



# Prévision du bruit d'ondes de choc d'un turboréacteur en régime transsonique par des méthodes analytiques et numériques

J. Thisse

► **To cite this version:**

J. Thisse. Prévision du bruit d'ondes de choc d'un turboréacteur en régime transsonique par des méthodes analytiques et numériques. Acoustique [physics.class-ph]. ECOLE NATIONALE SUPERIEURE D'ARTS ET METIERS, 2015. Français. <tel-01247985>

**HAL Id: tel-01247985**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01247985>**

Submitted on 23 Dec 2015

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

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

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'ingénieur

## Doctorat ParisTech

# T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

**l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers**

**Spécialité « Acoustique »**

*présentée et soutenue publiquement par*

**Johan THISSE**

le 02 décembre 2015

## **Prévision du bruit d'ondes de choc d'un turboréacteur en régime transsonique par des méthodes analytiques et numériques**

Directeur de thèse : **Sofiane KHELLADI**

Co-encadrement de la thèse : **Xavier GLOERFELT**

### **Jury**

<b>M. Nicolas GOURDAIN</b>	Professeur, ISAE	Président
<b>M. Régis MARCHIANO</b>	Professeur, IJLRDA, UPMC	Rapporteur
<b>M. Michel ROGER</b>	Professeur, LMFA, École Centrale de Lyon	Rapporteur
<b>M. Joël GILBERT</b>	Directeur de recherche, LAUM, Université du Maine	Examineur
<b>M. Xavier GLOERFELT</b>	Professeur, DynFluid, Ensam	Examineur
<b>M. Sofiane KHELLADI</b>	Professeur, DynFluid, Ensam	Examineur
<b>M. Anthony LAFITTE</b>	Docteur, Snecma	Examineur
<b>M. Cyril POLACSEK</b>	Ingénieur de recherche, ONERA	Examineur
<b>M. Serge LÉWY</b>	Directeur de recherche, ONERA	Invité
<b>M. Stéphane LIDOINE</b>	Docteur, Airbus	Invité

**T  
H  
È  
S  
E**

Arts et Métiers ParisTech – Campus de Paris  
DynFluid

**ONERA**

THE FRENCH AEROSPACE LAB



# Remerciements

Ces trois années de thèse ont été non seulement un travail mais surtout une formation, qui résulte principalement de l'interaction avec un grand nombre de personnes. Aussi, je souhaite vivement remercier ces personnes, qui, par différents moyens, ont participé à la réalisation de ce doctorat.

Tout d'abord, merci à mes deux encadrants Cyril et Serge qui ont fait de cette thèse un plaisir. Merci Serge pour les heures passées à discuter aussi bien de l'acoustique que des lieux à découvrir dans Paris et ailleurs. Merci Cyril d'avoir été autant présent et impliqué. Merci également pour ton énergie communicative et pour les bons moments passés dans et en dehors de l'Onera. J'ai vraiment appris beaucoup grâce à vous.

Je remercie chaleureusement Xavier et Sofiane qui ont dirigé cette thèse. Merci pour votre implication et pour votre grande disponibilité tout au long de ces trois années. Merci à Anthony et à Snecma pour les nombreux échanges ainsi que pour les données transmises qui ont été extrêmement utiles. Merci à Maxime Huet pour tes explications et ton aide très précieuse. Merci à Julien M., Bertrand M. et Sébastien H. de l'unité "CLEF" ainsi qu'à Raphaël B. de "H2T".

Je souhaite vivement remercier les membres du jury et particulièrement les deux rapporteurs, pour leur investissement dans la soutenance.

Ma gratitude va également au DAAC pour m'avoir accueilli et pour l'ambiance très chaleureuse qui règne dans le département. Merci pour l'intérêt que vous portez à nous former. Merci Thomas d'avoir partagé ton bureau, ainsi que pour tes conseils et ton aide. Merci également à Cyp., Vincent F., Marc, Vincent G., Alain, Gaby, Laurent L. grand gourou de Spi0n, Fabrice, Ingrid, Franck, Yves notamment pour m'avoir permis de manger (c'était très bon), Èric, docteur Fafa, Patrick (les coureurs), Renaud, Stéphane, ainsi qu'au reste du département que je n'ai pas la place de nommer.

Merci aux thésards et stagiaires du DAAC avec qui j'ai passé des moments plutôt agréables... Yvos "la nouvelle punchline du rap Fr.", Mathieu qui hante encore les couloirs du 8ème. Merci à Jun dit "J1", à Iannis "Champion Champion", à Féfer le roi de la paella, à Paulo "vous avez l'air fatigué". J'exprime ma gra(s)titude à Virg. pour son élégance et sa courtoisie. Merci également aux anciens, Vincent et Marie.

Merci à la relève : Tobias le wake-skater expert du Herrengedeck, Ariane "mini-warrior" et à Robinet.

Ma reconnaissance va également à Chachou ainsi qu'à mes amis qui me supportent depuis plus ou moins longtemps. Merci Bibine, Marichou, Carine, Joanna, Guigui, Yoyo et tous les autres, Parisiens et Niçois. Merci aux bâtonniers Baptiste et Jetum. Merci



## *Remerciements*

---

à l'ex-bâtonnier Kevin, qui à fait treize boites en quatorze jours. Merci aux marseillais Sabri, Alban, Alix et tout les autres d'UNIMECA. Et merci à Mme Boilleau.

Merci beaucoup à ma famille. Merci à ma sœur Claire ainsi qu'à mes parents Myriam et Hubert, pour votre soutien et vos encouragements. Merci à ma tante Anne-Marie et à mon cousin Stefan pour votre accueil lors des nombreux week-end de farniente.

Enfin, si je ne devais retenir qu'une chose de ces trois années d'aéroacoustique, ça serait vraisemblablement la suivante : si les avions font trop de bruit, c'est probablement parce qu'on les écoute trop fort.

# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>v</b>
<b>1 Propagation des ondes de choc et génération des FMR</b>	<b>5</b>
1.1 Bases théoriques de l'acoustique non linéaire . . . . .	6
1.1.1 Déformation d'une onde sinusoïdale non linéaire . . . . .	6
1.1.2 Équations de la mécanique des fluides . . . . .	7
1.1.3 Équation générale de Kuznetsov . . . . .	8
1.1.4 Équation de Kuznetsov en fluide parfait . . . . .	11
1.1.5 Équation de Burgers . . . . .	11
1.2 Modèles temporels de propagation des ondes en N en 1D et 2D . . . . .	12
1.2.1 Décroissance du saut de pression d'une onde en N . . . . .	15
1.2.2 Train d'ondes en N irrégulières : modèle de Hawkings . . . . .	18
1.2.3 Train d'ondes en N irrégulières : modèle d'Uellenberg . . . . .	19
1.3 Modèle spectral de propagation des ondes en N en 2D . . . . .	20
1.3.1 Méthode FDNS de McAlpine & Fisher . . . . .	20
1.3.2 Résolution spectrale et troncature du spectre . . . . .	21
1.3.3 Modes évanescents et traitement acoustique . . . . .	21
1.4 Modèles de génération des irrégularités des ondes en N . . . . .	23
1.4.1 Approche statistique de Pickett . . . . .	23
1.4.2 Méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher . . . . .	25
1.5 Simulations numériques . . . . .	26
1.5.1 Propagation des BPF par des simulations mono-canal . . . . .	26
1.5.2 Propagation des FMR - Géométrie partielle de la nacelle . . . . .	27
1.5.3 Propagation des FMR - Nacelle entière . . . . .	28
<b>2 Application et comparaison des principaux modèles de propagation des ondes de choc sur des configurations existantes</b>	<b>31</b>
2.1 Implémentation de la méthode FDNS . . . . .	31
2.1.1 Traitement acoustique et coupure des modes . . . . .	32
2.1.2 Validation de la résolution du coefficient d'atténuation $\sigma$ . . . . .	32
2.2 Application des modèles de génération des irrégularités des ondes en N . . . . .	33
2.2.1 Trains d'ondes en N analytiques . . . . .	33
2.2.2 Configuration FANPAC . . . . .	35
2.2.3 Configuration Fokker 100 ; modèle de Pickett . . . . .	39

TABLE DES MATIÈRES

---

2.2.4	Configuration Fokker 100 ; modèle de McAlpine & Fisher . . . . .	42
2.3	Synthèse des méthodes analytiques de génération et de propagation des chocs . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Nouveau modèle de génération de FMR et application au démonstrateur MASCOT 2 de Snecma</b>	<b>45</b>
3.1	Objectifs du modèle . . . . .	45
3.2	Déroulement de la campagne d’essais MASCOT 2 . . . . .	46
3.2.1	Enregistrement et exploitation des signaux de pression temporels	48
3.2.2	Calage des aubes . . . . .	51
3.3	Génération du signal de pression en fonction de l’ordre des aubes autour du rotor . . . . .	53
3.3.1	Relation empirique reliant l’angle de calage des aubes au signal temporel . . . . .	54
3.3.2	Application de la méthode à un autre brassage . . . . .	56
3.4	Application de la méthode à la configuration MASCOT 2 . . . . .	56
3.4.1	Niveau de pression sonore . . . . .	57
3.4.2	Puissance acoustique . . . . .	58
3.5	Perspectives de la méthode . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Injection et propagation numérique 1D et 2D des ondes de choc</b>	<b>71</b>
4.1	Objectifs et mise en œuvre de la stratégie de calcul . . . . .	71
4.1.1	Méthode numérique . . . . .	72
4.2	Injection d’ondes de choc tridimensionnelles par la condition limite de non-réflexion . . . . .	73
4.2.1	Implémentation de la condition d’injection . . . . .	74
4.2.2	Génération du champ conservatif à partir de la pression . . . . .	75
4.2.3	Application à la configuration FANPAC . . . . .	76
4.3	Injection et propagation 1D . . . . .	83
4.3.1	Propagation linéaire d’ondes sinusoïdales . . . . .	83
4.3.2	Propagation non linéaire d’ondes sinusoïdales . . . . .	84
4.3.3	Ondes en N . . . . .	86
4.4	Injection et propagation 2D . . . . .	88
4.4.1	Convergence temporelle et calcul des spectres de pression . . . . .	89
4.4.2	Résolution du maillage . . . . .	89
4.4.3	Configuration FANPAC . . . . .	92
4.4.4	Ondes en N irrégulières . . . . .	96
4.5	Conclusion . . . . .	99
<b>5</b>	<b>Injection et propagation numérique 3D des ondes de choc</b>	<b>101</b>
5.1	Influence des effets radiaux sur la propagation des ondes de choc . . . . .	101
5.1.1	Épaisseur du conduit . . . . .	101
5.1.2	Discretisation radiale du maillage . . . . .	105
5.1.3	Profil radial des ondes . . . . .	107

5.2	Configuration 3D FANPAC avec ondes de choc identiques . . . . .	111
5.2.1	Caractéristiques des simulations RANS et CAA . . . . .	111
5.2.2	Comparaison des calculs Ch-int vs Ch-rec . . . . .	113
5.2.3	Comparaison Ch-int vs RANS . . . . .	113
5.2.4	Propagation bi et tridimensionnelle . . . . .	117
5.3	Configuration MASCOT 2 avec ondes de choc identiques . . . . .	121
5.3.1	Caractéristiques des simulations RANS et CAA . . . . .	121
5.3.2	Régime 0,875 Nn . . . . .	122
5.3.3	Régime 0,925 Nn . . . . .	129
5.4	Configuration MASCOT 2 avec ondes de choc irrégulières . . . . .	133
5.4.1	Construction du maillage et mise en œuvre des calculs . . . . .	135
5.4.2	Calculs CAA 2D vs FDNS . . . . .	137
5.4.3	Calculs CAA 3D vs CAA 2D . . . . .	139
5.4.4	Calculs CAA 3D vs mesures . . . . .	141
5.5	Analyse critique des simulations numériques RANS et CAA . . . . .	146
<b>A</b>	<b>Détermination des fluctuations de vitesse et de masse volumique en fonction des variations de pression à partir des équations d'Euler 1D</b>	<b>155</b>
<b>B</b>	<b>Échange énergétique entre les différents modes angulaires au cours de la propagation ; rotors réguliers et irréguliers</b>	<b>159</b>
<b>C</b>	<b>Propagation acoustique en conduit</b>	<b>163</b>



# Nomenclature

## Caractères romains

$\ell$	numéro de l'aube
$\Im$	partie imaginaire d'un nombre complexe
$\Re$	partie réelle d'un nombre complexe
$A$	admittance acoustique réduite
$A_{m\mu}$	amplitude modale du mode $(m, \mu)$
$B$	nombre d'aubes du rotor
$c$	vitesse du son ( $ms^{-1}$ )
$C_1$	composante spectrale d'un signal de période $BT_\lambda$ avec une onde en N de période $T_\lambda$
$C_B$	composante spectrale d'un signal de période $BT_\lambda$ avec $B$ ondes en N de période $T_\lambda$
$C_m$	composante spectrale
$c_L$	célérité du son linéarisée ( $ms^{-1}$ )
$d$	distance axiale parcourue par l'onde
$e$	énergie interne par unité de masse ( $kgm^{-1}s^{-2}$ )
$J_m$	fonction de Bessel de première espèce d'ordre m
$k$	nombre d'onde totale ( $m^{-1}$ )
$k_x$	nombre d'onde axial ( $m^{-1}$ )
$m$	mode angulaire multiple de la fréquence de passage des aubes
$M_a$	nombre de Mach axial
$m_{\max}$	mode maximal résolu
$M_{rel}$	nombre de Mach relatif
$M_{tip}$	nombre de Mach de l'extrémité des aubes

## Nomenclature

---

$N$	régime de rotation du moteur ( $\text{tr.min}^{-1}$ )
$n$	rang de l'harmonique de la FMR
$p$	pression (Pa)
$p^+$	pression amont du choc
$p^-$	pression aval du choc
$p^{rms}$	pression efficace
$p_m^{rms}$	pression efficace du mode angulaire $m$
$p_{1/2}$	pression moyenne du choc
$p_{ref}$	pression sonore de référence $p_{ref} = 2.10^{-5}\text{Pa}$
$R$	rayon au carter ( $m$ )
$r$	rayon ( $m$ )
$S$	densité spectrale de puissance (DSP)
$s$	entropie par unité de masse
$T$	température ( $K$ )
$t$	temps ( $s$ )
$t_2$	variable temporelle dans le repère du temps retardé ( $s$ )
$T_\lambda$	période inter-chocs
$v$	vitesse de l'onde ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$x_2$	variable spatiale dans le repère du temps retardé ( $s$ )
$x_{trai}$	longueur de traitement acoustique ( $m$ )
$Z$	impédance acoustique réduite
$\mathbf{u}$	vecteur vitesse de l'écoulement ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$\mathbf{x}$	coordonnées du repère cartésien $x, y, z$ ( $m$ )

### Caractères grecs

$\alpha_1$	angle entre $M_{rel}$ et $M_a$ (rad)
$\alpha_2$	angle de calage des aubes (rad)
$\alpha_{nl}$	$(\gamma + 1) / 2$
$\beta$	angle de Mach
$\Delta p$	amplitude du choc (Pa)
$\gamma$	rapport des chaleurs spécifiques ( $\gamma = 1,4$ pour l'air)

---

$\kappa_{m\mu}$	nombre d'onde transverse
$\Lambda$	distance inter-chocs dans un plan à $x$ constant ( $m$ )
$\lambda$	longueur d'onde des chocs dans un plan à $x$ constant ( $m$ )
$\lambda_s$	différence de longueur $\Lambda_\ell - \lambda_\ell$ (m)
$\Lambda_\psi$	distance inter-chocs suivant la direction de propagation des chocs ( $m$ )
$\lambda_\psi$	longueur d'onde des chocs suivant la direction de propagation des chocs ( $m$ )
$\mu$	mode radial
$\omega$	fréquence angulaire ( $rad.s^{-1}$ )
$\psi$	angle entre la direction de propagation du choc et l'axe $x$ (rad)
$\rho$	densité ( $kg.m^{-3}$ )
$\sigma$	terme de dissipation (coupure des modes et traitement acoustique)
$\sigma_{\Delta p}$	écart type de l'amplitude des chocs
$\sigma_{T\lambda}$	écart type de la période inter-chocs
$\theta$	angle (rad)
$\varepsilon_{\Delta p}$	variation de l'amplitude des ondes de choc
$\varepsilon_\lambda$	variation de la période inter-chocs

### Incides et exposants

$\bar{\square}$	moyenne
$\square'$	perturbations
$\square^*$	conjugué
$\square_0$	conditions d'atmosphère standard
$\square_\ell$	indice de l'aube/onde de choc
$\square_{t=0}$	instant initial
$\tilde{\square}$	variable adimensionnée
$\hat{\square}$	transformé de Fourier
${}^t\square$	transposé de la matrice

### Acronymes

BPF	Blade Passing Frequency ( $BPF_n = nBN$ )
BSN	Buzz Saw Noise
DSP	Densité Spectrale de Puissance, ou PSD en anglais (Power Spectral Density)



## *Nomenclature*

---

FDNS Frequency Domain Numerical Solution

FMR Fréquence aux Multiples de la Rotation du rotor, ou MPT en anglais (Multiple Pure Tone)

OAPWL OverAll PoWer Level

OASPL OverAll Sound Pressure Level

PWL PoWer Level

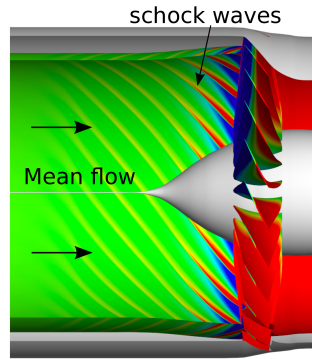
RANS Reynolds-Averaged Navier-Stokes

RMS Root Mean Square

SPL Sound Pressure Level

# Introduction

Le contrôle de la pollution sonore aux alentours des aéroports est devenu un enjeu majeur, accentué par l'accroissement du trafic aérien. La diminution à apporter au bruit engendré par les avions est évaluée en Europe par les documents ACARE 2020 et ACARE 2050, qui chiffrent les limites du bruit perçu par les riverains. Les avionneurs et les motoristes cherchent donc à réduire l'émission des sources sonores dominantes. Les motoristes construisent des turboréacteurs à haut taux de dilution et raccourcissent la longueur des nacelles, afin de limiter le niveau du bruit de jet et la masse des turboréacteurs. Le diamètre des turboréacteurs est alors augmenté et la vitesse de rotation du régime nominal est réduite. Lors du décollage de l'appareil ainsi qu'en phase de montée, l'extrémité des aubes de la soufflante peut toutefois devenir supersonique, ce qui crée des ondes de choc. Ces ondes de choc, ayant une forme d'ondes en N, remontent la nacelle à partir du rotor jusqu'à l'entrée d'air et rayonnent vers l'avant de la cabine ainsi qu'en champ lointain (contribuant ainsi aux niveaux sonores enregistrés aux points de certification). La figure 1 illustre ce phénomène de propagation des chocs vers l'amont. Pour un rotor dit « régulier », c'est-à-dire dont toutes les aubes sont parfaitement identiques, le spectre sonore est composé des harmoniques de la fréquence de rotation des aubes BPF (pour Blade Passing Frequency en anglais) ; leur fréquence est égale à  $f_{BPF_m} = mBN$  où  $B$  est le nombre d'aubes,  $N$  le régime de rotation du rotor en hertz et  $m$  le rang de la BPF. Cependant, de petites irrégularités géométriques d'une aube à l'autre produisent des variations en amplitude et en phase des ondes en N. Le spectre sonore d'un rotor réel contient alors non seulement les BPF mais aussi des harmoniques à la fréquence de rotation du rotor FMR (également appelés MPT pour Multiple Pure Tones en anglais ; leur fréquence est égale à  $f_{FMR_n} = nN$  où  $n$  est le rang de la FMR. La propagation des ondes de choc dans la nacelle étant non linéaire, deux phénomènes notables sont à prendre en compte : a) la propagation entraîne une diminution du niveau de pression sonore des ondes ; b) un transfert énergétique s'opère entre les BPF et les FMR dans le cas d'un rotor réel, de sorte que le niveau des FMR en fin de propagation peut être supérieur à celui des BPF. Deux axes majeurs de recherche inhérents à la problématique du bruit des ondes de choc restent à explorer : d'une part, la prise en compte des variations géométriques des aubes lors de la génération des ondes en N et, d'autre part, la modélisation de la propagation non linéaire de ces ondes dans la nacelle et leur rayonnement amont. Cette thèse se propose d'étudier ces deux mécanismes à partir d'approches analytiques et numériques. La description du choc initial au voisinage d'une aube de la soufflante sera supposée connue (donnée généralement issue d'un calcul RANS).



**FIGURE 1** – *Illustration du phénomène de génération de chocs par la soufflante en régime transsonique et propagation vers l’amont (pression issue du RANS de la configuration FANPAC exposé au chapitre 4)*

Les études du phénomène de propagation des ondes en N ont débuté en 1946 par Dumont [11]. Il a caractérisé l’émission des ondes de choc engendrées par des projectiles. En ce qui concerne la propagation des ondes de choc issues d’un turboréacteur, les premières études datent de 1975 et coïncident avec l’apparition des turboréacteurs à grand taux de dilution. En 1970, Morfey et Fisher [41] ont décrit la décroissance du saut de pression d’une onde en N en fonction du saut de pression initial, de la distance entre chocs, de la distance de propagation axiale de l’onde et du nombre de Mach axial supposé uniforme. Cependant, ce premier modèle 1D ne peut s’appliquer qu’à un rotor parfait. En 1971, Hawkings [23] a pris en compte les variations en amplitude et en phase des ondes en N par un modèle de propagation temporel quasi 2D, propageant des ondes en N irrégulières. Le modèle analytique le plus élaboré a été développé en 2001 par McAlpine & Fisher. Il propage dans le domaine spectral un train d’ondes irrégulier en amplitude et en phase, en tenant compte de la coupure des modes évanescents ainsi que de la présence éventuelle d’un traitement acoustique en paroi de la nacelle. En parallèle de ces modèles analytiques, les simulations numériques émergentes permettent de considérer les géométries réelles des turboréacteurs ainsi que les écoulements transsoniques non uniformes. Ces études peuvent être classées suivant deux catégories : a) les calculs modélisant un seul canal inter-aubes réduisent grandement la taille du domaine de calcul (en divisant le nombre de cellules par  $B$ ) mais, par conception, ne peuvent propager que les harmoniques de la BPF (hypothèse de rotor régulier) ; b) de rares simulations de la géométrie complète incluent l’ensemble des aubes (calculs sur  $360^\circ$ ). De tels calculs sont évidemment très coûteux. Quant aux équations résolues, les approches RANS et Euler semblent bien adaptées pour simuler respectivement la captation du choc (incluant les effets visqueux) et la propagation des ondes en N (en supposant un fluide parfait).

Au sujet de la génération des ondes de choc, plusieurs approches ont été étudiées. Pickett [47] a établi un modèle de génération d’ondes en N irrégulières à partir des écarts types des variations d’amplitude et de phase de ces ondes en N. Ce modèle simple à mettre en œuvre nécessite cependant la connaissance des écarts types (qui peuvent

---

être par exemple mesurés), qui peut varier en fonction des turboréacteurs d'un même modèle. Un autre inconvénient de la méthode est qu'elle ne prend pas en compte l'organisation des aubes autour du rotor. McAlpine & Fisher [36] ont développé un modèle de génération des MPT en créant un train d'ondes en N à partir du spectre de pression sonore et d'un tirage aléatoire de phases. Ce modèle plus représentatif du signal de pression issu d'un turboréacteur nécessite de connaître le spectre de pression près de la soufflante (par des mesures ou par des simulations numériques). Une dernière méthode consiste à directement propager le signal de pression mesuré par un capteur de pression ou issu d'une simulation numérique. À propos des simulations numériques, le signal de pression peut être issu d'un calcul modélisant une organisation définie des aubes sur le rotor. Cependant, les calculs étant coûteux et le nombre d'arrangements d'un jeu d'aubes sur le rotor étant très élevé (égale à  $(B - 1)!$ ), réaliser plusieurs simulations numériques en changeant l'ordre des aubes est inenvisageable. D'autres stratégies ont donc été mises en place. Glibe [19] a étudié numériquement l'influence d'un défaut géométrique d'une aube sur les aubes voisines. Il a mis au point une méthode permettant de reconstruire un signal complet issu d'une configuration précise à partir de simulations numériques modélisant un nombre réduit de canaux inter-aubes. Les différentes méthodes disponibles actuellement permettent de générer des trains d'ondes à partir de grandeurs statistiques, de spectres de pression sonore mesurés près de la soufflante ou de signaux de pression obtenus numériquement. Elles ne permettent cependant pas de considérer l'effet de l'organisation des aubes sur le rotor sur le signal généré ou bien cet effet est pris en compte par des calculs CFD instationnaires très coûteux. En ce qui concerne la liaison avec les méthodes de propagation, tandis que les modèles analytiques ne peuvent pas tenir compte des effets géométriques 3D, les simulations numériques les plus avancées reposent sur une description globale des phénomènes, associant la génération des chocs et la propagation dans la manche. Ces simulations très lourdes rendent leur utilisation difficile dans un contexte industriel. Les présents travaux de thèse ont des objectifs multiples qui consistent à :

- établir les liens entre les différents modèles analytiques de génération des FMR et de propagation des chocs ;
- identifier les différentes limites de chacun des modèles sur des configurations de turboréacteurs réalistes et récentes ;
- développer un modèle de génération des FMR prenant en compte les défauts de calage des aubes et pouvant s'appliquer à n'importe quelle organisation des aubes autour du rotor ;
- enfin, à mettre au point et appliquer une méthode d'injection numérique d'ondes de choc dans des domaines de calcul 1D, 2D et 3D, en s'appuyant sur le code CFD elsA utilisé en milieu industriel pour les turbomachines.

L'originalité et l'intérêt de la méthodologie numérique proposée ici est de dissocier la captation des chocs (problématique CFD/RANS) de la propagation des ondes en N incluant la génération des FMR (approche CAA/Euler). Le mémoire comprend cinq chapitres, qui couvrent les deux volets portant d'une part sur les études analytiques (chapitres 1, 2 et 3) et d'autre part sur l'approche numérique (chapitres 4 et 5).

Dans un premier temps (chapitre 1), une étude théorique établit clairement les liens

entre les différents modèles de propagation. L'accent est également mis sur les hypothèses régissant les modèles de génération de FMR. Dans un deuxième temps (chapitre 2), les différents modèles de propagation et de génération de FMR sont appliqués à plusieurs configurations de turboréacteurs issues de la bibliographie, d'expériences ou de simulations numériques. Ces modèles sont comparés et leurs limites identifiées. Ensuite, dans le chapitre 3, un modèle de génération d'ondes en N irrégulières utilisant le calage des aubes est développé à partir d'une campagne d'essais (démonstrateur MASCOT 2). Durant ces essais fournis par Snecma, non seulement les signaux de pression en paroi ont été enregistrés à deux positions axiales (près de la soufflante et après propagation) mais encore les angles de calage des aubes mobiles ont été mesurés en fonctionnement. Trois organisations des aubes sur le rotor ont été testées. À partir d'une des organisations (appelée configuration de référence), l'influence des défauts de calage des aubes sur la variation des distances entre chocs est étudiée. Cela aboutit à une méthode de génération de trains d'ondes en N dont les irrégularités sont fonction de l'organisation des aubes sur le rotor. Les valeurs du calage des aubes issues de la configuration de référence sont réorganisées selon les deux autres configurations et les trains d'ondes correspondants sont reconstruits par cette nouvelle méthode de génération d'irrégularités. Ces trains d'ondes sont propagés par la méthode spectrale de McAlpine & Fisher et les résultats sont comparés aux mesures.

Le second volet du mémoire est consacré à l'approche numérique, visant à s'affranchir des hypothèses émises dans les méthodes de propagation analytiques et ainsi à prendre en compte les effets géométriques et les écoulements 3D lors de la propagation. Pour cela, une méthode numérique d'injection d'ondes de choc est mise au point. Les signaux sont injectés dans des domaines de calcul 1D, 2D au chapitre 4 et 3D au chapitre 5. Premièrement, le champ conservatif issu d'une simulation RANS de l'une des configurations de turboréacteur précédemment étudiée est injecté dans un domaine de calcul annulaire infiniment mince. Deuxièmement, une méthode de génération du champ conservatif à partir des fluctuations de pression est développée et validée. Elle permet d'injecter des ondes de choc issues de mesures ou déterminées analytiquement, dont seul le signal de pression est connu. Le champ conservatif recalculé à partir des fluctuations de pression est injecté numériquement et propagé. Les deux approches sont ainsi confrontées. Afin d'étudier les effets 3D de la propagation des chocs, l'étendue radiale (hauteur de veine) des domaines de calcul est progressivement augmentée jusqu'à la modélisation d'une entrée d'air 3D complète. Des maillages acoustiques sont réalisés à partir des géométries réelles des différentes configurations traitées et les ondes de choc issues du calcul RANS y sont injectées et propagées. Les différents résultats sont comparés. Enfin, la propagation numérique 3D des FMR est étudiée : un signal issu des mesures de la campagne d'essais du démonstrateur MASCOT 2 est injecté et propagé dans le domaine acoustique ; les résultats sont comparés aux essais.

# Chapitre 1

## Propagation des ondes de choc et génération des FMR

Il existe deux grands axes d'étude, la propagation des ondes de choc et leur génération. La propagation des ondes de choc peut être étudiée grâce à des modèles analytiques ou par des simulations numériques. Concernant les méthodes analytiques, deux catégories de modèles de propagation se différencient. La première correspond aux études analytiques et expérimentales réalisées dans les années 1970, qui se concentrent sur l'évolution temporelle de l'amplitude et de la phase d'ondes en  $N$ . Ces modèles temporels permettent de propager uniquement des signaux de pression sous la forme de trains d'ondes en  $N$  réguliers ou irréguliers mais ne peuvent pas tenir compte des différents modes radiaux ( $\mu$ ). La seconde catégorie est fondée sur la résolution dans le domaine spectral des équations de l'acoustique non linéaire. Ces modèles propagent tout type de signaux de pression et prennent en compte la coupure des modes, la présence éventuelle d'un traitement acoustique dans la nacelle, ainsi que les différents modes radiaux. De plus, les modèles de propagation se décomposent en trois types suivant qu'ils décrivent l'évolution de signaux en 1, 2 ou 3 dimensions (1D, 2D, 3D). Les modèles 1D décrivent l'évolution du saut de pression  $\Delta p$  d'une onde en  $N$ . Les modèles 2D propagent une série d'ondes de choc engendrée par les aubes du rotor à un rayon donné et ignorent donc les modes radiaux. Enfin, les modèles 3D prévoient l'évolution d'un train d'ondes en  $N$  en tenant compte des modes angulaires et radiaux. Le second axe de recherche concernant le bruit d'onde de choc émis par un turboréacteur est la génération des irrégularités des ondes en  $N$ . Cette thématique a été traitée non seulement par le biais d'études expérimentales mais aussi par des simulations numériques.

Ce chapitre débute par un rappel des bases théoriques de l'acoustique non linéaire. Les équations d'où découlent les principaux modèles analytiques de propagation des ondes en  $N$  sont présentés dans le paragraphe 1.1. Ensuite, les différents modèles de propagation d'ondes en  $N$  sont décrits dans les paragraphes 1.2 et 1.3. Le paragraphe 1.4 expose les différentes méthodes de génération d'irrégularités des ondes en  $N$ . Enfin, un état de l'art concernant les simulations numériques des ondes de choc dans les turboréacteurs est brossé dans le paragraphe 1.5.

## 1.1 Bases théoriques de l'acoustique non linéaire

Les phénomènes non linéaires tels que la différence de vitesse de propagation entre une onde linéaire et non linéaire sont connus depuis le dix-huitième siècle. Les travaux se sont alors concentrés sur la propagation non linéaire d'une onde plane unidirectionnelle (Lagrange (1761), Poisson (1808), puis Riemann & Earnshaw (1860)). La formation de chocs a ensuite été étudiée en 1848 par Stokes. Rankine (1870) et Hugoniot (1887, 1889) ont démontré que la conservation de l'énergie à travers un choc implique un saut d'entropie et ont établi les équations de passage à travers cette discontinuité. Dans les années 1930, Fay (1931) et Fubini (1935) ont décrit la déformation d'une onde sinusoïdale avant la formation du choc dans un fluide non visqueux. De plus, Fubini a démontré qu'au cours de sa propagation, la déformation de l'onde sinusoïdale initialement monochromatique donnait lieu à une cascade énergétique vers des harmoniques de rang plus élevé (cf. fig. 1.1). En 1948, Burgers établit l'équation de propagation d'ondes planes en acoustique non linéaire dans un fluide visqueux (initialement utilisée en tant que modèle de turbulence). Hopf en 1950 puis Cole en 1951 publièrent la solution analytique exacte de l'équation de Burgers. En 1966, Blackstock étudia la transition entre la solution de Fubini (onde sinusoïdale sans choc) et la solution avec choc (onde en dent de scie). Une équation plus générale de l'acoustique non linéaire est donnée en 1971 par Kuznetsov. Cependant, à la connaissance de l'auteur, aucune solution analytique ni schéma numérique de résolution de cette équation n'ont été déterminés à ce jour. Des hypothèses simplificatrices conduisent à une solution approchée. En négligeant des termes visqueux et non linéaires d'ordre élevé, l'équation de Kuznetsov peut se réduire à l'équation de Burgers. Une troisième équation formulée par Khokhlov, Zabolotskaya et Kuznetsov (KZK) est utilisée en acoustique non linéaire. L'équation de KZK découle également de l'équation de Kuznetsov en appliquant la méthode de faisceau acoustique.

### 1.1.1 Déformation d'une onde sinusoïdale non linéaire

Avant d'appliquer le formalisme mathématique, le comportement d'une onde sinusoïdale non linéaire pendant sa propagation peut être analysé par un raisonnement simple. Lorsque l'amplitude d'une onde augmente (on dit alors que l'amplitude est finie), des phénomènes non linéaires apparaissent. En effet, la célérité de l'onde n'est plus constante mais dépend de la pression de l'onde  $p$  telle que (dans un fluide au repos) :

$$v = c_0 \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p - p_0}{p_0} \right), \quad (1.1)$$

avec  $c_0$  la célérité du son au repos,  $p_0$  la pression atmosphérique standard et  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques (équation démontrée en annexe A). Ainsi, au cours de la propagation, un point de pression supérieur d'une onde rattrape un point de l'onde de pression inférieur et le profil se déforme. Les conséquences de cette déformation sur le contenu spectral de l'onde sont l'apparition de fréquences harmoniques de la fréquence fondamentale et une réorganisation énergétique entre les raies. La figure 1.1 illustre ce principe en représentant l'évolution sans dissipation (fluide parfait) d'une

onde sinusoïdale d'amplitude finie en une onde en N (solution de Fubini). Au temps  $t = 1$  l'onde en N est créée. Elle est composée de deux fronts d'ondes et d'une pente de recompression. Lorsque  $t$  devient supérieur à 1, les deux front s'écartent, la pente s'adoucit, et l'amplitude des chocs diminue. Enfin, lorsque l'amplitude de l'onde sera devenue faible ( $t \gg 1$ ), les effets non linéaires seront négligeables et les chocs auront disparu.

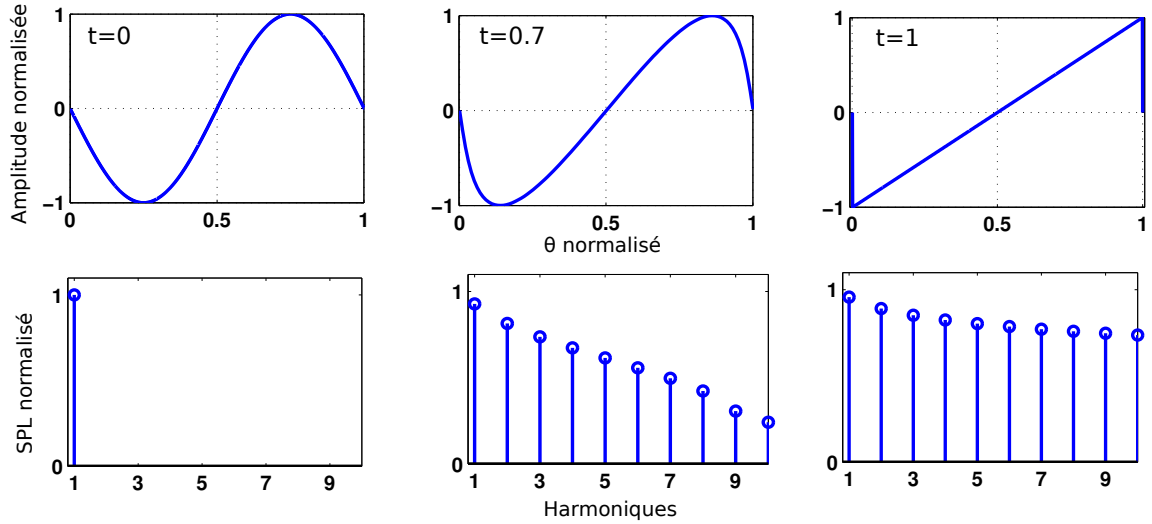


FIGURE 1.1 – Formation d'une onde en N (solution de Fubini)

### 1.1.2 Équations de la mécanique des fluides

De nombreux ouvrages et articles proposent d'établir les équations de l'acoustique non linéaire et présentent les principales méthodes de résolution [13] [7] [2] [66]. Dans la suite du paragraphe, les équations de Kuznetsov et de Burgers sont déduites des équations de la mécanique des fluides en émettant différentes hypothèses.

Sans terme source ni force extérieure, les équations de conservation de la masse (1.2), de la quantité de mouvement (1.3) et de l'énergie sous forme entropique (1.4) s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1.2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{u} + \left( \xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}), \quad (1.3)$$

$$\rho T \left( \frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) s \right) = \kappa \Delta T + \xi (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 + \frac{1}{2} \eta \left( \overline{\text{grad } \mathbf{u}} + {}^t \left( \overline{\text{grad } \mathbf{u}} \right) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \delta_{ij} \right)^2, \quad (1.4)$$

avec  $\rho$  la densité,  $\mathbf{u}$  le vecteur vitesse,  $s$  l'entropie par unité de masse et  $T$  la température.  $\kappa$  est le coefficient de conductivité thermique,  $\eta$  et  $\xi$  les coefficients de viscosité



dynamique et volumique considérés constants. Le vecteur flux de chaleur  $\mathbf{q}$  suit la loi de Fourier :

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T,$$

et le tenseur des contraintes du fluide  $\bar{\bar{\Sigma}}$ , s'écrit :

$$\bar{\bar{\Sigma}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}},$$

avec  $\bar{\bar{\tau}}$  le tenseur des contraintes visqueuses et  $\bar{\bar{I}}$  la matrice unité telle que  $\bar{\bar{I}} = \delta_{ij}$  avec  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker. En hypothèse de fluide newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses s'écrit :

$$\bar{\bar{\tau}} = \eta \left( \overline{\overline{\text{grad} \mathbf{u}}} + {}^t \left( \overline{\overline{\text{grad} \mathbf{u}}} \right) \right) + \left( \xi - \frac{2}{3}\eta \right) (\nabla \cdot \mathbf{u}) \bar{\bar{I}},$$

La fermeture du système (1.2), (1.3) et (1.4) nécessite une autre équation, généralement l'équation des gaz parfaits :

$$p = \rho (R_{\text{gaz}}) T, \quad (1.5)$$

avec  $R_{\text{gaz}} = c_p - c_v$  la constante spécifique des gaz.  $c_p$  et  $c_v$  sont les chaleurs spécifiques à pression et volume constants et  $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$  le rapport des chaleurs spécifiques.

### 1.1.3 Équation générale de Kuznetsov

Pour simplifier l'écriture des équations, considérons un écoulement irrotationnel  $\nabla \wedge \mathbf{u} = 0$ . Le champ de vitesse dérive donc d'un potentiel  $\phi$  :

$$\mathbf{u} = -\nabla \phi, \quad (1.6)$$

En injectant (1.6) dans (1.3) la variation d'enthalpie s'écrit :

$$\nabla \left( -\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 \right) = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{1}{\rho} \left( \frac{4}{3}\eta + \xi \right) \nabla (\Delta \phi), \quad (1.7)$$

Pour obtenir une équation d'onde, il faut réécrire le terme  $\frac{1}{\rho} \nabla p$  de l'équation (1.7) en fonction de  $\phi$ . Pour cela, introduisons  $h$  l'enthalpie par unité de masse telle que  $h = e + \frac{p}{\rho}$ , avec  $e$  l'énergie interne. En utilisant la loi fondamentale de la thermodynamique, on obtient  $de = Tds - pd \left( \frac{1}{\rho} \right)$  et donc :

$$dh = Tds + \frac{1}{\rho} dp. \quad (1.8)$$

En injectant (1.5) dans (1.8) et après quelques calculs on obtient :

$$dh = \gamma T ds + (\gamma - 1) h \frac{d\rho}{\rho}, \quad (1.9)$$

De plus, l'enthalpie s'écrit en fonction de  $T$  :

$$h = c_p T. \quad (1.10)$$

Les fluctuations de  $\rho$ ,  $p$ ,  $s$  et  $T$  sont supposées petites devant les grandeurs à l'équilibre  $\rho_0$ ,  $p_0$ ,  $s_0$  et  $T_0$ . Les quantités  $\eta$ ,  $\xi$  et  $|v|$  sont également supposées petites. De plus, en ne conservant que les termes d'ordre 2, l'équation de la conservation de l'énergie (1.4) devient :

$$\rho_0 T_0 \frac{\partial s}{\partial t} = \kappa \Delta T. \quad (1.11)$$

Söderholm [59] montre que l'équation (1.8) peut s'écrire :

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla h - T_0 \nabla s. \quad (1.12)$$

Les variations d'entropie étant d'ordre 2 (cf. (1.11)), la fluctuation de température est négligée dans le second membre de (1.12). En introduisant (1.12) dans (1.7) et en intégrant, on obtient :

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 + h + T_0 (s - s_0) + \frac{1}{\rho} \left( \frac{4}{3} \eta + \xi \right) \Delta \phi = h_0, \quad (1.13)$$

avec  $h_0 = c_p T_0$ . On cherche maintenant à réécrire le terme en  $T_0 (s - s_0)$  de (1.13). En combinant (1.10) et (1.11) on obtient :

$$\rho_0 T_0 \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\kappa}{c_p} \Delta h. \quad (1.14)$$

L'expression de  $h$  à l'ordre 1 est déduite à partir de (1.13) :

$$h = c_p T_0 + \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (1.15)$$

En injectant (1.15) dans (1.14) et en intégrant on obtient :

$$T_0 (s - s_0) = \frac{\kappa}{\rho_0 c_p} \Delta \phi. \quad (1.16)$$

En injectant (1.16) dans (1.13) et en dérivant par rapport à  $t$ , il vient :

$$-\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + (\nabla \phi) \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \left( -\frac{\kappa}{c_p} + \frac{4}{3} \eta + \xi \right) \Delta \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0. \quad (1.17)$$

La dernière étape consiste à réécrire le terme  $\frac{\partial h}{\partial t}$  de (1.17). Pour cela, on remplace dans l'équation de la continuité (1.2) la densité par l'enthalpie grâce à (1.9) et (1.16) :

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} \cdot \nabla \phi - \frac{\kappa \gamma}{\rho_0 c_p} \Delta \frac{\partial \phi}{\partial t} - (\gamma - 1) \left( c_p T_0 + \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \Delta \phi = 0. \quad (1.18)$$

La célérité du son  $c$  s'écrit :

$$c^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s. \quad (1.19)$$

Dans un fluide au repos, (1.19) devient :

$$c_0^2 = \left[ \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \right]_{\rho_0},$$

l'évolution isentropique d'un gaz parfait suit la loi :

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{Constante} \quad (1.20)$$

et donc :

$$c_0^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}. \quad (1.21)$$

En injectant (1.18) dans (1.17) et avec (1.21) on obtient l'équation de Kuznetsov :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \phi = \frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \overline{\mathbf{grad} \phi} \right)^2 + \frac{\gamma - 1}{2c_0^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 + \frac{b}{\rho_0} \Delta \phi \right], \quad (1.22)$$

avec  $b$  le paramètre de dissipation thermovisqueuse (ou de diffusivité du son) :

$$b = \kappa \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) + \frac{4}{3} \eta + \xi.$$

En faisant un développement limité de la variation de pression on obtient :

$$p - p_0 = \left[ \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \right]_{\rho_0} (\rho - \rho_0) + \frac{1}{2!} \left[ \left( \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_s \right]_{\rho_0} (\rho - \rho_0)^2 + O((\rho - \rho_0)^3),$$

En définissant les coefficients  $A_{nl} = \rho_0 \left[ \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \right]_{\rho_0}$  et  $B_{nl} = \rho_0^2 \left[ \left( \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_s \right]_{\rho_0}$  et avec (1.20) on obtient le coefficient de non-linéarité du gaz :

$$\frac{B_{nl}}{2A_{nl}} = \frac{\gamma - 1}{2}. \quad (1.23)$$

L'équation de Kuznetsov décrit la propagation d'ondes acoustiques d'amplitude finie dans un fluide newtonien, homogène et thermovisqueux. Les variations des variables thermodynamiques sont supposées faibles et les termes supérieurs à l'ordre 2 sont négligés. Cette hypothèse correspond à  $M_{ac} \ll 1$  avec  $M_{ac} = u'_x / c_0 = p' / (\rho_0 c_0^2)$ , où  $M_{ac}$  est le nombre de Mach acoustique.  $p'$  représente la perturbation de pression telle que  $p = \bar{p} + p'$ , avec  $\bar{p}$  la valeur moyenne de la pression, supposée égale à  $p_0$  (valeur en condition atmosphérique standard). La solution de cette équation a donné lieu à de nombreuses études analytiques et numériques. Cependant, à la connaissance de l'auteur, aucune solution exacte n'a été établie et aucun schéma numérique ne permet de résoudre cette équation [7] [25]. En fonction des problématiques étudiées et avec des hypothèses supplémentaires, de nombreuses équations qui découlent de l'équation de Kuznetsov ont été traitées. En ce qui concerne la propagation des ondes de choc dans un turboréacteur, deux équations ont été étudiées : l'équation Kuznetsov en hypothèse de fluide parfait et l'équation de Burgers.

### 1.1.4 Équation de Kuznetsov en fluide parfait

Fernando *et al.* [16] [15], puis Kassem [27] [28] se sont intéressés à la résolution de l'équation de Kuznetsov en hypothèse de fluide non visqueux ( $b = 0$ ). De plus, le profil de l'onde est fonction de la distance de propagation et est supposé évoluer faiblement sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde. L'équation (1.22) s'écrit donc :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \phi = \frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \overline{\text{grad} \phi} \right)^2 + \frac{\gamma - 1}{2c_0^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 \right], \quad (1.24)$$

Fernando *et al.* [15] résolvent analytiquement (1.24) pour un écoulement au repos dans des guides d'ondes en 2D et 3D cylindriques. Kassem [27] [28] reprend la méthode de résolution en considérant un écoulement uniforme. Il applique ensuite cette méthode à une configuration de turboréacteur et compare les prévisions analytiques à des essais. La modélisation du traitement acoustique permet de tenir compte des différents modes radiaux ainsi que des ruptures d'impédance (par exemple, discontinuité entre une paroi rigide et la présence d'un traitement acoustique).

### 1.1.5 Équation de Burgers

L'équation de Burgers est également utilisée pour la propagation des ondes de choc dans les turboréacteurs. Bien qu'elle soit antérieure, l'équation de Burgers découle de l'équation de Kuznetsov. On considère maintenant la propagation d'une onde plane dans un espace 1D. De plus, le profil de l'onde est supposé varier faiblement sur des distances de propagation de l'ordre de la longueur d'onde. On se place maintenant dans le repère en translation à la vitesse  $c_0$  en effectuant un changement de variable  $x_2 = \mu_x x$  où  $\mu_x$  est un petit paramètre d'échelle. En se plaçant au temps retardé  $t_2 = t - x/c_0$ , les dérivées par rapport au temps et à l'espace deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= -\frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t_2} + \mu_x \frac{\partial}{\partial x_2} \\ \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t_2}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

L'équation (1.22) s'écrit alors :

$$2\mu_x c_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t_2 \partial x_2} = \frac{\partial}{\partial t_2} \left[ \frac{1}{c_0^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t_2} \right)^2 + \frac{\gamma - 1}{2c_0^2} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t_2} \right)^2 + \frac{b}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t_2^2} \right], \quad (1.26)$$

avec  $u_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{1}{c_0} \frac{\partial \phi(x, t_2)}{\partial t_2} + O(\mu_x)$ . Dans le référentiel de l'onde, (1.26) devient :

$$\mu_x \frac{\partial u_x}{\partial x_2} - \frac{\gamma + 1}{2c_0^2} u_x \frac{\partial u_x}{\partial t_2} = \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t_2^2}. \quad (1.27)$$

Nous allons maintenant relier l'équation de Burgers écrite en fonction de la vitesse (1.27) à son expression fonction de la pression, également très utilisée. En utilisant à nouveau les équations (1.25), on obtient l'équation de Burgers dans le repère fixe :

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \left( \frac{1}{c_0} - \frac{\gamma + 1}{2c_0^2} u_x \right) \frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}. \quad (1.28)$$

On décompose la vitesse en vitesse moyenne  $\bar{u}_x$  et perturbée  $u'_x$  telle que  $u_x = \bar{u}_x + u'_x$ . Au premier ordre (1.28) donne  $\nabla \bar{u}_x = 0$ . En variables perturbées (1.28) s'écrit donc :

$$\frac{\partial u'_x}{\partial x} + \left( \frac{1}{c_0} - \frac{\gamma + 1}{2c_0^2} (\bar{u}_x + u'_x) \right) \frac{\partial u'_x}{\partial t} = \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 u'_x}{\partial t^2}. \quad (1.29)$$

En utilisant la relation d'impédance :

$$u'_x = \frac{p'}{\rho_0 c_0}, \quad (1.30)$$

(1.29) s'écrit en fonction de la pression :

$$\frac{\partial p'}{\partial x} + \left[ \frac{1}{c_0} - \frac{\gamma + 1}{2c_0^2} \left( \bar{u}_x + \frac{p'}{\rho_0 c_0} \right) \right] \frac{\partial p'}{\partial t} = \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2}. \quad (1.31)$$

En fluide parfait ( $b = 0$ ) et sans écoulement ( $\bar{u}_x = 0$ ) et avec (1.21), (1.31) devient :

$$\frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{1}{c_0} \left( 1 - \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p'}{p_0} \right) \frac{\partial p'}{\partial t} = 0.$$

Soit le développement limité  $(1 + X)^{-1} = 1 + X + O(X^2)$  au premier ordre où  $X = \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p'}{p_0}$ , on obtient :

$$\frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{1}{c_0 \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2} \frac{p'}{p_0} \right)} \frac{\partial p'}{\partial t} = 0,$$

soit en identifiant l'expression de  $v$  avec (1.1) :

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + v \frac{\partial p'}{\partial x} = 0. \quad (1.32)$$

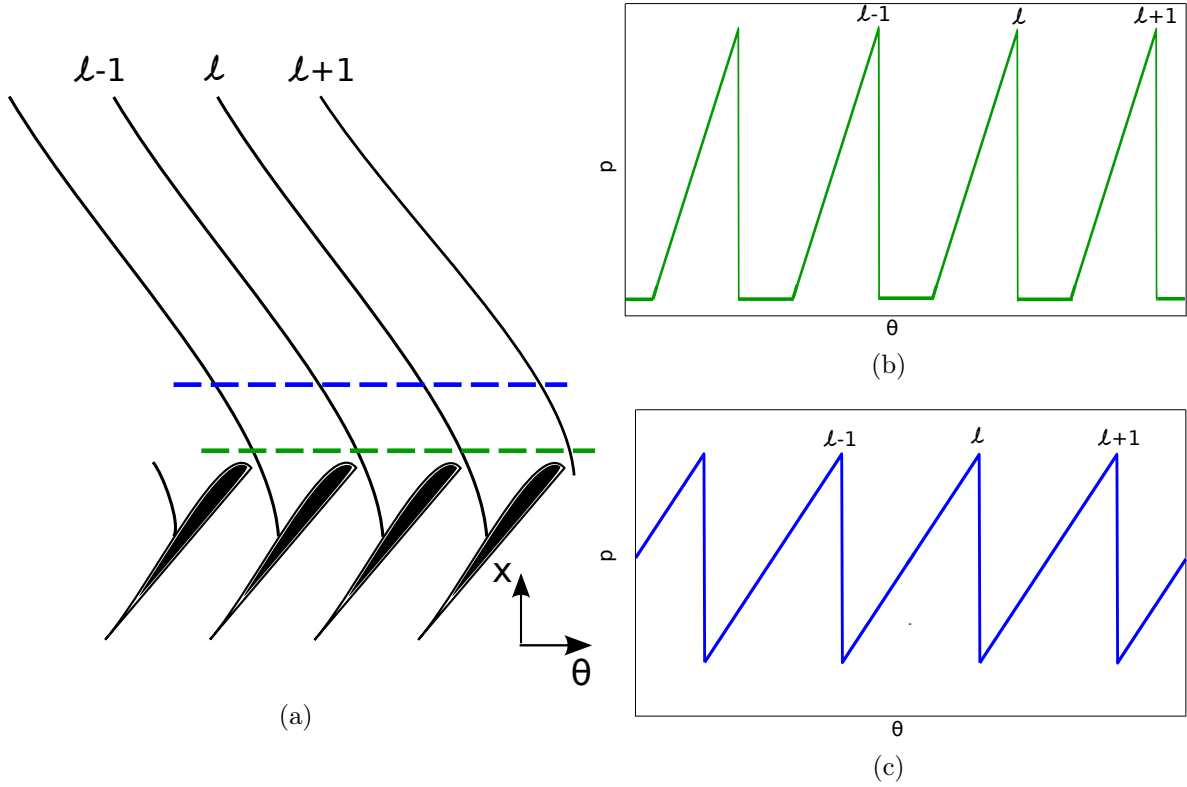
## 1.2 Modèles temporels de propagation des ondes en N en 1D et 2D

Concernant l'atténuation des ondes en N, une première étude a été menée en 1946 par DuMond *et al.* [11]. Les auteurs y étudient la formation et l'atténuation des ondes en N issues de balles de différents calibres, mettant ainsi en évidence le caractère non linéaire de ces phénomènes propagatifs. Les premières études concernant les

trains d'ondes en N issus de turboréacteurs ainsi que le phénomène de création des FMR ont été publiées au début des années 1970, avec l'apparition des turboréacteurs à double flux. En effet, la soufflante de ces moteurs à grand taux de dilution ayant un grand rayon, pour un même régime de rotation qu'un moteur simple flux, le Mach périphérique des aubes est augmenté et devient supersonique. Les premières études se sont concentrées sur la description de l'atténuation des ondes en N, ainsi que sur les mécanismes donnant lieu à l'apparition des FMR. En menant des campagnes d'essais, Philpot [46], Fink [17], Kantola & Kurosaka [26], puis Goldstein [20] ont décrit les phénomènes de génération des ondes de choc par les aubes du rotor. Ils se sont également intéressés à l'effet du Mach relatif en bout de pale sur les ondes de choc, ainsi qu'aux mécanismes de génération des FMR. Ils ont notamment démontré que ces harmoniques proviennent de légers défauts géométriques (principalement l'angle de calage) des aubes. Morfey & Fisher [41], Sofrin & Pickett [58], puis Kurosaka [29] ont différencié deux zones ; une proche de l'aube où l'amplitude l'onde de choc décroît en  $1/\sqrt{x}$  (zone de pré-coalescence) et une deuxième zone plus éloignée où la décroissance s'effectue en  $1/x$  (zone de coalescence). De plus, ils ont établi une équation décrivant l'atténuation du saut de pression en fonction de la distance parcourue par les ondes de choc (cf. §1.2.1). Hawkings [23] développa un modèle de propagation d'ondes en N en deux dimensions en tenant compte de leurs irrégularités en amplitude (cf. §1.2.2). Kurze & Allen [30] étudièrent l'effet d'un traitement acoustique en paroi de la nacelle. Pickett [47] modélisa les défauts géométriques des aubes en introduisant des variations en phase et en amplitude des ondes en N. En déterminant expérimentalement les écarts types de ces variations, il aboutit à une expression du spectre sonore d'un rotor irrégulier (cf. §1.4.1). En 1977, Stratford & Newby [60] ont étudié la position du choc par rapport au bord d'attaque. Ils différencient des conditions dans lesquelles le choc se propageant vers l'amont est attaché au bord d'attaque de l'aube tandis que le choc se propageant vers l'aval est ingéré par le rotor et des conditions dans lesquelles un seul choc est présent, en forme d'arc et décollé du bord d'attaque. Plus récemment, Uellenberg [65] a développé un modèle similaire à celui de Hawkings, mais qui permet de modifier non seulement les amplitudes mais aussi les phases des ondes en N (cf. §1.2.3).

Les ondes de chocs engendrées par les aubes du rotor se propagent en spirale en remontant l'écoulement. Deux régions se distinguent dans la zone proche du rotor (cf. fig. 1.2(a)). Dans la première zone dite de pré-coalescence, chaque onde de choc est indépendante des chocs adjacents et peut être considérée comme une impulsion (cf. fig. 1.2(b)). En se propageant, les points en amont de l'onde de choc  $\ell$  ayant une pression supérieure aux points situés en aval les rattrapent. La distance entre le choc  $\ell$  et les points de pression minimum de la zone de décompression de l'onde  $\ell+1$  diminue, tandis que l'amplitude des chocs décroît en  $1/\sqrt{x}$ . La seconde zone dite de coalescence (cf. fig. 1.2(c)), correspond à la distance où tous les chocs  $\ell$  ont rattrapé les points situés dans la pente de décompression de l'onde  $\ell+1$  et le train d'ondes en N est alors formé.

Dans la suite du chapitre, nous nous intéresserons uniquement à la zone de coalescence. Le schéma de la figure 1.3(a) représente une coupe 2D d'ondes de chocs issues du rotor. Les ondes de choc se propagent à la vitesse  $v$  (cf. (1.1)) avec  $\bar{p}$  la pression



**FIGURE 1.2** – (a) Schéma de la génération des ondes de choc; (b) signal de pression  $p(\theta)$  région de pré-coalescence (figure (a), tirets verts); (c) signal de pression  $p(\theta)$  région de coalescence (figure (a), tirets bleus);

moyenne du choc ( $\bar{p} = p_0$  pour une onde régulière centrée en  $p_0$ ), suivant l'angle  $\psi$  par rapport à la direction de l'écoulement moyen. L'extrémité des aubes du rotor ont un nombre de Mach  $M_{tip} = \frac{2\pi R N}{c} \frac{N}{60}$ , avec  $N$  le régime de rotation en tours par minute.

Le nombre de Mach relatif s'écrit  $M_{rel} = \sqrt{(M_{tip}^2 + M_a^2)}$ .  $\alpha_1$  est l'angle entre le Mach relatif et le Mach axial tel que  $\cos \alpha_1 = M_a/M_{rel}$  et  $\alpha_2$  est l'angle de calage des aubes. Généralement, les aubes du rotor sont vrillées de sorte que  $\alpha_2 = \alpha_1$ .  $\beta$  est l'angle de Mach tel que  $\sin \beta = 1/M_{rel}$ . L'angle  $\psi$  vaut alors  $\psi = \alpha_2 + \beta - \pi/2$ . La distance entre deux aubes est égale à  $2\pi R/B$ , avec  $B$  le nombre d'aubes du rotor. Le régime du rotor devient supersonique lorsque  $M_{rel} > 1$ . Le schéma de la figure 1.3(b) représente le signal de pression angulaire d'une coupe axiale à  $t$  constant (trait en bleu sur le schéma de la fig. 1.3(a)). L'amplitude moyenne des chocs est  $\overline{\Delta p}$ , la longueur d'onde moyenne  $\bar{\Lambda}$  et la distance inter-chocs moyenne  $\bar{\lambda}$  sont égales à :

$$\bar{\Lambda} = \bar{\lambda} = \frac{2\pi R}{B}. \quad (1.33)$$

Pour un rotor parfait, les ondes de choc sont identiques, de même amplitude, longueur d'onde et distance inter-chocs. De plus, suivant la direction  $\psi$ , les longueurs d'ondes et

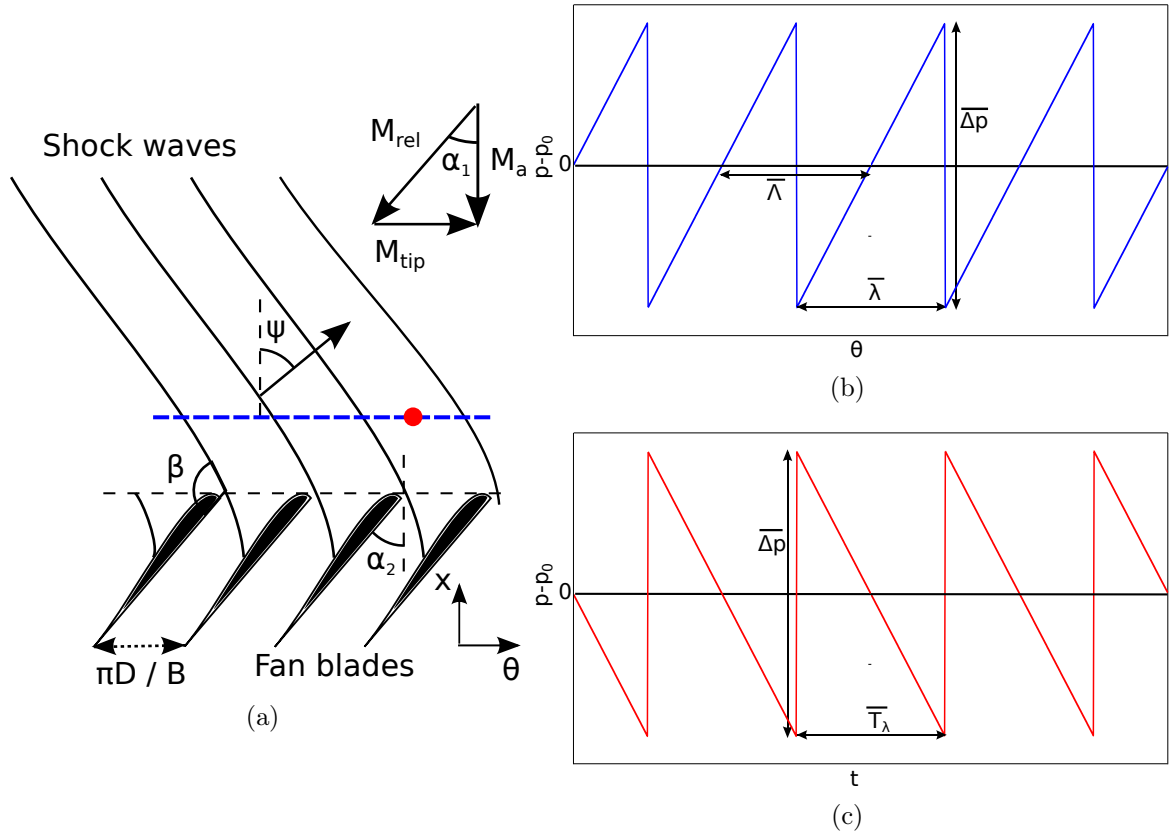
distances inter-chocs moyennes sont égales à :

$$\bar{\Lambda}_\psi = \bar{\lambda}_\psi = \frac{2\pi R}{B} \sin(\alpha_1 + \beta - \pi/2). \quad (1.34)$$

Il est important de noter que la figure 1.3(b) est une représentation du signal de pression suivant l'angle polaire à  $x$  et  $t$  fixés. Cependant, ce signal équivaut également à un signal de pression enregistré par un capteur à  $x$  et  $\theta$  fixés mais dépendant du temps (point rouge sur fig. 1.3(a)). Le signal enregistré est représenté sur la figure 1.3(c).  $T_\lambda$  est la période entre deux chocs et équivaut à :

$$T_\lambda = \frac{\lambda_\psi}{c_0(1 - M_a \cos \psi)} = \frac{\lambda}{M_{tip} c_0}, \quad (1.35)$$

lorsque l'onde est centrée en  $p_0$  et donc  $\bar{T}_\lambda = 60/(BN)$ .



**FIGURE 1.3** – (a) Schéma de la génération des ondes de choc ; (b) signal de pression  $p(\theta)$  (figure (a), tirets bleus) ; (c) signal de pression  $p(t)$  (figure (a), point rouge)

### 1.2.1 Décroissance du saut de pression d'une onde en N

Plusieurs auteurs ont démontré la relation reliant la décroissance de l'amplitude des chocs à la distance de propagation (appliquée à une unique onde en N) [11], [41],



[58], [29]. Ce paragraphe s'appuie sur la démonstration de Morfey & Fisher [41]. La décroissance du saut de pression provient de la différence de vitesse entre un point de l'onde de plus grande pression et un de plus petite pression. Le schéma de la figure 1.4 représente une onde en créneau, avec le point A de pression  $p^+$  juste en amont du choc, le point B de pression  $p^-$  juste en aval du choc, le point C de pression  $p_0$  à l'interface du choc et les points C' et C'' également de pression  $p_0$ . Considérons dans un premier temps la propagation d'une onde dans un milieu au repos ( $\bar{u}_x = 0$ ). La vitesse de cette onde est définie par l'équation (1.1). La différence de vitesse entre les points A et B est égale à  $\frac{\partial x}{\partial t} = c_0 \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p}{p_0}$ , avec  $\Delta p$  l'amplitude du choc. La valeur moyenne du choc étant égale à  $p_0$ , le point C a une célérité égale à  $c_0$ . De plus, les points C' et C'' ont une vitesse identique  $v_C = v_{C'} = v_{C''} = c_0$ . En  $\delta t$ , le point A rattrape le point C de  $\delta x = c_0 \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p}{2p_0} \delta t$ . Cependant le choc centré en  $p_0$  a une vitesse égale à  $c_0$ . Étant donné que le point A ne peut pas dépasser le point C, pendant le temps  $\delta t$ , la pression de  $p^+$  de A diminue de  $(\Delta p/\lambda) \delta x$ . Le même phénomène se produit entre le point C et le point B. En conséquence, en  $\partial t$  l'amplitude du choc a diminué de  $2 (\Delta p/\lambda) \partial x$ . Le taux de décroissance de  $\Delta p$  est donc donné par :

$$\frac{d\Delta p}{dt} = - \lim_{\partial x \rightarrow 0} \frac{2 (\Delta p/\lambda) \partial x}{\partial t} = - \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{c_0}{\lambda p_0} \Delta p^2, \quad (1.36)$$

soit :

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{\Delta p} = \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{c_0}{\lambda p_0}. \quad (1.37)$$

En intégrant (1.37), on obtient l'évolution du saut de pression pour un fluide au repos :

$$\Delta p(t) = \frac{\Delta p(t=0)}{1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p(t=0)}{p_0} \frac{c_0 t}{\lambda}}. \quad (1.38)$$

Ce modèle est valable pour un train d'ondes en N régulier. De plus, la vitesse des ondes étant connue et égale à  $c_0$  pour un choc centré en  $p_0$ , il est possible de relier le temps de propagation à la distance parcourue. Dans un turboréacteur, les ondes en N se propagent suivant la direction  $\psi$  dans un écoulement à la vitesse  $\bar{u} = \cos \psi M_a c_0$ , avec  $\bar{u} < 0$  (cf. fig. 1.3(a)). L'équation (1.38) pour un fluide en écoulement s'écrit donc :

$$\Delta p(t) = \frac{\Delta p(t=0)}{1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p(t=0)}{p_0} \frac{c_0 t}{\lambda (1 + \bar{u}/c_0)}}.$$

En projetant la distance parcourue par l'onde sur  $x$ , on obtient :

$$\Delta p(x) = \frac{\Delta p(x=t=0)}{1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p(x=t=0)}{p_0} \frac{x \cos \psi}{\lambda (1 + \bar{u}/c_0)}}.$$

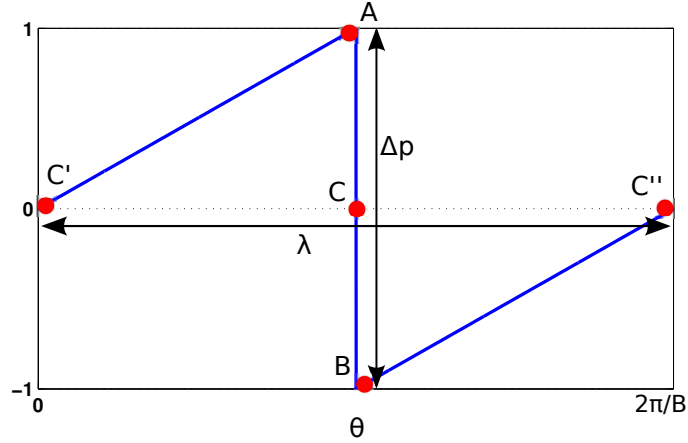


FIGURE 1.4 – Onde en "N"

Pour des temps (ou distances de propagation) petits, la décroissance du choc suit une loi en  $\Delta p_{(t=0)}/(1 + \Delta p_{(t=0)}t)$ . Puis l'atténuation devient indépendante du saut de pression initial sur des temps plus longs et suit une loi en  $1/t$ .

Les niveaux de pression sonore des raies de rang  $m$ ,  $SPL_m$  et globaux, OASPL, peuvent être déterminés à partir de l'amplitude du saut de pression. Le signal temporel correspondant à la figure 1.4 s'écrit  $p(t) = (\Delta p/T_\lambda)t$  pour  $-T_\lambda/2 < t < T_\lambda/2$ . la composante spectrale  $C_m$  de la raie  $m$  du signal de pression  $p(t)$  est :

$$C_m = \frac{1}{T_\lambda} \int_{-T_\lambda/2}^{T_\lambda/2} p(t) \exp\left(-\frac{2\pi imt}{T_\lambda}\right) dt = \frac{\Delta p}{T_\lambda^2} \int_{-T_\lambda/2}^{T_\lambda/2} t \exp\left(-\frac{2\pi imt}{T_\lambda}\right) dt = (-1)^m \frac{i\Delta p}{2\pi m},$$

avec  $i = \sqrt{-1}$ . La pression efficace des raies  $p_m^{rms}$  (rms pour Root Mean Square) équivaut à :

$$p_m^{rms} = \sqrt{|C_m|^2 + |-C_m|^2} = \frac{\Delta p}{\sqrt{2\pi m}}. \quad (1.39)$$

En intégrant  $p_m^{rms}$  (avec la fonction d'Euler-Riemann  $\zeta(2) = \sum_{m=1}^{\infty} 1/m^2 = \pi^2/6$ ) on obtient la pression efficace totale :

$$p^{rms} = \frac{\Delta p}{2\sqrt{3}}. \quad (1.40)$$

Enfin, les SPL et OASPL s'écrivent :

$$SPL_m = 20 \log\left(\frac{p_m^{rms}}{p_{ref}}\right) \text{ et } OASPL = 20 \log\left(\frac{p^{rms}}{p_{ref}}\right), \quad (1.41)$$

avec la pression de référence  $p_{ref} = 2.10^{-5}\text{Pa}$ .

### 1.2.2 Train d'ondes en N irrégulières : modèle de Hawkings

Par un raisonnement similaire à celui de Morfey & Fisher, c'est-à-dire avec des considérations géométriques, Hawkings [23] a développé une méthode de propagation des ondes en N d'amplitude irrégulière. Au lieu d'écrire les équations sur la différence de pression, Hawkings travaille avec la perturbation de vitesse du fluide  $u'_x$  (cf. (1.30)) telle que :

$$p'/p_0 = \gamma u'_x/c_0. \quad (1.42)$$

La figure 1.5 représente une onde en N d'amplitude non symétrique. La pression moyenne du choc étant différente de  $p_0$ , le choc se déplace avec une vitesse différente de  $c_0$ . De plus, le choc n'est pas centré :  $\lambda_s \neq \lambda/2$  où  $\lambda_s$  est la distance C'C. Dans le référentiel  $c_0$ , l'onde a une célérité  $v = \alpha_{nl} u'_x$ , avec  $\alpha_{nl} = (\gamma + 1)/2$ . Les pentes des segments C'A ( $Q^+(t)$ ) et BC'' ( $Q^-(t)$ ) évoluent en fonction du temps à la vitesse  $Q(t) = Q_{(t=0)}/(1 + Q_{(t=0)}\alpha_{nl}t)$ , avec  $Q_{(t=0)}$  la valeur initiale de la pente. Soit, pour le segment C'A :

$$\frac{u'_A(t)}{\lambda_s(t)} = \frac{Q_{(t=0)}^+}{\left(1 + Q_{(t=0)}^+\alpha_{nl}t\right)}, \quad (1.43)$$

et pour le segment BC'' :

$$\frac{u'_B(t)}{(\lambda_s(t) - \lambda)} = \frac{Q_{(t=0)}^-}{\left(1 + Q_{(t=0)}^-\alpha_{nl}t\right)}, \quad (1.44)$$

avec  $Q_{(t=0)}^+$  et  $Q_{(t=0)}^-$  les valeurs des pentes initiales. D'autre part, l'onde de choc se déplace à :

$$v = \frac{d\lambda_s}{dt} = \frac{\alpha_{nl}}{2} (u'_A + u'_B), \quad (1.45)$$

En combinant (1.43) (1.44) et (1.45), on obtient :

$$\frac{d\lambda_s}{dt} = \frac{\alpha_{nl}\lambda_s}{2} \left( \frac{Q_{(t=0)}^+}{1 + Q_{(t=0)}^+\alpha_{nl}t} + \frac{Q_{(t=0)}^-}{1 + Q_{(t=0)}^-\alpha_{nl}t} \right) - \frac{\alpha_{nl}\lambda Q_{(t=0)}^-}{2(1 + Q_{(t=0)}^-\alpha_{nl}t)}. \quad (1.46)$$

La solution de l'équation (1.46) est :

$$\begin{aligned} \lambda_s(t) = & \lambda_{s(t=0)} \left(1 + Q_{(t=0)}^+\alpha_{nl}t\right)^{1/2} \left(1 + Q_{(t=0)}^-\alpha_{nl}t\right)^{1/2} - \\ & \frac{\lambda Q_{(t=0)}^-\alpha_{nl}t \left(1 + Q_{(t=0)}^+\alpha_{nl}t\right)^{1/2}}{\left(1 + Q_{(t=0)}^+\alpha_{nl}t\right)^{1/2} + \left(1 + Q_{(t=0)}^-\alpha_{nl}t\right)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (1.47)$$

avec  $\lambda_{s(t=0)}$  la valeur initiale de  $\lambda_s$ . Les expressions de la vitesse des points A et C sont donc :

$$\begin{aligned}
 u'_A(t) &= \lambda_{s(t=0)} Q_{(t=0)}^+ \left( \frac{1 + Q_{(t=0)}^- \alpha_{nl} t}{1 + Q_{(t=0)}^+ \alpha_{nl} t} \right)^{1/2} - \frac{\lambda Q_{(t=0)}^+ Q_{(t=0)}^- \alpha_{nl} t \left( 1 + Q_{(t=0)}^+ \alpha_{nl} t \right)^{-1/2}}{\left( 1 + Q_{(t=0)}^+ \alpha_{nl} t \right)^{1/2} + \left( 1 + Q_{(t=0)}^- \alpha_{nl} t \right)^{1/2}}, \\
 u'_B(t) &= \lambda_{s(t=0)} Q_{(t=0)}^- \left( \frac{1 + Q_{(t=0)}^+ \alpha_{nl} t}{1 + Q_{(t=0)}^- \alpha_{nl} t} \right)^{1/2} - \\
 &\quad - \lambda_{nl} Q_{(t=0)}^- \frac{\left( 1 + Q_{(t=0)}^+ \alpha_{nl} t \right)^{1/2} \left( 1 + Q_{(t=0)}^- \alpha_{nl} t \right)^{-1/2}}{\left( 1 + Q_{(t=0)}^+ \alpha_{nl} t \right)^{1/2} + \left( 1 + Q_{(t=0)}^- \alpha_{nl} t \right)^{1/2}}.
 \end{aligned} \tag{1.48}$$

En déterminant l'évolution temporelle de  $\lambda_s(t)$ ,  $u'_A(t)$  et  $u'_B(t)$  de chaque onde en N par (1.47) et (1.48), l'évolution du train d'ondes entier est connue. La décroissance du saut de pression du choc est proportionnelle à  $u'_A(t) - u'_B(t)$  :

$$u'_A(t) - u'_B(t) = \frac{\lambda_{s(t=0)} \left( Q_{(t=0)}^+ - Q_{(t=0)}^- \right) + \lambda Q_{(t=0)}^-}{\left( 1 + Q_{(t=0)}^+ \alpha_{nl} t \right)^{1/2} \left( 1 + Q_{(t=0)}^- \alpha_{nl} t \right)^{1/2}}. \tag{1.49}$$

En considérant un train d'ondes régulier :  $Q_{(t=0)}^+ = Q_{(t=0)}^-$  et  $\lambda_s = \lambda/2$  et en injectant (1.42) dans (1.49), on retrouve l'équation de Morfey & Fisher (1.38).

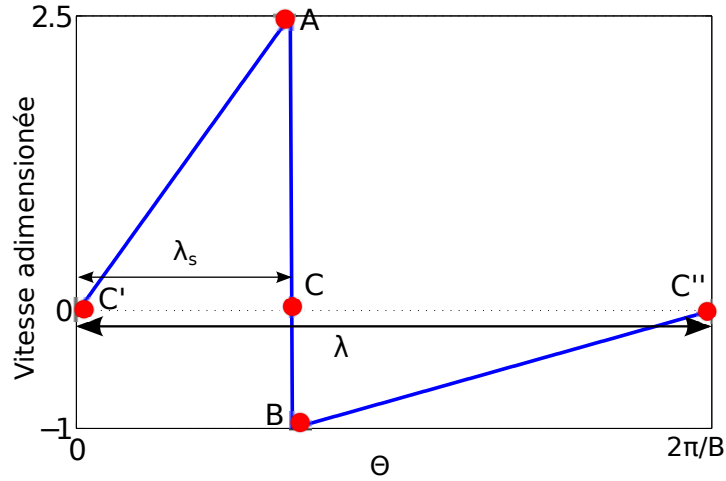


FIGURE 1.5 – Onde en créneau décentrée

### 1.2.3 Train d'ondes en N irrégulières : modèle d'Uellenberg

En 2004, Uellenberg [65] propose un nouveau modèle de propagation des ondes en N similaire à celui de Hawking, avec la particularité de propager des ondes en N

présentant des défauts initiaux non seulement en saut de pression mais également en distance inter-chocs  $\lambda$ . Pour cela, Uellenberg réécrit (1.46) en fonction de la pression  $p$  (et non plus en fonction de la perturbation de la vitesse du fluide  $u'$ ) et tient compte des chocs adjacents  $\ell + 1$  et  $\ell - 1$  pour calculer les pentes de recompression  $Q_\ell^+ = (p_\ell^+ - p_{\ell-1}^-) / \lambda^+$  et  $Q_\ell^- = (p_{\ell+1}^+ - p_\ell^-) / \lambda^-$  de l'onde  $\ell$ , avec  $\lambda^+$  (resp.  $\lambda^-$ ) la distance entre les chocs  $\ell - 1$  et  $\ell$  (resp.  $\ell$  et  $\ell + 1$ ). En considérant des chocs régulièrement espacés  $\lambda_\ell = \bar{\lambda}$  pour  $\ell = 1$  à  $B$ , le modèle d'Uellenberg est équivalent au modèle de Hawkings.

## 1.3 Modèle spectral de propagation des ondes en N en 2D

### 1.3.1 Méthode FDNS de McAlpine & Fisher

Les modèles de propagation spatiale précédents sont simples à mettre en œuvre. Ils présentent cependant l'inconvénient de ne pas prendre en compte la coupure des modes non propagatifs ni les effets dus à la présence d'un traitement acoustique sur les parois de la nacelle. A cet égard, la méthode actuelle la plus aboutie est la méthode de propagation spectrale FDNS (Frequency Domain Numerical Solution) de McAlpine & Fisher. Originellement développée par Fisher, Tester et Schwaller [18], puis améliorée par McAlpine & Fisher [35], [36], cette méthode est basée sur la résolution dans le domaine spectral de l'équation de Burgers modifiée.

Établissons le lien entre l'équation de Burgers (1.32) et l'équation de Burgers modifiée utilisée dans la méthode FNDS. L'objectif visé est d'aboutir à une équation différentielle ne portant que sur la pression. Reprenons pour cela l'équation (1.32) dans le repère en translation à la vitesse  $c_0$ , en effectuant un changement de variable similaire au précédent  $x_2 = x - c_0 t$  et  $t_2 = t$ . On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x_2}, \\ \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t_2} - c_0 \frac{\partial}{\partial x_2}. \end{aligned} \tag{1.50}$$

En injectant les équations (1.1) et (1.50) dans (1.32), on obtient :

$$\frac{\partial p}{\partial t_2} + \frac{\gamma + 1}{2\rho_0 c_0} p \frac{\partial p}{\partial x_2} = 0, \tag{1.51}$$

équivalente à (1.31) (écrite dans le repère fixe, avec  $\bar{u}_x = 0$  et  $b = 0$ ). En adimensionnant (1.51) par :

$$\tilde{t} = \frac{c_0 t_2}{\lambda_\psi}, \tilde{x} = \frac{2\pi x_2}{B \lambda_\psi}, \tilde{p} = \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p}{p_0}, \tag{1.52}$$

on obtient :

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{t}} + \frac{2\pi}{B} \tilde{p} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} = 0. \tag{1.53}$$

On remarque que l'écoulement moyen axial  $\bar{u}_x$  n'apparaît pas dans l'équation (1.53). Son effet est néanmoins pris en compte dans le temps de propagation de l'onde  $\tilde{t} = \frac{c_0 t_2}{\lambda} = \frac{x}{2R} K$ , où  $K$  est un paramètre dépendant entre autres du nombre de Mach axial et du régime de rotation du moteur :

$$K = \frac{B}{\pi} \frac{M_{rel}^4}{\sqrt{M_{rel}^2 - 1}} \left( M_a \sqrt{M_{rel}^2 - 1} - M_{tip} \right)^{-2}.$$

### 1.3.2 Résolution spectrale et troncature du spectre

L'équation (1.53) est résolue numériquement dans l'espace spectral. La pression est alors décomposée en série de Fourier telle que :

$$\tilde{p} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{C}_m e^{im\tilde{x}}, \quad (1.54)$$

avec  $\tilde{C}_m$  la composante complexe  $m$  du spectre et  $\tilde{C}_m^*$  son conjugué. Cependant lors de la résolution, le spectre est tronqué (généralement à  $m_{\max} = 10B$ ). Un terme de dissipation numérique est ajouté à (1.53) pour tenir compte de la troncature du spectre,

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{t}} + \frac{2\pi}{B} \tilde{p} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}} = \frac{\epsilon}{B^2} \frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial \tilde{x}^2}. \quad (1.55)$$

En injectant (1.54) dans (1.55), on obtient :

$$\frac{d\tilde{C}_m}{d\tilde{t}} = -\frac{im\pi}{B} \left( \sum_{l=1}^{m-1} \tilde{C}_{m-l} \tilde{C}_l + 2 \sum_{l=m+1}^{m_{\max}} \tilde{C}_l \tilde{C}_{l-m}^* \right) - \epsilon \frac{m^2}{B^2} \tilde{C}_m, \quad (1.56)$$

avec  $\epsilon$  le terme de dissipation numérique tel que :

$$\epsilon = \frac{1}{m} \left[ \sum_{l=m_{\max}-m+1}^{m_{\max}} \frac{1}{l} \right] \tilde{\Delta} p(\tilde{t}), \quad (1.57)$$

où,  $\tilde{\Delta} p$  est le saut de pression du choc adimensionné par  $(\gamma + 1) / (2\gamma p_0)$ , déterminé à chaque pas de temps à partir de (1.41) et (1.40).

### 1.3.3 Modes évanescents et traitement acoustique

Enfin, un terme d'atténuation linéaire  $\sigma(m)$  est ajouté afin de prendre en compte les modes coupés ainsi que l'éventuelle présence d'un traitement acoustique. L'équation (1.56) s'écrit finalement :

$$\frac{d\tilde{C}_m}{d\tilde{t}} = -\frac{im\pi}{B} \left( \sum_{l=1}^{m-1} \tilde{C}_{m-l} \tilde{C}_l + 2 \sum_{l=m+1}^{m_{\max}} \tilde{C}_l \tilde{C}_{l-m}^* \right) - \epsilon \frac{m^2}{B^2} \tilde{C}_m - \sigma(m) C_m. \quad (1.58)$$

L'atténuation linéaire  $\sigma(m)$  de chaque mode  $m$  est déterminée en résolvant le système d'équations composé de l'équation de dispersion en présence d'un écoulement axial uniforme et de l'équation de propagation linéaire en conduit cylindrique. Le champ de pression  $p(r, \theta, x, t) = \widehat{p}(r, \theta, x) \exp(i\omega t)$  avec  $\widehat{p}$  la transformée de Fourier de  $p$ , résultant d'une source de bruit harmonique de fréquence  $\omega$ , satisfait à l'équation de convection de Helmholtz :

$$(ik + M_a \partial / \partial x)^2 \widehat{p} = \nabla^2 \widehat{p}. \quad (1.59)$$

La solution peut s'écrire sous la forme :

$$\widehat{p}_{m\mu}(r, \theta, x) = A_{m\mu} J_m(\kappa_{m\mu} r) \exp[i(-k_x x \pm m\theta)],$$

où :

$$k_x = \frac{k}{(1 - M_a^2)} \left[ -M_a \pm \left\{ 1 - (1 - M_a^2) \left( \frac{\kappa_{m\mu}}{k} \right)^2 \right\}^{1/2} \right], \quad (1.60)$$

avec  $J_m$  la fonction de Bessel de première espèce, d'ordre  $m$ ,  $A_{m\mu}$  l'amplitude modale du mode  $(m, \mu)$ ,  $k$  le nombre d'onde total,  $\kappa_{m\mu}$  le nombre d'onde transverse du mode et  $k_x$  le nombre d'onde axial. La condition à la limite pour un cylindre de rayon  $R$  en présence d'un traitement acoustique d'impédance réduite  $Z$  et d'admittance réduite  $A = 1/Z$  ( $A = 0$  en conduit rigide) mène au problème aux valeurs propres :

$$\kappa_{m\mu} R J'_m(\kappa_{m\mu} R) / J_m(\kappa_{m\mu} R) = -ikRA(1 - M_a k_x / k)^2. \quad (1.61)$$

L'atténuation linéaire du mode  $(m, \mu)$  est donnée par :

$$\partial \widehat{p}_{m\mu} / \partial \tilde{t} = -(ik_x 2R / K) \widehat{p}_{m\mu},$$

Le taux d'atténuation linéaire est alors :

$$\sigma(m) = \Re \{ ik_x 2R / K \} = -\Im(k_x) 2R / K,$$

où  $k_x = \Re(k_x) + i\Im(k_x)$  est le nombre d'onde axial complexe associé au mode radial propagatif ( $k_x$  réel si  $A = 0$ ). En pratique, seul le mode radial le moins atténué est considéré puisque c'est lui qui contribue au niveau réellement perçu.

McAlpine & Fisher ont tout d'abord appliqué leur méthode à la configuration d'une maquette de turboréacteur FANPAC [36], puis à la configuration d'un turboréacteur d'un Fokker 100 et ont confronté leur prévisions avec des données expérimentales obtenues lors d'essais en vol [37] [54]. Par la suite, McAlpine *et al.* ont poursuivi le développement de leur méthode en modélisant les ruptures d'impédance (longueur finie de traitement acoustique, ou présence de différents types de traitements acoustiques dans la nacelle) et ont confronté leurs résultats à des données expérimentales [38]. En 2007, McAlpine *et al.* ont intégré à leur modèle la présence de la couche limite de la nacelle dans le calcul de l'atténuation due au traitement acoustique [39]. En 2012, McAlpine *et al.* ont propagé un signal de pression directement issu d'une mesure dans une maquette de turboréacteur [40]. Deux régimes (0,8 et 0,9 fois le régime nominal) ont été

testés avec et sans traitement acoustique sur une distance de  $0,62R_{\max}$ . En l'absence de traitement acoustique, les spectres propagés par leur méthode sont très proches des mesures, avec une meilleure précision pour le régime le plus élevé. Les résultats provenant de la configuration traitée diffèrent un peu plus des résultats expérimentaux. McAlpine *et al.* concluent sur le fait que les progrès futurs dans la réduction du bruit d'ondes de choc issu de turboréacteurs résulteront de simulations numériques et proviendront du dessin des aubes et de leur organisation autour du rotor. Enfin, en 2014 Adetifa *et al.* [1] ont amélioré la méthode de génération des irrégularités de McAlpine & Fisher (décrite dans le paragraphe 1.4.2), permettant de recréer le signal de pression à partir du spectre de manière très précise.

## 1.4 Modèles de génération des irrégularités des ondes en N

Le second axe principal de recherche concernant le bruit d'ondes de choc issu de turboréacteurs est la génération des irrégularités de ces ondes. Les premières études concernant la propagation des ondes de choc et la génération des irrégularités sont apparues simultanément. En 1971, Philpot [46] et Fink [17] ont relié la présence des FMR dans le spectre aux non-uniformités des aubes autour du rotor et ont étudié l'influence de l'écoulement moyen sur le niveau sonore de ces harmoniques. Puis Pickett [47] a développé un modèle permettant de modéliser le spectre engendré par les aubes en fonction de grandeurs statistiques (cf. paragraphe 1.4.1). Kantola & Kurosaka [26] et Kurosaka [29] ont étudié l'effet des défauts de calage du rotor sur le signal temporel résultant. Ils ont déduit de leur étude une relation entre le saut de pression du choc  $\Delta p$  en fonction du nombre de Mach d'un point à la surface de l'aube et de l'angle entre le choc et la surface de l'aube. Ce modèle permet de recréer un signal temporel (train d'ondes en N avec  $\lambda_\ell = \bar{\lambda}$  et  $\Delta p_\ell \neq \overline{\Delta p}$ ) à partir de leurs mesures. Cependant, comparée aux variations de distances inter-chocs, la variation de l'amplitude des chocs n'influe que légèrement sur le processus de propagation des ondes en N irrégulières [47] [34]. Il est donc nécessaire de prendre en compte les variations  $\lambda_\ell$ . En 2001, McAlpine & Fisher [36] ont développé un modèle de génération d'un signal temporel à partir d'un spectre (cf. paragraphe 1.4.2). À partir de 2012, Léwy [32], a appliqué le modèle de Pickett à une configuration de maquette de turboréacteur et à une configuration de turbomoteur axial d'hélicoptère [33], [34]. Il a comparé ces résultats analytiques à des simulations numériques. Il a de plus déterminé la puissance acoustique des ondes en N rayonnée par l'entrée d'air.

### 1.4.1 Approche statistique de Pickett

La méthode de Pickett [47] est fondée sur une approche statistique. Les défauts de calage des aubes engendrent des variations en amplitude et en distance inter-chocs sur le signal de pression enregistré près du rotor. En enregistrant le signal temporel, on peut définir une période moyenne entre deux chocs  $\overline{T}_\lambda = 1/BN$ , une amplitude  $\overline{\Delta p}$



moyenne, des variations adimensionnées en amplitude et en période entre deux chocs  $\varepsilon_{\Delta p}^\ell$  et  $\varepsilon_{T_\lambda}^\ell$ , ainsi que les écarts types  $\sigma_{T_\lambda}$  et  $\sigma_{\Delta p}$  de ces variations. Les variations sont supposées suivre une distribution gaussienne de probabilité et sont de moyenne nulle  $\langle \varepsilon_{\Delta p}^\ell \rangle = \langle \varepsilon_{T_\lambda}^\ell \rangle = 0$ . Ces valeurs sont générales et ne permettent pas de prendre en compte l'ordre des aubes autour du rotor, mais sont cependant un bon outil de prévision du spectre moyen. Le signal de pression de période  $BT_\lambda$  contenant une onde en N de période  $T_\lambda$  centrée en 0 s'écrit [34] :

$$\begin{aligned} p_1(t) &= (\overline{\Delta p}/T_\lambda) t & \text{pour } -T_\lambda/2 < t < T_\lambda/2 \\ p_1(t) &= 0 & \text{pour } -BT_\lambda/2 \leq t < -T_\lambda/2 \text{ et } T_\lambda/2 < t \leq BT_\lambda/2, \end{aligned}$$

Le développement de  $p(t)$  en série de Fourier s'écrit :

$$C_1(m) = i \frac{\overline{\Delta p}}{2\pi m} \left[ \cos(\pi m/B) - \frac{\sin(\pi m/B)}{\pi m/B} \right]. \quad (1.62)$$

Le signal de pression d'un train d'ondes en N régulier (signal de période  $BT_\lambda$  contenant B ondes en N de période  $T_\lambda$ ) centré en  $p_0$  s'écrit :

$$p_B(t) = \sum_{\ell=0}^{B-1} p_0(t - \ell T_\lambda),$$

avec  $C_B(m) = BC_1(m)\delta_{m,nB}$ . La densité spectrale de puissance (DSP)  $S_B$  s'écrit :

$$S_B(m = nB) = |C_B(-nB)|^2 + |C_B(nB)|^2 = 2|C_B(nB)|^2 = 2B^2 |C_1(nB)|^2.$$

En considérant les variations d'amplitude et de période, le signal  $p(t)$  s'écrit :

$$p(t) = \sum_{\ell=0}^{B-1} (1 + \varepsilon_{\Delta p}^\ell) p_0[t - (\ell + \varepsilon_{T_\lambda}^\ell)]. \quad (1.63)$$

La DSP s'écrit alors :

$$S(m) = 2B^2 |C_1(m)|^2 \left\{ \exp[-(2\pi m \sigma_{T_\lambda}/B)^2] \delta_{m,nB} + \frac{(1 + \sigma_{\Delta p}^2) - \exp[-(2\pi m \sigma_{T_\lambda}/B)^2]}{B} \right\}. \quad (1.64)$$

Il apparaît dans (1.64) que la densité spectrale de puissance  $S_m$  est plus sensible aux variations de phase (terme  $\exp[-(2\pi m \sigma_{T_\lambda}/B)^2]$ ) qu'aux variations d'amplitude (terme  $(1 + \sigma_{\Delta p}^2)$ ) des ondes en N. Une valeur approchée de  $\sigma_{T_\lambda}$  peut être estimée en fonction de l'écart de DSP entre un harmonique du BPF  $S(m = nB)$  et l'enveloppe moyenne des FMR adjacents  $S(m \approx nB)$  :

$$\frac{S(m = nB)}{S(m \approx nB)} = 1 + \frac{B}{(1 + \sigma_{\Delta p}^2) \exp(2\pi n \sigma_{T_\lambda})^2 - 1} \approx 1 + \frac{B}{\exp(2\pi n \sigma_{T_\lambda})^2 - 1},$$

soit :

$$n\sigma_{T_\lambda} \approx \frac{1}{2\pi} \left[ \ln \left( 1 + \frac{B}{10^{\Delta L/10} - 1} \right) \right]^{1/2},$$

avec  $\Delta L = 10 \log_{10} [S(m = nB)/S(m \approx nB)]$ . Enfin, l'atténuation du niveau du BPF due aux variations par rapport à un rotor parfait s'écrit :

$$\frac{S(m = nB)}{S_B(m = nB)} = \frac{B-1}{B} \exp [-(2\pi n\sigma_{T_\lambda})^2] + \frac{1}{B} (1 + \sigma_{\Delta p}^2). \quad (1.65)$$

Cette méthode permet donc de générer un spectre moyen au voisinage du rotor à partir des grandeurs statistiques des défauts des aubes. Cependant, ce modèle ne permet pas de créer un signal de pression correspondant au spectre, ni de prendre en compte les défauts effectifs des aubes.

### 1.4.2 Méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher

McAlpine & Fisher [36] ont développé un modèle permettant de régénérer un signal de pression d'un train d'ondes en N à partir d'un spectre. Ce spectre peut être issu de mesures sur un banc de moteur (donnée généralement plus accessible que les signaux temporels), d'une simulation numérique ou bien être créé analytiquement. La méthode de génération des irrégularités repose sur deux hypothèses :

- toutes les amplitudes des ondes en N sont égales à  $\overline{\Delta p}$ ;
- la valeur des pentes de recompression entre chaque choc est constante et vaut  $\overline{\Delta p}/\bar{\lambda}$ .

L'amplitude moyenne  $\overline{\Delta p}$  peut être déterminée à partir du spectre (par exemple mesuré), de manière équivalente à (1.41) :

$$OASPL = 20 \log_{10} \left( \frac{\overline{\Delta p}}{p_0} \right) + 20 \log_{10} \left( \frac{p_0}{2\sqrt{3}p_{ref}} \right) \approx 20 \log_{10} \left( \frac{\overline{\Delta p}}{p_0} \right) + 183, 2. \quad (1.66)$$

Les irrégularités proviennent de la pression moyenne des ondes  $p_{1/2} = (p^+ + p^-)/2$ . En effet, McAlpine & Fisher relie la valeur de la pression moyenne de chaque choc aux pressions des FMR :

$$p_{1/2}^\ell = p_{m_0} + \sum_{j=1}^{B-1} \Delta p_{FMR}^j \sin(2j\pi\ell/B - \phi_j),$$

avec  $\Delta p_{FMR}$  "l'amplitude du saut des FMR". Cette valeur est obtenue en injectant le niveau de pression sonore des FMR dans l'équation (1.66) pour  $\ell$  allant de 1 à  $B-1$ . De plus, les données SPL ne permettent d'obtenir que l'amplitude des composantes spectrales, la phase est alors inconnue. C'est pourquoi la phase des FMR  $\phi_j$  est tirée aléatoirement entre  $-\pi$  et  $\pi$ . Pour chaque onde en N ( $1 \leq \ell \leq B$ ), la pression moyenne du choc  $p_{1/2}^\ell$  dépend donc de toutes les valeurs des SPL des FMR ( $1 \leq j < B$ ). En

connaissant les valeurs de la pente, de l'amplitude moyenne et de la pression moyenne  $p_m^\ell$  de chaque onde en N, on peut donc reconstruire le signal de pression du train d'ondes en N.

Remarque : la méthode étant pseudo-aléatoire, à chaque tirage de phase pour des valeurs de SPL identiques, on obtient des signaux temporels différents.

## 1.5 Simulations numériques

La puissance des calculateurs ayant rapidement augmentée depuis les années 1990, le bruit d'ondes de choc dans les turboréacteurs a largement été étudié par simulation numérique. Dès les premiers travaux remontant aux années 2000, la problématique du temps de calcul est apparue. En effet, la difficulté de la simulation du BSN (Buzz Saw Noise) est qu'il faut propager une large gamme de fréquence (par exemple de  $n = 1$  pour le FMR fondamental jusqu'à  $3B$  pour la troisième raie du BPF) sur de longues distances. Cela nécessite donc un large domaine de calcul avec un maillage raffiné. Deux solutions s'offrent alors, l'utilisation d'un code d'aéroacoustique avec un schéma spatial d'ordre élevé (à grand stencil) ou l'utilisation d'un schéma spatial plus compact nécessitant un maillage plus dense pour ne pas dissiper les ondes acoustiques. La deuxième difficulté est la présence de chocs. Ces discontinuités ne sont pas supportées par les schémas spatiaux d'ordre élevé mais plusieurs solutions existent pour propager des ondes de choc par des schémas à grand stencil. Le principe général est de diminuer, dans le schéma spatial, l'ordre de la dissipation numérique au niveau du choc, la position du choc étant déterminée par un senseur, généralement basé sur le gradient de densité (cf. [9], [3]). Les études ayant recours à des simulations numériques se divisent généralement en deux catégories suivant qu'elles s'intéressent ou non à la propagation des FMR. En effet, pour étudier la propagation des seuls harmoniques de la fréquence de passage des aubes en géométrie de révolution, le domaine de calcul peut être grandement réduit. Un seul canal inter-aubes est alors nécessaire et des conditions limites de périodicité sont appliquées de part et d'autre du domaine. Si la nacelle n'est pas de révolution ou que l'on souhaite propager des chocs irréguliers d'une aube à l'autre, il faut mailler le rotor et la nacelle sur 360 degrés (le maillage est  $B$  fois plus grand). Cependant, certaines méthodes ont été utilisées pour permettre de recréer des signaux irréguliers à partir de simulations en géométrie partielle de la nacelle.

### 1.5.1 Propagation des BPF par des simulations mono-canal

Les premières études numériques concernent l'atténuation des ondes en N. Shim *et al.* [57] et Breard *et al.* [4] ont étudié leur propagation dans la nacelle ainsi que leur rayonnement en sortie. Pour cela, Shim *et al.* ont injecté des trains d'ondes en N dans la direction normale à la surface du rotor (ondes planes), dans un domaine de calcul 2D, en variant le nombre de modes radiaux  $\mu$ . Breard *et al.*, quant à eux, ont tenu compte de la présence d'un traitement acoustique à la paroi de la nacelle. Puis Dupere *et al.* [12] ont comparé une simulation numérique de la configuration FANPAC à des mesures.

En 2003, grâce à plusieurs simulations numériques 2D et 3D dans un canal inter-aubes avec et sans viscosité (Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) et Euler), Prasad [48] a montré que la viscosité est négligeable dans le phénomène de décroissance des ondes de choc. En 2005, Prasad & Feng [49] étudient la propagation d’ondes de choc dans deux géométries de nacelle dont l’extrémité a été modifiée afin de réduire les émissions sonores. Wilson *et al.* [67] en 2011, ont développé une méthodologie de couplage entre des codes d’aérodynamique (RANS) et de calcul de structure permettant de déterminer une géométrie optimale (cambrure et vrillage) d’une aube, réduisant ainsi le bruit perçu. Puis Léwy *et al.* [34] ont comparé une méthode analytique de prévision de l’intensité acoustique en entrée d’air à des simulations numériques de deux configurations, la maquette de turboréacteur FANPAC et une turbine d’hélicoptère. Très récemment (en 2015), Prasad a étudié l’effet d’un traitement acoustique sur la décroissance des BPF [50]. Il s’est concentré sur l’effet de dispersion due au traitement acoustique ainsi qu’aux effets de réfraction en entrée d’air, en particulier lorsque l’écoulement n’est pas uniforme où la présence d’un traitement acoustique se révélerait efficace (cf. fig. 1.6).

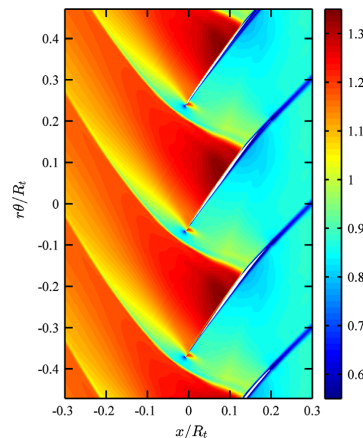


FIGURE 1.6 – Champ du nombre de Mach relatif, rotor parfait [50]

### 1.5.2 Propagation des FMR - Géométrie partielle de la nacelle

Afin de limiter les temps de simulation tout en prenant en considération les FMR, des méthodes de génération de signaux de pression ont rapidement été mises en place. Les bases de ces méthodes ont été posées par Gliebe *et al.* [19] en 2000, qui ont étudié l’influence des variations de différents paramètres géométriques des aubes sur la génération des FMR. La méthode consiste à effectuer plusieurs simulations numériques d’un nombre limité de canaux inter-aubes, en changeant les paramètres géométriques d’une des aubes (par exemple l’aube  $\ell$ ). Il est impossible de ne simuler qu’un seul canal inter-aubes, car la variation géométrique d’une aube  $\ell$  affecte la génération des ondes de choc voisines  $(\ell - 1)$  et  $(\ell + 1)$ . Par exemple, si le calage de l’aube  $\ell$  est modifié, la distance entre les chocs  $(\ell - 1, \ell)$  est augmentée (resp. diminuée), tandis que celle entre les chocs  $(\ell, \ell + 1)$  est diminuée (resp. augmentée). Dans l’article, pour correctement prendre en compte l’effet de la variation d’une aube, le domaine de calcul comporte 4

canaux inter-aubes (ce nombre dépend de la distance de propagation). Les signaux de pression issus de différentes simulations sont alors assemblés en un seul signal comportant  $B$  ondes de choc. Le signal de pression correspondant à une aube, mais provenant de plusieurs simulations, est obtenu en effectuant une combinaison des coefficients de Fourier de chacun des signaux issus des simulations. Cette méthode dite de "mode matching" permet d'éviter des discontinuités dans le signal. Chaque variation géométrique est donc simulée séparément et combinée suivant un ordre choisi afin d'obtenir le signal de pression du train d'ondes entier. L'utilisation de cette méthode a permis de déterminer que la génération des FMR dépend fortement du calage et de la cambrure des aubes, faiblement de leur épaisseur et très peu de leur angle d'attaque. De plus, Gliebe *et al.* ont établi qu'à certains régimes, le phénomène de génération des ondes de choc dépend beaucoup de la pression moyenne en aval du rotor. Enfin, cette étude a confirmé que la viscosité peut être négligée dans le phénomène de propagation des chocs. En 2007, Han *et al.* [22] ont utilisé la méthode de reconstruction de Gliebe *et al.* pour générer un signal de pression tenant compte des défauts mesurés sur un rotor. Le signal est ensuite propagé par le modèle de McAlpine & Fisher et lorsque les effets non linéaires deviennent négligeables, le rayonnement en champ lointain est calculé par une méthode de propagation acoustique linéaire (code d'éléments finis ACTRAN/TM). En suivant la même méthodologie, Paliath *et al.* [45], puis Han *et al.* [21] ont pris en compte les effets d'un traitement acoustique des parois de la nacelle (cf. fig. 1.7).

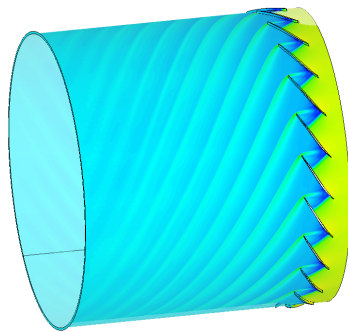
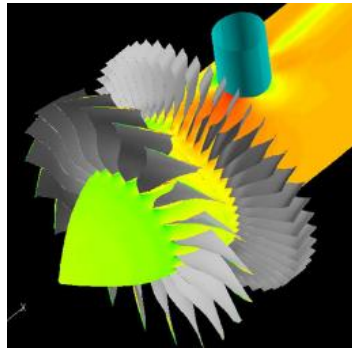


FIGURE 1.7 – Simulation numérique 2D annulaire avec présence de FMR [45]

### 1.5.3 Propagation des FMR - Nacelle entière

Les simulations numériques de la nacelle complète étant beaucoup plus longues, les études sont moins nombreuses. En 2007, Coupland *et al.* [8] ont réalisé une simulation 3D tenant compte des FMR, les variations de calage étant mesurées (moteur à l'arrêt). La propagation dans la nacelle a été réalisée par un code RANS simulant la présence d'un traitement acoustique. Le rayonnement en champ lointain a été calculé par deux méthodes : résolution des équations d'Euler linéarisées chaînée à une méthode intégrale de Ffowcs Williams-Hawkings et méthode d'éléments finis/infinis (code ACTRAN)). Le bruit transmis dans la cabine par le fuselage a également été déterminé. En 2010, Defoe *et al.* [10] ont calculé la propagation d'ondes de choc dans une nacelle intégrée au fuselage, ainsi que le rayonnement en sortie de la manche. Bien qu'une méthode

de reconstruction du signal de pression ait été utilisée, la géométrie et l'écoulement n'étant pas de révolution, la simulation numérique est effectuée sur la géométrie 3D. En 2012, Oishi *et al.* [44] ont étudié l'effet de la présence d'un pylône en aval du rotor sur la génération des ondes de choc. Le champ de pression au niveau du rotor n'est plus de révolution car la pression moyenne est modifiée par la présence de ce pylône, ce qui influe sur le phénomène de génération des ondes de choc (cf. fig. 1.8).



**FIGURE 1.8** – *Maillage de peau du turboréacteur (211 millions de points) [44]*



# Chapitre 2

## Application et comparaison des principaux modèles de propagation des ondes de choc sur des configurations existantes

*Dans le premier chapitre, nous avons notamment décrit les principaux modèles de propagation et de génération d'irrégularités des ondes en  $N$ . Dans ce chapitre, ces modèles vont être appliqués et comparés pour des configurations de turboréacteurs existantes. Tout d'abord, l'implémentation de la méthode FDNS va être présentée en portant une attention particulière à la résolution du coefficient d'atténuation linéaire. Ensuite les modèles de propagation et de génération des FMR seront appliqués et confrontés dans trois configurations, pour déterminer les limites de leur utilisation.*

### 2.1 Implémentation de la méthode FDNS

Le modèle fréquentiel de propagation d'ondes de choc FDNS de McAlpine & Fisher a été implémenté en Matlab. Les données initiales nécessaires à une simulation sont composées des éléments suivants : caractéristiques du turboréacteur :  $B$ ,  $R$ , distance axiale de propagation  $d$ ; paramètres liés au régime de fonctionnement :  $p_0$ ,  $c_0$ ,  $M_a$ ,  $N$ ; nombre de modes résolus  $m_{max}$ ; activateur du terme de coupure des modes évanescents et/ou de présence d'un traitement acoustique; signal de pression. Le paramètre de diffusion numérique  $\epsilon$  peut être soit constant [36], soit déterminé à partir de (1.57) [37]. Cependant, la précision des résultats étant bien meilleure dans le deuxième cas, les simulations numériques sont réalisées avec  $\epsilon$  dépendant du temps. Étant donné que le modèle FDNS résout l'équation de Burgers, le signal temporel n'est pas forcément un train d'ondes en  $N$  mais peut être de forme quelconque. Le signal injecté peut être initialisé de plusieurs manières :

- signal de pression  $p(\theta)$  à pas  $d\theta$  constant (ou composantes spectrales  $C_m$ ) provenant d'un fichier extérieur ;



- train d'ondes en N en spécifiant  $p_\ell^+$ ,  $p_\ell^-$  et  $\lambda_\ell$  ;
- méthode de génération des irrégularités de Pickett qui requiert  $\overline{\Delta p}$ ,  $\sigma_{T_\lambda}$  et  $\sigma_{\Delta p}$  ;
- méthode de génération des irrégularités de McAlpine & Fisher nécessitant le SPL du BPF et de  $(B - 1)$  FMR.

L'intégration temporelle est effectuée par un schéma de Runge-Kutta à pas variable (fonction "ode45" de Matlab). Les méthodes de génération du signal de Pickett et McAlpine & Fisher étant pseudo-aléatoires, on définit un nombre de simulations à réaliser. À chaque simulation, un signal pseudo-aléatoire est généré puis propagé. Un signal moyen est ensuite construit à partir de plusieurs simulations. En pratique, on considère que le signal moyen est correctement estimé à partir de 10 simulations [36].

### 2.1.1 Traitement acoustique et coupure des modes

Le coefficient d'atténuation linéaire  $\sigma(m)$  est déterminé par la résolution du système d'équations (1.60) et (1.61) rappelé ici :

$$k_x = \frac{k}{(1 - M_a^2)} \left[ -M_a \pm \left\{ 1 - (1 - M_a^2) \left( \frac{\kappa_{m\mu}}{k} \right)^2 \right\}^{1/2} \right]$$

$$\kappa_{m\mu} R J'_m(\kappa_{m\mu} R) / J_m(\kappa_{m\mu} R) = -ikRA(1 - M_a k_x/k)^2,$$

où la dérivée de la fonction de Bessel de première espèce  $J'_m$  peut être écrite en fonction de  $J_m$  et de  $J_{m+1}$  :

$$J'_m(\kappa_{m\mu} R) = \frac{m}{\kappa_{m\mu} R} J_m(\kappa_{m\mu} R) - J_{m+1}(\kappa_{m\mu} R).$$

La fréquence du mode  $n$  vaut  $f = nN/60$  et le nombre d'onde totale est  $k = \omega/c_0$ , avec  $\omega = 2\pi f$ . En connaissant les valeurs de l'admittance réduite du matériau absorbant  $A$  et de  $k$ , on résout le système de deux équations (1.60) et (1.61) dont les inconnues sont  $\kappa_{m\mu}$  et  $k_x$  avec la fonction "zeros" de Matlab. Le coefficient d'atténuation linéaire  $\sigma(m, \mu)$  s'écrit alors :

$$\sigma = -\Im(k_x)2R/K. \quad (2.1)$$

### 2.1.2 Validation de la résolution du coefficient d'atténuation $\sigma$

La résolution du système d'équations (1.60) et (1.61) mène à une multiplicité de solutions. En effet, la fonction de Bessel  $J_m(\kappa_{m\mu} R)$  s'annule en plusieurs valeurs de  $\kappa_{m\mu} R$ . Chaque valeur correspondant à un mode radial  $\mu$ , de nombre d'onde transverse  $\kappa_{m\mu}$ . La fonction "zeros" de Matlab détermine la valeur  $X_0$  qui annule localement une fonction  $f(X)$ , c'est-à-dire autour d'une valeur  $X_{\sim 0}$  à préciser. La valeur  $X_{\sim 0}$  est donc importante, car si elle n'est pas déterminée judicieusement, la fonction "zeros" retourne une valeur  $X_0$  ne correspondant pas au mode radial souhaité.

Pour valider la résolution du coefficient d'atténuation, nous calculons l'atténuation de modes de conduit  $(m, \mu)$  due à la présence d'un traitement acoustique et comparons ces résultats à une étude réalisée par Eversman en 1971 [14]. En utilisant la

méthode de Mungur & Plumbee [43], Eversman modélise analytiquement l'effet d'un traitement acoustique sur la propagation d'ondes acoustiques dans un conduit cylindrique en tenant compte de la couche limite. Il met en évidence l'importance de cette couche limite dans la modélisation du traitement acoustique. C'est pourquoi, dans la suite du développement de la méthode FDNS, McAlpine & Fisher la modélisent également. Cependant dans ce mémoire, les efforts se concentrent principalement dans la propagation des ondes de choc dans des conduits non traités et le coefficient d'atténuation est majoritairement utilisé afin de modéliser la coupure des modes évanescents. La présence de la couche limite n'est donc pas implémentée et nous comparons nos résultats au modèle d'Eversman correspondant. Dans [14], les grandeurs étant exprimées dans le système d'unité anglais, nous convertissons les résultats (1 m = 39,37 in.). Les dimensions du conduit infini et le nombre de Mach de l'écoulement sont les suivants :  $R = 6$  in.,  $c_0 = 340,29$  m.s<sup>-1</sup>,  $0 < M_a < 0,5$ . Le traitement acoustique est en nid d'abeilles. La profondeur des alvéoles ( $d_{alv}$ ) est de 0,5 in., le nombre de Rayleigh (RAYL) vaut 30 cgs rayls et la fréquence de coupure du traitement acoustique  $f_c = 4000$  Hz. L'impédance  $Z$  du traitement est définie à partir d'un modèle de la forme  $Z = \frac{RAYL}{42} \left( 1 + i \frac{f}{f_c} \right) - i \cot \left( \frac{d}{R} \right)$ . Enfin, les modes étudiés sont  $m = 0$  (mode fondamental) et  $1 \leq \mu \leq 3$ , avec  $1,6 \leq kR \leq 9,2$ . L'atténuation du SPL en dB/in. des modes en fonction du nombre d'onde  $kR$  est tracée sur la figure 2.1. L'atténuation est définie par  $\Delta SPL = 8,68k | \Im(k_z) |$ . Les valeurs de  $X_0$  sont initialisées en début de calcul ( $kR = 1,6$ ) à 1/4, 1/2 et 1 pour les modes  $\mu = 1, 2$  et 3. Puis, pendant l'avancement fréquentiel ( $kR$ ), les valeurs de  $X_0$  sont estimées à partir du résultat à l'itération antérieure. La figure 2.1 compare les résultats d'Eversman (cf. fig. 3 de [14]) aux valeurs obtenues pour les différents  $\mu$  et  $M_a$ . La bonne similitude des résultats valident la présente méthode de résolution du coefficient d'atténuation  $\sigma$ .

## 2.2 Application des modèles de génération des irrégularités des ondes en N

Les méthodes de propagation et de génération d'irrégularités sont appliquées dans ce paragraphe à plusieurs configurations. Dans un premier temps, un signal analytique régulier, puis irrégulier est propagé par les modèles d'Hawkings, d'Uellenberg (Hawkings modifié), ainsi que par la méthode FDNS. Ensuite, la méthode de génération d'irrégularités de Pickett est appliquée à deux configurations de turboréacteurs (FAN-PAC et Fokker 100). Enfin, la méthode de génération des irrégularités de McAlpine & Fisher est appliquée à la configuration Fokker 100 puis comparée aux résultats obtenus par McAlpine & Fisher.

### 2.2.1 Trains d'ondes en N analytiques

Un premier signal régulier composé de sept ondes en N identiques d'amplitude  $\Delta p = 50$  kPa est créé puis propagé par les méthodes de Morfey & Fisher, de Haw-

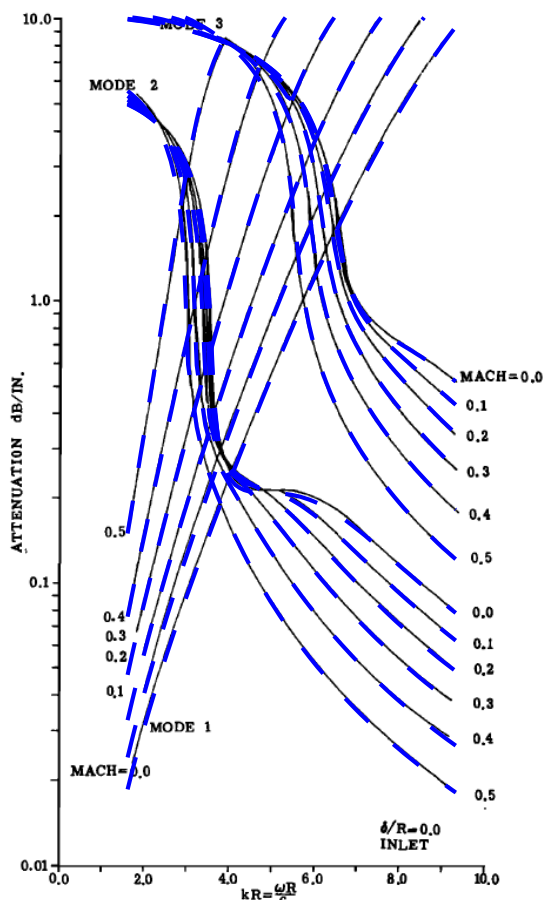
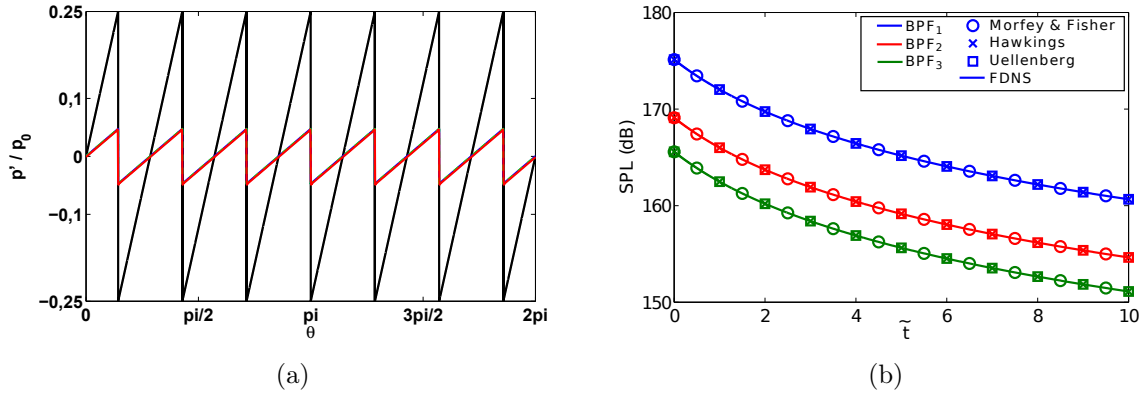


FIGURE 2.1 – Superposition de la figure 3 de [14] (—) et des résultats issus de la méthode de résolution basée sur l'utilisation de la fonction "zeros" de Matlab (---)

kings, d'Uellenberg (Hawkings modifié) et FDNS. Le nombre de modes résolus par la méthode FDNS est augmenté à  $m_{max} = 100B$ , pour éviter l'effet de Gibbs lors de la reconstitution du signal de pression temporel. Le temps de propagation adimensionné vaut  $\tilde{t} = 10$ . La figure 2.2 compare les prévisions des différentes méthodes dont l'adéquation est prouvée par la superposition des différentes courbes aussi bien dans l'espace spatial que spectral. La méthode de Morfey & Fisher fournit l'amplitude du saut de pression en fonction de  $\tilde{t}$  (cf. (1.38) avec  $\tilde{t} = c_0 t_2 / \bar{\lambda}$  (1.52)). La pression efficace  $p_m^{rms}$  est donc reconstruite à partir de (1.39) et le niveau sonore des BPF successifs est obtenu à partir de (1.41). Au cours de la propagation, les composantes spectrales des modes  $C_m$  sont donc déduites de  $\Delta p(t)$ . Étant donné que la valeur des  $C_m$  dépend uniquement du saut de pression et du mode  $m$ , l'allure des courbes de décroissance des SPL des différents modes est donc similaire. De plus, aucun échange énergétique n'a lieu entre les harmoniques des BPF pendant la propagation (ce qui n'est plus vrai en présence de FMR). Cette absence de redistribution d'énergie entre les BPF est démontrée à partir

de l'équation (1.56) de la méthode FDNS en annexe B.



**FIGURE 2.2** – Propagation d'un signal analytique régulier ; a) signal de pression aux instants initial (—) et final propagé par les méthodes de Hawkins (—), d'Uellenberg (—) et FDNS (—); b) évolution des SPL des trois premiers BPF au cours de la propagation

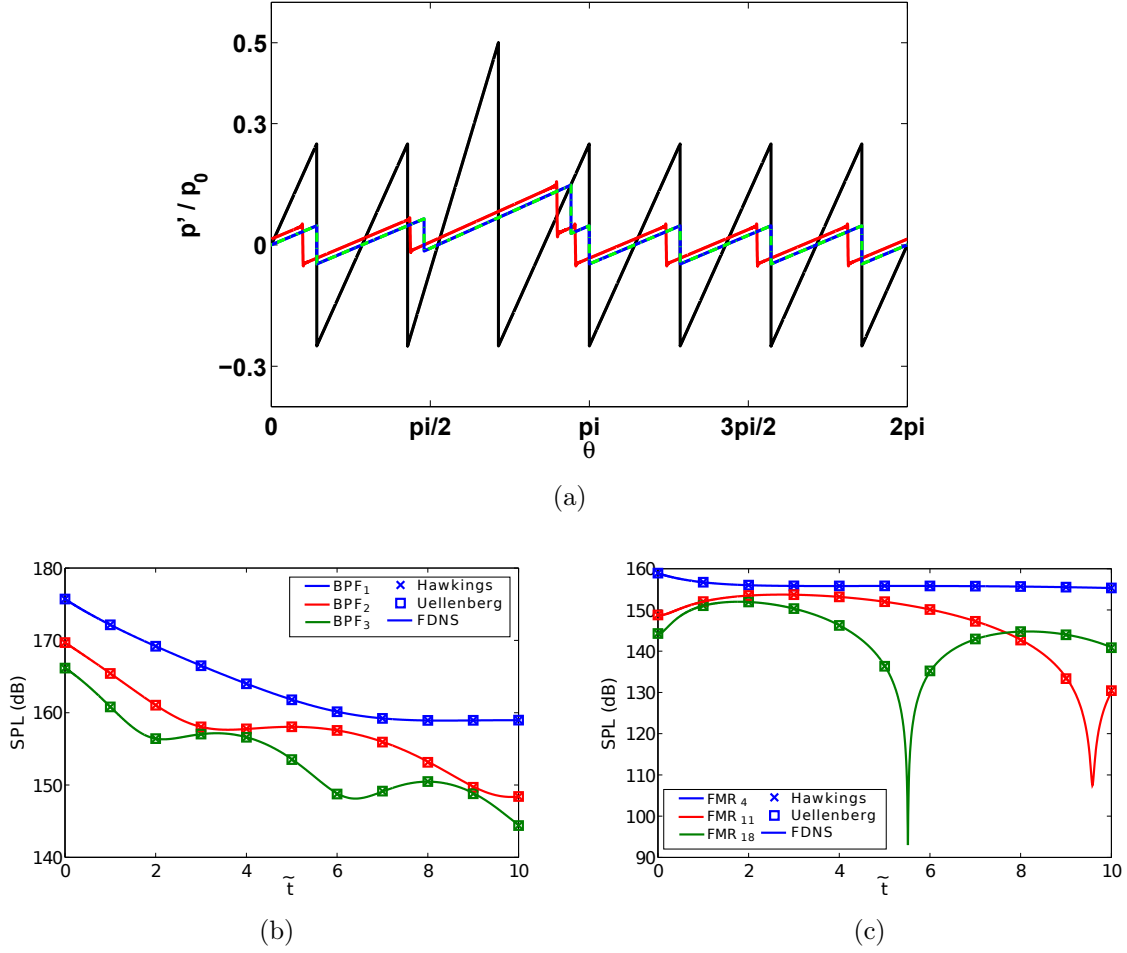
Une irrégularité en pression est maintenant introduite dans le signal sur la troisième onde en N telle que  $p_3^+ = 2p_1^+$ . Hormis la méthode de Morfey & Fisher qui n'est plus applicable, tous les autres modèles sont utilisés. La figure 2.3(a) représente l'évolution temporelle du signal. La décroissance du SPL des trois premiers BPF et des FMR<sub>4</sub>, FMR<sub>11</sub> et FMR<sub>18</sub> est tracée sur les figures 2.3(b) et 2.3(c). En se propageant, l'onde de plus grande amplitude rattrape l'onde suivante. En poursuivant la précédente propagation à  $\tilde{t} > 10$ , les deux ondes 3 et 4 auraient fusionné et le signal ne comporterait plus que six ondes. Dans le contenu spectral, l'irrégularité en pression a pour conséquence la présence de FMR. Pendant la propagation, ces FMR mènent à une réorganisation énergétique affectant également les BPF. Là encore, la similarité des résultats valide les différents modèles de propagation. On peut néanmoins observer un déphasage dans les signaux de pression (cf. 2.3(a)) entre la méthode FDNS et les méthodes temporelles. Ce déphasage constant provient du changement de référentiel de l'équation résolue via FDNS (cf. (1.53)).

## 2.2.2 Configuration FANPAC

Les méthodes de propagation sont maintenant appliquées à une maquette de turboréacteur, testée dans le projet européen FANPAC, dont les caractéristiques sont répertoriées dans le tableau 2.1 [61].

Dans un premier temps, un signal d'ondes en N régulières est propagé par les méthodes de Hawkins et FDNS. La décroissance du niveau sonore est comparée à

1. Le temps de propagation  $t_f$  peut être estimé à partir de (1.52), ou bien, en projetant la distance parcourue  $d$  et  $M_a$  sur l'axe de propagation des ondes (angle  $\psi$  par rapport à l'axe de l'entrée d'air). On obtient alors  $t_f = \frac{d/\cos(\psi)}{c(1 - M_a/\cos(\psi))}$ , avec  $c = c_0$  pour  $p = p_0$



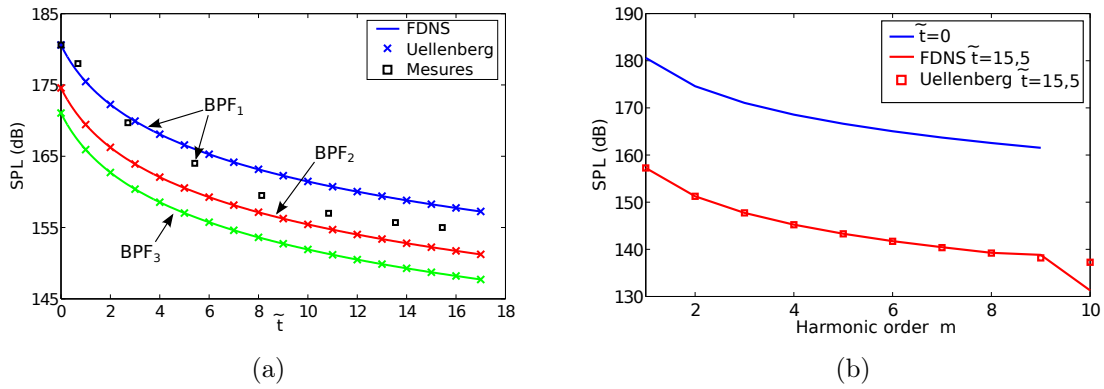
**FIGURE 2.3** – Propagation d’un signal analytique irrégulier; a) signal de pression aux instants initial (—) et final propagé par les méthodes de Hawkings (—), de Uellenberg (— · —) et FDNS (—); Évolution des SPL des trois premiers BPF en b) et de trois FMR en c) au cours de la propagation

$B$	$R$ (m)	$d$ (m)	Régime nominal	$Nn$ (tr/min)	$\Delta p$ (kPa)		
24	0,435	0,5		10100	95,2		
Régime	$M_a$	$M_{tip}$	$M_{rel}$	$f_{FMR_1}$ (Hz)	$f_{BPF_1}$ (Hz)	$\lambda_\psi$ (m)	$t_f^{-1}$ (s)
0,8 $Nn$	0,29	1,085	1,12	337	8080	0,085	$3,9 \cdot 10^{-3}$

**TABLE 2.1** – Caractéristiques de la configuration FANPAC

des mesures dont seules les valeurs du BPF fondamental sont disponibles. L’amplitude des ondes en N,  $\overline{\Delta p}$ , est estimée à partir du SPL de la première mesure à  $\tilde{t} = 0$  et vaut 95,2 kPa. La figure 2.4(a) compare les méthodes analytiques en rotor parfait aux résultats expérimentaux. Là encore, les deux méthodes analytiques sont identiques. La figure 2.4(b) représente les 10 premiers harmoniques des BPF, en début ( $x = 0 \equiv$

$\tilde{t} = 0$ ) puis en fin de propagation ( $x = 0,5m \equiv \tilde{t} = 15,5$ ). À  $x = 0,5m$ , le SPL du BPF<sub>10</sub> est plus faible dans la méthode FDNS. Cela est dû à la troncature du spectre ( $m_{max} = 10B$ ) et n'influe pas sur les harmoniques de rang plus faible. En comparant les résultats analytiques aux mesures, les différences de SPL du BPF<sub>1</sub> atteignent environ  $\Delta\text{SPL}(\text{BPF}_1) \approx 3$  dB en fin de propagation (cf. fig. 2.4(a)). Cet écart est dû à la présence d'irrégularités de calage entre les aubes de la maquette testée. En effet, une redistribution énergétique des BPF vers les FMR a lieu pendant la propagation des ondes de choc. Ce processus mène en bout de conduit, à des niveaux de BPF plus faibles et de FMR plus forts.



**FIGURE 2.4** – Configuration FANPAC; méthodes analytiques en rotor parfait; mesures (présence d'irrégularités de calage); a) décroissance des BPF; b) 10 premiers BPF aux instants initial et final

Le modèle de génération d'irrégularités de Pickett est utilisé afin d'observer l'effet des irrégularités sur la propagation des modes. Les signaux temporels (tracés en fonction de  $\theta$ ) sont générés par (1.63) à partir des valeurs de  $\overline{\Delta p} = 95,2$  kPa, de  $\sigma_{T_\lambda} = 0,1$  et de  $\sigma_{\Delta p} = 0,1$ . La figure 2.5(b) compare le spectre analytique moyen déterminé par (1.64) à la moyenne des spectres issus de 100 tirages pseudo-aléatoires (1.63), dont un des 100 signaux temporels est tracé sur la figure 2.5(a).

Cependant, en utilisant (1.63), le saut de pression aval du choc  $\ell$  est égal au saut de pression amont du choc  $\ell + 1$ ; soit  $|p_\ell^-| = |p_{\ell+1}^+|$ , une hypothèse qui n'est pas vérifiée dans les faits. Cela conduit à un spectre en forme de cloches avec des extinctions non réalistes. Nous utilisons donc une méthode légèrement différente pour créer les signaux irréguliers. À partir de  $\bar{\lambda}$ ,  $\overline{\Delta p}$ ,  $\sigma_{T_\lambda}$  et  $\sigma_{\Delta p}$ , les valeurs de  $\Delta p_\ell$  et  $\lambda_\ell$  sont déterminées pseudo-aléatoirement. La figure 2.6 illustre la méthode employée pour générer les signaux de pression. L'amplitude des chocs fluctue mais leur pression moyenne est constante et égale à  $p_0$ . Le spectre moyen résultant est différent du précédent, le niveau des FMR est globalement supérieur dans la deuxième méthode de génération et avec une allure plus représentative.

Étant donné que le terme  $\sigma_{\Delta p}$  est de moindre importance au regard de  $\sigma_{T_\lambda}$ , une valeur typique des turboréacteurs moderne  $\sigma_{\Delta p} = 0,1$  est choisie [47]. Une valeur de  $\sigma_{T_\lambda}$  plus adéquate peut être estimée par (1.65), avec  $\sigma_{\Delta p}$  et  $\Delta\text{SPL}(\text{BPF}_1)$  (la différence

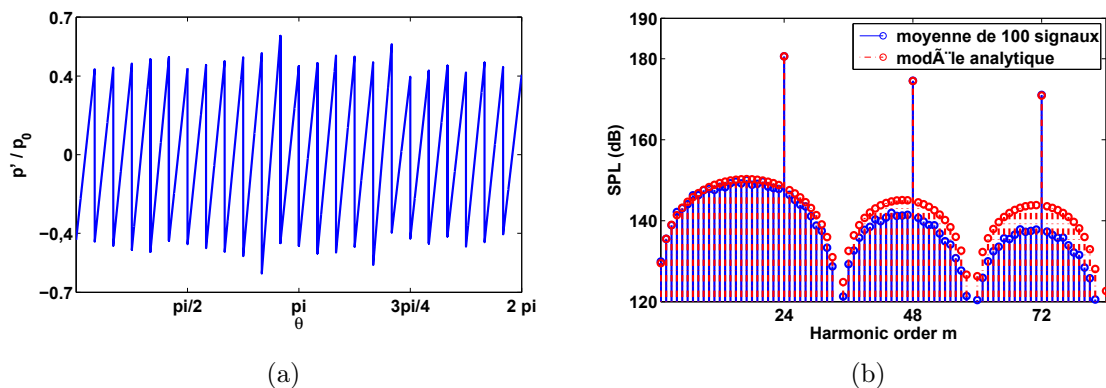


FIGURE 2.5 – Exemple de génération des FMR par la méthode de Pickett; (a) Signal temporel; (b) Spectre moyen issu de 100 tirages pseudo-aléatoires (—○) et modèle statistique (1.64) (-.-.-○)

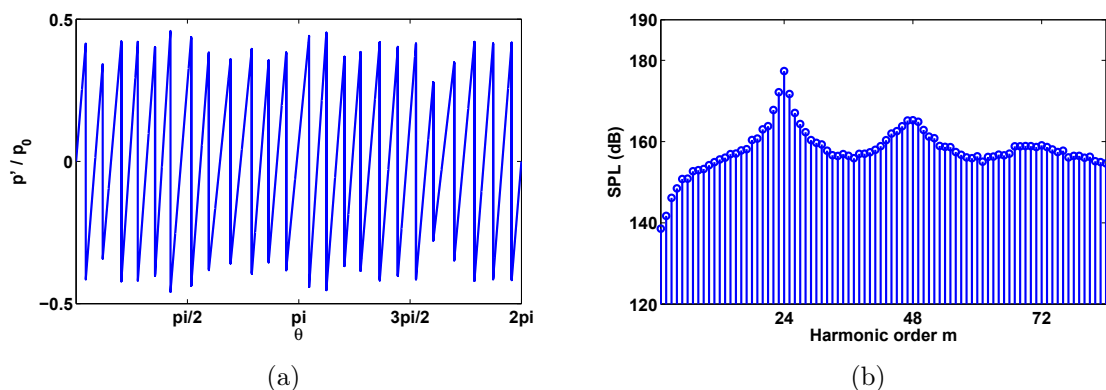
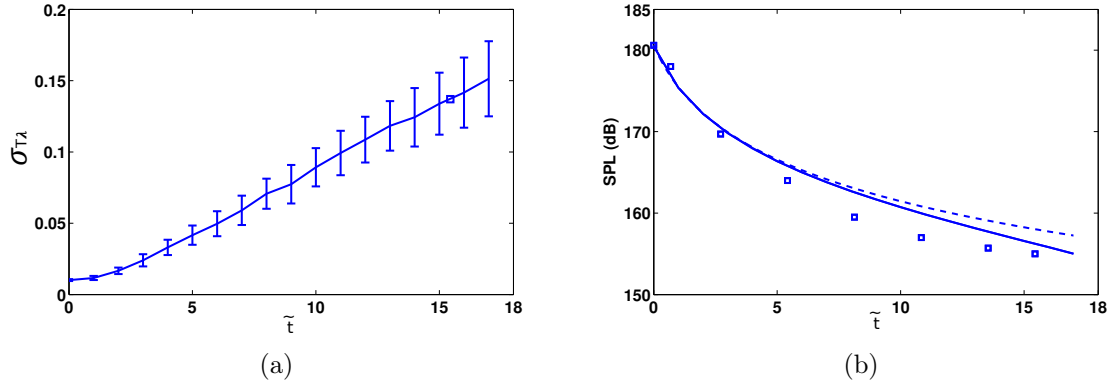


FIGURE 2.6 – Exemple de génération des FMR par la méthode de Pickett modifiée; (a) Signal temporel; (b) Spectre moyen issu de 100 tirages pseudo-aléatoires

de SPL du  $BPF_1$  entre un rotor parfait et la mesure (rotor irrégulier)). En utilisant (1.65) en fin de propagation ( $\tilde{t} = 15,5$ ,  $\Delta SPL(BPF_1) \approx 3\text{dB}$  et  $\sigma_{\Delta p} = 0,1$ ), on aboutit à  $\sigma_{T_\lambda} \approx 0,14$ . La valeur des écarts types évoluant pendant la propagation, on estime donc une valeur de  $\sigma_{T_\lambda}$  pour  $\tilde{t} = 0$ , menant à  $\sigma_{T_\lambda} = 0,14$  pour  $\tilde{t} = 15,5$ . La figure 2.7 met en évidence la capacité de la méthode de Pickett à prévoir le niveau sonore des différents modes au cours de la propagation à partir des valeurs des écarts types. Pour cela, la propagation moyenne de 10 signaux pseudo-aléatoires a été calculée. La figure 2.7 représente l'évolution de  $\sigma_{T_\lambda}$ , atteignant 0,14 en fin de propagation. La figure 2.7(b) compare la propagation analytique avec et sans présence de FMR aux mesures. La présence des FMR a pour conséquence la réduction du niveau sonore du  $BPF_1$ , qui tend vers les valeurs mesurées. Cependant, ce modèle statistique ne prévoit qu'un spectre moyen et ne permet pas de tenir compte de l'organisation des aubes autour du rotor.



**FIGURE 2.7** – Application du modèle de Pickett sur la configuration FANPAC; a) évolution de  $\sigma_{T\lambda}$  vers la valeur cible ( $\square$ ) à  $\tilde{t} = 15.5$ ; b) propagation du  $BPF_1$  : rotor parfait (—), moyenne issue de la propagation de 10 signaux pseudo-aléatoire (---) et mesure ( $\square$ )

### 2.2.3 Configuration Fokker 100; modèle de Pickett

Afin d'étudier une configuration en présence d'un traitement acoustique, la méthode de Pickett est appliquée à une troisième configuration. Elle concerne un turbo-réacteur Rolls-Royce Tay 650 d'un Fokker 100 étudié par Sarin & Rademeker en 1993 lors d'essais en vol [54] qui a servi de base de validation à McAlpine & Fisher. Les caractéristiques du turbo-réacteur sont listées dans le tableau 2.2.

$B$	$R$ (m)	$d$ (m)	Régime nominal	$Nn$ (tr/min)	$\Delta p$ (kPa)		
22	0,58	0,9R		8393	35		
Régime	$M_a$	$M_{tip}$	$M_{rel}$	$f_{FMR_1}$ (Hz)	$f_{BPF_1}$ (Hz)	$\bar{\lambda}_\psi$ (m)	$t_f$ (s)
0.75 $Nn$	0,42	1,125	1,2	105	2308	0,097	$3,9 \cdot 10^{-3}$
0.85 $Nn$	0,58	1,274	1,4	119	2616	0,06	$4,4 \cdot 10^{-3}$

**TABLE 2.2** – Caractéristiques de la configuration Fokker 100

Un traitement acoustique en nid d'abeilles est présent à la paroi de la manche. Le taux de perforation  $\rho_c$  est de 5,5% et la profondeur des cavités  $h_c$  est de 2,8 cm. L'impédance du traitement acoustique est modélisée par [42] :

$$Z = \frac{0,3M_a}{\rho_c} - i \cot(kh_c),$$

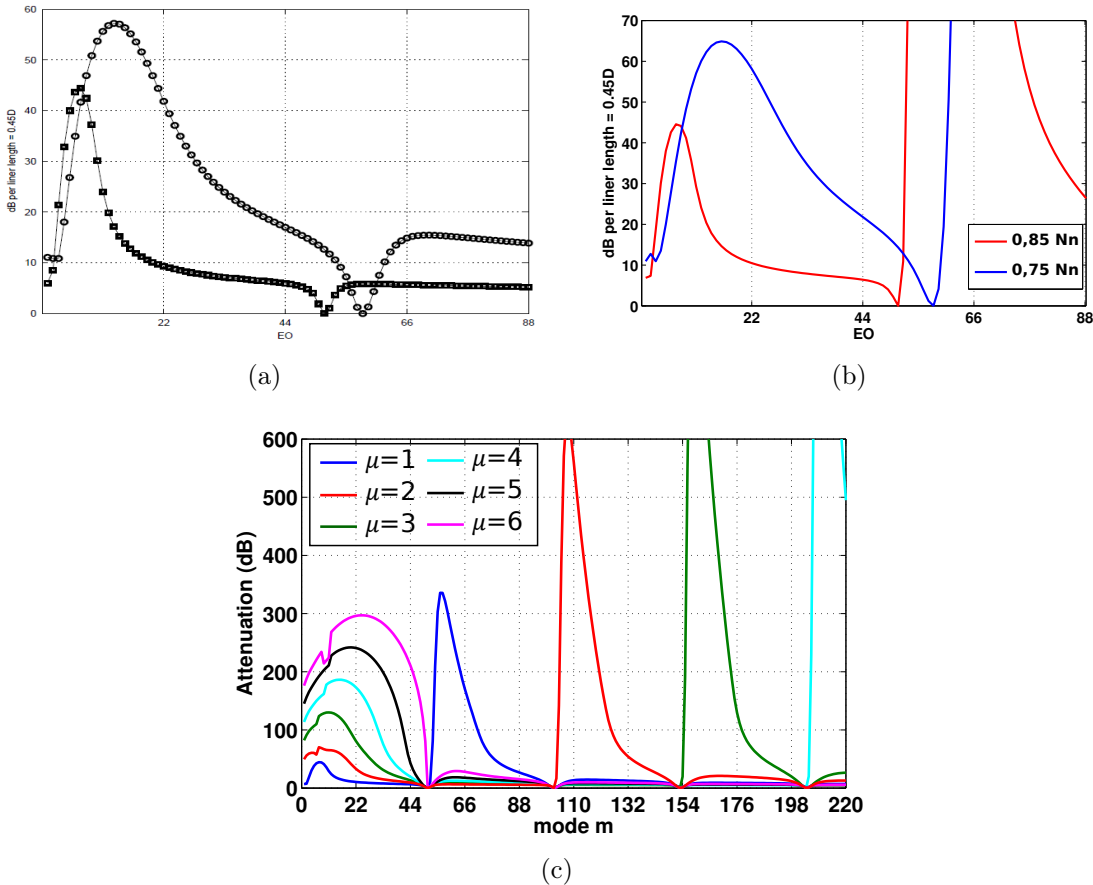
et l'atténuation acoustique linéaire par unité de longueur est donnée par :

$$\Delta\text{SPL} = 20 \log_{10}(e)\sigma\tilde{t},$$

où  $\sigma$  est déterminé par (2.1). La figure 2.8(a) représente l'atténuation due au traitement acoustique  $\Delta\text{SPL}$  des modes  $1 \leq n \leq 88$  et du mode radial  $\mu$  le moins atténué (fig.



9 de [37]). La distance de propagation considérée vaut  $0.9R$ . Les deux régimes  $0,75$  et  $0,85 Nn$  sont calculés. Les résultats obtenus par la résolution numérique de  $\sigma$  du mode  $\mu = 1$  sont tracés sur la figure 2.8(b). Deux tendances se distinguent : une première partie où les résultats sont semblables ( $n \leq 58$  et  $n \leq 51$  pour  $0,75$  et  $0,85 Nn$ ) et une deuxième où les résultats divergent. La figure 2.8(a) représente le mode radial  $\mu$  le moins atténué, qui vaut 1 pour la première partie de la courbe. Dans la deuxième région, le  $\mu$  le moins atténué n'est plus le premier et les deux figures représentent alors l'atténuation de modes radiaux différents. Ces régions successives sont mises en évidence sur la figure 2.8(c) où le calcul est réalisé avec  $1 \leq \mu \leq 6$ . À cela s'ajoute une seconde différence non expliquée ; alors que les résultats du régime  $0,85 Nn$  sont en accord avec [37], l'atténuation maximum ( $n = 16$ ) du régime  $0,75 Nn$  est différente (malgré une allure semblable des courbes).

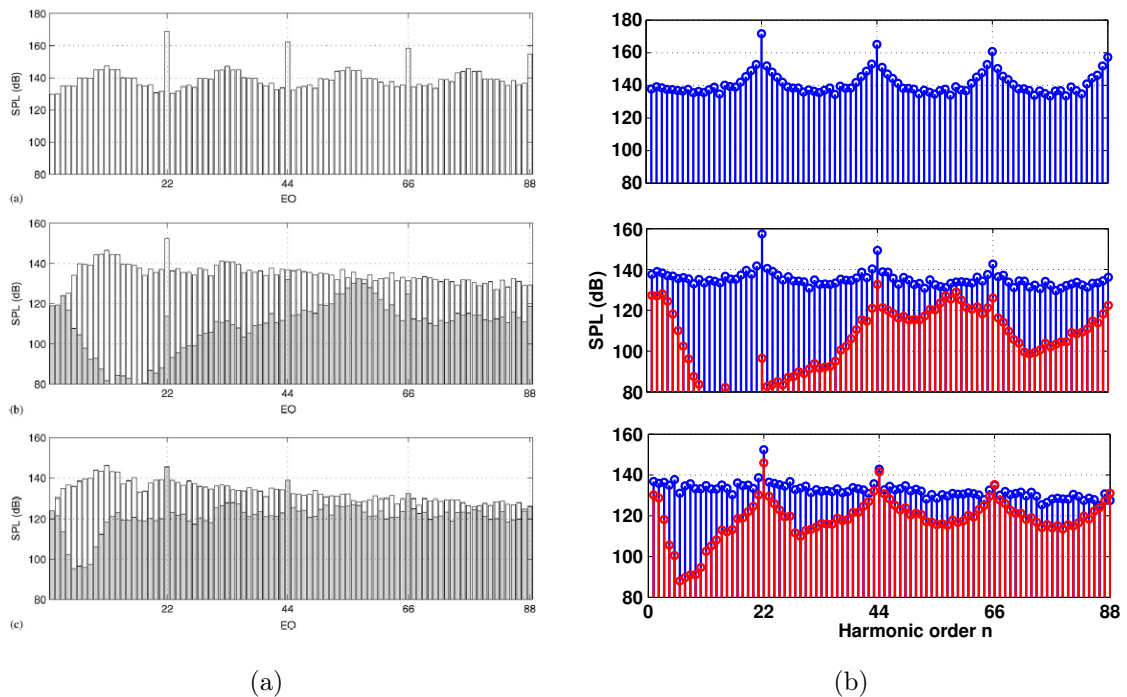


**FIGURE 2.8** – Atténuation due au matériau acoustique  $\Delta SPL$  en dB ; a) figure 9 de [37] (mode radial le moins atténué) EO = Engine Order équivalent de FMR en français ; b) résolution numérique de  $\sigma$  pour  $\mu = 1$  ; c) résolution numérique de  $\sigma$  pour  $1 \leq \mu \leq 6$  et  $N = 0,85Nn$

La méthode de Pickett est appliquée à la configuration Fokker 100. Dix trains d'ondes sont générés puis propagés avec et sans traitement acoustique pour les deux

régimes de rotation. Dans [37], McAlpine *et al.* ont généré les signaux temporels à partir des mesures de SPL (méthode McAlpine & Fisher), puis les ont propagés par la méthode FDNS. Dans notre application, les valeurs des écarts types alors inconnues, sont déterminées de manière à obtenir des SPL des BPF et des FMR semblables aux spectres de [37]. Les deux méthodes de génération d'irrégularités sont comparées sur la figure 2.9. Les niveaux initiaux des BPF et des FMR issus des deux méthodes de génération d'irrégularités sont proches, mais la forme du spectre est différente. En fin de propagation, le niveau des spectres est également semblable, mais certaines FMR des spectres issues de la méthode de McAlpine & Fisher ont des niveaux identiques (voire supérieurs à celui des BPF). Ce phénomène est absent dans les spectres issus du modèle de Pickett. En outre, l'effet du traitement absorbant est semblable pour les différentes méthodes de génération d'irrégularités.

Le modèle de Pickett est donc un bon outil de prévision des niveaux moyens des BPF et des FMR au cours de la propagation, à partir de valeurs simples. Il ne permet toutefois pas de modéliser une configuration précise (ordre des aubes autour du rotor, prédominance d'une raie, etc.) et fournit une enveloppe des spectres non représentative de la réalité.



**FIGURE 2.9** – Application des méthodes de génération d'irrégularités ; près du rotor en haut et après propagation pour  $0,75 Nn$  au milieu et  $0,85 Nn$  en bas ; sans traitement acoustique en bleu et gris clair, avec traitement acoustique en rouge et gris foncé ; a) méthode de McAlpine & Fisher (figure 11 de [37]) ; b) méthode de Pickett

## 2.2.4 Configuration Fokker 100 ; modèle de McAlpine & Fisher

La méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher résout cette difficulté. Elle permet de recréer un signal temporel à partir des valeurs des B-1 premières FMR et du BPF fondamental. La figure 2.10 représente l'application de cette méthode sur la configuration Fokker 100. Un signal temporel est recréé à partir de valeurs de référence (estimations des SPL de la figure 11 de [37], reproduite fig. 2.8(a)). Étant donné que les phases sont choisies aléatoirement, dix signaux de pression sont générés et moyennés. La figure 2.10 compare les premiers modes  $n = 1$  à  $B$  mesurés sur la figure 2.8(a) (valeurs de référence) à la moyenne des dix spectres générés. Le faible écart entre les niveaux témoigne de la précision de la méthode.

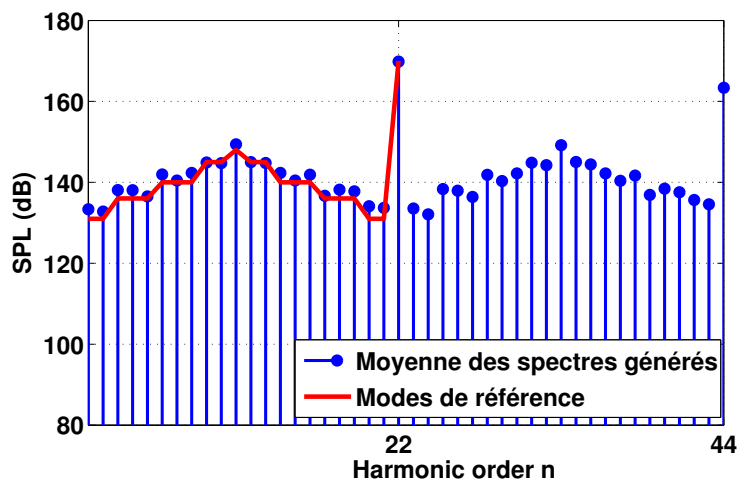


FIGURE 2.10 – Méthode de génération des irrégularités de McAlpine & Fisher ; application à la configuration Fokker 100

Les dix signaux temporels sont ensuite propagés par la méthode FDNS. La figure 2.11 montre les spectres initiaux et propagés de la configuration Fokker 100 à comparer avec la figure 2.9. La méthodologie appliquée est maintenant exactement celle de McAlpine & Fisher [37]. Hormis de légères différences dues aux approximations faites dans l'estimation des niveaux de référence et au tirage aléatoire des phases, les résultats de la figure 2.11 sont très proches de ceux de McAlpine & Fisher dans [37] (cf. fig. 2.9(a)).

Contrairement à la méthode de Pickett, l'enveloppe du spectre initial peut être imposée. Cette méthode plus précise nécessite cependant de connaître le spectre en début de propagation. Ainsi, si l'on intervertit des aubes autour du rotor, le spectre résultant sera différent et la méthode ne sera plus applicable.

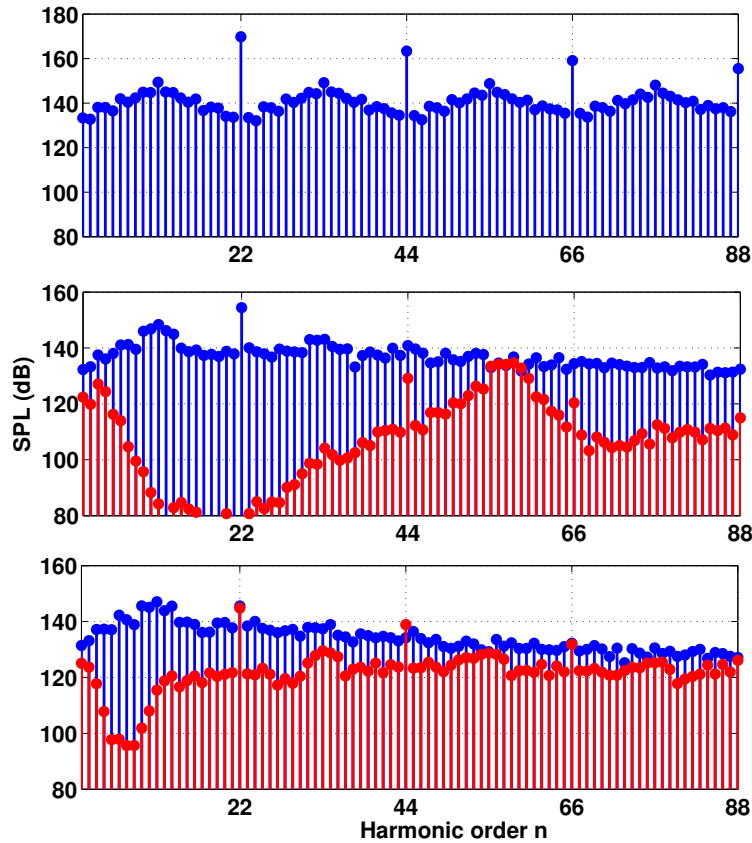


FIGURE 2.11 – Méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher ; proche du rotor en haut et après propagation pour  $0,75 Nn$  au milieu et  $0,85 Nn$  en bas ; sans traitement acoustique en bleu, avec traitement acoustique en rouge

## 2.3 Synthèse des méthodes analytiques de génération et de propagation des chocs

Dans ces deux premiers chapitres, les différents modèles de génération et de propagation de chocs ont été analysés en détail. D'une part, les modèles de propagation ont été détaillés en faisant clairement apparaître les hypothèses dont ils découlent. L'atténuation de l'amplitude du choc d'une onde en  $N$  au cours de sa propagation décrite par Morfey & Fisher a notamment été redémontrée (cf. annexe B) à partir de l'équation de Burgers écrite dans le domaine spectral (modèle de McAlpine & Fisher). Cette démonstration atteste également de l'absence de redistribution énergétique entre les raies lorsque le spectre propagé est uniquement composé des harmoniques du BPF. D'autre part, les modèles de génération et de propagation des chocs ont été confrontés et mis en perspective en les appliquant à des configurations de turboréacteur réalistes. Les limites de ces modèles ont ainsi pu être définies. Le tableau 2.3 récapitule les apports ainsi que le périmètre d'application des différents modèles.

En ce qui concerne les méthodes de génération de FMR, le modèle de Pickett

Méthodes analytiques de propagation des chocs		
Modèle	Périmètre d'application	Limites et restrictions
Morfey & Fisher (temporelle)	Décroissance du saut de pression d'une onde en N	Rotor parfait, ondes en N, méthode 2D, écoulement moyen uniforme
Hawkings (temporelle)	Propagation d'un train d'ondes en N irrégulières en pression	Irrégularités en saut de pression seulement, ondes en N, méthode 2D, écoulement moyen uniforme
Uellenberg (temporelle)	Propagation d'un train d'ondes en N irrégulières en pression et en phase	Ondes en N, pas de modélisation des modes évanescents ni de traitement acoustique, méthode 2D, écoulement uniforme
McAlpine & Fisher (spectrale)	Propagation d'un train d'ondes irrégulières de forme quelconque, modélisation des modes évanescents (conduit cylindrique) et d'un traitement acoustique	Modélisation des modes évanescents en conduit cylindrique (pas de prise en compte de la géométrie réelle de la nacelle), méthode 2D, écoulement moyen uniforme

**TABLE 2.3** – *Synthèse des principaux modèles analytiques de génération de FMR*

permet de recréer un train d'ondes en N irréguliers à partir de données statistiques simple à recueillir. Cependant ce modèle ne permet pas de prendre en compte une configuration précise (ordre des aubes autour du rotor, etc.) et l'allure du spectre généré n'est pas représentatif de celle observée dans les configurations réalistes. La méthode de génération de FMR de McAlpine & Fisher permet de générer un signal de pression à partir d'un spectre enregistré près de la soufflante. Cette méthode plus précise nécessite cependant la connaissance du niveau de pression sonore en début de propagation de la configuration étudiée.

Dans le chapitre suivant, une nouvelle méthode de génération d'irrégularités sera présentée, plus complexe à mettre en œuvre mais pouvant déterminer le spectre issu d'une réorganisation des aubes autour du rotor à partir d'une configuration de référence. Appliquée à une maquette de turboréacteur futur, cette approche originale sera comparée à la méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher et confrontée à des mesures.

# Chapitre 3

## Nouveau modèle de génération de FMR et application au démonstrateur MASCOT 2 de Snecma

*Dans le chapitre précédent, les deux principales méthodes de génération d'irrégularités ainsi que les différents modèles analytiques de propagation d'ondes de choc ont été testés. Ce chapitre propose un modèle original de génération d'irrégularités tenant compte de l'organisation des aubes autour du rotor. Cette approche a été développée dans cette thèse à partir de données expérimentales issues d'une campagne d'essais du démonstrateur de soufflante MASCOT 2 développé par Snecma. Ce chapitre s'articule suivant quatre étapes : le premier paragraphe explique les objectifs de ce nouveau modèle, puis la campagne d'essais qui a permis son développement est décrite. Le modèle est ensuite exposé, appliqué à la configuration MASCOT 2, et comparé à la méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher ainsi qu'aux mesures. Enfin les possibles perspectives de cette étude seront discutées.*

### 3.1 Objectifs du modèle

Les méthodes de propagation d'ondes de choc (analytiques ou numériques) nécessitent un signal de pression comme condition initiale. Ce signal peut être mesuré par un capteur de pression placé à proximité de la soufflante, obtenu par une simulation numérique ou bien modélisé. Dans le chapitre 2, les deux principales méthodes de génération d'irrégularités ont été appliquées à plusieurs configurations. Ces méthodes ont été employées afin de créer des signaux de pression à partir de mesures ou de spectres de référence. La méthode de Pickett fournit un spectre moyen à partir de valeurs statistiques simples. Cependant, malgré des niveaux de BPF et de FMR du spectre généré en accord avec les mesures, et ce pour les différentes configurations étudiées, l'enveloppe des spectres diffère. La méthode de McAlpine & Fisher pallie ce défaut en générant des signaux temporels dont la forme du spectre est semblable à la référence. Cependant, contrairement à la méthode de Pickett qui ne requiert que des données statistiques,

cette méthode nécessite de connaître les SPL du spectre de référence pour générer les signaux de pression.

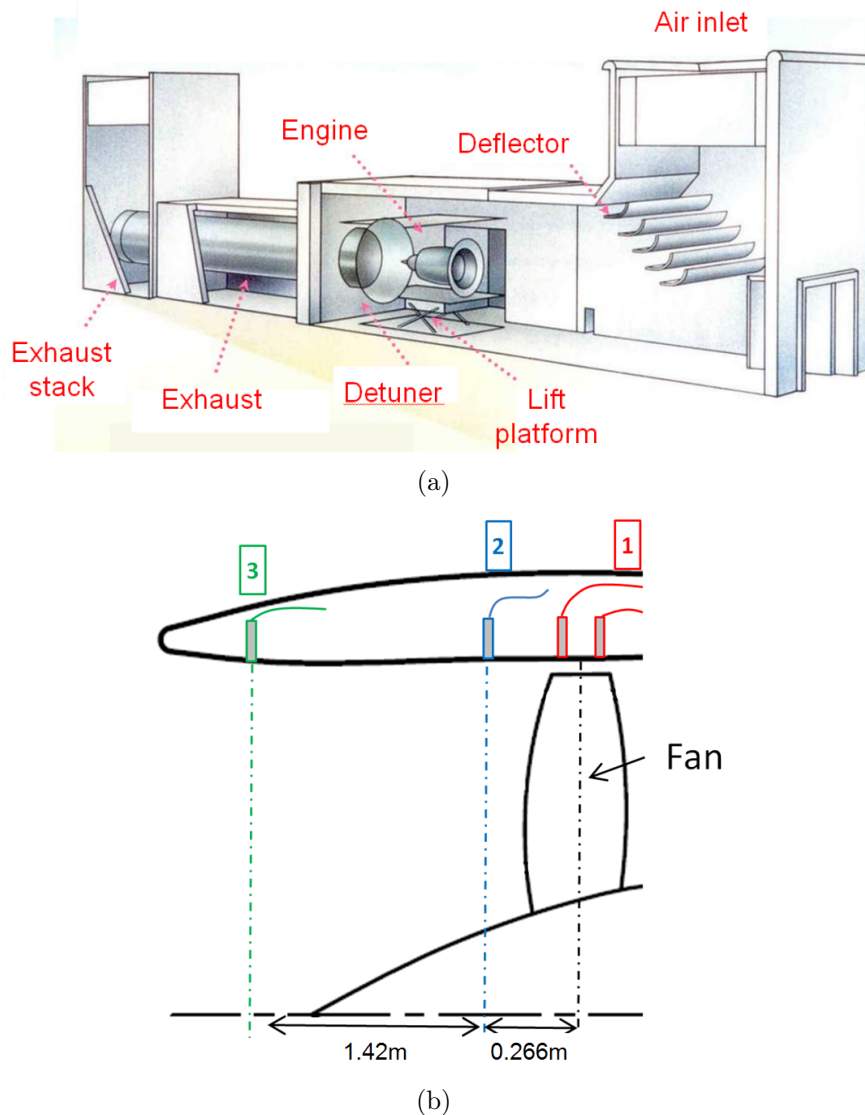
L'une des principales interrogations des motoristes à l'heure actuelle est l'effet de l'organisation des aubes autour du rotor sur le spectre du bruit de choc résultant. En effet, bien que l'OASPL soit identique, l'enveloppe des spectres varie fortement pour deux brassages différents. Ainsi, pour certains brassages, le spectre peut contenir des FMR de niveau élevés. La fréquence de ces raies peut éventuellement se situer en dehors de la bande de fréquences atténuée par les traitements acoustiques de la nacelle. De plus, les effets non-linéaires de la propagation des ondes de choc peuvent conduire, en entrée d'air, à des niveaux de certaines FMR supérieurs à celui des BPF. La question qui découle de cette problématique est : quel est le brassage qui sera le plus favorable ? C'est-à-dire, comment ranger les aubes du rotor afin de minimiser les FMR les plus gênants en fin de propagation ? Le principal problème est le nombre de configurations possibles. En effet, pour un rotor comportant 18 aubes, il y a  $18!$  brassages possibles, soit plus de  $6.10^{15}$ . L'absence de réponse mène à des cahiers des charges concernant le "buzz-saw noise" différents d'un avionneur à l'autre. Par exemple, certains contraignent la différence de calage entre deux aubes placées côte à côte, tandis que d'autres imposent une limite de SPL pour le BPF ainsi que dans certaines gammes de fréquences.

Le but de ce nouveau modèle de génération de FMR [61] et [62], est d'apporter des éléments de réponse aux deux précédentes questions. Ce modèle a été développé à partir de données d'une campagne d'essais réalisée par Snecma. Dans ces essais, non seulement les signaux de pression ont été enregistrés avant et après la propagation, mais le calage des aubes a également été mesuré pendant le fonctionnement de la soufflante (calage à chaud). En reliant les défauts de calage aux irrégularités du signal de pression résultant pour un brassage de référence, le modèle permet de générer un signal de pression pour n'importe quel autre brassage.

## 3.2 Déroutement de la campagne d'essais MASCOT 2

Dans le cadre de ce doctorat et par l'intermédiaire d'une collaboration, Snecma nous a fourni des données issues d'une campagne d'essais du démonstrateur de soufflante MASCOT 2 (Moteur à Aubes de Soufflante en Composite Taille) dont les aubes sont en composite tissé 3D – tout comme le nouveau moteur LEAP qui équipera les nouveaux avions moyen-courriers (Airbus A320neo, Boeing 737, et COMAC 919). Le turboréacteur utilisé dans ces tests est unique puisqu'il combine un nouveau module de soufflante à une nouvelle unité de propulsion issue du CFM56-5C. La première partie de la campagne d'essais a été réalisée en avril 2013 dans le banc 1H8 du site de Villaroche avec une manche d'entrée d'air perfo de type "Bellmouth", c'est à dire longue et de révolution (cf. fig. 3.1(a)). Le deuxième volet s'est déroulé en août 2013 sur le banc 4D de General Electric situé à Peebles aux États-Unis. Le moteur était muni d'une manche "acoustique" courte et non-axisymétrique. Ce deuxième banc est utilisé depuis plus de vingt ans pour la certification acoustique statique des turboréacteurs CFM. Les

deux phases de cette campagne ont dégagé une très bonne reproductibilité des essais.



**FIGURE 3.1** – Schéma du banc 1H8 de Snecma situé à Villaroche ; a) banc de section 8m par 8m ; b) entrée d'air, soufflante et représentation des trois plans de mesures ( $p1, p2$  et  $p3$ )

Dans ce mémoire, seules les données issues du banc 1H8 sont utilisées. Les données sont enregistrées sur trois plans axiaux (cf. fig. 3.1(b)). Des senseurs sont placés en paroi de la nacelle, juste au-dessus de l'extrémité des aubes et mesurent leur angle de calage pendant le fonctionnement du turboréacteur (plan  $p1$ ). Un peu plus en amont, à 0,266m de  $p1$ , une série de trois capteurs de pression (placés aux angles 14', 34', et 54') sont fixés en paroi de la nacelle (plan  $p2$ ). Proche de l'entrée d'air, à 1,42m de  $p2$ , deux capteurs de pression (placés aux angles 19' et 59') enregistrent le signal propagé (plan  $p3$ ). Les principales caractéristiques de MASCOT 2 sont répertoriées dans le



tableau 3.1. Trois configurations correspondant à trois organisations des aubes autour du rotor on été étudiées sur une plage de régime allant de  $0,8Nn$  à  $0,965Nn$  (la plage des régimes varie en fonction des configurations). La figure 3.2 représente les différents brassages.

$B$	$R$ (m)	$d$ (m)	$\bar{\lambda}_\psi$ (m)	$t_f$ (s)	Régimes étudiés (tr/min)	$\Delta p$ (kPa)	$M_{tip}$
18	0,89	1,42	0,148	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$0,8 Nn - 0,965 Nn$	13 - 25	0,89 - 1,08

TABLE 3.1 – Caractéristiques de la configuration MASCOT 2

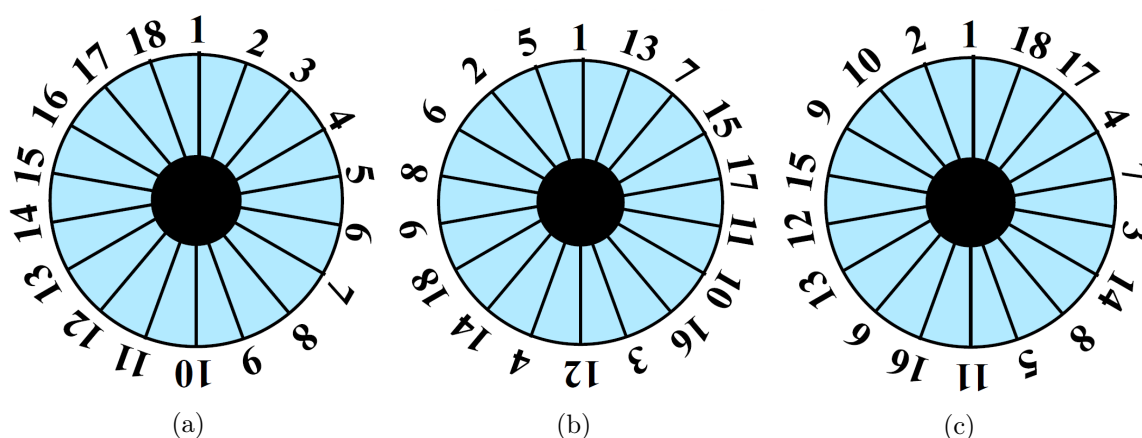
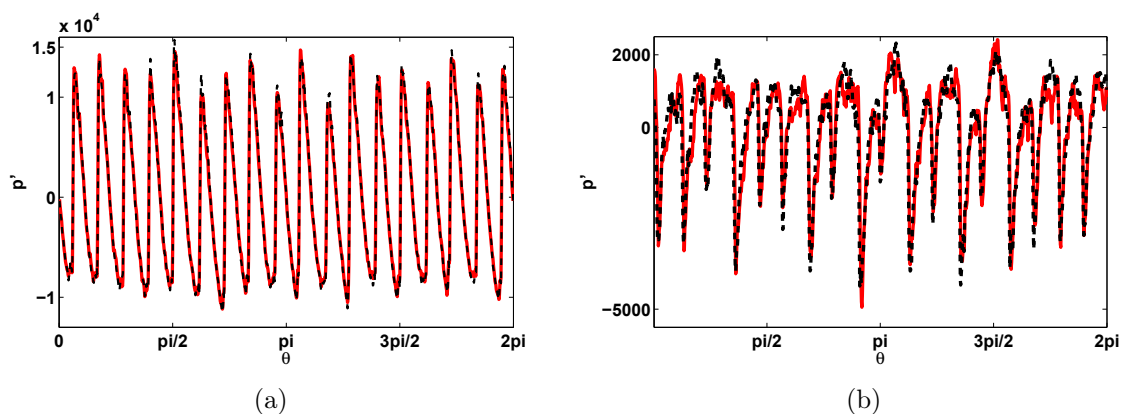


FIGURE 3.2 – Configurations des aubes sur le rotor ; a) brassage 1 ; b) brassage 2 ; c) brassage 3

### 3.2.1 Enregistrement et exploitation des signaux de pression temporels

Les capteurs de pression (Kulite XTE-190) enregistrent le signal temporel pendant 1 minute à une fréquence de 65,5 kHz. Les mesures sont donc prises sur plus de 3000 rotations de la soufflante. L'incertitude des capteurs est d'environ 2 dB. La figure 3.3(a) (resp. 3.3(b)) superpose le signal de pression issu d'un capteur du plan  $p2$  (resp.  $p3$ ) pour deux rotations successives de la soufflante (conf. 1 à  $N = 0,875Nn$ ). Les signaux sont très proches. On calcule l'écart type de l'amplitude des chocs pour les  $B$  aubes, ce qui donne une estimation de l'incertitude des mesures (stabilité du régime, variation de température, etc). La moyenne de ces écarts types vaut 0,049 avant propagation. Après la propagation, le signal est trop déformé pour pouvoir effectuer cette analyse.

En règle générale, lors des mesures du bruit de raies, une analyse synchrone est utilisée afin d'éliminer les fréquences non multiples de la rotation. Un top tour fournit le temps de chaque rotation du rotor, et la fréquence d'échantillonnage est légèrement

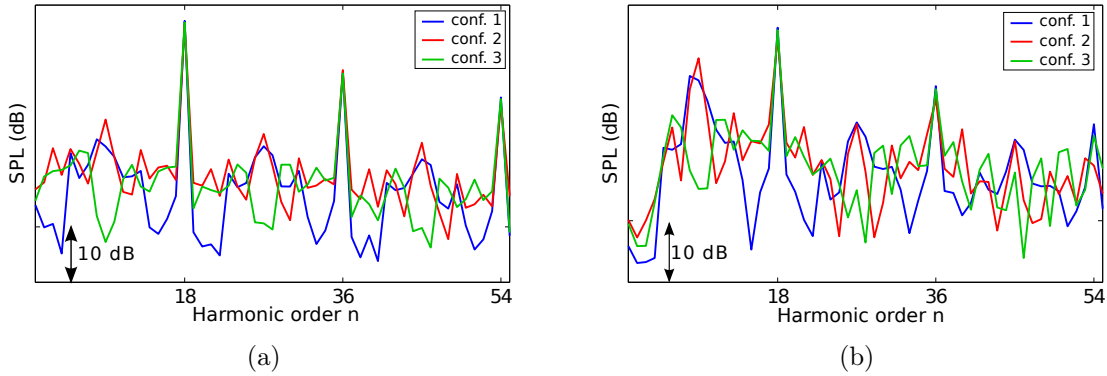


**FIGURE 3.3** – *Signaux temporels de deux rotations successives (rouge et noir) mesurés par un capteur de pression; a) avant propagation, au plan  $p2$ ; b) après propagation, au plan  $p3$*

modifiée au tour suivant afin de prendre en compte les variations du régime. Cependant, dans la présente étude la fréquence d'échantillonnage des mesures est fixe (65,5 kHz). L'énergie des BPF et des FMR obtenue sur la durée totale d'analyse est donc légèrement dispersée. Les données disponibles (fournies par Snecma) sont d'une part les signaux temporels des brassages 1 et 3 sur l'ensemble des régimes testés et d'autre part, les spectres des brassages 1, 2 et 3, également sur l'ensemble des régimes étudiés. Ces spectres sont calculés par une transformation de Fourier rapide en utilisant la méthode de Welch ainsi qu'un fenêtrage de Hanning. La similitude des spectres issus des capteurs de pression placés sur un même plan démontre l'absence d'effet de distorsion (entrée d'air longue et axisymétrique). Les mesures ont été effectuées en ralentissant la soufflante à partir du régime maximal ( $N = 0,965Nn$ ) jusqu'au régime minimal ( $N = 0,8Nn$ ), puis en accélérant pour atteindre de nouveau le régime maximal. Pour un même régime, les spectres sont semblables, quelle que soit la phase de l'essai (descendante ou ascendante). Enfin, les essais ont été effectués sur plusieurs journées; la température a alors fluctué entre 4,5 et 9 °C sans influencer les résultats.

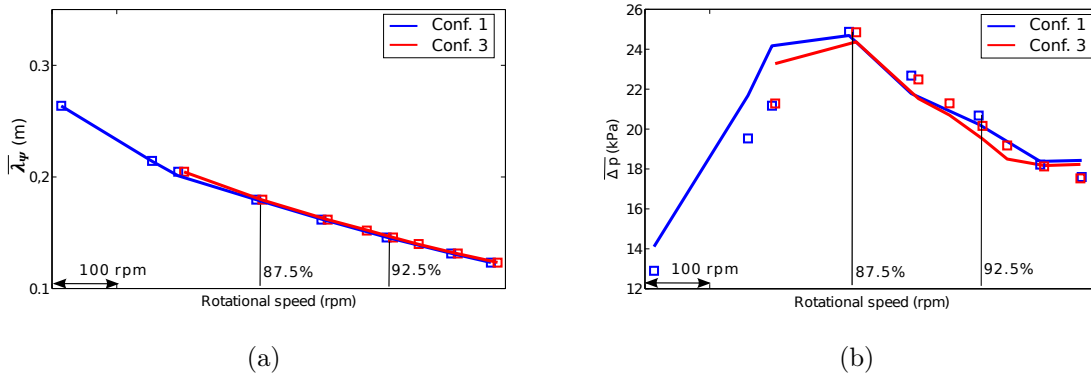
Les spectres mesurés avant et après la propagation diffèrent fortement en fonction des brassages étudiés. La figure 3.4 superpose les spectres des trois brassages au régime  $0,925Nn$ , à gauche avant propagation (plan  $p2$ ) et à droite après propagation (plan  $p3$ ). Malgré des niveaux de BPF semblables, l'enveloppe des spectres est disparate. Notamment concernant la raie  $n = B/2$ , dont la différence de niveau sonore entre les confs. 2 et 3 est supérieure à 20 dB et ce aussi bien à proximité du rotor qu'en fin de propagation. De plus, en fin de propagation le niveau de la raie  $n = B/2$  des confs. 1 et 2 se rapproche de celui du BPF<sub>1</sub>. Ce type de comportement est néfaste car certaines fréquences comme par exemple le BPF<sub>1</sub>/2 peuvent se situer en dehors de la bande de fréquence atténuée par le traitement acoustique et ainsi fortement rayonner et contribuer au bruit de cabine.

La distance inter-chocs  $\overline{\lambda_\psi}$  ainsi que l'amplitude moyenne du choc  $\overline{\Delta p}$  peuvent être déterminées à partir du signal temporel. Bien que  $\overline{\lambda_\psi}$  se déduise de (1.34) (cf. fig. 3.5(a),



**FIGURE 3.4** – Spectres issus des mesures à  $N = 0,925Nn$  ; a) avant propagation (plan p2) ; b) après propagation (plan p3)

carrés), une autre manière de déterminer  $\overline{\lambda_\psi}$  est d'utiliser la période entre deux chocs  $T_\lambda$  calculée à partir des signaux de pression.  $T_\lambda$  est égal au nombre moyen de points de mesure entre deux chocs, divisé par la fréquence d'échantillonnage. Connaissant  $T_\lambda$  et  $M_a$ , l'équation (1.35) permet de calculer  $\overline{\lambda_\psi}$  (cf. fig. 3.5(a), traits).  $\overline{\Delta p}$  peut être obtenu soit en moyennant l'amplitude des chocs du signal de pression mesuré (cf. fig. 3.5(b), traits), soit à partir de l'OASPL des spectres et des équations (1.40) et (1.41) (cf. fig. 3.5(b), carrés). La figure 3.5 trace l'évolution de la distance inter-chocs moyenne 3.5(a) et de l'amplitude moyenne des chocs 3.5(b) en fonction du régime pour les brassages 1 et 3. Ces valeurs sont indépendantes de la configuration. On remarque également que l'amplitude des chocs est maximale à  $N = 0,875Nn$ .



**FIGURE 3.5** – Amplitude et distance inter-chocs moyennes au plan p2 ; a) Distance inter-chocs déterminée à partir des signaux de pression (traits) et par (1.35) (carrés) ; b) Amplitude moyenne des chocs mesurée (traits) et calculée à partir de l'OASPL (carrés)

### 3.2.2 Calage des aubes

Concernant la mesure des angles de calage des aubes, des senseurs sont placés sur la paroi de la nacelle, à deux positions axiales juste au-dessus des aubes de la soufflante (plan *p1*, fig. 3.1(b)). La figure 3.6 schématise la mise en œuvre des mesures. La distance entre les deux senseurs est connue et fixe. L'angle de calage  $Stg_\ell$  de chaque aube  $\ell$  est déduit du temps qu'elle met pour passer devant les deux capteurs. Cependant, à cause des légères fluctuations du régime de rotation et du balourd, le calage des aubes n'est pas rigoureusement identique d'un passage à l'autre. On détermine donc l'écart type du calage des aubes  $\sigma_{Stg}$  à partir des mesures de ces angles effectuées pendant le fonctionnement du moteur ( $\sigma_{Stg} = 0,06$  (valeur plus faible lorsque la soufflante est au ralenti :  $\sigma_{Stg} = 0.02$ )).

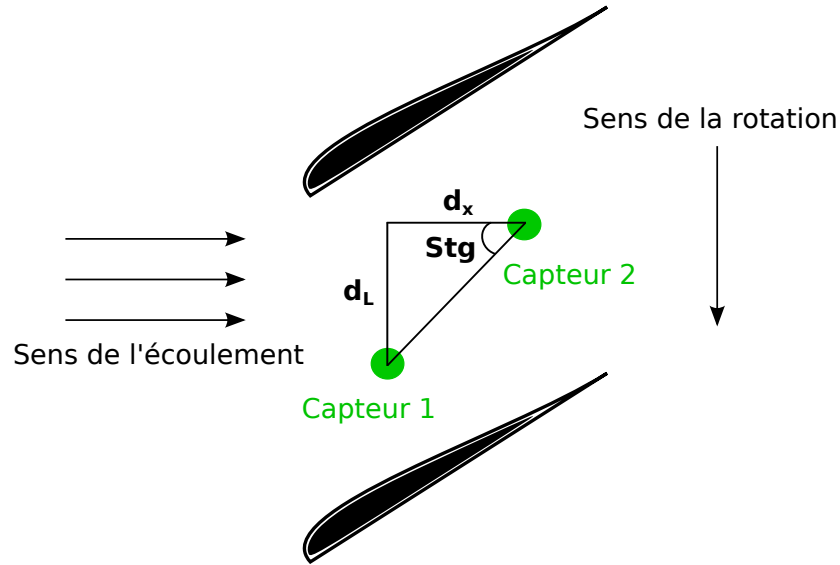


FIGURE 3.6 – Schéma de principe de la mesure du calage des aubes

La figure 3.7 présente les mesures des défauts de calage  $\Delta Stg_\ell$  de chaque aube pour les trois brassages étudiés, avec  $\Delta Stg_\ell$  tel que :

$$\Delta Stg_\ell = \frac{Stg_\ell - \frac{1}{B} \sum_{\ell=1}^B Stg_\ell}{\frac{1}{B} \sum_{\ell=1}^B Stg_\ell}. \quad (3.1)$$

La mesure du calage des aubes est effectuée pendant le fonctionnement du turbo-réacteur et ce, pour les différents régimes étudiés. La figure 3.8 représente la variation de calage des aubes 1, 7, 15 et 18 en fonction du régime. Les valeurs varient fortement (environ  $0,4^\circ$ ) en fonction du régime, le calage des aubes dépend fortement de la répartition des charges du turboréacteur (équilibrage), ce qui justifie les moyens mis en œuvre pour mesurer le calage pendant le fonctionnement du moteur.

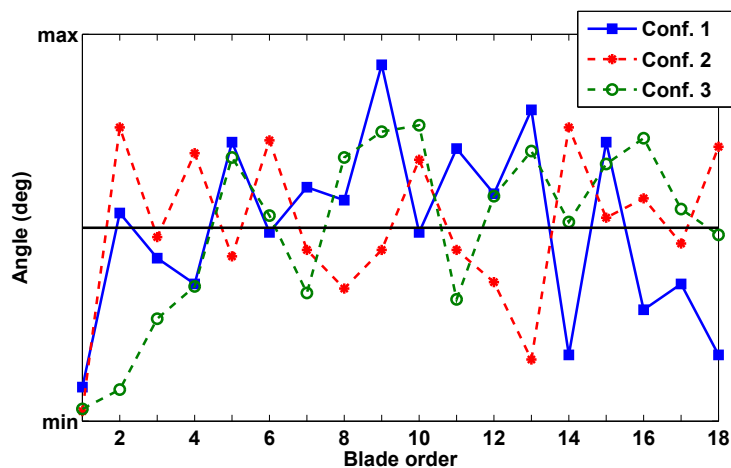


FIGURE 3.7 – Défauts de calage des trois brassages étudiés pour  $N = 0,925N_n$

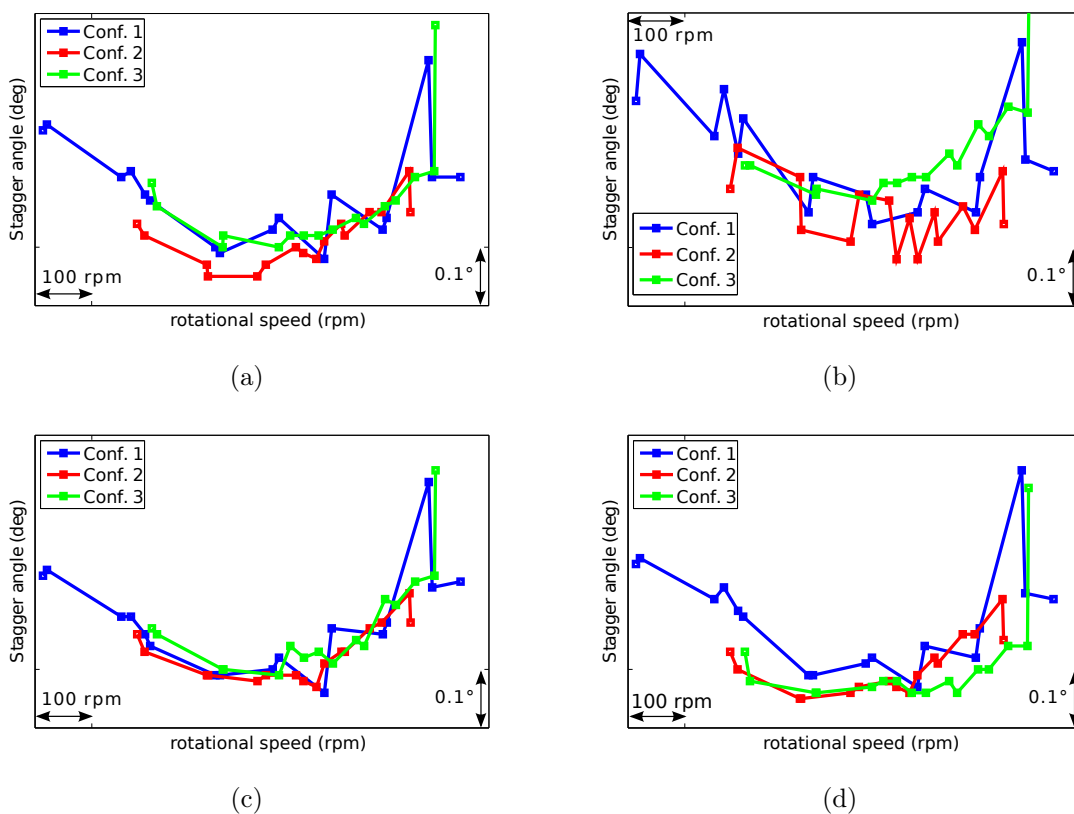


FIGURE 3.8 – Calage des aubes en fonction du régime de rotation; a) aube numéro 1; b) aube numéro 7; c) aube numéro 15; d) aube numéro 18

### 3.3 Génération du signal de pression en fonction de l'ordre des aubes autour du rotor

La nouvelle méthode consiste à modéliser l'effet du défaut de calage des aubes  $\Delta Stg_\ell$  sur le signal de pression résultant, plus particulièrement sur les variations de distance inter-chocs  $\lambda_\ell$ . Le signal reconstruit est un train d'ondes en N généré en utilisant les mêmes hypothèses que McAlpine & Fisher dans leur méthode de génération d'irrégularités, à savoir que toutes les ondes en N ont la même amplitude  $\overline{\Delta p}$  et la même pente de recompression entre chaque choc, valant  $\overline{\Delta p}/\bar{\lambda}$  (cf. paragraphe 1.4.2). En connaissant l'amplitude des ondes en N ( $\overline{\Delta p}$ ), la pente de recompression ( $\overline{\Delta p}/\bar{\lambda}$ ) et la distance inter-chocs de chaque onde ( $\lambda_\ell$ ), un signal de pression irrégulier est alors généré. Le principe de la méthode réside donc dans la détermination des  $\lambda_\ell$  en fonction du calage des aubes.

Gliebe *et al.* [19] ont montré que les variations de calage et de cambrure des aubes sont les paramètres qui affectent le plus les ondes de choc. Ils ont de plus démontré que la variation du calage d'une aube modifie plusieurs distances inter-chocs. Le modèle développé dans ce mémoire est basé sur l'hypothèse que la variation de calage  $\Delta Stg_\ell$  de l'aube  $\ell$  modifie les distances inter-chocs  $\lambda_\ell$ ,  $\lambda_{\ell-1}$  et  $\lambda_{\ell+1}$  (cf. fig. 3.9). Une relation empirique est alors établie entre  $\Delta Stg_\ell$ ,  $\Delta Stg_{\ell-1}$ ,  $\Delta Stg_{\ell+1}$  et  $\lambda_\ell$  (cf. (3.2)).

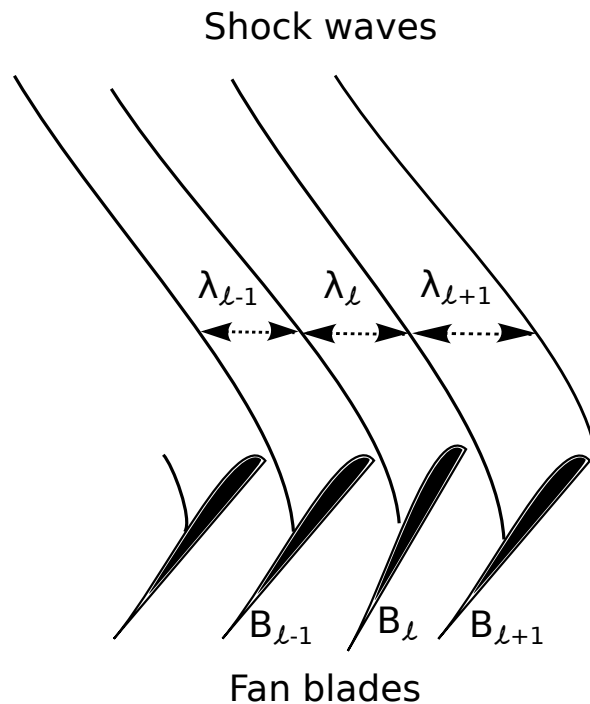


FIGURE 3.9 – Ondes de chocs générées par un rotor irrégulier

Durant la campagne d'essais, trois brassages ont été testés (conf. 1, 2 et 3). En connaissant les variations de calage ainsi que le signal temporel enregistré à proximité du rotor pour une configuration (par ex. conf. 1), les signaux temporels des deux

autres configurations (confs. 2 et 3) sont prédits. La génération du signal de pression se décompose en trois étapes :

- les variations des calages  $\Delta Stg_\ell$  de la configuration de référence (conf. 1) sont réorganisées suivant le brassage des autres configurations (confs. 2 et 3) (cf. fig. 3.2) ;
- les distances inter-chocs sont estimées par la relation empirique (3.2) à partir des  $\Delta Stg_\ell$  réorganisés ;
- le signal de pression est généré.

De plus, pour tenir compte des variations des défauts de calage liées aux légères fluctuations de régime d'un tour à l'autre, on introduit des variations dans les  $\lambda_\ell$  calculés par l'intermédiaire de  $\sigma_{Stg}$ . Dix signaux pseudo-aléatoires sont alors générés et les dix spectres moyennés.

### 3.3.1 Relation empirique reliant l'angle de calage des aubes au signal temporel

Le calage des aubes est mesuré dans le plan  $p1$  pendant le fonctionnement du turboréacteur. Comme présenté dans le paragraphe 3.2.2, le calage moyen ( $\overline{Stg}_\ell$ ), la variation ( $\Delta Stg_\ell$ ) et l'écart type ( $\sigma_{Stg}$ ) sont définis à partir des mesures. Ces valeurs dépendent du régime de rotation du moteur. Une relation empirique reliant l'angle de calage des aubes au signal temporel est définie à partir de la configuration de référence (conf. 1). Cette relation est établie en suivant 4 étapes schématisées sur la figure 3.10.

- 1) Pour un régime de rotation,  $\bar{\lambda}$  est déterminé par (1.33) et  $\Delta Stg_\ell$  (nombre sans dimension) par (3.1) (étapes 1 et 2 de la figure 3.10). À partir de coefficients  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$ , les distances inter-chocs  $\lambda_\ell^*$  sont estimées par l'équation (3.2) (étape 3 de la figure 3.10) :

$$\lambda_\ell^* = \bar{\lambda} (1 - \mu_0 \Delta Stg_\ell + \mu_{-1} \Delta Stg_{\ell-1} + \mu_{+1} \Delta Stg_{\ell+1}). \quad (3.2)$$

Un procédé estime les valeurs des coefficients  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$  minimisant la différence entre  $\lambda_\ell$  (mesuré sur le plan  $p2$ ) et  $\lambda_\ell^*$  (estimé sur le plan  $p1$ ) pour chaque aube (étape 4 de la figure 3.10). Ces valeurs sont comprises entre -0.5 et 0.5. Les bornes sont définies de manière à ce que le membre de droite de l'équation 3.2 soit proche de  $\bar{\lambda}$ .

- 2) Le signal de pression moyen  $p(t)$  mesuré par les capteurs de pression placés sur le plan  $p2$  (proche du rotor) permet de déterminer les valeurs réelles des distances inter-chocs  $\lambda_i$ .  $\lambda_i$  correspond la distance inter-chocs de l'onde  $i$  générée par l'aube  $i$ . Cependant,  $Stg_\ell$  est mesuré sur le plan  $p1$ , tandis que  $\lambda_i$  est mesuré sur le plan  $p2$  (cf. fig. 3.1(b)) et la correspondance entre les indices  $\ell$  et  $i$  est inconnue. En d'autres termes, quel est l'indice  $i$  (pour  $i = 1$  à  $B$ ) qui équivaut à l'indice  $\ell$  de  $Stg_\ell$ ? Un processus efficace a été mis en place pour relier les calages  $Stg_\ell$  au signal de pression. Ce procédé détermine l'indice  $i$  de l'aube correspondant au premier choc mesuré par le capteur de pression. Ce second processus minimise l'erreur entre les distances inter-chocs mesurées  $\lambda_\ell$  et estimées  $\lambda_\ell^*(i)$  pour les différents indices

### 3.3 Génération du signal de pression en fonction de l'ordre des aubes autour du rotor

$i$  :  $\xi(i) = \sum_{\ell=1}^B |\lambda_{\ell} - \lambda_{\ell}^*(i)|^2$ , où  $i$  varie de 1 à  $B$ . Autrement dit, on détermine

les valeurs  $\lambda_{\ell}^*$  en considérant que l'aube  $i$  est responsable du choc  $\ell$ . On applique  $B$  fois ce processus en faisant varier  $i$  de 1 à  $B$  et on calcule à chaque fois l'erreur commise  $\xi(i)$  entre les distances inter-chocs mesurées et estimées par (3.2). Le minimum de cette fonction d'erreur indique l'indice de l'aube correspondant au premier choc mesuré. La figure 3.11 illustre l'application du processus. L'aube 12 génère la première onde de choc enregistrée sur le plan  $p2$ .

- 3) Les coefficients  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$  (pour un régime) retenus sont ceux correspondant à  $i$  minimisant  $\xi(i)$ . Cette méthode est appliquée à tous les régimes et les  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$  sont alors moyennés pour obtenir les coefficients finals (cf. tableau 3.2).
- 4) Le signal de pression est reconstruit à partir de  $\overline{\Delta p}$  mesuré et des  $\lambda_{\ell}^*$ .

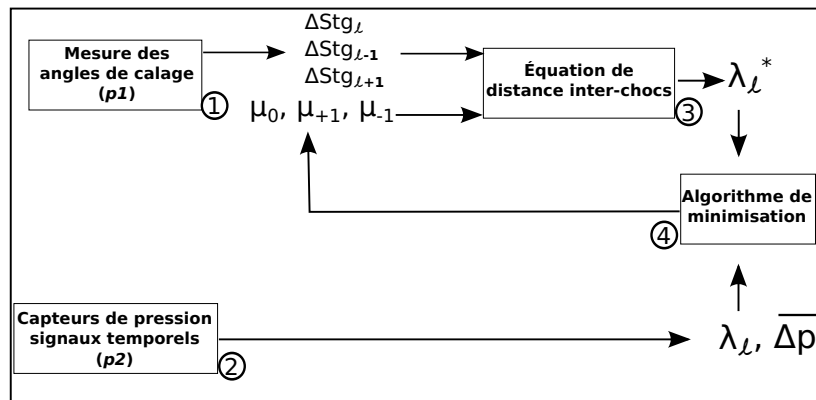


FIGURE 3.10 – Détermination des distances inter-chocs à partir des variations de calage des aubes

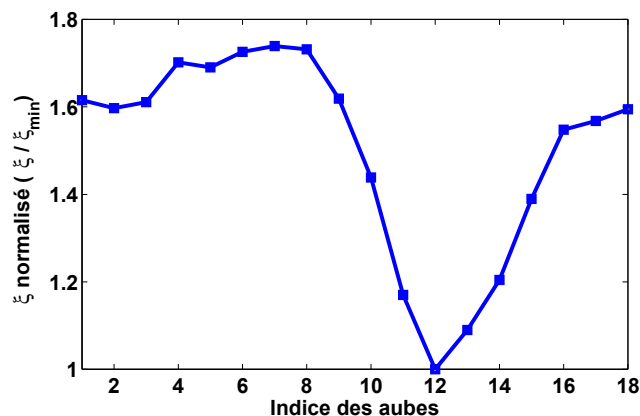


FIGURE 3.11 – Détermination de l'indice de l'aube ayant généré le premier choc mesuré au plan  $p2$

**Remarque :** Pour certains régimes, le minimum de  $\xi(i)$  n'est pas correctement démarqué; l'aube générant le premier choc enregistré au plan  $p2$  n'est alors pas dé-



terminée et les coefficients  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$  ne sont pas calculés. Le tableau 3.2 liste les coefficients obtenus à partir de la configuration de référence en fonction du régime.

Régime	$\mu_0$	$\mu_{-1}$	$\mu_{+1}$
0,8Nn	-0.12	-0.1	-0.07
0,835Nn	-0.18	-0.13	-0.07
0,845Nn	-0.23	-0.13	-0.08
0,875Nn	-0.24	-0.18	-0.08
0,9Nn	-0.23	-0.12	-0.15
Valeurs moyennes	-0.2	-0.13	-0.09

TABLE 3.2 – Valeurs des coefficients  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$  en fonction du régime

### 3.3.2 Application de la méthode à un autre brassage

En utilisant les coefficients  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$ ,  $\mu_{+1}$ ,  $\Delta Stg_\ell$  et  $\overline{\Delta p}$  déterminés à partir de la configuration de référence (conf. 1), de nouveaux signaux de pressions sont générés pour un autre brassage (confs. 2 ou 3). Les étapes 1 et 2 de la figure 3.12 illustrent cette démarche. Pour un nouveau brassage, les  $\Delta Stg_\ell$  sont réorganisés et de nouvelles valeurs de  $\lambda_\ell^*$  sont déterminées par (3.2). À cause des fluctuations de régime, des variations de  $\Delta Stg_\ell$  sont introduites dans l'équation (3.2) par l'intermédiaire de  $\sigma_{Stg}$ . Les calages utilisés dans (3.2) sont déterminés pseudo-aléatoirement par l'intermédiaire d'une distribution gaussienne de valeur moyenne  $Stg_\ell$  et d'écart type  $\sigma_{Stg}$  (valeur indépendante de l'ordre des aubes sur le rotor). Plusieurs signaux temporels sont alors générés à partir de  $\lambda_\ell^*$  légèrement différents. Étant donné que l'amplitude moyenne des chocs est indépendante du brassage, la valeur du saut de pression de la configuration de référence est conservée. Les signaux de pression sont ensuite propagés par la méthode FDNS. Deux spectres moyens de la nouvelle configuration sont issus de dix signaux de pression, avant et après propagation (plans  $p2$  et  $p3$ ) (étape 3 de la figure 3.12). En définitive l'approche proposée est particulièrement prédictives car elle permet à partir d'un seul jeu de coefficients (valeurs moyennes du tableau 3.2) d'estimer différents brassages pour différents régimes de fonctionnement.

## 3.4 Application de la méthode à la configuration MASCOT 2

La configuration 1 sert de référence utilisée afin de déterminer  $\overline{\Delta p}$ , ainsi que les coefficients  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$  est la conf. 1. Les coefficients sont moyennés sur cinq régimes (cf. tableau 3.2). La méthode de génération des FMR est ensuite appliquée aux configurations 1, 2 et 3 pour deux régimes (0,875Nn et 0,925Nn). Les distances interchocs  $\lambda_\ell^*$  de la conf. 1 sont déterminées à partir des mesures du calage des aubes de

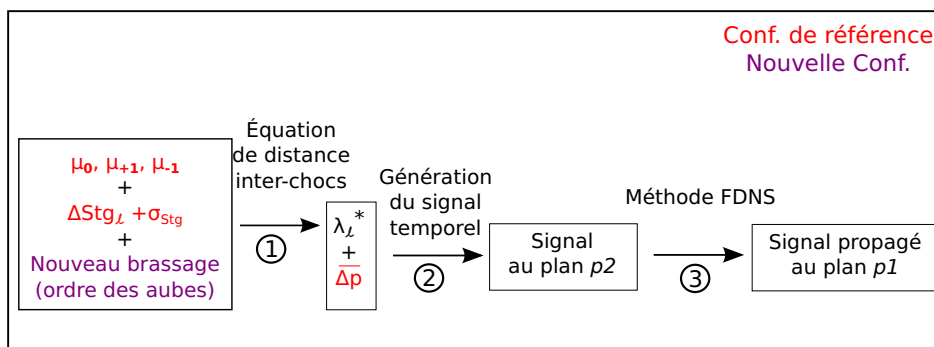


FIGURE 3.12 – Détermination du signal temporel pour un nouveau brassage

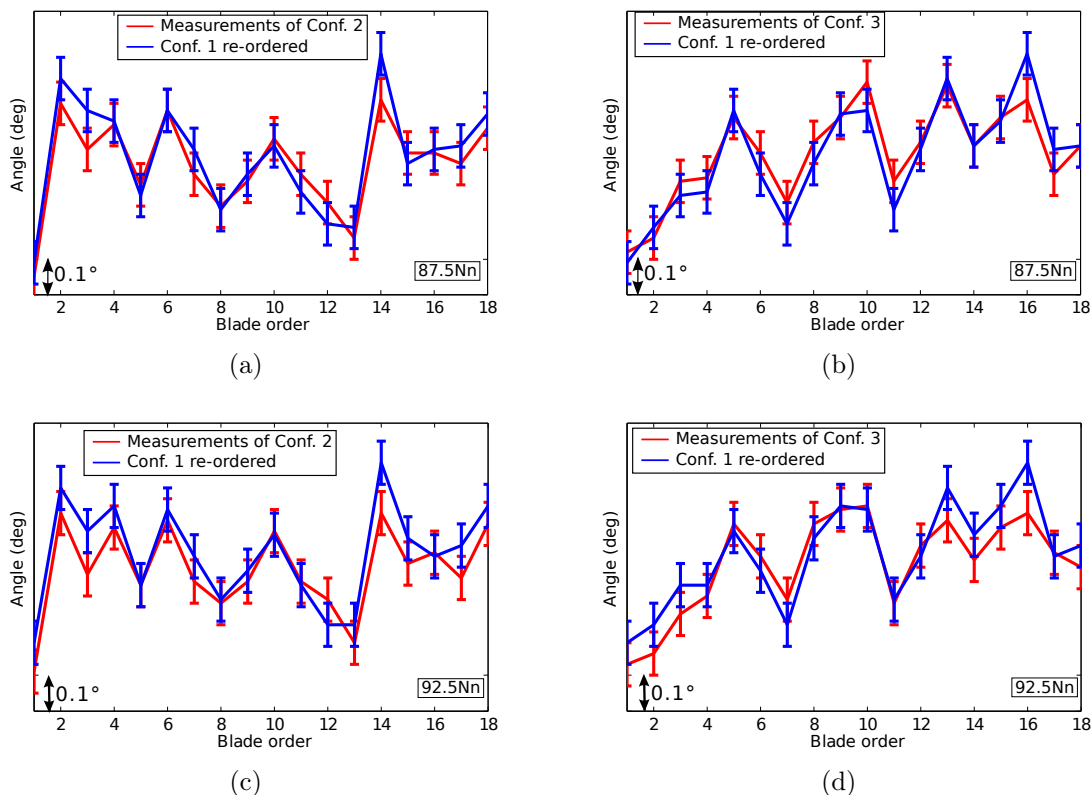
la configuration de référence (conf. 1). Ensuite, les valeurs du calage de la conf. 1 sont réorganisées suivant les configurations 2 et 3 pour estimer le  $\lambda_\ell^*$  de ces brassages. La figure 3.13 compare les  $Stg_\ell$  mesurés de la conf. 1 puis réorganisés suivant les brassages 2 et 3, aux mesures de ces deux configurations. On vérifie ainsi que quel que soit l'ordre des aubes autour du rotor, l'angle de calage est conservé. La figure 3.14 compare les valeurs adimensionnées des distances inter-chocs mesurées ( $\lambda_\ell$ ) et estimées ( $\lambda_\ell^*$ ) à partir de (3.2) en utilisant les valeurs moyennes des coefficients  $\mu$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$  (cf. tableau 3.2) pour trois régimes. Bien qu'il y ait des différences notables sur les distances inter-chocs, l'allure des courbes est respectée non seulement pour la configuration de référence mais également pour la conf. 3.

Les signaux temporels sont ensuite générés et propagés par la méthode FDNS. La présente méthode de génération de FMR est ensuite comparée à la méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher, ainsi qu'aux mesures. Les signaux temporels utilisés dans la méthode de McAlpine & Fisher sont générés à partir des spectres mesurés pour les trois configurations.

### 3.4.1 Niveau de pression sonore

Les figures 3.15, 3.16, 3.17 et 3.18 comparent aux mesures acoustiques les spectres moyens obtenus par la méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher, et par la nouvelle méthode présentée ci-dessus. Pour chaque méthode, 10 signaux ont été générés puis propagés. Les spectres moyens issus des dix signaux temporels sont calculés (nouvelle méthode, McAlpine & Fisher) aux régimes  $0,875Nn$  et  $0,925Nn$ . L'enveloppe des spectres ainsi que le niveau des BPF sont très proches des mesures avant et après propagation et ce, non seulement pour la configuration de référence mais également pour les deux autres brassages.

Les deux méthodes de génération d'irrégularités fournissent des résultats similaires pour les trois configurations. Étant donné que le SPL du BPF fondamental est correctement évalué et dominant, les OASPL près du rotor et près de l'entrée d'air sont également très bien évalués. En effet, pour chaque configuration, avant et après propagation, l'écart entre les OASPL issus des méthodes de génération de FMR et les mesures est inférieur à 1dB. De plus, l'OASPL est indépendant de l'organisation des aubes sur



**FIGURE 3.13** – *Comparaison du calage des aubes de la configuration de référence réorganisée suivant les autres brassages avec les mesures*

le rotor. Près du rotor, les différences de SPL entre les harmoniques du BPF peuvent atteindre 3dB pour le BPF<sub>2</sub> et augmentent aux fréquences plus élevées. Néanmoins, les FMR sont correctement modélisés par les deux méthodes pour tous les brassages, aux deux régimes, avant et après propagation. Bien que les spectres issus de la nouvelle méthode fluctuent d’avantage que ceux issus du modèle de McAlpine & Fisher (cf. figs. 3.15 et 3.16, droite), l’enveloppe des spectres est très proche des mesures, particulièrement au régime 0,925Nn (cf. figs. 3.17 et 3.18). Cependant, les modes évanescents ( $m < 15$  à 0,875Nn et  $m < 6$  à 0,925Nn) sont largement en deçà des mesures (cf. figs. 3.15 et 3.16), la coupure de ces modes est régie par les hypothèses de conduit cylindrique et d’écoulement uniforme dans la méthode FDNS. De plus, dans les mesures, les effets de coupure sont moins mis en évidence au régime 0,875Nn à cause du bruit de fond (cf. figs. 3.15 et 3.16)). L’effet de la coupure est plus marqué à plus haut régime car le bruit de fond des mesures est relativement plus faible (cf. 3.17 et 3.18).

### 3.4.2 Puissance acoustique

Afin d’évaluer la gêne occasionnée par le bruit des rotors transsoniques, il est également intéressant de calculer la puissance acoustique dans l’entrée d’air. La puissance acoustique est l’intégrale de l’intensité acoustique axiale sur une section droite de la

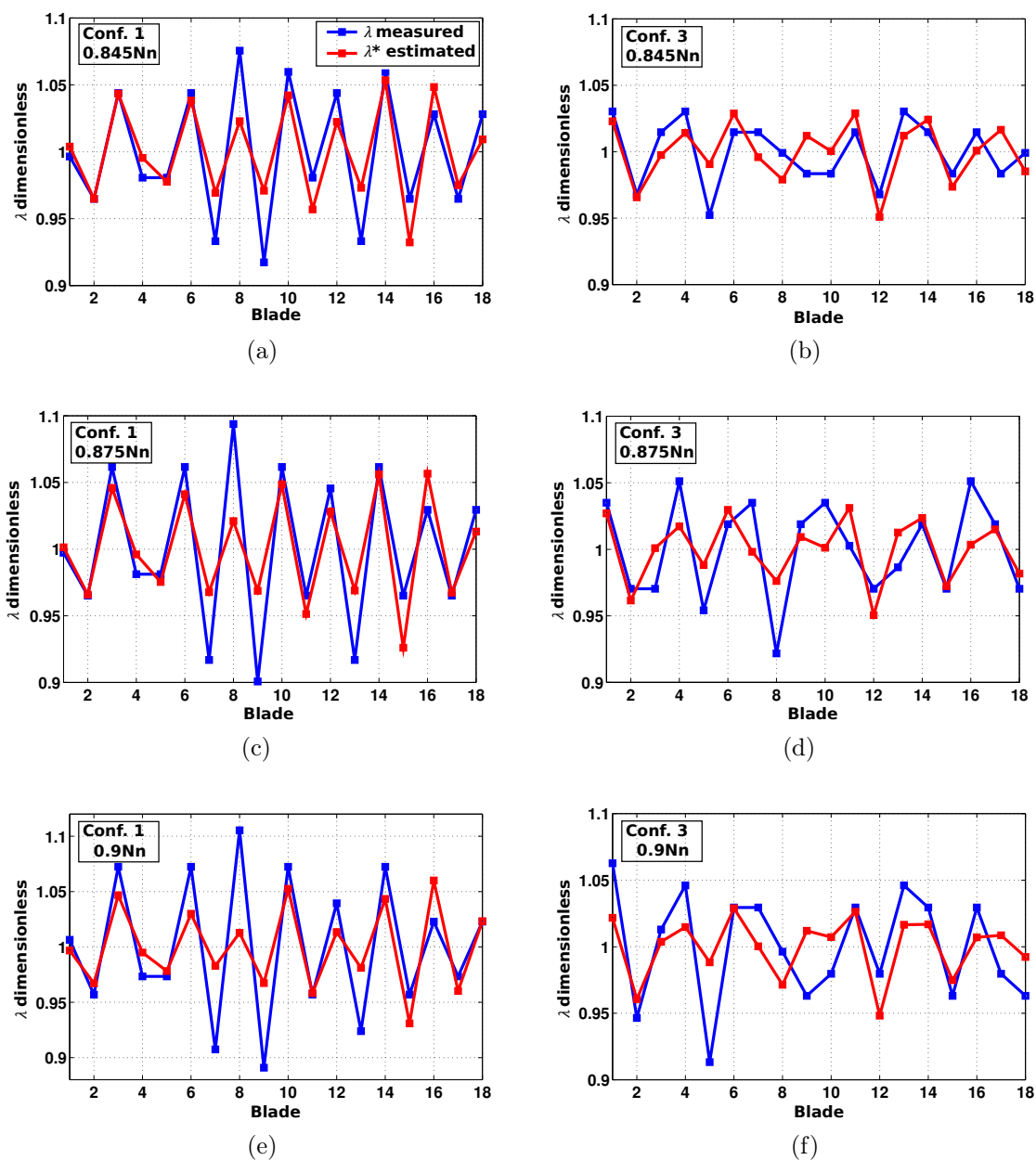
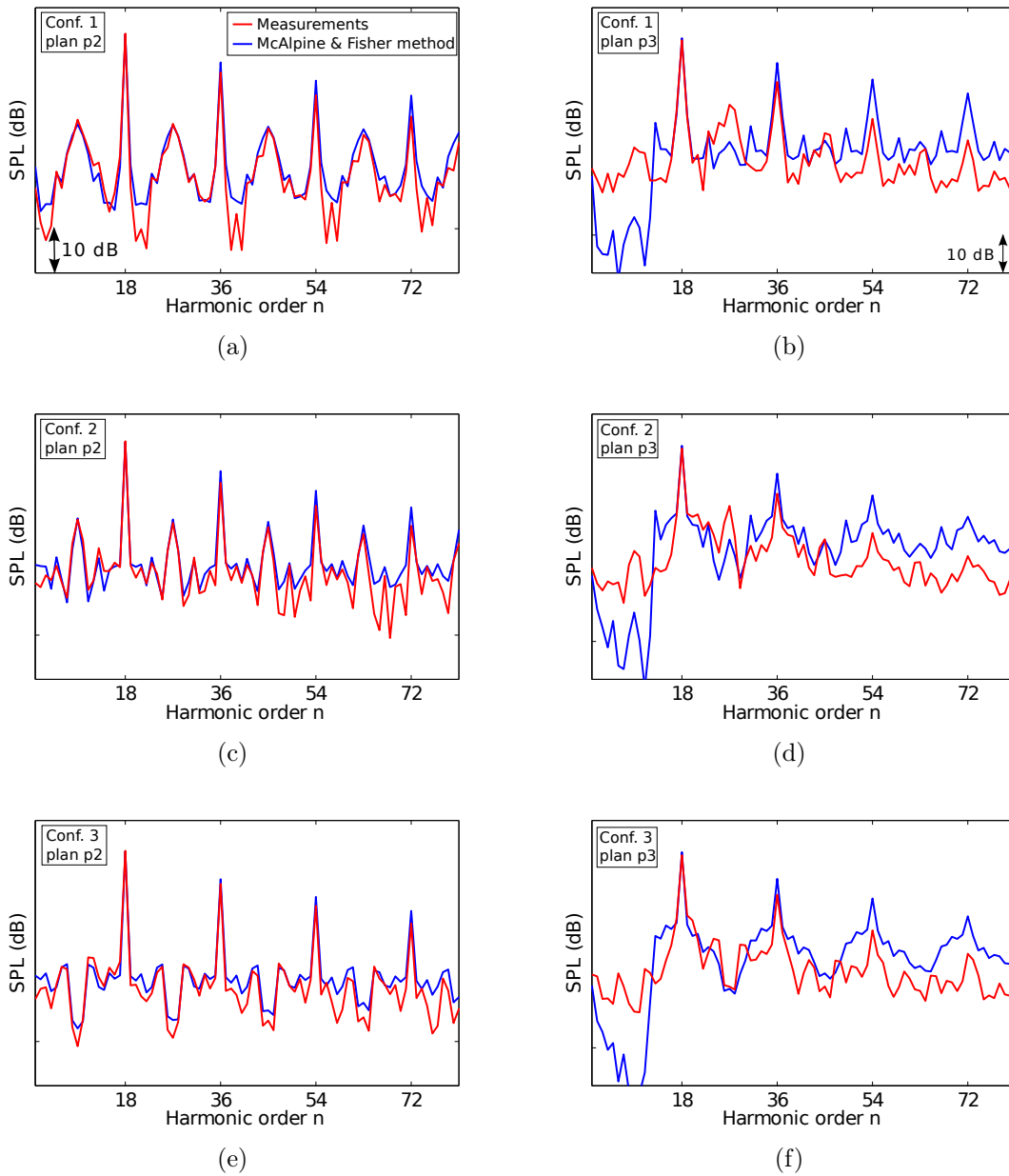


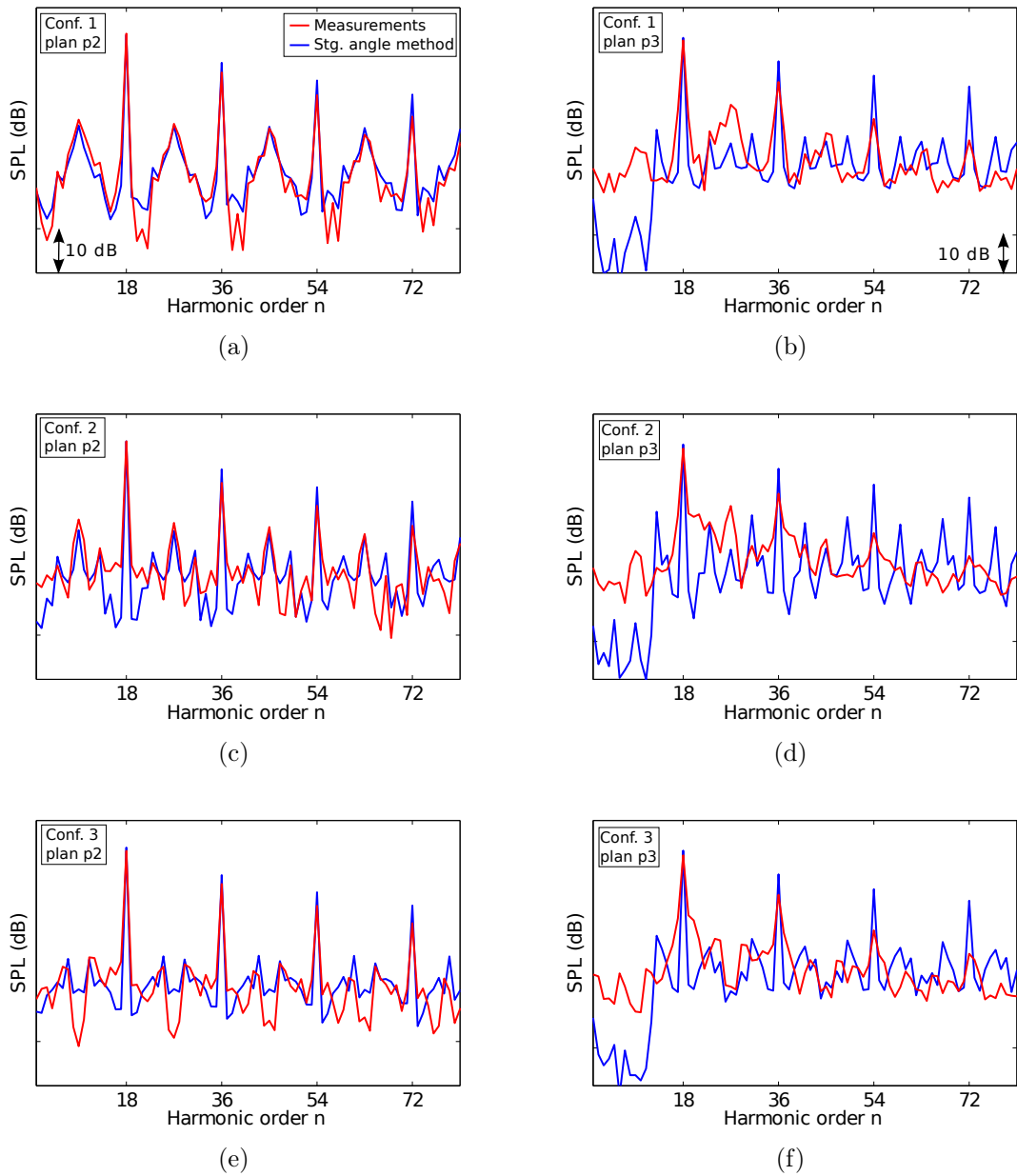
FIGURE 3.14 – Comparaison des distances inter-chocs mesurées au plan  $p_2$  et estimées par (3.2) au plan  $p_1$

manche. L'intensité acoustique est dérivée des équations de Cantrell et Hart, en présence d'un écoulement uniforme, pour un mode angulaire donné [34]. Comme seule l'extrémité des aubes est supersonique, le nombre de Mach relatif est généralement proche de 1 et seul le premier mode radial est propagatif à la fréquence  $f = nBN$  [34]. La puissance acoustique est déterminée pour les trois configurations au régime 0,925Nn. Les équations reliant la pression enregistrée à la paroi de la nacelle par les capteurs à la puissance acoustique sont démontrées dans l'annexe C. La figure 3.19



**FIGURE 3.15** – *Comparaison des spectres mesurés et générés par la méthode de McAlpine & Fisher pour les 3 brassages ; avant (à gauche) et après (droite) propagation ; à  $0,875Nn$*

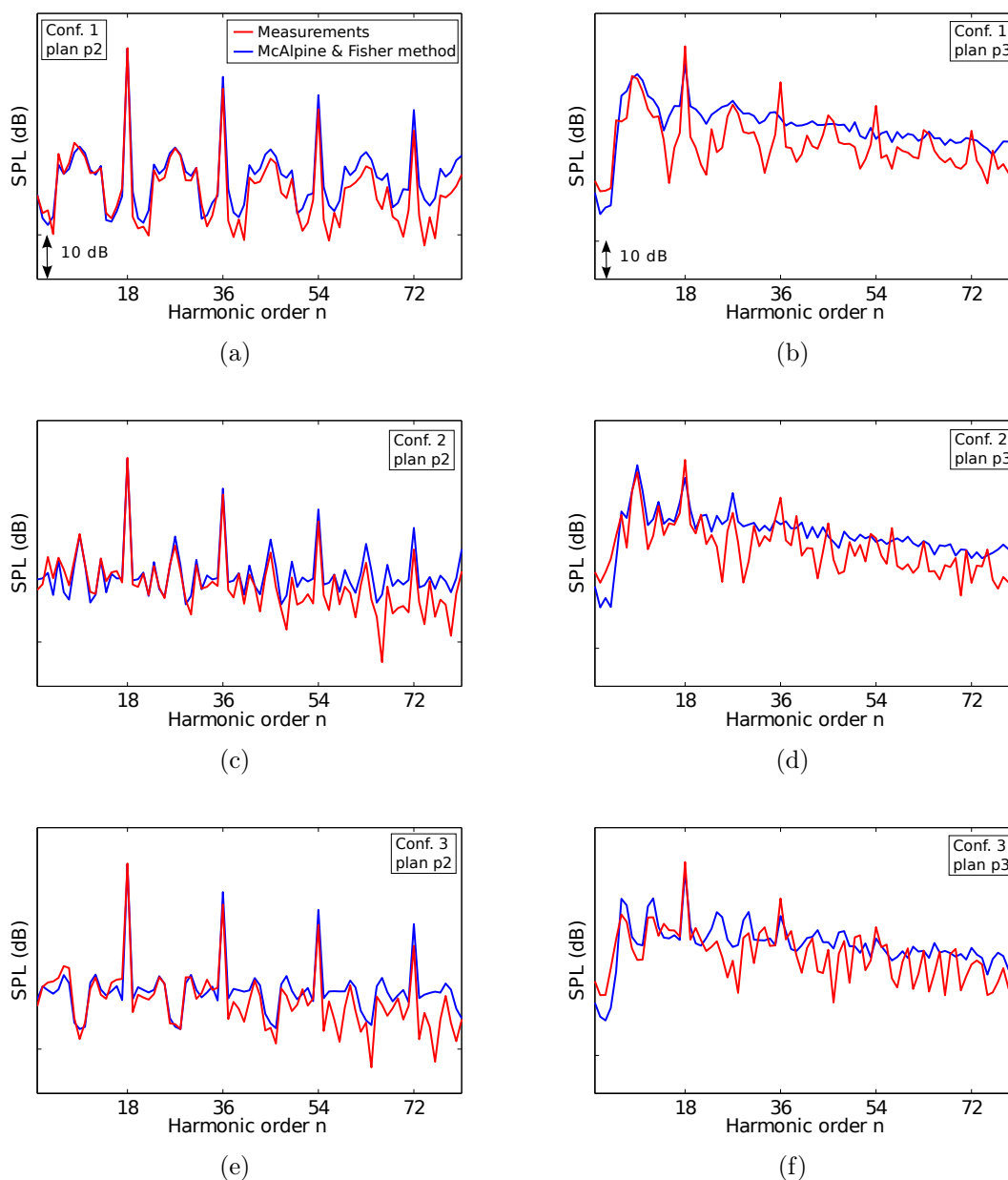
compare les spectres des niveaux de puissance sonore (PWL) évalués à partir des mesures et des méthodes de génération de FMR (les modes non-propagatifs ayant été écartés). Les pentes d'atténuation en fonction de la fréquence sont plus douces que celles des spectres de niveaux de pression acoustique. Concernant, les configurations 1 et 2, les PWL du FMR<sub>9</sub> sont très élevés et dépassent même les valeurs du BPF<sub>1</sub> (cf. prévision via la méthode de McAlpine & Fisher fig. 3.19(c)). La bonne précision



**FIGURE 3.16** – *Comparaison des spectres mesurés et générés par la nouvelle méthode de génération de FMR pour les 3 brassages ; avant (à gauche) et après (droite) propagation ; à  $0,875Nn$*

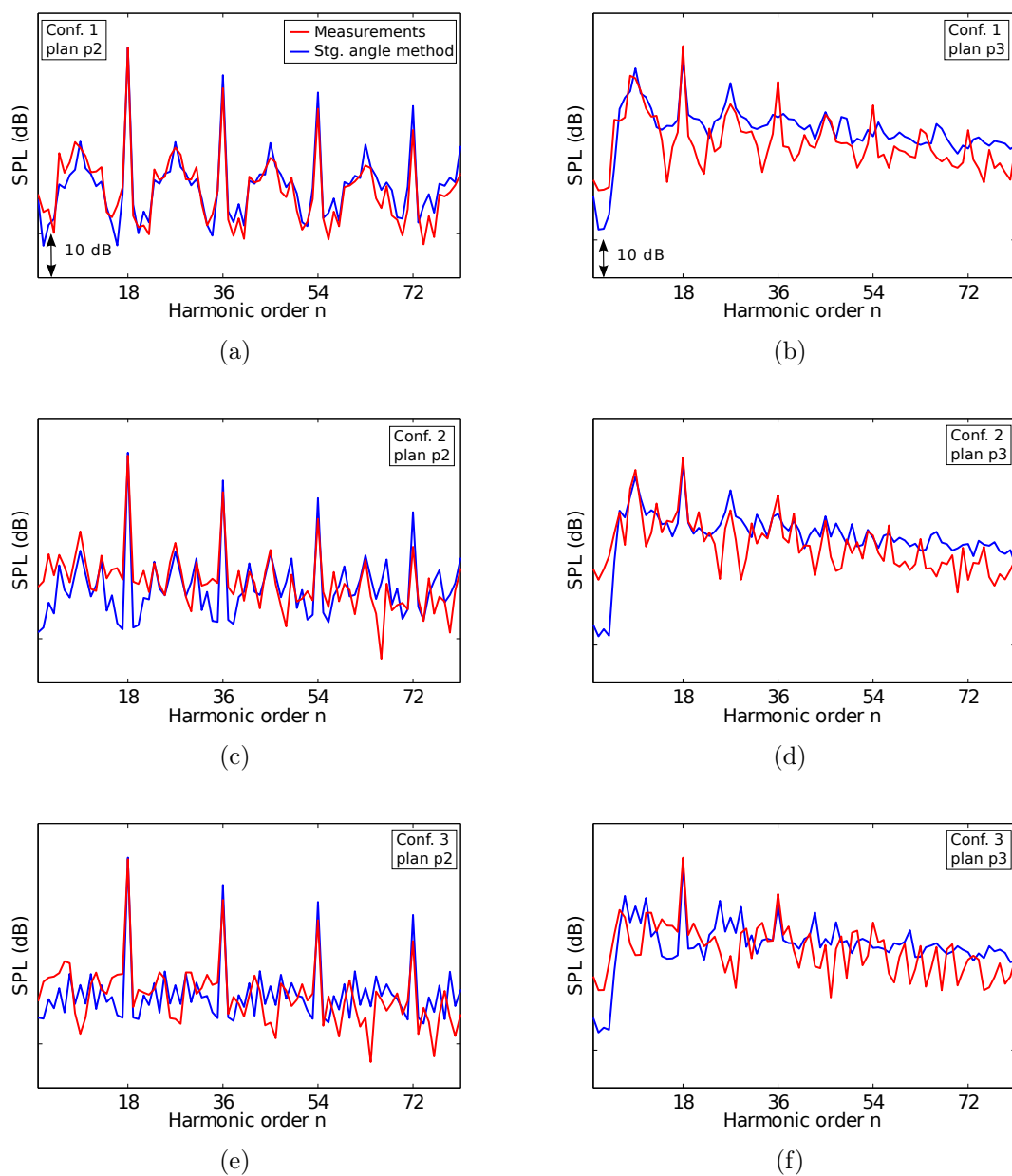
des deux méthodes de génération de FMR est donc également mise en évidence dans l'analyse des spectres de puissance. L'avantage de l'approche de génération des FMR mise en œuvre dans cette thèse est de pouvoir estimer le spectre initial à partir des défauts de calage alors que c'est une donnée d'entrée dans le modèle de McAlpine & Fisher.

En conclusion, les résultats présentés soulignent le fait que l'organisation des aubes



**FIGURE 3.17** – Comparaison des spectres mesurés et générés par la méthode de McAlpine & Fisher pour les 3 brassages ; avant (à gauche) et après (droite) propagation ; à  $0,925Nn$

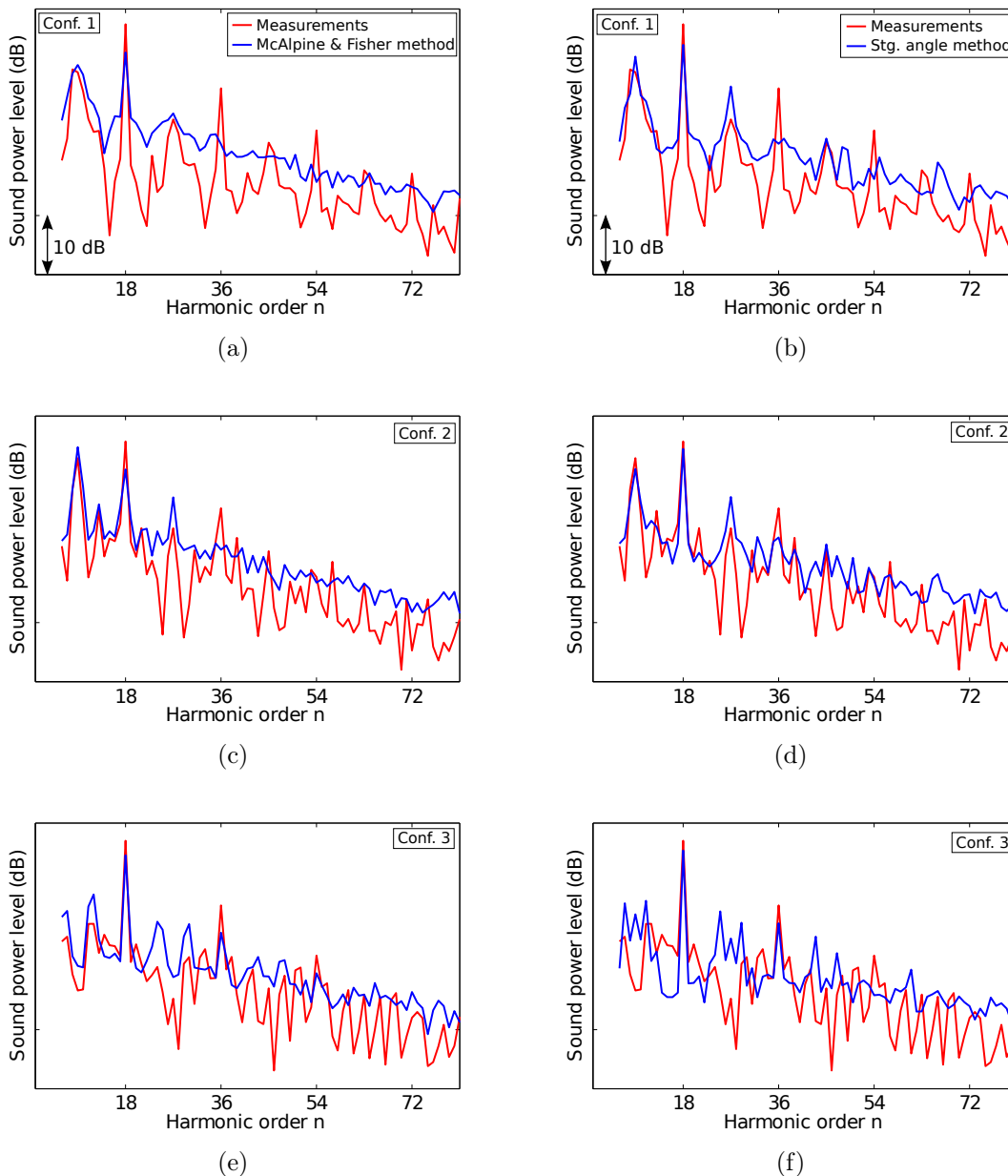
autour du rotor peut avoir un effet important sur la forme des spectres. En dépit du fait que le niveau global de puissance sonore OAPWL soit conservé, certaines raies peuvent devenir prédominantes. En effet, on trouve un écart de 22 dB sur le FMR<sub>9</sub> entre les configurations 2 et 3, ce qui peut être critique lors du calcul de niveaux sonores pondérés tels que les EPN (Effective Perceived Noise level). Cette tendance est confirmée par l'analyse de la puissance acoustique. La méthode présentée dans ce chapitre permet



**FIGURE 3.18** – *Comparison des spectres mesurés et générés par la nouvelle méthode de génération de FMR pour les 3 brassages ; avant (à gauche) et après (droite) propagation ; à  $0,925Nn$*

d'estimer de façon efficace le poids des différentes raies angulaires et de sélectionner un brassage des aubes approprié afin de réduire le niveau de certaines FMR cibles en début et en fin de propagation.





**FIGURE 3.19** – Comparaison de la puissance acoustique estimée à partir des mesures et des deux méthodes de générations d'irrégularités à  $0,925Nn$  ; méthode de McAlpine & Fisher à gauche et nouvelle méthode présentée dans ce chapitre à droite

### 3.5 Perspectives de la méthode

La présente méthode permet, grâce à des coefficients ( $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$ ) à déterminer, d'estimer les variations de distance inter-chocs induites par les défauts de calage des aubes (cf. (3.2)). La valeur de ces coefficients modélise l'influence des aubes  $\ell$ ,  $\ell_{-1}$  et  $\ell_{+1}$  sur la distance inter-choc  $\lambda_\ell$ . En considérant les travaux de Gliebe *et al.* [19] et afin de limiter le nombre de coefficients à ajuster, nous avons limité le nombre de coefficients à trois. De plus, nous avons vu que les coefficients dépendent du régime de rotation (3.2). Étant donné que la valeur des coefficients n'est pas un élément prépondérant sur l'aspect du spectre généré, les coefficients de chaque régime de rotation ont été moyennés (termes  $\mu$  du tableau 3.2). En s'appuyant sur le modèle de génération de FMR, nous allons maintenant présenter une méthode de détermination d'un brassage optimisé qui minimise un harmonique des FMR qui pourrait se situer en dehors de la bande de fréquence atténuée par le traitement acoustique de la nacelle. L'harmonique réduit dans cette exemple l'harmonique minimisé est le  $\text{FMR}_{B/2}$  de la configuration MASCOT 2 prépondérant dans les confs. 1 et 2.

Pour cela, plusieurs facteurs sont à prendre en considération. Si toutes les aubes sont identiques, seuls les harmoniques des BPF sont non nuls (cf. figs. 3.20(a) et 3.20(b)). Cependant, si  $B$  est pair et que les défauts de calage mènent à une alternance des distances inter-chocs (ou de longueurs d'ondes) d'une onde à l'autre, le spectre est composé des  $\text{FMR}_{(n+1)B/2}$  (cf. figs. 3.20(c) et 3.20(d)). Enfin, si une seule distance inter-chocs est différente, le spectre contient alors tous les harmoniques des FMR (cf. figs. 3.20(e) et 3.20(f)). Afin de réduire le niveau du  $\text{FMR}_{B/2}$ , il est nécessaire de choisir un brassage qui minimise l'alternance des  $\lambda_\ell$ .

Une formule reliant les composantes spectrales ( $C(m)$ ) aux variations des distances inter-chocs peut être définie à partir du modèle de génération d'irrégularités de Pickett, repris par Lévy (cf. paragraphe 1.4.1). Un train d'ondes en  $N$  présentant uniquement des irrégularités de distance inter-chocs peut s'écrire sous la forme (1.63) :

$$p(t) = \sum_{\ell=0}^{B-1} p_0 [t - (\ell + \varepsilon_{T_\lambda}^\ell)].$$

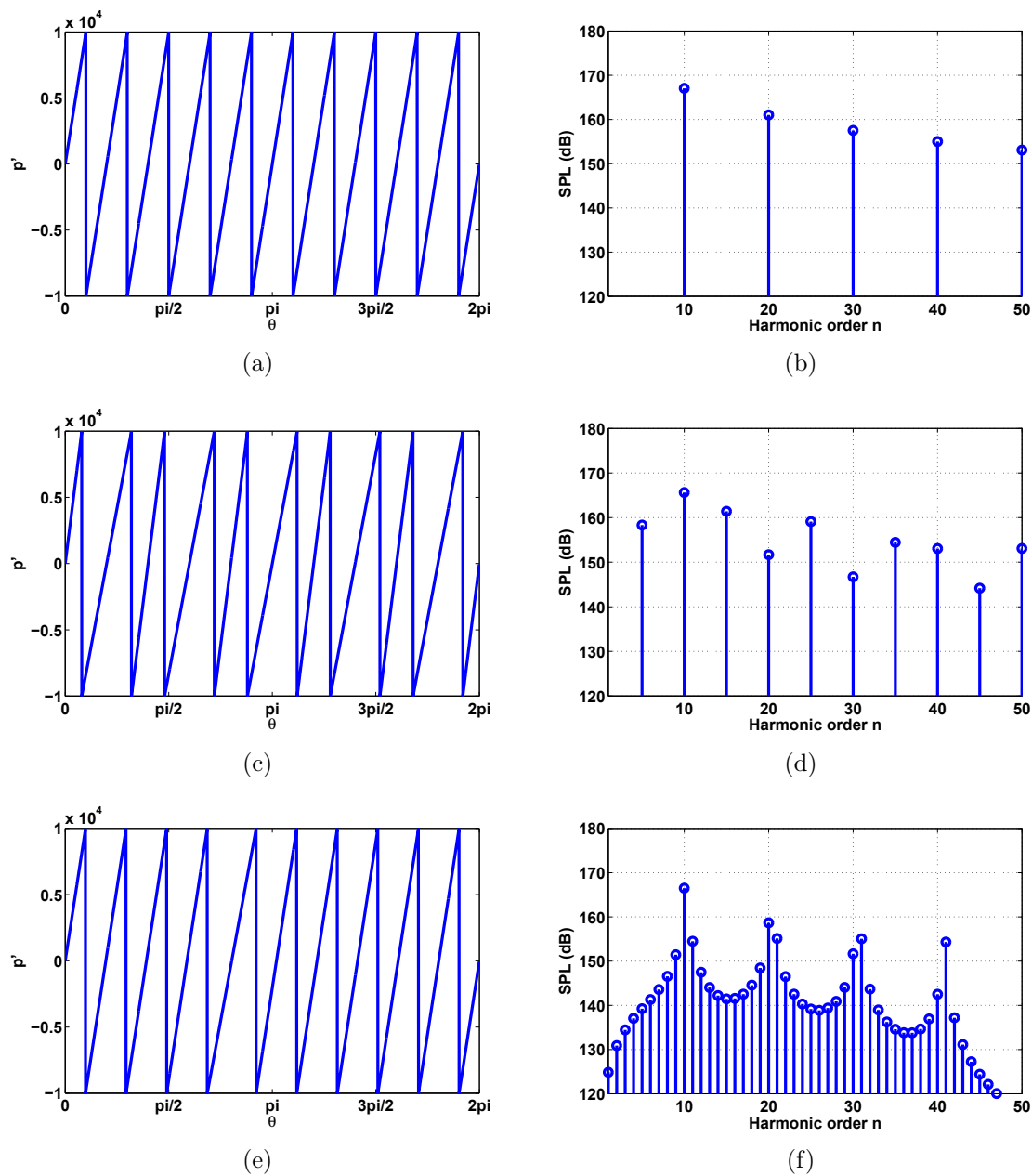
Le développement en série de Fourier de  $p(t)$  permet d'obtenir les composantes spectrales [33] :

$$C(m) = C_1(m) \sum_{\ell=0}^{B-1} \exp \left[ -\frac{2\pi i m (\ell + \varepsilon_{T_\lambda}^\ell)}{B} \right],$$

où  $C_1(m)$  est la composante spectrale d'un signal composé d'une unique onde en  $N$  (1.62). Pour la raie  $n = B/2$ , la DSP est proportionnelle à :

$$S(B/2) \propto \left| \sum_{\ell=0}^{B-1} \exp [-i\pi (\ell + \varepsilon_{T_\lambda}^\ell)] \right|^2.$$

Les irrégularités de période entre deux chocs peuvent être reliées aux distances inter-



**FIGURE 3.20** – Signaux de pression théoriques (10 ondes en  $N$ ) et spectres associés ; a) b) ondes en  $N$  identiques ; c) d) alternance des longueurs d’ondes d’une onde à l’autre ; e) f) modification d’une seule longueur d’onde

chocs par  $\varepsilon_{T\lambda}^\ell = \frac{\lambda_\ell}{\lambda} - 1$ . En conséquence, on aboutit à :

$$S(B/2) \propto \left| \sum_{\ell=0}^{B-1} \exp \left[ -i\pi \left( \ell + \frac{\lambda_\ell}{\lambda} - 1 \right) \right] \right|^2. \quad (3.3)$$

La méthode de détermination du brassage optimisé consiste à générer aléatoirement

des brassages, puis à utiliser (3.2) et les coefficients  $\mu_0$ ,  $\mu_{-1}$  et  $\mu_{+1}$  moyens (cf. tableau 3.2) pour générer les  $\lambda_\ell^*$  correspondant. Enfin, la DSP du mode  $B/2$  est obtenue en injectant les  $\lambda_\ell^*$  dans (3.3). Le brassage optimisé correspond alors au tirage dont le  $S(B/2)$  est le plus faible. La méthode est maintenant appliquée à la configuration MASCOT 2. Un programme permettant de générer les brassages et de calculer les  $S(B/2 = 9)$  correspondant a été implémentée en Matlab. Un million de configurations sont testées en moins de 3 minutes. La figure 3.21 représente l'histogramme des tirages. Le  $S(B/2)$  de chaque brassage divisé par le  $S(B/2)$  de la conf. 1 (en dB) est reporté en abscisse ( $\Delta S = 10 \log_{10} [S_{tirage}(B/2)/S_{conf.1}(B/2)]$ ). Les valeurs sont regroupées par pas de 1 dB. Plusieurs brassages aboutissent à des spectres semblables. De plus, la configuration 1 ( $\Delta S = 0$ ) n'est pas adéquate vis à vis de la réduction du  $FMR_{B/2}$ . En effet, seulement 9 % des tirages mènent à un  $\Delta S \geq 0$ . Enfin, le brassage correspondant au  $\Delta S$  minimum est sélectionné (cf. fig. 3.21). Il correspond à la conf. 4. La méthode décrite ci-dessus est également appliquée à deux autre brassages : l'un correspondant à un autre  $\Delta S$  minimum (conf. 5) et l'autre à un  $\Delta S$  maximum (conf. 6). L'ordre des aubes autour du rotor ainsi que les valeurs des  $\Delta S$  sont répertoriés dans le tableau 3.3.

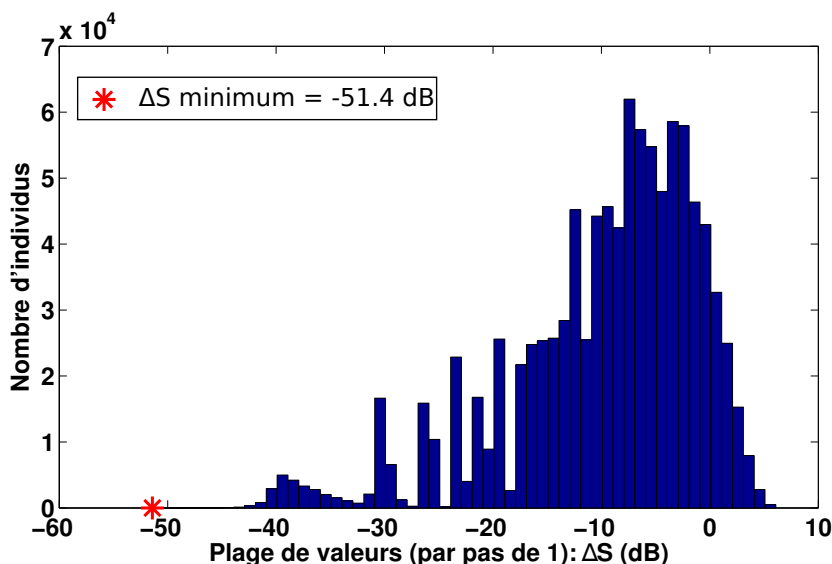


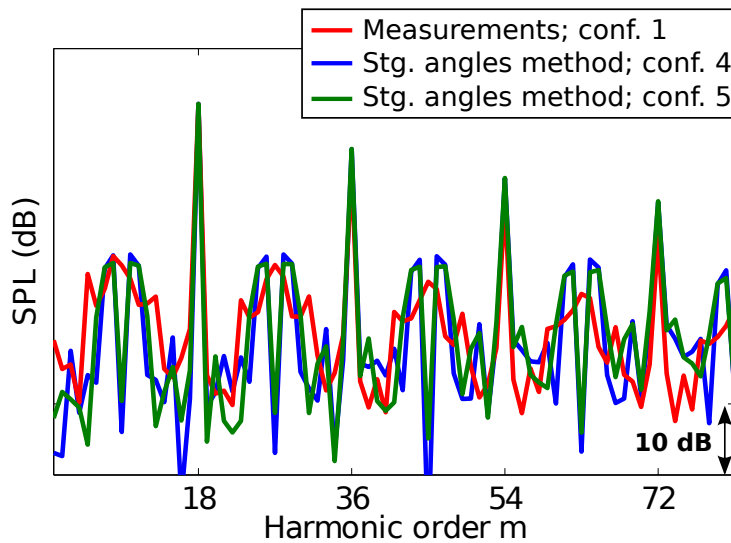
FIGURE 3.21 – Répartition des  $\Delta S$  pour un million de tirages

Brassage	Ordre des aubes sur le rotor																$\Delta S$ (dB)		
Conf. 4	16	7	11	18	13	1	9	12	3	5	14	6	4	15	10	2	17	8	-50,4
Conf. 5	7	8	18	9	1	13	12	17	2	14	4	3	15	10	5	6	11	16	-51,1
Conf. 6	5	18	12	4	9	3	15	1	8	17	7	10	11	16	13	6	2	14	6

TABLE 3.3 – Brassage des nouvelles configurations

La méthode de génération de FMR présentée dans ce chapitre est appliquée aux nouvelles configurations. La figure 3.22 compare les mesures de la conf. 1 aux spectres

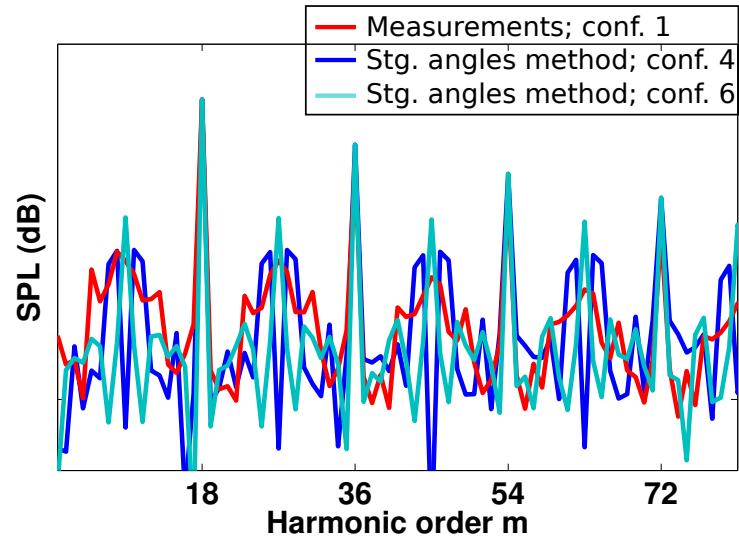
des confs. 4 et 5, sans prendre en compte les fluctuations du régime d'un tour à l'autre (c'est-à-dire avec  $\sigma_{stg} = 0$ ). Le niveau de la  $FMR_9$  est grandement réduit (plus de 30 dB). Cette réduction affecte non seulement le  $FMR_9$  mais également tous ses harmoniques ( $FMR_{nB-B/2}$ ). De plus, les spectres issus des deux nouvelles configurations ont des allures semblables. Néanmoins, étant donné que l'OASPL et le niveau des BPF sont indépendants du brassage, le niveau de certaines autres FMR est alors augmenté. Cette augmentation du niveau sonore est plus flagrante lorsque l'on compare les spectres issus des confs. 4 et 5 de la figure 3.22 au spectre de la conf. 1 obtenu par notre méthode de génération des FMR (cf. fig. 3.18(a), en bleu). La figure 3.23 compare les spectres des confs. 1 (mesures), 4 et 6 (méthode de génération des FMR). Comme prévu, le niveau du  $FMR_9$  de la conf. 6 est supérieur à celui de la conf. 1.



**FIGURE 3.22** – Comparaison des configurations de référence et des deux brassages optimaux ; confs. 1 (mesures), 4 et 5 (méthode de génération des FMR)

Dix signaux sont maintenant générés en tenant compte des variations de régime ( $\sigma_{stg} = 0,06$ ), puis propagés par la méthode FDNS. La figure 3.24 compare la mesure de la configuration 1 aux résultats de la méthode de génération des FMR appliquée aux configurations 4 et 5. Malgré une atténuation du  $FMR_9$  moins prononcée pour le spectre moyen, que lorsque les variations de régimes étaient négligées, le niveau sonore de ce mode est de près de 20 dB plus faible pour les confs. 4 et 5 que pour la conf. 1. Cette différence est conservée le long de la propagation. Concernant les harmoniques des BPF, alors que le niveau du fondamental des trois spectres est identique, des différences apparaissent pour les harmoniques plus élevés entre les spectres issus de la méthode de génération des FMR et la mesure. Cependant, ces différences existaient également dans les confs. 1, 2 et 3 et ne proviennent donc pas de la technique de brassage optimisé.

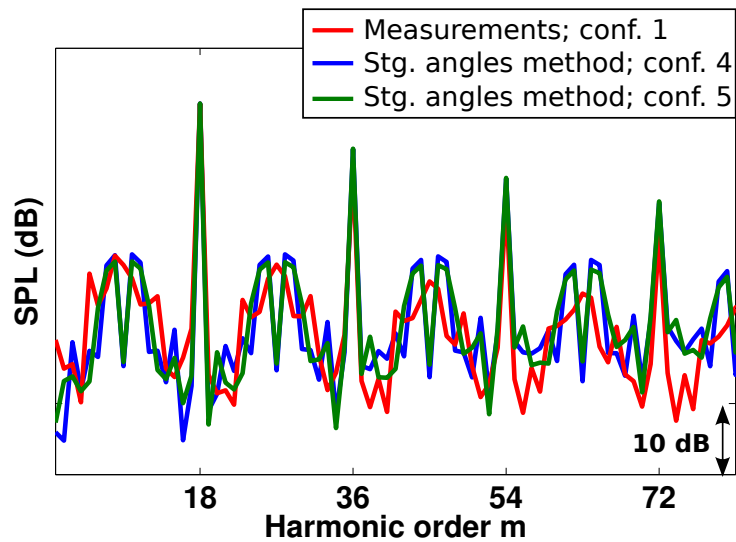
Ce paragraphe a donc décrit une technique fondée sur la méthode de génération des FMR pour définir un arrangement des aubes optimisant l'enveloppe du spectre acoustique. Couplée à la méthode de génération des FMR, cette technique semble rendre possible la prévision du spectre en début et en fin de propagation d'un brassage



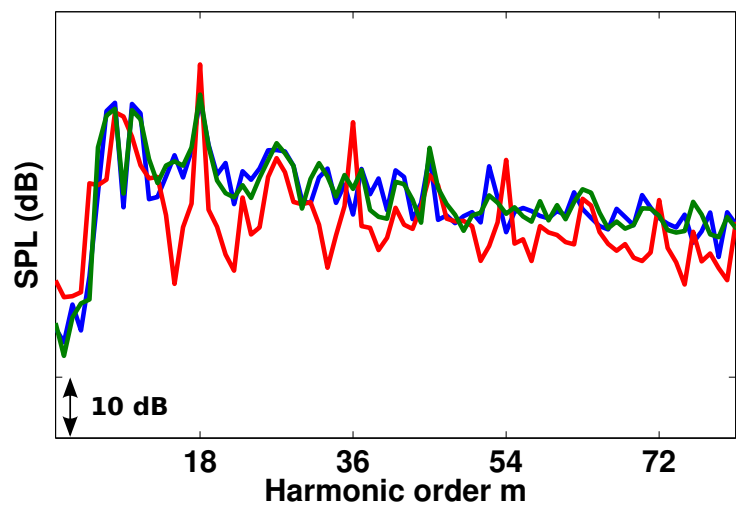
**FIGURE 3.23** – *Comparaison des configurations de référence et d'un brassage optimisé et d'un brassage médiocre; confs. 1 (mesures), 4 et 6 (méthode de génération des FMR)*

optimisé. Il serait maintenant intéressant de valider cette technique en l'employant pendant des essais.

**Remarque** : Une méthode semblable (basée sur le calage et de l'épaisseur des aubes) a été développée et brevetée par Schwaller (Rolls-Royce) [55] et [56]. Dans cette étude, les auteurs sont conscients qu'un choc influence les deux adjacents mais l'associe seulement au précédent. De plus, les variations de phase sont ignorées dans les transformations de Fourier, alors qu'elles sont plus efficace que les fluctuations d'amplitude pour générer les FMR.



(a)



(b)

**FIGURE 3.24** – Comparaison des spectres des confs. 1 (mesures), 4 et 5 (nouvelle méthode de génération des FMR); a) avant propagation (plan  $p_2$ ); b) après propagation (plan  $p_3$ )

# Chapitre 4

## Injection et propagation numérique 1D et 2D des ondes de choc

*La problématique du bruit des rotors transsoniques se décompose en deux étapes : la génération des ondes de choc par les aubes du rotor et leur propagation dans la nacelle. Les aspects analytiques et expérimentaux de la génération des ondes de choc ont été largement traités dans les chapitres 2 et 3. Les principaux modèles de génération d'irrégularités des ondes de choc ont été appliqués et un nouveau modèle de génération de FMR a été développé et validé. En ce qui concerne la propagation des ondes de choc dans la nacelle, différents modèles analytiques ont été implémentés, appliqués, et leurs limites ont été mises en évidence sur différentes configurations. Afin de dépasser ces limitations et notamment pour prendre en compte la géométrie réelle des nacelles ainsi que les effets tridimensionnels de la propagation, l'émission des ondes de choc est maintenant étudiée par des simulations numériques. Ce chapitre expose dans un premier temps la stratégie de calcul mise en place. Ensuite, des ondes de faible et de forte amplitude sont injectées et propagées suivant une et deux directions dans des domaines de calcul en deux dimensions. Puis des trains d'ondes de choc réguliers et irréguliers sont injectés dans des conduits de révolution infiniment minces et leur propagation est comparée à la méthode FDNS.*

### 4.1 Objectifs et mise en œuvre de la stratégie de calcul

Les modèles analytiques de propagation d'ondes de choc analytiques présentent l'avantage d'avoir un temps de restitution très faible. Actuellement, le plus avancé est le modèle FDNS développé par McAlpine & Fisher. Il permet de propager des ondes de choc de forme quelconque et de tenir compte des modes non propagatifs ainsi que d'un traitement acoustique en paroi de la nacelle. Cependant, ce modèle est bidimensionnel, et la propagation des ondes de choc est effectuée dans un conduit annulaire infiniment mince (hypothèse 2D) en présence d'un écoulement axial uniforme. Pour pallier ces limitations, les ondes de choc sont propagées par un code CFD, en vue de prendre en



compte la géométrie de la nacelle et un écoulement réaliste.

La démarche adoptée ici propose de s'affranchir de la simulation numérique de la génération des chocs pour se concentrer sur leur propagation. Comme les aubes du rotor ne sont pas modélisées, le temps de calcul est grandement réduit. L'onde de choc (donnée du problème) est directement injectée dans un domaine acoustique. Ainsi, plusieurs configurations peuvent être facilement étudiées en modifiant soit le signal injecté, soit le domaine de propagation. Le second avantage de la méthode est la possibilité d'injecter plusieurs types de signaux.

- Signal analytique : par exemple un train d'ondes en N régulier ou non, ou bien déduit d'un modèle de génération de FMR.
- Signal issu de mesures : signal temporel enregistré par un capteur de pression placé à la paroi de la nacelle près de la soufflante.
- Signal provenant d'une simulation numérique : à partir d'une simulation RANS par exemple, le champ aérodynamique peut être directement interpolé sur la surface d'injection du domaine de calcul.

### 4.1.1 Méthode numérique

Les simulations numériques sont réalisées à l'aide du code *elsA*, développé à l'ONERA pour la simulation aérodynamique multi-applications [5]. Ce code de calcul multidisciplinaire utilise une formulation en volumes finis appliquée au centre des cellules, sur des maillages structurés multi-blocs. Cependant, les effets de viscosité pouvant être négligés dans le processus de propagation des ondes faiblement non linéaires [48], seules les équations d'Euler sont résolues dans les simulations numériques présentées dans ce mémoire. L'injection des ondes est effectuée par l'intermédiaire d'une condition de couplage et au moyen d'une condition limite de non-réflexion. Cette condition de non-réflexion est basée sur une décomposition des équations d'Euler en variables caractéristiques formulée en 1D. À partir de la diagonalisation du système d'équations d'Euler, on forme des invariants [64] qui correspondent à des perturbations entropiques, tourbillonnaires et acoustiques progressives et rétrogrades. Ces invariants se propagent suivant trois vitesses caractéristiques : les perturbations entropiques et tourbillonnaires sont convectées à la vitesse  $\bar{u}$  et les perturbations acoustiques se propagent aux vitesses  $c \pm \bar{u}$ . On distingue quatre modes de fonctionnement de cette condition limite, qui constituent la méthode des caractéristiques (cf. fig 4.1).

- L'écoulement moyen est entrant et supersonique ; les invariants liés aux trois vitesses caractéristiques sont injectés.
- L'écoulement moyen est entrant et subsonique ; seules les perturbations acoustiques rétrogrades ( $\bar{u} - c$ ) ne sont pas injectées.
- L'écoulement moyen est sortant et supersonique ; toutes les perturbations sortent et aucune information n'entre dans le domaine de calcul (pas de condition à imposer).
- L'écoulement moyen est sortant et subsonique ; c'est le cas des ondes de choc générées par la soufflante qui se propagent dans l'entrée d'air en remontant l'écoulement moyen. Seules les perturbations acoustiques rétrogrades doivent être in-

jectées.

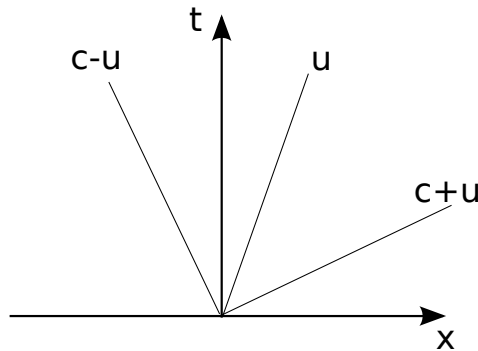


FIGURE 4.1 – Vitesse caractéristiques des invariants

L'utilisation de cette condition limite en tant que condition d'injection est présentée au paragraphe 4.2.

La simulation numérique de l'injection et de la propagation de discontinuités (sauts de pression) nécessite d'utiliser des schémas à capture de choc. Plusieurs schémas spatiaux et limiteurs disponibles dans le code de calcul ont été comparés, notamment les schémas de Jameson (conduisant à des instabilités), AUSM+, Roe, ainsi que les limiteurs de Van Albada et Minmod. Cette étude paramétrique préconise l'utilisation du schéma de Roe et du limiteur de Van Albada, qui seront adoptés pour toutes les simulations numériques. En ce qui concerne l'intégration temporelle, dans un premier temps un schéma explicite Runge-Kutta à l'ordre 4 est utilisé. Cependant, pour certaines configurations complexes, la taille des plus petites mailles impose l'utilisation d'un schéma implicite pour conserver un temps de restitution convenable. Un schéma de Gear à deux pas d'ordre 2 est alors utilisé. La phase implicite est résolue par cinq sous-itérations de type LU avec relaxation scalaire afin de perdre trois ordres de grandeur sur le résidu.

## 4.2 Injection d'ondes de choc tridimensionnelles par la condition limite de non-réflexion

L'utilisation de la condition limite de non-réflexion pour l'injection d'ondes de choc nécessite d'imposer à chaque itération les cinq variables conservatives  $\rho$ ,  $\rho u_x$ ,  $\rho u_y$ ,  $\rho u_z$ , et  $\rho E$ . Cependant, pour des signaux analytiques ou issus de mesures, seule la pression est connue. Les fluctuations de densité et de vitesses générées par l'onde de choc sont donc à déterminer. Une partie des travaux de thèse a consisté à calculer ces variations, décrite au paragraphe 4.2.2.

Deux méthodes d'injection sont ainsi envisageables. Soit le champ conservatif est directement interpolé à partir d'une simulation numérique (champ RANS) modélisant la génération des chocs, soit les variables sont recrées à partir de la pression. Cette seconde approche permet alors d'injecter des signaux provenant de simulations numériques, ou de mesures ou encore déduits de modèles analytiques (cf. fig. 4.2).

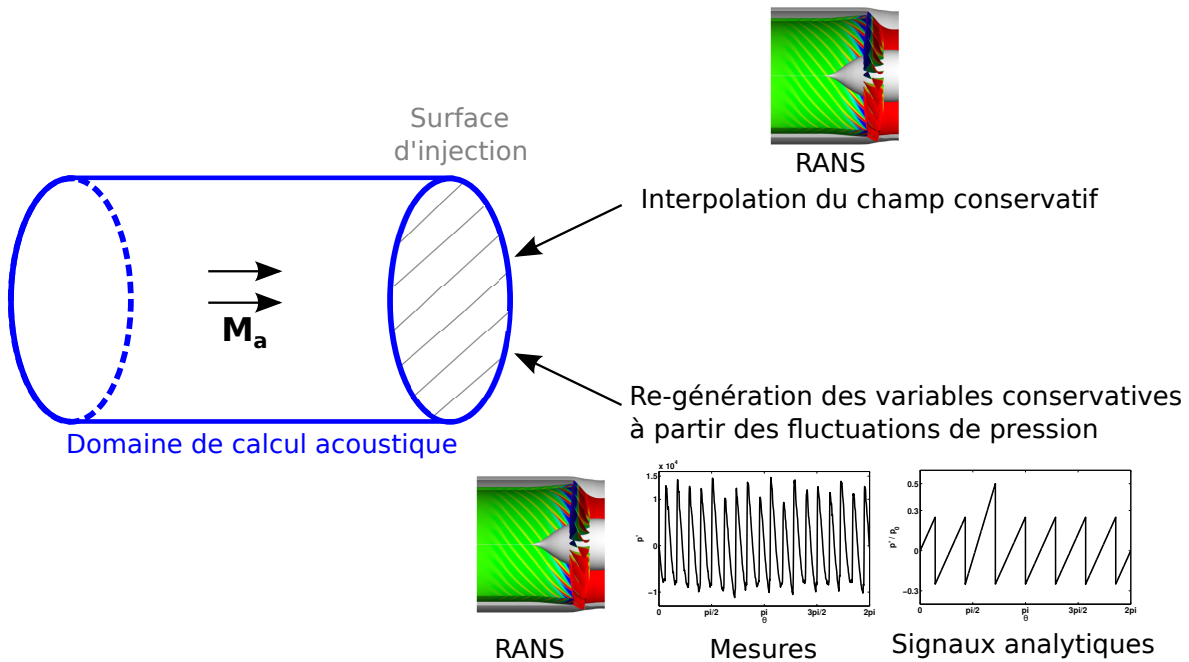


FIGURE 4.2 – Illustration des deux méthodes d'injection d'ondes de choc dans le domaine de calcul acoustique

#### 4.2.1 Implémentation de la condition d'injection

Les ondes sont injectées dans le domaine de calcul par la condition de couplage développée dans *elsA* et initialement implémentée pour interfacer le calcul CFD avec d'autres codes de calcul. Un script en Python échange les informations des interfaces et des conditions limites. Utiliser cette condition de couplage pour injecter des ondes sortantes revient à mettre à jour la condition limite de non-réflexion à chaque itération par les valeurs du champ conservatif prescrit. Ces données proviennent d'un fichier annexe contenant les valeurs au centre des cellules de la surface d'injection (en bleu sur la figure 4.3). Ces données sont constituées soit de la pression lorsque le champ conservatif est recréé, soit du champ conservatif lui-même. La surface d'injection peut être mono-domaine ou découpée en plusieurs domaines. Lorsque les données d'entrée sont fournies par un calcul RANS, la surface d'injection est "immergée" dans le maillage CFD et les données sont interpolées aux nœuds du maillage CAA. La figure 4.3 schématise le procédé d'injection.

Remarque : les calculs RANS étant réalisés dans le repère tournant, il est nécessaire de modifier la vitesse angulaire afin de changer de référentiel (repère fixe).

Deux techniques peuvent être alors utilisées. À chaque itération la surface d'injection (en bleu sur la figure 4.3) est tournée d'un angle  $\Delta\theta$  correspondant à la rotation du rotor ( $\Delta\theta = \Omega\Delta t$ ) et les valeurs de la surface d'injection sont introduites dans la condition de non-reflexion (cellules en rouge sur la figure 4.3). Cette technique impose une relation entre le régime de la soufflante, le pas de temps du calcul (qui doit être un sous-multiple de la période de rotation du rotor), ainsi qu'une discrétisation angulaire

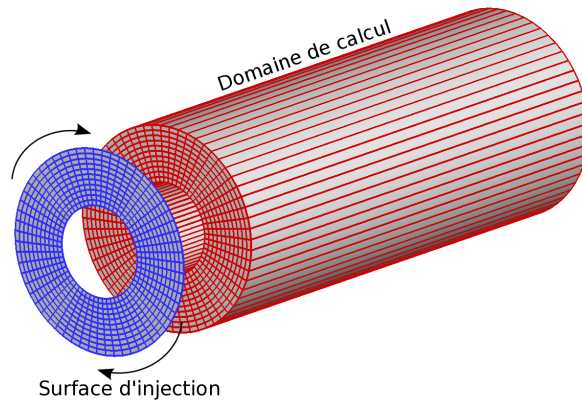


FIGURE 4.3 – Schéma de l'injection des ondes acoustiques

adéquate des maillages CFD et CAA (à chaque pas de temps la surface d'injection doit tourner d'un nombre entier de cellules). Pour s'affranchir de ces contraintes, une seconde méthode peut être utilisée. À chaque itération, la surface d'injection est tournée de  $\Delta\theta$  et les valeurs de la surface d'injection sont interpolées aux nœuds du maillage CAA (utilisées par la condition de non-réflexion). Les pas temporel et angulaire sont alors indépendants. Cependant la surface d'injection doit être relativement plane. De plus, une interpolation surfacique est trop chronophage. Une interpolation 1D est donc effectuée sur chaque rangée radiale de cellules. En supposant que  $i$  soit l'indice angulaire des cellules (avec  $N_i$  cellules dans cette direction) et  $j$  l'indice radial (avec  $N_j$  cellules), chaque interpolation est effectuée à  $j$  constant sur les  $N_i$  cellules angulaires.  $N_j$  interpolations 1D sont donc effectuées. Par conséquent, toutes les cellules d'un même indice  $j$  doivent se situer au même rayon.

La pression créée par la rotation des aubes est donc interpolée sur la surface d'injection et les ondes de chocs sont alors générés par le mouvement induit de la rotation de cette surface (et donc des valeurs introduites dans la condition de non-réflexion). Le coût CPU de cette condition d'injection par rapport au temps de calcul global est faible.

### 4.2.2 Génération du champ conservatif à partir de la pression

Afin d'imposer le champ conservatif dans la condition de non-réflexion, les variations de densité et de vitesse doivent être déterminées à partir des perturbations de pression. Pour cela, les différentes relations entre  $\rho'$ ,  $u'_x$  et  $p'$  sont déduites des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement écrites en une dimension, en utilisant une hypothèse d'isentropie (cf. annexe A). Ces travaux ont fait partie d'une communication au congrès Inter-noise en 2015 [63]. Les variations de  $\rho'$  et  $u'_x$  en fonction

de  $p'$  s'écrivent (cf. (A.8) et (A.7)) :

$$\begin{aligned} \rho' &= \rho_0 \left[ \left( 1 + \frac{p'}{p_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right], \\ u' &= \frac{2c_0}{\gamma - 1} \left[ \left( 1 + \frac{p'}{p_0} \right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} - 1 \right]. \end{aligned}$$

Le champ conservatif en 1D est alors généré à partir de ces fluctuations :

$$\begin{cases} \rho &= \bar{\rho} + \rho', \\ \rho u &= \rho(\bar{u} + u'), \\ \rho E &= \frac{\bar{p} + p'}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho(\bar{u} + u')^2, \end{cases} \quad (4.1)$$

avec  $\bar{\rho} = \gamma\bar{p}/c_0^2$  et  $\bar{u} = c_0M_a$ . Cependant les ondes de choc se propagent en hélice dans la nacelle (trajectoire hélicoïdale), et par conséquent dans les trois directions de l'espace. Les fluctuations de vitesse  $u'$  sont projetées suivant les axes  $x$ ,  $y$ , et  $z$  selon l'angle du choc  $\psi = \alpha_1 + \beta - \pi/2$  (cf. chapitre 1, § 1.2 et fig. 1.3(a)). En utilisant les coordonnées cylindriques,  $u'$  se décompose suivant les directions axiale  $x$  et angulaire  $\theta$  telle que  $\mathbf{u} = u_x\mathbf{e}_x + u_\theta\mathbf{e}_\theta + u_r\mathbf{e}_r$  (avec  $u_r = 0$ ). Le système d'équations peut donc se réécrire en 3D de la manière suivante :

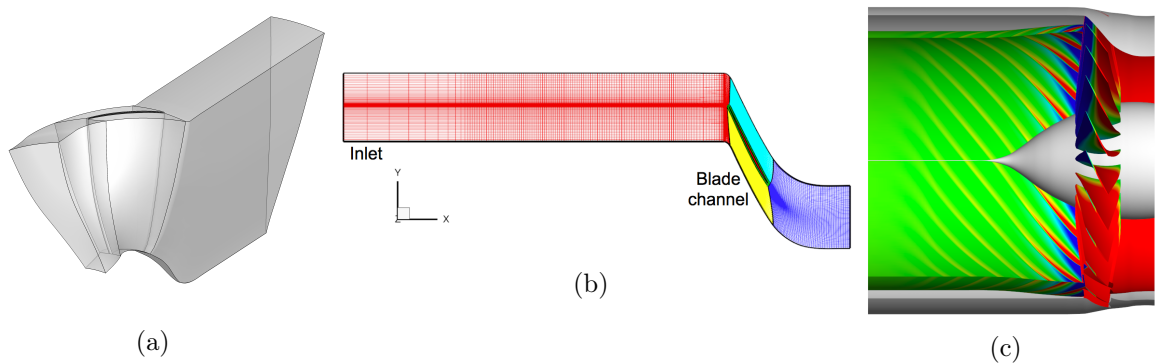
$$\begin{cases} \rho &= \bar{\rho} + \rho', \\ \rho u_x &= \rho(\bar{u}_x + u' \cos \psi), \\ \rho u_\theta &= \rho u' \sin \psi, \\ \rho u_r &= 0 \\ \rho E &= \frac{\bar{p} + p'}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho \left[ (\bar{u}_x + u' \cos \psi)^2 + (u' \sin \psi)^2 \right], \end{cases} \quad (4.2)$$

On peut cependant remarquer que la vitesse de l'aube et donc  $\psi$ , dépendent du rayon  $r$ . En deçà d'une certaine valeur critique du rayon correspondant à une vitesse subsonique ( $M_{rel} < 1$ ), l'angle de Mach ( $\sin \beta = 1/M_{rel}$ ) n'existe plus. La valeur de  $\psi$  est alors choisie égale à  $\alpha_1$ .

### 4.2.3 Application à la configuration FANPAC

La méthode de génération du champ conservatif est appliquée à la configuration FANPAC. Dans le cadre de ce projet européen, en plus des essais exploités dans le chapitre 2, une simulation numérique a également été réalisée à l'aide du logiciel *elsA* [34]. Il est à noter que le régime de rotation du calcul (données existantes issues d'un projet européen) diffère de celui des essais et vaut 9090 tr/min. Le calcul réalisé par R. Barrier a été effectué par une méthode RANS, avec le modèle de turbulence  $k - \epsilon$ . Des

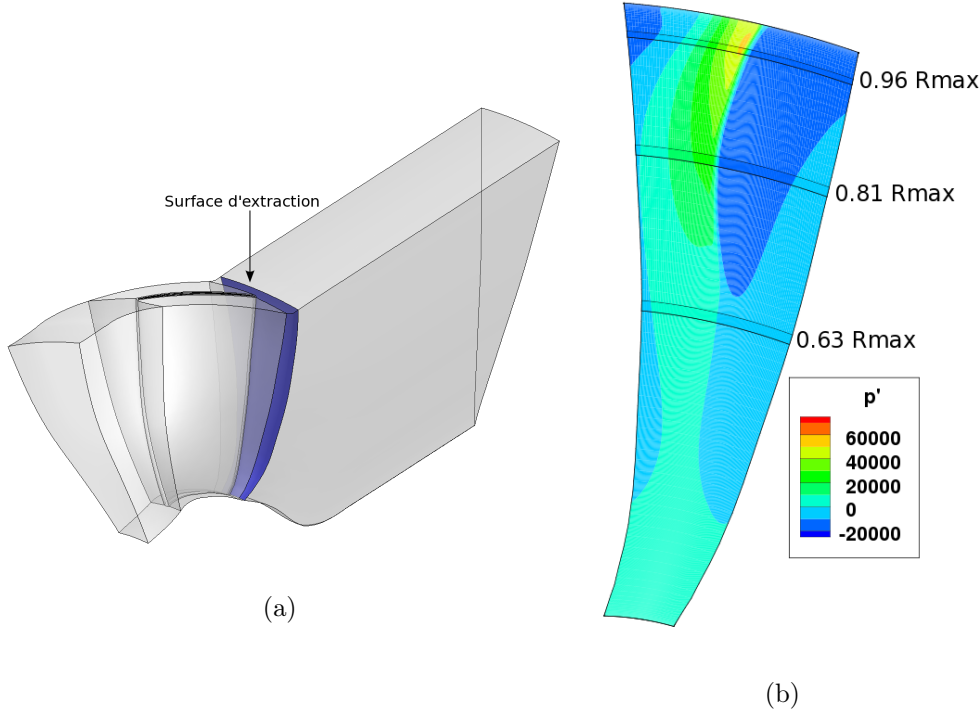
schémas de Jameson et de Gear ont été utilisés pour la résolution spatiale et temporelle. Le domaine de calcul effectué dans le repère tournant s'étend sur un seul canal inter-aubes (9 millions de cellules) et donc seuls les BPF ont été résolus. La figure 4.4 représente le domaine de calcul à gauche, une coupe radiale du maillage au milieu et le maillage de peau dupliqué  $B$  fois, coloré par la pression statique à droite. Les différents types de condition limite sont : des parois solides adhérentes appliquées au moyeu et au carter, des conditions de périodicité, une condition d'injection subsonique ainsi qu'une condition de non-réflexion à l'entrée de la nacelle additionnée d'une zone d'étirement du maillage afin d'éviter les éventuelles réflexions dans le domaine de calcul.



**FIGURE 4.4** – Visualisation du calcul RANS de la configuration FANPAC; a) domaine de calcul; b) coupe radiale du maillage; c) maillage de peau dupliqué  $B$  fois, coloré par la pression statique

Suivant la démarche décrite dans le paragraphe précédent, le champ conservatif est reconstruit à partir de la pression issue d'une tranche du domaine de calcul RANS. Cette tranche de l'aube représentée sur la figure 4.5 se situe à 1,4 cm du bord d'attaque (tranche en bleue sur la figure 4.5(a)). La figure 4.6 compare les données issues du calcul RANS (transposées dans le repère fixe) aux variables  $\rho$ ,  $\rho\mathbf{u}$  et  $\rho E$  reconstruites à partir de la valeur de la pression des champs RANS (visible sur la figure 4.5(b)). Pour cela, les variables  $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $c_0$  et  $\bar{u}_x = M_a c_0$  sont estimées à partir des valeurs du RANS sur la tranche (on trouve alors  $M_a = 0,48$ ). L'angle de choc  $\psi$  est estimé à partir de  $M_a$  et  $M_{tip}$  et le champ conservatif est reconstruit en utilisant (4.2). Sur chacune des vues de la figure 4.6, la tranche du domaine de calcul est dupliquée et le champ reconstruit (à droite) est comparé au champ RANS (à gauche). Les variables  $\rho$  et  $\rho E$  sont correctement estimées. Cependant, notamment du fait de la non-uniformité de l'écoulement moyen, des différences apparaissent sur la vitesse. La forme de la variation de  $\rho u_x$  est différente, ainsi que l'écoulement moyen. Malgré une forte ressemblance du champ  $\rho u_\theta$ , la variable reconstruite semble sous-estimer les variations de vitesse angulaire induites par le choc. De plus, la variation de l'écoulement moyen suivant le rayon due à la présence du moyeu ainsi que la couche limite ne sont pas modélisées ( $M_a$  uniforme).

Pour comparer plus précisément la reconstruction du champ conservatif, les variables sont extraites suivant trois coupes angulaires à  $r = 0,96, 0,81$  et  $0,63R_{max}$  (cf.



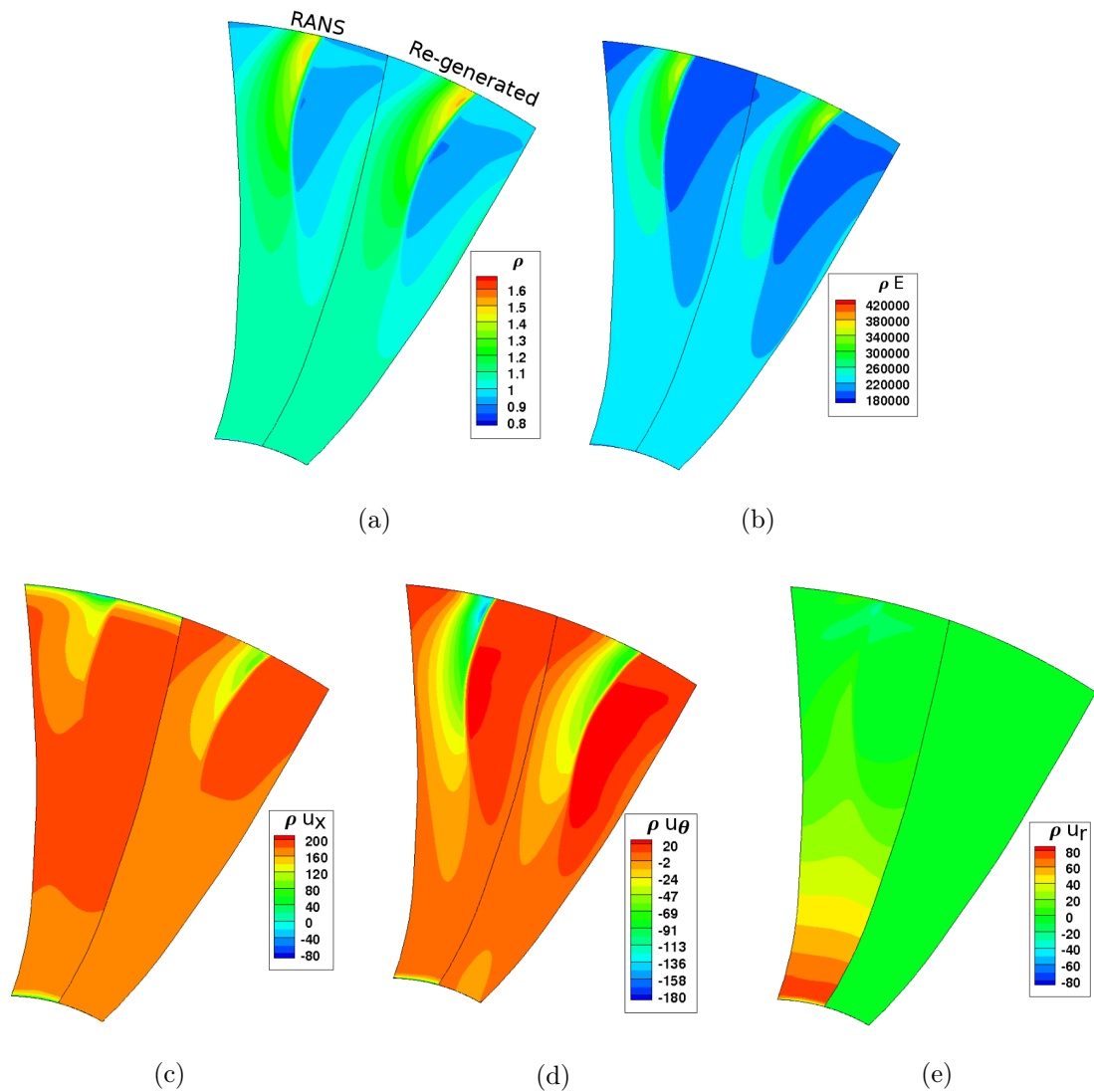
**FIGURE 4.5** – Surface de reconstruction du champ conservatif; a) domaine de calcul et surface d'extraction (en bleu); b) surface d'extraction colorée par la pression et coupes angulaires

fig. 4.5). La comparaison des profils du RANS et des profils reconstruits est présentée sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9. Alors que la masse volumique et l'énergie totale sont très proches, et ce aux trois rayons (cf. figs. 4.7(b), 4.7(c), 4.8(b), 4.8(c), 4.9(b) et 4.9(c)), les fluctuations de vitesse sont moins bien évaluées avec des écarts importants au niveau de la discontinuité. Cet écart est lié à plusieurs facteurs : la méthode de reconstruction du champ conservatif considère un écoulement moyen axial et uniforme. Or les résultats du RANS montrent une variation radiale de  $\bar{u}_x$  ce qui explique le décalage des courbes sur les figures 4.7(d) et 4.7(e) (en dehors de la zone du choc), 4.8(d), 4.8(e) et 4.9(d). En outre, la composante radiale de la vitesse du RANS ( $u_r$ ), visible sur les figures 4.7(f), 4.8(f) et 4.9(f), n'est pas modélisée dans la méthode de reconstruction du champ conservatif. Néanmoins, ces variations de vitesse sont relativement faibles et par conséquent influent peu sur l'injection des chocs.

Les comparaisons montrent une sur-estimation de la vitesse dans la direction axiale et une sous-estimation dans la direction angulaire (cf. figs. 4.7(d), 4.7(e), 4.8(d) et 4.8(e)). Cet écart est directement lié à la différence entre l'angle  $\psi$  déterminé analytiquement (avec  $M_a$  indépendant de  $r$ ) et l'angle des chocs du calcul RANS. En effet, les valeurs absolues de  $u'$  du RANS directement obtenues par :

$$|u'| = \sqrt{(u_x - \bar{u}_x)^2 + (u_\theta - \bar{u}_\theta)^2 + (u_r - \bar{u}_r)^2},$$

et estimées analytiquement par (A.7) sont très proches (cf. fig. 4.10). L'erreur commise



**FIGURE 4.6** – Surface de reconstruction du champ conservatif colorée par les iso-contours des variables issues du RANS et reconstruites

sur  $\psi$  vient du fait que l'on se place très près du rotor (1,4 cm du bord d'attaque), dans la région de pré-coalescence des chocs (cf. fig.1.2(b)). L'expression de  $\psi(r)$  ne semble pas exacte. La figure 4.11 trace  $\rho$ ,  $\rho E$ ,  $\rho u_x$  et  $\rho u_\theta$  pour un angle de choc égal à  $\psi + 15^\circ$ . Les fluctuations sont alors correctement modélisées. Cette méthode de reconstruction est appliquée au paragraphe 4.4.3 ainsi qu'au chapitre 5.



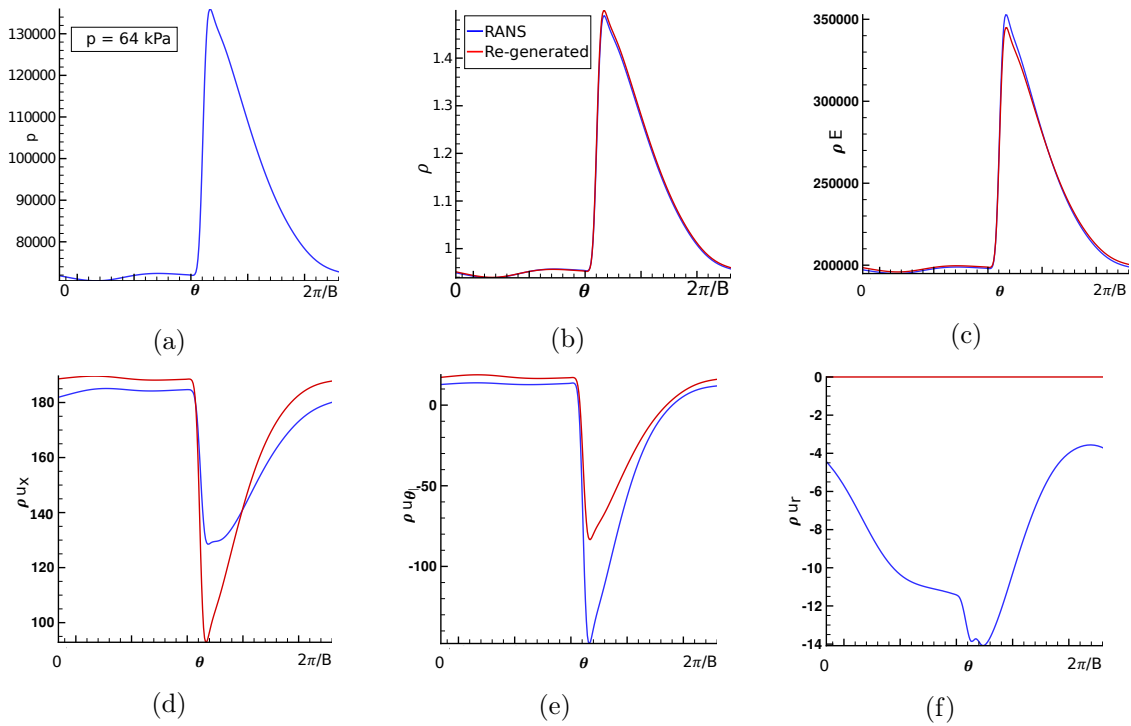


FIGURE 4.7 – Profil de pression et des variables conservatives extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0,96R_{max}$

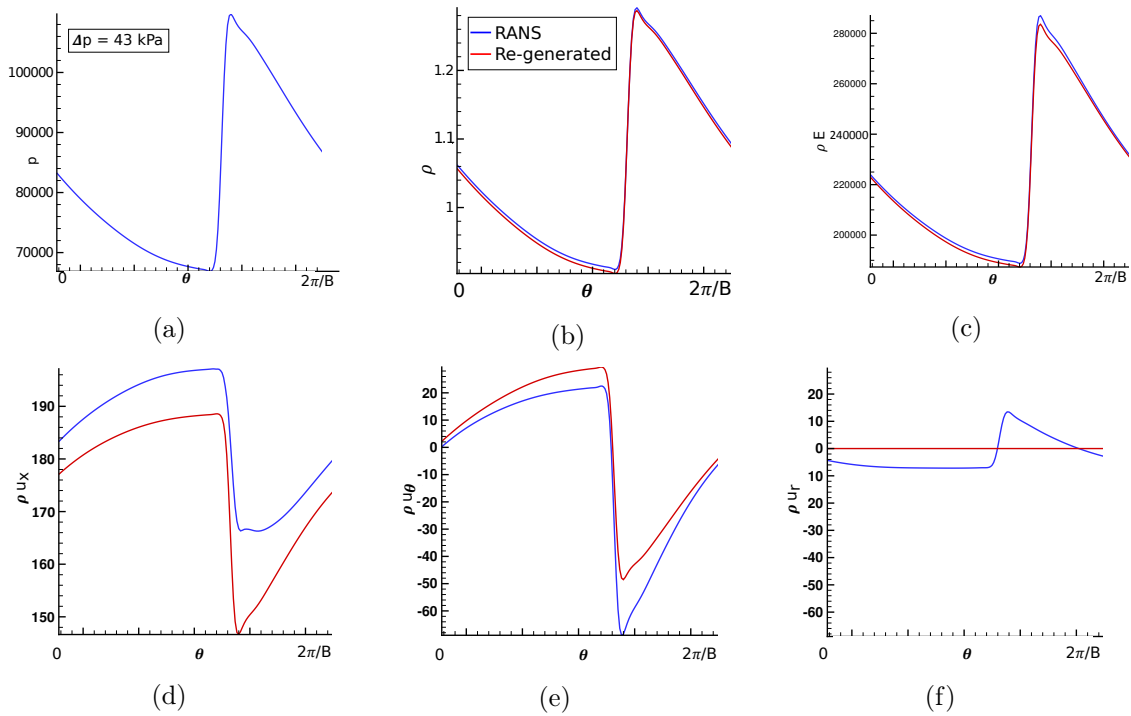


FIGURE 4.8 – Profil de pression et des variables conservatives extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0,81R_{max}$

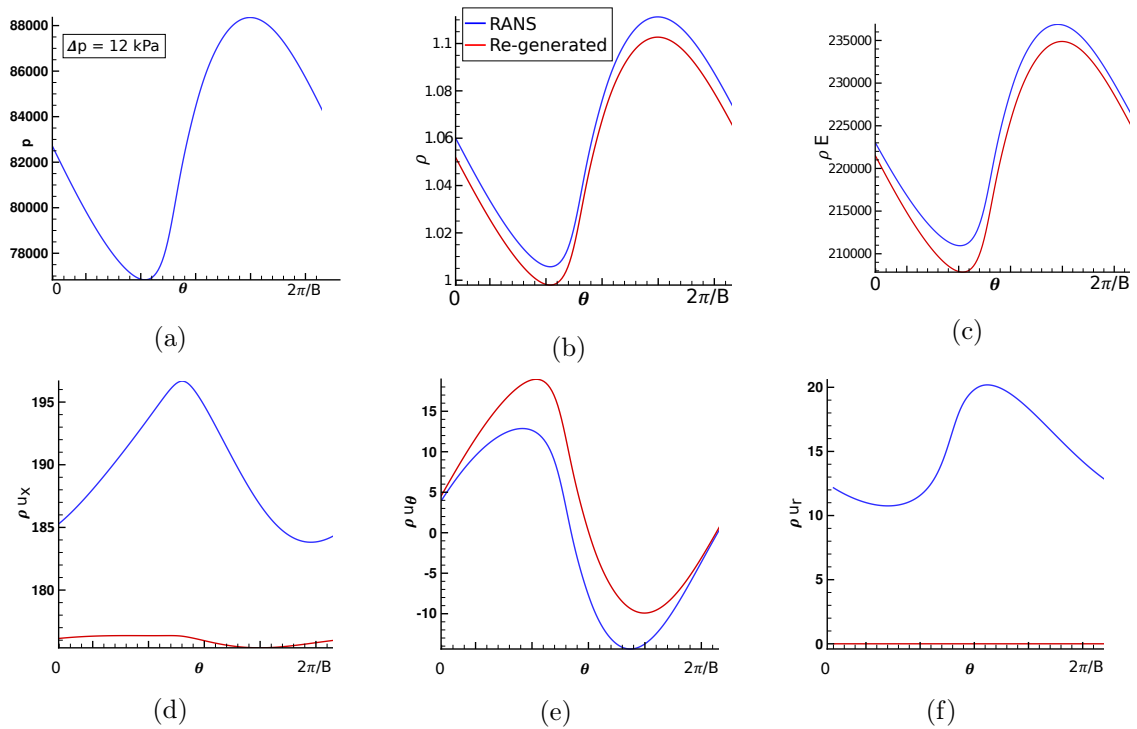


FIGURE 4.9 – Profil de pression et des variables conservatives extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0, 63R_{max}$

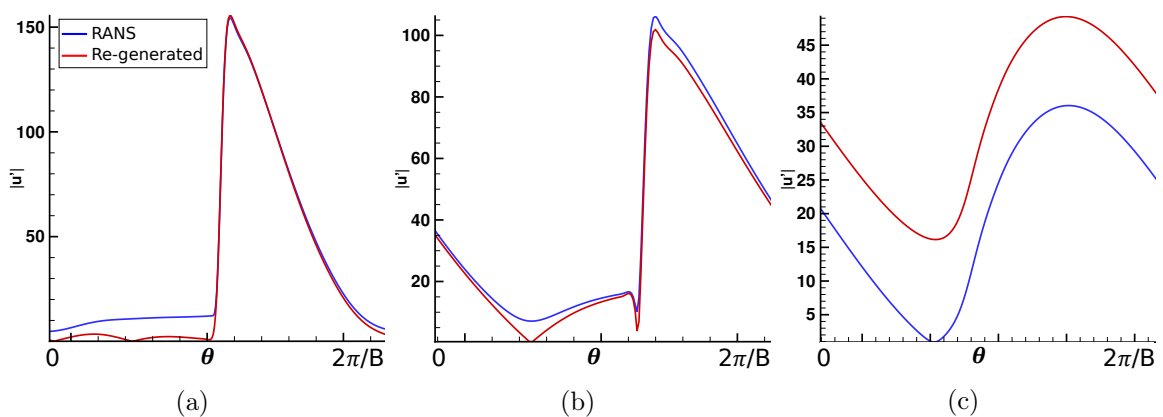


FIGURE 4.10 – Valeurs absolue des fluctuations de vitesses extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0, 96R_{max}$

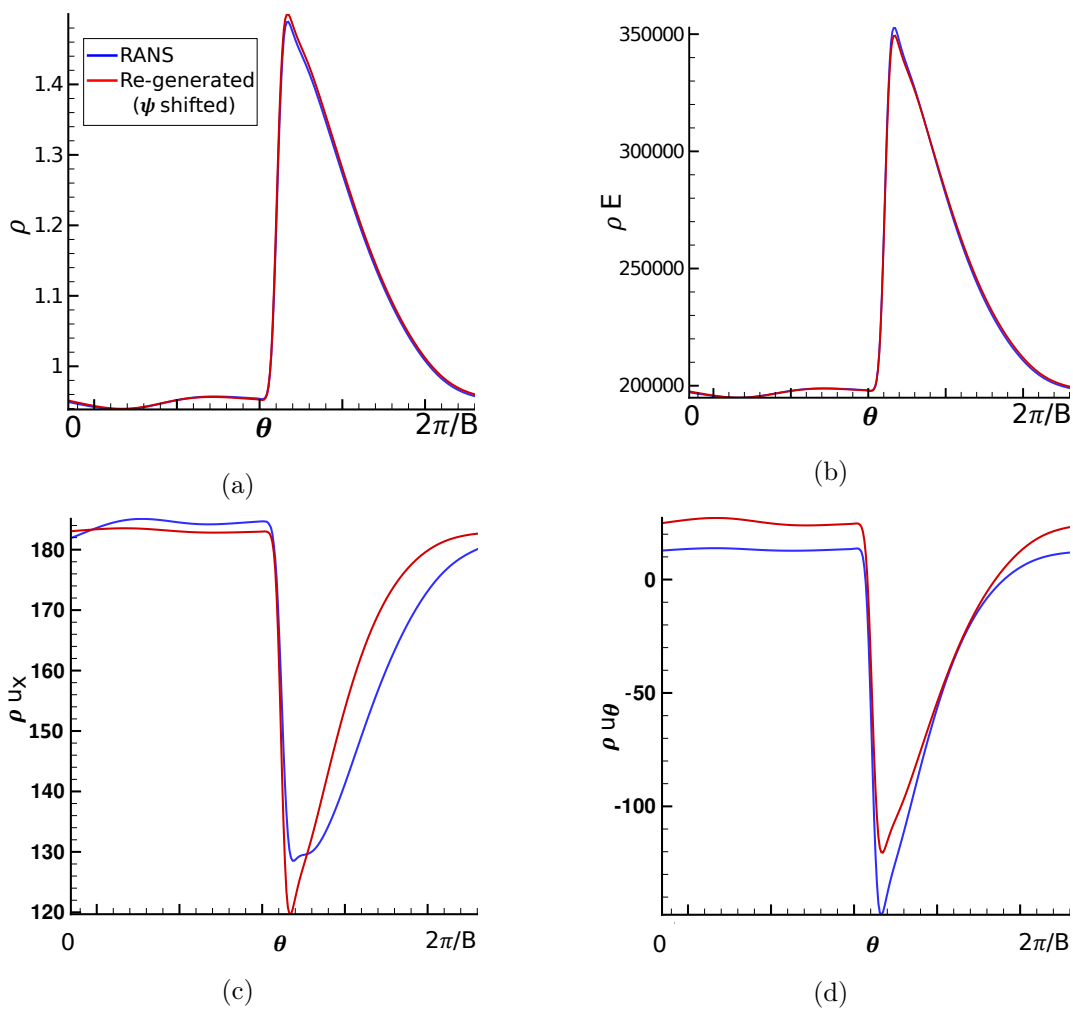


FIGURE 4.11 – Variables conservatives ( $\rho$ ,  $\rho E$ ,  $\rho u_x$ ,  $\rho u_\theta$ ) extraites du RANS (en bleu) et reconstruites en augmentant l'angle de choc de  $15^\circ$  (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0.96R_{max}$

## 4.3 Injection et propagation 1D

Pour valider la méthode d'injection par la condition de couplage avec la condition limite de non-réflexion, des ondes de faible puis de forte amplitude sont injectées et convectées suivant la direction axiale ( $x$ ) dans un domaine de calcul rectangulaire ( $x, y$ ). Le champ conservatif est alors déterminé par (4.1).

### 4.3.1 Propagation linéaire d'ondes sinusoïdales

Une perturbation de pression acoustique sinusoïdale est injectée et convectée en présence d'un écoulement uniforme de nombre de Mach  $M_a = 0,4$  (représentatif de l'écoulement dans un turboréacteur). La forme du signal est la suivante :

$$p(t) = p_0 + \frac{\Delta p}{2} \sin(2\pi ft),$$

avec  $f$  la fréquence du signal en Hz. Le domaine de calcul s'étend sur trois longueurs d'onde du signal  $\Lambda_{sinus} = c_0(1 - M_a)/f$ , avec une discrétisation de 40 points par longueur d'onde ( $N_\Lambda = 40$  cellules) dans les directions  $x$  et  $y$ . Une condition de symétrie est appliquée sur les surfaces normales à l'injection (avec des conditions de non-réflexion en entrée et sortie du domaine) et la durée de la simulation est de trois périodes. Le pas de temps est estimé par :

$$dt = \frac{CFLdx}{c_0(1 + M_a)}$$

où  $CFL$  est le nombre de Courant–Friedrichs–Lewy. Le temps de simulation vaut  $t_f = \frac{3}{f}$ . Le tableau 4.1 liste les valeurs utilisées dans ce premier calcul.

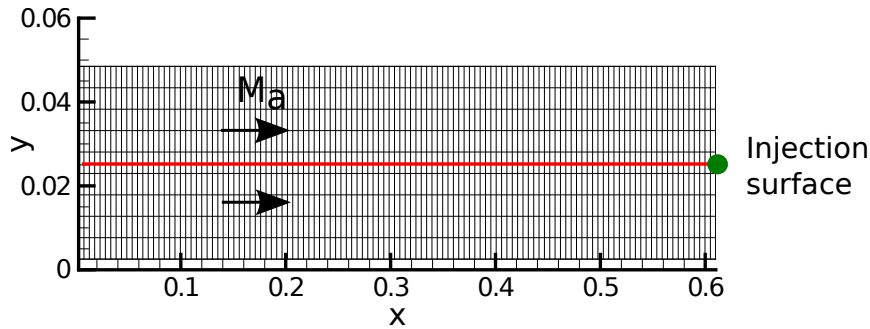
$f$ (kHz)	$p_0$ (Pa)	$\Delta p$ (Pa)	$Ma$ (m)	$\Lambda_{sinus}$ (m)
1	101325	200	0,4	0,204
$N_\Lambda$	CFL	$dx = dy$ (m)	$dt$ (s)	$t_f$ (s)
40	0,4	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$4,29 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-3}$

**TABLE 4.1** – Valeurs numériques pour l'injection 1D d'ondes sinusoïdales de faible amplitude

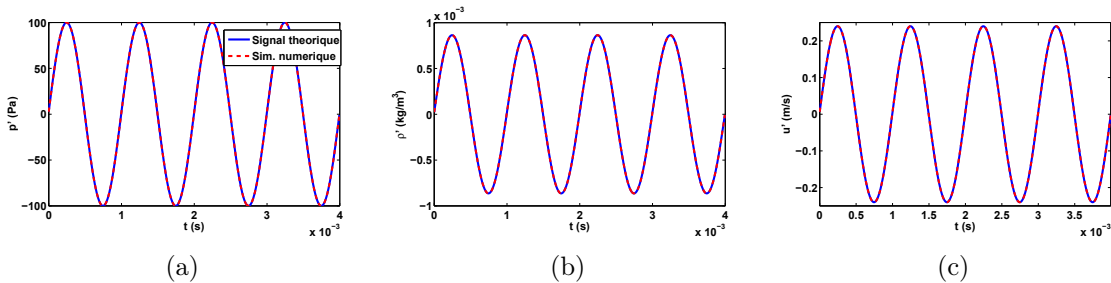
Les ondes planes sont injectées en bout de domaine ( $x \approx 0,61$  m) et remontent l'écoulement (vers les  $x$  décroissants). La figure 4.12 présente le maillage du domaine de calcul. Les figures 4.13(a), 4.13(b) et 4.13(c) comparent les fluctuations temporelles de pression, de masse volumique et de vitesse (calculées par (A.7)) de l'onde théorique injectée sur la face d'une cellule située en bordure du domaine à  $x \approx 0,61$  m (cf. fig. 4.12, point vert) à celles extraites du calcul CAA. On remarque que non seulement les fluctuations de pression  $p'(t)$  mais aussi les fluctuations de vitesse  $u'(t)$  sont correctement injectées.

La figure 4.14 montre le champ de pression instantané aux nœuds du maillage 2D ( $x, y$ ) en fin de propagation. Les variables  $p'$ ,  $\rho'$  et  $u'$  extraites le long de la ligne rouge de

la figure 4.12 sont tracées sur les figures 4.14(b), 4.14(c) et 4.14(d). L'onde se propage correctement mais une très légère dispersion (et dissipation) due au schéma spatial d'ordre 1 (Roe) apparaît en fin de propagation. Le domaine de calcul s'étend sur trois longueurs d'onde mais le temps de la simulation correspond à la propagation de quatre sinus, afin de convecter une onde entière à travers la condition limite. Aucune réflexion numérique n'est présente à l'intérieur du domaine traduisant la bonne efficacité de la NRBC (pour Non-Reflecting Boundary Condition en anglais, condition de Thompson) pour une onde plane.



**FIGURE 4.12** – Maillage à 40 points par longueur d'onde, et zones d'extraction des résultats ; injection temporelle (point vert) et propagation spatiale (ligne rouge) ;  $x$  et  $y$  en mètres



**FIGURE 4.13** – Fluctuations liées à l'injection de l'onde théorique ; signal théorique injecté et variables extraites sur la face d'une cellule située en bordure de domaine

### 4.3.2 Propagation non linéaire d'ondes sinusoïdales

La deuxième étape consiste à augmenter l'amplitude des ondes injectées afin d'étudier les effets non linéaires lors de la propagation. Le tableau 4.2 liste les paramètres du calcul. À cause des effets non linéaires, l'onde se raidit au cours de la propagation, ce qui engendre des harmoniques. Le maillage est raffiné pour propager ces fréquences plus hautes, et l'étendue du domaine axial est doublée pour mieux apprécier les effets non linéaires.

De nouveau, les ondes sont parfaitement injectées (cf. fig. 4.15). La figure 4.16 présente la propagation des ondes de pression et les profils de fluctuations de masse

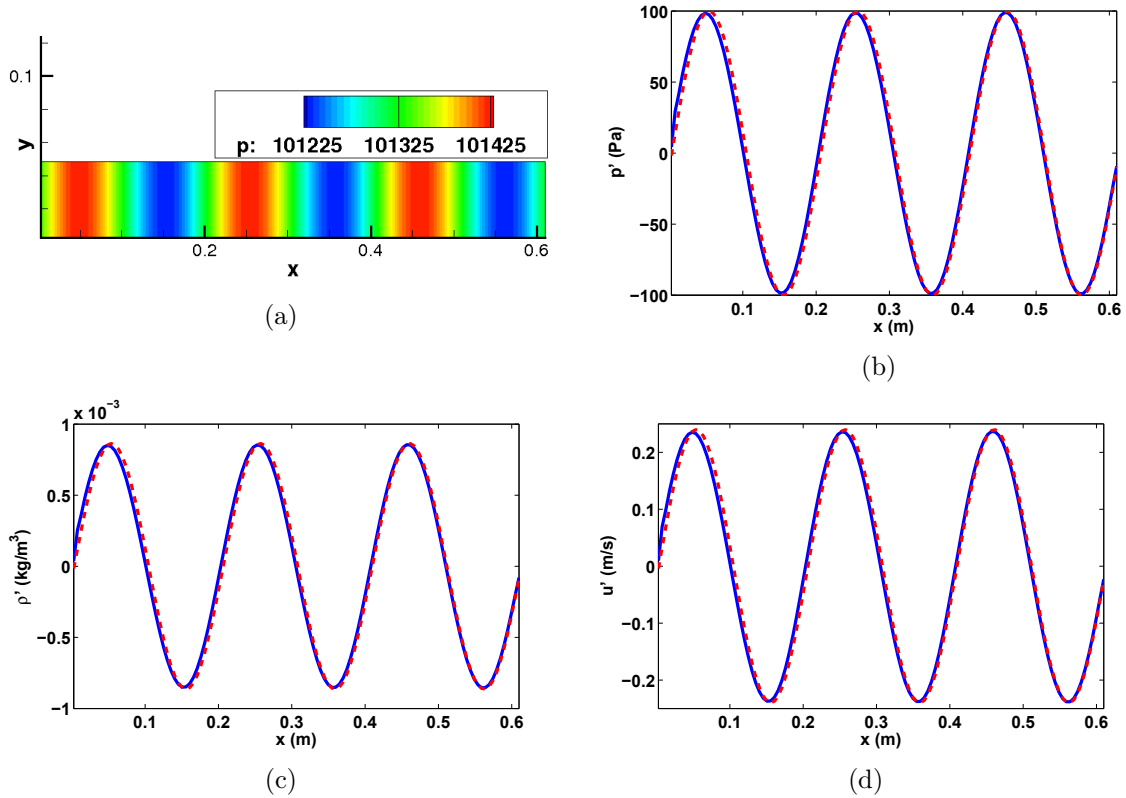


FIGURE 4.14 – Propagation linéaire d'une onde de pression sinusoïdale de faible amplitude

$f$ (kHz)	$p_0$ (Pa)	$\Delta p$ (Pa)	$Ma$ (m)	$\Lambda_{sinus}$ (m)
1	101325	20265	0,4	0,204
$N_\Lambda$	CFL	$dx = dy$ (m)	$dt$ (s)	$t_f$ (s)
100	0,4	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$1,71 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-3}$

TABLE 4.2 – Valeurs numériques de l'injection d'ondes sinusoïdales de forte amplitude

volumique et de vitesse associés. En se propageant, les points de l'onde de plus grande pression rattrapent les points de pression moindre, à cause des effets non linéaires (cf. (1.1)). Un front d'onde se crée et le profil de pression devient une onde en N (cf. fig. 1.1). Après la création du choc, la propagation de l'onde en N mène à une décroissance du saut de pression, clairement mise en évidence sur la figure 4.16.

La distance de formation du choc est fonction de l'amplitude du saut de pression initiale. La différence de vitesse entre les points de pression maximum et minimum du sinus ( $\Delta v$ ) s'écrit à partir de l'équation (1.1) :

$$\Delta v = \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p}{p_0} c_0.$$

Le choc est formé quand le point de pression maximum a rattrapé le point de pression

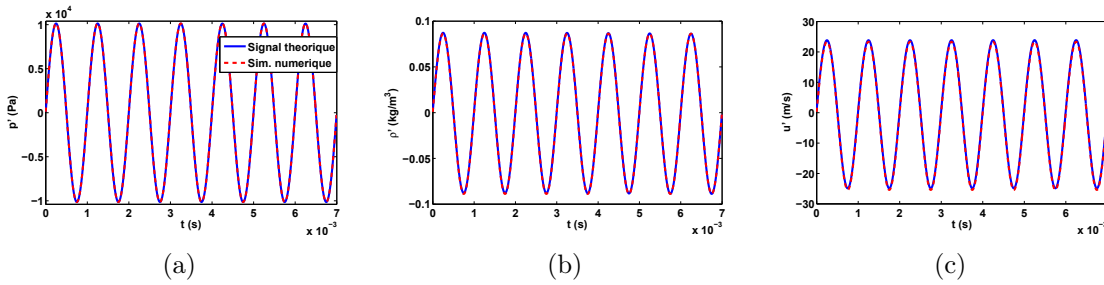
minimum, qui sont initialement à une distance égale à  $\Lambda_{sinus}/2$ . Le temps de création du choc (noté  $t_{choc}$ ) est donc égal à :

$$t_{choc} = \frac{\Lambda_{sinus}}{2} \frac{1}{\Delta v} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{p_0}{\Delta p} \frac{\Lambda_{sinus}}{c_0}.$$

La pression moyenne de l'onde étant égale à  $p_0$ , sa vitesse, ainsi que celle du front (en train d'être créé) sont égales à  $c_0$ . Cela conduit à une distance de formation du choc (noté  $L_{choc}$ ) égale à :

$$L_{choc} = c_0 t_{choc} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{p_0}{\Delta p} \Lambda_{sinus}.$$

La pression initiale de l'onde injectée est de  $\Delta p = 0,2p_0$ , ce qui conduit à  $L_{choc} \approx 2,9\Lambda_{sinus}$ . Cette distance concorde avec les résultats de la figure 4.16(b), où  $L_{choc}$  peut être estimé à partir de la position axiale où l'amplitude du choc décroît de façon significative. De plus, comme les ondes sont convectées à la vitesse  $c_0$ , la longueur d'onde du sinus est égale à la distance inter-chocs. Malgré la convection de discontinuités à travers la condition limite en sortie ( $x = 0$  m), aucune réflexion ne pollue la solution dans le domaine de calcul.



**FIGURE 4.15** – *Fluctuations liées à l'injection de l'onde théorique ; signal théorique injecté et variables extraites sur la face d'une cellule située en bordure de domaine*

### 4.3.3 Ondes en N

La dernière étape consiste à injecter directement un train d'ondes en N dans le domaine de calcul. La bonne injection des ondes de choc est mise en évidence sur la figure 4.17 ; la figure 4.18 présente l'évolution spatiale des ondes en N en fin de propagation. Le signal de pression est comparé à l'enveloppe des chocs déterminée par (1.38) (méthode de Morfey & Fisher) sur la figure 4.18(b). La décroissance des chocs issue des deux calculs est semblable mais un important décalage apparaît durant les premiers instants de la propagation. Cette différence provient du fait que les hautes fréquences des ondes en N ne sont pas propagées par ce maillage trop grossier (conçu pour capter une fréquence maximale de 3 kHz à 33 points par longueur d'onde). Ces harmoniques sont coupés au début de la propagation, ce qui conduit à une brusque diminution de l'amplitude des chocs. Ajouté au fait que le schéma spatial est d'ordre 1, il est primordial de définir judicieusement les tailles de maille pour correctement

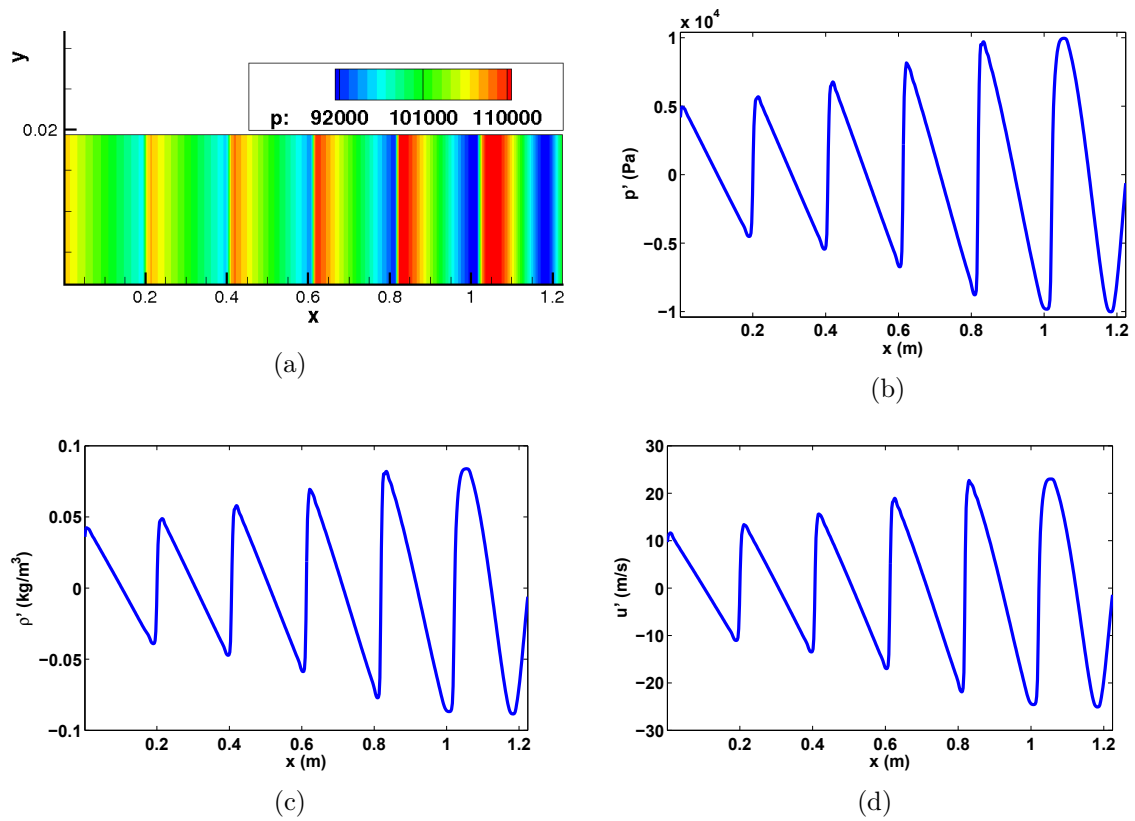


FIGURE 4.16 – Propagation d’une onde de pression sinusoïdale non linéaire

propager les ondes de choc. Une étude de sensibilité de la taille de maille en fonction des fréquences maximales propagées est présentée au chapitre suivant, afin de proposer des critères adéquats.

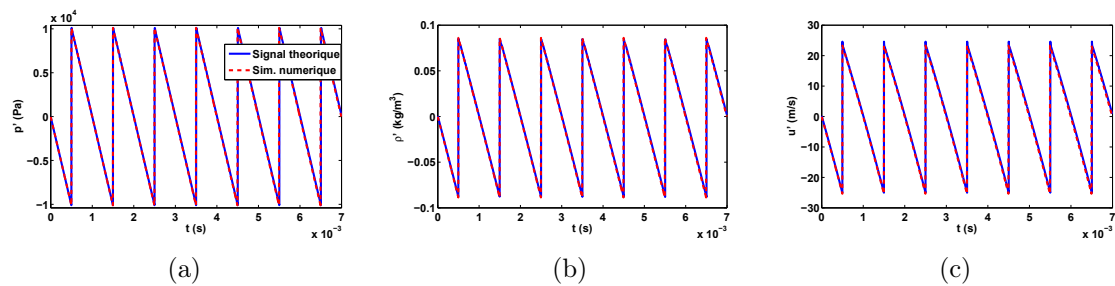
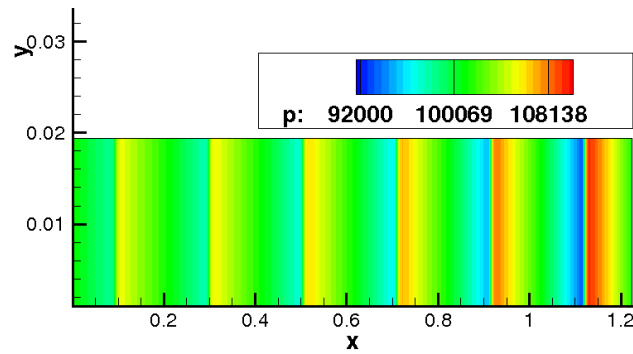
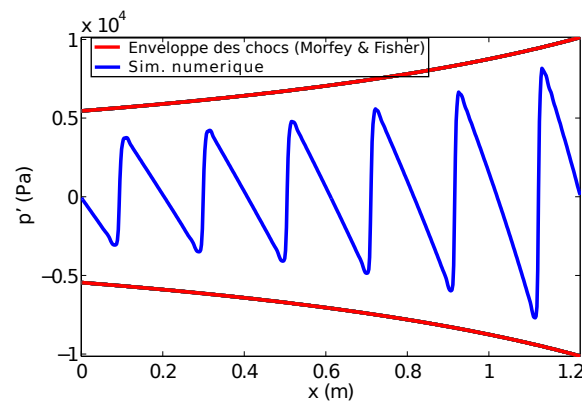


FIGURE 4.17 – Fluctuations liées à l’injection de l’onde théorique ; signal théorique injecté et variables extraites sur la face d’une cellule située en bordure de domaine





(a)



(b)

 FIGURE 4.18 – Propagation d'une onde en  $N$ 

## 4.4 Injection et propagation 2D

Des signaux de pression sont injectés dans un domaine de calcul axisymétrique correspondant aux dimensions de la maquette FANPAC. Le rayon maximum du domaine ( $R_{max}$ ) est de 0,96 fois le rayon de la maquette (soit  $R_{max} = 0,417$  m), afin de se situer dans la partie du choc la plus intense. Les ondes sont injectées sous la forme de modes tournants dans un domaine CAA de  $360^\circ$ .

Une étude de maillage est tout d'abord réalisée : un train d'ondes en  $N$  régulier est injecté et propagé par différents maillages plus ou moins denses ; la dimension des cellules est déterminée en fonction de l'harmonique maximal à propager dans le maillage. Dans un deuxième temps, un signal de pression interpolé à partir d'une coupe axiale du RANS à un rayon donné, est dupliqué  $B$  fois puis injecté dans un domaine de calcul acoustique sur  $360^\circ$  (cf. fig. 4.22). L'injection est effectuée selon les deux approches discutées au paragraphe 4.2 : a) le champ conservatif est interpolé sur le maillage acoustique ; b) le champ conservatif est reconstruit à partir des fluctuations de pression. Enfin des ondes en  $N$  irrégulières sont injectées puis propagées dans le domaine de calcul. Les simulations numériques sont confrontées à la méthode FDNS.

### 4.4.1 Convergence temporelle et calcul des spectres de pression

La convergence temporelle des simulations numériques est fonction de la distance de propagation des ondes de choc. Pour les calculs correspondant à la configuration FANPAC étudiée dans ce chapitre, la convergence temporelle est atteinte à partir de deux rotations de la soufflante. Les spectres de pression sonore sont calculés pour comparer les résultats. Une fois que la convergence temporelle est atteinte, les spectres sont déterminés à partir de la pression angulaire à l'instant final du calcul  $t_f$  (équivalent à deux rotations de la soufflante). Le spectre est calculé par une transformation de Fourier angulaire du signal de pression  $p(\theta)$  avec  $\Delta\theta = \Omega\Delta t$ . La correspondance de ces spectres avec ceux issus d'une transformation de Fourier temporelle d'un capteur placé sur un point du maillage enregistrant la pression pendant une période de révolution de la soufflante  $p(t)$  a également été vérifiée.

### 4.4.2 Résolution du maillage

Le théorème de Shannon traduit le fait qu'il faut plus de deux points d'échantillonnage sur la plus petite période d'un signal pour propager la fréquence associée  $f_{max}$ . En pratique, la discrétisation spatiale est pilotée par la dissipation numérique liée à l'ordre des schémas utilisés; une étude de maillages (exposée au paragraphe suivant) aboutit au fait qu'il faut au moins trente points par longueur d'onde pour propager correctement la fréquence associée. Cependant, le train d'ondes en N injecté est un signal théorique composé d'une infinité d'harmoniques. Lorsque l'onde se propage dans les premières cellules, la discrétisation du maillage coupe les fréquences dont la longueur d'onde est résolue par moins de deux points, et atténue les autres (non respect du critère de Shannon).

À partir de ces considérations, une décomposition modale d'une onde en N dont chaque mode ( $m$ ) est associé à une raie, permet d'étudier la perte d'énergie (correspondant à la diminution du saut de pression) engendrée par le maillage. La figure 4.19(a) présente la décomposition modale d'une onde en N théorique de  $\Delta p = 0, 2p_0$ . Les signaux sont reconstruits en ne conservant que les modes allant de  $m = 1$  à  $m_{max}$ ,  $m_{max}$  variant de 1 à 5. Les reconstructions sont des sommes de sinus comportant de 1 à 5 harmoniques. L'énergie des harmoniques de rang supérieur à  $m_{max}$  est négligée. L'énergie prise en compte par la reconstruction du signal se calcule en sommant l'énergie de chaque harmonique :

$$E_m = \frac{\sum_{m=1}^{m_{max}} (p_m^{rms})^2}{(p^{rms})^2}, \quad (4.3)$$

où  $E_m$  est l'énergie du signal recréé, adimensionnée par l'énergie de l'onde en N théorique  $(p^{rms})^2 = \sum_{m=1}^{\infty} (p_m^{rms})^2$ , dont la valeur est donnée par (1.40). La figure 4.19(b) trace l'évolution de  $E_m$  en fonction des modes pris en compte. Pour  $m_{max} = 1$ , la part de l'énergie négligée par rapport à l'onde en N est de près de 39% et lorsque  $m_{max} = 5$ , environ 89% de l'énergie est prise en compte.

Lors de l'injection d'un signal de pression théorique, notamment des ondes en  $N$ , un très grand nombre de modes sont injectés sur une gamme de fréquences très large. En dehors de l'atténuation physique des ondes et de la dissipation liée aux schémas numériques, la perte énergétique est due au filtrage inhérent à la résolution du maillage. Un maillage de 30 points par longueur d'onde pour  $f_{max}$  propage donc sans trop de perte les fréquences  $f < f_{max}$ , dissipe (de plus en plus) les fréquences  $f_{max} < f < f_{max}^{shan.}$  (où  $f_{max}^{shan.} = 15f_{max}$ ) et coupe les fréquences  $f > f_{max}^{shan.}$ . Cette remarque explique pourquoi le filtrage modal (4.3) surestime la perte d'énergie liée à la coupure du maillage mais permet d'interpréter le comportement des ondes de la figure 4.18, où une perte importante d'énergie a lieu au début de propagation sans que les ondes injectées ne soient pour autant déformées.

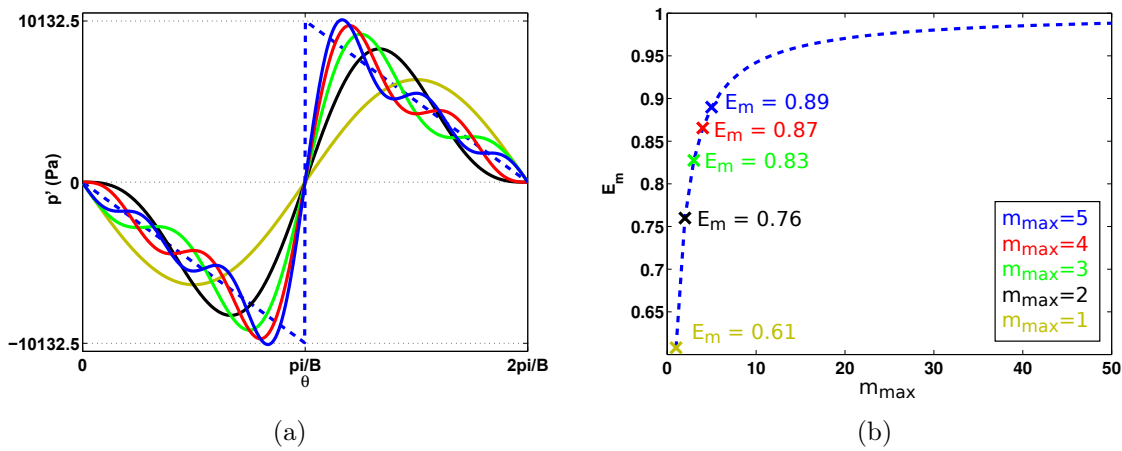


FIGURE 4.19 – Décomposition modale d'une onde en  $N$  et reconstruction du signal pour  $1 \leq m_{max} \leq 5$ ; a) distribution de l'énergie; b) reconstruction du signal de pression

### Étude de maillages

En préliminaire à l'application FANPAC (rotor composé de 24 aubes), traité au paragraphe 4.4.3, 24 ondes en  $N$  identiques d'amplitude égale à 50 kPa sont injectées puis propagées sur cinq maillages différents, calibrés pour supporter un nombre prescrit d'harmoniques du BPF. Le nombre de Mach de l'écoulement uniforme est égal à 0,44 et les conditions d'atmosphère standard sont imposées :  $T_0 = 288,15 \text{ K}$  et  $p_0 = 101325 \text{ Pa}$ . La taille des mailles suivant la direction axiale  $dx$  est fonction de la longueur d'onde suivant  $x$ , soit  $\Lambda_x = 2\pi/k_x$ , où  $k_x$  est déterminé par la résolution de l'équation de dispersion (1.60). La taille des mailles dans la direction angulaire  $d\theta$  dépend de la longueur d'onde angulaire  $\Lambda_\theta = 2\pi/m$  (en radians). Les cinq maillages sont alors générés de manière à résoudre les fréquences allant du BPF<sub>1</sub> au BPF<sub>5</sub> avec 30 points par longueur d'onde dans les directions axiale et radiale. Le maillage comporte deux cellules de taille  $dr = dx$  dans la direction radiale. Les paramètres des différents maillages sont récapitulés dans le tableau 4.3. La condition limite de non-réflexion utilisées étant

unidirectionnelle, des ondes peuvent être réfléchies en bout de conduit. Afin de limiter ce phénomène, le maillage comporte une zone d'étirement de taux égal à 1,05 composée de 75 cellules en bout du conduit. La distance de propagation du domaine bien résolu est de 0,05 m. De plus, le CFL est égal à 0,86.

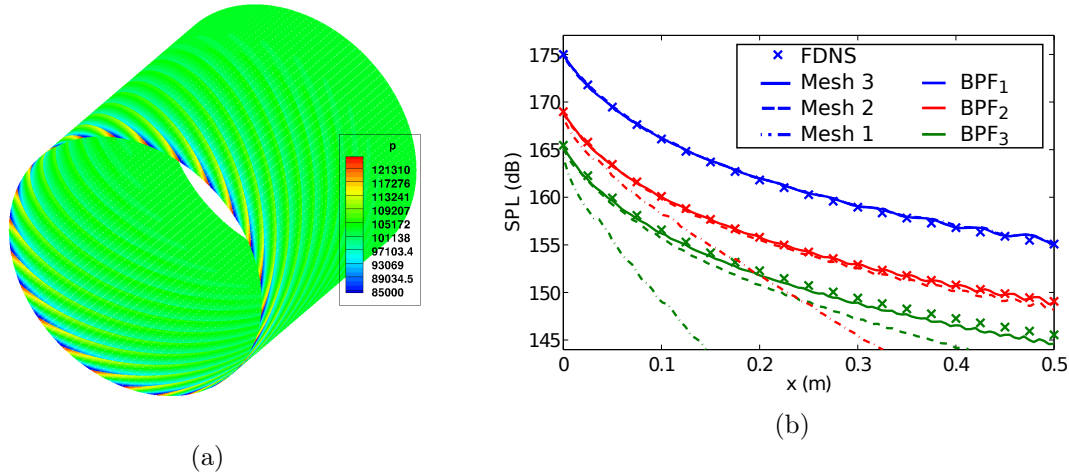
Maillage	Harmonique résolu à 30 pts/ $\Lambda$	$dx$ (m)	$d\theta$ (rad)	Nombre de cellules	$dt$ (s)
Mesh 1	BPF <sub>1</sub>	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$8,7 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^5$	$4,2 \cdot 10^{-6}$
Mesh 2	BPF <sub>2</sub>	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{-6}$
Mesh 3	BPF <sub>3</sub>	$8,2 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^{-6}$
Mesh 4	BPF <sub>4</sub>	$6,1 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^{-6}$
Mesh 5	BPF <sub>5</sub>	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^6$	$7,9 \cdot 10^{-7}$

**TABLE 4.3** – *Dimensions des maillages et des pas d'espace et de temps*

Le champ de pression en fin de calcul (maillage 5) est tracé sur la figure 4.20(a). La figure 4.20(b) compare l'atténuation des SPL des trois premiers BPF en fonction de la distance axiale parcourue. Les résultats issus des maillages 1,2 et 3 sont comparés aux résultats analytiques de la méthode FDNS (supposés exacts pour cette configuration 2D). On rappelle que dix harmoniques (BPF<sub>10</sub>) sont pris en compte dans l'approche FDNS. Tandis que les trois maillages propagent correctement la raie fondamentale, l'atténuation du BPF<sub>2</sub> n'est pas correctement prévue par le maillage 1 et le BPF<sub>3</sub> est très largement atténué par les maillages 1 et 2.

Les dix premiers harmoniques du BPF ainsi que les signaux de pression sont tracés en début ( $x = 0$ ) et en fin de propagation ( $x = 0,5$  m) sur la figure 4.21. Au fur et à mesure que la fréquence augmente, les harmoniques sont progressivement coupés et s'éloignent du niveau prévue par la FDNS (hormis pour BPF<sub>10</sub> dont l'atténuation de FNDS est due à la troncature du spectre (cf. § 1.3.2)) et ce, aussi bien à  $x = 0$  qu'à  $x = 0,5$  m. En ce qui concerne les signaux temporels, la figure 4.21(c) représente ceux au centre de la première cellule du maillage au niveau de l'injection ( $x = 0$ ). Le front d'onde issu du maillage 1 est déjà dissipé et la pente du choc est moins raide que pour les chocs issus des autres maillages. En fin de calcul, l'aspect des ondes de choc est encore plus disparate (cf. fig. 4.21(d)). La forme de ces ondes de choc se rapproche de celles reconstruites à partir de la décomposition modale (cf. fig. 4.19).

Remarque : l'étude paramétrique présentée permet d'optimiser la répartition des cellules suivant les directions axiale et angulaire, de manière à propager correctement les fréquences souhaitées. Cependant, la figure 4.20(b) met en évidence une légère oscillation non physique des SPL en fin de propagation. Cette oscillation est due à l'étirement du maillage ainsi qu'à une réflexion numérique résiduelle des ondes en bout de domaine (la condition de non-réflexion étant 1D).



**FIGURE 4.20** – Propagation d’ondes en  $N$  identiques en fonction de la résolution du maillage; a) pression statique à  $t_f$  (maillage 5); b) propagation des trois premiers BPF des maillages (1,2, 3) comparée à la solution FDNS

### 4.4.3 Configuration FANPAC

Les ondes de pression issues du RANS sont injectées dans un domaine acoustique dont le maillage est conçu pour résoudre correctement des harmoniques allant jusqu’à la quatrième raie du BPF (cf. Mesh 4). Pour éviter les réflexions dues à l’étirement du maillage et à la condition limite, 200 cellules étirées d’un taux égale à 1,03 sont ajoutées en fin de domaine. Le maillage acoustique est plongé dans le domaine RANS (cf. fig. 4.22), puis la pression ainsi que le champ conservatif sont interpolés sur la surface d’injection. La distance axiale entre le bord d’attaque du rotor et le plan d’injection est de 4 cm.

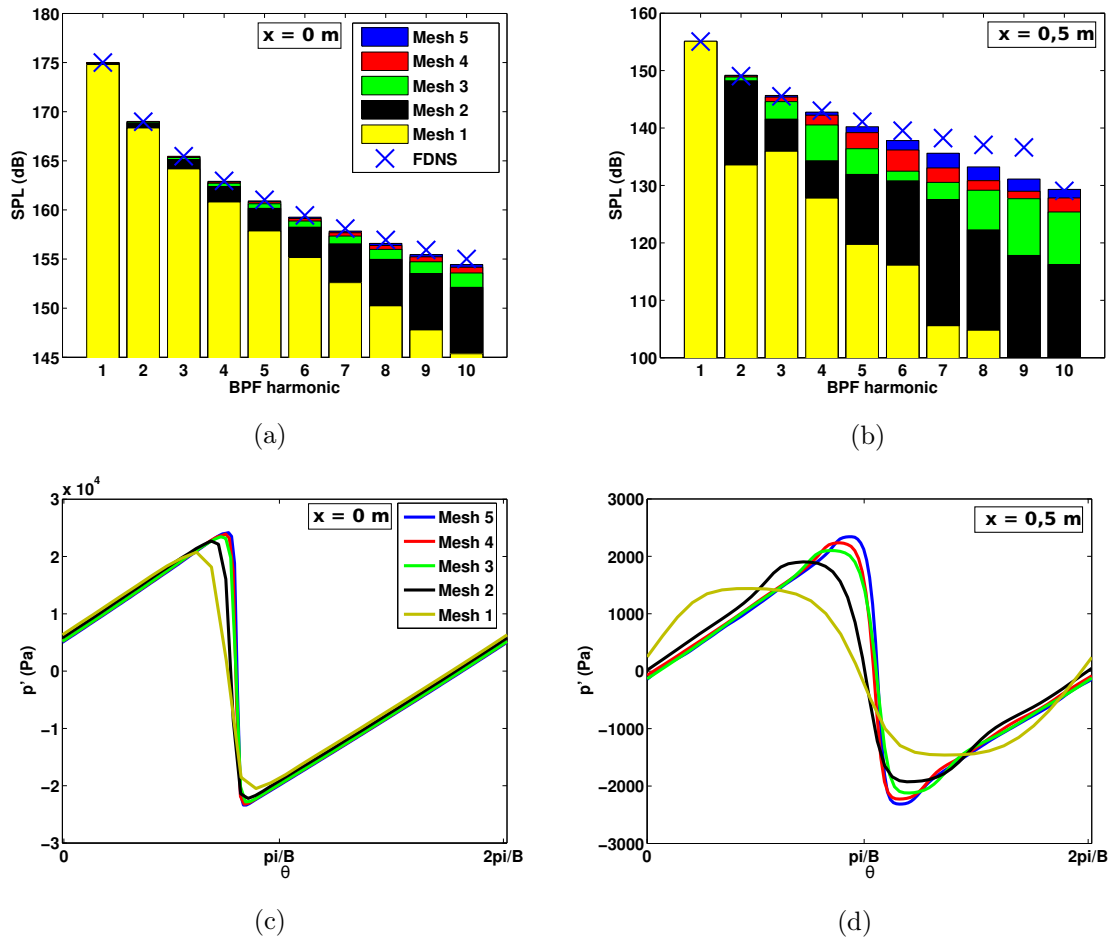
Les grandeurs moyennes issues du RANS de FANPAC à la surface d’injection sont listées dans le tableau 4.4. Les calculs Euler sont initialisés à partir de ces valeurs.

$\Delta p$ (Pa)	$M_a$	Régime (tr/min)	$p_0$ (Pa)	$T_0$ (K)
48200	0,479	9090	84500	275,6

**TABLE 4.4** – Grandeurs moyennes issues du RANS de FANPAC utilisées lors des simulations numériques

### Reconstruction du champ conservatif

Le champ conservatif est reconstruit par la méthode décrite au paragraphe 4.2.3. Comme le montre la figure 4.23, les variables  $\rho$ ,  $\rho E$  et  $u'$  sont très bien déterminées mais l’imprécision de l’angle de choc ( $\psi = 29^\circ$ ) produit des différences dans la projection des vitesses.



**FIGURE 4.21** – Effet du maillage sur la propagation des premiers harmoniques du BPF; a) et c) avant propagation ( $x = 0$ ); b) et d) après propagation ( $x = 0,5$  m)

### Injection des ondes de choc

Deux calculs sont réalisés et le champ conservatif injecté est soit interpolé à partir du RANS (appelé "Ch-int" pour alléger les notations), soit reconstruit (appelé "Ch-rec"). Le champ de pression à la fin du calcul, Ch-int, est représenté sur la figure 4.24(a). Les ondes de choc semblent correctement injectées et propagées. En fin de calcul, les données de pression ( $p(x = 0, 0 \leq \theta \leq 2\pi, t_f)$ ) de Ch-rec issues de la première rangée de cellules du maillage (c'est-à-dire juste après l'injection), ont été enregistrées et ont servi de données d'entrée pour un calcul FDNS. Le champ de pression propagé par la méthode FDNS est visualisé sur la figure 4.24(b). Pour cela, à chaque itération du Runge-Kutta (avancement temporel de la solution), les composantes spectrales sont enregistrées et le signal de pression est reconstruit par une transformation de Fourier inverse. Étant donné que FDNS est écrit dans le repère de l'onde en translation, le train d'onde obtenu est décalé de l'angle  $\Psi$  à chaque itération. De plus, quarante harmoniques sont pris en compte (au lieu de dix habituellement), afin d'améliorer la reconstruction

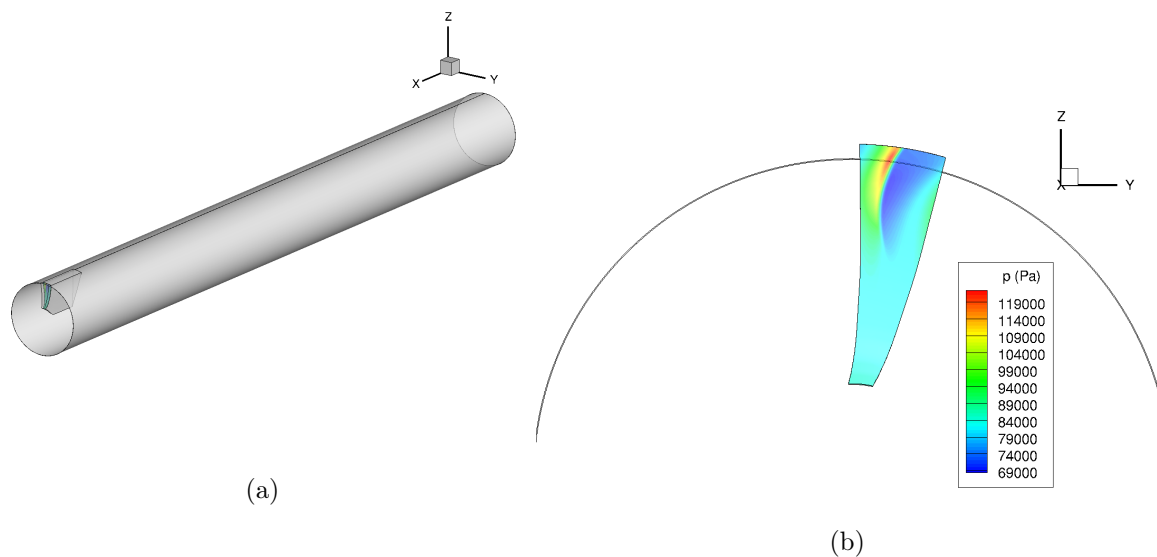


FIGURE 4.22 – Domaines de calcul RANS et acoustique; a) vue globale des domaines de calcul (la longueur du domaine acoustique est due au dé-raffinement du maillage); b) coupe transversale ( $x = 0,04$  m) des deux domaines

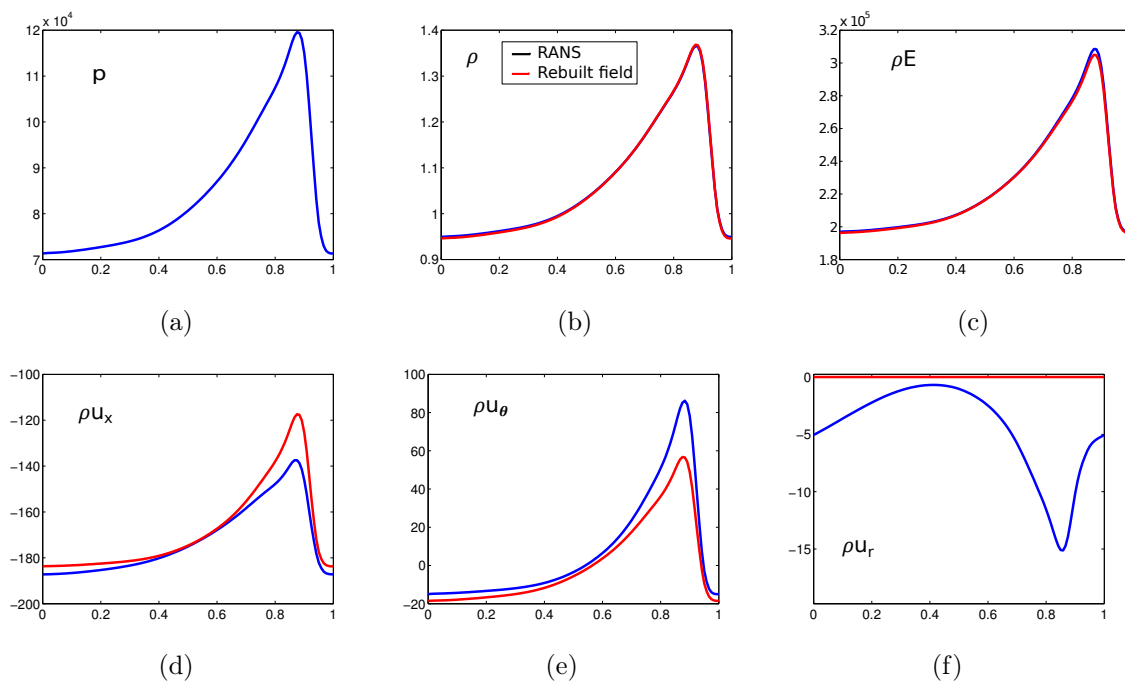
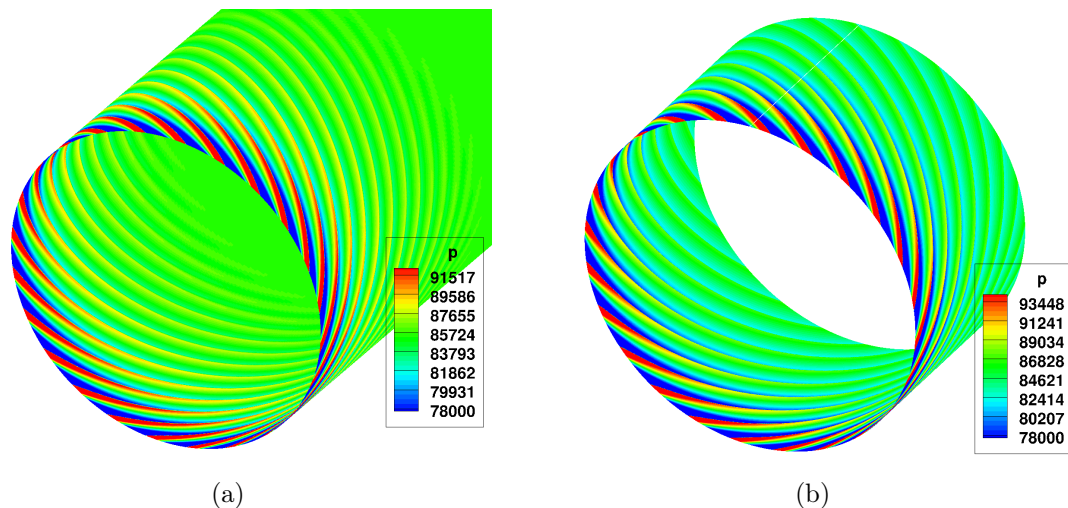


FIGURE 4.23 – Profils de pression et des variables conservatives extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaire à  $r = 0,96R_{max}$  et  $x = 0,04$  m du bord d'attaque de l'aube

du signal de pression.

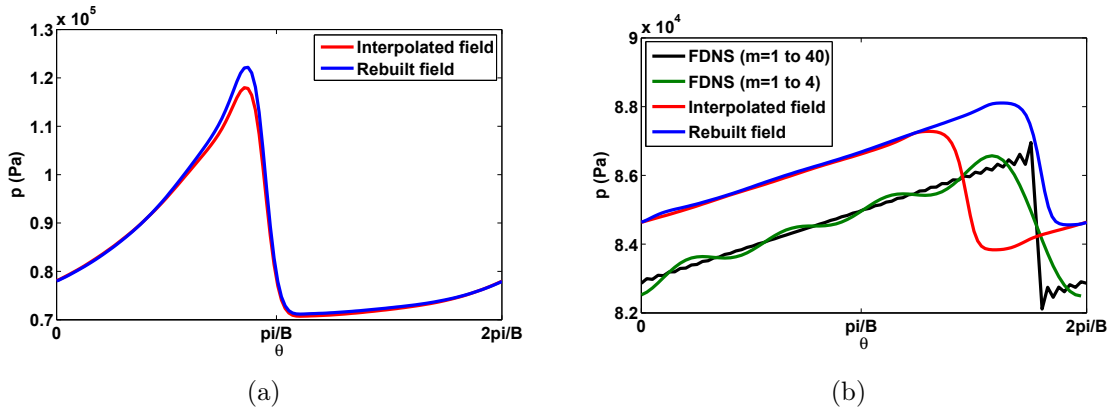
Une onde de choc du train d'ondes, issue des calculs Euler et FDNS est tracée au niveau de l'injection à  $x = 0$  (cf. fig. 4.25(a)) et après propagation à  $x = 0,5$  m (cf. fig. 4.25(b)). Au niveau de l'injection, la forme des ondes injectées est très semblable, cependant le maximum de pression est légèrement différent. L'amplitude des chocs enregistrée au centre de la première rangée de cellules des calculs Euler vaut  $0,98 \Delta p$  pour Ch-int et  $1,05 \Delta p$  pour Ch-rec, où  $\Delta p$  est l'intensité du choc du signal RANS (cf. fig. 4.23(a)). Cette légère différence est due à la variable  $\rho u_r$  négligée dans le calcul Euler (canal annulaire infiniment mince). Malgré une différence plus importante, Ch-rec est néanmoins très fidèle aux données RANS. En fin de propagation (cf. fig. 4.25(b)), les chocs issus des calculs Euler sont moins raides, à cause de la dissipation numérique. Cette dissipation numérique est principalement liée au filtrage du maillage. Lorsque l'on forme le signal issu de FDNS avec les quatre premiers modes uniquement (fréquence de coupure du maillage), les signaux sont très semblables. De plus, la pression moyenne augmente au cours de la propagation, et un léger déphasage se produit entre les calculs Euler. Enfin, un effet de Gibbs est visible sur le calcul FDNS (du au nombre limité d'harmoniques pris en compte).



**FIGURE 4.24** – Champ de pression de la configuration FANPAC ; a) calcul Euler à  $t_f$  (champ conservatif interpolé) ; b) champ de pression reconstruit, FDNS

La figure 4.26 compare les résultats complémentaires des deux simulations Euler aux solutions FDNS. La décroissance du niveau des ondes de choc est très bien simulée, la différence d'OASPL et de SPL des trois harmoniques entre les méthodes analytiques et numériques étant en deçà de 1 dB, aussi bien à l'injection qu'en fin de propagation. On peut noter de légères oscillations dues au déraffinement du maillage en fin de propagation sur l'harmonique le plus élevé ( $BPF_3$ ). La figure 4.26(b) compare la décroissance du saut de pression. La méthode FDNS étant résolue dans le domaine fréquentiel, le  $\Delta p$  est déterminé à partir de (1.40) et de (1.41). Tracer la décroissance de l'amplitude en Pascals permet d'avoir une visualisation plus précise des différences





**FIGURE 4.25** – Profil de pression des ondes injectées ; a) en début de propagation ( $x = 0$ ) ; b) en fin de propagation ( $x = 0,5 \text{ m}$ )

entre les méthodes. L'écart entre les deux simulations numériques dû à l'erreur dans l'estimation de l'angle de choc est également mis en évidence dans cette comparaison. Cette différence est notamment visible sur les figures (4.26(c)) et (4.26(d)) où l'écart sur la vitesse axiale moyenne se répercute sur la masse volumique moyenne (conservation du débit), et donc sur la pression moyenne. Après le passage des chocs, la pression et la vitesse moyenne fluctuent. Malgré la très grande dynamique des simulations (plus de 20 dB et 45 kPa de variations) les écarts d'OASPL entre les différentes simulations tout au long de la propagation sont inférieurs à 1 dB.

### Influence de la forme de l'onde

Un deuxième calcul FDNS est réalisé pour étudier la forme de l'onde de choc injectée. Le saut de pression est identique à celui issu du calcul RANS de FANPAC mais la forme des ondes est différente puisque des ondes en N régulières sont maintenant injectées. La figure 4.27 compare le signal d'entrée des deux calculs FDNS ainsi que l'atténuation de l'OASPL et du SPL des trois premiers BPF au cours de la propagation. En début de propagation, les SPL des harmoniques sont semblables ( $\approx 1 \text{ dB}$  d'écart). Au cours de la propagation, l'atténuation du signal RANS est légèrement moins prononcé, les courbes sont presque confondues à partir de  $x = 0,2 \text{ m}$ . Pour la forme d'onde étudiée (données extraites à 4 cm en amont du bord d'attaque de l'aube), l'approximation de l'onde en N est donc justifiée.

#### 4.4.4 Ondes en N irrégulières

Après avoir correctement injecté et propagé des ondes de choc identiques, de différentes formes, en interpolant ou en reconstruisant le champ conservatif, et après avoir validé les calculs par la méthode FDNS, la dernière étape des calculs 2D consiste à injecter des ondes de choc inégales (ondes en N irrégulières définies analytiquement). Pour cela, un spectre semblable à ceux issus de turboréacteurs réels (cf. essais MAS-

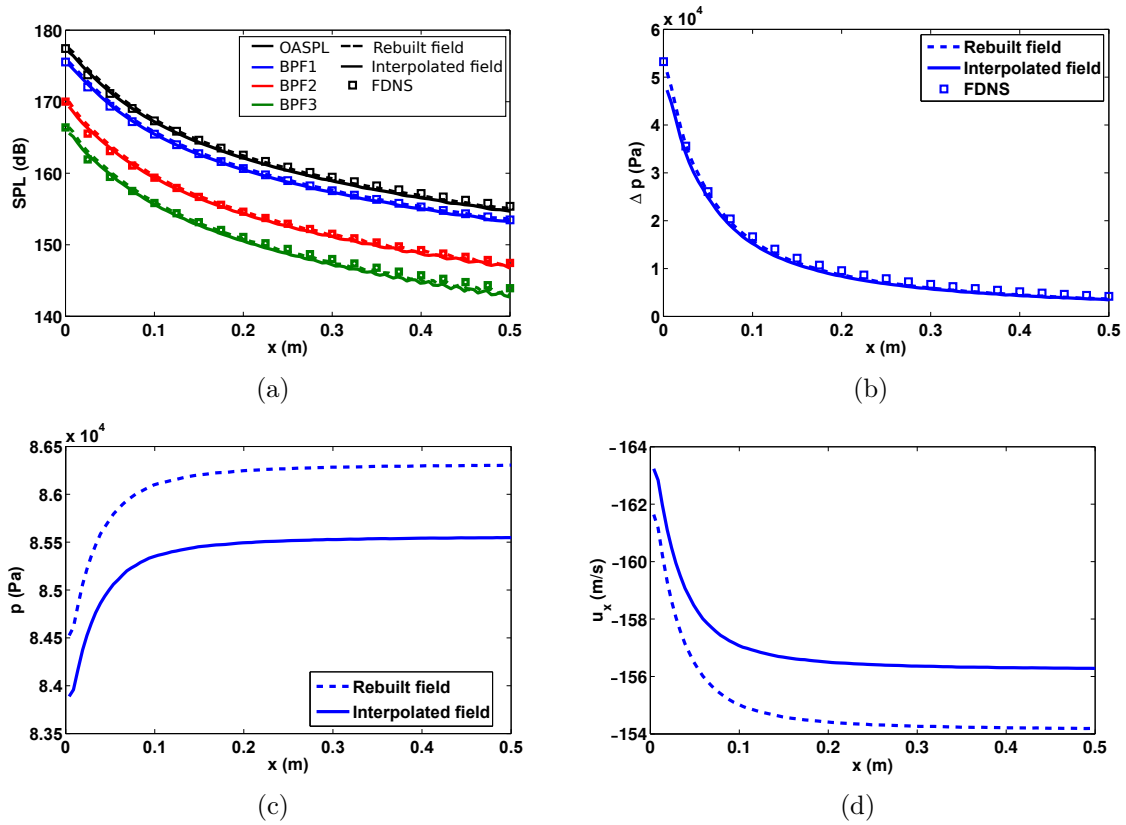


FIGURE 4.26 – Injection et propagation d'ondes de choc issues du calcul RANS de FANPAC (variables extraites à 0,04 m du bord d'attaque de l'aube); a) OASPL et SPL des trois premiers BPF; b) décroissance du saut de pression; évolution de la pression c) et vitesse axiale d) moyennes le long de la propagation

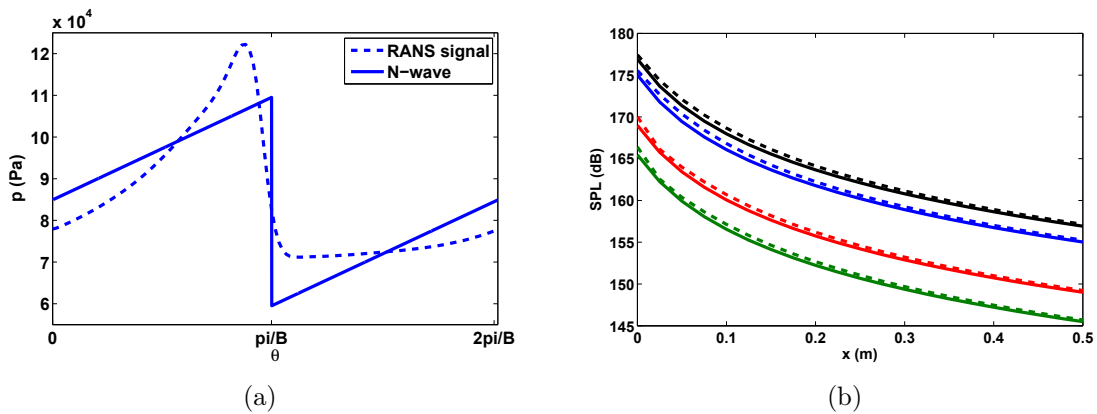


FIGURE 4.27 – Influence du profil de l'onde; a) profil de pression injecté; b) propagation de l'OASPL et du SPL des trois premiers BPF

COT 2) est défini et le signal de pression correspondant est calculé par la méthode de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher.

Les ondes injectées étant irrégulières, le spectre contient non seulement les harmoniques du BPF mais aussi les harmoniques du FMR. Cependant, l'équation de Burgers modifiée, résolue dans le modèle FDNS comporte un terme modélisant la coupure des modes évanescents dans un conduit cylindrique (terme  $\sigma$  de (1.58)). Lorsque seuls les BPF sont présents (chocs identiques), tous les BPF des configurations étudiées sont passants et le terme  $\sigma$  est nul. Mais en présence d'irrégularités, les premiers harmoniques du FMR peuvent être évanescents et le terme  $\sigma$  est alors non nul. Cependant, le domaine de propagation des calculs CAA est un conduit annulaire infiniment mince et non un conduit annulaire. Le terme de coupure de la méthode FDNS doit alors être imposé à zéro. Pour faciliter la lecture du mémoire, la méthode FDNS sans atténuation des modes évanescents en conduit cylindrique est notée FDNS\*.

Le champ de pression à  $t_f$  des deux calculs est tracé sur la figure 4.28. Les résultats sont très similaires et les différences d'une onde à l'autre pendant la propagation sont visibles et bien reproduites dans les deux calculs.

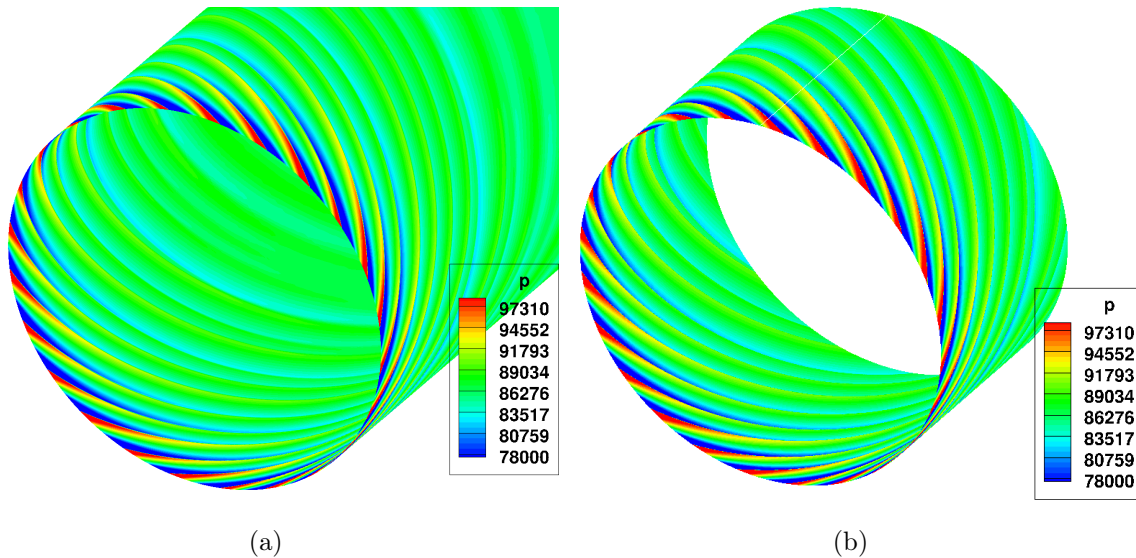


FIGURE 4.28 – Propagation d'un train d'ondes irrégulières; a) calcul Euler; b) FDNS\*

Les figures 4.29(a) et 4.29(b) comparent les ondes de choc au début et à la fin de la propagation et les spectres correspondant sont tracés dans les figures 4.29(c) et 4.29(d). Les résultats sont très similaires autant du point de vue spectral que spatial. En outre, le signal de pression sur la première rangée de cellules du maillage (à  $x = 0$ ) est très semblable au signal théorique (cf. fig. 4.29(a)). En fin de propagation, le niveau du FMR<sub>12</sub> est largement dominant et supérieur de 10 dB par rapport au BPF<sub>1</sub>. De plus, la figure 4.29(c) permet d'identifier clairement la coupure du maillage à partir du BPF<sub>4</sub> (=FMR<sub>96</sub>), où les niveaux des raies supérieures de la simulation Euler deviennent plus faibles que ceux issus de FDNS\*. L'atténuation au cours de la propagation de l'OASPL et du SPL des premiers harmoniques des BPF (BPF<sub>1</sub> à BPF<sub>4</sub>) et des FMR<sub>12</sub>, FMR<sub>36</sub>, FMR<sub>60</sub>, FMR<sub>84</sub> est tracée sur les figures 4.29(e) et 4.29(f). Les résultats montrent une très bonne similitude entre les deux approches, non seulement pour la prévision des BPF

mais également pour celle des FMR. Les réflexions numériques sont très faibles grâce à l'étirement du maillage (nombre de cellules étirées et faible taux d'accroissement des mailles) mais une oscillation importante est néanmoins présente en fin de propagation pour le BPF<sub>3</sub>. Les transferts énergétiques entre les modes au cours de la propagation sont responsables de zones d'extinction ( $x \approx 0,35$  m pour le BPF<sub>4</sub>,  $x \approx 0,28$  m pour le FMR<sub>60</sub> et  $x \approx 0,18$  m et  $0,38$  m pour le FMR<sub>84</sub>). Ces zones sont moins marquées mais néanmoins présentes pour les harmoniques d'ordre plus faible.

## 4.5 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, une méthode d'injection d'ondes de choc par une condition de couplage en utilisant une condition limite de non-réflexion a été développée et validée. Cette méthode permet de séparer les problématiques de génération des chocs par les aubes de la soufflante et de leur propagation. Elle permet de réduire grandement les domaines de calcul en se focalisant exclusivement sur le maillage acoustique de l'entrée d'air. De plus, une méthode de génération du champ conservatif (qui constitue la donnée d'entrée de la condition de non-réflexion) a été mise au point. Deux techniques peuvent être employées pour injecter des ondes de choc : soit le champ conservatif issu d'un calcul modélisant la génération des ondes (par exemple un RANS) est interpolé sur le maillage acoustique, puis injecté ; soit le champ conservatif est recréé à partir des valeurs de la pression. Cette seconde méthode permet d'injecter un signal de pression mesuré par des capteurs de pression ou bien déterminé analytiquement (ondes en N régulières, méthode de génération d'irrégularités de Pickett, de McAlpine & Fisher, méthode décrite dans ce manuscrit, etc.).

Ce chapitre s'est principalement concentré sur la validation de ces méthodes. Le champ conservatif a été recréé à partir d'un calcul RANS de la géométrie FANPAC. Puis des ondes de faible et de forte amplitude de diverses géométries ont été injectées d'abord dans un domaine de calcul plan rectangulaire, puis dans des domaines de calcul de géométrie annulaire infiniment mince. La résolution du maillage a été étudiée de façon à optimiser la répartition des mailles dans les directions axiale et angulaire en fonction des fréquences d'intérêt. Des ondes en N régulières, irrégulières ainsi qu'un profil de pression issu du calcul RANS de la configuration FANPAC ont été correctement injectés et propagés et les résultats ont été comparés à la méthode FDNS\*. Cette comparaison a permis de valider les méthodes d'injection employées ainsi que de commenter les différences mises en évidence lors des différents calculs.

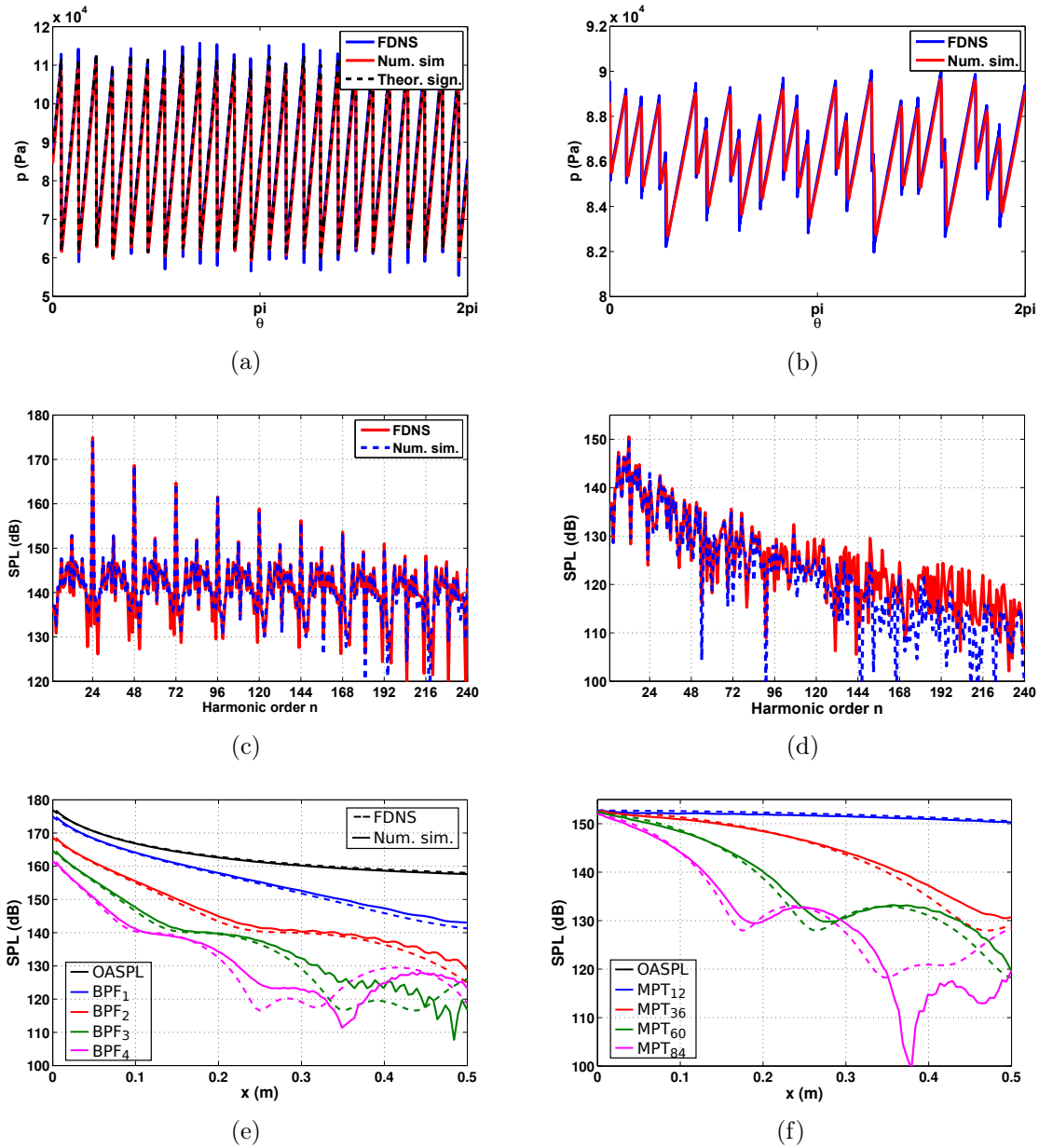


FIGURE 4.29 – Propagation d'un train d'onde irrégulier; a) signal de pression à  $x = 0$ ; b) à  $x = 0,5$  m; c) spectre de pression à  $x = 0$ ; d) à  $x = 0,5$  m; e) OASPL et SPL des trois premiers BPF; f) SPL des FMR<sub>12</sub>, FMR<sub>36</sub>, FMR<sub>60</sub>, et FMR<sub>84</sub>

# Chapitre 5

## Injection et propagation numérique 3D des ondes de choc

*Tandis que les deux premiers chapitres se sont concentrés sur la génération et la propagation analytique des ondes de choc, le chapitre 4 a traité de la propagation des chocs par des simulations numériques modélisant des domaines de calcul 2D. L'idée avancée est de différencier la génération des chocs de leur propagation afin d'étudier en détail ce deuxième phénomène. Un procédé d'injection 1D et 2D d'ondes de choc par une condition de non-réflexion a été développé et validé. Les chocs ont été injectés dans des domaines de calcul plans et annulaires infiniment minces dimensionnés par la configuration FANPAC. Dans ce dernier chapitre, les chocs sont injectés dans des domaines de calcul tridimensionnels. Les effets 3D de la propagation des chocs sont étudiés par plusieurs simulations numériques. Dans un premier temps, l'épaisseur du conduit annulaire, initialement infiniment mince, est progressivement augmentée pour mettre en évidence ces effets tridimensionnels. Dans un deuxième temps, la configuration FANPAC est simulée à partir des données RANS injectées et propagées dans le domaine CAA 3D. La même méthodologie est ensuite appliquée à la configuration MASCOT 2 pour deux régimes de rotation. Enfin, des chocs irréguliers issus de la campagne d'essais MASCOT 2 sont injectés dans le domaine de calcul 3D. Les spectres de pression issus des simulations numériques sont confrontés aux prévisions RANS direct (hors FMR) ainsi qu'aux résultats expérimentaux, afin de présenter les avantages de la simulation numérique dans la prévision du bruit d'ondes de choc de turboréacteur et d'évaluer l'apport de la méthode d'injection décrite dans ce mémoire.*

### 5.1 Influence des effets radiaux sur la propagation des ondes de choc

#### 5.1.1 Épaisseur du conduit

Au chapitre précédent, l'injection et la propagation de chocs dans des canaux annulaires infiniment minces ont été validées par la méthode FDNS (écrite en une di-

mension). À partir d'une configuration semblable (canal annulaire mince), l'épaisseur du domaine de calcul est progressivement augmentée afin d'observer les phénomènes de propagation 3D. Le domaine de calcul est réduit à un seul canal inter-aubes et des conditions de périodicité sont appliquées de part et d'autre de la tranche. Cinq maillages sont générés. Leur rayon externe est égal à  $0,96R$  (zone la plus intense du choc) et leur rayon interne varie de  $0,9R$  pour le domaine le plus fin jusqu'à  $0,57R$  pour le maillage le plus épais. La distance de propagation est de  $0,5$  m et les dimensions du maillage sont les suivantes : 800 cellules additionnées de 200 cellules déraffinées dans la direction axiale et 275 cellules dans la direction angulaire. Le nombre de cellules dans la direction radiale varie en fonction de la dimension des maillages (cf. tableau 5.1). La figure 5.2(a) présente les dimensions des maillages dont les caractéristiques sont répertoriées dans le tableau 5.1.

Maillage	$S_{0,9}$	$S_{0,86}$	$S_{0,8}$	$S_{0,67}$	$S_{0,57}$
Rayon externe / $R$	0,96	0,96	0,96	0,96	0,96
Rayon interne / $R$	0,9	0,86	0,8	0,67	0,57
Nombre de cellules dans la direction radiale	2	4	7	10	10

**TABLE 5.1** – Variation de l'épaisseur du conduit ; caractéristiques des maillages

En ce qui concerne l'injection des chocs, les signaux de pression sont issus du RANS (dans un plan situé à  $4$  cm du bord d'attaque de l'aube et où  $p_0 = 88600$  Pa,  $M_a = 0,44$  et  $T_0 = 277$  K, cf. fig. 5.1(a)). L'évolution radiale du saut de pression du RANS (cf. fig. 5.1(b)) est déterminée telle que :  $\Delta p(r) = p_{\max}(r) - p_{\min}(r)$  où  $p_{\max}(r)$  et  $p_{\min}(r)$  sont les pressions maximum et minimum à un rayon donné. Une onde en N dont l'amplitude suit cette évolution est alors créée. La figure 5.2(b) trace le  $\Delta p(r)$  du RANS normalisé par le saut de pression maximal (à  $0,96R$ ). Les aubes du rotor sont supersoniques pour  $r \geq 0,76R$ . Tandis que les maillages  $S_{0,9}$ ,  $S_{0,86}$  et  $S_{0,8}$  contiennent uniquement la partie supersonique de l'onde, les maillages  $S_{0,67}$  et  $S_{0,57}$  englobent également une partie subsonique.

La figure 5.3 présente les cinq maillages acoustiques colorés par la pression à l'instant final ( $t_f$ ). Plus l'envergure du domaine de calcul augmente, moins le choc à  $0,96R$  est atténué en fonction de la distance.

Les figures 5.4 et 5.5 comparent la propagation de l'onde en N dans les cinq conduits, à  $0,96R$ . À  $x = 0$ , les ondes sont correctement injectées (cf. fig. 5.4(a), avec  $\Delta p(0,96R) = 46,5$  kPa). En fin de propagation, ce qui correspond environ à 6 longueurs d'onde des chocs  $\Lambda_\psi$  ( $x = 0,5$  m), les ondes ont des allures différentes (cf. fig. 5.4(b)). Un déphasage apparaît, mais surtout, la forme des ondes est différente. Les ondes provenant des domaines les plus épais n'ont plus une forme d'onde en N *stricto sensu*, la pente de recompression n'est alors plus une droite et le choc est plus intense ( $\Delta p \approx 6$  kPa pour le maillage  $S_{0,57}$  contre  $\Delta p \approx 4$  kPa pour  $S_{0,9}$ ). Cet écart est également mis en évidence sur les courbes d'atténuation de l'OASPL et du SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> à  $R$  (cf. fig. 5.5). Alors que la prévision Euler pour  $S_{0,9}$  est

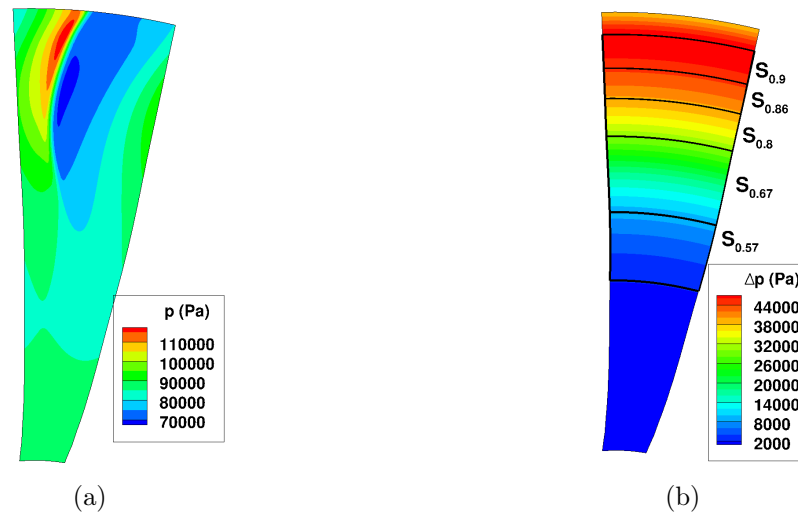


FIGURE 5.1 – a) Coupe axiale du RANS à 4 cm du bord d’attaque de l’aube ; b) variation radiale de l’amplitude du choc ( $\Delta p(r)$ ), l’information sur la position du choc est perdue

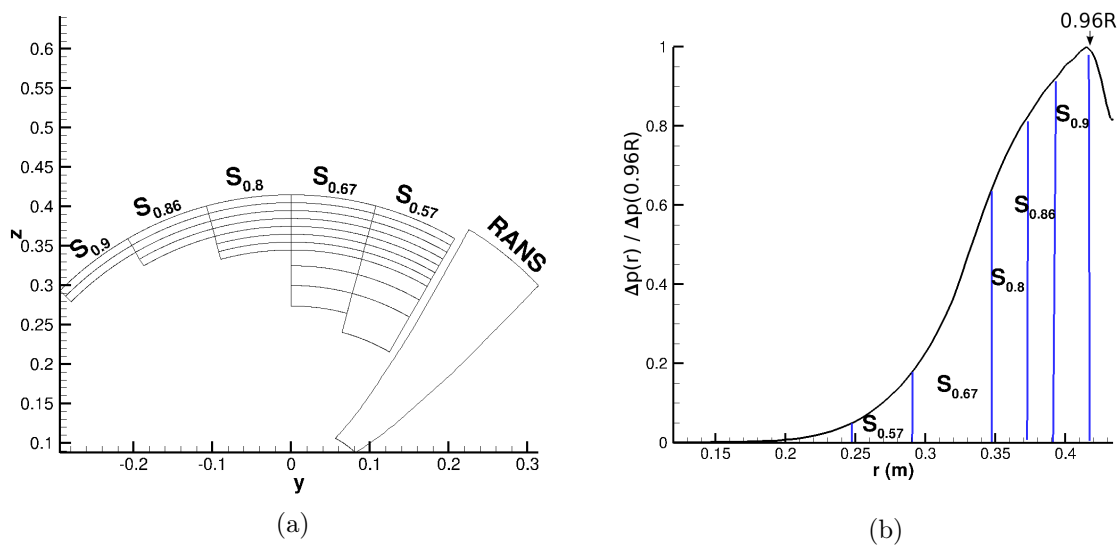


FIGURE 5.2 – a) Vue des différents maillages CAA et RANS, pour une meilleure représentation visuelle, les six maillages sont décalés et placés côte à côte ; b) coefficient de pression en fonction du rayon (amplitude des choc adimensionnée par la valeur à  $0,96R$ )

équivalente à la solution FDNS, plus l’épaisseur des tubes augmente, plus le niveau de pression final est élevé ( $\simeq 3$  dB pour l’OASPL à  $x = 0,5$  m entre  $S_{0.9}$  et  $S_{0.57}$ ). La convergence des résultats des maillages  $S_{0.67}$  et  $S_{0.57}$  indiquent que les effets 3D sont correctement pris en compte. Ces effets 3D peuvent être attribués à deux phénomènes :

- 1) l’augmentation du nombre de modes radiaux propagatifs avec l’épaisseur du



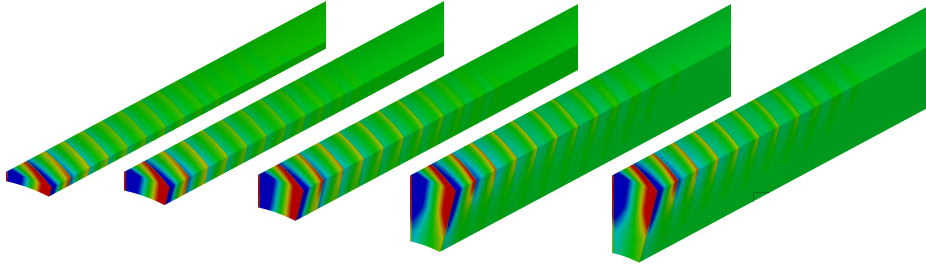


FIGURE 5.3 – Propagation d’une onde en  $N$  en fonction de l’épaisseur du conduit ; maillages colorés par la pression

conduit (cf. fig. 5.6) ;

2) la modification des effets non linéaires en fonction de l’épaisseur du conduit.

On peut constater également (cf. fig. 5.5) que les effets 3D sont plus marqués pour les basses fréquences (BPF<sub>1</sub>) que pour les harmoniques plus élevés (BPF<sub>3</sub>), pour lesquels les solutions  $S_{0.67}$  et  $S_{0.8}$  sont très proches. Cela s’explique par le fait que l’énergie des fréquences élevées est concentrée au niveau du carter (cf. fig. 5.7).

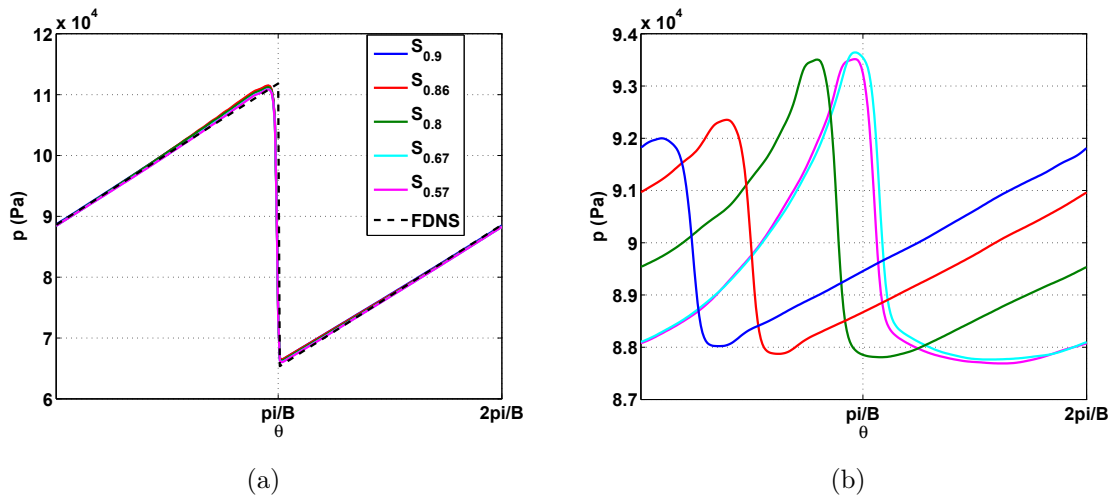


FIGURE 5.4 – Propagation d’une onde en  $N$  en fonction de l’épaisseur du conduit : signaux de pression à l’injection a) ( $x = 0$ ) et après propagation b) ( $x = 0,5 m$ )

L’effet de la coupure des modes radiaux du BPF<sub>1</sub> est mis en évidence sur la figure 5.8. Les profils radiaux du BPF<sub>1</sub> des différents maillages  $y$  sont représentés et comparés avec le profil théorique du mode radial  $\mu = 1$  (fonction de Bessel), à l’injection ( $x = 0$ , en pointillés) ainsi qu’à la fin de la propagation (à  $x = 0,5 m$ , en traits pleins). À  $x = 0$ , l’onde de choc est composée de plusieurs modes radiaux et se différencie de la courbe  $\mu = 1$ . Lors de la propagation, seul le premier mode radial est passant. À  $x = 0,5 m$ , le profil radial du BPF<sub>1</sub> dans les maillages épais ( $S_{0.57}$  et  $S_{0.67}$ ) est proche

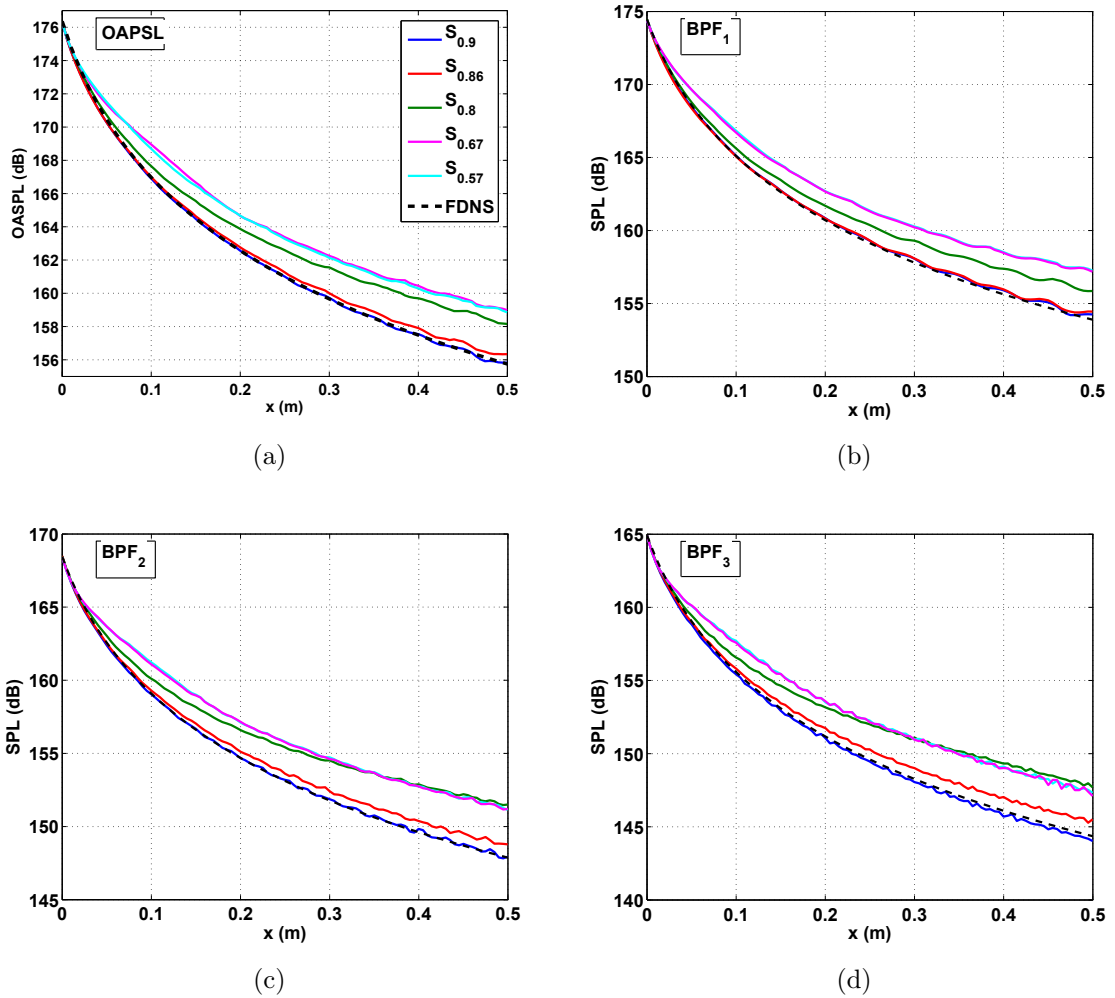


FIGURE 5.5 – Décroissance des ondes en  $N$  à la paroi en fonction de l'épaisseur du conduit : a) OASPL ; b)  $BPF_1$  ; c)  $BPF_2$  ; d)  $BPF_3$

de la solution analytique pour le mode  $\mu = 1$  (en adéquation avec la figure 5.6). Il faut cependant noter le comportement différent des domaines fins (quasi-2D), pour lesquels le niveau sonore est quasi constant sur tout le rayon. Dans ces domaines, les ondes de choc sont assimilables à des ondes planes (qui se propagent dans la direction du choc). Ce comportement se prête bien aux approximations des méthodes 2D semi-analytiques et cela explique aussi pourquoi seules les solutions quasi-2D  $S_{0.86}$  et  $S_{0.9}$  sur la figure 5.4 conservent une allure d'onde en  $N$  en fin de propagation.

### 5.1.2 Discrétisation radiale du maillage

Après que les effets 3D de la propagation des ondes de choc ont été mis en évidence, la discrétisation radiale du maillage est étudiée. Deux maillages dont les cellules sont inégalement réparties sont alors réalisés (cf. fig. 5.9(a)), le nombre de cellules ra-

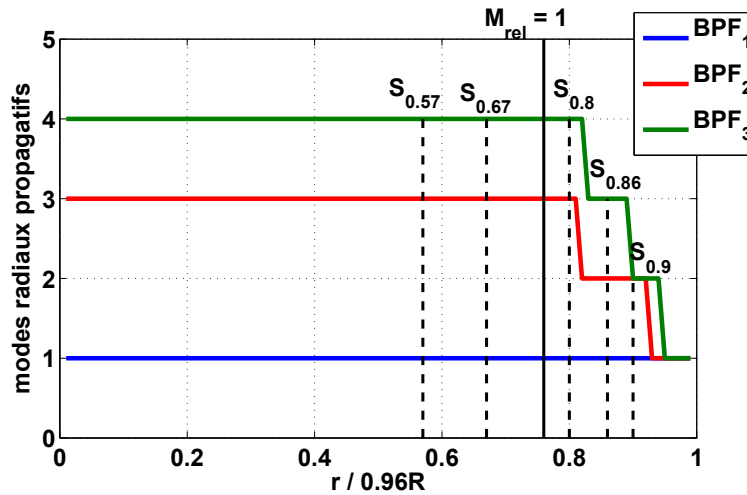
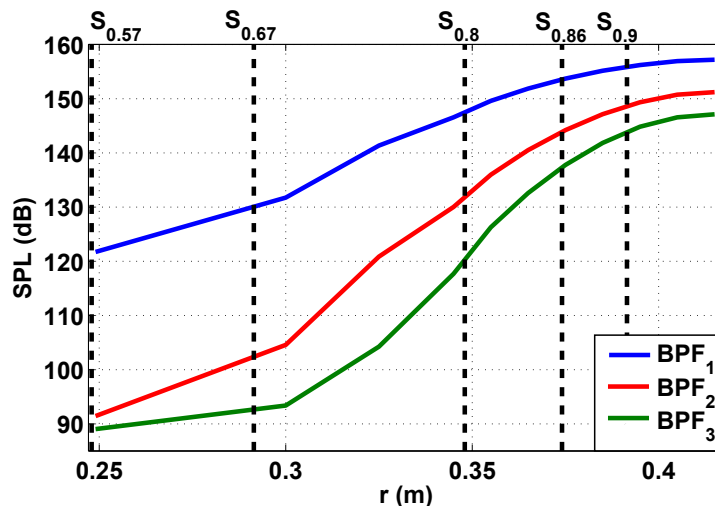


FIGURE 5.6 – Coupure des modes radiaux en fonction de l'épaisseur des conduits


 FIGURE 5.7 – Profils radiaux des niveaux relatifs au  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$  en fin de propagation ( $x = 0,5$  m) pour le maillage  $S_{0.57}$ 

diales étant identique ( $N_r = 40$ ). Tandis que le premier maillage est régulier (en bleu sur la figure 5.9(a)), les cellules du second maillage (en rouge sur la figure 5.9(d)) se concentrent principalement dans la région où le choc est le plus intense. Les rayons externe et interne valent respectivement  $0,96R$  et  $0,31R$ . Les ondes de choc injectées sont interpolées à partir du calcul RANS.

La figure 5.9(b) trace l'atténuation du niveau sonore global et du SPL des 3 premiers BPF en fonction de la distance axiale parcourue. Les figures 5.9(c) et 5.9(d) représentent le profil radial du SPL des 3 raies avant et après propagation. Les comparaisons des solutions dans les maillages régulier et raffiné en périphérie montrent que la répartition des cellules dans la direction radiale n'a pas d'influence notable sur la propagation des chocs.

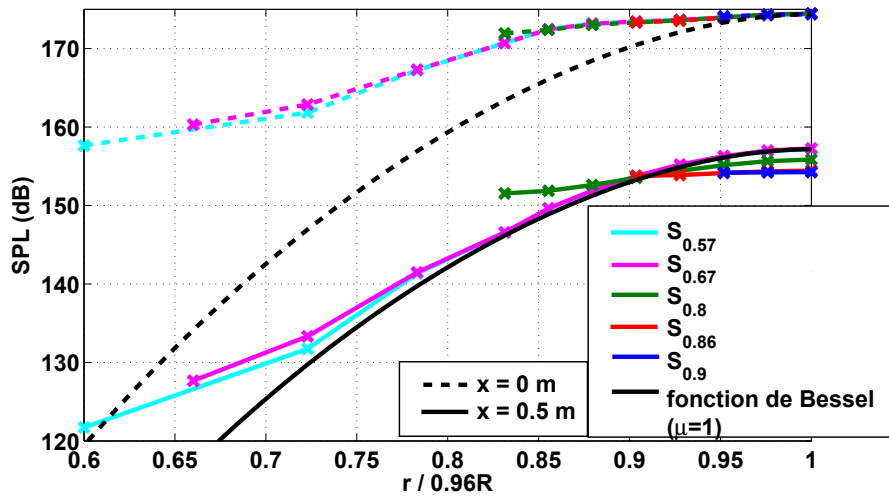


FIGURE 5.8 – Profil radial du  $BPF_1$  dans les différents maillages comparé au profil théorique du mode  $\mu = 1$  en conduit cylindrique avant (traits pointillés) et après (traits pleins) propagation

### 5.1.3 Profil radial des ondes

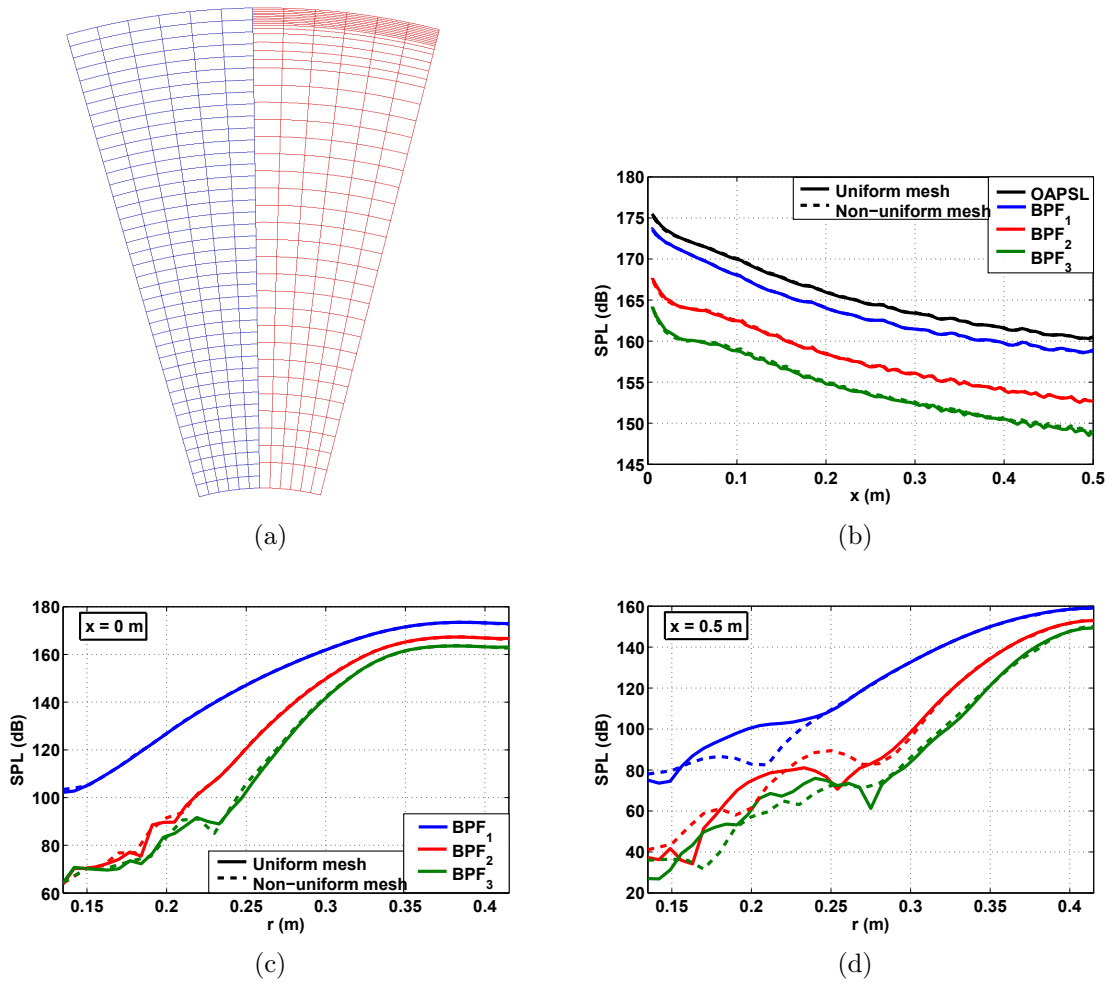
Les effets propagatifs 3D conduisant à une atténuation moins forte du niveau de pression sonore des harmoniques du BPF en fin de propagation, il est intéressant d'étudier l'influence de la forme du profil radial du choc injecté. Quelle est l'influence de ce profil sur le niveau sonore du choc au carter en fin de propagation ? Comment modéliser le profil radial de pression lorsque seules les données au carter sont disponibles (e.g. mesures en banc d'essais) ?

#### Décomposition modale du RANS

La figure 5.10 représente les profils radiaux des SPL des  $BPF_1$  (fig. 5.10(a)) et  $BPF_2$  (fig. 5.10(b)) du calcul RANS (à 0,04 m du bord d'attaque de l'aube) en noir ainsi que la décomposition modale de ces profils sur les modes radiaux  $\mu = 1, 2$  et 3. L'onde de choc en début de propagation ne peut être décrite par la somme des modes de rang faible ( $\mu = 1$  à 3) en raison de la présence des modes évanescents. La figure 5.11 compare le signal de pression du RANS (en noir) au premier mode radial, à 4 et à 32 cm du bord d'attaque de l'aube. Malgré la faible distance de propagation (32 cm), les modes évanescents sont déjà fortement atténués et le profil du SPL calculé (en noir) est très proche de la solution théorique du premier mode radial non coupé (fig. 5.11(b)).

#### Injection d'ondes aux profils radiaux différents

À partir de ces observations, trois simulations numériques dont le profil radial des chocs injectés diffère ont été réalisées (cf. fig. 5.12).



**FIGURE 5.9** – Influence de la discrétisation radiale : a) vues en coupe des deux maillages (seules quelques cellules radiales sont représentées); b) atténuation de l'OAPSL et du SPL des 3 premiers BPF; profil radial du niveau de pression avant propagation c) et après propagation d)

- 1) Le signal injecté est directement interpolé du RANS sur une surface située à 4 cm du bord d'attaque de l'aube (fig. 5.12(a)). Cette solution sera notée "Ch-int".
- 2) Le profil radial du saut de pression  $\Delta p(r)$  du RANS (à 4 cm du bord d'attaque de l'aube) est déterminé et une onde en N dont le saut de pression correspond à celui du RANS est injectée (fig. 5.12(b)). Cette solution sera notée "Nwave".
- 3) Le signal injecté est également une onde en N d'amplitude au carter égale à celle du RANS mais dont la variation du profil radial correspond à un mode  $\mu = 1$  (fig. 5.12(c)). Cette solution sera notée "Ch- $\mu = 1$ ".

La figure 5.13 compare l'évolution du niveau sonore global et de celui des 3 premiers BPF, ainsi que du saut de pression au cours de la propagation, à  $0,96R$ . Les courbes sont assez semblables et les niveaux sont très proches en fin de propagation. Cependant, une différence de niveau sonore ( $\approx 1,5$  dB) entre Ch-int et Ch- $\mu = 1$  ap-

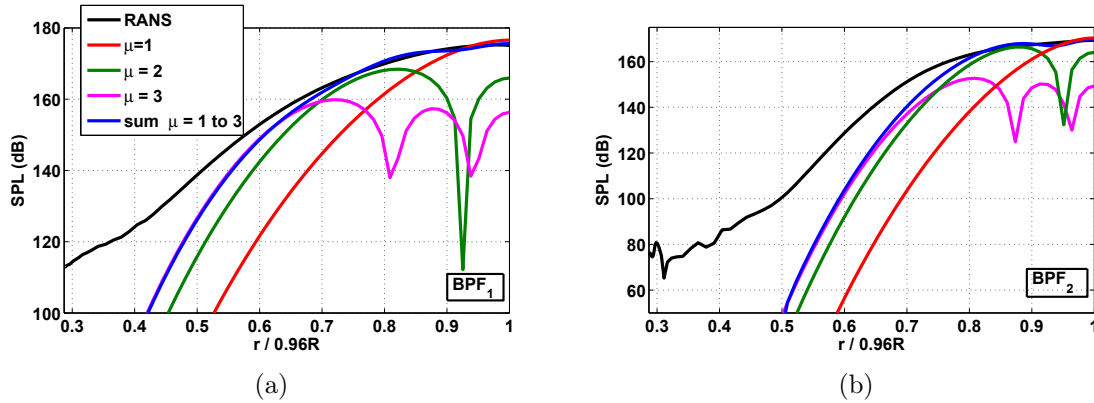


FIGURE 5.10 – Décomposition des harmoniques de pression issus du RANS suivant les 3 premiers modes radiaux : a) BPF<sub>1</sub> ; b) BPF<sub>2</sub>

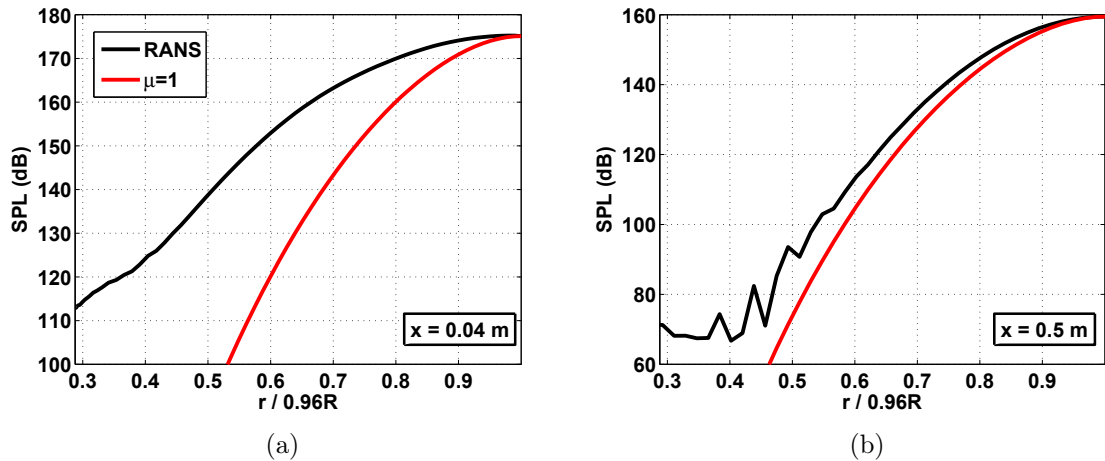


FIGURE 5.11 – Comparaison des profils SPL du calcul RANS à ceux issus d'une décomposition sur le mode radial propagatif ( $\mu = 1$ ) pour le BPF<sub>1</sub> : a) proche de la soufflante  $x = 0,04$  m ; b)  $x = 0,5$  m

paraît dans les premiers centimètres de la propagation ( $0,05 \leq x \leq 0,15$  m). Dans le cas d'un rotor parfait, ces écarts n'affectent donc pas le niveau de bruit perçu en fin de propagation. Néanmoins, dans le cas d'une propagation d'ondes irrégulières, cette différence de niveau pourrait altérer le transfert énergétique entre les BPF et les FMR et modifier le niveau des raies en fin de propagation.

La figure 5.14 représente le profil radial des 3 premiers BPF à 4 distances axiales :  $x = 0$  m,  $x = 0,12$  m,  $x = 0,25$  m,  $x = 0,37$  m et  $x = 0,5$  m. À l'injection, le niveau du BPF<sub>1</sub> des calculs "Ch-int" et "Nwave" sont semblables mais des différences apparaissent pour les BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub>. En ce qui concerne le calcul "Ch- $\mu = 1$ ", les différences sont très marquées et présentes sur tous les BPF à partir de  $0,95R$ . Néanmoins, on peut observer qu'au cours de la propagation, les profils convergent rapidement et deviennent

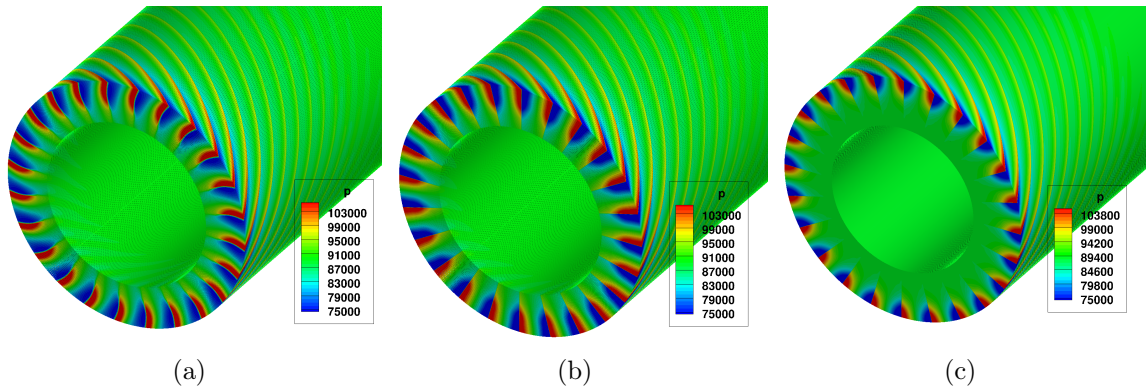


FIGURE 5.12 – Injection de profils radiaux différents : a) champ RANS interpolé ; b) ondes en  $N$  dont le profil radial de pression correspond à celui du RANS ; c) ondes en  $N$  dont le profil radial de pression correspond au mode  $\mu = 1$

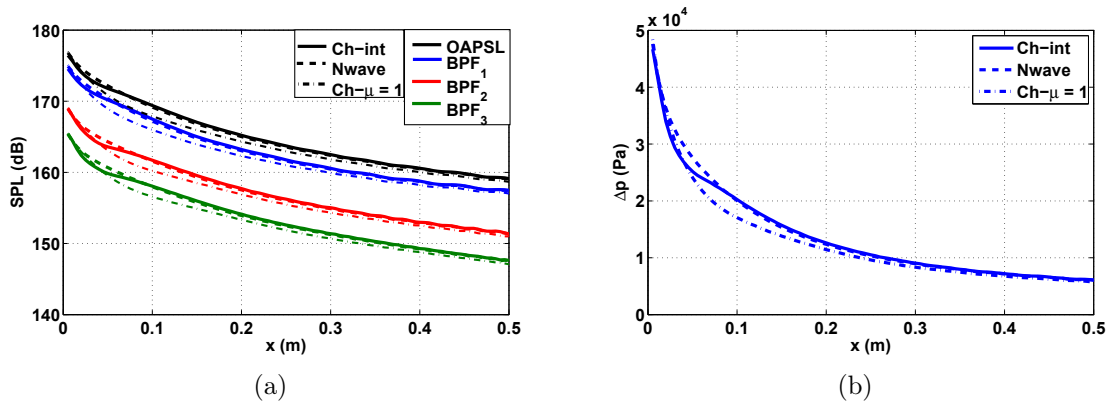


FIGURE 5.13 – Injection de profils radiaux différents : a) atténuation de l'OASPL et du SPL des 3 premiers BPF : b)

quasi-identiques à partir de  $x = 0,25$  m.

On peut donc en déduire que la propagation des ondes de chocs d'un rotor parfait peut être en partie modélisée à l'aide d'une décomposition modale sur les modes radiaux propagatifs calibrés par le niveau du saut de pression au voisinage du carter (donnée RANS).

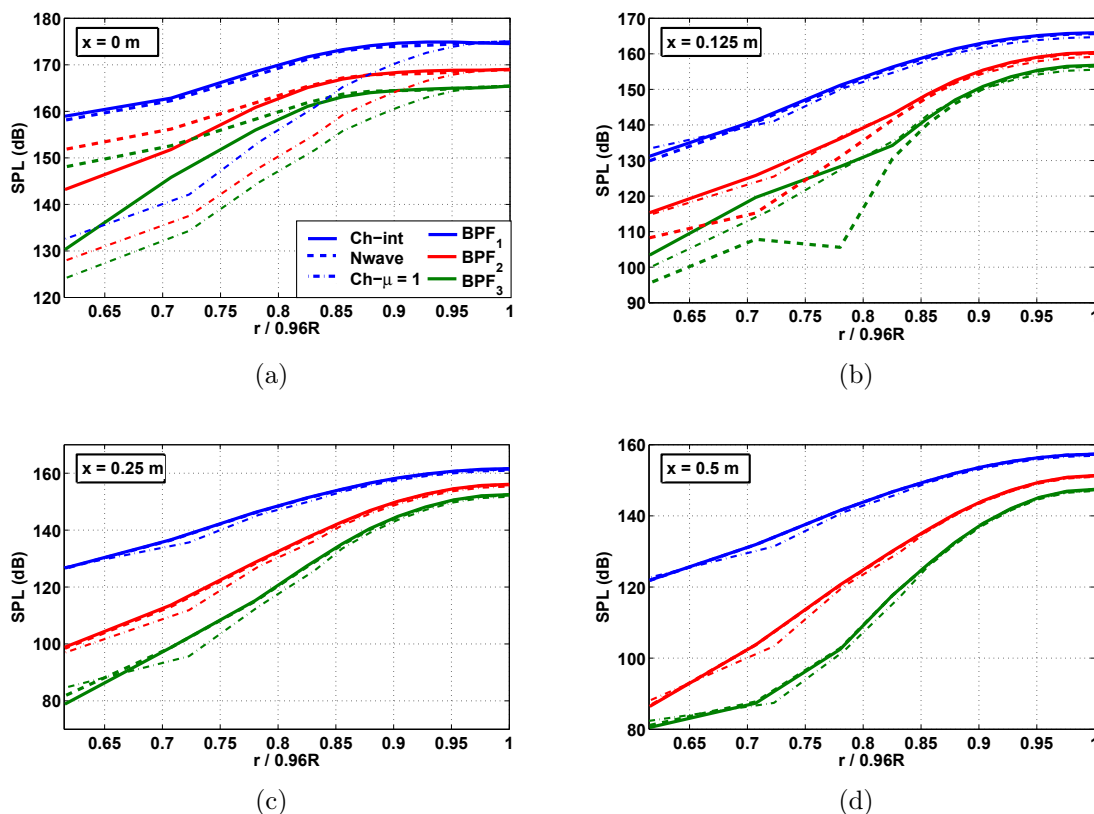


FIGURE 5.14 – Profils du niveau de pression à différents instants de la propagation : a) à l'injection ( $x = 0$  m); b)  $x = 0,125$  m; c)  $x = 0,25$  m; d) en fin de propagation ( $x = 0,5$  m)

## 5.2 Configuration 3D FANPAC avec ondes de choc identiques

Le paragraphe précédent a mis en évidence les effets 3D de la propagation des ondes de choc dans des conduits annulaires épais. Ces effets mènent à une augmentation du niveau des BPF, atteignant 3 dB sur l'OASPL en fin de propagation comparativement aux solutions quasi-2D. Dans ce paragraphe, la géométrie réelle de l'entrée d'air (carter et moyeu) de la configuration FANPAC est simulée. L'écoulement moyen ainsi que les sections dans la direction axiale ne sont donc plus constants.

### 5.2.1 Caractéristiques des simulations RANS et CAA

Un maillage acoustique est créé à partir du maillage RANS. Les ondes de choc injectées étant identiques, le domaine de calcul est restreint à un canal inter-aubes. Dans le plan d'injection, le rayon interne (c.-à-d. le rayon du moyeu) est égale à  $0,1R$ . Tout comme le maillage RANS, le rayon externe du maillage CAA est maintenant égale à  $R$  (et non plus à  $0,96R$ , cf. paragraphes précédents). Le maillage comporte



40 cellules dans la direction radiale afin de modéliser correctement le profil radial de pression. Le maillage est créé de manière à propager le BPF<sub>4</sub> avec 30 points par longueur d'ondes (cf. tableau 4.3, § 4.4, chapitre 4). Les directions angulaire et axiale comportent respectivement 120 et 1200 (dont 200 déraffinées) cellules. Deux rotations de la soufflantes sont simulées afin de converger le calcul. Le CFL vaut 0,3 (Runge-Kutta ordre 4). La durée de la simulation est de 30 heures sur 128 cœurs. Les caractéristiques des maillages RANS et CAA sont répertoriées dans le tableau 5.2.

Raie	maillage RANS		maillage CAA	
	discrétisation axiale (nb. de points par longueur d'onde)	discr. angulaire	discr. axiale (nb. de points par longueur d'onde)	discr. angulaire
BPF <sub>1</sub>	43	130	129	120
BPF <sub>2</sub>	20	65	59	60
BPF <sub>3</sub>	14	44	41	40

TABLE 5.2 – Caractéristiques des maillages RANS et CAA pour la configuration FANPAC

Les ondes de choc sont injectées à partir d'une surface d'extraction du RANS très proche du bord d'attaque de l'aube (à 0,005 m du bord d'attaque et non plus à 0,04m cf. paragraphes précédents); le saut de pression vaut alors  $\Delta p = 82$  kPa. Deux calculs sont réalisés : le champ conservatif est interpolé sur la surface d'injection ("Ch-int") ou bien reconstruit à partir du signal de pression ("Ch-rec"). La figure 5.15 montre le maillage acoustique coloré par la pression : à gauche les données du RANS sont interpolées sur le maillage acoustique, au centre et à droite les simulations Ch-int et Ch-rec sont représentées à la fin de la simulation ( $t_f$ ).

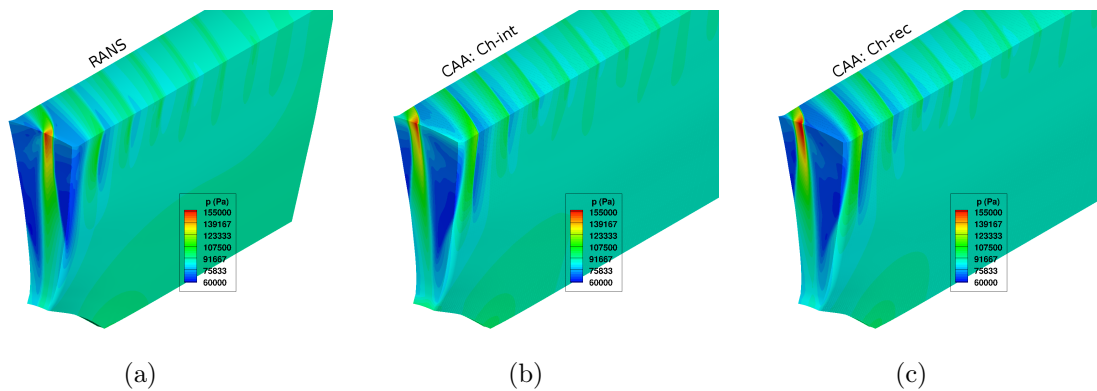
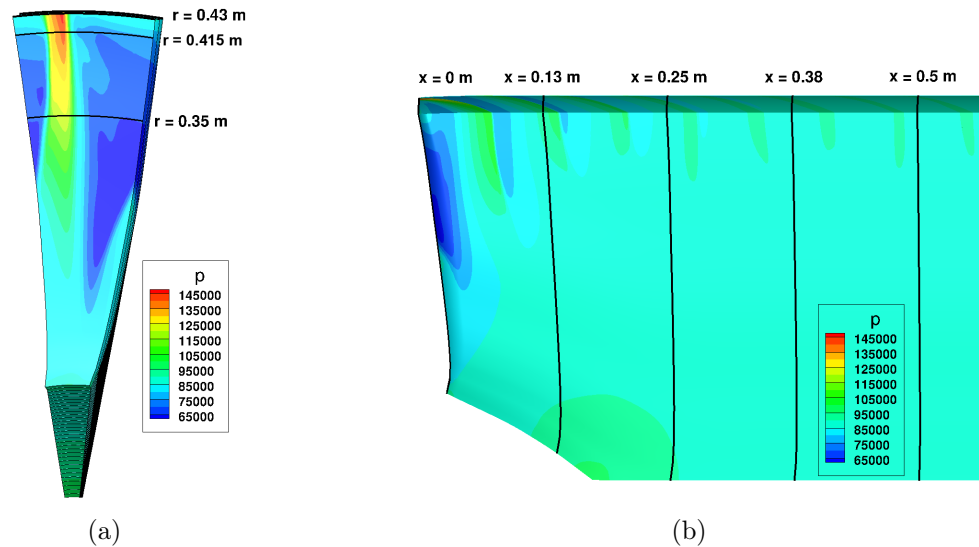


FIGURE 5.15 – Configuration FANPAC : maillages de peau colorés par la pression, a) RANS interpolé sur le maillage acoustique, b) CAA Ch-int et c) CAA Ch-rec



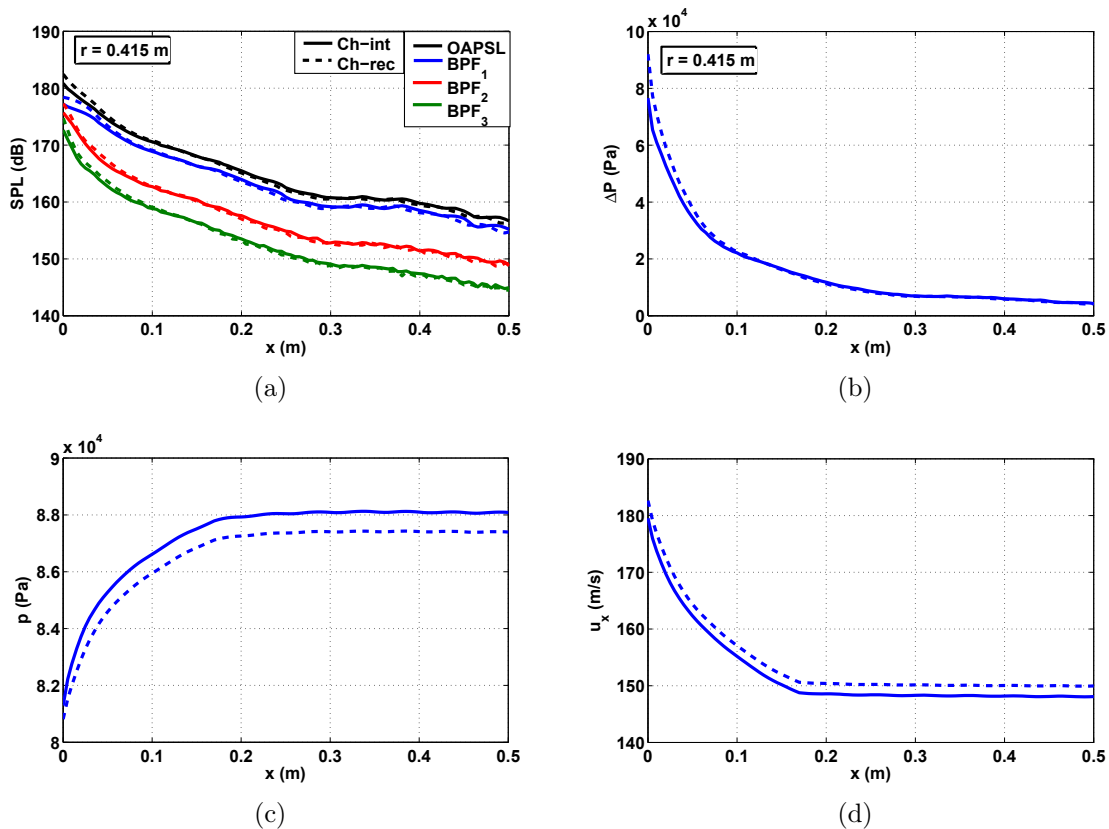
**FIGURE 5.16** – Vues de face a) et de profil b) du maillage CAA (Ch-int) coloré par la pression et positions d'extraction des données

### 5.2.2 Comparaison des calculs Ch-int vs Ch-rec

La figure 5.17 représente la décroissance des BPF, du saut de pression à  $r = 0,415$  m et l'évolution de la pression statique et de la vitesse axiale moyennes au cours de la propagation. Malgré de légères différences à l'injection entre les deux méthodes ( $\approx 1,5$  dB de différence pour l'OASPL à  $x = 0$ ) les courbes sont très proches. Les profils de pression et de vitesse moyennes sont également très semblables. Le profil radial des trois premiers BPF est tracé à plusieurs distances de propagation sur la figure 5.18. La convergence des résultats est également bonne.

### 5.2.3 Comparaison Ch-int vs RANS

La simulation Ch-int est comparée au calcul RANS direct (interpolé sur le maillage acoustique afin de faciliter les analyses). La figure 5.19 trace l'atténuation du SPL des trois premiers BPF à différents rayons :  $r = R = 0,43$  m (à la paroi),  $r = 0,415$  m (où l'intensité du choc du RANS est la plus forte) et  $r = 0,35$  m. Les chocs apparaissent lorsque  $M_{rel} \geq 1$ , soit pour  $r \geq 0,29$  m ( $0,68R$ ). L'évolution du saut de pression du choc et de la pression moyenne est tracée sur la figure 5.20. Les profils radiaux de pression sont tracés sur la figure 5.21 pour différentes distances de propagation ( $x = 0$  m,  $x = 0,124$  m,  $x = 0,248$  m et  $x = 0,373$  m). À cause de la grande dynamique, un agrandissement des figures au niveau du carter est représenté sur la figure 5.22. La similitude des résultats des figures 5.21(a) et 5.22(a) atteste de la bonne injection des chocs. La hauteur de la couche limite est estimée à partir du RANS à 0,01 cm pour  $x=0,5$  m (couche limite discrétisée par 40 cellules dans le maillage RANS). Cette hauteur évolue en fonction de la distance avec le rotor, cependant les fortes variations de vitesse engendrées par le choc empêchent de la déterminer à proximité



**FIGURE 5.17** – Comparaison des calculs CAA Ch-int et Ch-rec à  $r = 0,415$  m : a) OAPSL et SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub>; b) saut de pression; c) pression moyenne; d) vitesse axiale moyenne

de la soufflante. L'influence de cette couche limite sur le niveau de pression sonore à la paroi est observable sur la figure 5.22. En effet, une brusque diminution du SPL apparaît à  $r > 0,415$  m.

Tandis que le plan  $r = 0,43$  m (au carter) se situe dans la couche limite, le plan  $r = 0,415$  m se trouve juste en dehors. L'atténuation du SPL à la paroi causée par la couche limite explique la surestimation à  $r = 0,43$  m du calcul CAA par rapport au RANS (cf. fig. 5.19(a)). À  $r = 0,415$  m, en dehors de la couche limite, malgré une atténuation du BPF<sub>1</sub> et de l'OAPSL très semblable dans les calculs RANS et CAA (cf. fig. 5.19(b)), le comportement des BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> est différent. L'atténuation du SPL de ces deux harmoniques par les deux calculs est identique durant les premiers instants de la propagation ( $0 \leq x \leq 0,13$  m) mais alors que leurs niveaux continuent de décroître dans le calcul CAA, ceux du calcul RANS atteignent un plateau ( $0,13 \leq x \leq 0,42$  m). La convergence des résultats RANS et CAA n'est retrouvée qu'en deçà de  $r = 0,35$  m (cf. fig. 5.19(c)). Au-delà de  $x = 0,42$  m, la très forte atténuation des niveaux du RANS à tous les rayons et pour toutes les raies est due à l'étirement du maillage (zone tampon).

Plusieurs facteurs peuvent être à l'origine des différences trouvées sur la figure

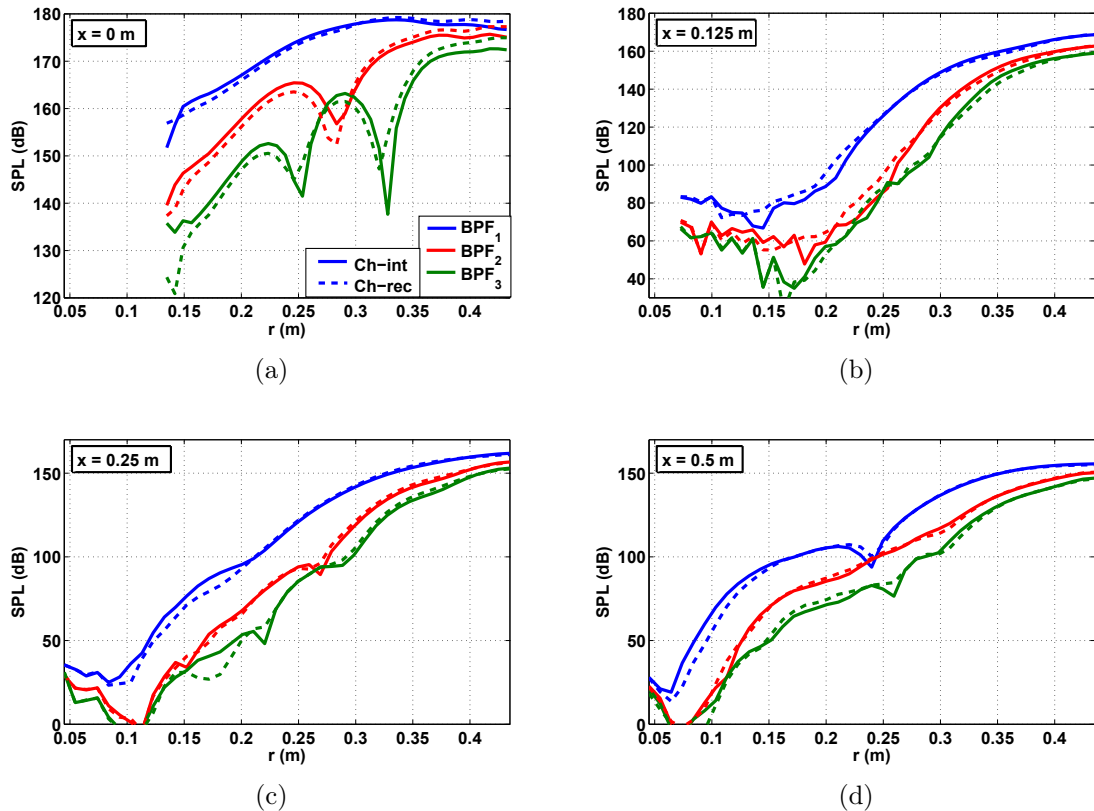


FIGURE 5.18 – Profils radiaux de pression issus des calculs CAA *Ch-int* et *Ch-rec* : SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$  à  $x = 0$  m a), à  $x = 0,125$  m b), à  $x = 0,25$  m c) et à  $x = 0,5$  m d)

5.19(b) ( $r = 0,415$  m) entre les deux calculs.

- Une réflexion numérique pourrait apparaître dans le calcul RANS à cause du très fort étirement du maillage (taux d'étirement égal à 1,2). Cependant cette réflexion n'est vue ni aux autres rayons, ni sur le BPF<sub>1</sub> (à  $r = 0,415$  m).
- Un effet lié à la discrétisation du maillage RANS (20 points par  $\Lambda_x$  pour le BPF<sub>2</sub> et seulement 14 pour le BPF<sub>3</sub>) pourrait également entraîner de la dispersion numérique (les effets dissipatifs semblent contraires à ceux observés). Cependant à  $r = 0,35$  m, les trois BPF sont très bien propagés. Il est d'ailleurs très étonnant que les résultats du BPF<sub>3</sub> soient si semblables avec des longueurs d'onde si peu discrétisées (14 cellules dans la direction axiale).
- Une dernière explication peut être liée à une réflexion des ondes de choc au niveau de la couche limite, phénomène non modélisé dans les calculs CAA. Cet effet influencerait sur le comportement des ondes à partir de  $r = 0,35$  m, soit sur près de 20% de la hauteur du carter (ce qui semble tout de même très important). Ces phénomènes sont mis en perspective avec la comparaison des simulations numériques de la configuration MASCOT 2 (§ 5.3) et seront analysés en détails dans la conclusion du chapitre.

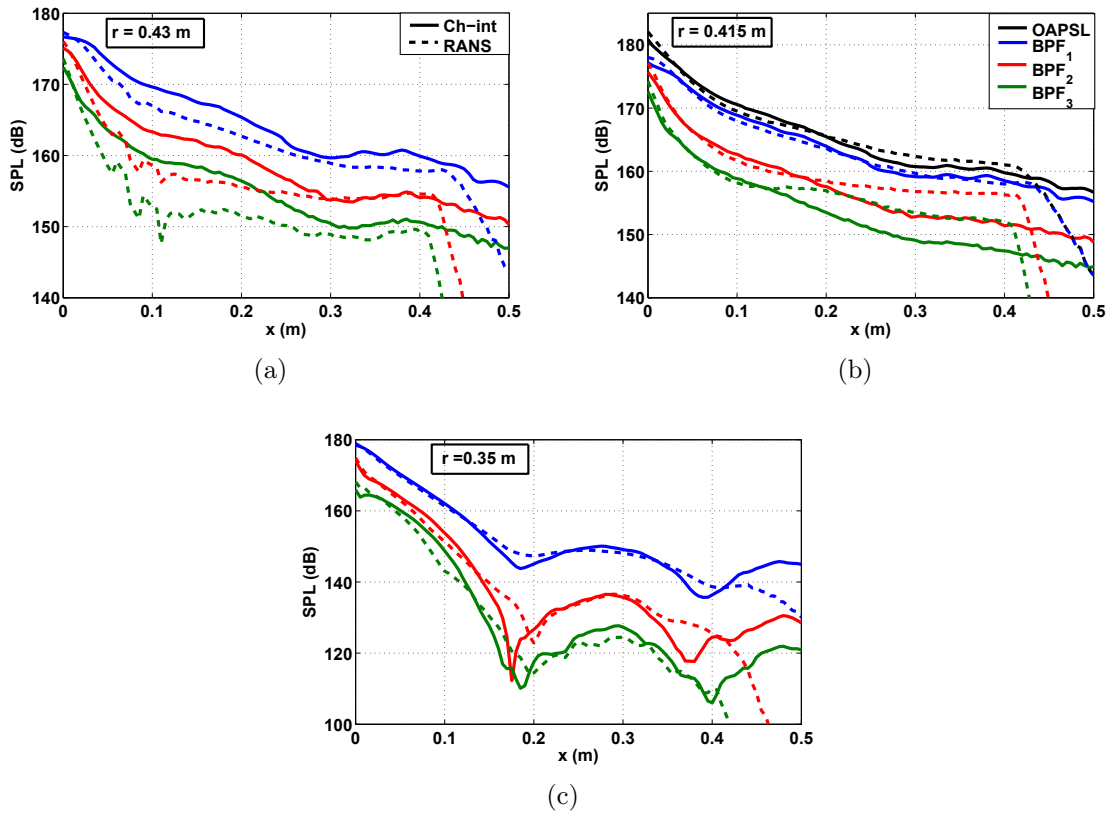


FIGURE 5.19 – Propagation de chocs réguliers dans la nacelle : comparaison des niveaux RANS vs CAA Ch-int, au carter c.-à-d.  $r = 0,43$  m a), à  $r = 0,415$  m b) et à  $r = 0,35$  m c)

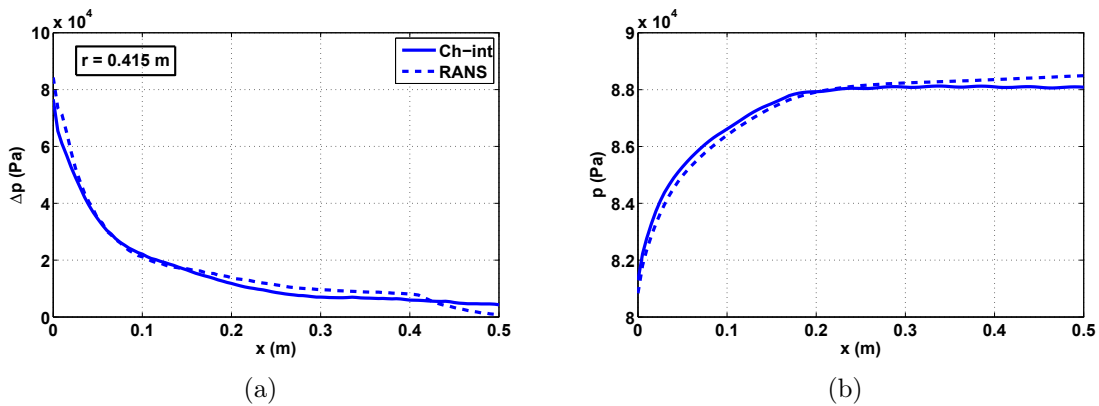


FIGURE 5.20 – Propagation de chocs réguliers dans la nacelle à  $r = 0,415$  m ; comparaison des calculs RANS vs CAA Ch-int : a) saut de pression ; b) pression moyenne

Enfin, les profils radiaux de la vitesse axiale sont tracés sur la figure 5.23 (les données RANS étant interpolées sur le maillage acoustique). L'écoulement moyen du RANS est

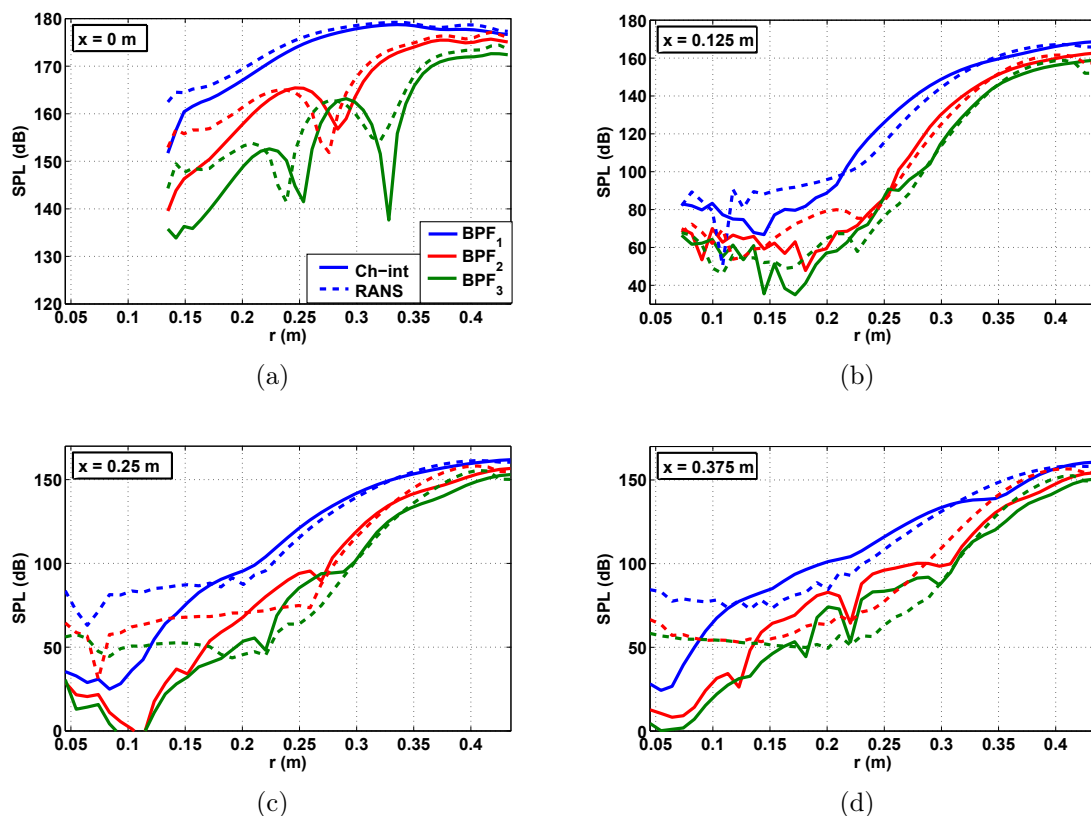


FIGURE 5.21 – Profils radiaux de pression au cours de la propagation ; comparaison RANS vs CAA Ch-int, à  $x = 0$  m a), à  $x = 0,125$  m b), à  $x = 0,25$  m c) et à  $x = 0,5$  m d)

très bien modélisé par le calcul Euler, mais un pic de vitesse axiale à la limite de la couche limite apparaît dans le RANS (cf. fig. 5.23(d)). Ce comportement inattendu est néanmoins très faible ( $<1$  m/s).

#### 5.2.4 Propagation bi et tridimensionnelle

Une dernière comparaison peut être effectuée afin d'apprécier les effets 3D de la géométrie réelle capturés par la simulation numérique CAA. La figure 5.24(b) compare la méthode FDNS (cf. fig. 5.24(a)) à la simulation numérique Ch-int à  $r = 0,415$  m. Les courbes de décroissance ont des allures différentes conduisant à un écart de 3,4 dB sur l'OASPL en fin de propagation. Ce résultat confirme ceux du paragraphe 5.1.1.

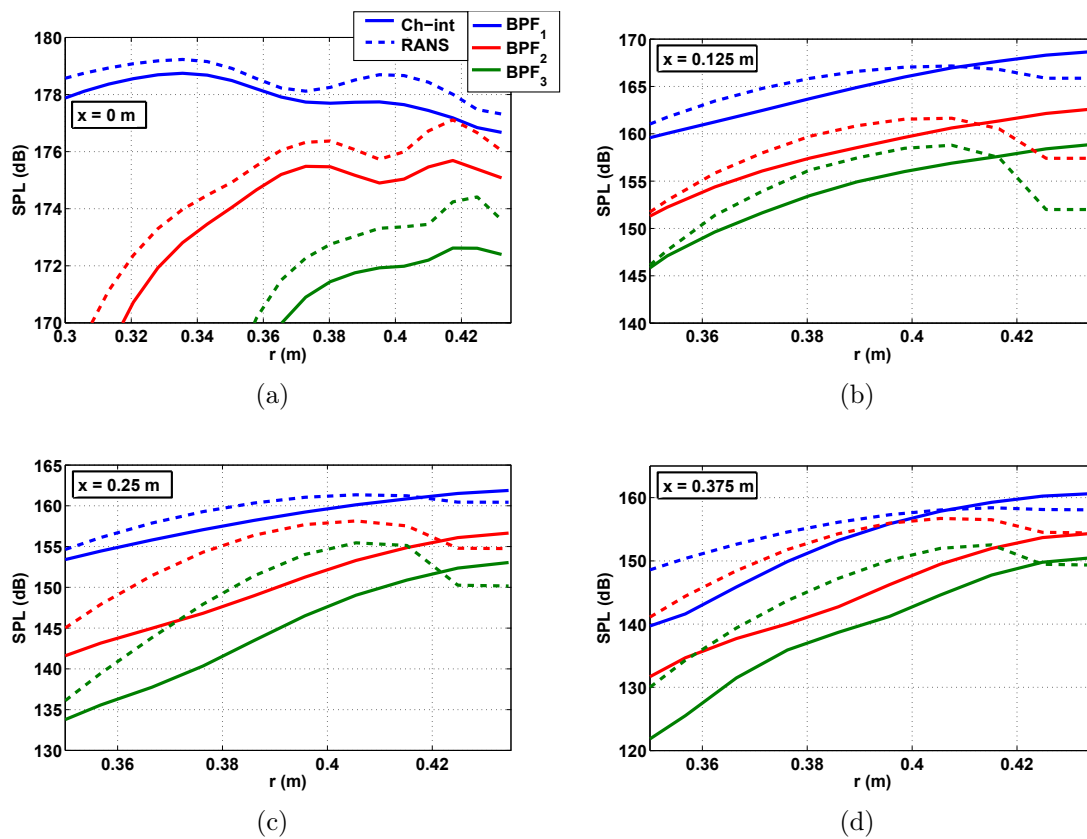


FIGURE 5.22 – Profils radiaux de pression au cours de la propagation (zoom au niveau du carter) : comparaison RANS vs CAA Ch-int, à  $x = 0$  m a), à  $x = 0,125$  m b), à  $x = 0,25$  m c) et à  $x = 0,5$  m d)

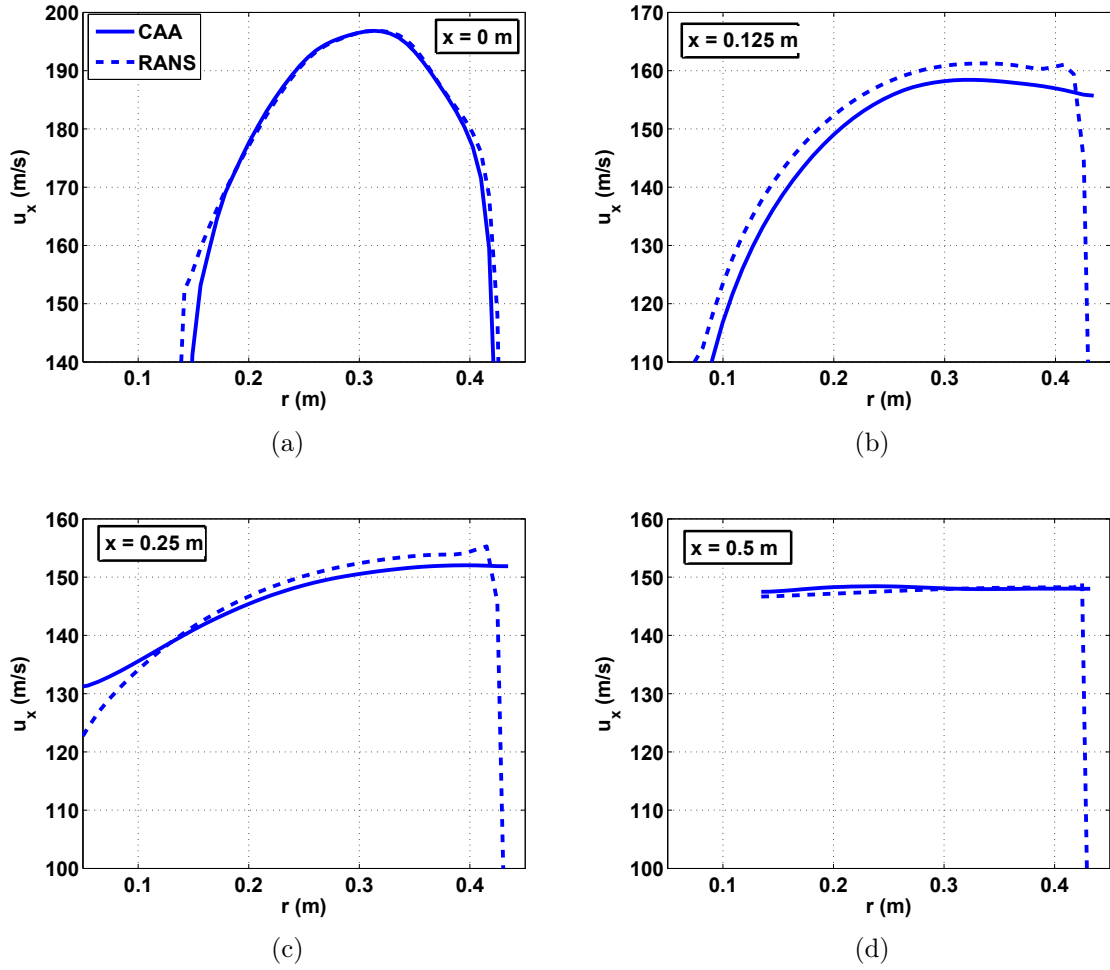


FIGURE 5.23 – Profils radiaux de la vitesse moyenne axiale : comparaison des calculs RANS et CAA *Ch-int*; a)  $x = 0$  m; b)  $x = 0,125$  m; c)  $x = 0,25$  m; d)  $x = 0,5$  m



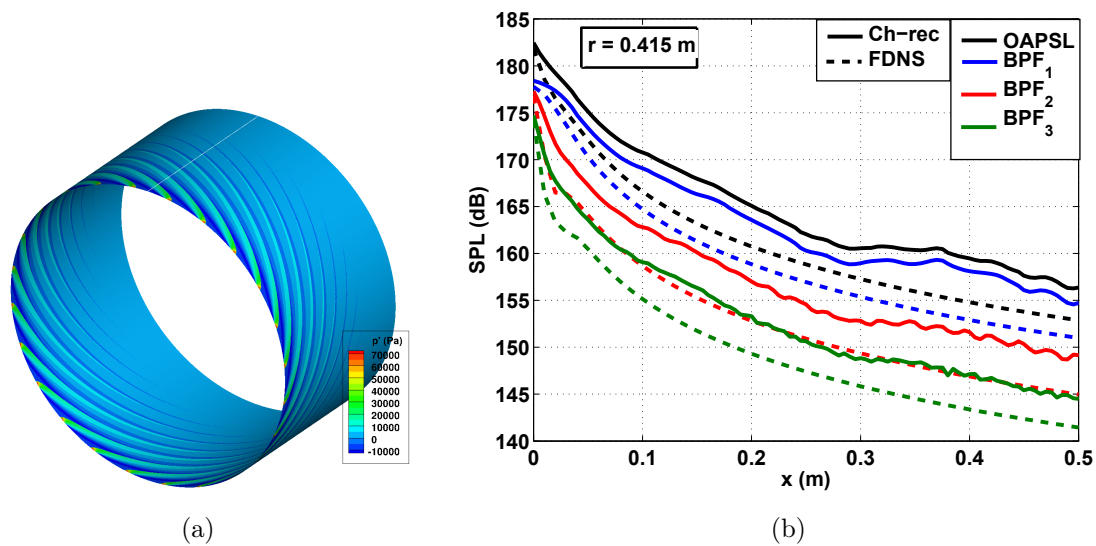


FIGURE 5.24 – Comparaison du calcul CAA Ch-int à la méthode FDNS 2D; a) solution FDNS, maillage de peau coloré par la pression; b) décroissance de l'OASPL et du SPL des 3 premiers BPF

## 5.3 Configuration MASCOT 2 avec ondes de choc identiques

La méthode d'injection d'ondes de choc est appliquée à la configuration MASCOT 2. Deux calculs RANS de cette configuration en rotor parfait ont été réalisés par Snecma à deux régimes de rotation du moteur. Ces deux régimes (0,875 et 0,925  $Nn$ ) correspondent à ceux étudiés dans le chapitre 3.

### 5.3.1 Caractéristiques des simulations RANS et CAA

Un maillage acoustique est généré à partir du maillage RANS. Le signal injecté est extrait des calculs RANS sur un plan axial situé à 0,266 m du rotor. Cette distance correspond à l'emplacement de la première série de capteurs de pression utilisés lors des essais (proche de la soufflante, plan  $p2$ , cf. fig. 3.1(b)). Le signal est propagé sur une distance équivalente à celle séparant les plans  $p2$  et  $p3$  (capteurs proches de l'entrée d'air), soit 1,42 m. La distance de propagation ainsi que le rayon du rotor ( $r = 0,89$  m) sont plus du double de la configuration FANPAC.

Le calcul RANS est paramétré de la façon suivante : les intégrations spatiales et temporelles sont effectuées par un schéma de Roe (ordre 2) et par un schéma Euler décentré aval. Le modèle de turbulence est un modèle  $k - \omega$  avec une correction SST. Les valeurs aérodynamiques  $p_0$ ,  $T_0$  ainsi que l'orientation des vecteurs des vitesses sont imposées en entrée d'air. Un équilibre radial est prescrit au niveau du conduit primaire et une condition de non-réflexion est imposée dans le canal secondaire. En ce qui concerne les calculs CAA, le schéma spatial est identique à celui des calculs précédents (schéma de Roe avec un limiteur de Van Albada) mais un schéma temporel implicite de Gear avec cinq sous-itérations de type LU et une relaxation scalaire (permettant de perdre 3 ordres de grandeurs sur le résidu) est appliqué de manière à augmenter le pas de temps (par rapport au schéma explicite utilisé précédemment).

Le domaine de propagation du calcul RANS (dont la taille des cellules est constante) s'étend sur 2,5 m dans la direction axiale. Le maillage comporte 608 cellules dans cette direction, dont les 10 dernières sont étirées afin d'éviter d'éventuelles réflexions numériques. La direction radiale est constituée de 120 cellules. Concernant le maillage CAA, 3480 cellules sont réparties suivant la direction axiale, 200 cellules étirées (taux de 1,03) sont ajoutées en fin de domaine (proche de l'entrée d'air). Les directions angulaire et radiale sont discrétisées par 90 et 40 cellules. Les caractéristiques des maillages RANS et CAA sont répertoriées dans les tableaux 5.3 et 5.4. Six rotations du la soufflantes sont simulées afin de converger le calcul en 45 h sur 120 cœurs.

Raie	Régime 0,875 $Nn$		Régime 0,925 $Nn$	
	discrétisation axiale (nb. de points par longueur d'onde)	discr. angulaire	discr. axiale (nb. de points par longueur d'onde)	discr. angulaire
BPF <sub>1</sub>	61	80	38	80
BPF <sub>2</sub>	27	40	18	40
BPF <sub>3</sub>	17	27	12	27

**TABLE 5.3** – *Caractéristiques du maillage RANS pour la configuration MASCOT 2*

Raie	Régime 0,875 $Nn$		Régime 0,925 $Nn$	
	discrétisation axiale (nb. de points par longueur d'onde)	discr. angulaire	discr. axiale (nb. de points par longueur d'onde)	discr. angulaire
BPF <sub>1</sub>	662	90	414	90
BPF <sub>2</sub>	290	45	200	45
BPF <sub>3</sub>	186	30	131	30

**TABLE 5.4** – *Caractéristiques du maillage CAA pour la configuration MASCOT 2*

### 5.3.2 Régime 0,875 $Nn$

Un premier régime de rotation  $N = 0,875Nn$  est étudié (cf. fig. 5.25). Le champ conservatif ainsi que la pression injectés proviennent du calcul RANS au plan  $p2$  et constituent les données d'entrée de deux simulations CAA. Les variables conservatives injectées dans le calcul CAA sont soit directement interpolées à partir du RANS (Ch-int), soit reconstruites à partir du signal de pression du RANS (également interpolé) (Ch-rec). La figure 5.26 présente les maillages RANS et CAA colorés par la pression en fin de calcul ( $t_f$ ).

Les analyses sont effectuées sur plusieurs coupes repérées sur la figure 5.27. Les extractions proviennent de trois rayons : au carter, c'est-à-dire à  $r = 0,89$  m ; à  $r = 0,85$  m, soit juste en dessous de la couche limite (d'une hauteur de 4,5 cm au plan  $p3$ , discrétisée par 37 cellules dans le maillage RANS) et où l'amplitude du choc est maximale ; et à  $r = 0,78$  m. Les chocs se forment lorsque  $M_{rel} \geq 1$ , soit à  $r \geq 0,76$  m. Quatre coupes axiales sont également analysées : à l'injection (plan  $p2$ , à  $x = 0$  m), au cours de la propagation à  $x = 0,35$  et  $0,7$  m et en fin de propagation à  $x = 0,7$  m (soit à 2 cm du plan  $p3$ ). Afin de faciliter les comparaisons, le champ conservatif ainsi que la pression du calcul RANS sont interpolés sur le maillage CAA.

Le champ conservatif reconstruit (en rouge sur les figures 5.28 et 5.29) à partir de la fluctuation de pression du RANS, sont très proches des valeurs interpolées (en bleu dans les figures 5.28 et 5.29) et ce, pour les deux rayons analysés. Cela est notamment dû à la bonne estimation de l'angle de choc  $\psi$ . En effet, les signaux de pression sont extraits dans la zone de coalescence, contrairement à la configuration FANPAC (§ 4.2.3), où les signatures des chocs provenaient de la région de précoalescence. L'atténuation de

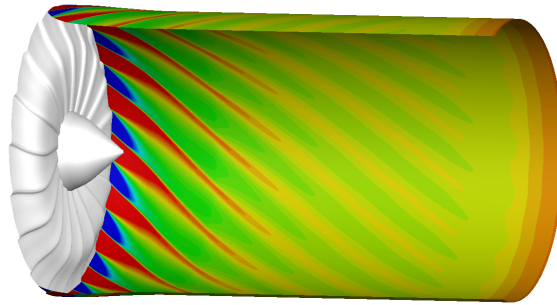


FIGURE 5.25 – Maillage de peau du calcul RANS (régime  $0,875 Nn$ ) dupliqué  $B$  fois coloré par la pression

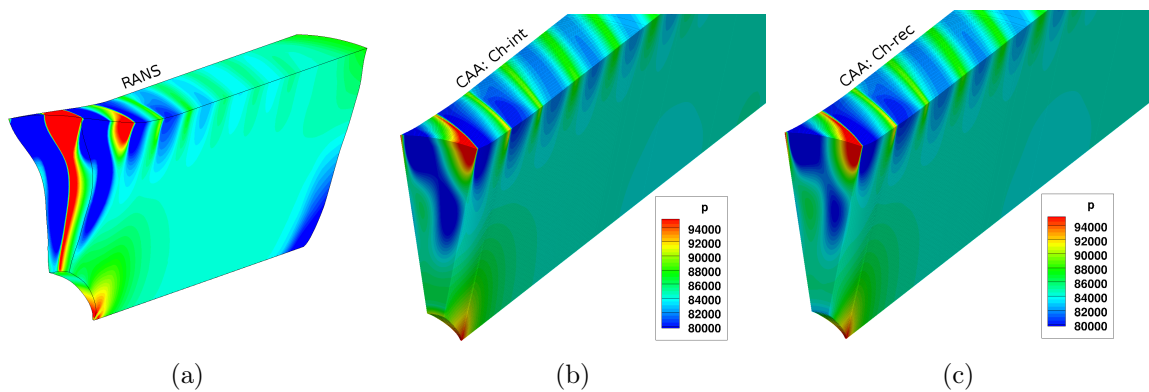
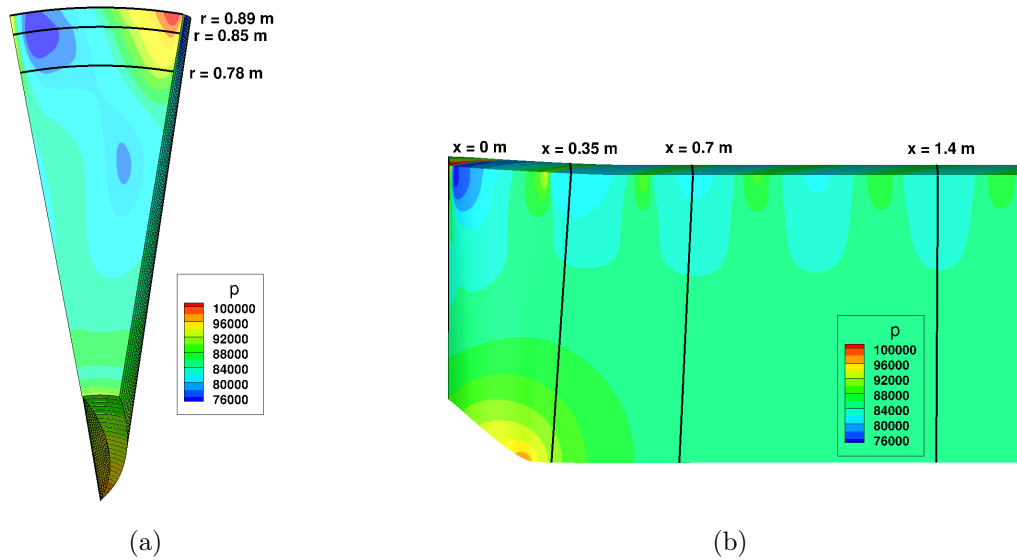


FIGURE 5.26 – Maillages colorés par la pression (régime  $0,875 Nn$ ); a) RANS; b) CAA Ch-int; c) CAA Ch-rec

l'OAPSL ainsi que le SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$  à  $r = 0,85$  m sont tracés sur la figure 5.30(a). L'évolution du saut de pression  $\Delta p$  et des pression et vitesse axiale (moyennée angulairement) est représentée respectivement sur les figures 5.30(b), 5.30(c) et 5.30(d). Les résultats CAA Ch-int et Ch-rec sont quasi égaux et les courbes sont confondues. La décroissance des BPF est correctement modélisée jusqu'à une distance égale à  $x = 0,5$  m. Au-delà, les résultats s'écartent et, à l'inverse de la configuration FANPAC, les niveaux du calcul CAA atteignent un plateau tandis que ceux du RANS continuent de décroître. De plus, ces écarts sont très grands ( $\simeq 10$  dB sur l'OASPL, cf. fig. 5.30(a)). Cette tendance est la même sur les évolutions respectives du saut de pression RANS et CAA sur la figure 5.30(b). L'évolution de la pression moyenne des différents calculs est en revanche très semblable (cf. fig. 5.30(c)). Un écart de 4 m/s sur la vitesse axiale moyenne apparaît entre les calculs CAA et RANS (cf. fig. 5.30(d)); cependant la grande similitude des profils de vitesse à l'injection ainsi qu'en fin de



**FIGURE 5.27** – Vues de face a) et de profil b) du maillage CAA (Ch-int) coloré par la pression et positions d'extraction des données (régime 0,875 Nn)

propagation (cf. fig. 5.31) démontrent que l'écoulement moyen est très bien modélisé par les calculs CAA. Les écarts sur la figure 5.30(d) sont dus au gradient de vitesse de la couche limite non pris en compte dans le calcul CAA Euler de la vitesse axiale moyenne.

L'OASPL et les SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> des deux autres rayons sont tracés sur la figure 5.32. Les résultats RANS et CAA Ch-int pour  $x \geq 0,5$  m diffèrent également, avec des écarts d'environ 10 dB en fin de propagation. À partir de  $x = 0,6$  m la pente de décroissance des SPL du RANS s'accroît. Les signaux temporels des chocs sont tracés sur la figure 5.33. À l'injection, les calculs RANS et CAA sont très proches. Une légère différence dans la pression moyenne du choc est néanmoins visible sur le signal de pression au niveau du carter, due à la présence de la couche limite (courbes en bleu sur la figure 5.33). Cette disparité qui persiste tout au long de la propagation est due au fait que l'on injecte le champ conservatif extrait du calcul RANS très près de la paroi (où la vitesse moyenne est presque nulle), dans un calcul Euler. Lorsque le champ injecté est reconstruit à partir de la perturbation de pression (calcul Ch-rec), aucune différence n'est alors visible. De plus un déphasage s'opère. À la fin de la propagation, ce qui correspond à une distance d'environ 10 longueurs d'onde du choc ( $\Lambda_\psi$ ), le déphasage est à peu près égal à  $\pi/B$ . En tenant compte de la grande distance de propagation, ce déphasage peut s'expliquer par la légère survitesse des chocs du RANS par rapport au calcul CAA (cf. fig. 5.31). La forme atypique des ondes (qui n'ont plus une forme en N) analysée au paragraphe 5.1.1 se retrouve également dans les deux simulations. Cependant le front du choc est plus marqué dans le calcul CAA et les ondes sont nettement moins amorties.

Les profils radiaux de pression sont tracés sur la figure 5.34. La correspondance des résultats de la figure 5.34(a) atteste de la bonne injection des ondes. Au fur et à mesure

### 5.3 Configuration MASCOT 2 avec ondes de choc identiques

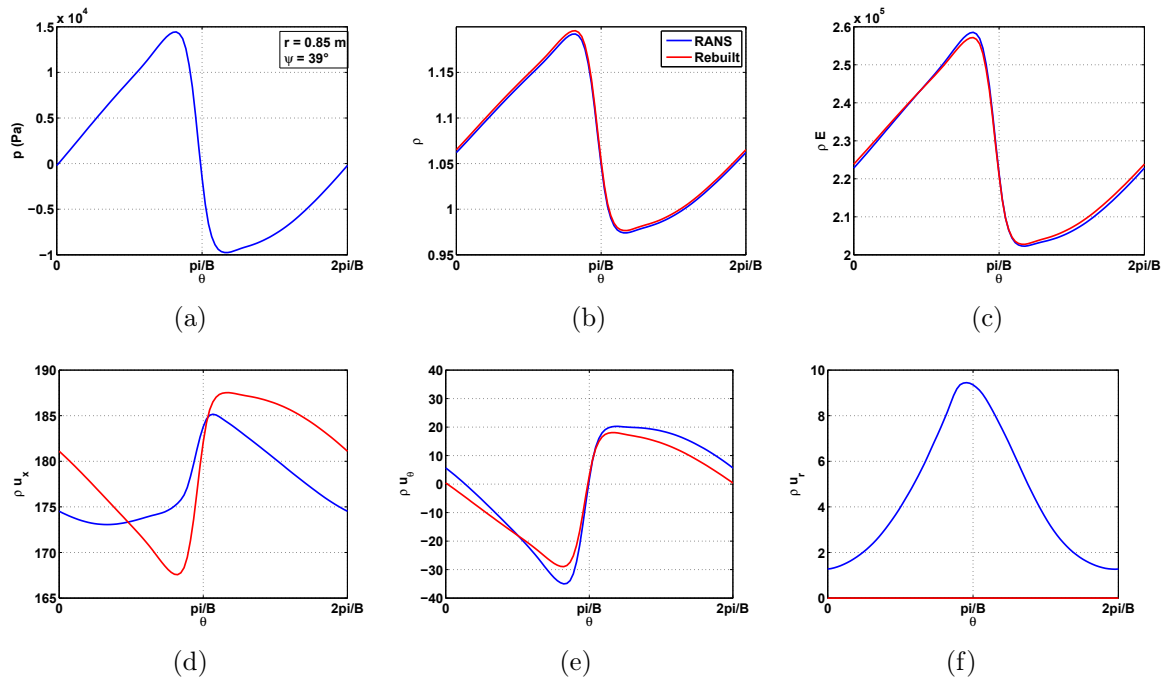


FIGURE 5.28 – Signaux de pression et des variables conservatives extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0,85$  m

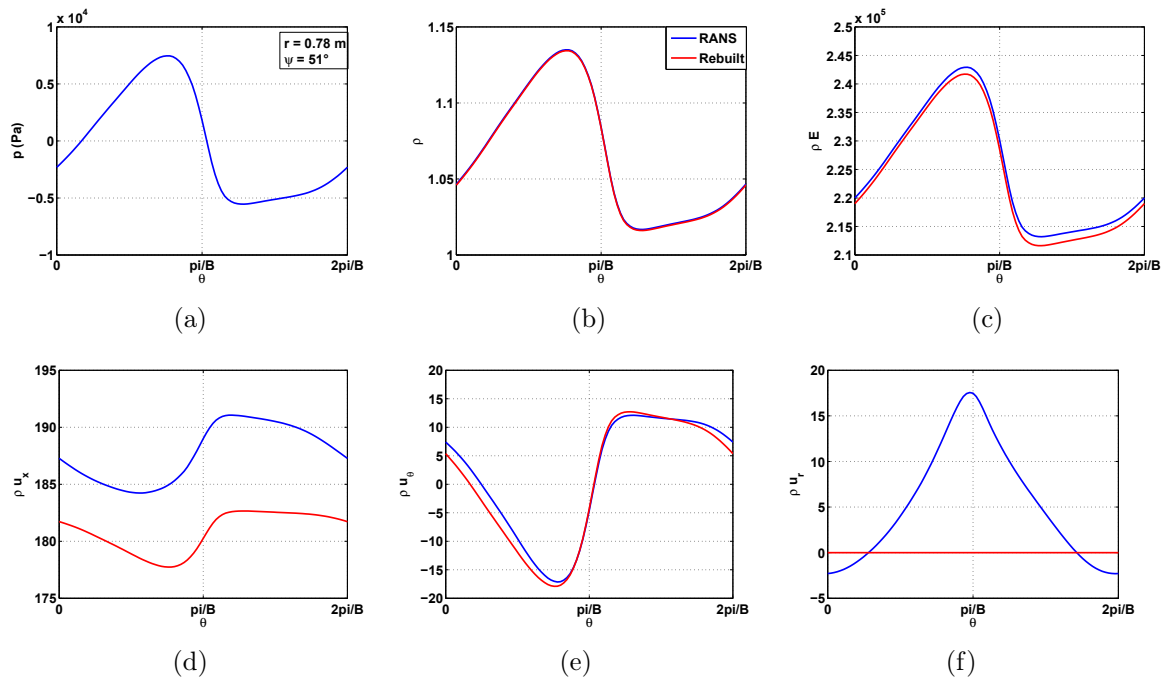


FIGURE 5.29 – Signaux de pression et des variables conservatives extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0,78$  m

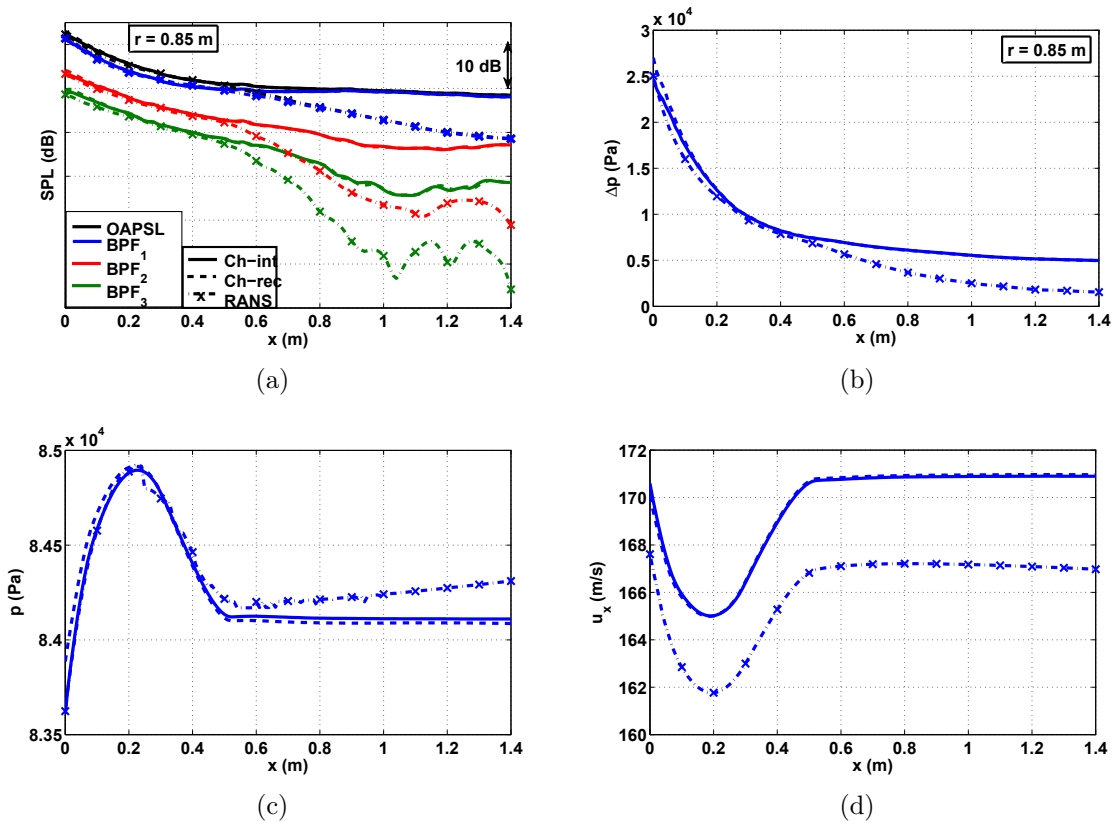


FIGURE 5.30 – Propagation de chocs réguliers dans la nacelle MASCOT 2 pour  $N = 0,875N_n$  et  $r = 0,85$  m; a) OAPSL et SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub>; b) saut de pression; c) pression moyenne; d) vitesse axiale moyenne

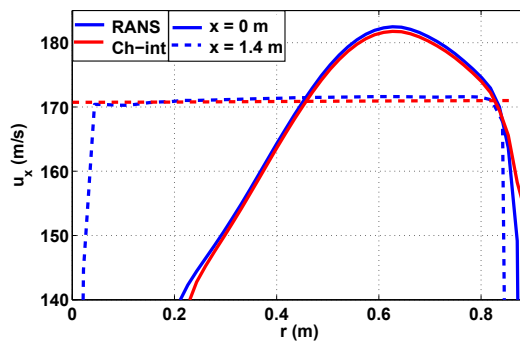


FIGURE 5.31 – Profil de vitesse axiale moyenne aux plans à l'injection ( $x = 0$  m) en traits pleins et après propagation ( $x = 1,4$  m) en pointillés (régime  $0,875 N_n$ )

de la progression des chocs, les différences entre les calculs RANS et Euler sont de plus en plus marquées.

Enfin la figure 5.35 compare la décroissance du niveau sonore des ondes au carter des calculs RANS et CAA Ch-int à la solution FDNS. Le tableau 5.5 résume les écarts

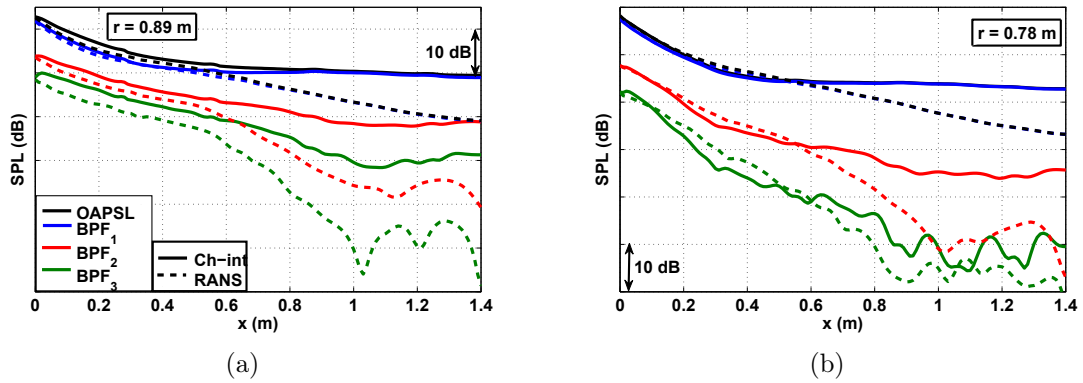


FIGURE 5.32 – Propagation de chocs réguliers dans la nacelle : évolution des OASPL et SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> ; a) au carter à  $r = 0,89$  m ; b)  $r = 0,78$  m

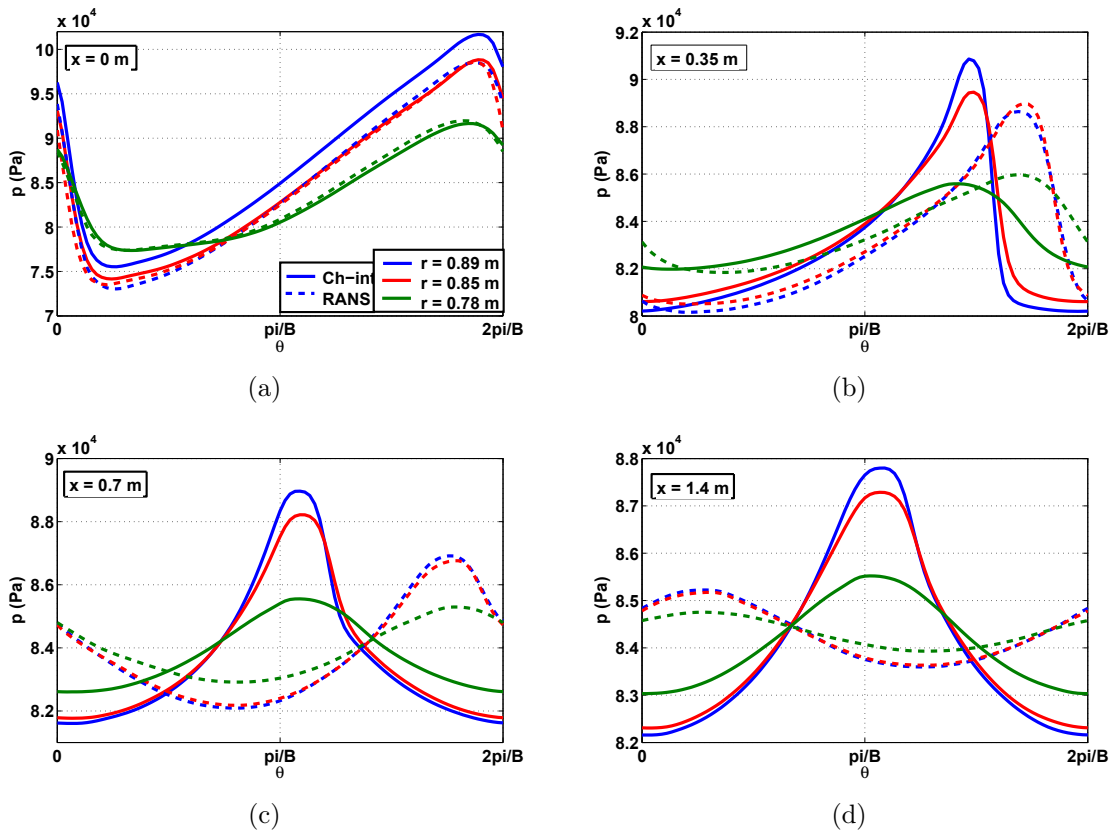


FIGURE 5.33 – Signature de l'onde de choc au cours de la propagation à  $r = 0,78$  m,  $r = 0,85$  m et  $r = 0,89$  m ; a)  $x = 0$  m ; b)  $x = 0,34$  m ; c)  $x = 0,7$  m ; d)  $x = 1,4$  m

des niveaux à  $x = 1,4$  m. En ce qui concerne le BPF<sub>1</sub> et l'OASPL (dont la puissance provient majoritairement du BPF<sub>1</sub>), à  $x = 1,4$  m le calcul CAA prévoit des niveaux



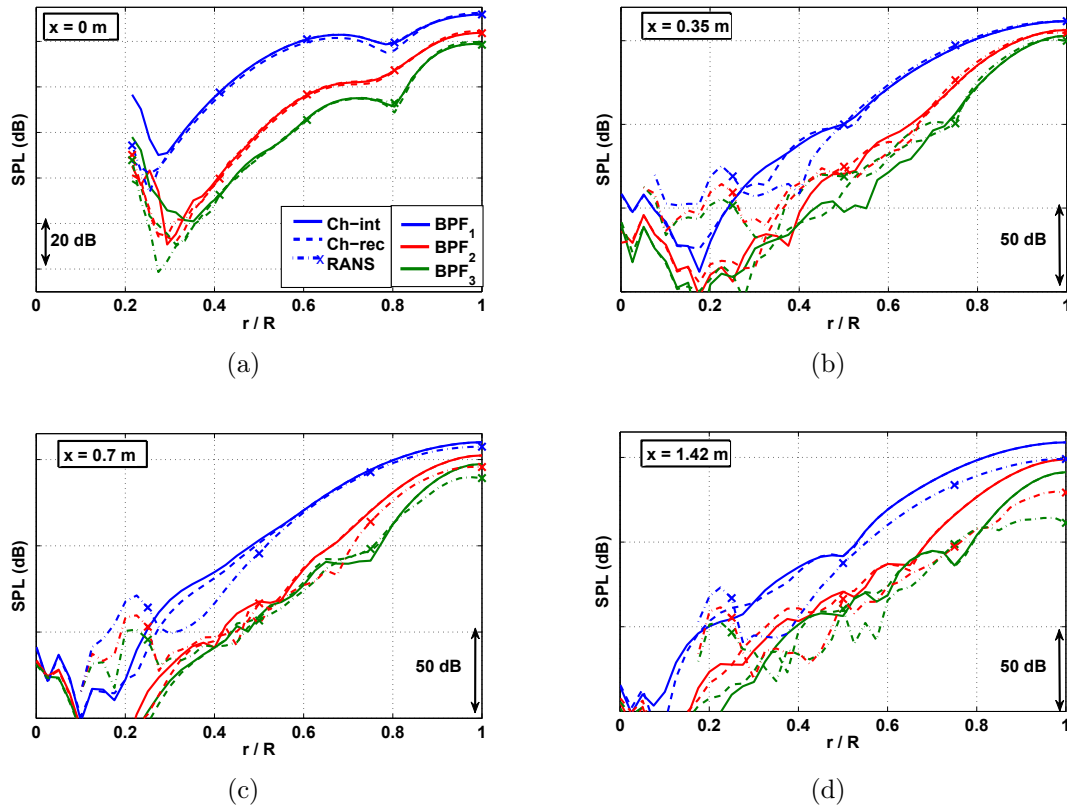
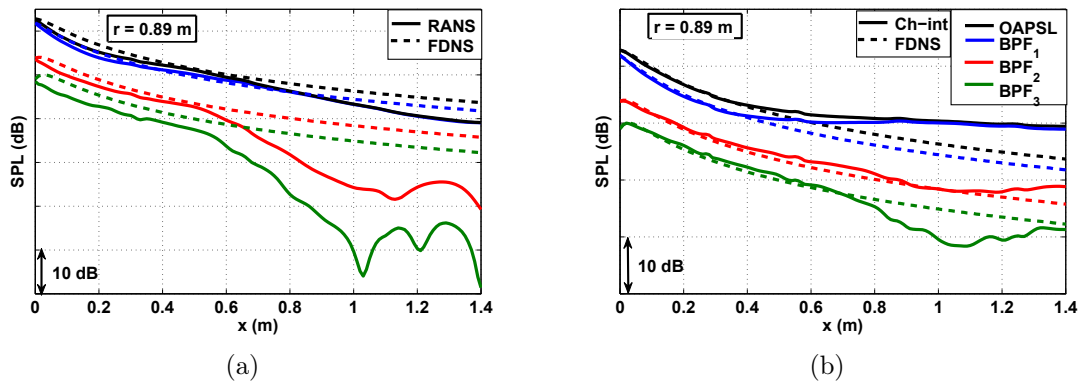


FIGURE 5.34 – Profils radiaux de pression au cours de la propagation; évolution du SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$ ; a)  $x = 0$  m; b)  $x = 0,35$  m; c)  $x = 0,7$  m; d)  $x = 1,4$  m

5,7 et 7,1 dB supérieurs à ceux de FDNS, alors que les niveaux du RANS sont 4,6 et 2,7 dB inférieurs. Pour les harmoniques plus élevés, la solution CAA se rapproche du calcul FDNS tandis que le RANS s'en éloigne fortement. Ces résultats seront comparés avec ceux du second régime au paragraphe 5.5.

Raie	$SPL_{RANS} - SPL_{FDNS}$ (dB)	$SPL_{CAA} - SPL_{FDNS}$ (dB)
OASPL	-4,6	5,7
$BPF_1$	-2,7	7,1
$BPF_2$	-16,5	3
$BPF_3$	-30,8	-0,9

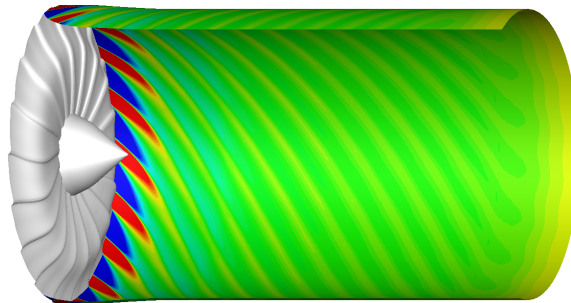
TABLE 5.5 – Différences de niveau sonore au carter entre les simulations numériques RANS et CAA et la méthode FDNS à  $x = 1,4$  m



**FIGURE 5.35** – Propagation de chocs réguliers dans la nacelle au carter; évolution des niveaux OASPL et SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$ ; a) RANS vs FDNS; b) CAA (*Ch-int*) vs FDNS

### 5.3.3 Régime 0,925 Nn

Le deuxième régime de rotation (cf. fig. 5.36) est examiné. Les chocs injectés proviennent également du RANS au plan  $p2$ . La figure 5.37 montre les maillages de peau des trois simulations colorés par la pression. Pour ce régime plus élevé, les chocs sont générés pour  $r \geq 0,68$  m, soit  $r \geq 0,76R$ .



**FIGURE 5.36** – Maillage de peau du calcul RANS (régime 0,925 Nn) coloré par la pression dupliqué  $B$  fois

Le champ conservatif reconstruit (en rouge sur les figures 5.38 et 5.39) à partir de la fluctuation de pression du RANS, sont également très proches des valeurs interpolées (en bleu sur ces figures) et ce, pour les deux rayons analysés. La figure 5.40(a) compare l'atténuation du niveau sonore global ainsi que celui des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$ . L'atténuation du saut de pression est représentée sur la figure 5.40(b). L'évolution des

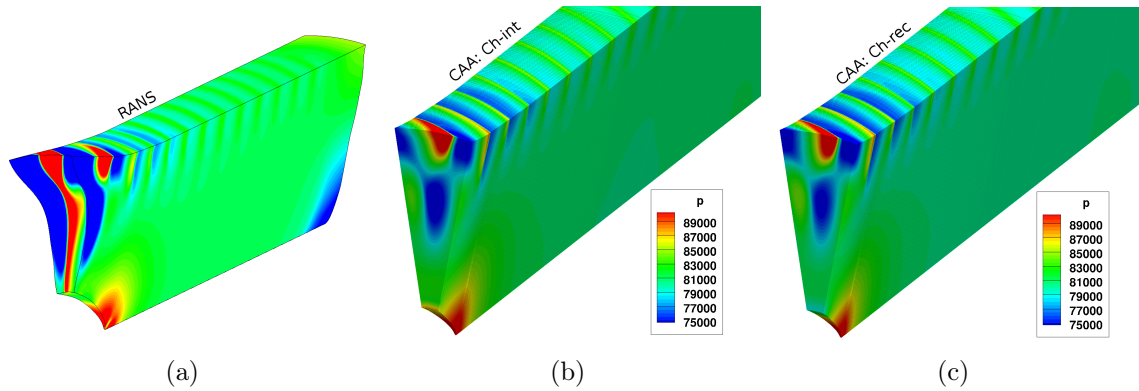


FIGURE 5.37 – Maillages colorés par la pression (régime 0,925 Nn) : a) RANS; b) CAA Ch-int; c) CAA Ch-rec

pression et vitesse axiale moyennes est tracée sur les figures 5.40(c) et 5.40(d). Les deux solutions CAA sont encore une fois très semblables. Bien que des différences persistent entre les calculs RANS et CAA, celles-ci sont moins marquées (3 dB sur l'OASPL en fin de propagation). Le désaccord sur la pression moyenne est plus grand qu'à 0,875 Nn mais reste tout de même faible. L'écoulement axial (moyenne angulaire) du calcul CAA est également très proche de celui du RANS (cf. fig. 5.40(d) et 5.41).

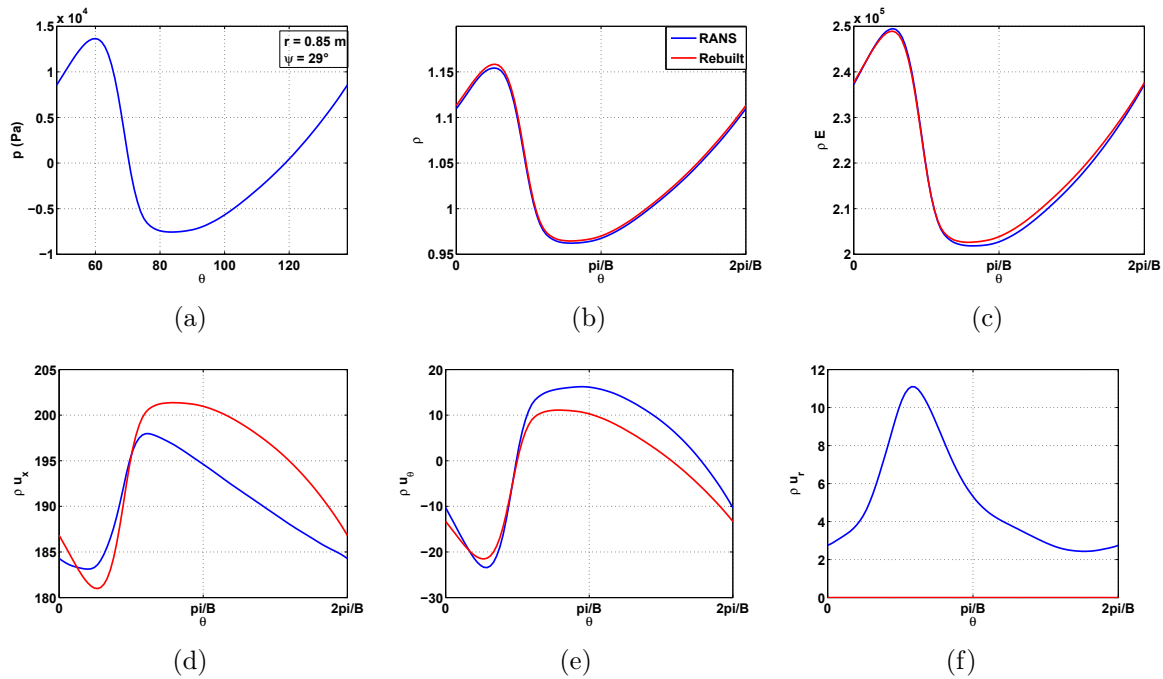
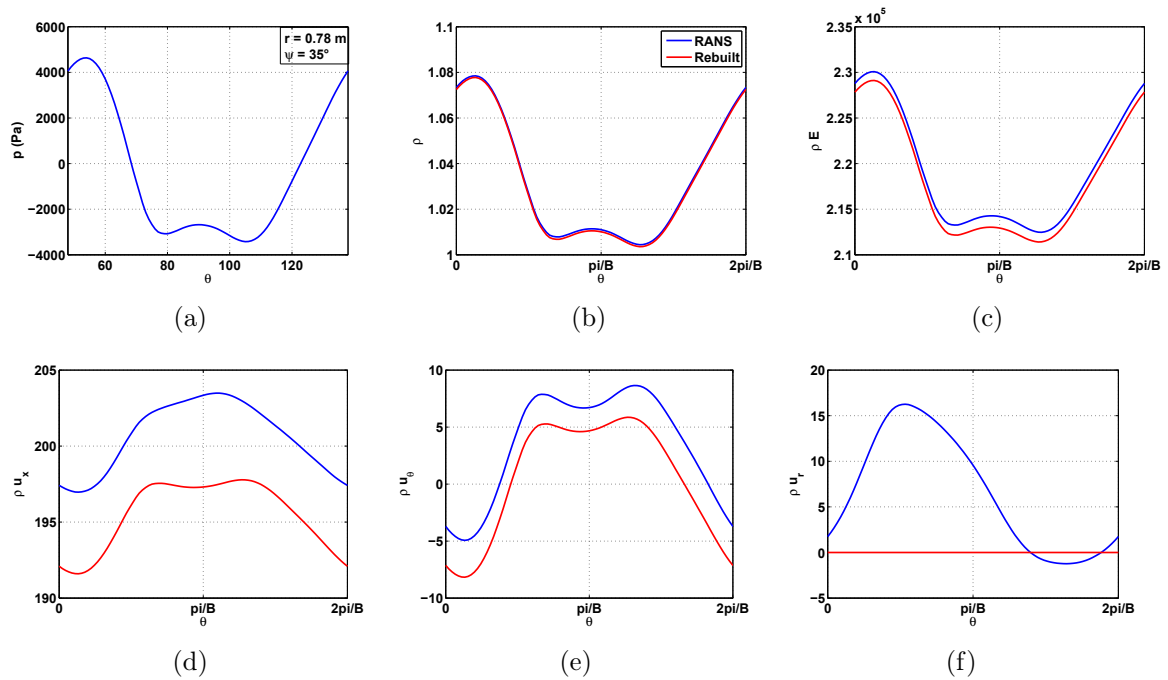


FIGURE 5.38 – Signaux de pression et des variables conservatives extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0,85\text{ m}$

La propagation des BPF est tracée pour deux autres rayons sur la figure 5.42. Contrairement au régime précédent, les écarts semblent se creuser au fur et à mesure



**FIGURE 5.39** – Signaux de pression et des variables conservatives extraites du RANS (en bleu) et reconstruites (en rouge); coupes angulaires à  $r = 0,78$  m

que la fréquence augmente (phénomène typique de la dissipation due au maillage). Cependant, à  $r = 0,78$  m, les résultats des deux simulations sont semblables et ce, aux trois fréquences.

La figure 5.43 compare les signaux temporels à différentes distances de propagation. Les dissemblances des résultats entre les deux simulations sont équivalentes à celles du calcul précédent, si ce n'est qu'en fin de propagation la différence d'amplitude des ondes est nettement moins prononcée (fig. 5.43(d)). La concordance des solutions RANS et CAA à  $r = 0,78$  m (fig. 5.42(b)) est également retrouvée par la comparaison des signaux temporels (fig. 5.43 en vert) de forme semblable mais déphasés. La figure 5.44 représente les profils radiaux de pression à quatre distances axiales. La figure 5.44(a) témoigne de la bonne injection des ondes.

La figure 5.45 compare la décroissance du niveau sonore des ondes au niveau du carter entre le calcul CAA Ch-int et la solution FDNS. Le tableau 5.6 répertorie les différences de niveau à  $x = 0,4$  m entre les simulations numériques RANS et CAA Ch-int et la méthode FDNS. Contrairement au régime précédent (fig. 5.35 et tableau 5.5), les niveaux de l'OASPL et du  $BPF_1$  du RANS sont très proches de la méthode 2D. Et ceux des  $BPF_2$  et  $BPF_3$  sont toujours en deçà des niveaux de FDNS. En ce qui concerne le calcul CAA, les niveaux calculés sont toujours supérieurs à ceux de FDNS mais l'écart est moins grand.

Ces résultats sont comparés à la propagation de chocs irréguliers et analysés en détail dans le paragraphe 5.5.

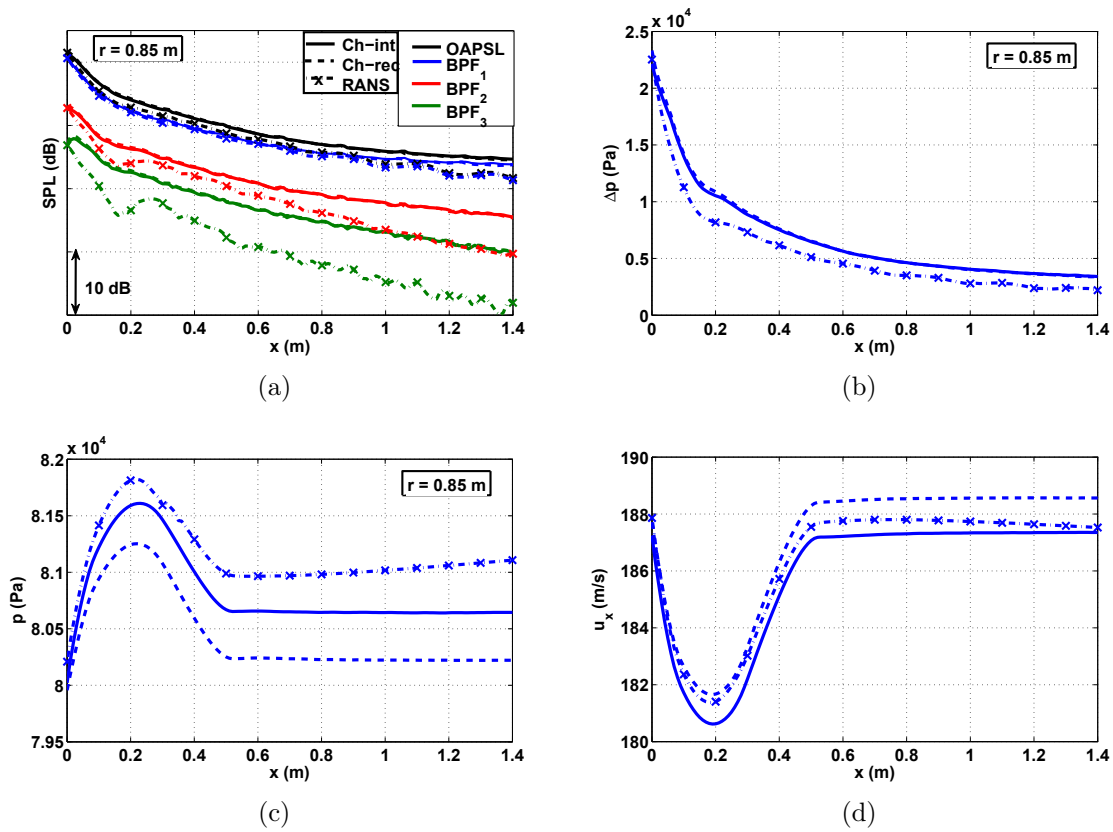


FIGURE 5.40 – Propagation de chocs réguliers dans la nacelle MASCOT 2 pour  $N = 0,925Nn$  et  $r = 0,85\text{ m}$ ; a) OASPL et SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$ ; b) saut de pression; c) pression moyenne; d) vitesse axiale moyenne

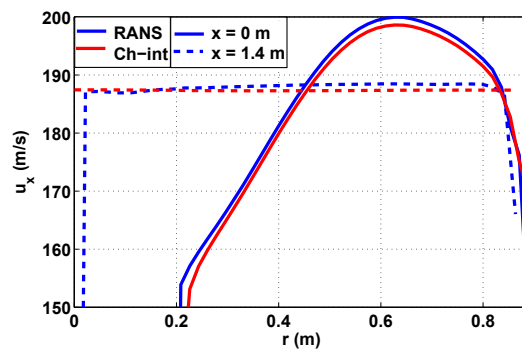


FIGURE 5.41 – Profil de vitesse axiale moyenne aux plans à l'injection ( $x = 0\text{ m}$ ) en traits pleins et après propagation ( $x = 1,4\text{ m}$ ) en pointillés

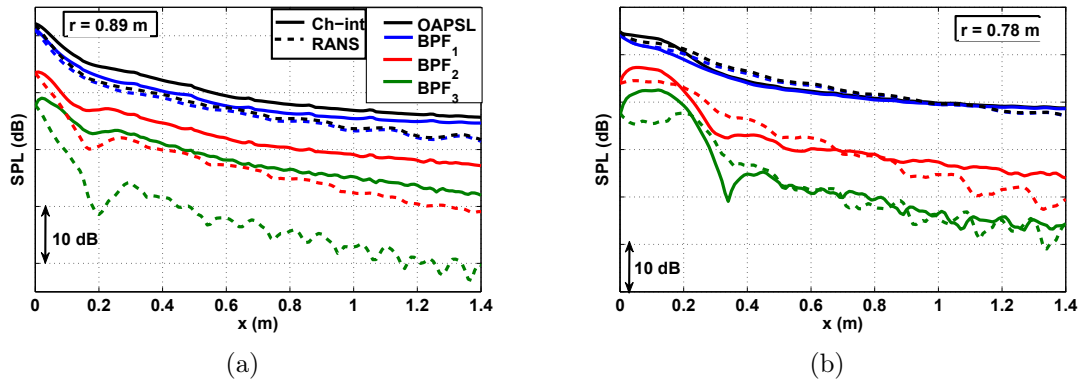


FIGURE 5.42 – Propagation de chocs réguliers dans la nacelle ; évolution des niveaux OASPL et SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$  ; a) au carter à  $r = 0,89$  m ; b)  $r = 0,78$  m

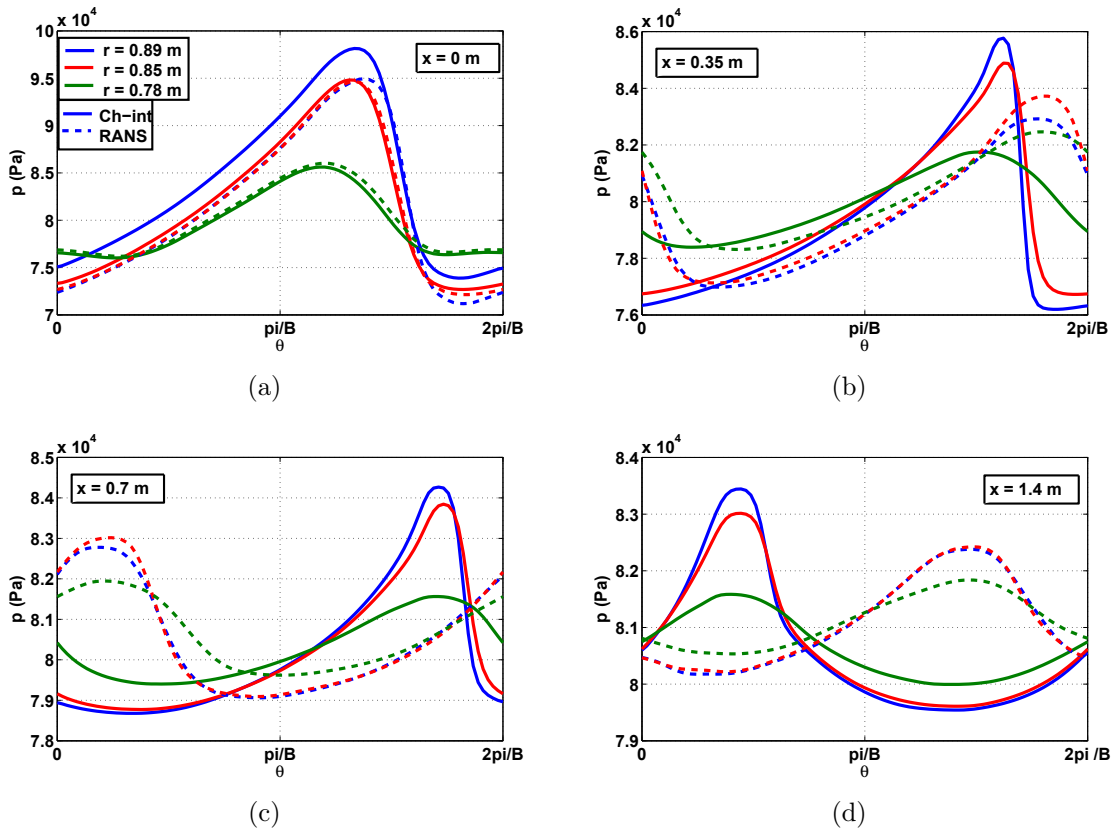


FIGURE 5.43 – Signatures de l'onde de choc au cours de la propagation à  $r = 0,78$  m,  $r = 0,85$  m et  $r = 0,89$  m ; a)  $x = 0$  m ; b)  $x = 0,35$  m ; c)  $x = 0,7$  m ; d)  $x = 1,4$  m

## 5.4 Configuration MASCOT 2 avec ondes de choc irrégulières

Malgré une disparité entre les calculs RANS et CAA en fin de propagation, la grande similitude des résultats dans les premiers instants de la progression des chocs atteste

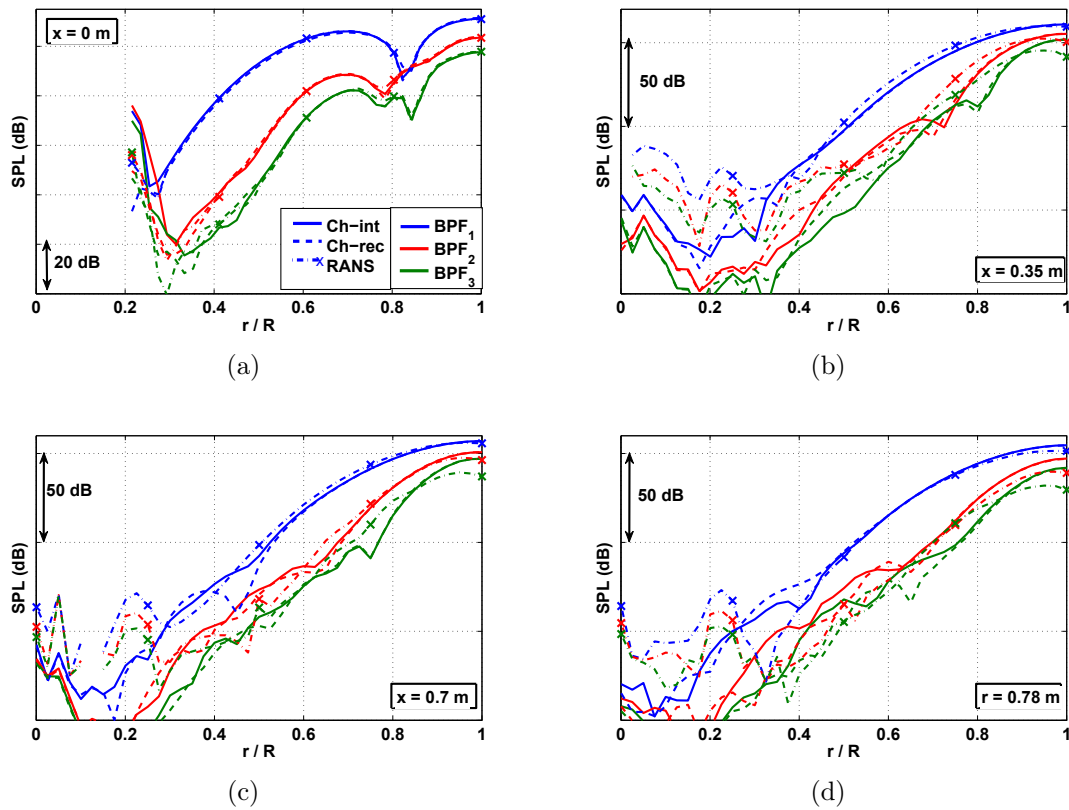


FIGURE 5.44 – Profils radiaux de pression au cours de la propagation; évolution du SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$ ; a)  $x = 0$  m; b)  $x = 0,35$  m; c)  $x = 0,7$  m; d)  $x = 1,4$  m

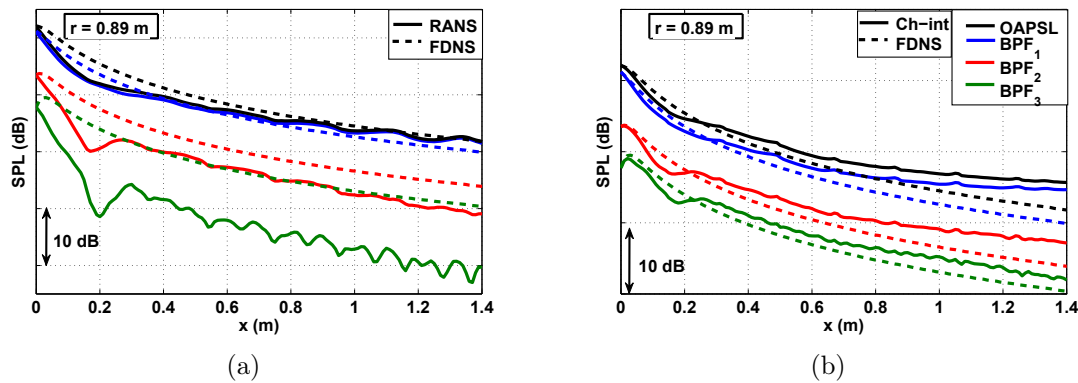


FIGURE 5.45 – Propagation de chocs réguliers dans la nacelle au niveau du carter; évolution des niveaux OASPL et SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$ ; a) RANS vs FDNS; b) Ch-int vs FDNS

d'une bonne injection des ondes. La dernière série de calculs présentée dans ce mémoire consiste à injecter des chocs irréguliers. À partir des mesures au plan  $p2$  (cf. chapitre

Raie	SPL <sub>RANS</sub> - SPL <sub>FDNS</sub> (dB)	SPL <sub>CAA</sub> - SPL <sub>FDNS</sub> (dB)
OASPL	-0,1	3,9
BPF <sub>1</sub>	1,6	4,8
BPF <sub>2</sub>	-4,9	3,3
BPF <sub>3</sub>	-11,1	1,6

**TABLE 5.6** – Différence de niveau sonore au niveau du carter entre les simulations numériques RANS et CAA Ch-int et la méthode FDNS

3), un signal temporel moyen est reconstruit et injecté dans un domaine de calcul 3D modélisant l'entrée d'air réelle de la configuration MASCOT 2 (carter + moyen).

### 5.4.1 Construction du maillage et mise en œuvre des calculs

Comme des ondes de choc irrégulières sont injectées, il faut mailler le domaine de calcul sur 360°. Ce nouveau domaine de calcul correspond au maillage précédent (rotor parfait) dupliqué  $B$  fois. Cependant, afin de diminuer la durée de la simulation, la discrétisation axiale (auparavant sur-raffinée) est moins dense. Seulement une cellule sur quatre est conservée dans cette direction. Le taux d'étirement est maintenant égal à 1,12. Les caractéristiques du nouveau maillage sont répertoriées dans le tableau 5.7.

Raie	Régime 0,925 $Nn$	
	discrétisation axiale (nb. de points par longueur d'onde)	discrétisation angulaire
BPF <sub>1</sub>	103	90
BPF <sub>2</sub>	50	45
BPF <sub>3</sub>	33	30

**TABLE 5.7** – Caractéristiques du maillage CAA déraffiné

Les chocs pour le régime 0,925  $Nn$  sont injectés et propagés dans ce nouveau domaine. Les résultats sont comparés à ceux du maillage précédent sur la figure 5.46. Les niveaux sonores sont très proches malgré une légère dissipation du BPF<sub>3</sub> (1,3 dB en fin de propagation). Les signaux temporels sont représentés à  $x = 0$  et 1,4 m sur la figure 5.47. On observe une très légère atténuation comme sur les niveaux SPL. Néanmoins, le maillage reste suffisamment raffiné pour correctement propager les chocs aux fréquences d'intérêt.

Un signal de pression est généré à partir des mesures enregistrées par un capteur de pression situé au plan  $p2$  de la conf. 1 au régime 0,925  $Nn$  (cf. figs. 3.17(a) et 3.17(b) du chapitre 3). Un signal moyen (cf. fig. 5.50(a), en bleu) est généré en moyennant sur la durée totale d'acquisition (soit 3507 moyennes) les signaux temporels enregistrés par un capteur de pression affleurant la paroi du carter, situé dans le plan  $p2$  (proche de la



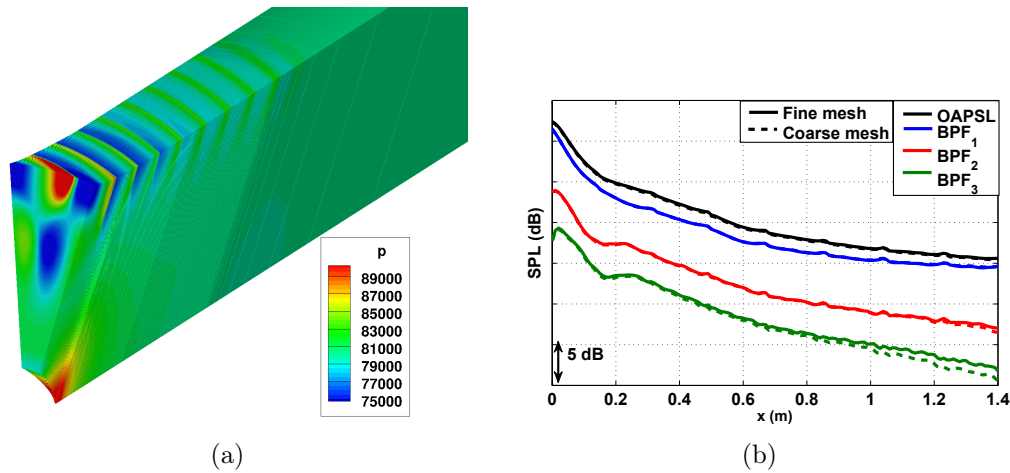


FIGURE 5.46 – Effets du déraffinement du maillage (régime  $0,925 Nn$ ); a) maillage déraffiné coloré par la pression; b) propagation de l'OASPL et des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$  à  $r = 0,89 m$

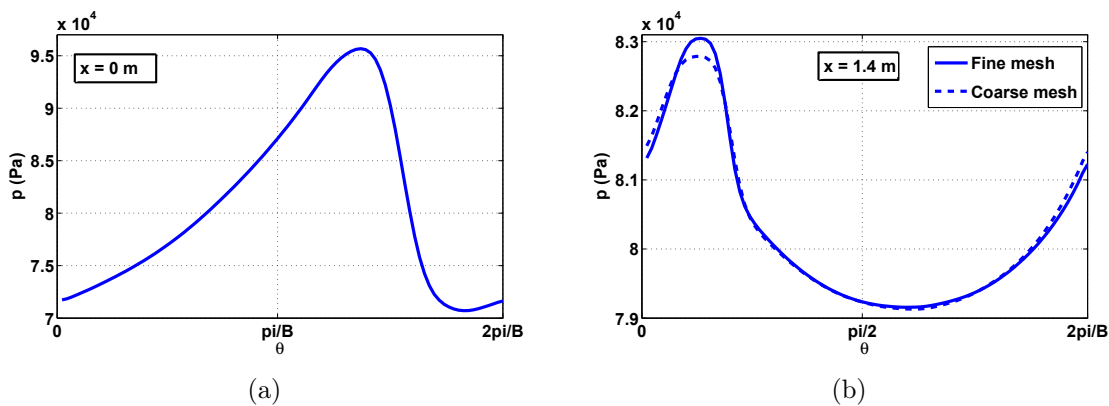


FIGURE 5.47 – Effets du déraffinement du maillage. Pression de l'onde de choc à  $r = 0,89 m$  (régime  $0,925 Nn$ ); a) à l'injection ( $x = 0 m$ ); b) après propagation ( $x = 1.42m$ )

soufflante). Plusieurs simulations sont réalisées afin d'analyser en détail la propagation des FMR. La première modélise un canal annulaire infiniment mince (2D). Le maillage est généré en ne conservant que les deux premières cellules radiales du maillage 3D. Le rayon du domaine de calcul est donc égal à  $R$ . Le signal obtenu par les mesures est directement injecté. Ce calcul est comparé à la méthode FNDS (avec et sans modélisation de l'atténuation des modes évanescents pour un conduit cylindrique, régie par le terme  $\sigma$  de (1.58)). La méthode FDNS sans modélisation de l'atténuation des modes évanescents est notée  $FDNS^*$ , afin de faciliter la lecture du mémoire.

La seconde simulation est 3D. Elle utilise l'évolution radiale de l'amplitude du choc du RANS  $\Delta p(r)$  (cf. fig. 5.48). Le signal temporel moyen  $p(t, R) \Leftrightarrow p(\theta, R)$  est issu des capteurs de pression à  $R$ . Le facteur d'évolution radial de l'amplitude  $\Delta p(r)/\Delta p(R)$  est

déterminé à partir du calcul RANS (cf. fig. 5.48). La pression injectée dans le domaine CAA est ensuite obtenue en multipliant la pression à la paroi par le facteur radial :

$$p(\theta, r) = p(\theta, R) \frac{\Delta p(r)}{\Delta p(R)}.$$

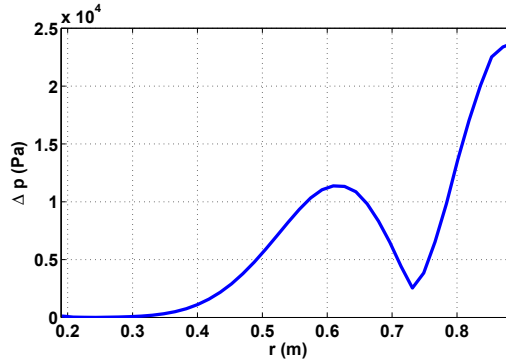


FIGURE 5.48 – Profil radial de l'amplitude du choc  $\Delta p(r)$  dans le plan  $p2$ ; RANS à  $0,925 Nn$

La figure 5.49 représente le maillage de peau des calculs FDNS\*, CAA 2D et CAA 3D coloré par la pression à  $t_f$ .

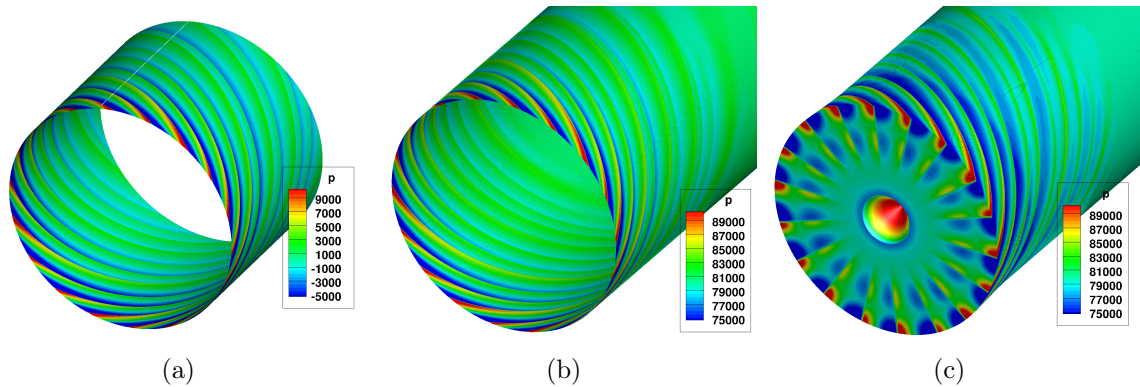
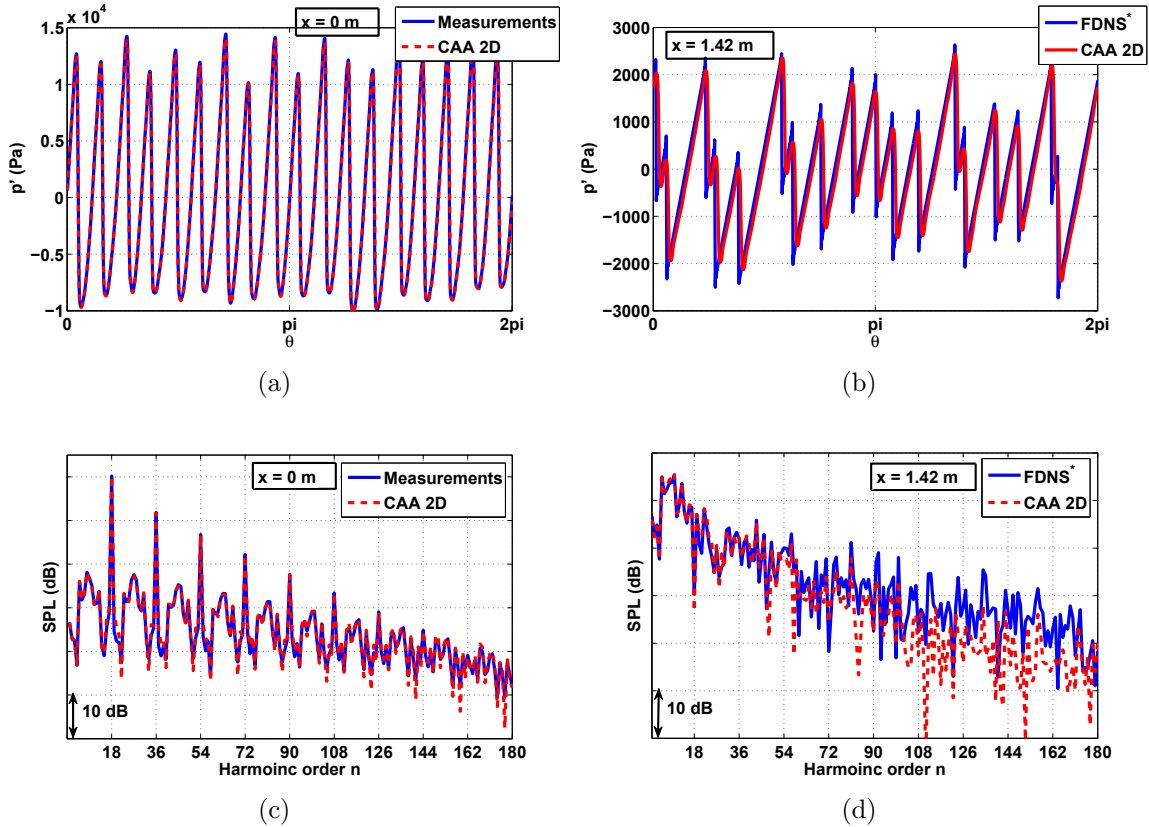


FIGURE 5.49 – Maillages colorés par la pression (régime  $0,925 Nn$ ); a) FDNS\*; b) CAA 2D; c) CAA 3D

## 5.4.2 Calculs CAA 2D vs FDNS

Les résultats CAA 2D sont confrontés à la méthode FDNS\* sur les figures 5.50 et 5.51. Les spectres et signaux temporels aux plans  $p2$  et  $p3$  ( $x = 0$  et  $1,42$  m) sont tracés sur la figure 5.50. Les signaux temporels et les spectres sont en parfait accord dans le plan  $p2$ . Après propagation, les effets de la coupure du maillage sont visibles à partir du BPF<sub>3</sub>, mais ont peu d'influence sur la signature temporelle. Sur la figure 5.50(b), les extremums des ondes issues de l'approche FDNS\* semblent être supérieurs à ceux de la simulation numérique mais résultent en fait du phénomène de Gibbs (40

harmoniques du BPF pris en compte) dans le calcul FDNS\*. Les évolutions des niveaux OASPL ainsi que des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub>, BPF<sub>3</sub> et des FMR<sub>9</sub>, FMR<sub>27</sub> et FMR<sub>45</sub> (fig. 5.51) sont en parfaite adéquation.

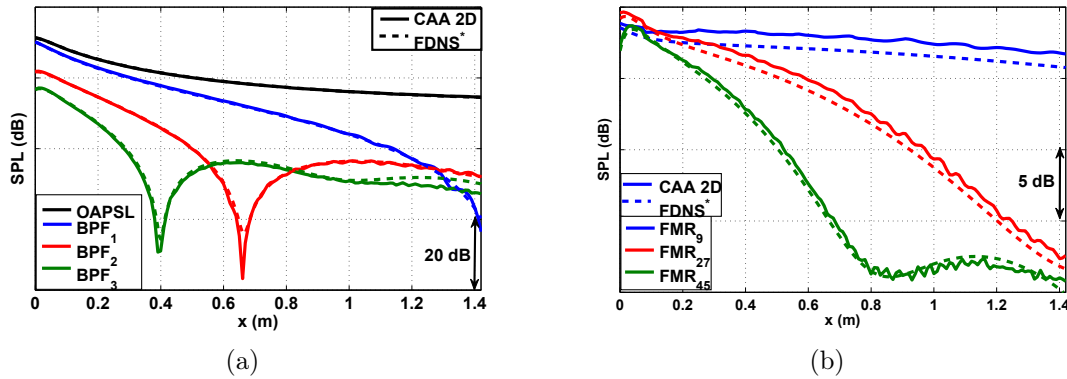


**FIGURE 5.50** – Propagation de chocs irréguliers; comparaison des méthodes FDNS\* et CAA 2D; a) signaux de pression à  $x = 0$ ; b) signaux de pression propagés ( $x = 1,42m$ ); c) spectres à l'injection  $x = 0$  m; d) spectres propagés à  $x = 1,42$  m

Les hypothèses posées dans la méthode FDNS\* correspondent à la propagation de chocs dans un conduit annulaire infiniment mince (calcul CAA 2D), ce qui a déjà été noté dans le chapitre 4. Les effets de la coupure des modes évanescents modélisés dans la méthode FDNS, sont étudiés ci-dessous.

### Effets de la coupure des modes évanescents (FDNS\* vs FDNS)

Lors de la comparaison de la méthode FDNS\* et de la simulation numérique CAA 2D, la coupure des modes évanescents n'est pas modélisée car elle correspond à une propagation cylindrique. Dans un conduit annulaire infiniment mince, les chocs se comportent comme des ondes planes. Les solutions FDNS\* et FDNS sont comparées sur la figure 5.52. Bien que l'OASPL soit presque identique dans les deux cas, des désaccords importants apparaissent dans les zones d'extinction des modes ( $x \simeq 1,42$  m pour



**FIGURE 5.51** – Propagation de chocs irréguliers dans un canal annulaire infiniment mince ; comparaison des calculs FDNS\* et CAA 2D ; a) OASPL et SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> ; b) FMR<sub>9</sub>, FMR<sub>27</sub> et FMR<sub>45</sub>

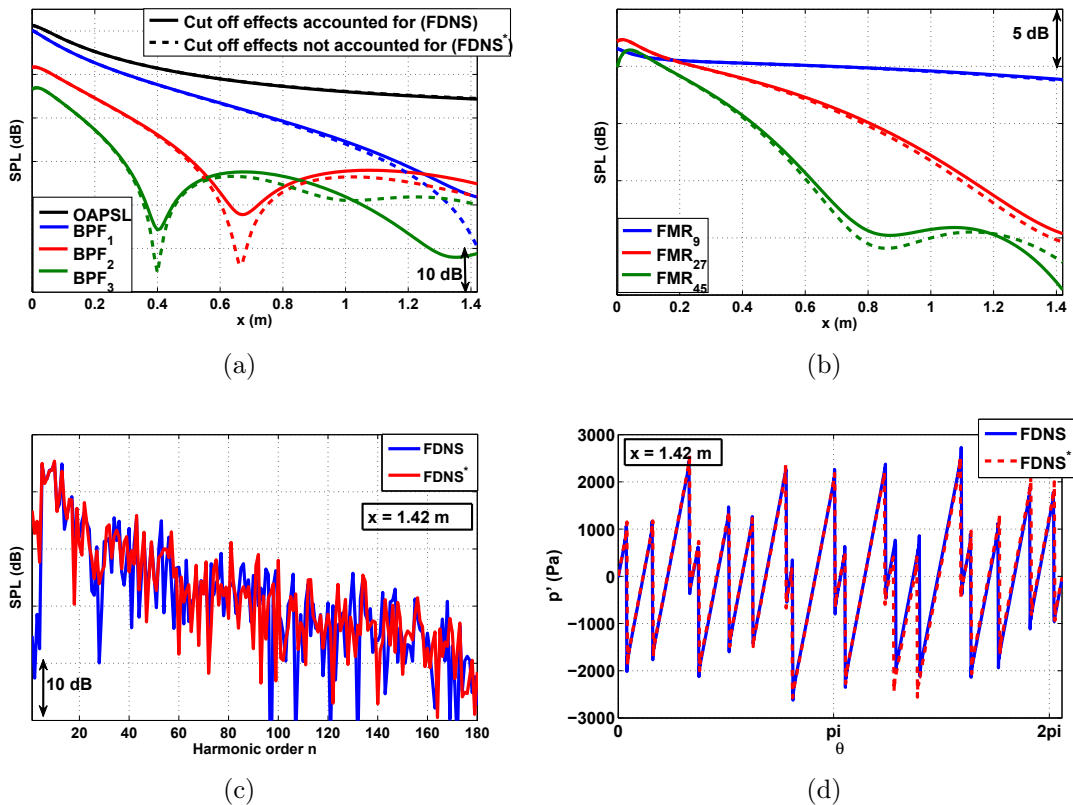
le BPF<sub>1</sub>,  $x = 0,68$  m pour le BPF<sub>2</sub> et  $x = 0,4$  pour le BPF<sub>3</sub>). En ce qui concerne les FMR, les différences sont moins marquées. Il est néanmoins important de noter qu'en fin de propagation le BPF<sub>1</sub> se trouve dans une zone d'atténuation, ce qui mène à une différence de 11,5 dB entre les deux calculs. Cependant, la répercussion de ce phénomène sur le signal temporel est très faible.

Les effets de coupure modélisés dans le calcul FDNS peuvent donc être importants et engendrer des écarts significatifs en fin de propagation avec un calcul CAA 2D (très proche à la méthode FDNS\*).

### 5.4.3 Calculs CAA 3D vs CAA 2D

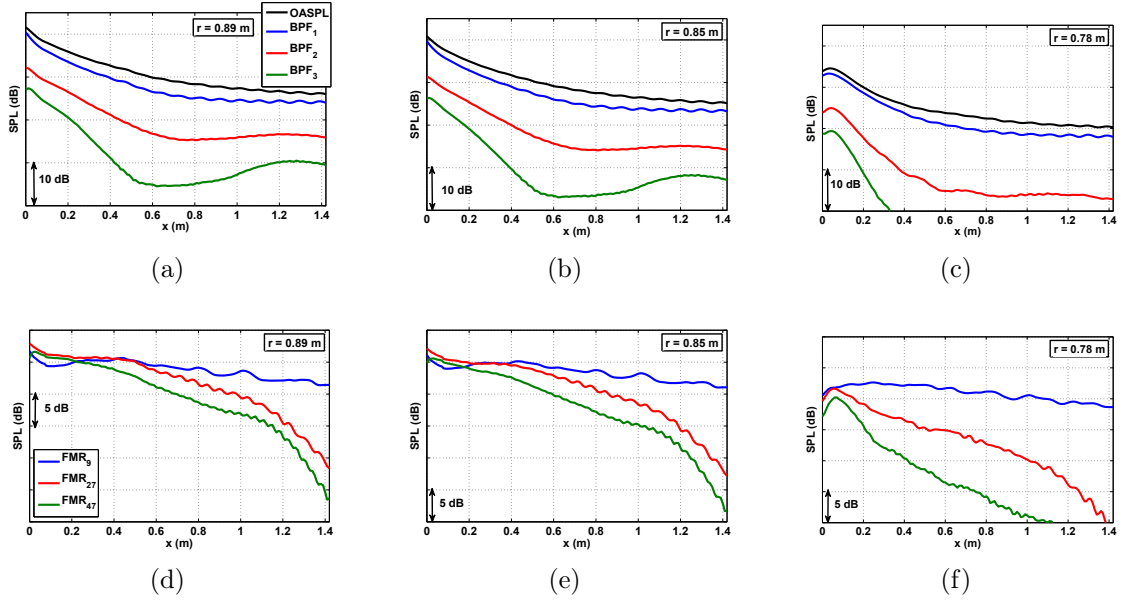
L'atténuation des BPF et des FMR est tracée sur la figure 5.53 à trois rayons. Les courbes de SPL aux rayons  $r = 0,89$  et  $0,85$  m sont très proches. À  $r = 0,78$  m les courbes des SPL ont une tendance différente. La figure 5.54 compare les profils de pression des chocs irréguliers à la simulation de chocs semblables (Ch-int du paragraphe 5.3.3) pour trois positions axiales. Au fur et à mesure de la progression des ondes, les profils radiaux se rapprochent mais le niveau à la paroi varie fortement. La vitesse moyenne obtenue dans les deux calculs est tracée sur la figure 5.55. Les fluctuations de vitesse dues aux chocs ( $0 \leq x \leq 0,47$  m) sont plus intenses et une légère sur-vitesse apparaît à  $x > 0,47$  m.

Les simulations 2D (canal infiniment mince) et 3D (géométrie réelle) sont comparées afin d'étudier l'influence des effets tridimensionnels sur la propagation des FMR. La figure 5.56 compare la propagation des BPF et des FMR pour les deux simulations numériques. La figure 5.58 trace les spectres et les signaux temporels à l'injection (plan  $p2$  à  $x = 0$  m) et après la propagation (plan  $p3$  à  $x = 1,42$  m). Plusieurs remarques importantes découlent de ces comparaisons. Tout d'abord, la différence de niveau global entre les simulations 2D et 3D est plus faible que celle en rotor parfait : 1,4 dB contre 3,9 dB à  $x = 0,4$  m (cf. tableau 5.6). Les phénomènes de redistribution d'éner-



**FIGURE 5.52** – Influence de la prise en compte de l’atténuation des modes évanescents ; comparaison des résultats FDNS et FDNS\* ; a) OASPL et SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> ; b) FMR<sub>9</sub>, FMR<sub>27</sub> et FMR<sub>45</sub> ; c) spectres propagés ( $x = 1,42\text{m}$ ) ; d) signaux de pression propagés ( $x = 1,42\text{m}$ )

gie ont tendance à uniformiser le niveau sonore global. Cela s’explique par le fait que l’énergie n’est plus uniquement concentrée aux harmoniques du BPF (cf. figs. 5.58(a) et 5.58(b)). La deuxième remarque concerne non plus le niveau global mais celui des harmoniques, qui présente de grandes disparités entre les deux calculs. En particulier, à  $x = 1,42\text{ m}$  (cf. fig. 5.56), le niveau du BPF<sub>1</sub> du calcul 3D est supérieur de 37 dB par rapport à la simulation 2D. Alors que la propagation 2D présente des zones d’extinction des raies, cette caractéristique est faiblement marquée dans la propagation 3D. Les effets de propagation tridimensionnelle mènent donc à une redistribution énergétique très différente de celle de la propagation 2D. La forme des ondes en fin de propagation est également très différente. Les chocs propagés en 2D sont semblables à des ondes en N, tandis que ceux propagés dans le domaine 3D n’ont pas de front de choc bien défini et comportent une pente de recompression non rectiligne. Ce phénomène a également été identifié dans les paragraphes précédents (rotor parfait). L’évolution de la vitesse moyenne est également différente (cf. fig. 5.59). Les corrections apportées par la méthode FDNS qui tiennent compte de la coupure des modes évanescents tendent à rapprocher les niveaux du calcul 2D (la solution CAA 2D étant quasi identique au



**FIGURE 5.53** – Propagation 3D de chocs irréguliers aux différents rayons  $r=0,89$ ,  $0,85$  et  $0,78$  m; a), b) et c) OASPL et SPL des  $BPF_1$ ,  $BPF_2$  et  $BPF_3$ ; d), e) et f)  $FMR_9$ ,  $FMR_{27}$  et  $FMR_{45}$

résultat de la méthode FDNS\*) vers la solution CAA 3D mais sous-estiment largement les effets 3D (fig. 5.57).

#### 5.4.4 Calculs CAA 3D vs mesures

Après avoir étudié les effets de coupure des modes évanescents et analysé les différences de comportement entre les propagations 2D et 3D, les résultats de la propagation 3D des chocs sont confrontés aux mesures. Le modèle de génération de FMR de McAlpine & Fisher est également mis en œuvre afin de déterminer les apports de l'approche numérique. Les résultats expérimentaux et analytiques proviennent du chapitre 3 (§ 3.4). Les figures 3.17(a) et 3.17(b) sont reproduites sur la figure 5.60 et les résultats du calcul CAA 3D y sont superposés. Pour rappel, le signal mesuré provient de la moyenne des spectres issus de l'enregistrement des signaux temporels par les capteurs de pression situés sur un même plan. Chaque spectre est calculé par une transformation de Fourier rapide en utilisant la méthode de Welch ainsi qu'un fenêtrage de Hanning. En ce qui concerne le modèle de génération de FMR de McAlpine & Fisher (décrit dans le chapitre 1 et utilisé dans les chapitres 2 et 3), il permet de générer un train d'ondes en  $N$  à partir d'un spectre de pression sonore (ici le spectre mesuré près de la soufflante, cf. fig. 5.60(a) en rouge) et d'un tirage aléatoire de phases. Dix signaux semi-aléatoires sont générés et propagés selon le modèle FDNS. Les courbes bleues de la figure 5.60 représentent le spectre moyen issu de la méthode de génération des FMR de McAlpine & Fisher avant (cf. fig. 5.60(a)) et après (cf. fig. 5.60(b)) propagation.

Le signal injecté numériquement dans le domaine acoustique 3D est obtenu en

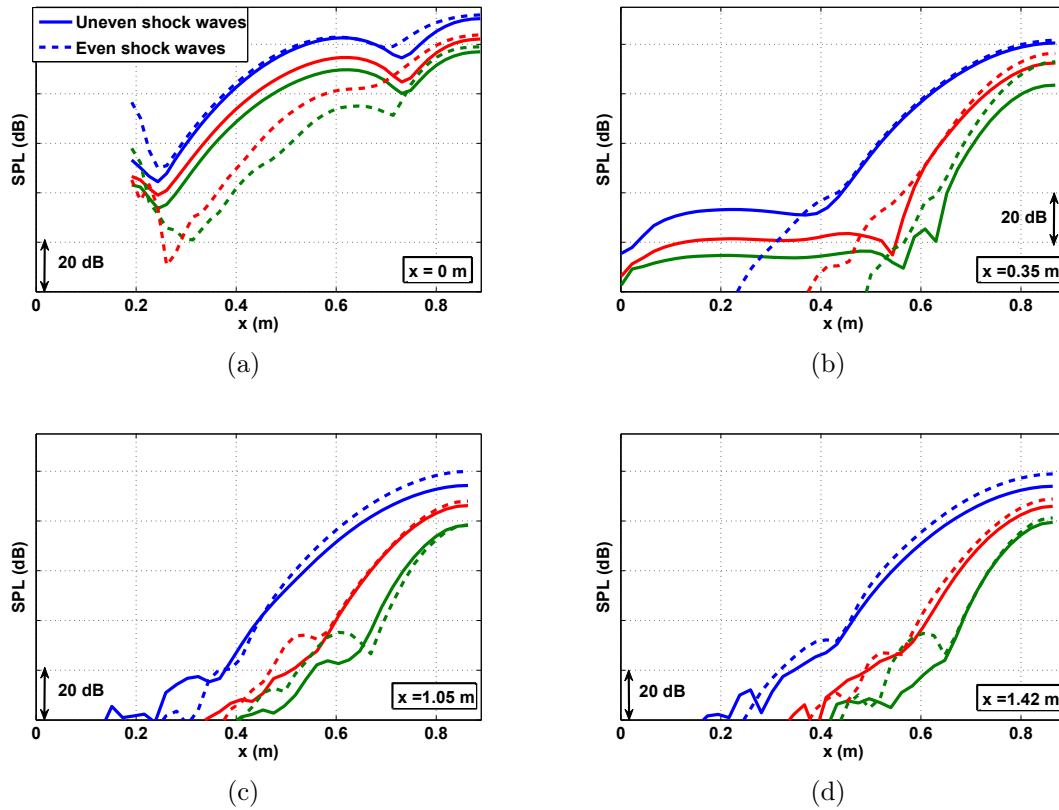


FIGURE 5.54 – Profils radiaux de pression au cours de la propagation ; SPL des BPF<sub>1</sub> (bleu), BPF<sub>2</sub> (rouge) et BPF<sub>3</sub> (vert) ; a)  $x = 0$  m ; b)  $x = 0,35$  m ; c)  $x = 0,7$  m ; d)  $x = 1,42$  m

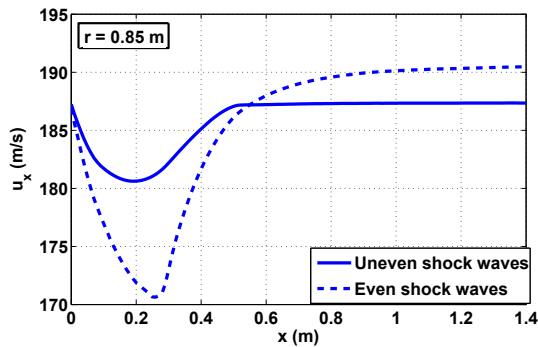


FIGURE 5.55 – Vitesse axiale moyenne à la paroi ( $r = 0,89$ ) : comparaison des calculs ondes de choc régulières et irrégulières

moyennant sur la durée totale des acquisitions (soit une moyenne sur 3507 échantillons) les signaux temporels enregistrés par un capteur de pression affleurant la paroi situé dans le plan  $p2$  (proche de la soufflante).

À l'instant initial, les spectres générés par les deux méthodes sont semblables aux



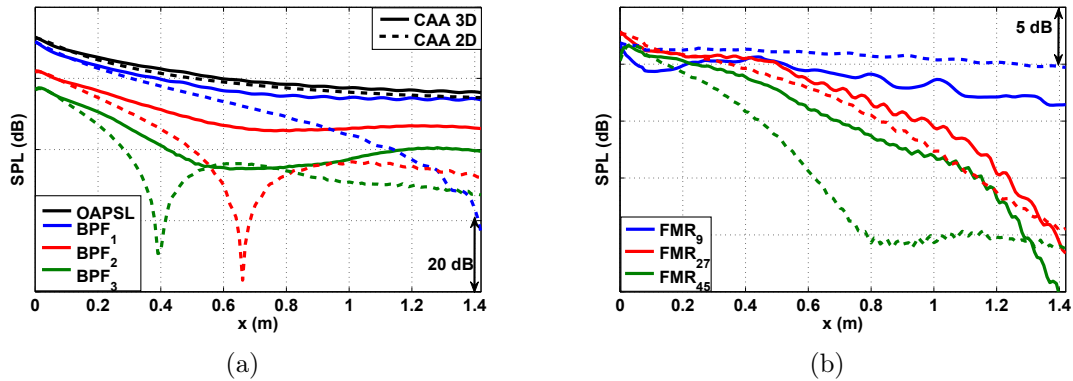


FIGURE 5.56 – Effets tridimensionnels de la propagation des chocs irréguliers : comparaison des résultats issus des calculs CAA 2D et CAA 3D à la paroi ( $r = 0,89$  m) ; a) OAPSL et SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> ; b) FMR<sub>9</sub>, FMR<sub>27</sub> et FMR<sub>45</sub>

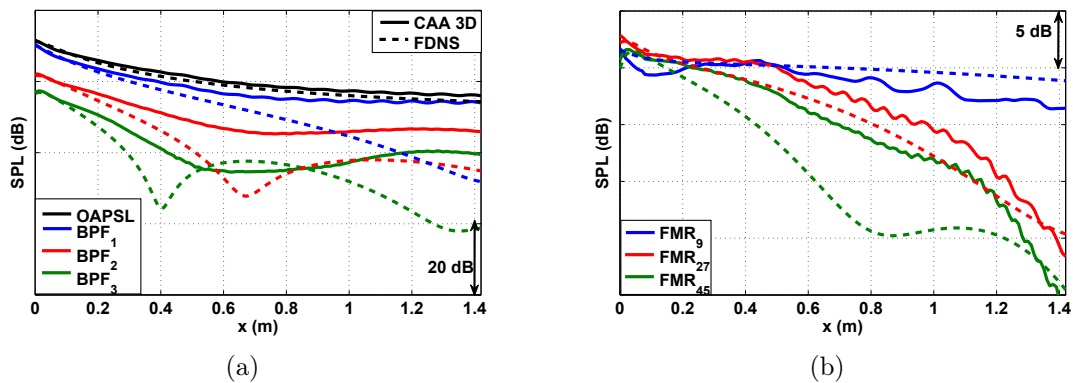


FIGURE 5.57 – Effets tridimensionnels de la propagation des chocs irréguliers : comparaison des résultats issus des calculs FDNS et CAA 3D à la paroi ( $r = 0,89$  m) ; a) OAPSL et SPL des BPF<sub>1</sub>, BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> ; b) FMR<sub>9</sub>, FMR<sub>27</sub> et FMR<sub>45</sub>

mesures. À  $x = 1,42$  m, le spectre issu de la méthode de génération des FMR est plus lisse puisqu'il résulte de la moyenne de 10 signaux propagés. Le niveau moyen des FMR est assez bien modélisé, notamment au niveau des  $FMR_{(n-1/2)B}$  (c.-à-d. les FMR<sub>9</sub>, FMR<sub>27</sub>, FMR<sub>45</sub>, etc.). Cependant l'enveloppe du spectre expérimental, notamment la dynamique entre les différents harmoniques ( $\approx 15$  dB), n'est pas bien captée par la FDNS et surtout, le niveau des BPF ne correspond pas aux mesures. Hormis pour le fondamental, les BPF ne se démarquent pas du niveau moyen des FMR. De plus, le niveau du BPF<sub>1</sub> est inférieur à la mesure de 4,7 dB.

En ce qui concerne les résultats CAA, les 27 premières raies sont très bien résolues. Le niveau du BPF<sub>1</sub> est relativement proche de la mesure (+2,6 dB) et la forme du spectre est très semblable sur toute la gamme de fréquences étudiée. Cependant des différences sont visibles entre la mesure et le spectre issu de la simulation numérique, notamment le niveau des  $FMR_{(n-1/2)B}$  qui est fortement sous-estimé. Malgré ces dif-



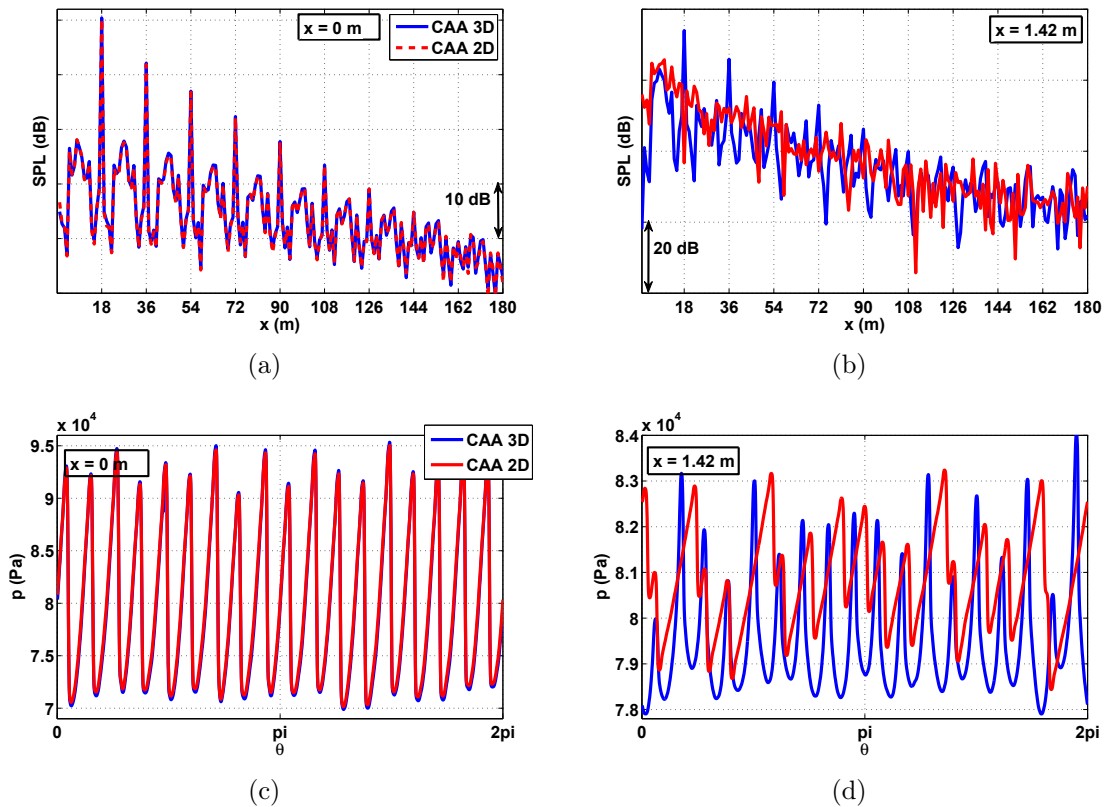


FIGURE 5.58 – Propagation de chocs irréguliers : comparaison des simulations numériques CAA 2D et 3D à la paroi ( $r = 0,89 \text{ m}$ ) ; a) spectres à l'injection  $x = 0$  ; b) spectres propagés  $x = 1,42 \text{ m}$  ; c) signaux de pression à  $x = 0 \text{ m}$  ; d) signaux de pression propagés ( $x = 1,42 \text{ m}$ )

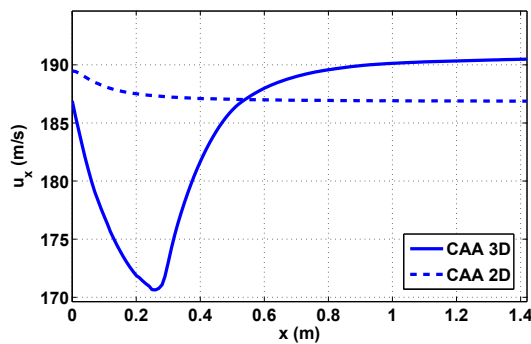
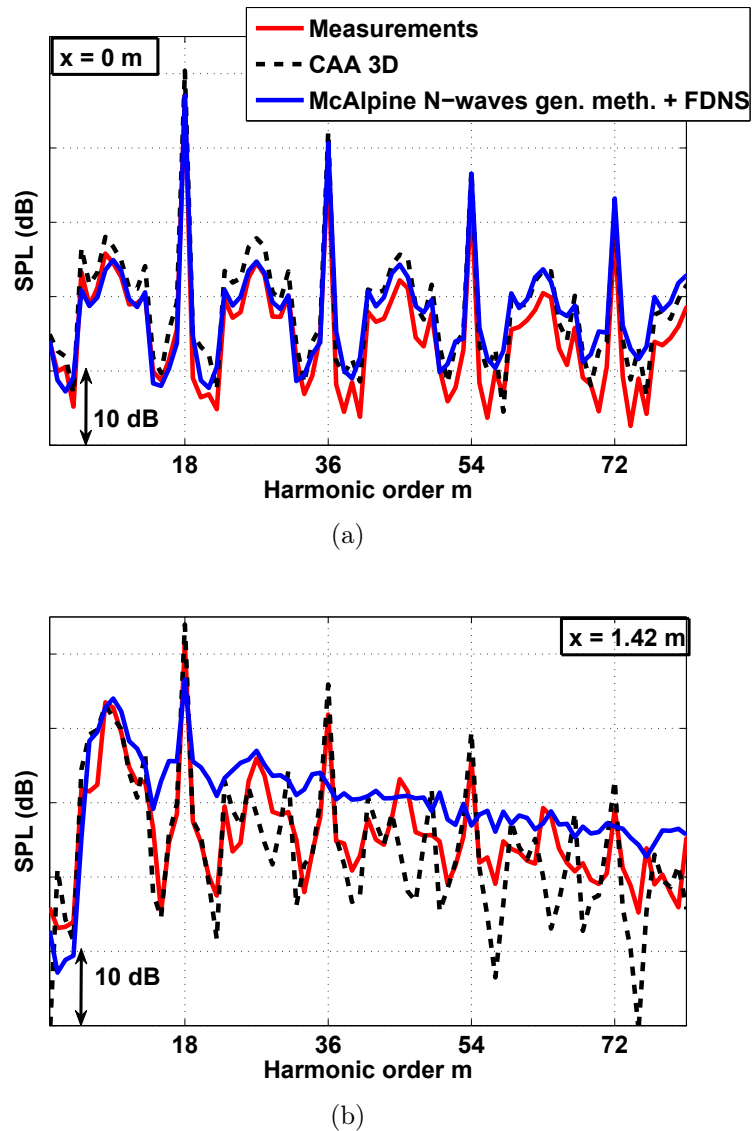


FIGURE 5.59 – Écoulement axial moyen : comparaison des simulations numériques CAA 2D et 3D à la paroi ( $r = 0,89 \text{ m}$ )

férences, les résultats de la simulation numérique 3D sont très proches des mesures et permettent de bien estimer l'enveloppe du spectre et le niveau des harmoniques du BPF.



**FIGURE 5.60** – Propagation de chocs irréguliers (régime  $0,975 Nn$ ) : comparaison de la simulation numérique CAA 3D à la paroi ( $r = 0,89$  m) aux mesures ; a) spectres à l'injection  $x = 0$  ; b) spectres propagés  $x = 1,42$  m

Les dix signaux issus du modèle de génération des FMR de McAlpine & Fisher sont propagés par la méthode FDNS. Le spectre moyen propagé est alors assez proche des mesures et du calcul CAA 3D (cf. fig. 5.60(b)). Cependant, lorsque le modèle FDNS est utilisé pour propager un seul train d'ondes (signal temporel moyen issu des mesures) les niveaux sonores en fin de propagation sont très différents du calcul CAA 3D (cf. fig. 5.57). Ces écarts proviennent de plusieurs facteurs. La méthode de génération des FMR produit un signal analytique pseudo-aléatoire composé de  $B$  ondes en  $N$ . Leur forme est donc différente du signal injecté dans le calcul CAA 2D. Le deuxième point est que la méthode de génération des FMR fournit un spectre moyen ; dix signaux pouvant

fortement varier entre eux sont propagés et moyennés en fin de calcul. Ces variations sont d'autant plus importantes qu'à  $x = 1,42$  m, le BPF<sub>1</sub> du calcul 2D (CAA et FDNS\*) de la figure 5.51(a) se situe dans une zone d'atténuation. De légères fluctuations des conditions initiales peuvent donc conduire à une variation importante du SPL du BPF<sub>1</sub>. Ces zones d'atténuation étant faiblement marquées dans la configuration 3D, à cette distance de propagation, le niveau du BPF<sub>1</sub> est nettement moins sensible aux variations des conditions initiales.

En première conclusion, la prise en compte des effets 3D semble être nécessaire à la bonne propagation d'ondes de choc (régulières ou non). Les résultats du calcul 3D sont très proches des mesures. L'enveloppe du spectre est bien modélisée et les niveaux des BPF sont très bien évalués. Cependant seul un signal moyen propagé est comparé aux mesures, qui résultent d'un grand nombre de rotation du rotor et donc de trains d'ondes. La méthode de génération de FMR de McAlpine & Fisher, fournit un spectre moyen, plus monotone, également proche des mesures mais tendant à sous-estimer le niveau de certaines raies et notamment les BPF, pour la configuration MASCOT 2 étudiée.

## 5.5 Analyse critique des simulations numériques RANS et CAA

Une discussion est maintenant menée à partir des résultats de ce chapitre afin d'identifier les différents phénomènes dont résulte la propagation des chocs dans les turboréacteurs et ainsi exposer les apports de la méthode d'injection de chocs développée dans cette thèse.

Au fur et à mesure que la hauteur de veine du conduit augmente, les effets tridimensionnels diminuent l'atténuation du niveau sonore à la paroi. Le profil radial des ondes de choc propagées dans des conduits 3D évolue pendant la propagation ; les modes évanescents sont progressivement atténués. Dans l'exemple étudié au paragraphe 5.1.1 (basé sur la configuration FANPAC), seul le mode radial  $\mu = 1$  du BPF<sub>1</sub> est passant. En fin de propagation, la forme du profil radial de pression tend vers cette solution (cf. fig. 5.8). Lorsque les chocs sont propagés dans des conduits quasi-2D, leur comportement est différent : le niveau de pression sonore est constant sur toute la hauteur et ce, quelle que soit la distance de propagation. Les chocs semblent alors se propager comme des ondes planes mais avec une trajectoire hélicoïdale selon la direction du choc. Ce comportement correspond aux hypothèses de propagation 2D du modèle FDNS. La forme du signal de pression est également différente. Tandis que les chocs propagés dans un conduit fin s'apparentent (en fin de propagation) à des ondes en N, la forme des chocs évoluant dans un conduit cylindrique est plus complexe avec des pentes de recompression non constantes (cf. fig. 5.4).

Ces effets ne semblent pas être uniquement liés aux processus de propagation en conduit cylindrique. En effet, dans les cinq maillages étudiés au paragraphe 5.1.1, seul le mode radial  $\mu = 1$  du BPF<sub>1</sub> est propagatif (cf. fig. 5.6) et tous les maillages devraient modéliser correctement l'atténuation de cette raie. Or le niveau du BPF<sub>1</sub> à la paroi varie

de 3 dB en fin de propagation entre le conduit le plus large et le plus fin. Des effets purement non linéaires durant la propagation des ondes semblent donc produire cet écart. Les prévisions issues des calculs RANS montrent également des écarts significatifs avec les solutions FDNS (même s'ils ne sont pas toujours en accord avec les prévisions CAA), qui tendent à confirmer l'importance de ces effets 3D. Prendre en compte la géométrie réelle de la nacelle est donc nécessaire afin d'obtenir des résultats précis.

Un deuxième commentaire porte sur la différence entre les calculs RANS et CAA. Les deux approches ne prévoient pas une atténuation des niveaux des BPF similaire. Ces désaccords sont également visibles sur les signaux temporels. Les analyses ont été effectuées à trois hauteurs de veine : au niveau du carter (dans la couche limite), juste en deçà (où l'intensité des chocs du RANS est maximale) et à un rayon inférieur. Les écarts des solutions proches du carter peuvent s'expliquer par la présence d'un gradient de vitesse dans la couche limite non modélisé dans le calcul Euler. Cependant les observations aux autres rayons varient d'une configuration à l'autre. En ce qui concerne la configuration FANPAC, le BPF<sub>1</sub> en fin de propagation semble être bien prévu à tous les rayons (cf. fig. 5.19). À  $r = 0,415$  m, malgré un début de propagation semblable, le SPL des BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> du RANS atteignent un plateau à partir de  $x = 0,15$  m, tandis que le niveau sonore du calcul CAA continue de s'atténuer. Ce phénomène pourrait être dû au fort déraffinement du maillage ou d'effets liés à une sous résolution spatiale des longueurs d'onde. Cependant à  $r = 0,35$  m, les résultats CAA et RANS sont très proches et aucune réflexion n'est visible sur les calculs. Il est d'ailleurs intéressant de noter que les résultats à  $r = 0,35$  m sont étonnamment proches malgré la très faible résolution spatiale des BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> du RANS (seulement 20 et 14 cellules par longueurs d'onde axiale). Quant à la configuration MASCOT 2, le maillage axial est également sous-résolu (par rapport à l'étude effectuée en 2D au chapitre 4, § 4.4.2) et le schéma temporel est également plus dissipatif et dispersif (backward Euler). Alors que les résultats RANS prévoient des niveaux des raies inférieurs à ceux issus de la méthode FDNS, les prévisions CAA, conformément au paragraphe 5.1.1, prévoient des BPF toujours supérieures aux configurations 2D. Une explication possible de ces écarts est attribuée à une éventuelle réflexion des chocs par la couche limite, qui expliquerait les différences aux grands rayons. Il faut également noter que la configuration MASCOT 2 devient supersonique aux régimes supérieurs à  $0,8Nn$ . Au niveau du carter, le nombre de Mach relatif pour le régime  $0,875Nn$  est peu supérieur à un ( $M_{rel} = 1,13$  contre  $M_{rel} = 1,2$  à  $0,925 Nn$ ) et les effets non linéaires peuvent être plus difficilement modélisables par des modèles d'ondes en N.

Plusieurs études complémentaires devraient être menées afin d'évaluer les contributions de ces phénomènes. Tout d'abord, un calcul Euler peut être réalisé par la méthode d'injection décrite dans ce mémoire sur les maillages RANS, avec les mêmes schémas numériques. L'effet de la coupure du maillage sur les BPF<sub>2</sub> et BPF<sub>3</sub> du calcul 3D serait ainsi évalué. Ce résultat permettrait ainsi d'écarter un harmonique (ou bien les deux) des analyses. Ensuite, une simulation URANS d'injection et de propagation de chocs pourrait être réalisée. Bien qu'il soit plus lourd à mettre en œuvre, ce calcul serait basé sur les mêmes principes que les simulations CAA décrites dans ce mémoire mais il inclurait également les effets de la couche limite. Ainsi, les hypothétiques réflexions et

réfractions des ondes par la couche limite seraient analysées. D'autre part, les calculs réalisés dans ce chapitre pourraient être comparés au modèle analytique 3D développé à Airbus par Kassem [27]. La souplesse de la méthode d'injection et de propagation numérique de chocs mise au point dans cette thèse permet de simuler facilement des configurations correspondant aux hypothèses du modèle analytique 3D (écoulement uniforme, etc.). La confrontation de ces deux approches aiderait à valider les méthodes ou à analyser d'hypothétiques différences entre les résultats.

Enfin, pour simuler les FMR, un train d'ondes irrégulières est injecté dans le domaine du calcul CAA 3D. Comparativement à la propagation d'ondes régulières, les effets tridimensionnels sont moins marqués sur le niveau global, du fait de la redistribution énergétique entre les BPF et les FMR. Cependant, les spectres en fin de propagation sont très différents. Ces effets ne doivent pas être correctement captés. Les résultats de la simulation numérique sont très proches des mesures (cf. fig. 5.60). Le modèle de génération d'irrégularités de McAlpine & Fisher (propagée par la FDNS) offre certains avantages. En particulier, la simulation numérique est plus précise et plus proche des mesures mais est chronophage (120 h sur 256 cœurs pour un maillage de 57 millions de cellules). Le modèle de génération de FMR est très rapide (quelques secondes en comptant la propagation par FDNS) et fournit une estimation raisonnable mais cependant beaucoup moins précise. En effet, dans la configuration MASCOT 2 étudiée, les niveaux sonores des BPF supérieurs au  $BPF_1$  sont nettement sous-estimés et l'enveloppe du spectre est moins bien captée que par la CAA (cf. fig. 5.60).

# Conclusion

## Synthèse

Cette thèse a consisté à prévoir le bruit de choc rayonné par les turboréacteurs en régime transsonique. Elle s'articule en deux parties suivant une modélisation analytique ou numérique des phénomènes étudiés. De plus, la problématique est abordée en distinguant le phénomène de génération des chocs de leur propagation. Concernant la génération, on distingue trois types de techniques permettant d'obtenir la signature des chocs.

La première repose sur des campagnes d'essais sur maquette en banc de moteur, durant lesquelles des capteurs de pression placés à proximité de la soufflante enregistrent le signal temporel de pression à la paroi. Ces mesures fournissent uniquement des données à un seul rayon mais leurs acquisitions de longue durée sont plus représentatives. Un spectre moyen de la pression sonore peut être calculé à partir de milliers de rotations. En pratique, le bruit rayonné par l'entrée d'air d'un turboréacteur est composé de trains d'ondes légèrement différents les uns des autres à cause des légères variations du régime de rotation du rotor. Le spectre moyen qui tient compte de ces fluctuations est donc une donnée importante. Une deuxième information cruciale pour déterminer la gêne acoustique est la puissance acoustique. Or, les signaux n'étant disponibles qu'à la paroi, des hypothèses sont malgré tout nécessaires (évolution radiale des raies, calcul des fluctuations de vitesse, etc.) pour estimer la puissance acoustique dans la manche d'entrée d'air.

La deuxième méthode permettant d'obtenir la signature des chocs est la simulation numérique, le plus souvent des calculs RANS réalisés dans le repère tournant. Ces calculs fournissent le signal de l'onde non plus uniquement à la paroi mais sur toute une section droite de la nacelle. De plus, le champ conservatif est alors disponible et la puissance acoustique peut être estimée de manière plus rigoureuse (à partir de la formulation de Cantrell et Hart). Cependant, la prise en compte de défauts de calage à l'origine des FMR nécessite des calculs sur 360° extrêmement coûteux et se limite à des configurations bien définies. Les variations de vitesse du rotor pour un régime donné ainsi que des brassages d'aubes différents conduisent à une multitude de simulations hors de portée des capacités numériques actuelles. Une méthode retient cependant l'attention : développée par Gliebe *et al.* [19], elle consiste à reconstruire un train d'ondes irrégulières à partir d'un nombre limité de simulations numériques.

La troisième technique est la génération du signal de pression des chocs par des

modèles analytiques. Deux méthodes essentielles se dégagent de la bibliographie : le modèle de Pickett, qui génère des ondes en N à partir de données statistiques du turboréacteur, et la méthode de McAlpine & Fisher, qui modélise un train d'ondes en N à partir d'un spectre proche de la soufflante (eg. mesuré). Ces modèles moins précis présentent l'avantage d'être rapides et peu coûteux mais nécessitent également des données issues d'essais en banc de moteur.

En ce qui concerne la propagation des ondes, elle peut être étudiée par des modèles analytiques ou bien par des simulations numériques. De nombreux modèles ont été développés depuis les années 1970. Écrits en deux dimensions (à l'exception du modèle développé par Fernando et repris par Kassem), ces modèles reposent sur de nombreuses hypothèses (écoulement moyen uniforme, géométrie de la nacelle simplifiée, etc.).

Dans ce mémoire, les aspects de la génération des chocs ainsi que leur propagation ont été étudiés sous des angles analytiques et numériques. Tout d'abord, les principaux modèles théoriques de propagation ont été exposés et commentés. Ces modèles sont souvent brièvement décrits dans la littérature et les hypothèses dont ils découlent sont rarement explicitées. Le premier chapitre de ce mémoire est donc dédié au recoupement des différentes méthodes de génération et de propagation des chocs. Les équations résolues par les différents modèles de propagation des chocs (notamment l'équation de Burgers résolue par la méthode FDNS) sont réécrites à partir des équations générales de la mécanique des fluides. De plus, l'expression de la décroissance du saut de pression d'une onde en N au cours de sa propagation (modèle de Morfey & Fisher) est retrouvée à partir de l'équation de Burgers spectrale (cf. annexe B). Cette démonstration, inédite à la connaissance de l'auteur, démontre également l'absence de redistribution énergétique lorsque le spectre est uniquement composé des BPF (rotor parfait). Par la suite, les principales méthodes de génération de FMR et de propagation des chocs ont été implémentées (codes Matlab) et appliquées à plusieurs configurations de turboréacteur afin d'identifier leurs limites respectives. Durant cette thèse, des données d'une campagne d'essais du démonstrateur MASCOT 2 ont été fournies par Snecma. Au cours de ces essais, les signaux temporels ont non seulement été enregistrés à deux positions axiales (proche de la soufflante et en fin de propagation), mais le calage des aubes a également été mesuré pendant le fonctionnement du moteur. À partir de ces données, une nouvelle méthode de génération de FMR a été développée et appliquée. Ce modèle permet de reconstruire un train d'ondes irrégulières à partir du calage des aubes.

Le deuxième volet de la thèse a porté sur la simulation numérique de la propagation des chocs, dans le but de s'affranchir des hypothèses posées dans les méthodes de propagation analytiques. La géométrie complexe de la nacelle ainsi que l'écoulement réaliste sont alors modélisés. Les calculs CAA fondés sur la résolution des équations d'Euler se sont focalisés uniquement sur les phénomènes de propagation non linéaires 3D et non pas sur la génération des chocs (donnée du problème). Pour cela, les chocs sont directement injectés dans un domaine de calcul acoustique avec une condition de non-réflexion, nécessitant le champ conservatif comme donnée d'entrée. Les calculs RANS et Euler ont été réalisés avec le code *elsA* de l'ONERA. La signature de l'onde

---

peut provenir soit d'un calcul RANS modélisant la génération du choc, soit de mesures. Cependant, les mesures ne fournissent que la pression (à la paroi). Une méthode de reconstruction du champ conservatif à partir des fluctuations de pression a été développée. La méthode numérique mise en œuvre a été validée dans un premier temps en confrontant des simulations d'injection de trains d'ondes réguliers puis irréguliers dans des canaux annulaires infiniment minces avec le modèle de propagation FDNS. Ensuite des simulations tridimensionnelles ont été réalisées. La hauteur radiale du conduit a été progressivement augmentée afin de mettre en évidence les effets 3D de la propagation des chocs. Ces effets limitent l'atténuation des chocs (mesurés au carter) durant la propagation. La forme du profil radial des ondes injectées a été également examinée, du fait que, lorsque seuls les signaux de pression à la paroi sont disponibles (mesures ou signal analytique), leur évolution radiale doit être modélisée. Dans un deuxième temps, la géométrie réelle des configurations étudiées (FANPAC et MASCOT 2) a été maillée et des ondes de choc identiques provenant de calculs RANS (également fournis par Snecma) ont été injectées et propagées. Les résultats ont été comparés aux solutions RANS directes et ont été analysés en détail. Les simulations basées sur les équations Navier-Stokes moyennées et d'Euler présentent des différences notables qui pourraient provenir de plusieurs facteurs. Une sous résolution des maillages RANS pourrait affecter la propagation des harmoniques élevés et une réflexion des ondes par la couche limite (non modélisée dans les calculs CAA) pourrait également expliquer en partie ces différences dans la mesure où les solutions numériques tendent à converger au fur et à mesure que l'on s'éloigne des zones de fort gradient de vitesse.

Enfin, des ondes irrégulières provenant des mesures de la campagne d'essais MASCOT 2 ont été injectées dans le domaine de propagation 3D. Une simulation 2D a également été réalisée afin de mettre en évidence les effets 3D sur la propagation des FMR. Bien que les niveaux OASPL issus des deux calculs soient assez proches, l'allure des spectres en fin de propagation est très différente. Les effets 3D doivent donc être modélisés. De plus, la simulation tridimensionnelle est en très bon accord avec les mesures. Le calcul 3D a également été comparé avec la méthode de génération des FMR de McAlpine & Fisher (moyenne de 10 signaux) propagée par le modèle FDNS. Couplée à la méthode de génération de FMR, le modèle FDNS reste compétitif puisque les spectres obtenus (voir chapitre 3) sont en assez bon accord avec les mesures mais seule l'approche CAA 3D permet de capter avec précision le niveau des BPF en fin de propagation (nettement sous-estimé par la FDNS).



## Perspectives

La méthode de génération de FMR de McAlpine & Fisher permet donc de traiter un grand nombre de configurations en un temps limité. Combinée à la méthode FDNS, cette approche permet de prévoir rapidement un spectre moyen assez proche des mesures. Cependant, les effets 3D de la propagation et l'écoulement réel généré par la géométrie complexe de la nacelle des turboréacteurs sont ignorés. Cela conduit, en fin de propagation, à des écarts pouvant être importants entre les niveaux de certaines raies dominantes estimées et mesurées. D'un autre côté, les simulations numériques permettent de propager correctement les ondes de choc mais sont coûteuses. Les développements réalisés dans cette thèse offrent néanmoins des pistes d'amélioration des techniques couramment employées concernant la prévision du bruit de choc des turboréacteurs. Le modèle de génération de FMR développé au cours de cette thèse permet de générer une organisation des aubes autour du rotor minimisant une ou plusieurs raies ciblées. L'une des préoccupations des motoristes concernant cette thématique est de limiter le bruit émis par les chocs dans certaines gammes de fréquences pouvant ne pas être correctement atténué par le traitement acoustique en paroi de la nacelle. Il serait donc intéressant d'appliquer cette nouvelle méthode d'optimisation lors d'essais pour sélectionner un calage minimisant une bande de fréquence choisie.

Concernant la méthodologie numérique développée, des calculs pourraient être réalisés à court terme et aider à l'analyse des différences entre les calculs CAA et RANS (cf. chapitre 5). Une simulation Euler d'injection de chocs effectuée sur les maillages RANS et comparée aux calculs CAA (maillages raffinés) identifierait clairement la dissipation due aux maillages RANS et permettrait de se focaliser lors des comparaisons uniquement sur les fréquences correctement propagées par les calculs RANS. Une étude de sensibilité du maillage a tout de même été menée en 2D au chapitre 4 (§ 4.4.2), préconisant une résolution numérique de 30 points par longueur d'onde avec les schémas d'ordre 2 classiquement utilisés (Jameson ou Roe). Dans un deuxième temps, un calcul URANS basé sur la méthodologie développée dans cette thèse, modélisant également la couche limite, aiderait à quantifier l'effet de cette couche limite sur la propagation des chocs et de statuer sur la nécessité ou non de prendre en compte les effets visqueux. Enfin les calculs CAA 3D pourraient être comparés à la méthode de propagation analytique 3D développée par Kassem à Airbus. La souplesse de la méthode d'injection et de propagation numérique de chocs développée dans cette thèse permet de simuler facilement des configurations correspondant aux hypothèses du modèle analytique 3D (écoulement uniforme, etc.). La confrontation de ces deux approches permettrait de valider les méthodes ou d'analyser d'hypothétiques différences entre les résultats.

L'adaptabilité de la méthode d'injection d'ondes permet de soustraire les calculs RANS de la propagation des chocs et ainsi de raccourcir le domaine de propagation en tronquant le maillage de la nacelle. En effet, une simulation CAA peut être couplée avec un premier calcul RANS modélisant uniquement la génération du choc. Permettant de modifier aisément la géométrie de la nacelle, cette méthode peut également être utilisée afin de tester plusieurs formes de nacelles, symétriques ou non, en vue d'étudier l'impact de cette géométrie sur la propagation des ondes. La méthode per-

---

met également d'injecter tout type de signaux (RANS, mesures ou signal théorique). Couplée avec le modèle de génération de FMR développé dans la thèse, la méthode d'injection permettrait de propager un train d'onde issu d'un brassage optimisé dans une géométrie réaliste.

Enfin, bien que la problématique du rayonnement en champ lointain n'ait pas été traité dans cette thèse (la puissance rayonnée étant supposée égale à la puissance en conduit), la directivité amont pourrait être facilement obtenue par la suite en couplant le calcul CAA avec une formulation intégrale (Kirchhoff ou Wiener-Hopf) appliquée dans la section de sortie de la manche [52].



# Annexe A

## Détermination des fluctuations de vitesse et de masse volumique en fonction des variations de pression à partir des équations d'Euler 1D

*Les phénomènes non linéaires des ondes d'amplitude finie sont principalement dus à la vitesse de propagation de ces ondes, qui dépend de leur pression. Dans cette annexe, nous allons déterminer les variations de la célérité du son  $c$ , de la vitesse de l'onde  $v$  et des fluctuations de masse volumique  $\rho'$  en fonction de la pression de l'onde.*

### Invariants de Riemann

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement en une dimension s'écrivent :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0.\end{aligned}\tag{A.1}$$

Avec la définition de la célérité du son (cf. (1.19)), l'équation de la conservation de la masse peut se réécrire :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \rho c^2 \frac{\partial u}{\partial x} = 0.\tag{A.2}$$

À partir de l'équation de la conservation de la masse écrite en fonction de la vitesse et de (A.2) on écrit une équation de transport sans déformation de deux quantités  $J^\mp$  appelées invariants de Riemann [24] [31], convectées à la vitesse  $u \pm c$ .  $J^+$  se propage suivant l'écoulement tandis que  $J^-$  se propage dans le sens inverse. Dans l'entrée d'air,  $M_a = u_0/c_0$  avec  $u_0 < 0$ , et les ondes de choc se propagent en remontant l'écoulement. La figure A.1 est un schéma de principe représentant la propagation des ondes de choc dans l'entrée d'air en géométrie 1D. En suivant cette convention, les invariants de

Détermination des fluctuations de vitesse et de masse volumique en fonction des variations de pression à partir des équations d'Euler 1D

---

Riemann s'écrivent  $J^- = u + \int \frac{dp}{\rho c}$ , et  $J^+ = u - \int \frac{dp}{\rho c}$  avec :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial}{\partial x} \right) J^\mp = 0.$$

Le terme  $\int \frac{dp}{\rho c}$  est déterminé à partir de l'équation de l'entropie :

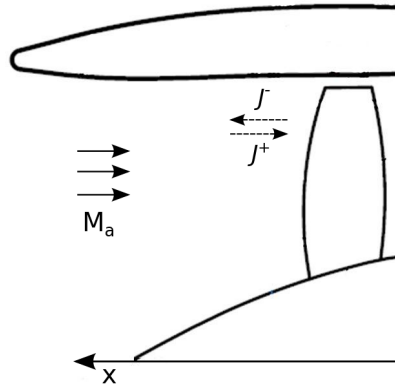


FIGURE A.1 – Schéma représentatif de la propagation 1D d'une onde de choc

$$\frac{ds}{c_p} = \frac{dT}{T} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dp}{p}. \quad (\text{A.3})$$

Pour un gaz parfait  $p = \rho R_{gaz} T$  et  $c = \sqrt{\gamma R_{gaz} T}$ , et en considérant un écoulement isentropique ( $ds = 0$ ), (A.3) s'écrit :

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho c} = \frac{2}{\gamma - 1} (c - c_0). \quad (\text{A.4})$$

On souhaite exprimer (A.4) en fonction de  $p'$ . En écrivant la célérité du son sous forme perturbative  $c = c_0 + c'$ , et avec  $ds = 0$ , l'équation d'entropie (A.3) peut s'écrire :

$$\frac{ds}{c_p} = \ln \frac{1 + \frac{T'}{T_0}}{\left(1 + \frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}} = 0,$$

soit :

$$c = c_0 \left(1 + \frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}}. \quad (\text{A.5})$$

En injectant (A.5) dans (A.4), les invariants de Riemann deviennent :

$$J^\pm = u' \mp \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho c} = u' \mp \frac{2c_0}{\gamma - 1} \left[ \left(1 + \frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} - 1 \right],$$

avec  $\frac{\partial u_0}{\partial t} = \frac{\partial u_0}{\partial x} = 0$  pour un écoulement uniforme. En posant  $\Gamma^\pm = J^\pm / (2c_0)$ , les invariants de Riemann se réécrivent :

$$\Gamma^\pm = \frac{1}{2} \left[ \frac{2}{\gamma - 1} \left( \left(1 + \frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} - 1 \right) \mp \frac{u'}{c_0} \right]. \quad (\text{A.6})$$

La propagation des ondes de choc vers l'amont se traduit par  $\Gamma^- \neq 0$  et  $\Gamma^+ = 0$ . L'équation (A.6) permet alors d'écrire la perturbation de vitesse du fluide en fonction de la perturbation de la pression :

$$u' = \frac{2c_0}{\gamma - 1} \left[ \left(1 + \frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} - 1 \right]. \quad (\text{A.7})$$

Sous les mêmes hypothèses (isentropie et gaz parfait), l'équation (A.3) peut également s'écrire en fonction de la pression et de la masse volumique :

$$\frac{ds}{c_p} = \ln \frac{\left(1 + \frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}}{1 + \frac{\rho'}{\rho_0}} = 0,$$

soit

$$\rho' = \rho_0 \left[ \left(1 + \frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right]. \quad (\text{A.8})$$

## Célérité du son et vitesse d'une onde non linéaire

À partir de ces équations, nous pouvons retrouver les relations utilisées tout au long de ce mémoire. En 1D, la vitesse d'une onde  $v$  en présence d'un écoulement  $u_0 = c_0 M_a$  est égale à la célérité du son  $c$  ajoutée à la vitesse du fluide  $u = u' + u_0$ . Soit :

$$v = c + u = c_0 \left[ \left(1 + \frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} \left(1 + \frac{2}{\gamma - 1}\right) - \frac{2}{\gamma - 1} + M_a \right].$$

En linéarisant l'équation de la célérité du son par (A.5) on peut écrire :

$$c_L = c_0 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{p'}{p_0} \right), \quad (\text{A.9})$$

où  $c_L$  est la vitesse du son linéarisée. On retrouve le terme de non-linéarité du fluide  $(\gamma - 1)/2$  de (1.23). En linéarisant l'équation de la perturbation de vitesse du fluide (A.7), on obtient la relation d'impédance (1.30), soit :

$$u'_L = \frac{c_0}{\gamma} \frac{p'}{p_0}, \quad (\text{A.10})$$

où  $u'_L$  est la perturbation de la vitesse du fluide linéarisée. Enfin, la vitesse de l'onde linéarisée  $v_L$  s'écrit :

$$v_L = c_L + u_L = c_0 \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{p'}{p_0} + M_a \right), \quad (\text{A.11})$$

équation équivalente à (1.1) sans écoulement moyen.

## Annexe B

# Échange énergétique entre les différents modes angulaires au cours de la propagation ; rotors réguliers et irréguliers

*Durant la propagation d'un signal d'ondes en  $N$  irrégulières, un échange énergétique entre les différents harmoniques (BPF et FMR) se produit, de telle sorte qu'en fin de propagation les SPL de certaines FMR peuvent être supérieurs à ceux des BPF. On constate en revanche qu'aucun échange énergétique entre les BPF n'a lieu lorsque le signal est régulier, c'est-à-dire en absence de FMR. La hiérarchie des niveaux de pression sonore des différents harmoniques est donc conservée tout au long de la propagation. Il semble qu'aucun travail antérieur n'ait expliqué cette propriété. Dans cette annexe, nous allons démontrer cette absence de redistribution énergétique à partir de l'équation (1.56) de la méthode FNDS.*

L'absence de redistribution d'énergie entre les différents harmoniques des BPF se comprend à partir de l'équation (1.38) de Morfey & Fisher, qui s'écrit en variables adimensionnées :

$$\tilde{\Delta}p(\tilde{t}) = \frac{\tilde{\Delta}p_{(t=0)}}{1 + \tilde{\Delta}p_{(t=0)}\tilde{t}}, \quad (\text{B.1})$$

avec  $\tilde{\Delta}p_{(t=0)} = \frac{\Delta p_{(t=0)}}{p_0} \frac{\gamma + 1}{2\gamma}$  et  $\tilde{t} = \frac{c_0 t}{\lambda_\psi}$ . De plus, pour une unique onde en  $N$ , les composantes de Fourier adimensionnées sont données par (1.62) :

$$\tilde{C}_m = (-1)^m \frac{i\tilde{\Delta}p}{2\pi m}. \quad (\text{B.2})$$

La combinaison des équations (B.2) et (B.1) permet de déterminer indépendamment la décroissance des  $C_m$  uniquement en fonction de  $m$ , de  $C_{m(t=0)}$  (ou  $\Delta p_{(t=0)}$ ), et de  $\tilde{t}$ .



Il est intéressant de détailler le processus de redistribution énergétique. Pour cela, on écrit l'équation de Burgers dans l'espace spectral (cf. (1.56) de la méthode FDNS) :

$$\frac{d\tilde{C}_m}{d\tilde{t}} = -\frac{im\pi}{B} \left( \sum_{l=1}^{m-1} \tilde{C}_{m-l}\tilde{C}_l + 2 \sum_{l=m+1}^{\infty} \tilde{C}_l\tilde{C}_{l-m}^* \right). \quad (\text{B.3})$$

L'équation (B.3) est identique à (1.56), à l'exception du terme lié à la troncature du spectre qui n'a plus lieu d'être lorsque l'on somme le terme  $\tilde{C}_l\tilde{C}_{l-m}^*$  jusqu'à l'infini. Dans le cas d'une seule onde en N,  $B$  vaut 1, et  $m$  repère les harmoniques des BPF. De plus, en utilisant (B.2), on peut écrire  $\tilde{C}_m$  en fonction de  $\tilde{C}_1$  :

$$\tilde{C}_m = \frac{(-1)^{m+1}}{m} \tilde{C}_1. \quad (\text{B.4})$$

En injectant (B.4) dans (B.3) et avec  $\tilde{C}_1\tilde{C}_1^* = -\tilde{C}_1^2$  ( $\tilde{C}_1$  étant un nombre imaginaire pur), on obtient :

$$\frac{d\tilde{C}_m}{d\tilde{t}} = (-1)^{m+1} im\pi\tilde{C}_1^2 \left[ \sum_{l=1}^{m-1} \frac{1}{(m-l)l} - 2 \sum_{l=m+1}^{\infty} \frac{1}{(l-m)l} \right]. \quad (\text{B.5})$$

Le terme entre crochet de (B.5) peut s'écrire :

$$\frac{1}{m} \left( \sum_{l=1}^{m-1} \frac{1}{m-l} + \sum_{l=1}^{m-1} \frac{1}{l} \right) - \frac{2}{m} \left( \sum_{l=m+1}^{\infty} \frac{1}{l-m} - \sum_{l=m+1}^{\infty} \frac{1}{l} \right).$$

En effectuant le changement de variable  $s = l - m$ , on obtient :

$$\frac{1}{m} \left( - \sum_{s=1-m}^{-1} \frac{1}{s} + \sum_{l=1}^{m-1} \frac{1}{l} \right) - \frac{2}{m} \left( \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s} - \sum_{l=m+1}^{\infty} \frac{1}{l} \right).$$

De plus :

$$\sum_{s=1-m}^{-1} \frac{1}{s} = - \sum_{s=1}^{m-1} \frac{1}{s},$$

et  $s$  étant une variable muette, on aboutit à :

$$\frac{2}{m} \sum_{l=1}^{m-1} \frac{1}{l} - \frac{2}{m} \sum_{l=1}^m \frac{1}{l} = -\frac{2}{m^2}.$$

L'équation d'évolution des composantes spectrales (B.5) s'écrit donc :

$$\frac{d\tilde{C}_m}{d\tilde{t}} = (-1)^m \frac{2i\pi}{m} \tilde{C}_1^2,$$

soit en fonction de  $C_m$  uniquement :

$$\frac{d\tilde{C}_m}{d\tilde{t}} = (-1)^m 2im\pi\tilde{C}_m^2. \quad (\text{B.6})$$

---

L'équation (B.6) ne dépend plus que du mode  $m$ . Chaque composante spectrale  $\tilde{C}_m$  évolue donc de manière indépendante des raies voisines. Ainsi, le processus de redistribution énergétique entre les raies résulte de la présence des FMR. Pour un train d'ondes irrégulier, pendant la propagation l'énergie initialement concentrée sur les BPF interagit avec les FMR voisines (cf. (B.3)) et l'évolution des  $\tilde{C}_m$  est fonction de la valeur des  $\tilde{C}_m$  de tous les autres modes. Enfin, on remarque que l'équation (B.6) est équivalente à (1.37) déterminée par Morfey & Fisher pour un rotor parfait. En intégrant (B.6), on obtient l'évolution des  $C_m$  en fonction du temps (équivalente à (1.38)) :

$$\tilde{C}_m(\tilde{t}) = \frac{\tilde{C}_{m(\tilde{t}=0)}}{1 + (-1)^{m+1} 2im\pi \tilde{C}_{m(\tilde{t}=0)} \tilde{t}}. \quad (\text{B.7})$$

Échange énergétique entre les différents modes angulaires au cours de la propagation ;  
rotors réguliers et irréguliers

---

# Annexe C

## Propagation acoustique en conduit

*Le champ sonore propagé dans un conduit annulaire peut être décomposé en modes radiaux et angulaires. Cette annexe déduit dans un premier temps les principales étapes de la décompositions modale. Dans un second temps, si seul le premier mode radial est propagatif, l'intensité puis la puissance acoustique sont calculées sur une section droite du conduit, à partir de la pression sonore à la paroi (par ex. enregistrée par un capteur de pression).*

### Décomposition modale de la pression

La propagation d'ondes dans un conduit en présence d'un écoulement uniforme, est décrite dans le domaine spectral par l'équation de Helmholtz convectée. La pression acoustique solution de cette équation s'écrit en coordonnées cylindriques  $(r, \theta, x)$  :

$$\widehat{p}(x, r, \theta, f) = \sum_m \widehat{p}_m(x, r, f) \quad \text{et} \quad \widehat{p}_m(x, r, f) = \sum_{\mu} P_{m\mu}(f) C_{m\mu}(r) e^{-i(m\theta + \kappa_{m\mu}x)}$$

avec  $P_{m\mu}(f)$  les amplitudes modales et  $C_{m\mu}(r)$  les fonctions de forme radiale telles que :

$$C_{m\mu}(r) = A_{m\mu} J_m(\kappa_{m\mu}r) + B_{m\mu} Y_m(\kappa_{m\mu}r).$$

En conduit cylindrique sans corps central, comme  $Y_m \rightarrow -\infty$ , il s'ensuit qu'il faut poser  $B_{m\mu} = 0$  et l'expression se simplifie :

$$C_{m\mu}(r) = A_{m\mu} J_m(\kappa_{m\mu}r).$$

Afin de déterminer la pression acoustique, il est donc nécessaire de calculer les termes  $P_{m\mu}(f)$  et  $C_{m\mu}(r)$  (et donc  $A_{m\mu}$  et  $B_{m\mu}$ ). Rienstra [53] propose une normalisation de la fonction  $C_{m\mu}(r)$  qui permet d'écrire simplement les coefficients  $A_{m\mu}$  et  $B_{m\mu}$  (méthode décrite en détail dans l'annexe A de [51]).  $P_{m\mu}(f)$  s'obtient par projection modale :

$$P_{m\mu}(f) = \frac{1}{\Gamma_{m\mu}} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \widehat{p}_m(r) C_{m\mu}(r) r dr,$$

avec :

$$\Gamma_{m\mu} = 2\pi \int_{R_{min}}^{R_{max}} C_{m\mu}^2(r) r dr = 2\pi.$$

Dans le cas de la propagation d'ondes de choc dans une nacelle de turboréacteur, la raie de fréquence  $f_m = mN$  n'est constituée que du mode angulaire  $m$  (égal au range de l'harmonique de la rotation), de sorte que  $\widehat{p}(x, r, \theta, f_m) = \widehat{p}_m(x, r, f_m)$  :

$$\widehat{p}_m(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \widehat{p}(x, r, \theta, f) e^{im\theta} d\theta = \widehat{p}(r, f_m)$$

## Intensité et puissance acoustique en conduit

Une expression de l'intensité acoustique dans un conduit en présence d'un écoulement moyen homogène et irrotationnel a été développée par Cantrell & Hart [6]. L'intensité s'exprime alors :

$$\mathbf{I} = [p' + \rho_0 (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{u}')] \cdot \left[ \mathbf{u}' + \frac{p'}{\rho_0 c_0^2} \bar{\mathbf{u}} \right].$$

Dans le cas d'un écoulement uniforme, l'expression de l'intensité axiale moyenne s'écrit :

$$\bar{I}_x = (1 + M_a^2) p' u'_x - M_a \left( \frac{p'^2}{\rho_0 c_0} + \rho_0 c_0 u'_x{}^2 \right),$$

soit dans le domaine fréquentiel :

$$\bar{I}_x = \frac{1}{2} \left[ (1 + M_a^2) \Re \left( \widehat{p}(f) \widehat{u}'_x{}^* \right) - M_a \left( \frac{\widehat{p}(f) \widehat{p}^*(f)}{\rho_0 c_0} + \rho_0 c_0 \widehat{u}'_x \widehat{u}'_x{}^* \right) \right]. \quad (\text{B.1})$$

L'expression de l'intensité acoustique peut s'exprimer uniquement en fonction de la pression sonore en injectant l'équation de conservation de la quantité de mouvement linéarisée dans (B.1) :

$$\rho_0 c_0 (k + M_a k_x) \widehat{u}'_x = k_x \widehat{p}(f)$$

donc :

$$\bar{I}_x = \frac{K (k_x - M_a^2 k_x - M_a k) \widehat{p}^2(r, f)}{(k + M_a k_x)^2 \rho_0 c_0}. \quad (\text{B.2})$$

En conduit cylindrique, la pression s'écrit en fonction des modes radiaux :

$$\widehat{p}_m(r) = \sum_{\mu=1}^{\mu_{max}} P_{m\mu} J_m(\kappa_{m\mu} r).$$

Dans le cas de la propagation d'ondes de choc, seule l'extrémité des aubes est supersonique, c'est pourquoi les principaux modèles de propagation d'ondes de choc se limitent à une approche 2D en conduit annulaire infiniment mince. De plus, le nombre de Mach relatif en bout d'aubes est peu supérieur de 1 et seul le mode radial  $\mu = 1$  associé au mode angulaire  $m$  est propagatif sur la raie  $f_m = mN$  (de rang égal au

---

mode  $m$ ). Morfey & Fisher [41] calculent la puissance acoustique en considérant que le profil radial est constant (comme pour une onde plane) ; ils ne tiennent alors pas compte des fonctions propres du conduit. Lévy [34] a montré que cette approximation entraîne une surestimation de la puissance acoustique. C'est pourquoi il relie la valeur de la pression  $\widehat{p}(r, f_m)$  à la pression à la paroi  $\widehat{p}(R_{max}, f_m)$  en utilisant la fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $m$  (valable quand seul le premier mode radial  $\mu = 1$  se propage) :

$$\widehat{p}(r) = \widehat{p}(R_{max}) \frac{J_m(\kappa_{m1}r)}{J_m(\kappa_{m1}R_{max})}. \quad (\text{B.3})$$

En injectant (B.3) dans (B.2), il vient :

$$\bar{I}_x(r) = \frac{K(k_x - M_a^2 k_x - M_a k)}{(k + M_a k_x)^2} \frac{\widehat{p}^2(R_{max}, f)}{\rho_0 c_0} \frac{J_m^2(\kappa_{m1}r)}{J_m^2(\kappa_{m1}R_{max})}.$$

Enfin, en intégrant l'intensité sur une section droite, on obtient la puissance acoustique :

$$W = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_{max}} \bar{I}_x(r) r dr d\theta = \left(1 - \frac{m^2}{\kappa_{m\mu}^2}\right) \pi R_{max}^2 \bar{I}_x(R_{max}).$$



# Bibliographie

- [1] ADETIFA, O. E., MCALPINE, A. & GABARD, G., 2014, Modelling the nonlinear sound propagation and radiation of supersonic fan tones, dans *20th AIAA Aeroacoustics Conference, Atlanta, Georgia, USA, AIAA Paper 2014-2945*.
- [2] BEYER, R. T., 1974, Nonlinear acoustics, DTIC Document, Technical report.
- [3] BOGEY, M., DE CACQUERAY, N. & BAILLY, C., 2009, A shock-capturing methodology based on adaptative spatial filtering for high-order non-linear computations, *J. Comput. Phys.*, **228**, p. 1447–1465.
- [4] BRÉARD, C., SAYMA, A., IMREGUN, M., WILSON, A. G. & TESTER, B. J., 2001, A cfd-based non-linear model for the prediction of tone noise in lined ducts, dans *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*.
- [5] CAMBIER, L., HEIB, S. & PLOT, S., 2013, The onera elsa cfd software : input from research and feedback from industry, *Mechanics & Industry*, **14**(3), p. 159–174.
- [6] CANTRELL, R.H. & HART, R.W., 1964, Interaction between sound and flow in acoustic cavities : Mass, momentum and energy consideration, *J. Acoust. Soc. Am.*, **36**(4), p. 697–706.
- [7] COULOUVRAT, F., 1992, On the equations of nonlinear acoustics, *J. Acoustique*, **5**, p. 321–359.
- [8] COUPLAND, J., WILSON, A., POLLARD, N., UELLENBERG, S., BREARD, C. & DIAMOND, J., 2007, Demonstration of a CFD-CAA methodology to predict buzz-saw noise propagation to the aircraft, dans *13th AIAA Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2007-3517*.
- [9] DARU, V. & GLOERFELT, X., 2006, Aeroacoustic computations using a high-order shock-capturing scheme, *AIAA Journal*, **45**(10), p. 2474–2486.
- [10] DEFOE, J., NARKAJ, A. & SPAKOVSKY, Z., 2010, A body force-based method for prediction of multiple-pure-tone noise : validation, dans *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-3747*.
- [11] DUMOND, J.W.M., RICHARD COHEN, E., PANOFSKY, W.K.H. & DEEDS, E., 1946, A determination of the wave form and laws of propagation and dissipation of ballistic shock waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, **18**(1), p. 97–118.
- [12] DUPERE, I.D.J., DAWES, B.N., TESTER, B.J. & WILSON, A.G., 2001, Prediction of rotor alone tones in a transonic fan using steady cfd, dans *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, AIAA Paper 2001*.



- [13] ENFLO, Bengt O & HEDBERG, Claes M, 2002, *Theory of nonlinear acoustics in fluids*, vol. 67, Springer Science & Business Media.
- [14] EVERSMAAN, W., 1971, Effect of boundary layer on the transmission and attenuation of sound in an acoustically treated circular duct, *J. Acoust. Soc. Am.*, **49**(5), p. 1372–1380.
- [15] FERNANDO, R., DRUON, Y., COULOUVRAT, F. & MARCHIANO, R., 2011, Non-linear waves and shocks in a rigid acoustical guide, *J. Acoust. Soc. Am.*, **129**(2), p. 604–615.
- [16] FERNANDO, R., DRUON, Y., MARCHIANO, R. & COULOUVRAT, F., 2009, A nonlinear computational method for the propagation of shock waves in aero-engine inlets toward a new model for buzz-saw noise prediction, dans *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2009-3238*.
- [17] FINK, M.R., 1971, Shock wave behavior in transonic compressor noise generation, *Journal of Engineering for Power*, **93**(4), p. 397–403.
- [18] FISHER, M.J., TESTER, B.J. & SCHWALLER, P.J.G., 1998, Supersonic fan tone noise prediction, *AIAA Journal*, p. 290–300.
- [19] GLIEBE, P., MANI, R., SHIN, H., MITCHELL, B., ASHFORD, G., SALAMAH, S. & CONNELL, S., 2000, Aeroacoustics prediction codes, NASA, Technical report. CR-2000-210244.
- [20] GOLDSTEIN, A.W., GLASER, F.W. & COATS, J.W., 1973, Acoustique properties of a supersonic fan, NASA, Technical report. Report TN-D-7096.
- [21] HAN, F., SHARMA, A., PALIATH, U. & SHIEH, C., 2014, Multiple pure tone noise prediction, dans *J. Sound Vib.*
- [22] HAN, F., SHIEH, C. M., SHARMA, A. & PALIATH, U., 2007, Multiple pure tone noise prediction and comparison with static engine test measurements, dans *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2007-3523*.
- [23] HAWKINGS, D., 1971, Multiple tone generation by transonic compressors, *J. Sound Vib.*, **17**(2), p. 241–250.
- [24] HUET, M. & GIAUQUE, A., 2013, A nonlinear model for indirect combustion noise through a compact nozzle, *Journal of Fluid Mechanics*, **733**, p. 268–301.
- [25] JORDAN, P.M., 2004, An analytical study of kuznetsov’s equation : diffusive solitons, shock formation, and solution bifurcation, *Physics Letters A*, **326**(1), p. 77–84.
- [26] KANTOLA, R.A. & KUROSAKA, M., 1971, The theoretical and experimental investigation on multiple pure tone noise - part 1, NASA, Technical report. CR-1831.
- [27] KASSEM, M., 2013, Validation of a one dimensional model for nonlinear propagation in air intake ducts, dans *19th AIAA Aeroacoustics Conference, Berlin, Germany, AIAA Paper 2013-2173*.
- [28] KASSEM, M. & BENNANI, A., 2014, A three-dimensional cylindrical model for nonlinear propagation prediction in lined intake ducts with uniform flow, dans *20th AIAA Aeroacoustics Conference, Atlanta, Georgia, USA, AIAA Paper 2014-3114*.

- 
- [29] KUROSAKA, M., 1971, A note on multiple pure tone noise, *J. Sound Vib.*, **19**(4), p. 453–462.
- [30] KURZE, U. & ALLEN, C.H., 1971, Influence of flow and high sound level on the attenuation in a lined duct, *J. Acoust. Soc. Am.*, **49**(5-2), p. 1643–1654.
- [31] LANDAU, L. D. & LIFSHITZ, E. M., 1966, *Course of Theoretical Physics*, vol. 6, Pergamon Press (3rd ed.).
- [32] LEWY, S., 2013, Statistical prediction of pure tones radiated forward of a transonic turbofan, dans *20th International Congress on Sound and Vibration, Bangkok, Thailand*.
- [33] LEWY, S. & POLACSEK, C., 2012, Analytical prediction of sound power radiated ahead of a transonic axial compressor or turbofan, dans *41st Inter-noise, New York City, USA*.
- [34] LEWY, S., POLACSEK, C. & BARRIER, R., 2014, Analytical and numerical prediction of harmonic sound power in the inlet of aero-engines with emphasis on transonic rotation speeds, *J. Sound Vib.*, **333**(26), p. 7165–7182.
- [35] MCALPINE, A. & FISHER, M.J., 2001, The effect of acoustic lining on "buzz-saw" noise generated by an aero-engine, dans *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2001-2201*.
- [36] MCALPINE, A. & FISHER, M.J., 2001, On the prediction of "buzz-saw" noise in aero-engine inlet ducts, *J. Sound Vib.*, **248**(1), p. 123–149.
- [37] MCALPINE, A. & FISHER, M.J., 2003, On the prediction of "buzz-saw" noise in acoustically lined aero-engine inlet ducts, *J. Sound Vib.*, **265**(1), p. 175–200.
- [38] MCALPINE, A. & FISHER, M.J., 2006, "buzz-saw" noise : A comparison of measurement with prediction, *J. Sound Vib.*, **290**(3-5), p. 1202–1233.
- [39] MCALPINE, A., FISHER, M.J. & TESTER, B.J., 2007, "buzz-saw" noise : A comparison of modal measurements with an improved prediction method, *J. Sound Vib.*, **306**(3-5), p. 419–443.
- [40] MCALPINE, A., SCHWALLER, P.J.G., FISHER, M.J. & TESTER, B.J., 2012, "buzz-saw" noise : Prediction of the rotor-alone pressure field, *J. Sound Vib.*, **331**(22), p. 4901–4918.
- [41] MORFEY, C. L. & FISHER, M. J., 1970, Shock-wave radiation from a supersonic ducted rotor, *The Aeronautical Journal of the Royal Aeronautical Society*, **74**(715), p. 579–585.
- [42] MOTSINGER, R.E. & KRAFT, R.E., 1991, Design and performance of duct acoustic treatment, NASA, Technical report. Report RP-1258.
- [43] MUNGUR, P. & PLUMBEE, H. E., 1969, Acoustic wave propagation in a sheared fluid contained in a duct flow, NASA, Technical report. Report SP-207, p. 305–327.
- [44] OISHI, T., KUSUDA, S., KODAMA, H. & NAMBA, M., 2012, Buzz saw noise behavior due to influence of potential perturbation, dans *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2266*.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [45] PALIATH, U., HAN, F., SHIEH, C.M. & SHARMA, A., 2010, Multiple pure tone noise for acoustically treated aircraft engines, dans *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-3714*.
- [46] PHILPOT, M., 1970, The buzz-saw noise generated by a high duty transonic compressor, *Journal of Engineering for Power*, **70**(GT-54), p. 63–68.
- [47] PICKETT, G., 1972, Prediction on the spectral content of combination tone noise, *J. Aircraft*, **9**(9), p. 658–663.
- [48] PRASAD, A., 2003, Evolution of upstream propagation shock waves from a transonic compressor rotor, *ASME J. Turbomach.*, **125**(1), p. 133–140.
- [49] PRASAD, D. & FENG, J., 2005, Propagation and decay of shock in turbofan engine inlets, *ASME J. Turbomach.*, **127**(1), p. 118–127.
- [50] PRASAD, D. & FENG, J., 2015, Dispersion, dissipation and refraction of shock waves in acoustically treated turbofan inlets, *J. Sound Vib.*, **352**, p. 46–62.
- [51] REBOUL, G., 2010, *Modélisation du bruit à large bande de soufflante de turboréacteur*, thèse de doctorat, École centrale de Lyon.
- [52] REBOUL, G., POLACSEK, C., BILLONNET, G. & ROUX, J. M., 2008, Prediction of bpf tones emitted by the inlet of an aero-engine model using in-duct angular mode spectrum measurements, dans *20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, USA, AIAA Paper 2014-3105*.
- [53] RIENSTRA, S. W., 1984, Acoustic radiation from a semi-infinite annular duct in a uniform subsonic ducts with flows, *J. Sound Vib.*, **94**(2), p. 267–288.
- [54] SARIN, S.L. & RADEMAKER, E.R., 1993, In-flight acoustic measurements in the turbofan engine inlet of fokker 100 aircraft, dans *15th AIAA Aeroacoustic Conference, AIAA Paper 93-4414*.
- [55] SCHWALLER, P.J.G. & NEWBY, D.R. Arrangement for minimizing buzz saw noise in bladed rotors, mars 22 1988. US Patent 4,732,532.
- [56] SCHWALLER, P.J.G. & SMITH, N.H.S. Noise control, janvier 19 2010. US Patent 7,648,330.
- [57] SHIM, I. B., J.W., Kim & J., Lee D., 1999, Numerical study on radiation of multiple pure tone noise from an aircraft engine inlet, dans *5th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference, AIAA Paper 99-1831*.
- [58] SOFRIN, T.G. & PICKETT, G.F., 1970, Multiple pure tone noise generated by fans at supersonic tip speeds, NASA, Technical report. Report SP-304, p. 435-459.
- [59] SÖDERHOLM, Lars H, 2001, A higher order acoustic equation for the slightly viscous case, *Acta Acustica united with Acustica*, **87**(1), p. 29–33.
- [60] STRATFORD, B. S. & NEWBY, D. R., 1977, A new look at the generation of buzz-saw noise, dans *4th AIAA Aeroacoustics Conference, Atlanta, Georgia, USA, AIAA Paper 77-1343*.
- [61] THISSE, J., POLACSEK, C., LÉWY, S. & LAFITTE, A., 2014, On the generation and propagation of multiple pure tones inside turbofans at transonic regime, dans

- 
- 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, USA, AIAA Paper 2014-3104.*
- [62] THISSE, J., POLACSEK, C., LÉWY, S. & LAFITTE, A., 2015, Generation and propagation of multiple pure tones inside turbofans at transonic regime, *AIAA Journal*, **53**(11), p. 3466–3478.
- [63] THISSE, J., POLACSEK, C., LÉWY, S. & MAYEUR, J., 2015, A numerical simulation method of shock-wave propagation in turbofan intakes, dans *44th Inter-Noise Congress & Exposition on Noise Control Engineering, San Francisco, USA.*
- [64] THOMPSON, K. W., 1987, Time dependant boundary conditions for hyperbolic systems, *J. Comput. Phys.*, **68**, p. 1–24.
- [65] UELLENBERG, S., 2004, Buzzsaw noise predictions for modern turbofans, dans *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, UK, AIAA Paper 2004-3000.*
- [66] WHITHAM, Gerald Beresford, 2011, *Linear and nonlinear waves*, vol. 42, John Wiley & Sons.
- [67] WILSON, A., STIEGER, R., COUPLAND, N. J. Smith & HUMPHREYS, N., 2011, Multi-disciplinary optimisation of a transonic fan for low tone noise, dans *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2950.*

# PREVISION DU BRUIT D'ONDES DE CHOC D'UN TURBOREACTEUR EN REGIME TRANSSONIQUE PAR DES METHODES ANALYTIQUES ET NUMERIQUES

**RESUME :** Durant le décollage et la montée d'un avion, les ondes de choc (ou ondes en N) engendrées par la soufflante d'un turboréacteur en régime transsonique peuvent devenir une source de bruit dominante. L'étude des ondes en N nécessite de se concentrer sur deux processus majeurs : 1) la génération d'ondes en N par un rotor parfait (dont toutes les aubes sont identiques) et par un rotor réel (en tenant compte des irrégularités géométriques des aubes) ; et 2) la propagation de ces ondes en N dans la nacelle, produisant du bruit dont le spectre se compose des harmoniques de la fréquence de passage des aubes pour un rotor régulier et des harmoniques aux fréquences multiples de la rotation du rotor (FMR) pour un rotor irrégulier. Le but de cette thèse est d'étudier ces deux phénomènes par des méthodes analytiques et numériques. Dans un premier temps, les principales théories de la propagation des ondes de choc ainsi que les modèles majeurs de génération de FMR sont mis en perspective. Les principales méthodes semi-analytiques de génération et de propagation des chocs sont évaluées et comparées en les appliquant à des configurations de turboréacteurs. En outre, un nouveau modèle de génération de FMR fondé sur des paramètres géométriques des aubes est élaboré par l'intermédiaire d'une campagne d'essais. Le deuxième volet du mémoire concerne le développement d'une méthodologie de simulation numérique basée sur l'utilisation du code *elsA* de l'ONERA en résolvant les équations d'Euler (approche CAA). Des ondes de choc régulières et irrégulières sont directement injectées dans un plan proche de la soufflante et se propagent en remontant l'écoulement. Cette méthode d'injection est tout d'abord appliquée à un conduit annulaire infiniment mince et validée par la méthode de propagation semi-analytique de McAlpine & Fisher. Ensuite, les effets de propagation 3D sont étudiés en augmentant l'épaisseur du conduit. Enfin, la méthode CAA est appliquée à des configurations de turboréacteurs modernes et des ondes de choc régulières et irrégulières sont propagées numériquement. Les résultats sont comparés aux solutions RANS ainsi qu'aux mesures disponibles.

**Mots clés :** acoustique non linéaire, ondes de choc, ondes en N, turboréacteur en régime transsonique, fréquences multiples de la rotation du rotor.

## ANALYTICAL AND NUMERICAL PREDICTIONS OF NOISE GENERATED BY SHOCK WAVES INSIDE A TURBOFAN AT TRANSONIC REGIME

**ABSTRACT :** During aircraft takeoff and climb, the shock waves (or N-waves) emitted by the fan of a rotor at transonic rotation speeds can be a dominant noise source. The study of N-waves needs to take account of two main processes: 1) the generation of N-waves for a perfect rotor (in which all blades are identical) and for a real rotor (considering small geometrical blade dispersion), 2) the N-wave propagation in the inlet duct producing the blade passing harmonics for a perfect rotor, and the multiple pure tones (harmonics of the rotation frequency) for a real rotor. This thesis intends to study these two processes on the basis of analytical and numerical considerations. Firstly, the main propagation theories and the foremost MPT generation methods are discussed. In a second step, the main relevant semi-analytical methods are cross-checked by applying them to representative turbofan configurations. Moreover, a novel model of irregular N-wave generation based on blade geometrical parameters is investigated thanks to test data. Then, a second part of the work investigates a numerical strategy based on *elsA* ONERA code, solving the full Euler equations (CAA approach). Regular and non-regular shock waves are directly injected in a plane close to the fan and propagated in the inlet. This injection method is firstly applied on an infinitely narrow annular duct and validated through comparisons with the McAlpine & Fisher analytical method. Then, the 3D propagation effects are pointed out by increasing the duct height. Finally, the CAA method is applied to actual intake geometries of modern turbofan demonstrators, and propagation of regular and irregular shock waves are simulated. The numerical results are compared to RANS solutions and to available measurements.

**Keywords :** nonlinear acoustics, shock waves, N-waves, transonic fan, multiple pure tones.

