

CFA/VISHNO 2016

**Source électropneumatique : étude des écoulements
subsonique et sonique**

C. Kameni Djuimo^a, J.-P. Dalmont^a, P. Béquin^a, J. Gilbert^a, P.-E. Dupuis^b
et A. Hirschberg^c

^aLAUM-UMR CNRS 6613, Av. Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France

^bIntespace, 2 Rond-Point Pierre Guillaumat, 31029 Toulouse, France

^cApplied Physics, Technische Universiteit Eindhoven, NT/MTP, CC.3.01b, Postbus 513,
5600MB Eindhoven, Pays-Bas

carole_pascale.kameni_djuimo.etu@univ-lemans.fr



LE MANS

Avant leur lancement dans l'espace, les satellites sont testés et exposés, entre autres, à des niveaux sonores comparables à ceux existant pendant la phase de décollage du lanceur. Dans les systèmes usuels, ces niveaux sonores sont obtenus à l'aide de sources électropneumatiques. Elles modulent aux fréquences acoustiques l'écoulement d'un gaz (azote) depuis un réservoir sous pression vers une chambre réverbérante via un guide d'onde. Dans ce type de source, le gaz s'écoule à travers les perforations en regard de deux cylindres concentriques. L'un est fixe, l'autre mobile est une partie intégrante d'un moteur électrodynamique. En fonction de la différence de pression entre le réservoir et la chambre réverbérante, la vitesse de l'écoulement peut être subsonique, sonique ou supersonique dans le guide d'onde et uniquement subsonique ou sonique dans la section des perforations. Bien qu'ayant fait l'objet de quelques travaux analytiques et expérimentaux, certaines propriétés de l'écoulement à travers ces sections imposent une étude plus approfondie avec en vue l'optimisation du champs sonore rayonné dans la chambre réverbérante. Dans l'étude proposée, les modèles théoriques associés aux écoulements subsoniques et soniques d'un gaz considéré compressible ou non à travers une section variant avec le temps sont abordés et cela avec prise en compte de la présence de vena contracta. Leurs prédictions concernant les débits et les pressions acoustiques sont comparées aux données expérimentales issues d'un banc de mesure instrumenté. Il est constitué d'une source pneumatique, construite à échelle réduite et alimentée en air sous pression, cette source est couplée à un tube et à une terminaison anéchoïque. La modulation de l'écoulement d'air est effectuée à l'aide de plaques perforées en regard dont l'une est mise en mouvement au moyen d'un pot vibrant.

1 Introduction

Les sirènes électropneumatiques sont des sources acoustiques utilisées pour générer des niveaux sonores élevés. Elles sont généralement couplées à un réservoir de gaz sous pression (air, azote, etc) et à un guide d'onde débouchant dans une chambre réverbérante de grand volume (figure 1). Elles modulent aux fréquences acoustiques

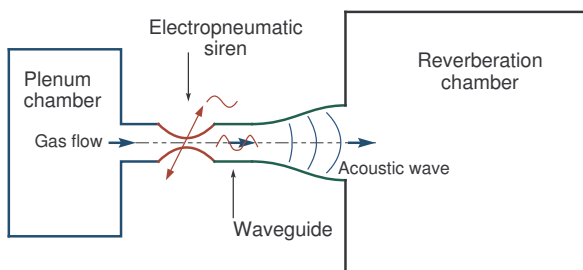


FIGURE 1 – Sirène électropneumatique couplée à un guide d'onde et débouchant dans une chambre réverbérante.

l'écoulement du gaz provenant du réservoir sous pression. En fonction de la différence de pression entre le réservoir et la sortie du guide d'onde, la vitesse de l'écoulement du gaz peut être subsonique, sonique ou supersonique dans le guide d'onde et uniquement subsonique ou sonique dans la plus petite section de la sirène [1]. La modulation de l'écoulement est obtenue par un système de valves généralement constitué de disques perforés en mouvements de rotation ou de translation assurés par des moteurs électriques ou électrodynamiques spécifiques. Les principales applications sont les alarmes (incendie ou autres) pour les sirènes avec un disque en rotation [2, 3, 4], les bancs de test des satellites [5] et le contrôle actif de bruit [6, 7, 8, 9] pour les autres configurations. Pour chaque type de sirène, des modèles électroacoustiques sont généralement proposés dans les publications citées précédemment. A l'aide de considérations relevant de la mécanique des fluides et de l'acoustique ces modèles permettent de prédire les niveaux sonores et le rendement des sources sonores étudiées. Le comportement électromécanique de la sirène, les fluctuations de pression et les caractéristiques des ondes acoustiques générées dépendent fortement de la vitesse de l'écoulement et donc de la surpression du gaz dans le

réservoir par rapport à la pression en sortie du guide d'onde. Chapman et al. [6, 7] puis Blondel et al. [8, 9] ont étudié le comportement électroacoustique d'une source pneumatique à grille perforée avec des vitesses subsoniques et soniques dans la plus petite section de l'écoulement, l'application étant le contrôle actif du bruit.

Sur la base de ces travaux, ce papier reprend et étend les études analytiques et expérimentales des auteurs précédents en vue de concevoir et d'optimiser une source destinée aux tests des satellites. A cette fin, une source pneumatique modulable et à échelle réduite est développée. Son utilisation permet de mettre en évidence des phénomènes physiques particuliers tels que la présence d'un vena contracta du jet qui doit être modélisé afin de décrire plus finement les comportements pneumatique et acoustique de la source

2 Description de la source pneumatique

La figure 2 donne une représentation schématique de la source pneumatique utilisée lors de l'étude. Un réservoir d'environ 0,4 litre est alimenté en air sous pression. L'ouverture du réservoir sur le guide d'onde (un tube de diamètre 35 mm et de longueur 2 m) est un trou oblong de 3 mm × 10 mm. Le disque mobile placé à l'intérieur du réservoir possède la même ouverture et son mouvement vertical est assuré par un pot vibrant. Les matériaux de l'ouverture sur le tube et du disque sont respectivement du laiton et du polyoxyméthylène, cette association de matériaux permet de limiter les frottements. Une terminaison anéchoïque spécifique est placée à l'extrémité du tube, elle limite sur une gamme de fréquence [40 Hz - 100 Hz] la réflexion des ondes [10]. Des capteurs mesurent le débit d'air et la pression dans le réservoir, les pressions acoustiques en divers points du tube sont obtenues à l'aide de microphones (voir le tableau 1).

3 Comportement statique de la source

Dans un premier temps considérons les deux disques parfaitement alignés et sans mouvement relatif, la surface

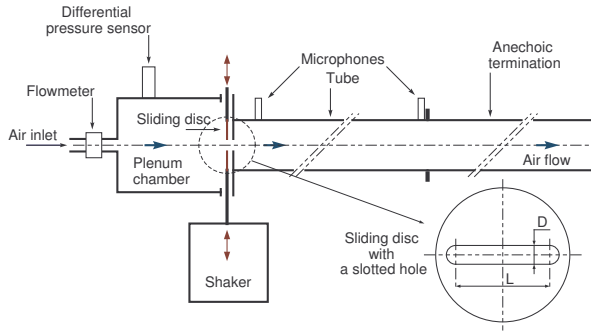


FIGURE 2 – Représentation schématique de la source pneumatique du LAUM. Voir le tableau 1.

TABEAU 1 – Liste des éléments du dispositif expérimental.

Éléments géométriques	Diamètre [mm]	Longueur [m]
Réservoir	75	0,092
Tube	35	2
Terminaison anéchoïque	35	2,5
Lumière	3	0,01
Éléments électriques	Type	N°
Débitmètre	Omega	FTB934
Capteur de pression	Labom	CB3010
Microphones	Endevco	8507C – 5
Accéléromètre	PCB	352C22
Pot vibrant	B&K	2712

d'ouverture est donc celle d'une fente. Compte tenu des sections du réservoir et du guide d'onde, elle est aussi la plus petite section d'écoulement de la source pneumatique (voir figure 3). Le gaz est supposé idéal (non visqueux et non conducteur de la chaleur) et compressible, son écoulement est unidirectionnel (suivant l'axe du tube) et permanent. Lorsque le réservoir et la sortie du tube sont à la même pression, à savoir la pression atmosphérique, il n'existe pas d'écoulement d'air dans la source. Pour une petite surpression ΔP dans le réservoir, il apparaît un écoulement d'air qui s'écoule à travers l'ouverture. Considérant les lois de conservation (continuité, Euler et énergie) et les relations de la thermodynamique des gaz parfaits, le flux de masse ou débit massique $\phi = J A$ est déduit constant dans toutes les sections A de l'écoulement, J étant la densité de flux (le produit de la masse volumique ρ par la vitesse d'écoulement U). De plus, J est déduit maximal dans la plus petite section de l'écoulement, à savoir A_1 [1]. La surpression ΔP étant petite, la vitesse d'écoulement de l'air demeure subsonique dans tout le système.

Le but ici est d'établir une relation simple entre la pression du réservoir P_0 , la plus petite section d'écoulement A_1 et le débit volumique Q_2 à l'entrée du tube, pour chacun des régimes de fonctionnement de la source.

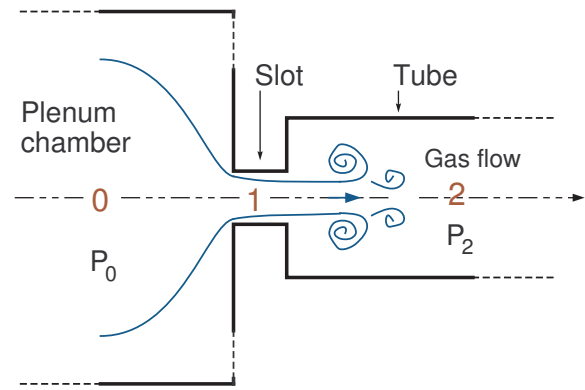


FIGURE 3 – Représentation schématique de l'écoulement du gaz à travers l'ouverture A_1 des disques.

3.1 Écoulement subsonique compressible

La pression de l'air P_0 dans le réservoir reste suffisamment faible pour que l'écoulement au niveau de section A_1 des disques en regard soit subsonique. A partir des équations de la mécanique des fluides appliquées à un écoulement compressible, une relation entre le débit acoustique Q_2 en sortie de la source, la pression d'alimentation du réservoir P_0 et la section A_1 est déduite sous la forme

$$Q_2 = A_1 c_0 \left\{ \frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{P_0}{P_{atm}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left[\left(\frac{P_0}{P_{atm}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

$\gamma = 1,4$ est le rapport des chaleurs spécifiques et c_0 la célérité du son dans l'air.

3.2 Écoulement sonique compressible

La pression dans le réservoir est suffisamment importante pour obtenir un écoulement sonique dans l'ouverture de section A_1 . L'extrémité du guide d'onde débouche dans un espace où l'air est sans vitesse et à la pression atmosphérique d'où $P_2 \sim P_{atm}$. En négligeant la chute de pression dans le guide d'onde, l'expression du débit volumique dans le tube avec un écoulement sonique dans l'ouverture prend la forme :

$$Q_2 = A_1 c_0 \frac{P_0}{P_{atm}} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma}}. \quad (2)$$

4 Comportement acoustique de la source

Une variation temporelle de l'ouverture A_1 aux fréquences acoustiques modifie l'écoulement de l'air provoquant ainsi une perturbation sonore qui se propage dans le tube.

4.1 Section d'ouverture $A_1(t)$

Au repos, comme le montre la figure 4, les deux ouvertures sont décalées d'une demi hauteur ($X_0 = D/2$). En conséquence, pour un déplacement sinusoïdal du disque mobile de la forme $x(t) = x_d \sin \omega t$ avec une amplitude $x_d = D/2$, la section d'ouverture A_1 sera alternativement fermée puis totalement ouverte. Considérant la géométrie

particulière des ouvertures (deux trous oblongs de longueur L et de hauteur D) et après quelques développements mathématiques, une expression analytique de la surface d'intersection des deux ouvertures en mouvement relatif est obtenue sous la forme

$$A_1(t) = (L.D) [1 - X(t)] + \dots$$

$$\dots D^2 \left[\frac{\pi}{4} - \left(X(t) \sqrt{1 - X^2(t)} + \arcsin X(t) \right) \right],$$

avec

$$X(t) = \frac{X_0 \text{sign}(X_0) + x(t)}{D} \quad \text{et} \quad x(t) = x_d \sin(\omega t). \quad (3)$$

Le premier terme de l'expression $A_1(t)$ donne une section

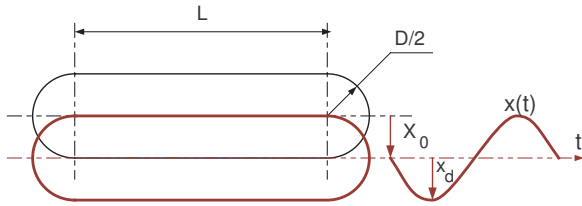


FIGURE 4 – Représentation schématique d'une fente des disques en vis à vis en position "semi-ouverte".

qui varie linéairement avec le déplacement $x(t)$ imposé par le pot vibrant. Le second terme apporte une correction non linéaire. Les représentations temporelle et fréquentielle avec la présence d'harmoniques supérieures de la section d'ouverture (figure 5) montrent que les contributions non linéaires peuvent être négligées en première approximation.

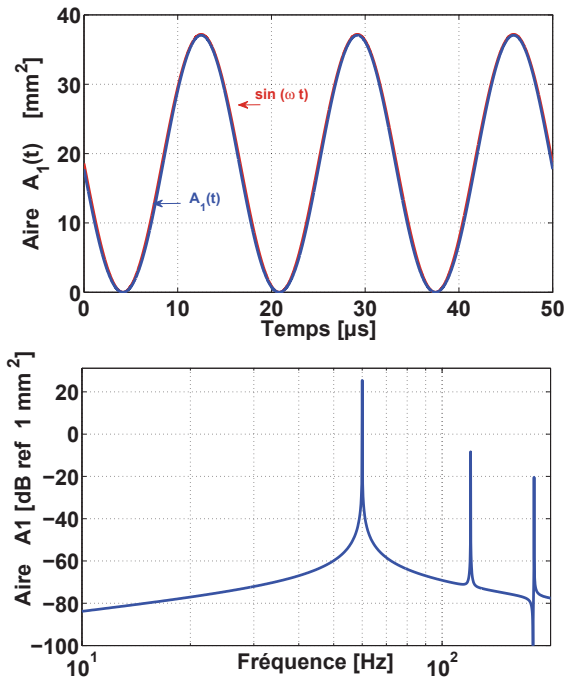


FIGURE 5 – Représentation temporelle puis fréquentielle de la section $A_1(t)$ pour un déplacement sinusoïdal $x(t)$ du pot vibrant autour de la position au repos $X_0 = D/2$, $f=60$ Hz.

4.2 Niveaux sonores dans le tube

La variation de la section d'ouverture A_1 (éq. 3) aux fréquences acoustiques entraîne une variation du débit dans

le tube (2) qui se déduit de l'expression

$$\delta Q_2(t) = Q_2(t) - \overline{Q_2} \quad (4)$$

où $\overline{Q_2}$ est la valeur moyenne du débit de l'écoulement d'air dans le tube obtenu, compte tenu des considérations expérimentales, à l'aide des expressions du débit (1) et (2) dans lesquelles est introduite l'expression $A_1(t)$ (éq. 3). Ces variations de débit sont à l'origine des fluctuations de pression dont l'expression s'écrit sous la forme

$$\delta P_2(t) = Z_2 \times \delta Q_2(t) \quad \text{avec} \quad Z_2 = \frac{\rho_2 c_2}{A_2} \quad (5)$$

où Z_2 l'impédance acoustique du tube (2) supposé anéchoïque, avec ρ_2 la masse volumique de l'air à la pression atmosphérique et c_2 la célérité du son associée.

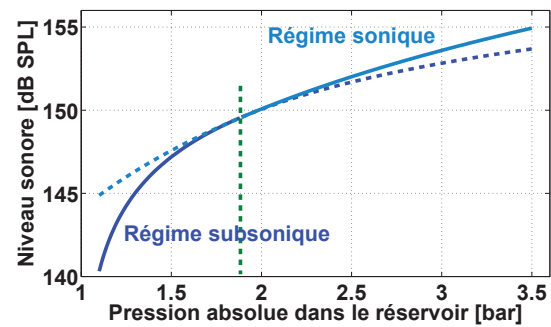


FIGURE 6 – Niveau sonore théorique en sortie de la source (éq.5) en fonction de la pression absolue dans le réservoir P_0 . L [dB SPL] = $20 * \log_{10} \left(\frac{\delta P_2}{20 \cdot 10^{-6}} \right)$

La figure 6 donne les courbes des niveaux sonores théoriques en sortie de la source (exprimés en dB SPL) en fonction de la pression absolue P_0 dans le réservoir et cela pour les écoulements aux vitesses subsoniques (éq.1) et soniques (éq.2) dans l'ouverture de section A_1 , le gaz étant considéré compressible. La vitesse de l'écoulement devient sonique pour une pression dans le réservoir proche de 1,89 bars absolus. Les prédictions des modèles associés aux écoulements subsonique et sonique présentent une zone de recouvrement aux alentours de cette pression limite.

5 Dispositif expérimental et instrumentation associée

Reprenons le dispositif expérimental représenté de manière schématique par la figure 2. Le disque mobile, mis en mouvement par le pot vibrant permet de moduler l'écoulement d'air. Un accéléromètre collé sur la table du pot vibrant permet d'accéder à l'information sur le déplacement vertical du disque mobile x_d . Un capteur de pression placé sur le réservoir et un débitmètre placé en amont de ce dernier mesurent respectivement la pression statique dans le réservoir et le débit volumique de l'écoulement d'air. Des microphones (de type piézorésistif) placés le long du tube de diamètre 35 mm et de longueur 2 m permettent de mesurer la pression acoustique et d'observer l'évolution de son profil d'onde lors de la propagation. Une terminaison anéchoïque placée à l'extrémité du tube limite la réflexion des ondes sur une gamme de fréquence allant de 40 à 100 Hz. Le module

du coefficient de réflexion des ondes de pression reste inférieur à 0,2 dans cette gamme de fréquence. Les profils temporels des signaux délivrés par tous ces capteurs sont observés à l'aide d'un oscilloscope. Par ailleurs, une carte d'acquisition multivoies permet de mesurer simultanément les signaux issus des différents capteurs. Ces signaux sont ensuite traités à l'aide de programmes informatiques spécifiques afin d'extraire les informations utiles à l'analyse des phénomènes. On notera que pour les disques perforés, les bords des fentes sont chanfreinés et ont chacun une arête d'angle de $\pi/4$. Les deux plaques sont disposées avec leurs arêtes jointes, ce qui à l'ouverture maximale forme une arête avec un angle vif de $\pi/2$.

5.1 Niveaux sonores dans le tube : comparaison théorie - expérience

La fréquence du signal d'excitation appliqué sur le pot vibrant est fixée à 60 Hz et le déplacement vertical imposé au disque est $x_d = 0,5 \text{ mm}$. La pression acoustique à l'entrée du tube est mesurée pour des pressions statiques dans le réservoir P_0 allant de 1, 1 à 3, 6 bars absolus.

L'évolution du niveau sonore à l'entrée du tube en fonction de la pression statique au sein du réservoir est donnée par la figure 7. La courbe en trait continu représente successivement les prédictions des modèles théoriques pris uniquement dans leur domaine de validité : écoulement subsonique dans la section de l'ouverture (équations 1, 3 et 5) pour une pression $P_0 < 1,89 \text{ bar}$ et écoulement sonique (équations 2, 3 et 5) au-delà. L'autre courbe (- + -) est associée aux données expérimentales obtenues à l'aide de la chaîne microphonique.

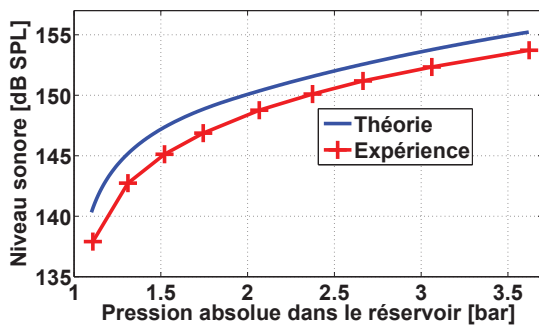


FIGURE 7 – Niveau sonore à l'entrée du tube en fonction de la pression statique P_0 dans le réservoir. Déplacement du disque mobile : $x_d = 0,5 \text{ mm}$ et fréquence d'oscillation $f = 60 \text{ Hz}$.

La comparaison de ces deux courbes permet d'observer un même profil d'évolution mais aussi une différence entre les niveaux sonores allant de 2, 5 dB pour de faibles pressions P_0 (écoulement subsonique) à 1,5 dB pour des pressions importantes (écoulement sonique). Cette surestimation des niveaux sonores par les modèles s'explique par la présence d'une contraction de la section d'écoulement à travers l'ouverture A_1 , appelée couramment vena contracta. Dans un souci de simplicité, ce phénomène n'a pas été dans un premier temps pris en considération dans les modèles proposés.

6 Vena contracta

Il s'agit dans cette partie de déterminer un terme correctif Υ à appliquer aux modèles théoriques simples développés précédemment (éq. 1 et 2) cela afin de prendre en considération l'effet de vena contracta. Le débit corrigé s'écrit

$$Q_{2corr.} = \Upsilon Q_2. \quad (6)$$

Pour de faibles surpressions dans le réservoir ($P_0 < 1,89 P_j$ avec P_j la pression dans le jet), l'écoulement est subsonique dans le tube et la contraction du jet dans l'ouverture A_1 peut être déduite de la théorie classique associée aux écoulements dans un orifice de Borda. Par contre pour des écoulements supersoniques dans le tube, dus à des surpressions P_0 élevées dans le réservoir, une expression analytique décrivant l'évolution du vena contracta manque. Une relation ajustée sur les données expérimentales sera donc recherchée.

6.1 Écoulement subsonique : "modèle de Borda"

Considérons un cylindre rentrant - appelé aussi orifice de Borda (figure 8) - de surface A_1 avec une entrée dans le réservoir à la pression P_0 et une sortie à la pression atmosphérique P_{atm} . Le jet qui se forme dans le cylindre ne touche pas les parois et sa section contractée est A_j . A partir du théorème d'Euler appliqué sur un volume de contrôle limité au jet, il vient

$$\frac{P_0}{P_j} = 1 + \Upsilon \frac{\rho_j U_j^2}{P_j}$$

avec $\Upsilon = A_j/A_1$ le coefficient de contraction du jet. Les grandeurs avec un indice j sont liées au jet.

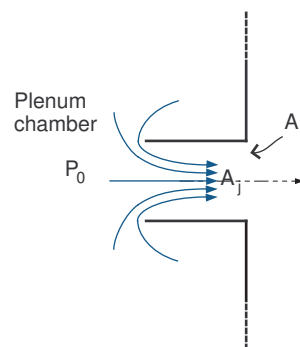


FIGURE 8 – Écoulement dans un cylindre rentrant - orifice de Borda. A_1 et A_j sont respectivement les sections de l'orifice de Borda et du jet.

Par ailleurs, l'équation de Bernoulli pour un gaz parfait subissant des évolutions isentropiques lors de son écoulement en régime permanent peut s'écrire sous la forme

$$\frac{P_0}{P_j} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

avec

$$M_j = \frac{U_j}{c_j} \quad \text{et} \quad c_j^2 = \gamma \frac{P_j}{\rho_j}.$$

L'association de ces équations permet de déduire l'expression du coefficient de contraction du jet :

$$\Upsilon(M_j) = \frac{A_j}{A_1} = \frac{1}{\gamma M_j} \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right].$$

Lorsque l'on remplace la tuyère de Borda par une fente dans une paroi mince on trouve par la méthode des holographes [11] que le coefficient de contraction du jet tend vers la valeur $\Upsilon(0) = \pi/(2+\pi)$ pour un nombre de Mach très petit ($M \rightarrow 0$). En supposant la même dépendance en fonction du nombre de Mach que pour la tuyère de Borda, l'expression du coefficient de contraction du jet prend la forme

$$\Upsilon(M_j) = \frac{2 \Upsilon(0)}{\gamma M_j} \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right]. \quad (7)$$

Cette relation est valide pour des écoulements subsoniques ou soniques ($M_j \leq 1$) correspondant à des pressions statiques dans le réservoir telles que $P_0 \leq 1,89 P_j$.

6.2 Mesure du vena contracta

L'estimation de la contraction de la section du jet en fonction de la pression dans le réservoir est réalisée à partir du dispositif expérimental schématisé par la figure 9. Le disque mobile (amont) retiré, l'air s'écoule donc à travers la lumière du disque fixe (aval). Le débitmètre placé en amont du réservoir permet la mesure du débit volumique utile à l'estimation du débit dans le jet et, in fine, à la détermination du coefficient de contraction de la section du jet à travers la section de l'ouverture. Un capteur de pression statique mesure la pression P_0 dans le réservoir.

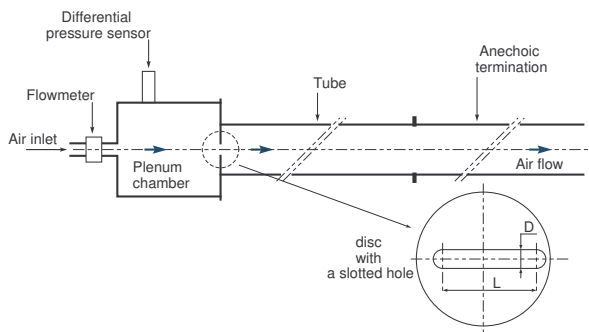


FIGURE 9 – Représentation schématique du dispositif expérimental destiné à l'estimation du vena contracta.

Détermination expérimentale de la section du jet A_j

A partir du débit massique, considéré constant dans toutes les sections de l'écoulement, il vient

$$\phi = \rho_0 Q_0 = \rho_j Q_j = \rho_j S_j U_j$$

Les valeurs du débit volumique Q_0 sont fournies par le capteur de débit placé en amont du réservoir. La masse volumique ρ_j , le nombre de Mach $M_j = U_j/c_j$ et la célérité du son c_j dans le jet sont déduits de considérations thermodynamiques sur le gaz présentant des évolutions

isentropiques.

$$\rho_j = \rho_0 \left(\frac{P_j}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$c_j = c_0 \left(\frac{P_j}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}$$

$$\text{et } M_j^2 = \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{P_j}{P_0} \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right].$$

(8)

Connaissant, la pression P_0 dans le réservoir et le débit volumique Q_0 , l'association de ces expressions permet de déterminer de manière expérimentale la section du jet avec $P_j \approx P_{atm}$

$$A_j = \frac{Q_0}{c_0} \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{P_j}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left[\left(\frac{P_j}{P_0} \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

L'évolution de la section du jet, à travers l'ouverture de section A_1 , en fonction de la pression statique P_0 au sein du réservoir est donnée par la figure 10. La courbe en trait continu représente les prédictions du modèle décrivant l'évolution du coefficient de contraction du jet (éq. 7). Rappelons que ce modèle est valide uniquement pour des écoulements subsoniques et soniques dans le tube. Pour des écoulements supersoniques, la valeur du coefficient de contraction est maintenue artificiellement égale à celle obtenue pour un écoulement sonique ($M_j = 1$). Dans la section suivante, la partie supersonique fera l'objet d'un traitement spécifique. L'autre courbe (- + -) est associée aux données expérimentales.

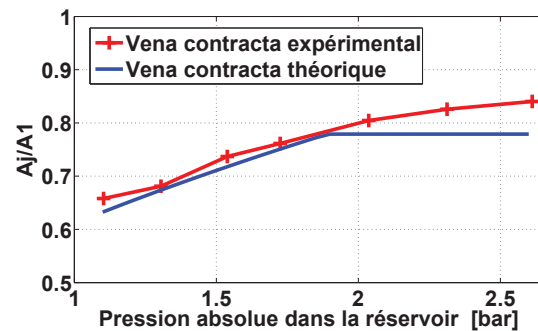


FIGURE 10 – Coefficient de contraction du jet $\Upsilon = A_j/A_1$ - Vena contracta. Modèle (éq. 7) et données expérimentales déduites à l'aide de l'équation 9.

Estimation du vena contracta pour les écoulements supersoniques $M > 1$

Une interpolation linéaire entre les résultats de mesure obtenus pour des écoulements supersoniques permet de déterminer le coefficient de contraction pour toute pression statique $P_0 > 1,89 P_j$ dans le réservoir.

Le coefficient de contraction connu, à l'aide de l'équation 7 pour les écoulements subsoniques et de l'équation 9 associées à des données issues de l'expérience, le débit Q_2 peut être corrigé à l'aide de l'équation 6 et les niveaux sonores calculés à nouveau. La figure 11 reprend la figure

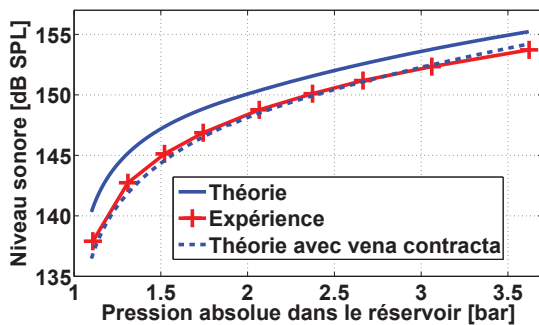


FIGURE 11 – Niveau sonore à l'entrée du tube en fonction de la pression statique P_0 dans le réservoir (voir figure 7).

Ajout de la courbe associée au modèle corrigé prenant en considération le vena contracta.

initiale 7 des niveaux sonores en fonction de la pression dans le réservoir. Les prédictions des niveaux sonores en tenant compte de l'effet de vena contracta sont ajoutées. Un très bon accord apparaît entre le modèle corrigé et les mesures issues du dispositif expérimental, en effet, le niveau sonore émis (en dB SPL) est prédit avec une précision de l'ordre de 0,5 dB. Cela confirme ainsi l'influence de la contraction du jet dans l'ouverture du disque sur le niveau sonore émis.

7 Conclusion

Cette étude aborde le comportement acoustique d'une sirène électropneumatique développée au LAUM. Les relations reliant le débit volumique ainsi que la pression acoustique en sortie de source en fonction de la pression statique dans le réservoir et de la section variable de l'ouverture sont explicitées pour les écoulements subsonique et sonique. Concernant les niveaux sonores émis par la source à l'entrée du tube, les premières comparaisons entre les prédictions des modèles et les données issues du dispositif expérimental ont montré un écart. Cette différence est attribuée à l'existence d'une contraction du jet dans l'ouverture (vena contracta). Des modèles décrivant l'évolution de ce vena contracta en fonction de la pression statique dans le réservoir et donc de l'écoulement (subsonique et supersonique dans le tube) sont proposés. Ils permettent, in fine, de prédire de manière satisfaisante les niveaux sonores émis par la source en fonction la pression statique dans le réservoir.

Remerciements

Nous souhaitons remercier particulièrement Emmanuel Brasseur, Hervé Mézière, Éric Egon et Stanislas Renard pour leur aide concernant les aspects expérimentaux ainsi que leurs conseils techniques. Cette étude a été réalisée grâce au soutien de l'ANRT.

Références

[1] L. Landau, E. Lifchitz, *Fluid Mechanics*, Vol.6, Pergamon Press, Moscou (1959).

- [2] R. C. Jones, A fifty horsepoxae siren, *J. Acoust. Soc. Am.* **18** (2), 371-387 (1946).
- [3] C. H. Allen, B. G. Watters, Siren design for producing controlled wave forms at high intensities, *J. Acoust. Soc. Am.* **31** (2), 177-185 (1959).
- [4] C. H. Allen, B. G. Watters, Siren design for producing controlled wave form with amplitude modulation, *J. Acoust. Soc. Am.* **31** (4), 463-469 (1959).
- [5] W. T. Fiala, J. K. Hilliard, J. A. Renkus, J. J. Van Houten, Electropneumatic acoustic generator, *J. Acoust. Soc. Am.* **31** (6), 956-964 (1965).
- [6] C. J. Chapman, A. G. Glendinning, A theoretical analysis of a compressed air loudspeaker, *J. Sound. Vib.* **138** (3), 493-499 (1990).
- [7] A. G. Glendinning, P. A. Nelson, S. J. Elliott, Experiments on a compressed air loudspeaker, *J. Sound. Vib.* **138** (3), 479-491 (1990).
- [8] L. A. Blondel, S. J. Elliott, Electropneumatic transducers as secondary actuators for active noise control, part i : theoretical analysis, *J. Sound. Vib.* **219** (3), 405-427 (1999).
- [9] L. A. Blondel, S. J. Elliott, Electropneumatic transducers as secondary actuators for active noise control, part ii : experimental analysis of the subsonic source, *J. Sound. Vib.* **219** (3), 429-444 (1999).
- [10] E. Portier, J.-P. Dalmont, *Acoustic optimization of anechoic termination with and without superimposed flow*, in : 7th Symposium SIA / CTTM - Automobile and Railroad Comfort - Acoustics, Vibrations & Thermal issues, Le Mans, 2012.
- [11] G. C. J. Hofmans, R. J. J. Boot, P. P. J. M. Durrieu, Y. Auregan, A. Hirschberg, Aeroacoustic response of a slit-shaped diaphragm in a pipe at low helmholtz number, I : quasy-steady results, *J. Sound. Vib.* **244** (1), 35-56 (2001).