



HAL
open science

**Modélisation et mesure de l'interaction d'une onde
électromagnétique avec une surface océanique.
Application à la détection et à la caractérisation radar
de films d'hydrocarbures**

Aymeric Mainvis

► **To cite this version:**

Aymeric Mainvis. Modélisation et mesure de l'interaction d'une onde électromagnétique avec une surface océanique. Application à la détection et à la caractérisation radar de films d'hydrocarbures. Electromagnétisme. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2018. Français. NNT: . tel-02023517

HAL Id: tel-02023517

<https://hal.science/tel-02023517>

Submitted on 18 Feb 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**
Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

**Présentée et soutenue par
Aymeric MAINVIS**

Le 5 décembre 2018

**Modélisation et mesure de l'interaction d'une onde
électromagnétique avec une surface océanique. Application à
la détection et à la caractérisation radar de films
d'hydrocarbures.**

Ecole doctorale : **EDMITT - Ecole Doctorale Mathématiques, Informatique et
Télécommunications de Toulouse**

Spécialité : **Informatique et Télécommunications**

Unité de recherche :
ISAE-ONERA SCANR Signal communication Antennes Navigation Radar

Thèse dirigée par
Henri-Jose MAMETSA

Jury

M. Ali KHENCHAF, Rapporteur
Mme Fifamè N. KOUDOGBO, Examineur
M. Vincent FABBRO, Examineur
M. Henri-José MAMETSA, Directeur de thèse
M. Christophe BOURLIER, Co-directeur de thèse
M. Richard DUSSÉAUX, Président

Résumé

Les systèmes de télédétection satellitaires et aéroportés sont classiquement utilisés pour la surveillance maritime par les gouvernements et les entreprises. Cette surveillance est en particulier dédiée à la détection d'hydrocarbures en mer afin de prévenir les déballastages illégaux et de gérer les accidents environnementaux. Elle trouve également une pertinence dans le domaine de la prospection offshore afin d'identifier des réserves naturelles d'hydrocarbures. Le radar à synthèse d'ouverture représente actuellement le moyen principal de détection de films surfaciques puisqu'il opère quels que soient l'horaire et les conditions météorologiques. Le processus de détection demeure néanmoins perfectible car nécessitant un temps de traitement conséquent et induisant encore régulièrement des fausses alarmes. De plus, la détection n'est pas suffisante car la diversité des films surfaciques rencontrés implique une gestion propre à chacun. En effet, selon leur origine (naturelle ou anthropogénique) et leur nature (hydrocarbure, phytoplancton ou encore huile de poisson par exemple), l'ampleur de l'intervention engagée peut drastiquement évoluer, allant d'une vaste opération de nettoyage à une simple surveillance. Cette identification est classiquement réalisée à l'aide d'images optiques hyperspectrales mais cette méthode reste peu adaptée dans un contexte opérationnel. Caractériser la nature des films surfaciques détectés à l'aide des signaux radar représenterait donc une grande avancée dans le domaine de la supervision océanique.

Cette étude consiste à distinguer une surface océanique contaminée par un film surfacique d'une surface océanique propre et de détailler la nature du film détecté à travers les signaux radars.

L'étude se divise en trois domaines principaux, à savoir la modélisation de la surface océanique, la modélisation électromagnétique et l'expérimentation. La simulation de la surface océanique doit considérer l'existence ou non d'un film surfacique. En outre, elle doit permettre de générer numériquement une surface de vaste superficie –correspondant aux dimensions d'une image d'un radar à synthèse d'ouverture– tout en conservant une résolution restituant la complexité de la géométrie. Un simulateur de surfaces océaniques contaminées ou non a donc été développé. La partie électromagnétique est basée sur l'utilisation de modèles asymptotiques de diffusion des ondes électromagnétiques par une interface rugueuse. Ces modèles sont particulièrement adaptés au contexte de l'étude, alliant complexité de la scène et efficacité du traitement, mais nécessitent des hypothèses pour être appliqués. L'intégration d'un tel modèle a permis l'étude du champ électromagnétique diffusé par la surface océanique afin d'accéder aux informations contenues au sein des signaux radars.

La modélisation est complétée par des données expérimentales associant mesures radars et mesures d'élévations d'une surface d'eau de mer tantôt propre tantôt contaminée par différents produits. Cette expérimentation a été réalisée dans un environnement maîtrisé : bassin fermé, produits connus, vagues générées à l'aide d'un souffleur caractérisé et déversements contrôlés. Ces données permettent de valider la modélisation et de tester les méthodologies de détection et de caractérisation des films surfaciques développées.

Ces travaux ont permis de montrer que la nature d'un film surfacique est identifiable à l'aide de signaux radars multi-fréquences et que ces films surfaciques sont détectables à l'aide de la fonction de répartition du champ électromagnétique diffusé par la surface. En outre, les conditions de mesures optimales (angles d'incidence, fréquences radar, polarisation, sensibilité du capteur) de détection et de caractérisation d'un film surfacique ont été détaillées. Enfin, le simulateur développé permet de générer des signaux de radars à ouverture réelle en considérant de larges surfaces océaniques ayant une résolution très fine sur une machine conventionnelle.

Mots-clés diffusion radar, diffusion électromagnétique d'une surface de mer, télédétection océanique, nappe d'hydrocarbure, pollution de l'eau, pollution maritime

Title Electromagnetic Wave Scattering Modeling and Measurement from Ocean Surfaces. Detection and Characterization of an Oil Film.

Abstract

Spaceborne and airborne remote sensing systems are commonly dedicated to maritime monitoring by either the governments or companies. Specifically, this activity is focused on the detection of hydrocarbons at sea to manage environmental incidents but also on the prospection of new oil resources. Currently, synthetic aperture radar is the main mean to achieve this mission since it provides a 24/7 ser-

vice and it is not impacted by the weather conditions. However, the detection process remains timekeeping and, oftenly, false alarms occur. Furthermore, depending on the origin of the film (either mineral or biogenic), the action taken will be drastically different. Classically, this identification is achieved thanks to hyperspectral imaging but it remains unsuitable in an operating environment. Then, the characterization of oil-films thanks to radar signals would be a great improvement.

This study is about the detection of oil-covered ocean surfaces and the identification of the detected oil film through the radar signals.

This work is divided in three axes : the ocean surface modelling, the electromagnetism modelling and the experiment. A generator of oil-covered (or not) ocean surfaces has been implemented to perform realizations of large sea surfaces with very thin sampling interval. The electromagnetic part is dedicated to asymptotic models for electromagnetic wave scattering from random rough surfaces. These models are well-adapted to the context : the complexity of the scene and the efficiency of the processing. From this implementation, a study about backscattered electromagnetic field has been achieved to access the valuable information provided by radar signals.

The modelling is supported by an experimental database which is composed of radar measurements and surface elevation estimations from multiple oil-covered sea water surfaces. This experiment has been realized in a controlled environment : a sea water pool, known oils, fan-generated wind waves and controlled oil spill. The developed methods about detection and characterization are tested on these real data.

This study has shown that the characterization of oil film on the ocean surface is possible thanks to multi-frequency radar signals. Moreover, the cumulative distribution function of the amplitude of the radar backscattered field is relevant to detect an oil-covered ocean surface and the optimal measurement conditions for film detection and characterization –such as the incidence angle, the radar frequency, the polarization and the sensor sensitivity– have been detailed. At last, the implemented simulator can compute signals from real aperture radars by considering large sea surfaces with a very thin sampling on a common computer.

Keywords radar scattering, sea surface electromagnetic scattering, ocean remote sensing, oil slick, oil spill, seeps, water pollution, maritime pollution

Laboratoire d'accueil ONERA Toulouse, 2 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse

J'aime cela, qu'on se trompe !... C'est la seule supériorité de l'homme sur les autres organismes. C'est ainsi qu'on arrive à la vérité ! Je suis un homme, et c'est parce que je me trompe que je suis un homme. On n'est jamais arrivé à aucune vérité sans s'être trompé au moins quatorze fois ou peut-être même cent quatorze et c'est peut-être un honneur en son genre.
Dostoïevski, Crime et Châtiment.

Pour faire de grandes choses, il ne faut pas être un si grand génie ; il ne faut pas être au-dessus des hommes ; il faut être avec eux.
Montesquieu, Mes pensées.

Remerciements

Je remercie tout d'abord les membres du jury qui ont accepté de lire et d'évaluer mon travail, Madame Fifamè Koudogbo, Monsieur Ali Khenchaf et Monsieur Richard Dusséaux.

Je souhaite remercier TOTAL, et en particulier Madame Véronique Miegbielle et Monsieur Dominique Dubucq qui m'ont apporté leur soutien et leur confiance pour la conduite de ce travail de recherche. Mes remerciements vont également à Monsieur Florent Christophe, Monsieur Joël Lemorton et Monsieur Laurent Castanet pour m'avoir permis de réaliser ces trois années de doctorat au sein du Département ElectroMagnétisme et Radar (DEMR) de l'ONERA à Toulouse, dans l'unité Propagation, Environnement et Radiocommunications (PER).

J'aimerais également remercier les personnes ayant participé à l'expérimentation de Brest, Madame Françoise Viallefont, Madame Marina Erb, Monsieur Nicolas Jarry, Monsieur Ahmed Moussous, Monsieur Vincent Fabbro et Monsieur Pierre Borderies, pour avoir créé une ambiance joviale et chaleureuse malgré toutes les difficultés rencontrées pendant ces deux semaines. Ces moments passés en leur compagnie sont de précieux souvenirs.

Un grand merci à Madame Corinne De Pablo, Madame Elodie Bachelier et Madame Maryse Herbillon pour leur aide, leur disponibilité et leur bienveillance.

Je tiens à remercier tout particulièrement mes directeurs de thèse, Monsieur Henri-José Mametsa et Monsieur Christophe Bourlier, ainsi que mon encadrant Monsieur Vincent Fabbro pour avoir dirigé mon travail de recherche avec beaucoup de constance et de discernement. Leurs conseils précis, leur lucidité, leur grande disponibilité et leurs multiples encouragements ont permis à cette thèse d'avancer en dépit des obstacles rencontrés. Merci pour cette belle aventure.

Merci aux doctorants du DEMR, une franche camaraderie tout au long de ces trois années : Isabelle, Charles-Antoine, Gayon, Mahiddini, Ribaud, Florestan, Galmiche, JP, Charbo, Quentin, Christophe, Pierre (x2), Hugo, Benji, Erwan et Alexandre (x2). Je me suis bien marré!

J'adresse mes remerciements les plus sincères à tous mes amis. Que notre rencontre soit sénonaise, auxerroise, parisienne ou encore toulousaine, ils m'ont fait et me font grandir à chacune de nos rencontres. Je nourris à leur égard une profonde affection et l'amitié que nous partageons est, pour moi, de très grande valeur.

Enfin, cet ultime temps est dédié à l'ensemble de ma famille : merci pour leur soutien sans faille. Les derniers mots, débordant de reconnaissance, sont pour mon arrière grand-mère, Madeleine, ma grand-mère, Denise, mes parents, Séverine et Yann, mon frère, Louis, et la personne qui m'accompagne sur les sentiers escarpés et sinueux de la vie, Alexia. Du fond de mon être, merci.

Sommaire

1	Description, caractérisation et diffusion électromagnétique d'une surface océanique	3
1.1	Introduction	3
1.2	Description d'une surface océanique	5
1.2.1	Généralités	6
1.2.2	Modélisation probabiliste de la surface océanique	6
1.2.3	Synthèse	10
1.3	Caractérisation de l'eau de mer et description d'une interface	10
1.3.1	Constante diélectrique relative de l'eau de mer	11
1.3.2	Epaisseur de peau	11
1.3.3	Coefficients de réflexion de Fresnel	12
1.3.4	Synthèse	14
1.4	Champ électromagnétique diffusé	14
1.4.1	Formalisme adopté	14
1.4.2	Surface équivalente radar	15
1.4.3	Synthèse	16
1.5	Modèles asymptotiques de diffusion électromagnétique	16
1.5.1	Généralités	16
1.5.2	Méthodes classiques	17
1.5.3	Synthèse	22
1.6	Surface océanique contaminée	22
1.6.1	Généralités	22
1.6.2	Modèle d'atténuation de la rugosité	23
1.6.3	Constante diélectrique relative d'une huile	24
1.6.4	Synthèse	24
1.7	Conclusions	24
2	Spectral Decomposition Method for Large Sea Surface Generation and Radar Backscatter Modeling	27
2.1	Résumé	27
2.2	Abstract	29
2.3	Introduction	29
2.4	Sea Surface Generation and Spectral Decomposition Method	30
2.4.1	Sea Surface Model	30
2.4.2	Spectral Decomposition Method	30
2.4.3	Reconstructed Sea Surface	31
2.5	Simulated Radar Backscattering	36
2.5.1	First-Order Small Slope Approximation	36
2.6	Generated Surface Characteristics	37
2.6.1	Interpolation Techniques	37
2.6.2	Combination Techniques	39
2.6.3	Height Spectrum and Height Structure Function	40
2.6.4	From sea surface characteristics to NRCS	41
2.7	Sea Surface Monostatic NRCS	42

2.8	Summary and Outlooks	43
3	Surface Film Characterization from X- to K-band Radar Signal Inversion, a Wind-wave-pool Experiment	45
3.1	Résumé	45
3.2	Abstract	47
3.3	Introduction	47
3.4	Experimental Setup	48
3.5	Surface Elevation Measurement	49
3.6	Radar Measurement	51
3.6.1	Overview of the database	51
3.6.2	Measurement of the Incoherent Field	51
3.6.3	Measurement of the Damping Ratio	52
3.7	Oil Slicks Characterization	53
3.7.1	Overview of the methodology	53
3.7.2	Frequency to Wavenumber Conversion : Height Sea Water Surface Spectrum	53
3.7.3	Bragg Scattering Mechanism	56
3.7.4	Wave Damping Ratio Model	56
3.7.5	Cost Function minimization	59
3.8	Results	59
3.9	Ocean Transposition	61
3.10	Summary and Outlooks	62
4	Etude statistique du champ électromagnétique diffusé par une surface océanique contaminée	65
4.1	Introduction	65
4.2	Comparaison de l'atténuation de la rugosité entre un film minéral et un film biogénique	66
4.2.1	Coefficient d'atténuation visqueux d'un film surfacique	66
4.2.2	Spectre des pentes d'une surface océanique contaminée	67
4.2.3	Synthèse	67
4.3	Surface équivalente radar normalisée de la surface contaminée	68
4.3.1	Effet de l'angle d'incidence	68
4.3.2	Effet de la fréquence radar	69
4.3.3	Effet de l'état de surface	69
4.3.4	Effet du ratio de couverture surfacique du film	71
4.3.5	Synthèse	71
4.4	Statistique du champ électromagnétique	72
4.4.1	Observations sur la base de données CEDRE	73
4.4.2	Méthodologie de détection d'un film surfacique	75
4.4.3	Modélisation de la distribution du champ EM diffusé par la surface	76
4.4.4	Fonction de répartition de l'amplitude du champ EM	78
4.4.5	Synthèse	81
4.5	Conclusions	82
A	Noyaux de Bragg	87
B	RST Sea Surface Height Spectrum of Chapter 2	89
C	Sea Surface Monostatic NRCS, Additionnal Scenarios of Chapter 2	91
D	Near-field Configuration of Chapter 3	93
E	Estimation par noyau	95

Table des figures

1.1	Exemple de détection d'un film surfacique sur une image ROS [1]	4
1.2	Exemples de look-alike perturbant le processus de détection d'un film surfacique sur une image ROS [1]	5
1.3	Exemple d'optimisation de la détection de films surfaciques à l'aide de modèles EM [1]	5
1.4	Comportement fréquentiel de la constante diélectrique relative de l'eau de mer ε_w calculée selon [2] avec $sst = 15^\circ\text{C}$ et $sal = 35$ PSU. La partie réelle est en trait continu bleu, la partie imaginaire en pointillés rouges.	11
1.5	Comportement fréquentiel de l'épaisseur de peau de l'eau de mer δ_w , échelle logarithmique en ordonnée.	12
1.6	Schéma de la géométrie pour une onde se propageant dans deux milieux	13
1.7	Schéma de la géométrie pour une onde se propageant dans trois milieux	13
1.8	Présentation du problème, vue dans le plan $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{z}})$	15
1.9	Evolution de la diffusion en fonction de la rugosité de la surface illuminée	16
1.10	Surface équivalente radar normalisée en fonction de l'angle d'incidence pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s et une fréquence de 10 GHz. Quatre méthodes de calcul sont illustrées : la formulation statistique analytique du modèle SSA1 en trait continu bleu (SSA1 SA), la formulation classique du modèle SSA1 en tirets rouges (SSA1 MC), la formulation statistique analytique du modèle SPM1 en pointillés noirs (SPM1) et enfin l'approximation de l'optique géométrique en trait continu et croix jaunes (GO)	20
1.11	Comportement fréquentiel de la condition (2) sur la variance des hauteurs de la surface océanique σ_η^2 pour trois angles d'incidence différents 0° en trait bleu, 30° en tirets rouges et 60° en pointillés noirs. L'échelle est logarithmique en ordonnée. Les états de mer correspondant sont indiqués par leur intervalle en trait continu noir d'après le Tableau 1.1.	21
1.12	Variance de l'intégrale de Kirchhoff en fonction de l'angle d'incidence selon deux méthodes de calcul, une par FFT (1.60) et une seconde par intégration directe (1.47). Deux vitesses de vent sont considérées, 4 m/s et 12 m/s et trois fréquences radar sont étudiées : 1 GHz, 12 GHz et 40 GHz.	22
2.1	Isotropic part of the sea surface height spectrum S versus the surface wavenumber \mathbf{k} . The spectrum S is split up into two sub-spectra S_0 and S_1 using the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s.	32
2.2	Realization of the two elementary sea surfaces h_0 and h_1	32
2.3	Schematic diagram for the generation of surfaces h_n and h_{n+1} according to the Spectral Decomposition Method.	33
2.4	Schematic diagram for the generation of the combined surface $h_{\text{HF,T}}$ with any of the two combination techniques, RST (2.4a) and CST (2.4b).	34
2.5	Computational complexity of sea surface generation versus the number of samples s with $P = 8$	35
2.6	Computational complexity of sea surface generation versus the parameter P with $s = 2^{13}$	35

2.7	Isotropic part of the sea surface height spectrum S_{LF} versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10}=8$ m/s. The numerical spectrum S_{LF} –with sea surface generation– is presented. The cutoff-wavenumber before the interpolation process $k_c = 131$ rad/m is also displayed. Three interpolation techniques are illustrated, linear, quadratic and cubic.	38
2.8	Isotropic part of the interpolated sea surface height spectrum versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10}=8$ m/s. Three interpolation parameters are presented, $P = \{8; 16; 32\}$, the interpolation method is linear. The isotropic part of the sea surface height spectrum from the model of Elfouhaily is also displayed. . .	38
2.9	Isotropic part of the high-frequency sea surface height spectrum S_{HF} versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s. The minimum wavenumber before the combination process k_{min} is also displayed. The isotropic part of the combined sea surfaces height spectrum from the two combination techniques introduced in subsection 2.4.3 are also illustrated; RST (2.9a) and CST (2.9b).	39
2.10	Isotropic part of the combined sea surfaces height spectrum versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s. The inspected combination technique is the CST. Three parameters are shown; 8 ($k_{min} = 0.032$ rad/m), 16 ($k_{min} = 0.016$ rad/m) and 32 ($k_{min} = 0.008$ rad/m). The isotropic part of the sea surface height spectrum from the model of Elfouhaily is also displayed (Theory).	40
2.11	Isotropic part of the full sea surface height spectrum $S(k)$ versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10}=8$ m/s. The isotropic part of the composite two-scales sea surface height spectrum from the two combination techniques introduced in subsection 2.4.3 are also illustrated; RST (2.11a) and CST (2.11b) with $P = 8$.	41
2.12	Height structure function \mathcal{D} versus the surface position x from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10}=8$ m/s. The theoretical height structure function \mathcal{D} is plotted in full black line. The two combination techniques from subsection 2.4.3 are illustrated in dashed-red and discontinuous-blue line; RST and CST, respectively, with $P = 8$	41
2.13	\mathcal{F} function versus the surface position x from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10}=8$ m/s for a frequency $f=10$ GHz. The theoretical \mathcal{F} function is plotted. The two combination techniques from subsection 2.4.3 are illustrated; RST and CST.	42
2.14	The wind speed is 8 m/s for a frequency $f=10$ GHz in VV and HH polarizations. Comparison of the NRCS from conventional sea surface generation and the NRCS from SDM, considering the two different combination techniques. 100 surfaces of length $L = 196$ m were generated.	43
2.15	The wind speed is 8 m/s for a frequency $f=10$ GHz in VV and HH polarizations. Comparison of the NRCS with different P parameters and considering the two combination techniques. 100 surfaces of length $L = 196$ m were generated. CST - X dB stands for an offset of X dB to improve the discrimination between the two techniques.	44
3.1	Schematic view of the experimental set up	48
3.2	View of the two fans, TROTEC TTW 45000 : 2 m/s (left) and TROTEC TTW 100000 : 5 m/s and 8 m/s (right)	49
3.3	View of the seven wave probes measuring the surface height during the experiment	50
3.4	Example of wind waves profile measurement versus time. The standard deviation of the surface height is 0.282 cm.	50
3.5	Incoherent field versus the slant range considering a clean sea water surface with an incident angle $\theta = 45^\circ$ in VV polarization. Two configurations are observed : a sea water state $\sigma_h = 0.282$ cm (red line) and a flat sea water surface (blue dashed line)	52
3.6	Damping ratios calculated from the gasoil spill acquired at two different sea water states both in VV (red) and HH (blue) polarizations at an incident angle of 45° . The lines are third-degree-polynomial fits on the acquired data points (dots and crosses).	52
3.7	Schematic diagram of the methodology	54
3.8	Dispersion relationship calculated from the sea water surface state $\sigma_h = 0.282$ cm according to the measurements (3.5) (dots in red color). The gravity-capillarity wave dispersion relationship in an ocean context is plotted in blue dashed line from (3.3).	55
3.9	Curvature spectrum computed from the sea water surface state $\sigma_h = 1.09$ cm.	55

3.10	Monostatic NRCS calculated from the estimated wavenumber spectrum for the surface state $\sigma_h = 1.09$ cm in VV (red color) and HH (blue color) polarizations. Two models are compared : SSA1 in continuous line (from a set of 200 surface realizations) and SPM1 in dashed line. The sea water dielectric constant is estimated from the Meissner and Wentz model [2].	57
3.11	Oil penetration depth versus the radar frequency.	58
3.12	Absolute Fresnel reflection coefficient error versus the radar frequency considering a surface film thickness of 1 mm in VV (red) and HH (blue) polarizations. The oil relative permittivity is 2.25 and the oil loss factor is 0.01. The sea water dielectric constant is computed from the Meissner and Wentz model [2]. Two incident angles are studied : 25° in continuous line and 45° in dashed line.	58
3.13	Damping ratios calculated from oil slicks considering a given sea water surface state in VV polarization for an incident angle of 45° . The data points (red dots) are fitted by a third-degree polynome (red line). The dashed lines are the damping ratios obtained from the minimization process (black dashed line : L-BFGS-B method, blue dotted line : TNC method).	60
3.14	Photographs from the colza-oil-covered sea water surface.	60
4.1	Coefficient d'atténuation visqueux en fonction du nombre d'onde des vagues. 5 coefficients sont proposés, en trait continu ceux pour un film biogénique, en tirets ceux d'un film minéral selon [4] et [5].	66
4.2	Partie omnidirectionnelle du spectre des pentes de la surface en fonction du nombre d'onde des vagues pour une vitesse de vent u_{10} de 8 m/s. En trait continu bleu, le spectre des pentes d'une surface océanique propre, en tirets rouge celui d'une surface avec un film biogénique et en pointillés noirs celui d'une surface avec un film minéral de fraction surfacique $f_s = 1$	67
4.3	Surface équivalente radar normalisée en fonction de l'angle d'incidence pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s et une fréquence de 10 GHz. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs. La fraction surfacique f_s du film vaut 1.	69
4.4	Surface équivalente radar normalisée en fonction de la fréquence radar pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s et un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs. La fraction surfacique f_s du film vaut 1.	70
4.5	Surface équivalente radar normalisée en fonction de la vitesse de vent u_{10} pour une fréquence de 10 GHz et un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs. La fraction surfacique f_s du film vaut 1.	70
4.6	Surface équivalente radar normalisée en fonction de la fraction surfacique du film f_s pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz et un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$. Film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	71
4.7	Surface équivalente radar normalisée en fonction de la fraction surfacique du film f_s pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz et un angle d'incidence $\theta_i = 45^\circ$. Film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	72
4.8	Distribution centrée de l'amplitude du champ EM diffusé pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 0,232$ cm, une fréquence de 10,5 GHz, un angle d'incidence $\theta_i = 45^\circ$. Eau propre en trait continu bleu, huile de colza en tirets rouges et pétrole brut en pointillés noirs.	73
4.9	Distribution de la phase du champ EM diffusé pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 1,09$ cm, une fréquence de 10,5 GHz, un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$. Eau propre en trait continu bleu et huile de colza en tirets rouges.	74
4.10	Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 0,684$ cm et une fréquence de 10,5 GHz en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	74
4.11	Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 0,282$ cm, un angle d'incidence de 45° en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	75

4.12	Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour un angle d'incidence de 45° , une fréquence de 10,5 GHz en polarisation HH. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	75
4.13	Rapport des fonctions de répartition de l'amplitude du champ EM diffusé pour un seuil de détection à 10%. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges, film minéral en pointillés noirs et seuil de détection en tirets verts.	77
4.14	Distribution centrée de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz, un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$ et une fraction surfacique $f_s = 1$. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	77
4.15	Distribution de la phase de l'opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz, un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$ et une fraction surfacique $f_s = 1$. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	78
4.16	Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz et une fraction surfacique $f_s = 1$ en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	79
4.17	Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, un angle d'incidence de 25° et une fraction surfacique $f_s = 1$ en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	79
4.18	Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour un angle d'incidence de 25° , une fréquence de 10 GHz et une fraction surfacique $f_s = 1$ en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	80
4.19	Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent de 8 m/s, un angle d'incidence de 25° et une fréquence de 10 GHz en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.	81
4.20	Rapport des fonctions de répartition de l'amplitude du champ EM diffusé modélisé pour un seuil de détection à 10%. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges, film minéral en pointillés noirs et seuil de détection en tirets verts.	82
C.1	Incoherent monostatic NRCS versus the incidence angle. Comparison of the NRCS from conventional sea surface generation and the NRCS from SDM, considering the two different combination techniques. 100 surfaces were generated.	92
D.1	Normalized incoherent field versus the slant range considering a clean sea water surface of sea state $\sigma_h = 0.282$ cm with an incident angle $\theta = 45^\circ$ in VV polarization. Three radar frequencies are considered : 8.5 GHz (red line), 11.5 GHz (blue dashed line) and 23.5 GHz (black dotted line).	93
E.1	Estimation par noyau selon trois distributions différentes : uniforme sur l'intervalle $[-180, 180]$ (E.1a), gaussienne de moyenne μ nulle et de variance σ^2 unitaire (E.1b) et Weibull de paramètre de forme 100 (E.1c). L'histogramme des 10000 réalisations est en bleu tandis que la densité de probabilité estimée est en rouge.	96

Liste des tableaux

1.1	Ecart type des hauteurs σ_h et écart type des pentes σ_s en fonction de la vitesse du vent u_{10} et de l'échelle Beaufort lorsque la mer est pleinement levée par le vent [6], [7]	9
2.1	Memory Consumption Ratio	36
2.2	Simulation Parameters	37
3.1	Synthesis of performed radar measurements and associated conditions	51
3.2	Synthesis of inverted oil characterization parameters and associated conditions	61
4.1	Propriétés de quelques systèmes d'imagerie RSO	68

Notations

Acronymes français

CEDRE : Centre de Documentation, de Recherche et d'Expérimentations sur les pollutions accidentelles des eaux

EM : Electromagnétique

ONERA : Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales

RSO : Radar à synthèse d'ouverture

SER : Surface équivalente radar

SERN : Surface équivalente radar normalisée

Acronymes anglais

BNRCS : Backscattering normalized radar cross section

CEDRE : Centre of Documentation, Research and Experimentation on Accidental Water Pollution

CST : Combined Surfaces Technique

EM : Electromagnetic

FFT : Fast Fourier Transform

FT : Fourier Transform

GO : Geometrical Optics

HF : High frequency

IF : Intermediate frequency

KA : Kirchhoff Approximation

LF : Low frequency

NAOMI : New Advanced Observation Method Integration

NRCS : Normalized radar cross section

PSU : Practical salinity unit

RAM : Random access memory

RAR : Real aperture radar

RCS : Radar cross section

RST : Repeated Surfaces Technique

SAR : Synthetic aperture radar

SDM : Spectral Decomposition Method

SPM : Small Perturbation Method

SSA : Small Slope Approximation

SWIR : Short-wave infrared

VNA : Vector network analyzer

VNIR : Visible and near-infrared

Introduction

L'essor des systèmes de mesures satellitaires et aéroportés a permis un développement rapide de l'observation de la Terre. Cette expansion des techniques et méthodes d'acquisition et de traitement des données a trouvé sa légitimité naturelle dans une multitude de domaines telles la météorologie, la climatologie ou encore l'étude de la biosphère. En particulier, la télédétection océanique s'attache à l'observation des océans. Celle-ci est d'ailleurs premièrement et historiquement dédiée à l'altimétrie océanique. Elle progressera ensuite vers la courantologie, la météorologie (avec notamment l'estimation de la vitesse du vent et de sa direction) et la glaciologie. L'évolution de l'accessibilité de ces données et de la collaboration entre compagnies privées et organismes gouvernementaux a enfin mené l'application d'une pareille technologie à des fins sécuritaires et économiques. C'est ici que la télédétection océanique trouve sa pertinence pour d'abord identifier l'existence, puis pour caractériser un film surfacique sur l'océan. Quelques applications peuvent directement être citées tels une fuite de pipeline, un déballastage illégal, une prospection de ressources d'hydrocarbure, une zone de résurgence phytoplanctonique (nommée bloom) ou encore la prévision de la dérive d'une marée noire. Les moyens de mesures radars classiquement utilisés pour la détection d'un film sont des *radars à synthèse d'ouverture* (RSO ou SAR pour *Synthetic Aperture Radar* en anglais). La caractérisation, encore à l'état prospectif, est principalement réalisée à l'aide de systèmes optiques.

La détection et la caractérisation de films surfaciques sur l'océan au moyen de ces systèmes restent néanmoins difficilement applicable à un contexte opérationnel puisque ces deux problématiques synthétisent des complexités diverses : météorologie, surface océanique, électromagnétisme, chimie organique. En effet, au sein d'une image radar, un film surfacique pourra être facilement confondu avec une zone de non-vent près d'une île ou bien encore avec l'eau saumâtre d'un estuaire. La caractérisation, elle, demeure trop ardue pour parvenir à une identification absolue des produits composants le film surfacique et les efforts restent donc focalisés sur une classification du film, à savoir biogénique (comme les blooms ou les algues) ou minéral (comme l'hydrocarbure). De plus, les systèmes radars étant largement plus opérationnels que les moyens optiques (selon la météorologie et l'alternance jour-nuit), parvenir à une caractérisation du film au moyen de ces premiers serait une grande avancée dans l'élaboration d'une méthode opérationnelle de détection et de caractérisation d'un film surfacique sur l'océan.

Cette thèse fait partie du projet NAOMI (New Advanced Observation Method Integration) financé par TOTAL et l'ONERA (Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales). L'objectif de ce projet est d'améliorer les performances de détection, de caractérisation et de quantification d'une surface océanique recouverte par un film surfacique au moyen d'imageries radar et optique.

Les travaux menés ici consistent à proposer des méthodes de détection et de caractérisation d'un film surfacique à l'aide de données radars hyperfréquences. Pour répondre à cet objectif, ces travaux sont séparés en deux domaines : modélisation et expérimentation. L'association de ces deux éléments apporte la richesse comportementale et empirique à travers les données mesurées ainsi que la flexibilité et la réactivité des scénarios synthétiques. Dans cette thèse, trois principales directions ont ainsi été suivies : la modélisation asymptotique, la mesure et enfin une étude paramétrique statistique découlant des résultats des deux premiers items. L'activité de modélisation a mené au développement d'un générateur de surfaces océaniques associé à un modèle de diffusion électromagnétique efficace et performant permettant de considérer des surfaces océaniques de grande superficie et d'accéder à la statistique du champ diffusé par la surface. La partie empirique a consisté en la réalisation d'une expérimentation radar en bassin fermé afin de créer une base de données étendue (vitesse de vent, angle d'incidence, produit déversé, fréquence radar et polarisation) pour élaborer une méthode de caractérisation *a priori* d'un film surfacique. Enfin, une étude statistique du champ diffusé par la surface –tant modélisée que mesurée– a

été réalisée afin d'expliciter les paramètres instrumentaux et environnementaux favorables à la détection et à la caractérisation d'un film surfacique avant de développer une méthode de détection de celui-ci.

Le manuscrit est structuré en 4 chapitres. Dans le premier sont introduites les notions générales du problème de diffusion électromagnétique par une surface océanique contaminée utilisées dans l'ensemble du travail de thèse. Pour cela, la description statistique d'une surface océanique est tout d'abord présentée. Puis, les caractéristiques de l'eau de mer et la description d'une interface entre différents milieux sont explicitées. Le calcul du champ électromagnétique diffusé est ensuite introduit avant de décrire différents modèles asymptotiques de diffusion électromagnétique. Enfin, les notions relatives à la contamination d'une surface océanique sont exposées. Le second chapitre est constitué d'une publication soumise à la revue *Journal of Geophysical Research : Oceans* [8]. Elle décrit la méthode de décomposition spectrale utilisée pour générer des surfaces océaniques de grande superficie et calculer le champ diffusé par la surface. La méthode de génération et de décomposition spectrale est d'abord formalisée avant d'introduire le modèle asymptotique de diffusion électromagnétique. Ensuite, les caractéristiques des surfaces générées au moyen d'une telle méthode sont analysées et comparées à la méthode classique. Finalement, la surface équivalente radar normalisée (notée SERN ou NRCS pour *Normalized Radar Cross Section* en anglais) obtenue est explicitée. Le chapitre 3 est également la transcription d'une publication soumise à la revue *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* [9]. Elle présente une méthode de caractérisation *a priori* d'un film surfacique. Cette méthode est fondée sur une base de données issue d'une expérimentation en bassin fermé. La configuration expérimentale est d'abord introduite. Puis, les mesures d'élévations de la surface sont présentées. Ensuite, les mesures radar sont explicitées. La méthode de caractérisation est enfin décrite avant d'exposer les résultats obtenus. Le quatrième et dernier chapitre est consacré à l'étude statistique du champ électromagnétique diffusé par une surface océanique contaminée. Il est issu des deux communications publiées [10], [11] aux congrès IGARSS 2017 à Fort Worth, Texas aux Etats-Unis et IGARSS 2018 à Valencia en Espagne. La comparaison de l'atténuation de la rugosité entre un film minéral et un film biogénique est d'abord proposée. Une étude de la SERN d'une surface contaminée est ensuite décrite avant de présenter la statistique du champ électromagnétique diffusé par une surface contaminée. Ce manuscrit se clôture sur des discussions ouvrant des perspectives sur différents axes de recherche.

Chapitre 1

Description, caractérisation et diffusion électromagnétique d'une surface océanique

Sommaire

1.1	Introduction	3
1.2	Description d'une surface océanique	5
1.2.1	Généralités	6
1.2.2	Modélisation probabiliste de la surface océanique	6
1.2.3	Synthèse	10
1.3	Caractérisation de l'eau de mer et description d'une interface	10
1.3.1	Constante diélectrique relative de l'eau de mer	11
1.3.2	Epaisseur de peau	11
1.3.3	Coefficients de réflexion de Fresnel	12
1.3.4	Synthèse	14
1.4	Champ électromagnétique diffusé	14
1.4.1	Formalisme adopté	14
1.4.2	Surface équivalente radar	15
1.4.3	Synthèse	16
1.5	Modèles asymptotiques de diffusion électromagnétique	16
1.5.1	Généralités	16
1.5.2	Méthodes classiques	17
1.5.3	Synthèse	22
1.6	Surface océanique contaminée	22
1.6.1	Généralités	22
1.6.2	Modèle d'atténuation de la rugosité	23
1.6.3	Constante diélectrique relative d'une huile	24
1.6.4	Synthèse	24
1.7	Conclusions	24

1.1 Introduction

La contamination des surfaces océaniques est un phénomène aux multiples enjeux. En effet, ces contaminations interfèrent directement avec la biosphère lors de dégazages illégaux ou bien lors d'accidents pétroliers, menaçant ainsi la biodiversité. De plus, une surface océanique contaminée¹ peut être le signe

1. Surface océanique recouverte par un film surfacique d'origine naturelle ou anthropogénique

d'une émergence d'hydrocarbure sur le plancher océanique, présentant un grand intérêt économique tant pour les industries pétrolières que pour les nations souveraines. Enfin, l'existence d'une contamination de surface peut trouver son origine dans l'activité de la faune ou de la flore marine (phytoplancton, algues, huile de poisson) et s'apparente alors à un marqueur géographique d'une espèce biologique. Dans un contexte opérationnel, la détection, la caractérisation et la quantification d'un film surfacique représentent des enjeux capitaux pour la prospection de nouvelles ressources d'hydrocarbure mais aussi pour la maintenance et la sécurité des complexes pétroliers. La télédétection apporte les outils nécessaires à cette mission en fournissant des données radar et optiques depuis des systèmes satellitaires ou bien aéroportés. Les données optiques restent largement disponibles car fournies par nombre de satellites et garantissent une très bonne résolution spatiale (en dessous de 1 m). Cependant, les systèmes optiques sont sensibles à la couverture nuageuse et n'opèrent qu'en journée seulement. En effet, ces systèmes considèrent principalement la gamme de longueurs d'onde $0,4 - 2,5 \mu\text{m}$, c'est à dire VNIR (pour visible and near-infrared) et SWIR (pour short-wave infrared). Or, sur l'intervalle $0,8 - 4,0 \mu\text{m}$ (correspondant à une partie de l'infrarouge), la source lumineuse prépondérante est, comme pour le visible, le soleil.

Les systèmes radars, quant à eux, sont peu sensibles aux nuages et assurent une imagerie diurne et nocturne. En particulier, le radar à synthèse d'ouverture (RSO) est largement utilisé pour réaliser ce type de mission. En Fig 1.1, un exemple de détection d'un film surfacique à partir d'une image radar est illustré. La détection d'un film est la première étape avant une tentative d'identification de la nature du

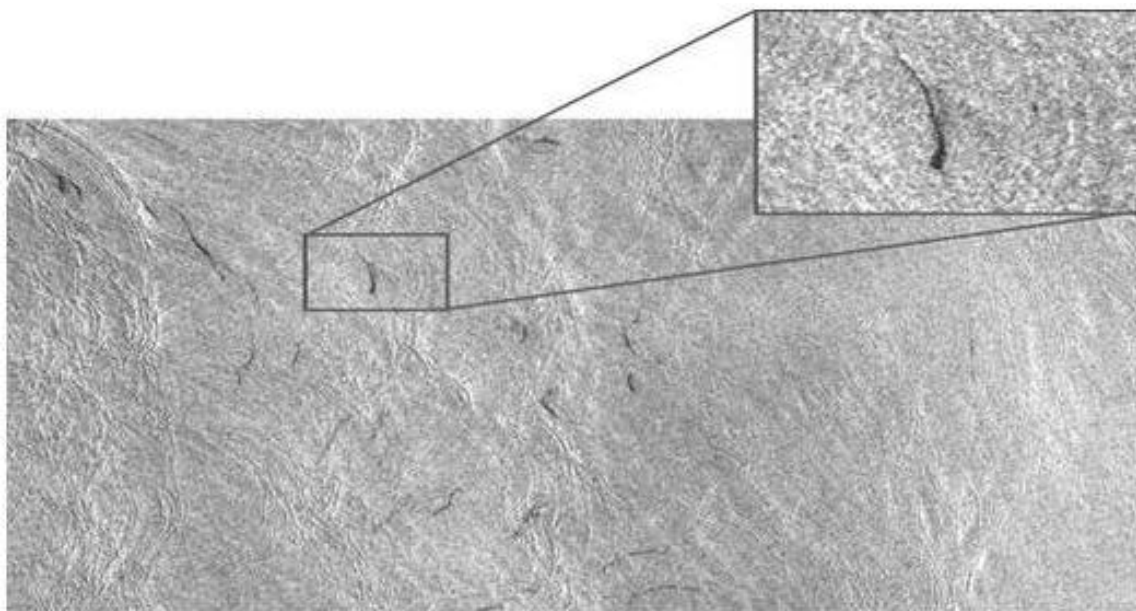


Fig. 1.1 – Exemple de détection d'un film surfacique sur une image ROS [1]

film. Cette opération reste néanmoins très délicate et nécessite une analyse approfondie afin de prévenir des risques de fausse alarme. En effet, nombre de phénomènes (appelés *look-alike*) viennent entraver la lisibilité des images radars et leur interprétation. En Fig 1.2, sont présentés quelques exemples de phénomènes pouvant rendre particulièrement délicate et confuse l'interprétation d'images radars : algues, phénomènes atmosphériques, zones de non-vent, îles, zones de pluie, flux océanique. De récents travaux expérimentaux [12], [13] s'attachent à ces problématiques de détection dans un contexte opérationnel. La modélisation EM permet également d'optimiser la détection des films en estimant notamment la signature EM d'une surface océanique propre pour ensuite la retrancher à celle mesurée Fig 1.3. Plusieurs travaux ont permis l'amélioration de la modélisation dans ce contexte de détection des films [14], [15], [16], [17], [18], [19], [20]. L'identification de la nature du film surfacique et la quantification du volume d'huile sont ensuite deux étapes fondamentales dans la stratégie d'intervention en milieu opérationnel. De nouvelles investigations ont d'ailleurs été proposées avec une méthodologie de quantification absolue [21]. Dans l'étendue du problème soulevé ici, cette étude considère uniquement deux aspects : la discrimination entre surface océanique propre et surface océanique contaminée (et ne s'attache donc pas aux phénomènes de look-alike) et la caractérisation d'un film surfacique préalablement détecté.

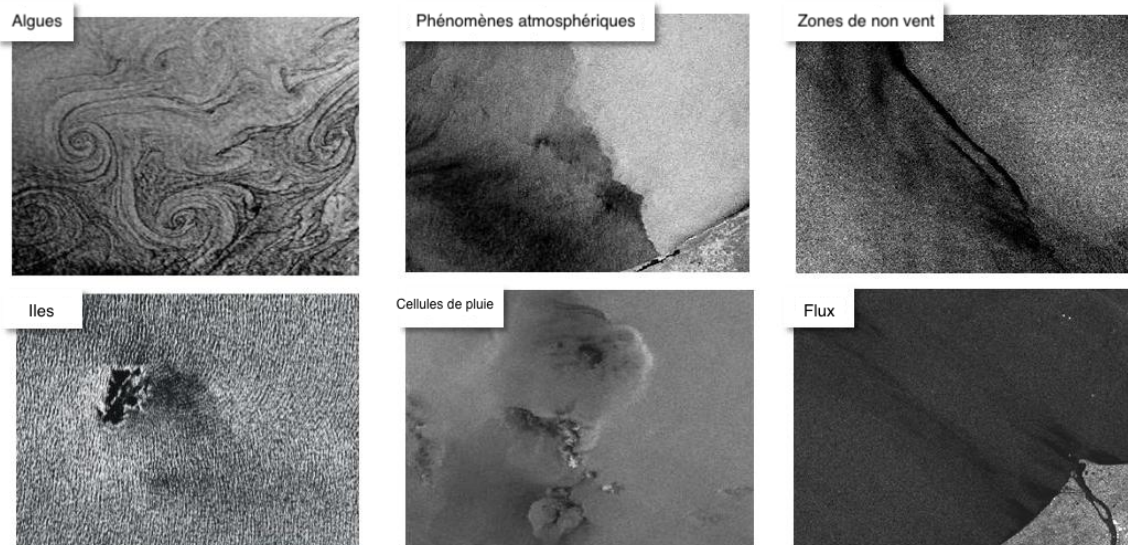
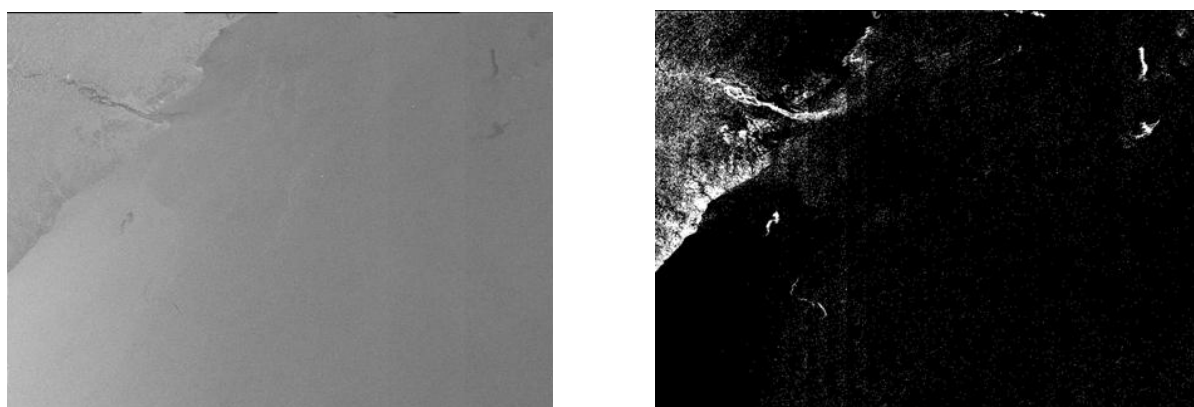


Fig. 1.2 – Exemples de look-alike perturbant le processus de détection d'un film surfacique sur une image ROS [1]



(a) Image radar acquise

(b) Image radar acquise, niveau ajusté par un modèle EM

Fig. 1.3 – Exemple d'optimisation de la détection de films surfaciques à l'aide de modèles EM [1]

Ce problème de diffusion électromagnétique par une surface océanique contaminée ou non associe deux activités particulières : la modélisation de la surface interagissant avec l'onde incidente radar ainsi que la modélisation du phénomène de diffusion électromagnétique. Ce chapitre s'attache d'abord à la description probabiliste et hydrodynamique de la surface avant de détailler les caractéristiques de l'eau de mer, milieu impacté par l'onde EM. Puis le problème de diffusion électromagnétique est explicité en considérant le champ électromagnétique diffusé et des modèles asymptotiques proposés pour le décrire. Enfin, la surface océanique est déclinée en une surface plus particulière, à savoir la surface océanique contaminée.

1.2 Description d'une surface océanique

La surface des océans représente un défi lorsqu'il est question de la description mathématique de sa structure géométrique. En effet, celle-ci est le siège de multiples interactions, linéaires et non linéaires, tant spatiales que temporelles. Pour parvenir à une description physique de ce milieu particulier, une approche probabiliste est naturellement choisie. Cette dernière répond à l'aspect aléatoire et chaotique de la surface océanique. Quelques généralités sur l'environnement maritime sont d'abord détaillées avant

de préciser la méthode de modélisation probabiliste de la surface océanique.

1.2.1 Généralités

Pour décrire la structure géométrique de la surface océanique, un vocabulaire particulier est adopté. Ainsi, la surface est un assemblage de *vagues* divisées en trois familles distinctes, les vagues de *gravité*, les vagues de *gravité-capillarité* ainsi que les vagues de *capillarité*. Ces dernières correspondent aux vagues de petites longueurs d'onde (millimétrique) et sont principalement régies par la tension de surface. Par recouvrement et transfert d'énergie, ces vagues croissent et évoluent ensuite en vagues de gravité (gouvernées par la force de gravité) de grandes longueurs d'onde (décimétrique à décamétrique). Le régime intermédiaire –symbolisé par la coexistence et l'équilibre de la force de gravité et de la tension superficielle– est le siège de vagues de transition, les vagues de gravité-capillarité, ayant une longueur d'onde variant de quelques millimètres à plusieurs centimètres.

Ces différentes vagues ont la particularité de se propager à des vitesses données accordant un caractère dispersif au milieu de propagation. Pour des profondeurs importantes, la relation de dispersion s'écrit [3]

$$\omega_w^2 = g k_w \left[1 + (k_w/k_m)^2 \right] \quad (1.1)$$

$$k_m = \sqrt{\rho_w g / \gamma} = 363 \text{ rad/m}, \quad (1.2)$$

avec ω_w la pulsation temporelle, k_w la norme du vecteur d'onde spatial de la vague, $g \approx 9,81 \text{ m/s}^2$ l'accélération de la pesanteur, $\rho_w \approx 1,026.10^3 \text{ kg/m}^3$ la masse volumique de l'eau de mer et $\gamma \approx 7,421.10^{-2} \text{ N/m}$ la tension de surface [22], [23]. Le premier terme dans (1.1) retranscrit les effets de gravité tandis que le second décrit ceux de capillarité.

En conditions réelles, la surface océanique est une superposition hétérogène des diverses vagues précédemment introduites. La formation de ces dernières est principalement assurée par l'action locale du vent sur la surface. Lorsque celui-ci provoque la formation de petites vagues, la zone de mer concernée est alors appelée *mer de vent*. Les vagues induites ayant une plus grande longueur d'onde et se propageant en dehors de cette zone forment quant à elles la *houle*. Celle-ci est constituée de vagues très directives au regard de celles de la mer de vent plus éparses en termes de longueurs d'onde et de directions de propagation. L'action locale du vent –et donc la caractérisation de l'état d'une mer de vent– est classiquement traduite à travers la vitesse du vent mesurée à dix mètres au dessus de la surface océanique notée u_{10} en m/s. Selon von Karman [24], Fung et Khim [25], la vitesse du vent à une altitude donnée z notée $u(z)$ en cm/s est reliée à la vitesse de friction à la surface notée u^* en cm/s de sorte que

$$u(z) = \frac{u^*}{0,4} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (1.3)$$

$$z_0 = \frac{0,684}{u^*} + 4,28.10^{-5} u^{*2} - 4,43.10^{-2}, \quad (1.4)$$

avec z et z_0 en cm. A cette quantité s'ajoute la notion de *fetch* indiquant la distance et la durée d'action du vent sur la surface sans que celui-ci ne rencontre d'obstacle. Une mer sera ainsi *jeune* lorsque le fetch sera court, désignant une phase de croissance des vagues sous l'effet du vent. Lorsqu'un régime d'équilibre est atteint, c'est à dire après que le vent ait soufflé de manière constante dans une direction et à une vitesse donnée, la mer est alors *pleinement développée*. Cette situation correspond, en théorie, à un fetch infini. Enfin, l'âge des vagues est défini comme le rapport entre la vitesse de phase des vagues dominantes et la vitesse du vent dans la direction de propagation du train de vagues.

Les différents termes explicités ici sont fondamentaux puisqu'ils interviennent directement dans la paramétrisation du modèle probabiliste d'une surface océanique.

1.2.2 Modélisation probabiliste de la surface océanique

Une surface océanique de hauteur η comporte des variations spatiales et temporelles. Un processus probabiliste $\eta(\mathbf{r}, t)$, avec t le temps et $\mathbf{r} = (x; y)$ les coordonnées cartésiennes associées au problème, est utilisé afin de caractériser ces variations. Celui-ci est supposé stationnaire et ergodique du second ordre et peut donc être entièrement décrit à l'aide de la densité de probabilité ainsi que de la fonction d'auto-corrélation spatiale. La fonction d'auto-corrélation peut également être décrite par son dual fréquentiel, c'est à dire sa transformée de Fourier (TF), nommé *spectre des hauteurs de la surface*. Cette approche fréquentielle est couramment utilisée pour générer une réalisation d'un processus probabiliste.

1.2.2.1 Densité de probabilité des hauteurs

L'approche la plus simple lorsque la surface océanique est modélisée consiste à attribuer une distribution des hauteurs gaussienne par rapport à un plan de référence, cette distribution est classiquement centrée :

$$\eta \sim \mathcal{N}(0, \sigma_\eta^2), \quad (1.5)$$

avec σ_η^2 la variance des hauteurs de la surface. La densité de probabilité s'écrit alors

$$p_\eta(\eta) = \frac{1}{\sigma_\eta \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2\sigma_\eta^2}\right). \quad (1.6)$$

La distribution des hauteurs gaussienne, malgré sa simplicité, demeure une hypothèse recevable selon le théorème central limite lorsque la surface océanique est appréhendée comme une superposition d'un grand nombre de vagues indépendantes suivant une même loi statistique. Par commodité, cette distribution est adoptée pour l'ensemble de cette étude.

1.2.2.2 Fonction d'auto-corrélation des hauteurs

La fonction d'auto-corrélation des hauteurs W_η caractérise la corrélation statistique à un instant t donné entre deux points de la surface océanique P_1 et P_2 de coordonnées (\mathbf{r}_1, η_1) et (\mathbf{r}_2, η_2) respectivement, avec $\eta_a = \eta(\mathbf{r}_a, t)$, $\forall a \in \mathbb{N}$. Cette fonction s'exprime

$$W_\eta(P_1, P_2) = \langle \eta_1 \eta_2^* \rangle, \quad (1.7)$$

avec $\langle \dots \rangle$ la moyenne statistique d'ensemble et \cdot^* le conjugué complexe. Dans le cas d'une surface stationnaire, la fonction d'auto-corrélation est alors classiquement paramétrée par le vecteur horizontal $\mathbf{r}_d = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ séparant les deux points P_1 et P_2 telle que

$$W_\eta(\mathbf{r}_d) = \langle \eta(\mathbf{r}_1, t) \eta^*(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_d, t) \rangle, \quad (1.8)$$

en particulier,

$$W_\eta(\mathbf{0}) = \sigma_\eta^2. \quad (1.9)$$

Le spectre des hauteurs de la surface associé à la fonction d'auto-corrélation des hauteurs W_η correspond à la transformée de Fourier de cette dernière. Ce spectre est une donnée usuelle pour décrire la modélisation d'une surface océanique.

1.2.2.3 Spectres usuels en télédétection océanique

Le spectre des hauteurs est largement utilisé en télédétection pour décrire une surface océanique. Dans ce domaine particulier, il est couramment dénommé spectre de mer et prend de multiples expressions selon les modélisations proposées. De nombreux spectres de mer ont été formalisés, une rétrospective de leur genèse est détaillée par Elfouhaily et al. [3]. Cet article décrit également un spectre unifié et paramétrique qui reste, à ce jour, un spectre largement utilisé dans les études de télédétection. Deux spectres sont également à souligner ; Kudryavtsev et al. [26] formalisent un spectre caractérisant l'équilibre énergétique entre vagues de capillarité et vagues de gravité, il permet donc de tenir compte des phénomènes de déferlement jouant un rôle prépondérant dans la dissipation d'énergie. Le modèle, plus récent, de Yurovskaya et al. [27] propose une correction du spectre des vagues courtes en atténuant la dépendance au vent des vagues décimétriques et en ajoutant de nouvelles contraintes pour modéliser la dissipation d'énergie non-linéaire.

• Spectre de mer

Les différents spectres de mer directionnels $\psi(\mathbf{k}_w)$ sont usuellement paramétrés par la vitesse du vent, l'âge des vagues, le fetch et la direction du vent, \mathbf{k}_w est le vecteur d'onde spatial. Dans leur forme analytique, ils se décomposent en deux parties, une partie omnidirectionnelle $S_{\text{omni}}(\mathbf{k}_w)$ correspondant

à la composante moyenne du spectre dans toutes les directions, et une partie directionnelle $f(\mathbf{k}_w, \phi)$ restituant la distribution azimutale de l'énergie telles que

$$\psi(\mathbf{k}_w, \phi) = \frac{S_{\text{omni}}(\mathbf{k}_w)}{k_w} f(\mathbf{k}_w, \phi), \quad (1.10)$$

avec k_w le nombre d'onde spatial et ϕ la direction de l'onde électromagnétique par rapport à la direction du vent. De plus,

$$S_{\text{omni}}(\mathbf{k}_w) = k_w^{-3} B_{\text{omni}}(\mathbf{k}_w), \quad (1.11)$$

$B_{\text{omni}}(\mathbf{k}_w)$ représente la courbure du spectre omnidirectionnel S_{omni} . La fonction d'étalement angulaire $f(\mathbf{k}_w, \phi)$ satisfait la condition

$$\int_0^{2\pi} f(\mathbf{k}_w, \phi) d\phi = 1. \quad (1.12)$$

Les moments pairs du spectre de mer sont reliés aux variances des différentielles de la hauteur de la surface selon une variable spatiale $x_i \in \{x, y\}$ tels que

$$M_{2m} = \int_{\mathbb{R}^2} \mathbf{k}_w^{2m} \psi(\mathbf{k}_w) d\mathbf{k}_w = \left\langle \left| \frac{\partial^m \eta}{\partial x_i^m} \right|^2 \right\rangle, \quad (1.13)$$

avec $m \in \mathbb{N}$. Ces variances apportent des indications fondamentales sur l'état de surface. En effet, le moment d'ordre 0 correspond à la variance des hauteurs de la surface océanique et est directement lié à la hauteur significative des vagues H_s , grandeur fréquemment mesurée expérimentalement et utilisée pour caractériser un état de mer,

$$M_0 = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \psi(\mathbf{k}_w, \phi) k_w d\mathbf{k}_w d\phi = \int_0^{+\infty} S_{\text{omni}}(k_w) dk_w = \sigma_\eta^2 = \frac{H_s^2}{16}. \quad (1.14)$$

Bourlier [22] propose une relation liant la racine carré de cette variance des hauteurs (c'est à dire l'écart type) avec la vitesse du vent à dix mètres au-dessus de la surface u_{10} . Cette relation est obtenue via l'approximation de la fonction d'auto-corrélation des hauteurs de la surface selon le modèle d'Elfouhaily et al. [3] (détaillé plus loin) par une fonction lorentzienne amortie et une fonction de Bessel. La relation est telle que

$$\sigma_\eta \approx 6,28 \cdot 10^{-3} u_{10}^{2,02}. \quad (1.15)$$

Cette expression crée donc un lien entre état de surface (à travers l'écart type des hauteurs) et conditions environnementales (la vitesse du vent) lorsque la mer est pleinement levée par le vent. Le moment d'ordre 2, quant à lui, donne la variance des pentes de la surface σ_s^2 ,

$$M_2 = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} k_w^2 \psi(\mathbf{k}_w, \phi) k_w d\mathbf{k}_w d\phi = \int_0^{+\infty} k_w^2 S_{\text{omni}}(k_w) dk_w = \sigma_s^2. \quad (1.16)$$

Ce paramètre est essentiel dans le domaine de la diffusion EM de la surface océanique puisqu'il est récurrent de le trouver comme variable d'entrée des modèles de diffusion EM. Enfin, le moment d'ordre 4 indique la variance des courbures de la surface σ_c^2 ,

$$M_4 = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} k_w^4 \psi(\mathbf{k}_w, \phi) k_w d\mathbf{k}_w d\phi = \int_0^{+\infty} k_w^4 S_{\text{omni}}(k_w) dk_w = \sigma_c^2. \quad (1.17)$$

Le Tableau 1.1 présente l'écart type des hauteurs de la surface ainsi celui des pentes en fonction de l'état de mer (échelle Beaufort) et de la vitesse du vent u_{10} d'après [6], [7]. Ces valeurs assurent une estimation des caractéristiques géométriques de la surface océanique au regard des conditions météorologiques.

• Spectre d'Elfouhaily

Le spectre d'Elfouhaily [3] est très utilisé en télédétection océanique. Il restitue en particulier les contraintes optiques d'écart type des pentes de la surface décrites par Cox et Munk [28]. Le spectre

Tableau 1.1 – Ecart type des hauteurs σ_η et écart type des pentes σ_s en fonction de la vitesse du vent u_{10} et de l'échelle Beaufort lorsque la mer est pleinement levée par le vent [6], [7]

Echelle Beaufort	Vitesse u_{10} en m/s	σ_η en m	σ_s
0 (calme)	< 0,2	< 0,0002	< 0,045
1 (très légère brise)	0,4 – 1,4	0,0010 – 0,0124	0,050 – 0,071
2 (légère brise)	1,7 – 3,3	0,0184 – 0,0701	0,076 – 0,100
3 (petite brise)	3,6 – 5,3	0,0836 – 0,1826	0,103 – 0,122
4 (jolie brise)	5,6 – 7,8	0,204 – 0,400	0,125 – 0,146
5 (bonne brise)	7,8 – 10,6	0,400 – 0,740	0,146 – 0,168
6 (vent frais)	10,8 – 13,8	0,770 – 1,26	0,170 – 0,191
7 (grand frais)	14,0 – 17,1	1,30 – 1,95	0,193 – 0,212
8 (coup de vent)	17,3 – 20,7	2,00 – 2,86	0,213 – 0,233

directionnel s'écrit

$$\psi(k_w, \phi) = \frac{B_{\text{omni}}(k_w)}{2\pi k_w^4} [1 + \Delta(k_w) \cos(2\phi)] \quad (1.18)$$

$$\Delta(k_w) = \tanh \left[a_0 + a_p \left(\frac{c}{c_p} \right)^{2,5} + a_m \left(\frac{c_p}{c} \right)^{2,5} \right], \quad (1.19)$$

avec $a_0 = \ln(2)/4$, $a_p = 4$, $a_m = 0,13 u^*/c_m$, $c_m = 0,23$ m/s, c_p la vitesse de phase des vagues dominantes et $c(k_w)$ la vitesse de phase des vagues. La courbure du spectre omnidirectionnel B_{omni} est la somme de deux parties, une partie associée aux vagues de grandes longueurs d'onde B_l et une autre associée aux petites notée B_h

$$B_{\text{omni}} = B_l + B_h \quad (1.20)$$

$$B_l = \frac{1}{2} \alpha_p \frac{c_p}{c} F_p \quad (1.21)$$

$$B_h = \frac{1}{2} \alpha_m \frac{c_m}{c} F_m. \quad (1.22)$$

α_p est un paramètre sans dimension avec $\alpha_p = 6.10^{-3} \sqrt{\Omega}$ où Ω est l'inverse de l'âge des vagues tel que $\Omega = u_{10}/c_p$. α_m est le paramètre d'équilibre généralisé de Phillips-Kitaigorodskii [29] pour les vagues courtes, il dépend de u^*/c_m où u^* est la vitesse de friction à la surface et c_m la vitesse de phase minimum associée au nombre d'onde $k_m = 363$ rad/m, nombre d'onde du pic caractérisant la partie hautes fréquences signifiant une accumulation d'énergie au minimum de la vitesse de phase. Les fonctions F_p et F_m sont telles que

$$F_p = L_{\text{PM}} J_p \exp \left[\frac{\Omega}{\sqrt{10}} \left(\sqrt{\frac{k_w}{k_p}} - 1 \right) \right] \quad (1.23)$$

$$F_m = \exp \left[-\frac{1}{4} \left(\frac{k_w^2}{k_m^2} - 1 \right) \right]. \quad (1.24)$$

F_p est une fonction s'exprimant à partir des fonctions de pic des spectres de Pierson Moskowitz (L_{PM}) [30] et JONSWAP (J_p) [31], k_p est le nombre d'onde correspondant aux vagues dominantes. Les paramètres du spectre d'Elfouhaily sont calculés à partir des mesures optiques d'écart type des pentes fournies par Cox et Munk [28], [32].

• Spectre de Kudryavtsev et spectre de Yurovskaya

Le spectre de Kudryavtsev [26], comme le spectre d'Elfouhaily, se compose de deux parties : une partie identique à celle des vagues de grandes longueurs d'onde formalisée par Elfouhaily et al. [3] et une autre nouvellement introduite paramétrant les vagues de petites longueurs d'onde. Cette dernière inclut essentiellement un mécanisme de transfert d'énergie entre les vagues de gravité-capillarité et les vagues

de capillarité permettant ainsi la considération du phénomène de déferlements sur la surface océanique. Ce mécanisme est fondé sur une équation d'équilibre énergétique. Les différents paramètres de ce spectre sont explicités dans [33] pour le taux de croissance des vagues, dans [26] pour les autres termes relatifs à l'équilibre énergétique et dans [34] pour la répartition azimutale de l'énergie des vagues. Plus récemment, Yurovskaya et al. [27] ont proposé une révision de l'approche développée par Kudryavtsev et al. [35], [36]. Le spectre est une fois encore la somme de deux parties ; la première correspond au spectre formalisé par Donelan et al. et la seconde introduit un spectre d'équilibre restituant les transitions énergétiques entre vagues de grandes longueurs d'onde et vagues de petites longueurs d'onde. Ainsi, ce spectre d'équilibre décrit la création de vagues sous l'effet du vent, les pertes énergétiques non-linéaires mais aussi la génération de vagues de capillarité parasites par rupture des vagues de gravité. Les paramètres de ce spectre sont issus de mesures stéréographiques de champs de vagues. L'utilisation de ces deux spectres reste néanmoins difficile dans un contexte de modélisation de la diffusion EM d'une surface océanique puisqu'ils impliquent la résolution implicite d'une fonction de répartition de l'énergie en azimut, contrainte numérique pouvant s'avérer non-négligeable dans un contexte opérationnel exigeant la réponse la plus rapide possible.

Le spectre d'Elfouhaily est utilisé pour l'ensemble de cette étude car il apporte une représentation suffisamment réaliste de la surface océanique lorsqu'un problème de diffusion EM est considéré. En outre, sa formulation analytique est bien adaptée à une implémentation numérique.

Le spectre de mer, associé à la description de la densité de probabilité des hauteurs de la surface, complète la caractérisation physique de la surface océanique modélisée. Une réalisation aléatoire de cette dernière peut alors être entreprise.

1.2.2.4 Génération d'une surface océanique

Générer une surface océanique aléatoire est une étape essentielle dans la résolution du problème de diffusion EM puisqu'elle permet de restituer complètement le comportement statistique de la surface océanique décrite. Plus loin dans cette étude, la relation entre ce comportement et celui du champ diffusé par la surface est introduite.

Tsang et al. [37] décrivent une réalisation aléatoire des hauteurs de la surface océanique $\eta(\mathbf{r}, t)$ telle que

$$\eta(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left[\int_{\mathbb{R}^2} \sqrt{\psi(\mathbf{k}_w)} \Lambda(\mathbf{k}_w) e^{-j\omega(\mathbf{k}_w)t} e^{j\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{k}_w \right], \quad (1.25)$$

où $\text{Re}[\cdot]$ représente la partie réelle d'un nombre complexe, $\psi(\mathbf{k}_w)$ est le spectre de mer directionnel, Λ est un processus gaussien de moyenne zéro et d'écart type unitaire et $\omega(\mathbf{k}_w)$ correspond à la relation de dispersion (1.1). Numériquement, cette méthode est très efficace pour la génération de surfaces océaniques puisqu'elle autorise l'utilisation de l'algorithme *Fast Fourier Transform* (FFT).

1.2.3 Synthèse

La description probabiliste de la surface océanique est une approche pertinente pour l'appréhension de cette structure spatio-temporelle. En effet, elle permet un paramétrage empirique du processus en mesurant les grandeurs statistiques de la surface océanique, apportant la consistance physique à cette approche. Ce paramétrage apporte en outre une relation entre les conditions d'état de mer et la structure aléatoire de la surface, information fondamentale pour assurer la pertinence des modèles. Dans un problème EM, cette surface océanique marque la frontière –c'est à dire l'*interface*– entre deux milieux de propagation différents, l'air et l'eau de mer. L'eau de mer est un milieu physique particulier et l'interaction d'une onde EM avec l'interface air/eau de mer modifie la distribution de l'énergie EM diffusée.

1.3 Caractérisation de l'eau de mer et description d'une interface

La propagation d'une onde est soumise aux propriétés EM du milieu dans lequel celle-ci évolue. En particulier, la constante diélectrique du milieu permet d'évaluer les capacités de l'environnement à conduire les électrons et donc à propager une onde EM. Cette constante est un élément essentiel dans l'estimation de la quantité d'énergie pénétrant au sein du milieu de propagation caractérisée par une

grandeur appelée épaisseur de peau. Lorsque l'onde EM change de milieu de propagation, la limite entre les deux milieux est nommée interface et régit les phénomènes de transmission et de réflexion caractérisant la répartition d'énergie entre les deux milieux. Ici, la surface océanique identifie l'interface entre deux milieux, l'air et l'eau de mer.

1.3.1 Constante diélectrique relative de l'eau de mer

La *constante diélectrique relative* ε d'un milieu permet de caractériser les propriétés diélectriques de ce milieu (en particulier le caractère isolant ou conducteur du milieu ou encore la longueur de pénétration d'une onde EM dans celui-ci) par rapport à celui de l'espace libre ($\varepsilon_0 = 1$) dont la permittivité absolue vaut $8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m. Généralement, la constante diélectrique relative est complexe et peut être décomposée ainsi

$$\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon'', \quad (1.26)$$

avec ε' la partie réelle appelée la *permittivité relative* et ε'' la partie imaginaire, aussi nommée le *facteur de perte*. Plusieurs modèles de la constante diélectrique de l'eau de mer ε_w ont été développés ces dernières années [38], [39], [2]. La difficulté principale de cette modélisation réside dans la restitution du caractère dispersif de ce milieu caractérisé par d'importantes valeurs de permittivité relative et de facteur de perte. Meissner et Wentz [2] proposent une approche utilisant deux longueurs d'onde de relaxation de Debye ainsi qu'un jeu de données satellitaires micro-ondes pour fournir un paramétrage empirique au modèle. Les variables d'entrée de ce dernier sont la température de l'eau de mer en surface *sst* (en °C) et la salinité *sal* (en PSU, pour Practical Salinity Unit). Dans cette étude, le modèle le plus récent est retenu, c'est à dire le modèle de Meissner et Wentz, avec une température de 15°C et une salinité de 35 PSU, paramètres moyens pour une surface océanique. Le comportement fréquentiel de la constante diélectrique relative de l'eau de mer obtenu à l'aide de ce modèle est illustré en Fig. 1.4. L'air, quant à lui, est classiquement assimilé à l'espace libre. Cette constante diélectrique permet, en particulier, de calculer la longueur de

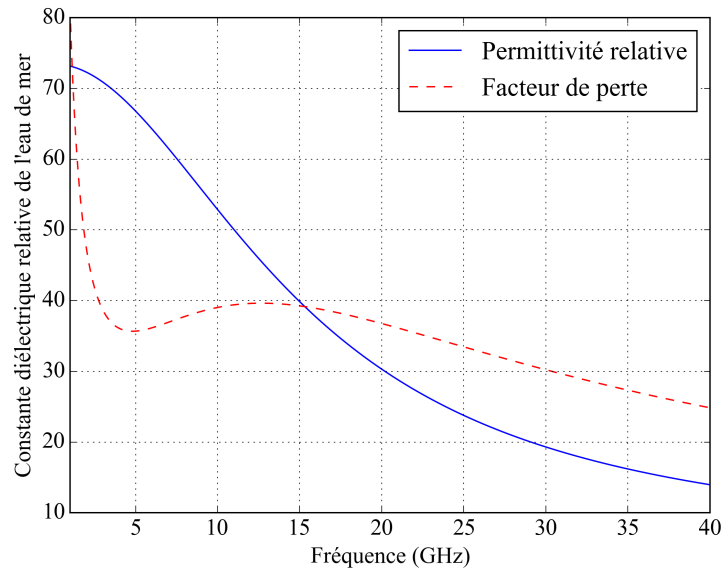


Fig. 1.4 – Comportement fréquentiel de la constante diélectrique relative de l'eau de mer ε_w calculée selon [2] avec *sst* = 15°C et *sal* = 35 PSU. La partie réelle est en trait continu bleu, la partie imaginaire en pointillés rouges.

pénétration d'une onde EM dans l'eau de mer.

1.3.2 Epaisseur de peau

L'*épaisseur de peau* δ_e (aussi nommée longueur de pénétration) quantifie la perte d'énergie que subit l'onde EM lors de sa propagation dans un milieu à pertes (donc l'eau de mer en particulier). Cette

quantité correspond à la distance de propagation à laquelle le module du champ EM est atténué d'un facteur $1/e \approx 0,37$ et s'écrit

$$\delta_e = \frac{\lambda_0}{\pi\sqrt{2} [\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} - \varepsilon']^{1/2}}, \quad (1.27)$$

avec λ_0 la longueur d'onde radar et $(\varepsilon', \varepsilon'')$ définis en (1.26). En Fig. 1.5, l'épaisseur de peau de l'eau de mer est représentée en fonction de la fréquence de l'onde EM. L'eau de mer est donc un milieu au sein duquel l'onde EM subit de fortes pertes énergétiques puisque l'épaisseur de peau varie entre environ 1,6 mm pour la bande L (1 à 2 GHz) et moins de 0,1 mm pour la bande Ka (26 à 40 GHz). Lorsque

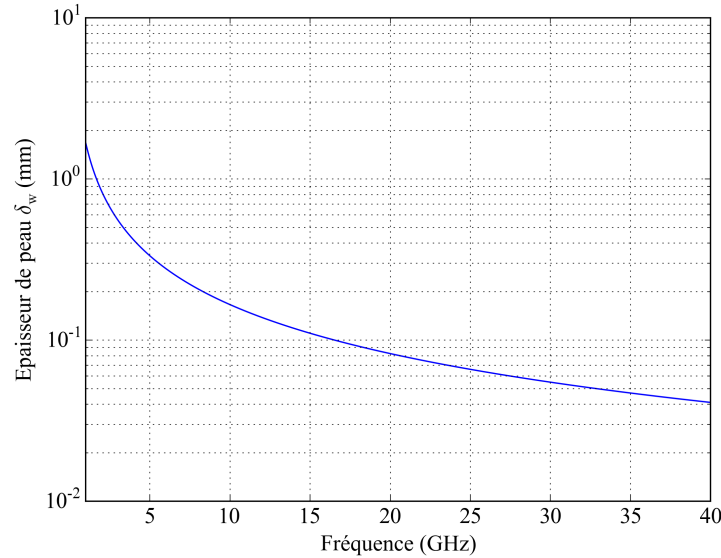


Fig. 1.5 – Comportement fréquentiel de l'épaisseur de peau de l'eau de mer δ_w , échelle logarithmique en ordonnée.

l'onde EM rencontre la surface océanique, une partie de l'énergie est alors transmise à l'eau de mer tandis qu'une seconde partie est réfléchie dans l'air. Ce phénomène est décrit à l'aide des coefficients de Fresnel, déclinés en deux catégories : coefficients de transmission et coefficients de réflexion. Dans un contexte de diffusion EM et connaissant la très faible épaisseur de peau de l'eau de mer, seuls les coefficients de réflexion de Fresnel sont nécessaires dans cette étude puisque la majorité de l'énergie EM est réfléchie et non transmise.

1.3.3 Coefficients de réflexion de Fresnel

Les coefficients de Fresnel caractérisent le comportement en réflexion et en transmission d'une onde électromagnétique plane lorsque celle-ci rencontre une interface plane entre deux milieux semi-infinis Ω_1 et Ω_2 d'indices $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ (ε_1 la constante diélectrique relative et μ_1 la perméabilité magnétique relative du milieu Ω_1) et n_2 , respectivement. L'onde incidente se décompose alors en deux ondes, une onde réfléchie et (possiblement) une onde transmise. Les coefficients de Fresnel identifient la quantité d'énergie transmise au milieu Ω_2 (coefficient de transmission) et celle réfléchie dans le milieu Ω_1 (coefficient de réflexion). Ici, seule l'énergie du milieu Ω_1 est décrite puisque c'est cette énergie qu'un capteur radar aéroporté ou satellitaire mesurera. Le coefficient de réflexion de Fresnel se décline en deux écritures, selon la structure du champ EM (définie par la polarisation, polarisation verticale VV ou horizontale HH) et s'écrit [40]

$$\Gamma_{\text{HH}} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (1.28)$$

$$\Gamma_{\text{VV}} = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t}, \quad (1.29)$$

les angles θ_i, θ_t sont tels que

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t, \quad (1.30)$$

selon la loi de Snell-Descartes et l'angle de l'onde réfléchie θ_r est tel que $\theta_r = \pm\theta_i$ (Fig. 1.6). Lors-

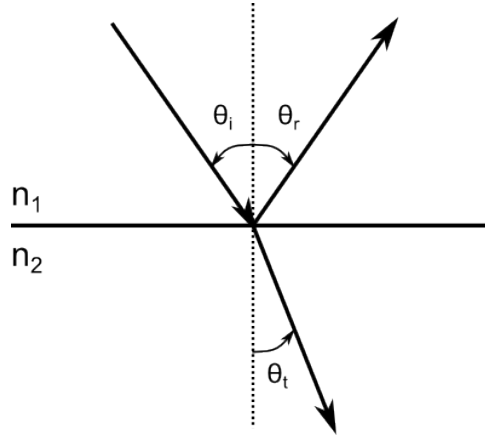


Fig. 1.6 – Schéma de la géométrie pour une onde se propageant dans deux milieux

qu'une seconde interface –délimitant un troisième milieu Ω_3 d'indice n_3 – existe, un coefficient de Fresnel équivalent doit être appliqué afin de considérer l'ensemble des interfaces. En Fig. 1.7, la géométrie du problème considéré est présentée lors de la propagation d'une onde EM dans trois milieux consécutifs par une approche rayon. Ainsi, le coefficient de réflexion équivalent Γ_{eq} s'écrit dans l'hypothèse d'interfaces

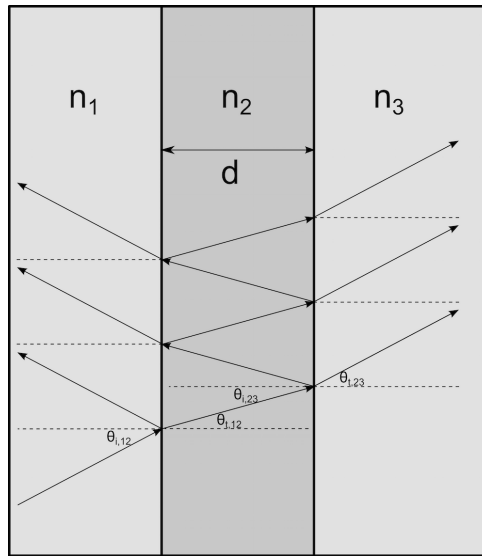


Fig. 1.7 – Schéma de la géométrie pour une onde se propageant dans trois milieux

parallèles [40]

$$\Gamma_{\text{eq}} = \frac{\Gamma_{12}(\theta_{i,12}) + \Gamma_{23}(\theta_{i,23})e^{-j\Delta\varphi}}{1 + \Gamma_{12}(\theta_{i,12})\Gamma_{23}(\theta_{i,23})e^{-j\Delta\varphi}}, \quad (1.31)$$

avec Γ_{12} le coefficient de réflexion de Fresnel (1.28) entre les milieux Ω_1 et Ω_2 , Γ_{23} celui entre les milieux Ω_2 et Ω_3 , $\Delta\varphi = 2K_2 d \cos\theta_{i,23}$, $K_2 = n_2 K_1$, K_1 le nombre d'onde radar du milieu Ω_1 , d l'épaisseur du milieu Ω_2 en mètre et $\theta_{i,23}$ est tel que

$$n_1 \sin\theta_{i,12} = n_2 \sin\theta_{i,23}. \quad (1.32)$$

Dans cette étude, les perméabilités magnétiques relatives de l'eau de mer et de l'air sont considérées égales à 1.

1.3.4 Synthèse

La description de l'eau de mer et la caractérisation de l'interface air/eau s'inscrivent dans la formalisation du problème de diffusion EM par la surface océanique. En effet, la constante diélectrique et les coefficients de réflexion de Fresnel interviennent directement dans l'expression du champ EM diffusé par la surface.

1.4 Champ électromagnétique diffusé

Le caractère rugueux de la surface océanique impose une formulation du problème considérant l'ensemble des déphasages élémentaires que subit l'onde EM lorsque celle-ci est réfléchi sur la surface. En outre, la description aléatoire entraîne un aspect aléatoire de l'onde EM diffusée.

1.4.1 Formalisme adopté

La surface océanique est décrite par l'équation $z = \eta(\mathbf{r}, t)$, avec $\mathbf{r} = (x, y)$, dans un repère cartésien $(\mathbf{0}, \hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}})$. Les notations en gras correspondent à des vecteurs. Pour tout vecteur \mathbf{A} quelconque, sa norme associée est notée A et sa direction $\hat{\mathbf{A}}$. La surface est illuminée par une onde électromagnétique plane dans la direction $\mathbf{K}_0 = (\mathbf{k}_0, -q_0) = (k_{0x}, k_{0y}, -q_0)$, Fig. 1.8. Cette onde est définie par son champ électrique \mathbf{E} tel que

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}) = \mathbf{E}_0 e^{j\mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{R}} e^{-j\omega t}, \quad (1.33)$$

avec \mathbf{E}_0 caractérisant l'amplitude ainsi que la polarisation du champ électrique incident, $\mathbf{R} = (\mathbf{r}, z)$ le vecteur position et ω la pulsation. Dans la suite du manuscrit, la dépendance temporelle du champ EM est implicite. Ce champ incident est ensuite diffusé par la surface océanique dans chaque direction $\mathbf{K} = (\mathbf{k}, +q_s) = (k_x, k_y, +q_s)$, formant ainsi un champ diffusé \mathbf{E}_s . Les deux vecteurs d'onde \mathbf{K}_0 et \mathbf{K} sont alors reliés par la relation $K_0 = K = 2\pi/\lambda_0$, avec λ_0 la longueur d'onde radar. Le champ diffusé est fonction du champ incident à travers un développement de Rayleigh. Il s'exprime, dans un problème 3D et pour une surface infinie [41], [42], [43]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{R}) &= \int_{\mathbb{R}^2} \frac{d\mathbf{k}}{q_s} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} e^{j q_s z} \cdot \hat{\mathbf{E}}_0 \\ &\approx -j \frac{e^{jKR}}{2\pi R} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \cdot \hat{\mathbf{E}}_0, \end{aligned} \quad (1.34)$$

avec $\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ un tenseur de polarisation appelé *opérateur de diffusion*. Dans un problème 2D, le champ diffusé s'écrit [44],

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}) \approx \frac{j}{2} \frac{e^{jKR - j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi KR}} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \cdot \hat{\mathbf{E}}_0. \quad (1.35)$$

En Fig. 1.8, le problème de diffusion électromagnétique par une surface océanique séparant deux milieux Ω_1 de constante diélectrique ε_1 (l'air) et Ω_2 de constante diélectrique ε_2 (l'eau de mer) est schématisé. $\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ (et donc \mathbf{E}_s) est décomposé dans la base de polarisation fondamentale telle que [43]

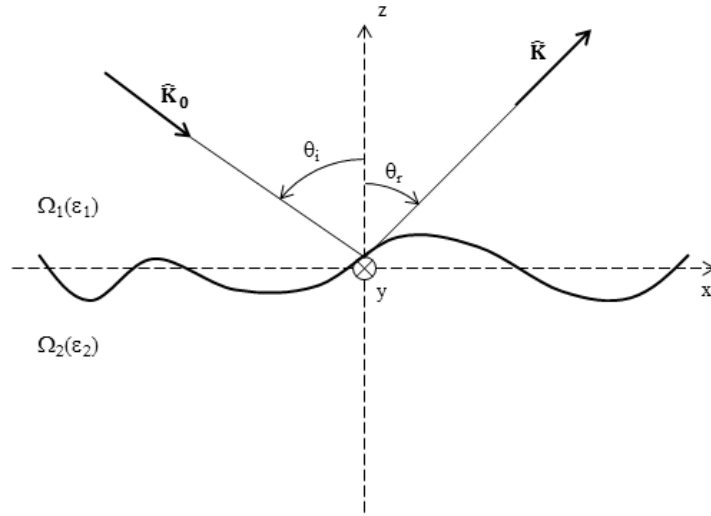
$$\mathbf{p}_v^\pm(\mathbf{k}) = \frac{k\hat{\mathbf{z}} \pm q_s \hat{\mathbf{k}}}{K} \quad \mathbf{p}_h^\pm(\mathbf{k}) = \hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{k}}, \quad (1.36)$$

où les indices v et h indiquent les polarisations verticale et horizontale, respectivement et \times correspond au produit vectoriel. Un signe « + » indique une onde s'éloignant de la surface (i.e. une onde diffusée) tandis qu'un signe « - » caractérise une onde s'en approchant (onde incidente). Dans cette base de polarisation, l'opérateur de diffusion \mathbb{S} peut s'écrire

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \begin{bmatrix} \mathbf{p}_v^-(\mathbf{k}_0) \\ \mathbf{p}_h^-(\mathbf{k}_0) \end{bmatrix}^T \cdot \begin{bmatrix} \mathbb{S}_{vv}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) & \mathbb{S}_{vh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \\ \mathbb{S}_{hv}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) & \mathbb{S}_{hh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{p}_v^+(\mathbf{k}_0) \\ \mathbf{p}_h^+(\mathbf{k}_0) \end{bmatrix}, \quad (1.37)$$

où le premier indice correspond à la polarisation de l'onde incidente, le second à celle de l'onde diffusée. Ainsi, selon une configuration de polarisation donnée pq, l'opérateur de diffusion \mathbb{S} s'exprime

$$\mathbb{S}_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{Q_z \sqrt{P_{\text{inc}}}} \int_{\mathbb{R}^2} \mathbb{N}_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) e^{-jQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{-j\mathbf{Q}_h \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (1.38)$$


 Fig. 1.8 – Présentation du problème, vue dans le plan (\hat{x}, \hat{z})

avec \mathbf{Q}_H et Q_z les composantes horizontale et verticale, respectivement, du vecteur d'Ewald \mathbf{Q} défini par $\mathbf{Q} = \mathbf{K} - \mathbf{K}_0$. \mathbb{N}_{pq} est appelé *noyau* et prend diverses formes selon le modèle de diffusion EM considéré. Ici, la dépendance temporelle de la surface est implicite. En particulier, $\mathbf{Q}_H = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ et $Q_z = q_s + q_0$, c'est à dire

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_H &= (k_x - k_{0x})\hat{x} + (k_y - k_{0y})\hat{y} \\ Q_z &= q_s + q_0. \end{aligned} \quad (1.39)$$

P_{inc} correspond à la puissance reçue par la surface océanique d'aire Σ [37]

$$P_{\text{inc}} = \frac{1}{2Z_0 K_0} \int_{\Sigma} [\text{Im}(\mathbf{E} \nabla \mathbf{E}^*) \cdot \hat{z}]_{\eta(x)=0} d\mathbf{r}, \quad (1.40)$$

avec Z_0 l'impédance intrinsèque du vide, $K_0 = 2\pi/\lambda_0$ avec λ_0 la longueur d'onde radar, \mathbf{E} l'onde EM incidente (1.33) et ∇ l'opérateur nabla dérivée première. Cette expression est simplifiée en $P_{\text{inc}} = \cos \theta_i / (2Z_0)$ dans le cas d'une onde incidente plane, θ_i l'angle d'incidence (Fig. 1.8). Dans la suite de l'étude, la normalisation par la racine carré de la puissance reçue par la surface océanique est omise. L'opérateur de diffusion caractérise la partie du champ EM qui est diffusée par la surface océanique. Cette grandeur est fondamentale puisque liée à la quantité mesurée par un capteur radar, à savoir la *surface équivalente radar*.

1.4.2 Surface équivalente radar

La surface équivalente radar (SER) de la zone éclairée par un radar σ est définie par [40]

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \begin{cases} \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{E_s^2}{E^2} & \text{Cas 3D} \\ \lim_{R \rightarrow \infty} 2\pi R \frac{E_s^2}{E^2} & \text{Cas 2D,} \end{cases} \quad (1.41)$$

avec E_s la norme du champ diffusé, E celle du champ incident et R la norme du vecteur position. En introduisant les expressions développées en (1.34) et (1.35), la SER, avec une polarisation pq, devient

$$\sigma_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{|\mathbb{S}_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2}{\kappa}, \quad (1.42)$$

où κ vaut π pour un problème 3D et $4K_0$ en 2D [44]. En télédétection, la surface équivalente radar normalisée (SERN, ou NRCS pour Normalized Radar Cross Section en anglais) est plus communément

utilisée. Cette dernière correspond à la SER divisée par l'aire de la surface illuminée par le faisceau radar Σ . Lorsque l'opérateur de diffusion est aléatoire (et donc pour une surface océanique en particulier), la SERN s'écrit alors [41]

$$\sigma_{T,pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{\langle S_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) S_{pq}^*(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle}{\kappa \Sigma}. \quad (1.43)$$

La notation $\langle \dots \rangle$ correspond à une moyenne statistique d'ensemble et \cdot^* est le complexe conjugué. A cette notion de processus aléatoire s'ajoute le cas d'une surface rugueuse induisant la décomposition de la SERN (dite SERN *totale* et notée σ_T) en deux composantes, une première appelée SERN incohérente et notée σ_I et une seconde nommée SERN cohérente et notée σ_C telles que

$$\begin{aligned} \sigma_C(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \frac{\langle S_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle \langle S_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle^*}{\kappa \Sigma} \\ \sigma_I(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \sigma_T(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - \sigma_C(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0), \end{aligned} \quad (1.44)$$

avec σ_T définie en (1.43). En Fig. 1.9, est illustrée l'évolution de la diffusion en fonction de la rugosité de la surface. Ainsi, la partie cohérente du champ diminue lorsque la rugosité augmente, elle correspond à l'énergie du lobe spéculaire. Inversement, la partie incohérente croît avec la rugosité. C'est cette partie qui est mesurée par un capteur radar aéroporté ou satellitaire en configuration monostatique (c'est à dire un système où émission et réception sont confondues et tel que $\mathbf{K} = -\mathbf{K}_0$).

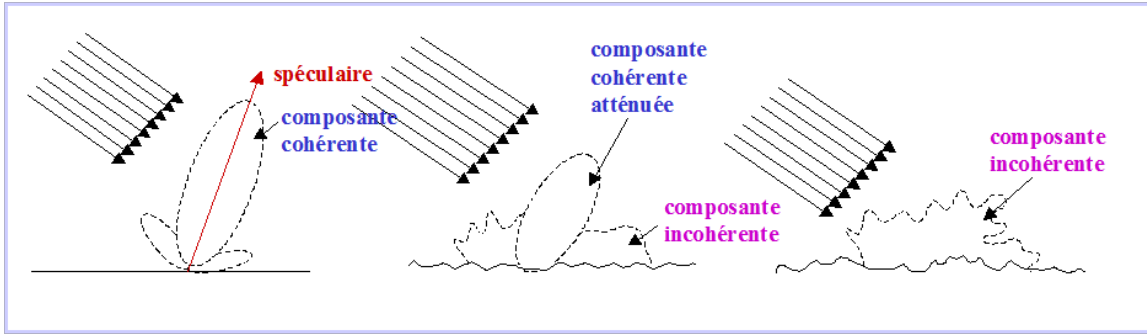


Fig. 1.9 – Evolution de la diffusion en fonction de la rugosité de la surface illuminée

1.4.3 Synthèse

La SERN incohérente est définie par l'expression de l'opérateur de diffusion. La formulation analytique de cet opérateur est fournie par les modèles asymptotiques de diffusion océanique. Elle est protéiforme selon les approximations retenues et le modèle choisi.

1.5 Modèles asymptotiques de diffusion électromagnétique

Pour parvenir à une estimation de la SERN d'une surface océanique, l'opérateur de diffusion doit être explicité et en particulier le noyau qui le constitue. Les modèles asymptotiques apportent une formulation de cet opérateur et donc une expression de la SERN. Quelques généralités sont d'abord rappelées avant d'introduire les modèles les plus communément usités.

1.5.1 Généralités

La résolution d'un problème de diffusion d'une onde EM par une surface océanique consiste à expliciter les valeurs de l'opérateur de diffusion (1.38) ainsi que celles de la SERN (1.44). A cette fin, les modèles de diffusion EM se scindent en deux familles distinctes : les *modèles rigoureux* et les *modèles asymptotiques*.

Les modèles rigoureux permettent de résoudre le problème de diffusion sans approximation sur un paramètre de la surface océanique. Ces modèles sont basés sur la résolution numérique des équations de Maxwell locales après un maillage de la surface influençant ainsi la précision du résultat s'il n'est pas suffisamment fin. Ils présentent l'avantage de s'affranchir de toutes approximations mais restent difficiles

à implémenter dans un contexte opérationnel puisqu'ils requièrent des temps de calcul prohibitifs ainsi qu'un espace mémoire conséquent (voir Chapitre 2). En conséquence, ils seront principalement utilisés pour valider les modèles asymptotiques (comportant donc des approximations sur la surface océanique ou bien sur l'onde EM) ou pour résoudre des problèmes de diffusion plus complexes comme celui des incidences rasantes. Ces modèles sont amplement détaillés dans les articles [45], [46].

Les modèles asymptotiques, grâce à la complexité moindre comparée aux modèles rigoureux, permettent d'aborder des problèmes de diffusion sur des surfaces océaniques de grandes dimensions et offrent une formulation analytique des solutions. Ils proposent néanmoins des hypothèses simplificatrices –sur les paramètres de l'onde EM comme la longueur d'onde et sur les caractéristiques de la surface océanique tel l'écart type des hauteurs– induisant un domaine de validité donné et réduisant *de facto* leur zone d'applicabilité. Elfouhaily et Guérin [41] proposent une revue exhaustive de ces différents modèles asymptotiques.

Dans la suite, quelques modèles asymptotiques classiques sont décrits avant de décliner les méthodes d'implémentation sous-jacentes et les contributions apportées aux modèles.

1.5.2 Méthodes classiques

Les modèles asymptotiques permettent de traiter des problèmes d'une grande complexité, notamment en considérant des surfaces océaniques de grandes dimensions (typiquement supérieures à $30\lambda_0 \times 30\lambda_0$, limite classique des méthodes rigoureuses). Ils se divisent en trois catégories : les modèles haute-fréquence, les modèles basse-fréquence et enfin les modèles unifiés. Les termes haute-fréquence et basse-fréquence caractérisent la rugosité de la surface considérée par rapport à la longueur d'onde selon la valeur du critère de Rayleigh associée. En particulier, lorsque $\sigma_\eta/\lambda_0 < 0,03$ pour une incidence normale, une surface sera dite *peu rugueuse* et une méthode dite basse-fréquence pourra être appliquée ; ce critère est également nommé critère de Fraunhofer. Au contraire, si $\sigma_\eta/\lambda_0 > 1/2$, une surface sera qualifiée de *très rugueuse* et une méthode haute-fréquence sera valide [47]. Les modèles unifiés, quant à eux, permettent de considérer des surfaces rugueuses possédant plusieurs échelles de rugosité. Quatre méthodes sont détaillées ici, l'approximation de Kirchhoff (KA pour Kirchhoff Approximation), l'approximation de l'optique géométrique (GO pour Geometrical Optics), la méthode des petites perturbations (SPM pour Small Perturbation Method) et enfin l'approximation des petites pentes (SSA pour Small Slope Approximation).

1.5.2.1 Approximation de Kirchhoff

L'approximation de Kirchhoff est une méthode très répandue pour le calcul de la diffusion EM par une surface rugueuse en zone nadir, elle est également connue sous le nom d'*approximation du plan tangent* ou bien encore d'*approximation de l'optique physique*. Ce modèle considère que la surface rugueuse présente une surface localement plane, c'est à dire que la longueur d'onde radar est faible devant le rayon de courbure moyen de la surface. Ainsi, chaque rayon représentant l'onde incidente est réfléchi (ou transmis) spéculairement par le plan tangent en chaque point de la surface. Cette méthode ne dépend alors que du coefficient de Fresnel (1.28) pour l'angle d'incidence local considéré et l'opérateur de diffusion S_{KA} s'écrit

$$S_{KA}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{Q_z} \int_{\mathbb{R}^2} \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) e^{-j Q_z \eta(\mathbf{r})} e^{-j \mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (1.45)$$

$$\approx \frac{1}{Q_z} \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathcal{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0), \quad (1.46)$$

avec \mathbb{K} le noyau de Kirchhoff [48], [49] et \mathcal{F} l'intégrale appelée *intégrale de Kirchhoff* telle que

$$\mathcal{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \int_{\mathbb{R}^2} e^{-j Q_z \eta(\mathbf{r})} e^{-j \mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (1.47)$$

La dépendance à la polarisation est implicite ici. Cette intégrale est cruciale puisqu'elle intervient dans d'autres modèles de diffusion, dont l'approximation des petites pentes présentée plus tard. En (1.45) le noyau de Kirchhoff dépend de la surface océanique (des pentes de celle-ci en particulier) et possède alors une forme non triviale. De plus, sous cette formulation, l'intégrande oscille et rend un calcul analytique ou numérique difficile à entreprendre. Une forme plus commode est proposée en (1.46). Cette dernière est obtenue au moyen de l'approximation de la phase stationnaire [50], valide uniquement en hautes fréquences, et permet de s'affranchir de la dépendance aux pentes de la surface.

1.5.2.2 Approximation de l'optique géométrique

L'approximation de l'optique géométrique propose une formulation encore plus simple assurant une implémentation facile et rapide. Elle correspond à la limite de l'approximation de l'optique physique pour une fréquence radar infinie. Ainsi, le terme de phase dans (1.47) ne dépend plus des hauteurs de la surface océanique et la SERN devient proportionnelle à la densité des facettes réfléchissant spéculairement l'onde EM. La SERN incohérente s'écrit alors

$$\sigma_{I,GO} = \frac{|\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2}{Q_z^2} p_s \left(-\frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}_0}{Q_z} \right), \quad (1.48)$$

avec p_s la densité de probabilité des pentes de la surface.

La simplicité de ce modèle lui assure une très large utilisation dans la modélisation de la diffusion EM en incidence normale. Cependant, le domaine de validité de l'optique géométrique reste très limité avec un angle d'incidence maximal d'environ 10° [51].

1.5.2.3 Méthode des petites perturbations

Dans la catégorie des modèles basses fréquences, le modèle des petites perturbations fut le premier développé et reste largement utilisé aux incidences modérées (de 40° à 70° typiquement). Il est également connu sous l'appellation *théorie de la diffusion de Bragg*. Cette méthode consiste en un développement perturbatif appliqué au champ diffusé selon les hauteurs de la surface. Ce développement est valide pour une surface supposée faiblement rugueuse et composée de vagues ayant une hauteur petite devant la longueur d'onde radar. Son domaine de validité est tel que [43]

$$K_0 |\eta(\mathbf{r})| \cos \theta_i \ll 1 \quad \left\{ \left| \frac{\partial \eta(\mathbf{r})}{\partial x} \right|, \left| \frac{\partial \eta(\mathbf{r})}{\partial y} \right| \right\} \ll 1, \quad (1.49)$$

et l'opérateur de diffusion s'écrit à l'ordre deux (noté SPM2)

$$\mathbb{S}_{SPM2}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \delta(\mathbf{Q}_H) - j \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) H(\mathbf{Q}_H) - Q_z \int_{\xi} \mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \xi) H(\xi - \mathbf{k}_0) d\xi, \quad (1.50)$$

avec $\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ et $\mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \xi)$ les noyaux du SPM (appelés *noyaux de Bragg*) à l'ordre un et deux, respectivement, explicités en Annexe A. ξ est le vecteur d'onde de la surface, H la transformée de Fourier des hauteurs de la surface η et δ la fonction de Dirac. Des ordres plus élevés ont été explicités [52], [53] mais en pratique, le premier ordre ainsi que le second ordre restent les plus communément utilisés pour estimer la SERN de la surface océanique.

1.5.2.4 Approximation des petites pentes

L'approximation des petites pentes est un modèle unifié et permet donc une transition entre les approximations hautes fréquences aux incidences normales (KA) et les approximations basses fréquences aux incidences modérées (SPM), ce modèle peut alors être directement appliqué à des surfaces ayant plusieurs échelles de rugosité. Les modèles unifiés assurent donc un large domaine de validité. Le modèle SSA a été formalisé par Voronovich [54] et consiste en un développement en série sur les pentes de la surface. Cette approximation est valide si l'écart type des pentes de la surface n'excède ni la tangente de l'angle d'incidence ni celle de l'angle de diffusion. Ainsi, l'opérateur de diffusion limité à l'ordre deux (noté SSA2) s'écrit

$$\mathbb{S}_{SSA2}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{Q_z} \int_{\mathbb{R}^2} e^{-jQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{-j\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} \left[\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - j \int_{\xi} \mathbb{M}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) H(\xi) e^{+j\xi \cdot \mathbf{r}} d\xi \right] d\mathbf{r}, \quad (1.51)$$

avec

$$\mathbb{M}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) = \frac{1}{2} [\mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{k} - \xi) + \mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \mathbf{k} + \xi) - \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)]. \quad (1.52)$$

\mathbb{B} et \mathbb{B}_2 sont les noyaux de Bragg à l'ordre un et deux, respectivement. Lorsque seul le premier terme dans (1.51) est considéré, l'approximation est alors limitée à l'ordre un (noté SSA1). Le SSA1 correspond donc à l'intégrale de Kirchhoff (1.47) modulée par le noyau de Bragg à l'ordre un et le scalaire Q_z . Cette

dernière formulation est analytiquement simple et efficace numériquement. En pratique, le modèle SSA1 est performant pour l'estimation de la SERN en co-polarisation tandis que le modèle SSA2 sera adéquat pour évaluer la SERN en polarisation croisée. Les ordres supérieurs induiront une expression analytique complexe ainsi qu'une implémentation numérique très ardue.

Le contexte de cette étude impose une large diversité d'angles d'incidence, s'étendant des incidences proche-nadir lors d'une mesure satellitaire aux incidences modérées pour une configuration aéroportée. De plus, l'aspect opérationnel doit être considéré en assurant une complexité numérique limitée. Ces directives conduisent logiquement à l'approximation des petites pentes limitée à l'ordre un pour la résolution du problème de diffusion EM par une surface océanique.

1.5.2.5 Formulation statistique analytique

Les modèles de diffusion EM précédemment présentés requièrent la connaissance des hauteurs de la surface océanique (excepté le GO) et impliquent donc la réalisation d'un ensemble de surfaces océaniques modélisées (1.25) afin d'estimer la SERN incohérente (1.44). Cependant, cette étape devient obsolète lorsque la distribution des hauteurs de la surface est supposée gaussienne et que les modèles de diffusion sont limités à l'ordre un. En effet, ces deux conditions permettent d'obtenir une formulation analytique de la SERN estimée à l'aide des modèles. Pour l'approximation de Kirchhoff et celle des petites pentes, cette opération repose sur l'expression de l'intégrale de Kirchhoff tandis que la méthode des petites perturbations relie alors directement la SERN et le spectre de mer. Selon (1.43) et (1.44) et en appliquant l'approximation des petites pentes à l'ordre un (1.51), la SERN incohérente s'écrit

$$\sigma_{I,SSA1} = \frac{|\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2}{\kappa Q_z^2} [\langle \mathcal{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathcal{F}^*(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle - \langle \mathcal{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle \langle \mathcal{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle^*], \quad (1.53)$$

et peut se reformuler en considérant une distribution gaussienne des hauteurs de la surface comme [48]

$$\sigma_{I,SSA1} = \frac{|\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2}{\kappa Q_z^2} \int_{\mathbb{R}^2} e^{-j\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} \left[e^{-\frac{1}{2} Q_z^2 \mathcal{D}(\mathbf{r})} - e^{-Q_z^2 \sigma_\eta^2} \right] d\mathbf{r}, \quad (1.54)$$

avec \mathcal{D} la fonction de structure des hauteurs définie par

$$\mathcal{D}(\mathbf{r}) = 2 [\sigma_\eta^2 - W_\eta(\mathbf{r})], \quad (1.55)$$

avec W_η la fonction d'auto-corrélation des hauteurs de la surface. L'expression statistique analytique de la SERN incohérente pour l'approximation de Kirchhoff est obtenue en remplaçant le noyau de Bragg par celui de Kirchhoff dans (1.54). Quant à la SERN incohérente avec la méthode des petites perturbations à l'ordre un (noté SPM1), elle s'exprime simplement

$$\sigma_{I,SPM1} = \frac{|\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2}{\kappa} \psi(\mathbf{Q}_H), \quad (1.56)$$

avec ψ le spectre de mer directionnel. Ici, le champ diffusé par la surface océanique est expliqué par un mécanisme de résonance appelé résonance de Bragg. Les ondes EM entrent alors en résonance avec les petites vagues de la surface identifiées par la composante du vecteur d'Ewald \mathbf{Q}_H .

Les méthodes présentées sont résumées en Fig. 1.10 (sauf pour la méthode KA). Cette illustration présente la SERN obtenue au moyen des modèles SSA1, SPM1 et GO pour un problème bidimensionnel. Le modèle SSA1 est décliné sous sa forme classique (1.51) (notée SSA1 MC) ainsi que sous sa forme statistique analytique (1.54) (notée SSA1 SA). 50 réalisations de surface océanique 2D modélisées à l'aide du spectre d'Elfouhaily ont été utilisées afin de calculer la SERN à l'aide de la forme classique du modèle SSA1. La forme statistique analytique du modèle SPM1 (1.56) est appliquée pour calculer la SERN selon cette méthode (notée SPM1). Enfin, la SERN selon le modèle GO est calculée à l'aide de l'expression (1.48) (notée GO). La vitesse du vent u_{10} est 5 m/s et la fréquence est de 10 GHz. La longueur de la surface générée varie en fonction de la vitesse du vent afin de correctement restituer l'ensemble des vagues modélisées par le spectre d'Elfouhaily. Cette longueur L de la surface est telle que $L \approx 2\pi/(0,3k_p)$ [3] avec $k_p \approx \Omega^2 g / u_{10}^2$ le nombre d'onde correspondant aux vagues dominantes, $\Omega = 0,84$ l'inverse de l'âge des vagues, g l'accélération de pesanteur et u_{10} la vitesse du vent à dix mètres au-dessus de la surface. Le pas de discrétisation spatiale δ_L est fonction de la fréquence radar, de telle sorte que $\delta_L = \lambda_0/10$, λ_0

la longueur d'onde radar afin d'assurer la convergence des calculs menés. Comme précédemment décrit, le domaine de validité du modèle GO reste limité avec un angle d'incidence maximal de 10° (Fig. 1.10b) et le modèle SPM1 peut être utilisé à partir d'un angle d'incidence d'environ 50° . Les deux formulations du modèle SSA1 apportent bien une estimation similaire de la SERN et permettent une transition entre le domaine du modèle GO et celui du modèle SPM1. L'écart de niveau observé au nadir entre le modèle SSA1 et le modèle GO s'explique par la surestimation de l'écart type des pentes de la surface (intervenant dans la densité de probabilité des pentes de la surface du modèle GO (1.48)) [55].

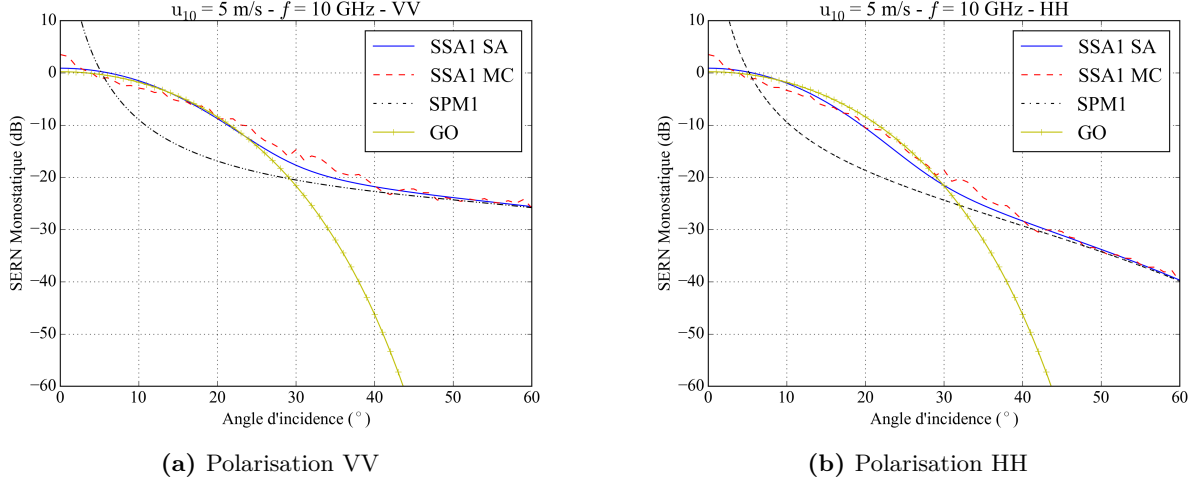


Fig. 1.10 – Surface équivalente radar normalisée en fonction de l'angle d'incidence pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s et une fréquence de 10 GHz. Quatre méthodes de calcul sont illustrées : la formulation statistique analytique du modèle SSA1 en trait continu bleu (SSA1 SA), la formulation classique du modèle SSA1 en tirets rouges (SSA1 MC), la formulation statistique analytique du modèle SPM1 en pointillés noirs (SPM1) et enfin l'approximation de l'optique géométrique en trait continu et croix jaunes (GO)

1.5.2.6 Contributions aux modèles

Le modèle SSA1, bien qu'analytiquement simple, induit quelques considérations supplémentaires lors d'une implémentation numérique. En effet, le domaine micro-ondes entraîne certaines limites informatiques propres à une estimation numérique de la SERN incohérente. De plus, les modèles de diffusion EM introduits considèrent une surface océanique infinie, hypothèse évidemment non respectée lors d'une implémentation numérique. Pour vérifier l'impact de la finitude d'une réalisation de surface océanique, la SERN incohérente est calculée de deux manières : par intégration sur un domaine limité et par FFT. La FFT présente en effet la particularité de périodiser la surface générée et donc de s'affranchir de la finitude de celle-ci.

. Contraintes numériques

La précision ζ du *float64* est d'environ 5.10^{-324} dans un script Python 3. Ainsi (1.54) implique,

$$e^{-\frac{1}{2} Q_z^2 \mathcal{D}(\mathbf{r})} \geq \zeta \iff \mathcal{D}(\mathbf{r}) \leq -\frac{2}{Q_z^2} \ln \zeta \quad (1) \quad (1.57)$$

$$e^{-Q_z^2 \sigma_\eta^2} \geq \zeta \iff \sigma_\eta^2 \leq -\frac{1}{Q_z^2} \ln \zeta. \quad (2) \quad (1.58)$$

Dans une configuration monostatique, la condition (2), la plus restrictive, devient alors

$$\sigma_\eta^2 \leq -\frac{\ln \zeta}{16\pi^2 \cos^2 \theta_i} \lambda_0^2. \quad (1.59)$$

Si ces deux contraintes numériques ne sont pas respectées, l'intégrande sera alors nulle par défaut. En revanche, le respect d'une des deux conditions est suffisant pour calculer numériquement l'intégrale.

Enfin, si seule la condition (1) est vérifiée (soit une majorité des cas) alors le second terme de l'intégrande dans (1.54) peut être négligé. Physiquement, cela revient à négliger la partie cohérente du champ EM. En pratique, cette partie cohérente du champ est numériquement nulle dès un état de mer 4 en bande X comme l'illustre Fig. 1.11. Sur cette figure, la quantité $-\ln \zeta / Q_z^2$ est tracée pour une configuration monostatique en fonction de la fréquence radar. Cette quantité peut être mise en concordance avec l'écart type des hauteurs des vagues, et donc avec les différents états de mer rappelés en noir à droite.

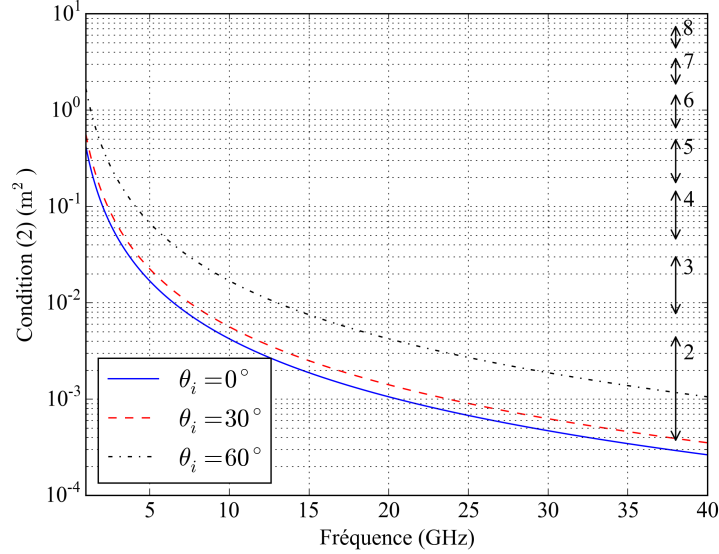


Fig. 1.11 – Comportement fréquentiel de la condition (2) sur la variance des hauteurs de la surface océanique σ_η^2 pour trois angles d'incidence différents 0° en trait bleu, 30° en tirets rouges et 60° en pointillés noirs. L'échelle est logarithmique en ordonnée. Les états de mer correspondant sont indiqués par leur intervalle en trait continu noir d'après le Tableau 1.1.

• Formulation par Transformée de Fourier

Afin de vérifier la bonne estimation de la SERN au moyen d'une surface océanique de dimension finie, deux méthodes de résolution numérique sont comparées, à savoir un calcul d'intégrale numérique direct et un calcul par FFT. Cette dernière méthode permet en effet de simuler une surface éclairée périodique et infinie. Ainsi, l'intégrale de Kirchhoff \mathcal{F} résolue par FFT est telle que

$$\mathcal{F}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \text{TF} \left[e^{-j Q_z \eta(\mathbf{r})} \right] (\mathbf{Q}_H), \quad (1.60)$$

où $\text{TF}[\dots]$ est la transformée de Fourier. L'intégrale de Kirchhoff est donc la transformée de Fourier d'une fonction des hauteurs de la surface océanique évaluée en \mathbf{Q}_H . Fig. 1.12 illustre la variance de l'intégrale de Kirchhoff (1.53) calculée par FFT (nommée FFT) et par intégration directe (nommée Directe) à partir de 20 réalisations de surface océanique 2D modélisées à l'aide du spectre d'Elfouhaily. Les deux vitesses de vent proposées sont 4 m/s et 12 m/s. Ces vitesses parcourent la plus grande partie de l'intervalle d'utilisation du spectre. En effet, en dessous de 3 m/s une discontinuité apparaît dans la formulation analytique du spectre et au delà de 12 m/s les phénomènes non-linéaires de la surface océanique ne sont pas restitués à l'aide de cette modélisation. Les trois fréquences radar choisies permettent de valider l'utilisation des surfaces finies pour le calcul de la SERN entre la bande L (1 GHz) et la bande Ka (40 GHz) en passant par la bande X (12 GHz). La longueur de la surface générée varie en fonction de la vitesse du vent afin de correctement restituer l'ensemble des vagues modélisées par le spectre d'Elfouhaily. Classiquement la longueur L de la surface est telle que $L \approx 2\pi / (0,3k_p)$ [3] avec $k_p \approx \Omega^2 g / u_{10}^2$ le nombre d'onde correspondant aux vagues dominantes, $\Omega = 0,84$ l'inverse de l'âge des vagues, g l'accélération de pesanteur et u_{10} la vitesse du vent à dix mètres au-dessus de la surface. De la même manière, le pas de discrétisation spatiale δ_L est fonction de la fréquence radar, de telle sorte que $\delta_L = \lambda_0 / 10$, λ_0 la longueur d'onde radar afin d'assurer la convergence des calculs menés. Ainsi, quelle que soit la méthode

Films biogéniques et films minéraux trouvent leur origine dans des phénomènes tant naturels qu'anthropogéniques. Ainsi, même si les films biogéniques demeurent majoritairement produits par la faune et la flore marines (comme le phytoplancton, les algues ou le poisson), ils peuvent être également propagés par des eaux usées déversées dans l'océan ou bien encore par la dégradation naturelle d'huile minérale. Les films minéraux, quant à eux, restent principalement une conséquence des activités humaines (forage pétrolier, fuite de pipelines ou bien encore déballastage illégal de pétroliers) mais sont aussi la marque de fuites naturelles d'hydrocarbure depuis le plancher océanique.

Un film biogénique est constitué de composés organiques répartis en groupes hydrophobes et hydrophiles. Cette structure impose donc une forte interaction avec la surface océanique. Reposant ainsi sur la surface d'eau de mer, le film s'organise en un film mono-moléculaire ayant une épaisseur variant entre 2 et 3 nm [62]. Pareil film provoque l'atténuation des petites vagues sur la surface en modifiant la tension de surface à l'interface air/eau mais son occurrence n'a été constatée que pour des vitesses de vent à dix mètres au dessus de la surface océanique inférieures à 5 m/s [63]. Lors d'un état de mer plus important, le film biogénique s'émulsionne et se dissout dans l'eau de mer sous l'action du déferlement des vagues ; il disparaît alors de la surface. Le film biogénique est classiquement observé près des côtes ou bien vers les zones d'activité biologique intense.

Les films mono-moléculaires ont largement été étudiés. Depuis les études physicochimiques [64], [65], [66], [67], [68], [69], [70], [71], [72], en passant par des travaux expérimentaux [63], [73], [74], [75], [76], [77], [78], [79] et leurs implications au domaine de la télédétection [80], [81], [82], [83], [84], [85], [86], [87], [88], [89], [90], [91], [92] et [93]. Le cas des films minéraux est plus rarement abordé puisque trop souvent confondus avec leurs homologues biogéniques [62].

Les films minéraux sont généralement composés de pétrole brut et de ses dérivés. Leur composition chimique induit un comportement d'émulsion d'eau de mer et de pétrole brut [94]. De plus, ces films possèdent des caractéristiques chimiques qui évoluent dans le temps. Ce phénomène est dû tant à des processus physicochimiques naturels telles l'évaporation ou l'oxydation avec l'air, la dissolution, la dispersion ou encore la sédimentation avec l'eau de mer qu'à l'état de mer entraînant l'émulsion et l'étalement du film sur la surface par le mouvement des vagues et la force de friction du vent.

Ces films d'huile sont classiquement modélisés à l'aide d'un coefficient d'atténuation restituant leur impact sur les rugosités de la surface océanique.

1.6.2 Modèle d'atténuation de la rugosité

En 1774, Franklin et al. sont les pionniers de l'étude de l'atténuation des vagues par les films surfaciques [95]. Marangoni [96] poursuit ce travail dans la deuxième moitié du 19^{ième} siècle en affirmant que l'atténuation des vagues est provoquée par le mouvement de celles-ci, entraînant ainsi une modification de la tension de surface. Plus précisément, ce mouvement induit la compression et l'extension viscoélastiques du film sur la surface et implique alors une atténuation des vagues de gravité-capillarité. Cette explication est testée dans le domaine des vagues de capillarité [65] avant d'être théoriquement explicitée pour le domaine des vagues de gravité-capillarité par Cini et Lombardini [66]. Cet effet est nommé *effet Marangoni*. Ces résultats furent confirmés tant au niveau théorique [68] qu'au niveau expérimental [74], [75], [77]. Une revue exhaustive de ce phénomène est proposée dans [97]. Ainsi, le coefficient d'atténuation visqueux y est formulé tel que [4]

$$y(f_w) = \frac{1 \pm 2\varphi + 2\varphi^2 - X + Y(X + \varphi)}{1 \pm 2\varphi + 2\varphi^2 - 2X + 2X^2}, \quad (1.61)$$

avec

$$\varphi = \left(\frac{\omega_D}{2\omega_w} \right)^{\frac{1}{2}} \quad X = \frac{E_0 k_w^2}{\rho_w (2\nu_w \omega_w^3)^{\frac{1}{2}}} \quad Y = \frac{E_0 k_w}{4\nu_w \rho_w \omega_w}, \quad (1.62)$$

quantités sans dimension et

$$f_w = \frac{\omega_w(k_w)}{2\pi}, \quad (1.63)$$

où $\omega_w(k_w)$ suit la relation de dispersion (1.1). k_w est le nombre d'onde des vagues, ω_D est une pulsation caractéristique liée aux forces intermoléculaires, E_0 est le module de l'élasticité du film en N/m, $\rho_w = 1,026.10^3 \text{ kg/m}^3$ correspond à la masse volumique de l'eau de mer, $\nu_w = 1,189.10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ est la viscosité

cinématique de l'eau de mer [23]. Un signe plus dans (1.61) indique un film soluble, un moins signifiera que le film est insoluble. Ce coefficient d'atténuation apporte de précieuses informations sur les caractéristiques du film puisqu'il dépend de deux paramètres intrinsèques au film, à savoir la pulsation ω_D et le module de l'élasticité E_0 .

D'autres développements de ce coefficient d'atténuation ont été réalisés par Jenkins et Jacobs [98]. Ces derniers ont considéré un film surfacique visqueux d'épaisseur finie. Leurs travaux ont montré que le coefficient y en (1.61) correspond au cas limite, c'est à dire lorsque l'épaisseur du film tend vers zéro. Cette approximation reste néanmoins valide pour une épaisseur inférieure à 0.1 mm. De plus, lorsque le ratio entre la viscosité cinématique de l'huile composant le film et la viscosité cinématique de l'eau reste inférieur à 100 alors le coefficient (1.61) est valide pour des épaisseurs de film n'excédant pas 1 mm. Cette dernière hypothèse est toutefois difficilement applicable aux cas des films minéraux puisque leur viscosité varie énormément [99]. L'hypothèse d'une épaisseur inférieure à 0.1 mm est cependant acceptable dans le contexte de cette étude puisque, dans une majeure partie des cas, le mouvement des vagues ainsi que la friction naturelle du vent assurent un rapide et large étalement du film sur la surface océanique. Sous les mêmes hypothèses, Lombardini et al. [4] suggèrent ensuite de relier ce coefficient d'atténuation visqueux au ratio d'atténuation des spectres de mer D_ψ tels que

$$D_\psi(k_w) = \frac{S_o(k_w)}{S_c(k_w)} = \frac{1}{1 - f_s + f_s/y(k_w)}, \quad (1.64)$$

avec $S_o(k_w)$ la partie omnidirectionnelle du spectre de mer d'une surface océanique propre et $S_c(k_w)$ celle d'une surface océanique contaminée. f_s est la fraction surfacique indiquant la proportion de la surface couverte par le film par rapport à la surface totale imagée par le capteur radar, elle varie de 0 pour une surface intégralement propre à 1 pour une surface entièrement recouverte par le film surfacique. Enfin y est le coefficient d'atténuation visqueux (1.61).

En plus de modifier la rugosité de la surface océanique, un film d'huile possède également ses propres propriétés diélectriques.

1.6.3 Constante diélectrique relative d'une huile

Les huiles (biogéniques ou minérales) sont des milieux diélectriques ayant une faible permittivité relative et un très faible facteur de perte. Dans le domaine des micro-ondes (entre 1 et 10 GHz), les huiles sont des milieux quasi-non-dispersifs. Leur permittivité relative varie entre 2.2 et 2.3 et leur facteur de perte est d'environ 0.01 [100], [101]. Ces valeurs ont d'ailleurs été confirmées par des mesures réalisées à l'ONERA [102] dans le cadre du projet NAOMI. La constante diélectrique moyenne ε_c est donc

$$\varepsilon_c \approx 2,25 + j0,01. \quad (1.65)$$

1.6.4 Synthèse

L'observation des films d'huile sur la surface océanique à partir d'image radar est un problème de vastes ampleurs, associant des domaines scientifiques très différents tels la météorologie, la biochimie, l'hydrodynamique et l'électromagnétisme. Néanmoins, les effets de ces films sur la rugosité de la surface peuvent être simplement restitués à l'aide d'un coefficient d'atténuation visqueux en conjecturant une structure mono-moléculaire du film avec une épaisseur très petite devant le millimètre. L'impact de ce coefficient est plus particulièrement étudié dans le chapitre 4. La constante diélectrique d'une huile permet en outre de caractériser le milieu intermédiaire séparant l'air de l'eau de mer. Ces deux éléments sont essentiels dans la modélisation du problème de diffusion EM par une surface océanique contaminée.

1.7 Conclusions

La surface océanique est une surface particulièrement difficile à décrire puisque variant dans l'espace mais également au cours du temps. Elle est un assemblage de vagues de tailles et de périodes différentes induisant l'existence de trois régimes distincts, le régime de gravité, le régime de gravité-capillarité et enfin le régime de capillarité. Ces trois régimes sont principalement formés sous l'action du vent à la surface, vent gouvernant l'état de croissance des vagues et leur direction de propagation. Une telle structure est

modélisée à l'aide d'un processus probabiliste paramétré par une densité de probabilité des hauteurs gaussienne et un spectre de mer issu de mesures hydrodynamiques. C'est l'un des plus usuels, le spectre d'Elfouhaily, qui a été choisi pour cette thèse.

Dans le problème de diffusion EM, cette surface est vue comme une interface entre l'air et l'eau de mer. L'eau de mer est un milieu dispersif caractérisé par une constante diélectrique relative fonction de la fréquence radar. Lorsque l'onde EM rencontre la surface, elle est divisée en deux ondes, une onde diffusée et une seconde transmise dans l'eau de mer. Le champ EM diffusé est quantifié par les coefficients de réflexion de Fresnel et les pertes subies par l'onde transmise sont exprimées au moyen de l'épaisseur de peau. Le champ électromagnétique diffusé par la surface océanique est composé de l'ensemble des ondes diffusées par celle-ci. Ce premier est décrit par une grandeur fondamentale, la surface équivalente radar normalisée incohérente, qui quantifie l'énergie diffusée par la surface. Pour estimer numériquement ou analytiquement cette quantité, différents modèles asymptotiques sont possibles. Les conditions de mesure et la précision voulues aiguillent le choix du modèle imposant *de facto* certaines approximations sur le champ EM et sur la géométrie de la surface. Cette étude se base sur l'approximation des petites pentes à l'ordre un, méthode permettant la considération d'une large plage angulaire –allant du nadir aux incidences modérées– et une complexité numérique limitée. Son implémentation est toutefois sujette à deux contraintes numériques portant sur l'écart type des hauteurs de la surface ainsi que sur sa fonction d'auto-corrélation. De plus, la modélisation de ce problème induit la génération de surfaces océaniques de dimensions finies, l'impact de cette finitude sur l'estimation de la SERN est évalué à l'aide d'un calcul par transformée de Fourier. Ce calcul, comparé à une intégration directe sur un domaine limité, permet de valider l'usage de surfaces finies pour les modèles asymptotiques limités à l'ordre un. Enfin, la considération d'une nappe d'huile se superposant à la surface océanique complique la modélisation de la surface mais reste une étape majeure pour répondre aux exigences de détection et de caractérisation de films surfaciques en milieu océanique dans un contexte opérationnel. Ces films sont classiquement divisés en deux catégories : les films biogéniques, constitués de composés organiques d'origine naturelle, et les films minéraux principalement composés de pétrole brut et de ses dérivés. Ils sont introduits dans le processus de modélisation de la surface à l'aide d'un coefficient d'atténuation visqueux assurant la considération du phénomène d'atténuation des rugosités qu'ils entraînent. Leur constante diélectrique présente la particularité de peu varier selon la fréquence radar et identifie donc un milieu aux propriétés diélectriques globalement stables.

L'expression de la SERN (1.44) nécessite une moyenne d'ensemble, c'est à dire un processus de Monte Carlo sur un ensemble de réalisations aléatoires de la surface océanique modélisée selon la méthode spectrale (1.25). Générer un tel ensemble peut être prohibitif en termes de ressources informatiques ou bien de temps de calcul. En effet, pour assurer la validité de la SERN estimée, les surfaces océaniques réalisées doivent avoir une superficie suffisante pour restituer l'ensemble des régimes de vagues présents, une résolution spatiale très fine pour assurer la convergence de la méthode de calcul et un large nombre de réalisations est nécessaire pour garantir la bonne estimation de la SERN. Dès lors, optimiser la méthode de génération de la surface océanique modélisée apparaît comme une étape clé dans la résolution du problème de diffusion EM par une surface océanique contaminée.

Chapitre 2

Spectral Decomposition Method for Large Sea Surface Generation and Radar Backscatter Modeling

Sommaire

2.1	Résumé	27
2.2	Abstract	29
2.3	Introduction	29
2.4	Sea Surface Generation and Spectral Decomposition Method	30
2.4.1	Sea Surface Model	30
2.4.2	Spectral Decomposition Method	30
2.4.3	Reconstructed Sea Surface	31
2.5	Simulated Radar Backscattering	36
2.5.1	First-Order Small Slope Approximation	36
2.6	Generated Surface Characteristics	37
2.6.1	Interpolation Techniques	37
2.6.2	Combination Techniques	39
2.6.3	Height Spectrum and Height Structure Function	40
2.6.4	From sea surface characteristics to NRCS	41
2.7	Sea Surface Monostatic NRCS	42
2.8	Summary and Outlooks	43

2.1 Résumé

Ce chapitre décrit la modélisation du problème de diffusion d'une onde électromagnétique par une surface océanique. Il est constitué d'une publication [8] soumise au journal *Journal of Geophysical Research : Oceans*. Celle-ci propose l'analyse de différentes méthodes pour générer rapidement et efficacement une surface océanique de grande surface. En effet, pour une vitesse de vent à dix mètres au-dessus de la surface entre 1 et 10 m/s, la taille de la surface varie, quant à elle, entre 10 et 92000 m² afin de considérer l'ensemble des échelles de rugosité contribuant au processus de diffusion de l'onde EM. A ceci s'ajoute le pas d'échantillonnage de la surface très fin pour assurer la précision de la SERN calculée. Typiquement, ce pas est égal à un dixième de la longueur d'onde radar. Ainsi, la conjugaison d'une grande superficie avec un pas d'échantillonnage très fin peut conduire à une limite numérique. Les méthodes proposées dans cet article consistent à diviser le spectre de mer en sous-spectres, restituant donc diverses échelles de rugosité. Les surfaces générées à partir de ces sous-spectres sont ensuite combinées selon différentes techniques d'interpolation et d'assemblage. L'impact de ce procédé sur la densité spectrale de puissance de la

surface et sur la SERN est étudié. La première originalité de cette publication est d'apporter une analyse quantitative de la méthode de décomposition spectrale. En effet, ce processus de génération particulier est analytiquement décrit avant d'estimer sa complexité algorithmique et sa consommation mémoire. La seconde originalité réside dans l'étude de l'impact des techniques d'interpolation et d'assemblage tant sur les caractéristiques de la surface océanique que sur la SERN.

In fine, la modélisation mise en place permet d'accéder à la statistique complète du champ EM diffusé par la surface océanique, statistique particulièrement étudiée en Chapitre 4.

2.2 Abstract

This paper analyzes different methods to simulate rapidly a large sea surface and to improve memory consumption. Indeed, for wind speed between 1 and 10 m/s, the area of the sea surfaces must be ranged from 10 to 92,000 m² to take into account all the surface roughness scales which can contribute to the scattering process at microwave frequencies. At frequencies higher than 10 GHz, a sampling rate of one-tenth of the wavelength can lead to numerical limitation. The impact of these approaches on the surface power spectral density and on the monostatic normalized radar cross section (NRCS) is investigated. The proposed methods consist in splitting up the full sea surface height spectrum into sub-spectra of smaller scales. Sub-sea surfaces are generated and combined from different interpolations and recombination techniques. In this paper, an original closed-form expression of the resulting sea surface height spectrum is derived to interpret the simulation results. Finally, the efficiency of the methods in terms of accuracy and memory consumption is depicted by computing the monostatic NRCS from sea surfaces thanks to the first-order Small Slope Approximation (SSA1) scattering model.

2.3 Introduction

Ocean observing systems –and remote sensing in particular– are an effective and efficient mean to provide environmental data. Then, the data valorisation can feed weather forecast, climate change monitoring or support human field intervention for example. Actually, this valorisation process relies on physical modeling to better understand and to relevantly interpret recorded data. More precisely, sea surface generation with large area and high resolution is required in modeling some radar systems [103], [104], [105]. Indeed, building a real aperture radar (RAR) realistic simulator in a maritime environment implies the consideration of the space resolution of the system and so the sea surface generation to compute the electromagnetic wave scattering from this particular surface [105]. Therefore, it becomes crucial to have an efficient surface generation technique that does not involve lots of computational resources and/or time. Indeed, modeling the electromagnetic (EM) wave scattering from realizations of randomly rough surfaces –using for example SSA1 [54]– needs small surface sampling interval to obtain accurate results. Commonly, this sampling interval is chosen to be equal to one-tenth of the radar wavelength. Furthermore, a large scale of waves within the sea surface have to be taken correctly into account to simulate the sea surface geometry. The EM scattering simulations involving large sea surface areas imply increased computational loads and may present a challenge.

The EM calculations include a “local-interaction” Kirchhoff-type integral (such as SSA1) and a single frequency, demanding one numerical integration, then the computational costs of generating sea surface dominate. Realizations of sea wave height are created from centred reduced Gaussian process multiplied by the square root of the sea power spectral density in the Fourier domain. Such a method, computed by Fast Fourier Transform (FFT), can be limited in term of memory space for large scenes. To avoid this problem, a fast and memoryless simulation of a sea surface is described in [106][60]. Pinel et al. studied the slope probability density function and the slope autocorrelation function after dividing the height sea spectrum into two parts and generating sea surfaces with different spatial resolutions and different spatial areas. In [60], Jiang et al. introduced the Spectral Decomposition Method (SDM) to reduce memory consumption and generate different-scale rough surfaces. The whole spectrum is divided into several parts used to generate these different-scale rough surfaces. This method is particularly well-suited to perform unified device architecture (CUDA) parallel computation. The same method is then studied for sea surface generation in [61] and tested with SSA1 by simulating the sea surface NRCS and Doppler spectra. Similarly, the Doppler spectrum from the sea surface is studied in [107].

In this paper, the computational costs of this approach and the conventional one –which corresponds to the spectral method widely described in [108] for sea surface realizations– are compared and the monostatic normalized radar cross section (NRCS) is computed with SSA1. The first originality of this paper is to provide a quantitative analysis of the spectral decomposition method. Indeed, this particular sea surface generation is analytically described and developed to express its computational complexity and its memory consumption. Secondly, a study is also performed to highlight the impact of both the interpolation process (to overcome spatial resolution issue) and the two suggested combination techniques (to solve spatial area issue) on the sea surface characteristics and on the monostatic NRCS. The latter is computed by using the SSA1 introduced by Voronovich et al. [54]. Arguably, this model is relevant due

to an easy-to-use expression and it provides accurate results. Indeed, regarding more complex model like the full SSA, the SSA1 model can predict the NRCS with a precision of 1 and 2 dB for the VV and HH polarizations, respectively [109], [55], [110], [111]. However, the spectral decomposition method remains applicable for more complex scattering methods anyways.

This paper is organized as follows. Section 2.4 details the formalism of the SDM which describes a split-spectrum process and a reconstructed sea surface generation with an interpolated surface and a combination technique. Section 2.5 introduces the SSA1 method and the sea surface NRCS expression. Section 2.6 presents numerical results for a two-dimensional problem by evaluating the sea surface height spectrum and the height structure function. Monostatic NRCS computed from SSA1 method considering a conventional sea surface generation and the SDM are described in Section 2.7. The influence of SDM parameters are discussed.

2.4 Sea Surface Generation and Spectral Decomposition Method

This section develops the spectral decomposition method and the particular procedure to generate the sea surface.

2.4.1 Sea Surface Model

From a conventional spectral method, the height of sea surface $H(\mathbf{r}, t)$ is expressed as [37]

$$H(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left[\int_{\mathbb{R}^2} \sqrt{S(\mathbf{k})} E(\mathbf{k}) e^{-j\omega(\mathbf{k})t} e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{k} \right], \quad (2.1)$$

where $\mathbf{r} = (x, y)$ the Cartesian position, t the time, $S(\mathbf{k})$ the height sea spectrum, \mathbf{k} the wavenumber vector, E a gaussian process –with zero-mean and unity standard deviation– and $\omega(\mathbf{k})$ the pulsation defined through a dispersion relation [3]. This conventional method is very efficient for a sea surface generation, allowing users to perform Fast Fourier Transform (FFT). However, EM scattering computation using rigorous techniques requires an accurate sampling of the surface, inducing prohibitive computing resources for high frequency and for high sea state in a three-dimensional problem. For this reason an optimization of the method is proposed by applying a spectral decomposition.

2.4.2 Spectral Decomposition Method

To optimize memory space and computation time when generating a sea surface, the general idea is to decompose the surface into sub-surfaces in the spectral domain. To introduce the spectral decomposition method; first, the function Γ is defined as

$$\Gamma(\mathbf{k}, t) = \sqrt{S(\mathbf{k})} E(\mathbf{k}) e^{-j\omega(\mathbf{k})t}. \quad (2.2)$$

Then, this function is split up into N functions Γ_n such as

$$\Gamma_n(\mathbf{k}, t) = \begin{cases} \Gamma(\mathbf{k}, t) & \text{if } k_n \leq \|\mathbf{k}\| < k_{n+1} \\ 0 & \text{else,} \end{cases} \quad (2.3)$$

with Γ defined in (2.2), $\|\cdot\|$ the norm of a vector, \mathbf{k} the wavenumber vector, k_n the cutoff-wavenumber, for which $k_0 = 0$, $k_N = +\infty$ and $n \in [0, N - 1]$. Consequently, one has to choose $N - 1$ cutoff-wavenumbers k_n to define Γ_n . Eq. (2.1) can be rewritten as

$$\begin{aligned} H(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \left[\sum_{n=0}^{N-1} \int_{\|\mathbf{k}\|=k_n}^{\|\mathbf{k}\|=k_{n+1}} \Gamma(\mathbf{k}, t) e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{k} \right] \\ &= \text{Re} \left[\sum_{n=0}^{N-1} \int_{\mathbb{R}^2} \Gamma_n(\mathbf{k}, t) e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{k} \right] \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} h_n(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (2.4)$$

with $h_n(\mathbf{r}, t)$ the height of sea surface generated from the n -th part Γ_n . Here, the full generated sea surface $H(\mathbf{r}, t)$ is seen as the summation of N elementary generated sea surfaces, corresponding to a specific roughness scale.

2.4.3 Reconstructed Sea Surface

Computing sea surface implies choosing a surface size $L_x \times L_y$ (or $M_x \times M_y$ sampling points) and sampling intervals (Δ_x, Δ_y) . For more clarity, in this paper, the surface length and the sampling interval to generate the sea surface H are chosen such as $L_x = L_y = L_0$ and $\Delta_x = \Delta_y = \Delta X$, respectively. Then, SDM in its practical form –that is the discretized one– consists in generating the N elementary sea surfaces linked to the N functions Γ_n from (2.3) by using FFT. Considering the discretization problem along only one axis (to lighten the expressions), the discretized wavenumbers of the n -th function Γ_n are $K_{m,n} = m\Delta K_n$ with $m \in [-M_n/2, M_n/2]$ and $n \in [0, N - 1]$, M_n sampling points and $\Delta K_n = 2\pi/L_n$ the step in the spectral domain dictating the n -th surface length $L_n = M_n \times \Delta X_n$, ΔX_n the spatial sampling interval of the n -th elementary generated sea surface. Here, $\Delta K_0 = 2\pi/L_0$, the other steps in the spectral domain are freely selected and correspond to the cutoff-wavenumbers k_n , $n \in [1, N - 1]$ in (2.4). Moreover, the spatial sampling interval ΔX is the one of the N -th elementary generated sea surface, $\Delta X_{N-1} = \Delta X$. So, by considering N interlocked sub-surfaces, selecting the cutoff-wavenumbers in SDM leads to the parameters of h_n in (2.4)

$$L_n = \frac{2\pi}{\Delta K_n} \quad \Delta X_n = \frac{2\pi}{M_n \Delta K_n}, \quad (2.5)$$

with ΔK_n the step in the spectral domain and ΔX_n the sampling interval in the spatial domain. In this paper, $M_n = M$ is a constant, this is implying

$$L_n > L_{n+1}, \quad (2.6)$$

and so

$$\Delta X_n > \Delta X_{n+1}. \quad (2.7)$$

Consequently, generating sea surfaces by using SDM induces a serie of sea surfaces, each sea surface with a particular area and a given sampling interval. To illustrate this splitting-up process, an example is presented. The height sea spectrum from (2.1) is divided into two sub-spectra S_0 and S_1 derived from the function Γ_n in (2.3). These sub-spectra drive to the realization of two elementary sea surfaces h_0 and h_1 (2.4). Figure 2.1 plots an example of the splitting-up process to generate two elementary sea surfaces h_0 and h_1 (Figure 2.2) from the two sub-spectra S_0 and S_1 defined on $[V_0, V_1]$ and $[V_1, V_2]$ respectively. Here, $V_0 = K_{1,0} = \Delta K_0$ dictating the length L_0 of the first sea surface h_0 , $V_1 = K_{1,1} = \Delta K_1 = \pi/\Delta X_0$ is the chosen cutoff-wavenumber linked to the length L_1 of the second sea surface h_1 and to the spatial sampling interval of the first one h_0 . At last, $V_2 = \pi/\Delta X$ is driving the spatial sampling interval of the second sea surface h_1 . To sum up, two elementary sea surfaces h_0 et h_1 are generated with two different lengths and two different spatial sampling intervals which are $(L_0, \Delta X_0)$ for h_0 and $(L_1, \Delta X)$ for h_1 . As previously depicted in (2.6) and (2.7), this process implies $L_0 > L_1$ and $\Delta X_0 > \Delta X$. However, to be able to sum the different surfaces corresponding to the different roughness scales, the surface meshings must be equal. Then, to solve this problem, two techniques are investigated : an interpolation process and a combination technique. About the general case, Figure 2.3 plots a schematic diagram for the generation of surfaces h_n and h_{n+1} and their respective length, L_n and L_{n+1} , and sampling interval, ΔX_n and ΔX_{n+1} according to the SDM. The interpolation process is a way to reduce the sampling interval from ΔX_n to ΔX , the smallest sampling interval. In this paper, three kinds of interpolation are studied, namely, linear, quadratic and cubic. The combination technique is a way to increase the surface length from L_n to L_0 , the largest surface length. For example, the interpolation process is the mean to get the same sampling interval between the two sea surfaces in Figure 2.3 and the combination technique, the mean to get the same sea surface size. Thus, these two surfaces can be finally additionated. For a sake of clarity, a focus on a two-dimensional problem and a spectrum division into two parts –like in Figure 2.1– is proposed to formalize the combination techniques. Therefore, the total sea surface H is composed of a low-frequencies-scale (LF) sea surface h_{LF} and a high-frequencies-scale (HF) one $h_{HF,T}$

$$H(x) = h_{LF}(x) + h_{HF,T}(x), \quad (2.8)$$

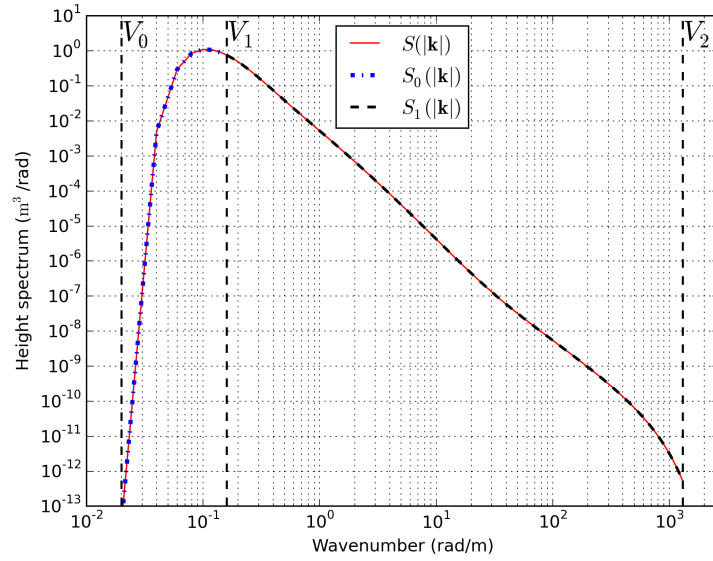


Fig. 2.1 – Isotropic part of the sea surface height spectrum S versus the surface wavenumber \mathbf{k} . The spectrum S is split up into two sub-spectra S_0 and S_1 using the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s.

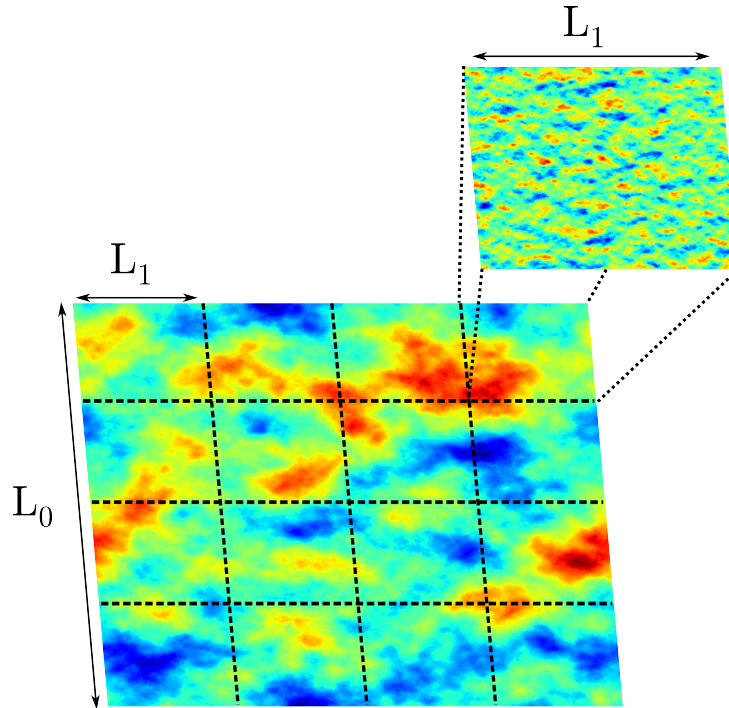


Fig. 2.2 – Realization of the two elementary sea surfaces h_0 and h_1

h_{LF} is the interpolated sea surface and $h_{HF,T}$ the combined one. Two combination techniques are studied : the Repeated Surfaces Technique (RST) and the Combined Surfaces Technique (CST). The RST principle is that the final HF surface is composed of A times the same realization of the elementary HF surface (this approach is thus directly applicable for a three-dimensional problem). It can be formalized by

$$h_{HF,T}(x) = h_{HF}(x) * \sum_{a=0}^{A-1} \delta(x - aL), \quad (2.9)$$

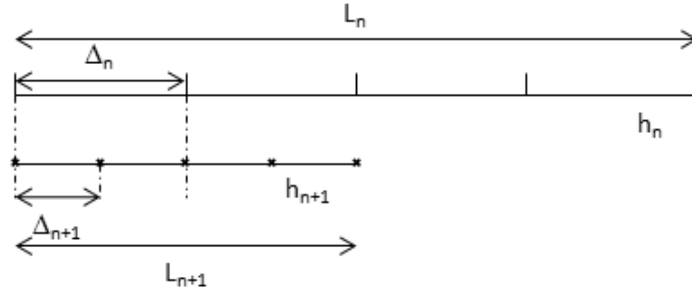


Fig. 2.3 – Schematic diagram for the generation of surfaces h_n and h_{n+1} according to the Spectral Decomposition Method.

with $*$ the product-convolution operator, h_{HF} the A -times-repeated elementary HF surface, L its length, $h_{\text{HF,T}}$ the composed surface of length $A \times L$ and δ the Dirac delta function. This combination technique ensures the continuity between each combined surface h_{HF} thanks to the FFT property. Considering a three-dimensional problem, Jeannin et al. [112] proposed the CST approach. Unlike a simple linear transition, this approach is well-suited to a random process because the combined surface is keeping the same statistical features than the elementary random process, that are the correlation, the mean value and the variance. Adapted to a two-dimensional problem, a CST composite surface h_{comp} is defined by

$$h_{\text{comp}}(x) = \frac{\sqrt{d-x}z_1(x+L-d) + \sqrt{x}z_2(x)}{\sqrt{d}}, \quad (2.10)$$

with $x \in [0; d]$, z_1 and z_2 two independent rough surfaces with length L . These two surfaces are combined on an interval d . Then,

$$h_{\text{HF,T}}(x) = \sum_{a=0}^{A-1} h_{\text{HF,int},a}(x) * \delta[x - a(L-d)], \quad (2.11)$$

with

$$h_{\text{HF,int},a}(x) = \begin{cases} h_{\text{HF,comp},a-1}(x) & \text{if } x \in [0; d] \\ h_{\text{HF},a}(x) & \text{if } x \in [d; L-d], \end{cases} \quad (2.12)$$

$h_{\text{HF},a}$ the a -th realization of the elementary HF surface with a length L and

$$h_{\text{HF,comp},a}(x) = \frac{\sqrt{d-x}h_{\text{HF},a}(x+L-d) + \sqrt{x}h_{\text{HF},a+1}(x)}{\sqrt{d}}. \quad (2.13)$$

Thus $h_{\text{HF,int},a}$ is a rough surface of length $(L-d)$. Furthermore,

$$h_{\text{HF,comp},-1}(x) = \frac{\sqrt{d-x}h_{\text{HF},A-1}(x+L-d) + \sqrt{x}h_{\text{HF},0}(x)}{\sqrt{d}}, \quad (2.14)$$

to ensure the combined sea surface continuity. The composed surface $h_{\text{HF,T}}$ length is equal to $(L-d)A$. For a simplicity reason, the interval d is $L/2$ in this work. Figure 2.4 illustrates a schematic diagram for the generation of the surface $h_{\text{HF,T}}$ with any of the two combination techniques, RST Figure 2.4a and CST Figure 2.4b. To check the sea spectrum integrity, the HF sea height spectrum from RST is expressed, that is the spectrum derived from (2.9). It can be written as

$$S_{\text{HF,RST}}(k) = \frac{S_{\text{HF}}(k) \sin^2\left(\frac{kAL}{2}\right)}{A \sin^2\left(\frac{kL}{2}\right)} \quad (2.15)$$

with $S_{\text{HF,RST}}$ the RST spectrum, S_{HF} the sea height spectrum used to generate the A combined surfaces of length L and k the wavenumber. The proof is detailed in Appendix B. Then, from (2.15), it appears that $S_{\text{HF,RST}}$ is the conventional sea spectrum S_{HF} modulated by a $2\pi/L$ -periodic function. This function has local maxima for

$$\frac{kL}{2} = n\pi \Leftrightarrow k = \frac{n2\pi}{L}, \quad (2.16)$$

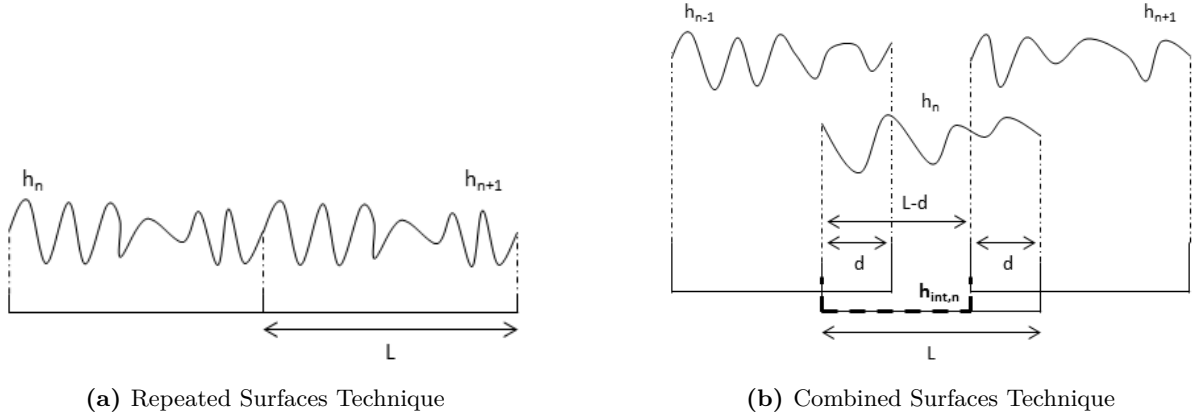


Fig. 2.4 – Schematic diagram for the generation of the combined surface $h_{\text{HF},\text{T}}$ with any of the two combination techniques, RST (2.4a) and CST (2.4b).

with $n \in \mathbb{Z}$. To quantify the efficiency of the SDM, the computational complexity of the FFT is a relevant tool. This is expressed as

$$\mathcal{O}(s_T \log_2 s_T), \quad (2.17)$$

with s_T the number of samples computed by FFT. Let us consider a simple 3D case, as previously discussed, the spectrum is divided into two parts like in (2.8), that is

$$H(\mathbf{r}, t) = h_{\text{LF}}(\mathbf{r}, t) + h_{\text{HF},\text{T}}(\mathbf{r}, t), \quad (2.18)$$

where h_{LF} is the interpolated sea surface and $h_{\text{HF},\text{T}}$ the reconstructed one. According to the chosen combination technique, the computational complexity $C_{\text{HF},\text{T}}$ linked to the surface generation $h_{\text{HF},\text{T}}$ is

$$C_{\text{HF},\text{T}} = \begin{cases} \mathcal{O}(s_{\text{HF}}^2 \log_2 s_{\text{HF}}^2) & \text{if RST} \\ \frac{L^2}{(L-d)^2} P^2 \times \mathcal{O}(s_{\text{HF}}^2 \log_2 s_{\text{HF}}^2) & \text{if CST,} \end{cases} \quad (2.19)$$

with s_{HF}^2 the number of samples of each elementary combined surface of area L^2 , d the CST parameter in (2.11) and P such as $P \times L = L_0$ with L_0 the area of the total surface H . The computational complexity of the interpolation process is considered negligible with regard to the one of the FFT. In particular, the computational complexity of linear interpolation is one multiply and two additions per sample of output. So, the computational complexity C_H to generate the sea surface H is

$$C_H = \mathcal{O}(s_{\text{LF}}^2 \log_2 s_{\text{LF}}^2) + C_{\text{HF},\text{T}}, \quad (2.20)$$

with s_{LF}^2 the number of samples of the low-frequencies-scale sea surface before interpolation process. For example, suppose $s_{\text{LF}} = s_{\text{HF}} = s$, then,

$$C_H = (1 + \alpha) \times \mathcal{O}(s^2 \log_2 s^2), \quad (2.21)$$

$\alpha = 1$ (RST) or $P^2 L^2 / (L - d)^2$ (CST) from (2.19). However, one of the most interesting aspects of the SDM is that the overall generated sea surface does not need to be stored to perform the EM wave scattering calculations thanks to the additivity of integration on intervals. Then, the actual parameter α remains 1 for RST but becomes only 4 for CST. Indeed, during the EM wave scattering estimation, only $h_{\text{HF},\text{int},a}$ from (2.11) has to be stored, surface needing 4 elementary HF surfaces in a three-dimensional problem. The equivalent computational complexity C_{ref} for a conventional sea surface generation is

$$C_{\text{ref}} = \mathcal{O}(P^2 s^2 \log_2 P^2 s^2). \quad (2.22)$$

Indeed, with a given number of samples s^2 and a given sampling interval ΔX , the total area of the generated sea surface thanks to SDM is $L^2 = (P \times s \times \Delta X)^2$. So, by keeping the same sampling interval, $(s \times P)^2$ sampling points are needed to reach the same area with a conventional approach. Figure 2.5 sets out the computational complexity of sea surface generation versus the number of samples s with

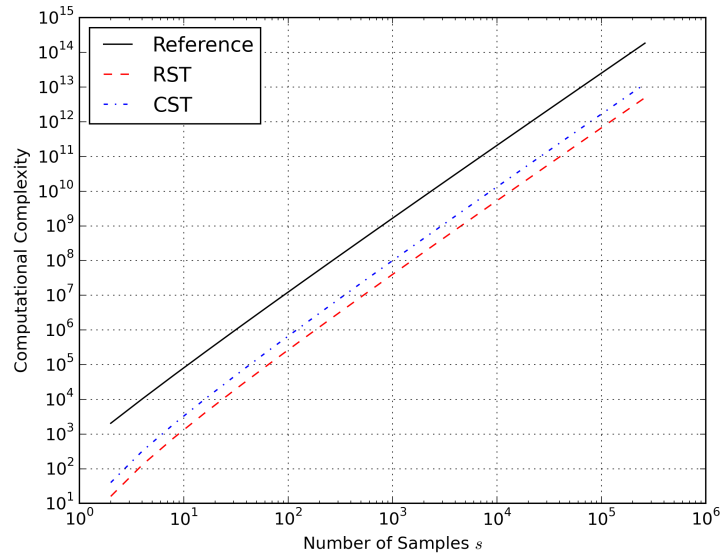


Fig. 2.5 – Computational complexity of sea surface generation versus the number of samples s with $P=8$

$P=8$ according to (2.21) (RST and CST) and (2.22) (Reference). For a number of samples $s=10^4$, this result shows a gain between 12 and 14 by using SDM rather than a conventional sea surface generation. Figure 2.6 plots the computational complexity of sea surface generation versus the parameter P – defined in (2.19)– with $s=2^{13}$. This time, the gain is between 160 (for CST) and 200 (for RST) by using SDM and by considering a parameter $P=16$. These simulations clearly highlight the interest of such a multiscale method. For memory consumption, by keeping the same notations introduced in (2.21) and (2.22), the

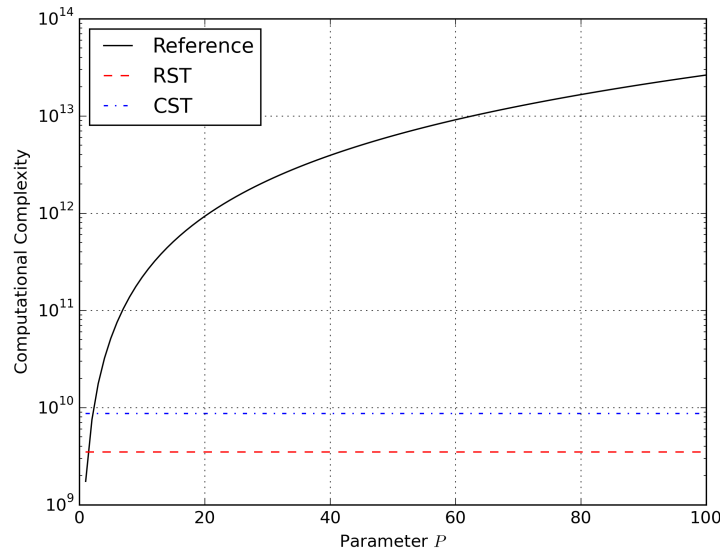


Fig. 2.6 – Computational complexity of sea surface generation versus the parameter P with $s=2^{13}$

total memory consumption to store generated sea surface data is

$$M_{\text{ref}} = mP^2s^2 \quad (2.23)$$

$$M_H = m(1 + \alpha)s^2, \quad (2.24)$$

with m the memory allocation of an elementary piece of data, M_{ref} the memory consumption for a conventional sea surface generation and M_H the one for SDM with $\alpha = 1$ for RST or 4 for CST. According

to Elfouhaily et al. [3],[44], the minimum surface wavenumber k_{\min} should verify $k_{\min} \approx 0.3k_p$ with

$$k_p \approx \Omega^2 g / u_{10}^2, \quad (2.25)$$

where Ω is the inverse wave age equal to 0.84 in a case of a fully developed sea, g the acceleration of gravity and u_{10} the wind speed at ten meters above the sea. So, with a sampling interval of one-tenth of the incident radar wavelength –considering a radar frequency of 10 GHz– and $u_{10} = 8$ m/s; 4, 175, 199, 906 samples are needed to generate a conventional 3D sea surface. That is $2^{35} = 34, 359, 738, 368$ bytes for a *float64* ($m = 8$ bytes) which is hardly restrictive in terms of computational resources (34 GB of RAM, random access memory, is thus necessary) or about time consumption (to extend RAM by reading and writing on flash memory). Furthermore, these values are linked to $u_{10} = 8$ m/s corresponding to a sea state of 4 over 9 in a case of a fully developed sea. Then, the higher the sea state is, the more computational resources are needed. For SDM, with $\alpha = 1$ for RST and $P = 8$ combined surfaces, $M_H = 1, 043, 799, 976$ bytes. The memory consumption ratio is 1/32. Table. 2.1 gives the memory consumption ratio M_H/M_{ref} versus the parameter P and the combination technique. Once again, the SDM is more efficient than the conventional sea surface generation and so, more sea states can be considered for a limited memory space.

Tableau 2.1 – Memory Consumption Ratio

Parameter P	RST	CST
$P = 8$	0.031	0.078
$P = 16$	0.008	0.020
$P = 32$	0.002	0.005

2.5 Simulated Radar Backscattering

To analyze the impact of SDM on EM scattering, the NRCS is considered, computed by a local model, the first-order Small Slope Approximation (SSA1).

2.5.1 First-Order Small Slope Approximation

The SSA1 is efficient in the whole range of incidence angles, from 0° (nadir) to 60° . The scattering operator is given by [54]

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0) = \frac{2(q_s q_0)^{1/2} \mathbb{B}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_{\mathbf{r}} e^{-jQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{-j\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (2.26)$$

with $\mathbb{B}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0)$ the first-order small perturbation model (SPM1) kernel [109], a polarization term. \mathbf{Q}_H and Q_z are the horizontal and vertical components of the vector $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$, respectively. \mathbf{k}_0 (with $-q_0$ the vertical component) and \mathbf{k}_s (with $+q_s$ the vertical component) are the incidence and observation wave vectors, respectively and $\eta(\mathbf{r})$ is the surface elevation. In its computed form, the generated sea surface induces a limited integration area in (2.26) and it leads to the modified scattering operator

$$\mathbb{S}_{\text{mo}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0) = \frac{2(q_s q_0)^{1/2} \mathbb{B}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_{\Sigma} e^{-jQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{-j\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (2.27)$$

with Σ the effective illuminated area (length in a 2D problem). Then, the incoherent NRCS of a finite surface σ_0 is expressed as

$$\sigma_0(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0) = \frac{\langle \mathbb{S}_{\text{mo}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0) \mathbb{S}_{\text{mo}}^*(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0) \rangle}{\kappa \Sigma} = \frac{\langle \mathbb{S}_{\text{mo}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0) \rangle \langle \mathbb{S}_{\text{mo}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0) \rangle^*}{\kappa \Sigma}, \quad (2.28)$$

with $\mathbb{S}_{\text{mo}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0)$ defined in (2.27) and κ a constant equal to π for a 3D problem and $4k_0$ for a 2D problem with k_0 the radar wavenumber. In this numerical approach, a Thorsos beam [44] of parameter $g = L/3$ (with L the total length of the sea surface) is considered to illuminate the generated sea surface. This beam is a tapered plane wave with a Gaussian shape. The tapering is used to reduce the incident field to near zero at the ends of the generated sea surface and so, to reduce the potential edge effects to a

negligible level. From (2.28) and for a Gaussian process, an analytical expression of the incoherent NRCS [48] can also be performed,

$$\begin{aligned}\sigma_0(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0) &= \frac{4q_s q_0 |\mathbb{B}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0)|^2}{\kappa Q_z^2} e^{-Q_z^2 \sigma_\eta^2} \int_{\Sigma} e^{-j\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} \left[e^{Q_z^2 W(\mathbf{r})} - 1 \right] d\mathbf{r} \\ &= \frac{4q_s q_0 |\mathbb{B}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_0)|^2}{\kappa Q_z^2} \int_{\Sigma} e^{-j\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} \left[e^{-\frac{1}{2}Q_z^2 \mathcal{D}(\mathbf{r})} - e^{-Q_z^2 \sigma_\eta^2} \right] d\mathbf{r},\end{aligned}\quad (2.29)$$

with σ_η^2 the height mean square value, W the height autocorrelation function and \mathcal{D} the height structure function defined as

$$\mathcal{D}(\mathbf{r}) = 2 \left[\sigma_\eta^2 - W(\mathbf{r}) \right]. \quad (2.30)$$

This analytical expression (2.29) is the easiest way to calculate the theoretical NRCS from an infinite sea surface. But, as previously mentioned, in realistic simulators, the space resolution of the radar has to be taken into account and then, induces a set of sea surface realizations to perform averaging (2.28). Furthermore, in (2.29), the monostatic NRCS ($\mathbf{k}_s = -\mathbf{k}_0$) is directly linked to the Fourier transform of a function \mathcal{F} which is related to the sea surface characteristics,

$$\mathcal{F}(\mathbf{r}) = e^{-\frac{1}{2}Q_z^2 \mathcal{D}(\mathbf{r})}. \quad (2.31)$$

So, by applying the SDM and studying the function \mathcal{F} , one can ensure a correct estimation of the NRCS.

2.6 Generated Surface Characteristics

It is necessary to analyze the generated surface characteristics to check its realism in comparison to that obtained from the conventional method. First, the interpolation process impact (for LF sea surface generation) on sea surface height spectrum is investigated. Secondly, the generated surface characteristics from combination techniques (for HF sea surface generation) introduced in subsection 2.4.3 are studied. For a sake of clarity, this study is conducted for 2D problems but the results can be extended to 3D problems.

2.6.1 Interpolation Techniques

One scenario is proposed here and the parameters are listed in Table 2.2. In (2.19) the parameter P is defined as $P \times L = L_0$ with L the length of the elementary HF sea surface and L_0 both the length of the LF sea surface and the one of the total two-scales composite surface H (2.18). Then, by considering the number of samples M and the sampling interval ΔX as invariant parameters, the LF sea surface parameters are M samples and a sampling interval of $P\Delta X$. So, P is the interpolation parameter, moving from the sampling interval $P\Delta X$ to ΔX . Moreover, regarding the elementary HF sea surface parameters, M samples and a sampling interval of ΔX are used, implying the combination of P elementary surfaces to reach the length L_0 . Figure 2.7 illustrates the isotropic part of sea surface height spectrum from

Tableau 2.2 – Simulation Parameters

Frequency f	10 GHz
Radar wavelength λ_0	0.03 m
Number of samples M	2^{13}
Sampling interval ΔX	$\lambda_0/10$
Wind speed u_{10}	8 m/s

the model of Elfouhaily et al. [3] versus the wavenumber k . Three interpolation techniques are studied : linear, quadratic and cubic. The full sea surface height spectrum is obtained by numerical computation ($S_{LF}(k)$ Num) which consists in a Monte Carlo process by generating 500 sea surfaces and then by computing the mean sea surface height spectrum. First, Figure 2.7 highlights that interpolation processes create higher frequency harmonics than the original generation. Also, it can be seen that the quadratic interpolation presents over-occurred harmonics which can severely disturb the NRCS, especially by using

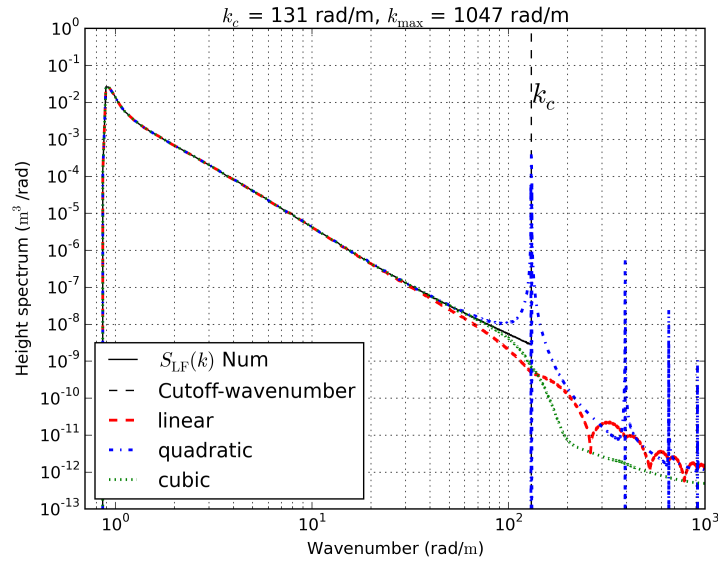


Fig. 2.7 – Isotropic part of the sea surface height spectrum S_{LF} versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s. The numerical spectrum S_{LF} –with sea surface generation– is presented. The cutoff-wavenumber before the interpolation process $k_c = 131$ rad/m is also displayed. Three interpolation techniques are illustrated, linear, quadratic and cubic.

the Small Perturbation Method (SPM), that is directly proportional to high-frequencies sea surface height spectrum. Besides, linear and cubic interpolations seem to be relevant techniques to upgrade the sampling intervals of a given sea surface, creating low energy high frequency components. So, linear interpolation is the best choice by adding time and/or computer resources optimizations. Figure 2.8 plots the isotropic

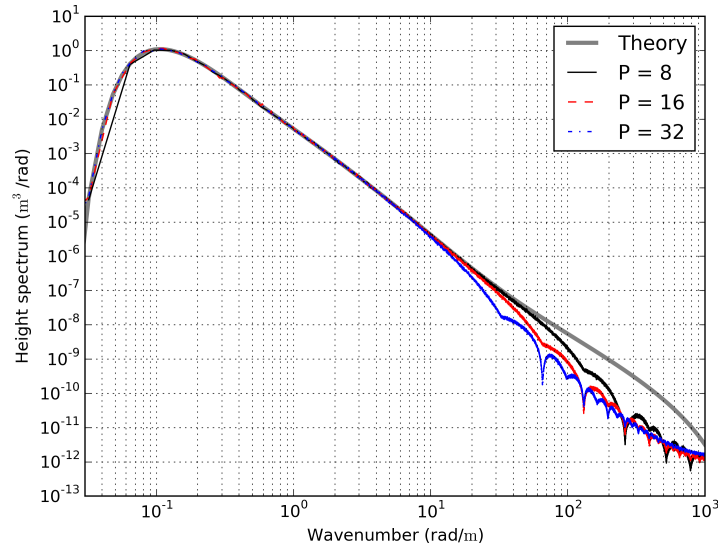


Fig. 2.8 – Isotropic part of the interpolated sea surface height spectrum versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s. Three interpolation parameters are presented, $P = \{8; 16; 32\}$, the interpolation method is linear. The isotropic part of the sea surface height spectrum from the model of Elfouhaily is also displayed.

part of the interpolated sea surface height spectrum versus the wavenumber k . The linear interpolation method is considered. Three values of the interpolation parameter are studied : 8, 16 and 32. This result shows a qualitatively-low impact of the interpolation parameter and has to be discussed after adding the reconstructed HF sea surface. Indeed, the isotropic part of the interpolated sea surface height spectrum

remains less energetic than the isotropic part of the full sea surface height spectrum on the interpolation interval; it does not matter here since this domain of the spectrum will be dominated by the HF part allowing the vanishing of this interpolation effect. Besides, the more the interpolation parameter P is, the earlier the oscillations occur in the sea surface height spectrum. This phenomenon is explained by the chosen sampling interval to reach. Indeed, before the interpolation process, the cutoff-wavenumber is $k_c = \pi/(P\Delta X)$, so, the more the interpolation parameter P is, the shorter k_c is and thus, the earlier the oscillations occur. Therefore, an interpolation process –especially when linear– is efficient to reduce the sampling interval at almost no added cost.

2.6.2 Combination Techniques

The scenario is similar to that one in subsection 2.6.1, Table 2.2, but here, the HF part is considered rather than the LF one. Elementary HF sea surfaces are now combined thanks to one of those techniques presented in subsection 2.4.3. Before the combination process, the elementary HF surface length L is $M \times \Delta X$ and after, the reconstructed HF sea surface length will be $P \times L$ with P the combination parameter. Thus, the minimum wavenumber before the combination technique is $k_{\min} = 2\pi/L$. Figure 2.9

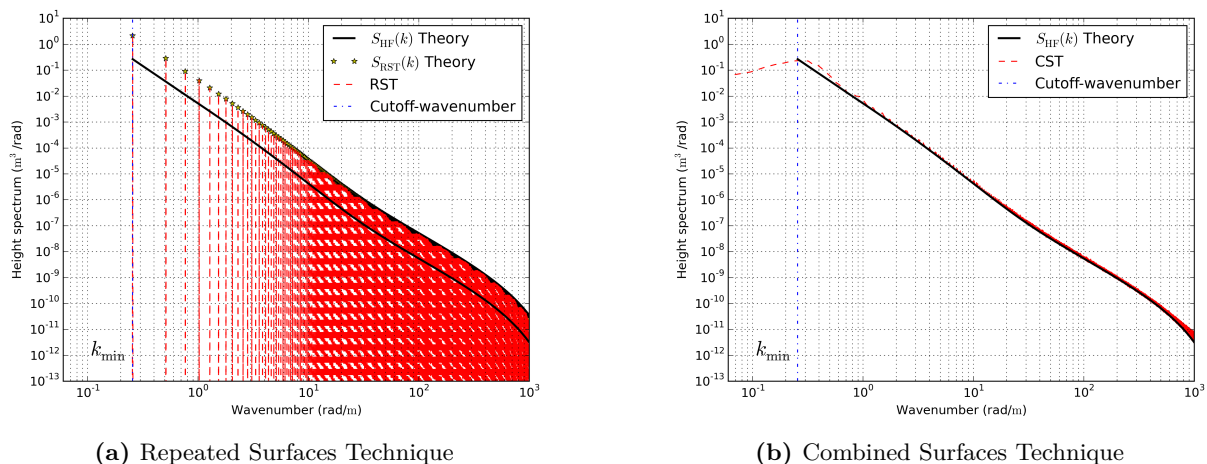


Fig. 2.9 – Isotropic part of the high-frequency sea surface height spectrum S_{HF} versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s. The minimum wavenumber before the combination process k_{\min} is also displayed. The isotropic part of the combined sea surfaces height spectrum from the two combination techniques introduced in subsection 2.4.3 are also illustrated; RST (2.9a) and CST (2.9b).

plots the isotropic part of high-frequency sea surface height spectrum versus the surface wavenumber. This spectrum is compared to those performed by using a combination technique. Figure 2.9a illustrates the RST spectrum, the theoretical spectrum of RST previously derived in (2.15) is also displayed and is in accordance with the numerical one. The RST slightly overestimates the harmonics within the spectrum. Seemingly, the RST spectrum is “noisy”. In fact, regarding (2.15), the function modulating the high-frequency sea surface height spectrum operates as a sampling function (such as the Dirac delta function) and so, some harmonics within the spectrum are periodically conserved while others are forced to a residual value, like a Dirac comb function. This process ensures a good conservation of the energy within the spectrum. Despite the apparition of harmonics lower than that located in k_{\min} , the CST seems to get the best accuracy by ensuring continuity and preserving from overestimated harmonics (Figure 2.9b). Moreover, the SDM height mean square value ($\sigma_{\text{HF}, X}^2$ with X the combination technique) is in accordance with the conventional one (σ_{HF}^2). Indeed, $\sigma_{\text{HF}}^2 = 0.084 \text{ m}^2$, $\sigma_{\text{HF}, \text{RST}}^2 = 0.086 \text{ m}^2$ and $\sigma_{\text{HF}, \text{CST}}^2 = 0.083 \text{ m}^2$. Figure 2.10 plots the combined sea surfaces height spectrum versus the surface wavenumber k by using the CST. Whatever the parameter P is (between 8 and 32), the height spectrum is qualitatively similar.

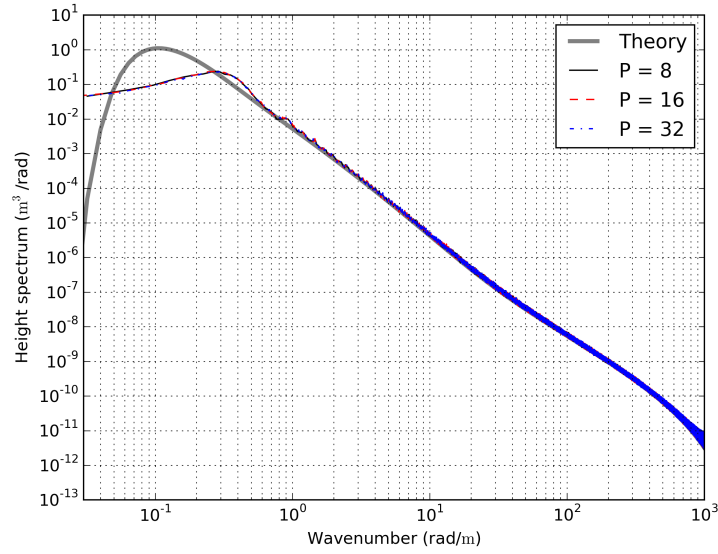


Fig. 2.10 – Isotropic part of the combined sea surfaces height spectrum versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s. The inspected combination technique is the CST. Three parameters are shown; 8 ($k_{\min} = 0.032$ rad/m), 16 ($k_{\min} = 0.016$ rad/m) and 32 ($k_{\min} = 0.008$ rad/m). The isotropic part of the sea surface height spectrum from the model of Elfouhaily is also displayed (Theory).

2.6.3 Height Spectrum and Height Structure Function

The SDM is applied to create a $M \times P$ -samples composite two-scales sea surface with a sampling interval ΔX . Firstly, one sea surface with M samples and a sampling interval $P \times \Delta X$ is generated and then linearly interpolated to get a new sampling interval ΔX , this is the LF sea surface. Secondly, one sea surface with M samples and a sampling interval ΔX is generated to perform RST ($2P$ realizations are necessary for CST) and therefore, to create a combined sea surface with $M \times P$ samples and a sampling interval ΔX , this is the reconstructed HF sea surface. Then, these two surfaces are added to generate the composite two-scales surface. Notice that, to avoid spectral redundancy between the two spectra used to generate these two surfaces, harmonics in the interval I are forced to 0 in the first spectrum –that is the LF part– with

$$I = \left[\frac{2\pi}{M\Delta X}, \frac{\pi}{P\Delta X} \right]. \quad (2.32)$$

The frequency is 10 GHz, $M = 2^{13}$ samples, $\Delta X = \lambda_0/10$ with λ_0 the wavelength, $P = 8$ and the wind speed u_{10} is 8 m/s. This generation is repeated over a Monte Carlo process by generating 500 composite two-scales sea surfaces. Figure 2.11 plots the isotropic part of sea surface height spectrum versus the surface wavenumber. This spectrum is compared to those performed by using the SDM. Once again, harmonics lower than that located in $k_c = 2\pi/(M\Delta X)$ are greater than their theoretical counterparts in CST, Figure 2.11b. Indeed, this technique is based on the combination of independent surfaces. Figure 2.11a illustrates the RST. As previously depicted in Figure 2.9, the RST overestimates the harmonics within the spectrum. Finally and again, the CST gets the best accuracy by ensuring continuity and preserving from overestimated harmonics. To complete the spectral investigation of SDM, a spatial analysis is interesting through the height structure function introduced in (2.30). Indeed, this quantity leads to the NRCS estimation by using SSA1 (2.29). Figure 2.12 plots the theoretical height structure function $\mathcal{D}(x)$ estimated from (2.30) versus the surface position. This height structure function is compared to the two obtained thanks to SDM. The RST produces oscillations within the height structure function. This phenomenon is induced by the repetition process and so, by the correlation renewal between one surface elevation point and its copy, located every $M \times \Delta X$ meters. The CST height structure function is qualitatively in accordance with the theoretical one. Furthermore, the overestimation of the height mean square value σ_η^2 is induced by the interpolation process which creates –as previously described in subsection 2.6.1– high-frequency harmonics in the spectrum. Still, this overestimation remains

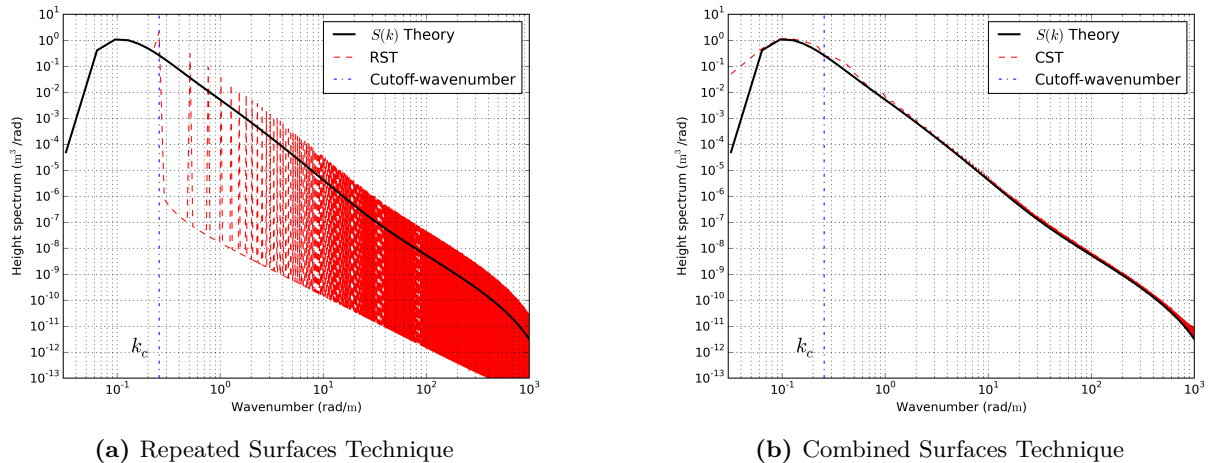


Fig. 2.11 – Isotropic part of the full sea surface height spectrum $S(k)$ versus the surface wavenumber k from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s. The isotropic part of the composite two-scales sea surface height spectrum from the two combination techniques introduced in subsection 2.4.3 are also illustrated; RST (2.11a) and CST (2.11b) with $P = 8$.

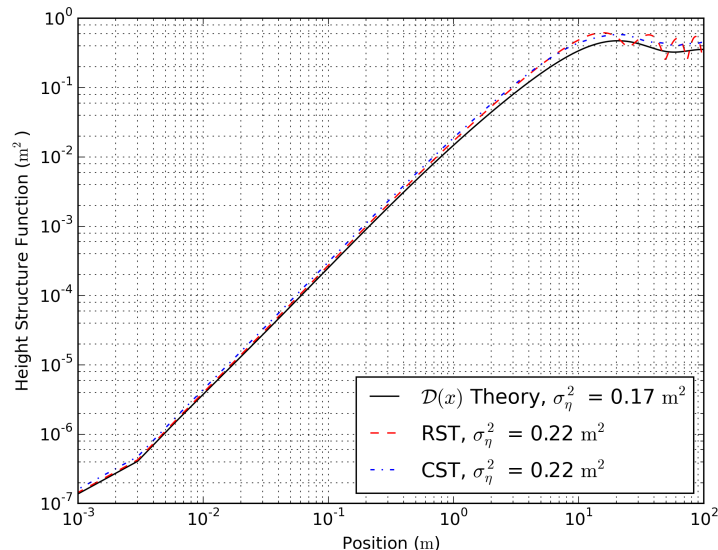


Fig. 2.12 – Height structure function \mathcal{D} versus the surface position x from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s. The theoretical height structure function \mathcal{D} is plotted in full black line. The two combination techniques from subsection 2.4.3 are illustrated in dashed-red and discontinuous-blue line; RST and CST, respectively, with $P = 8$.

quantitatively low.

2.6.4 From sea surface characteristics to NRCS

The right description of the function \mathcal{F} defined in (2.31) is a crucial step into the NRCS computation. Indeed, as previously described, this function is one of the key-parameter in the analytical expression of the NRCS with SSA1 (2.29). Despite a modified description of the sea surface height spectrum by SDM, by ensuring a non-impact of combination techniques on the function \mathcal{F} , SDM becomes a relevant way to compute the NRCS from sea surfaces. Figure 2.13 plots the theoretical \mathcal{F} function versus the surface position. Those computed by using SDM and the two different combination techniques, RST and CST, are also displayed. Two incidence angles are considered here, $\theta = 0^\circ$, which is located in the Geometrical Optics domain, and $\theta = 60^\circ$ in the Bragg scattering domain. Whatever the combination technique, the

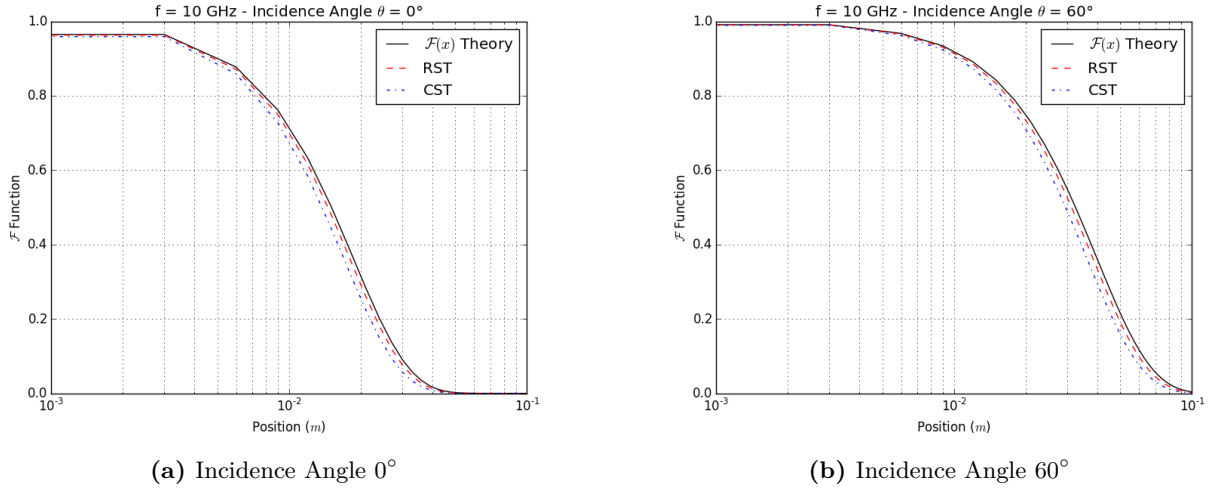


Fig. 2.13 – \mathcal{F} function versus the surface position x from the model of Elfouhaily et al. [3]. Wind speed is $u_{10} = 8$ m/s for a frequency $f = 10$ GHz. The theoretical \mathcal{F} function is plotted. The two combination techniques from subsection 2.4.3 are illustrated; RST and CST.

SDM is in accordance with the theory and so, will not disturb the NRCS estimation.

2.7 Sea Surface Monostatic NRCS

A two-dimensional problem is considered to compute the sea surface NRCS. The same parameters introduced in Table 2.2 are chosen and the SDM parameter P (that is either the interpolation parameter or the combination one) is 8. The sea surface NRCS is computed with a monostatic configuration and the sea dielectric permittivity ε is $53.2 + j37.8$. To obtain this NRCS, a hundred of sea surfaces are generated. Thus, the surface length is $M \times P \times \Delta X \approx 196$ m and the gravity waves are correctly taken into account in the sea surface height spectrum (2.25). For this scenario, the impact induced by the combination technique –and therefore the SDM– on the sea surface NRCS is studied. Figure 2.14a and 2.14b plot the incoherent monostatic NRCS versus the incidence angle from a conventional sea surface generation –spectral method introduced in subsection 2.4.1– and from SDM with either RST or CST. The ratios between RST / CST and the reference are also showed in Figure 2.14c and 2.14d. One can see that the SDM and any of the suggested combination techniques do not quantitatively disturb the NRCS estimation, both in VV and HH polarizations. For RST, the maximal error is ± 1 dB and for CST, the error is about 0 dB after the incidence angle 15° and remains inferior to ± 1 dB along the incidence angle track. The error function is similar whatever the polarization. Indeed, only the sea surface generation process is modified and this does not impact on the polarization term within SSA1 (2.26). Two more scenarios are investigated in Appendix C again, it is observed that the SDM and any of the suggested combination techniques do not quantitatively disturb the NRCS in VV and HH polarizations. Thus, SDM with RST is an efficient mean to perform numerical computation of the sea surface NRCS. Then, the effect of the parameter P is investigated. Three values are chosen, $P = \{8, 16, 32\}$ corresponding to the memory consumption ratios $\{0.031, 0.008, 0.002\}$ for RST (Table 2.1). To keep the same sea surface length, the number of samples M is modified in consequence and the sampling interval is kept constant, $\Delta X = \lambda_0/10$, as previously stated. The two polarizations VV and HH are studied. Figure 2.15a and 2.15b plot the incoherent monostatic NRCS in VV or HH polarization versus the incidence angle from SDM with either RST or CST and by applying different P parameters. The two combination techniques are discriminated thanks to an offset (-10 dB for CST). The results show a same trend for VV or HH polarizations, the tested parameter P values have no impact on the result. This observation is confirmed by Figure 2.15c and 2.15d. Indeed, the NRCS ratio between $P = \{16, 32\}$ and $P = 8$ is inferior to ± 1 dB along the incidence angle track, and so, whatever the investigated combination technique. Again, the two combination techniques are discriminated thanks to an offset (-2 dB for CST). Like in Figure 2.14c and 2.14d, these error functions are similar; the sea surface generation process does not interfere with the polarization term in SSA1 (2.26).

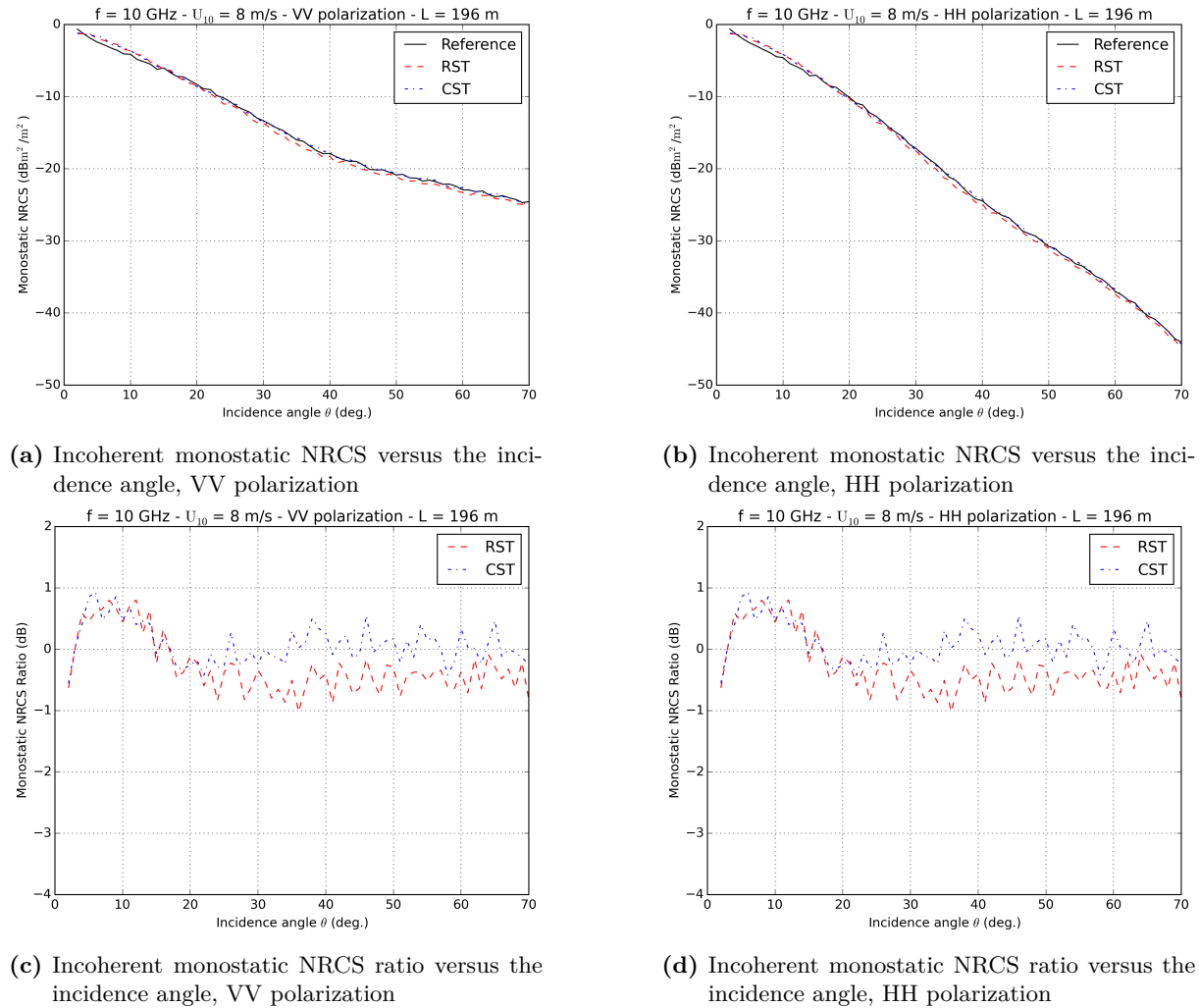
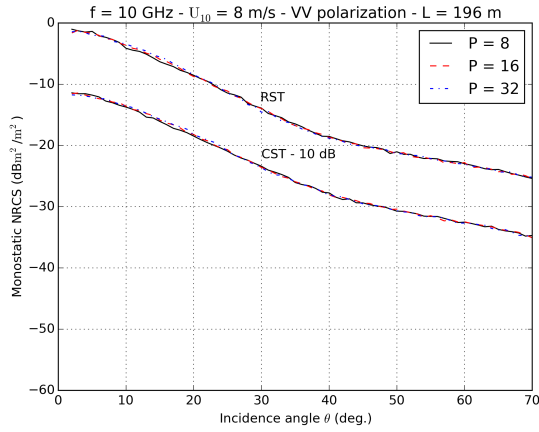


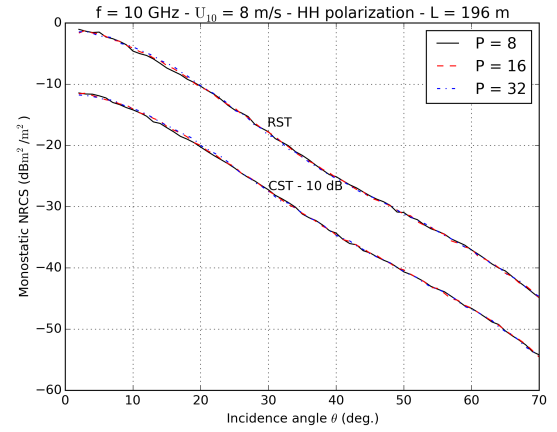
Fig. 2.14 – The wind speed is 8 m/s for a frequency $f = 10$ GHz in VV and HH polarizations. Comparison of the NRCS from conventional sea surface generation and the NRCS from SDM, considering the two different combination techniques. 100 surfaces of length $L = 196$ m were generated.

2.8 Summary and Outlooks

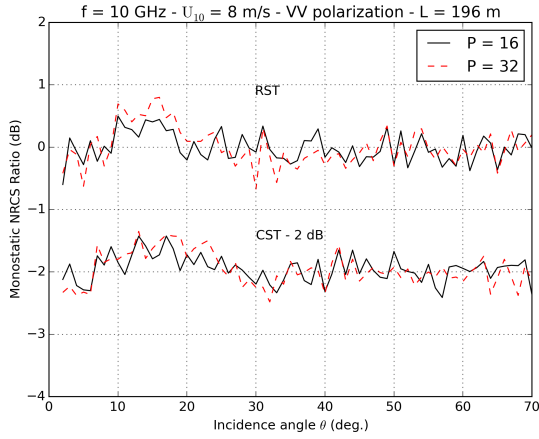
Sea surface generation is a high-demanding process to achieve accurate NRCS at microwave frequencies. Indeed, large sea surface areas and high resolution are required. In this context, the Spectral Decomposition Method (SDM) is a relevant tool to make the sea surface generation faster in time and/or lighter in computational resources. The former is analytically formalized and the new sea surface realization process is introduced. An interpolation and a combination technique are necessary to complete this generation. Three kinds of interpolation are suggested, namely, linear, quadratic and cubic. Two combination techniques are also investigated, the Repeated Surfaces Technique (RST) and the Combined Surfaces Technique (CST). Then, the SDM computational complexity is compared to the reference one, it appears that the SDM reduces the complexity by a factor between 10 and 200, depending on the chosen combination technique. Similarly, the memory consumption is drastically reduced by using SDM rather than the conventional spectral method, the ratio is roughly from 10^{-2} to 10^{-3} . The SDM and these interpolation and combination techniques are studied through the generated sea surface characteristics and through the sea surface monostatic NRCS. About the interpolation process, the linear method is the best choice. Indeed, the linear method is the quickest interpolation process and presents weak distortions within the sea surface height spectrum (crucial parameter since its inverse Fourier transform drives sea surface NRCS from SSA1). RST induces a sea surface height spectrum that is the conventional spectrum



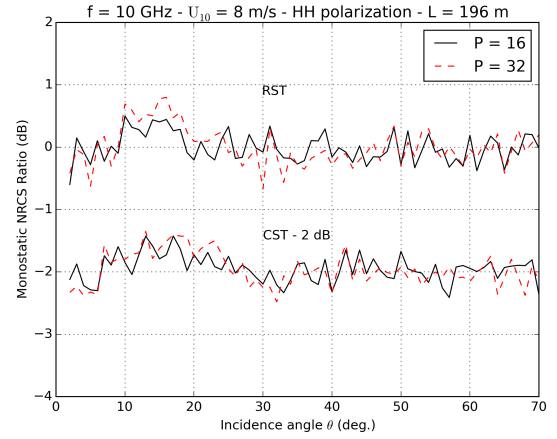
(a) Incoherent monostatic NRCS versus the incidence angle, VV polarization, RST and CST - 10 dB



(b) Incoherent monostatic NRCS versus the incidence angle, HH polarization, RST and CST - 10 dB



(c) Incoherent monostatic NRCS ratio versus the incidence angle, VV polarization, RST and CST - 2 dB



(d) Incoherent monostatic NRCS ratio versus the incidence angle, HH polarization, RST and CST - 2 dB

Fig. 2.15 – The wind speed is 8 m/s for a frequency $f = 10$ GHz in VV and HH polarizations. Comparison of the NRCS with different P parameters and considering the two combination techniques. 100 surfaces of length $L = 196$ m were generated. CST - X dB stands for an offset of X dB to improve the discrimination between the two techniques.

modulated by a periodic function. This behaviour –never previously highlighted in the literature– has been analytically derived and numerically validated. CST induces a sea surface height spectrum close to the conventional one, some low frequency components excepted. Besides, despite these differences, the height structure function of RST and CST are close to the one of the conventional spectral method. Then, the sea surface monostatic NRCS computed from the SDM with either the RST or the CST is in agreement with the one from a conventional sea surface generation. Therefore, the SDM is demonstrated to be valid from near nadir to moderate observation angles. This approach is analytically formalized –both in spatial and frequency domains for RST– and tested for a subdivision in two spectra according to the sea surface characteristics and the monostatic NRCS.

SDM is a relevant tool to accelerate the radar backscattering computation from large sea surfaces. In future work, it should be coupled with a two-scale electromagnetic model to further speed up the simulation. Moreover, the spectral decomposition method could be used to simulate sea surfaces with range variations of characteristics (wind speed in particular) and then compute composite sea surfaces, closer to the real weather conditions.

Surface Film Characterization from X- to K-band Radar Signal Inversion, a Wind-wave-pool Experiment

Sommaire

3.1	Résumé	45
3.2	Abstract	47
3.3	Introduction	47
3.4	Experimental Setup	48
3.5	Surface Elevation Measurement	49
3.6	Radar Measurement	51
3.6.1	Overview of the database	51
3.6.2	Measurement of the Incoherent Field	51
3.6.3	Measurement of the Damping Ratio	52
3.7	Oil Slicks Characterization	53
3.7.1	Overview of the methodology	53
3.7.2	Frequency to Wavenumber Conversion : Height Sea Water Surface Spectrum	53
3.7.3	Bragg Scattering Mechanism	56
3.7.4	Wave Damping Ratio Model	56
3.7.5	Cost Function minimization	59
3.8	Results	59
3.9	Ocean Transposition	61
3.10	Summary and Outlooks	62

3.1 Résumé

Ce chapitre décrit une expérimentation radar en bassin fermé ainsi qu'une méthode de caractérisation d'un film d'hydrocarbure à l'aide de données radars de la bande X à la bande K pour des angles d'incidence modérée. Il est constitué d'une publication **soumise** à la revue *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* [9]. L'expérimentation menée à Brest a permis d'effectuer des mesures simultanées de l'élévation de la surface d'eau de mer et du champ EM diffusé par celle-ci selon divers états de surface et plusieurs angles d'incidence. La méthode de caractérisation du film surfacique, quant à elle, est fondée sur un processus d'inversion des mesures. Elle apporte une indication sur l'origine du film, biogénique ou bien minérale, et sur la fraction de couverture surfacique du film. La minimisation d'une fonction coût

recherche la meilleure corrélation entre mesure et modélisation à travers le coefficient d'atténuation de la surface. La méthode se révèle probante sur les trois produits mesurés (pétrole brut, gazole et huile de colza) et il est constaté que la fraction de couverture surfacique du film est inversement proportionnelle à l'état de surface, et ce, quel que soit le film considéré. Les originalités de cette publication reposent premièrement sur l'expérimentation réalisée. En effet, cet exercice de mesures a été réalisé à l'aide de deux systèmes d'acquisition différents (sondes à houle et radar) dans un environnement contrôlé pour trois produits, deux d'origine minérale (pétrole brut et gazole) et un d'origine biogénique (huile de colza). De plus, les paramètres d'acquisition assurent une grande richesse à la base de données établie : états de surface, angles d'incidence, fréquences radars et polarisations. Ensuite, une méthode originale a été développée pour estimer le spectre des hauteurs de la surface à partir des données mesurées par les sondes à houle. Enfin, la dernière originalité réside dans l'utilisation d'un modèle physique du champ EM diffusé et du coefficient d'atténuation visqueux à travers la minimisation d'une fonction coût pour calculer les propriétés chimiques d'un film mesuré.

In fine, l'exercice réalisé dans ce chapitre apporte une méthodologie permettant d'accéder à la nature du film surfacique imagé à partir de données radars multi-fréquentielles.

3.2 Abstract

This paper depicts an experiment conducted in a wind-wave pool in Brest, France, to characterize surface films when observed at moderate incidence from a X-to-K-band radar. Simultaneous measurements of surface elevation and radar backscattered field were carried out for various sea water surface states and incident angles. From this meaningful dataset (mainly lying in simultaneous acquisitions in X-, Ku- and K-band), an inversion method is proposed to characterize some properties of the surface film : its origin (mineral or biogenic) and its fractional coverage indicator. This process is based on the minimization of the cost function correlating the values given by a physical model of the wave damping ratio and the measured ones. The resulting oil parameters are found in overall good agreement –but still qualitative– with the three different released oils (two mineral and one biogenic) at low surface state. Nonetheless, the inversion method does not work properly for the biogenic slick when higher surface states are considered. Furthermore, it is observed that the fractional filling indicator of the surface film decreases with increasing the roughness surface state whatever the considered oil. At last, the applicability of the findings to ocean surfaces is discussed.

3.3 Introduction

Both civil authorities and oil companies make use of either spaceborne or airborne remote sensing sensors to monitor hydrocarbons in an offshore context [82], [80]. This maritime activity relies, in particular, on preventing boats from illegal fuel releases and on tracking incidents. This global monitoring is also applied in the prospection domain to identify natural occurrence of crude oils on the ocean surface and then, potential natural crude oil tank under the seafloor [83]. Currently, Synthetic Aperture Radar (SAR) is the main system to detect hydrocarbons on sea surfaces [84], [85], [86]. This approach is preferred for weather-and-time-related issues, ensuring an anytime ready system. Electromagnetic (EM) waves are sensitive to the sea surface roughness variations induced by the presence of surface films. Precisely, the latter dampens the short sea waves by both suppression of wave growth and increase in wave dissipation [113]. This phenomenon implies zones of reduced backscatter in the SAR image which makes the presence of hydrocarbons detectable in radar imagery. Many studies have been achieved to further develop hydrocarbons detection strategies in an ocean context [82], [80], [90]. Furthermore, a recent overview of the radar parameters to detect surface films is proposed and suggests a relative efficient-oriented classification [13].

However, in a global maritime environment supervision, identifying oil-covered ocean areas is not enough. The characterization of the detected product is a key element in the decision making process for economic purposes or clean-up operations. To address this issue, optical hyperspectral imaging is commonly used [12] but remains unsatisfying in an operational monitoring context. Achieving this characterization through radar signals would be a great improvement for the supervision of oil spills. The radar signature of an oil-covered ocean surface has been tackled by many studies [93], [4], [114], [115], [89], [116] and [117]. Literature depicts this particular signature thanks to theoretical models and experimental measurements from C- to Ka-band in both dual-polarization and cross-polarization. Precisely, the surface film (either mineral spill or biogenic slick) is studied by observing the wave damping effect.

Motivated by the previous analysis (summed up in [113]) about the impact of the wave damping effect on the radar damping ratio (which is the ratio between clean ocean surface radar signature and oil-covered one), this paper addresses the surface film characterization feasibility by using multi-frequency and multi-polarization data for a given illuminated controlled oil-covered sea water surface. The originalities of this paper lie, firstly, in the achieved experiment providing multi-parametric, multi-acquisition-mean and controlled-environment data of three different oils, two mineral ones : crude oil and gasoil (forming a spill over the surface) ; and a biogenic one : colza oil (creating a slick). The parameters are the surface state, the incident angle, the radar frequency and the polarization. Moreover, the sea water surface – controlled thanks to the axial fans, the wind-wave pool and the continuous oil injection over the surface– is characterized by two different systems, the radar system and the high-resolution capacitance wave probes. Secondly, an original method is investigated to retrieve the wavenumber spectrum from the wave probes data. At last, the use in the surface film characterization strategy of a physical modeling of the backscattered EM signal and the impact of the surface film on the surface is combined with a cost function minimization to estimate *a priori* surface film chemical parameters.

This paper is organized as follows : Section 3.4 describes the experimental setup, it is composed of the wind-wave pool, the radar system and the high-resolution capacitance wave probes. The basic statistical parameters of the observed wind wave fields are derived in Section 3.5. Section 3.6 details the radar measurement by introducing the collected database and the procedures to perform measurements of the EM incoherent field, the radar cross section (RCS) and the damping ratio. In Section 3.7 the methodology to characterize the surface film is tested. Results of the proposed characterization method are displayed in Section 3.8 and a discussion about an ocean-context transposition is in Section 3.9. Finally, Section 3.10 is devoted to summary and outlooks.

3.4 Experimental Setup

The experiment is carried out in a pool at the CEDRE¹ in Brest, France. The pool is a 20-meter-long, 11-meter-wide and 2-meter-deep sea water tank as represented in Fig. 3.1a. The steady winds are

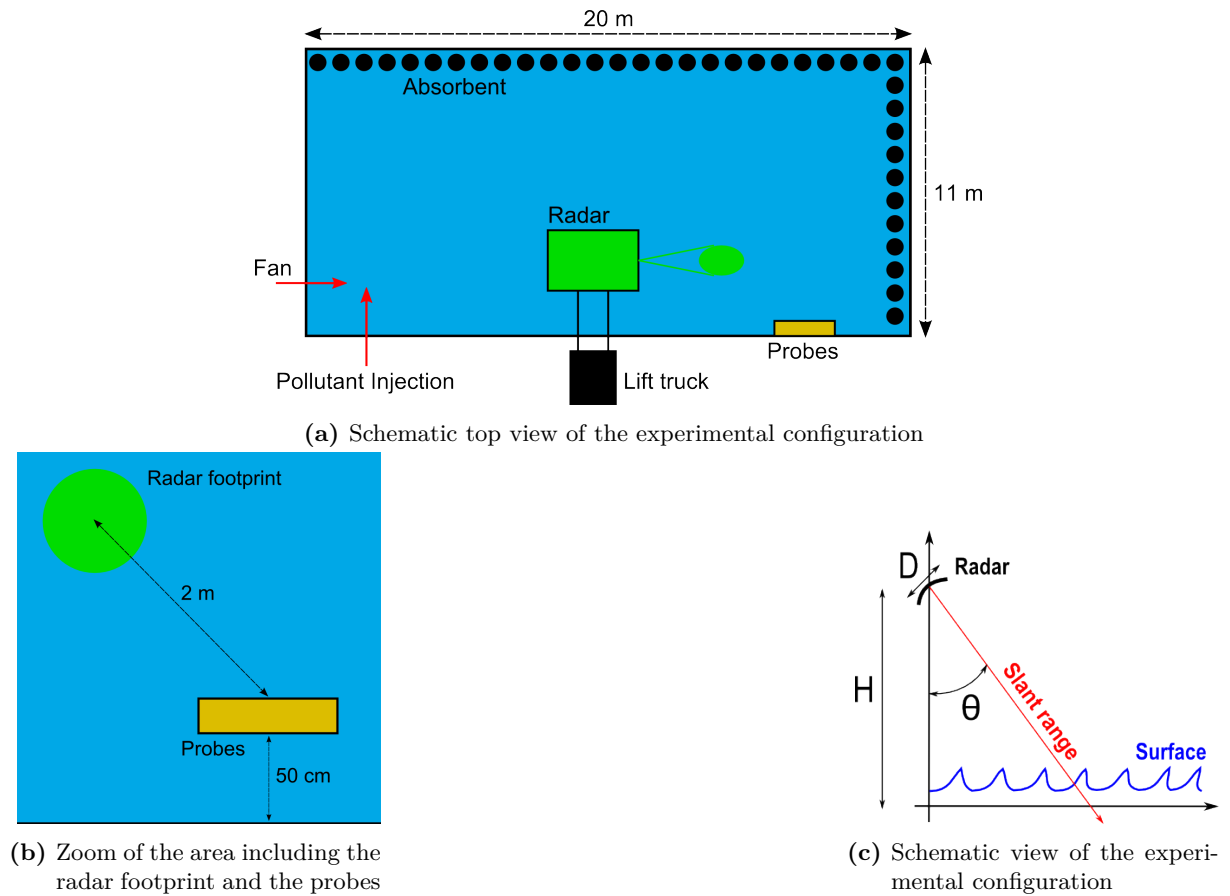


Fig. 3.1 – Schematic view of the experimental set up

generated thanks to two axial fans sequentially used, one with a unique delivered power (left one in Fig. 3.2) and the other with an adjustable delivered power (right one in Fig. 3.2), respectively constant and variable established windspeed over the sea water surface. In this experiment, the generated airflow is constant and the three different wind speeds generated by the fans are 2 m/s, 5 m/s and 8 m/s. These values are estimated thanks to an anemometer located between the radar system and the wave probes at 30 cm above the surface. However, this information does not pretend to be extended to an ocean parameter such as the wind friction or the equivalent wind speed at 10 m above the surface. The radar system is set up at a fixed position situated at 9 m from the left side of the pool in Fig. 3.1a. It is plugged on two rotating plates, each one driven by a step-by-step engine (allowing inclinations up to $\pm 45^\circ$ away

1. Centre of Documentation, Research and Experimentation on Accidental Water Pollution



Fig. 3.2 – View of the two fans, TROTEC TTW 45000 : 2 m/s (left) and TROTEC TTW 100000 : 5 m/s and 8 m/s (right)

from nadir and possibly sweeping $\pm 180^\circ$ in azimuth). The RF signal –both the source and the receiver– is provided by a four-port vector network analyzer (VNA²). The antenna is a paraboloid one described in [118], its shortest dimension is $D = 40$ cm and a bipolar source –providing measurements in polarizations VV, HH, HV and VH– is located at its focus (cf. Fig. 3.1c). In laboratory conditions, for the given antenna and for the considered radar frequencies (that are X-, Ku- and K-bands), the far-field-region condition is not achieved. Thus, the radar measurements are operated in the near-field region, which induces a constant incident angle over the radar beam footprint. At nadir, the antenna is situated at $H = 2.3$ m above the sea water surface. At this elevation and by considering an incident angle θ , the divergence of the beam can be neglected for the Ku- and K-band and the electric field distribution is assumed to be uniform over the aperture. Indeed, the Fresnel zone starts at $D^2/2\lambda_0 \approx 3.20$ m with λ_0 the radar wavelength for a frequency of 12 GHz. This distance is qualitatively similar to $H/\cos\theta \approx 3.25$ m for $\theta = 45^\circ$. Furthermore, by considering an incident angle of 25° , this value becomes 2.54 m, which is less than the Fresnel zone distance at frequencies greater than 12 GHz. In the X-band configuration, the radar system operates in the limit of the Fresnel zone. However, the antenna is composed of a high precision offset parabolic reflector, avoiding the divergence of the near-field beam in this controversial band. This is confirmed by the measurements of the normalized incoherent field with slant range that are similar from 8.5 up to 23.5 GHz (cf. Appendix D). Radar absorbing materials conveniently placed avoid spurious reflections provided by an other element of the experimental environment than the sea water surface. At last, the overall RF system is installed on a lift truck.

The geometrical properties of wind waves during radar measurements are estimated thanks to seven high-resolution capacitance wave probes (Fig. 3.3). Each sensor is made of two sensitive wires hung vertically by a plastic prop and fixed with a wood interface at the pool edge [119]. The probes are parallel to the airflow and they measure continuously the voltage variations –linked to the wind waves through a calibration process– with a temporal resolution of 1.0 ms.

3.5 Surface Elevation Measurement

The surface elevation measurements are made for a period corresponding to a steady wind wave generation over the sea water surface and during one minute to get short- and long-period wind waves. The high-resolution capacitance wave probes record the temporal voltage variations. This electric tension can be converted into an altitude thanks to a linear regression between voltage and altitude. So, the calibration consists in the measurement of the voltage for different known depth points. From this calibration series of measurements, the linear coefficients are fitted. From the temporal wind waves profile, the surface state can be statistically characterized by assuming that the sea water surface elevation is a stationary ergodic process. In particular, the mean frequency spectrum (that is the Fourier transform of the autocorrelation function of the temporal wind waves profile) and the standard deviation of the surface height σ_h can be estimated. These two quantities are fundamental in this paper. σ_h is a relevant parameter since it

2. ZVA from Rhode & Schwarz

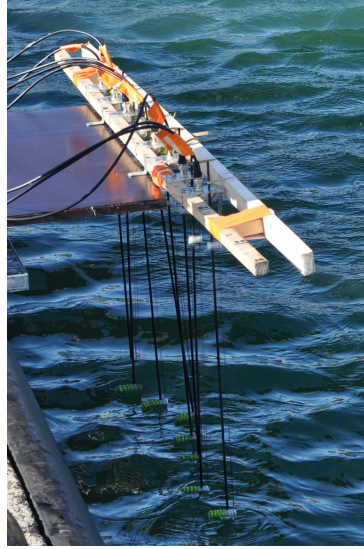


Fig. 3.3 – View of the seven wave probes measuring the surface height during the experiment

is directly linked to the significant wave height of a sea surface $H_s = 4\sigma_h$ and the frequency spectrum characterizes the temporal structure of the sea water surface. Here, three wind waves generation scenarios –related to the three different wind speeds 2 m/s, 5 m/s and 8 m/s– are experimented. These scenarios lead to the three different standard deviations of the clean surface height : 0.282 cm, 0.684 cm and 1.09 cm. These values are the references to quantitatively identify the structure of the sea water surface. Then, in what follows, the surface state is indicated through the value of the standard deviation of the clean surface height. Fig. 3.4 shows an example of a surface elevation measurement considering the first wind waves generation scenario, that is a standard deviation of the surface height of 0.282 cm.

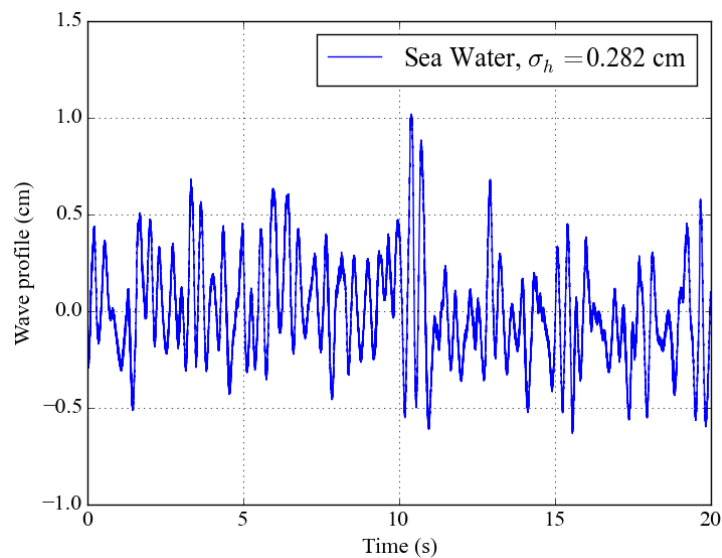


Fig. 3.4 – Example of wind waves profile measurement versus time. The standard deviation of the surface height is 0.282 cm.

3.6 Radar Measurement

3.6.1 Overview of the database

For a given sea water surface state, the studied oil is progressively and continuously injected on the sea water surface. It has to be mentioned that a high surplus of colza oil (the biogenic slick) is used to be sure that the slick is well spread on the radar footprint. The two other substances are easily spilled over the surface and so, they are not injected in a high surplus amount. The radar measurements are performed in downwind configuration at two possible incident angles (25° and 45°) in monostatic configuration and at preselected frequency bands for co-polarizations (horizontal and vertical). The radar system is monitored by a PC –thanks to a program in Python language– controlling the motors for the antenna positioning and the VNA through an ethernet link. After each performed measurements over the given oil-covered surface and before changing the oily substance, the pool is cleaned up thanks to the CEDRE equipment, that are oil-absorbent towels and two surface cleaning pumps. The wave probes are also cleaned up after each injection. The main measurements are summed up in Table 3.1.

Tableau 3.1 – Synthesis of performed radar measurements and associated conditions

Product	Surface State (σ_h of the clean surface in cm)	Incident Angle ($^\circ$)	Band
Sea Water	0.282; 0.684; 1.09	25; 45	X, Ku, K
Colza Oil	0.282; 0.684; 1.09	25; 45	X, Ku, K
Crude Oil	0.282	45	X, Ku
Gasoil	0.684; 1.09	25; 45	X, Ku, K

3.6.2 Measurement of the Incoherent Field

The sea water surface is a specific radar target. Indeed, to measure such a moving target, the latter has to be considered as static during the measurement time. Transmission and reception of a continuous electromagnetic wave are achieved through the S11 and S12 ports of the VNA. Classically, to obtain range discrimination, a frequency ramp is emitted and the complex backscattered data are transformed to the time domain with the Fourier transform. For each frequency, the time measurement duration is of order $1/B$ with B the intermediate frequency (IF) filter width. Here, the IF filter width is 100 kHz, then each radar acquisition duration is about $10 \mu\text{s}$ and the illuminated scene is assumed static during this time of acquisition. Actually, the processing in range involves a set of frequencies whose corresponding acquisition time is still fast enough so that the emitter-receiver sees a motionless scene. To provide data in the three considered frequency bands, the total EM backscattered field is measured for every frequency component in the frequency ramp of the radar pulse signal (7274 frequency steps from 8.0 to 24.0 GHz). The data are then transformed to time domain in 1-GHz sub-bands and coherently averaged, assuming that the change of incoherent backscattered field (that is the variance of the total field) resulting from the variation of frequency is negligible for such a radio frequency bandwidth and that the sum of time measurements for each frequency sub band does not exceed the backscattered field temporal coherence. In other words, the last assumption suggests a backscattered field temporal coherence greater than 4.55 ms, which is consistent with [120]. The total field is estimated from 500 successive measurements separated in time by 1.5 s, assuming that the sea water surface elevation at each measurement corresponds to an independent realization of the same random process. This assumption is true when the time lag is of the order of few seconds, duration much larger than the period of dominant waves [121]. At last, in this process, echoes from potential static targets are directly filtered; they have no variance in time. Fig. 3.5 plots the incoherent backscattered field versus the slant range with an incident angle $\theta = 45^\circ$ in VV polarization at 10.5 GHz. The red color line is the incoherent backscattered field of the sea water surface with the sea water state $\sigma_h = 0.282$ cm. The blue dashed line is the one of the sea water surface when the fan is not powered, that is the one of a flat sea water surface. Then, the measured sensitivity is 18 dB. Typically, with the sea water state $\sigma_h = 0.282$ cm and at an incident angle $\theta = 45^\circ$, the measured sensitivity is varying from 5 dB in HH polarization at 23.5 GHz to 21 dB in VV polarization at 8.5 GHz. This value is even greater when higher sea water states and/or smaller incident angles are considered.

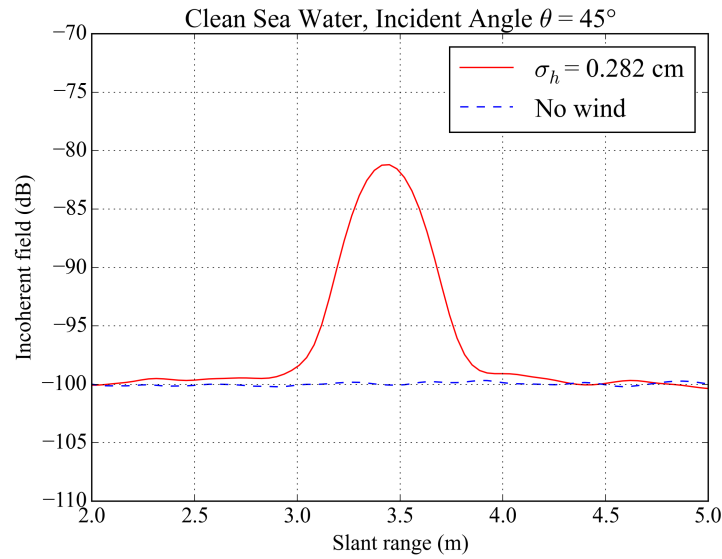


Fig. 3.5 – Incoherent field versus the slant range considering a clean sea water surface with an incident angle $\theta = 45^\circ$ in VV polarization. Two configurations are observed : a sea water state $\sigma_h = 0.282$ cm (red line) and a flat sea water surface (blue dashed line)

3.6.3 Measurement of the Damping Ratio

The damping ratio β is defined as the ratio between the RCS of a clean sea water surface σ_c and the one of a polluted surface σ_p , that is $\beta = \sigma_c / \sigma_p$. The RCS is proportional to the intensity of the incoherent backscattered field. More precisely, it corresponds to the mean value of the incoherent backscattered field over the radar beam footprint on the sea water surface [121]. To get a measurement statistically representative of the random sea water surface elevation, the footprint size has to be much larger than the dominant wavelength of the studied surface. In experimental conditions, the measured 3 dB footprint size S_p is ≈ 19.5 cm for $\theta = 25^\circ$ and ≈ 27.1 cm for 45° . However, the missing large scales are included through their tilting effect in the time-averaging process of the backscattered field [121]. Fig. 3.6 shows an

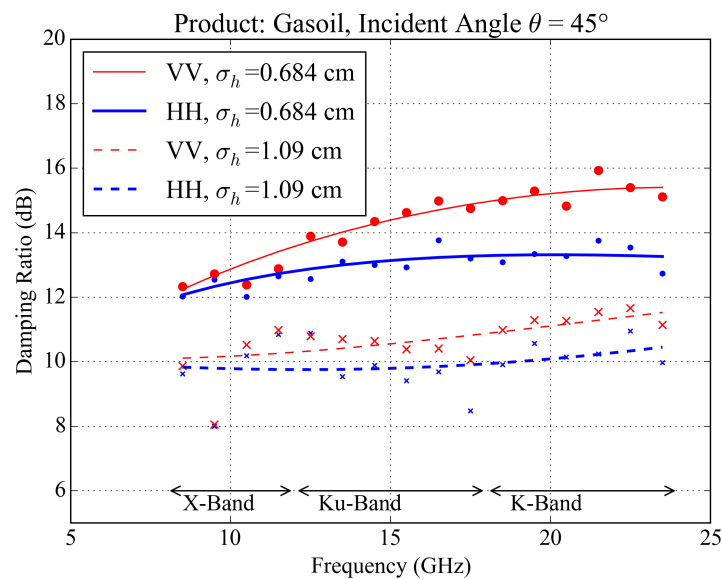


Fig. 3.6 – Damping ratios calculated from the gasoil spill acquired at two different sea water states both in VV (red) and HH (blue) polarizations at an incident angle of 45° . The lines are third-degree-polynomial fits on the acquired data points (dots and crosses).

example of measured damping ratios from the gasoil spill considering two different sea water states in VV and HH polarizations at an incident angle of 45° . One can observe that the damping ratio increases from X- to K-band and decreases with increasing the sea water state. These observations are in agreement with those summed up by Holt and Jones [113]. However, the damping ratio is impacted by the polarization in Ku- and K-band. This difference claims a non-negligible dielectric effect at higher frequency bands (K-band in particular). But it remains secondary in front of the roughness changes. Moreover, this effect decreases with increasing the surface state, retrieving the conclusion described by Holt and Jones in an ocean context.

3.7 Oil Slicks Characterization

3.7.1 Overview of the methodology

The objective is to correlate the measured damping ratios with a surface film characterization. To do this, the suggested approach is based on the Bragg scattering mechanism and on the modeled wave damping ratio expression proposed by Lombardini et al. [4]. In the Bragg scattering regime, the RCS can be expressed as the multiplication between the Bragg kernel –corresponding to an effect mainly driven by the polarization and the dielectric characteristics– and the wavenumber spectrum. This asymptotic formalism is called the first order small perturbation method (SPM1) [41]. The modeled wave damping ratio is applied to the wavenumber spectrum of the clean surface to characterize the damping effect provided by a given surface film. In this modeled ratio, three main parameters are used to describe the surface film : the elasticity modulus E_0 in N/m, the characteristic frequency ω_D in rad/s and the fractional filling factor F . So, the methodology is as follows : to validate the Bragg scattering mechanism, the wavenumber spectrum is derived from the temporal surface elevation measurements. Then, by using this spectrum, the normalized radar cross section (NRCS) is computed from two electromagnetic models, that are the first order small slope approximation (SSA1) [54] and SPM1. SSA1 can be applied from nadir (0°) to moderate incident angles (up to 70°) [48]. SPM1 is relevant for moderate incident angles only (from 45° to 70°), where the Bragg theory describes the scattering process. When the two approaches produce the same results in term of NRCS, then the SPM1 is valid and the Bragg scattering regime is established. If the Bragg scattering regime is established, and under some approximations discussed later in the paper, the damping ratio can be directly derived from the NRCS ratio between clean and contaminated sea surfaces. Afterwards, a cost function minimization is performed on the measured damping ratios to get the three parameters $\{\omega_D, E_0, F\}$ from the modeled damping ratio expression.

The overall strategy is summed up in Fig. 3.7. The steps *Elevation Measurements* and *Wavenumber Spectrum*, detailed in Section 3.7.2, stand for the wavenumber spectrum estimation from the temporal surface elevation measurements. *Bragg Scattering Demonstration* and *SSA1, SPM1*, explained in Section 3.7.3, address the validation of the Bragg scattering mechanism and *Damping Ratio Model*, in Section 3.7.4, deals with the modeled wave damping ratio. At last, *Cost Function Minimization* –in Section 3.7.5– is the inversion strategy to retrieve the *Characterization Parameters* of the surface films in Section 3.8.

3.7.2 Frequency to Wavenumber Conversion : Height Sea Water Surface Spectrum

From the temporal surface elevation measurements, the mean frequency spectrum S_f can be computed for each sea water surface state. It is performed as follows,

$$S_f(\omega) = \langle |A(\omega)|^2 \rangle, \quad (3.1)$$

with $\langle \dots \rangle$ the average over the seven wave probes, A the Fourier transform of the seven wind wave profiles and $\omega = 2\pi f$, f the frequency of the sea water surface waves. However, the state-of-the-art electromagnetic scattering models –SSA1 and SPM1 in particular– make use of the wavenumber spectrum and not the frequency one. Therefore, a frequency-to-wavenumber conversion has to be undertaken. The relation between the frequency spectrum S_f and the wavenumber one S_k is

$$S_f(\omega)d\omega = S_k(k)dk, \quad (3.2)$$

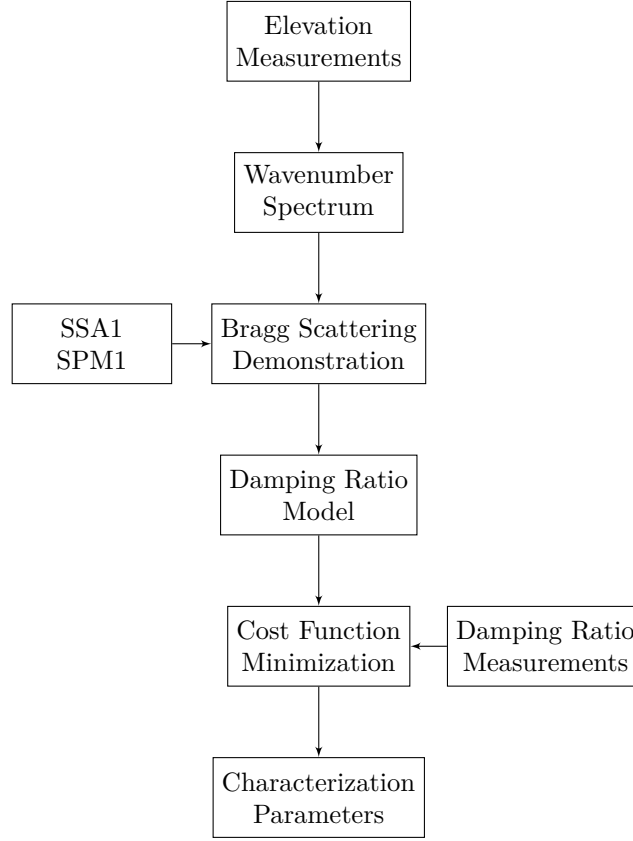


Fig. 3.7 – Schematic diagram of the methodology

with k the surface wavenumber. Then, performing the conversion is reduced to the estimation of the group velocity $V_g = d\omega/dk$. This group velocity is derived from the dispersion relationship linking the two variables ω and k . In an ocean context, the gravity-capillarity wave dispersion relationship is [3]

$$\omega^2 = gk \left[1 + \frac{k^2}{k_m^2} \right] \quad (3.3)$$

$$k_m = \sqrt{\rho_w g / T_w} = 370 \text{ rad/m}, \quad (3.4)$$

with $g \approx 9.81 \text{ m/s}^2$ the acceleration due to gravity, $\rho_w \approx 1.026 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ the water density and $T_w \approx 7.421 \times 10^{-2} \text{ N/m}$ the water surface tension [23]. The first term in (3.3) stands for the gravity wave dispersion and the second one is the capillarity wave dispersion. To estimate the actual group velocity, the propagation time delay τ_{nm} between two probes n and m spaced by the known distance d_{nm} is estimated thanks to R , the cross-correlation of the two temporal wind waves profiles h_n and h_m recorded by the probes,

$$R(\tau_{nm}) = \max \left[\text{FT}^{-1} \left[\text{FT}(h_n) \text{FT}^*(h_m) \right] \right], \quad (3.5)$$

with FT the Fourier transform, FT^{-1} the inverse Fourier transform and \cdot^* the complex conjugate. Then, the two linked delays (space and time) are expressed as $\omega_{nm} = 2\pi/\tau_{nm}$ and $k_{nm} = 2\pi/d_{nm}$. Fig. 3.8 plots the dispersion relationship calculated from the sea water surface state $\sigma_h = 0.282 \text{ cm}$ according to the measurements. A strong variability is observed in the measurements outside the range $[-50, 50] \text{ rad/m}$. In this interval, these measurements correspond to each two neighbor wave probe signals and so, they are really sensitive to small variations such as a residual current or an edge effect. Other than these values, the gravity-capillarity dispersion relationship remains in correct agreement with the actual measured one. Then, in what follows, the gravity-capillarity dispersion relationship (3.3) is used to perform the frequency-to-wavenumber conversion and so to compute the wavenumber spectrum. An example is displayed in Fig. 3.9 where the curvature spectrum –which is the wavenumber spectrum multiplied by k^3 – is plotted. Above the wavenumber 100 rad/m , the capillarity regime is largely energetic with different variations along the wavenumber track. Moreover, the wavenumber identifying the dominant surface waves

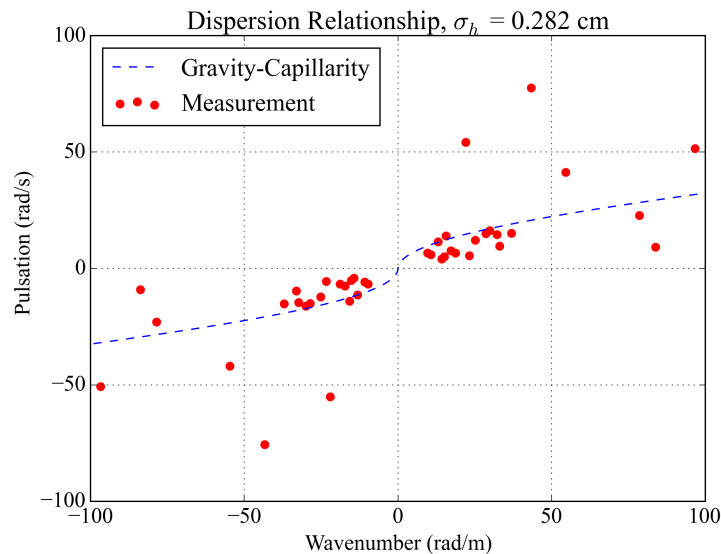


Fig. 3.8 – Dispersion relationship calculated from the sea water surface state $\sigma_h = 0.282$ cm according to the measurements (3.5) (dots in red color). The gravity-capillarity wave dispersion relationship in an ocean context is plotted in blue dashed line from (3.3).

is 0.3 rad/m, this value matches the time period 3 s by applying the dispersion relationship (3.3). This time period is then of the order of the time lag in the radar measurement process, that is 1.5 s. Also, the dominant surface waves correspond to the dominant wavelength 20 m. Certainly, this wave is a seiche of the pool. But, actually, the presence of standing waves in the bassin does not disturb the objective of the experiment, which is to further understand the EM backscattering from oil-covered sea water surfaces behaviour through measurements acquired in a controlled environment and overall to account for differences between pure sea water and oil-covered one.

Here, a two-dimensional problem is considered. Arguably, the wind waves generation process through the axial fan (Fig. 3.1a) leads to mono-directional wind waves, and so, the crosswind variations are disregarded.

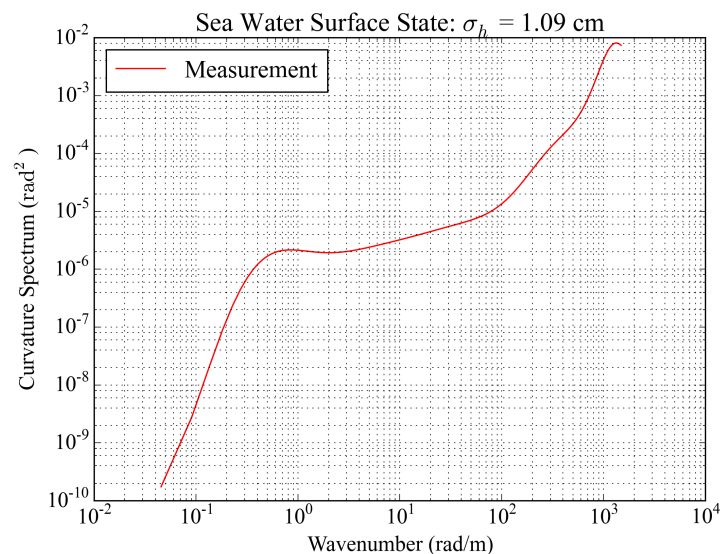


Fig. 3.9 – Curvature spectrum computed from the sea water surface state $\sigma_h = 1.09$ cm.

3.7.3 Bragg Scattering Mechanism

The Bragg theory predicts that the NRCS is proportional to the spectral energy density of the Bragg waves, that are the sea surface waves of wavenumber k_B [89],

$$k_B = 2k_0 \sin \theta, \quad (3.6)$$

with $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ the radar wavenumber, λ_0 the radar wavelength and θ the incident angle. Then, by considering a clean sea water surface, the NRCS σ_0 can be written as [122]

$$\sigma_0(k_0, \theta) = \frac{1}{4k_0} |\mathbb{B}(k_0, \theta)|^2 S_k(k_B), \quad (3.7)$$

with $\mathbb{B}(k_0, \theta)$ the first order small perturbation model kernel [41] (a term driven by the polarization and the dielectric characteristics) and S_k the measured wavenumber spectrum. However, this theory is valid for moderate incident angles only. To verify the applicability of this theory in the considered experimental conditions, a second –more accurate– model is used, that is the SSA1 introduced by Voronovich et al. [54]. According to Voronovich et al., the scattering operator for a two-dimensional sea water surface elevation $\eta(r)$ is given by

$$\mathbb{S}(k_0, \theta) = \frac{\mathbb{B}(k_0, \theta)}{Q_z} \int_r e^{-jQ_z \eta(r)} e^{-jk_B r} dr. \quad (3.8)$$

The generated sea surface induces a limited integration length in (3.8) and it leads to the modified scattering operator

$$\mathbb{S}_{\text{mo}}(k_0, \theta) = \frac{\mathbb{B}(k_0, \theta)}{Q_z} \int_{-L/2}^{+L/2} e^{-jQ_z \eta(r)} e^{-jk_B r} dr, \quad (3.9)$$

with L the effective illuminated length. Then, the NRCS of a finite surface σ_0 is expressed as

$$\sigma_0 = \frac{\langle \mathbb{S}_{\text{mo}} \mathbb{S}_{\text{mo}}^* \rangle}{4k_0 L} - \frac{\langle \mathbb{S}_{\text{mo}} \rangle \langle \mathbb{S}_{\text{mo}} \rangle^*}{4k_0 L}, \quad (3.10)$$

with \mathbb{S}_{mo} defined in (3.9) and k_0 the radar wavenumber. The notation $\langle \dots \rangle$ stands for the ensemble average. In this numerical approach, a Thorsos beam [44] of parameter $g = L/3$ (with L the effective illuminated length, that is the total length of the sea surface here) is considered to illuminate the generated sea surface. This beam is a tapered plane wave with a Gaussian shape. The tapering is used to reduce the incident field to near zero at the edges of the generated sea surface and so, to reduce the potential edge effects to a negligible level.

SSA1 provides a smooth transition from the geometric-optics regime (near-nadir incident angles) to the Bragg scattering regime (moderate incident angles) [109]. Therefore, by comparing the two models, one can ensure the applicability of the Bragg theory in this experiment. To do so, the wavenumber spectrum derived in Section 3.7.2 is used to compute both the NRCS from SPM1 (3.7) and the one from SSA1 (3.10) along the incident angle track. About the SSA1, computing the NRCS requires a set of sea water surface elevations $\eta(r)$. Indeed, the ensemble average in (3.10) is performed over a set of generated sea water surface elevations, whereas the NRCS from SPM1 only requires the measured wavenumber spectrum. This set is obtained from S_k thanks to the spectral method described by Tsang et al. [37]. Fig. 3.10 plots the monostatic NRCS calculated from the estimated wavenumber spectrum for the surface state $\sigma_h = 1.09$ cm considering the two EM models SSA1 and SPM1. Either for 8 GHz (in Fig. 3.10a) or for 24 GHz (in Fig. 3.10b), the two modeled NRCS are merged (or very close) whatever the polarization and the incident angle. Therefore, since the SPM1 is a low-frequency method and the highest measured sea water surface state is displayed here, the Bragg scattering mechanism can be applied whatever the polarization (VV or HH), the frequency band (X-, Ku- or K-band), the sea water surface state (below $\sigma_h = 1.09$ cm) and the incident angle. This exercise demonstrates that Bragg scattering regime is established in the conditions of the experimentation.

3.7.4 Wave Damping Ratio Model

By applying the Bragg scattering theory, the EM damping ratio β can be linked to the wave damping ratio y_s . Indeed from (3.7),

$$\beta = \frac{\sigma_c}{\sigma_p} = \frac{S_k(k_B)}{\psi_k(k_B)}, \quad (3.11)$$

3. Surface Film Characterization from X- to K-band Radar Signal Inversion, a Wind-wave-pool Experiment

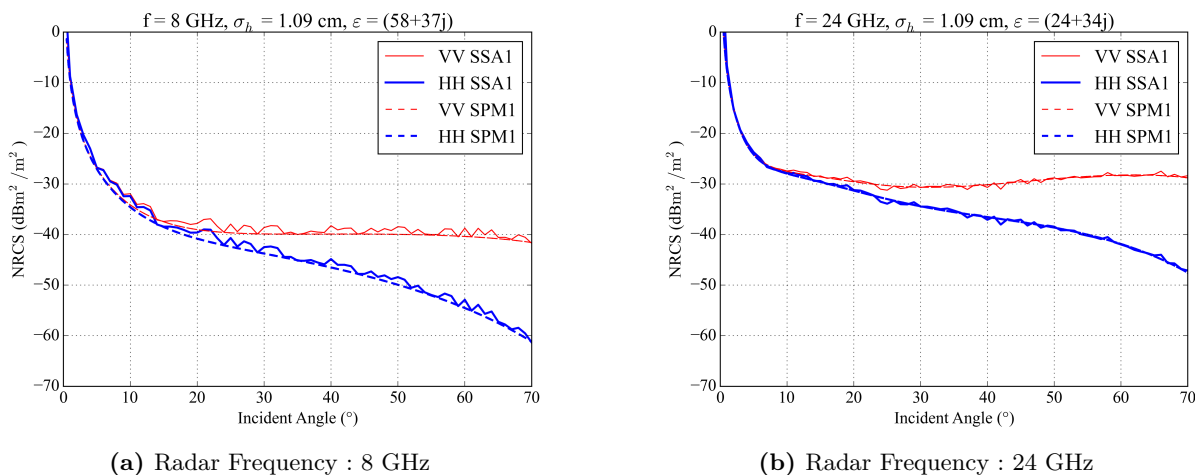


Fig. 3.10 – Monostatic NRCS calculated from the estimated wavenumber spectrum for the surface state $\sigma_h = 1.09$ cm in VV (red color) and HH (blue color) polarizations. Two models are compared : SSA1 in continuous line (from a set of 200 surface realizations) and SPM1 in dashed line. The sea water dielectric constant is estimated from the Meissner and Wentz model [2].

with ψ_k the wavenumber spectrum of the contaminated surface. Here, the oil dielectric impact is neglected in the kernel $\mathbb{B}(k_0, \theta)$. Indeed, oils are dielectric media with low relative permittivity and low loss factor. At microwave frequencies, the average relative permittivity ϵ' ranges between 2.2 and 2.3 and the loss factor ϵ'' is about 0.01 [101], [100]. Then, the relative penetration depth δ for a lossy medium [123],

$$\delta = \frac{\lambda_0}{\pi\sqrt{2} [\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon']^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.12)$$

with λ_0 the radar wavelength, is plotted in Fig. 3.11 along X-,Ku- and K-band ($\epsilon' = 2.25$ and $\epsilon'' = 0.01$). This term characterizes the energy loss within a medium. It defines the deepness reached by the EM wave into a medium such as its electric field magnitude has decreased by a factor $1/e$. In Fig. 3.11, the minimum penetration depth is about 60 cm and remains much greater than the studied surface film thickness, that is much less than 1 mm. Moreover, considering the two-layers Fresnel reflection coefficients $\Gamma_{A/W}$ rather than the equivalent three-layers ones $\Gamma_{A/O/W}$ leads to a minor error as depicted in Fig. 3.12. These coefficients describe the changes of the refractive index within the layers. The maximum absolute Fresnel reflection coefficients error on amplitude $|\Gamma_{A/W} - \Gamma_{A/O/W}|$ is about 0.5 dB with a surface film thickness equal to 1 mm for the radar frequency 24 GHz. Then, the dielectric effect of the surface film is not negligible in the K-band when the thickness is 1 mm. However, to keep an easy-to-apply approach, this effect is not considered here and the inversion method could be improved by considering the equivalent three-layers Fresnel coefficients. The improvements will be discussed later in Section 3.9.

Therefore, the surface film has a very low impact on the loss of EM energy and the dielectric influence is ignored as a first approximation. The ratio β in (3.11) is equal to the wave damping ratio y_s defined for monomolecular films as [4]

$$y_s(f) = \frac{1}{1 - F + F/y(f)}, \quad (3.13)$$

with F the fractional filling factor, i.e., the ratio of the area covered by film with respect to the total area considered, and

$$y(f) = \frac{1 \pm 2\varphi + 2\varphi^2 - X + Y(X + \varphi)}{1 \pm 2\varphi + 2\varphi^2 - 2X + 2X^2}, \quad (3.14)$$

with

$$\varphi = \left(\frac{\omega_D}{2\omega}\right)^{\frac{1}{2}} \quad X = \frac{E_0 k^2}{\rho(2\nu\omega^3)^{\frac{1}{2}}} \quad Y = \frac{E_0 k}{4\nu\rho\omega}, \quad (3.15)$$

dimensionless quantities and

$$f = \frac{\omega(k)}{2\pi}, \quad (3.16)$$

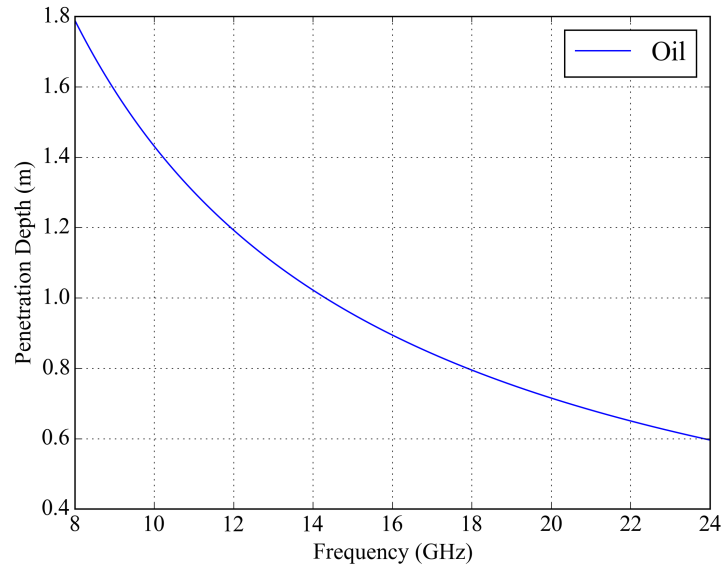


Fig. 3.11 – Oil penetration depth versus the radar frequency.

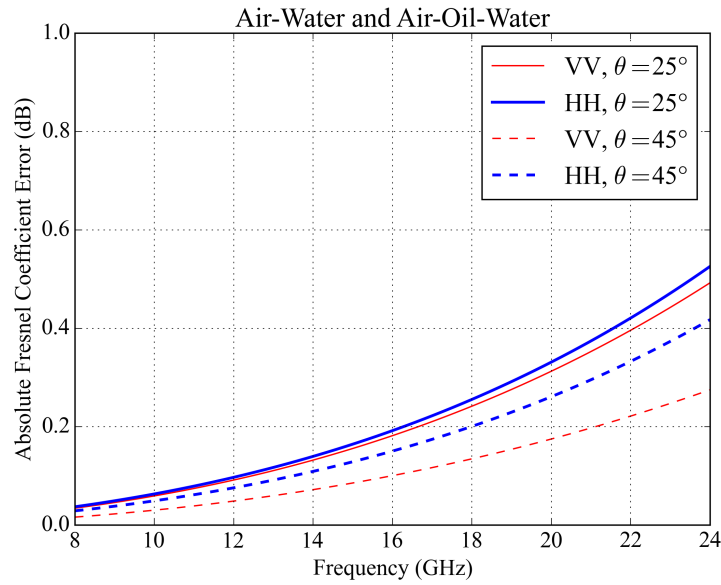


Fig. 3.12 – Absolute Fresnel reflection coefficient error versus the radar frequency considering a surface film thickness of 1 mm in VV (red) and HH (blue) polarizations. The oil relative permittivity is 2.25 and the oil loss factor is 0.01. The sea water dielectric constant is computed from the Meissner and Wentz model [2]. Two incident angles are studied : 25° in continuous line and 45° in dashed line.

the dispersion relationship from (3.3). ω_D is a characteristic pulsation related to intermolecular forces, E_0 is the elasticity modulus, $\rho = 1.026 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ the sea water density and the sea water kinematic viscosity $\nu = 1.189 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ [4]. A plus sign in (3.14) refers to soluble film, a minus to insoluble film. In this experiment, the surface films are considered insoluble. This expression does not consider the layer thickness and so, it has to be applied to thin-layer problem; this is a relevant approach in the suggested experimental context. Therefore, an analytical expression of the EM damping ratio is established by considering the Bragg scattering mechanism.

3.7.5 Cost Function minimization

The wave damping ratio y_s in (3.13) can be correlated to the measured one to extract the characterization parameters of the illuminated surface film, that are the characteristic pulsation ω_D , the elasticity modulus E_0 and the fractional filling factor F . To do so, the minimization of the cost function $C(\omega_D, E_0, F)$ is undertaken, with

$$C(\omega_D, E_0, F) = \sum_{i=0}^{N-1} \|y_s(k_i) - \beta(k_i)\|^2, \quad (3.17)$$

where $\|\cdot\|^2$ is the Euclidean distance and β the measured damping ratio at the Bragg wavenumber k_i (3.6). N measured damping ratios are available corresponding to N different radar frequencies over X-, Ku- and K-bands for a fixed incident angle. Here, the wave damping ratio y_s is written as a function of the wavenumber and not of the frequency; this is possible thanks to the dispersion relationship in (3.16). The minimization process is operated thanks to the Python language package *optimize* from *SciPy* providing constrained minimization of multivariate scalar functions by using two different methods: *L-BFGS-B* and *TNC*. *L-BFGS-B* is a limited-memory algorithm for solving large nonlinear optimization problems subject to simple bounds on the variables [124]. *TNC* uses a truncated Newton algorithm to minimize a function with variables subject to bounds thanks to gradient information [125]. The minimization process is constrained to ensure physical solutions [4],[115],[89],[116],[5], then ω_D is varying between 1 and 40 rad/s, the variable E_0 ranges from 1 to 50 mN/m and F from 0 to 1.

3.8 Results

The inversion process –introduced in Section 3.7.5– is applied to the measured damping ratios to estimate the parameters of the illuminated surface film. This strategy is successively used on the three studied products –crude oil, gasoil and colza oil– considering the set of recorded data (by regarding polarization, surface state and incident angle). Fig. 3.13 shows the wave damping ratios (3.13) from the estimated parameters after the cost function minimization (3.17) compared to the measured ones. Both retrieved wave damping ratios are qualitatively in good agreement with the measured ratios. In Fig. 3.13a, the estimated elasticity modulus E_0 is 1 mN/m. Typically, this value stands for mineral oil spills and not biogenic slicks ($E_0 < 10$ mN/m) [5] and so, is in agreement with a crude oil spill. Despite a mismatching in the higher wavenumber values, 11 mN/m in Fig. 3.13b matches with the value of a biogenic film –and so of a colza oil slick– and 3 mN/m in Fig. 3.13c agrees with a mineral oil spill. Presumably, this mismatching is induced by the dielectric effects which are not negligible in K-band as previously depicted in Fig. 3.12. Nonetheless, in these plots, the introduced method makes a nature-related identification possible by distinguishing biogenic slicks from mineral spills. TABLE 3.2 presents all the retrieved product parameters $\{\omega_D, E_0, F\}$ in $\{\text{rad/s, mN/m, dimensionless quantity}\}$ after applying the cost function minimization (3.17). The first column displays the experimental conditions, that are the surface state through the standard deviation of the surface height σ_h in cm, the incident angle θ in degree and the polarization VV or HH. At last, the symbol \emptyset means non-acquired data. Here, the focus is on the elasticity modulus and on the fractional filling factor, the two main parameters to characterize a surface film (by following the criterion $E_0 < 10$ mN/m in a presence of a mineral oil spill). About the crude oil and the gasoil, the identification of the mineral property (through E_0) is achieved whatever the polarization and the surface state (only for gasoil). The colza oil case is trickier. Indeed, the assessment of the biogenic aspect is realized at the lowest surface state only, the two other surface states induce a mineral characterization from the applied method. Seemingly, at higher surface state and unlike the gasoil spill, the colza oil slick shifts from an homogeneous film to an inhomogeneous one and so moves from a film to an emulsion. Then, the considered modeling of the damping ratio is not sufficient to describe the overall phenomenon. This result is consistent with Romano [63] who observed biogenic slicks only at wind speeds below 5 m/s, suggesting that these surface films are mixed and dissolved in the sea water under the action of breaking waves and thus, disappeared from the sea surface. Furthermore, the fractional filling factor –either for colza oil or for gasoil– decreases with increasing sea water surface state. For example, for colza oil, it varies from 1.0 for $\sigma_h = 0.282$ cm to 0.86 for $\sigma_h = 1.09$ cm assuming a correlation between the fractional filling factor and the surface state. Presumably, the emulsion behaviour for colza oil slick at higher surface state implies a change from a surface problem to a volume one, that is

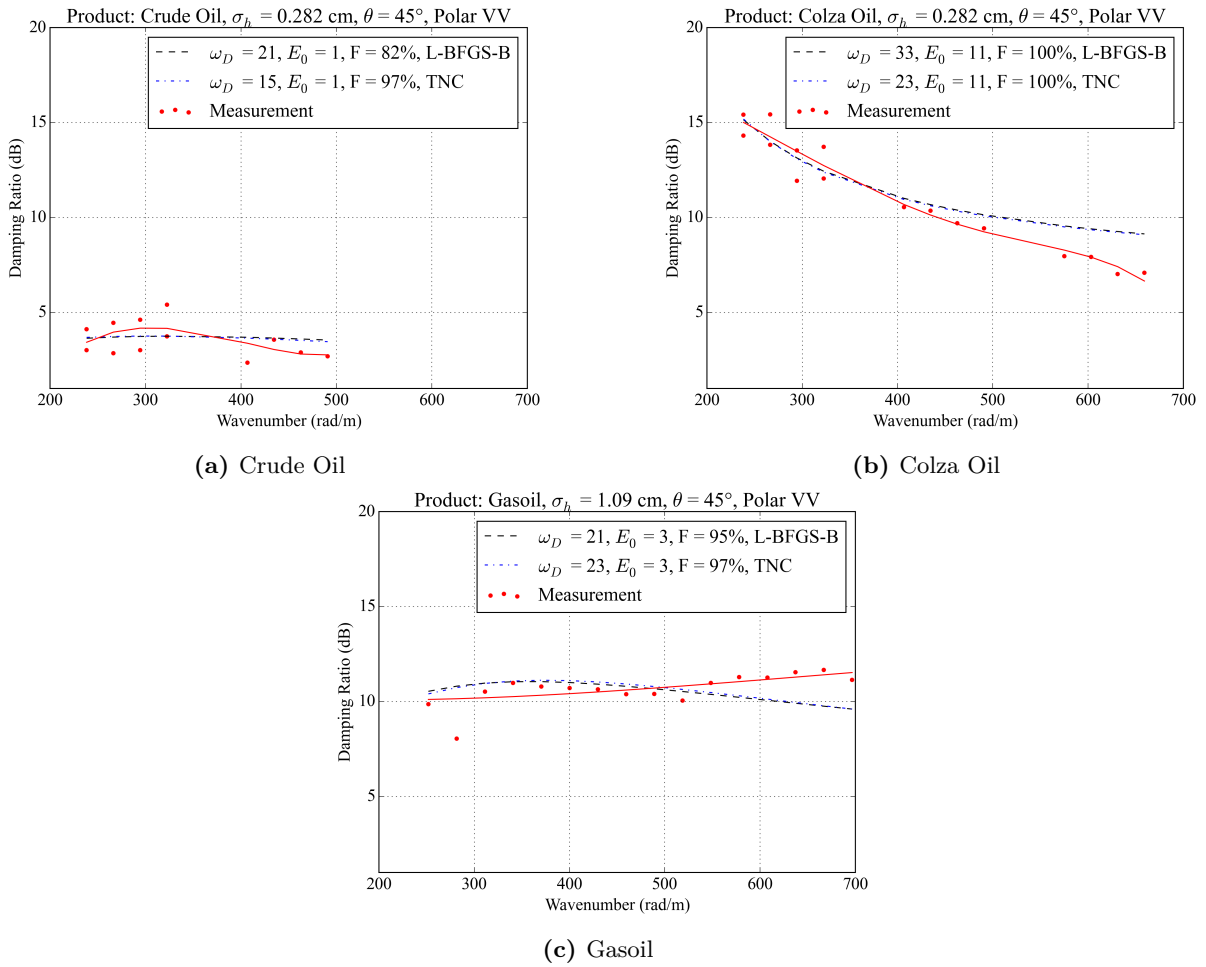
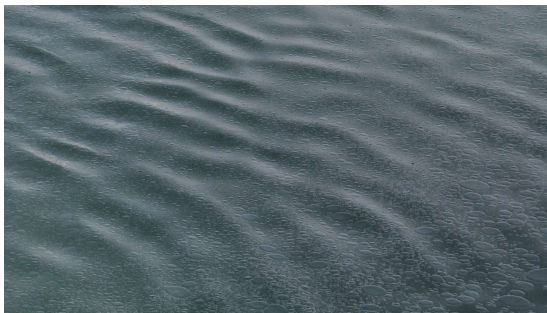


Fig. 3.13 – Damping ratios calculated from oil slicks considering a given sea water surface state in VV polarization for an incident angle of 45° . The data points (red dots) are fitted by a third-degree polynome (red line). The dashed lines are the damping ratios obtained from the minimization process (black dashed line : L-BFGS-B method, blue dotted line : TNC method).

a loss of product on the surface. About the gasoil at higher surface state, seemingly, the spill uniformity is broken, leading to smaller gasoil spills into the radar footprint. The colza behaviour is displayed in Fig. 3.14 for $\sigma_h = 0.282$ cm (3.14a) and $\sigma_h = 1.09$ cm (3.14b). As previously suggested, in Fig. 3.14a, the colza oil slick is homogeneous with large oil bubbles while in Fig. 3.14b the slick becomes inhomogeneous and the bubbles are hardly distinguished from the sea water.



(a) $\sigma_h = 0.282$ cm



(b) $\sigma_h = 1.09$ cm

Fig. 3.14 – Photographs from the colza-oil-covered sea water surface.

Tableau 3.2 – Synthesis of inverted oil characterization parameters and associated conditions

$\{\sigma_h, \theta, \text{Polar}\}$ σ_h in cm	Crude Oil $\{\omega_D, E_0, F\}$ $\{\text{rad/s, mN/m, } \emptyset\}$	Colza Oil	Gasoil
$\{0.282, 45^\circ, \text{VV}\}$	L-BFGS-B : $\{21, 1, 0.82\}$ TNC : $\{15, 1, 0.97\}$	L-BFGS-B : $\{33, 11, 1.0\}$ TNC : $\{23, 11, 1.0\}$	\emptyset
$\{0.282, 45^\circ, \text{HH}\}$	L-BFGS-B : $\{21, 1, 0.86\}$ TNC : $\{15, 1, 0.93\}$	L-BFGS-B : $\{21, 17, 1.0\}$ TNC : $\{22, 17, 1.0\}$	\emptyset
$\{0.684, 45^\circ, \text{VV}\}$	\emptyset	L-BFGS-B : $\{40, 3, 0.91\}$ TNC : $\{22, 3, 0.92\}$	L-BFGS-B : $\{40, 3, 0.98\}$ TNC : $\{40, 3, 0.98\}$
$\{0.684, 45^\circ, \text{HH}\}$	\emptyset	L-BFGS-B : $\{40, 1, 1.0\}$ TNC : $\{26, 2, 0.91\}$	L-BFGS-B : $\{40, 3, 0.97\}$ TNC : $\{40, 3, 0.97\}$
$\{0.684, 25^\circ, \text{VV}\}$	\emptyset	\emptyset	L-BFGS-B : $\{22, 4, 0.99\}$ TNC : $\{40, 5, 0.98\}$
$\{0.684, 25^\circ, \text{HH}\}$	\emptyset	\emptyset	L-BFGS-B : $\{40, 5, 0.98\}$ TNC : $\{40, 5, 0.98\}$
$\{1.09, 45^\circ, \text{VV}\}$	\emptyset	L-BFGS-B : $\{40, 3, 0.91\}$ TNC : $\{40, 3, 0.91\}$	L-BFGS-B : $\{21, 3, 0.95\}$ TNC : $\{23, 3, 0.97\}$
$\{1.09, 45^\circ, \text{HH}\}$	\emptyset	L-BFGS-B : $\{40, 3, 0.87\}$ TNC : $\{40, 3, 0.87\}$	L-BFGS-B : $\{40, 3, 0.91\}$ TNC : $\{23, 3, 0.93\}$
$\{1.09, 25^\circ, \text{VV}\}$	\emptyset	L-BFGS-B : $\{21, 5, 0.86\}$ TNC : $\{21, 5, 0.86\}$	\emptyset
$\{1.09, 25^\circ, \text{HH}\}$	\emptyset	L-BFGS-B : $\{21, 6, 0.86\}$ TNC : $\{10, 6, 0.87\}$	\emptyset

3.9 Ocean Transposition

Actually, this experiment is not achieved on the open sea but in a finite open pool. Then, the experimental conditions are drastically different from the ocean ones, which are much more complex. Indeed, a realistic wind profile cannot be generated due to the finite dimensions of the pool and so, the experiment does not reproduce the wave breaking and the nonlinear interactions. Furthermore, the buoys system –along two sides of the pool– is certainly insufficient to prevent every standing waves in the pool. Consequently, this work does not pretend to be directly applied to ocean surfaces.

Naturally, the problem of oil-covered ocean surface is incredibly complex and may require a complement interpretation of a chemist. The case of crude oil accidents up to thicknesses of centimeters are encountered and thus, the damping mechanism within such spills changes. Moreover, after some weeks, partial photochemical and microbial transformations lead to partial formation of surface active transformation products that may be surface active and so behaving similar to biogenic slicks, i.e. the spill center may be surrounded by a large “artificial slick” area. Furthermore, although Romano [63] did not observe biogenic sea slicks at wind speeds higher than 5 m/s, this value is not an absolute. Indeed, on the open sea, Hühnerfuss et al. [126] have also observed that sea slicks may even persist up to 13 m/s winds.

Nonetheless, what is truly at stake in this work is to further understand the EM backscattering from oil-covered sea water surfaces thanks to measurements acquired in a fully-controlled environment, which is definitely not achievable on the open sea.

About the suggested inversion method, it is assumed that the scattering process from the sea water surface is described by the SPM. This model is suitable in this experiment but remains rarely verified in ocean conditions for near-nadir incident angles. To keep the validity of the inversion method, the considered incident angles have to be in the interval $[45^\circ, 70^\circ]$ corresponding to the validity domain of SPM. Also, the technique could be transposed to lower radar frequencies (L-, S- and C-band), where the SPM is certainly valid. By the way, the same methodology has been applied by Hühnerfuss et al. [114] in ocean conditions for wind speeds between 1.5 m/s and 5 m/s in L-, S-, C-, X- and Ku- bands and for incident angles between 23° and 65° , suggesting that the criterion of validity of SPM remains largely too restrictive. Moreover, the thickness of the oil layer is disregarded to consider a surface film problem only and it is assumed that the oil layer is homogeneous, i.e. this is not an emulsion. These assumptions could be relaxed by adding the variations of the Bragg kernels within the inversion process. Then, thanks to the mixing law or/and the equivalent three-layers Fresnel coefficients, the emulsion rate or/and the thickness could be estimated, as depicted by Angelliaume et al. [127].

At last, note that the problem of contamination on rivers by hydrocarbons is also a very actual issue and the work presented here could be more directly applicable in this context [128].

3.10 Summary and Outlooks

Measurements in a wind-wave pool and modeling of the wave damping ratio from oil-covered sea water surface were combined to elaborate an *a priori* oil characterization methodology over multi-frequency radar data. About physical models and well-controlled experiments, an extended description of the sea water surface is proposed through both the statistical properties of the surface and the radar backscatter. The characterization methodology is based on the minimization of the cost function correlating the values given by a physical model of the wave damping ratio and the measured ones. The chosen model implies the Bragg scattering mechanism. To prove the latter, a frequency-to-wavenumber conversion from the surface elevation measurements has been developed in order to get the wavenumber spectrum. This spectrum is then used to compute the modeled NRCS from SSA1 and SPM1, demonstrating the Bragg mechanism validity in our experimental conditions. The oil characterization approach is reliable to identify the mineral-or-biogenic origin for low sea water surface state (≈ 0.282 cm in standard deviation of the surface height) for the crude oil, the colza oil and the gasoil. At higher sea water surface state ($\sigma_h = 0.684$ cm and $\sigma_h = 1.09$ cm), the methodology does not retrieve the biogenic criterion for colza oil (and so could be an error-raising vector in a blind inversion process) but succeeds in any of both mineral oil cases. In an operational context, this ambiguity at higher sea state could be vanished by monitoring the detected surface film along different meteorological conditions. At last, the behaviour of the oil coverage over the sea water surface is further explained by noticing that the fractional filling factor decreases when increasing the sea water surface state for both the colza oil and the gasoil.

This study shows that accurate multi-frequency radar measurement could be a relevant and reliable mean to characterize an oil-covered sea surface. Then, in future works, this oil characterization metho-

3. Surface Film Characterization from X- to K-band Radar Signal Inversion, a Wind-wave-pool Experiment

dology will be applied on other dataset acquired in a maritime environment to further test the resilience of the strategy by considering an operational context and numerous surface films. At last, this study is focused on thin surface films and could be improved by considering the film thickness to perform an oil quantification [21].

Chapitre 4

Etude statistique du champ électromagnétique diffusé par une surface océanique contaminée

Sommaire

4.1	Introduction	65
4.2	Comparaison de l'atténuation de la rugosité entre un film minéral et un film biogénique	66
4.2.1	Coefficient d'atténuation visqueux d'un film surfacique	66
4.2.2	Spectre des pentes d'une surface océanique contaminée	67
4.2.3	Synthèse	67
4.3	Surface équivalente radar normalisée de la surface contaminée	68
4.3.1	Effet de l'angle d'incidence	68
4.3.2	Effet de la fréquence radar	69
4.3.3	Effet de l'état de surface	69
4.3.4	Effet du ratio de couverture surfacique du film	71
4.3.5	Synthèse	71
4.4	Statistique du champ électromagnétique	72
4.4.1	Observations sur la base de données CEDRE	73
4.4.2	Méthodologie de détection d'un film surfacique	75
4.4.3	Modélisation de la distribution du champ EM diffusé par la surface	76
4.4.4	Fonction de répartition de l'amplitude du champ EM	78
4.4.5	Synthèse	81
4.5	Conclusions	82

4.1 Introduction

La SERN incohérente estimée à l'aide de la méthode SSA1 (1.53) d'une surface océanique illuminée par une onde EM correspond au moment d'ordre deux de l'opérateur de diffusion (1.38) modulé par le terme de normalisation κ . Ce chapitre propose d'étudier le champ EM diffusé par la surface océanique contaminée dans sa globalité pour l'optimisation de la détection et / ou de la caractérisation de la contamination surfacique, à travers la statistique de l'opérateur de diffusion obtenue par la méthode SSA1, restituant ainsi celle du champ EM [56]. Pour cette étude, deux surfaces contaminées différentes sont considérées, une première caractérisée par un film surfacique minéral et la seconde par un film surfacique biogénique. Cette différence est restituée à l'aide du paramétrage de leur coefficient d'atténuation visqueux respectif entraînant un impact particulier sur la surface océanique et donc sur le spectre de mer. En effet, la valeur

du module de l'élasticité du film surfacique permet de catégoriser la nature biogénique ou bien minérale du film considéré. Comme justifié dans le chapitre précédent, l'impact diélectrique du film surfacique n'est pas considéré ici. Le moment d'ordre deux de l'opérateur de diffusion est d'abord détaillé selon les paramètres de l'onde EM mais également selon ceux de la surface avant de décrire la distribution de l'opérateur et sa fonction de répartition associée. Ces deux éléments sont ensuite comparés aux données acquises durant la campagne de mesures au CEDRE décrite dans le précédent chapitre avant d'introduire une méthodologie de détection d'un film surfacique. Le coefficient d'atténuation visqueux s'appliquant à la partie omnidirectionnelle du spectre de mer seulement [4], l'effet directionnel –et donc le problème 3D– peut être omis et l'étude est alors menée pour un problème 2D.

4.2 Comparaison de l'atténuation de la rugosité entre un film minéral et un film biogénique

La modélisation du film surfacique est réalisée à l'aide du coefficient d'atténuation visqueux. Celui-ci, selon son paramétrage, introduit un comportement particulier du film sur la surface, induisant alors une atténuation donnée selon le nombre d'onde des vagues mais également un pic de résonance caractérisant l'atténuation maximale engendrée par le film à un nombre d'onde donné. Ce coefficient, lorsqu'il est intégré au spectre de mer, modifie alors les divers régimes de vagues sur la surface et en particulier deux régimes de vagues cruciaux dans le processus de diffusion des ondes électromagnétiques : le régime de gravité-capillarité ainsi que le régime de capillarité.

4.2.1 Coefficient d'atténuation visqueux d'un film surfacique

Le film surfacique, de part ses caractéristiques physicochimiques, atténue les petites vagues sur la surface océanique. Cet effet est restitué à l'aide du coefficient visqueux (1.61) en considérant une nappe ayant une épaisseur inférieure à 0,1 mm. En Fig. 4.1, le comportement de ce coefficient est tracé en fonction du nombre d'onde des vagues pour 5 films différents, un trait continu correspond à un film biogénique, tandis qu'une ligne en tirets symbolise un film minéral. Les paramètres des films biogéniques sont extraits de [4] après plusieurs expérimentations menées dans le détroit de Sicile et le golfe de Maine. Les paramètres des films minéraux proviennent de [5]. Les valeurs du module de l'élasticité E_0 sont en mN/m. Plus généralement, un film est considéré comme biogénique si le module de son élasticité est de l'ordre de 10 mN/m et au delà. Il sera identifié comme minéral dans le cas contraire [117], [5]. Le film

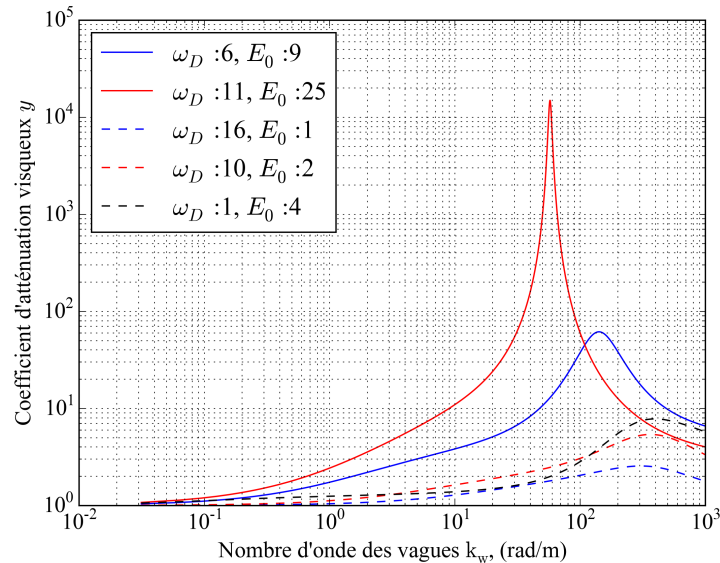


Fig. 4.1 – Coefficient d'atténuation visqueux en fonction du nombre d'onde des vagues. 5 coefficients sont proposés, en trait continu ceux pour un film biogénique, en tirets ceux d'un film minéral selon [4] et [5].

biogénique implique une plus grande atténuation des vagues (> 10 sur le régime de gravité-capillarité) que le film minéral (< 10) avec une action prépondérante entre les vagues décimétriques et millimétriques (c'est à dire entre 10 et 1000 rad/m). De plus les deux films biogéniques possèdent tous deux un pic d'atténuation localisé sur les vagues de gravité-capillarité (décimétriques à centimétriques). Ils ont donc un effet non-négligeable sur la réponse radar de la surface océanique puisque celle-ci est directement impactée tant par le régime de gravité-capillarité que par le régime de capillarité. Dans la suite, par soucis de lisibilité et de simplicité, l'étude est focalisée sur un unique film biogénique ($\omega_D = 11$ rad/s, $E_0 = 25$ mN/m) et un seul minéral ($\omega_D = 1$ rad/s, $E_0 = 4$ mN/m).

4.2.2 Spectre des pentes d'une surface océanique contaminée

Le film surfacique est pris en compte au sein du spectre de mer à l'aide du coefficient visqueux. Ce dernier est directement appliqué à la partie omnidirectionnelle du spectre selon (1.64) et vient donc affecter la répartition spectrale des vagues dans la modélisation de la surface. En Fig. 4.2, la partie omnidirectionnelle du spectre des pentes de la surface $k_w^2 S_{\text{omni}}(k_w)$ est représentée, avec $S_{\text{omni}}(k_w)$ la partie omnidirectionnelle du spectre de mer en considérant le modèle d'Elfouhaily et pour une vitesse de vent u_{10} de 8 m/s. Le spectre d'une surface océanique propre est représenté en trait continu bleu, les tirets rouges identifient le spectre d'une surface océanique contaminée par un film biogénique et les pointillés noirs celui d'une surface contaminée par un film minéral. Ici le film surfacique occupe l'intégralité de la surface océanique puisque la fraction surfacique f_s est égale à 1. Les observations sont similaires à celles décrites précédemment, à savoir qu'un film biogénique a un plus fort impact d'atténuation sur les vagues qu'un film minéral, avec une atténuation principalement localisée entre les vagues décimétriques et les vagues millimétriques. La coupure observée sur le spectre d'une surface océanique contaminée par un film biogénique vers $k_w = 60$ rad/m fait écho au pic d'atténuation observé en Fig. 4.1, identifiant ainsi une *pulsation de résonance* caractérisant le phénomène de dissipation énergétique viscoélastique.

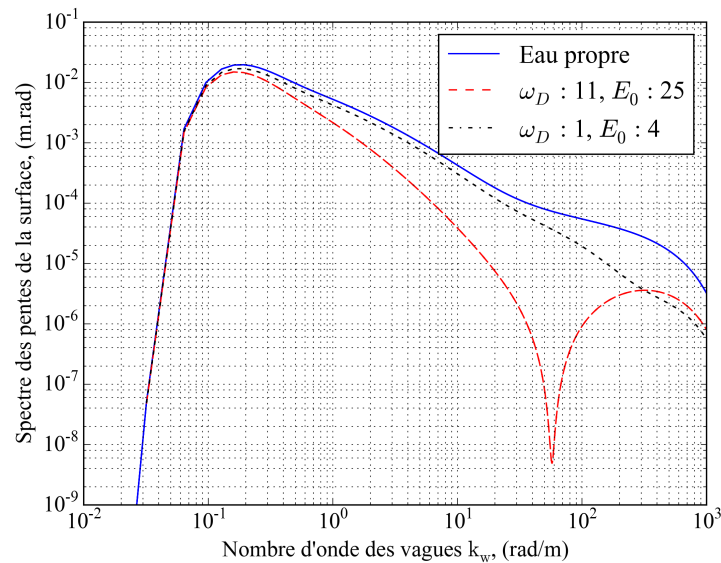


Fig. 4.2 – Partie omnidirectionnelle du spectre des pentes de la surface en fonction du nombre d'onde des vagues pour une vitesse de vent u_{10} de 8 m/s. En trait continu bleu, le spectre des pentes d'une surface océanique propre, en tirets rouge celui d'une surface avec un film biogénique et en pointillés noirs celui d'une surface avec un film minéral de fraction surfacique $f_s = 1$.

4.2.3 Synthèse

L'atténuation des rugosités, selon la nature du film, provoque un comportement particulier sur les vagues de gravité-capillarité mais également sur le régime de capillarité. Ainsi, la sensibilité des ondes EM à ces deux régimes donnés induit nécessairement une différence comportementale dans le champ EM diffusé par la surface océanique.

4.3 Surface équivalente radar normalisée de la surface contaminée

Lorsque la surface océanique contaminée est modélisée, une étude sur le champ EM diffusé par celle-ci peut être menée. L'objectif de cette étude est d'accéder aux informations pertinentes liant réponse EM et caractéristiques de la surface océanique. En premier lieu, la grandeur classiquement mesurée, c'est à dire la surface équivalente radar normalisée, est considérée. Sa sensibilité selon l'angle d'incidence, la fréquence radar, l'état de la surface ou encore la couverture surfacique occupée du film contaminant est en particulier étudiée. Cette sensibilité permet de circonscrire les paramètres optimaux pour la distinction entre surfaces propres et surfaces contaminées. La surface –qui est un profil ici– est modélisée à partir de la partie omnidirectionnelle du spectre de mer. Les observations sont néanmoins directement applicables à un problème 3D puisque le coefficient d'atténuation visqueux est appliqué seulement et uniquement sur la partie omnidirectionnelle du spectre de mer (1.64) et l'atténuation est donc indépendante de l'angle d'azimut. De plus, l'effet diélectrique du film surfacique est négligé en considérant seulement la constante diélectrique de l'eau de mer ainsi qu'un coefficient de réflexion de Fresnel classique et non le coefficient de réflexion multicouche équivalent. Ces deux approximations ont été justifiées dans le chapitre précédent. L'étude paramétrique sur la surface équivalente radar normalisée (1.54) se veut générale en couvrant les conditions de mesures utilisées par les différents systèmes de mesures radar (liste non exhaustive en Tableau 4.1).

Tableau 4.1 – Propriétés de quelques systèmes d'imagerie RSO

Capteur	Bande de fréquences	Mode de polarisation	Angle d'incidence (°)
SETHI [12],[13]	L (1 GHz), X (10 GHz)	HH, VV, HV, VH	34/52
UAVSAR [13]	L (1 GHz)	HH, VV, HV, VH	19/68
RADARSAT-2 [129]	C (5 GHz)	HH, VV, HV, VH	20/49
ENVISAT [130]	C (5 GHz)	HH, VV, HV, VH	14/45
TerraSAR-X [131]	X (10 GHz)	HH, VV, HV, VH	15/60
SWOT [132]	Ka (35 GHz)	∅	1/4
SARAL/AltiKa	Ka (35 GHz)	∅	Nadir

4.3.1 Effet de l'angle d'incidence

Aux fréquences microondes, l'angle d'incidence est un paramètre fondamental dans la diffusion des ondes EM par la surface océanique puisqu'il définit les différents domaines de validité des modèles asymptotiques de diffusion, passant du domaine GO aux incidences proches nadir ($0 - 7^\circ$) (1.48), au domaine SPM pour les incidences intermédiaires ($50 - 70^\circ$) (1.50). En Fig. 4.3 est illustré le comportement angulaire de la SERN en configuration monostatique pour une surface propre et deux surfaces contaminées en polarisations VV et HH. Ici, la SERN est estimée à l'aide de l'expression analytique du modèle SSA1 (1.54) à partir du modèle d'Elfouhaily et al. [3] pour une vitesse de vent u_{10} de 8 m/s et une fréquence radar de 10 GHz. Trois domaines angulaires sont remarquables sur cette figure. La zone nadir entre 0° et 7° restitue une SERN supérieure lorsque la surface océanique est contaminée par rapport à une surface propre. L'approximation de l'optique géométrique (1.48), valide sur ce secteur angulaire, permet d'interpréter ce comportement. En effet, ici la SERN est inversement proportionnelle à l'écart type des pentes de la surface, or le film surfacique entraîne une atténuation des vagues sur la surface et donc une diminution de l'écart type des pentes de la surface (Fig. 4.2). Ainsi la SERN est d'autant plus grande que l'écart type des pentes est faible. Le second domaine s'étend d'environ 10° jusqu'à 45° , ici les vagues de gravité modulent les vagues de gravité-capillarité. Le modèle SSA1 permet de restituer cette modulation et l'affaiblissement de la SERN d'une surface contaminée sur ce secteur s'explique par l'impact important du film surfacique sur les vagues de gravité-capillarité, illustré en Fig. 4.2 entre 10 rad/m et environ 500 rad/m. Cet impact est d'ailleurs de plus grande amplitude pour un film biogénique que pour un film minéral. Enfin, le dernier domaine, entre 50° et 70° , correspond à la théorie de la diffusion de Bragg. La SERN est ici directement proportionnelle au spectre de mer (et donc au spectre des pentes). Ce spectre est fortement atténué pour une surface contaminée sur le régime de capillarité, entre 500 rad/m et environ 1000 rad/m, et explique la baisse d'environ 10 dB entre une surface océanique propre et une

surface contaminée. La baisse est équivalente entre le film minéral et le film biogénique puisque leur impact sur le spectre des pentes dans le régime de capillarité est quantitativement comparable (Fig. 4.2). Enfin, les deux polarisations offrent la même dynamique bien que la polarisation VV soit à privilégier car induisant de plus forts niveaux de réponse radar pour les incidences modérées et donc un rapport signal à bruit supérieur. En termes de détection et de caractérisation du film surfacique, pour ces conditions

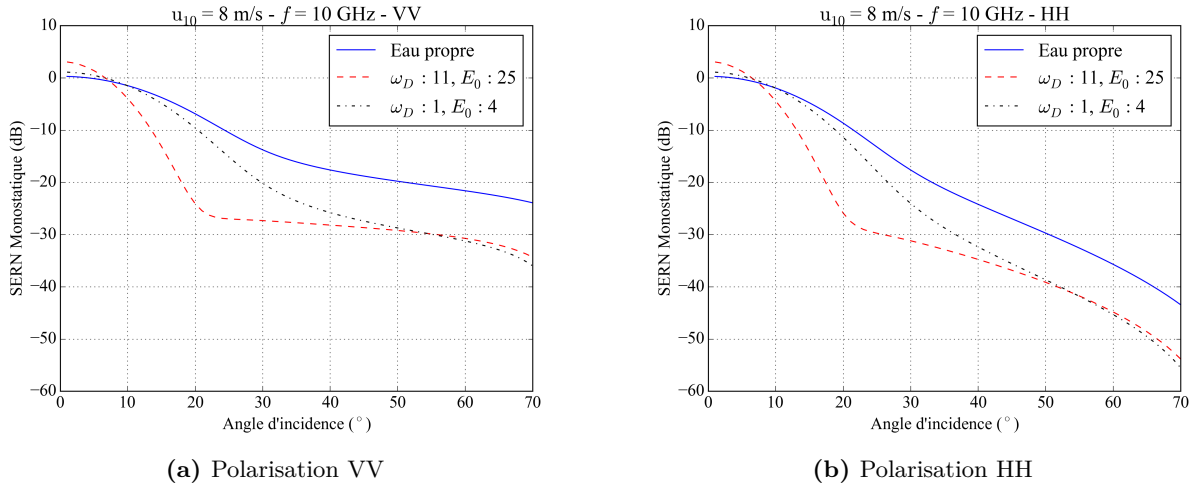


Fig. 4.3 – Surface équivalente radar normalisée en fonction de l’angle d’incidence pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s et une fréquence de 10 GHz. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs. La fraction surfacique f_s du film vaut 1.

particulières, les angles d’incidence entre 20° et 35° (correspondant au régime de modulation des vagues de gravité-capillarité par les vagues de gravité) offrent la plus grande dynamique. En effet, la différence de niveau entre la SERN d’une surface propre et celle d’une surface contaminée par un film minéral est comprise entre 5 et 7 dB tandis que pour un film biogénique, elle est comprise entre 12 et 15 dB.

4.3.2 Effet de la fréquence radar

La fréquence radar est un second paramètre du système de mesures qui induit un effet particulier sur la diffusion EM mesurée. En Fig. 4.4 est illustré le comportement fréquentiel de la SERN en configuration monostatique pour une surface propre et deux surfaces contaminées en polarisations VV et HH pour une vitesse de vent u_{10} de 8 m/s et un angle d’incidence de 25° . Cet angle d’incidence est choisi selon les observations précédentes (4.3.1), permettant ainsi d’améliorer la détection et la caractérisation du film surfacique. Les SERN de la surface propre et de la surface contaminée par un film minéral sont globalement stables de la bande L à la bande Ka. En revanche la SERN de la surface contaminée par un film biogénique chute d’environ 10 dB en bande C avant de retrouver un niveau stable d’environ -25 dB à partir de la bande K. Cette rupture en bande C est liée à celle du spectre des pentes vers environ 60 rad/m en Fig. 4.2. En effet, en configuration monostatique et pour un problème 2D, le terme Q_H localisant la résonance de l’onde EM avec la vague de la surface océanique s’écrit $2K_0 \sin \theta_i$. Ainsi, pour une fréquence de 3.5 GHz et un angle d’incidence de 25° , $Q_H \approx 62$ rad/m, cette valeur correspond à la rupture dans le spectre des pentes de la surface contaminée par un film biogénique. La fréquence radar est donc prépondérante dans le processus de détection et de caractérisation d’un film surfacique puisque la résonance induisant le pic d’atténuation est fonction de la fréquence. (film biogénique en particulier). Ainsi, la bande de fréquences à privilégier pour la détection est la bande S dans ce contexte. La bande C est également intéressante lorsque d’autres films sont considérés (Fig. 4.1 avec $\omega_D = 6$ rad/s et $E_0 = 9$ mN/m par exemple). En conclusion, si un film spécifique est recherché, alors un couple fréquence - incidence optimal de détection peut exister et doit être recherché.

4.3.3 Effet de l’état de surface

La caractérisation de l’impact de l’état de surface sur la SERN est une étape importante puisqu’elle identifie les conditions météorologiques limites assurant une sensibilité suffisante pour entreprendre l’ob-

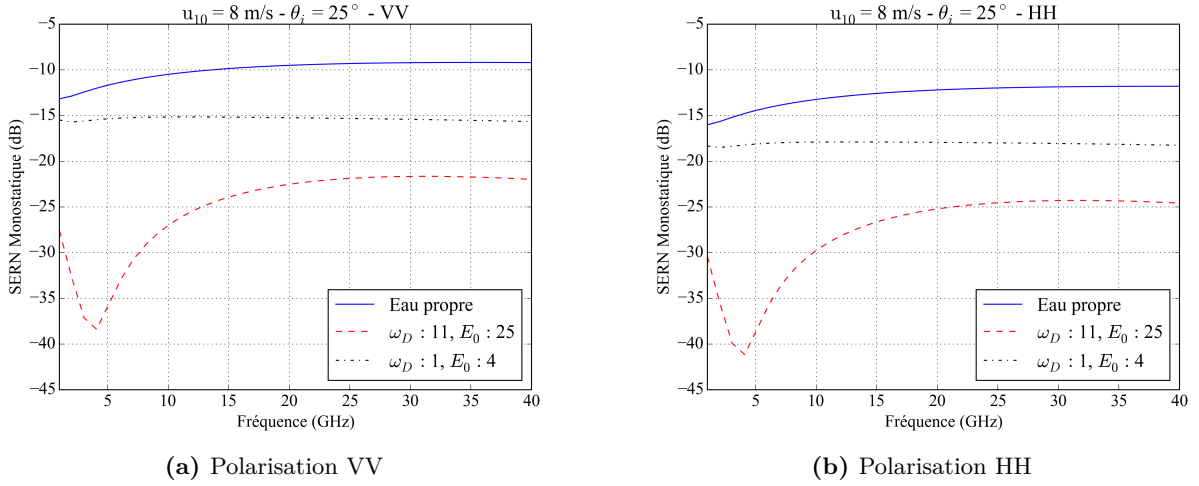


Fig. 4.4 – Surface équivalente radar normalisée en fonction de la fréquence radar pour une vitesse de vent $u_{10} = 8 \text{ m/s}$ et un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs. La fraction surfacique f_s du film vaut 1.

servation d'une nappe sur la surface océanique. Fig. 4.5 montre le comportement de la SERN en fonction de la vitesse du vent u_{10} en configuration monostatique pour une surface propre et deux surfaces contaminées en polarisations VV et HH. A une incidence de 25° , la SERN augmente avec la vitesse de vent u_{10} . Cette augmentation est induite par l'augmentation de l'écart type des pentes de la surface et en particulier la multiplication des vagues de capillarité et de gravité-capillarité sur la surface, vagues caractérisant la SERN à cette incidence en particulier. De plus, l'écart entre la SERN d'une surface propre et celle d'une surface contaminée reste constant quelle que soit la vitesse du vent. Ce phénomène est cohérent avec l'expression du coefficient d'atténuation visqueux (1.61) qui est indépendante de l'état de surface et donc de la vitesse du vent. Les observations décrites ici restent toutefois à nuancer puisque l'existence d'un

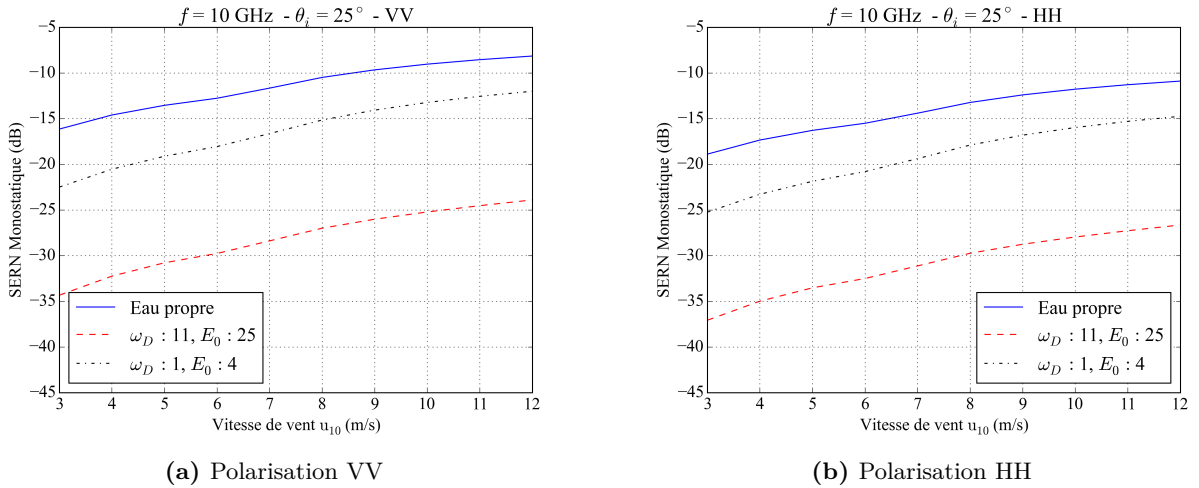


Fig. 4.5 – Surface équivalente radar normalisée en fonction de la vitesse de vent u_{10} pour une fréquence de 10 GHz et un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs. La fraction surfacique f_s du film vaut 1.

film surfacique biogénique n'a jamais été constatée pour une vitesse de vent u_{10} excédant les 5 m/s [63]. En effet, la modélisation restitue seulement l'impact du film sur la surface et ne considère pas l'évolution du film selon l'état de surface, c'est à dire les processus d'émulsion et de dissolution s'accroissant sous l'effet du vent. Ces processus ont d'ailleurs été précédemment constatés en section 3.8 pour trois états de surface différents. L'exercice proposé ici reste donc très théorique et souligne donc une tendance mais qu'il faut considérer avec prudence.

4.3.4 Effet du ratio de couverture surfacique du film

Le dernier paramètre fondamental étudié intervenant dans la modélisation de la diffusion EM d'une surface océanique contaminée par un film surfacique est la fraction de couverture surfacique qui restitue la proportion de film au sein de l'empreinte du faisceau radar sur la surface. En Fig. 4.6 et 4.7, l'évolution de la SERN normalisée de deux surfaces océaniques contaminées est présentée en fonction de la fraction surfacique f_s pour les deux polarisations VV et HH. La vitesse de vent u_{10} est 8 m/s, la fréquence radar vaut 10 GHz et les deux angles d'incidence considérés sont 25° et 45° . La SERN est dite *normalisée* puisque les niveaux explicités sont relatifs à la SERN d'une surface propre, c'est à dire pour $f_s = 0$, considérée égale à 0 dB. Ainsi, la différence est d'autant plus marquée que la fraction surfacique augmente, caractérisant le passage d'une surface propre à une surface intégralement contaminée ($f_s = 1$). L'écart est plus important entre film biogénique et film minéral pour un angle de 25° que pour un angle de 45° . Ces deux écarts correspondent aux deux régimes, gravité-capillarité et mécanisme de Bragg, déjà explicités sur la Fig. 4.3. Selon l'angle d'incidence et la sensibilité du capteur radar, la détection et la caractérisation d'une surface contaminée seront probables à partir d'une fraction surfacique donnée. Dans ce contexte particulier, et en supposant une sensibilité du système de mesures de l'ordre de 1 dB, la détection du film pour une incidence de 25° est possible à partir d'une fraction surfacique de 0,30 pour un film minéral et d'environ 0,10 pour un film biogénique, puisque les niveaux affichés en ordonné correspondent directement à la sensibilité du capteur radar. Pour une incidence de 45° , les valeurs minimales de la fraction surfacique sont d'environ 0,30 quelle que soit la nature du film. En revanche, la distinction entre film biogénique et film minéral nécessite une fraction surfacique minimale de 0,30 pour une incidence de 25° et ne peut pas être réalisée pour un angle d'incidence de 45° . En effet, pour une telle incidence, l'écart de niveau entre film minéral et film biogénique reste inférieur à 1 dB. Ces valeurs évoluent largement selon la sensibilité du capteur. Ainsi, en prenant la sensibilité du capteur SETHI en bande X de 3 dB [133], la fraction surfacique minimale pour la détection devient 0,80 pour un film minéral et 0,40 pour un film biogénique en considérant un angle d'incidence de 25° , la distinction entre les deux films suppose également une fraction surfacique d'au moins 0,80 puisqu'il faut d'abord discriminer le film minéral de l'eau propre. A 45° , la fraction surfacique minimale est d'environ 0,55 quel que soit le film et la distinction entre les deux films reste prohibée.

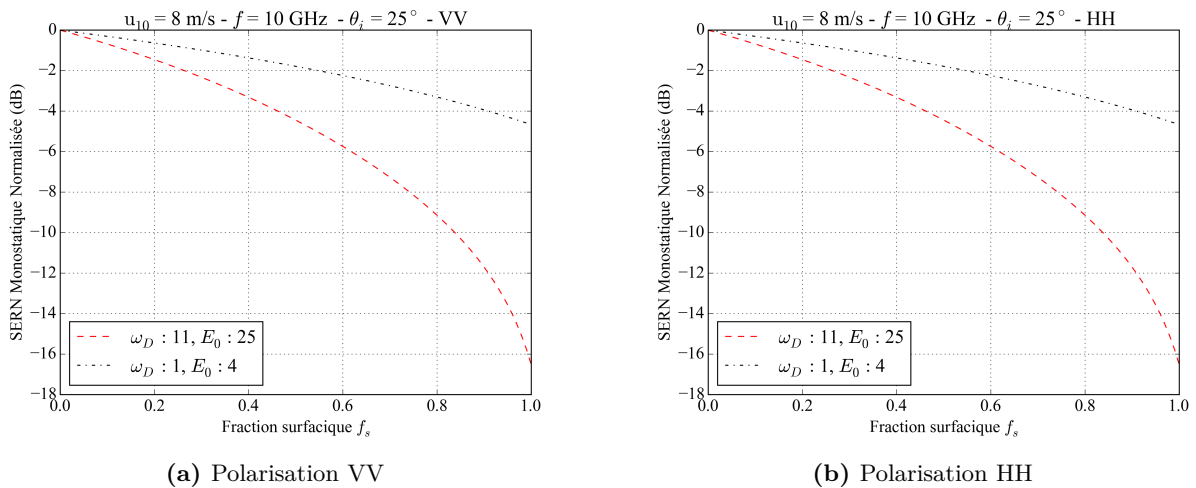


Fig. 4.6 – Surface équivalente radar normalisée en fonction de la fraction surfacique du film f_s pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz et un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$. Film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

4.3.5 Synthèse

Le film surfacique agit principalement sur les vagues de gravité-capillarité. Dans un contexte de détection d'une nappe sur la surface océanique, les angles d'incidence compris entre 10° et 35° sont donc à privilégier car ils correspondent au secteur angulaire restituant la modulation des vagues de capillarité et gravité-capillarité par les vagues de gravité. En outre, la polarisation VV est plus pertinente que la

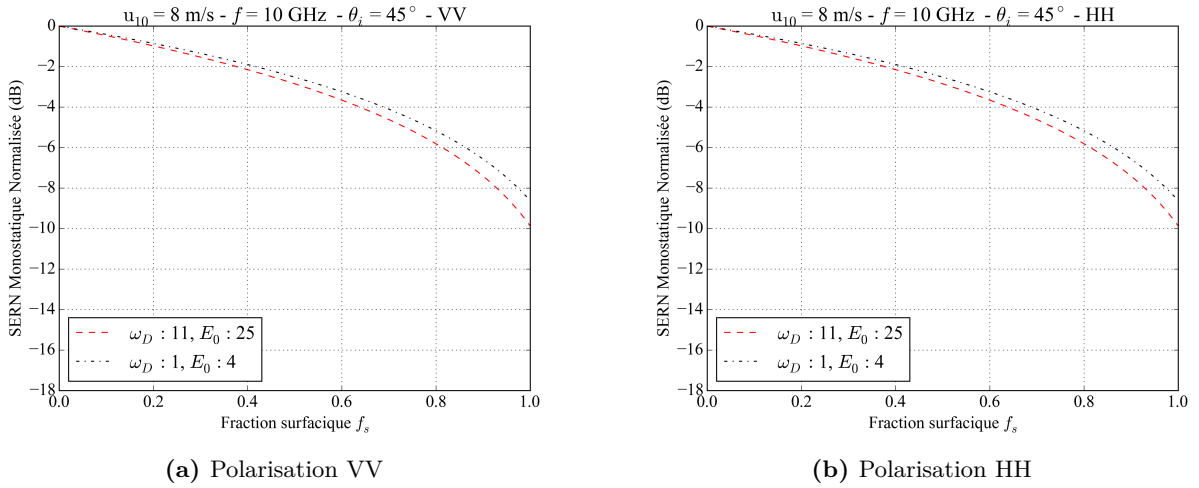


Fig. 4.7 – Surface équivalente radar normalisée en fonction de la fraction surfacique du film f_s pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz et un angle d'incidence $\theta_i = 45^\circ$. Film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

polarisation HH puisqu'elle offre des niveaux de SERN plus importants, permettant donc un rapport signal à bruit supérieur. La diversité fréquentielle apporte une information cruciale sur la caractérisation du film surfacique car elle restitue le comportement du spectre de mer de la surface contaminée et donc celui du film en particulier. Ainsi, les bandes de fréquences à privilégier sont la bande S et la bande C. L'état de la surface a peu d'impact dans le processus de détection et d'identification d'un film surfacique puisque la SERN a une évolution quasi-linéaire en fonction de la vitesse de vent u_{10} . Cette observation est toutefois à relativiser puisque les films biogéniques n'ont jamais été observés pour des vitesses de vent excédant les 5 m/s [63]. Enfin, la sensibilité du capteur radar dimensionnera la taille du film surfacique détectable à travers la valeur de la fraction surfacique f_s . Ainsi, pour une sensibilité d'environ 4 dB à une fréquence de 10 GHz et un angle $\theta_i = 25^\circ$ pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, un film biogénique sera différencié d'une surface propre si $f_s > 0,45$ tandis qu'un film minéral impliquera une fraction surfacique supérieure à 0,90. Les deux films pourront être discriminés entre eux dès que $f_s > 0,80$. Pour des conditions similaires mais avec un angle d'incidence de 45° , films biogénique et minéral ne pourront pas être discriminés entre eux mais leur détection sera possible dès $f_s > 0,70$ environ. L'étude de la SERN révèle donc qu'une détection peut être possible selon des conditions de mesures données mais elle n'implique pas nécessairement la possibilité d'une identification de la nature du film, et inversement. La statistique complète du champ EM peut alors fournir des indications et critères supplémentaires pour la détection et la caractérisation d'une nappe surfacique.

4.4 Statistique du champ électromagnétique

Considérer l'ensemble de la statistique du champ EM diffusé par la surface plutôt que le moment d'ordre deux de cette statistique, c'est à dire la SERN, est plus riche en information. En particulier, l'allure de la distribution du champ EM diffusé par la surface est un premier indicateur de la nature de la surface imagée. Cette distribution de l'amplitude du champ EM est appréhendée, dans les sections suivantes, à travers sa fonction de répartition, étudiée selon les conditions de mesures tels l'angle d'incidence, la fréquence radar, l'état de surface ou encore la fraction surfacique du film. Ces données statistiques sont d'abord observées à l'aide des mesures CEDRE avant d'étendre l'étude au contexte océanique à l'aide de la modélisation. Cette démarche amène la genèse d'une méthodologie de détection d'un film surfacique à partir de la statistique du champ EM diffusé. Cette méthodologie est appliquée sur les données CEDRE disponibles puis sur plusieurs scénarios modélisés. Pour l'ensemble des simulations menées ici, la statistique est obtenue à partir de 1000 surfaces océaniques générées selon le modèle d'Elfouhaily et al. [3] avec un pas d'échantillonnage de $\lambda_0/10$ et une longueur $L = 2\pi/(0,3k_p)$. Les distributions étudiées sont centrées afin de considérer la partie incohérente du champ EM seulement. Elles sont également représentées sous forme de densité normalisée, c'est à dire que l'aire sous la courbe est unitaire. En outre,

la forme des distributions est obtenue au moyen d'une estimation par noyau pour assurer une meilleure lisibilité (voir Annexe E).

4.4.1 Observations sur la base de données CEDRE

La base de données issue de l'expérimentation menée au CEDRE et décrite en chapitre 3 est utilisée pour observer la statistique du champ EM diffusé tant par une surface propre que par une surface polluée selon les conditions de mesure.

4.4.1.1 Distribution de l'amplitude du champ EM

La distribution du champ EM diffusé est obtenue en considérant le champ total mesuré au sein de l'empreinte du faisceau radar sur la surface. Les données étant non calibrées, les niveaux d'amplitude observés sont donc relatifs. En Fig. 4.8 est exposée la distribution centrée de l'amplitude du champ EM diffusé par la surface d'eau de mer dans trois configurations : une correspondant à une surface propre (trait continu bleu), la seconde avec un film d'huile de colza (tirets rouges) et enfin une contaminée par une nappe de pétrole brut (pointillés noirs). L'écart type des hauteurs est 0,232 cm, la fréquence vaut 10,5 GHz en polarisations VV (gauche) et HH (droite) et l'angle d'incidence est 45° . La distribution de la surface propre est plus étendue que celle d'une surface contaminée. Cette différence est provoquée par une plus grande variété des rétrodiffuseurs locaux répartis sur la surface d'eau de mer propre puisque le film surfacique atténue les rugosités de la surface. L'huile de colza (c'est à dire le film biogénique) implique une distribution du champ très concentrée relativement à celles du pétrole brut (c'est à dire le film minéral) ou encore de l'eau de mer. La polarisation HH entraîne également une distribution plus concentrée que celle obtenue en polarisation VV. La distribution de l'amplitude du champ EM diffusé apporte donc une information pertinente sur la nature de la surface illuminée.

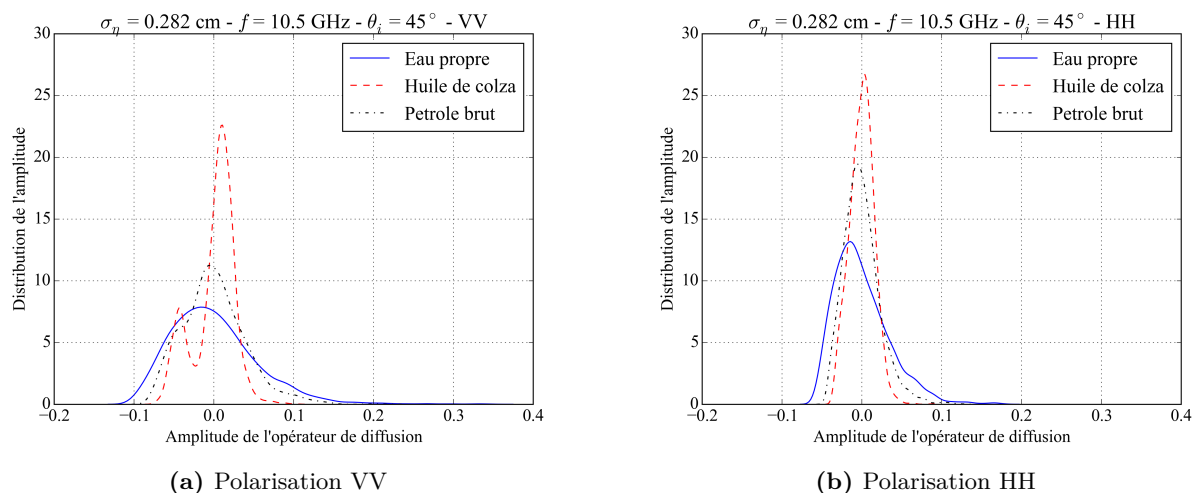


Fig. 4.8 – Distribution centrée de l'amplitude du champ EM diffusé pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 0,232$ cm, une fréquence de 10,5 GHz, un angle d'incidence $\theta_i = 45^\circ$. Eau propre en trait continu bleu, huile de colza en tirets rouges et pétrole brut en pointillés noirs.

4.4.1.2 Distribution de la phase du champ EM

En Fig. 4.9 est illustrée la distribution de la phase du champ EM diffusé par la surface propre (en trait continu bleu) et par la surface contaminée (tirets rouge pour l'huile de colza) pour un écart type des hauteurs de 1,09 cm, une fréquence de 10,5 GHz et un angle d'incidence de 25° en polarisations VV (gauche) et HH (droite). La distribution de la phase tend vers une loi uniforme et ce, que la surface soit contaminée ou non. L'effet de filtrage vers les valeurs -180° et 180° est provoqué par la méthode d'estimation par noyau et est détaillé en Annexe E. Ici, la phase du champ EM diffusé ne porte donc pas d'information sur l'existence ou non d'un film surfacique.

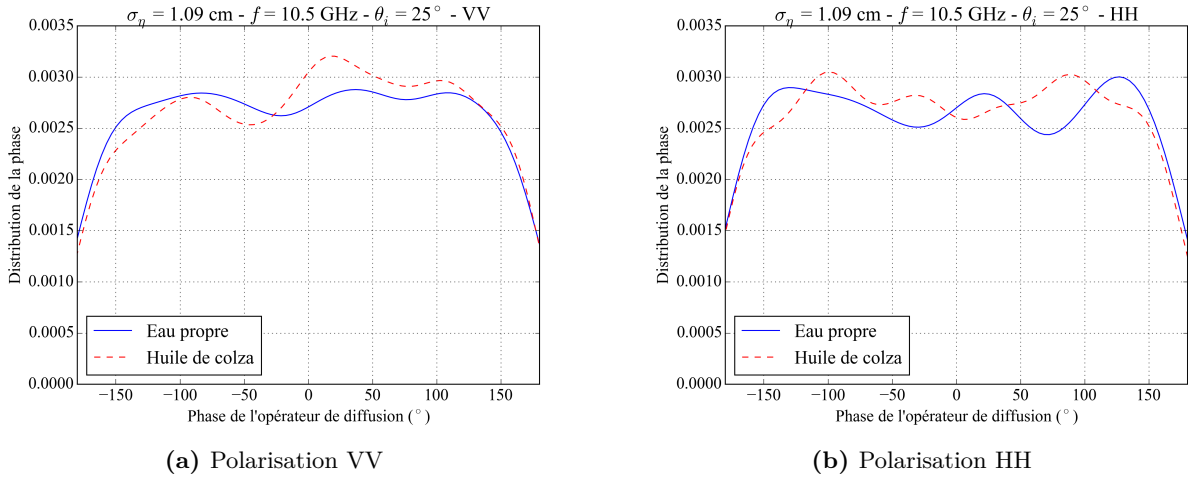


Fig. 4.9 – Distribution de la phase du champ EM diffusé pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 1,09$ cm, une fréquence de 10,5 GHz, un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$. Eau propre en trait continu bleu et huile de colza en tirets rouges.

4.4.1.3 Fonction de répartition de l'amplitude

La fonction de répartition de l'amplitude du champ EM correspond à l'intégrale cumulée de la distribution. Cet outil permet de considérer l'ensemble des paramètres de la distribution et donc de capturer l'intégralité des informations contenues au sein du champ EM. Ainsi, en Fig. 4.10 est présenté l'impact de l'angle d'incidence sur la fonction de répartition, en Fig. 4.11 celui de la fréquence et enfin en Fig. 4.12 est restitué l'effet de l'état de surface. Pour cette dernière figure, la variation de la fraction de couverture surfacique du film est négligée. Cette hypothèse est cohérente selon les résultats explicités en 3.8. En effet, la fraction passe d'environ 93% pour un écart type des hauteurs de $\sigma_\eta = 0,684$ cm à environ 89% pour $\sigma_\eta = 1,09$ cm, soit une variation de 4%. Ainsi, l'augmentation de l'angle d'incidence induit une augmentation de la pente de la fonction de répartition sur l'intervalle $[-0, 1; 0, 1]$ et ce, quel que soit le produit illuminé, tout comme l'augmentation de la fréquence radar implique un accroissement de la pente de la fonction de répartition. En revanche, l'augmentation de l'état de surface (c'est à dire l'accroissement de la vitesse de vent u_{10} ou l'augmentation de l'écart type des hauteurs de la surface (1.15)) entraîne une diminution de la pente de la fonction de répartition.

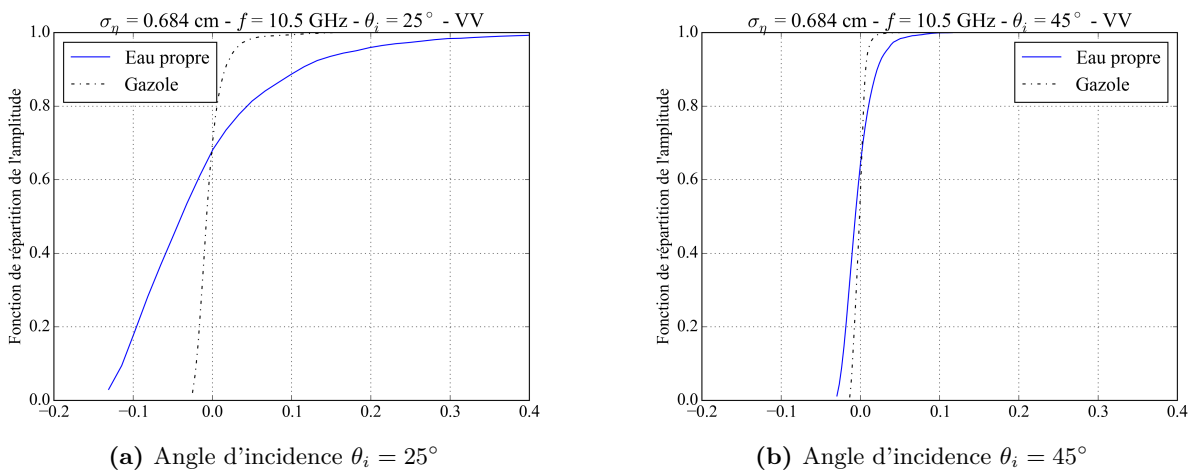


Fig. 4.10 – Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 0,684$ cm et une fréquence de 10,5 GHz en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

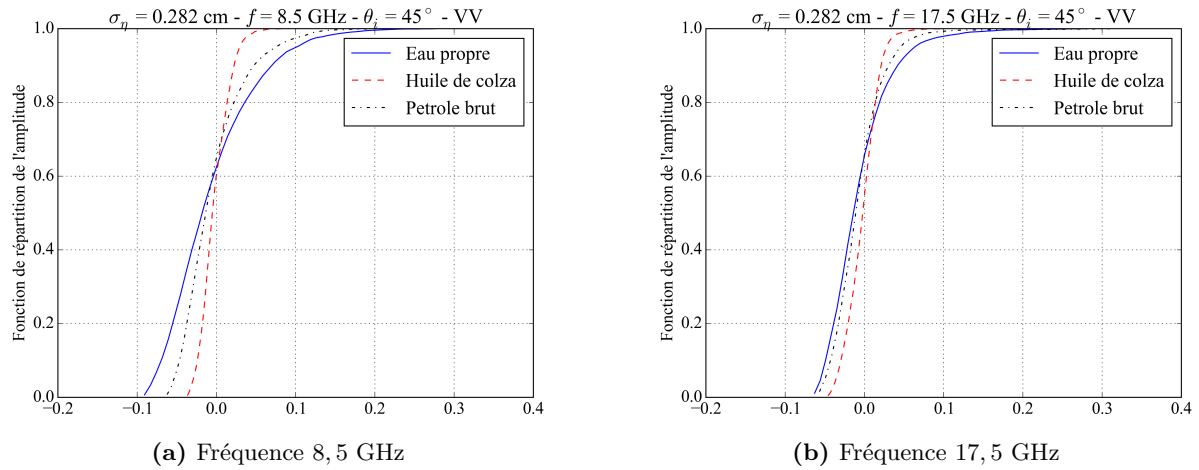


Fig. 4.11 – Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 0,282$ cm, un angle d'incidence de 45° en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

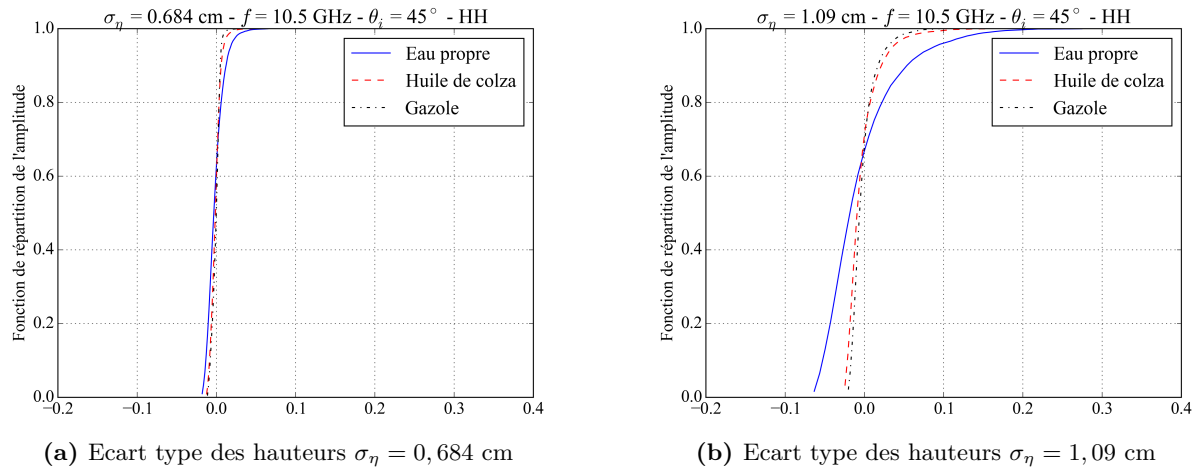


Fig. 4.12 – Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour un angle d'incidence de 45° , une fréquence de 10,5 GHz en polarisation HH. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

En conclusion, ces observations confirment la pertinence d'utilisation de la fonction de répartition de l'amplitude du champ EM pour estimer la présence d'un film surfacique.

4.4.2 Méthodologie de détection d'un film surfacique

Cette partie décrit une méthodologie de détection d'un film surfacique à partir de la fonction de répartition de l'amplitude du champ EM diffusé par la surface. L'intérêt de la fonction de répartition réside dans l'apport d'une robustesse supérieure comparée à une méthode de détection seulement basée sur la SERN par exemple. En effet, cette dernière implique une décision fondée sur une seule valeur de niveau tandis que la méthode de détection à partir de la fonction de répartition induit une décision selon l'ensemble de la distribution du champ EM.

4.4.2.1 Description de la méthode

La méthode de détection d'un film surfacique repose sur l'estimation de la ressemblance entre la fonction de répartition de l'amplitude du champ EM diffusé par la surface océanique propre F_o et celle

de la surface étudiée F_c . Cette ressemblance est quantifiée à l'aide du ratio D des deux fonctions tel que

$$D(e_i) = \frac{F_c(e_i)}{F_o(e_i)}, \quad (4.1)$$

avec e_i la valeur du champ EM diffusé. Le seuil de détection S_d , identifiant le pourcentage de ressemblance entre les deux fonctions, implique ensuite une détection si

$$|D(e_i) - 1| \geq S_d. \quad (4.2)$$

Un film sera donc détecté si la fonction $D(e_i)$ franchit la fonction constante $\pm S_d$ pour une valeur de champ EM diffusé e_i donnée. La méthode peut être déclinée sous forme empirique à l'aide de la fonction de répartition de la surface océanique propre mesurée ou bien sous forme modélisée. Cette dernière requiert donc une connaissance des conditions météorologiques au moment de l'acquisition.

4.4.2.2 Application de la méthode aux données CEDRE

La méthode de détection précédemment introduite est appliquée aux données CEDRE afin de vérifier la pertinence de celle-ci. La méthode est ici empirique puisque la fonction de répartition de l'amplitude du champ EM diffusé par la surface propre est estimée à partir des données mesurées. Ce processus de détection est illustré en Fig. 4.13 pour un seuil fixé à 10% en considérant trois scénarios différents (permettant ainsi de tester la robustesse de la méthode) :

- la détection d'un film biogénique (huile de colza) et d'un film minéral (pétrole brut) pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 0,282$ cm, une fréquence de 10,5 GHz en polarisation VV et un angle d'incidence de 45°
- la détection d'un film minéral (gazole) pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 0,684$ cm, une fréquence de 17,5 GHz en polarisation HH et un angle d'incidence de 25°
- la détection d'un film biogénique (huile de colza) et d'un film minéral (gazole) pour un écart type des hauteurs $\sigma_\eta = 1,09$ cm, une fréquence de 23,5 GHz en polarisation VV et un angle d'incidence de 45°.

Dans ces trois scénarios, les films surfaciques sont bien détectés et la méthode est donc probante dans ce contexte. En effet, le ratio des fonctions de répartition franchit, dans les trois scénarios, le seuil de détection (en tirets verts), marquant ainsi l'occurrence d'une alerte de détection. Cette méthode identifie donc la présence de film surfacique sur la surface illuminée.

Pour étendre les observations réalisées sur les données CEDRE au cas océanique, la statistique du champ EM diffusé par la surface océanique doit également être étudiée à l'aide de la modélisation. Cette étape permet d'assurer la cohérence des résultats, de proposer une explication physique aux phénomènes constatés et, *in fine*, d'appliquer la méthodologie de détection dans un contexte pleine mer.

4.4.3 Modélisation de la distribution du champ EM diffusé par la surface

En modélisation, l'étude de la distribution du champ EM s'opère à travers celle de l'opérateur de diffusion, (1.34) à (1.38), selon [56].

4.4.3.1 Amplitude

En Fig. 4.14 est présentée la distribution centrée de l'amplitude de l'opérateur de diffusion, et donc du champ EM diffusé par la surface océanique, pour une surface propre et deux contaminées par deux films différents, un biogénique et un minéral. Ainsi, la distribution d'une surface océanique propre est plus étendue que celle d'une surface contaminée, le film biogénique entraînant la distribution la plus concentrée. Ce phénomène s'explique par l'atténuation des vagues de gravité-capillarité que provoque la présence du film surfacique. En effet, cette atténuation engendre une richesse et une variété moindre au sein des rétrodiffuseurs locaux répartis sur la surface et donc une diversité des occurrences dans le champ EM diffusé moins étendue pour une surface contaminée. Les comportements observés en mesures sont donc similaires à ceux retranscrits à travers la modélisation et la distribution de l'amplitude du champ EM diffusé apporte une information pertinente sur la nature de la surface illuminée.

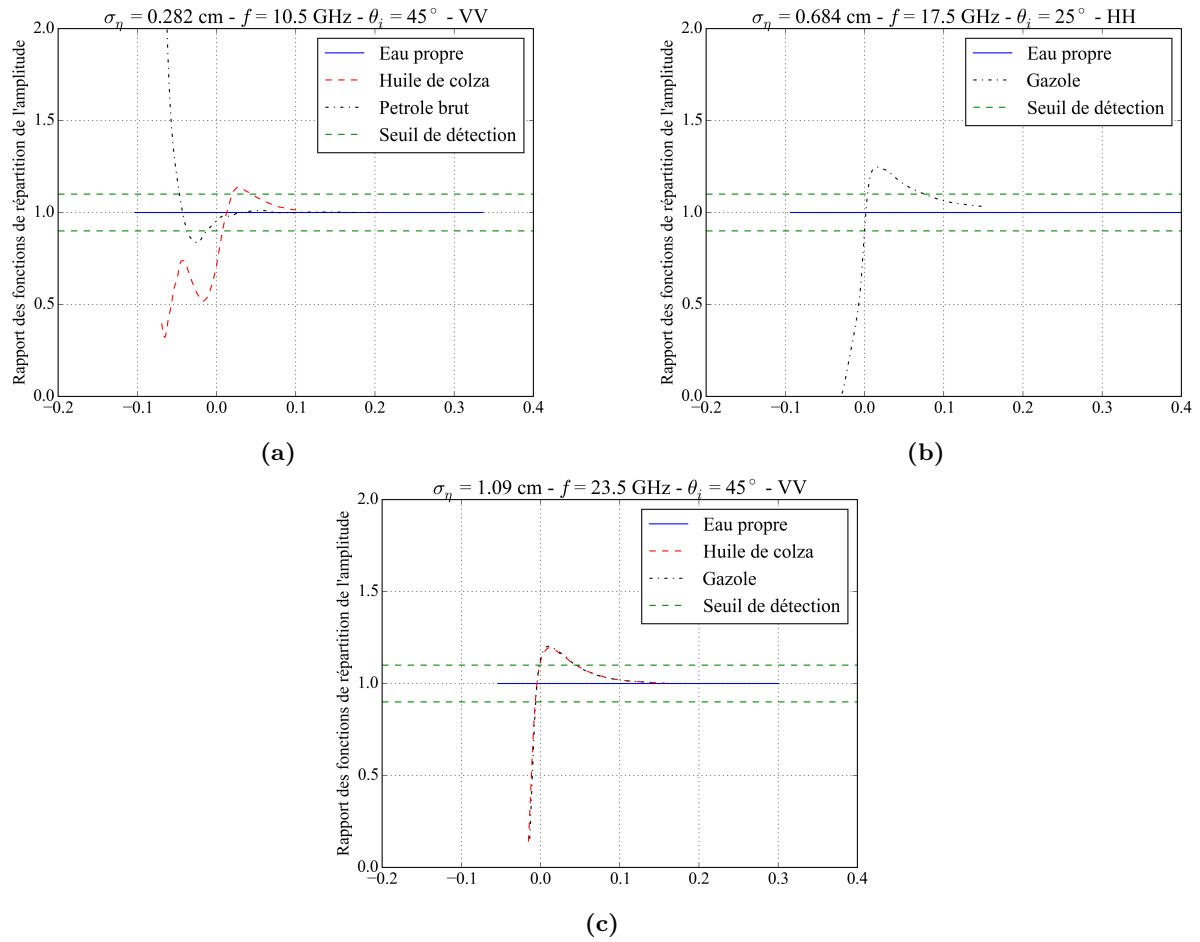


Fig. 4.13 – Rapport des fonctions de répartition de l’amplitude du champ EM diffusé pour un seuil de détection à 10%. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges, film minéral en pointillés noirs et seuil de détection en tirets verts.

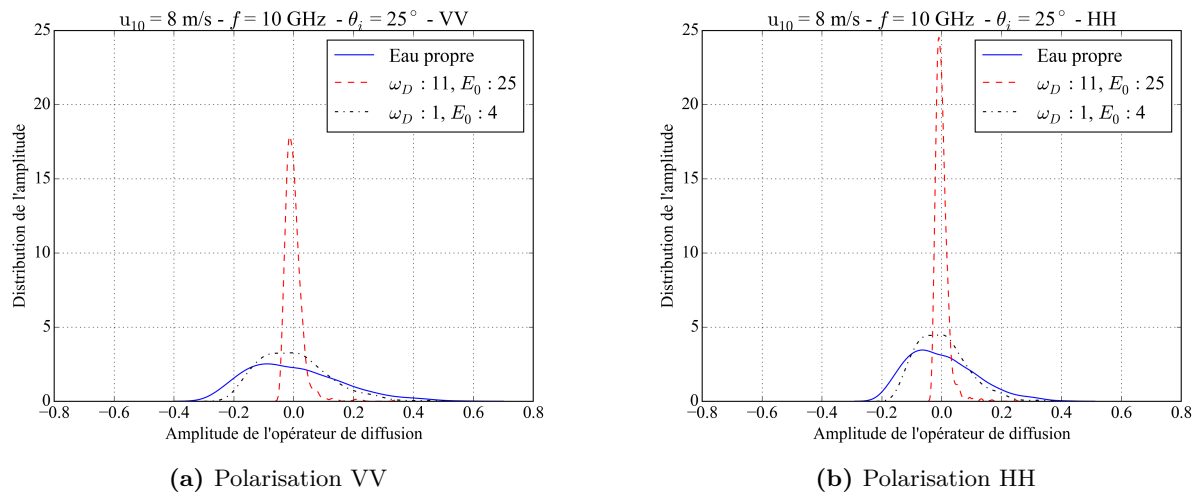


Fig. 4.14 – Distribution centrée de l’amplitude de l’opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz, un angle d’incidence $\theta_i = 25^\circ$ et une fraction surfacique $f_s = 1$. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

4.4.3.2 Phase

En Fig. 4.15 est illustrée la distribution de la phase de l'opérateur de diffusion de la surface océanique. Comme en Fig. 4.9, la phase dans un contexte de détection ou bien de caractérisation d'un film surfacique est ici non pertinente puisqu'aucune distinction n'est remarquable entre les trois distributions étudiées. En effet, quelle que soit la nature de la surface océanique, la distribution de la phase de l'opérateur de diffusion s'approche d'une distribution uniforme.

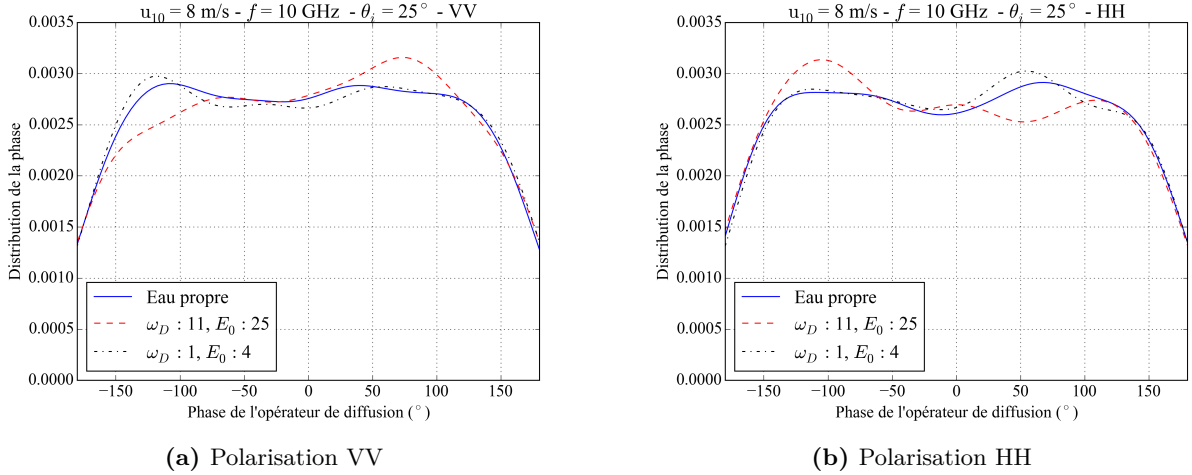


Fig. 4.15 – Distribution de la phase de l'opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent $u_{10} = 8 \text{ m/s}$, une fréquence de 10 GHz, un angle d'incidence $\theta_i = 25^\circ$ et une fraction surfacique $f_s = 1$. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

La distribution du champ EM est décrite à travers deux caractéristiques, l'amplitude du champ EM et la phase de celui-ci. Lorsque la surface océanique est contaminée par un film surfacique, la distribution de la phase du champ EM diffusé ne subit pas de variations par rapport à celle d'une surface propre. En revanche, la distribution de l'amplitude connaît une forte évolution selon la présence ou non d'un film sur la surface. Ainsi, pour mieux expliciter ces variations, une étude paramétrique de la fonction de répartition associée à la distribution de l'amplitude du champ EM est entreprise dans les sections suivantes.

4.4.4 Fonction de répartition de l'amplitude du champ EM

Un exercice identique à celui mené sur la SERN en 4.3 est proposé ici, à savoir l'étude de l'impact de l'angle d'incidence, de la fréquence radar, de l'état de surface ainsi que de la fraction surfacique sur la fonction de répartition de l'amplitude du champ EM. Cette partie vient appuyer l'ensemble des observations énoncées sur cette fonction en 4.4.1.3 en utilisant ici le modèle développé.

4.4.4.1 Effet de l'angle d'incidence

L'angle d'incidence ayant un effet prépondérant sur la SERN, celui-ci induit donc nécessairement un large impact sur la fonction de répartition. En Fig. 4.16 est présenté l'impact de l'angle d'incidence sur la fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion pour les trois surfaces océaniques considérées. Ainsi, deux angles sont étudiés, à savoir 25° et 45° . La distinction entre film biogénique et surface océanique propre est évidente quel que soit l'angle d'incidence puisque la pente de la fonction de répartition pour le film biogénique est plus importante que celle d'une surface propre. En revanche, la fonction de répartition du film minéral est tantôt assimilable à celle d'une surface propre (film minéral et film biogénique peuvent alors être distingués), tantôt identique à celle du film biogénique (la caractérisation du film est donc impossible), ambivalence montrant une fois encore la séparation des processus de détection et de caractérisation d'un film surfacique. Globalement, les pentes des fonctions de répartition sont plus importantes pour un angle de 45° que pour un angle de 25° . Rappelons que ceci peut simplement

être appréhendé à travers le comportement angulaire de la SERN (Fig. 4.3). En effet, la SERN pour un angle de 45° est plus faible que celle d'un angle de 25° . Or, cette grandeur est directement proportionnelle au moment d'ordre deux de la distribution de l'opérateur de diffusion, donc une SERN plus faible signifie une distribution plus concentrée autour du moment d'ordre un et donc une pente de la fonction de répartition plus élevée. La fonction de répartition est donc sensible à l'angle d'incidence

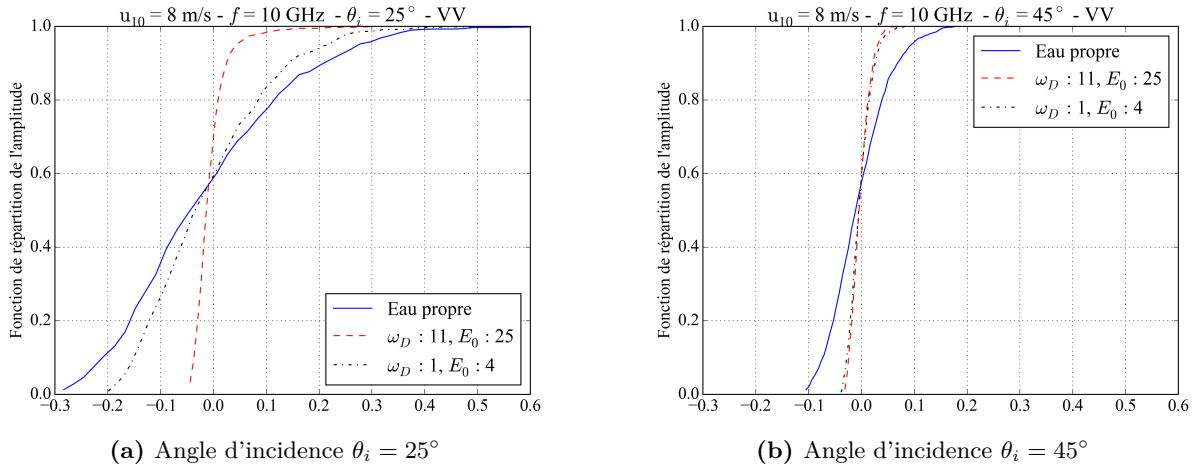


Fig. 4.16 – Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 10 GHz et une fraction surfacique $f_s = 1$ en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

considéré.

4.4.4.2 Effet de la fréquence radar

En Fig. 4.17 est proposée une comparaison fréquentielle de la fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion en considérant deux fréquences distinctes, 5 et 10 GHz. Contrairement aux observations faites en Fig. 4.4, la fonction de répartition est moins sensible à une variation fréquentielle, avec seulement une faible augmentation de la pente de la fonction de répartition dans l'intervalle $[-0,05; 0,05]$ pour une surface contaminée par un film biogénique et une fréquence de 5 GHz. Cette augmentation, de la même manière qu'en Fig. 4.16, est induite par la réduction de la SERN pour une fréquence de 5 GHz comparée à celle obtenue pour une fréquence de 10 GHz. La fonction de répartition est donc peu sensible

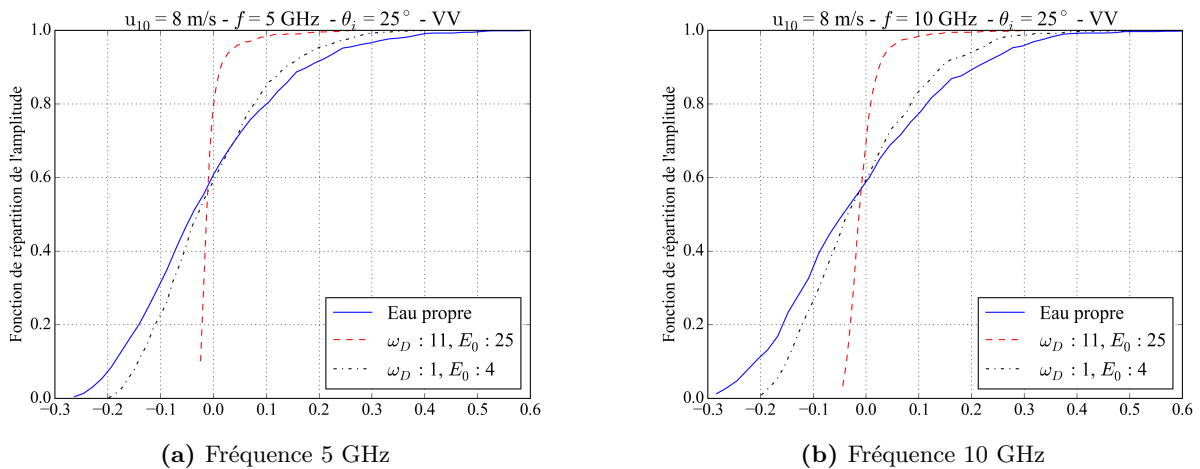


Fig. 4.17 – Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, un angle d'incidence de 25° et une fraction surfacique $f_s = 1$ en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

à la fréquence radar utilisée.

4.4.4.3 Effet de l'état de surface

En Fig 4.18 est illustrée la fonction de répartition selon deux vitesses de vent u_{10} de 3 m/s et 8 m/s. Ici, l'augmentation de la vitesse du vent implique une diminution de la pente de la fonction de répartition quel que soit l'état de contamination de la surface. Ce phénomène est induit par l'augmentation et la diversification des vagues de capillarité et vagues de gravité-capillarité dans le spectre de mer, impliquant ainsi un accroissement des diffuseurs EM locaux sur la surface et donc un étalement de la distribution de l'amplitude de l'opérateur de diffusion, c'est à dire une baisse de la pente de la fonction de répartition associée. L'état de surface influence la fonction de répartition à travers la pente de celle-ci dans l'intervalle

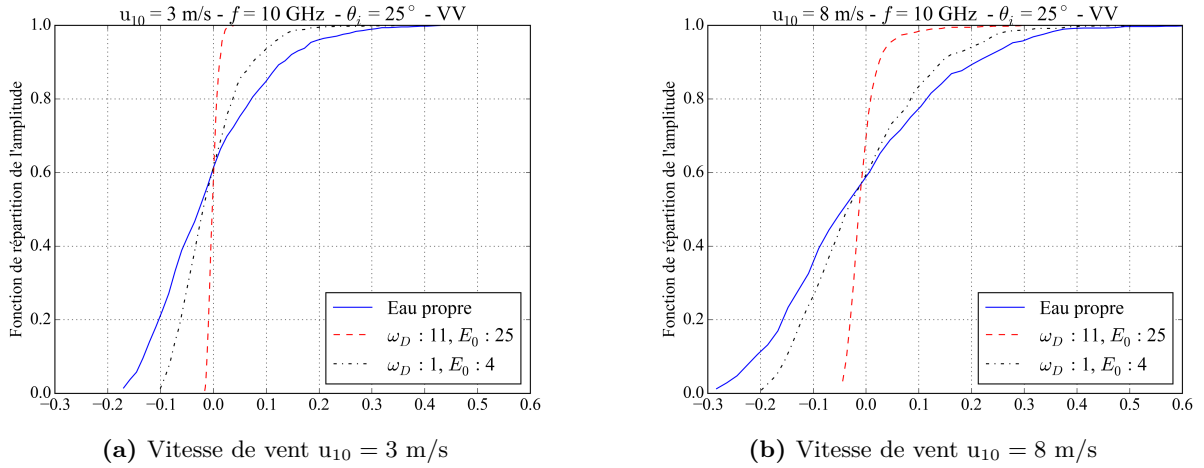


Fig. 4.18 – Fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion (1.38) pour un angle d'incidence de 25° , une fréquence de 10 GHz et une fraction surfacique $f_s = 1$ en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

$[-0, 2; 0, 2]$ et donc sa vitesse de convergence. En effet, la multiplicité des diffuseurs locaux sur la surface provoquée par l'augmentation de la vitesse du vent implique alors un élargissement de la distribution et donc une convergence plus lente de la fonction de répartition vers 1.

4.4.4.4 Effet du ratio de couverture surfacique du film

Enfin, en Fig. 4.19 est montré l'impact de la fraction surfacique sur la fonction de répartition de l'amplitude de l'opérateur de diffusion. Deux fractions sont présentées ici, à savoir 0,5 (surface contaminée à 50%) et 1 (surface intégralement recouverte par le film surfacique). Les observations sont similaires à celles proposées en Fig. 4.6 et Fig. 4.7, c'est à dire que la sensibilité du système de mesure est proportionnelle à la fraction surfacique minimale engendrant une détection. En effet, pour $f_s = 0,5$, les fonctions de répartition restent très similaires et donc difficilement discriminées entre elles. Ainsi, selon la sensibilité du capteur radar, les fonctions de répartition seront ici ou assimilées ou bien distinguées. La fonction de répartition est donc sensible à la valeur de la fraction surfacique. La fonction de répartition de l'amplitude du champ EM diffusé par la surface obtenue à l'aide de la modélisation restitue bien une information sur la présence d'un film surfacique et ceux, quels que soient les paramètres d'observation. Ainsi, la méthodologie de détection décrite en 4.4.2 peut être appliquée sur des cas synthétiques afin d'évaluer les performances de cette méthode dans un contexte océanique.

4.4.4.5 Application de la méthodologie de détection à des scénarios modélisés

La méthode de détection est appliquée à trois scénarios modélisés pour la détection du film biogénique et du film minéral. Le processus de détection est illustré en Fig. 4.20 pour un seuil fixé à 10%. Les trois scénarios sont :

- une vitesse de vent $u_{10} = 3$ m/s, une fréquence de 10 GHz en polarisation VV, un angle d'incidence de 45° et une fraction de couverture surfacique de 0,8

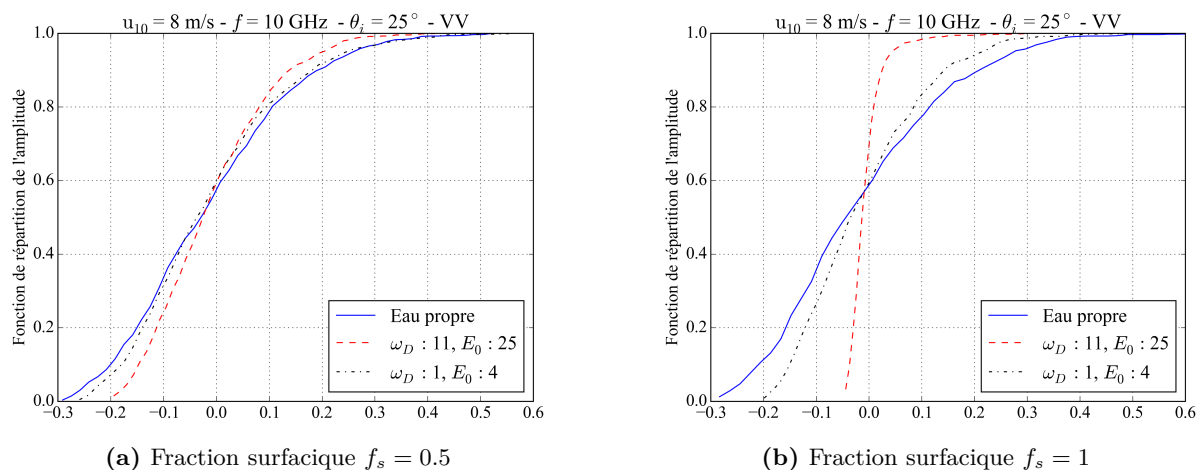


Fig. 4.19 – Fonction de répartition de l’amplitude de l’opérateur de diffusion (1.38) pour une vitesse de vent de 8 m/s, un angle d’incidence de 25° et une fréquence de 10 GHz en polarisation VV. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges et film minéral en pointillés noirs.

- une vitesse de vent $u_{10} = 5$ m/s, une fréquence de 5 GHz en polarisation HH, un angle d’incidence de 25° et une fraction de couverture surfacique de 0,5
- une vitesse de vent $u_{10} = 8$ m/s, une fréquence de 1 GHz en polarisation VV, un angle d’incidence de 15° et une fraction de couverture surfacique de 1.

Le paramétrage est tel qu’il correspond à des capteurs radars réels (Tableau 4.1) et des conditions océaniques classiques (Tableau 1.1). Quel que soit le scénario, les films surfaciques sont bien détectés et ce, malgré une faible fraction de couverture surfacique pour le deuxième scénario (0,5) et un angle d’incidence proche nadir pour le troisième (15°), éléments impactant fortement la SERN (Fig. 4.3) ainsi que la fonction de répartition (Fig. 4.19). La méthode est donc applicable à un contexte océanique à travers la modélisation. Néanmoins, cette étude ne considérant pas l’existence de look-alike (algues, phénomènes atmosphériques, zones de non-vent, îles, zones de pluie, flux océanique, Fig. 1.2), la méthodologie développée ici doit alors être appliquée après filtrage de ceux-ci.

Ainsi, la modélisation restitue le comportement du champ EM diffusé par une surface propre ou bien contaminée selon l’ensemble des paramètres d’entrée du modèle. La fonction de répartition de l’amplitude du champ EM permet de lier le comportement de celui-ci avec la nature de la surface océanique. En effet, la fonction de répartition de l’amplitude se révèle sensible à la nature de la surface océanique, à savoir une surface propre ou bien une surface contaminée. Cette étude paramétrique restitue l’évolution de la fonction de répartition selon les conditions de mesures (angle d’incidence et fréquence radar) et les conditions environnementales (vitesse de vent u_{10} et fraction surfacique du film) et assure donc la pertinence de la fonction de répartition dans le processus de détection d’un film surfacique précédemment introduit et appliqué sur divers scénarios modélisés.

4.4.5 Synthèse

La statistique du champ EM diffusé par la surface offre une information d’ensemble sur la nature de la surface illuminée par le faisceau du radar. Les deux distributions définissant le champ EM, c’est à dire celle de l’amplitude et celle de la phase, se distinguent par leur sensibilité à la présence d’un film surfacique. En effet, la distribution de l’amplitude évolue largement selon la présence d’un film surfacique, qu’il soit biogénique ou minéral. En revanche, la distribution de la phase demeure qualitativement uniforme quelle que soit la nature de la surface illuminée, excluant de fait l’intérêt d’une étude approfondie de la phase dans un contexte de détection d’un film surfacique. La distribution de l’amplitude est appréhendée à travers sa fonction de répartition. Celle-ci évolue selon l’angle d’incidence, l’état de surface et la fraction de couverture du film mais reste peu sensible à la fréquence radar utilisée. L’ensemble de ces variations sont d’abord constatées à travers la base de données CEDRE avant de les retrouver à l’aide de la modélisation. L’utilisation du ratio des fonctions de répartition de l’amplitude du champ EM diffusé par une surface

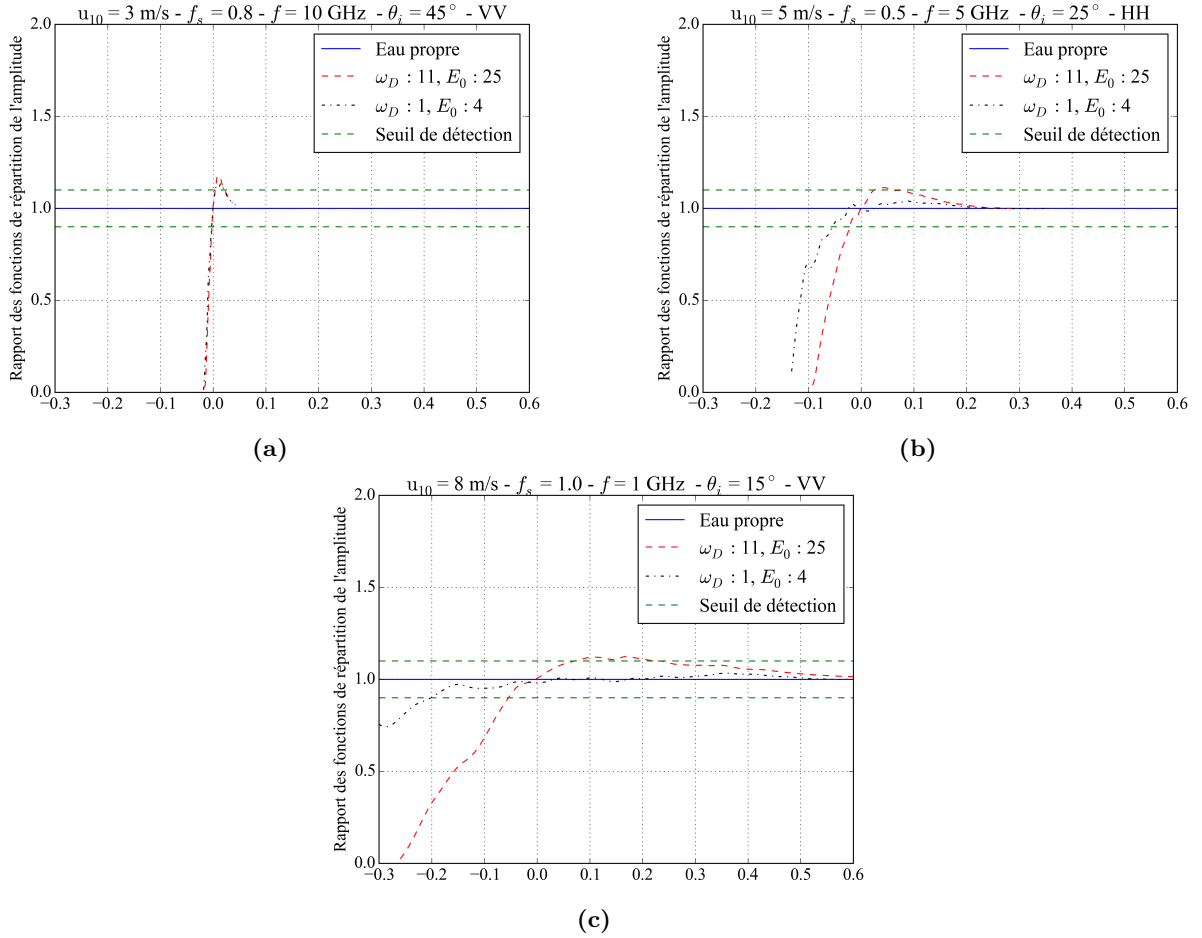


Fig. 4.20 – Rapport des fonctions de répartition de l’amplitude du champ EM diffusé modélisé pour un seuil de détection à 10%. Eau propre en trait continu bleu, film biogénique en tirets rouges, film minéral en pointillés noirs et seuil de détection en tirets verts.

illuminée est une méthode probante pour la détection d’un film surfacique. Cette détection est fondée sur l’estimation et la quantification de la ressemblance entre deux fonctions de répartition, à savoir celle d’une surface propre, la surface de référence, et celle d’une surface d’intérêt. Ainsi, selon le seuil de ressemblance fixé, une surface testée est alors catégorisée comme contaminée ou non. Cette stratégie est testée sur les données CEDRE puis sur des scénarios modélisés avec un seuil de ressemblance de $\pm 10\%$, la surface contaminée est détectée pour tous les cas proposés. Cependant, pour qu’une telle méthodologie soit généralisable aux conditions opérationnelles il faut traiter en amont d’autres événements pouvant créer de fausses alarmes tels les phénomènes de look-alike.

4.5 Conclusions

La présence d’un film sur la surface océanique modifie les propriétés géométriques de celle-ci en impactant en particulier les régimes de gravité-capillarité et de capillarité des vagues en les atténuant.

Cette modification de la structure de la surface entraîne un changement de SERN. Lorsqu’un film surfacique est présent, cette dernière est alors plus importante que la SERN d’une surface propre dans la zone nadir et plus faible aux angles d’incidence supérieurs. La SERN d’une surface contaminée reste également sensible à la fréquence radar sélectionnée puisque, selon la nature du film surfacique, une chute de la SERN est observable pour les bandes de fréquences S et C lorsque le film est biogénique. Enfin, contrairement à la vitesse du vent u_{10} , la fraction surfacique du film engendre une large évolution de la SERN. La discrimination entre surface propre et surface contaminée ou bien entre film biogénique et film minéral est alors possible à partir d’une fraction surfacique donnée, valeur contrainte par la sensibilité

du capteur radar.

Ces divers changements dans la SERN peuvent également être observés à travers la statistique globale du champ EM diffusé par la surface. La distribution de l'amplitude du champ EM est sensible à la présence d'un film surfacique tandis que celle de la phase reste invariante à cette présence, caractérisée par une distribution globalement uniforme. Le comportement de la distribution de l'amplitude est analysé à l'aide de la fonction de répartition associée. Cette fonction évolue selon l'angle d'incidence, l'état de surface et la fraction surfacique considérés mais, contrairement à la SERN, varie peu avec la fréquence radar.

Ces observations sont d'abord constatées sur les données expérimentales de la campagne CEDRE avant d'être retrouvées à l'aide de la modélisation, confortant ainsi l'extension des observations expérimentales à un contexte pleine mer. La sensibilité de la fonction de répartition de l'amplitude du champ EM est utilisée afin de fonder une méthodologie de détection d'un film surfacique à partir de mesures radar. Celle-ci est basée sur le ratio entre la fonction de répartition de la surface testée et celle d'une surface propre. C'est donc la ressemblance entre les deux fonctions qui est estimées ici. Le pourcentage de ressemblance limite entre les deux fonctions choisi identifie le seuil de détection fixé. Cette stratégie de détection est appliquée à la base de données CEDRE ainsi qu'à des scénarios modélisés et permet la détection des surfaces contaminées dans l'ensemble des cas testés lorsque la ressemblance limite acceptée est 90%.

Conclusion

Ce travail de thèse a traité la problématique de la détection et de la caractérisation d'un film d'huile sur une surface océanique au moyen de signaux radar modélisés et mesurés. Cette thématique s'inscrit dans un contexte industriel pour l'identification et la gestion de fuites d'hydrocarbure naturelles ou anthropogéniques au moyen de systèmes radars satellitaires et aéroportés.

La première partie du travail présenté a été consacrée à la modélisation du problème de diffusion électromagnétique par la surface océanique. Ainsi, un générateur de surfaces océaniques permettant de réaliser des surfaces de grande superficie avec une résolution spatiale très fine a été implémenté. En effet, la structure géométrique de la surface océanique, appréhendée comme la superposition d'un large ensemble de vagues ayant une longueur d'onde différente, implique la réalisation de surfaces de grande superficie afin de considérer l'ensemble des vagues développées sur la surface, c'est à dire tant les vagues de grande longueur d'onde que les très petites. Les plus grandes vagues impliquent une superficie importante pour qu'elles puissent être correctement décrites au sein de la surface générée. La résolution très fine est nécessaire car liée au modèle asymptotique utilisé pour résoudre le problème de diffusion électromagnétique, elle permet d'assurer la convergence de la méthode. Ce générateur est fondé sur une segmentation du processus de réalisation de la surface océanique décrite sous la forme d'une somme de sous-surfaces ayant une échelle de rugosité donnée. Cette méthode de génération multi-échelle a été formalisée analytiquement avant de valider le générateur selon les valeurs de SERN restituées par comparaison à l'approche classique sans une découpe de la surface. Les gains apportés par l'approche multi-échelle en terme de taille (espace mémoire) et temps de calculs ont été quantifiés.

Après avoir mis en place la modélisation du problème de diffusion EM par la surface océanique et développé un générateur de surfaces basé sur la décomposition du spectre de mer, une expérimentation réalisée pendant cette thèse dans un bassin d'eau de mer au CEDRE à Brest a été décrite, couplant à des mesures radars des mesures de l'élévation de la surface. Les vagues ont été générées à l'aide de deux ventilateurs et plusieurs produits ont été déversés sur la surface ; du pétrole brut, de l'huile de colza et du gazole. Les mesures d'élévation fournissent les indications sur la géométrie de la surface, en particulier à travers l'écart type des hauteurs de la surface ainsi que le spectre de la surface. Les acquisitions radars, quant à elles, sont concentrées dans une base de données multi-paramétrique présentant diverses variabilités : état de surface, angle d'incidence, angle d'azimut, fréquence et polarisation. Tant les mesures radars que les mesures d'élévation ont nécessité le développement de codes de traitement afin d'élaborer la base de données et de calculer le spectre de la surface, le coefficient d'atténuation ainsi que la distribution statistique du champ diffusé par la surface mesurée.

Les résultats de cette expérimentation, associés à la modélisation, ont été exploités pour mettre en place une méthode de caractérisation *a priori* d'un film surfacique. Cette stratégie est basée sur la minimisation d'une fonction coût associant coefficient d'atténuation mesuré et coefficient d'atténuation visqueux modélisé. Elle permet d'estimer la nature du film surfacique, biogénique ou minérale, ainsi que la fraction de couverture surfacique du film au sein de la surface illuminée par le faisceau radar. Pour être appliquée, cette méthode nécessite une variété fréquentielle des données expérimentales ainsi que la description du mécanisme de diffusion par la théorie de Bragg. En outre, un faible état de mer est nécessaire pour que la distinction entre film biogénique et film minéral soit possible.

La modélisation du problème de diffusion EM par une surface océanique contaminée a ensuite été utilisée pour effectuer une étude paramétrique afin d'optimiser la détection et la caractérisation d'un film surfacique à travers la SERN. Ainsi, les angles d'incidence modérée ainsi que les bandes de fréquences S et C sont à privilégier afin d'optimiser la détection et la caractérisation d'un film surfacique. En outre, la sensibilité du capteur radar impliquera la valeur de la fraction de couverture surfacique minimale

permettant de distinguer une surface propre d'une surface contaminée.

Enfin, les observations menées à partir de la base de données CEDRE sur les diverses distributions statistiques ont révélé la pertinence de la distribution de l'amplitude du champ EM diffusé par la surface pour identifier la présence d'un film surfacique. La distribution de la phase, quant à elle, demeure uniforme quelle que soit la nature de la surface mesurée. Ceci a conduit au développement d'une méthodologie de détection d'un film surfacique à l'aide de la fonction de répartition de l'amplitude du champ EM diffusé par la surface mesurée. Ainsi, une alarme de détection est levée lorsque la ressemblance entre la fonction de répartition d'une surface propre et la fonction de répartition de la surface testée (via le rapport de ces deux fonctions) est inférieure à un certain seuil fixé par l'opérateur. Cette méthode a été appliquée sur les données CEDRE afin de vérifier la bonne détection du film surfacique dans un environnement expérimental maîtrisé. Elle a ensuite été étendue au contexte maritime à l'aide de scénarios synthétiques modélisés. Le film surfacique est détecté pour l'ensemble des scénarios étudiés. Cet algorithme de détection peut être utilisé sous forme empirique, lorsque la fonction de répartition de la surface propre est directement estimée à partir de mesures. Il est également déclinable sous forme modélisée, lorsque la fonction de répartition de référence est estimée à partir de la modélisation développée dans ce travail de thèse. Cette dernière déclinaison implique alors la connaissance des conditions locales de mesures (vitesse et orientation du vent en particulier).

La démarche entreprise ici reste néanmoins perfectible. En effet, le générateur de surfaces océaniques pourrait être adapté afin de former des surfaces plus réalistes, par exemple composées de différentes composantes de houles se propageant dans différentes directions. D'autre part, la méthode de caractérisation a été appliquée sur des données expérimentales en environnement fermé et contrôlé. Elle doit donc être ensuite utilisée sur des données réelles en contexte maritime afin de vérifier le caractère opérationnel de cette stratégie. Le même exercice serait également pertinent sur la méthode de détection proposée. Enfin, la caractérisation du film est fondée sur l'atténuation des rugosités provoquée par le film surfacique, l'ajout de l'effet diélectrique induit par l'émulsion entre l'huile et l'eau de mer pourrait améliorer la caractérisation de l'huile. Pour cela, il faudrait étendre l'approche théorique aux émulsions (et considérer ainsi des états de mer plus élevés) puis obtenir également des mesures d'émulsions en pleine mer.

Annexe A

Noyaux de Bragg

Le noyau SPM1 $\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ est donné par [43] :

$$\begin{aligned}\mathbb{B}_{vv}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= + \frac{2 q_s q_0 (\epsilon_r - 1)}{(\epsilon_r q_s + q_s')(\epsilon_r q_0 + q_0')} \cdot (q_s' q_0' \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_0 - \epsilon_r k k_0) \\ \mathbb{B}_{hv}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= + \frac{2 q_s q_0 (\epsilon_r - 1) K}{(\epsilon_r q_s + q_s')(q_0 + q_0')} \cdot q_s' \hat{\mathbf{z}} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{k}}_0) \\ \mathbb{B}_{vh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= + \frac{2 q_s q_0 (\epsilon_r - 1) K}{(q_s + q_s')(\epsilon_r q_0 + q_0')} \cdot q_0' \hat{\mathbf{z}} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{k}}_0) \\ \mathbb{B}_{hh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= - \frac{2 q_s q_0 (\epsilon_r - 1) K^2}{(q_s + q_s')(q_0 + q_0')} \cdot \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_0\end{aligned}$$

avec,

$$\begin{aligned}q_0' &= (\epsilon_r K^2 - k_0^2)^{\frac{1}{2}} \\ q_s' &= (\epsilon_r K^2 - k^2)^{\frac{1}{2}},\end{aligned}$$

k_0 et k sont la norme des vecteurs \mathbf{k}_0 et \mathbf{k} , respectivement. ϵ_r est la constante diélectrique relative de la surface rugueuse (surface océanique par exemple). $\hat{\mathbf{z}} = (0, 0, 1)$ le vecteur unitaire normal au plan horizontal $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$. $\hat{\mathbf{u}}$ désigne la direction du vecteur quelconque \mathbf{u} .

Le noyau SPM2 $\mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi})$ est donné par [43] :

$$\begin{aligned}\mathbb{B}_{2,vv}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi}) &= \frac{-q_s q_0 (\epsilon_r - 1)}{Q_z (\epsilon_r q_s + q_s') (\epsilon_r q_0 + q_0')} \left[-2 \frac{(\epsilon_r - 1)}{(\epsilon_r q_\xi + q_\xi')} (q_s' q_0' (\hat{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\xi})(\hat{\mathbf{k}}_0 \cdot \boldsymbol{\xi}) + \epsilon_r k k_0 \xi^2) \right. \\ &\quad \left. + 2 \epsilon_r \frac{(q_\xi + q_\xi')}{(\epsilon_r q_\xi + q_\xi')} (k_0 q_s' \hat{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\xi} + k q_0' \hat{\mathbf{k}}_0 \cdot \boldsymbol{\xi}) - \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_0 (\epsilon_r K^2 (q_s' + q_0') + 2 q_s' q_0' (q_\xi - q_\xi')) \right] \\ \mathbb{B}_{2,hv}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi}) &= \frac{-q_s q_0 (\epsilon_r - 1) K}{Q_z (\epsilon_r q_s + q_s') (q_0 + q_0')} \left[\frac{\hat{\mathbf{z}} \cdot (\boldsymbol{\xi} \times \hat{\mathbf{k}}_0)}{(\epsilon_r q_\xi + q_\xi')} (-2(\epsilon_r - 1) q_s' \hat{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\xi} + 2 \epsilon_r (q_\xi + q_\xi') k) \right. \\ &\quad \left. - \hat{\mathbf{z}} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{k}}_0) (\epsilon_r K^2 + q_s' q_0' + 2 q_s' (q_\xi - q_\xi')) \right] \\ \mathbb{B}_{2,vh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi}) &= \frac{-q_s q_0 (\epsilon_r - 1) K}{Q_z (q_s + q_s') (\epsilon_r q_0 + q_0')} \left[\frac{\hat{\mathbf{z}} \cdot (\boldsymbol{\xi} \times \hat{\mathbf{k}})}{(\epsilon_r q_\xi + q_\xi')} (+2(\epsilon_r - 1) q_0' \hat{\mathbf{k}}_0 \cdot \boldsymbol{\xi} - 2 \epsilon_r (q_\xi + q_\xi') k_0) \right. \\ &\quad \left. - \hat{\mathbf{z}} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{k}}_0) (\epsilon_r K^2 + q_s' q_0' + 2 q_0' (q_\xi - q_\xi')) \right] \\ \mathbb{B}_{2,hh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \boldsymbol{\xi}) &= \frac{-q_s q_0 (\epsilon_r - 1) K^2}{Q_z (q_s + q_s') (q_0 + q_0')} \left[-2 \frac{(\epsilon_r - 1)}{(\epsilon_r q_\xi + q_\xi')} ((\hat{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\xi})(\hat{\mathbf{k}}_0 \cdot \boldsymbol{\xi}) - \xi^2 \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_0) \right. \\ &\quad \left. + \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_0 (q_s' + q_0' + 2(q_\xi - q_\xi')) \right],\end{aligned}$$

avec $\xi^2 = \|\boldsymbol{\xi}\|^2$ et

$$q_{\xi} = [\xi^2 - \|\boldsymbol{\xi} \times \hat{\mathbf{z}}\|^2]^{\frac{1}{2}} = |\boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{z}}|$$

$$q_{\xi'} = [\epsilon_r \xi^2 - \|\boldsymbol{\xi} \times \hat{\mathbf{z}}\|^2]^{\frac{1}{2}}.$$

Annexe B

RST Sea Surface Height Spectrum of Chapter 2

From (2.9),

$$h_{\text{HF,T}}(x) = h_{\text{HF}}(x) * \sum_{a=0}^{A-1} \delta(x - aL) = \sum_{a=0}^{A-1} h_{\text{HF}}(x - aL), \quad (\text{B.1})$$

with h_{HF} the A -times-repeated surface, L its length, $h_{\text{HF,T}}$ the reconstructed sea surface of length $A \times L$ and δ the Dirac delta function. Then, the height autocorrelation function $W_{\text{HF,RST}}$ from RST is expressed as

$$\begin{aligned} W_{\text{HF,RST}}(r) &= \frac{1}{A} \sum_{a=0}^{A-1} \sum_{b=0}^{A-1} \langle h_{\text{HF}}(x_1 - aL) h_{\text{HF}}^*(x_1 + r - bL) \rangle \\ &= \frac{1}{A} \sum_{a=0}^{A-1} \sum_{b=0}^{A-1} \langle h_{\text{HF}}(\alpha_a) h_{\text{HF}}^*(\alpha_a + r + (a - b)L) \rangle \\ &= \frac{1}{A} \sum_{a=0}^{A-1} \sum_{b=0}^{A-1} W_{\text{HF}}(r + (a - b)L), \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

with W_{HF} the theoretical height autocorrelation function, x_1 an abscissa and $\alpha_a = x_1 - aL$. Therefore, by taking the Fourier transform of the height autocorrelation function, one can get

$$S_{\text{HF,RST}}(k) = \frac{S_{\text{HF}}(k)}{A} \sum_{a=0}^{A-1} \sum_{b=0}^{A-1} \exp[jk(a - b)L]. \quad (\text{B.3})$$

Furthermore,

$$\sum_{a=0}^{A-1} \sum_{b=0}^{A-1} \exp[jk(a - b)L] = \left[\sum_{a=0}^{A-1} \exp(jkaL) \right] \left[\sum_{b=0}^{A-1} \exp(jkbL) \right]^*. \quad (\text{B.4})$$

This expression can be simplified by using formulae from geometric series to finally obtain

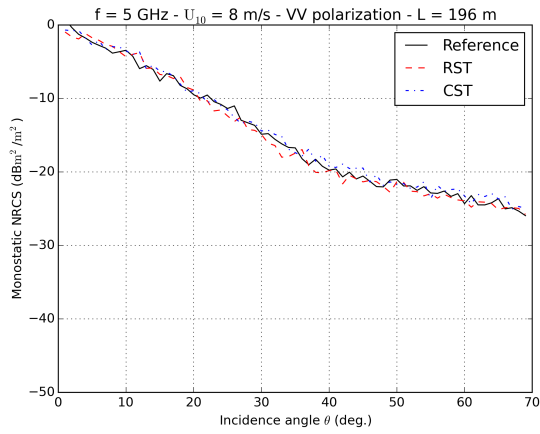
$$S_{\text{HF,RST}}(k) = \frac{1}{A} \frac{\sin^2\left(\frac{kAL}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{kL}{2}\right)} S_{\text{HF}}(k), \quad (\text{B.5})$$

with $S_{\text{HF}}(k)$ the theoretical sea height spectrum. That is the response of a uniform linear array of phased array antenna with S_{HF} the elementary antenna.

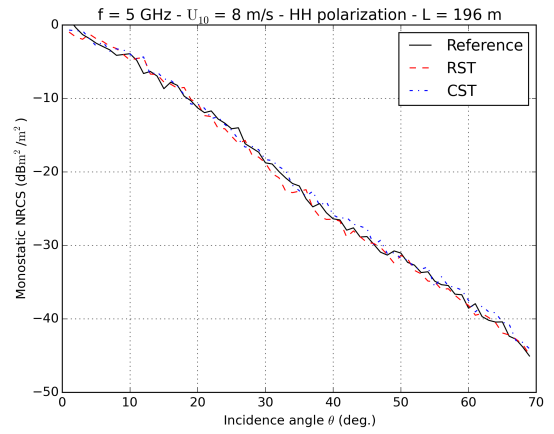
Annexe C

Sea Surface Monostatic NRCS, Additional Scenarios of Chapter 2

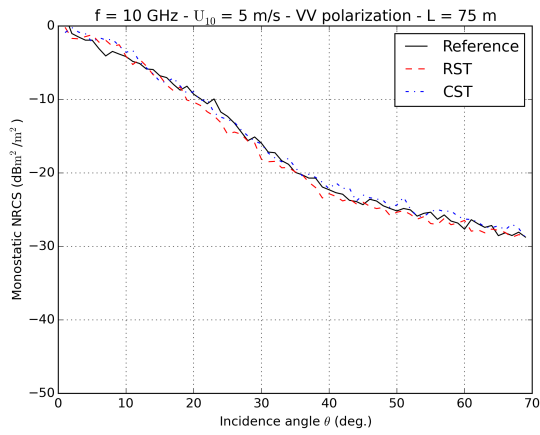
Figure C.1 plots the incoherent monostatic NRCS versus the incidence angle from a conventional sea surface generation –spectral method introduced in subsection 2.4.1– and from SDM with either RST or CST for two scenarios. These scenarios are : a radar frequency $f = 5$ GHz and a wind speed $u_{10} = 8$ m/s for the first and $f = 10$ GHz, $u_{10} = 5$ m/s for the second. As previously observed in section 2.7, the SDM and any of the suggested combination techniques do not quantitatively disturb the NRCS, both in VV and HH polarizations.



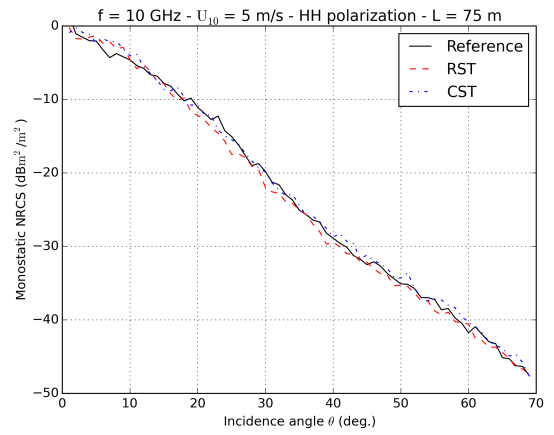
(a) Wind speed of 8 m/s, frequency $f = 5$ GHz, VV polarization



(b) Wind speed of 8 m/s, frequency $f = 5$ GHz, HH polarization



(c) Wind speed of 5 m/s, frequency $f = 10$ GHz, VV polarization



(d) Wind speed of 5 m/s, frequency $f = 10$ GHz, HH polarization

Fig. C.1 – Incoherent monostatic NRCS versus the incidence angle. Comparison of the NRCS from conventional sea surface generation and the NRCS from SDM, considering the two different combination techniques. 100 surfaces were generated.

Near-field Configuration of Chapter 3

As explained in Section 3.4, in X-band configuration the radar system operates in the limit of the Fresnel zone. This issue does not occur with higher frequencies –like 23.5 GHz for example– and the radar measurements are then achieved in the near-field region. Fig. D.1 plots the normalized incoherent field with respect to the slant range (cf. Fig. 3.1c) considering a clean sea water surface of sea state $\sigma_h = 0.282$ cm with an incident angle $\theta = 45^\circ$ in VV polarization. The three displayed fields result from three different radar frequencies ; 8.5 GHz, 11.5 GHz and 23.5 GHz. The radar beam footprints projected on the sea water surface and observed along the slant range are similar whatever the frequencies. This result shows that no divergence of the beam occurred in X-band configuration and all of the radar measurements are therefore realized in the near-field region.

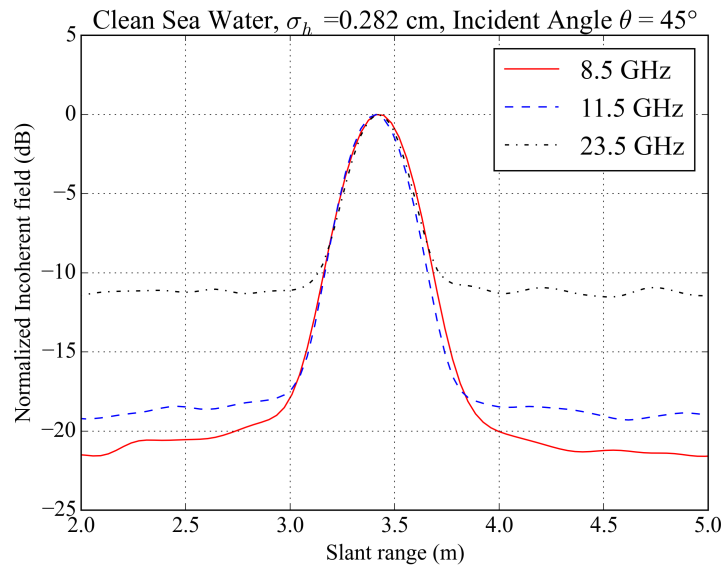


Fig. D.1 – Normalized incoherent field versus the slant range considering a clean sea water surface of sea state $\sigma_h = 0.282$ cm with an incident angle $\theta = 45^\circ$ in VV polarization. Three radar frequencies are considered : 8.5 GHz (red line), 11.5 GHz (blue dashed line) and 23.5 GHz (black dotted line).

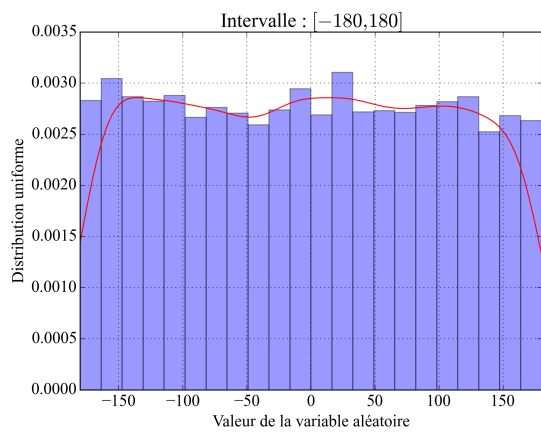
Annexe E

Estimation par noyau

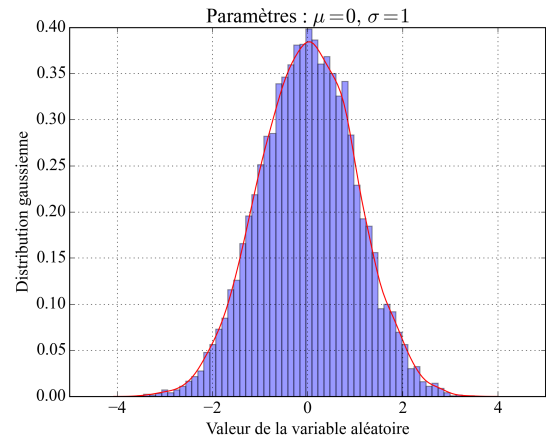
L'estimation par noyau, aussi appelée *méthode de Parzen-Rosenblatt* permet d'estimer la densité de probabilité d'une variable aléatoire. Soient x_1, \dots, x_N , N réalisations indépendantes et identiquement distribuées de la variable aléatoire étudiée, l'estimateur non-paramétrique par la méthode du noyau de la densité \hat{f} est défini tel que

$$\hat{f}_w(x) = \frac{1}{wN} \sum_{i=1}^N K\left(\frac{x - x_i}{w}\right), \quad (\text{E.1})$$

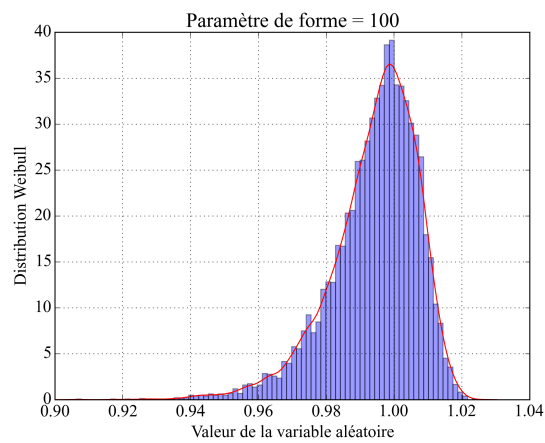
avec K un noyau et w un paramètre réglant le degré de lissage de l'estimation. Dans ce travail, K correspond à la densité de probabilité d'une variable gaussienne de moyenne nulle et de variance unitaire. En pratique, chaque réalisation est donc remplacée par une fonction gaussienne de variance unitaire centrée sur la valeur de la réalisation. Les courbes sont ensuite sommées pour faire apparaître la densité de probabilité estimée. En Fig. E.1 sont représentés trois exemples d'estimation par noyau correspondant à trois distributions différentes : uniforme, gaussienne et Weibull. Pour la distribution uniforme, l'estimation par noyau fait apparaître une discontinuité sur les limites de l'intervalle (-180 et 180) s'apparentant à un effet de filtrage. Ce phénomène s'explique à travers le noyau gaussien utilisé dans l'estimateur, engendrant ainsi une convergence vers 0 en bordure de l'intervalle de définition après avoir normalisé la densité estimée telle que l'aire sous la courbe soit unitaire. Les densités estimées pour la loi gaussienne et la loi Weibull correspondent, quant à elles, à l'histogramme représenté.



(a) Distribution uniforme



(b) Distribution gaussienne



(c) Distribution Weibull

Fig. E.1 – Estimation par noyau selon trois distributions différentes : uniforme sur l'intervalle $[-180, 180]$ (E.1a), gaussienne de moyenne μ nulle et de variance σ^2 unitaire (E.1b) et Weibull de paramètre de forme 100 (E.1c). L'histogramme des 10000 réalisations est en bleu tandis que la densité de probabilité estimée est en rouge.

Bibliographie

- [1] Véronique Miegébielle, Dominique Dubucq, Cédric Taillandier, and Sébastien Angelliaume. Use of Remote Sensing Radar Techniques for Oil and Gas O&G Facilities Survey in Offshore Domain for Environment and Exploration : Oil Slicks Detection and Interpretation Seeps and Spill. In *SPE Health, Safety, Security, Environment, & Social Responsibility Conference - North America, 18-20 April, New Orleans, Louisiana, USA*, 2017.
- [2] Thomas Meissner and Frank J Wentz. The Complex Dielectric Constant of Pure and Sea Water From Microwave Satellite Observations. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42(9) :1836–1849, 2004.
- [3] Tanos Mikhael Elfouhaily, Bertrand Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 102(C7) :15781–15796, 1997.
- [4] Pietro Paolo Lombardini, B. Fiscella, P. Trivero, C. Cappa, and W.D. Garrett. Modulation of the Spectra of Short Gravity Waves by Sea Surface Films : Slick Detection and Characterization with a Microwave Probe. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 6 :882–890, 1989.
- [5] Nicolas Pinel and Christophe Bourlier. Modeling of radar scattering from oil films. In *International Radar Conference, Bordeaux : France (2009)*, number 1, pages 1–6, Bordeaux, 2009.
- [6] Met Office. The Beaufort Scale. In *National Meteorological Library and Archive*, chapter Fact sheet.
- [7] Nicolas Déchamps. *Méthodes numériques appliquées au calcul de la diffusion d’une onde électromagnétique par des interfaces rugueuses monodimensionnelles*. PhD thesis, Université de Nantes, 2004.
- [8] Aymeric Mainvis, Vincent Fabbro, Christophe Bourlier, and Henri-Jose Mametsa. Spectral Decomposition Method for Large Sea Surface Generation and Radar Backscatter Modeling. *submitted, Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2018.
- [9] Aymeric Mainvis, Vincent Fabbro, Christophe Bourlier, Henri-Jose Mametsa, and Pierre Borderies. Surface Film Characterization from X- to K-band Radar Signal Inversion, a Wind-wave-pool Experiment. *submitted, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2018.
- [10] Aymeric Mainvis, Vincent Fabbro, Henri-Jose Mametsa, Christophe Bourlier, Philippe Lattes, and Veronique Miegébielle. Statistical Study of Radar Backscattering from Sea Surfaces With Oil Slicks. In *International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS)*, 2017.
- [11] Aymeric Mainvis, Vincent Fabbro, Henri-Jose Mametsa, Christophe Bourlier, Pierre Borderies, and Veronique Miegébielle. Wind-Wave-Pool Experimental Data of Contaminated Sea Water Surfaces : Statistical Surfaces and Radar Backscattered Field. *International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS)*, 2018.
- [12] Sébastien Angelliaume, Xavier Ceamanos, Françoise Viallefont-Robinet, Rémi Baqué, Philippe Déliot, and Véronique Miegébielle. Hyperspectral and Radar Airborne Imagery over Controlled Release of Oil at Sea. *Sensors*, 17, 2017.
- [13] Sébastien Angelliaume, Pascale C Dubois-fernandez, Cathleen E. Jones, Benjamin Holt, Brent Minchew, Emna Amri, and Véronique Miegébielle. SAR Imagery for Detecting Sea Surface Slicks : Performance Assessment of Polarization- Dependent Parameters. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, PP(99) :1–21, 2018.

-
- [14] M.Y. Ayari, A. Coatanhay, and Ali Khenchaf. The Influence of Ripple Damping on Electromagnetic Bistatic Scattering by Sea Surface. In *International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS)*, number July, 2005.
- [15] M.Y. Ayari, Ali Khenchaf, and A. Coatanhay. Marine oil-spills electromagnetic scattering model using two-scale approach. In *European Conference on Propagation and Systems*, number March, pages 15–18, 2005.
- [16] Helmi Ghanmi, Ali Khenchaf, and Fabrice Comblet. Bistatic scattering from a contaminated sea surface observed in C, X and Ku bands. In *SPIE Remote Sensing*, Amsterdam, Netherlands, 2014.
- [17] Helmi Ghanmi, Ali Khenchaf, and Fabrice Comblet. Bistatic electromagnetic scattering and detection of pollutant on a sea surface. *Journal of Applied Remote Sensing*, 9(1), 2015.
- [18] Helmi Ghanmi, Ali Khenchaf, and Fabrice Comblet. Modeling of Bistatic EM Scattering by Polluted Sea Surface Using Asymptotic and Rigorous Methods. In *International Radar Symposium*, Dresden, Germany, 2015.
- [19] Honglei Zheng, Ali Khenchaf, Yunhua Wang, Ghanmi Helmi, and Chaofang Zhao. Estimation of NRCS of Oil-free and Oil-covered Sea Surfaces at L-band . Assessment with UAVSAR Data. In *International Conference on Radar (RADAR)*, volume 1, pages 1–4, 2018.
- [20] Honglei Zheng, Yanmin Zhang, Ali Khenchaf, Yunhua Wang, Helmi Ghanmi, and Chaofang Zhao. Investigation of EM Backscattering from Slick-Free and Slick-Covered Sea Surfaces Using the SSA-2 and SAR Images. *Remote Sensing*, 10(1931) :1–19, 2018.
- [21] Olivier Boisot, Sébastien Angelliaume, Charles-Antoine Guérin, and Véronique Miegbielle. Introduction to oil quantification on sea surface from microwaves polarimetric SAR measurements. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 2017 IEEE International*, 2017.
- [22] Christophe Bourlier. *Rayonnement infrarouge d'une surface stochastique - application au domaine océanique* -. Phd thesis, Université de Nantes, dec 1999.
- [23] Mostafa H Sharqawy, John H Lienhard V, and Syed M Zubair. Thermophysical properties of seawater : a review of existing correlations and data. *Desalination and Water Treatment*, 16(10) :354–380, 2010.
- [24] Theodore von Karman. Mechanical similitude and turbulence. *National Advisory Committee on Aeronautics*, 1(5) :58–76, 1930.
- [25] A. Fung and Khim Lee. A semi-empirical sea-spectrum model for scattering coefficient estimation. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 7(4) :166–176, 1982.
- [26] V. N. Kudryavtsev, V. K. Makin, and Bertrand Chapron. Coupled sea surface-atmosphere model : 2. Spectrum of short wind waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C4) :7625–7639, apr 1999.
- [27] M. V. Yurovskaya, V. A. Dulov, Bertrand Chapron, and V. N. Kudryavtsev. Directional short wind wave spectra derived from the sea surface photography. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(9) :4380–4394, 2013.
- [28] C.S. Cox and W.H. Munk. Statistics of the Sea Surface Derived from Sun Glitter. *Journal of Marine Research*, 13(1) :198–227, 1954.
- [29] O M Phillips. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, London, 1977.
- [30] Willard J. Pierson and Lionel Moskowitz. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research*, 69(24) :5181–5190, 1964.
- [31] K. Hasselmann, T.P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D.E. Cartwright, K. Enke, J.A. Ewing, H. Gienapp, D.E. Hasselmann, P. Kruseman, A. Meerburg, P. Müller, D.J. Olbers, K. Richter, W. Sell, and H. Walden. Measurements of wind-wave growth and swell during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). *Deutsches Hydrographisches Institut*, 1973.
- [32] C.S. Cox. Measurements of slopes of high-frequency wind waves. *Journal of Marine Research*, 16(1) :199–225, 1958.
- [33] V. K. Makin and V. N. Kudryavtsev. Coupled sea surface-atmosphere model - 1. Wind over waves coupling. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C4) :7613–7623, 1999.
-

- [34] V. N. Kudryavtsev, Danièle Hauser, Gerard Caudal, and Bertrand Chapron. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface - 1. Background model. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 108(C3), 2003.
- [35] V. N. Kudryavtsev and Johnny Johannessen. On effect of wave breaking on short wind waves. *Geophysical Research Letters*, 31(20), 2004.
- [36] V. N. Kudryavtsev, D Akimov, Johnny Johannessen, and Bertrand Chapron. On radar imaging of current features : 1. Model and comparison with observations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 110(C7), 2005.
- [37] Leung Tsang, Jin A. Kong, Kung-Hau Ding, and Chi On Ao. *Scattering of Electromagnetic Waves : Numerical Simulations*. John Wiley & Sons, Inc., 2001.
- [38] William Ellison, K Lamkaouchi, and J.M. Moreau. Water : A dielectric reference. *Journal of Molecular Liquids*, 68(2) :171–279, 1996.
- [39] W Ellison, A Balana, G Delbos, K Lamkaouchi, L Eymard, C Guillou, and C Prigent. New permittivity measurements of seawater Permittivity Models for Seawater. *Radio Science*, 33(3) :639–648, 1998.
- [40] Constantine A. Balanis. *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley & Sons, Inc., 2 edition, 2012.
- [41] Tanos Mikhael Elfouhaily and Charles-Antoine Guérin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. *Waves in Random Media*, 7174(October), 2004.
- [42] Alexis Mouche, Chapron Bertrand, and Nicolas Reul. A simplified asymptotic theory for ocean surface electromagnetic wave scattering. *Waves in Random and Complex Media*, 17(3) :321–341, 2007.
- [43] Nicolas Pinel and Christophe Bourlier. *Electromagnetic Wave Scattering from Random Rough Surfaces : Asymptotic Models*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, USA, 2013.
- [44] Christophe Bourlier, Nicolas Pinel, and Gildas Kubické. *Method of Moments for 2D Scattering Problems : Basic Concepts and Applications*. Wiley-ISTE, 2013.
- [45] Marc Saillard and A. Sentenac. Rigorous solutions for electromagnetic scattering from rough surfaces. *Waves in Random Media*, 11 :R103–R137, 2001.
- [46] Karl F. Warnick and Weng Cho Chew. Numerical simulation methods for rough surface scattering. *Waves in Random and Complex Media*, 11, 2001.
- [47] Nicolas Pinel. *Etude de modèles asymptotiques de la diffusion des ondes électromagnétiques par des interfaces naturelles : application à une mer recouverte de pétrole*. Phd thesis, Université de Nantes, 2006.
- [48] Christophe Bourlier, Nicolas Déchamps, and Gérard Berginc. Comparison of asymptotic backscattering models (SSA, WCA, and LCA) from one-dimensional Gaussian ocean-like surfaces. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 53(5) :1640–1652, 2005.
- [49] Leung Tsang and Jin A. Kong. *Scattering of Electromagnetic Waves : Advanced Topics*. John Wiley & Sons, Inc., 2001.
- [50] Alex Stogryn. Electromagnetic Scattering From Rough, Finitely Conducting Surfaces. *Radio Science*, 2(4) :415–428, 1967.
- [51] Alexandra Bringer. *Description statistique de la surface océanique et mesures conjointes micro-ondes : une analyse cohérente*. PhD thesis, Université du Sud Toulon Var, 2012.
- [52] Joel Johnson. Third-order small-perturbation method for scattering from dielectric rough surfaces. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics and image science*, 16(11) :2720–2736, 1999.
- [53] M A Demir and Joel Johnson. Fourth and higher order small perturbation solution for scattering from dielectric rough surfaces. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics and image science*, 20(1) :412– 415, 2003.
- [54] A G Voronovich. Small-slope approximation in wave scattering by rough surfaces. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 62 :65–70, 1986.
- [55] S.T. McDaniel. Small-slope predictions of microwave backscatter from the sea surface. *Waves in Random Media*, 11(3) :343–360, 2001.

-
- [56] Nicolas Pinel, Bertrand Chapron, Christophe Bourlier, Nicole De Beaucoudrey, René Garello, and Antoine Ghaleb. Statistical analysis of real aperture radar field backscattered from sea surfaces under moderate winds by monte carlo simulations. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 52(10) :6459–6470, 2014.
- [57] Gabriel Soriano, Charles-Antoine Guérin, and Marc Saillard. Scattering by two-dimensional rough surfaces : comparison between the method of moments, Kirchhoff and small-slope approximations. *Waves in Random Media*, 12(1) :63–83, 2002.
- [58] Li-Xin Guo, Yu Liang, Jie Li, and Zhen-Sen Wu. A High Order Integral SPM for the Conducting Rough Surface Scattering with the Tapered Wave. *Progress In Electromagnetics Research*, 114(February 2016) :333–352, 2011.
- [59] G. Luo and M. Zhang. Investigation on the scattering from one-dimensional nonlinear fractal sea surface by second-order small-slope approximation. *Progress In Electromagnetics Research*, 133(October 2012) :425–441, 2013.
- [60] Wangqiang Jiang, Min Zhang, Peng-Bo Wei, and Ding Nie. Spectral Decomposition Modeling Method and Its Application to EM Scattering Calculation of Large Rough Surface With SSA Method. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 8(4) :1848–1854, 2015.
- [61] Wangqiang Jiang, Min Zhang, Ye Zhao, and Ding Nie. EM scattering calculation of large sea surface with SSA method at S , X , Ku , and K bands. *Waves in Random and Complex Media*, 5030, 2016.
- [62] Martin Gade, Heinrich Hühnerfuss, and Gerald Korenowski. Marine Surface Films : Chemical Characteristics, Influence on Air-Sea Interactions and Remote Sensing. Springer, Berlin, 2006.
- [63] Jean-Claude Romano. Sea-surface slick occurrence in the open sea (Mediterranean, Red Sea, Indian Ocean) in relation to wind speed. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 43(4) :411–423, 1996.
- [64] V.G. Levich. *Physicochemical hydrodynamics*. Englewood Cliffs, N.J : Prentice-Hall, 1962.
- [65] J. Lucassen. Longitudinal capillary waves. part 1.-theory. *Transactions of the Faraday Society*, 64 :2221–2229, 1968.
- [66] Renato Cini and Pietro Paolo Lombardini. Damping effect of monolayers on surface wave motion in a liquid. *Journal of Colloid and Interface Science*, 65(2) :387–389, 1978.
- [67] Heinrich Hühnerfuss, Werner Alpers, Philipp A. Lange, and Wolfgang Walter. Attenuation of wind waves by artificial surface films of different chemical structure. *Geophysical Research Letters*, 8(11) :1184–1186, 1981.
- [68] J. Lucassen. Effect of surface-active material on the damping of gravity waves : A reappraisal. *Journal of Colloid and Interface Science*, 85(1) :52–58, 1982.
- [69] Heinrich Hühnerfuss, Philipp A. Lange, and Wolfgang Walter. Relaxation effects in monolayers and their contribution to water wave damping : I. Wave-induced phase shifts. *Journal of Colloid and Interface Science*, 108(2) :430–441, 1985.
- [70] Heinrich Hühnerfuss, Philipp A. Lange, and Wolfgang Walter. Relaxation effects in monolayers and their contribution to water wave damping : II. The Marangoni phenomenon and gravity wave attenuation. *Journal of Colloid and Interface Science*, 108(2) :442–450, 1985.
- [71] Renato Cini, Pietro Paolo Lombardini, Claudia Manfredi, and Enrico Cini. Ripples damping due to monomolecular films. *Journal of Colloid and Interface Science*, 119(1) :74–80, 1987.
- [72] Heinrich Hühnerfuss, Wolfgang Walter, Philipp A. Lange, and Werner Alpers. Attenuation of wind waves by monomolecular sea slicks and the Marangoni Effect. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 92(C4) :3961–3963, 1987.
- [73] Heinrich Hühnerfuss, Werner Alpers, W.L. Jones, Philipp A. Lange, and K. Richter. The damping of ocean surface waves by a monomolecular film measured by wave staffs and microwave radars. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 86(C1) :429–438, 1981.
- [74] Heinrich Hühnerfuss and W.D. Garrett. Experimental sea slicks : Their practical applications and utilization for basic studies of air-sea interactions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 86(C1) :439–447, 1981.
-

- [75] Renato Cini and Pietro Paolo Lombardini. Experimental evidence of a maximum in the frequency domain of the ratio of ripple attenuation in monolayered water to that in pure water. *Journal of Colloid and Interface Science*, 81(1) :125–131, 1981.
- [76] B. Fiscella, Pietro Paolo Lombardini, P. Trivero, and Renato Cini. Ripple damping on water surface covered by a spreading film : Theory and experiment. *Il Nuovo Cimento C*, 8(5) :491–500, sep 1985.
- [77] S. A. Ermakov, A M Zujkova, A R Panchenko, S G Salashin, T G Talipova, and V I Titov. Surface film effect on short wind waves. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 10(1) :31–50, 1986.
- [78] Heinrich Hühnerfuss, Werner Alpers, H Dannhauer, Martin Gade, Philipp A. Lange, V Neumann, and Volkmar R. Wismann. Natural and man-made sea slicks in the North Sea investigated by a helicopter-borne 5-frequency radar scatterometer. *International Journal of Remote Sensing*, 17(8) :1567–1582, 1996.
- [79] Martin Gade, Werner Alpers, Heinrich Hühnerfuss, and Philipp A. Lange. Wind wave tank measurements of wave damping and radar cross sections in the presence of monomolecular surface films. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C2) :3167–3178, 1998.
- [80] Ira Leifer, William J. Lehr, Debra Simecek-Beatty, Eliza Bradley, Roger Clark, Philip Dennison, Yongxiang Hu, Scott Matheson, Cathleen E. Jones, Benjamin Holt, Molly Reif, Dar A. Roberts, Jan Svejksky, Gregg Swayze, and Jennifer Wozencraft. State of the art satellite and airborne marine oil spill remote sensing : Application to the BP Deepwater Horizon oil spill. *Remote Sensing of Environment*, 124 :185–209, 2012.
- [81] Camilla Brekke and Anne H.S. Solberg. Oil spill detection by satellite remote sensing. *Remote Sensing of Environment*, 95(1) :1–13, 2005.
- [82] Merv Fingas and Carl Brown. Review of oil spill remote sensing. *Marine Pollution Bulletin*, 83(1) :9–23, 2014.
- [83] Romain Jatiaux, Damien Dhont, Lies Loncke, and Dominique Dubucq. Monitoring of natural oil seepage in the Lower Congo Basin using SAR observations. *Remote Sensing of Environment*, 191 :258–272, 2017.
- [84] Martin Gade and Werner Alpers. Using ERS-2 SAR images for routine observation of marine pollution in European coastal waters. *Science of The Total Environment*, 237-238 :441–448, 1999.
- [85] Fanny Girard-Arduin, Grégoire Mercier, Fabrice Collard, and René Garello. Operational Oil-Slick Characterization by SAR Imagery and Synergistic Data. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 30(3) :487–495, 2005.
- [86] Oscar Garcia-Pineda, Beate Zimmer, Matt Howard, William Pichel, Xiaofeng Li, and Ian R Macdonald. Using SAR images to delineate ocean oil slicks with a texture-classifying neural network algorithm (TCNNA). *Canadian Journal of Remote Sensing*, 35(5) :411–421, 2009.
- [87] Volkmar R. Wismann, Martin Gade, Werner Alpers, and Heinrich Hühnerfuss. Radar signatures of marine mineral oil spills measured by an airborne multi-frequency radar. *International Journal of Remote Sensing*, 19(18) :3607–3623, 1998.
- [88] Martin Gade, Werner Alpers, Heinrich Hühnerfuss, Volkmar R. Wismann, and Philipp A. Lange. On the reduction of the radar backscatter by oceanic surface films : scatterometer measurements and their theoretical interpretation. *Remote Sensing of Environment*, 66(1) :52–70, 1998.
- [89] Martin Gade, Werner Alpers, Heinrich Hühnerfuss, Harunobu Masuko, and Tatsuharu Kobayashi. Imaging of biogenic and anthropogenic ocean surface films by the multifrequency/multipolarization SIR-C/X-SAR. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C9) :18,851–18,866, 1998.
- [90] Anne H.S. Solberg. Remote Sensing of Ocean Oil-Spill Pollution. *Proceedings of the IEEE*, 100(10) :2931–2945, 2012.
- [91] M Migliaccio, F Nunziata, and A Buono. SAR polarimetry for sea oil slick observation. *International Journal of Remote Sensing*, 36(12) :3243–3273, 2015.
- [92] Renato Cini, Pietro Paolo Lombardini, and Heinrich Hühnerfuss. Remote sensing of marine slicks utilizing their influence on wave spectra. *International Journal of Remote Sensing*, 4(1) :101–110, 1983.
- [93] Werner Alpers and Heinrich Hühnerfuss. Radar Signatures of Oil Films Floating on the Sea Surface and the Marangoni Effect. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 93(C4) :3642–3648, 1988.

-
- [94] Reza Zolfaghari, A Fakhru'l-Razi, Abdullah Luqman Chuah, Said S.E.H. Elnashaie, and Alireza Pendashteh. Demulsification techniques of water-in-oil and oil-in-water emulsions in petroleum industry. *Separation and Purification Technology*, 170 :377–407, 2016.
- [95] Benjamin Franklin, William Brownrigg, and Farish. XLIV. Of the stilling of waves by means of oil. Extracted from sundry letters between Benjamin Franklin, LL. D. F. R. S. William Brownrigg, M. D. F. R. S. and the Reverend Mr. Farish. *Philosophical Transactions*, 64 :445–460, 1774.
- [96] Carlo Marangoni. Sul principio della viscosita superficiale dei liquidi stabilito dal Sig. *Il Nuovo Cimento*, 2 :239–273, 1871.
- [97] Werner Alpers and Heinrich Hühnerfuss. The damping of ocean waves by surface films : A new look at an old problem. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 94(C5) :6251–6265, 1989.
- [98] Alastair Jenkins and Stanley J. Jacobs. Wave damping by a thin layer of viscous fluid. *Physics of Fluids*, 9(5) :1256–1264, 1997.
- [99] Merv Fingas and Ben Fieldhouse. Studies on water-in-oil products from crude oils and petroleum products. *Marine Pollution Bulletin*, 64(2) :272–283, 2012.
- [100] Kjetil Folgerø. Bilinear calibration of coaxial transmission / reflection cells for permittivity measurement of low-loss liquids. *Measurement Science and Technology*, 7(9) :1260–1269, 1996.
- [101] Trond Friisø, Yannick Schildberg, Odile Rambeau, Tore Tjomsland, and Johan Sjøblom. Complex permittivity of crude oils and solutions of heavy crude oil fractions. *Journal of Dispersion Science and Technology*, 19(1) :93–126, 1998.
- [102] ONERA. Mesures des hydrocarbures purs en laboratoire. Technical report, ONERA, 2014.
- [103] Giorgio Franceschetti, Maurizio Migliaccio, and Daniele Riccio. On Ocean SAR Raw Signal Simulation. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(1) :84–100, 1998.
- [104] Giorgio Franceschetti, Antonio Iodice, Daniele Riccio, Giuseppe Ruello, and Roberta Siviero. SAR Raw Signal Simulation of Oil Slicks in Ocean Environments. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(9) :1935–1949, 2002.
- [105] Antoine Ghaleb, Stéphanie Even, René Garello, Bertrand Chapron, Nicolas Pinel, and Nicole De Beaucoudrey. Modeling and simulation of sea surface radar observations. *Simulation*, 2010.
- [106] Nicolas Pinel, Goulven Monnier, Julien Houssay, and Antoine Becquerel. Fast simulation of a moving sea surface remotely sensed by radar. In *International Radar Conference*. IEEE, 2014.
- [107] Peng-Bo Wei, Zhang Min, Ding Nie, and Yong-Chang Jiao. Statistical realisation of CWMFSM for scattering simulation of space-time varying sea surface. *International Journal of Remote Sensing*, pages 1–14, 2018.
- [108] Jerry Tessendorf. Simulating Ocean Water. 2001.
- [109] A G Voronovich and V U Zavorotny. Theoretical model for scattering of radar signals in Ku- and C-bands from a rough sea surface with breaking waves. *Waves in Random Media*, 11(3) :247–270, 2001.
- [110] Christophe Bourlier and Nicolas Pinel. Numerical implementation of local unified models for backscattering from random rough sea surfaces. *Waves in Random and Complex Media*, 19(3) :455–479, 2009.
- [111] Christophe Bourlier. Upwind – Downwind Asymmetry of the Sea Backscattering Normalized Radar Cross Section Versus the Skewness Function. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 56(1) :17–24, 2018.
- [112] Nicolas Jeannin, Laurent Féral, Henri Sauvageot, Laurent Castanet, and Frédéric Lacoste. A Large-Scale Space-Time Stochastic Simulation Tool of Rain Attenuation for the Design and Optimization of Adaptive Satellite Communication Systems Operating between 10 and 50 GHz. *International Journal of Antennas and Propagation*, 2012, 2012.
- [113] Benjamin Holt and Cathleen Jones. Detection of marine slicks with SAR : Scientific and experimental legacy of werner alpers, his students and colleagues. In *International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS)*, pages 1480–1483, Fort Worth, Texas, 2017.
- [114] Heinrich Hühnerfuss, Arne Gericke, Werner Alpers, Reinhard Theis, Volkmar Wismann, and Philipp A Lange. Classification of sea slicks by multifrequency radar techniques : New chemical insights and their geophysical implications. *Journal of Geophysical Research*, 99(C5) :9835–9845, 1994.
-

- [115] Martin Gade, Werner Alpers, Heinrich Hühnerfuss, and Philipp A. Lange. Wind wave tank measurements of wave damping and radar cross sections in the presence of monomolecular surface films. *Journal of Geophysical Research*, 103(C2) :3167–3178, 1998.
- [116] S. A. Ermakov. Possibilities of Identification of Oil Films Using Radar Probing of the Sea Surface. In *US/EU-Baltic International Symposium*, pages 1–6, 2008.
- [117] I Sergievskaya and S. A. Ermakov. On Wave Damping due to Oil Films. In *US/EU-Baltic International Symposium*, pages 8–13, 2008.
- [118] L. J. Foged, M. A. Saporetti, E. Jørgensen, T. Voigt, F. Calvano, and D. Tallini. Measurement and Simulation of Reflector Antenna. In *2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2015.
- [119] Okey Nwogu. Maximum entropy estimation of directional wave spectra from an array of wave probes. *Applied Ocean Research*, 11(4) :176–182, 1990.
- [120] Olivier Boisot, Amarouche Laiba, Jean-Claude Lalaurie, and Charles-Antoine Guérin. Dynamical Properties of Sea Surface Microwave Backscatter at Low-Incidence : Correlation Time and Doppler Shift. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, PP :1–11, 2016.
- [121] Olivier Boisot, Sébastien Pioch, Christophe Fatras, Guillemette Caulliez, Alexandra Bringer, Pierre Borderies, Jean-Claude Lalaurie, and Charles-Antoine Guérin. Ka-band backscattering from water surface at small incidence : A wind-wave tank study. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, pages 1–25, 2015.
- [122] Tetsu Hara, Erik J Bock, and David Lyzenga. In situ measurements of capillary-gravity wave spectra using a scanning laser slope gauge and microwave radars. *Journal of Geophysical Research*, 99(C6) :12,593–12,602, 1994.
- [123] Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon, London, 6th edition, 1980.
- [124] Ciyou Zhu, Richard H Byrd, Peihuang Lu, and Jorge Nocedal. Algorithm 778 : L-BFGS-B : Fortran Subroutines for Large-Scale Bound- Constrained Optimization. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 23(4) :550–560, 1997.
- [125] Stephen G. Nash. Newton-Type Minimization via the Lanczos Method. *SIAM Journal of Numerical Analysis*, 21(4) :770–788, 1984.
- [126] Heinrich Hühnerfuss. *Oil on troubled waters — a historical survey*, pages 3–12. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [127] Sébastien Angelliaume, Olivier Boisot, and Charles-Antoine Guérin. Dual-Polarized L-Band SAR Imagery for Temporal Monitoring of Marine Oil Slick Concentration. *Remote Sensing*, 10(7) :1012, 2018.
- [128] C. Pietrapertosa, A. Spisni, V. Pancioli, A. Pavan, P. Sterzai, P. Paganini, M. Vellico, A. Monni, and F. Coren. Hyperspectral images to monitor oil spills in the River Po. *Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata*, 57(1) :31–42, 2016.
- [129] C E Livingstone, I Sikaneta, C Gierull, S Chiu, and P Beaulne. RADARSAT-2 System and Mode Description. *Integration of Space-Based Assets within Full Spectrum Operations*, 15(1) :1–22, 2005.
- [130] Envisat ASAR Design. https://earth.esa.int/web/guest/missions/esa-operational-missions/envisat/instruments/asar/design#_56_INSTANCE_2sWV_matmp.
- [131] TerraSAR-X Mission. <https://directory.eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/t/terrasar-x>.
- [132] N Pourthie, C Lion, A Mallet, C Ruiz, F Koudogbo, J Duro, P Ordoqui, and A Arnaud. KaRIn - the Ka-band radar interferometer on SWOT : Measurement principle, processing and data specificities. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 2010 IEEE International*, volume 1, pages 3–6, 2010.
- [133] Sébastien Angelliaume, B Minchew, S Chataing, Ph Martineau, and V Miegbielle. Multifrequency Radar Imagery And Characterization Of Hazardous And Noxious Substances At Sea. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 55(5) :3051–3066, 2017.