

CFA '18 LE HAVRE ■ 23-27 avril 2018
14^{ème} Congrès Français d'Acoustique



**Adaptation de la fréquence critique de Schroeder à la propagation
acoustique guidée**

R. Boucheron

DGA Techniques hydrodynamiques, Chaussée du Vexin, 27100 Val De Reuil, France
romuald.boucheron@intradef.gouv.fr

La propagation acoustique en guide d'onde peut être décrite à basse fréquence par une propagation modale. Lorsque la fréquence d'intérêt augmente, le nombre de modes également et l'acoustique de la veine devient alors statistique. La séparation fréquentielle entre ces deux propagations (modale et statistique) a été décrite par Schroeder en 1954 pour les applications de l'acoustique en espace clos. La formule dérivée alors a été complétée et modifiée quelques années plus tard en confrontant la théorie à l'expérience et les simulations. En suivant la même démarche entreprise par Schroeder, la première partie de la communication dérive la fréquence limite pour les applications en guide d'onde. Moyennant quelques ajustements dus aux particularités de la propagation en veine, ces fréquences sont obtenues pour les conduites à section rectangulaire et circulaire. La deuxième partie de la communication confronte les résultats théoriques avec des mesures expérimentales effectuées sur une veine du GTH et permet de discuter sur la propagation acoustique en veine.

1 Introduction

Pour pouvoir satisfaire les exigences de réduction de bruit des bateaux actuellement en forte croissance, il est nécessaire de développer des moyens de mesures de plus en plus performant. DGA Techniques hydrodynamiques effectue ses mesures acoustiques dans le Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) de Val-de-Reuil. L'environnement confiné d'une veine d'essai modifie les conditions de propagation acoustique rencontrées au réel (quasi-champ libre) en une propagation guidée. La connaissance de cette propagation guidée est nécessaire pour pouvoir corriger les mesures entachées d'artefact dus à ce type de propagation ou pour concevoir de nouveaux moyens (matériels ou post-traitement) permettant de s'affranchir de ces disparités.

Le premier paragraphe présente la partie théorique décrivant la propagation acoustique modale en guide d'onde, pour des sections rectangulaires et circulaires. Les formules donnant le nombre de modes en propagation guidée sont dérivées pour les deux géométries. Dans un deuxième temps, l'adaptation des hypothèses prises par Schroeder à la propagation en conduite est effectuée de façon à pouvoir dériver les fréquences limites. Le dernier paragraphe présente des résultats expérimentaux effectués dans une veine d'essai du tunnel hydrodynamique de DGA Techniques hydrodynamiques à Val-de-Reuil.

2 Propagation acoustique guidée

Dans ce paragraphe sont rappelés les principaux éléments de la propagation acoustique guidée en section rectangulaire (2.1) et circulaire (2.3).

2.1 Conduite rectangulaire

Dans une conduite à section rectangulaire, la solution de l'équation d'Helmholtz qui décrit la propagation acoustique peut s'écrire comme la superposition de plusieurs modes selon l'équation générale

$$p(x, y, z, t) = \sum_{m,n} \psi_{mn}^r(y, z) [A_{mn} e^{-jk_{x,mn}x} + B_{mn} e^{jk_{x,mn}x}] e^{j\omega t}, \quad (1)$$

avec ω la pulsation de l'onde, $j = \sqrt{-1}$, $k = \omega/c_0$ le nombre d'onde, c_0 la célérité dans le milieu de propagation. Ici, la direction de propagation est l'axe x . Les coordonnées cartésiennes sont utilisées conformément à la figure 1 suivante. Le nombre d'onde axial $k_{x,mn}$ est associé à chaque mode (m,n) , m et n étant les nombres quantiques sur chaque direction. L'équation (1) montre que la propagation

acoustique est considérée dans les deux directions (amont et aval) suivant le signe dans l'exponentielle sur la coordonnée x .

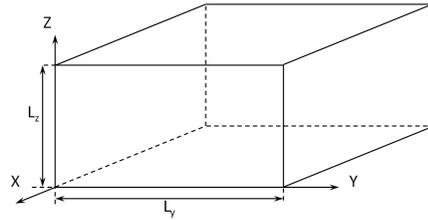


FIGURE 1 – Coordonnées cartésiennes pour conduite rectangulaire.

Les coefficients A_{mn} (respectivement B_{mn}) sont les amplitudes complexes de chaque mode associées à la propagation aval (respectivement amont). Si l'on considère que les parois du guide d'onde sont rigides, alors les formes modales ψ_{mn}^r s'écrivent [2, 6]

$$\psi_{mn}^r(y, z) = \cos\left(\frac{m\pi}{L_y}y\right) \times \cos\left(\frac{n\pi}{L_z}z\right),$$

avec L_y et L_z les longueurs de la section du guide d'onde sur y et z respectivement. L'équation de dispersion acoustique s'écrit dans ce cas :

$$k_{x,mn} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2}.$$

Dans une configuration donnée, la valeur du nombre d'onde axial permet discriminer les modes propagatifs (nombre d'onde réel), évanescent (nombre d'onde imaginaire pur) ou résonants (nombre d'onde nul). En augmentant l'ordre modal (m ou n), la valeur de la constante de propagation (nombre d'onde axial $k_{x,mn}$) décroît pour passer imaginaire ce qui impose alors un nombre limité de modes propagatifs pour une fréquence donnée. La valeur limite (mode résonant) est le cas pour lequel le nombre d'onde est nul, aussi appelée fréquence de coupure et est donnée par

$$f_{mn,c} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_z}\right)^2}.$$

Les modes propagatifs sont donc tous ceux qui ont leur fréquence de coupure plus faible que la fréquence considérée. Cette équation, élevée au carré, peut se mettre sous la forme simple suivante :

$$f_{mn,c}^2 = \left(\frac{mc_0}{2L_y}\right)^2 + \left(\frac{nc_0}{2L_z}\right)^2. \quad (2)$$

2.2 Densité modale en conduite rectangulaire

L'équation (2) montre que la quantité $c_0/2L_y$ a la dimension d'une fréquence. Si l'on représente alors dans un graphique à deux dimensions les fréquences sur chaque axe, alors il est possible de compter le nombre de modes propagatifs. Une telle représentation est présentée par la figure 2. L'axe des abscisses (ordonnées) représente les fréquences sur l'axe y (respectivement z). Le principe consiste à quadriller le plan de pavés dans les dimensions sont données par la section. Une fréquence f donnée est donc représentée par un cercle de rayon f . Cette représentation permet d'observer que, pour une fréquence croissante (s'écartant de l'origine), le nombre de modes propagatifs augmente.

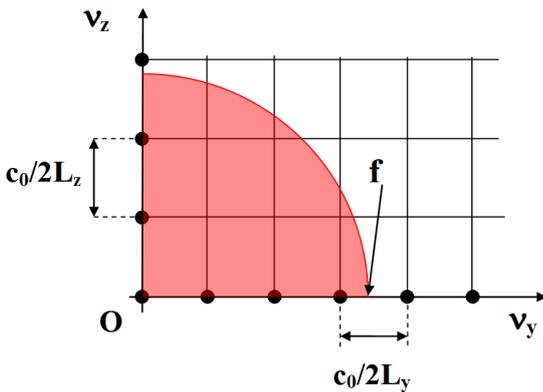


FIGURE 2 – Représentation modale dans l'espace des fréquences v . Conduite rectangulaire

Sur la figure 2 chaque croisement de ligne correspond à un mode particulier, puisque chaque nœud du quadrillage peut s'exprimer avec l'Eq. (2) avec des indices m et n tous les deux entiers. Si ce nœud est à l'intérieur du disque rouge (représentant la fréquence f), alors le mode sera propagatif. Ainsi, le nombre de mode axiaux suivant l'axe y ($n = 0$) se calcule simplement par

$$N_{ax,y} \approx \frac{f}{\frac{c_0}{2L_y}} = \frac{2L_y}{c_0} f$$

Le nombre de modes axiaux se développant suivant z se calcule en procédant de la même façon. Le nombre total de modes axiaux est alors simplement donné par la somme des deux, soit

$$N_{ax} \approx \frac{2L_y}{c_0} f + \frac{2L_z}{c_0} f = \frac{L}{2c_0} f$$

avec $L = 4(L_y + L_z)$. Les modes combinés (ayant un nombre quantique différent de 0 à la fois sur y et z) sont représentés par les intersections de la grille de la figure 2 présents à l'intérieur du quart de disque rouge (de rayon la fréquence considérée). Leur nombre est approximativement le rapport de la surface rouge (celle donnée à la fréquence f) par la surface d'une cellule, en ôtant les modes axiaux déjà contenus dans ce calcul, soit

$$N_{comb} = \frac{\pi f^2/4}{\frac{c_0^2}{4L_y L_z}} - \frac{1}{2} \left(\frac{L}{2c_0} f \right) = \frac{\pi S}{c_0^2} f^2 - \frac{L}{4c_0} f$$

avec $S = L_y L_z$ la surface de la section du guide d'onde. Ainsi le nombre total de modes propagatifs dans une conduite rectangulaire, à une fréquence donnée, peut s'exprimer par

$$N_{rect} \approx \frac{\pi S}{c_0^2} f^2 + \frac{L}{4c_0} f$$

La densité modale (le nombre de modes dans une bande fréquentielle donnée) en conduite rectangulaire se calcule alors par

$$\left. \frac{\partial f}{\partial N} \right|_{rect} = \frac{4c_0^2}{8\pi S f + c_0 L}$$

2.3 Conduite circulaire

L'application de la propagation acoustique aux conduites circulaires (de rayon R) se déroule de la même manière que pour les conduites rectangulaires. L'adaptation se fait à l'aide des coordonnées cylindriques (conformément à la figure 3 suivante).

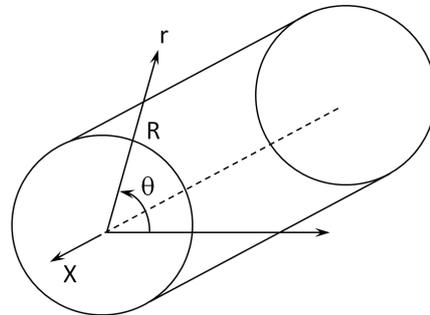


FIGURE 3 – Coordonnées cylindriques pour conduite circulaire.

Dans le cas de paroi à impédance infinie, les modes de propagation sont donnés grâce aux fonctions de Bessel de première espèce d'ordre m $J_m(x)$. Le champ de pression acoustique peut se mettre alors sous la forme générale

$$p(x, r, \theta, t) = \sum_{m,n} \psi_{mn}^c(r) [A_{mn} e^{-jk_{x,mn}x} + B_{mn} e^{jk_{x,mn}x}] e^{j\omega t \pm m\theta}$$

avec le profil modal en circulaire [2, 6]

$$\psi_{mn}^c(r) = J_m(\alpha r) \quad , \quad \alpha = \frac{j'_{mn}}{R}$$

j'_{mn} étant le n -ième zéro de la fonction dérivée de Bessel d'ordre m . Les fréquences de coupures des modes sont alors données par

$$f_{mn,c} = \frac{c_0}{2\pi R} j'_{mn}$$

2.4 Densité modale en conduite circulaire

La répartition de l'apparition des modes ne dépend plus de nombres quantiques entiers, mais de la répartition des zéros des fonctions de Bessel. Grâce aux propriétés des zéros des fonctions de Bessel, le calcul peut néanmoins être mené. Ainsi, pour un ordre donné m , les zéros obéissent à la répartition suivante (éq. 9.5.13 de [1]) :

$$j'_{mn} \approx \left(n + \frac{m}{2} - \frac{3}{4} \right) \pi$$

On peut donc calculer, pour un ordre m donné, le nombre de modes propagatifs par

$$n \approx \frac{kR}{\pi} + \frac{3}{4} - \frac{m}{2} .$$

Le nombre de modes total à une fréquence f sera donné par

$$N \approx \sum_{m=0}^{m_0} \left(\frac{kR}{\pi} + \frac{3}{4} - \frac{m}{2} \right) , \quad (4)$$

avec l'ordre maximal m_0 correspondant au premier mode évanescents axi-symétrique. Le premier zéro des fonctions de Bessel dérivées (j'_{m1}) correspondant à ce mode possède également des propriétés remarquables. Pourvu que m soit suffisamment grand, alors la relation suivante peut être utilisée (équation 9.5.16 de [1]) :

$$j'_{m1} \approx m + \xi m^{1/3} + O(m^{-1/3}) ,$$

avec $\xi = 0.8086165$. L'ordre maximal limitant la somme de l'Eq. (4) à m_0 vaut alors approximativement

$$m_0 = kR - \xi(kR)^{1/3} .$$

Après quelques manipulations mathématiques, le calcul de la somme total du nombre de mode (Eq. (4)) peut être effectué. L'expression simplifiée du nombre total de modes propagatifs à une fréquence f donnée pour une conduite circulaire de rayon R se résume alors à

$$N \approx (kR)^2 \left(\frac{1}{\pi} - \frac{1}{4} \right) \frac{1}{\xi^2} . \quad (5)$$

Enfin la densité modale en conduite circulaire se calcule par

$$\left. \frac{\partial f}{\partial N} \right|_{\text{circ}} = \frac{\xi^2 c_0^2}{8\pi^2 R^2 f \left(\frac{1}{\pi} - \frac{1}{4} \right)} . \quad (6)$$

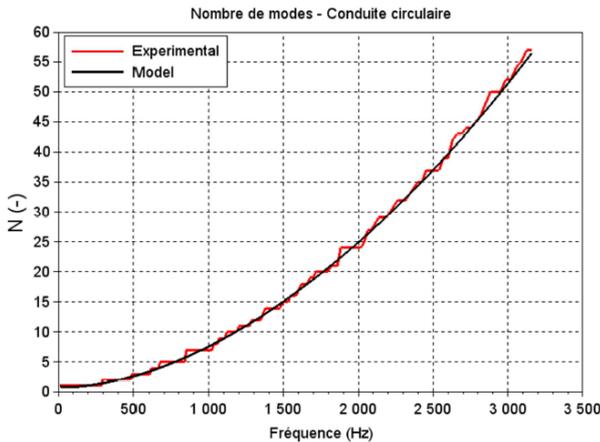


FIGURE 4 – Comparaison entre le nombre de modes en conduite circulaire et le modèle de l'Eq. (5)

A titre d'exemple, la figure 4 présente le résultat d'une simulation pour une conduite circulaire en eau du nombre de modes propagatifs en fonction de la fréquence acoustique. La courbe en rouge est le nombre de modes réels (déterminés un par un) tandis que la courbe noire représente l'évolution du nombre donnée par le modèle de l'Eq. (5). Les deux courbes se chevauchent bien ce qui montre que si les hypothèses de paroi rigides sont valides, le modèle de l'Eq. (5) représente bien le nombre de modes propagatifs dans une conduite circulaire.

2.5 Limites de Schroeder

La représentation du champ acoustique global en utilisant les modes (Eq. (1)) est limitée dans la pratique par la prise en compte d'un grand nombre de modes et également par leur rapprochement fréquentiel. La densité modale dans le cas d'acoustique des salles est responsable de l'homogénéisation du champ et de la qualité "diffuse" du champ acoustique. A partir d'une certaine fréquence, les modes résonants sont tellement nombreux et proches les uns des autres que les résonances ne sont plus visibles. La dissipation de l'énergie acoustique dépend de la résonance des modes. Si les modes sont suffisamment nombreux et proches fréquentiellement entre eux, alors la réponse de la salle peut être supposée homogène. Le facteur de dissipation γ , défini par [7]

$$\gamma = \frac{3 \ln 10}{T_R} ,$$

est lié à la réverbération dans la salle, réverbération que l'on peut mesurer expérimentalement. T_R est défini comme le temps de réverbération de Sabine (à savoir une décroissance de l'énergie acoustique de -60dB). La réponse de l'environnement peut être considéré comme statistiquement uniforme lorsque l'espace fréquentiel, défini par 2γ entre deux pics modaux de résonance est suffisamment petit. La densité modale doit donc être inférieure à une certaine limite. Celle-ci a été proposée puis affinée pour les salles par Schroeder et Kuttruff [8] à

$$\frac{\partial f}{\partial N} \leq \frac{1}{3} \frac{\gamma}{\pi} .$$

En appliquant les mêmes critères aux densités modales calculées dans le paragraphe précédent, les fréquences limites de Schroeder en propagation guidée sont obtenues, après quelques manipulations mathématiques. Pour le cas d'une conduite rectangulaire, en utilisant la densité modale de l'Eq. (3) on obtient

$$f_{\text{rect}} \approx \frac{3c_0^2}{2\gamma S} = \frac{1}{2 \ln(10)} \frac{T_R c_0^2}{S} \approx 0.2171 \frac{T_R c_0^2}{S} . \quad (7)$$

tandis que la densité modale en conduite circulaire (Eq. (6)) mène à la fréquence de Schroeder suivante

$$f_{\text{circ}} \approx \frac{\xi^2}{8 \ln(10)(1/\pi - 1/4)} \frac{T_R c_0^2}{S} \approx 0.5196 \frac{T_R c_0^2}{S} . \quad (8)$$

2.6 Adaptation du temps de réverbération

L'absorption et la dissipation de l'énergie dans une veine d'essai est un peu différente de celle que l'on peut mesurer dans une salle. Le caractère confiné de la veine et l'aspect propagatif (et non stationnaire résonant) doivent être pris en compte. Des mesures de décroissance de l'énergie acoustique effectuées en tunnel de cavitation montrent que la décroissance s'effectue en deux étapes (voir le paragraphe 4.2 consacrée aux mesures en tunnel). On se propose alors de tenir compte de cet aspect particulier et de modifier la dissipation. En effet, le temps de réverbération que l'on peut mesurer en veine est généralement constitué d'une première partie à décroissance rapide puis d'un entretien de l'énergie acoustique lié aux autres éléments du tunnel. Les gros volumes présents le long du tunnel entretiennent l'énergie

acoustique qui circule ensuite librement dans le tunnel en passant cycliquement dans la veine d'essai. Ainsi, la dissipation propre de la veine n'est pas liée à la réverbération globale mesurée en veine mais à la décroissance précoce de l'énergie en veine. On se propose alors d'exprimer la dissipation par :

$$\gamma = \frac{3 \ln(10)}{\text{EDT}} \quad , \quad (9)$$

avec EDT le taux de décroissance précoce (de l'anglais "Early Decay Time").

3 Lien avec la formule originale

Dans la formule originale de Schroeder, la fréquence limite est définie par [8]

$$f = \sqrt{\frac{c_0^3}{4 \ln(10)} \frac{T_R}{V}} \quad , \quad (10)$$

avec V le volume de la salle. L'application directe de cette formule pose le problème de la définition du volume que l'on prend (où commence et s'arrête une veine d'essai ?). Il pourrait être envisagé d'appliquer simplement cette formule à condition de définir une longueur équivalente. Dans le cas d'une conduite rectangulaire, cette longueur $l_{\text{eq,rect}}$ peut être déterminée en égalant les équations (7) et (10). La détermination du volume donne alors

$$V = S^2 \times \frac{\ln(10)}{c_0 \text{EDT}} \quad .$$

Ainsi, la longueur équivalente pour une conduite rectangle se calcule par

$$l_{\text{eq,rect}} = \ln(10) \times \frac{S}{c_0 \text{EDT}} \approx 2.303 \frac{S}{c_0 \text{EDT}} \quad .$$

En procédant de même avec les équations valables pour les conduites circulaires, la longueur équivalente est obtenue :

$$l_{\text{eq,circ}} = \frac{1}{4 \ln(10) \eta^2} \frac{S}{c_0 \text{EDT}} \approx 2.487 \frac{S}{c_0 \text{EDT}} \quad .$$

Les deux équations obtenues pour les deux cas traités sont proches. Les deux coefficients obtenus sont proches et montrent que, acoustiquement parlant, la longueur équivalente de veine ne dépend pas de la forme de la section mais principalement de la section de veine.

4 Mesures au GTH

Dans ce paragraphe sont présentées des mesures acoustiques au Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH). Le paragraphe 4.1 présente succinctement le GTH. Les résultats des mesures sont présentés dans le paragraphe 4.2. Une tentative expérimentale d'évaluation de cette fréquence de Schroeder est présentée en section 4.3.

4.1 Le Grand Tunnel Hydrodynamique

Depuis sa première utilisation en 1988, le Grand Tunnel Hydrodynamiques (GTH) de Val-de-Reuil reste un moyen expérimental performant pour effectuer des essais destinés à améliorer les propulseurs (apparition de la cavitation) mais également tous les essais du domaine hydro-acoustique. Le GTH est comparable à "soufflerie" remplie d'eau déminéralisée. Il est composé principalement de deux veines d'essai comme le montre la figure 5.



FIGURE 5 – Photo du Grand Tunnel Hydrodynamique avec ses deux veines d'essai.

Chaque veine d'essai est équipée de fenêtres en Plexiglas qui permettent un accès optique au modèle à la fois pour pouvoir effectuer des mesures par visualisation classique mais également avec Laser. Lorsqu'une veine est utilisée, l'autre veine (obturée) peut-être utilisée pour préparer un futur essai. La petite veine (dimensions $1.14m \times 1.14m \times 6m$) est dédiée aux essais à haute vitesse (jusqu'à $20m.s^{-1}$) tandis que la grande veine (de dimensions $2m \times 1.35m \times 10m$) est dédiée aux essais de propulseur avec maquette complète (généralement de grande taille). La vitesse de l'écoulement en veine ainsi que la pression sont ajustables : $V \in [0 - 20]m.s^{-1}$ et $P \in [5 - 500]kPa$ pour la petite veine, $V \in [0 - 12]m.s^{-1}$ et $P \in [5 - 200]kPa$ pour la grande veine (voir [2, 5] pour plus de détails sur le GTH). Le GTH est équipé d'un système de dégazage/engazage permettant d'ajuster la teneur en air dissous (voir figure 6), ce qui est nécessaire pour les essais de cavitation par exemple.

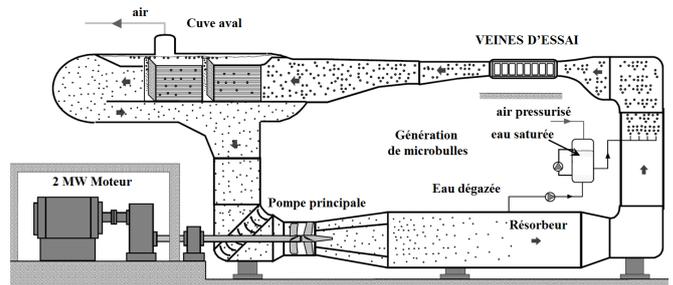


FIGURE 6 – Schéma de principe du Grand Tunnel Hydrodynamique de Val-de-Reuil

Le GTH a été conçu de façon à pouvoir effectuer des mesures acoustique à l'intérieur des veines. Le bruit de fond de l'installation est suffisamment bas pour permettre d'effectuer des mesures acoustiques en écoulement autour de maquettes de bateaux de surfaces et de sous-marins.

4.2 Temps de réverbération

Des mesures de temps de réverbération ont été effectuées à l'intérieur du tunnel dans deux configurations différentes. Dans la première configuration, la source acoustique est placée en veine ainsi que les hydrophones destinés à mesurer les niveaux de pression acoustique. Pour la deuxième configuration, la source est placée dans la cuve aval (gros volume en aval de la veine, voir Fig. 6). La mesure s'effectue avec les mêmes hydrophones en veine. Dans les deux configurations, aucun écoulement n'est généré dans le tunnel.

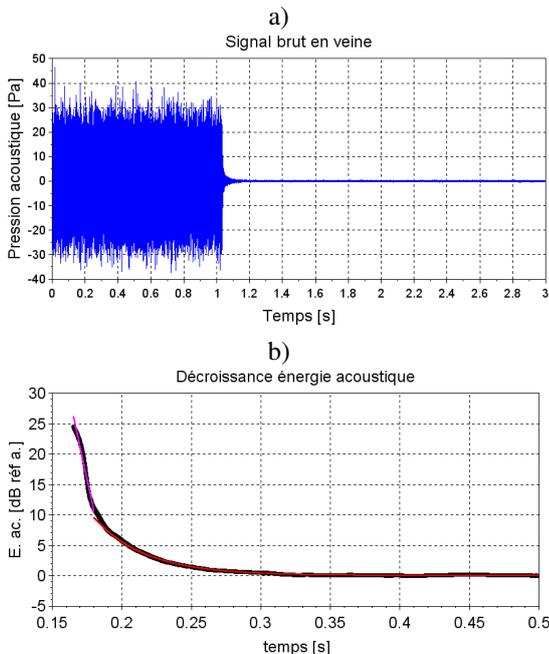


FIGURE 7 – Mesure de réverbération en veine. a) Signal de pression acoustique b) décroissance de l'énergie acoustique. Mesure, EDT, Fin réverbération

La figure 7 présente le résultat de la mesure avec la source acoustique dans la veine d'essai. La courbe en bleue est le signal brut relevé par un hydrophone de la veine. Le calcul de la décroissance de l'énergie acoustique en veine (courbes noire en bas) montre un comportement acoustique de la veine en deux phases : la première est une décroissance rapide, tout de suite après l'extinction de la source, linéaire en décibel qui se poursuit par une décroissance non-linéaire et beaucoup plus lente. La première partie s'apparente à l'EDT (Early Decay Time) en acoustique des salles. Les mêmes courbes pour la configuration avec la source acoustique dans la cuve aval sont présentées par la figure 8.

Le comportement de la décroissance en veine lorsque la source est dans la cuve est alors parfaitement linéaire. La décroissance est également beaucoup plus lente que dans la configuration pour laquelle la source est en veine. Cette différence de comportement est attendue puisque ce sont généralement les gros volumes (non pourvus de matériau absorbant en surface) qui pilotent la décroissance de l'énergie acoustique dans tout le tunnel. Ce comportement justifie à nos yeux la prise en compte de la partie linéaire rapide de la décroissance en veine (l'EDT) comme paramètre de dissipation modale et non le T_R puisque celui-ci sera lié non pas à la propagation acoustique modale en veine mais au comportement acoustique du tunnel en entier.

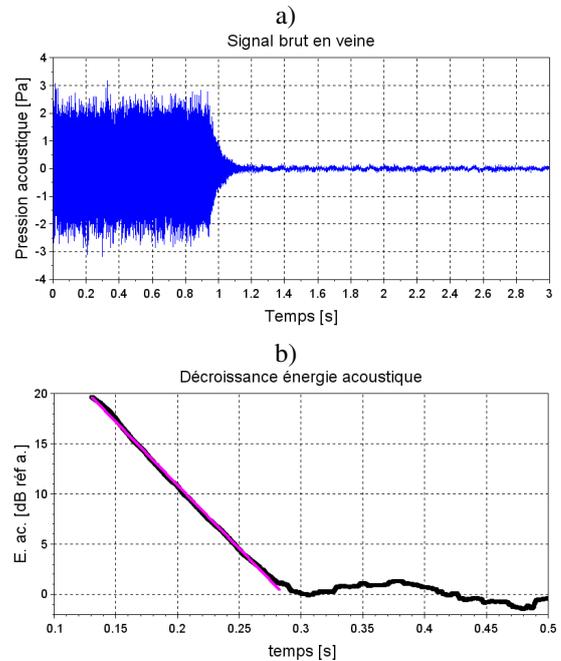


FIGURE 8 – Mesure de réverbération en cuve. a) Signal de pression acoustique b) décroissance de l'énergie acoustique. Mesure, EDT

4.3 Premiers essais expérimentaux

Une tentative de validation expérimentale de la fréquence limite de Schroeder appliquée à la propagation acoustique modale est présentée dans ce paragraphe. Les tests idéaux auraient consisté à mesurer un champ acoustique connu proche de la fréquence et de montrer alors que les caractéristiques de dissipation des modes sont suffisamment proches de la théorie. Bien que la démodulation acoustique semble possible [3], celle-ci reste inenvisageable à très haute fréquence car le nombre de modes est très important, la démodulation nécessitant alors un nombre de capteurs extrêmement important.

Cependant, l'application des méthodes de type "antenne acoustique" dans des conduites nécessite la parfaite connaissance de l'environnement pour pouvoir estimer précisément la propagation et profiter de cette connaissance pour augmenter le rapport signal à bruit. Le modèle de propagation en champ libre est bien connu et applicable dès lors que l'environnement entourant l'antenne se rapproche d'une telle configuration. En conduite, ce modèle n'est pas applicable ou tout du moins pas dans une bande de fréquence pour laquelle les modes sont importants (en-dessous de la fréquence de Schroeder donc) notamment à cause des relations de phase entre les signaux recueillis sur chaque hydrophone. Au-delà de cette fréquence, le champ diffus statistique pourrait se prêter (sous certaines conditions) à l'antennerie acoustique classique avec modèle de propagation en champ libre. Une campagne de mesure utilisant une antenne (voir Fig. 9) a été effectuée en petite veine du Grand Tunnel Hydrodynamique de Val-de-Reuil. Un bruit blanc est envoyé à la source, positionnée en entrée de veine (non dessinée sur la figure 9) et mesuré par chaque hydrophone de l'antenne. Le signal de sortie de l'antenne est formé en utilisant un modèle de propagation en champ libre. Les résultats sont présentés par la figure 10.

Sur la figure 10 apparaît également la fréquence de

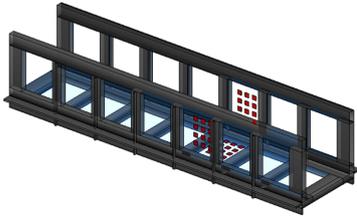


FIGURE 9 – Schéma de principe de l'antennerie effectuée au GTH avec les hydrophones figurés en rouge.

Schroeder appliquée à notre veine d'essai par la ligne rouge pointillée, calculée avec l'Eq. (7, en ayant pris soin de remplacer le T_R par l'EDT). Le signal provenant d'un hydrophone seul est tracé en noir. Le signal de sortie de l'antenne est tracé en rose. Le gain d'antenne ($10 \log_{10}(N)$) correspondant à l'augmentation de la variance "non-corrélée" a été forfaitairement retranché du signal de sortie pour pouvoir comparer directement les deux signaux.

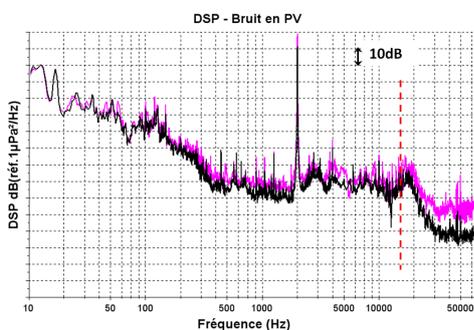


FIGURE 10 – Densité Spectrale de Puissance acoustique en veine. Signal formé, Signal brut d'un hydrophone, Fréquence de Schroeder de l'Eq. 10 au GTH.

La comparaison est effectuée en représentant les densités spectrales de puissance. Deux comportements peuvent être observés. A très basse fréquence, les deux signaux sont identiques. En revanche, à très haute fréquence, le signal formé est au-dessus du signal brut d'un hydrophone. L'écart entre les deux est de l'ordre de 15dB, valeur à rapprocher des 13.9dB théoriques du gain de l'antenne utilisée. A très basse fréquence, les relations de phases du champ acoustique ne sont pas celles que l'on obtiendrait avec le modèle de champ libre. Ainsi, la recombinaison par formation de voies en prenant en compte un modèle de propagation champ libre ne permet pas d'obtenir le gain d'antenne (partie de variance "corrélée"). Au-delà de la fréquence de Schroeder, le champ statistique doit se rapprocher du modèle champ libre : le champ direct mesuré par les hydrophones présente des relations de phases plus fortes et se rapproche suffisamment des conditions champ libre pour qu'utilisé en modèle de propagation, le gain d'antenne soit retrouvé. La limite fréquentielle entre les deux comportements n'est pas facile à déterminer car les courbes s'écartent l'une de l'autre lentement. Néanmoins, si les deux comportements peuvent être imputés à la réponse acoustique de la veine, l'ordre de grandeur de la fréquence de Schroeder théorique semble correspondre au comportement du tunnel (dans cette configuration). Une seule campagne de mesure a été effectuée et aucune autre comparaison n'a pu être menée. La validation complète de la théorie présentée nécessiterait d'autres mesures, d'autres configurations et également une

méthode expérimentale de détermination de cette fréquence plus précise que la méthode présentée.

5 Conclusion et perspectives

L'application de la théorie de Schroeder concernant la fréquence limite séparant le champ acoustique modal du champ acoustique diffus a été envisagée dans le cas de la propagation acoustique en conduite. La théorie a été dérivée à la fois pour les conduites à section rectangulaire et circulaire. Les formules dérivées peuvent être reliées à l'équation donnée par Schroeder dans le cas de l'acoustique des salles, à condition de prendre comme longueur de conduite une longueur équivalente dont les équations données sont particulièrement proches pour les deux cas traités (rectangulaire/circulaire). Il a été proposé d'utiliser ces formules avec non pas le temps de réverbération mesuré en veine mais le temps précoce de réverbération (EDT). Une tentative de mesure expérimentale a été présentée. Ces mesures semblent confirmer l'ordre de grandeur de la fréquence de Schroeder dérivée et appliquée à notre configuration, ce qui est encourageant pour effectuer des études et tests plus poussés et plus précis afin de valider ou non la théorie présentée dans cette communication. En particulier, il sera nécessaire d'analyser plus précisément l'influence de la limite du facteur de dissipation γ dans l'application à la propagation guidée. Schroeder [8] avait réajusté la limite qu'il avait prise [7] à la lueur des mesures expérimentales effectuées en salle et aux simulations menées.

Références

- [1] M. Abramovitz and I.A. Stegun, Handbook of mathematical functions, *National Bureau of Standards*, New York, (1964).
- [2] M. Bruneau, Manuel d'acoustique fondamentale, *Hermès*, Paris (1998).
- [3] R. Boucheron, *et al.*, Experimental modal decomposition of acoustic field in cavitation tunnel with square duct test section, *173th Meeting of the Acoustical Society of America*, Boston, (2017).
- [4] D. Fréchou, *et al.* Marine propulsor noise investigation in the hydroacoustic water tunnel GTH. *23th symposium on Naval Hydrodynamics*, (2000).
- [5] Y. Lecoffre, P. Chantrel et J. Tellier, Le Grand Tunnel Hydrodynamique, *ASME Winter Annual Meeting*, Boston, (1987).
- [6] P.M. Morse et K.U. Ingard, Theoretical acoustics, *Princeton University Press*, (1968).
- [7] Schroeder M.R., The statistical parameters of frequency curves of large room *Acustica*, **4** :594-600, (1954).
- [8] Schroeder M.R. et Kuttruff K.H., On frequency response curves in rooms : comparison of experimental, theoretical, and Monte Carlo results for the average frequency spacing between maxima. *J. Acoust. Soc. Am.*, **76-80**, (1962).