

# CFA/VISHNO 2016

## **Couplage d'un modèle de source aéroacoustique et d'un code d'équation parabolique pour la propagation du bruit des éoliennes à grande distance**

B. Cotté et Y. Tian

IMSIA, ENSTA ParisTech, 828 bd des Maréchaux, 91762 Palaiseau Cedex, France  
benjamin.cotte@ensta-paristech.fr



LE MANS

Dans cette étude, nous proposons de coupler un modèle de source basé sur la théorie d'Amiet et un code d'équation parabolique afin de modéliser la propagation du bruit des éoliennes dans une atmosphère inhomogène. Deux mécanismes de génération de bruit large bande sont considérés, à savoir le bruit de bord de fuite et le bruit d'impact de turbulence. Nous prenons en compte l'effet du cisaillement du vent et de la turbulence atmosphérique à l'aide de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov. La méthode de couplage est tout d'abord validée par comparaison avec un modèle analytique pour la propagation au-dessus d'un sol d'impédance finie. On analyse ensuite l'influence des effets de réfraction pour différentes directions de propagation, afin de mettre en évidence la modification du spectre liée à l'effet de sol et la présence d'une zone d'ombre.

## 1 Introduction

Le bruit des éoliennes peut être perçu à des distances importantes, de l'ordre du kilomètre ou plus, et il est caractérisé par des fluctuations temporelles d'amplitude très variables. Afin de prédire correctement ce bruit, il est nécessaire de modéliser finement les sources, en particulier les sources aéroacoustiques qui sont généralement dominantes pour une éolienne moderne [1, 2, 3], ainsi que les phénomènes de propagation dans la couche limite atmosphérique [4, 2]. Se pose alors le problème du couplage entre modèles de source et de propagation, car les éoliennes sont des sources étendues, mobiles et de directivité complexe. Il est courant dans la littérature d'utiliser l'approximation de source ponctuelle pour simplifier la prise en compte de la source dans les modèles de propagation, mais la validité de cette approximation nécessite d'être étudiée dans le cas des éoliennes.

L'objectif de cette étude est de coupler un modèle de source basé sur la théorie d'Amiet et un code d'équation parabolique afin de modéliser la propagation du bruit des éoliennes dans une atmosphère inhomogène. Dans le paragraphe 2, nous décrivons tout d'abord les modèles de source et de propagation, ainsi que la méthode de couplage proposée. Ensuite, le modèle est validé dans le paragraphe 3 par comparaison avec un modèle analytique pour la propagation au-dessus d'un sol d'impédance finie. Enfin, des résultats sont présentés dans le paragraphe 4 pour montrer l'influence des effets de propagation dans différentes directions de propagation.

## 2 Description du modèle couplé

### 2.1 Modèle de source aéroacoustique basé sur la théorie d'Amiet

Nous avons proposé récemment une modélisation du bruit de bord de fuite et du bruit d'impact de turbulence adaptée aux éoliennes [2, 3]. Pour un profil d'aile fixe par rapport au récepteur, lorsque le rapport entre l'envergure et la corde du profil est supérieur à 3 environ, les densités spectrales de puissance (DSP) de la pression acoustique peuvent s'écrire sous la forme générale :

$$S_{pp}^F(\mathbf{x}_R, \omega) = A(\mathbf{x}_R, \omega)\Pi(\mathbf{x}_R, \omega)|\mathcal{I}(\mathbf{x}_R, \omega)|^2, \quad (1)$$

avec  $\mathbf{x}_R$  la position du récepteur en champ lointain,  $A$  un coefficient qui dépend de la géométrie et de la pulsation  $\omega$ ,  $\Pi$  une fonction statistique et  $\mathcal{I}$  une fonction de transfert aéroacoustique. Ces fonctions dépendent du mécanisme de génération de bruit considéré et sont détaillées dans les références [2, 3].

Les paramètres d'entrée principaux du modèle se trouvent dans la fonction  $\Pi$ . Pour le bruit d'impact de

turbulence, correspondant à l'interaction entre la turbulence atmosphérique incidente et le bord d'attaque de la pale, la fonction  $\Pi$  correspond au spectre d'énergie turbulente 2D, modélisé par un spectre de von Kármán pour une turbulence homogène et isotrope. Pour le bruit de bord de fuite, correspondant à la diffusion de la couche limite turbulente au niveau du bord de fuite,  $\Pi(\omega) = \Phi_{pp}(\omega)l_y(\omega)$ , avec  $\Phi_{pp}(\omega)$  le spectre des fluctuations de pression pariétale, estimé avec le modèle de Rozenberg *et al.* [5], et  $l_y(\omega)$  la longueur de corrélation transverse calculée par le modèle de Corcos.

L'expression (1) est valable pour un profil d'aile fixe par rapport au récepteur. Pour une pale en rotation à la position angulaire  $\beta$ , la DSP au récepteur à la pulsation  $\omega$  s'écrit [6, 3] :

$$S_{pp}^R(\mathbf{x}_R^E, \omega, \beta) = \frac{\omega_e}{\omega} S_{pp}^F(\mathbf{x}_R^P, \omega_e, \beta), \quad (2)$$

avec  $\omega_e$  la pulsation à l'émission,  $\mathbf{x}_R^E$  les coordonnées du récepteur dans le référentiel de l'éolienne, et  $\mathbf{x}_R^P$  les coordonnées du récepteur dans le référentiel de la pale. L'expression pour le facteur Doppler  $\omega/\omega_e$  est donné dans Sinayoko *et al.* [6].

### 2.2 Modèle de propagation acoustique basé sur l'approximation parabolique

Il existe différentes méthodes pour obtenir une équation parabolique grand angle, qui permet de calculer de façon efficace la propagation acoustique dans une atmosphère inhomogène stratifiée au repos [7, 4, 8]. Nous comparons ici une équation parabolique grand angle, basée sur un approximant de Padé (1,1) de l'opérateur de propagation et résolue avec la méthode de Crank-Nicholson, et une équation parabolique à pas fractionnaires, dite Split-Step Padé, basée sur des approximants de Padé d'ordre plus élevés et résolue avec la méthode de Collins [7]. On peut noter qu'il existe également des solutions dans une atmosphère inhomogène en mouvement [9]. Dans cette étude, nous avons choisi d'utiliser l'approximation de célérité effective, qui permet de prendre en compte les effets de réfraction dus aux gradients verticaux de vent dans l'équation pour un milieu au repos [4] :

$$c_{eff}(z) = c(z) + U(z) \cos \tau = \sqrt{\gamma r T(z)} + U(z) \cos \tau, \quad (3)$$

avec  $U(z)$  et  $T(z)$  les profils verticaux de vent et de température, et  $\tau$  l'angle entre la direction du vent et la direction de propagation notée  $x$ .

À l'aide de l'approximation axisymétrique, on peut réduire l'équation d'Helmholtz 3D en une équation bidimensionnelle [4] :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left( \frac{\partial}{\partial z^2} + k^2 \right) \right] q_c = 0, \quad (4)$$

où  $q_c = p_c \sqrt{x}$  relie la variable  $q_c$  à la pression complexe  $p_c$ , et  $k$  le nombre d'onde. Celui-ci peut être écrit  $k^2 = k_0^2 n^2 = k_0^2 (1 + \epsilon)$ , où  $n(z) = c_0/c_{eff}(z)$  est l'indice de réfraction et  $k_0$  une valeur de référence du nombre d'onde. En introduisant l'opérateur de propagation [8]

$$\mathcal{Q} = \left( 1 + \epsilon + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial}{\partial z^2} \right)^{1/2} = (1 + \mathcal{L})^{1/2}, \quad (5)$$

on peut découpler cette équation en deux équations caractérisant une onde se propageant vers les  $x$  positifs, notée  $q_+$  (propagation), et une onde se propageant vers les  $x$  négatifs, notée  $q_-$  (rétro-propagation). En utilisant la notation  $\gamma = \pm 1$ , on obtient [8] :

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} - i\gamma \mathcal{Q} \right) q_\gamma = 0. \quad (6)$$

On introduit ensuite la variable  $\phi_\gamma$  correspondant à l'enveloppe de la pression :

$$q_\gamma(x, z) = \phi_\gamma(x, z) \exp(i\gamma k_0 x). \quad (7)$$

En substituant l'expression (7) dans l'équation (6), on obtient :

$$\frac{\partial \phi_\gamma}{\partial x} = i\gamma (\mathcal{Q} - 1) \phi. \quad (8)$$

L'équation parabolique grand angle (WAPE) est obtenue en utilisant un approximant de Padé (1,1) de l'opérateur  $\mathcal{Q}$ . On obtient alors le schéma d'avancement [8] :

$$\left( 1 + \frac{1}{4} \mathcal{L} \right) \frac{\partial \phi_\gamma}{\partial x} = \frac{1}{2} i\gamma k_0 \mathcal{L} \phi_\gamma. \quad (9)$$

L'expression obtenue est valide jusqu'à un angle d'élévation de  $30 - 40^\circ$  [8]. Elle peut être résolue par différences finies avec la méthode de Crank-Nicholson [4, 8], en discrétisant le domaine à l'aide d'un maillage rectangulaire de pas  $\Delta x$  et  $\Delta z$ .

Pour augmenter la validité angulaire de l'équation parabolique, on utilise la méthode Split-Step Padé (N,N) proposée par Collins [7], notée dans la suite SSP (N,N). Pour  $\gamma = +1$ , le schéma d'avancement entre le champ en  $x$  et celui en  $x + \Delta x$  peut alors se mettre sous la forme [8] :

$$\phi_{\gamma,n} = \frac{1 + \mu_n \mathcal{L}}{1 + \nu_n \mathcal{L}} \phi_{\gamma,n-1}, \quad n = 1..N, \quad (10)$$

avec  $\phi_{\gamma,0}(x, z) = \phi_\gamma(x, z)$  et  $\phi_{\gamma,N}(x, z) = \phi_\gamma(x + \Delta x, z)$ . Le schéma d'avancement pour l'onde se propageant selon  $-x$  (cas où  $\gamma = -1$ ) s'obtient directement en intervertissant les coefficients  $\mu_n$  et  $\nu_n$  dans l'équation (10). La validité angulaire augmente avec l'ordre  $N$  du développement et dépend du pas d'avancement  $\Delta x$  choisi [8]. Dans la suite, on considérera  $N = 2$ . Comme nous le verrons dans la suite, cette méthode permet également d'utiliser des pas d'avancement  $\Delta x$  plus grands, réduisant ainsi le temps de calcul.

Selon la direction verticale, le domaine est borné par une condition d'impédance de sol en  $z = 0$ , et par une couche absorbante en haut du domaine afin de reproduire des conditions de non-réflexion.

## 2.3 Couplage des modèles de source et de propagation

Une éolienne moderne est une source de grande taille et en rotation, constituée généralement de 3 pales. Pour prendre en compte le fait que l'écoulement incident n'est pas uniforme le long de la pale, nous découpons chaque pale en  $M$  segments de corde  $c_m$  et d'envergure  $L_m$  variables, de façon à respecter la condition  $L_m/c_m \geq 3, m = 1..M$ , pour laquelle l'équation (1) est valable. Les différents segments sont supposés décorrélés entre eux.

Pour chaque segment  $m$ , chaque position angulaire  $\beta$  de la pale et chaque fréquence, nous réalisons un calcul d'équation parabolique pour lequel il nous faut une condition initiale en  $x = 0$ . Pour cela, on utilise couramment des formes analytiques, typiquement de type gaussienne, qui représentent le rayonnement d'un monopôle [4]. Afin de conserver la directivité des sources, nous préférons utiliser ici des solutions initiales numériques basées sur la méthode de rétro-propagation [10, 8]. Le principe, illustré sur la figure 1, consiste dans un premier temps à rétro-propager un champ de pression supposé connu en  $x = x_S$  jusqu'à  $x = 0$ , en prenant  $\gamma = -1$  dans les équations du paragraphe 2.2. Puis, dans un second temps, cette solution en  $x = 0$  est propagée jusqu'à la distance désirée en utilisant l'équation parabolique "classique" avec  $\gamma = +1$ .

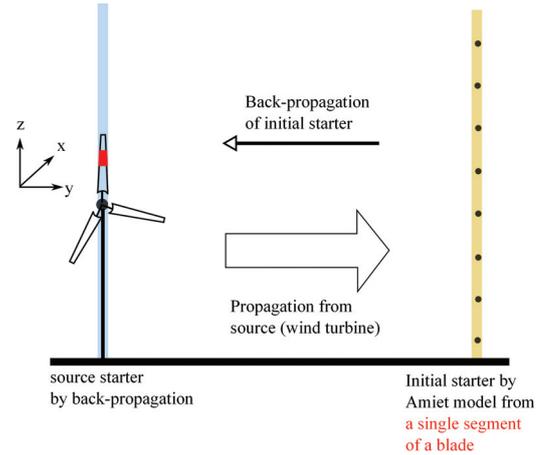


FIGURE 1 – Illustration de la méthode de rétro-propagation utilisée pour obtenir le champ initial dû à un segment de la pale.

Dans la méthode de rétro-propagation, le champ initial à la distance  $x_S$  est obtenu pour  $z_k = k\Delta z, k = 0..K$ , à partir de la DSP pour une pale en rotation donnée par l'équation (2) :

$$q_c(z_k) = \sqrt{S_{pp}^R(\mathbf{x}_R^E, \omega, \beta)} \sqrt{x_S} e^{ikR_1}, \quad (11)$$

où  $R_1 = \sqrt{x_S^2 + (H_S - z_k)^2}$  est la distance entre le segment à la hauteur  $H_S$  et le récepteur. En effet, les sources au niveau des pales sont supposés décorrélées, mais il est nécessaire de prendre en compte le déphasage géométrique dû aux différences de distance entre le segment et le récepteur. Chaque calcul est réalisé dans un plan légèrement différent qui se croisent en  $x = x_R$ , comme l'illustre la figure 2. Cette méthode n'est donc strictement exacte qu'à cette distance. Cependant, comme le rayon du rotor (typiquement de 50 m) est généralement petit devant les distances de propagation considérées, nous verrons que la méthode reste valable sur une large gamme de distances.

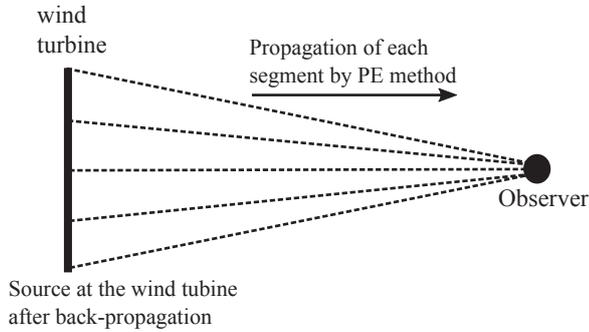


FIGURE 2 – Schéma de la méthode de couplage entre modèles de source et de propagation.

### 3 Validation du modèle couplé

#### 3.1 Configuration étudiée

Nous considérons dans cette étude une éolienne Siemens SWT 2.3-92 de puissance nominale 2.3 MW. L'éolienne a une hauteur de mât de 80 m, et comporte trois pales d'une longueur de 45 m. Comme cela est justifié dans [2, 3], chaque pale est décomposée en 8 segments pour respecter les contraintes mentionnés dans le paragraphe 2. La rotation de la pale est divisé en 30 positions angulaires (résolution de  $12^\circ$ ).

La vitesse de vent à 80 m est supposée égale à 8 m/s, et la vitesse angulaire du rotor est de 13 tours/minute. Pour la validation des calculs, on considère les conditions suivantes :

- au niveau de la source : on ne considère que le bruit de bord de fuite, et le profil de vitesse de vent est supposé constant (pas de cisaillement) ;
- au niveau de la propagation : les conditions sont supposées homogènes ( $c(z) = c_0$ ), avec un sol d'impédance finie.

L'absence d'effets de réfraction permet de comparer les résultats du modèle couplé avec une solution analytique basée sur le principe des sources-image. Le récepteur reçoit de chaque source une contribution directe et une contribution réfléchiée par le sol calculée à l'aide du coefficient de réflexion sphérique [4, 11].

L'impédance du sol est calculée avec un modèle à porosité variable à deux paramètres, qui a l'avantage par rapport aux modèles à un paramètre communément utilisés (Delany-Bazley ou Miki) d'être physiquement admissible et de donner de meilleurs accords avec les mesures [11]. On choisit  $\sigma_e = 50 \text{ kNs/m}^4$  pour la résistivité effective et  $\alpha_e = 100 \text{ m}^{-1}$  pour le taux de variation de la porosité, qui sont des valeurs typiques pour un sol naturel [11].

Étant donné les temps de calcul importants du modèle couplé, une configuration simplifiée, notée 1, et une configuration complète, notée 2 sont considérées ; voir tableau 1. La solution initiale est calculée à une distance  $x_S = 100 \text{ m}$ , supérieure à 30 longueurs d'onde acoustiques  $\lambda$  sur l'ensemble du spectre.

#### 3.2 Validation avec un seul segment de pale

On réalise ici une série de calculs avec la configuration 1, en considérant seulement le dernier segment des 3 pales. Le pas de discrétisation selon  $x$  est choisi égal à la valeur

TABLEAU 1 – Paramètres des calculs dans les configurations simplifiée et complète.  $x_R$  est la position du récepteur et  $N_f$  le nombre de fréquences calculés.

	configuration 1	configuration 2
$x_R$	500 m	1000 m
taille du domaine	600 m $\times$ 200 m	1200 m $\times$ 300 m
$N_f$	18	49
tiers d'octave	100 Hz à 500 Hz	100 Hz à 2000 Hz

classique de  $\lambda/10$  dans la méthode WAPE, et il varie entre  $\lambda/10$  et  $\lambda$  dans la méthode SSP (2,2). Le pas de discrétisation selon  $z$  reste égal à  $\lambda/10$  dans les deux méthodes.

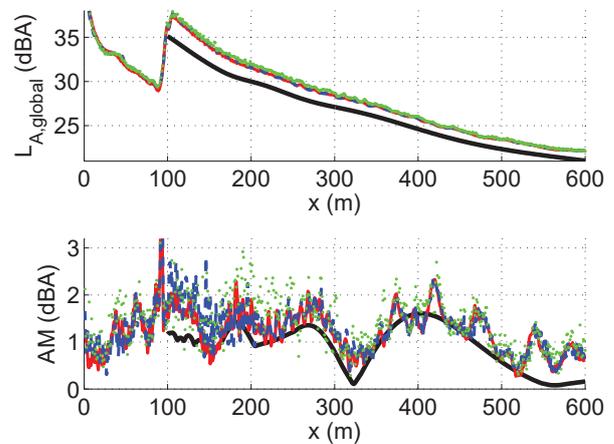


FIGURE 3 – Niveau global (haut) et modulation d'amplitude (bas) en fonction de  $x$  en  $z_R = 2 \text{ m}$  avec  $\tau = 0^\circ$  pour le calcul analytique (trait continu noir), et pour les calculs couplés avec la méthode WAPE pour  $\Delta x = \lambda/10$  (trait continu rouge), et avec la méthode SSP (2,2) pour  $\Delta x = \lambda/2$  (tirets bleus) et pour  $\Delta x = \lambda$  (points verts).

On s'intéresse au niveau global  $L_{A,global}$  en dB(A), obtenu en moyennant sur une rotation de l'éolienne, et à l'amplitude de modulation  $AM$ , correspondant à la différence entre le maximum et le minimum du niveau global en fonction de l'angle  $\beta$ . L'évolution de ces deux quantités en fonction de  $x$  est tracée sur la figure 3 pour un récepteur à 2 m de hauteur sous le vent ( $\tau = 0^\circ$ ). Avec la méthode WAPE et un pas d'avancement  $\Delta x = \lambda/10$ , on obtient un résultat en bon accord avec la solution analytique, avec une surestimation de 1 dB(A) du niveau global entre 300 m et 500 m, et une amplitude de modulation qui fluctue autour de la solution analytique. Pour  $x < x_S = 100 \text{ m}$ , les prédictions du modèle couplé n'ont pas de sens physique.

On obtient des résultats quasi-identiques avec la méthode SSP (2,2) avec des pas d'avancement compris entre  $\lambda/10$  et  $\lambda/2$  ; seul ce dernier cas est tracé sur la figure 3. Avec  $\Delta x = \lambda$ , par contre, on remarque que les fluctuations de l'amplitude de modulation deviennent plus fortes, et que le niveau global est légèrement plus élevé. Dans la suite, les calculs seront donc réalisés avec la méthode SSP (2,2) et un pas d'avancement de  $\lambda/2$ . Le gain en temps de calcul est

environ d'un facteur 2 par rapport à la méthode WAPE avec  $\Delta x = \lambda/10$ .

Les directivités de la figure 4 et 5 montrent que le niveau global et l'amplitude de modulation sont également bien prédits dans les autres directions de propagation, avec une surestimation de 1 dB(A) du niveau global au maximum. Comme cela a été observé en champ proche [1, 2, 3], l'amplitude de modulation est minimale sous le vent et contre le vent, où le niveau global est fort, et maximale dans la direction perpendiculaire au vent, où le niveau global est beaucoup plus faible.

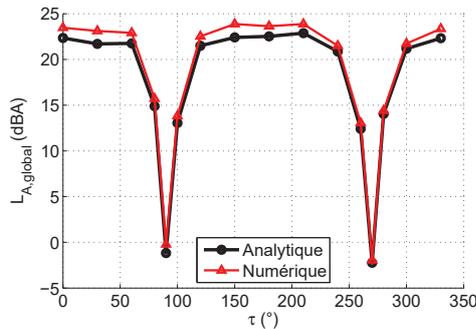


FIGURE 4 – Directivité du niveau global en  $x_R = 500$  m et  $z_R = 2$  m pour le calcul analytique et pour le calcul couplé.

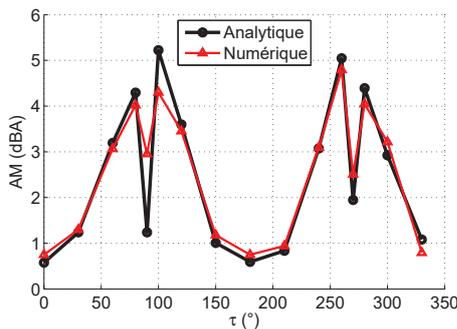


FIGURE 5 – Directivité de la modulation d'amplitude en  $x_R = 500$  m et  $z_R = 2$  m pour le calcul analytique et pour le calcul couplé.

### 3.3 Validation pour l'éolienne entière

On considère ici l'ensemble des segments dans la configuration 2, et on inclut dans le post-traitement l'effet de l'absorption atmosphérique, obtenu en retranchant un facteur  $\alpha(f)R_1$  aux niveaux de pression calculés, avec  $\alpha(f)$  le coefficient d'absorption en dB/m [4] et  $R_1 = \sqrt{x_R^2 + (H - z_R)^2}$ , où  $H = 80$  m est la hauteur du mât. Il s'agit d'une approximation qui est justifiée lorsque la distance de propagation est grande devant le diamètre de l'éolienne.

Afin de réduire le temps de calcul, il est possible de ne considérer que les segments qui se situent vers l'extrémité de la pale, les segments proches du rotor ayant une contribution très faible dans le bruit total. Le spectre en tiers d'octave de la figure 6 montre qu'en ne considérant que les segments 4 à 8, on commet une erreur très faible, inférieure à 0.4 dB(A) sur l'ensemble du spectre. Le niveau global varie de moins de 0.1 dB(A) lorsque l'on retire ces 3 premiers segments.

Dans la suite, les calculs seront réalisés uniquement avec les segments 4 à 8.

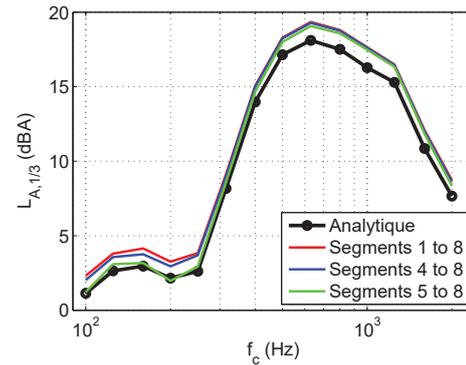


FIGURE 6 – Spectre en tiers d'octave du niveau de pression en  $x_R = 1000$  m et  $z_R = 2$  m avec  $\tau = 0^\circ$  pour le calcul analytique et pour le calcul couplé avec les segments 1 à 8, 4 à 8 et 5 à 8.

L'évolution du niveau global et de l'amplitude de modulation en fonction de la distance est tracée sur la figure 7 pour un récepteur placé perpendiculairement au vent ( $\tau = 90^\circ$ ). Les prédictions sont en très bon accord avec les mesures entre 300 m et 1200 m, soit à des distances importantes du point de réception à 1000 m où tous les plans de la figure 2 se croisent. Comme on l'a vu précédemment, l'amplitude de modulation est relativement élevée dans cette direction, et reste proche de 3 dB(A) pour  $x > 300$  m.

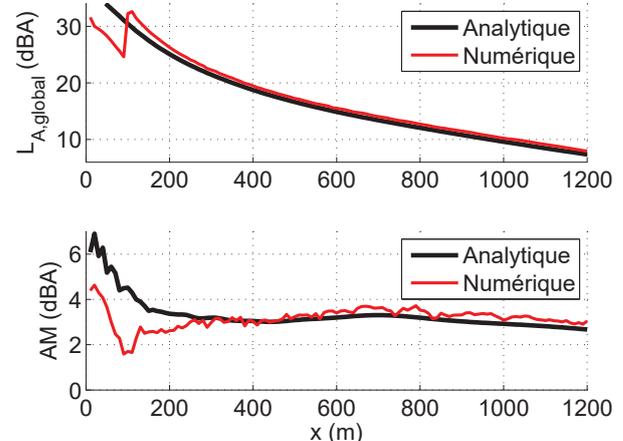


FIGURE 7 – Niveau global (haut) et modulation d'amplitude (bas) en fonction de  $x$  en  $z_R = 2$  m avec  $\tau = 90^\circ$  pour le calcul analytique et pour le calcul couplé avec les segments 4 à 8.

## 4 Résultats dans une atmosphère inhomogène

### 4.1 Configuration étudiée

Nous considérons dans cette partie l'influence des gradients verticaux de vent et de température sur la propagation, et l'influence de la turbulence atmosphérique à travers le bruit d'impact de turbulence qui est ajouté

dans le modèle de source. L'influence de la turbulence atmosphérique sur la propagation n'est pas pris en compte. L'effet de absorption atmosphérique est inclus par la méthode décrite dans le paragraphe 3.3.

Nous considérons la même éolienne et les mêmes paramètres que dans le paragraphe 3. La théorie de la similitude de Monin-Obukhov est utilisée pour obtenir les profils de vent  $U(z)$  et de température  $T(z)$ , ainsi que les paramètres de turbulence (échelle intégrale intensité turbulente) utilisées comme données d'entrée du modèle de bruit d'impact de turbulence. Les principaux paramètres du modèle sont la vitesse de friction  $u_*$ , le flux de chaleur sensible  $H$  et l'échelle de Monin-Obukhov  $L_*$ , qui sont donnés dans le tableau 2 pour une atmosphère neutre ( $H = 0$ ) et stable ( $H = -25 \text{ W/m}^2$ ). Ces paramètres sont choisis de manière à obtenir une vitesse de vent de 8 m/s à 80 m de hauteur [2, 3].

TABLEAU 2 – Paramètres de la théorie de Monin-Obukhov pour des atmosphères stable et neutre.

Atmosphère	$H \text{ (W/m}^2\text{)}$	$u_* \text{ (m/s)}$	$L_* \text{ (m)}$
Stable	-25	0.38	200
Neutre	0	0.49	Inf

Les profils verticaux de vent et de température, ainsi que les profils de célérité effective pour différentes directions de propagation  $\tau$  sont tracés sur la figure 8 pour les deux conditions atmosphériques. On remarque que le gradient de vent entre le bas et le haut du rotor (entre 35 m et 125 m environ) est plus important en conditions stables, se produisant typiquement la nuit. Les gradients thermiques sont relativement faibles dans les deux cas. Nous ne considérons pas de conditions instables car le gradient vertical de vent est plus faible qu'en conditions neutres.

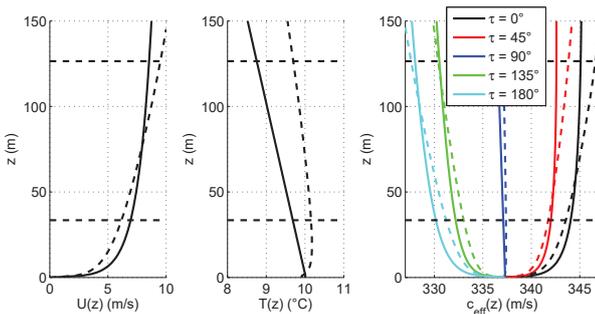


FIGURE 8 – Profils verticaux de vitesse de vent (gauche), de température (milieu), et de célérité effective (droite) pour une atmosphère neutre (traits continus) et une atmosphère stable (tirets). Les hauteurs minimale et maximale du rotor sont représentées par des tirets horizontaux.

## 4.2 Prédiction pour des atmosphères neutre et stable

On trace les cartographies du niveau global en dB(A) pour une atmosphère neutre et pour trois directions de propagation dans la figure 9. Il apparaît clairement que

le niveau de pression dans la direction perpendiculaire au vent ( $\tau = 90^\circ$ ) est très faible, ce qui vient du faible niveau de la source dans cette direction. Les niveaux sous le vent ( $\tau = 0^\circ$ ) et contre le vent ( $\tau = 180^\circ$ ) sont similaires jusqu'à 500 m environ, puis une zone d'ombre acoustique apparaît clairement lorsque le son se propage contre le vent.

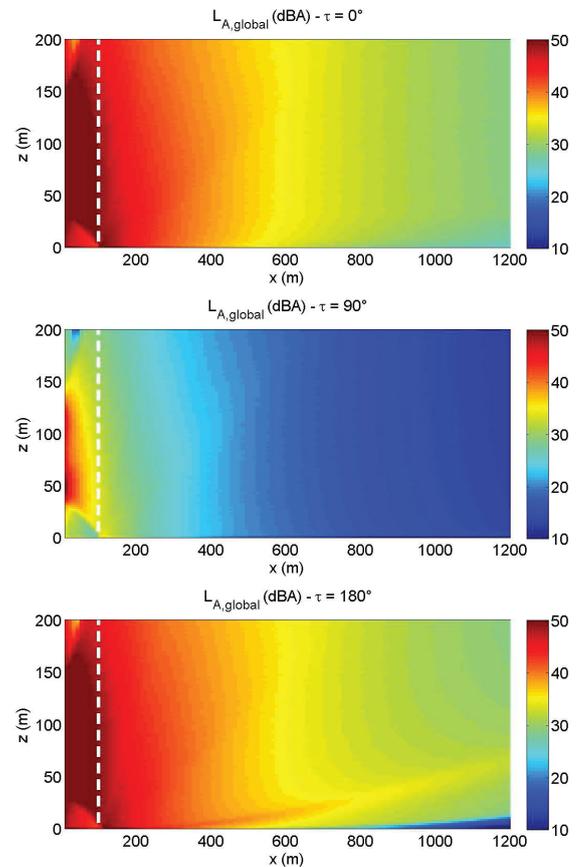


FIGURE 9 – Cartographie du niveau global en dB(A) pour une atmosphère neutre ( $H = 0$ ) avec différents angles de propagation  $\tau$ . Les tirets verticaux blancs correspondent à la distance  $x_S$  où la solution initiale est calculée.

La figure 10 permet de comparer les spectres en tiers d'octave dans différentes directions pour les atmosphères neutre et stable, à la fois à 500 m et à 1000 m de distance. À 500 m, on remarque la modification de l'effet de sol due aux effets de réfraction. Le creux d'interférence est décalé vers les hautes fréquences lorsque  $\tau$  augmente, ce qui explique la différence entre les niveaux sous le vent et contre le vent. À 1000 m, l'effet de la zone d'ombre se fait clairement sentir pour  $\tau = 135^\circ$  et  $180^\circ$ , avec des niveaux beaucoup plus faibles que sous le vent, en particulier aux hautes fréquences. Les différences entre les niveaux en conditions stables et neutres sont assez faibles.

Le niveau global est tracé en fonction de la distance  $x$  pour les mêmes calculs. On remarque que les niveaux sont plus élevés sous le vent entre 300 m et 600 m environ, ce qui peut s'expliquer par l'effet de sol décrit précédemment. Au-delà de 800 m, en revanche, les niveaux les plus élevés sont observés sous le vent, car les récepteurs contre le vent se trouvent dans la zone d'ombre acoustique. Les différences entre les niveaux en conditions stables et neutres sont faibles, de l'ordre de 1 dB(A) au maximum.

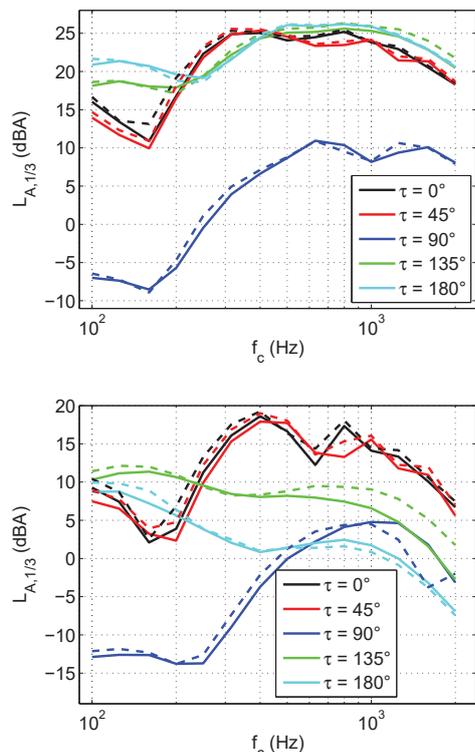


FIGURE 10 – Spectres en tiers d’octave du niveau de pression en dB(A) en  $x_R = 500$  m (haut) et  $x_R = 1000$  m (bas) à une hauteur de 2 m pour une atmosphère neutre (traits continus) et une atmosphère stable (tirets).

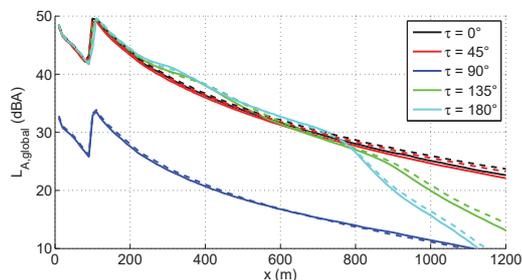


FIGURE 11 – Niveau global en dB(A) en fonction de  $x$  en  $z_R = 2$  m pour une atmosphère neutre (traits continus) et une atmosphère stable (tirets).

## 5 Conclusion

Nous avons proposé dans cet article une méthode pour coupler un modèle de source basé sur la théorie d’Amiet et un code d’équation parabolique afin de modéliser la propagation du bruit des éoliennes dans une atmosphère inhomogène. Nous avons tout d’abord validé la méthode par comparaison avec une solution analytique, et montré qu’une équation parabolique de type Split-Step Padé (2,2) permet d’utiliser des pas d’avancement plus grands et donc de réduire le temps de calcul. Les spectres en tiers d’octave, niveaux globaux et modulations d’amplitude sont correctement prédits par le modèle. Nous avons ensuite étudié la propagation acoustique du bruit des éoliennes en conditions atmosphériques neutres et stables, à l’aide de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov. Les principaux effets observés sont la modification de l’effet de sol due aux effets de réfraction, et la présence d’une zone d’ombre

lorsque le récepteur est contre le vent à des distances supérieures à 800 m environ.

Parmi les perspectives à ce travail, on peut citer la prise en compte de la turbulence atmosphérique, particulièrement importante dans la zone d’ombre, et la comparaison du modèle couplé avec l’approximation de source ponctuelle, couramment utilisée pour représenter les sources de bruit d’une éolienne.

## Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier Didier Dragna de l’École Centrale de Lyon pour ses conseils concernant le modèle d’impédance de sol utilisé dans cet article.

## Références

- [1] S. Oerlemans, J. G. Schepers, Prediction of wind turbine noise and validation against experiment, *Int. J. Aeroacoustics* **8**(6), 555-584 (2009).
- [2] Y. Tian, *Modeling of wind turbine noise sources and propagation in the atmosphere*, thèse de l’université Paris-Saclay (2016).
- [3] Y. Tian, B. Cotté, Wind turbine noise modeling based on Amiet’s theory : Effects of wind hear and atmospheric turbulence, *Acta Acustica united with Acustica*, soumis pour publication (2016).
- [4] E. M. Salomons, *Computational atmospheric acoustics*, Kluwer Academics Publishers (2001).
- [5] Y. Rozenberg, G. Robert, S. Moreau, Wall-pressure spectral model including the adverse pressure gradient effects, *AIAA Journal* **50**, 2168-2179 (2012).
- [6] S. Sinayoko, M. Kingan, A. Agarwal, Trailing edge noise theory for rotating blades in uniform flow, *Proc. R. Soc. A* **469**, 20130065 (2013).
- [7] M.D. Collins, A split-step Padé solution for the parabolic equation method, *Journal of the Acoustical Society of America* **93**(4), 1736-1742 (1993).
- [8] D. Dragna, *Modélisation par une approche temporelle de la propagation acoustique en milieu extérieur*, thèse de l’École Centrale de Lyon (2011).
- [9] L. Dallois, P. Blanc-Benon, D. Juvé, A wide-angle Parabolic Equation for acoustic waves in inhomogeneous moving media : Applications to atmospheric sound propagation, *Journal of Computational Acoustics* **9**(2), 477-494 (2001).
- [10] M.D. Collins, E.K. Westwood, A high-order energy-conserving parabolic equation for range-dependent ocean depth, sound speed, and density, *Journal of the Acoustical Society of America* **89**(3), 1068-1075 (1991).
- [11] D. Dragna, K. Attenborough, P. Blanc-Benon, On the inadvisability of using single parameter impedance models for representing the acoustical properties of ground surfaces, *Journal of the Acoustical Society of America* **138**(4), 2399-2413 (2015).