



# Caractérisation du comportement non-stationnaire du système d'admission d'air d'un moteur à combustion interne. Incidence sur le remplissage.

A. Mahé

## ► To cite this version:

A. Mahé. Caractérisation du comportement non-stationnaire du système d'admission d'air d'un moteur à combustion interne. Incidence sur le remplissage.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale Nantes, 2011. Français. <tel-01207529>

**HAL Id: tel-01207529**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01207529>**

Submitted on 1 Oct 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.

Ecole Centrale de Nantes

**ÉCOLE DOCTORALE**

**SCIENCES POUR L'INGENIEUR, GEOSCIENCES, ARCHITECTURE**

*Année 2011*

N° B.U. :

**Thèse de DOCTORAT**

Spécialité : DYNAMIQUE DES FLUIDES ET DES TRANSFERTS

Présentée et soutenue publiquement par :

ALEXANDRE MAHE

Le 16 février 2011  
à l'Ecole Centrale de Nantes

**CARACTERISATION DU COMPORTEMENT NON-STATIONNAIRE DU SYSTEME D'ADMISSION D'AIR D'UN  
MOTEUR A COMBUSTION INTERNE. INCIDENCE SUR LE REMPLISSAGE.**

**JURY**

Président :	M. Guy CAIGNAERT	Professeur Emérite - Laboratoire de Mécanique de Lille - ENSAM LILLE,
Rapporteurs :	M. Bernard DESMET M. Georges DESCOMBES	Professeur - Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Valenciennes Professeur - CNAM Paris
Examineurs :	M. Jean-François HETET M. David CHALET	Professeur - Laboratoire de Mécanique des Fluides, Nantes Maître de Conférences - Laboratoire de Mécanique des Fluides, Nantes
Membre invité :	M. Jérôme MIGAUD	Ingénieur de Recherche – Mann+Hummel France, Laval

---

Directeur de thèse : Jean-François HETET

Laboratoire : Laboratoire de Mécanique des Fluides UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes

Co-encadrant : David CHALET

Laboratoire : Laboratoire de Mécanique des Fluides UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes

N° ED-498-175





**CARACTÉRISATION DU COMPORTEMENT NON-STATIONNAIRE  
DU SYSTÈME D'ADMISSION D'AIR D'UN MOTEUR À  
COMBUSTION INTERNE**

**INCIDENCE SUR LE REMPLISSAGE**

---

*Characterization of unsteady flow of an Internal Combustion  
Engine air intake manifold*

*Impact on volumetric efficiency*

**Alexandre MAHÉ**



*favet neptunus eunti*

---

**Université de Nantes**

Alexandre MAHÉ

***Caractérisation du comportement non-stationnaire du système d'admission d'air  
d'un moteur à combustion interne***

***Incidence sur le remplissage***

**IV+XII+230 p.**

Ce document a été préparé avec L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X<sub>2</sub>ε et la classe `these-LINA` version v. 2.7 de l'association de jeunes chercheurs en informatique I<sup>2</sup>G<sup>2</sup>N, Université de Nantes. La classe `these-LINA` est disponible à l'adresse : <http://login.irin.sciences.univ-nantes.fr/>. Cette classe est conforme aux recommandations du ministère de l'éducation nationale, de l'enseignement supérieur et de la recherche (circulaire n° 05-094 du 29 mars 2005), de l'Université de Nantes, de l'école doctorale « Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture » (ED-SPIGA), et respecte la norme AFNOR NF Z41-006 (octobre 1983) *Présentation des thèses et documents assimilés* de l'association française de normalisation (AFNOR).

*Impression : Manuscrit\_Alex.tex – 14/11/2011 – 0:01.*

*Révision pour la classe : these-LINA.cls,v 2.7 2006-09-12 17:18:53 mancheron Exp*



## Résumé

Ce travail est consacré au développement d'une méthodologie expérimentale de caractérisation des écoulements non-stationnaire dans les systèmes d'admission d'air des moteurs à combustion interne. Un dispositif expérimental a alors été mis au point dans le but de générer une onde de pression à partir d'une variation brutale de débit. La méthode de mesure associée permet de fournir une mesure de l'impédance d'un circuit d'admission. Cette méthode qui atteint des niveaux de pression comparables à ceux observés dans les moteurs permet d'analyser les phénomènes de propagations et de réflexions des ondes de pression.

D'autre part, un modèle de comportement des écoulements non-stationnaires en conduit a été développé afin d'évaluer l'incidence de la géométrie d'admission sur le rendement volumétrique d'un moteur. Les paramètres de ce modèle sont alors identifiés pour chaque système d'admission à partir des essais expérimentaux du banc de caractérisation. L'ensemble de la démarche est finalement validé sur un banc d'essai monocylindre et a été complété par l'étude d'une ligne d'admission d'un moteur multicylindres.

**Mots-clés :** moteur à combustion interne, ondes de pression, rendement volumétrique, remplissage, fonction de transfert, dynamique des gaz, analyse fréquentielle, impédance.

## Abstract

The aim of this PhD thesis is to develop a new characterization method of unsteady flow in internal combustion engine intake manifold. Then, an experimental setup was developed in order to generate pressure waves from a fast change in flow. The measurement method coupled to this device allows to obtain the air intake system impedance. This method is able to produce very high pressure oscillations which are similar to those encountered in an engine.

On the other hand, an unsteady flow modelisation of intake pipes was developed to assess the impact of the manifold geometry on the engine volumetric efficiency. The model parameters are then identified for each intake system by experimental characterization results from the test bench. Finally, the whole process is evaluated on a one cylinder engine test bench. Furthermore, a study of a multi-cylinder engine air intake system was conducted.

**Keywords:** internal combustion engine, pressure waves, volumetric efficiency, transfer function, gas dynamics, frequency analysis, impedance.



# Remerciements

---

Ce travail de thèse a été mené à l'Ecole Centrale de Nantes au sein de l'équipe Énergétique des Moteurs à Combustion Interne du Laboratoire de Mécanique des Fluides (LMF), UMR 6598, dont je remercie les responsables, messieurs Alain CLÉMENT (Directeur du LMF) et Pascal CHESSE (Responsable de l'équipe EMCI), pour m'avoir accueilli. Je tiens à remercier tout particulièrement mon directeur et mon encadrant de thèse, Jean-François HÉTET, Professeur des Universités et David CHALET, Maître de Conférences, pour m'avoir guidé tout au long de mes recherches. Je leur suis très reconnaissant de la confiance qu'ils m'ont accordée, et du temps consacré au suivi de mon travail spécialement lors de la phase finale. Il est impossible de passer par l'équipe EMCI sans remercier à juste titre Michel VIOLLEAU et Jean-Louis AUDRAIN pour leur importante implication dans la mise au point des moyens d'essais. Enfin, je salue très chaleureusement tous les membres de l'équipe EMCI que j'ai pu rencontrer durant ces années et avec qui j'ai partagé d'excellents moments.

Cette étude a été menée dans le cadre d'une convention CIFRE introduisant ainsi un partenariat industriel représenté par la société MANN+HUMMEL France avec laquelle des relations constantes ont été entretenues tout au long de la thèse et même au-delà par le lancement d'une seconde thèse. Je remercie en particulier Jérôme MIGAUD, Ingénieur Expert, pour son suivi régulier de mes travaux de recherche, son soutien permanent et sa forte motivation et implication dans le sujet de recherche. J'en profite pour remercier l'ensemble de l'équipe *Etudes Avancées* pour leur accueil chaleureux (Christelle, Cécile, Arnaud, Hervé, les deux Mickaël, Pascal, Vincent et Éric même si on ne sait pas très bien à quelle équipe il appartient) et qui m'ont régulièrement fait profiter de leur expertise. Un grand merci à Tony et Abdelhadi pour leur nombreuses interventions dans la mise au point des moyens expérimentaux. Je rends un hommage particulier à Éric qui m'a accompagné dans les phases de conception des différents éléments du banc d'essai.

Que Monsieur Bernard DESMET, Professeur à l'Université de Valenciennes, soit vivement remercié pour son aide précieuse dans le domaine des écoulements non-stationnaires appliqués aux Moteurs à Combustion Interne et pour avoir accepté de rapporter ce travail. Je remercie également Guy CAIGNAERT, Professeur à l'ENSAM de Lille pour avoir accepté de présider ce jury, et Georges DESCOMBES, Professeur au CNAM de Paris d'avoir également accepté de rapporter ce travail. Je remercie donc l'ensemble des membres du jury pour leurs remarques constructives.

Les travaux de recherche, s'ils sont souvent exaltants, peuvent parfois mener au doute. Dans ces moments difficiles, toutes les personnes citées précédemment ont été pour moi un soutien indispensable. A tous, je leur souhaite la meilleure réussite personnelle et professionnelle. Je remercie également toutes les autres personnes que j'ai pu côtoyer au laboratoire, professeurs, maîtres de conférence, chercheurs, doctorants, personnels administratif et en particulier, Aline, Malika et Julia.

Que ma famille soit également remerciée pour la compréhension dont elle a fait preuve tout au long de ce travail de recherche dont les objectifs et les exigences peuvent parfois paraître très éloignés des réalités quotidiennes.

Symboles latins		
Symbole	Unité	Signification
<i>a</i>	m	Rayon
<i>A</i>		Constante
<i>A</i>		Matrice masse
<i>B</i>		Constante
<i>B</i>	Pa	Module de compressibilité
<i>c</i>	m.s <sup>-1</sup>	vitesse du son
<i>C</i>	F	Capacité
<i>C</i>		Matrice d'amortissement
<i>D</i>	mm	Diamètre
<i>E</i>		Module d'Young
<i>f</i>		Coefficient de frottement
<i>F</i>	Hz	Fréquence
<i>F<sub>c</sub></i>	Hz	Fréquence de coupure
<i>G</i>	m.s <sup>-2</sup>	Terme résultant des forces de frottement pariétal
<i>H</i>	rad	Nombre de Helmholtz
<i>k</i>	rad.m <sup>-1</sup>	Nombre d'onde
<i>K</i>		Matrice raideur
<i>l</i>	m	Longueur
<i>L</i>	m	Longueur
<i>L</i>	H	Inductance
<i>p</i>	Pa ou bar	Pression
<i>P</i>	Pa ou bar	Pression
<i>Pr</i>		nombre de Prandtl
<i>q</i>	J.kg <sup>-1</sup>	Quantité massique de chaleur apportée par le milieu extérieur
<i>r</i>	J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	Constante du gaz
<i>r</i>		Coefficient de réflexion
<i>R</i>	Ω	Résistance
<i>R</i>		Module du coefficient de réflexion
<i>Re</i>		Nombre de Reynolds
<i>S</i>	m <sup>2</sup>	Section
<i>Sh</i>		Nombre de Strouhal
<i>t</i>	s	Temps
<i>T</i>	s	Période
<i>u</i>	m	Déplacement
<i>v</i>	m.s <sup>-1</sup>	Vitesse
<i>x</i>	m	Coordonnée
<i>X<sub>in</sub></i>		Paramètre inertiel
<i>Z</i>		Impédance
<i> Z </i>		Module d'impédance

Symboles grecs		
Symbole	Unité	Signification
$\alpha$		Paramètre (Méthode TMTC)
$\beta$		Paramètre (Méthode TMTC)
$\gamma$		Paramètre (Méthode TMTC)
$\gamma$		Rapport de chaleur spécifique
$\delta$		Décrément logarithmique d'amortissement
$\delta$	m	Terme correctif de longueur acoustique $L_{ac} = l + \delta$
$\varepsilon$		Taux d'amortissement
$\theta$	rad	Phase (du coefficient de réflexion)
$\lambda$		Coefficient d'amortissement $\lambda = \varepsilon\omega_0$
$\Lambda$		Coefficient de perte de charge régulière
$\mu$	Pa.s	Viscosité dynamique
$\nu$	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	Viscosité cinématique
$\rho$	kg.m <sup>3</sup>	Densité
$\xi$		Coefficient de perte de charge
$\sigma$	MPa	Contrainte
$\Upsilon$		Coefficient d'amplification dynamique
$\varphi$	rad	Déphasage
$\chi$		Coefficient de compressibilité
$\omega$	rad.s <sup>-1</sup>	Pulsation propre
$\Omega$	rad.s <sup>-1</sup>	Pseudo-pulsation propre

Indices	
Indice	Signification
1,2,...,n	Indice numérique
ac	Acoustique
adm1	Primaire d'admission n°1
adm2	Primaire d'admission n°2
adm3	Primaire d'admission n°3
adm4	Primaire d'admission n°4
amb	Ambiante
c	Coupure
ech1	Primaire d'échappement n°1
ech2	Primaire d'échappement n°2
ech3	Primaire d'échappement n°3
ech4	Primaire d'échappement n°4
init	Initial
moy	Moyen(ne)
ref	Référence
rep	Répartiteur
t	Répartiteur
tot	Totale



# Sommaire

---

## — Corps du document —

<b>1</b>	<b>Étude bibliographique.....</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Moyens mis en oeuvre.....</b>	<b>39</b>
<b>3</b>	<b>Caractérisation d'un circuit d'admission.....</b>	<b>69</b>
<b>4</b>	<b>Modélisation.....</b>	<b>95</b>
<b>5</b>	<b>Application aux moteurs à combustion interne.....</b>	<b>131</b>

## — Annexes —

<b>A</b>	<b>Sensibilité au maillage.....</b>	<b>175</b>
<b>B</b>	<b>Sensibilité à la température.....</b>	<b>185</b>
<b>C</b>	<b>Méthode des éléments finis - Script MATLAB.....</b>	<b>191</b>
<b>D</b>	<b>Essais mono config 1.....</b>	<b>193</b>
<b>E</b>	<b>Essais K4M+.....</b>	<b>205</b>

## — Pages annexées —

<b>Bibliographie.....</b>	<b>209</b>
<b>Liste des figures.....</b>	<b>221</b>
<b>Table des matières.....</b>	<b>227</b>



# Introduction Générale

---

Dans le contexte environnemental actuel, la réduction de l'impact des transports sur la pollution atmosphérique est un enjeu essentiel et conduit à la rationalisation de la consommation d'énergie. C'est pourquoi, les moteurs à combustion interne, qui équiperont encore plus de 90% du parc automobile mondial à l'horizon 2020, font l'objet d'une réglementation de plus en plus sévère. Cette problématique impose une amélioration accrue de leurs performances qui sont conditionnées, au premier ordre, par leur remplissage en air. Différentes techniques sont adoptées à ces fins telles que le downsizing ou encore le downspeeding qui nécessitent des pressions de suralimentation élevées, fournies en général par des compresseurs centrifuges. Cependant, dans la recherche du meilleur compromis entre la performance (rendement) et l'agrément de conduite, les turbomachines atteignent très rapidement leurs limites. La double suralimentation constitue une réponse efficace à cette contrainte, mais c'est une solution très coûteuse. Une autre méthode consiste à optimiser les systèmes d'admission et d'échappement existants. Il est alors nécessaire de minimiser les pertes par frottements (pertes de charge) dans l'ensemble de la boucle d'air. Le dernier aspect est la maîtrise des écoulements non-stationnaires qui influencent également le rendement volumétrique en fonction de la géométrie des tubulures d'admission et d'échappement. L'objectif étant la réduction de la dispersion de remplissage poste à poste mais également l'amélioration de ce dernier à des régimes particuliers. Ces accommodations à bas régime permettent par exemple de repousser la ligne de pompage du compresseur sur un point de fonctionnement particulier et de privilégier un étagement de boîte de vitesses plus favorable à la sobriété de la consommation de carburant. La problématique de l'impact des ondes de pression dans les systèmes d'admission d'air sur le remplissage des moteurs à combustion interne intéresse les motoristes depuis le début du XX<sup>e</sup> siècle. Cependant, ces notions d'écoulements non-stationnaires sont encore traitées de manière empirique dans les phases de développement moteur. C'est pourquoi, ce travail de recherche en collaboration avec un Laboratoire de Recherche (Laboratoire de Mécanique des Fluides de Nantes), un constructeur automobile (Renault, Service Remplissage Lardy) et un fournisseur de ligne d'admission (Mann+Hummel France) propose une étude du comportement non-stationnaire des lignes d'admission d'air basée sur l'exploitation d'une nouvelle méthode de caractérisation expérimentale.

Tout d'abord, le premier chapitre présente les méthodes de modélisation des écoulements non-stationnaires qui ont déjà été développées dans la littérature. Il fait également le point sur les différentes méthodes de mesure et de caractérisation spécifiques aux phénomènes de propagation des ondes de pression dans les systèmes d'admission des moteurs à combustion interne. Dans un second chapitre, les moyens d'essais numériques et expérimentaux utilisés dans cette étude feront l'objet d'une description détaillée. S'appuyant sur l'étude bibliographique, le chapitre suivant est consacré à la comparaison expérimentale des différentes méthodes de caractérisation sur des éléments géométriques de référence. Ensuite, les observations issues de ce chapitre permettent de proposer, dans le chapitre 4, un modèle de comportement de ces phénomènes oscillatoires. Finalement, ce modèle sera confronté à des essais de caractérisation sur des lignes d'admission complexes puis à des essais sur bancs moteurs monocylindre et multicylindre.



# CHAPITRE 1

---

## Étude bibliographique

*Les ondes de pressions dans la boucle d'air des moteurs à combustion interne sont des phénomènes bien connus. Cependant ces notions ne sont pas encore parfaitement maîtrisées lorsque les géométries de lignes d'air deviennent complexes. Dans ce chapitre, une première partie présentera les différentes méthodes de modélisations des écoulements non-stationnaires abordées dans la littérature. Ensuite, il s'agira de présenter les méthodes expérimentales de caractérisation de ces phénomènes aussi bien sur banc d'organe que sur banc d'essai moteur. L'objectif de cette étude bibliographique est alors de se doter des outils numériques et expérimentaux adaptés à ce travail de recherche.*

## 1.1 Les méthodes numériques

De par leur mode de fonctionnement, les moteurs à combustion interne sont le siège d'écoulements non-stationnaires [1, 2, 3, 4]. Ces écoulements sont définis de telle sorte que la pression, la température et la vitesse des particules gazeuses sont variables dans le temps. En effet, l'ouverture de la soupape d'échappement libère les gaz brûlés générant ainsi une onde de pression dans le collecteur. Du côté admission, lorsque la soupape est ouverte, la variation de pression générée par la descente du piston est transmise à la ligne d'admission d'air. Dans le cas général, une onde est la propagation d'une perturbation produisant sur son passage une variation réversible des propriétés physiques locales. Elle transporte de l'énergie sans transporter de matière [5]. Dans la nature, les ondes peuvent être séparées en deux catégories : les ondes transversales (figure 1.1) et les ondes longitudinales (figure 1.2).

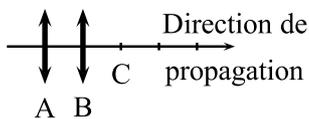


Figure 1.1 – Ondes transversales

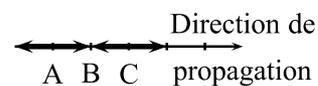


Figure 1.2 – Ondes longitudinales

Les points d'un milieu de propagation se déplacent localement selon la direction de propagation lorsqu'il s'agit d'une onde longitudinale (exemple : compression d'un ressort) et perpendiculairement au sens de propagation pour une onde transversale (exemple : vagues, séisme). Dans ce dernier cas, une grandeur supplémentaire est nécessaire pour décrire ce mode de propagation qui est qualifié de polarisation. Cependant, ces deux modes de transmission dépendent principalement du milieu de propagation [6]. Dans les solides, une onde acoustique possède toujours une composante longitudinale et une composante transversale quelle que soit la nature de l'excitation. Ces phénomènes dépendent des liaisons qui existent entre les molécules. Dans les liquides, les deux types d'ondes coexistent toujours, mais les vibrations longitudinales prédominent. Enfin dans les gaz, les vibrations longitudinales sont pratiquement négligeables [5] ; leurs effets interviennent au demeurant lorsque la viscosité est prise en compte, en particulier au niveau des parois qui limitent le domaine de propagation. Les écoulements dans les systèmes d'admission et d'échappement peuvent être fortement multidimensionnels. Cependant, ceux-ci sont souvent simplifiés en considérant l'écoulement comme unidimensionnel [7, 8, 9]. Les équations fondamentales de la dynamique des gaz ne sont alors traitées que dans une seule coordonnée spatiale. Elles sont décrites par les expressions suivantes dans le cadre d'un écoulement unidimensionnel [7, 10].

### Équation de conservation de la masse - Équation de continuité.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = -\frac{\rho u}{S} \frac{dS}{dx} \quad (1.1)$$

### Équation du bilan de la quantité de mouvement.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 + p) + \frac{\rho u^2}{S} \frac{dS}{dx} + \rho G = 0 \quad (1.2)$$

où la grandeur  $G$  est la résultante des forces de frottements pariétales définie par la relation suivante :

$$G = 2u \frac{f}{D} \frac{u}{|u|} \quad (1.3)$$

### Équation du bilan énergétique.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ u \left( \rho \frac{u^2}{2} + p \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \right] + \left( \rho \frac{u^2}{2} + p \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \frac{u}{S} \frac{dS}{dx} = \rho q_e \quad (1.4)$$

Ces équations sont alors non-linéaires et non homentropiques<sup>1</sup> pour un fluide tel que l'air. Leur complexité nécessite l'usage de méthodes de résolutions adaptées. Les méthodes les plus simples sont les méthodes « vidange-remplissage » qui négligent les propriétés compressibles et non-linéaires de l'air. Par la suite, les méthodes de linéarisation acoustiques ont largement été déployées dans les systèmes d'admission d'air des moteurs à combustion interne [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18]. En acoustique, cette hypothèse est définie par la propagation en ondes planes [19, 20]. Les figures 1.3 et 1.4 représentent la réflexion d'une onde de pression à l'extrémité ouverte d'un tube droit [21]. Ces figures illustrent l'hypothèse d'écoulements unidimensionnel dans le tube. Au début de la réflexion, le front d'onde est clairement plan. Les effets de cisaillement du fluide sur la paroi sont ainsi négligeables sur la déformation du profil de pression. Cependant, les figures 1.5 et 1.6 montrent la formation d'un front d'onde sphérique dès lors que celui-ci est laissé en champ libre.

Cependant, le niveau des ondes de pression et le fort gradient de température lors de l'ouverture de la soupape sont tels que les équations linéaires ne sont pas suffisantes pour décrire le comportement des écoulement non-stationnaires dans le circuit d'échappement. La méthode des caractéristiques est une méthode de résolution graphique des équations fondamentales qui a ainsi longtemps été la seule accessible [2? ]. Par la suite, le développement de la puissance des machines de calcul a bénéficié à la méthode de résolution numérique par différences finies de type Lax Wendroff [22] ou Harten Lax Leer [7]. La démocratisation de ce type de méthode s'est fortement développée par l'émergence de codes commerciaux. Cependant, la consommation en temps de calcul a longtemps été un frein à son développement et la modélisation des éléments fortement 3D (volume de plenum, boîtier, filtre,...) reste assez confuse. Parallèlement, nombre de méthodes basées sur la linéarisation de ces mêmes équations a aussi été proposée. Elles ont l'avantage d'être plus rapides et facilitent l'analyse et la compréhension des phénomènes de propagation d'ondes. L'ensemble de ces méthodes de résolution est présenté dans cet ordre dans la section suivante. Ensuite, il sera dressé un état de l'art des méthodes expérimentales permettant de caractériser les phénomènes d'onde de pression dans les conduits d'admission des moteurs à combustion interne.

#### 1.1.1 Méthode vidange remplissage

Dans l'étude des transvasements gazeux au sein des lignes d'admission et d'échappement des moteurs, la première approche est de ne pas considérer la compressibilité de l'air. Ainsi, seules les pertes de charges aux soupapes sont prises en compte [8]. Cependant, CHALET [23] a montré que cette approche ne permettait pas de prendre en compte les effets des ondes de pression sur le remplissage en air du moteur.

---

1. pas d'échanges thermiques entre les particules fluides

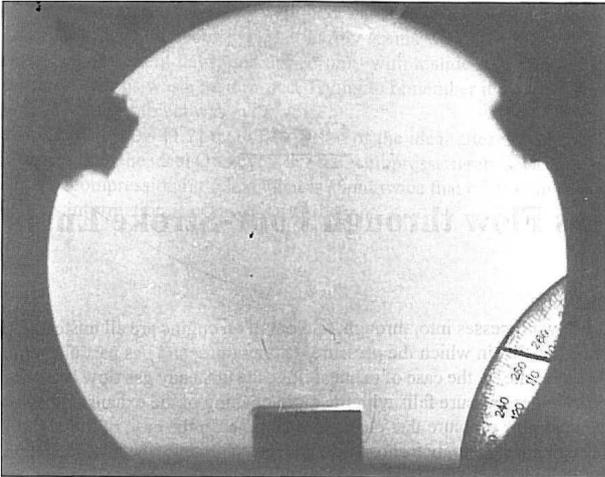


Figure 1.3 – Onde plane rayonnée à l'extrémité d'un tube [21]

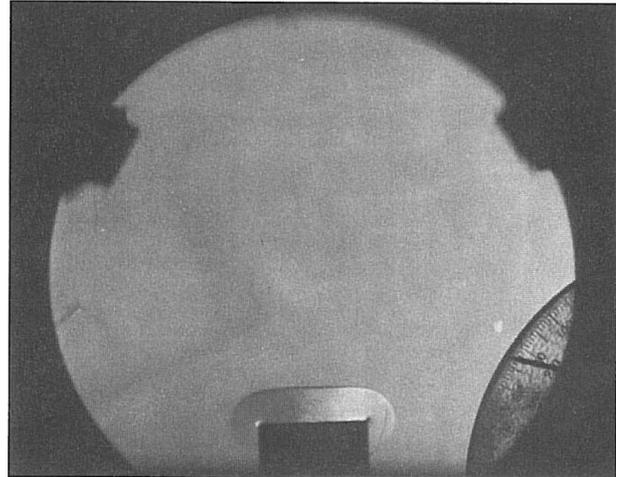


Figure 1.4 – Front d'onde se propageant dans l'atmosphère [21]

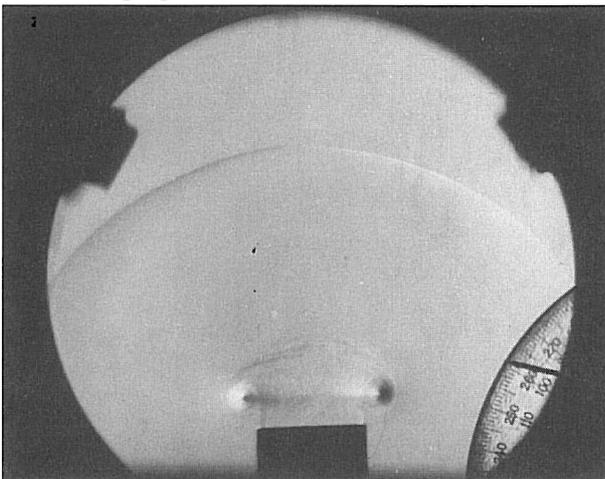


Figure 1.5 – Front d'onde sphérique suivi d'un vortex toroïdal [21]

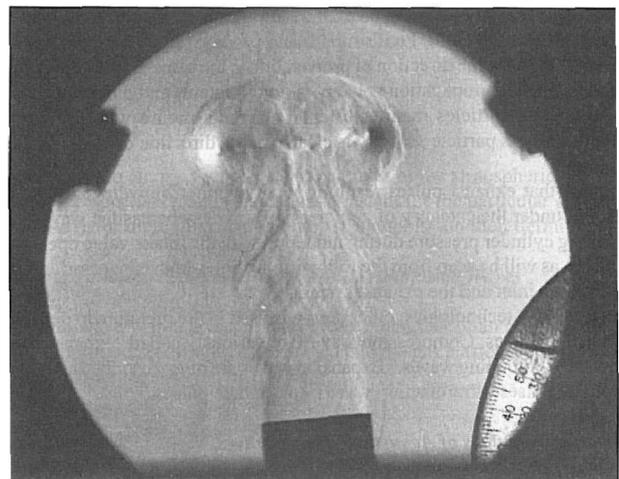


Figure 1.6 – Vortex toroïdal [21]

### 1.1.2 Méthode inertielle

La seconde possibilité est d'ajouter la contribution de l'inertie de la colonne gazeuse des conduits primaires d'admission et d'échappement par le biais des caractéristiques géométriques de la tubulure. Par exemple, dans le cas d'un tube droit de section  $S$  et de longueur  $L$ , le débit peut être calculé par [23] :

$$\frac{dq_m}{dt} = \frac{S}{L} [p_{port}(t) - p_{adm}(t)] \quad (1.5)$$

où  $q_m$  est le débit masse traversant.  $P_{port}$  et  $P_{adm}$  sont les pressions à chaque extrémité du tube. L'indice *port* désigne la chapelle d'admission et *adm* le milieu extérieur.

Dans le cas d'un écoulement stationnaire où la différence de pression est indépendante du temps, la variation de débit reste constante. Cette condition a pour effet de faire tendre le débit vers l'infini. Afin de pallier à cette lacune, un réservoir (indice *res*) de volume équivalent à celui du tube est adjoit à une extrémité de ce dernier. Cette technique porte le nom de méthode inertielle capacitive [23].

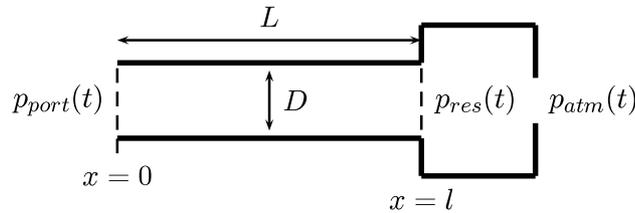


Figure 1.7 – Principe de la méthode inertielle-capacitive

L'expression du débit masse devient

$$\frac{dq_{m1}}{dt} = \frac{S}{L} [p_{port}(t) - p_{res}(t)] \quad (1.6)$$

Les pressions  $p_{port}(t)$  et  $p_{adm}(t)$  sont supposées connues. Pour déterminer la variation de débit  $\frac{dq_m}{dt}$ , la pression  $p_{res}$  peut-être définie à partir d'un bilan de masse et d'énergie dans le réservoir.

Les deux méthodes précédentes montrent très rapidement leurs limites dès lors que les écoulements sont instationnaires et que les propriétés compressibles de l'air ne sont plus négligeables. C'est pourquoi un panel de méthodes de résolution numériques a été développé.

### 1.1.3 Les méthodes acoustiques

Les forts gradients de pression et de température dans les conduits d'échappements ne permettent pas d'y appliquer la méthode de linéarisation des équations de la dynamique des gaz. Cependant, de part des niveaux de pression plus modérés dans la ligne d'admission, les outils de calcul acoustique sont couramment utilisés pour modéliser le comportement des écoulements instationnaires. En effet, les équations fondamentales de la dynamique des gaz ont un caractère non-linéaire du fait que chaque terme comporte des produits d'éléments différentiels [6]. Elles ne peuvent donc pas être résolues directement sans simplification ou usage de schémas numériques (discrétisations du calcul dans le temps et dans l'espace). C'est pourquoi l'acoustique propose une simplification des équations de la dynamique des fluides décrites par les hypothèses formulées dans la première partie de cette section. Ensuite, les notions de réflexion et d'impédance seront développées. La présentation de ces formulations permettra de présenter les méthodes de modélisation acoustiques appliquées aux lignes d'air des moteurs à combustion interne.

### 1.1.3.1 Linéarisation acoustique - Hypothèse des petites perturbations

Reprenons les équations fondamentales de la dynamique des gaz obtenues dans le cas d'un écoulement unidimensionnel [9].

#### Équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\rho u}{S} \frac{dS}{dx} = 0 \quad (1.7)$$

où  $\rho(x, t)$  est la masse volumique et  $u(x, t)$  est la vitesse qui dépendent de la coordonnée  $x$  et du temps  $t$ .  $S(x)$  est la section de la conduite et ne dépend que de la coordonnée spatiale  $x$ .

#### Équation bilan de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 + p) + \frac{\rho u^2}{S} \frac{dS}{dx} + \rho G = 0 \quad (1.8)$$

La grandeur  $G$  représente le terme résultant des forces de frottement pariétal et  $f$  est le coefficient de frottement.

$$\text{Avec :} \quad G = 2u^2 \frac{f}{D} \frac{u}{|u|} \quad (1.9)$$

#### Équation de conservation de l'énergie

$$\rho (\gamma - 1) (q + uG) = \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) - a^2 \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \quad (1.10)$$

$q$  est la quantité massique de chaleur apportée par le milieu extérieur.

Rappelons que ce système d'équations hyperboliques a été établi pour un écoulement de gaz parfait compressible dans un tube à section faiblement variable. A ces conditions, nous ajoutons les hypothèses de linéarisations acoustiques dans un conduit à section constante.

- Fluide parfait :  $C_p$  et  $C_v$  constants donc  $\gamma$  constant
- Écoulement dans un tube de section constante :  $S = cte$
- Fluide non-visqueux :  $F = 0$
- L'écoulement est homentropique :  $q = 0$  et  $S = cte$
- Hypothèses de petites perturbations. Le fluide est soumis à une perturbation de faible amplitude autour de son état d'équilibre.
  - Vitesse :  $u = \delta u$  fluide initialement au repos
  - Pression :  $p = p_0 + \delta p$
  - Densité :  $\rho = \rho_0 + \delta \rho$

En négligeant la variation de section du tube, l'équation de continuité (1.7) devient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1.11)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (1.8) devient :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (1.12)$$

En y combinant les hypothèses de petites perturbations, ces deux équations deviennent :

$$\frac{\partial(\delta\rho)}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} + \delta\rho \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} + \delta u \frac{\partial(\delta\rho)}{\partial x} = 0 \quad (1.13)$$

$$\rho_0 \frac{\partial(\delta u)}{\partial t} + \delta\rho \frac{\partial(\delta u)}{\partial t} + \rho_0 \delta u \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} + \delta\rho \delta u \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} + \frac{\partial(\delta p)}{\partial x} = 0 \quad (1.14)$$

Les termes du second ordre étant négligeables, il est alors possible de simplifier ce système d'équation en considérant une transformation isentropique [6, 3]. On obtient ainsi l'équation d'onde acoustique :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\delta p) = c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}(\delta p) \quad (1.15)$$

La grandeur  $c_0$  correspond à la vitesse du son. Selon BRUNEAU [6], D'ALEMBERT propose une solution analytique à l'équation de propagation sous la forme d'une somme d'une onde progressive (directe) et d'une onde rétrograde.

$$\delta p = f_I(c_0 t - x) + f_{II}(c_0 t + x) \quad (1.16)$$

De la même manière, on a :

$$\delta u = g_I(c_0 t - x) + g_{II}(c_0 t + x) \quad (1.17)$$

$$\delta\rho = h_I(c_0 t - x) + h_{II}(c_0 t + x) \quad (1.18)$$

Lorsque la variation de pression est périodique de pulsation  $\omega$ , l'équation de répartition des pressions (1.16) peut s'écrire sous forme trigonométrique :

$$\delta p = B_I \cos \left[ \omega \left( t - \frac{x}{c_0} \right) \right] + B_{II} \cos \left[ \omega \left( t + \frac{x}{c_0} \right) \right] \quad (1.19)$$

$$\delta p = B_I \cos(\omega t - kx) + B_{II} \cos(\omega t + kx) \quad (1.20)$$

où  $k$  est le nombre d'onde ( $k = \frac{\omega}{c_0}$ ). Dans la littérature, on trouve cette expression aussi bien sous la forme trigonométrique que sous la forme d'une exponentielle complexe.

$$\delta p = C_I e^{i(\omega t - kx)} - C_{II} e^{i(\omega t + kx)} \quad (1.21)$$

où  $C_I$  et  $C_{II}$  sont des complexes. Sous cette forme la pression correspond à la partie réelle de cette expression. L'équation de perturbation en vitesse devient :

$$\delta u = \frac{1}{\rho_0 c_0} \left[ C_I e^{i(\omega t - kx)} - C_{II} e^{i(\omega t + kx)} \right] \quad (1.22)$$

### 1.1.3.2 Réflexion d'onde acoustique

Tous les systèmes acoustiques présentent des singularités qui séparent deux « conduits » de sections constantes (exemple : saut de section). A l'interface de ces deux conduits, une partie de l'énergie de l'onde incidente est réfléchiée, une autre partie est dissipée et le reste est transmis au conduit adjacent. Le coefficient de réflexion  $r$  permet alors d'exprimer le comportement des ondes au passage des discontinuités en quantifiant la part de l'énergie qui est réfléchiée. Ce coefficient s'exprime par le rapport des amplitudes de pression des ondes réfléchiée  $p^-$  et incidente  $p^+$  à la coordonnée spatiale  $x$ .

$$r_x = \frac{p_x^-}{p_x^+} \quad (1.23)$$

### 1.1.3.3 Impédance

L'impédance acoustique est une notion couramment employée en acoustique et dans le domaine du remplissage moteur. Dans la suite de ce document, l'ensemble des géométries sera caractérisé par cette grandeur. Il est donc nécessaire d'introduire cette notion avec précision. Tout d'abord, l'impédance acoustique d'un système est définie par le rapport complexe de la pression sur la vitesse volumique dans le domaine fréquentiel. Son unité est donnée en Pa.s.m<sup>-3</sup>. Elle peut être considérée comme une fonction de réponse fréquentielle dont la vitesse est la donnée d'entrée et la pression est sa sortie. Dans le cadre de la propagation d'ondes planes en conduits, l'impédance au niveau de la section considérée (en  $x$ ) s'exprime toujours par le rapport de la pression et de la vitesse volumique. Cependant, cette vitesse volumique est simplement définie par le produit de la vitesse particulière par la section du conduit. La relation (1.24) exprime l'impédance d'un conduit :

$$Z = \frac{\delta p}{A \delta u} \quad (1.24)$$

Au delà de cette notion générale d'impédance, la littérature fait référence à deux notions plus précises liées au support de propagation. La première est l'**impédance spécifique** qui définit la propriété du milieu de propagation homogène (ex : l'air). Cette quantité se note  $z$  ou  $Z_s$  et est égale au produit de la vitesse du son et de la masse volumique du milieu. Son unité est en Pa.s.m<sup>-1</sup>. D'autre part, l'**impédance caractéristique** (en Pa.s.m<sup>-3</sup>) s'applique à un conduit de section  $S$  et s'exprime par le rapport entre l'impédance spécifique et la section du tube.

$$Z_c = \frac{\rho c}{S} \quad (1.25)$$

**Impédance d'une ligne acoustique** Précédemment, nous avons déterminé l'expression exponentielle de la pression et de la vitesse acoustique.

$$\begin{cases} \delta p = C_I e^{i(\omega t - kx)} - C_{II} e^{i(\omega t + kx)} \\ \delta v = \frac{1}{\rho_0 c_0} [C_I e^{i(\omega t - kx)} - C_{II} e^{i(\omega t + kx)}] \end{cases} \quad (1.26)$$

En dérivant ces deux équations par rapport au temps ( $t$ ) :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\delta p) = i\omega(\delta p) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\delta u) = i\omega(\delta u) \end{cases} \quad (1.27)$$

En insérant les dérivées temporelles de la pression et de la vitesse dans les équations du système (1.28).

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\delta p) + \rho_0 c_0^2 \frac{\partial}{\partial x}(\delta u) = 0 \\ \rho_0 \frac{\partial}{\partial t}(\delta u) + \frac{\partial}{\partial x}(\delta p) = 0 \end{cases} \quad (1.28)$$

$$\begin{cases} i\omega(\delta p) + \rho_0 c_0^2 \frac{\partial}{\partial x}(\delta u) = 0 \\ i\rho_0 \omega(\delta u) + \frac{\partial}{\partial x}(\delta p) = 0 \end{cases} \quad (1.29)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x}(\delta u) = -i \frac{\omega}{\rho_0 c_0^2} \delta p \\ \frac{\partial}{\partial x}(\delta p) = -i \rho_0 \omega \delta u \end{cases} \quad (1.30)$$

Nous avons défini  $\delta p = ZA\delta u$ . En dérivant par rapport à  $x$ ,

$$\frac{\partial}{\partial x}(\delta p) = ZA \frac{\partial}{\partial x}(\delta u) + \delta u \frac{d}{dx}ZA \quad (1.31)$$

Dans l'équation (1.31), les dérivées de perturbation de pression et vitesse sont remplacées par les expressions du système (1.30).

$$-i\rho_0\omega\delta u = -i\frac{\omega}{\rho_0c_0^2}\delta pZA + \delta u \frac{d}{dx}(ZA) \quad (1.32)$$

$$-i\rho_0\omega = -i\frac{\omega}{\rho_0c_0^2}(ZA)^2 + \frac{d}{dx}(ZA) \quad (1.33)$$

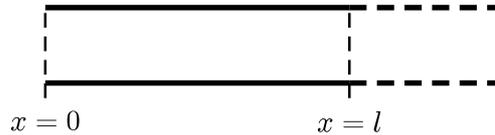
$$\frac{d}{dx}(ZA) = i\frac{\omega}{\rho_0c_0^2}[(ZA)^2 - Z_s^2] \quad (1.34)$$

où  $Z_s$  est l'impédance spécifique. Dans un tube de section constante l'équation (1.34) devient :

$$\frac{d}{dx}Z = i\frac{\omega A}{\rho_0c_0^2}[Z^2 - Z_c^2] \quad (1.35)$$

où  $Z_c$  est l'impédance caractéristique.

**Impédance acoustique d'une ligne de section constante** On cherche maintenant à caractériser la propagation d'une onde acoustique harmonique dans un conduit de section constante.



Une ligne acoustique de longueur  $l$  et de section  $A$  est connectée à une charge acoustique d'impédance  $Z_l$  en son extrémité  $x = l$ . D'après GIBIAT et POLACK [24, 25], l'impédance de cette ligne acoustique est obtenue à partir de l'équation (1.35) et elle est définie en  $x$  par l'expression suivante :

$$Z = Z_c \frac{(Z_c + Z_l) e^{ik(l-x)} - (Z_c - Z_l) e^{-ik(l-x)}}{(Z_c + Z_l) e^{ik(l-x)} + (Z_c - Z_l) e^{-ik(l-x)}} \quad (1.36)$$

Dans les deux paragraphes suivants, on détermine l'impédance d'une ligne acoustique dans les cas particuliers où le tube est ouvert ou fermé à l'une de ses extrémités (en  $x = l$ ).

**Tube fermé à son extrémité** Le tube est fermé par une paroi indéformable en abscisse  $x = l$ . Le débit passant par cette section est donc nul ( $\delta u = 0$ ). Ainsi, d'après l'équation (1.24) l'impédance en  $x = l$  tend vers l'infini.

$$Z_l = \frac{\delta p_l}{A\delta u_l} \rightarrow \infty \quad (1.37)$$

Dans ce cas, les acousticiens ont pour habitude de dire que le tube est fermé par une impédance infinie [11]. Par ailleurs l'expression (1.36) permet de définir l'impédance dans le tube en  $x = 0$ .

$$Z(x = 0) = Z_c \frac{(Z_c + Z_l)e^{ikl} - (Z_c - Z_l)e^{-ikl}}{(Z_c + Z_l)e^{ikl} + (Z_c - Z_l)e^{-ikl}} \quad (1.38)$$

D'après l'expression (1.37), on a :

$$Z_l \rightarrow \infty \Rightarrow Z_l \gg Z_c \quad (1.39)$$

$$Z = Z_c \frac{e^{ikl} + e^{-ikl}}{e^{ikl} - e^{-ikl}} \quad (1.40)$$

$$\boxed{Z(x = 0) = -i \frac{\rho_0 c_0}{A} \cot(kl)} \quad (1.41)$$

**Tube ouvert à son extrémité** Le tube est ouvert sur l'atmosphère à l'abscisse  $x = l$  où la pression reste constante  $\delta p = 0$

$$Z_l = \frac{\delta p_l}{A \delta u_l} = 0 \quad (1.42)$$

Ayant  $Z_l = 0$ , l'utilisation de l'expression (1.36) permet de définir l'impédance dans le tube en  $x = 0$ .

$$Z = Z_c \frac{e^{ikl} - e^{-ikl}}{e^{ikl} + e^{-ikl}} \quad (1.43)$$

$$\boxed{Z = -i \frac{\rho_0 c_0}{A} \tan(kl)} \quad (1.44)$$

**Impédance de radiation** De la même manière que précédemment, on définit l'impédance de radiation par le rapport de la pression sur la vitesse acoustique dans le plan de réflexion [19] en  $(x)$ .

$$z_x = \frac{\delta p(x)}{\delta v(x)} = \rho_0 c_0 \frac{p_x^+ + p_x^-}{p_x^+ - p_x^-} \quad (1.45)$$

A partir de la relation (1.23), l'impédance ou l'impédance spécifique  $\zeta$  peut s'exprimer en fonction du coefficient de réflexion :

$$\zeta_x = \frac{p_x^+ + p_x^-}{p_x^+ - p_x^-} = \frac{1 + r_x}{1 - r_x} \quad (1.46)$$

Réciproquement le coefficient de réflexion, s'exprime en fonction de l'impédance spécifique :

$$r_x = \frac{\zeta_x - 1}{\zeta_x + 1} \quad (1.47)$$

**Notions de résonances de conduits** À partir des impédances étudiées précédemment, il est alors possible de définir les modes de résonances associés à la géométrie des tubes droits.

**Tube ouvert à une extrémité et fermé à l'autre** L'équation (1.41) fournit l'impédance en  $x = 0$  d'un tube fermé en  $x = l$ . De plus, nous avons vu que l'impédance d'une terminaison ouverte sur le milieu extérieur est nulle (équation (1.42)). On a donc :

$$-i \frac{\rho_0 c_0}{A} \cot(kl) = 0 \quad (1.48)$$

$$\Rightarrow k_0 l = \frac{2\pi f l}{c_0} = (2n - 1) \frac{\pi}{2} \quad (1.49)$$

$$\Leftrightarrow f = (2n - 1) \frac{c_0}{4l} \quad \text{avec } n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.50)$$

$$\lambda = \frac{4l}{2n - 1} \Leftrightarrow l = (2n - 1) \frac{\lambda}{4} \quad (1.51)$$

On dit alors que le tube résonne en quart de longueur d'onde [3]. La fréquence correspondante à  $n = 1$  est appelée la fréquence de résonance fondamentale et les  $n^{\text{ieme}}$  fréquences suivantes définissent les harmoniques du régime vibratoire.

**Tube ouvert à ses deux extrémités** L'impédance en  $x = 0$  d'un tube ouvert en  $x = l$  est donnée par l'équation (1.44). Pour un tube qui est ouvert à ses deux extrémités ( $Z(x = 0) = Z(x = l) = 0$ ), on a donc l'égalité suivante :

$$Z(x = 0) = -i \frac{\rho_0 c_0}{A} \tan(kl) = 0 \quad (1.52)$$

$$\Rightarrow k_0 l = \frac{2\pi l}{\lambda} = n\pi \quad (1.53)$$

$$\Leftrightarrow f = \frac{nc_0}{2l} \quad \text{avec } n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.54)$$

Le tube ouvert à ces deux extrémités résonne ainsi en demi longueur d'onde. Il en va de même pour un tube fermé à ses deux extrémités pour lequel on a :

$$\cot k_0 l \rightarrow \infty \quad \Leftrightarrow k_0 l = n\pi \quad (1.55)$$

### 1.1.4 Notions de pertes par amortissement

Dans cette section, nous allons décrire les modèles d'amortissement des ondes planes dans les conduits lisses. Nous dissocions 3 types d'amortissement :

- Pertes visco-thermiques en absence d'écoulement moyen
- Effets convectifs
- Influences de la turbulence

**Amortissement en absence d'écoulement moyen** Bien que le fluide ait été défini non-visqueux, il est courant d'intégrer les pertes visco-thermiques sous forme de forfait d'amortissement en remplaçant le nombre d'onde  $k$  par le nombre complexe  $\beta$  [6, 19, 26]

$$\beta = \frac{\omega}{c} + \alpha(1 - i) \simeq \frac{\omega}{c} - i\alpha \quad (1.56)$$

où  $\alpha$  est le coefficient de pertes visco-thermique pour la propagation d'une onde plane dans un tube de rayon  $a$  [27, 20].

$$\alpha_0 = \frac{1}{ac_0} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2}} \left[ 1 + \left( \sqrt{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \sqrt{\frac{1}{Pr}} \right] \quad (1.57)$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique locale et  $Pr$  est le nombre de Prandtl.

**Effets convectifs** Lorsque les phénomènes de propagations d'ondes dans les conduits sont soumis à un écoulement constant, les nombres d'onde des ondes propagatives directes  $k^+$  et rétrogrades  $k^-$  s'en trouvent affectés. La littérature est très prolifique dans le domaine et fournit de nombreux modèles dont PETERS [28] a dressé une liste des principaux acteurs et qui peut être complété par l'étude expérimentale de l'amortissement proposée par ALLAM [20]. En ce qui nous concerne, on s'intéressera aux modèles simples déjà éprouvés par les spécialistes en acoustique. De ce fait, l'article de DAVIES [19] déjà précédemment cité fait office de référence en la matière. Les expressions suivantes expriment la dépendance des nombres d'ondes à la présence d'écoulement.

$$k^+ = \frac{\beta_0}{1 + M} \quad k^- = \frac{\beta_0}{1 - M} \quad (1.58)$$

où  $M$  est le nombre de MACH. Dans cette relation, l'amortissement a été négligé. Ainsi, les équations (1.21) et (1.22) deviennent :

$$p^+(x, t) = p^+(0) \exp(i(\omega t - k^+ x)) \quad u^+(x, t) = u^+(0) \exp(i(\omega t - k^+ x)) \quad (1.59)$$

$$p^-(x, t) = p^-(0) \exp(i(\omega t + k^- x)) \quad u^-(x, t) = u^-(0) \exp(i(\omega t + k^- x)) \quad (1.60)$$

L'influence du nombre de Mach a déjà été étudié par RONNEBERGER. Lorsque l'épaisseur de la couche limite acoustique  $\delta_{ac} = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$  est petite devant l'épaisseur de la sous-couche visqueuse  $\delta_l \approx 10 \frac{\nu}{v^*}$  d'un écoulement turbulent en conduite (où  $v^* = \sqrt{\tau_0} \rho_0$  est la vitesse de friction), la théorie quasi-laminaire permet d'estimer assez précisément l'amortissement de l'onde acoustique. Au premier ordre, le coefficient d'amortissement ne dépend que du nombre de Mach de l'écoulement moyen.

$$k^+ = \frac{\beta_0}{1 + \beta_0 M} \quad k^- = \frac{\beta_0}{1 - \beta_0 M} \quad (1.61)$$

#### 1.1.4.1 Application simulation moteur

La linéarisation des équations fondamentales permet l'emploi de solution analytiques plus simples et donc un calcul plus rapide. Les modèles les plus simples permettent de déterminer les fréquences propres du système sans prétention de prédiction de performance. Dans leur modèle acoustique, TABACZYNSKI [29] et BROOME [30] assimilent la ligne d'admission à un résonateur de Helmholtz. A la recherche de l'accord acoustique parfait, on peut trouver dans certains milieux des règles métier empiriques de calage acoustique de ligne d'admission et d'échappement. Ne se basant qu'uniquement sur la fréquence de résonance du système, ces lois affirment que la fréquence d'excitation moteur doit être calée sur une harmonique définie ou encore un ratio arbitraire de cette dernière. Ces constatations sont souvent effectuées sur un type de moteur et sont rarement transportables. D'autres auteurs sont moins catégoriques et préfèrent proposer des modèles de prédiction du remplissage par le biais de simulations numériques [9, 21, 31]. La

méthode de simulation acoustique consiste à considérer le système piston-cylindre-soupape d'admission comme l'excitateur d'une charge acoustique que constitue la ligne d'admission. De ce fait, la principale méthode consiste à convoluer le débit d'excitation par l'impédance du système d'admission pour obtenir le profil de pression. L'impédance utilisée dans ce type de calcul peut-être calculée à partir des caractéristiques géométriques ou issue directement de mesures d'impédance.

**Modélisation de la source de débit** Le modèle acoustique de remplissage proposé par HARRISON [16] considère que le débit instantané à travers la soupape est connu et découplé des variations de pressions amont soupapes. Le débit n'est alors défini que par la variation de volume du cylindre et la section de passage de la soupape.

$$U_s = \frac{dV_d}{dt} \frac{S_v}{S_l} \quad (1.62)$$

où  $\frac{S_v}{S_l}$  est le rapport entre la section de passage au niveau de la soupape et la section de référence du siège de soupape. Par ailleurs, DESMET [4] propose quant à lui un modèle plus élaboré qui prend en compte la pression dans la chapelle d'admission. Ce modèle de débit masse  $q$  à la soupape est défini par l'équation 1.63 :

$$q = \rho_0 \left[ \frac{P}{P_0} \right]^{\frac{1}{\gamma}} \left[ S_p V_p - \frac{V}{\gamma \rho} \frac{dP}{dt} \right] \quad (1.63)$$

$$\text{Avec : } V = \frac{V_e}{2} \left[ \frac{e+1}{e-1} - \cos \theta + m - \sqrt{m^2 - \sin^2 \theta} \right] \quad (1.64)$$

$$V_p = -\omega r \sin \theta \left[ 1 + \frac{\cos \theta}{\sqrt{m^2 - \sin^2 \theta}} \right] \quad (1.65)$$

Dans cette formulation,  $V_p$  est la vitesse du piston. Le développement en série de Fourier de l'équation 1.63 conduit à une expression du débit sous la forme d'une somme de fonctions harmoniques.

$$q = q_0 + \sum_n C_n \cos \frac{n\theta}{2} + \alpha_n \quad (1.66)$$

Avec :  $C_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$  et  $\alpha_n = \arg a_n - ib_n$

**Modélisation de la charge** Comme l'a établi DESMET, faire l'hypothèse que le débit est une fonction périodique de l'angle de rotation et de période  $4\pi$  permet de proposer une formulation analytique sous la forme d'une série de Fourier. L'expression de l'impédance étant elle aussi transposable dans le domaine de Fourier, le calcul de la convolution analytique est plus simple et adaptée aux moyens de calculs de l'époque.

$$p = p_0 + \sum_n C_n |Z|_{n\nu_0} \cos \left( \frac{n\theta}{2} + \alpha_n + \theta_{(n\nu_0)} \right) \quad (1.67)$$

Cependant, ces expressions peuvent, aujourd'hui, se calculer directement sous leur forme brute aux moyens des outils de calculs scientifiques tels que MATLAB. La pression temporelle dans le conduit d'admission est alors obtenue par la transformée de Fourier Inverse du produit de convolution entre le débit d'excitation et l'impédance de la charge acoustique.

$$P(t) = IFFT [U_s(f) \times Z_1(f)] \quad (1.68)$$

Cette méthode propose des résultats cohérents et permet d'avoir une idée du comportement de la pression dans la ligne. Mais la qualité des résultats ne permet aucune prédiction fiable sur le remplissage.

Néanmoins, l'inconvénient majeur de ce type de méthode est le découplage du débit par rapport à la pression instantanée déduite au niveau de la soupape d'admission. En effet, dans ce cas, la présence des pulsations de pression dans la chapelle d'admission n'affecte pas le débit à travers la soupape puisque il est imposé. Il est alors nécessaire de procéder à une succession d'itération de calculs sur plusieurs cycles. Le débit d'un cycle est calculé à partir des profils de pression du cycle précédent. L'intégration de ce débit sur un cycle donne ainsi accès à une image du remplissage mais est très coûteuse en temps de calcul. La transformée de Fourier du débit est calculée sur un ou plusieurs cycles complets. Ceci ralentit la convergence de la simulation. De plus, MORSE [32] avait déjà proposé une approche semblable dès 1938 dans laquelle il souligne que cette estimation de la pression n'est pas valide si l'amplitude de pression est trop importante. Par conséquent cette approche n'est valable qu'en dehors du domaine de résonance de la ligne d'admission. Or, l'objectif d'une telle étude est justement l'étude de l'impact de ces résonances sur le remplissage.

## 1.2 Méthode des caractéristiques

Les méthodes des caractéristiques s'appuient sur la transformation d'un système d'équations aux dérivées partielles en un système aux dérivées ordinaires par une méthode de résolution graphique [3, 4]. Cependant, cette technique n'est pas conservative [9] et elle présente l'inconvénient de ne pas prendre en compte les chocs [7]. Ceci contraint à l'utilisation d'un modèle complémentaire (relation de RANKINE-HUGONOT) pendant les phases de chocs. Pour ces raisons, cette méthode ne sera pas étudiée plus en détails dans ce document. Néanmoins BOREL [3] traite parfaitement ce formalisme et son ouvrage comporte une partie très complète dédiée à la méthode des caractéristiques appliquée aux moteurs à combustion interne.

## 1.3 Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est aujourd'hui la méthode de simulation d'écoulement la plus utilisée par les outils de simulation moteur tels que GT-Power [33], LOTUS [34], WAVE [35] ou encore BOOST [36] pour les plus connus. Ces codes de calculs ont fortement bénéficiés des travaux de WINTERBONE, PEARSON [9] [8] [37] et BLAIR [38] [21]. En effet, leurs ouvrages constituent une bibliothèque de modèles permettant une modélisation complète d'un moteur à combustion interne. La méthode de résolution par différences finies est également celle qui a été retenue au sein de l'équipe *Energétique et Moteurs à Combustion Interne* (EMCI) pour la modélisation de l'admission et de l'échappement dans le code interne SELENDIA [7].

## 1.4 Méthode des volumes finis

Comme la méthode des différences finies vue précédemment, la méthode des volumes finis est une méthode de résolution numérique des équations aux dérivées partielles. Le bilan des flux est ainsi déterminé par la méthode des résidus pondérés appliquée à un volume de contrôle. Développée par SPALDING et PATANKAR cette méthode a pour grand avantage d'être conservative et de pouvoir résoudre les problèmes non-linéaires. Aujourd'hui cette méthode est couramment utilisée dans l'industrie et la recherche. Elle permet d'optimiser les géométries afin de limiter les pertes de charges dans les conduits d'air avec

une bonne fiabilité. Mais pour ce qui est des simulations d'écoulements instationnaires, son temps de calcul la rend inapplicable malgré la grande précision de ses résultats.

## 1.5 Les méthodes de mesure et de caractérisation

Au cours de ce chapitre, nous traiterons des différentes méthodes permettant de caractériser le comportement des écoulements instationnaires dans les conduits d'air des moteurs à combustion interne. Dans un premier temps, nous aborderons les méthodes de mesures d'impédance acoustique que nous dissocions des méthodes suivantes de par les niveaux de pression mis en jeu. Ensuite, nous détaillerons les bancs d'essais dont les niveaux de pressions sont comparables à ceux qui règnent dans les conduits d'air des moteurs. Nous clôturons finalement ce chapitre par la description des méthodes de mesures utilisées directement sur banc d'essai moteur.

### 1.5.1 Banc d'impédance

En considérant que le comportement dynamique des lignes d'air est assimilable à celui rencontré dans un problème acoustique, il est naturel d'utiliser les moyens de caractérisation propres à ce domaine tels que les bancs d'impédance acoustique [39, 40].

#### 1.5.1.1 Mesure d'impédance

L'impédance est définie par le rapport de la pression et de la vitesse acoustique (section 1.1.3.3). La mesure de ces deux variables est réalisée par des mesures directes ou indirectes aux moyens de deux capteurs. Pour effectuer ces mesures, il existe des dispositifs de mesure constitués d'un capteur de pression et d'un débitmètre ou bien de deux capteurs de pressions. D'autres montages permettent d'évaluer la vitesse à partir de la source d'excitation, à défaut de mesures. Ces signaux ainsi mesurés, ou évalués,  $e$  et  $u$  expriment les valeurs physiques de pression  $P$  et de vitesse  $U$  à travers la matrice de transfert (de réponse), comme formulé ci-dessous [40] :

$$\begin{pmatrix} e \\ u \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} m & n \\ p & q \end{pmatrix}}_{\substack{\text{Matrice} \\ \text{de réponse}}} \begin{pmatrix} P \\ U \end{pmatrix} \quad (1.69)$$

où la matrice de réponse est caractéristique de la chaîne de mesure et de la ligne acoustique.

L'impédance étant définie par  $Z = \frac{P}{U}$ , elle peut être directement exprimée par le rapport des signaux  $e$  et  $u$  définis par les deux équations du système (1.69) [41, 42, 43],

$$\frac{e}{u} = R \frac{(Z + \beta)}{(1 + \delta Z)} \quad (1.70)$$

où  $R = \frac{m}{q}$ ,  $\beta = \frac{n}{m}$  et  $\delta = \frac{p}{q}$  sont complexes et dépendent en fréquence des paramètres et caractéristiques des capteurs. Les sous sections suivantes décrivent plus précisément les matrices de réponses relatives à chaque dispositif expérimental [40].

**1.5.1.2 Capteur d'impédance avec sources de vitesse volumique**

Le moyen le plus efficace pour obtenir l'impédance est de mesurer la pression et la vitesse volumique dans un même plan (le plan de référence). Ainsi, les signaux  $e$  et  $u$  mesurés par le microphone et le capteur de vitesse sont respectivement proportionnels aux valeurs de pression et vitesse  $P$  et  $U$ .

$$\begin{pmatrix} m & n \\ p & q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_e & 0 \\ 0 & \mu R_u \end{pmatrix} \tag{1.71}$$

$$\frac{e}{u} = \frac{R_e}{R_u} Z \tag{1.72}$$

En réalité, il est très difficile de mesurer directement la vitesse acoustique. C'est pourquoi, une source de vitesse continue est couramment utilisée dans ce genre de configuration. La vitesse volumique n'est alors plus une inconnue puisqu'elle est imposée (figure 1.8).

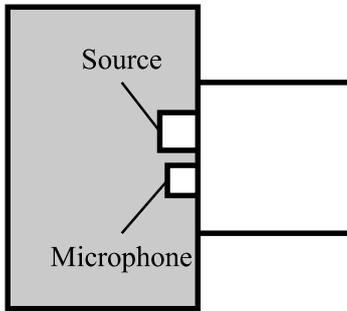


Figure 1.8 – Capteur d'impédance avec source de vitesse volumique

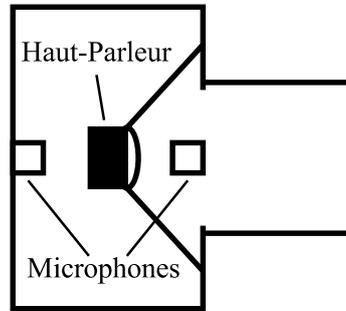


Figure 1.9 – Deux capteurs de pressions dont l'un est proportionnel à la vitesse volumique

Les figures 1.9 et 1.10 représentent deux méthodes d'estimation de la vitesse par la mesure de la pression dans la chambre de compression. La méthode illustrée par la figure 1.9 mesure une pression dans le volume clos de la chambre de compression qui est proportionnelle à la vitesse de l'autre côté du haut parleur. L'autre méthode proposée par la figure 1.10 montre que la sortie du capillaire dans la charge acoustique constitue la source de vitesse. Cette vitesse est alors proportionnelle à la pression mesurée par le microphone se trouvant du même côté du haut-parleur.

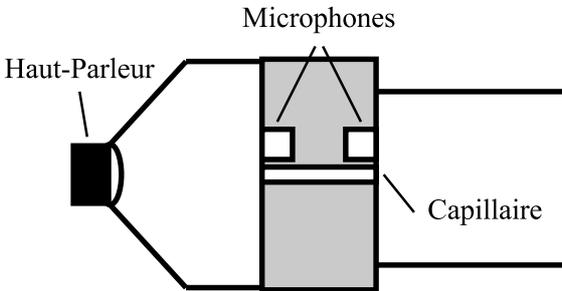


Figure 1.10 – Deux capteurs de pressions dont l'un est proportionnel à la vitesse volumique

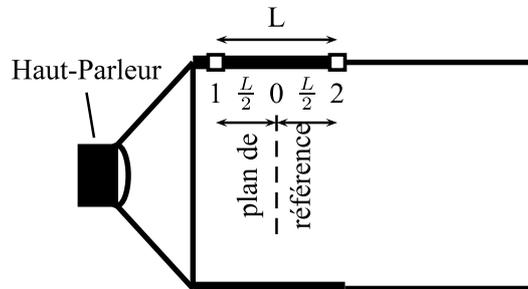


Figure 1.11 – Méthode Deux Microphones

### 1.5.1.3 Deux capteurs de pression

Enfin, la méthode de mesure d'impédance acoustique la plus utilisée aujourd'hui est la méthode de mesure dite « deux microphones » ou encore « Full Plane Wave Decomposition » [39, 41, 44, 27, 20, 45, 46, 47, 39, 41, 48]. Le dispositif expérimental de cette méthode est composé d'un haut-parleur comme source d'excitation et de deux microphones disposés en série. Comme le montre la figure 1.11, cette technique mesure l'impédance au niveau de la section entre les deux micros qui est alors considérée comme le plan de référence.

Comme dans la majorité des méthodes acoustiques, la vitesse est considérée localement proportionnelle au gradient de pression. Ce qui permet d'écrire le système suivant :

$$\begin{pmatrix} \frac{p_1+p_2}{2} \\ \frac{p_1-p_2}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Gamma L & 0 \\ 0 & Z_c \sin \Gamma L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_0 \\ U_0 \end{pmatrix} \quad (1.73)$$

La position du plan de référence n'est pas figée et varie selon les auteurs et les dispositifs. Il peut se trouver au niveau d'un capteur qui devient le capteur de référence [41] ou se positionner au niveau de l'interface entre la tête de mesure et la charge acoustique [4]. C'est ce dernier choix qui semble le plus judicieux dans ce type de mesure car il s'agit de caractériser la charge acoustique et non une partie de la tête de mesure. Néanmoins, quelle que soit la position du plan de référence adoptée, la démarche de calcul reste la même.

### 1.5.2 Les méthodes de calibrations

Afin de fermer ce système d'équation, il est nécessaire de calibrer la chaîne de mesure. DALMONT [49] propose une méthode de calibration partielle dont un modèle de capteur est postulé a priori. Dans ce cas, la phase de calibration consiste à déterminer expérimentalement les paramètres du modèle de capteur. Cette méthode de calibration est parfaitement décrite par l'auteur mais n'est pas adaptée aux types de capteurs que nous envisageons d'utiliser. Par ailleurs, V GIBIAT [41] propose une méthode de calibration plus adaptée à nos besoins. Il s'agit de la méthode TMTC (Two Microphones Three Calibrations) qui est à l'origine une méthode de mesure d'impédance acoustique d'instrument de musique. Elle a été développée dans le but d'obtenir un procédé simple (moyens peu onéreux), reproductible et insensible au bruit ambiant (pas besoin de chambre anéchoïque). Cette méthode de calibration a par la suite été fortement employée non seulement dans le cadre d'applications acoustiques mais également dans le domaine du remplissage moteur par le service Remplissage de la société Renault à LARDY [48]. Le dispositif expérimental est décrit plus en détail dans le chapitre 2. Lors d'une caractérisation expérimentale, une excitation monochromatique de l'air est produite par un haut-parleur, tandis que deux microphones enregistrent la pression à deux positions de la « tête de mesure ». Cette méthode est conçue pour mesurer l'impédance au plan de référence, qui correspond à l'embouchure de l'élément à étudier. Comme il a été admis précédemment, les signaux  $s_1$  et  $s_2$  enregistrés par les microphones peuvent être exprimés par une combinaison linéaire de la pression  $p$  et de la vitesse acoustique  $v$  au niveau du plan de référence.

$$\begin{cases} s_1 = \alpha p + \beta \rho c u \\ s_2 = \gamma p + \delta \rho c u \end{cases} \quad (1.74)$$

où  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  et  $\delta$  sont des paramètres liés à la configuration du système. On pose  $Z$  l'impédance de la cavité à mesurer :

$$Z = \frac{p}{u} \quad (1.75)$$

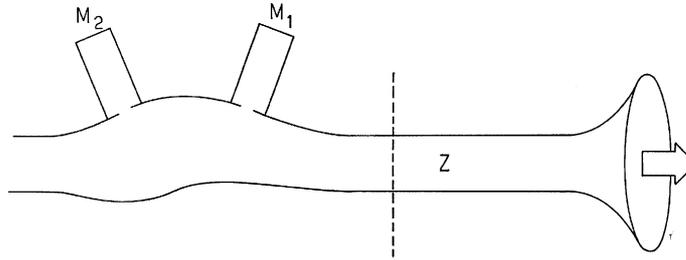


Figure 1.12 – Croquis de la Méthode TMTC [41]

On définit  $y$  comme le rapport des signaux enregistrés par les microphones :

$$y = \frac{s_2}{s_1} = \frac{\gamma Z + \delta \rho c}{\alpha Z + \beta \rho c} \quad (1.76)$$

d'où :

$$Z = \rho c \frac{-\beta y + \delta}{\alpha y - \gamma} = \rho c \frac{Ay + B}{y - y_0} \quad (1.77)$$

avec :

$$A = -\frac{\beta}{\alpha} \quad (1.78)$$

$$B = \frac{\delta}{\alpha} \quad (1.79)$$

$$y_0 = \frac{\gamma}{\alpha} \quad (1.80)$$

Le problème est désormais paramétré par les coefficients sans dimension  $A$ ,  $B$ , et  $y_0$ . Ces trois coefficients peuvent être déterminés par mesure de cavités dont les impédances sont connues. Ce sont les trois caractérisations auxquelles fait référence la méthode TMTC de GIBIAT [24]. Pour la première mesure on utilise une plaque plane pour fermer la tête de mesure au niveau du plan de référence. Cette « cavité » d'impédance  $Z_0$  infinie fournit directement la valeur de  $y_0$ . Ensuite, les calibrations des deux autres cavités permettent d'obtenir deux nouvelles mesures  $y'$  et  $y''$  qui sont le rapport des signaux provenant des deux capteurs. Les impédances acoustiques  $Z'$  et  $Z''$  de ces deux cavités étant supposées connues, il est possible d'établir les relations suivantes :

$$\bar{Z}' (y' - y_0) = Ay' + B \quad (1.81)$$

$$\bar{Z}'' (y'' - y_0) = Ay'' + B \quad (1.82)$$

Où  $\bar{Z}'$  et  $\bar{Z}''$  sont les impédances adimensionnées par  $\rho c$ . Les constantes  $A$  et  $B$  caractérisant la tête de mesure peuvent alors être déterminées par les équations (1.83) et (1.84).

$$A = \frac{\bar{Z}' (y' - y_0) - \bar{Z}'' (y'' - y_0)}{y' - y''} \quad (1.83)$$

$$B = \frac{\bar{Z}'' y' (y'' - y_0) - \bar{Z}' y'' (y'' - y_0)}{y' - y''} \quad (1.84)$$

En remplaçant les valeurs de  $A$  et  $B$  dans l'équation 1.77 on obtient la valeur de l'impédance  $Z$  d'une cavité quelconque (ex : embouchure de clarinette, répartiteur d'admission,...) en fonction de la mesure  $y$ .

$$Z = \rho c \frac{\bar{Z}'(y' - y_0)(y - y'') + \bar{Z}''(y'' - y_0)(y' - y)}{(y - y_0)(y' - y'')} \quad (1.85)$$

Selon GIBIAT [41], cette procédure de calibration permet d'éliminer les principales sources d'erreurs :

- Il n'y a pas besoin d'avoir un signal d'excitation acoustique parfaitement reproductible.
- Les deux microphones ne sont pas nécessairement les mêmes.
- Les microphones peuvent être couplés à la tête de mesure à travers des champs acoustiques.
- Indépendance vis à vis de l'amplitude du signal.
- Toute perturbation engendrerait des résultats incohérents.

### 1.5.3 Cas de la tête parfaitement cylindrique

Cette méthode a été établie pour une tête de mesure dont la géométrie était indéterminée. Par ailleurs, l'auteur propose une simplification de sa méthode de calibration dans le cas où la tête de mesure est parfaitement cylindrique et la cavité étudiée s'adapte à la tête de mesure par une section circulaire et de diamètre identique. Ce qui nous conduit aux expressions explicites des fonctions de calibrations  $A$ ,  $B$  et  $y_0$  dans le cas idéal :

$$A = -i \left( \frac{ck}{\omega} \right) \frac{\sin(kL_1)}{\cos(kL_1)} \quad (1.86)$$

$$B = i \left( \frac{ck}{\omega} \right) \frac{\sin(kL_2)}{\cos(kL_1)} \quad (1.87)$$

$$y_0 = \frac{\cos(kL_2)}{\cos(kL_1)} \quad (1.88)$$

#### 1.5.3.1 Placement des microphones

Le placement des microphones n'est pas à proprement parler lié à la méthode de calibration TMTC mais plus généralement à la méthode de mesure « Deux Microphones ». En effet, GIBIAT [41] précise que l'espacement entre deux micros doit respecter un écartement adapté à une gamme de fréquence privilégiée. Ces précisions avaient d'ailleurs été clairement explicitées par DESMET [39] [4] dans la présentation de la méthode « Deux Microphones ». Selon ces deux auteurs, l'écartement optimum est égal à  $\frac{\lambda}{4}$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde mesurée. En effet, si l'écartement entre deux microphones est proche d'un multiple de la longueur d'onde ( $ik(L_1 - L_2) = 1$ ), la mesure de l'impédance  $Z$  sera imprécise. La même difficulté de mesure est rencontrée pour un multiple de  $\frac{\lambda}{2}$  ( $ik(L_1 - L_2) = -1$ ). Différentes positions de microphones sont donc nécessaires pour couvrir un spectre de fréquence suffisamment large, par recouvrement des mesures. En considérant que la précision de mesure est acceptable pour un écartement de  $\frac{\lambda}{10}$  à  $\frac{2\lambda}{3}$ , l'utilisation de quatre microphones permet de balayer toute la plage de fréquence utile qui couvre un spectre de 10Hz à 10kHz pour l'installation de GIBIAT [41]. L'écartement précis de chaque doublet microphonique dépend de chaque dispositif expérimental dont un exemple est détaillé dans le chapitre 2.

### 1.5.3.2 Éléments de calibration

Un soin particulier doit être également porté au choix des éléments de calibration [41, 48] car ils doivent être d'impédances différentes entre eux mais également de celle de l'élément à mesurer. Leurs longueurs caractéristiques ( $L' - L''$ ) doivent être différentes de  $\frac{\lambda}{2}$  pour éviter que  $y' = y_0$ . La différence ( $L' - L''$ ) doit elle aussi être différente de  $\frac{\lambda}{2}$  car nous aurions dans ce cas  $Z'$  et  $Z''$  trop semblables. Pour des raisons identiques, il faut également éviter que  $L'$  et  $L''$  soient proches ou égales de  $\frac{\lambda}{4}$ . L'ensemble de ces précautions est nécessaire pour garantir la qualité et la précision de la mesure. Les charges acoustiques permettant de réaliser les calibrations admettent une certaine erreur géométrique. A ceci s'ajoute une erreur sur la température. Cette erreur n'est pas uniquement due à l'erreur de mesure de température mais à la différence entre la calibration et la mesure d'impédance. Il faut donc prendre en compte que la calibration induit aussi des erreurs par la méthode TMTC.

### 1.5.3.3 Sources d'excitation

Les sources destinées à exciter le système peuvent être variées tant par le matériel que par les signaux utilisés. Dans la littérature, les excitateurs peuvent être des émetteurs piezoélectriques, des microphones de cartridge utilisés comme source, des ionophones (haut-parleur à plasma) ou bien des excitateurs à piston. On en conclut que n'importe quelle source acoustique peut servir d'excitateur. Il est alors naturel que le haut-parleur ou la chambre de compression soient les plus répandus dans ce type de méthodes. En ce qui concerne les signaux d'excitation, ils peuvent également être de plusieurs types suivant les applications. On ne retiendra que les trois signaux les plus régulièrement utilisés qui sont le bruit blanc, le balayage de sinus et le chirp.

**Bruit blanc** Un bruit blanc est la réalisation d'un processus aléatoire dans lequel la densité spectrale de puissance est la même pour toutes les fréquences.

**Lent balayage de sinus** Cette méthode consiste à émettre un signal harmonique monochromatique et à balayer lentement toutes les fréquences désirées de manière à ne mesurer la réponse que d'une seule fréquence d'excitation à la fois [4].

**Chirp** Un « chirp » est par définition un signal pseudo-périodique  $c$  modulé en fréquence autour d'une fréquence porteuse et également modulée en amplitude par une enveloppe  $a$  dont les variations sont lentes par rapport aux oscillations de la phase  $\phi$  :

$$c(t) = a(t)e^{i\phi(t)} \quad (1.89)$$

La partie réelle de ce signal est tout simplement :

$$c(t) = a(t)\cos\phi(t) \quad (1.90)$$

On considère souvent le cas particulier du « chirp » à rampe de fréquence linéaire et à enveloppe constante  $A$  qui est tellement courant d'utilisation que l'on a tendance à ramener la notion de « chirp » à ce seul cas particulier (figure 1.13) :

$$c(t) = Ae^{i(a.t+b).t+c} \quad (1.91)$$

Si le signal est de durée  $T$ , débute à  $t = 0$  et balaie la bande de fréquence  $\Delta f$  centrée sur  $f_0$ , ce signal s'écrit :

$$c(t) = \begin{cases} Ae^{i2\pi(f_0 + \frac{\Delta f}{T}.t - \frac{\Delta f}{2})t} & \text{si } 0 \leq t < T \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.92)$$

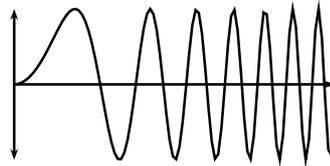


Figure 1.13 – Chirp linéaire

Le choix de l'excitation dépend de trois facteurs : le rapport signal/bruit, la fréquence de résolution et le temps disponible pour réaliser l'essai. En ce qui concerne le matériel, c'est évidemment le haut-parleur qui est l'excitateur le plus répandu en acoustique. Une excitation par lent balayage de sinus permet le meilleur rapport signal sur bruit mais est très long dans sa mise en œuvre, tandis que le chirp et le bruit blanc sont plus rapides [48].

#### 1.5.4 Bancs d'organes

Dans cette section nous abordons les moyens d'essais spécifiquement destinés à la caractérisation des systèmes d'admission d'air.

##### 1.5.4.1 Tube à Chocs

Le "tube à choc" tel qu'il est installé au Laboratoire de Mécanique des Fluides (École Centrale de Nantes) est une réminiscence du tube de KUNDT [5]. Le premier tube à choc mis au point par Paul VIEILLE en 1899 est classiquement constitué d'un tube fermé à ses deux extrémités au milieu duquel une membrane sépare deux milieux gazeux au repos (voir figure 1.14). Les deux compartiments se trouvant dans des conditions de pression différentes, la rupture de la membrane engendre une onde de compression dans le compartiment basse pression et réciproquement, une onde de détente dans le compartiment haute pression qui se propage dans le sens inverse. La rupture de la membrane étant suffisamment brutale, une transition de la phase déflagrante à détonante s'opère sous certaines conditions de températures et de pressions (différence de pression entre les deux milieux). L'onde de choc ainsi formée se propage à vitesse supersonique dans le tube. Cette méthode permettant une élévation brutale de la température au passage de l'onde est couramment utilisée pour étudier les propriétés de certains gaz. Dans le cas du moyen d'essai de l'École Centrale de Nantes, ce dispositif a été mis en place par CHALET dans le cadre de sa thèse [7] portant sur la modélisation des phénomènes instationnaires dans les conduits d'admission des moteurs à combustion interne. Ce banc "tube à choc" lui a permis de valider expérimentalement sur diverses géométries (tubes, élargissement brusque, restriction de section, papillon, volumes, etc.) les modèles numériques utilisés dans le code de calcul ONDEMI [7]. Ce dispositif expérimental ayant été réinvesti dans le cadre de cette thèse, il est décrit plus en détails dans le chapitre 2.

##### 1.5.4.2 Banc dynamique

Le « Banc Dynamique », à l'origine développé par la société SOLVAY (puis par MANN+HUMMEL FRANCE), est un dispositif expérimental destiné à caractériser le comportement dynamique des répartiteurs d'admission [50, 51]. L'objectif de ce moyen est de mesurer la réponse en pression du répartiteur d'admission excité par une variation de débit, en analogie avec l'arrêt du débit lors de la fermeture de la soupape d'admission des MCI. Afin de balayer une gamme de fréquence la plus large possible, l'excitation est réalisée par une rupture brutale de débit (temps de fermeture < 0,5 ms). En effet, un débit

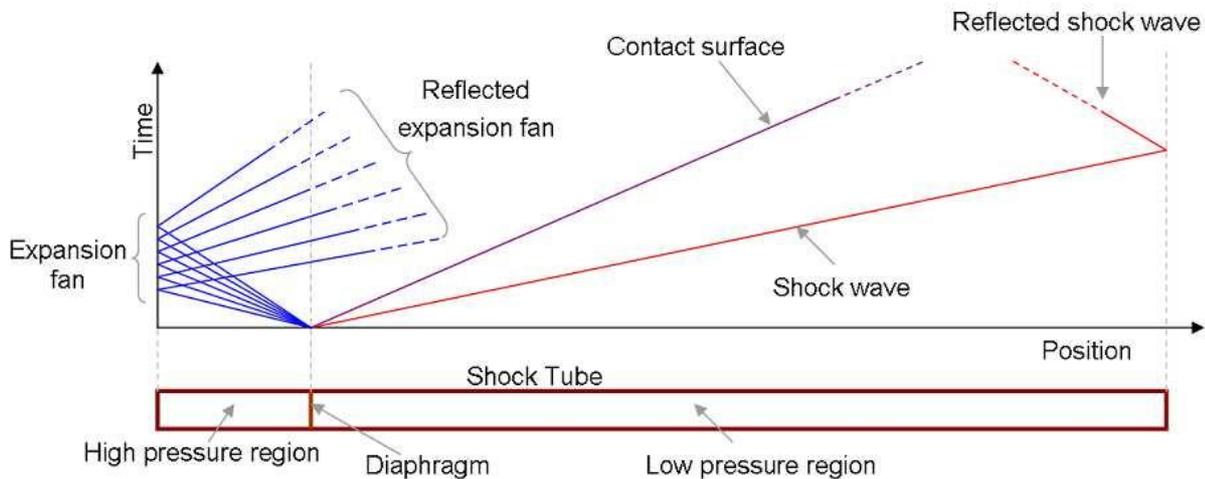


Figure 1.14 – Principe d'un essai Tube à choc

stationnaire est préalablement établi dans le conduit soumis à l'étude. Ensuite, un obturateur ferme rapidement l'orifice par lequel l'aspiration était effectuée. Cette rupture brutale de débit, semblable à une fermeture de soupape, génère une onde de pression dans le circuit d'air. Ces signaux de pressions sont ainsi mesurés à proximité du lieu d'excitation (à l'intérieur du conduit). Ce banc d'essai a également pris une part importante dans ce travail de recherche et est décrit avec plus de précisions dans le chapitre 2.

### 1.5.5 QUB SP (Single Pulse) Unsteady Gas Flow Experimental Apparatus

Gordon BLAIR [21] propose un montage assez similaire, « dans l'esprit », aux deux bancs présentés précédemment. Une guillotine sépare un volume fortement pressurisé de la ligne à étudier. Cette guillotine est ensuite activée, en ouvrant et fermant très rapidement l'orifice entre le tube et le volume. Cette action libère ainsi une onde de pression solitaire qui va se propager dans le système à étudier. L'inconvénient de cette méthode est le manque de maîtrise de la vitesse d'ouverture de la guillotine puisqu'elle est actionnée par un coup de marteau. Néanmoins, ce dispositif présente l'avantage de pouvoir chauffer l'air qui sera admis dans le tube, ajoutant ainsi un gradient de température à l'onde de pression. Ce dispositif est alors parfaitement adapté à l'étude de lignes d'échappement.

### 1.5.6 Mesure directe sur Banc d'essais moteur

HARRISON [14] propose une description des méthodes de mesure des ondes dynamiques dans les lignes d'admission des MCI. Les méthodes de mesure optique (LDA, PIV, ...), bien que très performantes, ne sont pas développées ici. En effet, elles nécessitent un aménagement particulier qui ne les rend pas adaptables facilement à tout type de moteur. D'autre part la caractérisation des écoulements non-stationnaires requiert également une mesure de débit moyen. Pour cela, un volume tampon est très souvent adapté en amont de la ligne d'admission [21, 14] pour permettre de stabiliser l'écoulement.

#### 1.5.6.1 Montage expérimental

Dans son étude, HARRISON réalise l'ensemble de ses mesures sur un moteur monocylindre à allumage commandé Ricardo E6 de 0,5 litre de cylindrée, sans combustion [26]. Le système d'admission est

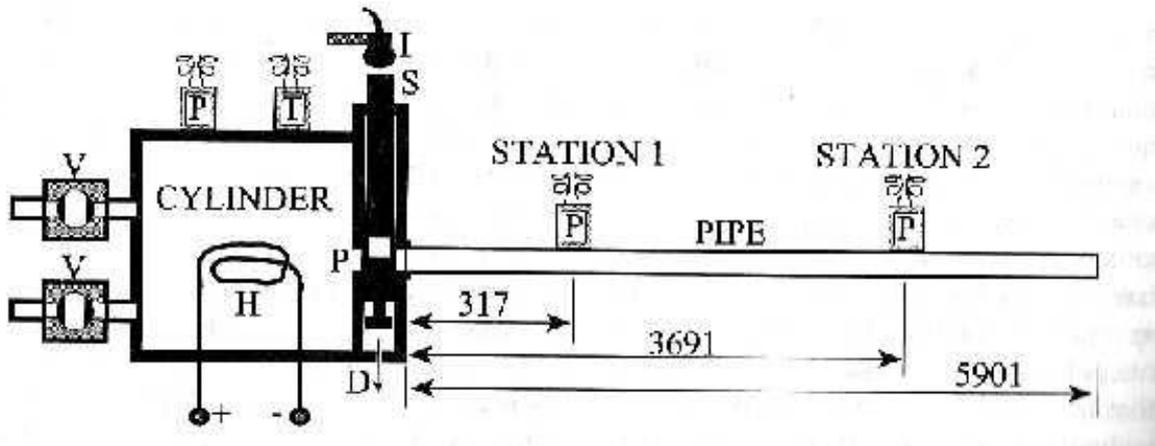


Figure 1.15 – Dispositif QUB SP couplé à un tube droit [21]

alors un simple tube droit à l'extrémité duquel se trouve un volume tampon. Ce dispositif expérimental est représenté par la figure 1.16 et permet de mesurer le débit stationnaire qui passe à travers le moteur. GRITSIS [52] spécifie que la boîte à air a un effet négligeable. Cette méthode sera d'ailleurs réinvestie dans le cadre de nos propres essais sur monocylindre au chapitre 5.

### 1.5.6.2 Méthodes expérimentales et résultats

La méthode la plus simple à mettre en œuvre est la mesure temporelle de pression. Les capteurs de pression instantanée peuvent être localisés sur les primaires d'admission et d'échappement. Dans ce cas, il est courant de chercher à positionner le capteur le plus proche possible de la culasse afin d'avoir un meilleur aperçu de la pression en amont des soupapes. Le tracé de ces résultats de mesures permet d'avoir une visualisation rapide des oscillations de pression d'admission ou d'échappement dans le cycle moteur. Lorsque le moteur fonctionne à régime constant les signaux mesurés sont périodiques. Il devient alors naturel d'y appliquer l'analyse de Fourier comme proposé par HARRISON [14]. La figure 1.17 représente la mesure temporelle de pression au niveau du capteur échantillonné à 4096 Hz et sa transformée de Fourier sur 2048 points. Une fenêtre de Hanning glissante avec chevauchement de longueur variable permet d'obtenir des Transformées de Fourier valides à partir de séquences d'acquisition de taille modeste.

Compte tenu de la distance entre le capteur et la soupape, un déphasage en degré est effectué pour connaître l'évolution de la pression à la soupape. Le premier pic de fréquence de la figure donne une estimation du régime du moteur (pour un moteur 4 temps).

$$\text{Regime moteur} = f_0 * 120tr/mn \quad (1.93)$$

La fréquence du pic dominant peut fournir une estimation de la longueur acoustique du conduit d'admission dans le cas où sa résonance est de type quart d'onde.

$$x = \frac{c}{(4 * fi)} \quad (1.94)$$

$x$  est la longueur du conduit primaire,  $c$  est la vitesse du son et  $fi$  est la fréquence dominante. En prenant pour exemple les résultats de mesure fournis par HARRISON sur la figure 1.17, cette fréquence est égale à 64 Hz et correspond à la quatrième harmonique moteur. Pour une vitesse du son de 343

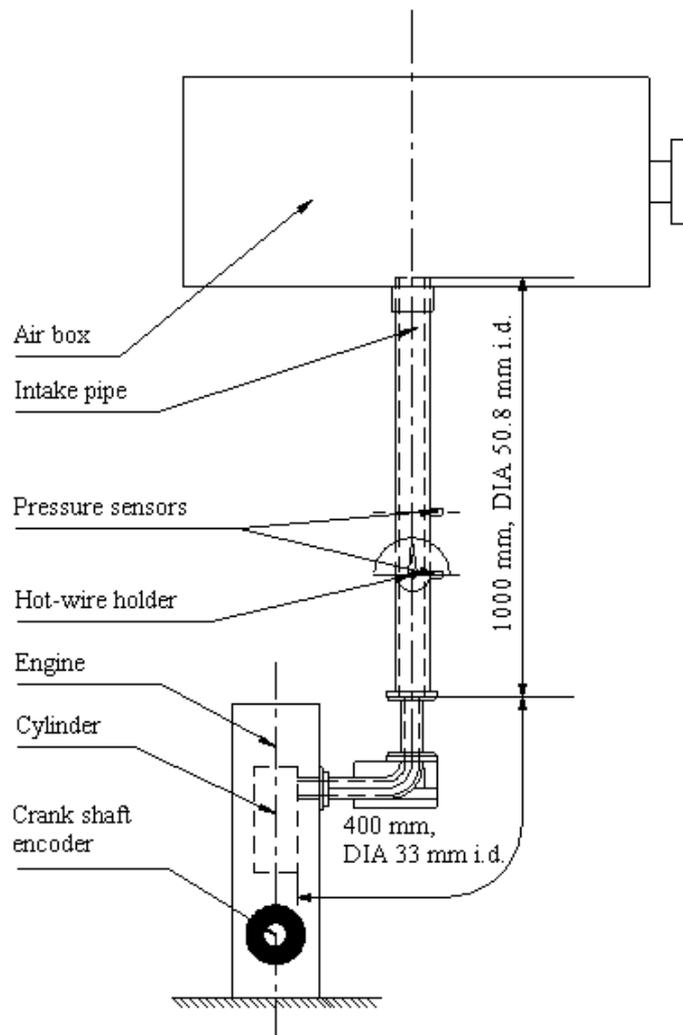


Figure 1.16 – Montage expérimental du moteur monocylindre Ricardo [14]

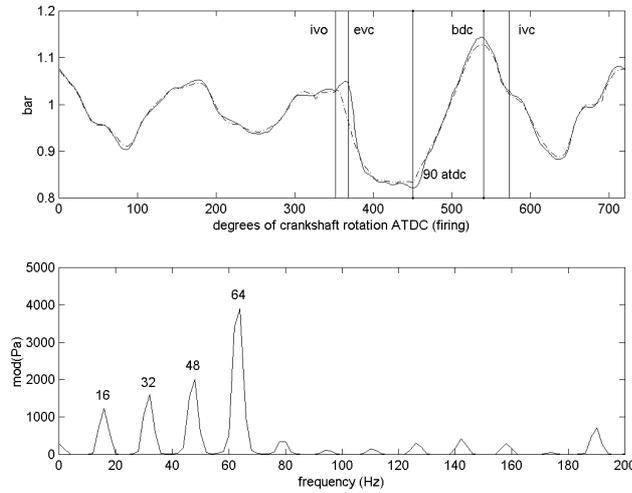


Figure 1.17 – Profil de pression temporel et son module de transformée de Fourier. Motorisé à 1891 rpm (trait continu), avec combustion à 1866 rpm (trait discontinu) [31]

m/s, l'estimation de la longueur acoustique du conduit primaire est de 1,34 m. D'après la figure 1.16 la longueur réelle du conduit est de 1,4 m. On en conclut que cette méthode est un outil d'analyse primaire qui ne permet pas réellement de caractériser une ligne d'admission complexe. A partir de la mesure d'un seul capteur de pression, il est impossible d'accéder à la vitesse instantanée locale. Il est également impossible de découpler l'impédance du système d'admission de la source d'excitation moteur. Les méthodes suivantes tentent alors de combler cette carence sur l'information de vitesse instantanée.

**Décomposition d'onde** La méthode de « Décomposition d'onde » décrite par HARRISON est tout simplement la méthode de mesure « deux microphones » appliquée aux essais moteurs. Dans ce contexte, on considère l'onde de pression s'initiant à l'ouverture de la soupape d'admission et se propageant jusqu'à l'extrémité ouverte du tube où elle est fortement réfléchi. Ces ondes sont classiquement décrites par une composante positive  $P^+$  et négative  $P^-$  suivant les coordonnées spatiales de référence.

$$P(x, t) = p^+ e^{i(\omega t - kx)} + p^- e^{i(\omega t + kx)} \quad (1.95)$$

où  $P(x, t)$  est la fluctuation de pression acoustique correspondant à la pulsation  $\omega$  et  $k$  le nombre d'onde. ce qui nous donne dans le domaine fréquentiel :

$$P(x, \omega) = p^+ e^{ikx} + p^- e^{-ikx} \quad (1.96)$$

La mesure est réalisée par un couple de microphones séparée de 50 à 150 mm. Ceci permet de résoudre algébriquement  $p^+$  et  $p^-$  d'après P.O.A.L. DAVIES [19] et Rubio UNZUETA. Évalué sur un tube droit avec un bruit blanc sans écoulement, le résultat est cohérent avec la théorie linéaire acoustique.

$$P_1(x_1, \omega_1) = p^+ e^{i\beta_{x_1}^+} + p^- e^{i\beta_{x_1}^-} \quad (1.97)$$

$$P_2(x_2, \omega_1) = p^+ e^{i\beta_{x_2}^+} + p^- e^{i\beta_{x_2}^-} \quad (1.98)$$

où  $\beta^+$  et  $\beta^-$  sont des nombres d'ondes complexes qui prennent en compte les effets d'atténuation viscothermique et de la vitesse de l'écoulement moyen. Ils sont définis par les équations (1.99) et (1.100) :

$$\beta^+ = \frac{k + \alpha(1 - i)}{1 + M} \quad (1.99)$$

$$\beta^- = \frac{k + \alpha(1 - i)}{1 - M} \quad (1.100)$$

Le coefficient d'atténuation  $\alpha$  est alors donné par la relation suivante [19] :

$$\alpha = \frac{1}{ac_0} \left[ \frac{\nu\omega}{2} \right]^{0.5} [1 + (\gamma - 1) Pr^{-0.5}] \quad (1.101)$$

où  $\gamma$  est le rapport de chaleurs spécifiques,  $a$  le rayon du tube,  $c_0$  la célérité du son,  $Pr$  le nombre de Prandtl et  $\nu$  la viscosité cinétique. Jusqu'ici la méthode appliquée au moteur est la même que la méthode acoustique abordée précédemment. La valeur ajoutée par HARRISON correspond à la description de la calibration de la chaîne de mesure. Pour cela, il est nécessaire de commencer par définir les autospectres respectifs de  $P_1$  et  $P_2$  :

$$E_{11} = \langle \overline{P_1} \cdot P_1 \rangle = p^+ K_1 + p^- K_2 \quad (1.102)$$

$$E_{22} = p^+ e^{-\beta^+ x_2} + p^- e^{i\beta^- x_2} \quad (1.103)$$

Si les capteurs sont parfaitement identiques, on peut résoudre simultanément  $p^+$  et  $p^-$ . En pratique, une calibration croisée est nécessaire. Soit  $S_p$  la matrice spectrale composée des autospectres et interspectres des signaux mesurés par les capteurs positionnés à  $x = 0,55$  et  $0,70m$ .

$$S_p = \begin{bmatrix} E_{11} & E_{12} \\ E_{21} & E_{22} \end{bmatrix} \quad (1.104)$$

L'auteur donne des détails sur les conditions de mesure et d'acquisition de cette matrice. Il place les capteurs face à face dans le même plan. Ceci permet de calculer la matrice  $F$  dans les mêmes conditions que précédemment (échantillonnage, longueur FFT).

$$F = \begin{bmatrix} E_{11} & E_{12} \\ E_{21} & E_{22} \end{bmatrix} \quad (1.105)$$

Cette matrice est ensuite normalisée par l'autospectre du capteur 1 :

$$G = \frac{F}{F(1,1)} \quad (1.106)$$

On obtient ainsi la matrice corrigée, en amplitude et en phase de  $S_p$

$$S_p^* = \frac{S_p}{G} \quad (1.107)$$

La cohérence est ainsi calculée :

$$\sigma = \frac{[S_p^*(1,2)]^2}{S_p(1,1) \cdot S_p^*(2,2)} \quad (1.108)$$

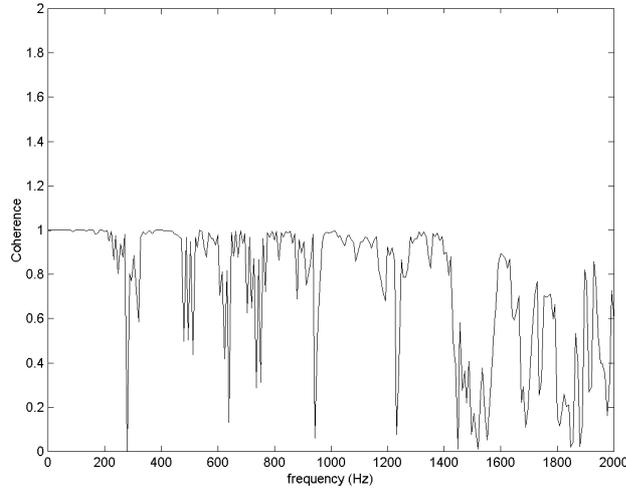


Figure 1.18 – Cohérence de la mesure (capteurs distants de 15cm)

Le graphique de cohérence 1.18 montre une validité de la mesure pour des fréquences inférieures à  $200\text{Hz}$ .

On peut réécrire

$$S_p^*(1, 1) = p_1^+ K_1 + p_1^- K_2 \quad (1.109)$$

$$S_p^*(1, 1) = p_1^+ K_3 + p_1^- K_4 \quad (1.110)$$

et résoudre algébriquement :

$$p^+ = \frac{S_p^*(1, 1) - \left[ S_p^*(1, 2) \left( \frac{K_2}{K_4} \right) \right]}{K_1 - \left[ K_3 \left( \frac{K_2}{K_4} \right) \right]} \quad (1.111)$$

$$p^- = \frac{S_p^*(1, 1) - p^+ K_1}{K_2} \quad (1.112)$$

La méthode de mesure « deux microphones » appliquée à la mesure sur moteur permet de mesurer localement la pression et surtout la vitesse acoustique. La réponse fréquentielle en pression peut alors être découplée de la source d'excitation moteur dont le résultat est l'impédance caractéristique de la ligne d'admission (figure 1.19). D'autre part, l'obtention des valeurs complexe  $p^+$  et  $p^-$  permettent de déterminer le coefficient et la fonction de réflexion déjà évoqué dans la section précédente.

$$\zeta = \frac{1+r}{1-r} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \left[ \frac{P}{u} \right] = \frac{1}{\rho_0 c_0} \left[ \frac{PS}{U} \right] \quad (1.113)$$

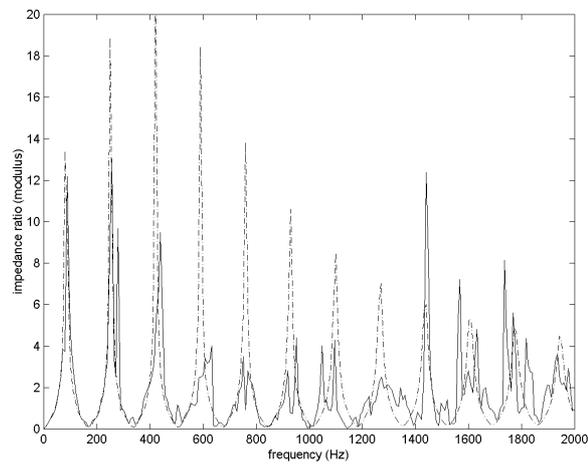


Figure 1.19 – Rapport d'impédance acoustique spécifique dans un plan de la ligne d'admission à 2000rpm. Mesure (ligne continue), calcul (pointillé) [31]

Une troisième méthode consiste à évaluer le débit massique instationnaire à travers la soupape à partir des mesures de la pression cylindre et de la pression instantanée dans la chapelle d'admission. Ce débit est d'ailleurs couramment calculé par le modèle de Barré de Saint-Venant [7] :

$$\dot{m} = \frac{P_c A_e}{c_c} \left[ \left( \frac{2\gamma^2}{\gamma-1} \right) \left( \frac{P_1}{P_c} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left[ 1 - \left( \frac{P_1}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.114)$$

- $P_c$  : pression cylindre
- $P_1$  : Pression chapelle d'admission
- $C_c$  : célérité du son
- $A_e = A_m C$  : surface débitante soupape
- $C$  : coefficient de décharge (mesuré sur banc d'écoulement stationnaire)

$P_c$  et  $P_1$  sont ordinairement calculés mais peuvent être mesurés indirectement [15]. La pression de chaque côté de la soupape (figure 1.20) permet donc de calculer le débit massique (1.21). Cependant, la technologie des capteurs de pression cylindre ne permet pas une mesure fiable de la pression absolue.

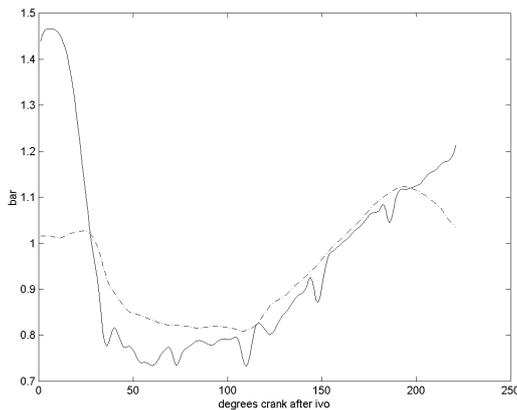


Figure 1.20 – Pression chapelle, pression cylindre

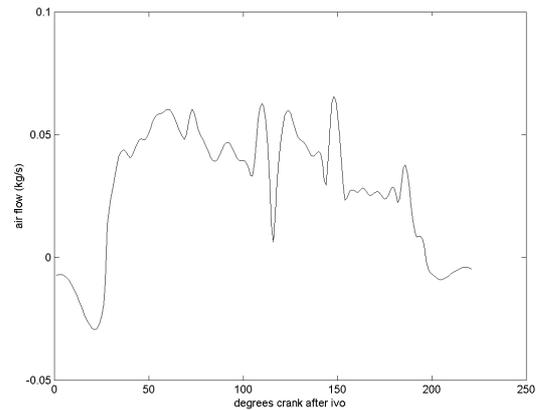


Figure 1.21 – débit massique à travers la soupape

Une quatrième méthode de mesure de la vitesse instantanée est de recourir à des **anémomètres à fil chaud**. Ce type de dispositif est d'ailleurs présent sur tous les moteurs automobiles moderne mais dont l'objectif est la mesure d'un débit moyen dans la section de conduit « air sale » (avant le boîtier filtre). On considère généralement que le volume du boîtier filtre a pour effet d'atténuer les effets des pulsations dans la ligne amont. Toutefois, HARRISON emploie pour son étude un appareil qui a un temps de réponse très faible et semble lui donner satisfaction en terme de qualité de résultat. Pourtant l'auteur reproche à cette méthode une procédure de calibration très complexe et une impossibilité de pouvoir utiliser cette méthode après le carburateur à cause de la présence d'essence. Cependant, les systèmes d'injection moderne tendent à supprimer cette dernière restriction quant à l'utilisation de ce type de débitmètre. D'autre part, on est en droit de se questionner sur le caractère intrusif de ce type de mesure.

L'utilisation de sonde de Pitot bidirectionnelle est encore une autre méthode de la mesure de vitesse. D'après les travaux de BRANDSTETER [53], la différence entre la mesure de pression statique et la mesure de pression dynamique suffit à fournir la vitesse. L'installation d'un double Pitot (un dans chaque sens de l'écoulement) permet donc de mesurer les fluctuations dynamiques de vitesse dans les deux di-

rections. HARRISON semble d'ailleurs privilégier fortement cette méthode devant celle de l'anémomètre à fil chaud.

**Débitmètre instationnaire** Le débitmètre instationnaire est le nom donné à un dispositif de mesure de débit instantané développé par le laboratoire d'Études Aérodynamique de l'École Supérieure d'Ingénieur de Poitiers et présenté par BON [54]. Ce dispositif mérite d'être cité puisque qu'il reprend et adapte la méthode de mesure deux microphones de sorte à augmenter sa précision et fournir une réelle mesure de débit massique. Ce dispositif qui est présenté sur les figures 1.22 et 1.23, est tout à fait adapté à des mesures de débit pour le moteur à combustion interne. Il a d'ailleurs été développé dans ce but. Comme le montre la figure 1.23, ce dispositif se compose d'un convergent sur lequel sont effectués les piquages de pression statique. Par conséquent, la modification de la géométrie rend cette méthode inappropriée à l'étude qui nous concerne. Cependant, si on écarte les techniques optiques, elle reste la méthode de mesure de débit instantané la plus évoluée et s'intègre parfaitement dans des applications qui ne nécessitent pas de conserver la géométrie de conduit d'origine (étude de combustion par exemple).

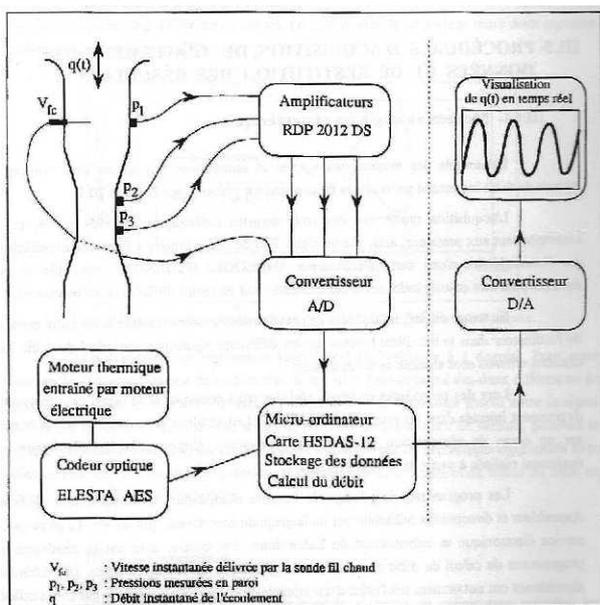


Figure 1.22 – Schéma du débitmètre instantané [54]



Figure 1.23 – Débitmètre instantané [54]

### 1.5.6.3 Comparaison des méthodes

Le tableau 1.1 présente une étude comparative entre les différentes techniques de mesure présentées précédemment.

	Avantages	Inconvénients
Analyse temporelle de l'évolution de la pression	Simple et robuste	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Fournit uniquement des informations sur les fluctuations de pression</li> <li>– Pas d'information sur les fluctuations de vitesses</li> </ul>
Décomposition d'onde « Méthode deux capteurs »	Mesure l'impédance acoustique	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Fiable uniquement à basse fréquence</li> <li>– Fournit uniquement le rapport entre la pression et la vitesse</li> <li>– Pas de distinction entre soupape ouverte ou fermée</li> </ul>
Perte de pression à travers la soupape (Barré de Saint Venant)	Fournit évolution temporelle de pression et vitesse	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Fonctionne uniquement soupape ouverte</li> <li>– Mauvais effet sur un signal de pression bruité</li> <li>– Nécessite une grande quantité de valeurs empiriques du moteur (coefficient de pertes de charges, lois de levée des soupapes) pour calculer le résultat final.</li> </ul>
Anémomètre à fil chaud avec mesure de pression	Donne l'évolution temporelle de la pression et de la vitesse sur un cycle moteur entier.	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Ne peut pas être utilisé sur la longueur de conduit contenant le mélange air-fuel</li> <li>– Le fil chaud a une durée de vie limitée</li> <li>– Calibration difficile</li> </ul>
Tube de Pitot statique bidirectionnel	Robuste en dynamique et réponse fréquentielle	Nécessite une calibration avec une autre méthode de mesure de vitesse comme l'anémomètre à fil chaud
Débitmètre instantanée	Fiable et précis	Méthode de mesure intrusive : modifie la géométrie de la ligne d'admission

Table 1.1 – Comparaison des différentes techniques de mesure.

Aux vus des avantages et inconvénients de ces méthodes de mesures, la méthode de mesure « deux capteurs » semble encore une fois la plus adaptée à la mesure d'impédance. Cependant la méthode des tubes de Pitot bidirectionnels est la plus à même de fournir l'évolution temporelle des oscillations de

pression et de vitesse.

## 1.6 Ondes de pression dans les moteurs à combustion interne

Les performances des moteurs à combustion interne sont principalement conditionnées par la qualité de combustion et la bonne respiration du moteur. Tandis que la combustion ne dépend que des caractéristiques de l'écoulement dans la chambre de combustion, la respiration du moteur est fortement affectée par les écoulements instationnaires dans le système d'admission et d'échappement. [26] [8] [21]. La conception des circuits d'admission et d'échappement ont un effet majeur sur les performances moteur et les émissions de bruits et de polluants. En effet, c'est principalement la géométrie des collecteurs qui détermine la fréquence et l'amplitude des ondes de pression, générant une grande proportion de bruit à l'admission et à l'échappement. Les composants des lignes d'air sont souvent conçus pour atténuer l'amplitude de ces ondes de pression et agir sur certaines composantes fréquentielles au détriment des performances potentiellement disponibles.

## 1.7 Influence des ondes de pression sur le rendement volumétrique

Dans leur article « Dynamic Inlet Pressure and Volumetric efficiency of Four Cycle Four Cylinder Engine. », OHATA A. et ISHIDA Y. [55] présentent l'influence des effets dynamiques dans le système d'admission sur le remplissage des moteurs quatre cylindres. Leur étude permet de mettre en évidence que le rendement volumétrique dépend principalement de la pression amont soupape durant la courte période avant la fermeture de la soupape d'admission.

### 1.7.1 Influence du positionnement de l'onde de pression dans le cycle moteur

Pour réaliser cette étude des essais ont été menés sur un moteur 4 cylindres à injection, dont on mesure la pression sur le primaire 1 et dans le plenum. La quantité d'air admise est calculée à partir de la consommation de carburant et de l'analyse des gaz d'échappement (idem DESMET [4]). Ce qui a permis à l'auteur de proposer une méthode de calcul du remplissage à partir du profil de pression mesuré. En étudiant le positionnement temporel d'une surpression en entrée soupape sur un code de simulation de remplissage, il constate une augmentation significative du rendement volumétrique pour une position de cette pulsation autour du point mort bas. La figure 1.7.1 illustre le résultat de simulation réalisé par OHATA. Sur ce graphique il fait évoluer l'arrivée dans le cycle moteur d'une surpression devant la soupape d'admission.

La pression moyenne pendant cette période lui permet une formulation simple du rendement volumétrique :

$$\eta_v = \eta_{v0} + CP_m \quad (1.115)$$

où

$\eta_{v0}$  : rendement volumétrique calculé sous une pression d'admission constante.

$C$  : coefficient de l'effet coup de bélier.

$P_m$  : pression moyenne entre  $I1$  et  $I2$ . ( $I1$  et  $I2$  délimitent la zone en angle vilebrequin où l'onde a un effet ici respectivement 180 et 210 deg).

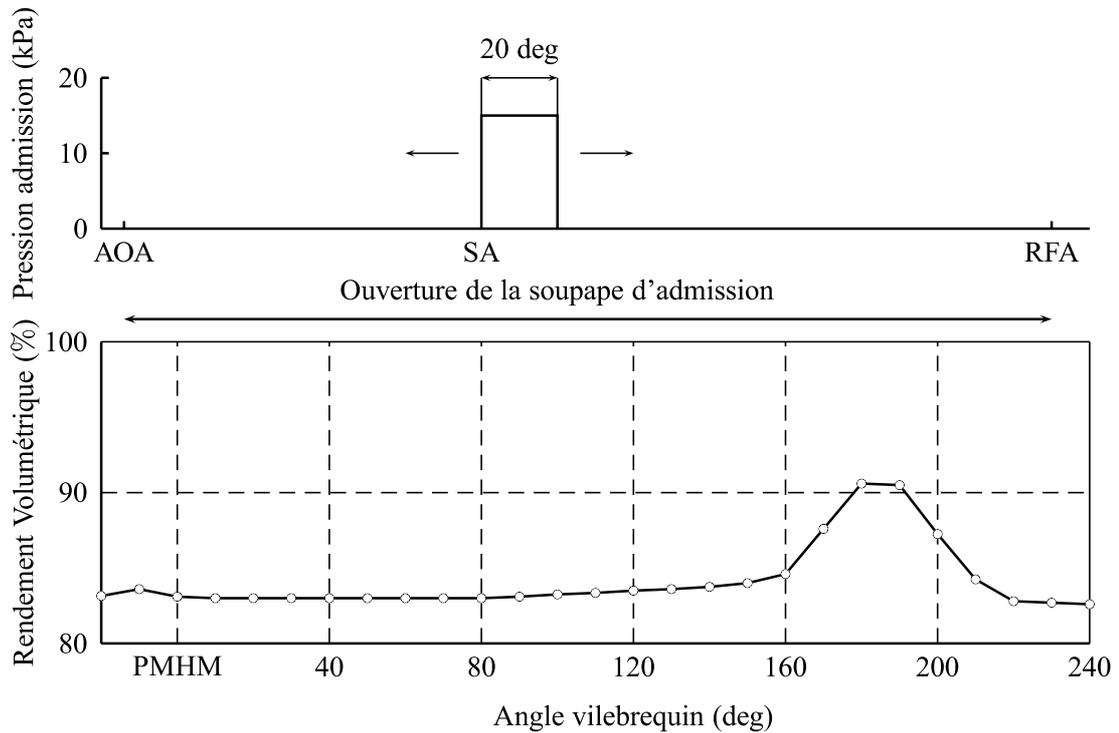


Figure 1.24 – Évolution du rendement volumétrique en fonction de la position de l'élément pulsatoire. [55]

### 1.7.2 Analyse du profil de pression d'admission

En effectuant une mesure découplée du profil de pression d'admission (déconnexion des culbuteurs des autres postes), l'auteur montre une faible différence entre un mode de fonctionnement avec ou sans combustion (motorisé), comme Harrison [14]. Il mesure le profil de pression du poste 2 et active successivement chaque cylindre (soupapes). La superposition de ces profils correspond à la mesure lorsque tous les cylindres sont actifs. On peut en conclure que les signaux de pressions mesurés pour un poste peuvent être décomposés en une composante périodique courte et une longue. On constate également que la composante de longue période se superpose parfaitement à la pression mesurée dans le plenum.

### 1.7.3 Fréquences propres du système d'admission

Pour clarifier la relation entre les 2 composantes observées dans le système d'admission et les paramètres géométriques de ce dernier, on calcule les fréquences propres en utilisant un modèle acoustique. Il en ressort que la composante courte correspond à longueur du conduit primaire et la composante longue à la longueur totale de la ligne.

### 1.7.4 Effets des composantes courtes et longues

L'auteur étudie ensuite l'influence de chaque composante sur le rendement volumétrique à des régimes différents. La méthode de superposition est inutile pour les composantes courtes à haut régime. En

effet, à haut régime, la contribution des autres cylindres est relativement faible. Il en conclut qu'à haut régime le rendement volumétrique est affecté par la composante de courte période dite « auto-induite » et à bas régime par la longue période induite par les quatre cylindres.

### 1.7.5 Conclusion

Concernant l'étude bibliographique portant sur le remplissage des moteurs à combustion interne, il est possible d'en conclure que :

- la pression instantanée du conduit primaire est une composition de pression obtenue par la superposition de la contribution de chaque cylindre.
- la composante de courte période est déterminée par la longueur primaire. La composante de période longue, qui est à peu près égale au profil de pression dans le plenum, dépend de la longueur totale.
- les fréquences propres du système d'admission peuvent être facilement calculées par une méthode acoustique.
- le rendement volumétrique est entièrement déterminé par la pression amont soupape pendant une courte période avant la fermeture soupape admission.

*L'analyse bibliographique a permis de mettre en évidence l'importance des phénomènes d'ondes de pression dans les systèmes d'admission et d'échappement des moteurs à combustion interne. Cependant, même si une approche unidimensionnelle est possible, ce type de méthode est bien souvent coûteux en temps de calcul. Par conséquent, d'autres approches peuvent être envisagées notamment dans le domaine fréquentiel. Pour répondre au problème posé, il devient donc nécessaire de se doter des outils numériques et expérimentaux permettant de prendre en compte les phénomènes de propagation d'ondes de pression par une approche fréquentielle.*



## CHAPITRE 2

---

# Moyens mis en oeuvre

*L'étude bibliographique a montré que l'étude expérimentale des écoulements non-stationnaires nécessite des moyens d'investigations particuliers. Cependant la recherche de la compréhension de phénomènes aussi complexes ne pourrait se passer des outils numériques actuels. C'est pourquoi, ce chapitre est consacré à la description des moyens expérimentaux et numériques mis en œuvre au cours de cette étude. Dans une première partie, ce chapitre présente les bancs d'essais expérimentaux qui permettent la caractérisation des phénomènes d'ondes de pression dans les systèmes d'admission d'air des moteurs à combustion interne. Ensuite, la seconde partie est consacrée à la description des bancs d'essais moteurs monocylindre HONDA GC160 et multicylindre RENAULT K4M+, qui ont permis l'analyse et la validation du modèle développé. Finalement, les outils de calculs numériques de mécanique des fluides qui ont été mis en œuvre aux diverses étapes de cette étude, ont fait l'objet d'une rapide présentation.*

## 2.1 Géométries de référence

Afin de pouvoir étudier les phénomènes de propagation d'ondes de pression dans des géométries simples, différentes pièces de référence ont été réalisées de manière à pouvoir être adaptées sur plusieurs bancs d'essais. Il s'agit de tubes droits de longueurs et de diamètres différents qui permettent de réaliser de multiples assemblages. Ces éléments de référence ont été fabriqués dans un alliage d'acier inoxydable.

### 2.1.1 Description des pièces de référence

- a) Tube droit de 985 mm et de  $\varnothing$  30 mm (fig.2.1)
- b) Terminaison droite de 15 mm de longueur et de  $\varnothing$  30 mm (fig.2.2)
- c) Terminaison pavillonnaire de 15 mm de longueur et de  $\varnothing$  30 mm (fig.2.2)
- d)  $\frac{1}{2}$  volume entrée 25 mm sur  $\varnothing$  30 mm et sortie d'une longueur de 200 mm sur  $\varnothing$  120 mm (fig.2.3)
- e)  $\frac{1}{2}$  volume entrée 200 mm sur  $\varnothing$  120 mm et sortie d'une longueur de 25 mm sur  $\varnothing$  30 mm (fig.2.3)
- f) Tube de  $\varnothing$  30 mm et d'une longueur de 185 mm (fig.2.4)



Figure 2.1 – Tube de référence 985 mm diam. 30mm



Figure 2.2 – Terminaison droite et rayonnée



Figure 2.3 – Volume en 2 demi-coques 2\*200 mm diam. 120mm



Figure 2.4 – Tube de 200 mm diam. 30mm (f+b=185mm+15mm)

**2.1.2 Description des configurations**

**Configuration 1** Tube de 1 mètre avec terminaison droite (a + b). (figure 2.5)

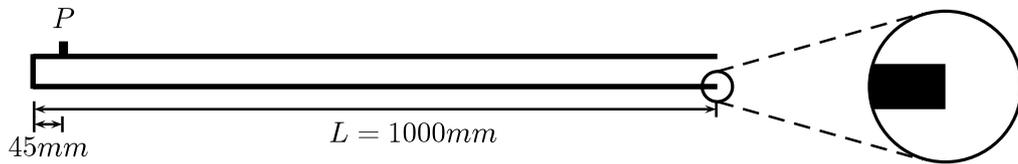


Figure 2.5 – Configuration 1

**Configuration 2** Tube de 1 mètre avec terminaison pavillonnaire (a+c).(figure 2.6)

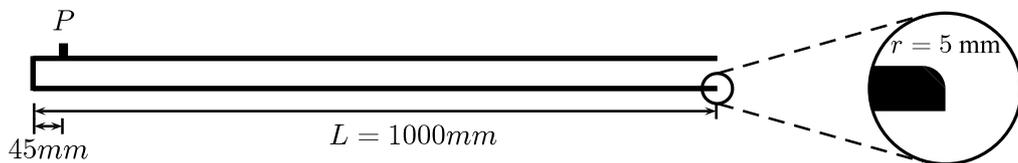


Figure 2.6 – Configuration 2

**Configuration 3** Tube de 1 mètre et 1/2 volume avec terminaison droite (a + b + d).(figure 2.7)

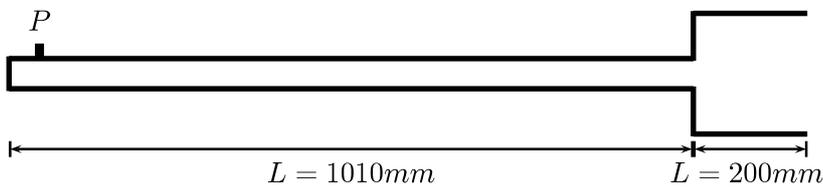


Figure 2.7 – Configuration 3

**Configuration 4** Tube de 1 mètre et 1/2 volume avec terminaison pavillonnaire(a + c + d).

**Configuration 5** Tube de 1 mètre et volume entier avec terminaisons droites (a + b + d + e + b).(figure 2.8)

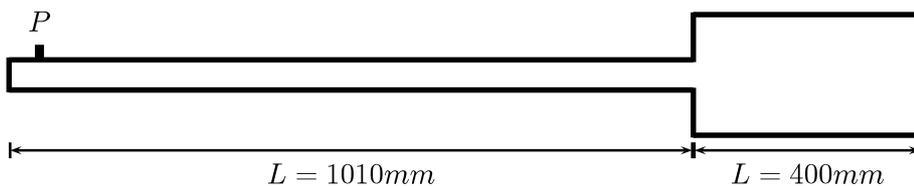


Figure 2.8 – Configuration 5

**Configuration 6** Tube de 1 mètre et volume entier avec terminaisons pavillonnaires (a + c + d + e + c).

**Configuration 7** Tube de 1 mètre et volume entier avec terminaison droite puis pavillonnaire ( $a + b + d + e + c$ ).

**Configuration 8** Tube de 1 mètre et volume entier avec terminaison pavillonnaire puis droite ( $a + c + d + e + b$ )

**Configuration 9** Tube de 1 mètre et volume avec terminaisons droites puis tube de 200mm terminaison droite ( $a + b + d + e + b + f + b$ ). (figure 2.9)

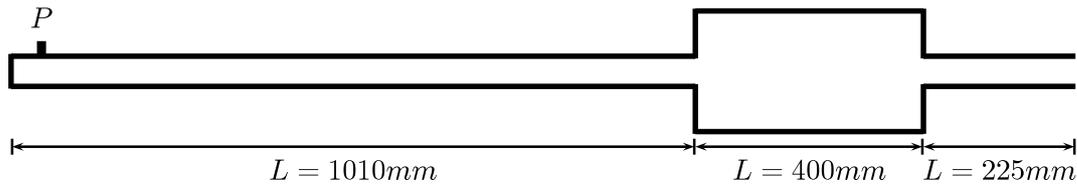


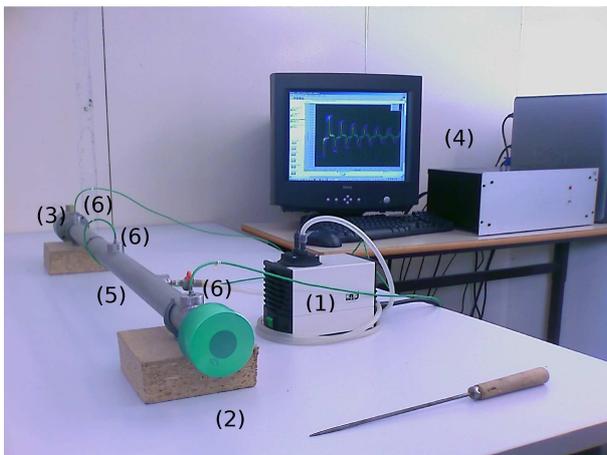
Figure 2.9 – Configuration 9

Tout au long de ce document chaque configuration sera rappelée par son numéro d'assemblage. Les configurations 1 et 9 ont d'ailleurs fait l'objet de nombreuses simulations et expérimentations.

## 2.2 Banc « Tube à Chocs »

Le Banc « Tube à Chocs » précédemment présenté dans la partie 1.5.4.1 est un dispositif expérimental mis au point par David CHALET [7] au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'École Centrale de Nantes. Sur la photo 2.10, le dispositif est adapté au tube de référence de 1m (Configuration 1). Ce banc d'essai a principalement été mis à contribution pour une étude comparative de deux autres bancs de caractérisation : le Banc d'impédance et le Banc Dynamique que nous décrirons dans la suite de cette section.

### 2.2.1 Architecture du banc



1. Pompe à vide.
2. Membrane caoutchouc
3. Bouchon aluminium
4. Système d'acquisition
5. Tube de référence de 1 m de longueur et de diamètre 30 mm.
6. Capteurs de pression instantanée

Figure 2.10 – Banc Tube à Chocs

## 2.2.2 Instrumentation et acquisition

### 2.2.2.1 Capteurs de pression

Pour cette étude nous disposons de 3 capteurs de pression piezorésistifs KISTLER type 4005AA2 et de leurs amplificateurs associés 4618A. La gamme de mesure de pression de ces capteurs est comprise entre 0 et 2 bar en pression absolue. Ils ont une erreur de 0,3% sur la valeur pleine échelle et une fréquence propre supérieure à 100 kHz.

### 2.2.2.2 Système d'acquisition

L'acquisition des données s'effectue par une carte National Instrument PCI-6251 de 24 bits dotée de 16 entrées analogiques 16 bits et d'un taux d'échantillonnage de 1 MHz réparti sur toutes les voies.

### 2.2.3 Conditions ambiantes

La pression atmosphérique et la température sont relevées manuellement au moyen d'une sonde d'intérieur Oregon Scientific BTHR918-N. La plage de mesure de cet appareil est comprise entre  $-5^{\circ}\text{C}$  et  $50^{\circ}\text{C}$  avec une résolution de  $0,1^{\circ}\text{C}$ .

### 2.2.4 Description de l'essai

Le tube constituant le banc « Tube à Chocs » est fermé de manière rigide à l'une de ses extrémités par un bouchon en aluminium. Alors qu'une membrane en latex (ballon de baudruche) est tendue sur l'autre extrémité (membrane verte sur la figure (2.10)). Le tube, hermétiquement fermé, est soumis à une dépression au moyen d'une pompe à vide. La pompe LABOPORT®N86KN18 permet d'obtenir une dépression de 800 mbar maximum dans un délai très raisonnable. Quelques secondes suffisent à atteindre une dépression de 500 mbar et quelques dizaines de secondes pour une dépression de 800 mbar. Réciproquement, il est possible de mettre le système en surpression, mais la configuration actuelle du banc ne donne pas la possibilité de fortement pressuriser le tube (jusqu'à 1,5 bar). En effet, l'augmentation de la pression dans le tube éjecte prématurément la membrane qui est simplement attachée par une courroie élastique.

Une fois la pression désirée obtenue dans le tube, la membrane est percée. Si le système a préalablement été mis en dépression, la rupture de cette membrane initie une onde de choc qui se propage à l'intérieur du tube. Trois capteurs mesurent ainsi la pression aux positions  $x = 10\text{ cm}$ ,  $x = 50\text{ cm}$  et  $x = 90\text{ cm}$ , comme indiqué sur la figure (2.11).

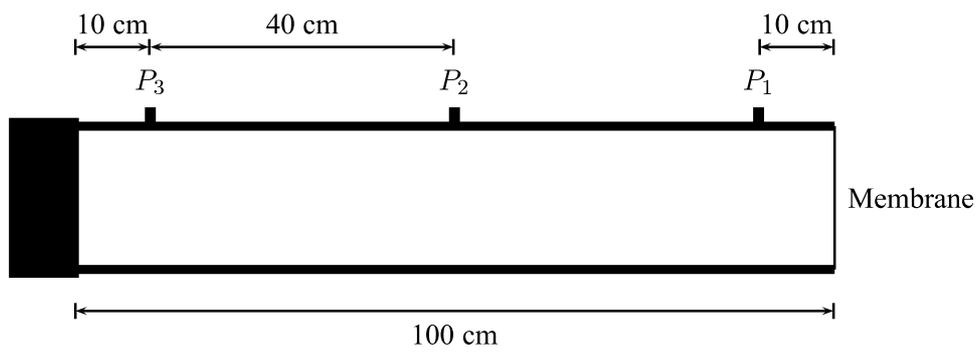


Figure 2.11 – Tube à choc

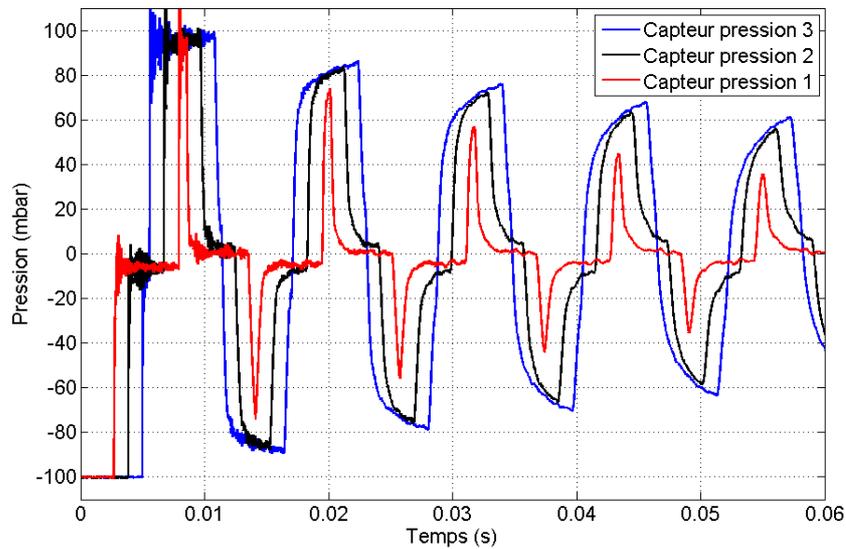


Figure 2.12 – Réponse temporelle - tube de 1m - Banc Tube à Chocs  $P_{init} = 0,9$  bar,  $T=293$ K

Le graphique (2.12) représente les signaux de pression relative mesurés par les capteurs KISTLER. Les courbes de pression 1, 2 et 3 correspondent respectivement aux capteurs  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  du schéma 2.11. L'essai que décrivent ces courbes, a été réalisé avec une condition de dépression relative initiale de 100 mbar dans le tube, une pression atmosphérique de 1 bar et une température ambiante de 20°C.

Au début de l'essai la pression relative est la même dans tout le tube (-100 mbar). La rupture de la membrane laisse se propager une onde de choc à l'intérieur du tube. Le front de cette onde passe successivement devant les trois capteurs amenant le niveau de pression proche de la pression atmosphérique. Ensuite, l'onde se réfléchit sur l'extrémité fermée du tube et repasse devant les capteurs en augmentant la pression interne au niveau de la dépression initiale. Enfin, l'onde qui a encore la forme d'un choc, atteint l'extrémité ouverte du tube où elle subit une inversion de phase et se transforme en onde de détente. On remarquera le redressement du front d'onde lorsqu'il s'agit d'un choc et sa relaxation lorsqu'il s'agit d'une détente. La décroissance de l'amplitude de pression dans le temps s'explique, quant à elle, par les pertes visco-thermiques à l'intérieur du tube, mais surtout par les pertes par réflexion sur l'extrémité ouverte.

Le graphique précédent décrit l'évolution de la pression dans le temps qui est facilement identifiable à une fonction pseudo-périodique. L'analyse fréquentielle fournit des informations complémentaires à la représentation temporelle. Pour cela, on effectue une transformée de Fourier Discrète du signal de pression en l'assimilant à une fonction harmonique décomposable en sommes de séries de Fourier. Cet outil de post-traitement, couramment utilisé par les acousticiens, fournit une représentation des paramètres de Fourier dans le domaine fréquentiel en terme de module (figure 2.13) et de phase (figure 2.14).

Les fréquences propres du tube sont alors identifiées à partir de cette réponse fréquentielle. Le premier pic de fréquence correspond à la fréquence de résonance fondamentale et les pics suivants correspondent aux fréquences harmoniques.

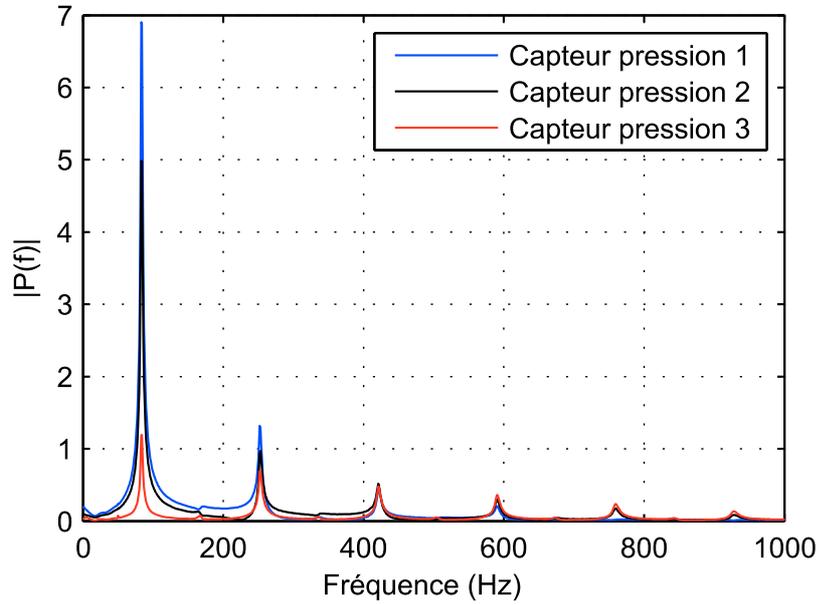


Figure 2.13 – Module des signaux de pression dans le domaine de Fourier

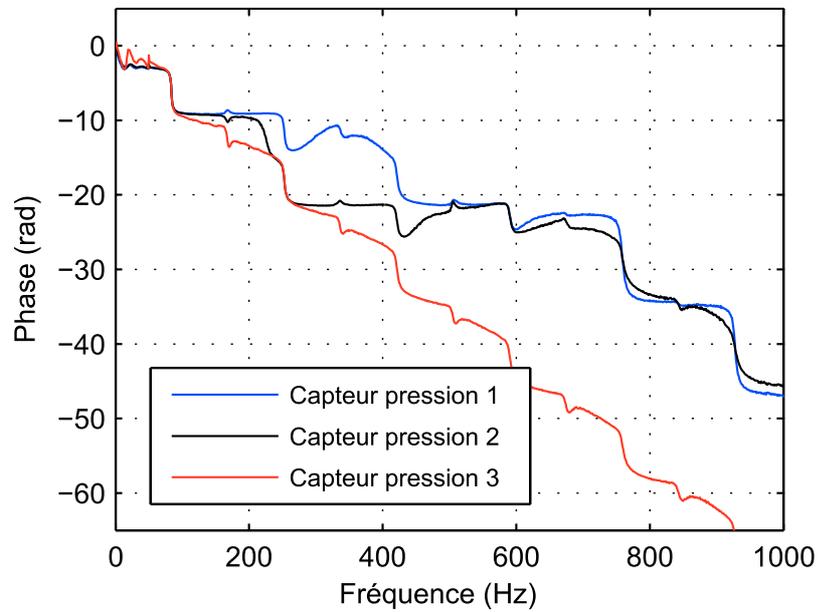


Figure 2.14 – Phase des signaux de pression dans le domaine de Fourier

## **2.3 Banc d'impédance**

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

## **2.4 Banc dynamique**

L'objectif du banc dynamique est de générer une onde de pression dans un système d'admission d'air à partir d'une variation de débit. L'intérêt de cette méthode est d'obtenir un niveau de fluctuations de pression comparable à ce que l'on peut observer sur moteur (jusqu'à 200-300 mbar).

### **2.4.1 Architecture du Banc Dynamique**

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

---

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

### 2.4.2 Présentation de l'essai

La démarche expérimentale est illustrée par un essai « Banc Dynamique » sur le tube de référence (longueur  $L = 1m$  et diamètre intérieur  $\Phi_{int} = 30mm$ ). Tout d'abord, l'assemblage du tube sur le banc dynamique donne une longueur de conduit totale de 1025 mm. Cette modification de la longueur de conduit nécessitera un recalage numérique pour comparer les résultats de ce test avec ceux des autres bancs d'essais.

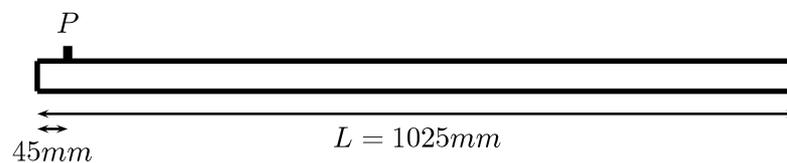


Figure 2.29 – Tube de référence monté sur le Banc dynamique

Au début de l'essai, le banc d'écoulement stationnaire est réglé sur un débit masse  $Q_0$  de 150kg/h, dans le cas standard. Dès que l'écoulement est stabilisé, il est possible d'activer la fermeture de l'obturateur. La rupture de débit ainsi produite génère une onde de pression dans le tube qui est mesurée par le capteur de pression positionné à 45mm du fond du tube, comme représenté sur la figure 2.29.

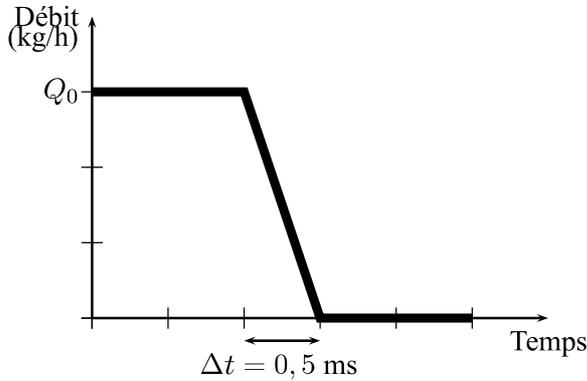


Figure 2.30 – Débit d’excitation

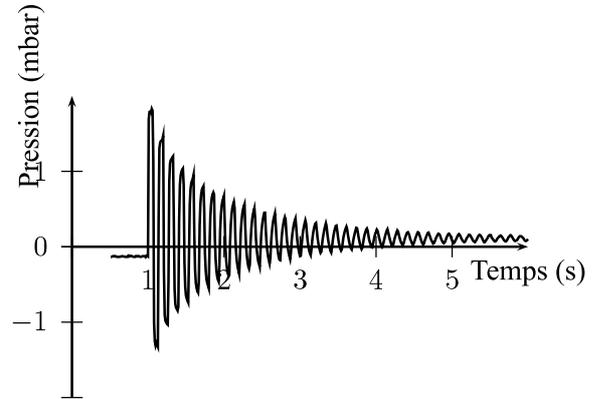


Figure 2.31 – Réponse temporelle du tube de référence

La réponse en pression est mesurée à proximité du lieu d’excitation (45 mm) à une fréquence d’échantillonnage de 20 kHz. Elle se décompose en deux phases. Dans un premier temps (0 à 0,1 s), la pression relative constante correspond à la perte de charge dans le tube. Ensuite, la rupture du débit (figure 2.30) génère une oscillation de la pression (figure 2.31).

En considérant que la pression mesurée est très proche de la pression du point d’excitation, l’impédance du tube en ce point est calculée par le rapport de la pression sur la vitesse acoustique en ce point.

$$z = \frac{\mathfrak{F}(p)}{\mathfrak{F}(v)} \tag{2.1}$$

On obtient alors la représentation graphique de l’impédance en module et en phase (figures 2.32 et 2.33).

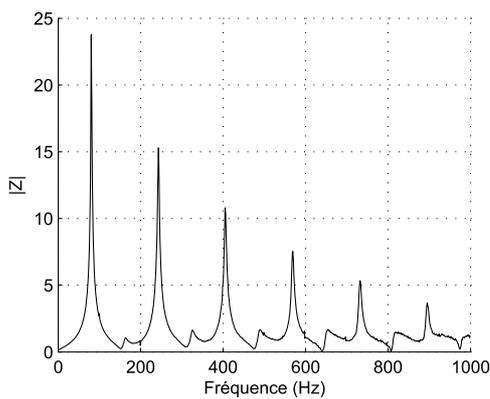


Figure 2.32 – Module de l’impédance du tube de référence (mesure BD)

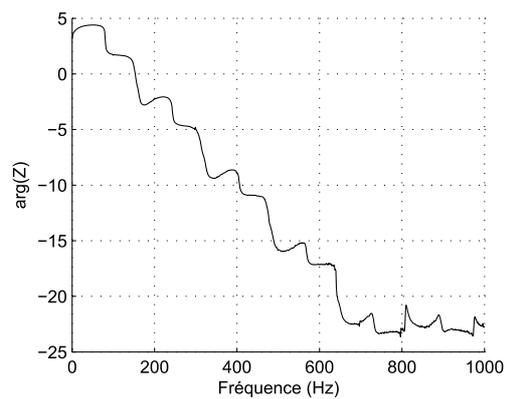


Figure 2.33 – Phase de l’impédance du tube de référence (mesure BD)

La résonance de type « quart d’onde » du tube est aisément identifiable. Pour cette configuration, la comparaison avec la théorie acoustique donne des résultats très satisfaisants. Dans cette section, nous

nous contentons de décrire les moyens expérimentaux mais les résultats d'essais seront développés dans le chapitre suivant.

Il est nécessaire de prendre quelques précautions sur le conditionnement des signaux pour obtenir une bonne qualité de résultat. Tout d'abord, il est très important de bien fenêtrer le signal de pression. Pour cela, il faut considérer l'intégralité du signal de pression en tant que réponse à une excitation. C'est à dire que la partie du signal de pression correspondant au débit stationnaire doit être supprimée. Par contre, il ne faut pas tronquer prématurément le signal car la cohérence des amplitudes de pics de résonances d'un essai à l'autre s'en trouverait altérée. Une durée de 1 seconde semble raisonnable puisque les signaux les plus longs ont une amplitude de l'ordre de la résolution de la carte d'acquisition, au-delà de 0,9 s. D'autre part, l'algorithme utilisé pour calculer la transformée de Fourier est optimum pour une taille de vecteur qui est une puissance de 2. La fréquence d'échantillonnage étant de 20KHz, la prochaine puissance de 2 vérifiant les conditions précédentes est  $2^{15}$ . Ce qui correspond à une durée d'essai de 1,6384 seconde et ainsi garantit de ne jamais tronquer le signal de pression.

### 2.4.3 Répétabilité

Comme on peut le constater sur la figure 2.25 la répétabilité de l'excitation sur 5 essais est excellente. La cloche continue sa course bien après que les lumières soient obturées afin de se prémunir d'une quelconque réouverture lors du rebond de la cloche en fin de course. Le graphique 2.26 montre que pour une lumière de 9 mm de large, la fermeture est obtenue linéairement en 0.8ms. Les oscillations que l'on peut observer le long de la rampe ascendante (figure 2.26) sont dues à la vibration à environ 5000 Hz de l'enclume sur laquelle se reflète le signal laser. La forte répétabilité des conditions d'excitation est alors assez naturellement observable à travers les résultats de mesure en pression (figure 2.34) et donc dans la courbe d'impédance (figure 2.35). Ce dernier graphique montre une légère altération de l'impédance à partir de 800 Hz. Les résultats présentés ne font l'objet d'aucun traitement numérique. Une moyenne des essais peut alors fortement réduire ce bruit de mesure comme il est très courant de le faire en acoustique.

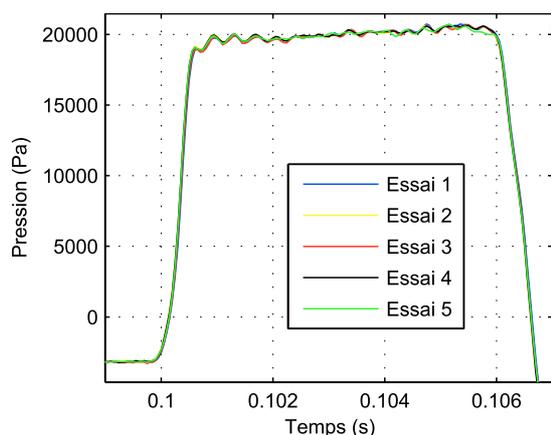


Figure 2.34 – Première période de la réponse en pression (tube de référence)

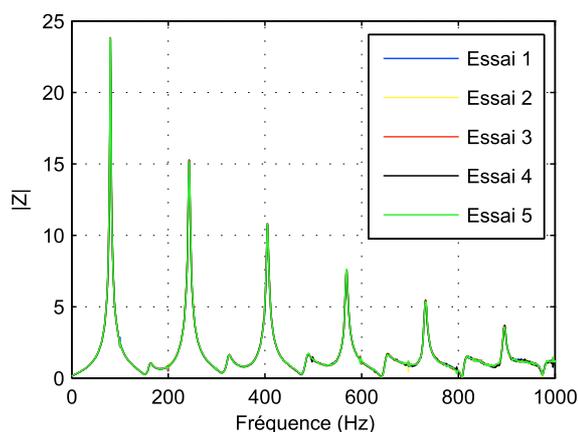


Figure 2.35 – Module de l'impédance du tube de référence

#### 2.4.4 Banc dynamique avec débit

Les tentatives de modélisation des écoulements non-stationnaires (cf chapitre 4) ont amené à considérer l'amortissement de l'oscillation de pression dans le conduit testé. Il s'avère que cet amortissement est intimement lié aux conditions d'écoulements internes [19, 28]. Le Banc Dynamique a alors dû faire l'objet de modifications afin de permettre une caractérisation de l'impact du débit sur l'amortissement. Deux concepts basés sur le même principe ont pu être testés. Il s'agit de conserver un débit résiduel constant après l'excitation. Le banc d'écoulement stationnaire, qui est utilisé en aspiration, est régulé en dépression. Alors, une variation de la section efficace de l'obturateur du Banc Dynamique suffit à modifier le débit. De plus, la taille importante du volume aval (vis à vis du sens de l'écoulement) de l'obturateur permet de conserver une pression de ce volume relativement constante au cours de la mesure qui a une durée d'environ une seconde. Néanmoins, la pression en amont de l'obturateur (dans le système étudié) est soumise à de fortes fluctuations dans ce même délai (c'est l'objectif). Une variation de la différence de pression entre les côtés de la vanne peut alors avoir un impact sur le débit la traversant. C'est pourquoi, il faut idéalement que les conditions d'un écoulement sonique soient réalisées tout au long de la mesure à travers la vanne. Selon Idelchik [56], l'écoulement sonique à travers un orifice circulaire est défini par un rapport de pression de 0,528 entre ses deux côtés. Dans l'essai précédemment décrit, la pression absolue dans le tube passe par un minimum de 0,8 bar. Dans ce cas, les conditions d'un écoulement sonique ne seront garanties que si la pression en aval de l'obturateur n'est jamais supérieure à 0,42 bar. Dans de telles conditions, la variation de débit ainsi obtenue génère l'onde de pression tant attendue et l'écoulement résiduel durant la phase non-stationnaire contribue à l'augmentation de l'amortissement. Dans cette section, nous décrivons le principe de fonctionnement de la méthode utilisée et les résultats seront présentés dans le chapitre suivant.

**Premier concept** Le premier concept consiste à ne pas fermer totalement l'obturateur. L'outil dont nous disposons actuellement ne permet pas le contrôle suffisant d'une fermeture partielle à cause d'un rebond de la cloche en fin de course. De ce fait, une cloche en titane a été usinée afin de permettre un écoulement d'air après fermeture. La réalisation de la nouvelle cloche permet un profil de débit similaire à la manipulation précédente tout en autorisant un écoulement résiduel à la fin de l'essai.

CONFIDENTIEL

La variation de section étant figée, le débit n'est alors fonction que de la différence de pression qui réside de chaque côté de la vanne. Les conditions d'un écoulement sonique n'ont pas pu être réalisées par ce concept avec le moyen d'aspiration habituel.

**Deuxième concept** L'objectif de cette évolution est de pouvoir contrôler le débit résiduel indépendamment du débit d'excitation. La partie fixe de l'obturateur a alors été usinée permettant de positionner des orifices calibrés interchangeables. L'excitation et le débit résiduel ne sont ainsi qu'en partie dissociés car ils sont générés par le même banc d'écoulement. Mais, afin de garantir un rapport de pression de 0,528 entre l'amont et l'aval de l'obturateur après sa fermeture, il faut idéalement que cette condition soit également vérifiée avant la fermeture. Le banc « ProBench » n'autorisant pas de fortes dépressions, nous avons été amené à utiliser le Banc d'écoulement Solvay beaucoup plus performant et permettant des dépressions plus importantes à de forts débits.

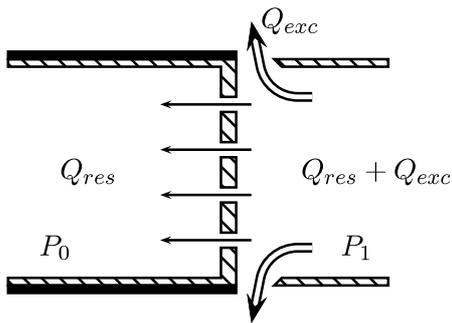


Figure 2.38 – Obturateur ouvert - concept 2

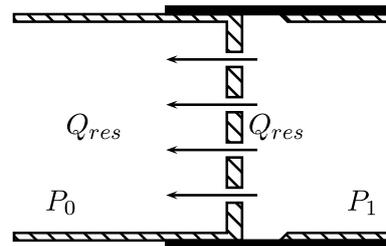


Figure 2.39 – Obturateur fermé - concept 2

Les figures 2.38 et 2.39 représentent une coupe transversale de l'obturateur. La zone hachurée représente la partie fixe de la vanne et la zone noire représente la cloche cylindrique qui glisse le long de la partie fixe. Le rapport de pression entre  $P_0$  et  $P_1$  est tel qu'un écoulement constant  $Q_{res}$  est conservé tout au long de l'essai. La variation de débit générant l'onde de pression est quant à elle provoquée par la fermeture de la vanne en faisant coulisser la cloche le long de son guide. L'interprétation des résultats fournis par ce nouveau procédé sera développée dans le chapitre suivant.

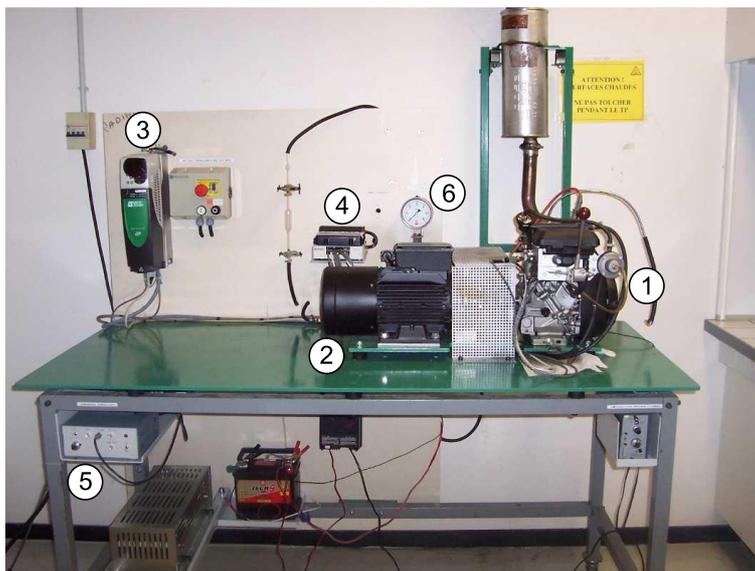
**Troisième concept** Les deux concepts précédents ont fourni des résultats intéressants et de qualité suffisante pour notre étude. Mais l'inconvénient de la méthode est que le débit d'excitation et le débit résiduel sont générés par le même banc d'écoulement qui n'est pas capable de conserver le niveau de dépression requis tout au long de l'essai. Dans ce troisième concept les deux débits pourront être dissociés permettant des résultats de grande précision. En effet, à travers les orifices calibrés, l'exigence de débit est peu élevée tandis que la conservation d'un certain niveau de dépression est primordiale. Le banc d'écoulement SOLVAY est tout à fait adapté à cette application. D'autre part, il n'y a aucune exigence de pression sur le moyen permettant de générer le débit « d'excitation » si ce n'est qu'il doit permettre d'atteindre des débits suffisamment importants. Le banc d'écoulement « Probench » autorise des débits suffisants à cette fonction. La mise en place d'une méthode de caractérisation avec débit n'était pas l'objet de cette étude et ce troisième concept n'a donc pas été mis au point puisqu'il nécessite des modifications plus profondes du Banc Dynamique. Néanmoins, c'est la méthode que je préconise pour la suite des travaux sur le sujet. Et dans cet objectif, la modification majeure du moyen d'essai consiste à ne pas faire déboucher les deux débits dans le même volume et de tuber la sortie des orifices calibrés vers l'extérieur de la grande cloche en aluminium (volume).

## 2.5 Banc d'essai moteur monocylindre

Afin d'évaluer le modèle de comportement dynamique de la ligne d'admission développé lors de ce travail de recherche, nous avons réalisé différentes séries d'essais moteur. Les premières séries d'essais sont effectuées au moyen d'un moteur monocylindre. Il s'agit d'un moteur 4 temps atmosphérique à allumage commandé Honda GC160.

### 2.5.1 Architecture du Banc Monocylindre

La figure 2.40 présente le banc d'essais monocylindre installé au Laboratoire de Mécanique des Fluides de Nantes



1. Moteur Honda GC160
2. Génératrice
3. Commande génératrice
4. Calculateur
5. Système d'acquisition
6. Alimentation carburant

Figure 2.40 – Banc d'essai monocylindre

### 2.5.2 Description du Moteur

Le moteur de test est un moteur monocylindre 4 temps atmosphérique à allumage commandé. Les caractéristiques techniques de ce moteur dans sa configuration série sont reprises dans le tableau 2.1. La particularité de ce moteur est la présence d'un système de décompression intégré à la came d'admission qui permet de réduire le couple nécessaire au démarrage par lanceur manuel. Ce système centrifuge, se désactive environ à 1400 tr/min. Les mesures effectuées sur ce moteur ne sont alors exploitables qu'au-delà de ce régime. L'ensemble du système d'admission d'origine de ce moteur a été supprimé et remplacé par les pièces de références caractérisées dans le chapitre précédent. Le moteur est alors entraîné sans combustion par une génératrice jusqu'à 3000 tr/min. Nous avons vu dans la partie bibliographique que l'absence de combustion avait une influence négligeable sur le profil de pression d'admission. De plus l'entraînement du moteur thermique par un moteur électrique garantit un meilleur contrôle du régime. L'acyclisme important des monocylindres est donc réduit. Et surtout, l'absence de spray d'essence dans la ligne d'admission ne perturbe pas le phénomène de propagation d'onde de pression. Nous poursuivons cette section par les caractéristiques techniques du Banc d'essai.

<b>Caractéristiques</b>	<b>Données constructeur</b>
Modèle	Honda GC 160
Type du moteur	Moteur à essence monocylindre 4 temps OHC, refroidissement à air, arbre de sortie horizontal, cylindre en aluminium
Alésage * course	64 × 50 mm
Cylindrée	160 cm <sup>3</sup>
Taux de compression	8,5 : 1
Puissance maxi	3,7 kW (5,0 ch) @ 3 600 tr/min
Couple maximal	10,6 Nm / 1,05 kgm @ 2 500 tr/min
Système d'allumage	Transistorisé
Système de démarrage	Lanceur à retour automatique
Type du filtre à air	Papier
Cap. du réservoir d'ess.	2,0 L
Cons. d'essence spéc.	313 g/kW·h - 230 g/ch·h
Capacité d'huile moteur	0,6 L
Dimensions (L x l x H)	329 × 369 × 331 mm
Poids à sec	11,5 kg

Table 2.1 – HONDA GC160 : Caractéristiques techniques

Les mesures de perméabilité de la culasse du moteur ont été réalisées par l'UET Remplissage de RE-NAULT (Lardy). Elles sont renseignées dans les tableaux 2.2 et 2.3 en fonction de la levée des soupapes. La loi de levée qui est définie par le profil des cames a été mesurée au Laboratoire de Mécanique des Fluides. Elle est décrite par le graphique 2.41.

---

CONFIDENTIEL

### 2.5.3 Gestion moteur

Dans sa configuration normale (avec combustion) le moteur est contrôlé par un calculateur Sodemo EV11 qui pilote l'injection et l'allumage en fonction du régime et de la charge. Un capteur de phase permet de remonter l'information de régime et de position dans le cycle au calculateur. Pour réguler le moteur thermique en régime, une génératrice 2P LSMV 100 *CODEUR 3KW B3 230/400V 50Hz classe F* contrôlée par un variateur UNIDRIVE SP 4.5T LED de la marque Leroy Somer fait office de frein en dissipant la puissance à travers une résistance RFMD 3000 25 de la même marque. Mais la génératrice est également capable d'entraîner le moteur thermique sans combustion jusqu'à un régime maximal de 3000 tr/min.

### 2.5.4 Instrumentation et acquisition

#### 2.5.4.1 Mesure de pression

L'ensemble de la chaîne de mesure et d'acquisition de pression du Banc Tube à Chocs est réutilisé pour la mesure de la pression instantanée à l'admission.

Une bougie instrumentée d'un capteur de pression piézoélectrique relève la pression cylindre (figure 2.42). Le capteur incorporé de type [6117BFD17](#) de chez KISTLER est monté affleurant à l'extrémité de la bougie. Sa gamme d'utilisation est comprise entre 0 et 200 bar avec une précision de  $\pm 0,6\%$  de la valeur pleine échelle.

#### 2.5.4.2 Débitmètre

Lorsque le moteur est entraîné sans combustion, le débit d'air dans le moteur est mesuré à l'échappement. Ce montage a pour objet d'obtenir une image du rendement volumétrique. Le système de mesure

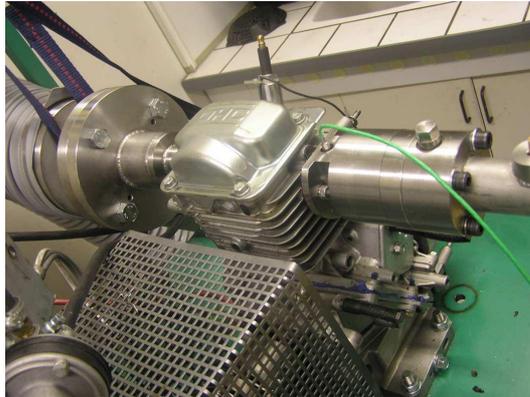


Figure 2.42 – Capteurs de pression

du débit est constitué d'une pièce d'adaptation qui est connectée directement sur le port d'échappement de la culasse (figure 2.43). Celle-ci est reliée à un volume tampon de 200 litres par un tube flexible de 8 mètres. Le débit est mesuré en aval du volume tampon par un débitmètre à fil chaud (figure 2.44). La précision de ce débitmètre est la somme de  $\pm 1\%$  de la pleine échelle et de  $\pm 0,5\%$  de la valeur lue.

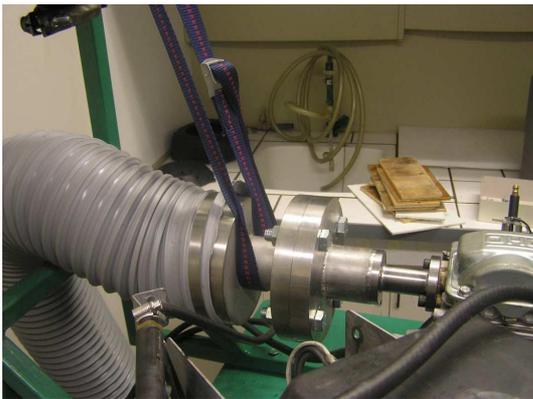


Figure 2.43 – Pièce d'adaptation échappement

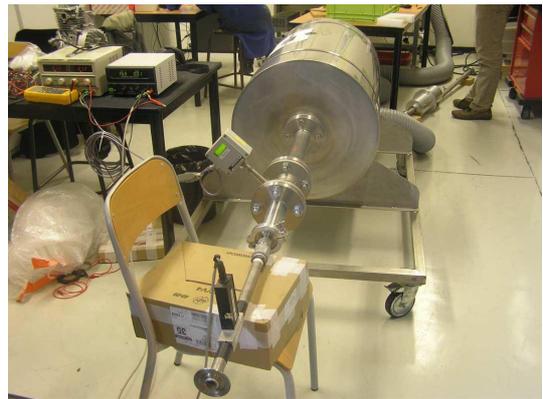


Figure 2.44 – Débitmètre et son volume tampon

## 2.6 Banc d'essai moteur multicylindres

### 2.6.1 Dispositif expérimental

Pour être validé, le modèle de comportement doit finalement être confronté aux mesures effectuées sur le système d'admission d'un moteur multicylindres. Dans cet objectif, un moteur RENAULT K4M+ version 812 a été installé sur banc d'essai au sein du Laboratoire de Mécanique des Fluides de Nantes (figure 2.45). Ce moteur est couplé à un frein SCHENCK à courant de Foucault de type W130.



Figure 2.45 – Banc d'essais moteur stabilisé K4M+

Le K4M+ est un moteur atmosphérique à allumage commandé. Cette version bénéficie d'un système de calage variable de la distribution (VVT). Les caractéristiques techniques de ce moteur sont spécifiées dans le tableau 2.4.

Caractéristiques	Données numériques
Nombre de cylindres	4
Cylindrée	1598 cm <sup>3</sup>
Nombre de soupapes par cylindre	4
Alésage × Course	79,5 × 80,5
Rapport volumétrique	10
Puissance max.	82 kW @ 6000 tr/min
Couple max.	151 N.m @ 4250 tr/min

Table 2.4 – RENAULT K4M+ : Caractéristiques techniques

Le banc d'essai moteur fonctionne selon le schéma de principe décrit par la figure 2.46.

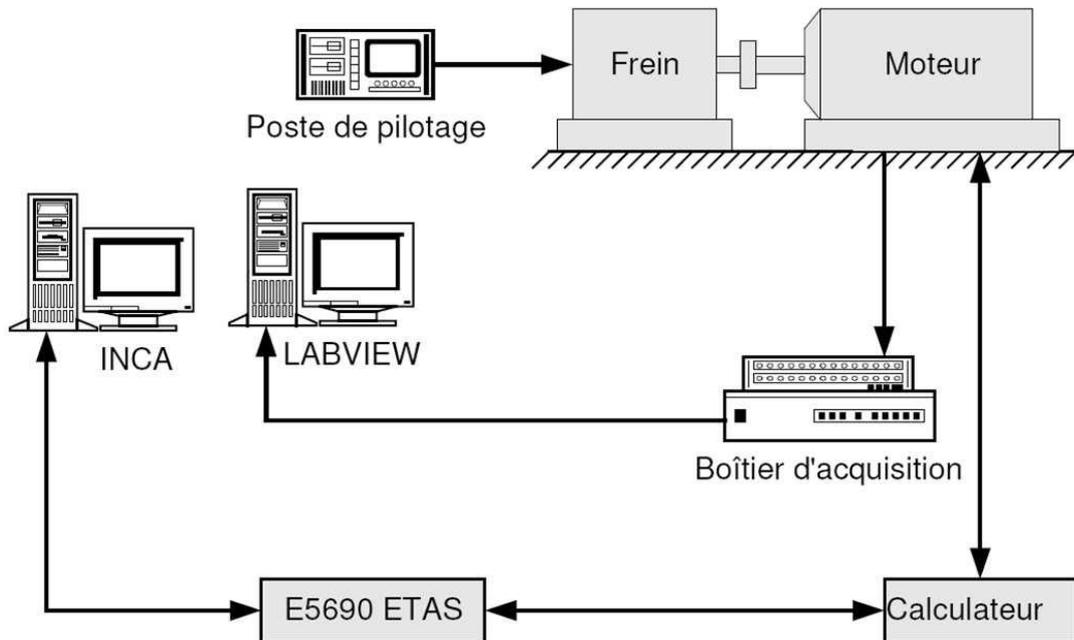


Figure 2.46 – Schéma de principe du dispositif d'acquisition du banc d'essai moteur

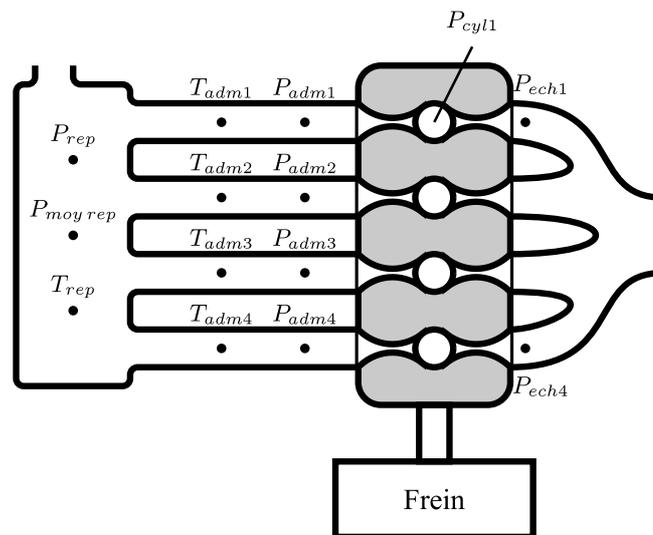


Figure 2.47 – Banc moteur K4M - Schéma instrumentation

### 2.6.2 Contrôle moteur

En ce qui concerne les commandes de base, le moteur est régulé en régime par contrôle du couple de freinage au moyen d'un rack de régulation ROTRONICS RRN104 à partir du poste de pilotage. Ce même boîtier permet également d'imposer une consigne de couple par action sur la position pédale. Par ailleurs, il est possible d'intervenir sur les paramètres de calibration du moteur par dialogue avec le calculateur. La communication avec le calculateur est réalisée par l'interface de ETAS ES580 connectée sur le bus CAN. Le logiciel INCA permet la supervision du calculateur (accès aux variables et chargement de nouvelles cartographies). Toutes les variables de sécurités sont ainsi accessibles du poste de pilotage.

### 2.6.3 Instrumentation et acquisition

L'ensemble de la chaîne de mesure et d'acquisition de pression du Banc Tube à Chocs est réutilisé pour la mesure de la pression instantanée. Les quatre capteurs de pression instantanée sont positionnés sur chaque conduit primaire du répartiteur d'admission. La pression est mesurée au niveau de la cale en aluminium à 50 mm de la semelle culasse. De plus, un cinquième capteur de pression piézorésistif (voir capteur Banc Dynamique) a été placé sur le plénum du répartiteur. La ligne d'admission d'air a également été équipée de 2 capteurs de pression stationnaire qui sont positionnés sur le plénum et en amont du boîtier papillon. La pression à l'échappement est relevée par 2 capteurs de pression instantanée KISTLER 4075A10 dont la stabilité de la sensibilité est  $< 0,2\%$  de la valeur lue et la stabilité du zéro est  $< 0,5\%$  de la pleine échelle. Ces deux capteurs sont positionnés sur les conduits primaires d'échappement 1 et 4 à 50 mm de la semelle du collecteur. Chacun d'entre eux est équipé d'un double système de refroidissement composé des adaptateurs KISTLER 7507 et 7511. La pression cylindre est mesurée par une bougie instrumentée d'un capteur piézoélectrique KISTLER de type 6117A17U25 dont la gamme de mesure est comprise entre 0 et 200 bar. Ce capteur a une stabilité à la sensibilité  $< 3,81$  pc/bar et une linéarité  $< 0,5\%$  de la valeur pleine échelle. Un amplificateur de charge KISTLER type 5011 permet d'en exploiter les signaux de pression. La température est contrôlée tout le long de la boucle d'air. À l'admission, les mesures de température sont relevées par des thermocouples de type K de 2 mm de diamètre, dont la gamme de mesure est comprise entre 0 et 1000°C pour une précision 0,5 °C. À l'échappement, un thermocouple de même type (diamètre 2 mm) est installé au niveau du commun. La mesure du débit carburant est réalisée par une balance PLU PIERBURG-GRUPPE. Un codeur angulaire positionné sur le vilebrequin permet de générer 1000 impulsions par tour. Ces impulsions servent de référence pour l'acquisition rapide (pression cylindre et pression instantanées).

Deux types de signaux lents et rapides sont répartis sur deux borniers BNC distincts. Ils sont échantillonnés par deux cartes d'acquisition National Instrument PCI-6220 pour l'acquisition lente et NI PCI-6251 pour l'acquisition rapide. Le système d'acquisition rapide est piloté par le codeur angulaire alors que le système d'acquisition lente est géré d'un point de vue temporel.

## 2.7 GT-Power

Le logiciel de simulation utilisé dans le cadre de cette étude est GT-Power. Ce code de simulation industriel est fortement utilisé par les constructeurs et équipementiers automobiles. Le principe de cet outil est de réaliser un moteur virtuel par assemblage de différents éléments prédéfinis mais également par communication avec des modules issus d'autres outils tels que Star-CD, Fluent, Simulink, Excel... (figure 2.48). Cet outil permet d'effectuer une simulation du fonctionnement thermodynamique d'un moteur à combustion interne en écoulement stationnaire ou non-stationnaire. Le code GT-POWER combine une approche classique 0D du cycle complet du moteur avec une étude 1D de l'écoulement dans les différents conduits. Ceci facilite donc l'étude de l'incidence des écoulements pulsés dans les répartiteurs d'admission et des collecteurs d'échappement sur le remplissage et donc les performances du moteur. Ce logiciel est également constitué d'un outil de post-traitement permettant une exploitation des résultats de simulation et de comparaison avec les résultats expérimentaux.

Ce code de calcul a donc été choisi pour les avantages suivants : étude unidimensionnelle des écoulements dans les systèmes d'admission et d'échappement ainsi que la possibilité de couplage avec d'autres codes tel que Matlab/Simulink.

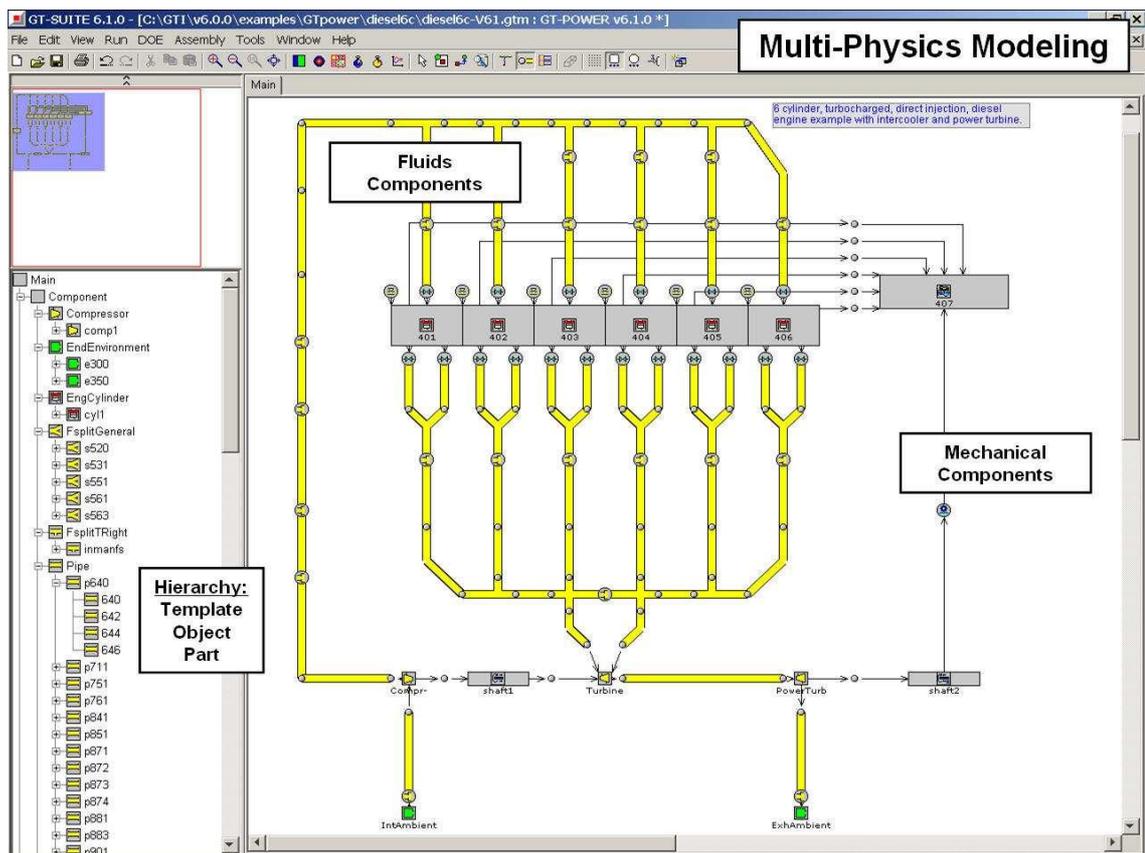


Figure 2.48 – Interface graphique du pré-processeur GT-Power

## 2.8 Fluent

L'utilisation d'un code de calcul CFD comme banc d'essais numérique permet de faire varier indépendamment chacun des paramètres (et donc d'en déterminer l'influence sur l'élément étudié) et de limiter les dispositifs expérimentaux. Dans notre étude, c'est le logiciel Fluent qui est utilisé (figure 2.49). Ce logiciel a été développé pour répondre à une forte demande du milieu industriel (ingénierie automobile, aérospatial, échanges thermiques, électronique, production d'énergie, design architectural, ...) pour obtenir des codes de calcul permettant de résoudre les équations de Navier-Stokes avec pour principal intérêt l'utilisation d'une bibliothèque de données pouvant être complétée par l'utilisateur. La résolution, basée sur une méthode aux volumes finis, s'appuie sur une discrétisation spatiale en cellules dont le type reste un choix défini par l'utilisateur lui-même. Une palette d'outils est alors offerte à son utilisateur avec pour principales caractéristiques : modélisation bidimensionnelle ou tridimensionnelle, écoulements compressibles ou incompressibles, analyse stationnaire ou non-stationnaire, étude des écoulements non-visqueux, laminaires ou turbulents, etc. . . Le code de calcul Fluent ne résout pas uniquement les équations de Navier-Stokes au sein du système considéré. En effet, d'autres équations peuvent également être considérées (échanges de chaleur, réactions chimiques entre espèces, ...). Ce logiciel intègre également des modèles de lois de parois et de turbulence (Spalart-Allmaras,  $k - \varepsilon$ , Reynolds Stress ou LES) qui peuvent être pris en compte suivant le type d'écoulement considéré. L'autre atout indéniable est la prise en compte de conditions aux limites variées. Outre la considération des parois indéformables, des plans et des axes de symétrie, de nombreux choix sont alors possibles en ce qui concerne les entrées et les sorties du fluide pour le domaine considéré, parmi lesquels on peut trouver : pressure inlet, pressure outlet, velocity inlet,...

La simulation d'un écoulement à l'aide du logiciel Fluent passe tout d'abord par une définition de la géométrie et du maillage qui lui est associé. Cette opération est possible à partir du logiciel Gambit. Ce dernier a été développé en association avec Fluent, ce qui assure une parfaite compatibilité entre ces deux éléments. Cependant, il est tout à fait possible d'utiliser un autre type de mailleur notamment si la géométrie a déjà été définie à l'aide d'un logiciel de D.A.O.. Le traitement des données, après calcul, peut être effectué par l'utilisation de Fluent. Cependant, la visualisation graphique ne permet pas de comparer directement ces résultats à d'autres types de données comme par exemple des essais expérimentaux. Il est alors souhaitable d'exporter ces résultats depuis Fluent afin de les traiter par le biais d'un autre logiciel.

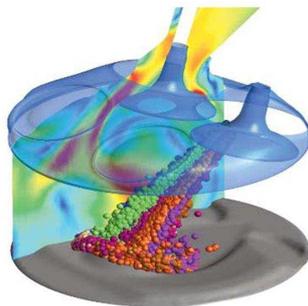


Figure 2.49 – Fluent - Visualisation d'un champ 3D dans la chambre de combustion.

*Dans ce chapitre, les différents outils expérimentaux et numériques ont été présentés. La description des moyens de caractérisation montre qu'ils se différencient par leur méthode d'excitation, leur méthode de mesure et le matériel utilisé. Il s'agira dans le chapitre suivant, d'évaluer la performance de chacun d'entre eux. Cependant, le premier intérêt de ce chapitre est de rassembler toutes les données techniques et géométriques des moyens expérimentaux mis en œuvre au cours de cette étude.*



## Caractérisation d'un circuit d'admission

*L'objectif des méthodes de caractérisation étudiées dans ce document est de déterminer les modes de résonance des systèmes d'admission (resp. échappement) des moteurs à combustion interne. Elles doivent être représentatives du mode de fonctionnement moteur. C'est à dire que les comportements caractérisés doivent être en adéquation avec les phénomènes observés sur moteur tels que la fréquence ou l'amplitude des oscillations de pression. La pression mesurée directement sur des éléments de la boucle d'air, moteur tournant, fournit déjà des informations sur les fréquences de résonances. Mais la réponse de ce type de mesure est fortement corrélée à l'excitation. C'est pourquoi, les bancs de caractérisation permettent d'obtenir une signature fréquentielle de la ligne d'admission totalement décorrélée de la source d'excitation. Une campagne de comparaison des résultats de ces trois bancs d'essais a alors été menée par une série de caractérisation de pièces de références. Les résultats de ces essais sont ainsi présentés et analysés dans ce chapitre.*

### 3.1 Caractérisation du tube de référence

Le tube droit de section constante est l'élément acoustique le plus simple que nous puissions étudier. Il nous a permis d'étudier les phénomènes de propagation d'ondes de pression en conduites et la réflexion à l'extrémité ouverte du tube. Il constitue également le moyen de comparaison des méthodes de caractérisation étudiées.

#### 3.1.1 Fréquences de résonances

Comme présenté dans le chapitre 2, nous disposons de trois moyens d'essais expérimentaux permettant d'étudier les phénomènes d'ondes de pression en conduites. Dans une démarche initiale de comparaison des bancs d'essais, le tube de référence (cf. section 2.1) a ainsi été soumis à ces trois méthodes de caractérisation.

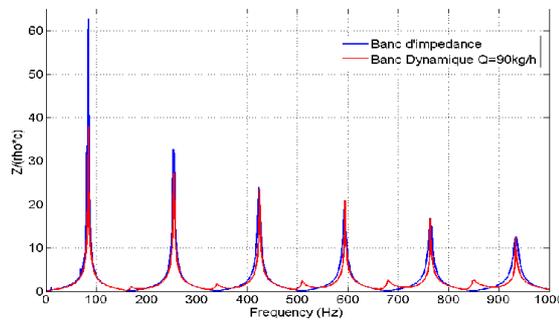


Figure 3.1 – Module d'impédance du tube de référence : Comparaison Banc Dynamique et Banc d'impédance

Tout d'abord, le graphique 3.1 représente le module d'impédance du tube de référence obtenu par la méthode acoustique (banc d'impédance) et par la méthode « Banc Dynamique ». Le banc d'impédance acoustique mesure l'impédance du tube dans le plan de référence qui se situe à l'interface de la tête de mesure et du tube. L'adaptation entre ces deux éléments est réalisée sans discontinuité. La campagne d'essais, de laquelle est extraite cette courbe, a été menée par Samuel RODRIGUEZ et Jean-Christophe LE GUERN de l'UET Remplissage RENAULT à Lardy sous la responsabilité d'Alain LEFEBVRE. La température ambiante de l'essai était régulée à 24 °C. Contrairement aux essais acoustiques, les essais Banc Dynamique ne sont pas réalisés en atmosphère climatisée. Quant aux résultats des essais Banc dynamique (courbe couleur) présentés dans la figure 3.1, ils ont été effectués sous une température ambiante de 20°C qui ont ensuite été ramenés à une température de 24 °C par une homothétie de l'échelle des fréquences par la relation suivante :

$$\langle f(T_{ref}) \rangle = \langle f(T_{mes}) \rangle \sqrt{\frac{T_{ref}}{T_{mes}}} \quad (3.1)$$

où  $\langle f(T_{mes}) \rangle$  est le vecteur des fréquences originales correspondant à la température de mesure et  $\langle f(T_{ref}) \rangle$  est le nouveau vecteur des fréquences correspondant à la nouvelle température. Ici, on a  $T_{mes} = 20^\circ\text{C}$  et  $T_{ref} = 24^\circ\text{C}$ . En effet, ce recalage se justifie par la définition de la vitesse du son qui est une fonction racine carrée du produit du rapport de chaleur spécifique  $\gamma$ , de la constante du gaz  $r$  et de la température  $T$  ( $c = \sqrt{\gamma r T}$ ). La comparaison de ces deux courbes exprime une excellente corrélation des

deux méthodes en terme d'identification des fréquences de résonances. Ces fréquences sont d'ailleurs reportées dans le tableau 3.1 et indiquent une résonance de type quart d'onde du tube. Elles vérifient alors l'expression théorique suivante :

$$F_n = \frac{(2n - 1) c}{4L_{ac}} \quad n \in \mathbb{N}^* \quad (3.2)$$

où  $c$  est la vitesse de propagation du son dans l'air et  $L_{ac}$  est la longueur acoustique du conduit.  $n$  correspond aux différentes harmoniques.

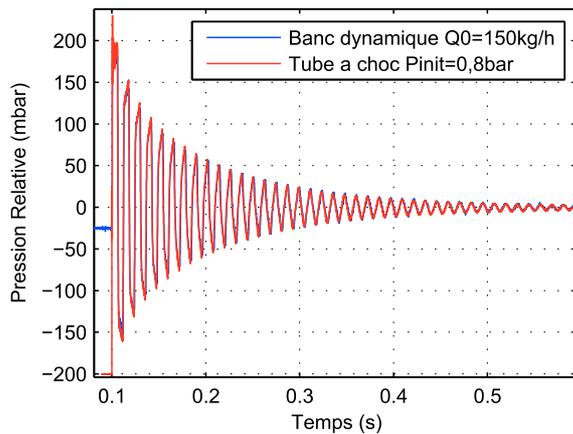


Figure 3.2 – Réponse temporelle en pression du tube de référence : Comparaison Banc Dynamique et Tube à Chocs

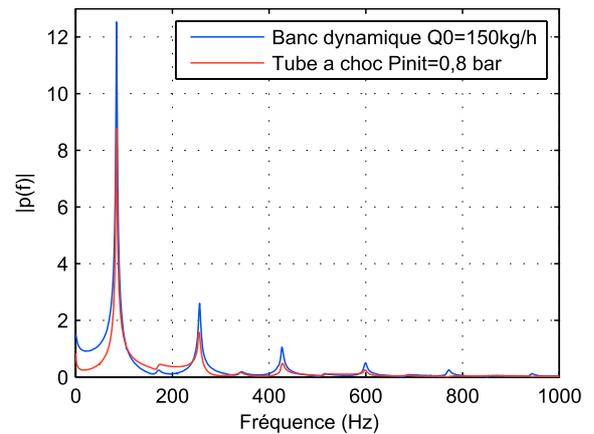


Figure 3.3 – Réponse fréquentielle : Comparaison Banc Dynamique et Tube à Chocs

De la même manière, la figure 3.3 compare la FFT des pressions mesurées dans le tube de référence lors des essais Banc Dynamique et Tube à Choc. En effet, ne connaissant pas la vitesse acoustique dans le tube par la méthode Tube à Choc, il est impossible d'en déterminer l'impédance. Mais, la figure 3.2 montre des profils de pression quasiment identiques dans le domaine temporel. La différence majeure qu'exprime cette courbe est le palier de pression stationnaire ( $t < 0,1s$ ) qui est lié à la méthode d'excitation. Les autres différences observables sur ce même graphique sont quant à elles liées au matériel de mesure utilisé et au positionnement des capteurs. Dans le cas de la méthode Banc Dynamique, la pression est mesurée à 45mm de l'extrémité fermée du tube par un capteur Kistler (cf section 2.4) avec une résolution de 12 bits et un échantillonnage de 20 kHz. Tandis que dans le cas du banc Tube à Choc, le capteur de pression Kistler (cf section 2.2) est affleurant et positionné à 10 cm de l'extrémité fermée. L'acquisition de ce signal est réalisée avec une résolution de 16 bits et un échantillonnage de  $2^{17}$  Hz. La bonne corrélation des 2 méthodes dans le domaine temporel se traduit par une qualité de résultat équivalente dans le domaine fréquentiel (figure 3.3).

Bien que les conditions de température lors de l'essai tube à choc étaient de  $19^\circ\text{C}$ , la courbe de la figure 3.3 a subi la même dilatation d'échelle fréquentielle que précédemment (équation (3.1)) pour être ramenée à un essai à  $24^\circ\text{C}$ . Les fréquences de résonances identifiées sont reportées dans le tableau 3.1.

À la lumière des résultats présentés dans ce tableau, on peut conclure que les trois bancs d'essai fournissent des résultats similaires en terme de définition de fréquences de résonances avec un écart maximum de 1,2 %. Mais ces bancs se distinguent par leur mode d'excitation, le niveau de perturbation de pression et la méthode de mesure.

	$F_1$	$F_2$	$F_3$	$F_4$	$F_5$	$F_6$
Tube à Choc	84	255	428	598		
Banc d'Impédance	84	254	423	593	764	934
Banc Dynamique	84	255	427	600	771	943

Table 3.1 – Fréquences de résonance du tube de référence

### 3.1.2 Pertes de charge

Un aspect essentiel et primaire du remplissage est la maîtrise des pertes de charge de la ligne d'admission (resp. d'échappement). Dans le cas d'un écoulement en conduite, ces pertes de charge sont représentatives d'une dissipation d'énergie causée par les frottements du fluide avec la paroi et des pertes visqueuses à travers la cascade énergétique de KOLMOGOROV. Toujours dans le cas d'un écoulement en conduite, la perte de charge linéique (ou régulière) s'écrit généralement sous la forme [57] :

$$\Delta P_{reg} = \Lambda \frac{L}{D} \frac{\rho v^2}{2} \quad (3.3)$$

où  $v$  est la vitesse moyenne de débit,  $D$  est la longueur caractéristique (le diamètre pour un tube cylindrique) et  $\Lambda$  le coefficient de perte de charge régulière.

Outre la perte de charge linéique, il existe des pertes de charge dues à des modifications de la géométrie de la conduite. Elles sont qualifiées de pertes de charge singulières et se rapportent à des élargissements brusques, contractions de veine, coudes, vannes, etc. Ces pertes s'expriment aussi sous la forme d'une chute de pression en fonction de la vitesse  $v$  et d'un coefficient de perte de charge singulière  $\xi_{sing}$  dans la section de référence.

$$\Delta P_{sing} = \xi_{sing} \frac{\rho v^2}{2} \quad (3.4)$$

Toutes ces notions sont parfaitement décrites par la littérature [56]. Mais l'écriture de ces formulations permet au lecteur de se familiariser avec les symboles utilisés dans ce document. La somme de ces deux types de pertes (linéique et singulière) constitue la perte de charge totale d'une ligne d'air et est ramenée à la vitesse débitante dans la section de référence. Dans le cas du tube de référence, on identifie la perte de charge régulière, et la perte de charge singulière à l'embouchure du tube. On a donc pour le tube :

$$\Delta P = \left( \frac{\Lambda L}{D} + \xi_{sing} \right) \frac{\rho v^2}{2} \quad (3.5)$$

En posant  $\xi = \left( \frac{\Lambda L}{D} + \xi_{sing} \right)$ , on a

$$\Delta P = \xi \frac{\rho v^2}{2} \quad (3.6)$$

où  $\xi$  est le coefficient de perte de charge globale de la ligne d'admission (ici le tube). Mais  $\xi$  n'est pas une constante et dépend toujours faiblement du nombre de Reynolds. C'est pourquoi, on a pour habitude de considérer que la perte de charge est proportionnelle au carré du débit (ou vitesse) par partie.

Les valeurs de pertes de charge mesurées sont reportées dans le tableau 3.4 et elles correspondent au palier de pression de la courbe 3.7 lorsque le débit est stationnaire avant la fermeture de la vanne (à

Débit (kg/h)	Vitesse (m/s)	Reynolds	Perte de charge (Pa)
10	3,3	6557	30
25	8,2	16392	50
50	16	32784	100
75	25	49117	390
100	33	65569	870
125	41	81961	1460
150	49	98353	3220
200	65	131137	5800
250	82	163922	9150

Figure 3.4 – Perte de charge du tube de référence

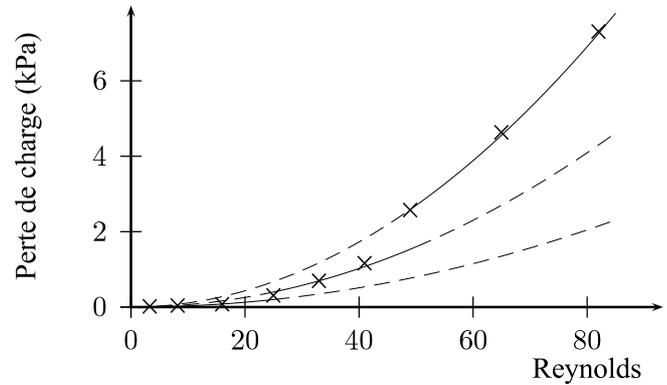


Figure 3.5 – Perte de charge du tube de référence

$t=1s$ ). Le tracé de ces valeurs dans le graphe 3.5 permet d'identifier trois domaines de Reynolds pour lesquels  $\xi$  semble constant :

$$\xi = 1,4, \quad 80000 < Re \tag{3.7}$$

$$\xi = 0,8, \quad 50000 < Re < 80000 \tag{3.8}$$

$$\xi = 0,4, \quad 5000 < Re < 50000 \tag{3.9}$$

### 3.1.3 Sensibilité au niveau d'excitation

Comme évoqué dans le chapitre précédent, le banc d'écoulement stationnaire permet d'établir une large gamme de débit. Mais dans le cas du test du tube de référence, la perte de charge de l'installation ne permet d'atteindre qu'un débit maximal de 250 kg/h en aspiration. Le tube de référence est alors soumis à une série d'essais de caractérisation au Banc Dynamique pour différents débits d'excitation. C'est à dire que différents débits sont établis avant la fermeture de la vanne qui s'opère dans tous les cas en 0,5 ms (figure 3.6).

Et une fois l'obturateur fermé, le tube se trouve en configuration ouvert-fermé. Les résultats fournis par le capteur de pression positionné à 4,5 cm de la vanne (côté fermé) sont représentés sur la figure 3.7. On remarque immédiatement sur ce graphique une dépendance de l'amplitude des oscillations au niveau d'excitation. Le tableau ?? reprend les valeurs de l'amplitude de la première période après l'obturation en fonction du débit d'excitation et de la vitesse débitante correspondante.

Le tracé du niveau d'amplitude des oscillations de pression en fonction du débit initial dévoile une relation linéaire entre ces deux termes (figure ??). Expérimentalement on a,

$$\delta p \sim 480 \delta v \tag{3.10}$$

où  $\delta p$  est l'amplitude initiale de l'onde de pression et  $\delta v$  la variation de vitesse. La coupure de débit est tellement rapide qu'elle n'est pas sans évoquer l'effet « coup de Béliier ». D'ailleurs Nikolai JUKOWSKI avait proposé une formulation équivalente pour une onde de pression dans une conduite d'eau provoqué par la fermeture d'une vanne :

$$\delta p = Z_n \delta v \tag{3.11}$$

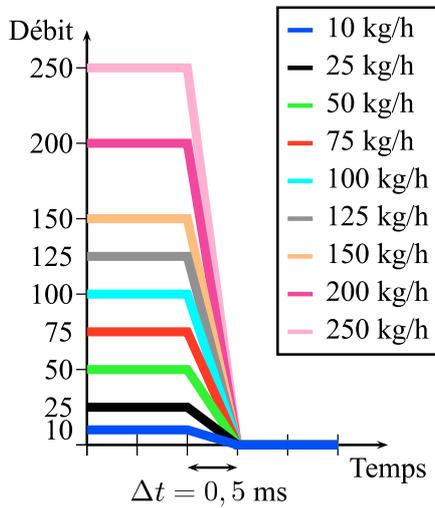


Figure 3.6 – Profil des débits d'excitation

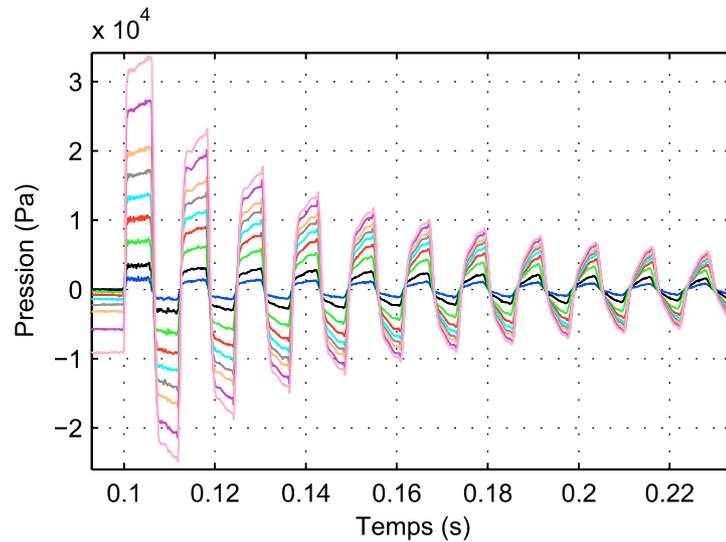


Figure 3.7 – Réponse temporelle en pression du tube de référence

Débit (kg/h)	Vitesse (m/s)	Pression (mbar)
10	3,3	16
25	8,2	37
50	16,4	74
75	24,6	107
100	32,7	148
125	40,9	189
150	49,1	230
200	65,5	316
250	81,9	408

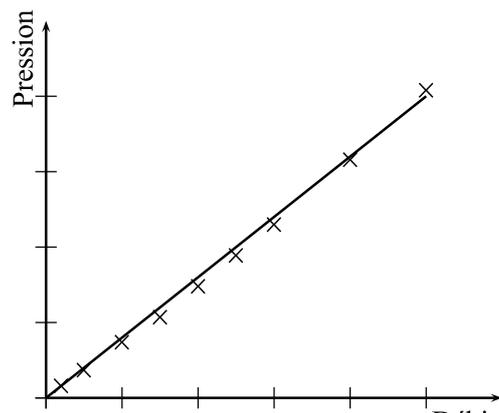


Figure 3.8 – Relation entre le débit (vitesse) d'excitation et l'amplitude de pression

où  $Z_n$  est l'impédance hydraulique exprimée en  $\text{Pa}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$

$$Z_n = \sqrt{\rho B} \quad (3.12)$$

où  $B$  est le module de compressibilité adiabatique, exprimé en Pascal. En appliquant cette formule établie pour un fluide incompressible à l'air sous une pression de 1 atmosphère et en prenant  $\rho = 1,2 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$  et  $B = 1,42 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ , on trouve  $Z_h = 420 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ . Ce qui est comparable à la valeur mesurée avec un écart de 12%. Cette formulation donne un bon ordre de grandeur de l'amplitude de l'onde de pression, mais n'est pas suffisante puisqu'elle n'est valable que pour une rupture brutale de débit. En effet, le délai de fermeture de la vanne n'est pas pris en compte. C'est pourquoi, dans le chapitre suivant, nous proposerons un modèle de comportement qui exprime le niveau de pression en fonction de la dérivée de la vitesse.

Outre le niveau d'amplitude, on observe une modification du profil des ondes de pression (figure 3.7) combinée à l'émergence de petits pics de fréquence à 164Hz, 326Hz, 489Hz, 653Hz et 816Hz (figure 3.9).

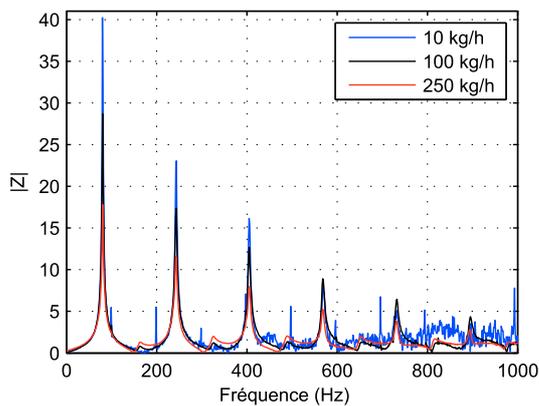


Figure 3.9 – Module de l'impédance du tube de référence - Différents débits d'excitation

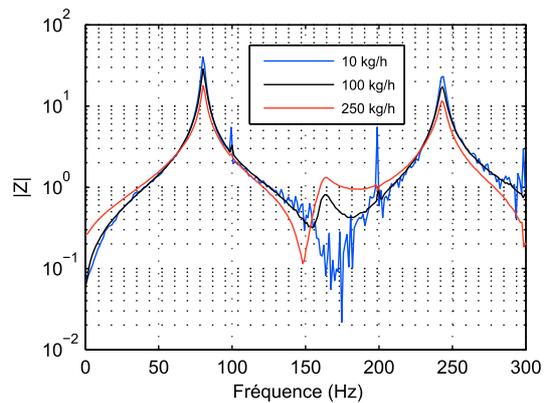


Figure 3.10 – Module de l'impédance du tube de référence - Différents débits d'excitation (Zoom)

En effet, le graphique 3.10 montre que l'amplitude du pic de fréquence à 164Hz augmente avec l'amplitude de pression. Et inversement, pour de faibles niveaux de pressions, on se trouve dans le domaine de l'acoustique linéaire pour lequel ce type de phénomène n'est pas observable. Il a été choisi de nommer ces phénomènes : « Interpics ». Ils sont la manifestation des phénomènes non-linéaires. Les figures 3.11 et 3.12 représentent les phases de l'impédance associées aux figures 3.9 et 3.10. Un changement de phase s'opère à chaque fréquence de résonance mais également à chaque fréquence correspondant à un « Interpic ». Les changements de phase correspondant à des résonances se superposent parfaitement tandis que les phases correspondant aux « Interpics » dérivent avec le niveau d'excitation.

### 3.1.3.1 Détermination de l'amortissement

Dans la littérature acoustique abordée au premier chapitre, l'amortissement définit l'ensemble des pertes viscothermiques subies par une onde de pression lors de sa propagation en conduite. Toujours en suivant l'hypothèse de propagation en onde plane, Kirchoff établit que les effets de dissipation modifient

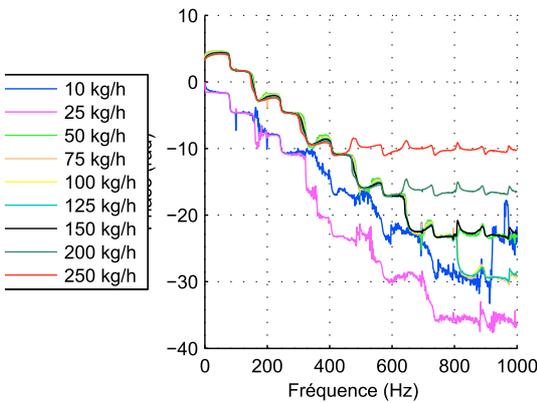


Figure 3.11 – Phase de l'impédance du tube de référence - Différents débits d'excitation

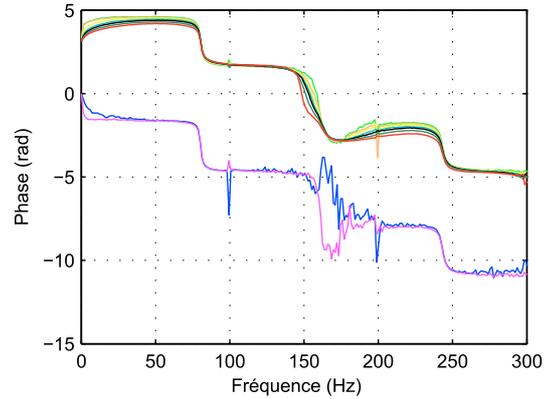


Figure 3.12 – Phase de l'impédance du tube de référence - Différents débits d'excitation (Zoom)

la valeur du nombre d'onde  $k$ .

$$k = \frac{\omega}{c_0} \left[ 1 + \frac{1-i}{\sqrt{2}Sh} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{Pr} \right) - \frac{i}{Sh^2} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{Sh} - \frac{\gamma\gamma-1}{2Pr} \right) \right] \quad (3.13)$$

où  $\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques et  $Pr$  est le nombre de Prandtl (pour l'air à 20°C on a  $Pr = 0,71$ ). Cette formulation a été établie pour un nombre d'onde de cisaillement  $Sh = a\frac{\omega}{\nu} \gg 1$ .

L'amortissement  $\alpha_0$  dans un fluide au repos est alors donné par la partie négative de ce nombre d'onde  $k$  [20] [28].

$$\alpha_0 = -\Im(k) \quad (3.14)$$

[20] et [28] précisent que le terme en  $Sh^{-2}$  est couramment négligé dans la bibliographie. On a donc :

$$\alpha_0 \simeq \frac{\omega}{c_0} \frac{1}{\sqrt{2}Sh} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{Pr} \right) \quad (3.15)$$

La valeur de cet amortissement est habituellement évaluée au moyen d'une méthode de mesure à deux microphones autrement appelée « Full Plane Wave Decomposition ». Mais le Banc Dynamique n'est pas équipé de cette méthode de mesure. La pression  $y$  est mesurée en un point à proximité de la vanne et donc ne permet pas d'évaluer les pertes par propagation. Ainsi, les pertes relevées par l'unique capteur de pression correspondent à l'ensemble des pertes viscothermiques et pertes par réflexion à l'extrémité ouverte. Néanmoins, il est possible de déterminer cet « amortissement global » que l'on notera  $\varepsilon$  (taux d'amortissement) par la mesure de la largeur de bande des pics de fréquences (graphique 3.1). La forme caractéristique des pics autour de la résonance indique que le taux d'amortissement est faible  $\varepsilon < 1$  [58]. Par conséquent, la largeur de la bande est définie par  $(f_b - f_a)$  correspondant à l'intervalle de fréquence autour de la résonance telle que l'amplitude  $\mathcal{A}$  de l'image de  $f_a$  et  $f_b$  par la courbe d'impédance soit divisée par  $\sqrt{2}$ . Dans ce cas, l'énergie dissipée est également divisée par 2. On cherche alors  $\omega_a$  et  $\omega_b$  tels que  $\mathcal{A}(\omega_a, \omega_b) = \frac{\mathcal{A}_{max}}{\sqrt{2}}$

On a alors (justification en annexe) :

$$\frac{\omega_b - \omega_a}{\omega_0} = 2\varepsilon \Leftrightarrow \frac{f_b - f_a}{f_0} = 2\varepsilon \quad (3.16)$$

La résolution graphique permet ainsi de déterminer les taux d'amortissement liés à chaque fréquence. Il est encore possible de simplifier la résolution de l'équation (3.16), car pour  $\varepsilon$  petit,  $\mathcal{A}_{max} = \frac{1}{2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}} \simeq \frac{1}{2\varepsilon}$ .

On obtient :

$$\frac{f_b - f_a}{f_0} \approx \frac{1}{\mathcal{A}_{max}} \approx 2\varepsilon \quad (3.17)$$

Le relevé des amplitudes des pics de résonance  $\mathcal{A}_{max}$  permet de déduire directement le taux d'amortissement associé. Ces résultats sont présentés dans le tableau 3.2

	$F_1$	$F_2$	$F_3$	$F_4$	$F_5$	$F_6$
Fréquences (Hz)	82	247	412	578	745	909
Amplitude	23,7	15,3	10,8	7,5	5,3	3,7
Taux d'amortissement	0,021	0,033	0,046	0,066	0,094	0,13

Table 3.2 – Taux d'amortissement des fréquences de résonance pour le tube de référence (à 20°C)

À présent, le taux d'amortissement  $\varepsilon$  va être comparé à l'amortissement acoustique par propagation  $\alpha_0$ . Considérons que le profil de pression (figure 3.2) mesuré après l'excitation peut s'écrire sous la forme d'une somme de fonction pseudo-périodiques telles que :

$$p = \sum_i A_i e^{-\varepsilon_i \omega_i t} \cos(\omega_i t - \psi) \quad (3.18)$$

où les  $A_i$ ,  $\omega_i$ ,  $\varepsilon_i$  et  $\psi_i$  sont respectivement l'amplitude de pulsation, le taux d'amortissement et le déphasage de chaque fréquence de résonance.

Ces résultats doivent être comparés aux pertes visco-thermiques abordées précédemment. Pour cela, on tente de trouver une relation entre  $\varepsilon$  et  $\alpha$ . Dans le domaine temporel, la pression s'exprime sous la forme d'une somme d'une onde progressive et d'une onde rétrograde [6].

$$p(x, t) = p^+(0)e^{i(\omega t - kx)} + p^-(0)e^{i(\omega t + kx)} \quad (3.19)$$

Dans le cadre de la résonance en quart d'onde d'un tube ouvert-fermé, on ne considère qu'une onde progressive qui traverse 4 longueur de tube et qui subit 2 réflexions sur l'extrémité ouverte du tube par période. On néglige les réflexions sur l'extrémité fermée en terme d'amortissement. Si

$$p(x, t) = p^+(0)e^{i(\omega t - kx)} \quad \forall t \in [0, T] \quad (3.20)$$

on a :

$$p(x, t) = p^+(0)R^2 e^{i(\omega t - 4kl)} \quad \forall t \in [T, 2T] \quad (3.21)$$

où  $R$  est le module du coefficient de réflexion  $r(\omega)$ . On pose  $k = \beta - i\alpha$  où  $\beta$  est la partie réelle du nombre d'onde.

$$p(4l, t) = p^+(0)R^2 e^{i(\omega t - \beta 4l + i\alpha 4l)} \quad (3.22)$$

$$p(4l, t) = p^+(0)e^{i(\omega t - \beta 4l + i\alpha 4l)} \underbrace{R^2 e^{-4\alpha l}}_{\text{pertes}} \quad (3.23)$$

Pour valider notre hypothèse, on doit avoir une identification entre (3.18) et (3.23)

$$\exp\left(-\varepsilon\omega\frac{4l}{(2n-1)c}\right) = R^2(\omega)\exp(-4\alpha l) \quad (3.24)$$

$$\varepsilon = \frac{4\alpha l - \ln R^2}{2\pi} \quad (3.25)$$

On vérifie sur les trois premières fréquences de résonances pour lesquelles on prend  $R_1 = 0,98$ ,  $R_2 = 0,96$  et  $R_3 = 0,94$  (Relevés sur le graphique 3.16). Avec l'équation 3.25, on obtient :

$$\varepsilon_1 = 0,019 \quad \varepsilon_2 = 0,033 \quad \varepsilon_3 = 0,046 \quad (3.26)$$

Ces résultats sont quasiment identiques à ceux présentés dans les tableaux 3.2. En considérant la faible résolution fréquentielle du système d'acquisition du Banc Dynamique et l'approximation (3.17), les hypothèses sur la participation des pertes visco-thermiques et pertes par réflexion sur l'amortissement de la résonance semblent correctes. Dans la suite de ce document, le taux d'amortissement  $\varepsilon$  désignera ainsi l'ensemble des pertes attribuées à chaque fréquence.

### 3.1.3.2 Sensibilité à la température

Comme évoqué précédemment, la température est un paramètre important car elle conditionne la vitesse du son. Or, la propagation d'une onde de pression dans un milieu gazeux est directement liée à ce paramètre. Le banc dynamique ne permettant pas de faire actuellement des essais avec des températures de gaz différentes de la température ambiante, cette étude n'a pu être réalisée expérimentalement. Cependant l'utilisation du code GT-Power permettant ce type d'analyse, une étude numérique a été réalisée et sera présentée dans le chapitre 4.

### 3.1.3.3 Caractérisation des terminaisons ouvertes

En acoustique, le comportement de singularités telles que les terminaisons ouvertes, est souvent décrit en terme de coefficient de réflexion d'onde en pression ou par l'impédance. Le coefficient de réflexion pour une terminaison ouverte a été largement étudié que ce soit de manière théorique ou expérimentale [25] [59]. Pour la réflexion d'une onde plane à l'extrémité ouverte d'un conduit, il s'exprime par [60] :

$$r = R \exp i\theta \quad (3.27)$$

où  $R$  est le module et  $\theta$  la phase. Mais, il est plus courant de le trouver exprimé en fonction d'un terme correctif en longueur.

$$r = -R \exp(-i2kl) \quad (3.28)$$

où  $k$  est le nombre d'onde et  $\delta$  la correction de longueur  $L_{ac} = l + \delta$ . La différence entre la longueur réelle du tube  $l$  et la longueur acoustique mesurée  $L_{ac}$  correspond au terme correctif  $\delta$ . Celui-ci est donné en unité de longueur ou rapporté au diamètre de l'embouchure  $\delta/a$ . L'objectif d'une caractérisation expérimentale est alors de déterminer ces deux paramètres  $R$  et  $\delta$  sachant qu'ils dépendent des caractéristiques géométriques de l'embouchure, de la valeur du nombre de Helmholtz  $H = ka$  et de la présence d'écoulement à travers la terminaison.

Les deux terminaisons (2) et (3) sont fixées à l'extrémité du tube de référence (1). Ces deux terminaisons sont respectivement la terminaison droite et la terminaison pavillonnaire (avec un rayon de volute de 5mm) qui constituent les configurations 1 et 2 (voir chapitre 2). Une caractérisation expérimentale de ces

deux éléments ne peut être réalisée au moyen du Banc Dynamique car la résolution fréquentielle de 2 Hz ne permet pas une analyse suffisamment précise. Ce sont alors les résultats issus du Banc d'impédance qui sont utilisés pour l'identification des paramètres.

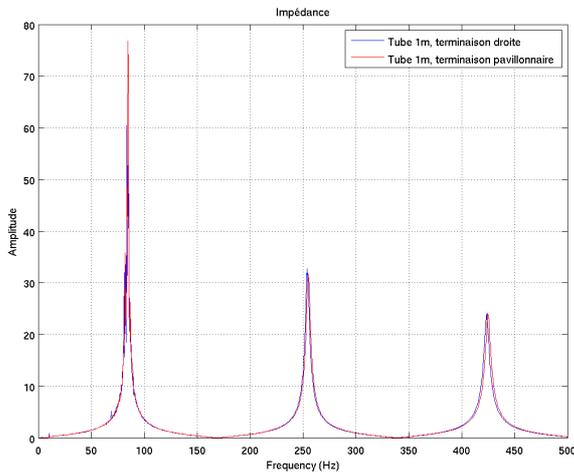


Figure 3.13 – Banc d'impédance - Module d'impédance tube de référence - Comparaison terminaisons

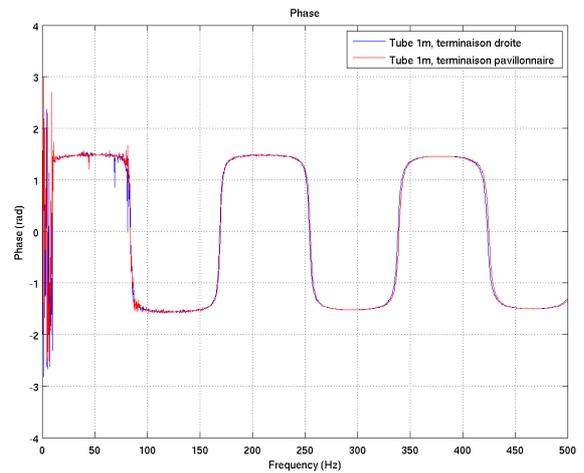


Figure 3.14 – Banc d'impédance - Phase d'impédance tube de référence - Comparaison terminaisons

Les graphiques du module d'impédance (figure 3.13) et de la phase (figure 3.14) ne dévoilent que de faibles différences entre les deux configurations. Elles se caractérisent principalement par un léger décalage des pics de résonance vers les hautes fréquences pour la terminaison rayonnée.

Cette terminaison ayant une meilleure adaptation d'impédance entre le diamètre intérieur du conduit et le milieu extérieur, elle se traduit par un coefficient de réflexion plus faible. Ce qui s'exprime par un pic de fréquence d'amplitude moins important sur le graphique du module. L'amplitude du pic de fréquence de cette terminaison semble également plus faible. En effet, ce phénomène est l'expression d'une meilleure adaptation d'impédance entre le diamètre intérieur du conduit et le milieu extérieur. Les différences dans le comportement de la réflexion entre ces deux terminaisons se retrouvent également dans l'expression du coefficient de réflexion. La figure 3.16 représente le module du coefficient de réflexion  $R = |r(\omega)|$ . Cette figure montre que le module du coefficient de réflexion de la terminaison pavillonnaire est relativement plus faible que celui de la terminaison droite surtout vers les hautes fréquences. La figure 3.17 représente le rapport entre le facteur de correction  $\delta$  et le diamètre de l'embouchure. Cette figure ne permet pas de distinguer de différences entre les deux terminaisons. Il apparaît également une chute brutale de cette valeur à partir de 800 Hz qu'il ne faut pas considérer puisque cette fréquence correspond à la fréquence de coupure du tube.

Le tube de référence, au bout duquel sont fixées les terminaisons, mesure 1 mètre de long. Sa fréquence de résonance fondamentale théorique (tube droit ouvert-fermé) est donc d'environ 85 Hz à 20 °C. Cependant, sur une plage de fréquence de 0 à 100 Hz, le signal issu du Banc d'impédance est trop bruité pour permettre une identification suffisamment précise de la fréquence de résonance fondamentale.

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

### 3.2 Sensibilité au débit

Comme il a été évoqué au chapitre consacré à la description des moyens, le Banc Dynamique permet de réaliser des mesures d'impédance avec débit. C'est à dire qu'il réside un débit constant, pendant la phase de propagation et de réflexion des ondes de pression, après la fermeture de l'obturateur.

Les figures 3.18 et 3.19 représentent les réponses en pression du tube « étalon<sup>1</sup> » de 1,2 m dans le domaine temporel, avec la méthode n° 2 décrite dans le chapitre 2. Parmi ces signaux, la courbe correspondant à une vitesse résiduelle de 46 m/s a été obtenue sur le tube de « référence » de 1 m et par la méthode n° 1. Cette courbe n'est pas à comparer directement aux autres mais elle permet d'illustrer les potentialités de ce moyen d'essais à des niveaux de vitesses relativement élevés. En comparaison à un test standard sans débit ( $v=0$  m/s), ces courbes expriment une augmentation de l'amortissement avec le débit. Cette propriété se retrouve sur le tracé de l'impédance, pour lesquelles, les courbes correspondantes ont des amplitudes de résonances plus faibles. D'autre part, le décalage en fréquence, provoqué par le débit et évoqué dans la partie bibliographique, est perceptible et cohérent avec la formulation suivante de décalage en fréquence :

$$\omega = (1 - M^2)\omega_0 \quad (3.31)$$

où la pulsation  $\omega$  est définie par la pulsation à débit nul  $\omega_0$  et le nombre de Mach  $M$  caractérisant l'écoulement.

---

1. Le tube étalon est un tube droit ouvert sur une terminaison droite. Il sert à étalonner les appareils de mesure du Banc Dynamique.

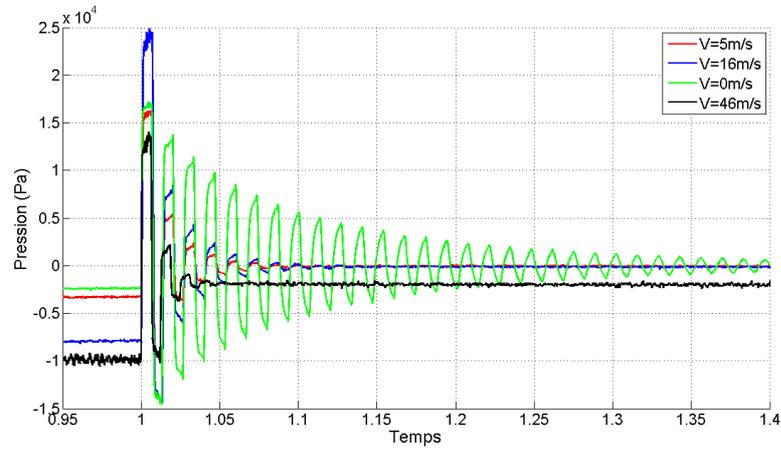


Figure 3.18 – BD - Réponse en pression du tube avec débit

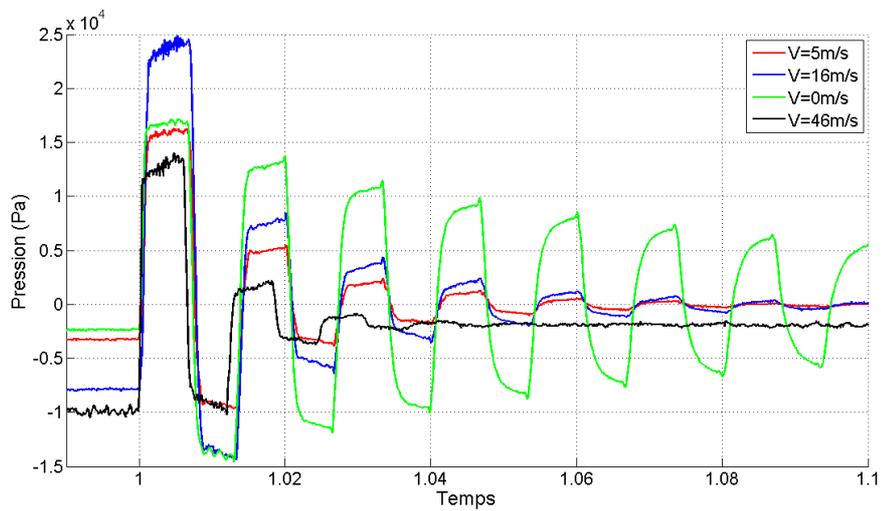


Figure 3.19 – BD - Réponse en pression du tube avec débit (Zoom)

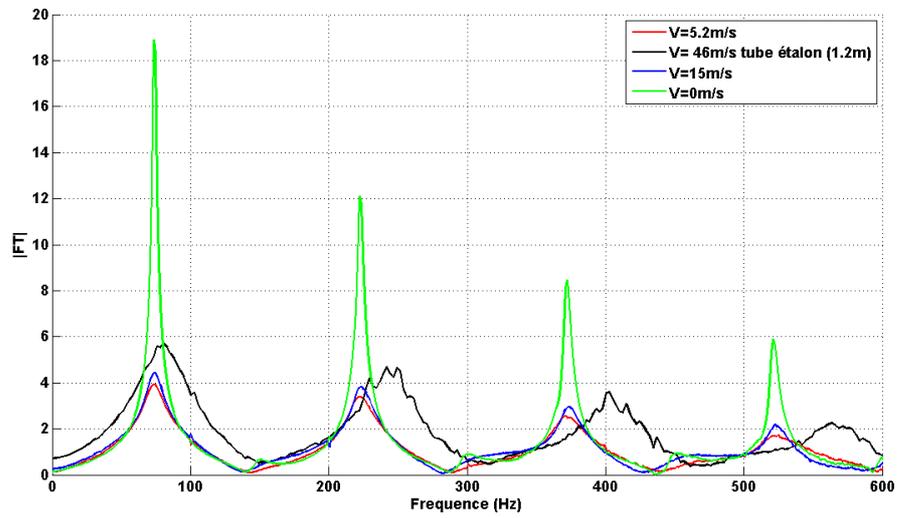


Figure 3.20 – BD - Impédance du tube avec débit

### 3.3 Caractérisation de la configuration 3 - Tube et élargissement brusque

La configuration n° 3 se compose toujours du tube de référence à l'extrémité duquel est fixé un autre tube de diamètre supérieur ( $\varnothing_{dv} = 120$  mm) que nous nommons « demi-volume » (figure 3.21 et 3.25). Dans cette configuration, le saut de section entre les deux diamètres est réalisé sans volute (terminaison droite).

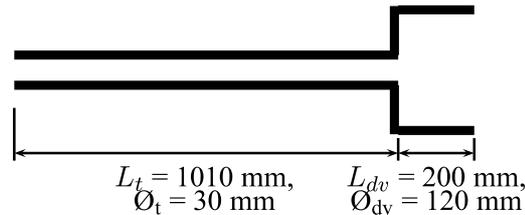


Figure 3.21 – Représentation de la configuration 3

La figure 3.22 propose une comparaison entre le module d'impédance de la configuration 1 (tube de 1 m avec une terminaison droite) et la configuration 3. Dans le spectre de cette nouvelle configuration, le mode de résonance en quart d'onde est facilement identifiable. Sa fréquence fondamentale est alors de 82,5 Hz (à 24°C) et résulte de l'allongement physique du tube et des modifications des conditions de rayonnement à l'interface entre le tube et le demi-volume (toujours par rapport à la configuration 1). En effet, le tube mesure 10 mm de plus que dans la configuration n° 1. À ceci s'ajoute un nouveau pic de fréquence à 352,5 Hz lié à la résonance de type quart d'onde du demi-volume. Les fréquences de résonances identifiées par les bancs d'essais Banc Dynamique et Banc d'Impédance sont reportées dans le tableau 3.3 (ligne 2 et 4).

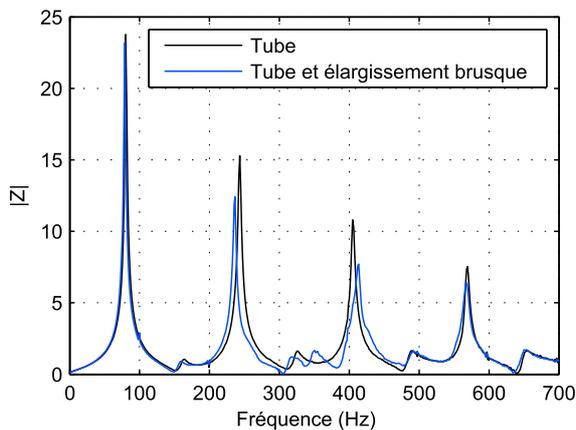


Figure 3.22 – Banc dynamique - Module d'impédance - Configuration 3

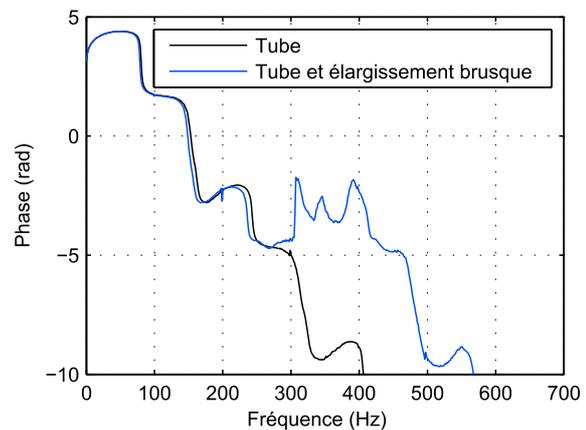


Figure 3.23 – Banc dynamique - Phase - Configuration 3

Les premières séries d'essais ont été réalisées sur le banc d'impédance par une température de 24°C. Ensuite, les essais de cette même configuration ont été effectués sur le Banc Dynamique avec une température ambiante de 20°C. Dans ce dernier cas, l'adaptation au banc d'essai modifie la longueur du tube. Il mesure 16 mm de plus ( $L_t = 1026$  mm) que dans la série d'essais acoustiques. Afin de comparer les deux séries d'essais, les fréquences de résonances mesurées au Banc Dynamique sont ajustées aux conditions

	$F_1$	$F_2$	$G_1$	$F_3$	$F_4$	$F_5$
TMTC	82,5	246,3	352,2	431,0	591,6	758,7
TMTC $\delta/a$	2,45	2,79	0,75	-0,54	0,79	0,96
BD	80,7	240,8		419,2	578,1	741,9
BD recalé	82,5	246,1		428,8	591,1	758,6
BD $\delta/a$	2,4621	2,8447			0,8441	0,9721

Table 3.3 – Fréquences de résonances de la configuration 3 et ses termes correctifs en longueur associés du coefficient de réflexion

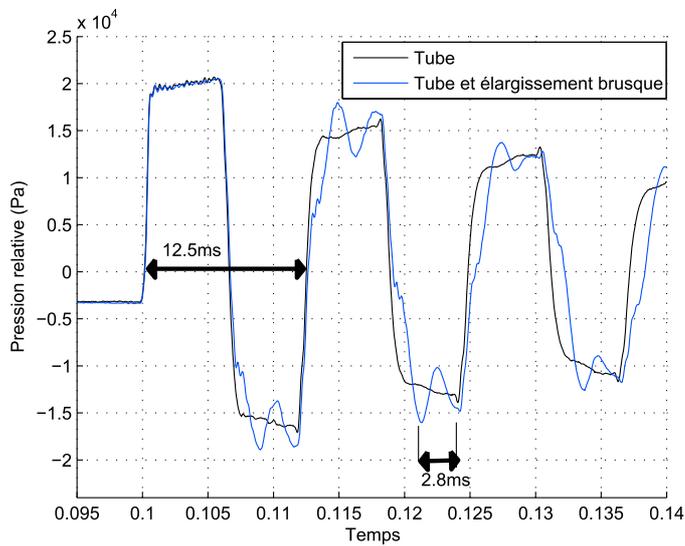


Figure 3.24 – Banc dynamique - Pression - Configuration 3



Figure 3.25 – Banc d'impédance - Configuration 3

d'essais du banc d'impédance acoustique. La ligne « BD recalé » (ligne 5) du tableau fait référence à ces nouvelles fréquences qui ont été calculées de la manière suivante :

Dans les cas d'une résonance en quart d'onde d'un conduit ouvert-fermé, nous avons déjà vu que :

$$F_n = \frac{(2n - 1)c}{4L_{ac}} \quad \text{avec } n \in \mathbb{N}^* \quad (3.32)$$

Le calage consiste à déterminer la fréquence de résonance d'un conduit plus court dans des conditions de température différentes.

$$F_{recale}(n) = \frac{(2n - 1)c_{recale}}{4(L_{ac} - \Delta l)} \quad (3.33)$$

$$F_{recale}(n) = \frac{c_{recale}}{\frac{c}{f(n)} - \frac{4\Delta l}{2n-1}} \quad (3.34)$$

où  $\Delta l = 16\text{mm}$  est la longueur soustraite au tube et  $c_{recale}$  correspond à la valeur de la vitesse du son à  $24^\circ\text{C}$ . Pour la fréquence fondamentale, on a :

$$F_{recale}(1) = \frac{345,45}{\frac{343,11}{80,7} - \frac{4 \cdot 16 \cdot 10^{-3}}{1}} \quad (3.35)$$

Une fois recalée, on constate une excellente cohérence entre les résultats des deux bancs d'essais. À partir de ces fréquences, on calcule le terme correctif en longueur du coefficient de réflexion également reporté dans le tableau 3.3. Pour les  $n$  harmoniques de la résonance en quart d'onde du tube on a :

$$\delta_n = (2n - 1)\frac{c}{4F_n} - l_t \quad (3.36)$$

L'équation (3.36) exprime le terme correctif  $\delta$  pour les  $n$  fréquences harmoniques de la résonance en quart d'onde du tube de 1010 m. Ces  $n$  termes, calculés à partir des fréquences de résonances, sont représentés sur la figure 3.27 par des étoiles (\*). Ils sont également reportés dans le tableau 3.3 pour les deux méthodes de caractérisation. Ces méthodes fournissent des résultats très similaires sur l'identification de ce paramètre. Par ailleurs, le terme correctif en longueur peut être déterminé à partir du coefficient de réflexion  $r(\omega)$ . La courbe bleue de la figure 3.27 montre que les résultats de cette méthode (calcul de  $\delta$  à partir de  $r(\omega)$ ) sont cohérents avec les résultats obtenus par l'équation (3.36) jusqu'à la fréquence fondamentale de résonance du demi-volume. Au-delà de cette fréquence les deux méthodes divergent. La figure 3.26 représente le module  $R$  de la fonction de réflexion  $r(\omega)$ . Les courbes noire et bleue, représentant respectivement les configurations 1 et 2, se superposent parfaitement sauf pour les plages de fréquences qui correspondent à la résonance en quart d'onde du demi-volume ( $G_1 = 356\text{ Hz}$  et  $G_2 = 1072\text{ Hz}$ ). En effet, à partir de cette fréquence, la valeur de  $\delta$  dérive fortement. L'expression de ces deux paramètres permet de conclure que la présence du demi-volume à l'extrémité du tube affecte la réflexion à proximité de la résonance du demi-volume. À 356 Hz, le module de réflexion est très faible. Ce qui signifie que la majorité des ondes de pression à cette fréquence se transmet du tube vers le demi-volume sans réflexion. Ce qui explique que la terminaison se comporte comme le prolongement d'un tube « infini » sur la figure 3.27.

Le graphique 3.27 présente également le terme correctif en longueur  $\delta$  calculé à partir de la fonction de réflexion. On constate une augmentation de la longueur de correction liée à la présence du demi-volume. Cette différence avec la configuration 1 est également visible sur la représentation du module

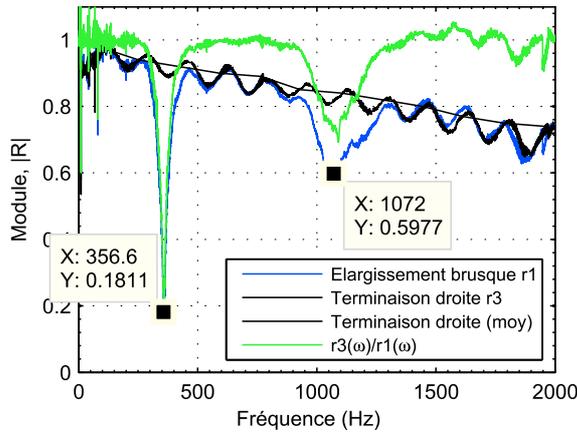


Figure 3.26 – Banc dynamique - Module du coefficient de réflexion - Configuration 3

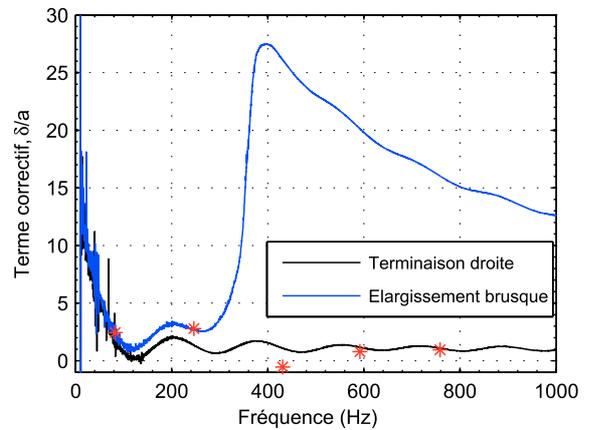


Figure 3.27 – Banc dynamique - Terme correctif en longueur - Configuration 3

du coefficient de réflexion. En effet, une chute du module apparaît à 356 Hz et 1072 Hz correspondant respectivement à la fréquence fondamentale et sa première harmonique.

Le mode de résonance de type quart d'onde du demi volume a pour fréquence fondamentale  $G_1 = 352, 2Hz$  (et une période  $T = 2,8$  ms) (voir figure 3.24). Sa longueur acoustique associée  $L_{ac}$  est alors de 245 mm. On en déduit le terme correctif en longueur du coefficient de réflexion de l'extrémité ouverte du demi-volume vers l'atmosphère.

$$\delta_{dv} = L_{dv} - L_{ac} \tag{3.37}$$

$$\delta_{dv} = 45\text{mm} \tag{3.38}$$

$$\frac{\delta_{dv}}{a} = 0,75 \tag{3.39}$$

Étant donné que nous n'avons pas accès à la fonction de réflexion de la terminaison ouverte du demi-volume, nous considérons le terme correctif en longueur constant. Vérifions cette hypothèse sur la première harmonique.

$$G_2 = \frac{3c}{4L_{ac}} \tag{3.40}$$

$$G_2 = 1057,5Hz \tag{3.41}$$

On constate qu'en appliquant la théorie acoustique de résonance en quart d'onde, le calcul de la fréquence de la première harmonique donne une fréquence de 1057,5 Hz pour une fréquence mesurée de 1056,5 Hz.

### 3.4 Caractérisation de la configuration 9 - Tube volume tube

La dernière géométrie caractérisée est la configuration 9 (figure 3.32). Elle est composée de trois éléments distincts représentés par les figures 3.28 et 3.32, qui a été détaillée dans le chapitre 2.

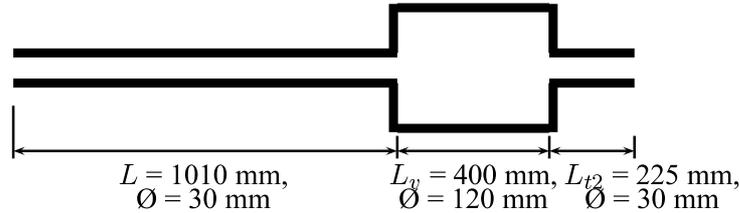


Figure 3.28 – Schéma de la configuration 9

Les résultats de caractérisation de cette configuration pour un essai de type banc dynamique à 20 °C sont présentés par les figures 3.29 et 3.30 dans le domaine fréquentiel et par la figure 3.31 dans le domaine temporel.

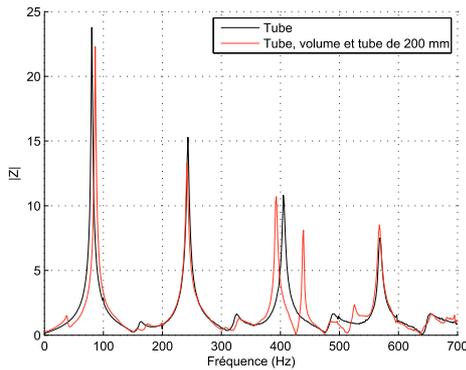


Figure 3.29 – Banc dynamique - Module d'impédance - Configuration 9

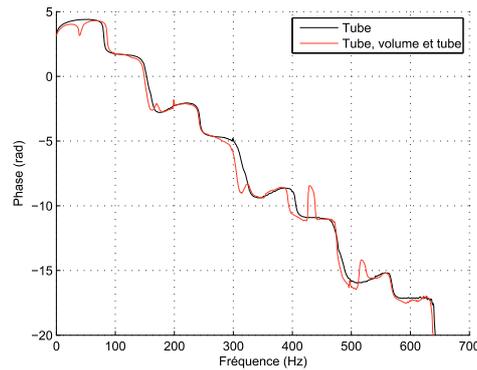


Figure 3.30 – Banc dynamique - Phase - Configuration 9

La figure 3.29 compare les courbes de modules d'impédance de la configuration 1 et 9. Tout d'abord, la courbe rouge fait apparaître une résonance à basse fréquence  $H_1 = 38,7\text{Hz}$  qui correspond au mode de résonance de type Helmholtz de l'ensemble volume et tube n° 2 de 225 mm. L'équation (3.42) exprime la première fréquence de ce type de résonance [61, 62, 63, 64, 59].

$$H_{1th} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{V_0 L}} \quad (3.42)$$

où  $c$  est la vitesse du son,  $A$  est la section du col,  $V_0$  est le volume de la cavité résonante et  $L$  est la longueur acoustique du col. En appliquant cette expression à la configuration 9,  $V_0$  correspond au volume ( $V_0 = 0,4 * \pi * 0,06^2 = 4,52 \cdot 10^{-3} \text{m}^3$ ), et le col correspond au tube de 225 mm ( $A = \pi (15 \cdot 10^{-3})^2 = 0,707 \cdot 10^{-3} \text{m}^2$ ). Cette hypothèse est vérifiée par des mesures sur la configuration 9' pour laquelle le tube n° 2 mesure 210 mm de longueur (au lieu de 225 mm). Et pour cette configuration on obtient  $H'_1 = 40\text{Hz}$  par la mesure (à une température de 24°C) et  $H'_{1th} = 44\text{Hz}$  par l'équation (3.42).

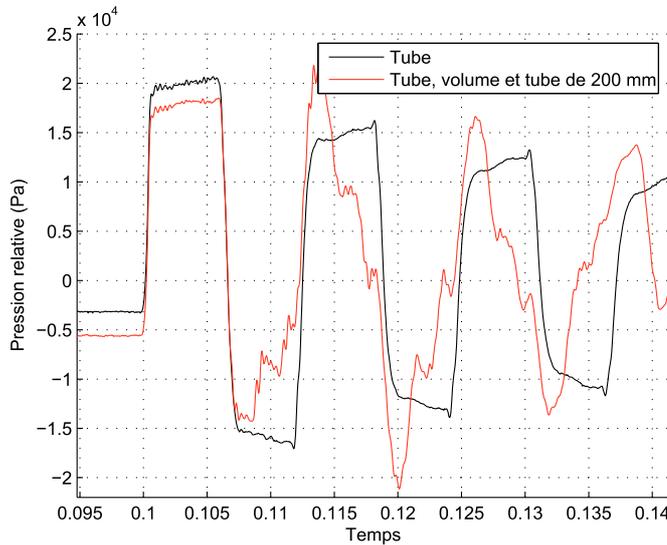


Figure 3.31 – Banc dynamique - Pression - Configuration 9



Figure 3.32 – Banc d'impédance - Configuration 9

Le pic de fréquence à  $G_1 = 445$  Hz est quant à lui plus évident à identifier puisqu'il correspond à la fréquence de résonance en demi-longueur d'onde du volume [3].

$$G_{1\ th} = \frac{c}{2L} \tag{3.43}$$

Cette hypothèse est assez facilement vérifiée puisque l'on retrouve, par la mesure, la première harmonique de ce mode de résonance  $G_2 = 890$ Hz pour lequel on a l'expression théorique.

$$G_{2\ th} = \frac{2c}{2L} \tag{3.44}$$

L'ensemble des résultats qui viennent d'être abordés pour les différentes configurations est rassemblé dans le tableau 3.4.

Configuration	Fréquences						
	84,1	254,3	423,7	602,6	775,5	591,6	756,6
Config. 1	84,1	254,3	423,7	602,6	775,5	591,6	756,6
Config. 3	72,5	105,3	252,8	411,1	462,1	591,0	757,6
Config. 9	38,7	89,8	252,1	404,0	445,7	591,0	757,6
Config. 9'	40,0	89,8	252,1	404,5	446,2	591,0	760,0

Table 3.4 – Fréquences de résonances des différentes géométries de références à 24 °C

### 3.5 Comparaison des Bancs

Nous avons partiellement évoqué au cours de ce chapitre les différences entre les trois moyens d'essais expérimentaux. Dans cette section, nous allons reprendre de manière exhaustive l'ensemble des

points de comparaisons. Dans le premier paragraphe, nous comparons le Banc d'Impédance au banc Dynamique qui est à son tour comparé au banc Tube à Choc dans le deuxième paragraphe.

### 3.5.1 Comparaison « Banc Tube à Choc » et « Banc Dynamique »

Le premier élément de comparaison entre le Banc Dynamique et le Banc Tube à Choc est la méthode de mesure qui est assez semblable. Il s'agit dans les deux cas de mesurer la pression en un point directement sur l'élément sujet de l'étude (ici le tube de référence). Sur ce point, les deux moyens d'essai ne se différencient que par le matériel utilisé. Le Banc Tube à Choc utilise le matériel de mesure et d'acquisition le plus performant (voir caractéristiques techniques section 2.2). Ce qui permet d'obtenir une mesure plus précise et mieux échantillonnée. Le spectre de pression est donc exploitable sur une plus large gamme de fréquence. Un autre point comparable est le profil de pression mesuré (figure 3.2). En effet, pour une amplitude de pression initiale identique (première période à  $t = 0, 1s$ ), ces deux signaux sont quasiment superposables. Il faut noter que sur les résultats présentés sur cette figure, les mesures de pression ne sont pas réalisées exactement au même endroit (écart de 5,5 cm). Ce point a déjà été précisé dans la section 3.1.1 et permet de conclure qu'après excitation les deux bancs d'essais fournissent exactement les mêmes résultats et ce malgré des méthodes d'excitation différentes. Et c'est justement par leur méthodes d'excitation que les deux bancs d'essais se distinguent le plus. Dans le cas du Banc Dynamique, l'onde de pression est générée par une rupture brutale du débit tandis que dans la méthode banc Tube à Choc l'onde de pression est générée par la rupture d'une membrane en caoutchouc qui sépare le milieu intérieur du tube en dépression du milieu extérieur à pression atmosphérique. Grâce à une méthode d'excitation dont la vitesse est imposée, le banc Dynamique permet de calculer l'impédance  $\left( Z(\omega) = \frac{P(\omega)}{v(\omega)} \right)$ . À l'opposé, l'inconvénient majeur du banc d'essai Tube à Choc est l'impossibilité d'accéder à la mesure au profil de vitesse, à l'extrémité ouverte du tube lors de la rupture de la membrane. Il est par conséquent impossible de déterminer l'impédance. Le second inconvénient de cette méthode est lié à la méthode d'excitation par dépression qui nécessite une étanchéité parfaite du système testé. Ceci rend impossible la caractérisation complète d'une ligne d'admission d'air puisque la partie « conduit air sale » n'est pas étanche. Malgré tout, cette méthode a le mérite de fournir les mêmes résultats que la méthode Banc Dynamique en terme de fréquence mais pour une plus grande simplicité de mise en œuvre et à moindre coût (ballons de baudruche et pompe à vide). Cependant, le Tube à Choc est le moyen qui permet d'atteindre les amplitudes d'oscillations de pression les plus élevées (jusqu'à 1,4 bar crête-à-crête). Ce qui a permis d'étudier les phénomènes non-linéaire de propagation et de réflexion [65].

Finalement, cette comparaison nous a amené à ne conserver que le Banc Dynamique pour l'ensemble de l'étude de caractérisation car la maîtrise de la vitesse est indispensable.

### 3.5.2 Comparaison « Banc Dynamique »- « Banc d'impédance acoustique »

Contrairement à la comparaison précédente, le banc de caractérisation acoustique se distingue du banc dynamique (et du Tube à Choc) par sa méthode de mesure dite deux microphones ou « Full Plane Wave Decomposition Method » qui est améliorée par la méthode de calibration TMTTC. Cette méthode mesure directement l'impédance au niveau du plan de référence qui est l'interface entre la tête de mesure et le système étudié. En revanche, sur le Banc Dynamique, il n'est pas possible de mesurer la pression à l'endroit exact de l'excitation. C'est pourquoi le résultat proposé n'est qu'une approximation de l'impédance qui se traduit essentiellement par une dérive de la phase (figure 3.11). D'autre part, les deux méthodes excitent le système en vitesse. Mais la similitude s'arrête là. En effet, la méthode acoustique

génère un « chirp » de vitesse par le biais d'une chambre de compression (haut-parleur) tandis qu'une rampe de vitesse est imposée par la fermeture d'une vanne rapide dans le cas du Banc Dynamique. Les différences entre les deux méthodes d'excitation sont donc le profil du signal (vitesse et pression) mais aussi l'amplitude de pression acoustique que nous aborderons un peu plus loin dans le paragraphe. Plusieurs types de signaux aurait pu être choisis pour la méthode acoustique (cf 1.5.3.3). Mais c'est le Chirp qui a fait l'objet de ce choix par les membres de l'UET Remplissage RENAULT à LARDY pour sa rapidité d'excitation mais suffisamment long pour permettre une excellente résolution fréquentielle. Pourvu que l'échantillonnage soit adapté, un chirp d'une durée de 10 secondes permet une résolution fréquentielle maximum de 0,1 Hz. Cependant, le phénomène oscillatoire généré par la rampe de débit du Banc Dynamique n'a qu'une durée approximative de 1s. De plus, la fin du signal n'est pas tout à fait exploitable car la résolution de la carte d'acquisition du système de mesure n'est pas suffisante. C'est à dire qu'à la fin de la mesure, l'amplitude de pression acoustique est inférieure à la résolution en pression (carte 12 bits). Par conséquent, la résolution fréquentielle maximum fournie par le banc est de l'ordre de 2Hz (suivant la longueur du signal exploitable). En ce qui concerne l'amplitude de pression acoustique, le Banc d'impédance se cantonne justement au seul domaine acoustique. Alors que le Banc Dynamique évolue dans une gamme de pression représentative des phénomènes observés dans les lignes d'air de moteurs à combustion (supérieur à 300 mbar 0-crête). Ceci a son importance puisque nous avons vu dans ce chapitre que le niveau de pression avait un impact sur l'ensemble des paramètres observés bien qu'ils soient négligeable dans le cadre d'une étude au premier ordre. Le dernier aspect de comparaison des bancs est l'intégration du débit dans la mesure. La présence d'écoulement pendant la mesure influence fortement le résultat d'impédance surtout en terme d'amortissement. Il s'est avéré que le Banc Dynamique était parfaitement adapté à ce type de mesure. Bien que ce type de caractérisation n'était pas l'objectif premier de ce travail de recherche, les quelques résultats obtenus sont très encourageants. A condition que la dépression en amont soit suffisamment importante durant toute la durée de l'essai pour maintenir un écoulement sonique à travers l'obturateur, la méthode Banc Dynamique est capable de fournir d'excellents résultats. Malencontreusement, des pannes successives du seul moyen à notre disposition permettant d'atteindre de telles dépressions n'a pas permis d'obtenir les résultats attendus. Néanmoins, les résultats présentés dans le graphique 3.18 ont permis de valider le principe de mesure jusqu'à une vitesse d'écoulement de 50 m/s. Parallèlement à cette ces travaux, Samuel Rodriguez a réalisée une thèse sur la mesure d'impédance avec débit à partir de la méthode Banc d'impédance présentée précédemment. Les premières conclusions semblent indiquer que de fortes modifications soient nécessaire pour palier à un rapport signal/bruit trop faible (bruit lié à l'écoulement). Le mémoire de cette thèse sera disponible à tout public à partir de 2014.

Nous pouvons conclure sur la comparaison des bancs d'essais en imaginant un nouveau banc de caractérisation optimum qui reprendrait les points forts de chaque méthode qui sont listés dans le tableau 3.5 :

	Points Forts	Points Faibles
Banc Dynamique	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Onde de pression et onde de dépression</li> <li>– Profil temporel de pression</li> <li>– Niveau d'amplitude pression important</li> <li>– Impédance avec débit</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Bruit &gt; 1000Hz</li> <li>– Résolution 2 Hz</li> <li>– Position du capteur de pression non optimum</li> <li>– Méthode de mesure en 1 point</li> </ul>
Banc d'Impédance	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Résolution fréquentielle de 0,1 Hz</li> <li>– Méthode de mesure 2 microphones</li> <li>– Impédance avec débit</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Bruit sous 100Hz</li> <li>– Niveau de pression acoustique faible</li> <li>– Mesure débitante fortement bruitée</li> </ul>
Banc tube à choc	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Simple et peu coûteux</li> <li>– Résolution fréquentielle de 1 Hz</li> <li>– Forte amplitude de pression acoustique (jusqu'à 1,4 bar c-à-c)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>– Mesure débitante impossible</li> <li>– Méthode de mesure en 1 point</li> </ul>

Table 3.5 – Avantages et inconvénients des différentes méthodes de caractérisation

Le banc de caractérisation idéale serait basé sur le Banc Dynamique mais pour lequel la méthode de mesure 2 microphones associée à la méthode de calibration TMTC du Banc d'Impédance serait adaptée. Ce banc nécessiterait une chaîne de mesure et d'acquisition de qualité comparable à celle utilisée sur le banc Tube à Choc idéalement avec une carte d'acquisition 32 bits.

*La caractérisation de géométries simples sur trois bancs d'essais différents a permis de mieux comprendre les phénomènes de propagation et de réflexion des ondes de pression. Cette campagne d'essais a également permis de mettre en avant les atouts et faiblesses de chaque méthode. De part sa méthode d'excitation, la méthode Banc Dynamique semble la plus appropriée à la caractérisation de conduits d'air dans le domaine du remplissage moteur. Cependant, la méthode Banc d'impédance a fait la preuve de la puissance de sa méthode de mesure par deux microphones. Finalement, l'absence d'accès à une notion de vitesse locale permettant le calcul de l'impédance, nous a conduit à ne plus utiliser la méthode Banc Tube à Chocs.*



# CHAPITRE 4

---

## Modélisation

*Les phénomènes de propagation d'ondes de pression dans les systèmes d'admission et d'échappement des moteurs à combustion affectent de manière significative le remplissage en air de ce type de système. L'objectif de cette étude est justement de définir une nouvelle méthodologie permettant de prendre en compte l'incidence de ces écoulements pulsés dans un système d'admission moteur. Dans ce chapitre, les phénomènes de propagation d'ondes de pression seront abordés uniquement dans le cas du tube droit ouvert-fermé. Ce qui a permis d'évaluer et de comparer plus facilement les différentes méthodes de modélisation. Une première approche pour caractériser les circuits d'admission et d'échappement consiste à utiliser un outil de type CFD (Computational Fluid Dynamics) ou un code de résolution unidimensionnelle des équations de la dynamique des gaz par discrétisation spatiale du système. Ce sont ces deux approches qui seront analysées dans une première partie. Par la suite, et ce afin de développer une nouvelle méthodologie, une analogie mécanique est effectuée par comparaison entre un tube rempli d'air et une barre encastree. Ceci permet de définir les bases de la nouvelle modélisation qui sera abordée par la suite. Elle sera alors basée sur les observations effectuées au chapitre précédent. Enfin, une démarche de simulation moteur sera proposée à partir du modèle d'admission nouvellement construit.*

## 4.1 CFD

L'étude du remplissage en air d'un moteur à combustion interne peut être effectuée par différentes approches, même d'un point de vue numérique. Une première technique consiste à effectuer une simulation CFD tridimensionnelle complète par résolution des équations de Navier-Stokes. Cette technique est évidemment bien trop coûteuse en temps de calculs et très rarement utilisés dans l'industrie pour des écoulements non-stationnaires. Néanmoins, les codes de calcul de mécanique des fluides par la méthodes des volumes finis restent les plus performants. Ils permettent, entre autres, de visualiser des grandeurs inaccessibles expérimentalement. C'est pourquoi, deux études sur un tube simple et un répartiteur d'admission, ont été menées au moyen de ce type de logiciel. La démarche de calcul pour ces deux simulations est ainsi présentée afin d'évaluer les performances de l'outil de calcul par comparaison aux essais.

### 4.1.1 Tube

La méthode de mesure « Banc Dynamique » appliquée au tube étalon a été simulée sous Fluent 6.2 afin d'évaluer la sensibilité des paramètres de simulation numériques sur les résultats. Le tube étalon est un tube permettant une procédure d'auto-diagnostic du banc d'essai. C'est un tube droit d'un diamètre de 40 mm et de 1,2m de long. La figure 4.1 représente le maillage fluidique axisymétrique de ce tube qui a une épaisseur de 20 mm et son extrémité comporte une volute de 10 mm de rayon. Le banc dynamique est connecté au côté gauche de ce tube sur les figures suivantes. En plus de la veine gazeuse du tube, un environnement extérieur est ajouté à l'extrémité ouverte sous la forme d'un cylindre. Trois études de

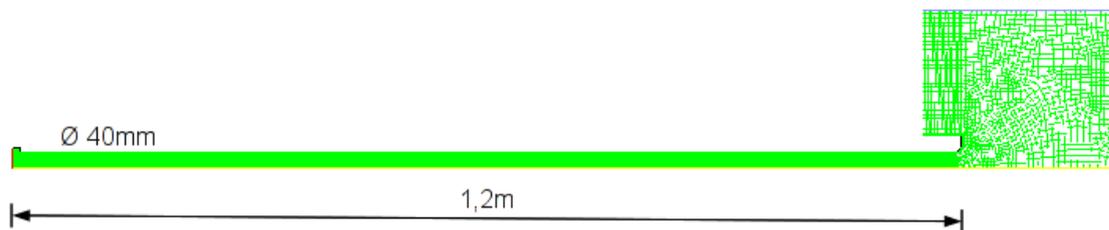


Figure 4.1 – Maillage axisymétrique du tube étalon - Géométrie 1

sensibilités ont alors pu être réalisées. Nous avons tout d'abord étudié l'impact des détails géométriques sur les résultats numériques par comparaison aux résultats expérimentaux. La géométrie n° 1 modélise évidemment le tube, mais également un décrochement au niveau de l'extrémité fermée (figure 4.2) ainsi qu'un environnement extérieur à l'extrémité ouverte du tube. Dans ce cas l'environnement est maillé par un cylindre de 200mm de longueur et de rayon. Et comme le montre la figure 4.3, ce volume se prolonge le long de la paroi extérieure du tube sur 40mm. Le rayon de la volute est de 10mm. Cette géométrie est discrétisée par un maillage 2D axisymétrique de 7500 cellules quadrangulaires. Pour la deuxième géométrie, le décrochement à l'extrémité fermée a été supprimé. Le maillage ne comporte alors plus que 7400 cellules quadrangulaires (figure 4.4). La géométrie n° 3 a la même base que la géométrie n° 2 pour laquelle les dimensions de l'environnement cylindrique ont été portées à 400 mm pour le rayon et la longueur (figure 4.5). Le nombre de cellules passe donc à 8800. Ensuite, le rayon de volute a été réduit à 1 mm dans le cadre de la géométrie n° 1. Finalement un maillage 3D a été réalisé sur la base de la géométrie n° 1. Le quart de la section a alors été modélisé par 24000 cellules (figure 4.6).

Tous ces tests ont été effectués en plusieurs étapes de calculs avec les mêmes conditions limites. La vitesse est bloquée sur les parois du tube, tandis que la pression atmosphérique est imposée sur la

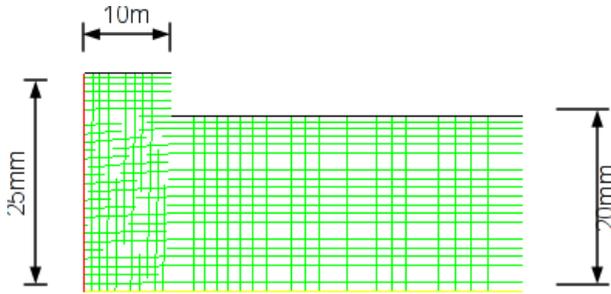


Figure 4.2 – Extrémité fermée du tube étalon

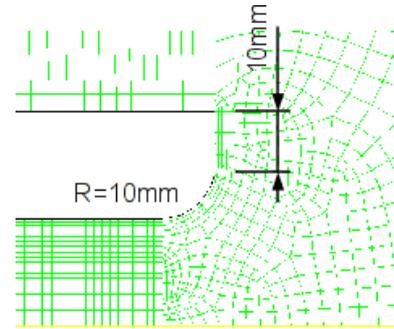


Figure 4.3 – Volute du tube étalon

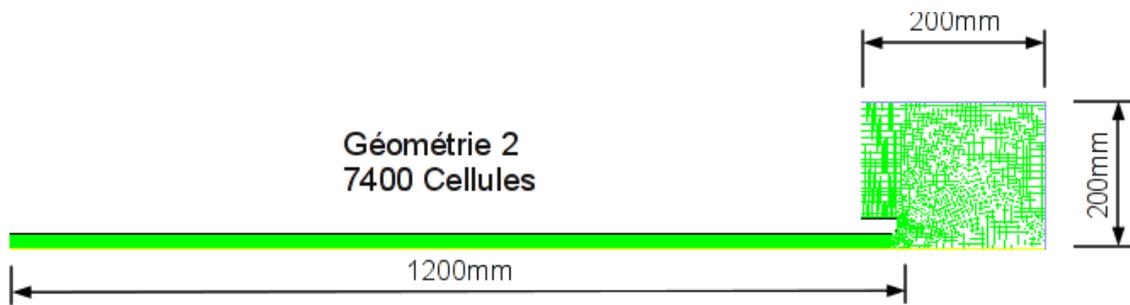


Figure 4.4 – Maillage axisymétrique du tube étalon - Géométrie 2

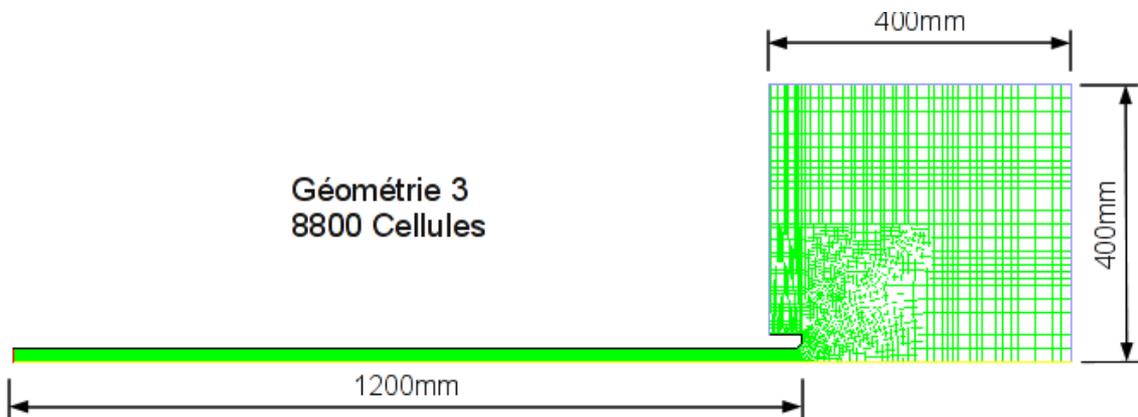


Figure 4.5 – Maillage axisymétrique du tube étalon - Géométrie 3

périphérie du cylindre représentant l'environnement. La condition à l'extrémité « fermée » du tube est différente selon les étapes de calcul. La première étape consiste à établir un débit stationnaire en imposant un débit de  $0.0555 \text{ kg/s}$  du côté du tube qui est connecté au Banc Dynamique. Puis, un second calcul non stationnaire de second ordre est réalisé sur  $20 \cdot 10^{-5} \text{ s}$  à partir des résultats de simulations précédents. Toujours en écoulement non-stationnaire de second ordre, un profil de débit est imposé en  $10 \cdot 10^{-5} \text{ s}$  symbolisant la fermeture de la vanne. Enfin, une vitesse nulle est imposée à l'extrémité fermée du tube.

Les figures 4.7 et 4.8 montrent les résultats obtenus à partir des calculs tridimensionnels et sont comparés aux résultats expérimentaux. Un calcul au premier ordre semble clairement insuffisant dans

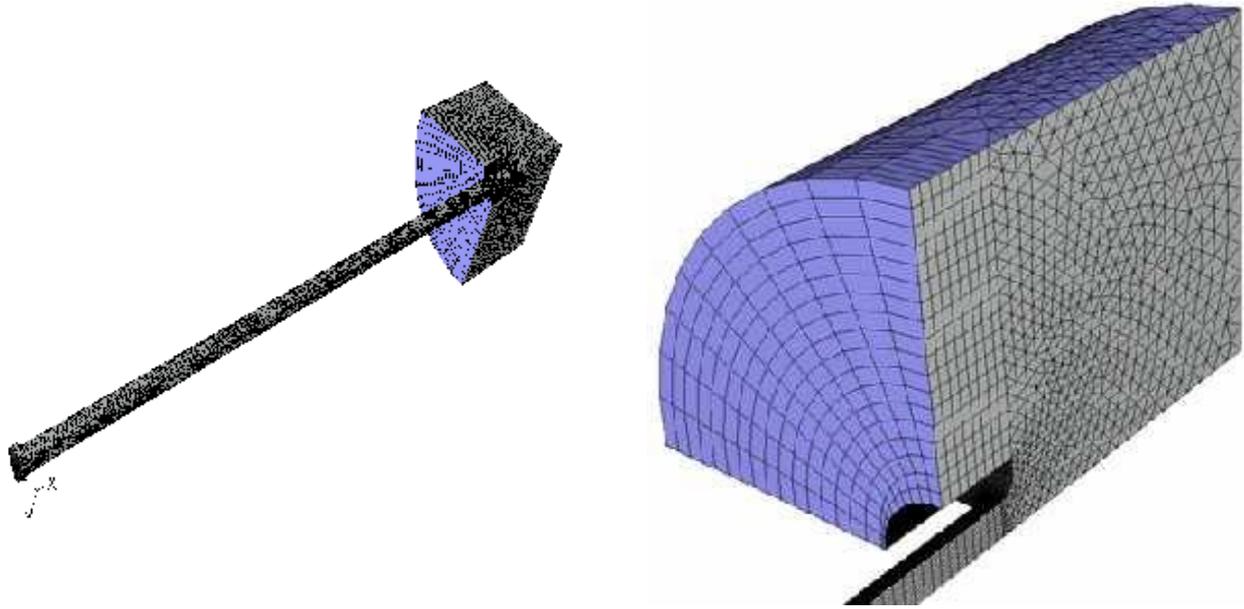


Figure 4.6 – Tube étalon - Maillage 3D

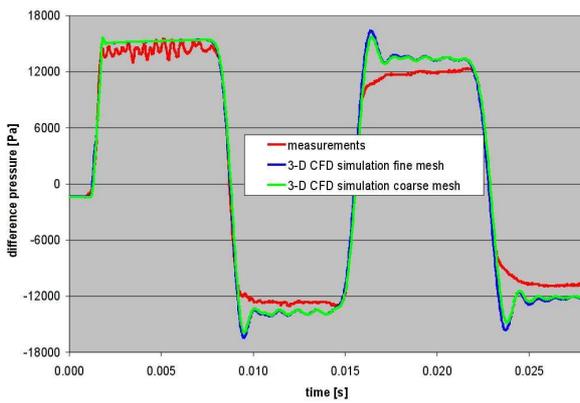


Figure 4.7 – Banc Dynamique - Réponse en pression

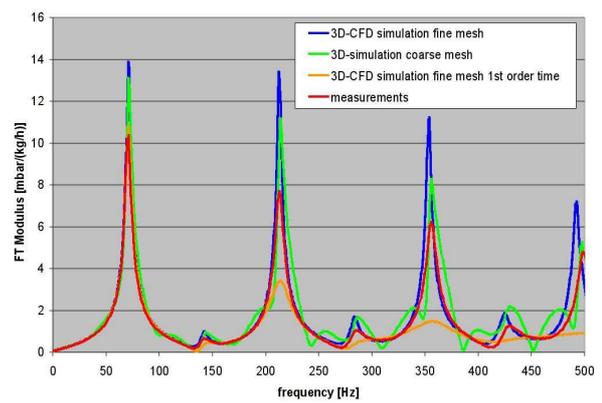


Figure 4.8 – Banc Dynamique - Module d'impédance

la représentation des phénomènes à haute fréquence. Il en est de même lors de l'usage d'un maillage trop grossier puisqu'un phénomène de repliement est observable pour des fréquences élevées. Ces résultats sont relativement proches et indiquent qu'un calcul de type CFD est relativement adapté à ce type d'étude dans le cas d'un maillage suffisamment raffiné. Cependant, les temps de calcul importants limitent l'intérêt de cette approche.

#### 4.1.2 Répartiteur

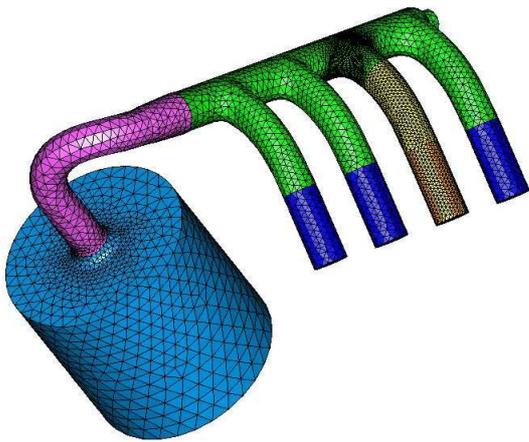


Figure 4.9 – Maillage fluide tétraédrique d'un répartiteur d'admission

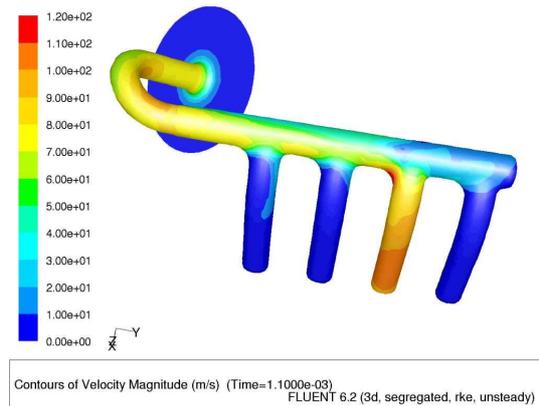


Figure 4.10 – Simulation CFD d'écoulement non stationnaire dans un répartiteur

Les figures 4.9 et 4.10 représentent la simulation d'un essai suivant le même principe que le « Banc Dynamique » permettant de caractériser le répartiteur d'admission d'un moteur atmosphérique 4 cylindres. Ce répartiteur a été maillé avec 73 500 éléments tétraédriques et avec des prismes pour la couche limite de 0,7mm sur toute la paroi. La simulation a été réalisée avec le code de calcul Fluent 6.2. Le modèle de turbulence utilisé est un  $k - \varepsilon$  standard. Le fluide est considéré comme étant un gaz réel compressible. Un volume cylindrique, en bleu sur la figure 4.9 et dont le diamètre est égal à 6 fois celui de l'embouchure et 10 fois pour la longueur, fait office d'atmosphère. C'est dans ce volume qu'est aspiré l'air entrant dans le répartiteur d'admission. La condition de pression est bloquée à 1bar à la surface de ce cylindre et la vitesse est laissée libre. La surface du reste du maillage constitue la paroi interne du répartiteur que l'on considère adiabatique et indéformable. On bloque donc le débit et le flux de chaleur sur cette surface. Pour finir, les embouchures des conduits primaires sont également fermées pour trois d'entre elles. Les sections circulaires, correspondant à l'extrémité des trois cylindres bleu foncé, sont donc également bloquées en vitesse et en flux de chaleur. Le dernier conduit primaire est celui qui est excité par le banc dynamique. On y impose donc une condition de vitesse en laissant la variable de pression libre. Comme pour un essai réel, les premières itérations de calcul permettent d'établir un écoulement stationnaire de 150kg/h. Lorsque la convergence pour l'écoulement stationnaire est atteinte, les résultats servent à initialiser le calcul non-stationnaire pour lequel on impose une rampe de débit partant de 150 kg/h vers 0 en 0,5ms. Durant le reste du calcul, la condition en vitesse du conduit 3 reste bloquée à 0m/s. Ce calcul a été réalisé sur une machine avec un seul processeur dédié cadencé à 2,8GHz. Une simulation correspondant à une durée réelle de 0,5 seconde a nécessité environ une semaine de calcul. Cependant, cet essai numérique n'est pas exploitable pour une caractérisation fiable car il manque plus de la moitié du signal. En effet, pour exploiter ce type de résultat, une simulation d'une durée minimum d'1 seconde

est nécessaire. Les temps de calcul étant beaucoup trop importants, il a été décidé de ne pas utiliser ce type de logiciel comme outil de caractérisation mais plutôt comme un outil permettant d'accéder à une visualisation de l'évolution des variables (pression, vitesse température,..) dans le temps et dans l'espace. Ceci permet d'aider à la compréhension de certains phénomènes.

## 4.2 La modélisation unidimensionnelle

La méthode de résolution numérique par différences finies des écoulements gazeux unidimensionnels est aujourd'hui majoritairement utilisée dans les logiciels de simulation moteur tel que BOOST[36], GT-POWER [33, 66] ou même LOTUS[34]. Les équations fondamentales de la dynamique des gaz sont des équations aux dérivées partielles que cette méthode permet de discrétiser dans le temps et sur une seule dimension de l'espace (selon la fibre neutre des conduits d'admission ou d'échappement, fibre neutre passant par le centre de gravité de chaque section). L'objectif de cette partie consiste à réaliser une modélisation numérique du banc d'essai expérimental « Banc Dynamique » et ce, au moyen du code GT-Power. Dans ce mémoire, ce type de calcul est appelé « Banc Dynamique Virtuel ». Par la suite, les résultats de simulation numérique sont confrontés aux essais expérimentaux.

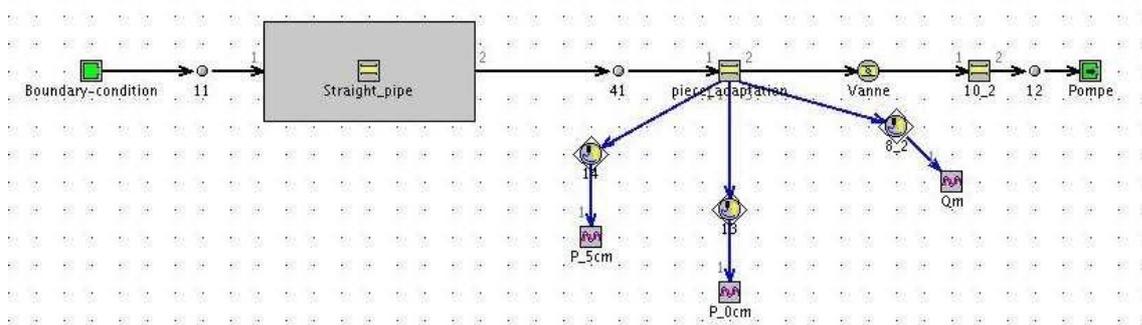


Figure 4.11 – GT-Power - Banc Dynamique virtuel

La caractérisation du tube de référence est effectuée par un assemblage de blocs élémentaires, comme représenté sur la figure 4.11. Cette modélisation est décrite de gauche à droite par l'énumération suivante :

**Boundary-condition** Atmosphère composée d'air à pression et température constantes ( $P = 1$  bar et  $T = 293^{\circ}\text{C}$ )

**Straight pipe** Tube de référence. Celui-ci est caractérisé par une longueur de 1 mètre et un diamètre intérieur de 30 mm. Le découpage unidimensionnel est effectué par un assemblage de mailles de longueur 10 mm. Ce système est considéré comme étant adiabatique avec le milieu extérieur et constitué d'un gaz réel.

**Pièce adaptation** Cet élément (d'une longueur de 33 mm) permet de faire la jonction entre le système à étudier (ici le tube de référence) et le système d'aspiration du banc expérimental. Les autres propriétés de cette pièce sont les mêmes que pour le tube de référence.

**Vanne** Cet élément a pour but de représenter l'obturateur du banc dynamique. Il s'agit en fait ici de faire varier la section en fonction du temps suivant une loi prédéfinie.

**Volume** Le volume représente un volume tampon en aval de la vanne. Cependant, il n'a pas d'autre nécessité, dans le modèle, que de connecter la pompe à la vanne.

**Pompe** Cet élément permet d'imposer la consigne de débit.

Pour un essai standard de caractérisation du tube de référence (Tube de 1 mètre : configuration 1 présentée dans le chapitre 2), il est alors possible d'effectuer une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques (voir figures 4.12 et 4.13). Ces deux essais sont effectués dans le cadre d'un essai de caractérisation standard. C'est-à-dire que le débit initial de 150 kg/h passe à une valeur nulle en 0,5 ms au niveau de l'extrémité du tube.

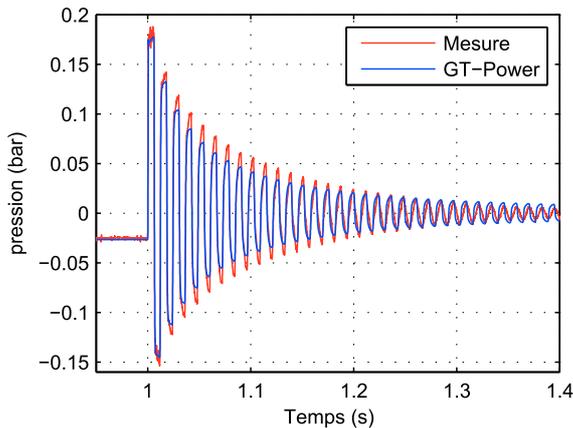


Figure 4.12 – Réponse temporelle-Essai Banc dynamique - Comparaison Essai et Simulation GT-Power

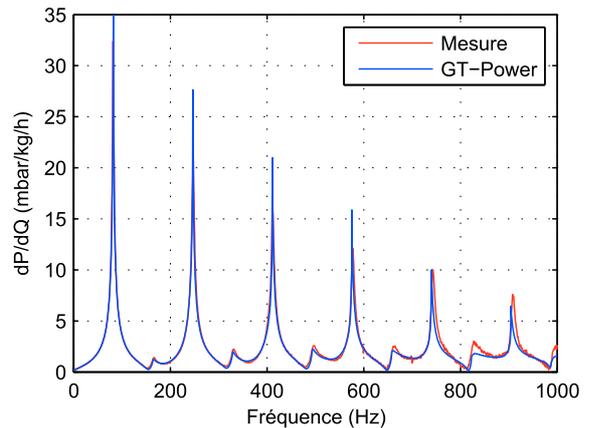


Figure 4.13 – Réponse Fréquentielle - Essai Banc dynamique - Comparaison Essai et Simulation GT-Power

Pour des géométries simples telles que des éléments tubulaires, les courbes précédentes montrent une bonne corrélation des résultats numériques et expérimentaux. Sur le graphique temporel de pression (figure 4.12), le premier palier (entre 0,95 et 1 seconde) représente la perte de charge liée à l'écoulement stationnaire dans le tube avant la fermeture de la vanne. Cette perte de charge a été mesurée lors des essais expérimentaux présentés dans le chapitre 3 et a pour valeur 32 mbar (cf. tableau 3.4). Pour cette portion de courbe, on constate une bonne superposition des signaux numériques et expérimentaux. Une telle qualité de résultat a d'ailleurs été observée pour tous les autres débits testés (entre 0 à 400kg/h). Après la fermeture de l'obturateur (temps écoulé de 1s), la simulation GT-Power restitue correctement l'onde de pression à une amplitude et une période identique à l'essai. On remarque également que l'amortissement global du signal est correct mais son évolution semble légèrement différente au cours du temps. Le coefficient d'amortissement du modèle est trop élevé pour des amplitudes de pression importantes ( $> 50\text{mbar}$ ) et trop faible lorsque l'amplitude des oscillations de pression se réduit ( $< 50\text{mbar}$ ). En effet, dans le chapitre précédent, il est apparu que le coefficient d'amortissement n'était pas constant mais qu'il dépend du niveau d'amplitude de pression. L'ensemble de ces constatations est transposable au domaine fréquentiel, représenté sur la figure 4.13. Ainsi, le module d'impédance issu de la simulation coïncide avec les résultats du banc dynamique. Les largeurs et positionnements fréquentiels des pics de fréquences sont identiques. On observe également une bonne prise en compte des phénomènes non-linéaires (« Interpics »). Quant à l'amplitude des pics de fréquences de la simulation, elle semble avoir été légèrement surévaluée. Ce léger décalage est essentiellement dû à la résolution fréquentielle expérimentale de 2 Hz qui a pour conséquence d'écrêter les pics.

Afin de valider cette démarche de modélisation unidimensionnelle sur un système plus complet, des études complémentaires ont été effectuées sur les configurations n° 3 et 9 présentées dans le chapitre 3. La simulation numérique est réalisée dans les mêmes conditions que pour la configuration n° 1 (Essai standard). Les éléments tubulaires sont également discrétisés par des maille de 10mm. Le résultat des

caractérisations de la configuration n° 9 sont représentés sur les figures 4.14 et 4.15 dans le domaine temporel ainsi que dans le domaine fréquentiel. Les conclusions sont identiques à celles de la comparaison des caractérisations de la configuration n° 1. Ce qui montre la capacité d'un tel code de calcul à étudier ce type de système.

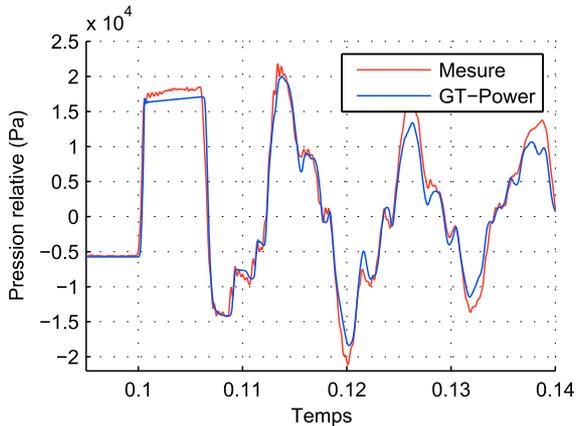


Figure 4.14 – Réponse temporelle-Essai Banc dynamique - Configuration 9

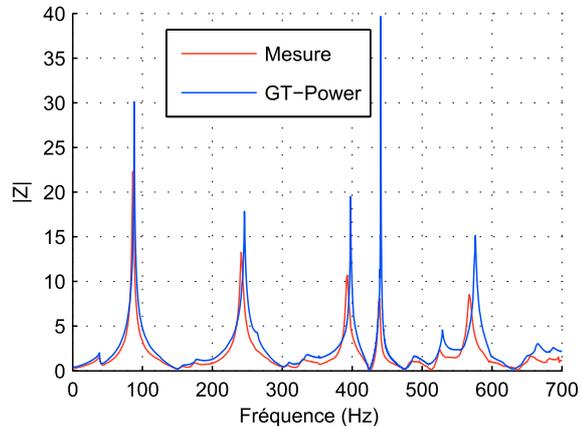


Figure 4.15 – Réponse Fréquentielle - Essai Banc dynamique - Configuration 9

Ces résultats ont été obtenus à partir d'une discrétisation en espace avec des mailles de 10 mm de longueur. Une étude de sensibilité a d'ailleurs été effectuée sur ce paramètre (annexe A). Cette étude de sensibilité au maillage a montré qu'un compromis correct semblait se dégager entre la finesse des résultats et le temps de calcul pour cette taille de maille (10mm). Il faut noter que le critère de CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) n'est pas paramétrable dans le logiciel GT-Power et donc imposé par l'éditeur. Au delà d'une longueur de maille supérieure à 40mm, la détermination correcte des ondes de pression est fortement dégradée (cf figure A.8 et A.8).

La résolution des équations fondamentales de la dynamique des fluides en milieu compressible et en régime non-stationnaire est bien maîtrisée par une littérature très riche [10, 57]. Néanmoins, les modélisations des volumes et jonctions ne sont pas correctement décrites dans le logiciel GT-Power dont les codes sources sont fermés. Mais surtout l'éditeur ne fournit ni les équations ni les références bibliographiques utilisées pour la construction du modèle (Flow split). Ces éléments sont définis par les caractéristiques des ports d'entrée/sortie et un volume. Chaque port est décrit par section et un diamètre d'expansion permettant de caractériser la détente des ondes de pression. Ils sont orientés dans l'espace par un repère sphérique et une longueur caractéristique qui fixe l'éloignement des ports les uns par rapports aux autres. Cette longueur caractéristique a pour principal objet de modéliser la propagation à travers l'élément sans le considérer comme ponctuel. Quant aux transferts thermiques, ils sont modélisés de la même manière que les éléments tubulaires, hormis le fait qu'ils sont appliqués à une surface qui doit être définie par l'utilisateur. Cette surface d'échange peut être différente de la surface contenant le volume. Ce type d'élément est utilisé dans la modélisation de géométries plus complexes telles que les lignes d'admission d'air et en particulier pour modéliser le répartiteur d'admission. Dans ce cas, le modèle nécessite un recalage important avec les essais expérimentaux, ce qui engendre un découplage entre les paramètres du modèle et la géométrie physique réelle, et ce de façon non négligeable.

Par conséquent, ce code de calcul est un outil qui semble intéressant au point de vue de la simulation lors de l'étude de systèmes relativement simples pour des éléments unidimensionnels. Dans ce cas, les résultats sont en bonne adéquation avec les résultats expérimentaux. Ce type de logiciel peut donc être

utilisé afin de caractériser des éléments, à condition que ceux-ci restent relativement simples ; sinon une validation expérimentale sera nécessaire ce qui réduit l'intérêt de l'utilisation d'un tel outil. De plus, le temps de calcul peut être beaucoup trop important surtout si les géométries sont de formes assez complexes. Par ailleurs, l'interface d'utilisation de ce logiciel étant de bonne qualité, elle a été retenue afin d'y intégrer une nouvelle modélisation permettant de réduire le temps de calcul.

### 4.3 Modélisation par analogie mécanique

Il apparaît donc que les outils tels que la CFD ou les codes de calculs 1D peuvent être utilisés comme des outils de caractérisation, mais la simulation du fonctionnement thermodynamique d'un moteur à combustion est une contrainte trop importante en terme de temps de calcul. Il a donc été décidé de développer une nouvelle modélisation qui permette à la fois de tenir compte des effets non-stationnaires dans les circuits d'admission et d'échappement et à la fois d'effectuer un calcul dans un temps raisonnable. Les deux paragraphes suivants développent deux méthodes de calculs permettant d'approximer rapidement les fréquences de résonances des conduits. Et ces deux méthodes constituent la base de la modélisation 0D proposée dans ce travail de recherche.

#### 4.3.1 Méthode des éléments finis

Tout d'abord, le comportement acoustique du tube ouvert-fermé peut être simplifié ou modélisé par le comportement d'une barre encastrée. Rappelons qu'en mécanique, une « barre » travaille en traction-compression tandis qu'une « poutre » travaille en flexion. Une approche possible consiste à utiliser la théorie de poutre en dynamique pour la modélisation de la vibration d'une corde dont la composante principale de l'onde est transversale. Mais dans un problème de propagation acoustique en onde plane, seule subsiste la composante longitudinale. C'est pourquoi ce problème d'acoustique est étudié par comparaison avec une modélisation dynamique de la vibration d'une barre imaginaire dont la section est composée exclusivement d'air. La figure 4.16 représente une barre élémentaire. Chacune de ses extrémités est caractérisée par un effort  $F$  appliqué à la barre et un déplacement  $u$ . La barre elle-même est caractérisée par la contrainte  $\sigma$  liée au phénomène de compression ou de traction. Ce type de problème peut être résolu par la méthode des éléments finis (par formulation en résidus pondérés à laquelle on applique la méthode de Galerkin que l'on intègre par parties)[58].

L'analogie mécanique avec la barre imaginaire constituée d'air permet d'établir que la pression et la vitesse acoustique sont alors respectivement analogues à la contrainte  $\sigma$  et à la dérivée temporelle du déplacement. La condition limite à l'extrémité fermée du tube annule la vitesse en  $x = 0$ . De la même manière cette condition limite est représentée par un encastrement qui bloque tout déplacement. L'extrémité ouverte du tube a une pression acoustique nulle en son extrémité, ce qui correspond à une contrainte nulle dans le problème de mécanique. La barre est alors laissée libre à son extrémité.

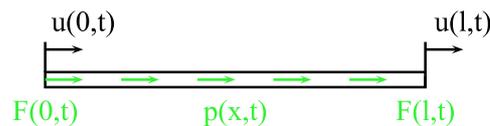


Figure 4.16 – Représentation d'un élément barre

$u(0)$  et  $u(l)$  sont les déplacements nodaux longitudinaux.  $F(0)$  et  $F(l)$  sont les forces appliquées

aux nœuds et  $p(x)$  est le chargement longitudinal réparti sur l'élément. Le problème est ainsi défini par l'équation locale du mouvement à laquelle on ajoute les conditions limites et les conditions initiales :

$$\left\{ \begin{array}{l} - ES \frac{d^2 u}{dx^2} + \rho S \ddot{u} = p \\ + C.L. \quad + C.I. \end{array} \right. \quad (4.1)$$

Dans la méthode des résidus pondérés, on suppose que l'approximation du champ de déplacement  $w(x, t)$  satisfait les conditions limites (et les conditions initiales). C'est le principe des travaux virtuels.

$$\forall u = w \quad \int_0^l u \left( -ES \frac{d^2}{dx^2} + \rho S \ddot{\phantom{u}} - p \right) dx = 0 \quad (4.2)$$

$$\forall w \quad \int_0^l ES \frac{dw}{dx} \frac{dw}{dx} dx - \left[ w ES \frac{dw}{dx} \right]_0^l + \int_0^l w \rho S \ddot{w} dx - \int_0^l w p dx = 0 \quad (4.3)$$

On interpole le champ  $w(x, t)$  par des vecteurs indépendants

$$w(x, t) = [N(x)] \{U(t)\} \quad (4.4)$$

$$\text{où} \quad N(x) = \left[ 1 - \frac{x}{l} \quad \frac{x}{l} \right] \quad U(t) = \begin{bmatrix} u_1(t) \\ u_2(t) \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

On transpose  $w$

$$\forall w \quad \int_0^l ES \frac{dw^T}{dx} \frac{dw}{dx} dx - \left[ w^T ES \frac{dw}{dx} \right]_0^l + \int_0^l w^T \rho S \ddot{w} dx - \int_0^l w^T p dx = 0 \quad (4.6)$$

$$\forall U^T \quad \int_0^l ES U^T \frac{dN^T}{dx} \frac{dN}{dx} U dx - \left[ U^T N^T ES \frac{dw}{dx} \right]_0^l + \int_0^l U^T N^T \rho S N \ddot{U} dx - \int_0^l U^T N^T p dx = 0 \quad (4.7)$$

$$\forall U^T \quad U^T \left\{ \overbrace{\left( \int_0^l ES \frac{dN^T}{dx} \frac{dN}{dx} dx \right)}^K U - \left[ N^T ES \frac{dw}{dx} \right]_0^l + \overbrace{\left( \int_0^l N^T \rho S N dx \right)}^M \ddot{U} - \int_0^l N^T p dx \right\} = 0 \quad (4.8)$$

$$K = \int_0^l ES \frac{dN^T}{dx} \frac{dN}{dx} dx \quad \text{est la matrice raideur} \quad (4.9)$$

$$K = \int_0^l ES \begin{bmatrix} -\frac{1}{l} \\ \frac{1}{l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\frac{1}{l} & \frac{1}{l} \end{bmatrix} dx = \frac{ES}{l} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

$$M = \int_0^l \rho S N^T N dx \quad \text{est la matrice masse} \quad (4.11)$$

$$M = \int_0^l \rho S \begin{bmatrix} 1 - \frac{x}{l} \\ \frac{x}{l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - \frac{x}{l} & \frac{x}{l} \end{bmatrix} dx = \frac{\rho S l}{6} \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

$$F(t) = \begin{bmatrix} F(0, t) \\ F(l, t) \end{bmatrix} \quad \text{est le vecteur des forces effectivement appliquées aux nœuds de l'élément.} \quad (4.13)$$

$$\Phi(t) = \int_0^l N^T p(x, t) dx \quad \text{est le vecteur des charges nodales fictives équivalentes aux charges réparties} \quad (4.14)$$

Par conséquent, les équations du mouvement sont définies par :

$$M\ddot{U} + KU = F(t) + \Phi(t) \quad (4.15)$$

Dans un premier temps, cette méthode des éléments finis a été utilisée en découpant le tube d'air en 2 éléments. Ainsi, une barre de longueur  $l$  et de section  $S$  ayant une densité  $\rho$  correspondant à celle de l'air est découpée en deux éléments de longueur  $l/2$ , comme indiqué sur la figure 4.17. Le module d'Young utilisé pour ce matériau est en fait le module de compressibilité de l'air  $B$ . Pour lequel on a  $B = 1,42 \cdot 10^5$  Pa [67].

Les conditions limites évoquées précédemment conduisent aux formulations suivantes :

$$\text{CL1} \quad : \quad u(0, t) = 0; \quad (4.16)$$

$$\text{CL2} \quad : \quad \sigma(l, t) = 0; \quad (4.17)$$

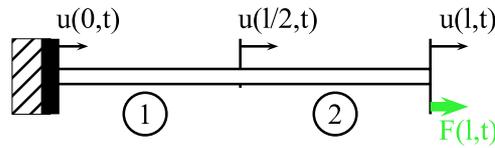


Figure 4.17 – FEM appliquée à 2 éléments

Chaque élément barre est décrit par le système (4.15). Et par l'assemblage de ces deux systèmes (Les barres ① et ②) nous pouvons écrire les équations du mouvement sous la forme :

$$\frac{\rho Sl/2}{6} \begin{bmatrix} 2 & 1 & 0 \\ 1 & 4 & 1 \\ 0 & 1 & 2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{u}(0, t) \\ \ddot{u}(l/2, t) \\ \ddot{u}(l, t) \end{Bmatrix} + \frac{BS}{l/2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 \\ -1 & 2 & -1 \\ 0 & -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u(0, t) \\ u(l/2, t) \\ u(l, t) \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} R(t) \\ 0 \\ F(l, t) \end{bmatrix} + \frac{p(t)}{4} \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

$R$  est la réaction du bâti sur la barre en  $x = 0$  et  $F(l,t)$  est la force appliquée en  $x = l$ . La charge répartie appliquée aux nœuds est désignée par  $p(t)$  qui sera nulle dans le cadre de ce problème.

L'étude en oscillation libre du problème consiste à trouver les pulsations propres qui sont solutions de  $\det(K - \omega^2 M) = 0$ . La condition limite CL1 permet de réduire le problème à un système à 2 équations.

$$\det \left( \frac{2BS}{l} \begin{bmatrix} 2 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} - \omega^2 \frac{\rho Sl}{12} \begin{bmatrix} 4 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix} \right) = 0 \quad (4.19)$$

On obtient ainsi les 2 pulsations propres :

$$\omega_1^2 = \frac{\sqrt{2} - 1}{1 + 2\sqrt{2}} \frac{24B}{\rho l^2} \quad (4.20)$$

$$\omega_2^2 = \frac{\sqrt{2} + 1}{2\sqrt{2} - 1} \frac{24B}{\rho l^2} \quad (4.21)$$

Le code de calcul développé lors de cette étude permettant de résoudre ce système est décrit en annexe C. À partir de ces pulsations propres, il est alors possible de déterminer les fréquences propres  $F_1$  et  $F_2$  du système. En appliquant cette démarche au tube de référence (les caractéristiques géométriques sont disponibles dans le chapitre 2), les fréquences propres sont alors  $F_1 = 87,5$  Hz et  $F_2 = 305,8$  Hz. Borel [3] indique par une approche théorique que les fréquences qui participent au régime naturel de vibration de ce tube sont obtenues par l'équation (3.32).  $n = 1$  correspond à la fréquence fondamentale et les  $n \geq 2$  représentent les fréquences harmoniques. Selon ces formules théoriques, les fréquences de résonances d'un tube ouvert-fermé seraient plutôt  $F_1=85,6$  Hz et  $F_2 = 256,9$  Hz.

Le résultat obtenu à partir d'une décomposition en 2 éléments n'est donc pas assez précis. Une étude similaire en décomposant le tube en un nombre plus important a donc été effectuée. Le tableau 4.1 rassemble les résultats liés à cette étude. Il apparaît qu'une convergence est rapidement atteinte pour la fréquence fondamentale, mais que ce n'est pas le cas pour les fréquences harmoniques où le nombre d'éléments doit être beaucoup plus important.

Nombre d'éléments	Fréquences					
	$F_1$ (Hz)	$F_2$ (Hz)	$F_3$ (Hz)	$F_4$ (Hz)	$F_5$ (Hz)	$F_6$ (Hz)
1	94,1					
2	87,5	305,8				
3	86,3	282,2	512,0			
4	85,9	270,9	492,1	711,6		
5	85,7	265,5	470,4	705,4	907,3	
6	85,6	262,6	457,3	678,8	917,3	1100,7
Théorie	85,6	256,9	428,1	599,4	770,6	941,9

Table 4.1 – Fréquences propres du tube calculées par la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis nous a permis de traiter le problème acoustique de résonance d'un tube ouvert-fermé par analogie mécanique. En comparant les résultats obtenus par cette méthode avec la solution proposée par la théorie acoustique, il s'avère que ce type d'approche semble correct. Une convergence des résultats avec l'augmentation du nombre d'éléments est atteinte.

### 4.3.2 Analogie masse-ressort

L'étude précédente a montré qu'il est possible de déterminer les fréquences de résonance d'un système par analogie mécanique, du moins pour un système simple. Cependant, cette approche ne permet pas pour l'instant, de définir le modèle de comportement d'un système d'admission moteur soumis à une excitation en pression et/ou en débit. Dans cette section une démarche similaire est menée sur un système dynamique discret. En effet, le comportement de résonance en quart-d'onde du tube ouvert-fermé à celui d'un système masse ressort pour lequel les modes propres correspondent aux fréquences de résonances du tube. Comme pour l'analogie précédente, le tube est modélisé par une succession de masses et de ressorts en série. A priori, les masses  $m$  et les raideurs  $k$  sont choisies identiques puisque le tube de référence est de section constante et on considère que la composition de l'air dans ce tube est homogène. Les conditions limites sont quant à elles identiques à celles considérées dans la méthode de modélisation précédente. C'est-à-dire que le bâti symbolise l'extrémité fermée du tube en bloquant les déplacements. Et la dernière masse  $m_n$  est laissée libre pour modéliser l'extrémité ouverte du tube.

Pour un système libre non amorti, les équations du mouvement sont exprimées par le système sui-

vant :

$$[M] \{\ddot{x}\} + [K] \{x\} = \{0\} \quad (4.22)$$

$[M]$  est la matrice masse définie positive et symétrique.  $[K]$  est la matrice raideur symétrique. Et  $x_i$  est la position de la masse  $m_i$  par rapport à sa position au repos. Et les modes propres d'un tel système sont définis par :

$$[[K] - [M]\omega] \{x\} = \{0\} \quad (4.23)$$

Si  $\{U_i\}$  est le mode propre correspondant à la pulsation propre  $\omega_i$ , on a :

$$[K] \{U_i\} = \omega_i^2 [M] \{U_i\} \quad (4.24)$$

En utilisant la méthode modale, on obtient le quotient de Rayleigh.

$$\omega_i^2 = \frac{\overbrace{\{U_i\} [K] \{U_i\}}^{\text{raideur modale}}}{\underbrace{\{U_i\} [M] \{U_i\}}_{\text{masse modale}}} = \frac{kg_i}{mg_i} \quad (4.25)$$

En se plaçant dans la base des modes propres, l'équation (4.22) devient

$$(4.22) \Rightarrow [Mg] \{\ddot{q}\} + [Kg] \{q\} = \{0\} \quad (4.26)$$

Avec  $[Mg] = [P]^T [M] [P]$  diagonale et  $[Kg] = [P]^T [K] [P]$  diagonale  $\{x\} = [P] \{q\}$

Les équations en  $q_i$  sont alors découplées

Dorénavant, il s'agit de déterminer chaque masse et raideur modale associée à chaque pulsation propre  $\omega_i$ .

Comme présenté dans l'étude bibliographique, les fréquences de résonance en quart d'onde d'un conduit sont définies par [3] :

$$F_n = (2n - 1) \frac{c}{4L_{ac}} \quad n \in \mathbb{N}^* \quad (4.27)$$

Donc pour la première pulsation propre, on a :

$$\omega_1 = 2\pi \frac{c}{4L_{ac}} \quad (4.28)$$

En considérant la colonne d'air dans le tube comme une barre solide, la vitesse de propagation du son peut s'écrire sous la forme :

$$c = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (4.29)$$

où  $B$  est le module de compressibilité et  $\rho$  est la densité de l'air.

Donc,

$$(4.28) \Rightarrow \omega_1 = \frac{\pi}{2l} \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (4.30)$$

Connaissant la pulsation propre  $\omega_1$ , on connaît la valeur du rapport  $\frac{kg_1}{mg_1}$ . Il faut alors déterminer leur valeur respective. Pour cela, on s'inspire de la formulation en éléments finis pour laquelle la valeur de la première pulsation propre peut s'écrire sous la forme :

$$\omega_1^2 = y \frac{BS/l}{\rho Sl} \quad (4.31)$$

$y$  est une variable qui dépend du nombre d'éléments mais par identification et en faisant l'hypothèse que la solution numérique tend vers la solution théorique pour un grand nombre d'éléments, l'expression de  $\omega$  devient :

$$\omega = \sqrt{\pi \frac{BS/l}{\rho Sl}} \quad (4.32)$$

En fixant arbitrairement, la raideur modale à celle de la colonne d'air de longueur  $l$  et de section  $S$ , on obtient le couple de variable suivant :

$$kg_1 = \frac{BS}{l} \quad (4.33)$$

$$mg = \frac{\rho Sl}{\pi} \quad (4.34)$$

La démarche est identique pour déterminer les  $N$  modes propres suivants.

Il apparaît donc possible de modéliser un système d'admission en effectuant une analogie de type masse-ressort. Cependant, cette méthode n'a pour l'instant été traitée que dans le cas théorique, et la validité d'une telle approche pour un cas réel reste à démontrer. Cette approche fera donc l'objet d'une étude approfondie dans la suite de ce chapitre à travers une modélisation par fonction de transfert.

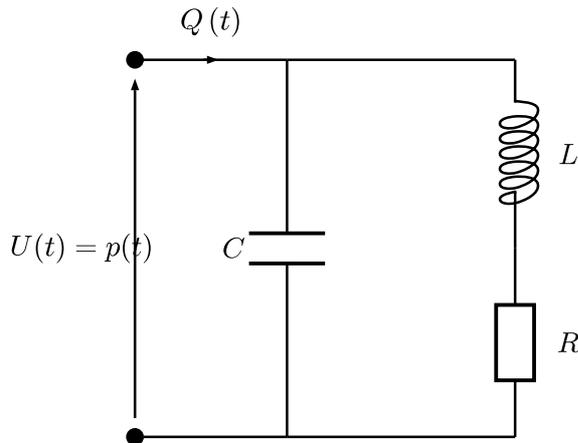
## 4.4 Fonction de transfert

### 4.4.1 Modèle électroacoustique

Afin de caractériser le comportement non-stationnaire des systèmes d'admission d'air, un modèle physique représentatif est nécessaire. Xavier JACQUET et Pierre FONTANA [51] ont déjà proposé une modélisation simple de ces phénomènes par une fonction de transfert en utilisant l'analogie électroacoustique d'un circuit RLC. Ce modèle a pour vocation de calculer la pression acoustique d'un système d'admission d'air en réponse à une excitation en débit. La pression acoustique est la variation de pression  $p$  qui oscille autour d'une pression d'équilibre  $P_{eq}$ . Une mise en application de ce type de modèle aux systèmes d'admission et d'échappement d'un moteur à combustion interne est possible car cette pression d'équilibre peut elle aussi varier en fonction du débit (perte de charge) ou encore en fonction de la pression de suralimentation. La pression absolue  $P$  est alors la somme de ces deux pressions :

$$P = P_{eq} + p \tag{4.35}$$

Il s'agit donc d'une méthode qui peut être qualifiée comme étant zéro-dimensionnelle (0D), et qui dans le cadre d'une application moteur, permettrait d'obtenir la pression dans la chapelle d'admission en fonction du débit soupape. Ce modèle est représenté par le schéma électrique suivant :



Dans ce modèle, la tension représente la pression acoustique et l'intensité du courant représente le débit massique. Les équivalences suivantes sont attribuées aux composants électriques :

- Inductance L : Masse d'air en vibration
- Capacité C : Volume de contrôle
- Résistance R : Composants de dissipation d'énergie (perte de charge, fuite, ...)

Figure 4.18 – Modèle électroacoustique

L'application de la loi des nœuds et de la loi des mailles sur ce circuit RLC permet d'obtenir l'équation différentielle linéaire.

$$LC \frac{d^2 p}{dt^2} + RC \frac{dp}{dt} + p = RQ + L \frac{dQ}{dt} \tag{4.36}$$

Par analogie à un système oscillant à 1 degré de liberté, l'équation (4.36) devient :

$$\frac{d^2 p}{dt^2} + 2\lambda \frac{dp}{dt} + \omega_0^2 p = X_{st} Q + X_{in} \frac{dQ}{dt} \tag{4.37}$$

Où  $X_{st}$  est le paramètre de pertes stationnaires et  $X_{in}$  est le paramètre inertiel.

Afin de vérifier la validité de ce type de modélisation, cette formule a été appliquée au tube de référence dans les conditions d'essai du banc dynamique. Ce tube est ainsi soumis à un signal d'excitation en débit, comme représenté sur la figure 4.19, engendrant un signal des oscillations de pression. Ce signal de pression est mesuré à proximité du lieu d'excitation. C'est-à-dire à quelques centimètre du côté fermé. Afin de résoudre l'équation différentielle (4.37), il est nécessaire d'en connaître tous les paramètres. Pour cela, une identification de ces paramètres est effectuée à partir des résultats expérimentaux d'une caractérisation de ce tube au Banc Dynamique. Il s'agit de l'essai de caractérisation standard pour lequel le débit initial est  $Q_0 = 150\text{kg/h}$  et dont l'annulation complète a lieu en 0,5ms. Les paramètres issus de cette identification sont les suivants :

- $X_{st} = 0,167$
- $X_{in} = 0,0028$
- $\lambda = 0,03$
- $F_0 = 82\text{ Hz}$  ( $\omega_0 = 515,2\text{ rad/s}$ )

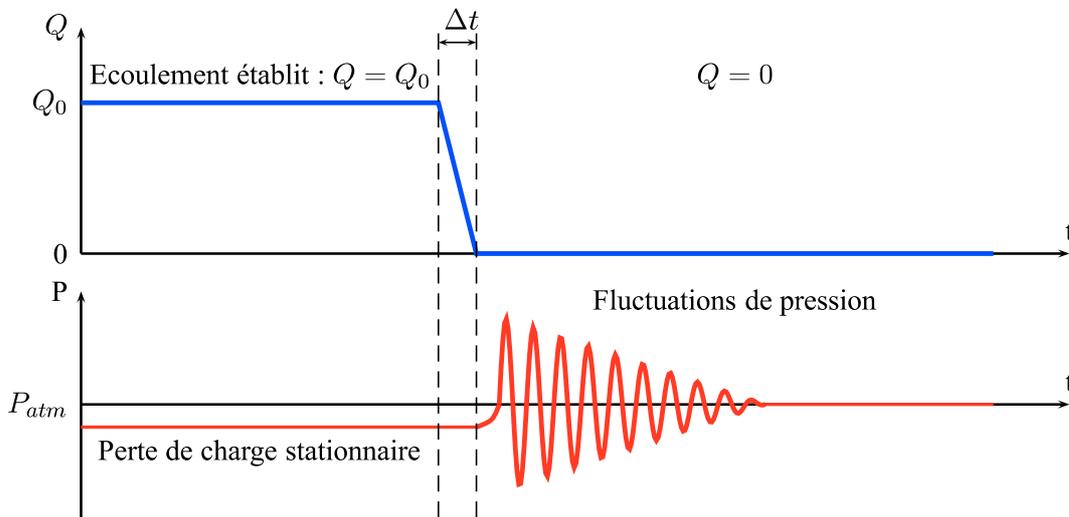


Figure 4.19 – Evolution temporelle du débit et de la pression lors d'un essai Banc Dynamique

La figure 4.20 présente une comparaison entre les réponses en pression du modèle proposé et de l'essai expérimental (le débit initial dans le système est d'abord établi à 150kg/h avant d'être rapidement coupé en 0,5 ms). La température de l'air ambiant lors de l'essai est de 20 °C. Dans ces conditions, la comparaison des deux courbes temporelles exprime une excellente corrélation en terme de fréquence du signal, ce qui est normal puisque les paramètres de l'équation différentielle ont été définis grâce à cette comparaison. Toutefois, des différences apparaissent en terme d'amplitude et d'amortissement du signal de pression. C'est pour cette raison qu'un second test a été effectué en utilisant cette fois-ci une fonction de transfert à 3 composantes fréquentielles, comme présentée par FONTANA [51].

$$FT(s) = \frac{p}{q} = (X_{st} + s \cdot X_{in}) \sum_i \frac{a_i}{\left(\frac{s}{\omega_i}\right)^2 + 2\varepsilon_i \left(\frac{s}{\omega_i}\right) + 1} \quad (4.38)$$

Le coefficient  $a_i$  est le facteur de poids qui attribue une proportion de l'amplitude de la réponse à chaque fréquence. Ce coefficient satisfait la relation suivante :  $\sum_i a_i = 1$ . Le coefficient  $\varepsilon_i$  est le taux d'amortissement qui est le rapport entre le coefficient d'amortissement  $\lambda_i$  et la pulsation  $\omega$ .

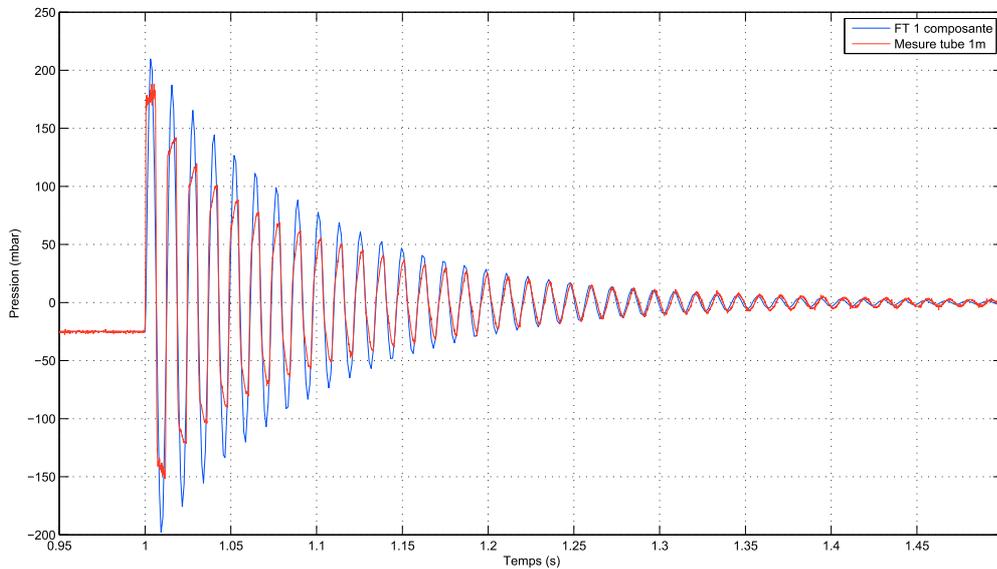


Figure 4.20 – Réponse temporelle de la fonction de transfert (1 composante)

Une nouvelle identification, à partir du même essai expérimental, fournit les valeurs des paramètres suivants, mais pour 3 composantes fréquentielles :

- $X_{st} = 0,167$
- $X_{in} = 0,0324$
- $\lambda_0 = 0,03$ ,  $F_0 = 82$  Hz,  $a_0 = 0,890$
- $\lambda_1 = 0,013$ ,  $F_1 = 247$  Hz,  $a_1 = 0,091$
- $\lambda_2 = 0,01$ ,  $F_2 = 412$  Hz,  $a_0 = 0,029$

Il apparaît sur les figures 4.21 et 4.22 que l'amplitude des ondes de pression ainsi que l'amortissement de la fonction de transfert qui a été enrichi de deux harmoniques sont de meilleures qualités. Par conséquent la prise en compte des fréquences harmoniques est importante et ne peut être négligée.

Comme présenté dans le chapitre 3, les paramètres de la fonction de transfert ont été identifiés à 150 kg/h. Dans les résultats qui viennent d'être présentés, il s'agit d'une réponse du modèle dans les conditions dans lesquelles il a été établi. A présent, il s'agit d'évaluer la sensibilité de ce type de modèle à l'excitation. Pour cela, les paramètres identifiés pour un débit initial de 150 kg/h ont été conservés, puis le modèle a été soumis à une nouvelle excitation avec un débit initial de 250 kg/h. Dans ce nouveau test et ceux à venir, la fermeture de la vanne est toujours réalisée en 0,5 ms. La réponse du modèle est alors comparée à la mesure expérimentale effectuée dans les mêmes conditions de débit (voir figures 4.23 et 4.24).

Les figures 4.23 et 4.24 mettent tout d'abord en évidence une mauvaise prise en compte de la perte de charge. En effet, lorsque le débit est constant (entre 0,95s et 1s) les paliers de pressions (numérique et expérimental) ne sont pas en accord. Et pour un écoulement établi, l'équation (4.37) devient :

$$p = X_{st}Q \quad (4.39)$$

Cette formulation exprime une dépendance linéaire de la perte de charge au débit en contradiction avec la littérature [57] et les essais réalisés (section 3.1.2). la perte de charge est généralement proportionnelle,

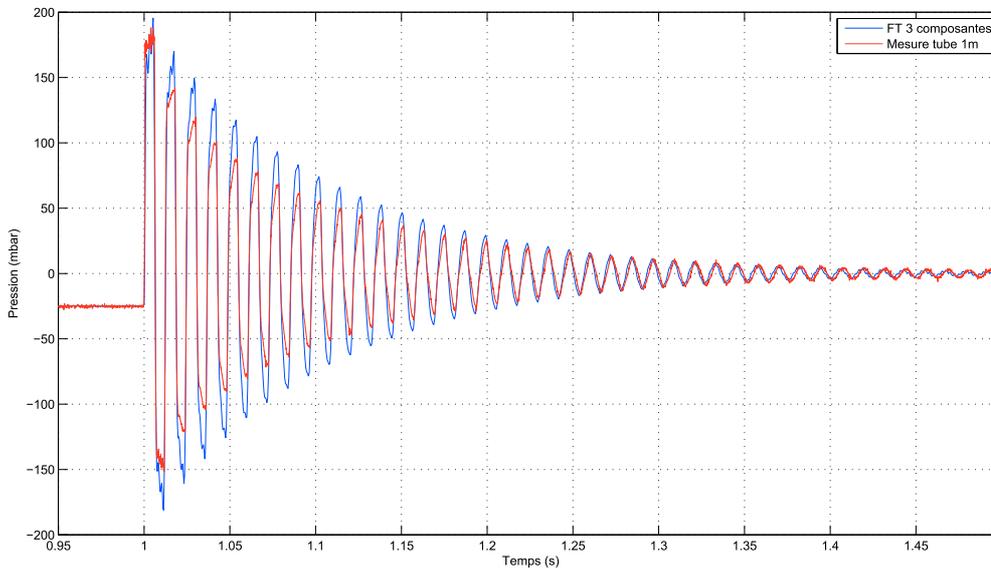


Figure 4.21 – Réponse temporelle de la fonction de transfert (3 composantes)

par partie, au carré du débit.

$$p = \xi Q^2 \quad (4.40)$$

où  $\xi$  est le coefficient de perte de charge.

La perte de charge constitue donc la première limite du modèle proposé par FONTANA. D'autre part, l'observation des oscillations de pression montre également un léger décalage de la pulsation propre du modèle, ce qui semble impliquer une dépendance de la fréquence fondamentale (et de ses harmoniques) à la valeur du débit initial. La figure 4.23 permet également de constater que l'amplitude de la réponse en pression est correcte pour la première période (à  $t = 1$  s). Cependant, pour les périodes suivantes, le modèle tend à surestimer l'amplitude de la réponse pour finalement réduire cet écart lorsque le signal est plus atténué (à partir de  $t = 1,35$  s). Ce point est également observable sur la figure 4.20 pour un débit initial  $Q_{init} = 150$  kg/h, mais avec un écart d'amplitude moindre. Ce phénomène indique que le taux d'amortissement n'est pas constant, mais qu'il semble dépendre du niveau d'amplitude des oscillations de pression.

Par ailleurs, l'analyse du modèle peut être complétée en ce qui concerne l'influence du débit. Comment se comportent les ondes de pressions en présence de débit ? Et surtout, comment le modèle réagit-il ? Pour cela, on se propose de soumettre le modèle à un essai de caractérisation au Banc Dynamique « avec écoulement ». Cette dénomination fait référence aux essais réalisés avec un débit résiduel après excitation qui ont été présentés dans le chapitre 3. Dans un premier temps, un débit est imposé comme précédemment mais après fermeture de l'obturateur au niveau du banc dynamique, un débit résiduel est maintenu. Concrètement, le système est soumis à un débit initial  $Q_{init} = 267$  kg/h. Et, dès que l'écoulement est établi (à  $t = 1$  s), le débit est réduit à  $Q_f = 140$  kg/h. Comme dans les cas précédents la variation de débit est réalisée en 0,5 ms. Mais dans ce dernier essai, un débit persiste après la fermeture partielle de l'obturateur. La réponse du modèle à cette nouvelle excitation est comparée (figure 4.25 et 4.26) à la mesure dans les mêmes conditions et au signal de pression mesuré dans le cas d'un essai standard

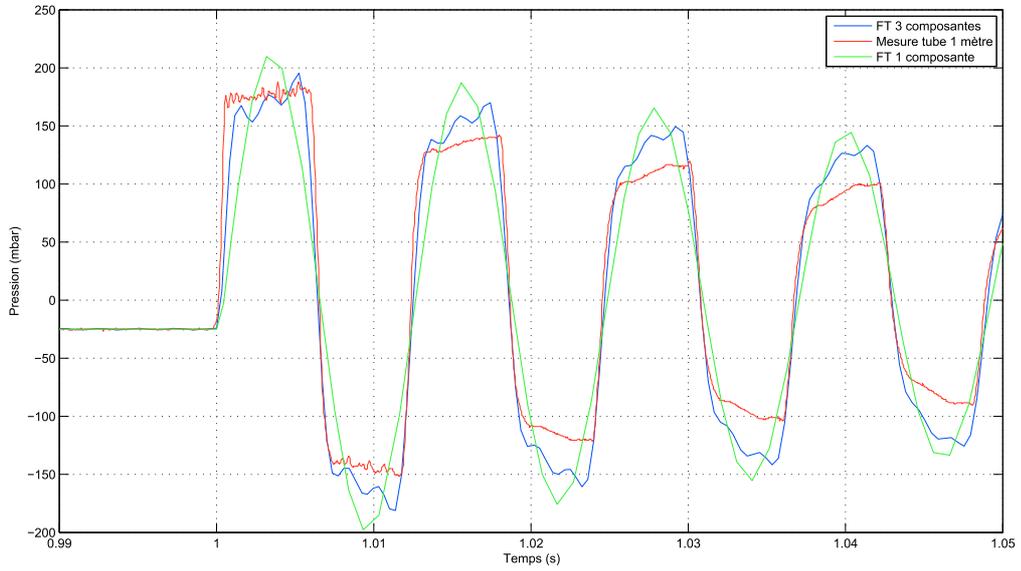


Figure 4.22 – Réponse temporelle : comparaison Mesure et Fonction de transfert

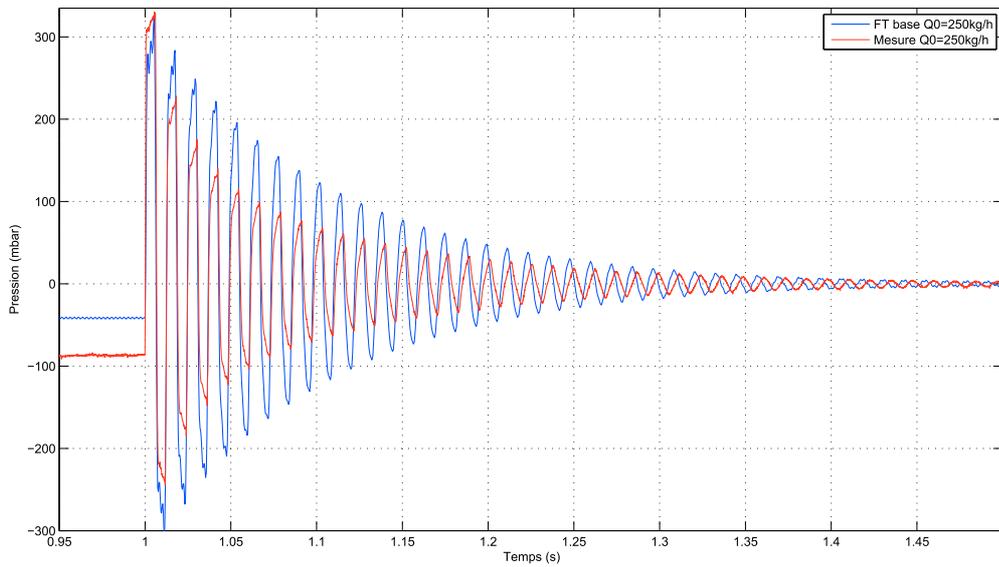


Figure 4.23 – Excitation à 250kg/h pour identification à 150kg/h

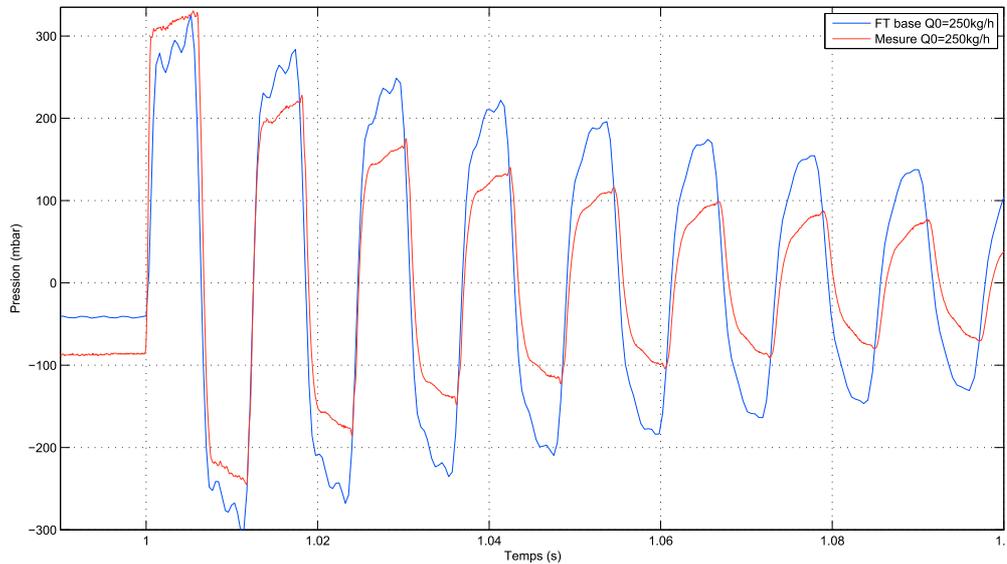


Figure 4.24 – Excitation à 250kg/h pour identification à 150kg/h

( $Q_{init} = 150\text{kg/h}$  et  $Q_f = 0$ ). Les remarques précédentes sur la perte de charge sont encore valables, mais nous observons que l'amplitude de la première période de la réponse du modèle est en adéquation avec la mesure. En outre, la littérature et les essais ont montré que la propagation d'ondes de pression est modifiée en terme de pertes et de vitesse de propagation par la présence d'écoulement. Bien que cet écoulement ait un impact faiblement perceptible en ce qui concerne la pulsation propre du système, il n'en est pas de même pour l'amortissement. Et, de toute évidence, le modèle ne prend pas en compte ce phénomène car la réponse avec débit (courbe bleue) a conservé le même profil d'amortissement que la réponse sans débit (Courbe verte).

D'autre part, le décalage en pression moyenne après l'excitation correspond à la perte de charge pour le débit  $Q_f = 140\text{kg/h}$ . Cette perte de charge après l'excitation est donc prise en compte mais comme pour le débit stationnaire (avant  $t = 1\text{s}$ ), le calcul de sa valeur est erroné. Il apparaît donc que le débit influence également les phénomènes de propagation d'ondes de pression et que cette modélisation ne semble pas adaptée à ce cas de figure.

Pour conclure sur l'analyse de ce modèle, nous avons vu qu'il était capable de reproduire la réponse en pression d'un système excité en débit dans les conditions pour lesquelles ses paramètres ont été identifiés mais sans débit « résiduel ». Dans tous les cas, la fréquence de résonance du conduit est correctement modélisée même s'il apparaît une légère influence des conditions d'écoulement sur sa valeur numérique. Par ailleurs, cette étude a montré que la prise en compte de la fréquence fondamentale et de ses harmoniques dans le modèle permettait d'obtenir un résultat de meilleure qualité. De plus, l'écoulement joue un rôle prépondérant au niveau de l'amplitude du signal de pression. Une meilleure prise en compte de ce paramètre dans la modélisation est donc nécessaire. Cependant, ce type de modèle n'a jamais été exploité dans la bibliographie et au regard de ce qu'il propose en terme de modèle 0D, il fournit, néanmoins, des résultats encourageants. Nous poursuivons alors nos investigations dans ce sens en conservant comme analogie de base un système oscillant à 1 degré de liberté.

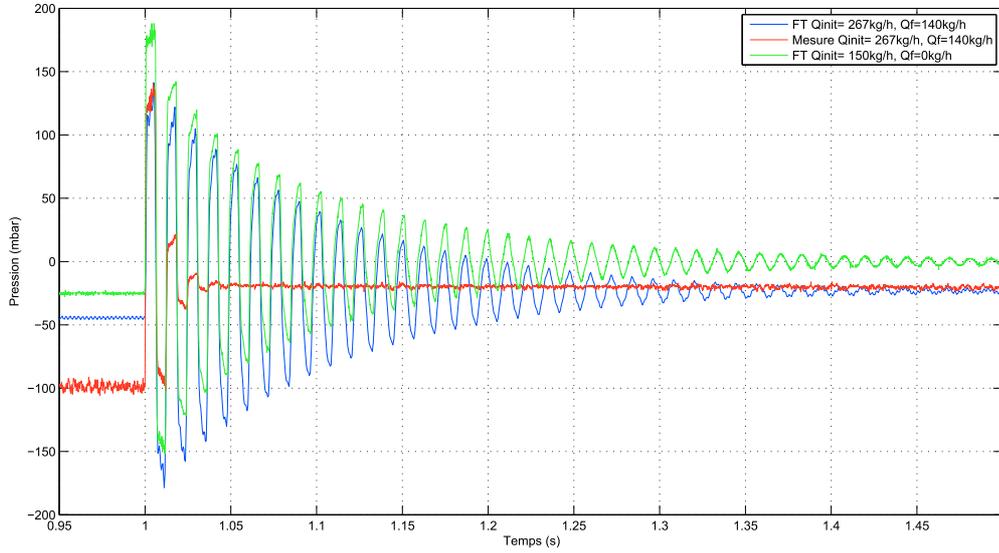


Figure 4.25 – Excitation avec débit final :  $Q_{init} = 267kh/h$ ,  $Q_f = 140kh/h$

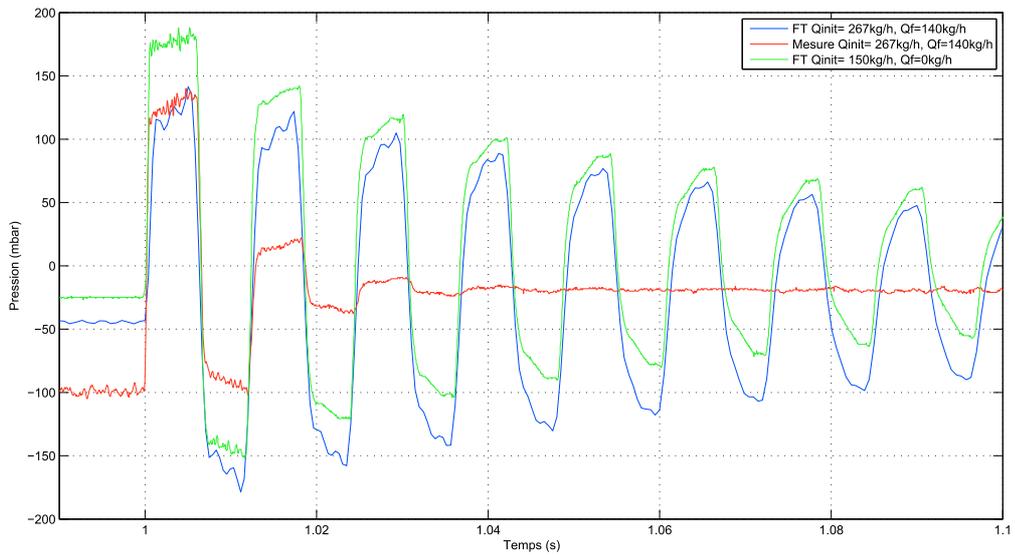


Figure 4.26 – Excitation avec débit final :  $Q_{init} = 267kh/h$ ,  $Q_f = 140kh/h$

#### 4.4.2 Modélisation par analogie mécanique

En partant du modèle par analogie masse-ressort présenté précédemment et des essais réalisés au chapitre 3, il s'agit d'établir un modèle de comportement qui puisse décrire le profil de pression dans la chapelle d'admission d'un moteur à combustion interne en fonction du débit au niveau de la soupape. C'est-à-dire un modèle qui fournit la réponse en pression à une excitation en débit. Les paramètres de ce modèle doivent pouvoir être identifiés à partir des essais de caractérisation de type « Banc Dynamique ». Dans ce cas, l'excitation est toujours une rupture brutale de débit comme présenté sur la figure 4.19. De même que pour le modèle précédent, les phénomènes d'onde de pression dans les conduits d'air sont assimilés à un système linéaire à 1 degré de liberté. Cependant, afin de donner une signification physique aux paramètres d'identification, une analogie mécanique Masse-Ressort-Amortisseur est effectuée et présentée sur la figure 4.27.

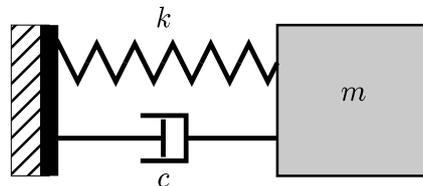


Figure 4.27 – Modèle Masse-Ressort-Amortisseur

Dans cette approche,  $k$  représente le coefficient de raideur du ressort,  $m$  la masse et  $c$  le coefficient d'amortissement visqueux. Par analogie au problème acoustique, la vitesse du bâti correspond à l'excitation en vitesse débitante. La force exercée par le ressort sur le bâti correspond à la pression. Les pertes visco-thermiques et les pertes par réflexion sont prises en compte par l'amortisseur visqueux.

Lors d'une utilisation du modèle initialement proposé par FONTANA, il s'est rapidement révélé qu'il n'était valable que dans les conditions dans lesquelles il avait été identifié (même signal d'excitation). C'est pourquoi la contribution du terme de perte « stationnaire » ( $\xi v^2$ ) est transférée du terme de pression acoustique  $p$  au terme de pression d'équilibre  $P_{eq} = \xi v^2 + P_{atm}$ . La pression absolue dans le tube est ainsi la somme de la pression d'équilibre et de la pression acoustique  $P = p + P_{eq}$ . On peut ainsi plus facilement exprimer la perte de charge en fonction du carré du débit puisque l'étape de transformation de Laplace l'interdisait dans le cadre de l'équation (4.36). Le chapitre précédent a également permis de montrer qu'il était préférable de privilégier la quantité de vitesse à celle du débit. L'expression de la pression acoustique en fonction d'une excitation en vitesse dans un conduit devient :

$$\frac{d^2 p}{dt^2} + 2\lambda \frac{dp}{dt} + \omega_0^2 p = \mathcal{Y} \frac{dv}{dt} \quad (4.41)$$

où

$\mathcal{Y}$  Paramètre inertiel (ram effect) donnant l'amplitude de l'onde de pression en fonction de la variation de débit ;

$\omega_0$  Pulsation propre du système ;

$\varepsilon$  Taux d'amortissement qui représente l'énergie perdue à travers le système (propagation, réflexion) ;

$\lambda$  Coefficient d'amortissement  $\lambda = \varepsilon \omega_0$ .

La résolution de cette équation différentielle peut être effectuée par utilisation du logiciel de calcul scientifique Matlab. La figure 4.29 représente la résolution de l'équation différentielle sous forme causale

en utilisant le solveur ODE45 proposé par Matlab. Ce solveur est l’algorithme implémentant la méthode de résolution d’équations différentielles Runge-Kutta à l’ordre 4. Cette résolution peut être simplifiée (gain de temps) en transformant l’équation différentielle (4.41) dans le domaine de Laplace :

$$\mathcal{P}s^2 + 2\lambda\mathcal{P}s + \omega_0^2\mathcal{P} = \mathcal{V}\mathcal{V}s \tag{4.42}$$

où  $\mathcal{P}$  est l’expression de la pression acoustique dans le domaine de Laplace selon la formule suivante :

$$\mathcal{P}(s) = \mathcal{L}(p(t)) = \int_0^{+\infty} e^{-st}p(t) dt \quad \text{et } \mathcal{V}(s) = \mathcal{L}(v(t)) \tag{4.43}$$

A partir de l’équation (4.42), la notion de Fonction de Transfert (FT) peut s’exprimer de la même manière que la notion d’impédance. La Fonction de Transfert ou Impédance est alors la rapport de la pression acoustique et de la vitesse dans le domaine fréquentiel. Elle est définie par l’expression suivante :

$$FT = \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{V}} = \frac{\mathcal{V}s}{s^2 + 2\omega_0\varepsilon s + \omega_0^2} \tag{4.44}$$

Le logiciel Matlab/Simulink est également utilisé pour effectuer la résolution numérique de cette équation. La figure 4.28 représente la résolution de la pression en fonction de la vitesse par l’usage d’une brique élémentaire de fonction de transfert qui est déjà implémentée dans le logiciel. Dans les deux figures 4.28 et 4.29, le paramètre  $X_{in}$  correspond au paramètre inertiel  $\mathcal{V}$ .

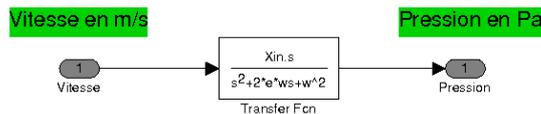


Figure 4.28 – Simulink - Résolution par Fonction de transfert

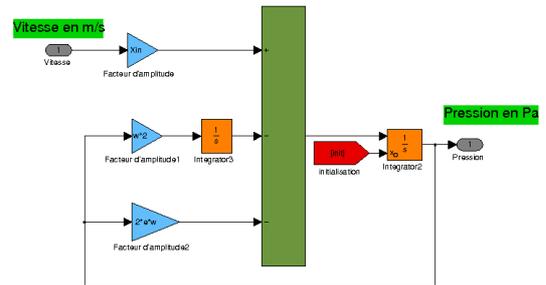


Figure 4.29 – Simulink - Résolution équation différentielle temporelle

Quelle que soit la méthode utilisée pour résoudre cette équation différentielle, il est nécessaire d’identifier les paramètres de cette équation au cas étudié. La méthode d’identification des paramètres sera abordé à la fin de la section 4.4.2. Mais avant cela, on se propose de résoudre analytiquement l’équation (4.41) sur quelques cas simples afin de mieux appréhender le comportement du modèle et la signification des grandeurs mises en jeu. L’analyse est donc effectuée sur le tube de référence déjà évoqué auparavant. Tout d’abord, on recherche la solution homogène de l’équation différentielle sans second membre. Puis, on cherche la solution particulière sur deux exemples de caractérisation.

**4.4.2.1 Solution du système dissipatif homogène**

En régime libre ( $V = cste$  en  $x = 0$ ), l’équation caractéristique de l’équation différentielle homogène  $\ddot{p} + 2\varepsilon\omega_0\dot{p} + \omega_0^2p = 0$  a pour racines :

$$r = -\varepsilon\omega_0 \pm i\omega_0\sqrt{1 - \varepsilon^2} \tag{4.45}$$

Compte tenu des valeurs d'amortissement rencontrées (amortissement sous-critique  $\varepsilon \ll 1$ ), la solution est de la forme :

$$p(t) = e^{-\varepsilon\omega_0 t} (A \cos \Omega t + B \sin \Omega t) \quad (4.46)$$

$$\text{Avec} \quad \Omega = \omega_0 \sqrt{1 - \varepsilon^2} \quad (4.47)$$

$$\lambda = \varepsilon\omega_0 \quad (4.48)$$

$\Omega$  est la pseudo-pulsation.  $\lambda$  est le coefficient d'amortissement. Et les constantes A et B dépendent des conditions initiales.

On distingue différents types d'excitation correspondant aux méthodes de caractérisation abordées précédemment. En particulier, l'excitation de la méthode Tube à Chocs et celle du Banc d'Impédance suggèrent une construction de second membre simple et permettent d'en déduire les solutions particulières.

**Cas d'un « lâcher »** Le premier cas est le plus simple et correspond à l'essai « tube à choc ». Il n'y a pas d'excitation en débit mais le système est placé en déséquilibre par une modification de la pression à  $t = 0$ . On reprend la solution générale de l'équation sans second membre (4.45) où les constantes A et B sont déterminées à partir des conditions initiales. A  $t = 0$  on a la pression relative  $p(0) = p_0$  et sa dérivée  $\frac{\partial p(0)}{\partial t} = 0$ .

$$p(t) = p_0 e^{-\lambda t} \left( \cos \Omega t + \frac{\lambda}{\Omega} \sin \Omega t \right) \quad (4.49)$$

ou

$$\boxed{p(t) = \frac{p_0}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} e^{-\varepsilon\omega_0 t} \cos(\Omega t - \varphi)} \quad (4.50)$$

Avec  $\varphi = \arctan \frac{\varepsilon}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}$

La solution établie par l'équation (4.50) permet de proposer une autre méthode de détermination du taux d'amortissement pour un tube droit mais sans discontinuité de section et ce uniquement dans le cas de l'essai tube à choc. Comme l'illustre la figure 4.30, la solution oscille entre les courbes enveloppes  $f_1$  et  $f_2$  qui sont données par les deux fonctions du temps :

$$f_{1,2}(t) = \pm \frac{p_0}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} e^{-\varepsilon\omega_0 t} \quad (4.51)$$

A partir de ces résultats, la méthode du décrément logarithmique permet de déterminer le taux d'amortissement  $\varepsilon$ . Toujours dans le cas où  $\varepsilon < 1$ , les valeurs successives maximales de pression  $p(t)$  sont désignées par la notation  $p_n$  à  $t_n$  avec  $n \in \mathbb{N}$ . On a alors :

$$p_n = C e^{-\varepsilon\omega_0 t_n} \quad (4.52)$$

$$p_{n+1} = C e^{-\varepsilon\omega_0 (t_n + T)} \quad (4.53)$$

où  $T$  est la période du signal. Dans le cas du tube à choc, on a  $C = \frac{p_0}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}$ . Et en remplaçant  $C$  dans les équation (4.52) et (4.53), on obtient le rapport défini par l'équation (4.54) qui est constant quelque soit  $n$ .

$$\frac{p_n}{p_{n+1}} = e^{\varepsilon\omega_0 T} = cste \quad (4.54)$$

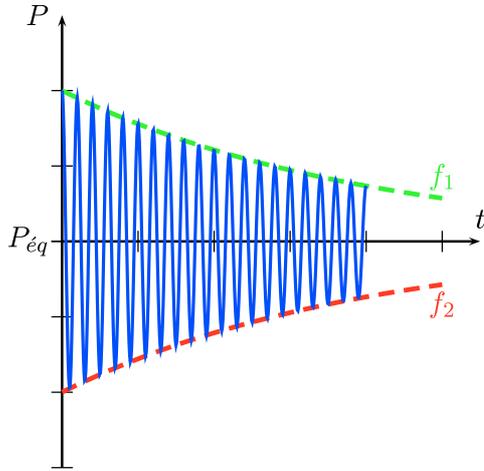


Figure 4.30 – Réponse temporelle en pression - Cas d'un lâcher

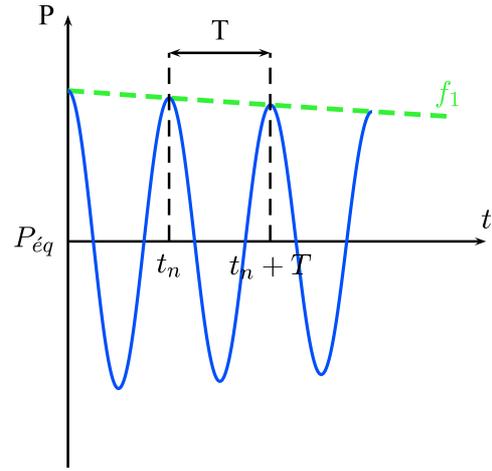


Figure 4.31 – Estimation du taux d'amortissement  $\varepsilon$

On détermine la valeur du taux d'amortissement :

$$\varepsilon \omega_0 T = \ln \frac{p_n}{p_{n+1}} = \delta \tag{4.55}$$

où  $\delta$  est le décrément logarithmique. Or dans le cas d'un système dissipatif la période propre dépend également du taux d'amortissement, et on a :

$$\omega_0 T = \omega_0 \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \tag{4.56}$$

On obtient alors, une fonction de  $\varepsilon$  :

$$\frac{2\pi\varepsilon}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} = \delta \tag{4.57}$$

Si  $\varepsilon \ll 1$  , alors  $\boxed{\varepsilon \approx \frac{\delta}{2\pi}}$  (4.58)

En utilisant cette méthode pour plusieurs périodes entre  $n$  et  $n + kT$ , on a :

$$\varepsilon \approx \frac{1}{2k\pi} \ln \frac{p_n}{p_{n+kT}} \tag{4.59}$$

où  $k$  est le nombre de périodes considérées.

Par exemple, la figure 4.32 correspond à la réponse temporelle en pression d'une caractérisation du tube de référence au moyen du banc Tube à Choc. Cet essai a été réalisé à une température de 20°C et pour une dépression initiale de 50 mbar.

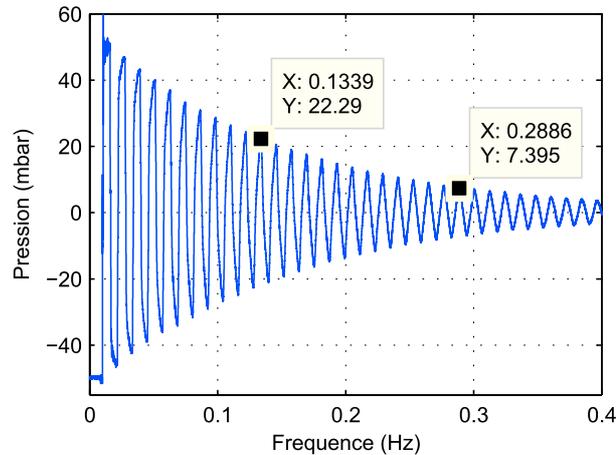


Figure 4.32 – Banc Tube à Choc - Caractérisation du tube de référence à  $P_0=0,95\text{bar}$

L'application de la formule (4.59) à l'essai de caractérisation du tube de référence sur 13 périodes fournit ainsi rapidement une estimation du taux d'amortissement.

$$\varepsilon \approx \frac{1}{2k\pi} \ln \frac{p_n}{p_{n+kT}} \quad (4.60)$$

$$\varepsilon \approx \frac{1}{2 \cdot 13 \cdot \pi} \ln \frac{22,29}{7,39} \quad (4.61)$$

$$\varepsilon \approx 0,014 \quad (4.62)$$

L'estimation du taux d'amortissement  $\varepsilon = 0,014$  par cette méthode est cohérente avec celle évaluée à partir du Banc Dynamique (mesure de la largeur de bande) avec un écart de 0,007. Cette différence peut être attribuée à l'erreur de mesure elle-même, mais elle vérifie surtout l'hypothèse posée précédemment qui faisait dépendre le taux d'amortissement à l'amplitude des oscillations de pression. En effet, pour l'essai de caractérisation par le Tube à Choc représenté sur la figure 4.32 le niveau de pression acoustique est de 50 mbar tandis qu'il était de 230 mbar pour l'essai Banc Dynamique. Cette différence de niveau de pression acoustique entre les deux essais justifie donc que le taux d'amortissement soit plus élevé dans le cas du Banc Dynamique que dans celui du tube à Choc. Mais, cette comparaison permet surtout de valider la démarche d'estimation du taux d'amortissement par la méthode du décrétement logarithmique.

Il apparaît qu'avec ce dispositif expérimental, il est tout à fait possible d'identifier les paramètres de l'équation différentielle. Cependant cette démarche n'est applicable qu'à des géométries relativement simples. Un autre inconvénient liée à cette méthode est l'absence de débit dans le tube à l'instant initial comme à l'instant final. Or, les études précédentes ont montré l'importance du débit sur les résultats. Par conséquent, ce dispositif expérimental n'a pas été retenu comme moyen d'identification mais permet de valider la robustesse du modèle sur un cas simple.

**Excitation harmonique** Un autre dispositif expérimental peut également faire l'objet d'une formulation simple de son signal d'excitation dans le second membre de l'équation différentielle (4.41). Il s'agit de la méthode de caractérisation de type banc d'impédance utilisé par l'UET Remplissage RENAULT à Lardy. Cette méthode consiste à soumettre le tube de référence à un signal acoustique harmonique. Dans

ce type d'essai le signal est maintenu constant toute la durée de l'acquisition. L'équation différentielle modélisant le comportement de la pression dans le tube (au niveau du plan de référence) devient :

$$\ddot{p} + 2\varepsilon\omega_0\dot{p} + \omega_0^2 p = X_0 \cos \omega t \quad (4.63)$$

où  $\omega$  est la pulsation du signal d'excitation et  $X_0$  est son amplitude

On connaît déjà la solution générale de cette équation. On s'intéresse alors à la solution de l'équation particulière sous la forme :

$$p(t) = X \cos(\omega t - \varphi) \quad (4.64)$$

où  $X$  est l'amplitude de la réponse entretenue et  $\varphi$  est le déphasage.

On obtient : (détail du calcul en annexe C)

$$X = \frac{X_0}{\omega_0^2} \frac{1}{\sqrt{(1-r^2)^2 + (2\varepsilon r)^2}} = \frac{X_0}{\omega_0^2} \mathcal{A}(\omega) \quad (4.65)$$

Avec  $r = \frac{\omega}{\omega_0}$  et  $\mathcal{A}$  coefficient d'amplification dynamique

Et  $\varphi$  satisfait les deux conditions suivantes :

$$\cos \varphi = \frac{1-r^2}{\sqrt{(1-r^2)^2 + (2\varepsilon r)^2}} \quad \text{et} \quad \sin \varphi = \frac{2\varepsilon r}{\sqrt{(1-r^2)^2 + (2\varepsilon r)^2}} \quad (4.66)$$

On remarque que  $\sin \varphi \geq 0$  pour  $0 \leq \varphi \leq \pi$ . On a donc :

$$\tan \varphi = \frac{2\varepsilon r}{1-r^2} \quad (4.67)$$

Malheureusement, ne disposant pas des résultats de mesures brutes provenant de ce banc, il n'a pas été possible de procéder à une identification des paramètres et d'appliquer le modèle à cette méthode de mesure.

#### 4.4.2.2 Modèle multi-fréquences

La modélisation proposée par FONTANA a montré que la prise en compte des fréquences harmoniques dans la modélisation améliorerait la qualité de la réponse. C'est pourquoi la même démarche est appliquée à notre nouveau modèle. Et cette modélisation d'un système multi-fréquences est définie par la relation suivante :

$$M\ddot{p}(t) + C\dot{p}(t) + Kp(t) = f(t), \quad M, C, K \in \mathbb{R}^{N,N} \quad (4.68)$$

$M$  représente la matrice masse, symétrique, définie positive,  $K$  la matrice raideur et  $C$  la matrice d'amortissement, symétriques, définies non négatives. Ces matrices sont de dimensions  $(N,N)$  et réelles dans la mesure où l'on considère un amortissement visqueux.

Dans un premier temps, on se ramène à un système qui est la somme de  $N$  systèmes oscillants à 1 degré de liberté. Ainsi on fait l'hypothèse que tous les systèmes sont indépendants et découplés mais ils sont excités par la même source.

Toujours en évoquant l'analogie mécanique, la figure 4.33 représente les  $N$  systèmes excités par le déplacement du bâti. Et la réponse que nous recherchons est la somme des forces de réaction de chaque système sur le bâti.

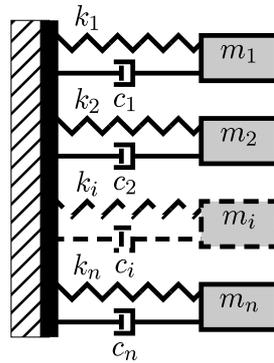


Figure 4.33 – Modèle Masse-Ressort-Amortisseur Multi-fréquences

Le modèle précédemment proposé pour un système à 1 degré de liberté (équation (4.44)) est extrapolé pour  $N$  systèmes découplés.

$$FT(s) = \sum_{i=1}^n \frac{\gamma_i s}{s^2 + 2\varepsilon_i \omega_i s + \omega_i^2} \tag{4.69}$$

$\omega_i$  et  $\varepsilon_i$  correspondent respectivement à la pulsation propre et au taux d’amortissement de chaque système.  $\gamma$  est le facteur qui pondère l’amplitude de la réponse en pression par rapport à l’excitation en vitesse et ce pour chaque fréquence de résonance. La figure 4.34 est la transcription de cette formulation codée sous Simulink.

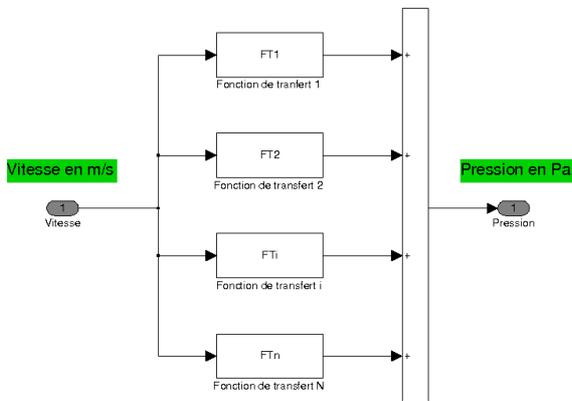


Figure 4.34 – Modèle Simulink Multi-fréquences

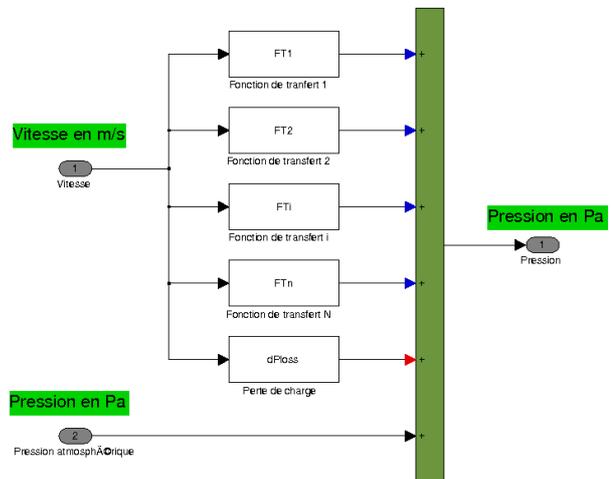


Figure 4.35 – Modèle Simulink Multi-fréquences avec perte de charge

Ce modèle permet de calculer la pression acoustique dans une ligne d’admission en fonction du débit soupape (~vitesse amont soupape). Mais cette pression d’admission en amont de la soupape dépend également de la perte de charge et de la pression atmosphérique (voir pression de suralimentation). Comme indiquée dans l’équation (4.35) et illustrée par la figure 4.35, la pression absolue d’admission est obtenue en ajoutant ces deux pressions à la pression acoustique. La perte de charge est définie par  $dP_{loss} = \xi v^2$ .

La variable  $P_{atm}$  représente la pression atmosphérique ou la pression absolue de suralimentation le cas échéant.

Nous avons vu au chapitre précédent que la fréquence de résonance et le taux d’amortissement dépendent également de la vitesse débitante dans la ligne d’admission ou plus exactement du nombre de Mach. De plus, la vitesse du son dépend de la température de l’air. L’étude bibliographique et la campagne de caractérisation expérimentale permettent alors d’exprimer une pulsation propre  $\omega$  et un taux d’amortissement  $\varepsilon$  qui sont fonctions de la vitesse et de la température. Ils sont définis de la manière suivante à partir de  $\omega_0$  et  $\varepsilon_0$  caractérisés sans débit à une température de référence  $T_{ref}$ .

$$\omega = (1 - M^2)\omega_0\sqrt{\frac{T_{ref}}{T}} \tag{4.70}$$

$$\varepsilon = \frac{1}{1 - M}\varepsilon_0 \tag{4.71}$$

$$\text{Avec } M = \frac{v}{\sqrt{\gamma r T}} \tag{4.72}$$

L’équation (4.41), pour laquelle on prend en compte l’effet du débit et de la température sur la fréquence de résonance et le taux d’amortissement devient :

$$\ddot{p} + 2\left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)\omega_0\sqrt{\frac{T_{ref}}{T}}\frac{\varepsilon_0}{1 - \frac{v}{c}}\dot{p} + \left[\left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)\omega_0\sqrt{\frac{T_{ref}}{T}}\right]^2 p = \Upsilon\dot{v} \tag{4.73}$$

$c$  est la vitesse du son.

Dans cette expression (4.73), les termes en vitesse et en pression sont fortement corrélés. Il devient donc plus difficile d’en extraire une transformée de Laplace et par conséquent une fonction de transfert. La formulation causale (figure(4.36)) reste la seule option de résolution possible par l’utilisation du solver ODE45.

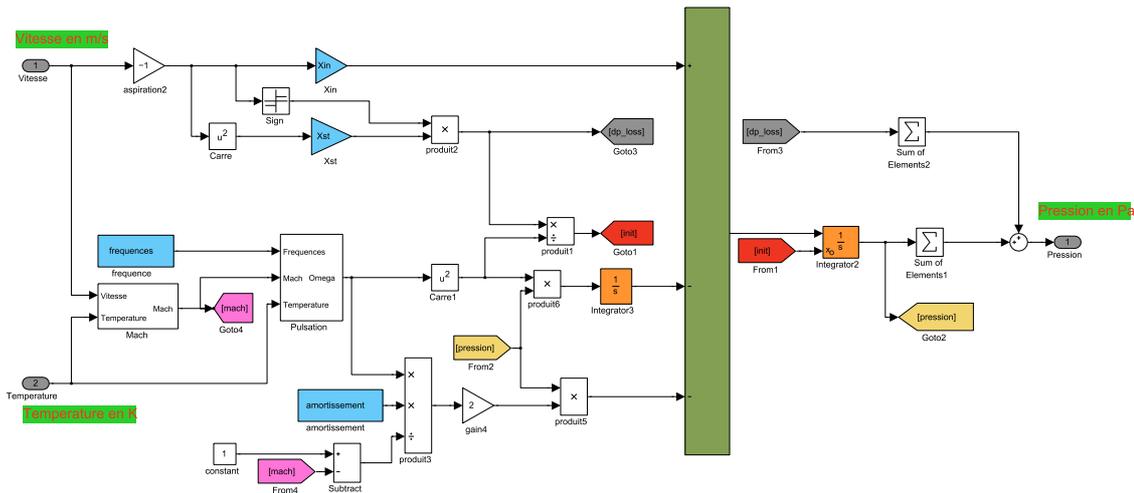


Figure 4.36 – Modèle Simulink Multi-fréquences complet

Afin de vérifier la validité du modèle, il a été à son tour comparé aux résultats d’essais provenant du Banc Dynamique. La figure 4.37 représente les résultats de l’essai désormais classique du tube étalon

de 1,2 m de longueur avec un débit initial de 136 kg/h suivi d'une fermeture complète de l'obturateur. Le tube étalon existe depuis la genèse du Banc Dynamique et se distingue du tube de référence par sa longueur (1,2m au lieu de 1m). Ce tube permet de calibrer le banc d'essai et de suivre des dérives potentielles des moyens de mesure. C'est à partir d'essai réalisé sur ce tube que le modèle est validé puisque les mêmes essais avec le tube de références ont été rendus inexploitable par la défaillance du débitmètre. Cet essai a alors permis d'identifier les paramètres du modèle sur 3 fréquences de résonance. Le premier de ces paramètres est le coefficient de perte de charge ( $\xi$ ), qui est défini à partir de l'essai à 136 kg/h pour lequel on a  $\xi = 1, 2$ . Les autres coefficients sont le paramètre inertiel ( $\mathcal{Y}_i$ ), la pulsation propre  $\omega_i$  et le taux d'amortissement qui sont attribués à ces fréquences de résonance. Le paramètre inertiel détermine l'amplitude de la réponse en pression par rapport à la variation de vitesse dans le conduit. Il a été identifié à  $\mathcal{Y} = 170000$  pour les trois fréquences qui sont justement  $F_1 = 74\text{Hz}$ ,  $F_2 = 222\text{Hz}$  et  $F_3 = 370\text{Hz}$ . Les taux d'amortissements associés à chaque fréquence de résonance sont définis par les valeurs suivantes :  $\varepsilon_1 = 0,021$ ,  $\varepsilon_2 = 0,033$  et  $\varepsilon_3 = 0,046$ . La figure 4.37 exprime la bonne corrélation de la modélisation avec l'essai qui a permis de le paramétrer. Le second graphique correspond à l'essai de caractérisation avec débit résiduel pour lequel le débit initial est  $Q_0 = 267\text{kg/h}$  et le débit final (celui qui perturbe la propagation) est  $Q_f = 140\text{kg/h}$ . Dans ce dernier essai, la figure montre que le modèle réagit parfaitement à la modification du niveau d'excitation par une bonne adaptation de la perte de charge en régime stationnaire et un niveau d'amplitude de pression correcte. Le débit est également bien pris en compte dans la modélisation de l'amortissement qui est très élevé dans ce dernier cas.

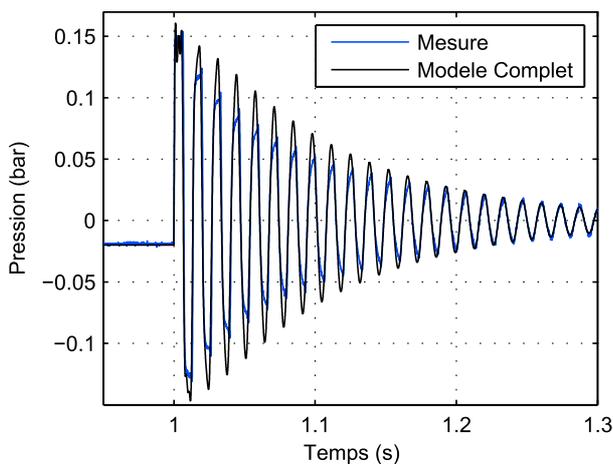


Figure 4.37 – Essai standard de caractérisation du tube de référence au Banc Dynamique

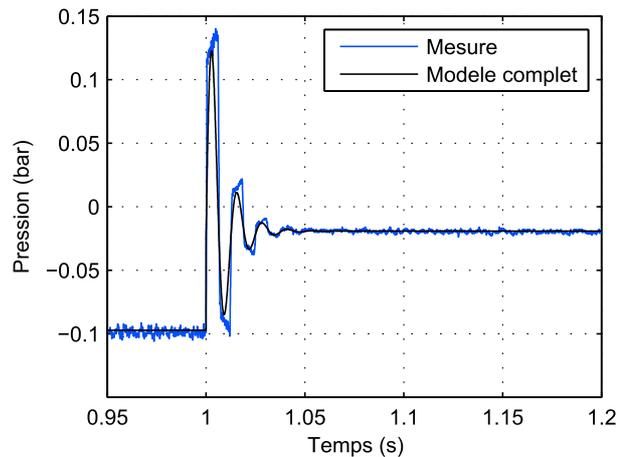


Figure 4.38 – Essai de caractérisation de tube de référence avec débit ( $Q_0 = 267\text{kg/h}$  et  $Q_f = 140\text{kg/h}$ )

#### 4.4.2.3 Identification des paramètres

Dans cette section, nous abordons la méthode utilisée pour identifier les paramètres du modèle présenté précédemment. Il s'agit des paramètres  $x_i$ ,  $\mathcal{Y}_i$ ,  $\omega_i$  et  $\varepsilon_i$  qui sont identifiés par comparaison entre les résultats de mesure du banc dynamique et les résultats du modèle soumis à la même excitation. Dans un premier temps les paramètres sont initialisés à partir de la mesure sur banc dynamique puis ils sont soumis à une procédure d'optimisation.

En ce qui concerne la phase d'initialisation, le module d'impédance fournit une grande partie des va-

riables initiales. Tout d'abord, les fréquences propres  $f_i$  correspondent aux fréquences des pics d'impédance avec une précision de 2Hz. La largeur de chaque pic permet de déterminer le taux d'amortissement  $\varepsilon_i$  qui lui est associé comme cela a déjà été décrit dans le chapitre 3. Le coefficient de perte de charge est plus simple à identifier puisqu'une seule mesure de pression avec un débit stationnaire établi suffit à le déterminer. Enfin, le coefficient inertiel ne peut-être identifier a priori à partir du calcul. Sa valeur est alors initialisée à partir de l'hypothèse du coup de bélier et de la formulation de JUKOWSKI pour laquelle on aurait :

$$p_{max} = v_0 \sqrt{\rho B} \quad (4.74)$$

où  $p_{max}$  est l'amplitude de pression de la première période après la fermeture de l'obturateur.  $\rho$  et  $B$  sont respectivement la densité et le module de compressibilité de l'air. Et,  $v_0$  est la vitesse de l'écoulement dans le tube avant la fermeture. À partir de cette formulation la valeur initiale du paramètre d'inertie  $\mathcal{Y}$  est toujours défini par :

$$\mathcal{Y} = \frac{v_0 \sqrt{\rho B} (2 + 2\varepsilon) \omega^2}{\frac{v_0}{\Delta t}} \quad (4.75)$$

où  $\omega$  est la première pulsation propre associée au mode de conduit et  $\Delta t$  est le délai de fermeture de la vanne. Cette formulation est obtenue en appliquant la relation de JUKOWSKI à l'équation (4.41). C'est à dire que les termes de second ordre de l'équation (4.73) sont négligés pour l'initialisation de ce paramètre. Par exemple, pour le tube de référence, les paramètres d'initialisation sont représentés dans le tableau 4.2.

	$F_1$	$F_2$	$F_3$
Fréquence (Hz)	82	247	412
Pulsation $\omega_i$ (rad/s)	515	1552	2589
Paramètre inertiel $\mathcal{Y}$	125000	125000	125000
Taux d'amortissement $\varepsilon$	0,021	0,033	0,046

Table 4.2 – Paramètres initiaux du tube de référence

Ces paramètres permettent donc d'initialiser le modèle du tube de référence. Mais la résolution de 2 Hz du Banc Dynamique a un impact sur la précision des paramètres  $\omega_i$  et  $\varepsilon_i$ . Et, le paramètre inertiel reste à être affiné. C'est pourquoi, une phase d'optimisation de ces paramètres est alors nécessaire avant de passer à une étape de simulation moteur. L'objectif de cette optimisation est de minimiser une fonction de coût  $f_{cout}$  établie par la méthode des moindres carrés entre le modèle et la mesure expérimentale.

$$f_{cout} = \int_0^{t_{final}} (p_{mes}(t) - p_{sim}(t))^2 dt \quad (4.76)$$

Comme le décrit l'équation (4.76), la fonction de coût est la somme des différences au carré de la pression mesurée  $P_{mes}$  et de la pression calculée  $P_{sim}$  par le modèle. Dans ce processus d'optimisation, le modèle est tout d'abord initialisé à partir des paramètres précédents puis il est soumis à une excitation en vitesse identique à celle de l'essai expérimental. La fonction *fminsearch* du code de calcul scientifique <sup>TM</sup>MATLAB permet de converger vers un jeu optimum de paramètres ( $\omega_i$ ,  $\varepsilon_i$  et  $\mathcal{Y}$ ) qui minimise la fonction de coût  $f_{cout}$ . La méthode d'optimisation utilisée par la fonction *fmeansearch* est basé sur l'algorithme simplex [68]. Les « interpics » liés aux phénomènes non-linéaire sont exclus de cette identification puisqu'ils ne sont pas pris en compte dans le modèle de comportement. La procédure d'identification peut-être représentée par le schéma représenté par la figure 4.39.

Les résultats de l'optimisation dans le cas du tube de référence sont présentés dans le tableau 4.3.

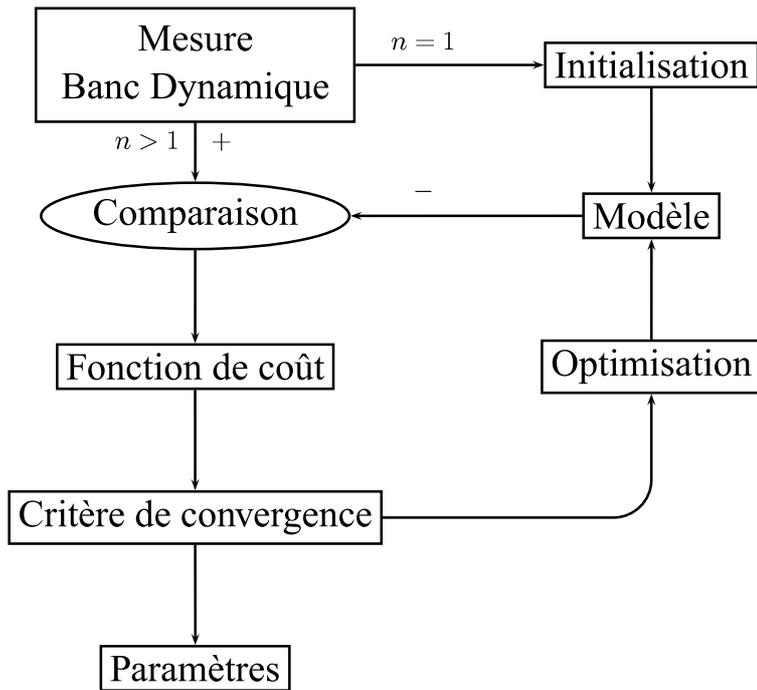


Figure 4.39 – Algorithme d'optimisation

	$F_1$	$F_2$	$F_3$
Fréquence (Hz)	82	247	412
Pulsation $\omega_i$ (rad/s)	515	1552	2589
Paramètre inertiel $\mathcal{I}$	220000	170000	120000
Taux d'amortissement $\varepsilon$	0,021	0,033	0,046

Table 4.3 – Paramètres optimisés du tube de référence

### 4.4.3 Couplage et validation numérique

L'objectif ultime du projet de recherche, dans lequel s'inscrit cette thèse, est de qualifier l'impact de la géométrie du système d'admission d'air sur le remplissage du moteur. Le modèle proposé est alors implémenté dans un code de simulation moteur (GT-Power) dans ce but. Rappelons que l'excitateur (débit soupape) et la charge acoustique (ligne d'admission) sont fortement couplées. La variation de débit traversant la soupape excite la ligne d'admission et perturbe la pression dans tout le système d'admission. Mais le débit soupape dépend de la section efficace (parfaitement connue) mais surtout, en ce qui concerne le problème, de la différence de pression entre la chapelle d'admission et la chambre de combustion (pressions en amont et en aval de la soupape d'admission).

Un bouclage entre pression d'admission et débit soupape est alors nécessaire. Pour cela, on réalise un couplage entre le modèle simulink pour la partie admission et le code GT-Power pour le reste du moteur. Nous allons valider le principe de la démarche de modélisation en identifiant les paramètres du modèle par simulation numérique puis par comparaison avec les résultats du modèle natif GT-Power simple d'un moteur monocylindre. La démarche d'identification est la même que celle présentée dans le paragraphe précédent mais elle est appliquée à des résultats issues de simulation. La figure 4.40 représente le modèle natif GT-Power du monocylindre. Il s'agit du modèle simple de moteur monocylindre diesel. Le choix du moteur diesel permet de s'affranchir du boîtier papillon et du spray de carburant dans la ligne d'admission. En effet, notre modèle ne prend pas en compte l'impact des modifications des propriétés thermodynamiques du fluide sur la propagation des ondes de pression. Il en est de même pour le boîtier papillon mais ne porte pas à préjudice puisque toute notre étude est réalisée à pleine charge (boîtier papillon toujours ouvert). Le conduit d'admission est modélisé par un élément GT-Power natif. Les résultats de ce modèle serviront de base de comparaison pour valider la méthode de couplage.

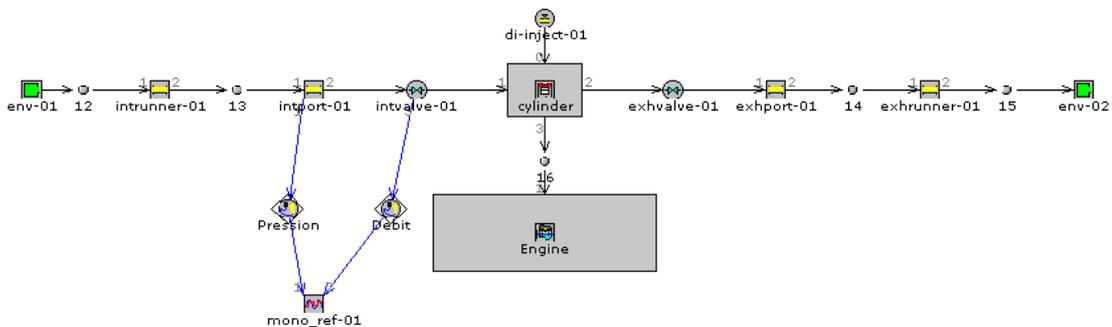


Figure 4.40 – Modèle GT-Power natif du moteur monocylindre

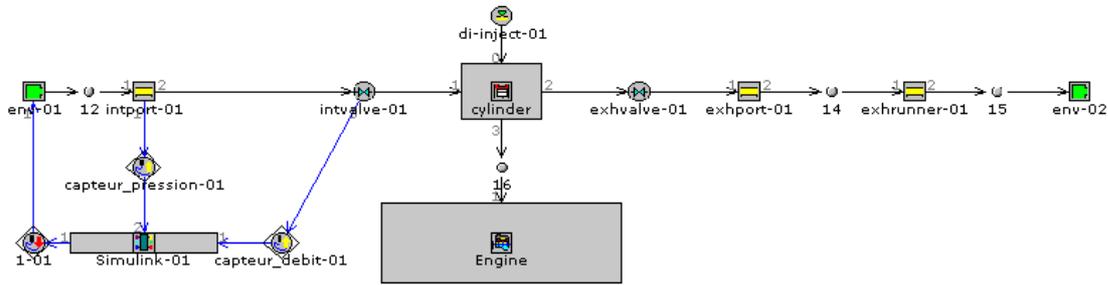


Figure 4.41 – Modèle de couplage Simulink/GT-Power pour le monocylindre

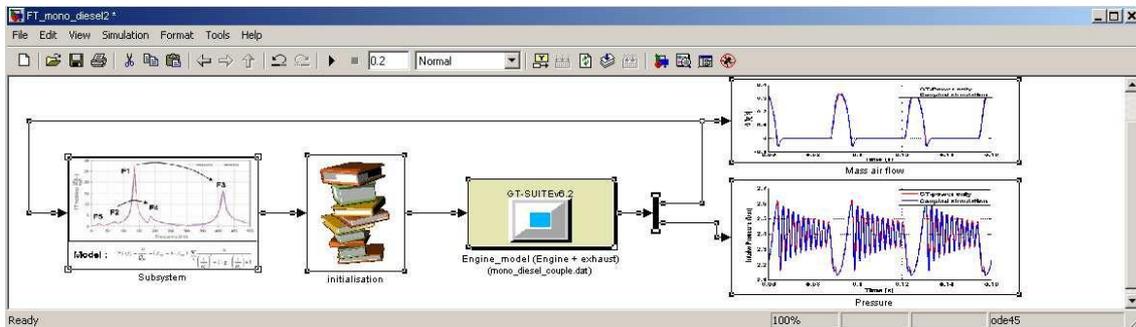
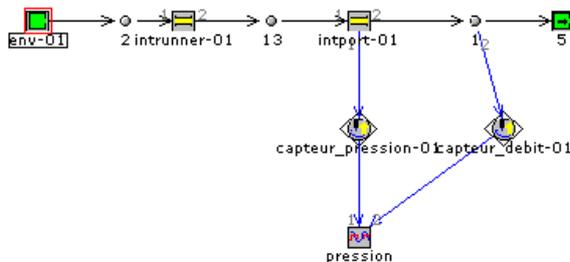


Figure 4.42 – Interface Simulink du couplage

La figure 4.41 détaille la manière dont est réalisé ce couplage dans GT-Power à l'aide de la brique *Simulink-01*. Le débit à travers la soupape d'admission est soumis au modèle Simulink qui renvoie une pression dans la chapelle d'admission. À partir de cette pression, GT-Power peut calculer un nouveau débit soupape à l'itération suivante. La figure 4.42 représente le modèle simulink associé au modèle GT-Power couplé. C'est à partir de cette interface qu'est lancée la simulation couplée.

Afin d'identifier les paramètres du modèle, le tube d'admission est caractérisé numériquement par simulation du « Banc Dynamique Virtuel » (figure 4.43). C'est à dire que l'essai banc dynamique est simulé sous GT-Power. La pièce testée est un tube droit de 20 cm et d'un diamètre de 40 mm. L'air est à une température de 300K pour une pression de suralimentation de 2,4 bar. Et comme pour un essai réel standard, le débit passe de 150 kg/h à 0 en 0,5ms.



	$F_1$	$F_2$
Fréquence (Hz)	439	1317
$X_{in}$ (Pa.s <sup>2</sup> .m <sup>-1</sup> )	130000	17000
Taux d'amortissement $\varepsilon$	0,005	0,001

Figure 4.44 – Paramètres dynamiques du système d'admission du moteur monocylindre

Figure 4.43 – Banc dynamique virtuel

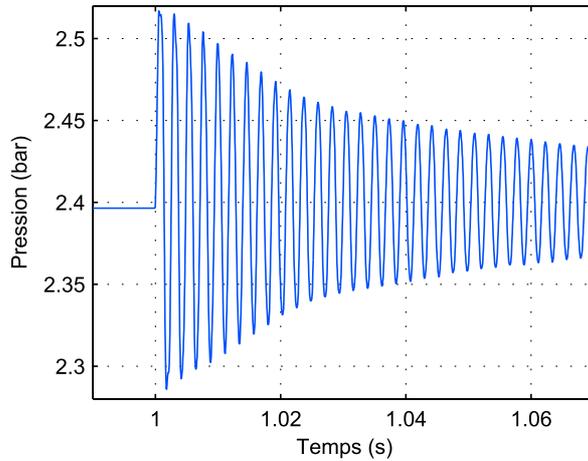


Figure 4.45 – Réponse temporelle en pression - admission monocylindre

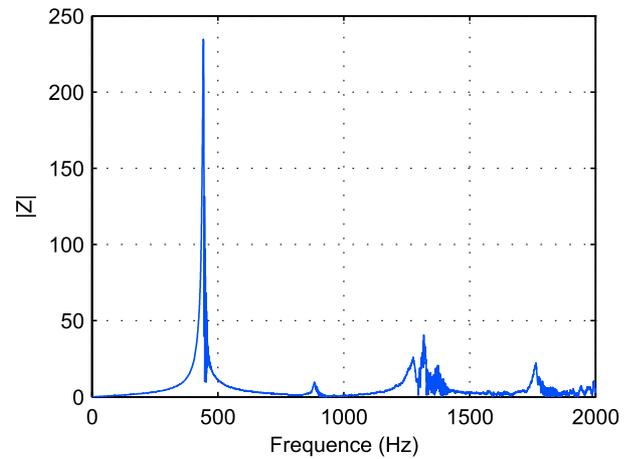


Figure 4.46 – Module d'impédance - admission monocylindre

Les figures 4.45 et 4.46 représentent respectivement la réponse temporelle et l'impédance issue de la procédure d'identification dont les paramètres ainsi obtenus (tableau 4.44) sont injectés dans le modèle couplé (Simulink - GT-Power). Les résultats de la simulation sont présentés par les graphiques de pression dans la chapelle d'admission (figure 4.47) et le débit massique à travers la soupape d'admission (4.48). Ces deux graphiques comparent le modèle natif GT-Power pour lequel le tube d'admission est codé en 1D par la méthode des différences finies et le modèle couplé pour lequel le code 1D est remplacé par une fonction de transfert Simulink.

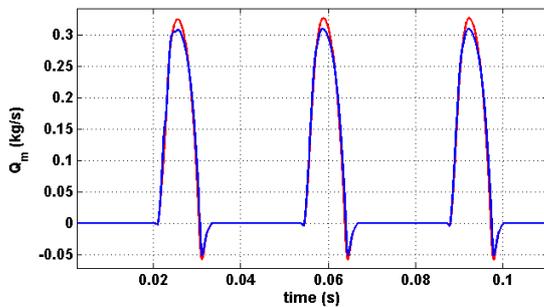


Figure 4.47 – Débit massique à la soupape d'admission

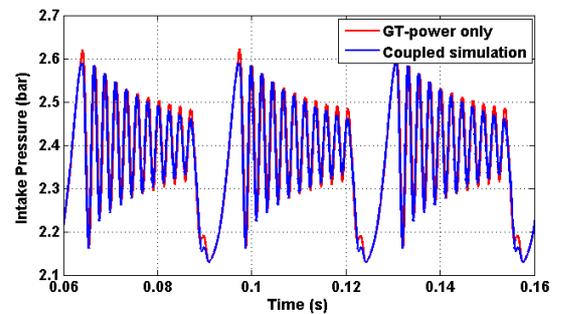


Figure 4.48 – Pression dans la chapelle d'admission

Les deux figures 4.47 et 4.48 mettent en évidence la forte corrélation entre les résultats des deux méthodes numériques. La même qualité de résultat a été constaté pour tous les régimes testés. Mais cette comparaison permet surtout de valider le principe de la démarche sans que d'éventuelles erreurs de mesure puissent influencer le résultat. Le système d'admission d'air d'un moteur monocylindre peut donc être modélisé par une fonction de transfert.

*La comparaison des différentes méthodes de calcul a montré que le calcul unidimensionnel (GT-Power) avait le meilleur compromis en terme de fiabilité et de temps de calcul. Néanmoins sa mise en œuvre réclame un long travail de recalage qui n'est pas toujours adapté avec les délais et les ressources lors de phases de développement. C'est dans ce contexte qu'a été mis au point le modèle par fonction de transfert qui après une première évaluation montre des résultats très satisfaisant. Il permet notamment de réduire les temps de calcul grâce à la réduction du nombre d'équations à traiter.*

## **Application aux moteurs à combustion interne**

*La modélisation des systèmes d'admission et d'échappement des moteurs à combustion interne est classiquement effectuée par une approche unidimensionnelle. Ce travail de thèse a permis de mettre en évidence une nouvelle approche de type Fonction de Transfert destinée à l'évaluation du remplissage. L'objectif de ce chapitre est à présent d'appliquer cette méthodologie à un moteur complet.*

## 5.1 Essais mono-cylindre

Afin de valider définitivement le modèle de comportement développé au chapitre précédent, il est nécessaire de le confronter à des mesures expérimentales. C'est pourquoi, une campagne d'essais moteur monocylindre a été menée au Laboratoire de Mécanique des Fluides de Nantes. Ce moteur monocylindre est un HONDA GC160 qui a été décrit dans le chapitre 2. Pour cette campagne d'essais, les systèmes d'admission d'air et d'injection carburant d'origine ont été supprimés et remplacés par les configurations géométriques 1 et 9 (figure 5.1 et figure 5.2) dont nous disposons des essais de caractérisation au Banc Dynamique.



Figure 5.1 – Essai Honda GC160 - Configuration 1

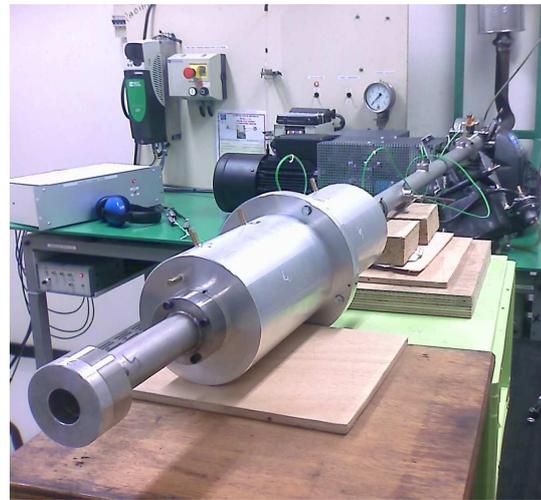


Figure 5.2 – Essai Honda GC160 - Configuration 9

Ces deux configurations sont respectivement le tube droit de 1 m avec sa terminaison droite et l'assemblage de ce même tube avec le volume et un tube de 20 cm (voir chapitre 2 pour plus de détails sur les données géométriques). Le moteur est donc entraîné sans combustion par une génératrice électrique. Pour chaque configuration, une gamme de régime de 1500 tr/min à 3000 tr/m a été balayée. Comme il a été précisé dans le chapitre 2, un système de décompression présent sur ce moteur limite l'exploitation des résultats pour un régime inférieur à 1500 tr/min et de l'autre côté, la vitesse maximale du moteur électrique est atteinte à 3000 tr/min. Nous avons vu dans la partie bibliographique que l'absence de combustion avait une influence négligeable sur le profil de pression d'admission. De plus, l'entraînement du moteur thermique par un moteur électrique garantit un meilleur contrôle du régime. L'acylisme important des monocylindres est donc réduit. Et, surtout, l'absence de spray d'essence dans la ligne d'admission ne perturbe plus le phénomène de propagation d'onde de pression. Préalablement, une séance d'essais a été réalisée afin d'évaluer l'influence de l'échappement sur la pression d'admission. Tout d'abord, une comparaison a été effectuée entre des essais avec la ligne d'échappement raccordée (figure 5.3) puis en échappement libre (figure 5.4). Ces deux essais ont été menés avec la configuration géométrique d'admission n° 1 et les résultats en pression d'admission et pression cylindre sont présentés sur les figure 5.5 et 5.6.



Figure 5.3 – Échappement connecté



Figure 5.4 – Échappement libre

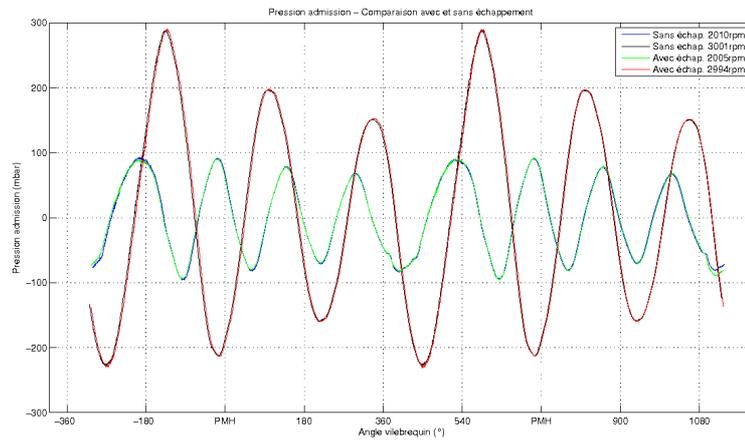


Figure 5.5 – Pression admission

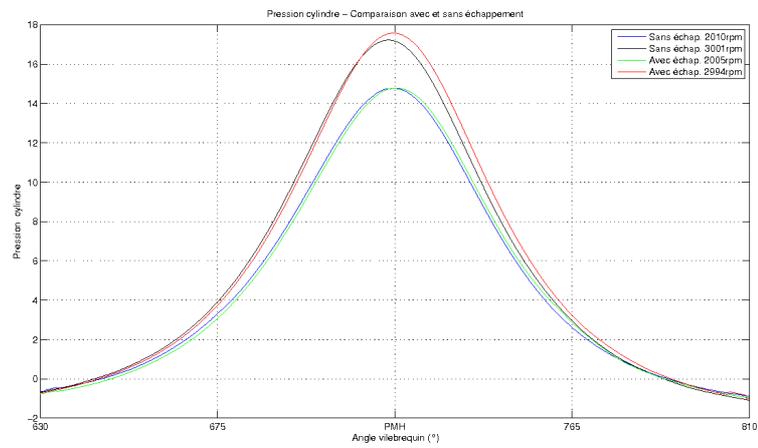


Figure 5.6 – Pression cylindre

Pour la même géométrie d'admission (Configuration 1, figure 5.1), les résultats de la mesure de pression à l'admission sur deux régimes montrent que le changement de géométrie d'échappement n'a aucun impact sur le profil de pression d'admission (figure 5.5), tandis qu'une faible augmentation de la pression cylindre est perceptible pour la configuration avec échappement (figure 5.6). Ce qui s'explique simplement par l'augmentation de la perte de charge à l'échappement lorsque le conduit est raccordé.

Les figures 5.7 à 5.11 représentent les relevés de pressions instantanées mesurées en trois points de la ligne d'admission dans la configuration 1 et pour les régimes de 1500 à 3000 tr/min par pas de 500 tr/min. La totalité des régimes par pas de 100 tr/min est disponible en Annexe D. D'une manière générale, l'amplitude des ondes de pression augmente avec le régime. En effet, dans le chapitre 3, nous avons conclu que le niveau d'amplitude de pression dépend de la variation de débit. Les essais ayant été réalisés sans boîtier papillon (équivalent pleine charge), le débit d'admission augmente avec le régime. D'un point de vue remplissage, le cylindre doit admettre la même quantité d'air à chaque cycle dans un délai plus court. Dans la phase d'ouverture de la soupape d'admission, l'accélération du débit à travers la soupape génère une dépression dans la chapelle d'admission qui se transforme en surpression lors de la réduction du débit pendant la phase de fermeture de la soupape. De plus, l'amplitude du phénomène s'amplifie lorsqu'il est en phase avec la résonance du conduit (par exemple à 2300tr/min (figure 5.9)) (> 150 mbar 0-crête). Dans ce cas, la 4<sup>ième</sup> harmonique d'excitation moteur  $M = 4 \cdot N/120$  coïncide avec la fréquence fondamentale de résonance en quart d'onde de la ligne d'admission dans sa configuration 1. La longueur  $L = 1,125$ m de la ligne d'admission complète comporte le tube de 1 m, les deux pièces d'adaptation et le conduit culasse.

$$F_1 = \frac{c}{4L} = 76,7\text{Hz} \quad \sim \quad M = \frac{3 \cdot 2300}{120} = 76,7\text{Hz} \quad (5.1)$$

À l'opposé, lorsque l'excitation moteur est en opposition de phase avec la résonance du conduit d'admission, la pression d'admission est perturbée et l'amplitude des oscillations de pression chute. Ce phénomène est observable aux régimes de 1530tr/min, 1970tr/min et 2760tr/min. Les fréquences d'excitation moteur correspondantes sont ainsi respectivement égales à  $M = F/4.5$ ,  $M = F/3.5$  et  $M = F/2.5$ .

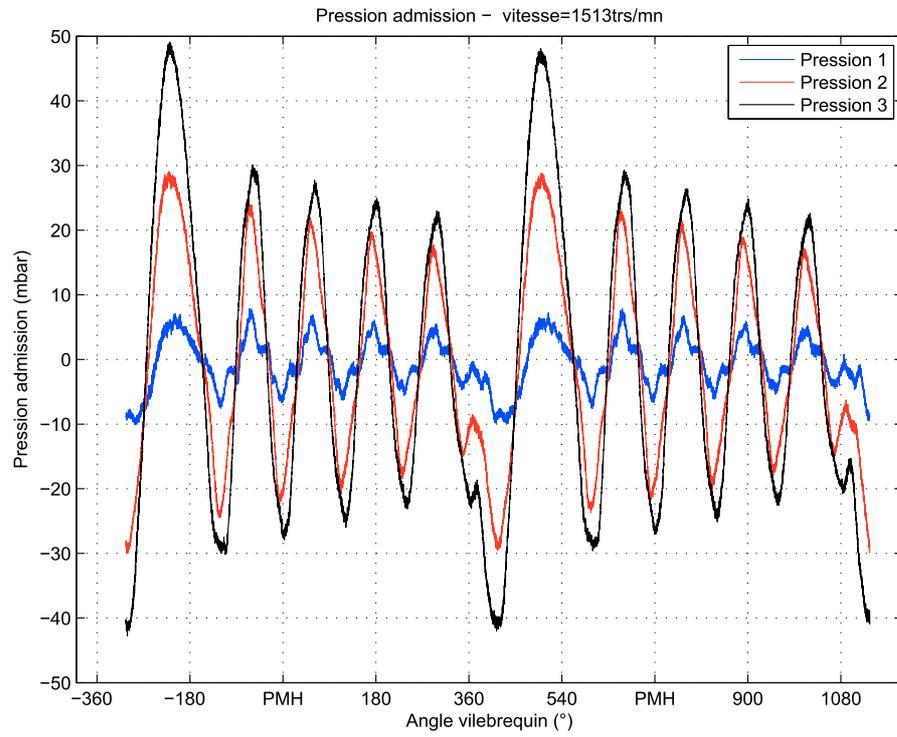


Figure 5.7 – Admission tube - 1513rpm

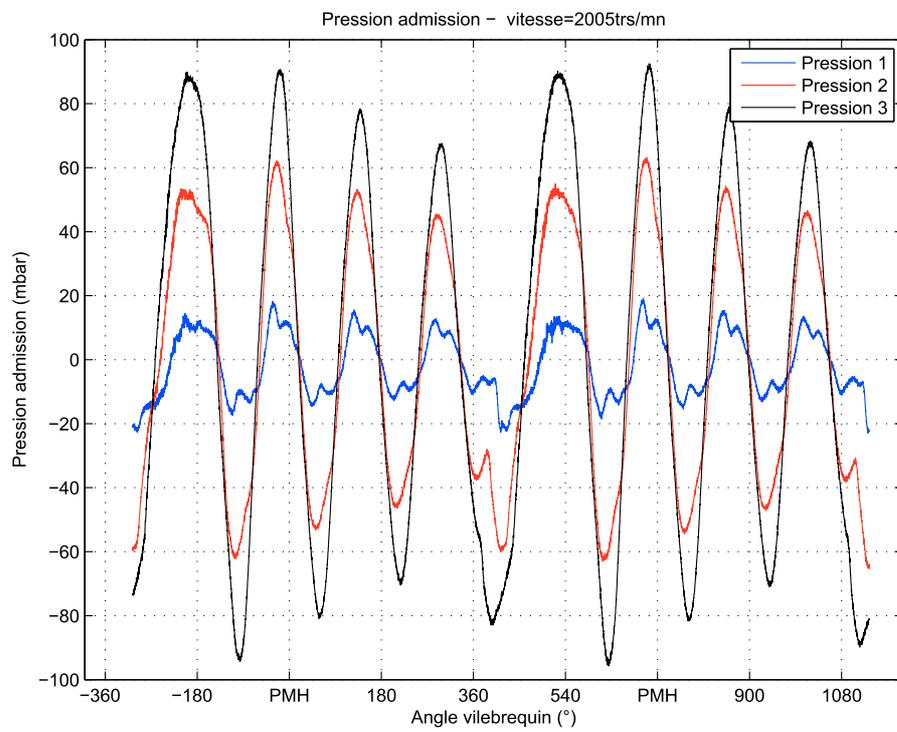


Figure 5.8 – Admission tube - 2005rpm

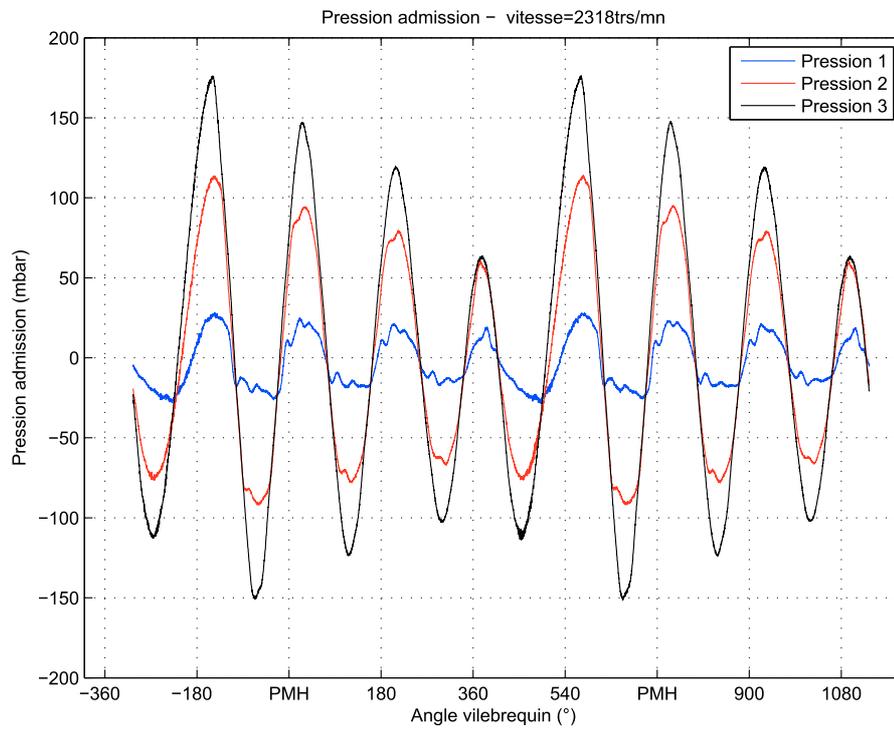


Figure 5.9 – Admission tube - 2318rpm

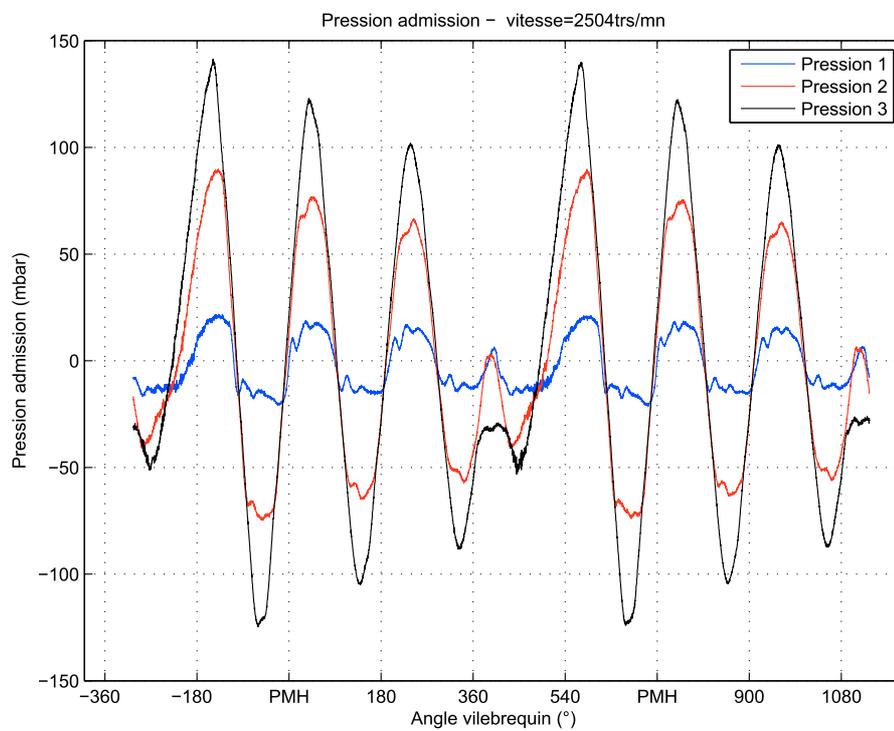


Figure 5.10 – Admission tube - 2504rpm

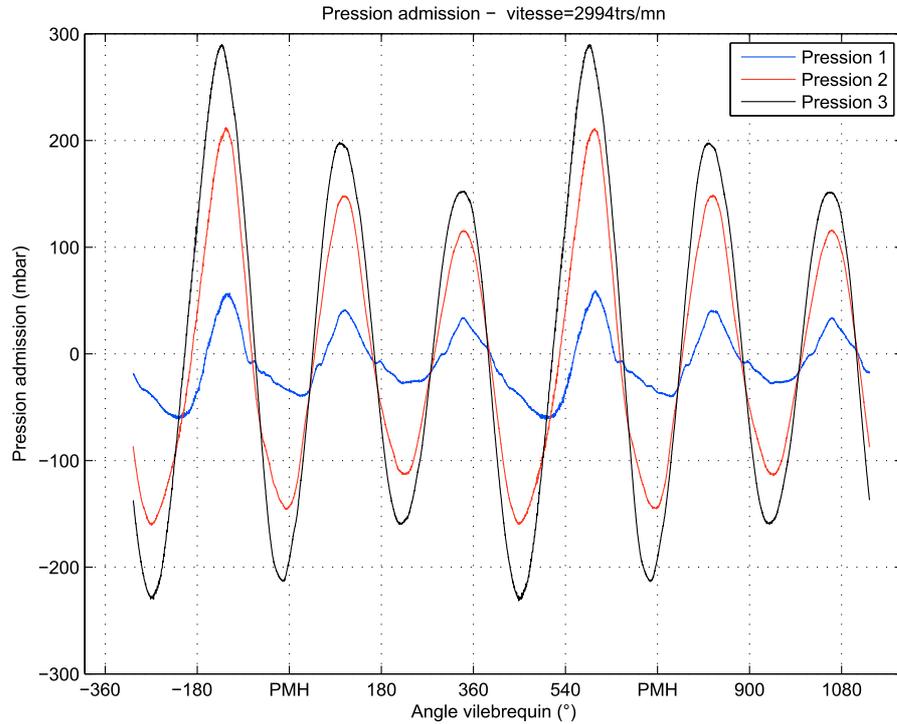


Figure 5.11 – Admission tube - 2994rpm

Les constatations précédentes sont représentées sous la forme d'un diagramme de tracking (figure 5.12). Le trait plein bleu symbolise la fréquence d'excitation du moteur et les autres traits pleins sont ses multiples (ou harmoniques). Le trait noir en pointillé correspond à la fréquence fondamentale de résonance du conduit d'admission. On observe que l'intersection des fréquences d'excitation moteur avec la résonance de l'admission fait coïncider la phase des signaux de la charge acoustique avec son exciteur. À ces régimes particuliers, il n'y a pas de « discontinuités » dans la périodicité du signal de la pression amont soupape et l'amplitude de pression est maximum.

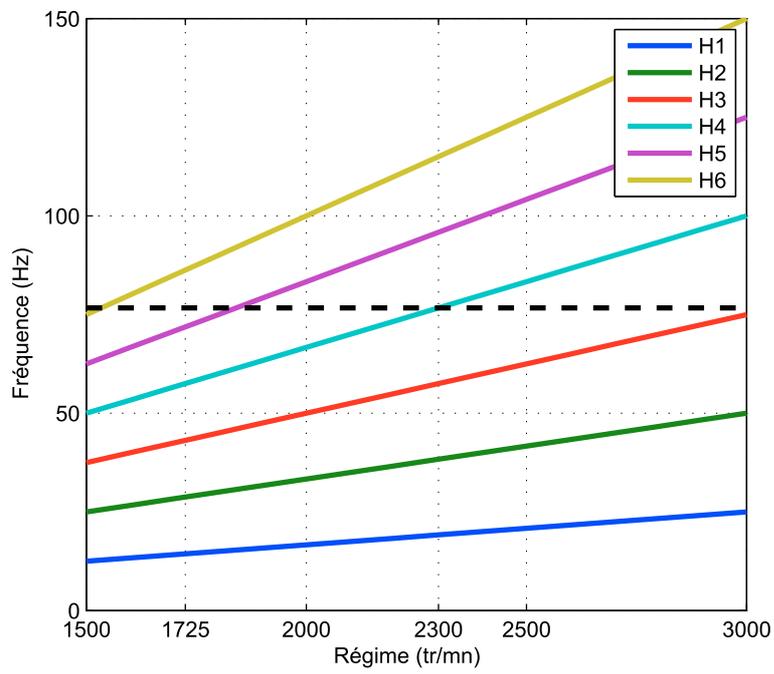


Figure 5.12 – Tracking admission configuration 1

## 5.2 Simulation GT-Power du Monocylindre

### 5.2.1 Construction du modèle

Le logiciel utilisé pour la modélisation du monocylindre est le logiciel GT-Power de Gamma Technologie présenté précédemment. Le modèle du moteur monocylindre est construit à partir des caractéristiques techniques fournies par le constructeur HONDA. Des relevés de mesures géométriques (géométries des conduits, lois de levées des soupapes,...) et les mesures de perméabilités de la culasse ont permis de compléter les données d'entrées. La figure 5.18 représente le modèle du monocylindre sous forme de briques élémentaires.

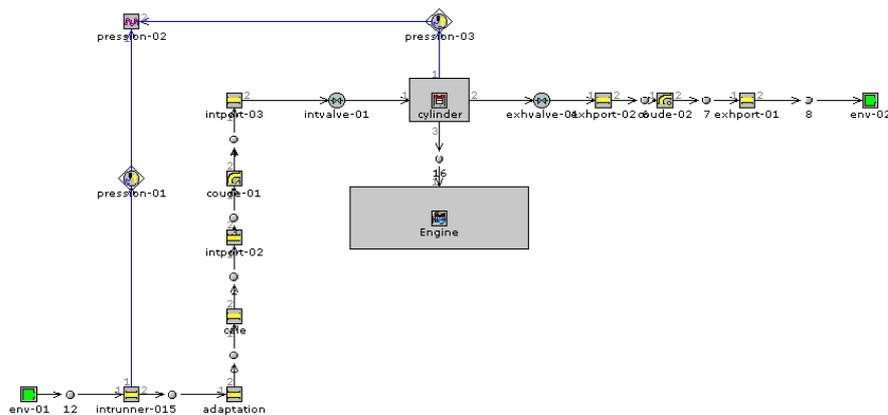


Figure 5.13 – Modèle GT-Power Honda GC 160 configuration tube

Les caractéristiques correspondant à cette simulation sont décrites dans le tableau suivant. Les paramètres, ne figurant pas dans ce tableau, conservent leur valeur par défaut.

Nom	Diamètre entrée [mm]	Diamètre sortie [mm]	Longueur [mm]	Discrétisation [mm]
intrunner-015	30	30	1000	10
adaptation	30	19	70	10
cale	19	27,5	7	7
intport-02	27,5	27,5	15,75	10
intport-03	23,2	23,2	8	8

Table 5.1 – Paramètres des éléments « tube »

Section entrée	Longueur entrée	Section sortie	Longueur sortie	Rayon de courbure	Angle
602	72,9	422,7	10	15	90

Table 5.2 – Paramètres de l'élément « coude » en (mm)

### 5.2.1.1 La ligne d'admission

La ligne d'admission est composée du tube de référence, de deux pièces d'adaptation et du conduit culasse. On rappelle les caractéristiques du tube de référence pour lequel la section est constante sur une longueur de 1m. Deux capteur de pressions ont été positionnés sur le tube à 10 cm et 50 cm de la bouche. La première pièce d'adaptation en aluminium permet de passer d'une section circulaire d'un diamètre de 30mm à une autre section circulaire d'un diamètre de 19 mm sur une longueur de 70 mm. Le dernier capteur de pression instantanée est positionné sur cette pièce à mm de l'extrémité adjacente du tube de référence. La deuxième pièce d'adaptation permet de passer d'une section circulaire de 19 mm à une section carrée de 24,4 mm de côté pour une épaisseur de 7 mm. La géométrie du conduit culasse (côté admission) est quant à elle plus complexe. Ce conduit forme un coude à 90° tout en passant d'une section carré à une section circulaire. On considère que la section carrée est constante dans la première partie du conduit sur une longueur de 15,75 mm puis se transforme en une section circulaire de 23,2 mm de diamètre sur 8 mm de long.

Le modèle étant destiné à être confronté aux essais monocylindre entraîné sans combustion, l'ensemble des transferts thermiques est négligé (aussi bien à l'admission qu'à l'échappement). Le coefficient multiplicateur CHT est donc fixé à 0. Les pertes par frottements aux parois sont également négligés, en considérant la rugosité des conduits nulle (option smooth).

### 5.2.1.2 La ligne d'échappement

La modélisation de la ligne d'échappement ne comprend que le conduit culasse. En réalité la tubulure permettant de faire la mesure du débit moyen pourrait être également modélisée. Mais le test précédent, sur l'influence de la ligne d'échappement, a mis en évidence que la géométrie d'échappement n'avait aucun impact sur le profil de pression à l'admission. Le conduit culasse peut également être modélisé par deux tubes formant un angle à 90°. Dans ce cas, les sections de conduit sont toutes les deux circulaires. Le premier conduit partant du siège de la soupape d'échappement a donc une section constante d'un diamètre de 22,2 mm et le second tube jusqu'à la sortie de la culasse a un diamètre de 23,62 mm pour une longueur de 40 mm.

### 5.2.2 Résultat de simulation

Les résultats de simulation GT-Power sont alors confrontés aux essais expérimentaux présentés précédemment par la représentation du couple en fonction du régime, la pression cylindre en fonction de l'angle vilebrequin (figures 5.15 et 5.17) et surtout la pression d'admission instantanée sur deux régimes représentatifs (figures 5.14 et 5.16).

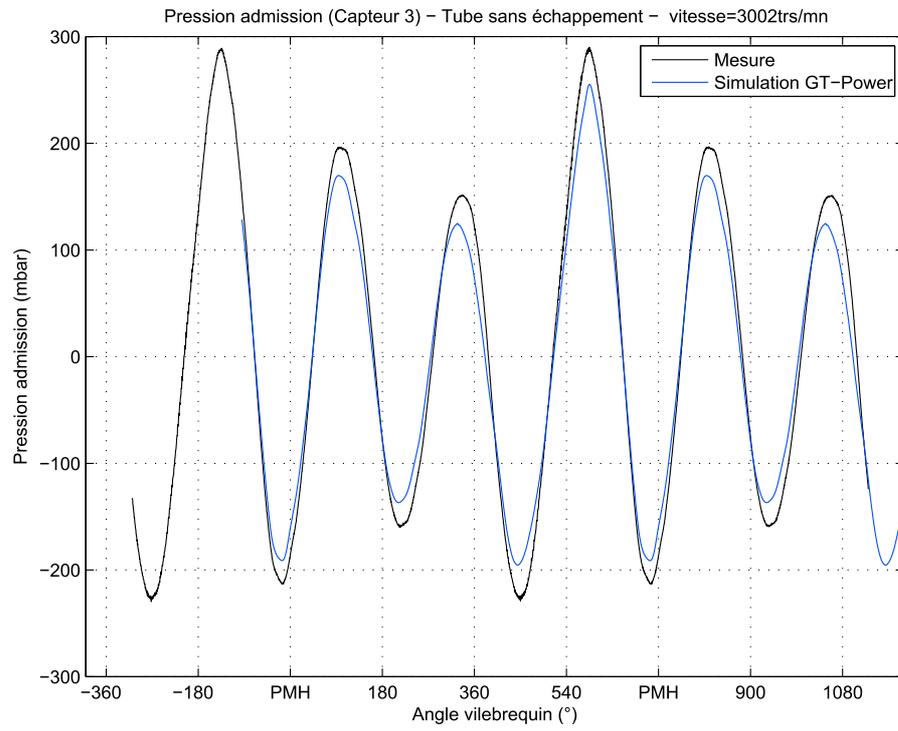


Figure 5.14 – Pression admission, comparaison entre mesure et simulation numérique - 3002rpm

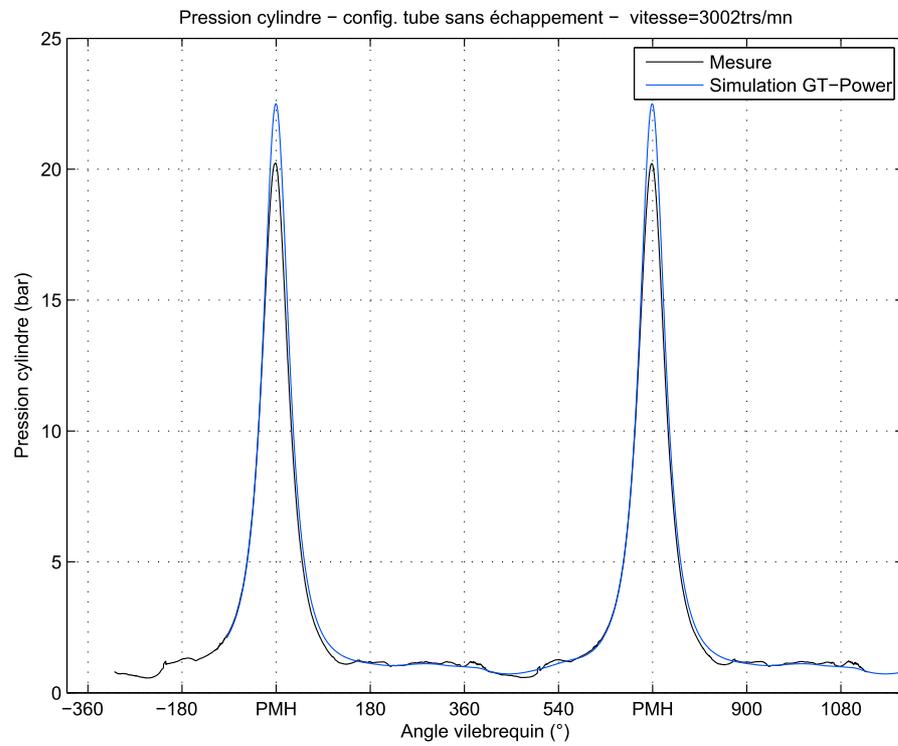


Figure 5.15 – Pression cylindre, comparaison entre mesure et simulation numérique - 3002rpm

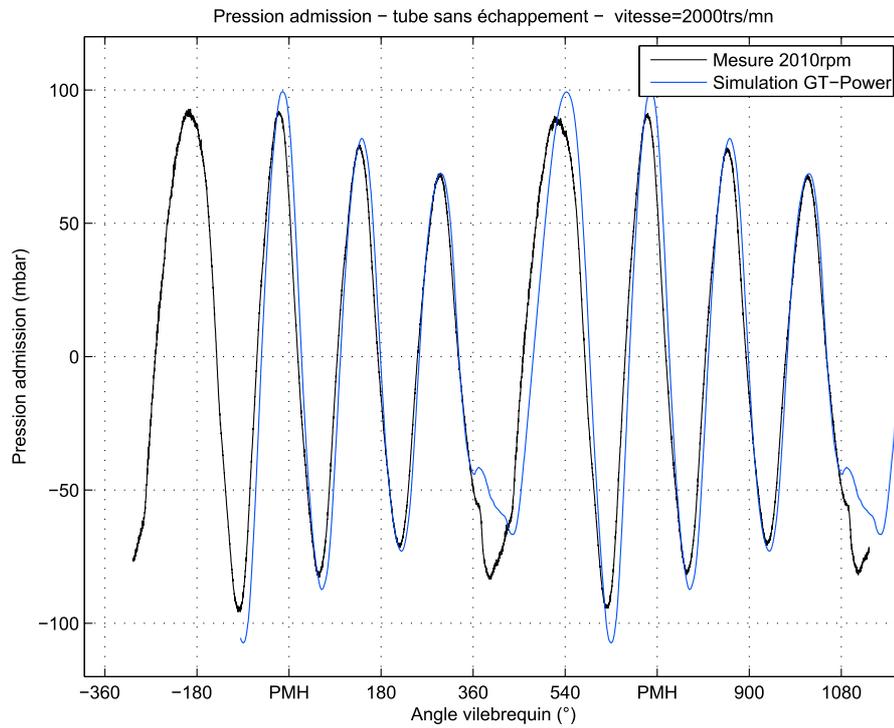


Figure 5.16 – Pression admission, comparaison entre mesure et simulation numérique - 2000rpm

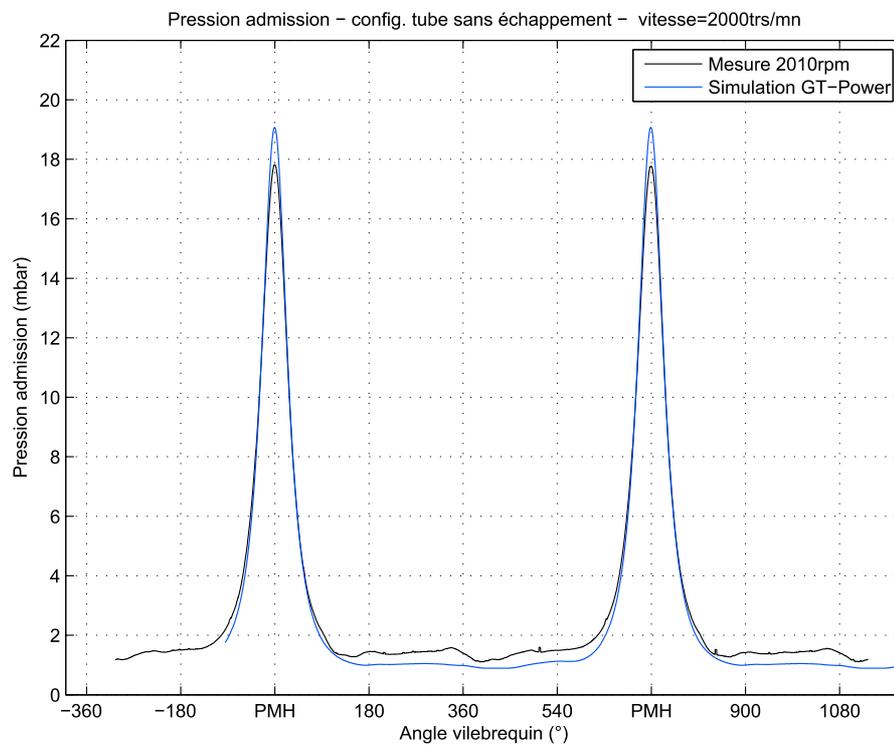


Figure 5.17 – Pression cylindre, comparaison entre mesure et simulation numérique - 2000rpm

La performance du code de calcul 1D se confirme dans le cadre d’une application moteur (figure 5.14), malgré quelques singularités à certains régimes lors de l’ouverture de la soupape d’admission (figure 5.16). Les illustrations de la pression cylindre (figures 5.15 et 5.17) amènent aux mêmes conclusions sur les écarts entre simulation et expérience. La différence de pression maximum est due à une mauvaise modélisation, de ma part, des transferts thermiques dans la chambre de combustion mais qui n’a pas d’impact sur le profil de pression d’admission.

### 5.3 Simulation couplée GT-Power/Simulink

La partie admission du modèle GT-Power précédent a été remplacée par la modélisation par fonction de transfert (comme représenté figure 5.18 ) proposée au chapitre 4.

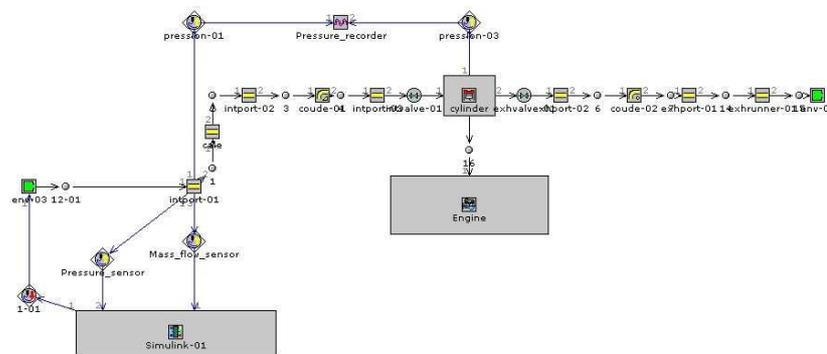


Figure 5.18 – Modèle de couplage GT-Power/Simulink de la ligne d’admission

Les paramètres du modèle de comportement codé sous Simulink sont renseignés à partir des essais de caractérisation expérimentaux abordés dans le chapitre 3 et validés dans le chapitre 4. La longueur totale de la ligne d’admission est égale à 1,125 m. En faisant l’hypothèse que la section peut être considérée comme constante, seule la fréquence de résonance est modifiée. D’après les caractérisations expérimentales du chapitre 3, la fréquence de résonance du tube de référence de 1m est égale à 84Hz. D’après la théorie de résonance en quart d’onde ce même tube allongé de 125cm voit sa fréquence de résonance passer à 76,7Hz. Les harmoniques suivent la même logique.

Fréquences $F$	76,7	230,1	383,5	536,9	690,3
Paramètre Inertiel $\gamma$	190000	140000	100000	75000	50000
Amortissement $\varepsilon$	0,0209	0,033	0,046	0,066	0,094
Coefficient de perte de charge $\xi$	2,3	2,3	2,3	2,3	2,3

Table 5.3 – Paramètres du modèle d’admission config. 1

Les figures suivantes présentent les résultats de cette simulation en comparaison des essais expérimentaux sous la forme du tracé de la pression d’admission instantanée. La figure 5.19 ne prend en compte qu’une seule composante fréquentielle dans la modélisation par fonction de transfert. C’est la fréquence fondamentale de résonance ( $F_1 = 76,7$  Hz) de la ligne d’admission qui est proposée dans le tableau 5.3. Les contributions des deux harmoniques suivantes sont ajoutées à la fréquence fondamentale sur la figure 5.20.

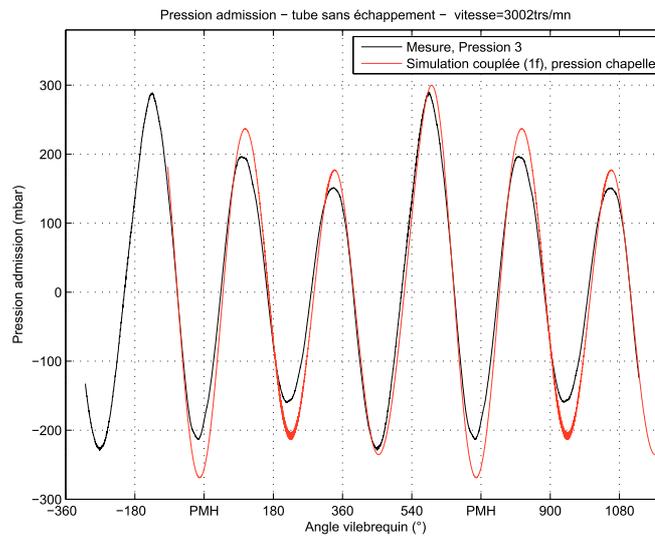


Figure 5.19 – Pression admission - mesure vs simulation couplée 1 fréquence - 3002rpm

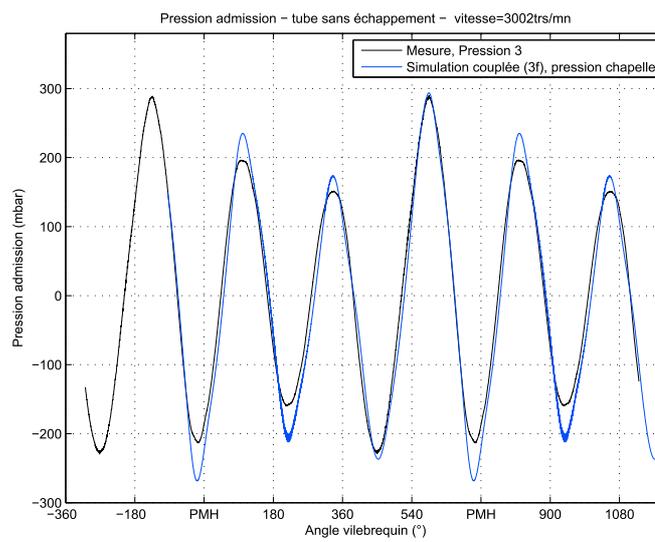


Figure 5.20 – Pression admission - mesure vs simulation couplée 3 fréquences - 3002rpm

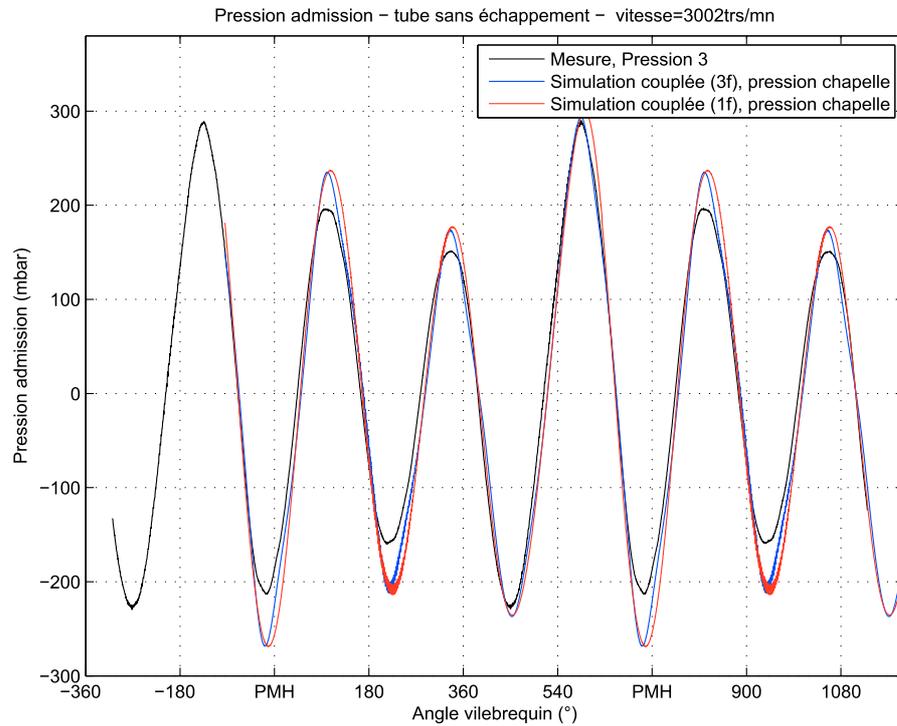


Figure 5.21 – Pression admission- mesure vs simulation couplée - 3002rpm

Tout d'abord ces deux graphiques expriment une bonne corrélation du modèle proposé avec les essais expérimentaux en termes d'amplitude, de fréquence et d'amortissement. La représentation graphique semble montrer une légère surestimation de l'amplitude du modèle par rapport aux essais. Ceci peut essentiellement s'expliquer par le fait que la localisation des deux pressions qui sont comparées sur les courbes n'est pas tout à fait la même. Le modèle calcule la pression à proximité immédiate de la soupape tandis que la mesure de pression, durant les essais, a été réalisée à environ 20 cm de la soupape. Le signal de pression expérimental est donc plus amorti et peut se trouver légèrement déphasé par rapport à la simulation. D'autre part, la courbe 5.20 montre finalement que la contribution d'harmoniques supplémentaires n'améliore que faiblement les résultats de simulation. Ce qui signifie que ces modes sont très faiblement sollicités. La qualité des résultats est très similaire sur l'ensemble de la plage de régime comme le montre la figure 5.22 du même essai à 2314 tr/min. Cet essai est symbolique puisqu'il fait coïncider la troisième harmonique moteur  $H4$  (cf figure 5.12) avec la fréquence de résonance fondamentale de la ligne d'admission  $F1 = 76,7$  Hz. En effet, lors du travail collaboratif avec le service remplissage de RENAULT LARDY, les conclusions de Samuel RODRIGUEZ (Doctorant CIFRE Phase/RSA) sur la modélisation de cet essai par la méthode des impédances l'ont amené à écarter ce type de modélisation pour des applications moteur et à s'orienter vers la formulation que nous présentons dans ce document. En effet, à proximité de la résonance, l'impédance change de phase et le modèle devient hypersensible à la fréquence de résonance du conduit. Or la géométrie des conduits d'admission ne permet pas d'obtenir une longueur acoustique suffisamment précise qui est nécessaire à ce type de modélisation. Par conséquent, le modèle par la méthode des impédances avait tendance à proposer des solutions numériques incohérentes avec les essais expérimentaux lorsque la fréquence de résonance de la ligne d'admission était proche d'un multiple de la fréquence d'excitation moteur.

La dernière étape est la comparaison de notre modélisation avec celle de GT-Power. Dans les deux

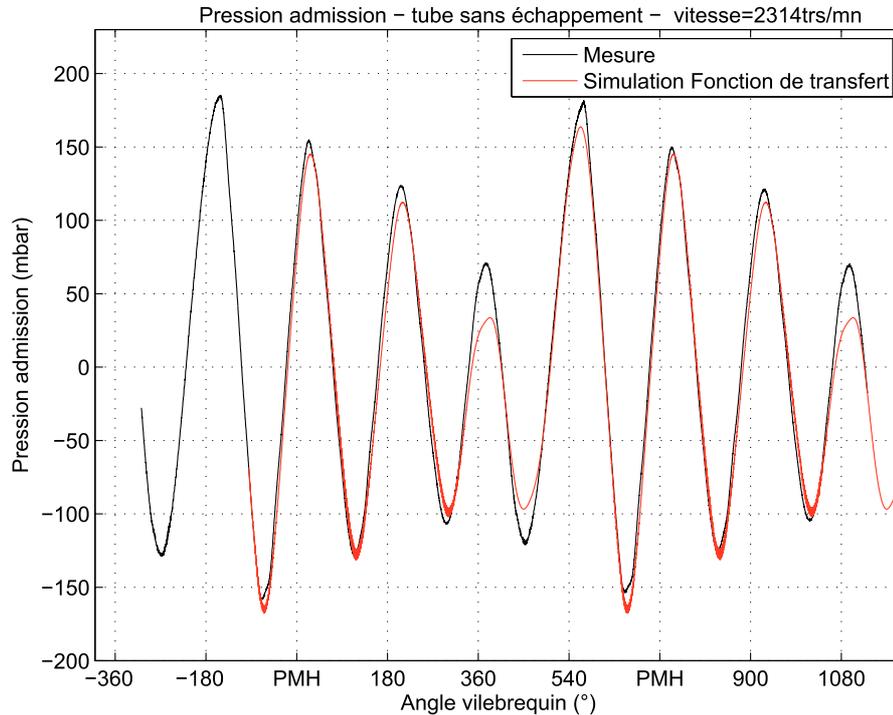


Figure 5.22 – Pression admission, comparaison entre mesure et simulations - 2314 rpm

types de modélisation qu'on appelle « Simulink » et « GT-Power », le modèle moteur est le même. Il est codé sous GT-Power et est celui qui est présenté dans la section précédente. Seule la modélisation de la ligne d'admission diffère d'un modèle à l'autre. Le modèle « Simulink » remplace la ligne d'admission codée en différences finies sous GT-Power par un modèle par fonction de transfert qui est raccordé à la soupape d'admission du modèle moteur. Dans la version 6.2 de GT-Power, la brique environnement à travers laquelle les conditions de température et de pression sont imposées par le modèle simulink ne pouvaient être directement raccordées à la brique soupape. En effet, il fallait intercaler un tube entre les deux briques pour pouvoir lancer la simulation. L'inconvénient de cette manipulation était l'ajout d'une résonance de conduit supplémentaire liée à la longueur de ce tube. Afin de supprimer cette fréquence qui interférait avec la véritable résonance de la ligne d'admission, la méthode était de réduire la longueur de ce tube à 1 mm avec pour conséquence d'augmenter considérablement le temps de calcul. Le pas de temps de la simulation est calculé sur la base d'un nombre de Courant-Friedrich-Levy fixé à partir de la plus petite longueur de maille. Après des échanges avec la société Gamma Technologie sur ce sujet, il s'avère que le problème ait été corrigé dans la version 7 rendant ainsi possible la connexion d'un objet de type environnement directement sur la brique soupape. Cette version n'étant disponible que depuis très peu de temps, la modélisation n'a pas été ré-implémentée et les graphiques 5.23, 5.24 et 5.25 comparent les résultats de ce modèle, en version 6.2, avec ceux de GT-Power seul et les essais expérimentaux.

La figure 5.23 montre que les modélisations par différences finies (GT-Power) et par fonction de transfert (Simulink) de la ligne d'admission fournissent des résultats semblables. Mais les figures 5.24 et 5.25 semblent exprimer des résultats plus favorables à la modélisation par fonction de transfert lors de l'ouverture de la soupape. Il faut rappeler que les deux modèles qui sont comparés sur ces graphiques utilisent la même base de modèle moteur et sont donc rigoureusement identiques de la soupape d'admis-

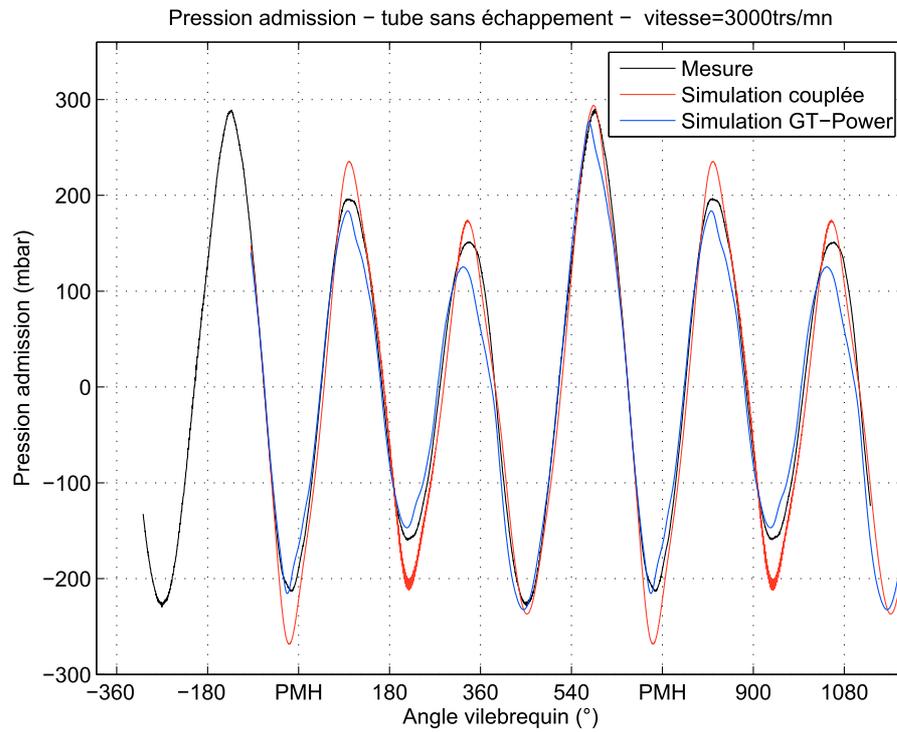


Figure 5.23 – Pression admission, comparaison entre mesure et simulations - 3000 rpm

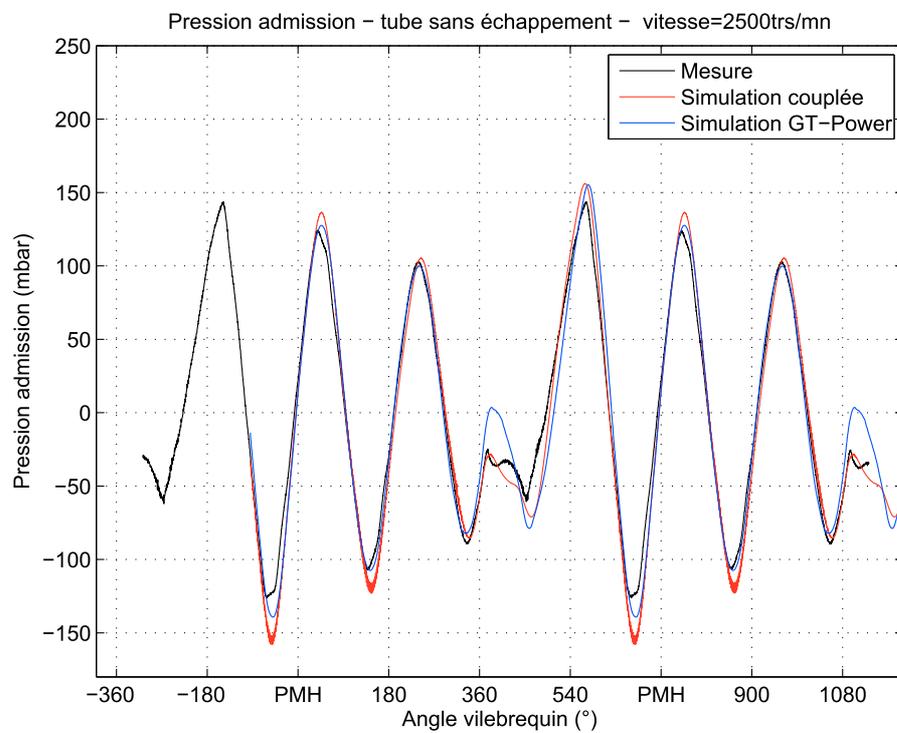


Figure 5.24 – Pression admission, comparaison entre mesure et simulations - 2500 rpm

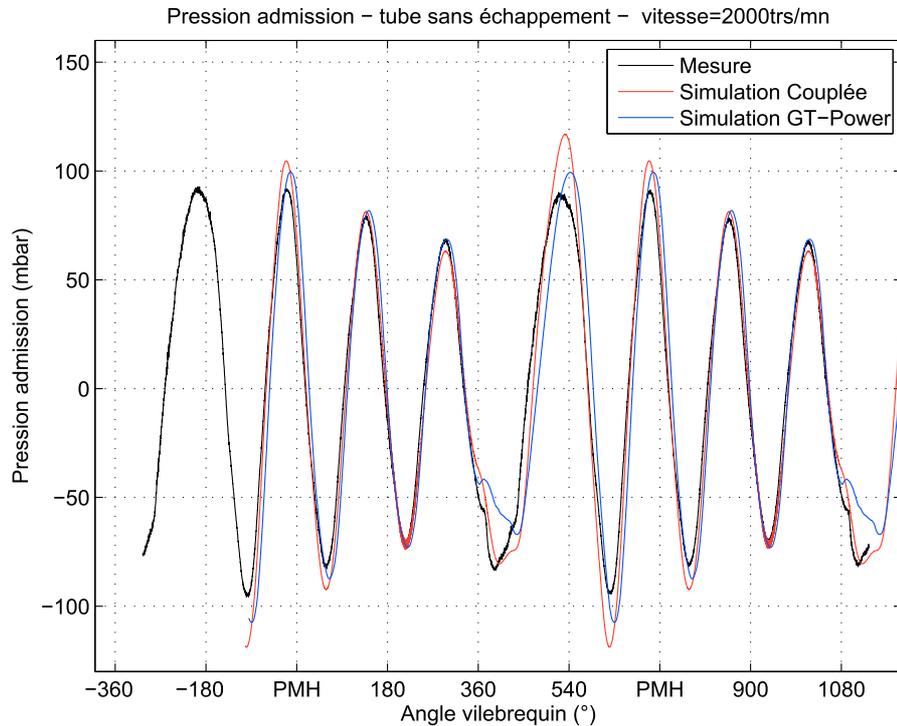


Figure 5.25 – Pression admission, comparaison entre mesure et simulations - 2000 rpm

sion jusqu'à l'échappement. Seuls les modèles d'admission diffèrent et sont en cause dans les différences entre les résultats de pression. Cependant, la finalité de ce travail de recherche est de pouvoir évaluer l'impact de la géométrie d'admission sur le remplissage. La figure 5.26 présente donc la comparaison des deux types de modélisations avec les essais expérimentaux.

Les deux simulations ont une base de modèle moteur commune. De ce fait, les résultats en terme de remplissage sont assez semblables. La comparaison des modèles avec les essais montre une certaine cohérence. En effet, les creux et les pics de remplissage apparaissent aux mêmes régimes mais diffèrent un peu dans leur répartition et le niveau global. La modélisation de l'admission ne justifie pas à elle seule ces différences. Le remplissage dépend de plusieurs facteurs qui ont pu être négligés lors de la modélisation du moteur. Les échanges thermiques dans le cylindre n'ont pas été proprement modélisés et les pièces d'adaptation du débitmètre à l'échappement n'ont pas été prises en compte. D'autre part, la courbe de remplissage expérimentale fait apparaître la contribution de résonances supplémentaires de second ordre qui pourraient être liées à la complexité de la géométrie de la chapelle d'admission. Néanmoins, la courbe de remplissage semble être favorable à la modélisation par fonction de transfert. Ce qui est lié à une meilleure modélisation de la pression d'admission lors de la phase d'admission évoquée précédemment. En ce qui concerne le profil de remplissage, on remarque que les pics de remplissage correspondent aux régimes auxquels il y a coïncidence entre la fréquence de résonance du conduit d'admission et un multiple de la fréquence d'excitation moteur  $H1$ . Par opposition, les creux de remplissage apparaissent lorsque la fréquence de résonance est égale à  $\frac{2n+1}{2}H1$ . Différentes théories s'affrontent sur l'accord acoustique de l'admission. Les observations des essais sur le mono cylindre donnent raison à la théorie de OHATA [55] qui privilégie l'arrivée d'une onde de surpression pendant la phase de fermeture de la soupape d'admission. Il faut donc favoriser une forte amplitude des oscillations de pression en

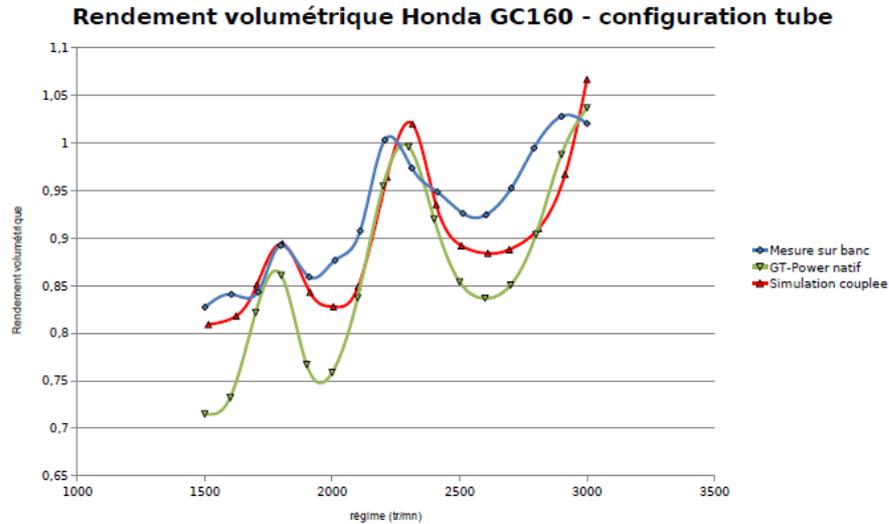


Figure 5.26 – Rendement volumétrique HONDA GC 160 - configuration tube

phase avec l'excitation moteur (débit soupape). Ce phénomène a tendance à créer un refoulement lors de l'ouverture de la soupape d'admission à cause d'une pression d'admission basse mais à maintenir cette même pression à un niveau élevé lorsque la soupape se ferme. Cependant, ces observations ne constituent pas une règle et ne sont valables que pour ce moteur. Seul un balayage de l'avance à l'ouverture d'admission permettrait de compléter l'étude et de généraliser à cette famille de moteurs.

Selon les recommandations de Gordon BLAIR [21], on distingue le rendement volumétrique du taux de livraison pour lesquelles il donne les définitions suivantes.

Le rendement volumétrique est le rapport de masse enfermée dans le cylindre  $m_{as}$  à chaque cycle sur la masse théorique  $m_{vref}$ . La masse théoriquement enfermée est calculée à partir de la cylindrée et d'une pression de référence dans la ligne d'admission. En règle générale, la pression de référence pour un moteur atmosphérique est justement la pression atmosphérique, tandis que pour un moteur suralimenté, la pression de référence est souvent celle du répartiteur d'admission.

$$\eta_v = \frac{m_{as}}{m_{vref}} \quad (5.2)$$

Le taux de livraison est alors défini par le rapport entre le débit traversant la soupape d'admission  $m_{as}$  et le débit théorique  $m_{dref}$ .

$$DR = \frac{m_{as}}{m_{dref}} \quad (5.3)$$

### 5.3.1 Application à la configuration 9

De la même manière que pour la configuration 1, les essais monocylindre équipés de la configuration d'admission n° 9 ont été simulés par la méthode de calcul couplé. La démarche est identique à la précédente. Seuls les paramètres du modèles sont différents. Ils sont repris dans le tableau 5.7. Une composante basse fréquence supplémentaire apparaît clairement à 34,2 Hz.

Régime (tr/min)	Débit (V)	Remplissage
1501	0,623	0,867
1604	0,675	0,881
1709	0,721	0,883
1798	0,799	0,932
1910	0,818	0,899
2011	0,877	0,917
2110	0,951	0,948
2207	1,093	1,043
2313	1,113	1,014
2413	1,132	0,989
2513	1,152	0,966
2604	1,191	0,965
2703	1,271	0,993
2792	1,368	1,035
2900	1,466	1,068
3000	1,506	1,061

Table 5.4 – Taux de livraison mesuré au monocylindre en configuration 1

Régime (tr/min)	rendement volumétrique	débit (kg/h)	Remplissage
1500	0,699	6,04	0,715
1600	0,715	6,60	0,732
1700	0,803	7,87	0,822
1800	0,841	8,73	0,861
1900	0,749	8,21	0,767
2000	0,741	8,55	0,759
2100	0,818	9,90	0,837
2200	0,933	11,84	0,955
2300	0,973	12,91	0,996
2400	0,899	12,44	0,920
2500	0,834	12,03	0,854
2600	0,817	12,25	0,837
2700	0,831	12,93	0,850
2800	0,883	14,26	0,904
2900	0,965	16,14	0,988
3000	1,013	17,53	1,037

Table 5.5 – Rendement et taux de livraison de la simulation GT-Power du monocylindre en configuration 1

Régime (tr/min)	rendement volumétrique	Remplissage
1514	0,794	0,809
1623	0,803	0,818
1705	0,836	0,851
1805	0,879	0,894
1913	0,828	0,843
2005	0,813	0,828
2102	0,834	0,849
2215	0,949	0,964
2315	1,005	1,02
2408	0,920	0,935
2507	0,877	0,892
2611	0,869	0,884
2695	0,873	0,888
2810	0,895	0,91
2914	0,952	0,967
3000	1,052	1,067

Table 5.6 – Rendement et taux de livraison de la simulation Couplée du monocylindre en configuration 1

Fréquences $F$	76,7	230,1	34,2	383,5	536,9
Paramètre Inertiel $\Upsilon$	190000	140000	40000	140000	140000
Amortissement $\varepsilon$	0,0209	0,0138	0,1481	0,0067	0,4816
Coefficient de perte de charge $\xi$	2,3	2,3	2,3	2,3	2,3

Table 5.7 – Paramètres du modèle d'admission config. 9

Les résultats de cette simulation sont comparés aux résultats de mesure ainsi qu'aux résultats de la simulation GT-Power native. La figure 5.27 montre une forte corrélation entre les résultats des deux simulation numérique. La corrélation avec la mesure est moins évidente mais les tendances sont conservés. Ceci indique essentiellement que la modélisation des échanges thermiques aux parois qui ont été négligés dans les deux simulations devront par la suite être pris en compte avec plus de rigueur. En effet, dans le modèle GT-Power du cylindre la température de paroi avait été conservée identique à celle d'une simulation avec combustion. Ce qui a pour effet de dégrader le remplissage par rapport à l'essai qui a été réalisé sans combustion (moteur thermique entraîné par un moteur électrique).

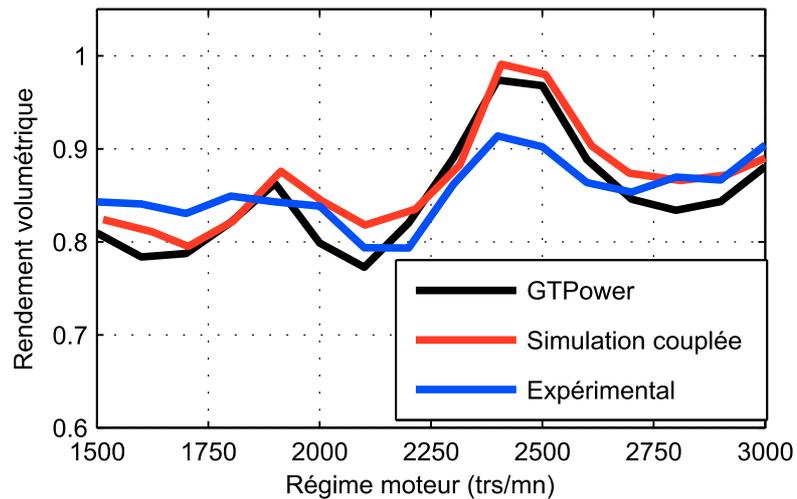


Figure 5.27 – Rendement volumétrique HONDA GC 160 - configuration volume

## 5.4 Moteur 4 cylindres RENAULT K4M+

### 5.4.1 Caractérisation de la ligne d'admission

Une partie du travail de caractérisation consiste à associer chaque composante géométrique au mode de résonance qui lui correspond. Pour cela une campagne d'essais au Banc Dynamique de la ligne d'admission du K4M+ a été mise en place (figures 5.28 et 5.29). Les essais ont été réalisés dans le but de disposer de suffisamment de configurations d'assemblage pour que les modes de résonances puissent être identifiés par comparaison. Les 21 séries d'essais sont donc listées dans le tableau 5.8, pour lesquelles des éléments sont successivement soustraits. Les derniers essais ont fait l'objet de modifications telles que l'obturation de certains conduits. Le répartiteur d'admission est composé d'une pièce principale en plastique et d'une cale en aluminium. Il est équipé d'un résonateur dit « remplissage » qui est connecté au plenum. Ce répartiteur est connecté au banc d'essai par un de ses conduits primaires via une pièce d'adaptation en aluminium équipée d'un capteur de pression instantanée. La section de cette pièce d'adaptation est égale à celle du conduit primaire. De plus, elle est constante sur toute sa longueur qui est représentative de la longueur réelle du conduit culasse. Les trois autres conduits sont bouchés par des pièces en Polyamide fritté dont la géométrie est également représentative des conduits culasse. Ces conduits sont équipés des mêmes capteurs de pression.



Figure 5.28 – Essai Banc Dynamique - Ligne d'admission K4M complète



Figure 5.29 – Essai Banc Dynamique - Ligne d'admission K4M complète

Série	Configuration	C1	C2	C3	C4	Temp.	Date	
1	Ligne complète	3	4	2	1	19,8°C	05/05/09	
2	Ligne complète sans poreux	3	4	2	1	19,8°C	05/05/09	
3	Répart + Filtre	3	4	2	1	20,2°C	05/05/09	
4	Répart + zip tube	3	4	2	1	20,4°C	05/05/09	
5	Répart + BP	3	4	2	1	18,6°C	06/05/09	
6	Répart seul	3	4	2	1	19°C	06/05/09	
7	Répart seul, primaires débouchant	3	4	2	1	19,2°C	06/05/09	
8	Répart seul, primaires bouchés semelle	3	4	2	1	20,5°C	06/05/09	
9	Répart seul, primaires bouchés	Destruction du répartiteur						04/06/09
10	Répart seul, primaires bouchés	3	∅	∅	∅	24,1°C	16/06/09	
11	Répart seul n°2	3	4	1	2	24,9	16/06/09	
12	Répart seul	4	3	2	1	23°C	17/06/09	
13	Répart + BP	4	3	2	1	23°C	17/06/09	
14	Ligne complète	4	3	2	1	23,2°C	17/06/09	
15	Répart seul	1	2	3	4	23,3°C	17/06/09	
16	Répart + BP	1	2	3	4	25°C	17/06/09	
17	Ligne complète	1	2	3	4	25°C	17/06/09	
18	Répart seul	1	2	4	3	26°C	17/06/09	
19	Répart + BP	1	2	4	3	25,7°C	17/06/09	
20	Ligne complète	1	2	4	3	25,7°C	17/06/09	
21	Répart seul, primaires reso bouchés	3	∅	∅	∅	25,6°C	16/06/09	

Table 5.8 – Essais de caractérisation de la ligne d'admission K4M+

Le tableau 5.8 fait correspondre le numéro de la série de mesure à la configuration de la ligne testée. Les colonnes C1, C2, C3 et C4 correspondent respectivement à chaque conduit primaire pour lequel le numéro de capteur de pression instantanée a été utilisé. Par convention, le capteur n° 3 correspond toujours au conduit où a eu lieu l'excitation (cases jaunes). Les cases orange identifient un dysfonctionnement du capteur de pression. Durant la série n° 9 le répartiteur d'admission n° 1 a été détruit. La campagne de mesure a alors dû se poursuivre avec un second répartiteur. La figure 5.30 représente la comparaison de la réponse fréquentielle des deux répartiteurs (séries n° 6 et 11) et justifie la poursuite de la campagne de caractérisation sans reprendre les essais précédents. Cette comparaison permet une nouvelle fois de valider l'excellente répétabilité de la méthode de mesure et la relation forte entre géométrie et signature fréquentielle.

Les figures 5.32 et 5.33 représentent les résultats temporels et fréquentiels de la caractérisation de la ligne d'admission complète du K4M+. Le pic de résonance principal à 184 Hz est traditionnellement attribué à la résonance de type quart d'onde du conduit d'admission primaire. Mais la figure 5.34 qui est un agrandissement de l'essai de caractérisation du répartiteur seul (essai n° 11) montre un dédoublement de ce pic de résonance principal. Une campagne d'essais précédente, réalisée par Pierre FONTANA, a déjà révélé ce type de phénomène. Une étude de sensibilité (figure 5.31) a montré que ce phénomène s'amplifie avec la réduction du volume de plenum. Trois configurations de volumes de plenum 0,7 L, 1,5 L et 3,0 L ont été testées sur un répartiteur prototype avec des conduits primaires de 250 mm.

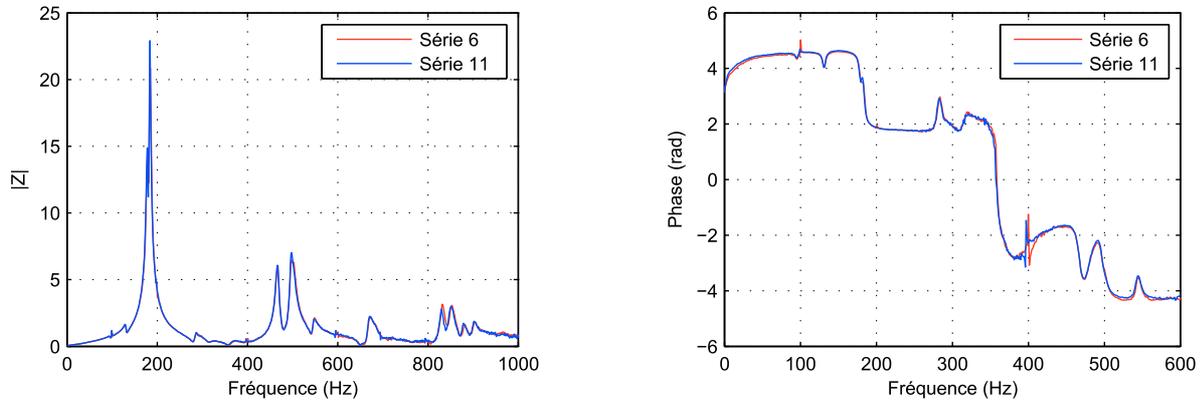


Figure 5.30 – Essai Banc Dynamique - Comparaison des répartiteurs n° 1 et n° 2

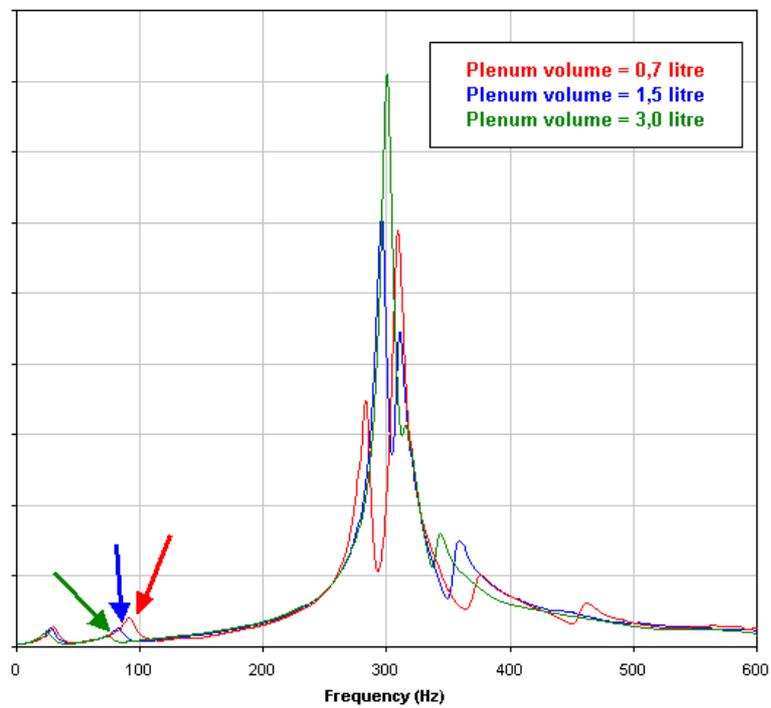


Figure 5.31 – Module d'impédance - Comparaison volume plenum [51]

L'analyse de ce phénomène justifie les essais réalisés sur le répartiteur modifié du K4M+ (primaires bouchés ou coupés).

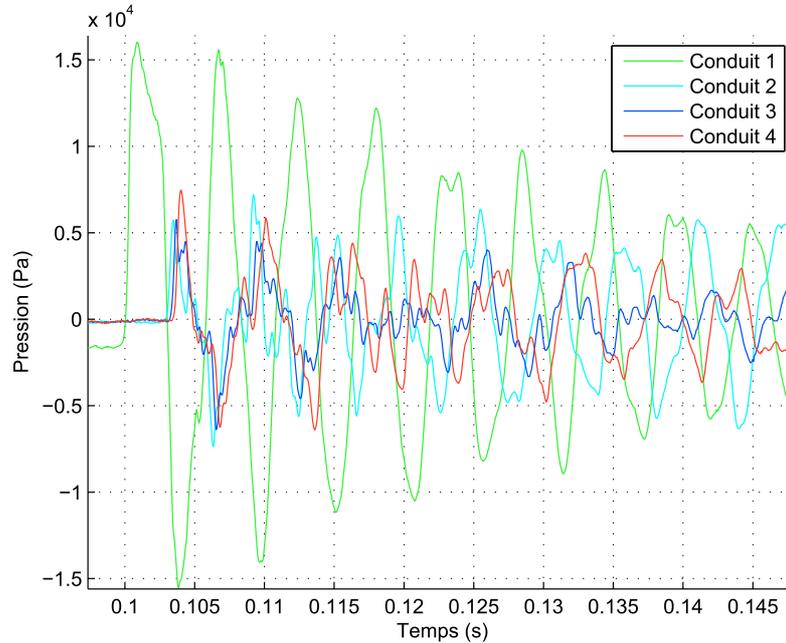


Figure 5.32 – Pression instantanée - série 11

La courbe C1 du graphique 5.34 représente le module d'impédance de la résonance « principale » du conduit 1 qui a été excité par le Banc Dynamique. MATSUMOTO [69] la nomme la réponse auto-induite. Et les courbes C2, C3 et C4 sont respectivement les réponses des conduits 2, 3 et 4 de ce même essai qui sont appelées les réponses d'interférences. Ces courbes indiquent que les conduits qui ont pourtant tous la même longueur ne perçoivent pas les mêmes fréquences de résonance. Et les résonances identifiées sur les conduits « d'interférence » (C2, C3 et C4) semblent participer à la réponse fréquentielle principale (réponse auto-induite C1). L'hypothèse de résonance en quart d'onde ne constitue donc pas le mode de résonance prépondérant observé dans le spectre de ce « pic principal ».

Pour les essais (n° 6, n° 8 et n° 10), le conduit C1 est toujours excité par le Banc Dynamique, mais les autres conduits primaires ont subi des modifications de longueur sur la figure 5.35. La courbe rouge représente l'essai n° 6 du répartiteur seul dans sa configuration d'origine (pas de modification de la longueur des conduits primaires), pour lequel la mesure a été effectuée sur le conduit C1. Cependant, les conduits C2, C3 et C4 ont été bouchés au niveau de la cale en aluminium pour le test de la série n° 8 (courbe bleue). Pour la série n° 10 (courbe verte), ces conduits ont été obturés au niveau de la jonction avec le plenum. On constate alors que la modification des longueurs de conduits d'interférence modifie au premier ordre l'impédance auto-induite du conduit C1. Ce qui semble confirmer que le mode de résonance en quart d'onde n'est pas à attribuer au pic de résonance principal. Une campagne d'essais numériques a été effectuée afin de mieux appréhender ce phénomène de dédoublement du pic principal. L'essai Banc Dynamique est simulé sous GT-Power avec la géométrie du répartiteur d'admission, dans les conditions de l'essai expérimental. Dans un premier temps, les résultats de comparaison de l'essai et du modèle numérique permettent de valider la démarche (figure 5.37). De plus, les essais numériques font

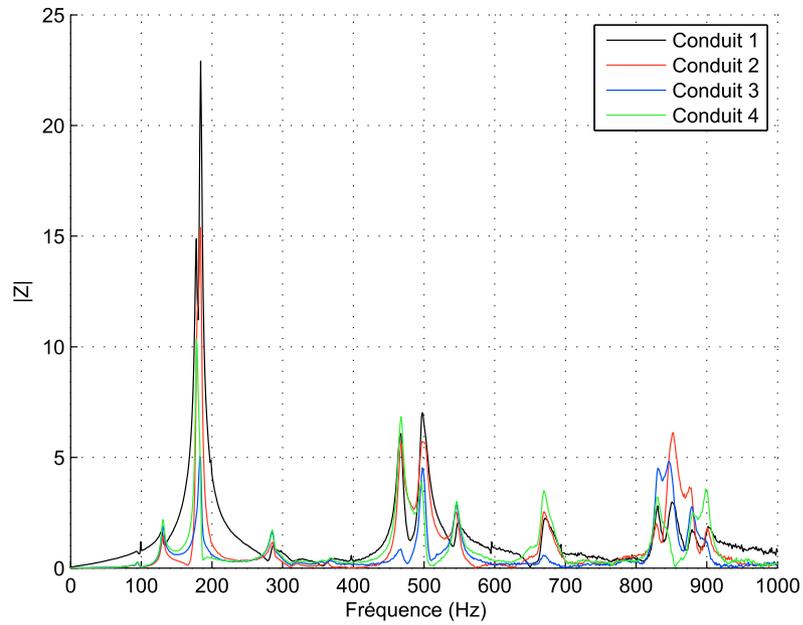


Figure 5.33 – Module d'impédance - série 11

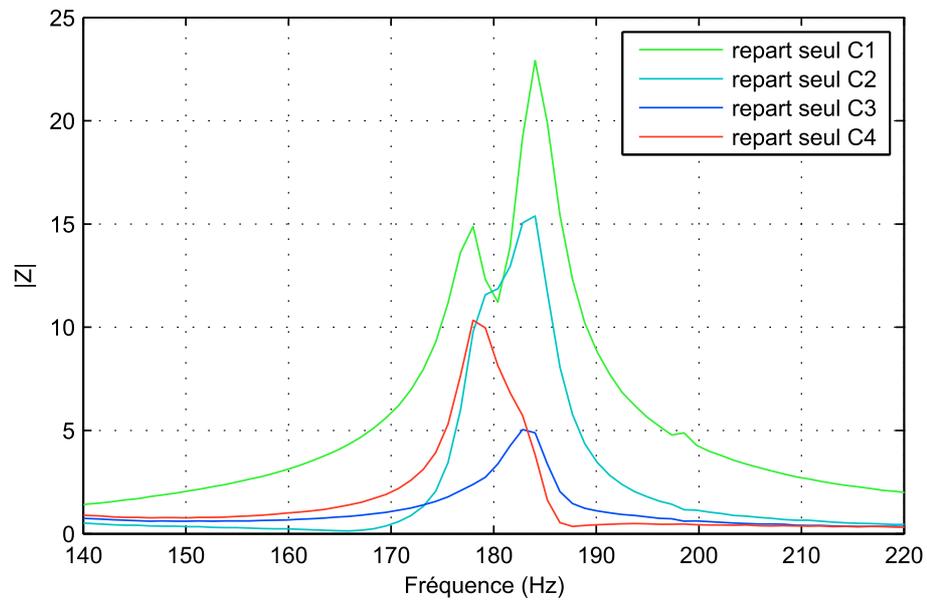


Figure 5.34 – Module d'impédance - série 11

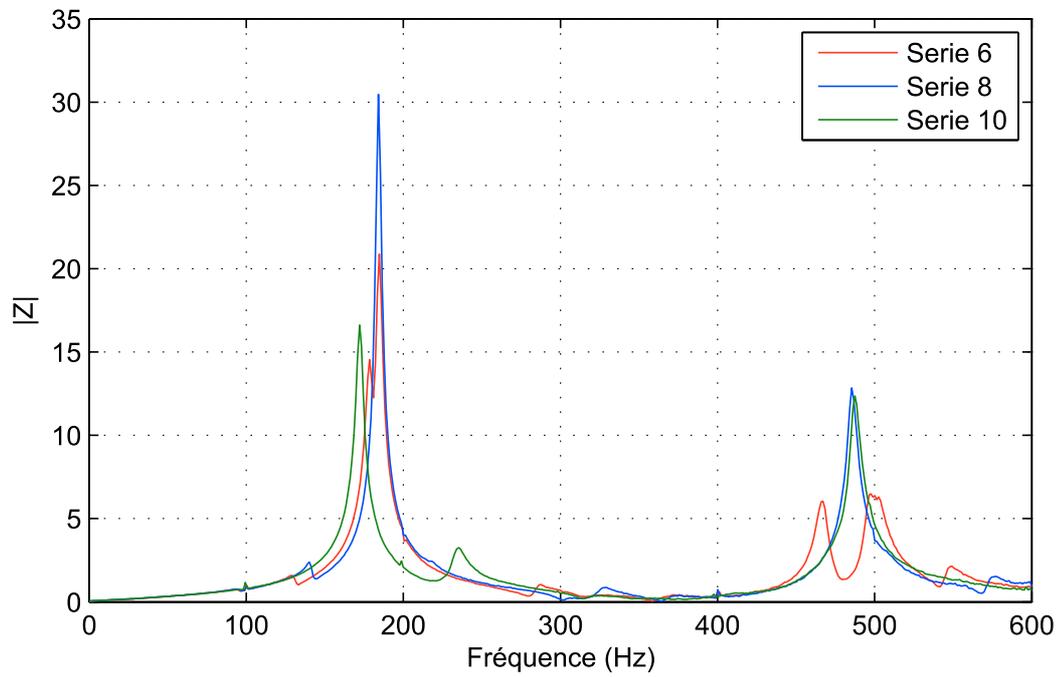


Figure 5.35 – Module d'impédance C1 du répartiteur seul - Modification des longueurs de conduits d'interférences (C2,C3 et C4)

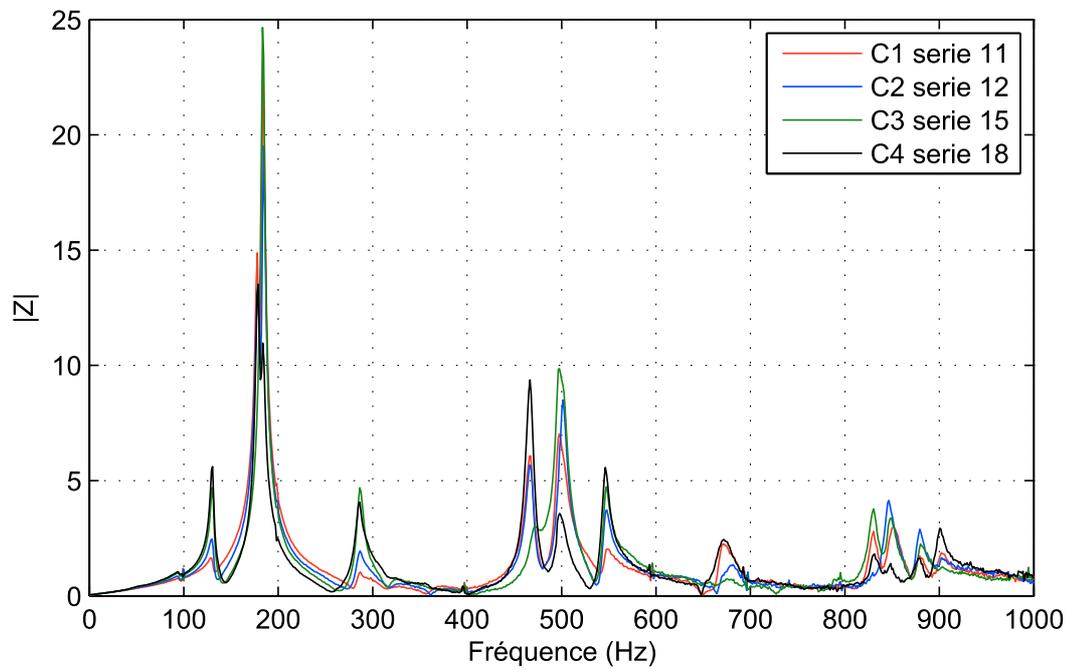


Figure 5.36 – Module d'impédance du répartiteur seul - Comparaison des 4 conduits

apparaître une fréquence supplémentaire à 187 Hz dans la résonance principale en plus des deux autres à 178 Hz et 185 Hz (figure 5.38). Cette troisième composante avait alors été gommée par la résolution de 2 Hz du moyen expérimental.

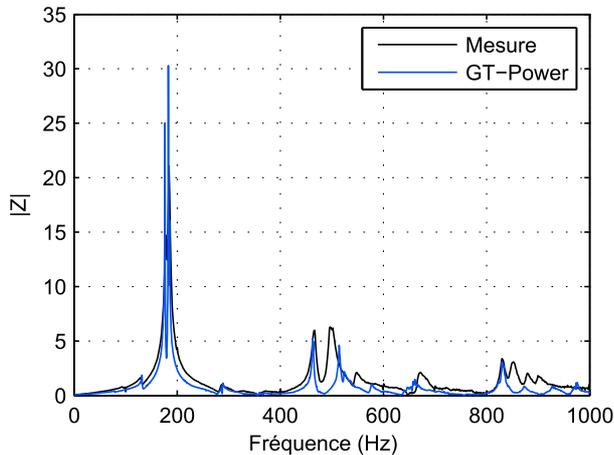


Figure 5.37 – Module d'impédance du répartiteur K4M+ - Comparaison mesure et simulation

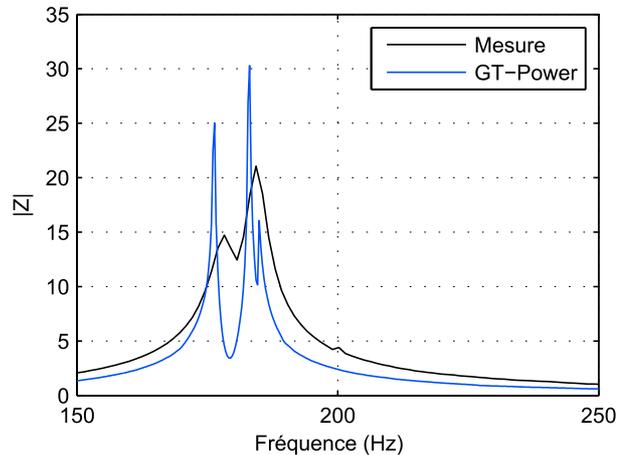


Figure 5.38 – Module d'impédance du répartiteur K4M+ - Pic principal

La figure 5.39 représente la réponse fréquentielle d'essais de caractérisation de quatre configurations géométriques du répartiteur K4M. La courbe bleue correspond à la caractérisation du répartiteur dans sa définition d'origine comme sur les figures 5.37 et 5.38. Les autres courbes représentent le module d'impédance de configurations différentes pour lesquelles certains conduits primaires ont été supprimés au niveau de la jonction avec le plenum. Les conduits primaires C3 et C4 sont bouchés pour la courbe rouge. Pour la courbe verte, ce sont les conduits C2 et C4 qui sont bouchés, puis les conduits C2 et C3 pour la courbe violette. Les conduits C2, C3 et C4 sont alors successivement « couplés » au conduit 1 par le plenum. Ainsi, on ne constate plus de dédoublement du pic de résonance principale mais un décalage en fréquence de la résonance. D'ailleurs cette fréquence de résonance baisse lorsque le conduit qui reste connecté s'éloigne du conduit C1. Ces deux remarques semblent indiquer que le pic de résonance principale du répartiteur est une composition des résonances en demi-longueur d'onde du conduit C1 avec les autres conduits. La figure 5.40 permet de valider cette hypothèse. En effet, la caractérisation d'une configuration pour laquelle tous les conduits, sauf le conduit C1, et le Boîtier Papillon sont équipés d'une terminaison anéchoïque (courbe marron) montre que la résonance en quart d'onde du conduit C1 est de très faible amplitude. Ceci indique que lorsque le plenum a un volume limité, le faible saut de section entre le conduit et le plenum permet une bonne adaptation d'impédance. Il en découle un coefficient de transmission élevé ( $\sim$  coefficient de réflexion faible). De plus, la suppression d'un seul conduit ne provoque la disparition que d'un seul pic de fréquence du pic principal (courbe verte).

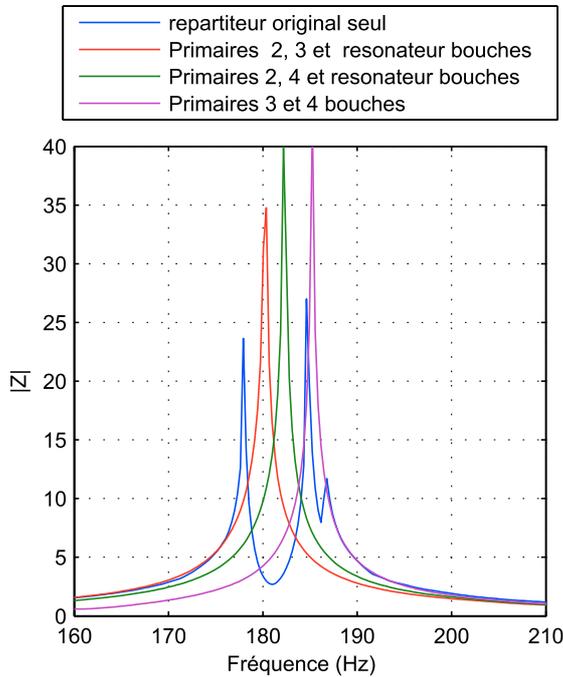


Figure 5.39 – Module d’impédance - Simulation de suppressions de conduits primaires

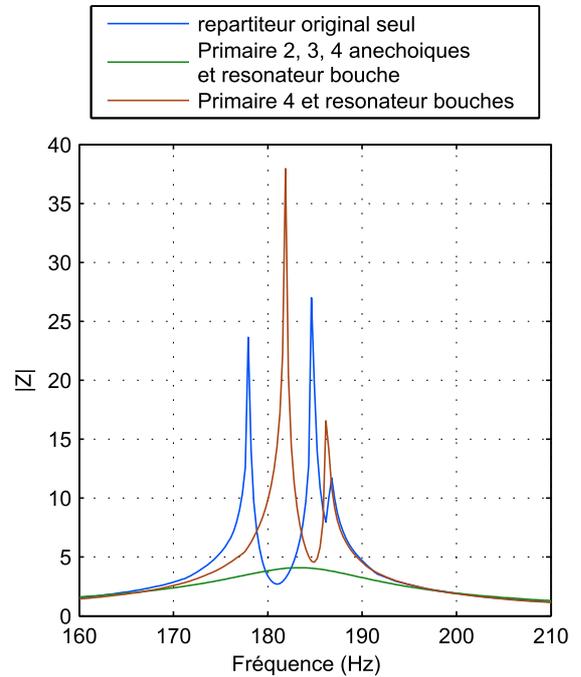


Figure 5.40 – Module d’impédance - Terminaisons anéchoïques

Pour conclure sur le pic de résonance principal, la traditionnelle résonance en quart d’onde du conduit existe mais n’est pas prépondérante. La résonance qui apparaît à la même fréquence est en réalité une composition d’au moins trois résonances en demi-longueur d’onde du conduit excité avec les autres conduits primaires. Les longueurs mises en jeu sont alors la somme des longueurs de chaque conduit à laquelle s’ajoute la distance entre les orifices au niveau du plenum. Par exemple, la composante du conduit C1 couplée au conduit C2 est définie par :

$$F = \frac{c}{2L_{ac}} \tag{5.4}$$

$$F = \frac{c}{2(L_{c1} + L_{c2} + L_{12})} \tag{5.5}$$

où  $L_{c1}$  et  $L_{c2}$  sont les longueurs des conduits et  $L_{12}$  est la distance entre les orifices des conduits C1 et C2 débouchant dans le plenum.

### 5.4.1.1 Résonateur de Helmholtz

Le répartiteur du K4M+ est équipé d’un résonateur de Helmholtz connecté par son col au plenum. Il est couramment appelé « résonateur remplissage » car il n’a pas un usage de réduction de bruit acoustique : il opère sur le remplissage. En acoustique, un résonateur de Helmholtz se caractérise par son volume ainsi que la longueur et le diamètre de son col. Ce résonateur a donc un volume de 984 cm<sup>3</sup> et un col d’une longueur de 160 mm pour un diamètre de 28,3 mm.

La fréquence de résonance  $F$  d'un résonateur de Helmholtz est définie par :

$$F = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{VL}} \quad (5.6)$$

où  $A$  et  $L$  sont respectivement la section et la longueur du col.  $V$  est le volume du résonateur. L'application numérique (à 20°C) pour le résonateur de Helmholtz du K4M donne :

$$F = \frac{345}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{VL}} \quad (5.7)$$

$$F = 110 \text{ Hz} \quad (5.8)$$

Il est vrai que ces relations sont données pour des géométries idéales et que la forme des résonateurs affecte leur mode de résonance [62, 63]. Nous choisissons de négliger le facteur de forme dans la détermination de la résonance puisqu'il s'agit ici d'une étude d'influence au premier ordre. Cependant, cette notion est prise en considération lors de l'appréciation des fréquences de résonances. La figure 5.41 est la

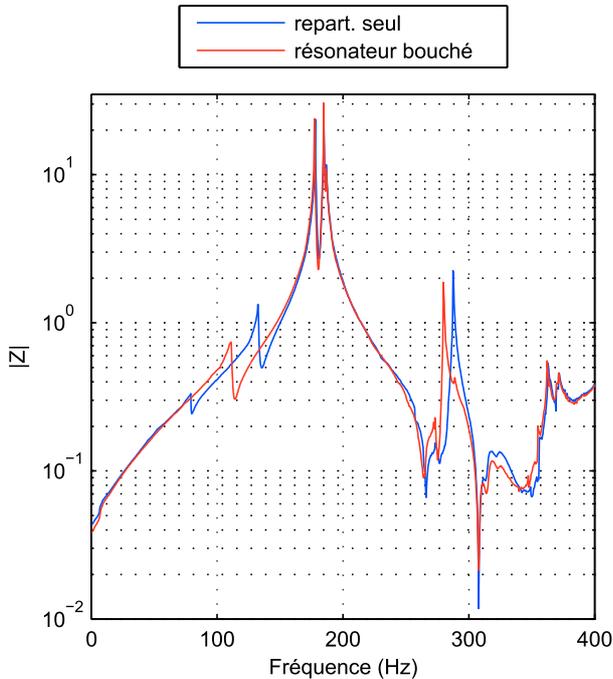


Figure 5.41 – Module d'impédance - Simulation de suppression du résonateur remplissage

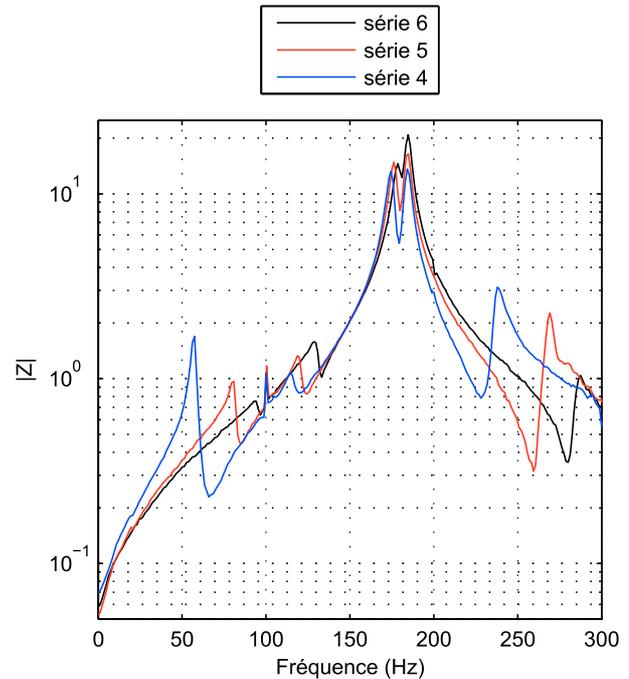


Figure 5.42 – Module d'impédance - Tube secondaire (Zip tube)

caractérisation numérique (sous GT-Power) du répartiteur (courbe bleue) et d'une variante pour laquelle le résonateur de Helmholtz a été obturé au niveau de l'entrée du col (courbe rouge). Pour la configuration sans résonateur, une résonance à basse fréquence apparaît déjà à 111 Hz. Cette résonance ne peut pas être attribuée à une résonance de type quart d'onde relative à un quelconque élément géométrique du répartiteur (longueur de plenum, longueur de l'entrée plenum jusqu'à la soupape, etc.). En effet, cette fréquence est trop basse par rapport aux longueurs mises en jeu. Il s'agit donc vraisemblablement d'un mode de résonance de Helmholtz dont le conduit d'entrée du plenum constitue le col du résonateur et le plenum son volume. Mais ce mode de résonance coïncide avec la fréquence de résonance du résonateur

remplissage calé à environ 110 Hz. La différence de température entre la caractérisation est relativement faible et ne génère qu'une erreur de 1% sur la fréquence. Ce qui est inférieur à la résolution de la mesure. L'ajout de ce résonateur crée un pic de résonance à 132 Hz (courbe bleue). Et, l'interaction du mode de résonance de ce résonateur avec le mode de Helmholtz naturel du répartiteur a pour effet de le décaler vers les basses fréquences à 79 Hz.

Les séries d'essais suivantes consistent à ajouter successivement les éléments qui composent la ligne d'admission. Dans l'essai n° 5, le Boîtier Papillon a été ajouté au répartiteur pour une nouvelle caractérisation au niveau du conduit primaire n° 1. Et, dans l'essai n° 4, c'est le conduit secondaire (zip tube) qui a été ajouté à la configuration de la série n° 5. Ces deux essais représentent des allongements successifs du conduit secondaire (conduit entre le plenum et le filtre à air) qui sont comparés à la caractérisation du répartiteur seul (série n° 6) sur la figure 5.42. Cette figure montre que le pic de résonance principal (combinaison des modes de conduits primaires abordée précédemment) ne subit pas de modification majeure. Mais on observe un décalage des deux résonances à basse fréquence. La résonance à 128 Hz issue de la caractérisation du répartiteur seul (série 6) passe à 119 Hz, puis à 115 Hz par les ajouts successifs du Boîtier papillon (série 5) puis du Zip Tube (série 4). De la même manière, la fréquence à 94 Hz passe à 80 Hz, puis à 57 Hz.

La campagne de caractérisation se poursuit par la série n° 3 qui complète la configuration de la série n° 4 d'un Boîtier Filtre (figure 5.43). La série n° 3 se distingue de la série précédente par l'apparition d'une nouvelle fréquence à 463 Hz. Mais c'est surtout la résonance positionnée à 57 Hz qui semble affectée par la présence du Boîtier Filtre en passant à 49 Hz. Il ne faut pas tenir compte des pics de fréquences à 100 Hz et ses multiples car ils résultent d'un bruit de mesure.

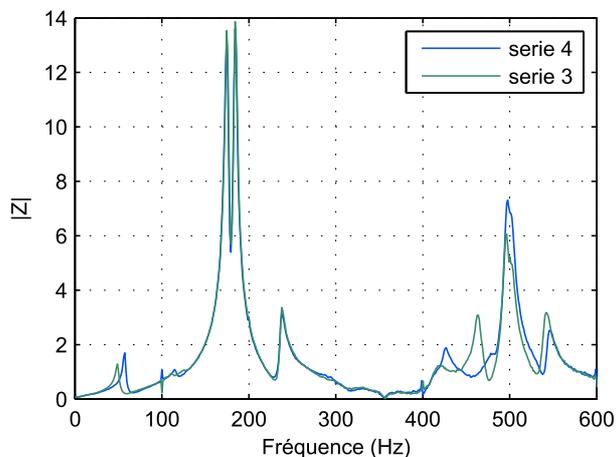


Figure 5.43 – Module d'impédance - Boîtier Filtre

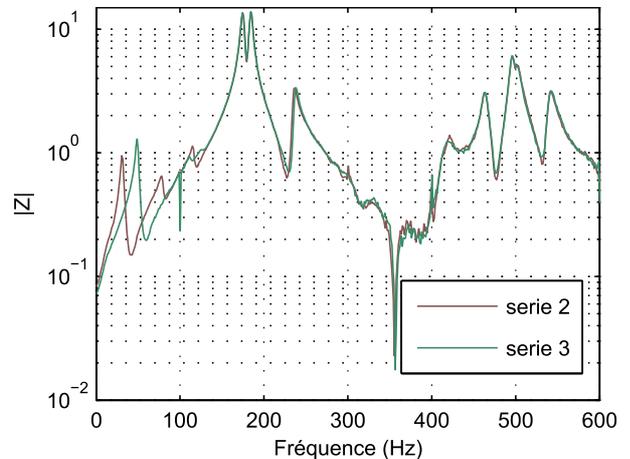


Figure 5.44 – Module d'impédance - Artifices acoustiques

La figure 5.44 compare les séries n° 2 et n° 3. Les éléments ajoutés sont des artifices acoustiques visant à réduire le bruit de bouche dans une gamme de fréquence définie par la norme en vigueur. Ce système est composé d'un quart d'onde et d'un résonateur de Helmholtz disposés en parallèle du conduit d'air sale. Le traitement du bruit de bouche ne fait pas l'objet de cette étude. Néanmoins, la figure 5.44 montre que les deux spectres sont quasiment superposables, à l'exception de l'apparition d'une résonance à 78 Hz et d'un décalage de la résonance à 49 Hz vers 30,5 Hz. Finalement, le dernier élément de la ligne d'admission est ajouté. Il s'agit d'un conduit poreux qui fait également office d'artifice acoustique. Comme pour la comparaison précédente, seules les résonances à basse fréquence sont affectées sur la

courbe du module d'impédance (figure 5.45) mesurée toujours au niveau du conduit primaire C1.

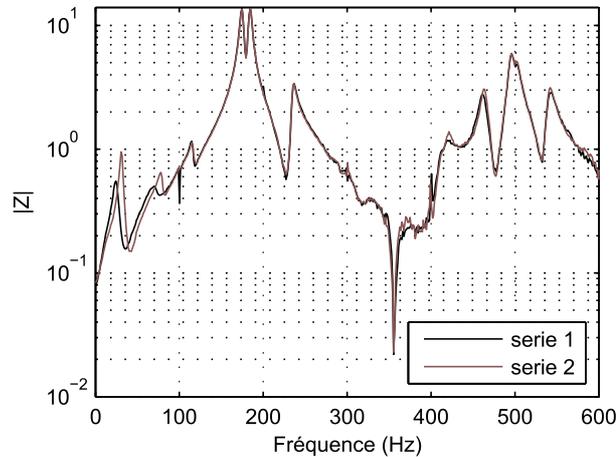


Figure 5.45 – Module d'impédance - Conduit poreux

	Fréquence (Hz)	Commentaires
$F_1$	24,5	Conduit air sale
$F_2$	70	Conduit secondaire
$F_3$	115	Résonance de Helmholtz du résonateur remplissage
$F_4$	174,5	Demi-onde C1-C4
$F_5$	184,5	Demi-onde C1-C3
$F_6$	187	Demi-onde C1-C2
$F_7$	237	Première harmonique de Helmholtz du volume du plenum

Table 5.9 – Identification des fréquences de résonance de l'admission du K4M

Le tableau 5.9 répertorie les fréquences de résonances de la ligne d'admission complète (série n° 1) caractérisée au niveau du conduit C1 à une température de 19,8°C.

### 5.4.2 Essais Moteur

Dans la continuité de la démarche de validation de la méthode de caractérisation d'une ligne d'admission d'air, une campagne d'essai moteur a été menée sur un moteur 4 cylindres. Le moteur de test est le moteur à allumage commandé K4M+ Renault présenté dans le chapitre 2. Cette campagne d'essais stabilisés a été réalisée sur l'installation du LMF. Les points de mesures ont été relevés tous les 200tr/min sur une plage de régime de 1400tr/min à 5000tr/min. La figure 5.46 compare la mesure de couple du moteur provenant du LMF à la courbe de référence fournie par le constructeur.

Le couple mesuré au Laboratoire est inférieur à la courbe de référence. Cette différence peut s'expliquer par l'installation de mesure elle-même et par la configuration de la ligne d'échappement qui est différente de la configuration véhicule après le catalyseur. Néanmoins, les deux courbes indiquent les mêmes tendances pour un écart maximum de 10 N.m à 2800tr/min (environ 7%). Sur ce point de fonctionnement, il faut noter que le creux de couple a été lissé sur la courbe de référence par un balayage en régime tous les 500tr/min uniquement. Tandis que la résolution de la mesure LMF est de 200tr/min.

D'autre part, le réseau de capteurs de pression positionnés sur les lignes d'admission et d'échappement ainsi que dans le cylindre n° 1 permet une analyse complète du comportement des ondes de pressions dans la boucle d'air. Lorsque les soupapes d'admission sont ouvertes, la descente du piston dans le cylindre génère une dépression dans la chambre de combustion. La différence entre la pression cylindre et la pression de la ligne d'admission génère, à son tour, un débit à travers les soupapes d'admission (c'est la phase d'admission). Mais cette étape s'opère à une vitesse suffisamment rapide que la propriété de compressibilité de l'air ne puisse être négligée. Ainsi, dans le même temps, une onde de dépression se forme au niveau de la soupape d'admission et se propage dans tout le système d'admission d'air. Il en va de même pour la phase d'échappement, lorsque la soupape d'échappement s'ouvre et laisse se détendre les produits de combustion dans la ligne d'échappement. La figure 5.51 décrit justement le profil de ces trois signaux de pressions sur un cycle moteur mesuré à 4000tr/min. Les deux phases d'admission coïncident alors avec la superposition de la courbe de pression correspondante avec celle de la pression cylindre (courbe bleue). Cette figure met également en évidence les niveaux d'amplitude des ondes de pression dans les lignes d'air et l'impact qu'elles suggèrent sur les transvasements gazeux dans le cylindre. Parallèlement, la figure 5.47 représente le profil de la pression d'admission sur deux cycles dans le conduit n° 1. Comme pour le monocylindre, cette figure montre une évolution de l'amplitude et du profil de pression en fonction du régime. Le niveau de pression augmente avec le régime tandis que le nombre d'oscillations par cycle diminue. Les quatre conduits d'admission du moteur sont pourvus de capteurs de pression instantanée.

La figure 5.48 décrit le profil de ces quatre signaux de pression sur un cycle qui semblent avoir la même amplitude et la même structure tout en étant déphasés de  $\pi$ . Cette hypothèse est confirmée par la représentation de ces quatre signaux en fonction du cycle du cylindre auquel ils sont rattachés (figure 5.54). En effet, les quatre signaux sont quasiment parfaitement superposables. Cependant, de légères différences apparaissent entre les couples de pression 1, 4, et 2, 3. Ces écarts de comportement peuvent être liées aux différences observées sur les courbes d'impédances des conduits 1, 2, 3 et 4 (figure 5.36). C'est à dire qu'un mode de résonance composant le pic principal a une fréquence plus élevée pour les conduits 2 et 3 que pour les conduits 1 et 4 (figure 5.36). En plus des signaux de pression dans les conduits d'admission, la pression instantanée du plenum est également disponible. Ce qui permet de vérifier les

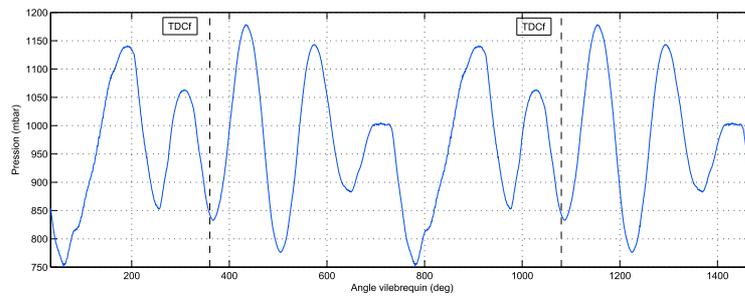


Figure 5.47 – Pression instantanée dans le conduit primaire n° 1 @ 4000tr/min

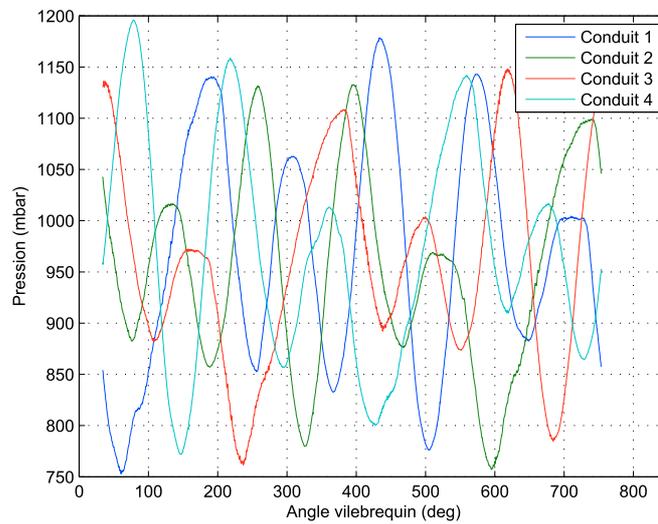


Figure 5.48 – Pressions instantanées dans les conduits primaires d'admission @ 4000tr/min

hypothèse suggérées par OHATA [55]. Cet auteur affirme que la pression instantanée dans le plenum est égale à la somme des pressions instantanées des quatre conduits primaires au niveau de leur jonction avec le plenum. Les pressions des conduits primaires n'ont malheureusement pas été prises à cet endroit précis mais un peu plus loin dans les conduits dans la cale d'admission. Cependant, ce conduit a une section relativement constante. Donc, en faisant l'hypothèse acoustique que la pression dans un conduit primaire au niveau de la jonction du plenum est égale à la pression mesurée affectée par un amortissement et un déphasage liés à la distance entre ces deux points. On applique un déphasage  $\phi$  en degré :

$$\phi = \frac{L}{c} \frac{360 \cdot N}{60} \quad (5.9)$$

où  $L$  est la longueur entre le capteur de pression et l'embouchure du conduit primaire dans le plenum.  $c$  est la célérité. Et  $N$  est le régime en (tr/min).

Les quatre signaux de pressions relatives rephasés sont ainsi sommés. Puis l'amortissement est appliqué empiriquement de sorte à obtenir une amplitude similaire à la pression mesurée dans le plenum. Le résultat de cette somme de pressions instantanées est comparé à la pression plenum à un régime de 4000tr/min dans la figure 5.52. La corrélation de ces deux courbes est excellente. Cette analyse a donc permis de valider l'hypothèse de [55]. Cette propriété n'a pas été utilisée dans cette étude. Mais puisqu'elle est désormais vérifiée, elle est susceptible de pouvoir être exploitée par la suite dans un modèle de plenum par matrice de transfert.

Par ailleurs, il est possible d'analyser les signaux de pression aux moyens des outils de l'analyse de Fourier. Pour cela, il suffit de disposer d'un enregistrement suffisamment échantillonné sur un temps suffisamment long. En ce qui concerne les mesures instantanées des essais K4M, elles ont été enregistrées sur 26 cycles moteurs avec un échantillonnage de 2000 points pour 720 degrés vilebrequin ( $0.36 \text{ deg}^{-1}$ ). Ce qui permet de tracer les Transformées de Fourier Rapide de la pression représentées sur les figure 5.49 et 5.50.

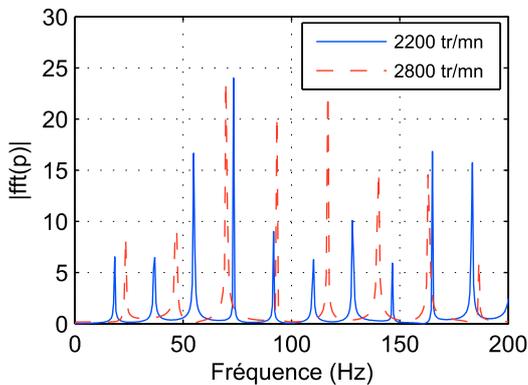


Figure 5.49 – Spectre de la pression d'admission @ 2200 tr/min et 2800 tr/min

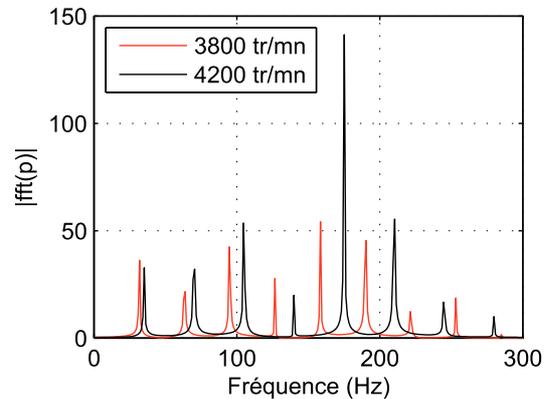


Figure 5.50 – Spectre de la pression d'admission @ 3800 tr/min et 4200 tr/min

Pour chaque régime, le premier pic de fréquence (fréquence fondamentale) d'une série correspond à la fréquence d'excitation moteur ( $N/120$  pour un moteur 4 temps). Et les pics de fréquence suivants correspondent à des multiples de la fréquence fondamentale (fréquences harmoniques). L'amplitude de ces pics de fréquences représente l'amplitude des oscillations de pression à la fréquence considérée. Une représentation de tous les régimes sur le même graphique devient très rapidement confus. Il est donc préférable d'adopter une représentation 3D ou 2D où le module de la transformée de Fourier est une

fonction du régime et de la fréquence. Ces deux représentations permettent de se rendre compte de la dépendance linéaire des pics de fréquences avec le régime comme évoqué précédemment. La représentation 3D (figure 5.55) est très pratique puisque elle est facilement manipulable sur PC. Elle permet une recherche rapide des points clefs. Cependant, dans le cadre d'un document papier, elle perd beaucoup de son intérêt et on lui préférera la représentation 2D (figure 5.56) munie d'une échelle colorimétrique. Il est également possible de tracer les fréquences d'excitation moteur et leurs harmoniques (figure 5.53). Cette représentation ne prend pas en compte l'amplitude des pics mais elle permet de croiser les fréquences de résonances de la ligne d'admission avec les fréquences d'excitation moteur. Ce qui s'avère plus adapté à l'analyse du remplissage.

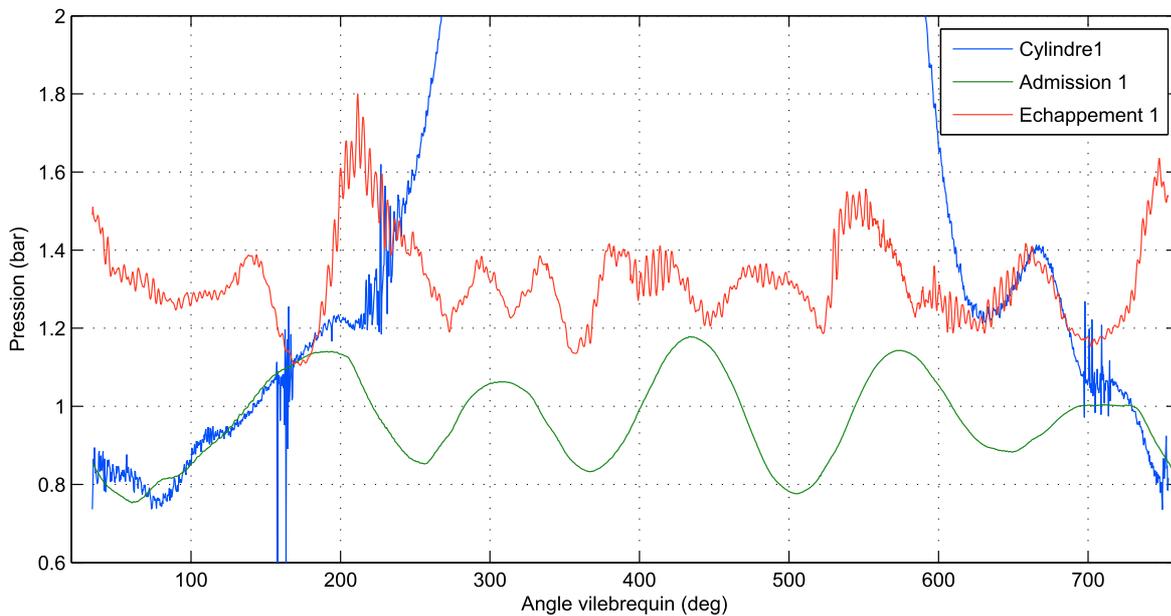


Figure 5.51 – Respiration K4M @ 4000 tr/min

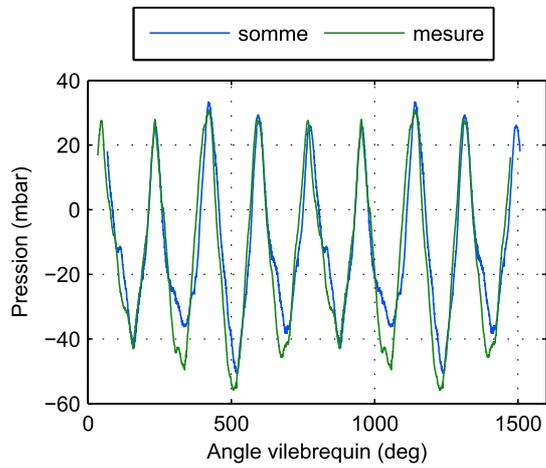


Figure 5.52 – Pression plenum @ 4000 tr/min

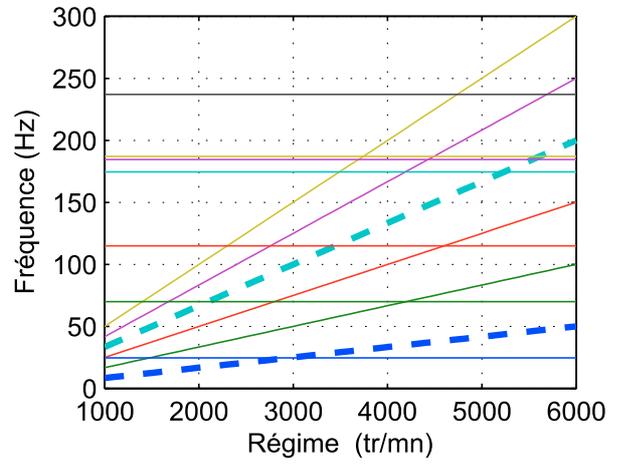


Figure 5.53 – Tracking K4M

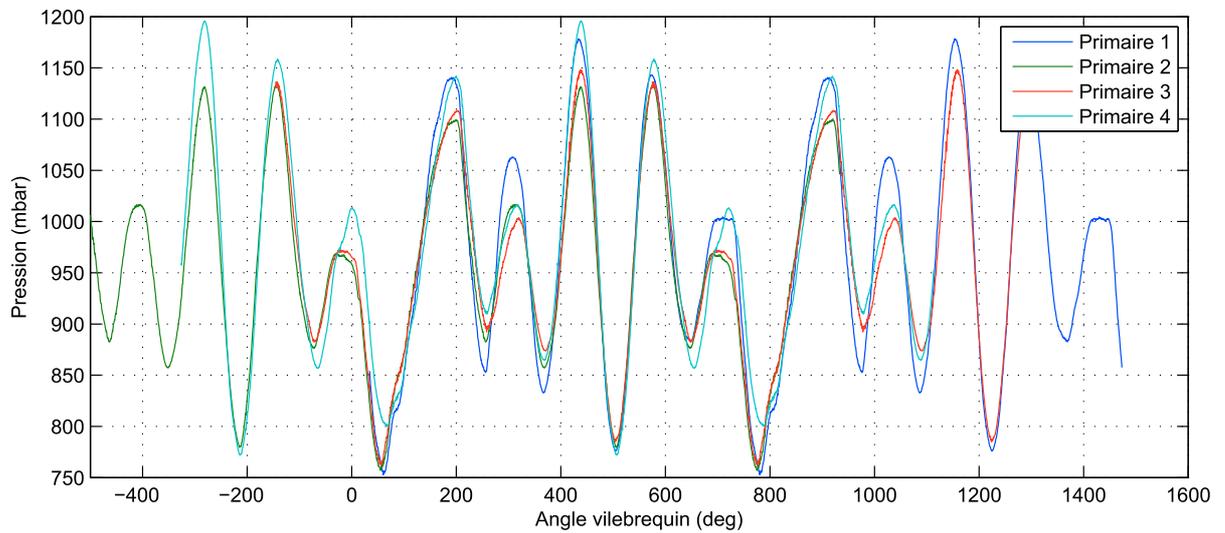


Figure 5.54 – Pression admission sur cycle @ 4000 tr/min

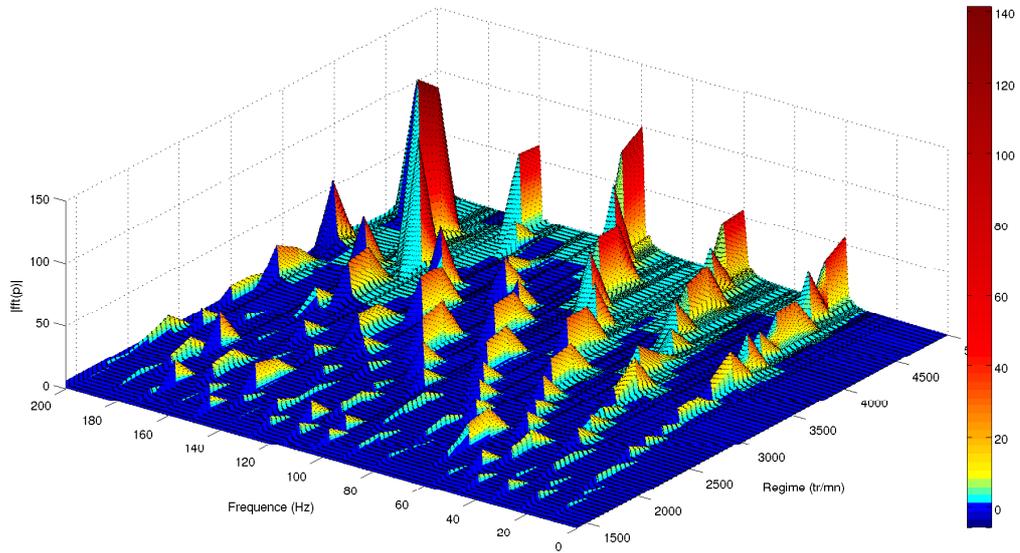


Figure 5.55 – Tracking K4M 3D

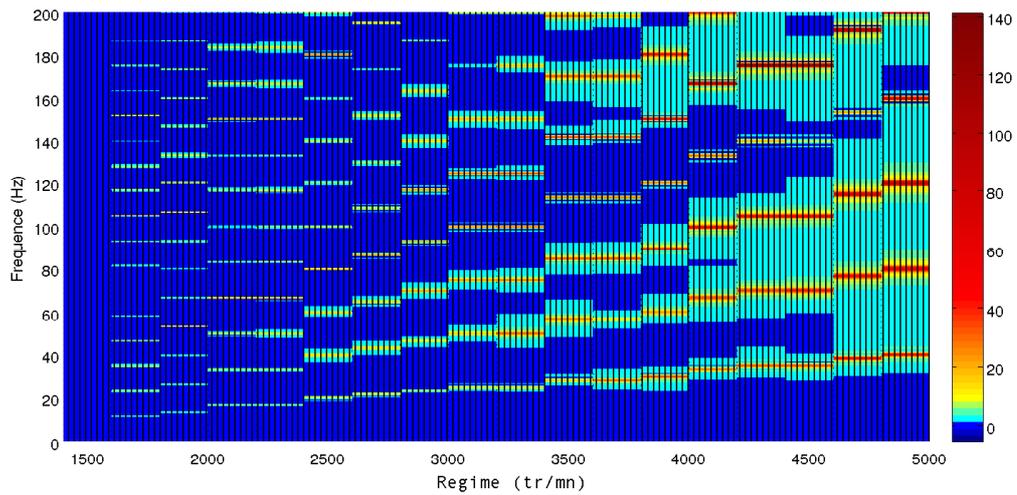


Figure 5.56 – Tracking K4M 2D

*Finally, it appears that the modeling of type function of transfer applied to an engine with internal combustion monocylinder is just as precise as a unidimensional approach for a shorter calculation time. On the other hand, the study of the intake line of a monocylinder has shown that the empirical rules which consist in systematically attributing a resonance mode of type quarter wave to the primary ducts is contradicted by the experimental characterization. This conclusion provides an additional interest to these experimental characterization methods. However, it is shown that the interactions between cylinders are relatively strong and that the modeling becomes more complex to model. Moreover, the modeling of an intake line of a 4 cylinder engine has been developed and compared to the tests of the Dynamic Bench by the Virtual Dynamic Bench. This model is based on the superposition method proposed by MATSUMOTO [69]. Unfortunately, the complete integration of this model has not been carried out. It will therefore be the subject of a second thesis on the subject.*



# Conclusion générale

---

Motivé par la nécessité de maîtriser le remplissage à l'admission des moteurs à combustion interne, ce travail représente un progrès dans l'approche des écoulements non-stationnaires appliquée aux systèmes d'admission d'air. Il présente ainsi des méthodes innovantes de caractérisation et de modélisation des phénomènes d'ondes de pressions dans les lignes d'air et leur incidence sur remplissage des moteurs à combustion interne. Les indications bibliographiques et les résultats de caractérisations préliminaires ont conduit à centrer une partie de cette étude sur l'analyse des phénomènes de propagation et de réflexion des ondes de pressions dans les conduits.

Pour cela, une campagne de comparaison des méthodes de caractérisation expérimentale a été menée sur trois bancs d'essais par le biais de la mesure de géométries de références. Cette campagne d'essais a tout d'abord permis de développer une méthode de post-traitement permettant de comparer les résultats des moyens d'essais entre eux. De ce fait, il est apparu que ces trois méthodes fournissaient des résultats cohérents et complémentaires dans des domaines de mesures et de résultats différents. Ces essais de caractérisation ont également permis d'évaluer la robustesse des méthodes et de mieux comprendre les phénomènes d'ondes de pressions lors de leurs réflexion et de leur propagation dans les conduits dans le chapitre 3. De plus cette thèse a permis de développer une méthode de mesure de l'impédance encore inédite. Par la suite, des essais sur des géométries plus complexes ont mis en évidence la nécessité d'une caractérisation expérimentale. En effet, les codes de calculs tridimensionnels donnent des résultats tout à fait satisfaisants mais pour des durées de calcul trop longues. A l'opposé, les codes de simulation unidimensionnelle, dont les durées de calcul sont plus raisonnables, nécessitent des recalages de modèles importants dans le cadre de modélisations de géométries complexes. Au delà de ces deux méthodes, les autres modèles de la littérature ne proposent pas de meilleurs résultats que les méthodes 1D. Finalement, la démarche mise en œuvre pour évaluer l'influence d'une géométrie d'admission sur le remplissage d'un moteur a conduit à développer un modèle de comportement innovant dont les paramètres sont directement issus de caractérisations expérimentales. Ce nouveau modèle définissant un système d'admission est alors basé sur les analyses de comportement effectuées au chapitre 3. Il fournit ainsi la réponse en pression dans la chapelle d'admission d'une excitation en débit au niveau de la soupape. Une méthode de couplage entre le modèle et un logiciel métier de simulation moteur est alors mise en œuvre. Cette dernière étape permet donc de déterminer le rendement volumétrique du moteur.

L'objectif premier de cette thèse était de montrer qu'il était envisageable de proposer une méthode de prédiction du remplissage basée sur des données issues d'une caractérisation expérimentale. Afin de mener cette étude à son terme, toutes les voies n'ont pu être explorées et les modèles les plus simples ont dû être employés. Les premières pistes d'amélioration concernent la méthode de caractérisation expérimentale. Tout d'abord la méthode de mesure deux microphones devra être adapté au Banc Dynamique afin d'accéder à l'information de vitesse instantanée et pouvoir localiser la mesure de vitesse et de pression dans le même plan. Cette adaptation permettra d'étudier plus en détail le phénomène de dérive de la phase observée lors de cette étude. La méthode de mesure avec écoulement pourra elle aussi être améliorée par l'utilisation de deux moyens d'aspiration distincts comme nous l'avons proposé dans le chapitre 2 (variante n° 3). En ce qui concerne le modèle de comportement, une des perspectives consiste à conserver la base de ce modèle déjà développé tout en faisant appel à des modèles de pertes ou de réflexion plus complexes proposés par la littérature acoustique. Une autre voie d'amélioration est la méthode d'identification des paramètres du modèle qui peut être fortement améliorée par l'emploi d'un

algorithme d'optimisation plus élaboré. Pour cela il faudra envisager un recours à l'Optimization Toolbox de Matlab. Finalement, une des limitations liée à la simulation couplée entre Simulink et GT-Power s'est déverrouillée d'elle-même à la fin de ce projet avec la sortie de la version 7 de GT-Power. En effet, cette dernière version permet désormais de raccorder directement le modèle de fonction de Transfert à l'élément soupape de GT-Power sans avoir recours à une maille de tube intermédiaire de 1 mm et laisse donc entrevoir des temps de calculs encore plus faibles.

# **Annexes**



# ANNEXE A

---

## **Sensibilité au maillage**

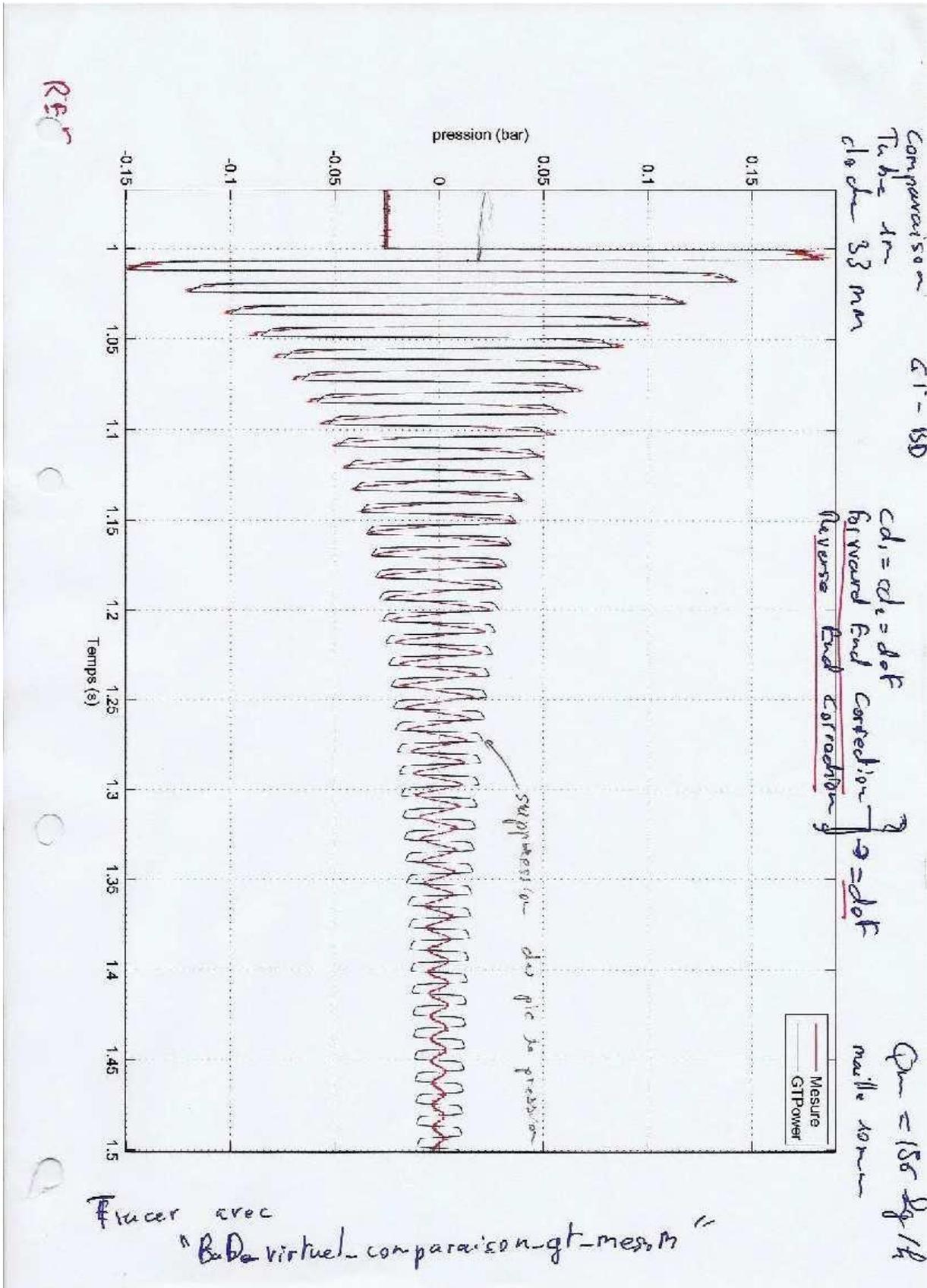


Figure A.1 – Maillage 10mm

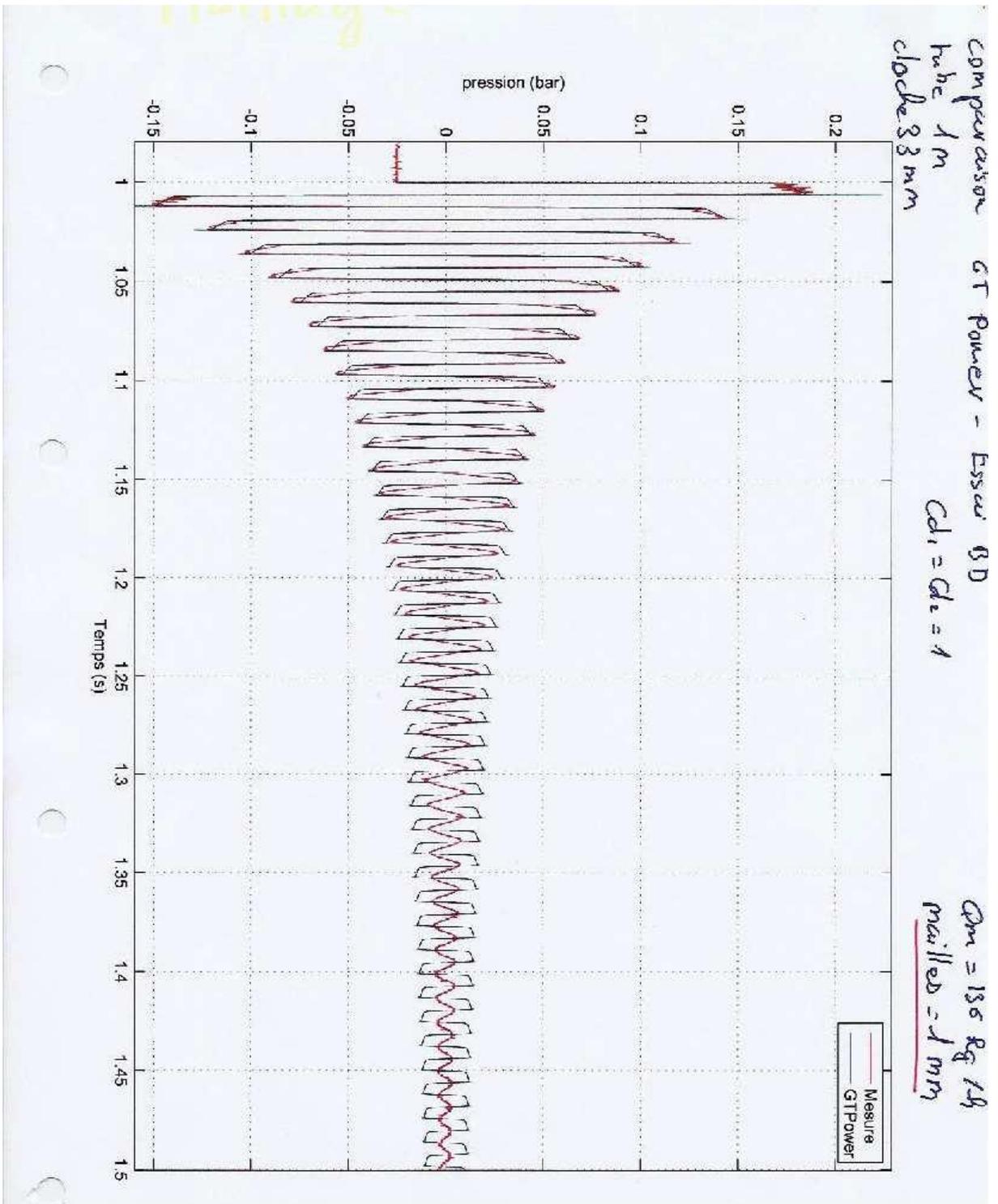


Figure A.2 – Maillage 1mm

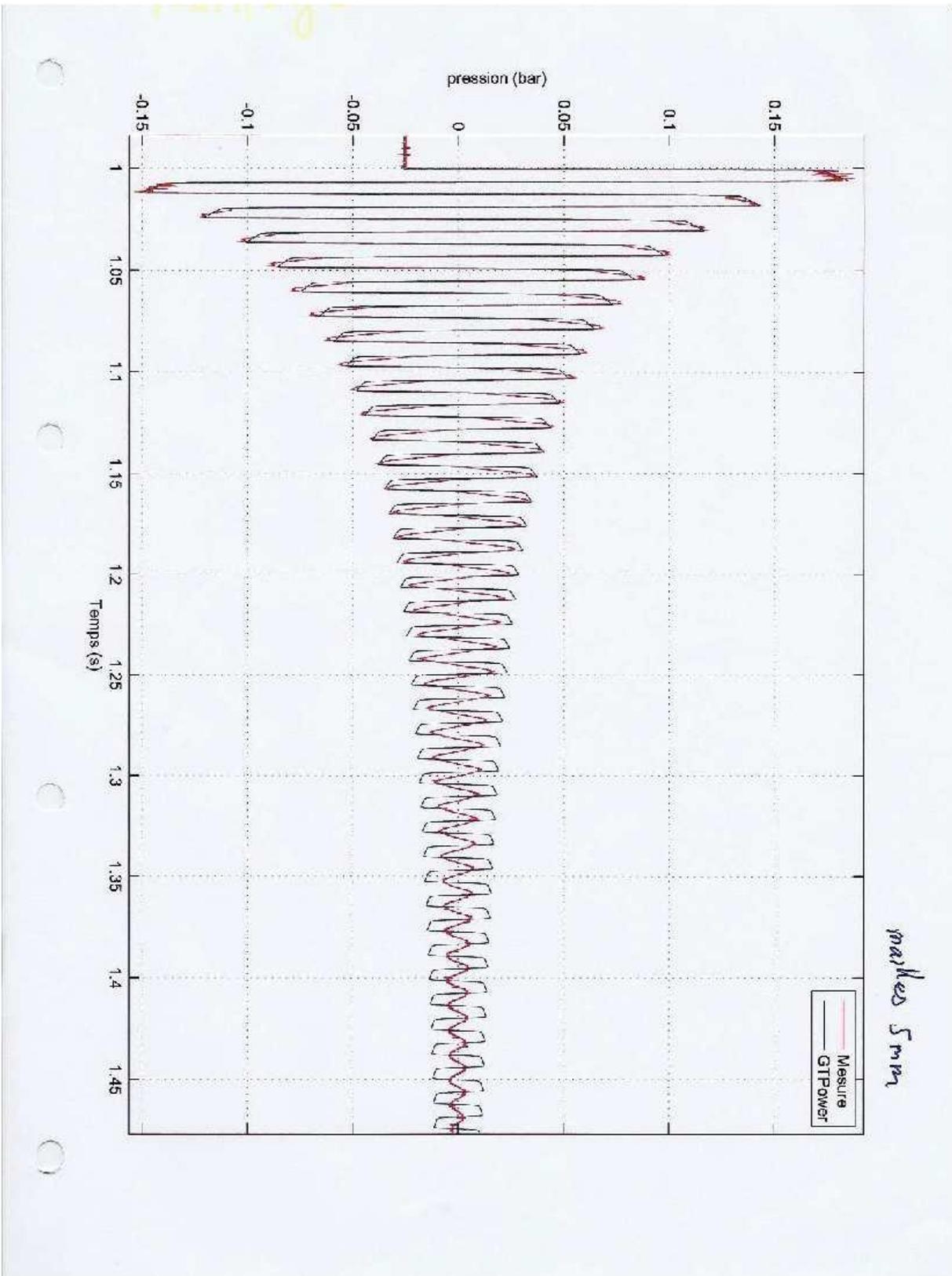


Figure A.3 – Maillage 5mm

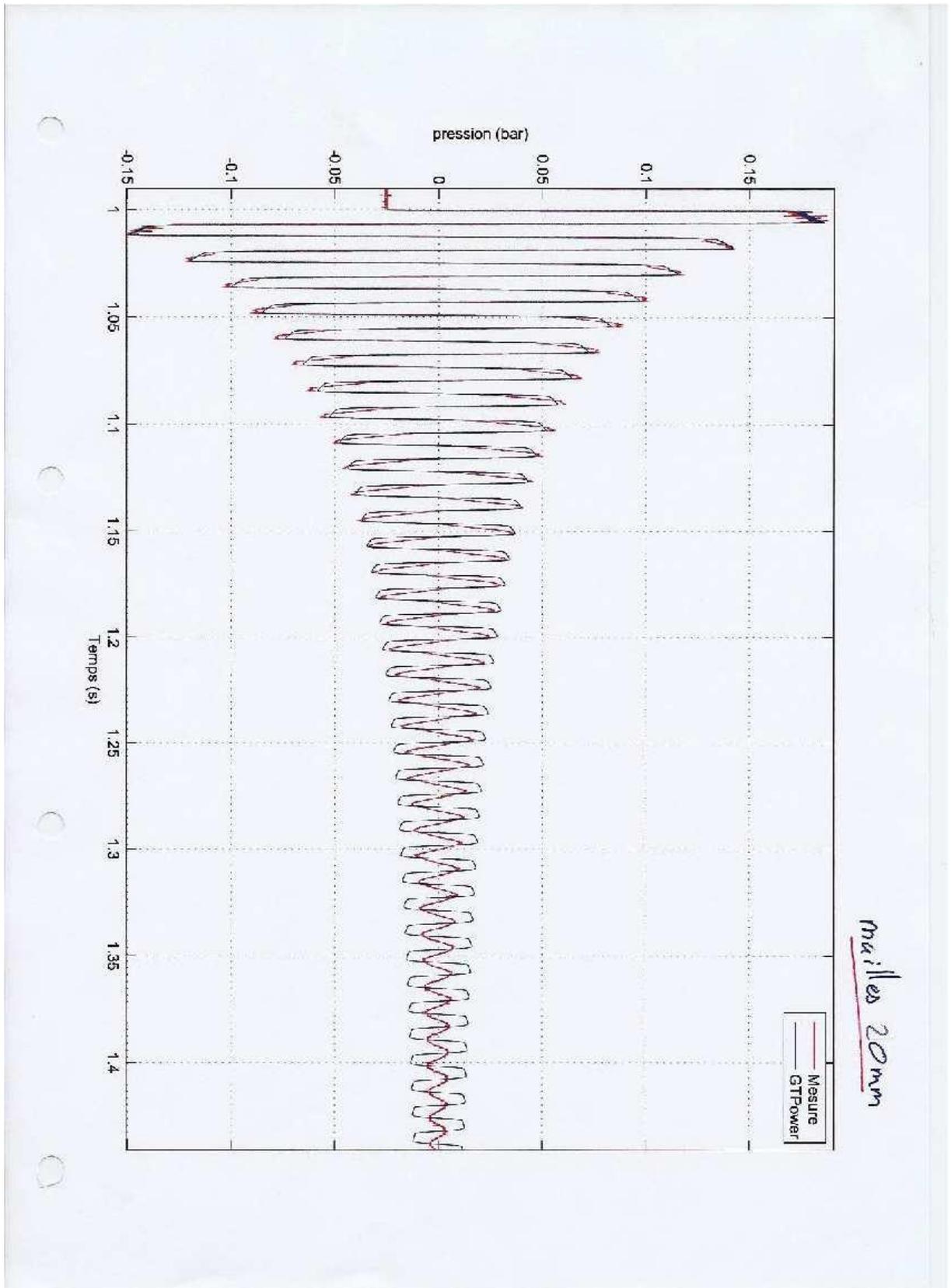


Figure A.4 – Maillage 20mm

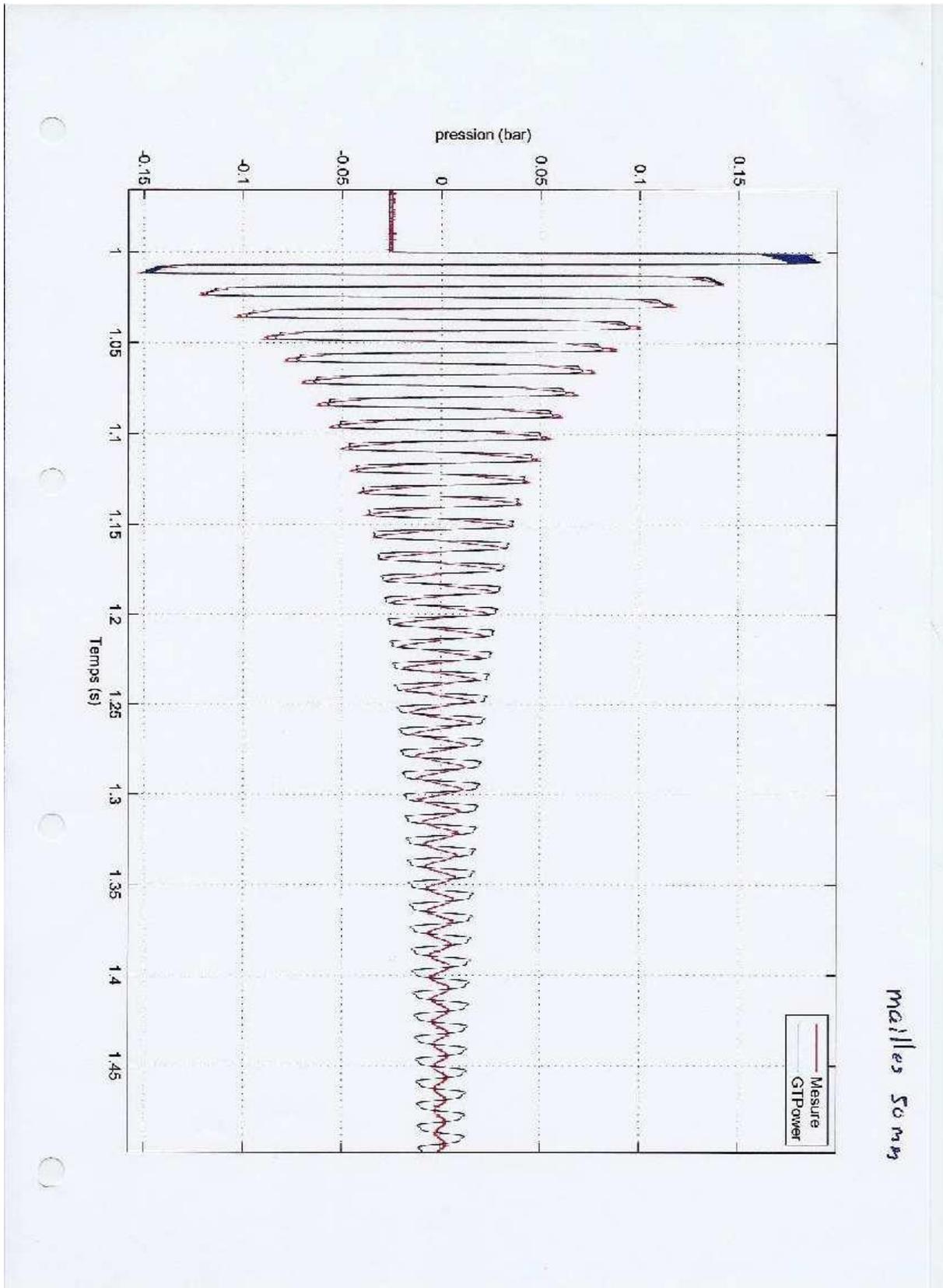


Figure A.5 – Maillage 50mm

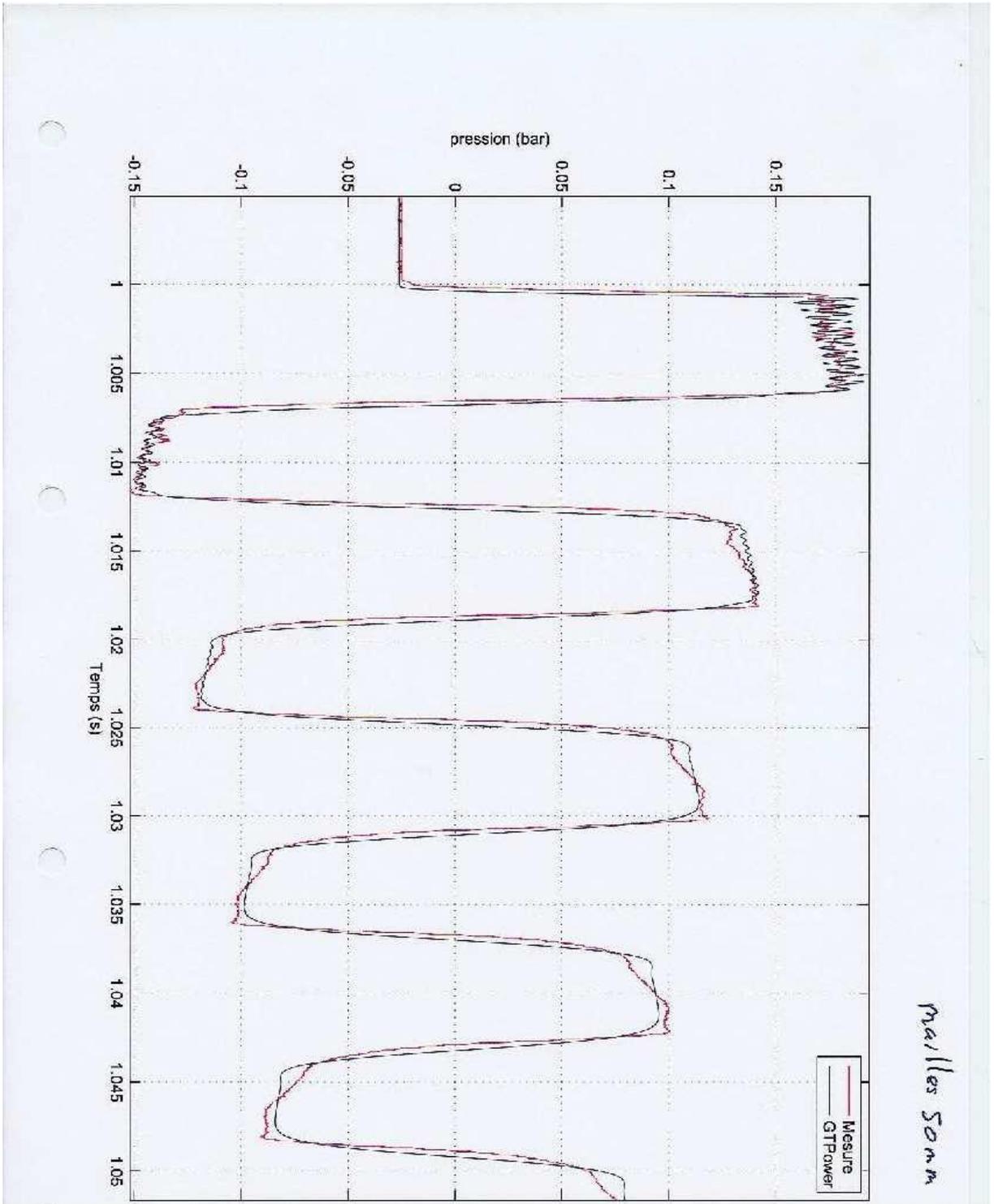


Figure A.6 – Maillage 50mm - zoom

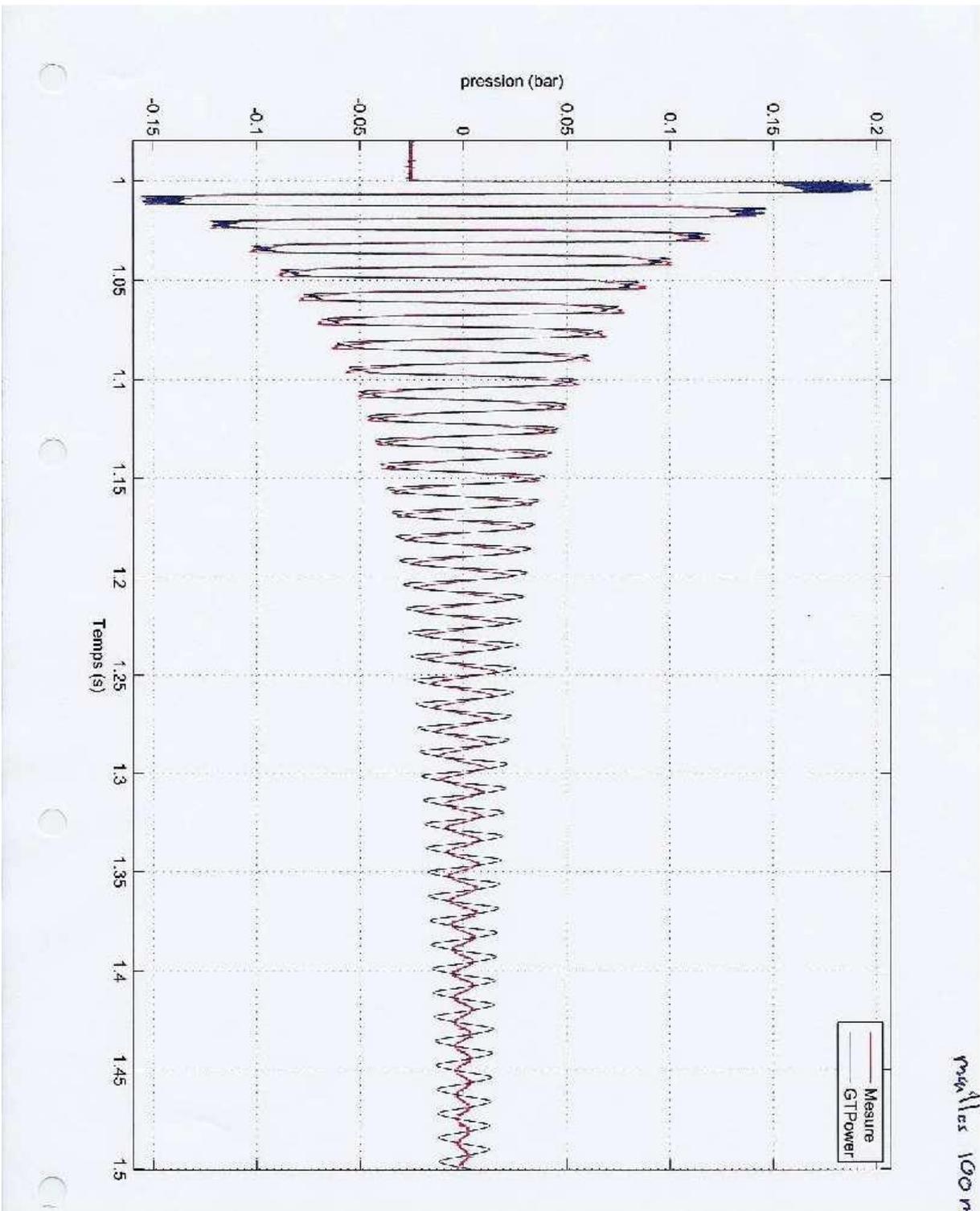


Figure A.7 – Maillage 100mm

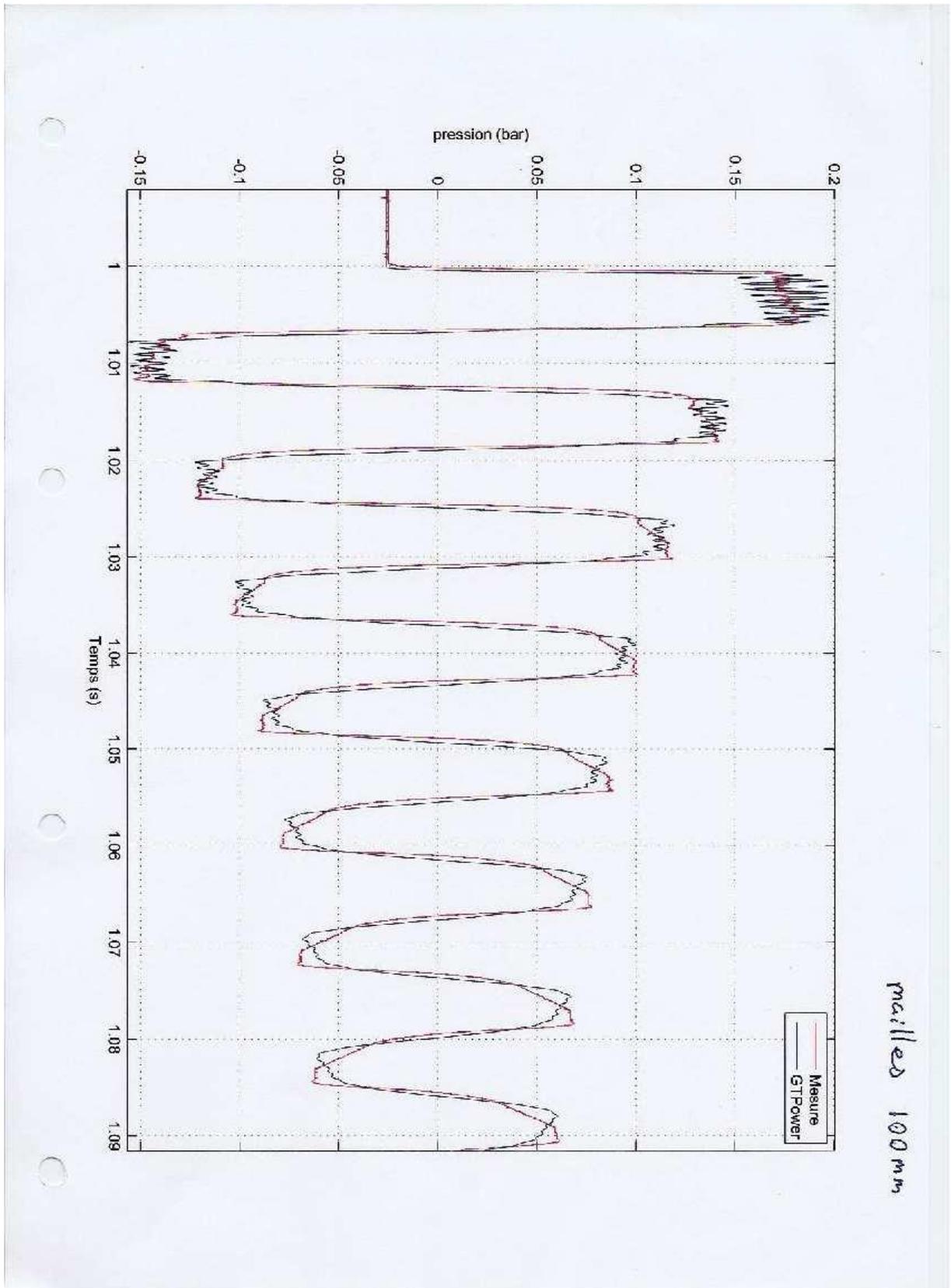


Figure A.8 – Maillage 100mm - zoom



# ANNEXE B

## Sensibilité à la température

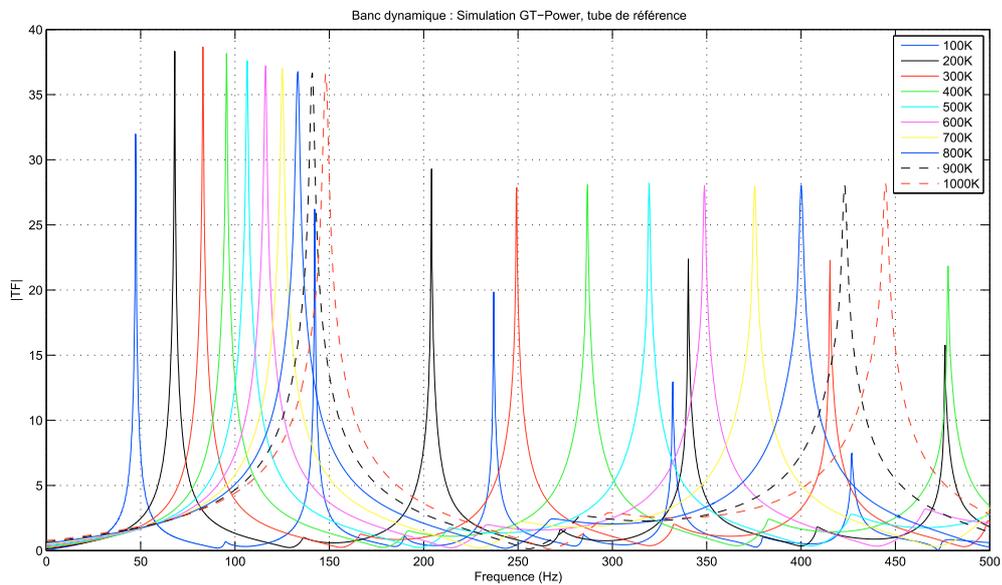


Figure B.1 – Module d'impédance du tube de référence - Sensibilité température

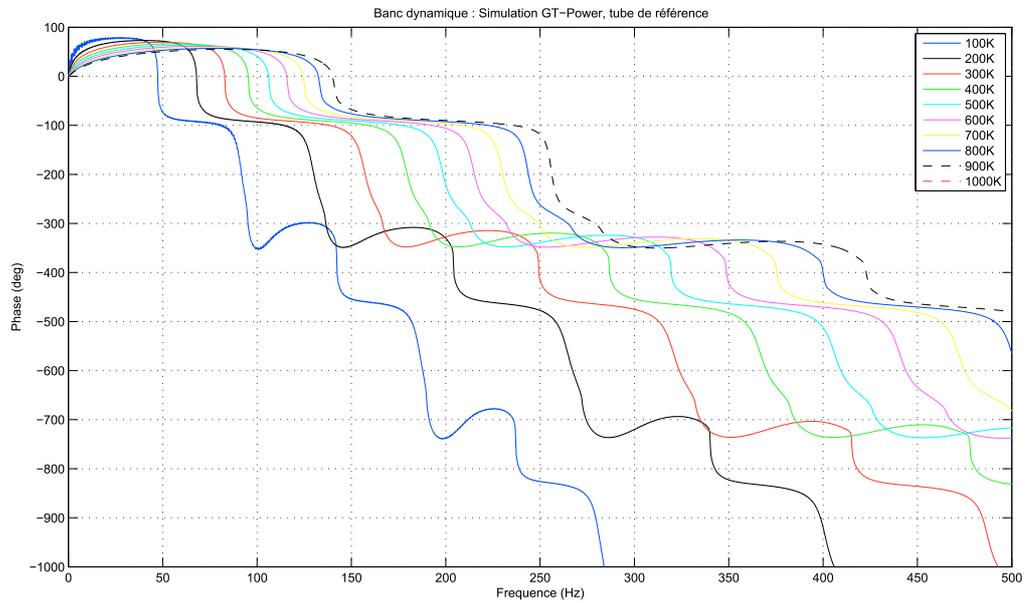


Figure B.2 – Phase d'impédance du tube de référence - Sensibilité température

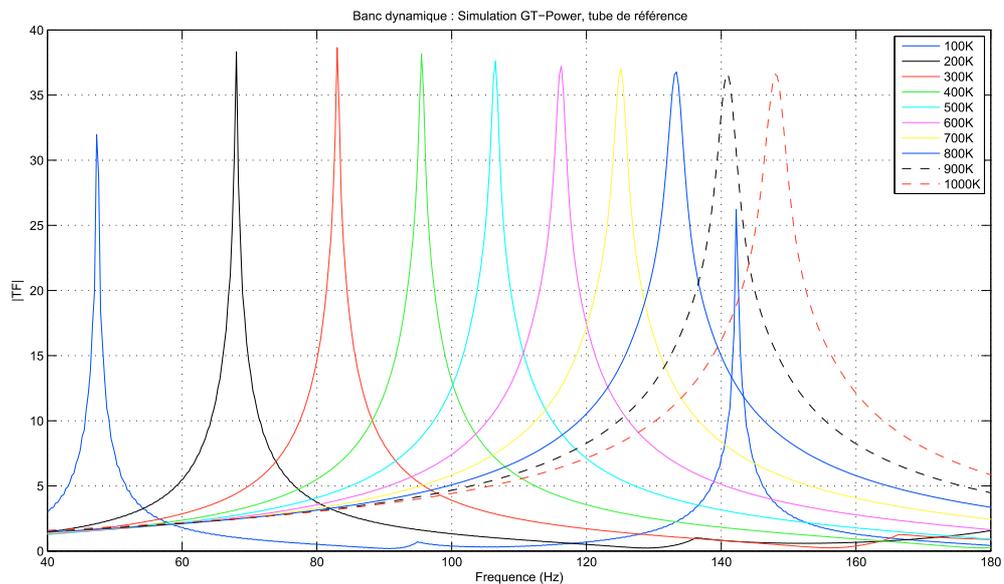


Figure B.3 – Module d'impédance du tube de référence - Sensibilité température (zoom)

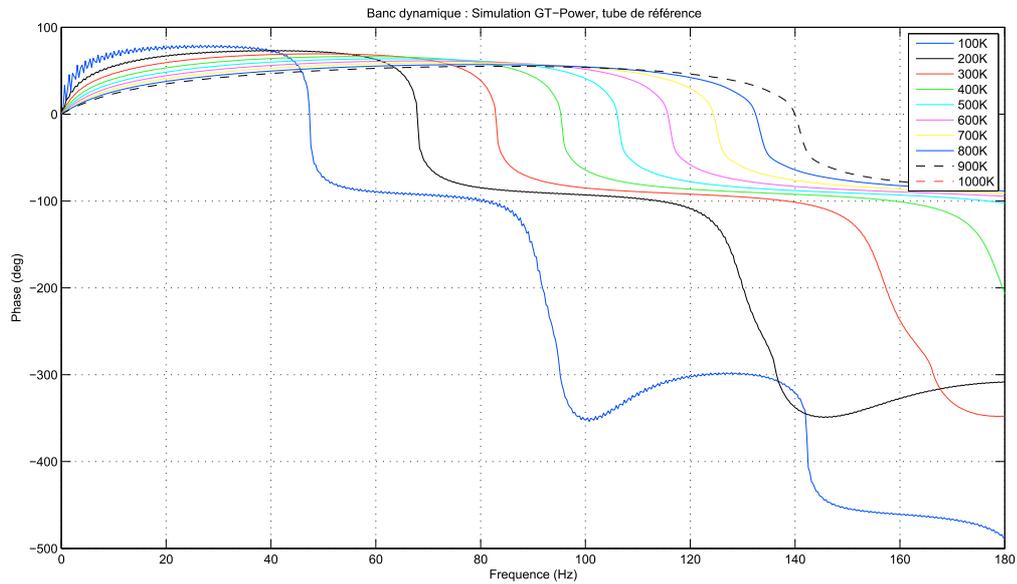


Figure B.4 – Phase d'impédance du tube de référence - Sensibilité température (zoom)

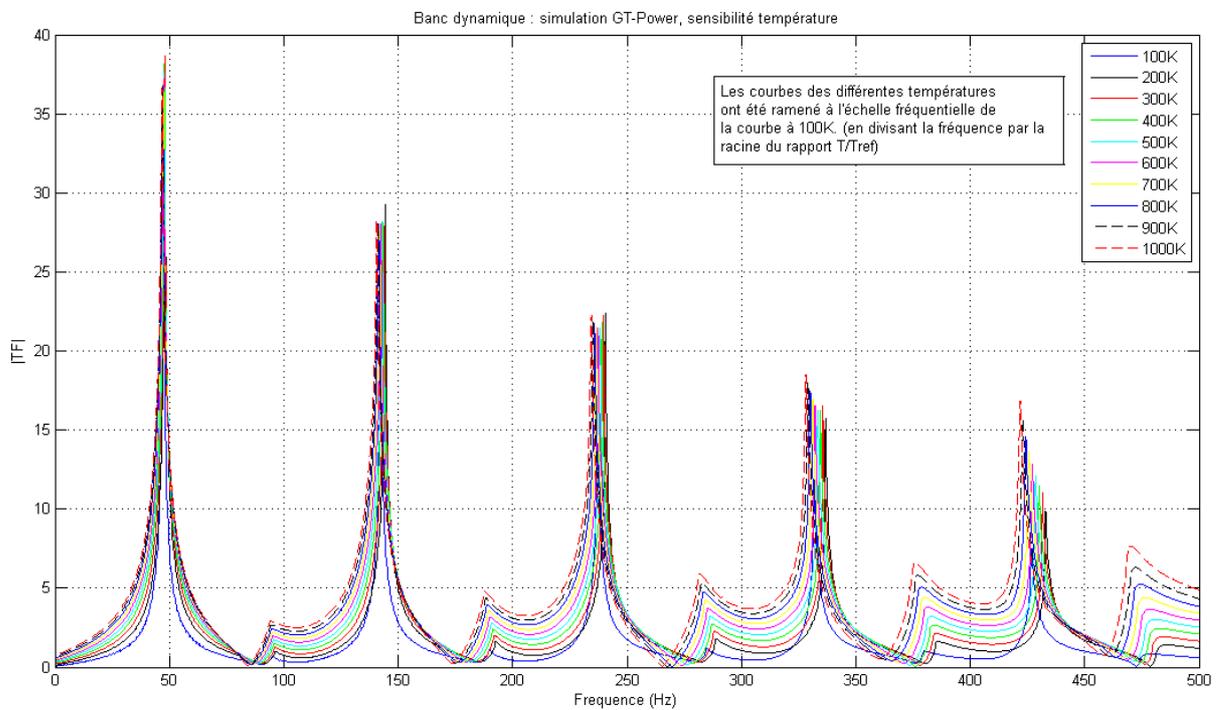


Figure B.5 – Module d'impédance du tube de référence - Recalage en température

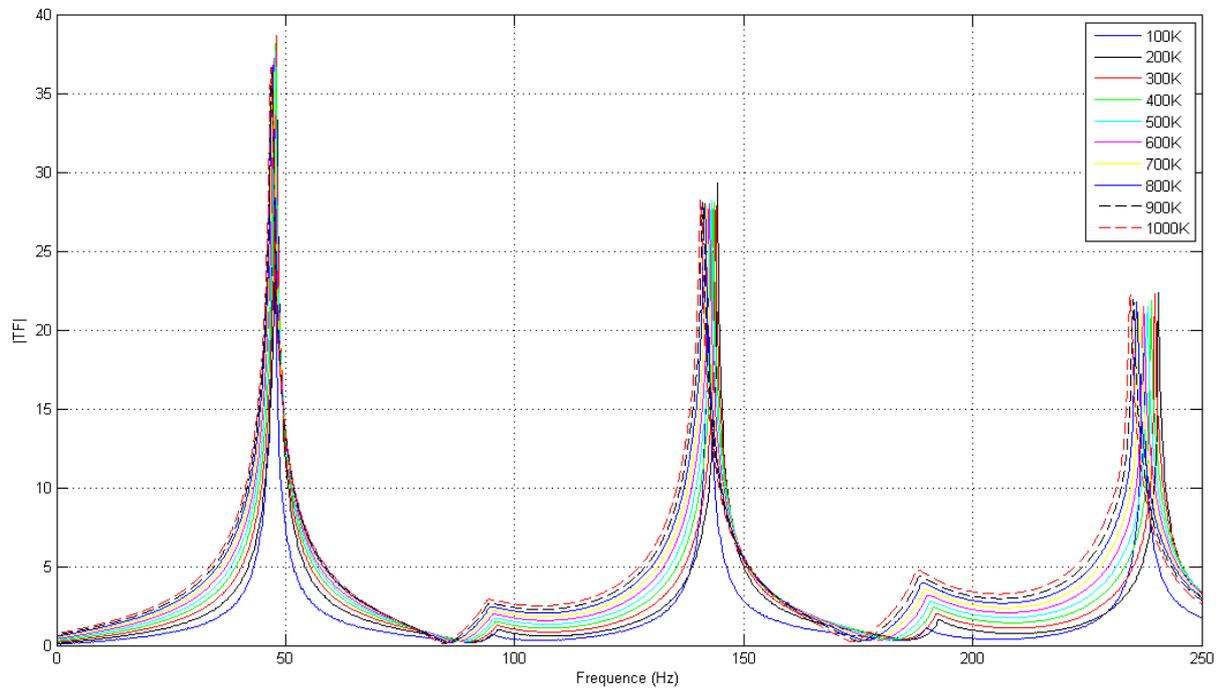


Figure B.6 – Module d'impédance du tube de référence - Recalage en température (zoom)

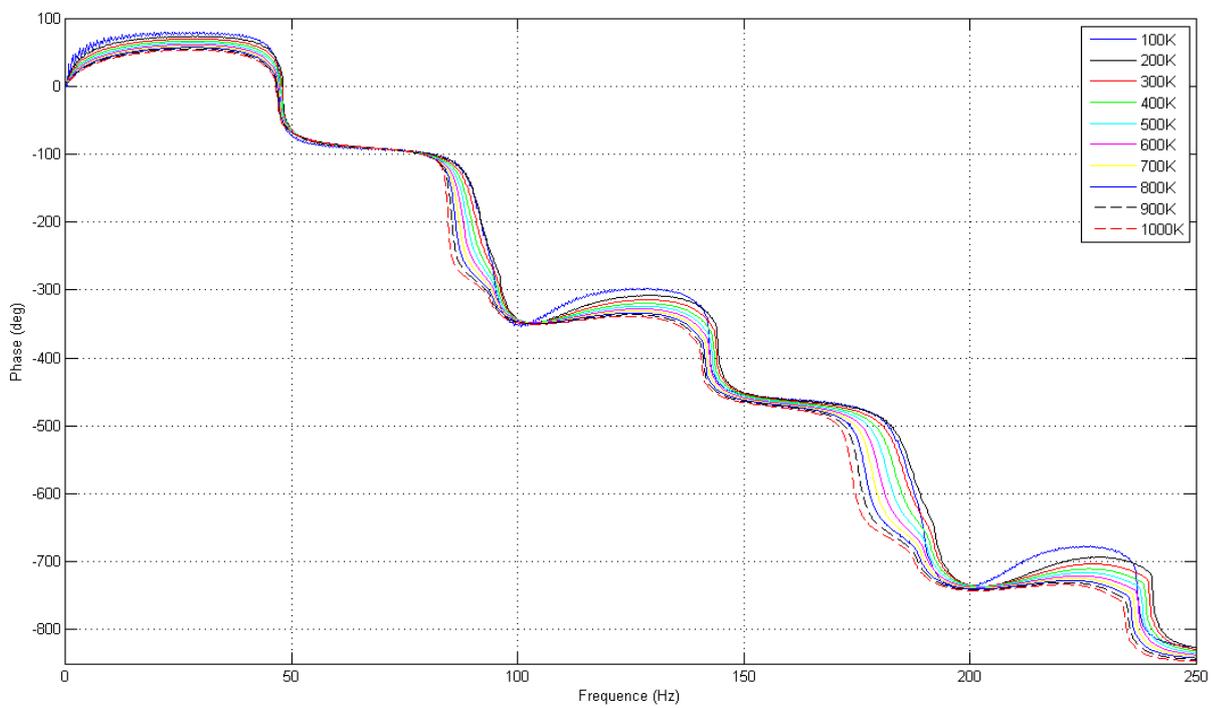


Figure B.7 – Phase d'impédance du tube de référence - Recalage en température (zoom)

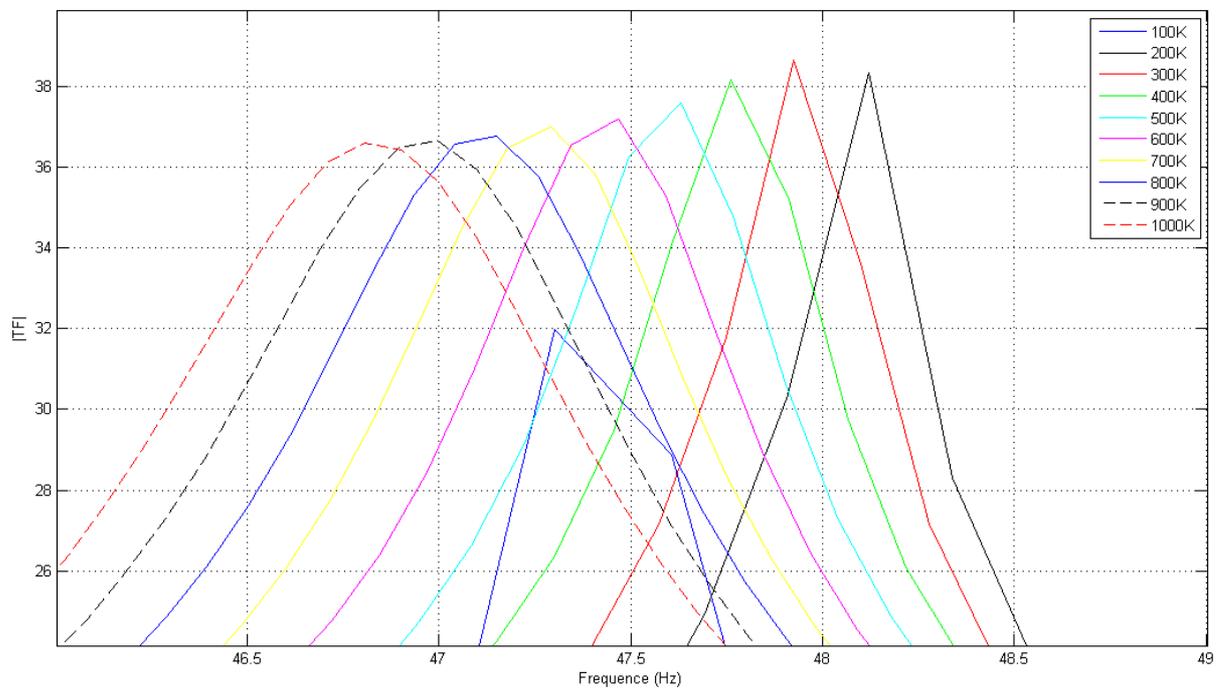


Figure B.8 – Module d'impédance du tube de référence - Recalage en température (Fréquence fondamentale)



## Méthode des éléments finis - Script MATLAB

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Methode des elements finis
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
clear all;
nb=6;          %nombre d elements
T=297;        %temperature
rho=1.293*273/T; %densite
l=1.0122;     %longueur
r=15e-3;     %rayon
s=pi*r^2;    %section
B=1.4183e5;  %module de Bulk
n=nb+1;     %dim matrice

%Construction de la matrice masse

M=zeros(n);
M(1,1)=2;
M(1,2)=1;
M(2,1)=1;
M(n,n)=2;
for i=2:(n-1)
    M(i,i)=4;
    M(i+1,i)=1;
    M(i,i+1)=1;
end;

%Construction de la matrice raideur

K=zeros(n);
K(1,1)=1;
K(1,2)=-1;
K(2,1)=-1;
K(n,n)=1;
for i=2:(n-1)
    K(i,i)=2;
    K(i+1,i)=-1;
    K(i,i+1)=-1;
end;

```

```
K1=K(2:end,2:end); %poutre console
M1=M(2:end,2:end);

K0=B*s*nb/l;
M0=rho*s*l/(6*nb);
syms x; %definit x comme variable symbolic
determinant=det(K1-x^2*M1);
Omega=abs(double(solve(determinant))); %on atteint les limites de matlab pour nb=7
Omega(n:end)=[];
f=sqrt(Omega.^2*K0/M0)/(2*pi)
%clear B K K0 K1 M M0 M1 determinant i l n nb r Omega rho s x;
```

## Essais mono config 1

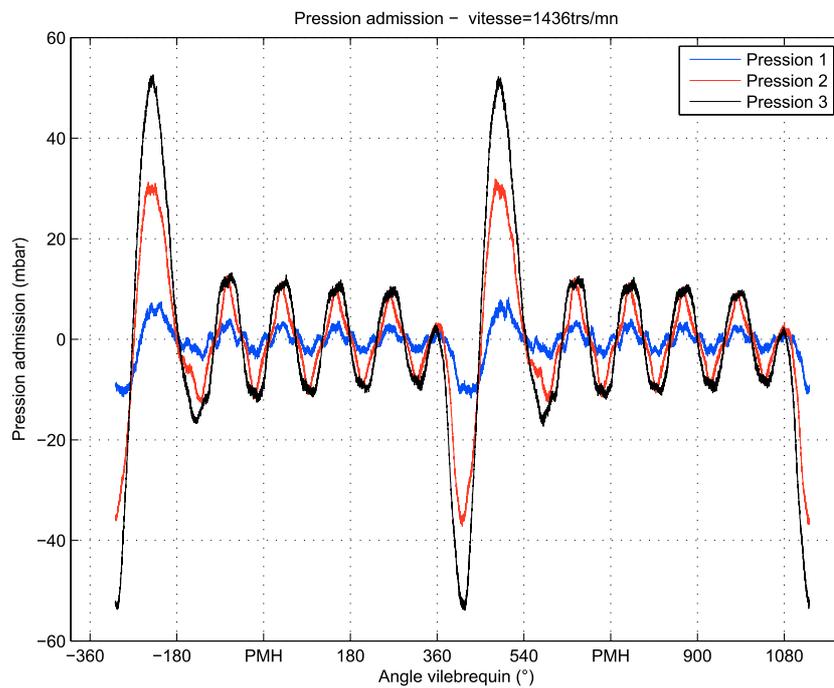


Figure D.1 – Admission tube - 1436rpm

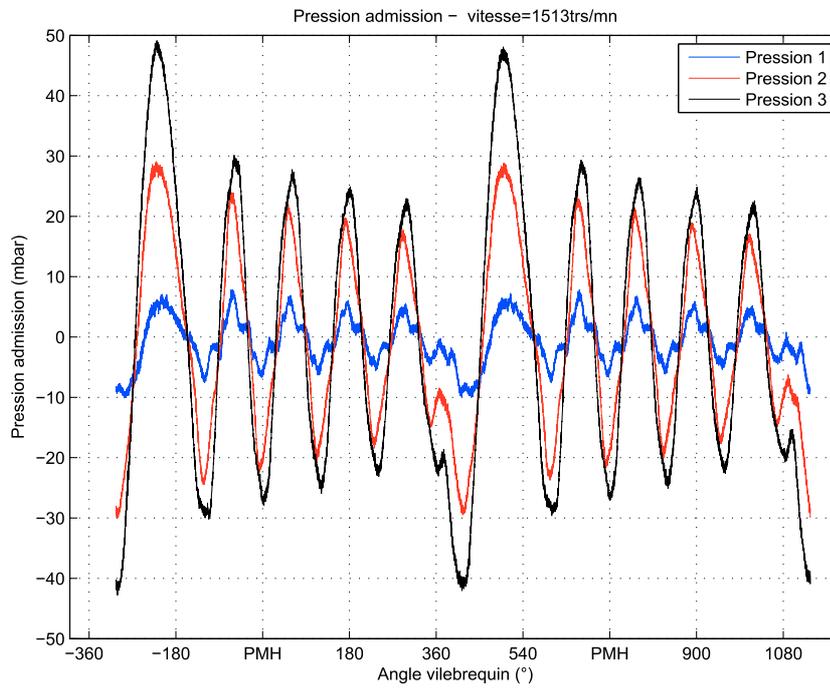


Figure D.2 – Admission tube - 1513rpm

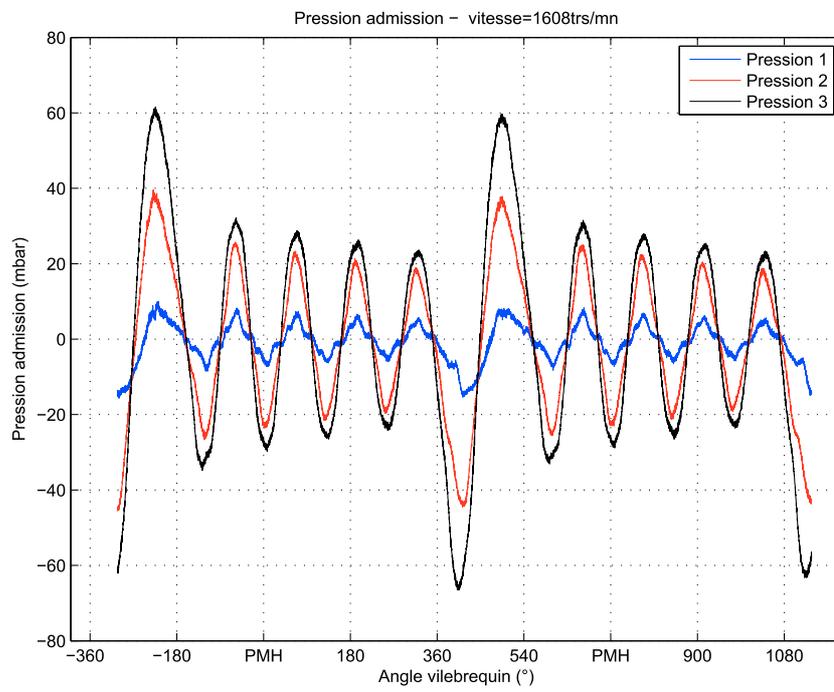


Figure D.3 – Admission tube - 1608rpm

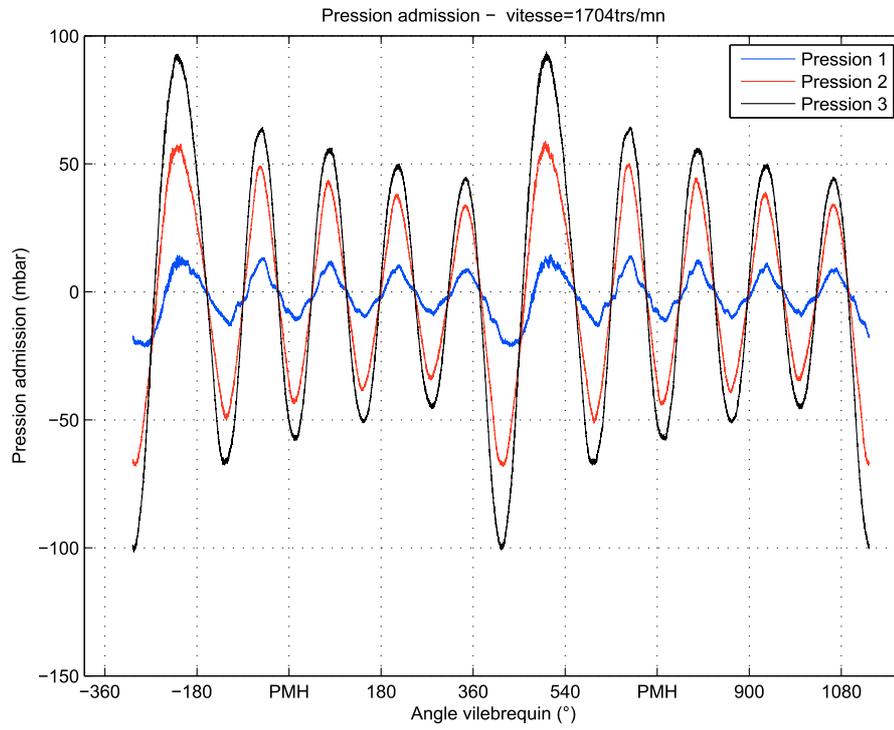


Figure D.4 – Admission tube - 1704rpm

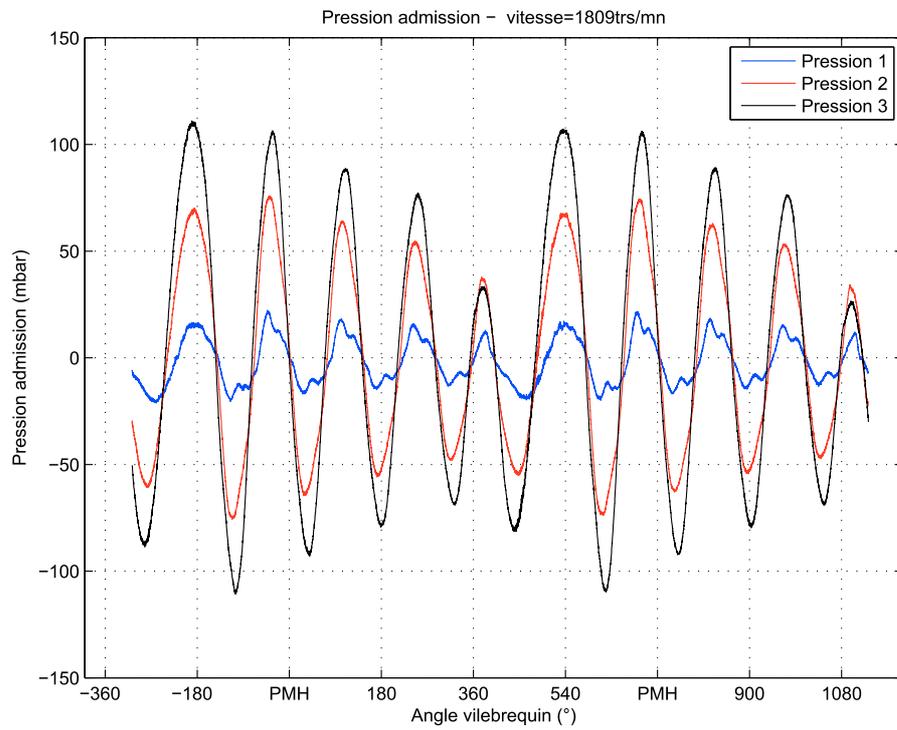


Figure D.5 – Admission tube - 1809rpm

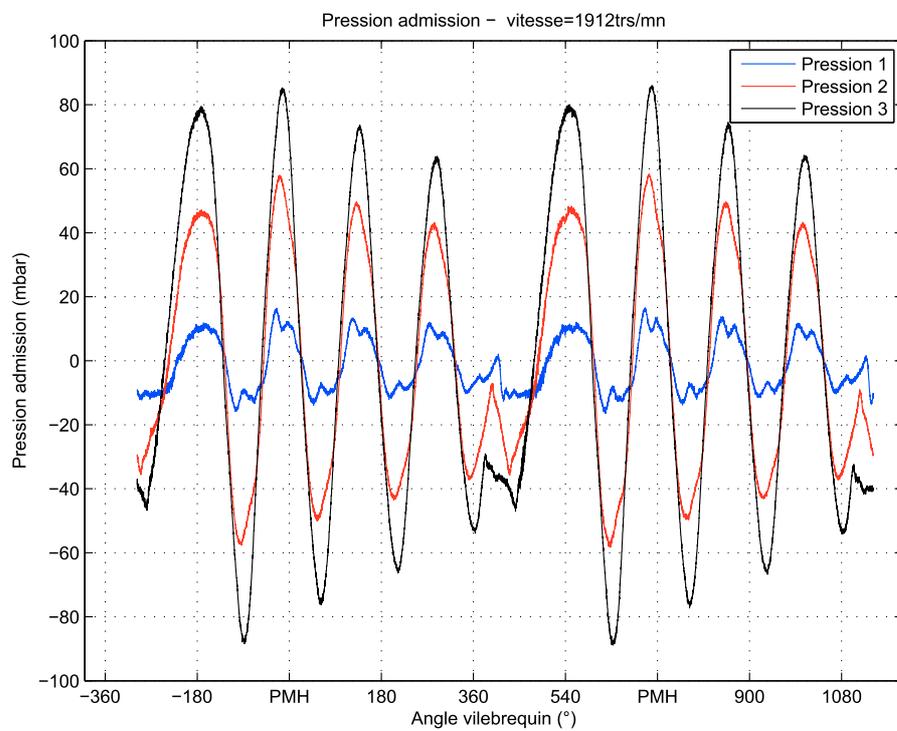


Figure D.6 – Admission tube - 1912rpm

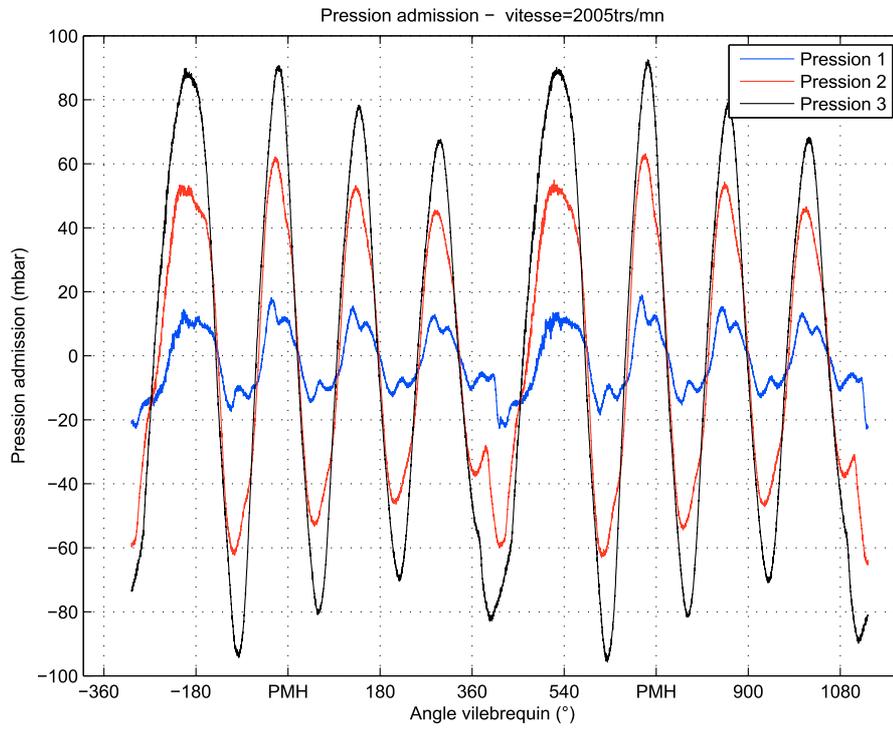


Figure D.7 – Admission tube - 2005rpm

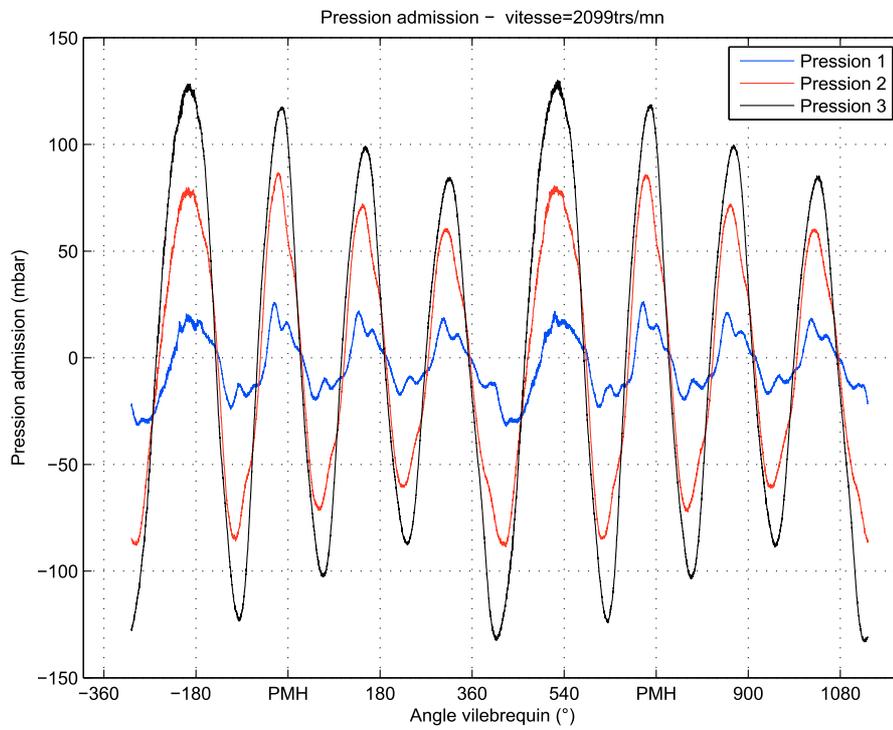


Figure D.8 – Admission tube - 2099rpm

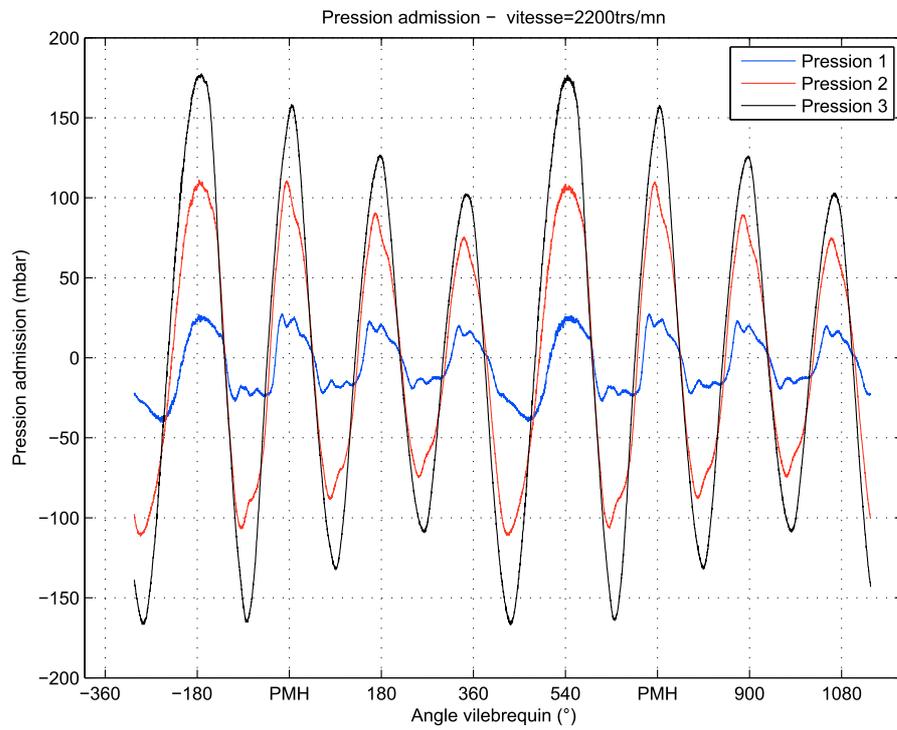


Figure D.9 – Admission tube - 2200rpm

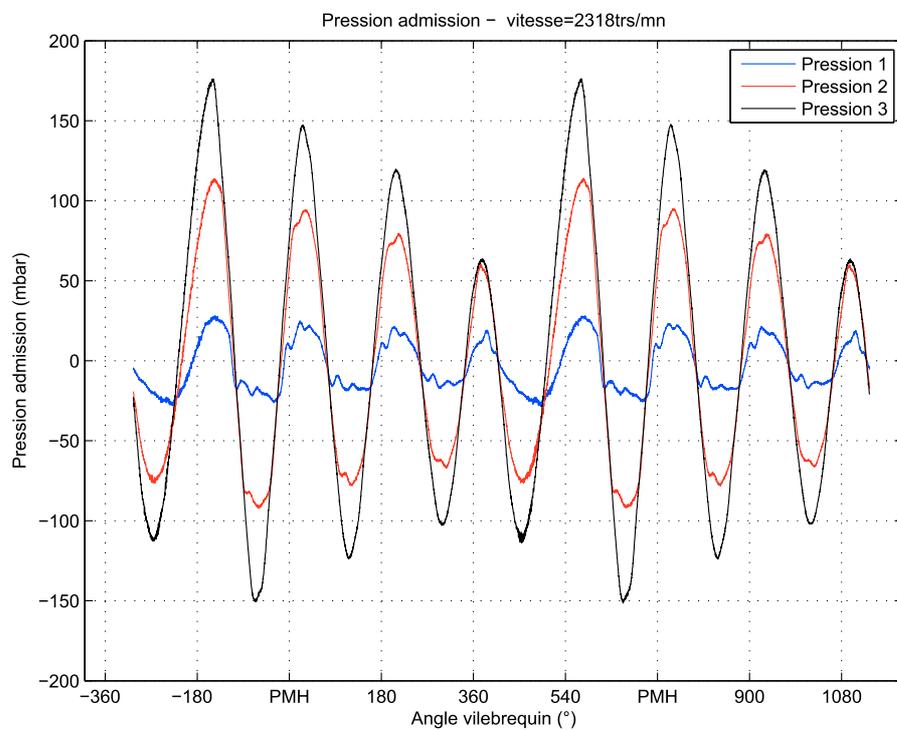


Figure D.10 – Admission tube - 2318rpm

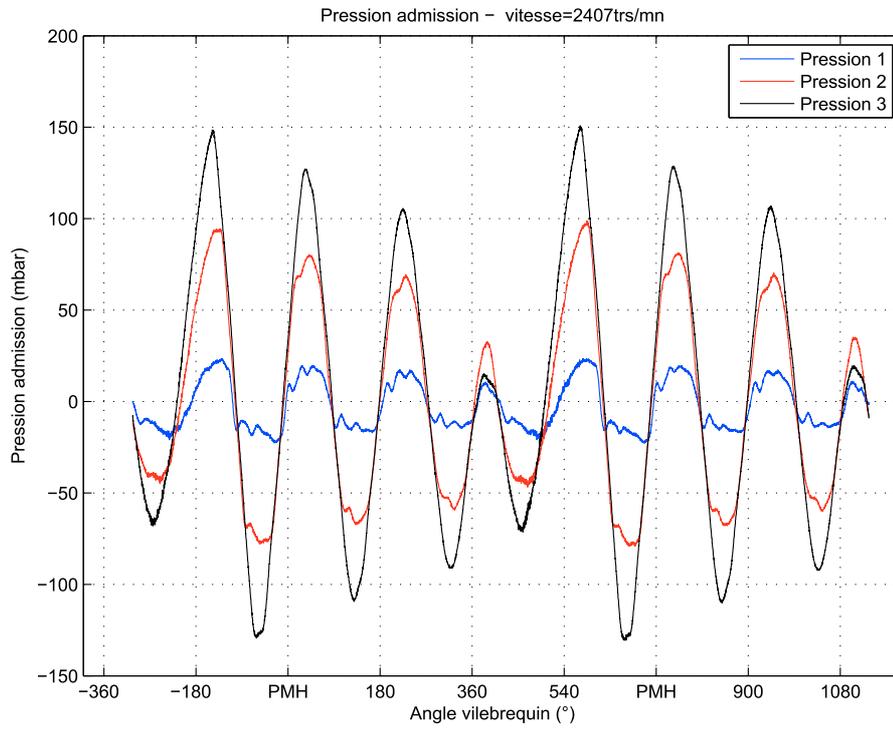


Figure D.11 – Admission tube - 2407rpm

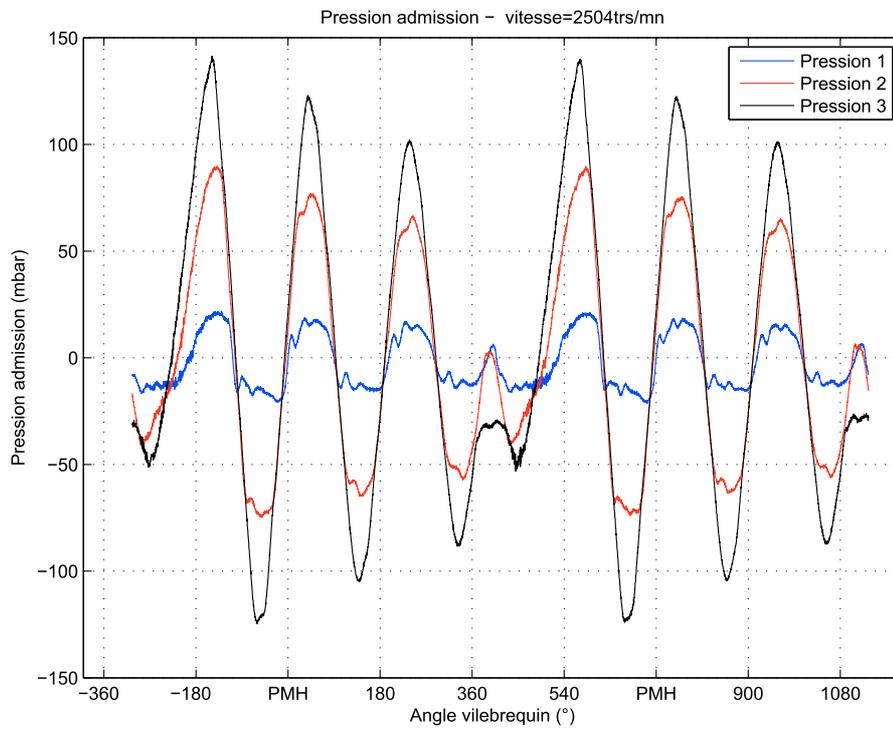


Figure D.12 – Admission tube - 2504rpm

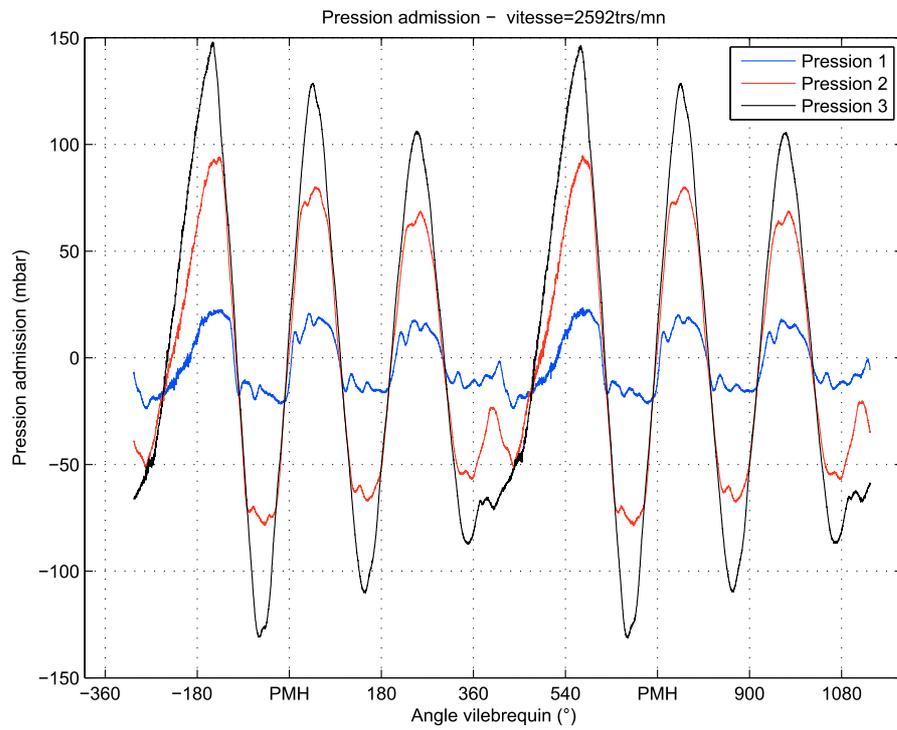


Figure D.13 – Admission tube - 2592rpm

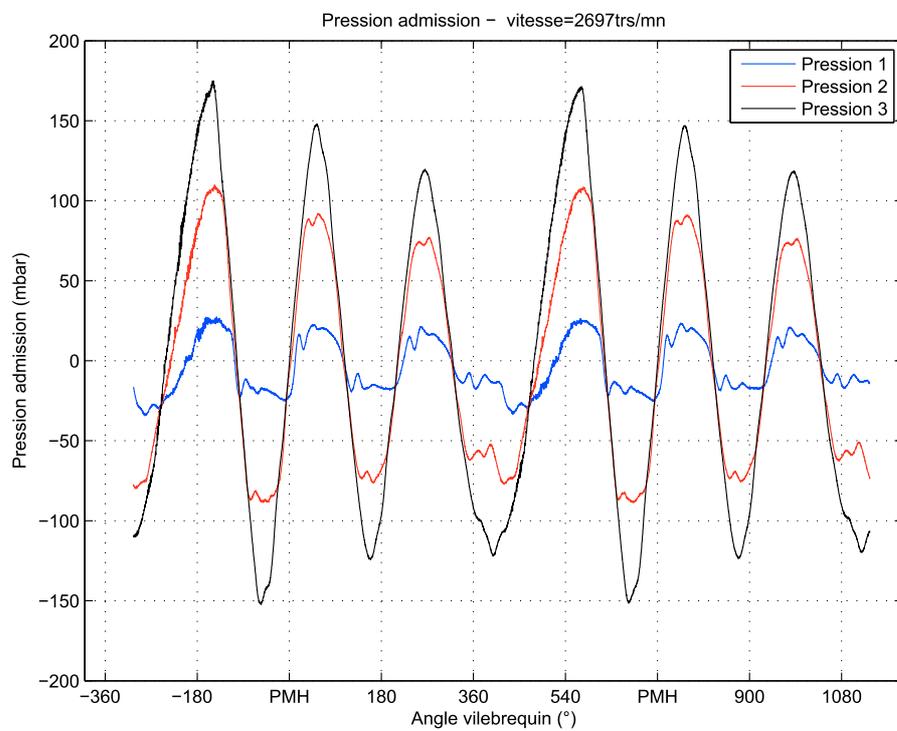


Figure D.14 – Admission tube - 2697rpm

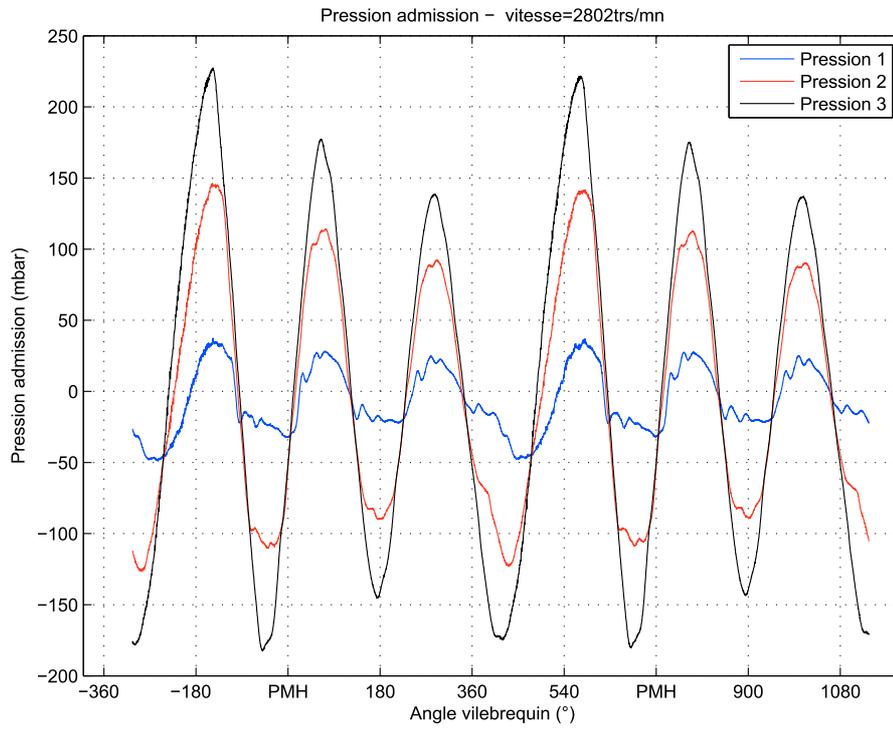


Figure D.15 – Admission tube - 2802rpm

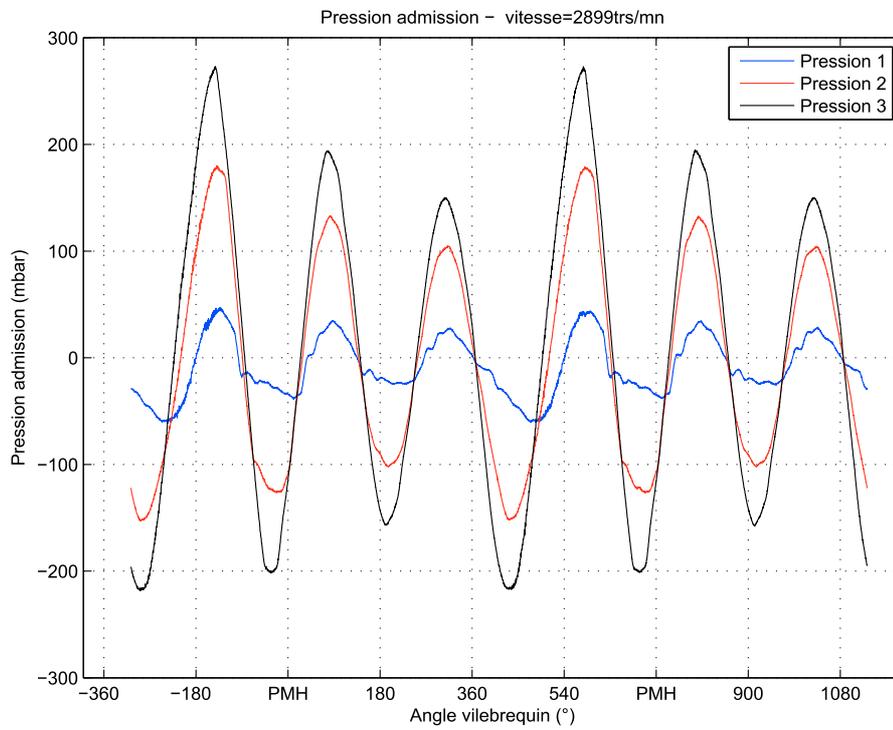


Figure D.16 – Admission tube - 2899rpm

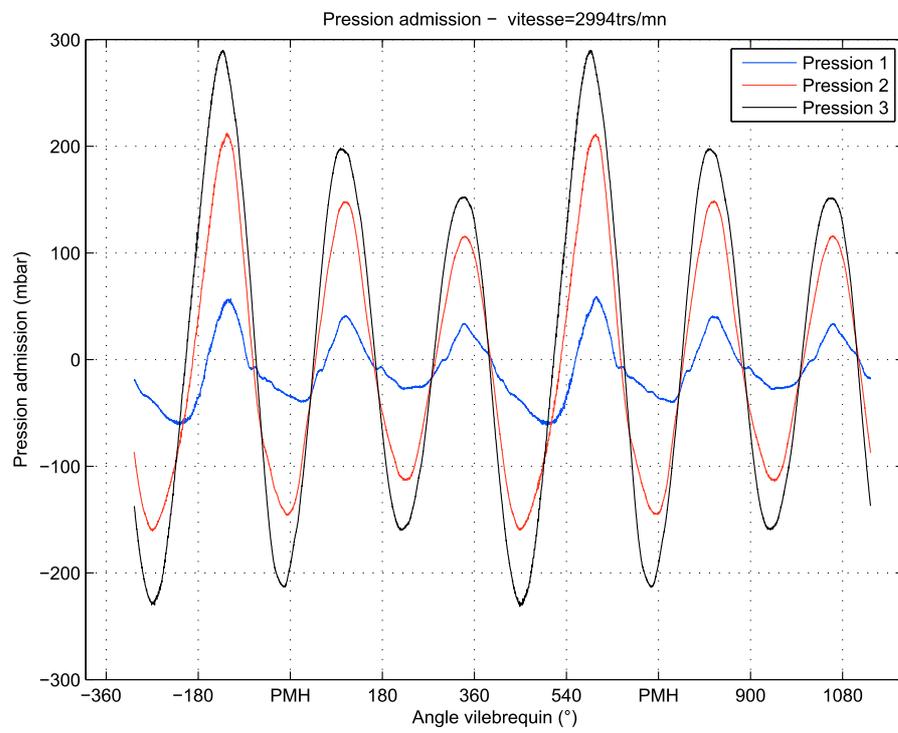


Figure D.17 – Admission tube - 2994rpm



ANNEXE **E**

---

**Essais K4M+**

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL



# Bibliographie

---

- [1] J.-B. HEYWOOD.  
*Internal Combustion Engine Fundamentals.*  
McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. McGraw-Hill Companies, apr 1988.
- .
- [2] R. S. BENSON and N. D. WHITEHOUSE.  
*Internal Combustion Engines, Vol. 1,* volume 1 & 2.  
Elsevier Science, July 1979.
- .
- [3] M. BOREL.  
*Les phénomènes d'ondes dans les moteurs.*  
Editions TECHNIP, 2000.
- .
- [4] B. DESMET.  
*Contribution à l'étude de l'influence du circuit d'aspiration sur le remplissage d'un moteur Diesel.*  
PhD thesis, Université des Sciences et Techniques de Lille, Juillet 1977.
- .
- [5] J. LIGHTHILL.  
*Waves in fluids.*  
Press Syndicate of the University of Cambridge, paperback edition, 1978.
- .
- [6] M. BRUNEAU.  
*Manuel d'acoustique fondamentale.*  
HERMES, 1998.
- .
- [7] D. CHALET.  
*Étude et modélisation des ondes de pression dans les géométries. Application à la simulation du fonctionnement d'un Moteur à Combustion Interne.*  
PhD thesis, École Centrale de Nantes, décembre 2003.
- .
- [8] D. E. WINTERBONE and R. J. PEARSON.  
*Design Techniques for Engine Manifold - Wave action methods for IC engines.*  
Professional Engineering Publishing, 1999.
- .
- [9] D. E. WINTERBONE and R. J. PEARSON.  
*Theory of Engine Manifold Design - Wave action methods for IC engines.*  
Professional Engineering Publishing, 2000.
- .
- [10] M. DEMOULIN.  
Écoulements instationnaires.

- In *Techniques de l'ingénieur*, number A 1920. ETI Sciences et Techniques, fev 1995.
- .
- [11] P. O. A. L. DAVIES and M. F. HARRISON.  
Predictive acoustic modeling applied to the control of intake/exhaust noise of internal combustion engines.  
*Journal of Sound and Vibration*, 202(2) :249–274, may 1997.
- .
- [12] V. K. JONES and J. D. POWELL.  
Adaptive identification of spark-ignition engine air-manifold dynamics.  
In *Engine simulation and control*, pages 351–356.
- .
- [13] F. PAYRI, A. J. TORREGROSA, and R. PAYRI.  
Evaluation through pressure and mass velocity distributions of the linear acoustical description of i. c. engine exhaust systems.  
*Applied Acoustics*, 60 :489–504, 2000.
- .
- [14] M. F. HARRISON and P. T. STANEV.  
Measuring wave dynamics in ic engine intake systems.  
*Journal of Sound and Vibration*, 269 :389–408, 2004.
- .
- [15] M. F. HARRISON and A. DUNKLEY.  
The acoustics of racing engine intake systems.  
*Journal of Sound and Vibration*, 271(3) :959–984, apr 2004.
- .
- [16] M. F. HARRISON, I DE SOTO, and P. L. RUBIO UNZUETA.  
A linear acoustic model for multi-cylinder ic engine intake manifolds including the effects of the intake throttle.  
*Journal of Sound and Vibration*, 278(4) :975–1011, dec 2004.
- .
- [17] M. L. MUNJAL and A. G. DOIGE.  
On uniqueness, transfer and combination of acoustic sources in one-dimensional systems.  
*Journal of Sound and Vibration*, 121(1) :25–35, feb 1988.
- .
- [18] M. L. MUNJAL and A. G. DOIGE.  
Symmetry of one-dimensional dynamical systems in terms of transfer matrix parameters.  
*Journal of Sound and Vibration*, 136(3) :467–475, feb 1990.
- .
- [19] P. O. A. L. DAVIES.  
Practical flow duct acoustics.  
*Journal of Sound and Vibration*, 124(1) :91–115, 1988.
- .
- [20] S. ALLAM and M. ÅBOM.  
Investigation of damping and radiation using full plane wave decomposition in ducts.  
*Journal of Sound and Vibration*, 292 :519–534, May 2006.
- .

- [21] G.P. BLAIR.  
*Design and Simulation of Four-Stroke Engines.*  
SAE international, 1999.
- [22] M. TAKIZAWA, T. UNO, T. OUE, and T. YURA.  
A study exchange process simulation of an automotive multi-cylinder internal combustion engine.  
*SAE*, (820410) :1663–1676, Feb. 1983.
- [23] D. CHALET, P. CHESSE, X. TAUZIA, and J.F. HETET.  
Comparison of different methods for the determination of pressure waves in the inlet and exhaust systems of internal combustion engine.  
*SAE International*, (2006-01-1542), jan 2006.
- [24] V. GIBIAT, A. BARJAU, K. CASTOR, and E. BERTAUD DU CHAZAUD.  
Acoustical propagation in a prefractal waveguide.  
*The American Physical Society*, 67(6) :066609.1–066609.9, jun 2003.  
A perciser.
- [25] J. D. POLACK, X. MEYNIAL, J. KERGOMARD, C. COSNARD, and M. BRUNEAU.  
Reflection function plane sound wave cylindrical tube.  
*Revue de Physique appliquée*, 22(5) :331–337, May 1987.
- [26] M. F. HARRISON and P. T. STANEV.  
A linear acoustic model for intake wave dynamics in ic engines.  
*Journal of Sound and Vibration*, 269(1) :361–387, jan 2004.
- [27] S. ALLAM.  
*Acoustic modelling and testing of advanced exhaust system components for automotive engines.*  
PhD thesis, Stockholm Royal Institute of Technology, Nov. 2004.
- [28] M. C. A. M. PETERS, A. HIRSCHBERG, A. J. REIJNEN, and A. P. J. WIJNANDS.  
Damping and reflection coefficient measurements for an open pipe at low mach and low helmoltz numbers.  
*J. Fluid Mech.*, 256 :499–534, 1993.
- [29] R. J. TABACZYNSKI.  
Effects of inlet and exhaust system design on engine performance.  
*SAE Transactions*, pages 71–81, 1982.
- [30] D BROOME.  
Induction ram.  
*Automobile Engineer*, pages 130–133,180–184,263–267, Apr. 1969.
- [31] M. F. HARRISON and R. P. ARENAS.  
A hybrid boundary for the prediction of intake wave dynamics in ic engines.

- Journal of Sound and Vibration*, 270(4) :111–136, feb 2004.
- .
- [32] P. M. MORSE, R. H. BODEN, and H. SCHECTER.  
Acoustic vibrations and internal combustion engine performance i. standing waves in the intake pipe system.  
*Journal of Applied Physics*, 9(1) :16–23, 1938.
- .
- [33] *Gamma Technologie GT-Suite User Manual. Version 6.2.*
- .
- [34] Lotus Cars Ltd.  
*GETTING STARTED USING LOTUS ENGINE SIMULATION.*  
2001.
- .
- [35] *Ricardo Wave, User guide.*
- .
- [36] *AVL BOOST User Manuals. Version 3.*
- .
- [37] R. J. PEARSON and D. E. WINTERBONE.  
rapid synthesis technique for intake manifold design.  
*International Journal of Vehicule Design*, 10(6) :659–686, 1989.
- .
- [38] G.P. BLAIR and S.J. MAGEE.  
Non-isentropic analysis of varying area flow in engine ducting.  
*SAE*, 103(932399) :1911–1928, 1993.
- .
- [39] B. DESMET and M. MATON.  
Détermination expérimentale d'une impédance acoustique ne nécessitant que la mesure de pression dans une ligne acoustique disposée en série.  
In *C. R. Acad*, number 280 in B, pages 333–336, Mar. 1975.
- .
- [40] J.-P. DALMONT.  
Acoustic impedance measurements part i : a review.  
*Journal of Sound and Vibration*, 243(3) :427–439, jun 2001.
- .
- [41] V. GIBIAT and V. LALOË.  
Acoustical impedance measurements by the two-microphone-three-calibration (tmctc) method.  
*Journal of the Acoustical Society of America*, 88(6) :2533–2545, dec 1990.
- .
- [42] V. DUBOS, J.-P. DALMONT, and J. KERGOMARD.  
Mesure de matrices de transfert de systèmes acoustiques simples.  
In *EDP sciences sciences sciences sciences*, editor, *Congrès français d'acoustique No3, Toulouse*, FRANCE (02/05/1994), volume 4, pages C5–279–C5–282, Mai 1994.
- .
- [43] R. CAUSSÉ, J. KERGOMARD, and X. LURTON.

- Input impedance of brass musical instruments—Comparison between experiment and numerical models.  
*Journal of the Acoustical Society of America*, 75 :241–254, jan 1984.
- [44] H. BODÉN.  
On multi-load methods for determination of the source data of acoustic one-port sources.  
*Journal of Sound and Vibration*, 180(5) :725–743, 1995.
- [45] R. BOONEN and P. SAS.  
Determination of acoustical impedance of an internal combustion exhaust.  
In *International Conference on Noise and Vibration Engineering*, volume V, pages 1939–1946.  
Universite catholique de Louvain, 2002.
- [46] R. BOONEN and P. SAS.  
Calibration of the two microphone transfer function method to measure acoustic impedance in a wide frequency range.  
In ISMA, editor, *Aeroacoustics and Flow Noise*, pages 325–336, 2004.
- [47] R. BOONEN, P. SAS, W. DESMET, W. LAURIKS, and G. VERMEIR.  
Calibration of the two microphone transfer function method to measure acoustic impedance in a wide frequency range.  
In ISMA, editor, *Vibro-acoustic analysis*, pages 4501–4512, 2006.
- [48] F. GLOAGUAN, A. LEFEBVRE, S. GUILAIN, and V. GIBIAT.  
Measurement of the acoustic impedance of engine intake systemes with the tmtc method. reflection fonctions associated with discontinuities.  
In *Acoustical European Meeting Forum Acusticum4<sup>th</sup>*, aou 2005.
- [49] J.-P. DALMONT.  
Acoustic impedance measurement, part ii : a new calibration method.  
*Journal of Sound and Vibration*, 243(3) :441–459, jun 2001.
- [50] P. FONTANA.  
Dynamic flow bench report.  
Technical report, Mann+Hummel, 2002.
- [51] P. FONTANA and B. HUURDEMAN.  
A new evaluation method for the thermodynamic behavior of air intake systems.  
*SAE International*, (2005-01-1136), jan 2005.
- [52] S. Gritsis.  
Internal combustion engine intake acoustics.  
Master’s thesis, Université de Cranfield, 2001.
- [53] SAE International.

- Measurements of air distribution in a multi-cylinder engine by means of a mass flow probe*, SAE Paper No. 73/0494, 1973.
- .
- [54] C. BON.  
*Relation pression-vitesse d'une classe d'écoulement instationnaire : Application à la mesure des débits instantanés.*  
PhD thesis, École Supérieure d'ingénieurs de Poitiers, février 1996.
- .
- [55] A. OHATA and Y. ISHIDA.  
Dynamic inlet pressure and efficiency of four cycle four cylinder engine.  
*Society of Automotive Engineers*, 91(2) :1637–1647, 1983.
- .
- [56] I. E. Idelchik.  
*Handbook of hydraulic resistance (2nd revised and enlarged edition).*  
Hemisphere Publishing Corp., Washington, DC, translatio edition, 1986.
- .
- [57] P. CHASSAING.  
*Mécaniques des Fluides - éléments d'un premier parcours.*  
Polytech. Cépaduès-éditions, 2000.
- .
- [58] C. WIELGOSZ.  
*Cours et exercices de Résistance des matériaux : Elasticité, plasticité, éléments finis.*  
Universités Mécanique. Ellipses Marketing, 1ère édition edition, January 2000.
- .
- [59] A. SELAMET, V. KOTHAMASU, and J. M. NOVAK.  
Insertion loss of a helmholtz resonator in the intake system of internal combustion engines : an experimental and computational investigation.  
*Applied Acoustics*, 62 :381–409, Feb. 2001.
- .
- [60] P. O. A. L. DAVIES and K. R. HOLLAND.  
The observed aeroacoustic behaviour of some flow-excited expansion chambers.  
*Journal of Sound and Vibration*, 239(4) :695–708, jan 2001.
- .
- [61] A. B CAIN, E.J. KERSCHEN, J. M. TASSY, and G. RAMAN.  
Simulation of powered resonance tubes : Helmholtz resonator geometries.  
In *2nd AIAA Flow control conference*, number 2690. AIAA, jun 2004.
- .
- [62] R. C. CHANAUD.  
Effects of geometry on the resonance frequency of helmholtz resonators.  
*Journal of Sound and Vibration*, 178(3) :337–348, dec 1994.
- .
- [63] R. C. CHANAUD.  
Effects of geometry on the resonance frequency of helmholtz resonators, part ii.  
*Journal of Sound and Vibration*, 204(5) :829–834, jul 1997.
- .

- [64] R. T. JAMESON and P. A. HODGINS.  
Improvement of the torque characteristics of a small, high-speed engine through the design of helmholtz-tuned manifolding.  
*SAE International*, Jan. 1990.
- [65] A. MAHE, D. CHALET, J. MIGAUD, and J.F. HETET.  
Comparison between two experimental characterization setups of unsteady behavior of internal combustion engine intake systems.  
In *SAE International*, number 2008-01-067. SAE International, Avr 2008.
- [66] Ulrica Renberg and Kungliga Tekniska Hogskolan.  
A Comparative Study Between 1D and 3D Computational Results for Turbulent Flow in an Exhaust Manifold and in Bent Pipes.  
In *SAE International*, Detroit, 2009. SAE International.
- [67] Yvan Champoux and Jean-F. Allard.  
Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media.  
*Journal of Applied Physics*, 70(4) :1975, 1991.
- [68] J. (Johan) Schoukens and R. (Rik) Pintelon.  
*Identification of Linear Systems : A Practical Guideline to Accurate Modeling*.  
1991.
- [69] I. MATSUMOTO and A. OHATA.  
Variable induction systems to improve volumetric efficiency at low and/or medium engine speeds.  
*SAE Transactions*, pages 511–521, Mar. 1986.
- [70] D. CHALET.  
Étude des écoulements instationnaires dans les tubulures de moteurs à combustion interne.  
Master's thesis, École Centrale de Nantes, 2000.
- [71] A. BONNET and J. LUNEAU.  
*Théories de la dynamique des fluides*.  
Aérodynamique. Cepadues-Edition, sep 1989.
- [72] L. DESMONS, J. HARDY, and Y. AUREGAN.  
Detrmination of the acoustical source characteristics of an internal combustion engine by using several calibrated loads.  
*Journal of Sound and Vibration*, 179(5) :869–878, 1995.
- [73] N. LAACHI.  
Modélisation acoustique des écoulements dans les systèmes d'admission et d'échappements des moteurs à combustion interne mci.  
Mémoire de master, École Centrale de Nantes, Nantes, 2005.

- [74] C. CHEN, A. VESHAGH, and F.J. WALLACE.  
A comparaison between alternative methods for gas flow and performance prediction of internal combustion engines.  
*SAE Transactions*, 101(921734) :1793–1824, 1992.  
VERIFIER LE NUMERO ET LE TYPE DE DOCUMENT.  
.
- [75] A. J. TORREGROSA, A. BROATCH, and R. PAYRI.  
A study of the influence of mean flow on the acoustic performance of herschel-quincke tubes.  
*Journal of the Acoustical Society of America*, 107(4) :1874–1879, April 2000.  
.
- [76] G. PIÑEROS, L. VERGARA, J. M. DESANTES, and A. BROATCH.  
Estimation of velocity fluctuation in internal combustion engine exhaust systems through beam-forming techniques.  
*Measurement Science & Technology*, 11 :1585–1595, November 2000.  
.
- [77] M. ENDO, Y. FUTAGAMI, and J. IWAMOTO.  
Relation between the flow pattern downstream of duct and the noise.  
*JSAE*, 21(1) :125–132, Jan. 2000.  
.
- [78] J. SMITH, C. FRITZ, and J. WOLFE.  
A new technique for the rapid measurement of the acoustic impedance of wind instruments.  
In *Seventh International Congress on Sound and Vibration*, pages 1833–1840, Garmisch-Partenkirchen, Germany, jul 2000.  
.
- [79] Y. SATHYANARAYANA and M. L. MUNJAL.  
A hybrid approach for aeroacoustic analysis of the engine exhaust system.  
*Applied Acoustics*, 60 :425–450, 2000.  
.
- [80] E. DOKUMACI.  
Effect of sheared grazing mean flow on acoustic transmission in perforated pipe mufflers.  
*Journal of Sound and Vibration*, 283 :645–663, may 2005.  
.
- [81] D. F. ROSS and M. J. CROCKER.  
Measurement of the acoustic internal source impedance of an internal combustion engine.  
*Journal of the Acoustical Society of America*, 74(1) :18–27, 1983.  
.
- [82] M.G. PRASAD.  
A four load method for evaluation of acoustical source impedance in a duct.  
*Journal of Sound and Vibration*, 114(2) :347–356, apr 1987.  
.
- [83] P. GUTIEREZ.  
Remplissage en air et performances.  
Présentation de cours ENSPM.  
.
- [84] J.-P. DALMONT and M. BRUNEAU.

- Acoustic impedance measurement : Plane-wave mode and first helicalmode contributions.  
*Journal of the Acoustical Society of America*, 91(5) :3026–3033, Mai 1992.
- .
- [85] M. S. HOWE.  
The damping of sound by wall turbulent shear layers.  
*Journal of the Acoustical Society of America*, 98(3) :1723–1730, sep 1995.
- .
- [86] D. BORTOLUZZI.  
Fluid dynamic study of intake manifolds of internal combustion engines in presence of acoustic resonators.  
internet pages.
- .
- [87] A. DEMIR and A. BÜYÜKAKSOY.  
Transmission of sound waves in a cylindrical duct with an acoustically lined muffler.  
*International Journal of Engineering Science*, 41(20) :2411–2427, Aug. 2003.
- .
- [88] A. DOLINAR and M. F. HARRISON.  
Acoustic predictions for intake pipes fitted to internal combustion (i.c.) engines.  
In *Symposium : Numerical simulation in automotive engineering*<sup>7<sup>th</sup></sup>, Graz, Austria, Feb. 2005.
- .
- [89] M. OHKUBO, S TASHIMA, R. SHIMIZU, S. FUSE, and H. EBINO.  
Developed technologie of the new rotary engine (renesis).  
*SAE Transactions*, Mar. 2004.
- .
- [90] J. FEASSON.  
Ligne d’admission d’air - mesure du transfert acoustique.  
Norme véhicule, PSA Peugeot Citroën, Nov. 2005.
- .
- [91] E. QUINTON.  
Bruit de bouche et matrice de transfert.  
Technical report, Mann+Hummel, Aug. 2006.
- .
- [92] J. P. ROUMÉGOUX.  
Un modèle semi-empirique de la surconsommation instantanée de carburant d’une voiture lors du démarrage à froid.  
In *Transport et pollution de l’air*, volume 2, Avignon, France, June 2000.
- .
- [93] K. ROUSSOPOULOS.  
Supercharging by pressure wave generation.  
*SAE Transactions*, Jan. 1992.
- .
- [94] S.-Y. SUN and T.-R. REN.  
New method of thermodynamic computation for a reciprocating compressor : computer simulation of working process.  
*International journal of mechanical sciences*, 37(4) :343–353, 1995.

- .
- [95] S.-Y. SUN, T.-R. REN, Y.-M. SHI, and T.-S. CUI.  
Optimum disposition of assembled piping system for parallel operation of multiple compressors.  
*International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 68(2) :145–151, Sep. 1996.
- .
- [96] C. W. S. TO and A. G. DOIGE.  
A transient testing technique for the determination of matrix parameters of acoustic systems, i :  
Theory and principles.  
*Journal of Sound and Vibration*, 62(2) :207–222, jan 1979.
- .
- [97] C. W. S. TO and A. G. DOIGE.  
A transient testing technique for the determination of matrix parameters of acoustic systems, ii :  
Experimental procedures and results.  
*Journal of Sound and Vibration*, 62(2) :223–233, jan 1979.
- .
- [98] C. W. S. TO and A. G. DOIGE.  
The application of a transient testing method to the determination of acoustic properties of unknown systems.  
*Journal of Sound and Vibration*, 71(4) :545–554, Aug. 1980.
- .
- [99] S. N. Y. GERGES, R. JORDAN, F. A. THIEME, J. L. BENTO COELHO, and J. P. ARENAS.  
Muffler modeling by transfer matrix method and experimental verification.  
*Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 27(2) :132–140, Apr. 2005.
- .
- [100] J. HIGASHIYAMA and J. IWAMOTOB.  
Experimental study of exhaust noise generated by pulsating flow downstream of pipe end.  
*JSAE Review*, 20(1) :73–79, Jan. 1999.
- .
- [101] S. HONDA and Y SATO.  
A new approach to evaluate sealing characteristics of reciprocating seals.  
*SAE International*, Apr. 2008.
- .
- [102] U. INGARD and V. K. SINGHAL.  
Effect of flow on the acoustic resonances of an open-ended duct.  
*Acoustical Society of America Journal*, 58(4) :788–793, oct 1975.
- .
- [103] D. H. KEEFE.  
Acoustical wave propagation in cylindrical ducts : Transmission line parameter approximations for isothermal and nonisothermal boundary conditions.  
*Journal of the Acoustical Society of America*, 75(1) :58–62, 1984.
- .
- [104] B. KUCIENSKA, J. M. SEYNHAEVE, and M. GIOT.  
Modelling of transient dissipative effects in single and two phase flows by means of extended irreversible thermodynamics, Feb. 2002.

- [105] J. LI, L. ZHOU, D. JIANG, and K. PEN.  
Frequency analysis technique for intake and exhaust manifold design.  
*SAE International*, pages 2007–2016, Sep. 1995.
- [106] C.-S. LIN, M. NEUENSCHWANDER, and D. HEADLEY.  
Next generation formed-in-place gasket (fig) liquid sealant for automotive powertrain applications.  
*SAE Transactions*, Apr. 2008.
- [107] F. LOUHIDI and M. THELLIEZ.  
Modélisation des écoulements pulsés à travers une tubulure à l'échappement d'un moteur.  
*Entropie*, 32(201) :28–34, 1996.
- [108] L. MENGUY and J. GILBERT.  
Weakly nonlinear gas oscillation in air-filled tubes ; solutions and experiments.  
*Acoustica*, 86 :798–810, 2000.
- [109] M. L. MUNJAL and A. G. DOIGE.  
The two-microphone method incorporating the effects of mean flow and acoustic damping.  
*Journal of Sound and Vibration*, 137(1) :135–138, feb 1990.
- [110] M. L. MUNJAL and A. G. DOIGE.  
Theory of a two source-location method for direct experimental evaluation of the four-pole parameters of an aeroacoustic element.  
*Journal of Sound and Vibration*, 141 :323–333, sep 1990.
- [111] T. SCHULTZ, L. N. CATTAFESTA, and M. SHEPLAK.  
Modal decomposition method for acoustic impedance testing in rectangular ducts.  
*American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2006.
- [112] R. SINGH.  
Acoustic impedance measurement methods.
- [113] SAE international international international international, editor.  
*A review of current techniques for measuring muffler transmission loss*, 2001.
- [114] BLASIUS.  
Der modal dähnlichkeitsgesetz bei reibungsvorgängen in flüssigkeiten.  
*Mitt. Forschungsarbeiten VDI*, 131, 1913.
- [115] J. LAVRENTJEV and M. ÅBOM.  
Characterization of fluid machines as acoustic multi-port sources.  
*Journal of Sound and Vibration*, 197 :1–16, October 1996.  
Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.

- .
- [116] Todd Schultz, Louis N. Cattafesta, and Mark Sheplak.  
Modal decomposition method for acoustic impedance testing in square ducts.  
*The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(6) :3750–3758, 2006.
- .
- [117] Todd Schultz, Louis N. Cattafesta, and Mark Sheplak.  
Modal decomposition method for acoustic impedance testing in square ducts.  
*The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(6) :3750–3758, 2006.
- .
- [118] K. S. PEAT and J.-G. IH.  
An analytical investigation of the indirect measurement method of estimating the acoustic impedance of a time-varying source.  
*Journal of Sound and Vibration*, 244(5) :821–835, July 2001.
- .
- [119] *The basic George B. Dantzig.*
- .

# Liste des figures

## — Corps du document —

1.1	Ondes transversales . . . . .	4
1.2	Ondes longitudinales . . . . .	4
1.3	Onde plane rayonnée à l'extrémité d'un tube [21] . . . . .	6
1.4	Front d'onde se propageant dans l'atmosphère [21] . . . . .	6
1.5	Front d'onde sphérique suivi d'un vortex toroïdal [21] . . . . .	6
1.6	Vortex toroïdal [21] . . . . .	6
1.7	Principe de la méthode inertielle-capacitive . . . . .	7
1.8	Capteur d'impédance avec source de vitesse volumique . . . . .	18
1.9	Deux capteurs de pressions dont l'un est proportionnel à la vitesse volumique . . . . .	18
1.10	Deux capteurs de pressions dont l'un est proportionnel à la vitesse volumique . . . . .	18
1.11	Méthode Deux Microphones . . . . .	18
1.12	Croquis de la Méthode TMTC [41] . . . . .	20
1.13	Chirp linéaire . . . . .	23
1.14	Principe d'un essai Tube à choc . . . . .	24
1.15	Dispositif QUB SP couplé à un tube droit [21] . . . . .	25
1.16	Montage expérimental du moteur monocylindre Ricardo [14] . . . . .	26
1.17	Profil de pression temporel et son module de transformée de Fourier. Motorisé à 1891 rpm (trait continu), avec combustion à 1866 rpm (trait discontinu) [31] . . . . .	27
1.18	Cohérence de la mesure (capteurs distants de 15cm) . . . . .	29
1.19	Rapport d'impédance acoustique spécifique dans un plan de la ligne d'admission à 2000rpm. Mesure (ligne continue), calcul (pointillé) [31] . . . . .	30
1.20	Pression chapelle, pression cylindre . . . . .	31
1.21	débit massique à travers la soupape . . . . .	31
1.22	Schéma du débitmètre instantané [54] . . . . .	32
1.23	Débitmètre instantané [54] . . . . .	32
1.24	Évolution du rendement volumétrique en fonction de la position de l'élément pulsatoire. [55]	35
2.1	Tube de référence 985 mm diam. 30mm . . . . .	40
2.2	Terminaison droite et rayonnée . . . . .	40
2.3	Volume en 2 demi-coques 2*200 mm diam. 120mm . . . . .	40
2.4	Tube de 200 mm diam. 30mm (f+b=185mm+15mm) . . . . .	40
2.5	Configuration 1 . . . . .	41
2.6	Configuration 2 . . . . .	41
2.7	Configuration 3 . . . . .	41
2.8	Configuration 5 . . . . .	41
2.9	Configuration 9 . . . . .	42
2.10	Banc Tube à Chocs . . . . .	42
2.11	Tube à choc . . . . .	44

2.12	Réponse temporelle - tube de 1m - Banc Tube à Chocs $P_{init} = 0,9 \text{ bar}, T=293\text{K}$ . . . . .	45
2.13	Module des signaux de pression dans le domaine de Fourier . . . . .	46
2.14	Phase des signaux de pression dans le domaine de Fourier . . . . .	46
2.15	Banc d'impédance, RENAULT Lardy . . . . .	47
2.16	Schéma du Banc d'Impédance . . . . .	47
2.17	Module d'impédance du tube de référence - Banc d'impédance . . . . .	48
2.18	Phase de l'impédance du tube de référence - Banc d'impédance . . . . .	48
2.19	Fonction de réflexion . . . . .	48
2.20	Banc Dynamique . . . . .	49
2.21	Banc d'écoulement SuperFlow . . . . .	50
2.22	Banc d'écoulement Solvay . . . . .	50
2.23	Système d'obturation (Photo) . . . . .	50
2.24	Système d'obturation (Schéma) . . . . .	50
2.25	Déplacement de la cloche . . . . .	51
2.26	Déplacement de la cloche . . . . .	51
2.27	Obturbateur ouvert . . . . .	51
2.28	Obturbateur fermé . . . . .	51
2.29	Tube de référence monté sur le Banc dynamique . . . . .	52
2.30	Débit d'excitation . . . . .	53
2.31	Réponse temporelle du tube de référence . . . . .	53
2.32	Module de l'impédance du tube de référence (mesure BD) . . . . .	53
2.33	Phase de l'impédance du tube de référence (mesure BD) . . . . .	53
2.34	Première période de la réponse en pression (tube de référence) . . . . .	54
2.35	Module de l'impédance du tube de référence . . . . .	54
2.36	Cloche modifiée ouverte. Concept 1 . . . . .	55
2.37	Cloche modifiée fermée. Concept 1 . . . . .	55
2.38	Obturbateur ouvert - concept 2 . . . . .	56
2.39	Obturbateur fermé - concept 2 . . . . .	56
2.40	Banc d'essai monocylindre . . . . .	57
2.41	Loi de levée des soupapes . . . . .	60
2.42	Capteurs de pression . . . . .	61
2.43	Pièce d'adaptation échappement . . . . .	61
2.44	Débitmètre et son volume tampon . . . . .	61
2.45	Banc d'essais moteur stabilisé K4M+ . . . . .	62
2.46	Schéma de principe du dispositif d'acquisition du banc d'essai moteur . . . . .	63
2.47	Banc moteur K4M - Schéma instrumentation . . . . .	63
2.48	Interface graphique du pré-processeur GT-Power . . . . .	65
2.49	Fluent - Visualisation d'un champ 3D dans la chambre de combustion. . . . .	66
3.1	Module d'impédance du tube de référence : Comparaison Banc Dynamique et Banc d'impédance . . . . .	70
3.2	Réponse temporelle en pression du tube de référence : Comparaison Banc Dynamique et Tube à Chocs . . . . .	71
3.3	Réponse fréquentielle : Comparaison Banc Dynamique et Tube à Chocs . . . . .	71
3.4	Perte de charge du tube de référence . . . . .	73
3.5	Perte de charge du tube de référence . . . . .	73

3.6	Profil des débits d'excitation . . . . .	74
3.7	Réponse temporelle en pression du tube de référence . . . . .	74
3.8	Relation entre le débit (vitesse) d'excitation et l'amplitude de pression . . . . .	74
3.9	Module de l'impédance du tube de référence - Différents débits d'excitation . . . . .	75
3.10	Module de l'impédance du tube de référence - Différents débits d'excitation (Zoom) . . . . .	75
3.11	Phase de l'impédance du tube de référence - Différents débits d'excitation . . . . .	76
3.12	Phase de l'impédance du tube de référence - Différents débits d'excitation (Zoom) . . . . .	76
3.13	Banc d'impédance - Module d'impédance tube de référence - Comparaison terminaisons . . . . .	79
3.14	Banc d'impédance - Phase d'impédance tube de référence - Comparaison terminaisons . . . . .	79
3.15	Fonction de réflexion . . . . .	80
3.16	Banc d'impédance - Module du coefficient de réflexion - Comparaison terminaisons . . . . .	81
3.17	Banc d'impédance - Terme correctif en longueur - Comparaison terminaisons . . . . .	81
3.18	BD - Réponse en pression du tube avec débit . . . . .	82
3.19	BD - Réponse en pression du tube avec débit (Zoom) . . . . .	82
3.20	BD - Impédance du tube avec débit . . . . .	83
3.21	Représentation de la configuration 3 . . . . .	84
3.22	Banc dynamique - Module d'impédance - Configuration 3 . . . . .	84
3.23	Banc dynamique - Phase - Configuration 3 . . . . .	84
3.24	Banc dynamique - Pression - Configuration 3 . . . . .	85
3.25	Banc d'impédance - Configuration 3 . . . . .	85
3.26	Banc dynamique - Module du coefficient de réflexion - Configuration 3 . . . . .	87
3.27	Banc dynamique - Terme correctif en longueur - Configuration 3 . . . . .	87
3.28	Schéma de la configuration 9 . . . . .	88
3.29	Banc dynamique - Module d'impédance - Configuration 9 . . . . .	88
3.30	Banc dynamique - Phase - Configuration 9 . . . . .	88
3.31	Banc dynamique - Pression - Configuration 9 . . . . .	89
3.32	Banc d'impédance - Configuration 9 . . . . .	89
4.1	Maillage axisymétrique du tube étalon - Géométrie 1 . . . . .	96
4.2	Extrémité fermée du tube étalon . . . . .	97
4.3	Volute du tube étalon . . . . .	97
4.4	Maillage axisymétrique du tube étalon - Géométrie 2 . . . . .	97
4.5	Maillage axisymétrique du tube étalon - Géométrie 3 . . . . .	97
4.6	Tube étalon - Maillage 3D . . . . .	98
4.7	Banc Dynamique - Réponse en pression . . . . .	98
4.8	Banc Dynamique - Module d'impédance . . . . .	98
4.9	Maillage fluide tétraédrique d'un répartiteur d'admission . . . . .	99
4.10	Simulation CFD d'écoulement non stationnaire dans un répartiteur . . . . .	99
4.11	GT-Power - Banc Dynamique virtuel . . . . .	100
4.12	Réponse temporelle-Essai Banc dynamique - Comparaison Essai et Simulation GT-Power . . . . .	101
4.13	Réponse Fréquentielle - Essai Banc dynamique - Comparaison Essai et Simulation GT-Power . . . . .	101
4.14	Réponse temporelle-Essai Banc dynamique - Configuration 9 . . . . .	102
4.15	Réponse Fréquentielle - Essai Banc dynamique - Configuration 9 . . . . .	102
4.16	Représentation d'un élément barre . . . . .	103
4.17	FEM appliquée à 2 éléments . . . . .	105
4.18	Modèle électroacoustique . . . . .	109

4.19	Evolution temporelle du débit et de la pression lors d'un essai Banc Dynamique . . . . .	110
4.20	Réponse temporelle de la fonction de transfert (1 composante) . . . . .	111
4.21	Réponse temporelle de la fonction de transfert (3 composantes) . . . . .	112
4.22	Réponse temporelle : comparaison Mesure et Fonction de transfert . . . . .	113
4.23	Excitation à 250kg/h pour identification à 150kg/h . . . . .	113
4.24	Excitation à 250kg/h pour identification à 150kg/h . . . . .	114
4.25	Excitation avec débit final : $Q_{init} = 267kh/h$ , $Q_f = 140kh/h$ . . . . .	115
4.26	Excitation avec débit final : $Q_{init} = 267kh/h$ , $Q_f = 140kh/h$ . . . . .	115
4.27	Modèle Masse-Ressort-Amortisseur . . . . .	116
4.28	Simulink - Résolution par Fonction de transfert . . . . .	117
4.29	Simulink - Résolution équation différentielle temporelle . . . . .	117
4.30	Réponse temporelle en pression - Cas d'un lâcher . . . . .	119
4.31	Estimation du taux d'amortissement $\varepsilon$ . . . . .	119
4.32	Banc Tube à Choc - Caractérisation du tube de référence à $P_0=0,95bar$ . . . . .	120
4.33	Modèle Masse-Ressort-Amortisseur Multi-fréquences . . . . .	122
4.34	Modèle Simulink Multi-fréquences . . . . .	122
4.35	Modèle Simulink Multi-fréquences avec perte de charge . . . . .	122
4.36	Modèle Simulink Multi-fréquences complet . . . . .	123
4.37	Essai standard de caractérisation du tube de référence au Banc Dynamique . . . . .	124
4.38	Essai de caractérisation de tube de référence avec débit ( $Q_0 = 267kg/h$ et $Q_f = 140kg/h$ ) . . . . .	124
4.39	Algorithme d'optimisation . . . . .	126
4.40	Modèle GT-Power natif du moteur monocylindre . . . . .	127
4.41	Modèle de couplage Simulink/GT-Power pour le monocylindre . . . . .	128
4.42	Interface Simulink du couplage . . . . .	128
4.43	Banc dynamique virtuel . . . . .	128
4.44	Paramètres dynamiques du système d'admission du moteur monocylindre . . . . .	128
4.45	Réponse temporelle en pression - admission monocylindre . . . . .	129
4.46	Module d'impédance - admission monocylindre . . . . .	129
4.47	Débit massique à la soupape d'admission . . . . .	129
4.48	Pression dans la chapelle d'admission . . . . .	129
5.1	Essai Honda GC160 - Configuration 1 . . . . .	132
5.2	Essai Honda GC160 - Configuration 9 . . . . .	132
5.3	Échappement connecté . . . . .	133
5.4	Échappement libre . . . . .	133
5.5	Pression admission . . . . .	133
5.6	Pression cylindre . . . . .	133
5.7	Admission tube - 1513rpm . . . . .	135
5.8	Admission tube - 2005rpm . . . . .	135
5.9	Admission tube - 2318rpm . . . . .	136
5.10	Admission tube - 2504rpm . . . . .	136
5.11	Admission tube - 2994rpm . . . . .	137
5.12	Tracking admission configuration 1 . . . . .	138
5.13	Modèle GT-Power Honda GC 160 configuration tube . . . . .	139
5.14	Pression admission, comparaison entre mesure et simulation numérique - 3002rpm . . . . .	141
5.15	Pression cylindre, comparaison entre mesure et simulation numérique - 3002rpm . . . . .	141

5.16	Pression admission, comparaison entre mesure et simulation numérique - 2000rpm . . . . .	142
5.17	Pression cylindre, comparaison entre mesure et simulation numérique - 2000rpm . . . . .	142
5.18	Modèle de couplage GT-Power/Simulink de la ligne d'admission . . . . .	143
5.19	Pression admission - mesure vs simulation couplée 1 fréquence - 3002rpm . . . . .	144
5.20	Pression admission - mesure vs simulation couplée 3 fréquences - 3002rpm . . . . .	144
5.21	Pression admission- mesure vs simulation couplée - 3002rpm . . . . .	145
5.22	Pression admission, comparaison entre mesure et simulations - 2314 rpm . . . . .	146
5.23	Pression admission, comparaison entre mesure et simulations - 3000 rpm . . . . .	147
5.24	Pression admission, comparaison entre mesure et simulations - 2500 rpm . . . . .	147
5.25	Pression admission, comparaison entre mesure et simulations - 2000 rpm . . . . .	148
5.26	Rendement volumétrique HONDA GC 160 - configuration tube . . . . .	149
5.27	Rendement volumétrique HONDA GC 160 - configuration volume . . . . .	151
5.28	Essai Banc Dynamique - Ligne d'admission K4M complète . . . . .	152
5.29	Essai Banc Dynamique - Ligne d'admission K4M complète . . . . .	152
5.30	Essai Banc Dynamique - Comparaison des répartiteurs n° 1 et n° 2 . . . . .	154
5.31	Module d'impédance - Comparaison volume plenum [51] . . . . .	154
5.32	Pression instantanée - série 11 . . . . .	155
5.33	Module d'impédance - série 11 . . . . .	156
5.34	Module d'impédance - série 11 . . . . .	156
5.35	Module d'impédance C1 du répartiteur seul - Modification des longueurs de conduits d'interférences (C2,C3 et C4) . . . . .	157
5.36	Module d'impédance du répartiteur seul - Comparaison des 4 conduits . . . . .	157
5.37	Module d'impédance du répartiteur K4M+ - Comparaison mesure et simulation . . . . .	158
5.38	Module d'impédance du répartiteur K4M+ - Pic principal . . . . .	158
5.39	Module d'impédance - Simulation de suppressions de conduits primaires . . . . .	159
5.40	Module d'impédance - Terminaisons anéchoïques . . . . .	159
5.41	Module d'impédance - Simulation de suppression du résonateur remplissage . . . . .	160
5.42	Module d'impédance - Tube secondaire (Zip tube) . . . . .	160
5.43	Module d'impédance - Boîtier Filtre . . . . .	161
5.44	Module d'impédance - Artifices acoustiques . . . . .	161
5.45	Module d'impédance - Conduit poreux . . . . .	162
5.46	Essai K4M - Couple pleine charge . . . . .	163
5.47	Pression instantanée dans le conduit primaire n° 1 @ 4000tr/min . . . . .	164
5.48	Pressions instantanées dans les conduits primaires d'admission @ 4000tr/min . . . . .	164
5.49	Spectre de la pression d'admission @ 2200 tr/min et 2800 tr/min . . . . .	165
5.50	Spectre de la pression d'admission @ 3800 tr/min et 4200 tr/min . . . . .	165
5.51	Respiration K4M @ 4000 tr/min . . . . .	166
5.52	Pression plenum @ 4000 tr/min . . . . .	167
5.53	Tracking K4M . . . . .	167
5.54	Pression admission sur cycle @ 4000 tr/min . . . . .	167
5.55	Tracking K4M 3D . . . . .	168
5.56	Tracking K4M 2D . . . . .	168

A.1	Maillage 10mm . . . . .	176
A.2	Maillage 1mm . . . . .	177
A.3	Maillage 5mm . . . . .	178
A.4	Maillage 20mm . . . . .	179
A.5	Maillage 50mm . . . . .	180
A.6	Maillage 50mm - zoom . . . . .	181
A.7	Maillage 100mm . . . . .	182
A.8	Maillage 100mm - zoom . . . . .	183
B.1	Module d'impédance du tube de référence - Sensibilité température . . . . .	185
B.2	Phase d'impédance du tube de référence - Sensibilité température . . . . .	186
B.3	Module d'impédance du tube de référence - Sensibilité température (zoom) . . . . .	186
B.4	Phase d'impédance du tube de référence - Sensibilité température (zoom) . . . . .	187
B.5	Module d'impédance du tube de référence - Recalage en température . . . . .	187
B.6	Module d'impédance du tube de référence - Recalage en température (zoom) . . . . .	188
B.7	Phase d'impédance du tube de référence - Recalage en température (zoom) . . . . .	188
B.8	Module d'impédance du tube de référence - Recalage en température (Fréquence fondamentale) . . . . .	189
D.1	Admission tube - 1436rpm . . . . .	193
D.2	Admission tube - 1513rpm . . . . .	194
D.3	Admission tube - 1608rpm . . . . .	195
D.4	Admission tube - 1704rpm . . . . .	196
D.5	Admission tube - 1809rpm . . . . .	197
D.6	Admission tube - 1912rpm . . . . .	197
D.7	Admission tube - 2005rpm . . . . .	198
D.8	Admission tube - 2099rpm . . . . .	198
D.9	Admission tube - 2200rpm . . . . .	199
D.10	Admission tube - 2318rpm . . . . .	199
D.11	Admission tube - 2407rpm . . . . .	200
D.12	Admission tube - 2504rpm . . . . .	200
D.13	Admission tube - 2592rpm . . . . .	201
D.14	Admission tube - 2697rpm . . . . .	201
D.15	Admission tube - 2802rpm . . . . .	202
D.16	Admission tube - 2899rpm . . . . .	202
D.17	Admission tube - 2994rpm . . . . .	203

# Table des matières

---

## — Corps du document —

<b>1 Étude bibliographique</b>	<b>3</b>
1.1 Les méthodes numériques . . . . .	4
1.1.1 Méthode vidange remplissage . . . . .	5
1.1.2 Méthode inertielle . . . . .	7
1.1.3 Les méthodes acoustiques . . . . .	7
1.1.4 Notions de pertes par amortissement . . . . .	13
1.2 Méthode des caractéristiques . . . . .	16
1.3 Méthode des différences finies . . . . .	16
1.4 Méthode des volumes finis . . . . .	16
1.5 Les méthodes de mesure et de caractérisation . . . . .	17
1.5.1 Banc d'impédance . . . . .	17
1.5.2 Les méthodes de calibrations . . . . .	19
1.5.3 Cas de la tête parfaitement cylindrique . . . . .	21
1.5.4 Bancs d'organes . . . . .	23
1.5.5 QUB SP (Single Pulse) Unsteady Gas Flow Experimental Apparatus . . . . .	24
1.5.6 Mesure directe sur Banc d'essais moteur . . . . .	24
1.6 Ondes de pression dans les moteurs à combustion interne . . . . .	34
1.7 Influence des ondes de pression sur le rendement volumétrique . . . . .	34
1.7.1 Influence du positionnement de l'onde de pression dans le cycle moteur . . . . .	34
1.7.2 Analyse du profil de pression d'admission . . . . .	35
1.7.3 Fréquences propres du système d'admission . . . . .	35
1.7.4 Effets des composantes courtes et longues . . . . .	35
1.7.5 Conclusion . . . . .	36
<b>2 Moyens mis en oeuvre</b>	<b>39</b>
2.1 Géométries de référence . . . . .	40
2.1.1 Description des pièces de référence . . . . .	40
2.1.2 Description des configurations . . . . .	41
2.2 Banc « Tube à Chocs » . . . . .	42
2.2.1 Architecture du banc . . . . .	42
2.2.2 Instrumentation et acquisition . . . . .	43
2.2.3 Conditions ambiantes . . . . .	43
2.2.4 Description de l'essai . . . . .	43
2.3 Banc d'impédance . . . . .	47
2.4 Banc dynamique . . . . .	49
2.4.1 Architecture du Banc Dynamique . . . . .	49
2.4.2 Présentation de l'essai . . . . .	52
2.4.3 Répétabilité . . . . .	54

2.4.4	Banc dynamique avec débit . . . . .	55
2.5	Banc d'essai moteur monocylindre . . . . .	57
2.5.1	Architecture du Banc Monocylindre . . . . .	57
2.5.2	Description du Moteur . . . . .	57
2.5.3	Gestion moteur . . . . .	60
2.5.4	Instrumentation et acquisition . . . . .	60
2.6	Banc d'essai moteur multicylindres . . . . .	62
2.6.1	Dispositif expérimental . . . . .	62
2.6.2	Contrôle moteur . . . . .	64
2.6.3	Instrumentation et acquisition . . . . .	64
2.7	GT-Power . . . . .	65
2.8	Fluent . . . . .	66
<b>3</b>	<b>Caractérisation d'un circuit d'admission</b>	<b>69</b>
3.1	Caractérisation du tube de référence . . . . .	70
3.1.1	Fréquences de résonances . . . . .	70
3.1.2	Pertes de charge . . . . .	72
3.1.3	Sensibilité au niveau d'excitation . . . . .	73
3.2	Sensibilité au débit . . . . .	81
3.3	Caractérisation de la configuration 3 - Tube et élargissement brusque . . . . .	84
3.4	Caractérisation de la configuration 9 - Tube volume tube . . . . .	88
3.5	Comparaison des Bancs . . . . .	89
3.5.1	Comparaison « Banc Tube à Choc » et « Banc Dynamique » . . . . .	90
3.5.2	Comparaison « Banc Dynamique »- « Banc d'impédance acoustique » . . . . .	90
<b>4</b>	<b>Modélisation</b>	<b>95</b>
4.1	CFD . . . . .	96
4.1.1	Tube . . . . .	96
4.1.2	Répartiteur . . . . .	99
4.2	La modélisation unidimensionnelle . . . . .	100
4.3	Modélisation par analogie mécanique . . . . .	103
4.3.1	Méthode des éléments finis . . . . .	103
4.3.2	Analogie masse-ressort . . . . .	106
4.4	Fonction de transfert . . . . .	109
4.4.1	Modèle électroacoustique . . . . .	109
4.4.2	Modélisation par analogie mécanique . . . . .	116
4.4.3	Couplage et validation numérique . . . . .	127
<b>5</b>	<b>Application aux moteurs à combustion interne</b>	<b>131</b>
5.1	Essais mono-cylindre . . . . .	132
5.2	Simulation GT-Power du Monocylindre . . . . .	139
5.2.1	Construction du modèle . . . . .	139
5.2.2	Résultat de simulation . . . . .	140
5.3	Simulation couplée GT-Power/Simulink . . . . .	143
5.3.1	Application à la configuration 9 . . . . .	149
5.4	Moteur 4 cylindres RENAULT K4M+ . . . . .	152

---

5.4.1	Caractérisation de la ligne d'admission . . . . .	152
5.4.2	Essais Moteur . . . . .	162

— *Annexes* —

<b>A</b>	<b>Sensibilité au maillage</b>	<b>175</b>
<b>B</b>	<b>Sensibilité à la température</b>	<b>185</b>
<b>C</b>	<b>Méthode des éléments finis - Script MATLAB</b>	<b>191</b>
<b>D</b>	<b>Essais mono config 1</b>	<b>193</b>
<b>E</b>	<b>Essais K4M+</b>	<b>205</b>

— *Pages annexées* —

<b>Bibliographie</b>	<b>209</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>221</b>
<b>Table des matières</b>	<b>227</b>

## **Caractérisation du comportement non-stationnaire du système d'admission d'air d'un moteur à combustion interne. Incidence sur le remplissage.**

Ce travail est consacré au développement d'une méthodologie expérimentale de caractérisation des écoulements non-stationnaire dans les systèmes d'admission d'air des moteurs à combustion interne. Un dispositif expérimental a alors été mis au point dans le but de générer une onde de pression à partir d'une variation brutale de débit. La méthode de mesure associée permet de fournir une mesure de l'impédance d'un circuit d'admission. Cette méthode qui atteint des niveaux de pression comparables à ceux observés dans les moteurs permet d'analyser les phénomènes de propagations et de réflexions des ondes de pression.

D'autre part, un modèle de comportement des écoulements non-stationnaires en conduit a été développé afin d'évaluer l'incidence de géométrie d'admission sur le rendement volumétrique d'un moteur. Les paramètres de ce modèle sont alors identifiés pour chaque système d'admission à partir des essais expérimentaux du banc de caractérisation. L'ensemble de la démarche est finalement validé sur un banc d'essai monocylindre qui a été complété par l'étude d'une ligne d'admission d'un moteur multicylindres.

Mots-clés : moteur à combustion interne, ondes de pression, rendement volumétrique, remplissage, fonction de transfert, dynamique des gaz, analyse fréquentielle, impédance.

## **Characterization of unsteady flow of an Internal Combustion Engine air intake manifold. Impact on volumetric efficiency.**

The aim of this PhD thesis is to develop a new characterization method of unsteady flow in internal combustion engine intake manifold. Then, an experimental setup was developed in order to generate pressure waves from a fast change in flow. The measurement method coupled to this device allows to obtain the air intake system impedance. This method is able to produce very high pressure oscillations which are similar to those encountered in an engine.

On the other hand, an unsteady flow modelisation of intake pipes was developed to assess the impact of the manifold geometry on the engine volumetric efficiency. The model parameters are then identified for each intake system by experimental characterization results from the test bench. Finally, the whole process is evaluated on a one cylinder engine test bench. Furthermore, a study of a line for admission of a multi-cylinder engine manifold was conducted.

Keywords: internal combustion engine, pressure waves, volumetric efficiency, transfer function, gas dynamics, frequency analysis, impedance.