LA PROPAGATION ACOUSTIQUE EN MILIEU MARIN

par

Étienne PICHON *

Ingénieur

I. ÉQUATION DU SON.

L'étude de la propagation a pour but d'examiner le comportement de l'onde sonore en fonction des caractéristiques de la source et du milieu.

L'onde sonore est une vibration mécanique élastique définie en chaque point et en chaque instant par les paramètres suivants :

— *élongation* : ε,
— *vitesse vibratoire* : V,
— *pression sonore* : P,
— *masse spécifique de l'élément vibrant* : ρ,
— *température absolue* : T.

La mise en équation du phénomène est complexe et n'aboutit à un résultat simple que si l'on consent aux hypothèses suivantes :

— *hypothèse des petits mouvements*,
— *hypothèse de l'adiabatisme*,
— *hypothèse de non-viscosité du fluide.*

L'ensemble de ces deux dernières hypothèses équivaut à considérer un milieu où l'absorption est négligeable. Nous verrons plus loin comment il est possible de tenir compte des phénomènes d'absorption par une simple introduction de termes correctifs dans les résultats obtenus.

On montre que chacun des paramètres V, P, ρ du mouvement vibratoire obéit à une relation de la forme :

$$\frac{\delta^2 \Phi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \Phi}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 \Phi}{\delta z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\delta^2 \Phi}{\delta t^2} = 0,$$

avec :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu \rho_0}},$$

vitesse du son ou célérité,

μ : coefficient de compressibilité adiabatique,

ρ_0 : masse spécifique au repos.

Dans l'eau de mer, c est de l'ordre de 1500 m/s.

Cette équation admet plusieurs types de solutions suivant les caractéristiques de la source et du milieu. Dans quelques cas élémentaires (ondes sphériques et ondes planes), l'intégration fournit des solutions explicites. Dans les autres cas, les plus nombreux, on est amené à faire des hypothèses afin de pouvoir développer des solutions.

Dans le cas particulier du milieu marin, on peut aboutir à deux types de solutions.

1) Théorie des rayons sonores lorsque la profondeur de la mer est grande devant la longueur d'onde des signaux mis en jeu.

La surface d'onde est le lieu des points qui sont atteints simultanément par le même ébranlement initial. Les trajectoires orthogonales de ces surfaces sont appelées rayons sonores.

2) Théorie de la propagation par modes dans laquelle on doit tenir compte des interférences entre rayons voisins.

La plupart du temps, dans les problèmes d'acoustique sous-marine, les longueurs d'onde des signaux sont telles que l'on reste dans le domaine d'application de la théorie des rayons sonores.

II. THÉORIE DES RAYONS SONORES

Une des caractéristiques du milieu marin est que l'on peut considérer en première approximation que la célérité du son n'est fonction que de la seule coordonnée verticale : l'immersion.

Dans ces conditions on a le droit de raisonner dans le seul plan vertical et l'équation du son se réduit à une forme très simple de la loi de Descartes :

$$\frac{\cos\theta}{c} = \frac{\cos\theta_0}{c_0} = \text{cte},$$

où θ_0 est l'angle de site de départ du rayon,

c_0, la célérité du son à l'immersion de la source, et θ et c, l'angle de site et la célérité au point considéré.

Le tracé de la courbe célérité en fonction de l'immersion z constitue le profil bathycélérimétrique qui détermine l'allure du champ sonore et donc constitue une donnée de base pour l'étude de la propagation. Afin de simplifier les calculs, on détermine à partir du profil vrai une courbe approchée par segments de droite. Le milieu se trouve

* Attaché aux services techniques de l'Armée.

ainsi stratifié et dans chaque couche la célérité suit une loi de la forme : $c = c_0 + gz$, où g est le gradient de vitesse, constant dans une couche.

II.1. Propagation dans une couche à gradient de vitesse constant.

Dans une telle couche le rayon de courbure de la trajectoire sonore est constant et égal à $\frac{c_0}{g \cos \theta_0}$.

Les rayons sonores sont donc des cercles d'équations :

$$\left|\begin{array}{l} y = \dfrac{c_0}{g \cos \theta_0} \sin \theta - \dfrac{c_0}{g} \operatorname{tg} \theta_0, \\ z = \dfrac{c_0}{g \cos \theta_0} \cos \theta - \dfrac{c_0}{g}. \end{array}\right.$$

Un calcul analogue montre que les courbes d'onde sont des cercles constituant le faisceau conjugué de celui des rayons sonores.

Perte de propagation.

Beaucoup plus que l'énergie emmagasinée en un point du fluide, l'acousticien est intéressé par l'énergie transmise dans la propagation de l'onde.

L'intensité sonore est, par définition, égale à : $I = \overline{PV}$.

Si I_e est l'intensité sonore dans la direction Δ à un mètre de la source et si I est l'intensité sonore en un point quelconque du rayon émis dans la direction Δ, on appelle perte de transmission en décibels le rapport :

$$D = 10 \log \frac{I_e}{I} ;$$

cette perte est appelée perte par divergence géométrique.

Toujours dans l'hypothèse du calcul dans une couche à gradient constant, l'expression de la perte par divergence est :

$$D = \frac{y^2}{\cos^2 \theta}.$$

On voit que si le site du rayon sonore est faible, la perte par divergence géométrique suit approximativement une loi en y^2.

On peut maintenant tenir compte de l'absorption, en multipliant la perte par divergence géométrique par un certain coefficient que l'on appelle perte par amortissement, chiffrée généralement en dB/km.

Dans ces conditions la perte de transmission globale s'exprime par la relation :

$$H_{\mathrm{dB}} = \mathrm{D}(y, \theta_0)_{\mathrm{dB}} + a_{\mathrm{dB/km}} \times L_{\mathrm{km}},$$

L étant la longueur du trajet sonore.

II.2. Profil de célérité à plusieurs couches.

Les frontières entre couches sont numérotées 0, 1 ... n dans l'ordre où on les rencontre en suivant le rayon sonore, la frontière O étant celle de la source.

— Toutes les grandeurs qui se rapportent à une frontière portent l'indice de cette frontière.

— Toutes les grandeurs qui se rapportent à une couche portent le double indice d'entrée et de sortie de couches.

En généralisant les calculs obtenus dans le cas d'une seule couche, on obtient les expressions suivantes :

$$Y = -z \cot \frac{\theta_p + \theta}{2} + \sum_{k=0}^{p-1} \left(- z_k^{k+1} \cot \frac{\theta_k + \theta_{k+1}}{2} \right),$$

$$Z = z + \sum_{k=0}^{p-1} z_k^{k+1},$$

avec :

$$z = \frac{c_p}{g_p \cos \theta_p} \cos \theta - \frac{c_p}{g_p} \operatorname{tg} \theta_p,$$

et

$$D = Y \frac{\sin \theta_0 \sin \theta}{\cos^2 \theta_0} \left[\frac{y}{\sin \theta_p \sin \theta} + \sum_{k=0}^{p-1} \frac{y_k^{k+1}}{\sin \theta_k \sin \theta_{k+1}} \right].$$

Suivant les conditions initiales et l'allure du profil de célérité, les pertes par divergence peuvent s'écarter notablement d'une loi en y^2, soit par valeurs supérieures, soit par valeurs inférieures.

II.3. Influence de la surface et du fond.

Du point de vue du tracé des rayons sonores, on suppose habituellement que la surface et le fond sont parfaitement plats et horizontaux, la réflexion s'y faisant suivant les lois de l'optique géométrique.

En ce qui concerne les pertes à la réflexion, différentes théories permettent de les calculer. Pour la surface ces pertes sont essentiellement fonction de l'état de la mer, pour le fond elles dépendent de sa configuration et de sa nature.

II.4. Zone de silence et de focalisation.

Nous avons vu que les conditions initiales étant fixées, c'est le profil de célérité qui détermine l'allure du champ sonore.

Certains champs sonores présentent des « zones de silence », c'est-à-dire des zones à l'intérieur desquelles aucun rayon sonore ne pénètre. Aucune énergie sonore ne peut donc être reçue.

On peut aussi observer des zones dites de focalisation. Ce sont des zones de concentration des rayons sonores, donc de concentration d'énergie.

On peut étudier ces particularités du champ sonore en traçant les caustiques, c'est-à-dire les courbes enveloppes des rayons sonores. D'un côté de la caustique, nous aurons une zone de silence pour les types de rayons considérés. De l'autre côté, nous aurons une zone de focalisation.

La méthode utilisée est la suivante :

soit $Y = f\,(z, \theta_0)$, l'équation générale du rayon sonore.

En dérivant par rapport à θ_0, il vient :

$$\frac{\delta Y}{\delta \theta_0} = f'_{\theta_0}\,(z, \theta_0).$$

L'équation des caustiques s'obtient en éliminant θ_0 entre les équations :

$$\left| \begin{array}{l} Y = f(z, \theta_0), \\ f'_{\theta_0}(z, \theta_0) = 0. \end{array} \right.$$

Dans le cas général d'un profil à n couches, les caustiques n'ont pas d'équations simples et on est encore amené à traiter le problème à l'aide d'une calculatrice.

L'étude de la perte par divergence au voisinage de la caustique permet de déterminer l'étendue de la zone de focalisation.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Guiyesse (L.), Sabathé (P.). Acoustique sous-marine. *Dunod*, Paris (1964).

[2] Officer (C.). Introduction to the theory of sound transmission (with application to the Ocean). *McGraw-Hill*, New York (1958).

[3] Roux, Lieutaud, Smaili, Grandvaux. Études intérieures au Laboratoire D.S.M. du Brusc.