
Application au cas d'une surface maritime en présence d'une cible

Sommaire

3.1	Etat de l'art et positionnement du problème	79
3.2	Caractérisation physique de la surface de mer	81
3.3	Caractérisation géométrique de la surface de mer	84
3.4	Modèles de spectre de la mer	85
3.5	Génération d'une surface maritime 2D aléatoire	91
3.6	Calcul de la SER d'une surface maritime	94
3.7	Simulations numériques d'une scène complexe	99
3.8	Conclusion	102

Dans le chapitre précédent l'étude a porté sur la diffusion en configuration bi-statique par une cible complexe en espace libre. Dans ce chapitre nous présentons comment prendre en compte la présence de la surface maritime dans le processus de calcul développé dans le chapitre 2. A cette fin, nous commencerons tout d'abord par présenter les caractéristiques physiques et géométriques d'une surface de mer. Nous rappellerons ainsi les différentes descriptions spectrales de la surface de mer. Nous terminons ce chapitre par la présentation de différentes simulations effectuées en considérant une cible dans son environnement maritime.

3.1 Etat de l'art et positionnement du problème

L'étude de la diffusion d'une onde électromagnétique (EM) par un modèle composé d'une cible en trois dimensions (3D) posée sur une surface rugueuse à deux dimensions (2D) a été ces dernières années sujet d'intérêt d'un grand nombre de chercheurs. C'est un problème typique dans l'étude des caractéristiques de diffusion EM d'un objet intégré dans son environnement, tels que les navires sur la mer, des chars sur le terrain...etc. Certaines études antérieures ont porté sur le modèle du demi-espace de la fonction de Green [LC01]. Cependant, le modèle demi-espace de la fonction de Green simplifie le problème de diffusion par une surface rugueuse. Certains travaux ont simplifié ce problème 3D à un problème 2D c'est-à-dire simplifier le modèle 3D pour un modèle avec un objet 2D sur une surface rugueuse mono-dimensionnelle (1D) [GWM09] [WL09]. Cependant, ce modèle simplifié ne correspond pas à un problème de diffusion réaliste dans ce domaine d'ingénierie. De nombreuses méthodes ont été testées dans l'étude de la diffusion par un modèle composite. Un algorithme

itératif numérique a été appliqué pour calculer la diffusion par un modèle composite (surface de mer + cible) dans [Joh02], où le modèle de quatre chemins (four-path) a été introduit afin d'illustrer le mécanisme d'interaction entre la cible et son environnement (la surface de mer). Basé sur le modèle (quatre-chemin), Jin et Ye [YJ07] ont introduit un algorithme analytique-numérique hybride pour la diffusion par un objet 2D au-dessus d'une surface rugueuse 1D, et la règle de troncature de longueur pour le cas 1D a été traitée. Elle peut résoudre le problème de diffusion par une surface rugueuse 1D. Mais il est difficile de traiter efficacement le problème de la diffusion par une surface rugueuse 2D en raison du temps de calcul coûteux. Dans [GLZ09], la FDTD parallèle a été utilisée pour étudier le modèle composite 3D. La FDTD n'est pas assez efficace pour ce problème, puisqu'elle est plus dédiée traitement des surfaces. En particulier, lorsque la surface de la mer est réelle (grande échelle). Une méthode itérative hybride basée sur l'approximation de Kirchhoff (KA) [Tho88] et la MLFMA [YZN09] [TAB⁺10] a été introduite pour analyser la diffusion par un modèle composite (objet 3D sur une surface rugueuse 2D) [YZ11]. Récemment, les méthodes asymptotiques [XJ09] ont été introduites pour calculer la diffusion par une cible 3D présente sur la surface maritime. Le modèle développé dans le cadre de nos travaux de thèse considère un cas plus général d'une scène complexe (cible+surface de mer) d'une configuration quelconque, permettant ainsi de calculer la réponse électromagnétique de cette scène en tenant compte des différents phénomènes de dispersion présentés au chapitre précédent.

Notre problématique porte sur la modélisation des interactions entre l'objet et l'environnement. Nous nous sommes intéressé ici à la modélisation de ces interactions pour une configuration plus réaliste surtout que la plupart des travaux similaires traitent le problème des objets indépendamment de la modélisation de l'environnement marin. Ce chapitre mettra en évidence les relations entre la cible et son milieu lors de l'observation par un radar, la situation est illustrée sur la figure 3.1.

L'état de la surface maritime n'intervient pas seulement au niveau des propriétés du fouillis mais a aussi une influence directe sur le mouvement et la visibilité géométrique de la cible. Pour un état de mer donné, le degré de visibilité géométrique de l'objet flottant est principalement déterminé notamment par ses dimensions et ses caractéristiques diélectriques.

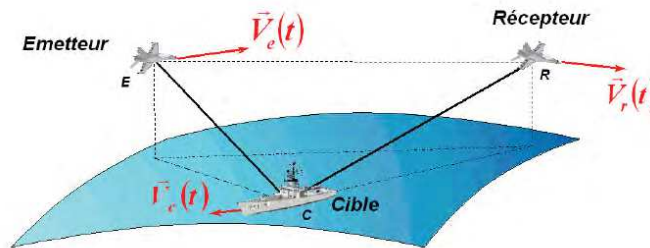


Figure 3.1 — Configuration générale du problème

Dans ce chapitre, nous proposons le traitement d'une application de modèle développé pour le calcul de la SER d'une scène maritime composée d'une cible complexe intégrée dans son environnement marin. Dans un premier temps, nous décrivons les propriétés physiques et électromagnétiques, ainsi que la caractérisation géométrique de la surface de mer en rappelons les différentes descriptions spectrales de la surface de mer. Cette étude servira par la suite à modéliser l'interaction locale entre la scène maritime et l'onde électromagnétique incidente.

Puis on s'attachera à expliciter la technique adoptée pour la génération d'une surface de mer $2D$, on finira par une comparaison entre les résultats obtenus par notre processus globale et ceux obtenus par d'autres modèles de diffusion par une surface de mer rugueuse. Nous terminons ce chapitre en présentant différentes simulations effectuées en considérant une scène complexe.

3.2 Caractérisation physique de la surface de mer

L'eau de mer occupe 360 millions de kilomètres caré sur la surface de la Terre, ce qui représente environ 70% de la surface de la terre. Cette eau est dite salée car elle contient des éléments dissout sous forme ionique, principalement du chlore et du sodium. La présence de ce sel fait que la masse volumique de l'eau de mer en surface est d'environ $1,025 \text{ g.mL}^{-1}$, ce qui la rend plus dense que l'eau douce, et lui confère également des caractéristiques électromagnétiques particulières. Dans cette section on présente les principales caractéristiques diélectriques de l'eau de mer.

3.2.1 Perméabilité de l'eau de mer

L'eau de mer étant un milieu non magnétique, alors nous avons considéré sa perméabilité ($\mu = 1$). Par conséquent, seule sa permittivité électrique relative ϵ_r sera prise en compte.

3.2.2 Permittivité de l'eau de mer

La permittivité, ou constante diélectrique, est une propriété physique qui décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique.

La constante diélectrique relative ϵ_r est définie comme étant le rapport de la constante diélectrique de la surface ϵ par la permittivité de l'espace libre ϵ_0 . Dans ce travail nous avons opté pour la formulation de Debye [Deb29]. Cette constante diélectrique dépend de la fréquence $f = \omega/2\pi$, de la température T et de la salinité de l'eau de mer S ¹, elle est donnée par l'équation 3.1.

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}. \quad (3.1)$$

Où :

- α est un paramètre empirique qui décrit la distribution des temps de relaxation.
- $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} [F/m]$, représente la permittivité de l'espace libre.
- $\epsilon_\infty = 4.8$, représente la permittivité électrique haute fréquence.
- ϵ_s représente la permittivité statique, elle dépend de la salinité S et de la température de l'eau T .

Lorsque la salinité de la mer est comprise entre 4 et 35ppm, la constante diélectrique statique s'écrit sous la forme [Awa07] [Aya06] :

$$\epsilon_s(T, S) = \epsilon_s(T, 0) a_s(T, S) \quad (3.2)$$

Avec :

1. Correspond à la quantité en g de sel dissout dans un $1kg$ de la solution

$$\epsilon_s(T, 0) = 87.134 - 1.949 \times 10^{-1}T - 1.276 \times 10^{-2}T^2 + 2.491 \times 10^{-4}T^3 \quad (3.3)$$

Et

$$a_s(T, 0) = 1.0 + 1.613 \times 10^{-5}ST - 3.656 \times 10^{-3}S + 3.210 \times 10^{-5}S^2 - 4.232 \times 10^{-7}S^3 \quad (3.4)$$

Avec :

τ représente le temps de relaxation. Lorsque $0 \leq S \leq 157 \text{ ppm}$ et $0 \leq T \leq 40^\circ\text{C}$, il s'exprime de la manière suivante :

$$\tau(T, S) = \tau(T, 0)b(T, S) \quad (3.5)$$

Avec :

$$\tau(T, 0) = 1.768 \times 10^{-11} - 6.086 \times 10^{-13}T + 1.104 \times 10^{-14}T^2 - 8.111 \times 10^{-17}T^3. \quad (3.6)$$

Et

$$b(T, S) = 1 + 2.282 \times 10^{-5}ST - 7.638 \times 10^{-4}S - 7.76 \times 10^{-6}S^2 + 1.105 \times 10^{-8}S^3. \quad (3.7)$$

σ représente la conductivité ionique de l'eau de mer. Lorsque $0 \leq S \leq 40 \text{ ppm}$, elle est donnée par l'expression suivante :

$$\sigma(T, S) = \sigma(25, S) \exp(-\Delta\beta) \quad (3.8)$$

Avec :

$$\sigma(25, S) = S \left(0.182521 - 1.46192 \times 10^3 S + 2.09324 \times 10^{-5} S^2 - 1.28205 \times 10^{-7} S^3 \right). \quad (3.9)$$

$$\Delta = 25 - T. \quad (3.10)$$

Et

$$\begin{aligned} \beta = & 2.033 \times 10^{-2} + 1.266 \times 10^{-4}\Delta + 2.464 \times 10^{-6}\Delta^2 \\ & - S \left(1.849 \times 10^{-5} - 2.551 \times 10^{-7}\delta + 2.551 \times 10^{-8}\Delta^2 \right). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Afin d'illustrer le comportement de la permittivité de l'eau de mer, nous représentons les variations de la partie réelle (figure 3.2(a)), et celle de la partie imaginaire (figure 3.2(b)), en fonction de la fréquence, et pour différentes valeurs de la température et de la salinité. Nous constatons d'après la courbe de la figure 3.2(a), que la variation de la partie réelle peut se décomposer en trois domaines en fonction de la fréquence. Le premier domaine correspond à la zone basses fréquences, où ϵ_r est environ égale à la permittivité ϵ_{s0} . Une partie de transition correspondant à la fréquence de coupure de la constante diélectrique. Enfin, la dernière zone correspondant sensiblement à la valeur limite de la constante diélectrique ϵ_{ir} . Cette dernière

zone est qualifiée de haute fréquence.

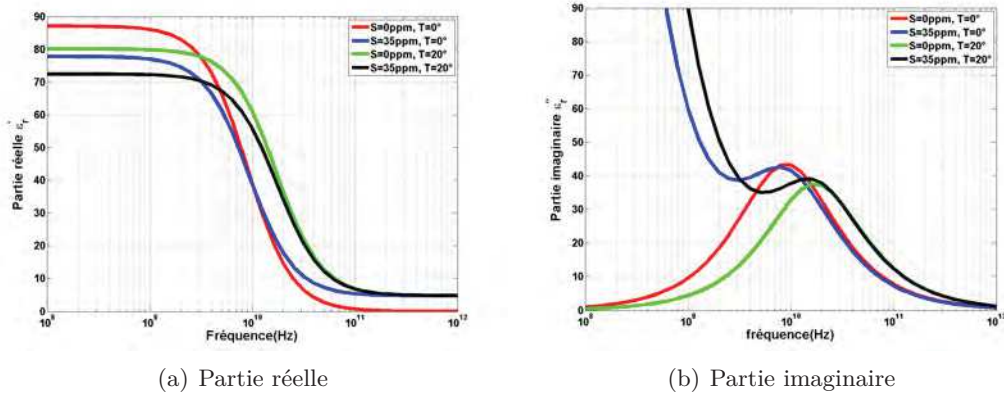


Figure 3.2 — Comportement de la permittivité électrique de l'eau de mer en fonction de la fréquence

À l'examen de la figure 3.2, on peut remarquer que le comportement de chaque une des zones évoquées précédemment est différent selon la température. Ainsi, l'effet de la température est marqué par une translation des courbes vers l'axe des abscisses dans la première zone. Ce qui explique la prédominance du terme *permittivité statique*. La zone de transition est marquée par un déplacement de la fréquence de coupure vers les hautes fréquences lorsque la température augmente. Pour la zone qualifiée de haute fréquence, l'influence de la température est négligeable.

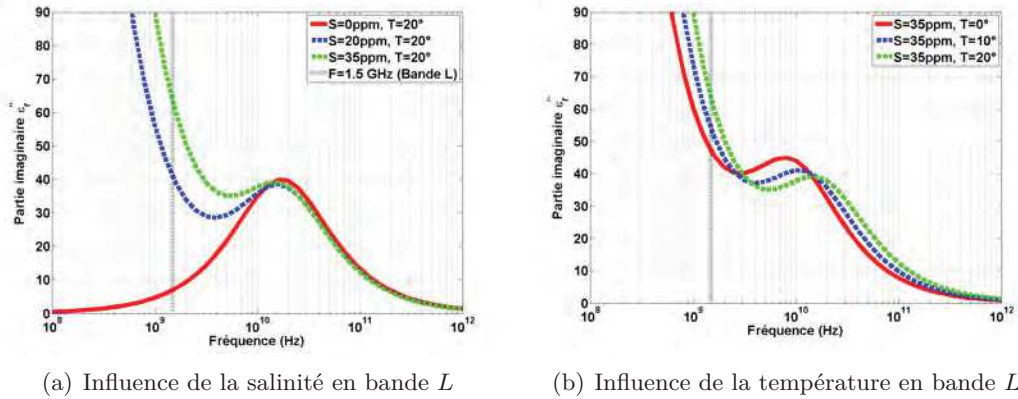


Figure 3.3 — Comportement de la partie imaginaire de la permittivité en bande L

Pour la partie imaginaire (figure 3.2(b)), il s'avère, qu'il y a trois régions de variation pour la constante diélectrique en fonction de la fréquence. La première est marquée par une diminution rapide pour des fréquences faibles ce qui traduit la translation des courbes vers les valeurs les plus élevées, et ceci pour une augmentation de la température. La deuxième zone, appelée aussi zone de transition, avec un maximum relatif dont le comportement est inversement proportionnel à la température. La troisième zone, se caractérise par une diminution de la partie imaginaire pour des fréquence importantes avec un comportement vis-à-vis de la température identique à la première zone. On note aussi que pour la partie imaginaire est caractérisée par une forte variation en fonction de la salinité dans la bande L, ce comportement

est illustré par la figure 3.3.

3.3 Caractérisation géométrique de la surface de mer

L'état de la mer à un instant donné résulte d'origine variée (mer de vent, houle, réaction du fond pour des profondeurs faibles, effet de la cote), ainsi que, des agitations hydrodynamiques de direction de propagation et d'amplitude différentes. Vu la présence de l'aspect aléatoire de la surface de la mer qui doit être décrite par une représentation statistique. La surface de la mer est considérée comme un système aléatoire à quatre dimensions (*trois spatiales et une temporelle* x, y, z, t) [Awa07], dont l'évolution est essentiellement gouvernée par le vent et la gravité. Avant d'aborder la génération de la surface de mer $2D$ qui est nécessaire à notre application, nous décrivons dans ce qui suit (une caractérisation géométrique de la surface de mer), le mécanisme de génération des vagues, la notion de Fetch, le type de vagues, la houle théorique et enfin la mer du vent.

Génération des vagues

Le principal créateur des vagues de la surface de la mer est la force du vent. La phase de génération des vagues se caractérise par des instabilités hydrodynamiques, la non-linéarité des mécanismes ainsi que la turbulence qui ont une place prépondérante dans cette phase. En plus de la durée d'action du vent, le degré d'organisation et les caractéristiques du champ de vagues créés par le vent dépendent de la distance horizontale appelé *fetch* [Awa07], le long de laquelle il s'est manifesté.

Le Fetch

On désigne par le fetch la distance d'action du vent sur la mer et par extension sa durée d'action [ECK97]. On parle de mer jeune lorsque le fetch est court, dans ce cas les vagues sont en stade de croissance du vent. Ainsi, leurs caractéristiques dépendent à la fois de la vitesse de vent et du fetch. Pour un vent donné, l'augmentation du fetch entraîne une augmentation de l'amplitude et la longueur d'onde dominante des vagues.

La figure 3.4 représente une illustration graphique de la notion du fetch.

Type de vagues

En fonction de leurs longueurs d'onde, il existe deux types de vagues :

Vagues de capillarité Ces vagues se produisent quand le vent commence à souffler sur une mer calme, donnant naissance à des vagues de courte longueur d'onde, connue par vagues de capillarité. La longueur d'onde de ces vagues varient entre quelques millimètres à quelques centimètres. L'autre type est les **vagues de gravité** qui se caractérise par le fait qu'après leurs formation, leur longueur d'onde et leur amplitude augmentent par transfert d'énergie non linéaire et par recouvrement. Ces ondes sont connues par vagues de gravité, parce qu'elles se propagent à cause de la force de la pesanteur [Awa07]. Leur longueur d'onde varie d'une dizaine de centimètres à quelques dizaines de mètres.

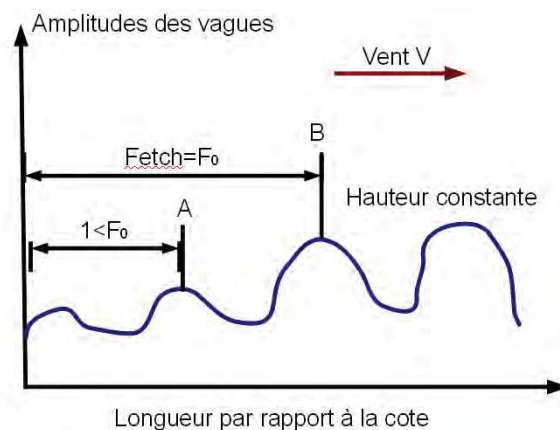


Figure 3.4 — Illustration de la notion du Fetch

Houle théorique

La houle théorique est simplement définie par une vague qui a quittée sa zone de génération. Ces vagues sont caractérisées par une amplitude et une période sensiblement constantes [Awa07]. En outre, leur période est toujours plus grande que celle de la mer de vent.

Surface de Mer

La mer de vent est l'ensemble des vagues levées par le vent dans leur aire de genèse. L'ensemble des ondulations de longueurs d'ondes différentes qui se chevauchent entre elles constitue cette mer, un exemple est illustré dans la figure 3.5. La surface de mer peut être décrite comme une superposition de vagues de longueur d'onde, de hauteur et de direction de propagation différente comme le montre la figure 3.5. La surface de mer que l'on modélise est une mer de vent c'est-à-dire une mer générée par le vent local. Lorsque ce vent souffle depuis suffisamment longtemps et sur une distance suffisamment grande alors la surface de mer atteint son état d'équilibre, on parle d'une mer totalement développée. En pleine mer, ces hypothèses sont raisonnables. Il est important de ne pas confondre une mer de vent avec une houle qui est générée par les grandes échelles issues d'une mer de vent qui se propagent au de là de la zone ventée.

Après avoir présenté les deux types de caractérisation de la surface de mer, nous décrivons dans ce qui suit les modèles de spectre de la mer qui sont nécessaires à la génération de la surface de mer.

3.4 Modèles de spectre de la mer

Les développements théoriques sur les différents spectres de la mer ont commencé dans les années 70, afin de permettre l'estimation des coefficients de rétro-diffusion d'une surface maritime entre 2 et 18 GHz c'est-à-dire dans les bandes L et Ku, le spectre de Pierson-Moskowitz [FL82] est l'un des premiers spectres apparus, après le spectre Gaussien. Le spectre de Pierson-Moskowitz [FL82] décrit les deux régimes de gravité et de capillarité. Ensuite, JONSWAP proposât une modification pour le spectre de Pierson-Moskowitz en introduisant

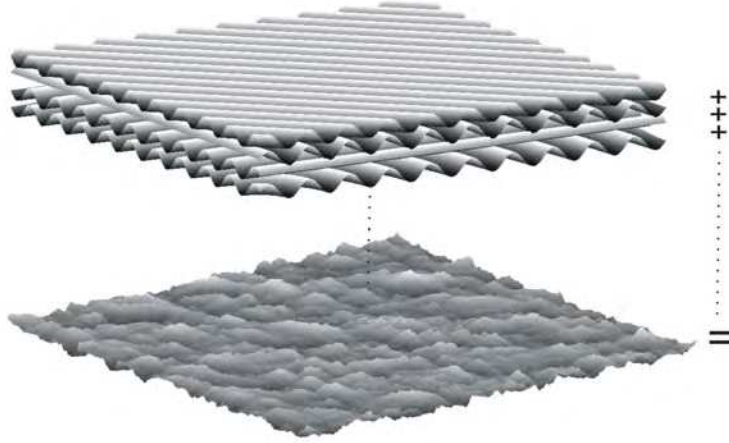


Figure 3.5 — Formation de la mer par superposition de vagues indépendantes

l'effet du Fetch. Le spectre de Apel représente une synthèse des travaux effectués dans les années 1980 – 1990. Le spectre développé par Elfouhaily et coll. en [ECK97] est un spectre omnidirectionnel défini pour tous les nombres d'onde. Nous nous limitons notre étude dans ce chapitre à trois spectres qui sont le spectre Gaussien, le spectre de Pierson-Moskowitz et le spectre d'Elfouhaily.

3.4.1 Spectre Gaussien

Le modèle Gaussien est le spectre utilisé le plus souvent dans la littérature pour caractériser une surface aléatoire. Sa fonction de densité de probabilité est donnée par :

$$pr(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-z^2}{2\sigma^2}} \quad (3.12)$$

Où σ est l'écart type des hauteurs et σ^2 désigne la variance. Ainsi la fonction d'auto-corrélation du spectre gaussien s'écrit [YII95] :

$$\rho(R) = e^{\frac{-R^2}{L^2}} \quad (3.13)$$

Où L présente la longueur de corrélation. La transformée de Fourier de $\rho(R)$ donne l'expression du spectre :

$$W(K) = \frac{L^2}{2} e^{\frac{-L^2}{4} K^2} \quad (3.14)$$

Dans cette expression K désigne la fréquence spatiale dans le cas mono-dimensionnel. D'après la formule de normalisation du spectre :

$$S(K) = K\sigma^2 W(K) \quad (3.15)$$

Ce qui nous a permis d'écrire que :

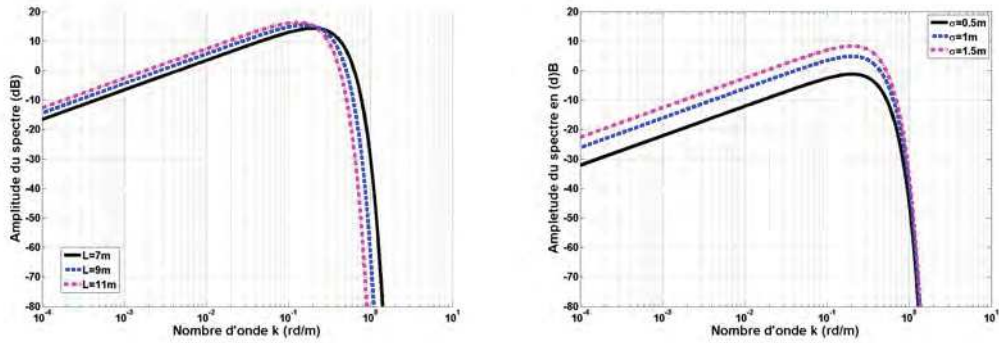
$$S(K) = \frac{L^2 \sigma^2 K}{2} e^{-\frac{L^2}{4} K^2} \quad (3.16)$$

Pour le cas bidirectionnel, il suffit de remplacer K par son expression en fonction de K_x et K_y , ce qui revient à écrire :

$$S(K_x, K_y) = \frac{L^2 \sigma^2 \sqrt{K_x^2 + K_y^2}}{2} e^{-\frac{L^2}{4} (K_x + K_y)^2} \quad (3.17)$$

Le comportement du spectre Gaussien $S(K)$ est représenté sur la figure 3.6 suivant la variation de la longueur L , ainsi que pour différentes valeurs de l'écart type σ .

Nous constatons que la variance favorise le déplacement horizontal du spectre de surface suivant la fréquence spatiale, alors que la distance de corrélation L présente un effet direct sur l'amplitude du spectre.



(a) Variation du spectre pour différentes valeurs de la longueur L (b) Variation du spectre pour différentes valeurs de l'écart type σ

Figure 3.6 — Variation de l'amplitude du spectre en fonction du nombre d'onde K pour différentes valeurs de σ et L

Pour définir le modèle Gaussien, il suffit juste de préciser la longueur de corrélation ainsi que la variance. Ce modèle reste insuffisant pour décrire la réalité de la surface maritime qui dépend essentiellement de la force ainsi que la direction du vent. Pour tenir compte de cette réalité, d'autres modèles plus réalistes ont été élaborés.

3.4.2 Spectre de Pierson-Moskowitz

Le spectre de Pierson-Moskowitz [PM64] a été élaboré dans les années 70, son expression analytique est donnée par :

$$S(K, \phi) = \frac{4.05 \cdot 10^{-3}}{K^4} e^{-\frac{0.74g^2}{K^2 U_{19.5}^4} \cos^2 \phi} \quad (3.18)$$

Dans l'équation 3.18, $g = 9.81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ représente l'accélération de la pesanteur, $U_{19.5}$ est la vitesse du vent à une altitude de 19.5m au dessus de la surface de la mer et ϕ est la direction du vent. Nous avons tracé sur la figure 3.7, les spectres de mer d'élévation et de courbure en fonction du nombre d'onde K pour trois vitesses de vents. Pour ces trois courbes présentées

sur la figure 3.7, nous remarquons la présence d'un pic, appelé pic de gravite. La position de ce pic dépend de la vitesse du vent.

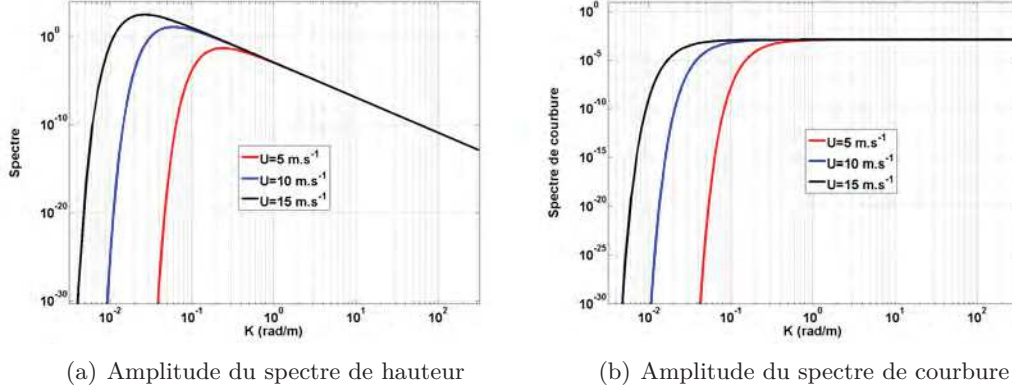


Figure 3.7 — Variation de l'amplitude du spectre de Pierson-Moskowitz pour une direction du vent ($\phi = 0$) et pour différentes vitesses du vent : 5 m.s^{-1} , 10 m.s^{-1} et 15 m.s^{-1}

3.4.3 Spectre d'Elfouhaily

La synthèse de l'ensemble des travaux effectués depuis 1970 sur le comportement des surfaces des océans a donné naissance au spectre d'Elfouhaily [ECK97] qui est un spectre omnidirectionnel défini pour tous les nombres d'onde. Il est élaboré à partir de faits expérimentaux et théoriques qui n'ont pas été pris en compte dans le spectre de Pierson-Moskowitz. Un paramètre intervenant dans le modèle d'Elfouhaily [ECK97] et qui a été défini précédemment est le fetch, qui est homogène à une distance et représente l'étendue de mer sur laquelle l'action du vent est sensible. L'expression analytique bidirectionnelle est définie comme le produit d'une partie isotrope $S(K)$ par une fonction de répartition angulaire $f(K, \phi)$:

$$S(K, \phi) = S(K) f(K, \phi) \quad (3.19)$$

La partie isotrope de spectre d'Elfouhaily est composée de la somme de deux termes, l'un représente le régime de capillarité et l'autre représente le régime de gravité. L'expression analytique est donnée par [ECK97] :

$$S(K) = K^{-3} [B_L(K) + B_H(K)] \quad (3.20)$$

Où B_L et B_H représentent respectivement la contribution des vagues de gravité et celles des vagues de capillarité. La contribution des vagues de gravité B_L est donnée par :

$$B_L = \alpha_p F_p \frac{c(K_p)}{2c(K)} \quad (3.21)$$

Les paramètres de l'équation 3.21 dépendent de la vitesse du vent à une altitude de 10 m (U_{10}) de la surface de la mer. La fraction $\frac{c(K_p)}{2c(K)} \approx \Omega$ représente l'inverse de l'âge de la vague et $c(K)$ est la vitesse de phase et K_p est le nombre d'onde pour une valeur maximale du spectre. $\alpha_p = 0,006\sqrt{\Omega}$. La vitesse de phase $c(k)$ et le nombre d'onde k_p sont exprimés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} c(K) &= \sqrt{\frac{g(1 + \frac{K^2}{K_m^2})}{K}} \\ K_p &= \frac{g\Omega^{0.5}}{U_{10}^2} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Avec $g = 9.81m/s^2$ et Ω est donné par :

$$\Omega = 0.84 \tanh \left[\left(\frac{X}{X_0} \right)^{0.4} \right]^{-0.75} \quad (3.23)$$

Avec $X_0 = 2.2 \cdot 10^4$, X désigne le fetch du vent exprimé en m , et $K_m = 370m^{-1}$.

La fonction F_p de l'équation 3.21 est donnée par l'expression suivante :

$$F_p = \gamma^\Gamma \exp \left[-5 \frac{(\frac{K_p}{K})^2}{4} \right] \exp \left\{ \frac{-\Omega \left[\sqrt{\frac{K}{K_p}} - 1 \right]}{\sqrt{10}} \right\} \quad (3.24)$$

Où

$$\gamma = \begin{cases} 1.7 & 0.84 \leq \Omega \leq 1 \\ 1.7 + 6 \log(\Omega) & 1 < \Omega < 5 \end{cases} \quad (3.25)$$

La contribution des vagues de capillarité est donnée par :

$$B_H(K) = \alpha_m F_m \frac{c(K_m)}{2c(K)} \quad (3.26)$$

Avec :

$$\alpha_m = 0.01 \begin{cases} 1 + \ln \left[\frac{v_f}{c(K_m)} \right] & v_f \leq c(K_m) \\ 1 + 3 \ln \left[\frac{v_f}{c(K_m)} \right] & v_f > c(K_m) \end{cases} \quad (3.27)$$

Où v_f représente la vitesse de friction, elle est donnée par la relation [ECK97] :

$$v_f = U_{10} \sqrt{C_{10}} \quad (3.28)$$

Avec $C_{10} = (0.8 + 0.065U_{10}) \cdot 10^{-3}$. U_{10} et v_f sont ainsi exprimés en ms^{-1} . Finalement, la fonction F_m de l'équation 3.26 est donnée par :

$$F_m = \exp \left[-\frac{(1 - \frac{K}{K_m})^2}{4} \right] \exp \left[-5 \frac{(\frac{K_p}{K})^2}{4} \right] \quad (3.29)$$

Sur la figure 3.9, nous avons présenté la variation du spectre d'Elfouhaily en fonction des différentes vitesses du vent. Dans le but de couvrir le cas directionnel, il a fallu introduire une fonction angulaire $f(K, \phi)$. Par conséquent, l'expression du spectre directionnel est donnée par :

$$S(K, \phi) = S(K) f(K, \phi) \quad (3.30)$$

Où ϕ représente l'angle entre la direction de propagation et la direction du vent comme

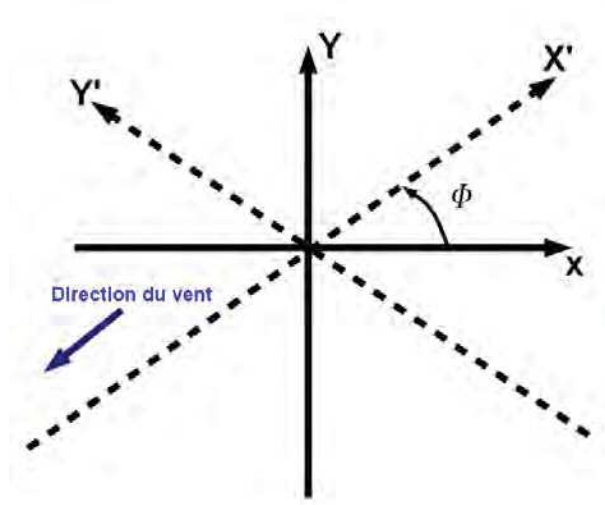


Figure 3.8 — Direction du vent dans le plan (x, y)

le montre la figure 3.8. Par la fonction angulaire d'Elfouhaily proposée dans son modèle que les vagues à grandes longueurs d'ondes sont toujours directionnelles et se propagent principalement dans la direction du vent quelle que soit sa vitesse. Tant dis que les vagues de moyennes et petites longueurs d'ondes qui sont plus dispersées voire même se propagent dans le sens contraire du vent.

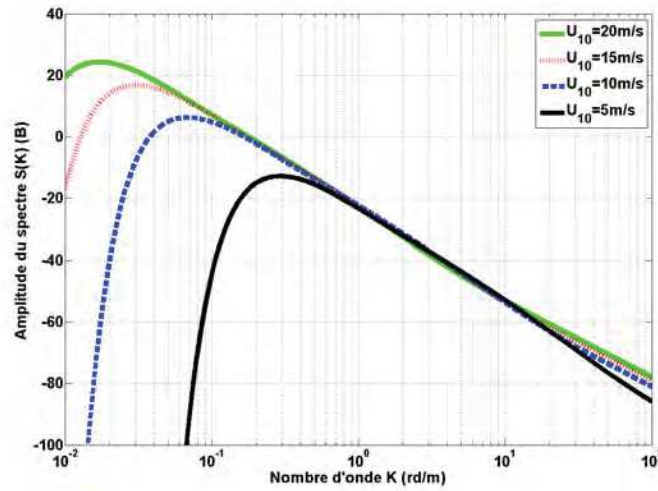
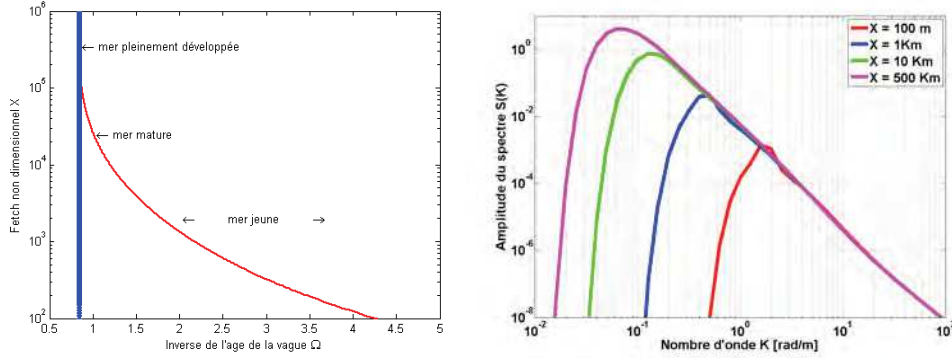


Figure 3.9 — Comportement du spectre d'Elfouhaily pour différentes valeurs de la vitesse du vent U_{10}

Nous avons présenté sur la figure 3.10(a) la variation du fetch en fonction de Ω . Nous remarquons que Ω a une variation inversement proportionnellement à la valeur du fetch. La valeur limite de $\Omega = 0.84$ est atteinte pour une valeur élevée du fetch. Sur la figure 3.10(a), nous avons tracé les variations de l'amplitude du spectre en fonction de différentes valeurs du fetch $X = (0.1, 1, 10, 500) Km$ et pour une vitesse du vent $U_{10} = 10 m/s$. Nous constatons que le maximum se déplace vers les courtes longueurs d'ondes, quand le fetch diminue. Ce comportement correspond au régime de capillarité. Par contre, le régime de gravité est com-



(a) Variation du fetch en fonction de Ω (b) Variation du spectre pour différentes valeurs du fetch

Figure 3.10 — Variation du spectre d'Elfouhaily pour différentes valeurs du fetch avec $U_{10} = 10 \text{ m/s}$

plètement développé pour un fetch élevé dont le spectre est beaucoup plus énergétique. Dans le cas de notre application, nous prenons le cas d'une mer développée $\Omega = 0.84$. Le spectre d'Elfouhaily est retenu pour la suite de nos travaux, notamment pour générer une surface de mer 2D.

3.5 Génération d'une surface maritime 2D aléatoire

L'objectif principal de ce chapitre se focalise autour du calcul de la SER d'une cible intégrée dans l'environnement marin, par conséquent avant de passer au calcul de la SER d'une surface maritime, nous devons caractériser et générer la surface de mer 2D. Dans ce qui suit nous présentons la procédure adoptée pour générer une surface maritime 2D, au-dessus de laquelle on simule la diffusion des ondes électromagnétiques. La surface de mer est complexe à caractériser puisque plusieurs paramètres entrent en jeu dans la description de leur profil. L'étude que nous avons faite concernant les différents spectres de la surface de mer montre qu'il existe une difficulté à connaître précisément et correctement l'évolution d'une surface de mer, ce qui nous a amenée à supposer que cette surface est une surface rugueuse aléatoire. Il convient ainsi de connaître certaines caractéristiques statistiques permettant de décrire son comportement aléatoire.

Le spectre de mer permet de générer une surface de mer, qui sont utilisées pour générer une surface de mer aléatoire (dans les deux cas mono-dimensionnel et bidimensionnel). La technique de génération d'une surface aléatoire est basée sur une méthode spectrale [ABKM07b] [Bou99]. L'idée serait d'appliquer un filtre de réponse impulsionnelle $f(x)$ et de densité spectrale de puissance $S_g(K)$ à un bruit blanc gaussien $b(x)$ centré (contenant toutes les fréquences) de variance unitaire et de densité spectrale de puissance $S_e(K)$. La réponse de ce filtre est donnée par le produit de convolution de $f(x)$ et de $b(x)$:

$$z(x) = f(x) * b(x) \quad (3.31)$$

Où $*$ désigne le produit de convolution. le signal de sortie étant réel on peut alors écrire $f(x)$ sous la forme suivante :

$$f(x) = TF^{-1}[S_g(K)] = TF^{-1}\left[\sqrt{\frac{S_z(K)}{S_e(K)}}\right] \quad (3.32)$$

Où TF et TF^{-1} représentent respectivement la transformée de Fourier et la Transformée inverse de Fourier. $S_z(K)$ représente la densité spectrale du signal de sortie. La densité spectrale d'un bruit blanc gaussien est égale à 1 donc nous pouvons récrire $f(x)$ sous la forme suivante :

$$f(x) = TF^{-1}\left[\sqrt{S_z(K)}\right] \quad (3.33)$$

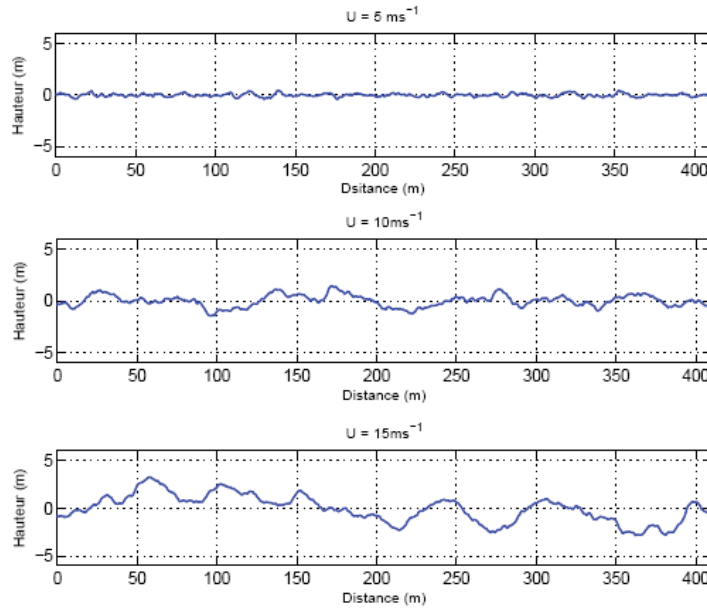


Figure 3.11 — Spectre monodirectionnel d'une surface maritime pour différentes vitesses du vent

D'un autre coté l'utilisation de l'équation 3.31 nous permet d'écrire :

$$f(x) = TF[f(x)]TF[b(x)] = TF\left[TF^{-1}\left[\sqrt{S_z(K)}TF[b(x)]\right]\right] \quad (3.34)$$

Donc la hauteur de la surface de mer à un point donné, notée $z(x)$, est donnée par la formule suivante :

$$f(x) = TF^{-1}\left[\sqrt{S_z(K)}TF[b(x)]\right] \quad (3.35)$$

L'algorithme de génération d'une surface de mer 2D utilisé est basé sur une méthode spectrale de [ABKM07a][ABKM07b]. La première étape consiste à générer une matrice B de la taille de la surface que nous souhaitons générer. Cette matrice représente un bruit blanc gaussien. Ensuite, on multiplie terme à terme cette matrice par la racine carrée du spectre d'amplitude d'Elfouhaily.

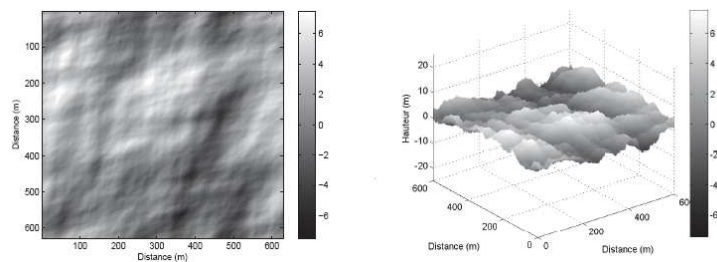
Nombre de Beaufort	Descriptif	Vitesse de vent (m/s)	Vitesse moyenne en noeuds	Vitesse en km/h	Vitesse de friction cm/s	Hauteur des vagues(m)
0	Calme	0.0-0.2	< 1	< 1	< 1	(-)
1	Très légère brise	0.3-1.5	1-3	1-5	2-6	0.1(0.1)
2	Légère brise	1.6-3.3	4-6	6-11	7-12	0.2(0.3)
3	petite brise	3.5-5.4	7-10	9-12	13-18	0.6(1)
4	Jolie brise	5.5-7.9	11-16	20-28	19-28	1(1.5)
5	Bonne brise	8-10.7	17-21	29-38	29-43	2(2.5)
6	Vent frais	10.8-13.8	22-27	39-49	44-62	3(4)
7	Grand frais	13.9-17.1	28-33	50-61	63-83	4(5.5)
8	Coup de vent	17.2-20.7	34-40	62-74	84-108	5.5(7.5)
9	Fort coup de vent	20.8-24.4	41-47	75-88	109-136	7(10)
10	Tempête	24.5-28.4	48-55	89-102	137-168	9(12.5)
11	Violente tempête	28.5-32.6	56-63	103-117	169-206	1.5(16)
12	Ouragan	>32.7	>64	>118	> 207	4(-)

Tableau 3.1 — Echelle de Beaufort [Khe00]

$$Z = B\sqrt{S} \quad (3.36)$$

La dernière étape à effectuer pour la surface de mer générée, est d'effectuer une transformée de Fourier inverse :

$$z = cTF^{-1}[Z] \quad (3.37)$$

Figure 3.12 — Surface maritime 2D générée pour une vitesse du vent de 20 m.s^{-1}

Les figures 3.11 3.12 représentent des surfaces (monodimensionnelles et bidimensionnelles) générées pour différentes vitesses du vent. Les hauteurs des surfaces respectent bien les valeurs données par l'échelle de Beaufort 3.1.

3.6 Calcul de la SER d'une surface maritime

Dans les sections précédentes nous avons présenté une brève synthèse sur les outils de modélisation de la surface de mer, ainsi que sur les différents spectres de mer. Ensuite, nous avons présenté la méthode utilisée pour générer une surface de mer 2D. Ceci dans le but de nous intéresser par la suite au calcul de la diffusion EM par une cible complexe présente au-dessus d'une surface de mer. Par conséquent, dans cette section, nous comparons quelques modèles de diffusion EM par une surface de mer avec les méthodes généralement adoptées : l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations, mais avant d'effectuer cette comparaison, il est très important d'adapter la surface de mer 2D que nous avons générée dans la section 3.5 à notre représentation en facettes triangulaires ce qui nous permet de garder une homogénéité géométrique de cette cible complexe (Surface de mer+cible complexe).

3.6.1 Maillage triangulaire de la surface de mer 2D

Dans le but d'avoir une surface de mer maillée avec des facettes triangulaires, nous avons généré le maillage triangulaire d'une surface puis nous avons fait une projection de cette surface pour obtenir une surface de mer en maillage triangulaire 3.13(b). Enfin, nous avons introduit la cible sur la surface de la mer pour obtenir un ensemble (surface de mer + cible), un exemple de surface de la mer et sa surface maillée est donné sur la figure 3.13(b).

La structure résultante est caractérisée par sa diffusion électromagnétique très complexe liée à la rugosité de la surface maritime. En détection radar, les fluctuations rapides des réflexions par les facettes sur la surface de la mer connue par le fouillis de mer (sea clutter), a une grande influence sur le calcul de signal diffusé par une cible sur la surface de la mer.

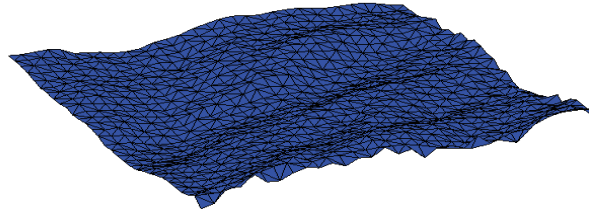
Après avoir présenté la démarche adoptée pour générer une surface de mer 2D, ainsi que l'intégration de la cible dans son environnement marin, nous présentons dans ce qui suit une comparaison entre les résultats obtenus soit via les méthodes généralement utilisées (AK, SPM), soit par l'Optique Physique (OP) adoptée dans le processus de calcul proposé.

3.6.2 Approximation de Kirchhoff (KA)

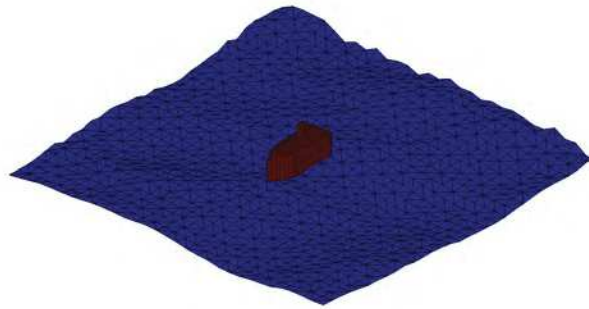
Le modèle Kirchhoff est connu par sa capacité à calculer la composante spéculaire (qui satisfait la condition de rayon de courbure grand par rapport à la longueur d'onde, et pour une mer infinie). Les coefficients de diffusion σ_{nm} (les indices n et m font référence aux polarisations H et V) qui sont proportionnelles à la probabilité de trouver des points spéculaires sur une surface éclairée :

$$\sigma_{nm} = \frac{\pi k^2 \|\vec{q}\|^2}{q_z^4} |U_{mn}|^2 P_r(Z_x, Z_y) \quad (3.38)$$

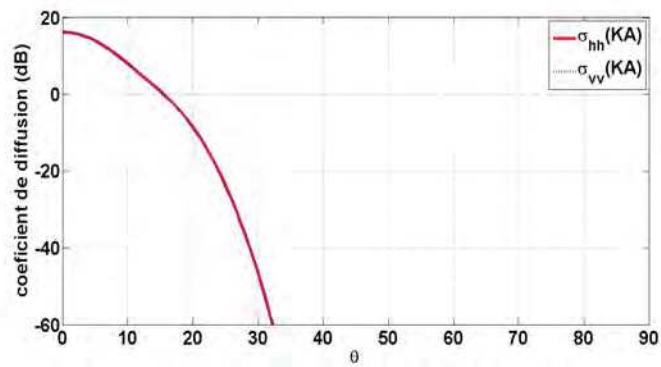
Où $\vec{q} = k(\vec{k}_s \cdot \vec{k}_s) = [q_x, q_y, q_z]$, U_{mn} est un coefficient de polarisation dépendant des angles de configuration $(\theta_i, \phi_i, \theta_s, \phi_s)$ ainsi que les coefficients de Fresnel [UMF86]. $P_r(Z_x, Z_y)$ est la probabilité de trouver une pente $Z_x = -q_x/q_z$ et $Z_y = -q_y/q_z$ sur la surface de mer. La fonction de probabilité des pentes a été déterminée de manière empirique par Cox et Munk [CM54]. Nous présentons sur les figures 3.14 et 3.15 les résultats de simulation des coefficients de diffusion obtenus à l'aide de l'approximation de Kirchhoff (AK) pour les deux configurations (monostatique et bistatique) avec les paramètres suivants : salinité $S = 35\text{ppm}$, température de l'eau $T = 20^\circ\text{C}$, ainsi qu'une fréquence $f = 10\text{GHz}$. Nous avons fixé le



(a) Maillage en cellule triangulaire d'une surface de mer 2D



(b) Modèle triangulaire de l'ensemble(surface de mer+cible)

Figure 3.13 — Maillage triangulaire d'une scène maritime complexe**Figure 3.14** — Coefficients de diffusion monostatique en utilisant l'approximation de Kirchhoff(KA)

radar dans le plan $\phi = 0^\circ$ et θ entre 0° et 90° pour le cas mono-statique. Ces résultats sont comparés à ceux présentés dans [Awa07]. Nous constatons que les coefficients de diffusion pour le cas monostatique présentent un maximum d'énergie dans la direction spéculaire donnée par $\theta = 0^\circ$. Ce qui est expliqué par le fait que dans cette direction, la probabilité de trouver des pentes perpendiculaires à la direction d'incidence est maximale. Dès qu'on s'éloigne de cette direction, la probabilité de trouver des pentes orientées perpendiculairement à la direction d'incidence diminue. Ceci est confirmé par les courbes de la figure 3.14, où nous remarquons que les coefficients de diffusion sont quasi nuls au-delà de $\theta = 30^\circ$. Dans le cas la configuration

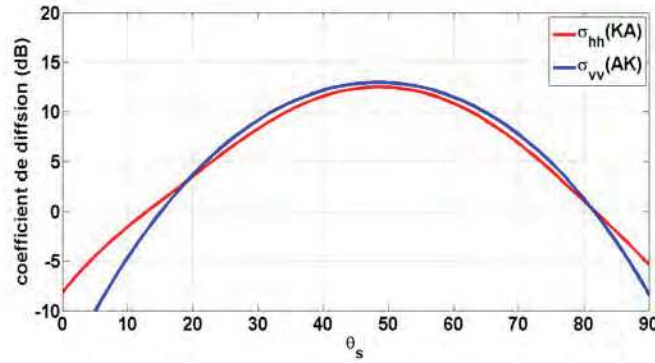


Figure 3.15 — Coefficients de diffusion bistatique en utilisant l'approximation de Kirchhoff(KA)

bistatique, la position de l'émetteur est définie par les angles ($\theta_i = 50^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$), et le récepteur se déplace dans le plan ($\theta_s = [0^\circ : 90^\circ]$, $\phi_s = 0^\circ$). Comme le montre la figure 3.15 les coefficients de diffusion passent par un maximum d'énergie qui correspond à la direction spéculaire $\theta_s = 50^\circ$ (propagation avant).

3.6.3 Méthode des petites perturbations (SPM)

La méthode des petites perturbations a été introduite pour les ondes radio par Rice [Ric51]. Elle est utilisée pour obtenir le coefficient de diffusion sur une surface légèrement rugueuse, comme son échelle de rugosité verticale est faible comparée à la longueur d'onde incidente, donc la pente de la surface. La méthode des petites perturbations a été récemment étendue au cas bistatique pour les applications de la mer dans [KA00]. Les coefficients de diffusion du premier ordre pour une surface légèrement rugueuse avec une déviation standard de la surface σ_r sont donnés par :

$$\sigma_{mn} = 8\sigma_r^2 k^4 \cos^2(\theta_s) |\sigma_{mn}|^2 W(k_x + k \sin \theta_i, k_y) \quad (3.39)$$

Où σ_{mn} est un coefficient de polarisation qui dépend des angles bi-statiques et permittivité de la surface de mer [Ish]. W est le spectre de rugosité normalisé qui est la transformée de Fourier du coefficient de corrélation de la surface, $k_x = -k \sin \theta_s \cos \phi_s$ et $k_y = -k \sin \theta_s \sin \phi_s$. Les coefficients de diffusion pour le cas monostatique et bistatique sont tracés sur les figures 3.16 et 3.17 pour une fréquence de l'onde incidente de 10 GHz et une salinité de la mer de 35 ppm ainsi qu'une température de l'eau de mer égale à 20°C .

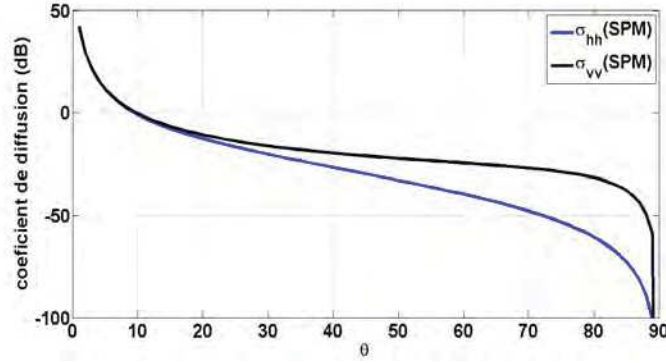


Figure 3.16 — Coefficients de diffusion monostatique en utilisant la méthode des petites perturbations (SPM)

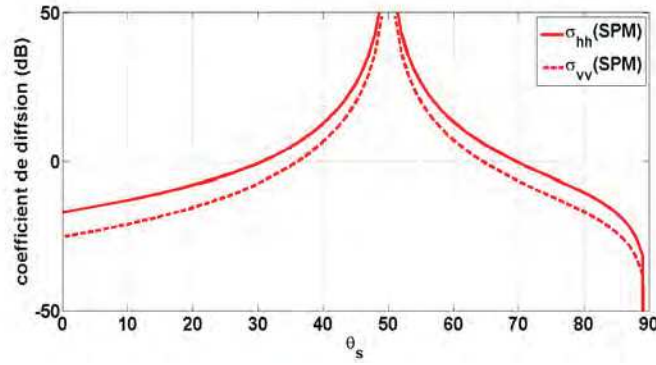


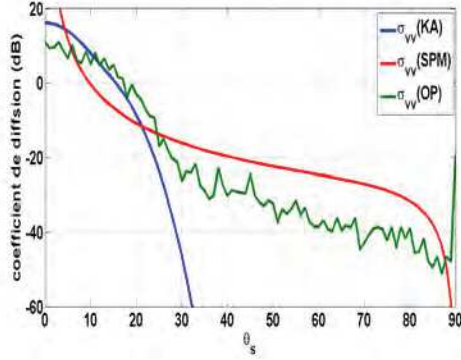
Figure 3.17 — Coefficients de diffusion bistatique en utilisant la méthode des petites perturbations (SPM)

3.6.4 Evaluation du processus de calcul de SER proposé

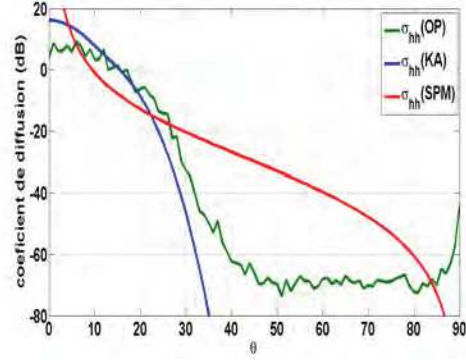
Pour calculer le champ diffusé par une surface de mer, différentes méthodes peuvent être utilisées à savoir les méthodes numériques telle que la méthode des moment par exemple ou les méthodes approchées ou aussi les approches statistiques. Comme nous venons de le citer dans le paragraphe précédent, dans notre processus de calcul nous avons opté pour l'utilisation l'Optique Physique (OP) permettant ainsi de calculer les coefficients de diffusion EM par une surface de mer. L'objectif de cette section consiste à valider notre modèle de calcul du champ diffusé par la surface de mer, pour se faire nous avons choisi de le comparer avec les résultats obtenus en utilisant les deux modèles approchés présentés dans la section précédente (Approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbation (SPM)). Nous considérons une surface déterministe, le champ diffusé par cette surface discrétisée en facettes triangulaires est calculé par l'Optique Physique (OP). Chaque facette de la surface est considérée parfaitement plane, et les coordonnées des sommets sont connues. La surface de mer considérée fait $(512 \times 512 m^2)$, avec les paramètres physiques et géométriques suivants :

- La vitesse du vent = $5 m/s$.
- La direction du vent = 25° .
- La salinity = $35 ppm$.
- La temperature = $20^\circ C$.

- La direction de propagation des ondes = 0°

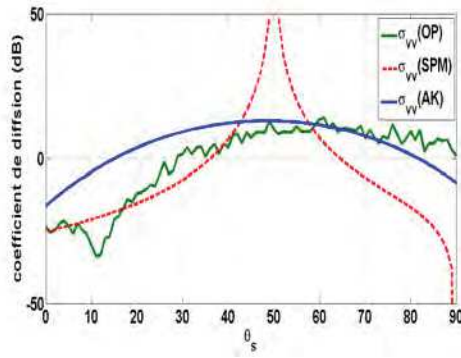


(a) Polarisation VV

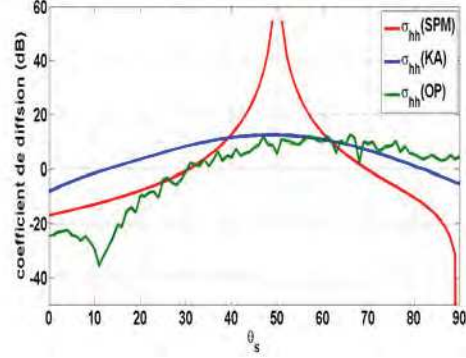


(b) Polarisation HH

Figure 3.18 — Comparaison de l'OP par rapport à l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations dans le cas monostatique



(a) Polarisation VV



(b) Polarisation HH

Figure 3.19 — Comparaison de l'OP par rapport à l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations dans le cas bi-statique

3.6.4.1 Analyses des résultats numériques

Les figures 3.18 et 3.19, présentent une comparaison des coefficients de diffusion mono-statique et bistatique obtenus soit par l'Optique Physique (OP) soit via l'approximation de Kirchhoff (KA) et la méthode des petites perturbations (SPM). Les résultats présentés ici ont été obtenus en considérant une surface déterministe (présentée dans la section 3.6.4). Les coefficients de diffusion obtenus par l'approximation de Kirchhoff et la SPM sont calculés à partir du modèle statistique de la mer, donc ils présentent une moyenne statistique.

Nous remarquons que les coefficients calculés avec l'Optique Physique (OP) pour une réalisation déterministe et pour une incidence proche de la direction spéculaire sont proches des coefficients obtenus par l'approximation de Kirchhoff, et ce malgré qu'ils soient bruités. Généralement, c'est la SPM qui est utilisée pour modéliser la diffusion loin de la direction spéculaire ainsi que pour des angles d'observation plus larges, parce que l'approximation de Kirchhoff ne prévoit pas de diffusion dans cette région. Quant à l'OP, elle prévoit une diffusion avec un écart atteignant les 20 dB par rapport aux résultats de la SPM.

Le résultat de l'Optique Physique semble montrer une bonne précision entre la diffraction spéculaire de modèle de Kirchhoff (KA) et la composante diffuse donnée par la méthode des petites perturbations. Après avoir validé l'Optique Physique pour la diffusion par la surface maritime, nous présentons dans la section suivante quelques résultats de simulation de la SER d'une cible présente sur la surface de mer et observée en configuration mono-statique ou bi-statique.

3.7 Simulations numériques d'une scène complexe

En Modélisation électromagnétique, seule la réponse EM de la cible a été largement étudié. Un modèle fiable doit pouvoir calculer la réponse EM de l'ensemble (cible+surface de mer). Pour cela, Un modèle simplifié de diffusion électromagnétique d'une cible présente sur une surface de mer a été établie, dans laquelle un processus de diffusion entre la cible et la mer est considéré comme double réflexions. Premièrement, l'onde électromagnétique (EM) incidente est projetée sur cible, son onde réfléchie est considérée comme l'onde incidente pour illuminer la surface de la mer, le champ diffusé (l'écho radar) peut être obtenu par le deuxième rebond. Ainsi, l'interaction entre la cible et une surface de mer (figure 3.20) est obtenu en utilisant l'Optique Physique (OP). La figure 3.20 présente les différentes interactions entre la cible et la surface de mer.

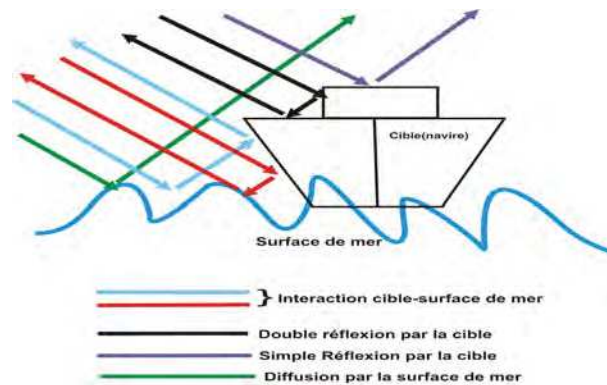


Figure 3.20 — Interaction entre la surface de mer et la cible

3.7.1 SER monostatique d'un cube présent sur une surface plane

Les changements de la SER d'une cible complexe sont causés principalement par la rugosité de la surface de la mer. Nous pouvons tenir compte de ces changements, en considérant la SER d'une cible située sur une surface plane [BPK99]. En effet, la surface de la mer au niveau local de la cible a tendance à ressembler à (pour des états de mer faibles). Dans l'objectif de donner un premier résultat concernant l'interaction entre la surface maritime et une cible, nous avons calculé la SER mono-statique et bi-statique pour un cube parfaitement conducteur de dimensions 2λ posé sur une surface plane de dimensions 8λ . La configuration considérée correspond à celle proposée dans [XJ09] et est illustrée à la figure 3.21. Elle est caractérisée par les angles $\phi = 0^\circ$ et $\theta = [0 : 90]^\circ$. Nous constatons pour la SER monostatique présentée par la figure 3.22(a), que le maximum de l'énergie rétrodiffusée est dans la direction spéculaire définie par $\theta = 0^\circ$, ainsi la contribution de la double réflexion entre le cube et la surface plane

8λ apparaît clairement entre $\theta \approx 20^\circ$ et $\theta \approx 80^\circ$. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux obtenus par le logiciel FEKO (MoM) ainsi comparés avec [BKCAY10] [XJ09].

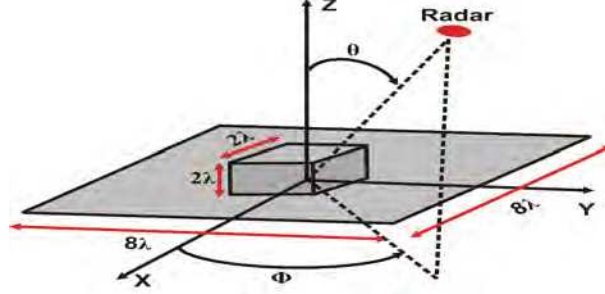


Figure 3.21 — Configuration d'un cube présent sur une surface plane

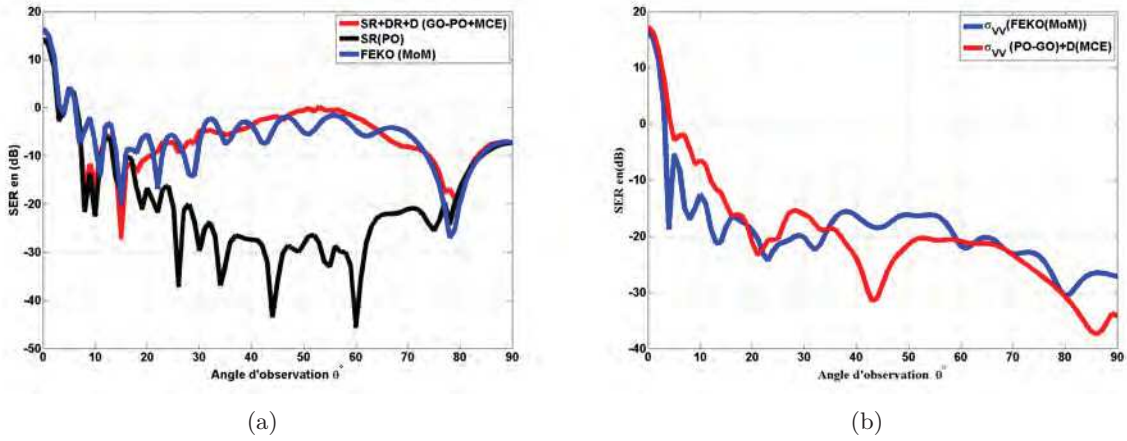


Figure 3.22 — SER mono-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface plane et illuminé à une fréquence de 10 GHz

Le résultat donné sur la figure 3.23-a est obtenu pour un émetteur localisé par $\theta_i = -45^\circ$ et $\phi_i = 0^\circ$, et une position du récepteur fixée par le plan $\phi_s = 0^\circ$ et qui varie dans l'intervalle $\theta_s = [0 : 90]^\circ$.

Nous remarquons sur ces deux simulations que le maximum de la SER se trouve bien dans la direction spéculaire donnée par $\theta_s = 45^\circ$ pour la première configuration et $\theta_s = -45^\circ$ pour la deuxième configuration.

Le résultat donné sur la figure 3.23-b est obtenu pour un émetteur localisé par $\theta_i = 45^\circ$ et $\phi_i = 0^\circ$, et une position du récepteur fixée par le plan $\phi_s = 0^\circ$ et qui varie dans l'intervalle $\theta_s = [-90 : 0]^\circ$.

Nous constatons que le résultat obtenu dans le cadre de nos simulations est en bon accord avec celui obtenu par le logiciel FEKO(MoM), sauf que pour la première configuration où nous remarquons une divergence entre notre résultat et celui obtenu par FEKO pour un angle d'observation allant de 80° à 90° . La même remarque est à signaler pour la deuxième configuration pour un angle d'observation allant de -90° à -80° comme l'indique la figure 3.23-b.

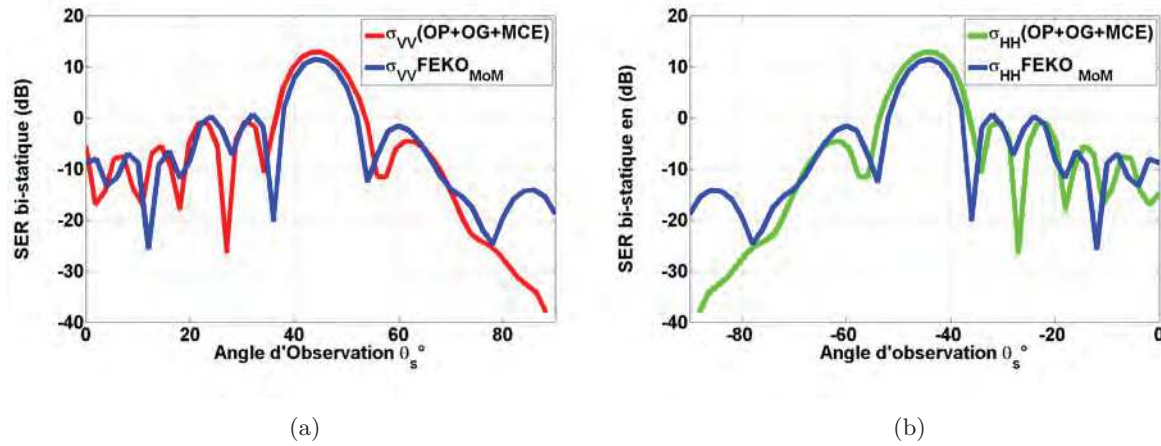


Figure 3.23 — SER bi-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface plane à 10 GHz

3.7.2 SER mono-statique et bi-statique d'un cube sur une surface maritime

Une autre simulation a été réalisée en considérant une scène plus complexe. Ainsi, nous avons considéré un cube de $1 \times 1 \text{ m}$ posé sur une surface de mer placée et situé à l'extrémité positive de l'axe des X . La surface de la mer fait 5 m de large et 20 m de longueur [BPK99]. L'analyse du résultat obtenu pour cette géométrie représentée sur la figure 3.24-a montre clairement les effets de l'interaction entre la cible et la surface de mer (courbe en bleu) notamment pour un angle d'observation allant de -90° à -20° .

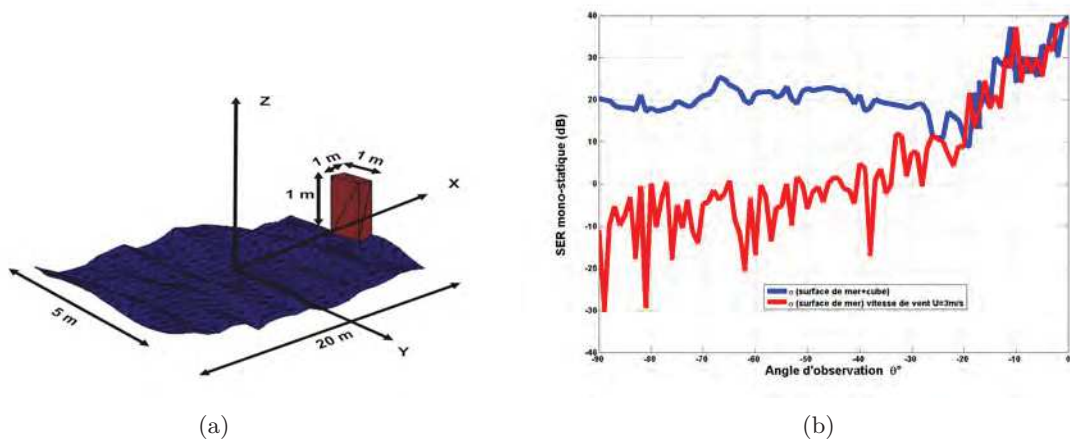


Figure 3.24 — SER monostatique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface de mer

La deuxième scène concerne un cube de 2 m de longueur suivant l'axe des X et de 1 m de largeur suivant l'axe des Y , 1 m de hauteur centré sur une surface de mer rugueuse de longueur de 8 m dans la direction des abscisses et de 2 m de largeur dans la direction des Y . Les caractéristiques physiques de la surface de mer sont la température $T = 20^\circ \text{C}$ et la salinité $S = 35 \text{ ppm}$. Les figures 3.24(a) et (b) représentent respectivement la SER mono-statique et

bi-statique des deux scènes considérées.

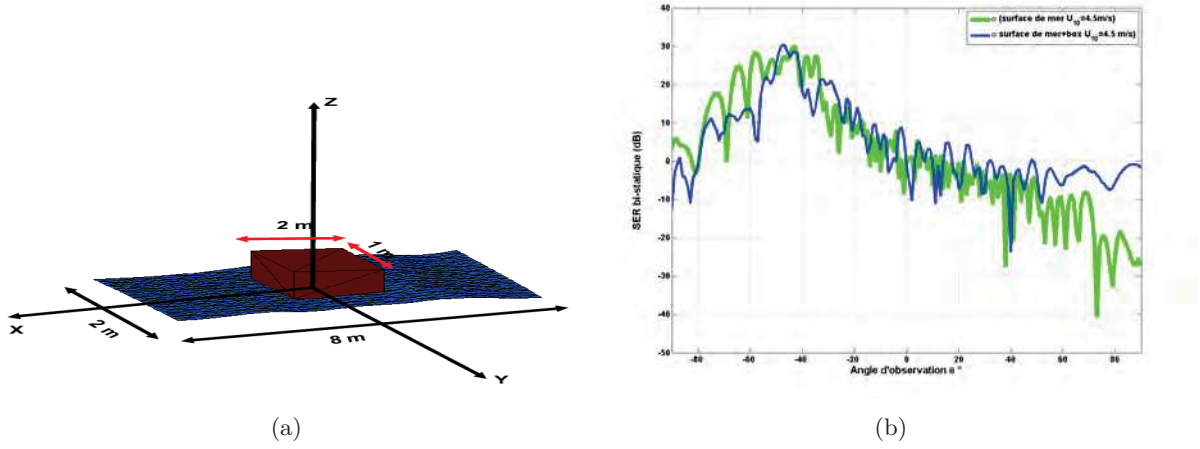


Figure 3.25 — Géométrie d'observation (a) et SER bi-statique d'un cube parfaitement conducteur posé sur une surface de mer

3.7.3 SER bi-statique d'un Bateau générique posé sur une surface de mer

Une autre scène plus complexe présentée par un bateau générique de 10 m de longueur (x-direction) et de 3 m de largeur (y-direction) et de 5 m de hauteur (z-direction), centré sur une surface de mer d'une longueur de 50 m (x-direction) et 50 m de largeur (y-direction). Les paramètres physiques de la surface de la mer sont la température $T = 20^\circ\text{C}$ et la salinité $S = 35 \text{ ppm}$. La SER bi-statique est représentée sur la figure 3.26. Nous constatons que la réponse de la surface de la mer est prédominante, et ceci s'explique par le choix des dimensions de la surface de mer qui sont assez grandes par rapport à celles du bateau.

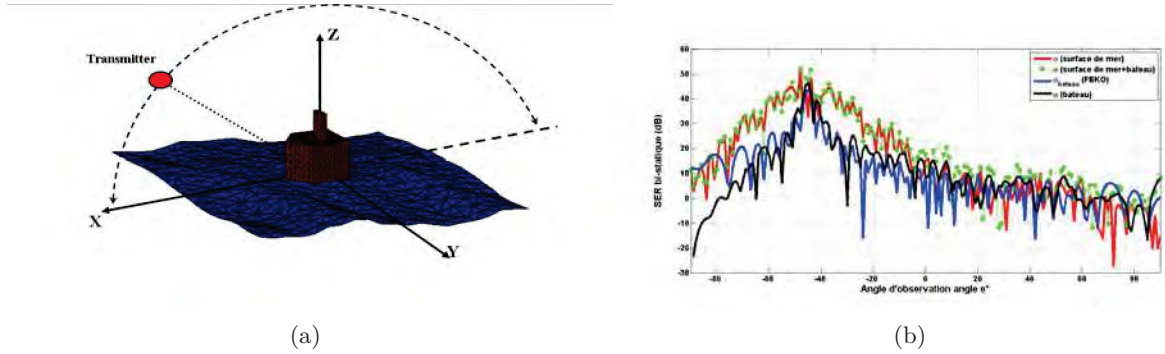


Figure 3.26 — Configuration d'observation (a) et SER bi-statique d'un modèle générique d'un bateau présent sur surface de mer

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons traité la diffusion par une scène complexe. Le modèle adopté combine les méthodes asymptotiques(OP-OG/MCE) et prend en compte les effets d'ombrage,

les interactions multiples jusqu'à l'ordre 2 et la diffraction par les arêtes (non prise en compte pour la surface de mer). Basé sur les propriétés spéculaires de la réflexion par des surfaces rugueuses modérées, l'interaction entre la cible et la surface de mer a été traitée. Afin de mener cette étude, nous avons modélisée la surface de mer à travers ses caractéristiques physiques et géométriques. Nous avons adopté le modèle de Debye pour la caractérisation physique, qui permet l'estimation de la constante diélectrique de l'eau de mer. Quant à la modélisation géométrique (dans les deux cas mono-dimensionnel et bidimensionnel), nous avons utilisé une technique de génération d'une surface aléatoire $2D$ basée sur une description spectrale [ABKM07b] [ABKM07a]. Cette description a été adoptée afin d'être cohérent avec le modèle de calcul de la SER développé dans le chapitre 2 nous nous sommes intéressé plus particulièrement au cas $2D$. Cette technique exige une représentation spectrale de la surface de mer, pour ceci, nous avons étudié plusieurs modèles de spectre de la mer largement utilisés dans la littérature à savoir le modèle Gaussien, le spectre de Pierson-Moskowitz, et le spectre d'Elfouhaily qui a été établi à partir des essais expérimentaux. Nous avons retenu le spectre d'Elfouhaily, grâce à sa continuité tout au long de la bande de fréquence spatiale et qui fournit une expression simple du spectre de la mer. Les résultats numériques obtenus pour différentes cibles et dans différentes configurations ont été présentés et évalués par rapport aux résultats donnés notamment par le logiciel FEKO. Les résultats présentés dans ce chapitre sont en bon accord avec ceux donnés dans la littérature. Une perspective de ce travail consiste à tenir compte des réflexions multiples jusqu'à l'ordre 3 pour le cas bi-statique.