



ANALYSE DE DONNÉES DE PRESSION ULTRA
BASSE FRÉQUENCE (0,1 À 1 Hz)

Thibaut LAVANANT

Encadré par Fabrice ARDHUIN
Brest, le 13 août 2012

Résumé

Les interactions des vagues entre elles génèrent du bruit acoustique ultra basse fréquence (0,1 à 1 Hz) que des modèles numériques de vagues peuvent simuler. On décrit ici la théorie décrivant le mécanisme de génération du bruit acoustique par les vagues, en étendant le modèle pré-existant pour prendre en compte la présence de sédiments sur le fond océanique. On utilise ensuite deux enregistrements de pression par grand fond pour tester la validité de la modélisation. La comparaison des observations des hydrophones avec le bruit modélisé près de Hawaï et près des îles Kerguelen révèle que les mesures du bruit acoustique sont compatibles avec la théorie des ondes de Rayleigh. Cette comparaison permet en particulier de vérifier l'existence des modes de Rayleigh prévus par la théorie. Les nombreux enregistrements autour de Hawaï permettent d'étudier un événement et de vérifier la propagation des ondes de Rayleigh sur de grandes distances. Enfin, les propriétés du fond océanique, et en particulier la présence de sédiments, modifient fortement le niveau de bruit.

Remerciements

Je remercie toutes les personnes qui ont participé de différentes façons à la réussite de mon stage.

Je tiens à remercier tout particulièrement Fabrice Arduin, pour avoir proposé ce sujet passionnant, pour m'avoir encadré, conseillé et pour avoir répondu régulièrement à mes questions tout au long de mon stage. Je le remercie également de m'avoir laissé une grande liberté d'approche des problèmes posés.

Je remercie également Mathias Obrebski pour m'avoir co-encadré, pour son aide, ses conseils, pour m'avoir fait profiter de son expérience en sismologie et pour ses suggestions sur le travail présenté dans ce rapport.

Je tiens à remercier les personnes suivantes pour leur contribution au bon déroulement du stage :

Louis Marié pour ses conseils et ses idées nouvelles,

Julien Bonnel, mon tuteur à l'ENSTA-Bretagne, pour le suivi de mon stage,

Mickaël Accensi et Fabien Leckler, pour leur disponibilité.

Table des matières

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Introduction | 7 |
| 2 | Théorie de génération de bruit | 7 |
| 2.1 | Présentation de la théorie | 7 |
| 2.2 | Équations du mouvement | 11 |
| 2.3 | Couplage avec le fond | 11 |
| 3 | Analyse du bruit mesuré | 15 |
| 3.1 | Bruit à Hawaï | 15 |
| 3.1.1 | Modélisation du bruit acoustique | 17 |
| 3.1.2 | Corrélation entre bruits sismique et acoustique | 19 |
| 3.1.3 | Événement en eau profonde | 20 |
| 3.2 | Couche de sédiments sur West Kerguelen (WKER) | 25 |
| 4 | Conclusions | 28 |

1 Introduction

Divers types de sources de vibration produisent en permanence des oscillations de la surface terrestre. Les vagues sont la source d'une grande partie du bruit observé dans l'océan. Les ondes basses fréquences (inférieures à 1Hz) telles que celles générées par les vagues sont appelées micro séismes. Le mécanisme de génération de bruit sismique par les vagues a été décrit par Longuet-Higgins [1950] puis étendu par la suite par Hasselmann [1963].

L'analyse de ce bruit constitue une source importante d'informations pour l'étude de la structure de la Terre. Ces vibrations sont notamment utilisées pour déterminer les propriétés élastiques du sol, essentielles en sismologie fondamentale et en ingénierie sismique. Le bruit sismique peut également être utilisé pour mieux estimer la répartition angulaire des vagues.

La théorie de Longuet-Higgins prévoit que des champs de vagues se propageant dans des directions opposées et ayant des nombres d'ondes égaux génèrent des oscillations de pression assimilables à des ondes sonores. Ces ondes se propagent avec une très faible atténuation jusqu'en océan profond.

Une partie de l'énergie acoustique se propage horizontalement, à une vitesse supersonique, ce qui permet le couplage entre les ondes acoustiques et les ondes sismiques et explique la génération de bruit sismique par les vagues. Par grand fond, le bruit est associé à des ondes de Rayleigh qui se propagent sur des milliers de kilomètres.

On suivra principalement la méthode d'Hasselmann [1963] pour expliquer la théorie de génération de bruit.

L'objectif est d'analyser des données de pression ultra basse fréquence (0,1 à 1 Hz) dans le Pacifique et dans l'océan Indien et d'évaluer le modèle de sources de bruit utilisé par Ardhuin et al. [2011], afin de corriger si nécessaire la répartition angulaire des vagues. On étendra également le modèle théorique pour ajouter une couche de sédiments.

2 Théorie de génération de bruit

2.1 Présentation de la théorie

Les états de mer dans lesquels du bruit sismique est généré ont été classés en trois catégories par Ardhuin et al. [2011], représentés sur la figure 1. Ces états de mer correspondent à la rencontre d'ondes se propageant dans des directions opposées, avec des nombres d'onde proches. Les vagues générées dans certaines tempêtes peuvent avoir une distribution angulaire suffisamment large pour produire du bruit (classe I). Dans ce cas, les trains de vagues qui interagissent sont produits par une seule tempête (trains bleus sur la figure 1). La deuxième classe correspond au bruit généré par la réflexion des vagues à la côte, les vagues incidentes interagissant avec les vagues réfléchies. Finalement, les événements de classe III sont causés par la rencontre de houles ou mers de vent d'origines distinctes.

Les événements de classe III, avec la bonne combinaison d'énergie venant de directions opposées, peuvent générer de fortes sources de bruit au milieu des bassins océaniques. Ces microséismes seront mesurées à des stations terrestres distantes de plusieurs milliers de kilomètres [Obrebski et al., 2012].

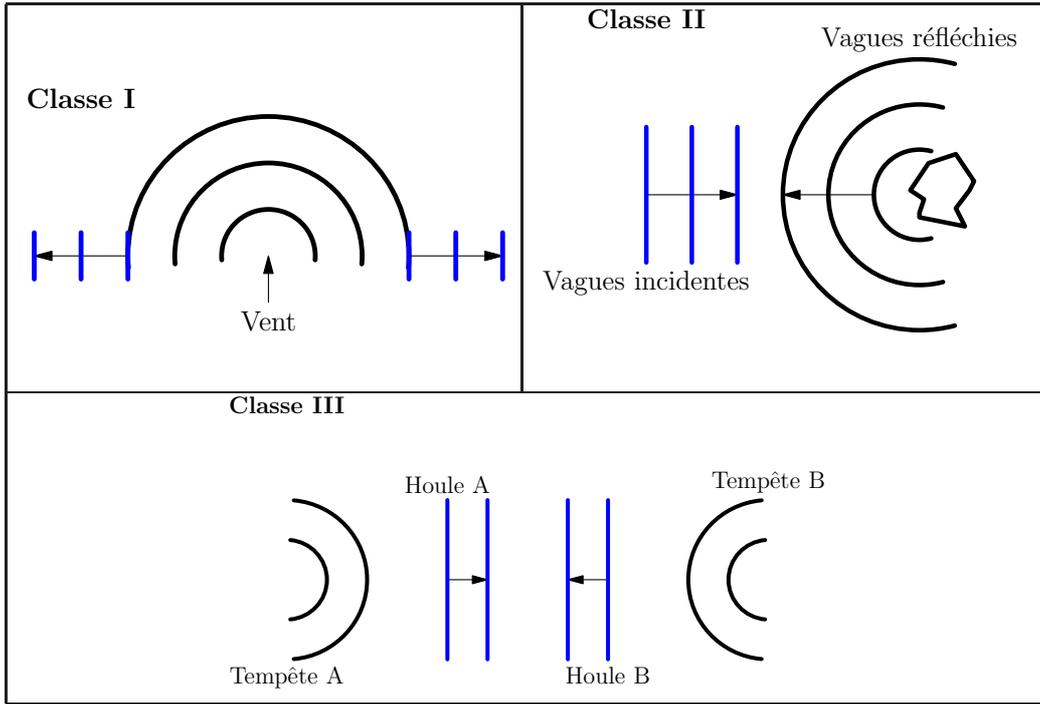


FIGURE 1 – Définition des trois classes d'états de mer générant du bruit sismique

Pour que le couplage entre les ondes acoustiques et sismiques soit possible, il est nécessaire d'avoir une superposition d'ondes acoustiques formant des modes se propageant horizontalement à des vitesses de phase supersoniques.

On suit la méthode d'Hasselmann [1963] pour expliquer le mécanisme de génération de bruit sismique.

On considère une couche d'eau homogène de profondeur constante h , caractérisée par une densité moyenne ρ_w et une vitesse du son α_w , au-dessus de la croûte terrestre représentée par un espace solide semi-infini de densité ρ_c , avec des vitesses d'ondes de compression α_c et de cisaillement β_c . On ajoutera par la suite une couche de sédiments (partie 2.3) de densité ρ_l et dans laquelle les vitesses des ondes de compression et de cisaillement sont respectivement α_l et β_l .

Le mouvement des vagues est généralement irrotationnel, avec un potentiel de vitesses qui peut s'exprimer :

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \dots \quad (1)$$

Le potentiel d'ordre 1 est la somme d'ondes d'Airy, pour lesquelles les effets de compressibilité sont négligeables. Au second ordre, les interactions non linéaires de deux trains d'ondes de gravité de fréquences f et f' et de vecteurs d'onde \mathbf{k} et \mathbf{k}' produit une pression de surface $\hat{p}_{2,surf}$ de fréquence $f_s = f + f'$ et de vecteur d'onde $\mathbf{K} = \mathbf{k} + \mathbf{k}'$. Cette pression force les mouvements dans la colonne d'eau à la fréquence f_s . Lorsque les trains d'onde se propagent dans des directions presque opposées, et à des fréquences proches, alors $f_s \simeq 2f$ et $|\mathbf{K}| \ll |\mathbf{k}|$. Le champ de pression de surface a donc une vitesse de phase $2\pi f_s / |\mathbf{K}|$, qui correspond à la vitesse de phase horizontale des ondes acoustiques qu'il génère. Ces ondes acoustiques se propagent avec un angle par rapport à la verticale dépendant du module de \mathbf{K} . Si $|\mathbf{K}| = 0$, la propagation est verticale, si $|\mathbf{K}| = 2\pi f_s / \alpha_w$, la propagation

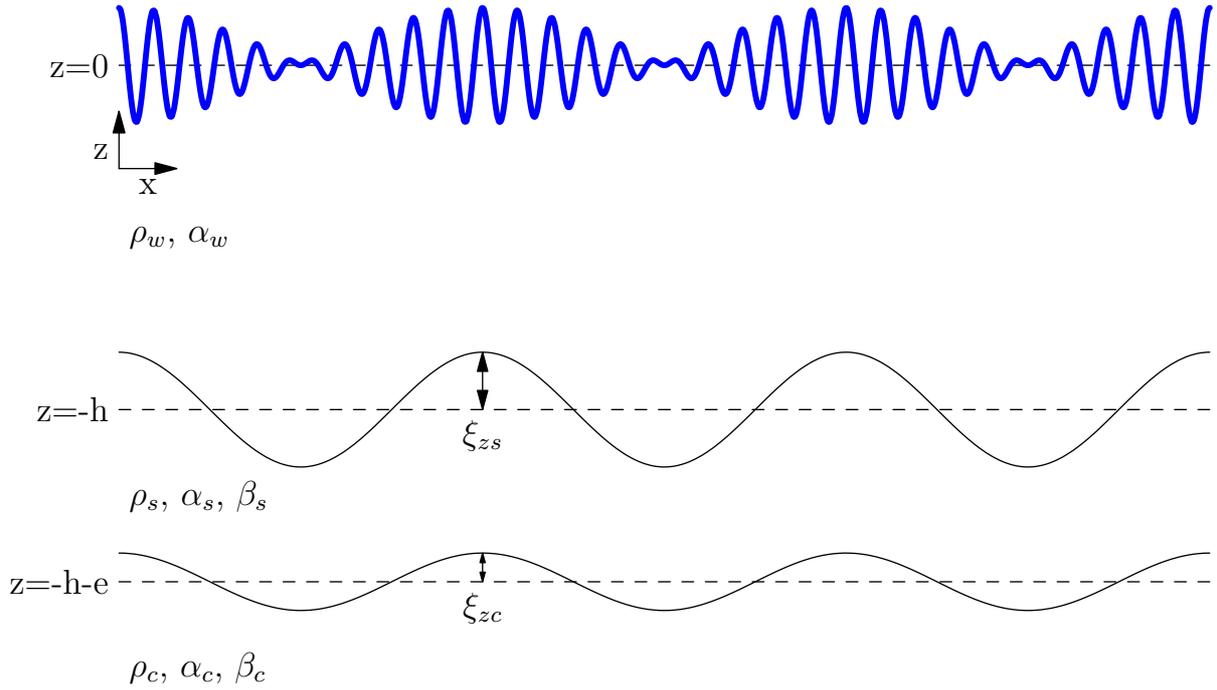


FIGURE 2 – Définition des densités, vitesses de phase et de compression et de l'élévation des interfaces eau-sédiments et sédiments-croûte

est horizontale. Hasselmann [1963] a montré comment ces modes acoustiques se couplent aux modes sismiques.

L'état de mer peut être décrit par le spectre directionnel des vagues $E(f, \theta)$, que l'on écrit sous la forme du produit $E(f, \theta) = E(f)N(f, \theta)$, où $N(f, \theta)$ est la distribution directionnelle des vagues. A partir de ce spectre, Hasselmann [1963] donne la pression de surface $p_{2,surf}$ induite par les vagues lorsque le vecteur d'onde est presque nul et la fréquence $f_s = 2f$, i.e. lorsque deux trains d'onde de directions presque opposées et de fréquences proches se rencontrent.

En eau profonde ($kh \gg 1$), on peut alors écrire la densité spectrale de puissance de $p_{2,surf}$ exprimée en unités SI en Pa^2m^2s , avec g l'accélération de la pesanteur :

$$F_{p_{2,surf}}(\mathbf{K} \simeq 0, f_s) = \rho_w^2 g^2 f_s E^2(f) I(f) \quad (2)$$

où $I(f)$ est l'intégrale directionnelle quantifiant l'énergie arrivant dans des directions opposées :

$$I(f) = \int_0^\pi N(f, \theta) N(f, \theta + \pi) d\theta \quad (3)$$

Les ondes acoustiques ainsi générées se réfléchissent sur le fond et à la surface. La méthode suivie par Hasselmann [1963] consiste à coupler la couche d'eau à un fond élastique homogène. On exprime pour cela la matrice M telle que $MX = B$ où X est constitué des amplitudes des potentiels de vitesse dans l'eau et la croûte et de la fonction de courant dans la croûte, et B est le terme de forçage. Le calcul de cette matrice sera détaillé dans la partie 2.3 pour la prise en compte d'une couche de sédiments.

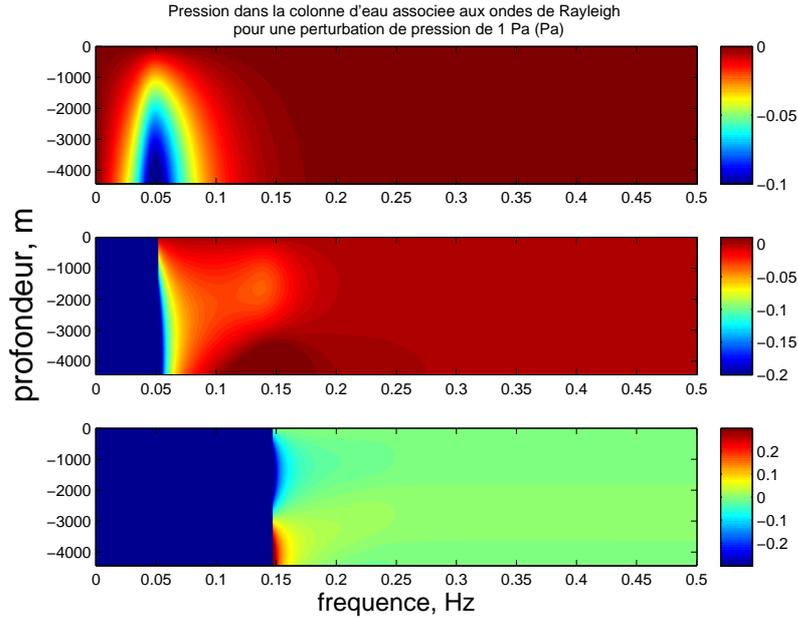


FIGURE 3 – Pression associée aux ondes de Rayleigh pour une perturbation de pression de surface de 1 Pa

La pression de surface induite par les vagues cause un déplacement vertical de l'interface eau-croûte. On note $\delta = GP$ l'amplitude du mouvement sismique, où P est l'amplitude de la perturbation de la pression de surface et G est une fonction de transfert définie à partir du système $MX = B$ (cf partie 2.3).

L'expression du spectre de puissance du mouvement du fond F_δ est alors :

$$F_\delta(\mathbf{K}, f_s) = |G|^2 F_{p2,surf}(\mathbf{K}, f_s) \quad (4)$$

On peut estimer le spectre en fréquence du déplacement du fond en sommant les sources d'ondes de Rayleigh sur tout l'océan pour chaque mode j :

$$S_{DF,j}(f_s) = \frac{4\pi^2 f_s c_j^2}{\beta^5 \rho_l^2} F_p(\mathbf{K} \simeq 0, f_s) \quad (5)$$

où c_j est un coefficient adimensionnel qui dépend de $\omega h / \alpha_w$:

$$c_j^2 = \frac{\beta^5 \rho_l^2 K_j |G'_j|^2}{4V_j^2 \omega^3} \quad (6)$$

Ce coefficient peut être fortement affecté par la présence de sédiments, modifiant ainsi le niveau de bruit prédit par le modèle.

Le spectre en fréquence de la pression peut finalement s'écrire :

$$F_p(\mathbf{K}, f_s) = \left[\rho_w (2\pi f_s)^2 \frac{\sin(l_j z)}{l_j \cos(lh)} \right]^2 F_\delta(\mathbf{K}, f_s) \quad (7)$$

2.2 Équations du mouvement

Pour étudier le couplage entre les ondes acoustiques et sismiques, on part des équations du mouvement dans l'eau.

On décompose la densité de l'eau en une valeur moyenne ρ_w et une perturbation $\rho \ll \rho_w$. La pression p est liée à la densité de l'eau par l'équation d'état [Lighthill, 2001] :

$$\alpha_w^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (8)$$

On suppose des mouvements océaniques irrotationnels, le champ de vitesse est donc donné par le gradient du potentiel des vitesses ϕ . La conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_w \Delta \phi = 0 \quad (9)$$

La troisième équation du mouvement est l'équation de Bernoulli :

$$\frac{1}{\rho_w} p + gz + \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

On obtient l'équation d'onde en combinant (8), (9) et (10) :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \alpha_w^2 \Delta \phi = 0 \quad (11)$$

2.3 Couplage avec le fond

Comme nous le verrons dans la partie 3, la réponse de la croûte terrestre dans le modèle précédemment décrit prédit correctement l'apparition de micro-séismes mais sous-estime le niveau de bruit près des îles Kerguelen. Afin de mieux représenter la réponse de la Terre, on inclut dans la modélisation une couche de sédiments entre la couche d'eau et la croûte. On s'inspire pour cela des travaux de Ardhuin and Herbers [2012] et Ewing et al. [1957].

Pour étudier le couplage avec le solide, on exprime les potentiels de vitesse dans l'eau (ϕ), dans les sédiments (ϕ_l) et dans la croûte terrestre (ϕ_c), ainsi que la fonction de courant dans les sédiments (ψ_l) et dans la croûte (ψ_c). Le potentiel de vitesse dans l'eau peut s'écrire sous la forme $\phi = Ae^{l_a(z+h)} e^{i\theta}$, avec $\theta = K_x x + K_y y - \omega t$. Injecté dans (11), cela donne $l_a = \pm l$, avec le nombre d'onde vertical l :

$$l = \sqrt{\frac{\omega^2}{\alpha_w^2} - K^2} \quad (12)$$

Le potentiel des vitesses dans l'eau peut donc s'écrire comme la somme :

$$\phi = (A_1 e^{il(z+h)} + A_2 e^{-il(z+h)}) e^{i\theta} \quad (13)$$

On exprime de la même manière ϕ_l , ψ_l , ϕ_c et ψ_c :

$$\phi_l = (B_1 e^{m(z+h)} + B_2 e^{-m(z+h)}) e^{i\theta} \quad (14)$$

$$\psi_l = (C_1 e^{n(z+h)} + C_2 e^{-n(z+h)}) e^{i\theta} \quad (15)$$

$$\phi_c = D e^{p(z+h)} e^{i\theta} \quad (16)$$

$$\psi_c = E e^{q(z+h)} e^{i\theta} \quad (17)$$

où m , n , p et q sont les nombres d'onde verticaux obtenus en injectant les expressions ci-dessus dans l'équation (11).

Par définition de la fonction de courant et du potentiel des vitesses, on a : $v_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z}$ et $v_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x}$. On en déduit les déplacements dans le sédiment et dans la croûte :

$$\xi_{x_l} = -\frac{K}{\omega} (B_1 e^{m(z+h)} + B_2 e^{-m(z+h)}) e^{i\theta} + \frac{in}{\omega} (-C_1 e^{n(z+h)} + C_2 e^{-n(z+h)}) e^{i\theta} \quad (18)$$

$$\xi_{z_l} = \frac{im}{\omega} (B_1 e^{m(z+h)} - B_2 e^{-m(z+h)}) e^{i\theta} + \frac{K}{\omega} (-C_1 e^{n(z+h)} - C_2 e^{-n(z+h)}) e^{i\theta} \quad (19)$$

$$\xi_{x_c} = -\frac{K}{\omega} D e^{p(z+h)} e^{i\theta} - \frac{iq}{\omega} E e^{q(z+h)} e^{i\theta} \quad (20)$$

$$\xi_{z_c} = \frac{ip}{\omega} D e^{p(z+h)} e^{i\theta} - \frac{K}{\omega} C_1 e^{n(z+h)} e^{i\theta} \quad (21)$$

D'où on obtient les contraintes dans le sédiment (τ_{zz_l} et τ_{xz_l}) et dans la croûte (τ_{zz_c} et τ_{xz_c}). On posera pour la suite : $r_l = \omega^2 - 2K^2\beta_l^2$ et $r_c = \omega^2 - 2K^2\beta_c^2$.

$$\tau_{zz_l} = [ir_l (B_1 e^{m(z+h)} + B_2 e^{-m(z+h)}) + 2\beta_l^2 nK (C_1 e^{n(z+h)} - C_2 e^{-n(z+h)})] \frac{-\rho_l e^{i\theta}}{\omega} \quad (22)$$

$$\tau_{xz_l} = [-2Km\beta_l^2 (B_1 e^{m(z+h)} - B_2 e^{-m(z+h)}) + ir_l (C_1 e^{n(z+h)} + C_2 e^{-n(z+h)})] \frac{\rho_l e^{i\theta}}{\omega} \quad (23)$$

$$\tau_{xz_c} = (-2Kp\beta_c^2 D e^{p(z+h)} + ir_c E e^{q(z+h)}) \frac{\rho_c e^{i\theta}}{\omega} \quad (24)$$

$$\tau_{zz_c} = (ir_c D e^{p(z+h)} + 2\beta_c^2 qK E e^{q(z+h)}) \frac{-\rho_c e^{i\theta}}{\omega} \quad (25)$$

En présence de vagues, on note la condition à la surface : $p = P e^{i(K_x x + K_y y - \omega t)}$, ce qui donne grâce à l'équation de Bernoulli (10) :

$$A_1 e^{ilh} + A_2 e^{-ilh} = -\frac{iP}{\rho_w \omega} \quad (26)$$

Par continuité des vitesses verticales ($w_+ - w_- = 0$), de la pression ($\tau_{zz_l} + p = 0$) et de la contrainte de cisaillement ($\tau_{xz} = 0$) à l'interface eau-sédiments, on obtient les équations suivantes :

$$il(-A_1 + A_2) + iK(C_1 + C_2) + m(B_1 - B_2) = 0 \quad (27)$$

$$-2Km\beta_l^2(B_1 - B_2) + ir_l(C_1 + C_2) = 0 \quad (28)$$

$$i\omega\rho_w(A_1 + A_2) - \rho_l r_l \frac{i}{\omega}(B_1 + B_2) - 2\rho_l \beta_l^2 \frac{nK}{\omega}(C_1 - C_2) = 0 \quad (29)$$

L'interface sédiments-croûte fournit également des conditions de continuité : continuité des vitesses horizontales et verticales, des contraintes normale et de cisaillement, qui permettent d'établir les quatre dernières équations, où e est l'épaisseur des sédiments :

$$iK (B_1 e^{-me} + B_2 e^{me}) + n (-C_1 e^{-ne} + C_2 e^{ne}) - iK D e^{-pe} + q E e^{-qe} = 0 \quad (30)$$

$$m (-B_1 e^{-me} + B_2 e^{me}) - iK (C_1 e^{-ne} + C_2 e^{ne}) + p D e^{-pe} + iK E e^{-qe} = 0 \quad (31)$$

$$\rho_l [ir_l (B_1 e^{-me} + B_2 e^{me}) + 2\beta_l^2 n K (C_1 e^{-ne} - C_2 e^{ne})] - \rho_c (r_c i D e^{-pe} + 2K \beta_c^2 q K E e^{-qe}) = 0 \quad (32)$$

$$\rho_l [2K \beta_l^2 m (B_1 e^{-me} - B_2 e^{me}) - ir_l (C_1 e^{-ne} + C_2 e^{ne})] + \rho_c (-2K \beta_c^2 p D e^{-pe} + ir_c E e^{-qe}) = 0 \quad (33)$$

On obtient ainsi le système linéaire d'ordre huit $MX = B$ où le vecteur d'état X est tel que : $X^T = (A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2, D, E)$ et le second membre $B^T = (\frac{iP}{\rho_w \omega}, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0)$.

$$M = \begin{pmatrix} e^{ih} & e^{-ih} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -il & il & m & -m & iK & iK & 0 & 0 \\ i\omega\rho_w & i\omega\rho_w & -\rho_l r_l \frac{i}{\omega} & -\rho_l r_l \frac{i}{\omega} & -2\rho_l \beta_l^2 \frac{nK}{\omega} & -2\rho_l \beta_l^2 \frac{nK}{\omega} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2Km\beta_l^2 & 2Km\beta_l^2 & ir_l & ir_l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & iK e^{-me} & iK e^{me} & -n e^{-ne} & n e^{ne} & -iK e^{-pe} & q e^{-qe} \\ 0 & 0 & -m e^{-me} & m e^{me} & -iK e^{-ne} & -iK e^{ne} & p e^{-pe} & iK e^{-qe} \\ 0 & 0 & i\rho_l r_l e^{-me} & i\rho_l r_l e^{me} & 2Kn\rho_l \beta_l^2 e^{-ne} & -2Kn\rho_l \beta_l^2 e^{ne} & -i\rho_c r_c e^{-pe} & -2Kq\rho_c \beta_c^2 e^{-qe} \\ 0 & 0 & 2Km\beta_l^2 e^{-me} & -2Km\beta_l^2 e^{me} & -ir_l e^{-ne} & -ir_l e^{ne} & -2K\beta_c^2 \frac{p_c}{\rho_l} e^{-pe} & ir_c \frac{p_c}{\rho_l} e^{-qe} \end{pmatrix} \quad (34)$$

On pose ensuite $\delta = GP$ l'amplitude déplacement vertical du sommet des sédiments. D'après (22) pris en $z = -h$, on a donc :

$$\delta = \frac{im}{\omega} (B_1 - B_2) e^{i\theta} - \frac{K}{\omega} (C_1 + C_2) e^{i\theta} = GP \quad (35)$$

Puis par (27) :

$$G = \frac{l}{\omega P} (-A_1 + A_2) \quad (36)$$

A_1 et A_2 étant tous les deux proportionnels à P , la fonction de transfert entre la pression de surface et le déplacement de l'interface eau/sédiment ne dépend pas de la pression.

Pour chaque profondeur et chaque fréquence acoustique, il existe au moins un nombre d'onde $K_j(f_s)$ pour lequel la matrice n'est pas inversible. Cette singularité définit la relation de dispersion du mode de propagation numéro j . L'ajout d'une couche de sédiments modifie la relation de dispersion, et cause l'apparition de nouveaux modes de propagation.

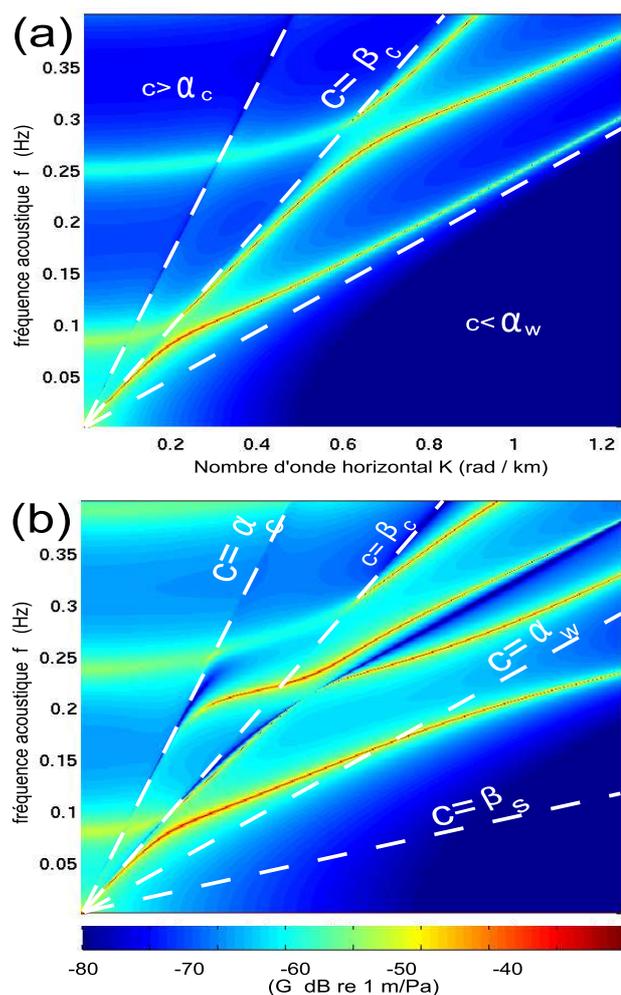


FIGURE 4 – Fonction de transfert de la pression de surface au déplacement vertical de l'interface eau/croûte semi-infinie (a) et eau/sédiments avec 600m de sédiments (b)

L'amplification de la pression de surface, représentée par le coefficient c_j peut donc être fortement modifiée comme on le voit entre les figures 5 (a) et (b). On note la forte amplification du mode 2 pour $f_s h / \alpha_w = 0.7$ sur la figure 5 (b) qui était absente sur 5(a).

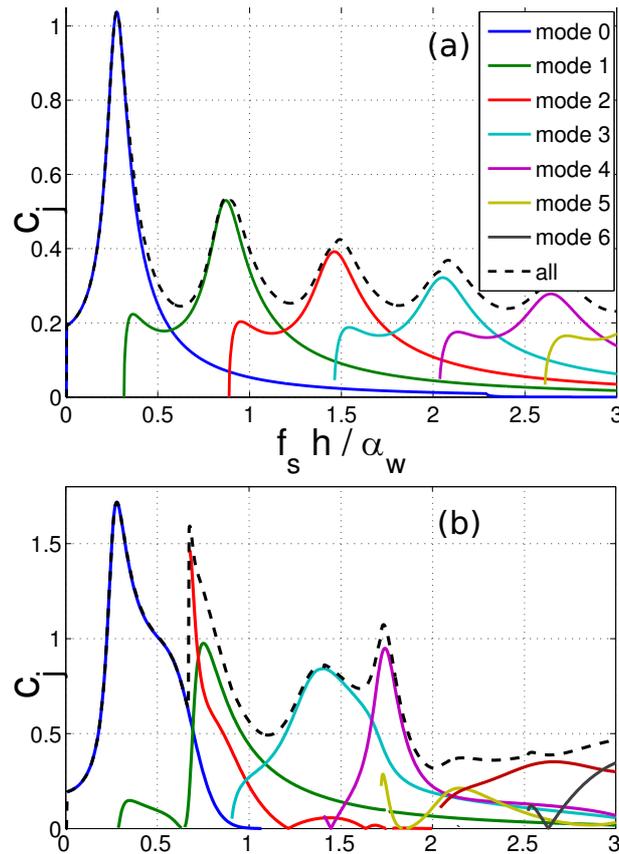


FIGURE 5 – Coefficients d’amplification de la pression de surface en déplacement vertical c_j pour une croûte semi-infinie (a) et avec 600m de sédiments (b)

On verra dans la partie 3.2 les conséquences de l’ajout d’une couche de sédiments dans la modélisation. Cette extension du modèle théorique a été utilisée par Arduin et al. [2013], soumis pour publication dans le Journal of Acoustical Society of America le 9 juillet 2012.

3 Analyse du bruit mesuré

Le but de l’étude est d’analyser les données de pression et de déplacement sismique afin d’évaluer le modèle de sources de bruit utilisé par Arduin et al. [2011]. On utilisera des enregistrements de deux stations acoustiques immergées : la première à proximité de Hawaï, la seconde dans l’océan Indien. Les enregistrements sismiques proviennent des nombreux sismomètres installés sur les îles du Pacifique.

On utilise un modèle de vagues global basé sur le code de WAVEWATCHIII®.

3.1 Bruit à Hawaï

On cherche à confronter la modélisation précédemment décrite aux enregistrements acoustiques et sismiques effectués dans le pacifique Nord. Les données acoustiques proviennent de l’ALOHA Cabled Observatory (ACO), situé à 120 km au nord de l’île d’Oahu, Hawaï ($22^\circ 44,324' N$; $158^\circ 0,372' W$). Installé par 4720m de fond et notamment équipé

de deux hydrophones, cet observatoire fournit de nombreuses mesures océanographiques en temps réel. Il a enregistré des données en continu du 16 février 2007 au 22 octobre 2008.

Les données sismiques ont été enregistrées par des stations des réseaux Géoscope, IRIS/IDA et IRIS/USGS du Pacifique nord en 2007 et 2008 et ont été obtenues depuis IRIS (Incorporated Research Institutions for Seismology). Les stations KIP et POHA sont situées respectivement sur les îles d'Oahu et de Big Island, à Hawaii. PET est sur la péninsule du Kamchatka, KDAK est sur l'île Kodiak, en Alaska. La station JOHN est sur l'atoll Johnston, à l'ouest de l'archipel hawaïen. Enfin, les stations BKS et COR sont installées respectivement à Berkeley, sur la côte californienne, et à Corvallis, en Oregon. Les sismomètres que l'on utilise ici mesurent les déplacements verticaux.

Pour manipuler ces données, on calcule un spectre moyen par intervalle de trois heures.

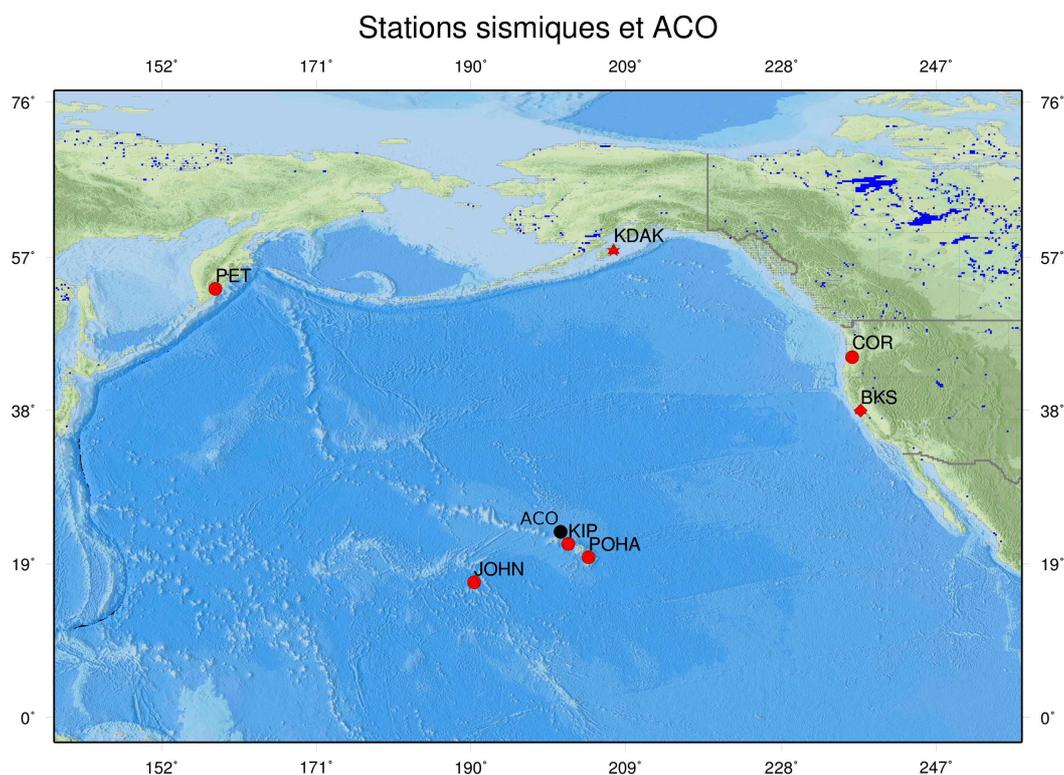


FIGURE 6 – Position des stations sismiques et de la station acoustique

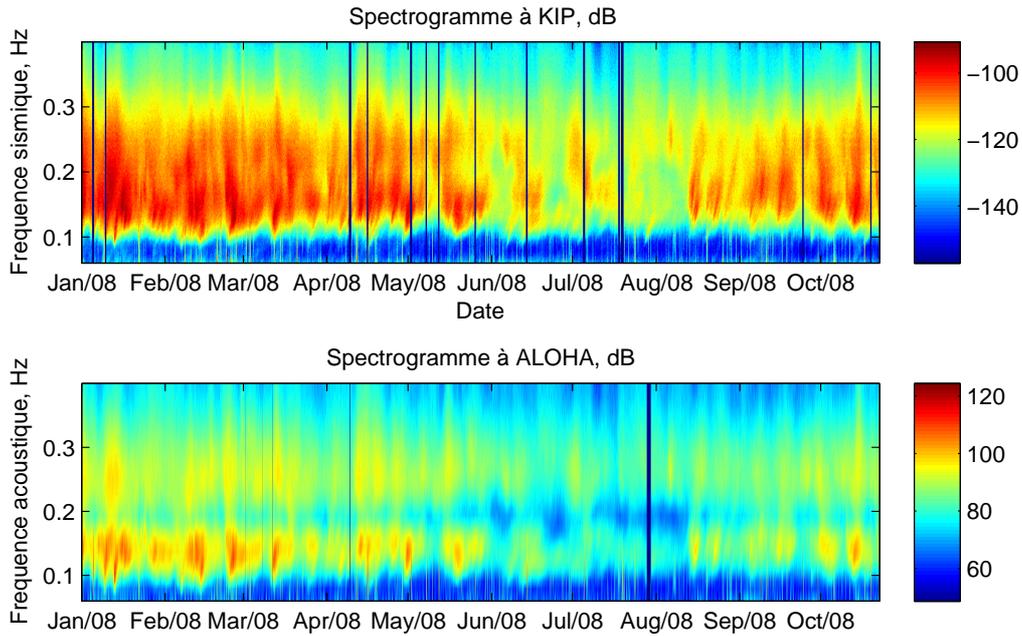


FIGURE 7 – Spectrogrammes acoustique (à ACO) et sismique (à KIP), dB

3.1.1 Modélisation du bruit acoustique

L'un des paramètres à prendre en compte dans la modélisation de la propagation sismique est l'atténuation des ondes dans l'écorce terrestre.

L'atténuation sismique définit l'horizon des événements observables par une station donnée. Elle se traduit par une diminution d'amplitude de l'onde avec la distance de propagation. Cette diminution est due à la perte des hautes fréquences, et à la répartition de l'énergie sur un front d'onde de plus en plus grand [Grolier et al., 1991]. Ce coefficient, lié au facteur de qualité Q varie avec les propriétés de la croûte, et avec la fréquence. En ajustant Q pour chaque station, on prend en partie en compte cette variabilité spatiale.

Le bruit mesuré à KIP est très bien expliqué par la théorie de Hasselmann [1963] et Longuet-Higgins [1950]. On modélise ici le bruit sismique à l'ACO à partir du modèle de vagues, que l'on convertit ensuite en pression par l'équation (7).

L'épaisseur des sédiments étant assez faible autour de Hawaï d'après la figure 8 issue d'une base de données globale d'épaisseur de sédiments [Divins, 2006], on utilise ici la modélisation sans couche de sédiments. L'analyse du bruit à KIP montre que le facteur de qualité Q est de l'ordre de 600-1000 d'après des corrélations entre modèle et données [Ardhuin et al., 2011, 2012]. On choisit donc un facteur constant $Q = 800$. Avec cette paramétrisation, la forme du spectre acoustique est bien reproduite, comme on peut le voir sur la figure 9, mais est surestimé dans les hautes fréquences. Compte tenu de l'incertitude sur Q , on peut introduire une dépendance en fréquence de l'atténuation : $Q = 320(1 + (1 - \tanh(15(f_s - 0.14))))$ qui donne une très bonne modélisation du spectre observé.

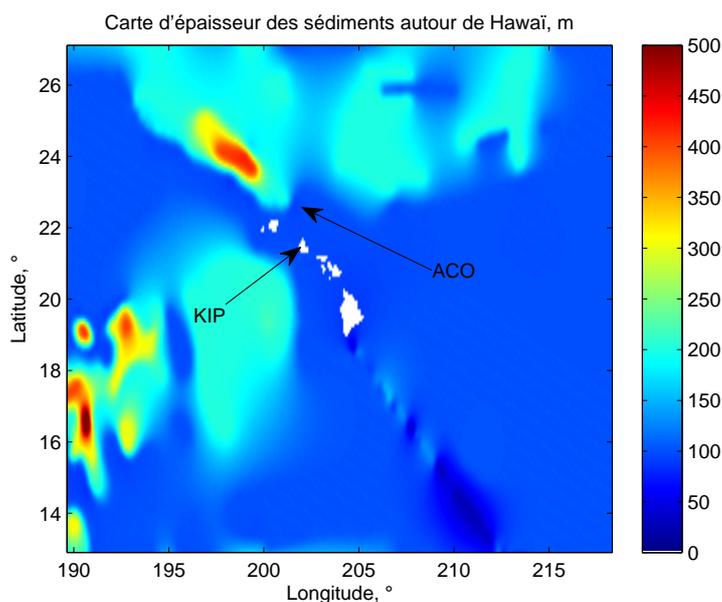


FIGURE 8 – Carte des sédiments autour de Hawaï

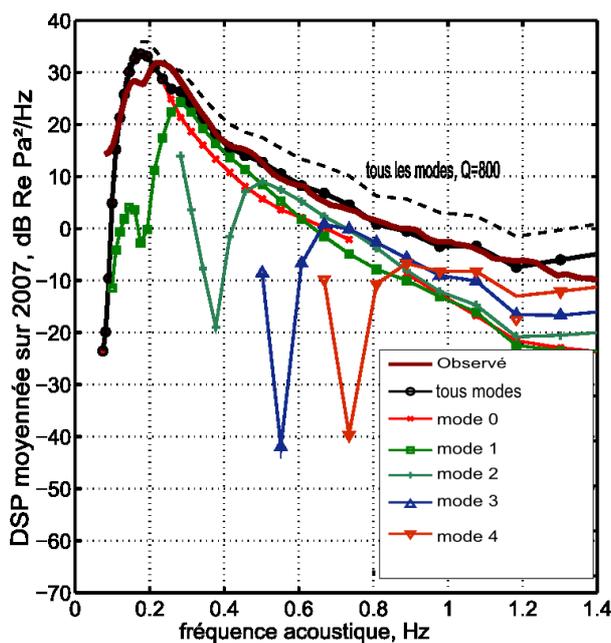


FIGURE 9 – Densité spectrale de puissance moyennée sur 2007 à l'ACO comparée à la modélisation du bruit dû aux ondes de Rayleigh pour une croûte semi-infinie. Les modes de Rayleigh sont calculés pour un coefficient de qualité constant $Q = 800$ et pour Q variant avec la fréquence.

La présence des deux pics juste avant et après $f = 0,2\text{Hz}$ n'est pas prévue par le modèle. Comme le suggère Duennebieer et al. [2012], ces deux pics peuvent être un artefact dû à l'incertitude sur la réponse du filtre de l'hydrophone. L'autre hypothèse, suggérée par Ardhuin et al. [2013], est qu'une faible épaisseur de sédiments est suffisante pour

diminuer le niveau de bruit du mode 0, et d'augmenter celui du mode 1. La modélisation reproduit alors la dépression à 0,2 Hz dans le spectre à l'ACO.

La théorie de Hasselmann [1963] et Longuet-Higgins [1950] fournit donc une bonne modélisation du bruit mesuré à ALOHA.

3.1.2 Corrélation entre bruits sismique et acoustique

Le spectre acoustique enregistré à l'ACO révèle la présence de bruit sur la bande de 0,1 à 0,4Hz (figure 7). Comme remarqué par Duennebier et al. [2012], ce bruit est fortement corrélé avec le bruit sismique mesuré à la station terrestre voisine de Kipapa (*correlation* > 0.9 de 0.1 à 0.5 Hz). Par couplage avec les ondes sismiques, une partie de l'énergie acoustique se propage dans la croûte terrestre sous forme d'ondes de Rayleigh, qui peuvent être observées à de grandes distances de la zone où elles ont été générées.

Afin de vérifier que les ondes sismiques se propagent sur de grandes distances, on calcule la corrélation entre le signal acoustique à ALOHA et le signal sismique aux différentes stations. On commence par filtrer les séismes, qui fausseraient ce calcul. On remarque (figure 10) que la corrélation est maximale pour des fréquences acoustiques et sismiques égales. Les signaux enregistrés par les deux types de capteur sont donc causés par les mêmes événements. On en conclut donc que les stations sismiques sont dans le même champ sismo-acoustique que la station d'ALOHA.

Cependant, cela ne signifie pas forcément que les stations perçoivent les mêmes sources géographiques. En effet, il peut y avoir plusieurs sources différentes simultanément. Les stations détecteront alors toutes un pic de déplacement vertical, sans qu'il soit dû à une source géographique unique.

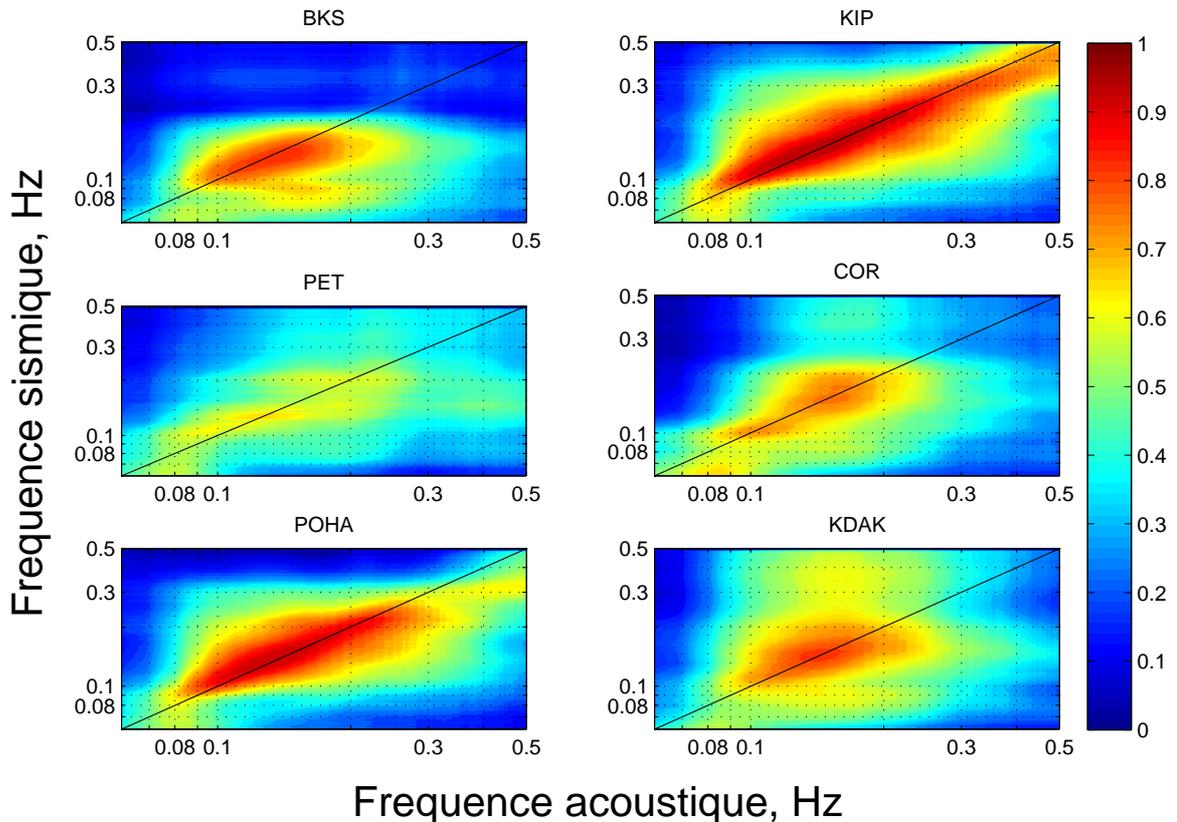


FIGURE 10 – Corrélation entre bruit sismique aux différentes stations et acoustique à ACO

On observe également que la corrélation diminue logiquement avec la distance à la station acoustique. Ainsi, la corrélation maximale en utilisant le sismomètre de PET, installé sur la péninsule du Kamchatka, est bien plus faible que la corrélation calculée en utilisant les stations KIP et POHA, situées respectivement à 120 et 400 km d'ALOHA. Malgré les très grandes distances considérées, on remarque tout de même que le bruit des stations sismiques reste fortement corrélé avec le bruit mesuré à ALOHA.

Afin de vérifier la propagation des ondes sismiques sur de grandes distances, on cherche à identifier un événement comportant une source géographique unique, détectée par plusieurs stations. Les ondes se propageant à une vitesse supérieure à 1,5 km/s dans la croûte, elles devraient être perçues simultanément par toutes les stations, dans la mesure de la résolution temporelle de trois heures.

3.1.3 Événement en eau profonde

Pour modéliser le déplacement vertical à partir de la modélisation des vagues, il est nécessaire de calibrer les coefficients de réflexion des vagues à la côte R , ainsi que le coefficient de qualité Q des ondes sismiques dans l'écorce terrestre.

Les sources de bruit n'étant globalement pas situées aux mêmes endroits en été et en hiver, on effectue une calibration par saison. Les coefficients ainsi déterminés sont ceux qui permettent à la fois de minimiser l'erreur quadratique et de maximiser la corrélation entre déplacements sismiques observés et modélisés (figure 11).

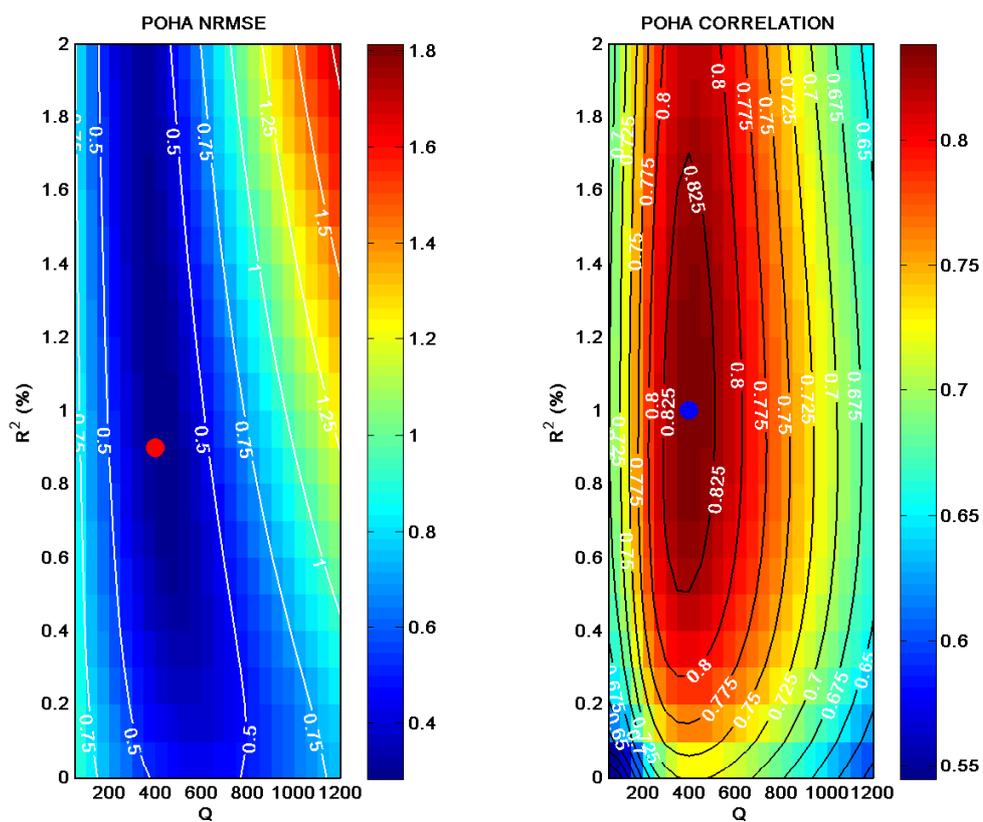


FIGURE 11 – Erreur quadratique et corrélation entre modélisation et observation. Calibration des coefficients Q et R pour la station POHA de janvier à avril 2007. Ici $Q = 400$, et $R = 1$.

| | BKS | COR | KDAK | KIP | PET | POHA |
|---|-----|-----|------|-----|-----|------|
| Q | 200 | 200 | 300 | 800 | 250 | 600 |
| R | 0.1 | 0.1 | 0.2 | 1.1 | 0.1 | 1 |

TABLE 1 – Résultats de la calibration des coefficients de qualité et de réflexion

Le coefficient de réflexion dépend de la fréquence des vagues incidentes et de la topographie de la côte. La présence de falaises abruptes est plus propice à la réflexion que celle de plages en pente douce. On trouve donc une forte réflexion sur les côtes hawaïennes, mais beaucoup plus faible sur les côtes californiennes et sur l'île Kodiak.

Le modèle utilisé par [Arduin et al., 2011] n'utilise pas de carte de coefficient de réflexion. La calibration est donc appliquée quelle que soit la position de la source, et sur la Terre entière. Ainsi, pour une station comme KIP, pour laquelle la réflexion est généralement forte ($R_{KIP} > 10\%$), on appliquera ce R_{KIP} à toutes les côtes. Lorsqu'un événement se produit sur une côte faiblement réfléchissante, la modélisation va alors surestimer le bruit dû à cet événement.

On modélise la moyenne quadratique du déplacement vertical en appliquant la théorie de Hasselmann [1963] aux sorties d'un modèle numérique de vagues.

Le bruit sismique dans le pacifique Nord est généralement mesuré à des fréquences comprises entre 0,14 Hz et 0,2 Hz. Malheureusement, plusieurs sources de bruit coexistent souvent à ces fréquences. Pour éviter la présence de sources multiples, on s'intéresse donc aux fréquences plus basses (ici $0.132 < f_s < 0.139$). Les microséismes sont plus rares à ces fréquences, et donc plus faciles à isoler.

L'événement étudié apparaît entre les îles Midway et la péninsule du Kamchatka, et dure du 15 au 18 mars 2007. En limitant l'étude aux fréquences 0.132Hz à 0.139Hz, On observe une source unique et faiblement étendue. Ce même événement, généré par la rencontre d'une mer de vent de Nord-Ouest et d'une houle de Sud-Est est observé par les stations de KDAK, PET, KIP et POHA. Bien que cela soit moins évident du fait des très grandes distances considérées, il semble que les stations américaines de BKS et COR détectent également cet événement.

Toutes ces stations mesurent bien un pic de déplacement vertical au même moment. La modélisation du déplacement vertical reproduit également un pic au même moment. Pour vérifier que la source A est bien la cause de ce pic pour toutes les stations, on modélise le déplacement vertical en ne prenant en compte que les sources dans la zone A1.

Les courbes rouges de la figure 13 présentent le déplacement modélisé à partir des sources de bruit dans l'océan entier, tandis que les courbes bleues sont obtenues en ne prenant en compte que les sources dans la zone A1. Les courbes rouges reproduisent bien les déplacements mesurés. La restriction des sources à A1 modifie peu la modélisation du pic du 16 mars.

La source étant située en eau profonde, loin de toute côte, elle n'est pas due à la réflexion de vagues à la côte. Cela se confirme par la modélisation sans prendre en compte la réflexion (courbe verte), qui reproduit toujours très bien l'événement.

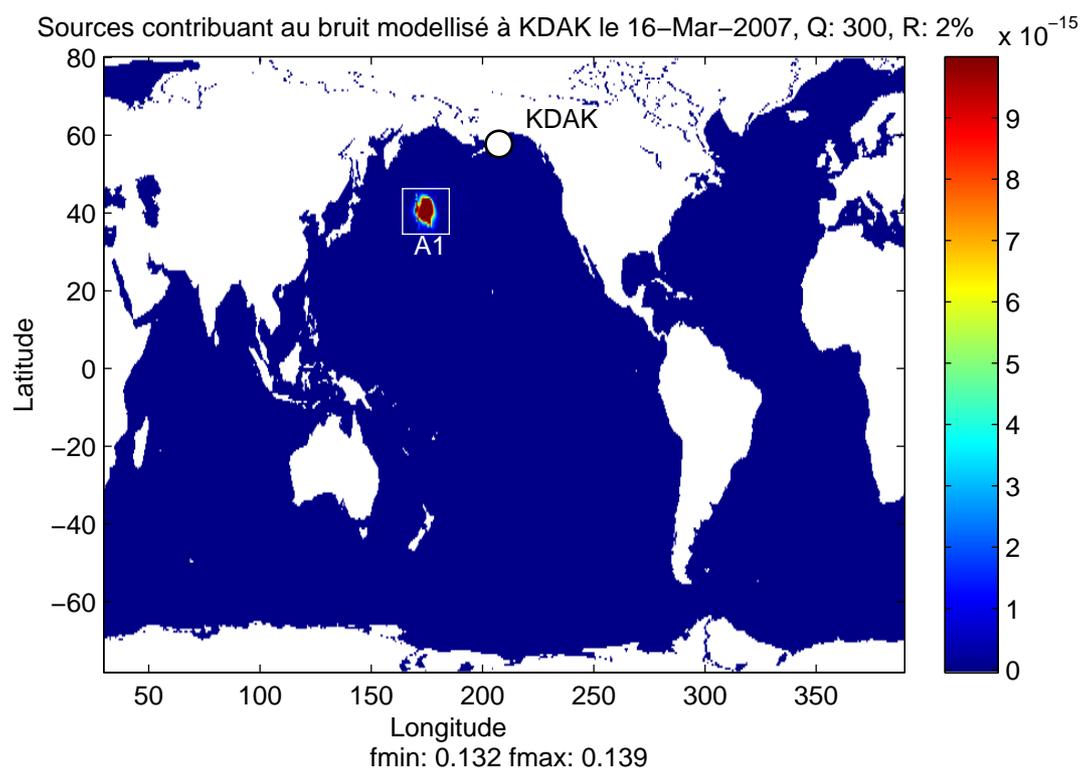


FIGURE 12 – Sources de bruit pour l'événement du 16 mars 2007. Définition de la zone A1, dans laquelle est localisée la source A

On remarque notamment que le bruit observé à POHA et à KIP avant le pic du 16 mars est dû à des sources localisées en dehors de A1. Puisqu'il existe un écart entre les courbes verte et rouge pour ces stations avant le 16/03, on en déduit que ces sources sont en partie dues à la réflexion.

On peut s'étonner de voir la différence d'amplitude de déplacement vertical entre KIP et POHA, pourtant distantes de seulement 300 km. Cela est dû à un effet de site. L'effet de site est le terme utilisé pour décrire la modification de la secousse sismique induite par la géologie locale. La nature du sol sur lequel est installé la station peut ainsi fortement affecter ses mesures.

Le deuxième pic observé par les stations américaines de COR et BKS le 17 mars est également dû à d'autres sources géographiques. Ce deuxième pic n'apparaissant pas du tout pour la modélisation sans réflexion, on comprend qu'il est dû à la réflexion des vagues à la côte.

Pour l'événement du 16 mars, on conserve un bon accord entre les données et la modélisation lorsqu'on restreint la zone d'étude, signe que la source A est bien la source de bruit principale pour ces six stations. Le modèle sous-estime cependant légèrement le bruit aux stations de BKS, KIP, COR et KDAK. Cela peut venir de la calibration des coefficients de réflexion et de qualité.

Pour les stations de Corvallis et Berkeley, le coefficient de qualité est généralement faible ($Q \simeq 200$). Cependant, la source A est située au milieu du Pacifique, où Q est plus proche de 800. On choisit donc $Q = 450$ pour prendre en compte cette variation spatiale.

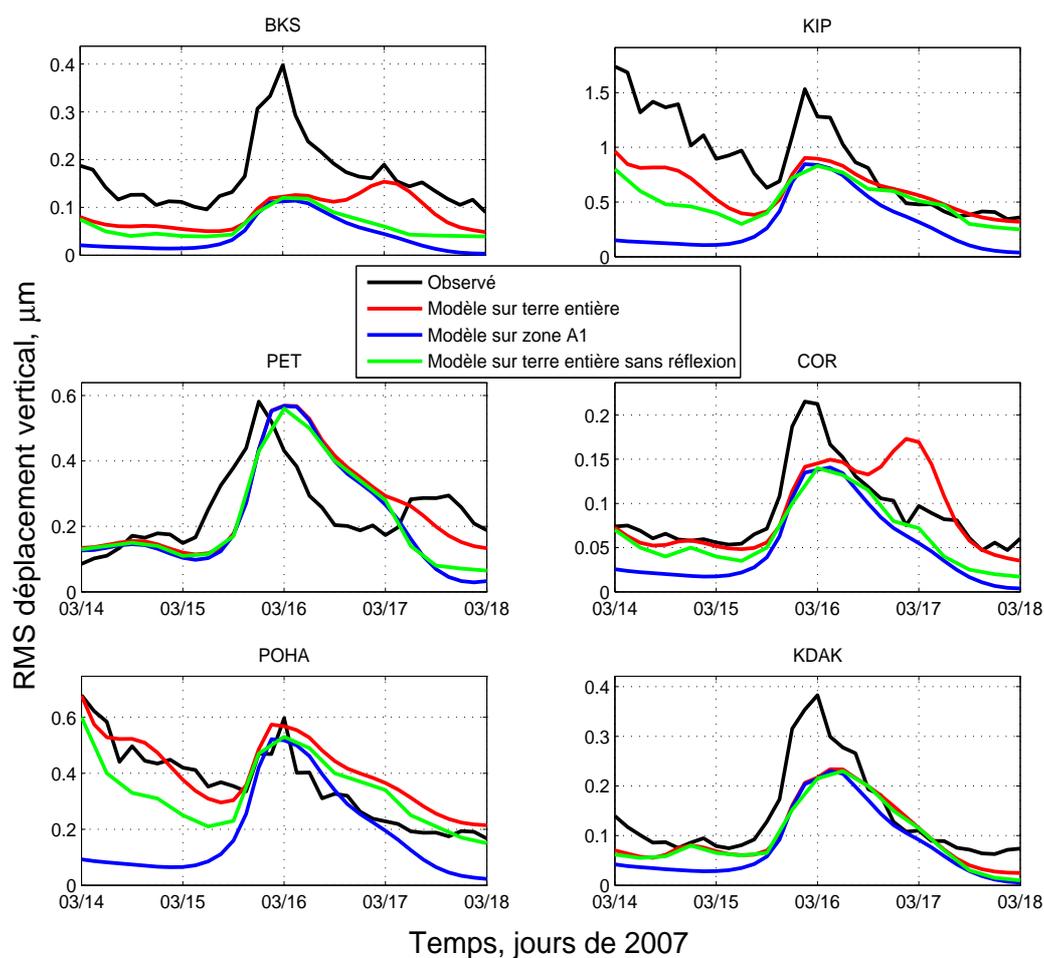


FIGURE 13 – Moyenne quadratique du déplacement vertical observé (courbe noire), calculé à partir des sources de bruit sur la terre entière (courbe rouge), modélisé à partir des sources de bruit de 160°E 30°N à 180°E 50°N (courbe bleue), et modélisé sur la terre entière sans réflexion (courbe verte)

Avec ces paramètres, la modélisation reproduit bien les observations. Les stations de BKS et COR semblent donc observer une source de bruit sismique située à près de 5000 km.

3.2 Couche de sédiments sur West Kerguelen (WKER)

Ayant pu vérifier la validité de la modélisation sur Hawaï, on veut la confronter à des mesures réalisées dans une autre région du globe. On s'intéresse à l'océan Indien.

La deuxième station acoustique utilisée a été déployée à l'ouest des îles Kerguelen ($46^{\circ} 49,89'S$; $60^{\circ} 24',00E$) lors de la campagne Oha-sis-bio en 2010. Elle était immergée dans le canal SOFAR 550m sous la surface, dans une zone de profondeur moyenne de 4400m.

Cette installation était prévue à l'origine pour enregistrer le signal à plus haute fréquence (jusqu'à 120Hz) des grand mammifères marins. L'hydrophone n'a donc pas été calibré pour les fréquences inférieures à 2 Hz, et on utilise ici la courbe de calibration fournie par le fabricant. Par conséquent, la réponse de l'hydrophone à très basse fréquence n'est pas bien connue. Comme pour les données du Pacifique, on calcule un spectre moyen par intervalle de trois heures.

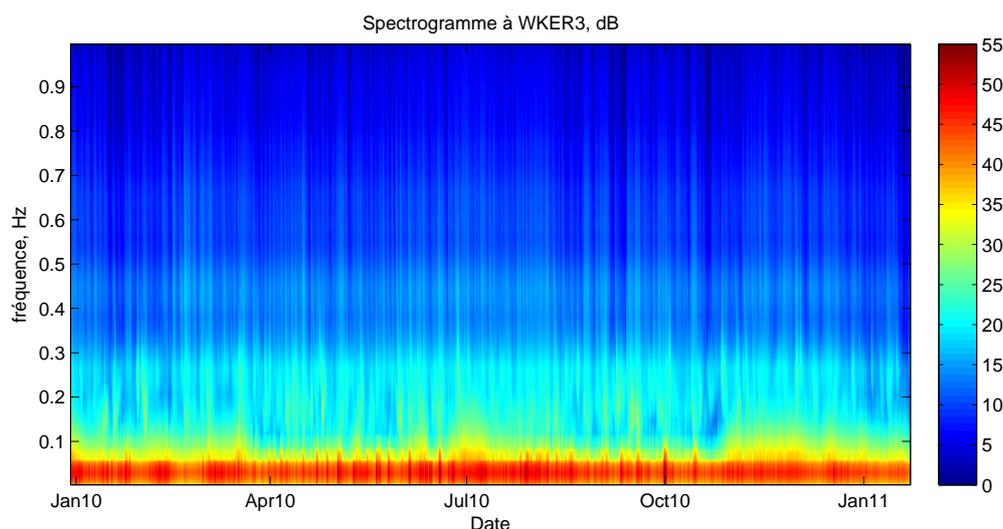


FIGURE 14 – Spectrogramme enregistré à WKER du 28 décembre 2009 au 25 janvier 2011

Le spectrogramme de la figure 14 laisse clairement apparaître les bandes horizontales révélant la présence des modes acoustiques prévus par Stoneley [1926].

Les trois maxima locaux indiqués par des flèches noires sur la figure 16 sont observés à 0,25 Hz, 0,42 Hz et 0,58 Hz. Ces pics ne correspondent pas à ce que prévoit la modélisation pour une croûte semi-infinie.

Les fréquences auxquelles le modèle prévoit ces modes sont bien plus faibles que les fréquences des pics de bruits observés. On sait [Abramovici, 1968] qu'une couche de sédiment peut fortement modifier les relations de dispersion des ondes de Rayleigh. D'après les bases de données globales d'épaisseur de sédiments, la croûte dans la zone de WKER est couverte d'une couche d'au moins 500 m de sédiments (voir figure 15). On

choisit de modéliser la réponse avec une couche de 600 m de sédiments. Grâce aux résultats de Hamilton [1976], on a choisi une vitesse des ondes de cisaillement $\beta_s = 600 \text{ m/s}$, des ondes de compression $\alpha_s = 2 \text{ km/s}$ et une densité $\rho_s = 1700 \text{ kg/m}^3$.

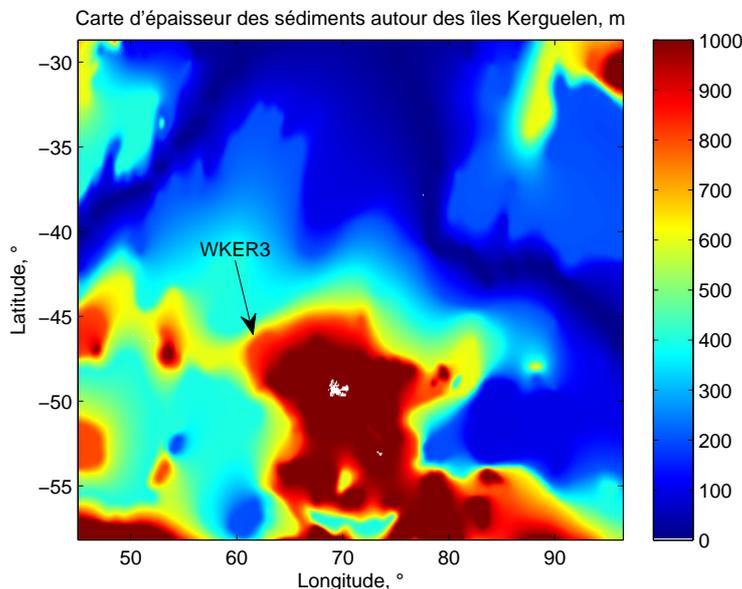


FIGURE 15 – Carte d'épaisseur des sédiments autour des îles Kerguelen

L'ajout d'une couche de sédiments dans le modèle décale certains modes vers les basses fréquences, comme le montre la figure 5 (b). Les pics ainsi modélisés se trouvent alors à 0,22 Hz, 0,45 Hz et 0,58 Hz, ce qui correspond mieux aux observations (figure 16). Les modes 0 et 1 sont légèrement décalés vers les basses fréquences entre les figures 5 (a) et 5 (b). De nouveaux modes de propagation font leur apparition (modes 2 et 4 sur la figure 5 (b)). La fréquence des pics modélisés est ainsi modifiée. Le niveau de bruit est également fortement affecté : le mode 0 est atténué de 10 dB avec l'ajout de la couche de sédiments, et s'estompe beaucoup plus rapidement pour $f > 0.2 \text{ Hz}$.

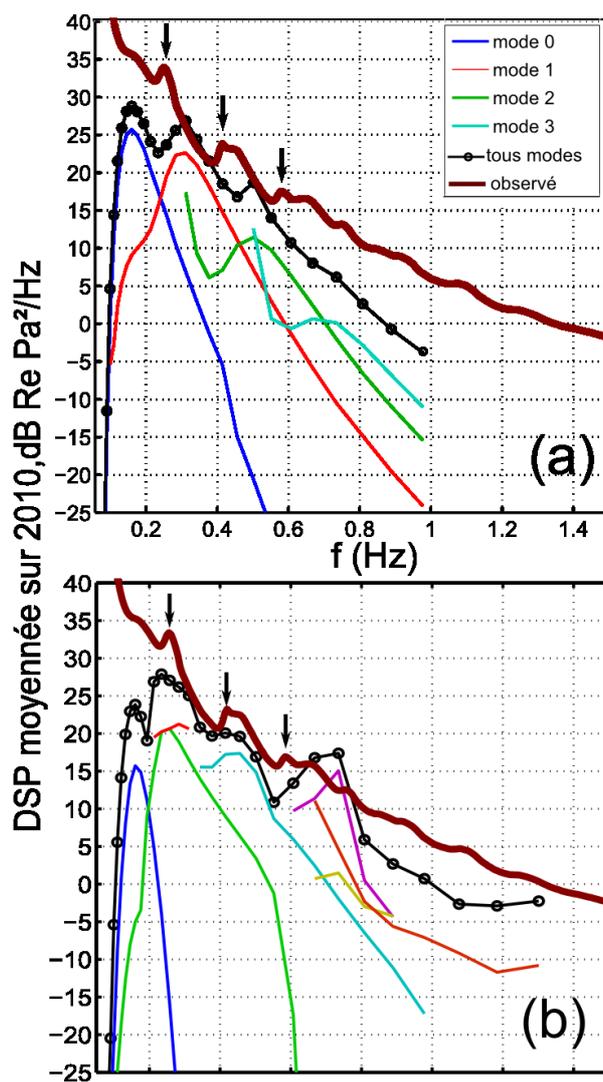


FIGURE 16 – Bruit modélisé et mesuré à WKER sans sédiments (a) et avec 600 m de sédiments (b)

4 Conclusions

Deux lots de données hydro-acoustiques nous ont permis de tester la validité de la modélisation du bruit acoustique ultra-basse fréquence (0,1 à 1 Hz) à partir des modèles numériques de vagues. Cela a permis de vérifier que les ondes de Rayleigh dominent le bruit acoustique en océan profond. Ces observations valident le cadre théorique dans lequel on s'est placé pour effectuer les calculs.

La modélisation du bruit est très sensible aux coefficients d'atténuation et de réflexion, qui sont assez mal connus. Une amélioration est possible en établissant une carte de ces coefficients. La réflexion peut être estimée à partir de cartes bathymétriques et topographiques en calculant la pente de la côte. Ce travail est d'ailleurs déjà en cours. Une carte de coefficient d'atténuation est plus compliquée à établir car elle nécessite d'étudier de nombreux événements, bien répartis sur la zone à cartographier.

Le niveau de bruit modélisé étant également sensible aux propriétés de la couche de sédiments, il est nécessaire d'en avoir une bonne connaissance. Bien qu'une carte globale d'épaisseur de sédiments existe, leurs propriétés physiques (densité, vitesses des ondes de compression et de cisaillement) restent mal connues.

On peut également envisager d'améliorer la modélisation en prenant en compte une stratification à n couches de la Terre. Cela nécessiterait néanmoins une connaissance encore meilleure des propriétés des sédiments.

Références

- F. Abramovici. Diagnostic diagrams and transfer functions for oceanic wave-guides. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 58(1) :427–456, 1968.
- F. Ardhuin and T. Herbers. Double-frequency noise generation by surface gravity waves in finite depth : gravity, acoustic and seismic modes. *Under consideration for publication in J. Fluid Mech.*, 2012.
- F. Ardhuin, E. Stutzmann, M. Schimmel, and A. Mangeney. Ocean wave sources of seismic noise. *Journal of Geophysical Research*, 116(C9) :C09004, 2011.
- F. Ardhuin, A. Balanche, E. Stutzmann, and M. Obrebski. From seismic noise to ocean wave parameters : General methods and validation. *Journal of Geophysical Research*, 117(C5) :C05002, 2012.
- F. Ardhuin, T. Lavanant, M. Obrebski, L. Marié, J.-Y. Royer, J.-F. d’EU, B. M. Howe, R. Lukas, and J. Aucan. A numerical model for ocean ultra low frequency (ulf) noise : wave-generated acoustic-gravity and rayleigh modes. *Journal of Acoustical Society of America*, 2013.
- D. Divins. Total sediment thickness of the world’s oceans & marginal seas, 2006.
- F. Duennebier, R. Lukas, E. Nosal, J. Aucan, and R. Weller. Wind, waves, and acoustic background levels at station aloha. *Journal of Geophysical Research*, 117(C3) :C03017, 2012.
- W. Ewing, W. Jardetzky, F. Press, and A. Beiser. Elastic waves in layered media. *Physics Today*, 10 :124–126, 189–193, 224–230, 1957.
- J. Grolier, A. Fernandez, M. Hucher, and J. Riss. *Les propriétés physiques des roches : théories et modèles*. Masson, 1991.
- E. Hamilton. Shear-wave velocity versus depth in marine sediments ; a review. *Geophysics*, 41(5) :985–996, 1976.
- K. Hasselmann. A statistical analysis of the generation of microseisms. *Reviews of Geophysics*, 1(2) :177–210, 1963.
- J. Lighthill. *Waves in fluids*. Cambridge Univ Pr, 2001.
- M. Longuet-Higgins. A theory of the origin of microseisms. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 243(857) : 1–35, 1950.
- M. J. Obrebski, F. Ardhuin, E. Stutzmann, and M. Schimmel. How moderate sea states can generate loud seismic noise in the deep ocean. *Geophysical Research Letters*, 39(11) :L11601, 2012.
- R. Stoneley. The effect of the ocean on rayleigh waves. *Geophysical Journal International*, 1 :349–356, 1926.