

Chapitre 1

Le point de vue électromagnétique

1.1 Introduction

L'objet de cette thèse est de déterminer les propriétés statistiques spatiales et temporelles de la surface de la mer qui servent d'« entrées » au modèle électromagnétique, c'est-à-dire les données nécessaires pour l'application de la théorie de diffusion des ondes électromagnétiques. Cette théorie est utilisée pour inverser les mesures de la mer obtenues par les satellites. Ces propriétés sont :

- le spectre radial des déplacements, $S(K)$ (chapitre 4),
- le spectre spatial des déplacements des vagues, $\gamma(\vec{K})$ (chapitre 5),
- la fonction de densité de probabilité des pentes des grandes vagues, T (chapitre 6).

Il nous a semblé utile de rappeler, au début de cette thèse, les grandes caractéristiques du modèle électromagnétique, de manière à montrer où et comment les propriétés statistiques interviennent dans ce modèle.

1.2 Présentation du modèle électromagnétique

Les échos radars sont directement liés aux propriétés de diffusion des scènes observées. Différentes méthodes sont proposées dans la littérature. Nous présenterons le modèle à deux échelles (Guissard et al., 1992) qui est basé sur la « Boundary Perturbation Method » (BPM) de Burrows, et qui est utilisé dans cette thèse pour retrouver les paramètres de la mer à partir des mesures des satellites.

Lemaire (1998) a montré que le modèle à deux échelles mène à des résultats numériques qui se comparent relativement bien avec des données expérimentales. De plus, il l'a comparé avec la « Integral Equation Method » (IEM). Ces deux méthodes mènent aux mêmes solutions asymptotiques dans le cas de déplacements verticaux de la surface très grands avec de grands rayons de courbure (1.3.2) ou de déplacements très petits avec des pentes faibles (1.3.3). Les résultats obtenus par le modèle à deux échelles et par la méthode IEM ont été comparés par Lemaire (1998) dans le cas de la surface de l'océan et pour différentes configurations radars (fréquence, polarisation, angle de vue, conditions de rugosité) : ils sont très proches. De légères différences apparaissent aux grands angles d'incidence, hautes fréquences et vents très forts.

Pour les deux méthodes, la solution est donnée par un développement en série mais, pour la BPM, seuls les termes d'ordre 0 et d'ordre 1 existent. Les résultats sont analysés depuis le terme d'ordre zéro puis en continuant avec les termes d'ordre supérieur. Pour le terme d'ordre zéro, Lemaire et al. (2002) ont montré que la différence entre les coefficients de Fresnel effectifs donnés dans les BPM et IEM peuvent être considérés comme négligeables au vu de la précision usuelle des mesures radars. Pour les termes d'ordre supérieur, il est montré que la contribution du second ordre (et des ordres supérieurs pour IEM) est petite dans les combinaisons de polarisation VV et VH, tandis qu'elle devient importante en HH aux grands angles d'incidence, pour une surface très rugueuse ou une fréquence élevée. Il est aussi montré que, quand un nombre suffisant de termes est pris en compte dans IEM, la différence entre les

solutions BPM et IEM tend à être petite et même négligeable pour la plupart des configurations.

Du point de vue du temps de calcul, avec IEM, l'évaluation du coefficient de Fresnel effectif pour le terme d'ordre zéro est complexe, tout comme celle du spectre à la nième puissance de la fonction de corrélation des déplacements pour les termes d'ordre un et supérieurs.

En conclusion, dans le cas d'une surface comme celle de l'océan, la BPM est plus efficace que la IEM ; c'est le meilleur candidat parmi les algorithmes opérationnels qui fournissent les coefficients de diffusion.

1.3 Modèle à deux échelles

1.3.1 Modèle de diffusion pour une surface rugueuse

Une quantité usuelle dérivée des mesures de l'écho radar est le NRCS (Normalized Radar Cross Section) ou coefficient de diffusion σ^0 .

Considérons une surface rugueuse $z = \zeta(x,y)$ horizontale en moyenne. Une portion de la surface horizontale A est illuminée par une onde plane incidente de direction $\vec{i}$ et de polarisation $\vec{p}$: $\vec{E}_p^i$ et $\vec{H}_p^i$. Cette onde incidente induit des champs de surface $\vec{E}$ et $\vec{H}$ à partir desquels le champ électrique rayonné dans la direction $\vec{s}$, à grande distance R , peut être évalué par

$$\vec{E}^s = \text{fonction} (R, \vec{s}, \vec{i}, \vec{n}, \vec{E}, \vec{H}, \vec{r}, \vec{k}) \quad (1.1)$$

où $\vec{r}$ représente un point de la surface A , $\vec{n}$ est la normale à la surface en ce point et k est le nombre d'onde électromagnétique. La composante du champ rayonné dans la polarisation $\vec{q}$ est donnée par $E_q^s = \vec{q} \cdot \vec{E}_q^s$.

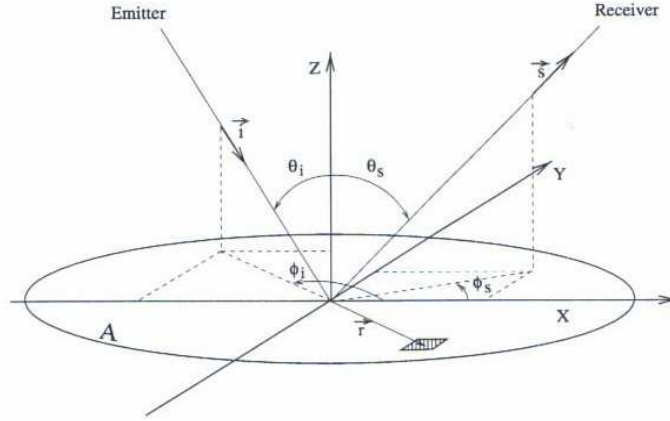


Figure 1.1 : Vue de la configuration instrumentale (Lemaire, 1998)

Le coefficient de diffusion bistatique est alors défini comme le rapport de la puissance rayonnée dans la direction d'observation et dans la polarisation q, à la puissance incidente :

$$\sigma_{pq}^0(\vec{i}, \vec{s}) = 4\pi R^2/A \cdot |\vec{E}_q^s|^2 / |\vec{E}_p^i|^2 \quad (1.2)$$

Une surface rugueuse, comme celle de l'océan, est aléatoire et peut être décrite comme une fonction stochastique du temps et de la position. Les champs électromagnétiques diffusés sont aussi des fonctions stochastiques. Les échos radars mesurés sont des moyennes (temporelles) d'impulsions retour indépendantes, diffusées par la surface aléatoire, chacune d'elles étant une moyenne (spatiale), sur l'ouverture du faisceau de l'antenne, des échos des diffuseurs distribués aléatoirement sur la surface. Dès lors, on définit les coefficients de diffusion associés au champ total, au champ cohérent et au champ incohérent comme ci-après, (le symbole $\langle \rangle$ désignant une moyenne d'ensemble) :

Coefficient de diffusion total :

$$\sigma_{pq}^0(\vec{i}, \vec{s}) = 4\pi R^2/A \langle |\vec{E}_q^s|^2 \rangle / |\vec{E}_p^i|^2 \quad (1.3a)$$

Coefficient de diffusion cohérent :

$$\sigma_{pq}^{0c}(\vec{i}, \vec{s}) = 4\pi R^2/A \sqrt{\langle \vec{E}_q^s \rangle^2} / \sqrt{\langle \vec{E}_p^i \rangle^2} \quad (1.3b)$$

Coefficient de diffusion incohérent :

$$\sigma_{pq}^{0n}(\vec{i}, \vec{s}) = \sigma_{pq}^0 - \sigma_{pq}^{0c} \quad (1.3c)$$

Voici le modèle proposé par Guissard (1996). Les champs de surface sont normalisés par rapport au champ électrique incident et le coefficient de diffusion total peut se réécrire comme suit :

$$\sigma_{pq}^0(\vec{i}, \vec{s}) = k^2/4\pi A \iint_S \iint_S \langle S_{pq} \exp(j\vec{v} \cdot (\vec{r}' - \vec{r}'')) \rangle dx' dy' dx'' dy'' \quad (1.4)$$

où $\vec{r}' = (x', y', z')$ et $\vec{r}'' = (x'', y'', z'')$ sont deux points de la surface, $\vec{n}'$ et $\vec{n}''$ sont les vecteurs unitaires normaux à la surface en ces points, $\vec{v} = k(\vec{s} - \vec{i})$ et S_{pq} = fonction($\vec{s}, \vec{n}', \vec{n}'', \vec{E}, \vec{H}, \vec{q}, \vec{r}', \vec{r}'', z', z''$).

Dans les relations précédentes, z' et z'' représentent l'élévation de la surface au-dessus du plan horizontal de référence et sont donc des fonctions stochastiques $\zeta'(x', y')$ et $\zeta''(x'', y'')$ des coordonnées horizontales de $\vec{r}'$ et $\vec{r}''$. Sous l'hypothèse de stationnarité spatiale des processus stochastiques, la quantité moyenne ne dépend que de la différence en position $\vec{r} = \vec{r}' - \vec{r}''$ et (1.4) peut être simplifiée :

$$\sigma_{pq}^0(\vec{i}, \vec{s}) = k^2/4\pi \iint_S \langle S_{pq} \exp[jv_z(\zeta' - \zeta'')] \rangle \exp(jv_x x + jv_y y) dx dy \quad (1.5)$$

où $\vec{v} \cdot \vec{r}$ est remplacé par son expression explicite $v_z(\zeta' - \zeta'') + v_x x + v_y y$ et $x = x' - x'', y = y' - y''$.

Dans (1.5), le terme du champ de surface S_{pq} et le terme de phase $\exp[jv_z(\zeta' - \zeta'')]$ sont tous les deux difficiles à évaluer. Différentes hypothèses sont formulées pour obtenir une expression analytique.

La moyenne d'ensemble contient un produit de deux facteurs. Seul le terme exponentiel dépend du déplacement vertical, tandis que S_{pq} est une fonction de la forme de la surface, c'est-à-dire des pentes, des courbures, ... On peut montrer, par ailleurs, que, sous l'hypothèse de stationnarité spatiale, le déplacement en un point de la surface n'est pas corrélé avec les pentes en ce point. Dans le cas particulier de statistiques de la surface gaussienne, ceci implique que ces variables

sont indépendantes. Quoique le même argument ne puisse s'appliquer à deux points séparés, on suppose que la moyenne d'ensemble peut être factorisée comme suit

$$\langle S_{pq} \exp(jv_z(\zeta' - \zeta'')) \rangle = \langle S_{pq} \rangle_{\text{forme}} \langle \exp(jv_z(\zeta' - \zeta'')) \rangle_{\text{déplacements}} \quad (1.6)$$

Cette factorisation est basée sur un argument heuristique et ne garantit pas une solution correcte. La preuve de sa validité ne peut être obtenue qu'a posteriori, en montrant qu'elle mène à une bonne approximation de la réalité.

Le second facteur de (1.6) est la fonction caractéristique jointe des déplacements en deux points, χ_2 , évaluée en $(v_z, -v_z)$. Si les dimensions de la surface sont grandes comparées à la longueur de corrélation des différentes variables sur lesquelles les moyennes d'ensemble sont prises, les limites d'intégration peuvent être étendues à l'infini et on obtient :

$$\sigma_{pq}^0 = k^2/4\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle S_{pq} \rangle \chi_2(v_z, -v_z) \exp(jv_x x + jv_y y) dx dy \quad (1.7)$$

Pour le cas particulier d'une surface normale, c'est-à-dire si la fonction de densité de probabilité (p.d.f.) jointe des déplacements verticaux en deux points est une fonction gaussienne, nous avons :

$$\chi_2(v_z, -v_z) = \exp\{-\sigma^2 v_z^2 (1 - C(x, y))\} \quad (1.8)$$

où σ^2 est la variance des déplacements verticaux, $C(x, y)$ est la fonction d'autocorrélation des hauteurs de la surface et (x, y) dénote une différence de position dans le plan horizontal de référence. Quand la p.d.f. jointe des déplacements verticaux n'est pas gaussienne, l'expression de χ_2 devient plus complexe. L'analyse de ce cas est donnée par Guissard (1996). Ceci fournit des composantes σ_{pq}^0 , dont l'évaluation nécessite des statistiques d'ordre supérieur (bicovariance, bispectre, ...) des déplacements de la surface. Pour la suite, la relation (1.8) est supposée valide.

Rappelons les résultats dans deux cas asymptotiques, à savoir de très grands et très petits déplacements de surface, comparés à la longueur d'onde électromagnétique.

1.3.2 Surface très rugueuse, grande échelle

Nous supposons que $k\sigma$ est beaucoup plus grand que l'unité et que la courbure est faible en tout point de la surface. Dès lors, la fonction caractéristique jointe (1.8) est négligeable, sauf au voisinage de l'origine où $C(0,0) = 1$. Comme les rayons de courbure sont grands, comparés à la longueur d'onde électromagnétique, l'approximation de Kirchhoff peut être utilisée pour l'évaluation de S_{pq} . En étendant la fonction de corrélation $C(x,y)$ autour de l'origine, l'intégrale dans (1.7) peut être évaluée, menant à la solution de Kirchhoff ou d'optique physique ou du plan tangent. De plus, le coefficient de diffusion cohérent est négligeable pour les grandes valeurs de $k\sigma$, et le coefficient total se réduit au coefficient incohérent. On obtient :

$$\sigma_{pq}^0 = \pi / \cos^4(\gamma_{sp}) |R_{pq}(\theta_{loc})|^2 T(-v_x/v_z, -v_y/v_z) \quad (1.9)$$

Le coefficient de réflexion de Fresnel $R_{pq}(\theta_{loc})$ est évalué pour l'angle d'incidence local θ_{loc} sur un plan orienté de telle façon que $\vec{s}$ et $\vec{i}$ correspondent à une réflexion spéculaire (figure 1.2). La fonction de densité de probabilité des pentes T est évaluée aux valeurs $(-v_x/v_z, -v_y/v_z)$ donnant plus de poids au résultat pour le plan tangent avec une telle orientation. Finalement, γ_{sp} est l'angle entre la normale locale au plan tangent et la verticale.

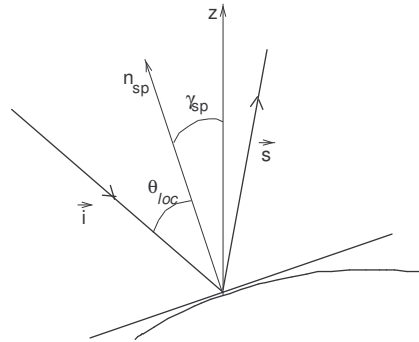


Figure 1.2 : Plan tangent (Lemaire, 1998)

1.3.3 Surface faiblement rugueuse, petite échelle

Pour les déplacements de surface très petits, l'hypothèse de petites pentes et déplacements est posée ; la normale à la surface, $\vec{n}$, est

proche de la verticale, $\bar{z}$, et nous pouvons utiliser l'approximation $\bar{n} \cdot \bar{z} \approx 1$. Au premier ordre, nous avons :

$$\langle S_{pq} \rangle \approx |F_{pq}|_{\bar{n}=\bar{z}}^2 \quad (1.10)$$

et cette fonction peut être évaluée avec la BPM (Lemaire et al., 2002) :

$$|F_{pq}|_{\bar{n}=\bar{z}} = 4 k/v_z \cos\theta_i \cos\theta_s |\alpha_{pq}| \quad (1.11)$$

où θ_i et θ_s sont les angles d'incidence et de diffraction (figure 1.3) et α_{pq} , une fonction dépendant des champs de surface, est donnée par plusieurs auteurs (Lemaire et al., 2002).

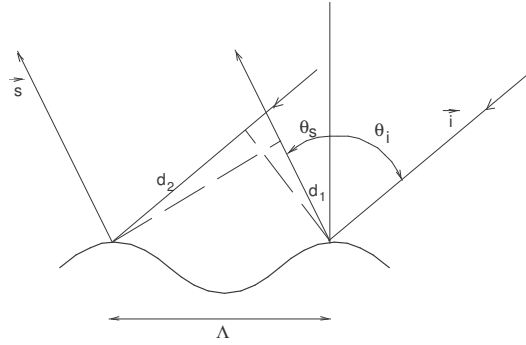


Figure 1.3 : Interférence de Bragg (Lemaire, 1998)

Dans la direction spéculaire, c'est-à-dire pour $v_x = v_y = 0$, (1.11) se réduit à

$$|F_{pq}|_{\bar{n}=\bar{z}} = 2 \cos\theta_i |R_{pq}(\theta_i)| \quad (1.12)$$

Sous l'hypothèse d'une p.d.f. jointe gaussienne pour les déplacements de surface en deux points, χ^2 peut être écrit comme (1.8), et en utilisant un développement en série de l'exponentielle, nous pouvons aussi l'exprimer comme :

$$\exp\{-\sigma^2 v_z^2 (1-C(x,y))\} = \exp(-\sigma^2 v_z^2) \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (\sigma^2 v_z^2 C(x,y))^n / n! \right\} \quad (1.13)$$

Avec l'hypothèse des petits déplacements, $k\sigma \ll 1$, χ_2 se simplifie au premier ordre comme

$$\chi_2(v_z, -v_z) \approx \exp(-\sigma^2 v_z^2) (1 + v_z^2 \sigma^2 C(x, y)) \quad (1.14a)$$

ou encore

$$\chi_2(v_z, -v_z) \approx 1 - \sigma^2 v_z^2 + v_z^2 \sigma^2 C(x, y) \quad (1.14b)$$

et nous obtenons :

$$\sigma_{pq}^0 = k^2/4\pi |F_{pq}|^2_{\vec{n}=\vec{z}} [4\pi^2 (1 - \sigma^2 v_z^2) \delta(v_x) \delta(v_y) + v_z^2 \gamma(v_x, v_y)] \quad (1.15)$$

où δ désigne la fonction de Dirac. Ici, $\gamma(\vec{K})$ est le spectre des déplacements verticaux de la surface, c'est-à-dire la transformée de Fourier de la fonction d'autocovariance $\Gamma(x, y) = \sigma^2 C(x, y)$:

$$\gamma(\vec{K}) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(x, y) \exp(jK_x x + jK_y y) dx dy \quad (1.16)$$

pris aux composantes de Fourier $K_x = v_x$ et $K_y = v_y$.

Finalement, le coefficient de diffusion bistatique total est donné par :

$$\begin{aligned} \sigma_{pq}^0 = & 4\pi k^2 \cos^2 \theta_i |R_{eff, pq}|^2 \delta(v_x) \delta(v_y) \\ & + 4k^4/\pi \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta_s |\alpha_{pq}|^2 \gamma(v_x, v_y) \end{aligned} \quad (1.17)$$

où $|R_{eff, pq}|^2 = (1 - \sigma^2 v_z^2) |R_{pq}|^2$ représente un coefficient de Fresnel effectif qui tient compte de la perte de la puissance dans la direction spéculaire, due à la diffusion de l'onde incidente dans toutes les directions par les rides de la surface. Il faut noter que le terme $(1 - \sigma^2 v_z^2)$ est en fait le développement en série limité au premier terme de χ_2 ((1.14a) et (1.14b)). C'est un facteur multiplicatif plus petit que l'unité.

Dans (1.17), le coefficient de diffusion total apparaît comme la somme de deux termes. Le terme d'ordre zéro correspond au coefficient de diffusion cohérent, défini par (1.3b), qui correspond à la solution de Kirchhoff et qui devient négligeable quand le rapport entre la rugosité de la surface et la longueur d'onde électromagnétique augmente. Le terme d'ordre un est le coefficient de diffusion incohérent, défini par (1.3c), qui correspond au mécanisme de

diffusion de Bragg. En effet, ce terme montre que la diffusion résulte des composantes v_x et v_y du spectre, qui produisent des interférences constructives dans la direction de diffusion.

1.3.4 Surface rugueuse composite

Pour une cible naturelle comme l'océan, par exemple, la surface est composée de plusieurs échelles de rugosité. Dans ce cas, l'optique physique et la solution de Bragg s'appliquent strictement aux grandes vagues et aux vagues haute fréquence, respectivement. Afin de développer une méthode simple et efficace, Guissard et al. (1992) ont étendu la BPM à la diffusion bistatique par une interface rugueuse diélectrique.

Dans cette méthode, la surface est représentée comme la superposition de petites vagues avec des valeurs r.m.s de déplacements verticaux σ_R tels que $k\sigma_R \ll 1$, sur des grandes vagues avec des valeurs r.m.s de déplacements verticaux σ_L tels que $k\sigma_L \gg 1$. Les deux composantes de la surface sont supposées être des processus stochastiques indépendants et leurs spectres correspondants sont calculés en séparant le spectre de la surface composite $\gamma(\vec{K})$ en un spectre à grande échelle γ_L et un spectre à petite échelle γ_R . Si K_b désigne le nombre d'onde limite entre petite et grande échelle, nous avons :

$$\gamma_L(\vec{K}) = \gamma(\vec{K}) \text{ pour } K \leq K_b \quad (1.18a)$$

$$= 0 \text{ pour } K > K_b \quad (1.18b)$$

$$\gamma_R(\vec{K}) = \gamma(\vec{K}) \text{ pour } K > K_b \quad (1.18c)$$

$$= 0 \text{ pour } K \leq K_b \quad (1.18d)$$

où $\vec{K} = (K_x, K_y)$ devient dans un système de coordonnées cylindriques $(K\cos\alpha, K\sin\alpha)$.

Et :

$$\sigma_L^2 = 1/4\pi^2 \int_0^{K_b} \int_0^{2\pi} \gamma_L(K, \alpha) K dK d\alpha \quad \text{avec } k\sigma_L \gg 1 \quad (1.19.a)$$

$$\sigma_R^2 = 1/4\pi^2 \int_{K_b}^{\infty} \int_0^{2\pi} \gamma_R(K, \alpha) K dK d\alpha \quad \text{avec } k\sigma_R \ll 1 \quad (1.19.b)$$

Le champ diffusé total est alors exprimé comme un développement en série :

$$E_q^s = E_{q_0}^s + E_{q_1}^s + \dots \quad (1.20)$$

Le terme d'ordre zéro est la solution pour le champ diffusé par les composantes de grande échelle sans rides, tandis que le terme d'ordre un est une correction complémentaire du champ pour tenir compte de la présence de rides sur le « plan tangent » des grandes vagues.

Supposant de grands rayons de courbure ρ_L pour les grandes échelles, l'approximation de Kirchhoff peut être utilisée pour déterminer le terme d'ordre zéro. Ensuite, en supposant que le champ électromagnétique dans le volume déterminé par les petites vagues a une valeur constante, le champ perturbé à grande distance de la surface et dû aux rides est évalué, $E_{q_1}^s$. Finalement, en négligeant le terme croisé $2 \operatorname{Re}\langle E_{q_0}^s \cdot E_{q_1}^{s*} \rangle$ dans l'évaluation de $\langle |E_q^s|^2 \rangle$, grâce à l'indépendance supposée entre rugosité à petite et à grande échelle, le coefficient de diffusion s'exprime comme la somme de deux termes :

$$\sigma_{pq}^0 = \sigma_{pq_0}^0 + \sigma_{pq_1}^0 \quad (1.21)$$

Le terme d'ordre zéro est donné par la solution de Kirchhoff pour la surface à grande échelle (1.9), avec le coefficient de Fresnel R_{pq} qui est remplacé par un coefficient de Fresnel effectif, $R_{eff,pq}$:

$$R_{eff,pq} = \exp(-1/2 \sigma_R^2 v_z^2) R_{pq} \quad (1.22)$$

Par ailleurs, le terme d'ordre un s'exprime comme :

$$\sigma_{pq_1}^0 = \kappa^4 / (4\pi v_z^2) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\alpha_{pq}|^2 \gamma_R(K_x, K_y) T(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (1.23)$$

où $\alpha = -(v_x - K_x)/v_z$ et $\beta = -(v_y - K_y)/v_z$.

$T(\alpha, \beta)$ correspond à la p.d.f. des pentes de grande échelle et l'expression de la fonction du champ de surface α_{pq} est donnée par Guissard et al. (1992). En analysant cette expression, nous notons que, comme pour le terme incohérent de (1.17), la diffusion résulte des composantes de Fourier du spectre de surface qui produit une interférence constructive dans la direction de diffusion. La différence avec (1.17) est que, comme dans ce cas les rides se trouvent sur des ondulations (avec une certaine p.d.f. $T(\alpha, \beta)$), un certain domaine de composantes de Fourier peut avoir les longueurs d'onde et orientation correctes qui mènent à une interférence constructive. Ceci résulte dans la convolution entre le spectre des déplacements des rides γ_R et la fonction de densité de probabilité des pentes à grande échelle T .

L'expression (1.23) est parfois appelée la solution de « Bragg inclinée ». En particulier, quand seules les rides sont présentes sur une surface plate, $T(\alpha, \beta)$ se réduit à un produit de fonctions de Dirac et la solution dégénère en la solution de diffusion de Bragg.

1.3.5 Choix du nombre d'onde limite

Le modèle à deux échelles pour la diffusion par une surface rugueuse comme la mer, se base sur la décomposition de la surface en petite et grande échelle. L'échelle de rugosité fait référence à la longueur d'onde électromagnétique et cette décomposition dépend donc de la configuration expérimentale. De plus, comme la rugosité de la surface dépend de plusieurs paramètres géophysiques, comme la vitesse du vent et la distance d'action, la décomposition à deux échelles peut aussi être une fonction des mêmes paramètres. C'est le propos de cette section.

Quand le développement du coefficient total de diffusion par une surface composite est limité au premier ordre, il est la somme de deux termes. Le terme d'ordre zéro représente principalement la grande échelle, tandis que le terme d'ordre un décrit principalement l'effet des petites vagues. Deux critères doivent être satisfaits pour

séparer la surface rugueuse en deux échelles et obtenir chaque terme de (1.21).

Considérons la décomposition de surface définie par (1.18a) à (1.18d), où K_b est le nombre d'onde limite. Pour la composante à petite échelle, les déplacements verticaux de la surface doivent être petits, comparés à la longueur d'onde électromagnétique, assurant des champs approximativement constants dans le volume déterminé par la rugosité à petite échelle. Alors, la condition sur les déplacements pour la petite échelle a pour expression mathématique :

$$k\sigma_R \ll 1 \quad (1.24)$$

avec σ_R la déviation standard des déplacements des petites vagues, donnée par (1.19b). En utilisant la factorisation du spectre de surface γ (3.39), nous obtenons :

$$\sigma_R^2 = 1/2\pi \int_{K_b}^{\infty} S(K) dK \quad (1.25)$$

où $S(K)$ est le spectre radial de surface.

D'autre part, la contrainte sur la surface à grande échelle est que le rayon de courbure moyen est grand comparé à la longueur d'onde électromagnétique. Avec σ_{pc} la déviation standard des rayons de courbure, cette contrainte s'écrit :

$$\sigma_{pc} \gg \lambda \quad (1.26)$$

Le rayon de courbure en un point de la surface dans une direction donnée est défini par :

$$\rho_c = (1+\zeta'')^{3/2} / \zeta'' \quad (1.27)$$

ζ dénote l'élévation de la surface par rapport à un plan horizontal de référence, et ζ' et ζ'' sont respectivement les dérivées spatiales première et seconde de ζ . Si les pentes de la surface sont petites, nous avons :

$$\rho_c \approx 1/\zeta'' \quad (1.28)$$

et la condition sur la grande échelle (1.26) s'exprime encore comme :

$$(2\pi/k) \sigma_c \ll 1 \quad (1.29)$$

où σ_c est la déviation standard de la courbure de surface ζ'' . Elle peut être estimée à partir du spectre de la surface par :

$$\sigma_c^2 = 1/2\pi \int_0^{K_b} K^4 S(K) dK \quad (1.30)$$

Pour obtenir une valeur pour le nombre d'onde limite, nous imposons :

$$k\sigma_R = 2\pi/k \sigma_c \quad (1.31)$$

Dès lors, nous devons avoir :

$$4\pi^2/k^2 \int_0^{K_b} K^4 S(K) dK = k^2 \int_{K_b}^{\infty} S(K) dK \quad (1.32)$$

Cette relation a été résolue pour le spectre présenté au chapitre 4. Le résultat est représenté à la figure 1.4 pour les bandes C, Ku et Ka où δ est défini par

$$\delta = K_b/k \quad (1.33)$$

Le produit $k\sigma_R$ est aussi présenté à la figure 1.4. Il reste toujours plus petit que 1, ce qui implique que le rayon de courbure est plus grand que la longueur d'onde électromagnétique. Par ailleurs, δ est faiblement dépendant de la fréquence et de la vitesse du vent et une bonne approximation est donnée par une valeur constante d'environ 0,4, ce qui correspond aux valeurs recommandées dans la littérature, c'est-à-dire comprises entre 0,3 et 0,5.

Lemaire (1998) a montré que tant les conditions pour le terme d'ordre zéro que pour le terme d'ordre un sont satisfaites. Ainsi la méthode de décomposition de la surface de la mer à deux échelles (petites et grandes vagues) satisfait les contraintes exprimées pour chaque échelle. De plus, elle tient compte de la rugosité de la surface et de la configuration des instruments pour le calcul du nombre d'onde limite. Ceci est une amélioration par rapport aux modèles qui imposent une valeur arbitraire pour celui-ci.

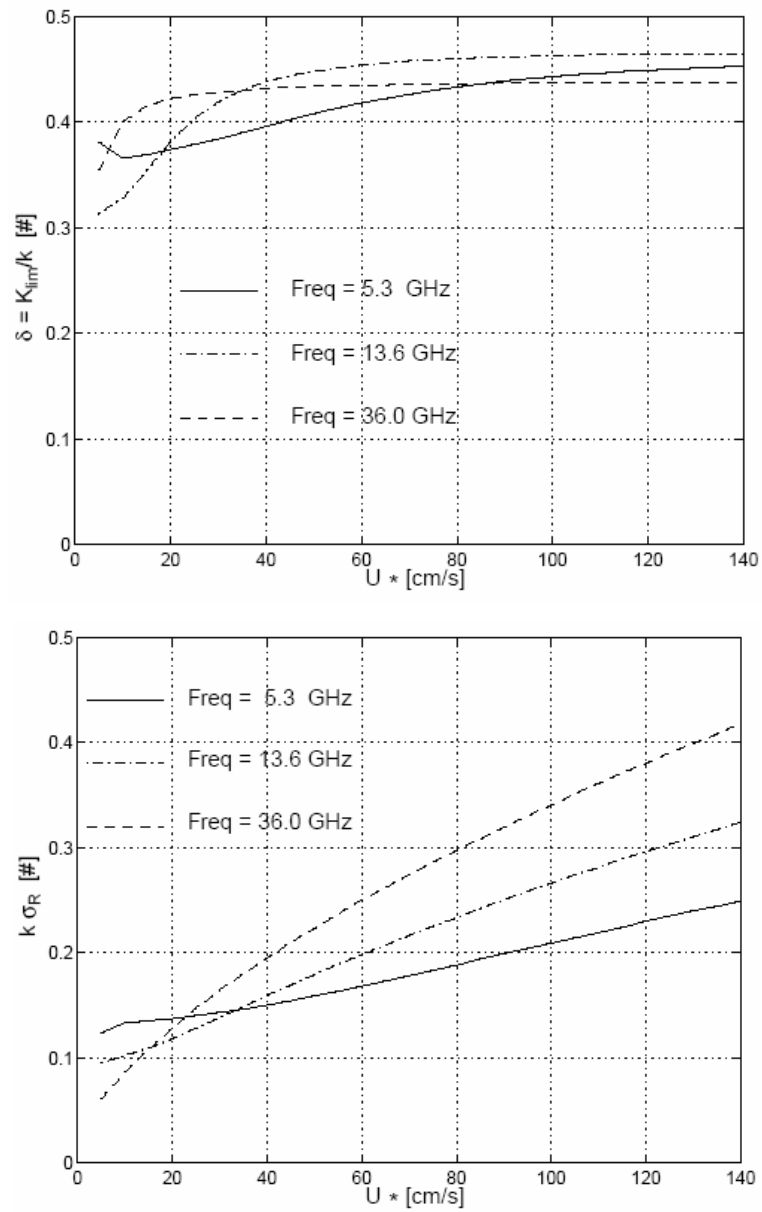


Figure 1.4 : δ et $k\sigma_R$ en fonction de la vitesse du vent, pour différentes fréquences (Lemaire, 1998)

1.4 Conclusion

Les calculs électromagnétiques de diffusion se font selon une méthode à deux échelles basée sur la décomposition de la surface de la mer en deux domaines distincts, représentant la superposition de petites vagues (appelées rides) sur des plus grandes. Les termes grand et petit se rapportent à la longueur d'onde du champ électromagnétique. Cette séparation est, dans le cas de la surface de la mer, d'une certaine manière reliée aux vagues de gravité et de capillarité.

Dans cette approche, le coefficient de diffusion bistatique est la somme de deux termes (1.21).

Le premier terme est celui d'ordre zéro et il correspond à la solution de Kirchhoff pour la composante à grande échelle. On fait l'hypothèse que le champ réfléchi peut être déterminé localement à partir de la diffusion sur le plan tangent à la surface. L'expression est proportionnelle à la fonction de densité de probabilité des pentes à grande échelle évaluée aux points spéculaires, T , et au carré du coefficient de Fresnel effectif, $R_{\text{eff},pq}$, qui contient la variance des déplacements des petites vagues, σ^2_R . L'adjectif « effectif » résulte du fait qu'une correction est appliquée au coefficient de Fresnel. Elle tient compte de la perte de puissance réfléchie due aux rides sur les grandes vagues.

Le second terme est un terme du premier ordre et il apparaît comme une solution de diffraction de Bragg par les composantes de Fourier de la surface, dont la longueur d'onde correspond à une résonance de Bragg. A cause de la pente des petites vagues sur les grandes, certaines longueurs d'onde de vagues entrent en résonance avec le champ incident. Cette pente est représentée dans l'équation par la fonction de densité de probabilité des pentes à grande échelle, T , le champ par la fonction α_{pq} et les rides par leur spectre des déplacements, γ_R .

Les données statistiques de la surface nécessaires à l'application du modèle électromagnétique à deux échelles ont été mises en évidence dans ce chapitre :

- le spectre radial des déplacements, $S(K)$,
- le spectre spatial des déplacements des vagues, $\gamma(\vec{K})$,
- la valeur r.m.s des déplacements des petites vagues, σ_R ,
- le choix du nombre d'onde limite, K_b ,
- la fonction de densité de probabilité des pentes des grandes vagues, T ,
- la valeur r.m.s des pentes des grandes vagues, σ_{LS} .

Nous développerons les modèles de ces propriétés statistiques dans les chapitres 4, 5 et 6. Ceux-ci sont nécessaires pour calculer, à partir des données des satellites, via le modèle électromagnétique, les paramètres utiles pour caractériser la surface de la mer.

