

**SUR LE TRANSFERT D'ÉNERGIE ENTRE UN ÉCOULEMENT TOURBILLONNAIRE ET UN CHAMP ACOUSTIQUE**

E. BROCHER, K. HOURIGAN\*, M.C. THOMPSON\*, A. ANDRIANANTOANDRO et M.C. WELSH\*

*Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, U.M. 34 du C.N.R.S., 1 rue Honnorat, F-13003 Marseille, France*

*\*CSIRO, Division of Building, Construction and Engineering, P.O. Box 56, Highett, 3190 Victoria, Australia*

**Abstract**

Experiments run either in a windtunnel or with the free surface hydraulic analogy have shown that, under certain conditions, strong coupling may occur between the vortex shedding of a cylindrical body placed upstream of the entrance of a cavity, and the acoustic waves propagating within the cavity. The strength of the coupling depends on several geometrical factors (cross section shape of cylindrical body, distance separating the cylindrical body from the cavity entrance, cavity depth) and on the flow velocity. These results may be explained on the basis of Howe's theory of aerodynamic sound which shows how energy is transferred from a fluid motion to an acoustic field or vice versa. Observation of the flow in the hydraulic analogy by shadowgraph technique and considerations based on Howe's theory have led to a modification of the cavity entrance to increase the energy transfer from the fluid motion to the acoustic field. Experiments carried out with this modification have fully confirmed the soundness of the theory.

**Introduction**

Il y a de nombreuses années VREBALOVICH (Réf.1) a montré qu'il était possible de générer des ondes acoustiques stationnaires dans une cavité cylindrique placée parallèlement à un écoulement, en disposant à l'amont de l'embouchure de cette cavité un corps créant un sillage. Ces expériences étaient réalisées principalement en régime supersonique, mais quelques essais ont également été effectués à un nombre de Mach égal à 0,66. Les stioscopies montraient clairement une action des ondes émanant de l'embouchure sur l'écoulement autour du corps excitant le champ acoustique dans la cavité.

BROCHER et DUPORT (Réf. 2) ont repris l'idée de VREBALOVICH pour développer un résonateur capable de fonctionner à des nombres de Mach faibles. En optimisant la géométrie du corps excitant les ondes à l'intérieur de la cavité, ces auteurs ont réussi à obtenir un excellent fonctionnement du résonateur à une vitesse d'écoulement aussi faible que 35 m/s. En plus de l'intérêt que représente ce dispositif sur le plan fondamental, qui met en évidence le couplage d'un champ acoustique avec un écoulement, celui-ci permet de générer un champ acoustique intense dans une veine d'essai de soufflerie pour étudier le comportement d'une couche limite sous l'effet de ce champ (Réf. 3). Il a été ainsi possible de générer un champ acoustique dont l'intensité voisine les 150 dB pour une vitesse dans la veine d'essai ne dépassant pas 50 m/s.

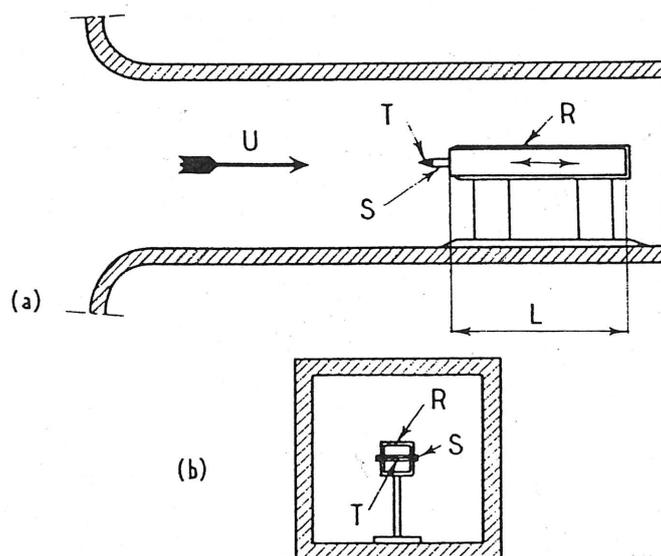


Fig. 1 : Dispositif expérimental (d'après BROCHER et DUPORT, Réf. 2)

a) vue de côté, b) vue de face

R = résonateur ; T = corps d'excitation ; S = support du corps ; L = profondeur du résonateur

Afin de visualiser le couplage entre l'écoulement autour du corps d'excitation et les ondes émanant du résonateur, KAWAHASHI et al. (Réf. 4) ont utilisé l'analogie hydraulique à surface libre. Dans cette analogie, les ondes acoustiques sont simulées par les vaguelettes se propageant à la surface du liquide. La célérité de celles-ci étant plusieurs centaines de fois inférieure à la célérité du son dans l'air, les phénomènes sont observables à l'oeil nu, d'où le très grand intérêt de l'analogie. KAWAHASHI et al. ont particulièrement étudié le cas où le corps d'excitation à la forme d'un dièdre. En faisant varier la distance séparant le dièdre de l'embouchure de la cavité, ces auteurs ont montré que lorsque cette distance est faible, l'échappement de tourbillons sur les 2 arêtes du dièdre se fait simultanément, contrairement à l'échappement alterné qui se produit lorsque cette distance est grande. Lorsque l'échappement tourbillonnaire est simultané, les oscillations de niveau d'eau dans la cavité ont une très forte amplitude.

### Théorie

La modélisation de la résonance acoustique induite par l'écoulement dans le résonateur consiste en 3 éléments :

- simulation du champ acoustique résonnant,
- modélisation de la dynamique des fluides comprenant la composante acoustique,
- prédiction des sources de bruit en appliquant la théorie du son d'origine aérodynamique.

Chacun de ces éléments est brièvement décrit ici. Premièrement, la longueur d'onde du champ acoustique est beaucoup plus grande que la largeur de l'embouchure du résonateur et que les dimensions de la section du corps excitateur. En conséquence, localement, la vitesse acoustique peut être supposée très voisine de la solution potentielle obtenue par transformation de SCHWARZ-CHRISTOFFEL du tube résonnant. Deuxièmement, l'écoulement décollant du corps excitateur est simulé par une méthode de tourbillons dans laquelle la condition de vitesse nulle à la paroi du corps est assurée par la méthode de vorticités à la paroi (Réf. 5). De cette approche résulte un échappement de tourbillons élémentaires à chaque pas de temps, convectés par la superposition de l'écoulement potentiel de base, perturbé par le champ acoustique simulé, et de l'écoulement induit par les tourbillons eux-mêmes. Troisièmement, la génération de bruit par le développement et l'accélération des tourbillons est prédite en faisant appel à la théorie de HOWE, qui établit que la puissance acoustique P générée dans un volume V est donnée par

$$P = - \rho_0 \int (\omega \times v) \cdot u \, dV$$

où  $\underline{u}$  représente la vitesse acoustique,  $\underline{\omega}$  la vorticité et  $\underline{v}$  la vitesse de l'écoulement. La puissance instantanée ainsi calculée est illustrée par la Fig. 2, pour des conditions géométriques et d'écoulement dans lesquelles KAWAHASHI et al. (Réf. 4) ont observé de fortes oscillations.

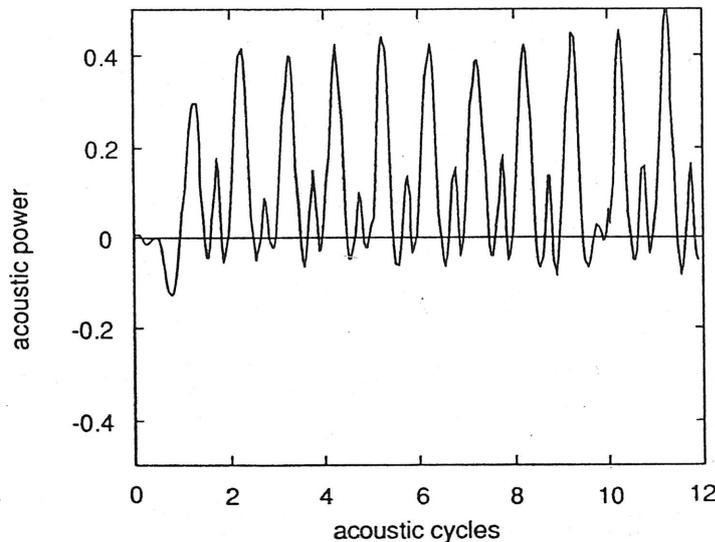


Fig. 2 : Puissance acoustique instantanée par unité de largeur du résonateur rapportée à l'énergie mécanique  $\rho_0 U_\infty^2 b/2$  pour un dièdre d'excitation dont la face amont se trouve à 5b de l'embouchure du résonateur, où b représente la hauteur du résonateur. Amplitude de vitesse à l'embouchure du résonateur = 0,9  $U_\infty$ .

La puissance acoustique est sensiblement périodique avec une énergie acoustique absorbée par l'écoulement dans la phase de pénétration de celui-ci dans la cavité et une quantité plus importante d'énergie en provenance de l'écoulement transférée au champ acoustique, pendant la phase de vidange de la cavité. Ainsi, au cours d'un cycle, le bilan énergétique indique qu'une certaine fraction de l'énergie mécanique de l'écoulement est transformée en énergie sonore. Les tourbillons s'échappant du corps d'excitation représentent des sources ou des puits qui peuvent augmenter le mode résonnant dans le tube si la phase est adéquate. L'échappement tourbillonnaire est alors couplé au son. Le feed-back se fait par résonance, ce qui signifie que la majeure partie de l'énergie sonore, qui influence l'échappement tourbillonnaire a été générée lors des cycles précédents et a été réfléchie, en général plusieurs fois, par le fond du résonateur.

### Expériences

De nombreuses expériences ont été réalisées sur une table d'analogie hydraulique. Diverses formes de corps excitateurs ont été testées : cylindre, carré, dièdre.

L'efficacité du dispositif a été déterminée en mesurant l'amplitude des fluctuations du niveau d'eau en fond de cavité. En effet, BROCHER et DUPORT (Réf. 2) ont montré que dans le cas d'un résonateur excité par un courant de gaz, l'amplitude maximale de pression en fond de résonateur est donnée par

$\Delta p_{\max} / p_a = 2 \gamma M$ , où  $\gamma$  représente le rapport des chaleurs spécifiques du gaz, M le nombre de Mach et  $p_a$  la pression ambiante. Pour cette amplitude maximum, on peut aisément démontrer par la théorie acoustique linéaire que l'amplitude de vitesse correspondante à l'embouchure du résonateur est égale à la vitesse de l'écoulement à l'infini amont ( $U_\infty$ ). Transposé au cas de l'analogie, cela correspond à une amplitude de fluctuation de niveau d'eau égale à  $\Delta h_{\max} / h_a = 2 Fr$ , où  $h_a$  représente la hauteur d'eau sur la table et Fr le nombre de Froude. Il a été observé qu'un dièdre inversé conduisait aux amplitudes les plus importantes.

Les premières expériences ont été réalisées avec les lèvres de l'embouchure du résonateur taill es en sifflet et présentant donc un angle vif. Quoique pour cette configuration, avec un dièdre de grandes dimensions, une amplitude relative égale à 2 Fr, c- -d. "maximale" selon la théorie acoustique, ait été obtenue, l'angle vif occasionnait la formation d'un tourbillon secondaire constituant un puit d'énergie acoustique selon la

théorie de HOWE, compte tenu des vitesses acoustiques et de l'écoulement à cet endroit et à cet instant. Aussi, d'autres expériences ont-elles été réalisées avec des lèvres d'embouchure arrondies. La réduction, voire la suppression du tourbillon secondaire, ont permis d'atteindre des amplitudes de fluctuation de niveau d'eau notablement supérieures comme en témoigne la Fig. 3.

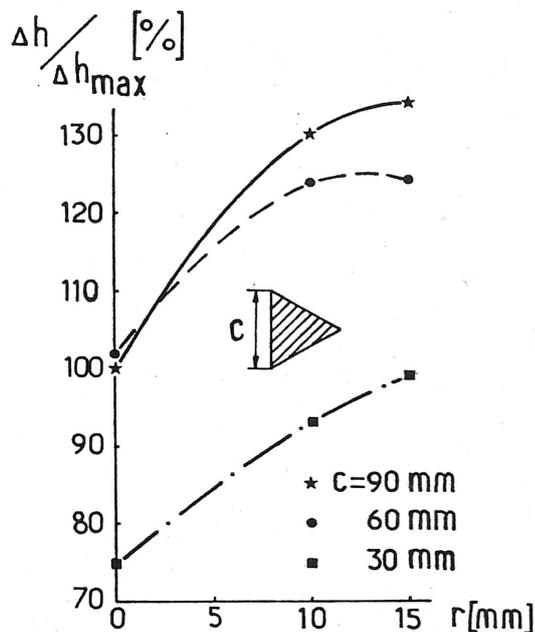


Fig. 3 : Influence du rayon  $r$  de la lèvre de l'embouchure du résonateur pour 3 grandeurs de dièdre d'excitation.  
Hauteur du résonateur  $b = 140$  mm ; profondeur du résonateur  $L = 350$  mm ;  
nombre de Froude  $Fr = 0,161$

Ces résultats montrent que l'amplitude des fluctuations de vitesse à l'embouchure du résonateur peut être supérieure à  $U_\infty$  et que, par ailleurs, la théorie de HOWE est pleinement confirmée par les expériences.

### Références

- [1] VREBALOVICH, T., TR 32-378, Jet Propulsion Laboratory, Juillet 1962.
- [2] BROCHER, E. et DUPORT, E., AIAA Journal, 26 (5) (1988) 548.
- [3] BROCHER, E., Flow of Real Fluids, Lecture Notes in Physics, 235, Springer Verlag (1985) 235.
- [4] KAWAHASHI, M., BROCHER, E. et COLLINI, P., Fluid Dynamics Research, 3 (1988) 369.
- [5] LEWIS, R.I., J Mech Eng Sci, 23 (1981) 1.