

n° d'ordre 97-31

THESE

présentée à
l'ECOLE CENTRALE de LYON

pour obtenir le titre de DOCTEUR
spécialité ACOUSTIQUE

par

Eric ZOPPELLARI

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE DU
BRUIT DES JETS SUPERSONIQUES

EVALUATION EXPERIMENTALE DE LA METHODE
DE REDUCTION DU BRUIT DES JETS
SUPERSONIQUES CHAUDS PAR INJECTION D'EAU

Soutenu à l'Ecole centrale de Lyon le 22 octobre 1997
devant le jury :

R. BEC Responsable Acoustique, CNES

G. COMTE-BELLOT Professeur, EC Lyon, Présidente

G. ELIAS Directeur de recherches, ONERA, Rapporteur

D. JUVÉ Professeur, EC Lyon, Directeur de thèse

J. L. PEUBE Professeur, LEA Poitiers, Rapporteur

B. TROCLET Ingénieur de recherches, Aérospatiale

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique

UMR CNRS 5509

Ecole Centrale de Lyon

Table des matières

I	Contribution à l'étude expérimentale du bruit des jets supersoniques	7
1	Synthèse bibliographique sur le bruit des jets	9
1.1	Caractéristiques aérodynamiques d'un jet supersonique	9
1.1.1	Jet non-correctement détendu	10
1.2	Caractéristiques acoustiques des jets supersoniques	11
1.2.1	Bruit de mélange	12
1.2.2	Rayonnement d'ondes de Mach	13
1.2.3	Bruit de choc	14
1.2.4	Bruit de bouclage ou Screech	17
1.2.5	Bruit lié aux fluctuations de température	19
2	Etude expérimentale	23
2.1	Expériences menées à l'ECL	23
2.1.1	Description de l'installation expérimentale	23
2.1.2	Performances de l'installation expérimentale de l'ECL	25
2.2	Mesures acoustiques	26
2.2.1	Mesures en champ lointain	26
2.2.2	Localisation des sources acoustiques	28
2.2.3	Mesures acoustiques en champ proche	32
2.3	Compléments expérimentaux sur les jets à grande vitesse	34
2.3.1	Mesures en champ lointain	34
2.3.2	Localisations de sources	35
	Figures des chapitres 1 et 2	36
3	Comparaison entre les expériences et différents modèles	37
3.1	Jet faiblement supersonique	37

3.1.1	Bruit de mélange	37
3.1.2	Bruit large-bande associé aux ondes de choc	42
3.2	Jet supersonique	43
3.2.1	Directivité du bruit de jets supersoniques	43
3.2.2	Localisation des sources du rayonnement d'ondes de Mach	44
3.3	Jet fortement supersonique	46
3.4	Conclusions sur la confrontation entre les résultats expérimentaux et les modèles	48
Figures du chapitre 3		49
II Evaluation expérimentale de la méthode de réduction du bruit de jet par injection d'eau		51
4	Synthèse bibliographique sur la réduction du bruit par injection d'eau	55
4.1	Expériences menées par la NASA	55
4.2	Injection de liquide dans un écoulement gazeux	56
5	Essais préliminaires menés à l'Ecole Centrale de Lyon	59
5.1	Configuration expérimentale	60
5.2	Etude paramétrique	60
5.2.1	Mesures en champ lointain	60
5.2.2	Localisations de sources	62
5.3	Caractérisation du bruit d'interaction	64
Figures du chapitre 5		64
6	Mesures en champ lointain sur le banc MARTEL	65
6.1	Configuration expérimentale	65
6.2	Essais préliminaires, Qualification du banc avec la tuyère CS40	67
6.3	Analyse des résultats en champ lointain	69
6.3.1	Influence de l'abscisse d'injection	70
6.3.2	Influence de l'angle d'injection	71
6.3.3	Influence du débit d'eau injectée	72
6.3.4	Autres paramètres de l'injection	74
6.3.5	Influence des paramètres aérothermiques du jet	75
6.4	Extension au cas des jets issus de la tuyère CD60/6	78

Figures du chapitre 6	79
7 Localisations de sources sur le banc MARTEL	81
7.1 Comparaison avec les mesures effectuées à l'ECL	81
7.2 Etude paramétrique	83
7.2.1 Analyse des localisations en jet libre	83
7.2.2 Influence des différents paramètres de l'injection	84
7.2.3 Aspect directif du rayonnement des sources	86
7.2.4 Essais complémentaires	89
7.3 Extension au cas du jet I	89
Figures du chapitre 7	91
8 Conclusions générales	93
Bibliographie	94
Annexes	94
A Dessin d'une tuyère supersonique par la méthode des caractéristiques	95
B Méthodes de localisation de sources par antenne focalisée	98
B.1 Méthode par formation de voies	99
B.1.1 Précision de la méthode	100
B.1.2 Repliement	101
B.2 Méthode adaptée aux sources étendues	103
B.3 Validation de la méthode	105
B.3.1 Prise en compte de la directivité	106
B.3.2 Applications de la méthode	106
Figures de l'annexe B	106
C Modélisation du bruit rayonné par les jets supersoniques	107
C.1 Modélisation du bruit de mélange - Analogie de Lighthill	107
C.1.1 Résolution de l'équation de Lighthill en espace libre	110
C.1.2 Fonction d'autocorrélation de la pression	111
C.1.3 Analyse dimensionnelle	113
C.1.4 Modélisation de la convection	115
C.1.5 Modélisation des corrélations quadruples	116

C.1.6	Modélisation des grandeurs turbulentes	121
C.2	Modèles de bruit associé aux ondes de choc	122
C.2.1	Modèle de Harper-Bourne et Fisher	122
C.2.2	Modèle de Tam	129
C.3	Rayonnement d'ondes de Mach	135
Figures de l'annexe C		138
D	Améliorations apportées au modèle de bruit de mélange	139
D.1	Modèle de Goldstein et Howe	139
D.2	Fonction de corrélation de la vitesse	140
Figures de l'annexe D		141
E	Particularités acoustiques du banc MARTEL	142
Figures de l'annexe E		144
F	Estimation de la réduction du bruit par injection d'eau	145
Figures de l'annexe F		147

La présente étude s'inscrit dans le cadre d'un programme dirigé par le C.N.E.S. (Centre National d'Etudes Spatiales) visant à modéliser l'environnement acoustique des lanceurs de type Ariane 5 au décollage. Une technique de réduction du bruit rayonné par les jets à grande vitesse issus des moteurs du lanceur est évaluée en parallèle. Les niveaux acoustiques très intenses relevés lors de la phase de décollage sont à l'origine de fortes vibrations de la structure du lanceur pouvant occasionner la rupture d'éléments de la cellule ou de la charge utile, la puissance mécanique restituée sur la cellule par le rayonnement acoustique (soit directement, soit après réflexion sur la table de lancement) peut en effet atteindre 20 MW. Une méthode utilisée pour réduire le bruit de l'écoulement en sortie de tuyère des moteurs, sans limitation de la poussée, est l'injection d'eau dans la périphérie des jets. Des rampes d'injection sont en effet présentes sur le site de lancement afin de refroidir la table et les carreaux, la température totale des jets issus des boosters du lanceur Ariane 5 étant de l'ordre de 3500 K. La réduction du bruit des jets est attendue par un processus de transfert de quantité de mouvement entre les deux phases présentes (gazeuse pour le jet et liquide pour l'eau injectée) et par un abaissement de la température de l'écoulement. La diminution de la vitesse de l'écoulement qui en découle doit entraîner une réduction du bruit rayonné.

Bien que cette technique soit utilisée, de façon empirique, depuis quelques années par la NASA sur le site de lancement de la navette spatiale (réf. 1), l'absence de publication sur le sujet a conduit le C.N.E.S. à mettre en place un programme d'étude théorique et expérimental sur les possibilités réelles de la méthode. Afin, entre autres applications, de valider cette technique dans des conditions proches de celles rencontrées sur les lanceurs et de fournir une base de données qui permettra de caler les différents codes de calcul développés en parallèle, un nouveau banc d'essais a été construit au C.E.A.T. de Poitiers. Il s'agit du banc MARTEL (Moyen Aéroacoustique de Recherche et Technologie sur l'Environnement des Lanceurs) qui permet des conditions relativement réalistes (nombre de Mach du jet $M_j=2,9$ et température totale $T_i=2100$ K) dans un environnement semi-anéchoïde. Cette installation permet de plus de générer des écoulements qui ont été très peu étudiés précédemment. Toutefois, afin de mettre au point la technique de réduction du bruit des jets par injection d'eau, des études préliminaires ont été nécessaires. La nouvelle installation du Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon (ECL), qui fournit des jets supersoniques faiblement chauffés dans la grande chambre sourde de l'ECL, a permis de valider la technique précédemment évaluée par le L.E.A. (Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques) de Poitiers en supersonique (réf. 2) et par l'ECL en subsonique (réf. 3).

Ces deux nouveaux moyens d'essais ont, dans un premier temps, permis de compléter les connaissances que nous possédions sur le rayonnement acoustique des jets à grande vitesse. La première partie de cette étude regroupe les résultats des mesures acoustiques effectuées à l'ECL et sur le banc MARTEL dans des configurations de type 'jet libre'. Les différents phénomènes à l'origine du bruit rayonné par ce type d'écoulement, tels que bruit de mélange, bruit associé aux ondes de choc et émission d'ondes de Mach, sont mis en évidence en champ lointain ainsi que par des localisations de sources par antenne focalisée. Les résultats sont complétés par des mesures en champ proche, constituant ainsi une base de données nouvelle sur le sujet. Différents modèles sont ensuite confrontés à ces mesures. Aux comparaisons classiques (spectres et directivités en champ lointain) s'ajoutent dans cette étude des confrontations avec des localisations de sources expérimentales. Ces dernières permettent de mettre en évidence la capacité du modèle à déterminer les répartitions spatiales et spectrales de l'énergie acoustique dans le jet.

Une étude paramétrique de la technique de réduction du bruit des jets par injection d'eau est présentée dans la seconde partie. En faisant varier les différents paramètres de l'injection, il est apparu que des conditions optimales pouvaient être déterminées afin d'obtenir une forte diminution du bruit rayonné en limitant les bruits d'interaction parasites (bruit d'impact et d'éclatement des gouttes d'eau, bruit d'entraînement et de sillage). L'influence des paramètres aérothermiques du jet sur les réductions obtenues en présence d'injection d'eau est aussi étudiée, ainsi que les effets de cette méthode sur les différents types de bruit rayonnés (décrits en détail dans la première partie).

Partie I

Contribution à l'étude expérimentale du bruit des jets supersoniques

L'évaluation expérimentale de la technique de réduction du bruit rayonné par les jets à grande vitesse a nécessité la construction de deux nouvelles installations expérimentales supersoniques. Le Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon (ECL) s'est doté en 1994 d'une nouvelle soufflerie qui vient compléter les moyens expérimentaux subsoniques déjà existants. Parallèlement, le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) a, en coopération avec l'Office National d'Etudes et Recherches Aérospatiales (ONERA), réalisé et mis au point un nouveau banc d'essai sur le site du Centre d'Etudes en Aérodynamique et Thermique (CEAT) de Poitiers (mise en service en 1996). La soufflerie supersonique anéchoïde de l'ECL fournit des jets faiblement chauffés jusqu'à des nombres de Mach de 1,6 (soit une vitesse maximale de 530 m/s) dans un environnement acoustique de type 'champ libre' dans la grande chambre sourde de l'ECL. Le banc MARTEL du CNES (CEAT de Poitiers) permet d'obtenir des jets chauds fortement supersoniques ($M_j=2,9$ et $V_j=1800$ m/s) dans une ambiance semi-anéchoïde. Avant de procéder aux essais en présence d'injection d'eau, des mesures acoustiques en champs proche et lointain ont été réalisées sur ces deux installations afin de compléter les connaissances sur le rayonnement acoustique de ce type d'écoulement. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés au bruit associé aux ondes de choc et à l'émission d'ondes de Mach. Dans cette première partie nous présentons, à la suite d'une synthèse bibliographique sur le bruit rayonné par les jets supersoniques, les résultats expérimentaux obtenus lors des différentes campagnes d'essais réalisées à l'ECL et sur le banc MARTEL. Différents modèles seront ensuite confrontés à ces mesures.

Chapitre 1

Synthèse bibliographique sur le bruit des jets

Les caractéristiques aérodynamiques d'un jet supersonique sont à l'origine de rayonnements acoustiques particuliers que l'on n'observe pas dans le cas d'écoulements à plus basse vitesse. Les études expérimentales et numériques menées depuis une vingtaine d'années ont permis de mieux comprendre la plupart de ces phénomènes. Nous présentons dans ce chapitre les principales particularités de l'aérodynamique des jets supersoniques et leur influence sur les bruits rayonnés.

1.1 Caractéristiques aérodynamiques d'un jet supersonique

Dans cette étude, nous nous intéresserons au cas d'un jet libre circulaire supersonique débouchant dans une atmosphère au repos.

Le jet est constitué d'une zone laminaire entourée d'une couche de cisaillement la reliant au fluide extérieur. Cette couche de mélange est rapidement turbulente. Elle est partagée en deux parties, une supersonique et une subsonique vers l'extérieur du jet.

Au-delà de la zone laminaire, appelée cône à potentiel, se trouve une zone de transition dans laquelle le jet évolue vers une turbulence établie, la vitesse moyenne sur l'axe devenant progressivement subsonique. On atteint alors la zone développée. Dans cette dernière région les profils de vitesse moyenne suivent une loi de similitude.

La longueur L_c du cône à potentiel est fonction du nombre de Mach du jet pleinement détendu M_j ($M_j = V_j/c_j$ où V_j et c_j sont respectivement la vitesse de l'écoulement et la célérité du son dans le jet). Elle est définie comme étant la distance sur laquelle la vitesse sur l'axe reste

égale à 0,99 fois la vitesse en sortie de buse (ou la vitesse du jet pleinement détendu dans le cas des jets avec ondes de choc). Expérimentalement, plusieurs auteurs ont établi des relations donnant cette longueur. On retiendra par exemple celle de Lau et al (réf.4), dans le cas de jets à température ambiante :

$$\frac{Lc}{D} = 4,2 + 1,1Mj^2$$

Où D est le diamètre de sortie de la buse.

On peut citer, dans le cas des jets chauds, la formule empirique (ref.5):

$$\frac{Lc}{D} = 3,45.(1 + 0,38.Mj^2)$$

De même, la longueur de la zone supersonique est donnée par (Potter et Jones):

$$\frac{Ls}{D} = 5Mj^2 + 0,8$$

Dans le cas des jets chauds (la température statique du jet T_j est supérieure à la température ambiante T_a), la longueur du cône à potentiel diminue avec la température. On notera que le taux d'élargissement du jet et l'épaisseur de la couche de mélange diminuent aussi avec la température, à nombre de Mach constant (réf. 6,7 et 8). A même nombre de Mach M_j , une augmentation de température se traduit par une augmentation de la vitesse V_j du jet. Ceci étant dû à l'augmentation de la célérité du son C_j dans le jet.

1.1.1 Jet non-correctement détendu

Le jet est issu d'une tuyère dans laquelle il se détend avant de déboucher à l'air libre. La géométrie de la tuyère et la pression génératrice de l'écoulement imposent la pression de sortie lorsque la tuyère est amorcée. Si en sortie de buse l'écoulement se trouve à une pression P_s différente de celle de l'air ambiant P_a , un réseau d'ondes de choc va apparaître dans le jet. Selon que P_s est inférieure ou supérieure à P_a , le jet sera sur- ou sous-détendu et la première onde de choc rencontrée sera soit une onde de compression, soit une onde de détente (en fait un faisceau d'ondes) afin de ramener la pression dans le jet à la pression ambiante. Mais cette onde va se réfléchir sur la couche de mélange subsonique en une onde opposée et créer ainsi un réseau d'ondes. Ce réseau d'ondes de choc n'est présent que dans les zones supersoniques de l'écoulement (cône à potentiel et couche de mélange supersonique). Le passage du supersonique

au subsonique de la vitesse moyenne de l'écoulement entraîne la disparition de ce réseau sur une distance proche de la longueur L_s .

La longueur de chaque cellule de choc (période entre deux chocs de même nature) dépend du nombre de Mach M_j , qui impose l'angle des ondes de choc, et du diamètre du jet. Cette longueur varie le long de l'axe du jet, du fait de la diminution de la largeur de la zone supersonique du jet due au développement transversal de la couche de mélange.

On définit le paramètre β :

$$\beta = \sqrt{M_j^2 - 1}$$

qui caractérise la force des ondes de choc (La variation de pression ΔP au passage d'un choc est proportionnelle à β^2), M_j étant fonction du rapport entre la pression totale du jet et la pression ambiante. Si le jet est issu d'une tuyère convergente-divergente adaptée pour un nombre de Mach M_d , on a alors

$$\beta^2 = M_j^2 - M_d^2$$

Seiner et Norum (ref.9) donnent une expression de l'espacement moyen entre les cellules de choc tirée de l'expérience :

$$\bar{L} = D.b.\beta^a$$

où a et b sont deux paramètres dont la valeur est proche de 1, et qui varient en fonction de M_j .

Pour une tuyère convergente, l'écart moyen entre les cellules est de l'ordre de $1,1.\beta.D$.

Dans le cas où P_s est nettement supérieure à P_a , la présence d'ondes de choc obliques est impossible près de l'axe du jet et il apparaît des chocs droits (perpendiculaires à l'écoulement) dont la force est très importante. Ce sont des disques de Mach. Ce type de choc se développe pour des valeurs de β supérieures à 1,1. L'écoulement passant du supersonique au subsonique au travers d'un choc droit, une nouvelle zone de mélange est observée autour de l'axe du jet. La force des ondes de choc situées plus en aval est alors fortement diminuée.

1.2 Caractéristiques acoustiques des jets supersoniques

Les caractéristiques aérodynamiques particulières observées dans le cas des jets supersoniques sont à l'origine de différentes composantes du bruit. On peut classer ces composantes en quatre

catégories qui sont toutes plus ou moins liées entre elles.

1.2.1 Bruit de mélange

Les fluctuations de vitesse de la couche de mélange turbulente sont à l'origine d'un rayonnement sous forme d'ondes acoustiques dans le milieu ambiant. Ce type de bruit est observé pour tous les types de jets mais il n'apparaît dominant que pour les faibles nombres de Mach M_j , comme nous le verrons dans les paragraphes suivants.

Dans la suite, nous appellerons θ l'angle d'observation (entre l'axe du jet et la direction d'observation) et R la distance entre la sortie de buse et l'observateur (Fig. 2.1).

Les structures turbulentes à la source de ce bruit étant convectées par l'écoulement, sa directivité est fortement marquée vers l'aval. La fréquence perçue par l'observateur est liée à celle émise par les zones sources du jet par le facteur Doppler complet : $C = \sqrt{(1 - Mc \cdot \cos\theta)^2 + \alpha^2} \cdot Mc^2$ (ref. 10) où α est un petit paramètre représentant le taux de déclin des structures turbulentes ($\alpha \simeq 0,3$) et Mc est le nombre de Mach de convection des structures turbulentes ($Mc = V_c/c_o$ avec c_o : célérité du son dans le milieu ambiant). Ainsi, plus le jet est rapide et plus il est directif.

La fréquence du maximum du spectre acoustique à un angle d'observation $\theta = 90^\circ$ suit la droite $St = f \cdot D / U_j = \text{cte} (\simeq 1)$ où St est le nombre de Strouhal.

Plus θ diminue et plus le pic du maximum d'intensité est marqué, la fréquence de ce dernier diminuant avec θ .

Nous verrons dans l'annexe C.1 que Lighthill (ref.11) a montré que l'intensité globale de ce bruit présentait une dépendance en U_j^8 :

$$I \simeq \frac{\rho_m^2 D^2 U_j^8}{\rho_o c_o^2 R^2} (1 - Mc \cdot \cos\theta)^{-5}$$

(où ρ_m est la densité du gaz dans la zone source)

L'expérience (ref. 10) a montré qu'une loi en $U_j^{7,5}$ était plus appropriée. L'expression obtenue par Lighthill présente toutefois des lacunes aux angles faibles du fait du phénomène de refraction des ondes sonores par le jet : sur-estimation si $\theta < 90^\circ$ et sous-estimation si $\theta > 90^\circ$.

Influence de la température

D'après l'analogie de Lighthill (annexe C.1), les sources de bruit sont modélisées par le tenseur de Reynolds $\rho u_i u_j$ dans le cas isentropique.

Ainsi, à priori, si la température augmente, la densité diminue (la pression restant constante) d'où une baisse du niveau de bruit lié à la turbulence dû à une diminution de la valeur du tenseur de Lighthill. En fait, ceci n'est vérifié expérimentalement que si $M_j > 0,7$, lorsque le bruit de mélange domine (ref. 12). En deçà de cette valeur, la diminution du tenseur de Lighthill est largement compensée par une augmentation du bruit liée aux fluctuations de température.

En se basant de nouveau sur les expériences de Tanna (ref. 12), on observe que, à V_j/c_o constant :

La directivité reste sensiblement la même lorsque T_j/T_o varie pour $V_j/c_o < 0,7$. Toutefois, l'intensité acoustique augmente avec la température, surtout dans les basses fréquences.

Pour $V_j/c_o \simeq 0,7$, l'intensité diminue en hautes fréquences et diminue puis augmente en basses fréquences avec la température du jet.

Si $V_j/c_o > 0,8$, l'intensité diminue avec l'augmentation de T_j , quelle que soit la fréquence.

Il apparaît donc bien qu'un bruit additionnel lié à la température du jet intervient à basse vitesse et qu'à haute vitesse le terme source lié au tenseur de Reynolds prédomine.

La fréquence du pic d'intensité est telle que le nombre de Strouhal $St_p = \frac{f_p \cdot D}{c_o}$ reste constant ($\simeq 1,5$) pour $\theta = 90^\circ$ si V_j/c_o varie à température de jet constante. La valeur de ce nombre est maximale pour $T_j/T_o=1$ et diminue si on s'éloigne de cette valeur. La fréquence du pic diminue donc avec la température.

1.2.2 Rayonnement d'ondes de Mach

Lorsque les structures turbulentes sont convectées à une vitesse supersonique relativement au milieu ambiant ($V_j/c_o > 1,5$), leur rayonnement acoustique est fortement facilité dans une direction privilégiée correspondant à l'angle de Mach ($\theta^* = \arccos(1/Mc)$). L'intensité acoustique présente une directivité très marquée, le maximum étant observé autour de cette direction. Des visualisations par strioscopie ont clairement mis en évidence ce type de rayonnement de très forte amplitude. Les études expérimentales de Ffowcs-Williams (ref.13) ont montré que les grosses structures turbulentes, restant cohérentes sur plusieurs diamètres durant leur convection, étaient principalement mises en jeu dans ce processus. De nombreux auteurs (ref. 7 et 14 à 16) ont relié ce mécanisme à la théorie des instabilités hydrodynamiques. Les grosses structures cohérentes convectées étant assimilées aux modes d'instabilité susceptibles d'être amplifiés.

Dans l'annexe C.3, nous présenterons le modèle développé par Ffowcs-Williams qui permet, en partant de l'analogie de Lighthill, de retrouver la dépendance en Uj^3 de ce type de rayonnement, bien vérifiée par l'expérience.

1.2.3 Bruit de choc

Nous avons vu précédemment que si le jet n'est pas parfaitement détendu en sortie de buse, des cellules de choc apparaissent dans l'écoulement. Lorsque les structures turbulentes convectées interagissent avec les ondes de choc, ces dernières sont le siège de fortes instationnarités. Ce phénomène se traduit par un rayonnement acoustique de grande intensité et est donc une source de bruit supplémentaire. Ce bruit apparaît sous différentes formes dans les mesures en champ lointain. Un ou plusieurs pics large-bande sont visibles sur les spectres acoustiques pour des fréquences relativement élevées. De plus, des pics discrets et leurs harmoniques apparaissent dans certaines conditions.

Pour les tuyères convergentes-divergentes, le bruit de choc n'apparaît que si elles fonctionnent hors de leurs conditions d'adaptation.

Mécanisme de génération du bruit large-bande

Des corrélations microphones-films chauds (Seiner (ref.17)) ont permis de vérifier que, comme dans la plupart des bruits générés par les écoulements à grande vitesse, les structures turbulentes de grande taille (de l'ordre d'une longueur d'une cellule de choc ou de l'épaisseur de la couche de mélange supersonique) étaient responsables du rayonnement sonore. De fortes fluctuations de la couche de mélange sont détectables par visualisation au bout de chaque cellule de choc. Les cellules voisines paraissent corrélées et l'amplitude des fluctuations varie avec le nombre de Mach dans le jet M_j . Il semble que les sources dominantes de bruit soient situées au niveau des ondes de compression. Les ondes de compression sont en effet très minces et les variations de pression y sont très brutales. Les faisceaux de détente sont au contraire beaucoup plus étendus et entraînent des variations beaucoup moins rapides.

Harper-Bourne et Fisher (ref.18) ont montré que le bruit large-bande était dû à l'interférence en champ lointain du bruit rayonné à l'extrémité de chacune de ces cellules de choc. Chacune de ces sources doit donc être cohérente avec ses voisines, ce qui explique qu'elles soient localisées vers l'aval. Dans cette région, la turbulence est bien développée et les structures turbulentes rencontrées peuvent être de grande taille ou fortement cohérentes sur de grandes distances. Une

même structure cohérente peut alors toucher ou traverser plusieurs cellules de choc. On notera que la force des chocs diminue avec la distance à la tuyère car la couche de mélange s'élargit et la vitesse locale du jet diminue.

Ces structures turbulentes étant convectées par l'écoulement, il existe un décalage temporel entre l'émission de chacune des sources. Ceci induit une forte directivité du bruit large-bande, les interférences étant constructives pour des fréquences différentes selon l'angle d'observation. La fréquence du pic du bruit large-bande est donc liée à la longueur des cellules de choc si l'on suppose que chaque fin de cellule rayonne au passage d'une grosse structure et que l'interférence constructive de toutes ces émissions acoustiques donne le bruit de choc. Si la longueur des cellules est prise constante : $L = K.\beta.D$ (avec $K=0,87$), on trouve qu'une expression acceptable de la fréquence du pic est :

$$f_p(\theta) = \frac{Uc}{L.(1 - Mc.\cos\theta)}$$

Comme dans le cas du bruit de mélange où on peut relier la fréquence du maximum d'intensité au nombre de Strouhal du jet, Seiner et Norum(ref.19 et 20) ont trouvé que f_p était fonction du nombre d'Helmutz basé sur la longueur d'une cellule de choc (Cf. paragraphes suivants).

Pour les faibles angles d'observation, le bruit de mélange domine le rayonnement acoustique alors qu'au-delà de $\theta = 90^\circ$, c'est le bruit large-bande qui s'impose. La fréquence du pic augmentant lorsque θ diminue, les interférences constructives observées vers l'aval sont dues à des sources hautes fréquences qui sont peu énergétiques. Ceci peut expliquer que dans cette direction le bruit de mélange soit dominant. Cette caractéristique du bruit de choc engendre, pour une vaste plage de β , un rayonnement acoustique globalement faiblement directif, du fait de la prédominance du bruit de choc vers l'amont et du bruit de mélange vers l'aval.

Des mesures de turbulence (Seiner (ref. 17)) ont montré que les couches de mélange sont semblables dans les configurations avec et sans chocs si les ondes de choc sont faibles. On peut ainsi vérifier que pour $\theta = 30^\circ$, les spectres obtenus sont similaires. Ce n'est plus le cas dès qu'un choc fort apparaît dans l'écoulement. On peut donc supposer que les bruits de mélange et large-bande sont peu couplés en présence de chocs faibles.

Si l'intensité du bruit de mélange avait une dépendance en Uj^8 , celle du bruit large-bande est liée au paramètre β^4 , où $\beta = \sqrt{Mj^2 - 1}$, c'est à dire directement à la force des chocs (Tanna

(ref. 21)). β^2 étant proportionnel à ΔP , la variation de pression au passage du choc. Harper-Bourne et Fisher ont proposé une loi empirique pour l'intensité (en dB):

$$I = 158,5 + 10.\log((D/R^2).\beta^4)$$

On peut noter que la position moyenne des ondes de choc reste constante par rapport à la tuyère pour des conditions données (bien qu'elle oscille autour de cette position au passage des structures turbulentes). Ceci sera la base de tous les modèles théoriques en fournissant une distribution linéique constante de sources dans le jet (cf. annexe C.2). L'extrémité de ces cellules (dans la couche de mélange supersonique) étant prise comme source.

Dans le cas de tuyères convergentes-divergentes, un équivalent du paramètre β peut être utilisé : $\beta = \sqrt{Mj^2 - Md^2}$ où Md est le nombre de Mach pour lequel la tuyère est adaptée. On retrouve alors (Tanna (ref. 21)) que l'intensité est toujours proportionnelle à β^4 . Lorsqu'on se place à $Mj=Md$, l'intensité est minimale (bien qu'augmentant avec Md) et seul le bruit de mélange est présent.

La présence de chocs forts dans l'écoulement semble paradoxalement entraîner un niveau de bruit plus bas. Pour une tuyère convergente, un disque de Mach peut se former pour des β élevés au niveau des premières cellules, réduisant de ce fait l'intensité des chocs situés en aval (le choc droit est responsable du passage au subsonique d'une partie de l'écoulement). Cette région étant la zone source du bruit large-bande, l'intensité n'augmente donc plus aussi nettement avec β . Au delà d'un certain β , le bruit de mélange peut donc redevenir dominant, mais cette fois il le sera sous la forme d'ondes de Mach. Ce phénomène peut expliquer que la géométrie de la tuyère, et en particulier le nombre de Mach auquel elle est adaptée (tuyère convergente-divergente), ait une influence sur le bruit de choc.

Influence de la température

Le bruit de choc paraît indépendant de la température (ref. 21), du fait que celle-ci n'ait pas une influence importante sur les grosses structures turbulentes. Il diminue légèrement lorsque T_j est faible mais ne varie plus lorsque T_j augmente. Par contre, le bruit de mélange augmente avec T_j et le bruit large-bande ne domine que pour de faibles valeurs de la température du jet. L'augmentation du bruit de turbulence avec la température est due principalement à l'augmentation de vitesse qui en résulte.

D'après les résultats expérimentaux de Tanna la plage où l'intensité suit une loi en β^4 commence pour des valeurs de β d'autant plus élevées que T_j/T_o s'accroît.

On notera que la fréquence du pic du bruit de choc augmente avec la température.

Répartition fréquentielle de l'énergie acoustique

D'après Seiner (ref. 19), la fréquence du pic d'intensité du bruit de choc est plutôt liée au nombre d'Helmholtz basé sur la longueur des cellules de choc que sur le nombre de Strouhal, contrairement au bruit de mélange. En effet, pour une tuyère convergente, le nombre de Strouhal associé à la fréquence du pic diminue avec β alors que le nombre de Helmholtz H reste constant. Du fait de l'épaississement de la couche de mélange, la longueur des cellules des chocs n'est pas constante en fonction de la position le long de l'axe du jet. Comme valeur représentative de la longueur des cellules, Seiner prend celle de la seconde : L_2 et on observe que le pic a lieu pour $H = \frac{f_p \cdot L_2}{c_0} \simeq 1, 2$.

La fréquence du pic étant donnée par : $f_p = \frac{Uc}{L(1-Mc \cdot \cos\theta)}$, on observe que la longueur moyenne des cellules de choc va limiter la fréquence du phénomène interférentiel. Or plus le nombre de Mach est élevé et plus les ondes de choc sont inclinées. Les ondes de choc sont alors de plus en plus espacées. Ainsi, plus M_j augmente et plus la fréquence du pic du bruit large-bande diminue, à vitesse constante, du fait de l'expansion du réseau d'ondes de choc. Cette fréquence f_p correspond à de hautes fréquences, ce qui n'était pas le cas du bruit de mélange.

Comme on l'a vu précédemment, les spectres obtenus pour des angles d'observation faibles sont très proches de ceux correspondant à des jets parfaitement détendus.

Plus θ diminue et plus f_p augmente (lié à l'effet Doppler), parallèlement le pic s'élargit. Dans la direction amont, où le bruit large-bande présente une forte intensité, il est possible d'observer l'interférence constructive fondamentale et certaines de ses harmoniques. Ces harmoniques étant à des fréquences plus élevées, elles sont généralement de niveau plus faible.

1.2.4 Bruit de bouclage ou Screech

Nous avons vu précédemment que le réseau d'ondes de choc qui se développe dans les jets imparfaitement détendus est une importante source de bruit. Bien que la directivité de chacune des sources que représente la fin d'une cellule de choc soit peu décrite dans la littérature, il apparaît que l'interférence de ces sources en champ lointain atteint un maximum d'intensité vers l'amont. Les fluctuations de pression acoustique ainsi rayonnées dans le milieu ambiant atteignent la lèvre de la tuyère et engendrent une excitation qui accroît l'activité tourbillon-

naire dans la couche de mélange. Les structures générées passent à leur tour au travers des chocs, accroissant de ce fait l'émission acoustique. Un phénomène de bouclage apparaît alors, caractérisé par une intensité acoustique très élevée pour une fréquence donnée (et pour ses harmoniques).

Cette fréquence peut être estimée assez précisément à l'aide d'un modèle simple :

Considérons une perturbation émise à $t=0$ au niveau de la lèvre de la tuyère. Elle atteint la première onde de choc au temps $t_1=L/Uc$ où L est la distance entre la lèvre et le choc et Uc est la vitesse de convection des structures turbulentes. L'interaction entre la perturbation et le choc génère une onde acoustique rayonnée dans toutes les directions dont l'amont. Cette onde rencontre donc la lèvre de la tuyère au temps $t_2 = t_1 + L/c_o$ où c_o est la célérité du son dans le milieu ambiant. On peut ainsi en déduire la fréquence fondamentale du phénomène de bouclage :

$$f = \frac{Uc}{L(1 + Mc)}$$

(Le nombre de Mach de convection est toujours $Mc = Vc/c_o$)

Le fait que cette fréquence soit indépendante de l'angle d'observation est bien vérifié expérimentalement. Elle correspond à la fréquence du bruit large-bande lorsque $\theta = 180^\circ$ (direction amont). On peut noter que des visualisations ont permis de montrer que le premier choc oscillait à cette fréquence.

Par contre, l'intensité de ce bruit est très difficile à estimer.

Ce bruit fortement instationnaire est très sensible à la géométrie de la tuyère et des études expérimentales ont montré que plus l'épaisseur de la lèvre était fine et moins l'intensité du screech était importante. Comme les autres bruits générés par un écoulement supersonique, les grosses structures turbulentes en sont la cause principale et toute modification du processus de leur création agit sur le bruit rayonné. Selon l'épaisseur des lèvres et le nombre de Mach, différents modes sont excités, correspondant à différentes fréquences du screech. Seiner (ref. 22) a montré expérimentalement que selon le mode d'instabilité du jet mis en jeu dans ce phénomène (toroïdal, hélicoïdal ou autre), on pouvait classer les fréquences du screech en différentes familles. La fréquence du screech variant de façon discrète en fonction de M_j d'une famille à l'autre, selon le mode dominant. Par contre, au sein d'une même famille, les varia-

tions de cette fréquence sont continues et fonction d'un nombre de Mach de convection Mc lié au temps de parcours d'une cellule de choc par les structures turbulentes associées au mode d'instabilité.

Il s'avère toutefois que si β devient trop grand (de l'ordre de 1.7) le mécanisme de résonance n'apparaît plus.

Diverses techniques de suppression du screech ont été testées, parmi elles deux ont donné des résultats satisfaisants :

- L'ajout d'une petite saillie au niveau de la lèvre rompt la symétrie de l'écoulement et empêche donc le mécanisme de résonance (ref. 23). Cette technique permet de supprimer le screech mais de part sa nature intrusive modifie l'écoulement et le réseau d'ondes de choc; Les spectres mesurés en champ lointain sont sensiblement modifiés.
- Si l'on place un disque réfléchissant à une distance correspondant à $\lambda/4$ en amont de la sortie de buse (où λ est la longueur d'onde fondamentale du screech), on crée une interférence destructive et le screech disparaît (ref. 24). Cette méthode n'empêche toutefois pas que le spectre du bruit large-bande soit modifié après suppression du screech (décalage en fréquence) mais assure un réseau d'ondes de choc identique au cas sans suppression.

1.2.5 Bruit lié aux fluctuations de température

S'ajoutant aux quatre composantes vues précédemment, le bruit dû aux fluctuations de température peut s'avérer dominant pour les jets fortement chauffés.

Nous avons déjà décrit, pour chaque type de bruit, les effets respectifs de la température. Nous décrivons ici un modèle simple de prise en compte de l'influence de T_j dans le calcul de l'intensité acoustique.

Le raisonnement se fait à $\theta = 90^\circ$ pour éliminer les problèmes de convection et de réfraction par l'écoulement.

On ne peut plus considérer un écoulement chauffé comme isentropique et cela impose de conserver le terme

$$p' - c_o^2 \cdot \rho'$$

dans l'équation de Lighthill (Cf. annexe C.1).

On sépare alors la fluctuation de densité en deux parties, l'une liée isentropiquement à la pression et proportionnelle à la différence de température, et l'autre due aux fluctuations d'entropie. Dans ces conditions on obtient, en injectant cette nouvelle expression dans l'équation de Lighthill (Lush (ref.25)), une nouvelle loi pour l'intensité :

$$I \simeq (T_j/T_0)^{-1}U^8 + (\Delta T/T_j)^2U^4$$

avec $\Delta T = (T_j - T_0)$

Cette expression a été obtenue en supposant les deux sources de bruit décorréelées, ce qui n'est pas le cas en réalité. Elle est pourtant bien vérifiée, principalement en subsonique. Mais si ce modèle arrive à représenter la diminution de l'intensité à haute vitesse lorsque T_j augmente, il surestime les niveaux dans ce domaine. Ceci a conduit Tanna (ref.12) à développer un modèle différent. La différence portant sur une nouvelle expression des deux termes représentant la fluctuation de densité et à une séparation entre l'action de T_j sur le tenseur de Reynolds et les fluctuations de température propres, ce qui conduit aux relations suivantes :

- Influence de la température sur le tenseur de Reynolds :

$$I \simeq (T_s/T_0)^{-2} \cdot (U_j/c_0)^{7,5}$$

où $T_s = 0,7 \cdot (T_j - T_0) + T_0$

Les résultats sont bons à grande vitesse. On observe que l'élévation de température ne change rien à la directivité, si ce n'est une augmentation uniforme des niveaux.

Pour déterminer le spectre acoustique à une température donnée, toujours à 90°, Tanna utilise un spectre "maître", calculé à $V_j/c_0 = 1$ et $T_j = T_0$:

$$Sm(\omega) = Sm(\omega_s) \left(\frac{T_s}{T_0}\right)^{-2} (V_j/c_0)^{7,5}$$

où $Sm(\omega_s)$ est le spectre "maître" ($\omega/\omega_s = (V_j/c_0)$).

- Bruit lié aux fluctuations de température :

De façon semi-empirique, on obtient la loi assez bien vérifiée :

$$St(\omega) = St(\omega_s) \cdot (2\Delta T/Tj)^2 (Vj/c_o)^4$$

(le spectre maître est tel que $Vj/c_o=1$ et $\Delta T/Tj=1/2$).

Chapitre 2

Etude expérimentale

La mise en service des deux nouveaux moyens d'essais que sont le banc MARTEL et la soufflerie supersonique de l'ECL a permis, entre autres expériences, d'évaluer la méthode de réduction du bruit de jet par injection d'eau. En préliminaire de ces essais, nous avons effectué différentes campagnes de mesures afin, d'une part, de vérifier que les caractéristiques aéroacoustiques de ces installations étaient conformes à celles relevées dans la littérature. D'autre part, ces expériences ont pour but d'élargir le champ de connaissances actuel sur le rayonnement acoustique des jets très rapides par la création d'une nouvelle base de données. Plus particulièrement, nous avons réalisé des campagnes de mesures en champs proche et lointain et des localisations de sources à l'aide d'antennes linéaires focalisées pour des écoulements dont la vitesse varie de 300 à 1800 m/s et des nombres de Mach de 1 à 2,9.

2.1 Expériences menées à l'ECL

Nous décrivons dans les paragraphes suivants les expériences menées sur la nouvelle installation supersonique du Centre Acoustique de l'ECL. En complément des campagnes de qualification de ce banc d'essai, des mesures aérodynamiques et acoustiques ont été effectuées dans le but de créer une base de données supplémentaire sur le rayonnement acoustique des jets supersoniques. Ces essais ont de plus servi à mettre au point les techniques de mesure qui seront utilisées lors des campagnes d'injection d'eau, aussi bien à l'ECL que sur le banc MARTEL.

2.1.1 Description de l'installation expérimentale

La production d'un jet supersonique nécessite des pressions génératrices élevées tout en assurant des débits importants. L'air comprimé est fourni par un compresseur centrifuge CENTAC d'INGERSOLL-RAND d'une puissance maximale de 350 kW et 270 kW en utilisation normale. Dans sa configuration actuelle, la pression absolue de l'air en sortie compresseur est de 4,22

bars (5 bars au maximum) pour un débit maximal de 1 kg/s. Le système de régulation intégré au compresseur permet d'ajuster le débit fourni en fonction de la demande et ainsi de conserver une pression constante. Deux vannes (une à l'aspiration et une en sortie du compresseur) sont asservies au régulateur. Dans ces conditions, selon le type de réglage choisi, il est possible de limiter les fluctuations de la pression en sortie du compresseur à moins de 1 pour cent de la pression de consigne.

L'air chaud sortant du compresseur est ensuite refroidi jusqu'à 24°C et asséché (Fig. 2.2).

Afin de réguler la pression dans la veine, une vanne est disposée en aval de l'ensemble compresseur-sécheur. Il s'agit d'une vanne à "effet de came" assurant une grande stabilité de l'écoulement en aval. Elle est pilotée à distance et permet d'ajuster la pression aval de sa valeur maximale à une pression relative nulle. Le système de régulation PI du compresseur, dont le capteur de pression est placé en amont de la vanne, dose le débit en fonction de l'obturation de la vanne.

L'air comprimé passe ensuite dans un caisson chauffant dans lequel se trouve un jeu de 18 résistances électriques d'une puissance totale maximale de 72 kW. Ce caisson est d'un diamètre interne de 0,8m qui permet une vitesse de l'écoulement très faible (de l'ordre de 10 m/s pour le débit maximal). L'échange thermique se fait donc avec un très bon rendement et les températures maximales obtenues vont de 90 à 250°C selon le débit demandé. Le régulateur fonctionnant selon un principe de type PID permet une bonne stabilité de la température de l'écoulement (fluctuation maximale de l'ordre de 1 pour cent durant une acquisition). Ce système de chauffage permet de ramener la température des jets à des valeurs de l'ordre de la température ambiante, la détente en sortie de buse abaissant fortement la température statique de l'écoulement. Compte-tenu des faibles vitesses relevées dans ce caisson, une première valeur des conditions génératrices (P_i et T_i) y est mesurée. On notera que le dessin du caisson et la disposition des résistances chauffantes permettent de réduire fortement les perturbations aérodynamiques résiduelles qui seraient dues au compresseur et à la vanne de régulation. Les pertes de charge y sont de plus extrêmement faibles (de l'ordre de 0,1 bar à froid) et le gain en pression dû à l'acrosissement de température permet d'augmenter la pression totale maximale à 4,4 bars. Ce caisson et les portions suivantes de la veine sont traités acoustiquement.

En bout de veine, l'air se détend dans un convergent puis au travers d'une buse avant d'être soufflé dans la grande chambre anéchoïque du Centre Acoustique de l'E.C.L. (10m x 8m x 8m). Dans la section située entre le caisson chauffant et la tuyère, la vitesse de l'écoulement reste

inférieure à 30 m/s. Le fort rapport de contraction entre le caisson chauffant et la sortie de buse (variation de section de $0,5 \text{ m}^2$ à 0.0011 m^2) sur une longueur de 7 m assure un écoulement de très bonne qualité. Si la pression en sortie de la vanne est supérieure à la pression critique (1.89 fois la pression ambiante dans la chambre), la tuyère va bloquer et l'écoulement en sortie de buse sera supersonique. Dans ces conditions de blocage, le débit du compresseur est imposé par le débit maximal admis par la tuyère.

Afin d'assurer le blocage de la tuyère dans toute la plage de fonctionnement du compresseur, le diamètre maximal du col ou de la sortie de buse est de 38 mm. Lors des essais décrits dans les paragraphes suivants, 3 tuyères différentes seront utilisées : deux tuyères convergentes simples d'un diamètre de sortie de 38 mm ('CS38') et 30 mm ('CS30') et une tuyère convergente-divergente (C-D) d'un diamètre au col de 38 mm et 42 mm en sortie de buse ('CD42'). Cette dernière fournit un écoulement adapté (parfaitement détendu, c'est-à-dire sans ondes de choc) pour un nombre de Mach $M_j = M_d = 1,33$. Le dessin de cette tuyère a été obtenu par un calcul basé sur la méthode des caractéristiques tri-dimensionnelle avec correction de couche-limite (cf. Annexe A).

2.1.2 Performances de l'installation expérimentale de l'ECL

Les conditions génératrices de régulation sont mesurés au niveau du caisson chauffant. Toutefois, une deuxième mesure est effectuée juste en amont de la tuyère à l'aide de deux capteurs de pression d'étendue de mesure 0-6 bars (précision 0,5 pour cent de la pleine échelle) (pression totale et statique) et d'un thermocouple reliant à un afficheur Omega (précision $\pm 1^\circ\text{C}$) (température totale). En règle générale, on déduit de P_i et T_i le nombre de Mach M_j et la vitesse dans le jet V_j à l'aide des relations mono-dimensionnelles des écoulements compressibles. Compte-tenu des températures et pressions génératrices obtenues, le nombre de Mach maximal du jet M_j est 1,59 avec la tuyère CS38 en écoulement froid. Cette valeur peut être portée à 1,63 à l'aide de la tuyère CS30 en écoulement réchauffé. Les vitesses moyennes maximales dans le jet sont alors respectivement de 450 et 530 m/s. On notera que ces valeurs sont des valeurs moyennes et qu'elles varient en fonction des conditions atmosphériques. Ainsi, la pression ambiante est elle mesurée avant chaque nouvel essai.

Afin de vérifier que ces mesures sont valables, un sondage du jet à l'aide de prises de pression totale et statique a été effectué. Les résultats de ces mesures sont décrits dans le paragraphe 2.2.2 (compléments aérodynamiques des localisations de sources).

2.2 Mesures acoustiques

Les caractéristiques de l'installation supersonique de l'ECL permettent d'obtenir des jets libres dans une large gamme de vitesses et nombres de Mach. Les mesures sont effectuées dans la grande chambre anéchoïde de l'ECL dans une ambiance de champ libre acoustique. Bien que cette plage de conditions aéroacoustiques ait été de nombreuses fois étudiée expérimentalement (ref. 7, 10, 17, 21 et 22), la présente étude constitue une base de données récente sur le sujet. Les mesures en champ lointain et champ proche sont, de plus, complétées par des localisations de sources (méthode d'antenne linéaire focalisée) d'une façon systématique.

2.2.1 Mesures en champ lointain

Les mesures en champ lointain sont effectuées à l'aide d'une antenne de 9 microphones Brüel et Kjaer 1/4" de type 'champ libre'. Ces capteurs sont situés sur un arc de cercle de rayon $R_{obs}=2,5m$ centré sur la sortie de buse et sont orientés en direction de la buse. Ils sont régulièrement espacés d'un angle de 15° , d'un angle d'observation θ allant de 30° (direction aval) à 150° (direction amont) par rapport à l'axe du jet (Fig. 2.1). Le traitement des signaux est effectué par un analyseur multivoies Hewlett-Packard HP356X qui permet d'obtenir des spectres acoustiques en bande fine (3200 lignes sur une plage de fréquences allant de 0 à 102,4 kHz). Tous les spectres présentés dans ce chapitre ont une largeur de bande fine $\Delta f=32$ Hz. Compte-tenu des fréquences élevées, les microphones sont toujours utilisés sans leur grille de protection, de façon à éviter les réflexions parasites.

Pour chacune des trois tuyères, les spectres et directivités en champ lointain ont été mesurés pour des nombres de Mach allant de $M_j=0,9$ à $M_j=M_j$ maximal (de l'ordre de 1,6), et ce pour différentes températures génératrices.

Ces résultats sont comparés à ceux donnés dans la littérature. On observe ainsi que le comportement de l'installation à basse vitesse est normal, les spectres obtenus pour $M_j=1$ (Fig. 2.3) étant similaires à ceux mesurés par Seiner (ref. 26). Dans le cas de jets supersoniques sous-détendus (Fig. 2.4), le bruit large-bande et le screech associés aux ondes de choc sont visibles sur les spectres en hautes fréquences. Les valeurs des fréquences des pics de ces deux bruits caractéristiques sont tout-à-fait en accord avec celles données dans la littérature. En ce qui concerne la fréquence du pic du bruit large-bande, on obtient pour $\theta = 90^\circ$:

- Pour $M_j=1,59$, on obtient $f_p \simeq 5kHz$;

- Si $M_j=1,35$, $f_p \simeq 6,5kHz$;

En se basant sur les formules empiriques de Seiner (Cf. chap.1), on trouve que la longueur moyenne L des cellules de choc est respectivement de 0,05m pour $M_j=1,6$ et de 0,04m pour $M_j=1,35$.

Si l'on suppose de plus que la vitesse de convection des structures turbulentes est, dans la zone source $U_c \simeq 0,67.U_j$, on trouve en théorie :

$$f_p = \frac{U_c}{L} = 5,7kHz \text{ pour } M_j=1,6$$

$$f_p = 6,7kHz \text{ pour } M_j=1,35$$

Nous reviendrons sur les écarts entre les valeurs mesurées et empiriques dans l'annexe C.2, consacré à la modélisation du bruit lié aux ondes de choc.

Les différentes mesures effectuées en champ lointain nous permettent de compléter la synthèse bibliographique présentée au chapitre 1.

Propriétés du bruit rayonné par les jets supersoniques

Dans le cas de la tuyère CS38, on observe que la directivité, très marquée vers l'aval pour les jets subsoniques ou à faible nombre de Mach, est nettement modifiée pour les jets fortement sous-détendus (Fig. 2.5). Le rayonnement acoustique est peu directif pour un jet froid à $M_j=1,6$.

L'analyse des spectres montre que cette variation est due à l'apparition du bruit lié aux ondes de choc, très intense vers l'amont (Fig. 2.6a et b). Le comportement de la tuyère CD42 est sensiblement différent, puisque pour ses conditions d'adaptation ($M_j=1,33$), l'allure de la directivité est très proche de celle relevée en subsonique (Fig. 2.7). Dans ce cas, seul le bruit de mélange est rayonné par le jet et, pour $M_j=M_d$, le niveau global passe par un minimum (cf. fig. 2.8). La comparaison des spectres obtenus avec ces deux tuyères permet de mettre en évidence l'importance du bruit d'ondes de choc, particulièrement sensible vers l'amont (Fig. 2.9)

Pour certaines valeurs du nombre de Mach, il est possible d'observer plusieurs harmoniques du bruit interférentiel large-bande associé aux ondes de choc (Fig. 2.4). On notera que l'intensité de ce bruit tend à diminuer relativement au bruit de mélange lorsque le nombre de Mach devient très important. L'apparition de disques de Mach dans le jet est responsable de cette baisse de niveau acoustique.

Le screech, qui apparait sur les spectres sous la forme de pics discrets, atteint des niveaux

d'intensité maximums pour des nombres de Mach M_j autour de 1,3-1,4, comme observé par différents auteurs (ref. 22) et est d'autant plus important que l'épaisseur des lèvres de la buse est grande relativement au diamètre du jet (Fig. 2.10). Différents modes du screech sont observables. Ainsi, pour de très faibles variations du nombre de Mach, un changement discret de la fréquence du screech est observé, particulièrement autour de $M_j=1,42$ et $M_j=1,53$ sur notre installation (fig. 2.11). Ceci correspond aux modes relevés par Seiner (ref.22). Des mesures spectrales en temps réel (sur le microphone situé à 150°) ont montré que pour ces nombres de Mach, la fréquence fondamentale du screech oscillait entre deux valeurs. Pour $M_j=1,53$, ces deux fréquences sont 4 et 3,5 kHz.

2.2.2 Localisation des sources acoustiques

Les mesures classiques en champ lointain ont été complétées par des localisations de sources. La méthode utilisée est décrite dans le détail en annexe (Annexe B). On mesure les interspectres entre chacun des microphones d'une antenne linéaire située à faible distance de l'écoulement. Ces mesures sont ensuite comparées à celles qu'on obtiendrait à l'aide d'une distribution linéique théorique de sources (le long de l'axe du jet). On obtient ainsi une distribution de sources possible pour chaque bande de fréquence étudiée. Les résultats sont présentés sous forme de cartographies sur lesquelles on trace l'intensité des sources en fonction de la fréquence et de la position axiale dans le jet.

Dans une première étape, l'antenne a été centrée sur la zone source à priori prédominante (à 10 diamètres en aval de la sortie de buse) (Fig. 2.12). Dans cette configuration, les sources ne sont jamais situées hors de la zone d'ouverture de l'antenne. On obtient ainsi des résultats avec une bonne précision. La localisation des sources est toutefois fonction de la position de l'antenne et de l'angle moyen sous lequel les sources sont observées (soit un angle d'observation de 90° vis-à-vis des sources ou environ 60° en moyenne relativement à la sortie de buse).

Localisation des sources du bruit de mélange

Les cartographies obtenues dans le cas d'un jet à $M_j=1$ issu de la tuyère CS38 (fig. 2.13) ou d'un jet à $M_j=1,33$ avec la tuyère CD42 sont similaires et sont caractéristiques de la distribution de sources dans un jet à faible vitesse sans ondes de choc. Le maximum est situé vers la fin du cône à potentiel et correspond à des nombres de Strouhal de l'ordre de 0,2. Les basses fréquences sont produites principalement loin en aval de la sortie de buse, dans une région où

prédominent les structures turbulentes de grande taille. Au contraire, les hautes fréquences sont générées dans les premiers diamètres du jet, près de la sortie de buse, dans une région où le cisaillement est important et où les structures turbulentes à l'origine du rayonnement sont de petite taille.

Localisation des sources du bruit lié aux ondes de choc

Lorsque l'écoulement n'est pas parfaitement détendu, des sources supplémentaires apparaissent en hautes fréquences. On observe bien que la région du jet dans laquelle les sources liées aux ondes de choc sont intenses est située vers l'aval (cf. fig. 2.14), comme l'avait montré Seiner par des corrélations champ proche-champ lointain. Des pics apparaissent à la fréquence du screech et de ses harmoniques à des positions bien déterminées.

Pour de faibles valeurs de β (dans le cas de la tuyère CS38 ceci correspond à des valeurs de M_j faibles), les sources supplémentaires ont une intensité égale ou inférieure à celles liées au bruit de mélange, situées dans une plage de fréquence plus basse (Fig. 2.15 a et b). Mais si β augmente, les sources liées aux ondes de choc deviennent plus intenses et leur niveau devient nettement supérieur à celui des sources liées au mélange pour de forts nombres de Mach (Fig. 2.14). Au-delà d'une certaine valeur de β , l'accroissement du niveau de ces sources semble atteindre une limite. Nous verrons dans le paragraphe ?, correspondant à des mesures similaires effectuées pour de plus grandes valeurs de β sur le banc MARTEL que cette tendance se confirme.

Quelque soit le nombre de Mach du jet étudié, le fondamental du screech est localisé à proximité de la sortie de buse. Ses harmoniques sont eux localisés dans la région à l'origine du bruit large-bande, c'est-à-dire nettement plus en aval.

Dans la plage de fréquences correspondant au bruit large-bande (en moyenne sur l'antenne)(Fig. 2.14), on observe le maximum d'intensité dans la zone précédemment décrite. Spatialement, cette zone commence à une distance inférieure à 5 diamètres de la sortie de buse et s'étend d'autant plus loin en aval que le nombre de Mach du jet est élevé (moins de 10 D pour $M_j=1,2$ (fig. 2.15a) et jusqu'à 15 D pour $M_j=1,6$ (fig. 2.14)).

Pour des fréquences plus élevées, des sources nettement séparées sont visibles, si la vitesse du jet est suffisamment élevée, et ce quelque soit la fréquence.

Compléments aérodynamiques

Afin de vérifier que ces sources hautes fréquences nettement séparées sur les localisations correspondent bien aux extrémités de chaque cellule de choc et déterminer lesquelles sont mises en jeu dans ces phénomènes, deux séries de mesures ont été effectuées. Des visualisations par ombroscopie ont permis de situer la position des ondes de choc dans les cas correspondant aux localisations (fig. 2.16a). Ces résultats ont été complétés par des mesures de la pression statique dans le jet. Ces dernières ont été réalisées à l'aide d'une prise de pression statique conçue spécialement pour cette expérience. Le dessin de cette sonde est basé sur les travaux de Seiner (ref. 26 et 27). Sa forme, qui lui permet des mesures de la pression statique à une très courte distance de sa pointe, a été calculée en utilisant le schéma numérique qui a servi à définir la tuyère convergente-divergente. Ce type de mesure permet de déterminer la force des ondes de choc en fonction de leur position.

Les visualisations par ombroscopie ont permis de vérifier que l'écoulement issu de la tuyère CD42 passait par un état parfaitement détendu à un nombre de Mach proche de 1,33. Pour cette valeur de M_j , la sonde de pression statique donne effectivement une pression dans le jet sensiblement égale à la pression ambiante quelque soit la position (fig. 18b).

Les visualisations et les mesures de la pression statique fournissent une position moyenne des cellules de choc dans le jet qui est en accord avec les mesures de Seiner (ref. 26), comme le montre la figure 19.

La comparaison entre ces valeurs et la position des sources hautes fréquences relevée à l'aide de la localisation acoustique montre qu'il s'agit des ondes de choc (ref. 28). Les valeurs des espacements entre cellules de choc sont données figure 20. Au-delà d'une certaine fréquence les ondes de choc sont donc localisées en tant que sources individuelles.

On retrouve de plus que les cellules de choc responsables du bruit large-bande sont comprises entre la quatrième et la huitième onde de choc, comme l'avait observé Seiner (ref. 17). On remarque que dans la plage de fréquences correspondant au bruit interférentiel large-bande, il n'est pas possible de discerner les ondes de choc séparément, bien que la précision de la méthode de localisation, de l'ordre de la longueur d'onde (cf. Annexe B), le permettrait. Nous avons vu (chap. 1) que le bruit large-bande est dû à l'interférence de rayonnements issus de sources fortement cohérentes. La cohérence de ces sources est liée à celle des structures turbulentes de grande taille qui traversent le réseau d'ondes de choc. Comme l'a montré Seiner (ref. 17), ces structures peuvent atteindre des dimensions de l'ordre de l'intervalle entre deux cellules de choc. Nous verrons dans le paragraphe concernant les mesures en champ proche que ces sources restent cohérentes sur plusieurs diamètres dans la région qui prédomine dans la génération du

bruit large-bande.

Aspect directif des sources

Comme nous l'avons vu précédemment et dans l'annexe B, la localisation des sources acoustiques dépend de la position moyenne d'observation, c'est-à-dire de la position de l'antenne. Or, dans la plage de vitesses et de nombres de Mach étudiée, de fortes différences de directivité existent entre les sources. Le bruit de mélange est très directif vers l'aval alors que le bruit associé aux ondes de choc prédomine vers l'amont. Selon le type de sources, les distributions à une fréquence donnée pourront paraître très différente selon la position de l'observateur. Toutefois, la méthode utilisée présente des limites. Principalement, les sources recherchées doivent se trouver dans l'ouverture de l'antenne. Le repliement peut aussi venir gêner l'interprétation des résultats en apparaissant, pour une même fréquence, dans des régions où se trouvent des sources réelles. En tenant compte de ces facteurs importants, nous avons réalisé une série de mesures supplémentaires. L'antenne est décalée d'une longueur vers l'aval et vers l'amont (fig. 2.19).

Nous reviendrons sur ce type de mesures dans la deuxième partie de cette étude, consacrée aux mesures avec injection d'eau. Cependant, du fait de l'aspect original de cette technique de localisation, il a été nécessaire, avant d'entreprendre des essais sur le banc MARTEL, de valider la méthode.

On donne sur la figure 2.20a, la distribution des sources pour une position aval de l'antenne, l'angle d'observation moyen étant de 45° dans le cas d'un jet parfaitement détendu à $M_j=1,33$. On observe que le repliement influe sur l'intensité des sources. Une comparaison avec une localisation en cohérence (méthode décrite en Annexe B), qui détermine uniquement la probabilité de présence des sources en fonction de la position le long de l'axe du jet et de la fréquence, montre (fig. 2.20b) que l'allure particulière de la figure 2.20a est due au fait que la méthode affecte plus d'intensité aux sources situées dans le voisinage de l'antenne, dans ce cas les sources secondaires associées au repliement. Grâce au calcul du repliement en fonction de la position des sources, il est possible de déterminer les sources réelles et secondaires. Afin d'éviter que la répartition de l'énergie se fasse entre ces différentes sources, un deuxième dépouillement est nécessaire. Les sources sont alors cherchées uniquement dans la région où se trouvent les sources réelles. Nous reviendrons sur ces résultats dans le chapitre 3 consacré aux comparaisons entre les modélisations et l'expérience.

Dans le cas de jets sous-détendus, on observait (fig. 2.14) une répartition des sources typ-

ique du bruit de mélange en basses fréquences, puis pour des fréquences plus élevées le bruit associé aux ondes de choc devenait nettement prédominant. Dans la direction aval, le bruit de mélange apparaît cette fois dominer le rayonnement acoustique et les sources basses fréquences présentent une forte intensité (fig. 2.21a). Au contraire, le niveau des sources dans la plage de fréquences correspondant au bruit large bande est nettement plus faible. On peut remarquer qu'en très hautes fréquences, les sources associées aux ondes de choc sont toujours discernables. Ces sources rayonnent donc aussi vers l'aval mais n'engendrent pas un phénomène interférentiel aussi important que dans les autres directions. Lorsque l'antenne est placée à l'amont (fig. 2.21b), on note sur les spectres (fig. 2.22) la présence d'un harmonique du bruit large-bande. Dans le cas d'un jet froid à $M_j=1,6$, les sources à l'origine de cet harmonique sont localisées au niveau des ondes de choc situées très en aval (12 diamètres de la sortie de buse). Bien que dans cette position les sources trop éloignées de l'antenne sont à la limite de son angle d'ouverture et sont donc localisées avec peu de précision, il est intéressant de constater que seule une partie des ondes de choc est à la base de cet harmonique.

2.2.3 Mesures acoustiques en champ proche

Les mesures en champ lointain et les localisations de sources acoustiques présentées dans les paragraphes précédents ont montré le bon comportement de la nouvelle installation de l'ECL. Les cartographies de distribution de sources constituent de plus une base de données originale sur le rayonnement acoustique des jets supersoniques. Cependant, dans le cas des jets sous-détendus, elles ont mises en évidence certaines caractéristiques du bruit lié aux ondes de choc peu décrites dans la littérature (ref. 17 et 29). En vue de compléter cette base de données expérimentales et de mieux comprendre les phénomènes associés au bruit d'ondes de choc, une série de mesures en champ proche a été entreprise. Des cartographies du champ acoustique proche du jet ont été réalisées en déplaçant transversalement une antenne de 12 microphones à proximité de l'écoulement (Fig. 2.23), de 2 à 30 diamètres de l'axe du jet. L'acquisition du signal temporel a permis d'effectuer des mesures de cohérence entre les différents capteurs et entre l'antenne et un microphone situé en champ lointain. Dans cette étude, nous nous contenterons de présenter les résultats les plus significatifs, sans développer les différents cas étudiés de façon complète.

On présente, sur les figures 2.24a à g un exemple de cartographie du champ proche d'un jet sous-détendu. La figure 2.24a représente l'intensité acoustique globale en fonction de la position et les figures b à g correspondent à l'intensité dans certaines bandes de fréquence. Le nombre

de Mach du jet est $M_j=1,63$ (tuyère CS30). Il apparaît que pour la fréquence fondamentale du screech (fig. 2.24c), le niveau est nettement plus élevé près de la sortie de buse et au voisinage des ondes de choc situées en aval. Ce n'est pas le cas des fréquences harmoniques (fig. 2.24d) pour lesquelles seules les ondes de choc aval semblent être mises en jeu. Ceci tend à confirmer les constatations tirées des localisations de sources

. Les sources du bruit large-bande sont-elles situées au voisinage des ondes de choc en aval. On observe sur les figures 2.24e à g qu'à proximité du jet, les ondes de choc ne semblent pas présenter une directivité fortement marquée. Mais au fur et à mesure que l'on éloigne les capteurs de la couche de mélange, on assiste à l'interférence du bruit émis par les différentes sources. Selon la bande de fréquences étudiée, il existe des directions selon lesquelles l'intensité acoustique reste très élevée. On peut considérer qu'au-delà d'une distance de 8 diamètres par rapport à l'axe du jet, toutes les interférences se sont produites. Ceci est en accord avec les résultats de Yu et al (ref. 30).

Ces cartographies ont été accompagnées de mesures de cohérence entre les microphones de l'antenne et un microphone champ lointain. Nous présenterons ici les résultats obtenus lorsque l'antenne est affleurante au jet (3,3 diamètres de l'axe du jet). Ces mesures ont permis, dans un premier temps, de retrouver les résultats de Seiner (ref. 17). Dans la région dominante pour la génération du bruit de choc (au-delà de 10 D), la cohérence entre un microphones de l'antenne et ses voisins est très importante (fig. 2.25). Pour les fréquences correspondant au screech, elle reste proche de 1 sur plusieurs diamètres. Elle est de l'ordre de 0,5 dans la bande de fréquences correspondant au bruit large-bande. Le phénomène de bouclage qu'est le screech semble donc généré par les mêmes ondes de choc que le bruit large-bande, mais il est probable que pour la fréquence fondamentale (cf. chap. 1), l'ensemble des ondes de choc, et plus particulièrement la première, soit mis en excitation.

Nous pouvons comparer ces résultats avec ceux obtenus dans le cas d'un jet sous-détendu à même nombre de Mach mais à une température génératrice plus élevée (fig. 2.26). La vitesse du jet passe alors de $V_j=450$ m/s à $V_j=530$ m/s et la température T_j de ? à ? °C. On observe que dans la plage de fréquence liée au bruit large-bande, la cohérence entre un microphone situé dans la région dominante et ses voisins a évolué. La zone où la cohérence est importante paraît limitée au voisinage d'une onde de choc alors qu'elle apparaissait plus étendue à froid.

2.3 Compléments expérimentaux sur les jets à grande vitesse

Les expériences menées à l'ECL et décrites dans les paragraphes précédents se sont limitées à des jets supersoniques froids et à basse vitesse. La vitesse maximale relevée sur l'installation ($V_j=530$ m/s) ne permet pas d'obtenir un rayonnement d'ondes de Mach sensible à des angles d'observation élevés. C'est pourquoi les études ont porté principalement sur les bruits de mélange et d'ondes de choc. Les techniques de mesure développées seront toutefois applicables pour l'étude de l'injection d'eau aussi bien à l'ECL que sur le banc MARTEL. Ce dernier constitue de plus un moyen d'essais unique, de par ses performances. Les températures et vitesse des écoulements générés permettent l'étude de l'émission d'ondes de Mach et de l'influence de la température dans une vaste gamme de configurations. Nous reviendrons dans la seconde partie de cette étude, consacrée à l'injection d'eau, sur les mesures réalisées en jet libre sur le banc MARTEL, aussi bien en champ lointain qu'en ce qui concerne les localisations de sources. Toutefois, en complément des cas traités dans ce chapitre, il paraît intéressant de présenter les résultats les plus caractéristiques obtenus sur le banc MARTEL.

Les installations expérimentales ainsi que les performances du banc MARTEL sont décrites en détail dans la Partie 2 (Chapitre 6). Les mesures en champ lointain présentent des particularités liées à la semi-anéchoïcité du banc d'essai (cf. fig. 6.1 - partie 2), le sol en béton étant laissé nu. Nous ne présenterons donc dans ce paragraphe que des comparaisons entre des mesures effectuées sur le banc MARTEL. Le comportement en champ proche étant sensiblement identique à celui observé avec l'installation de l'ECL, nous insisterons plus particulièrement sur cet aspect des mesures.

2.3.1 Mesures en champ lointain

Trois configurations de jets présentent un intérêt dans le cadre de ce chapitre, deux jets à $M_j=1,7$, l'un à la température ambiante ($T_i=458$ K soit $V_j=580$ m/s) et l'autre fortement chauffé ($T_i=1130$ K soit $V_j=912$ m/s), et un jet à $M_j=2$ à une température proche de l'ambiante ($T_i=707$ K et $V_j=795$ m/s). Ces deux derniers permettent un rayonnement d'ondes de Mach pour des angles d'observation θ de l'ordre de 40 à 60° , contrairement au premier. Ces trois configurations correspondent à des jets sous-détendus et sont issues d'une tuyère convergente simple d'un diamètre en sortie de buse de 40 mm. Le comportement des deux jets rapides étant très proche, nous comparons ici les directivités obtenues pour les jets à $M_j=1,7$. On observe sur la figure 2.27 que si le niveau global du jet chaud est nettement plus élevé vers l'aval, il est du

même ordre, sinon plus faible, dans la direction amont. Tanna avait montré (ref. 21) qu'à nombre de Mach égal, le bruit d'ondes de choc devenait d'autant moins dominant, relativement au bruit de mélange, que la température du jet était élevée. On voit sur la figure 2.28 qui présente les spectres relevés à un angle $\theta = 120^\circ$ que si le niveau en basses fréquences évolue peu avec la température dans cette direction, le bruit d'ondes de choc large-bande est lui fortement réduit. Ceci tend à montrer que l'augmentation de la vitesse et de la température du jet entraînent une diminution de la cohérence des sources acoustiques au niveau de chaque fin de cellule de choc, responsables du phénomène interférentiel. On peut aussi interpréter ceci par le fait que plus la vitesse est élevée et plus les fréquences mises en jeu dans le phénomène interférentiel lié au bruit large-bande sont élevées. Ces dernières sont en effet imposées par l'angle d'observation, l'espacement des cellules de choc et la vitesse du jet (cf. chap. 1). Or, les structures turbulentes susceptibles de générer de telles fréquences correspondent à de petites échelles. Elles sont peu énergétiques et, si elles dissipent rapidement leur énergie au cours de leur convection, restent de ce fait cohérentes sur de plus courtes distances, le rayonnement acoustique lié à ces petites échelles est aussi moins intense.

2.3.2 Localisations de sources

Comme nous le verrons dans la partie 2 (chap. 7), un grand nombre de configurations ont été étudiées à l'aide des localisations de sources par antenne focalisée. La disposition expérimentale, similaire à celle utilisée à l'ECL, est décrite dans la partie 2.

Lorsque l'antenne est placée en position centrale (cf. parag. 2.2.2), on obtient avec le jet à $M_j=1,7$ à température ambiante (fig. 2.29a) une distribution de sources très proche de celle relevée dans le cas des jets sous-détendus de l'ECL (fig. 2.14). Ce n'est plus le cas avec le jet fortement chauffé à même nombre de Mach (fig. 2.29b). Les sources acoustiques correspondant aux ondes de choc sont discernables en tant que sources individuelles dès les basses fréquences. La position des ondes de choc n'ayant sensiblement pas varié entre les deux configurations (fig. 2.30), la nature des sources a donc évolué avec l'accroissement de la vitesse et de la température du jet. On notera de plus, comme observé en champ lointain (fig. 2.31), que le screech a quasiment disparu sur le jet chauffé. De plus, une comparaison en valeur absolue de l'intensité des sources liées aux ondes de choc montre que celle-ci diminue lorsque le jet est chauffé.

Le déplacement de l'antenne vers l'aval (cf. fig. 2.32a) permet de mettre en évidence, d'autre part, les régions du jet à l'origine du rayonnement d'ondes de Mach. En effet, on a vu sur la figure 2.27 que le niveau en champ lointain augmentait fortement vers l'aval avec la vitesse du jet. Si l'on compare les spectres acoustiques mesurés pour $\theta = 50^\circ$, on observe que l'augmentation du

niveau touche principalement les basses et moyennes fréquences. Dans cette direction moyenne, le niveau des sources augmente fortement dans cette plage de fréquences (fig. 2.32b). La différence des distributions de sources entre les deux jets à $M_j=1,7$ met en évidence la zone dans laquelle l'intensité des sources subit la plus forte variation, dans la plage de fréquences comprise entre 1 et 7 kHz. Il s'agit d'une région correspondant au bruit de mélange et située entre 5 et 20 diamètres de la sortie de buse. Ceci est en accord avec les mesures en champ lointain et les corrélations champ proche/champ lointain effectuées par Seiner (ref. 17) pour des configurations de jets très similaires. Bien que cette région soit située légèrement en aval de la sortie de buse, et ne soit pas de ce fait la région la plus rapide du jet, elle correspond à une zone dans laquelle les structures turbulentes cohérentes ont déjà acquis une taille importante. Ceci est en accord avec les différents modèles proposés pour expliquer l'émission d'ondes de Mach par le jet (Tam (ref. 14 à 16), Ffowcs-Williams (ref. 13 et 31)).

Ces localisations de sources, complétées par des mesures avec la tuyère convergente-divergente de 60 mm en sortie de buse qui permet d'atteindre $M_j=2,9$ et $T_i=2100$ K (soit $V_j=1800$ m/s) et qui sont présentées dans la partie 2, présente un aspect original de par la technique de mesure employée, les configurations utilisées (aspect directif des sources) et les conditions aérodynamiques des jets étudiés permises par le banc MARTEL. Elles viennent compléter les mesures en champ lointain et les rares expériences similaires présentes dans la littérature (ref. 32).

Dans les chapitres suivants, nous utiliserons ces différents résultats expérimentaux en effectuant une comparaison avec des modèles de bruit de jet existants. En effet, les localisations de sources présentées dans cette partie apportent des informations supplémentaires, relativement aux mesures de spectres et directivités en champ lointain généralement utilisées pour valider les résultats théoriques et numériques.

Chapitre 3

Comparaison entre les expériences et différents modèles

Nous nous proposons dans ce chapitre d'effectuer une comparaison entre les différents modèles de bruit de jet supersonique présentés dans l'annexe C et les résultats expérimentaux obtenus à l'ECL et sur le banc MARTEL.

3.1 Jet faiblement supersonique

L'installation supersonique de l'ECL nous a permis d'obtenir un jet à $M_j=1,33$ parfaitement détendu. Compte-tenu de la vitesse de ce jet (450 m/s), le bruit de mélange et le bruit lié aux ondes de choc sont les rayonnements acoustiques dominants ($V_j/c_0 = 1,3$). Dans ce paragraphe, nous présentons une étude détaillée de ce type de jets, tant numérique qu'expérimentale.

3.1.1 Bruit de mélange

Afin d'utiliser les modèles basés sur la théorie de Lighthill (annexes C.1 et C.3), nous avons vu que les différents paramètres nécessaires à la détermination du champ acoustique peuvent être obtenus à l'aide des résultats d'un code aérodynamique de type $k - \epsilon$. Dans ce but, nous avons utilisé un code développé au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'ECL.

Résultats du code aérodynamique

Le code NardiaNG utilisé pour déterminer les grandeurs physiques nécessaires au calcul de l'intensité acoustique est un code Navier-Stokes compressible dans lequel ont été introduites les équations turbulentes. Il s'agit d'un modèle $k - \epsilon$ fermé par différentes hypothèses de viscosité turbulente, incluant ou pas la compressibilité. Le modèle de Sarkar (ref. 33) sera utilisé dans la présente étude, car donnant les résultats les plus proches des expériences de Lau (ref. 4). Le schéma numérique est de type mixte, éléments finis et volumes finis (ref. 34).

Ce code permet de tester aussi bien des géométries planes qu'axisymétriques mais nous l'utiliserons uniquement dans le cas d'un jet circulaire. La géométrie est alors totalement axisymétrique (calcul dans un seul plan).

Le maillage n'est pas régulier et comporte 50×58 points soit 2900 points au total sur un domaine s'étendant de $X/D=0$ à 20 et de $Y/D=0$ à 8.

Le cas étudié est un jet parfaitement détendu à $M_j=1,37$, correspondant aux mesures aérodynamiques de Lau (ref. 4). Les comparaisons entre les résultats de ce code et l'expérience peuvent donc se faire de manière directe. Il est de plus très voisin du jet adapté ($M_j=1,33$) obtenu à l'ECL.

Les paramètres de ce jet sont :

- Diamètre du jet $D = 0,051\text{m} = L_0$;
- Vitesse du jet en sortie $U_j = 470 \text{ m/s} = U_0$;
- Température totale $T_0 = 293 \text{ K}$;
- Pression génératrice $P_0 = 2,66 \text{ bars}$;
- Nombre de Reynolds $Re = 1,6 \cdot 10^6$.

On impose les conditions suivantes aux limites du domaine :

- En entrée ($x=2D$) :
Les profils de vitesse et de K sont inspirés des mesures de Lau.

Le jet est à la température ambiante (isotherme) et à la pression atmosphérique;

- En sortie et en champ lointain :
Conditions de Neumann avec la pression et la température ambiantes;
- Sur l'axe :
Conditions de symétrie.

La longueur théorique du cône à potentiel est estimée par la formule empirique de Lau : $x_c/D \simeq 4,2 + 1,1Mj^2 = 6,3$, et la valeur donnée par le code est en parfait accord avec cette relation puisque $x_c \simeq 6,4.D$.

Il en est de même avec les profils de vitesse U_1 qui sont comparés avec les mesures de Lau réalisées par anémométrie Laser. Les meilleurs résultats sont obtenus à l'aide du modèle incluant un terme de dilatation de pression (compressibilité). Les écarts les plus importants apparaissent à la périphérie du jet où la vitesse ne tend jamais vers une valeur nulle mais reste de l'ordre de $0,04 U_0$.

On retrouve toutefois des profils quasiment auto-semblables proches de la théorie (Davies (ref.35)) : $U_1/U_0 = f\left(\frac{r-r(0,5)}{x}\right)$ où r est la coordonnée radiale et $r(0,5)$ est la valeur de r pour laquelle, à x fixé, la vitesse a la moitié de sa valeur sur l'axe.

En ce qui concerne les résultats turbulents, le calcul surestime nettement les profils de l'énergie cinétique turbulente k . Comparées aux mesures de Lau, les valeurs calculées présentent un maximum pour une ordonnée r correcte mais sont au minimum 50% supérieures au niveau du pic (en $r=D/2$). De plus, la turbulence s'étend sur une distance r double de celle mesurée pour $x=16D$.

On donne figure 3.1 a,b et c les cartographies de U_1 , k et ϵ en fonction de la position dans le jet.

Résultats du code acoustique

Le calcul se fait en intégrant les formules développées dans l'annexe C.1 sur tous les points du maillage aérodynamique.

Un ajustement des constantes de calage est nécessaire car nous avons utilisé des approximations

dimensionnelles données à un coefficient près pour calculer les grandeurs turbulentes présentes dans le modèle. C'est le cas de Δ dans le modèle de Goldstein. Les niveaux seront, pour les mêmes raisons, ajustés pour se rapprocher des résultats expérimentaux. Le calage du code se fera en comparant la puissance globale mesurée lors des expériences ECL à celle obtenue numériquement. La constante de calage ainsi obtenue sera alors unique et conservée dans d'autres cas.

Des comparaisons entre les modèles de Ribner (ref. 36) et Goldstein (ref. 37), développés dans l'annexe C.1, ont montré que l'apport de la théorie d'une turbulence axisymétrique est faible et que, en l'absence de données directes sur les vitesses turbulentes, la modélisation par une fermeture de type $k - \epsilon$ (turbulence supposée isotrope) ne permet pas d'en tirer partie. De ce fait, nous ne présenterons ici que des comparaisons entre l'expérience et le modèle de Ribner.

Directivité

Le modèle précédemment décrit a été testé et comparé avec les mesures de Tanna (ref. 10) à $M_j=1,33$ (Cf. fig. 3.2) et les résultats obtenus à l'ECL. La forme générale de la directivité est correcte bien qu'aux petits angles, la chute de niveau observée expérimentalement (Tanna) n'apparaisse pas. Ceci est explicable par le fait que la théorie de Lighthill ne tient pas compte de la propagation dans un milieu inhomogène comme c'est le cas aux angles θ proches de l'axe du jet. On peut noter que ces phénomènes de réfraction par l'écoulement sont d'autant plus importants que la vitesse du jet est grande.

Le calage du modèle sur la puissance globale apparaît dans ce cas donner des résultats équivalents à un calage basé sur l'intensité globale pour $\theta = 90^\circ$ (pour cet angle, il n'en a en effet pas d'influence de la réfraction ou de la convection) car l'écart obtenu pour cet angle d'observation est de l'ordre de 0,2 dB. On précisera toutefois que le modèle sous-estime le niveau global vers l'amont et le sur-estime vers l'aval. Cette allure de la directivité est due au facteur Doppler à la puissance 5 présent dans l'équation de Lighthill. Cette constatation avait déjà été faite par Tanna (ref. 10) qui avait montré qu'un facteur Doppler à la puissance 3 donnait de meilleurs résultats. L'obtention de cette loi différente résulte d'une autre approche que celle présentée précédemment (Goldstein (ref. 38)) et est présentée brièvement dans l'annexe D.1 (ref. 39).

Spectres acoustiques

Dans notre cas, peu de différences significatives ont été observées entre le modèle de Ribner et celui de Goldstein. Nous ne présenterons toujours que les résultats obtenus avec le modèle de

Ribner.

Nous comparons dans un premier temps les spectres en 1/3 d'octave mesurés par Tanna à ceux obtenus à l'ECL et au modèle de Ribner (ref. 36). Dans ce cas, la constante de calage du code est la même que celle utilisée dans le calcul des directivités. Si les résultats expérimentaux sont très proches, avec un maximum pour un nombre de Strouhal de l'ordre de 1, on peut noter un écart important avec le modèle. En effet, bien qu'en hautes fréquences la décroissance du niveau acoustique soit bien restituée, en basses fréquences l'intensité chute rapidement. Une explication à ceci peut être que la dépendance temporelle du tenseur de corrélation des vitesses R_{ij} a été choisie sous la forme d'une gaussienne (Cf. annexe C.1) afin de simplifier les calculs. Or des résultats expérimentaux (Davies (ref. 35)) ont montré que cette fonction décroissait moins rapidement qu'une gaussienne avec le temps. Le choix d'une fonction plus réaliste (tendant vers une exponentielle pour les temps longs) permettrait de répartir l'énergie turbulente sur une plage de temps caractéristiques plus grande et donc d'accroître les niveaux en basses fréquences. Nous revenons sur cette amélioration possible du modèle dans l'annexe D.2.

Une comparaison entre spectres en bande fine est présentée sur la figure 3.3. Nous avons cette fois-ci calé le code numérique sur l'intensité globale pour $\theta = 90^\circ$ obtenue par intégration sur toute la plage de fréquences étudiée. Cette méthode est certainement la plus fiable car elle permet de déterminer les écarts relatifs entre les spectres et ainsi de quantifier les améliorations apportées au modèle (cf. annexe D). On observe que la pente de décroissance en hautes fréquences est correcte. En effet, pour les temps caractéristiques courts, le modèle d'une fonction de corrélation des vitesses gaussienne est valable. La position du maximum d'intensité est légèrement différente, du fait de la diminution rapide du niveau en basses fréquences, et se trouve à un nombre de Strouhal plus élevé que pour l'expérience. Ce dernier a une valeur proche de 0,4, en accord avec d'autres auteurs (ref. 40).

Le même comportement est observé pour d'autres angles d'observation. L'évolution des spectres est cependant cohérente avec les résultats expérimentaux :

Si l'on fait varier θ , on observe que le maximum d'intensité se déplace vers les basses fréquences alors que θ diminue. Ce décalage du spectre met en évidence l'effet Doppler lié à la convection des sources par l'écoulement.

Distribution spatio-fréquentielle des sources acoustiques

Les comparaisons entre les mesures en champ lointain et le modèle de Ribner ont permis de mettre en évidence certaines de ses limitations. Cette confrontation peut être étendue à la répartition spatio-fréquentielle des sources par comparaison directe avec les distributions de sources obtenues expérimentalement (annexe B et chapitre 2).

En effet, bien que ces mesures soient effectuées à de faibles distances des zones sources, en vue d'augmenter la précision de la méthode, on peut considérer que chacun des microphones de l'antenne, indépendamment des autres, se trouve en champ lointain acoustique, la distance entre la zone source et les capteurs étant de l'ordre de $25 D$. Le calcul numérique se fera toutefois en tenant compte de la position des sources, c'est-à-dire en supposant que l'observateur se trouve en champ proche géométrique. Ainsi, l'angle et la distance d'observation ne seront pas pris constants dans le calcul (et liés à la sortie de buse) mais seront fonction de la position de l'élément de volume source considéré.

Dans le calcul, la position de l'observateur correspondra à la position moyenne de l'antenne. On montre sur la figure 3.4a la distribution des sources obtenue à l'aide du modèle de Ribner dans le cas où l'antenne est en position centrale (angle d'observation moyen de 70° par rapport à la sortie de buse (90° relativement à la position estimée des sources)). On retrouve globalement l'allure de la localisation expérimentale (fig. 3.4b) avec le maximum d'intensité dans la zone de transition du jet, en aval du cône à potentiel (à environ $10 D$ de la sortie de buse). Les sources hautes fréquences sont localisées à proximité de la sortie de buse, dans la zone entourant le cône à potentiel, alors que les sources basses fréquences s'étendent plus en aval. Pour les mêmes raisons que celles citées précédemment, la fréquence du maximum d'intensité est sur-estimée par le modèle. Elle correspond à un nombre de Strouhal de l'ordre de $0,4$ alors qu'expérimentalement, ce dernier est proche de $0,2$ (cf. annexe C.2).

En complément, on peut noter que dans le cas où l'antenne est placée en aval de la sortie de buse, la position des sources reste sensiblement la même numériquement, ce qui est observé expérimentalement.

3.1.2 Bruit large-bande associé aux ondes de choc

L'installation supersonique de l'ECL permet d'obtenir des jets à $M_j=1,33$ adaptés ou sous-détendus, dans des conditions de vitesse et température équivalentes. De plus, le diamètre du jet pleinement détendu est le même dans les deux configurations.

Afin de modéliser le bruit associé aux ondes de choc, nous utiliserons les modèles de Tam (ref. 41) et de Harper-Bourne et Fisher (ref. 18) développés dans le chapitre précédent. Le jet à $M_j=1,33$ (soit $\beta=0,87$) rentre dans le cadre des approximations du modèle de Tam (cf. Seiner (ref. 42)) sur la longueur des cellules de choc. En effet, pour appliquer directement ce modèle, les jets doivent être faiblement sous ou sur-détendus.

Nous présentons les spectres obtenus pour un angle d'observation $\theta = 90^\circ$ sur la figure 3.5. On peut constater que les deux modèles prédisent assez bien l'allure des spectres du bruit large-bande associé aux ondes de choc. Le modèle de Tam sur-estime légèrement la fréquence du pic du bruit de choc. Les différents paramètres utilisés dans ce modèle sont toutefois calés sur des valeurs expérimentales. Ainsi, la longueur moyenne des cellules de choc calculée par le modèle, est en parfait accord avec les mesures effectuées à l'ECL. La longueur des cellules de choc est en effet de l'ordre de $1,2D$ pour $M_j=1,33$.

On notera que pour les spectres calculés par le modèle de Tam pour différents angles d'observation amont et aval, en utilisant la même constante de calage que dans le cas à $\theta = 90^\circ$, l'évolution de la fréquence du bruit de choc correspond bien aux expériences. En particulier, on constate que cette dernière diminue lorsque l'angle d'observation augmente.

3.2 Jet supersonique

Nous avons vu dans les chapitres précédents que lorsque la vitesse de convection des structures turbulentes est supersonique par rapport au milieu ambiant, le rayonnement acoustique est facilité dans certaines directions privilégiées. Ces directions correspondant à l'angle de Mach.

Le modèle de Ffowcs-Williams, présenté dans l'annexe C.3, sera confronté aux résultats expérimentaux obtenus sur le banc MARTEL. Ce modèle ayant déjà été évalué de façon approfondie dans les ref. 43 et 44, nous ne nous intéresserons, dans le cadre de cette étude, qu'à la localisation des sources à l'origine du rayonnement d'ondes de Mach, en vue principalement d'utiliser ce modèle dans un cas de jet à très grande vitesse.

3.2.1 Directivité du bruit de jets supersoniques

Les jets à très grande vitesse présentent une directivité très marquée dans la direction correspondant à l'angle de Mach basé sur le nombre de Mach de convection des structures turbulentes.

Tanna (ref. 10 et 12) et Seiner (ref. 7) ont réalisé des bases de données expérimentales très complètes sur ce type de rayonnement. Comme nous le verrons dans la seconde partie de cette étude, les mesures en champ lointain effectuées sur le banc MARTEL sont légèrement influencées par la semi-anéchoïcité de l'installation. De plus, nous ne disposons pas d'une tuyère convergente-divergente permettant de générer un écoulement parfaitement détendu à grande vitesse. Pour cette dernière raison, le modèle sera ajusté sur les résultats tirés de la littérature. On remarquera toutefois sur la fig. 3.6 que l'allure générale de la directivité corrigée (diamètre et distance d'observation) mesurée sur le banc MARTEL dans le cas d'un jet à $M_j=2$ légèrement chauffé est très proche de celle relevée dans la littérature. Les différences les plus importantes apparaissant dans la direction amont (bruit large-bande associé aux ondes de choc).

Afin de tester le code numérique basé sur le modèle de Ffowcs-Williams, nous avons utilisé les résultats du code $k - \epsilon$ ESTET développé par EDF (sa description détaillée figure dans les références 43 et 44) pour calculer les grandeurs aérodynamiques du jet. Nous avons procédé comme dans le cas du modèle de Ribner pour le bruit de mélange, c'est-à-dire en intégrant les formules présentées dans l'annexe C.3 sur l'ensemble des éléments de volume entourant un noeud du maillage aérodynamique. Ce type de calcul est décrit dans les références 43 et 44.

Nous comparons sur la figure 3.6, la directivité du bruit lié aux ondes de Mach avec les mesures de Tanna et Seiner. La direction du maximum d'intensité est équivalente dans les deux cas. Compte-tenu des caractéristiques de ce type de jet (cf. chap. 1), on peut considérer que le bruit de jet est fortement dominé par les ondes de Mach dans la direction aval. Nous présentons aussi sur cette figure la directivité totale du jet, en utilisant le modèle de Ribner (bruit de mélange) lorsque le nombre de Mach de convection est subsonique (ref. 36). On observe alors que, comme dans le cas du jet à $M_j=1,33$, l'allure générale est correcte bien que le modèle sous-estime le niveau global vers l'amont (cf. annexe D.1). Pour ce type de jet à grande vitesse, on constate que les effets de réfraction par l'écoulement sont très importants vers l'aval ($\theta < 30^\circ$).

3.2.2 Localisation des sources du rayonnement d'ondes de Mach

Dans la section consacrée au bruit des jets à grande vitesse du chapitre 2, nous avons vu que lorsque la vitesse du jet augmentait de façon importante, le niveau acoustique des sources augmentait fortement dans la direction aval (cf. fig. 2.27). La différence entre les distributions de sources expérimentales à même nombre de Mach nous a permis de localiser la plage de

fréquences et la position des sources mises en jeu. Compte-tenu de l'allure des directivités et de la valeur des nombres de Mach de convection observées dans la zone source, l'augmentation de l'intensité des sources dans cette direction peut être interprétée comme une émission d'ondes de Mach. Ces résultats sont tout-à-fait en accord avec les mesures de Seiner (ref. 7).

En procédant de la même façon que dans le cas du bruit de mélange, nous avons comparé les localisations de sources numériques et expérimentales dans le cas d'un jet à $M_j=2$ à une température proche de l'ambiante. Les mesures ont été réalisées sur le banc MARTEL, dans une configuration où l'antenne est placée dans la direction aval (angle d'observation moyen $\theta = 45^\circ$) (cf. fig. 2.19). Les caractéristiques détaillées du jet sont données dans la 2ème partie de cette étude : Jet à $M_j=2$ et $V_j=795$ m/s. Comme précédemment, nous utiliserons les données aérodynamiques du code ESTET ($M_j=2$ et $V_j=700$ m/s) (cf. ref. 44) et le modèle de Ffowcs-Williams, la position de l'observateur correspondant à une position moyennée sur l'antenne.

Les résultats numériques sont assez conformes à l'expérience (fig. 3.7a et b), la position du maximum d'intensité étant trouvée nettement en aval de la sortie de buse. Le nombre de Strouhal du maximum est du même ordre dans les deux cas ($St=0,15$) et correspond à de basses fréquences, en accord avec les expériences de Seiner (ref. 7) en champ lointain et les mesures réalisées sur le banc MARTEL (cf. chap. 2 et Partie 2). Contrairement au modèle de bruit de mélange, le modèle de Ffowcs-Williams base le calcul de la fréquence des sources sur le cisaillement et le profil transversal de vitesse dans le jet. Ces paramètres étant bien modélisés, on observe une bonne adéquation entre le calcul et les expériences.

La position des sources à l'origine du rayonnement d'ondes de Mach est située très en aval (10 diamètres de la sortie de buse pour un jet à $M_j=2$). Ceci peut paraître surprenant du fait que les vitesses les plus élevées sont obtenues à proximité de la sortie de buse et que le rayonnement d'ondes de Mach est lié à une vitesse de convection des sources supérieure à la vitesse du son dans le milieu ambiant. Toutefois, dans le cas des jets nettement supersoniques et à grande vitesse, la longueur du cône à potentiel est importante et la vitesse du jet reste élevée sur une grande distance. La vitesse de convection des structures turbulentes reste supersonique au-delà de 20 diamètres. Par contre, en sortie de buse, les structures turbulentes sont de petites tailles et peu énergétiques. Ce n'est pas le cas des structures cohérentes de grande taille rencontrées plus en aval, lorsque la couche de mélange s'est suffisamment développée. Comme nous venons de le voir, ces structures très énergétiques sont convectées à des vitesses nettement supersoniques et ce sont elles qui sont à l'origine de la majeure partie du rayonnement d'ondes de Mach. Ceci est d'ailleurs en accord avec la théorie développée parallèlement par Tam.

Les bons résultats obtenus en comparant les localisations théorique et expérimentale nous permettent d'effectuer une étude numérique plus détaillée sur le rayonnement d'ondes de Mach. Ainsi, en faisant varier la position de l'observateur, d'un angle d'observation très en aval à l'angle de Mach θ^* , on peut tracer la position, la fréquence et l'intensité du maximum en fonction de cet angle. Ceci est représenté sur les figures 3.8a à c. Ainsi, plus θ augmente et plus la position du maximum d'intensité se rapproche de la sortie de buse, c'est-à-dire des zones plus rapides. Dans ces conditions, la fréquence et l'intensité du maximum augmente, bien que cette dernière atteigne sa valeur la plus élevée pour un angle d'observation légèrement inférieur à θ^* . On précise que compte-tenu du modèle utilisé, les résultats présentés sur ces courbes ne sont interprétables que pour $\theta < \theta^*$.

Compte-tenu des résultats obtenus avec les modèles de bruit de jet, il nous paraît intéressant de les utiliser dans un cas correspondant à un jet très rapide, peu décrit dans la littérature. Il s'agit de l'écoulement le plus rapide obtenu sur le banc MARTEL, très proche par ses caractéristiques de ceux issus des tuyères des boosters du lanceur Ariane 5.

3.3 Jet fortement supersonique

Le jet étudié (Jet I dans la nomenclature du banc MARTEL) est un jet à $M_j=2,9$ fortement chauffé ($T_i=2100$ K). Ses caractéristiques complètes sont données dans la partie 2 de cette étude.

La vitesse de ce jet étant très élevée (de l'ordre de 1800 m/s), la modélisation du bruit lié à la turbulence sera basée sur le modèle de Ffowcs-Williams. Le fait que la température du jet soit très importante n'est pris en compte dans le modèle que par l'intermédiaire des grandeurs aérodynamiques de l'écoulement. On ne tiendra pas compte, dans le cadre de cette étude, du bruit lié aux fluctuations de température. On supposera de plus que la principale influence de la température concerne la vitesse du jet, et que son incidence sur le rayonnement d'ondes de Mach (lié aux structures de taille importante) est limitée (cf. ref. 12 et 21 (Tanna) et ref. 7 (Seiner)).

Les données aérodynamiques sont fournies par le code CEL2DNST développé par l'Aérospatiale (ref 45 et 46). Ce code Navier-Stokes turbulent ($k - \epsilon$ compressible) est un code éléments finis. Les calculs acoustiques sont effectués en intégrant sur les 5300 éléments du maillage aérodynamique.

Nous n'avons pas effectué de mesures en champ lointain similaires à celles présentées précédemment (cf. partie 2 de cette étude et ref. 47), et nous nous contenterons dans cette section de comparer les résultats de localisations de sources avec celles obtenues expérimentalement. Le comportement de ce jet est toutefois très proche de celui du jet à $M_j=1,7$ fortement chauffé présenté dans le chapitre 2 et dans la partie 2. On notera que ce type de jet a été très peu étudié auparavant (ref. 48 (NASA) et Seiner ref. 7).

On donne sur les figures 3.9a, b et c les cartographies de la vitesse longitudinale U , de l'énergie turbulente k et du taux de dissipation de cette énergie ϵ . On remarquera que le jet est sur-détendu et que des ondes de choc sont visibles dans les premiers diamètres. Nous avons comparé, compte-tenu des informations fournies par la méthode de localisation (cf. chap. 2), la position de ces chocs avec celle des sources acoustiques qui y sont liées, obtenue par localisation de sources expérimentale (antenne en position centrale)(cf. fig. ? - partie 2). Si la position et l'écart entre les premières ondes de choc est correct (de l'ordre de 3 à 3,5 diamètres), on constate toutefois que le calcul prédit une disparition rapide de ces dernières. Elles sont pourtant toujours présentes au-delà de 10 diamètres en tant que sources acoustiques expérimentalement. Ceci peut s'expliquer par le fait que la viscosité est un peu trop forte dans le code CEL2DNST (ref. 46), comme le montre la longueur du cône à potentiel, légèrement sous-estimée par le calcul (15 D contre 16 D avec le modèle empirique NASA (ref. 5)).

Nous comparons sur les figures 3.10a et b les localisations numériques et expérimentales obtenues lorsque l'antenne est en position aval. La position moyenne de l'observateur est alors $\theta = 45^\circ$. On observe que l'évolution constatée entre le jet à $M_j=2$ (fig. 3.7) et celui étudié dans cette section est assez bien reproduite par le modèle. En effet, la position du maximum évolue vers l'aval dans des proportions équivalentes et se trouve aux environs de 15 diamètres de la sortie de buse. De même, le nombre de Strouhal de ce maximum (d'une valeur de 0,08) obtenu par le calcul est tout-à-fait cohérent avec celui relevé expérimentalement. L'allure de la distribution des sources est aussi très proche. A très grande vitesse, les sources dominantes paraissent moins étalées en position et en fréquence qu'à des vitesses plus faibles. Elles prennent la forme d'un pic nettement plus marqué.

3.4 Conclusions sur la confrontation entre les résultats expérimentaux et les modèles

Cette dernière comparaison a montré que d'une part les localisations de sources expérimentales permettaient une confrontation originale entre les modèles et l'expérience. D'autre part, les modèles présentés fournissent une bonne approximation des mesures réalisées à l'ECL et sur le banc MARTEL. Une extrapolation de ces résultats dans le cas de jets à très grande vitesse et nombre de Mach est donc envisageable, en utilisant par exemple les données aérodynamiques fournies par le code CEL2DNST de l'Aérospatiale (ref. 46).

Cette dernière comparaison permet d'entrevoir une des perspectives encourageantes pour la prédiction du bruit rayonné par les jets issus des moteurs du lanceur Ariane 5. Le code CEL2DNST a en effet été utilisé pour calculer le champ aérodynamique dans les jets issus des boosters de ce lanceur.

Dans la première partie de cette étude nous avons présenté un bilan des connaissances actuelles sur le bruit rayonné par les jets supersoniques. Celui-ci a été complété par des résultats expérimentaux, obtenus aussi bien avec la nouvelle installation supersonique de l'ECL que sur le banc MARTEL du CNES, qui constituent une nouvelle base de données sur le sujet. Les vitesses des jets étudiés s'étendent en effet de 300 à 1800 m/s, dans une vaste gamme de températures génératrices.

L'utilisation systématique de la méthode de localisations de sources par antenne focalisée a permis de compléter de façon originale ces résultats, en fournissant de plus un nouveau moyen de comparaison avec les modèles théoriques. Si de nombreuses questions restent encore posées (principalement au sujet du bruit associé aux ondes de choc), les nouvelles données ainsi obtenues apportent des informations complémentaires sur la génération et le rayonnement des bruits associées aux ondes de choc et aux ondes de Mach. Le cas des jets à très grandes vitesses et températures est en effet peu commenté dans la littérature.

Partie II

Evaluation expérimentale de la
méthode de réduction du bruit de jet
par injection d'eau

Dans le cadre de l'étude des effets de l'injection d'eau sur le rayonnement acoustique des jets supersoniques, différentes séries d'essais ont été réalisées sur le banc MARTEL du C.N.E.S. situé au C.E.A.T. de Poitiers. Cette méthode vise à réduire le bruit rayonné par un jet à grande vitesse, tel que ceux rencontrés sur les moteurs des lanceurs spatiaux, en injectant de l'eau dans leur périphérie. La réduction attendue est due principalement à une diminution de la vitesse du jet par transfert de quantité de mouvement entre les deux phases et par effet sur la température de l'écoulement. Afin de mettre au point la technique d'injection d'eau et de vérifier son efficacité, deux précédentes campagnes d'essais ont été menées à l'Ecole Centrale de Lyon. La première, qui s'est déroulée de 1991 à 1993 (réf. 3 et 49), a mis en évidence l'influence des différents paramètres de l'injection d'eau sur l'aérodynamique (mesures par granulométrie Laser) et sur l'aéroacoustique (mesures en champ lointain et localisations de sources) de jets subsoniques froids ($V_j=180$ m/s). Lors d'une seconde campagne (réf. 50), qui a eu lieu en 1996, la gamme de résultats précédente a été élargie au cas des jets supersoniques à l'aide de la nouvelle installation de l'ECL ($M_j=1,6$; $V_j=530$ m/s). Ces essais ont été réalisés dans la grande chambre sourde de l'ECL.

Les premiers essais réalisés sur le banc MARTEL ont deux objectifs :

- La comparaison des niveaux acoustiques en champ lointain (mesures de directivités et spectres en bande fine) et des localisations de sources avec ceux obtenus dans des configurations similaires à l'ECL;
- L'extension du domaine d'essai à des configurations plus proches de l'environnement acoustique des lanceurs (nombre de Mach et température génératrice plus élevés) tout en essayant de séparer les différents phénomènes aérodynamiques et aéroacoustiques mis en jeu, dans la limite des possibilités actuelles du banc. Dans un premier temps, un balayage des différents paramètres d'injection (rapport des débits d'eau sur débit d'air, angle et abscisse d'injection, caractéristiques des jets d'eau) a été effectué afin de déterminer une configuration optimale assurant les meilleurs résultats acoustiques en champ lointain. Des localisations de sources complétant cette étude ont été réalisées lors d'une seconde campagne d'essais.

Dans un premier chapitre, nous résumons brièvement les résultats obtenus à l'ECL pour des jets subsoniques et faiblement supersoniques. Nous présentons ensuite les deux campagnes

d'essais ECL/Metraflu sur le banc MARTEL et les premières conclusions qu'elles ont permis d'apporter, complétées par les essais menés en champ lointain pour des jets à très grande vitesse par le L.E.A.

5.1 Configuration expérimentale

Les essais subsoniques et supersoniques ont été menés dans la grande chambre sourde de l'ECL (10m x 8m x 8m) (Fig. 2.2 - partie 1). Les jets sont issus d'une tuyère convergente (diamètre de sortie $D=0.038\text{m}$) ou convergente-divergente qui permet des jets supersoniques parfaitement détendus à un nombre de Mach $M_j=1,33$. Les mesures en champ lointain (spectres et directivités) sont effectuées à l'aide d'une antenne semi-circulaire de 9 microphones Brüel- Kjaer 1/4 " d'un rayon $R_{obs}=2,50\text{ m}$ (soit $65,8 D$) centrée sur la sortie de tuyère. Les microphones sont régulièrement espacés de 15° , de $\theta = 30^\circ$ (direction aval) à 150° (direction amont) par rapport à l'axe du jet (Fig. 2.1 - partie 1). Les localisations de sources sont obtenues par une méthode d'antenne linéaire focalisée (cf. annexe B), utilisant 10 microphones situés dans le champ proche du jet (domaine de Fresnel de l'antenne) soit $26D$. L'antenne est centrée sur la région dont l'émission acoustique est dominante, c'est-à-dire $X=10D$ (Fig. 2.12 - partie 1). L'injection d'eau dans la périphérie du jet est réalisée à l'aide d'une rampe annulaire coaxiale au jet et comportant 8 injecteurs réglables. Elle permet de faire varier l'angle (de $\alpha_{inj} = 0^\circ$, correspondant à la normale à l'axe du jet, à 90°) et l'abscisse d'injection (intersection des jets d'eau avec l'axe du jet d'air, de 0 à 15 D par rapport à la sortie de buse) ainsi que la forme des jets d'eau (jets ronds ou plats) (Fig. 5.1). Le débit d'eau injectée Q_{eau} peut atteindre 180 l/mn soit 3 fois le débit masse du jet d'air pour $M_j=1,6$.

5.2 Etude paramétrique

Afin de déterminer l'influence des différents paramètres aérodynamiques et d'injection, nous avons fait varier le nombre de Mach du jet M_j de 0,5 à 1,6 (soit des vitesses V_j variant de 200 à 530 m/s) et les conditions d'injection (rapport du débit d'eau injectée sur le débit d'air, angle et abscisse d'injection, taille des gouttes d'eau).

5.2.1 Mesures en champ lointain

On observe sur la figure 5.2 que la réduction obtenue à grande vitesse est nettement plus importante qu'en subsonique. En effet, pour des vitesses transsoniques, la réduction maximale obtenue est de l'ordre de 2 dB en niveau global pour certains angles d'observation, alors qu'elle atteint 12 dB vers l'amont pour des jets supersoniques sous-détendus (dans les meilleurs conditions d'injection).

Chapitre 4

Synthèse bibliographique sur la réduction du bruit par injection d'eau

Les précédentes études menées sur la réduction du bruit sont peu nombreuses. Elles se limitent principalement aux travaux de Guerder (ref. 3) et Dine (ref. 2), dans le cadre du projet mené par le CNES. La NASA a réalisé une série d'essais en situation réaliste (ref. 51 et 52) afin d'étudier l'influence de l'injection sur le rayonnement acoustique des jets issus des moteurs de la navette spatiale. Toutefois, ces expériences ne sont pas décrites dans le détail et les conditions d'injection (angle et abscisse d'injection, forme des jets,...) ne sont pas précisées. La bibliographie existante sur l'injection d'eau dans un écoulement supersonique est limitée à des études en souffleries.

4.1 Expériences menées par la NASA

Les études menées par la NASA (ref. 51 et 52) ont montré que la méthode était d'autant plus efficace qu'on injecte l'eau près de la sortie de tuyère. Le système d'injection utilisé est constitué de rampes linéaires verticales (parallèles à l'axe des jets) ou créant un rideau perpendiculaire à l'axe des jets. L'injection est donc pratiquée en différents points simultanément. Les réductions de niveau acoustique sont très importantes, et ce quelle que soit la fréquence. Le maximum de réduction est obtenu dans une plage de fréquences moyennes, mais 7 à 10 dB de réduction sont observés pour les fréquences comprises entre 30 et 125 Hz. Ces essais ont aussi démontré qu'au-delà d'une certaine valeur du débit injecté, le gain acoustique devenait négligeable. Il n'est donc pas nécessaire d'injecter des quantités d'eau très élevées pour obtenir une forte réduction du niveau de bruit rayonné.

4.2 Injection de liquide dans un écoulement gazeux

La majeure partie des études consacrées à ce sujet concernent l'injection de liquide dans des conduites. Elles apportent toutefois un grand nombre d'informations sur les paramètres influant sur le mélange entre les deux phases.

On notera que la taille des gouttes diminue au fur et à mesure de la pénétration du jet liquide dans le jet gazeux. On assiste en fait à une désagrégation du jet liquide. Les particules de faible taille suivent l'écoulement turbulent alors que celles de forte taille ne sont influencées que par l'écoulement moyen. Ces résultats sont valables si le nombre de Reynolds associé à la particule reste faible ($Re_p < 500$). On définit ce nombre de Reynolds :

$$Re_p = \frac{(u_f - u_p) \cdot d_p}{\nu_f}$$

où u_f est la vitesse du fluide, u_p la vitesse de la particule, ν_f la viscosité cinématique du fluide et d_p le diamètre de la particule.

On peut considérer que si le nombre de Reynolds associé à la particule est suffisamment faible, les particules injectées réduisent la turbulence du fluide porteur alors que si Re_p est inférieur à 400, elles peuvent conduire à un accroissement du taux de turbulence (phénomène de sillage en aval de la particule). Dans ce contexte, il apparaît délicat de réduire le taux de turbulence dans un jet par injection d'eau. L'effet est plutôt attendu par une réduction importante de la vitesse moyenne du jet, la vitesse turbulente pour un jet libre étant de l'ordre de 10 à 20 pour cent de la vitesse moyenne.

On trouvera dans les références 53 à 56 (Schetz) des relations empiriques afin de déterminer les hauteurs de pénétration dans le jet.

Les expériences de Guerder (ref. 3) menées à l'ECL en subsonique et de Dine (ref. 2), réalisées au CEAT de Poitiers en supersonique ont fourni un grand nombre d'informations sur la façon dont le mélange entre les deux phases se produit et sur les réductions de bruit qui y sont liées.

Il est apparu, à l'aide de mesures par granulométrie Laser en écoulement subsonique (ref. 3 et 49) que la diminution de la vitesse de l'écoulement se faisait bien en accord avec le concept de transfert de quantité de mouvement (cf. annexe F). Mais ce transfert entre les deux phases se fait sur une distance relativement grande, de l'ordre de 6 D pour une injection à 1 D de la sortie de buse. Ainsi, même si la réduction de vitesse, à l'équilibre entre les deux phases, est très importante, cette dernière se fait progressivement. Pour une grande partie de la région

source de bruit (de 2 à 10 D selon les paramètres de l'injection), la réduction de vitesse est assez faible.

Le mélange entre les deux phases peut s'effectuer de manière plus efficace si la hauteur de pénétration des jets d'eau est augmentée (angle d'injection proche de la perpendiculaire à l'axe du jet, jets rectilignes assurant une forte vitesse de pénétration) mais dans ces conditions, les résultats acoustiques sont nettement moins bons. Il semble alors que le bruit d'interaction entre les jets d'eau et le jet d'air devienne prédominant sur la réduction du bruit liée à la réduction de la vitesse du jet. Ce bruit peut être lié à l'échappement tourbillonnaire en aval des gouttes d'eau. Il peut consister aussi en un bruit d'obstacle, les jets d'eau avant leur fragmentation pouvant se comporter comme des obstacles pour l'écoulement.

Afin de réduire ces deux bruits, il apparaît important de réduire la taille des goutelettes avant leur pénétration dans le jet. Si ceci réduit leurs pénétration dans le jet (vitesse des gouttes moins élevée), le mélange peut malgré tout en être facilité. En effet, les gouttes de petites tailles ont plus de facilité à suivre l'écoulement. De plus, l'accroissement de la turbulence en aval d'une goutte est lié à son nombre de Reynolds, donc à son diamètre.

Guerder a aussi montré, par un modèle simple de bruit de barreaux (ref. Goldstein 57), que le bruit d'obstacle associé à des jets d'eau rectilignes pénétrant dans le jet d'air pouvait être d'un niveau équivalent à celui du jet libre, du moins dans une direction proche de 90° .

Chapitre 5

Essais préliminaires menés à l'Ecole Centrale de Lyon

Deux campagnes d'essais successives ont été réalisées dans la grande chambre sourde de l'ECL afin de mettre au point puis de valider la méthode de réduction du bruit des jets par injection d'eau. Les mesures aérodynamiques et acoustiques (réf. 3) en écoulement subsonique ($V_j=160$ et 180 m/s) avaient montré qu'un compromis devait être trouvé entre un mélange efficace (forte pénétration des jets d'eau dans le jet d'air et donc fort ralentissement du jet d'air) et une réduction notable du bruit de jet, le bruit d'impact et d'entraînement de la phase liquide pouvant, sous certaines conditions, dominer dans les plages basses et moyennes fréquences. Ainsi, même si le mélange se fait de façon moins rapide, un angle d'injection rasant par rapport à l'axe du jet permet d'éviter un bruit d'impact important. Dans le cas de ces jets froids et à basse vitesse, les meilleurs résultats acoustiques avaient été obtenus en pulvérisant l'eau avant sa pénétration dans la couche de mélange du jet d'air. Mais les réductions obtenues, dans le domaine des moyennes et hautes fréquences, étaient modestes; une tendance à une plus grande efficacité de l'injection d'eau, lorsque la vitesse du jet augmentait, était toutefois prometteuse.

Sur la base de ces résultats, une seconde campagne d'essais, se limitant à des mesures acoustiques, a été entreprise dans des conditions aérodynamiques plus proches de celles rencontrées sur le banc MARTEL, et ce à l'aide de la nouvelle installation supersonique de l'ECL. La vitesse maximale obtenue est de 530 m/s ($M_j=1,6$). Comme dans les cas des essais en écoulement subsonique, une étude paramétrique des conditions d'injection a été réalisée. Les résultats obtenus ont directement été appliqués par les équipes de l'ECL et du LEA (Poitiers) sur le banc MARTEL.

5.1 Configuration expérimentale

Les essais subsoniques et supersoniques ont été menés dans la grande chambre sourde de l'ECL (10m x 8m x 8m) (Fig. 2.2 - partie 1). Les jets sont issus d'une tuyère convergente (diamètre de sortie $D=0.038\text{m}$) ou convergente-divergente qui permet des jets supersoniques parfaitement détendus à un nombre de Mach $M_j=1,33$. Les mesures en champ lointain (spectres et directivités) sont effectuées à l'aide d'une antenne semi-circulaire de 9 microphones Brüel- Kjaer 1/4 " d'un rayon $R_{obs}=2,50\text{ m}$ (soit $65,8 D$) centrée sur la sortie de tuyère. Les microphones sont régulièrement espacés de 15° , de $\theta = 30^\circ$ (direction aval) à 150° (direction amont) par rapport à l'axe du jet (Fig. 2.1 - partie 1). Les localisations de sources sont obtenues par une méthode d'antenne linéaire focalisée (cf. annexe B), utilisant 10 microphones situés dans le champ proche du jet (domaine de Fresnel de l'antenne) soit $26D$. L'antenne est centrée sur la région dont l'émission acoustique est dominante, c'est-à-dire $X=10D$ (Fig. 2.12 - partie 1). L'injection d'eau dans la périphérie du jet est réalisée à l'aide d'une rampe annulaire coaxiale au jet et comportant 8 injecteurs réglables. Elle permet de faire varier l'angle (de $\alpha_{inj} = 0^\circ$, correspondant à la normale à l'axe du jet, à 90°) et l'abscisse d'injection (intersection des jets d'eau avec l'axe du jet d'air, de 0 à $15 D$ par rapport à la sortie de buse) ainsi que la forme des jets d'eau (jets ronds ou plats) (Fig. 5.1). Le débit d'eau injectée Q_{eau} peut atteindre 180 l/mn soit 3 fois le débit masse du jet d'air pour $M_j=1,6$.

5.2 Etude paramétrique

Afin de déterminer l'influence des différents paramètres aérodynamiques et d'injection, nous avons fait varier le nombre de Mach du jet M_j de 0,5 à 1,6 (soit des vitesses V_j variant de 200 à 530 m/s) et les conditions d'injection (rapport du débit d'eau injectée sur le débit d'air, angle et abscisse d'injection, taille des gouttes d'eau).

5.2.1 Mesures en champ lointain

On observe sur la figure 5.2 que la réduction obtenue à grande vitesse est nettement plus importante qu'en subsonique. En effet, pour des vitesses transsoniques, la réduction maximale obtenue est de l'ordre de 2 dB en niveau global pour certains angles d'observation, alors qu'elle atteint 12 dB vers l'amont pour des jets supersoniques sous-détendus (dans les meilleurs conditions d'injection).

- Influence de l'abscisse d'injection : Les meilleurs résultats ont été obtenus en champ lointain pour des abscisses d'injection proches de la sortie de buse (Fig. 5.3). Bien que dans ces conditions la pénétration de l'eau vienne perturber une zone où l'épaisseur de la couche de mélange est très faible, le mélange entre les deux phases s'opère dès la sortie de buse. Le phénomène de transfert de quantité de mouvement agit donc aussi sur les premiers diamètres du jet, zone de production de rayonnement acoustique à hautes fréquences. Il existe toutefois un optimum local pour $X_{inj}=5D$. Pour cette position d'injection, la réduction de vitesse atteint toujours des zones fortement productrices de bruit, tout en limitant le bruit d'impact (injection dans une zone turbulente moins rapide). Mais la réduction élevée obtenue en hautes fréquences pour $X_{inj}=1D$ compense le fort bruit d'impact, ce qui explique les meilleurs résultats obtenus en niveau global.
- Influence de l'angle d'injection et de la taille des gouttes : Si les mesures par granulométrie Laser avaient montré qu'une meilleure pénétration de l'eau dans le jet, et donc un mélange plus efficace, était obtenue en injectant sous des angles proches de la normale au jet, il apparaît que sur le plan acoustique ces conditions ne donnent pas les plus fortes réductions. Dans la plupart des cas, on observe en fait une forte remontée du niveau acoustique en basses et moyennes fréquences. On peut déterminer un compromis permettant un ralentissement efficace du jet tout en limitant le bruit d'impact. Dans la gamme de vitesses et de températures étudiées à l'ECL, ce compromis est obtenu en injectant sous des angles rasants ($\alpha_{inj} = 60^\circ$) (Fig. 5.4), de façon à diminuer la valeur de la composante normale au jet de la vitesse des jets d'eau, ou en diminuant la taille des gouttes par pulvérisation (Fig. 5.5)(réalisée dans notre cas en insérant une grille (maille de 1,6 mm) entre les injecteurs et le jet d'air).
- Influence du débit d'eau injectée : Ce paramètre semble moins influent que les précédents (Fig. 5.6). Une certaine quantité d'eau est nécessaire à un transfert important de quantité de mouvement mais un effet de saturation semble se produire si l'on augmente le débit d'eau. Les variations en niveau acoustique sont alors beaucoup plus faibles pour une forte variation de la quantité d'eau injectée.
- Influence des paramètres aérodynamiques du jet : On a pu observer sur la figure 5.2 que le maximum de réduction était obtenu dans la direction amont dans le cas de jets à grande vitesse mais non-parfaitement détendus. Dans cette direction et pour ce type

de jet, le bruit associé aux ondes de choc est fortement dominant. Ce n'est plus le cas pour les jets chauds à très grande vitesse tels que ceux rencontrés sur le banc MARTEL ou les lanceurs spatiaux. La réduction en hautes fréquences pour les angles d'observation situés vers l'aval est cependant importante. Une comparaison entre un jet sous-détendu et un jet adapté issu d'une tuyère convergente-divergente au même nombre de Mach a permis de vérifier (Fig. 5.7) que l'on obtenait une réduction notable en l'absence d'ondes de choc dans l'écoulement, dans le domaine des hautes fréquences. Le fort ralentissement du jet (passage en subsonique plus rapide) et la perturbation du réseau d'ondes de choc avec injection d'eau assurent toutefois la diminution du bruit associé aux chocs et une réduction du bruit rayonné plus importante dans le cas de jets non-parfaitement détendus.

5.2.2 Localisations de sources

L'étude en champ lointain a montré que la réduction du bruit rayonné apparaissait principalement pour les moyennes et hautes fréquences et que dans la plupart des configurations d'injection on notait un accroissement du niveau acoustique en basses fréquences. Cette augmentation apparaît être liée à l'interaction entre les jets d'eau et le jet d'air car elle est moins importante si l'on modifie les conditions d'injection (angles d'injection rasants, eau pulvérisée). D'autre part, on a observé que les réductions en hautes fréquences étaient d'autant plus importantes que la vitesse du jet était élevée, les meilleurs résultats étant obtenus dans le cas de jets non-parfaitement détendus.

Pour compléter ces résultats, une série de localisations de sources par antenne focalisée a été réalisée. On représente sur la figure 5.8 la distribution de sources obtenue à l'aide de cette méthode pour un jet libre à $M_j=1$. L'intensité des sources (normalisée par l'intensité maximale I_{max} rencontrée dans ce cas) est tracée en fonction de leur position le long de l'axe du jet ($X=0$ étant la sortie de buse) et de la fréquence. Cette cartographie est caractéristique du bruit rayonné par les jets subsoniques, les hautes fréquences étant générées près de la sortie de buse (zones de fort cisaillement) et les basses fréquences plus en aval (zone dominée par les structures turbulentes de grandes dimensions).

La cartographie obtenue avec injection d'eau ($X_{inj}=2,5 D$, $\alpha_{inj} = 45^\circ$) est très différente de la précédente (figure 5.9). Il existe en effet une région produisant un fort bruit basses et moyennes fréquences en aval de la zone d'injection. Afin de mieux faire ressortir l'effet

de l'injection, nous avons tracé sur la figure 5.10 la différence des deux distributions. La couleur blanche représente une augmentation de l'intensité des sources et le noir une réduction. Une diminution de l'intensité acoustique des sources est effectivement observée très en aval de la zone d'injection, et ce quelle que soit la fréquence, mais la forte augmentation du niveau dans la région proche de l'abscisse d'injection conduit à une augmentation du niveau global en basses fréquences. Le bruit d'interaction est dominant dans cette configuration. Si l'on injecte l'eau sous forme de petite gouttelettes (eau pulvérisée par une grille), ce bruit peut-être fortement réduit. C'est ce que l'on observe sur la figure 5.11, différence des distributions de sources entre le jet libre et le jet avec injection d'eau pulvérisée. L'augmentation du bruit juste en aval de la zone de pénétration est nettement réduite, et bien que la réduction de niveau observée plus en aval soit inférieure (le mélange est moins efficace), la résultante globale du bruit rayonné diminue aussi bien en basses qu'en hautes fréquences.

Les mêmes observations peuvent être faites dans le cas de jets supersoniques sous-détendus. Sur la figure 5.12, on représente la distribution de sources d'un jet à $M_j=1,6$ issu d'une tuyère convergente. Le bruit de mélange est visible en basses fréquences mais il est dominé par le bruit associé aux ondes de choc pour des fréquences supérieures à 4 kHz. Au-delà d'une fréquence d'environ 10 kHz, on peut distinguer chaque onde de choc comme une source individuelle. On retrouve le fait que ce sont les ondes de choc situées à l'aval (entre 7 et 15 D) qui sont responsables du maximum d'intensité (bruit de choc large-bande) (cf. chap. 2, partie 1). Avec injection ($X_{inj}=2,5 D$, $\alpha_{inj} = 45^\circ$) (Fig. 5.13). On observe une forte décroissance de l'intensité maximale. Les sources acoustiques liées au bruit d'ondes de choc sont fortement modifiées. Seuls les chocs situés près de la sortie de buse apparaissent comme sources de bruit. L'injection d'eau a suffisamment ralenti le jet en aval pour que sa vitesse devienne subsonique après quelques diamètres ou que la force des ondes de choc responsables du phénomène de bruit de choc interférentiel soit nettement diminuée. On peut noter que la réduction est plus faible pour le bruit de mélange (c'est-à-dire en basses fréquences) mais que le bruit d'impact n'est plus dominant en moyennes fréquences relativement à la diminution de niveau obtenue.

La figure 5.14 représente le jet à $M_j=1,6$ avec injection d'eau en $X_{inj}=5D$ sous $\alpha_{inj} = 45^\circ$. Il apparaît dans cette configuration que la réduction observée en hautes fréquences est plus faible qu'en injectant près de la sortie de buse, le réseau d'ondes de choc étant moins perturbé vers l'aval.

On notera que dans le cas des jets faiblement supersoniques et produisant un phénomène de screech, celui-ci est totalement éliminé avec injection d'eau, compte-tenu de la perturbation du réseau d'ondes de choc.

5.3 Caractérisation du bruit d'interaction

L'étude de l'augmentation du bruit en basses fréquences en fonction de l'angle d'observation permet de caractériser l'aspect directif du bruit d'interaction en fonction des conditions d'injection, du moins dans la plage de fréquences où il est dominant. On observe une augmentation du niveau acoustique jusqu'à 2 ou 3 kHz selon l'angle d'observation ($St \simeq 0,25$ pour le jet à $M_j=1,6$), et ce aussi bien pour les jets à $M_j=1$ qu'à $M_j=1,6$. Cette remontée du niveau avec injection d'eau prend la forme d'un bruit large bande (cf. figure 5.15a et b) dont la fréquence du pic diminue vers l'amont (c'est-à-dire quand θ augmente). L'augmentation du niveau acoustique semble passer par un minimum pour θ proche de 60° (cf. fig. 5.16), l'écart entre jet libre et jet avec injection d'eau étant le plus important vers l'aval.

Chapitre 6

Mesures en champ lointain sur le banc MARTEL

Les deux campagnes d'essais réalisées à l'ECL ont permis de mettre au point la technique d'injection d'eau puis de vérifier son efficacité dans le cas des jets supersoniques. Des conditions optimales d'injection ont pu être déterminées afin d'obtenir la meilleure réduction du bruit rayonné tout en limitant les bruits d'interaction parasites. Ces premiers résultats ont servi de base aux expériences suivantes menées sur le banc MARTEL.

6.1 Configuration expérimentale

Afin de comparer les présents résultats avec ceux obtenus à l'ECL, une configuration de mesure comportant des microphones disposés selon un arc de cercle centré sur la buse a été choisie. Nous disposons de 14 microphones 1/4 " (type pression) situés à une distance Robs de 2.4 m (soit 60 diamètres) de la sortie de buse et régulièrement espacés de 10° , soient des angles d'observation allant de 20° à 150° par rapport à l'axe du jet (Fig. 6.1). La tuyère utilisée est une tuyère convergente simple non-refroidie d'un diamètre D de 4 cm en sortie de buse. L'orientation des microphones sera discutée au paragraphe suivant. Le système d'injection d'eau est composé d'une rampe annulaire sur laquelle sont fixés huit injecteurs orientables. Différents types d'injecteurs peuvent être utilisés en fonction des débits ou des géométries de jets souhaités. Cette rampe et son support sont ceux conçus pour l'installation de l'ECL et permettent un balayage total des différents paramètres de l'injection (débit d'eau, abscisse et angle d'injection) (Fig. 5.1). Les différents types de jets traités sont donnés ci-dessous. Les deux premières configurations permettent une

comparaison avec les mesures ECL alors que les trois suivantes permettent d'étudier l'effet de l'injection d'eau sur les différents types de bruits rayonnés. Ainsi, sur le jet de type XIII, seul le bruit de mélange est observable alors qu'une comparaison avec le jet XV doit faire ressortir l'influence de la température et des phénomènes de vaporisation. Ces mêmes comparaisons sont à effectuer entre les jets XIV et XVI à même nombre de Mach (qui rayonnent un fort bruit lié aux ondes de choc). Enfin, en comparant ces derniers avec le jet XVII, on doit faire apparaître le rôle de l'injection d'eau sur des rayonnements de type ondes de Mach. On rappelle ci-dessous les caractéristiques de ces différents jets : (dans la suite, P_i représente P_i/P_{atm} , rapport de la pression génératrice à la pression ambiante)

- Jet XIII : $M_j=1$ 'froid' : Influence de l'injection d'eau sur le bruit de mélange seul.
 $P_i = 1.89$ b. ; $T_i = 293$ K ; $T_j = 244$ K ; $V_j = 313$ m/s;
 Débit massique $Q_{air} = 0.56$ kg/s;

- Jet XIV : $M_j=1,7$ à température ambiante : Influence sur le bruit lié aux ondes de choc.
 $P_i = 4.93$ b. ; $T_i = 458$ K ; $T_j = 290$ K ; $V_j = 580$ m/s
 Débit massique $Q_{air} = 1.17$ kg/s;

- Jet XV : $M_j=1$ chaud : Possibilité de vaporisation des gouttelettes d'eau; même vitesse que le cas N 2.
 $P_i = 1.89$ b.; $T_i = 997$ K ; $V_j = 578$ m/s; $T_j = 830$ K ;
 Débit massique $Q_{air} = 0.3$ kg/s;

- Jet XVI' : $M_j=1.7$ chaud : Rayonnement d'ondes de Mach et possibilité de vaporisation. Même température moyenne (totale à statique) que le cas N 3.
 $P_i = 4.93$ b. ; $T_i = 1130$ K; $T_j = 716$ K ; $V_j = 912$ m/s;
 $Q_{air} = 0.8$ kg/s;

- Jet XVII : $M_j=2$ faiblement chauffé :
 $P_i = 7.82$ b. ; $T_i = 707$ K; $T_j = 393$ K; $V_j = 795$ m/s;
 $Q_{air} = 1.5$ kg/s;

- Jet supplémentaire, similaire à une des configurations testées à l'ECL : Jet XIX :
Mj=1.6 à température ambiante :
Pi=4.2 b ; Ti= 293 K ; Tj=190 K; Vj=450 m/s;
Qair=1.3 kg/s.

Il est à noter que l'utilisation prochaine d'une buse convergente-divergente, adaptée à un nombre de Mach équivalent à un des jets étudiés facilitera les comparaisons tout en permettant une mise en oeuvre simplifiée; les jets XIII et XV se trouvent en effet à la limite basse des capacités du banc MARTEL en terme de précision et reproductibilité. En conséquence, les tolérances imposées sur les pression et température génératrices ont été révisées afin d'assurer une bonne reproductibilité des mesures et de rester dans une limite de +/-0,5 dB entre les différents essais (soit +/-1 à 1,5 pour cent d'écart sur Mj et Vj selon les jets étudiés).

6.2 Essais préliminaires, Qualification du banc avec la tuyère CS40

Les configurations en pression et température génératrices choisies (Pi et Ti) dans le cadre de cette étude se situent dans la limite basse des possibilités du banc MARTEL. La tuyère utilisée (convergente simple de 4 cm de diamètre) a, de plus, un comportement très différent de la tuyère qui a servi à la qualification du banc (convergente-divergente de 6 cm de diamètre en sortie). Dans ces conditions, il a été nécessaire de procéder à une série d'essais de mise au point afin d'obtenir de façon reproductible les conditions voulues pour chacune des configurations. Il est aussi apparu, dès les premiers résultats, que divers problèmes devaient être résolus avant de procéder aux essais d'injection d'eau proprement dits :

Nous reportons en Annexe E les résultats des différents essais effectués par l'équipe de l'ECL sur le banc MARTEL. On montre toutefois que le comportement à grande vitesse et en présence d'injection d'eau est très proche de celui observé à l'ECL ou dans la littérature. C'est pourquoi nous décrivons dans le présent chapitre les résultats des mesures en champ lointain, en tenant compte des particularités aéroacoustique de ce banc d'essai.

Compte-tenu des conditions aérothermiques (jets à grande vitesse, donc avec une distribution des sources très étendue) et expérimentales sévères (injection d'eau en grandes quantités), certaines dispositions particulières ont dû être prises avant de procéder aux mesures.

Le choix de l'orientation des microphones a été inspiré des résultats obtenus précédemment sur le banc (Ref. 58). En effet les mesures sont réalisées à l'aide de microphones type 'pression', contrairement à celles effectuées à l'ECL à l'aide de microphones type 'champ libre'. Ce choix a été imposé par le fait que les zones sources peuvent être fortement étendues. Dans ces conditions, comme le préconise la documentation Brüel et Kjaer (Ref. 59), les erreurs sont minimisées si l'on utilise des microphones type 'pression' en incidence rasante (90° , soit dans notre cas, perpendiculaires à l'azimut). De plus, dans cette configuration, les erreurs sont de même nature sur chacun des microphones de l'antenne. Les écarts observés entre cette disposition et celle où les micros sont orientés en direction de la sortie de buse (comme c'était le cas à l'ECL) apparaissent à haute fréquence. Comme on l'observe sur la figure 6.2, les différences entre les spectres mesurés à l'ECL et ceux obtenus sur le banc MARTEL sont très faibles si l'on choisit cette configuration. Le principal désavantage de cette disposition est d'augmenter la sensibilité des microphones aux réflexions sur le sol ou sur les différents supports présents dans le hall d'essais. Elle ne pouvait donc être conservée que si on parvenait à limiter au mieux ces réflexions.

Diverses réflexions sur les supports de micros ont été observées sur les spectres en bande fine. Afin de les atténuer au maximum, les microphones amont (140° et 150°) ont été légèrement décalés vers le bas (même angle d'observation, mais distance au jet plus courte de 10 cm). Les corrections à apporter sont simples et justifiées (loi en $1/R$) et les spectres présentent une allure moins perturbée. De plus, une épaisseur de laine de roche supplémentaire, taillée en dièdre, a été ajoutée sur le mât vertical (support des micros 20° à 120°) en vue d'éliminer totalement les réflexions sur ce support. Certains manchons de laine de roche entourant les bras-support horizontaux ont été supprimés. Une fois humide, la laine de roche engendre en effet plus de réflexions que le tube à nu qui diffracte les ondes sonores. Après ces modifications, les spectres obtenus sont de très bonne qualité.

La protection des microphones contre les projections d'eau durant l'injection a représenté le problème le plus délicat à résoudre. Lors des essais réalisés dans la chambre sourde de l'ECL, seul le microphone situé à $\theta = 30^\circ$ avait dû être protégé. En effet, le jet situé

dans un environnement champ libre débouchait sur l'extérieur. Sur le banc MARTEL, la présence du sol est à l'origine d'un fort impact et d'un écoulement pariétal qui engendrent des projections supplémentaires. De fortes recirculations ont aussi pu être observées, ramenant l'eau sur les microphones. Enfin, les débits d'air et d'eau étant plus importants, les micros 20° et 30° sont dans de nombreux cas à l'intérieur du jet d'eau. Après une série d'essais et d'entretiens avec les techniciens de la société Aklan (fournisseur des microphones), une protection se composant d'un manchon en gaine thermo-rétractable avec mise à l'air libre par tube capillaire a été choisie; La membrane est laissée à l'air libre, sans aucune protection. Les microphones sont régulièrement séchés dans une étuve. Cette technique permet d'obtenir des spectres sans aucune altération due à la protection, tout en assurant une grande facilité de mise en oeuvre.

6.3 Analyse des résultats en champ lointain

Le plan d'essais choisi permet un balayage des différents paramètres de l'injection d'eau en vue de la détermination d'une configuration optimale assurant la plus grande réduction de bruit en champ lointain tout en limitant au maximum les bruits d'interaction parasites. La première série d'essais correspond aux configurations qui avaient donné de très bons résultats à l'ECL, c'est-à-dire une injection près de la sortie de buse sous un angle rasant par rapport à l'axe du jet et avec un débit massique d'eau supérieur au débit d'air. Afin de comparer sur un cas précis ces résultats, un point d'essai supplémentaire a été défini. Il s'agit du jet XIX qui, comme le jet XIII, correspond à des conditions aérodynamiques proches de celles obtenues à l'ECL ($M_j=1,6$, $V_j=450$ m/s).

Si il existe des différences entre les spectres en jet libre, telles que le bruit basses fréquences de niveau nettement plus élevé sur le banc MARTEL (cf. annexe E), le comportement en présence d'injection d'eau est très similaire et les réductions observées sont du même ordre (Fig. 6.3 a et b).

On note dans les deux cas une forte réduction du bruit lié aux ondes de choc avec une légère augmentation du niveau en basses fréquences due à l'interaction entre le jet d'air et l'eau injectée (éclatement des gouttelettes, sillage et entraînement).

Compte-tenu du comportement du jet XIX avec injection d'eau, nous avons procédé à une étude paramétrique, en faisant varier les conditions d'injection.

6.3.1 Influence de l'abscisse d'injection

Nous avons fait varier l'abscisse d'injection X_{inj} de 1 à 9D pour l'angle d'injection $\alpha_{inj} = 45^\circ$ qui avait donné de bons résultats à l'ECL. Le rapport des débits massiques eau/air est fixé à 4. $X_{inj}=1D$ est la distance minimale possible sous cet angle d'injection, compte-tenu de l'épaisseur des lèvres de la buse. La longueur du cône à potentiel varie de $L_c=5D$ pour le jet XIII à $L_c=9D$ pour le jet XVII (réf.4). Des valeurs plus faibles sont à prévoir pour les jets fortement chauffés (réf. 6,7 et 8). La longueur de la zone supersonique, à l'intérieur de laquelle on peut rencontrer des ondes de choc, peut atteindre $L_s=21D$ dans le cas du jet XVII (réf. 8).

Les résultats obtenus sont similaires à ceux observés à l'ECL, les plus fortes réductions en niveau global étant obtenues pour des abscisses d'injection proches de la sortie de buse ($X_{inj}=1D$) et ce, quelque soit le type de jet étudié (Figures 6.4a et b). On retrouve le minimum local pour $X_{inj}=5D$ (meilleurs résultats en niveau global que pour $X_{inj}=3D$). On notera cependant que si les différences en niveau global entre différentes configurations sont très faibles (de l'ordre de 1 dB, c'est-à-dire de l'ordre de la précision des mesures), elles sont reproductibles d'un essai à l'autre.

Sur le plan spectral, le déplacement de la zone de pénétration vers l'aval a peu d'influence sur les basses fréquences, une légère diminution du niveau est observée pour les X_{inj} très éloignées de la sortie de buse ((cf. Chap. 5) on obtient une diminution du bruit d'interaction par injection dans une zone déjà turbulente et à vitesse moins élevée) (Fig. 6.5). On notera que, dans le cas des jets rapides (Jets XIV, XV, XVI' et XVII), l'augmentation du niveau en basses fréquences est bien inférieure en règle générale à celle observée à basses vitesses. Les jets d'eau pénètrent difficilement dans le jet d'air et n'atteignent que la couche de mélange. Si on injecte loin de la sortie de buse, on observe une réduction bien plus faible en hautes fréquences. Comme nous l'avons remarqué au chapitre I, les zones productrices de bruit à hautes fréquences (situées près de la sortie de buse) ne sont plus touchées par le phénomène de transfert de quantité de mouvement. Dans ces conditions, seule une bande en moyennes fréquences subit une réduction no-

table du niveau acoustique (Fig. 6.6). Dans le cas du jet XVI', on obtient une réduction supérieure à 2 dB en d.s.p. dans une bande de fréquence comprise entre 2 et 20 kHz pour $X_{inj}=9D$ et $\theta = 90^\circ$.

6.3.2 Influence de l'angle d'injection

Pour l'abscisse d'injection ayant donné les meilleurs résultats ($X_{inj}=1D$), nous avons testé les angles d'injection $\alpha_{inj} = 0^\circ$, 30° et 60° . Cependant, la géométrie de la tuyère n'a pas permis de réaliser cette dernière configuration et les comparaisons se feront à $X_{inj}=3D$ pour $\alpha_{inj} = 60^\circ$. On rappelle que la configuration ($X_{inj}=1D - \alpha_{inj} = 60^\circ$) avait donné de très bons résultats sur les jets faiblement supersoniques de l'ECL.

Comme lors des expériences menées à l'ECL, on retrouve le fait que, quel que soit le type de jet étudié, les meilleurs résultats en niveau global sont obtenus pour des angles d'injection rasants qui permettent de limiter le bruit d'interaction en diminuant la composante normale à l'axe du jet d'air de la vitesse des jets d'eau (Fig. 6.7a et b).

Ceci est confirmé par l'analyse des spectres. Si α_{inj} diminue (injection proche de la normale à l'axe du jet), le bruit en basses fréquences augmente. Ce bruit parasite peut-être fortement réduit (jusqu'à obtenir une diminution de l'intensité acoustique dans cette plage de fréquences) lorsque l'on injecte sous des angles rasants ($\alpha_{inj} = 60^\circ$) (Fig. 6.8a et b). L'injection dans cette configuration est, de plus, aussi efficace en hautes fréquences que sous des angles moins importants qui permettent pourtant un meilleur mélange entre les deux phases (ref. 3). Dans ces conditions, il est donc possible de réduire le bruit rayonné par le jet quels que soient la fréquence et l'angle d'observation.

Compte-tenu des résultats obtenus pour $X_{inj}=5D$ et de l'aspect réaliste de cette position d'injection, un essai supplémentaire a été réalisé. Il s'agit de la configuration $X_{inj}=5D - \alpha_{inj} = 0^\circ$. En niveau global, la diminution du niveau acoustique est du même ordre que celle obtenue en injectant sous un angle de 45° à cette même position (Fig. 6.9). Les différences (environ 2 dB) apparaissent surtout vers l'amont (au-delà de $\theta = 100^\circ$). Sur le plan spectral, ces différences ne sont visibles qu'en hautes fréquences (supérieures à 10 kHz). Il apparaît qu'autour de $\theta = 90^\circ$, les hautes fréquences sont légèrement plus atténuées pour $\alpha_{inj} = 0^\circ$ (Fig. 6.10a) alors qu'à l'inverse elles sont nettement plus réduites vers l'amont pour $\alpha_{inj} = 45^\circ$ (Fig. 6.10b). A cette abscisse d'injection, éloignée de la

sortie de buse, on a remarqué que le bruit d'interaction était moins important. Comme on l'observe ici, l'angle d'injection a beaucoup moins d'influence en basses fréquences que pour $X_{inj}=1D$.

Caractérisation du bruit d'interaction

Comme nous l'avons fait dans le cas des mesures effectuées à l'ECL, on peut tenter de caractériser le bruit d'interaction jets d'eau/jet d'air. On observe une augmentation du bruit jusqu'à des fréquences de l'ordre de 3 à 4 kHz lorsque l'on injecte l'eau sous des angles inférieurs à $\theta = 60^\circ$. Toutefois, comme on l'a observé avec les localisations de sources effectuées à l'ECL, il existe un bruit d'interaction en hautes fréquences (cf. fig. 5.10). Mais dans cette plage de fréquences la réduction obtenue est dominante, ce qui n'est pas le cas pour des fréquences moins élevées. L'augmentation de niveau acoustique apparaît sous la forme d'un bruit large bande dont la fréquence du pic semble indépendante de l'angle d'injection. Elle diminue toutefois lorsque θ augmente (direction amont), comme observé à l'ECL. On représente, sur les figures 6.11a et b, la différence des niveaux en champ lointain avec et sans injection d'eau en fonction de l'angle d'observation et de la fréquence. Les cas traités correspondent aux jets XVI' et XVII en injectant en $X_{inj}=1D$ sous $\alpha_{inj} = 45^\circ$ avec un rapport de débit de 4. Si l'écart en dB est positif, on observe une augmentation du niveau en champ lointain. Il apparaît que pour les jets très rapides, des réductions du bruit sont observées dans une très grande plage de fréquences. Il existe une direction d'observation, autour de $\theta = 70^\circ$ dans laquelle les réductions du bruit sont plus faibles. On notera que dans le cas des jets à grande vitesse, le bruit d'interaction n'est plus dominant dans la plupart des cas.

6.3.3 Influence du débit d'eau injectée

Les précédents résultats ont été obtenus à débit constant (4 fois le débit d'air du jet, soit de 1,2 à 6 l/s). Pour étudier l'influence du débit d'eau injectée sur le niveau acoustique en champ lointain, nous avons ensuite fait varier le rapport des débits massiques Q_{eau}/Q_{air} de 2 à 8 dans la configuration d'injection qui avait donné les meilleurs résultats. Les limites géométriques de l'installation ayant interdit la configuration $X_{inj}=1D - \alpha_{inj} = 60^\circ$, on obtient les meilleures réductions sous un angle d'injection de 45° .

Lors des expériences menées à l'ECL, l'influence du débit semblait limitée par un effet de

saturation. En termes de réduction de vitesse de l'écoulement, ce paramètre est dominant : plus la masse d'eau injectée par seconde est importante et plus la vitesse de l'écoulement à l'équilibre sera diminuée (les précédents paramètres que nous avons fait varier n'avaient d'influence que sur la façon dont le mélange s'opérait et sur les zones de l'écoulement touchées par le phénomène de transfert de quantité de mouvement). Comme cela est montré dans la référence 3 et dans le chapitre 1, la loi en U_j^8 (théorie de Lighthill) ou en U_j^3 (rayonnement d'ondes de Mach) laisserait entrevoir une réduction beaucoup plus importante que celle observée. Mais la réduction de vitesse n'est pas le seul phénomène mis en jeu dans le rayonnement acoustique. La quantité d'eau injectée a en effet une forte influence sur les bruits parasites. Le processus de saturation est toutefois mis en évidence dans les calculs effectués dans la référence 69 (cf. annexe F).

On vérifie ce phénomène en niveau global figure 6.12. Doubler la quantité d'eau injectée apporte un gain relativement faible en niveau global. On ne réduit que d'un dB l'intensité globale dans l'arc amont pour le jet XVI' lorsqu'on injecte 8 fois le débit d'air au lieu de 4 fois. Les différences sont négligeables pour des angles d'observations compris entre 60° et 90°. Cependant, une réduction de 2 à 3 dB est réalisée dans l'arc aval lorsqu'on injecte d'importantes quantités d'eau dans le jet d'air. Ces directions d'observation sont connues pour être dominées par le bruit de mélange. Ceci n'est pas observable pour de faibles valeurs du débit d'eau et n'était donc pas apparu lors des expériences menées à l'ECL. Les mêmes constatations peuvent être faites quelque soit le type de jet étudié (Fig. 6.13).

L'analyse des spectres montre que pour les jets peu rapides, la diminution du débit injecté entraîne une diminution du bruit en basses fréquences (Fig. 6.14a). Plus le débit est élevé et plus le bruit d'interaction eau/air semble important pour ce type de jets. Mais dans le cas des jets à grande vitesse pour lesquels le bruit d'interaction n'est plus dominant relativement aux réductions obtenues par ralentissement du jet, on observe à l'inverse une réduction du bruit en basses fréquences lorsque $Q_{\text{eau}}/Q_{\text{air}}$ augmente (Fig. 6.14b). L'accroissement du débit d'eau injectée influe principalement sur le rayonnement en moyennes fréquences (2000 Hz - 20 kHz) (soit un nombre de Strouhal compris entre 0,1 et 0,9 pour le jet XVI'). Dans la direction d'observation autour de $\theta = 70^\circ$, peu de différences entre les spectres sont observables, quelle que soit la fréquence. Plus en amont, une faible quantité d'eau est nécessaire pour réduire fortement le bruit lié aux ondes de choc. Au-delà d'un rapport de débit de 4, les variations ne sont perceptibles que dans la plage basses et moyennes fréquences (de 1000 Hz à 5 kHz) (c'est-à-dire des nombres de Strouhal inférieurs à 0,2).

En conclusion, un rapport $Q_{\text{eau}}/Q_{\text{air}}$ de 2 à 4 est suffisant pour assurer une réduction importante du bruit rayonné en champ lointain. Un gain encore conséquent est cependant obtenu dans le domaine des basses et moyennes fréquences en augmentant le débit injecté. Cette plage correspondant aux bruits liés à la turbulence (mélange et ondes de Mach) (cf. chap.1 et 2 - partie 1), les variations sont sensibles vers l'aval. Pour une configuration d'injection équivalente, une augmentation du débit injecté entraîne une forte diminution de la vitesse du jet et donc une réduction importante du bruit de mélange.

6.3.4 Autres paramètres de l'injection

Les essais en subsonique, puis en faible supersonique menés à l'ECL ont montré une forte réduction du bruit d'interaction eau/air lorsque l'on diminue la taille des goutelettes (en intercalant une fine grille entre les injecteurs et le jet). Cette expérience a été renouvelée sur le banc MARTEL pour des vitesses et des températures plus élevées. La grille utilisée possède des mailles de 0,9 mm qui sont plus serrées que celles des expériences ECL. Les conditions d'injection sont $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj} = 45^\circ$ et $Q_{\text{eau}}/Q_{\text{air}}=6$. Dans le cas de jets à vitesse moyenne et non-chauffés comme le jet XIV (Fig. 6.15a), les résultats obtenus en niveau global sont moins bons que pour une injection à l'aide d'injecteurs type 'jet plat' (buse elliptique) ou 'jet rectiligne' (buse circulaire) qui assurent un diamètre de gouttes plus important et une vitesse de pénétration plus élevée. On retrouve des résultats proches de ceux obtenus pour un rapport de débits $Q_{\text{eau}}/Q_{\text{air}}=2$ ce qui traduirait un moins bon mélange de la quantité d'eau injectée avec le jet d'air (on note même une efficacité plus faible vers l'aval). Ceci est vérifié par l'analyse des spectres. La taille des goutelettes ne semble plus influencer sur le bruit d'interaction en basses fréquences à ces vitesses, mais les réductions obtenues en basses et hautes fréquences sont inférieures à celles relevées sans pulvérisation (Fig. 6.15b). Les écarts restent toutefois de l'ordre du dB. Les mêmes observations sont faites pour des jets plus rapides et plus chauds (tel le jet XVI') pour lesquels les écarts sont relativement peu importants et touchent principalement le domaine des hautes fréquences. On peut toutefois noter que dans le cas des jets fortement chauffés, la vaporisation de l'eau est certainement facilitée par la diminution de la taille des goutelettes. Dans le cas des jets très rapides, il apparaît donc que ce paramètre est beaucoup moins influant que les autres et que contrairement aux jets à basse vitesse, l'efficacité de la méthode n'est pas altérée par la forme des jets.

6.3.5 Influence des paramètres aérothermiques du jet

Comme nous l'avons précisé dans l'introduction, le choix des différentes configurations de jets a été fait de façon à séparer au mieux (en l'absence d'une tuyère convergente-divergente permettant un écoulement sans ondes de choc) l'influence des différents paramètres aérothermiques et leur action sur le rayonnement acoustique. Cette étude doit permettre d'interpréter les résultats obtenus avec la tuyère CD60/6 pour les jets à très grande vitesse ($M_j=2,9$ et $T_i=2100K$) non-parfaitement détendus. On notera d'autre part que l'installation du banc MARTEL fournit des écoulements très rapides et relativement peu étudiés dans la littérature.

- Effets de la température : A même nombre de Mach, une augmentation de la température totale entraîne une augmentation de la vitesse du jet. Ainsi, les jets XIII- XV et XIV-XVI' sont-ils à des vitesses V_j très différentes. Dans les deux cas, la température totale doit permettre une vaporisation des gouttelettes d'eau, du moins partielle. Lors de l'impact, la surface des gouttes face à l'écoulement perçoit la température totale. Au cours de leur entraînement, elles sont accélérées jusqu'à l'équilibre où leur vitesse est la même que celle du jet d'air. Elles perçoivent alors la température statique. Entre-temps, ces gouttes auront été fragmentées par l'écoulement et leur taille fortement diminuée. Compte-tenu de l'épaisseur des couches de mélange thermique et aérodynamique, les températures perçues par les gouttelettes sont des températures locales et ne peuvent être déterminées par un calcul mono-dimensionnel tel que celui effectué pour caractériser un type de jet. En effet, comme on a pu l'observer à grande vitesse, les jets d'eau ne pénètrent dans le jet d'air qu'après plusieurs diamètres; les zones touchées par l'injection se limitant à la couche de mélange dans un premier temps. Dans le cas des jets XV et XVI', la température statique est de 830 et 716 K pour des températures totales de 997 et 1130 K.

Bien que les réductions observées en niveau global soient très faibles dans les deux cas, la comparaison des spectres acoustiques des jets XIII et XV permet de constater que pour le jet fortement chauffé, on obtient une diminution du niveau en bande fine quelle que soit la fréquence et l'angle d'observation. Elle est du même ordre (ou

légèrement inférieure) que celle observée pour le jet froid en moyennes et hautes fréquences. Dans la plage basses fréquences, le bruit d'interaction n'est donc plus dominant lorsque le jet est chauffé et que la vitesse augmente. Les effets cumulés de la vaporisation (débit d'eau effectif moins important pénétrant dans le jet et bruit de vaporisation) et de la vitesse (plus forte réduction par transfert de quantité de mouvement et pénétration moins importante des jets d'eau dans les zones peu turbulentes avant injection) doivent intervenir et sont difficilement dissociables.

A haute vitesse, à rapport de débits massiques équivalents, les réductions obtenues sont sensiblement plus faibles avec un jet chaud qu'avec un jet froid. Ainsi, en comparant les jets XIV et XVI' (même nombre de Mach mais température génératrice différente), il apparaît qu'une forte quantité d'eau est nécessaire pour réduire le bruit dans des proportions équivalentes avec le jet XVI' (afin de contre-balancer les effets de la vaporisation). Si le bruit d'interaction est compensé par les effets de réduction en basses fréquences, la diminution en hautes fréquences est moins importante pour le jet XVI' que pour le jet XIV. Ainsi, la réduction n'est plus que de 3 dB vers l'aval (alors que pour un jet à haute vitesse mais à température ambiante, tel que le jet XVII, on obtient toujours 6 dB de diminution).

- Influence de la vitesse et du nombre de Mach : Comme on a pu l'observer précédemment, les réductions de bruit ne sont notables que si la vitesse de l'écoulement est suffisamment élevée. Ceci peut s'expliquer par le fait que plus l'écart entre la vitesse de l'eau et celle de l'air est important et plus le phénomène de transfert de quantité de mouvement entre les deux phases aura un effet sensible. De même qu'à l'ECL, les réductions mesurées pour un jet à $M_j=1$ froid (jet XIII) sont très faibles. Si le niveau diminue au-delà de 2000 Hz, le bruit d'interaction en basses fréquences est nettement dominant. A plus grande vitesse, sans effet de la température (jet XIV), les réductions en moyennes et hautes fréquences sont nettement plus importantes et l'augmentation du niveau en basses fréquences est limitée. Cela conduit à une forte réduction du niveau global rayonné, et ceci, quel que soit l'angle d'observation. Ainsi, pour $\theta = 30^\circ$ (direction dans laquelle le bruit de mélange est prépondérant), on note une réduction de 6 dB de l'intensité globale. Le jet XVII est faiblement chauffé de façon à limiter la vaporisation de l'eau injectée. La comparaison avec le jet XIV (Fig. 6.16a), qui est aussi un jet sous-détendu à température ambiante) montre qu'on obtient toujours une forte réduction vers l'aval (6 dB pour $\theta = 30^\circ$).

Sur le plan spectral, ceci se traduit toujours par une forte réduction du niveau en hautes fréquences et une légère augmentation en basses fréquences (jusqu'à 1500 Hz, soit un nombre de Strouhal de l'ordre de 0,1) principalement vers l'aval. Dans la direction amont, les réductions observées sont plus faibles que dans le cas du jet XIV. Le jet XVII est à un nombre de Mach de 2, donc très fortement sous-détendu par rapport au jet XIV ($M_j=1,7$). Le bruit associé aux ondes de chocs est donc plus faible dans le cas du jet XVII et les effets de l'injection d'eau s'appliquent principalement au bruit de mélange. Pour $\theta = 130^\circ$, la réduction obtenue n'est plus que de 6 dB alors qu'elle atteignait 9 dB pour le jet XIV.

On notera que dans le cas du jet XVII, la vitesse est suffisamment élevée pour observer un rayonnement d'ondes de Mach (rayonnement autour de la direction $\theta = \theta^*$ avec $\theta^* = \arccos(1/Mc) = 54^\circ$ pour $Mc=V_j/c_0=2,4$). Le fort ralentissement du jet par injection d'eau entraîne une diminution du niveau global de 5 dB dans la direction d'observation autour de 50° , contre 3 dB pour le jet XIV moins rapide. On retrouve, quelque soit le type de jet étudié, le fait qu'il existe une direction privilégiée (autour de $\theta = 70^\circ$) dans laquelle les réductions obtenues (dans la plage moyennes et hautes fréquences) sont toujours moins importantes.

Une dernière comparaison peut être faite entre les jets XIV et XVI' (Fig. 6.16b). Le jet XVI' est au même nombre de Mach que le jet XIV ($M_j=1,7$) mais à une température et vitesse nettement plus élevées. Dans ces conditions, le bruit associé aux ondes de choc est plus faible pour ce dernier. Les différences principales entre ces deux jets sans injection d'eau sont observées en basses et moyennes fréquences (bruit de mélange et bruit d'ondes de Mach plus forts pour le jet XVI') (cf. chap. 1 et 2 - partie 1) et en hautes fréquences (bruit d'ondes de choc plus important pour le jet XIV). De ce fait, les réductions obtenues vers l'amont sont moins importantes pour le jet rapide (6 dB). On notera que dans le cas des jets chauds, les réductions obtenues vers l'aval sont moins importantes, à même rapport de débits, et qu'un débit plus important est alors nécessaire pour réduire le bruit dans des proportions équivalentes.

Cette analyse nous a permis de constater que l'on obtenait toujours des réductions de bruit sensibles avec injection d'eau, même dans le cas de jets rapides fortement chauffés. Il apparaît toutefois que lorsque le bruit d'ondes de choc n'est plus dominant, les réductions obtenues dans la direction amont sont nettement moins impor-

tantes. Un rapport de débits massiques élevé est de plus nécessaire dans le cas des jets chauds, pour contre-balancer les effets de la vaporisation. Néanmoins, à haute vitesse, on notera que le bruit d'interaction n'est plus dominant face aux diminutions de bruit obtenues, et ceci même en basses fréquences.

6.4 Extension au cas des jets issus de la tuyère CD60/6

Dans le chapitre suivant, nous analyserons le résultat des localisations de sources. Elles concernent les jets étudiés par l'équipe de l'ECL mais aussi ceux issus de la tuyère CD60/6 (convergente-divergente refroidie adaptée à $M_j=3,2$) qu'a étudiés l'équipe du LEA. De plus, les observations faites dans les paragraphes précédents (influence des paramètres de l'injection et des caractéristiques aérodynamiques des jets) doivent être confirmées par les résultats obtenus à plus hautes vitesses et températures. Il apparaît donc nécessaire de rappeler brièvement le comportement de ces jets en présence d'injection d'eau.

Le comportement des trois jets étudiés par le LEA étant très similaire, nous nous intéresserons uniquement au cas du jet I ($M_j=2,9$, $T_i=2100$ K), jet le plus représentatif d'un écoulement réel (type booster d'Ariane 5). Compte-tenu du nombre de Mach d'adaptation de la tuyère CD60/6, le taux de désadaptation β du jet I est proche de celui du jet XVI' ($\beta=1,35$). La vitesse de ce jet est toutefois nettement plus élevée que pour le jet XVI' (1800 m/s contre 910 m/s pour le jet XVI').

Les comparaisons ne peuvent toutefois être faites directement car l'équipe LEA a choisi une disposition de microphones centrée sur le sol et non sur la sortie de buse; les angles θ couverts par ces mesures vont donc de 163° à 58° et les distances d'observations R_{obs} relativement à une zone source estimée à environ $10 D$ de la sortie de buse sont elles aussi différentes. Nous ne nous intéresserons donc qu'aux tendances et non à des valeurs absolues. En règle générale, les résultats obtenus sur le jet I sont en parfait accord avec ce que nous avons observé sur le jet XVI'. Les seules différences concernent le peu d'influence de l'abscisse d'injection et du débit. En ce qui concerne la position d'injection, on peut remarquer que pour un nombre de Mach de 2,9, la longueur du cône à potentiel avoisine $15 D$ et que de ce fait les injections à 1,5 ou 6 D ont lieu dans des régions aérodynamiquement beaucoup moins

différentes que dans le cas de jets moins rapides. On retrouve le même comportement que pour les jets moins rapides en ce qui concerne le débit d'eau injecté. En effet, une petite variation est notée vers l'amont lorsque le rapport des débits massiques augmente (très forte atténuation du bruit lié aux ondes de chocs). Par contre, dans les directions plus en aval (soit de 60° à 90° dans le repère utilisé par l'ECL), on constate bien que ce paramètre joue un rôle très faible. Les observations faites dans les paragraphes précédents (gain de 3 dB lorsque le débit injecté est multiplié par 2) portent sur des directions d'observations non-couvertes par le LEA ($\theta < 60^\circ$). De plus, on observe bien une forte diminution du niveau global vers l'amont (bruit associé aux ondes de choc) de l'ordre de 6 à 7 dB alors qu'elle est très limitée vers l'aval (3 à 4 dB pour θ compris entre 60° et 90°). Enfin, la tendance selon laquelle le bruit d'interaction est de moins en moins dominant par rapport à la réduction obtenue en basses fréquences pour ces hautes vitesses, est confirmée. Ceci permet de constater que les résultats des expériences menées à plus basse vitesse sont tout-à-fait extrapolables au cas des jets très rapides et fortement chauffés.

Chapitre 7

Localisations de sources sur le banc MARTEL

Les expériences menées en champ lointain, aussi bien par le LEA que par l'ECL, ont montré que l'injection d'eau était une méthode efficace pour réduire le bruit de jets rapides tels ceux générés par les moteurs-fusées des lanceurs spatiaux. Les gains en niveau global sont sensibles (de 3 à 7 dB selon les angles d'observation pour le jet I, représentatif d'un cas réaliste) et l'analyse détaillée des mesures a permis de mettre en évidence l'influence des divers paramètres. Il est aussi apparu que le bruit d'interaction n'était plus dominant à grande vitesse (jets XVI', XVII et I) contrairement au cas des basses vitesses en basses fréquences (jets XIII et XIV et expériences ECL). Une réduction du bruit rayonné est donc envisageable quelles que soient la fréquence et la direction d'observation.

Toutefois, afin de caractériser de façon plus complète les différents effets observés en champ lointain, il est nécessaire d'effectuer une série de localisations de sources. Nous nous limiterons, dans le cadre de cette étude, aux cas les plus significatifs relevés en champ lointain, sans un balayage systématique de tous les paramètres.

7.1 Comparaison avec les mesures effectuées à l'ECL

Comme nous l'avons fait dans le cas des mesures en champ lointain, nous avons réalisé dans un premier temps une série de localisations supplémentaires dans le but de comparer avec les mesures effectuées précédemment à l'ECL. Les caractéristiques du banc MARTEL nous étant inconnues en champ proche, et compte-tenu du com-

portement sensiblement différent de mesures en champ libre du rayonnement en champ lointain (bruit excédentaire en basses fréquences (cf. annexe E)) il nous a semblé nécessaire d'entreprendre cette comparaison.

Une première comparaison, entre le jet XIX (jet à $M_j=1,6$ non-chauffé) et son équivalent à l'ECL, a montré un très bon comportement du banc en champ proche. La disposition expérimentale est identique à celle retenue à l'ECL, l'antenne étant centrée sur la zone probable de présence des sources, c'est-à-dire à 10 D de la sortie de buse. On retrouve (Fig. 7.1) les bruits de mélange et d'ondes de choc aux mêmes positions avec des amplitudes relatives équivalentes. Aucun bruit parasite n'apparaît dans cette configuration de jet, et le bruit basses fréquences excédentaire n'est pas encore perceptible. Seul le bruit de bouclage entre sortie de buse et ondes de choc (screech) est plus élevé sur le banc MARTEL, ceci étant lié à l'épaisseur des lèvres nettement plus importante sur ce dernier (cf. réf. 23 et chap.1 - partie 1). Le jet XIX n'est toutefois pas caractéristique des jets qui nous intéressent. Il présente une forte prédominance du bruit associé aux ondes de choc, ce qui conduit à occulter les phénomènes apparaissant à des fréquences plus basses. De plus, les premières mesures en champ proche effectuées avec des jets rapides et chauffés ont mis en évidence la présence de pics parasites en très basses fréquences sur les spectres de l'antenne. C'est par exemple le cas avec le jet XVI'. Ces phénomènes étaient apparus peu marqués en champ lointain, où seuls quelques pics fortement corrélés avec les fluctuations de pression mesurées à l'intérieur de la veine (modes caractéristiques de l'installation) avaient été observés. On retrouve en champ plus proche ces pics caractéristiques complétés d'harmoniques. Ces phénomènes et leur mise en évidence sont décrits dans l'annexe E.

Nous avons effectué une comparaison avec injection d'eau. Le comportement du jet XIX est sensiblement le même que celui de son équivalent à l'ECL (commenté dans les chapitres 2 et 5). On note la disparition du screech et une forte réduction du bruit associé aux ondes de choc ainsi qu'un affaiblissement de l'émission acoustique des cellules de choc situées en aval. Compte-tenu du bon comportement du jet avec injection d'eau, la présence de phénomènes acoustiques parasites ne nuit pas à l'interprétation des localisations. Nous commentons donc dans les paragraphes suivants les résultats obtenus sur le banc MARTEL.

7.2 Etude paramétrique

En se basant sur les résultats obtenus en champ lointain, nous avons fait varier les paramètres de l'injection dans les cas les plus significatifs et pour 4 types de jets différents : les jets XIV, XVI' et XVII pour la tuyère CS40 et le jet I pour la tuyère CD60/6 (les jets II et IV' se comportant de façon très similaire à ce dernier). On compare à chacun de ces jets libres des jets avec injection pour lesquels nous avons fait varier l'abscisse, le débit ou l'angle d'injection. La configuration d'injection de base étant une abscisse d'injection proche de la sortie de buse avec $\alpha_{inj} = 45^\circ$ et un rapport des débits massiques de 4 (ou 2 pour le jet I). La position de l'antenne sera équivalente, dans un premier temps, à celle utilisée à l'ECL. Ces mesures ont été complétées, dans le but de tenir compte d'un effet de directivité des sources, par des localisations avec déplacement de l'antenne vers l'amont et vers l'aval (cf. chap. 2). Ce type de configuration n'ayant jamais encore été étudié sur des jets rapides, une campagne d'essais supplémentaires a été menée à l'ECL afin de fournir une base de données de comparaison (cf. chap. 2 et annexe B).

7.2.1 Analyse des localisations en jet libre

Ce paragraphe vient compléter les observations faites au chapitre 2 de la partie 1 de cette étude.

Le jet XIV est très proche du jet XIX (Fig. 2.29a (partie 1)), mais les jets XVI' et XVII présentent des caractéristiques propres, telles que le rayonnement d'ondes de Mach ou les fortes températures. Bien qu'à même nombre de Mach, les jets XIV et XVI' ont un rayonnement acoustique en champ lointain très différent, le jet XIV étant dominé par le bruit associé aux ondes de choc alors que ce dernier n'est plus prédominant sur le jet XVI' fortement chauffé (cf. Chap. 2). La comparaison des spectres en champ lointain montre que lorsque le jet est rapide et chauffé, le bruit large-bandes lié aux ondes de choc voit son intensité diminuée relativement à un jet à même nombre de Mach mais à température ambiante. Le niveau en basses et moyennes fréquences augmente au contraire pour le jet rapide et chaud (jusqu'à 2 kHz vers l'amont et 5 kHz vers l'aval). Le screech n'apparaît plus avec ce type d'écoulement. Le bruit large-bande associé aux ondes de choc, visible sur les spectres de l'antenne 'champ proche' pour le jet XIV (entre 5 et 10 kHz en moyenne sur l'antenne) a disparu des spectres mesurés avec le jet XVI'. Il n'est d'ailleurs pas visi-

ble en champ lointain pour un angle d'observation équivalent à l'angle d'observation moyen de l'antenne ($\theta = 70^\circ$), contrairement au cas du jet XIV. Dans le cas du jet chaud, le niveau des sources basses fréquences (inférieures à 5000 Hz) est équivalent ou supérieur à celui des sources liées aux ondes de choc. Ces sources sont situées dans les 10 premiers diamètres en aval de la sortie de buse.

Le jet XVII (Fig. 7.2) est à un nombre de Mach plus élevé ($M_j=2$) et le réseau d'ondes de choc est plus étendu vers l'aval. Toutefois, les sources liées aux ondes de choc sont moins intenses (ceci est lié à la présence de disques de Mach (chocs droits) dans l'écoulement, au niveau des premières ondes de choc, la force des chocs situés plus en aval est alors diminuée) que dans le cas des jets à nombre de Mach moins élevé. Le bruit d'ondes de choc large-bande est situé sur les spectres autour de 5 kHz en moyenne sur l'antenne. On distingue sur ces mêmes spectres des pics en basses fréquences qui semblent localisés très loin en aval (à 25 D de la sortie de buse). Ces pics sont légèrement discernables pour les jets précédents. Ils ne correspondent pas à un phénomène de screech mais semblent plutôt être similaires aux perturbations internes relevées en sortie de buse pour le jet froid à $M_j=1$ (ils sont en effet à des fréquences équivalentes, et présentent une forte cohérence avec les pics relevés par le capteur instationnaire situé à l'intérieur de la veine) (cf. annexe E).

7.2.2 Influence des différents paramètres de l'injection

Dans la configuration de base pour ces trois types de jets, nous avons injecté en $X_{inj}=1D$ sous $\alpha_{inj} = 45^\circ$ avec un rapport de débits massiques égal à 4. Cette configuration d'injection a donné de très bons résultats en champ lointain. Le jet XIV est très proche du jet XIX et se comporte de façon similaire (Fig. 7.3). En aval de la sortie de buse, au voisinage de la zone d'injection, le niveau des sources acoustiques est très élevé. Les sources liées aux ondes de choc, qui s'étendaient jusqu'à 20 D de la sortie de buse, sont fortement atténuées et ne sont plus visibles au-delà de 8 à 10 D. En procédant de la même façon que lors des essais à l'ECL, nous avons effectué la différence des distributions de sources obtenues en jet libre et avec injection (Fig. 7.4). La réduction est notable principalement au niveau du bruit d'ondes de choc et une légère augmentation est observée en aval de la zone d'injection. Comme pour le jet XIX, la zone où le bruit d'interaction domine se limite à 6-10 D après la sortie de buse et à la bande de fréquence 3-4 kHz (soit un nombre de Strouhal de l'ordre

de 0,3). Les mêmes observations peuvent être faites avec le jet XVI' (Fig. 7.5a et b). L'augmentation du bruit en aval de la zone d'injection est cependant dans ce cas nettement plus forte et plus étendue vers l'aval que dans le cas du jet XIV, relativement aux réductions obtenues. En effet, le bruit d'ondes de choc n'étant plus dominant, la chute de niveau liée aux ondes de choc situées à l'aval (au-delà de 10 D) est du même ordre que l'augmentation liée au bruit d'interaction. On notera qu'une réduction est obtenue en basses fréquences lorsque le bruit d'interaction n'est plus dominant, c'est-à-dire au-delà de 10 D. La prédominance du bruit d'interaction sur les réductions obtenues se traduit par une augmentation (ou une diminution négligeable) du niveau acoustique jusqu'à environ 4 kHz sur les spectres mesurés sur les microphones de l'antenne. Les réductions de niveau en champ lointain dans la même direction sont limitées ($\theta = 70^\circ$) dans cette plage de fréquences relativement à celles obtenues en hautes fréquences.

On notera que les pics observés en basses fréquences à l'aval (localisés à environ 25 D de la sortie de buse) apparaissent avec injection pour tous les types de jets alors qu'ils ne sont pas présents lors des expériences menées dans les mêmes conditions à l'ECL. Les spectres mesurés sur l'antenne sont très chahutés avec injection d'eau en basses fréquences et ils présentent ces forts pics qui, dans le cas du jet XVI' par exemple, correspondent à ceux mesurés par le capteur de pression instationnaire Kistler à l'intérieur de la veine (cf. annexe E). Par contre, la fréquence de ces pics est indépendante du microphone étudié, ce qui élimine l'hypothèse d'une réflexion.

- * Influence du débit d'eau injectée : Selon les jets étudiés, le débit d'eau injectée a été augmenté de façon à faire apparaître une variation significative telle que celle observée en champ lointain, en restant dans les limites d'utilisation de l'installation (pertes de charge au niveau des injecteurs d'eau et limites en pression de la rampe annulaire). Sur le jet XVI' (Fig. 7.6a), l'augmentation du débit injecté (de $Q_{\text{eau}}/Q_{\text{air}}=4$ à 8) se traduit, comme sur le jet XIV mais de façon plus nette, par un bruit d'interaction plus faible et des réductions généralement plus fortes. Ces différences n'apparaissent pas sur le jet XVII faiblement chauffé. Seule l'étendue spatiale du bruit d'interaction a légèrement diminué. Cependant, on notera qu'une diminution du débit par rapport à la configuration de base ($Q_{\text{eau}}/Q_{\text{air}}=2$ pour le jet XVI' par exemple) (Fig. 7.6b) entraîne une forte diminution du bruit d'interaction sans pour autant limiter

les réductions obtenues plus en aval et en hautes fréquences, du moins dans la direction moyenne de l'antenne.

- * Influence de l'abscisse d'injection : Nous avons procédé à une injection dans des conditions équivalentes à la configuration de base ($\alpha_{inj} = 45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$) mais à une abscisse d'injection $X_{inj}=5D$. On observe alors une très importante diminution du bruit d'interaction et les réductions obtenues plus en aval sont aussi importantes (sinon plus élevées dans le cas du jet XVI', (Fig. 7.7) compte-tenu de la meilleure pénétration dans le jet à cette abscisse (cf. fig. 7.5)) qu'en injectant en sortie de buse.

- * Influence de l'angle d'injection : Un seul autre angle d'injection a été étudié dans le cadre des localisations de sources. Il s'agit de $\alpha_{inj} = 0^\circ$. Cette configuration a toutefois posé de sérieux problèmes pratiques, compte-tenu des projections d'eau importantes qu'elle engendre. On représente sur la figure 7.8 la localisation des sources dans le cas du jet XVI', mais seules les fréquences inférieures à 6 kHz doivent être prises en compte. Au-delà, les signaux sont fortement perturbés par les gouttes d'eau projetées sur l'antenne. On notera surtout une très forte augmentation du bruit d'interaction par rapport aux autres conditions d'injection.

7.2.3 Aspect directif du rayonnement des sources

Les mesures en champ lointain ont montré que le rayonnement acoustique du jet était fortement dépendant de l'angle d'observation. D'une part, le bruit de mélange (et l'émission d'ondes de Mach) et le bruit d'ondes de choc sont très directifs. D'autre part, les effets de l'injection d'eau ne sont pas omni-directionnels. Les localisations de sources présentées dans le paragraphe précédent ont toutes été réalisées à une position intermédiaire de l'antenne. L'antenne étant centrée sur la position 10 D en aval de la sortie de buse, c'est-à-dire face aux sources. Au centre de l'antenne, l'angle d'observation θ équivalent est de l'ordre de 70° (90° par rapport à la position $X=10$ D). L'antenne a donc été déplacée vers l'aval et vers l'amont parallèlement à l'axe du jet (d'une longueur d'antenne dans ces deux directions, soit des angles moyens d'observation de 45° et 106° par rapport à la sortie de buse) (Fig. 7.9). Il existe peu de références bibliographiques sur l'influence de la directivité des sources dans la plage de vitesses étudiées (cf. ref. 32), c'est pourquoi nous avons entrepris une

campagne d'essais supplémentaire à l'ECL afin de fournir une bases de données dans ces configurations et dans des conditions connues (champ libre, écoulement connu). Les mesures effectuées à l'ECL ont fait apparaître plusieurs caractéristiques prévisibles de la méthode de localisation de sources utilisée (cf. annexe B). Tout d'abord, elle tend à privilégier les sources les plus proches de l'antenne. Ainsi, si les sources acoustiques sont effectivement localisées telles que perçues par un observateur situé à une position moyenne par rapport à l'antenne, l'aspect proximité primera sur l'aspect directivité. De plus, le repliement spatial peut se confondre avec les sources réelles, particulièrement lorsque l'antenne est fortement décalée par rapport aux sources étudiées. Le traitement se fera donc en deux étapes, afin de rechercher les sources en dehors des zones où le repliement est possible. Enfin, pour assurer une précision suffisante, les sources doivent se trouver dans l'angle d'ouverture de l'antenne. Compte-tenu des remarques précédentes, les mesures ont été réalisées dans les cas les plus intéressants observés en champ lointain et en localisation classique.

Résultats en jet libre

Nous renvoyons aux chapitres 2 et 3 de la partie 1 pour une analyse plus détaillée de ces résultats. Nous rappelons succinctement dans ce paragraphe les principales observations faites dans le cas des jets libres et nécessaires à l'interprétation des mesures en présence de l'injection d'eau.

Le jet XIX a un comportement similaire à celui observé à l'ECL. En position amont, les sources dominantes sont celles liées aux ondes de choc (les ondes de choc apparaissent nettement en tant que sources individuelles en hautes fréquences). Le bruit de mélange, en basses fréquences, est relativement plus faible. En position aval, le dépouillement doit tenir compte du repliement. Si l'on distingue toujours les sources de bruit associées aux chocs, le bruit de mélange (fréquences inférieures à 5 kHz) est prédominant, avec des sources situées plus en aval (jusqu'à 20 D de la sortie de buse). Le jet XIV offre des distributions de sources équivalentes au jet XIX. En position amont, on distingue nettement les zones de bruits liées aux ondes de choc, les cellules de choc les plus éloignées de l'antenne (10 à 20 D de la sortie de buse) étant toutefois déterminées avec beaucoup moins de précision. Le bruit de mélange est très difficilement discernable ce qui n'est plus le cas en position aval (Fig. 2.32a (partie 1)). Les ondes de choc sont toujours visibles en tant que sources acoustiques

dans cette configuration mais le rayonnement acoustique est dominé par le bruit de mélange. Les jets XVI' et XVII, qui sont nettement plus rapides que les deux précédents sont sources d'un rayonnement d'ondes de Mach vers l'aval alors que le bruit d'ondes de choc n'est plus prédominant. Leur comportement est toutefois très proche de celui des jets moins rapides vers l'amont. Dans la direction aval, le bruit de mélange devient très fortement dominant (maximum autour de 3 kHz). Les ondes de choc ne sont plus perceptibles dans cette configuration pour le jet XVI'. On notera que pour ces jets chauffés, les pics relevés en basses fréquences, et assimilés à des perturbations ou à des modes internes de la veine, sont très importants vers l'amont alors qu'ils n'apparaissent plus vers l'aval.

Etude paramétrique avec injection d'eau

Il est apparu en champ lointain que l'augmentation du débit d'eau injectée avait une grande influence sur le rayonnement vers l'aval alors que les variations obtenues dans les autres directions étaient peu sensibles. Dans le cas du jet XVI' par exemple (Fig. 7.9a et b), on observe dans la direction aval une nette diminution du bruit d'interaction lorsque le rapport des débits massiques passe de 4 à 8. De plus, les réductions obtenues en aval de la zone d'injection sont plus importantes pour un fort débit. Le rayonnement acoustique résultant est alors fortement diminué. Les variations sont, en proportion, du même ordre que celles observées avec l'antenne en configuration intermédiaire. Toutefois, l'intensité des sources étant beaucoup plus élevée vers l'aval dans le cas des jets très rapides, les réductions obtenues sont plus importantes dans cette direction en valeur absolue. On notera que dans le cas du jet XIV, le bruit associé aux ondes de choc, sensible aussi vers l'aval, est très sensiblement diminué avec injection d'eau.

En comparaison, les gains dans la direction amont sont nettement moins importants lorsque le débit injecté est augmenté, le bruit lié aux ondes de choc étant déjà fortement réduit avec un faible rapport des débits. L'essentiel des différences observées se situe dans la réduction du bruit d'interaction, en aval de la zone d'injection.

7.2.4 Essais complémentaires

Des points d'essais complémentaires ont été effectués dans le but de faire le lien entre les mesures obtenues à l'aide de la tuyère CS40 et celles réalisées avec la tuyère CD60/6. Le jet XVI' est proche, dans ses caractéristiques, du jet I. Toutefois, deux jets supplémentaires ont été étudiés : les jets 22 et 23.

- * Jet 22 : $M_j=2$: Tuyère CS40 avec $\beta=1,79$
 $P_i= 8,5 \text{ b.}$; $T_i= 1175 \text{ K}$; $T_j= 625 \text{ K}$; $V_j= 1040 \text{ m/s}$;
Débit massique $Q_{\text{air}} = 1,2 \text{ kg/s}$;

- * Jet 23 : $M_j=2,7$: Tuyère CD60/6 avec $\beta=1,72$
 $P_i= 24 \text{ b.}$; $T_i= 860 \text{ K}$; $T_j= 370 \text{ K}$; $V_j= 1050 \text{ m/s}$;
Débit massique $Q_{\text{air}} = 1.5 \text{ kg/s}$;

Ces deux jets ont des taux de désadaptation β ($\beta^2 = M_j^2 - M_d^2$) équivalents (la force des ondes de choc est donc du même ordre) et leurs vitesses V_j sont similaires. Les cartographies de distribution de sources sont de même très proches (et similaires à celle obtenue pour le jet XVI'), l'espacement des ondes de choc étant toutefois plus important pour le jet 23 à fort nombre de Mach. Nous pourrions donc extrapoler les constatations relevées avec la tuyère CS40 au cas des jets issus de la tuyère CD60/6.

7.3 Extension au cas du jet I

Les résultats précédents en champ lointain (chap. 6) ont montré que les résultats obtenus avec un écoulement sous-détendu et la tuyère convergente simple CS40 pouvaient être extrapolés au cas de l'écoulement sur-détendu de la tuyère CD60/6. Aux conditions de température et de vitesse près, le jet I a un comportement acoustique en champ lointain très proche du jet XVI'.

La distribution en jet libre avec l'antenne en position intermédiaire est toutefois assez différente de celle obtenue pour le jet XVI' (Fig. 7.10). On retrouve des sources intenses en basses fréquences (entre 2 et 10 kHz) mais elles sont nettement séparées les unes des autres. Une source, située entre 5 et 8 D, semble dominer. Les sources situées plus en aval pourraient être assimilées à des ondes de choc, comme dans le cas

du jet XVI', car elles en prennent l'aspect en hautes fréquences. Elles sont toutefois relativement beaucoup moins fortes dans cette plage de fréquences. Ces sources sont espacées d'une quinzaine de centimètres en moyenne (soit de $2,5 D$ ou de l'ordre de $3 D_j$ si D_j est le diamètre effectif du jet parfaitement détendu). La position des cellules de choc reste cependant à confirmer par des visualisation de type ombroscopie ou strioscopie. Toutefois, lorsqu'on déplace l'antenne vers l'amont, on retrouve ce type de sources avec un espacement similaire ce qui tendrait à montrer qu'il s'agit effectivement d'ondes de choc.

Avec injection d'eau, le comportement du jet I est très proche de celui du jet XVI'. Afin de comparer ces résultats avec les mesures en champ lointain effectuées par l'équipe LEA, nous avons injecté l'eau sous un angle de 45° à une abscisse $X_{inj}=1,5 D$ et avec un rapport de débits massiques $Q_{eau}/Q_{air}=2$. Dans ces conditions, on observe bien sur la figure 7.11 une remontée du niveau des sources en aval de la zone d'injection dans la plage basses fréquences et une diminution plus en aval et en hautes fréquences. Avec un tel rapport de débits, le bruit associé aux ondes de choc n'est toutefois pas complètement réduit. On constate qu'en proportion (Fig. 7.12), la réduction obtenue en basses fréquences à l'aval du jet compense l'augmentation de niveau liée au bruit d'interaction. La résultante en est une diminution du bruit en basses fréquences.

L'étude réalisée à la fois à l'ECL et sur le banc MARTEL du CNES avait pour but de vérifier l'efficacité de la méthode de réduction du bruit des jets supersoniques par injection d'eau puis d'étudier l'influence des différents paramètres mis en jeu.

Il apparaît que cette méthode permet, sous certaines conditions d'injection, des réductions importantes du bruit rayonné par le jet en champ lointain. Si les résultats obtenus sur le banc MARTEL à très grandes vitesses et températures sont toutefois moins bons que les réductions observées à l'ECL sur des jets supersoniques froids et à faible nombre de Mach, ils montrent que la méthode peut être utilisée efficacement. Ainsi, dans les conditions maximales d'utilisation du banc MARTEL (jet I : $M_j=2,9$ et $V_j=1800$ m/s), les réductions obtenues atteignent 7 dB en niveau global dans la direction amont et, si les conditions d'injection sont optimales (injection près de la sortie de buse sous un angle rasant par rapport à l'axe du jet avec un rapport des débits massiques eau/air élevé), une diminution de 6 dB peut être attendue vers l'aval. Il existe une direction d'observation, située autour de $\theta = 70^\circ$, dans laquelle il est plus difficile de réduire le bruit. Sur le plan spectral, les diminutions de niveau touchent toutes les bandes de fréquences à haute vitesse (ce qui n'est pas le cas à des vitesses plus basses où le bruit d'interaction reste dominant en basses fréquences). Les meilleurs résultats sont cependant obtenus en hautes fréquences, même si le bruit associé aux ondes de choc est faible. Cependant, les réductions sont toujours nettement plus importantes en présence d'un fort bruit de choc (jet peu rapide, faiblement chauffé et à faible taux de désadaptation).

En complément des mesures en champ lointain, les localisations de sources ont montré que le bruit d'interaction entre les jets d'eau et le jet d'air (bruit d'obstacle, d'éclatement des goutelettes, de sillage et de vaporisation) est responsable des faibles diminutions de niveau observées en basses fréquences. Ce bruit est présent dans une large bande de fréquences mais il atteint son maximum entre 1 et 4 kHz. Dans cette plage, des réductions du bruit sont observées en aval de la zone d'injection mais elles sont compensées par le bruit d'interaction et dans certaines conditions d'injection la résultante peut être supérieure au niveau observé sans injection d'eau. Les conditions optimales sont une abscisse d'injection proche de la sortie de buse, un angle d'injection rasant et un débit injecté élevé relativement au débit du jet. A très grandes vitesses, l'importance des paramètres est toutefois plus faible et des configurations d'injection différentes donnent des résultats corrects. Ainsi, une injection en $X_{inj}=5D$ sous un angle d'injection $\alpha_{inj} = 0^\circ$ (normal au jet d'air) permet dans

le cas des jets très rapides une réduction sensible, bien qu'inférieure à celle obtenue dans les conditions optimales.

Chapitre 8

Conclusions générales

Dans le cadre d'un programme plus vaste mené par le CNES en vue de comprendre les phénomènes à l'origine du bruit des jets supersoniques chauds, la présente étude avait différents objectifs :

- * Fournir une base de données expérimentale nouvelle sur le rayonnement acoustique de ce type d'écoulement, à l'aide de deux nouvelles installations supersoniques;
- * Evaluer une méthode de réduction du bruit de jet par injection d'eau.

Le premier objectif a d'abord consisté à mettre au point la nouvelle installation expérimentale supersonique dans la chambre anéchoïque de l'ECL. En complément de ce travail, un grand nombre de mesures aéro-acoustiques ont été effectuées. Une base de données nouvelle, concernant le rayonnement acoustique de jets supersoniques froids, a ainsi pu être constituée. Elle est complétée par les résultats expérimentaux obtenus pour des jets à très grandes vitesses et températures sur le banc MARTEL du CNES. L'utilisation systématique de la méthode de localisations de sources par antenne linéaire focalisée a fourni des informations nouvelles sur les différentes composantes du bruit des jets supersoniques (bruit de mélange et rayonnement d'ondes de Mach, bruit associé aux ondes de choc).

La constitution de cette base de données a permis de confronter différents modèles existants aux résultats expérimentaux. Aux comparaisons habituelles (spectres et directivités) est venue s'ajouter une confrontation entre les localisations de sources théorique et expérimentales, moyennant certaines hypothèses.

Dans la seconde partie de cette étude, nous présentons les résultats de l'évaluation expérimentale de la méthode de réduction du bruit par injection d'eau. Complétant deux précédentes études menées en subsonique et supersonique froid, le présent travail a permis de vérifier l'efficacité de la méthode dans des conditions proches de celles rencontrées sur un lanceur spatial. Ces expériences ont eu lieu sur le banc MARTEL du CNES. Une étude préalable a auparavant été effectuée sur l'installation supersonique de l'ECL. Les mesures acoustiques en champ lointain et les localisations de sources ont fourni un grand nombre d'informations sur les mécanismes de réduction du bruit par injection d'eau. Plus particulièrement, des conditions d'injection optimales ont été déterminées afin de réduire fortement le bruit rayonné (jusqu'à 7 dB en niveau global selon la direction d'observation, pour des jets très rapides). De plus, l'action de l'injection d'eau sur les différentes composantes du bruit rayonné par les jets supersoniques, présentées dans la première partie, a été mise en évidence (diminution du bruit associé aux ondes de choc et du bruit de mélange).

Bibliographie

1. **Guest J.** - 'Space shuttle noise suppression concepts for eastern test range' - NASA A1631489
2. **Dine C.** - 'Réduction de bruit des jets supersoniques par injection d'eau' - Thèse de l'Université de Poitiers - 1994
3. **Guerder J.-Y.** - 'Influence de l'injection d'eau sur l'émission acoustiques de jets d'air subsoniques froids' - Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon - 1994
4. **Lau et al** - 'Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter' - J.F.M. vol. 93 part.1 - 1979
5. **NASA** ??
6. **Lau J.-C.** - 'Effects of exit Mach number and temperature on mean-flow and turbulence characteristics in round jets' - J.F.M. vol. 105 p.193 - 1981
7. **Lepicovsky J.** - 'Total temperature effects on centerline Mach number characteristics of freejets' - AIAA J. vol. 28 n°3 - 1990
8. **Seiner et al.** - 'The effects of temperature on supersonic jet noise emission' - DGLR / AIAA paper 92-02-046 - 1992
9. **Seiner et al.** - 'Aerodynamics aspects of shock containing jet plumes' - AIAA paper A80-0965 - 1980
10. **Tanna H.-K.** - 'An experimental study of jet noise - part. I : Turbulent mixing noise' - J.S.V. vol.50 p.249 - 1977
11. **Lighthill** - 'Jet noise' - AIAA J. vol.1(7) - 1963
12. **Tanna et al** - 'The influence of temperature on shock-free supersonic jet noise' - J.S.V. vol.39(4) p.429 - 1975
13. **Ffowcs-Williams, Bishop et al** - 'On the noise of the unsuppressed high-speed jet' - J.F.M. vol.50(1) p.21 - 1971
14. **Tam C.K.W.** - 'Directional acoustic radiation from a supersonic jet generated by shear layer instability' J.F.M. vol.46(4) p.757 - 1971
15. **Tam C.K.W.** - 'Supersonic jet noise generated by large scale disturbances' - J.S.V. - vol.38(1) p.51 - 1975
16. **Tam et al.** - Sound generated by instability waves of supersonic flows - part.2 : Axisymmetric jets' - J.F.M. vol.138 p.273 - 1984
17. **Seiner et al.** - 'Acoustic near-field properties associated with broadband shock noise - AIAA J. vol.22(9) - 1984
18. **Harper-Bourne and Fisher** - 'The noise from shock waves in supersonic jets' - AGARD CPP-131 - 1973
19. **Seiner et al.** - 'Shock-associated noise in supersonic jets' - AIAA J. vol.21(5) - 1983
20. **Seiner et al.** - 'Broadband shock noise from supersonic jets' - AIAA J. vol.20(1) - 1982

21. **Tanna** - 'An experimental study of jet noise - part.II : Shock associated noise' - J.S.V. vol.50 - 1977
22. **Seiner et al.** - 'The effects of nozzle exit lip thickness on plume resonance' J.S.V. - vol.154(3) - 1992
23. **Norum** - 'Screech suppression in supersonic jets' - vol.21(2) - 1983
24. **Nagel et al.** - 'Supersonic jet screech tone cancellation' - AIAA J. - vol.21(11) - 1983
25. **Fisher, Lush et Harper-Bourne** - 'Jet noise' - J.S.V. vol.28(3) - 1973
26. **Norum and Seiner** - 'Measurements of mean static pressure and far-field acoustics of shock-containing supersonic jets' - NASA TM-84521 - 1982
27. **Pinckney** - 'A short static-pressure probe design for supersonic flow' - NASA TN D-7978 - 1975
28. **Jacquet B.** - 'Contribution à l'étude expérimentale et à la modélisation du bruit produit par l'impact d'un jet supersonique sur un obstacle' - Thèse de l'Université de Technologie de Compiègne - 1994
29. **Grosche et al.** - 'Measurements of the distribution of sound source intensities in turbulent jets' AIAA paper 73-989 - 1973
30. **Yu J.** - 'Investigation of the noise fields of supersonic axisymmetric jet flow' - Ph.D. Thesis Syracuse Univ. - 1871
31. **Ffowcs-Williams et al.** - 'The Mach wave field radiated by supersonic turbulent flows' - J.F.M. vol.21(4) - 1965
32. **Laufer et al.** - 'Experiments on supersonic jet noise' - AIAA J. vol.14(4) - 1976
33. **Sarkar et al.** - 'Application of a Reynolds stress turbulence model to the compressible shear layer' - AIAA J. vol.29(5) - 1991
34. **Le Ribault C.** - 'Simulation des écoulements turbulents compressibles par une méthode mixte « éléments finis - volumes finis »' - Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon - 1991
35. **Davies et al** - 'The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet' - J.F.M. vol.15 - 1963
36. **Ribner** - 'The generation of sound by turbulent jets' - Advances in Applied Mechanics vol.8 (1964)
37. **Goldstein et al** - 'Effect of anisotropic turbulence on aerodynamic noise' - JASA vol.54(3) - 1973
38. **Goldstein et al** - 'New aspects of subsonic aerodynamic noise theory' - NASA TN D-7158
39. **Bailly et al.** - 'Prediction of supersonic jet noise from a statistical acoustic model and a compressible turbulence closure' - J.S.V. vol.194(2) - 1996
40. **Grosche et al.** - 'Measurements of the distribution of sound source intensities in turbulent jets' AIAA paper 73-989 - 1973
41. **Tam** - 'Stochastic model theory of broadband shock associated noise from supersonic jets' - JSV vol.116(2) - 1987
42. **Tam, Seiner et al** - 'A multiple scales model of the shock-cell structure of imperfectly expanded supersonic jets' - JFM vol.153 p.123 - 1985
43. **Bailly** - 'Modélisation du rayonnement acoustique des écoulements turbulents libres subsoniques et supersoniques' - Thèse de l'Ecole Centrale de Paris - 1994

44. **Bailly** - 'A statistical description of supersonic jet mixing noise' - AIAA paper 97-1575 - 1997
45. **Pollet** - 'Aérodynamique des jets - simulation des jets libres au banc MARTEL' - Rapport Aerospatiale n°119 910 - 1996
46. **Pollet** - Simulation numérique des écoulements des jets de propulseur par CEL2DNST' Rapport Aerospatiale n°115 498 - 1995
47. **Rebillat** - 'Banc MARTEL - Premiers essais d'injection d'eau'- Rapport CNES - 1997
48. **NASA** →
49. **Guerder et Juvé** - 'Réduction de bruit d'un jet subsonique par injection d'eau' - Colloque CNES Jouy-en Josas - 1994
50. **Zoppellari and Juvé** - 'Reduction of jet noise by water injection' - AIAA paper 97-1622-CP - 1997
51. **Dougherty et al** - 'Model test program at MSFC that led overpressure reduction on the SSV' - 13th NASA/JSC conference - 1982
52. **NASA** - Jouy-en-Josas
53. **Joshi et Schetz** - 'Effect of injector shape on penetration and spread of liquid jets' AIAA J. vol.13(9) - 1975
54. **Less and Schetz** - 'Penetration and breakup of slurry jets in a supersonic stream' - AIAA J. vol.21(7) - 1983
55. **Hewitt and Schetz** - 'Atomization of impinging liquid jets in a supersonic crossflow' - AIAA J. vol.21(2) - 1983
56. **Less and Schetz** - 'Transient behavior of liquid jets injected normal to a high velocity gas stream' - AIAA J. vol.24 p.1979 - 1986
57. **Goldstein** - 'Aeroacoustics' - McGraw-Hill International Book Company - 1976
58. **Gely** - Rapport ONERA →
59. Documentation **Brüel-Kjaer**
60. **Grosche** →
61. **Fournier, Alais et Elias** - 'Mesures de bruit avec des réseaux focalisée ou retardés' International noise and vibration control conference St-Petersbourg - 1993
62. **Elias** - 'Localisation par antenne focalisée des sources de bruit en vue de leur réduction' - Entretiens Science et Défense - ONERA - 1990
63. **Shafer et al** - 'Constrained iterative restoration algorithms' - Proceedings IEEE vol.69(4) 1981
64. **McLaughlin et al.** - 'On the noise generated by large scale instabilities in supersonic jets' - AIAA paper 80-0964
65. **Troutt and McLaughlin** - 'Experiments on the flow and acoustic properties of a moderate Reynolds number supersonic jet' - J.F.M. vol.116 p.123 - 1982
66. **Oertl** - 'Coherent structures producing Mach waves inside and outside of the supersonic jet' - IUTAM Symposium Marseille p.334 - 1982
67. ??
68. **Favre et al** - 'Further space-time correlations of velocity in a turbulent boundary-layer' - J.F.M. vol.3 p.344 - 1958
69. **Durrafourg** - 'Modélisation aéroacoustique de l'effet de l'injection d'eau sur le bruit des jets - Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon - (à soutenir - 1997)

Annexe A

Dessin d'une tuyère supersonique par la méthode des caractéristiques

Afin d'obtenir un écoulement dépourvu d'ondes de choc, le jet doit être à la pression ambiante en sortie de buse. La totalité de la détente doit se faire à l'intérieur de la tuyère. Le dessin de cette dernière doit donc permettre, pour un nombre de Mach dans le jet donné, d'amener l'écoulement à la pression atmosphérique.

La méthode des caractéristiques a été choisie pour calculer la tuyère. Elle est basée sur les équations régissant les écoulements compressibles axisymétriques non-visqueux. De ce fait, une correction du profil sera effectuée en tenant compte de la présence de la couche-limite.

En écoulement supersonique, la pression diminue alors que la vitesse augmente lorsque la section augmente, à l'inverse du subsonique. C'est pourquoi les tuyères utilisées sont convergentes-divergentes afin qu'après le passage du col (où le nombre de Mach est proche de 1) l'écoulement continue à accélérer.

En manipulant les équations d'Euler isentropiques compressibles, on obtient des relations permettant de déduire les conditions de l'écoulement en un point en fonction des conditions limites en remontant les deux courbes caractéristiques issues de ce point (en écoulement supersonique). Elles sont telles que les tangentes à ces courbes au point considéré font un angle α (angle de Mach) avec la vitesse.

On s'impose donc un profil de tuyère au voisinage du col (passage du subsonique au supersonique). Dans notre cas, ce dessin est inspiré des études de Grosche (ref.60).

Pour démarrer le calcul par la méthode des caractéristiques, on doit s'imposer des conditions aux limites. On suppose la vitesse tangentielle à la paroi, et parallèle à l'axe de la tuyère au centre de celle-ci (conditions d'axisymétrie). Enfin, on doit caractériser l'écoulement sur la première caractéristique (dans le proche voisinage du col). La théorie des petites perturbations transsoniques permet d'estimer les grandeurs aérodynamiques lorsque le nombre de Mach est proche de 1.

En suivant le profil imposé, on progresse ainsi vers l'aval en calculant les courbes caractéristiques, et ce jusqu'à ce que le nombre de Mach souhaité soit atteint sur l'axe de la tuyère. A ce stade, on se doit de dessiner un nouveau profil afin que cette valeur reste constante jusqu'à la sortie de buse. Toujours par la méthode des caractéristiques, en conservant à chaque nouveau pas la continuité de la tangente au profil, on calcule la partie aval de la tuyère. Cette technique permet de dessiner la zone d'inflexion du profil de façon à éviter l'apparition de chocs dans l'écoulement. Logiquement, comme le nombre de Mach est désormais imposé sur l'axe, l'écoulement devient uniforme après une certaine distance. On peut alors stopper le calcul.

Si cette méthode a permis de dessiner un profil de tuyère donnant un écoulement parallèle uniforme au nombre de Mach désiré, elle est basée sur les équations d'Euler et donc en fluide parfait. De ce fait, on ne tient pas compte des phénomènes visqueux, en particulier la présence de la couche-limite sur la paroi. Une correction peut cependant être apportée au calcul précédent.

On suppose tout d'abord que l'épaisseur de la couche-limite est négligeable au voisinage du col. Cette hypothèse est très bien vérifiée expérimentalement. Puis, en intégrant l'équation de quantité de mouvement de Von Karmann le long de la paroi on peut déterminer l'épaisseur de quantité de mouvement en tout point du profil. De cette dernière, on déduit aisément l'épaisseur de déplacement, qui est à retrancher au dessin initial du profil pour conserver les conditions calculées en fluide parfait. Dans cette estimation, on fait cependant appel à des approximations empiriques et la longueur de la tuyère a été réduite afin de limiter l'accroissement de la couche-limite.

La forme de la tuyère impose donc le nombre de Mach en sortie et de ce fait le rapport entre la pression totale et la pression statique. Lors de l'utilisation, la pression totale devra donc être ajustée afin que la pression statique en sortie de buse soit égale à la pression ambiante.

Annexe B

Méthodes de localisation de sources par antenne focalisée

Les différentes méthodes de traitement d'antenne focalisée ont été développées par l'ONERA (ref. 28 et 61-62). Ces techniques présentent de nombreux avantages. Contrairement aux méthodes plus classiques, telles que le miroir elliptique, elles permettent en une seule acquisition de courte durée (de l'ordre de quelques secondes) de localiser les sources acoustiques sur une zone relativement étendue, avec une précision équivalente aux autres méthodes. Elle repose toutefois sur un certain nombre d'hypothèses que nous développons dans cette annexe.

Les méthodes de localisation de sources par antenne focalisée sont basées sur la mesure des inter-spectres entre les différents microphones de l'antenne. Le calcul de la cohérence entre ces différents capteurs va permettre, pour chaque fréquence étudiée, de déterminer une position possible des sources.

On considère une antenne linéaire composée de N capteurs situés dans le champ proche de la zone source étudiée, en fait dans le domaine de Fresnel de l'antenne, c'est-à-dire dans une zone telle que la distance entre le centre de l'antenne et un point quelconque de l'espace en lequel la source est recherchée reste inférieure au rapport : $\frac{L^2}{\lambda}$ où L est la longueur de l'antenne et λ la longueur d'onde. Dans cette région, on considère que l'onde rayonnée par la source est sphérique. Le traitement est alors celui d'une antenne focalisée, on recherche non-seulement la direction d'où provient l'onde mais aussi le centre d'émission de l'onde sphérique. On remarquera que dans le cas de jets rapides, dans le maximum du rayonnement est à hautes fréquences, l'antenne peut être placée à une distance importante de la zone source, ce qui présente un grand intérêt dans le cas de l'injection d'eau.

Le champ acoustique reçu par les N capteurs de l'antenne est alors: P_{mi} avec $i=1$ à N.

On suppose qu'il existe une source monopolaire en un point F, dont le rayonnement sphérique est reçu par les N capteurs de l'antenne. On peut donc représenter ce champ par : $P_{ci} = B.U_i$ où $U_i = \frac{e^{ikR_i}}{R_i}$, k est le nombre d'onde et R_i la distance entre le capteur i et le point F.

La première méthode développée par l'ONERA (ref. 61 et 62) est une méthode de formation de voie. Le but est de déterminer la probabilité de présence de sources acoustiques en un point F de focalisation donné.

B.1 Méthode par formation de voies

Dans cette méthode on recherche l'amplitude B et l'emplacement F du monopôle dont le champ rayonné P_{ci} approche au mieux le chap effectivement mesuré P_{mi} au sens des moindres carrés, c'est-à-dire, en minimisant la fonctionnelle J :

$$\frac{\partial J}{\partial B} = 0 \text{ avec } J = \sum_{i=1}^n |P_{mi} - P_{ci}|^2$$

On trouve alors que l'amplitude du monopôle B : $B = \frac{U_F^+ P_m}{|U_F|^2}$ (avec $(.)^+$: conjugué transposé).

Ceci nous donne la valeur de J :

$$J = P_m^+ P_m - \frac{2 |P_m^+ U_F|^2}{|U_F|^2}$$

L'expression obtenue est alors uniquement fonction du point F. On minimise de nouveau J de façon à déterminer la position du point F. J est alors minimum si $\frac{2|P_m^+ U_F|^2}{|U_F|^2}$ est maximum (ce terme étant positif).

Ceci revient à poser que $\gamma^2 = \frac{|P_m^+ U_F|^2}{|U_F| \cdot |P_m|^2}$ est maximum. γ^2 est appelée la fonction de cohérence de l'antenne. En développant la dernière expression, on obtient :

$$\gamma^2 = \frac{U_F^+ \cdot \Gamma \cdot U_F}{|U_f|^2 \text{Tr}(\Gamma)}$$

où $\Gamma_{ij} = P_{mi} \cdot P_{mj}^*$ est la matrice interspectrale des microphones de l'antenne.

Ainsi, en mesurant le champ de pression acoustique P_{mi} sur les micros de l'antenne, puis en calculant la matrice interspectrale de l'antenne Γ , on en déduit la position F du monopôle qui restituerait le champ acoustique approchant au mieux celui mesuré. La position de cette source est donnée par le maximum de la fonction de cohérence γ^2 . En pratique, il convient toutefois de calculer le barycentre pondéré de cette fonction (sur tous les points F de focalisation étudiés). La position de ce barycentre nous donne la position la plus probable de la source pour une fréquence donnée.

Les résultats sont aussi présentés en traçant la cartographie $\gamma^2(x, f)$ où x est la position (dans le cas d'un jet, cette position sera la position axiale dans le jet, le calcul se faisant pour une tranche de l'écoulement entourant l'abscisse x) et f est la fréquence.

Le tracé de $\gamma^2(x, f)$ fournit en fait la probabilité de présence d'un monopôle unique placé en F . Les valeurs de γ^2 évoluant entre 0 (aucune cohérence entre un monopôle et la source réelle en ce point F) et 1 (adéquation entre le modèle et la valeur mesurée).

B.1.1 Précision de la méthode

La précision de la méthode est définie comme étant l'ellipse centrée sur un monopôle placé en F_0 et qui passe par la valeur $\gamma^2 = 0,5$. On obtient comme valeur des demi-axes :

$$a = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - \sin\Delta\theta}}$$

$\Delta\theta$

$$b = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{1 + \sin\Delta\theta}}$$

$$\Delta\theta - \left(\frac{\sin(\Delta\theta/2)}{\Delta\theta/2}\right)^2$$

où $\Delta\theta$ est l'ouverture de l'antenne (cf. fig. B.1).

Le grand axe de cette tache de focalisation est porté par la bissectrice de l'angle formé par F_0 et les extrémités de l'antenne. La méthode est donc très peu précise dans la direction perpendiculaire à l'antenne. La précision de la méthode est d'autant plus grande (tache d'autant plus petite) que $\Delta\theta$ est grande. Toutefois, même pour une antenne de longueur infinie ($\Delta\theta = \pi$), le pouvoir de résolution reste de l'ordre de la longueur d'onde λ .

B.1.2 Repliement

Pour une source S_1 située à une position donnée émettant une onde plane dans la direction θ_1 par rapport à l'antenne, la phase entre deux capteurs est :

$$\phi_{12} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x \cdot \sin\theta_1$$

Pour une fréquence donnée, il peut exister une source S_2 , rayonnant dans une direction θ_2 vers l'antenne telle que :

$$(\phi_{12})_{S_1} = (\phi_{12})_{S_2} + 2n\pi$$

soit:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta x \cdot (\sin\theta_1 - \sin\theta_2) = 2n\pi$$

Le cas $n=1$ sera la source fictive la plus proche de la source réelle. On voit que l'équation précédente n'a de solution que si $\frac{\lambda}{\Delta x} < 2$. Le phénomène de repliement n'apparaît donc que pour des fréquences supérieures à : $\frac{c_0}{2\Delta x}$ ce qui correspond au théorème de Shannon.

En suivant le même raisonnement que ci-dessus pour des sources sphériques, il ressort que le repliement n'apparaîtra que pour des fréquences supérieures à :

$$f_{min} = \frac{c_0}{(\sin\theta_1 + 1) \cdot \Delta x}$$

En développant les équations, on arrive à la position de la source fictive S_2 pour $n=1$:

$$x_{s_2} = x_m - \frac{L(\sin\theta_1 - \lambda/\Delta x)}{\sqrt{1 - (\sin\theta_1 - \lambda/\Delta x)^2}}$$

où x_m est la position d'un microphone de l'antenne.

De même, dans le cas $n=-1$, la source fictive associée se trouve en :

$$x_{s_2} = x_m - \frac{L(\sin\theta_1 + \lambda/\Delta x)}{\sqrt{1 - (\sin\theta_1 + \lambda/\Delta x)^2}}$$

En pratique, après avoir calculé le barycentre de γ^2 , on en déduit une position possible du repliement pour chaque fréquence. Dans le cas où le repliement et des sources réelles peuvent se chevaucher (cas du bruit associé aux ondes de choc par exemple), le calcul de la position du repliement permet de déterminer quelles sont les sources réelles ($n=0$).

En pratique, le dimensionnement se fait comme suit : l'antenne est placée dans la zone de Fresnel, à une distance imposée par les caractéristiques de l'écoulement (élargissement d'un jet par exemple). Selon la distance choisie, la précision désirée (fonction de la longueur d'onde minimum étudiée) sera obtenue en ajustant la longueur de l'antenne, de façon à obtenir une ouverture suffisante (de l'ordre de $\pi/2$ lorsque les sources sont faces à l'antenne). Afin de retarder l'apparition du repliement et de le limiter aux hautes fréquences, l'écart entre les capteurs devra être suffisamment faible. On voit donc que le nombre de voies et capteurs disponibles imposera les caractéristiques de l'antenne.

Comme nous venons de le voir toutefois, la méthode par formation de voie ne fournit qu'une probabilité de présence des sources. Une seconde méthode, développée à l'origine par l'ONERA (ref. 28) permet de déterminer l'intensité respective des sources, pour une fréquence donnée. La méthode par formation de voies sera toutefois utilisée pour déterminer la cohérence existant entre le modèle de sources (monopôles décorrélés) et les mesures, en complément des résultats fournis par la méthode présentée dans le paragraphe suivant.

B.2 Méthode adaptée aux sources étendues

Les sources rencontrées dans les jets sont par nature étendues. La méthode par formation de voies est donc peu adaptée à ce type de sources. Nous allons ici chercher une distribution de sources (le long de l'axe du jet dans notre cas). Ces sources seront toujours des monopôles décorrélés afin de simplifier les calculs. De plus, nous ne tiendrons pas compte d'effets de réfraction ou de propagation à travers l'écoulement.

Pour une fréquence donnée, on cherche la distribution de sources (réparties à priori le long de l'axe du jet) qui permet de reconstituer au mieux la matrice interspectrale mesurée sur l'antenne.

Soient L_s sources monopolaires décorrélées d'amplitudes α_l (avec $l=1$ à L_s). La source l se trouve à une distance R_{nl} du capteur n de l'antenne. Le champ acoustique rayonné sur ce capteur est la somme des ondes émises par chacune des sources :

$$P_n = \sum_{l=1}^{L_s} \alpha_l A_{nl}$$

où le terme de décroissance est : $A_{nl} = \frac{1}{R_{nl}} \cdot e^{ikR_{nl}}$

La matrice interspectrale des microphones de l'antenne Γ_{nm} est, dans le cas de sources décorrélées :

$$\Gamma_{nm} = \sum_{l=1}^{L_s} A_{nl} A_{ml}^* S_l$$

où S_l est la densité spectrale de la source l à la fréquence f étudiée.

On va alors rechercher la distribution de sources S_l qui fournit la matrice interspectrale Γ_{nm} la plus proche de la matrice interspectrale mesurée, Γ_{nm}^m , au sens des moindres carrés. C'est-à-dire, avec N_c le nombre de capteurs de l'antenne :

$$\sum_{n=1}^{N_c} \sum_{m=1}^{N_c} |\Gamma_{nm}^m - \Gamma_{nm}|^2$$

est minimum par rapport à S_p .

Ceci équivaut en fait à imposer la condition :

$$\sum_{j=1}^{L_s} H_{ij} \cdot S_j = U_i$$

avec $i=1$ à L_s ,

$$H_{ij} = \left| \sum_{n=1}^{N_c} A_{ni}^* A_{nj} \right|^2$$

et

$$U_i = \sum_{n=1}^{N_c} \sum_{m=1}^{N_c} A_{ni}^* \Gamma_{nm}^m A_{mi}$$

La distribution de sources la plus proche de la distribution réelle vérifie en effet ce système linéaire de dimension L_s , que l'on peut écrire sous forme matricielle $HS=U$.

Comme la matrice H n'est pas forcément réversible, on résout ce système par une technique itérative (ref. 63). L'unicité de la solution est assurée par une contrainte sur S , ses composantes étant positives (densité spectrale de puissance). L'itération à l'ordre k s'écrit :

$$S^{k+1} = C(S^k) - \frac{1}{2vp_{max}} (H \cdot C(S^k) - U)$$

Où C représente la contrainte de positivité sur S et vp_{max} la plus grande des valeurs propres de H . La forme de cette équation assure une convergence rapide vers la solution. L'itération est arrêtée lorsque le processus a convergé. On définit l'erreur ϵ , norme quadratique de l'écart entre $H \cdot S$ et U :

$$\epsilon_k = |HS_k - U|^2$$

On arrêtera l'itération lorsque $\epsilon_{k+1} - \epsilon_k$ est inférieure à une certaine valeur.

En pratique, on fixera la valeur initiale de la distribution de sources, S^0 à 0. Dès la première itération, la position des sources est donc déterminée (d'une façon similaire à la méthode de formation de voies).

B.3 Validation de la méthode

La méthode de localisation en 'intensité' que nous venons de présenter n'avait jamais été utilisée auparavant à l'ECL. Nous avons donc réalisé plusieurs tests de validation.

Nous présentons sur les figures B.3a à c, la localisation par la méthode par formation de voie ('en cohérence') et la méthode 'en intensité' d'une source (chambre de compression) placée dans la chambre anéchoïde de l'ECL. La source, d'un diamètre de 5 cm et placée en $X=38$ cm, est bien localisée par les deux méthodes. On observe que la méthode en intensité fournit une information supplémentaire sur le spectre de la source (fig. B.3c) dans la direction de l'antenne.

Nous avons procédé à un certain nombre de simulation numérique afin de déterminer la précision de la méthode qui est de l'ordre de la longueur d'onde.

La bibliographie sur les méthodes de localisation fournissant l'intensité des sources est assez limitée. Nous comparons ici nos résultats avec ceux de Grosche (ref. 29) pour un jet à $M_j=1$. Ces derniers sont réalisées à l'aide d'un miroir elliptique.

La distribution de sources obtenue est donnée sur la figure 2.13. Nous avons représenté sur la figure B.4, la localisation 'en cohérence'. On remarque sur cette dernière que plus la fréquence est élevée et plus les sources localisées s'éloignent du modèle du monopôle décorrélé. La figure B.5e représente la position du maximum d'intensité (méthode 'en intensité') comparée à la position du barycentre de la cohérence et aux mesures de Grosche, en fonction de la fréquence. Les résultats sont très consistants entre eux. Sur la figure B.6, on trace l'intensité globale des sources en fonction de la position. De même que précédemment, ces résultats sont tout-à-fait en accord avec ceux de Grosche. La position du maximum d'intensité est bien localisée à $X=6,5$ D de la sortie de buse.

La distribution de sources déterminée par la méthode doit être très proche de la distribution réelle. Plus particulièrement, elle doit restituer un niveau de pression acoustique sur les microphones de l'antenne proche de celui mesuré. Toutefois, le calcul se fait en moyennant sur l'antenne, les comparaisons entre spectres mesurés et restitués se feront donc en moyenne sur l'ensemble des capteurs. On donne un exemple de spectre calculé à partir de la distribution sur la figure 6.7. L'écart est plus sensible, le spectre restitué est très proche du spectre moyen (ou du spectre obtenu avec le microphone situé au centre de l'antenne si les sources sont peu directives). Les écarts restent, en moyenne, inférieurs à 10 pour cent du niveau mesuré. On notera

que la méthode réutilise à chaque itération la distribution trouvée à l'itération précédente. Des phénomènes tels que le repliement vont donc absorber une partie de l'énergie acoustique totale. Ainsi, dès que la fréquence minimum du repliement est atteinte, le niveau des sources réelles sera influencé par la prise en compte de ce dernier dans les calculs. Si l'intensité relative des sources, pour une fréquence donnée, est exploitable, il n'en va donc pas de même de l'intensité relative pour une même position mais à deux fréquences différentes.

Pour éviter ceci, il convient donc de déterminer dans un premier temps la position des sources virtuelles liées au repliement puis de chercher les sources dans une zone où le repliement n'apparaît pas, si cela est possible. L'intensité reçue par l'antenne est alors affectée aux seules sources réelles.

B.3.1 Prise en compte de la directivité

La localisation des sources est obtenues pour une position d'antenne donnée. En respectant les limitations liées à l'ouverture de l'antenne, il est possible de déplacer l'antenne vers l'amont ou vers l'aval afin de tenir compte de la directivité des sources. La méthode rend toutefois prédominantes les sources les plus proches de l'antenne. Ainsi, un traitement particulier devra être effectué afin que le calcul ne privilégie pas le repliement au détriment des sources réelles. De même que précédemment, le dépouillement se fait donc en deux étapes, en cherchant les sources dans une région où le repliement n'apparaît pas.

B.3.2 Applications de la méthode

La méthode de localisation a été utilisée de façon systématique sur un grand nombre d'expériences menées à l'ECL (bruit de cavité, de marche, de canule,...). Nous montrons sur la figure B.8 un exemple d'application. Cet exemple présente un grand intérêt car il aide à l'interprétation de résultats obtenus sur le banc MARTEL (cf. annexe E). Il s'agit de la distribution des sources acoustiques dans un jet issu d'une veine d'essai à la forme particulière. Cette dernière est composée d'un rétrécissement brusque et d'une canule de petite section en lieu et place d'un convergent classique. La vitesse du jet est de 100 m/s. On constate qu'en sortie de buse, de nombreux pics apparaissent. Ces pics, de deux familles différentes, ont été assimilés à des modes de conduit.

Annexe C

Modélisation du bruit rayonné par les jets supersoniques

En complément de la base de données constituée à l'ECL et sur le banc MARTEL, nous nous sommes intéressés à la modélisation du bruit des jets supersoniques. Nous présentons dans cette annexe différents modèles permettant de calculer le rayonnement acoustique de ce type de jets. L'intérêt de cette étude étant de confronter les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre précédent à ces calculs. Plus particulièrement, nous insisterons sur l'aspect localisation des sources acoustiques.

Le bruit de jet supersonique peut être décomposé en plusieurs composantes, comme nous l'avons vu au chapitre 1. Dans le cas de la modélisation, nous appliquerons le modèle de Ribner, basé sur l'analogie de Lighthill. Le bruit associé aux ondes de choc sera calculé à l'aide du modèle de Tam, basé sur la théorie de la stabilité hydrodynamique. Enfin, nous utiliserons le modèle de Ffowcs-Williams pour prédire le rayonnement d'ondes de Mach par les jets très rapides.

C.1 Modélisation du bruit de mélange - Analogie de Lighthill

Le phénomène de génération du bruit par un écoulement peut s'expliquer par la présence de sources fluctuantes dont l'énergie cinétique est convertie en énergie acoustique dans le milieu ambiant.

La théorie de Lighthill (ref. 11) a été développée dans le but de prédire le bruit généré par un volume fluide turbulent placé dans un volume fluide au repos.

Par cette analogie, les effets de convection et de vitesse de propagation variable dans le milieu

source sont représentés par un champ équivalent de force fluctuantes. Il y a découplage entre la génération du bruit et la propagation dans le milieu au repos.

D'une façon générale, on peut traiter le problème à l'aide des équations de la mécanique des fluides, le bruit produit par l'écoulement étant lui-même un mouvement du milieu.

En l'absence de sources de matière et de forces extérieures, on a (ρ étant la fluctuation de densité par rapport au milieu ambiant) :

Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0$$

Equation de quantité de mouvement :

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

avec le tenseur des contraintes $\sigma_{ij} = \tau_{ij} - p\delta_{ij}$

où τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses et p la pression statique.

$\rho u_i u_j$ est le tenseur de Reynolds.

En manipulant ces trois équations de façon à obtenir une forme similaire à celle de l'équation des ondes, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_o^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

(c_o étant la vitesse du son dans le milieu ambiant)

C'est l'équation de Lighthill où le terme :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - c_o^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij}$$

est appelé tenseur de Lighthill (ref.11).

Cette équation est exacte et générale car elle ne fait appel à aucune hypothèse ni linéarisation. L'analogie de Lighthill peut s'exprimer ainsi :

Les fluctuations de densité dans le fluide réel sont équivalentes à celles qui existeraient dans un milieu fluide parfait et au repos soumis à l'action d'un champ de contraintes extérieur représenté par le tenseur de Lighthill.

T_{ij} est donc interprété comme la différence entre le champ de contraintes réel et celui du milieu acoustique parfait de l'analogie. L'écoulement peut donc être vu comme une distribution de sources équivalentes vis-à-vis du milieu environnant.

Le tenseur de Lighthill permet de prendre en compte tous les phénomènes possibles de l'écoulement :

- * Production du son par l'écoulement;
- * Convection, propagation et réfraction;
- * Dissipation visqueuse (terme τ_{ij});
- * Variations d'entropie, effets thermiques (terme $\rho u_i u_j$);

Mais en fait, l'inconnue ρ apparaissant dans le tenseur T_{ij} , cette équation n'a d'intérêt que si on peut évaluer le terme source indépendamment de ρ . Pour cela, plusieurs hypothèses peuvent être faites.

- * Si le nombre de Reynolds de l'écoulement est élevé, le tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} devient négligeable devant $\rho u_i u_j$.
- * En l'absence de sources de chaleur et en supposant l'écoulement isentropique, la relation $\delta p = c_o^2 \delta \rho$ est vérifiée. On ne pourra plus utiliser cette hypothèse pour les écoulements chauds par exemple (problèmes de combustion,...).
- * Dans le cas où le nombre de Mach turbulent $M_t = u_t / c_o$ est faible (turbulence quasiment incompressible), on montre que le tenseur de Reynolds $\rho u_i u_j$ peut être approché par $\rho_o u_i u_j$ où ρ_o est la densité du fluide au repos. Cette hypothèse n'est pas restrictive car même pour des jets nettement supersoniques, M_t reste

petit.

Dans ces conditions, l'équation de Lighthill se réduit à :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_o^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

avec $T_{ij} \simeq \rho_o u_i u_j$

Il est à noter que cette formulation suppose que l'écoulement et le rayonnement acoustique sont totalement découplés, ce qui n'est plus le cas lorsqu'apparaissent des phénomènes de bouclage ou de résonance. On notera aussi que l'inhomogénéité de l'écoulement n'est pas prise en compte dans l'étude de la propagation.

C.1.1 Résolution de l'équation de Lighthill en espace libre

La solution de l'équation de Lighthill en espace libre est, en utilisant la fonction de Green associée (ref. 36,37 et 43):

$$G_o(\vec{x}, t/\vec{y}, t') = -\frac{\delta(t' - t + R/c_o)}{4\pi R}$$

(où \vec{x} est la position de l'observateur à l'instant t , recevant l'onde émise en \vec{y} à l'instant t' ; $R = |\vec{x} - \vec{y}|$) (Cf. fig. C.1)

et on obtient :

$$\rho(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_o^2} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}(\vec{y}, t - R/c_o) \frac{d\vec{y}}{R}$$

Relation donnant la fluctuation de densité rayonnée par un volume fluide et perçue par un observateur, V représentant le volume de fluide générateur de bruit.

Cette intégrale admet une forme équivalente en champ lointain acoustique. Le champ lointain est défini par $R \gg \lambda_o$ où λ_o est une longueur d'onde acoustique caractéristique. En utilisant les propriétés du produit de convolution :

$$\rho(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_o^4} \int_V \frac{R_i R_j}{R^3} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} (\vec{y}, t - \frac{R}{c_o}) d\vec{y}$$

Si de plus on se trouve en champ lointain géométrique, c'est-à-dire si les distances R sont grandes devant une dimension caractéristique L_o du domaine source, on obtient:

$$\rho(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_o^4} \int_V \frac{x_i x_j}{x^3} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} (\vec{y}, t - \frac{x}{c_o}) d\vec{y}$$

C.1.2 Fonction d'autocorrélation de la pression

Il est alors possible, en utilisant cette relation, de déterminer le champ acoustique en un point quelconque de l'espace. Mais on doit pour cela déterminer le tenseur des sources acoustiques T_{ij} . La turbulence étant un phénomène aléatoire, seules des données statistiques sont accessibles pour connaître le champ aérodynamique. On utilisera donc la fonction d'autocorrélation de la pression afin d'en tirer l'intensité acoustique.

On la définit par (si le processus turbulent est stationnaire):

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = \frac{1}{\rho_o c_o} \overline{p(\vec{x}, t) p(\vec{x}, t + \tau)}$$

où $p(\vec{x}, t)$ est la fluctuation de pression perçue par l'observateur à l'instant t .

On peut en déduire l'intensité acoustique globale :

$$I(\vec{x}) = C_{pp}(\vec{x}, \tau = 0)$$

et la densité spectrale de puissance acoustique par transformée de Fourier de C_{pp} :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C_{pp}(\vec{x}, \tau) e^{i\omega\tau} d\tau$$

On exprime C_{pp} à l'aide de la forme intégrale de l'équation de Lighthill trouvée précédemment :

($p = c_o^2 \rho$ en champ lointain)

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = \frac{1}{16\pi^2 c_o^5 \rho_o x^2} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^4} \int \int_V \overline{\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2}(\vec{y}, t - \frac{x}{c_o}) \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2}(\vec{y}', t - \frac{x}{c_o} + \tau)} d\vec{y} d\vec{y}'$$

Or, on se place en champ lointain donc $\eta = |\vec{y}' - \vec{y}| < x$, et C_{pp} peut s'écrire :

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = \frac{\rho_o}{16\pi^2 c_o^5 x^2} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^4} \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} \int \int_V \mathfrak{R}_{ijkl}(\vec{y}, \vec{\eta}, \tau + \frac{\vec{x} \cdot \vec{\eta}}{x c_o}) d\vec{y} d\vec{\eta}$$

où $\mathfrak{R}_{ijkl} = \frac{T_{ij}(\vec{y}, t) T_{kl}(\vec{y} + \vec{\eta}, t + \tau)}{\rho_o^2}$

\mathfrak{R}_{ijkl} est la fonction d'autocorrélation du tenseur des contraintes de Lighthill. Elle quantifie le lien entre les valeurs du champ de turbulence en (\vec{y}, t) et en un point distant de $\vec{\eta}$ à un instant τ plus tard (dans le repère lié au jet). Cette fonction tend vers zéro lorsque τ ou $\vec{\eta}$ sont suffisamment grands.

Deux ondes émises en même temps en deux points séparés de $\vec{\eta}$ dans le volume source V sont reçues au point \vec{x} en deux instants différents t et $t + \Delta t$ tel que $\Delta t = \frac{\vec{x} \cdot \vec{\eta}}{x c_o}$. Le calcul de l'intégrale nécessite donc la connaissance de \mathfrak{R}_{ijkl} correspondant à des mesures de turbulence en deux points voisins de $\vec{\eta}$ et à deux instants séparés par un intervalle Δt .

A ce stade, on peut se placer dans un repère lié aux structures turbulentes convectées à la vitesse Uc .

Soit donc $\xi = \vec{\eta} - Uc \cdot \tau \cdot \vec{y}_1$ et on aura dans ce nouveau repère : $R_{ijkl}(\vec{y}, \xi, \tau) = \mathfrak{R}_{ijkl}(\vec{y}, \vec{\eta}, \tau)$

R_{ijkl} est donc le tenseur des corrélations vu par un observateur se déplaçant à la vitesse $Uc \cdot \vec{y}_1$ et entre deux instants τ les points mesurés sont distants de η dans le repère fixe.

Dans le cas d'écoulements subsoniques ou faiblement supersoniques, on peut supposer que le temps caractéristique d'un tourbillon est très grand dans un tel repère, et on pourra donc négliger le temps retardé $\vec{x} \cdot \vec{\eta} / (x c_o)$.

En notant θ l'angle entre l'axe aval de l'écoulement \vec{y}_1 et l'observateur \vec{x} et Mc le nombre de Mach convectif ($Mc = Uc/Co$), on obtient, en introduisant le changement de repère dans

l'expression de C_{pp} :

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = \frac{\rho_o}{16\pi^2 c_o^5 x^2} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^4} \frac{1}{(1 - Mc \cos\theta)^5} \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} \int \int_V R_{ijkl}(\vec{y}, \xi, t + \frac{\vec{x} \cdot \vec{\eta}}{xc_o})_{t'} d\vec{y} d\xi$$

$$\text{où } t' = \frac{\tau}{(1 - Mc \cos\theta)}$$

Le calcul a donc fait apparaître le facteur Doppler $C = (1 - Mc \cos\theta)$ lié à la convection. A une fréquence f reçue par l'observateur correspond donc une fréquence $f.C$ émise dans le repère convecté. Le fait que ce facteur soit présent à la puissance 5 est caractéristique d'une distribution de sources quadripolaires.

C.1.3 Analyse dimensionnelle

Écoulement subsonique

Dans le cas d'un jet libre subsonique on a vu qu'on pouvait négliger le temps retardé dans l'expression de la fonction d'autocorrélation de la pression. On obtient ainsi une expression dimensionnelle de l'intensité acoustique :

$$I \simeq \rho_o \frac{D^2 U^8}{x^2 c_o^5} \frac{1}{(1 - Mc \cos\theta)^5}$$

De même, par intégration, on obtient une loi donnant la puissance acoustique :

$$W = \int_0^\pi I(r, \theta) \cdot 2\pi \cdot r^2 \cdot \sin\theta d\theta$$

$$W \simeq \rho_o D^2 \frac{U^8}{c_o^5} \frac{1 + Mc^2}{(1 - Mc^2)^4}$$

Il s'agit de la loi de Lighthill assez bien vérifiée expérimentalement qui décrit une évolution en U^8 de la puissance acoustique.

Écoulement supersonique

L'hypothèse utilisée précédemment, qui permet de négliger le temps retardé, ne sera plus valable en écoulement nettement supersonique. En effet, on peut exprimer cette hypothèse d'une autre manière, en supposant que les sources acoustiques sont compactes, c'est-à-dire qu'une dimension caractéristique des structures génératrices de bruit est toujours beaucoup plus petite que la longueur d'onde rayonnée :

$$L \ll \lambda$$

Ceci n'est plus vérifié lorsque le nombre de Mach convectif Mc devient supersonique. On voit que dans ce cas apparaît une singularité dans l'expression ci-dessus de l'intensité acoustique, pour un angle $\theta^* = \arccos(1/Mc)$.

Jusqu'à présent, la convection des structures turbulentes n'avait pas été la cause de production de bruit. Mais lorsque ces structures sont convectées à des vitesses supersoniques, elles rayonnent dans le milieu ambiant des ondes acoustiques de forte puissance, et ce sur un faisceau faisant un angle θ^* avec l'axe \vec{y}_1 . Ce sont des ondes de Mach.

On reprend l'expression complète de C_{pp} ou de S_{pp} sans négliger le temps retardé et on l'évalue maintenant en $\theta = \theta^*$.

On obtient ainsi, en introduisant la distribution de Dirac δ :

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = \frac{\rho_o}{16\pi^2 c_o^5 x^2} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^4} \int \int_V \int_{-\infty}^{\infty} \delta\left(\tau + \frac{\vec{x}\xi}{x c_o}\right) \left(\frac{x_k}{x} \frac{\partial}{\partial \xi_k}\right)^4 R_{ijkl}(\vec{y}, \xi, t) dt d\vec{y} d\xi$$

Soit, en décomposant le vecteur ξ en deux composantes dont ξ_n est colinéaire à \vec{x} (observateur en $\theta = \theta^*$) :

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = \frac{\rho_o}{16\pi^2 c_o^5 x^2} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^4} \int \int_V \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^4}{\partial \xi_n^4} (R_{ijkl}(\vec{y}, \xi, t))_{\xi_n = -c_o \tau} dt d\vec{y} d\xi_s$$

En procédant de la même façon qu'en subsonique, l'analyse dimensionnelle conduit à :

$$I \simeq \rho \frac{D^2}{x^2} U^3$$

et la puissance acoustique : $W \simeq \rho D^2 U^3$

La puissance acoustique répond donc à la loi de Ffowcs-Williams avec une évolution en U^3 pour les écoulements nettement supersoniques.

C.1.4 Modélisation de la convection

Une expression générale de C_{pp} a été obtenue précédemment, sans négliger le temps retardé. Dans ces conditions, on peut en déduire l'expression de l'intensité acoustique perçue par un observateur en \vec{x} , par unité de volume source : $I(\vec{x} | \vec{y})$.

$$I = C_{pp}(\tau = 0)$$

$$I(\vec{x}, \vec{y}) = I_o X_{ijkl} \int_V \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} \mathfrak{R}_{ijkl}(\vec{y}, \eta, \tau) \delta\left(\tau - \frac{\vec{x}\eta}{x c_o}\right) d\eta d\tau$$

où $I_o = \frac{\rho}{16\pi^2 c_o^5 x^2}$ et $X_{ijkl} = \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^4}$

On se place ensuite dans un repère lié aux structures turbulentes convectées et on introduit une longueur caractéristique de la turbulence : $l = \alpha U_c \tau$ où τ est une échelle de temps typique de la turbulence et αU_c est une échelle de vitesse de la turbulence ($\alpha \ll 1$).

Si on suppose de plus que la turbulence est isotrope, on obtient, après avoir effectué le changement de repère $(\vec{\eta}, \tau) \rightarrow (\xi, l)$:

$$I(\vec{x} | \vec{y}) = I_o X_{ijkl} \frac{1}{((1 - Mc \cdot \cos\theta)^2 + \alpha^2 Mc^2)^{5/2}} \int_V \frac{\partial^4}{\partial \tau^4} R_{ijkl}(\vec{y}, \xi, 0) d\xi$$

On voit donc que dans le cas général, la convection intervient sur la valeur de l'intensité acoustique par le biais d'un facteur Doppler C^{-5} où

$$C = ((1 - Mc \cdot \cos\theta)^2 + \alpha^2 Mc^2)^{1/2}$$

C.1.5 Modélisation des corrélations quadruples

La détermination de l'intensité acoustique rayonnée par les structures turbulentes d'un écoulement n'est possible que si toutes grandeurs mises en jeu dans l'expression de C_{pp} peuvent être déterminées, par un calcul aérodynamique par exemple. En particulier, il convient de modéliser le tenseur R_{ijkl} .

Dans le cadre d'écoulements subsoniques ou faiblement supersoniques deux modèles ont été étudiés :

Turbulence supposée isotrope

Un premier modèle proposé par Ribner (ref.36) suppose que la turbulence est isotrope. A l'aide de cette hypothèse on peut ainsi évaluer toutes les corrélations de la vitesse à l'aide d'une seule et même fonction scalaire f .

On avait :

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = \frac{\rho_o}{16\pi^2 c_o^5 x^2} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^4} \frac{1}{C^5} \int \int_V \frac{\partial^4}{\partial t^4} R_{ijkl}(\vec{y}, \xi, t)_{t=\tau/C} d\vec{y} d\xi$$

(C est le facteur Doppler lié à la convection, sous sa forme générale)

On décompose tout d'abord la vitesse en une partie moyenne uniquement axiale et une partie fluctuante :

$$u_i = U_1 \delta_{1i} + u_{ti}$$

Cette décomposition est ensuite introduite dans le tenseur R_{ijkl} . Cette opération fait apparaître des termes sans contribution au rayonnement acoustique, dans le cas d'une turbulence homogène.

Après simplification, on obtient, si \vec{y}' et \vec{y}'' sont deux points sources entourant le point \vec{y} :

$$R_{ijkl}^* = \overline{u'_{ti} u'_{tj} u''_{tk} u''_{tl}} + U' U'' (\delta_{1i} \delta_{1k} \overline{u'_{tj} u''_{tl}} + \delta_{1j} \delta_{1k} \overline{u'_{ti} u''_{tl}} + \delta_{1i} \delta_{1l} \overline{u'_{tj} u''_{tk}} + \delta_{1j} \delta_{1l} \overline{u'_{ti} u''_{tk}})$$

On observe que le premier terme ne fait intervenir que des corrélations du champ turbulent, il est généralement appelé bruit propre. Par contre, le second terme, appelé bruit de cisaillement, met en jeu les gradients de vitesse moyenne (par les valeurs de U' et U'' , développement de Taylor de U_1 au voisinage de \vec{y}) et est donc dû à l'interaction entre la turbulence et l'écoulement cisailé.

Dans le cas d'un jet axisymétrique, la fonction d'autocorrélation sera invariante par moyenne sur ϕ (Cf. fig. C.2). De plus, on peut calculer facilement le tenseur X_{ijkl} en passant en coordonnées sphériques.

On décompose alors C_{pp} :

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = C_{ijkl}(\vec{x}, \tau) \cdot X_{ijkl}(\vec{x})$$

où :

$$C_{ijkl}(\vec{x}, \tau) = \frac{\rho_0}{16\pi^2 c_0^5 x^2} \frac{1}{C^5} \int \int_V \frac{\partial^4}{\partial t^4} R_{ijkl}^*(\vec{y}, \xi, t)_{t=\tau/C} d\vec{y} d\xi$$

et :

$$X_{ijkl} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{x_i x_j x_k x_l}{x^4} d\phi$$

En tenant compte de toutes ces considérations, l'expression de C_{pp} se réduit à :

$$C_{pp}(\vec{x}, \tau) = \int_V [\cos^4 \theta C_{1111} + \cos^2 \theta \sin^2 \theta (2C_{1212} + 2C_{1313} + C_{1122} + C_{1133}) + \sin^4 \theta (\frac{3}{8} C_{2222} + \frac{3}{8} C_{3333} + \frac{1}{2} C_{2323} + \frac{1}{4} C_{2233})] d\vec{y}$$

Pour évaluer les C_{ijkl} restants, on a recours à plusieurs hypothèses :

- * La loi de probabilité de distribution des vitesses turbulentes est normale et donc, du point de vue acoustique (en négligeant les termes sans influence) on pourra

écrire :

$$R_{ijkl} = R_{ik}R_{jl} + R_{il}R_{jk}$$

* Dans le cas présent d'une turbulence isotrope, on peut écrire R_{ij} comme le produit d'une fonction temporelle par une fonction spatiale :

$$R_{ij}(\vec{y}, \xi, \tau) = \mathfrak{R}_{ij}(\vec{y}, \xi) \cdot e^{-\omega_t^2 \tau^2}$$

où

$$\mathfrak{R}_{ij}(\vec{y}, \xi) = \overline{u_t^2} \left[\left(f + \frac{1}{2} \xi \frac{df}{d\xi} \right) \delta_{ij} - \frac{1}{2} \frac{df}{d\xi} \frac{\xi_i \xi_j}{\xi} \right]$$

La dépendance temporelle de R_{ij} est ici prise sous la forme d'une gaussienne. Nous verrons plus loin (chap. ? et annexe ?) que ce choix a une forte influence sur l'allure spectrale des résultats.

La fonction f est choisie sous la forme :

$$f = e^{-\frac{\pi \xi^2}{L^2}}$$

où L est l'échelle intégrale de corrélation de la turbulence et $\overline{u_t^2}$ est l'énergie cinétique turbulente :

$$\overline{u_t^2} = \frac{2}{3} k$$

A ce stade, on dispose de toutes les relations permettant d'exprimer la fonction d'autocorrélation de la pression et donc l'intensité acoustique rayonnée par le jet. On obtient finalement :

$$I(\vec{x}) = \int_V [I_{b.propre}(\vec{x} | \vec{y}) + I_{b.cisailt}(\vec{x} | \vec{y})] d\vec{y}$$

où :

$$I_{b.propre}(\vec{x} | \vec{y}) = \frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{\rho_o \overline{u_t^2} L^3}{\pi^2 c_o^5 x^2} \frac{1}{C^5} \omega_t^4$$

$$I_{b.cisailt}(\vec{x} | \vec{y}) = \frac{3\rho_o \overline{u_t^2} L^3}{\pi^2 c_o^5 x^2} \left(\frac{\partial U}{\partial y_2} \right)^2 \frac{1}{C^5} \omega_t^4 \cdot D_{cisailt}$$

$$D_{\text{cisail.}} = 1/2(\cos^4\theta + \cos^2\theta)$$

On constate que le bruit propre est omnidirectionnel, ceci étant lié à l'hypothèse d'isotropie de la turbulence dans le repère mobile, alors que la directivité du bruit de cisaillement est de type dipolaire dont l'axe est aligné suivant la direction de l'écoulement.

Afin de déterminer la répartition fréquentielle d'énergie acoustique, on peut déduire la densité spectrale de puissance S_{pp} de C_{pp} par transformée de Fourier :

$$S_{pp}^{\text{b.propre}}(\vec{x} | \vec{y}, \omega) = \frac{\rho_0 \overline{u_t^2} L^3}{128\pi^2 \sqrt{\pi} c_0^5 x^2} \frac{\omega^4}{\omega_t} e^{-\frac{c^2 \omega^2}{8\omega_t^2}}$$

$$S_{pp}^{\text{b.cisail.}}(\vec{x} | \vec{y}, \omega) = \frac{\rho_0 \overline{u_t^2} L^5}{64\pi^3 \sqrt{\pi} c_0^5 x^2} \left(\frac{\partial U}{\partial y_2}\right)^2 \frac{\omega^4}{\omega_t} e^{-\frac{c^2 \omega^2}{4\omega_t^2}} . D_{\text{cisail.}}$$

Turbulence supposée axisymétrique

L'écoulement moyen étant principalement porté par \vec{y}_1 , la turbulence n'est pas à priori isotrope et admet donc une direction privilégiée.

Expérimentalement, il apparaît que le rapport des échelles intégrales de corrélation longitudinale L_1 et transversale L_2 est tel que $L_1/L_2 \simeq 3$.

Si l'on suppose donc la turbulence axisymétrique, et non plus isotrope, l'expression du tenseur des vitesses est modifiée (Goldstein (ref.37)) :

$$\mathfrak{R}_{ij} = \epsilon_{jlm} \frac{\partial q_{im}}{\partial \xi_l}$$

$$\epsilon_{jlm} = 1/2(j-l)(l-m)(m-j)$$

$$q_{ij} = \xi_k (\epsilon_{ijk} Q_1 + \epsilon_{i1k} (\delta_{1j} Q_2 + \xi_j Q_3))$$

$$Q_3 = \left(\frac{\partial}{\partial \xi_1} - \frac{\xi_1 \partial}{\xi_3 \partial \xi_3} \right) Q_1$$

Les fonctions scalaires Q_1 et Q_2 sont choisies comme dans le cas de la turbulence isotrope en séparant les variables de temps et d'espace, soit :

$$Q_1(\vec{y}, \xi, \tau) = -\frac{1}{2} \overline{u_{t1}^2} f(\tau) e^{-\sqrt{\frac{\xi_1^2}{L_1^2} + \frac{\xi_2^2}{L_2^2}}}$$

$$Q_2(\vec{y}, \xi, \tau) = -(\overline{u_{i2}^2} - \overline{u_{i1}^2}) \cdot f(\tau) e^{-\sqrt{\frac{\xi_1^2}{L_1^2} + \frac{\xi_2^2}{L_2^2}}}$$

On choisit pour f :

$$f(\tau) = e^{-\omega_t^2 \tau^2}$$

On déduit $I(\vec{x})$ de C_{pp} comme dans le cas isotrope, en intégrant $I(\vec{x} | \vec{y})$ sur tout le volume source, avec cette fois :

$$I(\vec{x}) = \int_V [I_{b.propre}(\vec{x} | \vec{y}) + I_{b.cisaill}(\vec{x} | \vec{y})] d\vec{y}$$

où :

$$I_{b.propre}(\vec{x} | \vec{y}) = \frac{12}{5} \frac{\rho_0 \overline{u_{i1}^2} L_1 L_2^2}{\pi c_0^5 x^2} \frac{1}{C^5} \omega_t^4 \cdot D_{b.propre}$$

$$I_{b.cisaill}(\vec{x} | \vec{y}) = \frac{24 \rho_0 \overline{u_{i1}^2} L_1 L_2^4}{\pi c_0^5 x^2} \left(\frac{\partial U}{\partial y_2} \right)^2 \frac{1}{C^5} \omega_t^4 \cdot D_{cisaill}$$

$$\begin{aligned} D_{b.propre} &= 1 + 1/2(M/9 - N) \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ &+ 1/3(M^2/7 + M - 3N/2(3 - 3N + 3/2\Delta^2 - \Delta^2/2)) \sin^4 \theta \\ D_{cisaill} &= \cos^2 \theta (\cos^2 \theta + 1/2(1/\Delta^2 - 2N) \sin^2 \theta) \end{aligned}$$

où :

$$\begin{aligned} \Delta &= L_2/L_1 \\ M &= (3/2(\Delta - 1/\Delta))^2 \\ N &= 1 - \frac{\overline{u_{i2}^2}}{\overline{u_{i1}^2}} \end{aligned}$$

Et la densité spectrale de puissance :

$$S_{pp}^{b.propre}(\vec{x} | \vec{y}, \omega) = \frac{\overline{u_{t1}^2} L_1 L_2^2 \omega^4}{40\sqrt{2\pi} c_o^5 x^2 \omega_t} e^{-\frac{c^2 \omega^2}{8\omega_t^2}} . D_{b.propre}$$

$$S_{pp}(\vec{x} | \vec{y}, \omega) \frac{\overline{u_{t1}^2} L_1 L_2^4}{\pi\sqrt{\pi} c_o^5 x^2} \left(\frac{\partial U}{\partial y_2}\right)^2 \frac{\omega^4}{\omega_t} e^{-\frac{c^2 \omega^2}{4\omega_t^2}} . D_{cisail.}$$

On observe donc que dans cette hypothèse, le bruit propre présente une directivité de type dipolaire dont l'axe est perpendiculaire à la direction de l'écoulement moyen.

C.1.6 Modélisation des grandeurs turbulentes

Comme nous l'avons vu précédemment, le calcul de l'intensité acoustique nécessite la connaissance de grandeurs aérodynamiques locales caractérisant l'écoulement. Le code numérique utilisé et décrit ci-après fournit les valeurs de la vitesse moyenne \vec{U} , de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ϵ . Les deux modèles décrits ci-dessus exigent la connaissance des paramètres suivants :

- * La pulsation caractéristique de la turbulence ω_t :
Le rapport k/ϵ représente un temps caractéristique de la turbulence et on peut prendre $\omega_t = 2\pi \frac{\epsilon}{k}$.
- * Les intensités turbulentes longitudinale et transversale :
En utilisant le concept de viscosité turbulente on obtient :

$$\overline{u_{t1}^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \overline{U1}}{\partial x_1}$$

$$\overline{u_{t2}^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \overline{U2}}{\partial x_1}$$

(Les valeurs de $U2$ sont accessibles par la code aérodynamique ainsi que la viscosité turbulente ν_t qui sert à fermer les équations de Navier-Stokes moyennées)

- * Les longueurs de corrélation longitudinale et transversale :
Le principal défaut du modèle $k - \epsilon$ est qu'il ne permet pas de calculer explicitement les grandeurs liées à l'anisotropie de la turbulence. Le seul paramètre disponible étant $k = \frac{1}{2}(\overline{u_{t1}^2} + \overline{u_{t2}^2} + \overline{u_{t3}^2})$.

L'échelle longitudinale L_1 peut être approximée par:

$$L_1 \simeq \frac{(2/3)k}{\epsilon}$$

et :

$$L_2 \simeq L_1/3$$

- * La vitesse de convection U_c a été estimée expérimentalement. Sa valeur est environ $0,67.U_1$.
- * Dans le facteur Doppler, on rencontre le paramètre α reliant la longueur caractéristique L à une échelle de vitesse U_c et une échelle de temps caractéristique de la turbulence τ . Une expression de ce terme semble assez bien vérifiée par l'expérience :

$$\alpha^2 Mc^2 \simeq \frac{\omega_t^2 L^2}{\pi c_0^2}$$

Toutes ces approximations sont des ordres de grandeur qu'il conviendra éventuellement d'ajuster.

C.2 Modèles de bruit associé aux ondes de choc

Le modèle développé par Tam, basé sur la théorie de la stabilité hydrodynamique et faisant partie d'une modélisation plus générale du bruit rayonné par les écoulements à grande vitesse, sera utilisé dans les chapitres suivants. Toutefois, Harper-Bourne et Fisher ont développé auparavant un modèle semi-empirique qui a permis de représenter et de comprendre les phénomènes à la base du bruit large-bande associé aux ondes de choc.

C.2.1 Modèle de Harper-Bourne et Fisher

(Cf. ref. 18)

Il s'agit d'une formulation semi-empirique ayant pour but de prédire le bruit rayonné par l'interaction entre la turbulence et les ondes de choc dans un jet non-parfaitement détendu.

Comme nous l'avons vu, ce bruit est un bruit large-bande centré autour d'un pic nettement visible sur les spectres expérimentaux.

Dans ce modèle, on considère chaque fin de cellule de choc comme une source, cette hypothèse étant basée sur des mesures qui ont montré que le maximum de fluctuation de la densité ρ se trouve en ces points. Une fin de cellule de choc est définie par la position dans la couche de mélange où l'onde de choc change de famille (détente ou compression). Le fait que l'intensité acoustique ait une dépendance en β^4 (Cf. chap.1) (et donc une amplitude des sources fonction de β^2) renforce cette hypothèse car on sait que la force d'une onde de choc (normale à l'écoulement) est proportionnelle à β^2 .

La mise au point de ce modèle fait suite à une étude expérimentale approfondie. Ce bruit de choc semble s'ajouter au bruit de mélange bien qu'on puisse négliger ce dernier pour des valeurs de β élevées. Le bruit de choc est quasiment omnidirectionnel et indépendant de la température du jet.

Description du modèle

On modélise le réseau de cellules de choc par une distribution de sources linéique dans l'alignement de la lèvre de la buse, chaque source interférant avec ses voisines. Pour simplifier les calculs, on suppose dans un premier temps les sources régulièrement espacées de la distance L . On a approximativement :

$$L = cte.D.\beta$$

Expérimentalement, on trouve en fait que l'espacement entre deux cellules consécutives est :

$$L_n = L_1 - (n - 1).\delta L$$

où $\delta L/L_1 \simeq 6\%$ et $L_1 = 1.31$

Le mécanisme d'émission est lié à la convection des tourbillons le long de la ligne de sources. L'interférence entre chaque source est alors fonction de la distorsion des structures turbulentes au cours de leur mouvement. Les expériences menées ont permis de déterminer quelle était la corrélation entre les fluctuations de densité (passage d'un tourbillon entre différents chocs successifs) au cours du temps. Il s'avère que la corrélation diminue avec le temps (c'est-à-dire avec le déplacement de la structure) mais les sources proches sont très liées et donc interfèrent entre elles. Le rôle de la vitesse de convection est mis en évidence dans ce phénomène. On

prendra comme valeur :

$$U_c \simeq 0,7U_j$$

Grâce aux mesures, on peut déterminer un coefficient de corrélation entre deux sources voisines indicées m et n : $C_i(\omega)$ où $i = |n - m|$.

Ces coefficients sont indépendants de β . Ceci peut s'expliquer par le fait que plus β augmente, plus les cellules de choc s'espacent et se déplacent vers l'aval. Mais parallèlement, les structures turbulentes sont beaucoup plus distordues (écoulement très cisailé à grande vitesse). Dans ce cas, bien qu'ayant plus de distance à parcourir entre deux chocs, les tourbillons se sont allongés et finalement les deux effets s'annulent.

Une formulation empirique tirée de l'expérience donne C_i en fonction de C_1 , coefficient de corrélation entre deux sources adjacentes :

$$C_i(\omega) = C_1^{i^2}(\omega)$$

Une courbe expérimentale donne C_1 .

Détermination du champ acoustique résultant

La contribution de la $n^{\text{ème}}$ source placée en x_n est donnée par :

$$p_n(r_o, t) = \frac{F_n(t - r_n/a_o)}{r_o}$$

où F est la fluctuation aléatoire de la source évaluée au temps retardé et qui possède une densité spectrale $G_{nn}(\omega)$ supposée indépendante de l'angle d'observation θ .

On somme alors pour toute la distribution de N sources. En prenant le carré puis la moyenne temporelle de cette somme, on obtient :

$$\overline{p^2(r_o, \theta, t)} = \frac{1}{r_o^2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \overline{F_m(t - r_m/a_o) \cdot F_n(t - r_n/a_o)}$$

On fait ensuite l'hypothèse de stationnarité de la turbulence. Il apparaît évident d'après cette modélisation que les fluctuations dans une bande de fréquence donnée sont responsables du bruit rayonné dans la même bande.

On considère donc une bande de fréquence très fine et on suppose que le déphasage entre les sources est entièrement dû à la convection. Ainsi, pour une fréquence et un angle d'observation donnés, on exprime la densité spectrale acoustique associée au bruit de choc par :

$$G_p(r_o, \theta, \omega) = \frac{1}{r_o^2} \sum_m \sum_n G_{mn}(\omega) \cos\left(\frac{\omega(x_n - x_m)}{U_c}\right) (1 - M_c \cos\theta)$$

où G_{mn} , la corrélation de fluctuation entre deux source, est telle que :

$$G_{mn}(\omega) \cdot \cos\left(\frac{\omega(x_n - x_m)}{U_c}\right) (1 - M_c \cos\theta) = \overline{F_m(t - r_m/a_o) \cdot F_n(t - r_n/a_o)}$$

(forme inspirée des résultats expérimentaux)

et x_i représente la position de la source i par rapport à la sortie de buse.

On voit apparaître le facteur Doppler $(1 - M_c \cos\theta)$ prenant en compte le temps retardé.

A ce stade du développement du modèle, une comparaison avec les résultats expérimentaux est possible. Si on suppose que la distance L entre deux cellules de choc est constante, $x_i = i.L$ et l'intensité acoustique \bar{p}^2 atteint un maximum pour la fréquence :

$$f_p = \frac{U_c}{L(1 - M_c \cos\theta)}$$

et ses harmoniques. Cette solution correspond au cas d'interférences constructives entre les sources. (Une autre singularité apparaît lorsque $1 - M_c \cos\theta = 0$ mais dans ce cas le bruit de mélange domine (ondes de Mach)). Aux autres fréquences, l'interaction entre les sources est

moins efficace. Cette valeur théorique est bien vérifiée par l'expérience qui montre que f_p est une fonction de θ du fait de l'effet Doppler.

Toujours dans le cas où L est supposée constante, la formule donnant G_p peut se développer en une somme de deux différents types de termes; ceux correspondant au cas $n=m$ (d.s.p. individuelle d'une source), et ceux tels que $n \neq m$ (interférence entre deux sources).

$$G_p(r_o, \theta, \omega) = G_o(r_o, \omega) + G_1(r_o, \omega) \cos\left(\frac{\omega L}{U_c}(1 - M_c \cos\theta)\right) + G_2(r_o, \omega) \cos\left(\frac{2\omega L}{U_c}(1 - M_c \cos\theta)\right) + \dots$$

On regroupe en fait dans les termes G_i ($i = |m - n| = 0, \dots, N - 1$), les valeurs des G_{mn} correspondants, par exemple :

$$\begin{aligned} G_o &= \frac{1}{r_o^2} [G_{11} + G_{22} + \dots] \\ G_1 &= \frac{2}{r_o^2} [G_{12} + G_{23} + \dots] \\ &\dots \end{aligned}$$

Précédemment, il a été défini un coefficient de corrélation entre les sources. On va l'utiliser afin de déterminer la valeur des différents G_i en fonction de G_o (somme des d.s.p. des sources prises indépendamment). On se ramène alors à une expression de la forme :

$$G_i \simeq C_i \cdot G_o$$

à r_o et ω fixés et $i \neq 0$

On aura donc :

$$G_i(r_o, \omega) = 2 \cdot \frac{N - i}{N} \cdot C_i(\omega) \cdot G_o(r_o, \omega)$$

Ainsi, puisque le coefficient de corrélation des sources semble indépendant de β , la distribution spectrale du bruit de choc est déterminée par la connaissance des trois paramètres suivants :

$$G_o(r_o, \omega), C_i(\omega) \text{ et } \frac{\omega L}{U_c} \cdot (1 - M_c \cos \theta)$$

Pour simplifier, on représentera le facteur de convection par une fonction de f/f_p .

Application du modèle

On déduit l'intensité globale de ce qui précède en faisant :

$$\bar{p}^2(r_o, \theta, t) = \int_0^\infty G_p(r_o, \theta, \omega) d\omega$$

Les auteurs ont tiré des mesures expérimentales, une loi empirique donnant l'intensité globale en dB en fonction des paramètres du jet :

$$\bar{p}^2 \simeq 158.5 + 10 \log_{10}((D/r_o)^2 \cdot \beta^4)$$

On observe que l'intensité varie en β^4 . Pour un angle d'observation donné, les termes en G_i disparaissant dans l'intégration sur ω , on peut supposer que G_o a la même dépendance en β que l'intensité, c'est-à-dire :

$$\int_0^\infty G_o(r_o, \omega) d\omega \simeq (D/r_o)^2 \cdot \beta^4$$

Afin de préciser la dépendance en fréquence de G_o , on fait les suppositions suivantes :

La forme des spectres est seulement fonction du nombre de Strouhal $\sigma = \frac{\omega x}{U}$.

Le maximum du spectre a lieu à Strouhal constant.

L'échelle de longueur x est prise comme étant proportionnelle à la taille des tourbillons responsables du bruit, c'est-à-dire voisine de l'épaisseur de la couche de mélange. On peut prendre grossièrement l'espace entre deux cellules de choc soit $x \simeq \beta \cdot D$

Comme les spectres ne varient pas avec la température, pour un β donné, le choix de la vitesse de référence se portera sur a_o (célérité du son dans le milieu ambiant) plutôt que sur la vitesse

de convection qui est fortement dépendante de la température.

Finalement, $G_o(r_o, \omega) = g(p_j/p_o) \cdot H_o(\frac{\omega L}{a_o})$ où H_o est une fonction universelle donnant la forme du spectre et $g(p_j/p_o) \simeq \frac{D^3 \beta^5}{r_o^2 a_o}$.

Il s'avère, en normalisant les résultats expérimentaux par les grandeurs de référence ci-dessus, que pour une valeur maintenue constante du facteur Doppler, les spectres tracés en fonction de f/f_p ont tous la même forme, et ce quels que soient la température ou β .

En pratique, on a donc besoin de connaître $H_o(\sigma)$ et $C_1(\sigma)$ pour déterminer le spectre du bruit de choc d'un jet quelconque. Les valeurs de ces deux fonctions sont déduites de mesures faites en maintenant certains des paramètres du jet constants et en normalisant les résultats de la même façon que précédemment (pour des jets non-chauffés uniquement). Lors de la programmation du modèle, ces courbes seront interpolées numériquement.

Les premiers résultats numériques s'étant montrés peu valables, les auteurs ont inclus une longueur L variable avec la distance à la buse dans leur formulation. Le fait de prendre L constante favorise les interférences constructives et fait apparaître des harmoniques du pic qui ne sont pas présentes de façon aussi nette dans la réalité.

On obtient finalement, en arrangeant les équations, une expression pouvant être aisément programmée :

$$G_p(r_o, \theta, \omega) = G_o(r_o, \omega) \left(1 + \sum_{i=1}^{N-1} \frac{2(N-i)}{N} \cdot C_i(\omega) \cdot \sum_{s=0}^{N-(i+1)} \cos\left[\frac{\omega L_1}{U_c} (1 - M_c \cos\theta) \cdot (i - \mu_{si})\right] \right)$$

$$\text{où } \mu_{si} = \frac{\delta L}{L_1} \cdot (\sum_{K=0}^i K + iS)$$

L'intensité acoustique \bar{p}^2 en est déduite directement.

On utilise les coefficients empiriques cités précédemment :

$$N = 8et \frac{\Delta L}{L} = 0,06$$

Les auteurs ont déterminé les différents coefficients en comparant l'équation ci-dessus avec l'expérience (après avoir supprimé la partie bruit de mélange des spectres par extrapolation des

résultats subsoniques (principalement dans les basses fréquences)).

Compte-tenu des très bons résultats obtenus à $\theta \geq 90^\circ$, on peut conclure que la décomposition du bruit de choc en deux parties (somme des contributions individuelles de chaque source et interférence entre les sources corrélées) est réaliste.

C.2.2 Modèle de Tam

Ce modèle de prédiction du bruit associé aux cellules de choc (ref. 41) fait partie d'une théorie plus générale développée par Tam basée sur la théorie de la stabilité hydrodynamique (ref. 14 à 16).

Dans le cadre du bruit de chocs, on suppose que l'émission acoustique est due au passage des grosses structures turbulentes au travers des cellules de choc. Des études expérimentales ont montré que ces grosses structures pouvaient être représentées sous la forme d'ondes d'instabilité se propageant dans le jet. Cette analogie permet d'assez bien modéliser le rayonnement d'ondes de Mach par l'écoulement lorsque le déplacement de ces structures devient supersonique. Mais en présence d'ondes de choc, l'interaction entre celles-ci et les structures tourbillonnaires est responsable d'un rayonnement important. Cette théorie est confortée par le fait que dans la zone où les chocs sont forts (premiers diamètres du jet) les structures sont encore relativement cohérentes.

Si l'on suppose de plus que le réseau de chocs est quasiment périodique, un modèle simple peut être proposé.

Modélisation du réseau de cellules de choc

Dans un premier temps, il convient de traduire les effets du réseau d'ondes de choc sur la valeur de la pression dans le jet.

On supposera que les fluctuations de la pression statique restent faibles.

Soit P_a la pression statique ambiante. La pression dans le jet est donc $P_a + P$ où P est la variation de P_a liée à la présence des chocs.

En introduisant une décomposition des grandeurs physiques en partie moyenne et partie fluctuante dans les équations de la mécanique des fluides, on obtient, en se limitant au 1er ordre :

$$\Delta P - M_j^2 \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = 0$$

où $M_j = V_j/c_j$ et z est la direction principale de l'écoulement;
On va chercher une solution de cette équation sous la forme :

$$P(r, \theta, z) = \Phi(r) \cdot \cos(k \cdot z)$$

où k est un nombre d'onde axial inconnu.

Φ vérifie alors l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + 1/r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \beta^2 \Phi = 0$$

avec $\beta^2 = (M_j^2 - 1) \cdot k^2$;

Il s'agit d'une équation de Bessel dont la solution acceptable physiquement est : $\Phi(r) = A \cdot J_0(\beta \cdot r)$ où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0.

La pression peut alors se mettre sous la forme : $P(r, z) = A \cdot J_0(\beta \cdot r) \cdot \cos(k \cdot z)$.

Afin de résoudre totalement cette équation, il reste à imposer des conditions aux limites :

- * A l'extérieur du jet, la perturbation de pression est nulle, les ondes de choc ne pouvant sortir de la zone supersonique, soit : $P(r, z) = 0$ pour $r = D_j/2$, D_j étant le diamètre effectif du jet;
- * En sortie de jet, la différence entre la pression dans le jet et la pression ambiante est notée ΔP et se calcule à l'aide de la théorie des écoulements compressibles.

L'introduction de ces conditions limites permet de déterminer les coefficients A et β et donc le nombre d'onde k :

$$A_n = \frac{2 \cdot \Delta P}{\mu_n \cdot J_1(\mu_n)}$$

où μ_n désigne la $n^{ième}$ racine de Jo et $\beta_n = \frac{2\mu_n}{Dj}$ soit $k_n = \frac{2\mu_n}{Dj\sqrt{M_j^2-1}}$

Finalement, la fluctuation de pression P obéit à la loi suivante :

$$\frac{P}{Pa} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \Phi_n(r) \cdot \cos(k_n \cdot z)$$

avec $\Phi_n(r) = Jo\left(\frac{2\mu_n r}{Dj}\right)$

A l'aide des équations de la mécanique des fluides compressibles, on détermine ΔP et Dj :

$$Dj/D = \sqrt{M/Mj} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Mj^2}{1 + \frac{\gamma+1}{2}} \right]^{\frac{\gamma+1}{4(\gamma-1)}}$$

$$\frac{\Delta P}{\rho_j U j^2} = \frac{1}{\gamma M j^2} \left(\left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M j^2}{1 + \frac{\gamma+1}{2}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right)$$

Tous les paramètres étant connus, il est alors possible de calculer la pression associée au réseau de chocs en tout point du jet.

Modélisation des structures turbulentes

Le bruit de choc étant dû à l'interaction entre les grosses structures turbulentes convectées et le réseau d'ondes de choc, pour déterminer la perturbation acoustique en résultant il est utile de construire un modèle similaire pour la turbulence.

Compte-tenu des observations expérimentales, les grosses structures seront modélisées par une superposition linéaire d'instabilités :

A la fréquence $f = \omega/2.\pi$ correspondra la perturbation :

$$u = Re[a(z) \cdot \psi(r) \cdot e^{i(k.z - \omega.t)}]$$

$k = \omega/Uc$ désigne le nombre d'onde et Uc est la vitesse de convection des structures turbulentes.

ψ est la fonction propre du mode d'onde et $a(z)$ l'amplitude du mode.

En faisant le produit des quantités physiques que sont la perturbation liée au réseau de chocs et la fluctuation turbulente, on obtient le terme source du bruit large bande associé à l'interaction turbulence-ondes de choc.

Si l'on tient compte du fait que seules les perturbations dont la vitesse de phase est supersonique sont génératrices de bruit, ce produit se simplifie et on obtient finalement :

$$Re[1/2.a(z).\psi(r).\sum_{n=1}^{\infty} A_n.\Phi_n(r).e^{i((k_n-k).z-\omega.t)}]$$

k_n est le vecteur d'onde associé aux cellules de choc alors que k est lié aux grandes structures turbulentes.

La longueur d'onde des cellules de choc est donnée avec une bonne approximation par :

$$\lambda = \frac{2\pi}{k_1} = \frac{\pi.Dj.\sqrt{Mj^2 - 1}}{\mu_1}$$

Il n'y a émission d'ondes acoustiques qu'à la condition que la vitesse de phase des perturbations soit supersonique (possible même si Uc est subsonique), or on a :

$$V_\phi = \frac{\omega}{k - k_n}$$

On montre que seule la première harmonique ($n=1$) joue un rôle significatif dans la génération du bruit.

Dans ces conditions, l'intensité du bruit de choc est proportionnelle à A_1^2 soit, après manipulation, à $(Mj^2 - M^2)^2$. On retrouve bien la dépendance en β^4 observée expérimentalement (avec le paramètre $\beta = \sqrt{Mj^2 - M^2}$).

On remarque de plus que le bruit ne sera pas composé d'harmoniques mais est centré sur une fréquence précise liée à la 1ère harmonique :

$$f = \frac{k_1}{2\pi} \frac{Uc}{1 - Mc.\cos\theta}$$

A l'aide d'un modèle de turbulence plus complet, Tam arrive à une expression du spectre acoustique en champ lointain :

$$S(r, \theta, f) = \frac{C.L^2.(M_j^2 - M^2)^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{A_j \rho_o . c_o^2 . U_j^2}{r^2 . f} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n^2} e^{-(f_n/n-1)^2 . \left[\frac{(1-M_o \cos \theta)}{(U_c/U_j)} \right]^2 \frac{L^2}{(2.1n2)}}$$

où :

$A_j = \frac{\pi D_j^2}{4}$: section du jet;

La longueur caractéristique L est basée sur la longueur du cône à potentiel et est tirée de résultats expérimentaux;

Le coefficient C est tiré de l'expérience;

Ce modèle ayant été bâti pour un jet bi-dimensionnel, les deux premières fréquences f_1 et f_2 sont corrigées empiriquement dans le cas d'un jet axisymétrique pour tenir compte de l'expansion transversale du jet.

On peut noter que ce résultat est un développement asymptotique d'un modèle plus général donnant le spectre acoustique à toute distance du jet, et non uniquement en champ lointain.

relation entre le bruit large-bande et le screech

D'après les calculs précédents, il apparaît que le bruit large-bande associé aux ondes de choc est centré sur la fréquence :

$$f = \frac{k_1}{2\pi} \frac{Uc}{1 - Mc \cdot \cos \theta}$$

Or le mécanisme à l'origine du screech conduit à une expression de sa fréquence fondamentale :

$$f = \frac{Uc}{L.(1 - Mc)}$$

où L est la longueur d'une cellule de choc.

Précédemment, nous avons trouvé que $L = 2\pi/k_1$ donc la fréquence fondamentale du screech peut s'écrire :

$$f = \frac{k_1}{2\pi} \frac{Uc}{(1 + Mc)}$$

Expérimentalement, cette dernière est indépendante de l'angle d'observation.

L'étude de spectres expérimentaux et le fait que la fréquence du screech semble être la valeur limite de celle du bruit large-bande lorsque $\theta = 180^\circ$ ont conduit certains auteurs à supposer

que le bruit large-bande se transforme en une raie pour θ tendant vers 180° .

Remarques

Pour calculer le spectre acoustique numériquement, la connaissance des fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 est nécessaire. On utilise leur développement en série entière en se limitant à un nombre de 50, chiffre garantissant une faible erreur de troncature.

Pour le calcul de la pression, on se limitera aux 10 premiers termes de la série car la convergence est très rapide.

Modèle à deux sources

Des mesures en champ proche ont montré l'existence de deux sources prédominantes dans le jet. une première proche de la tuyère en haute fréquence et une seconde plus éloignée de fréquence moins élevée.

Physiquement, les perturbations turbulentes créées de façon continue juste en aval de la tuyère sont convectées par l'écoulement et traversent la structure périodique de chocs. Ces perturbations produisent une excitation périodique du mode instable correspondant pour le jet et pour deux longueurs d'onde précises on constate un phénomène de résonance avec croissance exponentielle de la perturbation.

Un modèle a été développé par Tam afin de déterminer théoriquement la fréquence de ces deux sources. En introduisant de petites perturbations liées au choc dans les équations d'Euler, on voit apparaître deux nombres d'ondes privilégiés k_1 et k_2 tels que :

$$k_1 = \frac{\mu_1}{Dj} \sqrt{(Mj + 1)/(Mj - 1)}$$

$$k_2 = \frac{\mu_1}{Dj} \sqrt{(Mj - 1)/(Mj + 1)}$$

La structure périodique de choc présente dans l'écoulement amplifie donc les ondes de vecteur d'onde k_1 et k_2 . Cette résonance est responsable d'instabilités dans le jet.

Ces valeurs des k_i sont assez bien vérifiées par l'expérience.

C.3 Rayonnement d'ondes de Mach

Nous avons vu au chapitre ? que lorsque les structures turbulentes à l'origine du rayonnement acoustique du jet sont convectées à vitesse supersonique, relativement au milieu ambiant, l'émission acoustique présente une forte directivité. Le rayonnement est facilité dans une direction privilégiée correspondant à l'angle de Mach :

$$\theta^* = \arccos(1/Mc)$$

où Mc est le nombre de Mach de convection des structures turbulentes :

De nombreux auteurs ont proposé des modèles décrivant le rayonnement d'ondes de Mach. Nous citerons le modèle de Tam (ref. 14 à 16), basé sur la théorie de la stabilité hydrodynamique. Ce modèle est inspiré des constatations expérimentales de Oertel (ref. 66) et de Troutt et Mac Laughlin (ref. 64 à 65) qui ont mis en évidence trois familles d'instabilité présentes dans un jet supersonique. Bien que ce modèle fournisse de très bons résultats, nous présenterons dans cette étude une autre approche du bruit lié aux ondes de Mach. Elle se situe dans le cadre de l'analogie de Lighthill et a été développée par Ffowcs-Williams (ref. 31). Ce modèle a été appliqué par Bailly et al. (ref. 43) et comparé dans la référence 44 aux mesures de Seiner (ref. 7) et aux calculs de Tam. Il est conclu de cette étude que les deux modèles fournissent des résultats équivalents, bien que le modèle de Ffowcs-Williams nécessite la connaissance des grandeurs aérodynamiques du jet, de la même façon que le modèle de Ribner dans le cas de la modélisation du bruit de mélange.

Le but du modèle développé par Ffowcs-Williams et al. (ref. 31) est d'exprimer, dans le cadre de l'analogie de Lighthill, le tenseur T_{ij} lorsque le terme $1 - Mc \cdot \cos\theta$ s'annule, c'est-à-dire lorsqu'il y a émission d'ondes de Mach.

On rappelle qu'en champ lointain (ref. 36 et annexe C.1), l'équation de Lighthill peut s'écrire :

$$\rho(\vec{x}, t) = -\frac{1}{4\pi c_o^3} \int_V \frac{\partial^2 T_{ni}}{\partial t \partial y_i}(\vec{y}, t - \frac{\vec{r}}{c_o}) \frac{d\vec{y}}{\vec{r}}$$

où $\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}$ et $T_{nn} = n_i n_j T_{ij}$, avec \vec{n} vecteur unitaire associé.

Or, on a, en champ acoustique lointain :

$$\frac{\partial^2 T_{ni}}{\partial t \partial y_i} \simeq \frac{1}{c_o} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial(\rho u_n)}{\partial u_n} - c_o \frac{\partial \rho}{\partial y_n} \right)$$

On introduit la décomposition de Reynolds du champ de vitesse et on se place dans des conditions telles que $1 - Mc \cos \theta = 0$. Une analyse d'ordre de grandeur, permet, en ne conservant que les termes du premier ordre et, en faisant l'hypothèse que $\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial(\rho)}{\partial t}$ (isotropie locale),

$$rho(\vec{x}, t) = -\frac{1}{4\pi c_o^2} \int_V n_i n_j \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial P}{\partial t} \frac{\partial U_i}{\partial y_j}(\vec{y}, t - \frac{\vec{r}}{c_o}) \frac{d\vec{y}}{\vec{r}} \right)$$

L'hypothèse faite à ce stade par Ffowcs-Williams est que l'on considère le cas d'un jet libre circulaire, dont la vitesse moyenne se limite à une composante U_1 , dans la direction axiale au jet. On supposera de plus que sur le volume source de corrélation, la vitesse moyenne et la célérité du son restent constantes. Ce volume est de l'ordre de celui occupé par une structure turbulente et cette hypothèse est justifiée dans le cas de jets sans ondes de choc.

On obtient alors :

$$I(\vec{x}) = \frac{\rho_o}{16\pi^2 c_o \rho_o x^2} \int \int_V n_1^2 n_2^2 \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial y^2} \right)^2 \frac{\partial p'}{\partial t} \frac{\partial p''}{\partial t}(\vec{y}) d\vec{y} d\vec{\eta}$$

Les termes en ' sont évalués en \vec{y} au temps $t - |\vec{x} - \vec{y}| / c_o$ et ceux en '' en $\vec{y} + \vec{\eta}$ au temps $t - |\vec{x} - \vec{y} - \vec{\eta}| / c_o$.

Si τ est un temps caractéristique de la turbulence et ξ_s l'aire de corrélation dans la direction perpendiculaire à θ , Ffowcs-Williams a montré que :

$$\int_V \overline{\frac{\partial p'}{\partial t} \frac{\partial p''}{\partial t}} d\vec{\eta} = \overline{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^2} c_o \tau \xi_s$$

Ce qui donne l'expression suivante pour l'intensité acoustique :

$$I(\vec{x}) = \frac{1}{16\pi^2 c_o \rho_o x^2} \int \int_V \cos^2 \theta \sin^2 \theta \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial y^2}\right)^2 \overline{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^2} c_o \tau \xi_s d\vec{y}$$

Ffowcs-Williams introduit directement un facteur convectif multiplicatif dans cette formulation, afin de tenir compte des effets de convection sur la directivité des sources :

$$D(Mc, \theta) = \left(\frac{\alpha^2 M c^2}{(1 - M c \cos \theta)^2 + \alpha^2 M c^2} \right)^{5/2}$$

On remarque que D prend la valeur 1 lorsque $\theta = \theta^*$. Ainsi, les sources quadripolaires du modèle de Lighthill voient leur efficacité modulée en fonction de l'angle d'observation, avec un maximum dans la direction de l'angle de Mach.

Afin de fermer le problème, il reste à modéliser l'aire de corrélation de la turbulence dans le plan normal à θ^* . Ceci peut être réalisé à l'aide de deux relations empiriques tirées des mesures des références 67 et 68 effectuées sur des couches limites supersoniques :

$$\overline{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^2} \simeq \frac{1}{2} \frac{c_o^2 M_c^2}{\delta_1^2} p_o^2$$

et

$$\xi_s \simeq \frac{\delta_1^2}{\cos \theta} = \delta_1^2 M_c$$

δ_1 étant l'épaisseur de déplacement de la couche-limite; l'étirement des tourbillons étant proportionnel à $\delta_1^2 / \cos \theta$ dans la direction de l'observateur, soit $\delta_1^2 M_c$.

On obtient finalement :

$$I(\vec{x}) = \frac{1}{32\pi^2 c_o \rho_o x^2} \int \int_V \cos^2 \theta \sin^2 \theta D(Mc, \theta) \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial y^2}\right)^2 M_c^3 \tau d\vec{y}$$

Numériquement, nous procéderons de la même façon qu'e pour le bruit de mélange et le modèle de Ribner. L'équation précédente fournit une valeur locale de l'intensité acoustique. Elle est

déterminée à l'aide des données aérodynamiques fournit par un code $k - \epsilon$. Enfin, l'intensité globale est obtenue en intégrant cette valeur locale sur tous les éléments du code aérodynamique.

Dans la référence 44, Bailly et al. ont étendu le modèle de Ffowcs-Williams sur le plan spectral, en procédant d'une façon similaire à celle de Ribner pour le modèle de bruit de mélange. On obtient alors, pour la densité spectrale de puissance acoustique :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \frac{P_o^2}{32\pi^2 c_o \rho_o} \int_V \cos^2 \theta \sin^2 \theta D(M_c, \theta) \omega^2 G(\omega) \tau_t \delta_1^2 M_c d\vec{y}$$

avec la fonction G, transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de la pression :

$$G(\omega) = \left(1 - \frac{5}{8} \left(1 - \frac{\omega^2}{2\omega_m^2}\right)\right) \cdot \frac{1}{2\sqrt{\pi}\omega_m} \exp - \frac{\omega^2}{4\omega_m^2}$$

Avec la pulsation caractéristique du phénomène $\omega_m = \frac{2U^2}{9\delta_1^2}$.

On remarque que, contrairement au bruit de mélange pour lequel la pulsation caractéristique est basée sur les caractéristiques locales de la turbulence ($\omega_f \simeq 2\pi\epsilon/k$), la fréquence du phénomène est imposée par le cisaillement et le profil transversal du jet.

Annexe D

Améliorations apportées au modèle de bruit de mélange

Dans le chapitre 3 de la première partie de cette étude, nous avons vu que le modèle de bruit de mélange utilisé ne permettait pas de retrouver les résultats expérimentaux. Principalement, les spectres calculés affichent des niveaux nettement plus faibles en basses fréquences que dans l'expérience. D'autre part, Tanna (ref. 10) a montré que l'allure des directivités des jets subsoniques ou faiblement supersoniques correspondait à une dépendance à la puissance 3 du facteur Doppler plutôt qu'à la puissance 5 (Théorie de Lighthill).

Dans cette annexe, nous allons brièvement exposer quelques améliorations apportées au modèle afin d'obtenir des résultats plus proches de l'expérience.

D.1 Modèle de Goldstein et Howe

En partant de l'équation de Lilley (ref. 57), dans laquelle les équations de la dynamique des fluides sont écrites en fonction du logarithme de la pression, Goldstein et Howe ont développé un modèle en supposant le champ de vitesse turbulent incompressible. Une solution approchée de cette équation est donnée en se plaçant dans le domaine des basses fréquences. Bailly et al. (ref. 43 et 44) ont modélisé les fonctions de corrélation de la vitesse (de façon analogue au modèle de Ribner). On arrive alors à une nouvelle forme de l'intensité globale en champ lointain : (on se reportera au chapitre ? pour la définition des différentes variables)

$$I(\vec{x}) = \frac{1}{\pi^3 \rho_o c_o^5 x^2} \int_V \frac{\rho^2 u'^2 L^3 \omega_t^4}{C^3} \left(\frac{3u'^2}{2\sqrt{2}} + \frac{L^2}{\pi} \left(\frac{\partial U}{\partial y_2} \right)^2 D_\theta \right) d\vec{y}$$

De même que dans l'analogie de Lighthill, l'intensité acoustique est due à la contribution de deux termes, le bruit de cisaillement et le bruit propre de la turbulence. Toutefois, le facteur Doppler apparait à la puissance 3. Les directivités sont alors plus proches de celles observées expérimentalement, principalement à grande vitesse (ref. 10).

D.2 Fonction de corrélation de la vitesse

Dans le modèle de Ribner, en vue d'obtenir une formule analytique simple pour l'intensité acoustique, la dépendance temporelle de la fonction de corrélation de la vitesse a été choisie sous la forme d'une gaussienne (cf. annexe C). Toutefois, les expériences de Davies et al. (ref. 35) ont montré que pour les temps caractéristiques longs, la décroissance de cette fonction était beaucoup moins rapide que celle représentée par une gaussienne (cf. fig. D.1). Si ce choix est satisfaisant pour les temps caractéristiques courts (influence sur le rayonnement à hautes fréquences), le niveau en basses fréquences est fortement influencé par la forme de cette fonction. Le choix d'une fonction différente, décroissant exponentiellement avec τ semble plus réaliste. Par contre, ceci ne permet pas d'en déduire une forme analytique pour l'intensité acoustique.

Dans le code numérique développé sur la base du modèle de Ribner (ref. 36), on calcule la transformée de la fonction d'auto-corrélation de la pression par un algorithme FFT. La dépendance temporelle de la fonction de corrélation des vitesses est choisie sous la forme d'une fonction hybride (fig. D.1), tendant vers une gaussienne pour les temps courts et vers une exponentielle pour les temps caractéristiques longs.

On prendra :

$$f(\tau) = e^{-\frac{\omega_t^2 \cdot t^2}{1+2,5 \cdot \omega_t \cdot t}}$$

Dans ce cas, la décroissance des spectres en basses fréquences est nettement moins rapide.

On donne sur la figure D.2 un exemple de localisation numérique réalisée avec ce modèle. En comparant ce résultat avec celui du chapitre 3 (fig. 3.4a) et les données expérimentales (fig. 3.4b), on constate que le maximum de l'intensité est décalé vers les basses fréquences, ce qui est cohérent avec l'expérience.

On notera que Bailly (ref. 43) a suivi une approche similaire en utilisant une fonction de corrélation temporelle hyperbolique qui permet l'obtention d'une forme analytique pour l'intensité

tout en améliorant nettement les résultats.

Annexe E

Particularités acoustiques du banc MARTEL

Une comparaison avec les mesures effectuées à Lyon et avec de précédents résultats obtenus par Tanna (ref. 21) et Seiner (ref. 20) a mis en évidence la présence d'un bruit basses fréquences nettement supérieur à celui attendu dans le cas d'un jet libre. Sur l'exemple présenté figure E.1, le jet considéré est fortement sous-détendu et doit présenter une forte dominance du bruit d'ondes de choc (hautes fréquences) vis-à-vis du bruit de mélange. On observe en fait une autre bosse centrée autour de 1.5 kHz environ que l'on retrouve aussi sur les essais à $M_j=1$ (bruit de mélange uniquement). Les différences entre les spectres en champ libre et ceux relevés sur le banc MARTEL semblent plus importantes vers l'amont que vers l'aval. Divers essais ont été effectués en vue de déterminer l'origine de ce bruit excédentaire. Compte-tenu du faible rapport de contraction existant entre la chambre de combustion et le col de la tuyère, des perturbations internes à la veine seraient faiblement amorties en sortie de buse. Nous avons donc procédé à des mesures de la cohérence entre les micros champ lointain et un capteur instationnaire (Kistler) situé en sortie du second foyer. Il apparaît alors que les fluctuations de pression en sortie de chambre sont très faibles et sans influence sur le bruit rayonné. On montre par la suite (fig. E.5a) que les localisations de sources ont toutefois permis de détecter des bruits parasites ayant certainement pour origine l'écoulement dans la conduite. Les essais décrits dans le paragraphe suivant ont de plus montré que le bruit basse fréquence pouvait être fortement atténué en présence d'écrans (panneaux de laine de roche) entre les microphones et le sol (Fig.E.2).

Plusieurs hypothèses sont alors plausibles :

- * Bruit d'impact au sol;

- * Bruit rayonné par l'écoulement pariétal;

Ces deux premières, si elles sont réalistes à très grande vitesse, n'expliqueraient toutefois pas la présence de ce bruit à des fréquences de l'ordre de 1 kHz à basse vitesse.

- * Comportement aérodynamique de la partie aval du jet;
- * Influence du sol.

Compte-tenu de l'allure des spectres en puissance observée lors des essais de qualification du banc (Ref. 47), il apparaît important d'entreprendre une campagne d'essais supplémentaire en vue de caractériser au mieux l'origine de ce bruit excédentaire. Le comportement du bruit basse fréquence étant toutefois similaire en présence d'injection d'eau à celui observé sur le jet de l'ECL, sa présence n'a pas empêché la poursuite de la campagne d'essais.

On observe aussi une forte influence du sol qui entraîne des réflexions d'autant plus visibles sur les spectres que les microphones en sont proches (micros situés à l'aval du jet). Ces réflexions n'ont pu être totalement supprimées en disposant une épaisseur de 20 cm de laine de roche au sol. Un décalage des figures d'interférence, en accord avec une modification de la différence de marche entre onde incidente et onde réfléchie, a pu être observé (Fig. E.3). De plus, au-delà de 1kHz, on obtient une réduction significative du 'taux d'ondes stationnaires', l'écart entre le minimum et le maximum des figures d'interférence diminuant sensiblement. Lors des essais avec injection d'eau, la laine de roche perdant ses propriétés absorbantes, le sol sera laissé nu. Les réflexions semblent s'atténuer pour les points à grandes vitesses et température (Fig. E.4). Les effets de l'écoulement pariétal sur la propagation des ondes réfléchies (perte de cohérence, réfraction) paraissent donc non-négligeables et pourraient être confirmés lorsque des mesures des profils de vitesse et température moyennes et fluctuantes au sol auront été effectuées.

Les localisations de sources effectuées sur le banc MARTEL ont aussi mis en évidence certaines particularités de ce banc d'essai :

Un des modes de conduit l'installation (fréquence de base : 390 Hz) ressort nettement sur les spectres, pour la plupart des jets étudiés. Compte-tenu de la vitesse très élevée de l'écoulement à l'intérieur de la veine (et au passage des brûleurs), de sa géométrie complexe (nombreuses variations de section sur de courtes distances) et du faible rapport de contraction dans le cas de

la tuyère CS40 (le diamètre varie de 69 mm au niveau des foyers à 40 mm en sortie de buse), de nombreuses perturbations peuvent être créées avant la tuyère. Elles seront de plus faiblement atténuées avant leur propagation dans l'écoulement. Afin de vérifier ceci, nous avons entrepris une nouvelle comparaison avec le jet XIII' (jet à $M_j=1$ non-chauffé). Ce type de jet présente un spectre très lisse, seul le bruit de mélange étant présent dans le rayonnement. Il ressort des mesures qu'un fort bruit parasite, localisé en sortie de buse, apparaît sur les cartographies (Fig. E.5a). A quelques diamètres en aval, on retrouve le bruit de mélange relevé à l'ECL. Le bruit excédentaire est principalement un bruit basses fréquences. Il est caractérisé par des pics, qui peuvent être assimilés à des modes de conduit longitudinaux et transversaux (cette conclusion est tirée d'une étude effectuée à l'ECL dans les cas de jets issus de veines à contraction et élargissement brusques) et d'un fort pic dont la fréquence peut correspondre au Strouhal des barreaux que représentent les brûleurs dans l'écoulement. Ils ont en effet un diamètre de 7 mm et l'écoulement à l'intérieur de la veine atteint, dans le cas du jet XIII', une vitesse très élevée de l'ordre de 100 m/s (soit une fréquence propre de l'ordre de 3 kHz). La séparation spatiale des deux types de bruits présents nous a permis de calculer les spectres restitués sur l'antenne par la méthode de localisation (Fig. E.5b). On retrouve une forte ressemblance entre les bruits de mélange relevés à l'ECL et sur le banc MARTEL. Ceci permet de caractériser l'allure fréquentielle des bruits parasites. On notera que ces bruits ont une amplitude et une allure spectrale qui sont fortement liées aux conditions relevées dans la veine. Ainsi, l'amplitude du mode 390 Hz, et de ses harmoniques, est plus importante pour certains régimes de combustion. Ils sont aussi présents, comme nous le verrons par la suite (cf. chap. 7), sur le jet I.

Annexe F

Estimation de la réduction du bruit par injection d'eau

La réduction du bruit par injection d'eau est attendue par transfert de quantité de mouvement entre les phases liquide et gazeuse. A l'équilibre, c'est-à-dire lorsque les gouttes d'eau injectées ont atteint la vitesse du jet d'air, la vitesse de l'écoulement est de l'ordre de (ref. 3):

$$V_e = \frac{m_j}{(m_j + m_e)} \cdot V_j$$

où m_j et m_e sont respectivement les débits massiques d'air et d'eau; V_j et V_e étant les vitesses du jet en amont de la zone d'injection et à l'équilibre.

Dans ces conditions, dans le cas d'un jet supersonique peu rapide, la loi en U_j^8 de Lighthill prévoit une très forte réduction du bruit (de l'ordre de -38 dB pour un débit d'eau 2 fois supérieur au débit d'air). Comme ceci était noté dans la référence 3, les réductions obtenues sont nettement plus faibles. Mais en utilisant la relation ci-dessus, on ne tient pas compte du fait que le mélange se fait sur une certaine distance et donc la diminution de la vitesse du jet est fonction de la position dans le jet. Si les expériences menées à l'ECL sur des jets subsoniques ont montré que la vitesse à l'équilibre étaient proche de celle attendue théoriquement, la diminution de la vitesse du jet s'opère sur une distance assez grande. Ainsi, cette distance est de l'ordre de $7D$ pour un jet à 160 m/s. A cette position, la vitesse du jet a toutefois été réduite de près de la moitié de sa valeur sans injection d'eau. En tenant compte de ces mesures expérimentales (par granulométrie Laser), Guerder (ref. 3) avait montré que la réduction théoriquement obtenue par la loi en U_j^8 , dans de bonnes conditions de pénétration des jets d'eau, serait de l'ordre de 9 dB. Cette valeur est malgré tout assez éloignée des réductions obtenues expérimentalement. On remarquera que dans ce calcul, on ne tient pas compte des bruits d'interaction entre les jets d'eau et le jet d'air, ni de la façon dont la turbulence se comporte en présence d'injection d'eau. Ainsi, il est probable que l'injection d'eau modifie le taux de turbulence dans le jet. On peut

prévoir que certaines plages de fréquences (petites et moyennes échelles) seront plus perturbées par l'injection que d'autres (grosses structures).

Dans la réf. 69, un code Navier-Stokes diphasique turbulent de type $k - \epsilon$, basé sur une approche lagrangienne de l'écoulement, a été développé. Il permet de modéliser les écoulements avec et sans injection d'eau dans des conditions similaires aux expériences de la référence 3. Nous nous proposons ici de comparer les localisations de sources numériques à celle réalisées expérimentalement dans le cadre de cette étude.

Nous avons observé que lorsqu'on injecte de l'eau dans un jet subsonique (cf. chap 5, fig. 5.8 à 5.10) une diminution du niveau des sources est observée très en aval de la zone d'injection. Dans les premiers diamètres de l'injection, si une réduction de l'intensité est possible, elle est nettement dominée par le bruit d'interaction entre l'eau et l'air. Dans le cas d'un jet à $M_j=1$ ($V_j=320$ m/s), le niveau est augmenté sur une distance de $6 D$, quelle que soit la fréquence. Au-delà, la réduction du niveau due à la diminution de la vitesse devient prépondérante. Le bruit d'interaction a plusieurs origines. En plus du bruit lié aux obstacles (ref. 3) que représentent les jets d'eau traversant le jet d'air et du bruit que peut entraîner l'éclatement des gouttelettes durant leur pénétration dans le jet, localisés au niveau ou en aval de la zone d'injection, un bruit dû au sillage des gouttes peut être généré durant leur phase d'accélération. La distance d'accélération des gouttes, sur laquelle elles atteignent la vitesse du jet, est de l'ordre de 4 à $6 D$ d'après le calcul diphasique de la référence 69. Au-delà de cette distance, les gouttes sont entraînées à la même vitesse que le jet d'air.

Nous avons utilisé les grandeurs aérodynamiques fournies par le code décrit dans la référence ?, dans le cas d'un jet subsonique à 180 m/s. L'injection est pratiquée sous un angle de 45° avec un rapport de débit de 2 et à une abscisse d'injection de $4 D$. Le comportement de ce jet est très proche de celui décrit expérimentalement dans le chapitre 5 de cette étude. En utilisant le modèle de Ribner, uniquement sur la phase gazeuse, nous avons obtenu des localisations de sources numériques pouvant être comparées aux expériences (fig. 5.9). Cette méthode a été décrite en détail dans le chapitre ?. Nous représentons sur les figures F.1a et b les résultats de cette étude numérique. On observe un net changement de l'emplacement des sources et de leur intensité. La réduction du niveau des sources est très importante au-delà de $8 D$. le maximum est alors décalé vers l'amont.

Afin de comparer cette distribution de sources à l'expérience, nous avons représenté sur la figure F.1c la différence des distributions avec et sans injection d'eau. On observe que, compte-tenu

de l'abscisse d'injection, les hautes fréquences sont peu touchées par le phénomène de réduction (cf. fig. 5.10). La zone de réduction maximale de l'intensité des sources s'étend de 2 à 8 D au-delà du point d'injection. Cette toutefois dans cette zone que le bruit d'interaction est très important, phénomène non pris en compte dans ce modèle. Expérimentalement, on observe bien qu'au-delà d'une certaine distance la réduction du bruit est dominante, dans la plage des basses fréquences.

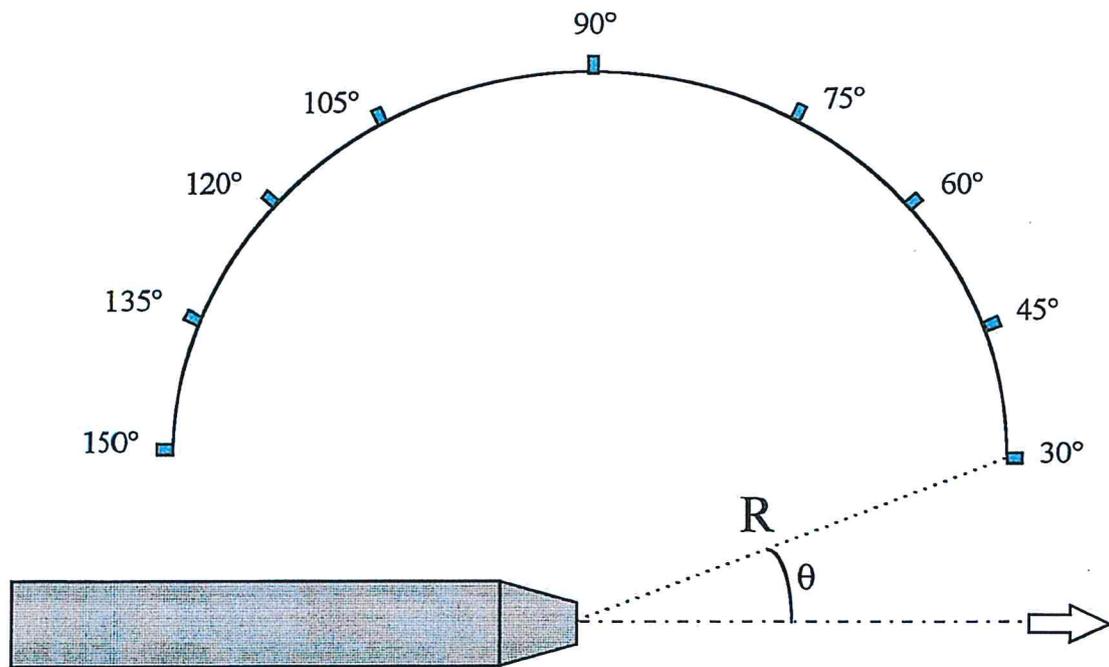


Fig. 2.1 : Disposition des microphones en champ lointain

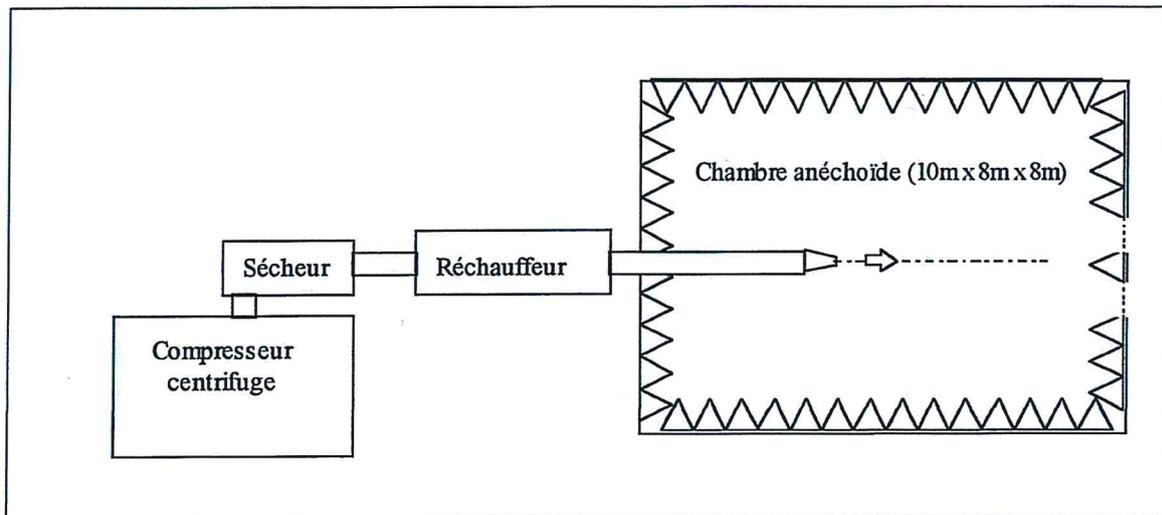


Fig. 2.2 : Installation supersonique de l'Ecole Centrale de Lyon

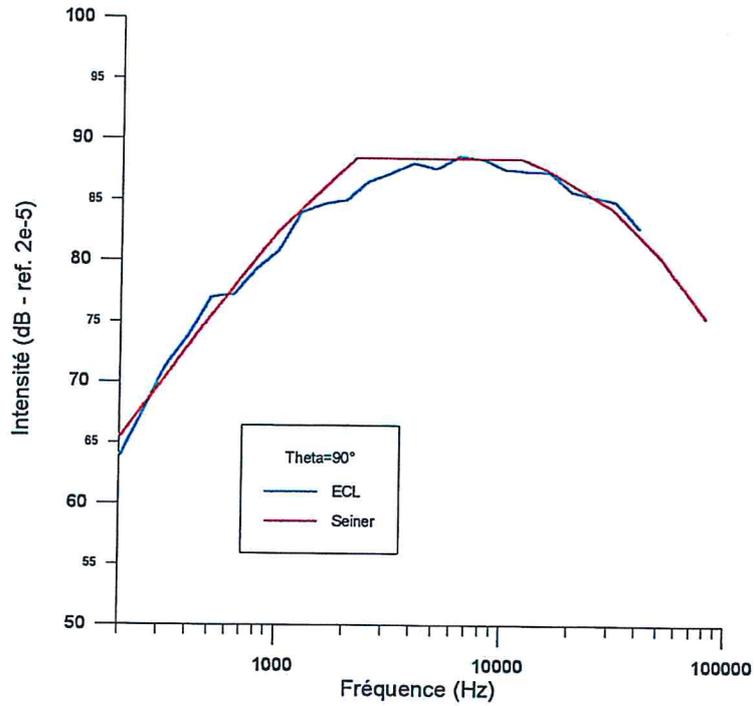


Fig. 2.3 : Comparaison de spectres en 1/3 d'octave
ECL - Seiner - Jet froid à $M_j=1$ - $\theta=90^\circ$

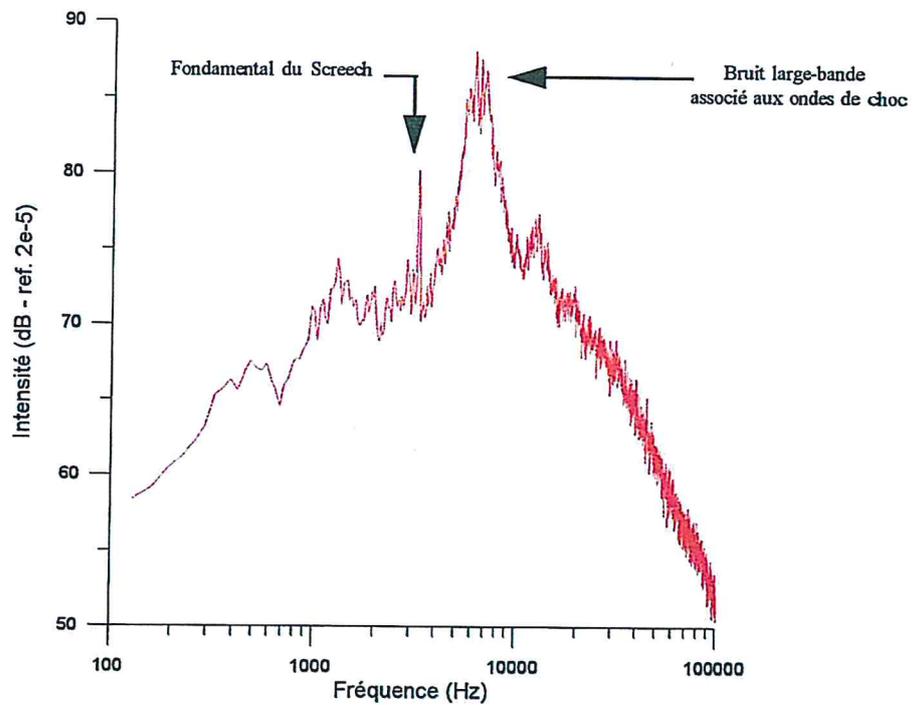


Fig. 2.4 : Spectre à $\theta=90^\circ$ d'un jet supersonique sous-détendu
 $M_j=1,5$ froid ($V_j=430$ m/s) - $\beta=1,26$

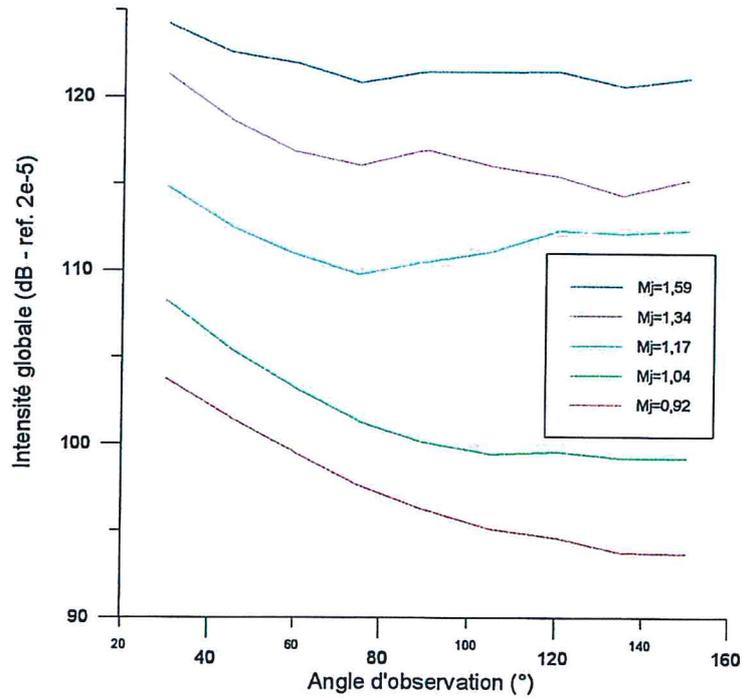


Fig. 2.5 : Directivité des jets issus de la tuyère CS38 (tuyère convergente)

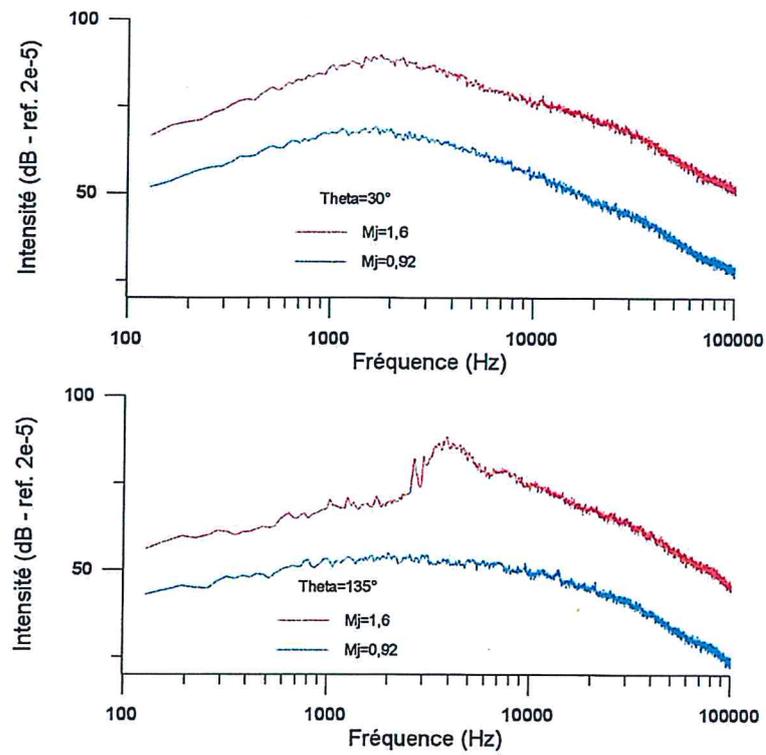


Fig. 2.6 : Importance du bruit d'ondes de choc vers l'amont
Tuyère CS38 - Jets froids à $M_j=0,92$ et $1,6$ (sous-détendu)

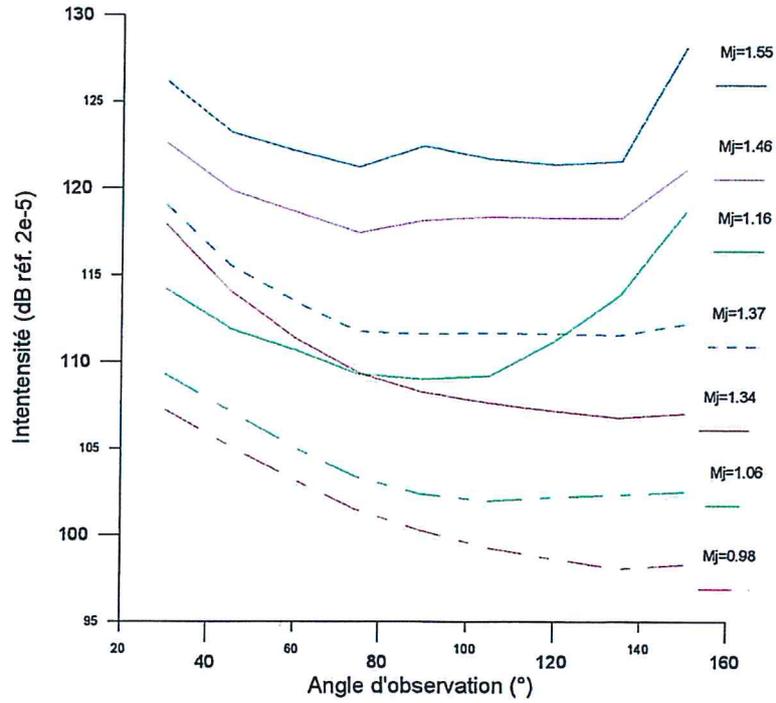


Fig. 2.7 : Directivité des jets issus de la tuyère CD42 (tuyère convergente-divergente adaptée pour $M_j=1,33$)

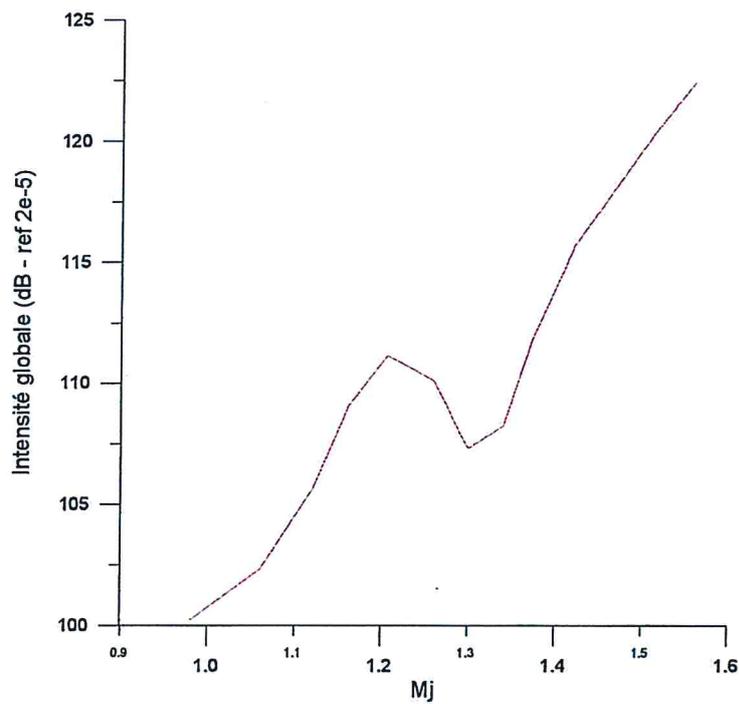


Fig. 2.8 : Evolution de l'intensité globale à $\theta=90^\circ$ en fonction de M_j - Tuyère CD42 - jet froid

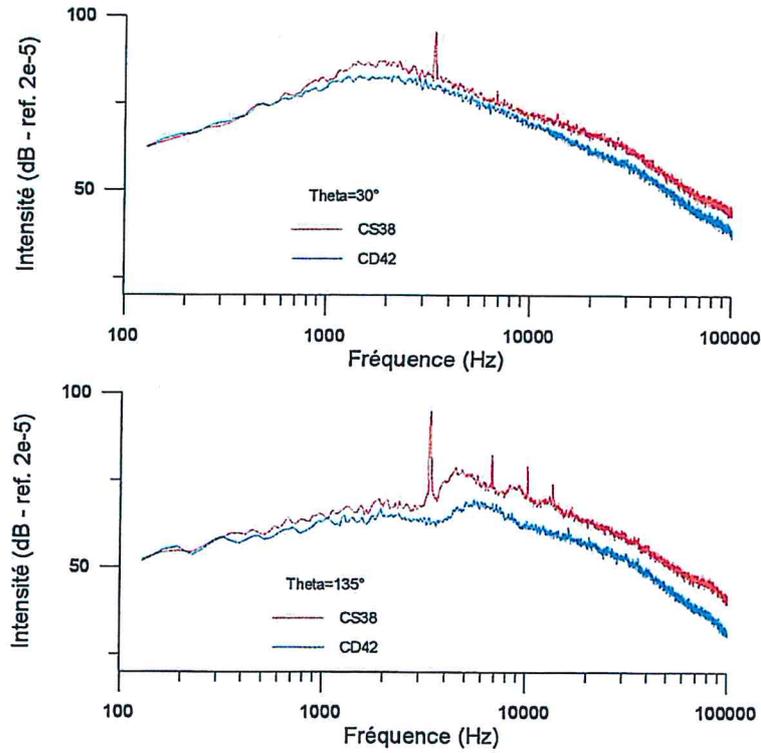


Fig. 2.9 : Spectres de jets issus des tuyères CS38 et CD42
 $M_j=1,33$ (tuyère CD42 adaptée) - jets froids

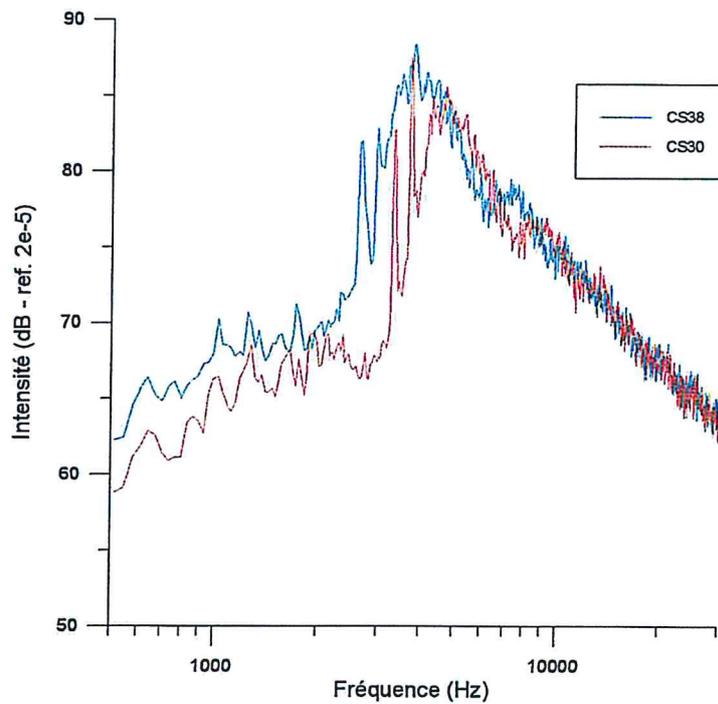


Fig. 2.10 : Influence de l'épaisseur relative des lèvres de la buse
sur l'amplitude du screech - Tuyères de 38 et 30 mm - Lèvres de 2mm
 $M_j=1,59$ - Jet froid

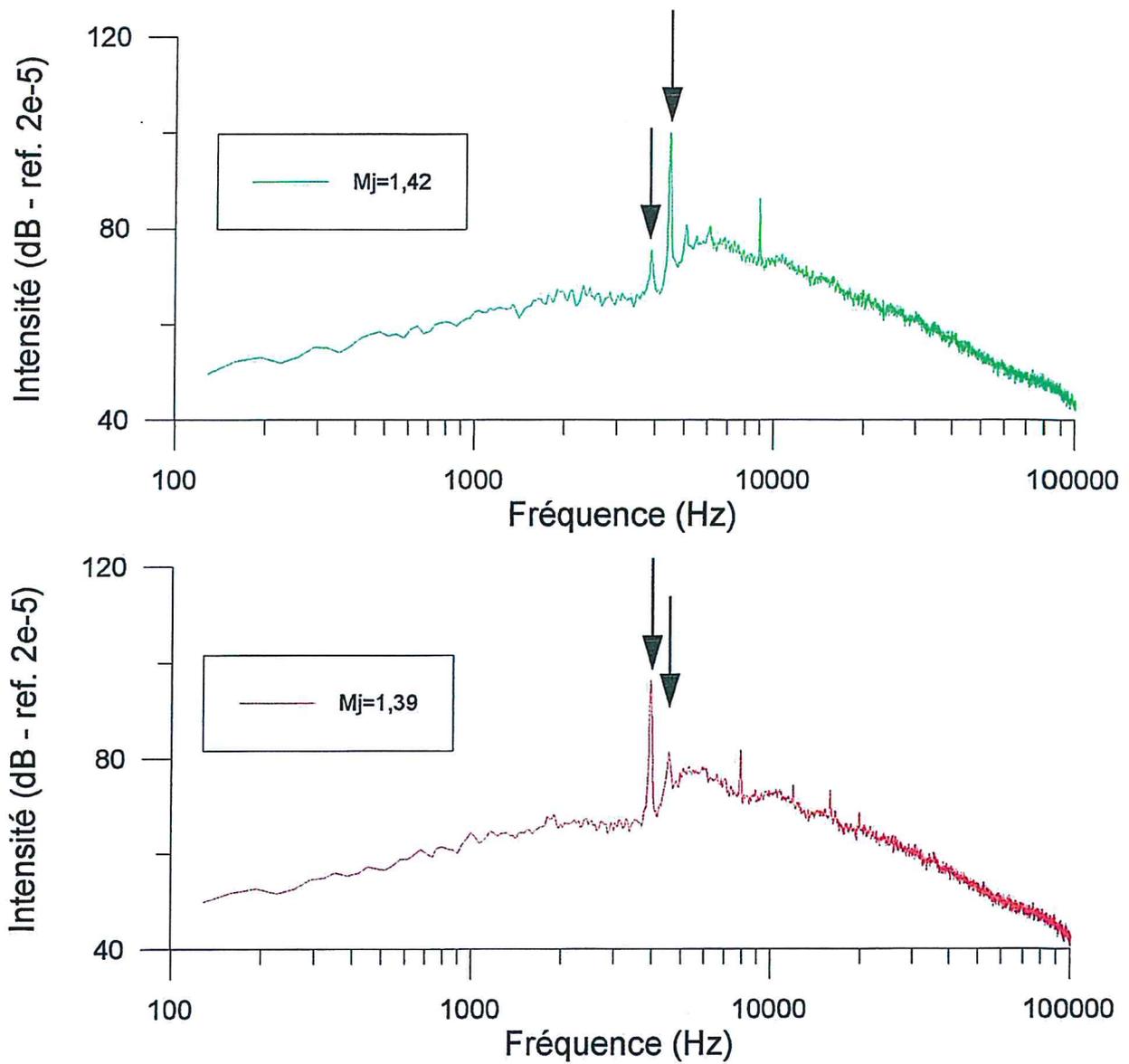


Fig. 2.11 : Fréquences dominantes du screech en fonction du nombre de Mach du jet - tuyère CS30 - jets froids à $M_j=1,42$ et $1,39$

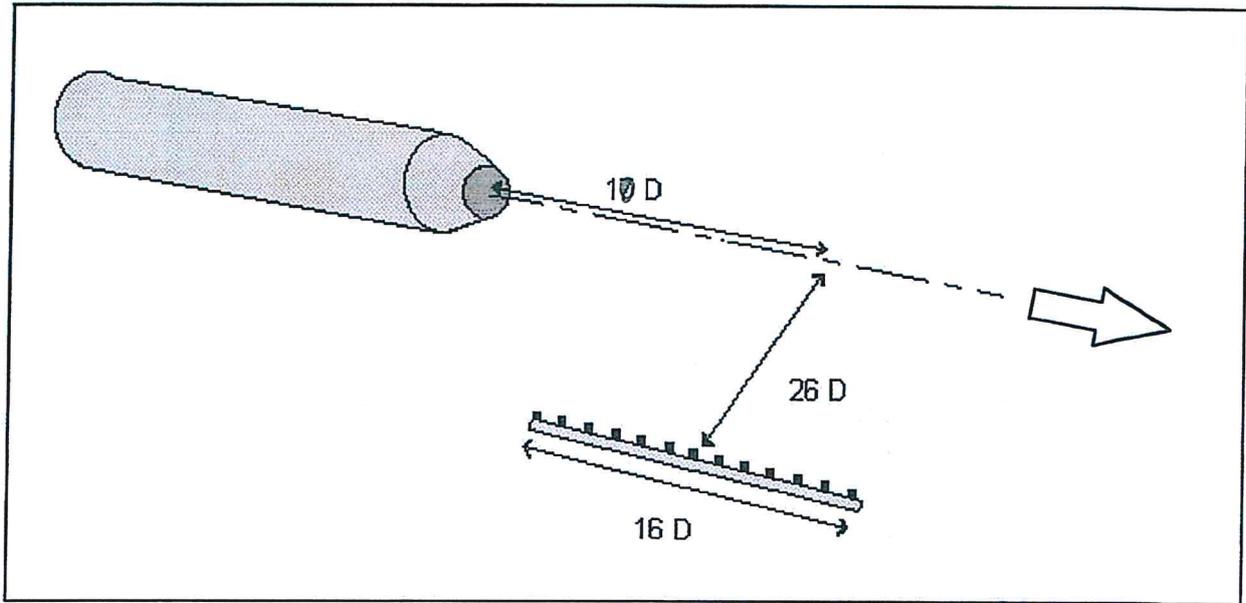


Fig. 2.12 : Disposition expérimentale de l'antenne linéaire utilisée pour les localisations de sources - position centrale

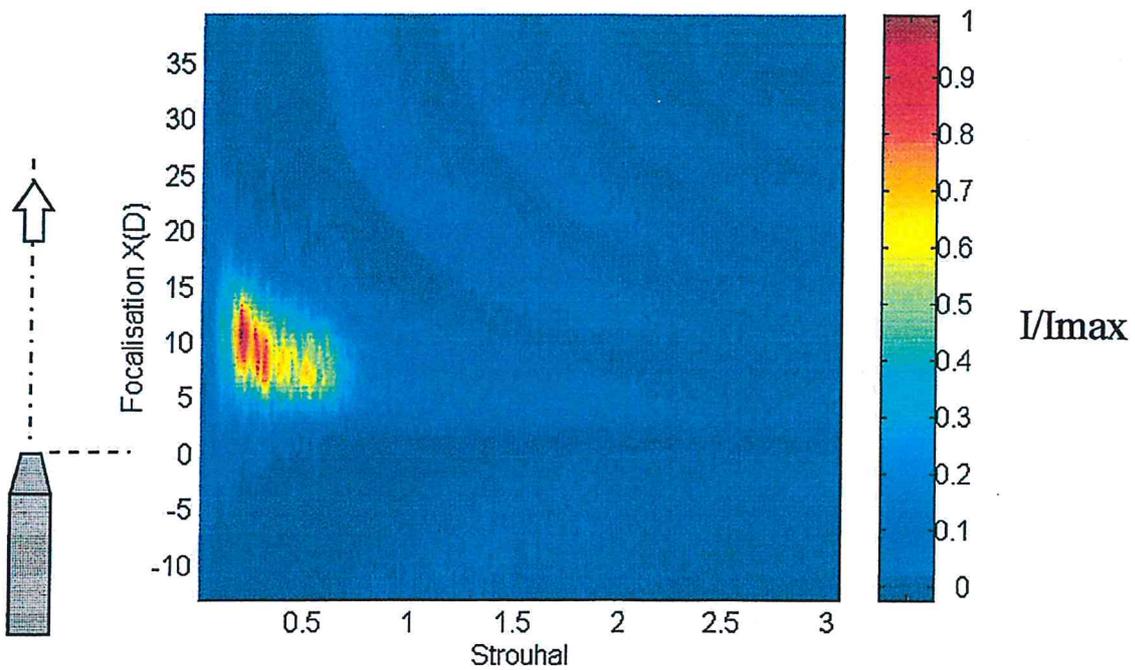


Fig. 2.13 : Distribution des sources acoustiques dans un jet libre à $M_j=1$
 Intensité des sources normalisée par l'intensité max.
 $D=0,038\text{m}$ - $U_j=320\text{ m/s}$

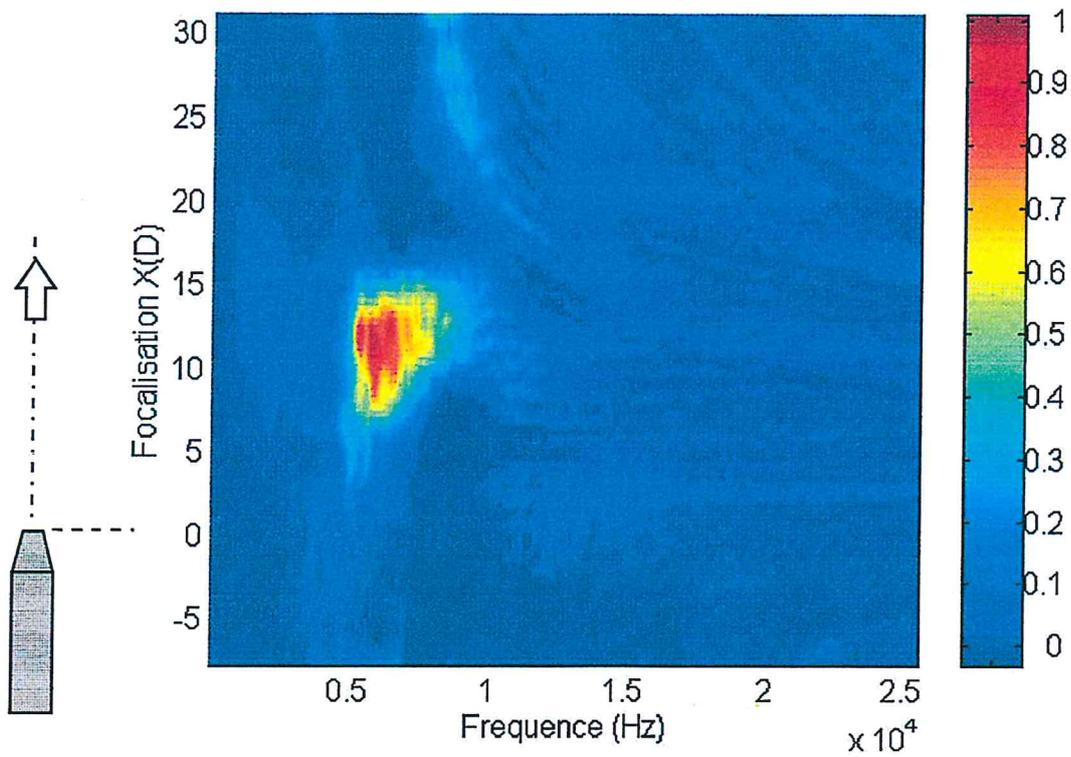


Fig. 2.14 : Distribution des sources acoustiques pour un jet froid à $M_j=1,6$
 Intensité des sources normalisée par l'intensité max.

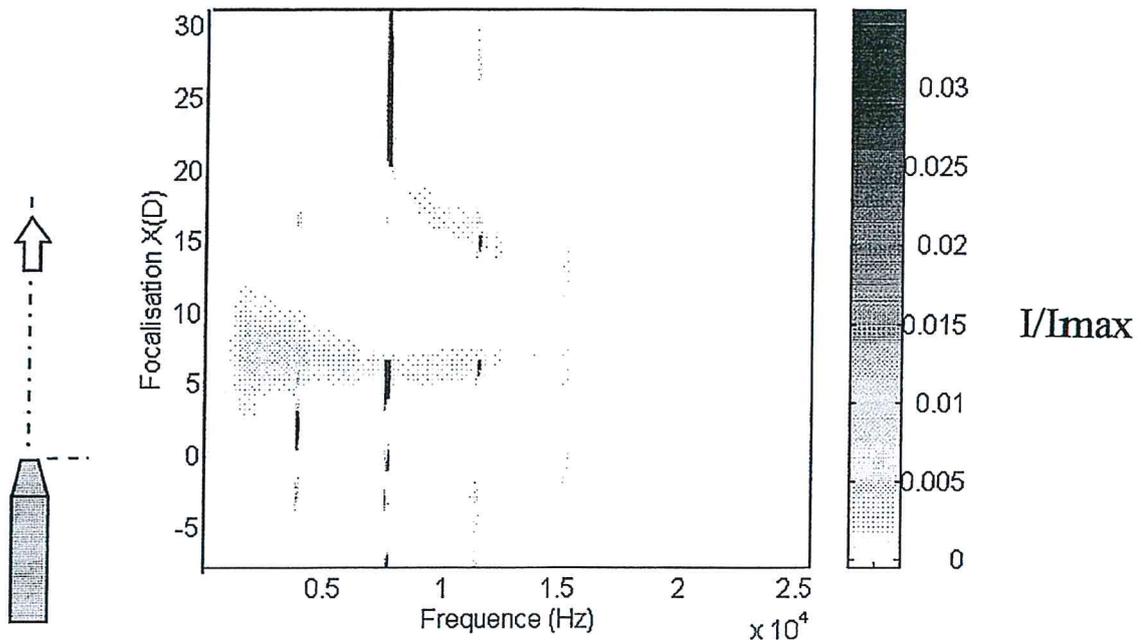


Fig. 2.15a : Distribution des sources acoustiques dans un jet libre à $M_j=1,2$
 Intensité des sources normalisée par l'intensité max.
 $D=0,038\text{m} - U_j=370 \text{ m/s}$

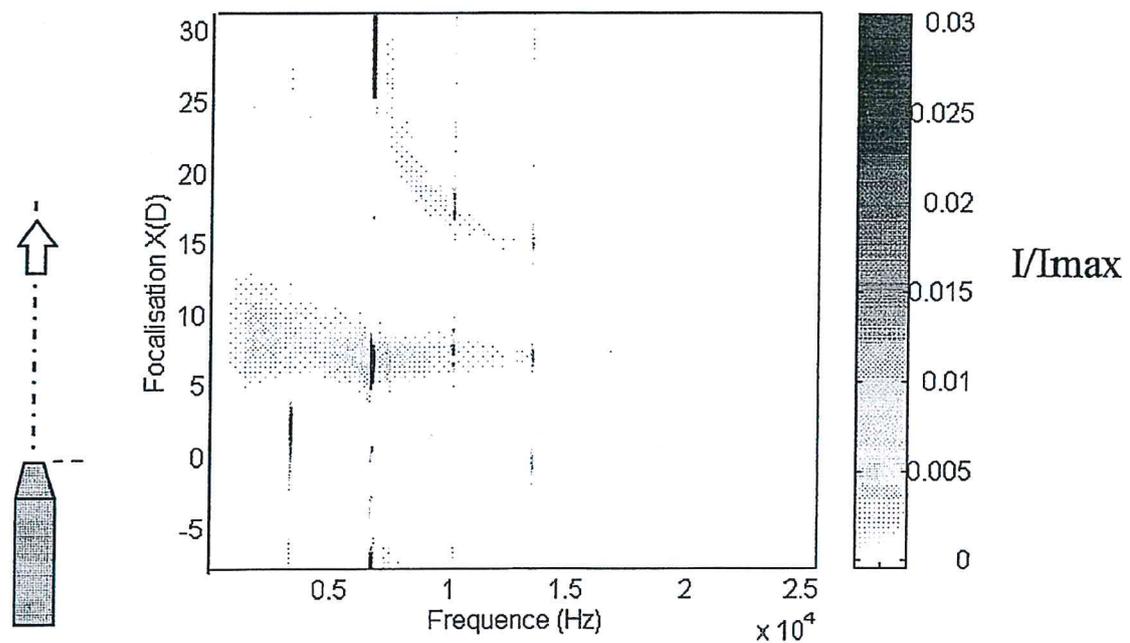


Fig. 2.15b : Distribution des sources acoustiques dans un jet libre à $M_j=1,32$
 Intensité des sources normalisée par l'intensité max.
 $D=0,038\text{m} - U_j=390 \text{ m/s}$

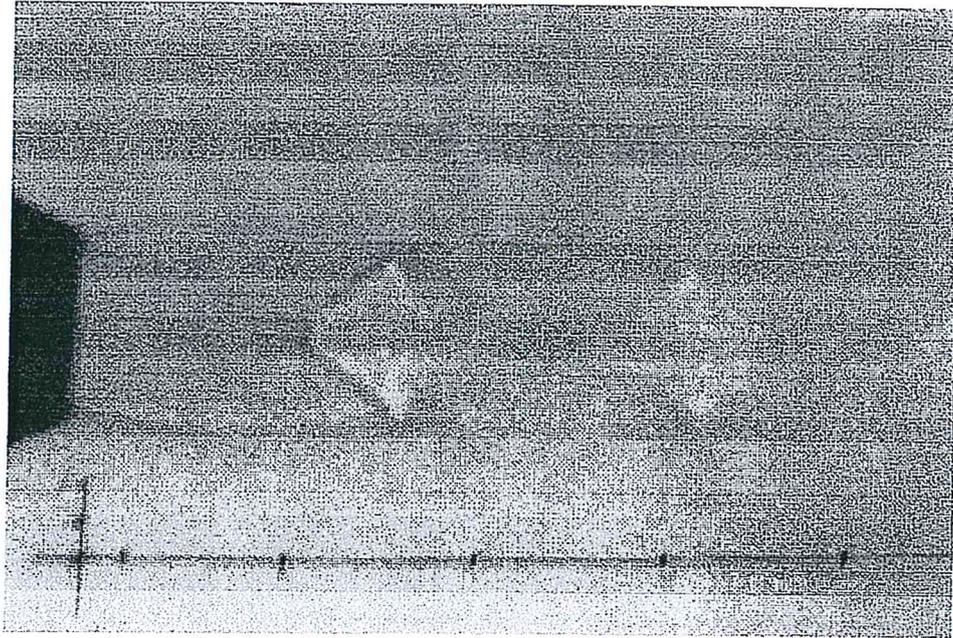


Fig. 2.16a : Visualisation par ombroscopie des cellules de choc dans un jet supersonique sous-détendu - tuyère CS38 - jet froid à $M_j=1,6$

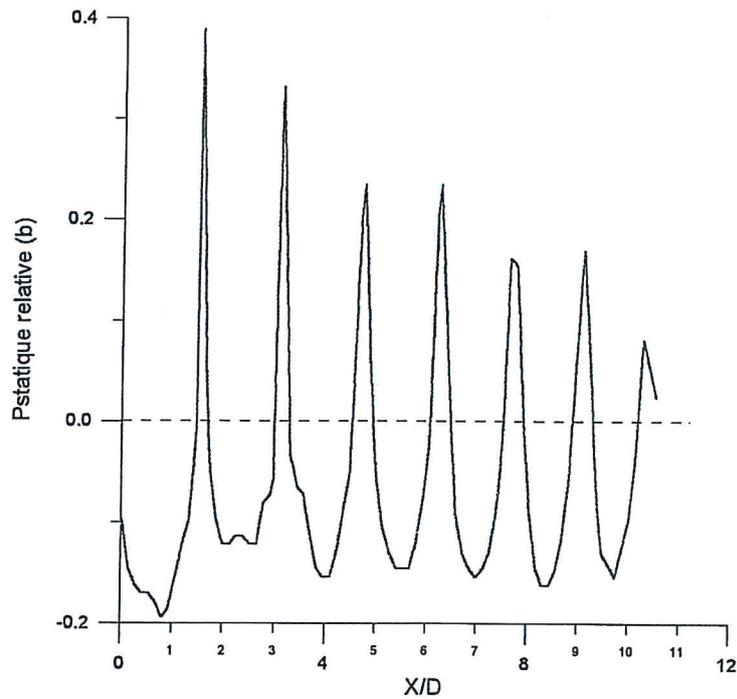


Fig. 2.16b : Pression statique relative (à la pression ambiante) dans la direction axiale du jet - $R/D=0,47$ - jet froid à $M_j=1,6$

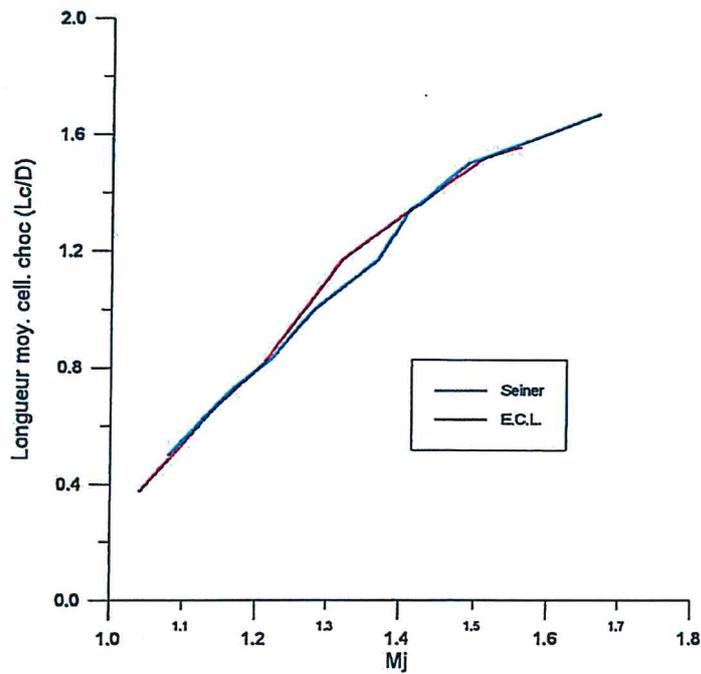


Fig. 2.17 : Longueur moyenne des cellules de choc en fonction du nombre de Mach M_j - Comparaison mesures E.C.L. / résultats Seiner (NASA)

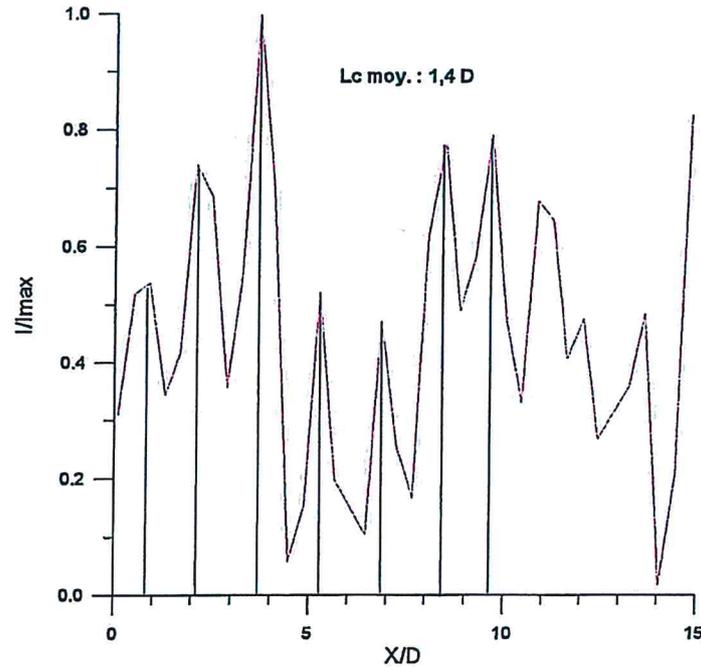


Fig. 2.18 : Distribution des sources dans un jet froid à $M_j=1,6$
 $f=13312$ Hz

Longueur moyenne entre les pics d'intensité (normalisée par I_{max}) : 1,4 D

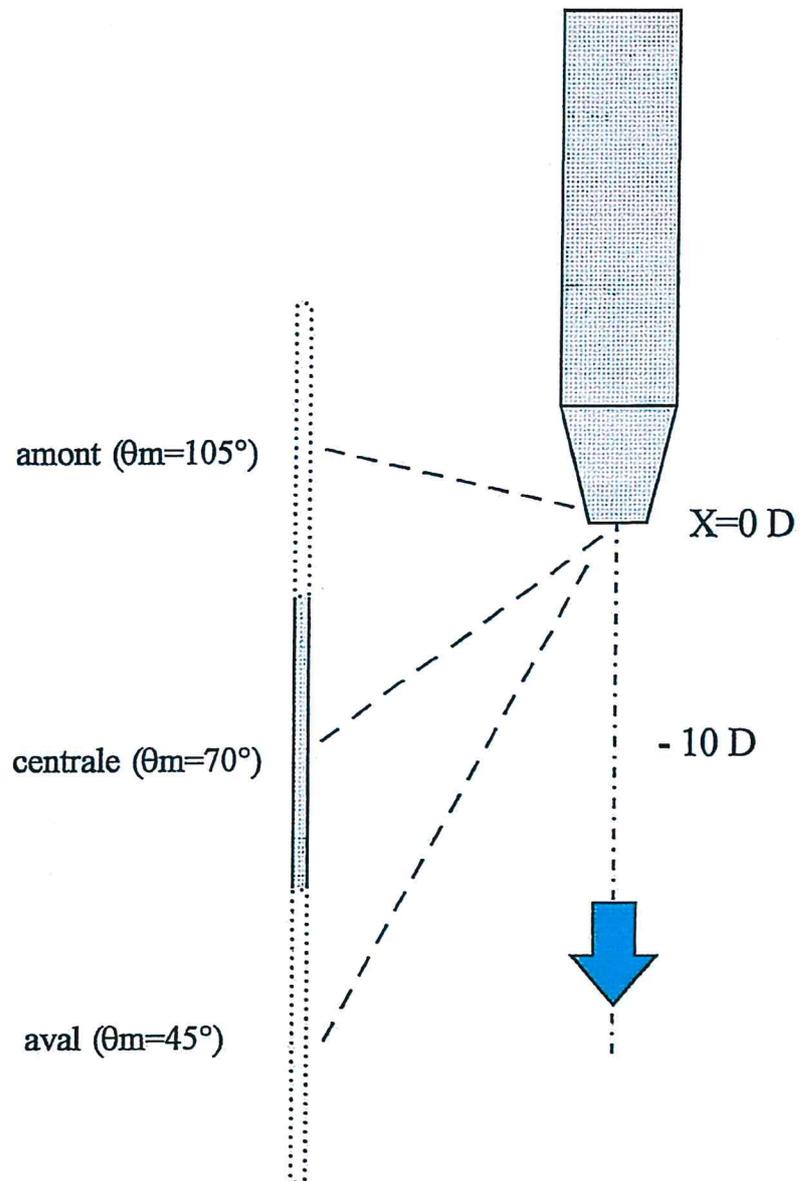


Fig. 2.19 : Disposition de l'antenne de localisation de sources acoustiques
Positions centrale, aval et amont

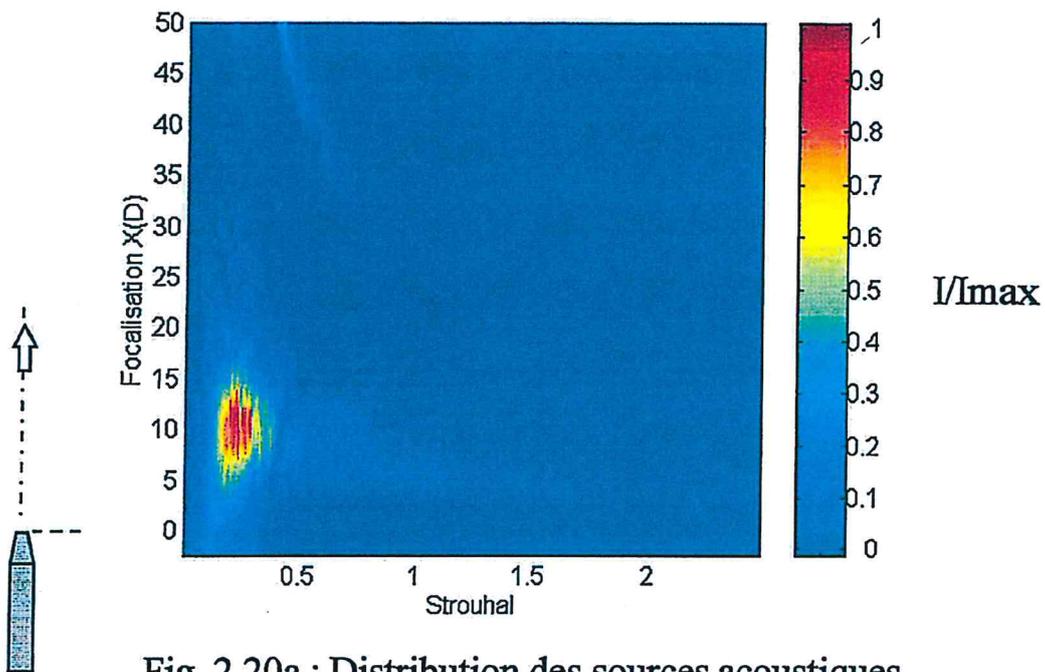


Fig. 2.20a : Distribution des sources acoustiques
 Intensité normalisée par l'intensité max.
 Antenne en position aval - $M_j=1,33$

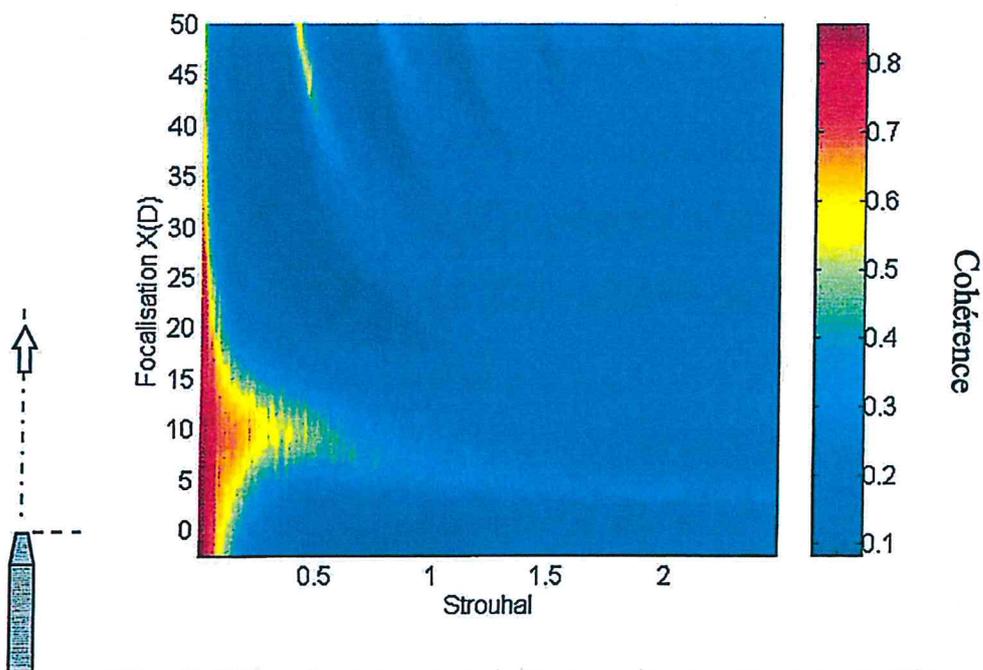


Fig. 2.20b : Image en cohérence des sources acoustiques
 Antenne en position aval - $M_j=1,33$

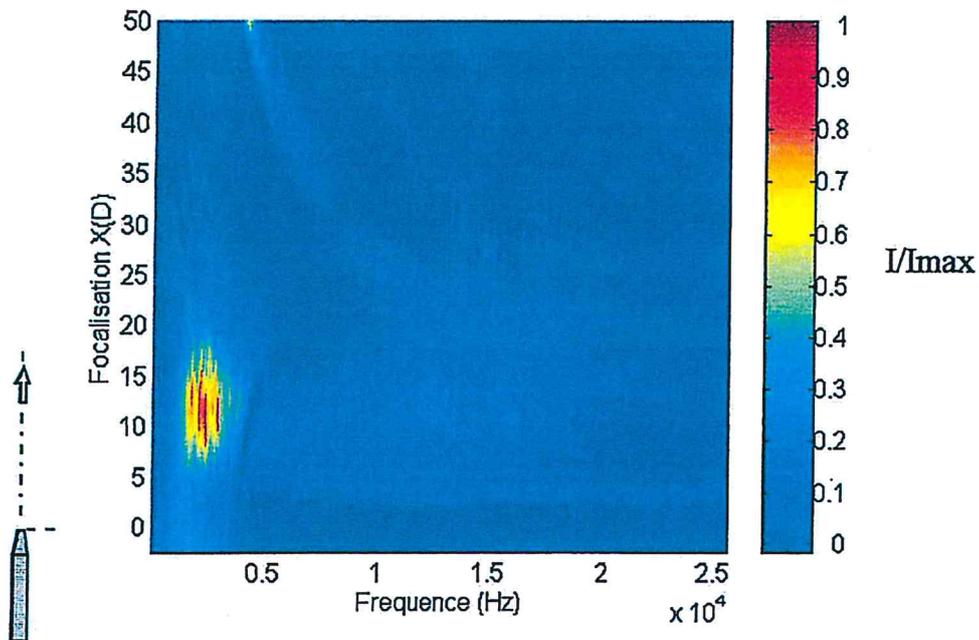


Fig. 2.21a : Distribution des sources acoustiques - Jet froid à $M_j=1,6$
 Antenne en position aval
 Intensité normalisée par l'intensité max.

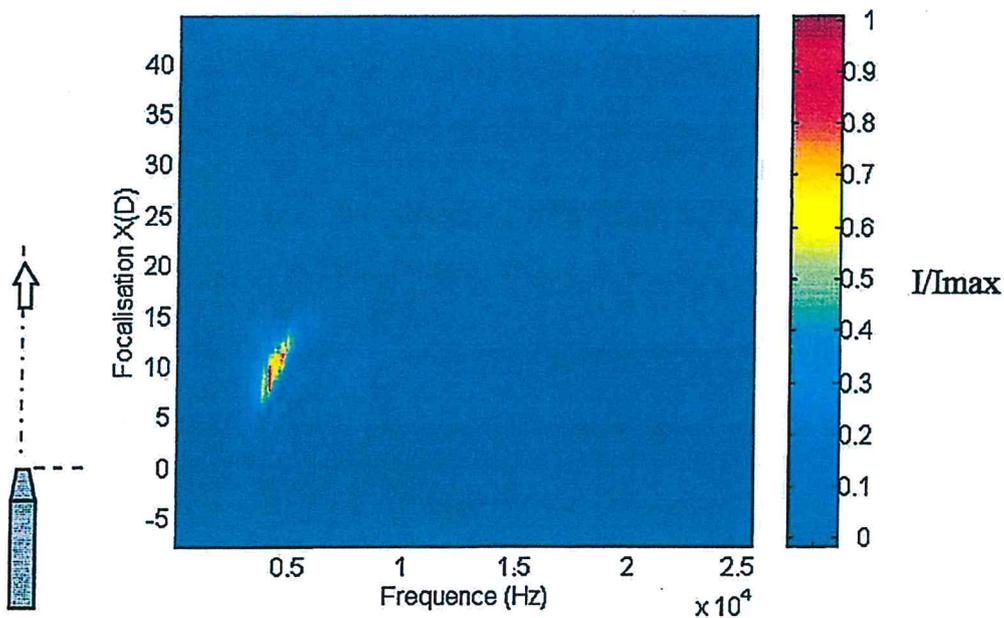


Fig. 2.21b : Distribution des sources acoustiques - Jet froid à $M_j=1,6$
 Antenne en position amont
 Intensité normalisée par l'intensité max.

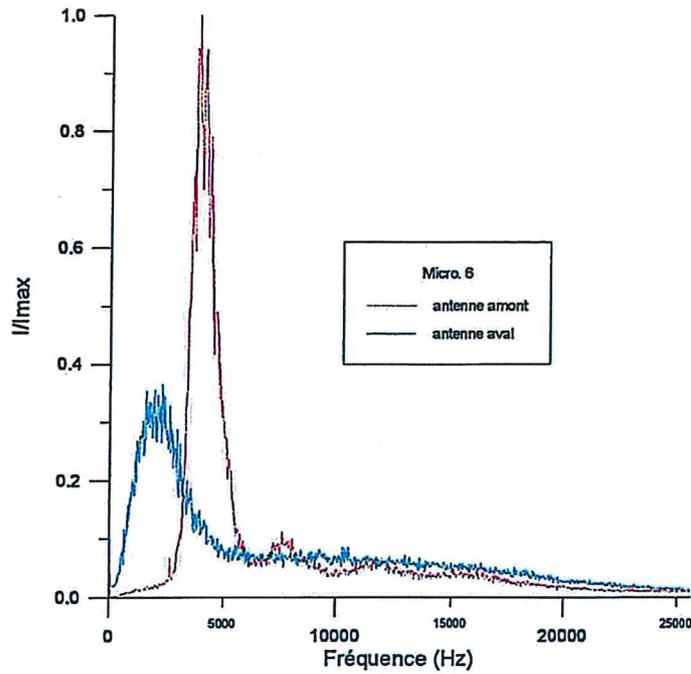


Fig. 2.22 : Spectres d'un microphone au centre de l'antenne
 Antenne en position amont et aval
 Intensité normalisée par l'intensité max. obtenue en position amont
 Jet froid à $M_j=1,6$

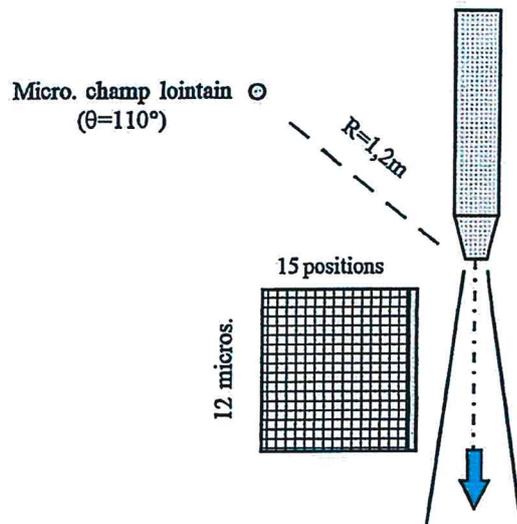


Fig. 2.23 : Disposition de l'antenne de champ proche
 et du microphone situé en champ lointain

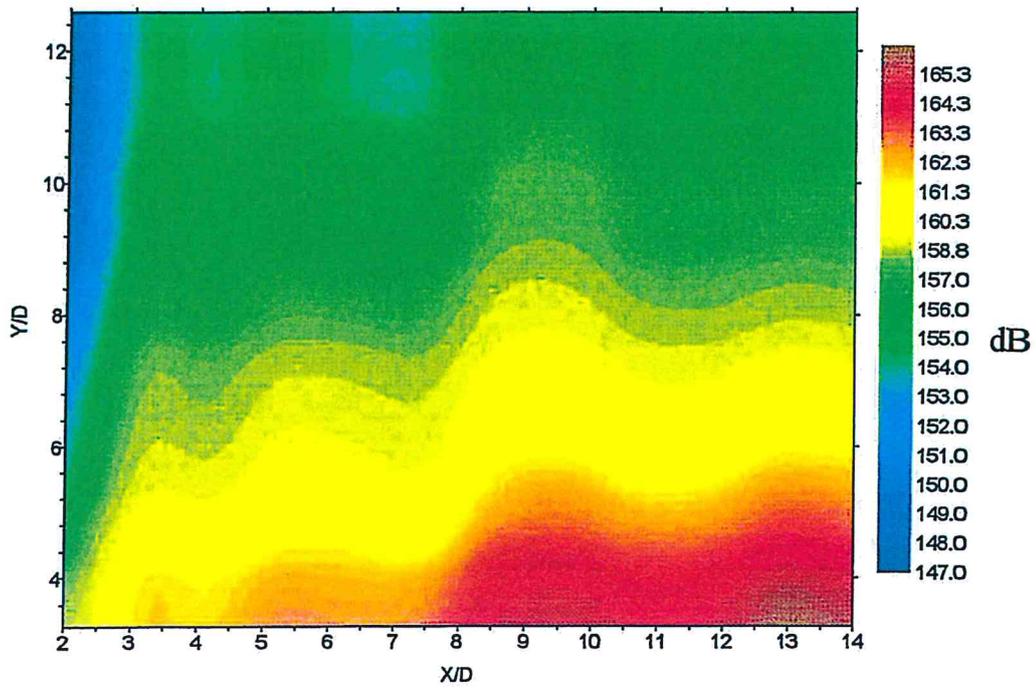


Fig. 2.24a : Cartographie de l'intensité globale en champ proche
 Jet froid à $M_j=1,63$ ($T_i=298$ K) - 12x15 points

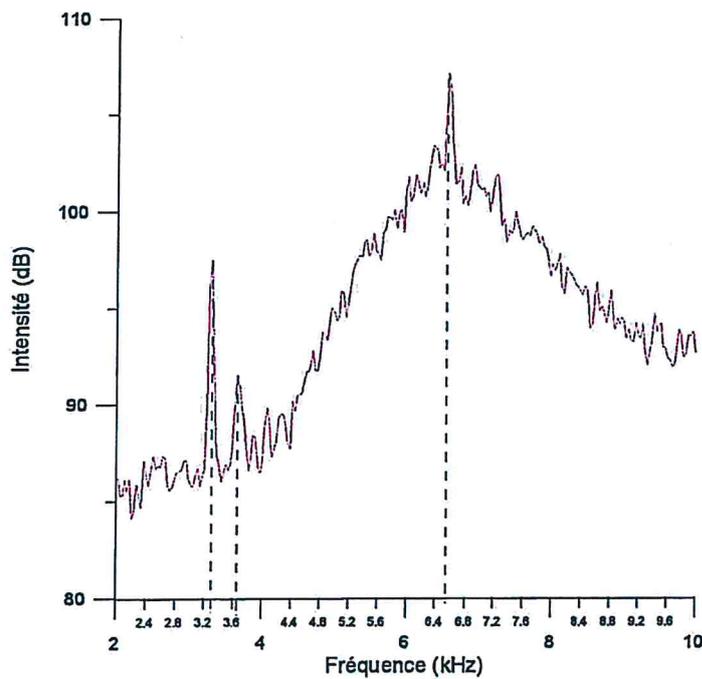


Fig. 2.24b : Spectre de la pression acoustique en $X/D=7$ et $Y/D=13,6$
 Jet froid à $M_j=1,63$

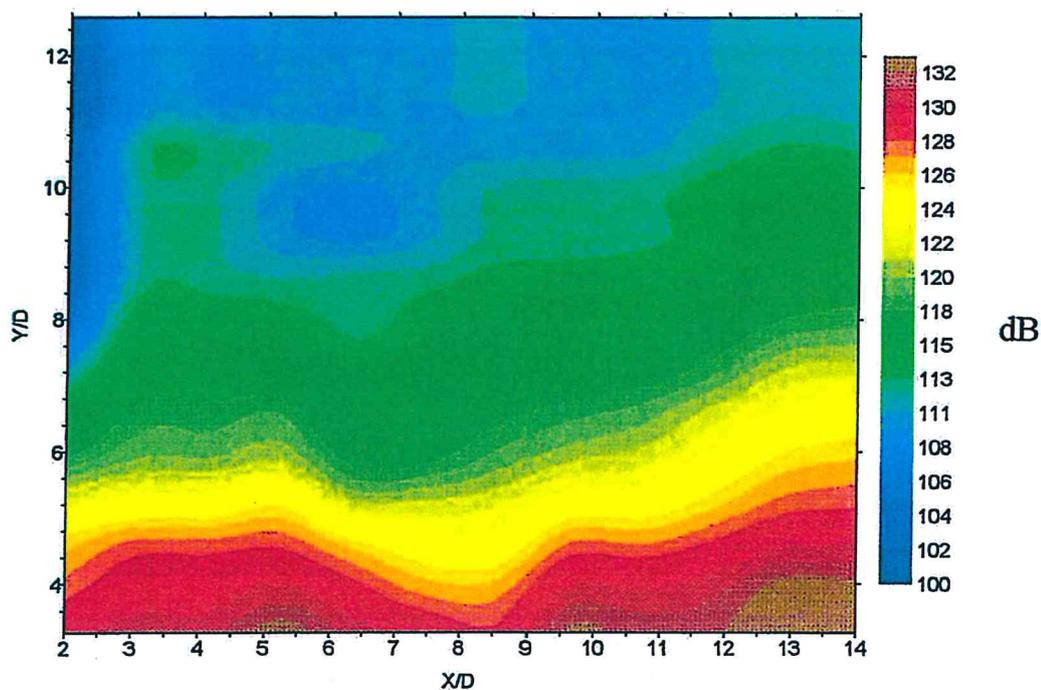


Fig. 2.24c : Cartographie du champ proche d'un jet froid à $M_j=1,63$
 Intensité dans la bande de fréquence 3,2 kHz (+/- 200 Hz)

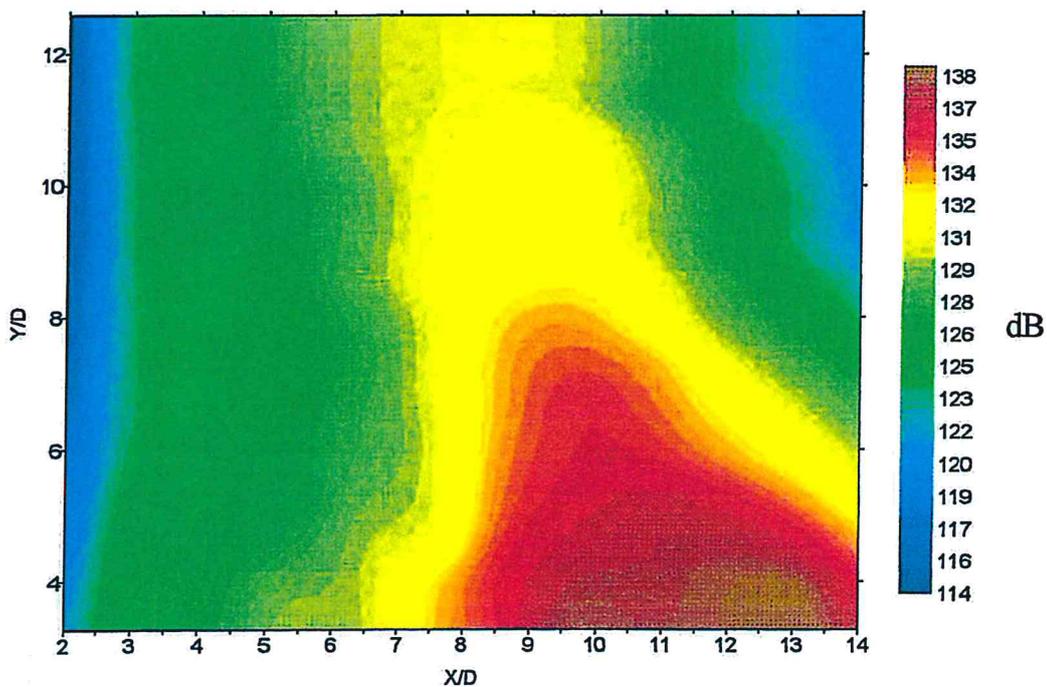
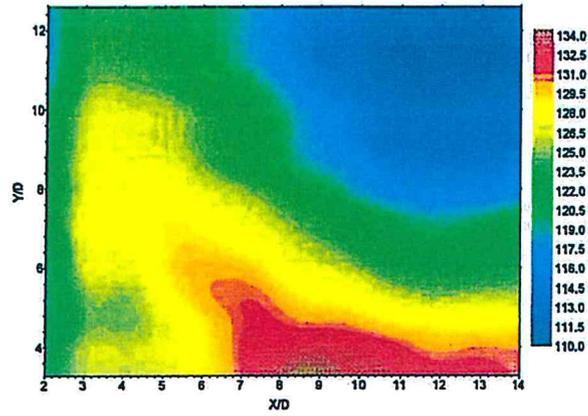
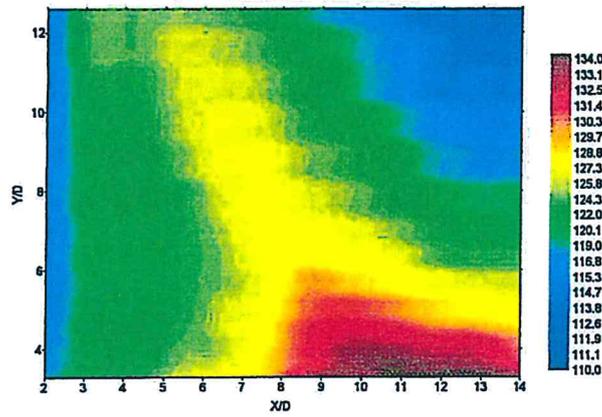


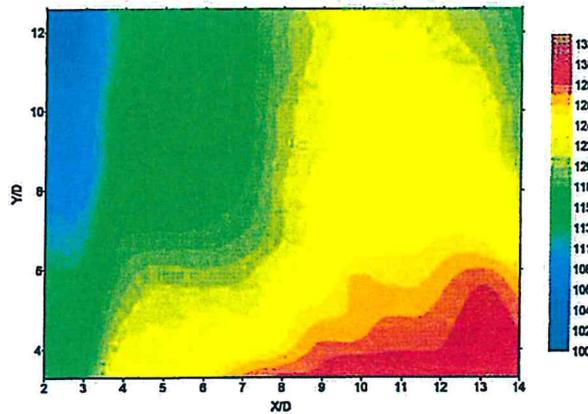
Fig. 2.24d : Cartographie du champ proche d'un jet froid à $M_j=1,63$
 Intensité dans la bande de fréquence 6,5 kHz (+/- 400 Hz)



(e) : Bande de fréquence : 5 kHz (+/- 200 Hz)



(f) : Bande de fréquence : 5,8 kHz (+/- 200 Hz)



(g) : Bande de fréquence : 8 kHz (+/- 200 Hz)

Fig. 2.24e,f et g : Cartographie de l'intensité acoustique en champ proche

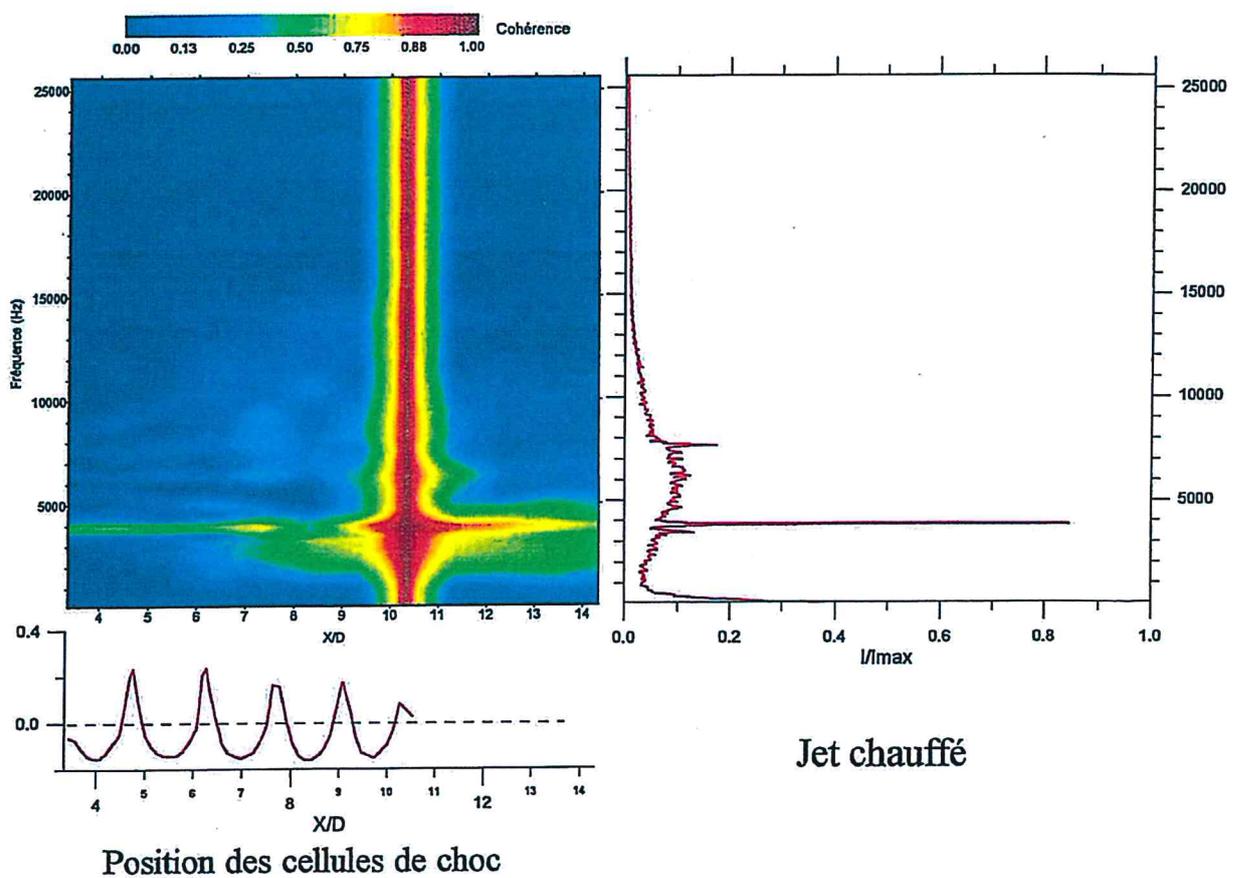
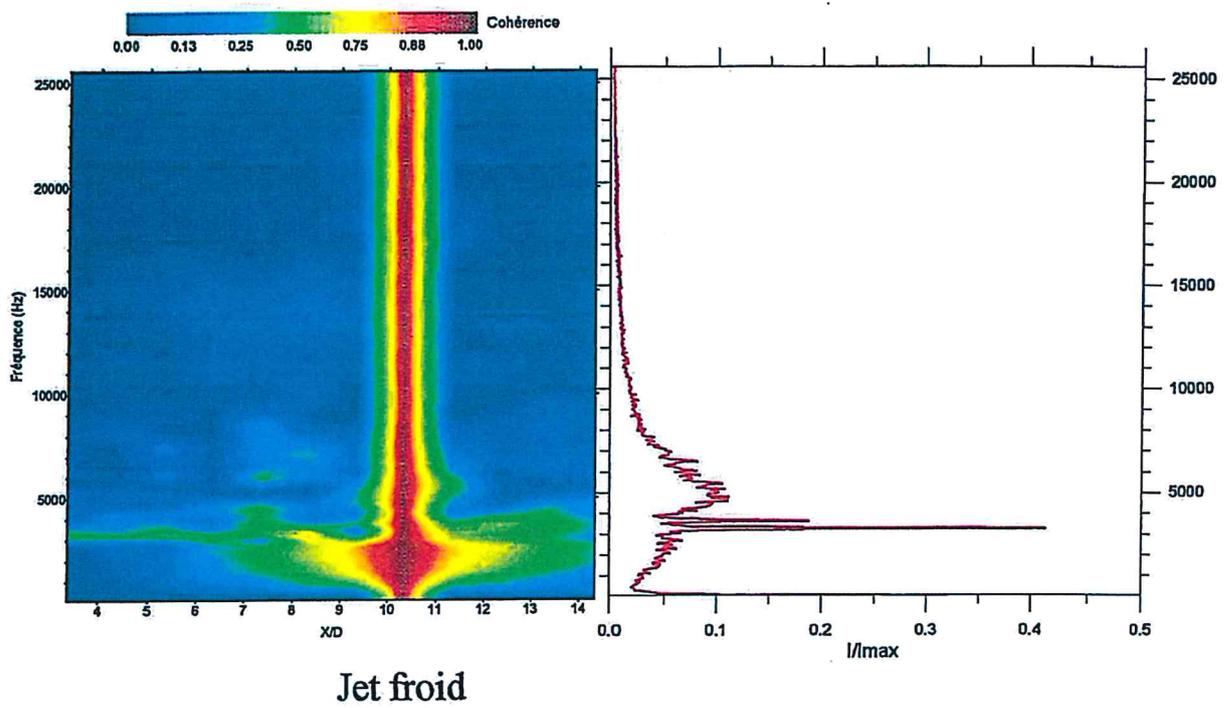


Fig. 2.25 et 2.26: Cohérence entre microphone n°8 et les microphones voisins (à droite spectre correspondant au microphone n°8)

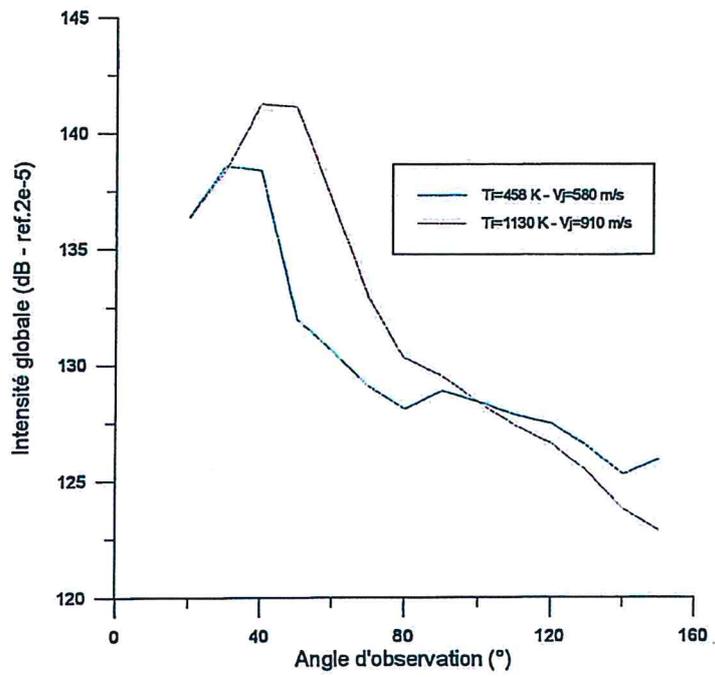


Fig. 2.27 : Directivité de jets à $M_j=1,7$ - banc MARTEL

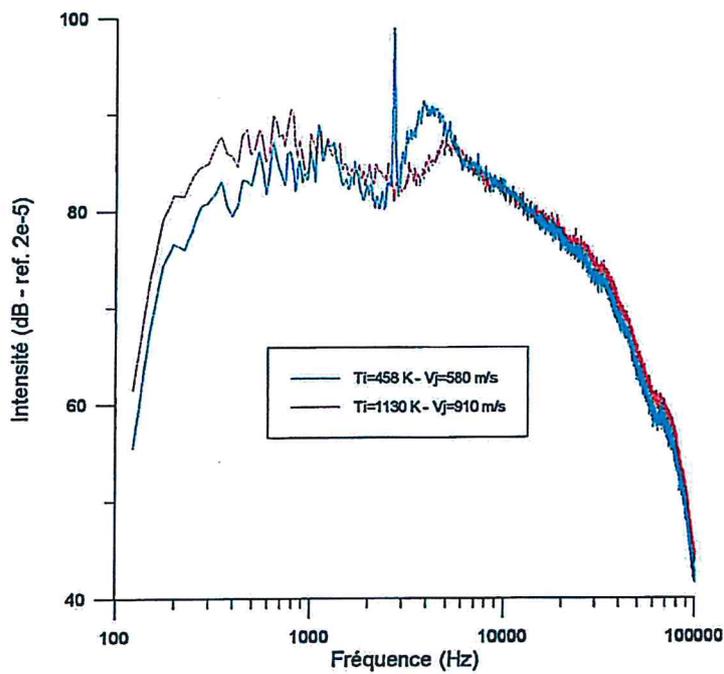
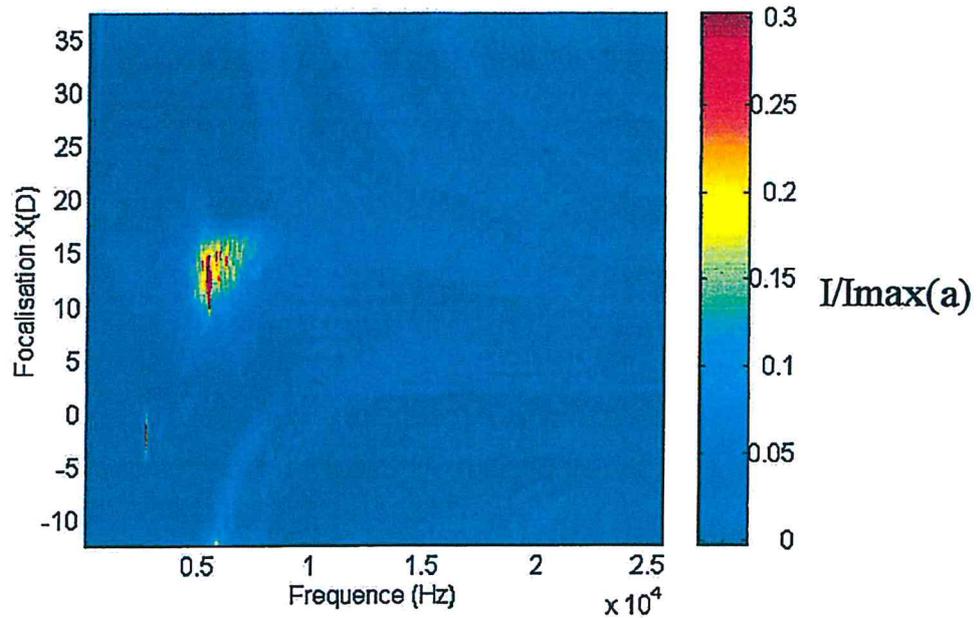
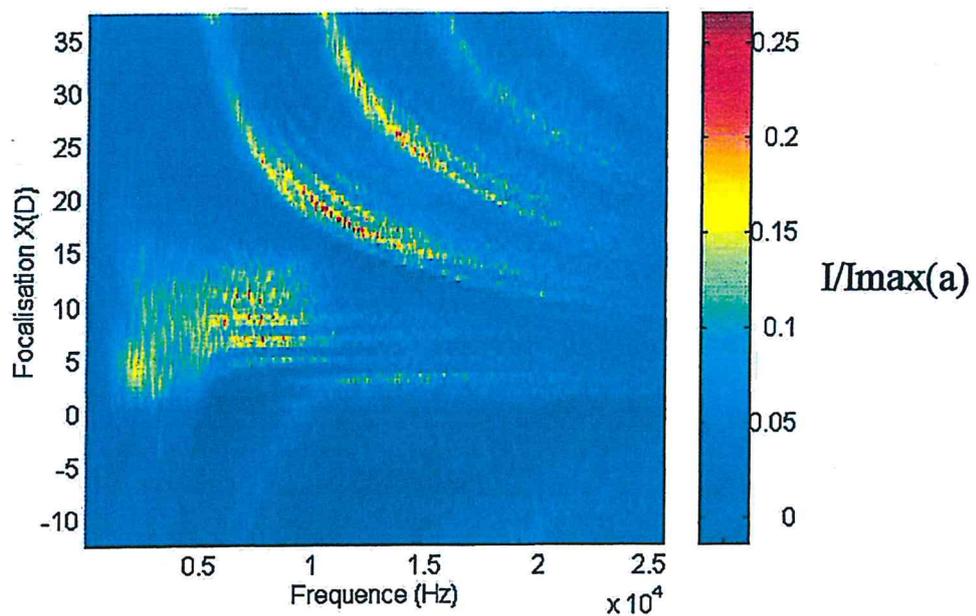


Fig. 2.28 : Spectres à $\theta=120^\circ$ - Jets à $M_j=1,7$ - banc MARTEL



(a) : $T_i=458$ K - $V_j=580$ ms - Représentation pour $I < 0.3 I_{max}$



(b) : $T_i=1130$ K - $V_j=910$ ms

Fig. 2.29 : Distribution des sources acoustiques avec l'antenne en position centrale - Jets à $M_j=1,7$ - banc MARTEL
Intensités normalisées par l'intensité max. obtenue sur le jet (a)

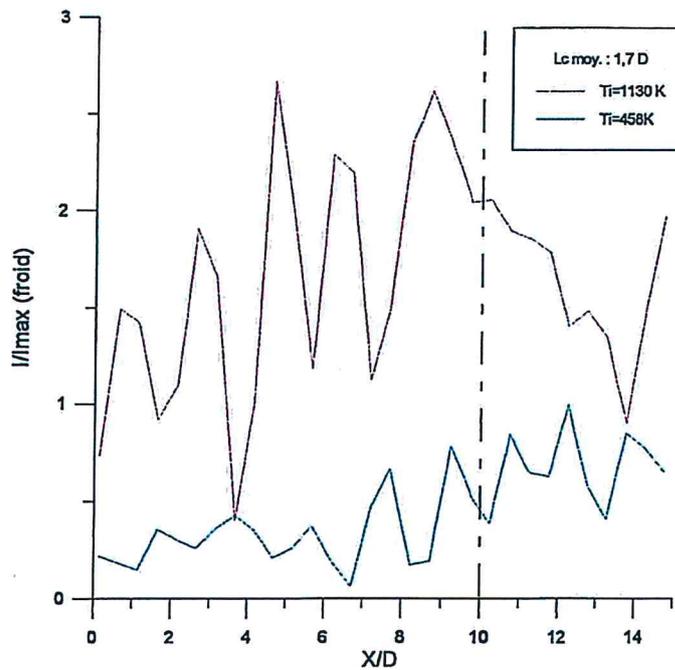


Fig. 2.30 : Distribution des sources acoustiques pour la fréquence $f=10$ kHz - Jets à $M_j=1,7$ - banc MARTEL
 Intensité des sources normalisée par l'intensité max. obtenue avec le jet à $T_i=458$ K

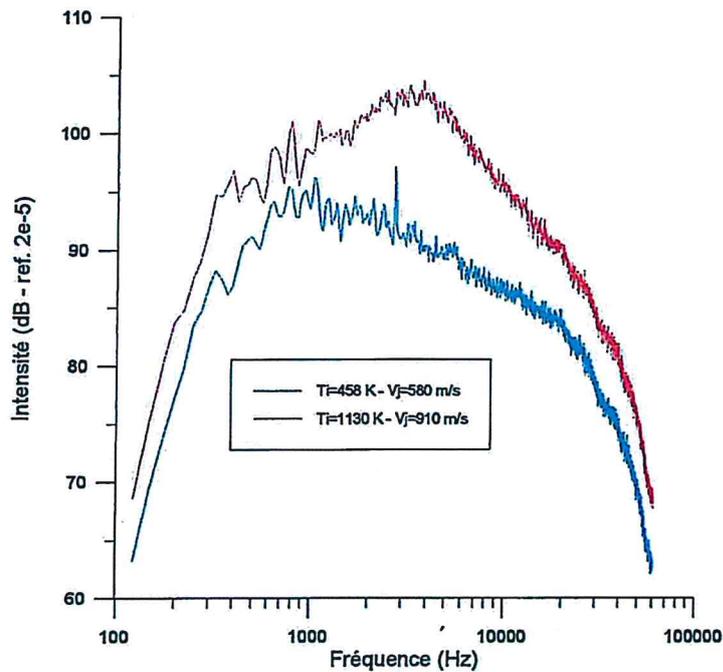


Fig. 2.31 : Spectres champ lointain pour $\theta=50^\circ$ - Jets à $M_j=1,7$
 Banc MARTEL

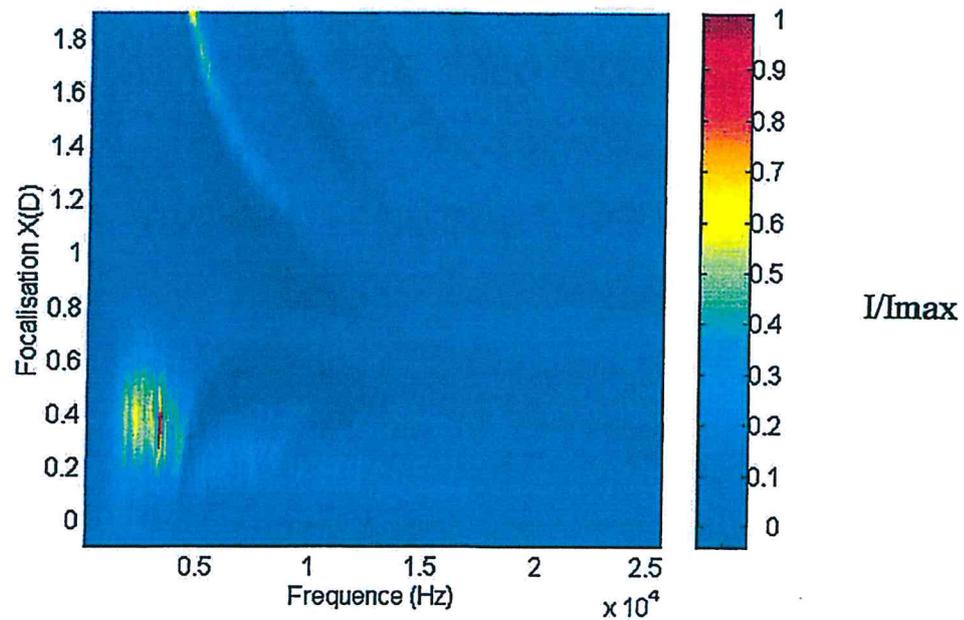


Fig. 2.32a : Distribution des sources - Jet à $M_j=1,7$ et $T_i=458$ K
banc MARTEL - antenne en position aval

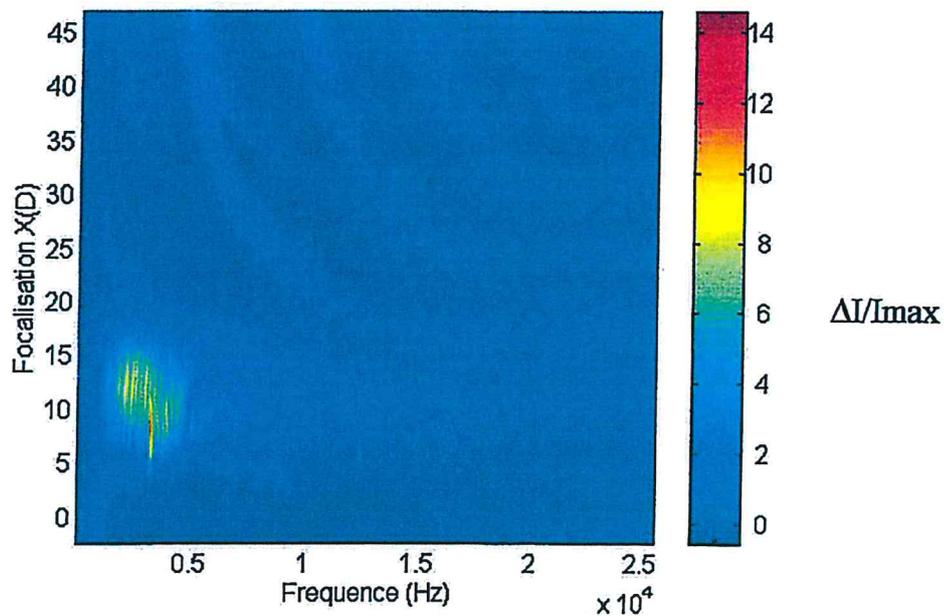
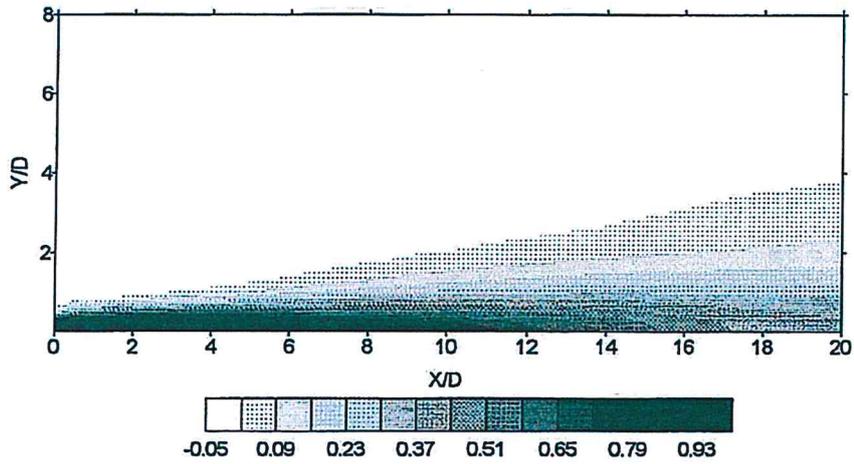
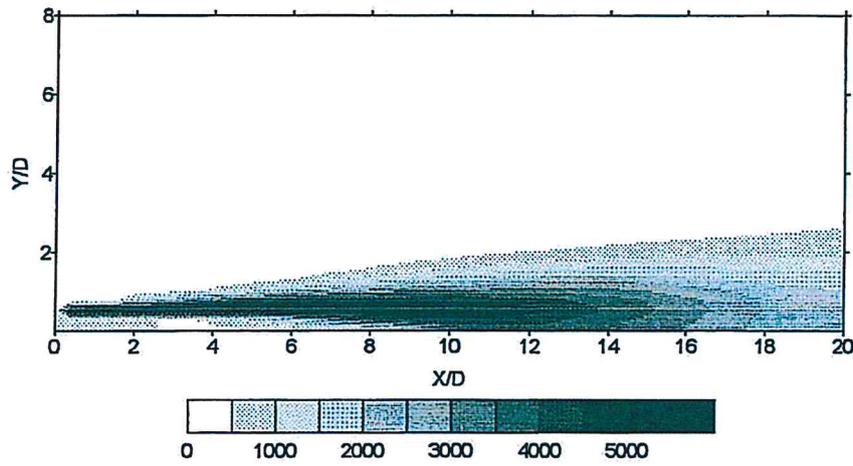


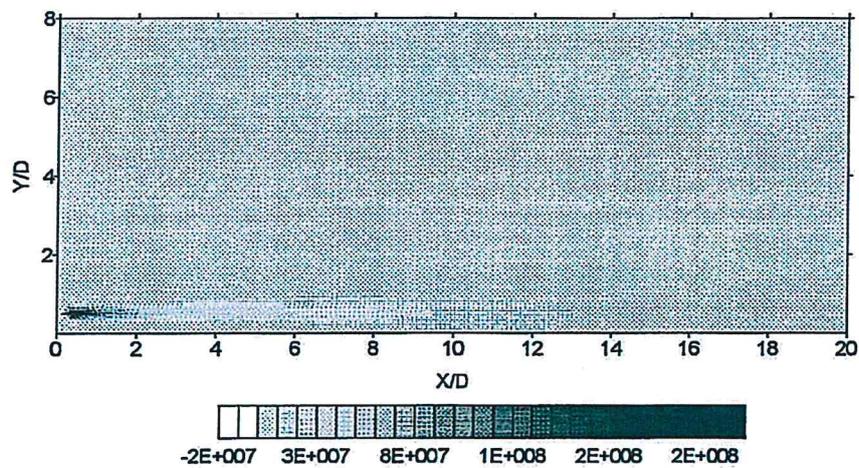
Fig. 2.32b : Différence de distributions de sources- Jets à $M_j=1,7$
 $T_i=1130$ K / $T_i=458$ K - I_{max} : intensité max. obtenue pour le jet à $T_i=458$ K
banc MARTEL - antenne en position aval



(a) : Vitesse longitudinale $U1/ U1 \text{ max.}$ ($U1 \text{ max.} = 470 \text{ ms}$)



(b) : Energie turbulente k



(c) : Taux de dissipation de l'énergie turbulente ϵ

Fig. 3.1 : Grandeurs aérodynamiques du jet en fonction de leur position
 $Mj=2 - Vj=700 \text{ ms}$

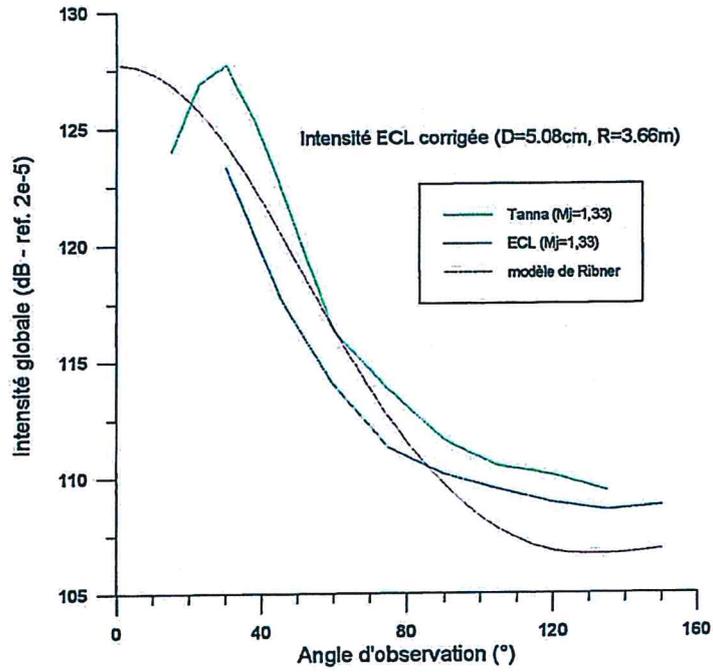


Fig. 3.2 : Comparaison des directivités d'un jet à $M_j=1,33$
Modèle de Ribner ($M_j=1,37$) - expériences

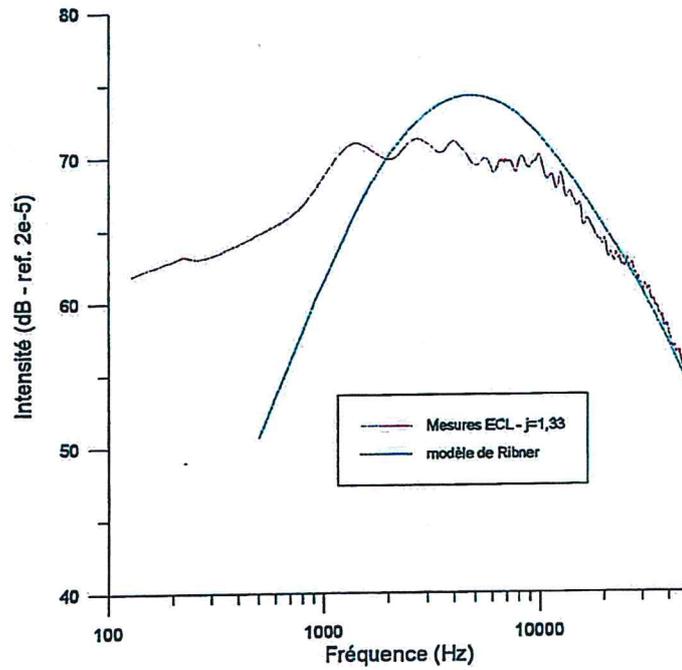
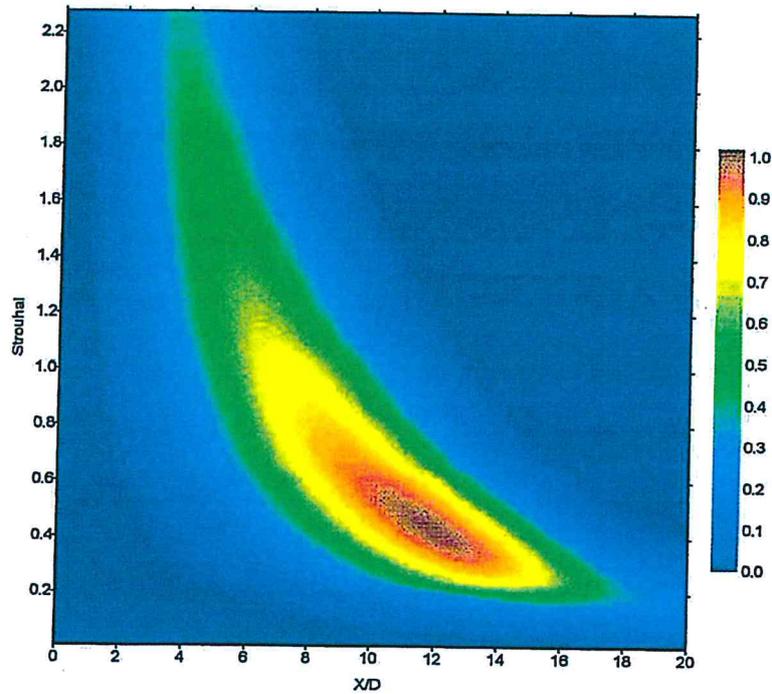
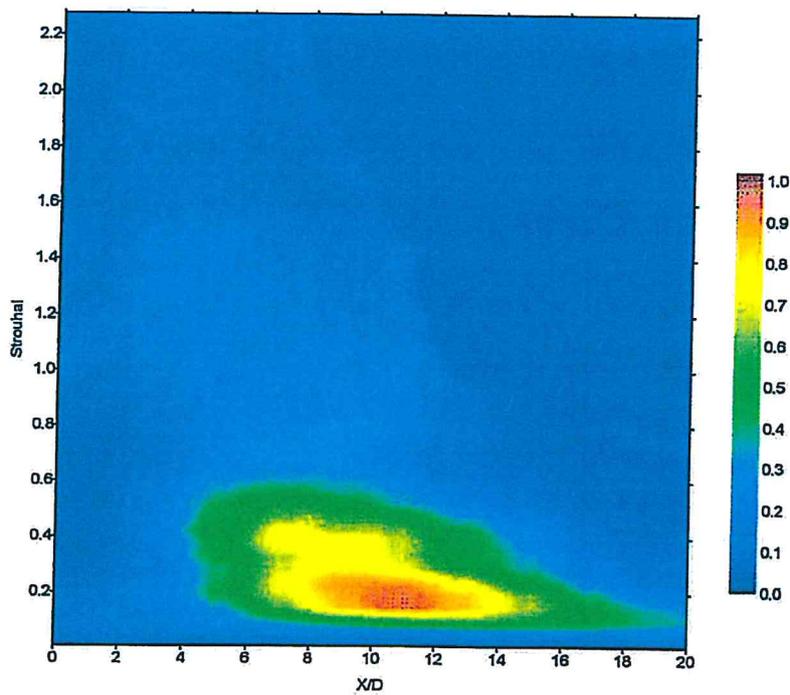


Fig. 3.3 : Comparaison des spectres en bande fine - $\theta=90^\circ$ - $M_j=1,33$
Modèle de Ribner - Expérience ECL



(a) : Modèle de Ribner



(b) : Expérience ECL

Fig. 3.4 : Comparaison de localisations de sources
 Antenne en position centrale
 Modèle de Ribner ($M_j=1,37$)- expérience ECL ($M_j=1,33$)

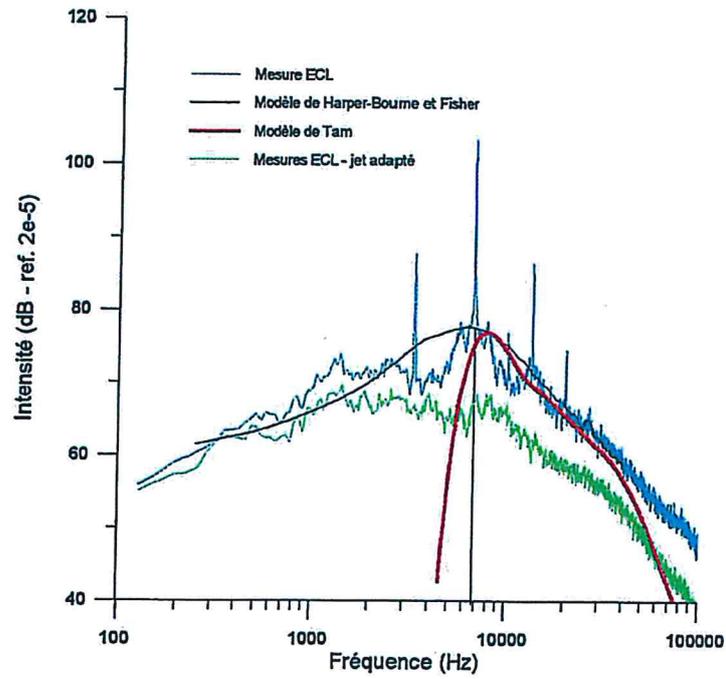


Fig. 3.5 : Comparaisons des spectres à $\theta=90^\circ$ - bruit d'ondes de choc
Expériences ECL - modèles théoriques

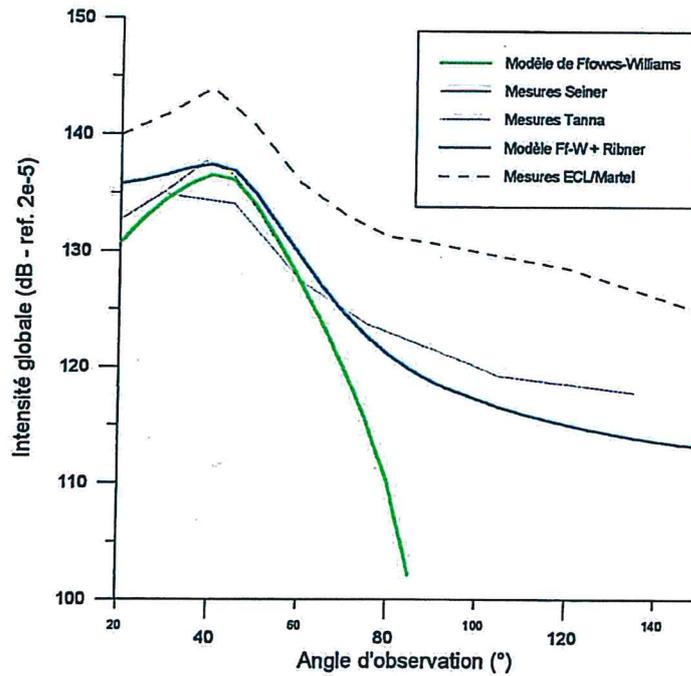
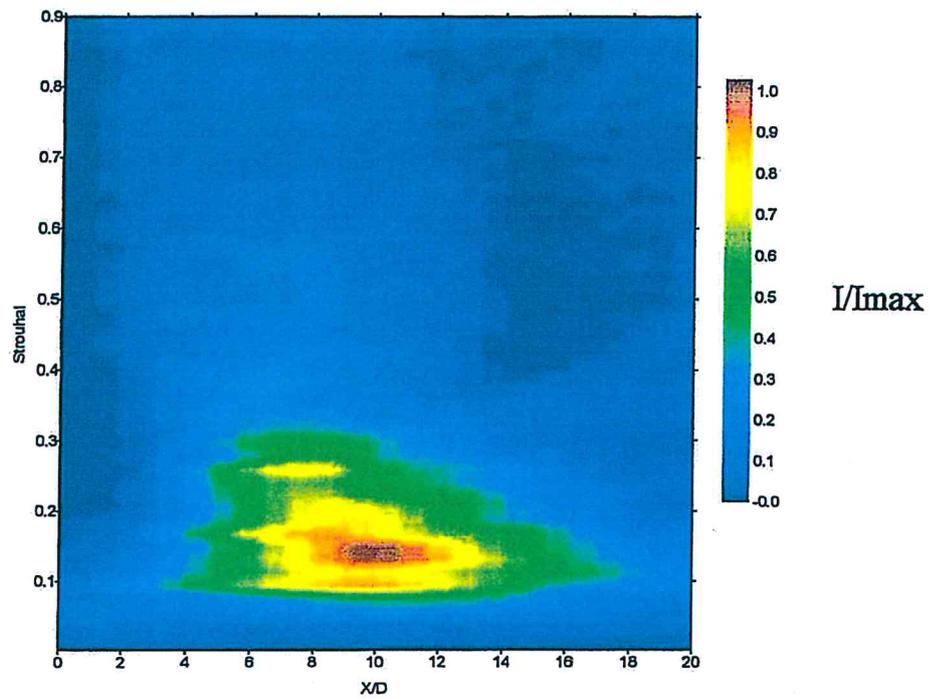
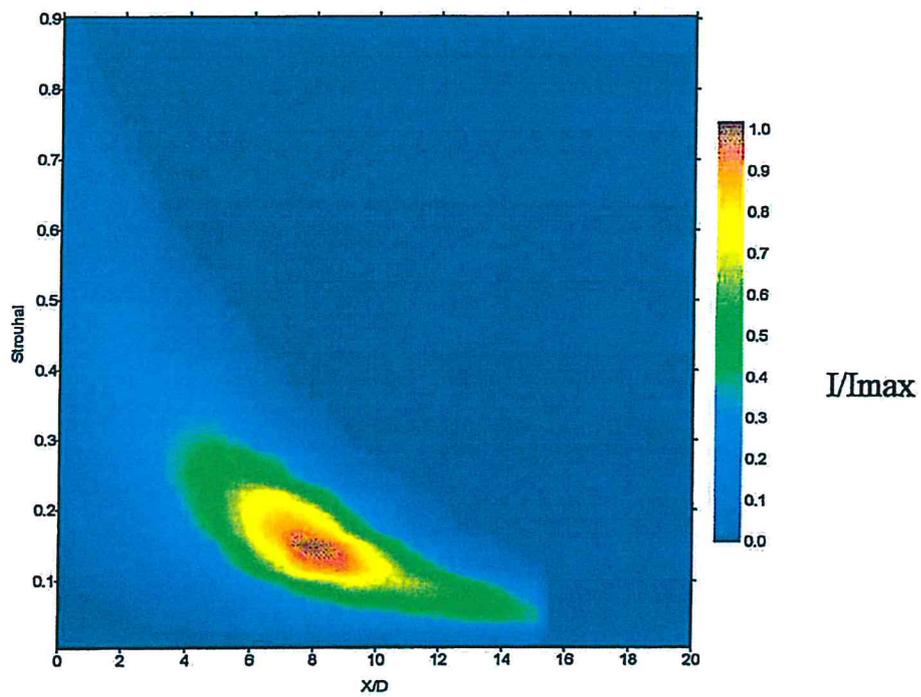


Fig. 3.6 : Comparaisons de directivités - $M_j=2$

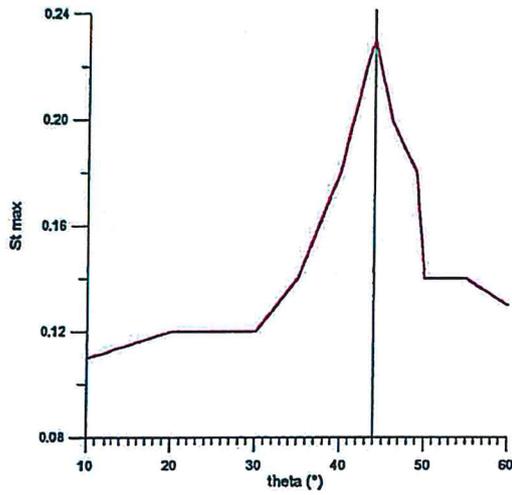


(a) Expérience ECL sur le banc MARTEL



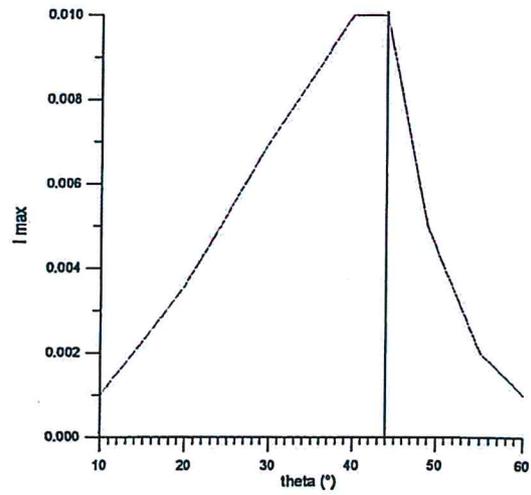
(b) : Modèle de Ffowcs-Williams

Fig. 3.7 : Comparaison de localisations de sources - Jet à $M_j=2$
antenne ne position aval



(a) : Nombre de Strouhal du maximum

(b) : Intensité du max.



(c) : Position du max.

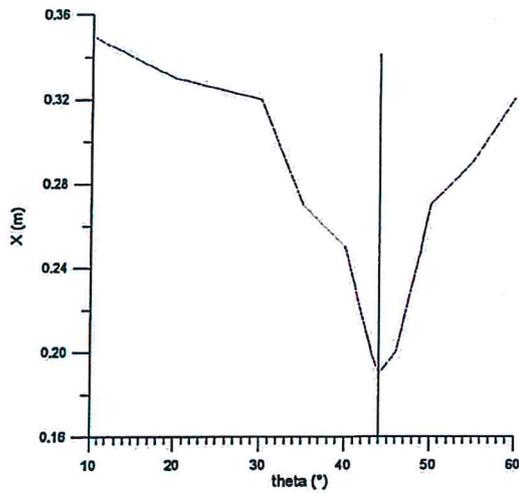
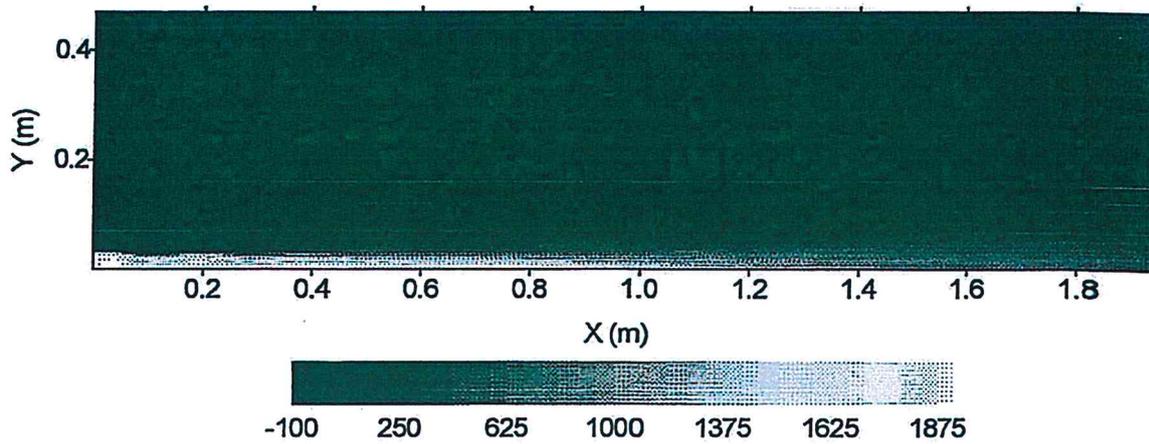
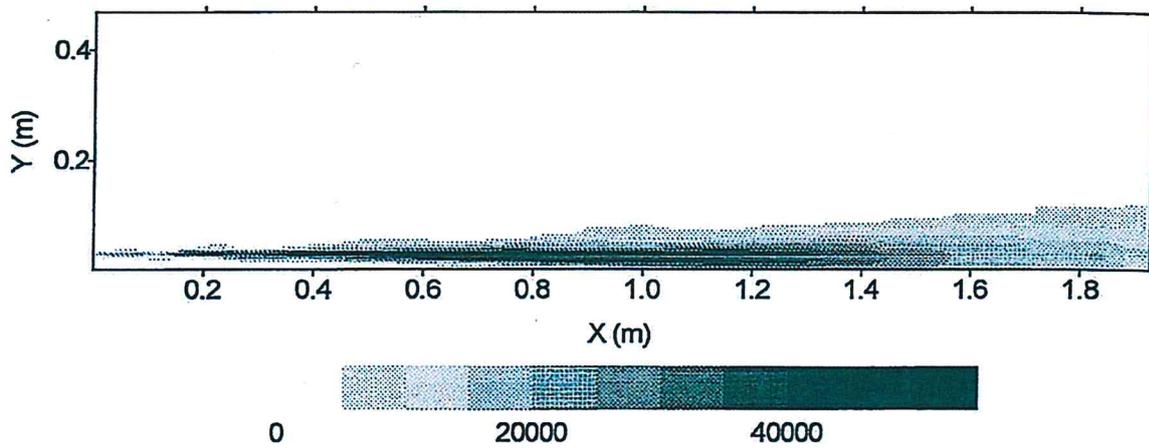


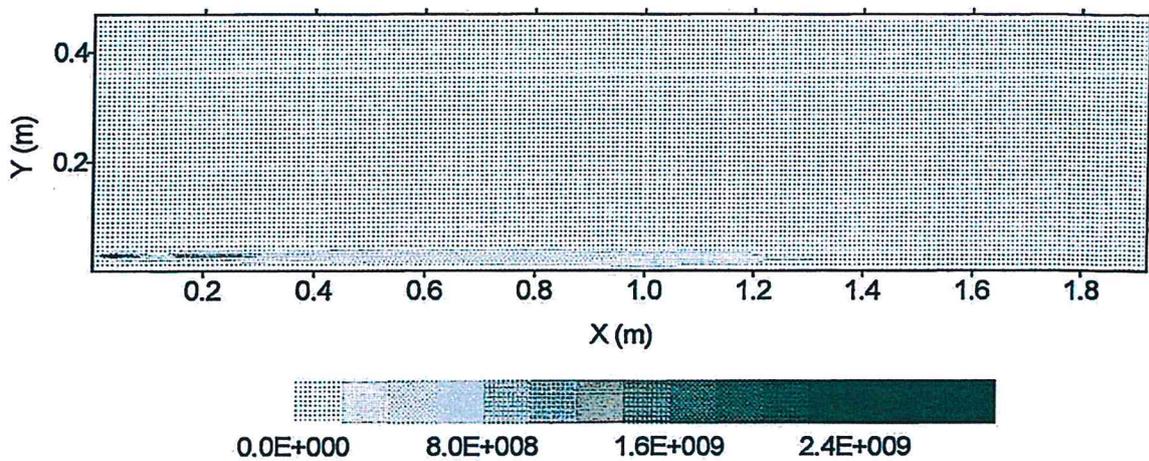
Fig. 3.8 : Evolution des caractéristiques du maximum d'intensité des sources (modèle de Ffowcs-Williams) en fonction de l'angle d'observation $\theta^*=44^\circ$



(a) : Vitesse longitudinale U_1 (m/s)

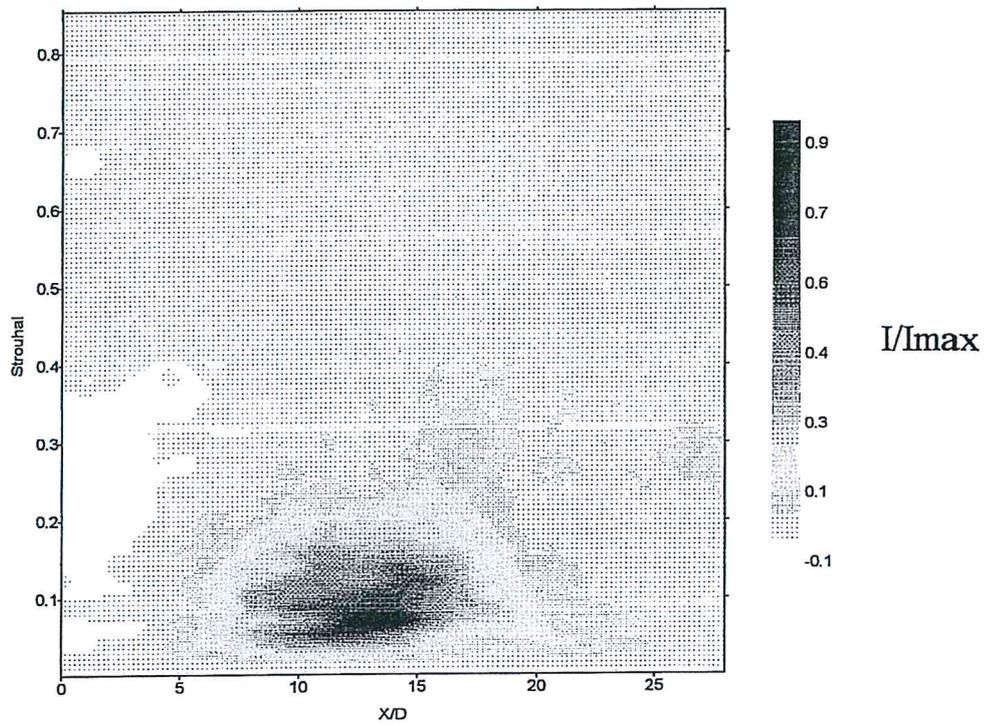


(b) : Energie turbulente k

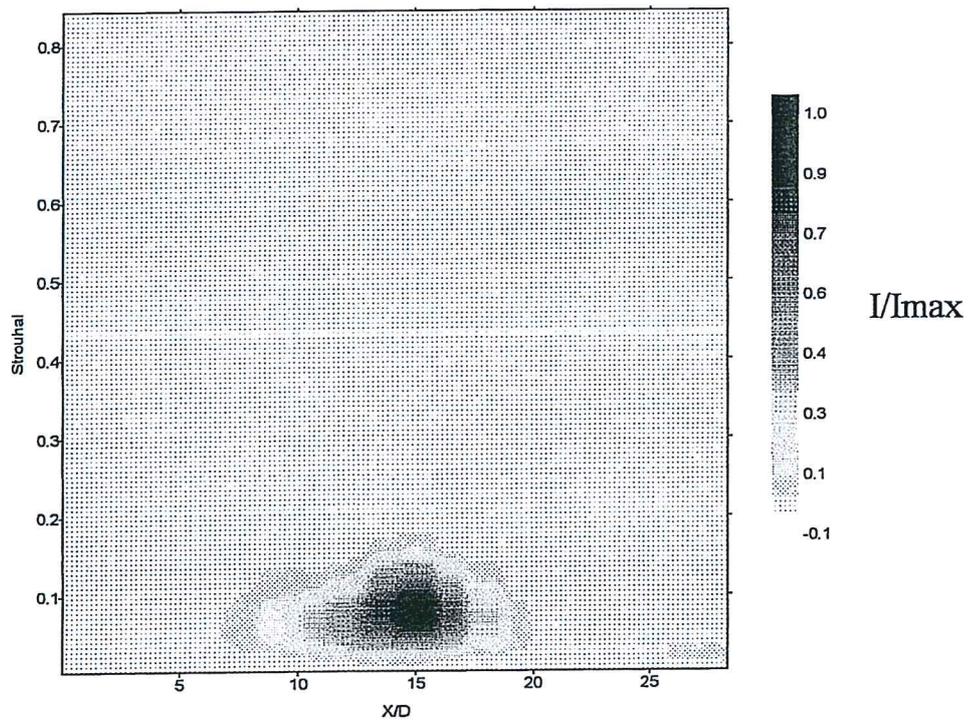


(c) : Taux de dissipation de l'énergie turbulente ϵ

Fig. 3.9 : Grandeurs aérodynamiques du jet en fonction de leur position
Jet I ($M_j=2,9$ - $V_j=1800$ ms)



(a) Expérience ECL/MARTEL



(b) Modèle de Ffowcs-Williams

Fig. 3.10 : Comparaison de localisations de sources (antenne aval)
 Jet I ($M_j=2,9$ - $V_j=1800$ ms)

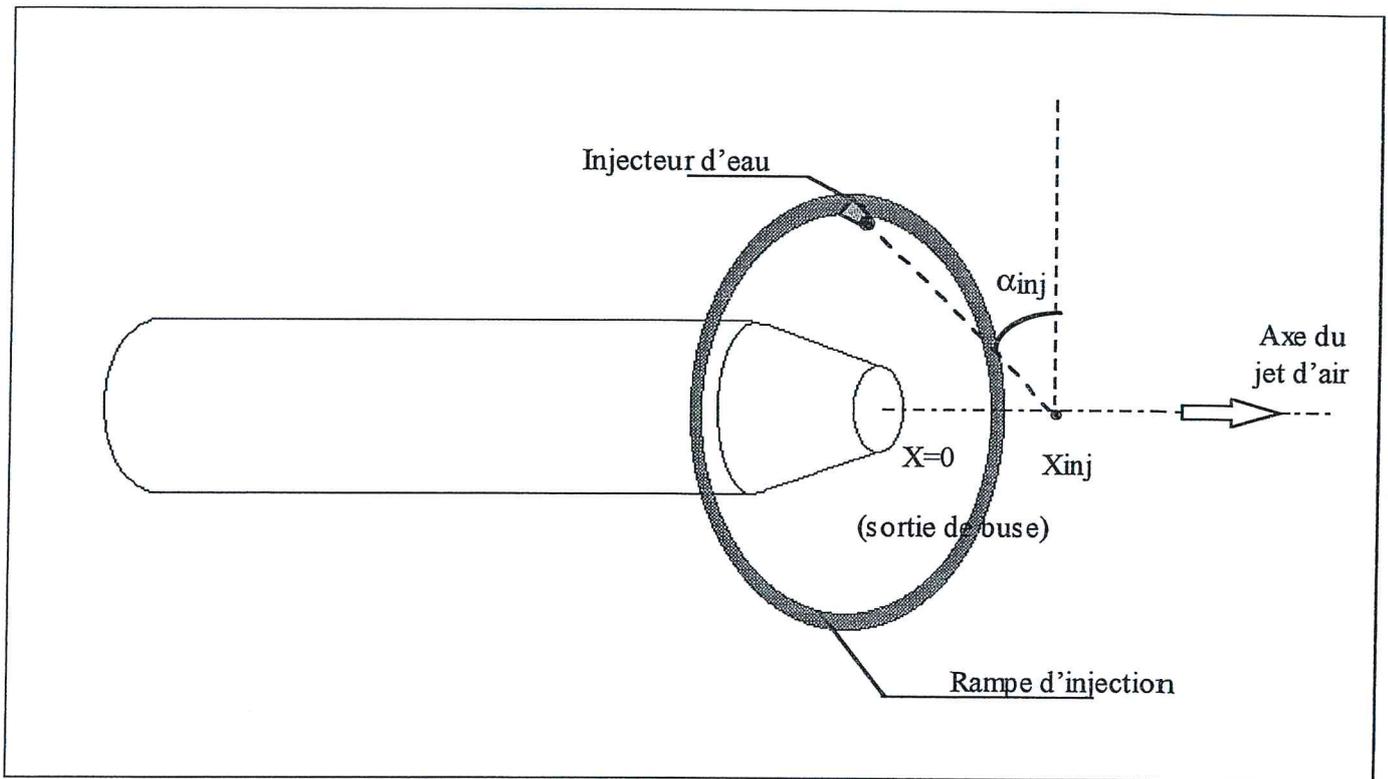


Fig. 5.1: Système d'injection d'eau entourant la veine d'essais supersonique de l'ECL

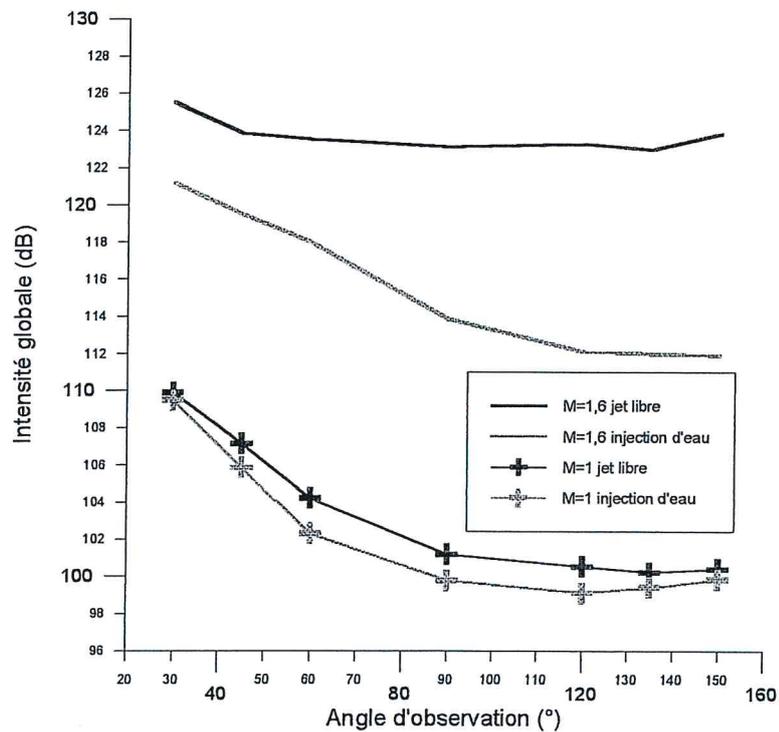


Fig. 5.2: Directivités en champ lointain - Comparaison entre jets avec et sans injection d'eau
Conditions d'injection optimales ($X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - eau pulvérisée)

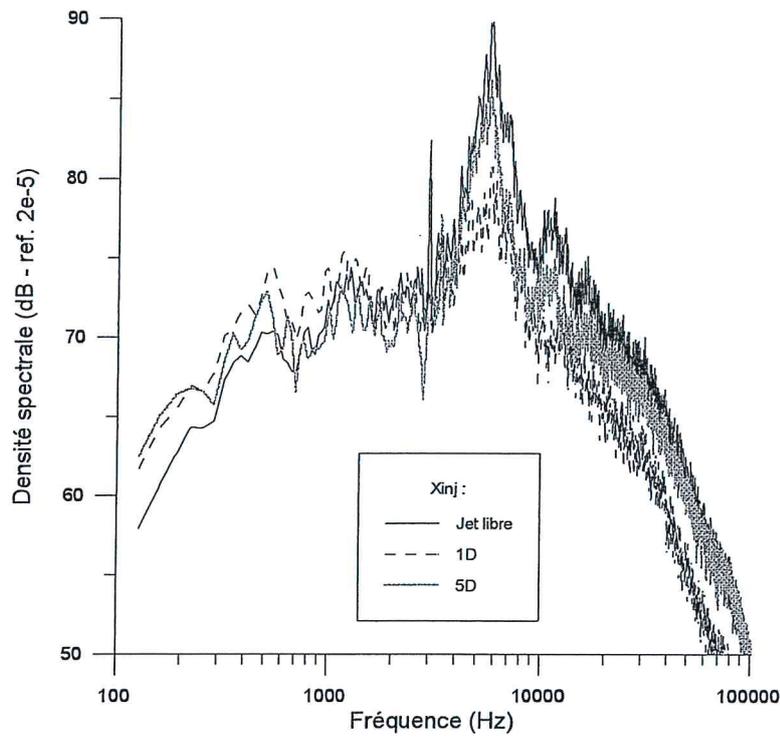


Fig. 5.3 : Influence de la position d'injection sur les spectres mesurés en champ lointain
 $\theta_{\text{obs}}=90^\circ$
 Cas d'un jet supersonique - $M_j=1,6$ - $\alpha_{\text{inj}}=45^\circ$ - $Q_{\text{eau}}/Q_{\text{air}}=2$

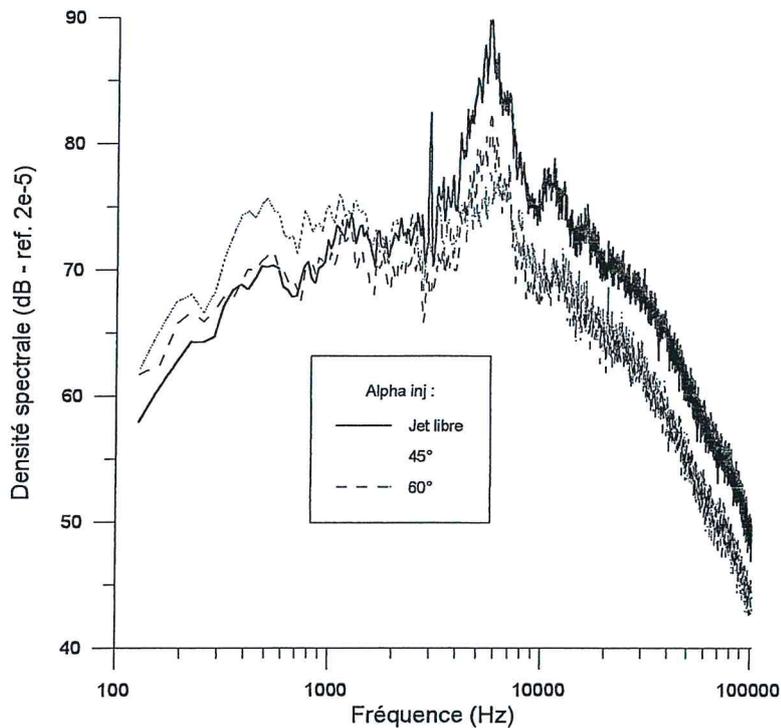


Fig. 5.4 : Influence de l'angle d'injection sur les spectres mesurés en champ lointain
 $\theta_{\text{obs}}=90^\circ$
 Cas d'un jet supersonique - $M_j=1,6$ - $X_{\text{inj}}=1D$ - $Q_{\text{eau}}/Q_{\text{air}}=2$

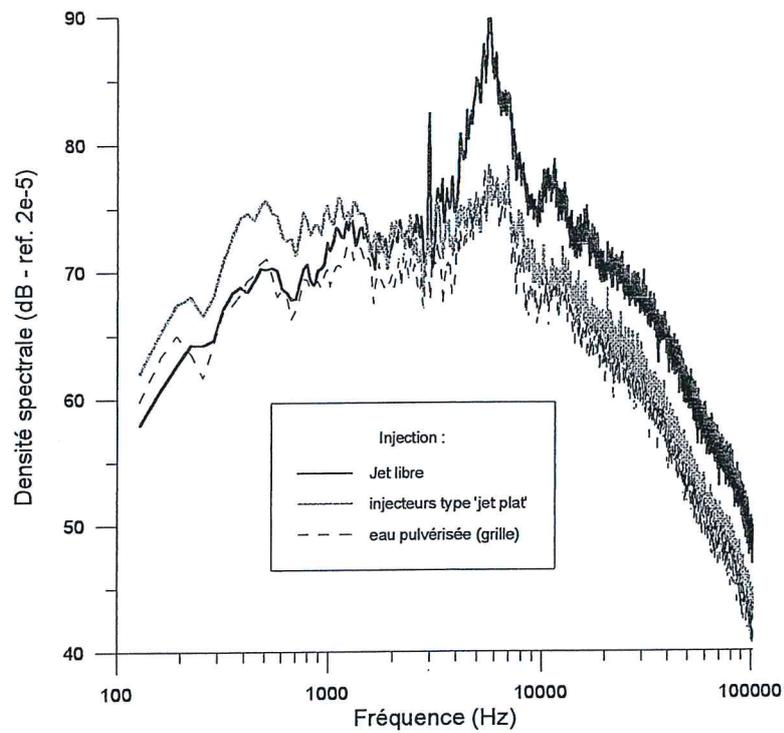


Fig. 5.5: Influence de la taille des gouttelettes d'eau injectées sur les spectres mesurés en champ lointain - (eau pulvérisée par une grille intercalée entre les injecteurs et le jet d'air)
 $\theta_{obs}=90^\circ$

Jet supersonique - $M_j=1,6$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $X_{inj}=1D$ - $Q_{eau}/Q_{air}=2$

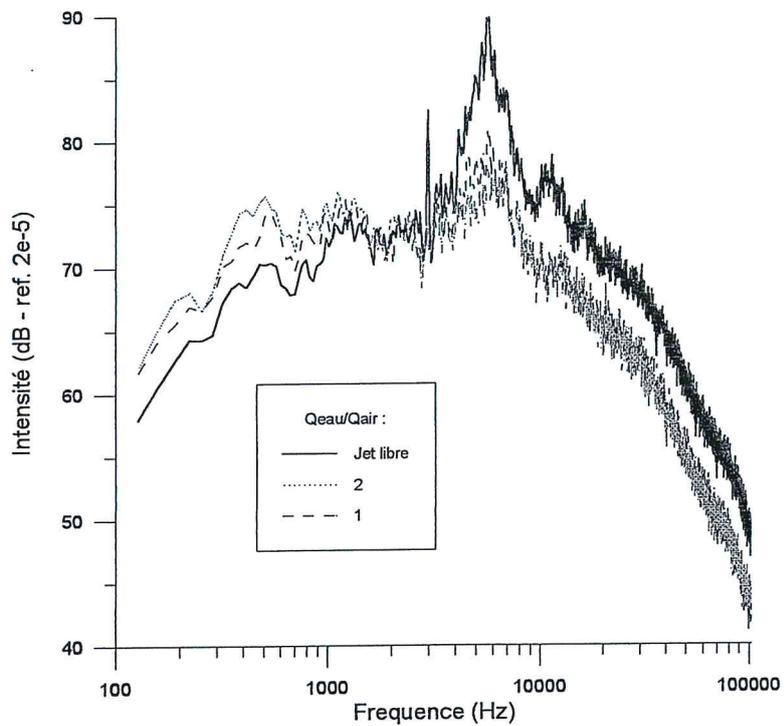


Fig. 5.6: Influence du rapport des débits massiques Q_{eau}/Q_{air} sur les spectres mesurés en champ lointain - $\theta_{obs}=90^\circ$
 $M_j=1,6$ - $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$

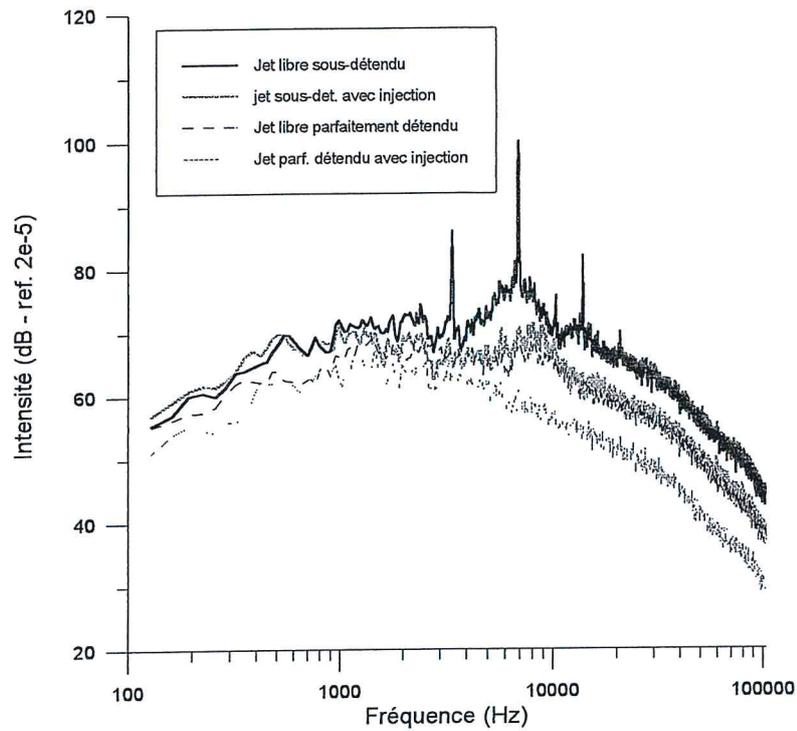


Fig. 5.7: Effets de l'injection sur le bruit de mélange et le bruit associé aux ondes de choc
 Jets issus de tuyères convergente (sous-détendus) ou convergente-divergente (adaptés)
 $M_j=1,33$ - $\theta_{obs}=90^\circ$ - $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ $Q=2$

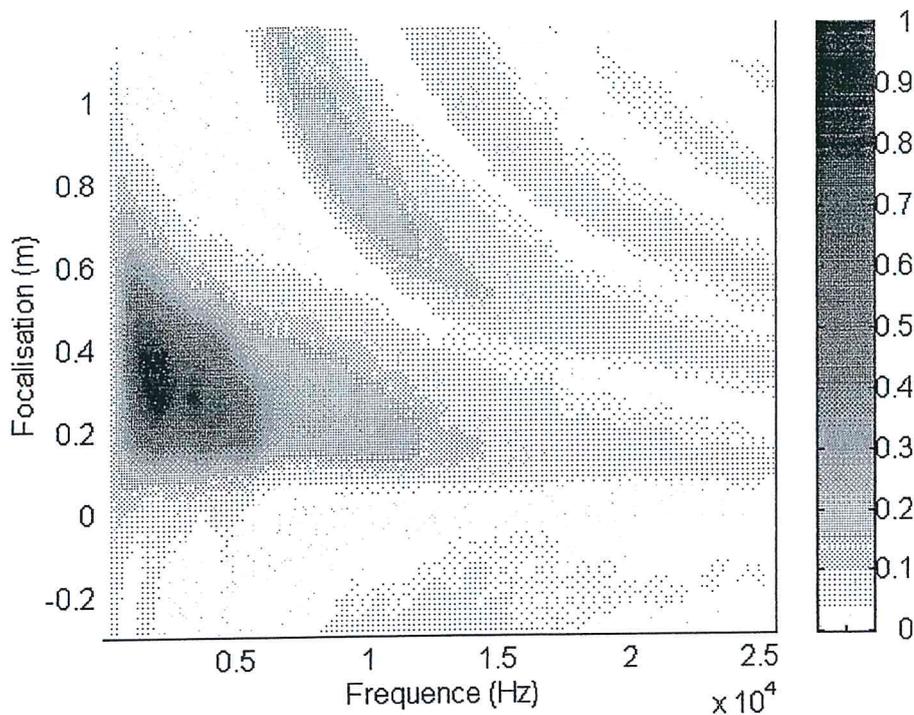


Fig. 5.8: Cartographie de la distribution des sources acoustiques le long de l'axe du jet
 Intensité des sources normalisée par l'intensité max. en fonction de la position et de la
 fréquence. Sortie de buse en $X=0$
 Jet libre à $M_j=1$ ($V_j=290$ m/s)

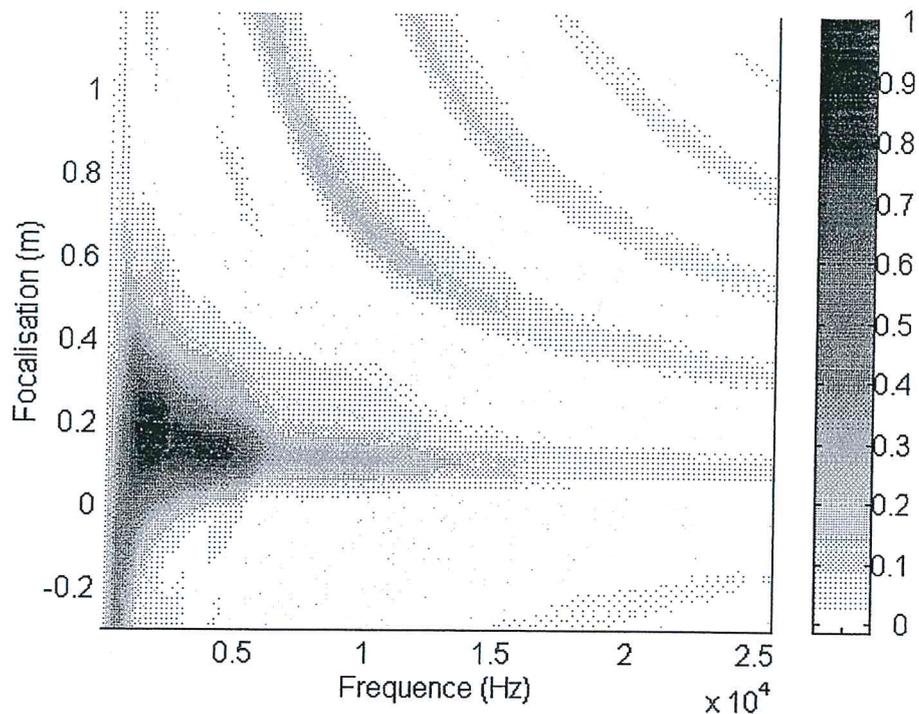


Fig. 5.9 : Distribution des sources pour un jet à $M_j=1$ avec injection d'eau
 Intensité des sources normalisée par l'intensité max.
 $X_{inj}=2,5 D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$

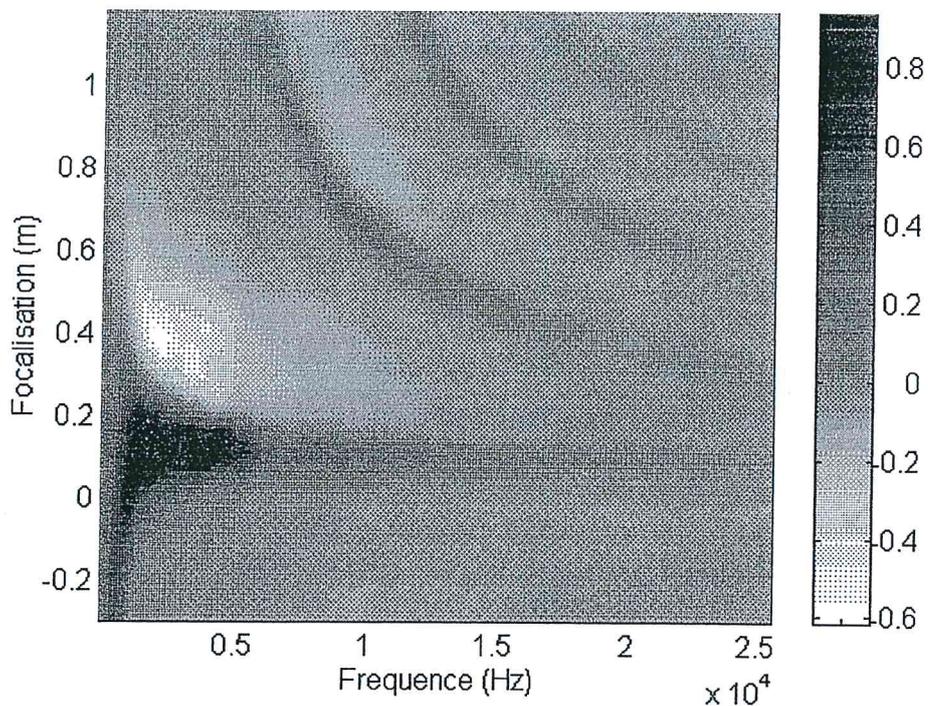


Fig. 5.10 : Cartographie des différences entre les distributions de sources mesurées dans le cas du jet à $M_j=1$ libre et avec injection d'eau - Intensité normalisée par l'intensité max. relevée dans le cas du jet libre
 $X_{inj}=2,5 D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$

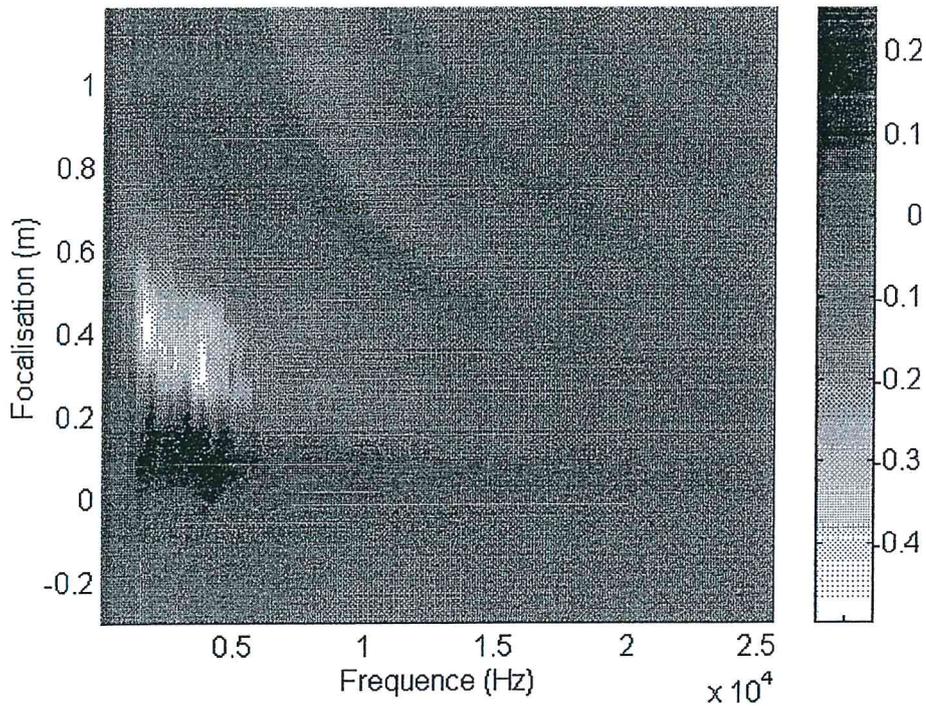


Fig. 5.11: Cartographie des différences entre les distributions de sources mesurées dans le cas du jet à $M_j=1$ libre et avec injection d'eau pulvérisée (grille)
 Intensité normalisée par l'intensité max. Relevée dans le cas du jet libre
 $X_{inj}=2,5 D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$

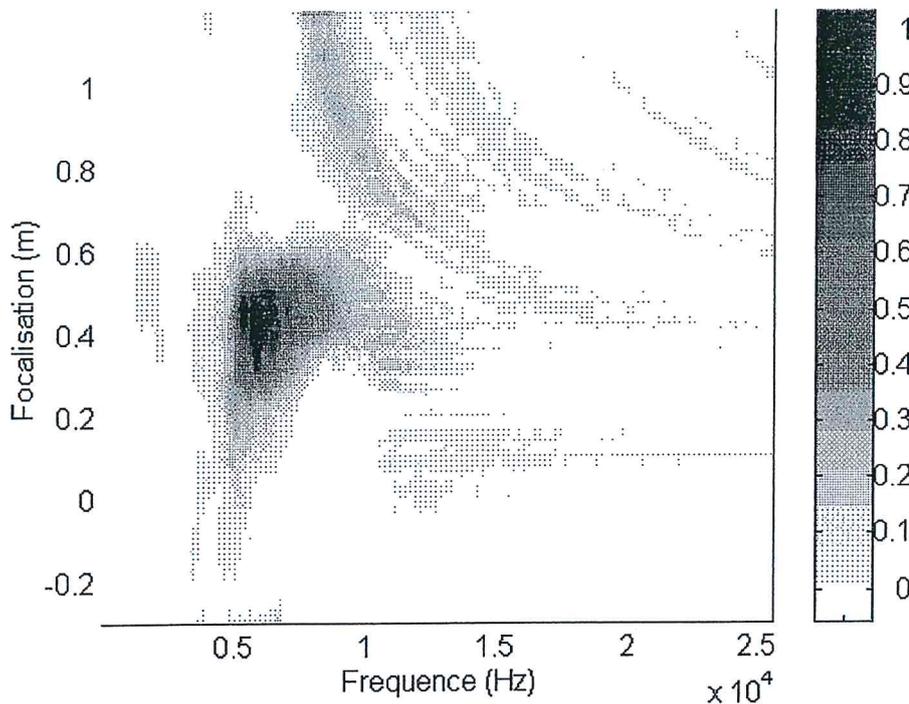


Fig. 5.12 : Distribution des sources acoustiques pour un jet libre supersonique sous-détendu
 $M_j=1,6$ - Intensité normalisée par l'intensité max.

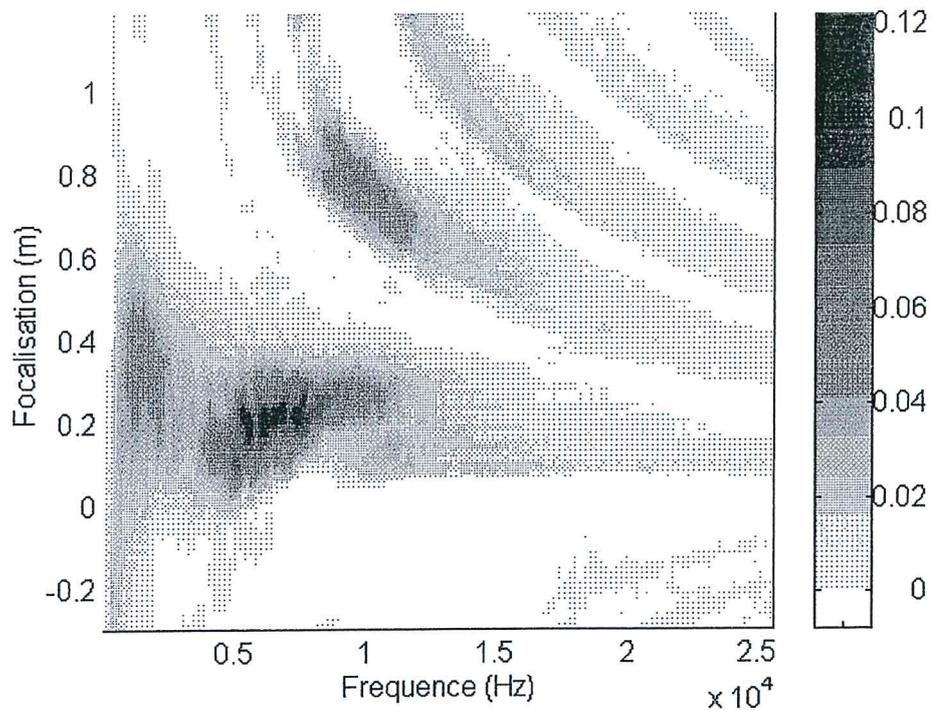


Fig. 5.13 : Distribution des sources acoustiques pour le jet à $M_j=1,6$ avec injection d'eau
 Intensité des sources normalisée par l'intensité max. relevée en jet libre
 $X_{inj}=2,5 D - \alpha_{inj}=45^\circ - Q_{eau}/Q_{air}=2$

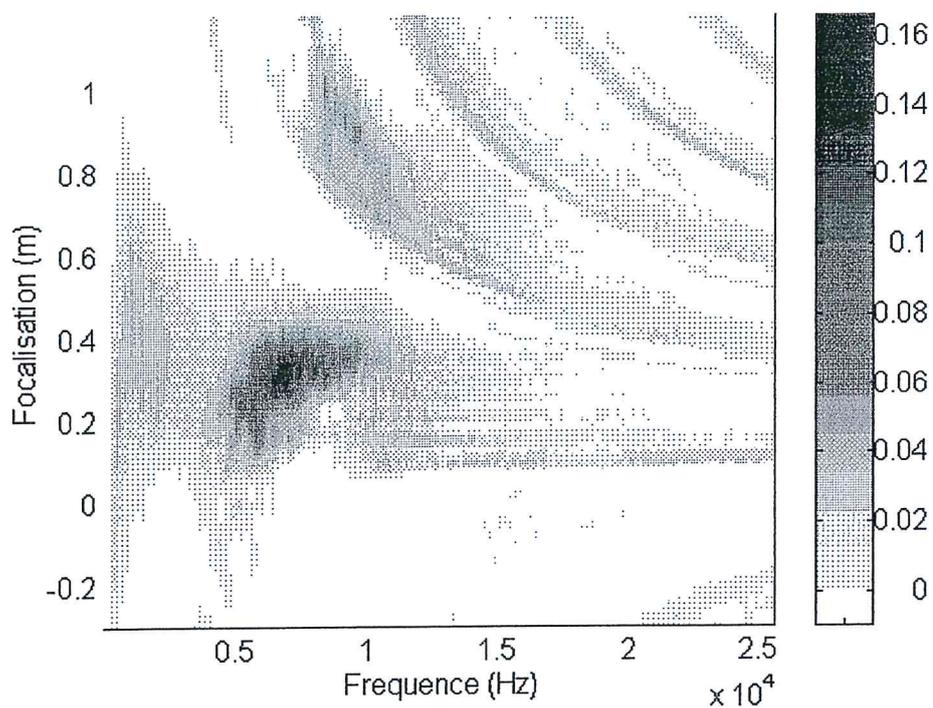
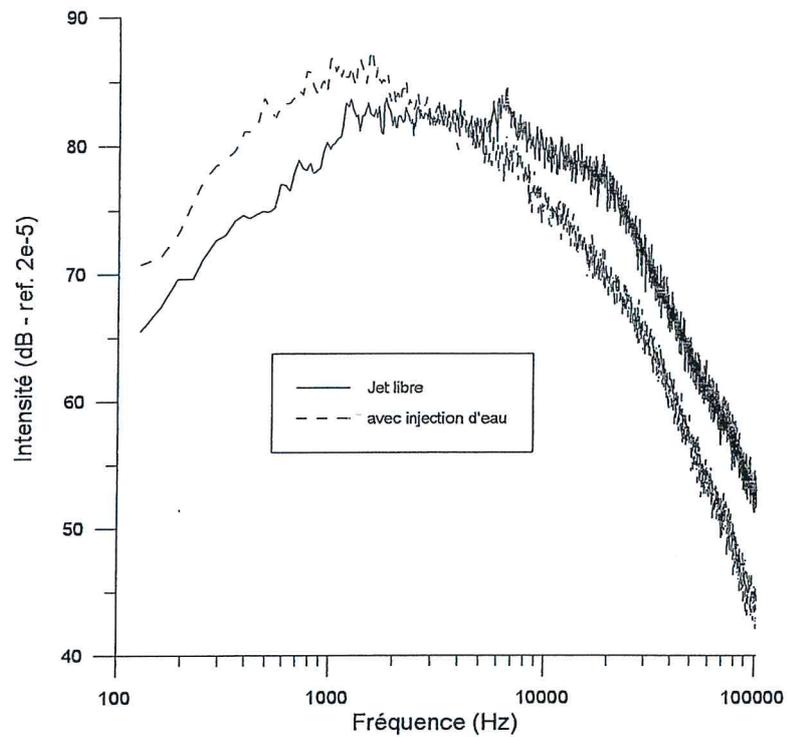
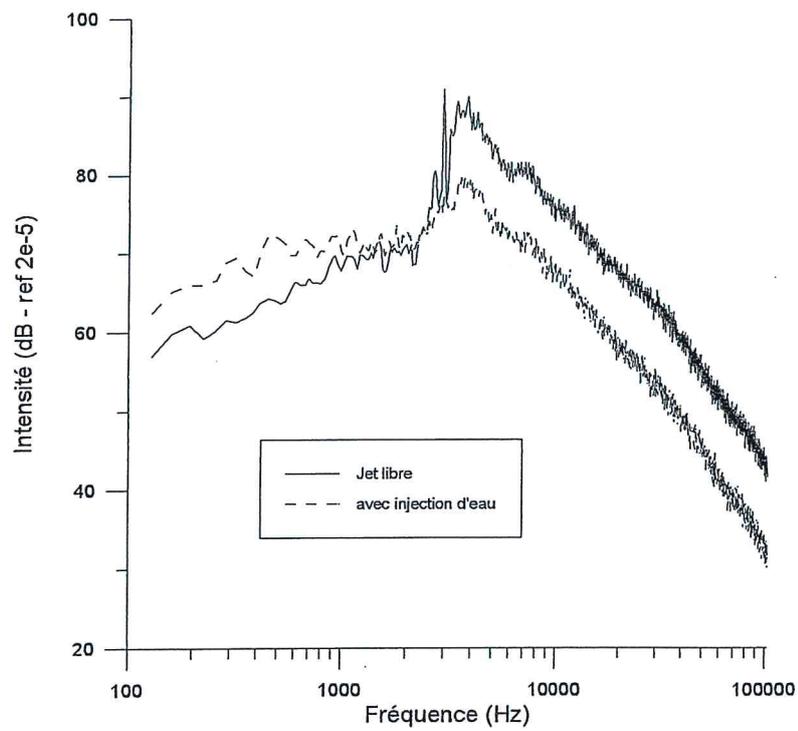


Fig. 5.14 : Distribution de sources pour le jet à $M_j=1,6$ avec injection décalée vers l'aval
 Intensité des ources normalisée par l'intensité max. relevée en jet libre
 $X_{inj}=5D - \alpha_{inj}=45^\circ - Q_{eau}/Q_{air}=2$



(a) Spectre à $\theta=45^\circ$



(b) Spectre à $\theta=135^\circ$

Fig. 5.15 : Evolution du bruit d'interaction entre les jets d'eau et le jet d'air en basses fréquences

Jet à $M_j=1,6$ - Injection en $X_{inj}=1D$ sous $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=2$

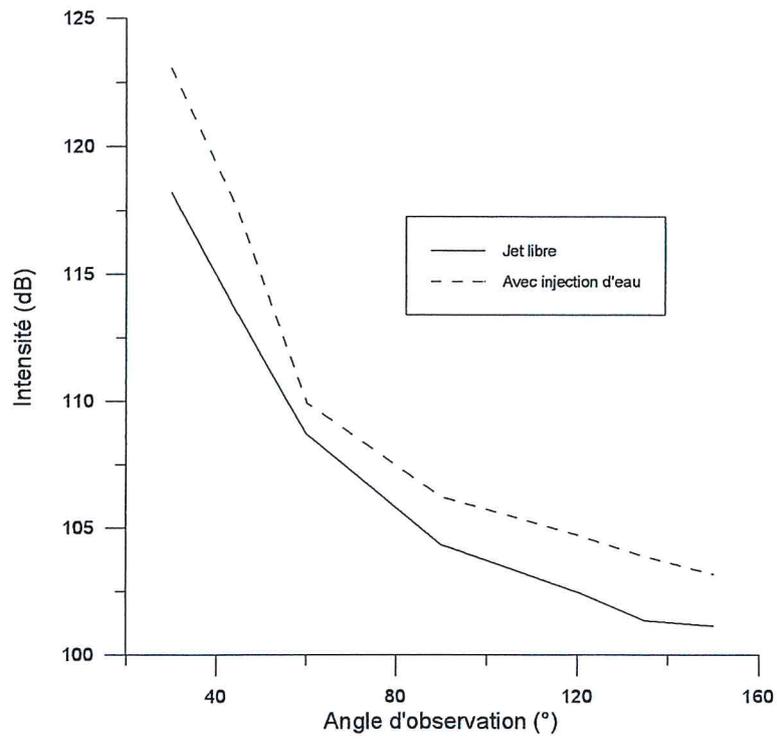


Fig. 5.16 : Intensité en basses fréquences ($f < 2$ kHz) avec et sans injection d'eau
 Jet à $M_j=1,6$ - Injection en $X_{inj}=1D$ sous $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=2$

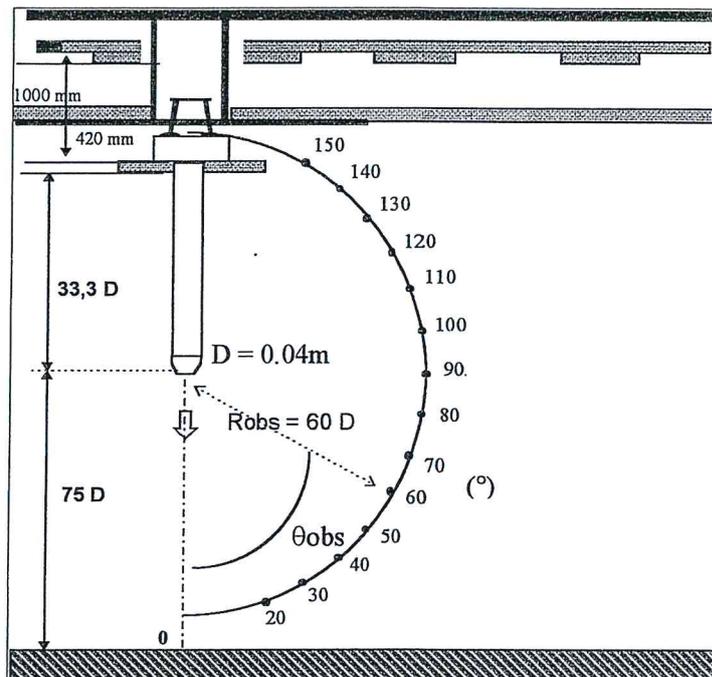


Fig. 6.1: Disposition des microphones en champ lointain sur le banc MARTEL

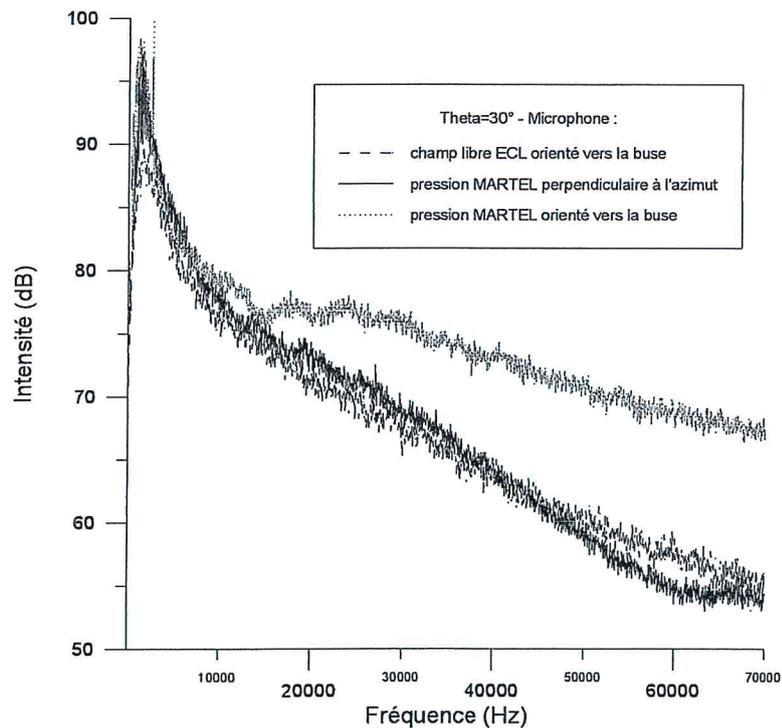


Fig. 6.2: Influence de l'orientation des microphones sur les spectres en hautes fréquences Jet XIX ($M_j=1,6$ froid) comparé à un essai similaire ECL

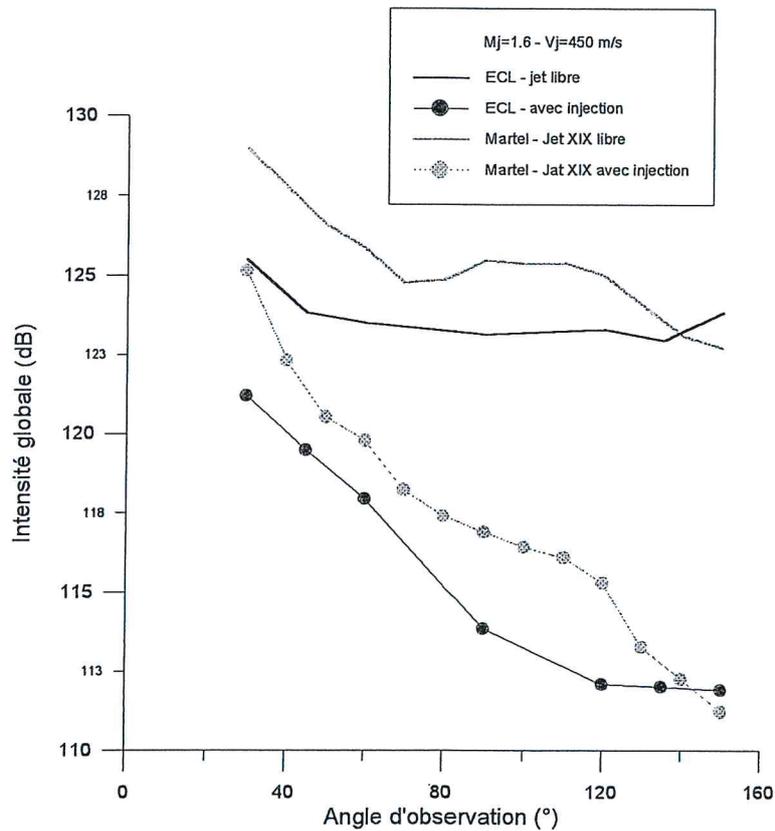


Fig. 6.3a: Comparaison des directivités champ lointain MARTEL - ECL avec et sans injection d'eau - Jet XIX ($M_j=1,6$ froid - $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=2$)
La réduction obtenue sur les deux installations est identique (écart max. de 0,4 dB)

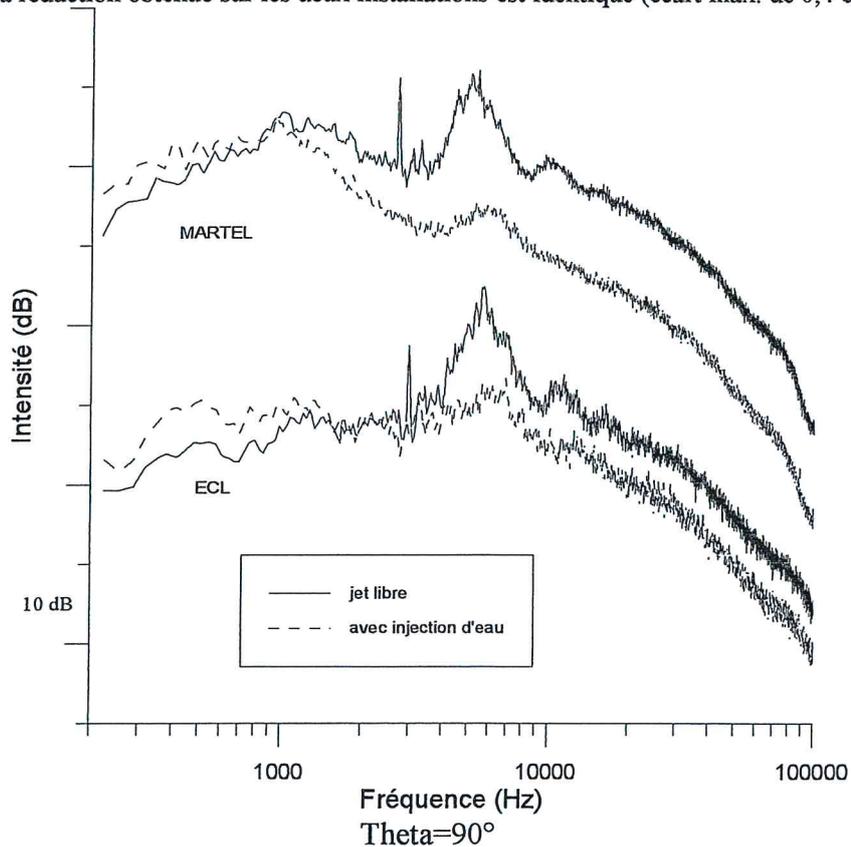


Fig. 6.3b: Effet de l'injection d'eau sur les spectres en champ lointain
Comparaison ECL - MARTEL - Jet XIX - $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$

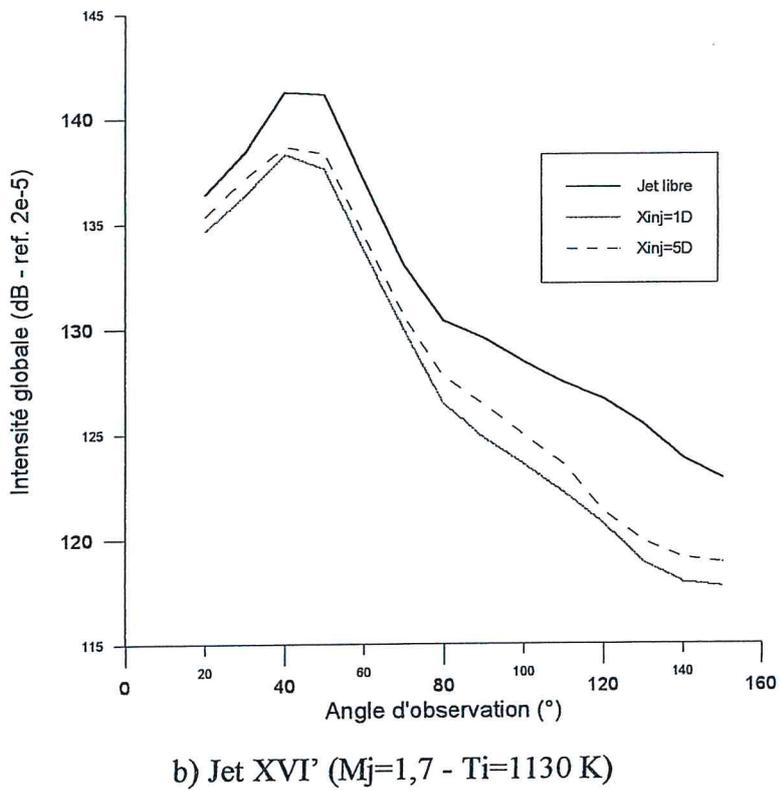
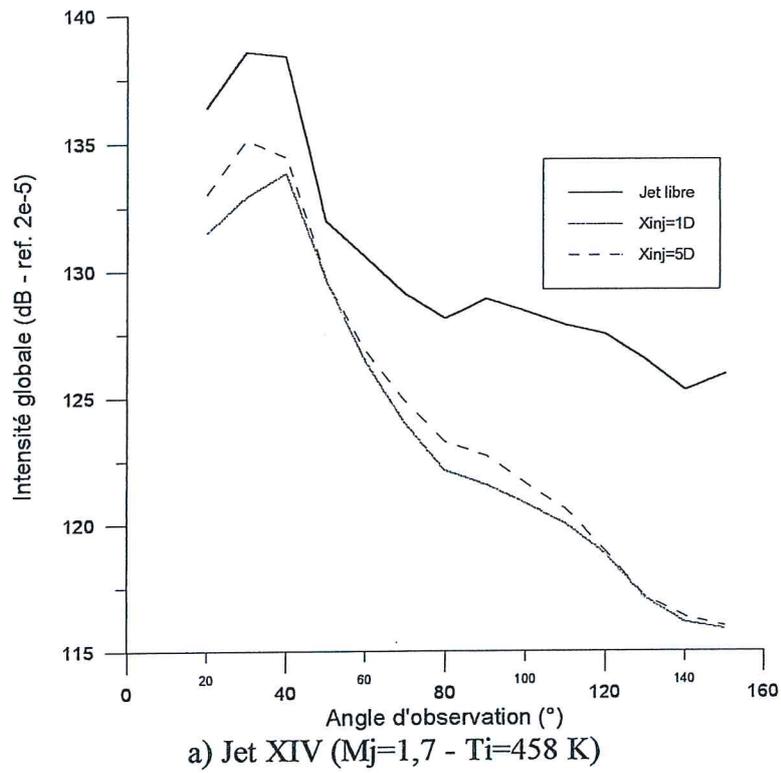


Fig. 6.4 : Influence de l'abscisse d'injection sur la directivité $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$

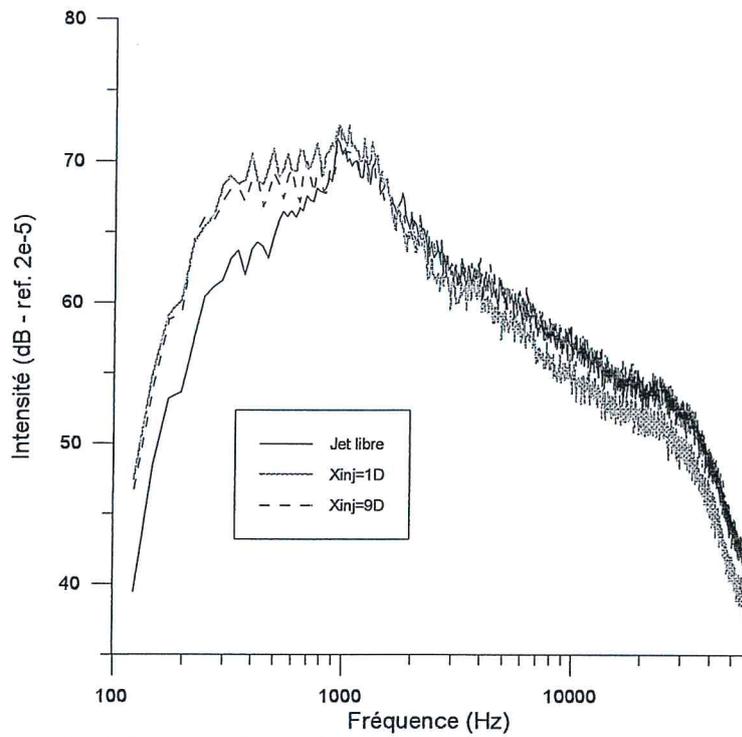


Fig. 6.5 : Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique en basses fréquences
 Jet XIII ($M_j=1$ à température ambiante) - $\theta_{obs}=90^\circ$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ $Q_{eau}/Q_{air}=4$

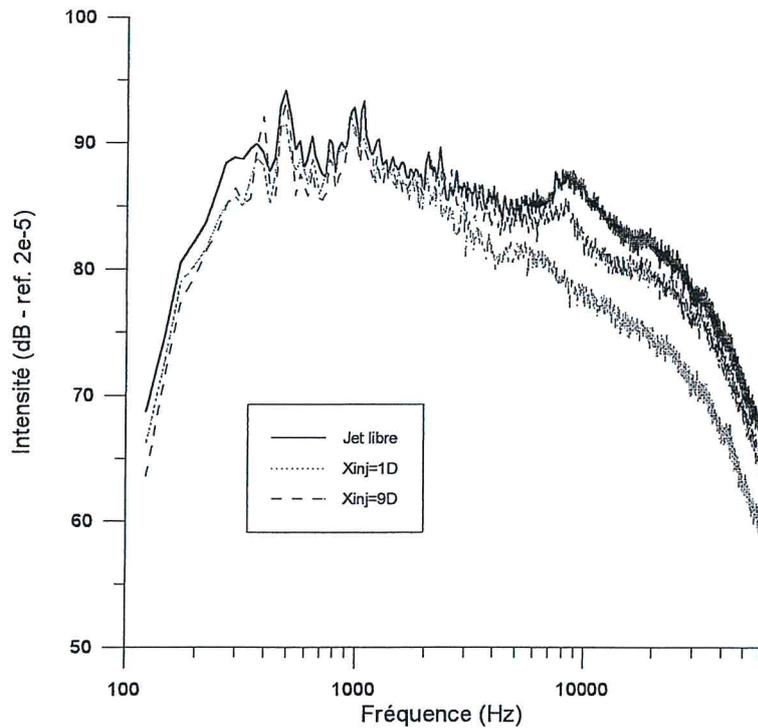
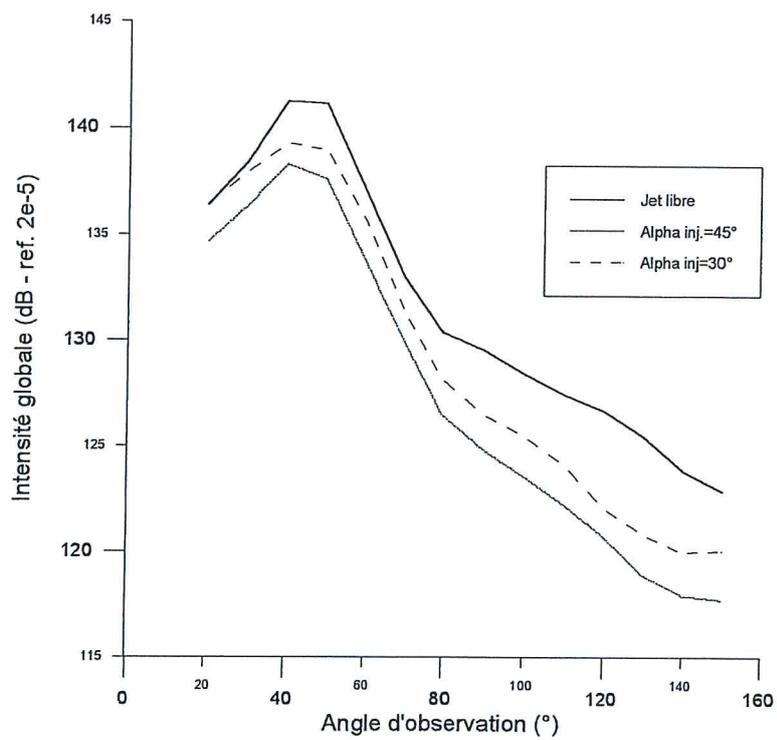
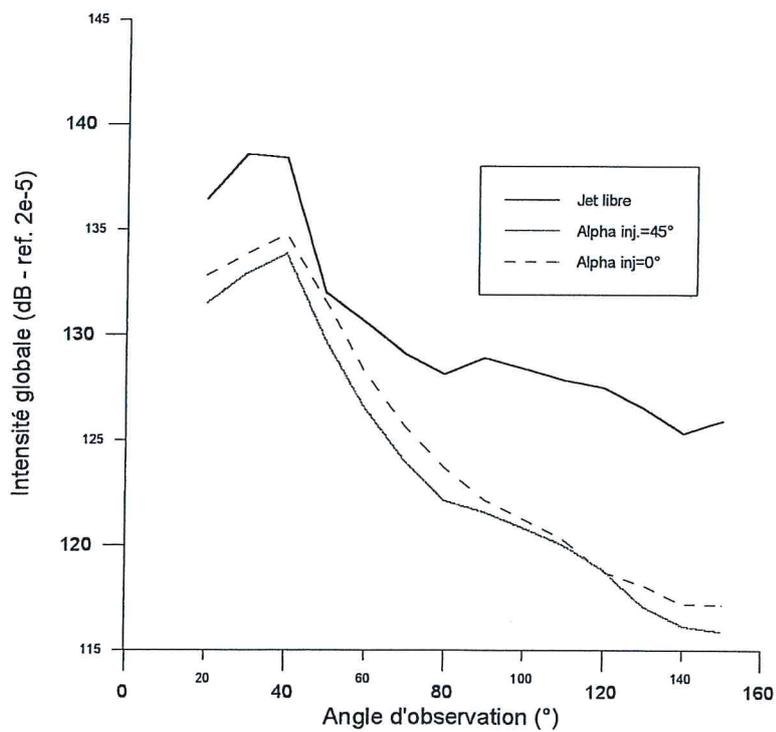


Fig. 6.6 : Influence de l'abscisse d'injection sur les spectres en hautes fréquences
 Jet XVI' ($M_j=1,7$ - $T_i=1130$ K) - $\theta_{obs}=90^\circ$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$



a) Jet XVI' (Mj=1,7 - Ti=1130 K)



b) jet XIV (Mj=1,7 - Ti=458 K)

Fig. 6.7 : Influence de l'angle d'injection sur les directivités
 $X_{inj}=1D$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$

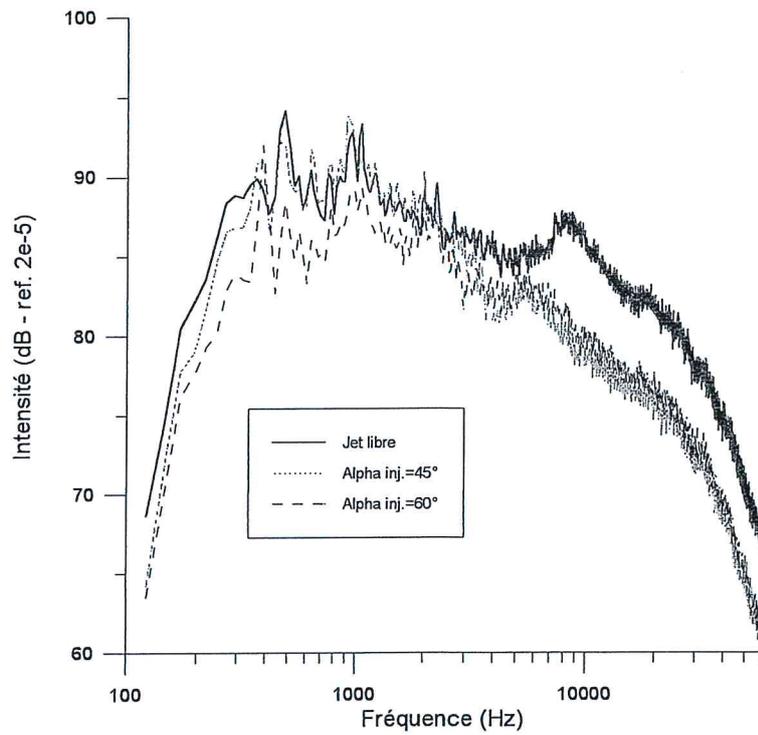


Fig. 6.8 : Influence de l'angle d'injection sur les spectres en basses fréquences
 Jet XVI' - $\theta_{obs}=90^\circ$ - $X_{inj}=3D$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$

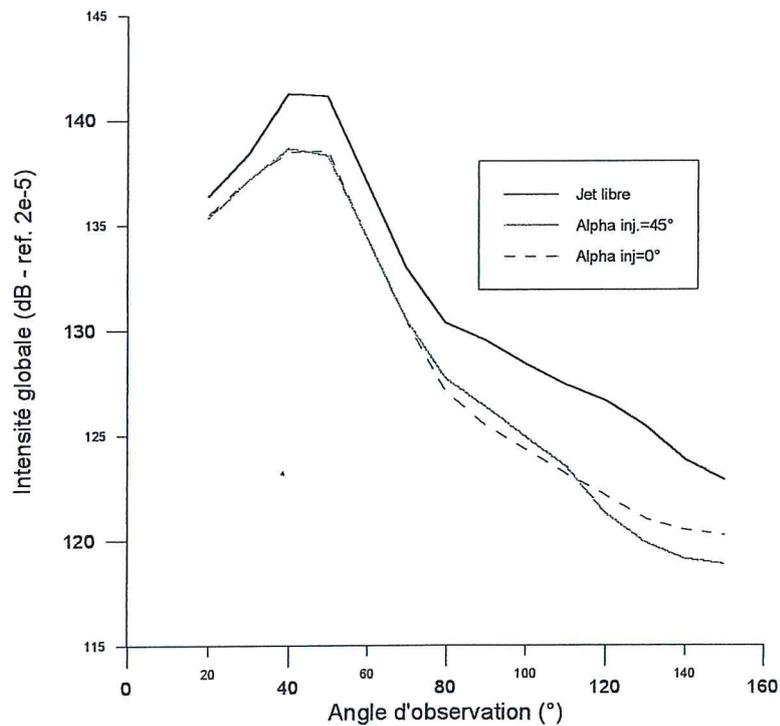


Fig. 6.9 : Influence de l'angle d'injection pour $X_{inj}=5D$ sur la directivité
 Jet XVI' - $Q_{eau}/Q_{air}=4$

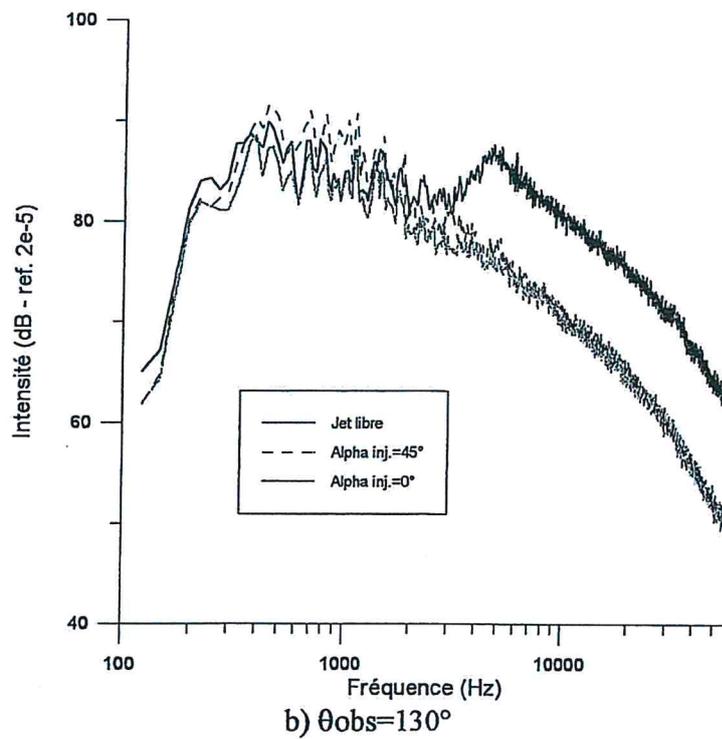
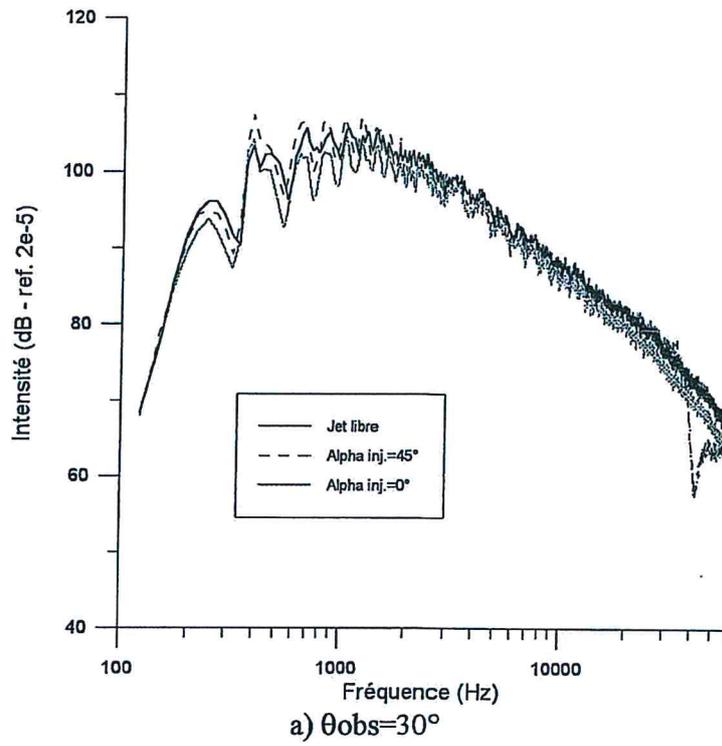


Fig. 6.10 : Influence de l'angle d'injection sur les spectres en fonction de l'angle d'observation
 Jet XVI^o - $X_{inj}=1D$ - $Q_{eau}/Q_{air}=4$

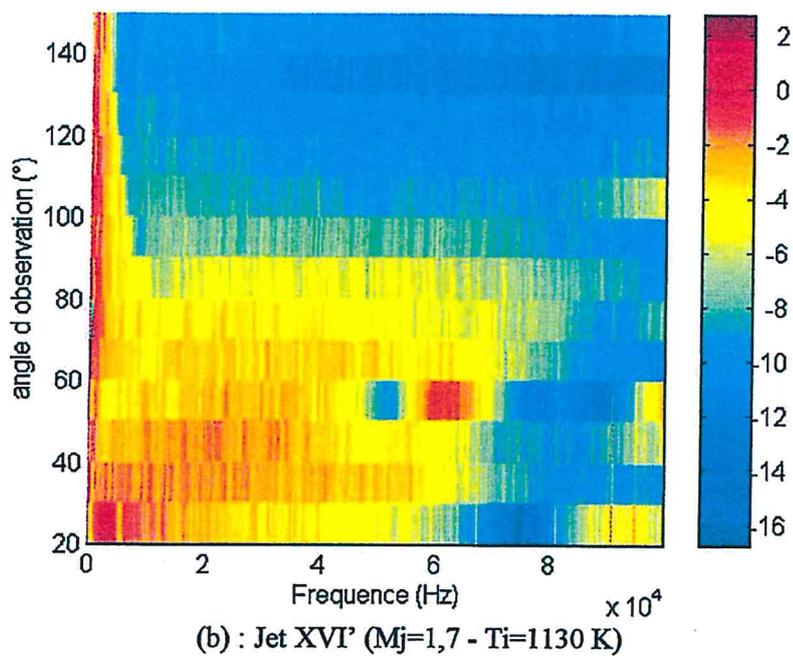
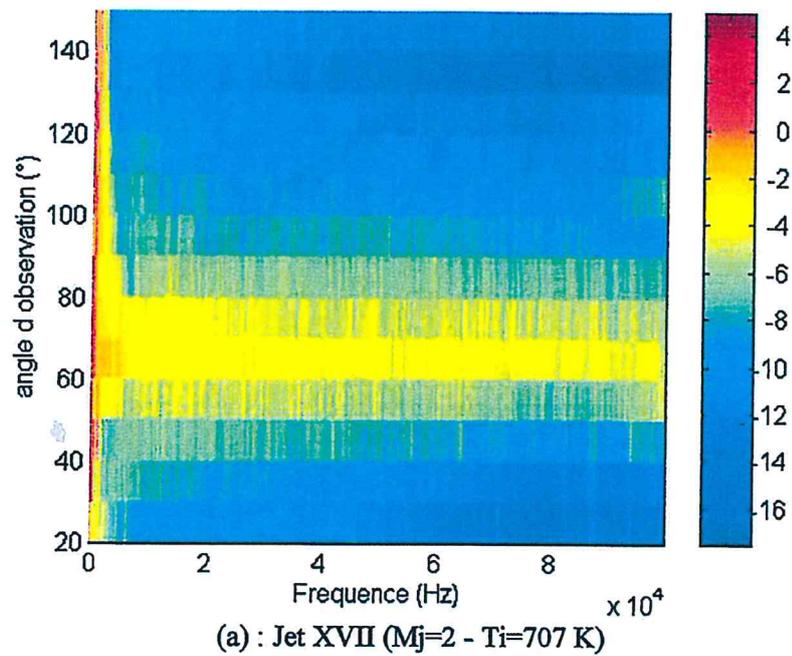


Fig. 6.11 : Caractérisation du bruit d'interaction
 Différence des niveaux en champ lointain (avec et sans injection)
 Ecart en dB (ref. $2e-5$)
 Injection en $X_{inj}=1D$ sous $\alpha_{inj}=45^\circ$ et $Q_{eau}/Q_{air}=4$

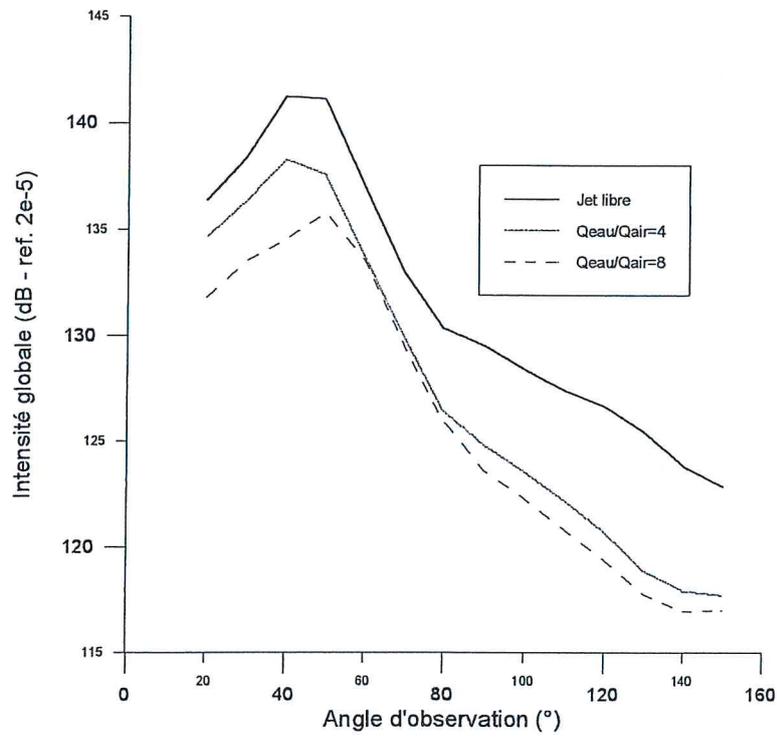


Fig. 6.12 : Influence du rapport des débits massiques eau/air sur la directivité
Jet XVI - $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$

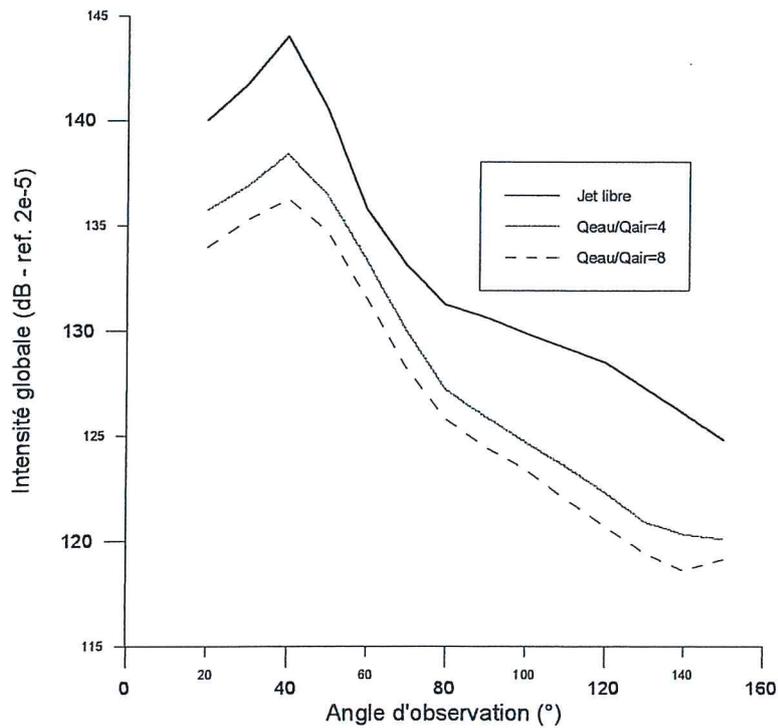
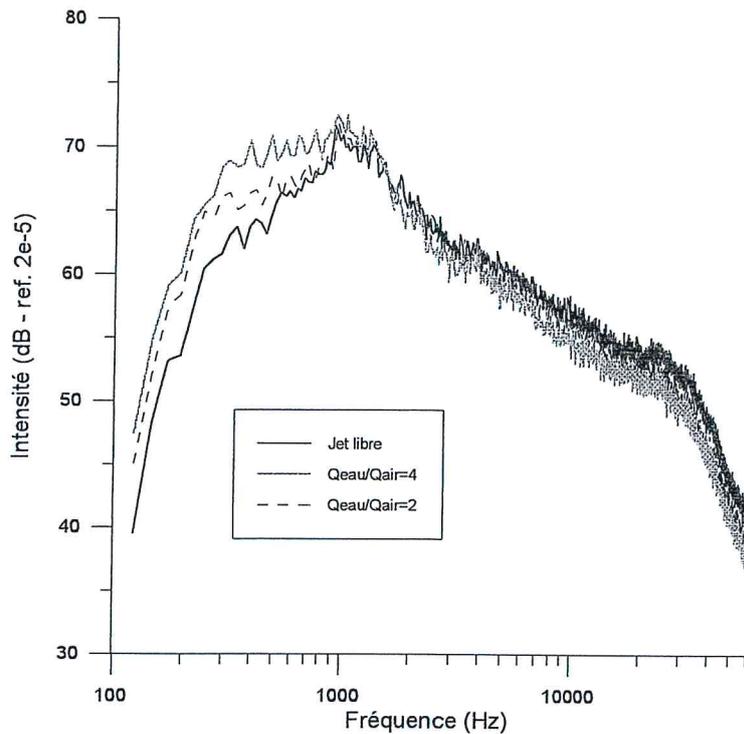
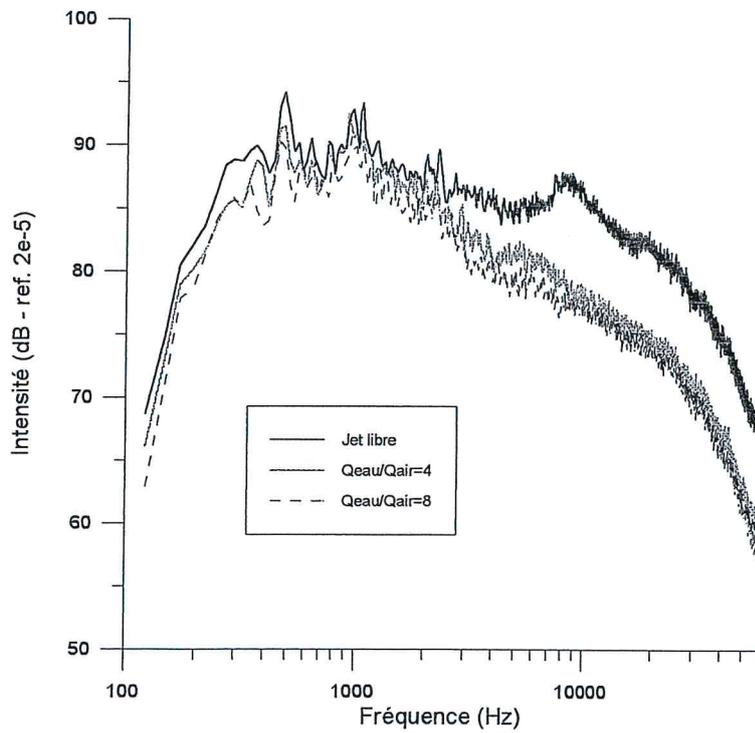


Fig. 6.13 : Influence du rapport des débits massiques eau/air sur la directivité
Jet XVII - $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$

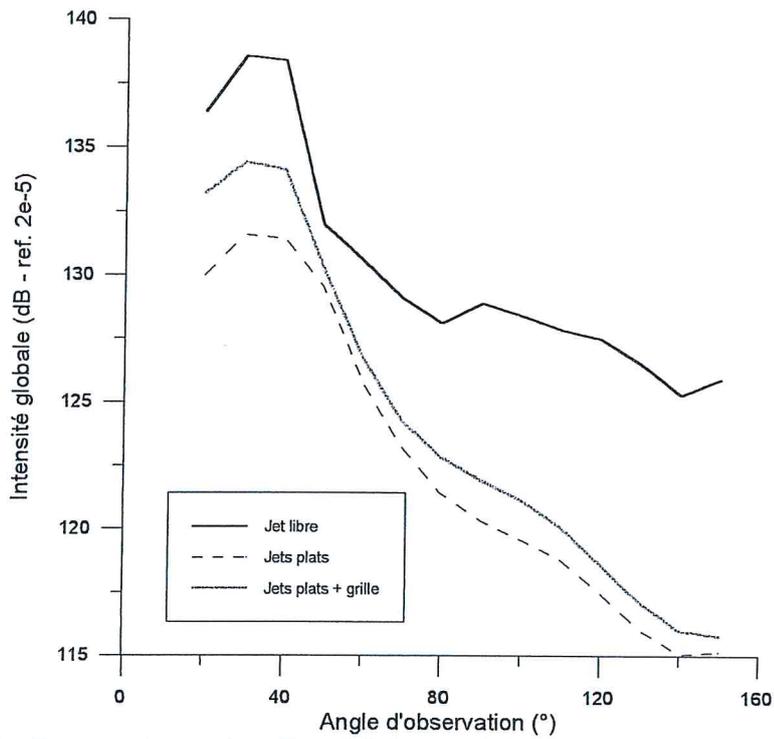


a) Jet XIII ($M_j=1$ à température ambiante)

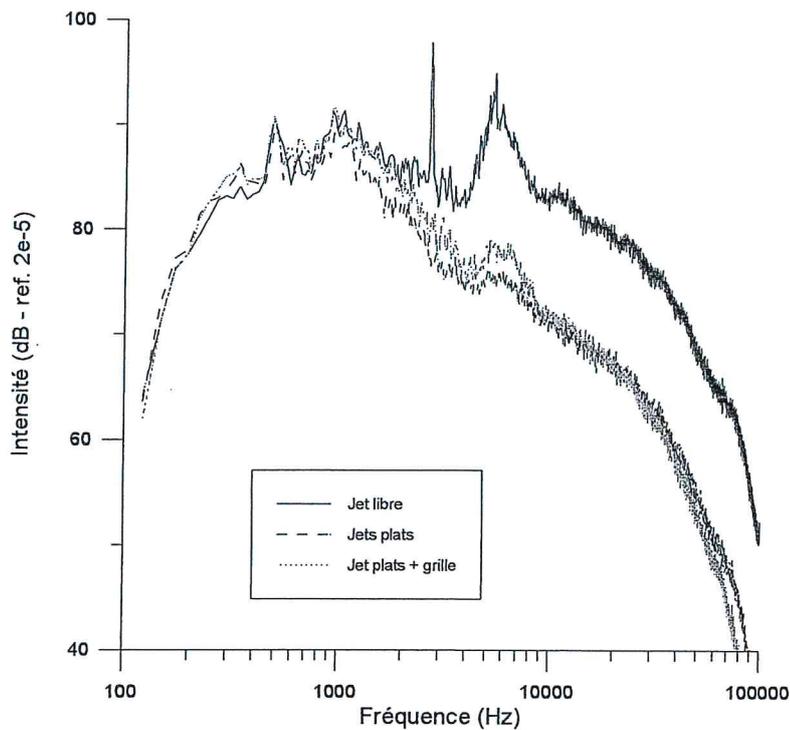


b) Jet XVI' ($M_j=1,7$ - $T_i=1130$ K)

Fig.6.14 : Influence du débit d'eau injectée sur le bruit rayonné en basses fréquences
 $\theta_{obs}=90^\circ$ - $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$



(a) : Comparaisons des directivités avec injection d'eau pulvérisée



(b) : Spectre à $\theta=90^\circ$

Fig. 6.15 : Influence de la taille des gouttes d'eau injectée
 Comparaison entre injection avec et sans grille entre le jet et les injecteurs
 $X_{inj}=1D$ - $Q_{eau}/Q_{air}=6$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$

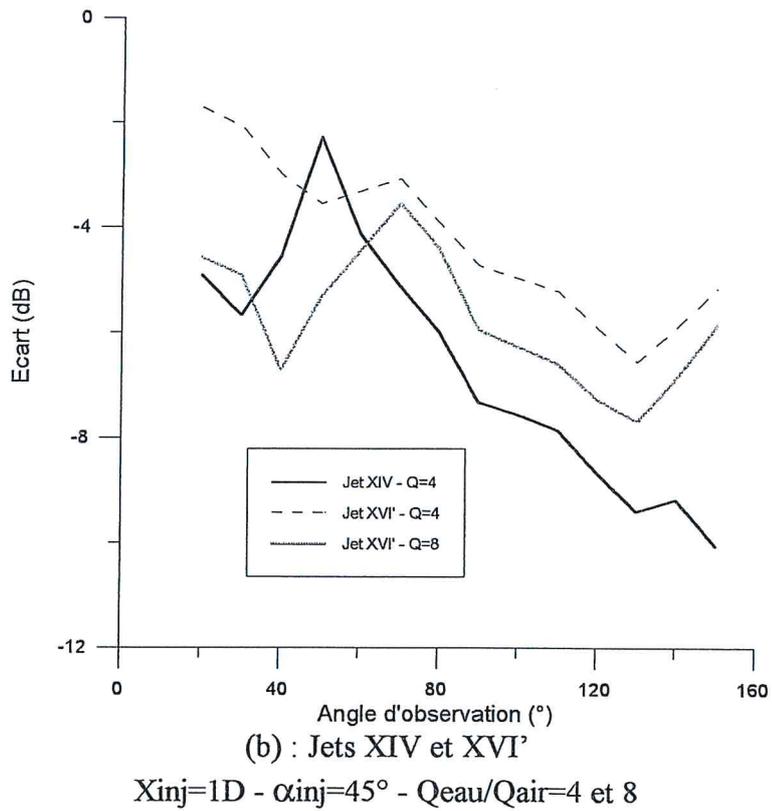
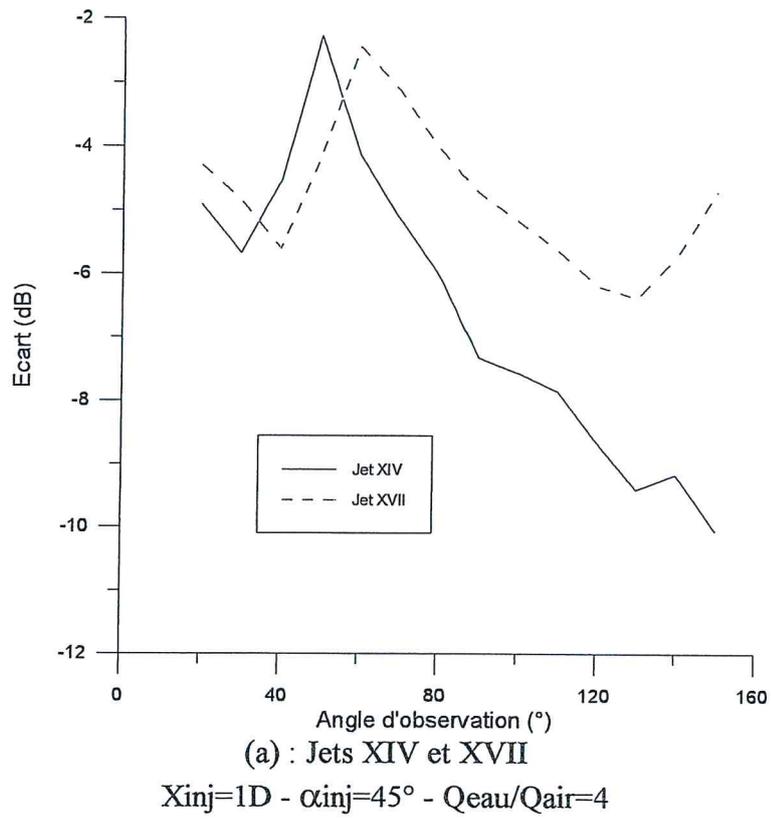


Fig. 6.16 : Différences de niveau global en fonction de l'angle d'observation
 Jets avec et sans injection d'eau

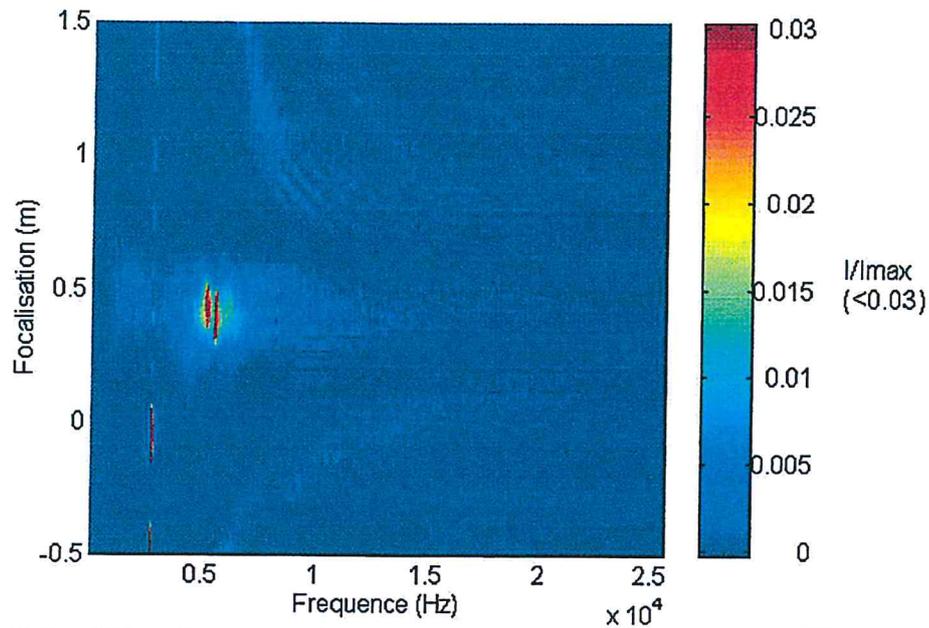


Fig. 7.1 : Distribution des sources acoustiques en jet libre.
 Antenne en position centrale - Jet XIX ($M_j=1,6$ froid)
 Intensité normalisée par l'intensité max.

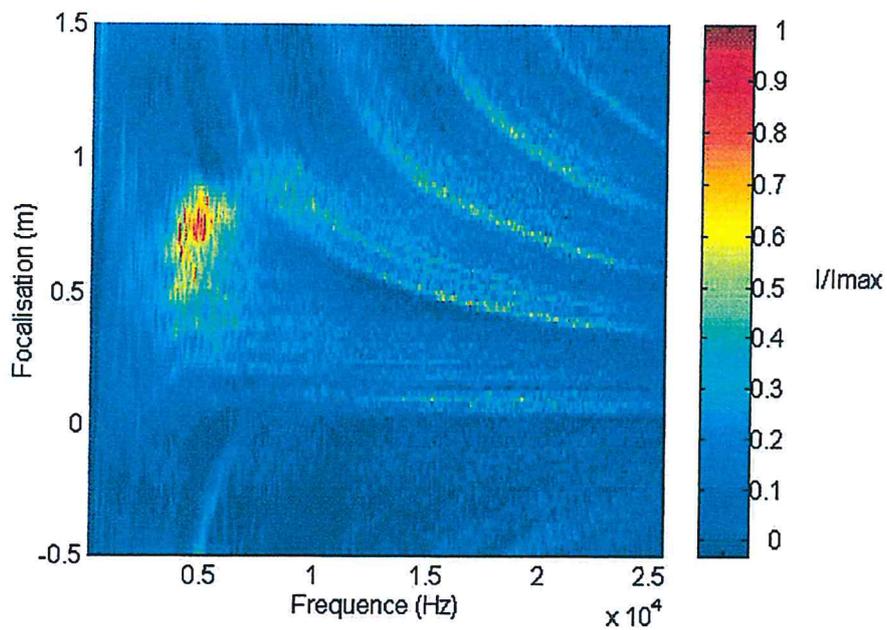


Fig. 7.2 : Distribution des sources acoustiques en jet libre.
 Antenne en position centrale - Jet XVII ($M_j=2$ à température ambiante)
 Intensité normalisée par l'intensité max.

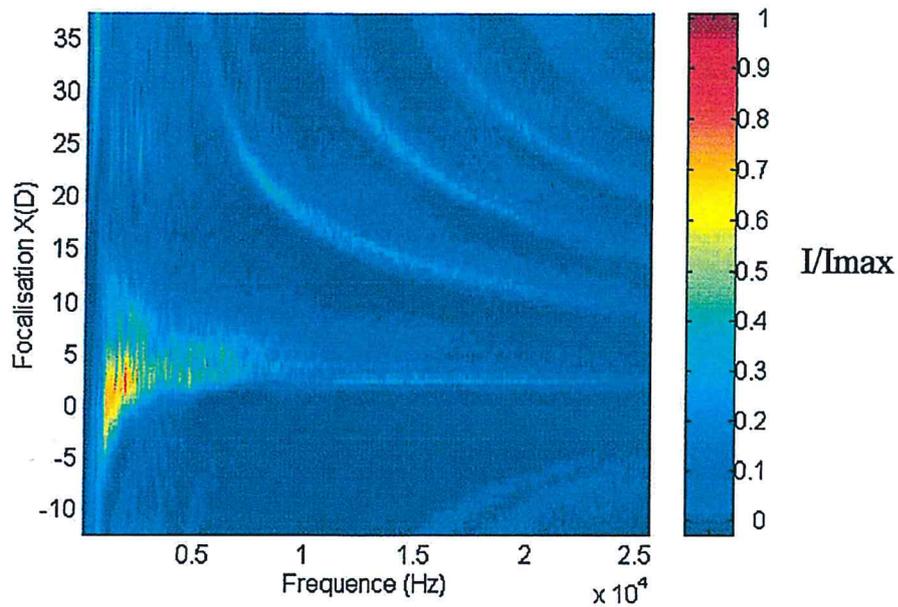


Fig. 7.3 : Distribution des sources acoustiques avec injection d'eau
 Antenne en position centrale - Jet XIV ($M_j=1,7$ à température ambiante)
 Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=4$
 Intensité normalisée par l'intensité max.

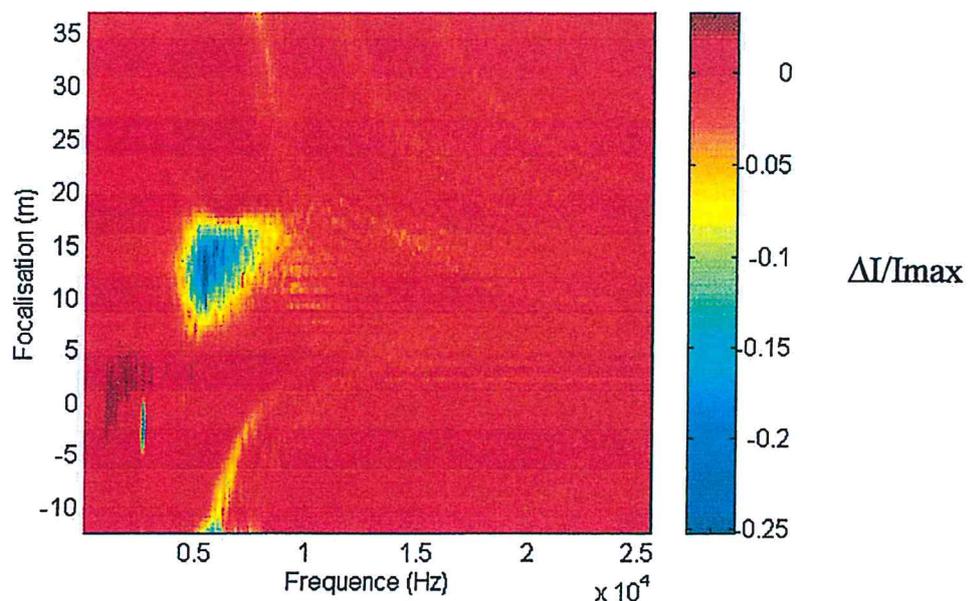


Fig. 7.4 : Différence de distributions de sources avec et sans injection
 Antenne en position centrale - Jet XIV
 Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=4$
 Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

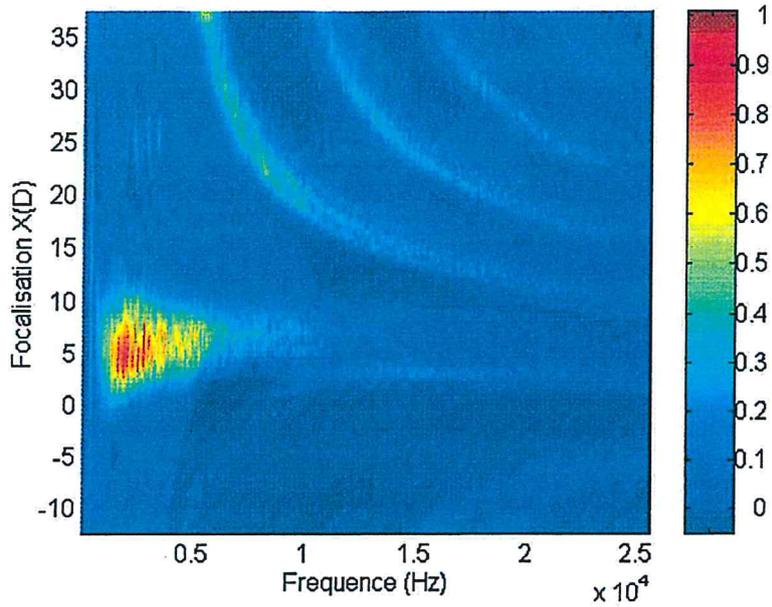


Fig. 7.5a : Distribution des sources acoustiques avec injection d'eau
Antenne en position centrale - Jet XVI' ($M_j=1,7$ chauffé)
Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=4$
Intensité normalisée par l'intensité max.

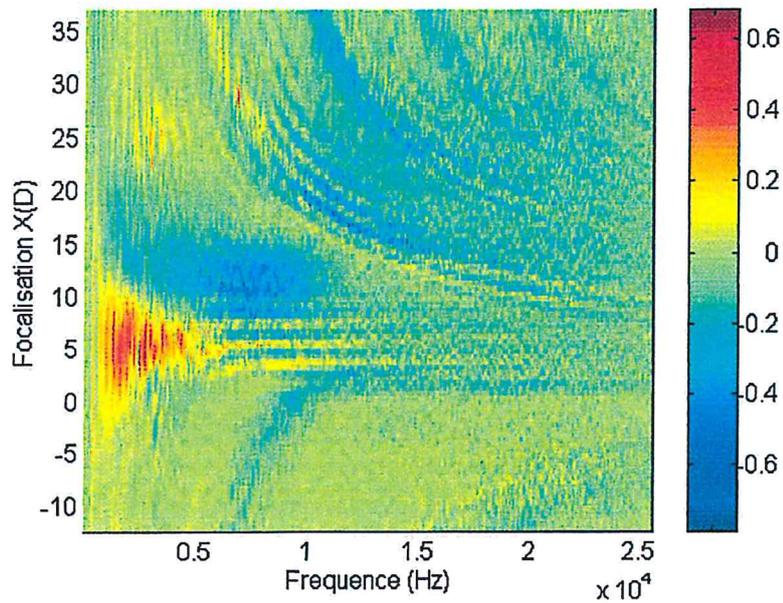


Fig. 7.5b : Différence de distributions de sources avec et sans injection
Antenne en position centrale - Jet XVI'
Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=4$
Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

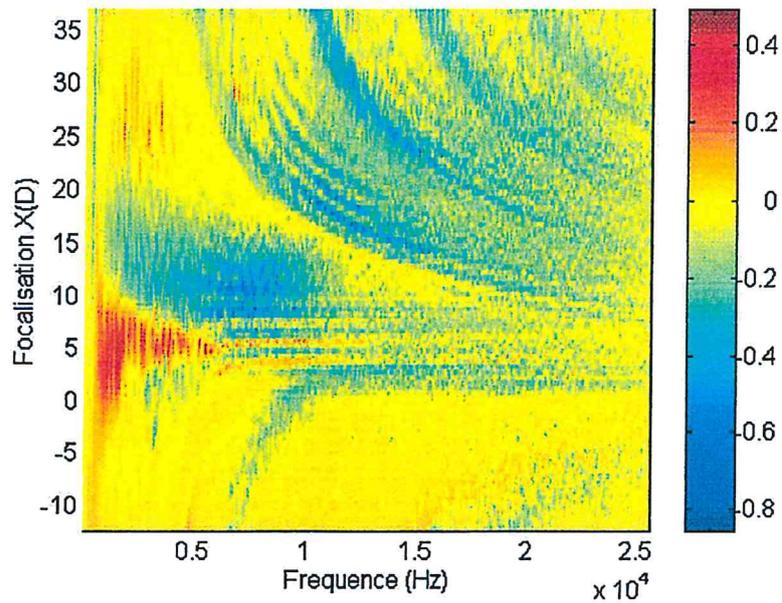


Fig. 7.6a : Différence de distributions de sources avec et sans injection
 Antenne en position centrale - Jet XVI
 Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=8$
 Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

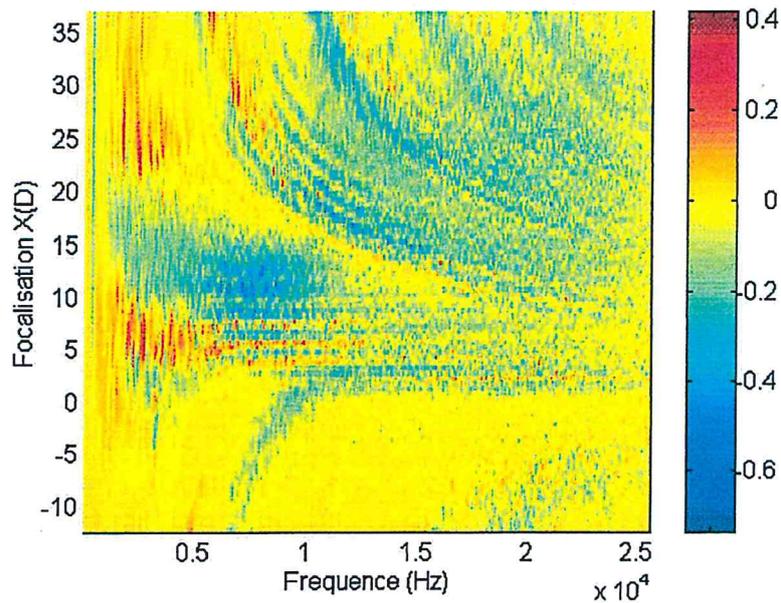


Fig. 7.6b : Différence de distributions de sources avec et sans injection
 Antenne en position centrale - Jet XVI
 Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=2$
 Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

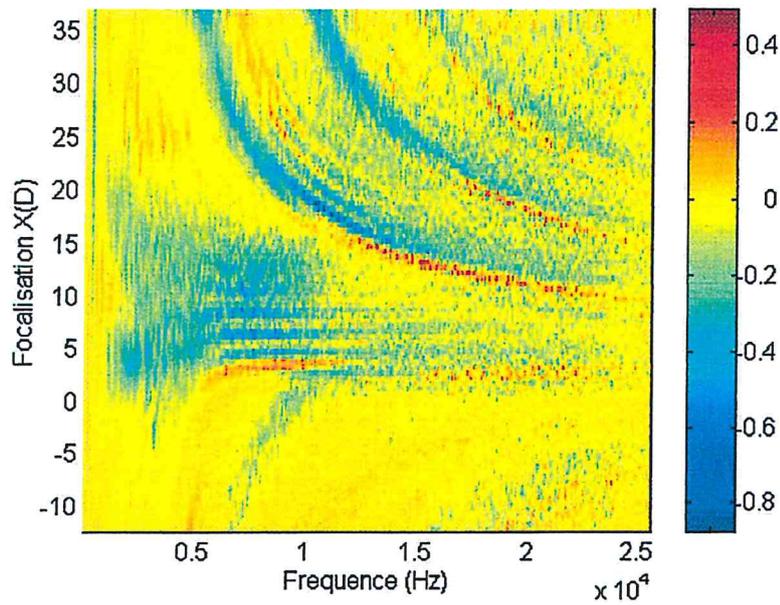


Fig. 7.7 : Différence de distributions de sources avec et sans injection
Antenne en position centrale - Jet XVI'
Injection d'eau : $X_{inj}=5D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=4$
Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

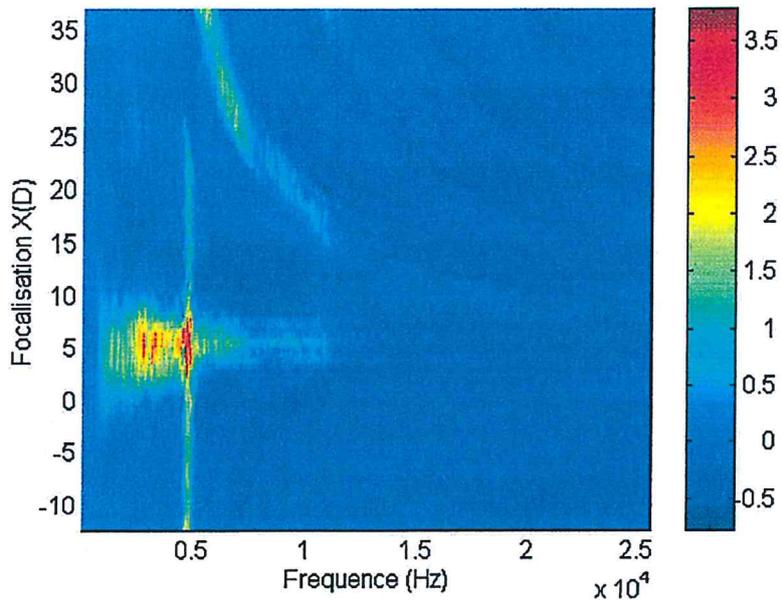


Fig. 7.8 : Différence de distributions de sources avec et sans injection
Antenne en position centrale - Jet XVI'
Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=0^\circ$ - $Q=4$
Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

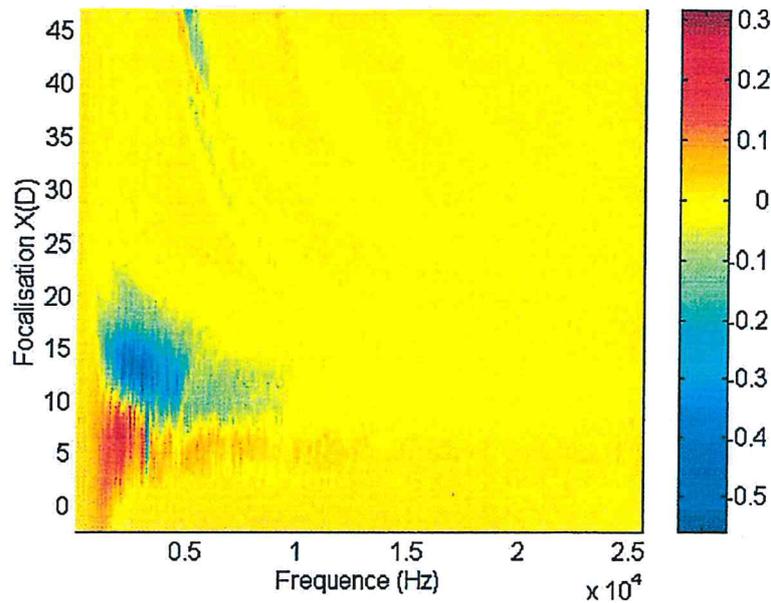


Fig. 7.9a : Différence de distributions de sources avec et sans injection
Antenne en position aval - Jet XVI'
Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=4$
Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

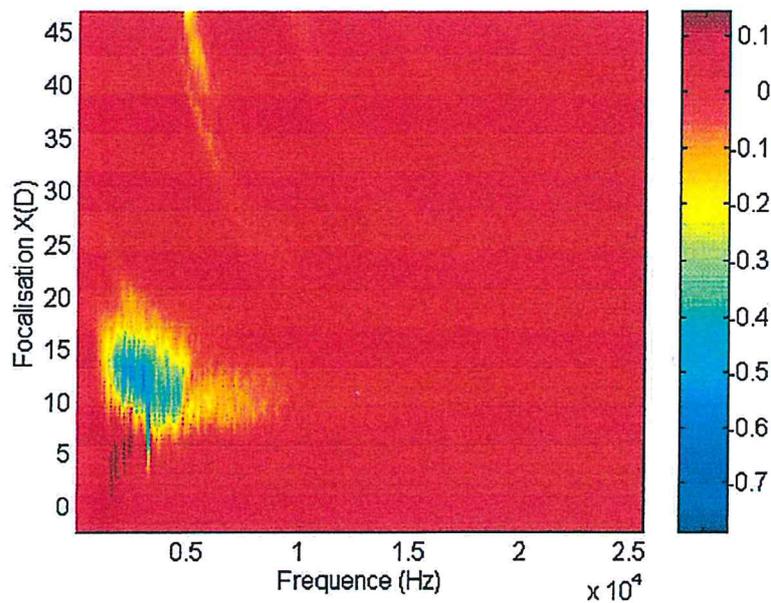


Fig. 7.9b : Différence de distributions de sources avec et sans injection
Antenne en position aval - Jet XVI'
Injection d'eau : $X_{inj}=1D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=8$
Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

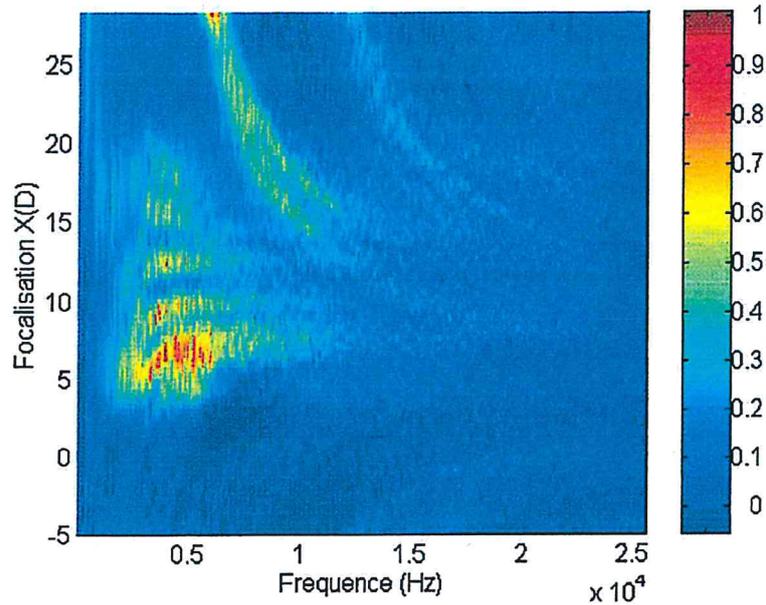


Fig. 7.10 : Distribution des sources acoustiques en jet libre
Antenne en position centrale - Jet I ($M_j=2,9$ chauffé)
Intensité normalisée par l'intensité max.

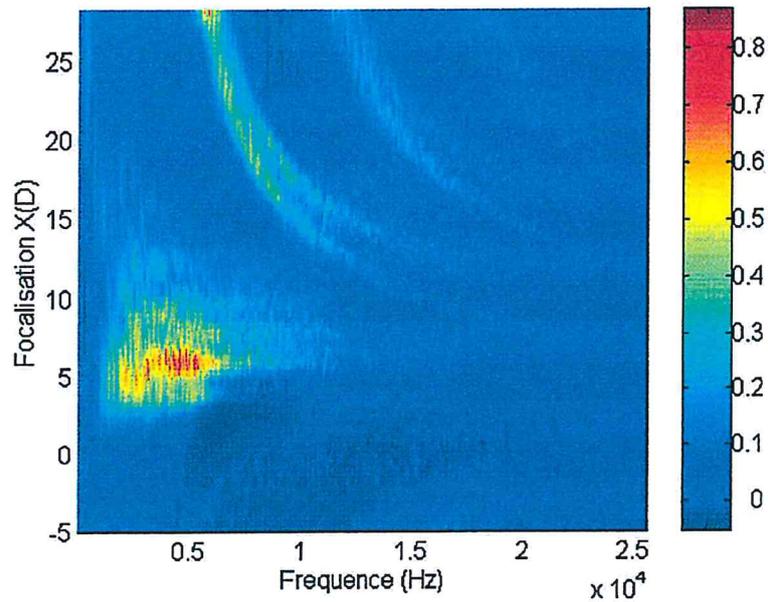


Fig. 7.11 : Distribution des sources acoustiques avec injection d'eau
Antenne en position centrale - Jet I
Injection d'eau : $X_{inj}=1,5D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=2$
Intensité normalisée par l'intensité max.

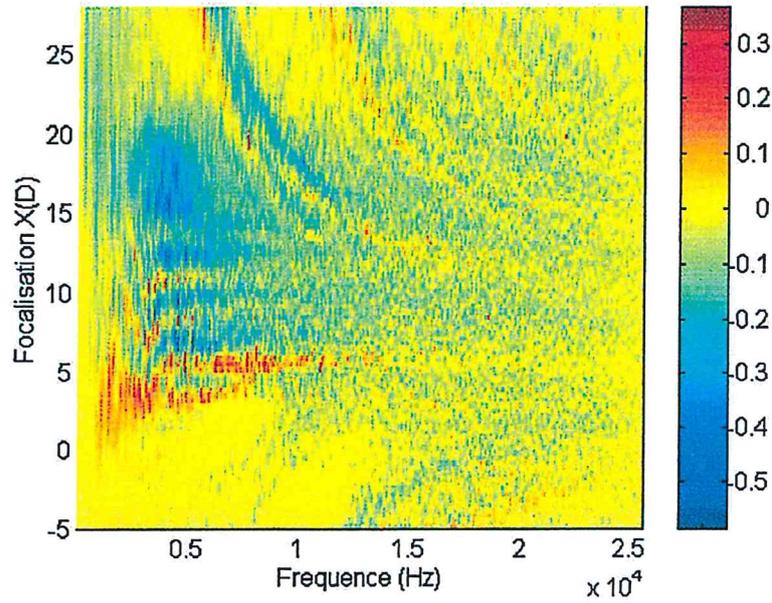


Fig. 7.12 : Différence de distributions de sources avec et sans injection
Antenne en position centrale - Jet I
Injection d'eau : $X_{inj}=1,5D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$ - $Q=2$
Intensité normalisée par l'intensité max. en jet libre

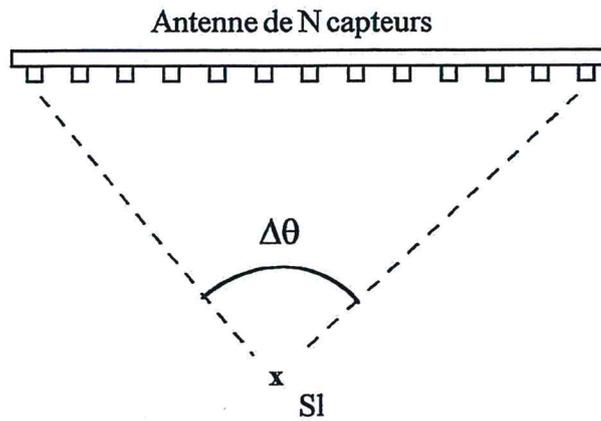


Fig. B1 : Définition de l'ouverture de l'antenne

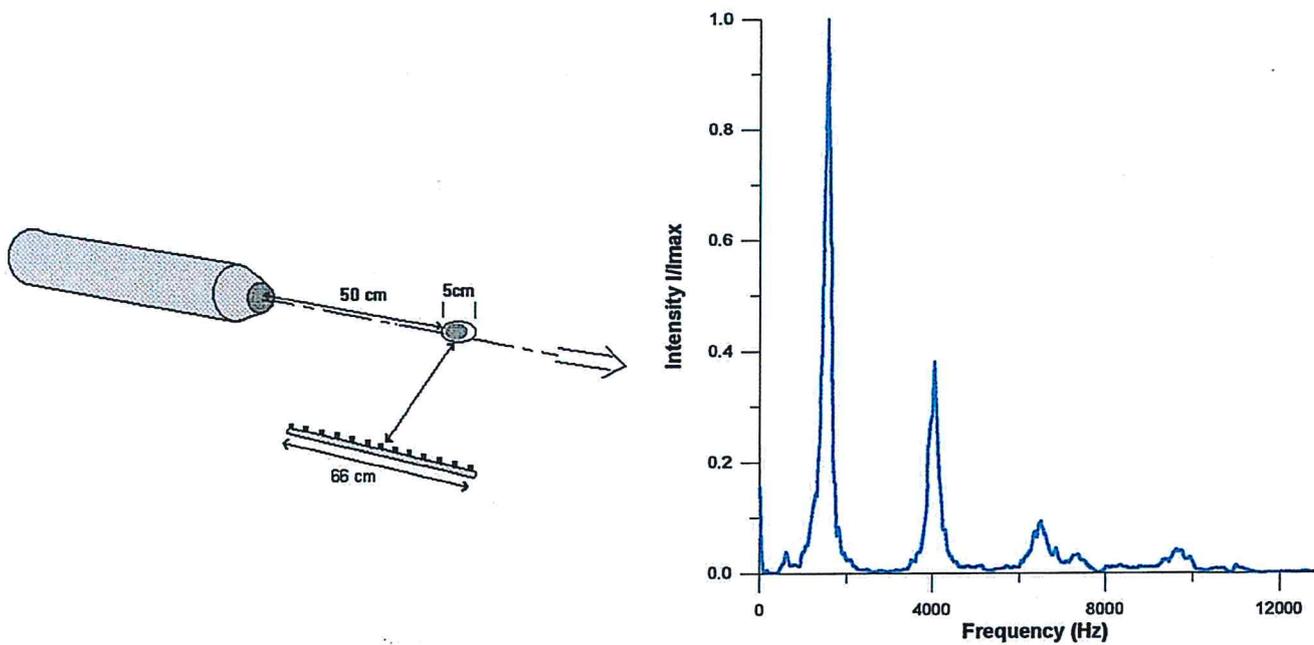
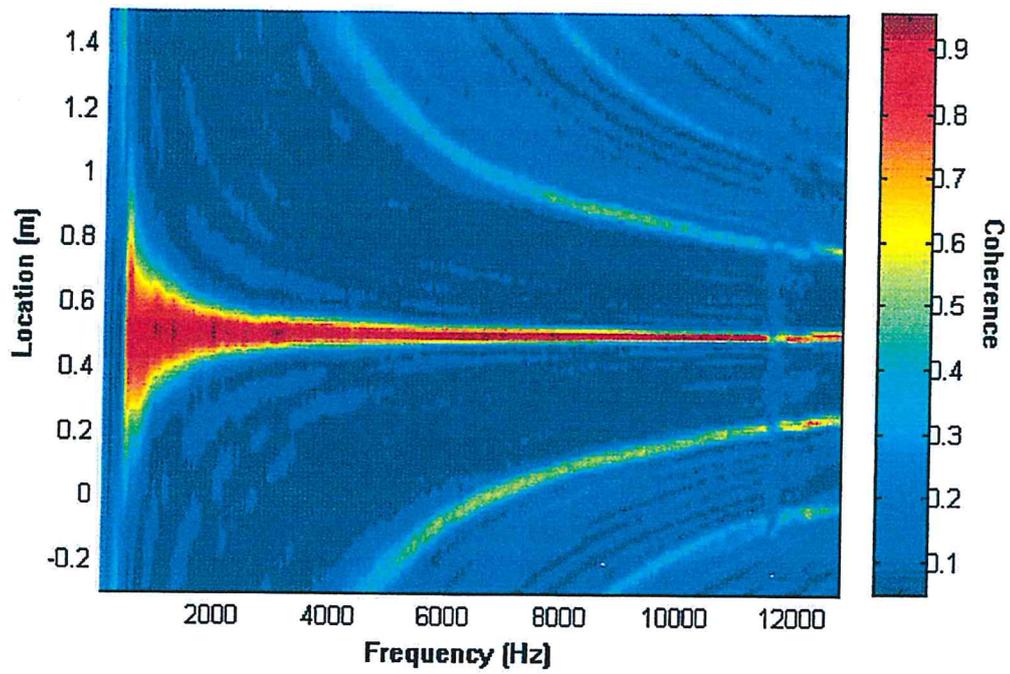
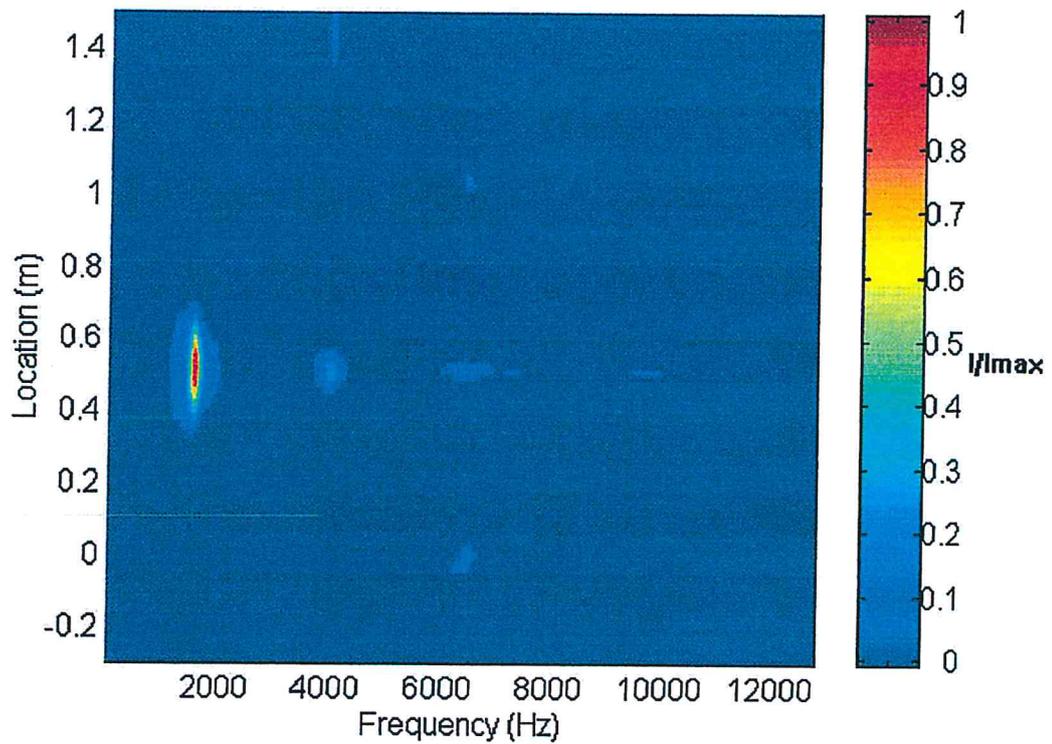


Fig. B2a : Localisation d'une source 'étalon'
Disposition expérimentale et spectre de la source mesuré au centre de l'antenne



(b) : Image en 'cohérence'



(c) : Image en 'intensité'

Fig. B2 b et c: Localisation de la source 'étalon' par les deux méthodes

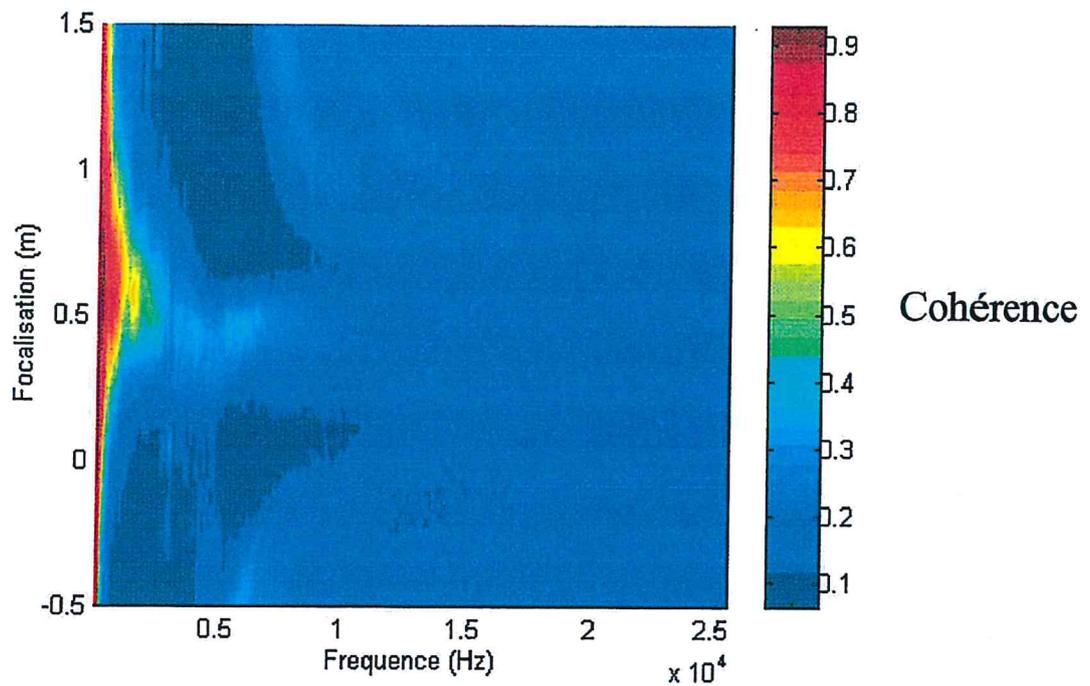


Fig. B.3 : Image 'en cohérence' des sources acoustiques dans un jet froid supersonique ($M_j=1,6$)

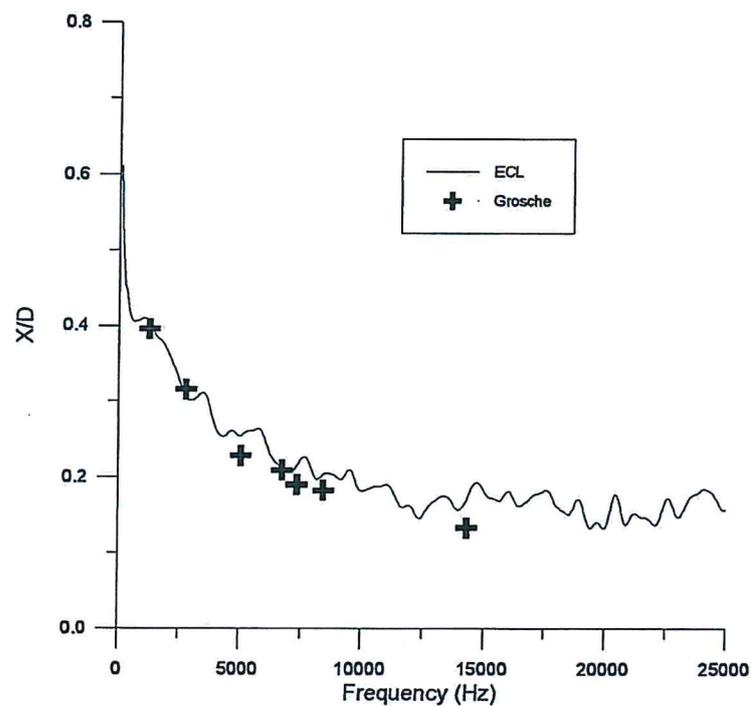


Fig. B4 : Position du maximum d'intensité en fonction de la fréquence
 Comparaison mesures ECL/Grosche
 Jet froids à $M_j=1$

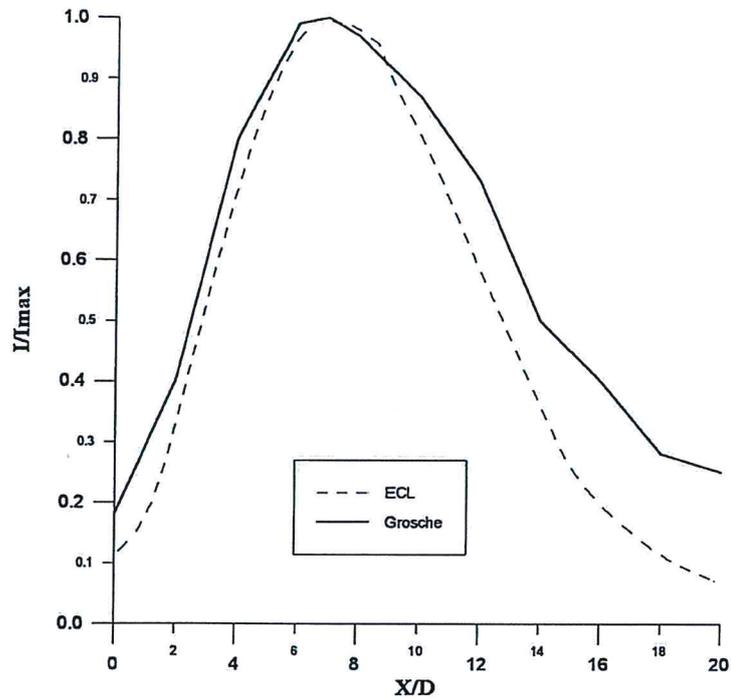


Fig. B5 : Position du maximum d'intensité globale le long de l'axe du jet
 Comparaison mesures ECL/Grosche - Jet froid à $M_j=1$

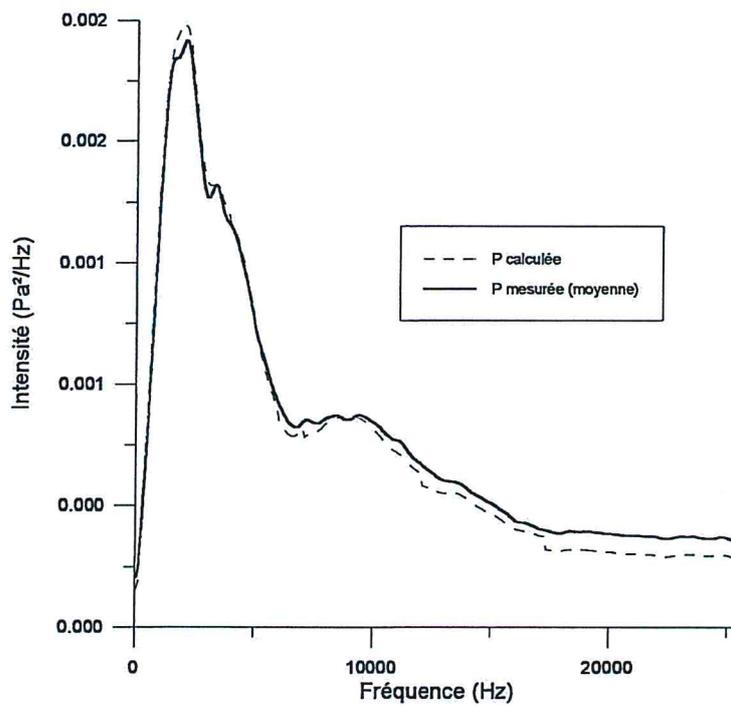


Fig. B6 : Comparaison entre le spectre mesuré moyenné sur les microphones de l'antenne et le spectre équivalent restitué par la distribution de sources calculée (méthode 'en intensité')

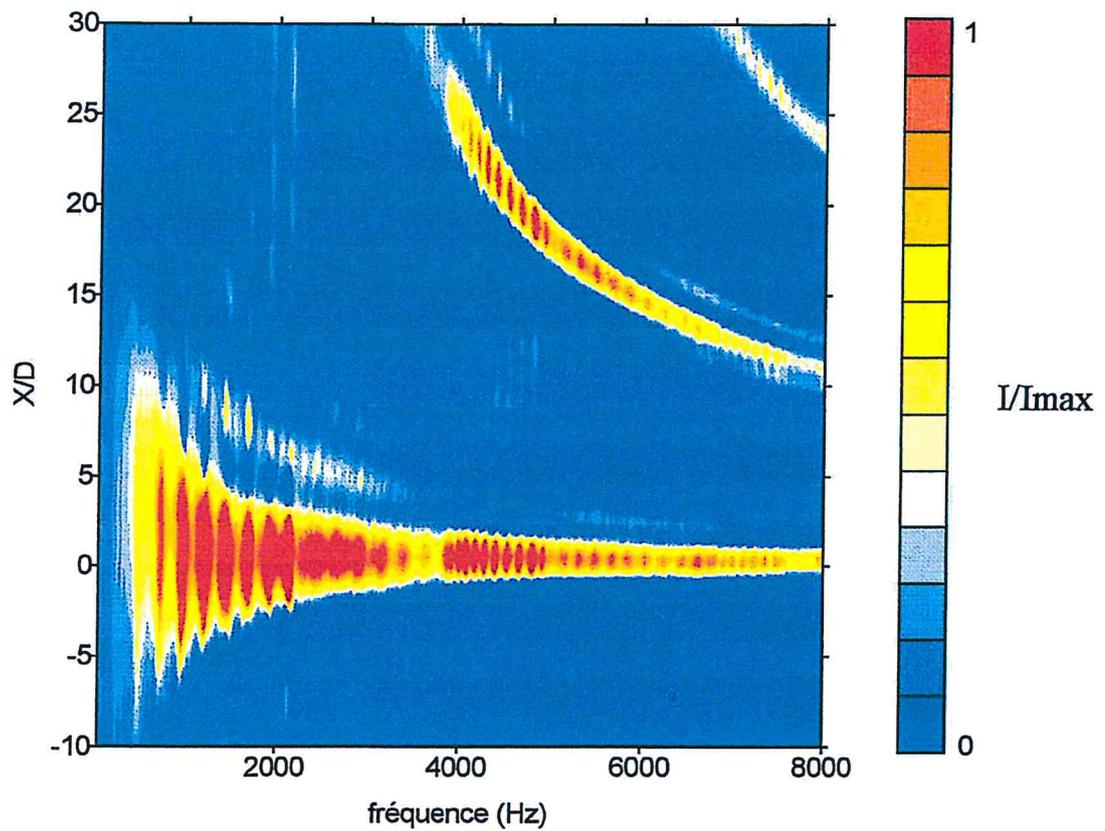


Fig. B7 : Exemple de localisation de sources 'en Intensité'
 Jet à $V_j=100$ m/s issu d'une canule prolongeant un rétrécissement brusque
 (Présence de modes de conduit en sortie de buse)

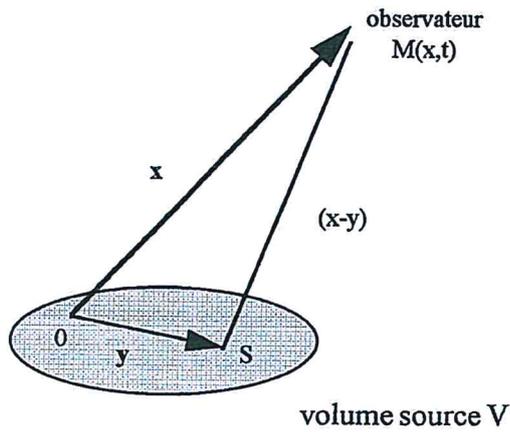


Fig. C1 : Définition des variables utilisées dans le modèle
Repérage du volume source

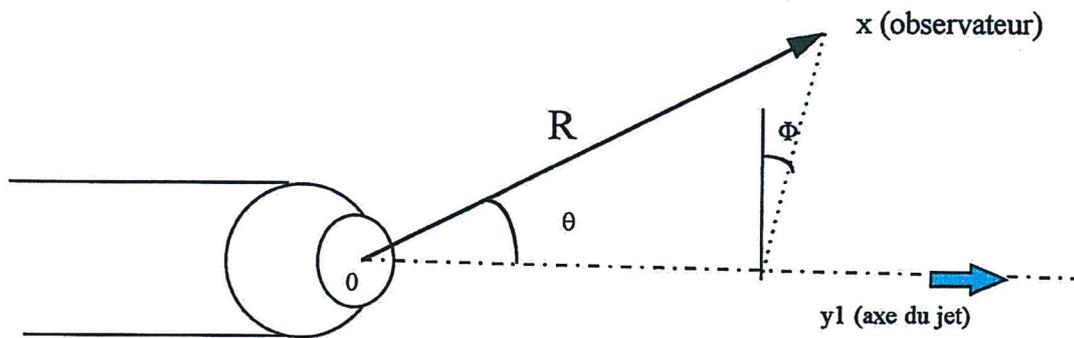


Fig. C2 : Définition des variables utilisées dans le modèle
Repérage des différents angles

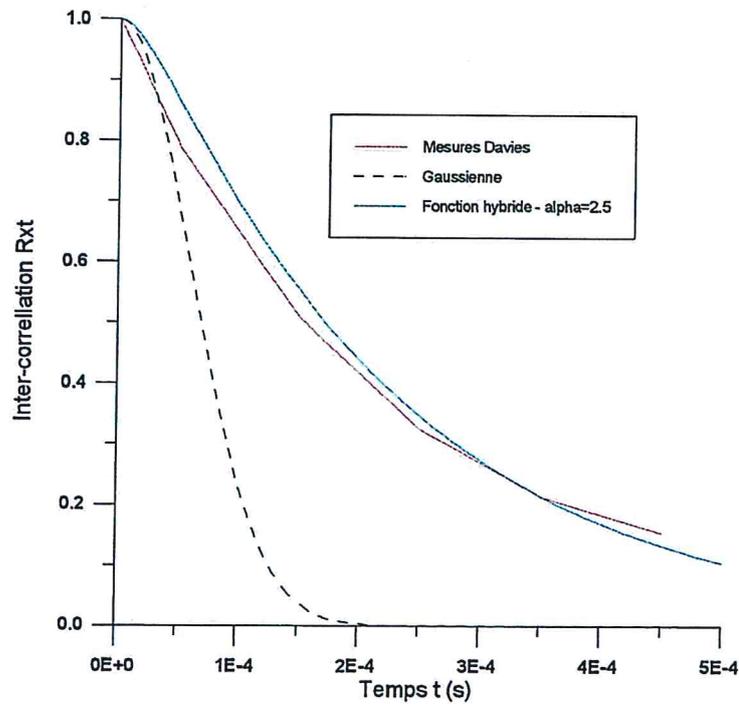


Fig. D1

Fonction d'inter-correlation temporelle R_{xt} en fonction du temps

$M_j=0.45$ - $Y/D=0.5$ - $X/D=1.5$

($Wt=12000$ Hz - cf. k-eps à $U_j=180$ m/s : $k=569$ - $\epsilon=1084250$)

Fonction hybride : $R = \exp(-Wt^2 / (1 + \alpha Wt))$

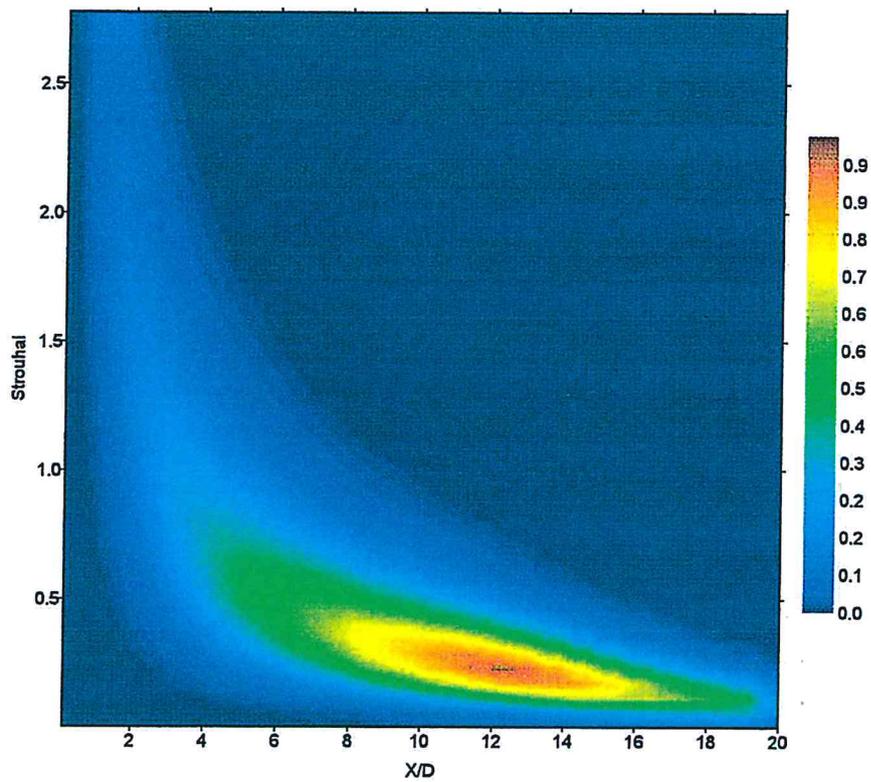


Fig. D2 : Distribution de sources dans un jet à $M_j=1,37$ - modèle de Ribner

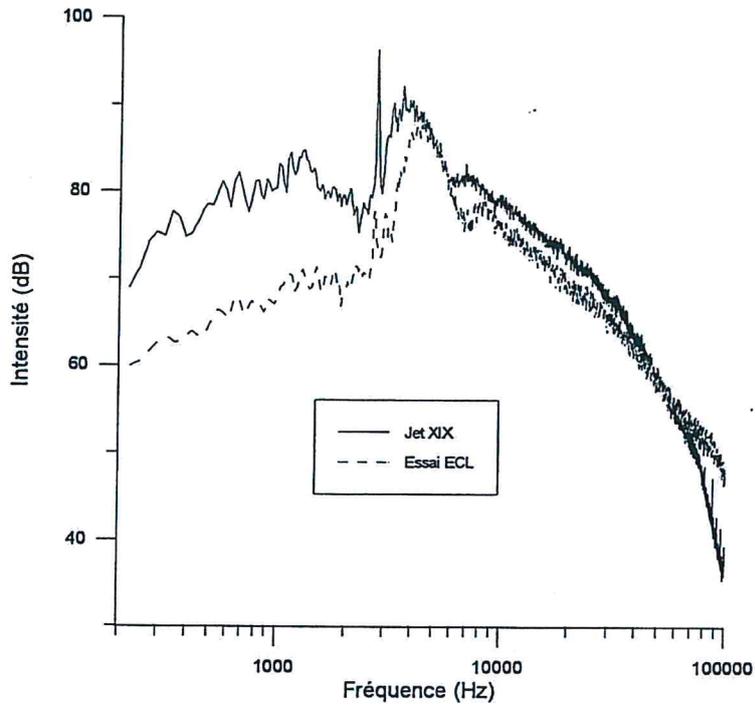
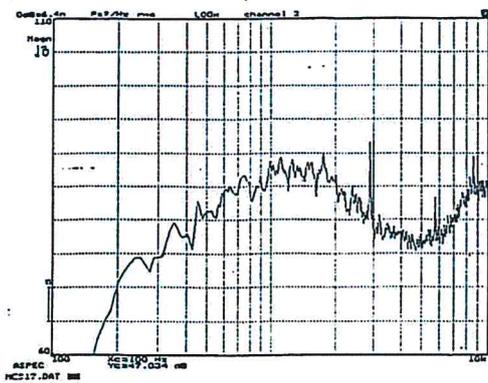
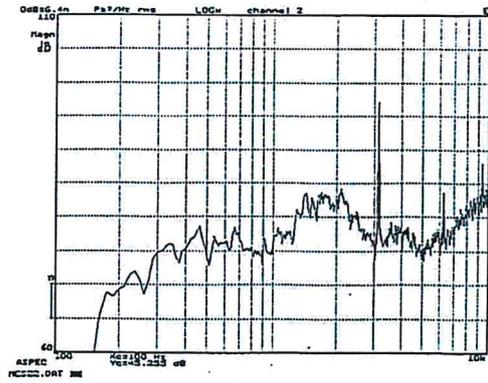


Fig. E1: Comparaison de spectres ($\theta=120^\circ$) ECL/MARTEL
Mj=1,6 froid



Jet libre



Ecran de laine de roche situé sous le microphone

Fig. E2 : Influence de panneaux de laine de roche
situés entre les microphones et le sol - $\theta=60^\circ$ - Mj=1,4

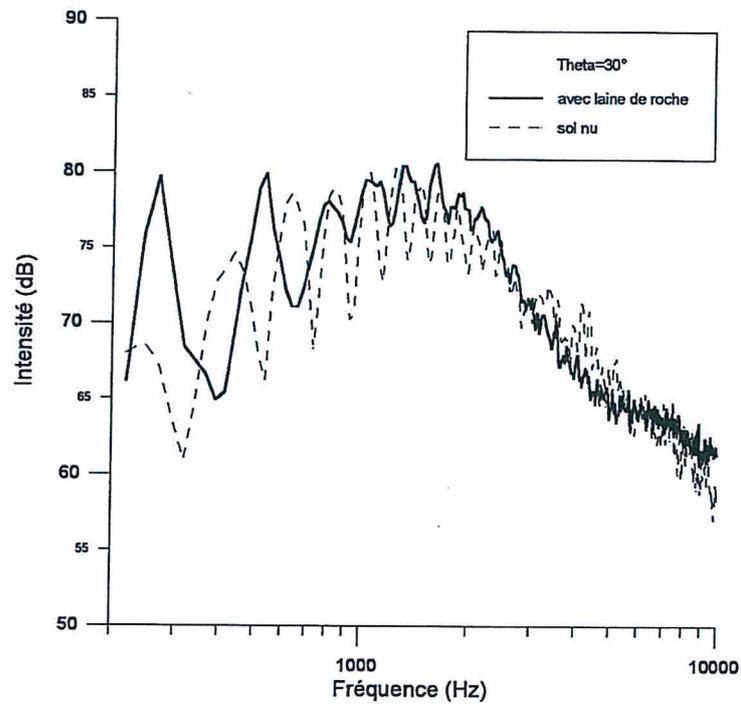


Fig. E3 : Influence de panneaux de laine de roche sur le sol
Jet XIII ($M_j=1$) - $\theta=30^\circ$

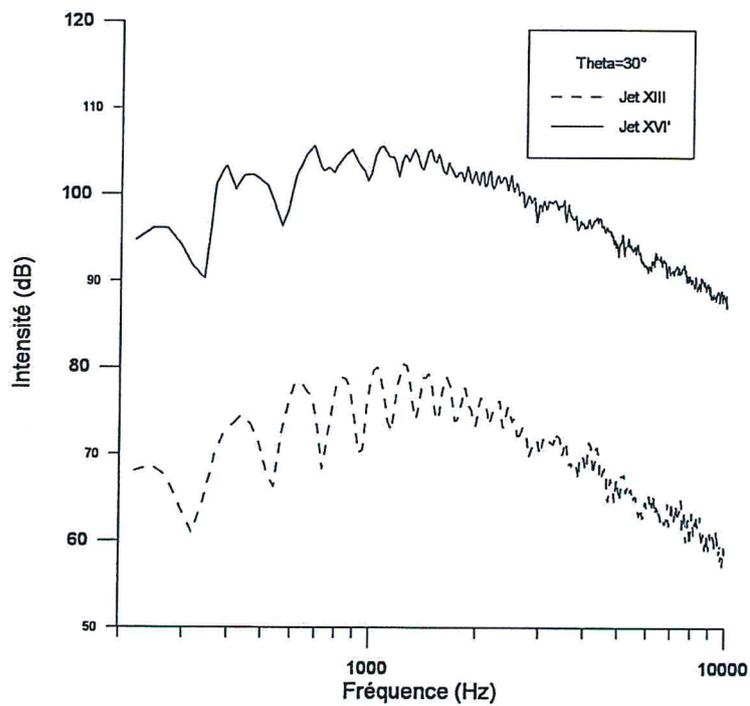


Fig. E4 : Influence de la vitesse et de la température sur les spectres
et sur les réflexions au sol
Jet XIII et Jet XVI'

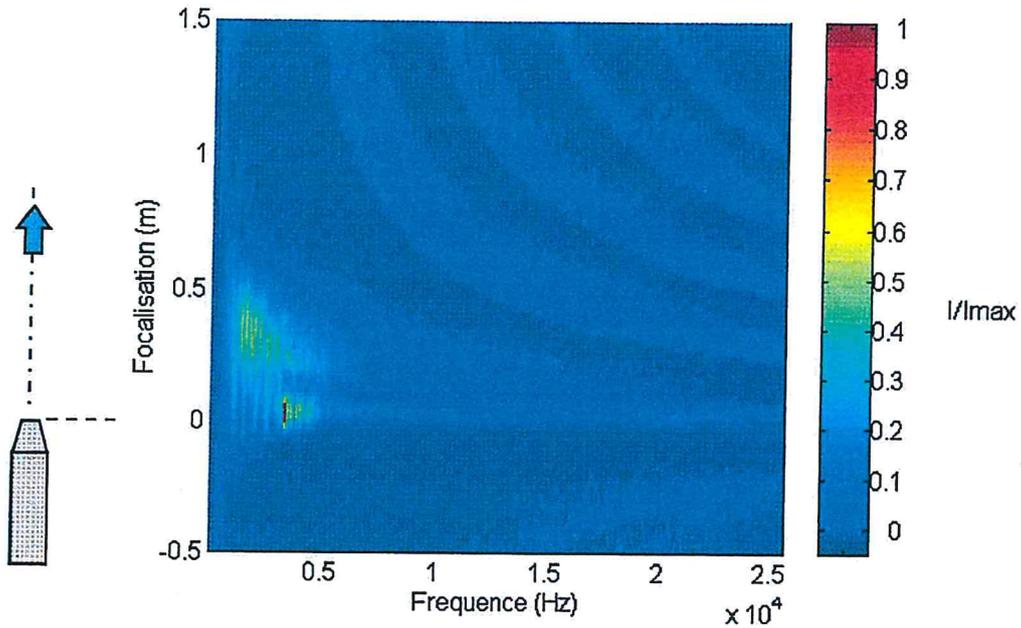


Fig. E5a : Distribution des sources acoustiques en jet libre
 Antenne en position centrale - JetXIII ($M_j=1$ froid)
 Intensité normalisée par l'intensité max.

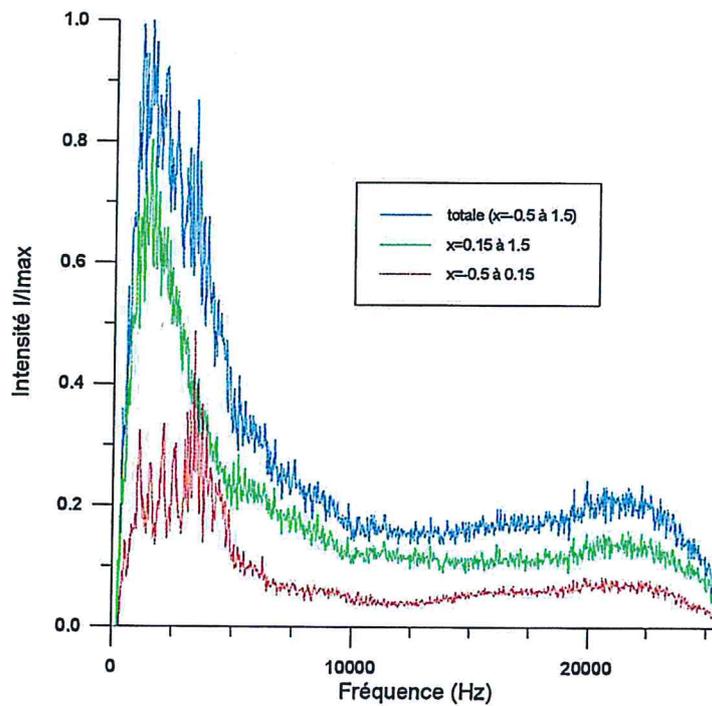
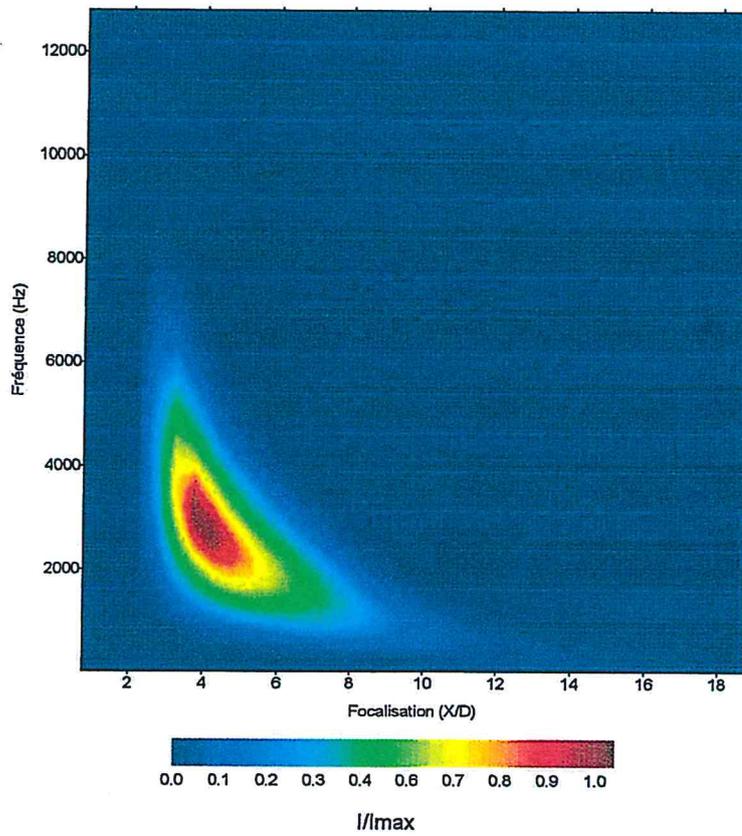
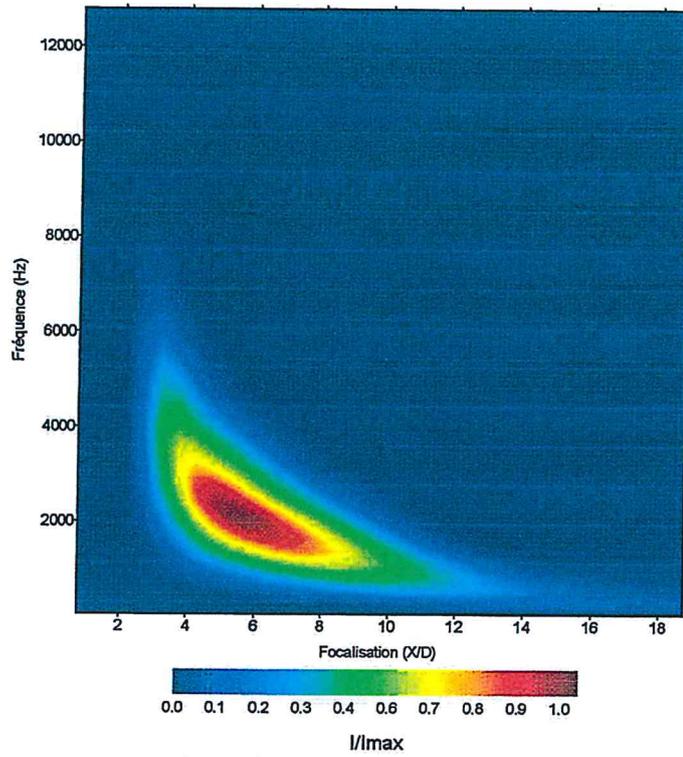


Fig. E5b : Spectres reconstitués par la méthode de localisation de sources
 Microphone n°6 (central) - Jet libre à $M_j=1$
 Séparation des différentes zones sources

(a) Jet libre



(b) Injection d'eau ($X_{inj}=4D$ - $\alpha_{inj}=45^\circ$)

Fig. F1 a et b : Distribution de sources (modèle de Ribner - phase gazeuse)
Jet froid à $V_j=180\text{m/s}$

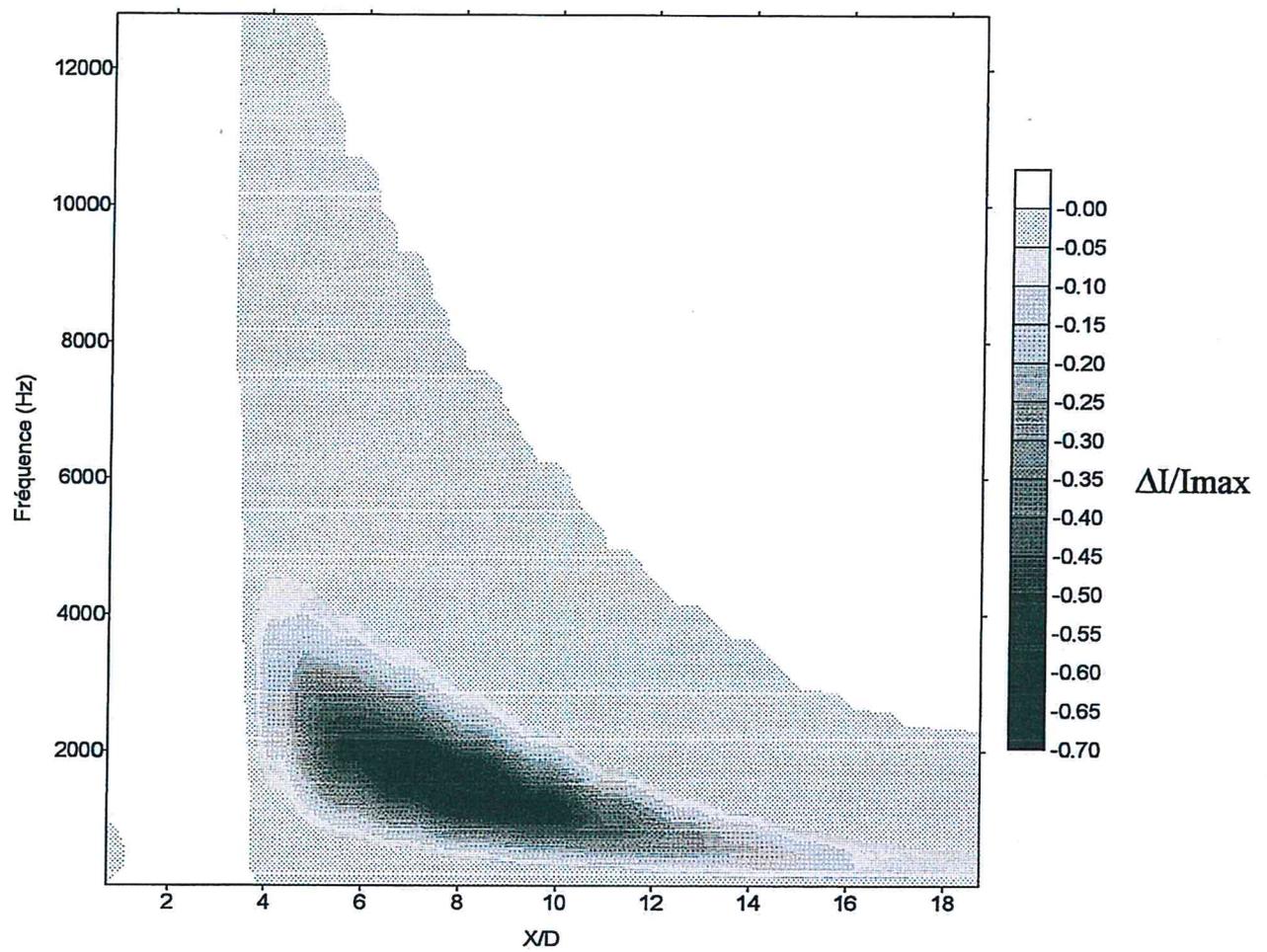


Fig. F1c : Différence entre les distributions de sources avec et sans injection d'eau (modèle de Ribner) - $V_j=180$ m/s
 Injection en $X=4D$ sous $\alpha_{inj}=45^\circ$ - I_{max} : intensité max. en jet libre

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur D. JUVE

et les rapports de

Monsieur G. ELIAS
Directeur de Recherche - ONERA - 29, av. de la Division Leclerc - BP 72 - 92322 CHATILLON Cedex
et de

Monsieur J.L. PEUBE
Professeur - Université de Poitiers - Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques - 86022 POITIERS Cedex

Monsieur ZOPPELLARI Eric

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Spécialité : **Acoustique**

Fait à Ecully, le 16 octobre 1997

P/Le Directeur de l'E.C.L.
Le Directeur
de l'Administration de la Recherche



F. LEBOEUF

