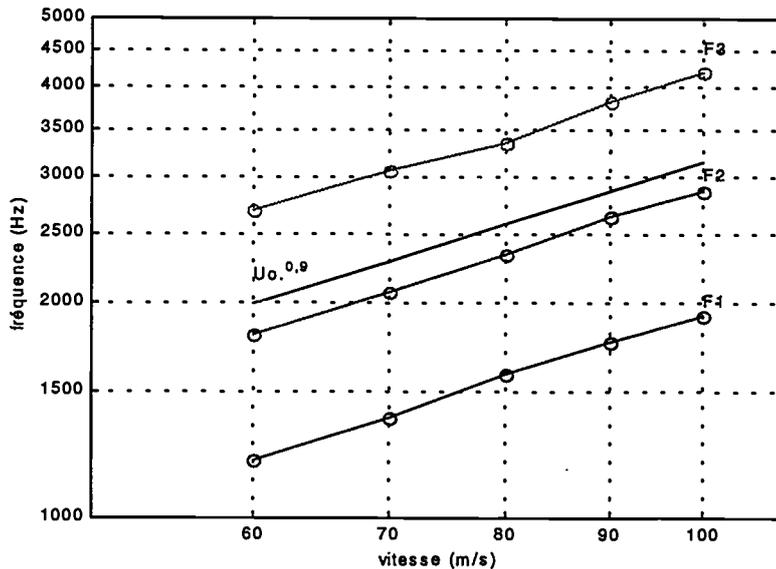


figure 14 : Évolution en vitesse des fréquences, F1, F2 et F3.

Une adimensionnalisation en vitesse des spectres (figure 13) montre que la forme générale évolue comme  $U_0^5$  alors que les pics ont une évolution plus rapide en vitesse. Ceci explique que l'intensité globale suit une loi d'évolution intermédiaire comprise entre  $U_0^5$  et  $U_0^6$ . L'adimensionnalisation en fréquence (figure 13), par un nombre de Strouhal basé sur la corde  $d$  du volet, montre que les trois fréquences, que l'on note F1, F2 et F3, ne sont pas à un nombre de Strouhal fixe, même si les différences sont faibles. On a donc étudié plus précisément l'évolution de ces fréquences en fonction de la vitesse (figure 14). On constate qu'elles évoluent comme  $U_0^{0.9}$ . On retrouve bien la même loi d'évolution qu'au chapitre précédent.

#### 2.1.4.2. Évolution des spectres acoustiques avec l'angle d'observation

La figure 15 montre une superposition de spectres acoustiques mesurés pour une même vitesse de l'écoulement à différents angles d'observation. Cette évolution des spectres en fonction de l'angle fait apparaître clairement les deux gammes de fréquences observées précédemment ; premièrement entre 1 et 4 kHz, les trois pics, F1, F2 et F3, émergent des spectres et leur fréquence reste fixe lorsque l'angle varie ; deuxièmement pour les fréquences supérieures on observe les bosses qui se décalent en fréquence lorsque l'angle de mesure varie. On visualise mieux ce réseau d'interférences sur les cartographies des figures 16 et 17.

La figure 17 permet aussi de constater que les franges d'interférence s'étendent jusqu'à la gamme de fréquence de F1, F2 et F3, et coupent ces trois fréquences fixes. Cette interaction entre le réseau d'interférences et les fréquences fixes est à l'origine des minima et des maxima d'amplitude, observés précédemment. Le résultat est une directivité très perturbée pour ces trois fréquences, comme le montre la figure 18 qui explique les minima et maxima observés sur la directivité de l'intensité globale (figure 9). Le phénomène est d'autant plus marqué que la vitesse augmente.

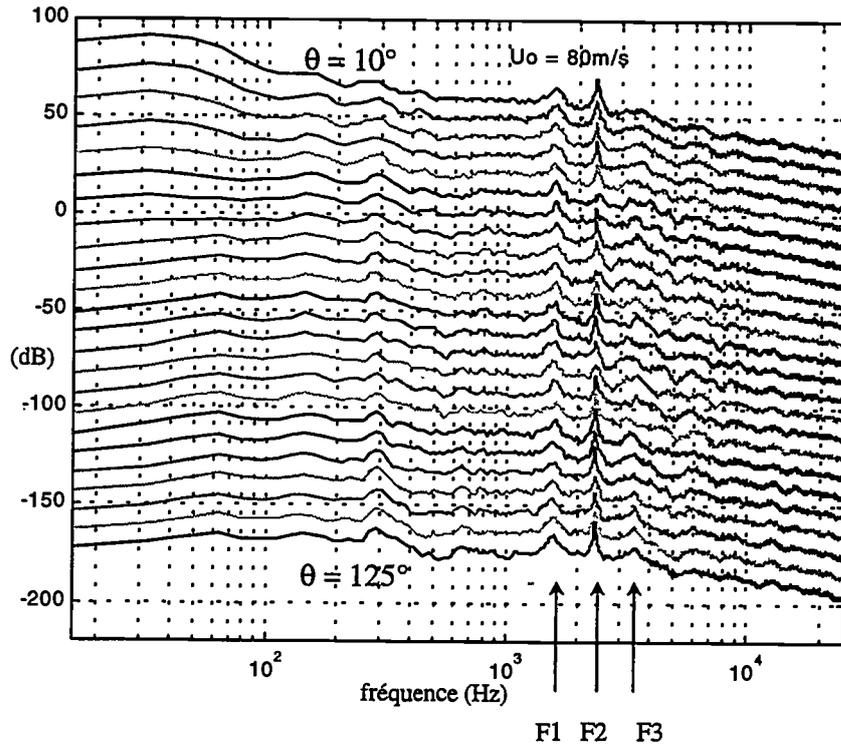


figure 15.a : Spectres acoustiques de la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, mesurés à  $U_0 = 80$  m/s, pour  $\theta$  variant de  $10^\circ$  à  $125^\circ$ .

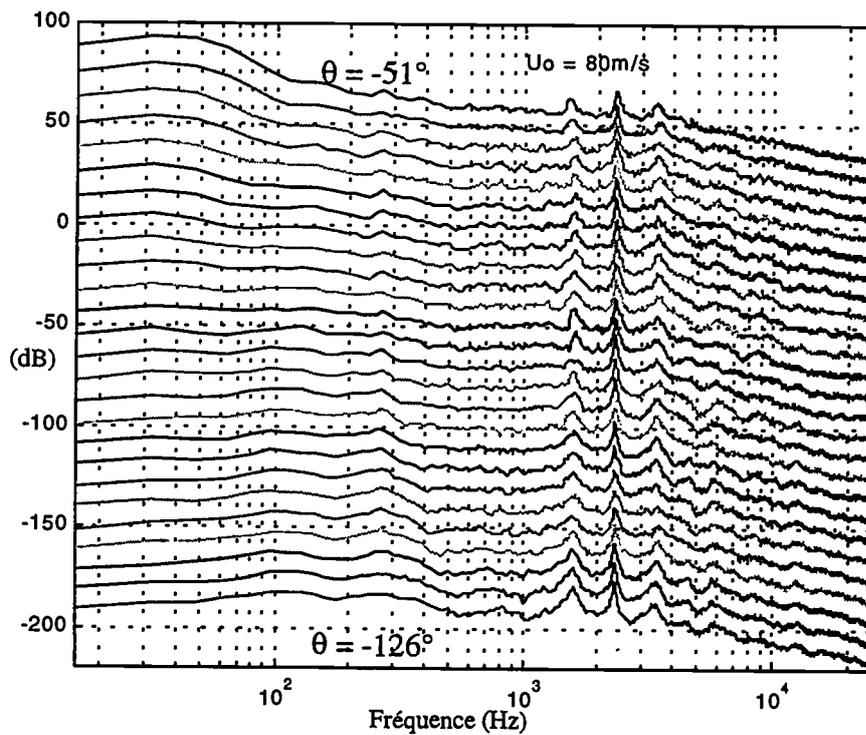


figure 15.b : Spectres acoustiques de la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, mesurés à  $U_0 = 80$  m/s, pour  $\theta$  variant de  $-51^\circ$  à  $-126^\circ$ .

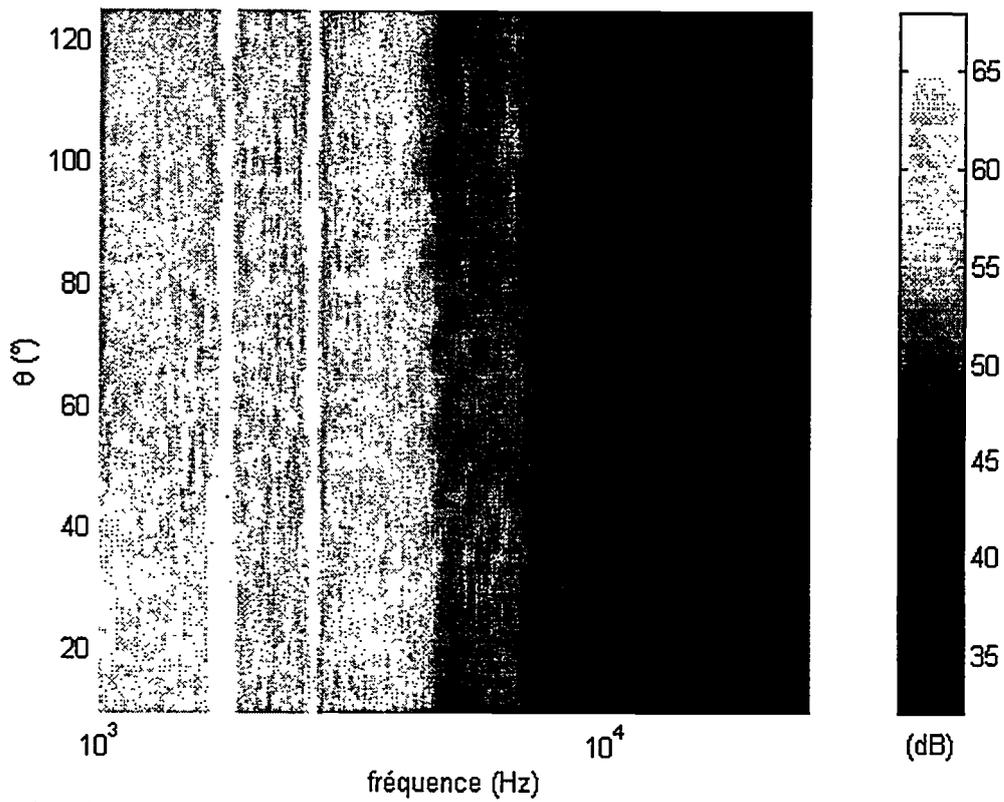


figure 16.a : Spectres acoustiques de la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, mesures extradados,  $\theta = 10^\circ$  à  $125^\circ$ ,  $U_0 = 90$  m/s.

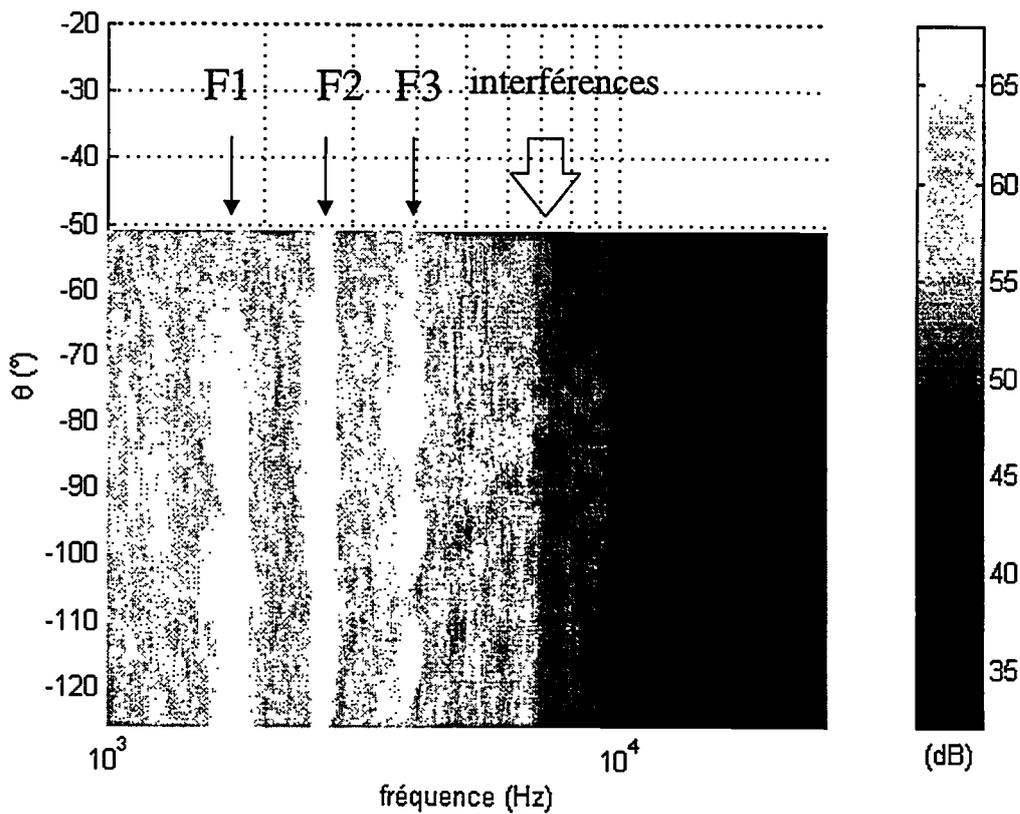


figure 16.b : Spectres acoustiques de la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, mesures intrados,  $\theta = -51^\circ$  à  $-126^\circ$ ,  $U_0 = 90$  m/s.

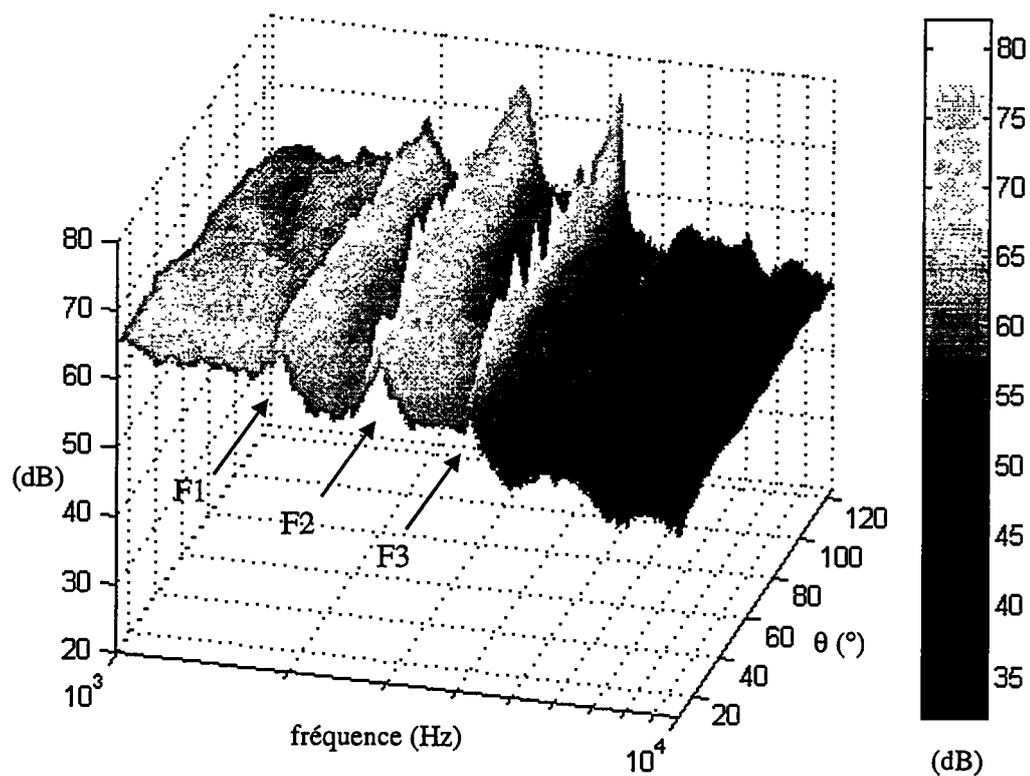


figure 17.a : Spectres acoustiques de la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, mesures extrados,  $\theta = 10^\circ$  à  $125^\circ$ ,  $U_0 = 100$  m/s.

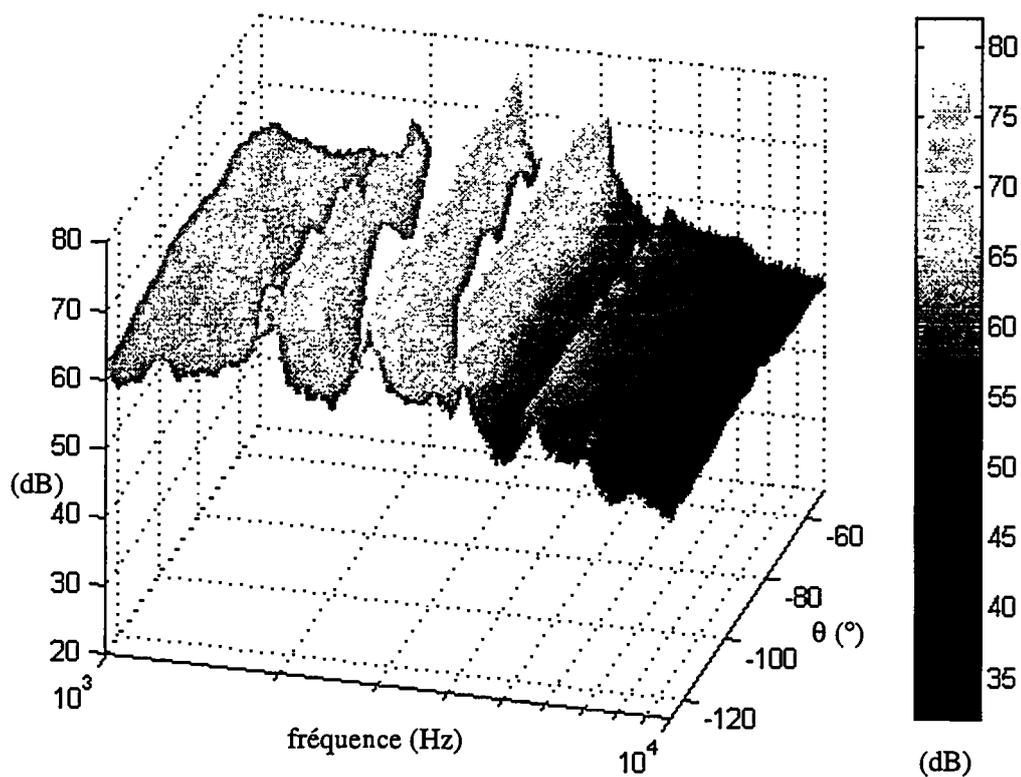


figure 17.b : Spectres acoustiques de la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence, mesures intrados,  $\theta = -51^\circ$  à  $-126^\circ$ ,  $U_0 = 100$  m/s.

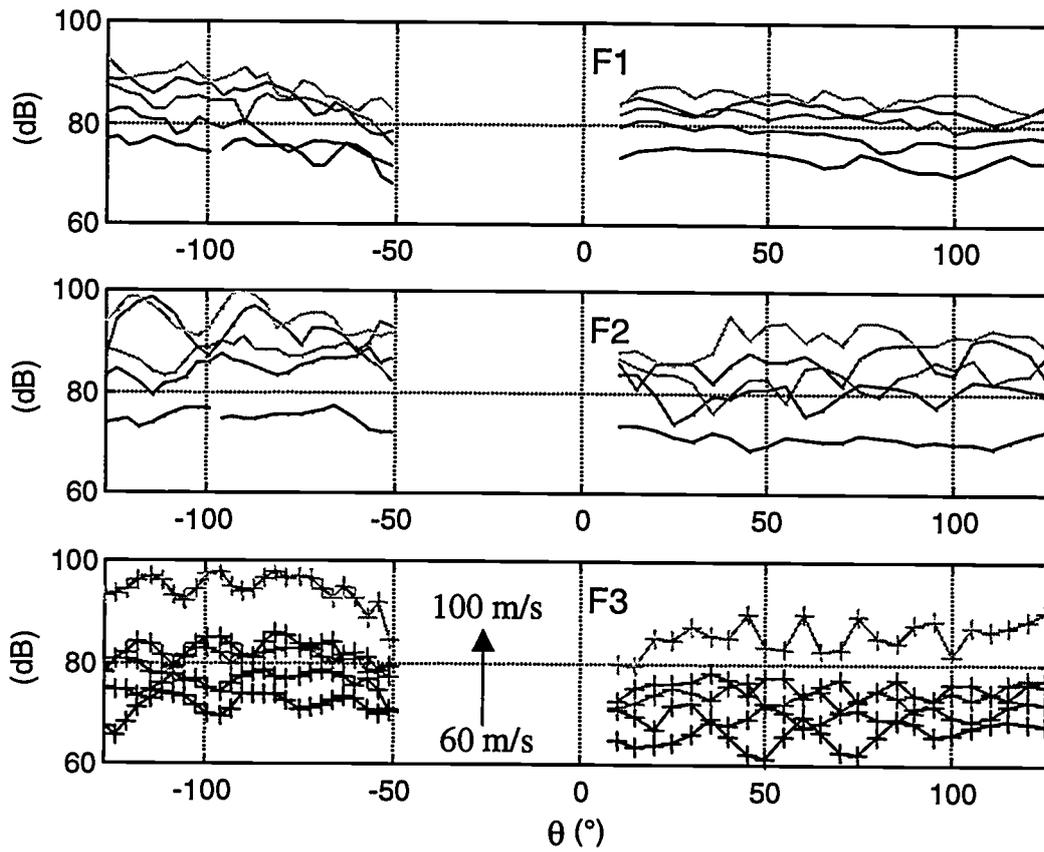


figure 18 : Directivité des fréquences F1, F2 et F3, pour  $U_0 = 60, 70, 80, 90$  et  $100$  m/s.

### 2.1.5. Mesures de pression en paroi

Sur les figures 19, sont comparés (pour une même vitesse  $U_0 = 80$  m/s) les spectres des différents capteurs. On retrouve les trois fréquences F1, F2, F3, que nous avons mis en évidence sur les spectres de champ lointain acoustique. Mais il faut remarquer ici que sur les capteurs situés autour du bec, seules F2 et F3 apparaissent ; et inversement, pour les capteurs autour du volet, seules F1 et F2 émergent des spectres.

Cependant, trois capteurs ont un comportement particulier par rapport aux autres. Sur les spectres des capteurs B1, V1 ou V11, les trois fréquences sont présentes simultanément (figure 20). De plus ces spectres ont une allure qui se rapproche plus de celle des spectres de champ lointain que de celle des autres capteurs, de par la décroissance en fréquence moins rapide et par un niveau plus faible globalement.

Or ces capteurs sont situés à des endroits de la maquette où la couche limite est laminaire et donc l'écoulement très peu perturbé. Il n'y a pas de forte fluctuation de pression hydrodynamique dans ces régions et donc les capteurs mesurent, essentiellement, de l'acoustique de champ proche.

Les autres capteurs, quant à eux, ont un spectre de niveau plus élevé, duquel émergent soit le couple de fréquences (F1, F2) soit (F2, F3), suivant la position sur la maquette. Situés dans des régions d'écoulement perturbé, ils mesurent les phénomènes aérodynamiques et donc les sources qui engendrent le bruit.

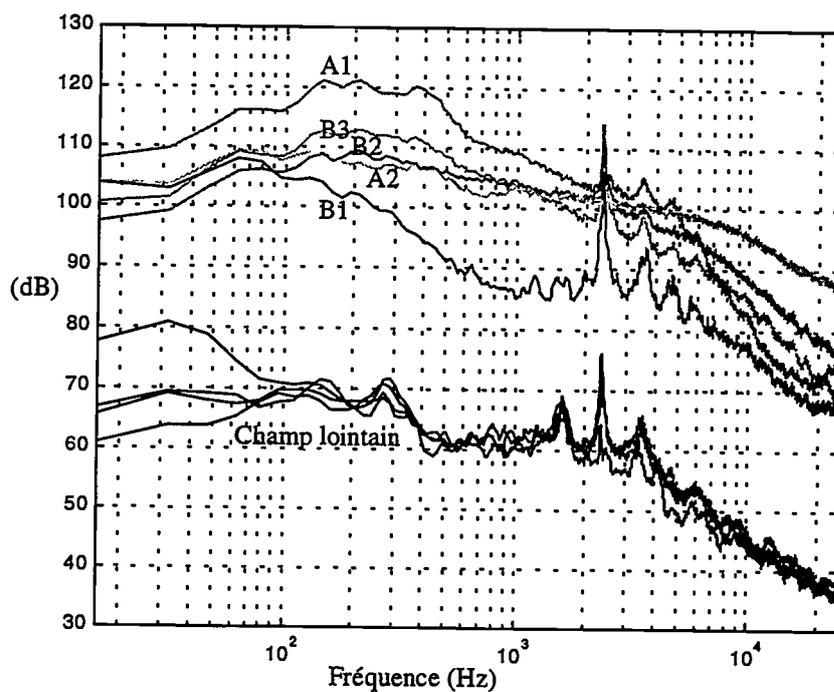


figure 19.a : Spectres de pression en paroi des capteurs B1, B2, B3, A1 et A2, et spectres en champ lointain,  $\theta = 40^\circ, -66^\circ, -90^\circ$  et  $-114^\circ$ , pour la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence,  $U_0 = 80$  m/s.

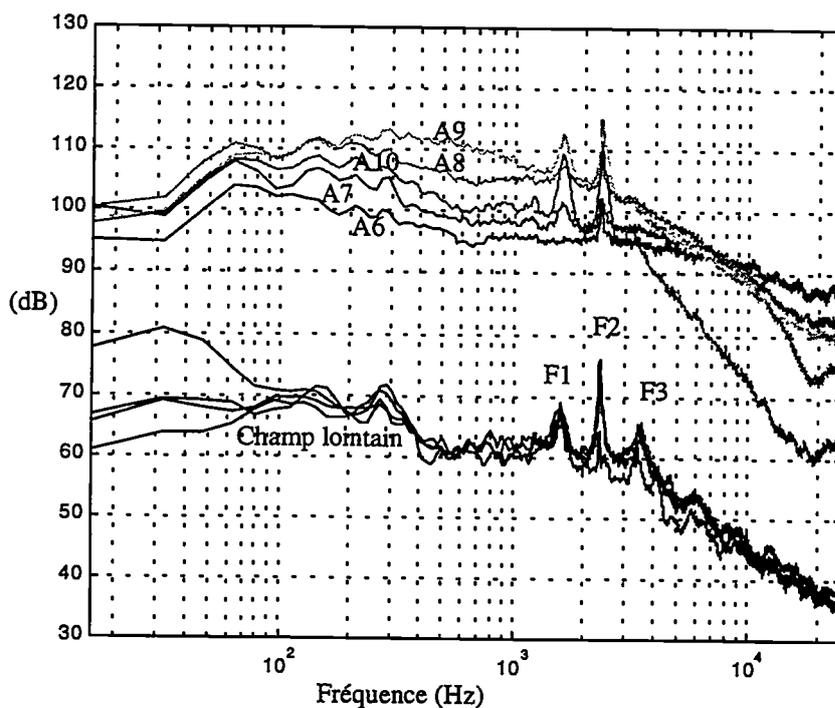


figure 19.b : Spectres de pression en paroi des capteurs A6, A7, A8, A9 et A10, et spectres en champ lointain,  $\theta = 40^\circ, -66^\circ, -90^\circ$  et  $-114^\circ$ , pour la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence,  $U_0 = 80$  m/s.

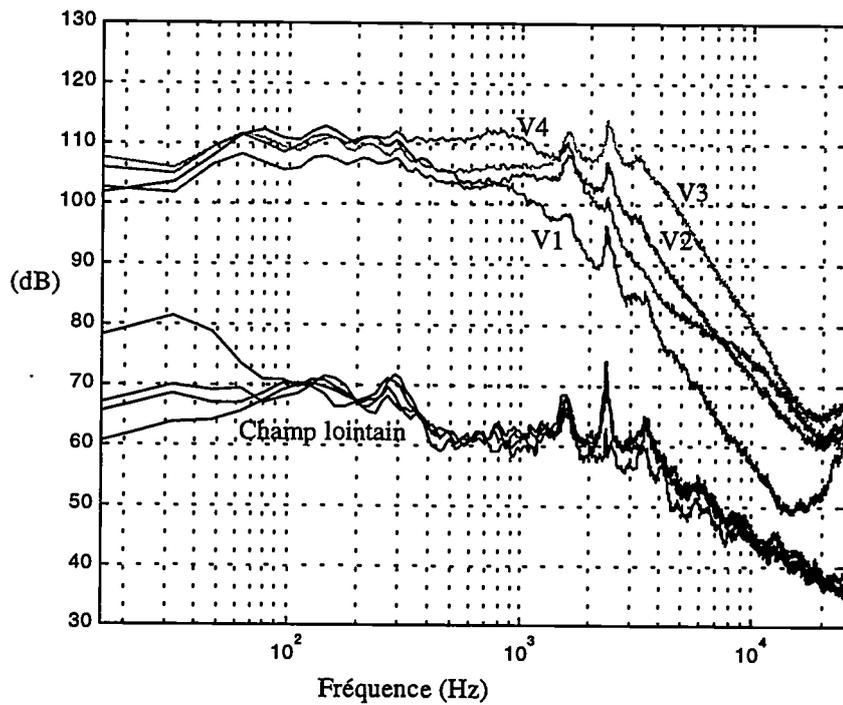


figure 19.c : Spectres de pression en paroi des capteurs V1, V2, V3, et V4, et spectres en champ lointain ,  $\theta=40^\circ, -66^\circ, -90^\circ$  et  $-114^\circ$ , pour la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence,  $U_0=80$  m/s.

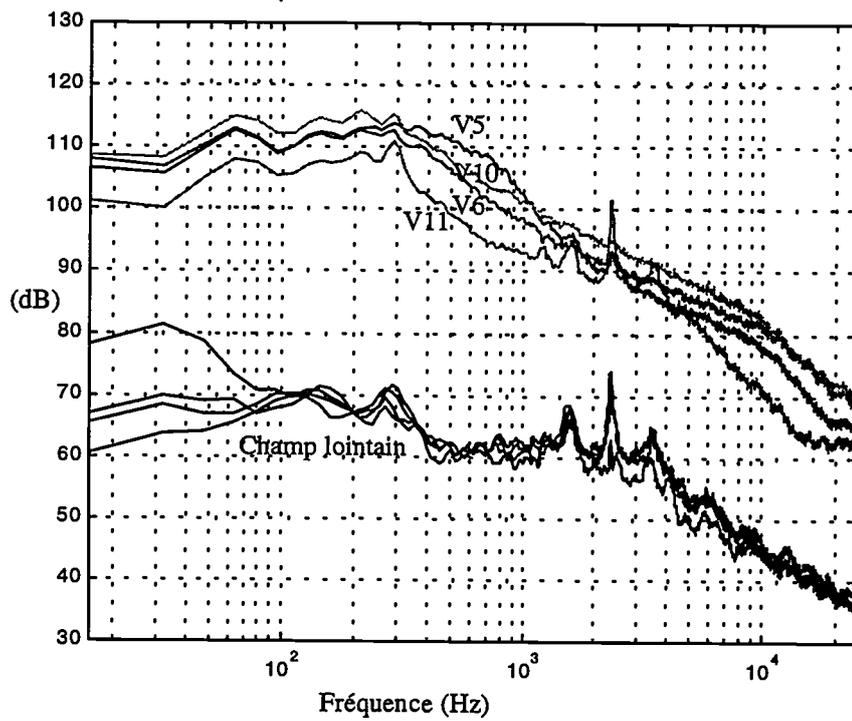


figure 19.d : Spectres de pression en paroi des capteurs V5, V6, V10, et V11, et spectres en champ lointain ,  $\theta=40^\circ, -66^\circ, -90^\circ$  et  $-114^\circ$ , pour la maquette en configuration de référence à  $18^\circ$  d'incidence,  $U_0=80$  m/s.

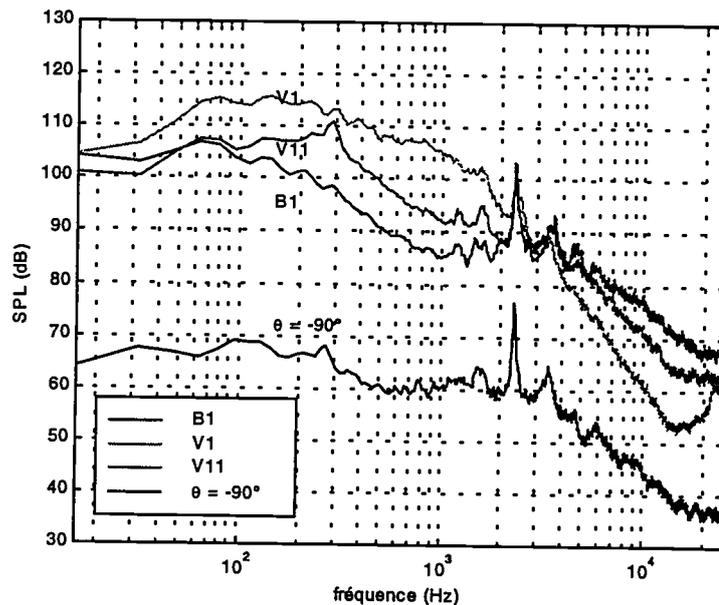


figure 20 : Spectres des capteurs B1, V1 et V11, comparés au spectre de champ lointain mesuré en  $\theta = -90^\circ$  à  $U_0 = 80$  m/s.

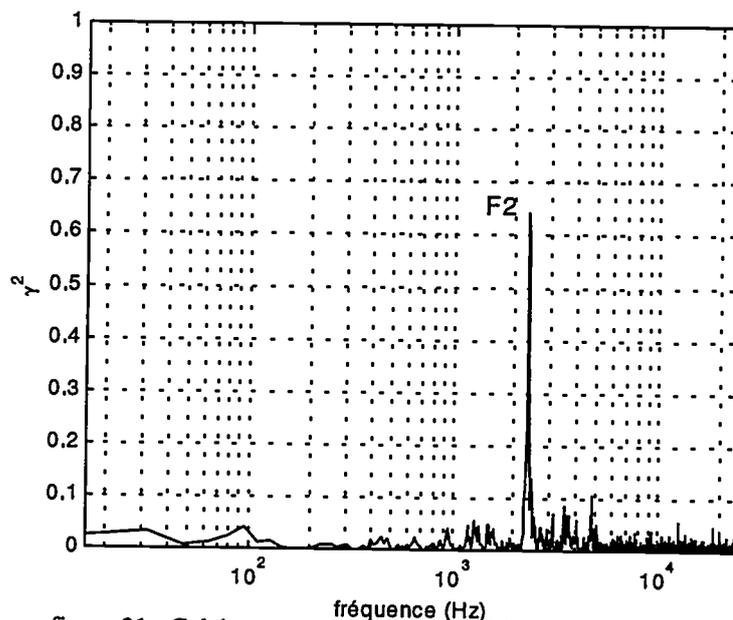


figure 21 : Cohérence entre les capteurs B3 et A10,  $U_0 = 80$  m/s.

Les fréquences (F2, F3) sont donc certainement produites par une source du bec et (F1, F2) par une source du volet.

Le fait le plus marquant des essais à  $18^\circ$  est que lorsqu'on mesure la cohérence entre capteurs du bec et du volet on observe un pic de cohérence pour F2 uniquement (figure 21). Un « accrochage » se produit sans doute pour cette fréquence, commune aux deux sources. Ceci est le signe d'un couplage très fort entre l'avant et l'arrière de l'aile.

Lors de l'étude antérieure, sur la maquette à  $15^\circ$ , nous avons, par des recoupements entre les mesures acoustiques, de pressions en paroi et de fluctuations de vitesse, déduit que les fréquences  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$ , étaient dues à des instabilités de l'écoulement qui prennent naissance au niveau des cavités, soit du bec soit du volet. Nous sommes à présent en mesure d'affirmer cette interprétation.

Lorsque les dispositifs hypersustentateurs sont déployés, des cavités ouvertes se forment à l'avant et à l'arrière de l'aile. La couche de cisaillement instable qui se développe au dessus de ces cavités vient heurter le bord de fuite du bec, dans le cas de la cavité avant, et le bord de fuite de l'aile, dans le cas de la cavité arrière. Le mécanisme qui se produit ici est alors identique à celui qui existe pour une cavité rectangulaire soumise à un écoulement rasant [53-57]. L'impact de la couche de cisaillement au bord aval de la cavité génère une onde acoustique qui peut agir en retour sur le point de naissance des instabilités et entretient ainsi le phénomène. On dit alors qu'il y a bouclage acoustique. Le résultat est l'émission de fréquences particulières sélectionnées par le bouclage (modes de cavité). Il est à noter que la rétroaction acoustique n'est pas indispensable ; l'effet potentiel du bord aval peut suffire à l'établissement d'un mode d'oscillation auto-entretenu.

La cavité du bec, la plus petite, engendre le couple de fréquences les plus élevées,  $F_2$  et  $F_3$ , que l'on note  $(F_{nb}, F_{(n+1)b})$ , où  $n$  correspond à un mode d'oscillation de la couche de cisaillement. La cavité du corps principale de l'aile, plus grande, engendre un couple de fréquences plus basses,  $F_1$  et  $F_2$ , que l'on note également  $(F_{nv}, F_{(n+1)v})$ . Ces fréquences dépendent des paramètres de l'écoulement, donc de l'incidence.

Le système est tel que l'on a coïncidence des fréquences,  $F_{nb} \equiv F_{(n+1)v} \equiv F_2$ . À  $18^\circ$  d'incidence, cette coïncidence est si bonne qu'elle conduit à un accrochage des deux cavités par rétroactions acoustiques réciproques.

Pour montrer que ces couples de fréquences sont engendrés par un même mécanisme, mais basé sur des dimensions caractéristiques différentes, on peut chercher à adimensionnaliser les spectres des capteurs du bec, où apparaissent  $((F_{nb}, F_{(n+1)b})$  (i.e. le couple  $(F_2, F_3)$ ), par un nombre de Strouhal basé sur une dimension caractéristique de la cavité du bec,  $d_b$ , et les spectres des capteurs du volet où apparaissent  $(F_{nv}, F_{(n+1)v})$  (i.e. le couple  $(F_1, F_2)$ ), par un nombre de Strouhal basé sur une dimension caractéristique de la cavité du volet,  $d_v$  (figure 22).

Il est difficile de définir avec précision  $d_b$  et  $d_v$  au vu de la géométrie et de la complexité des écoulements. Cependant, en prenant,  $d_b = 3,4$  cm et  $d_v = 5$  cm, les couples  $(F_{nb}, F_{(n+1)b})$  et  $(F_{nv}, F_{(n+1)v})$  se chevauchent de sorte que la fréquence  $F_{nv}$  du volet coïncide avec la fréquence  $F_{nb}$  du bec et la fréquence  $F_{(n+1)v}$  du volet coïncide avec la fréquence  $F_{(n+1)b}$  du bec. C'est-à-dire qu'on fait se superposer le mode  $n$  d'oscillation du volet avec le mode  $n$  du bec et le mode  $n+1$  du volet avec le mode  $n+1$  du bec (figure 23).

Dans le cas présent nous sommes confrontés à des cavités de géométrie particulière (figure 22), avec une ouverture qui permet la fuite de l'écoulement. Nous sommes donc loin des cavités rectangulaires soumises à un écoulement rasant recensées dans la littérature (figure 25). Néanmoins, les phénomènes physiques de base qui président à l'émission sonore sont certainement très proches dans les deux cas, d'autant plus que la mise en place d'un mode de cavité peu profonde ne nécessite comme condition que l'existence d'un point de naissance des instabilités et d'un point d'impact.

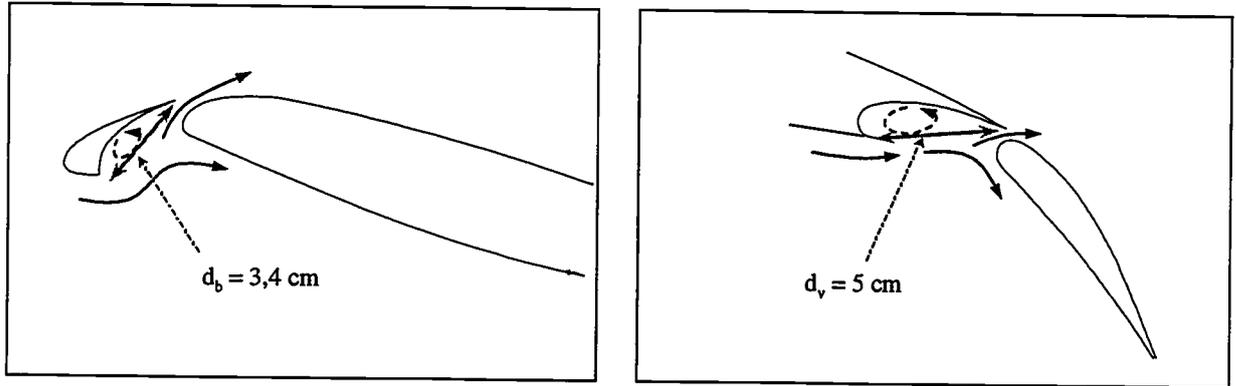


figure 22 : Cavités du bec et du volet, et dimensions caractéristiques associées.

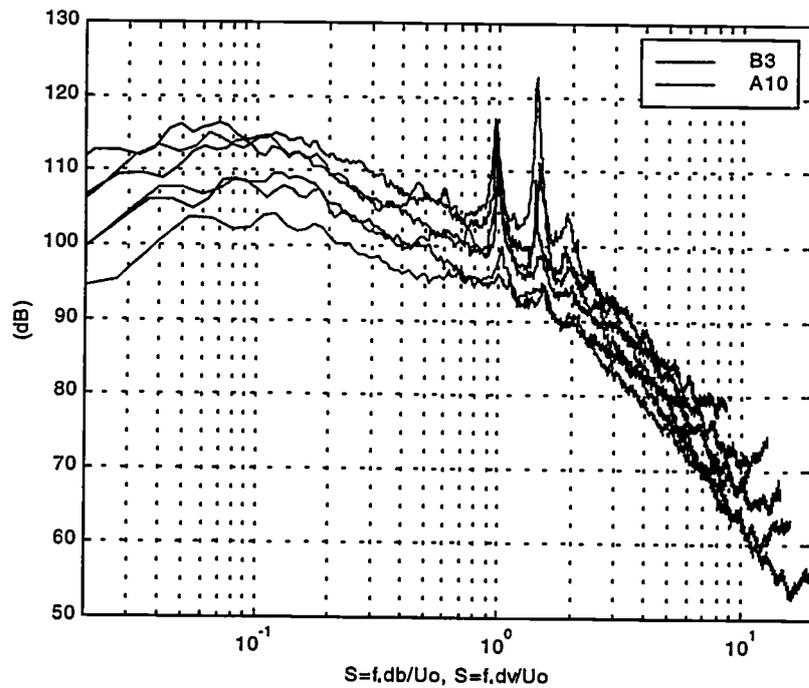


figure 23 : Spectres de pression de B3 rapportés au nombre de Strouhal,  $S=f.d_b/U_0$ , et spectres de A10 rapportés au nombre de Strouhal,  $S=f.d_v/U_0$ ,  $U_0=60, 80$  et  $100$  m/s.

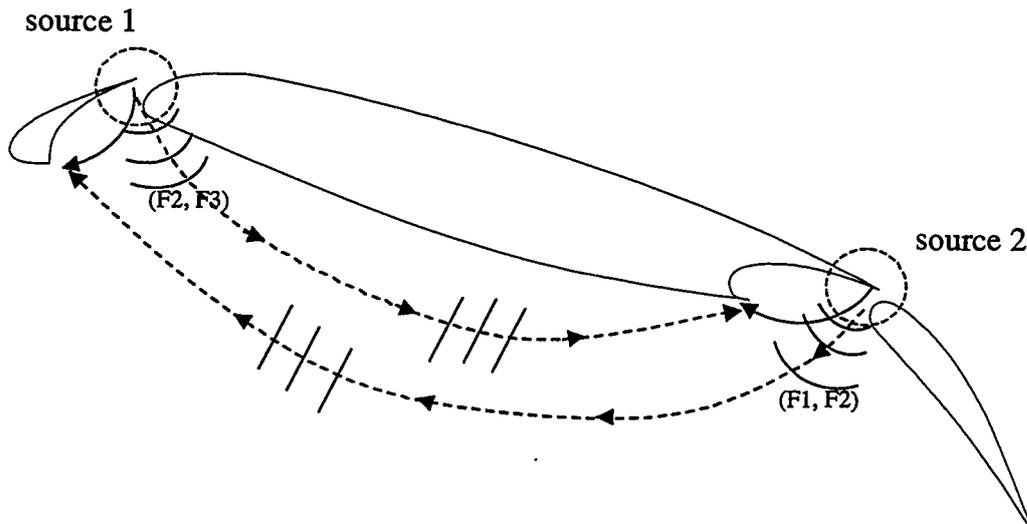


figure 24 : Schématisation des sources du bec et du volet, avec bouclage aéroacoustique sur les cavités, et rétroactions acoustiques entre les cavités.

### 2.1.6. Bruit d'une cavité rectangulaire excitée par un écoulement

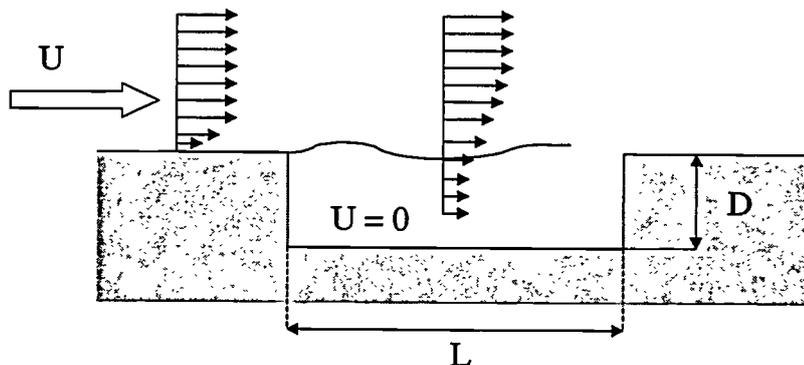


figure 25 : Cavité rectangulaire soumise à un écoulement rasant.

Le bruit émis par une cavité excitée par un écoulement est caractérisé, d'une part, par une composante large bande, liée aux phénomènes de turbulence au sein de la couche de cisaillement et, d'autre part, par des fréquences pures, qui elles, sont liées aux résonances des modes de cavité et au phénomène de bouclage aéroacoustique. Nous cherchons ici à caractériser les fréquences pures.

Sur notre maquette les dimensions  $L$  et  $D$  des cavités du bec et de l'aile sont telles que les rapports  $L/D > 1$ . Ceci signifie que l'on a affaire à des cavités peu profondes dans lesquelles les modes de profondeur ne peuvent pas se développer. C'est pourquoi nous ne considérons que les oscillations dans le sens de la longueur de la cavité.

À l'origine de ces fréquences, on a soit une excitation des modes acoustiques longitudinaux, soit un phénomène de bouclage aéroacoustique.

## 2.1.6.1. Résonances de modes de cavité

Les fréquences de résonance des modes stationnaires d'une cavité sont données par :

$$F_{n,m,p} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{D}\right)^2}$$

où  $c_0$  est la célérité du son ;  $n$ ,  $m$  et  $p$  sont des entiers définissant respectivement le numéro du mode suivant la longueur,  $L$ , la largeur  $l$ , et la hauteur  $D$ , de la cavité.

Les fréquences des modes stationnaires se développant suivant la longueur ont donc pour expressions :

$$F_{n,0,0} = \frac{nc_0}{2L}$$

Dans le tableau 1, on a reporté les fréquences des cinq premiers modes longitudinaux pouvant se développer sur la longueur de la cavité de l'aile (deuxième colonne) et du bec (troisième colonne).

n	$F_v = \frac{nc_0}{2L_v}$ (Hz)	$F_b = \frac{nc_0}{2L_b}$ (Hz)
1	3 400	5 000
2	6 800	10 000
2	10 200	15 000
4	13 600	20 000
5	17 000	25 000

tableau 1 : Fréquences des modes longitudinaux de la cavité de l'aile (2<sup>ème</sup> colonne) et de la cavité du bec (3<sup>ème</sup> colonne).

	$U_0 = 60$ m/s	$U_0 = 70$ m/s	$U_0 = 80$ m/s	$U_0 = 90$ m/s	$U_0 = 100$ m/s
F1 (Hz)	1 200	1 376	1 585	1 760	1 920
F2 (Hz)	1 800	2 064	2 336	2 640	2 864
F3 (Hz)	2 688	3 056	3 340	3 825	4 192

tableau 2 : Fréquences expérimentales relevées sur les spectres pour différentes vitesses de l'écoulement.

Ces fréquences sont plus élevées que celles relevées sur les spectres (tableau 2). Il n'y a donc aucune coïncidence entre ces modes longitudinaux et les fréquences expérimentales. Un tel résultat n'est pas surprenant au vu de la géométrie des cavités, avec des bords arrondis et des ouvertures supplémentaires.

### 2.1.6.2 Bouclage aéroacoustique

La couche de cisaillement instable se développant sur l'ouverture de la cavité est soumise à des oscillations. Elle interagit avec le bord aval de la cavité et engendre des ondes acoustiques. Celles-ci remontent l'écoulement jusqu'à la région sensible de la couche de cisaillement (c'est-à-dire au bord amont, point de naissance des instabilités) et excitent les instabilités. Ainsi se met en place un processus d'oscillations auto-entretenues gouverné par un phénomène de bouclage aéroacoustique, c'est-à-dire que l'écoulement est contrôlé par le champ acoustique qu'il produit.

#### a) Modèle de Rossiter

*Rossiter* (1964)[54] est le premier à avoir suggéré que le phénomène observé dans une cavité est le résultat d'un bouclage aéroacoustique, ceci après avoir fait des observations pour des nombres de Mach compris entre 0,4 et 1,2.

*Rossiter* propose une formule semi-empirique pour prédire les fréquences discrètes des fluctuations de pression périodiques, en se basant sur le fait que les durées des boucles de ce processus doivent être synchronisées (l'onde acoustique qui remonte l'écoulement doit être en phase avec l'instabilité à son point de naissance) :

$$\frac{F_m L}{U_0} = \frac{m - \gamma}{M_0 + 1/\kappa} \quad (m = 1, 2, 3 \dots) \quad (1)$$

Les notations sont les suivantes :

$F_m$  : fréquences des raies

$U_0$  : vitesse de l'écoulement extérieur

$L$  : longueur de la cavité

$M_0$  : nombre de Mach

$\gamma$  : facteur prenant en compte le retard entre le passage d'une structure tourbillonnaire et l'émission sonore correspondante au bord aval de la cavité

$\kappa$  : rapport entre la vitesse de convection des tourbillons et  $U_0$

Les grandeurs  $\gamma$  et  $\kappa$  sont traitées comme des constantes empiriques. Elles ont été déterminées par *Rossiter* pour que les valeurs théoriques de  $F_m$  soient les plus proches possible des données expérimentales.  $\gamma = 0,25$  et  $1/\kappa = 1,75$ .

Les fréquences mesurées sur les spectres acoustiques sont comparées aux fréquences des raies définies par *Rossiter*, sur la figure 26. Pour cela, on a tracé les nombres de Strouhal,  $S$ , associés à chaque fréquence, en fonction du nombre de Mach de l'écoulement,  $M_0$ . L'accord obtenu est qualitativement correct.

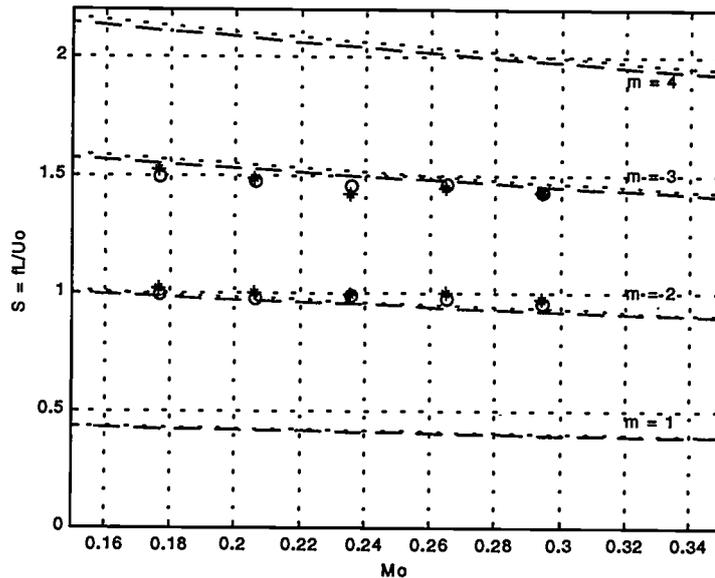


figure 26 : Comparaison des données expérimentales avec l'équation (1). Modèle de Rossiter pour : (---)la cavité de l'aile, et (...)la cavité du bec. Fréquences expérimentales : nombre de Strouhal des fréquences de : (o) la cavité de l'aile, (\*)la cavité du bec.

### b) Modèle de Block

En 1976, *Block* [53] propose une nouvelle expression analytique pour prédire les fréquences de résonance d'une cavité excitée par un écoulement. Cette fois l'expression inclut l'effet du rapport  $L/D$ . Le mécanisme de bouclage proposé est alors affiné car il prend en compte la différence de pression entre l'onde acoustique au dessus de la cavité, qui continue de se propager vers l'amont, et l'onde acoustique sous la couche de cisaillement qui est réfléchiée par la paroi de la cavité. Cette réponse crée un enroulement de la couche de cisaillement et forme un tourbillon qui se propage vers l'aval ; il interagit avec le bord aval de la cavité et produit du son et ainsi la boucle peut recommencer.

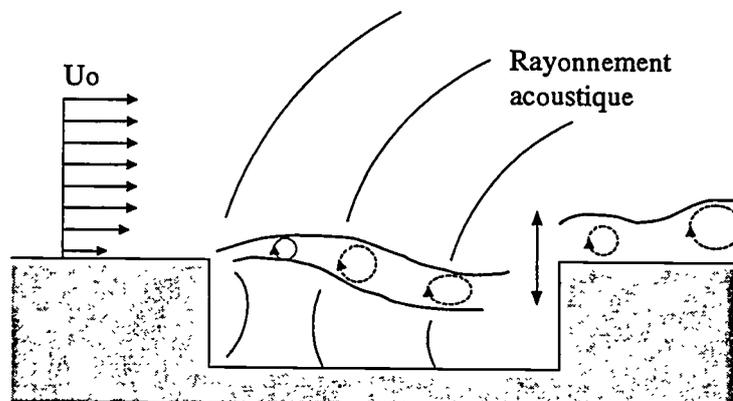


figure 27 : Mécanisme de bouclage aéroacoustique.

L'analyse de ce mécanisme conduit à l'expression suivante pour le nombre de Strouhal, fonction du rapport  $L/D$  :

$$\frac{F.L}{U_0} = \frac{n}{\frac{1}{k_r} + M \left( 1 + \frac{0,514}{L/D} \right)} \quad (2)$$

$n$  est un entier correspondant au numéro du mode d'oscillation, et  $k_r$  est la partie réelle du nombre d'onde correspondant à la convection de la perturbation vers l'aval.

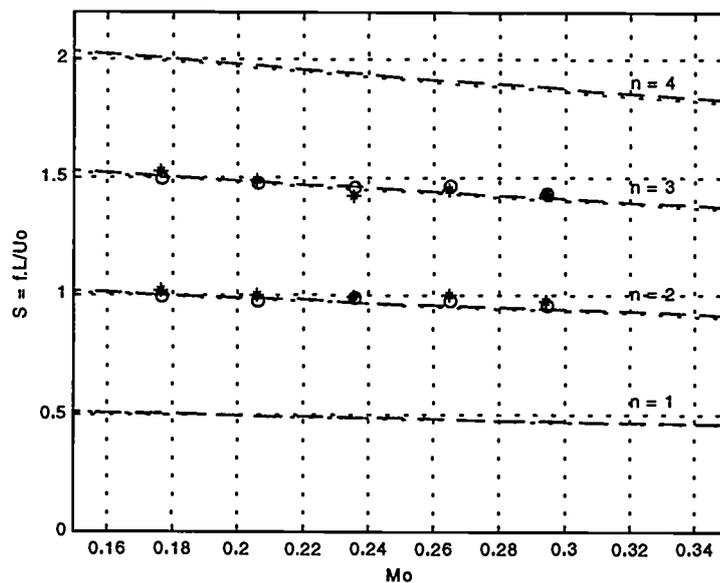


figure 28 : Comparaison des données expérimentales avec l'équation (2). modèle de Block pour : (---)la cavité de l'aile, (...)la cavité du bec. Fréquences expérimentales : nombre de Strouhal des fréquences de : (o) la cavité de l'aile, (\*)la cavité du bec.

La comparaison entre le modèle de *Block* et les nombres de Strouhal calculés à partir des mesures témoigne d'une très bonne concordance (figure 28), globalement meilleure qu'avec le modèle de *Rossiter*. On en déduit que les pics observés sur les spectres sont bien le fait d'un bouclage aéroacoustique s'établissant sur les cavités de l'aile et du bec. On est, de plus, en mesure d'affirmer que les fréquences observées correspondent aux modes  $n=2$  et  $3$ . C'est-à-dire que la cavité du bec rayonne les fréquences  $F_{2b}$  et  $F_{3b}$  et la cavité de l'aile les fréquences  $F_{2v}$ ,  $F_{3v}$ , avec  $F_{3v} \cong F_{2b}$ .

## 2.2. Configurations tridimensionnelles

### 2.2.1. Configuration I.b

La configuration I.b possède une fente de 1mm sur le bec et une fente de 9 mm sur le volet (figure 1).

Sur les figures 29, on compare les spectres acoustiques mesurés lorsque la maquette est en configuration I.b et en configuration de référence. On constate que les spectres sont quasiment identiques, sauf pour la fréquence F2. L'amplitude de ce pic est plus faible en configuration I.b. Par contre les deux autres fréquences, F1 et F3, ne présentent pas de différence de niveau entre les deux configurations.

Donc la présence des fentes dans la configuration I.b, n'élimine pas les fréquences F1, F2, F3. On a toujours rayonnement de (F2,F3), c'est-à-dire ( $F_{2b}, F_{3b}$ ), au niveau du bec, et de (F1, F2), qui correspond à ( $F_{2v}, F_{3v}$ ) au niveau du volet, mais le phénomène d'accrochage sur la fréquence F2, qui faisait que celle-ci avait un niveau plus élevé que les deux autres, ne se produit plus. On observe d'ailleurs un léger décalage en fréquence de (F2, F3) par rapport à la configuration de référence.

Grâce à la mesure de cohérence entre le capteur B3 de la cavité du bec et le capteur A10 de la cavité de l'aile (voir figure 35 en fin de chapitre), on confirme que l'accrochage sur la fréquence F2 est diminué. On n'a plus un pic de cohérence aussi élevé que dans le cas de la configuration de référence et en plus la fréquence correspondant à F2, en configuration I.b, est légèrement plus haute. Un léger décalage des fréquences, suffit à éviter l'accrochage (ceci explique pourquoi l'accrochage n'avait pas été noté à 15° d'incidence). On peut conclure que ce dernier est rendu moins efficace par les effets tridimensionnels introduits par la présence de la fente.

Lorsque la maquette est en configuration de référence, dans un cas purement bidimensionnel, l'oscillation de la couche de cisaillement des cavités se produit sur toute l'envergure de la maquette. Dans le cas de la configuration I.b, la fente du bec perturbe ce caractère bidimensionnel et l'oscillation ne peut plus se faire de la même manière sur toute l'envergure, donc le rayonnement de ( $F_{2b}, F_{3b}$ ) est un peu modifié. Ceci se vérifie sur les spectres de pression en paroi des capteurs du bec (figure 30.a). On observe bien un couple de fréquences, très proche de (F2, F3) mais la fréquence F2 des capteurs du bec est plus haute que celle observée en champ lointain. Par contre en ce qui concerne l'oscillation qui se produit dans la cavité de la partie principale de l'aile, rien n'étant changé au niveau de la forme de la cavité, qu'il y ait ou pas de fentes sur le volet, l'émission acoustique de ( $F_{2v}, F_{3v}$ ) est inchangée, de même que les spectres de pression en paroi des capteurs de la cavité de l'aile (figure 30.b).

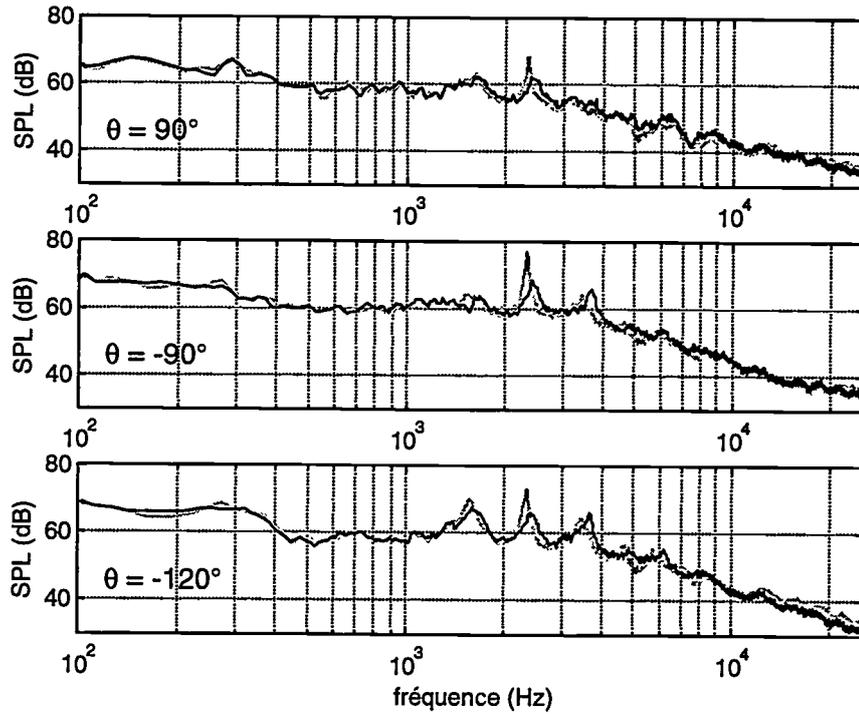


figure 29: Spectres acoustiques de la configuration de référence (—) et la configuration I.b (---), à  $18^\circ$  d'incidence ; mesurés en  $\theta = 90^\circ, -90^\circ$  et  $-120^\circ$  pour  $U_0 = 80$  m/s.

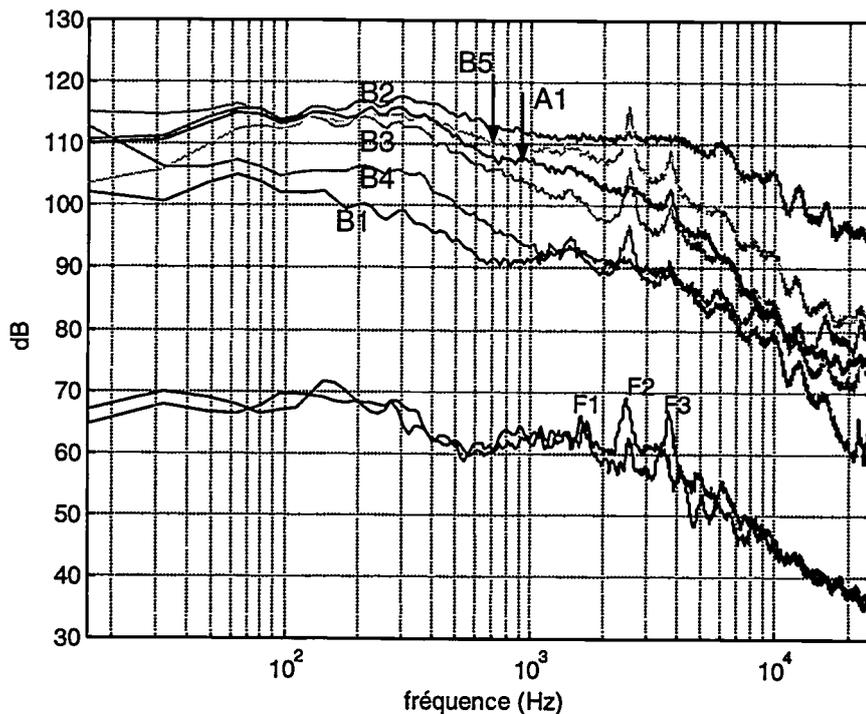


figure 30.a : Spectres de pression en paroi des capteurs B1, B2, B3, B4, B5 et A1, pour la maquette en configuration I.b, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta = 40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0 = 80$  m/s et  $\alpha_i = 18^\circ$ .

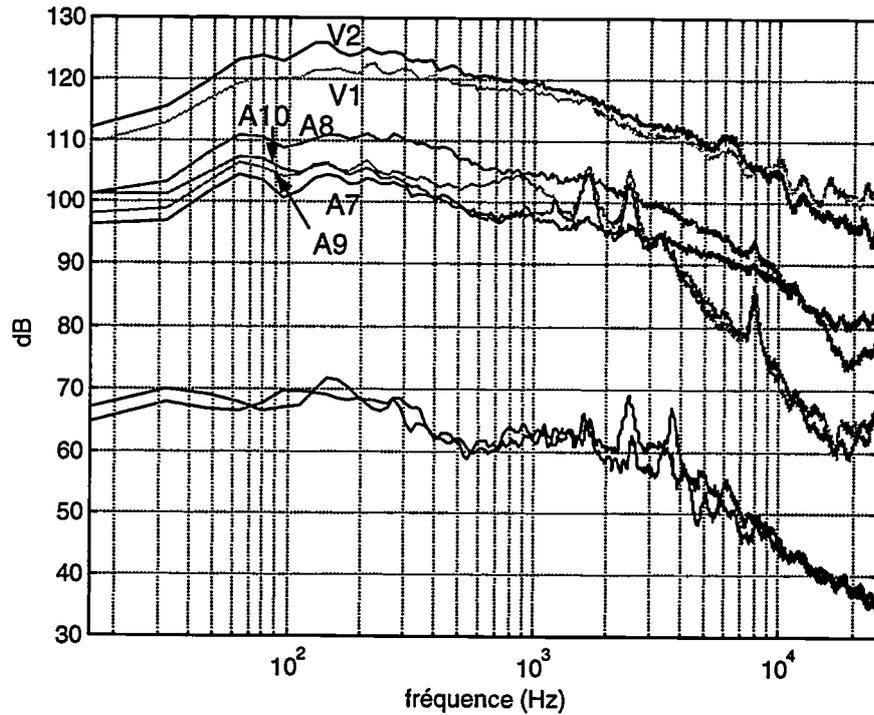


figure 30.b : Spectres de pression en paroi des capteurs A7, A8, A9, A10, V1 et V2, pour la maquette en configuration I.b, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0=80$  m/s et  $\alpha_f=18^\circ$ .

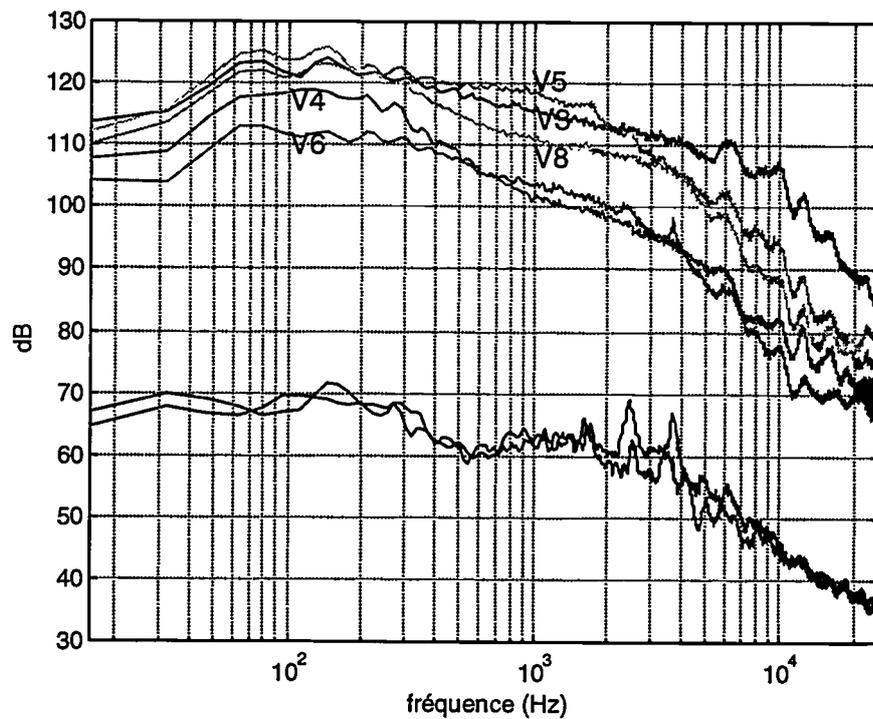


figure 30.c : Spectres de pression en paroi des capteurs V3, V4, V5, V6 et V8, pour la maquette en configuration I.b, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0=80$  m/s et  $\alpha_f=18^\circ$ .

### 2.2.2. Configuration I.c

De la même façon que nous l'avons fait pour la configuration I.b, on compare les spectres de la configuration de référence et ceux de la configuration I.c (figures 31), dans laquelle seul le volet possède une fente (figure 1).

On constate cette fois, qu'il n'y a plus de différence entre les deux configurations. Le bec, en configuration I.c, est à nouveau purement bidimensionnel, comme en configuration de référence, donc la cavité sur laquelle se développent ( $F_{2b}, F_{3b}$ ) est inchangée. La cavité de l'aile a elle aussi la même forme dans les deux configurations, donc l'émission de ( $F_{2v}, F_{3v}$ ) n'est pas modifiée. Au total, il n'y a pas de différence de géométrie qui puisse perturber la génération des fréquences F1, F2, F3, ni l'accrochage sur la fréquence F2 comme le montre la mesure de cohérence de la figure 35.

De même, sur les spectres de pression en paroi de la configuration I.c (figures 32), on retrouve exactement le même comportement pour les capteurs du bec et ceux de la cavité de l'aile qu'en configuration de référence.

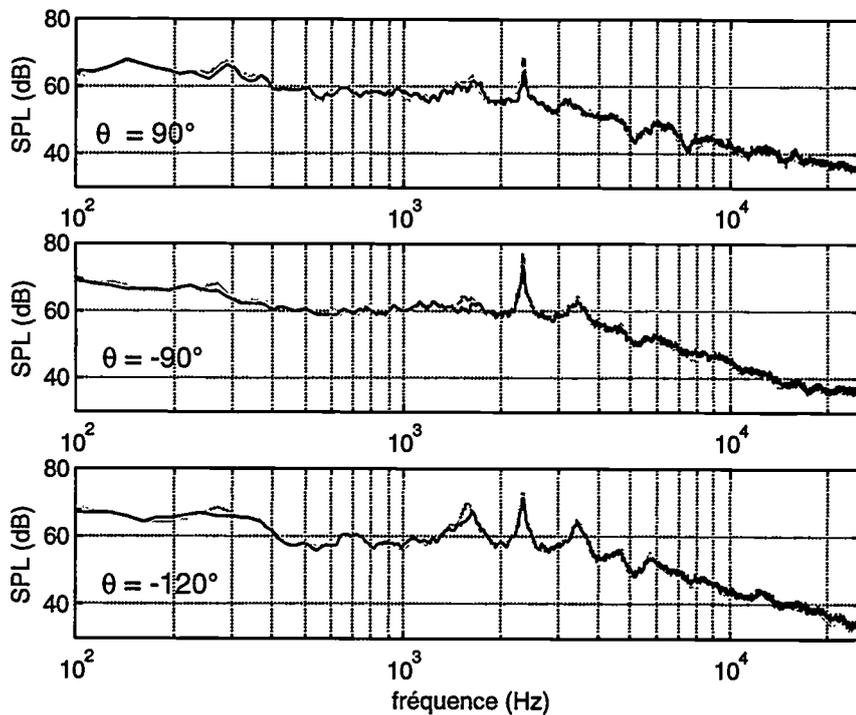


figure 31: Spectres acoustiques de la configuration de référence (---) et la configuration I.c (—), à 18° d'incidence ; mesurés en  $\theta = 90^\circ, -90^\circ$  et  $-120^\circ$  pour  $U_0 = 80$  m/s.

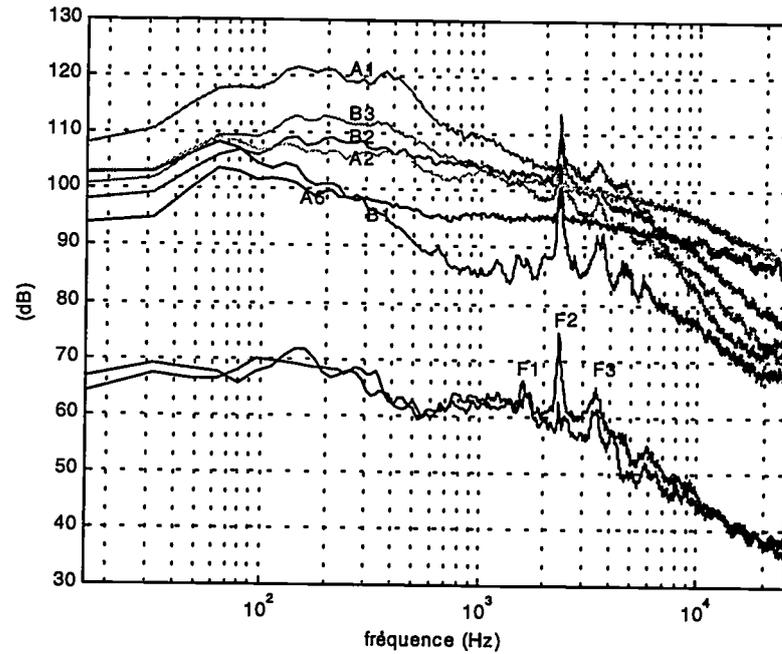


figure 32.a : Spectres de pression en paroi des capteurs B1, B2, B3, A1, A2 et A6, pour la maquette en configuration I.c, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0= 80$  m/s et  $\alpha_i=18^\circ$ .

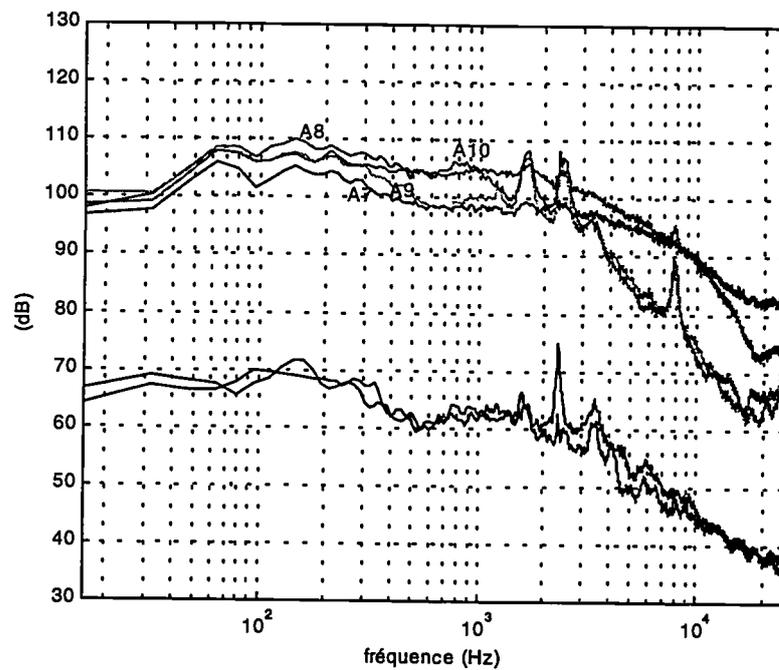


figure 32.b : Spectres de pression en paroi des capteurs A7, A8, A9 et A10, pour la maquette en configuration I.c, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0= 80$  m/s et  $\alpha_i=18^\circ$ .

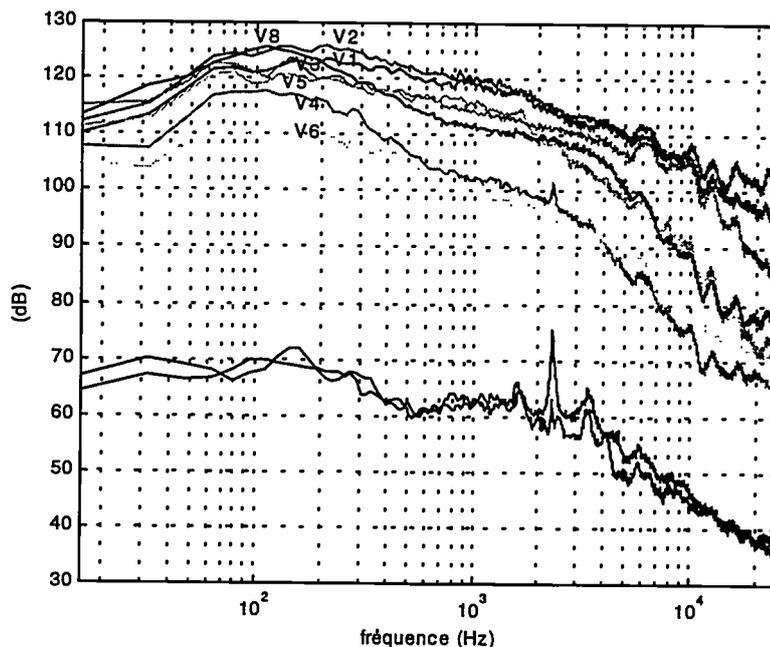


figure 32.c : Spectres de pression en paroi des capteurs V1, V2, V3, V4, V5, V6 et V8, pour la maquette en configuration I.c, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_o=80$  m/s et  $\alpha_i=18^\circ$ .

### 2.2.3. Configuration II

En configuration II, seule une moitié de volet est braquée (figure 2). La comparaison avec les spectres acoustiques de la configuration de référence (figures 33), montre que l'on retrouve F2 et F3, mais pas F1. Le bec étant le même qu'en configuration de référence, (F2, F3), c'est-à-dire ( $F_{2b}, F_{3b}$ ) se développent sur toute l'envergure et rayonnent de la même façon. Par contre le rayonnement du couple ( $F_{2v}, F_{3v}$ ) ne peut plus se faire, car la géométrie de la cavité de l'aile est fortement modifiée : il n'y a plus qu'une demi-cavité, et l'écoulement est sans doute complètement modifié par des effets tridimensionnels. F1 n'est donc plus présente sur les spectres et l'accrochage sur la fréquence F2 ne peut plus se faire, ce qui explique son niveau plus faible qu'en configuration de référence.

Si on compare les spectres de pression en paroi mesurés sur la configuration II (figures 34), à ceux de la configuration de référence (figure 19 de ce chapitre), on remarque une différence de niveau sur les fréquences F2, F3, pour les capteurs du bec. Or le bec est le même dans ces deux configurations de la maquette. Il ne devrait donc pas y avoir une telle différence sur les spectres. La première hypothèse est que l'angle d'incidence n'aurait pas été mis tout à fait à  $18^\circ$ . Ceci expliquerait que l'on ait un comportement plus proche de celui à  $15^\circ$  (figure 41, chapitre 2), avec des pics beaucoup moins marqués sur les spectres. La seconde hypothèse est que la suppression de l'accrochage se traduise par une baisse de l'excitation correspondante.

Sur les spectres des capteurs de la cavité de l'aile (A9, A10) on ne retrouve plus les fréquences ( $F_{2v}, F_{3v}$ ) (figure 34.b).

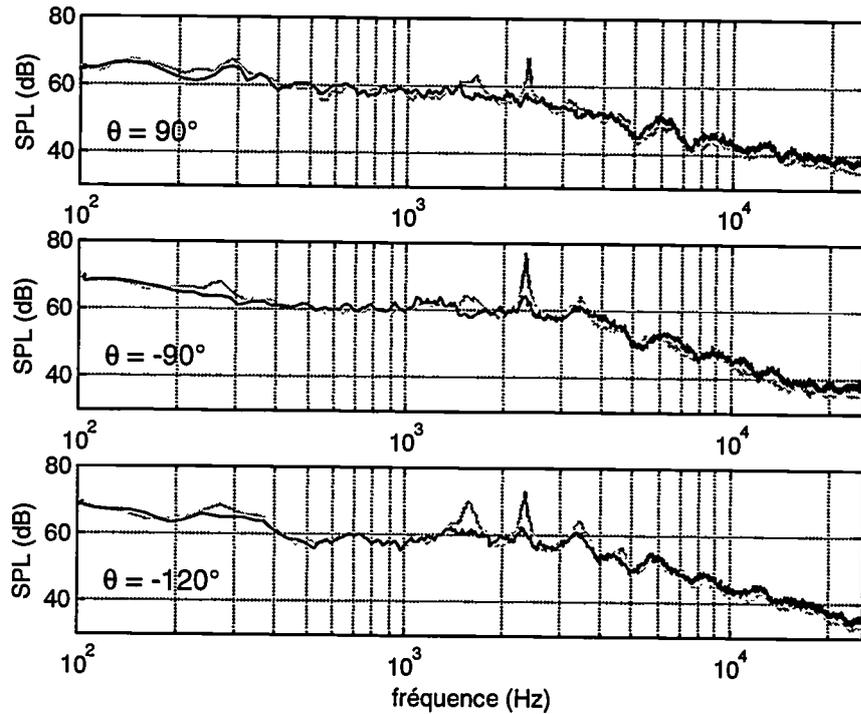


figure 33.a : Spectres acoustiques de la configuration de référence (---) et la configuration II (—), à 18° d'incidence ; mesurés en  $\theta = 90^\circ$ ,  $-90^\circ$  et  $-120^\circ$  pour  $U_0 = 80$  m/s.

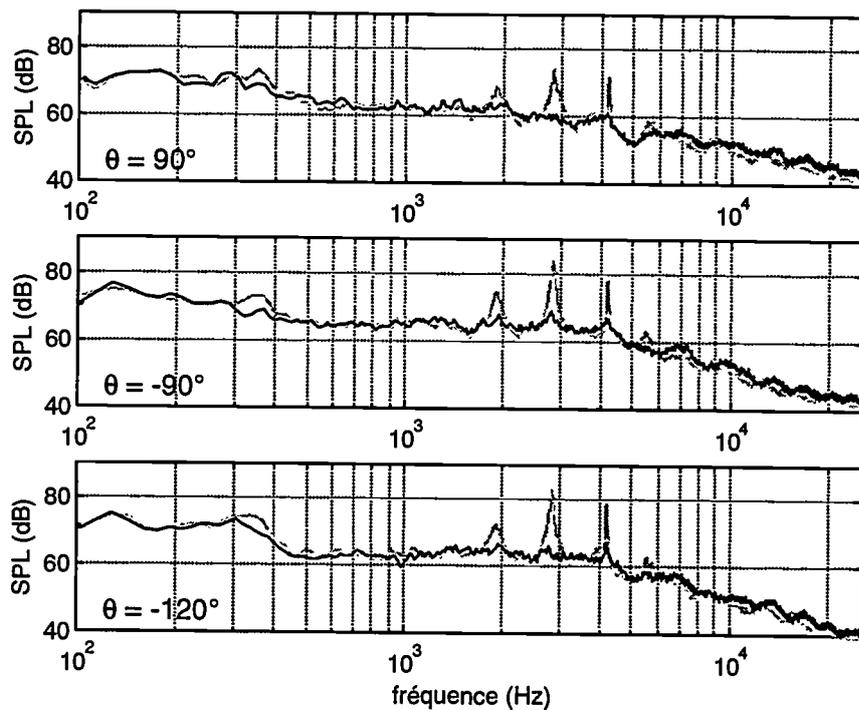


figure 33.b : Spectres acoustiques de la configuration de référence (---) et la configuration II (—), à 18° d'incidence ; mesurés en  $\theta = 90^\circ$ ,  $-90^\circ$  et  $-120^\circ$  pour  $U_0 = 100$  m/s.

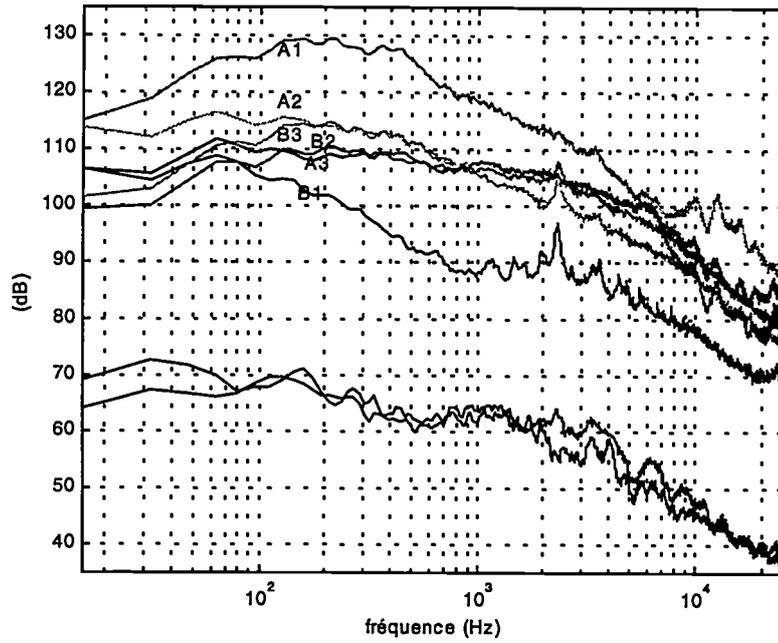


figure 34.a : Spectres de pression en paroi des capteurs B1, B2, B3, A1, A2 et A3, pour la maquette en configuration II, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0= 80$  m/s et  $\alpha_x=18^\circ$ .

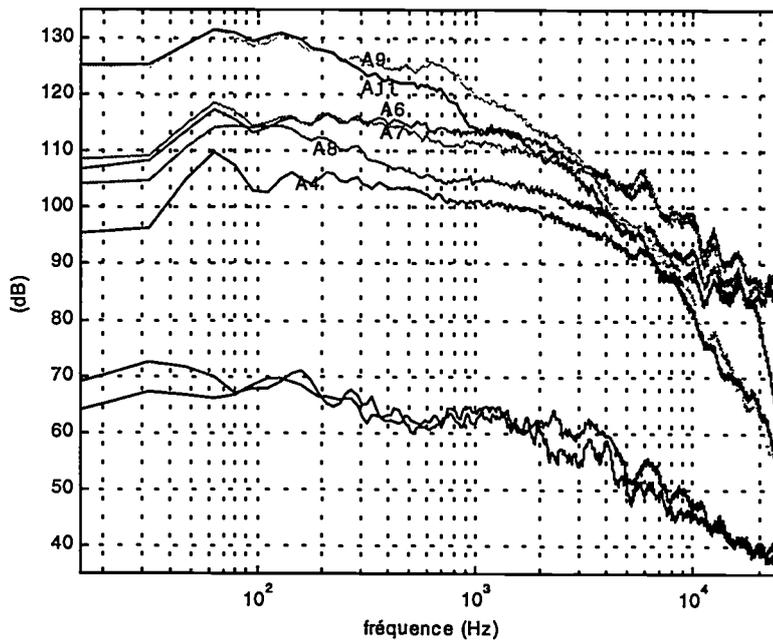


figure 34.b : Spectres de pression en paroi des capteurs A4, A6, A7, A8, A9 et A11, pour la maquette en configuration II, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0= 80$  m/s et  $\alpha_x=18^\circ$ .

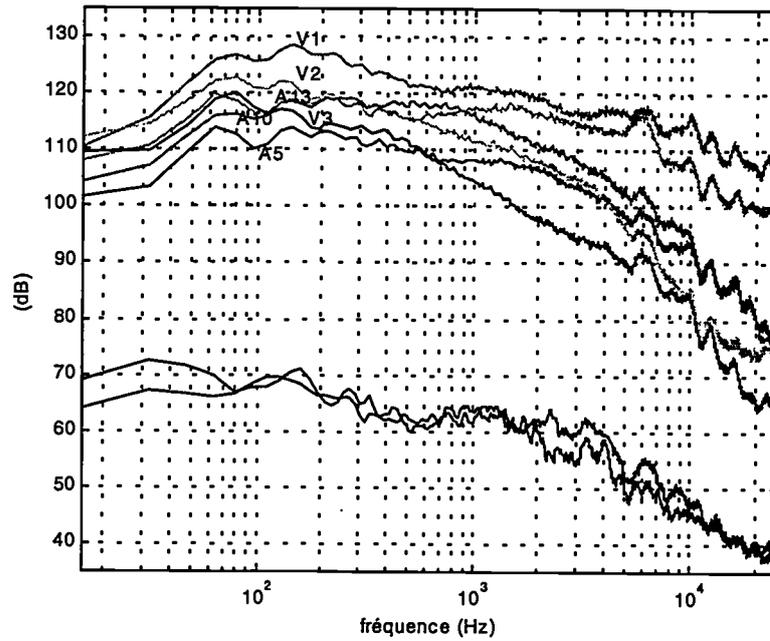


figure 34.c : Spectres de pression en paroi des capteurs A5, A10, A13, V1, V2 et V3, pour la maquette en configuration II, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0= 80$  m/s et  $\alpha_i=18^\circ$ .

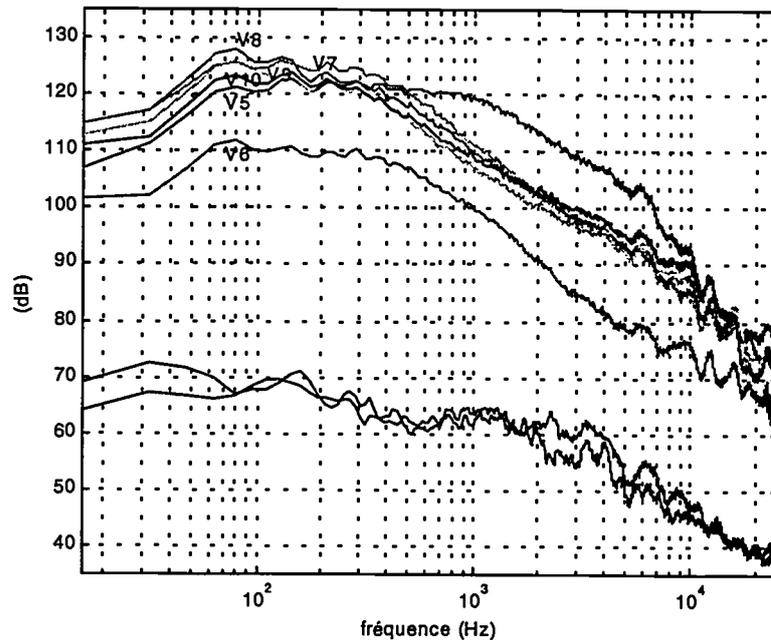


figure 34.d : Spectres de pression en paroi des capteurs V5, V6, V7, V8, V9 et V10, pour la maquette en configuration II, et spectres acoustiques mesurés à  $\theta=40^\circ$  et  $-90^\circ$  ;  $U_0= 80$  m/s et  $\alpha_i=18^\circ$ .

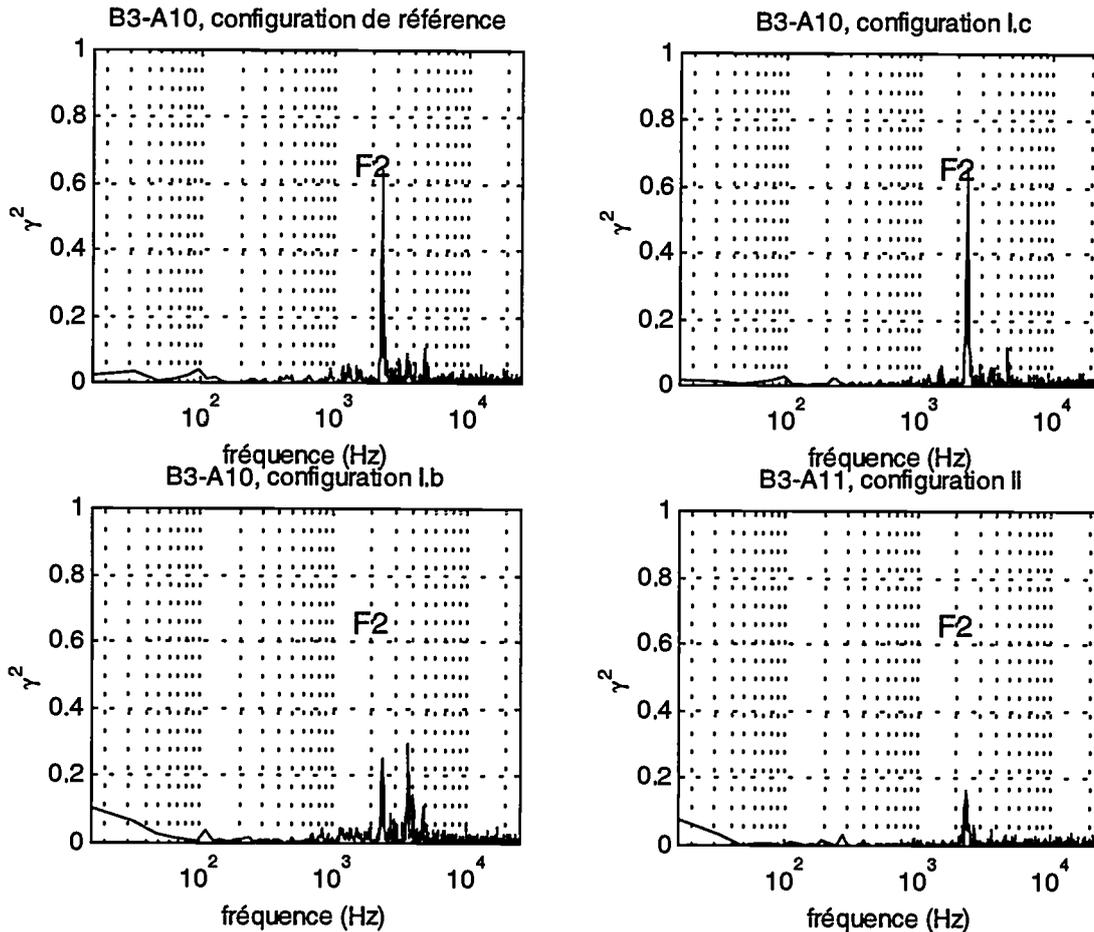


figure 35 : Cohérence entre les capteurs B3 et A10, pour la configuration de référence, I.b et I.c, et cohérence entre B3 et A11 pour la configuration II ;  $U_0 = 80$  m/s ;  $\alpha_x = 18^\circ$ .

## 2.3. Conclusions

Sur les configurations que l'on vient d'étudier, mis à part les fréquences F1, F2, F3, on ne remarque pas de différence de niveau ou de comportement des spectres acoustiques par rapport à ceux de la configuration de référence.

Or on sait qu'en présence d'une fente, avec seulement une partie du volet braquée, un tourbillon marginal se développe sur le bord du volet. Ce tourbillon est, d'après la littérature, une source acoustique très importante. On devrait donc la visualiser sur nos spectres.

Les configurations avec fentes ou demi-volet braqué ne sont pas plus bruyantes que la configuration bidimensionnelle, car dans notre cas, lorsque la maquette est en position d'atterrissage, c'est-à-dire avec le volet braqué à  $39^\circ$ , l'écoulement sur l'extrados de celui-ci est décollé. Sans doute, en raison des recirculations, le tourbillon marginal ne peut pas se développer normalement ni donner lieu à une émission acoustique supplémentaire.

Des relations entre l'ONERA et l'ECL [59] ont donc été établies pour qu'à partir de calculs aérodynamiques, on puisse optimiser la position du volet de façon à empêcher le décollement. Ces calculs ont montré qu'il faut pour cela réduire le braquage du volet tout en augmentant la fente et le recouvrement. Des essais complémentaires ont été alors effectués pour tester cette nouvelle configuration et évaluer l'influence du décollement sur le bruit rayonné. Ces essais font l'objet du chapitre suivant.

Même si nos conditions d'essais ne sont pas totalement représentatives des conditions d'écoulement en vol, elles nous ont quand même permis d'avoir une meilleure connaissance physique des sources de bruit possibles sur une voilure hypersustentée.

Ainsi, on a pu mettre en évidence l'importance du rayonnement des cavités du bec et du corps principal de l'aile, par la présence de deux couples de fréquences ( $F_{2b}, F_{3b}$ ) et ( $F_{2v}, F_{3v}$ ). Comme les dimensions des deux cavités sont relativement proches, les fréquences rayonnées ne sont pas très éloignées les unes des autres. Il y a ainsi coïncidence de  $F_{2b}$  et  $F_{3v}$ . Un accrochage des deux rayonnements se produit sur cette fréquence et a tendance à amplifier l'émission acoustique.

On a également montré que plus il y a de tridimensionnalités dans la configuration testée, moins le rayonnement singulier dû à l'excitation des cavités est efficace.

## Chapitre 4

### Optimisation de la position du volet

#### 1. Description des essais

##### 1.1. Optimisation théorique de la position du volet

Nos essais réalisés en soufflerie, sur maquette bidimensionnelle de profil hypersustenté, ont montré qu'en configuration d'atterrissage des décollements importants se produisent sur le volet de bord de fuite. Ces décollements n'existent pas en condition de vol malgré le braquage important de  $40^\circ$  du volet. Cette différence est attribuable à un effet du nombre de Reynolds, inévitable avec des essais à échelle réduite, et au fait que les écoulements sont quasi bidimensionnels, alors qu'ils sont tridimensionnels sur une géométrie exacte.

Nos essais ont pour finalité l'identification et la prévision des sources de bruit en condition de vol. Il est donc nécessaire d'adapter la position du volet pour obtenir en soufflerie un écoulement le plus représentatif possible de celui rencontré en vol.

Une étude paramétrique a donc été entreprise en parallèle à l'ONERA [59] pour optimiser la position du volet en configuration d'atterrissage, de telle sorte qu'il ne soit pas décollé dans nos conditions d'essais. La maquette a ensuite été modifiée en conséquence et une nouvelle série d'essais, plus représentative pour les écoulements, a pu être menée.

##### 1.1.1. Méthode de calcul

Pour cette étude le code de couplage fort VIS18 a été employé. Il a été développé à l'ONERA par M. Le Balleur. Ce code de calcul détermine le champ de fluide parfait par une méthode de singularités et prend en compte les effets visqueux par une technique de couplage fort, ce qui permet de détecter notamment les décollements turbulents. Les mélanges entre sillage et couches limites sont modélisés en simulant la zone visqueuse mélangée à une couche limite épaisse.

##### 1.1.2. Calculs de référence

Dans un premier temps, les calculs ont été réalisés pour les conditions de nombre de Reynolds du vol, c'est-à-dire un profil à l'échelle 1 et une vitesse de 80 m/s. Plusieurs

braquages de volet sont alors considérés ( $\delta_f = 40^\circ, 35^\circ, 30^\circ$  et  $25^\circ$ ) pour deux incidences du profil. La première,  $\alpha = 5^\circ$ , est représentative de nos essais, et la seconde,  $\alpha = 15^\circ$  ou  $20^\circ$  (selon le braquage considéré) correspond au coefficient de portance maximal  $Cz_{max}$ .

Pour  $\delta_f = 40^\circ$  ou  $35^\circ$ , un décollement important se produit sur le volet, et ce pour les deux incidences. Ce constat est valable pour un écoulement 2D, or les conditions réelles de vol sont 3D. Donc l'absence de décollement sur le volet en conditions de vol doit provenir d'effets tridimensionnels complexes qui n'existent pas dans notre cas. On ne peut donc pas dans nos conditions d'essais (bidimensionnel, bas nombre de Reynolds) avoir un volet non décollé.

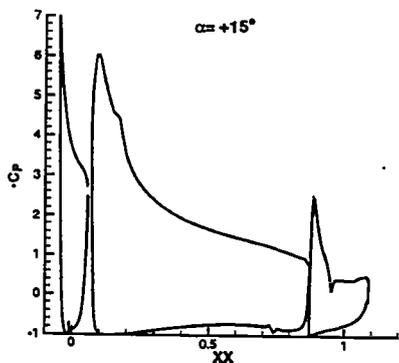
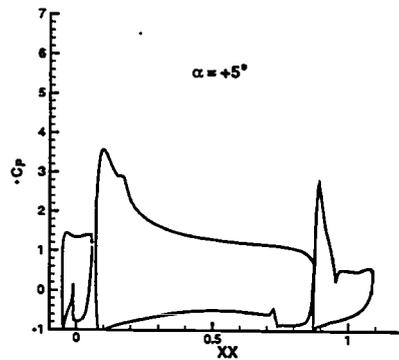


figure 1 : Coefficient de pression théorique,  $U_o = 80$  m/s,  $\delta_f = 40^\circ$ ,  $\alpha = 5^\circ$  et  $15^\circ$ .

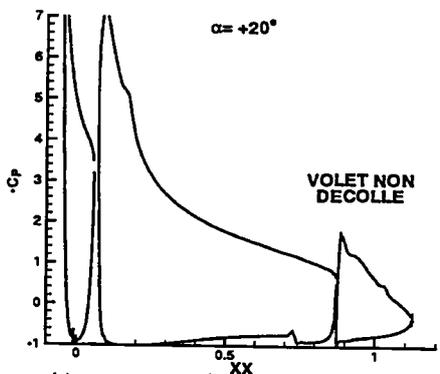
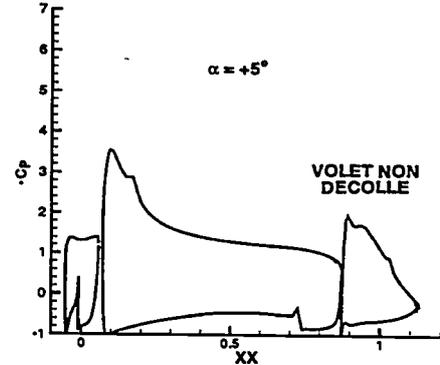


figure 2 : Coefficient de pression théorique,  $U_o = 80$  m/s,  $\delta_f = 25^\circ$ ,  $\alpha = 5^\circ$  et  $20^\circ$ .

Pour un braquage plus faible,  $\delta_f = 30^\circ$ , un phénomène relativement classique se produit, à savoir, un volet non décollé aux grandes incidences et décollé dans la région du bord de fuite aux incidences plus faibles. Ce type de configuration est vraisemblablement non décollé en 3D. Mais pour avoir un volet non décollé sur l'ensemble de la polaire, pour une configuration bidimensionnelle sous faible incidence, il faut réduire le braquage jusqu'à  $\delta_f = 25^\circ$ .

L'objectif de l'optimisation est de définir une configuration dans laquelle l'écoulement sur le volet reste attaché à une incidence de  $5^\circ$ , mais dans la gamme de nombres de Reynolds correspondant à nos conditions d'essais et non plus aux conditions de vol. Le point de départ de cette optimisation est donc la configuration définie ci-dessus à  $\delta_f = 25^\circ$ .

### 1.1.3. Optimisation de la position du volet

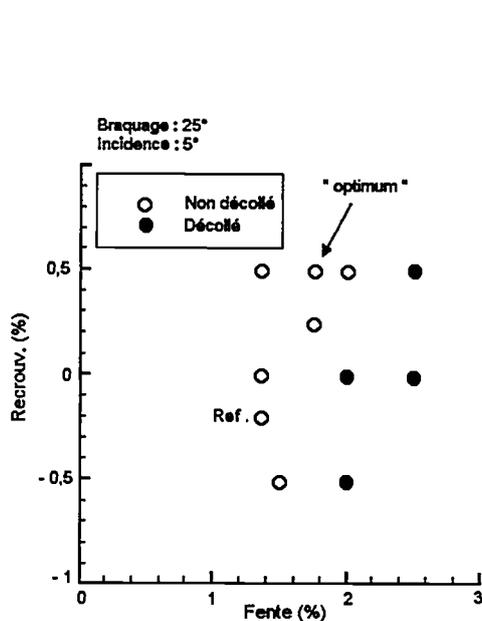


figure 3 : Configurations testées pour différentes largeurs de fente et de recouvrement.

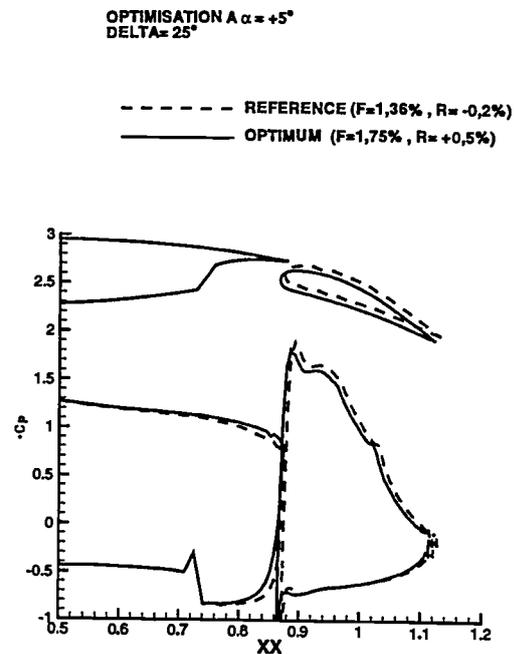


figure 4 : Coefficient de pression théorique pour la configuration de référence et optimale du volet.

A partir de la configuration de référence ( $\delta_f = 25^\circ$  et  $\alpha = 5^\circ$ ) plusieurs configurations ont été évaluées en modifiant la largeur de la fente et la distance conventionnelle de recouvrement. Pour s'assurer une marge de sécurité sur le positionnement final du volet, on a retenu la configuration avec une fente relative, F, de 1,75 % et un recouvrement relatif, R, de +0,5 % (ces dimensions sont données en % de corde du profil lisse, c'est-à-dire bec et volet rentrés). Par rapport à la configuration de référence il faut à la fois élargir la fente et rentrer le volet sous le corps principal.

Cependant, il faut noter que si l'écoulement reste attaché sur le volet dans cette configuration pour  $\alpha = 5^\circ$ , il décolle pour  $\alpha = 10^\circ$ . Donc pour s'assurer une marge de sécurité vis-à-vis du décollement, il faut encore réduire le braquage jusqu'à  $\delta_f = 22,5^\circ$ .

Finalement, la configuration retenue pour nos essais en soufflerie ( $U_0 = 80$  m/s, échelle 1/11,  $\alpha = 5^\circ$ ), pour qu'il n'y ait pas de décollement sur le volet, est définie par :

- $\delta_f = 22,5^\circ$ ,
- $F = 1,75 \%$ ,
- $R = +0,5 \%$ .

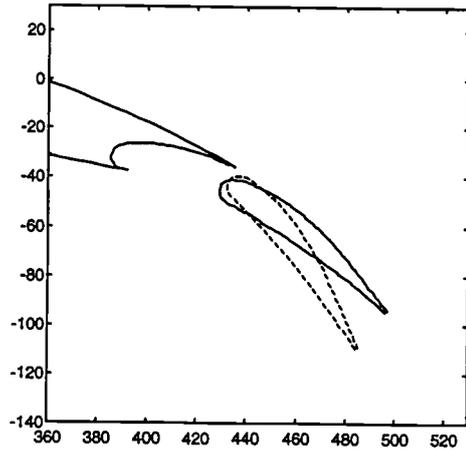


figure 5 : --- :volet initial, - volet optimisé

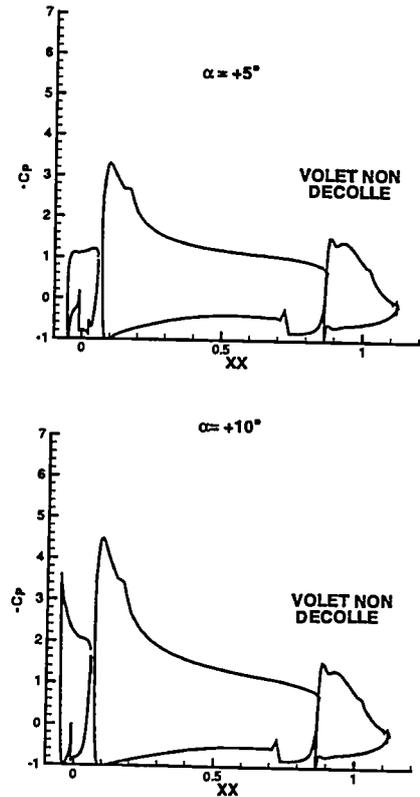


figure 6 : Coefficients de pression théoriques,  
 $U_0 = 80 \text{ m/s}$ ,  $\delta_f = 22,5^\circ$ ,  $\alpha = 5^\circ$  et  $10^\circ$

## 1.2. Mesures et configurations testées

### 1.2.1. Configurations testées

Premièrement, on reprend la configuration bidimensionnelle (figure 2, chapitre 2), avec la position optimisée du volet pour vérifier que par rapport à l'ancienne configuration il n'y a plus de décollement sur l'extrados du volet. Cette configuration est testée comme précédemment aux deux incidences géométriques :  $15^\circ$  et  $18^\circ$ .

Deuxièmement, s'étant assuré que le volet n'est plus décollé, on peut étudier une configuration tridimensionnelle pour mesurer l'importance du tourbillon marginal. On a choisi pour cela de reprendre la configuration II avec un demi-volet braqué (figure 2, chapitre 3), pour laquelle, a priori, le bruit dû au tourbillon est relativement important.

### 1.2.2. Mesures effectuées

Les mesures effectuées sur ces deux configurations sont toujours les mêmes, c'est-à-dire des mesures purement acoustiques à 1,60 m de la maquette, et des mesures de pression en paroi moyenne et instationnaire. L'objectif de ces essais étant essentiellement de faire une comparaison entre les configurations décollées et non décollées, on effectue la plupart des mesures que pour  $U_0 = 80$  et  $100 \text{ m/s}$ . L'ensemble des mesures est résumé dans le tableau 3 de l'annexe 4.

## 2. Analyse des résultats

### 2.1. Coefficient de pression

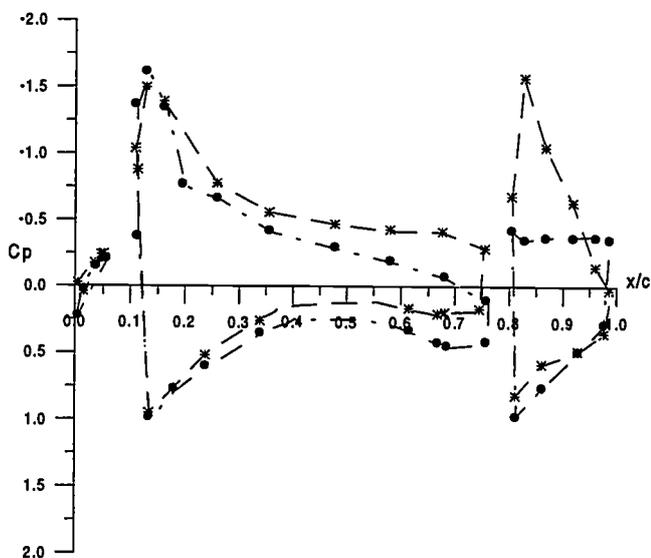


figure 7.a : Coefficient de pression de la maquette à 15° d'incidence, (-●-)  $\delta_f = 39^\circ$ , (-\*-)  $\delta_f = 22,5^\circ$ .

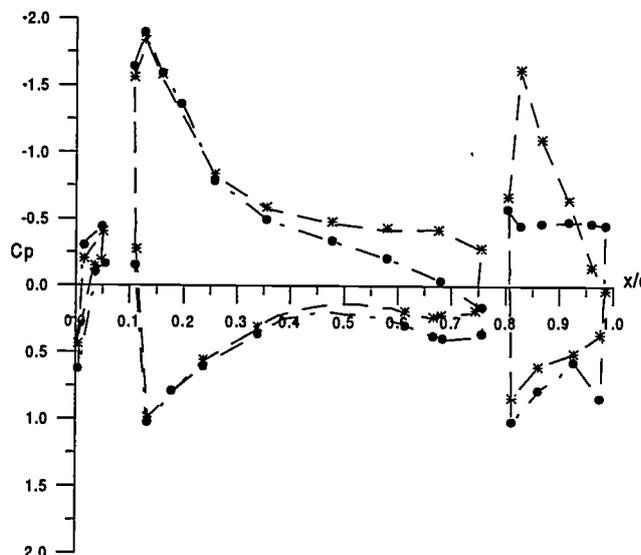


figure 7.b : Coefficient de pression de la maquette à 18° d'incidence, (-●-)  $\delta_f = 39^\circ$ , (-\*-)  $\delta_f = 22,5^\circ$ .

Les nouvelles valeurs du coefficient de pression mesuré sont reportées sur la figure 7. On vérifie qu'avec la configuration corrigée du volet, l'écoulement n'est plus décollé sur l'extrados du volet. Pour un braquage de 39°, la répartition du  $C_p$  sur le volet a une forme plate caractéristique d'un décollement, tandis qu'avec le braquage de 22,5°, la répartition du  $C_p$  sur l'extrados du volet montre que l'écoulement est recollé. Ceci est vérifié aussi bien à 15° qu'à 18° d'incidence. La seule différence entre ces deux incidences se situe dans les valeurs du  $C_p$ , pas dans la répartition le long du profil.

Malgré tout, le coefficient de pression mesuré est différent de celui calculé. Il est plus faible, surtout sur la partie avant de la voilure et du côté extrados. Pour les besoins acoustiques, l'écoulement est jugé représentatif. Par ailleurs, il est intéressant de constater que le comportement de la région du bec est quasi insensible à ce qui se passe à l'arrière de l'aile.

### 2.2. Rayonnement des cavités

#### 2.2.1. Configurations bidimensionnelles

Lorsqu'on compare le comportement acoustique de la maquette bidimensionnelle de référence, avec le volet braqué à 39°, et celui de la maquette avec le volet en position optimisée (figure 8), on constate que l'allure générale du spectre n'est pas fondamentalement modifiée. On remarque surtout une différence sur les fréquences de rayonnement des cavités du bec et de l'aile. Précédemment, trois pics étaient observables sur les spectres de champ lointain. Maintenant, avec la nouvelle position du volet, on en observe quatre dans la même gamme de fréquences.

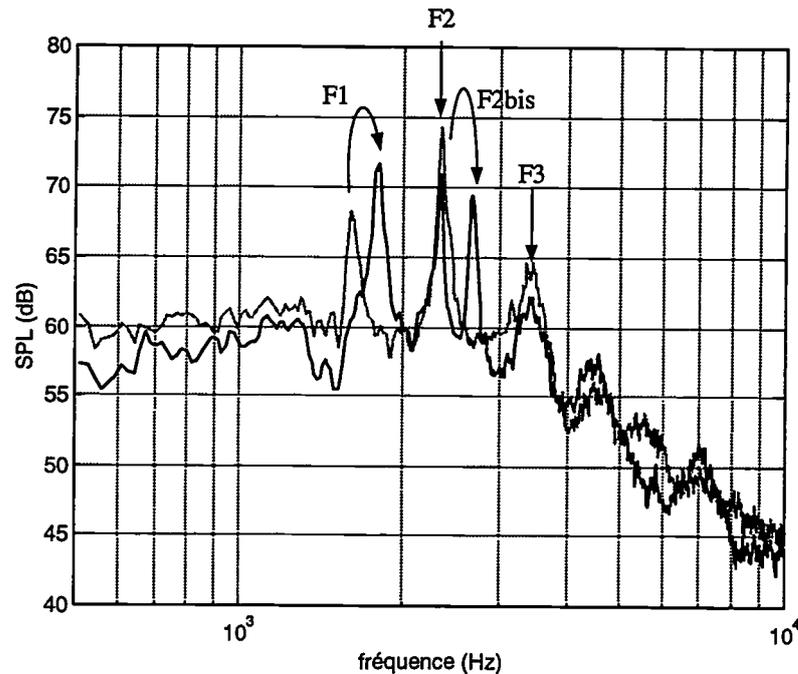


figure 8: Spectres acoustiques des maquettes bidimensionnelles à  $18^\circ$  d'incidence,  $U_0 = 80$  m/s, mesure en  $\theta = -90^\circ$ , (—)  $\delta_f = 39^\circ$ , (---)  $\delta_f = 22,5^\circ$ .

On avait noté F1, F2 et F3 ces trois fréquences, en sachant que le pic central, F2, est la superposition de la fréquence  $F_{2b}$  de la cavité du bec et  $F_{3v}$  de celle de l'aile. On retrouve toujours sur les spectres les fréquences F2 et F3, c'est-à-dire les deux fréquences  $F_{2b}$  et  $F_{3b}$ , rayonnées par la cavité du bec. En revanche, on observe un décalage vers les hautes fréquences de F1 et apparition d'une quatrième fréquence comprise entre F2 et F3, notée F2bis. Ceci nous amène à penser que les deux fréquences de la cavité de l'aile,  $F_{2v}$  et  $F_{3v}$ , se sont décalées vers les hautes fréquences.

On observe ainsi maintenant de façon bien distincte les différentes fréquences de rayonnement des deux cavités. Les deux fréquences du bec sont toujours les mêmes, et les deux de la partie arrière de l'aile sont plus élevées.

En effet, avec position corrigée du volet, la cavité arrière de l'aile est modifiée. Les dimensions caractéristiques, sur lesquelles se développent les fréquences de bouclage, c'est-à-dire  $F_{2v}$  et  $F_{3v}$ , sont modifiées. Le volet est plus à l'intérieur de la cavité par rapport à la position initiale ; donc les dimensions sont a priori plus petites et c'est pourquoi les fréquences de rayonnement de la cavité se décalent vers des valeurs plus élevées.

Le relevé de ces fréquences donne le bilan de la figure 9, sur laquelle on a reporté F1 et F2bis (c'est-à-dire  $F_{nv}$  et  $F_{(n+1)v}$  avec  $n=2$ ) ainsi que F2 et F3 ( $F_{nb}$  et  $F_{(n+1)b}$  avec  $n=2$ ), sous la forme de nombres de Strouhal,  $S_b = F_b L_b / U_0$  et  $S_v = F_v L_v / U_0$ , avec  $L_b$  et  $L_v$  les longueurs des cavités du bec et de l'aile, qui ont pour valeurs respectives 3,4 cm et 4,35 cm. On obtient bien ainsi la superposition des nombres de Strouhal expérimentaux avec ceux des modes théoriques 2 et 3 calculés par la formule de Block [53].

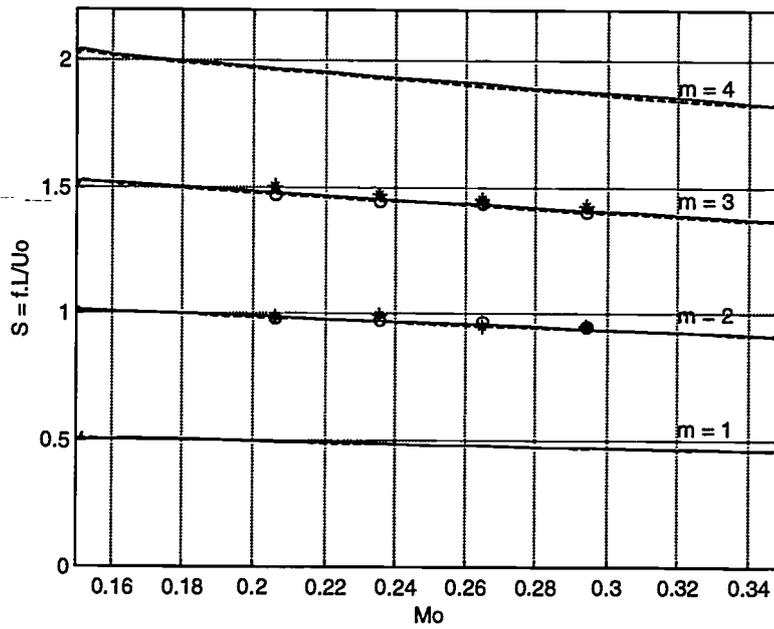


figure 9 : Comparaison des fréquences mesurées en champ lointain au modèle de Block (—) pour la cavité de l'aile, (---) pour la cavité du bec. Fréquences expérimentales : nombre de Strouhal selon (o)  $L_v$ , (\*)  $L_b$ .

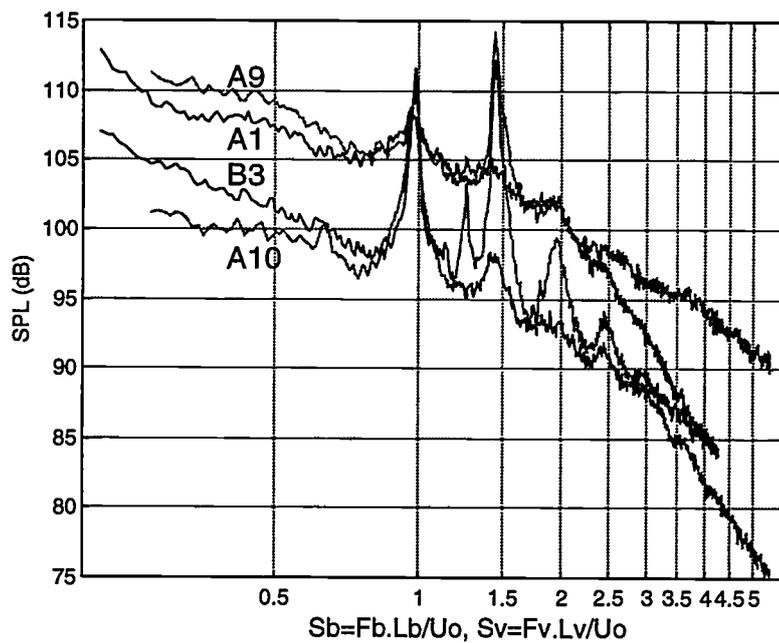


figure 10 : Spectres de pression en paroi de capteurs du bec (B3, A1) et du volet (A9, A10) respectivement en fonction de  $S_b = F_b.L_b/U_o$  et  $S_v = F_v.L_v/U_o$ .

L'interprétation du comportement en termes de modes de cavités est confirmée par le relevé des fréquences sur les spectres de pression en paroi (figures 11). Sur ces figures on trace, d'une part, les spectres des fluctuations de pression en paroi et, d'autre part, un spectre de champ lointain acoustique. On a ainsi une comparaison directe entre le comportement en paroi et celui mesuré en champ lointain. On constate alors que le capteur B1 (figure 11.a) est bien un capteur acoustique, car il a, à une différence de niveau près, le même comportement que le spectre de champ lointain.

L'adimensionnalisation en fréquence des spectres de paroi montre que l'on a concordance des pics lorsque le nombre de Strouhal des fréquences du bec est calculé avec  $L_b = 0,034$  m et que celui des fréquences de l'aile est calculé avec  $L_v = 0,0435$  m (figure 10). Si l'on compare le Strouhal des fréquences relevées sur les spectres des capteurs du bec et du volet, aux Strouhal donnés par la formule de *Block*, on constate que l'on a une très bonne concordance entre les valeurs expérimentales et théoriques (figure 12).

Il est possible, sur les spectres de pression pariétale, d'identifier des fréquences supplémentaires par rapport aux spectres de champ lointain. En plus des modes 2 et 3, on identifie des fréquences qui correspondent aux modes 1 à 6 pour la cavité de l'aile et aux modes 1 à 5 pour le bec.

Les fréquences caractéristiques des cavités se retrouvent sur les cohérences entre capteurs. Notamment on observe de très fortes valeurs de la cohérence pour les fréquences des modes 2 et 3. De plus, à partir des cohérences, on peut également mettre en évidence la présence du mode 1, alors que sur les spectres des capteurs du volet le premier mode identifiable est le mode 2. Le mode 1 correspond à un pic à 950 Hz visible sur les cohérences entre tous les capteurs du volet, pour  $U_0 = 80$  m/s. Si on reporte cette fréquence sur la figure 12 on tombe effectivement sur le premier mode de la cavité de l'aile.

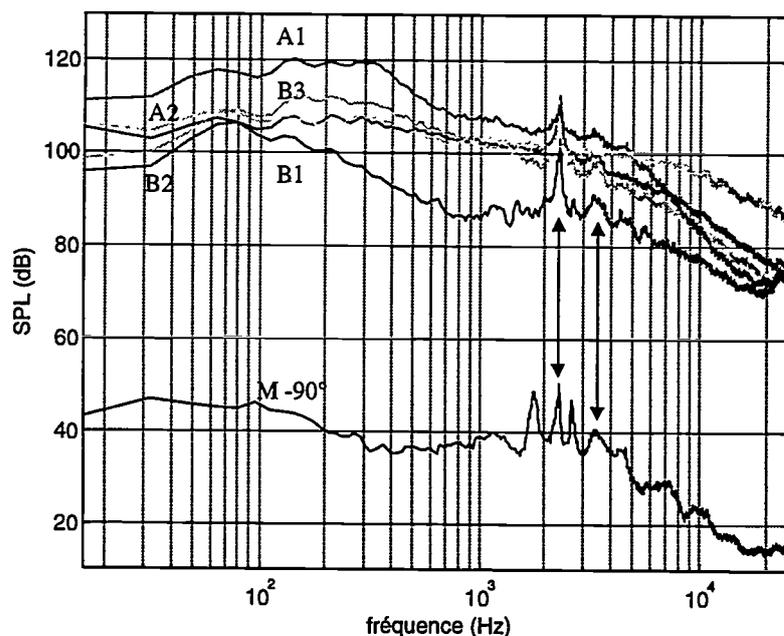


figure 11.a : Spectres de pression en paroi des capteurs B1, B2, B3, A1 et A2- maquette en configuration d'atterrissage bidimensionnelle à  $18^\circ$  d'incidence, volet braqué à  $22,5^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s, comparé au spectre acoustique mesuré en  $\theta = -90^\circ$ .

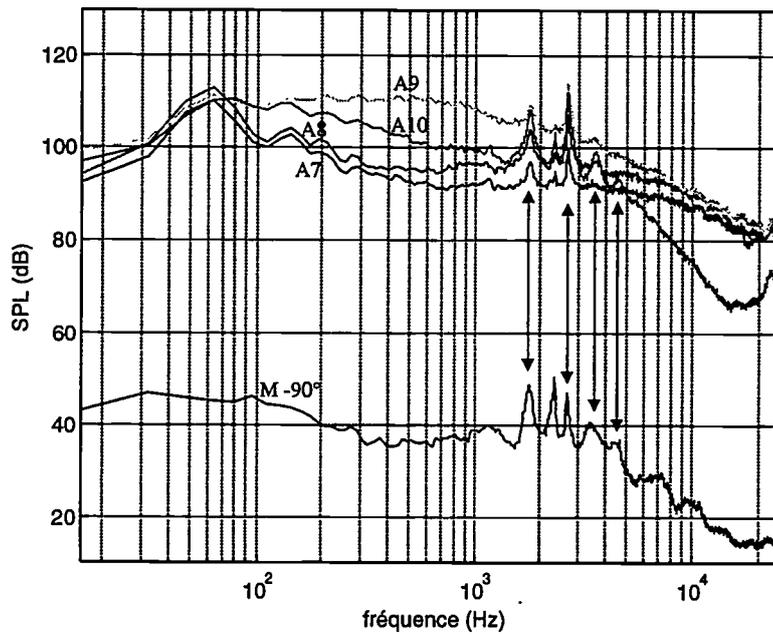


figure 11.b : Spectres de pression en paroi des capteurs A7, A8, A9 et A10- maquette en configuration d'atterrissage bidimensionnelle à 18° d'incidence, volet braqué à 22,5°,  $U_0 = 80$  m/s, comparé au spectre acoustique mesuré en  $\theta = -90^\circ$ .

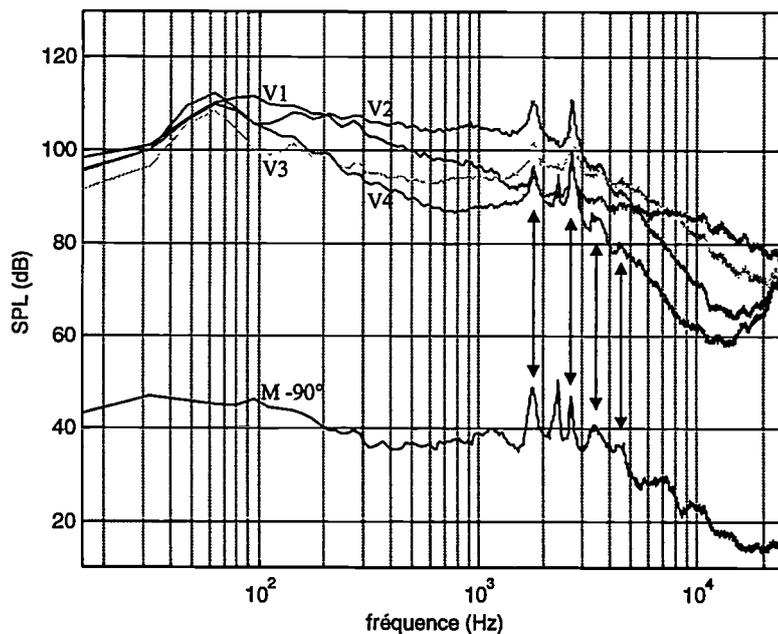


figure 11.c : Spectres de pression en paroi des capteurs V1, V2, V3 et V4- maquette en configuration d'atterrissage bidimensionnelle à 18° d'incidence, volet braqué à 22,5°,  $U_0 = 80$  m/s, comparé au spectre acoustique mesuré en  $\theta = -90^\circ$ .

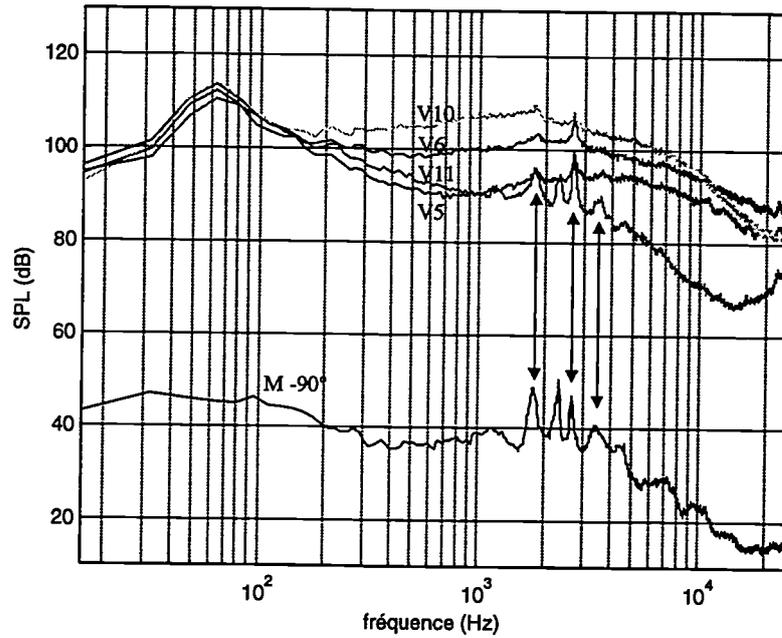


figure 11.d : Spectres de pression en paroi des capteurs V5, V6, V10 et V11- maquette en configuration d'atterrissage bidimensionnelle à  $18^\circ$  d'incidence, volet braqué à  $22,5^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s, comparé au spectre acoustique mesuré en  $\theta = -90^\circ$ .

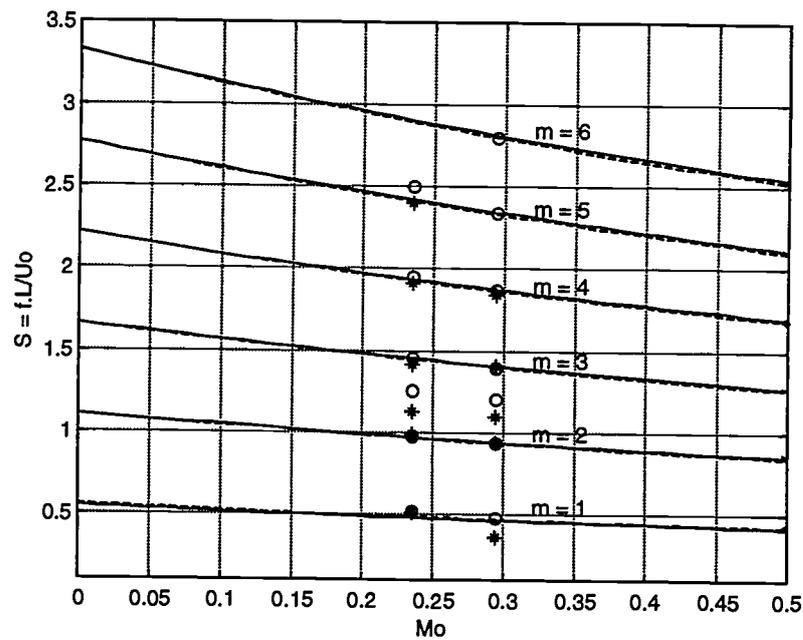


figure 12 : Comparaison des fréquences mesurées en champ lointain au modèle de Block (—) pour la cavité de l'aile, (---) pour la cavité du bec. Fréquences expérimentales : nombre de Strouhal selon (o)  $L_v$ , (\*)  $L_b$ .

### 2.2.2. Configuration tridimensionnelle

La seule configuration tridimensionnelle testée ici, sous une incidence de  $18^\circ$ , concerne le demi-volet braqué à  $22,5^\circ$ .

Le relevé des fréquences, effectué à partir des spectres de pression des capteurs de paroi et des cohérences entre ces capteurs, donne une grande dispersion des valeurs du nombre de Strouhal. Il est alors difficile de retrouver les modes théoriques comme auparavant (figure 13).

La dispersion des fréquences relevées au niveau du volet n'est pas surprenante, car les écoulements tridimensionnels qui existent dans cette zone ont sûrement tendance à modifier les phénomènes de bouclage au niveau de la cavité. Il semble donc normal de ne pas forcément retrouver les bons nombres de Strouhal associés aux fréquences de bouclage de la cavité de l'aile. En revanche, il n'est pas logique de ne pas retrouver ceux associés aux modes de la cavité du bec, puisque dans cette région rien n'est modifié par rapport à la maquette bidimensionnelle.

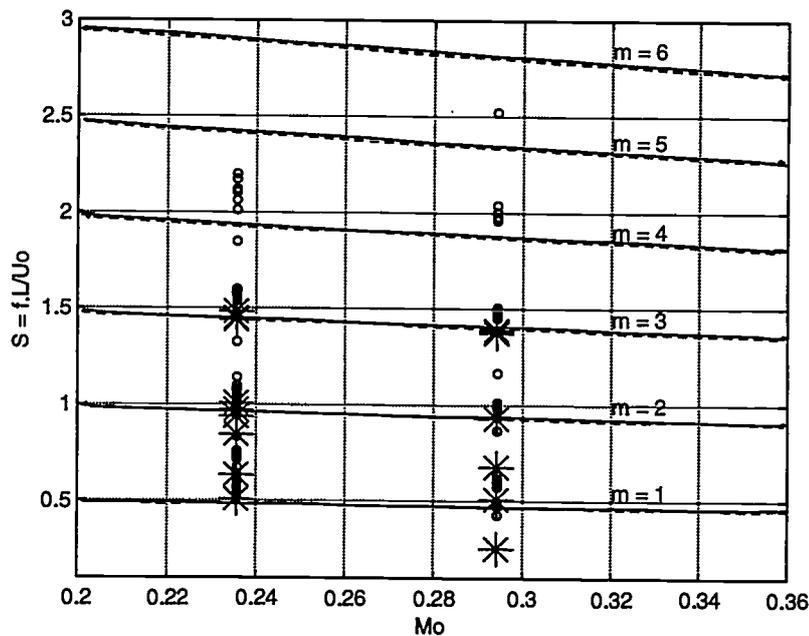


figure 13 : Comparaison des données expérimentales avec l'équation (2). modèle de Block pour : (—) la cavité de l'aile, (---) la cavité du bec. Fréquences expérimentales : nombre de Strouhal des fréquences (o) de la cavité de l'aile, (\*) de la cavité du bec.

Cependant, si l'on observe avec soin la figure 13, on s'aperçoit que parmi les fréquences associées au bec certaines coïncident avec les modes théoriques.

Les fréquences reportées sur la figure 13 ont été prises sur l'ensemble des courbes de cohérences. On a effectivement un grand nombre de pics pour les cohérences entre B1-B2 et B1-B3 (figure 14.a), mais pas pour B2-B3 (figure 14.b). Sur cette dernière courbe on ne peut noter que deux fréquences. Ce sont ces deux seules fréquences qu'il faut retenir. En effet, il faut se souvenir que le capteur B1 est un capteur acoustique, dans le sens où il mesure l'acoustique de champ proche car il se trouve dans une zone d'écoulement très peu perturbé. Il récupère donc toutes les fréquences émises et notamment celles du volet. Il ne faut donc pas tenir compte de toutes ces fréquences lorsqu'on calcul les nombres de Strouhal, sinon on effectue une adimensionnalisation avec une longueur de cavité ne correspondant pas à la fréquence. C'est à dire qu'on adimensionnalise des fréquences qui proviennent de la cavité de

l'aile par la longueur associée à la cavité du bec. Ceci explique la dispersion des nombres de Strouhal de la figure 13. Il convient donc d'écarter ces fréquences et de faire un relevé sélectif, ce qui donne la figure 15. On retrouve alors bien les modes 2 et 3 d'oscillation de la cavité du bec.

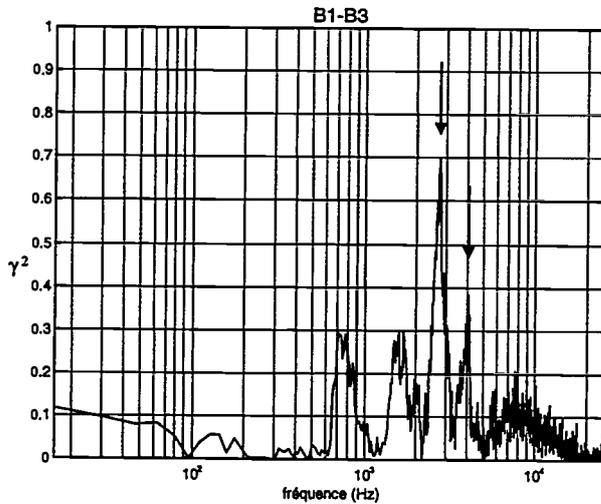


figure 14.a : Cohérence entre les capteurs B1 et B3,  
 $U_0 = 100$  m/s.

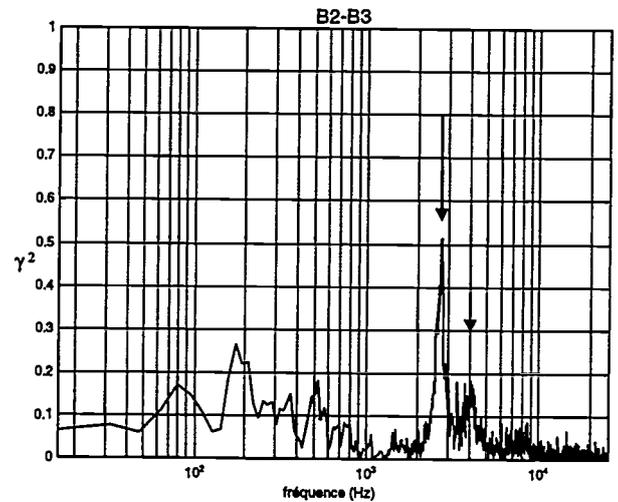


figure 14.b : Cohérence entre les capteurs B2 et B3,  
 $U_0 = 100$  m/s.

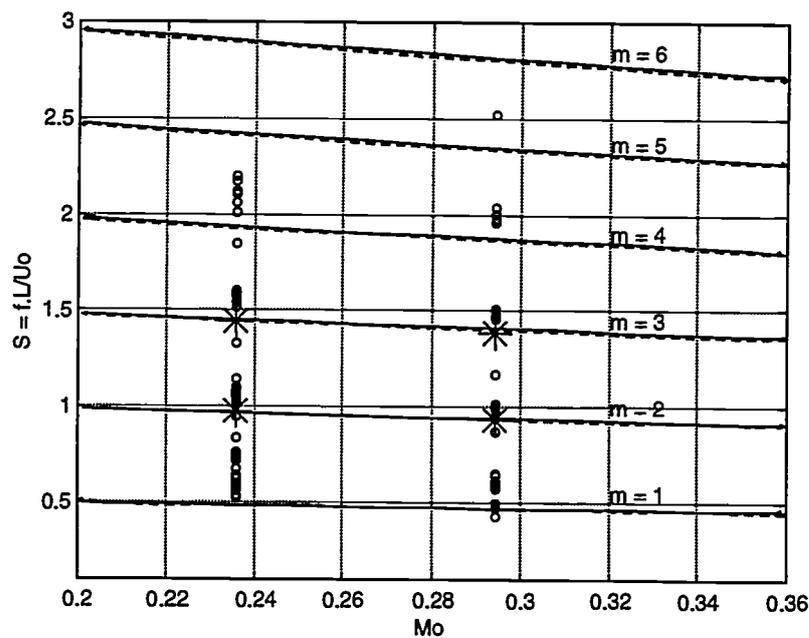


figure 15 : Comparaison des données expérimentales avec l'équation (2). modèle de Block pour (—) la cavité de l'aile, (---) la cavité du bec. Fréquences expérimentales : nombre de Strouhal des fréquences (o) de la cavité de l'aile, (\*) de la cavité du bec.

## 2.3. Directivités

Après correction de la position du volet, on s'attend à avoir des sources de bruit supplémentaires ou différentes, notamment dans la configuration tridimensionnelle sur laquelle se développe un tourbillon marginal sur le bord du demi-volet. Cette recherche est décrite ici à propos de la directivité.

### 2.3.1. Maquettes bidimensionnelles

On peut tout d'abord comparer le rayonnement en champ lointain des maquettes bidimensionnelles en configurations décollée ( $\delta_f = 39^\circ$ ) et non décollée ( $\delta_f = 22,5^\circ$ ). Les deux maquettes sont sous  $18^\circ$  d'incidence géométrique.

Le diagramme de directivité de la figure 16 ne met pas en évidence de changement important dans le comportement du rayonnement en champ lointain. Pour la plupart des angles de mesure, il est difficile de dire si en moyenne la configuration non décollée est plus, ou moins, bruyante que la configuration décollée. La comparaison des spectres acoustiques (figure 17) ne montre pas de différence marquante. Ceci ne nous permet pas de présumer de l'existence de sources supplémentaires dans un cas ou dans l'autre. Ceci tendrait à prouver que le décollement n'est pas responsable d'une augmentation du bruit, et que par suite les sources sont surtout situées au voisinage des cavités. Il est également possible que les différentes sources contribuent avec des niveaux peu différents.

On remarque simplement que pour les angles de mesure les plus proches du jet, le niveau augmente du côté de l'extrados (angles positifs) et diminue de côté de l'intrados (angles négatifs). Cette caractéristique du rayonnement de la configuration non décollée par rapport à la configuration décollée est d'autant plus marquée que la vitesse de l'écoulement est élevée. Il est possible que cette modification de directivité résulte de la réduction de cambrure consécutive au débraquage du volet.

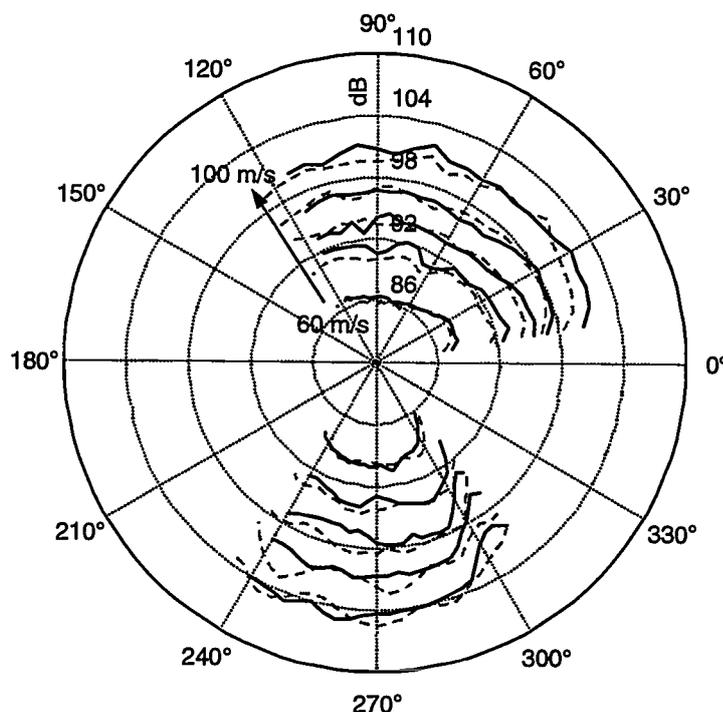


figure 16 : Diagrammes de directivité de la maquette bidimensionnelle à  $18^\circ$  d'incidence en configuration décollée ( $\delta_f = 39^\circ$ ) (---) et configuration non-décollée ( $\delta_f = 22,5^\circ$ ) (—).

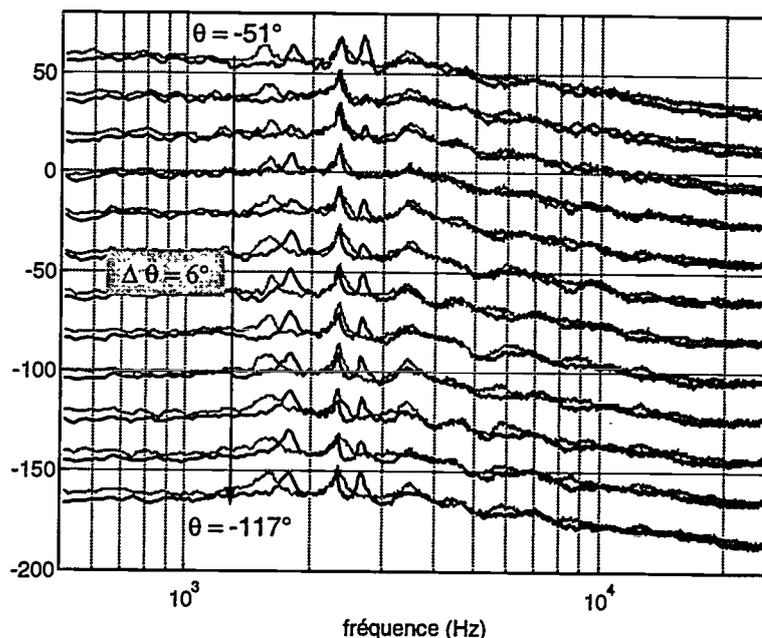


figure 17 : Spectres acoustiques de la maquette bidimensionnelle en configuration décollée (—) et non décollée (---),  $\theta = -51^\circ$  à  $-117^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s (les courbes sont décalées de 10 dB les unes par rapport aux autres).

### 2.3.2. Maquettes tridimensionnelles

Nous avons effectué la même comparaison que dans le cas des maquettes bidimensionnelles. Ainsi, sur le diagramme de directivité de la figure 18, le comportement de la maquette tridimensionnelle, mise sous un angle d'incidence géométrique de  $18^\circ$ , est représenté en configurations décollée et non décollée.

On peut ici réitérer la remarque déjà faite dans le cas de la maquette bidimensionnelle pour les faibles angles de mesure, à savoir que le niveau augmente du côté de l'extrados et diminue du côté de l'intrados lorsque le volet passe de  $39^\circ$  à  $22,5^\circ$ . Mise à part cette observation, les différences entre la configuration décollée et non décollée ne sont pas significatives. Il n'est donc pas possible, au vue de ce diagramme, de dire qu'avec la nouvelle position du volet, le tourbillon marginal soit plus efficace acoustiquement.

### 2.3.3. Maquettes bidimensionnelles et tridimensionnelles

Sur la figure 19, on compare à présent la directivité de la maquette, sous  $18^\circ$  d'incidence, dans trois configurations différentes : la configuration bidimensionnelle décollée, la configuration bidimensionnelle non décollée et enfin la configuration tridimensionnelle non décollée.

Cette comparaison nous permet de voir l'effet de la tridimensionnalité sur le rayonnement acoustique lorsque l'écoulement reste attaché à l'extrados du volet. On se réfère à une configuration bien étudiée dans les chapitres précédents, c'est-à-dire la maquette bidimensionnelle avec écoulement décollé sur l'extrados du volet (volet braqué à  $39^\circ$ ).

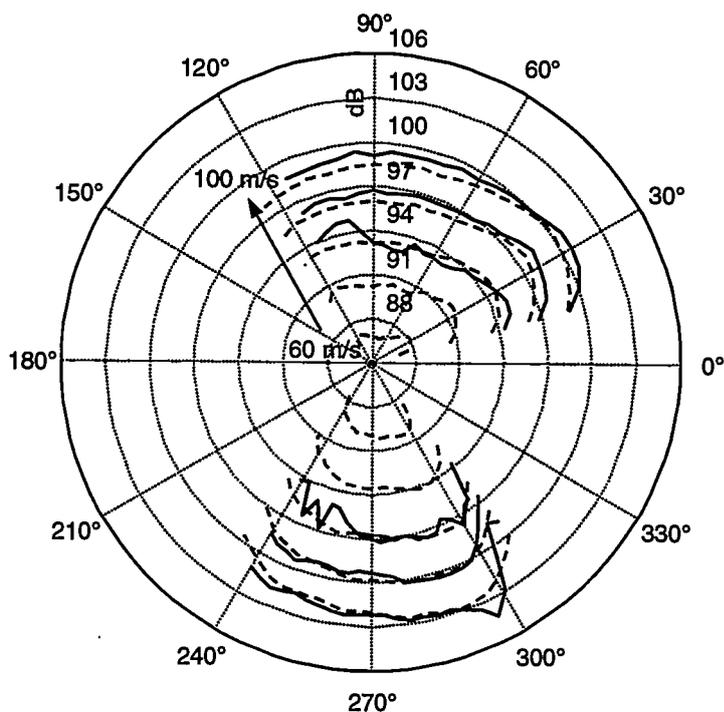


figure 18 : Diagrammes de directivité de la maquette tridimensionnelle à 18° d'incidence en configuration décollée ( $\delta_f = 39^\circ$ ) (---) et configuration non-décollée ( $\delta_f = 22,5^\circ$ ) (—).

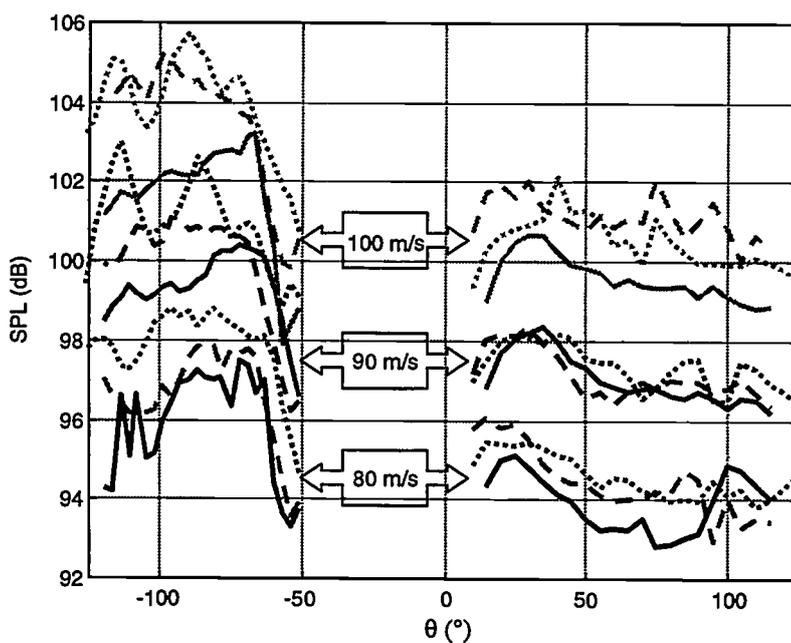


figure 19 : Directivité de la configuration bidimensionnelle décollée ( $\delta_f = 39^\circ$ ) (···), de la configuration bidimensionnelle non décollée ( $\delta_f = 22,5^\circ$ ) (- · -) et de la configuration tridimensionnelle non décollée ( $\delta_f = 22,5^\circ$ ) (—), pour  $U_0 = 80, 90$  et  $100$  m/s.

Du côté de l'intrados, c'est la configuration bidimensionnelle décollée qui est la plus bruyante. Cette différence par rapport aux deux autres configurations vient essentiellement des pics sur la directivité qui sont associés au rayonnement des fréquences émises par les cavités. Il y a d'ailleurs peu de différence entre cette configuration et la maquette en configuration bidimensionnelle non décollée, aussi bien en intrados qu'en extrados.

La différence se fait surtout avec la maquette tridimensionnelle. Celle-ci a un rayonnement plus faible et ce surtout du côté de l'intrados. Cette baisse de niveau est toujours attribuable au rayonnement des fréquences émises par les cavités, puisqu'en tridimensionnel celles de la cavité de l'aile sont quasiment inexistantes. Cette baisse du niveau se fait d'ailleurs surtout en amont (c'est-à-dire vers les grands angles négatifs) qui est en fait la direction privilégiée d'émission des fréquences de la cavité de l'aile.

Du côté de l'intrados les différences sont moins importantes. La forme des directivités est la même pour les trois configurations. On remarque simplement un niveau légèrement plus faible pour la configuration tridimensionnelle.

Là encore, cette comparaison ne permet pas de mettre en évidence le rayonnement acoustique du tourbillon marginal.

## 2.4. Caractérisation du tourbillon marginal

Nous venons de constater que, si ce tourbillon existe réellement, il n'est pas efficace acoustiquement dans notre expérience, puisqu'on n'identifie pas sa signature sur les spectres de champ lointain.

Par une caractérisation visuelle de l'écoulement, à l'aide d'un fil de coton promené le long de la maquette, on a pu mettre en évidence l'existence de ce tourbillon. Il prend bien naissance au bord du demi-volet et contamine environ une petite moitié du volet. Ayant la preuve de son existence, nous devons pouvoir le mettre en évidence par les mesures de pression en paroi effectuées avec le réseau de capteurs de l'extrados du demi-volet.

Pour mieux visualiser la présence du tourbillon, nous proposons sur les figures 20 une comparaison des spectres des capteurs de l'extrados du volet en configurations bidimensionnelle et tridimensionnelle décollées et non décollées.

### 2.4.1. Configurations décollées

En configuration bidimensionnelle aussi bien que tridimensionnelle, les spectres de pression pariétale ont une décroissance très rapide en fréquence (figures 20.a, 20.b). La forme moyenne des spectres fait apparaître, d'une part, une fréquence de coupure relativement basse, puisqu'elle se situe vers 300 Hz, et, d'autre part, une décroissance en haute fréquence en  $\omega^{-2,1}$ . Pour la configuration bidimensionnelle, deux spectres se singularisent de l'ensemble de courbes (figure 20.a). Ces spectres, des capteurs V3 et V4 (les capteurs les plus proches du bord d'attaque du volet), ont une fréquence de coupure plus élevée, et ce d'autant plus que le capteur est proche du bord d'attaque. Ainsi, plus on s'approche du bord de fuite du volet et plus le spectre s'appauvrit de hautes fréquences ; en revanche le niveau en dessous de la fréquence de coupure augmente. Les spectres jusqu'au capteur V4 sont représentatifs d'un écoulement attaché à l'extrados du volet. Ensuite, à partir du capteur V5 et jusqu'au capteur du bord de fuite, les spectres n'évoluent plus et sont représentatifs d'un décollement. En configuration tridimensionnelle, c'est le spectre du capteur noté V5 (capteur dans ce cas le plus proche du bord d'attaque) qui a la fréquence de coupure la plus haute (vers 1 kHz).

L'ensemble des autres capteurs du demi-volet ont des spectres dont la forme est représentative d'un écoulement décollé. Il n'y a pas de différence majeure dans la forme des spectres entre les configurations bidimensionnelle et tridimensionnelle. Il n'y a donc rien sur les spectres de la figure 20.b qui laisse percevoir la présence d'un tourbillon marginal.

#### 2.4.2. Configurations non décollées

L'allure des spectres des figures 20.c et 20.d est bien différente de celle observée dans le cas des configurations décollées. Les spectres sont maintenant beaucoup plus riches en hautes fréquences. En configuration bidimensionnelle non décollée (figure 20.c), mis à part les spectres des capteurs V4 et V5 (capteurs les plus proches du bord d'attaque) les spectres sont similaires, avec une croissance monotone du niveau vers le bord de fuite. Ils sont caractéristiques d'un écoulement attaché tout le long de l'extrados du volet. En configuration tridimensionnelle, on retrouve cette même forme de spectre (figure 20.d). Cette fois on remarque sur les capteurs V5 et V6 l'émergence d'une bosse vers 1500 Hz. Le spectre du capteur V8 attire également l'attention car il a un niveau largement supérieur aux autres. Ces trois capteurs sont à 5 mm du bord du demi-volet et V8 est également très proche du bord de fuite. Leur position explique donc leur comportement un peu particulier par rapport aux autres capteurs, ces derniers ayant un comportement semblable à celui des capteurs du volet bidimensionnel. La bosse à 1500 Hz et le niveau élevé de V8 peuvent s'expliquer par le tourbillon marginal.

La bosse observée à 1500 Hz sur V5 et V6 n'a aucune cohérence avec les microphones de champ lointain. Ces cohérences entre capteurs de l'extrados du volet et microphone de champ lointain sont non nulles uniquement pour les fréquences de résonance des cavités. Le flux étant attaché sur l'extrados du demi-volet, l'écoulement est beaucoup moins perturbé ce qui permet à ces fréquences de se propager jusqu'aux capteurs de l'extrados du volet et ainsi d'être mesurées par ceux-ci.

En revanche, les mesures entre différents capteurs du réseau de l'extrados du demi-volet donnent des valeurs de la cohérence qui sont loin d'être négligeables, notamment pour la bosse à 1500 Hz. Cette bosse se retrouve essentiellement sur les cohérences longitudinales, c'est-à-dire entre les capteurs V5, V6 et V8 et les capteurs V7 et V9 (figure 21). Sur la courbe de cohérence entre V7 et V9, on a en plus de la bosse à 1500 Hz une seconde bosse vers 2 000 Hz. On retrouve cette dernière uniquement sur les mesures de cohérence effectuées avec le capteur V9 (figure 22).

La cohérence entre le capteur V10 et n'importe quel autre capteur du réseau de l'extrados est nulle. Ainsi, si les fréquences citées ci-dessus sont bien représentatives du tourbillon marginal, on a une idée de l'étendue de l'impact de celui-ci sur le demi-volet. Le capteur V10 étant situé à 5,5 cm du bord du demi-volet, on peut dire que le tourbillon couvre entre 1/3 et la moitié de l'envergure du demi-volet.

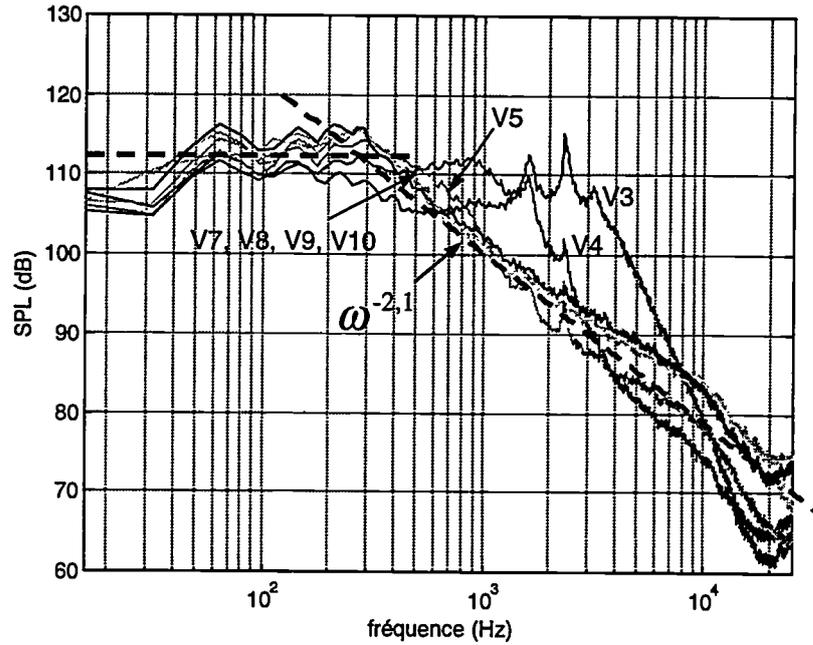


figure 20.a : Spectres des capteurs de l'extrados du volet, de la configuration bidimensionnelle à 18° d'incidence, volet braqué à 39°,  $U_0 = 80$  m/s.

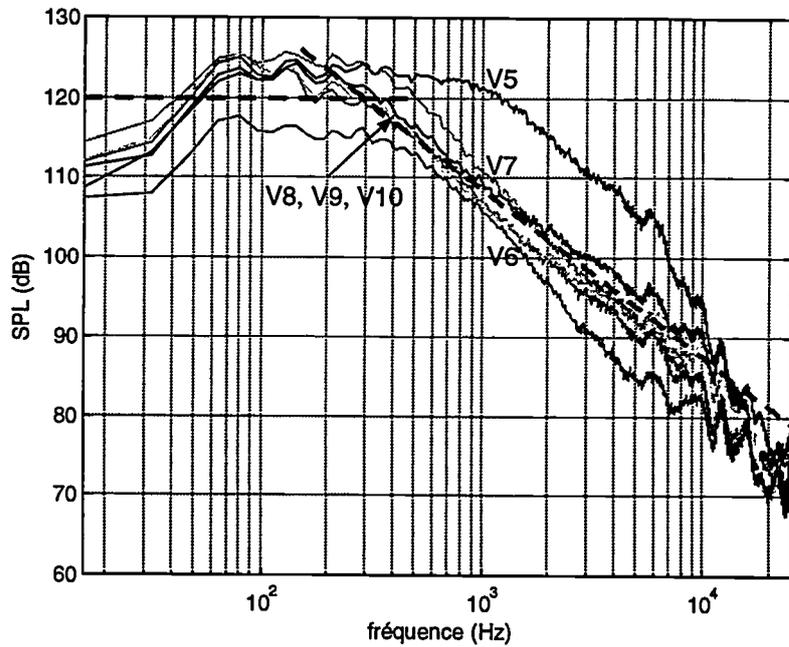


figure 20.b : Spectres des capteurs de l'extrados du demi volet, de la configuration tridimensionnelle à 18° d'incidence, volet braqué à 39°,  $U_0 = 80$  m/s.

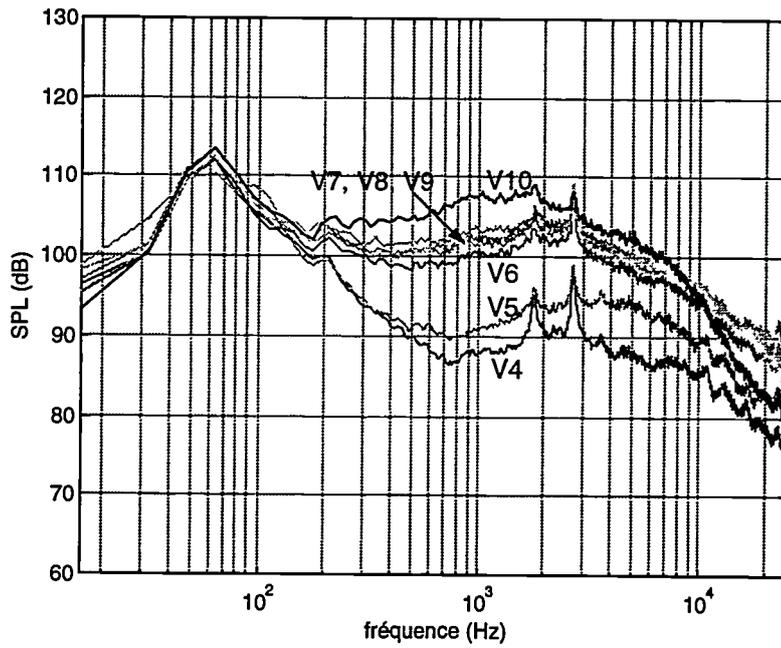


figure 20.c : Spectres des capteurs de l'extrados du volet, de la configuration bidimensionnelle à 18° d'incidence, volet braqué à 22,5°,  $U_0 = 80$  m/s.

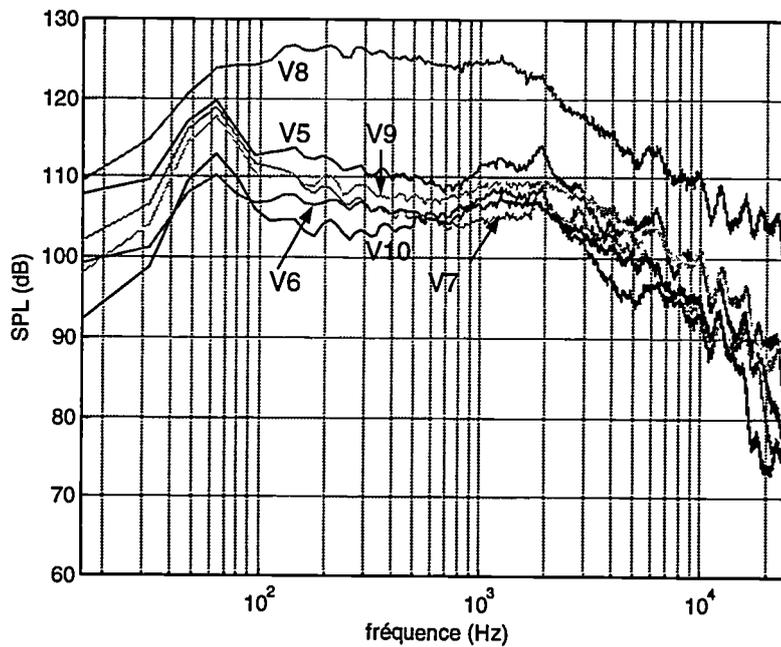


figure 20.d : Spectres des capteurs de l'extrados du demi volet, de la configuration tridimensionnelle à 18° d'incidence, volet braqué à 22,5°,  $U_0 = 80$  m/s.

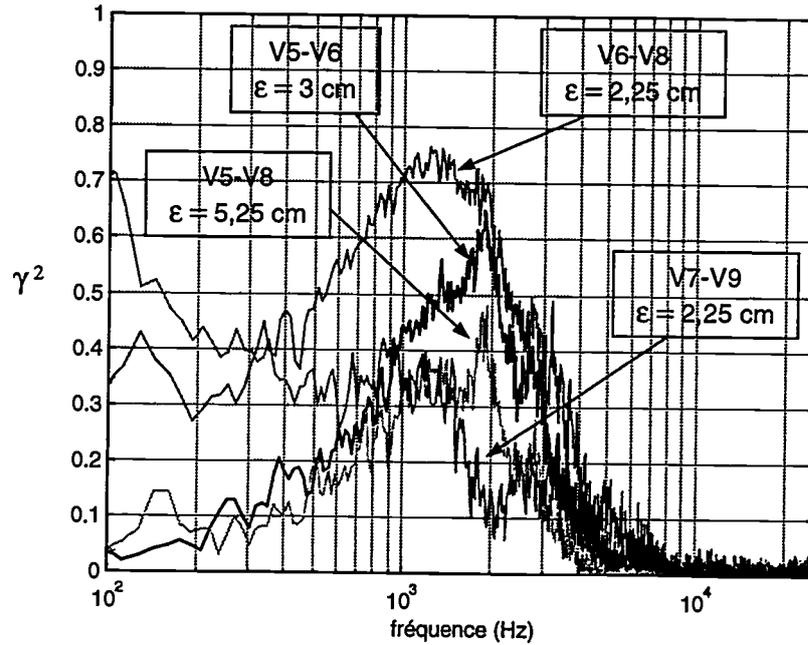


figure 21 : Cohérences longitudinales du réseau de capteurs de l'extrados du demi-volet de la configuration tridimensionnelle non décollée à  $18^\circ$  d'incidence,  $U_0 = 80 \text{ m/s}$ .

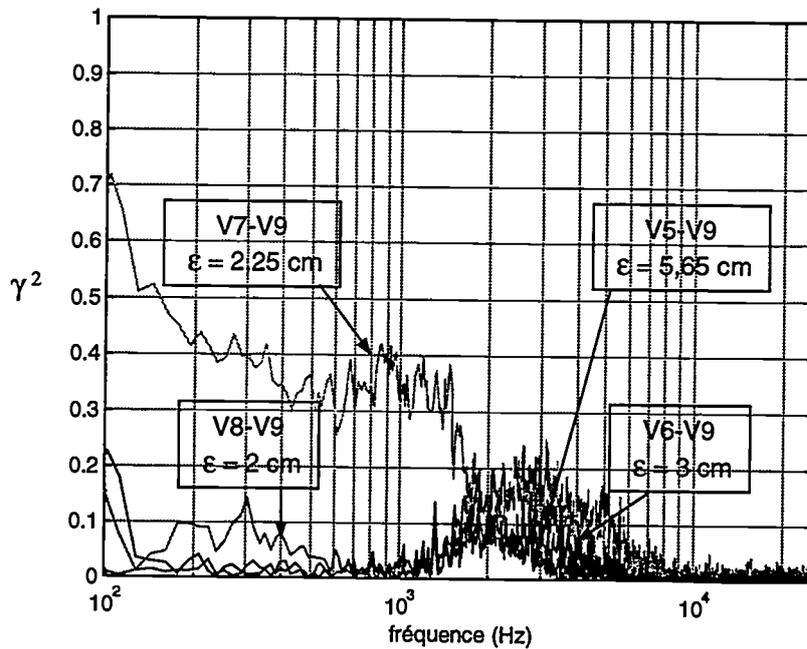


figure 22 : Cohérences entre capteurs du réseau de l'extrados du demi-volet et V9, de la configuration tridimensionnelle non décollée à  $18^\circ$  d'incidence,  $U_0 = 80 \text{ m/s}$ .

## 2.5. Conclusion

Nous avons réussi, par correction de la position du volet, à faire rattacher l'écoulement sur son extradados. Nous sommes alors en présence d'écoulements plus proches de ceux des conditions de vol réels. L'optimisation de la position du volet a pour conséquence de modifier les dimensions caractéristiques de la cavité arrière de l'aile et donc de décaler les fréquences des modes de bouclage. Il ne se produit donc plus de phénomène d'accrochage, car maintenant les fréquences rayonnées par les deux cavités sont bien distinctes.

bien que l'écoulement soit plus réaliste, nous n'avons pas pu pour autant mettre en évidence, acoustiquement, la présence du tourbillon marginal. Par les mesures de pression en paroi et des visualisations avec un fil de coton, nous avons, d'une part, la confirmation que ce tourbillon est structuré normalement et, d'autre part, une idée de l'étendue de son impact sur l'extrados du demi volet (entre  $1/3$  et la moitié de l'envergure du demi volet). Cependant, nous n'entendons pas le bruit qu'il produit. Il peut y avoir deux explications à cela : soit ce bruit est en hautes fréquences, et donc hors de notre domaine d'étude, soit la fente entre la moitié de volet braqué et la moitié non braqué est trop large (16 mm dans notre cas) pour que le tourbillon soit suffisamment « énergétique » pour rayonner en champ lointain. Il faut voir que nous avons deux sources (cavités du bec et de l'arrière de l'aile) qui, elles, rayonnent efficacement et peuvent donc couvrir la contribution apporté par le tourbillon au bruit de champ lointain.



## Chapitre 5

### Recherche de modèles analytiques

#### 1. Introduction

Pour des objectifs à court et moyen termes, en attendant que l'applicabilité des outils de prédiction numériques soit démontrée, les constructeurs sont confrontés à la nécessité d'évaluer à l'avance le niveau de bruit qui sera produit par tout nouvel avion en phase d'approche. Or, à l'heure actuelle les modèles disponibles font défaut. Par exemple, le modèle semi-empirique dit de *Fink* (1977)[61] ne donne pas entière satisfaction. C'est pour cela que l'on recherche des modèles physiques simples.

Nous avons donc cherché à évaluer les possibilités de modélisation du bruit rayonné par une maquette bidimensionnelle hypersustentée à partir de modèles de base simples issus de la littérature.

Dans le cas d'un profil simple, le bruit propre est dû à la convection des structures turbulentes de couches limites (décollées ou attachées) au voisinage du bord de fuite. Il est donc naturel d'invoquer en premier lieu le modèle de *M.S. Howe* (1978)[26], à propos du bord de fuite du volet, par exemple. Ce prédit le rayonnement tridimensionnel d'un bord de fuite simple, le profil étant assimilé à une plaque plane semi-infinie. Appliqué à une voilure hypersustentée, il ne peut prédire qu'une partie du bruit rayonné car il ne prend pas en compte l'influence de ce qui se passe en amont du volet. Pour pallier ce manque, *Howe* a développé par la suite des modèles plus sophistiqués (fente dans le prolongement de l'aile en 1980, [27] et fente avec recouvrement en 1978 [62]) incluant l'effet de la fente sur le rayonnement du bord de fuite. Ces modèles sont purement bidimensionnels et schématisent toujours la partie principale de l'aile par une plaque semi-infinie et le volet par un segment. Les modèles de bruit de bord de fuite sont valables a priori si les écoulements sources de bruit sont effectivement au voisinage du bord de fuite et si leurs échelles caractéristiques sont petites par rapport à la corde du volet. Si ce n'est pas le cas, comme lorsqu'un gros décollement se produit sur l'extrados du volet ou que l'on s'intéresse aux oscillations à basses fréquences, il est possible d'adopter un tout autre point de vue, en considérant alors que le volet se comporte comme un profil en fonctionnement aérodynamique instationnaire. On a alors recours au modèle de *Amiet* (1975)[28] et le volet est traité comme un profil isolé dans un écoulement turbulent. Dans ce cas, les effets de la partie principale de l'aile sont ignorés et les perturbations de la fente agissent comme de la turbulence convectée sur le volet. Pour compléter les modèles analytiques existants, nous proposons ici une approche alternative, dans laquelle le volet est considéré comme une distribution de dipôles rayonnant au voisinage immédiat du bord d'un demi-plan diffractant. Ce modèle qui combine les apports des théories de *Howe* et de *Amiet* est appelé modèles du dipôle de bord de fuite. Il est valable a priori en très basses fréquences.

Dans ce qui suit, les modèles existants et le modèle du dipôle de bord de fuite sont détaillés. Ils seront dans un chapitre ultérieur confrontés aux données expérimentales.

## 2. Modèle tridimensionnel de bord de fuite simple

Dans ce type de modèle, le bord de fuite d'un profil est assimilé au bord d'une plaque plane semi-infinie sans épaisseur. Une telle représentation s'applique si les échelles caractéristiques des perturbations de l'écoulement (turbulence de couche limite ou décollements localisés), convectées sur le bord de fuite, restent petites devant la corde du profil.

Plusieurs modèles de bruit de bord de fuite ont été développés dans la littérature, parmi lesquels celui de *Ffowcs Williams et Hall* (1970)[63]. *Howe* (1978)[26] en dresse un bilan et les classe en trois groupes : (i) les théories basées sur l'analogie de Lighthill, (ii) les méthodes hydroacoustiques linéarisées, (iii) les modèles de sources « *ad hoc* ». Il montre que par une interprétation appropriée ces différentes théories conduisent aux mêmes prévisions du bruit de bord de fuite, dans la limite des petits nombres de Mach.

*Howe* propose alors une approche unifiée du problème, selon laquelle la densité spectrale de puissance (DSP, ou spectre) du bruit en champ lointain est reliée à l'interspectre, en fréquences et nombres d'onde, des fluctuations de pression en paroi près du bord de fuite. Il inclut dans sa solution l'effet du mouvement relatif du fluide environnant par rapport au profil et montre l'importance de l'application de la condition de Kutta.

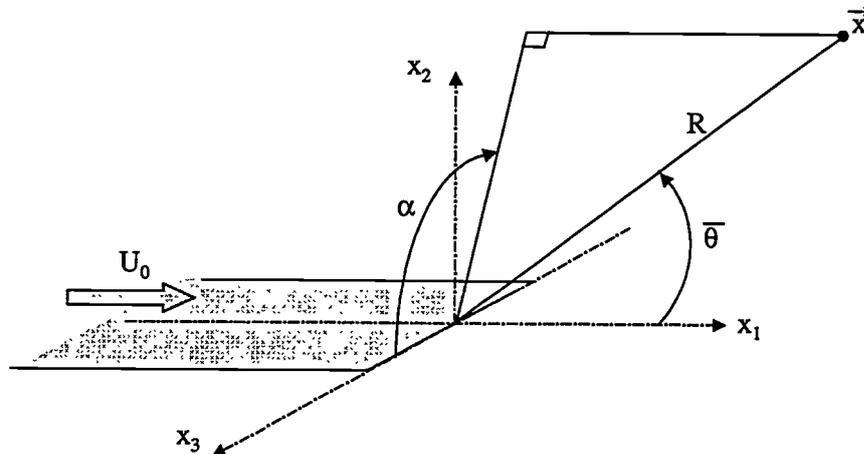


figure 1 : Système de coordonnées cylindriques utilisé dans le modèle de bord de fuite simple.

Pour des nombres de Mach significatifs, il obtient ainsi deux expressions pour la DSP des fluctuations de pression acoustique en champ lointain, dont l'une (indiquée K) suppose que la condition de Kutta s'applique et l'autre (indiquée NK) qu'elle ne s'applique pas :

$$S_{PP}^K(\bar{x}, \omega) = \frac{2M_v L \sin \alpha \sin^2(\bar{\theta}/2) \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(k_1, (\omega \cos \alpha)/c_0, \omega) dk_1}{\pi R^2 (1 + M_0 \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_w \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \sin \alpha)} \quad (1)$$

$$S_{PP}^{NK}(\bar{x}, \omega) = \frac{2M_v L \sin \alpha \sin^2(\bar{\theta}/2) \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(k_1, (\omega \cos \alpha)/c_0, \omega) dk_1}{\pi R^2 (1 + M_0 \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \sin \alpha) (1 - \sigma)^2} \quad (2)$$

Les notations  $M_0$ ,  $M_v$ ,  $M_w$  désignent respectivement les nombres de Mach construits sur la vitesse extérieure de l'écoulement  $U_0$ , la vitesse de convection des perturbations dans la couche limite  $V$  et cette même vitesse dans le sillage  $W$  et  $\sigma = W/V$ .  $L$  est l'étendue transversale du bord de fuite (perpendiculaire à l'écoulement) et  $\Pi$  est l'interspectre en fréquences et nombres d'ondes des fluctuations de pression en paroi au voisinage du bord de fuite. Les coordonnées  $(\alpha, \bar{\theta}, R)$  sont les coordonnées de l'observateur par rapport au bord de fuite dans les conditions de réception du son, le milieu étant mobile à la vitesse  $U_0$  selon la direction  $x_1$  (figure 1). En tenant compte simplement d'un changement de repère galiléen, le résultat s'applique aussi bien à la configuration des essais en soufflerie qu'à celle des essais en vol (figure 2).

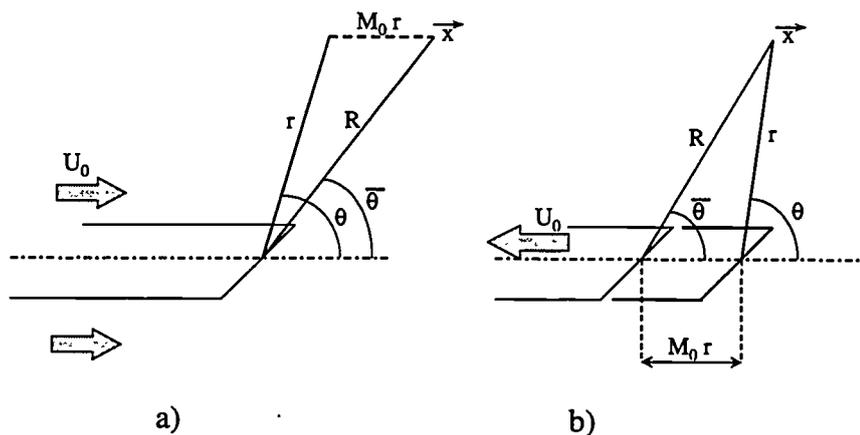


figure 2 : Configurations d'essai (a) et de survol (b).

Si l'on ramène le point d'observation  $\bar{x}$  dans le plan médian ( $x_2 = 0$ ), on interprète alors les coordonnées de la façon suivante :

- Dans le cas d'un observateur fixe par rapport au bord de fuite et d'un milieu mobile,  $(R, \bar{\theta})$  combinent à la fois la propagation effective du son dans l'écoulement et le transport du son par l'écoulement. Il s'agit du trajet total de l'information acoustique. Les paramètres d'émission correspondants sont plutôt  $(r, \theta)$  (figure 2.a).
- Dans le cas d'un bord de fuite mobile et d'un observateur fixe par rapport au milieu,  $(r, \theta)$  sont les coordonnées de l'observateur par rapport au bord de fuite à l'instant d'émission et  $(R, \bar{\theta})$  ces mêmes coordonnées à l'instant de réception (figure 2.b).

Dans la suite, nous considérons un observateur situé dans le plan médian  $\alpha = \pi/2$  (appelé plan sous trace dans les essais en vol), ce qui correspond à la configuration expérimentale. Alors :

$$S_{pp}^K(\bar{x}, \omega) = \frac{2M_v L \sin^2(\bar{\theta}/2) \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(k_1, 0, \omega) dk_1}{\pi R^2 (1 + M_0 \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_w \cos \bar{\theta})^2} \quad (3)$$

$$S_{pp}^{NK}(\bar{x}, \omega) = \frac{2M_v L \sin^2(\bar{\theta}/2) \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(k_1, 0, \omega) dk_1}{\pi R^2 (1 + M_0 \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \cos \bar{\theta})^2 (1 - \sigma)^2} \quad (4)$$

*Howe* considère que la condition de Kutta s'applique intégralement en basses fréquences et qu'elle ne s'applique plus en hautes fréquences. À faible nombre de Mach, il propose alors une interpolation entre les deux solutions précédentes à l'aide d'un facteur,  $F$ , qui fait passer de l'une à l'autre en fonction des valeurs du paramètre fréquentiel adimensionnel  $\omega \delta^*/W$ , construit sur l'épaisseur de déplacement de la couche limite à l'endroit du bord de fuite  $\delta^*$ .

Si l'on admet, comme en aérodynamique instationnaire, que les effets de compressibilité dépendent non seulement de la vitesse mais aussi de la fréquence, on peut tenter d'étendre arbitrairement ce procédé à des nombres de Mach significatifs en introduisant le paramètre modifié

$$\frac{\omega \delta^*}{W} \frac{W}{c_0} = \frac{\omega \delta^*}{W} M_w = k \delta^*$$

où  $k = \omega/c_0$  est le nombre d'onde acoustique.

Si ce paramètre est petit, nous considérons que la condition de Kutta s'applique (les sources sont alors acoustiquement compactes) et nous supposons qu'elle ne s'applique plus dans le cas contraire. Il n'en demeure pas moins que  $\delta^*$  peut être d'un accès difficile dans la pratique.

Les valeurs typiques des rapports de nombres de Mach dans le cas d'une couche limite turbulente établie sont les suivantes :

$$\frac{M_v}{M_0} \approx 0,7 \quad \frac{M_w}{M_0} \approx 0,5 \quad \frac{W}{V} \approx 0,7,$$

mais elles peuvent être ajustées dans le cas des écoulements plus compliqués observés autour des dispositifs hypersustentateurs, à partir des mesures de vitesses au film chaud, par exemple.

Le nombre de Mach,  $M_w$ , étant modéré dans notre cas, on peut convenir de généraliser l'interpolation proposée par *Howe* sous la forme :

$$S_{pp}(\bar{x}, \omega) = \frac{2M_v L \sin^2(\bar{\theta}/2) \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(k_1, 0, \omega) dk_1}{\pi R^2 (1 + M_0 \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \cos \bar{\theta})^2 [1 - F_{\bar{\theta}}(k \delta^*)]^2} \quad (5)$$

avec

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} F_{\bar{\theta}}(k\delta^*) = M_w \cos \bar{\theta}$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} F_{\bar{\theta}}(k\delta^*) = \frac{W}{V}.$$

Ce procédé n'a pas de justification rigoureuse à grande vitesse, sinon la nécessité de tenir compte de l'application partielle de la condition de Kutta, des écarts de l'ordre de 10 dB pouvant être observés entre les deux solutions (K) et (NK). De plus, il faut lui adjoindre une forme a priori pour la fonction  $F_{\bar{\theta}}$  ; c'est à ce niveau qu'on peut ou non choisir de raisonner plutôt sur  $k\delta^*$  que sur  $\omega\delta^*/W$ .

L'étape suivante consiste à modéliser  $\Pi$ . Faute de données plus précises, on peut introduire à cette fin le modèle classique de *Corcos* (1964)[64], quitte à en ajuster les paramètres principaux. Selon *Corcos*, on écrit :

$$\Pi(k_1, k_2, \omega) = \left( \frac{1}{2\pi} \right)^3 \iiint R_{pp}(\xi_1, \xi_2, \tau) e^{i(k_1\xi_1 + k_2\xi_2 - \omega\tau)} d\xi_1 d\xi_2 d\tau$$

avec

$$\frac{1}{2\pi} \int R_{pp}(\xi_1, \xi_2, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = \Phi_{pp}(\omega) A\left(\frac{\omega\xi_1}{V}\right) B\left(\frac{\omega\xi_2}{V}\right) e^{-i\omega\xi_1/V}$$

A et B étant des exponentielles :

$$A(x) = e^{-|x|/a} \quad B(x) = e^{-|x|/b}$$

et  $R_{pp}$  l'intercorrélation des pressions en paroi, a et b sont des longueurs de corrélation longitudinale et transversale des fluctuations de pression en paroi et  $\Phi_{pp}$  est le spectre de ces fluctuations, en un point près du bord de fuite. Il vient alors :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Pi(k_1, 0, \omega) dk_1 = \frac{1}{\pi} \Phi_{pp}(\omega) \frac{bV}{\omega}.$$

Finalement,

$$S_{pp}(\bar{x}, \omega) = \frac{2M_v L \sin^2(\bar{\theta}/2) \Phi_{pp}(\omega) \frac{bV}{\omega}}{\pi^2 R^2 (1 + M_0 \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \cos \bar{\theta})^2 [1 - F_{\bar{\theta}}(k\delta^*)]^2} \quad (6)$$

$\Phi_{pp}$  et b peuvent en principe être déduits des mesures de pression pariétale grâce au réseau de capteurs disposés selon l'envergure près du bord de fuite. Typiquement, le spectre  $\Phi_{pp}$  évolue comme  $U_0^3$  dans de nombreux écoulements pour lesquels existe une loi de similitude, comme une couche limite turbulente établie ; l'intensité sonore évolue alors en  $U_0^5$ . En revanche, cette loi pourrait être modifiée pour des écoulements d'un autre type, sans

pour autant remettre en cause les bases du modèle. Pour des faibles nombres de Mach, le bruit produit de cette façon est plus important que celui engendré par la turbulence de l'écoulement en des points éloignés du bord de fuite dont l'intensité varie comme  $U_0^8$ .

### 3. Modèle bidimensionnel avec fente

Dans un grand nombre de configurations, quand on s'intéresse au bruit aérodynamique d'un avion, le bord de fuite est constitué de plusieurs éléments. Dans le cas le plus simple, un volet de corde relativement petite est séparé de la partie principale de l'aile par une fente étroite. Des modèles semi-empiriques ont été proposés pour estimer le bruit aérodynamique de telles configurations à partir de campagnes de mesures (*Fink & Schlinker*, 1979 [13]). D'autres auteurs considèrent le volet comme acoustiquement équivalent à un profil isolé dans un écoulement turbulent. *Howe* (1980)[27], selon une vision différente du problème, affirme qu'une composante importante du bruit naît de l'interaction de la turbulence de la couche limite en extrados du profil avec la fente ainsi qu'avec le bord de fuite.

Il propose un modèle dans lequel la configuration géométrique étudiée est réduite à une plaque plane semi-infinie sans épaisseur comportant une fente à une distance finie,  $d$ , du bord de fuite (figure 3). Le volet est alors schématisé par un segment de longueur finie situé dans le prolongement de la plaque. Les effets de braquage sur le rayonnement acoustique ne sont donc pas pris en compte. (l'autre calcul élaboré par *Howe* (1978)[62] dans le cas d'une aile recouvrant en partie le volet n'a pas été retenu dans cette étude)

Le développement du modèle se fait à partir des équations linéarisées de l'acoustique et aboutit à une équation intégrale singulière. On peut se ramener à un traitement analytique en la résolvant de manière approchée, quand la largeur de la fente,  $2s$ , est petite devant la corde du volet et la longueur d'onde acoustique. Ces conditions s'expriment sous la forme :

$s/d \ll 1$  et  $K\bar{s} = ks/(1 - M_0^2) \ll 1$  (où  $K = k/\sqrt{1 - M_0^2}$ ). Le calcul est conduit dans deux cas :

- L'étude du bruit produit au bord de fuite du segment par la convection de perturbations tourbillonnaires. Le résultat est alors exprimé à partir de la vorticité supposée concentrée dans le sillage proche. La fente est responsable d'une perturbation par rapport au cas du bord de fuite simple (sans fente) et le modèle traduit les interférences qui en résultent.
- L'étude du bruit produit à la fois au niveau de la fente et au bord de fuite lors de la convection de perturbations tourbillonnaires à faible distance,  $h$ , de la plaque. Les deux contributions qui interviennent dans ce cas sont supposées décorréélées, ce qui sous-entend que les échelles de cohérence de l'écoulement sont petites vis-à-vis de la distance,  $d$ , qui sépare la fente du bord de fuite.

On peut supposer, bien que cet aspect ne soit pas considéré par *Howe*, que le premier cas correspond à des décollements, ou phénomènes instationnaires assimilés, localisés à l'arrière de l'aile, et le second à la convection de turbulence dans les couches limites sur la fente.

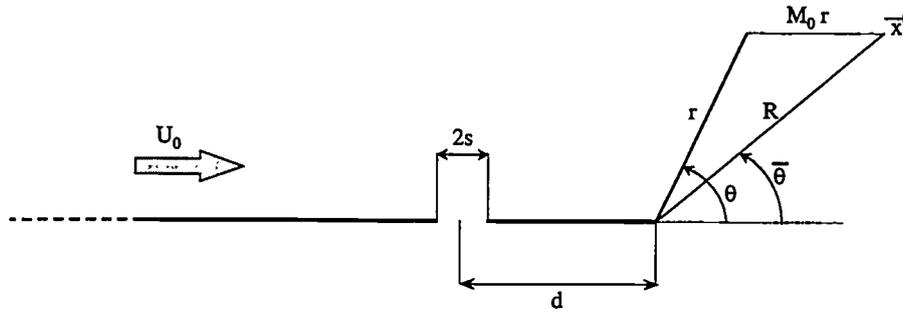


figure 3 : Système de coordonnées en 2D.

Le système de coordonnées utilisé est le même que dans le modèle précédent (figure 3), l'étude étant ici restreinte au plan sous trace.

### 3.1 Écoulements de bord de fuite

On considère d'abord le bruit produit par des mécanismes qui peuvent être associés à un champ tourbillonnaire concentré dans le sillage proche du volet (décollements locaux modérés ou turbulence de couche limite attachée). Le rayonnement produit par le bord de fuite à la pulsation  $\omega$ , sans effet de fente, s'écrit selon *Howe* :

$$\frac{p_b(\theta)}{\rho_0} = -\frac{uU_0 \sin(\theta/2)}{2(1 + M_0 \cos\theta)} \frac{e^{i(\kappa r + \pi/4)}}{\sqrt{\pi \kappa r}} \quad (7)$$

où  $p_b$  désigne l'amplitude complexe de la fluctuation de pression acoustique en champ lointain,  $\rho_0$  la densité moyenne,  $k$  le nombre d'onde acoustique  $\omega/c_0$ ,  $\kappa$  le nombre d'onde aérodynamique  $\omega/U_0$ ,  $u$  une mesure de l'intensité tourbillonnaire dans le sillage.

En principe, la relation (7) est le pendant bidimensionnel de la formule vue au paragraphe précédent, à ceci près qu'elle est écrite sur la fluctuation de pression pour une excitation monochromatique et que le résultat est relié au champ tourbillonnaire dans l'écoulement au lieu de l'être au champ de pression hydrodynamique en paroi. L'atténuation en  $1/\sqrt{r}$  est caractéristique du rayonnement en deux dimensions.

Par ailleurs, la formule est écrite en coordonnées d'émission et non en coordonnées de réception ; le passage des unes aux autres se fait par les identités :

$$\frac{R}{r} = M_0 \cos \bar{\theta} + \sqrt{1 - M_0^2 \sin^2 \bar{\theta}},$$

$$\sin \frac{\theta}{2} = \left[ \frac{1 - M_0 \cos^2 \bar{\theta} - \cos \bar{\theta} \sqrt{1 - M_0^2 \sin^2 \bar{\theta}} + M_0}{2} \right]^{1/2},$$

$$\cos \theta = \cos \bar{\theta} \left[ M_0 \cos \bar{\theta} + \sqrt{1 - M_0^2 \sin^2 \bar{\theta}} \right] - M_0.$$

Le rayonnement du bord de fuite compte tenu de la fente, lui, s'écrit :

$$\frac{p_e(\theta)}{\rho_0} = -\frac{uU_0 [\sin(\theta/2) - H(k, M_0, \theta)] e^{i(kx + \pi/4)}}{2(1 + M_0 \cos \theta) \sqrt{\pi k \kappa}} \quad (8)$$

La fente est donc responsable d'une perturbation liée à un effet de diffraction, traduite par la fonction complexe  $H$ , elle-même donnée par les expressions qui suivent :

$$H(k, M_0, \theta) = \pi \sqrt{\frac{1 - M_0^2}{M_0(1 + M_0 \cos \theta)}} Z(K) w \left[ \sqrt{2\bar{d}} \frac{K + \bar{K}}{\pi} \right] F \left( \sqrt{2K\bar{d}} \sin \frac{\bar{\theta}}{2} \right) e^{i(2K\bar{d} \cos^2(\bar{\theta}/2) - \pi/4)}$$

$$\sin \frac{\Theta}{2} = \sqrt{\frac{1 - M_0}{1 + M_0 \cos \theta}} \sin \frac{\theta}{2} \quad \cos^2 \frac{\Theta}{2} = \left( \frac{1 + M_0}{1 + M_0 \cos \theta} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

$$F(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-i\pi/4} \int_0^z e^{it^2} dt$$

$$w \left( z \sqrt{\frac{2}{\pi}} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i(z^2 - \pi/4)} [1 - F(z)]$$

$$Z(K) = \left[ \ln 2 + F(K) + i \frac{J_0(\bar{K}\bar{s})}{\bar{K}\bar{s}(J_0(\bar{K}\bar{s}) - iJ_1(\bar{K}\bar{s}))} \right]^{-1}$$

$$F(K) = \frac{i\pi}{2} - \gamma - \ln \left( \frac{K\bar{s}}{2} \right) + E_i(2iK\bar{d})$$

$$E_i(z) = - \int_{-z}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \quad \gamma \cong 0,577216$$

$$\bar{s} = \frac{s}{\sqrt{1 - M_0^2}} \quad \bar{d} = \frac{d}{\sqrt{1 - M_0^2}} \quad \bar{\kappa} = \frac{\kappa}{\sqrt{1 - M_0^2}} \quad K = \frac{k}{\sqrt{1 - M_0^2}}$$

*Howe* décrit alors l'effet de la fente en faisant le rapport des rayonnements avec et sans fente :

$$\begin{aligned} \Delta_{e/b}(\theta) &= 20 \log \left( \left| \frac{p_e(\theta)}{p_b(\theta)} \right| \right) \\ &= 20 \log \left( \left| \frac{\sin(\theta/2) - H(k, M_0, \theta)}{\sin(\theta/2)} \right| \right). \end{aligned}$$

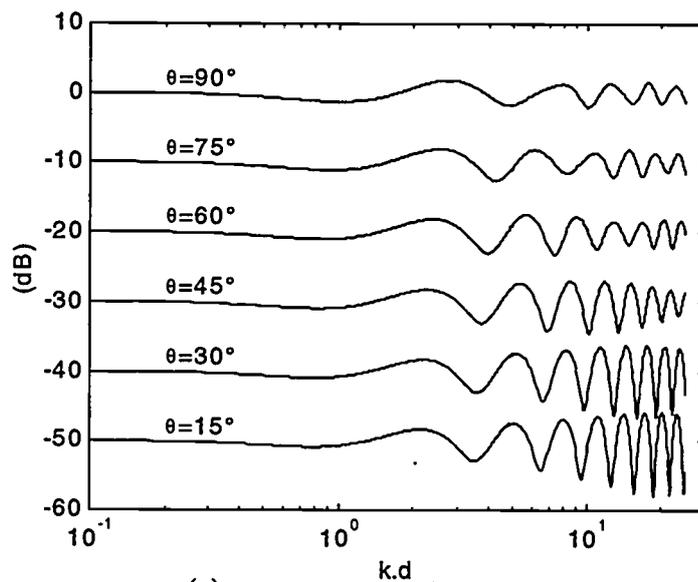


figure 4 : Rapport  $\Delta_{e/b}(\theta)$ ,  $M_0 = 0,2$  et  $2s/d = 0,047$ . Les courbes sont décalées de 10 dB les unes par rapport aux autres, la courbe de référence est celle pour  $\theta = 90^\circ$ .

Ce rapport donne le niveau de pression sonore en décibels relativement à celui d'une plaque sans fente, c'est-à-dire un bord de fuite classique. Il varie en fonction de la fréquence mais aussi en fonction de l'angle d'observation. La directivité fait apparaître des interférences entre le rayonnement direct par le bord de fuite et le rayonnement diffracté par la fente (figure 4).

### 3.2. Ecoulements de couche limite et assimilés

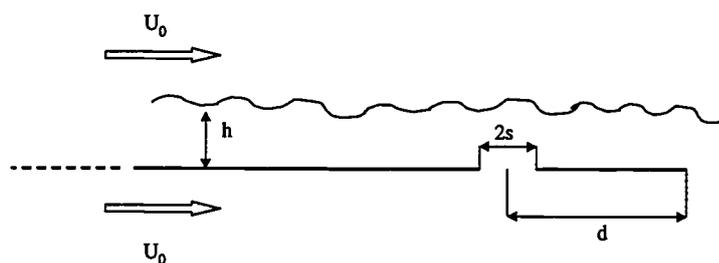


figure 5 : Turbulence de couche limite à une distance  $h$  de la plaque.

On considère à présent des perturbations tourbillonnaires convectées à la fois par dessus la fente et le bord de fuite, parallèlement et à une distance finie  $h$  de l'ensemble (figure 5). Dans un tel cas, *Howe* distingue deux émissions supposées décorréélées : d'une part un bruit propre rayonné de par l'interaction des perturbations avec la fente, d'autre part la contribution du bord de fuite, pour laquelle la fente intervient toujours en tant qu'élément diffractant.

Le rayonnement propre de la fente, qui prend en compte la diffraction par le bord de fuite, s'écrit :

$$\frac{p_s(\theta)}{\rho_0} = -\frac{uU_0S(k, M_0, \theta)}{2(1 + M_0 \cos \theta)} \frac{e^{i(kr + \pi/4) - kh}}{\sqrt{\pi k r}} \quad , \quad (9)$$

avec

$$S(k, M_0, \theta) = \pi \sqrt{\frac{1 - M_0^2}{2M_0(1 + M_0 \cos \theta)}} J_0(\sqrt{2Kd}) Z_0(K) F\left(\sqrt{2Kd} \sin \frac{\theta}{2}\right) e^{-iKd/(1 + M_0 \cos \theta)}$$

$$Z_0(K) = (\ln 2 + F(K))^{-1}.$$

Le rayonnement propre du bord de fuite, avec effet diffractant de la fente, est donné cette fois par :

$$\frac{p_{es}(\theta)}{\rho_0} = \frac{uU_0 [\sin(\theta/2) - H_0(k, M_0, \theta)] e^{i(kr + \pi/4) - kh}}{2(1 + M_0 \cos \theta) \sqrt{\pi k r}} \quad (10)$$

où  $H_0$  désigne l'expression de H dans laquelle  $Z_0$  remplace Z.

Il est donc possible, cette fois, de former deux rapports, pour chiffrer respectivement le bruit de fente et le bruit de bord de fuite, relativement à ce que donnerait un bord de fuite simple en configuration bidimensionnelle (compris comme cas de référence) :

$$\Delta_{s/b}(\theta) = 20 \log \left( \left| \frac{p_s(\theta)}{p_b(\theta)} \right| \right) = 20 \log \left( \left| \frac{S(k, M_0, \theta) e^{-kh}}{\sin(\theta/2)} \right| \right)$$

$$\Delta_{es/b}(\theta) = 20 \log \left( \left| \frac{p_{es}(\theta)}{p_b(\theta)} \right| \right) = 20 \log \left( \left| \frac{\sin(\theta/2) - H_0(k, M_0, \theta)}{\sin(\theta/2)} \right| \right)$$

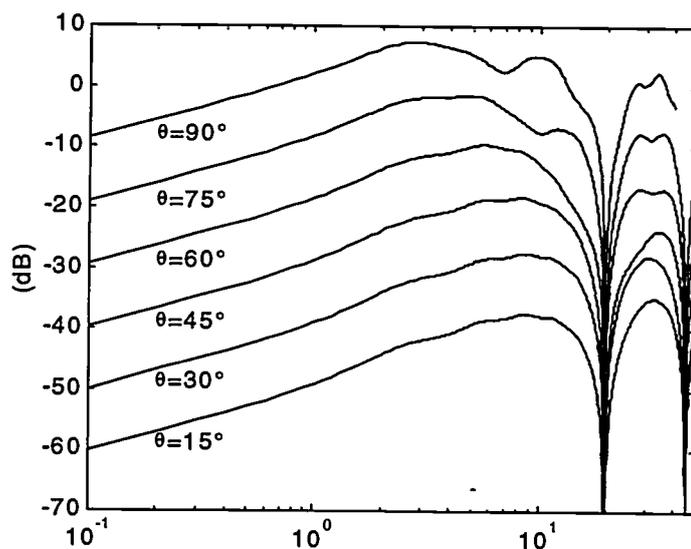


figure 6 : Rapport  $\Delta_{s/b}(\theta)$ ,  $M_0 = 0,2$  et  $2s/d = 0,047$ . Les courbes sont décalées de 10 dB les unes par rapport aux autres, la courbe de référence est celle pour  $\theta = 90^\circ$ .

L'effet théorique de la fente est illustré sur la figure 6. Il fait apparaître une bosse à relativement haute fréquence. La fréquence centrale de cette bosse ne change pas lorsque l'angle d'observation varie.

#### 4. Modèle d'aérodynamique instationnaire

Une alternative aux approches précédentes consiste à supposer qu'une fois déployé, le volet se comporte comme un profil isolé balayé par un écoulement turbulent, la partie principale de l'aile n'intervenant pas. Cela suppose que la communication entre intrados et extrados au bord d'attaque du volet, déterminante pour le comportement aérodynamique instationnaire, n'est pas gênée par l'étroitesse de la fente. Le modèle de bruit de profil de *Amiet* (1975)[28] permet alors de relier le bruit en champ lointain au spectre des fluctuations de vitesse perpendiculaires au volet, au voisinage du bord d'attaque.

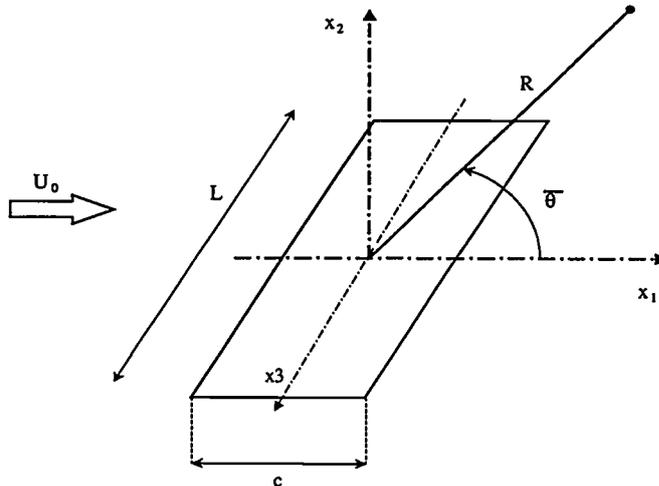


figure 7 : Système de coordonnées du problème de Amiet.

Selon le modèle de *Amiet*, le profil plan de corde  $c$  et d'envergure  $L$  est placé dans un écoulement turbulent de vitesse moyenne  $U_0$  dans la direction axiale ( $x_1$ ). La coordonnée  $x_3$  s'étend dans la direction transversale et l'axe  $x_2$  est perpendiculaire au plan du profil. L'origine du système de coordonnées est au centre du profil et l'observateur est en champ lointain (figure 7).

Une expression relativement simple de la densité spectrale de puissance des fluctuations de pression en champ lointain est obtenue sous la condition que la longueur d'onde acoustique,  $\lambda$ , soit très petite devant la demi-envergure,  $L/2$ , du profil :

$$S_{pp}^A(\bar{x}, \omega) = \left( \frac{\rho_0 k c x_2}{2 S_0^2} \right)^2 U_0 \pi \frac{L}{2} \Phi_{ww} \left( \kappa, \frac{\omega x_3}{c_0 S_0} \right) L \left( x_1, \kappa, \frac{\omega x_3}{c_0 S_0} \right)^2,$$

où  $\Phi_{ww}$  est le spectre des fluctuations de vitesse verticales à deux nombres d'onde et  $L$  une fonction de transfert aérodynamique instationnaire.  $S_0$  est une distance corrigée définie par :

$$S_0^2 = x_1^2 + \beta^2 x_2^2 \quad \beta = \sqrt{1 - M_0^2}.$$

(voir figure 7).

Selon que l'on utilise les coordonnées d'émission ou de réception, on dispose des relations suivantes :

$$x_1 = R \cos \bar{\theta} = r(\cos \theta + M_0)$$

$$\frac{x_3}{S_0^2} = \frac{\sin \theta}{r(1 + M_0 \cos \theta)^2} = \frac{\sin \bar{\theta}}{R(1 - M_0^2 \sin^2 \bar{\theta})}$$

$$\frac{x_1}{S_0} = \frac{\cos \theta + M_0}{1 + M_0 \cos \theta} = \frac{\cos \bar{\theta}}{\sqrt{1 - M_0^2 \sin^2 \bar{\theta}}}$$

La condition  $\lambda \ll L/2$  peut s'écrire sous la forme  $M_0 \kappa L/2 \gg 1$ . Dans ce cas, la charge du profil est concentrée dans une tranche de l'ordre de la longueur d'onde à partir du bord d'attaque et les effets dus à l'envergure finie du profil se limitent également à une distance de l'ordre de la longueur d'onde à partir des extrémités du profil. Sous cette condition, il n'est pas nécessaire de supposer que le profil ait un grand allongement. En revanche, si ce dernier est effectivement grand, on peut réduire la condition  $M_0 \kappa L/2 \gg 1$  à  $\kappa L/2 \gg 1$ . Les effets de bord sont alors limités à une longueur de corde à partir des extrémités du profil et peuvent encore être négligés.

En résumé, l'expression de la DSP ci-dessus est valable dans le cas des deux limites suivantes :

$$M_0 \kappa L/2 \rightarrow \infty$$

et

$$\kappa L/2 \rightarrow \infty \quad \text{avec } L/c \rightarrow \infty.$$

Pour un observateur situé dans le plan médian du profil, c'est-à-dire dans le plan  $x_3 = 0$ , la densité spectrale de puissance est donnée par :

$$S_{pp}^A(\bar{x}, \omega) = \left( \frac{\rho_0 \kappa c x_2}{2S_0^2} \right)^2 U_0 \pi \frac{L}{2} \Phi_{ww}(\kappa, 0) |L(x_1, \kappa, 0)|^2 \quad (11)$$

Bien que le calcul se justifie surtout en hautes fréquences vis à vis de l'envergure du profil, le résultat s'emploie couramment sous cette restriction, seule l'expression de la fonction de transfert aérodynamique instationnaire étant modifiée en fonction de la fréquence.

Pour les basses fréquences, *Amiet* propose la solution :

$$L(x_1, \kappa, 0) = \frac{1}{\beta} \mathbf{S} \left( \frac{\kappa c}{2\beta^2} \right) e^{i \left( \frac{\kappa c}{2\beta^2} \right) f(M_0)} \left[ J_0 \left( \mu \frac{x_1}{S_0} \right) - i J_1 \left( \mu \frac{x_1}{S_0} \right) \right]$$

avec

$$f(M_0) = (1 - \beta) \ln M_0 + \beta \ln(1 + \beta) - \ln 2$$

$$\mu = \frac{M_0 \omega c}{U_0 2\beta^2} = \frac{M_0}{\beta^2} \frac{\kappa c}{2} = \frac{\kappa c}{2\beta^2},$$

**S** désigne la fonction de Sears, qui admet l'expression simplifiée suivante :

$$\mathbf{S}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{1+2\pi\xi}} e^{-i\xi \left[ 1 - \frac{\pi^2}{2(1+2\pi\xi)} \right]}.$$

La solution basses fréquences est valable tant que  $\mu < 0,4$ , ce qui correspond à une condition de compacité selon la corde.

En hautes fréquences, *Amiet* propose une autre expression, qui comprend une contribution de bord d'attaque, indiquée 1, et une contribution de bord de fuite, indiquée 2 :

$$L_1(x_1, \kappa, 0) = \frac{i}{\pi} \sqrt{\frac{2}{(1+M_0)\kappa\Theta_1}} E^*(2\Theta_1) e^{i\Theta_2}$$

$$L_2(x_1, \kappa, 0) = \left[ \pi\Theta_1 \sqrt{2\pi(1+M_0)\kappa} \right]^{-1} e^{i\Theta_2}.$$

$$\left\{ i(1 - e^{-i2\Theta_1}) + (1-i) \left[ E^*(4\mu) - \sqrt{\frac{2}{1+x_1/S_0}} e^{-i2\Theta_1} E^*(2\mu(1+x_1/S_0)) \right] \right\}$$

où

$$\Theta_1 = \frac{1}{1-x_1/S_0} \quad \Theta_2 = \frac{\kappa c}{2\beta^2} (1-M_0 x_1/S_0) - \pi/4$$

et

$$E^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-i\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi}}.$$

Dans la pratique, en hautes fréquences et ce d'autant plus si le volet est en régime décollé, on peut négliger la contribution de bord de fuite dans les formules précédentes. D'un point de vue aérodynamique instationnaire, le décollement pose d'ailleurs un problème de principe, puisque le modèle de *Amiet*, comme les autres modèles disponibles dans la littérature, part de l'hypothèse de profils faiblement chargés, pour lesquels la condition de Kutta s'applique intégralement.

L'expression de  $S_{pp}^A(\bar{x}, \omega)$  peut s'écrire sous une forme plus appropriée qui utilise, au lieu du spectre des fluctuations de vitesse  $\Phi_{ww}$ , la longueur d'intercorrélation,  $l_{x_3}(\omega)$ , définie par :

$$l_{x_3}(\omega) = \frac{1}{R_{ww}(\kappa, 0)} \int_0^{\infty} R_{ww}(\kappa, x_3) dx_3 = \frac{\pi \Phi_{ww}(\kappa, 0)}{R_{ww}(\kappa, 0)}$$

où  $R_{ww}(\kappa, x_3)$  est la fonction d'intercorrélation transversale des fluctuations de vitesse normales au profil.

Alors

$$S_{pp}^A(\bar{x}, \omega) = \left( \frac{\omega x_2 \rho_0 c / 2M_0}{S_0^2} \right)^2 \frac{L}{2} |L(x_1, \kappa, 0)|^2 l_{x_3}(\omega) S_{ww}(\omega) \quad (12)$$

où  $S_{ww}(\omega) = R_{ww}(\kappa, 0) / U_0$  est la DSP des fluctuations de vitesse normales au profil.

Dans le cas d'une turbulence isotrope, on peut utiliser soit le modèle de Liepmann, soit celui de von Kármán, pour déterminer les quantités caractéristiques de la turbulence qui interviennent dans l'expression ci-dessus.

Modèle de Liepmann :

$$\Phi_{ww}(\kappa, 0) = \frac{3\bar{u}^2}{4\pi} \Lambda^2 \frac{\kappa^2 \Lambda^2}{[1 + \kappa^2 \Lambda^2]^{5/2}}$$

$$R_{ww}(\kappa, 0) = \frac{\bar{u}^2 \Lambda}{2\pi} \frac{1 + 3\kappa^2 \Lambda^2}{(1 + \kappa^2 \Lambda^2)^2}$$

d'où

$$l_{x_3}(\omega) = \frac{3\pi\Lambda}{2\sqrt{1 + \kappa^2 \Lambda^2}} \frac{\kappa^2 \Lambda^2}{1 + 3\kappa^2 \Lambda^2}$$

$\Lambda$  étant l'échelle intégrale de la turbulence, définie par :  $\Lambda = \int_0^{\infty} R_{uu}(x_1) dx_1$ , et  $R_{uu}$  l'intercorrélation axiale des fluctuations de vitesse  $u$  (selon la direction axiale  $x_1$ ).

Modèle de von Kármán :

$$\Phi_{ww}(\kappa, 0) = \frac{4}{9\pi} \frac{\bar{u}^2}{k_e^2} \frac{\hat{\kappa}^2 \Lambda^2}{[1 + \hat{\kappa}^2 \Lambda^2]^{7/3}}$$

avec

$$\hat{\kappa} = \frac{\kappa}{k_e} \quad \text{et} \quad k_e = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(5/6)}{\Lambda \Gamma(1/3)}$$

$$R_{ww}(\kappa, 0) = \frac{\bar{u}^2 \Lambda}{6\pi} \frac{3 + 8\hat{\kappa}^2}{(1 + \hat{\kappa}^2)^{1/6}}$$

d'où

$$l_{x_3}(\omega) = \frac{8\Lambda}{3} \left[ \frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(5/6)} \right]^2 \frac{\hat{\kappa}^2}{(3 + 8\hat{\kappa}^2) \sqrt{1 + \hat{\kappa}^2}}$$

## 5. Modèle du dipôle de bord de fuite

### 5.1 Introduction

Face à la multiplicité des mécanismes d'émission dans les dispositifs hypersustentateurs, d'une part, et à l'applicabilité restreinte ou partielle des modèles existants, d'autre part, il nous a semblé judicieux de développer un modèle original, dont l'idée de base est la suivante. Une fois déployé, le volet est le siège de fluctuations de pressions induites par les écoulements instationnaires de la couche limite d'extrados et/ou de la cavité arrière avec fente. Selon l'analogie acoustique, ces fluctuations constituent des dipôles. Si l'on considère que ces dipôles peuvent être décrits, comme dans le modèle de *Amiet* (1975)[28], par les théories linéarisées de l'aérodynamique instationnaire, on peut ensuite, dans une gamme de fréquences appropriée, calculer leur rayonnement en prenant en compte un effet diffractant par le bord de fuite de la partie principale de l'aile. Donc ce modèle associe une distribution de dipôles qui représente les charges instationnaires sur le volet à un demi plan diffractant qui lui représente la partie principale de l'aile. De plus on tient compte ici du braquage du volet en donnant une inclinaison aux dipôles qui est directement l'angle de déflexion du volet. Le développement théorique du calcul acoustique est basé sur celui effectué par *Ffowcs Williams et Hall* (1970)[63] pour évaluer le bruit d'une turbulence convectée sur le bord de fuite. On utilise la même méthode, sauf qu'on remplace les quadripôles de la turbulence par des dipôles, le point clé étant l'utilisation de la fonction de Green du demi plan.

Une telle voie, à notre connaissance, n'a jamais été exploitée dans la littérature. Elle nous permet de proposer une approche alternative, partielle mais complémentaire, au problème du bruit d'un volet hypersustentateur.

### 5.2 Champ simple d'un dipôle au voisinage d'un bord diffractant

Dans le modèle proposé, la corde du volet et la largeur de la fente sont toutes les deux petites par rapport à la longueur d'onde acoustique caractéristique du problème. Ainsi, le volet peut être assimilé à une distribution de dipôles équivalente, située très près d'un bord de fuite (celui de la partie principale de l'aile). Par rapport à ces sources, la partie principale de l'aile agit comme une plaque plane semi-infinie et sans épaisseur. De façon plus précise, on suppose que les conditions  $kr_f \ll 1$  et  $kc \ll 1$ , ainsi que  $kC \gg 1$ , sont satisfaites,  $r_f$  étant la largeur de la fente,  $c$  la corde du volet et  $C$  la corde de l'aile. Ces conditions sont restrictives. Nous considérons qu'elles peuvent s'appliquer dans une gamme de fréquences relativement basse, à savoir entre 500 et 3 000 Hz dans le cas de notre expérience sur maquette à petite échelle.

La base du calcul acoustique est la formulation développée par *Ffowcs Williams et Hall* (1970) pour évaluer le bruit de la turbulence convectée sur un bord de fuite. Le point clé de ce calcul est l'utilisation de la fonction de Green du demi-plan, dans le cas particulier d'une source située très près du bord du demi-plan et d'un observateur éloigné.

La pression acoustique rayonnée par des dipôles de densité  $\bar{P}$  distribués sur une surface  $S$  est donnée par la solution de l'équation de Helmholtz :

$$4\pi\bar{p}(\bar{x}, \omega) = - \int_S \bar{P} \cdot \overrightarrow{\text{grad}G} dS_y \quad (13)$$

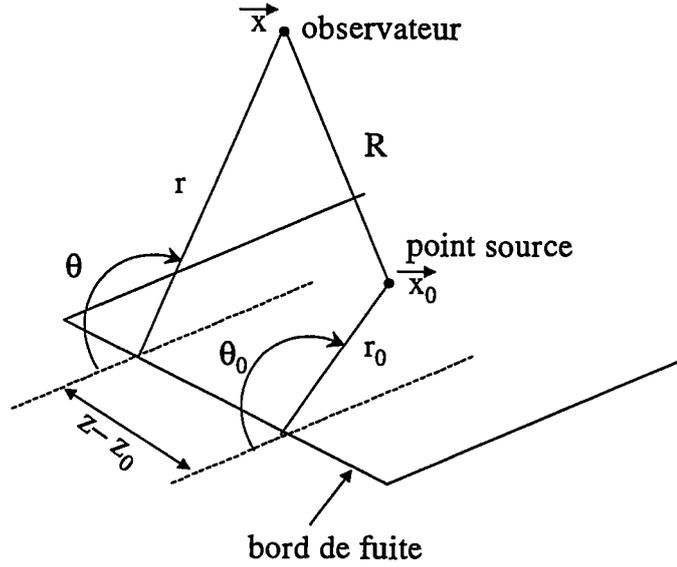


figure 8 : Système de coordonnées cylindrique utilisé dans le modèle du dipôle de bord de fuite.

où  $G$  est la fonction de Green, conformément à la définition utilisée par *Ffowcs Williams et Hall*.  $G$  est donnée par :

$$G_{\omega}(\bar{x}, \bar{x}_0) = \frac{e^{-ikR}}{R} \left\{ 1 + \frac{2e^{i\pi/4}}{\sqrt{\pi}} (2kr_0 \sin \phi)^{1/2} \sin \frac{\theta_0}{2} \sin \frac{\theta}{2} \right\} \quad (14)$$

$$\sin \phi = \frac{r}{\sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}}$$

avec le système de coordonnées cylindriques défini sur la figure 8.

Pour préserver l'homogénéité de la présentation, nous utilisons ici une convention différente pour la définition des angles de celle de l'article de *Ffowcs Williams et Hall*. Ceci explique les sinus de demi-angles dans l'expression de  $G$ , au lieu de cosinus. En revanche, la méthode de résolution est la même, avec un terme source dipolaire correspondant aux charges instationnaires sur le volet au lieu d'un terme source quadripolaire. L'orientation des dipôles, directement reliée à l'angle de déflexion du volet,  $\delta_f$ , s'avère être un paramètre important dans cette étude.

L'influence de l'écoulement extérieur sur la propagation des ondes acoustiques n'est pas prise en compte lors de cette première étape.

En introduisant (14) dans (13), on obtient le résultat suivant pour un point source unique de coordonnées  $(r_0, \theta_0, z_0)$  situé sur le volet :

$$\begin{aligned} \bar{P} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} G = & -ik \frac{e^{-ikR}}{R} \left\{ 1 + \frac{2e^{i\pi/4}}{\sqrt{\pi}} (2kr_0 \sin \phi)^{1/2} \sin \frac{\theta_0}{2} \sin \frac{\theta}{2} \right\} \\ & \left[ \frac{r_0 - r \cos(\theta - \theta_0)}{R} P_1 - \frac{r \sin(\theta - \theta_0)}{R} P_2 \right] \\ & + k \frac{e^{-ikR}}{R} \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \sin \frac{\theta}{2} (2kr_0 \sin \phi)^{1/2} (kr_0)^{-1} \left\{ \sin \frac{\theta_0}{2} P_1 - \cos \frac{\theta_0}{2} P_2 \right\} \end{aligned}$$

avec  $P_1 = P \sin(\theta_0 - \delta_f)$  et  $P_2 = -P \cos(\theta_0 - \delta_f)$ ,  $\delta_f$  étant l'angle de déflexion du volet, perpendiculaire à l'orientation du dipôle dans le repère cylindrique de référence, et  $P$  l'intensité du dipôle.

Le terme :

$$-ik \frac{e^{-ikR}}{R} \left[ \frac{r_0 - r \cos(\theta - \theta_0)}{R} P_1 - \frac{r \sin(\theta - \theta_0)}{R} P_2 \right]$$

dans lequel la contribution de  $r_0$  peut être négligée en champ lointain, est exactement le champ du dipôle en espace libre (c'est-à-dire sans effet diffractant par le demi-plan), en coordonnées cylindriques ; ce terme peut être réécrit de la façon suivante :

$$\frac{ikr}{R} \frac{e^{-ikR}}{R} P \sin(\theta - \delta_f).$$

Mis à part ce point, l'expression contient le petit facteur  $(kr_0)$  élevé aux puissances  $1/2$ ,  $0$  et  $-1/2$ . Pour des sources acoustiques près du bord, seul le dernier terme est retenu. Le résultat est :

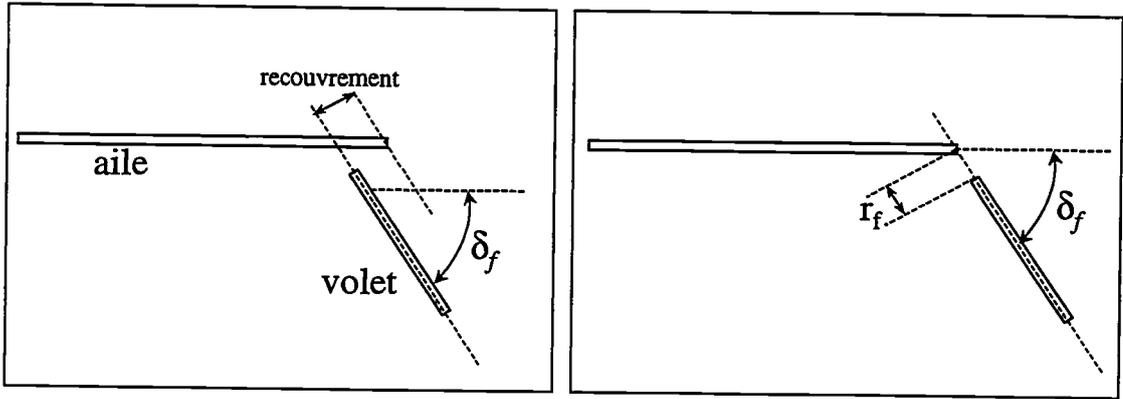
$$\tilde{p}(\vec{x}, \omega) = \sin \frac{\theta}{2} \frac{ke^{i\pi/4}}{(2\pi)^{3/2}} \int_S P(r_0, \theta_0) \frac{e^{-ikR}}{R} \left( \frac{\sin \phi}{kr_0} \right)^{1/2} \cos \left( \delta_f - \frac{\theta_0}{2} \right) dS_0. \quad (15)$$

Le point le plus important est que le résultat est proportionnel à  $\cos(\delta_f - \theta_0/2)$  ; le champ acoustique est donc fortement influencé à la fois par l'orientation du dipôle et par la position angulaire de son point d'application. Si  $\delta_f = \theta_0/2$ , le dipôle a une efficacité maximale, tandis que la contribution du terme prédominant est identiquement nulle si  $2\delta_f = \theta_0 + \pi$ , et ce quelle que soit la position de l'observateur. Dans ce dernier cas, il est clair qu'alors le dipôle rayonne exactement comme si il était en espace libre, ce qui correspond à la configuration de bruit minimum. Pour n'importe quelle autre source dipolaire proche du bord le rayonnement est amplifié par le facteur  $(kr_0)^{-1/2}$ . Cette amplification n'est pas aussi forte que pour le rayonnement quadripolaire qui, selon *Ffowcs Williams et Hall* (1970), détermine le rayonnement d'un bord de fuite classique, mais prédit une augmentation notable dans la gamme de fréquence concernée.

Malheureusement, un volet de bord de fuite déployé correspond précisément à une configuration proche de l'amplification maximale.

### 5.3. Formule du bruit à large bande

Nous assimilons le volet à un profil placé dans un écoulement turbulent. En pratique, les fluctuations de portance induites sur le volet sont attribuées aux instationnarités dans l'écoulement de la fente. Elles sont décrites ici par l'approche standard de l'aérodynamique instationnaire linéarisée, selon *Amiet* (1975)[28]. Le volet est équivalent à un profil rigide, de la même façon que dans le modèle de *Howe* (1980)[27] d'un bord de fuite avec fente, sauf qu'il est décalé et incliné par rapport à la partie principale de l'aile d'un angle  $\delta_f$  (figure 9.a) et que l'aspect tridimensionnel est préservé.



a)

b)

figure 9 : Configuration du volet dans le modèle du dipôle de bord de fuite, a) dans le cas général, b) dans le cas simplifié, configuration du calcul.

En fait,  $\delta_f$  n'est pas pris en compte pour déterminer les sources équivalentes (les théories aérodynamiques instationnaires linéarisées supposent que l'incidence est nulle), mais il l'est pour calculer le champ sonore rayonné.

Les simplifications mènent à la même ambiguïté de principe que pour le modèle de *Amiet* du paragraphe 4, car la turbulence n'est pas homogène dans le voisinage du bord d'attaque du volet, ce qui autorise plusieurs possibilités pour les données d'entrée aérodynamiques. Cependant, le modèle fournit une autre approche théorique, dans laquelle la partie principale de l'aile n'est pas directement comprise dans le mécanisme de génération de bruit mais agit comme un écran diffractant.

Le bruit est encore exprimé par la densité spectrale de puissance de la pression acoustique,

$$S_{pp}(\bar{x}, \omega) = \tilde{p}(\bar{x}, \omega) \tilde{p}^*(\bar{x}, \omega) = \frac{k}{(2\pi)^3} \sin^2 \frac{\theta}{2} \iint_S \tilde{l}(\bar{x}_0, \omega) \tilde{l}^*(\bar{x}'_0, \omega) \sqrt{\sin \phi \sin \phi'} \frac{e^{-ik(R-R')}}{RR' \sqrt{r_0 r'_0}} \cos\left(\delta_f - \frac{\theta_0}{2}\right) \cos\left(\delta_f - \frac{\theta'_0}{2}\right) dS_0 dS'_0.$$

Ici (\*) signifie le conjugué d'un nombre complexe. Pour simplifier cette expression, on suppose par la suite que le bord de fuite de l'aile est exactement dans le plan du volet, comme cela est représenté sur la figure 9.b. Ainsi  $\theta_0 = \delta_f$ , quel que soit le point source sur le volet. De plus, tant qu'on s'intéresse au champ lointain,  $\sin \phi$  peut être considéré comme étant constant, ce qui permet de le sortir de l'intégrale. On obtient alors :

$$S_{pp}(\bar{x}, \omega) = \frac{k \sin \phi}{(2\pi)^3} \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\delta_f}{2} \iiint \tilde{l}(r_0, z_0, \omega) \tilde{l}^*(r'_0, z'_0, \omega) \frac{e^{-ik(R-R')}}{RR' \sqrt{r_0 r'_0}} dr_0 dz_0 dr'_0 dz'_0$$

avec, en champ lointain,

$$R' - R \approx \cos(\theta - \theta_0)(r_0 - r'_0) + \frac{z}{r}(z_0 - z'_0).$$

La portance instationnaire  $\tilde{l}$  est exprimée ici à partir de la formulation basses fréquences de *Amiet* (1975). Pour prendre alors en compte les variations dans le sens de l'envergure, on introduit un terme supplémentaire de phase aléatoire  $\Phi(z_0)$ , de la façon suivante :

$$\tilde{l}(x_0, z_0, \omega) = \frac{2\rho_0 U_0 \tilde{w}(\omega)}{\beta} \mathbf{S} \left( \frac{k_1^*}{\beta^2} \right) e^{i f(M) k_1^* / \beta^2} \sqrt{\frac{c - (r_0 - r_f)}{r_0 - r_f}} e^{i M^2 \frac{k_1^* r_0 - r_f}{\beta^2 c/2}} e^{i \Phi(z_0)}$$

$\tilde{w}$  est la composante de Fourier de la fluctuation de vitesse normale au volet.

Le bruit en champ lointain est donc donné par :

$$S_{pp}(\bar{x}, \omega) = \frac{k \sin \phi}{(2\pi)^3 R^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\delta_f}{2} \left( \frac{2\rho_0 U_0}{\beta} \right)^2 \Phi_{ww}(\omega) \left| \mathbf{S} \left( \frac{k_1^*}{\beta^2} \right) \right|^2$$

$$\iiint \frac{e^{-ik \left[ \cos(\theta - \delta_f)(r'_0 - r_0) + \frac{z}{r}(z'_0 - z_0) \right]} e^{i \frac{k_1^* M^2}{\beta^2 c/2} (r'_0 - r_0)}}{\sqrt{r_0 r'_0}} e^{i[\Phi(z_0) - \Phi(z'_0)]} dz_0 dz'_0 dr_0 dr'_0$$

$$\sqrt{\frac{c - (r_0 - r_f)}{r_0 - r_f}} \sqrt{\frac{c - (r'_0 - r_f)}{r'_0 - r_f}}$$

où le spectre  $\Phi_{ww}(\omega)$  est relié au spectre de vitesse de la turbulence incidente.

Les intégrales selon  $z_0$ ,  $z'_0$ , peuvent facilement être évaluées dans le cas d'une envergure  $L$  grande devant une longueur de corrélation transversale caractéristique  $l$ , en introduisant la variable  $\eta = z'_0 - z_0$  et le coefficient de corrélation spatiale dans le sens de l'envergure :

$$C_{LL}(\eta) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} e^{i[\Phi(z_0 + \eta) - \Phi(z_0)]} d\eta.$$

On suppose, comme l'a fait *Goldstein* [65] pour évaluer le bruit d'un barreau, que ce coefficient de corrélation est réparti selon une loi de Gauss en fonction de l'écartement  $\eta$  :

$$C_{LL}(\eta) = e^{-\eta^2 / (2l^2)}.$$

Dans ce cas le calcul de l'intégrale suivant  $\eta$  donne (*Gradshteyn and Ryzhik* (1980) [66]) :

$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} e^{-i \left[ \frac{kz}{r}(z'_0 - z_0) + \Phi(z'_0) - \Phi(z_0) \right]} dz_0 dz'_0 \approx \sqrt{2\pi} L l e^{-\frac{l^2 k^2 z^2}{2 r^2}}$$

Les termes restants font intervenir la coordonnée selon la corde,  $r_0$ . On peut les écrire sous la forme  $I.I^*$ , où, après avoir effectué un changement de variable,  $I$  est l'intégrale :

$$I = \int_0^a \sqrt{r_f} \frac{e^{ikr_f \left[ \cos(\theta - \delta_f) + \frac{M_0}{\beta^2} \right] u}}{\sqrt{u(1+u)}} \sqrt{a-u} du$$

avec  $a = c/r_f$ .

Cette intégrale peut s'écrire sous une forme plus appropriée. En introduisant le paramètre  $b$ :

$$b = kc \left[ \cos(\theta - \delta_f) + \frac{M_0}{\beta^2} \right]$$

on obtient :

$$I = a\sqrt{r_f} \int_0^1 \frac{e^{ibx}}{\sqrt{x(1+ax)}} \sqrt{1-x} dx.$$

Bien que  $I$  puisse être évaluée numériquement, une forme approchée peut être déduite pour les petites valeurs de  $b$  (ce qui est le cas dans l'hypothèse basses fréquences,  $b \ll 1$ ) :

$$e^{ibx} \approx 1 + ibx$$

$$\frac{I}{a\sqrt{r_f}} \approx \int_0^1 \sqrt{\frac{1-x}{x(1+ax)}} dx + ib \int_0^1 \sqrt{\frac{x(1-x)}{1+ax}} dx.$$

Les deux intégrales dans cette approximation de  $I$ , notées  $I_1$  et  $I_2$  respectivement, s'expriment à l'aide de fonctions hypergéométriques (*Gradshteyn and Ryzhik* 1980[66]) :

$$I_1 = \frac{\pi}{2\sqrt{1+a}} F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 2; \frac{a}{1+a}\right)$$

$$I_2 = \frac{\pi}{8\sqrt{1+a}} F\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}; 3; \frac{a}{1+a}\right).$$

Une autre simplification est possible si  $a$  est supposé grand devant 1 :

$$F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 2; \frac{a}{1+a}\right) \approx \frac{4}{\pi}$$

$$F\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}; 3; \frac{a}{1+a}\right) \approx \frac{16}{3\pi}.$$

On a alors :

$$II^* \approx 4c \left( 1 + \frac{b^2}{9} \right) \approx 4c.$$

Dans ce cas, on obtient la solution approchée :

$$S_{pp}(\bar{x}, \omega) = \frac{kcLl\sin\phi}{\sqrt{2\pi} R^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\delta_f}{2} \left( \frac{2\rho_0 U_0}{\pi\beta} \right)^2 \Phi_{ww}(\omega) \left| \mathbf{S} \left( \frac{kc}{2M\beta^2} \right) \right|^2 e^{\frac{1}{2} \frac{l^2 z^2}{c^2} k^2 c^2} \quad (16)$$

Le dernier terme exponentiel de cette expression apparaît juste comme un terme correctif car  $kc \ll 1$ , et ce surtout si la longueur de corrélation transversale est plus petite que  $c$ . On constate que, dans la mesure où la largeur de la fente  $r_f$  est petite devant la corde  $c$  du volet, elle n'intervient plus explicitement dans le calcul.

L'équation 16 peut être comparée à un résultat similaire mais où l'on ignore la diffraction par le bord de l'aile. Ce résultat est obtenu en supprimant le terme supplémentaire à la fonction de Green donnée par l'équation 14 pour obtenir la fonction de Green en espace libre. dans ce cas la fonction  $I$  peut être calculée de façon exacte :

$$I = \frac{c}{2} e^{ikb(r_f+c/2)} \int_{-1}^1 \frac{\sqrt{1-x}}{\sqrt{1+x}} e^{ikbcx/2} dx$$

$$I = \frac{\pi c}{4} e^{ikb(r_f+c/2)} \left[ J_0\left(\frac{kcb}{2}\right) + iJ_1\left(\frac{kcb}{2}\right) \right]$$

où,  $J_0$  et  $J_1$  sont des fonctions de Bessel. Ce qui donne :

$$\Pi^* = \frac{\pi^2 c^2}{16} \left[ J_0^2\left(\frac{kcb}{2}\right) + J_1^2\left(\frac{kcb}{2}\right) \right].$$

L'expression correspondante pour la densité spectrale de puissance du bruit en champ lointain est :

$$S_{pp}^0(\bar{x}, \omega) = (kcsin\phi)^2 \frac{\sqrt{2\pi Ll}}{R^2} \sin^2(\theta - \delta_f) \left( \frac{\rho_0 U_0}{8\beta} \right)^2 \Phi_{ww}(\omega) e^{-\frac{1}{2} \frac{l^2 z^2}{c^2 r^2} k^2 c^2}$$

$$\left| \mathbf{S} \left( \frac{kc}{2M\beta^2} \right) \right|^2 \left[ J_0^2\left(\frac{kcb}{2}\right) + J_1^2\left(\frac{kcb}{2}\right) \right]. \quad (17)$$

Ce résultat est différent en terme de directivité et de niveau sonore comme le montre le rapport des expressions 16 et 17 :

$$\frac{S_{pp}^0(\bar{x}, \omega)}{S_{pp}^0(\bar{x}, \omega)} = \frac{128}{\pi^3} \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\delta_f}{2}}{\sin\phi \sin^2(\theta - \delta_f)} (kc)^{-1} \left[ J_0^2\left(\frac{kc}{2}\right) + J_1^2\left(\frac{kc}{2}\right) \right]^{-1}. \quad (18)$$

Le terme comportant les fonctions de Bessel peut être supprimé car c'est simplement une correction aux fréquences les plus basses. En espace libre, le bruit du volet affiche un comportement à deux lobes représentatif de la directivité d'un dipôle classique, alors qu'en présence de l'aile la directivité est déterminée par le facteur  $\sin^2(\theta/2)$  associé à la diffraction d'une source par un bord. En plus des considérations sur la directivité, les différences principales ont lieu sur l'amplification, grossièrement proportionnelle à  $(kc)^{-1}$  ou de façon équivalente à  $(kr_f)^{-1}$ .

L'expression 17 est normalement comparable à l'expression 11 donnée par le calcul de Amiet (1975). Bien que l'on n'aboutisse pas tout à fait à des expressions identiques, parce que

le calcul n'est pas effectué de la même façon, on peut quand même appliquer le rapport (18) à l'expression de la DSP donnée par *Amiet* pour prendre en compte l'effet diffractant du bord de l'aile sur le rayonnement du volet. Cette application se fera lors de la comparaison entre les résultats expérimentaux et les modèles analytiques.

## 6. Domaines d'application des modèles

Dans tous les modèles, l'épaisseur du volet est petite par rapport à la longueur d'onde, c'est à dire  $e \ll \lambda$ . Le modèle de *Howe* (1978) [26] pour le bruit d'un bord de fuite simple, considère que l'échelle des perturbations est petite par rapport à la corde du volet,  $\kappa c \gg 1$ , donc ce modèle est plutôt valable pour les hautes fréquences. De plus, il s'applique pour des nombres de Mach subsoniques bas :  $M_0^2 \ll 1$  et  $M_v^2 \ll 1$ . Le second modèle de *Howe* (1980) [27] traité dans ce chapitre, s'applique toujours sous la condition  $\kappa c \gg 1$ , mais il faut également que la fente soit petite par rapport à la corde du volet et à la longueur d'onde, ce qui s'exprime par  $s/c \ll 1$  et  $K\bar{s} = \kappa s / (1 - M_0^2) \ll 1$ . Ces conditions limitent la gamme d'application aux fréquences modérées. Le modèle d'*Amiet* (1975) [28] quant à lui est soumis aux conditions :  $M_0 \kappa L / 2 \gg 1$ , ou bien  $\kappa L / 2 \gg 1$  avec  $L/c \gg 1$ , c'est à dire que la longueur d'onde reste petite devant la demi-envergure. Ces conditions sont introduites pour éviter les effets de bord sur un profil d'envergure finie. Dans notre cas on n'en tient pas compte et nous n'avons donc pas de limitation en haute fréquence. Le dernier modèle doit vérifier les conditions suivantes :  $\kappa r_f \ll 1$ ,  $\kappa c \ll 1$ , qui correspondent respectivement à la fente et la corde du volet petites par rapport à la longueur d'onde, et  $\kappa c \gg 1$  qui signifie que la corde de l'aile est grande par rapport à la longueur d'onde. Ce modèle se limite donc dans une gamme de basses fréquences, mais supérieures à 500 Hz.

Les modèles analytiques détaillés dans ce chapitre sont forcément incomplets, s'il s'agit de prédire le bruit d'hypersustentateurs, pour deux raisons majeures :

- ils ne permettent de traiter qu'une partie des mécanismes. Notamment le comportement de cavité n'est pas du tout pris en compte. Dans ce domaine, nous avons vu que certains modèles (*Block* (1976)[53]) permettent de prévoir les fréquences amplifiées par les phénomènes de résonance et de bouclage, mais pas les niveaux de bruit correspondants. Par ailleurs, il n'existe pas de modèle simple associé au comportement du bec.
- Ces modèles simplifient considérablement la géométrie, notamment en négligeant l'épaisseur de la voilure.

Malgré tout, on peut penser qu'ils s'appliquent au moins chacun dans une gamme de fréquences adaptée, et qu'ils peuvent rendre compte qualitativement de certains phénomènes observés. Cet atout est considérable quand il s'agit de diagnostics des sources ou des effets diffractants, ce qui est encore le cas à propos des dispositifs hypersustentateurs.

## Chapitre 6

### Applications des modèles

L'objectif final des différents modèles analytiques exposés au chapitre précédent est de développer à court terme des moyens de prédiction très simples, intégrables par les constructeurs dans les toutes premières étapes de conception d'un avion. De ce point de vue, il n'est pas important que les modèles utilisés concernent uniquement des géométries très simplifiées et relativement éloignées de la vraie forme d'une aile. Ils peuvent fournir des résultats partiels ou qualitatifs satisfaisants si on les utilise avec des données d'entrée réalistes. Il suffit pour cela que les phénomènes dont ils rendent compte se produisent en pratique.

Dans ce qui suit, les quatre modèles du chapitre 5 sont successivement confrontés à des résultats expérimentaux. Les résultats permettent d'évaluer leur applicabilité.

#### 1. Bruit de bord de fuite de Howe- modèle tridimensionnel

Rappelons tout d'abord l'expression de la densité spectrale de puissance des fluctuations de la pression acoustique en champ lointain (*Howe (1978)[26]*) :

$$S_{pp}(\bar{x}, \omega) = \frac{2M_v L \sin^2(\bar{\theta}/2) \Phi_{pp}(\omega) \frac{bV}{\omega}}{\pi^2 R^2 (1 + M_0 \cos \bar{\theta})^2 (1 - M_v \cos \bar{\theta})^2 [1 - F_{\bar{\theta}}(k\delta^*)]^2} \quad (1)$$

Dans le cas de notre maquette, l'étendue transversale du bord de fuite,  $L$ , est de 0,3 m.  $R$ , la distance d'observation, est de 1,60 m et les nombres de Mach  $M_v$  et  $M_w$  sont définis par :

$$\frac{M_v}{M_0} \approx 0,7 \quad \frac{M_w}{M_0} \approx 0,5.$$

Les données d'entrée du calcul sont :

- Le spectre des fluctuations de pression en paroi,  $\Phi_{pp}$ , qui correspond au spectre mesuré par un capteur du bord de fuite du volet.
- La longueur de corrélation transversale,  $b$ , des fluctuations de pression en paroi, qui est déterminée à partir des mesures de cohérence entre capteurs transversaux du bord de fuite du volet.

## 1.1. Détermination de la longueur de corrélation transversale

### 1.1.1. Modèle théorique de *Corcos*, et échelles intégrales de turbulence

Le réseau de capteurs de pression se trouve à proximité du bord de fuite, dans une région à très faible gradient de pression positif lorsqu'on est en régime décollé. Dans ces conditions, il n'est pas prouvé que le modèle de *Corcos*(1964)[64], développé pour une plaque plane, reste valable. On peut cependant tenter de l'appliquer en tant que seul modèle disponible.

La modélisation de *Corcos* décrit un champ de pression induit par une couche limite turbulente homogène sur une surface. Le champ bidimensionnel est exprimé, séparément, selon les composantes longitudinales et transversales :

$$\Phi_{ct}(\varepsilon_1, \varepsilon_3, \omega) = \Phi(\omega) A\left(\frac{\varepsilon_1 \omega}{\bar{V}}\right) B\left(\frac{\varepsilon_3 \omega}{\bar{V}}\right) e^{-i \frac{\varepsilon_1 \omega}{\bar{V}}}$$

où  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_3$  sont les séparations longitudinales et transversales pour deux points de la surface du profil,  $\bar{V}$  la vitesse de convection,  $\Phi(\omega)$  la densité spectrale de pression et  $A\left(\frac{\varepsilon_1 \omega}{\bar{V}}\right)$  et  $B\left(\frac{\varepsilon_3 \omega}{\bar{V}}\right)$  les fonctions de *Corcos* longitudinale et transversale.

Les échelles intégrales de turbulence  $l_1$  et  $l_3$  correspondantes sont définies de la façon suivante :

$$l_1 = \int_0^{\infty} A\left(\frac{\varepsilon_1 \omega}{\bar{V}}\right) \varepsilon_1 d\varepsilon_1 / \int_0^{\infty} A\left(\frac{\varepsilon_1 \omega}{\bar{V}}\right) d\varepsilon_1$$

$$l_3 = \int_0^{\infty} B\left(\frac{\varepsilon_3 \omega}{\bar{V}}\right) \varepsilon_3 d\varepsilon_3 / \int_0^{\infty} B\left(\frac{\varepsilon_3 \omega}{\bar{V}}\right) d\varepsilon_3.$$

Avec les fonctions  $A\left(\frac{\varepsilon_1 \omega}{\bar{V}}\right) = e^{-\eta_1 \frac{\varepsilon_1 \omega}{\bar{V}}}$  et  $B\left(\frac{\varepsilon_3 \omega}{\bar{V}}\right) = e^{-\eta_3 \frac{\varepsilon_3 \omega}{\bar{V}}}$  et une vitesse de convection  $\bar{V}$  constante, les équations précédentes se simplifient pour donner :

$$l_1 = \frac{\bar{V}}{\eta_1 \omega}, \quad l_3 = \frac{\bar{V}}{\eta_3 \omega},$$

$\eta_1$  et  $\eta_3$  étant les facteurs de décroissance des fonctions  $A\left(\frac{\varepsilon_1 \omega}{\bar{V}}\right)$  et  $B\left(\frac{\varepsilon_3 \omega}{\bar{V}}\right)$ .

Ces fonctions de *Corcos*,  $A$  et  $B$ , correspondent à des fonctions interspectrales dont l'abscisse est mise sous forme adimensionnelle. Elles sont déduites ici des fonctions de cohérence. Cette définition, légèrement différente de celle utilisée par *Corcos*, qui repose sur les corrélations, reste néanmoins valable dans la mesure où l'hypothèse d'homogénéité est respectée.

On a vu que les cohérences transversales sont marquées par une bosse basse fréquence dont le maximum ne change pas de fréquence quel que soit l'écartement.

L'adimensionnalisation des abscisses de ces courbes, sous forme  $\omega\sqrt{\bar{V}}$ , nécessite le choix d'une vitesse de convection  $\bar{V}$ . Cette dernière se calcule à partir de la phase des interspectres entre capteurs du réseau longitudinal de l'extrados du volet.

### 1.1.2. Détermination de la vitesse de convection

On met en évidence la nature convective du champ de pression en exprimant le déphasage en termes de vitesse de convection. La phase des interspectres n'est pas nulle et le déphasage évolue avec la fréquence. On possède ainsi une information supplémentaire par rapport à la corrélation, puisqu'on a la vitesse de convection,  $\bar{V}$ , en fonction de la fréquence.

Soit  $\tau = t_2 - t_1$  le temps mis par un tourbillon pour passer du capteur 1 au capteur 2. La vitesse de convection,  $\bar{V}$ , est reliée à la séparation entre les deux capteurs,  $\Delta x$ , et au temps  $\tau$  par :  $\bar{V} = \Delta x / \tau$ .

Le déphasage  $\phi$ , quant à lui, est relié à la fréquence,  $f$ , et au temps  $\tau$  par :  $\phi = 2\pi f\tau$ . Ainsi la pente de la phase est donnée par :

$$p = d\phi/df = 2\pi\tau,$$

et on a :

$$\bar{V} = 2\pi\Delta x/p.$$

## 1.2. Résultats de la modélisation

### 1.2.1. Configuration de vol

La vitesse de convection est déterminée par la phase de l'interspectre entre les capteurs V6 et V10, distants de 1,35 cm (figure 1). D'après la convention de branchement des capteurs lors de l'acquisition des interspectres, une pente de phase positive signifie que les structures turbulentes sont convectées de l'amont vers l'aval. On trouve alors que  $\bar{V} = 0,65 U_0$ . Connaissant la vitesse de convection au bord de fuite de la maquette, on peut effectuer l'adimensionnalisation en fréquences des cohérences transversales par  $\omega\epsilon/\bar{V}$ . Cette adimensionnalisation donne la figure 2. On identifie une décroissance en  $\exp[-0,28(\omega\epsilon/\bar{V})]$ , donc avec un facteur de décroissance  $\alpha = 0,28$ . Notre longueur de corrélation,  $b$ , est alors de 3,57 m.

En rentrant cette valeur de  $b$  et le spectre de pression du capteur V10, dans l'expression de la densité spectrale en champ lointain, on obtient les courbes de la figure 3, lorsque la vitesse de l'écoulement moyen est de 80 m/s et que l'angle d'observation en champ lointain est de 90°.

On s'attend à ce que la configuration de vol soit celle sur laquelle prédomine sans ambiguïté le bruit de bord de fuite. La comparaison entre le spectre expérimental et le spectre calculé fait pourtant apparaître une nette différence de comportement pour ce qui concerne la décroissance. Nous avons montré dans le chapitre 2 que le bruit de la maquette en configuration lisse est équivalent en niveau à celui du bruit de fond. Si l'on tient compte de cette correction, le niveau mesuré en présence de la maquette doit être diminué de 3 dB environ. Un accord satisfaisant est alors obtenu entre 2 kHz et 7 kHz, si l'on suppose que la

condition de Kutta s'applique. Compte tenu des difficultés d'évaluation de certains paramètres du calcul et de l'importance du bruit de fond, le résultat présente donc un intérêt.

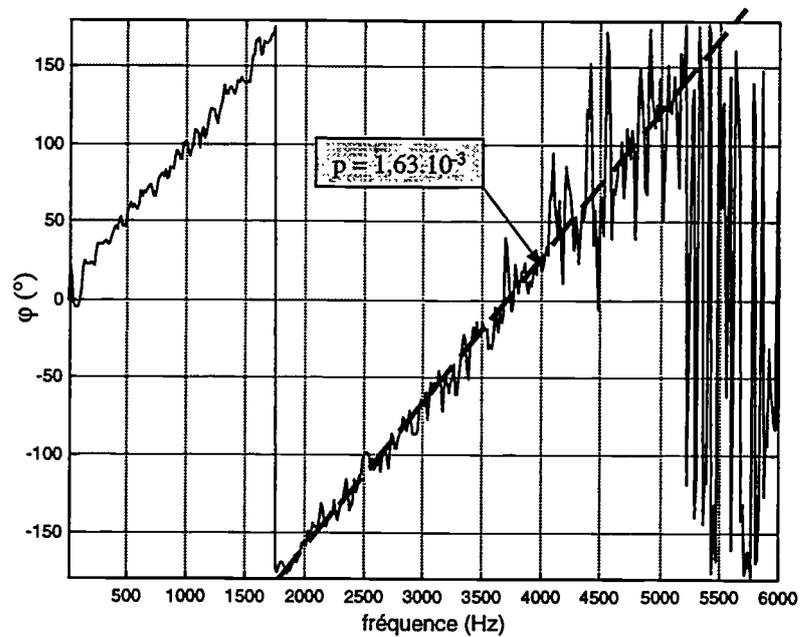


figure 1 : Phase de l'interspectre entre les capteurs V6 et V10- configuration de vol,  $U_0 = 80$  m/s.

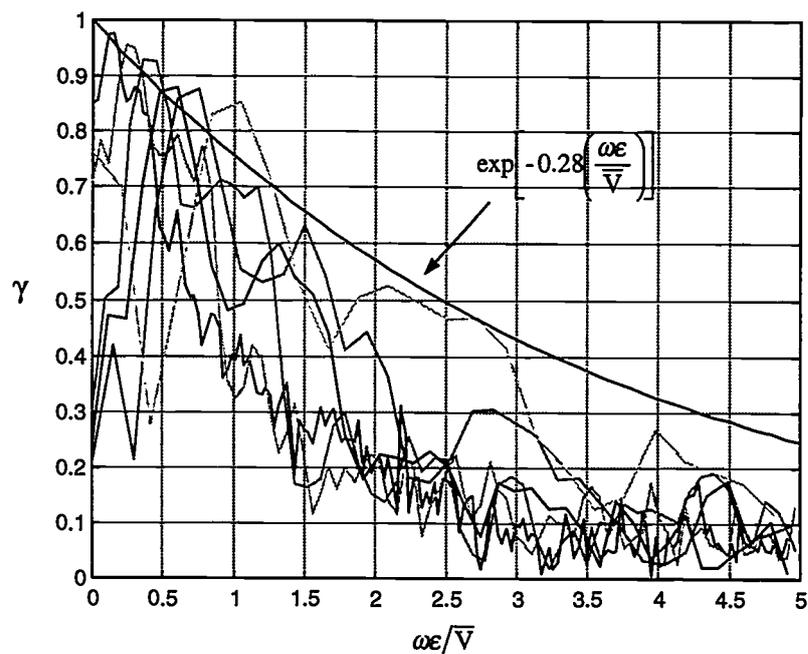


figure 2 : Cohérences transversales de la configuration de vol, adimensionnalisées en fréquence, pour  $U_0 = 80$  m/s.

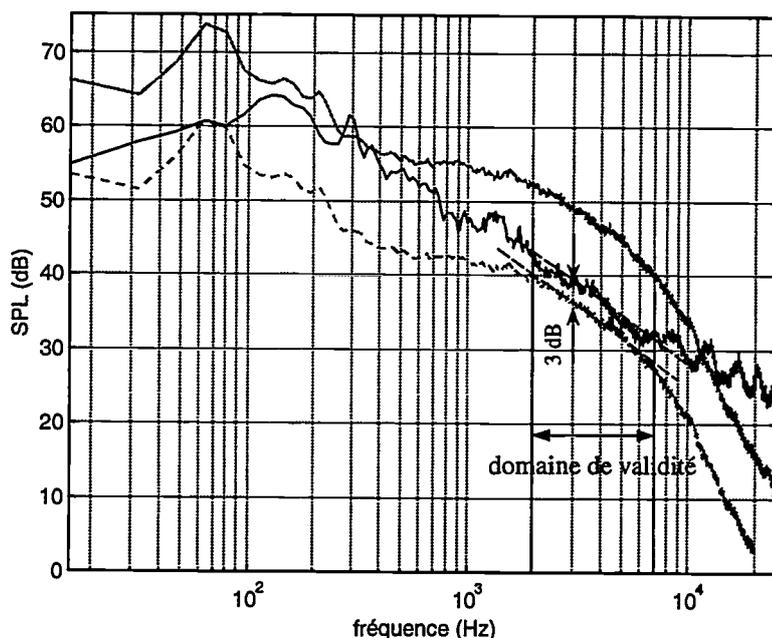


figure 3 : (—) spectre acoustique de la maquette en configuration de vol mesuré en  $\theta = 90^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s, (—) calcul sans condition de Kutta, (---) calcul avec condition de Kutta.

### 1.2.2. Configuration d'atterrissage

En configuration d'atterrissage, le bruit dû à la maquette est largement supérieur au bruit de fond, ce qui rend la comparaison plus probante a priori. En revanche, alors qu'en configuration de vol seule la source de bruit due au bord de fuite se manifeste, en configuration d'atterrissage, par la complexité de la géométrie de la maquette, plusieurs autres sources interviennent. On cherche donc ici à déterminer l'importance du bruit de bord de fuite du volet dans le spectre global de la maquette.

#### a) Volet braqué à $39^\circ$

Avec cet angle de braquage, l'écoulement sur l'extrados du volet est décollé et une inversion du flux se produit vers le bord de fuite du volet. On vérifie cette inversion de l'écoulement en calculant les vitesses de convection en différentes positions de l'extrados du volet. La figure 4 donne la phase des interspectres correspondants. La phase a une pente positive jusqu'à l'interspectre entre V5 et V6, et ensuite s'inverse entre V6 et V10. Cela signifie que la vitesse de convection devient négative près du bord de fuite du volet.

Si l'écoulement s'inverse au voisinage du bord de fuite (ce qui a été vérifié après coup par une visualisation à l'aide d'un fil de coton), il n'est pas possible, en toute rigueur, d'appliquer le modèle de Howe (1978)[26], puisque le bord de fuite ne se comporte plus en tant que tel. Nous n'effectuerons donc pas de comparaison pour ce cas, entre des spectres calculés et mesurés.

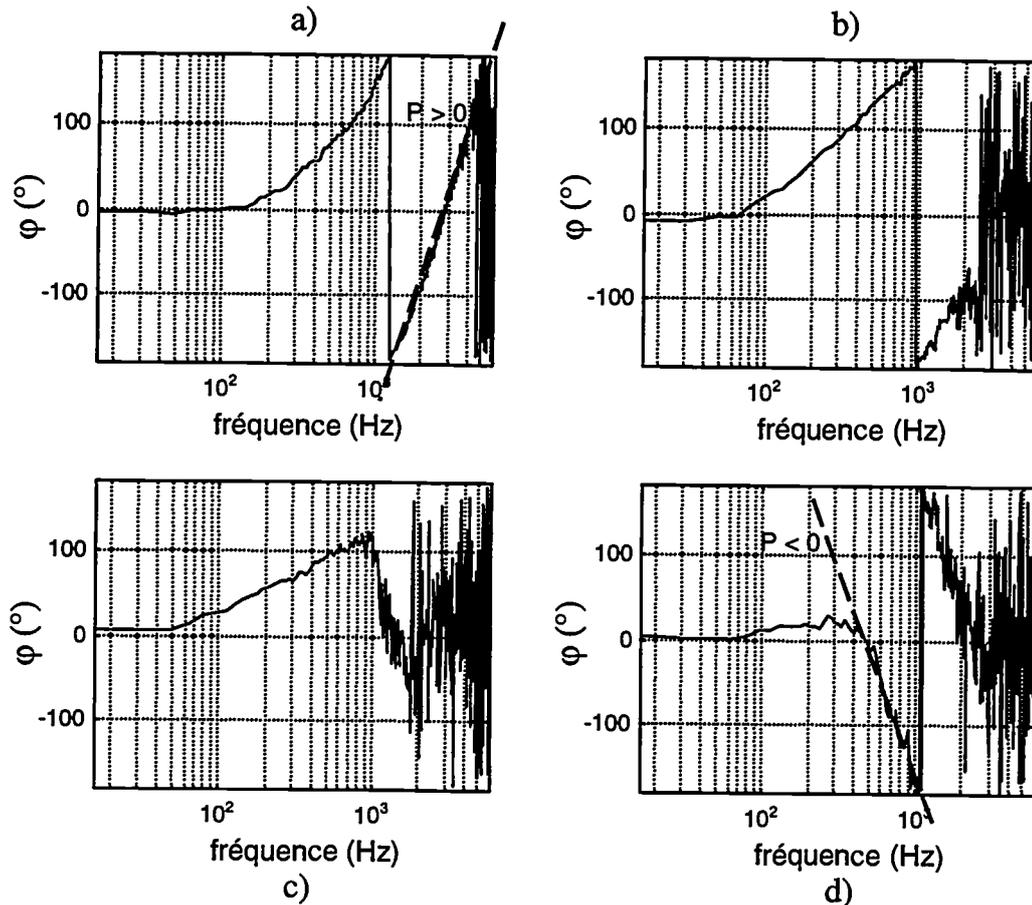


figure 4 : Phase des interspectres entre les capteurs : a) V3 et V4, b) V4 et V5, c) V5 et V6, d) V6 et V10- configuration d'atterrissage,  $\alpha = 15^\circ$ ,  $\delta_f = 39^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s.

### b) Volet braqué à $22,5^\circ$

En débraquant le volet à  $22,5^\circ$ , l'écoulement reste attaché sur l'extrados du volet et l'inversion de flux ne se produit plus. On peut maintenant effectuer une comparaison théorie-expérience. Les phases des interspectres le long de l'extrados du volet sont présentées sur la figure 5. Cette fois, la pente reste positive jusqu'au bord de fuite ; la vitesse de convection reste bien dans le même sens que l'écoulement incident.

De la pente de la phase de l'interspectre entre V6 et V10 (figure 5.d), on déduit une vitesse de convection de  $0,72 U_0$ . On détermine toujours  $b$  à partir des courbes de cohérence (figure 6) et on trouve que  $b = 3,33$  m. On peut remarquer que le réseau de courbes obtenu suggère plutôt une enveloppe gaussienne. L'applicabilité stricte du modèle de *Corcos* semble donc mise en défaut et incite à choisir une décroissance exponentielle plus rapide. On trouve alors un facteur de décroissance de  $0,65$  au lieu de  $0,3$  ce qui correspond à une longueur  $b$  de  $1,53$  m. La même procédure de calcul que pour la configuration de vol conduit alors au résultat de la figure 7.

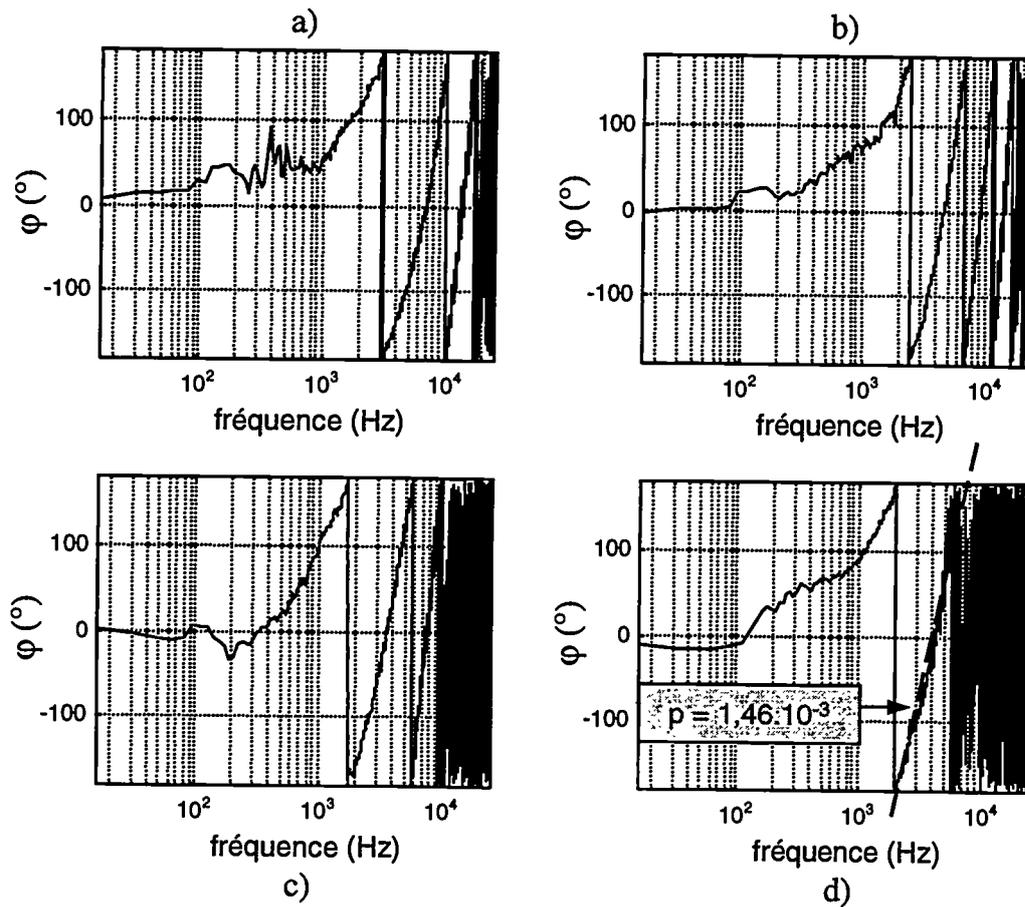


figure 5 : Phase des interspectres entre les capteurs : a) V3 et V4, b) V4 et V5, c) V5 et V6, d) V6 et V10. Maquette en configuration d'atterrissage,  $\alpha = 15^\circ$ ,  $\delta_f = 22,5^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s.

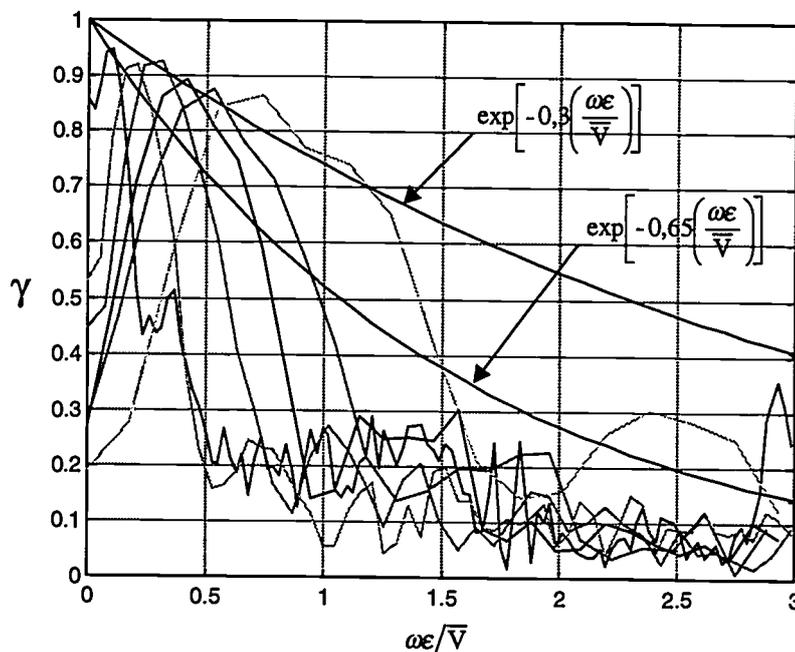


figure 6 : Cohérences transversales de la configuration d'atterrissage-  $U_0 = 80$  m/s.

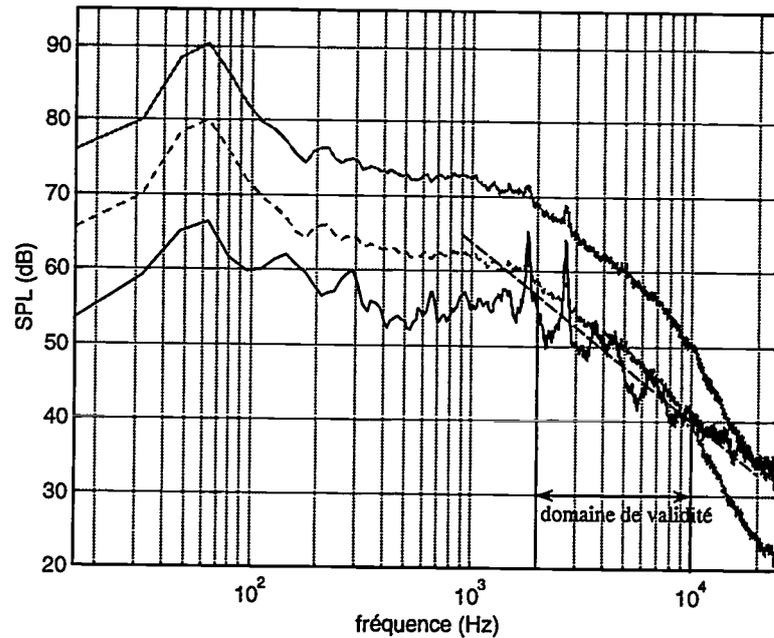


figure 7 : (—) spectre acoustique de la maquette en configuration d'atterrissage ( $\alpha = 15^\circ$ ,  $\delta_f = 22,5^\circ$ ) mesuré en  $\theta = 90^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s, (---) calcul sans condition de Kutta, (-.-) calcul avec condition de Kutta.

L'accord entre la mesure et le calcul est relativement satisfaisant dans la gamme de fréquences comprise entre 2 kHz et 10 kHz, abstraction faite des interférences. Même si le résultat de cette comparaison est correct, on remarque cependant une tendance pour le calcul à surestimer le bruit, alors qu'en principe les écarts devraient se faire dans le sens d'une sous-estimation, puisque les mécanismes de bord de fuite ne sont pas les seules sources. Cela signifie que les données d'entrée du calcul ne sont pas correctes. Premièrement, la détermination de la longueur  $b$  est un peu délicate, deuxièmement, la mesure se fait toujours en avant du bord du bord de fuite et non pas exactement sur celui-ci, ce qui apporte une source d'imprécision sur les caractéristiques de l'écoulement, et finalement, le spectre de pression en paroi rentré dans le calcul peut être surestimé en niveau à cause d'une sensibilité mal mesurée ; il s'ensuit donc une surestimation du spectre de champ lointain calculé.

## 2. Bruit de bord de fuite avec fente - modèle bidimensionnel de Howe

Les résultats du paragraphe précédent ne sont pas suffisamment satisfaisants pour que l'on puisse attribuer le bruit mesuré en champ lointain à un simple bruit de bord de fuite du volet. C'est pourquoi nous nous proposons ici d'introduire les effets de diffraction par la fente donnés par *Howe* (1980)[27].

### 2.1. Influence de la fente

On s'intéresse d'abord uniquement à l'effet de la fente sur le rayonnement du bruit de bord de fuite. *Howe* décrit cet effet en faisant le rapport des rayonnements de bord de fuite avec et sans fente :

$$\frac{p_e(\theta)}{p_b(\theta)} = \frac{\sin(\theta/2) - H(k, M_0, \theta)}{\sin(\theta/2)}$$

Les mesures étant faites dans le plan médian, il est licite de penser que le résultat vaut aussi en trois dimensions. Ceci revient à supposer que les effets diffractants restent les mêmes, les différences entre les rayonnements bidimensionnel et tridimensionnel s'éliminant dès que l'on forme le rapport.

En appliquant l'expression de ce rapport à la densité spectrale  $S_{pp}$  calculée dans le paragraphe précédent, on obtient formellement :

$$S_{pp}^e = \left| \frac{p_e}{p_b} \right| \left| \frac{p_e}{p_b} \right|^* S_{pp}$$

Le résultat est comparé sur la figure 8 au spectre de champ lointain mesuré en  $\theta = 90^\circ$ , pour la maquette à  $15^\circ$  d'incidence avec le volet braqué à  $22,5^\circ$  et une vitesse de 80 m/s.

Si moyenné sur les fréquences, l'effet d'interférence n'a pratiquement pas d'influence sur le niveau global, il modifie néanmoins les détails du spectre, dans le sens d'une amélioration des résultats dans la bande 400 Hz- 8 kHz, toujours sur la base d'un calcul avec condition de Kutta. Il est à noter que selon *Howe*, il faudrait faire une interpolation entre le spectre calculé avec la condition de Kutta et celui sans condition de Kutta, aux très hautes fréquences. Rien n'a été tenté dans ce sens, de façon à éviter toute intervention arbitraire dans le modèle. A ce titre, les résultats semblent indiquer que la condition de Kutta s'applique jusqu'à des fréquences de 8 kHz environ. On retrouve qualitativement les maxima locaux observés sur les spectres de champ lointain expérimentaux. Nous pouvons donc bien les attribuer à des interférences entre le rayonnement direct du bord de fuite et la partie diffractée par la fente de ce rayonnement. Il faut cependant remarquer que les maxima sont moins nombreux sur les spectres théoriques. Cette imprécision s'explique par la forte simplification géométrique dans le modèle de *Howe*.

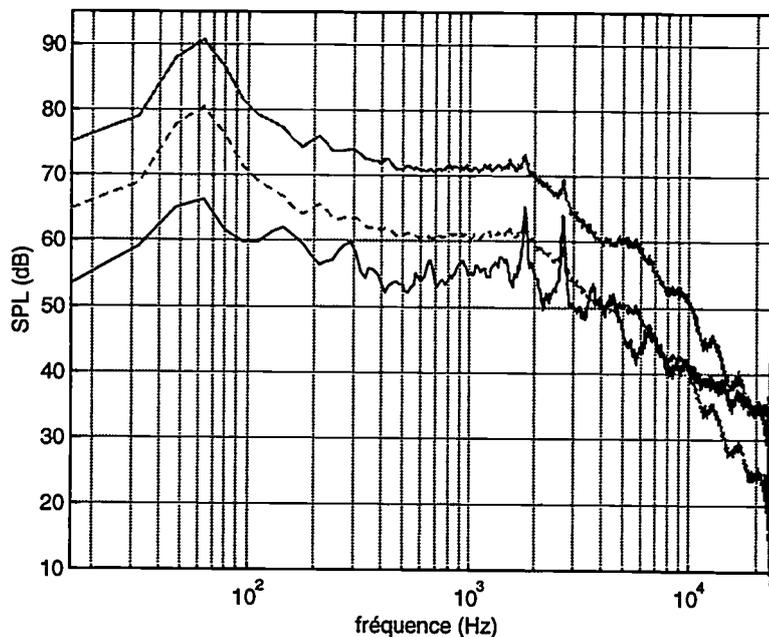


figure 8 : (—) spectre mesuré en  $\theta = 90^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s, (---) calcul avec condition de Kutta, (· · ·) calcul sans condition de Kutta.

## 2.2. Bruit propre de la fente

Toujours selon *Howe* le bruit de la fente est chiffré relativement à ce que donnerait un bord de fuite simple en faisant le rapport suivant :

$$\frac{p_s(\theta)}{p_b(\theta)} = \frac{S(k, M_0, \theta) e^{-kx}}{\sin(\theta/2)}.$$

Si l'on convient de suivre le même procédé que précédemment, l'expression de la densité spectrale de puissance en champ lointain est alors donnée en tridimensionnel dans le plan médian par :

$$S_{pp}^s = \left| \frac{p_s}{p_b} \right| \left| \frac{p_s}{p_b} \right|^* S_{pp}.$$

Cependant le calcul est plus difficile à justifier car il suppose arbitrairement que les sources à l'endroit de la fente sont physiquement déterminées par celles du bord de fuite. Le résultat est tracé sur la figure 9. Les deux courbes théoriques (avec et sans condition de Kutta) sont encore comparées au spectre de champ lointain mesuré en  $\theta = 90^\circ$ , pour la maquette à  $15^\circ$  d'incidence, le volet braqué à  $22,5^\circ$  et une vitesse de 80 m/s . Les niveaux obtenus sont du même ordre de grandeur que le bruit de bord de fuite, ce qui peut être lié aux hypothèses faites. On ne peut donc pas en tirer de conclusion probante.

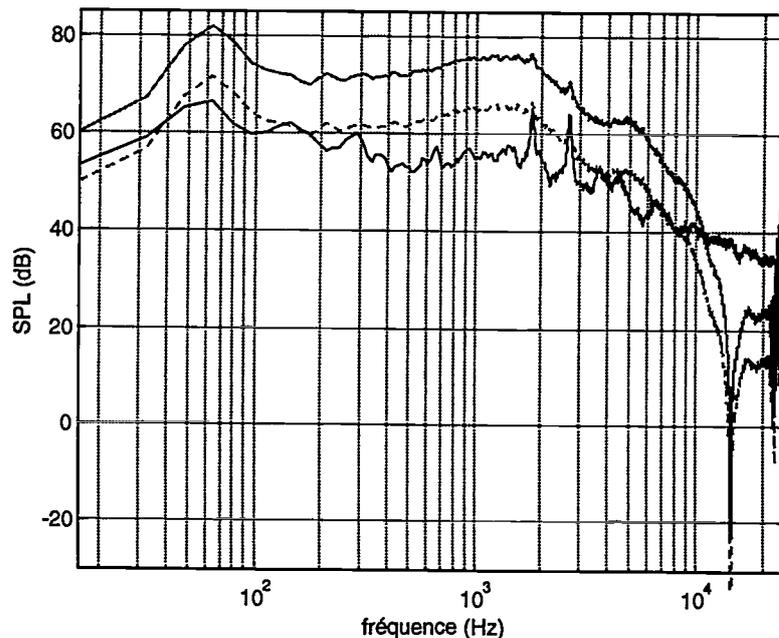


figure 9 : (—) spectre mesuré en  $\theta = 90^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s, (—) calcul sans condition de Kutta, (---) calcul avec condition de Kutta.

### 2.3. Bruit total

En combinant les deux effets précédents, la densité spectrale du bord de fuite avec fente est donnée par :

$$S_{pp}^t = \left( \left| \frac{P_e}{P_b} \right| \left| \frac{P_e}{P_b} \right|^* + \left| \frac{P_s}{P_b} \right| \left| \frac{P_s}{P_b} \right|^* \right) S_{pp}$$

On obtient cette fois les deux courbes de la figure 10, qui sont toujours comparées au même spectre mesuré. On constate que la prise en compte du bruit propre de la fente dans le modèle n'améliore pas les résultats.

### 2.4. Analyse des franges d'interférence

Pour voir si le comportement des spectres théoriques dû à l'effet présumé des interférences est le même que celui des spectres mesurés, on a tracé l'évolution des spectres calculés avec l'angle d'écoute  $\theta$ . Pour une vitesse de 80 m/s, on a fait varier  $\theta$  de  $10^\circ$  à  $125^\circ$ . Le résultat est donné sous forme de cartographie en niveau de gris, figure 12.a.

On retrouve, comme sur les cartographies des spectres mesurés, un réseau d'interférences (figures 25, chapitre 2), à ceci près que sur les cartographies expérimentales il semble que deux réseaux d'interférences s'entrecroisent alors qu'ici on n'en visualise qu'un seul. On peut avancer l'hypothèse suivante pour expliquer l'existence d'un second réseau d'interférences :

Au lieu de considérer un phénomène d'interférences au niveau du volet, par application de la fonction  $H$  à une source près du volet (ici la source étant le bruit de bord de fuite), on applique cette même fonction  $H$  mais cette fois à une source qui se trouverait au voisinage du bec.

Les interférences entre la fente et le bord de fuite du volet viennent du fait que tout source au voisinage de l'un ou l'autre rayonne jusqu'à l'observateur par deux chemins différents (figure 11.a). Par suite, il y a tout lieu de penser que le même phénomène de diffraction se produit, avec des échelles différentes, dans la région du bec (figure 11.b).

Le modèle *Howe* ne s'applique pas à la configuration du bec, notamment en raison du fait que les écoulements ne sont pas orientés de la même façon par rapport à la partie principale de l'aile, qui joue le rôle d'écran plan semi-infini. On peut néanmoins tenter de transposer le résultat, sans connaître la nature des sources susceptibles d'intervenir. De façon simpliste le problème du bec revient au problème du volet si on prend  $-U_0$  au lieu de  $U_0$  et l'angle complémentaire  $\theta'$  au lieu de  $\theta$ , conformément à la figure 11.c.

A titre indicatif, nous avons refait le calcul des franges d'interférences avec les nouveaux paramètres, c'est-à-dire les dimensions du bec, une vitesse en sens inverse et les angles complémentaires. On obtient alors la cartographie de la figure 12.b, qui fait apparaître un réseau d'interférences dans la même gamme de fréquences que précédemment, mais orientées dans le sens inverse. Ainsi, une fois superposés, les deux réseaux d'interférences s'entrecroisent comme dans les résultats expérimentaux. Il ne faut accorder à ce résultat qu'une valeur spéculative. En effet, dans le cas du volet la source pour laquelle se produit les interférences est bien définie, puisqu'il s'agit du bruit de bord de fuite, alors que pour le bec ce n'est pas le cas. On a donc pris ici le même spectre de base pour illustrer les franges d'interférences dans les deux cas. Le calcul n'est alors évidemment pas justifié théoriquement. Il illustre seulement la conséquence d'un effet d'interférence dans la zone du bec.

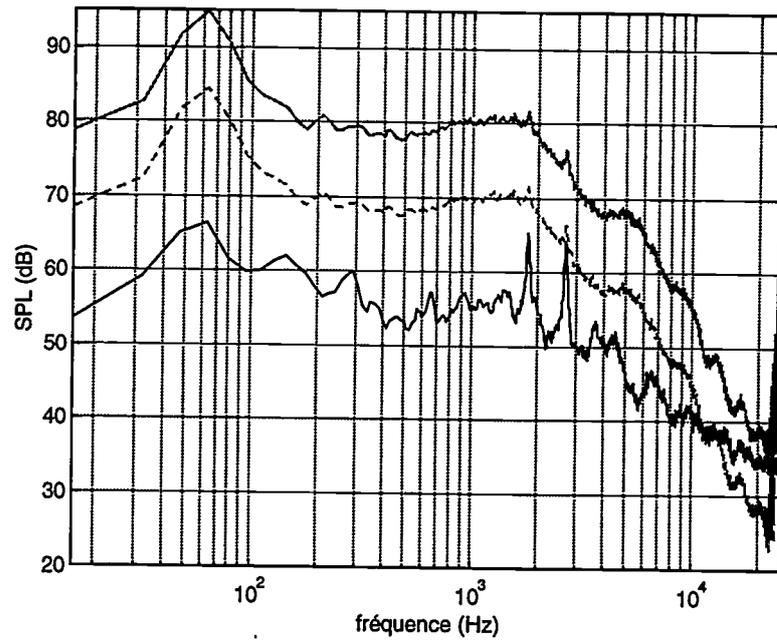


figure 10 : (—) spectre mesuré en  $\theta = 90^\circ$ ,  $U_0 = 80$  m/s, (---) calcul sans condition de Kutta, (-.-) calcul avec condition de Kutta.

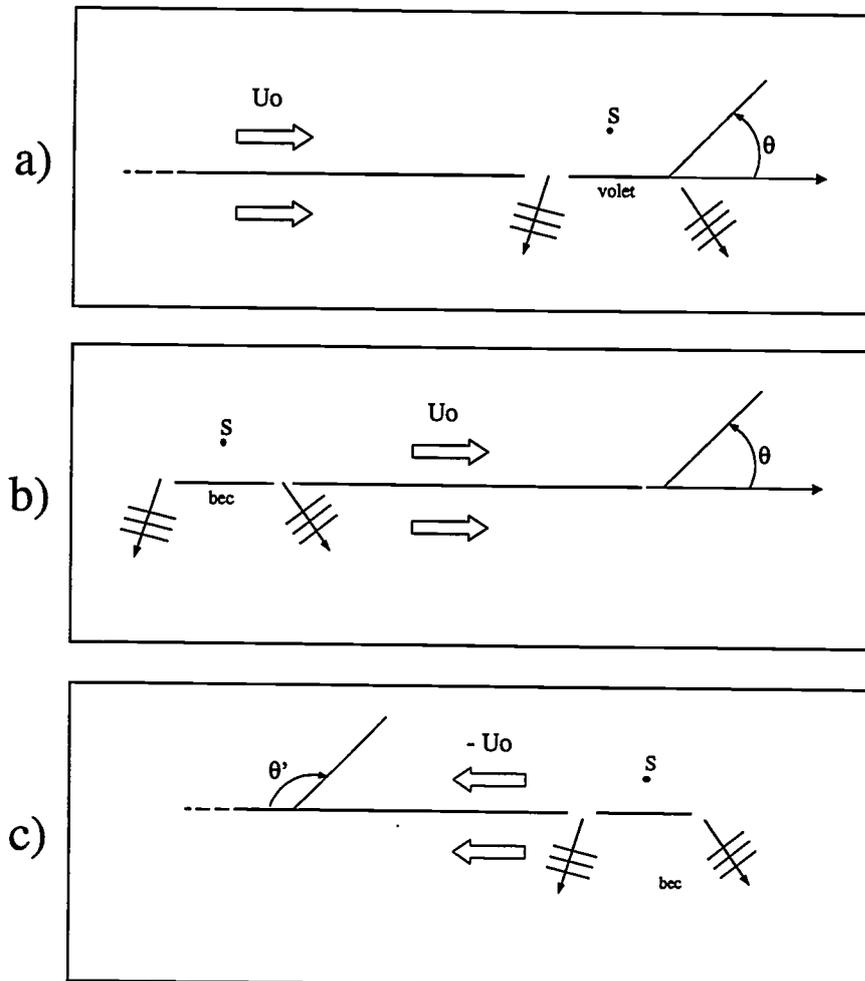


figure 11 : Schématisation du problème des franges d'interférences, a) dans le cas du volet de bord de fuite, b) dans le cas du bec de bord d'attaque, c) cas du bec rapporté à celui du volet.

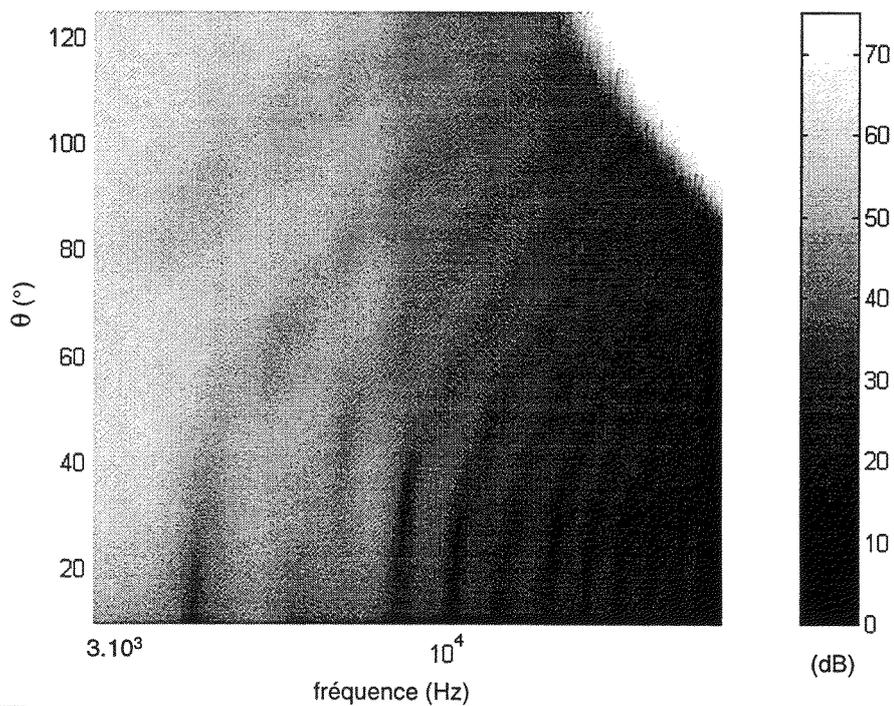


figure 12.a : Réseau d'interférences des spectres théoriques- contribution du volet,  $U_0=80$  m/s.

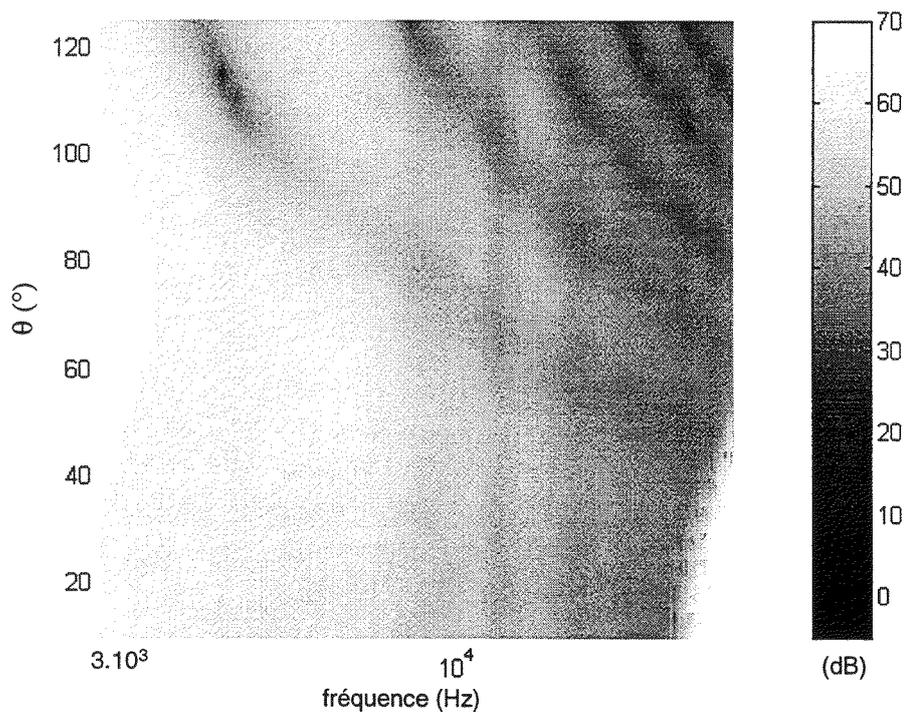


figure 12.b : Réseau d'interférences des spectres théoriques- contribution supposée du bec,  $U_0=80$  m/s.

Finalement, si l'on accorde du crédit à l'interprétation des résultats en termes d'un double réseau d'interférences, les spectres mesurés sont l'indice de contributions du même ordre rayonnées par les régions du bec et du volet.

### 3. Théorie de Amiet pour un profil simple dans un écoulement turbulent

Le volet est ici considéré comme un profil simple dans un écoulement turbulent. Selon la théorie de Amiet (1975)[28], la densité spectrale de puissance a alors pour expression :

$$S_{pp}^A(\vec{x}, \omega) = \left( \frac{\omega x_2 \rho_0 c / 2M_0}{S_0^2} \right)^2 \frac{L}{2} |L(x_1, \kappa, 0)|^2 l_{x_3}(\omega) S_{ww}(\omega).$$

La donnée d'entrée du problème est le spectre,  $S_{ww}(\omega)$ , des fluctuations de vitesse normales à la corde du volet. Grâce aux mesures par films chauds on dispose des spectres de vitesse suivant les deux directions (x,y) du repère de la soufflerie. Nous ne disposons pas du spectre de vitesse normale au volet. On choisit alors de prendre le spectre de vitesse suivant y, la direction la plus proche de la normale à la corde du volet. Ceci dit, le spectre de vitesse mesuré au point 7 (à 6 mm) de la section n° 4, c'est-à-dire dans la cavité de la partie principale de l'aile, en amont du bord d'attaque du volet, a été retenu pour les calculs.

Face au risque d'imprécision qui résulte de ce choix, le spectre,  $S_{ww}(\omega)$ , peut également être calculé à partir des formules des modèles de turbulence de von Kármán et Liepmann qui donnent les expressions du spectre des fluctuations de vitesse verticales à deux nombres d'onde,  $\Phi_{ww}$ , et de la fonction d'intercorrélation transversale des fluctuations de vitesse normales au profil,  $R_{ww}(\kappa, x_3)$ .  $S_{ww}(\omega)$  est alors donné par :  $S_{ww}(\omega) = R_{ww}(\kappa, 0) / U_0$ , il peut donc être calculé à partir des modèles de turbulence.

De même la longueur d'intercorrélation,  $l_{x_3}(\omega)$ , est donnée par les formules de von Kármán et Liepmann, puisque  $l_{x_3}(\omega) = \pi \Phi_{ww}(\kappa, 0) / R_{ww}(\kappa, 0)$ .

Les modèles de turbulence font appel aux grandeurs  $\Lambda$  et  $\overline{u^2}$ , où  $\Lambda$  est l'échelle intégrale de la turbulence et  $u$  la fluctuation de vitesse selon la corde du profil. On ne connaît pas  $\Lambda$ , mais on peut ajuster sa valeur pour que la fréquence de coupure du spectre de vitesse théorique soit la même que celle du spectre de vitesse mesuré.  $\overline{u^2}$  est déterminée directement à partir des mesures par films chauds.

Sur la figure 13, on compare les spectres de vitesse mesurés suivant les directions x et y au point 7 de la section n° 4, quand  $U_0 = 80$  m/s, et les spectres calculés à partir des modèles de von Kármán et de Liepmann. On remarque que s'il on a réussi à ajuster la fréquence de coupure des spectres théoriques et mesurés en prenant  $\Lambda = 0,01$  m, on n'a pas réussi en revanche à obtenir la décroissance correcte en haute fréquence. Ayant déterminé  $\Lambda$  et connaissant  $\overline{u^2}$  on peut aussi calculer  $l_{x_3}(\omega)$ .

On dispose maintenant de toutes les données nécessaires au calcul de  $S_{pp}^A(\bar{x}, \omega)$ . Pour la fonction de transfert aérodynamique  $L(x_1, \kappa, 0)$  nous avons utilisé la solution haute fréquence simplifiée, c'est-à-dire qu'on néglige la contribution du bord de fuite.

Il s'agit ici d'un calcul hautes fréquences au sens de l'aérodynamique instationnaire, valable en toute rigueur au delà de 1000 Hz ( $\mu > 0,4$ ) environ. Il est à noter qu'un calcul au sens de *Amiet* aux très basses fréquences, typiquement en dessous de 500 Hz, aurait peu de sens à propos d'un volet de bord de fuite. Nous n'avons donc pas jugé opportun de l'effectuer.

Sur la figure 14, on compare les spectres acoustiques de champ lointain mesurés et calculés. Le spectre mesuré correspond au cas où la maquette est en configuration d'atterrissage à  $15^\circ$  d'incidence géométrique avec le volet braqué à  $39^\circ$ , c'est-à-dire en configuration décollée. La mesure est faite en  $\theta = 90^\circ$  pour  $U_0 = 80$  m/s.

La mesure est comparée à quatre spectres calculés par le modèle de *Amiet*. Deux de ces spectres ont pour donnée d'entrée le spectre de vitesse théorique et la longueur d'intercorrélacion calculée soit par le modèle de von Kármán, soit par le modèle de Liepmann. Les deux autres spectres ont pour donnée d'entrée le spectre de vitesse mesuré dans la cavité de la partie principale de l'aile et toujours la longueur d'intercorrélacion calculée.

Les spectres de bruit calculés avec les spectres de vitesse théoriques sont plus proches de la mesure. On a une meilleure concordance de la décroissance en fréquence et du niveau. Ceci vient sans doute du fait que, d'une part, le spectre de vitesse mesuré ne donne pas les fluctuations de vitesse normales à la corde du profil et que, d'autre part, le point considéré n'est pas le point idéal pour mesurer la turbulence. Nous ne sommes peut être pas suffisamment près du bord d'attaque du volet pour avoir les bonnes informations sur la turbulence à introduire dans ce modèle. Il est en revanche possible que des grandeurs globales comme  $\Lambda$  et  $u^2$  soient moins sujettes aux distorsions et à la non homogénéité du champ de turbulence.

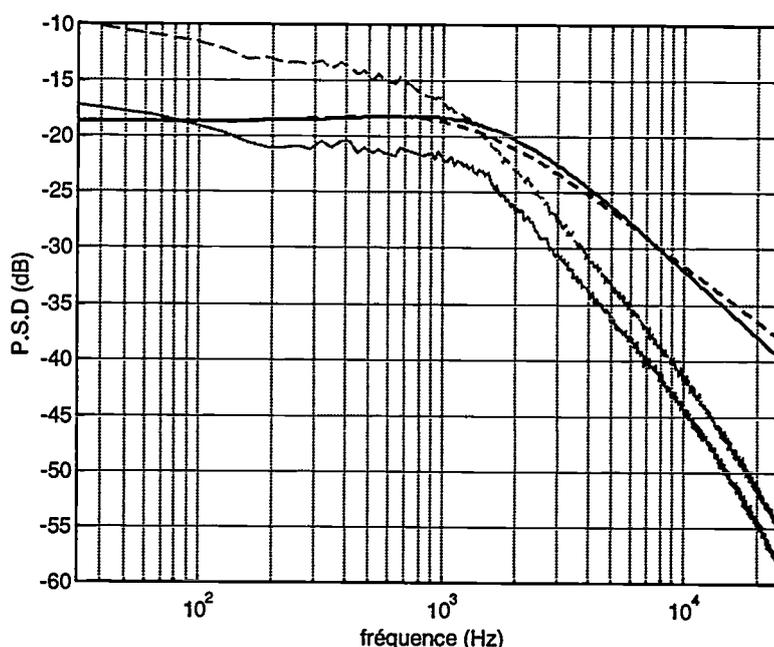


figure 13 : Spectres des fluctuations de vitesse suivant  $x$  (---) et  $y$  (—), modèle de von Kármán (---) modèle de Liepmann (—).

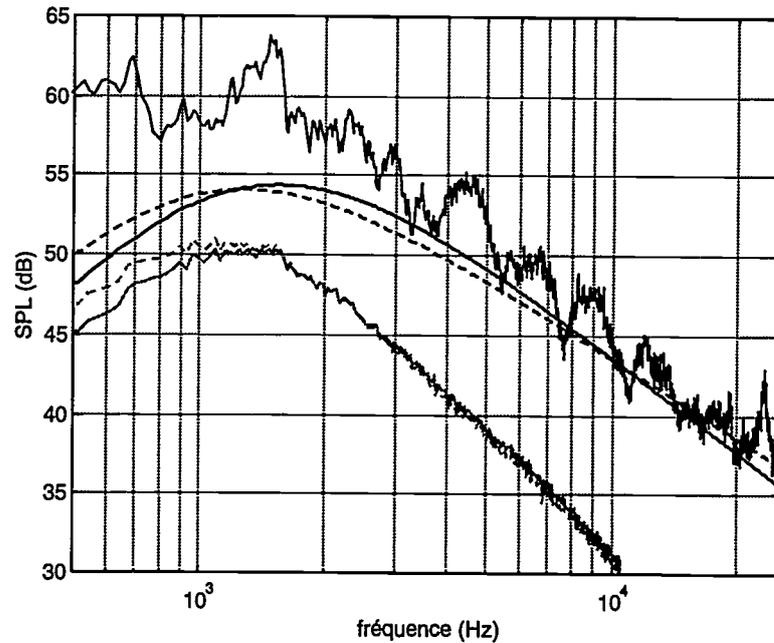


figure 14 : Spectre mesuré en  $\theta = 90^\circ$ , pour  $U_0 = 80$  m/s, configuration d'atterrissage à  $15^\circ$  d'incidence, volet braqué à  $39^\circ$  (—). Spectres calculés avec le modèle de von Kármán (---) et le modèle de Liepmann (- -). Spectres calculés avec les spectres de vitesse expérimentaux et une longueur d'intercorrélation déduite du modèle de von Kármán (---) et du modèle de Liepmann (-).

#### 4. Modèle du dipôle de bord de fuite

On prend en compte l'effet diffractant du bord de fuite du corps principal de l'aile sur le rayonnement de la distribution de dipôles du volet à l'aide du modèle proposé au chapitre 5, paragraphe 5. Ceci amène à apporter une correction à l'expression de la densité spectrale de puissance donnée par *Amiet* (1975) :

$$\Delta = \frac{S_{pp}(\bar{x}, \omega)}{S_{pp}^0(\bar{x}, \omega)} = \frac{128}{\pi^3} \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\delta_f}{2}}{\sin \phi \sin^2(\theta - \delta_f)} (kc)^{-1}.$$

Cette correction basses fréquences prend la forme :

$$S_{pp}(\bar{x}, \omega) = \Delta S_{pp}^A(\bar{x}, \omega),$$

où  $S_{pp}^A$  est la DSP donnée par *Amiet*.

La correction est indicative, elle revient à considérer que l'effet d'amplification mis en évidence par le calcul, s'exerce de la même manière sur le calcul fait par *Amiet*. Il s'agit d'une correction basses fréquences au sens où  $kc \ll 1$ , applicable en dessous de 3 kHz. Elle est donc compatible avec le calcul de *Amiet* hautes fréquences aux alentours de 1 kHz.

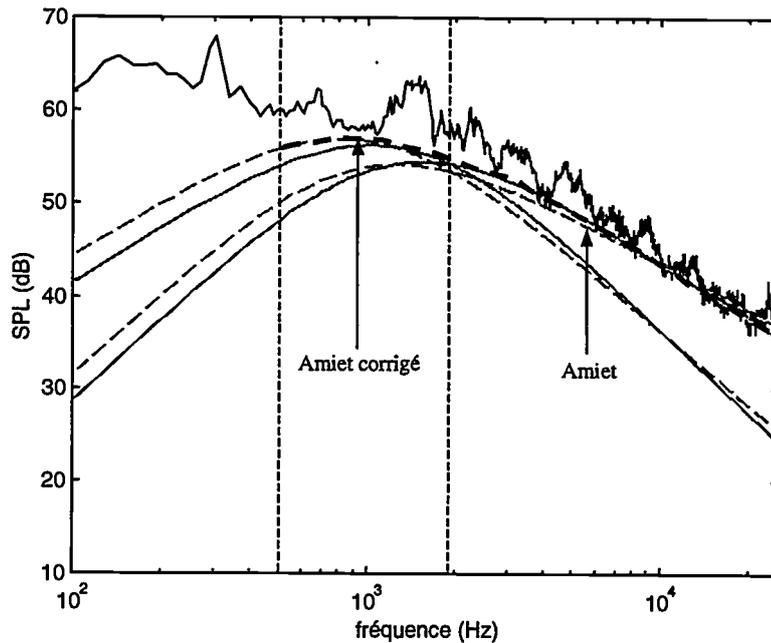


figure 15: Spectre mesuré en  $\theta = 90^\circ$ , pour  $U_0 = 80$  m/s- configuration d'atterrissage,  $15^\circ$  d'incidence, volet braqué à  $39^\circ$  (—). Spectres du modèle de Amiet et du modèle corrigé, calculés avec le modèle de turbulence de von Kármán (---) et de Liepmann (-).

Nous avons appliqué la correction  $\Delta$  aux spectres acoustiques,  $S_{pp}^A$ , calculés avec les spectres de vitesse théoriques des modèles de turbulence, car nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'ils s'accordent mieux aux résultats expérimentaux.

Le résultat est reporté sur la figure 15. On constate que pour la gamme des basses fréquences, 500-2 000 Hz, les spectres corrigés s'accordent avec les résultats expérimentaux, alors que pour les hautes fréquences c'est le modèle de Amiet qui convient le mieux. Une interpolation entre les deux modèles donne une restitution correcte du spectre expérimental, tant en niveau général qu'en décroissance.

Cet accord peut paraître surprenant si l'on considère la physique des phénomènes dans la cavité. En effet, la turbulence produite dans la couche de cisaillement de la cavité arrière de l'aile n'a pas a priori d'impact direct sur le volet, mais plutôt sur le bord de fuite de la partie principale de l'aile. Il ne s'agit donc pas d'un fonctionnement aérodynamique instationnaire au sens propre du terme. Malgré tout, de par sa proximité, le volet peut être le siège de fortes différences de pression instationnaire entre intrados et extrados. Le présent calcul est ainsi un moyen de rendre compte indirectement des sources, et se justifie ainsi.

## 5. conclusion

Le modèle de bruit de bord de fuite, donne des niveaux acceptables, selon les fréquences considérées. Cependant, il est très sensible aux données d'entrée, c'est à dire la longueur de corrélation  $b$ , et le spectre des fluctuations de pression en paroi  $\Phi_{pp}$ . Son comportement est amélioré par la prise en compte de la fente, et des effets d'interférence associés. Le modèle de Amiet (1975), corrigé éventuellement par un effet diffractant de la partie principale de l'aile, donne lui aussi un bon ordre de grandeur, avec un comportement asymptotique correct. Au vu des résultats, il semble que la région du volet (cavité comprise) et la région du bec contribuent toutes les deux de façon notable au rayonnement acoustique.



## Conclusion

Pour isoler les sources de bruit de dispositifs hypersustentateurs nous avons mené une étude sur une maquette d'aile bidimensionnelle à l'échelle 1/11. La comparaison des mesures acoustiques effectuées sur les trois configurations de la maquette, représentatives des phases de décollage, de vol de croisière et d'atterrissage, nous a permis de confirmer que la configuration la plus bruyante est bien celle d'atterrissage, lorsque bec et volet sont complètement braqués. C'est pourquoi nous nous sommes plus particulièrement intéressé à celle-ci. Plus précisément, nous avons pu caractériser les sources de bruit à basses fréquences, au sens où la gamme d'étude (entre 500 Hz environ et 25,6 kHz) correspond à échelle réelle à la gamme 50-2500 Hz, de la configuration d'atterrissage.

Deux phénomènes essentiels ressortent de cette étude sur maquette bidimensionnelle. Premièrement, lorsque le bec et le volet sont déployés, des cavités se forment à l'avant et à l'arrière de l'aile. Celles-ci sont alors responsables d'un rayonnement acoustique important. Il se crée, sur ces cavités, un mécanisme de bouclage aéroacoustique qui amplifie certaines fréquences du spectre situées dans la gamme 1-3 kHz. De plus, les dimensions des deux cavités étant très proches, les fréquences qui en dépendent le sont également. Dans certaines conditions d'écoulement, il se produit alors un accrochage par rétroaction acoustique entre le rayonnement de la cavité du bec et celui de la cavité arrière de l'aile. Si on change la position du volet, les dimensions sur lesquelles se forme le bouclage sont modifiées et par voie de conséquence les fréquences aussi, il n'y a alors plus de phénomène d'accrochage.

Deuxièmement, dans la gamme 3-10 kHz, on observe des phénomènes d'interférences, que l'on peut mettre en évidence en traçant l'évolution des maxima des spectres de bruit en champ lointain en fonction de l'angle d'observation. Les longueurs d'onde qui entrent en jeu sont telles qu'on peut trouver la source de ces interférences au niveau la fente et du bord de fuite du volet. Un modèle bidimensionnel de bruit de bord de fuite avec fente, proposé par *Howe* (1980), permet de confirmer en partie cette hypothèse. On retrouve alors un seul réseau de franges d'interférences. Pour expliquer la totalité du réseau d'interférences il faut supposer qu'un phénomène similaire se produit dans la région du bec. Un calcul sur la base du modèle de *Howe* et de données aérodynamiques issues des expériences fournit même des niveaux de bruit proches de ceux mesurés dans la gamme 2-10 kHz. Curieusement, d'autres modèles donnent aussi des résultats satisfaisants. Le modèle d'aérodynamique instationnaire de *Amiet* (1975), qui consiste à supposer que le volet se comporte comme un profil isolé balayé par de la turbulence, donne de bons résultats pour les fréquences supérieures à 2 kHz, si on prend comme donnée d'entrée un spectre de turbulence théorique et non pas mesuré. On propose une correction à l'approche d'*Amiet*, qui prend en compte un effet diffractant de la partie principale de l'aile sur le bruit du volet. On améliore alors le résultat dans les basses fréquences (500 Hz – 2 kHz).

Ayant caractérisé les sources sur la maquette strictement bidimensionnelle, on a franchi une étape supplémentaire en introduisant des effets tridimensionnels. Aucune différence fondamentale n'a été observée. Le seul fait marquant est que tout accident géométrique responsable d'écoulements tridimensionnels réduit les possibilités de bouclage propres à la configuration bidimensionnelle. Pourtant, de nombreuses études montrent que le

tourbillon marginal, qui se forme lorsque seule une moitié de volet est braquée, est une source de bruit importante. Nous visualisons bien ce tourbillon dans notre expérience, pourtant nous ne réussissons pas à l'entendre. Les deux campagnes d'essais précédentes font état d'un décollement sur l'extrados du volet. Le tourbillon marginal s'y trouve donc noyé. Ce phénomène, qui ne se produit normalement pas à échelle réelle, est dû à un effet du nombre de Reynolds qui dans notre cas est 10 fois plus petit que dans la réalité. Nous avons alors cherché à optimiser la position du volet. La correction a consisté à débraquer et décaler légèrement le volet. Bien que l'écoulement soit rattaché sur le volet, on n'obtient pas de changement significatif d'un point de vue acoustique.

Pour aller plus loin dans la compréhension des sources de bruit d'un dispositif hypersustentateur, il faudrait certainement faire une étude paramétrique plus systématique en faisant varier l'angle d'incidence de la maquette ainsi que les angles de braquage, et la position du bec et du volet par rapport au corps principal de l'aile. Les écoulements sont très dépendants de la géométrie du profil, donc par conséquent les sources de bruit également. Nous avons d'ailleurs déjà constaté que de passer de  $15^\circ$  à  $18^\circ$  d'incidence provoque une forte émergence des fréquences de bouclage des cavités. Par ailleurs, pour comprendre pourquoi on n'entend pas le tourbillon marginal dans notre cas, il faudrait étendre le domaine d'étude vers les hautes fréquences et également faire varier les dimensions caractéristiques (largeur de fente, épaisseur du bord du volet....) sur lesquelles se développe le tourbillon marginal.

Cette étude sur un profil d'aile à caractère bidimensionnel n'est qu'un premier pas vers la compréhension des sources de bruit de dispositifs hypersustentateurs complets. Il est essentiel par la suite de faire intervenir des effets tridimensionnels (flèche de l'aile, interaction entre plusieurs volets...) pour voir les modifications qu'ils peuvent provoquer sur le rayonnement des sources bidimensionnelles.

## Annexe 1

### Sonde à microphone déporté

#### 1. Description de la sonde

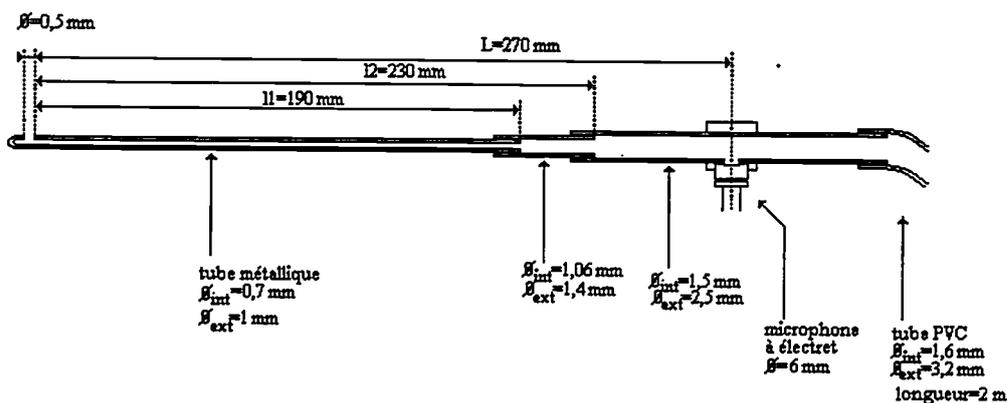


figure 1: Sonde à microphone déporté.

Pour l'étude aéroacoustique des volets hypersustentateurs, il est intéressant de pouvoir mesurer la pression statique moyenne et instationnaire sur la surface de l'aile, et plus précisément au niveau des bords de fuite. Indépendamment de l'intérêt d'une telle information pour la compréhension des phénomènes physiques, les modèles analytiques existant dans la littérature utilisent en effet comme donnée aérodynamique l'interspectre en fréquence et nombre d'onde des fluctuations de pression en paroi au voisinage du bord de fuite. Or ce dernier a souvent une épaisseur de l'ordre du millimètre. La nécessité d'avoir recours à des capteurs de très petite taille et à moindre coût nous a alors conduit à développer une technologie particulière utilisant un microphone déporté.

Le système retenu consiste à intégrer un capillaire (tube métallique très fin) dans le corps de la maquette, mis en communication avec l'extérieur par une perforation à la paroi. Le diamètre de la perforation est de 0,5 mm et le diamètre intérieur du capillaire de 0,7 mm. Sortant de la maquette parallèlement à l'envergure, le capillaire est progressivement élargi pour qu'un microphone à électret (diamètre externe 5 mm, diamètre de la prise de pression acoustique 2 mm) puisse être accolé à sa paroi par l'intermédiaire d'une pièce de raccordement. Le capillaire est ensuite prolongé par un tuyau en PVC souple d'une longueur au moins égale à 2 m. Les trois premières parties de la sonde, soudées par brasure, constituent un guide d'ondes métallique avec des discontinuités de section, et le tube souple en PVC un guide à parois absorbantes.

Les fluctuations de pression aérodynamique ou acoustique sur le profil au niveau de la perforation engendrent des ondes acoustiques dans le capillaire. Ces ondes se propagent jusqu'au microphone et sont ensuite amorties par le tuyau de PVC ce qui évite les résonances longitudinales. Le tuyau est fermé à l'extrémité pour éviter tout écoulement interne dans la sonde. Il peut aussi être raccordé à un manomètre.

Ce système permet d'utiliser le microphone pour des mesures aérodynamiques instationnaires en le protégeant de l'écoulement et en mettant à profit l'atténuation par viscosité le long du capillaire pour éviter les problèmes de saturation (les fluctuations en paroi ont ainsi pu être mesurées jusqu'à 25 kHz). En contrepartie, il nécessite un étalonnage soigné.

## 2. Atténuation théorique

### 2.1. Effets de la viscosité

La pression mesurée par le microphone de la sonde, notée  $p_{\text{sonde}}$ , est différente de la pression effective ( $p_{\text{eff}}$ ) au point de mesure sur la surface du profil, car les fluctuations de pression subissent une atténuation par effet visqueux lors de leur passage dans le capillaire de la sonde.

*Pierce* [67] propose un développement de calcul pour la propagation à basse fréquence d'une onde acoustique dans un conduit cylindrique. Il part de l'équation différentielle suivante:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{2}{c_0^4} \delta_{\text{cl}} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} = 0$$

avec,  $\delta_{\text{cl}}$ , le paramètre de diffusion pour des processus d'absorption classiques ( $\text{m}^2/\text{s}$ ) :

$$\delta_{\text{cl}} = \frac{\mu}{2\rho_0} \left( \frac{4}{3} + \frac{\gamma-1}{P_r} \right)$$

À l'aide d'une technique variationnelle, il obtient, après quelques approximations, un nombre d'onde complexe:

$$k \approx \frac{\omega}{c_0} + \alpha + i\alpha$$

où  $\alpha$ , le coefficient d'atténuation, a pour expression:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{8}} \left( \frac{\omega\mu}{\rho_0 c_0^2} \right)^{1/2} \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{(P_r)^{1/2}} \right] \frac{L_p}{A}$$

$$\alpha = \frac{0,0102}{c_0} \sqrt{f} \frac{1}{a}$$

$L_p$  est le périmètre,  $\frac{L_p}{A} = \frac{2\pi a}{\pi a^2} = \frac{2}{a}$ ,  $a$  étant le rayon de la section du tube et  $A$  l'aire de cette section. La viscosité est donnée par  $\mu = 1,85 \cdot 10^{-5}$  kg/m.s, et la densité de l'air par  $\rho_0 = 1,2$  kg/m<sup>3</sup>.  $\gamma$  est le rapport des capacités calorifique à pression et volume constant  $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,4$ .

Le nombre de Prandtl est donné par :  $P_r = \frac{\mu C_p}{\kappa} = 0,737$ , où  $\kappa$  est le coefficient de conduction thermique.

Notre sonde est composée de trois tubes de sections différentes. Il y a donc trois coefficients d'atténuation différents:

$$\alpha_i = \frac{0,0102}{c_0} \sqrt{f} \frac{1}{a_i}$$

avec  $i=1, 2$  et  $3$ .

$$a_1 = 0,35 \text{ mm}$$

$$a_2 = 0,53 \text{ mm}$$

$$a_3 = 0,75 \text{ mm}$$

$$\text{soit, } p(x, t) = p_0 \exp(-i\omega t) \exp(ikx).$$

Un premier calcul, approximatif, consisterait à écrire la pression au niveau du microphone, c'est-à-dire en  $x = L$ , en faisant l'hypothèse d'une propagation directe des ondes, sous la forme :

$$P_{\text{sonde}} = p_0 \exp(-i\omega t) \exp(i(k_1 l_1 + k_2 (l_2 - l_1) + k_3 (L - l_2)))$$

où  $l_1$ ,  $(l_2 - l_1)$  et  $(L - l_2)$  sont les longueurs des trois tubes et  $k_i = \frac{\omega}{c_0} + \alpha_i + i\alpha_i$ , avec  $i=1, 2$  et  $3$ .

Alors :

$$\frac{\overline{P_{\text{sonde}}^2}}{P_{\text{eff}}^2} = \exp[2(\alpha_1 l_1 + \alpha_2 (l_2 - l_1) + \alpha_3 (L - l_2))].$$

On déduit ainsi l'expression de l'atténuation due à la viscosité, en décibels. Cette atténuation est tracée sur la figure 3 en fonction de la fréquence (courbe en pointillé) :

$$N_{\text{att}} = 10 \log \left( \frac{\overline{P_{\text{sonde}}^2}}{P_{\text{eff}}^2} \right).$$

## 2.2. Changements de section

La courbe d'atténuation précédente ne tient compte que de la perte due à la viscosité des parois; il faut y ajouter l'effet des réflexions créées par les changements de section.

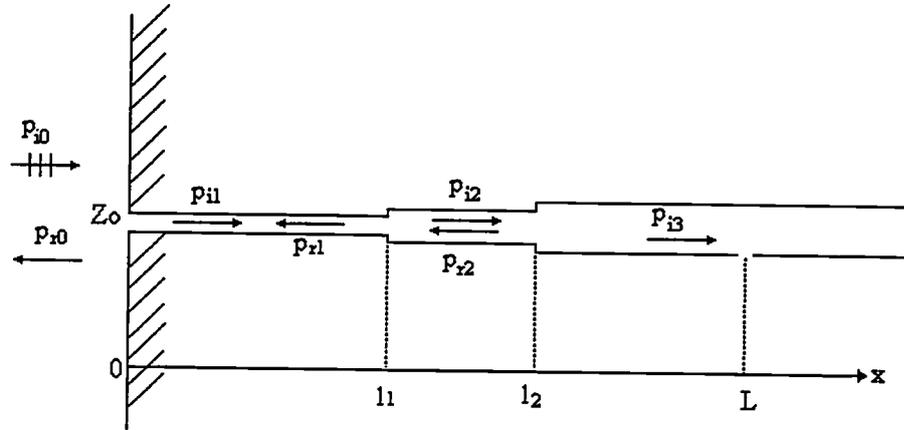


figure 2: Changements de section dans la sonde.

Les amplitudes complexes des ondes incidentes et réfléchies, dans les trois tronçons, s'écrivent:

$$\begin{cases} p_{i0} = A_0 e^{ik_1 x} \\ p_{r0} = B_0 e^{-ik_1 x} \end{cases} \quad \begin{cases} p_{i1} = A_1 e^{ik_1 x} \\ p_{r1} = B_1 e^{-ik_1 x} \end{cases} \quad \begin{cases} p_{i2} = A_2 e^{ik_2 x} \\ p_{r2} = B_2 e^{-ik_2 x} \end{cases} \quad p_{i3} = A_3 e^{ik_3 x},$$

avec :

$$k_1 = \frac{\omega}{c_0} + \alpha_1 + i\alpha_1 \quad k_2 = \frac{\omega}{c_0} + \alpha_2 + i\alpha_2 \quad k_3 = \frac{\omega}{c_0} + \alpha_3 + i\alpha_3.$$

On applique les conditions de continuité de la pression et de la vitesse à chaque changement de section,  $x = 0, l_1, l_2$  et  $L$ .

(i) Section  $x = 0$  :

En un point du plan  $x=0$ , la vitesse particulière associée à l'onde est nulle, sauf à l'endroit de la perforation. Nous supposons ici que cette dernière est très petite devant la longueur d'onde:

$$V_{i0} + V_{r0} = \frac{p_{i0} + p_{r0}}{\rho c_0} = 0$$

d'où:

$$A_0 = B_0.$$

A l'entrée de la sonde, l'amplitude complexe  $V_0$  de la vitesse s'écrit:

$$V_0 e^{i\omega t} = V_{i1} + V_{r1} = \frac{A_1 - B_1}{\rho_0 c_0} e^{i\omega t}$$

$$A_1 - B_1 = \rho_0 c_0 V_0$$

L'équilibre entre les forces en  $x = 0$ , s'écrit:

$$S_0 (p_{i0} + p_{r0} - Z_0 V_0 - p_{i1} - p_{r1}) = 0$$

en introduisant l'impédance d'entrée du tube,  $Z_0$ , qui a pour expression (*Bruneau* [68]):

$$\frac{Z_0}{\rho_0 c_0} = R_0 + ik\delta_0$$

avec :

$$\begin{cases} R_0 = \frac{k^2 S_0}{2\pi} \\ \delta_0 = \frac{8\sqrt{S_0}}{3\pi^{3/2}} \end{cases} \quad \text{et} \quad k = \frac{\omega}{c_0}$$

d'où:

$$A_0 + B_0 - Z_0 V_0 - A_1 - B_1 = 0 ;$$

on a alors :

$$\begin{cases} A_1 + B_1 = 2A_0 - Z_0 V_0 \\ A_1 - B_1 = \rho_0 c_0 V_0 \end{cases} ;$$

ce qui donne :

$$2A_0 = (A_1 + B_1) + \frac{Z_0}{\rho_0 c_0} (A_1 - B_1).$$

(ii) Section  $x = l_1$  :

$$\begin{cases} A_1 e^{ik_1 l_1} + B_1 e^{-ik_1 l_1} = A_2 e^{ik_2 l_1} + B_2 e^{-ik_2 l_1} \\ A_1 e^{ik_1 l_1} - B_1 e^{-ik_1 l_1} = \frac{k_2 S_2}{k_1 S_1} (A_2 e^{ik_2 l_1} - B_2 e^{-ik_2 l_1}) \end{cases}$$

(iii) Section  $x = l_2$  :

$$\begin{cases} A_2 e^{ik_2 l_2} + B_2 e^{-ik_2 l_2} = A_3 e^{ik_3 l_2} \\ A_2 e^{ik_2 l_2} - B_2 e^{-ik_2 l_2} = \frac{k_3 S_3}{k_2 S_2} A_3 e^{ik_3 l_2} \end{cases}$$

(iv) Section  $x = L$  :

$$P_{sonde} = A_3 e^{ik_3 L}.$$

On suppose que le branchement du microphone n'introduit aucune réflexion supplémentaire, ce qui suppose un montage en paroi très soigné en pratique.

À partir des équations précédentes, on déduit une expression de l'amplitude,  $A_3$ , de la pression mesurée par le microphone de la sonde, en fonction de l'amplitude,  $A_0$ , de la pression à l'entrée de la sonde.

$$P_{\text{sonde}} = \frac{8}{\left(\Omega + \Theta e^{2ik_1 l_1}\right) + \frac{Z_0}{\rho_0 c_0} \left(\Omega - \Theta e^{2ik_1 l_1}\right)} A_0 \exp(i(k_1 l_1 + k_2(l_2 - l_1) + k_3(L - l_2)))$$

où  $\Omega$  et  $\Theta e^{2ik_1 l_1}$  sont des fonctions complexes de  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  et  $l_1$ ,  $l_2$ .

$$\begin{aligned}\Omega &= \Omega_r + i\Omega_i \\ \Theta e^{2ik_1 l_1} &= \Theta_r + i\Theta_i.\end{aligned}$$

Les parties réelles et imaginaires de ces deux fonctions sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}\Omega_r &= I_r + \{J_r \cos 2K_2(l_2 - l_1) - J_i \sin 2K_2(l_2 - l_1)\} \exp(-2\alpha_2(l_2 - l_1)), \\ \Omega_i &= I_i + \{J_i \cos 2K_2(l_2 - l_1) + J_r \sin 2K_2(l_2 - l_1)\} \exp(-2\alpha_2(l_2 - l_1)),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Theta_r &= P_r \cos 2K_1 l_1 e^{-2\alpha_1 l_1} - P_i \sin 2K_1 l_1 e^{-2\alpha_1 l_1} + Q_r \cos 2(K_2(l_2 - l_1) + K_1 l_1) e^{-2(\alpha_2(l_2 - l_1) + \alpha_1 l_1)} \\ &\quad - Q_i \sin 2(K_2(l_2 - l_1) + K_1 l_1) e^{-2(\alpha_2(l_2 - l_1) + \alpha_1 l_1)}, \\ \Theta_i &= P_i \cos 2K_1 l_1 e^{-2\alpha_1 l_1} + P_r \sin 2K_1 l_1 e^{-2\alpha_1 l_1} + Q_i \cos 2(K_2(l_2 - l_1) + K_1 l_1) e^{-2(\alpha_2(l_2 - l_1) + \alpha_1 l_1)} \\ &\quad + Q_r \sin 2(K_2(l_2 - l_1) + K_1 l_1) e^{-2(\alpha_2(l_2 - l_1) + \alpha_1 l_1)},\end{aligned}$$

$$\text{avec : } \begin{array}{cccc} I_r = AC - BD & J_r = EF - BD & P_r = EC + BD & Q_r = AF + BD \\ I_i = BC + AD & J_i = -ED - BF & P_i = ED - BC & Q_i = BF - AD \end{array},$$

$$\begin{array}{ccc} A = 1 + a \frac{S_2}{S_1} & C = 1 + c \frac{S_3}{S_2} & E = 1 - a \frac{S_2}{S_1} \\ B = b \frac{S_2}{S_1} & D = d \frac{S_3}{S_2} & F = 1 - c \frac{S_3}{S_2} \end{array},$$

$$\begin{array}{cc} a = \frac{K_2 K_1 + \alpha_2 \alpha_1}{K_1^2 + \alpha_1^2} & c = \frac{K_3 K_2 + \alpha_3 \alpha_2}{K_2^2 + \alpha_2^2} \\ b = \frac{K_1 \alpha_2 - K_2 \alpha_1}{K_1^2 + \alpha_1^2} & d = \frac{K_2 \alpha_3 - K_3 \alpha_2}{K_2^2 + \alpha_2^2} \end{array},$$

$$k_n = K_n + i\alpha_n, \quad n = 1, 2, 3.$$

$$K_n = k + \alpha_n \quad \text{avec } k = \frac{\omega}{c_0}$$

Formellement, on écrit :

$$\overline{P_{\text{sonde}}^2} = \frac{8^2}{\left| \left( \Omega + \Theta e^{2ik_1 l_1} \right) + \frac{Z_0}{\rho_0 c_0} \left( \Omega - \Theta e^{2ik_1 l_1} \right) \right|^2} |A_0|^2 \exp(-2(\alpha_1 l_1 + \alpha_2 (l_2 - l_1) + \alpha_3 (L - l_2)))$$

$$\frac{\overline{P_{\text{sonde}}^2}}{P_0^2} = \frac{8^2}{\left| \left( \Omega + \Theta e^{2ik_1 l_1} \right) + \frac{Z_0}{\rho_0 c_0} \left( \Omega - \Theta e^{2ik_1 l_1} \right) \right|^2} \exp(-2(\alpha_1 l_1 + \alpha_2 (l_2 - l_1) + \alpha_3 (L - l_2)))$$

d'où une nouvelle valeur de  $N_{\text{att}}$ .

Le résultat a été tracé sur la figure 3, où la courbe d'atténuation due à la viscosité uniquement, a également été reportée en pointillé. D'une part, on constate que la prise en compte des réflexions se traduit par de nombreuses oscillations sur la courbe d'atténuation. D'autre part, l'atténuation est globalement plus importante, puisque les trajets des ondes acoustiques sont multiples à cause des réflexions.

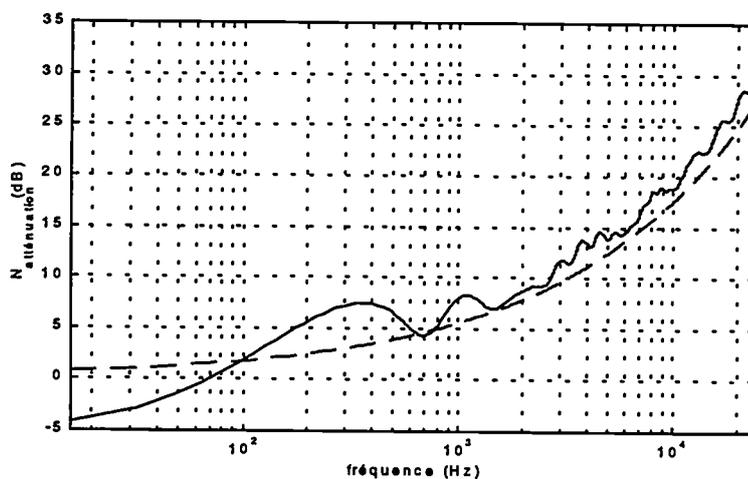


figure 3 : — Courbe d'atténuation théorique qui tient compte de la viscosité et des changements de section dans la sonde, - - Courbe d'atténuation sans prise en compte des réflexions

### 3. Comparaison avec l'expérience et correction des spectres des sondes

On a comparé la réponse de la sonde et celle d'un microphone à électret lorsqu'on les soumet à une même excitation acoustique (ici un bruit blanc). Si l'on fait abstraction des oscillations, l'évolution exponentielle théorique est identique à celle obtenue par l'expérience.

Sur les spectres des capteurs en paroi du profil, on observe systématiquement des ondulations situées toujours aux mêmes fréquences quelle que soit la vitesse de l'écoulement et quelle que soit la position du capteur. Ces ondulations sont forcément dues aux caractéristiques de la sonde. Elles ne sont pas à prendre en compte dans l'interprétation des spectres, mais doivent être intégrées dans la courbe d'étalonnage de la sonde.

Or, au-delà de 2 kHz, les ondulations observées sur les spectres ne coïncident plus avec celles déduites du calcul précédent. Ceci peut être dû à la complexité géométrique des sondes ou au fait que certaines hypothèses du calcul soient en défaut en hautes fréquences. Nous avons donc opté pour une courbe de correction semi-empirique, dont la première partie ( $f < 2$  kHz) correspond à l'atténuation théorique et la seconde partie ( $f > 2$  kHz) est reconstituée à partir des ondulations observées, compte tenu de l'évolution exponentielle de la courbe théorique.

Pour ajuster cette seconde partie, nous avons fait une moyenne sur 30 spectres de pression en paroi, ce qui nous donne un spectre en paroi « type ». Les spectres choisis pour cette moyenne sont peu perturbés ; par contre ils sont quasiment identiques en hautes fréquences, là où se manifestent les ondulations dues à la réponse de la sonde.

Pour  $f > 2$  kHz, la courbe d'atténuation est alors définie par l'expression:

$$N_{\text{att}} = -10\log(\text{sondm}/4.10^{-10}) \quad (1)$$

$$+ 40 \quad (2)$$

$$- 20\log(\exp(0,034\sqrt{f})) \quad (3)$$

$$+ 20\log(\exp(0,02\sqrt{f})) \quad (4)$$

(1) : spectre (en dB) « type » des capteurs en paroi, la notation « sondm » étant la moyenne des 30 spectres de paroi.

(2) : valeur permettant de recentrer le spectre en 0 en basses fréquences .

(3) : évolution exponentielle inverse de celle du spectre type, sans tenir compte des ondulations.

Grâce aux étapes (1), (2) et (3), on isole les ondulations dues à la sonde.

(4) : on ajoute aux oscillations l'atténuation théorique due à la viscosité sans ondulations.

La courbe d'atténuation obtenue est comparée à la courbe théorique sur la figure 4.

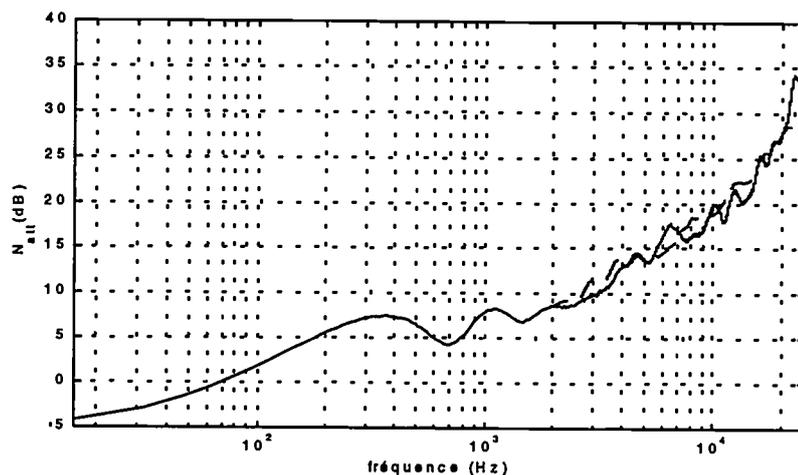


figure 4 : — Courbe d'atténuation semi-empirique, --- courbe d'atténuation théorique.

Un exemple de correction de spectre de pression en paroi est donné sur la figure 5. On constate que lorsqu'on applique la courbe d'atténuation au spectre, on supprime bien les oscillations en hautes fréquences et on relève le niveau.

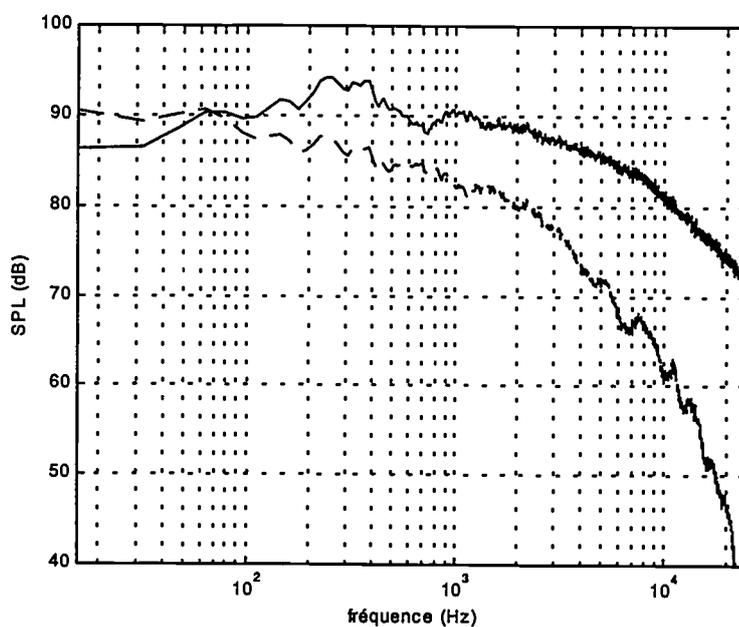


figure 5 : --- Spectre du capteur A2 mesuré, pour  $U_0=80\text{m/s}$ , — spectre corrigé par la courbe d'atténuation semi-empirique.



## Annexe 2

### Fonction de cohérence

#### 1. Fonction de cohérence entre deux signaux $x(t)$ et $y(t)$

Pour avoir une estimation de l'interaction entre deux signaux,  $x(t)$  et  $y(t)$ , on utilise le coefficient de corrélation dans le domaine temporel ou la cohérence dans le domaine fréquentiel.

$$\left. \begin{aligned} C_{xx}(\tau) &= x(\tau) * x^*(-\tau) \\ C_{yy}(\tau) &= y(\tau) * y^*(-\tau) \end{aligned} \right\} \text{fonctions d'autocorrélation}$$

$$C_{xy}(\tau) = x(\tau) * y^*(-\tau) \quad \text{fonction d'intercorrélacion}$$

où, \* désigne le produit de convolution, et  $x^*$  le complexe conjugué de la variable  $x$ .

En appliquant la transformée de Fourier à ces fonctions, on obtient :

$$\left. \begin{aligned} G_{xx}(f) &= X(f) \cdot X^*(f) = |X(f)|^2 \\ G_{yy}(f) &= Y(f) \cdot Y^*(f) = |Y(f)|^2 \end{aligned} \right\} \text{densités spectrales de puissance}$$

$$G_{xy}(f) = X(f) \cdot Y^*(f) \quad \text{interspectre de puissance}$$

La fonction de cohérence est alors définie par :

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

et sa valeur est comprise entre 0 et 1.

#### 2. Erreur sur la cohérence

Les signaux traités (spectres, interspectres,...) sont obtenus à partir d'une moyenne sur  $N_d$  réalisations (dans notre cas le nombre de réalisations pour la moyenne est  $N_d = 200$ ). Donc en pratique nos signaux sont obtenus sur un nombre fini d'échantillons, alors que théoriquement pour avoir la valeur exacte on devrait utiliser un nombre infini de réalisations. La troncature de l'opération de moyenne induit une erreur d'estimation ou erreur statistique,  $\varepsilon_r$ .

Cette erreur statistique est définie par (*Bendat et Piersol* 1993, [69]) :

$$\varepsilon_r[A] = \frac{\sigma[A]}{A}$$

où  $\sigma$  désigne l'écart type.

Ainsi, pour la cohérence, on a :

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

L'erreur statistique sur la cohérence dépend de sa vraie valeur. Si on admet une erreur statistique de 50 %, ce qui correspond à une incertitude de 3 dB sur le spectre cohérent,  $N_d$  étant égal à 200, on obtient une valeur haute de  $\gamma^2$  de 0.036 1. En fonction de ces critères, une valeur de la cohérence de 0,05 est significative.

## Annexe 3

### Sonde à films chauds doubles croisés

#### 1. Description de la sonde

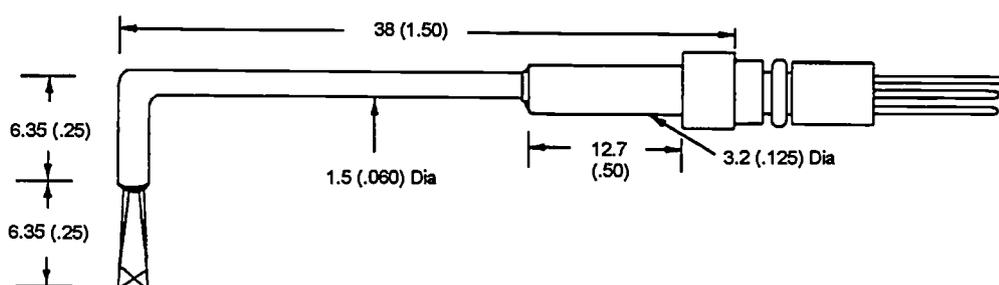


figure 1 : Sonde à films chauds croisés (d'après notice technique).

La sonde utilisée est une sonde TSI, 1249A-10, composée de deux films chauds, en platine, perpendiculaires l'un à l'autre. La partie sensible des films fait  $25\ \mu\text{m}$  de diamètre et  $0,51\ \text{mm}$  de longueur. Elle convient particulièrement aux mesures près d'une paroi et dans un écoulement transversal, car alors elle apporte très peu de perturbations.

#### 2. Traitement des données

##### 2.1. Etalonnage en vitesse

Nous disposons des tensions délivrées par les deux films de la sonde, mais nous souhaitons une information en vitesse. Pour cela on étalonne les films en comparant leur réponse à celle d'un tube de Pitot. Ce tube est relié à un micromanomètre Furness FC012, qui donne directement la mesure en vitesse. Cet étalonnage doit se faire dans une zone d'écoulement non perturbé ; le Pitot et la sonde sont donc placés en sortie de la buse de la soufflerie. On a ainsi la correspondance tension-vitesse (figure 2). La réponse d'un film correspond à la loi de King, qui a pour expression:

$$U_i = \left( A_i + B_i(E_i^2) + C_i(E_i^4) \right)^2 \quad i=1, 2$$

Les coefficients  $A_i$ ,  $B_i$  et  $C_i$  sont définis à partir des courbes d'étalonnage.  $E_i$  est la tension électrique sur le film  $i$  et  $U_i$  la vitesse mesurée par le film  $i$ .

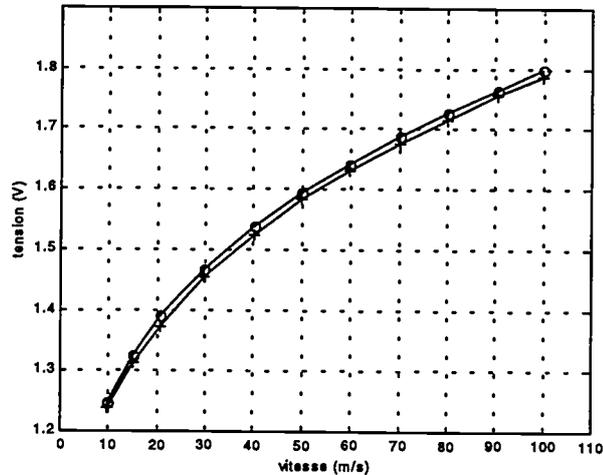


figure 2 : Courbe d'étalonnage des films de la sonde.  
o : tension du film n° 1, + : tension du film n°2.

## 2.2. Calcul des vitesses

À partir des informations précédentes on calcule les grandeurs suivantes:

- les vitesses moyennes  $U_{\text{moy}}$  et  $V_{\text{moy}}$  suivant x et y .
- la valeur efficace des vitesses fluctuantes:  $u_{\text{rms}}$ ,  $v_{\text{rms}}$ .
- le produit  $(u.v)_{\text{rms}}$ .
- les spectres de vitesse.

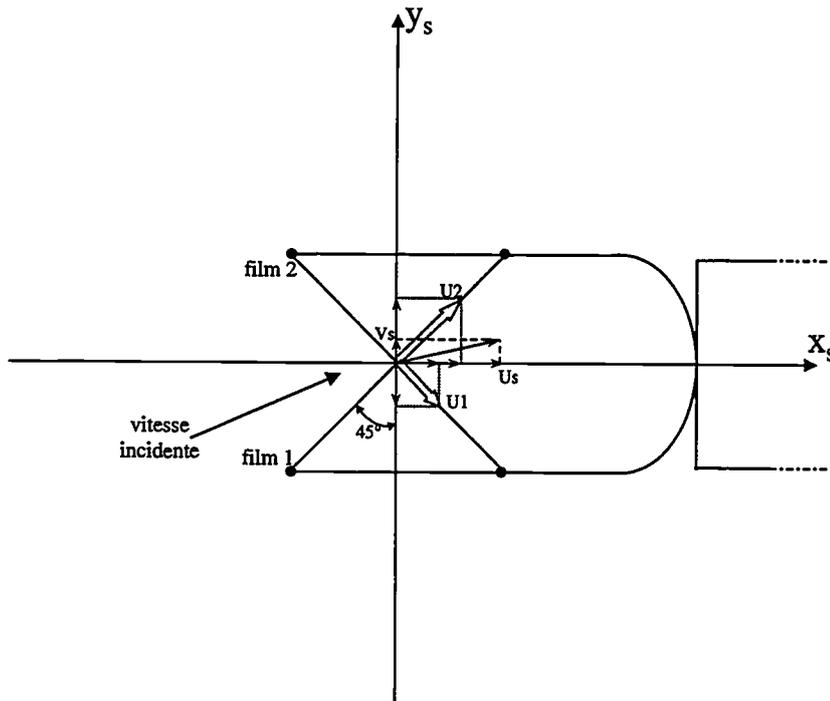


figure 3 : Projection des vitesses dans le repère de la sonde.

Une fois les tensions transformées en vitesses par la loi de King, on dispose des vitesses  $U_1$ ,  $U_2$  mesurées suivant la direction des deux films. Pour pouvoir comparer les résultats en différents points de mesure, on projette les vitesses dans un même repère : le repère de la veine ( $x,y$ ). Donc les vitesses  $U_1$  et  $U_2$  sont d'abord projetées dans le repère de la sonde (figure 3), on obtient alors  $U_s$  et  $V_s$ , puis ces composantes sont projetées dans le repère ( $x,y$ ) (figure 4) pour obtenir  $U$  et  $V$ .

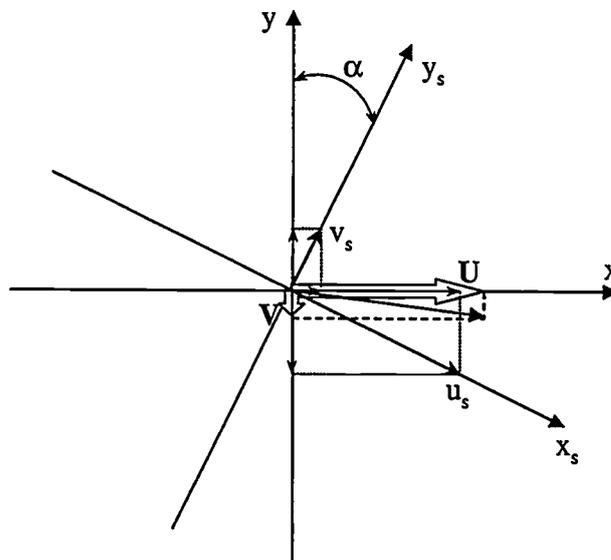


figure 4 : Projection des vitesses dans le repère de la veine.

Les mesures par une sonde à films chauds croisés ne sont fiables que lorsque le vecteur vitesse à mesurer est situé dans le premier quadrant formé par les films (figure 5). Nous avons alors les relations suivantes pour les projections des vitesses dans les différents repères:

- dans le repère de la sonde,  $(x_s, y_s)$ : 
$$\begin{cases} U_s = (U_1 + U_2) / \sqrt{2} \\ V_s = (U_2 - U_1) / \sqrt{2} \end{cases}$$
- dans le repère de la veine,  $(x, y)$ : 
$$\begin{cases} U = U_s \cos \alpha + V_s \sin \alpha \\ V = -U_s \sin \alpha + V_s \cos \alpha \end{cases}$$

Par suite, les mesures nécessitent une idée a priori de la direction de l'écoulement. Pour cette raison, nous avons systématiquement orienté le support de la sonde perpendiculairement à la paroi lors des essais. Ainsi on suit la déflexion de l'écoulement. Mais sur une même section de mesure on peut passer d'une zone de décollement à un écoulement moyen laminaire. Or dans les zones décollées la vitesse tend vers zéro et change de direction. Ainsi dans de telles zones les vecteurs vitesses peuvent attaquer les films par l'un des trois autres quadrants. Dans ce cas les relations de projection des vitesses ne sont plus valables. Par voie de conséquence, les mesures ne peuvent être simplement interprétées dans les zones décollées.

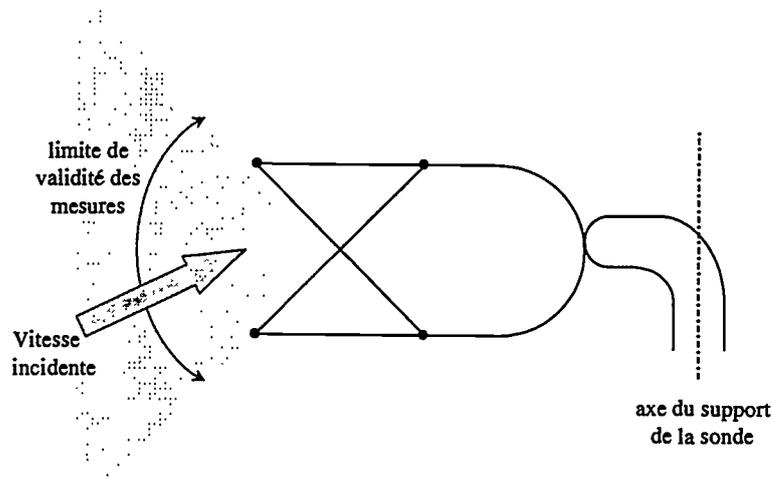


figure 5 : Zone de validité des mesures avec une sonde à films croisés.

## Annexe 4.

### 1. Installations expérimentales

Pour les premières séries d'expériences, où l'on étudie aussi bien la configuration d'atterrissage, que de décollage ou de vol de croisière, il nous fallait un système qui nous permette de passer d'une configuration à l'autre sans avoir besoin de tout démonter. Nous avons donc opté pour un système de plaques en bois interchangeables (partie grisée sur les figures 1). À chaque configuration de la maquette correspond une position bien définie des différents éléments (bec, partie principale de l'aile, et volet) les uns par rapport aux autres et par rapport à l'installation (figures 2). Donc à chaque configuration est associé un jeu de plaques dans lesquelles la forme de la maquette pour la configuration souhaitée est percée. Il est ainsi possible, simplement en changeant les panneaux centraux des deux supports, de monter le profil dans les trois positions différentes.

Lors des essais suivants, l'installation est identique à celle utilisée précédemment (figure 1, chapitre 2). La seule modification se fait au niveau des panneaux interchangeables. On disposait de 3 jeux de panneaux qui correspondaient chacun à une position des hypersustentateurs. Maintenant, on ne considère plus que la configuration d'atterrissage, donc une seule position pour le bec et le volet. Il n'est alors plus nécessaire d'avoir 3 jeux de plaques. Elles sont remplacées par 1 seul jeu de disques tournants qui ne peuvent accueillir la maquette que dans une seule position (l'atterrissage) mais avec lesquels on peut faire varier l'incidence géométrique (figure 3).

La maquette est à la même distance de la sortie de buse, en revanche, elle est recentrée en  $y = 0$ . De plus, les plaques ont dû être agrandies pour que les disques ne dépassent pas de celles-ci. Elles font donc 0,5 m de large au lieu de 0,4 m.

### 2. Vue d'ensemble des mesures

Un très grand nombre de mesures a été enregistré au cours des différentes campagnes d'essais. Toutes les données n'ont pas forcément d'intérêt dans la compréhension des phénomènes et ne sont donc pas exploitées dans le cadre de la thèse. Mais elles ne sont pas pour autant inutiles. Elles pourront entre autre chose servir de base de données pour des codes de calculs. Une telle somme d'informations, aussi bien acoustiques qu'aérodynamiques, pourra servir de référence pour des études ultérieurs sur les systèmes hypersustentateurs.

La première campagne d'essais a eu pour objet l'étude des trois configurations de la maquette bidimensionnelle, c'est-à-dire la configuration d'atterrissage, de décollage et de vol de croisière. Les mesures portaient alors sur l'acoustique (spectres acoustiques en champ lointain) ainsi que sur l'aérodynamique (spectres de pression en paroi et coefficient de pression). Il s'en est suivi une seconde campagne de mesures au cours de laquelle on a caractérisé cette fois le champ de vitesse autour de la maquette, toujours pour les trois

configurations. L'ensemble des mesures effectuées au cours de ces essais est résumé dans le tableau 1.

Ces premières études mettent en évidence l'importance, du point de vue acoustique, de la configuration d'atterrissage par rapport aux deux autres configurations. Les campagnes d'essais suivantes se sont donc portées uniquement sur cette configuration. Dans la troisième série d'expériences on s'est alors intéressé à l'influence de l'angle d'attaque (augmentation de  $3^\circ$ ) de la maquette en configuration d'atterrissage, ainsi qu'à l'effet de fentes sur le bec et le volet. L'ensemble de mesures (acoustiques et aérodynamiques) de cette campagne d'essais est résumé dans la tableau 2.

Finalement, au vu des résultats des derniers essais, qui n'ont pas été pleinement satisfaisants en ce qui concerne les effets tridimensionnels, à cause d'un effet du nombre de Reynolds, une quatrième campagne de mesures a été menée. Ces derniers essais avaient pour but de caractériser le tourbillon marginal qui se développe sur la maquette en configuration tridimensionnelle, lorsque la position du volet est optimisée pour contrecarrer les effets du nombre de Reynolds. Ces mesures sont résumées dans le tableau 3.

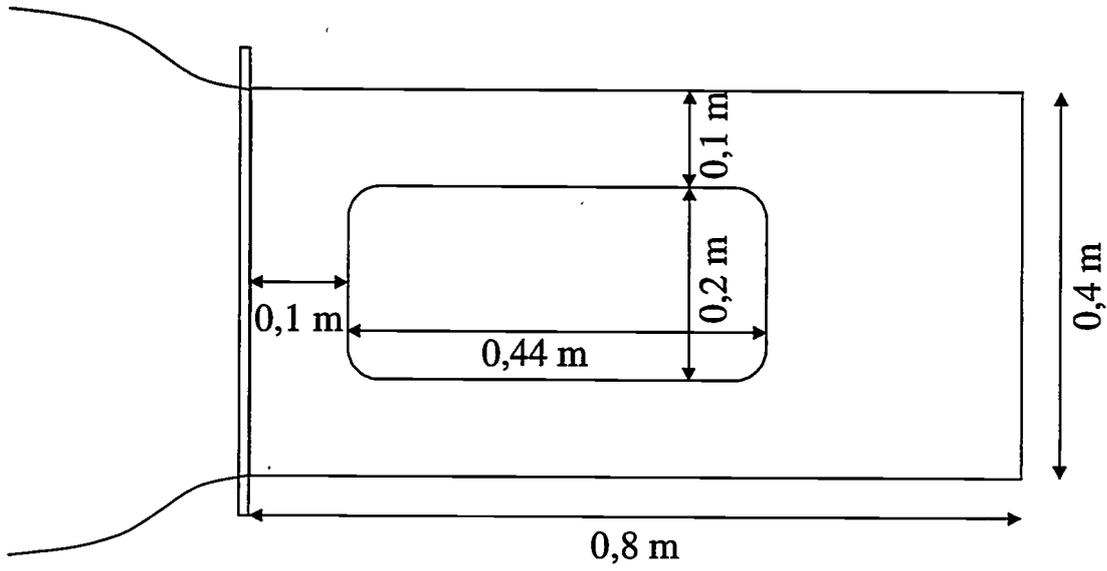


figure 1.a : Plaque supérieure soutenant la maquette. En partie grisée, zone amovible.

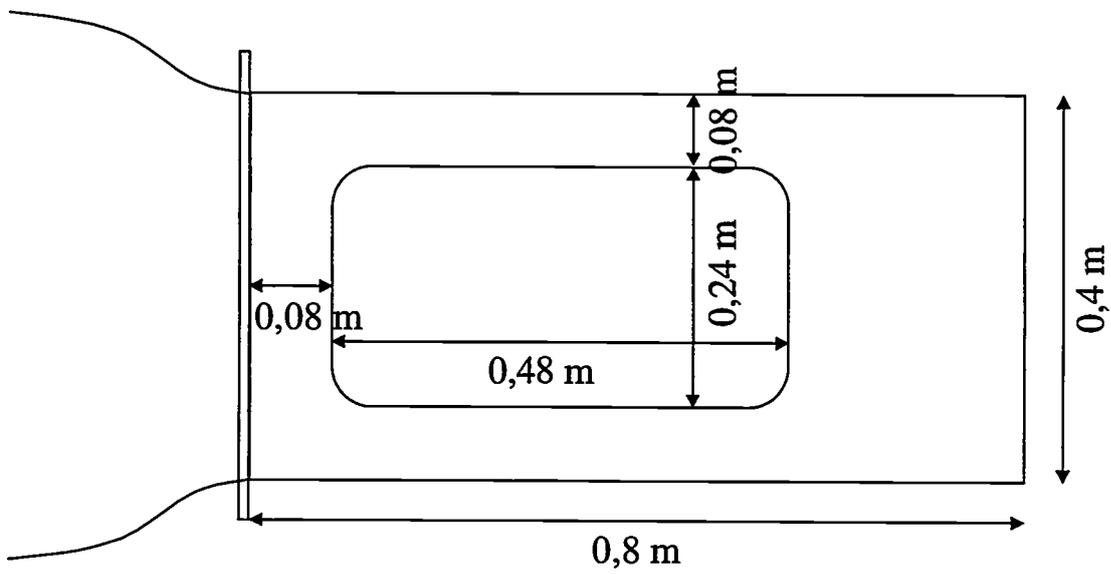


figure 1.b : plaque inférieure soutenant la maquette. En partie grisée, zone amovible.

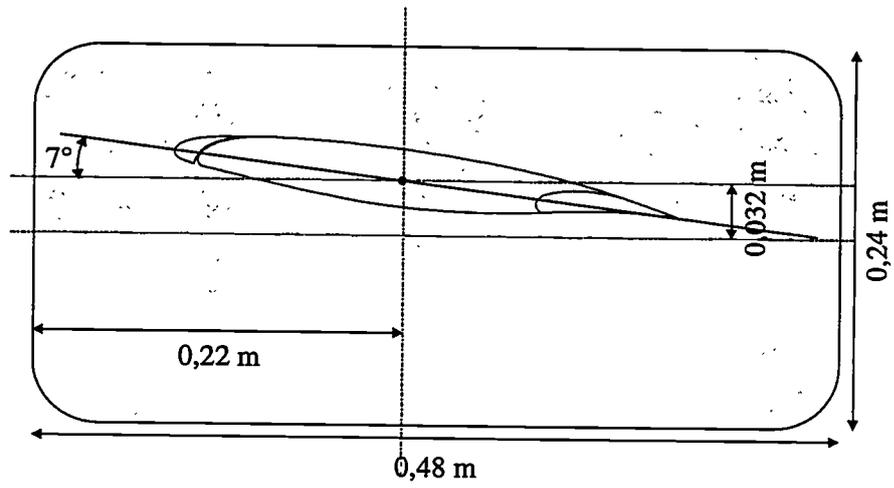


figure 2.a : Configuration de vol.

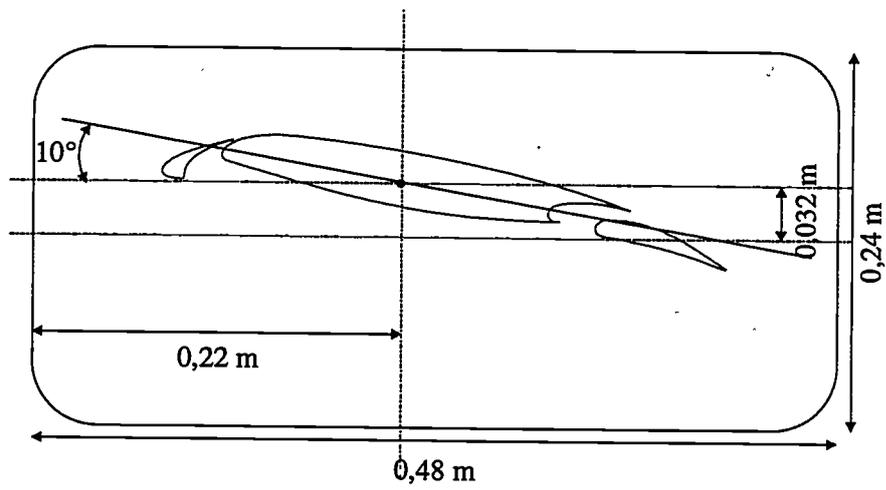


figure 2.b : Configuration de décollage.

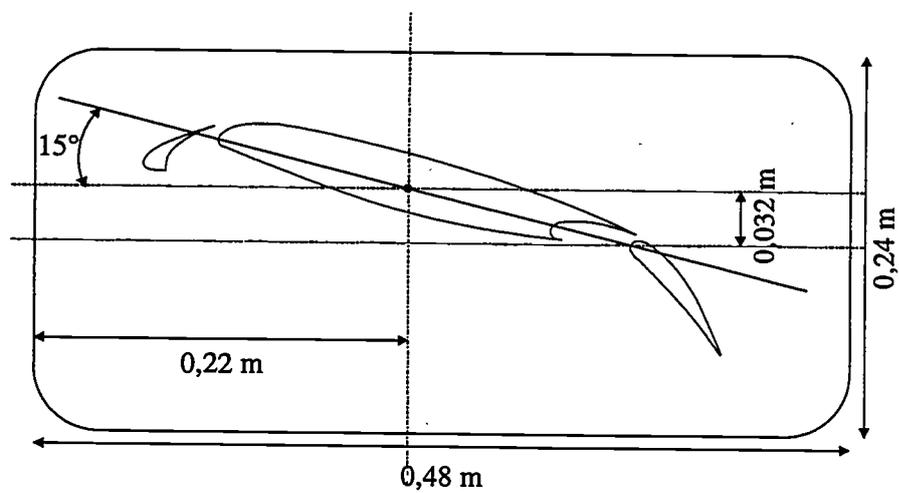


figure 2.c : Configuration d'atterrissage. Position de la maquette par rapport à la partie amovible des plaques de soutien.

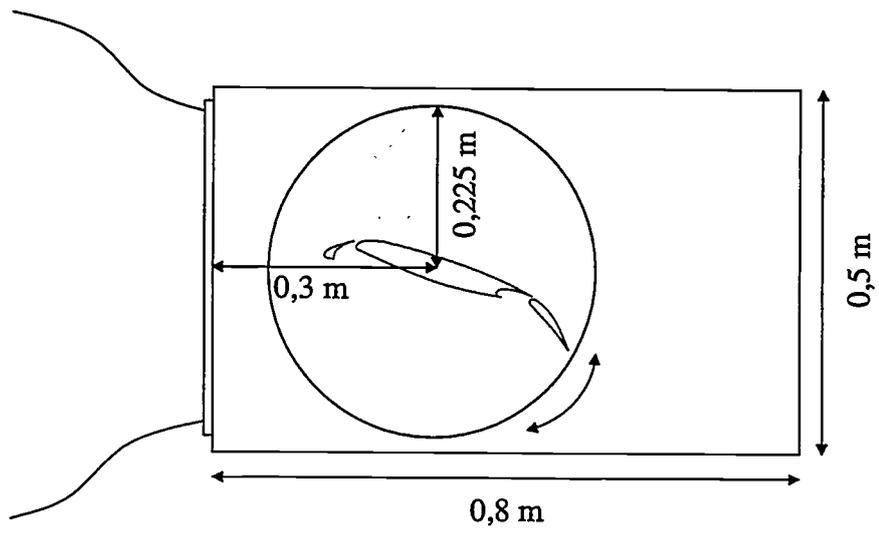
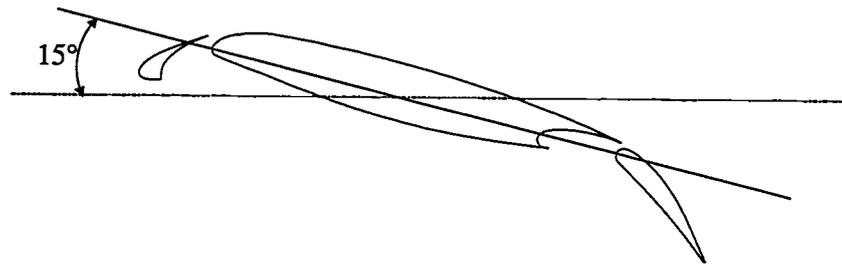


figure 3 : Plaque de soutien avec disque tournant.

*CONFIGURATION D'ATTERRISSAGE*

- directivité (spectres acoustiques) :  $U_0 = 50$  à  $100$  m/s
- pression en paroi :  $U_0 = 50$  à  $100$  m/s
- Cp
- Vitesse : 21 sections de mesure, signal temporel de 3 s et 12,5 s ,  $U_0 = 60$  à  $100$  m/s

*CONFIGURATION DE DECOLLAGE*

- directivité (spectres acoustiques) :  $U_0 = 50$  à  $100$  m/s
- pression en paroi :  $U_0 = 50$  à  $100$  m/s
- Cp
- Vitesse : 12 sections de mesure, signal temporel de 3 s et 12,5 s ,  $U_0 = 80$  à  $100$  m/s

*CONFIGURATION DE VOL*

- directivité (spectres acoustiques) :  $U_0 = 50$  à  $100$  m/s
- pression en paroi :  $U_0 = 50$  à  $100$  m/s
- Cp
- Vitesse : 6 sections de mesure, signal temporel de 3 s et 12,5 s ,  $U_0 = 80$  à  $100$  m/s

*BRUIT DE FOND*

- directivité (spectres acoustiques) :  $U_0 = 50$  à  $100$  m/s

tableau 1 : Ensemble des mesures effectuées pour les trois configurations de la maquette bidimensionnelle.

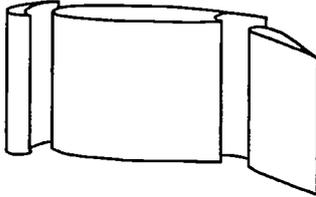
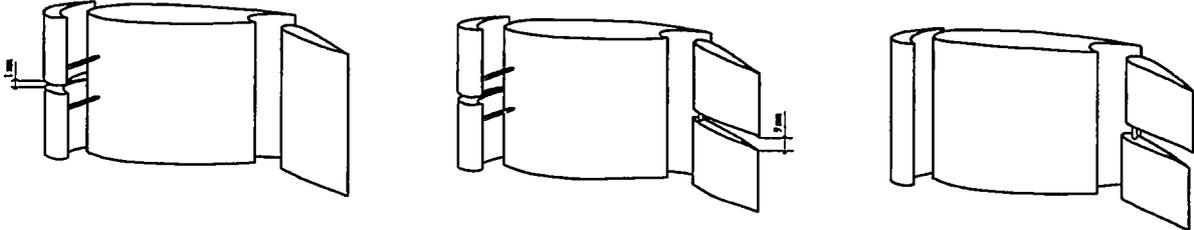
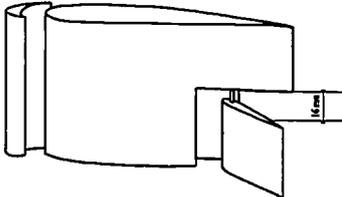
<b>CONFIGURATION DE REFERENCE</b>		
		
	$\alpha_f = 15^\circ$ →directivité : $U_0 = 60, 80 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 60,80 \text{ m/s}$	
	$\alpha_f = 18^\circ$ →directivité : $U_0 = 60 \text{ à } 100 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 60,80 \text{ m/s}$ →Cp	
<b>CONFIGURATION I.A.</b>	<b>CONFIGURATION I.B.</b>	<b>CONFIGURATION I.C.</b>
		
$\alpha_f = 15^\circ$ →directivité : $U_0 = 60 \text{ à } 100 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 80 \text{ m/s}$	$\alpha_f = 15^\circ$ →directivité : $U_0 = 60, 70, 80 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 60,70,80 \text{ m/s}$ →Cp	$\alpha_f = 15^\circ$ →directivité : $U_0 = 60, 70, 80 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 60, 80 \text{ m/s}$
	$\alpha_f = 18^\circ$ →directivité : $U_0 = 60, 70, 80 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 60,80 \text{ m/s}$ →Cp	$\alpha_f = 18^\circ$ →directivité : $U_0 = 60, 70, 80 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 60,80 \text{ m/s}$
<b>CONFIGURATION II</b>		
		
	$\alpha_f = 15^\circ$ →directivité : $U_0 = 60 \text{ à } 100 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 80 \text{ m/s}$	
	$\alpha_f = 18^\circ$ →directivité : $U_0 = 60 \text{ à } 100 \text{ m/s}$ →pression en paroi: $U_0 = 80, 100 \text{ m/s}$ →Cp	

tableau 2 : Ensemble des mesures sur maquette bidimensionnelle et tridimensionnelle en configuration d'atterrissage.

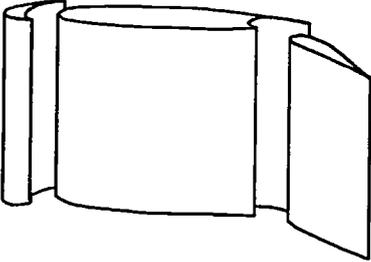
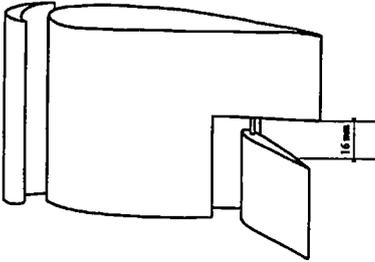
<i>MAQUETTE BIDIMENSIONNELLE, <math>\delta_f = 22,5^\circ</math></i>		
		
$\alpha_g = 15^\circ$	$\alpha_g = 18^\circ$	
<ul style="list-style-type: none"> <li>→directivité, <math>U_0 = 80</math> m/s</li> <li>→pression en paroi, <math>U_0 = 80</math> m/s</li> <li>→<math>C_p</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>→directivité, <math>U_0 = 60</math> à <math>100</math> m/s</li> <li>→pression en paroi, <math>U_0 = 80</math> et <math>100</math> m/s</li> <li>→<math>C_p</math></li> </ul>	
<i>MAQUETTE TRIDIMENSIONNELLE, <math>\delta_f = 22,5^\circ</math></i>		
		
$\alpha_g = 12^\circ$	$\alpha_g = 15^\circ$	$\alpha_g = 18^\circ$
<ul style="list-style-type: none"> <li>→directivité, <math>U_0 = 80</math> et <math>100</math> m/s</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>→directivité, <math>U_0 = 80</math> et <math>100</math> m/s</li> <li>→pression en paroi, <math>U_0 = 80</math> m/s</li> <li>→<math>C_p</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>→directivité, <math>U_0 = 80, 90</math> et <math>100</math> m/s</li> <li>→pression en paroi, <math>U_0 = 80</math> et <math>100</math> m/s</li> </ul>

tableau 3 : Ensemble des mesures pour la maquette en configuration d'atterrissage avec volet en position optimisée.

## Bibliographie

1. Morgan, H.G. and J.C. Hardin : « Airframe Noise- The next Aircraft Noise Barrier », J.Aircraft, Vol.12, n°7, 1975, pp. 622-624.
2. Meecham, W.C. : « Theory of Airframe Noise », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 57, n°6, 1975, pp. 1416.
3. Clark, L.T. : « The Radiation of Sound from an Airfoil Immersed in a Laminar Flow », J. Engineering for Power, Vol. 93, Series A, n°4, 1971, pp. 366-376.
4. Dean, L.W. : « Broadband Noise Generation by Airfoils in Turbulent Flow », Fourth AIAA Fluid and Plasma Dynamics conference, n° 71-587, Palo Alto, California, 1971.
5. Curle, N. : « The Influence of Boundaries Upon Aerodynamic Sound », Proc. Royal. Soc. London, Series A, Vol 231, 1955, pp. 505-514.
6. Munson, A.G. : « A Modeling Approach to Nonpropulsive Noise », Third AIAA Aeroacoustics Conference, n° 76-525, Palo Alto, California, 1976.
7. Shearin, J.G., D.J. Fratello, A.J. Bohn, and W.D. Burggraf : « Model and Full-scale Large Transport Airframe Noise », Third AIAA Aeroacoustics Conference, n° 76-550, Palo Alto, California, 1976.
8. Hardin, J.C., D.J. Fratello, R.E. Hayden, Y. Kadman, and S. Africk : « Prediction of Airframe Noise », TN D-7821, Feb. 1975, NASA.
9. Fink, M.R. : « Approximate Prediction of Airframe Noise », AIAA Paper, n° 76-526, July 1976.
10. Hayden, R.E., Y. Kadman, D.B. Bliss, and S. Africk : « Diagnostic Calculations of Airframe Radiated Noise », AIAA Paper, n° 75-485, March 1975.
11. Block, P.J.W. : « An Experimental Investigation of Airframe Component Interference Noise », AIAA Paper, n° 77-56, Jan. 1977.
12. Fink, M.R., and R.H. Schlinker : « Airframe Noise Component Interaction Studies », Fifth AIAA Aeroacoustics Conference, n° 79-0668, Seattle, Washington, March 1979.
13. Fink, M.R., and R.H. Schlinker : « Airframe Noise Component Interaction Studies », NASA, CR-3110, 1979.
14. Putnam, T.W., P.L. Lasagna, and K.C. White : « Measurements and Analysis of Aircraft Airframe Noise », AIAA Paper, n° 75-510, March 1975.

15. Fethney, P. : « An Experimental Study of Airframe Self-noise », AIAA Paper, n° 75-511, 1975.
16. Fethney, P., and A.H. Jelly : « Airframe Self-noise Studies on the Lockheed L1011 TriStar Aircraft », AIAA Paper, n° 80-1061, 1980.
17. Hardin, J.C. : « Airframe Self-noise- Four Years of Research », NASA TMX-73908, 1976.
18. Heller, H.H., and W.M. Dobrzynski : « A Comprehensive Review of Airframe Noise Research », ICAS Paper, n° GL-03, 1978.
19. Miller, W.R. : « Flap Noise Characteristics Measured by Pressure Cross-correlation Techniques », Ph.D. 1980, University of California, Los Angeles.
20. Miller, W.R., W.C. Meecham, and W.F. Ahtye : « Large Scale Model Measurements of Airframe Noise Using Cross-correlation Techniques », JASA, Vol. 71, n° 3, pp. 591-599, March 1982.
21. Meadows, K.R., T.F. Brooks, W.M. Humphreys, W.H. Hunter, and C.H. Gerhold : « Aeroacoustic Measurements of a Wing-flap Configuration », AIAA Paper, n° 97-1595, 1997.
22. Hayes, J.A., W.C. Horne, P.T. Soderman, and P.H. Bent : « Airframe Noise Characteristics of a 4,7% Scale DC-10 Model », AIAA Paper, n° 97-1594, 1997.
23. Dobrzynski W., K. Nagakura, B. Gehlhar, and A. Buschbaum : « Airframe Noise Studies on Wings with Deployed High-lift Devices », AIAA Paper, n° 98-2337, 1998.
24. Davy, R. and H. Remy : « Airframe Noise Characteristics on a 1/11 Scale Airbus Model », AIAA Paper, n° 98-2335, 1998.
25. Piet, J.F., and G. Elias : « Airframe Noise Source Localization Using a Microphone Array », Third AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, 1997.
26. Howe, M.S. : « A Review of the Theory of Trailing Edge Noise », J. of Sound and Vibration, vol. 61, n° 3, Dec. 8, pp. 437-465, 1978.
27. Howe, M.S. : « Aerodynamic Sound Generated by a Slotted Trailing Edge », Proc. Royal. Soc. London, Series A, Vol 373, pp. 235-252, 1980.
28. Amiet, R.K. : « Acoustic Radiation from an Airfoil in a Turbulent Stream », J. of Sound and Vibration, vol. 41, n° 4, pp. 407-420, 1975.
29. Rebuffet, P. : « Aérodynamique expérimentale », Dunod, 1966.
30. Anderson, J.D. : « Fundamentals of Aerodynamics », 2<sup>nd</sup> edition, McGraw-Hill, international editions, Aerospace Science series, 1991.
31. Hoerner, S.F. and H.V. Borst : « Fluid-Dynamic Lift- *Practical information on aerodynamic and hydrodynamic lift* », Published by Mrs L.A. Hoerner, 1975.

32. Crighton, D.G. : « Airframe Noise », In Harvey H. Hubbard, editor, *Aeroacoustics of Flight Vehicles : Theory and Practice*, Vol. 1, pp. 391-447, NASA RP 1258, 1991.
33. Brooks, T.F. and T.H. Hodgson : « Trailing Edge Noise Prediction from Measured surface Pressures », *J. of Sound and Vibration*, vol. 78, n° 1, pp. 69-117, 1981.
34. Manoha, E., G. Elias, B. Troff, and P. Sagaut : « Towards the Use of Boundary Element Method in Computational Aeroacoustics », 5<sup>th</sup> AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Bellevue, WA, n° 99-1980, May 10-12, 1999.
35. Ahtye, W.F., W.R. Miller, W.C. Meecham : « Wing and Flap Noise Measured by Near and Far-field Cross-Correlation Techniques », AIAA Paper, 79-0667, Mar. 1979.
36. Kendall, J.M., W.F. Ahtye : « Noise Generation by a Lifting Wing/Flap Combination at Reynolds Number to  $2,8 \cdot 10^6$  », AIAA Paper ; 80-0035, 1980.
37. Kendall, J.M. : « Measurements of Noise Produced by Flow Past Lifting Surfaces », AIAA Paper, 78-239, Jan. 1978.
38. Hardin, J.C. : « Noise Radiation from the Side Edges of Flaps », AIAA J., vol. 18, n° 5, pp. 549-552, May 1980.
39. Howe, M.S. : « On the Generation of Side-Edge Flap Noise », *J. Sound and Vibration*, vol. 80, n° 4, pp. 555-573, Feb. 1982.
40. Macareg, M.G. : « Fundamental Investigations of Airframe Noise », AIAA Paper, 98-2224, 1998.
41. Storms, B.L., J.C. Ross, W.C. Horne ; J.A. Hayes, R.P. Dougherty, J.R. Underbrink, D.F. Scharpf, and P.J. Moriarty : « An Aeroacoustic Study of an Unswept Wing with a Three-dimensional High Lift System », NASA TM-1998-112222, 1998.
42. Mathias, D.L., K.R. Roth, J.C. Ross, S.E. Rogers and R.M. Cummings : « Navier-Stokers Analysis of the Flow about a Flap Edge », AIAA Paper, 95-0185, 1995.
43. Radeztsky, R.H., B.A. Singer, and M.R. Khorami : « Detailed Measurements of a Flap Side-Edge Flow Field », AIAA Paper, 98-0700, 1998.
44. Khorami, M.R., B.A. Singer, and R.H. Radeztsky : « Analysis of a Flap Side-Edge Flow Field for Identification and Modeling of Possible Noise Sources », SAE Paper, 971917, 1997.
45. Khorami, M.R., B.A. Singer, and R.H. Radeztsky : « Reynolds Averaged Navier-Stokes Computations of a Flap Side-Edge Flow Field », AIAA Paper, 98-0768, 1998.
46. Strett , C.L.: « Numerical Simulation of Fluctuations Leading to Noise in Flap-Edge Flow Field », AIAA Paper, 98-0628, 1998.
47. Guo, Y.P. : « Prediction of Flap Side Edge Noise », AIAA Paper, 99-1804, 1999.
48. Spyropoulos, E.T. and B.S. Holmes : « Computation of the Airframe Noise of a Wing-Flap Configuration », AIAA Paper, 99-1801, 1999.

49. Dong, T.Z., C.K.W. Tam, and N.N. Reddy : « Direct Numerical Simulations of Flap Side Edge Noise », AIAA Paper, 99-1803, 1999.
50. Khorrami, M.R., M.E. Berkman, M. Choudhari, B.A. Singer, D.P. Lockard, and K.S. Brentner : « Unsteady Flow Computations of a Slat with a Blunt Trailing Edge », AIAA Paper, 99-1805, 1999.
51. Singer, B.A., D.P. Lockard, K.S. Brentner, M.R. Khorrami, M.E. Berkman, and M. Choudhari : « Computational Aeroacoustic Analysis of Slat Trailing Edge Flow », AIAA Paper, 99-1802, 1999.
52. Storms, B.L., J.A. Hayes, P.J. Moriarty, and J.C. Ross : « Aeroacoustic Measurements of Slat Noise on a Three-Dimensional High-Lift System », AIAA Paper, 99-1957, 1999.
53. Block, P.J.W. : « Noise Response of Cavities of Varying Dimensions at Subsonic Speeds », NASA Techn. Note, TN D-8351, 1976.
54. Rossiter, J.E. : « Wind-tunnel Experiment on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds », Royal Aircraft Establishment Tech. Mem., 64037, 1964.
55. Rockwell, D., and E. Naudascher : « Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities », J. of Fluids Engineering, vol. 100, pp. 152-165, june 1978.
56. Rockwell, D., and E. Naudascher : « Self-Sustained Oscillations of Impinging Free Shear Layers », Ann. Rev. Fluid. Mech., 11, pp. 67-94, 1979.
57. Tam, C.K.W., and P.J.W. Block : « On the Tones and Pressure Oscillations Induced by Flow over Rectangular Cavities », J. of Fluids Mechanics, vol. 89, part 2, pp. 373-399, 1978.
58. Amiet R.K. : « Refraction of Sound by a Shear Layer », J. of sound and Vibration, vol. 58, n° 4, pp. 467-482, 1978.
59. Moens, F. : « Optimisation de la position du volet de l'A320 pour essais aéroacoustiques à l'ECL », ONERA, RT 4/6189 DSNA/Y/DAAP, nov. 1998.
60. Arbey, H., and J. Bataille : « Noise Generated by Airfoil Profiles Placed in a Uniform Laminar Flow », J. of Fluids Mechanics, vol. 134, pp. 33-47, 1983.
61. Fink, M.R. : « Noise Component Method for Aiframe Noise », AIAA Paper, 77-1271, Oct. 1977.
62. Howe M.S. : « Aerodynamic Noise of a Slot in a Aerofoil », A.R.C. Rep. and Mem., n° 3830, 1978.
63. Ffowcs Williams, J.E. and L.H. Hall : « Aerodynamic Sound Generation by Turbulent Flow in the Vicinity of a Scattering Half Plane », J. of Fluids Mechanics, vol. 40, n° 4, pp. 657-670, 1970.

64. Corcos G.M. : « The Structure of Turbulent Pressure Field in Boundary-Layer Flows », J. of Fluids Mechanics, vol. 18, pp. 353-378, 1964.
65. Goldstein : « Aeroacoustics », McGraw-Hill book c°, 1976.
66. Gradshteyn, I.S., and I.M. Ryzhik : « Table of integrals, series, and products », Academic Press, 1980.
67. Pierce, A.D. : « Acoustics. an Introduction to its Physical Principles and Applications », McGraw-Hill, 1981.
68. Bruneau, M. : « Introduction aux Théories de l'Acoustique », Publications de L'Université du Maine, 1983.
69. Bendat, J.S., and A.G. Piersol : « Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis », 2<sup>nd</sup> edition, Wiley-Interscience, 1993.

## **AUTORISATION DE SOUTENANCE**

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur M. ROGER

et les rapports de

Monsieur J. COUSTEIX  
Docteur - Directeur du CERT ONERA - DMAE - 2, avenue Edouard Belin - BP 4025 - 31055 TOULOUSE  
Cedex 4

et de

Monsieur B. POIREE  
Docteur - DRET/STRDT/G63 - 26, bld Victor - 00460 ARMEES

**Mademoiselle PERENNES Sophie**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Spécialité : **Acoustique**

Fait à Ecully, le 30 juin 1999

P/Le Directeur de l'E.C.L.  
Le Directeur  
de l'Administration de la Recherche



F. LEBOEUF

# ABSTRACT

On landing approach, the power and consequently the noise of the jet engines of an airplane are strongly reduced. Then airframe noise becomes the dominant noise mechanism. The landing gear being deployed, the high-lift devices deflected and cavities opened, the airframe is in the noisiest configuration. Therefore, to reduce sound disturbance, it is necessary to get a better knowledge of these noise sources, especially the high-lift device sources contributing in major part to the global radiation of the plane.

An experimental study was conducted at the Ecole Centrale de Lyon, in collaboration with Aérospatiale-aéronautique, on a two-dimensional 1/11 scale wing model. The high-lift device is composed of a leading-edge slat and a simple trailing-edge flap. The measurements are made in the open anechoic wind tunnel of the Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, Mach numbers varying from 0,15 up to 0,3, and Reynolds numbers (based on the total wing chord length) from  $10^6$  up to  $2 \cdot 10^6$ . Acoustic pressure in far field, mean and fluctuating pressures on the wall, and velocity field around the model are measured for the three characteristic configurations of the wing, cruise, take-off and landing.

The landing configuration is confirmed to be the noisiest. In this configuration the acoustic radiation of the cavities, formed by deflection of the slat and flap, predominates over our frequency range (500 Hz- 25,6 kHz), corresponding to low frequency range taking account of the scale rate. The radiation is characterized by peaks associated with cavity modes. The larger the angle of attack of the model, the more these peaks emerge from the spectra. A coupling occurs between the two cavities, corresponding to mutual acoustic back-reactions. Moreover, the study shows interference between the slot and the flap trailing-edge radiations.

Three-dimensional effects (slots on the slat and the flap, one half of the flap deflected) minimize the feed-back frequencies. In return, there is no noticeable modification of the acoustic radiation by the flap side edge vortex.

In this study, the Reynolds number is ten times smaller than in real flight condition. Then a flow separation occurs on the flap suction side. The flap position has been corrected, owing to ONERA calculations. Although Flow conditions are more realistic, the flap side edge vortex radiation remains acoustically inefficient.

Four analytical models, developed for simple geometries, are tested :

- noise of a simple trailing-edge, by M.S. Howe
- noise of a slotted trailing-edge, by M.S. Howe
- noise of an isolated airfoil in a turbulent stream, by R.K. Amiet
- dipole noise with diffracting half plane effect.

The first three models give acceptable results in the frequency range 2-10 kHz, whereas the last one improves Amiet's model in the low frequency range (500 Hz- 2 kHz).