

L'EFFICACITE D'UN ECRAN EN PRESENCE DE SURFACES D'EMPEDANCE DIFFERENTES

J. L. BERRY et J. NICOLAS

Département de génie mécanique
Université de Sherbrooke
Sherbrooke (Québec) J1K 2R1

G. DAIGLE

Division de physique
Conseil National de Recherches Canada
Ottawa (Ontario) K1A 0R6

RESUME

Cet article aborde le problème de la propagation du son au-dessus d'un sol présentant une discontinuité d'impédance (type asphalte/pelouse). Des développements récents ont conduit à des solutions théoriques variées qui font l'objet de comparaison avec des résultats expérimentaux obtenus tant en milieu semi-anéchoïque qu'en extérieur. Le modèle théorique jugé le plus fiable est ensuite appliqué à la prédiction des performances d'un écran bruit. Il permet de calculer l'efficacité d'un écran séparant des surfaces de nature différents.

SUMMARY

This paper deals with sound propagation above ground having an impedance discontinuity. Various theoretical approaches which have been recently developed are faced with experimental results carried out both indoors and outdoors. Then, the most efficient model has been matched to predict the performance of a sound barrier. It enables us to calculate the insertion loss of a screen lying on the discontinuity.

1. INTRODUCTION

L'examen de situations réelles révèle que bien souvent le son se propage au-dessus de surfaces mixtes, c'est-à-dire que la source (avion, véhicule urbain, usine) se situe plutôt sur une surface acoustiquement réfléchissante du type béton ou asphalte et le receveur sur une surface plus absorbante du type pelouse, voire même neige dans certaines régions. De telles situations dépassent bien entendu le cadre du modèle théorique [1] décrivant la propagation sonore sur une surface homogène qui est incapable d'évaluer la contribution due à chaque surface. Soucieux d'obtenir une meilleure connaissance des phénomènes physiques impliqués dans ce nouveau problème, plusieurs chercheurs [2-9] ont tout récemment proposé différentes approches théoriques que nous allons évaluer dans la section 2. Vu le manque de résultats expérimentaux dans ce

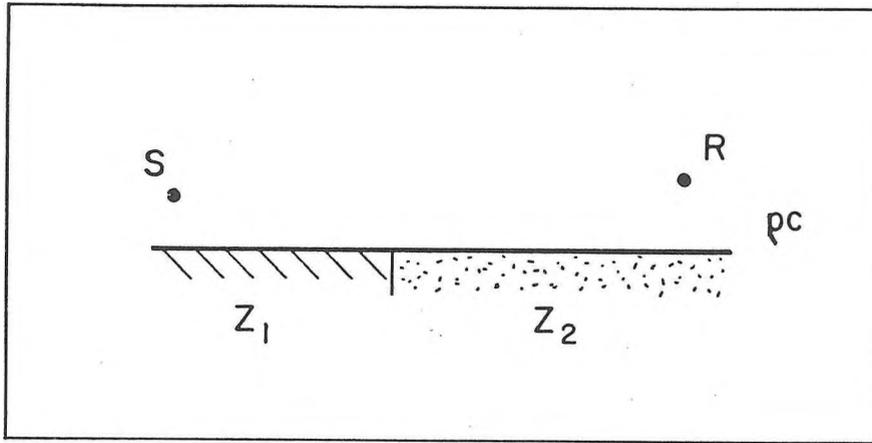


Figure 1 Source et receveur en présence d'une surface ayant une discontinuité brusque d'impédance.

domaine, nous avons réalisé des mesures à l'extérieur sur des surfaces du type asphalte/pelouse et des mesures en milieu semi-anéchoïque sur des matériaux d'impédance connue, en l'absence d'effets indésirables (vent, température, turbulence). Ces résultats expérimentaux sont comparés aux différentes approches théoriques dans la section 3.

Enfin, la section 4 est consacrée au calcul de l'efficacité d'un écran mince. L'apport du modèle de propagation sur surfaces mixtes y est mis en évidence ainsi qu'un indicateur plus réaliste des performances de l'écran.

Cet article reprend sous forme condensée des éléments déjà présentés par les auteurs dans la référence [9]. Néanmoins, l'objet de la présente publication est de donner davantage d'emphase à la prédiction de la performance d'un écran.

2. MODELES THEORIQUES

Le cas de la propagation du son en présence d'une surface à discontinuité d'impédance peut être adéquatement représenté par la fig. 1. A des fins de simplifications, on supposera que la discontinuité d'impédance est rectiligne et perpendiculaire au plan de propagation. La source S sera placée du côté le plus réfléchissant d'impédance Z_1 et le receveur du côté absorbant d'impédance Z_2 , ce qui, néanmoins, ne restreint pas la généralité du problème par application du principe de réciprocité.

Nous allons présenter dans ce qui suit, trois modèles de propagation du son sur surfaces mixtes.

- Deux à caractère semi-empirique sont basés sur les théories de la diffraction : De Jong [6], Koers [7]
- Un à caractère numérique utilisant le théorème de Green : Rasmussen [4].

2.1 Modèle semi-empirique de De Jong [6]

A partir des travaux sur la diffraction par un $\frac{1}{2}$ plan réfléchissant auxquels Bowman & Senior [10] font référence, De Jong [6] a développé un modèle semi-empirique où la discontinuité d'impédance est modélisée par l'apparition d'une onde de diffraction (chemin r_3 de la figure 2).

L'expression du champ sonore au receveur est alors la suivante

$$\phi = \frac{e^{ik_0 r_1}}{r_1} + Q \frac{e^{ik_0 r_2}}{r_2} + (Q_1 - Q_2)\phi_{\text{diff}} \quad (1)$$

où ϕ_{diff} est le champ diffracté par un $\frac{1}{2}$ plan infini réfléchissant.

$$\phi_{\text{diff}} = -\frac{e^{-i\pi/4}}{\pi} \left[F(k_0(r_3-r_1))^{\frac{1}{2}} \frac{e^{ik_0 r_1}}{r_3} + \varepsilon F(k_0(r_3-r_2))^{\frac{1}{2}} \frac{e^{ik_0 r_2}}{r_3} \right] \quad (2)$$

avec $F(x) = \int_x^\infty e^{i\mu^2} d\mu$ (intégrale de Fresnel)

Si la réflexion se fait sur Z_1 : $Q = Q_1$ et $\varepsilon = +1$

Si la réflexion se fait sur Z_2 : $Q = Q_2$ et $\varepsilon = -1$

Le premier terme de l'équation(1) représente l'onde directe (chemin r_1), le deuxième terme tient compte de l'onde réfléchie (Q coefficient de réflexion d'ondes sphériques : voir [1] pour détails). Enfin, le troisième terme modélise l'onde diffractée émanant de la ligne de discontinuité. Plus précisément, $Q_1\phi_{\text{diff}}$ et $Q_2\phi_{\text{diff}}$ représentent respectivement les champs diffractés par des demi-plans réfléchissants corrigés empiriquement pour leur impédance finie Z_1 et Z_2 qui, par juxtaposition, modélisent le champ diffracté par la discontinuité.

- On remarque que si S et R sont intervertis, le point de réflexion au sol est inchangé et le champ sonore identique (principe de réciprocité)
- Si $Q_1 = Q_2$, le terme d'onde diffractée disparaît laissant place à la propagation sur surface homogène telle que décrite dans [1].

Le modèle basé sur l'équation (1) est très facile à programmer, peu exigeant du point de vue du temps de calcul (100 fréquences en 2 s. sur NASCO 5000 E) et a fait l'objet de comparaison avec l'expérience que nous commenterons en 3.

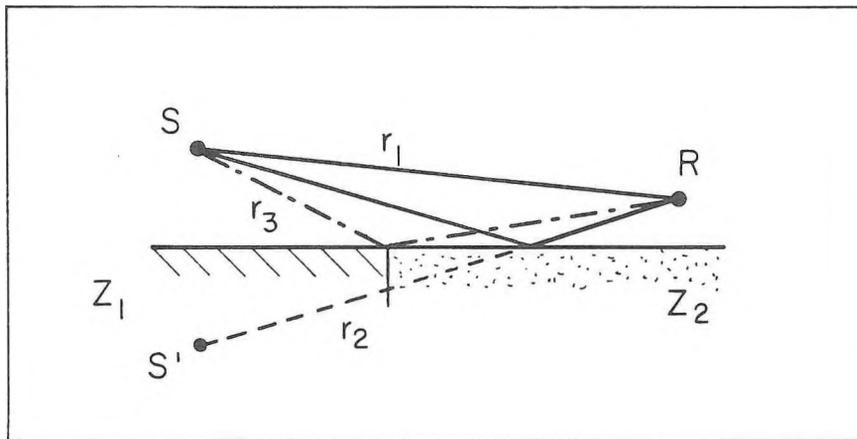


Figure 2 Paramètres utilisés dans le modèle de De Jong. r_1 est la distance de la source au receveur, r_2 la distance source-images au receveur et r_3 représente le trajet source-discontinuité-receveur.

2.3 Modèle de Rasmussen [4, 5]

Des solutions numériques basées sur le théorème de Green ont aussi été proposées par différents auteurs [2, 8] mais ces approches ont l'inconvénient d'être particulièrement lente et exigeante du point de vue informatique et de cacher les phénomènes physiques impliqués. Rasmussen [4], en utilisant la formulation de Kirchhoff-Fresnel, ramène le problème à une intégration numérique dans le plan de discontinuité. L'expression du champ est alors la suivante,

$$\phi = 2 \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{e^{ik_0 r_1}}{4\pi r_1} + Q_1 \frac{e^{ik_0 r_2}}{4\pi r_2} \right) \left[\left(-ik_0 + \frac{1}{r_3} \right) \frac{e^{ik_0 r_3}}{4\pi r_3} d_2 + \left(-ik_0 + \frac{1}{r_4} \right) Q_2 \frac{e^{ik_0 r_4}}{4\pi r_4} d_2 \right] dydz \quad (6)$$

Cette équation peut être discrétisée mais conduit à des temps de calcul prohibitifs. Dans une version récente [5], Rasmussen propose une simplification de l'équation (6) en utilisant le principe de phase stationnaire qui réduit le champ à une intégrale simple sur une ligne verticale au-dessus de la discontinuité (voir fig. 4).

$$\phi = d_2 (8\pi k_0)^{\frac{1}{2}} \frac{e^{-i\pi/4}}{16\pi^2} \int_0^{\infty} \left[\frac{e^{ik_0(r_1+r_3)}}{(r_3^3 r_1(r_1+r_3))^{\frac{1}{2}}} + \frac{Q_2 e^{ik_0(r_1+r_4)}}{(r_4^3 r_1(r_1+r_4))^{\frac{1}{2}}} + \frac{Q_1 e^{ik_0(r_2+r_3)}}{(r_3^3 r_2(r_2+r_3))^{\frac{1}{2}}} + \frac{Q_1 Q_2 e^{ik_0(r_2+r_4)}}{(r_4^3 r_2(r_2+r_4))^{\frac{1}{2}}} \right] dz \quad (7)$$

Cette équation donne des résultats assez similaires à l'équation (6) mais, c'est néanmoins une méthode délicate à mettre en oeuvre car l'utilisateur doit déterminer le pas d'intégration Δz et la hauteur d'intégration $N\Delta z$ pour obtenir le meilleur compromis convergence suffisante/vitesse d'exécution. Bien évidemment, ces deux paramètres sont fonctions de la fréquence et de la géométrie des problèmes. Nos calculs ont montré que $\Delta z = 0.2 \lambda$ et $N = 100$ conduisaient au meilleur compromis pour des distances inférieures à 10 m jusqu'à 2000 Hz, néanmoins pour des configurations différentes le choix de Δz et N doit être asservi à la distance source-receveur et à la fréquence, ce qui conduit à une convergence plus lente. Précisons que pour certaines géométries en basses fréquences (kr petit), la convergence s'est avérée impossible. A titre indicatif, avec N et Δz optimisés, le temps de calcul pour 100 fréquences est de 50 s. sur NASCO 5000 E.

Dans la section qui suit, les modèles théoriques font l'objet de comparaison avec des mesures expérimentales sur la base de l'atténuation excédentaire définie par

$$ATT = 20 \log_{10} \left| \frac{\phi}{\phi_d} \right| \quad (8)$$

où ϕ est le champ sonore au receveur sur surface mixte (eqs 1, 5 ou 7) et ϕ_d est le champ direct $\phi_d = e^{ik_0 r_1}/r_1$

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

3.1 Procédure expérimentale

Le principe décrit dans [1] a été utilisé pour la simulation en intérieur. Quant à la modélisation des surfaces, on a choisi de représenter la surface réfléchissante tantôt par une plaque de bois d'épaisseur 0.05 m (estimée à 20 000 cgs) tantôt par la juxtaposition de dalles de béton de même épaisseur ($\sigma \approx 100\ 000$ cgs) et la surface absorbante par de la laine minérale. L'imperméabilité de la laine minérale a été évaluée au préalable par des mesures d'atténuation sur laine seule par la technique de l'ajustement de courbes ($\sigma \approx 50$ cgs avec le modèle d'impédance de Delany & Bazley [14]).

Les mesures réalisées en extérieur ont été obtenues sur une surface mixte composée d'asphalte et de pelouse. En guise de source sonore, nous avons utilisé la source de puissance B & K 4205 et le haut-parleur B & K 1011. Afin de maintenir un bon rapport signal-bruit de fond la distance source-receveur se limitait à 10 m environ. La source sonore émet un bruit large bande dans la gamme 100 Hz - 10 kHz et les résultats sont analysés en 1/3 d'octave. Le spectre émis par la source est mesuré à 0.3 m de celle-ci en champ libre, puis extrapolé sur la base de l'atténuation géométrique à distance source-receveur. L'atténuation excédentaire due au sol est ensuite obtenue par différence entre le niveau de référence en champ libre et le niveau mesuré en présence du sol.

3.2 Résultats en milieu semi-anéchoïde (Fig. 5)

Sur la figure 5, les points expérimentaux ont été mesurés avec la source sur le bois ($h_s = 0.01$ m) et le receveur sur la laine minérale ($h_r = 0.02$ m).

En maintenant la distance source-receveur constante et égale à 2.4 m, nous envisageons plusieurs situations : (1) 99% de surface dure, (2) 70%, (3) 30%. Ces résultats expérimentaux montrent, pour toutes les fréquences, une atténuation excédentaire qui est croissante avec la longueur d'absorbant et qui s'inscrit logiquement entre le niveau théorique sur surface réfléchissante et le niveau théorique sur laine minérale seule. La superposition des résultats expérimentaux et des courbes théoriques obtenues avec les modèles de De Jong (DJ), Koers (K) et Rasmussen (R) révèle que :

- le modèle de Rasmussen se compare très favorablement aux résultats expérimentaux dans toutes les géométries. A noter sur la fig. 5.1 l'absence de simulation théorique pour $f < 800$ Hz. Le caractère extrême de cette géométrie ($kr \ll 1$ sur l'absorbant) n'a pu conduire à une convergence satisfaisante des calculs.
- le modèle de De Jong est considérablement dans l'erreur pour les géométries avec source et receveur au sol. Ceci se caractérise par une large interférence destructive dont on peut montrer qu'elle est due à une opposition de phase et presque simultanément une égalité d'amplitude entre les deux premiers termes et le terme de diffraction de l'équation (1). Ceci confirme le caractère semi-empirique de la modélisation des ondes de diffraction, du moins dans cette configuration. Néanmoins cette tendance disparaît en hautes fréquences où les prédictions sont raisonnables.
- le modèle de Koers, si il conduit à un accord correct sur la fig. 5.1, ne présente pas moins les mêmes caractéristiques que le modèle de De Jong. On peut d'ailleurs montrer que le troisième terme de l'équation (1) est identique au champ diffracté évalué par Koers (eq. 4) quand $Q_1 = 1$ (surface parfaitement réfléchissante).

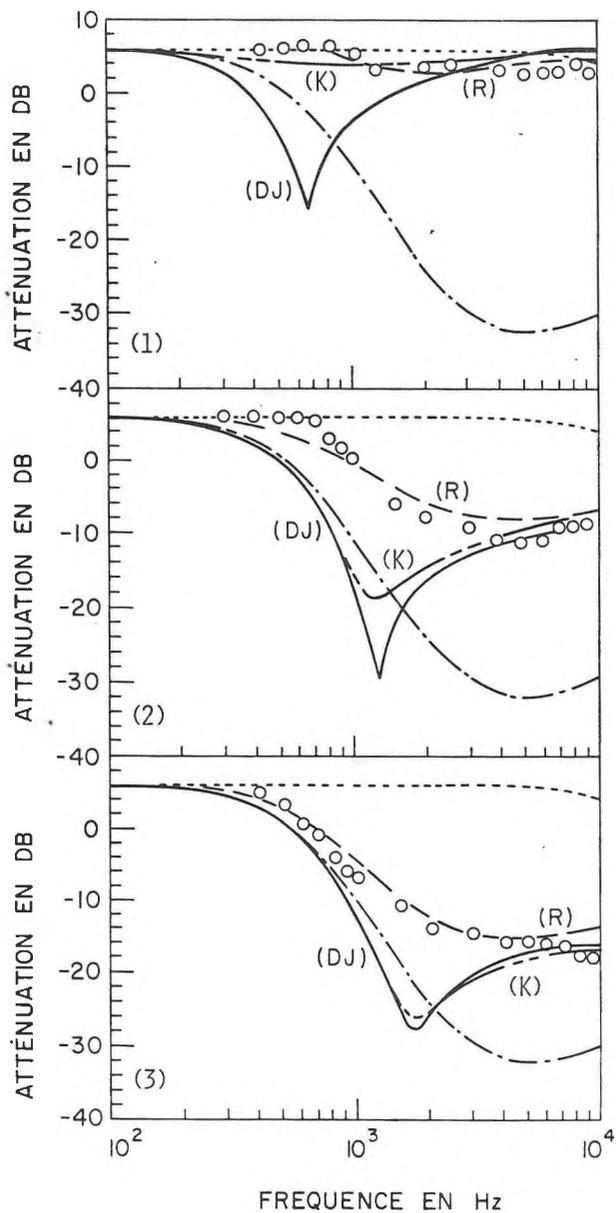


Figure 5 Atténuation excédentaire en dB (eq. 8)
 (O) mesures expérimentales
 (---) modèle de Rasmussen (R) (eq. 7)
 (—) modèle de De Jong (DJ) (eq. 1)
 (---) modèle de Koers (K) (eq. 5)
 (---) surface homogène $\sigma = 20\ 000$ cgs (bois)
 (---) surface homogène $\sigma = 50$ cgs (laine)
 géométrie (voir texte).

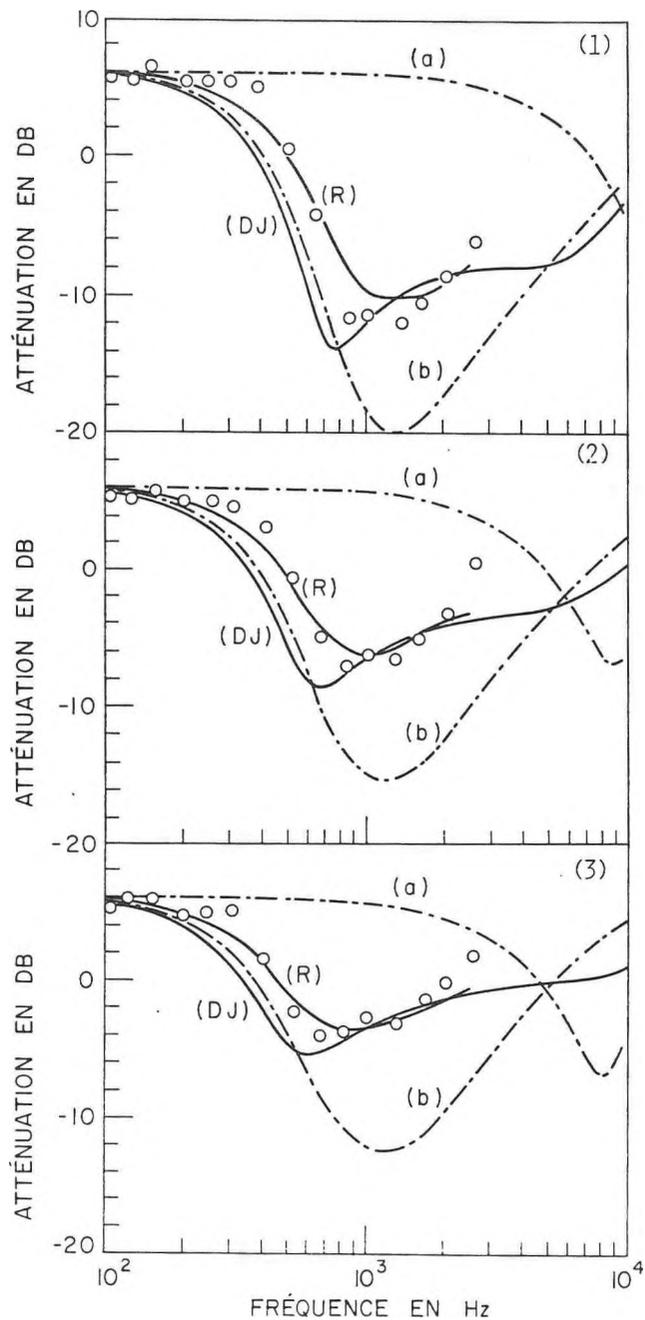


Figure 6 Atténuation excédentaire en dB (eq. 8).
 (O) mesures expérimentales
 (---) (R) modèle de Rasmussen (eq. 7)
 (—) (DJ) modèle de De Jong (eq. 1)
 (---) (a) surface homogène $\sigma = 10\ 000$ cgs (asphalte)
 (---) (b) surface homogène $\sigma = 85$ cgs (pelouse)
 géométrie (voir texte)

3.3 Résultats à l'extérieur (Fig. 6)

Une série d'essais a été réalisée sur une surface mixte composée d'asphalte et de pelouse. Le but est de confirmer les tendances apportées par les essais en intérieur mais de les évaluer sur une plus grande distance et également de considérer des incidences moins rasantes. La source se situe sur l'asphalte à 0.1 m du sol et à 2 m de la discontinuité, le receveur est sur la pelouse à 6 m de la discontinuité et à hauteur variable (1) : 0.2 m, (2) : 0.35 m, (3) : 0.5 m. Expérimentalement, il est intéressant de constater que 25% d'asphalte sur le chemin de propagation des ondes sonores ont considérablement limité le pouvoir d'atténuation de la portion absorbante, et ce, aux trois incidences considérées. Cette constatation permet de mieux cerner l'influence de la chaussée lors de la propagation du son émanant d'un véhicule routier. En incidence rasante (fig. 6.1), le modèle de Rasmussen reste le plus précis tandis que le modèle de De Jong surestime toujours l'atténuation. Sur toutes les courbes de la figure 6, le modèle de Koers a été omis par souci de clarté, les écarts avec le modèle de De Jong n'excédant pas 0.5 dB. A mesure que le receveur s'élève et que l'incidence est moins rasante (figs. 6.2 et 6.3), le modèle de De Jong conduit à des prédictions correctes mais reste moins précis que l'approche adoptée par Rasmussen. En guise de commentaire final, on peut conclure que le modèle de Rasmussen conduit à des prédictions satisfaisantes sous toutes les configurations tandis que le modèle de De Jong est erroné dans les situations avec source et receveur près du sol, ce qui constitue une sévère limitation pour les grandes distances. Néanmoins, le premier a le désavantage d'être délicat à mettre en oeuvre et de conduire à des temps de calcul assez longs.

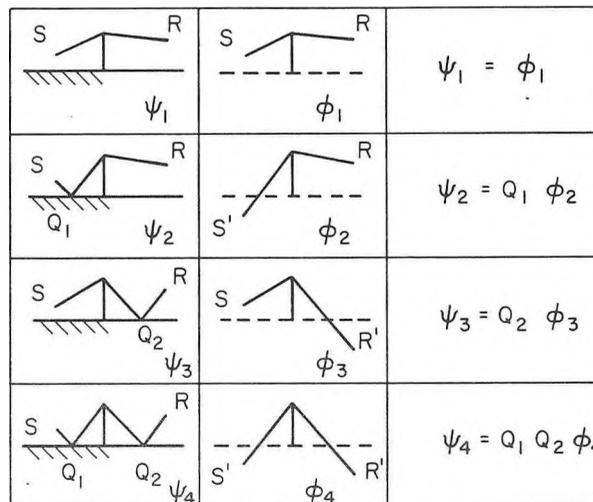


Figure 7 Principe de calcul du champ diffracté par un écran mince en présence du sol d'après Isei [13]. A gauche on retrouve les quatre trajets source-receveur. Les trajets équivalents utilisés pour le calcul de diffraction sont au centre. Le champ diffracté ϕ est corrigé pour tenir compte de la réflexion au sol pour obtenir le champ désiré ψ .

4. APPLICATION AU CALCUL DE LA PERFORMANCE D'UN ECRAN MINCE

Ces dernières années, les écrans bruit ont suscité beaucoup d'intérêt tant du point de vue théorique que de leur implantation aux abords des routes situées en zone urbaine. A la lumière des théories de la diffraction et des résultats acquis sur la propagation du son en présence de surface homogène [1] ou mixte, il est désormais possible de prédire, dans une gamme élargie de configurations les performances d'un écran sur le lieu même de son implantation.

4.1 Théorie de la diffraction par $\frac{1}{2}$ plan infini

Devant les limitations des théories de la diffraction de Kirchhoff-Fresnel [13] et de la solution de MacDonald approximée au 1er ordre, nous avons choisi de calculer le champ diffracté dans la zone d'ombre de l'écran à l'aide de la solution exacte de MacDonald [15]. Elle a été récemment adaptée numériquement par Hadden & Pierce [11] sous une forme intégrable par les techniques de Laguerre et validée expérimentalement par Nicolas et al [12] en y incluant les effets de sol.

4.2 Ondes de diffraction en présence du sol

Comme l'illustre la fig. 7, du fait de la présence du sol et des réflexions qui l'accompagnent, on se trouve en présence de quatre ondes de diffractions qui apportent chacune leur contribution au champ total. Le mode de calcul est alors le suivant :

* en l'absence du sol, on isole chaque rayon diffracté et l'on calcule leur contribution compte tenu de leur parcours effectif : ψ_i , $i = 1, 2, 3, 4$.

* le champ ψ_i est corrigé en tenant compte de la (ou des) réflexion(s) possible(s) au sol en le multipliant par le coefficient de réflexion (Q_i) d'ondes sphériques correspondant : ϕ_i , $i = 1, 2, 3, 4$.

Le champ total diffracté dans la zone d'ombre est donné par :

$$\phi_{diff} = \sum \phi_i = \psi_1 + Q_1\psi_2 + Q_2\psi_3 + Q_1Q_2\psi_4 \quad (9)$$

Chaque ψ_i est calculé par le modèle de Hadden & Pierce [11] et la supposition est faite que l'écran est parfaitement réfléchissant.

L'indicateur le plus précis de la performance d'un écran acoustique est l'efficacité qui représente le rapport entre le niveau sonore au receveur en présence de l'écran et du sol et le niveau sonore sans écran mais en présence du sol. Lorsque le receveur est situé dans la zone d'ombre de l'écran, elle s'exprime par

$$EFF = 20 \log_{10} \left| \frac{\phi_{diff}}{\phi_g} \right| \quad (10)$$

où ϕ_{diff} est le champ diffracté et ϕ_g le champ sonore en présence du sol. L'efficacité ainsi définie est une caractéristique intrinsèque de l'écran sur son lieu d'implantation.

4.3 Calcul de l'efficacité d'un écran mince

Deux situations simples peuvent se présenter:

* Si le sol est de même nature de part et d'autre de l'écran, ϕ_g peut être évalué adéquatement par l'eq. 7 de la référence [1]

* Si l'écran est implanté sur la ligne de discontinuité de deux surfaces différentes - situation qui survient par exemple au bord d'une

route - le champ de référence sans écran est alors un cas typique de propagation sur surface mixte. Nous suggérons alors d'utiliser le modèle semi-empirique de De Jong (eq. 1) ou, lorsque celui-ci est en échec (incidences très rasantes ou configurations extrêmes) à l'aide du modèle numérique de Rasmussen (eq. 7). Antérieurement, du fait de l'absence de théories fiables pour modéliser l'effet de surfaces mixtes, certains auteurs [13] suggéraient de ne considérer, pour la référence, que la surface où se produisait la réflexion en l'absence de l'écran. A la lumière des différences notables qui apparaissent entre l'atténuation sur surface mixte et sur surface homogène, on peut facilement imaginer que cette démarche peut conduire à des prédictions erronées quant à l'évaluation de l'efficacité d'un écran. A ce propos, la fig. 8 illustre une situation pratique où l'écran sépare deux surfaces de nature différente. La courbe (a) représente l'efficacité de l'écran, le calcul du champ sans écran étant effectué à l'aide du modèle de surface mixte proposé par De Jong. Les courbes (b) et (c) sont obtenues en prenant comme référence-sol respectivement une surface entièrement "asphalte" et une surface entièrement "pelouse". Comme prévu la courbe (a) s'inscrit comme une situation intermédiaire entre les prédictions (b) et (c). Notons que dans cette configuration, le point de réflexion se situe du côté "pelouse". Dans les trois cas, le calcul du champ diffracté est le même, conformément au schéma de calcul illustré par la fig. 7. Le choix du modèle de De Jong a été motivé pour des raisons de temps de calcul et parce qu'une comparaison avec le modèle de Rasmussen n'a pas révélé d'écarts supérieurs à 2 dB dans la configuration étudiée.

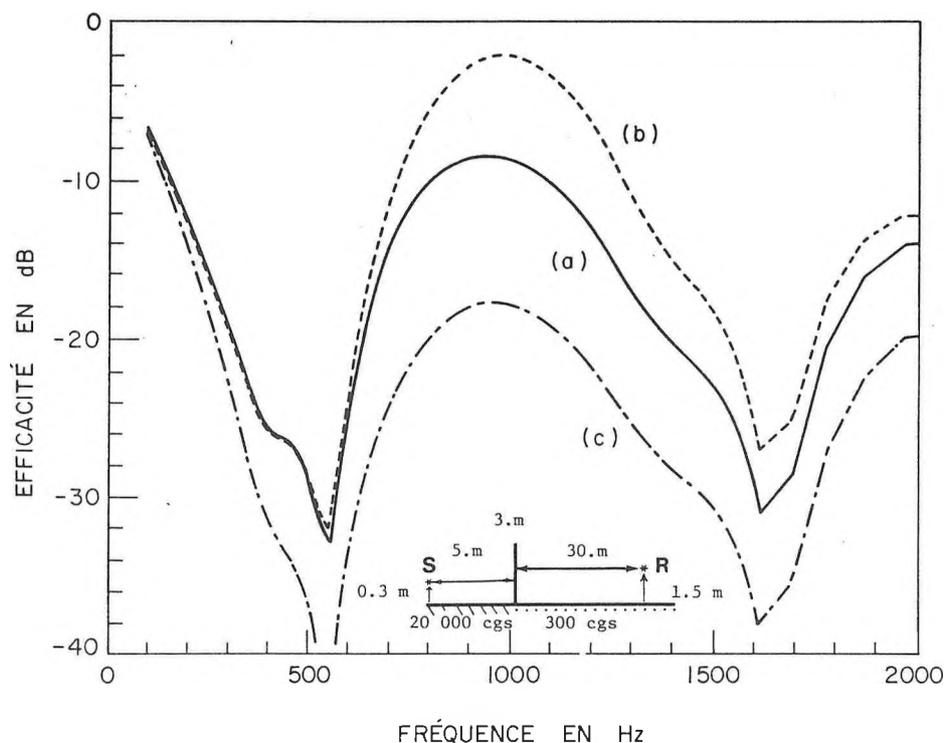


Figure 8 Efficacité d'un écran mince en dB (eq. 10)
 (—) (a) référence-sol ϕ_g calculée à l'aide du modèle de De Jong.
 (-----) (b) référence-sol ϕ_g calculée sur surface homogène $\sigma = 300$ cgs.
 (- - -) (c) référence-sol ϕ_g calculée sur surface homogène $\sigma = 20\ 000$ cgs.
 géométrie (voir figure)

4.4 Notion d'efficacité équivalente

L'efficacité d'écran telle que calculée au paragraphe précédent n'a de valeur que pour une source ponctuelle située dans le plan perpendiculaire à l'écran. Or, dans la réalité, le receveur perçoit plutôt l'intégration du bruit lors du passage d'un véhicule. Dans cette perspective, nous suggérons une manière plus dynamique de caractériser l'écran en s'inspirant de la notion de niveau équivalent (L_{eq}). Celui-ci

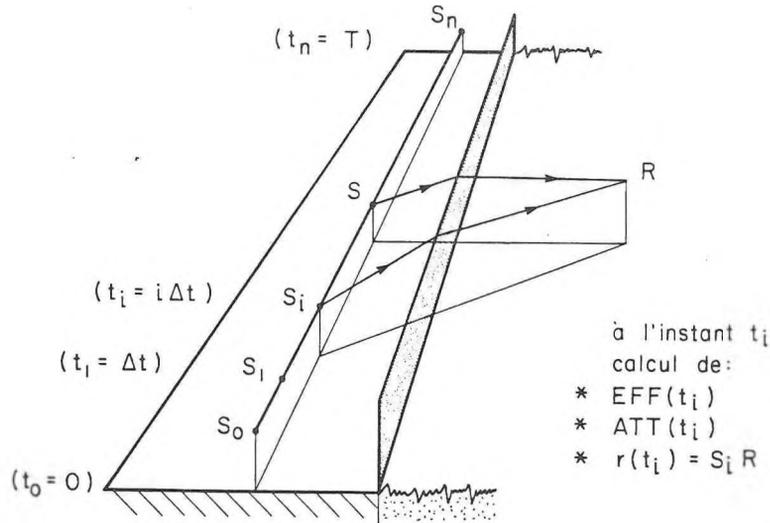


Figure 9 Définition géométrique des paramètres utilisés pour le calcul de l'efficacité équivalente dans l'équation (11).

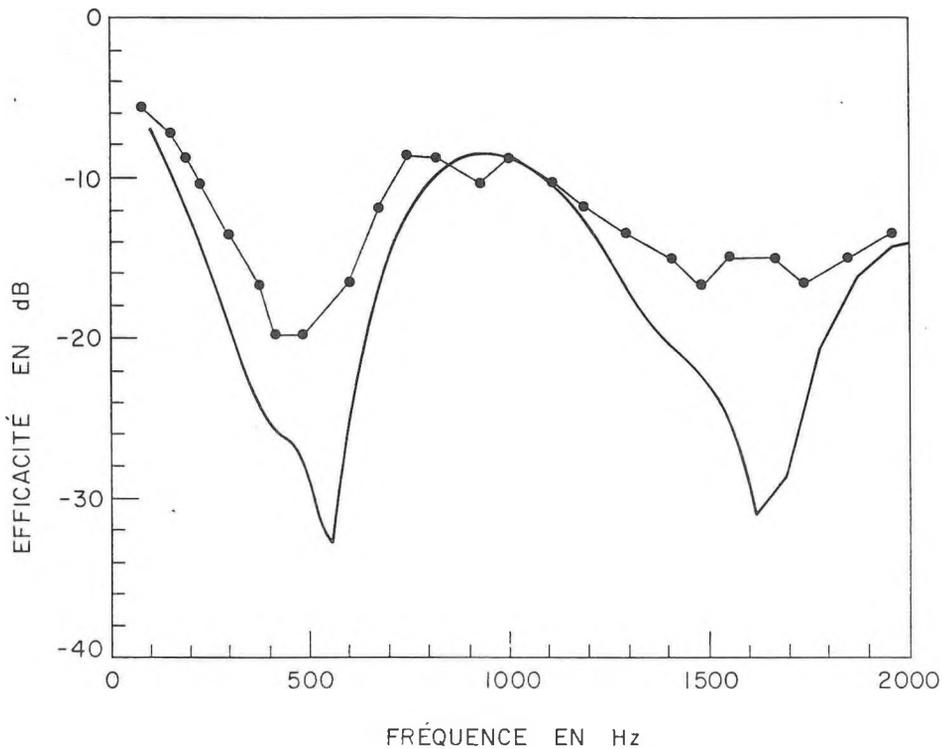


Figure 10 Efficacité d'un écran mince en dB.
 (—) efficacité calculée courbe (a) fig. 8.
 (•—•) efficacité équivalente (eq. 11) dans les conditions $V = 20$ m/s; $T = 10$ s; $\Delta t = 0.1$ s.

est défini par :

$$L_{eq} = 10 \log_{10} \frac{1}{T} \int_0^T 10^{L/10} dt$$

où L est le niveau receveur exprimé en dB, T la durée d'analyse en s.
En discrétisant en éléments de durée Δt_i pendant lesquels le niveau reste constant et égal à $L(t_i)$,

$$L_{eq} = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{T} \sum_i 10^{L(t_i)/10} \Delta t_i \right]$$

En présence de l'écran : $L_1 = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{T} \sum_i 10^{L_1(t_i)/10} \Delta t_i \right]$

où $L_1(t_i)$ est le niveau en dB, dû aux ondes diffractées à l'instant t_i .

En l'absence de l'écran : $L_2 = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{T} \sum_i 10^{L_2(t_i)/10} \Delta t_i \right]$

où $L_2(t_i)$ est le niveau en dB, dû aux ondes sonores en présence du sol à l'instant t_i (sol mixte ou homogène).

L'efficacité équivalente de l'écran s'en déduit par :

$$EFF_{eq} = L_1 - L_2 = 10 \log_{10} \frac{\sum_i 10^{L_1(t_i)/10} \Delta t_i}{\sum_i 10^{L_2(t_i)/10} \Delta t_i}$$

Pendant la durée d'analyse $T = \sum_i \Delta t_i$, la source peut décrire une trajectoire quelconque qui, analysée à tous les instants t_i , fait l'objet du calcul de l'efficacité de l'écran $EFF(t_i)$ et de l'atténuation excédentaire $ATT(t_i)$. La distance horizontale source-receveur est également variable et égale à $r(t_i)$ (voir fig. 9). En faisant abstraction des effets météorologiques (vent, turbulence, gradients de température) et de l'absorption atmosphérique,

$$L_1(t_i) = L_{1m}(t_i) + D(t_i) + EFF(t_i)$$

$$L_2(t_i) = L_{1m}(t_i) + D(t_i) + ATT(t_i)$$

$$\text{où } D(t_i) = 10 \log_{10}(1/r^2(t_i))$$

et $L_{1m}(t_i)$ représente le niveau en dB mesuré à 1 m de la source à chaque instant t_i . Si l'on fait l'hypothèse d'une source non fluctuante dans le temps et non directive $L_{1m}(t_i) = L_{1m} = c^{te}$, si, de plus, l'analyse se fait à intervalles constants $\Delta t_i = \Delta t = c^{te}$, l'efficacité équivalente s'écrit

$$EFF_{eq} = 10 \log_{10} \frac{\sum_i 10^{0.1(EFF(t_i)+D(t_i))}}{\sum_i 10^{0.1(ATT(t_i)+D(t_i))}} \quad (11)$$

Dans la simulation présentée sur la fig. 10, la géométrie est identique à celle de la fig. 8. Le véhicule se déplace à vitesse constante $V = 20$ m/s sur une ligne droite parallèle à l'écran pendant une durée $T = 10$ s et les paramètres temporels sont évalués à tous les $\Delta t = 0.1$ s. La courbe (●—●) représentant l'efficacité équivalente calculée selon l'éq. 11 ne restitue pas les interférences entre ondes réfléchies et diffractées de la courbe en trait plein obtenu en calculant l'efficacité en position centrale mais s'appuie sur les maximums. Seul le "creux" entre 100 Hz et

700 Hz est partiellement restitué car il correspond à l'effet du sol dû à la surface mixte. Globalement, l'efficacité équivalente d'un écran est moins optimiste que l'efficacité ponctuelle mais semble une image plus fidèle des phénomènes qui se produisent réellement et pourrait permettre d'éviter les désagréables surprises dues aux écarts entre performances prédites et performances effectives. Néanmoins, les effets de directivité de la source, l'influence des gradients de température et du vent difficilement modélisables restent encore à étudier.

5. CONCLUSION

Les mesures de propagation du son réalisées sur des surfaces présentant une discontinuité d'impédance ont permis de mettre en évidence un spectre d'atténuation excédentaire sensiblement différent de ce qu'il serait sur un sol homogène. Trois modèles théoriques ont été utilisés pour décrire ce phénomène. Les modèles de De Jong [6] et Koers [7], basés sur une construction semi-empirique de l'onde diffractée par la discontinuité d'impédance, sont assez similaires et conduisent à des prédictions correctes à l'exception des situations où source et receveur sont proches du sol. Par contre, le modèle de Rasmussen [5], utilisant le théorème de Green, se compare très favorablement aux résultats expérimentaux dans toutes les configurations envisagées mais présente l'inconvénient de conduire à des temps de calcul plus longs.

Le calcul précis de l'efficacité d'un écran mince nécessite l'évaluation du champ sonore en l'absence d'écran. Dans les situations de surfaces mixtes, le modèle de Rasmussen ou de De Jong sont utilisés, quant à la diffraction par l'écran, elle est calculée à l'aide de la théorie suggérée par Hadden & Pierce [11]. La méthode suggérée pourrait permettre d'évaluer avec plus de justesse la performance d'un écran anti-son. Toujours dans cette perspective, l'idée d'une efficacité "équivalente" pour caractériser l'écran de manière plus réaliste est proposée.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] J. Nicolas, J.L. Berry, "Propagation du son et effet de sol", à soumise à la Revue d'Acoustique.
- [2] J. Durnin, H.L. Bertoni, "Acoustic propagation over ground having unhomogeneous surface impedance", J. Acoust. Soc. Am. 70, 852-859 (1981).
- [3] M. Naghieh, S.I. Hayek, "Diffraction of a point source by two impedance covered-planes", J. Acoust. Soc. Am. 69, 629-637 (1981).
- [4] K.B. Rasmussen, "Propagation of road traffic over level terrain", J. Sound Vib. 82, 51-61 (1982).

- [5] K.B. Rasmussen, "A note on the calculation of sound propagation over impedance jumps and screens", J. Sound Vib. 84, 598-602 (1982).
- [6] B.A. De Jong, A. Moerkerken, J.D. Van der Toorn, "Propagation of sound over grassland and over earth barrier", J. Sound Vid. 86, 23-46 (1983).
- [7] P. Koers, "Diffraction by an absorbing barrier or by an impedance transition", Proc. Inter-Noise 83, 311-314, Juillet 1983.
- [8] C. Klein, H. Myncke, "Sound propagation over flat terrain with an impedance jump", Proc. Inter-Noise 82, 355-358, (1982).
- [9] G.A. Daigle, J. Nicolas, J.L. Berry, "Propagation of noise above ground having an impedance discontinuity", acceptée pour publication dans J. Acoust. Soc. Am. 77 (1985).
- [10] J. Bowman, T.B.A. Senior, P.L.E. Uslenghi, "Electromagnetic and acoustic scattering by simple shapes", (North-Holland, Amsterdam, 1969) p. 309-345.
- [11] W.J. Hadden, A.D. Pierce, "Sound diffraction around screens and wedges for arbitrary point source locations", J. Acoust. Soc. Am. 69, 1266-1273.
- [12] J. Nicolas, T.F.W. Embleton, J.E. Piercy, "Precise model measurements versus theoretical prediction of barrier insertion loss in presence of the ground", J. Acoust. Soc. Am. 73, 44-54 (1983).
- [13] T. Isei, T.F.W. Embleton, J.E. Piercy, "Noise reduction by barriers on finite impedance ground", J. Acoust. Soc. Am. 67, 46-58 (1980).
- [14] M.E. Delany, E.N. Bazley, "Acoustical properties of fibrous absorbent material", Applied Acoustics 3, 1970, 105-116.
- [15] K.B. Rasmussen, "Comments on 'Precise model measurements versus theoretical prediction of barrier insertion loss in presence of the ground'", J. Acoust. Soc. Am. 74, 1299 (1983) et également J. Nicolas, T.F.W. Embleton, J.E. Piercy, "Authors' reply to 'Comments on 'Precise model measurements versus theoretical prediction of barrier insertion loss in presence of the ground''", J. Acoust. Soc. Am. 74, 1300 (1983).

Reach the acoustics community in Canada...



*For more information
call or write*

Tim Kelsall
Hatch Associates Ltd.
21 St. Clair Avenue, East
Toronto, Ontario
M4T 1L9
Phone: (416) 962-6350

EMPLOYMENT WANTED

Howard Patlik is seeking a position in the field of acoustics. Mr. Patlik is a recent graduate as an Acoustics Engineering Technician (Honours) and has completed two years of psychology. He was recently employed in the telecommunications area and the Ministry of the Environment on various projects including a construction site noise and small hand gun study. Prospective employers may contact him at:

Howard Patlik
491 Winnett Avenue
Toronto, Ontario
M6C 3M6
Tel.: (416) 781-8666