

Bruit généré par un écoulement turbulent affleurant une cavité à faible nombre de Mach : application aux césures de portes automobiles

Arthur Da Silva *, Ali Kribèche, Alexandre Loredo

LRMA, ISAT, 49, rue Mademoiselle-Bourgeois, BP 31, 58027 Nevers cedex, France

Reçu le 2 décembre 2008 ; accepté après révision le 12 mars 2009

Présenté par Patrick Huerre

Résumé

Le bruit produit par un écoulement turbulent affleurant une cavité générique représentant des césures de portes automobile est mesuré en soufflerie semi-anéchoïque. Deux cavités sont étudiées : l'une d'envergure 50 mm, se comporte comme un résonateur de Helmholtz, atteignant un niveau de 136 dB à la fréquence de 1776 Hz, pour une vitesse de 54 m/s. L'autre, d'envergure 250 mm ne peut être considérée comme tel mais résonne à 1902 Hz, à un niveau de 125 dB, à la même vitesse. Dans les deux cas, le bruit est provoqué par les instabilités de Kelvin–Helmholtz, dans la couche de mélange. *Pour citer cet article : A. Da Silva et al., C. R. Mecanique 337 (2009).*

© 2009 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Noise generated by a turbulent grazing flow over a cavity at low Mach number: an application to car door cavities. Noise produced by turbulent grazing flow over a generic cavity representing car door cavities was measured in a semi-anechoic wind tunnel. Two cavities were studied: one 50 mm large (dimension perpendicular to the airflow), functioning as a Helmholtz resonator, reaching sound pressure levels of 136 dB at 1776 Hz, for a downstream velocity of 54 m/s. The other, of scale 250 mm could not be regarded as a Helmholtz resonator although resonance occurred at 1902 Hz, at a level of 125 dB, for the same velocity. In both cases, noise was caused by Kelvin–Helmholtz instabilities in the mixing layer. *To cite this article : A. Da Silva et al., C. R. Mecanique 337 (2009).*

© 2009 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Mécanique des fluides ; Aéroacoustique ; Bruit de cavité ; Couche limite ; Césures de portes automobiles

Keywords : Fluid mechanics; Aeroacoustics; Noise of cavity; Boundary layer; Car door cavity

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : arthur.da-silva@u-bourgogne.fr (A. Da Silva).

Abridged English version

Beyond the study of aerodynamic efforts on aircraft or terrestrial vehicles, prediction and control of noise have become essential for the aeronautical and automotive industries. Noise of aircrafts comes from the engine and the jet reactor, but also from the air engulfed in cavities while the landing gear is opening. In railway transport, spacing between wagons is exposed to a low Mach number flow, a source of noise pollution. For automobiles, engine humming, rolling, and sound generated by interaction between airflow and vehicle are the principal sources of noise pollution that harm drivers, passengers and outside people comfort. Noise coming from airflow is localized at the rear view mirrors, the radio antenna, the back wake, the opening of the sliding roof, and the car door cavities.

Among all the preceding noises, we have focused, in this Note, on the sound induced by turbulent boundary layers over car door cavities which nowadays suffers from lack of experimental data, even if mechanisms that generate noise are well-known for Helmholtz resonators. Car door cavities have the particularity that their downstream dimension, l , verifies $l \ll b'$, where b' is the transverse dimension. Furthermore, l has the same order of magnitude as the turbulent boundary layer thickness, δ . Broadband noise produced by turbulent flow over a rectangular cavity is commonly due to wall pressure fluctuations at a wide range of frequency [4]. However, the flow can generate downwind oscillations starting from the entry until the end of the cavity, because of laminar boundary layer instabilities which amplify small pressure disturbances in a closed feedback loop, creating an unsteady mass flux in the neck of the cavity, like a piston in a baffle. When resonance occurs between these swirling structures and the cavity, noise is intense [5] and peaks appear on pressure fluctuations spectrum. Resonance is obtained when the frequency of Kelvin–Helmholtz instabilities characterized by Strouhal number, St , hangs the Helmholtz frequency of cavity, f_H (Rayleigh [6]).

Sound generated by two different cavities interacting with a turbulent grazing flow was measured in a semi-anechoic wind tunnel. These two generic cavities represented car door cavities: cavity A, where $b' = 50$ mm and cavity B, where $b' = 250$ mm. Results were compared to semi-empirical models [2,3].

For cavity A, sound pressure level reached 136 dB, at 1776 Hz, for a downstream velocity of 54 m/s. In this case, the cavity was functioning as a Helmholtz resonator. Application of model [2,3] and Helmholtz formula agreed with experimental results for the prediction of resonance frequency. Cavity B, whose dimension, b' , perpendicular to the flow was larger, could not be regarded as a Helmholtz resonator although resonance occurred at 1902 Hz, at a level of 125 dB, for the same velocity. Resonance did not seem to be caused by the volume of the cavity, but by another parameter which was not identified here. Nevertheless, in both cases, noise was caused by Kelvin–Helmholtz instabilities in the mixing layer. The observed normalized convection velocity was about 0.45 corresponding to oscillations of mode 1. Let us remark that the maximum of sound pressure level was about 136 dB, for a speed of 121 miles/h. At a regulated speed of 81 miles/h, sound produced by car door cavities did not exceeded 84 dB.

We plan to continue measurements with bi-dimensional cavities opened at the ends, as to identify the geometrical parameter responsible of the resonance of cavity.

1. Introduction

Au delà de l'étude des efforts aérodynamiques sur véhicules aériens ou terrestres, la prédiction et le contrôle du bruit sont devenus incontournables pour les industries aéronautiques et automobiles. Les bruits de véhicules aériens proviennent du moteur, du jet des réacteurs, mais également de l'ouverture du train d'atterrissage lorsque l'air s'engouffre dans les cavités. Dans les transports ferroviaires, l'espacement entre les wagons est exposé à un écoulement à faible nombre de Mach, source de nuisance sonore. Pour l'automobile, le ronronnement du moteur, le bruit de roulement et le son généré par l'écoulement autour du véhicule sont les principales sources de nuisance sonore pour le conducteur, les passagers ou les personnes extérieures. Ces dernières sont principalement localisées au niveau des rétroviseurs, de l'antenne radio, du sillage arrière, de l'ouverture des fenêtres ou du toit ouvrant et des césures de portes. Parmi tous les bruits précédents, nous nous sommes intéressés, dans cet article, au bruit généré par un écoulement turbulent affleurant les césures de portes automobiles, à faible nombre de Mach. Si les mécanismes de couplage entre les instabilités de la couche de mélange générée à l'ouverture d'une cavité de type résonateur de Helmholtz et les émergences aéroacoustiques associées sont bien connus, le bruit de cavités de type césures de portes automobiles (ou de hayons [1]) souffre encore du manque de données expérimentales et est devenu une préoccupation majeure pour les constructeurs automobile. En effet, la particularité des césures de portes automobiles est, d'une part, une ouverture dans le sens de l'écoulement de dimension comparable à l'épaisseur de la couche limite turbulente incidente et,

d'autre part, une envergure infinie. Dans ce contexte, deux cavités génériques seront étudiées dans cet article : une cavité A d'envergure 50 mm et une cavité B d'envergure 250 mm considérée comme infinie. Les résultats d'essais en soufflerie semi-anéchoïque seront confrontés à ceux obtenus à partir d'un modèle semi-empirique [2,3] et au modèle de résonateur de Helmholtz. Avant ces étapes, nous rappelons, dans ce qui suit, les divers mécanismes de génération du bruit.

2. Rappels théoriques sur les mécanismes de génération du bruit de cavités

Le rayonnement acoustique à grand nombre de Reynolds produit par un écoulement turbulent affleurant une cavité rectangulaire fut à l'origine attribué à l'excitation large bande de la cavité [4]. En d'autres termes, cela signifie que la couche limite turbulente excite la cavité à diverses fréquences, puisque les tailles de structures turbulentes vont de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique. On obtient alors un bruit large bande. Cependant, l'écoulement affleurant peut être laminaire et générer des oscillations à partir de l'entrée de la cavité, du fait de l'instabilité de la couche de mélange entre l'écoulement au dessus de la cavité et l'air juste à l'intérieur de la cavité, initialement au repos. Lorsqu'il y a résonance entre les oscillations des structures tourbillonnaires et la cavité, le bruit est intense [5] et des pics apparaissent sur le tracé des niveaux de pression en fonction de la fréquence. La résonance est obtenue lorsque la fréquence caractéristique des tourbillons de Kelvin–Helmholtz, a-dimensionnée en un nombre de Strouhal, St , accroche la fréquence de résonance de la cavité, dite fréquence de Helmholtz, f_H . Le nombre de Strouhal caractérise la fréquence des oscillations des structures tourbillonnaires. Il est fonction du nombre de Mach de l'écoulement, M , selon la formule de Rossiter suivante :

$$St = \frac{fL}{U_e} = \frac{n - \gamma}{M + \frac{U_e}{U_c}} \quad (1)$$

où U_e est la vitesse de l'écoulement extérieur à la couche limite, U_c la vitesse de convection des structures tourbillonnaires, n le mode oscillatoire, et $\gamma = 0,25$. Les oscillations de ces structures donnent naissance au passage périodique d'un volume de fluide au travers de la surface d'entrée de la cavité, à la manière d'un piston, formant avec le volume de la cavité un résonateur de Helmholtz [6]. Parmi les différentes définitions rencontrées de la fréquence de Helmholtz, nous avons choisi d'utiliser la suivante :

$$f_H = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{d'V}} \quad (2)$$

où $d' = d + 0,8\sqrt{S}$ est la longueur effective du fluide au sein du col de longueur d , S est la section de l'ouverture et V est le volume de la cavité.

Certains auteurs ont mis en évidence au travers de calculs numériques l'effet piston [7], utilisant notamment l'analogie de Ffowcs Williams et Hawkings [8]. Il s'agit de la forme la plus générale de l'équation de Lighthill [9], qui prend en compte l'existence d'obstacles, comme suit :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} (Hp'(x, t)) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (T_{ij}H) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(L_{ij} \frac{\partial H}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_0 U_i \frac{\partial H}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

Le membre de gauche représente la propagation du son, en ayant remplacé un problème sur p' avec une discontinuité due aux frontières de la cavité, par un problème sur la variable généralisée $p'H$ valable dans tout l'espace. C'est la fonction de Heaviside H qui contient la discontinuité. Pour ce qui est des membres de droite, le premier contient le tenseur de Lighthill T_{ij} et se comporte comme un terme quadripolaire. Il représente les sources volumiques. Le second provient de la force de traînée instationnaire sur les parois de la cavité, avec un comportement dipolaire. Le dernier provient du son généré par l'effet piston dans le cou de la cavité. Il est unidirectionnel donc monopolaire. La solution de cette équation est obtenue par le produit de convolution avec la fonction de Green. Des résultats numériques du champ rayonné en champ lointain et en champ proche ont été également obtenus par des méthodes d'extrapolation des ondes acoustiques montrant la partie arrière de la cavité fortement cisailée par l'écoulement [10] et produisant ainsi une source acoustique de nature dipolaire. En champ lointain, l'auteur observe que l'énergie acoustique est concentrée sur la fréquence fondamentale des structures cohérentes et sa première harmonique. Parmi les différences sources de bruit, le bruit le plus intense semble provenir essentiellement de la résonance entre la cavité et les oscillations de Kelvin–Helmholtz. Enfin, pour diminuer les émergences aéroacoustiques dues au couplage entre l'instabilité de la

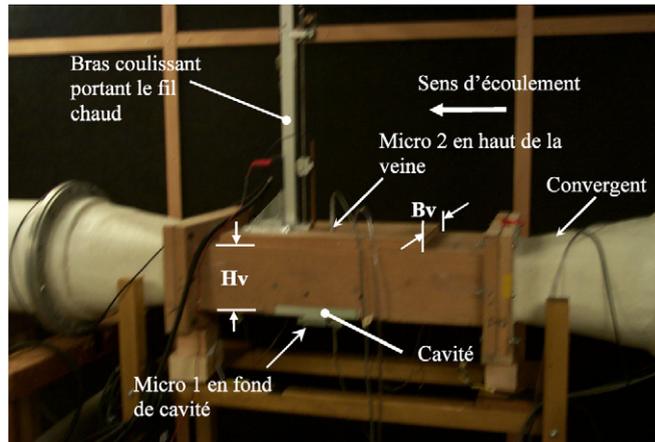


Fig. 1. Montage au sein de la soufflerie semi-anéchoïque ($H_v = 120$ mm : hauteur de veine ; $B_v = 300$ mm : largeur de veine).

Fig. 1. Assembly inside the semi-anechoic wind tunnel ($H_v = 120$ mm: the height of the test section; $B_v = 300$ mm: the width of the text section).

couche de mélange dans l'ouverture et la réponse acoustique de la cavité, des actionneurs piezo-électriques juste en amont de l'ouverture de la cavité ont été implantés pour modifier les caractéristiques de la couche limite, l'objectif étant de diminuer son épaisseur [11]. De même, certains auteurs ont travaillé sur le contrôle actif des instabilités aéroacoustiques à l'aide, cette fois-ci, de la mise en vibration du bord aval de la cavité, de sorte que, s'attaquant directement à la force de traînée instationnaire, la résonance avec la cavité est évitée [12].

3. Matériel et méthode

3.1. Dispositif expérimental et mesures effectuées

Les essais sont effectués à la soufflerie « Cornemuse » de l'IAT Saint-Cyr l'École. Un socle en bois est placé entre les extrémités de la veine ouverte (Fig. 1). Il fait office de veine d'essai avec la présence d'une cavité. La température ambiante moyenne dans la salle climatisée semi-anéchoïque est de 20°C pour une pression de 1,05 bar. La célérité du son correspondante est alors estimée à $c = 343$ m/s. La masse volumique de l'air, ρ , vaut environ $1,25$ kg m⁻³ pour une viscosité cinématique $\nu \approx 15 \times 10^{-6}$ m² s⁻¹. Les vitesses d'écoulement dans la veine étant inférieures à 54 m s⁻¹, le nombre de Reynolds global vérifie toujours $Re_l < 1,44 \times 10^6$ au voisinage de la cavité, $l = 0,4$ m étant la longueur de parcours sur paroi plane, depuis la sortie du convergent jusqu'à l'entrée de la cavité. Le nombre de Mach vérifie quant à lui $M < 0,157$, pour toutes les configurations d'essai. Sur le socle, est placé un bras coulissant commandé par un système automatique, au bout duquel est placé un fil chaud de type P15, pour caractériser les couches limites à l'intérieur de la veine. Puis, une fois le bras portant le fil chaud démonté, des mesures de pressions acoustiques sont prises à l'aide de deux microphones, pour deux cavités différentes à divers nombres de Reynolds, Re_l .

Ces cavités génériques se rapprochent des césures de portes automobiles dont les dimensions sont données ci-après (Fig. 2). Elles ont la particularité d'avoir une faible longueur l devant l'envergure que l'on notera b' ($l \ll b'$). Peu d'études ont encore été effectuées sur ce cas de figure, contrairement aux cavités de plus grande ouverture dans le sens de l'écoulement.

Deux cas de figures seront testés. L'un avec une cavité d'envergure 50 mm (cavité A) et l'autre avec une cavité d'envergure 250 mm (cavité B), plus représentative du caractère bidimensionnel de césures de portes automobiles. La cavité B est représentée sur la Fig. 3, vue de dessus.

Sur la Fig. 3, un microphone (le n°1) est placé en fond de cavité, juste au milieu, pour connaître la réponse à l'excitation de la couche limite turbulente affleurant l'ouverture de la cavité. Le microphone n°2 est placé en haut de la veine afin de discerner les bruits de veine des bruits de cavité. Pour ce qui de la fréquence de coupure des cavités A et B, elles sont respectivement égales à 3430 Hz et 686 Hz.

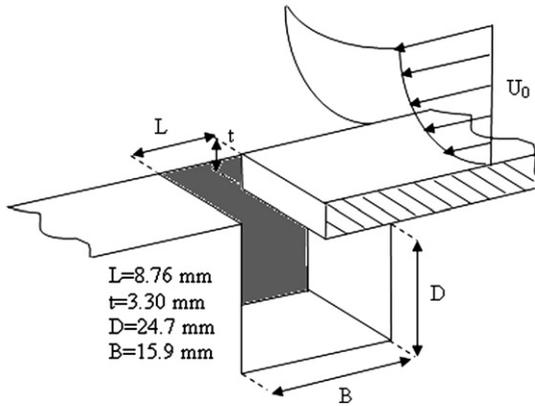


Fig. 2. Géométrie de la cavité; l'envergure non apparente ici, est notée b' .

Fig. 2. Geometry of the cavity, the span, which cannot be seen, is called b' .

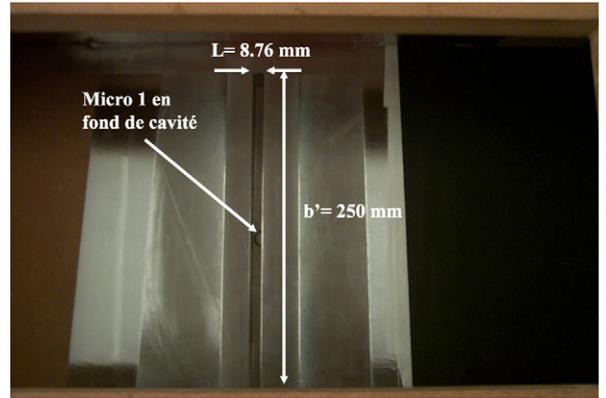


Fig. 3. Cavité d'envergure $b' = 250$ mm (nommée cavité B).

Fig. 3. Cavity span, $b' = 250$ mm (for cavity B).

3.2. Modèle semi-empirique de prédiction du bruit de fond de cavité

Un modèle semi-empirique [2,3] permet de calculer le bruit en fond de cavité lorsque cette dernière est excitée par un écoulement turbulent affleurant son ouverture. L'excitation turbulente est caractérisée par des fluctuations de pression pariétale, notées Φ_{pp} [13]. Ces fluctuations de pression dans l'espace spectral, $\Phi_{pp}(\vec{k}, \omega)$, sont, par définition, la transformée de Fourier des corrélations spatio-temporelles, $R(\vec{r}, \tau)$, des fluctuations de pression :

$$\Phi_{pp}(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{\infty} R(\vec{r}, \tau) e^{-i[\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega\tau]} \vec{d}r \, d\tau \quad (4)$$

où : $R(\vec{r}, \tau) = \overline{p(\vec{x}, t)p(\vec{x} + \vec{r}, t + \tau)}$.

In fine, le modèle de Chase propose la loi semi-empirique suivante :

$$\Phi_{pp}(k_1, k_3, \omega) = C_m \rho_o^2 u_\tau^3 \frac{k_1^2}{\left(\left(\frac{\omega - U_c k_1}{hu_\tau}\right) + k_1^2 + k_3^2 + (\delta b)^{-2}\right)^{5/2}} \quad (5)$$

où chaque paramètre est décrit dans [13,2].

Ces fluctuations sont filtrées spatialement par l'ouverture de la cavité et deviennent :

$$\Phi_{pp_f}(\omega) = \frac{1}{S_o^2} \iint_{\infty} \Phi_{pp}(\vec{k}, \omega) |S(\vec{k})|^2 \vec{d}k \quad (6)$$

où $S(\vec{k}) = \iint_{S_o} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{y}} \vec{d}y$ est le filtre du à l'ouverture, avec S_o la section d'entrée de la cavité.

Le son se propage alors en onde plane à travers le cou de la cavité, à la manière d'un piston, pour former avec le volume de la cavité, un résonateur de Helmholtz. Pour obtenir la réponse à l'excitation en fond de cavité, le modèle introduit une fonction de transfert, filtre fréquentiel qui dépend d'un certain nombre de paramètres géométriques et physiques, dont les dimensions de la cavité et les caractéristiques de la couche limite turbulente, comme suit :

$$H_{cav}(\omega) = \left(\frac{1}{c_p}\right)^2 \frac{1}{\left[x_p - \frac{S_{ins}}{S_o} k(\delta_{in} + \delta_s + \delta_{out})\right]^2 + \left[\frac{S_{ins}}{S_o}(r_{rad} + r_s)\right]^2} \quad (7)$$

Au final, la réponse acoustique, $\Phi_{pp_{mic}}$, perçue par le microphone n°1 en fond de cavité est :

$$\Phi_{pp_{mic}} = H_{cav}(\omega) \Phi_{pp_f}(\omega) \quad (8)$$

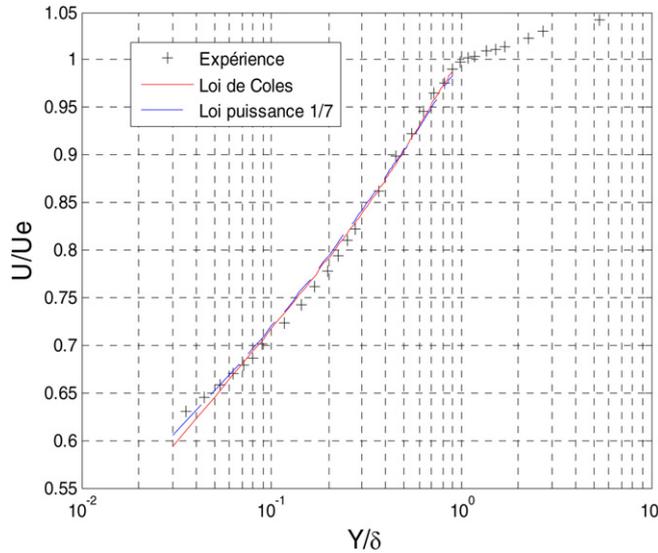


Fig. 4. Comparaison des données expérimentales au modèle de Coles et à la loi en puissance 1/7, pour $Re_l \approx 1,15 \times 10^6$.

Fig. 4. Compariason of the experimental results with Coles' model and with a power law 1/7 for $Re_l \approx 1.15 \times 10^6$.

3.3. Méthode de caractérisation des couches limites turbulentes

La couche limite turbulente est décrite à l'aide de mesures de vitesses fluctuantes prises juste 5 mm en amont de l'ouverture de la cavité avec le fil chaud. On relève les différentes vitesses au fur et à mesure de l'éloignement de la paroi jusqu'à atteindre une vitesse qui se stabilise, pour différents nombres de Reynolds global, Re_l . La description de la couche limite turbulente pour un Re_l donné consiste à identifier 4 paramètres physiques inconnus, à partir des données expérimentales, à savoir, la taille de la couche limite turbulente, δ , la vitesse de l'écoulement extérieur à la couche limite, U_e , la vitesse de frottement, u_τ (ou le coefficient de frottement C_f), et l'origine y_o correspondant aux conditions aux limites de paroi (vitesse nulle) difficile à atteindre expérimentalement, car le fil chaud ne peut pas toucher la paroi. Pour déterminer ces quatre paramètres, on se base sur une loi logarithmique de Hinze [14] qui mène à la loi de décroissance en vitesse locale, U , de Coles suivante :

$$\frac{U_e - U}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln \xi + \frac{\Pi}{\kappa} [2 - w(\xi)] \tag{9}$$

$\kappa = 0,41$ est la constante de Von Karman, Π est un paramètre tel que :

$$\Pi = \frac{\kappa U_e}{2 u_\tau} - \frac{1}{2} \ln \left(Re_\delta \frac{u_\tau}{U_e} \right) - \frac{B\kappa}{2} \tag{10}$$

avec Re_δ , le nombre de Reynolds calculé à partir de U_e et de la taille de la couche limite δ , $B = 5,1$, une constante du modèle, et ξ est le paramètre de distance à la paroi adimensionnée, défini comme suit :

$$\xi = \frac{y - y_o}{\delta} \tag{11}$$

avec y_o la position de la paroi pour laquelle la vitesse du fluide s'annule.

Enfin, la fonction $w(\xi) = 1 - \cos(\pi \xi)$.

Par la méthode des moindres carrés appliquée à l'équation (9), on détermine les quatre inconnues. On comparera également le profil de vitesse à la loi en 1/7 :

$$\frac{u}{u_e} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \tag{12}$$

4. Résultats – discussion

4.1. Caractérisation d'une couche limite turbulente

La Fig. 4 donne une bonne correspondance entre les modèles théoriques et les résultats expérimentaux, pour le cas particulier d'un nombre de Reynolds égal à $1,15 \times 10^6$, correspondant à l'une de nos configurations d'essais.

Les valeurs des quatre paramètres identifiés, à l'aide de la méthode des moindres carrés appliquée à la loi de Coles, δ , u_e , u_τ , et y_o , valent respectivement, 11,2 mm, $4,8 \text{ m s}^{-1}$, $1,8 \text{ m s}^{-1}$ (soit un coefficient de frottement $C_f = 0,0035$) et $y_o \approx 0 \text{ mm}$. Comparons d'ailleurs le résultat obtenu sur le coefficient de frottement à partir du modèle classique suivant :

$$C_f \approx \frac{0.0244}{Re_x^{1/7}} \quad (13)$$

La valeur prédite du coefficient de frottement par l'équation (13) est de 0,0033, pour $x = l = 0,4 \text{ m}$ soit une erreur relative de 6%. L'erreur provient en partie de l'hypothèse faite d'un écoulement de type plaque plane infinie, alors que le milieu est confiné dans la veine. Néanmoins, l'ordre de grandeur du coefficient de frottement demeure réaliste. Les autres couches limites turbulentes, pour d'autres nombres de Reynolds, ont été caractérisées de la même façon, mais il ne sera pas utile de les décrire toutes dans cet article.

4.2. Bruit émis par la cavité A

Après avoir retiré le bras coulissant portant le fil chaud dans la veine, les micros n°1 et 2 sont branchés au système d'acquisition. Rappelons que le microphone n°2 n'est présent que pour discerner les bruits dus à la résonance de veine de ceux dus à la cavité. Seuls les bruits de fond de cavités seront discutés ici. Les mesures du bruit ont été effectuées pour des vitesses allant, dans cette configuration, de 0 à 54 m/s (soit $0 < Re_l < 1,44 \times 10^6$). Les densités spectrales de

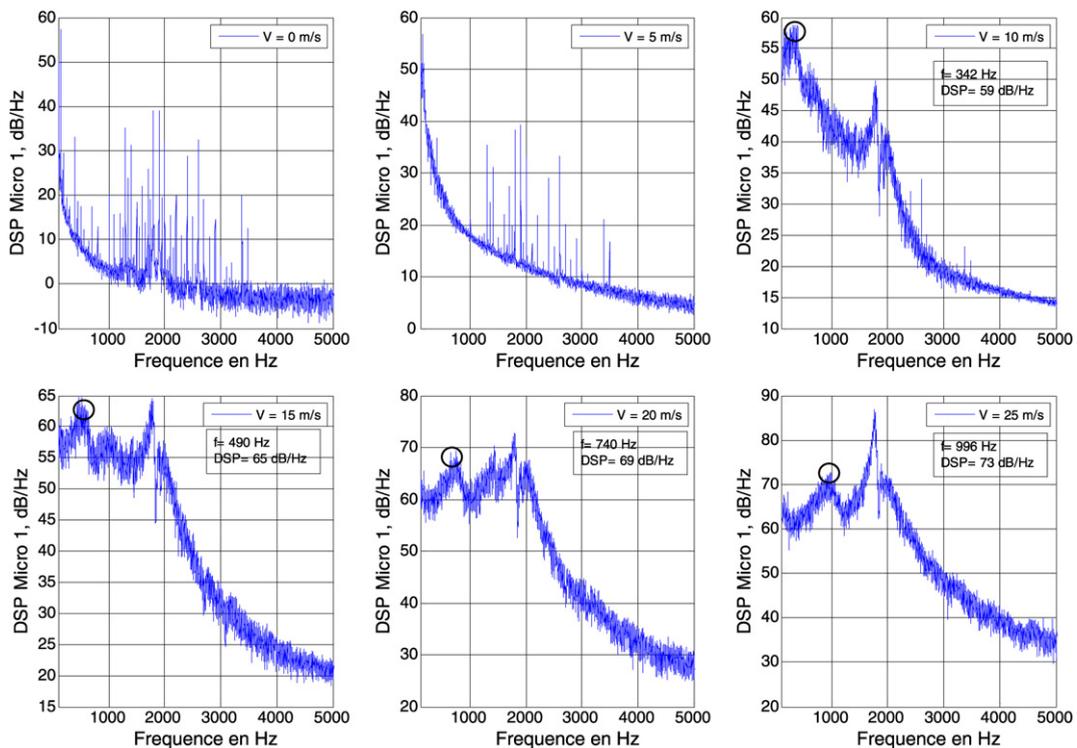


Fig. 5. DSP pour la cavité A d'envergure 50 mm.

Fig. 5. Power spectral density for cavity A, span 50 mm.

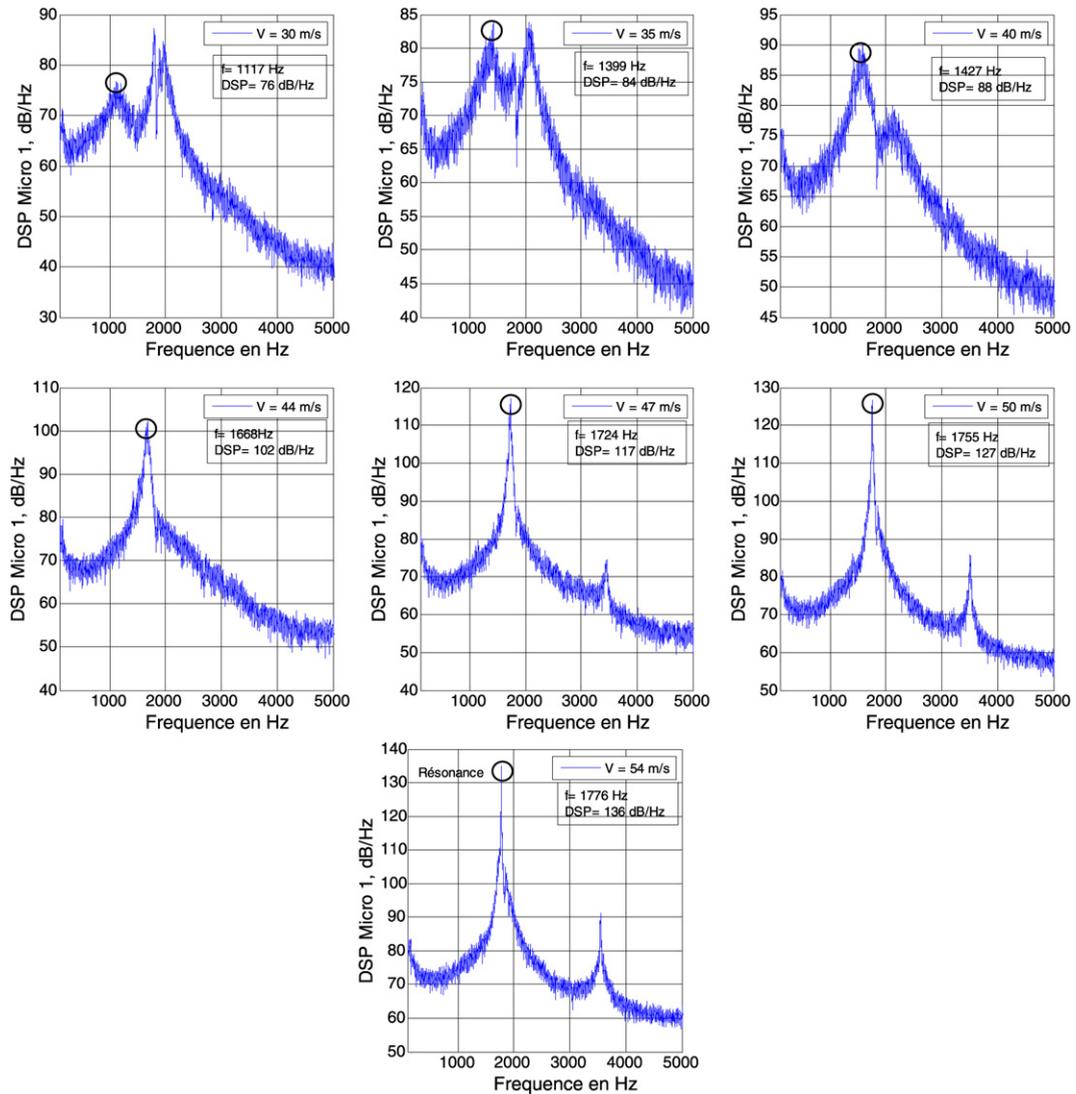


Fig. 5. (continued)

puissance sont tracées pour différentes valeurs de vitesses (Fig. 5). Une résonance se produit à la fréquence de 1776 Hz pour une vitesse de 54 m/s de niveau correspondant égal à 136 dB. D'après la formule de Helmholtz (Éq. (2)), la fréquence calculée vaut 1882 Hz, soit une erreur relative de 2,5 % avec l'expérience. Pour connaître l'origine de cette résonance, la démarche consiste à suivre le glissement des pics d'amplitude correspondant aux oscillations instables de Kelvin–Helmholtz, au niveau de l'ouverture de la cavité, repérés par des cercles et de relever la fréquence associée. Ce glissement correspond à la variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Mach selon la formule de Rossiter (Éq. (1)).

La comparaison entre la courbe expérimentale et la formule de Rossiter nous permet de déterminer le mode d'oscillation ainsi que la vitesse de convection observée, soit respectivement $n = 1$ et $U_c = 0,45U_e$ (Fig. 6). Ashcroft [7] observe une vitesse de convection normalisée par la vitesse extérieure, de l'ordre de 0,34, pour la même géométrie de cavité. La différence provient de la différence de taille de couche limite observée, 18,4 mm dans [7] et 11,2 mm dans notre cas.

Pour une faible ouverture de cavité ($l = 8,76$ mm), les oscillations en mode 2 sont guère envisageables pour cette gamme de vitesses. Le bruit émis par la cavité provient donc d'une excitation due à une taille de structure bien déterminée, celle des oscillations de Kelvin–Helmholtz en mode 1. Appliquons désormais le modèle utilisé par Golliard

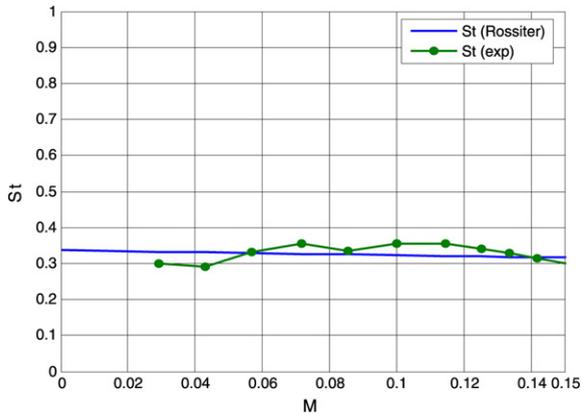


Fig. 6. Nombre de Strouhal en fonction du nombre de Mach, pour la cavité A.

Fig. 6. Strouhal number as a function of Mach number, cavity A.

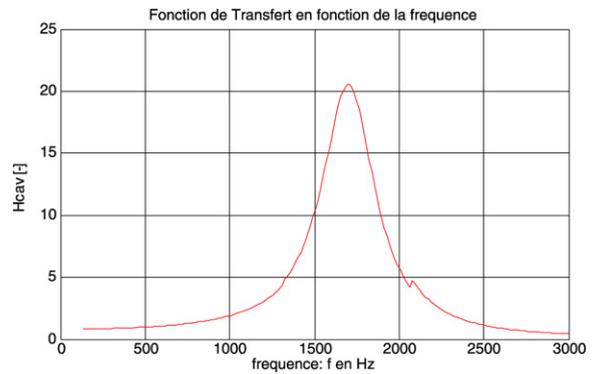


Fig. 7. Fonction de Transfert pour la cavité B, vitesse de 54 m/s (Éq. (7)).

Fig. 7. Transfer function for cavity B, at a speed of 54 m/s (Eq. (7)).

pour la prédiction de la fréquence de résonance, à partir de la fonction de transfert, obtenue à partir de l'équation (7). La fréquence de résonance de 1703 Hz trouvée par le calcul, sur la Fig. 7 est proche des 1776 Hz observés expérimentalement pour une vitesse de 54 m/s, soit une erreur relative de 4,1 %.

Le filtre fréquentiel proposé par [2,3] prédit donc correctement la fréquence de résonance. Nous constatons, dans le paragraphe suivant, que ce n'est pas le cas pour une cavité d'envergure infinie, pour laquelle l'écoulement devient bidimensionnel.

4.3. Bruit émis par la cavité B

Dans cette configuration, toujours pour la même gamme de nombres de Reynolds, $0 < Re_l < 1,44 \times 10^6$, un pic de niveau 125 dB apparaît à une fréquence de 1902 Hz (Fig. 8), et ce, à la même vitesse que pour la cavité A, soit 54 m/s.

L'application de l'équation (2) donnerait une fréquence de 1277 Hz, donc elle n'est plus valable pour une cavité d'envergure trop grande. Une cavité d'envergure infinie ne peut effectivement être considérée comme un résonateur de Helmholtz. De même, le modèle proposé par [2,3] ne peut détecter cette fréquence de résonance à 1902 Hz, puisque la fréquence de coupure est de 686 Hz. D'où vient donc ce sifflement de la césure à 1902 Hz ? Il n'est pas dû à une résonance de volume. Pourtant, il semble bien y avoir un accrochage de fréquence entre les oscillations de Kelvin–Helmholtz et la cavité, avec un effet piston, au vu du glissement des fréquences associées au nombre de Strouhal, marquées de cercles. Enfin, la Fig. 9 représentant le nombre de Strouhal en fonction du nombre de Mach confirme que le mode d'oscillation, n , vaut 1.

5. Conclusion et perspectives

Le bruit émis par un écoulement turbulent affleurant une cavité de type césure de portes automobile a été mesurée en soufflerie semi-anéchoïque. Pour une cavité de faible envergure, le niveau de bruit atteint 136 dB et la cavité se comporte comme un résonateur de Helmholtz, puisque la formule de Helmholtz et le modèle utilisé par Golliard [2] prédisent correctement la fréquence de résonance de 1776 Hz. Quand l'envergure augmente, la notion de résonance de volume est remise en cause, puisque la cavité devient d'envergure infinie. Cela étant, une résonance à 1902 Hz subsiste avec un niveau de bruit à 125 dB entre les oscillations de Kelvin–Helmholtz et la cavité, même si la dimension caractéristique de la cavité responsable de l'accrochage de fréquence n'a pu être identifiée. En effet, la formule de Helmholtz n'est plus applicable à cette géométrie. Dans les deux cas, la résonance a lieu à la même vitesse de 54 m/s et la vitesse de convection normalisée observée est de l'ordre de 0,45. La résonance est produite par les oscillations de Kelvin–Helmholtz, en mode 1. Il ne sera pas inutile de préciser que la résonance a lieu, dans notre configuration, à environ 194 km/h avec des niveaux de bruit ne dépassant pas les 136 dB. A une vitesse limitée de 130 km/h, le bruit généré par de telles césures n'excède pas les 84 dB.

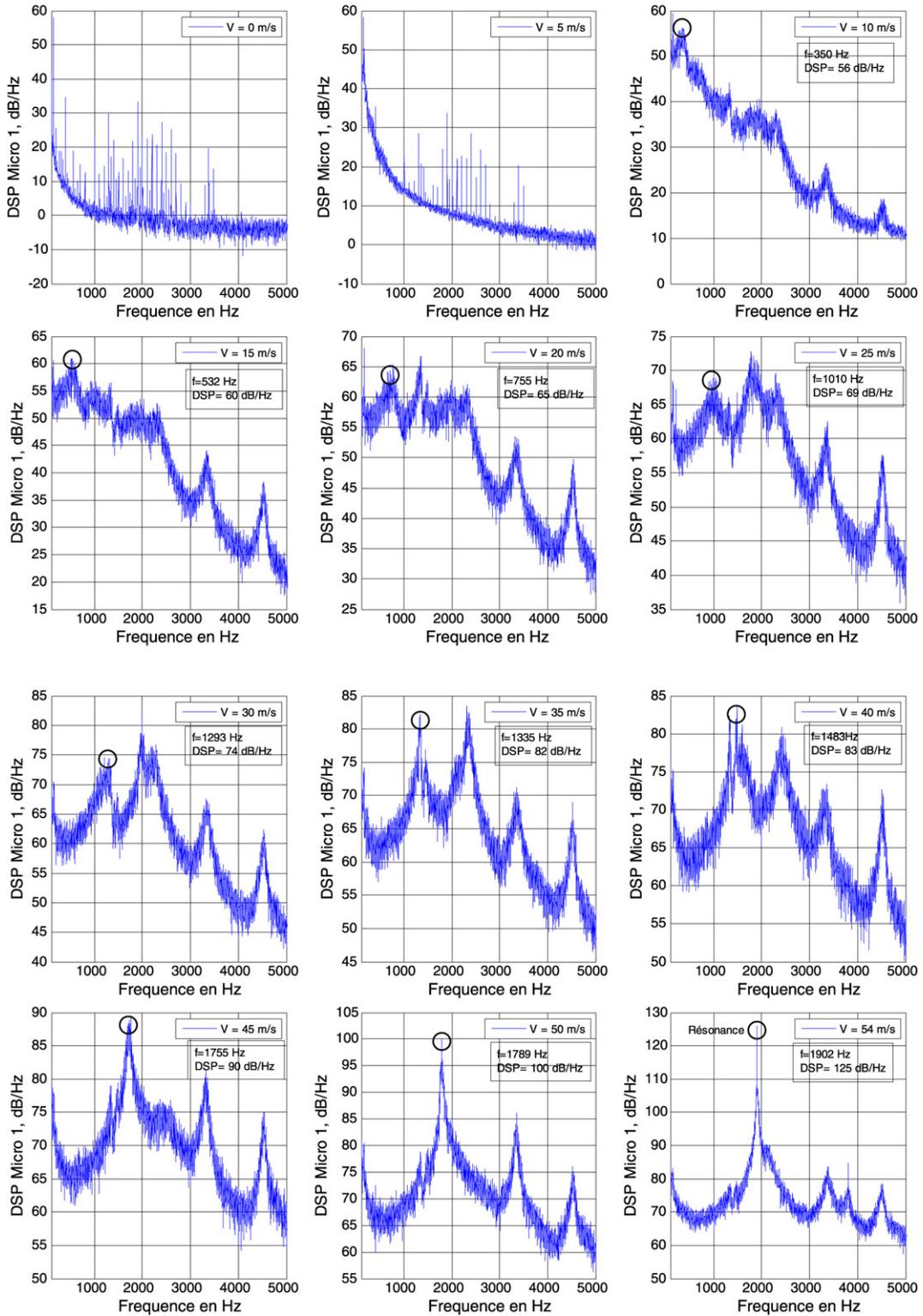


Fig. 8. DSP pour la cavité B d'envergure 250 mm.

Fig. 8. Power spectral density for cavity B, span 250 mm.

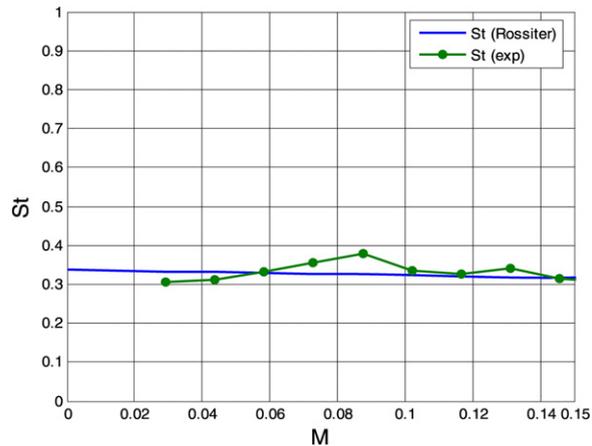


Fig. 9. Nombre de Strouhal en fonction du nombre de Mach, pour la cavité B.

Fig. 9. Strouhal number as a function of Mach number, cavity B.

Nous envisageons de poursuivre des mesures avec des cavités sans paroi aux extrémités, en veine ouverte, pour respecter au mieux le caractère d'écoulement bidimensionnel et surtout pour identifier les paramètres géométriques de la cavité responsables de la résonance de cavité, autres que son volume.

Références

- [1] H. Illy, D. Ricot, A. Menoret, Etude expérimentale et théorique du mécanisme d'excitation aéroacoustiques des césures automobiles, Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 2007.
- [2] J. Golliard, Noise of Helmholtz-resonator like cavities excited by a low Mach-number turbulent flow, Mémoire de Thèse, 2002.
- [3] L.E. Kinsler, A.R. Frey, A.B. Coppens, J.V. Sanders, Fundamentals of Acoustics, 3rd edition, John Wiley & Sons, Inc., 1982.
- [4] J.E. Rossiter, Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speed, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda, Technical Report (1964) 3438.
- [5] M.S. Howe, Mechanism of sound generation by low Mach number flow over a wall cavity, Journal of Sound and Vibration 273 (2004) 103–123.
- [6] L. Rayleigh, Theory of Sound, vol. 2, Dover, New York, 1945.
- [7] G.B. Ashcroft, A numerical investigation of the noise radiated by a turbulent flow over a cavity, Journal of Sound and Vibration 265 (2003) 43–60.
- [8] J.E. Ffowcs Williams, D.L. Hawkins, Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion, Philosophical Transactions of The Royal Society 246 (1969) 321–342.
- [9] M.J. Lighthill, On sound generated aerodynamically I, General Theory, Proceedings of the Royal Society of London A 211 (1952) 564–587.
- [10] X. Gloerfelt, Direct computation of the noise radiated by a subsonic cavity flow and application of integral methods, Journal of Sound and Vibration 266 (2003) 119–146.
- [11] P. Hemon, F. Santi, X. Amandolèse, On the pressure oscillations inside a deep cavity excited by a grazing airflow, European Journal of Mechanics B/Fluids 23 (2004) 617–632.
- [12] L. Chatellier, J. Laumonier, Y. Gervais, Active control of the aeroacoustics of cavity flows from the downstream edge, C. R. Mecanique 334 (2006) 259–265.
- [13] D.M. Chase, The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model, Journal of Sound and Vibration 112 (1) (1987) 125–147.
- [14] J. Hinze, Turbulence, 2nd edition, McGraw–Hill, New York, 1975.