



Centre d'Etudes Spatiales
de la BIOSphère, Toulouse
Unité Mixte de Recherche
CNES/CNRS/UPS



Institut National de la
Recherche Agronomique
Station de Science du Sol, Avignon

THESE

présentée

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE de TOULOUSE

Spécialité : "Physique et Chimie de l'Environnement"

par

Laurent LAGUERRE

INFLUENCE DE LA RUGOSITE DE SURFACE EN RADIOMETRIE MICRO-ONDE DES SOLS NUS: MODELISATION ET EXPERIMENTATION

Soutenue le 23 Novembre 1995 devant le jury composé de:

M.	Lucien Masbernat	Professeur ENSEEIHT, Toulouse	Président
MM.	Francois BECKER	Professeur ENSPS, Strasbourg	Rapporteur
	Claude KLAPISZ	Professeur à l'université de Paris 7	Rapporteur
	André CHANZY	Chargé de recherche INRA Avignon	Examineur
	Yann KERR	Ingénieur CNES, Directeur de thèse	Examineur
	Philippe RAIZONVILLE	Ingénieur CNES	Examineur

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Yann Kerr et André Chanzy de m'avoir proposé ce thème de travail mêlant de manière équilibrée les aspects de modélisation et d'expérimentation. Merci Yann d'avoir tracé les grandes lignes de cette étude et de m'avoir permis de participer à des manifestations nationales et internationales, particulièrement les expériences Hapex-Sahel et PORTOS'93. Merci André de l'intérêt croissant que tu as manifesté pour ce travail, aux nombreuses discussions qui en ont découlé et de ta participation prépondérante à la partie finale de ma thèse.

Je remercie Monsieur Lucien Masbernat, Directeur de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse de m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être le président du jury de thèse.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur François Becker et à Monsieur Claude Klapisz, tous deux rapporteurs de thèse ainsi qu'à Monsieur Philippe Raizonville d'avoir accepté de participer au jury de thèse et les remercier des remarques et questions suscitées par cette étude.

Ce travail a bénéficié de l'apport scientifique et du soutien amical de Jean-Pierre Wigneron. Merci JP.

Une expérience terrain c'est un travail d'équipe. Je voudrais remercier ici les personnes impliquées dans l'expérimentation PORTOS'93 en Avignon, André Chanzy, Jean-Pierre Wigneron, Jean-Christophe Calvet, Suresh Raju, Driss Haboudane pour leur efficacité et leur abnégation. Merci à la compétente et sympathique équipe technique de la station Science du Sol d'Avignon, Jean-Claude Gaudu, Maurice Monjusiau et Bernard Besse.

Je remercie également Olivier Grosjean et l'équipe Instrumentation du CNES pour leur souci de faire du radiomètre micro-onde multi-fréquence PORTOS un outil toujours plus performant.

Je n'oublie pas dans cette liste les équipes du LERTS et du CESBIO. Avec une mention particulière pour Valéry, Sophie et Patrice; ainsi que Ghani Chehbouni pour les bons moments passés au cours de l'expérience Hapex-Sahel..

Je tiens également à saluer P. Loudjani, R. Magagi, L. Kergoat pour avoir supporté, en qualité de collègues de bureau, les moments difficiles de ma thèse.

Enfin, ce travail a bénéficié de l'aide financière du Centre National d'Etudes Spatiales et du Programme National de la Télédétection Spatiale.

Introduction

Introduction générale

La connaissance de l'influence du bilan d'énergie et du bilan hydrique à l'interface biosphère-atmosphère est de première importance dans des disciplines telles que la météorologie, l'hydrologie, l'agronomie. L'humidité du sol au même titre que la température de surface sont des paramètres clés du bilan d'énergie. L'humidité du sol, généralement définie comme la quantité d'eau contenue dans une couche de sol très peu profonde (typiquement les premiers centimètres du sol) contrôle la partition et la redistribution de l'énergie reçue par la surface terrestre en un flux de chaleur sensible et un flux de chaleur latente. Elle intervient également dans la partition des précipitations en ruissellement et infiltration. Ainsi, les prévisions météorologiques à court terme à l'échelle régionale sont elles très dépendantes des conditions initiales de surface, et particulièrement de l'état de l'humidité du sol qui déterminent les champs atmosphériques très proches de la surface (*Noilhan and Calvet, 1994*). Par ailleurs, la disponibilité en eau du sol régule l'évapotranspiration du système sol-végétation et est susceptible de fournir des indications sur l'état de stress de la végétation.

Dans ce contexte, la télédétection micro-onde s'avère être une technique particulièrement adaptée pour l'estimation de l'humidité du sol. En effet, la grande sensibilité du rayonnement micro-onde à l'humidité du sol, la relative transparence de l'atmosphère aux grandes longueurs d'onde et la résolution moyenne des capteurs passifs embarqués permettent d'obtenir des informations fréquentes à des échelles spatiales compatibles avec l'étude des processus observés et notamment les besoins des modèles méso-échelles ou de circulation générale (à ce propos, Rowntree (1994) souligne que la connaissance, plus particulièrement, de l'humidité du sol, la couverture neigeuse et des précipitations est nécessaire à la validation des modèles de climats, de même la connaissance de l'humidité du sol améliore significativement la précision des prévisions (*Avissar, 1995*)).

De plus, l'avènement de techniques d'interférométrie (prototype aéroporté américain ESTAR (*Le Vine et al., 1988*) ou européen MIRAS (*Goutoule, 1995*)) rendent possible l'utilisation sur satellite de la fréquence 1.4 GHz, jugée optimale pour l'estimation de l'humidité du sol (*Schmugge et al., 1992*), mais délaissée jusqu'alors au niveau satellitaire, pour des problèmes d'encombrement d'antenne.

Cependant, toute extraction de paramètres de surface à partir d'observations radiométriques, dans notre cas la détermination de l'humidité du sol à partir de la mesure micro-onde, nécessite une compréhension de l'interaction du rayonnement avec le milieu d'observation. Le signal mesuré est en effet le résultat de diverses contributions d'autant plus difficiles à séparer que la scène observée est complexe, ce qui est généralement le cas des surfaces terrestres. La

démarche classiquement adoptée consiste à développer des modèles capables de décrire et prédire les processus qui régissent les mécanismes de rayonnement du milieu d'observation. Ces modèles doivent être validés en situations réelles à l'aide d'observations *in-situ*, à diverses échelles spatiales (locale, régionale, globale).

Les nombreuses études à l'échelle locale relatives à l'estimation de l'humidité du sol à partir des micro-ondes passives (*Newton and Rouse, 1980, Jackson et al., 1982*) montrent que la rugosité de surface et la végétation sont les principaux facteurs qui altèrent cette estimation, en diminuant la sensibilité du rayonnement micro-onde à l'humidité du sol. Ces influences reposent couramment sur des paramétrisations semi-empiriques (*Mo et al., 1982, Wang et al., 1983, Brunfeldt and Ulaby, 1984*). Ce type d'approche fonctionnelle reste toutefois insuffisant car il nécessite l'ajustement de paramètres dépourvus de tout sens physique, dépendant des conditions d'observation, et dont le déterminisme n'a pas été mis en évidence.

Les travaux entrepris au CESBIO en collaboration avec les stations de Science du sol et de Bioclimatologie de l'INRA d'Avignon depuis une dizaine d'années visent à développer ou tester des modélisations physiques de l'émission micro-onde en s'appuyant sur des expérimentations à une échelle fine, celle de la parcelle. La modélisation physique de l'émission micro-onde de la végétation (culture) est bien maîtrisée (*Wigneron, 1993*).

La caractérisation de l'influence de la rugosité de surface au moyen de modèles physiques est l'objet de ce travail. Le cadre et les objectifs de cette étude découlent de l'analyse que nous venons de présenter. L'objectif de la modélisation physique de l'émission micro-onde de sols nus rugueux est de permettre une analyse fine de l'influence des divers paramètres du sol: rugosité, humidité, température.

Dans une première partie, nous définissons les principales grandeurs physiques intervenant dans les différentes modélisations de l'émission micro-onde et principalement l'émission micro-onde des sols nus. Ce rapide rappel est suivi d'une analyse des diverses approches de modélisation de l'émission des sols nus, afin de dégager l'intérêt et la complémentarité des différents modèles physiques de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses dans la paramétrisation de l'influence de la rugosité de surface. Les modèles de diffusion retenus à la suite de cette analyse sont les modèles des petites perturbations, les modèles de l'optique physique et géométrique, sous l'approximation de Kirchhoff. Dans un troisième chapitre, les paramètres caractéristiques du sol et de l'atmosphère nécessaires à la mise en oeuvre des modèles sont présentés.

La deuxième partie est consacrée à la description des principes physiques à l'origine des modèles de diffusion retenus et des approximations qui en découlent. L'analyse de sensibilité détaillée de ces modèles, réalisée dans le chapitre 5, permet de préciser les influences respectives des paramètres de rugosité de surface et de l'humidité du sol dans leur contribution

à l'émission micro-onde des sols nus, pour différentes configurations d'observation (fréquence, angle, polarisation) et des gammes de variation réalistes de ces paramètres.

La troisième partie constitue la partie centrale de notre étude. Elle concerne la validation des modèles de diffusion sur un jeu de données terrain recueilli à l'échelle de la parcelle à l'aide du radiomètre micro-onde multi-fréquence PORTOS du CNES. Le chapitre 6 est consacré à l'acquisition et la description du jeu de données à travers les protocoles de mesures utilisés, la diversité des gammes de variation des paramètres sol rencontrée, ainsi que la multiplicité des configurations des températures de brillance mesurées. L'analyse du jeu de données est réalisée dans le chapitre suivant. L'élaboration de critères radiométriques de rugosité basés sur la combinaison des configurations d'observation pour découpler les influences de la rugosité et de l'humidité sur l'émission micro-onde est également abordée. Enfin, la mise en oeuvre de l'ensemble des modèles de diffusion, à l'aide des données mesurées *in-situ*, dans le but d'étudier leurs capacités à reproduire l'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde des sols nus est entreprise et discutée.

Chapitre 1
Bases Physiques

Chapitre 1

Bases physiques

1.1. Nature du rayonnement électromagnétique

1.1.1. L'onde électromagnétique

Les rayonnements visible, infra-rouge, micro-onde sont des ondes de nature électromagnétique (E.M.) dont les lois de propagation dans les milieux naturels sont régies par les équations de Maxwell. Les équations de Maxwell appliquées aux cas simples des milieux sans source, homogènes, isotropes vont nous permettre de préciser les grandeurs qui caractérisent l'onde électromagnétique,

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \\ \nabla \times \vec{B}(\vec{r}, t) - \epsilon\mu \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \\ \nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \\ \nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \end{array} \right.$$

où \vec{E} et \vec{B} sont les champs électriques et magnétiques
 ϵ et μ désignent la permittivité et la perméabilité du milieu
 \vec{r} et t sont les variables d'espace et de temps.

Les équations de propagation de l'onde dans le milieu se déduisent des équations de Maxwell

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \\ \nabla^2 \vec{B}(\vec{r}, t) - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \end{array} \right.$$

L'onde plane est la solution la plus simple à l'équation de propagation. Pour le champ électrique, son expression est la suivante

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

La solution à l'équation de propagation permet d'exprimer les champs électrique et magnétique en n'importe quel point de l'espace à un instant donné. La structure de l'onde plane est telle que, \vec{E} et \vec{B} sont perpendiculaires entre eux et perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde, caractérisée par le vecteur d'onde \vec{k} . Le plan défini par \vec{E} et \vec{B} est appelé le plan d'onde ou plan de polarisation.

La relation de dispersion du milieu est obtenue en remplaçant l'expression du champ électrique dans l'équation de propagation,

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$$

reliant k et ω respectivement appelées pulsations spatiale (ou nombre d'onde) et temporelle de l'onde, et telles que

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{et} \quad \omega = \frac{2\pi}{T}$$

où λ et T sont respectivement les périodes spatiale (ou longueur d'onde) et temporelle (ou période) de l'onde E.M.

La vitesse de propagation de l'onde dans le milieu v (ou vitesse de phase),

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$$

(on aboutit à cette expression en considérant que la phase de l'onde $\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}$ est constante)

Rq: si le milieu de propagation est le vide, $\epsilon = \epsilon_0$ et $\mu = \mu_0$, respectivement, permittivité et perméabilité du vide, la vitesse de propagation dans le vide est égale à la vitesse de la lumière $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$.

Les grandeurs précédentes peuvent être exprimées en fonction de celles du vide. Ainsi, le milieu est caractérisé par sa permittivité relative $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ et sa perméabilité relative $\mu_r = \mu/\mu_0$. On définit par ailleurs la longueur d'onde et le nombre d'onde dans le milieu de propagation en référence à la longueur d'onde λ_0 et au nombre d'onde du vide k_0 , par les relations,

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad \text{et} \quad k = \frac{k_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

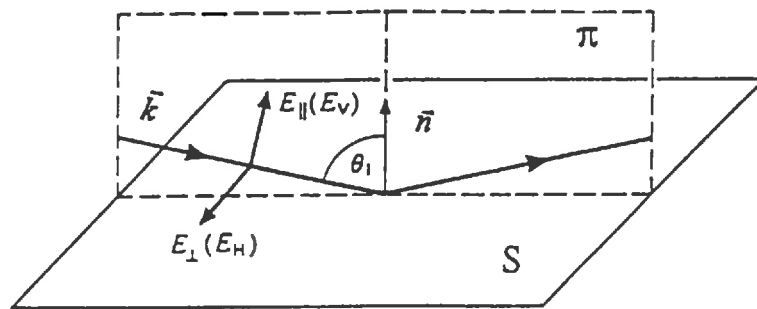


Figure 1.1: composantes horizontale et verticale d'une onde plane incidente sur une surface (S), le plan (π) définit le plan d'incidence.

Ceci permet de définir un indice de réfraction du milieu n qui est le rapport de la vitesse de propagation de l'onde dans le vide à la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r}$$

L'indice de réfraction est par conséquent la racine carrée de la permittivité relative du milieu.

Rq: l'impédance intrinsèque du milieu η est souvent utilisée $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$.

1.1.2. Polarisation

La polarisation caractérise l'évolution du champ électrique \vec{E} dans le plan d'onde. Si le vecteur champ électrique \vec{E} et par suite le vecteur champ magnétique \vec{B} gardent une direction constante au cours de la propagation, la polarisation de l'onde est dite rectiligne. Si l'extrémité du vecteur champ électrique décrit un cercle ou une ellipse dans le plan d'onde, la polarisation est dite circulaire ou elliptique. Si la direction de \vec{E} varie de manière aléatoire, l'onde n'est pas polarisée.

Il est habituel dans les problèmes d'interaction onde-matière de décomposer le vecteur polarisation en 2 vecteurs orthogonaux dont les directions sont relatives à la géométrie du problème. Considérons une onde plane de direction \vec{k} , incidente sur une surface S de normale \vec{n} . Le plan d'incidence est défini comme le plan constitué par la normale à la surface \vec{n} et la direction de propagation \vec{k} (cf. figure 1.1). Le vecteur polarisation du champ électrique est décomposé suivant deux directions orthogonales de polarisation:

- la direction horizontale pour laquelle \vec{E} est perpendiculaire au plan d'incidence (on dit également que l'onde est transverse électrique). La composante du champ électrique dans cette direction de polarisation est notée E_h ou $E_{//}$
- la direction verticale pour laquelle \vec{E} est parallèle au plan d'incidence (on dit également que l'onde est transverse magnétique). La composante du champ électrique dans cette direction de polarisation est notée E_v ou E_{\perp}

1.2. Interactions onde-matière

Toute onde incidente à l'interface de deux milieux (discontinuité de permittivité) est soumise à des phénomènes de réflexion et réfraction à l'interface. Le cas le plus simple concerne une onde plane polarisée rectilignement incidente sur une interface plane ou "lisse". La notion d'interface lisse n'est pas une propriété intrinsèque à la surface, elle est relative à la longueur d'onde du rayonnement incident. En effet, si les dimensions des irrégularités de l'interface sont

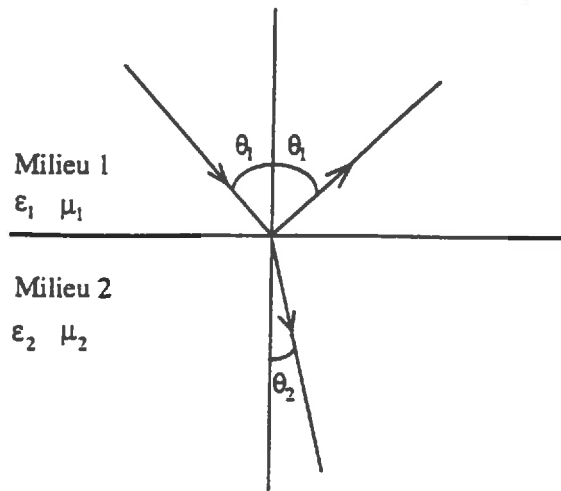


Figure 1.2: Réflexion et réfraction à l'interface de 2 milieux selon les lois de Snell-Descartes

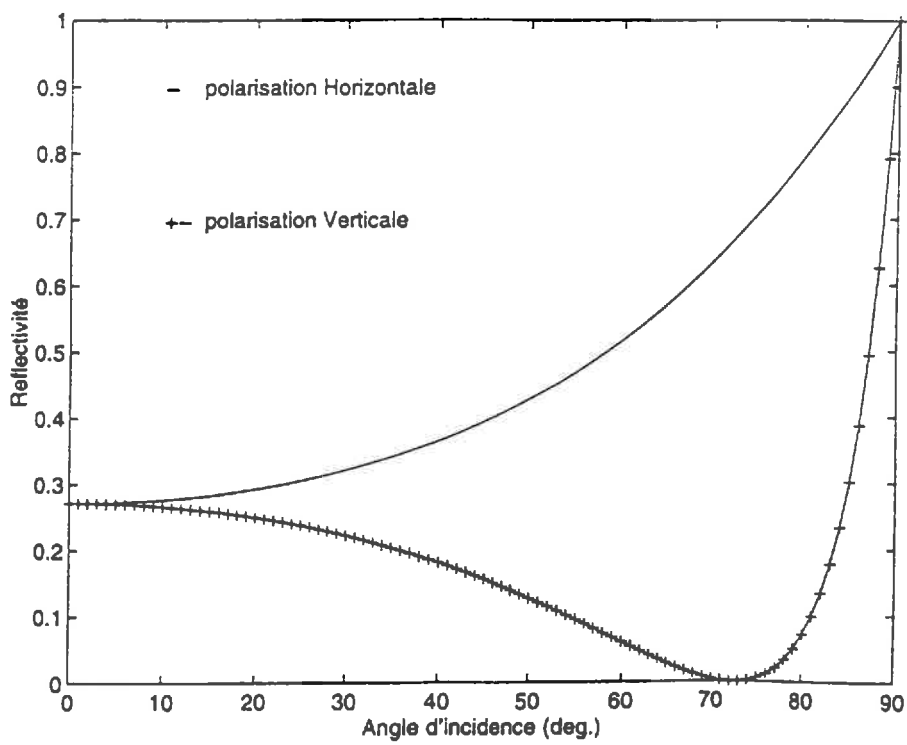


Figure 1.3: variation angulaire de la réflectivité de Fresnel en polarisations horizontale et verticale.

très petites devant la longueur d'onde du rayonnement, l'interface est considérée "lisse". Dans le cas d'une interface "lisse", la réflexion est dite "spéculaire", sinon la réflexion est dite "diffuse".

1.2.1. Interface plane

Les lois de Snell-Descartes relient la direction des ondes planes réfléchies et réfractées à celles de l'onde plane incidente pour une interface plane séparant les milieux 1 et 2 (cf. figure 1.2)

$$\begin{cases} \theta'_1 = \theta_1 \\ k_2 \sin \theta_2 = k_1 \sin \theta_1 \end{cases}$$

Les conditions de continuité du champ électrique à l'interface, combinées aux lois de Snell-Descartes permettent d'exprimer les coefficients de réflexion R et de réfraction T respectivement égaux au rapport du champ électrique réfléchi dans le milieu 1 au champ électrique incident, d'une part, et au rapport du champ électrique transmis dans le milieu 2 au champ électrique incident,

$$\text{polarisation horizontale} \quad R_h = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad \text{et} \quad T_v = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}$$

$$\text{polarisation verticale} \quad R_v = \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad \text{et} \quad T_h = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1}$$

Rq: il existe un angle d'incidence dit angle de Brewster pour lequel les rayons réfléchi et réfracté sont perpendiculaires. Pour une onde de polarisation quelconque en incidence de Brewster sur une surface, seule la composante normale au plan d'incidence est réfléchi (polarisation horizontale), il n'y a pas de composante verticale réfléchi, $R_v(\theta_{\text{Brewster}}) = 0$ avec $\tan \theta_{\text{Brewster}} = n_1/n_2$

Les coefficients de réflexion et de réfraction en intensité (proportionnelle au carré du module du champ électrique) appelés respectivement réflectivité et transmittivité sont tels que

$$\begin{aligned} r_h &= |R_h|^2 & \text{et} & & r_v &= |R_v|^2 \\ t_h &= |T_h|^2 & \text{et} & & t_v &= |T_v|^2 \end{aligned}$$

Nous nous référons désormais aux réflectivité de Fresnel pour exprimer le rapport de l'intensité réfléchi à l'intensité incidente sur une surface plane. La figure 1.3 présente un

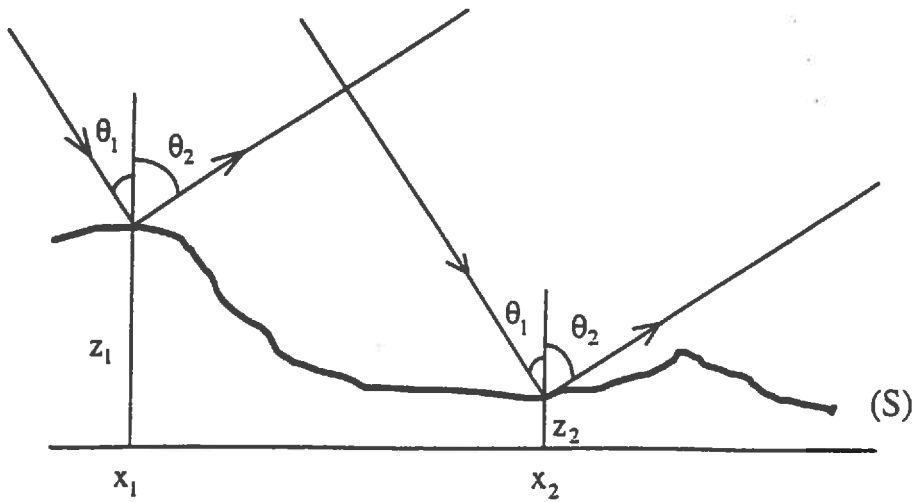


Figure 1.4: représentation de la réflexion par une surface rugueuse (S) pour le calcul du critère de Rayleigh basé sur la différence de phase $\Delta\phi$.

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \{ (z_1 - z_2) (\cos\theta_1 - \cos\theta_2) + (x_1 - x_2) (\sin\theta_1 - \sin\theta_2) \}$$

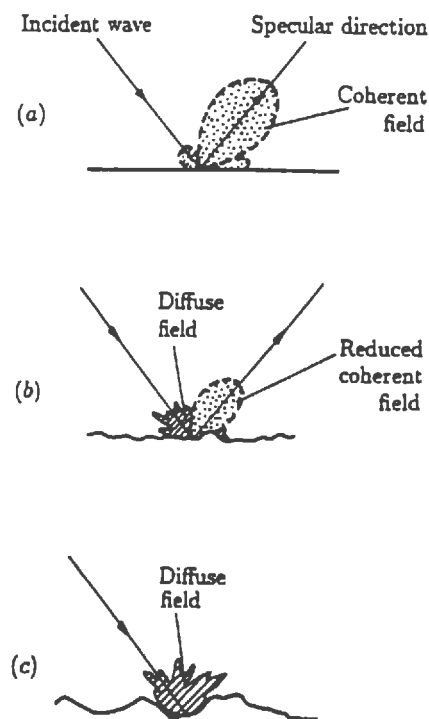


Figure 1.5: schéma du changement de la distribution d'énergie diffusée par un diffuseur de dimensions finies dont la rugosité de surface augmente, (a) surface lisse, (b) surface légèrement rugueuse, (c) surface très rugueuse (d'après Ogilvy, 1991).

exemple de variation angulaire de la réflectivité de Fresnel en polarisations horizontale et verticale.

1.2.2. Interface rugueuse

Le critère de Rayleigh est utilisé pour déterminer le degré de rugosité d'une interface, il permet une interprétation simple d'un phénomène physique très complexe. Considérons une onde plane incidente à un angle θ_1 sur une interface rugueuse, cf. figure 1.4 (nous nous intéressons seulement au rayonnement réfléchi). La différence de phase entre 2 rayons réfléchis dans le plan d'incidence par 2 points distincts de l'interface $M_1(x_1, z_1)$ et $M_2(x_2, z_2)$ est

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \{ (z_1 - z_2)(\cos\theta_1 - \cos\theta_2) + (x_1 - x_2)(\sin\theta_1 - \sin\theta_2) \}$$

où z est pris par rapport à un plan de référence.

Dans la direction spéculaire ($\theta_2 = \theta_1$), la différence de phase devient

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta z \cos\theta_1$$

avec $\Delta z = z_1 - z_2$

L'interférence entre les 2 rayons réfléchis dépend de l'amplitude de la phase devant π . Ainsi si $\Delta\phi \approx \pi$, les ondes réfléchies s'annihilent (interférence destructive), il n'y a pas d'énergie diffusée dans la direction spéculaire, l'énergie est diffusée dans des directions autres que la direction spéculaire. Le critère de Rayleigh établit que l'interface est "lisse" si $\Delta\phi < \pi/2$ autrement elle est "rugueuse". Le critère de Rayleigh quelque peu arbitraire, montre toutefois que la rugosité d'une surface n'est pas une propriété intrinsèque de la surface, mais dépend des propriétés de l'onde. L'expression de la différence de phase montre que la fréquence et l'angle de l'onde incidente déterminent le "niveau" de rugosité de la surface, *i.e.* sa rugosité "effective". Une surface tend à être effectivement lisse sous l'une ou l'autre des conditions suivantes

$$\frac{\Delta z}{\lambda} \rightarrow 0 \quad \text{ou} \quad \theta_1 \rightarrow \frac{\pi}{2}$$

(*i.e.* pour des grandes longueurs d'onde ou basses fréquences et pour des incidences rasantes).

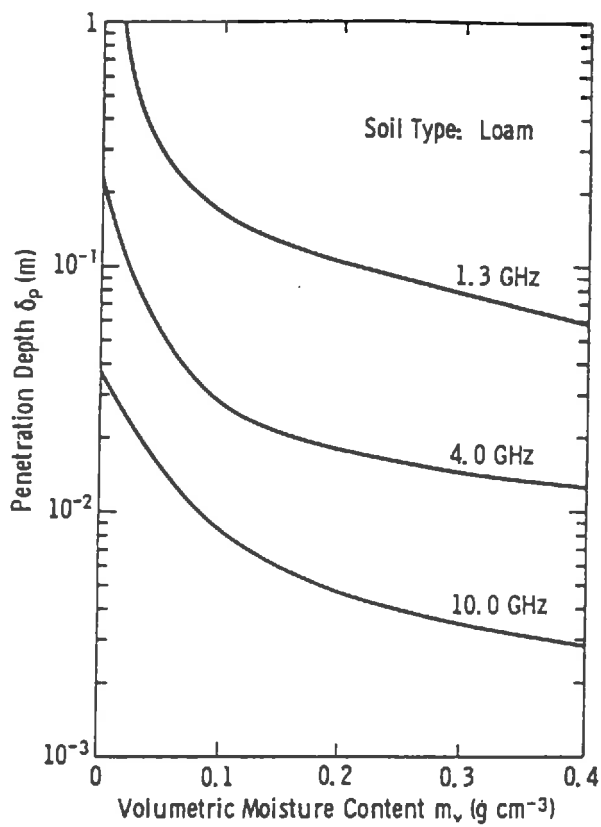


Figure 1.6: profondeurs de pénétration d'un sol en fonction de l'humidité du sol, à différentes fréquences (d'après Ulaby et al., 1982).

Le cas extrême opposé à l'interface spéculaire est l'interface parfaitement rugueuse dite lambertienne, le rayonnement est le même dans toutes les directions de diffusion.

La figure 1.5 est une illustration du changement de la distribution d'énergie diffusée dû à une augmentation de rugosité de surface.

1.2.3. Profondeur de pénétration

Les milieux matériels sont caractérisés par une permittivité complexe

$$\epsilon_c = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega},$$

où σ représente la conductivité électrique du milieu.

L'expression de la permittivité complexe découle des équations de Maxwell pour un milieu en présence de charges libres. Le champ électrique \vec{E} solution des équations de Maxwell pour une onde se propageant suivant l'axe z ,

$$E_x = E_{x0} \exp(-\alpha z) \cos(\beta z - \omega t)$$

α et β sont appelées respectivement constante d'atténuation et constante de phase.

$$\alpha = k_0 \left| \text{Im} \left\{ \sqrt{\epsilon_r} \right\} \right| \quad \text{et} \quad \beta = k_0 \text{Re} \left\{ \sqrt{\epsilon_r} \right\}$$

$\text{Re}(z)$ et $\text{Im}(z)$ sont respectivement les parties réelles et imaginaires du nombre complexe z .

Le facteur exponentiel traduit l'atténuation de l'onde au cours de sa propagation dans le milieu. On définit une longueur d'absorption qui est la distance au bout de laquelle l'amplitude du champ est divisée d'un facteur e . En terme d'intensité, on définit le coefficient d'absorption K_a [Np m^{-1}] qui caractérise le rapport entre la puissance absorbée sur la puissance incidente,

$$K_a = 2\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon'}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right)^2} - 1 \right)}$$

La profondeur de pénétration δ_p dans le milieu est telle que $\int_0^{\delta_p} K_a(z) dz = 1$.

Ainsi $\delta_p = \frac{1}{2\alpha}$ dans le cas où K_a varie peu avec z

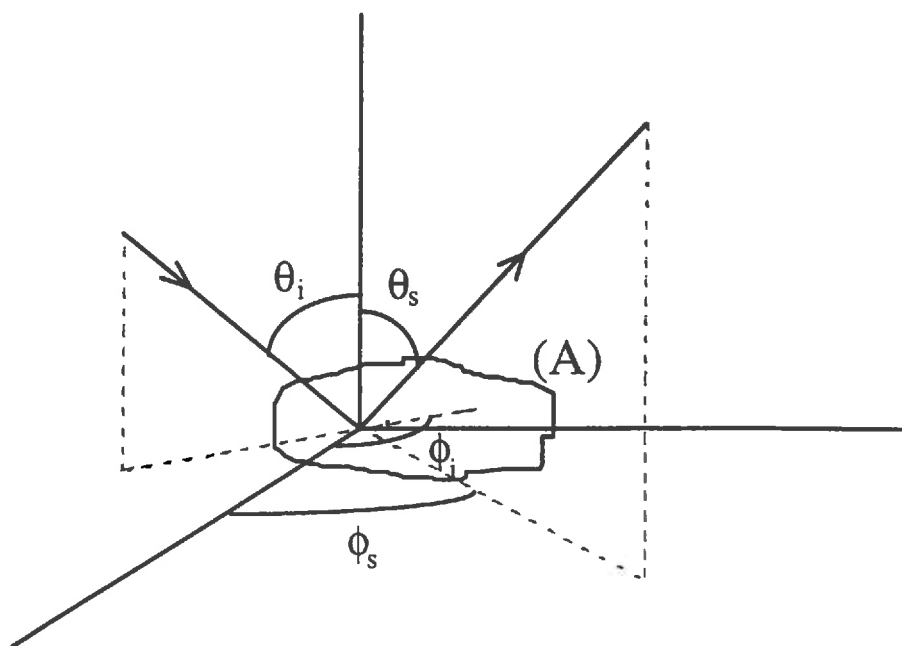


Figure 1.7: directions d'incidence et de diffusion pour le calcul du coefficient bistatique de diffusion.

Pour un milieu où les pertes par absorption sont faibles, *i.e.* $Im(\epsilon_r) \ll Re(\epsilon_r)$

$$\delta_p \approx \frac{\lambda \sqrt{Re(\epsilon_r)}}{2\pi Im(\epsilon_r)}$$

La figure 1.6 présente les variations de la profondeur de pénétration δ_p pour un sol en fonction de son humidité, pour différentes fréquences.

1.3. Intensité du rayonnement

1.3.1. Coefficient bistatique de diffusion

Le coefficient bistatique de diffusion est une quantité très importante dans la paramétrisation de l'intensité du rayonnement diffusé, rétrodiffusé ou émis naturellement.

La coefficient bistatique [sans dimension], d'une cible ponctuelle, dans une direction donnée, est le rapport de la puissance totale diffusée par un diffuseur isotropique équivalent, qui génère la même densité de puissance diffusée dans cette direction, à la puissance incidente sur l'aire illuminée (Ulaby *et al.*, 1982)

$$\sigma_{qp}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) = \frac{4\pi R^2 Re\left\{\left\langle |E_{qp}^s|^2 \right\rangle / \eta_s^*\right\}}{A Re\left\{|E_0|^2 / \eta_i^*\right\}} \quad p, q = v \text{ ou } h$$

où

p et q sont respectivement les polarisations de l'onde incidente et de l'onde diffusée

A est l'aire illuminée

R est la distance entre la cible et le point d'observation

(θ_i, ϕ_i) et (θ_s, ϕ_s) les directions d'incidence et de diffusion

* désigne le complexe conjugué

$\langle \rangle$ la moyenne statistique sur toutes les réalisations possibles de la surface A .

La figure 1.7 représente la géométrie de diffusion pour le calcul du coefficient bistatique de diffusion.

Rq: le coefficient bistatique de diffusion est différent du rapport de la puissance diffusée à la puissance incidente, il peut donc être supérieur à 1 dans certaines directions de diffusion.

Le terme $\langle |E_{qp}^s|^2 \rangle$ proportionnel à l'intensité moyenne diffusée est la quantité recherchée dans les problèmes de diffusion. Un des objectifs de la théorie de la diffusion des ondes E.M. par les surfaces rugueuses est de relier la quantité $\langle |E_{qp}^s|^2 \rangle$ aux caractéristiques de la cible de diffusion.

Certains auteurs (*Peake, 1959, Cosgriff et al., 1960*) décrivent le coefficient bistatique de diffusion en terme de surface perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde incidente et non plus par rapport à l'aire illuminée. Dans ce cas, le coefficient bistatique, noté γ , est tel que

$$\sigma_{pq}^0(\theta_i, \phi_i) = \sigma_{pq}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) / \cos \theta_i$$

Le coefficient de rétrodiffusion ou coefficient monostatique de diffusion, quantité directement mesurée par le radar, se déduit du coefficient bistatique de diffusion par la relation

$$\sigma_{pq}^0(\theta_i, \phi_i) = \sigma_{pq}^0(\theta_s = \theta_i, \phi_s = \pi + \phi_i, \theta_i, \phi_i)$$

1.3.2. Intensité spécifique

Tout corps à une température thermodynamique différente du zéro absolu rayonne de l'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques. C'est ce rayonnement électromagnétique d'origine thermique qui est mesuré en télédétection passive.

La quantité énergétique qui le caractérise est l'intensité spécifique $I_f(r, \theta, \phi)$ (appelée luminance spectrale dans le domaine optique ou encore brillance spectrale dans le domaine micro-onde). L'intensité spécifique spectrale $I_f(r, \theta, \phi)$ [$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$] est la puissance rayonnée par la surface élémentaire dA , dans l'angle solide $d\omega$ défini par les directions θ, ϕ dans le domaine de fréquence df ,

$$I_f(r, \theta, \phi) = \frac{dP}{\cos \theta dA d\Omega df}$$

L'intensité spécifique varie en général d'un point à un autre, et selon la direction en chaque point. Le rayonnement est dit isotrope si l'intensité spécifique est indépendante de la direction et homogène si l'intensité spécifique est la même en tout point.

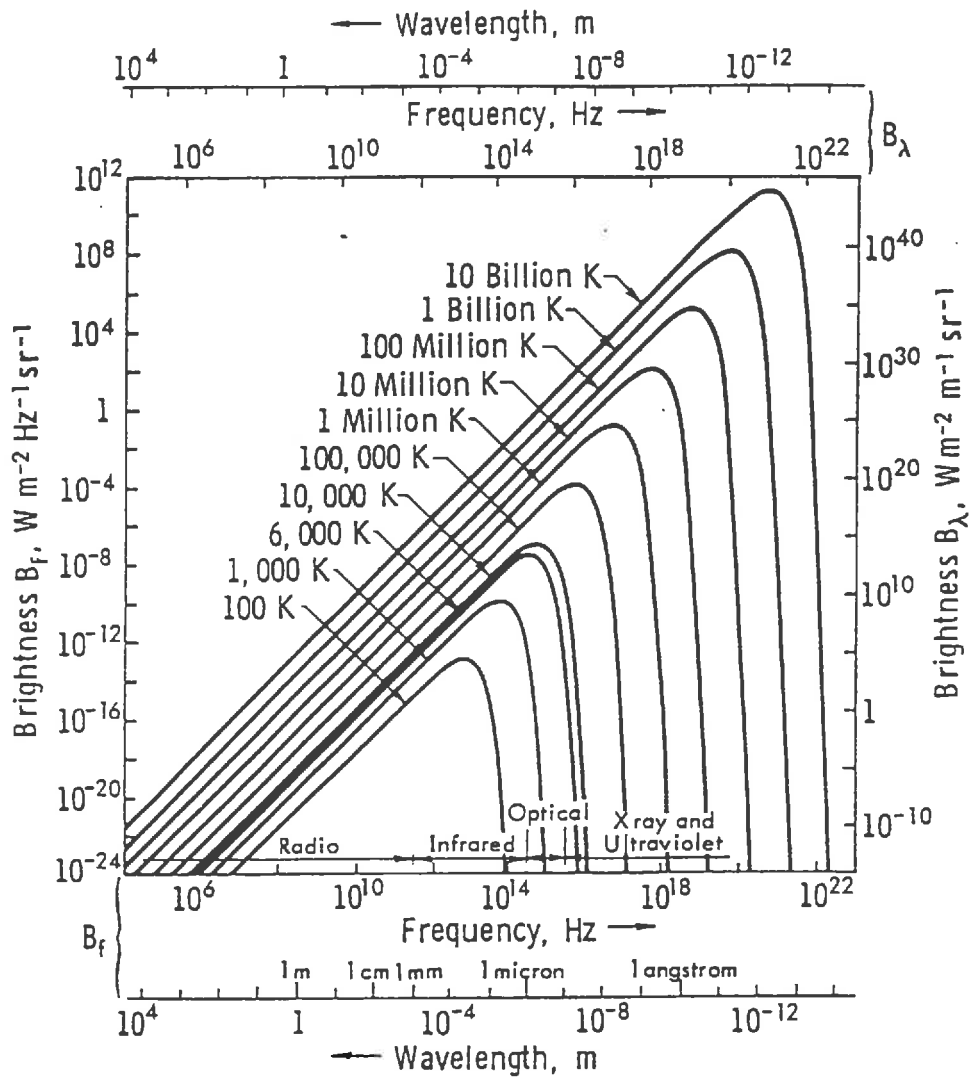


Figure 1.8: courbes de la loi de rayonnement de Planck (d'après Ulaby et al., 1981).

1.3.3. Loi de Planck

La loi de Planck, basée sur les lois de la mécanique quantique, permet d'exprimer l'intensité spécifique à la température thermodynamique du corps rayonnant. On définit un corps idéal ou corps noir à l'équilibre thermique qui absorbe la totalité des ondes incidentes sur sa surface et n'en réfléchit ni n'en transmet aucune. L'énergie reçue est réémise intégralement, sous forme d'un rayonnement isotrope dont la distribution n'est pas uniforme suivant la fréquence,

$$I_f = \frac{2hf^3 c^{-2}}{\exp(\frac{hf}{kT}) - 1}$$

avec c vitesse de la lumière

k constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$)

h constante de Planck ($6.62 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$)

T température thermodynamique du corps (K)

La figure 1.8 illustre la loi de Planck par une famille de courbes de brillance spectrale du corps noir en fonction de la fréquence, pour différentes températures thermodynamiques. On remarque que la gamme du rayonnement tellurique ($T = 300\text{K}$) est très réduite par rapport au rayonnement solaire ($T = 6000\text{K}$) et décalée vers les basses fréquences (ou grandes longueurs d'onde) du domaine de l'infra-rouge thermique et des radio-fréquences.

1.3.4. Loi de Rayleigh-Jeans

Dans la gamme des micro-ondes ($0.3 \text{ GHz} < f < 300 \text{ GHz}$ ou $1 \text{ mm} < \lambda < 1 \text{ m}$), l'approximation suivante est très utilisée

$$kT \gg hf$$

Cette approximation basse fréquence appliquée à la loi de Planck, établit une relation linéaire entre la luminance spectrale à la température thermodynamique du corps noir, plus connue sous le nom de **loi de Rayleigh-Jeans**

$$I_f = \frac{2f^2 kT}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2}$$

Pour un corps dont la température est de l'ordre de 300 K et pour une fréquence inférieure à 117 GHz, la relation de Rayleigh-Jeans devie de moins de 1% de la loi de Planck.

1.3.5. Température de brillance et émissivité

Il est habituel de se référer dans les gammes de fréquence micro-ondes à la température de brillance de préférence à l'intensité spécifique, car l'énergie rayonnée est directement proportionnelle à la température thermodynamique de l'objet. La température de brillance d'un objet est définie par

$$T_{Bf}(\theta, \phi) = I_f(\theta, \phi) \frac{\lambda^2}{k}$$

La plupart des surfaces naturelles ne sont pas des corps noirs mais des corps susceptibles de réfléchir ou transmettre le rayonnement incident donc de rayonner moins d'énergie qu'un corps noir à la même température. Dans le domaine des micro-ondes, on définit l'émissivité spectrale d'un corps non noir, dans la direction (θ, ϕ) comme le rapport, de sa température de brillance $T_{bf}(\theta, \phi)$, à la température de brillance du corps noir T_{bf} à la même température T ,

$$e_f(\theta, \phi) = \frac{T_{bf}(\theta, \phi)}{T_{bf}} = \frac{T_{bf}(\theta, \phi)}{T} \quad 0 \leq e(\theta, \phi) \leq 1$$

L'émissivité du corps noir est égale à 1.

1.3.6. Relation entre le coefficient bistatique de diffusion et l'émissivité et loi de Kirchhoff

Cette relation est utilisée très couramment pour les problèmes de diffusion par les surfaces rugueuses. Afin de trouver une relation entre le coefficient bistatique de diffusion σ^0 et l'émissivité, il est nécessaire d'exprimer la puissance totale diffusée par l'interface en termes de σ^0 et la puissance absorbée par le milieu comme la différence entre la puissance incidente et la puissance diffusée.

Considérons une onde incidente de polarisation p sur une interface irrégulière, une partie de l'énergie incidente est diffusée par la surface et le reste est transmis dans le milieu. La puissance totale diffusée par la surface à une distance R de la surface dans l'hémisphère supérieur est égale à la densité de puissance intégrée sur tout l'hémisphère supérieur (la densité de puissance diffusée est constituée de deux termes compte-tenu de la dépolariation

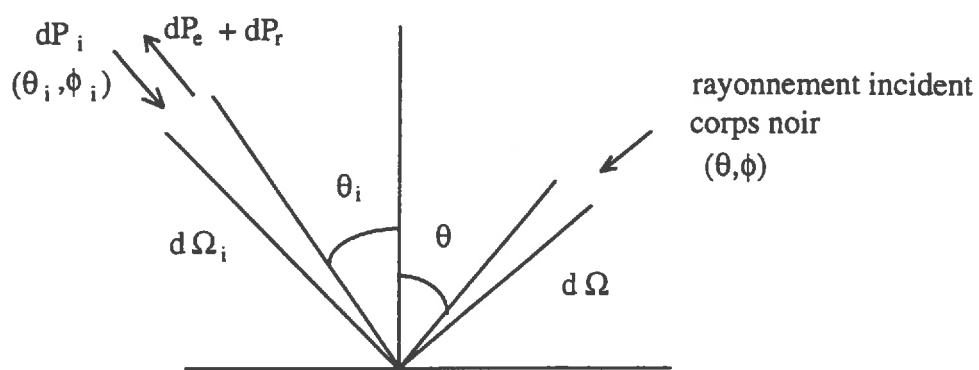


Figure 1.9: géométrie pour établir la loi de Kirchhoff (d'après Tsang et al., 1985).

de l'onde incidente par la surface). Ainsi, l'expression de la puissance totale diffusée par la surface dans l'hémisphère supérieur est

$$P_s = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2\eta} (|E_{pp}^s|^2 + |E_{qp}^s|^2) R^2 \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s$$

La fraction de puissance diffusée est le rapport de la puissance diffusée à la puissance incidente interceptée par la surface A ,

$$\left(\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2\eta} (|E_{pp}^s|^2 + |E_{qp}^s|^2) R^2 \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s \right) / (A |E_p^i| \cos\theta_i / 2\eta)$$

L'expression de l'absorptivité du milieu dans la polarisation p ou fraction de puissance absorbée par le milieu donnée par 1 moins la fraction de puissance diffusée (exprimée en fonction du coefficient bistatique) est la suivante

$$a_p(\theta_i, \phi_i) = 1 - \frac{1}{4\pi \cos\theta_i} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sigma_{pp}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \sigma_{qp}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s$$

La loi de Kirchhoff décrit la relation entre l'émissivité et l'absorptivité du milieu. Si l'on suppose que le milieu est à l'équilibre thermodynamique avec le rayonnement d'un corps noir situé dans l'hémisphère supérieur, on considère que l'énergie qui quitte la surface dans une polarisation et une direction donnée est égale à l'énergie qui arrive sur la surface dans la même direction et avec la même polarisation (cf. figure 1.9). Ainsi, la puissance incidente sur la surface, dans la polarisation q et la direction (θ_i, ϕ_i) est

$$dP_i = \frac{kT}{\lambda^2} d\Omega_i A \cos\theta_i df$$

D'autre part, la puissance quittant la surface dans la même direction est la contribution de deux termes,

- l'émission thermique de la surface dans la direction (θ_i, ϕ_i)

$$dP_e = e_q(\theta_i, \phi_i) \frac{kT}{\lambda^2} \cos\theta_i A d\Omega_i df$$

- le rayonnement du corps noir extérieur incident sur la surface dans la direction (θ_i, ϕ_i)

$$dP_r = \frac{1}{4\pi \cos\theta_i} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{kT}{\lambda^2} \{ \sigma_{gh}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \sigma_{qv}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s \} df$$

Le milieu étant à l'équilibre thermodynamique avec l'hémisphère supérieur

$$dP_i = dP_e + dP_r$$

Après remplacement des termes de l'égalité précédente par leur expression respective, on obtient la relation de Peake (1959) qui relie l'émissivité au coefficient bistatique de diffusion

$$\begin{aligned} e_p(\theta_i, \phi_i) &= 1 - \frac{1}{4\pi \cos\theta_i} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \{ \sigma_{gh}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \sigma_{qv}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s \} \\ &= a_p(\theta_i, \phi_i) \end{aligned}$$

La relation de Peake permet de calculer l'émissivité connaissant le coefficient de diffusion bistatique. Elle fait le lien entre les mesures de télédétection active et passive. Elle sera très utilisée dans la suite de notre travail.

Rq:

$$r_p(\theta_i, \phi_i) = \frac{1}{4\pi \cos\theta_i} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \{ \sigma_{gh}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \sigma_{qv}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s \}$$

représente la réflectivité de la surface rugueuse (appelée aussi albédo de surface).

Dans le cas d'une surface plane pour laquelle il n'existe pas de dépolarisation, la puissance est réfléchiée dans la direction spéculaire et dans la même polarisation que l'onde incidente.

La fraction de puissance réfléchiée est

$$|R_p(\theta_i)|^2 = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sigma_{pp}^0 \sin(\theta_s) d\theta_s d\phi_s$$

où R_p est le coefficient de réflexion de Fresnel

Ainsi, pour une surface plane entre deux milieux semi-infinis, l'émissivité est égale à 1 moins la réflectivité $r_p(\theta_i)$

$$e_p(\theta_i) = 1 - r_p(\theta_i)$$

Ce type de relation sera très utilisé dans la suite de notre travail.

Table des matières

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre 1. Bases physiques	4
1.1. Nature du rayonnement électromagnétique.....	4
1.1.1. L'onde électromagnétique.....	4
1.1.2. Polarisation.....	6
1.2. Interactions onde-matière.....	6
1.2.1. Interface plane	7
1.2.2. Interface rugueuse	8
1.2.3. Profondeur de pénétration	9
1.3. Intensité du rayonnement	10
1.3.1. Coefficient bistatique de diffusion	10
1.3.2. Intensité spécifique.....	11
1.3.3. Loi de Planck.....	12
1.3.4. Loi de Rayleigh-Jeans	12
1.3.5. Température de brillance et émissivité.....	13
1.3.6. Relation entre le coefficient bistatique de diffusion et l'émissivité et loi de Kirchhoff	13
Chapitre 2. Eléments bibliographiques sur la modélisation de l'émission micro-onde des sols nus	17
2.1. Modèles stratifiés	19
2.1.1. Modèles incohérents.....	19
2.1.2. Modèles cohérents.....	20
2.1.3. Modèles semi-empiriques	23
2.2. Modèles de rugosité	25
2.2.1. Modèles théoriques	26
2.2.2. Modèles semi-empiriques	29
2.3. Conclusion	32
Chapitre 3. Modélisation des paramètres physiques du milieu.....	34
3.1. Le sol.....	34
3.1.1. Description statistique de la surface du sol	34
3.1.1.1. Densité de probabilité des hauteurs et écart-type des hauteurs	35
3.1.1.2. Fonctions de corrélation et longueur de corrélation	36
3.1.1.3. Pente et rayon de courbure moyens	38
3.1.2. Constante diélectrique du sol	39
3.1.2.1. Généralités.....	40
3.1.2.2. Modèle de Wang et Schmugge.....	42
3.1.2.3. Modèle semi-empirique de Dobson	43
3.1.2.4. Discussion	45
3.2. L'atmosphère	47
3.2.1. Interactions rayonnement/ constituants atmosphériques.....	47
3.2.2. Influence de l'atmosphère sur la température de brillance	48

Chapitre 4. Modèles de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses	51
4.1. Equations intégrales du champ électrique.....	51
4.2. Approximation de Kirchhoff.....	53
4.2.1. Développement en série de Taylor en fonction des pentes de surface	57
4.2.1.1. Expressions des intensités en fonction des moments statistiques de la distribution des hauteurs	61
4.2.1.2. Expressions du coefficient bistatique de diffusion.....	66
4.2.2. Approximation de la phase stationnaire	69
4.3. Méthode des petites perturbations.....	72
Chapitre 5. Etude de sensibilité des modèles de diffusion	75
5.1. Domaines de validité des modèles	76
5.2. Influence des caractéristiques de la rugosité sur l'émission des sols nus	76
5.2.1. Caractérisation du niveau de température de brillance en fonction de la rugosité	77
5.2.1.1. Modèle PO.....	77
5.2.1.2. Modèle GO	79
5.2.1.3. Modèle SPM.....	80
5.2.2. Comportement angulaire de la température de brillance.....	80
5.3. Influence de l'humidité du sol sur l'émission des sols nus	81
5.4. Conclusions	83
Chapitre 6. Expérimentation PORTOS'93	84
6.1. Description du site de mesures.....	85
6.2. Mesures caractéristiques du milieu sol	88
6.2.1. Humidité de surface	88
6.2.2. Masse volumique sèche.....	90
6.2.3. Température du sol.....	91
6.2.4. Rugosité de surface	92
6.3. Description du radiomètre PORTOS	95
6.3.1. Présentation générale.....	95
6.3.2. Principes de fonctionnement	96
6.3.3. Caractéristiques des antennes.....	98
6.4. Mesures radiométriques micro-ondes	99
6.4.1. Etalonnage in-situ.....	99
6.4.2. Protocole des mesures micro-ondes	102
6.4.3. Traitement et qualité des données radiométriques	104
Chapitre 7. Analyse des données expérimentales	107
7.1. Influence de l'humidité du sol et de la rugosité de surface sur la température de brillance: résultats expérimentaux.....	107
7.2. Indices radiométriques de rugosité.....	109
7.2.1. Sensibilité de l'émission micro-onde d'un sol nu à l'humidité du sol	110
7.2.2. Variations angulaires.....	112
7.2.3. Différence de polarisation et rapport de polarisation	114
7.3. Conclusion	114

Chapitre 8. Comparaison des données radiométriques micro-ondes mesurées et simulées	116
8.1. Profondeur "effective" de l'émission du sol	117
8.2. Rugosités mesurées et domaines de validité des modèles	118
8.3. Influence de la variabilité de la rugosité mesurée sur la température de brillance simulée	119
8.3.1. Influence de la variabilité in-situ de la rugosité sur le calcul de la température de brillance - Estimateurs de la température de brillance simulée.	122
8.4. Confrontations des mesures radiométriques avec les simulations des modèles de diffusion	124
8.4.1. Modèle SPM.....	124
8.4.2. Modèle PO	126
8.4.3. Modèle GO.....	130
8.5. Confrontations des indices radiométriques expérimentaux et simulés	131
8.6. Conclusions.....	133
Conclusion générale.....	136
Annexe A. Coefficients de polarisation des modèles de diffusion SPM, PO, GO	140
Annexe B. Rugosités de la campagne PORTOS'93.....	143
Annexe C. Fonction de transfert du circuit antenne du radiomètre PORTOS à 1.4 GHz.....	145
Annexe D. Analyse des données PORTOS'93- Evolutions temporelles	147
D.1 Comparaison parcelle très lisse / parcelle moyennement rugueuse	147
D.2 Influence de l'humidité du sol sur la température de brillance en fonction de la fréquence - Parcelle très lisse	148
D.3 Influence de la rugosité sur la température de brillance en fonction de la fréquence - Parcelle moyennement rugueuse	149
Annexe E. Confrontations indices radiométriques observés/simulés.....	150
Références bibliographiques.....	151

Chapitre 2

Eléments bibliographiques sur la modélisation de l'émission micro-onde des sols nus

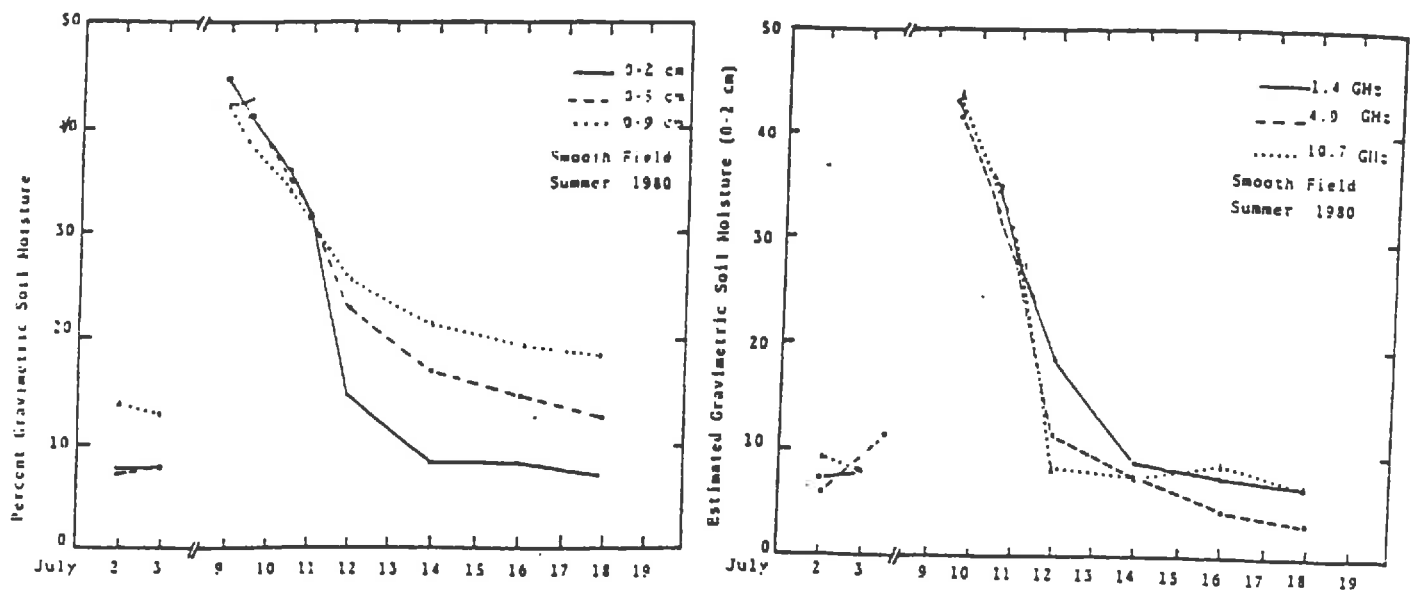


Figure 2.1: comparaison des humidités gravimétriques mesurées 0-2, 0-5, 0-9 cm (a) et estimées pour les fréquences 1.4, 5.05, 10.65 GHz en fonction du dessèchement d'un sol lisse (d'après Newton et al., 1982).

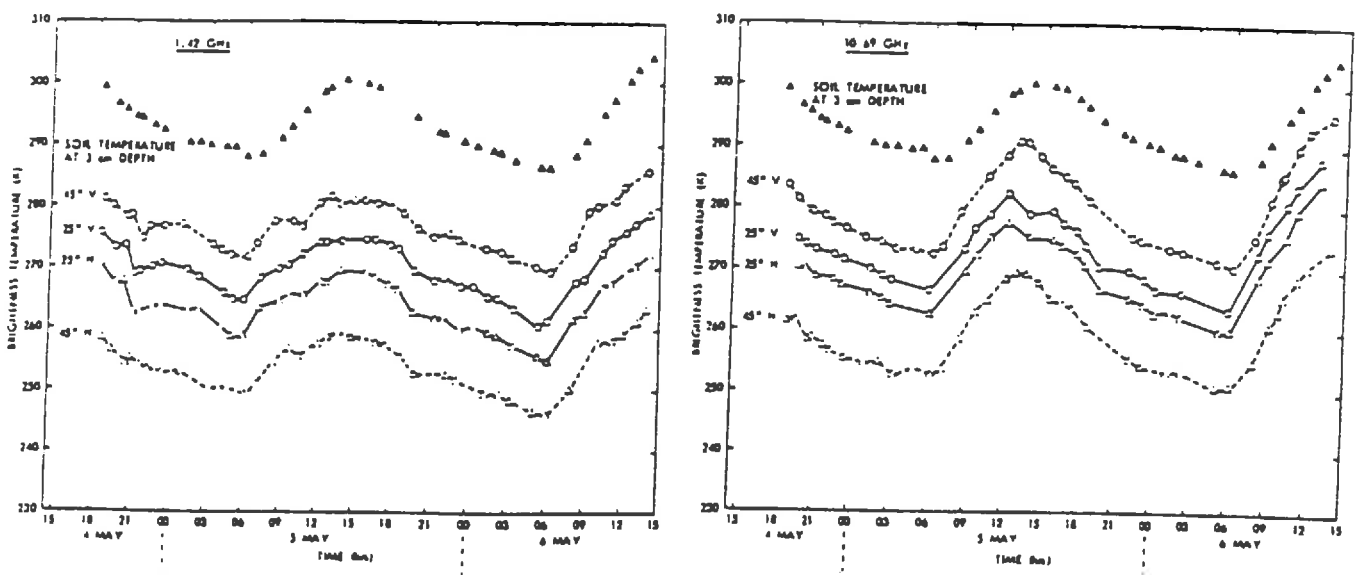


Figure 2.2: températures de brillance observées sur une période de 48h, pour un sol lisse très sec pour les fréquences 1.4 et 10.69 GHz (d'après NJoku et al., 1982).

Chapitre 2

Eléments bibliographiques sur la modélisation de l'émission micro-onde des sols nus

Les différents travaux menés en radiométrie micro-onde depuis les années 1970 montrent la complémentarité d'approches de type expérimental et de modélisation physique et/ou semi-empirique, pour une meilleure compréhension des mécanismes d'émission des surfaces naturelles. Dans le cas des sols nus, l'humidité et la température du sol, tout comme la rugosité de surface ont été identifiés comme les facteurs influençant de manière déterminante l'émission micro-onde. Du point de vue de la modélisation micro-onde, contrairement à des milieux comme la glace ou la végétation, le sol peut être assimilé en première approximation à un milieu essentiellement dissipatif où les phénomènes de diffusion de volume peuvent être négligés (*England, 1975, Schmugge and Choudhury, 1981, Tsang et al., 1985, Jin, 1993*). Les profils non-uniformes de températures et de d'humidité très près de la surface et la rugosité de surface jouent alors un rôle dominant dans l'émission micro-onde des sols nus.

Nous allons montrer dans un premier temps, les grandes tendances de l'influence de l'humidité, de la température du sol et de la rugosité de surface sur l'émission micro-onde des sols nus. Nous utiliserons pour cela les principaux résultats issus de campagnes d'expérimentations terrain réalisées au début des années 1980.

Dans le but d'extraire une information directe sur l'humidité du sol à partir de la mesure radiométrique, différents travaux aussi bien théoriques (*Wilheit, 1978, Schmugge and Choudhury, 1981*) qu'expérimentaux (*Schmugge et al., 1974, Newton et al., 1980*) ont tenté de relier directement la température de brillance à l'humidité moyenne sur une couche de sol d'épaisseur fixée. L'avènement des radiomètres multi-fréquence a permis à *Newton et al.* (1982) d'estimer expérimentalement la couche de sol qui contribue "effectivement" à l'émission du sol. *Newton et al.* analysent le dessèchement en continu d'un sol nu à l'aide d'observations radiométriques multi-fréquences (1.4, 5.05, 10.65 GHz). La figure 2.1 montre, d'une part, les courbes de dessèchement du sol pour différentes couches de profondeurs croissantes (0-2, 0-5, 0-9 cm), et d'autre part, les évolutions des humidités de la couche 0-2 cm calculées à partir des températures de brillance mesurées et en supposant une relation linéaire entre les humidités et températures de brillance mesurées aux fréquences respectives 1.4, 5.05, 10.65 GHz. Les figures montrent que les évolutions des humidités estimées, au cours du

○ very smooth field (sandy loam); + smooth field (silty loam); ● rough field (silty loam).

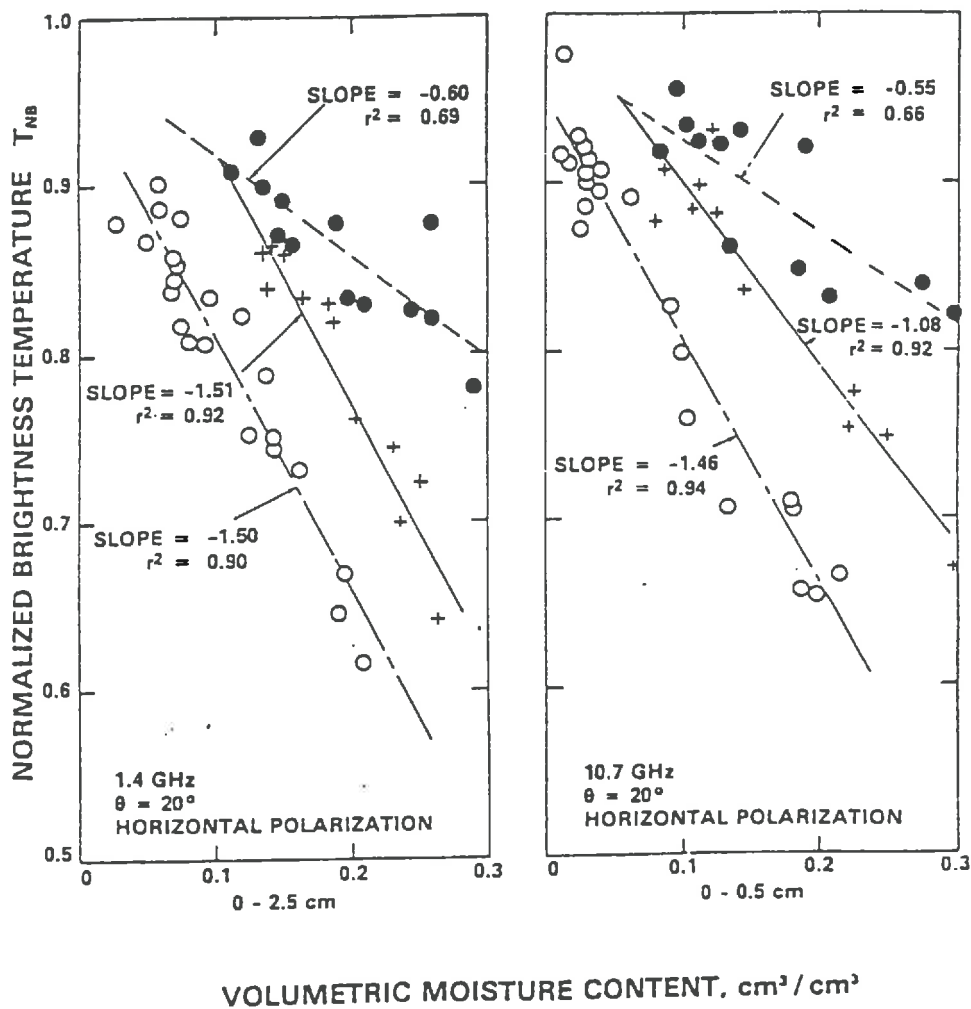


Figure 2.3: variations de la température de brillance mesurée, normalisée par la température de surface mesurée, en fonction de l'humidité volumique du sol, pour des sols de rugosités et de textures différentes, à 1.4 GHz et 10.7 GHz (d'après Wang et al., 1983).

dessèchement, sont très proches des courbes de dessèchement des humidités mesurées pour la couche 0-2 cm prouvant ainsi que seulement l'humidité du sol très près de la surface peut être mesurée directement par un radiomètre micro-onde. D'autre part, on constate que la vitesse de dessèchement des humidités estimées est d'autant plus faible que la fréquence est élevée. Ceci montre que la réponse du radiomètre à l'humidité du sol dépend de la fréquence, et que des observations multi-fréquences sont susceptibles de fournir une information sur le profil d'humidité (*Reutov and Shutko, 1986*).

La température de brillance est également affectée par le profil de la température thermodynamique du sol. L'influence du profil de température du sol est aussi dépendante de la fréquence. Les figures 2.2, tirées de *NJoku and O'Neill (1982)*, présentent les variations temporelles de la température de brillance d'un sol nu lisse très sec (*i.e.* les variations de la température de brillances sont attribuées aux seules variations de la température du sol) à 1.4 et 10.65 GHz, sur une période de 48h. Les températures du sol à 3 cm de profondeur sont également représentées sur ces figures. La réponse du radiomètre à la variation diurne de la température du sol est évidente. L'amplitude de variation des températures de brillance à 1.4 GHz est inférieure à l'amplitude de variation à 10.65 GHz, ce qui confirme que le radiomètre répond à des couches de sol dont l'épaisseur diminue avec la fréquence. D'autre part, l'amplitude de variation de la température de brillance à 10.65 GHz supérieure à l'amplitude de variation de la température du sol à 3 cm montrent qu'à cette fréquence, le radiomètre est sensible à une couche de sol très proche de la surface.

Nous venons de décrire très brièvement les réponses de la température de brillance micro-onde d'un sol nu à des variations diélectriques et thermiques du sol. La géométrie de la surface du sol, ou rugosité de surface, influence également l'émission micro-onde du sol. Les résultats de *Choudhury et al. (1979)*, *Newton et al. (1980)*, *Wang et al. (1983)* sont à l'origine des études sur l'influence de la rugosité des sols nus en radiométrie micro-onde des sols nus. La figure 2.3, tirées de *Wang et al. (1983)*, présente les variations de la température de brillance mesurée sur des sols nus de rugosités différentes, et normalisée par la température de surface, en fonction de l'humidité moyenne du sol, pour un angle d'incidence de 20°, en polarisation H, respectivement à 1.4 et 10.7 GHz (on rappelle à ce propos que l'augmentation de l'humidité du sol entraîne une diminution de sa température de brillance). La figure 2.3 montre que l'augmentation de la rugosité de surface se traduit par une augmentation de la température de brillance et par une baisse significative de la sensibilité de la température de brillance à l'humidité du sol, pour les 2 fréquences. Ceci confirme les résultats obtenus lors d'expérimentations terrain réalisées sur des surfaces de rugosité aléatoire (*Newton et al., 1980*) ou périodiques (*Wang et al., 1980*). D'autre part, *Burke et al. (1979)* montrent notamment que le degré de polarisation, défini comme la différence de la température de brillance entre la polarisation V et H, à une incidence fixée, est fortement affecté par la rugosité de surface. D'autres facteurs, tels la densité sèche et la texture du sol, influencent également l'émission du

sol en agissant sur ses propriétés diélectriques. Ces effets seront précisés dans le chapitre 3 consacré à la modélisation des paramètres physiques du milieu.

Les travaux de modélisation sur l'émission micro-onde découplent généralement l'influence des profils d'humidité et de température du sol, des effets de la rugosité de surface. Les profils d'humidité et de température du sol sont étudiés en assimilant le sol à un milieu semi-infini stratifié verticalement et délimité à par une surface lisse. La modélisation de l'influence de la rugosité repose sur des hypothèses relevant plus du domaine "actif" que du domaine "passif". Le sol est assimilé à une surface diélectrique rugueuse, caractérisée par sa réflectivité (l'émissivité est ensuite déduite de la réflectivité à partir des lois de Kirchhoff).

2.1. Modèles stratifiés

Les modèles stratifiés sont particulièrement bien adaptés pour étudier l'influence des profils diélectriques et thermiques sur l'émission du sol. On distingue généralement deux types de modèles, les modèles cohérents et les modèles incohérents. Les modèles cohérents reposent directement sur le calcul des champs électriques dans le milieu, ils contiennent donc une information sur la phase des ondes se propageant dans le milieu, alors que les modèles incohérents calculent directement une intensité.

Bien que les approches de modélisation à l'origine de ces modèles soient différentes, les modèles cohérents et incohérents s'appuient sur une description du milieu similaire. Le sol de surface lisse est considéré homogène horizontalement et stratifié verticalement en un ensemble de couches horizontales, planes et parallèles entre elles (les lois de Snell-Descartes sont donc appliquées pour chaque interface). Les épaisseurs des couches sont variables et d'autant plus minces que l'on se rapproche de la surface pour tenir compte des gradients de température et d'humidité. Chaque couche est caractérisée par une humidité et une température constantes et se trouve à l'équilibre thermodynamique.

2.1.1. Modèles incohérents

Burke *et al.* (1979) appliquent l'équation simplifiée du transfert radiatif, (*i.e.* les phénomènes de diffusion dans le sol sont négligés),

$$\cos \theta \frac{dT_{Bp}(z, \theta)}{dz} = -K_a(z)T_{Bp}(\theta, z) + K_a(z)T(z)$$

pour chaque couche du sol, afin de déterminer la température de brillance de chaque couche.

$T(z)$ désigne la température thermodynamique du sol à la cote z .

$K_a(z)$ est le coefficient d'absorption du sol à la cote z . K_a [Np m^{-1}] est une fonction des parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique ϵ du sol (cf. paragraphe 1.2.3).

La température de brillance dans la couche 1 (1^{ère} couche sous l'interface sol-atmosphère) s'écrit,

$$T_{Bp}(1^+) = T_1(1 - e^{-K_a \Delta z_1 / \cos \theta_1}) + T_{Bp}(2^+) e^{-K_a \Delta z_1 / \cos \theta_1} \quad (2.1)$$

La couche de sol i d'épaisseur Δz_i est délimitée par l'interface supérieure i et l'interface inférieure $i+1$. L'argument (N^\pm) désigne un point situé au-dessus (+) ou au-dessous (-) de la N ème interface.

Le premier terme de l'équation (2.1) rend ainsi compte du rayonnement ascendant émis à l'intérieur de la couche 1. Le deuxième terme décrit le rayonnement ascendant, provenant d'un point situé au-dessus de l'interface 2 et atténué d'un facteur $e^{-\gamma_1 \Delta z_1}$ sur la distance Δz_1 lors de son trajet dans la couche 1. $T_{Bp}(2^+)$ est également la somme de 2 contributions, un rayonnement descendant émis par la couche 1 et réfléchi par l'interface 2, et un rayonnement provenant des couches inférieures, $T_{Bp}(2^-)$, transmis par l'interface 2.

$$T_{Bp}(2^+) = r_{p2} T_1(1 - e^{-K_a \Delta z_1 / \cos \theta_1}) + T_{Bp}(2^-) (1 - r_{p2})$$

La réflexion et la transmission du premier ordre sont uniquement considérées par le modèle.

r_{p2} désigne la réflectivité de Fresnel de l'interface 2 dans la polarisation p .

La sommation des intensités des N couches du sol donne l'expression de la température de brillance d'un sol nu, pour l'angle d'incidence θ dans la polarisation p ,

$$T_{Bp}(\theta) = \sum_{i=1}^N T_i (1 - e^{-K_a \Delta z_i / \cos \theta_i}) (1 + r_{p,i+1}(\theta) e^{-K_a \Delta z_i / \cos \theta_i}) \prod_{j=1}^i (1 - r_{p,j}(\theta)) e^{-\sum_{j=2}^i K_{a,j-1} \Delta z_{j-1} / \cos \theta_{j-1}}$$

2.1.2. Modèles cohérents

On retient généralement deux types de modèles cohérents, le modèle de Wilheit (Wilheit, 1978) et le modèle de Njoku (Njoku and Kong, 1977), qui s'inspirent des travaux de Stogryn (1970), Kong (1975) et Tsang *et al.* (1975) sur le rayonnement émis par des milieux dont les distributions de températures et de constantes diélectriques sont verticalement non-homogènes. Ces 2 modèles utilisent des hypothèses de départ semblables. Une première étape

consiste à établir les équations de continuité des champs électriques et magnétiques à l'interface de chaque couche. Le sol est constitué de $N+1$ couches, la couche 0 et la couche $N+1$ sont semi-infinies. Dans chaque couche, les champs électrique et magnétique sont le résultat de la superposition de deux ondes se propageant respectivement dans les directions ascendante et descendante. Les amplitudes complexes de ces ondes, respectivement A_i et B_i pour la couche i , constituent les inconnues du problème. Les conditions aux limites pour les couches 0 et $N+1$ permettent de connaître les amplitudes A_0, B_0 et A_{N+1}, B_{N+1} . Dans la couche 0, $A_0 = RE_0$ et $B_0 = E_0$, dans la couche $N+1$, $A_{N+1} = 0$ et $B_{N+1} = TE_0$. E_0 est l'amplitude du champ incident sur le milieu stratifié. R et T constituent les coefficients de réflexion et de transmission des interfaces 0 et $N+1$. Il n'existe pas d'onde ascendante dans la couche $N+1$ ($A_{N+1} = 0$) car cette couche est semi-infinie.

La résolution du système de $2N+2$ équations (2 équations de continuités par interface) à $2N+2$ inconnues (A_i et B_i pour chaque interface), permet d'explicitier les champs électriques dans chaque couche.

La différence du modèle de Wilheit et de NJoku réside dans la façon d'introduire les champs électriques déterminés dans le calcul de la température de brillance du sol nu.

Wilheit applique l'équation de transfert radiatif au milieu stratifié et obtient l'expression de la température de brillance d'un sol nu, dans la polarisation p , sous l'angle d'incidence θ

$$T_{Bp}(\theta) = \sum_{i=1}^{N+1} f_{pi}(\theta) T_i + r_p(\theta) \quad (2.2)$$

où f_{pi} désigne l'absorptivité de la couche i . En effet, chaque couche est à l'équilibre thermique et rayonne donc autant d'énergie qu'elle en absorbe. $r_p(\theta)$ représente la réflectivité de Fresnel de la surface du sol.

L'absorptivité de chaque couche est donnée par la différence entre les flux électromagnétiques net entrant respectivement, par les interfaces supérieures et inférieures de la couche considérée, sur le flux incident sur le milieu stratifié. Les flux d'énergie sont donnés par le vecteur de Poynting. L'expression de l'absorptivité de la couche i , en fonction des champs électriques donnée par Wilheit est la suivante:

$$f_i = \frac{1}{\cos\theta_0} \left[\text{Re}(n_i \cos\theta_i) |B_i|^2 (|P_{i-1}|^2 - |P_i|^2) + \text{Re}(n_i \cos\theta_i) |A_i|^2 \left(\left| \frac{1}{P_i} \right|^2 - \left| \frac{1}{P_{i-1}} \right|^2 \right) \right. \\ \left. + \underbrace{2 \text{Im}(n_j \cos\theta_i) \text{Im} \left(B_i A_i^* \left(\frac{P_{i-1}}{P_{i-1}^*} - \frac{P_i}{P_i^*} \right) \right)}_{\text{terme d'interférence}} \right]$$

$$\text{où } P_j = e^{-ikn_j \Delta z_j \cos\theta_j} P_{j-1}$$

Les termes relatifs à la partie réelle (*Re*) constituent les atténuations des ondes se propageant respectivement dans les directions ascendantes et descendantes. Le terme relatif à la partie imaginaire (*Im*) constitue la différence majeure avec les modèles incohérents, ce terme rend compte, en effet, des interférences entre les 2 ondes.

Le modèle de NJoku et Kong (1977) diffère du modèle de Wilheit dans le calcul de l'intensité du rayonnement. NJoku utilise la théorie des fluctuations électromagnétiques (*Landau and Lifshitz, 1960*) pour calculer la température de brillance à partir des champs électriques déterminés dans chaque couche du sol. Cette théorie établit que n'importe quel milieu dissipatif est soumis à des fluctuations de champs électromagnétiques dues à l'apparition de moments magnétiques et électriques locaux d'origine thermique. Ces champs d'origine thermique rayonnent de l'énergie dans le milieu environnant qui génère à son tour des mouvements de charge d'origine thermique. La puissance rayonnée dépend des fonctions de corrélation spatiale et temporelle des sources fluctuantes.

Les températures de brillance données par le modèle de NJoku ne sont pas présentées ici. Les calculs sont développés dans Tsang *et al.* (1986).

Schmugge et Choudhury (1981) ont comparé les résultats des modèles cohérents et incohérent, aux fréquences limites 1.4 et 19.4 GHz, pour une grande variété de profils d'humidité et de température du sol. Il ressort de cette étude que:

- les températures de brillance calculées par les modèles de Wilheit et NJoku sont peu différentes, quelle que soit la fréquence.
- il existe une grande différence (jusqu'à 20K) entre les températures de brillance simulées par le modèle incohérent et les modèles cohérents principalement à 1.4 GHz et pour les profils d'humidité présentant des gradients d'humidité positifs marqués en surface (elle est inférieure à 5 K à 19.4 GHz pour les mêmes conditions). Les auteurs attribuent cette différence au fait que le modèle de Burke est essentiellement piloté par le coefficient de transmission de Fresnel de la couche de surface, ce qui le rend très dépendant, par conséquent, de l'humidité dans cette couche. Par contre, l'information relative à la phase de l'onde contenue dans les modèles

cohérents, introduit un couplage des couches de surface et des couches plus profondes (sous-couches) qui prend en compte l'influence du profil d'humidité sur l'émission du sol nu, importante aux basse-fréquences.

- le calcul de la température effective par les 3 modèles stratifiés (Wilheit, NJoku et Burke) donnent des résultats équivalents.

2.1.3. Modèles semi-empiriques

NJoku et Kong (1977) montrent qu'une expression simplifiée de la température de brillance d'un sol nu peut être obtenue, dans le cas où le profil de température est non-uniforme suivant la profondeur et l'humidité du sol est constante (ou varie très peu avec la profondeur),

$$T_{Bp}(\theta) = (1 - r_p(\theta)) \int_{-\infty}^0 T(z) \frac{K_a(z)}{\cos\theta_1} \exp\left(-\int_z^0 \frac{K_a(z')}{\cos\theta_1} dz'\right) dz \quad (2.3)$$

où

$r_p(\theta)$ désigne la réflectivité de Fresnel de la surface du sol

$T(z)$ désigne la température thermodynamique du sol à la cote z .

θ_1 est l'angle de réfraction dans le sol.

L'expression (2.3) est issue directement de l'équation simplifiée du transfert radiatif, elle considère seulement la réflexion à l'interface sol-air et néglige les réflexions dans le sol. Elle permet de découpler les effets d'humidité et de température du sol sur la température de brillance.

Rq: pour un sol isotherme de température thermodynamique T , on obtient la forme la plus simple de la température de brillance d'un sol de l'expression (2.3),

$$T_{Bp}(\theta) = (1 - r_p(\theta)) T$$

Schmugge et Choudhury (1981) étendent la relation précédente aux profils d'humidité non-uniformes, par le biais d'une réflectivité effective. La réflectivité effective est calculée en tenant compte de l'humidité du sol sur une couche d'épaisseur donnée, et permet de définir l'émissivité effective du sol, en utilisant la loi de Kirchhoff pour les milieux opaques à l'équilibre thermodynamique, ($e_{eff} = 1 - r_{eff}$). Le concept d'émissivité effective est très

important, il implique qu'une couche de sol d'épaisseur donnée participe effectivement à l'émission du sol. Ainsi,

$$T_{Bp}(\theta) = e_{eff} \int_{-\infty}^0 T(z) \frac{K_a(z)}{\cos\theta_1} \exp\left(-\int_z^0 \frac{K_a(z')}{\cos\theta_1} dz'\right) dz = e_{eff} T_{eff}$$

où T_{eff} est la température effective du milieu

La température effective dépend de la distribution en profondeur des sources de rayonnement.

Choudhury *et al.* (1982) proposent une expression simplifiée de la température effective du sol, qui dépend de la température de surface du sol T_s et de la température à une profondeur infinie T_∞ (*i.e.* à une profondeur à partir de laquelle la température du sol ne varie plus, typiquement 130 cm dans l'étude considérée),

$$T_{eff} = T_\infty + (T_s - T_\infty)C$$

en supposant que le profil de température du sol peut être approximé par la forme suivante,

$$T(z) = T_\infty + (T_s - T_\infty)f(z),$$

C est tel que

$$C = \int_0^\infty f(z) K_a(z) \exp\left(-\int_0^\infty K_a(z') dz'\right) dz$$

La valeur de C est ajustée sur la température effective exacte calculée par le modèle de Wilheit à des fréquences variant entre 0.6 et 10.7 GHz, pour différents profils d'humidité et de température du sol. La constante ajustée C est très dépendante de la fréquence. Elle augmente en fonction de la fréquence et tend vers 1 pour les fréquences élevées ($C \approx 0.80$ à 10.7 GHz), montrant la prépondérance de la température de surface par rapport à la température effective du sol pour les haute-fréquences. A la plus basse fréquence (0.6 GHz), $C \approx 0.08$, la température effective est affectée par le profil de température du sol intégrant les sous-couches du sol à l'émission du sol.

Schmugge et Choudhury (1982) comparent l'émissivité effective, calculée pour un profil uniforme dont l'humidité est égale à l'humidité moyenne sur une couche d'épaisseur fixée à l'émissivité des modèles cohérents pour différents profils d'humidité et de température. Les

résultats montrent qu'une couche 0-2 cm donne une émissivité effective semblable à l'émissivité donnée par les modèles cohérents pour la fréquence 1.4 GHz ($\lambda = 21.8$ cm). Ces résultats sont en accord avec les calculs théoriques de Wilheit (1978) qui donnent une dépendance en $\lambda/10$ de l'épaisseur de la couche du sol qui participe effectivement à l'émission du sol. Des travaux expérimentaux plus récents (*Newton et al.*, 1982, *Wang*, 1987, *Raju et al.* 1995) confirment cette dépendance. Les auteurs montrent pour des observations à 1.4 GHz, que l'épaisseur de la couche "efficace" est de l'ordre de 0-2 cm et diminue avec la fréquence, elle est de 0-0.5 cm pour des fréquences autour de 10 GHz.

La réduction de l'émission du sol à une couche de sol d'épaisseur donnée est une approximation très utile puisqu'elle établit une relation directe entre la température de brillance et l'humidité moyenne du sol sur cette couche. Il est possible de retrouver l'humidité d'un sol nu lisse à partir de la mesure radiométrique par le biais de cette relation à condition d'avoir une connaissance *a-priori* de la texture du sol (*Wang*, 1987). La notion de couche "efficace" doit toutefois être considérée comme une approximation statistique qui repose sur une grande variété de profils d'humidité. En réalité, l'épaisseur de la couche de sol dépend de la valeur de l'humidité du sol et de la forme du profil d'humidité.

2.2. Modèles de rugosité

Les modèles physiques qui prennent en compte l'influence de la rugosité de surface s'appuient sur la théorie de la diffusion des ondes par les surfaces rugueuses et cherchent à exprimer le champ diffusé en fonction des caractéristiques de la surface. La détermination du champ diffusé permet de calculer la réflectivité de la surface au moyen du coefficient bistatique de diffusion,

$$R_p(\theta) = \frac{1}{4\pi \cos\theta_i} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ \sigma_{qh}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \sigma_{qv}^0(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s \right\}$$

Il existe un grand nombre de travaux sur la diffusion des ondes par les surfaces rugueuses. Ces études sont à l'origine de développement de modèles dont les degrés de complexité sont très variables. Il est cependant possible de diviser les travaux théoriques en deux catégories: les méthodes s'appuyant sur des approximations pour le calcul du champ diffusé et utilisables pratiquement, les méthodes plus rigoureuses mais plutôt formelles menant à des solutions dites "exactes".

2.2.1. Modèles théoriques

Les modèles des petites perturbations, de l'optique physique et géométrique, utilisés dans notre étude s'appuient sur des approximations basse-fréquence et haute-fréquence de la théorie de la diffusion des ondes par les surfaces aléatoirement rugueuses. Nous les présentons de manière très générale dans ce paragraphe (une description détaillée leur est consacrée dans le chapitre 4.) Les développements du modèle des petites perturbations, du modèle de l'optique physique et du modèle de l'optique géométrique, ces deux derniers sous l'approximation de Kirchhoff, ont bénéficié des travaux réalisés dans les années 1960 sur la diffusion des ondes par les surfaces rugueuses (*Beckmann and Spizzichino, 1963, Hagfors, 1966, Kodis, 1966, Fung 1967, Valenzuela 1967, Barrick, 1968*).

La rugosité de surface est habituellement décrite dans ces modèles par une seule échelle de rugosité caractérisée par l'écart-type des hauteurs σ , la longueur de corrélation L et une fonction de corrélation.

La théorie de Kirchhoff approxime le champ à la surface du diffuseur. N'importe quel point du diffuseur (*i.e.* la surface) est considéré comme appartenant à un plan infini, lisse et parallèle à la tangente locale à la surface. L'approximation de Kirchhoff utilisée avec une équation intégrale du champ diffusé permet d'exprimer celui-ci à une certaine distance du diffuseur en termes des champs approximés de surface (principe de Huyguens, *Kong, 1975*). Elle est supposée s'appliquer aux surfaces légèrement ondulantes dont le rayon de courbure est grand comparé à la longueur d'onde incidente en chaque point de la surface (*Beckmann and Spizzichino, 1963*). Cette condition est d'autant mieux vérifiée que la longueur d'onde est faible (donc que la fréquence est élevée). Ceci justifie le qualificatif haute-fréquence de l'approximation de Kirchhoff.

Deux solutions dépendantes du rapport σ/λ découlent de l'approximation de Kirchhoff:

- σ/λ est grand, on obtient une solution identique à l'optique géométrique (*Hagfors, 1966*).
- σ/λ est faible, on obtient une solution sous forme de séries (*Beckmann and Spizzichino, 1963*).

Ces deux solutions seront développées dans le chapitre 4.

Fung et Eom (1981) ont confronté la solution de Kirchhoff sous forme de série à des mesures sur sol nus à 1.4 GHz pour des surfaces lisse, moyennement rugueuse et rugueuse. Les écart-types mesurés sont utilisés dans les confrontations. La surface est caractérisée par 2 longueurs de corrélation, ces longueurs de corrélation sont ajustées sur les mesures pour un niveau humide semble-t-il, relatif à chaque surface. Les comparaisons angulaires (0° à 50°) modèle/mesure dans les polarisations horizontale et verticale montrent que le modèle est capable de reproduire favorablement les données mesurées.

Tsang et Newton (1982) ont comparé la solution de l'optique géométrique à des mesures de température de brillance réalisées à 1.4 GHz pour un sol rugueux et pour des humidités de sol variant entre 0 et 0.3 cm³ cm⁻³ en utilisant des rugosités mesurées sur le terrain. L'écart-type des hauteurs est déduit d'un ensemble de 16 mesures de profils de rugosité ($\sigma = 26 \text{ mm}$) et la longueur de corrélation est ajustée pour chaque profil. Une valeur constante de la longueur de corrélation égale à 90 mm montrent que les accords modèle /mesure à 0° d'incidence sont raisonnables d'après les auteurs. Tsang et Newton montrent également que les résultats des comparaisons sont bien meilleurs en utilisant la solution de l'optique géométrique qu'en utilisant le modèle de Wilheit (1978) (*i.e.* pour une surface lisse).

Pour des surfaces légèrement rugueuses, *i.e.* des surfaces dont l'écart-type des hauteurs est beaucoup plus petit que la longueur d'onde, $\sigma/\lambda \ll 1$, (approximation basse-fréquence) et les pentes de surface sont relativement faibles, la méthode des petites perturbations est utilisée. La première condition relative à l'écart-type des hauteurs montre que les quantités qui dépendent de la hauteur de surface peuvent être développées en série de Taylor. L'amplitude et la phase des champs incidents et diffusés sont exprimées en série de Taylor en termes de hauteurs de surface. Les conditions aux limites sur la surface rugueuse permettent d'établir des systèmes d'équations pour différents ordres de perturbations. On obtient ainsi l'expression du champ diffusé à l'ordre n après résolutions de ces systèmes (Tsang *et al.*, 1985). La précision de cette approximation est d'autant meilleure que l'ordre est élevé. La solution à l'ordre 0 du champ diffusé est simplement le champ réfléchi spéculairement par une surface lisse. La solution à l'ordre 1 est développée dans le chapitre 4.

Les approximations que nous venons de présenter utilisent une description "locale" des phénomènes de diffusion en considérant que les champs en n'importe quel point de la surface dépendent seulement des caractéristiques de la surface en ce point. Toutefois, les interactions se produisent entre le rayonnement et diverses portions de la surface, ce qui rend les champs en n'importe quel point de la surface dépendant d'autres points de la surface. On retient généralement:

- les effets d'ombre de la surface: l'onde incidente n'illumine pas tous les portions de la surface.
- la diffusion multiple: l'onde incidente est diffusée indirectement après avoir interagité avec plus d'une portion de la surface rugueuse. On définit l'ordre de la diffusion multiple comme le nombre de fois où le rayon est intercepté par la surface avant d'être diffusé.

Ces 2 effets sont généralement à considérer dans le cas des surfaces très rugueuses et des angles d'observation élevés. Les effets d'ombre sont relativement bien connus et peuvent être introduits dans les modèles précédents de façon assez simple et pratique.

Wagner (1967) et Smith (1967) proposent d'inclure les effets d'ombre dans le calcul de l'intensité diffusée par l'intermédiaire de fonctions d'ombre. L'intensité du champ diffusé est multipliée par une fonction d'ombre $S(\theta)$.

$$\langle I_{\text{ombre}} \rangle = \langle I_0 \rangle S(\theta) \quad \text{avec} \quad 0 \leq S(\theta) \leq 1$$

Cette expression est valable seulement dans le cas de la rétrodiffusion.

Sancer (1969) propose une fonction d'ombre bistatique, qui convient donc mieux au calcul de l'émissivité via le coefficient bistatique de diffusion, et l'inclut au niveau du calcul de l'intensité diffusée sous l'approximation de Kirchhoff,

$$\langle I_{\text{ombre}} \rangle = \langle I_0 P(k_i, k_s | Z_x, Z_y) \rangle$$

où $P(k_i, k_s | Z_x, Z_y)$ est la probabilité qu'un point de la surface, dont les pentes sont respectivement Z_x et Z_y selon x et y , soit illuminé et vu directement par le récepteur, pour une direction d'incidence \vec{k}_i et une direction de diffusion \vec{k}_s . Cette fonction d'ombre est développée dans le chapitre 4.

Il existe peu de modèles qui traitent du processus très complexe de la diffusion multiple. Lynch et Wagner (1970) ont étudié la diffusion multiple d'une surface rugueuse parfaitement conductrice en utilisant la théorie de Kirchhoff. La théorie de Kirchhoff permet d'obtenir le coefficient de diffusion pour la diffusion simple, ce coefficient est ensuite intégré sur plusieurs interactions de surface. Lynch et Wagner considèrent les diffusions au second ordre pour la solution haute-fréquence (optique géométrique) de l'approximation de Kirchhoff. Les résultats montrent que la théorie au second ordre préserve mieux la conservation de l'énergie que l'approximation de Kirchhoff conventionnelle. Eom et Fung (1981) et plus récemment Chen et Ishimaru (1990) ont travaillé sur la modélisation de la diffusion multiple. Les travaux de Chen et Ishimaru sur des surfaces très rugueuses considèrent l'approximation de Kirchhoff et la diffusion du second ordre qui incluent l'effet d'ombre sur l'onde incidente et diffusée et la propagation de l'effet d'ombre pour la diffusion du deuxième ordre.

Un des problèmes relatifs à l'utilisation d'approximations dans le calcul du champ diffusé réside dans la restriction des domaines de validité des modèles qui en découlent. Divers travaux, dont ceux intégrant la diffusion multiple ont pour objectifs notamment l'extension du domaine de validité des modèles.

Une approche prometteuse est celle du modèle IEM (Integral Equation Method) développée par Fung et Pan (1987) pour les surfaces parfaitement conductrices. Ce modèle a été étendu très récemment aux surfaces diélectriques par Fung *et al.* (1992) dans la configuration de la

rétrodiffusion, en utilisant une reformulation de l'équation intégrale des champs de surface (*Li and Fung*, 1991). La diffusion multiple est prise en compte. Le modèle est notamment applicable aux fréquences intermédiaires entre les hautes et basses fréquences (*Fung et al.*, 1992).

D'autres approches, tels que les modèles relatifs aux surfaces-composites, considèrent 2 échelles de rugosité au lieu d'une seule. Ces modèles ont été développés pour expliquer le coefficient de rétrodiffusion des surfaces de mer (*Semyonov*, 1966, *Wu and Fung* 1972). La surface est ainsi modélisée par deux composantes indépendantes: une rugosité de faible amplitude et haute-fréquence superposée à une variation basse-fréquence de grande amplitude. Le coefficient bistatique de la surface est la somme de 2 contributions

$$\sigma(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) = \sigma^A(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \langle \sigma^B(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) \rangle$$

σ^A est relatif à la principale contribution par les grandes ondulations

$\langle \sigma^B \rangle$ est le coefficient de diffusion des petites irrégularités moyenné sur la distribution des surfaces normales aux grandes ondulations (*Wu and Fung*, 1972).

Les grandes ondulations contribuent plutôt à la diffusion aux les faibles angles d'incidence, σ^A est modélisée par l'approximation de Kirchhoff, les petites irrégularités contribuent à la diffusion aux grands angles d'incidence, $\langle \sigma^B \rangle$ est modélisée par les petites perturbations.

2.2.2. Modèles semi-empiriques

L'objectif des modèles semi-empiriques de rugosité est de paramétriser l'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde pour améliorer les estimations de l'humidité du sol à partir de la mesure de la température de brillance. Les expressions développées sont très simples en comparaison des modèles de diffusion des ondes E.M. par les surfaces rugueuses.

L'expression de la température de brillance est du même type que celle de Schmugge et Choudhury (1981),

$$T_{Bp}(\theta) = (1 - r_{peff}(\theta)) T_{eff}$$

Seul le calcul de la réflectivité effective est différent dans le cas des sols rugueux (nous noterons r_p^{rug} , la réflectivité de la surface rugueuse pour la polarisation p).

Choudhury *et al.* (1979) développent une formulation très simple basé sur la réflectivité de Fresnel et utilisant un seul paramètre, l'écart-type des hauteurs σ , pour caractériser la rugosité (cf. chapitre 3),

$$r_p^{rug}(\theta) = |R_p(\theta)|^2 e^{-4k^2\sigma^2 \cos^2 \theta}$$

Cette formulation a un sens physique, elle représente comme nous le verrons par la suite, la réflectivité cohérente du rayonnement diffusé dans la direction spéculaire (le rayonnement cohérent tend rapidement vers 0 pour les rugosités croissantes). Cette relation fait intervenir le paramètre libre $h = 4k^2\sigma^2$ qui est ajusté sur les températures de brillance mesurées lors d'une campagne terrain, pour différentes humidités du sol. Les ajustements se font apparemment pour un angle d'incidence et une polarisation fixés, la dépendance angulaire de la réflectivité rugueuse $r_p^{rug}(\theta)$ n'est donc pas testée. A chacune des parcelles d'expérimentation caractérisée par des états de rugosité différents est associé un paramètre h ajusté. Les auteurs estiment que les accords modèle/mesure sont bons et montrent que le paramètre h augmente avec la rugosité. Les écart-types des hauteurs estimés $\sigma_{est} = \sqrt{h/2k}$ pour chaque parcelle sont cependant significativement plus faibles que les écart-types des hauteurs mesurés. Les auteurs attribuent cet écart à une différence des longueurs de corrélation des différentes parcelles.

Wang et Choudhury (1981) s'appuient sur la formulation de Choudhury *et al.* (1979) pour inclure la dépolarisation du signal radiométrique associée à l'augmentation de la rugosité,

$$r_p^{rug}(\theta) = \left\{ (1-Q)|R_p(\theta)|^2 + Q|R_q(\theta)|^2 \right\} e^{-h \cos^2 \theta} \quad p, q = h \text{ ou } v$$

Q désigne le paramètre de mélange de polarisation, tel que $0 \leq Q \leq 1$

Les auteurs soulignent que cette paramétrisation est identique, pour $\theta = 0^\circ$, à celle de Choudhury *et al.*, et doit lui être préférée pour des angles d'incidence différents de 0° . Les ajustements simultanés des paramètres h et Q , à 40° d'incidence, sur le même jeu de données que Choudhury *et al.*, donnent de bons accords modèle/mesure sur la gamme angulaire 10° à 60° . Les auteurs mentionnent que la valeur des paramètres h et Q ajustés est indépendante de l'angle d'incidence θ .

Wang *et al.* (1983) s'appuyant sur un jeu de données multi-fréquence recueilli sur des parcelles d'états de rugosité différents (très lisse, lisse, rugueux) montrent que la dépendance angulaire en $\cos^2 \theta$ est beaucoup trop forte pour des sols rugueux. Ils considèrent que les ajustements des paramètres h et Q , réalisés par Choudhury *et al.* pour un sol lisse, ne sont pas les plus pertinents pour tester la dépendance angulaire à la rugosité de surface, du fait de la faible valeur de h . Wang *et al.* montrent que si l'on remplace la dépendance angulaire en $\cos^2 \theta$ par 1, les résultats des ajustements sont meilleurs.

Il ressort de cette étude que les paramètres h et Q ajustés augmentent avec l'écart-type des hauteurs mesuré σ_{mes} et que le paramètre Q montre une grande dépendance à la fréquence. Le tableau résume les paramètres h et Q inversés lors de différentes études,

Modèle	Fréq (GHz)	h	Q	σ_{mes} (cm)	Référence
Choudhury <i>et al.</i> $G(\theta) = \cos^2 \theta$	1.4	0		0.9	Choudhury <i>et al.</i> (1979)
		0.3		2.6	
		0.5		4.3	
Wang <i>et al.</i> $G(\theta) = \cos^2 \theta$	1.4	0.15	0.13	?	Wang <i>et al.</i> (1981)
Wang <i>et al.</i> $G(\theta) = 1$	1.4	0	0	0.21 0.73 2.45	Wang <i>et al.</i> (1983)
		0.10	0.01		
		0.53	0.12		
	5	0	0		
		0.05	0.15		
		0.58	0.28		
	10.7	0	0		
		0.11	0.20		
		0.60	0.30		

Tableau 2.1: exemples de paramètres h et Q ajustés à partir de différents modèles tirés de la bibliographie, ($G(\theta)$ représente la fonction angulaire, facteur du paramètre h).

Il est très difficile à partir de la bibliographie de savoir précisément comment sont ajustés les paramètres h et Q . Les ajustements sont-ils réalisés par exemple, sur toute la gamme de variation angulaire de la polarisation horizontale et/ou verticale, sur la polarisation horizontale et verticale à un angle d'incidence fixé, sur toute la gamme angulaire pour les deux polarisations, pour une humidité donnée, pour tous les niveaux d'humidité? Il est fortement probable que les paramètres h et Q soient sensibles à l'algorithme d'ajustement. Toutes ces questions encore en suspens montrent qu'il est quasiment impossible à l'heure actuelle de s'appuyer sur un schéma d'ajustement opérationnel. D'autre part, la dépendance à la fréquence, et à l'angle d'observation des paramètres ajustés laissent penser que les paramétrisations du type Wang *et al.* sont loin d'être définitives. Kerr et NJoku (1990) proposent une paramétrisation empirique du coefficient de mélange de polarisation Q en fonction de l'écart-type des hauteurs et de la fréquence,

$$Q = 0.35(1 - e^{-0.6\sigma^2 f})$$

Mo et Schmutge (1987) ont adopté une démarche différente. Ils se sont appuyés sur l'analyse d'un modèle théorique basé sur la diffusion des ondes E.M. par les surfaces rugueuses, le

modèle de l'optique physique, pour développer une formulation semi-empirique. Comme dans les modèles décrits précédemment, le calcul de la réflectivité de la surface rugueuse repose sur une modification de la réflectivité de Fresnel,

$$R_p^{rug}(\theta) = |R_p(\theta)|^2 e^{-G}$$

Le facteur $G = G_p(k\sigma, kL, \theta)$, caractéristique de l'étude de Mo et Schmugge, est directement issu de l'expression de la réflectivité d'une surface rugueuse donnée par le modèle de l'optique physique,

$$R_p^{rug}(\theta) = |R_p(\theta)|^2 \left\{ \underbrace{e^{-h \cos^2 \theta} + \frac{1}{4\pi |R_p(\theta)|^2 \cos \theta} \sum_{q=h, v, \Omega_s} \int \sigma_{qp}^o(\theta_s, \phi_s, \theta, \phi, k\sigma, kL) d\Omega_s}_{\exp(-G_p(k\sigma, kL, \theta))} \right\}$$

Mo et Schmugge proposent une formulation semi-empirique de G qui repose sur l'ajustement des paramètres $k\sigma$ et kL du modèle de l'optique physique sur un jeu de mesures de températures de brillance incluant des parcelles lisse ($\sigma = 0.24$ cm), moyennement rugueuse ($\sigma = 0.82$ cm) et très rugueuse ($\sigma = 2.79$ cm),

$$G = (\alpha - \delta m_v) \left(\frac{\sigma}{L} \right)^\beta$$

Cette expression met en évidence la dépendance de G , facteur de rugosité, au rapport σ/L (homogène à une pente RMS, cf. chapitre 3) et à l'humidité du sol. Le calage des paramètres α , β , δ permet de restituer les températures de brillance mesurées avec une précision de 5 K. L'intention de Mo et Schmugge d'établir une paramétrisation de l'influence de la rugosité à partir de quantités mesurables, la pente de rugosité et l'humidité du sol est louable, cependant les 3 paramètres libres α , β , δ rendent cette formulation moins intéressante, on retrouve en effet, les problèmes liés aux formulations antérieures de paramètres ajustables sans réalité physique.

2.3. Conclusion

Les résultats de l'étude bibliographique font apparaître que la modélisation de l'influence des profils d'humidité et de température sur l'émission des sols nus en basse-fréquence est relativement bien maîtrisée. Les diverses confrontations modèle/mesure (*Njoku and Kong*, 1977, *Schmugge and Choudhury*, 1981) montrent que les modèles stratifiés cohérents sont

capables de prédire les températures de brillance de sols nus de surfaces lisses présentant des gammes variées de profils d'humidité et de température du sol. L'utilisation de ces modèles est particulièrement intéressante à 1.4 GHz où la participation de sous-couches du sol à l'émission micro-onde du sol est importante.

Les modèles stratifiés donnent donc une représentation satisfaisante de l'émission micro-onde des surfaces lisses et leur validation à partir de données *in-situ* couvrant une grande gamme de conditions de surface semble être acquise. Il n'en va pas de même de l'influence de la rugosité de surface sur l'émission des sols et par conséquent de la validation de modèles qui la prennent en compte. A ce propos, l'étude bibliographique fait ressortir la faiblesse de paramétrisations semi-empiriques de la rugosité. En effet, de manière générale, il apparaît d'une part que les confrontations modèle/mesure utilisant des données mesurées caractéristiques de la rugosité sont mauvaises, d'autre part, lorsque les paramètres relatifs à la rugosité sont ajustés, ils ne sont pas fiables directement à des caractéristiques *in-situ* de la rugosité et sont très sensibles aux algorithmes d'ajustement et aux conditions d'observation.

Par ailleurs, des modèles physiques ont été testés sur des données expérimentales. Ces modèles semblent donner des résultats plutôt encourageants. Toutefois, il apparaît que les confrontations sont réalisées sur des rugosités spécifiques et des conditions d'humidité limitées, pour une fréquence d'observation. Il faut souligner également que ces confrontations utilisent en partie seulement des caractéristiques de rugosité mesurées, en effet la longueur de corrélation est généralement ajustée. De plus, les modèles sont souvent utilisés hors-gamme de validité (*Mo et al.*, 1987), il est donc difficile de conclure sur les performances de ces modèles.

Une étude plus poussée de ces modèles, s'appuyant sur des données couvrant une grande gamme de conditions de surface (humidité, rugosité) et de configurations d'observations serait donc une façon pertinente de tester la validité des différentes approches.

Les degrés de complexité des différentes approches étant très variables, notre choix a été guidé principalement par le souci de disposer

- d'un nombre limité de paramètres descriptifs de la rugosité de surface
 - de paramètres caractéristiques de la rugosité mesurables
 - de solutions analytiques du champ diffusé,
- dans l'optique de disposer d'outils d'inversion.

Les modèles des petites perturbations et sous l'approximation de Kirchhoff répondent à ces conditions et leur domaine de validité permettent de couvrir des domaines de rugosité différents. Ces modèles ont été retenus dans le cadre de notre étude

Chapitre 3

Modélisation des paramètres physiques du milieu

Chapitre 3

Modélisation des paramètres physiques du milieu

Le chapitre précédent a permis de mettre en évidence les divers facteurs qui affectent l'émission micro-onde des surfaces terrestres. L'émission d'un sol nu dans le domaine micro-onde est principalement déterminée par l'humidité et la température du sol, et les caractéristiques géométriques de la surface du sol. L'atmosphère influence également la mesure de la température de brillance du sol, dans des proportions très faibles voire négligeables pour les basses fréquences (<15 GHz). La fréquence d'observation joue en effet un rôle majeur sur l'influence de ces diverses contributions. Dans le domaine des basses fréquences, les émissions de volume et de surface du sol sont privilégiées. L'élévation en fréquence accentue la contribution de l'atmosphère dans laquelle prédominent l'absorption gazeuse pour les plus faibles fréquences et les phénomènes de diffusion pour les fréquences les plus élevées.

Le milieu que nous nous proposons d'étudier se compose de 2 espaces semi-infinis, le sol et l'atmosphère, séparés par une interface sol-atmosphère définie par la surface rugueuse du sol. La végétation n'est pas prise en compte.

La première partie de ce chapitre est consacrée aux éléments de modélisation relatifs au sol, nécessaires à la mise en oeuvre des modèles de diffusion. Nous détaillerons, les grandeurs statistiques qui caractérisent la rugosité de surface du sol, telles que l'écart-type des hauteurs, la fonction de corrélation, la longueur de corrélation. La modélisation des propriétés diélectriques sera également abordée à travers la description de 2 modèles de constante diélectrique des sols, les modèles de Wang et Schumge (1980) et de Dobson *et al.* (1985).

Dans un second volet, les caractéristiques de l'atmosphère influençant le rayonnement micro-onde seront présentées.

3.1. Le sol

3.1.1. Description statistique de la surface du sol

Une surface rugueuse est habituellement décrite en termes d'écart par rapport à une surface non-perturbée de référence. La surface de référence peut être soit une surface présentant une structure donnée (périodique par exemple), soit une surface moyenne dans le cas où il n'existe

que des variations aléatoires. On retient généralement deux aspects de la nature aléatoire de la surface rugueuse:

- la répartition des hauteurs par rapport à la surface de référence
- la variation des hauteurs le long de la surface.

Il existe certes une grande variété de distributions statistiques pour décrire ces propriétés de la surface, mais nous nous focaliserons essentiellement sur la fonction de distribution des hauteurs de surface et sur les fonctions de corrélation de la surface. Ce sont les fonctions les plus communément utilisées dans la théorie des ondes diffusées par les surfaces aléatoirement rugueuses.

3.1.1.1. Densité de probabilité des hauteurs et écart-type des hauteurs

On représente l'écart de la surface rugueuse par rapport à la surface de référence par une fonction $z(\vec{r})$, décrivant la hauteur z de la surface rugueuse par rapport à la surface de référence en un point r , repéré par son vecteur position \vec{r} par rapport à la surface de référence (dans le cas d'une surface à deux dimensions dans les directions x et y définies par le plan de référence, z est représenté par la fonction $z(x, y)$).

On suppose que la surface rugueuse est issue d'un processus aléatoire continu z , z est donc une variable aléatoire continue. On associe à la variable aléatoire, z une densité de probabilité des hauteurs $p(z)$, telle que $p(z)dz$ représente la probabilité pour qu'un point de la surface soit compris entre les hauteurs z et $z + dz$.

Une hypothèse simplificatrice utilisée dans les modèles de diffusion par les surfaces rugueuses, consiste à supposer que l'espérance des hauteurs sur la surface est nulle.

Ainsi,

$$\langle z \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} z p(z) dz = 0$$

Rq: on ajustera donc le plan moyen de la surface réelle sur le plan de référence de manière à vérifier cette hypothèse.

On définit à partir de la densité des hauteurs, la variance des hauteurs notée σ^2

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (z - \langle z \rangle)^2 p(z) dz = \langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2$$

L'écart-type des hauteurs σ , qui est une estimation de l'écart-moyen des hauteurs par rapport au plan moyen de référence, est une quantité de première importance dans les modèles de diffusion.

Dans la pratique, la variable aléatoire z issue des mesures de profils de rugosité, est une variable discrète et non plus continue. Ainsi, pour un profil de rugosité à une dimension, la variable z continue est discrétisée en N points x_i distants de Δx , tels que la valeur de z en x_i est $z_i(x_i)$. L'expression de l'écart-type des hauteurs devient, pour une variable z discrète (Ulaby *et al.*, 1982),

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left(\sum_{i=1}^N (z_i)^2 - N \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z_i \right)^2 \right)}$$

Revenons sur le cas de la densité de probabilité des hauteurs $p(z)$. On suppose souvent une forme gaussienne pour $p(z)$, telle que,

$$p(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right)$$

La forme gaussienne simplifie considérablement les calculs du champ diffusé par la surface rugueuse, en permettant une forme analytique des expressions des intégrales statistiques, comme nous le verrons dans le prochain chapitre consacré aux modèles de diffusion.

3.1.1.2. Fonctions de corrélation et longueur de corrélation

La densité des hauteurs et l'écart-type des hauteurs σ ne suffisent pas à caractériser la nature aléatoire de la surface rugueuse car elles ne rendent pas compte des relations pouvant exister entre différents points de la surface. On définit la fonction de corrélation (que l'on notera FC) qui caractérise la corrélation statistique existant entre 2 points quelconques r_1 et r_2 de la surface. L'expression de la fonction de corrélation est,

$$FC = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (z_1 - \langle z \rangle)(z_2 - \langle z \rangle) p_2(z_1, z_2) dz_1 dz_2$$

où $p_2(z_1, z_2) = \partial^2 F_2(z_1, z_2) / \partial z_1 \partial z_2$ désigne la densité de probabilités à 2 dimensions qui représente la probabilité pour que les hauteurs z_1 et z_2 soient respectivement comprises entre $z_1 + dz_1$ et $z_2 + dz_2$. $F_2(z_1, z_2)$ désigne la distribution de probabilités à 2 dimensions.

On obtient le coefficient de corrélation (ou fonction d'autocorrélation), noté $C(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, en normalisant la fonction de corrélation par l'écart-type des hauteurs,

$$C(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\langle z(\vec{r}_1) z(\vec{r}_2) \rangle}{\sigma^2}$$

Pour une variable $z(x)$ discrète, le coefficient de corrélation s'écrit (Ulaby *et al.*, 1982),

$$C(x_j) = \frac{\sum_{i=1}^{N+1-j} z_i z_{j+i-1}}{\sum_{i=1}^N z_i^2}$$

où $x_j = (j-1)\Delta x$

Quand la distance entre les 2 points augmente, la corrélation entre deux hauteurs de la surface diminue, le coefficient de corrélation décroît vers zéro (à l'exception des surfaces périodiques). L'allure de cette diminution est dépendante de la nature de la rugosité de la surface, de plus, la vitesse de décroissance de $C(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ dépend de la distance au bout de laquelle les points ne sont plus corrélés.

Les fonctions de corrélation qui interviennent généralement dans les modèles de diffusion sont généralement de deux types, gaussien ou exponentiel.

L'hypothèse de **stationnarité** suppose que la probabilité qu'un point de la surface soit à une hauteur $z(\vec{r})$, est indépendante du vecteur position \vec{r} de ce point. De même, les propriétés statistiques concernant deux ou plusieurs points, comme la corrélation des hauteurs, ne dépendent, sous cette hypothèse, que des vecteurs joignant ces points et non de leurs positions absolues. Ceci veut dire que la fonction de corrélation ne dépend que de la distance et de la direction du vecteur joignant les points et pas de son origine particulière.

L'hypothèse d'**isotropie** de la surface rugueuse rend les propriétés statistiques de la surface indépendantes de la direction le long de la surface. La fonction de corrélation devient alors une fonction de la distance uniquement.

Ces 2 hypothèses simplifient considérablement les calculs des intensités diffusées par les surfaces rugueuses. Dans le cas de surfaces stationnaires et isotropes, les coefficients de corrélation s'écrivent,

- forme gaussienne $C(\rho) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{L^2}\right)$

- forme exponentielle $C(\rho) = \exp\left(-\frac{|\rho|}{L}\right)$

où ρ désigne la distance entre 2 points r_1 et r_2 de la surface et L la longueur de corrélation de la surface.

Dans le cas où la surface n'est pas isotrope, il faut considérer des longueurs de corrélations spécifiques à chaque direction. On considère en général, pour les surfaces agricoles, 2 longueurs de corrélation dans des directions perpendiculaires (une direction parallèle à la direction des sillons, une direction perpendiculaire à la direction des sillons).

La longueur de corrélation est la distance pour laquelle le coefficient de corrélation est égal à $\exp(-1)$. La longueur de corrélation est une estimation de la rugosité dans le plan horizontal. Elle exprime la distance au bout de laquelle 2 points de la surface ne sont plus corrélés. Ainsi, une surface parfaitement lisse aura une longueur de corrélation tendant vers l'infini

3.1.1.3. Pente et rayon de courbure moyens

Deux autres paramètres sont très utilisés pour caractériser la rugosité, la valeur quadratique des pentes (ou pente RMS) et le rayon de courbure moyen. Ces quantités sont des fonctions de l'écart-type des hauteurs et des dérivées du coefficient de corrélation. A une dimension, la valeur de la pente en un point x s'écrit,

$$Z_x = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{z(x + \Delta x) - z(x)}{\Delta x}$$

En supposant, une distribution gaussienne des hauteurs, la variance des pentes est,

$$\langle Z_x^2 \rangle = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\sigma^2 - 2\sigma^2 C(\Delta x) + \sigma^2}{\Delta x^2}$$

En développant $C(\Delta x)$ au deuxième ordre (la dérivée première de la fonction de corrélation est nulle, par définition), autour de $\Delta x = 0$, on obtient la pente RMS, notée m ,

$$m = -\sigma^2 C''(0)$$

Le rayon de courbure s'exprime en fonction de la variance de la dérivée seconde de $z(x)$ qui est une fonction de la dérivée quatrième du coefficient de corrélation.

Le rayon de courbure moyen s'écrit (*Barrick, 1968*)

$$\Gamma_c = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\sigma^2}{\pi} \frac{\partial^4 C(x)}{\partial x^4}}}$$

Dans le cas où les coefficients de corrélation ont des formes particulières, gaussienne ou exponentielle, les quantités précédentes s'écrivent

- forme gaussienne $m = \sqrt{2} \frac{\sigma}{L}$ $\Gamma_c = \frac{L^2}{2.76\sigma}$

- forme exponentielle $m = \frac{\sigma}{L}$ $\Gamma_c = \frac{L^2}{0.8\sigma}$

La surface décrite par un coefficient de corrélation exponentiel aura de pentes RMS et un rayon de courbure moyen supérieurs à une surface décrite par un coefficient de corrélation gaussien. La surface "exponentielle" sera donc plus rugueuse que la surface "gaussienne".

3.1.2. Constante diélectrique du sol

3.1.2.1. Généralités

D'une manière générale, la constante diélectrique moyenne d'un matériau hétérogène, constitué de deux substances ou plus, est reliée aux constantes diélectriques de chaque substance, à leurs fractions volumiques, leurs distributions spatiales et leurs orientations relativement à la direction d'une excitation électrique incidente.

Le sol est assimilé considéré comme un milieu hétérogène est généralement assimilé à un mélange de 3 phases:

- le substrat (ou milieu hôte)
- l'eau
- l'air

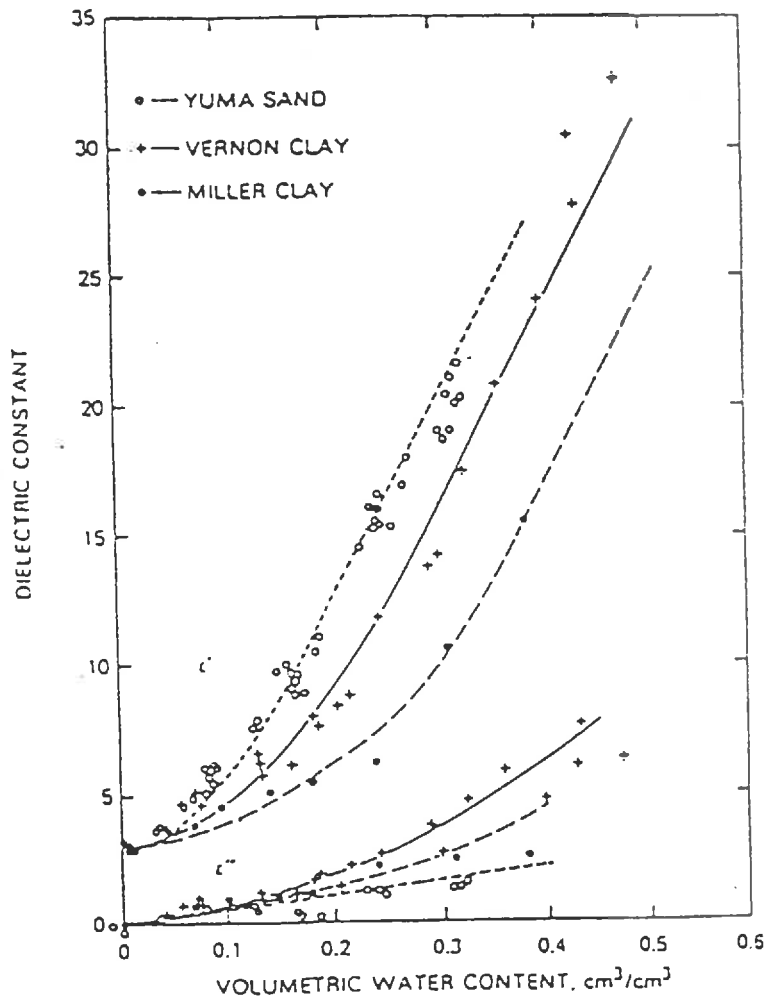


Figure 3.1: constantes diélectriques mesurées à 5 GHz pour des sols de textures différentes en fonction de l'humidité volumique du sol (d'après Wang and Schmugge, 1980).

A l'image des matériaux contenant de l'eau, le comportement diélectrique du sol tend à être dominé par le comportement diélectrique de l'eau liquide. Il existe, en effet un grand contraste diélectrique entre l'eau liquide et la plupart des matériaux secs. Pour exemple, la partie réelle de la constante diélectrique de l'eau est de l'ordre de 70 à 80, pour des fréquences micro-ondes ≤ 10 GHz, alors que celle des matériaux secs ne dépasse généralement pas 7, de même, la partie imaginaire de l'eau est supérieure de 2 ordres de grandeur à celle des matériaux secs.

Cette grande différence de comportement diélectrique est à moduler, lorsque l'on considère le mélange eau-sol. Dans ce cas, la partie réelle de la constante diélectrique d'un sol sec et de l'ordre de 3 et celle d'un sol très humide (à saturation) est voisine de 30 pour les fréquences < 18 GHz. Ce contraste entre sol sec et sol humide reste toutefois marqué, il est en effet à l'origine de la potentialité du rayonnement hyperfréquence pour le suivi des variations d'humidité du sol. La différence d'émissivité de 0.4 entre un sol sec lisse (émissivité ≈ 0.9) et un sol humide lisse (émissivité ≈ 0.5) se traduit par une différence de température de brillance de 120K, pour une température thermodynamique du sol de 300 K.

Durant les 25 dernières années, de nombreux travaux ont été consacrés à la caractérisation du comportement diélectrique des sols dans le domaine des micro-ondes. Ces travaux ont porté sur la mesure, principalement en laboratoire, de constantes diélectriques d'échantillons de sol de divers types, en fonction de leur contenu en eau (*Lundien, 1971, Hoekstra and Delaney, 1974, Newton 1977, Wang et al., 1978, Hallikainen et al., 1985*) et sur la modélisation essentiellement semi-empirique de la constante diélectrique du sol (*Wang and Schmugge, 1980, Shutko and Reutov, 1982, Dobson et al., 1985*). Ces études confirment d'une part, la grande sensibilité de la constante diélectrique à une variation du contenu en eau du sol, et montrent d'autre part, que le sol se comporte diélectriquement comme un mélange de 4 constituants: le substrat lui-même, l'air, l'eau libre et l'eau liée.

L'intérêt majeur de ces modèles semi-empiriques réside dans la prise en compte des effets de l'eau liée sur la constante diélectrique du sol. La figure 3.1 représente les parties réelle et imaginaire des constantes diélectriques de sols de textures différentes en fonction de la teneur en eau. Ces courbes présentent le même comportement général (augmentation de la constante diélectrique en fonction de la teneur en eau), mais ont des courbures différentes en fonction du type de sol. La vitesse de variation de la constante diélectrique en fonction de l'humidité est nettement diminuée aux faibles humidités. Ce comportement est à attribuer aux effets de l'eau liée. Les fortes valeurs des constantes diélectriques de l'eau liquide résultent de la grande facilité des molécules d'eau à aligner leur moment dipolaire à l'excitation d'un champ électrique. Les premières molécules d'eau ajoutées à un sol sec sont par contre très fortement liées à la surface des particules du sol et contribuent à une faible augmentation de la constante diélectrique. L'augmentation de la teneur en eau éloigne les nouvelles molécules d'eau de la

surface des particules de sol et augmente leur contribution à la constante diélectrique du sol. Les sols ayant les particules de plus grande surface (les argiles), retiendront plus fortement les particules d'eau que les sols sableux. La constante diélectrique des sols argileux conservera une faible vitesse de variation pour des humidités plus fortes que les sols sableux.

Les diverses formules de mélange des constantes diélectriques du sol, élaborées par les auteurs, s'appuient généralement sur des expressions de types semblables. La constante diélectrique du sol ϵ_{sol} est en effet représentée, par la somme des constantes diélectriques ϵ_i de chaque constituant pondérée par la fraction volumique de chaque constituant v_i . L'expression générale de ϵ_{sol} est de la forme

$$\epsilon_{sol}^{\alpha} = \sum_{i=1}^4 v_i \epsilon_i^{\alpha}$$

Certains auteurs mélangent directement les constantes diélectriques de chaque constituant ($\alpha = 1$), d'autres mélangent les indices de réfraction de chaque constituant ($\alpha = 0.5$). Toutefois l'expression de mélange précédente, est elle-même une approximation de modèles plus complexes de constante diélectrique prenant en compte la structure des constituants (*de Loor, 1968, Wobschall, 1977*).

Deux 2 types de formules de mélange (*Wang and Schmugge, 1980, Dobson et al., 1985*) caractérisant les comportements diélectriques des sols, sont communément utilisées pour le calcul de la constante diélectrique des sols pour estimer la température de brillance ou le coefficient de rétrodiffusion des sols dans le domaine de micro-onde, sont présentés dans les paragraphes suivants. Ces formules de mélanges sont semi-empiriques et sont validées sur des jeux de mesures en laboratoire. Il s'agit du modèle de Wang and Schmugge (1980) et du modèle de Dobson *et al* (1985). Ces modèles sont semi-empiriques et décrivent diélectriquement le sol comme un mélange à 4 constituants: le substrat, l'air, l'eau libre et l'eau liée. Leur intérêt réside principalement dans la prise en compte des propriétés diélectriques de l'eau liée, très importantes pour caractériser les évolutions des constantes diélectriques en fonction de la texture des sols. Wang et Schmugge montrent que l'humidité de transition dépend de la texture du sol. Dobson *et al.* traduisent cette dépendance en terme de surface spécifique d'adsorption (qui est fonction principalement de la quantité, de la taille et de la forme des particules d'argile).

Les 2 modèles sont donc un moyen d'estimer la constante diélectrique des sols en fonction de l'humidité volumique des sols connaissant leur texture (*i.e.* leur fraction pondérale en sable et argile).

3.1.2.2. Modèle de Wang et Schmugge

Wang and Schmugge (1980) montrent que l'influence de l'eau liée sur la constante diélectrique du sol peut être prise en compte à travers l'humidité de transition (notée W_t). Ils s'appuient sur l'analyse de mesures de constantes diélectriques en laboratoire à 1.4 et 5 GHz, d'échantillons de sol (Lundien, 1971, Newton, 1977, Wang et al., 1978). Les mesures sont réalisées sur des échantillons de différentes textures, pour une gamme d'humidité comprise entre 0 et $0.5 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$. Wang et Schmugge montrent, d'une part, que l'évolution de la constante diélectrique d'un sol en fonction du contenu en eau peut être caractérisée par 2 comportements distincts:

- une faible augmentation de la constante diélectrique en fonction de l'humidité du sol, pour des humidités inférieures à l'humidité de transition W_t ,

- une augmentation très rapide de la constante diélectrique en fonction de l'humidité du sol, pour des humidités supérieures à l'humidité de transition W_t ,

et d'autre part que l'humidité de transition est reliée à la texture du sol (W_t est en effet plus faible pour des sols sableux que pour des sols à haute teneur en argile).

Le comportement diélectrique de l'eau liée étant très proche de celui de la glace, Wang et Schmugge caractérisent la constante diélectrique de l'eau liée par une combinaison linéaire des constantes diélectriques de la glace et de l'eau libre dont les importances relatives sont pondérées par l'humidité de transition et un paramètre libre γ . Ainsi la formulation de la constante diélectrique proposée, par les auteurs, pour les fréquences 1.4 et 5.05 GHz, est la suivante,

$$\left\{ \begin{array}{l} m_v \leq W_t \quad \epsilon = 1 + \frac{\rho_s}{\rho_r} (\epsilon_r - 1) + m_v \epsilon_{bw} - m_v \quad \text{où} \quad \epsilon_{bw} = \epsilon_i + (\epsilon_w - \epsilon_i) \frac{m_v}{W_t} \gamma \\ m_v > W_t \quad \epsilon = 1 + \frac{\rho_s}{\rho_r} (\epsilon_r - 1) + W_t \epsilon_{bw} - m_v + (m_v - W_t) \epsilon_w \quad \text{où} \quad \epsilon_{bw} = \epsilon_i + (\epsilon_w - \epsilon_i) \gamma \end{array} \right.$$

ϵ , ϵ_w , ϵ_r , ϵ_i , ϵ_{bw} désignent respectivement les constantes diélectriques du sol, de l'eau, de la matrice solide, de la glace et de l'eau liée.

ρ_s , ρ_r désignent respectivement la densité du sol sec, ou masse volumique sèche, et la densité de la matrice solide [g cm^{-3}].

m_v désigne l'humidité volumique du sol [$\text{cm}^3 \text{ cm}^{-3}$]

γ désigne un paramètre libre, ajustable sur les données expérimentales.

Les constantes diélectriques de la glace et de la matrice solide sont supposées indépendantes de la fréquence ou faiblement variables pour les fréquences considérées. Les parties réelles et imaginaires sont prises égales à 3.5 et 0.1 pour la glace et 5.5 et 0.2 pour la matrice solide (les valeurs de la constante diélectrique de la matrice solide ne sont pas constantes, mais sont calées dans cette étude pour bien reproduire le comportement des sols secs). ρ_s est supposée égale à 2.65 g cm^{-3} .

La formulation de ϵ_{bw} , montre qu'une valeur nulle de γ correspond à une eau très liée dont les propriétés diélectriques sont celles de la glace. Des valeurs plus élevées de γ rapprochent les propriétés diélectriques de l'eau liée de celles de l'eau libre. Dans le cas où $\gamma = 1$, il n'y a pas d'effet de l'eau liée, pour $m_v > W_l$.

Le modèle est donc constitué de 2 paramètres libres W_l et γ . Ces paramètres ont été calés (Wang and Schmugge, 1980), sur des constantes diélectriques mesurées à 1.4 et 5 GHz pour des échantillons de sol de différentes textures et des humidités volumiques du sol entre 0 et $0.5 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$. Les paramètres calés varient pour les différents types de sol entre 0.3 et 0.5 pour W_l et 0.15 et 0.35 pour γ .

3.1.2.3. Modèle semi-empirique de Dobson

Le modèle semi-empirique de Dobson *et al.* (1985) a été conçu pour prédire le comportement diélectrique micro-onde du sol en fonction de son contenu en eau et de sa composition texturale. Il s'appuie sur un jeu de constantes diélectriques mesurées en laboratoire pour des fréquences comprises entre 4 GHz et 18 GHz sur des échantillons de sol de 5 types différents.

Le modèle semi-empirique de Dobson *et al.* (1985) considère le sol comme un mélange à 4 composantes (le substrat, l'air, l'eau libre et l'eau liée)

Le modèle de Dobson diffère du modèle de Wang et Schmugge dans la caractérisation de la constante diélectrique de l'eau liée. Dobson *et al.* ont développé parallèlement au modèle semi-empirique, un modèle théorique de constante diélectrique de sol basé sur un modèle physique de sol, pour tenter d'explicitier les effets de l'eau libre et de l'eau liée. Plusieurs hypothèses ont été testées pour la paramétrisation de la constante diélectrique de l'eau liée. Dobson *et al.* montrent que ces hypothèses sont valables sous certaines conditions mais ne sont pas représentatives de l'ensemble des mesures. Devant la difficulté à reproduire les propriétés diélectriques de l'eau liée, Dobson *et al.* font l'approximation suivante,

$$m_v^\beta \epsilon_w^\alpha = V_w \epsilon_w^\alpha + V_{bw} \epsilon_{bw}^\alpha$$

où la valeur de β est une valeur empirique qui dépend de la texture du sol.

α est un facteur de forme, dont la valeur est établie à partir du modèle physique de sol. Ce paramètre est à rapprocher du paramètre utilisé dans le modèle de Wang et Schmugge.

L'expression finale de la constante diélectrique du sol, pour le modèle semi-empirique, est la suivante

$$\epsilon^\alpha = 1 + \frac{\rho_s}{\rho_r} (\epsilon_s^\alpha - 1) + m_v^\beta \epsilon_w^\alpha - m_v$$

Cette expression est semblable à l'expression du modèle de Wang et Schmugge (cas où $m_v < W_t$).

La constante diélectrique de l'eau ϵ_w est caractérisée, dans le modèle de Dobson *et al.*, par l'équation de Debye modifiée.

$$\epsilon_w = \epsilon_{w\infty} + \frac{\epsilon_{w0} - \epsilon_{w\infty}}{1 + i2\pi f \tau_w} - j \frac{\sigma_{eff}}{2\pi f \epsilon_0} \frac{\rho_r - \rho_s}{\rho_r m_v}$$

où

f , σ_{eff} , τ_w , ϵ_{w0} et $\epsilon_{w\infty}$, désignent respectivement, la fréquence [Hz], la conductivité ionique effective, le temps de relaxation de l'eau saline [s], la constante diélectrique statique de l'eau saline, la constante haute-fréquence de l'eau saline et la permittivité du vide [$F m^{-1}$].

Les données utilisées par Dobson *et al.* comprennent plus de 500 mesures de constantes diélectriques pour 9 fréquences comprises entre 4 et 18 GHz, distribuées sur 5 types de sol et pour des humidités volumiques du sol variant entre $0.01 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et l'humidité à saturation. Les paramètres α , β et σ_{eff} ont été calés pour chaque type de sol, afin que les écarts quadratiques moyens entre les mesures et les parties réelles et imaginaires de la constante diélectrique du modèle soient minimum.

Le paramètre $\alpha=0.65$ est optimum pour tous les types de sol et toutes les fréquences.

Les paramètres β et σ_{eff} sont dépendants de la texture.

Les expressions empiriques de σ_{eff} de β' , β'' , respectivement parties réelle et imaginaire du paramètre β , s'écrivent en fonction des fractions de sable et d'argile:

$$\sigma_{eff} = -1.645 + 1.939 \rho_s - 2.256 S + 1.594 C$$

$$\beta' = 1.275 - 0.519 S - 0.152 C$$

$$\beta'' = 1.338 - 0.603 S - 0.166 C$$

S et C sont les fractions de sable et d'argile respectivement.

Les expressions et les valeurs des paramètres relatives aux constantes diélectriques de l'eau sont celles de la littérature.

Ainsi, la valeur de ϵ_{w0} égale à 4.9 est obtenue empiriquement (*Lane and Saxton, 1952, Stogryn, 1971*), elle est supposée indépendante de la salinité (définie comme la masse totale de sels solides dissous dans un kilogramme de solution).

Les expressions de la constante diélectrique statique et du temps de relaxation de l'eau saline sont des fonctions de la température et de la salinité. Ce sont des expressions polynomiales empiriques (*Klein and Swift, 1977*), et calées sur des mesures de *Ho et al. (1974)* pour des salinités variant entre 4‰ et 35‰.

Rq: ces expressions se trouvent dans *Ulaby et al. (1986)*, Annexe D.

Les effets de la salinité du sol sur la constante diélectrique sont à prendre en compte pour les basses fréquences, typiquement 1.4 GHz, à travers le terme de conductivité ionique σ_i . Une étude de *Jackson et O'Neill (1987)* montre toutefois que ces effets peuvent être ignorés, pour la plupart des conditions agricoles, du fait des faibles taux de salinité, dans l'interprétation des données micro-ondes pour l'estimation de l'humidité du sol.

En résumé, le modèle semi-empirique de *Dobson* a été calé sur le domaine de fréquences 1.4 - 18 GHz, il nécessite la connaissance des grandeurs caractéristiques du milieu sol, telles que l'humidité volumique, la texture, la masse volumique sèche, la température du sol et la salinité.

3.1.2.4. Discussion

Les formulations de ces 2 modèles utilisent des paramètres calés sur des mesures de constantes diélectriques d'échantillons de sol de textures et d'humidités variées. Le jeu de mesures utilisé pour le modèle de *Dobson (Hallikainen et al., 1985)* apparaît plus complet. En effet, il regroupe des mesures effectuées pour 9 fréquences sur une gamme de 4 à 18 GHz qui est plus importante que celle du jeu de données de *Wang et Schmugge (1.4 et 5 GHz)*. Les humidités et textures couvertes par les 2 jeux de données sont semblables. Le jeu de données de *Hallikainen et al. (1985)* est plus homogène et est obtenu par des techniques de mesures plus récentes. De plus, les mesures sont réalisées selon 2 techniques différentes (transmission

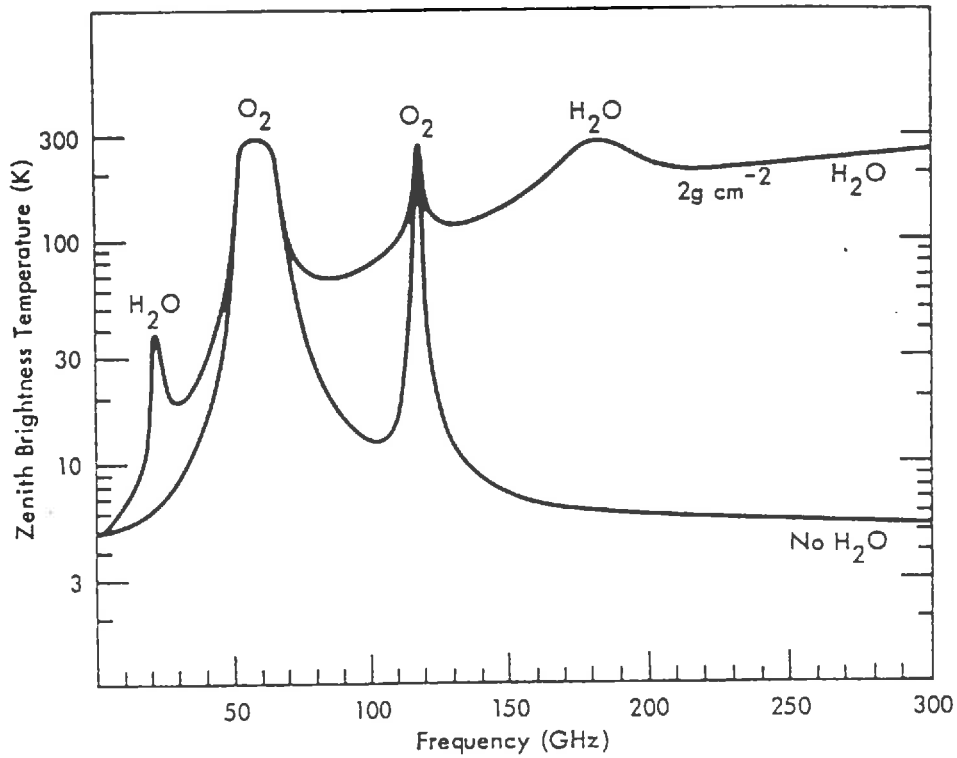
en guide d'onde et transmission en milieu libre). Les origines des mesures utilisées par Wang et Schmugge sont diverses (Lundien, 1971, Newton, 1977 et Wang et al., 1978) et chaque jeu de mesure dépend d'une technique de mesure différente.

Un seul modèle de constante diélectrique des sols a été retenu dans la suite de notre étude. Le modèle de Dobson, pour des raisons d'homogénéité des mesures et de gamme d'utilisation en fréquence plus étendue (relativement aux fréquences du radiomètre PORTOS) nous paraît être le plus complet et le plus fiable. D'autre part, le modèle de Dobson ne nécessite pas le calage de paramètres contrairement à celui de Wang et Schmugge, bien que ceux-ci soient déjà calculés pour une grande gamme de texture de sol. Il est à noter cependant, que le modèle de Dobson, qui restitue très bien les mesures pour des fréquences supérieures ou égales à 4 GHz, donne de moins bons résultats (en termes de dépendance texturale) à 1.4 GHz et pour les faibles humidités du fait d'une modélisation de l'eau liée, jugée moins bonne par les auteurs, à cette fréquence. D'autre part, les auteurs mentionnent le manque de sensibilité de la courbure de la constante diélectrique en fonction de l'humidité volumique du sol, lié à l'approche semi-empirique utilisée dans la formulation de la constante diélectrique du sol.

En corrolaire, une étude conduite par Suresh Raju (1995) de l'INRA d'Avignon montre que les comparaisons des températures de brillance mesurées sur un sol nu lisse à 1.4, 5.05 et 10.65 GHz et des simulations de la température de brillance à partir du modèle de Fresnel sont meilleures en utilisant le modèle de constante diélectrique de Dobson et al. plutôt que le modèle de Wang et Schmugge.

Par ailleurs, Jackson et O'Neill (1986) remettent en cause, sous certaines conditions, l'utilisation des 2 modèles précédents. En résumé, Jackson et O'Neill attribuent les écarts entre les températures de brillance mesurées sur un sol rugueux et les températures de brillance simulées, respectivement, à partir des modèles de Wang et Schmugge et de Dobson, à une mauvaise caractérisation de la constante diélectrique des sols par ces modèles. Les auteurs considèrent que la structure des agrégats de la surface du sol est à l'origine des écarts modèle/mesure, par le biais de la constante diélectrique. Or, les mesures de constantes diélectriques en laboratoire, utilisées pour la mise au point des modèles de Wang et Schmugge et de Dobson, sont réalisées sur des échantillons de sol broyés, donc déstructurés.

La structure d'un échantillon a effectivement un effet sur sa constante diélectrique (de Loor, 1968). Cependant, le modèle de constante diélectrique du sol utilisé par Jackson et O'Neill, qui prend en compte l'influence de la structure du sol, est quasiment impossible en mettre en oeuvre par manque d'informations sur certains paramètres d'entrée. De plus, sa validation est incomplète, elle s'appuie en effet sur peu de mesures (1.4 GHz seulement), et semble peu rigoureuse, les modèles de constante diélectrique sont remis en cause indirectement à travers



Sky radiometric temperature that would be observed by an upward-looking radiometer. (a) In the zenith direction for frequencies between 1 and 300 GHz: brightness temperature of the downwelling atmospheric radiation, T_{DN} , plus 3 K of cosmic radiation incident on the atmosphere from the top (Waters, 1976). The upper and lower curves correspond to $M_v = 2 \text{ g cm}^{-2}$ and 0 g cm^{-2} , respectively.

Figure 3.2: température de brillance du ciel en fonction de la fréquence d'observation - bandes d'absorption de la vapeur d'eau et de l'oxygène (d'après Ulaby et al., 1981).

leurs effets sur la température de brillance. Ce modèle partiellement validé étant difficilement utilisable, nous conserverons donc le modèle semi-empirique de Dobson *et al.* dans notre étude.

3.2. L'atmosphère

3.2.1. Interactions rayonnement/ constituants atmosphériques

L'absorption par les gaz atmosphériques (essentiellement l'oxygène et la vapeur d'eau) et l'extinction par les hydrométéores sont les principales interactions de l'onde électromagnétique avec l'atmosphère dans la gamme de fréquence classique s'étendant de 1 à 300 GHz.

L'absorption de ces constituants est très dépendante de la fréquence du rayonnement. Ainsi, des raies ou bandes d'absorption se produisent dans la bande de fréquences de 50 à 70 GHz et à 118.7 GHz pour l'oxygène, et à 22.2 et 183.3 GHz, pour la vapeur d'eau. La contribution radiométrique de l'atmosphère sera donc très importante dans les bandes de fréquence d'absorption. La température de brillance est de l'ordre de 70K, 287 K et 280K au zénith, en atmosphère claire aux fréquences respectives de 22, 60 et 118 GHz (Wallez, 1994) dans le cas d'une atmosphère standard (Cole *et al.*, 1965). Entre ces bandes d'absorption, il existe des fenêtres de transmission pour lesquelles la contribution atmosphérique est minimale pour les fréquences <15 GHz, et croît de façon monotone avec la fréquence. Le coefficient d'absorption de l'oxygène et de la vapeur d'eau étant des fonctions des profils verticaux de température, de pression atmosphérique et de densité de vapeur d'eau, la température de brillance atmosphérique sera sensible aux fluctuations temporelles (heure, saison, activité atmosphérique) relatives au lieu géographique des ces grandeurs. La figure 3.2 montre les contributions de l'oxygène et de la vapeur d'eau suivant la fréquence, à la température de brillance atmosphérique.

En présence de nuages, de brouillard, de neige ou de pluie, il est nécessaire d'ajouter à l'absorption des gaz atmosphériques, l'absorption et la diffusion de l'onde EM par les particules. Ces interactions sont prises en compte par le coefficient d'extinction, qui dépend de la distribution des particules et des sections efficaces d'absorption et de diffusion de chaque particule. La théorie de Mie appliquée aux particules sphériques, permet d'exprimer ces sections efficaces en terme de rayon et de permittivité diélectrique de la particule étudiée (eau, glace, ...). La théorie de Rayleigh est une restriction de la théorie de Mie aux particules de dimensions très faibles devant la longueur d'onde incidente. La distribution des particules sous forme de nuage ou de pluie dépend respectivement, du type de nuage (contenu intégré en

vapeur d'eau, composition du nuage, développement vertical du nuage) et de l'intensité de la pluie.

3.2.2. Influence de l'atmosphère sur la température de brillance

En l'absence de diffusion atmosphérique, hypothèse d'autant plus vérifiée que la fréquence est basse et l'atmosphère claire, et sous l'approximation d'une atmosphère plane parallèle et homogène horizontalement, la température de brillance d'un radiomètre observant d'une hauteur h , une cible de température de brillance $T_{Bpcible}$ s'écrit:

$$T_{Bp}(\theta, h) = \left\{ T_{Bpsol}(\theta) + R_p(\theta) \left(T_{DN}(\theta) + T_{espace} \exp\left(-\frac{\tau(0, \infty)}{\cos\theta}\right) \right) \right\} \exp\left(-\frac{\tau(0, h)}{\cos\theta}\right) + T_{UP}(\theta, h)$$

où

θ désigne l'angle d'incidence,

et $T_{DN}(\theta)$, $T_{UP}(\theta, h)$, $\tau(0, h)$, $R_p(\theta)$ désignent respectivement la contribution descendante de l'atmosphère, la contribution ascendante de l'atmosphère, l'épaisseur optique entre la surface et la hauteur h , la réflectivité de la surface. Les températures atmosphériques ne sont pas polarisées.

La température mesurée par le radiomètre à l'altitude h , sous un angle θ et pour la polarisation p est donc égale à la somme de la température provenant de la cible, atténuée par le trajet dans l'atmosphère $\exp(-\tau(0, h)/\cos\theta)$ et la température de bruit ascendante produite par l'atmosphère. La température provenant de la cible est le résultat de la contribution de deux termes: la température de brillance de la cible elle-même et la température "ciel" descendante réfléchiée par la cible $R_p(\theta)(T_{DN}(\theta) + T_{espace} \exp(-\tau(0, \infty)/\cos\theta))$.

La contribution "espace" est la somme d'un rayonnement cosmique T_{cos} (égal à 2.7 K et indépendant de la fréquence et isotrope) et d'un rayonnement galactique T_{gal} (négligeable aux fréquences supérieures à 5 GHz), atténués par l'atmosphère.

Pour un radiomètre très près du sol (campagne terrain), les contributions de l'atmosphère entre la surface et le capteur peuvent être négligées (elles sont en effet inférieures à 1.5 K pour des fréquences inférieures ou égales à 90 GHz, dans le cas d'une atmosphère très nuageuse). L'équation précédente s'écrit, en négligeant également les contributions cosmique et galactique:

$$T_{Bp}(\theta, h) = T_{Bpcible}(\theta) + R_p(\theta)T_{DN}(\theta)$$

Cette expression est valable dans le cas où la surface est lisse et donne donc lieu à une réflexion spéculaire.

Dans le cas où la surface est rugueuse et le rayonnement atmosphérique très directionnel, l'expression de la contribution atmosphérique descendante réfléchie est du type:

$$\frac{1}{4\pi \cos\theta} \iint_S T_{DN}(\theta_s) (\sigma_{pp}(\theta_s, \phi_s, \theta, \phi) + \sigma_{qp}(\theta_s, \phi_s, \theta, \phi)) \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s$$

L'intégration demande la connaissance de l'albédo de surface et des températures atmosphériques descendantes sur tout l'hémisphère supérieur (θ_s entre 0° et 90° , ϕ_s entre 0 et 360°). Les modèles qui prédisent la contribution atmosphérique ne sont certainement pas très fiables pour des incidentes rasantes (θ_s proche de 90°).

Mätzler (1987) apporte une solution analytique à ce problème. Il exprime tout d'abord la contribution descendante de l'atmosphère selon l'expression simplifiée suivante:

$$T_s(\theta_2) = T_a (1 - \exp(-\tau_0 / \cos\theta_2))$$

où τ_0 désigne l'épaisseur optique atmosphérique au zénith

T_a désigne la température physique de l'atmosphère supposée constante.

Il introduit ensuite la notion de température atmosphérique descendante effective T_{si} , qui représente la moyenne pondérée de T_s sur tous les angles qui contribuent à la diffusion dans la direction θ et la polarisation d'observation.

Ainsi,

$$r_i T_{si}(\theta) = \frac{1}{4\pi \cos\theta} \iint_S T_s(\theta_s) (\sigma_{pp} + \sigma_{qp}) \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s$$

où r_i représente l'albédo de la surface.

En supposant que la surface est lambertienne (cas d'une surface très rugueuse), on obtient

$$\sigma_{pp} + \sigma_{qp} = \sigma_0 \cos\theta \cos\theta_s \text{ (lois de Lambert)}$$

L'expression intégrale peut alors s'écrire: $r_i T_{si}(\theta) = \sigma_0 T_a (1 - 2E(\tau_0)) / 4$, où E est une intégrale exponentielle. En remarquant que $\sigma_0 / 4 = r_i$,

$$T_{si}(\theta) = T_a (1 - 2E(\tau_0))$$

L'expression de la contribution atmosphérique descendante effective est alors indépendante de l'angle d'incidence. Pour les faibles valeurs de τ_0 , Mätzler montre que l'intégrale exponentielle est peu différente de $0.5 - \tau_0$, et que la température effective est équivalente à la température de brillance pour un angle zénithal de 60° (telle que $\tau = 2\tau_0$). L'utilisation d'une formulation exacte de E , montre que l'angle décroît avec l'augmentation de l'épaisseur optique zénithale ($\theta = 49^\circ$ pour $\tau_0 = 1$).

Dans notre étude, nous avons négligé dans une première approximation les influences de l'atmosphère sur l'émission du sol. Nous travaillons en effet dans le domaine de fréquences 1.41-10.65 GHz, pour lequel l'influence atmosphérique est la plus faible. Dans le cadre d'une expérimentation terrain, l'influence atmosphérique à basse fréquence provient de la contribution atmosphérique descendante. T_{down} qui perturbe le rayonnement émis par le sol d'autant plus que le sol est humide et l'angle d'incidence élevé (T_{down} contribue à la température de brillance mesurée à travers le terme $R_p(\theta)T_{down}$). Dans le cas des sols nus, l'émissivité varie entre 0.5 et 0.95 respectivement pour des sols lisses humides et secs (la réflectivité varie donc entre 0.05 et 0.5). T_{down} varie de 5 K à environ 15 K, respectivement pour les fréquences 1.41 GHz et 10.65 GHz, à 50° d'incidence, pour une atmosphère nuageuse (8 octats de strato - cumulus). La contribution de l'atmosphère sur le signal émis par le sol est donc de l'ordre de 2.5 K et 7 K respectivement à 1.41 et 10.65 GHz (ces valeurs sont à mettre en rapport avec une dynamique du signal sol entre 150 K et 310 K à ces fréquences).

Chapitre 4

Modèles de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses

Chapitre 4

Modèles de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses

Dans le cadre de notre étude trois modèles de simulation de la température de brillance d'un sol nu ont été développés. Ces modèles s'appuient sur la théorie de la diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces aléatoirement rugueuses, qui permet de relier les caractéristiques géométriques de la surface à l'intensité du champ diffusé. La modélisation du coefficient de diffusion s'appuie sur des approximations des caractéristiques de la surface qui facilitent la résolution de l'équation intégrale du champ électrique diffusé. De fait, les différentes approximations restreignent l'utilisation de chaque modèle à des régions dont les limites dépendent de la fréquence d'observation et de la nature de la surface. Le coefficient de corrélation, l'écart-type des hauteurs, la longueur de corrélation, sous l'hypothèse d'une distribution de hauteur gaussienne, sont les grandeurs utilisées pour caractériser la surface de diffusion. Les propriétés diélectriques sont évaluées au moyen du modèle semi-empirique de constante diélectrique des sols de Dobson *et al.* (1985). Les principes, les approximations et les équations sur lesquels se fonde la modélisation sont précisés dans ce chapitre.

4.1. Equations intégrales du champ électrique

Le principe de Huyguens (Kong, 1975) établit que le champ diffusé par une surface peut-être exprimé en termes des champ à la surface. Dans ces conditions, l'expression du champ diffusé par la surface S' dans la direction \hat{k}_s est la suivante

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{ike^{ik|\vec{r}|}}{4\pi|\vec{r}|} (\vec{I} - \hat{k}_s \hat{k}_s) \cdot \iint_{S'} \left\{ \hat{k}_s \times (\hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}')) + \eta (\hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}')) \right\} e^{-ik_s |\vec{r}|} dS' \quad (4.1)$$

\vec{r}' désigne le vecteur position de la source

\vec{r} désigne le vecteur position du point d'observation

\hat{n} désigne la normale extérieure à la surface S'

La détermination du champ diffusé (4.1) nécessite la connaissance des champs tangentiels de surface, $\hat{n} \times \vec{E}$ et $\hat{n} \times \vec{H}$. Poggio et Miller (1973) établissent une formulation intégrale des champs électriques et magnétiques de surface, (ou des densités de courant électriques et magnétiques de surface, respectivement \vec{K}_s et \vec{J}_s , telles que $\vec{K}_s = -\hat{n} \times \vec{E}$ et $\vec{J}_s = \hat{n} \times \vec{H}$) pour les surfaces diélectriques,

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = 2\hat{n} \times \vec{H}_i(\vec{r}) - 2\hat{n} \times \iint_{S'} \left\{ i\omega\epsilon_1 g \vec{K}_s(\vec{r}') + \vec{J}_s(\vec{r}') \times \nabla g - \frac{\nabla'_s J \vec{K}_s}{i\omega\mu} \nabla g \right\} dS' \quad (4.2a)$$

$$\vec{K}_s(\vec{r}) = 2\hat{n} \times \vec{E}_i(\vec{r}) + 2\hat{n} \times \iint_{S'} \left\{ i\omega\mu g \vec{J}_s(\vec{r}') - \vec{K}_s(\vec{r}') \times \nabla g - \frac{\nabla'_s \vec{J}_s}{i\omega\epsilon_1} \nabla g \right\} dS' \quad (4.2b)$$

avec $g = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{-ikr'}}{r'}$

Les parties intégrales des équations (4.2) représentent les interactions en un point r' de tous les autres points de la surface. Elles prennent en compte, par conséquent, les diffusions multiples, les effets d'ombre et de diffraction.

L'évaluation de l'intégrale du champ diffusé (4.1), après remplacement des équations des densités de courant surfaciques par (4.2) n'est pas possible analytiquement. Des travaux montrent que l'on peut résoudre numériquement cette intégrale. Ils s'appuient sur la génération numérique de plusieurs réalisations de surfaces rugueuses aléatoires (distribution des hauteurs et fonction de corrélation des hauteurs) par des méthodes d'analyse spectrale (*Axline and Fung, 1978, Fung and Chen, 1985*). Les densités surfaciques de courant, induites par une onde incidente sur la surface, sont ensuite évaluées en des points discrets de la surface par des méthodes numériques (méthodes des moments, notamment) qui consistent à linéariser les équations (4.2).

Ce type d'approche utilisée, initialement sur des surfaces aléatoires parfaitement conductrices et à une dimension (*Axline and Fung, 1978, Fung and Chen, 1985, Chen and Fung, 1988*), a été étendue au cas bidimensionnel (*Chen et al., 1989*), et porte actuellement sur des surfaces diélectriques bidimensionnelles (*Chen and Bai, 1990*). Ces solutions numériques sont considérées comme des solutions exactes, puisqu'elles ne font aucunes approximations sur les caractéristiques de surface, mais restent cependant très lourdes à mettre en oeuvre et leur consommation en temps de calcul les rend inutilisables pour des applications opérationnelles. Elles sont surtout utilisées pour vérifier la précision des approximations à l'origine des développements des modèles de diffusion classiques (approximation de Kirchhoff et méthode des petites perturbations) (*Chen and Bai, 1990*).

4.2. Approximation de Kirchhoff

L'approximation de Kirchhoff permet de résoudre l'équation intégrale du champ diffusé par une surface rugueuse (4.1), en utilisant une expression approchée des champs à la surface du diffuseur. L'approximation de Kirchhoff ou approximation du plan tangent considère que chaque point de la surface appartient à un plan infini tangent à la surface en ce point. Cette approximation est d'autant meilleure que le rayon de courbure des irrégularités r_c est grand comparé à la longueur d'onde incidente. Cette condition qui implique que les effets de diffraction locaux sont négligés, s'écrit mathématiquement (*Beckmann and Spizzichino, 1963*),

$$2kr_c \cos(\theta_i) \gg 1 \quad (4.2)$$

où θ_i désigne l'angle d'incidence local.

Le domaine de validité de l'approximation de Kirchhoff est établi généralement à partir de considérations physiques très générales ou mêmes empiriques. Nous utiliserons le domaine de validité (*Ulaby et al., 1982*) défini par les inégalités suivantes:

$$kL > 6 \quad \text{et} \quad L^2 > 2.76\sigma\lambda$$

Rq: la première inégalité spécifie que la longueur de corrélation doit être comparable ou supérieure à la longueur d'onde, la seconde peu différente de l'équation (4.2) indique que le rayon de courbure doit être plus grand que la longueur d'onde (*cf. paragraphe 3.1.1.3*)

Une étude des régions de validité du modèle de Kirchhoff (*Chen and Fung, 1988*), par simulation numérique (méthode des moments), pour une surface rugueuse parfaitement conductrice, confirme ce domaine et montre qu'il existe également un région très localisée telle que $k\sigma < 0.2$ et $kL < 2$ où l'approximation de Kirchhoff est valable.

L'approximation du plan tangent suppose qu'une onde incidente est réfléchié localement selon les principes de réflexion d'une onde par une surface lisse et permet donc la formulation des champs tangents à la surface.

Soit \vec{E}_i une onde plane incidente sur une surface rugueuse

$$E_i = E_o \exp(i\vec{k}_i \cdot \vec{r}) \exp(-i\omega t) \hat{e}_i$$

où \hat{e}_i désigne le vecteur de polarisation horizontale ou verticale.

Dans le cas d'une surface de diffusion à deux dimensions, selon x et y, le plan d'incidence local défini par le vecteur d'onde incident \hat{k}_i et la normale locale à la surface \hat{n} , n'est pas obligatoirement confondu avec le plan d'incidence principal défini par \hat{k}_i et la normale au plan moyen \hat{z} . Il existe donc une dépolarisation de l'onde au niveau local. Il est habituel d'utiliser un repère local $(\hat{o}_i, \hat{t}_i, \hat{k}_i)$ défini par la polarisations horizontale locale \hat{o}_i (perpendiculaire au plan d'incidence local), la polarisation verticale locale \hat{t}_i (parallèle au plan d'incidence local) et le vecteur d'onde incident, pour exprimer les champs incidents et réfléchi.

L'approximation du plan tangent permet d'écrire le champ local en tout point r' de la surface en fonction du champ incident local et du coefficient de réflexion de Fresnel local. Deux types de conditions aux limites déterminent le champ à la surface. Holzer and Sung (1978) utilisent un champ à la surface égal au champ réfléchi, Fung (1967, 1981) et Leader (1970) utilisent un champ à la surface égal à la somme du champ incident et réfléchi.

Dans nos calculs, nous retenons l'hypothèse de Fung. Les expressions des champs électriques et magnétiques à la surface, dans les polarisations locales sont alors,

- pour la polarisation horizontale locale \hat{o}_i

$$\vec{E}^{\hat{o}_i} = \vec{E}_i^{\hat{o}_i} (1 + R_h) \quad (4.3a)$$

$$\vec{H}^{\hat{o}_i} = (\hat{k}_i \times \vec{E}_i^{\hat{o}_i} + \hat{k}_r \times R_h \vec{E}_i^{\hat{o}_i}) / \eta \quad (4.3b)$$

- pour la polarisation verticale locale \hat{t}_i

$$\vec{E}^{\hat{t}_i} = \eta (\vec{H}_i^{\hat{t}_i} \times \hat{k}_i + R_v \vec{H}_i^{\hat{t}_i} \times \hat{k}_r) \quad (4.4a)$$

$$\vec{H}^{\hat{t}_i} = \vec{H}_i^{\hat{t}_i} (1 + R_v) \quad (4.4b)$$

où \hat{k}_r désigne le vecteur d'onde réfléchi

R_h et R_v désignent respectivement les coefficients de réflexion de Fresnel locaux (calculés pour l'angle d'incidence local) pour les polarisations horizontale et verticale.

θ_i désigne l'angle d'incidence local tel que $\cos(\theta_i) = -\hat{n} \cdot \hat{k}_i > 0$

Rq: la relation entre $\hat{k}_r = \hat{k}_i - 2\hat{n}(\hat{n} \cdot \hat{k}_i)$ découle directement de la géométrie de la réflexion spéculaire

La condition sur le cosinus local, montre que les plans tangents dont la normale fait un angle supérieur ou égal à 90° par rapport au faisceau incident, ne sont pas pris en compte (l'angle d'incidence local n'est en effet plus défini).

Le champ total à la surface est la somme des champs à la surface dans chaque polarisation locale. En remplaçant, les champs électriques et magnétiques par leurs formulations respectives (4.3) et (4.4), les expressions des densités surfaciques $\hat{n} \times \vec{E}$ et $\hat{n} \times \vec{H}$ deviennent,

$$\hat{n} \times \vec{E} = \hat{n} \times \vec{E}^{\hat{o}_i} + \hat{n} \times \vec{E}^{\hat{t}_i} = \hat{n} \times \vec{E}_i^{\hat{o}_i} (1 + R_h) + \eta (\hat{n} \cdot \hat{k}_i) \vec{H}_i^{\hat{t}_i} (1 - R_v) \quad (4.5a)$$

$$\hat{n} \times \vec{H} = \hat{n} \times \vec{H}^{\hat{o}_i} + \hat{n} \times \vec{H}^{\hat{t}_i} = -(\hat{n} \cdot \hat{k}_i) \frac{\vec{E}_i^{\hat{o}_i}}{\eta} (1 - R_h) + \hat{n} \times \vec{H}_i^{\hat{t}_i} (1 + R_v) \quad (4.5b)$$

Après explicitation des champs incidents $\vec{E}_i^{\hat{p}_i}$ et $\vec{H}_i^{\hat{p}_i}$ ($\hat{p}_i = \hat{o}_i$ ou \hat{t}_i) dans le repère local $(\hat{o}_i, \hat{t}_i, \hat{k}_i)$ en fonction de l'amplitude E_i du champ électrique incident,

$$\vec{E}_i^{\hat{o}_i} = (\hat{e}_i \cdot \hat{o}_i) \hat{o}_i E_i \quad \text{et} \quad \vec{E}_i^{\hat{t}_i} = (\hat{e}_i \cdot \hat{t}_i) \hat{t}_i E_i$$

$$\vec{H}_i^{\hat{o}_i} = -(\hat{e}_i \cdot \hat{o}_i) \hat{t}_i \frac{E_i}{\eta} \quad \text{et} \quad \vec{H}_i^{\hat{t}_i} = (\hat{e}_i \cdot \hat{t}_i) \hat{o}_i \frac{E_i}{\eta}$$

les expressions des densités surfaciques (4.5) deviennent

$$\hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}') = \left\{ \hat{n} \times (1 + R_h) (\hat{e}_i \cdot \hat{o}_i) \hat{o}_i + (\hat{e}_i \cdot \hat{t}_i) (\hat{n} \cdot \hat{k}_i) \hat{o}_i (1 - R_v) \right\} E_0 e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}'} \quad (4.6a)$$

$$\hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}') = \left\{ -(\hat{e}_i \cdot \hat{o}_i) (\hat{n} \cdot \hat{k}_i) \hat{o}_i (1 - R_h) + \hat{n} \times (\hat{e}_i \cdot \hat{t}_i) \hat{o}_i (1 + R_v) \right\} \frac{E_0}{\eta} e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}'} \quad (4.6b)$$

En remplaçant les équations (4.6) dans l'équation intégrale du champ diffusé (4.), on obtient l'expression intégrale du champ diffusé sous l'**approximation de Kirchhoff**

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{ike^{ik|\vec{r}|}}{4\pi|\vec{r}|} E_0(\bar{I} - \hat{k}_s \hat{k}_s) \cdot \iint_{S'} \left\{ \hat{k}_s \times \left[\hat{n} \times (1 + R_h)(\hat{e}_i \cdot \hat{o}_i) \hat{o}_i + (\hat{e}_i \cdot \hat{t}_i)(\hat{n} \cdot \hat{k}_i) \hat{o}_i (1 - R_v) \right] \right. \\ \left. - (\hat{e}_i \cdot \hat{o}_i)(\hat{n} \cdot \hat{k}_i) \hat{o}_i (1 - R_h) + \hat{n} \times (\hat{e}_i \cdot \hat{t}_i) \hat{o}_i (1 + R_v) \right\} e^{i(\bar{k}_i - \bar{k}_s) \cdot \vec{r}} dS' \end{aligned} \quad (4.7)$$

L'équation (4.7) peut être écrite sous une forme plus condensée. En effet, la normale en un point r' de l'interface de diffusion est définie par les pentes de surface en ce point, son vecteur unitaire $\hat{n}(\vec{r}')$ s'écrit donc:

$$\hat{n}(\vec{r}') = \frac{\nabla Z(x, y)}{|\nabla Z(x, y)|} = \frac{-Z_x \hat{x} - Z_y \hat{y} + \hat{z}}{\sqrt{Z_x^2 + Z_y^2 + 1}}$$

où Z_x et Z_y désignent les pentes locales, respectivement dans les directions x et y .

On peut noter dans ce cas, qu'excepté le facteur de phase, l'intégrande de l'équation (4.7), est une fonction des pentes de surface Z_x et Z_y à travers les expressions locales de la normale à la surface, des coefficients de réflexions et des vecteurs de polarisations.

Par ailleurs, l'intégration de l'équation (4.7), s'effectue sur la surface rugueuse de diffusion dS' . L'intégration peut-être convertie en une intégration sur le plan moyen horizontal de la surface, en remarquant que la relation entre l'élément d'aire rugueux dS' et l'élément d'aire projeté sur le plan moyen dA_0 est:

$$dS' = \sqrt{(1 + Z_x^2 + Z_y^2)} dA_0$$

Cette projection est exacte dans le cas où l'élément d'aire rugueux dS' est plan (c'est le cas par définition sous l'approximation de Kirchhoff). L'équation (4.7) devient alors

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{ike^{ik|\vec{r}|}}{4\pi|\vec{r}|} E_0(\bar{I} - \hat{k}_s \hat{k}_s) \cdot \iint_{A_0} \vec{U}^{\hat{e}_i}(Z_x, Z_y) e^{i(\bar{k}_i - \bar{k}_s) \cdot \vec{r}} dA_0 \quad (4.8)$$

avec

$$\bar{U}^{\hat{e}_i}(Z_x, Z_y) = \sqrt{1 + Z_x^2 + Z_y^2} \left\{ \hat{k}_s \times \left[\hat{n} \times (1 + R_h) (\hat{e}_i \cdot \hat{o}_i) \hat{o}_i + (\hat{e}_i \cdot \hat{t}_i) (\hat{n} \cdot \hat{k}_i) \hat{o}_i (1 - R_v) \right] \right. \\ \left. \left\{ -(\hat{e}_i \cdot \hat{o}_i) (\hat{n} \cdot \hat{k}_i) \hat{o}_i (1 - R_h) + \hat{n} \times (\hat{e}_i \cdot \hat{t}_i) \hat{o}_i (1 + R_v) \right\} \right\} \quad (4.9)$$

\bar{E}_s est donc dépendant de la polarisation du champ incident \hat{e}_i à travers la fonction vectorielle $\bar{U}^{\hat{e}_i}(Z_x, Z_y)$.

L'équation (4.8) malgré sa forme simplifiée reste difficile à évaluer analytiquement. A ce stade des calculs, deux types d'approximations sont généralement appliquées, une approximation qui consiste à développer l'intégrande de l'équation (4.8) en série de Taylor en fonctions des pentes de surface, et une approximation dite de la phase stationnaire. Les deux types d'approximations sont présentés dans les deux paragraphes suivants.

4.2.1. Développement en série de Taylor en fonction des pentes de surface

On fait l'hypothèse que les pentes de surface ne sont pas trop fortes. Ulaby *et al.* (1982) supposent que l'écart-type des pentes doit être inférieur à 0.25. On peut alors développer la fonction (4.9) en série de Taylor au premier ordre, autour des pentes Z_x et Z_y nulles, en supposant que les contributions des pentes d'ordre supérieurs sont négligeables (Leader, 1971). L'équation (4.8) devient

$$\bar{E}_s(\bar{r}) = \frac{ike^{ik|\bar{r}|}}{4\pi|\bar{r}|} E_0(\bar{I} - \hat{k}_s \hat{k}_s) \iint_{A_0} \left(\bar{U}^{\hat{e}_i}(0,0) + Z_x \frac{\partial \bar{U}^{\hat{e}_i}}{\partial Z_x} + Z_y \frac{\partial \bar{U}^{\hat{e}_i}}{\partial Z_y} \right) e^{i(\bar{k}_i - \bar{k}_s) \cdot \bar{r}} dA_0 \quad (4.10)$$

Il est intéressant de remarquer la dépendance du champ diffusé en termes de propriétés de surface. L'intégration ci-dessus peut-être considérée comme une sommation sur la surface rugueuse de sources secondaires d'ondes sphériques. L'amplitude et la phase de chaque source sont alors pilotées, respectivement, par les gradients de surfaces locaux et par la hauteur locale de la surface.

L'équation (4.10) est identique à la forme, $\bar{E}_s = \sum_{\hat{e}_s = \hat{h}_s, \hat{v}_s} (\bar{E}_s \cdot \hat{e}_s) \hat{e}_s$, où \hat{e}_s désigne la polarisation de l'onde diffusée.

Ainsi, en introduisant les coefficients de polarisation $a_{i\hat{e}_s}$, on peut écrire (4.13), sous la forme suivante

$$\vec{E}_s = \frac{ike^{ik|\vec{r}|}}{4\pi|\vec{r}|} E_0 \sum_{\hat{e}_s = \hat{h}_s, \hat{v}_s} \iint_{A_0} \hat{e}_s (a_{0\hat{e}_i} + a_{1\hat{e}_i} Z_x + a_{2\hat{e}_i} Z_y) e^{i(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}} dA_0 \quad (4.11)$$

où

$$a_{0\hat{e}_i} = \vec{U}^{\hat{e}_i}(0,0) \cdot \hat{e}_s \quad a_{1\hat{e}_i} = \frac{\partial \vec{U}^{\hat{e}_i}}{\partial Z_x} \cdot \hat{e}_s \quad a_{2\hat{e}_i} = \frac{\partial \vec{U}^{\hat{e}_i}}{\partial Z_y} \cdot \hat{e}_s$$

Les coefficients de polarisation $a_{i\hat{e}_i}$, que nous noterons a_{ipq} , dépendent donc des polarisations incidente q (avec $q = \hat{e}_i$) et diffusée ($p = \hat{e}_s$). L'annexe A regroupe les expressions des coefficients de polarisation.

L'intensité I du champ diffusé dans la direction \hat{k}_s , est la somme des intensités dans les polarisations de diffusion horizontale \hat{h}_s et verticale \hat{v}_s . Elle est calculée à l'aide de la formule $\langle \vec{E}_s \vec{E}_s^* \rangle$ qui représente l'espérance mathématique du produit des deux variables aléatoires \vec{E}_s et \vec{E}_s^* .

Rq: la notation $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur toutes les réalisations possibles de la surface.

L'intensité I est alors donnée par l'équation

$$I = \sum_{p=\hat{h}_s, \hat{v}_s} I_{pq} = \sum_{p=\hat{h}_s, \hat{v}_s} \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle$$

où $E_{spq} = \vec{E}_s \cdot \hat{e}_s$ désigne l'amplitude du champ incident de polarisation q diffusé dans la polarisation p.

L'intensité du champ diffusé est une fonction aléatoire, caractérisée par une moyenne et une variance. La valeur moyenne est le produit des amplitudes moyennes des champ diffusés et la variance est la différence entre l'intensité totale diffusée et la valeur moyenne. La valeur moyenne est appelée intensité cohérente (I^{coh}) et la partie fluctuante est appelée intensité incohérente (I^{incoh}). L'intensité I du champ diffusé peut-être réécrite sous la forme:

$$I = \sum_{p=\hat{h}_s, \hat{v}_s} (I_{pq}^{coh} + I_{pq}^{incoh}) = \sum_{p=\hat{h}_s, \hat{v}_s} \underbrace{\langle E_{spq} \rangle \langle E_{spq}^* \rangle}_{cohérent} + \underbrace{\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle - \langle E_{spq} \rangle \langle E_{spq}^* \rangle}_{incohérent} \quad (4.12)$$

Il s'agit à présent d'établir les expressions des intensités cohérente et incohérente du champ diffusé E_s . Dans un premier temps, nous établissons les équations intégrales des intensités cohérente et incohérente. Nous relierons ensuite ces intensités aux caractéristiques de la rugosité

de surface. Les calculs de l'intensité sont développés, pour le cas général d'une onde incidente de polarisation \hat{e}_i diffusée dans la polarisation \hat{e}_s .

L'intensité cohérente du champ diffusé (4.11) dans la polarisation p s'écrit,

$$I_{pq}^{coh} = \langle E_{spq} \rangle \langle E_{spq}^* \rangle = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} \left| \iint \langle (a_{0pq} + a_{1pq} Z_x + a_{2pq} Z_y) e^{i(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \vec{r}} \rangle dA_0 \right|^2$$

Le développement en série de Taylor de l'intégrande facilite l'intégration, il permet de décomposer l'intensité cohérente en une somme d'intensités cohérentes I_{0pq}^{coh} , I_{1pq}^{coh} , I_{2pq}^{coh} , telles que

$$I_{0pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \left| \iint \langle e^{i(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \vec{r}} \rangle dA_0 \right|^2 \quad (4.13a)$$

$$I_{1pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq} a_{1pq}|^2 \left| \iint \langle Z_x e^{i(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \vec{r}} \rangle dA_0 \right|^2 \quad (4.13b)$$

$$I_{2pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq} a_{2pq}|^2 \left| \iint \langle Z_y e^{i(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot \vec{r}} \rangle dA_0 \right|^2 \quad (4.13c)$$

Les intensités I_{1pq}^{coh} , I_{2pq}^{coh} sont respectivement des fonctions des termes de pentes Z_x et Z_y .

La projection des équations (4.13) dans le repère (x,y,z), permet de se focaliser sur les moyennes statistiques liées à la fonction aléatoire $z(x, y)$ décrivant le profil de rugosité,

$$I_{0pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \left| \iint e^{i(k_{dx}x + k_{dy}y)} \langle e^{ik_{dz}z} \rangle dx dy \right|^2 \quad (4.14a)$$

$$I_{1pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq} a_{1pq}|^2 \left| \iint e^{i(k_{dx}x + k_{dy}y)} \langle Z_x e^{ik_{dz}z} \rangle dx dy \right|^2 \quad (4.14b)$$

$$I_{2pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq} a_{2pq}|^2 \left| \iint e^{i(k_{dx}x + k_{dy}y)} \langle Z_y e^{ik_{dz}z} \rangle dx dy \right|^2 \quad (4.14c)$$

avec $\vec{k}_d = \vec{k}_i - \vec{k}_s$

La même démarche est répétée pour le calcul de l'intensité incohérente. Le calcul de I_{pq}^{incoh} (cf. 4.12), fait intervenir la quantité $\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle$, telle que (cf. 4.11),

$$\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} \iiint \langle (a_{0pq} + a_{1pq} Z_x + a_{2pq} Z_y) (a_{0pq}^* + a_{1pq}^* Z'_x + a_{2pq}^* Z'_y) e^{i(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} \rangle dA_0 \quad (4.15)$$

où les quantités non-primées et primées sont relatives respectivement aux points de surface de coordonnées (x, y, z) et (x', y', z') .

L'équation (4.15) peut s'écrire, après développement et en négligeant les termes du second ordre en $Z_x Z_y$, sous la forme,

$$\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle = \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_0 + \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_1 + \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_2$$

avec

$$\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_0 = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \iiint \langle e^{i(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} \rangle dA_0 dA'_0 \quad (4.16a)$$

$$\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_{1Z_x} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} \iiint \langle (a_{0pq} a_{1pq}^* Z'_x + a_{0pq}^* a_{1pq} Z_x) e^{i(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} \rangle dA_0 dA'_0 \quad (4.16b)$$

$$\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_{1Z_y} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} \iiint \langle (a_{0pq} a_{2pq}^* Z'_y + a_{0pq}^* a_{2pq} Z_y) e^{i(\hat{k}_i - \hat{k}_s) \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} \rangle dA_0 dA'_0 \quad (4.16c)$$

Par conséquent, l'intensité incohérente s'exprime comme une somme de 3 intensités incohérentes, telles que

$$I_{pq}^{incoh} = I_{0pq}^{incoh} + I_{1Z_x, pq}^{incoh} + I_{1Z_y, pq}^{incoh}$$

où $I_{1Z_x, pq}^{incoh}$ et $I_{1Z_y, pq}^{incoh}$ sont les intensités incohérentes relatives aux termes de pentes Z_x et Z_y

En explicitant les équations (4.16) dans le repère (x,y,z), et en utilisant l'identité $\langle Z'_x e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle = \langle Z_x e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle$, on obtient,

$$\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_0 = K \iiint |a_{0pq}|^2 \langle e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle e^{i(k_{dx}(x-x') + k_{dy}(y-y'))} dx dx' dy dy' \quad (4.17a)$$

$$\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_1 = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} \iiint (a_{0pq} a_{1pq}^* + a_{0pq}^* a_{1pq}) \langle Z_x e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle e^{i(k_{dx}(x-x') + k_{dy}(y-y'))} dx dx' dy dy' \quad (4.17b)$$

$$\langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_2 = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} \iiint (a_{0pq} a_{2pq}^* + a_{0pq}^* a_{2pq}) \langle Z_y e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle e^{i(k_{dx}(x-x') + k_{dy}(y-y'))} dx dx' dy dy' \quad (4.17c)$$

Nous venons donc d'établir les expressions des équations intégrales des intensités cohérentes et incohérentes.

4.2.1.1. Expressions des intensités en fonction des moments statistiques de la distribution des hauteurs

Dans les équations (4.14) et (4.17) apparaissent les quantités $\langle e^{ik_{dz}z} \rangle$, $\langle Z_x e^{ik_{dz}z} \rangle$, $\langle e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle$, $\langle Z_x e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle$ qui relient l'intensité du rayonnement diffusé aux grandeurs statistiques décrivant la surface rugueuse. $\langle e^{ik_{dz}z} \rangle$ et $\langle e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle$ représentent respectivement les fonctions caractéristiques à 1 et 2 dimensions, telles que

$$\langle e^{ik_{dz}z} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} p(z) e^{ik_{dz}z} dz$$

$$\langle e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} p(z, z') e^{ik_{dz}(z-z')} dz dz'$$

$$\langle Z_j e^{ik_{dz}z} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(z) Z_j e^{ik_{dz}z} dz$$

$$\langle Z_j e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(z, z') Z_j e^{ik_{dz}(z-z')} dz dz'$$

où $p(z)$ et $p(z, z')$ désignent respectivement la fonction de distribution des hauteurs de surface et la fonction de distribution de probabilité jointe.

Dans le cas d'une surface stationnaire, décrite par une distribution gaussienne des hauteurs, les fonctions caractéristiques s'expriment sous des formes analytiques simples,

$$\langle e^{ik_{dz}(z)} \rangle = \exp(-k_{dz}^2 \sigma^2) \quad (4.18a)$$

$$\langle e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle = \exp(-k_{dz}^2 \sigma^2 (1 - C(x-x', y-y'))) \quad (4.18b)$$

$$\langle Z_j e^{ik_{dz}z} \rangle = 0 \quad (4.18c)$$

$$\langle Z_j e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle = -ik_{dz} \sigma^2 \frac{\partial C}{\partial j} \exp(-k_{dz}^2 \sigma^2 (1 - C(x-x', y-y'))) \quad (4.18d)$$

où j désigne indifféremment x ou y .

On remarque, d'une part que les quantités $\langle Z_x e^{ik_{dz}z} \rangle$ et $\langle Z_x e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle$ sont nulles. Les pentes de surface ne contribuent pas à l'intensité cohérente. Les intensités cohérentes I_{1pq}^{coh} , I_{2pq}^{coh} , relatives au terme de pentes selon x et y , sont donc nulles.

D'autre part, c'est à travers la fonction à 2 dimensions qu'intervient le **coefficient de corrélation C** et par conséquent la longueur de corrélation L .

L'hypothèse de stationnarité implique que les propriétés statistiques d'un point de la surface ne dépendent pas de la position de ce point. Pour deux points de la surface, elles sont fonctions du vecteur joignant ces points. Cette hypothèse justifie le changement de variables $u = x - x'$ et $v = y - y'$ dans les intégrales (4.17).

- Calcul de l'intensité cohérente I_{0pq}^{coh}

L'hypothèse de stationnarité rend $p(z)$ indépendant de la position le long de la surface, l'équation (4.14a) devient,

$$I_{0pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \left| \langle e^{ik_{dz}z} \rangle \right|^2 \left| \iint_{A_0} e^{i(k_{dx}x + k_{dy}y)} dx dy \right|^2$$

En supposant que les dimensions de l'aire de diffusion dans le plan moyen sont comprises entre $-L_x \leq x \leq L_x$ et $-L_y \leq y \leq L_y$, on obtient après intégration sur l'aire de diffusion

$$I_{0pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \left| \langle e^{ik_d z} \rangle \right|^2 \left| 4L_x L_y \frac{\sin(k_{dx} L_x)}{k_{dx} L_x} \frac{\sin(k_{dy} L_y)}{k_{dy} L_y} \right|^2$$

En explicitant la fonction caractéristique à 1 dimension, dans le cas d'une distribution gaussienne des hauteurs, I_{0pq}^{coh} devient

$$I_{0pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \exp(-k_{dx}^2 \sigma^2) \left| 4L_x L_y \frac{\sin(k_{dx} L_x)}{k_{dx} L_x} \frac{\sin(k_{dy} L_y)}{k_{dy} L_y} \right|^2$$

Dans le cas où les dimensions de la cible deviennent très grandes, on peut écrire l'équation précédente sous la forme suivante (cf. *Ulaby et al.* 1982, Annexe 12 D)

$$I_{0pq}^{coh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \exp(-k_{dx}^2 \sigma^2) (4L_x L_y) 4\pi \delta(k_{dx}) \delta(k_{dy})$$

- Calcul de l'intensité incohérente I_{0pq}^{incoh}

On rappelle la définition de l'intensité incohérente $I_{pq}^{incoh} = \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle - \langle E_{spq} \rangle \langle E_{spq}^* \rangle$.

L'expression de l'intensité incohérente à l'ordre 0 des pentes de surfaces est donc,

$$I_{0pq}^{incoh} = \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_0 - \langle E_{spq} \rangle_0 \langle E_{spq}^* \rangle_0$$

qui devient, après remplacement par (4.14a) et (4.17a),

$$I_{0pq}^{incoh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \iiint e^{i(k_{dx}(x-x') + k_{dy}(y-y'))} (\langle e^{ik_d(z-z')} \rangle - \langle e^{ik_d z} \rangle \langle e^{-ik_d z'} \rangle) dx dx' dy dy'$$

Sous l'hypothèse de stationnarité,

$$I_{0pq}^{incoh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \int_{-L_x}^{L_x} \int_{-L_y}^{L_y} \int_{-L_x-x'}^{L_x-x'} \int_{-L_y-y'}^{L_y-y'} e^{i(k_{dx}u + k_{dy}v)} (\langle e^{ik_d(z-z')} \rangle - \langle e^{ik_d z} \rangle \langle e^{-ik_d z'} \rangle) du dv dx' dy'$$

En utilisant, l'identité $\int_{-L_x}^{L_x} \int_{L_x-x'}^{L_x-x'} e^{ik_{dx}u} f(u) du dx' = \int_{-2L_x}^{2L_x} (2L_x - |u|) e^{ik_{dx}u} f(u) du$, on obtient

$$I_{0pq}^{incoh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \int_{-2L_x}^{2L_x} \int_{-2L_y}^{2L_y} (2L_x - |u|)(2L_y - |v|) e^{i(k_{dx}u + k_{dy}v)} (\langle e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle - \langle e^{ik_{dz}z} \rangle \langle e^{-ik_{dz}z'} \rangle) dudv$$

On note la présence de la fonction caractéristique à 2 dimensions $\langle e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle$, dont la propriété est de tendre vers $\langle e^{ik_{dz}z} \rangle \langle e^{-ik_{dz}z'} \rangle$ lorsque z et z' deviennent indépendants, c'est-à-dire pour des distances séparant z et z' grandes devant la longueur de corrélation L .

Après remplacement des fonctions caractéristiques par (4.18a) et (4.18b), on obtient,

$$I_{0pq}^{incoh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 \iint (2L_x - |u|)(2L_y - |v|) e^{i(k_{dx}u + k_{dy}v)} (e^{-k_{dz}^2 \sigma^2 (1-C(u,v))} - e^{-k_{dz}^2 \sigma^2}) dudv$$

La contribution de l'intégrale provient des $|u|$ et $|v|$ du même ordre que la longueur de corrélation L , elle est donc pratiquement nulle pour des distances supérieures à quelques longueurs de corrélation. On peut ainsi négliger $|u|$ et $|v|$ devant $2L_x$ et $2L_y$ respectivement; et étendre les bornes d'intégration sur u et v entre $-\infty$ et $+\infty$

$$I_{0pq}^{incoh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 4L_x L_y \iint e^{i(k_{dx}u + k_{dy}v)} (e^{-k_{dz}^2 \sigma^2 (1-C(u,v))} - e^{-k_{dz}^2 \sigma^2}) dudv$$

Le développement en série du terme $e^{-k_{dz}^2 \sigma^2 (1-C(u,v))}$, mène à

$$e^{-k_{dz}^2 \sigma^2 (1-C(u,v))} = e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} \sum_{n=0}^{\infty} k_{dz}^{2n} \sigma^{2n} \frac{(C(u,v))^n}{n!}$$

Le premier terme de la série est identique à la fonction caractéristique à 1 dimension (*i.e.* $e^{-k_{dz}^2 \sigma^2}$), l'intensité incohérente I_{0pq}^{incoh} devient

$$I_{0pq}^{incoh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} |a_{0pq}|^2 4L_x L_y e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n!} \iint (C(u,v))^n e^{i(k_{dx}u + k_{dy}v)} dudv \quad (4.19)$$

L'expression (4.19) représente l'intensité incohérente sans la contribution des termes de pente d'une onde incidente de polarisation p diffusée dans la polarisation q , sous l'hypothèse d'une distribution des hauteurs gaussiennes et d'un processus statistique stationnaire. L'intensité incohérente dépend donc de la forme du coefficient de corrélation $C(u,v)$.

L'expression (4.19) peut encore être simplifiée sous une hypothèse de rugosité isotrope. Après passage en coordonnées polaires (ξ, α) telles que $u = \xi \cos(\alpha)$ et $v = \xi \sin(\alpha)$,

$$I_{0pq}^{incoh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} (4L_x L_y) |a_{0pq}|^2 \exp(-k_{dz}^2 \sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n!} 2\pi \int_0^{\infty} \rho^n(\xi) J_0(k_{dp} \xi) \xi d\xi \quad (4.20)$$

avec $k_{dp} = \sqrt{k_{dx}^2 + k_{dy}^2}$

et où $J_0(x)$ désigne la fonction de Bessel d'ordre 0 d'argument x .

- Calcul de l'intensité incohérente $I_{1Z_x pq}^{incoh}$

L'expression de l'intensité incohérente relative au terme de pente , $I_{1Z_x pq}^{incoh} = \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_{1Z_x} - \langle E_{spq} \rangle_{1Z_x} \langle E_{spq}^* \rangle_{1Z_x}$, peut être simplifiée en remarquant que $\langle E_{spq} \rangle_{1Z_x}$ est nul.

En effet $\langle E_{spq} \rangle_{1Z_x}$ est proportionnel au terme $\langle Z_j e^{ik_{dz}z} \rangle$ qui est nul (cf. équation (4.18c)).

L'intensité incohérente $I_{1Z_x pq}^{incoh}$ s'écrit alors, $I_{1Z_x pq}^{incoh} = \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle_{1Z_x}$ et devient après explicitation du champ diffusé (cf. équation (4.17)).

$$I_{1Z_x pq}^{incoh} = \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} (a_{0pq} a_{1pq}^* + a_{0pq}^* a_{1pq}) \iiint e^{i(k_{dx}(x-x') + k_{dy}(y-y'))} \langle Z_x e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle dx dx' dy dy'$$

Sous les mêmes hypothèses qui ont conduit au développement de l'intensité incohérente I_{0pq}^{incoh} (cf. équation (4.19)) et après explicitation de $\langle Z_x e^{ik_{dz}(z-z')} \rangle$ en fonction des caractéristiques de rugosité (cf. (4.18d)), on obtient,

$$I_{1Z_x pq}^{incoh} = -2i \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} (4L_x L_y) k_{dz} \sigma^2 e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} \text{Re} \{ a_{0pq} a_{1pq}^* \} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n!} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial C}{\partial u} (C(u, v))^n e^{i(k_{dx}u + k_{dy}v)} du dv \quad (4.21)$$

Sous l'hypothèse d'isotropie, $I_{1Z_x pq}^{incoh}$ devient,

$$I_{1Z_x pq}^{incoh} = 2 \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} (4L_x L_y) k_{dz} \sigma^2 e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} \text{Re} \{ a_{0pq} a_{1pq}^* \} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n!} 2\pi \frac{k_{dx}}{k_{dp}} \int_0^{\infty} (C(\xi))^n \frac{dC}{d\xi} J_1(k_{dp} \xi) \xi d\xi \quad (4.22)$$

où $J_1(x)$ désigne la fonction de Bessel d'ordre 1.

$Re(Z)$ la partie réelle du complexe Z .

- Calcul de l'intensité incohérente $I_{1Z,pq}^{incoh}$

Les développements menant à l'expression de $I_{1Z,pq}^{incoh}$ sont identiques à ceux menant à l'expression (4.21) de $I_{1Z,pq}^{incoh}$,

$$I_{1Z,pq}^{incoh} = -2i \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} (4L_x L_y) k_{dz} \sigma^2 e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} Re\{a_{0pq} a_{1pq}^*\} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n!} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial C}{\partial v} (C(u,v))^n e^{i(k_{dx}u + k_{dy}v)} dudv$$

De même sous l'hypothèse d'isotropie,

$$I_{1Z,pq}^{incoh} = 2 \frac{k^2 |E_0|^2}{16\pi^2 r^2} (4L_x L_y) k_{dz} \sigma^2 e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} Re\{a_{0pq} a_{1pq}^*\} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n!} 2\pi \frac{k_{dx}}{k_{dp}} \int_0^{\infty} (C(\xi))^n \frac{dC}{d\xi} J_1(k_{dp} \xi) \xi d\xi \quad (4.23)$$

Ainsi, sous l'approximation de Kirchhoff et sous l'hypothèse de faibles pentes de surface, l'intensité diffusée par une surface aléatoirement rugueuse est la somme d'une intensité cohérente et d'une intensité incohérente.

L'intensité incohérente est composée d'un terme de pentes de surface d'ordre zéro et de deux termes de pentes de surface d'ordre 1, respectivement, suivant les 2 dimensions horizontales de la rugosité. L'intensité totale diffusée I s'exprime alors selon la relation,

$$I = \sum_{p=h, \hat{v}_s} (\underbrace{I_{0pq}^{coh}}_{\text{cohérent}} + \underbrace{I_{0pq}^{incoh} + I_{1Z,pq}^{incoh} + I_{1Z,pq}^{incoh}}_{\text{incohérent}})$$

4.2.1.2. Expressions du coefficient bistatique de diffusion

Nous avons explicité les intensités cohérentes et incohérentes en termes de caractéristiques de rugosité. L'intensité cohérente est une fonction de l'écart-type des hauteurs σ . Les composantes de l'intensité incohérente sont des fonctions de l'écart-type des hauteurs et du coefficient de corrélation C . Nous développons dans cette partie, les expressions du coefficient bistatique de diffusion à partir des intensités définies précédemment. Les éventuelles simplifications dans la formulation du coefficient bistatique, associées à la forme gaussienne et exponentielle des coefficients de corrélation sont également présentées.

On rappelle la définition du coefficient bistatique de diffusion $\sigma(\theta_s, \phi_s; \theta_i, \phi_i)$:

$$\sigma_{pq}(\theta_s, \phi_s; \theta_i, \phi_i) = \frac{4\pi r^2 \langle E_{spq} E_{spq}^* \rangle}{A_0 E_{iq} E_{iq}^*} \quad (p, q = v, h)$$

Coefficient bistatique "cohérent"

$$\sigma_{pq}^{coh} = \pi k_s |a_{0pq}|^2 e^{-k_z^2 \sigma^2} \delta(k_{dx}) \delta(k_{dy}) \quad (4.24)$$

Le terme cohérent est indépendant du coefficient de corrélation.

Coefficient bistatique "incohérent" à l'ordre 0 des pentes de surface

$$\sigma_{0pq}^{incoh} = \frac{k_s^2 |a_{0pq}|^2}{4\pi} e^{-k_z^2 \sigma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n!} \underbrace{\int_0^{\infty} \rho(\xi)^n J_0(k_{dp} \xi) \xi d\xi}_1 \quad (4.25)$$

Coefficient de corrélation **gaussien**, $\rho(\xi) = \exp(-\frac{|\xi|^2}{L^2})$, dans ce cas, l'intégrale 1 de

(4.25) devient $\frac{L^2}{2n} \exp(-\frac{k_{dp}^2 L^2}{4n})$ et,

$$\sigma_{0pq}^{incoh} = \frac{k_s^2 L^2 |a_{0pq}|^2}{4} e^{-k_z^2 \sigma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n! n} \exp(-\frac{k_{dp}^2 L^2}{4n}) \quad (4.26)$$

Coefficient de corrélation **exponentiel**, $\rho(\xi) = \exp(-\frac{|\xi|}{L})$, dans ce cas, l'intégrale de 1,

(4.25) devient $\frac{nL^2}{(n^2 + k_{dp}^2 L^2)^{3/2}}$ et,

$$\sigma_{0pq}^{incoh} = \frac{k_s^2 L^2 |a_{0pq}|^2}{4} e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{(n-1)! (n^2 + k_{dp}^2 L^2)^{3/2}} \quad (4.27)$$

Coefficient bistatique "incohérent" relatif aux pentes de surface

En sommant les intensités des termes de pentes en x (4.22) et en y (4.23), on obtient le coefficient bistatique de diffusion des pentes,

$$\sigma_{1pq\text{pente}}^{incoh} = k_s^2 k_{dz} \sigma^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{a_{0pq}}{k_{dp}} (a_{1pq}^* k_{dx} + a_{2pq}^* k_{dy}) \right\} e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^n}{n!} \int_0^{\infty} \rho^n(\xi) \frac{d\rho}{d\xi} J_1(k_{dp} \xi) \xi d\xi \quad (4.28)$$

Coefficient de corrélation **gaussien**, l'intégrale de (4.28) se simplifie en

$$\frac{-k_{dp} L^2}{2(n+1)} \exp\left(-\frac{k_{dp}^2 L^2}{4(n+1)}\right),$$

$$\sigma_{1pq\text{pente}}^{incoh} = -\frac{k_{dz}}{2} (k_s L \sigma)^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{a_{0pq}}{k_{dp}} (a_{1pq}^* k_{dx} + a_{2pq}^* k_{dy}) \right\} e^{-k_{dz}^2 \sigma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_{dz}^2 \sigma^2)^{n-1}}{n! n} \exp\left(-\frac{k_{dp}^2 L^2}{4(n+1)}\right)$$

Coefficient de corrélation **exponentiel**, l'intégrale de (4.28) n'a pas de forme analytique

• Calcul de la réflectivité de surface

L'intégration du terme cohérent sur toutes les directions de diffusion (θ_s, ϕ_s) pour une direction d'incidence donnée θ_i

$$R_q^{coh}(\theta_i) = R_q(\theta_i) \exp(-4k^2 \sigma^2 \cos^2 \theta_i)$$

où $R_q(\theta_i)$ est la réflectivité de Fresnel dans la polarisation q .

La réflectivité totale est la somme de la réflectivité cohérente et incohérente

$$R_q^{total}(\theta_i) = R_q(\theta_i) e^{-4k^2 \sigma^2 \cos^2 \theta_i} + \frac{1}{4\pi \cos \theta_i} \iint_{d\Omega_s, p=H,V} \sum (\sigma_{0pq}^{incoh} + \sigma_{1pq\text{pente}}^{incoh}) d\Omega_s \quad (4.29)$$

La réflectivité cohérente dépend de la quantité $g = k^2 \sigma^2 \cos^2(\theta_i)$ qui est une fonction de l'écart-type des hauteurs σ . Les expressions de l'intensité incohérente (4.20), (4.22) et (4.23) montrent leur dépendance à g à travers la quantité $k_{dz}^2 \sigma^2$ (en effet $k_{dz}^2 \sigma^2 = k^2 \sigma^2 (\cos(\theta_i) + \cos(\theta_s))^2$). La quantité g pilote l'importance relative des intensités cohérente et incohérente. Ainsi, plus g est grand, plus l'importance de l'énergie cohérente diminue. Pour les surfaces très rugueuses (σ élevé), la partie cohérente devient nulle, le rayonnement diffusé devient donc totalement incohérent. L'approximation de l'intensité incohérente diffusée sous forme d'une série n'est plus d'aucune utilité. Il est donc nécessaire de revenir à l'expression du champ diffusé sous l'approximation de Kirchhoff et faire d'autres hypothèses pour simplifier la forme intégrale.

4.2.2. Approximation de la phase stationnaire

L'approximation de la phase stationnaire est une méthode de résolution de l'intégrale du champ diffusé sous l'approximation de Kirchhoff dans le domaine des hautes fréquences (optique géométrique). La méthode de la phase stationnaire consiste à trouver les points de la surface pour lesquels la phase est constante. La phase de l'onde en un point r' de la surface, est donnée, d'après (4.8), par $\Psi = (\vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \vec{r}'$.

En chaque point r' de la surface où la phase est constante, la dérivée de la phase en ce point est nulle. Ainsi,

$$\begin{cases} \frac{\partial \Psi}{\partial x'} = 0 = (k_{sx} - k_{ix}) + (k_{sz} - k_{iz}) \frac{\partial z'}{\partial x'} \\ \frac{\partial \Psi}{\partial y'} = 0 = (k_{sy} - k_{iy}) + (k_{sz} - k_{iz}) \frac{\partial z'}{\partial y'} \end{cases}$$

d'où

$$\left\{ \frac{\partial z'}{\partial x'} = - \frac{(k_{sx} - k_{ix})}{(k_{sz} - k_{iz})} = Z_{xstat} \right. \quad (4.30a)$$

$$\left\{ \frac{\partial z'}{\partial y'} = - \frac{(k_{sy} - k_{iy})}{(k_{sz} - k_{iz})} = Z_{ystat} \right. \quad (4.30b)$$

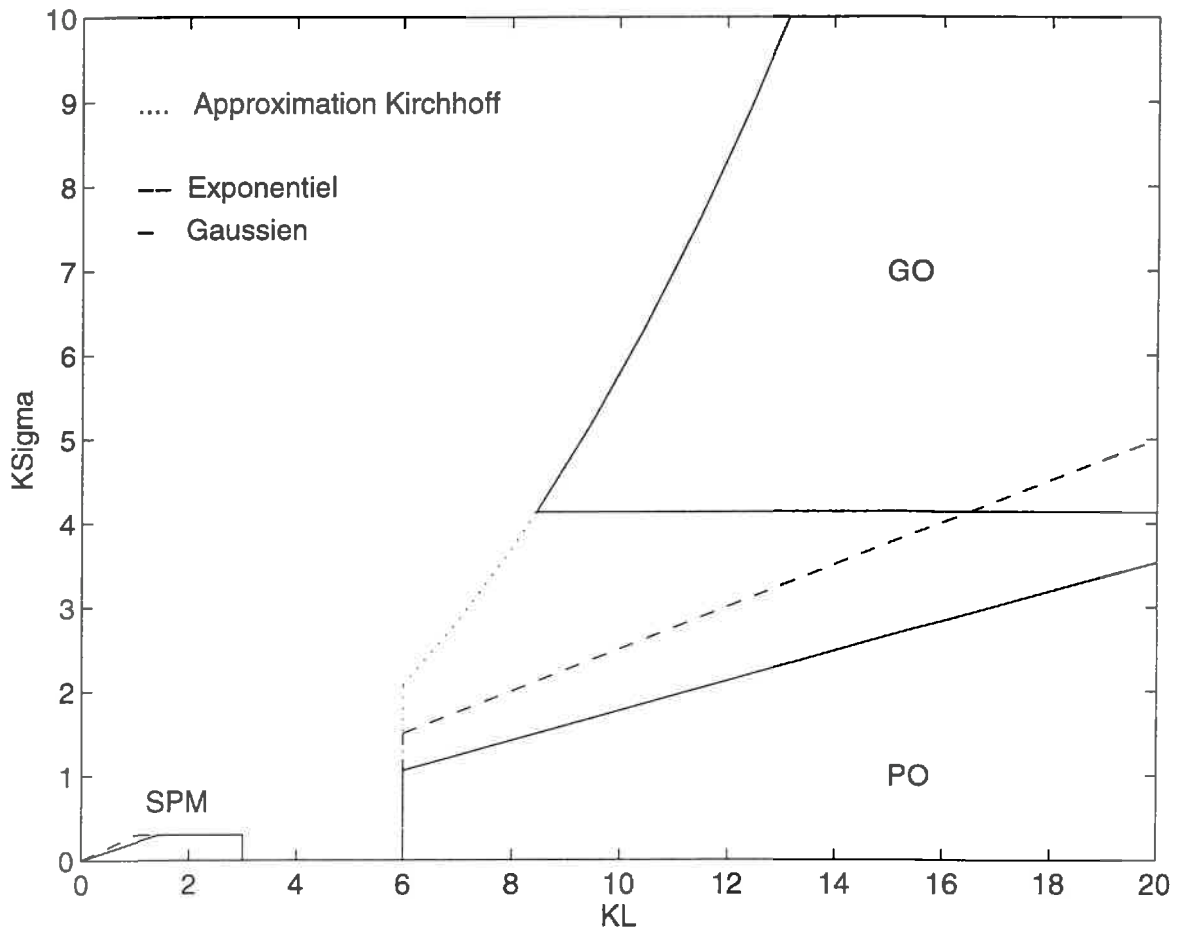


Figure 4.1:représentation dans le plan ($KSigma, KL$) des domaines de validité du modèle de petites perturbations (noté SPM), et sous l'approximation de Kirchhoff, des modèles de physique optique (noté PO) et de l'optique géométrique(noté GO), pour des coefficients de corrélation gaussien et exponentiel

Les équations (4.30) montrent que les points de phase stationnaire sont des points pour lesquels la réflexion est spéculaire. En effet, la normale en ces points est définie par $\vec{n}(Z_{xstat}, Z_{ystat}) = (\vec{k}_s - \vec{k}_i) / |\vec{k}_s - \vec{k}_i|$.

Ces résultats ont une répercussion directe sur le calcul des champs tangentiels de surface $\vec{n} \times \vec{E}$ et $\vec{n} \times \vec{H}$.

Les composantes tangentiels, qui dépendent uniquement de \vec{n} , deviennent des fonctions des pentes de surfaces Z_{xstat} et Z_{ystat} , elles-mêmes fonctions des vecteurs de propagation \vec{k}_s et \vec{k}_i .

En conséquence, les champs tangentiels de surface ne sont plus dépendant des variables d'intégration, et peuvent donc être extraits de l'intégrale de Kirchhoff.

L'expression du champ diffusé sous l'approximation de Kirchhoff (4.7) devient alors,

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{ike^{ik|\vec{r}|}}{4\pi|\vec{r}|} E_0(\vec{I} - \hat{k}_s \hat{k}_s) \cdot \vec{F}^{\hat{e}_i}(Z_{xstat}, Z_{ystat}) \iint_{A_0} e^{i(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}} dA_0 \quad (4.31)$$

où $\vec{F}^{\hat{e}_i}$ est la fonction $\vec{U}^{\hat{e}_i}$ évaluée aux points stationnaires.

L'équation (4.31) représente l'expression intégrale du champ diffusé par une surface rugueuse sous l'approximation de la phase stationnaire.

Le calcul de l'intensité diffusée dans la polarisation \hat{e}_s d'un champ incident dans la polarisation \hat{e}_i s'écrit, en utilisant les notations identiques au calcul de l'intensité du paragraphe (4.2.1.1)

$$I = KA_0 |\hat{e}_s \cdot \vec{F}^{\hat{e}_i}(Z_{xstat}, Z_{ystat})|^2 \iint_{A_0} e^{i(k_x u + k_y v)} \exp(-k_{dz}^2 \sigma^2 (1 - C(u, v))) dudv \quad (4.32)$$

Rq: Barrick (1968) montre que dans la limite des hautes-fréquences, la moyenne de l'intégrale du champ diffusé est égale la fonction de distribution de pentes de surface réfléchissant spéculairement le champ incident.

L'hypothèse de k très grands (optique géométrique) et de la "deep phase modulation", $k_{dz}^2 \sigma^2 \gg 1$, (Hagfors, 1966) montrent que la plus grande contribution à l'intégrale provient de l'origine. Ulaby *et al.* (1982) considèrent que la condition $k_{dz}^2 \sigma^2 > 10$ est suffisante. La figure 4.1 représente le domaine de validité des modèles de diffusion en termes de kL et $k\sigma$, sous les différentes approximations. En développant le terme exponentiel de l'intégrale autour de l'origine (et en supposant que $C'(0) = 0$, ce qui n'est pas vérifié pour un coefficient de corrélation exponentiel), puis en appliquant l'hypothèse d'isotropie, l'équation (4.32) devient

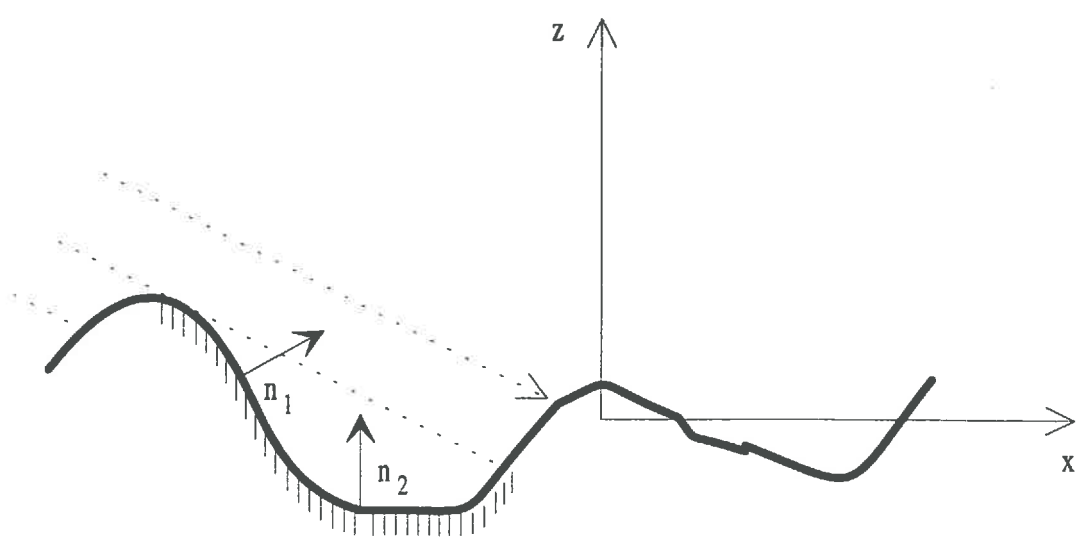


Figure 4.2: illustration des facettes non-prises en compte (normale selon n_i) sous l'approximation de Kirchhoff et des facettes ombrées

$$I = 2\pi K A_0 |\alpha_{pq}|^2 \int_0^{\infty} J_0(k_{dp}\xi) \exp(-k_{dz}^2 \sigma^2 |C''(0)| \xi^2 / 2) \xi d\xi \quad (4.33)$$

où

$$\alpha_{pq} = \hat{e}_s \cdot \bar{F}^{\hat{e}_i}(Z_{xstat}, Z_{ystat}) \text{ avec } (p, q = v, h)$$

• *Calcul du coefficient bistatique de diffusion*

$$\sigma_{pq} = \frac{|\alpha_{pq}|^2}{2} \int_0^{\infty} J_0(k_{dp}\xi) \exp(-k_{dz}^2 \sigma^2 |C''(0)| \xi^2 / 2) \xi d\xi \quad (4.34)$$

Cas **gaussien**, l'intégrale de (4.35) devient $\frac{1}{(k_{dz}^2 \sigma^2 |C''(0)|)} \exp(-\frac{k_{dp}^2}{2k_{dz}^2 \sigma^2 |C''(0)|})$

$$\sigma_{pq} = \frac{|\alpha_{pq}|^2}{2(k_{dz}^2 \sigma^2 |C''(0)|)} \exp(-\frac{k_{dp}^2}{2k_{dz}^2 \sigma^2 |C''(0)|}) \quad (4.35)$$

Les coefficients de polarisation α_{pq} étant proportionnels à k , le coefficient de diffusion sous l'approximation de la phase stationnaire est indépendant de la fréquence. On note que la forme du coefficient de corrélation intervient à travers sa dérivée seconde à l'origine.

• *Fonction d'ombre*

Pour les surfaces très rugueuses, il est nécessaire de prendre en compte les phénomènes d'ombrage de la surface par elle-même qui sont importants aux grands angles d'incidence (cf. figure 4.2).

Dans le cas de la rétrodiffusion, cet effet est pris en compte en multipliant le coefficient de rétrodiffusion par une fonction d'ombre $R(\theta)$ (Smith, 1967). Pour les surfaces très rugueuses, la fonction d'ombre $R(\theta)$ représente la probabilité qu'un point de la surface, dont l'orientation de pente est favorable, soit illuminé.

Dans le cas bistatique, une fonction d'illumination $I(\hat{k}_i, \hat{k}_s, \bar{F}')$ est introduite au niveau de l'équation intégrale de Kirchhoff (Sancer, 1969). $I(\hat{k}_i, \hat{k}_s, \bar{F}')$ est égal à 1 si un point de la surface est illuminé directement par le faisceau incident et si le faisceau diffusé ne rencontre aucun autre point de la surface, $I(\hat{k}_i, \hat{k}_s, \bar{F}')$ est égal à 0 autrement.

Dans le cas gaussien, la fonction d'ombre est

$$P(\hat{k}_s, \hat{k}_i) = \begin{cases} \frac{1}{1 + \Lambda(\cot \theta_s)} & \phi_i = \phi_s + \pi, \theta_i \geq \theta_s \\ \frac{1}{1 + \Lambda(\cot \theta_i)} & \phi_s = \phi_i + \pi, \theta_i \geq \theta_s \\ \frac{1}{1 + \Lambda(\cot \theta_i) + \Lambda(\cot \theta_s)} & \text{autrement} \end{cases}$$

avec

$$\Lambda(\cot(\theta)) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{m}{\cot \theta} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp(-\cot^2 \theta / 2m^2) - \operatorname{erfc}\left(\frac{\cot \theta}{m\sqrt{2}}\right) \right\}$$

(Smith, 1967)

Rq: la fonction $R(\theta)$ est de la forme $1/(1 + \Lambda(\cot(\theta)))$

Le coefficient de diffusion (4.35) devient alors

$$\sigma_{pq}^{ombre} = \sigma_{pq} P(\hat{k}_s, \hat{k}_i)$$

• Calcul de la réflectivité de surface

$$R_p^{totale}(\theta_i) = \frac{1}{4\pi \cos \theta_i} \iint_{d\Omega_s} \sum_{q=H,V} \sigma_{pq} P(\hat{k}_s, \hat{k}_i) d\Omega_s$$

4.3. Méthode des petites perturbations

La méthode des petites perturbations est utilisée pour des surfaces faiblement rugueuses. Les restrictions sur les caractéristiques de la surface permettent de trouver une solution au problème de diffusion en termes de solution pour une surface lisse incluant des termes de perturbations provenant de la surface légèrement rugueuse.

L'application de la théorie des perturbations nécessite les conditions suivantes:

- les hauteurs de la surface par rapport à un plan moyen sont très faibles devant la longueur d'onde du rayonnement

- les pentes de la surface sont très faibles devant 1.

Ulaby *et al.* (1982) recommandent des conditions basées sur les mêmes critères, pour l'application du modèle de petites perturbations, telles que

$$k\sigma < 0.3 \quad \text{et} \quad m < 0.3 \quad (4.36)$$

Une analyse de Chen et Fung (1988) montre que les 2 conditions nécessaires précédentes ne sont pas suffisantes pour garantir la validité du modèle des perturbations au premier-ordre et impose aussi au produit kL d'être faible. Les conditions (4.36) deviennent

$$k\sigma < 0.3 \quad \text{et} \quad m < 0.3 \quad \text{et} \quad kl < 3$$

Rice (1951) suppose que l'on peut développer les amplitudes des champs diffusés en fonction de leur ordre d'importance ou de perturbation. Les amplitudes de ces champs, pour un ordre donné, sont obtenues en utilisant la condition de divergence nulle pour le champ électrique et les conditions aux limites des champs à la surface de diffusion.

Nous présentons les calculs généraux conduisant à la formulation des champs et de l'intensité diffusée au premier ordre de perturbation. À l'ordre zéro on retrouve les coefficients de réflexion de Fresnel (cas d'une surface lisse).

L'intensité diffusée peut s'écrire (Tsang *et al.*, 1985)

$$\langle \bar{E}_s \bar{E}_s^* \rangle_{\text{ordre1}} = \frac{|2k\sigma \cos\theta_i \alpha_{pq}|^2}{2\pi} \int W(k_{dx}, k_{dy}) k^2 \cos(\theta_s) d\Omega_s$$

où $W(k_{dx}, k_{dy})$ représente la transformée de Fourier du coefficient de corrélation

Le coefficient de diffusion est défini comme le rapport de la puissance diffusée de polarisation q par unité d'angle solide dans la direction \hat{k}_s à la puissance interceptée de polarisation p dans la direction \hat{k}_i moyenne sur 4π , d'où

$$\sigma_{pq \text{ ordre1}} = 8 |k\sigma \cos\theta_i \cos\theta_s \alpha_{pq}|^2 W(k_{dx}, k_{dy})$$

$$\text{Coefficient de corrélation gaussien, } W(k_{dx}, k_{dy}) = \frac{L^2}{2} \exp\left(-\frac{k_{dp}^2 L^2}{4}\right)$$

$$\sigma_{pq \text{ ordrel}} = 4k^2 \sigma^2 L^2 \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta_s |\alpha_{pq}|^2 \exp\left(-\frac{k_{dp}^2 L^2}{4}\right)$$

$$\text{Coefficient de corrélation exponentiel, } W(k_{dx}, k_{dy}) = \frac{2L^2}{\pi} \frac{1}{(k_{dx}^2 L^2 + 1)(k_{dy}^2 L^2 + 1)}$$

$$\sigma_{pq \text{ ordrel}} = \frac{16}{\pi} k^2 \sigma^2 L^2 \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta_s |\alpha_{pq}|^2 \frac{1}{(k_{dx}^2 L^2 + 1)(k_{dy}^2 L^2 + 1)}$$

• *Calcul de la réflectivité de surface*

Il est habituel (Rice, 1951, Ruck et al., 1970) dans le calcul de la réflectivité spéculaire d'introduire un facteur multiplicatif pour satisfaire les lois de la conservation de l'énergie. Ce facteur permet, dans une certaine mesure, de s'affranchir du calcul de perturbation au second ordre qui décrit la diminution de l'intensité spéculaire causée par la rugosité de surface (le terme au second ordre étant, en effet, très souvent négatif, Schiffer, 1987). Néanmoins, le calcul de ce facteur s'appuie sur l'approximation du plan tangent qui nécessite que la longueur de corrélation soit grande devant la longueur d'onde (cf. paragraphe 4.2). On voit donc qu'il existe une contradiction entre cette condition et les conditions de validité du modèle autorisant des longueurs de corrélation faibles devant la longueur d'onde. Le calcul rigoureux nécessiterait donc l'introduction du terme de second-ordre pour tenir compte de la diminution de l'intensité cohérente (ce terme est en outre fonction de la longueur de corrélation, ce qui n'est pas le cas du facteur multiplicatif). Nous utiliserons cependant la formulation de Rice dans nos calculs, conscients des limites de cette approche.

$$R_p^{total}(\theta_i) = R_p(\theta_i) e^{-4k^2 \sigma^2 \cos^2 \theta_i} + \frac{1}{4\pi \cos \theta_i} \iint_{d\Omega_s, q=h,v} \sum (\sigma_{qp \text{ noncoh}} + \sigma_{qp \text{ pente}}) d\Omega_s$$

La formulation est identique à celle de la réflectivité sous l'approximation de Kirchhoff pour les faibles pentes, la différence provient du terme incohérent à travers le coefficient de diffusion.

Chapitre 5

Etude de sensibilité des modèles de diffusion

Chapitre 5

Etude de sensibilité des modèles de diffusion

Dans ce chapitre, nous étudions la sensibilité de la température de brillance d'un sol nu en fonction des caractéristiques du milieu. L'objectif poursuivi à travers cette étude est:

- l'interprétation des données radiométriques simulées en fonction des paramètres de surface.
- la caractérisation des paramètres pertinents des modèles de diffusion.

Les modèles de diffusion abordés lors du chapitre 4, nous permettent de réaliser des simulations de la température de brillance d'un sol nu.

Il existe peu d'études de sensibilité des modèles de diffusion dans le domaine passif (*Mo et al.*, 1987, *Schiffer*, 1987, *Saatchi et al.*, 1994, *Fung*, 1994).

Les simulations que nous avons réalisées, portent sur les quantités caractéristiques de la rugosité et de l'humidité du sol, représentées respectivement par les coefficients de corrélation gaussien et exponentiel, l'écart-type des hauteurs, la longueur de corrélation et l'humidité volumique moyenne du sol. La température moyenne du sol est considérée comme constante dans les simulations et égale à 300 K.

Nous retenons, pour cette étude, des écart-types des hauteurs σ et les longueurs de corrélation L , variant respectivement de 1 mm à 75 mm et de 5 mm à 300 mm. La gamme des rugosités couverte correspond ainsi, à la gamme des rugosités des sols agricoles de l'expérience PORTOS '93. Les humidités volumiques du sol m_v caractérisent des situations sèches ($0.05 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$) à très humides ($0.4 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$) rencontrées également lors de l'expérience. La densité du sol fixée à 1.34 g cm^{-3} et la texture du sol limono-argileuse sont considérées constantes dans les simulations.

Les influences de la rugosité et de l'humidité du sol sur la température de brillance sont analysées pour les configurations du radiomètre PORTOS en polarisations horizontale et verticale, pour des incidences comprises entre 0° et 50° , aux basses fréquences 1.4, 5.05 et 10.65 GHz.

La description initiale des modèles a permis de mettre en évidence les approximations à l'origine des développements des modèles de diffusion et les variables d'entrée nécessaires à la mise en oeuvre de ces modèles. Nous commentons dans un premier temps de manière générale les régions de validité des modèles en termes des produits kL et $k\sigma$ (quantités homogènes à une longueur de rugosité sur la longueur d'onde du rayonnement).

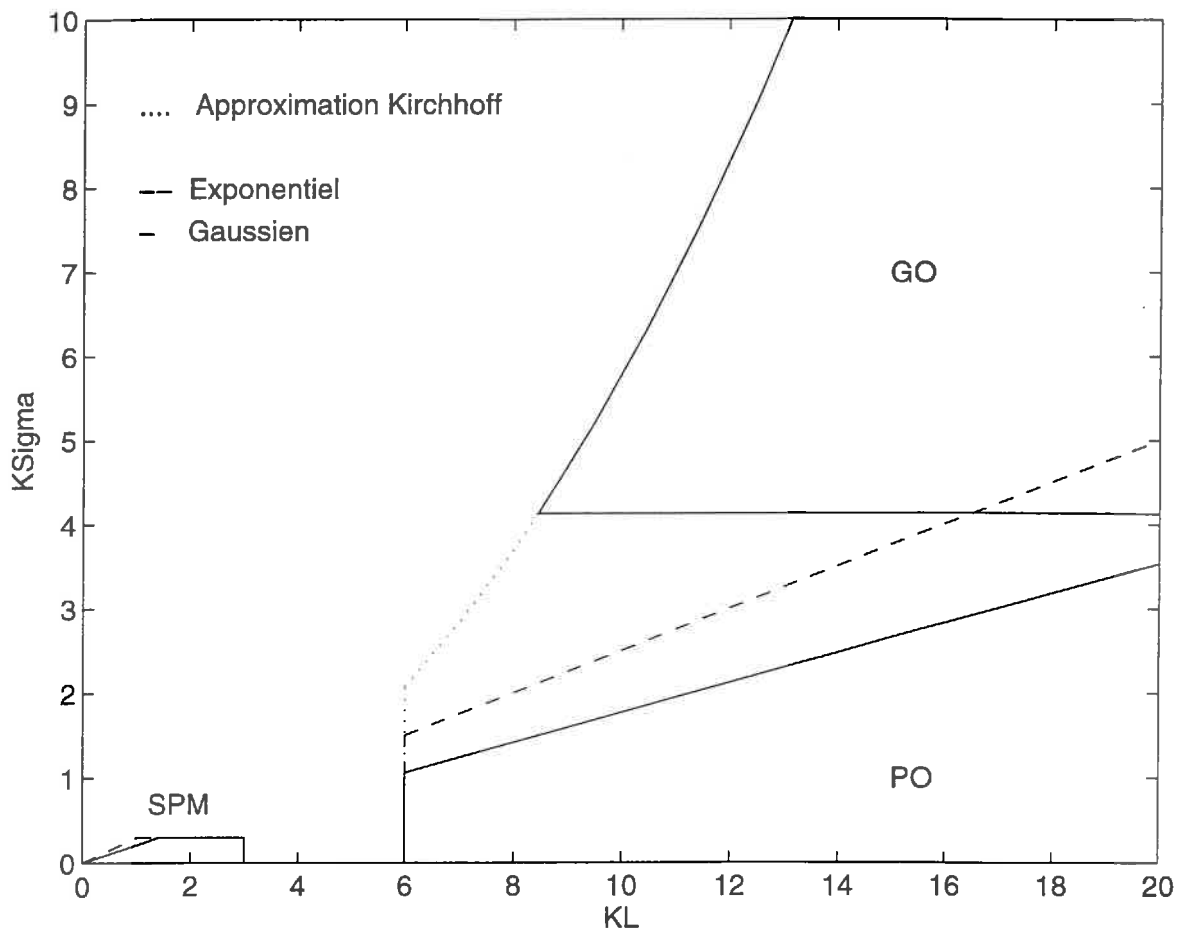


Figure 5.1:représentation dans le plan ($K\Sigma, KL$) des domaines de validité du modèle de petites perturbations (noté SPM), et sous l'approximation de Kirchhoff, des modèles de physique optique (noté PO) et de l'optique géométrique(noté GO), pour des coefficients de corrélation gaussien et exponentiel

5.1. Domaines de validité des modèles

La figure 5.1 montre que les domaines de validité des modèles de diffusion utilisés couvrent différentes régions de l'espace des kL et $k\sigma$, conformément aux approximations utilisées. Nous remarquons qu'il existe des couples de rugosité $(kL, k\sigma)$ qui ne sont pas permis et pour lesquels aucun des trois modèles n'est utilisable.

D'autre part, les modèles de petites perturbations (SPM) et sous l'approximation de Kirchhoff (PO et GO) ont des domaines d'application distincts, qui se différencient principalement par les dimensions de la longueur de corrélation L , faibles devant la longueur d'onde pour le modèle SPM, de l'ordre ou supérieures à la longueur d'onde pour les modèles PO et GO.

Ainsi, les régions comprises entre $kL = 3$ et $kL = 6$, *i.e.* pour des longueurs de corrélation comprises entre 100 et 200 mm à la fréquence de 1.4 GHz, 28 mm et 56 mm à 5.05 GHz, et 13 mm et 26 mm à 10.65 GHz, sont des régions où aucun modèle n'est applicable. De même les régions à faibles longueurs de corrélation et à écart-types des hauteurs supérieurs à 1 cm à 1.4 GHz ne sont pas couvertes pas les modèles.

Les différences majeures entre les régions de validité des modèles PO et GO résident dans l'aptitude du modèle GO à considérer des pentes de surface importantes (supérieures à 0.25 notamment) et des écart-types des hauteurs élevés (supérieurs à 40 mm pour une fréquence de 5.05 GHz et 20 mm pour une fréquence de 10.65 GHz).

Par ailleurs, le modèle PO utilisant un coefficient de corrélation exponentiel autorise des pentes supérieures au modèle PO utilisant un coefficient de corrélation gaussien.

5.2. Influence des caractéristiques de la rugosité sur l'émission des sols nus

Les trois modèles de diffusion des ondes E.M. utilisent des variables d'entrée de même type (fonction d'autocorrélation, écart-type des hauteurs, longueur de corrélation, humidité du sol), nous choisissons donc de commenter les études de sensibilité d'un modèle donné, de manière détaillée et mentionnons les deux autres modèles à travers leurs spécificités. Nous retenons le modèle PO, qui offre la possibilité de plus grandes excursions en fréquences et permet de comparer les influences des formes gaussienne et exponentielle du coefficient de corrélation sur l'émission du sol, pour les rugosités sélectionnées.

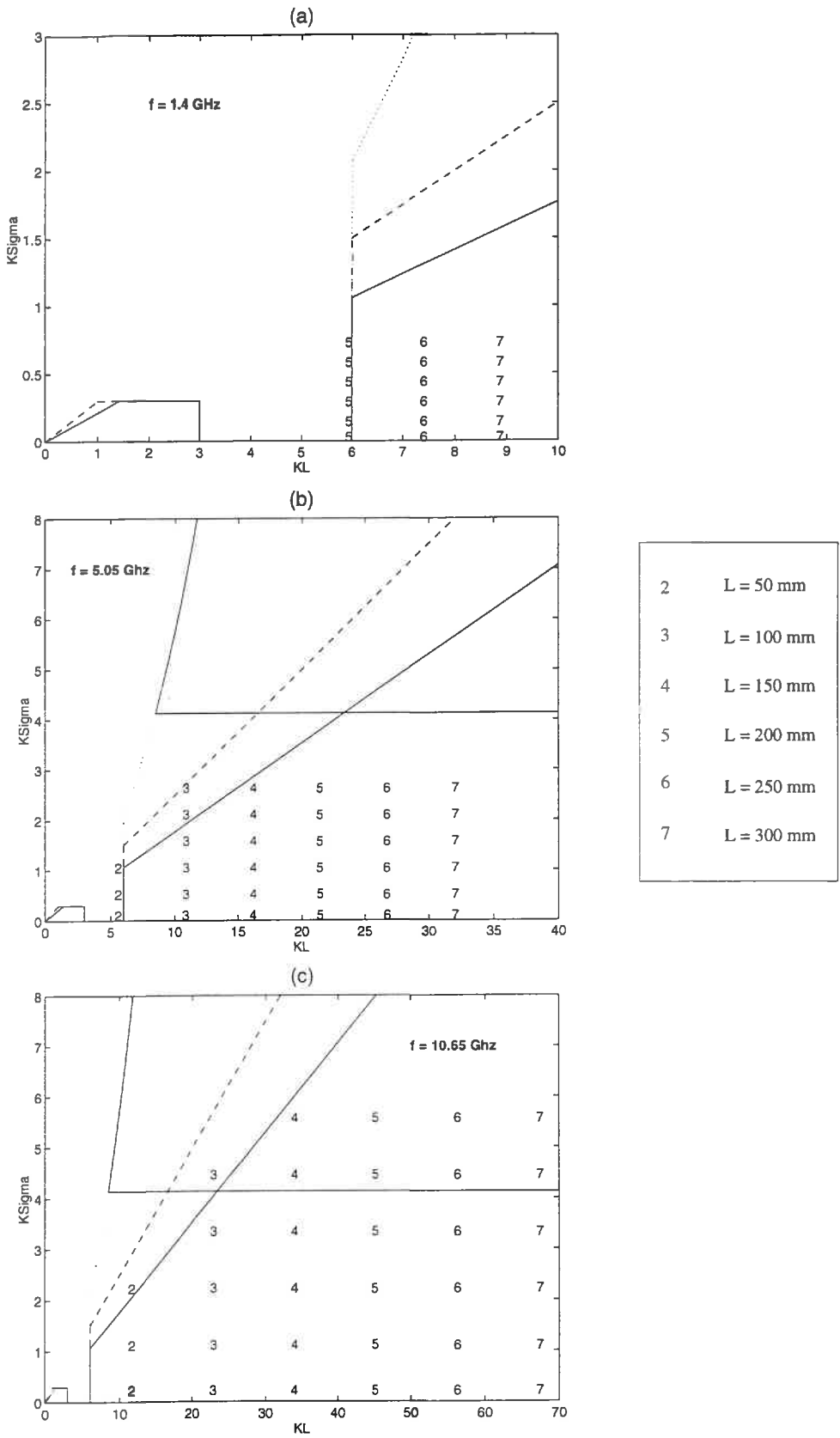


Figure 5.2: répartition dans le plan (KL, KSigma), des longueurs de corrélation et des écart-types des hauteurs (1 mm, 5 mm, 10 mm, 15 mm, 20 mm, 25 mm) utilisés pour les simulations du modèle PO à (a) 1.4GHz, (b) 5.05GHz, (c) 10.65GHz.

5.2.1. Caractérisation du niveau de température de brillance en fonction de la rugosité

5.2.1.1. Modèle PO

Le tableau 5.1 indique les rugosités utilisées pour les simulations du modèle PO.

Modèle PO	
σ (mm)	1, 5, 10, 15, 20, 25
L (mm)	50, 100, 150, 200, 250, 300

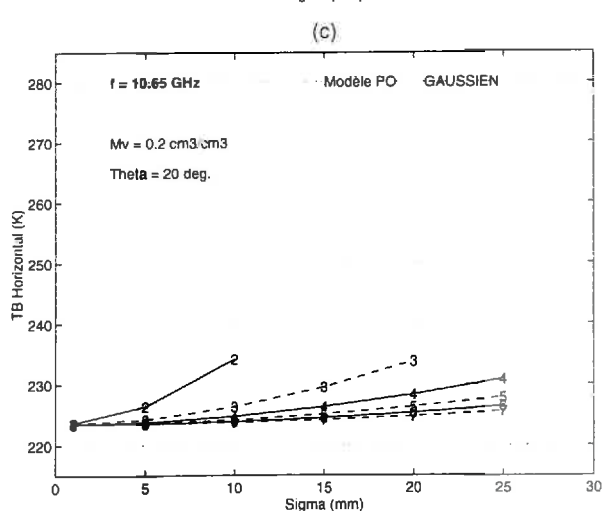
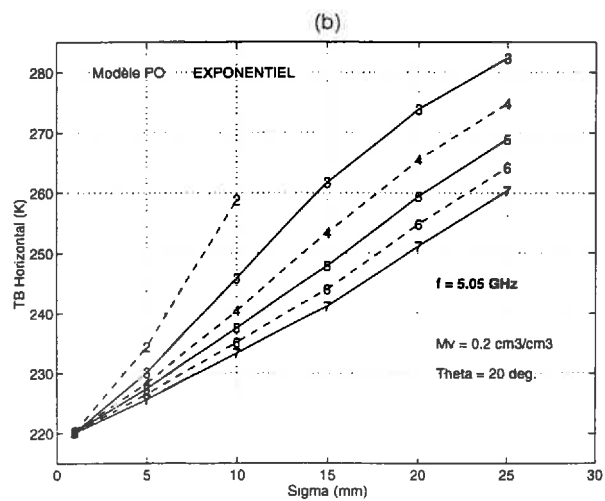
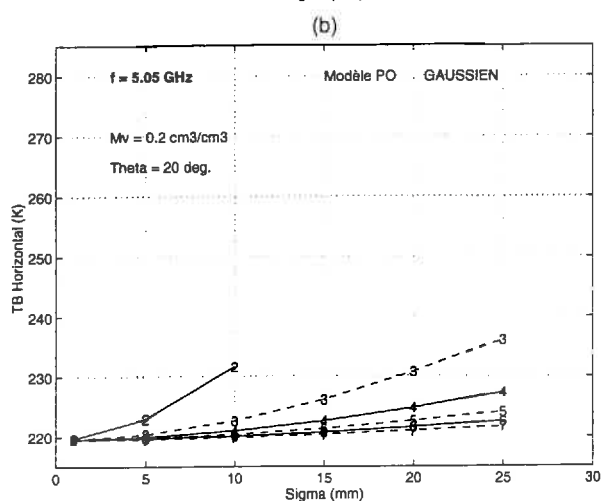
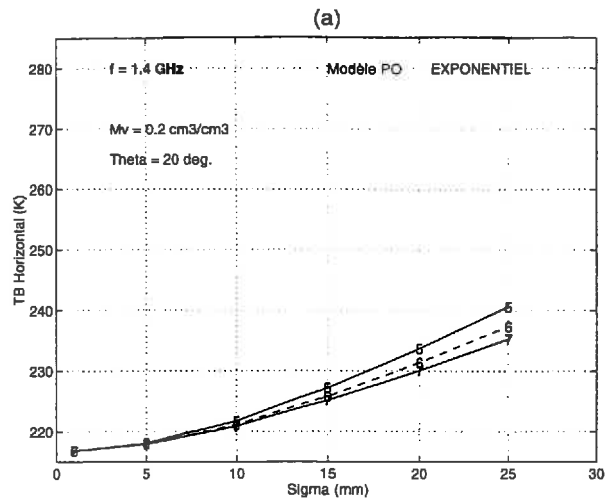
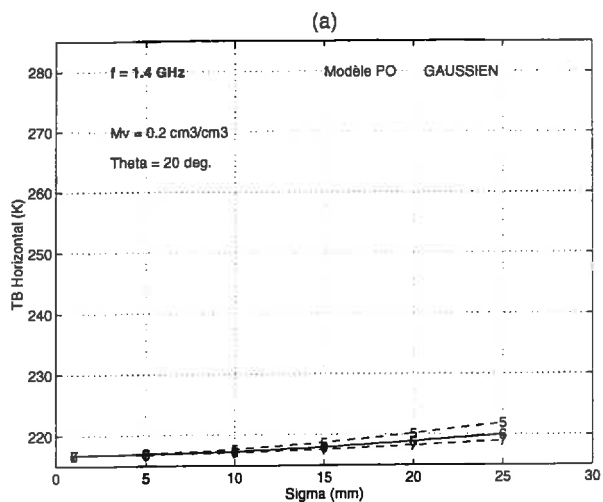
Tableau 5.1: écart-types σ et longueurs de corrélation L utilisées pour les simulations du Modèle PO.

Les figures 5.2 (a), (b) et (c) illustrent dans le plan $(kL, k\sigma)$, les combinaisons de rugosités issues du tableau 5.1 et appartenant au domaine de validité, pour les fréquences respectives de 1.4, 5.05, 10.65 GHz. L'augmentation en fréquence, qui se traduit par une augmentation des produits kL et $k\sigma$, autorise l'utilisation du modèle pour des longueurs de corrélation de plus en plus faibles, sous la restriction de pentes de surface inférieures à la limite fixée.

Les figures 5.3 (a), (b) et (c) présentent pour les combinaisons de rugosités retenues, les variations de la température de brillance, respectivement pour les fréquences de 1.4, 5.05, 10.65 GHz en fonction de l'écart-type des hauteurs σ , pour différentes longueurs de corrélation L , pour un coefficient de corrélation gaussien. La température de brillance est simulée pour la polarisation horizontale, pour un angle d'incidence de 20° et une humidité du sol de $0.2 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$.

A 1.4 GHz, (figure 5.3 (a)), la température de brillance augmente avec σ , pour un L donné. Cette variation est d'autant plus élevée que L diminue. L'augmentation de la température de brillance est due au caractère plus rugueux de la surface (σ élevés et L faibles). Pour les faibles σ (< 10 mm), la différence liée aux longueurs de corrélation est très faible, et le niveau de la température de brillance est quasi-identique (à 2 K près) à celui d'une surface lisse modélisée à partir des réflectivités de Fresnel.

A 5.05 GHz, (figure 5.3 (b)), on note une élévation générale du niveau de la température de brillance, due à la dépendance fréquentielle de la constante diélectrique du sol. On remarque l'apparition de longueurs de corrélation plus courtes à l'intérieur du domaine de validité (séries 2 et 3), qui induisent des pentes de surface plus fortes, pour notre jeu de rugosités. Ces pentes



2	L = 50 mm	5	L = 200 mm
3	L = 100 mm	6	L = 250 mm
4	L = 150 mm	7	L = 300 mm

Figure 5.3: variation de la température de brillance, en polarisation horizontale, calculée avec le modèle PO, pour un coefficient de corrélation gaussien, en fonction de l'écart-type des hauteurs, pour différentes longueurs de corrélation L , à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 5.4: même légende que la figure 5.2, avec utilisation d'un coefficient de corrélation exponentiel

plus fortes ont un effet marqué sur la variation de la température de brillance en fonction de l'écart-type des hauteurs σ .

En effet, pour $\sigma = 10$ mm, la variation de L entre 100 mm et 50 mm, provoque une augmentation de la température de brillance de 10 K qui n'est que de 2 à 3 K pour une variation de L de 300 mm à 150 mm. On se situe alors dans les zones de forte sensibilité du modèle à la rugosité (séries 2 et 3, pour les écart-types les plus élevés).

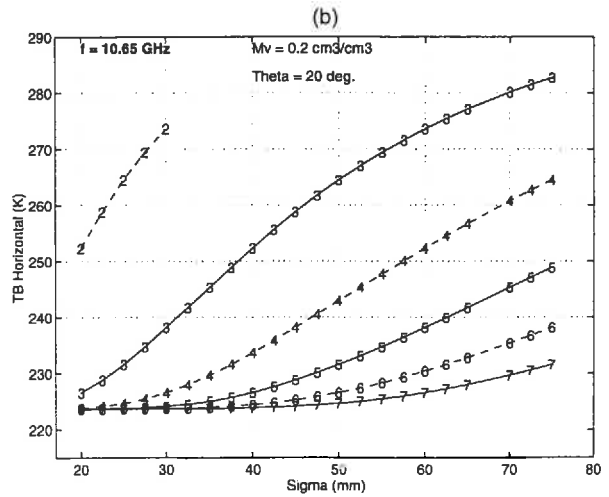
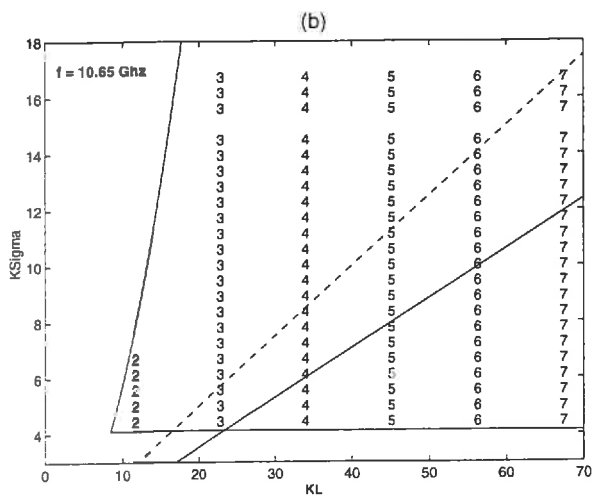
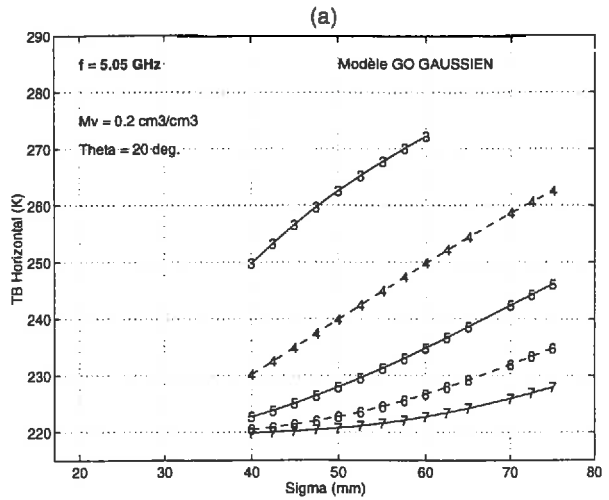
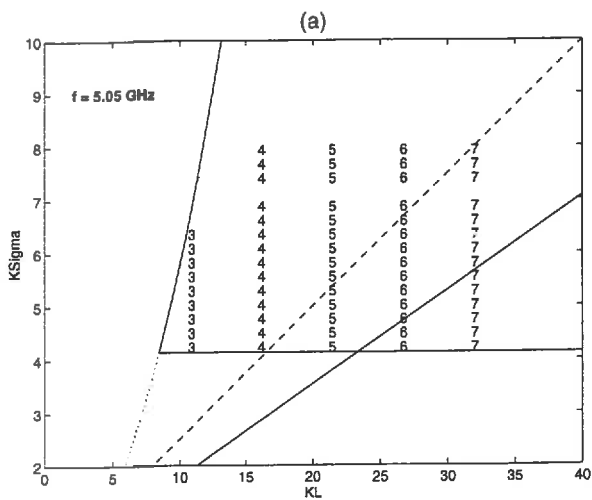
A 10.65 GHz, (figure 5.3 (c)), les mêmes conclusions peuvent être tirées.

Les simulations des figures 5.4 (a) et (b) utilisent un coefficient de corrélation exponentiel. On observe que les variations de la température de brillance en fonction des paramètres de rugosité sont sensibles au choix de la forme du coefficient de corrélation. En particulier, les variations de la température de brillance suivant l'écart-type des hauteurs, sont amplifiées dans le cas exponentiel par rapport au cas gaussien. Ces variations sont de l'ordre de 7 K dans le cas gaussien et 25 K dans le cas exponentiel, pour $1 \text{ mm} < \sigma < 25 \text{ mm}$ et $L = 200 \text{ mm}$, à 1.4 GHz).

L'augmentation en fréquence (figure 5.4 (b)) se traduit par une sensibilité très forte de la température de brillance aux paramètres de rugosités.

Ainsi, les paramètres σ et L influencent la température de brillance quelle que soit la fréquence. On montre toutefois, que les effets de σ et L peuvent être négligés si leur rapport reste faible (< 0.05). Dans ce cas, la température de brillance est alors peu différente de la température de brillance obtenue à partir de Fresnel.

Une propriété remarquable du modèle est la sensibilité de la température de brillance au rapport σ/L , sous certaines conditions. La réflectivité totale de la surface est la somme de la réflectivité cohérente et de la réflectivité incohérente (cf. équation 4.29, chapitre 4). La réflectivité cohérente dépend seulement de σ , la réflectivité incohérente de σ et L . Pour une rugosité donnée, l'augmentation de la fréquence diminue la contribution de la réflectivité cohérente à la réflectivité totale et augmente celle de la réflectivité incohérente (l'effet est d'autant plus marqué que les incidences sont faibles, cf. tableau 5.2). On montre, qu'au-delà de $k\sigma = 1.5$, la réflectivité incohérente sature pour un rapport σ/L constant. Le rapport σ/L fixe alors le niveau de la température de brillance aux faibles angles d'incidence et peut être considéré comme un indicateur de rugosité (lorsque le rapport σ/L augmente la température de brillance augmente). Cette propriété du modèle PO, mise en évidence pour les fréquences les plus élevées, est à rapprocher de celle du modèle GO (solution limite de l'approximation de Kirchhoff aux hautes - fréquences). En effet, la dépendance du modèle GO à la rugosité est une fonction explicite des pentes de surface.



2	L = 50 mm	5	L = 200 mm
3	L = 100 mm	6	L = 250 mm
4	L = 150 mm	7	L = 300 mm

Figure 5.5: répartition dans le plan (KL, KSigma), des longueurs de corrélation et des écart-types des hauteurs (de 22.5 mm à 75 mm) utilisés pour les simulations du modèle GO à (a) 5.05GHz, (b) 10.65GHz.

Figure 5.6: variation de la température de brillance, en polarisation horizontale, calculée avec le modèle GO, pour un coefficient de corrélation gaussien, en fonction de l'écart-type des hauteurs, pour différentes longueurs de corrélation L, à (a) 5.05 GHz, (b) 10.65 GHz.

θ	% RHcoh/RH			
	20°		40°	
σ	5 mm	10 mm	5 mm	10 mm
1.4 GHz	92	75	95	84
5.05 GHz	38	3	53	8

Tableau 5.2: exemple de la contribution de la réflectivité cohérente RH_{coh} à la réflectivité totale RH , en fonction de la fréquence, pour σ égal à 5 mm et 10 mm, aux angles d'incidence 20° et 40°, pour $L = 200$ mm et $m_v = 10 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$.

5.2.1.2. Modèle GO

Nous mentionnons ci-dessous les propriétés des modèles GO et SPM. Les rugosités utilisées pour les simulations du modèle GO sont précisées dans le tableau 5.3. Les figures 5.5 (a) et (b) présentent les domaines de validité du modèle GO aux fréquences de 5.05 GHz et 10.65 GHz respectivement. La fréquence 1.4 GHz n'est pas représentée, car aucune des rugosités du tableau 5.3 n'appartient au domaine de validité du modèle, du fait du faible produit $k\sigma$. L'augmentation en fréquence se traduit par un nombre plus important de rugosités entrant dans la région de validité.

Modèle GO	
σ (mm)	de 22.5 à 75 pas par de 2.5
L (mm)	50, 100, 150, 200, 250, 300

Tableau 5.3: écart-types σ et longueurs de corrélation L utilisées pour les simulations du modèle GO.

Les figures 5.6 (a) et (b) montrent qualitativement des variations des températures de brillance en fonction de σ semblables à celles du modèle PO. On note, d'autre part (figure 5.6 (b)), un comportement de la série 3 à 10.65 GHz, qui tend vers une saturation de la température de brillance, pour des σ élevés (*i.e.* pour des pentes de surface supérieures 0.75).

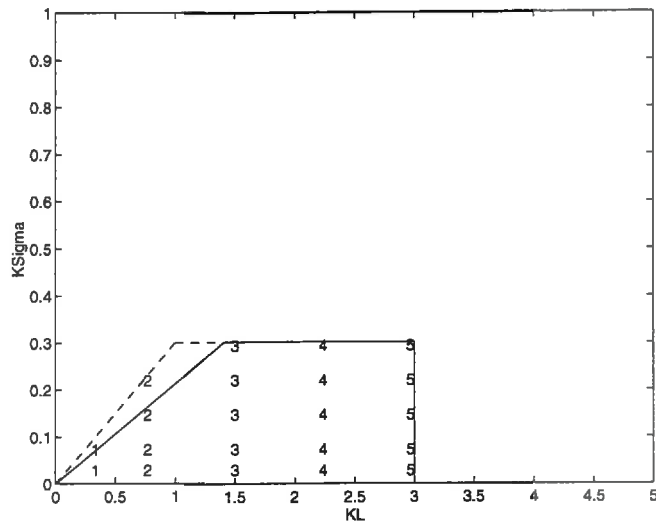


Figure 5.7: répartition dans le plan $(KL, K\Sigma)$, des longueurs de corrélation et des écarts-types des hauteurs (1 mm, 2.5 mm, 5 mm, 7.5 mm, 10 mm) utilisés pour les simulations du modèle SPM à 1.4GHz, .

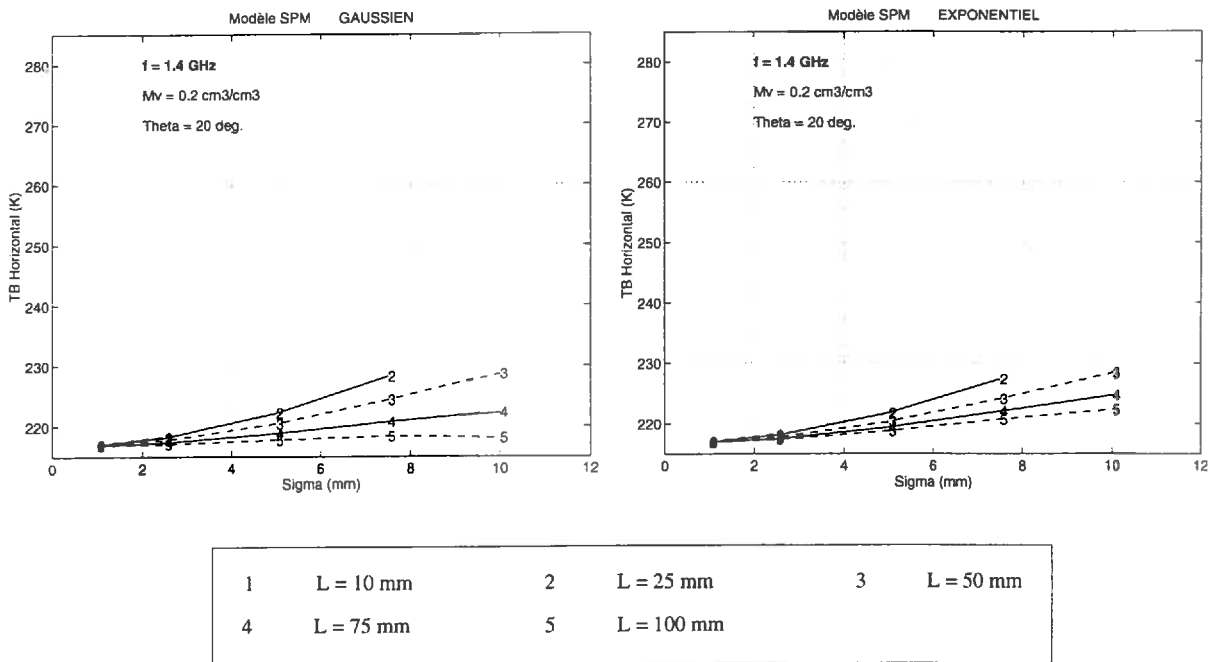


Figure 5.8: variation de la température de brillance, en polarisation horizontale, calculée avec le modèle SPM, pour un coefficient de corrélation gaussien, en fonction de l'écart-type des hauteurs, pour différentes longueurs de corrélation L , à (a) 5.05 GHz, (b) 10.65 GHz.

5.2.1.3. Modèle SPM

Le tableau 5.4 présente les rugosités utilisées pour les simulations du modèle SPM dont les longueurs de corrélation ne sont pas toutes identiques à celles utilisées pour les simulations des modèles PO et GO (elles sont plus faibles). La figure 5.7 présente ces rugosités dans le domaine de validité du modèle SPM. Les figures 5.8 (a) et 5.8 (b) représentent les simulations de la température de brillance pour des coefficients de corrélation gaussien et exponentiel, respectivement.

Modèle SPM	
σ (mm)	1, 2.5, 5, 7.5, 10
L (mm)	10, 25, 50, 75, 100

Tableau 5.4: écart-types σ et longueurs de corrélation L utilisées pour les simulations du modèle SPM.

Le modèle SPM développé au premier ordre des perturbations montre le même type de variations en fonction des paramètres de rugosité que les 2 modèle précédents. Le modèle SPM au premier ordre est donc significativement différent du modèle de Fresnel. Il est toutefois moins sensible que le modèle PO pour des gammes communes de paramètres de rugosité (*i.e* $50 < L < 100$ mm et $1 < \sigma < 10$ mm). Les comparaisons des simulations utilisant un coefficient de corrélation gaussien et un coefficient de corrélation exponentiel montre que la surface "exponentielle" est plus rugueuse que la surface "gaussienne".

5.2.2. Comportement angulaire de la température de brillance

La rugosité affecte aussi bien le niveau de la température de brillance que les variations angulaires du signal. Les figures 5.9 (a), (b) et (c) montrent les variations angulaires des températures de brillance pour les polarisations horizontale et verticale à 5.05 GHz.

Pour un faible écart-type des hauteurs (figure 5.9 (a)), nous remarquons un comportement angulaire identique pour toutes les longueurs de corrélation, aussi bien en polarisation horizontale que verticale. On retrouve le comportement angulaire de la température de brillance d'une surface lisse modélisée à partir des réflectivités de Fresnel.

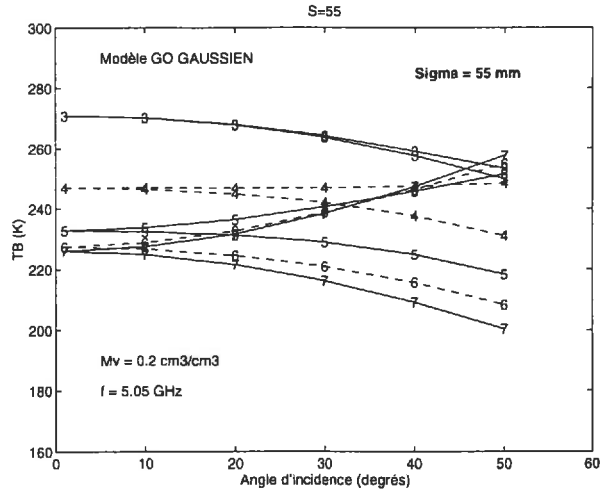
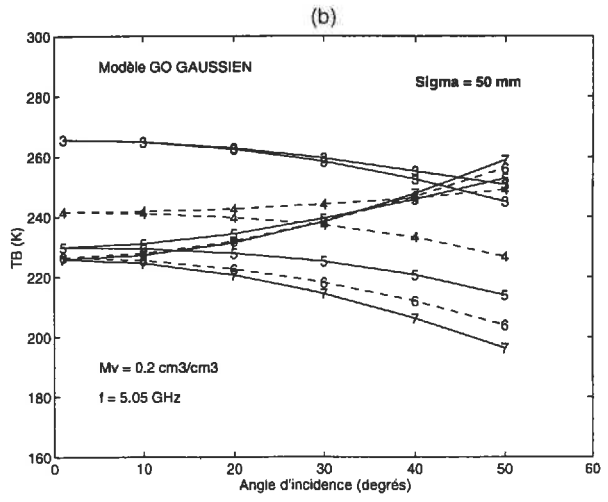
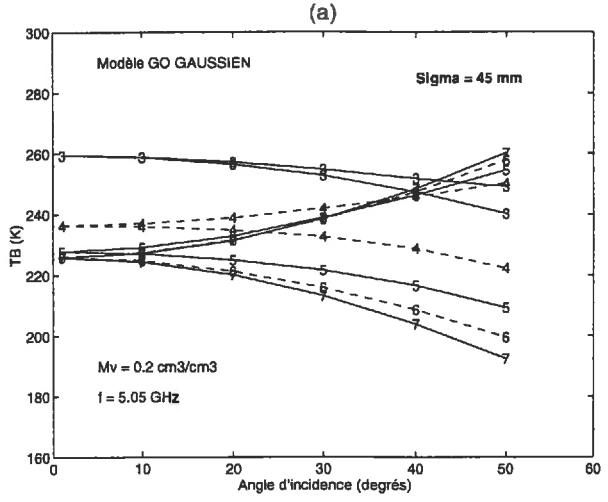
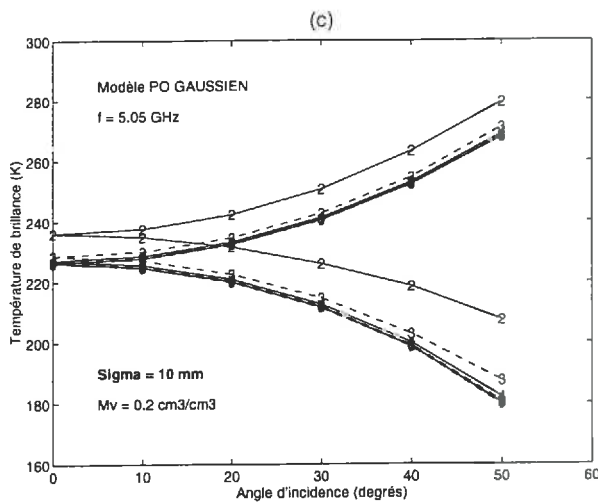
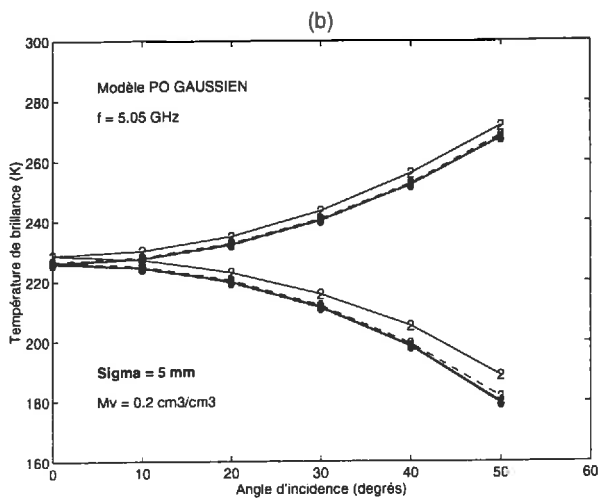
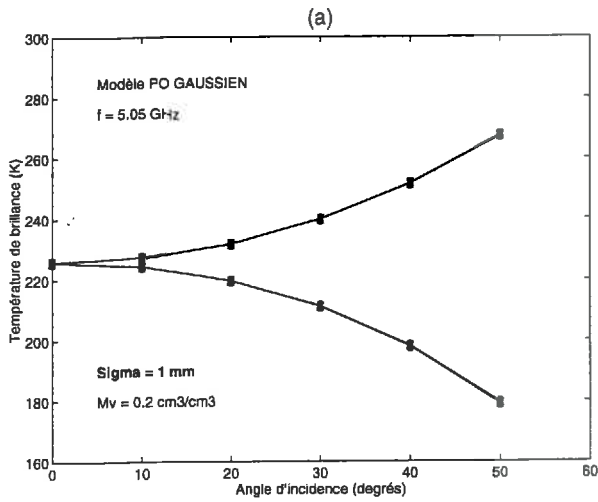


Figure 5.9: variations de la température de brillance calculée avec le modèle PO gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écart-types suivants: (a) 1 mm, (b) 5 mm, (c) 10 mm.

Figure 5.10: variations de la température de brillance calculée avec le modèle GO gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écart-types suivants: (a) 45 mm, (b) 50 mm, (c) 55 mm

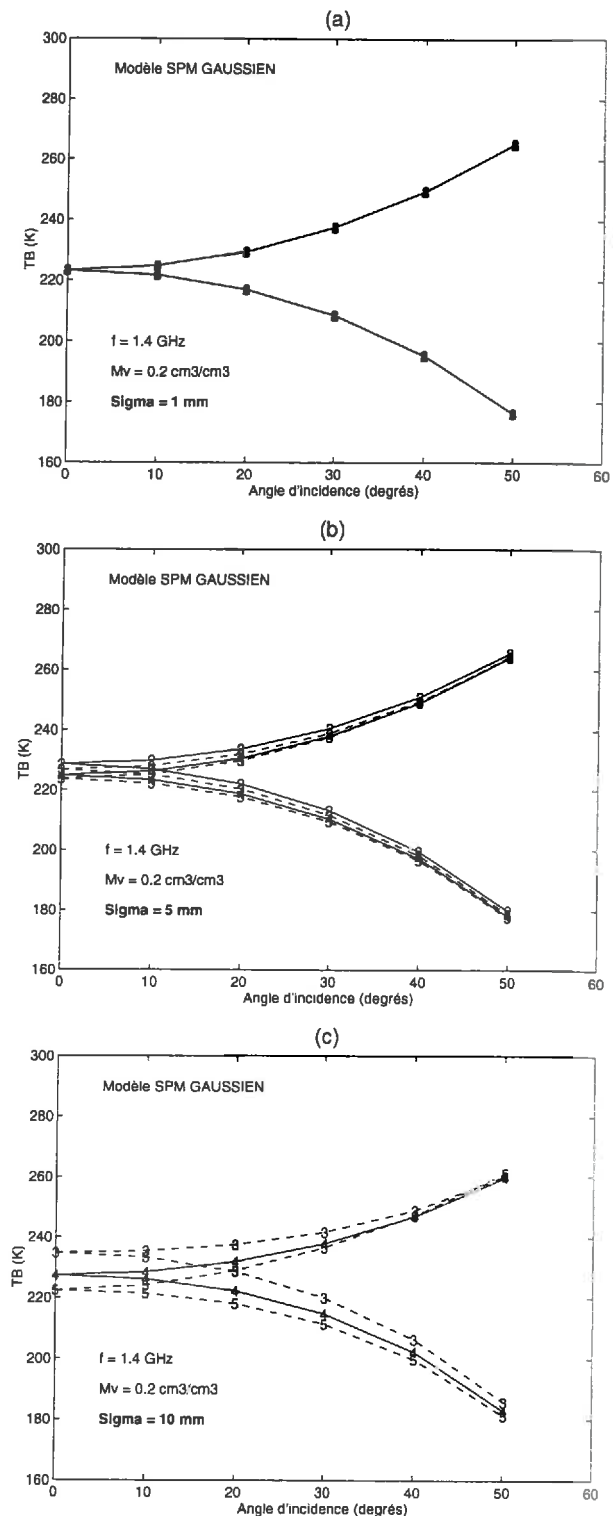


Figure 5.11: variations de la température de brillance, calculée avec le modèle SPM gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écart-types suivants: (a) 1 mm, (b) 5 mm, (c) 10 mm.

Il est utile de faire une remarque sur un comportement classique de la polarisation verticale dans le cas de Fresnel, qui est de croître jusqu'à atteindre une émissivité de 1 à l'angle de Brewster (aux alentours de 60 degrés dans notre cas) et de décroître au-delà très rapidement.

L'augmentation de σ (figures 5.9 (b) et 5.9 (c)) provoque une augmentation sensible de la température de brillance, quel que soit l'angle d'incidence, dans la mesure où le rapport σ/L n'est pas trop faible. La figure 5.9 (c) montre que l'augmentation de la rugosité de surface, par la diminution de L , provoque une diminution de la variation angulaire de la polarisation horizontale plus importante que celle de la polarisation verticale. Cette constatation est aussi vraie pour une variation de σ , à L constant. De plus, on note toujours la tendance de la polarisation verticale à vouloir atteindre une émissivité de 1. Le modèle PO ne modifie pas cette tendance quelle que soit la rugosité.

Un effet caractéristique de l'augmentation de rugosité est la diminution de la différence de polarisation $T_{BV} - T_{BH}$. Un effet conjugué de l'élévation du niveau de la température de brillance et de la diminution de la différence de polarisation lors d'une augmentation de rugosité est l'augmentation du rapport de polarisation RP, défini par $(T_{BV} - T_{BH}) / (T_{BV} + T_{BH})$.

Le modèle GO utilisé pour les rugosités plus fortes, présente une gamme de comportements angulaires plus variée que le modèle PO. Sur les figures 5.10 (a), (b) et (c), nous remarquons qu'une augmentation de rugosité (le paramètre de rugosité est explicitement le rapport σ/L) influence très nettement le comportement angulaire de la polarisation verticale. Pour des pentes fortes, la polarisation verticale tend vers un comportement angulaire proche de celui de la polarisation horizontale. Ce comportement traduit une dépolarisation de la température de brillance pour les fortes rugosités. On note d'autre part, que la variation angulaire devient de plus en plus faible en fonction de l'augmentation de rugosité, on tend vers une isotropie du rayonnement diffusé.

Les variations angulaires de la température de brillance du modèle SPM sont illustrées sur les figures 5.11 (a), (b) et (c), pour la fréquence de 1.4 GHz. Ces variations sont à rapprocher de celles du modèle PO. Une diminution de la longueur de corrélation entraîne une augmentation plus importante de la température de brillance aux faibles incidences qu'aux grandes incidences, pour les deux polarisations.

5.3. Influence de l'humidité du sol sur l'émission des sols nus

L'humidité du sol influe sur la température de brillance, à travers la constante diélectrique par le biais des réflectivités de Fresnel. Une augmentation de l'humidité du sol se traduit par une élévation de sa constante diélectrique qui augmente le pouvoir réflecteur de la surface.

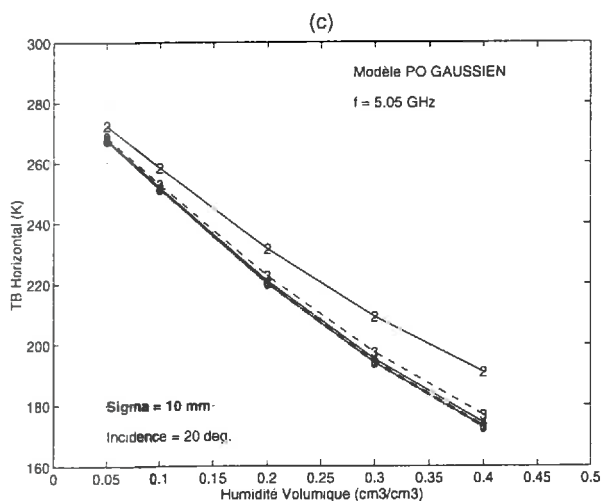
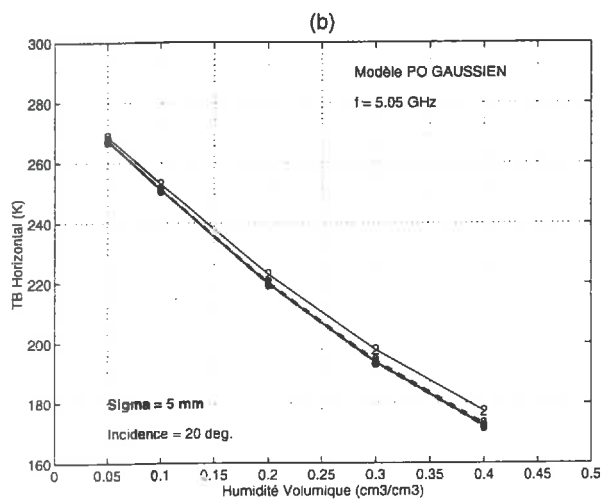
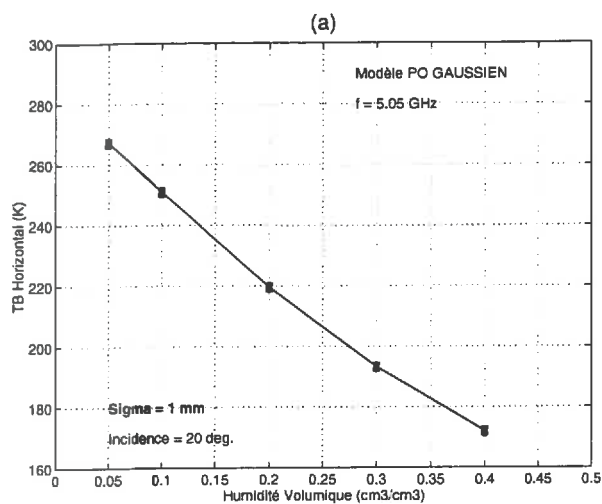


Figure 5.12: variations de la température de brillance, calculée avec le modèle PO gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écart-types suivants: (a) 1 mm, (b) 5 mm, (c) 10 mm.

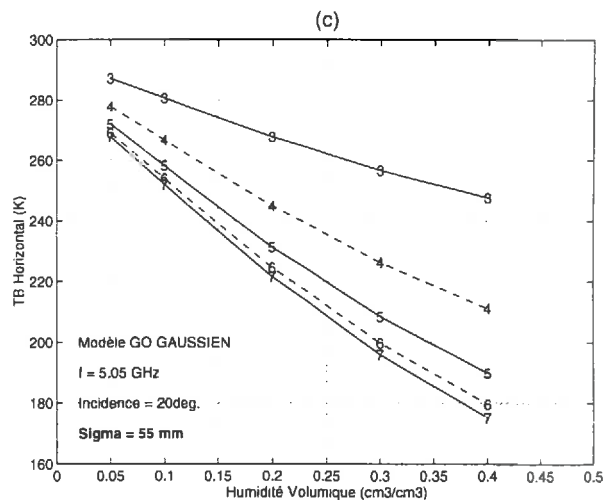
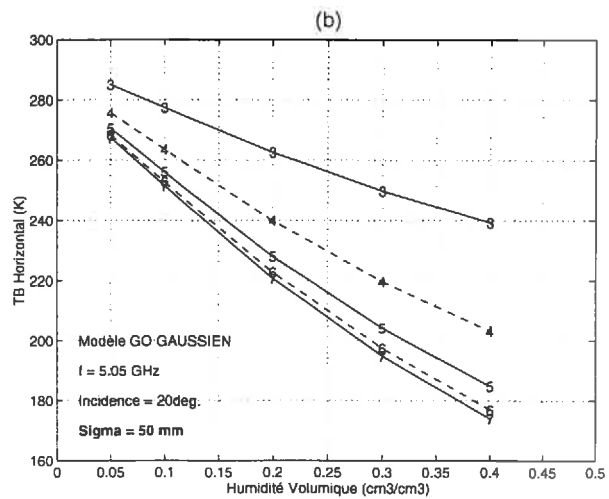
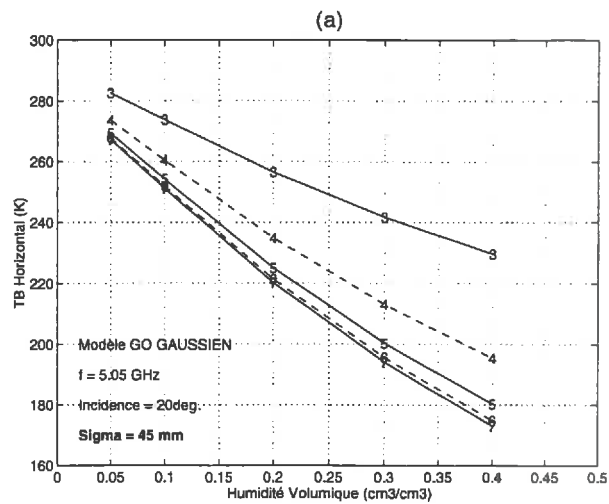


Figure 5.13: variations de la température de brillance, calculée avec le modèle GO gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écart-types suivants: (a) 45 mm, (b) 50 mm, (c) 55 mm

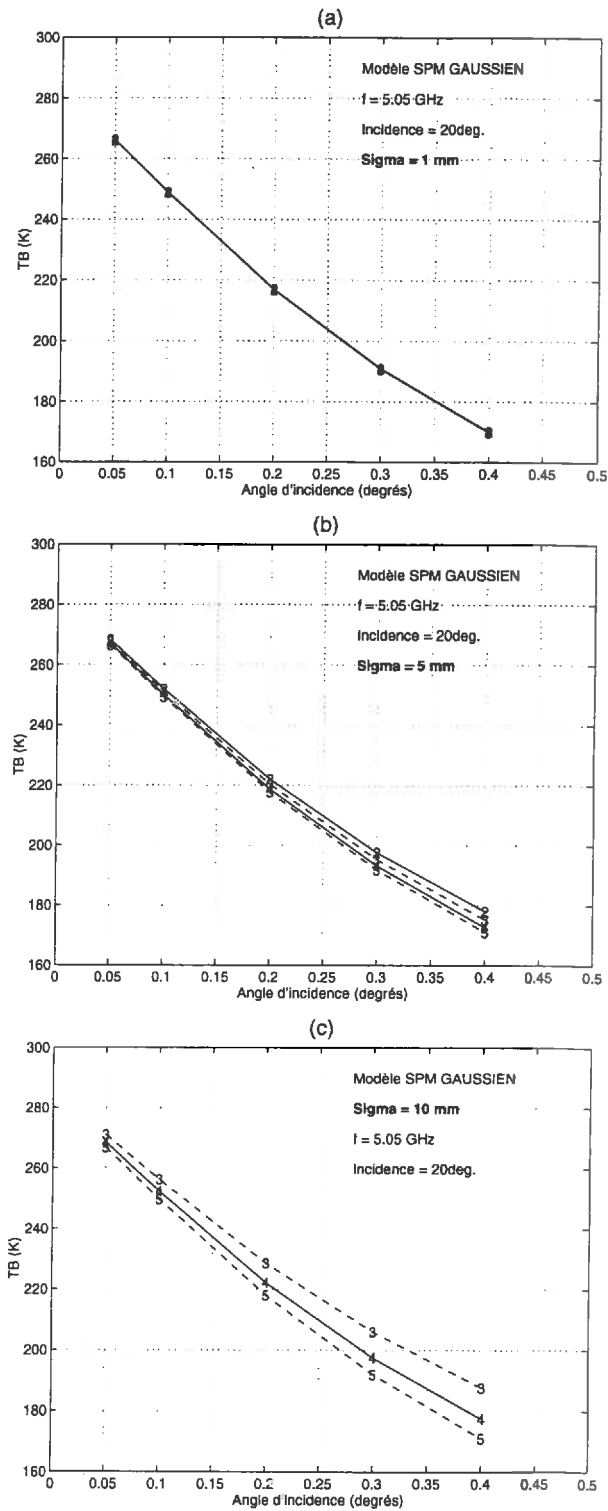


Figure 5.14: variations de la température de brillance, calculée avec le modèle SPM, gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écart-types suivants: (a) 1 mm, (b) 5 mm, (c) 10 mm.

Les figures 5.12 (a), (b) et (c) montrent la variation de la température de brillance simulée par le modèle PO pour un angle d'incidence de 20° , en polarisation horizontale, à 5.05 GHz, en fonction de l'humidité du sol.

La température de brillance est une fonction quasi-linéaire de l'humidité du sol. La figure 5.12 (a) montre que la sensibilité de la température de brillance à l'humidité du sol est de l'ordre de 3K par % d'humidité volumique, pour la configuration adoptée. La sensibilité varie très peu pour la polarisation horizontale, en fonction des angles d'incidence entre 0° et 50° , et diminue nettement pour la polarisation verticale à partir de 40° . Dans le cas, d'un très faible écart-type des hauteurs ($\sigma = 1$ mm, figure 5.12 (a)), l'influence de la longueur de corrélation est négligeable et l'on se retrouve dans le cas d'une surface lisse.

Les figures 5.12 (b) et 5.12 (c) montrent qu'une augmentation de la rugosité (augmentation de σ , diminution de L) se traduit par une perte de sensibilité de la température de brillance à l'humidité. Ainsi, si l'on souhaite déterminer l'humidité du sol à partir de la température de brillance, une sous-estimation de la rugosité fera apparaître le sol plus sec qu'en réalité.

Il est important de remarquer, le rôle amplificateur joué par une augmentation de l'humidité du sol sur l'influence de la rugosité sur la température de brillance. En effet, si l'on considère (figure 5.12 (c)), deux surfaces ayant des longueurs de corrélation de 100 mm et 50 mm et un écart-type des hauteurs identique égal à 10 mm, les variations de température de brillance associées au changement de rugosité sont, pour un sol sec ($m_v = 0.05 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$) et un sol humide ($m_v = 40 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$), respectivement de 5 K et 20 K.

Dans le cas du modèle GO, (figures 5.13 (a), (b) et (c)), la gamme des rapports σ/L est plus élevée (de 0.15 à 0.55) que pour le modèle PO, pour la même gamme de longueurs de corrélation. Nous retrouvons également, de manière plus nette encore, l'influence amplificatrice de l'augmentation d'humidité sur l'effet de rugosité. Les augmentations de la rugosité sur la sensibilité de la température de brillance à l'humidité du sol sont nettement plus marquées que pour le modèle PO. Pour un rapport σ/L de 0.55 (figure 5.11 (c), série 3), la sensibilité de la température de brillance à l'humidité du sol est de 1.1 K / % d'humidité volumique. Si l'on augmentait les rapports σ/L , nous remarquerions que pour des valeurs proches de l'unité, la température de brillance devient très peu sensible à l'humidité du sol (inférieure à 0.45 K / % d'humidité volumique). Nous nous trouvons alors dans les zones de saturation de la température de brillance sous l'effet de la rugosité (*cf.* figure 5.6 (b) série 3 pour des σ élevés).

5.4. Conclusions

Nous avons entrepris dans ce chapitre, des études de sensibilité des 3 modèles de diffusion SPM, PO, GO à travers les simulations de la température de brillance en fonction des paramètres d'humidité du sol et de rugosité de surface, pour diverses configurations (polarisation, angle d'incidence, fréquence).

Il ressort que quel que soit le modèle utilisé, une augmentation de la rugosité de surface caractérisée par une augmentation de l'écart-type de hauteurs et/ou diminution de la longueur de corrélation, se traduit, pour les faibles incidences (0° , 10°), par une augmentation de la température de brillance. Plus précisément, cette augmentation dépend de la variation relative de la rugosité.

Les variations angulaires, les différences de polarisation et les rapports de polarisation sont aussi affectés par une variation de rugosité, ils diminuent lors d'une augmentation de rugosité. L'ensemble des modèles montre d'autre part qu'une augmentation de la rugosité de surface entraîne une baisse de la sensibilité de la température de brillance à l'humidité du sol. On retrouve qualitativement les principaux effets principaux de la rugosité sur l'émission micro-onde observé par *Burke et al.*, 1979, *Choudhury et al.*, 1979, *Newton et al.*, 1980, *Wang et al.*, 1983, *Mo et al.*, 1987, lors d'expérimentation terrain sur des surfaces rugueuses.

D'autre part, la nature de la fonction d'autocorrélation affecte l'influence de la rugosité sur la température de brillance. Le choix d'une fonction d'autocorrélation exponentielle rend le modèle PO très sensible à une variation des paramètres de rugosité.

Dans le cas du modèle SPM, le choix de la fonction d'autocorrélation est moins crucial, la température de brillance est en effet peu différente pour une fonction d'autocorrélation gaussienne ou exponentielle.

Chapitre 6

Expérimentation PORTOS'93

Chapitre 6

Expérimentation PORTOS'93

La campagne de mesures PORTOS'93, s'est déroulée sur le site de POIRSON du domaine Saint-Paul de l'INRA de Montfavet, sur une période de 3 mois, du 19 Avril 1993 (jour julien 109) au 15 Juillet 1993 (jour julien 205). La finalité de l'expérience est l'estimation et le suivi des paramètres influençant simultanément ou séparément le signal micro-onde à travers l'analyse des possibilités offertes par la multiplicité des configurations du radiomètre PORTOS (fréquence, polarisation et angle de visée). La réalisation de cet objectif passe par une succession d'étapes d'identification des principaux processus régissant l'émission de cibles caractéristiques (sol nu, végétation). L'expérimentation en milieu contrôlé, est un moyen de maîtriser ces étapes, soit simplement par le suivi de certains paramètres, soit en intervenant directement sur eux. Cette campagne de mesure s'inscrit dans le prolongement direct de l'expérience PORTOS'91 (*Chanzy et al., 1992, Wigneron, 1993*). Les mesures micro-ondes réalisées ont été effectuées sur des parcelles de sol nu et des parcelles de végétation (cultures).

Les objectifs des expérimentations des parcelles sol nus sont:

- l'analyse de l'influence de la rugosité de surface sur l'émission micro-onde,
- l'étude de l'influence des gradients hydriques et thermiques diurnes sur l'émission micro-onde, pour les surfaces lisses,
- la caractérisation du comportement diélectrique du sol du site pour les hautes fréquences.

Les objectifs des parcelles végétations sont:

- le suivi des caractéristiques d'un couvert de blé homogène (biomasse, taux de recouvrement), depuis le semis jusqu'à la sénescence.
- l'analyse de l'influence de l'hétérogénéité spatiale du blé et d'une culture de type sahélien, le sorgho, sur le signal radiométrique (en corollaire de l'exploitation des mesures de la campagne Hapex Sahel).
- l'étude de l'influence d'un couvert épars (blé et sorgho hétérogènes) sur l'estimation de l'humidité du sol.

L'objectif principal de notre travail est l'étude de l'influence de la rugosité de surface sur l'émission micro-onde des sols nus.

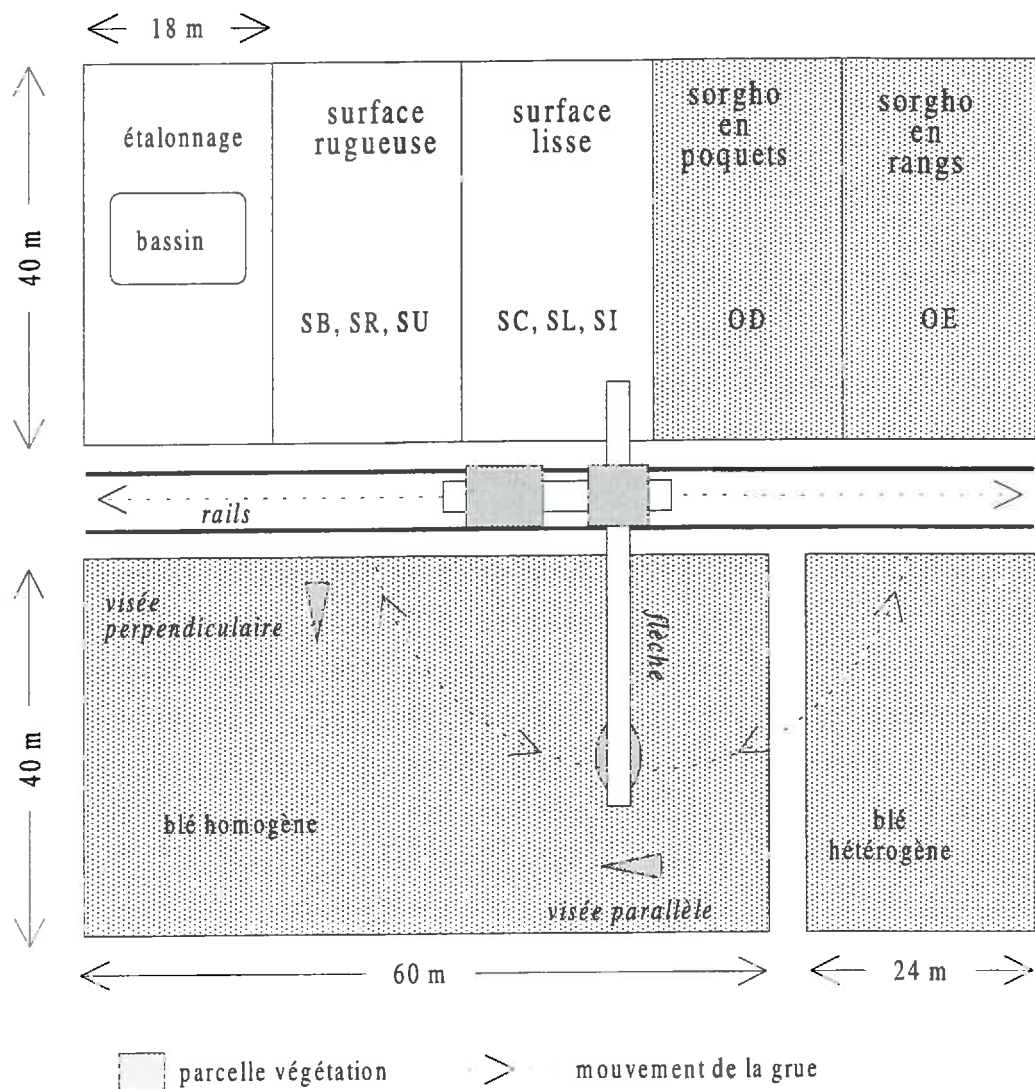


Figure 6.1: dispositif expérimental et organisation des parcelles suivant leur utilisation lors de l'expérience PORTOS'93

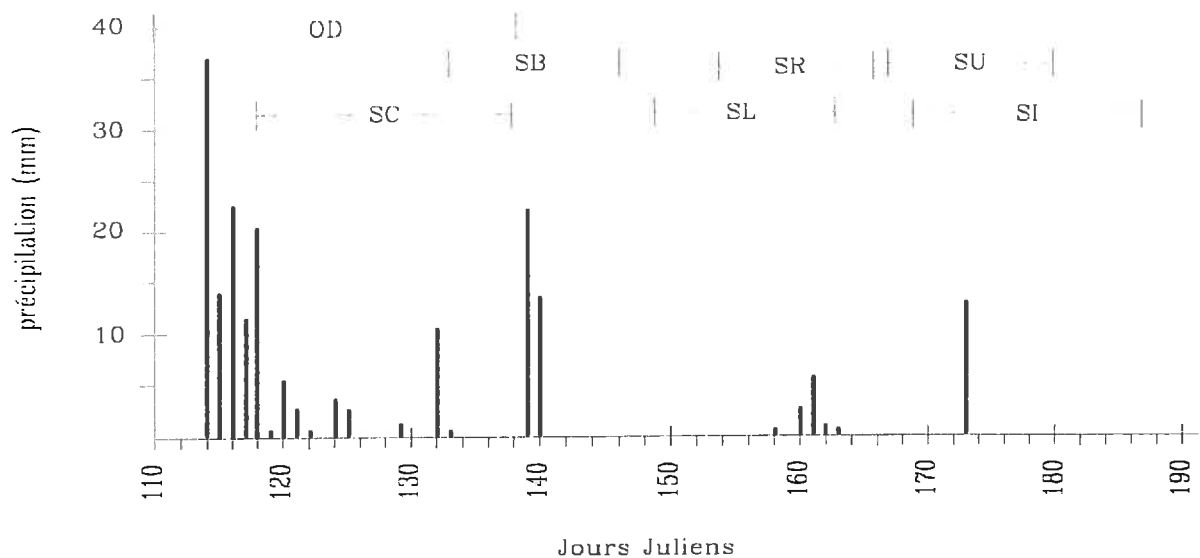


Figure 6.2: répartition temporelle des expériences et des précipitations pendant PORTOS'93

Nous avons cherché, dans un premier temps, à mettre en évidence les effets de rugosité sur le signal micro-onde, de manière qualitative, à partir des données expérimentales (influence respective de l'écart-type des hauteurs et de la longueur de corrélation, influence couplée de l'humidité et de la rugosité sur la température de brillance). Dans ce but, les surfaces des parcelles d'expérimentation ont été travaillées avec des machines agricoles, pour obtenir finalement 7 états de rugosité. Les estimations des caractéristiques de rugosité montre que la gamme de rugosité varie entre une surface très plane ($\sigma \approx 2\text{mm}$) et un état grossier ($\sigma \approx 80\text{mm}$) crée par une rotobêche.

Des mesures micro-ondes aux fréquences PORTOS, pour différents angles d'incidence, en polarisations horizontale et verticale ont été effectuées sur ces différentes parcelles, pour différents états d'humidité (sec, humide, intermédiaire). Les diverses configurations de mesure (fréquence, polarisation, angle d'incidence) sont utilisées pour permettre d'isoler, lors de l'analyse des jeux mesures, les paramètres affectant l'émission micro-onde. La répétitivité des mesures radiométriques, sur chaque parcelle, était pilotée essentiellement par l'état d'humidité de la parcelle. L'humidité du sol était caractérisée quotidiennement (voire à une fréquence plus élevée), la température du sol toutes les minutes, la densité du sol et la rugosité de surface (variables plus stables dans le temps), une seule fois au cours de l'expérience et pour chaque parcelle. La composition texturale des parcelles étant identique, notre étude ne traite qu'un type de sol.

La variété de la base de données expérimentales recueillie lors de cette campagne, nous permettra dans un second volet, d'évaluer la capacité des modèles théoriques de diffusion à restituer le signal radiométrique mesuré (problème de validation des modèles).

6.1. Description du site de mesures

Le site est constitué d'un ensemble de 7 parcelles, couvrant une surface totale de 0.6 hectares. Deux rails traversent longitudinalement le site permettant le déplacement d'une grue de chantier (hauteur 20 m), sur laquelle sont disposés les radiomètres. Les deux degrés de liberté du système (rotation de la flèche de la grue et translation de la grue) assurent une couverture totale du site (cf. figure 6.1). Un dispositif d'irrigation constitué de deux rampes automotrices à aspersion frontale permet une irrigation homogène de chaque parcelle.

La texture du sol du site est **limono-argileuse**, de composition homogène (11% de sable, 61.7% de limon, 27.2% d'argile).

Une "thématique" bien précise a été attribuée à chaque parcelle, selon les objectifs présentés dans l'introduction. Ces parcelles seront donc référencées, dans un premier temps, par rapport à leur "thématique" propre (cf. tableau 6-1).

Parcelle	SOL NU		VEGETATION			
			homogène	hétérogène		
	surface lisse	surface rugueuse	blé	blé	sorgho en poquets	sorgho en rangs

Tableau 6-1: organisation des différentes parcelles de l'expérience.

Dans un deuxième temps, les états de surface des parcelles lisses et rugueuses évoluant au cours de l'expérience (travail du sol pour obtenir des états de rugosité différents), les parcelles seront alors référencées en fonction du type de rugosité. La figure 6.2 montre la répartition temporelle des expérimentations sur les parcelles de sol nu, durant la campagne de mesures. L'objectif de notre étude étant la compréhension des phénomènes d'émission de sols nus, la description des parcelles "végétation" restera très succincte. Les différents types de travail du sol qui sont présentés ci-dessous ont été effectués à l'aide de machines agricoles (rotavator, rotobêche, herse). L'état de surface final est obtenu après 2 à 3 passages successifs des machines.

Dans le cas des sols nus, les parcelles "surface lisse" et "surfaces rugueuses" ont chacune été travaillées pour obtenir 3 états successifs de rugosités de surface.

- Travail du sol "parcelle lisse"

Le travail du sol, effectué par un rotavator, sur une couche de 10 cm, à des vitesses rapides, moyennes et lentes, a conduit respectivement aux états de surface des parcelles SC, SL, SI. La surface de la parcelle SI a ensuite été aplanie et compactée en utilisant un petit rouleau compresseur. Le passage du rouleau compresseur a pour objet de diminuer la rugosité résiduelle.

Nous associerons aux noms des parcelles des initiales mnémotechniques basés sur des critères arbitraires et visuels de la rugosité de surface. Ainsi,

TL	Très Lisse
L	Lisse
MR	Moyennement rugueux
R	Rugueux
TR	Très rugueux

Les parcelles SI, SL et SC seront classées suivant ces critères, respectivement, en parcelles TL, MR et MR.

- Travail du sol "parcelle rugueuse"

Le travail du sol, effectué par une rotobêche, sur une couche de 15 à 20 cm, a conduit à la parcelle SB constituée de grosses mottes disposées de manière aléatoire sur la parcelle. Il n'existe donc pas d'effet de rang pour la parcelle SB. La reprise de la parcelle SB par une rotobêche, a conduit à la parcelle SR. Ces parcelles sont essentiellement caractérisées par la présence de grosses mottes. La parcelle SU est le résultat de la reprise de l'état du sol de la parcelle SR, avec une rotobêche, suivi d'un passage de herse afin de réduire la taille des grosses mottes et d'homogénéiser leur répartition.

Les parcelles SU, SR et SB seront classées suivant les critères définis au paragraphe surface lisse, respectivement, en parcelles R, TR et TR.

- Travail du sol "parcelles de végétation"

Le travail du sol des différentes parcelles de végétation (blé homogène, blé hétérogène, sorgho en poquets, sorgho en rang), par un rotavator, a donné des états semblables à ceux des parcelles SL(MR) et SI(TL).

- Surfaces à couvert de végétation dense et partiel

Les parcelles "végétation" sont caractérisées par les couverts de types suivants:

- une culture de blé de variété Prinqual, à semis dense (date semis 78) constitue la parcelle Blé. Au cours de l'expérience, une partie de la parcelle Blé a été progressivement éclaircie par des coupes de bandes de végétation (parcelle BH). Les états successifs sont des surfaces comprenant 25 %, 50 % et 75 % de sol nu.

- une culture de sorgho semée (jour 78) en poquets (parcelle OD). Les poquets sont répartis selon un quadrillage de maille de 1 m. Cette géométrie de semis permet d'obtenir une végétation éparse de répartition homogène.

- une culture de sorgho (OE) partiellement semée (jour 78). La localisation de la végétation a été déterminée de façon à avoir des aires de mesure radiométrique présentant des fractions variables de sol nu et de végétation. Cette répartition permet d'étudier le cas d'une végétation sous forme de tache. La parcelle OD peut être considérée comme une parcelle de sol nu jusqu'au jour 138, à cause des difficultés de levée du sorgho.

Les parcelles OD, OE, BH seront classées suivant les critères définis au paragraphe surface lisse, respectivement, en parcelles L, MR et L.

6.2. Mesures caractéristiques du milieu sol

Les protocoles expérimentaux ont été conçus, pour d'une part disposer d'une grande gamme de variation des paramètres principaux, minimiser le nombre de paramètres intervenant simultanément dans les processus impliqués, et pour d'autre part, disposer de données d'entrée à la mise en oeuvre et la validation des modèles de diffusion.

Les mesures caractéristiques du milieu sol pour les modèles de diffusion ont donc porté sur:

- le profil d'humidité gravimétrique et de densité du sol sur les 10 premiers centimètres du sol, nécessaires au calcul de la constante diélectrique du sol
- le profil de température pour le calcul de la température effective du sol
- le profil de rugosité pour la caractérisation de la rugosité de surface par l'écart-type des hauteurs et de la longueur de corrélation.

Une description détaillée des mesures réalisées, des techniques utilisées, des fréquences d'échantillonnage spatial et temporel et des gammes de variation des quantités mesurées fait l'objet des paragraphes suivants.

6.2.1. Humidité de surface

Le calcul de la constante diélectrique du sol nécessite la connaissance de l'humidité volumique du sol. La mesure de l'humidité volumique m_v [$\text{cm}^3 \text{ cm}^{-3}$] peut-être directement accessible par des techniques de type TDR -Time Domain Reflectometry- (*Topp and Davis*, 1985). Cette technique présente l'inconvénient, dans notre cas, de fournir une humidité du sol intégrée sur une profondeur supérieure ou égale à 15 cm (relative à la longueur des guides d'ondes installés dans le sol). Une telle résolution est incompatible avec la caractérisation fine du profil d'humidité sur les premiers centimètres de sol.

Il est possible d'accéder, à l'humidité volumique du sol, connaissant l'humidité gravimétrique m_g [g g^{-1}] et la masse volumique sèche du sol ρ_s , à partir de la relation suivante,

$$m_v = \rho_s m_g \quad (6.1)$$

Nous avons donc retenu la technique gravimétrique qui consiste à prélever un échantillon de sol sur une épaisseur donnée. La technique est destructive, mais présente l'avantage d'être la plus précise, pour des mesures d'humidité proches de la surface. Les échantillons une fois prélevés, sont pesés, puis placés dans une étuve à 105°C pendant 24h. L'humidité

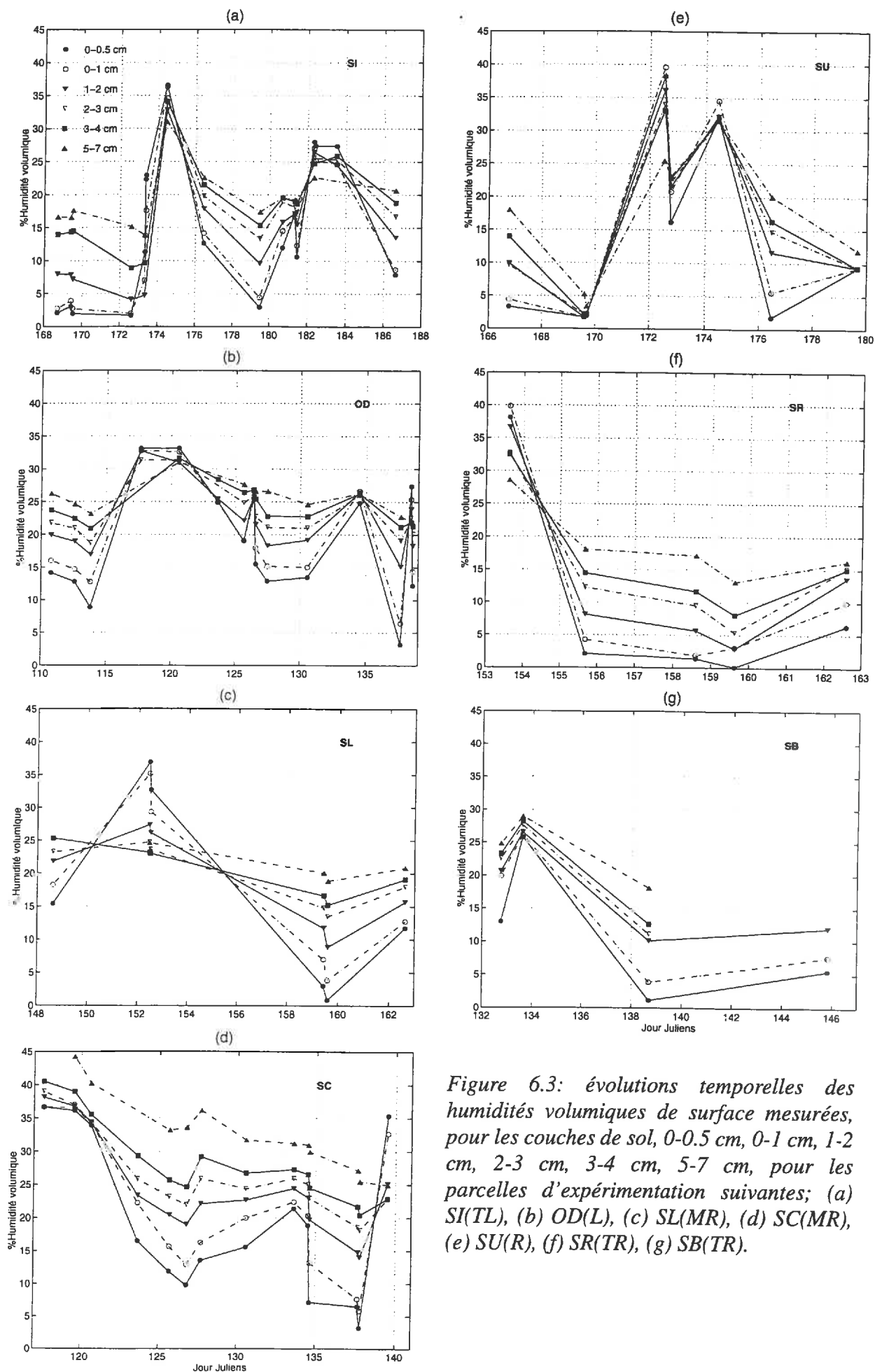


Figure 6.3: évolutions temporelles des humidités volumiques de surface mesurées, pour les couches de sol, 0-0.5 cm, 0-1 cm, 1-2 cm, 2-3 cm, 3-4 cm, 5-7 cm, pour les parcelles d'expérimentation suivantes; (a) SI(TL), (b) OD(L), (c) SL(MR), (d) SC(MR), (e) SU(R), (f) SR(TR), (g) SB(TR).

gravimétrique ou pondérale est alors le rapport de la masse d'eau contenue dans l'échantillon, à la masse de l'échantillon "sec".

Les prélèvements d'humidité du sol ont été effectués respectivement pour les couches de sol de profondeurs suivantes: 0-0.5 cm, 0-1 cm, 1-2 cm, 2-3 cm, 3-4 cm, 4-5 cm, 5-7 cm, 7-10 cm.

L'humidité présente une variabilité à l'échelle de la parcelle. Les mesures des profils ont été répétées 3 à 5 fois, selon le niveau d'humidité (*Cilhar et al.*, 1987), pour des emplacements de la parcelle distribués aléatoirement.

Ainsi, l'humidité, à laquelle nous nous référons, pour une couche de sol donnée, est la moyenne des humidités de tous les emplacements, pour cette couche.

Les mesures d'humidité pour les parcelles rugueuses SU(R), SR(TR), SB(TR), incluent par ailleurs, des mesures sur les mottes et sur les portions de sol entre les mottes. Cette procédure découle de l'observation de leur différence d'évolutions au cours du dessèchement du sol (les portions de sol entre les mottes restent plus humides).

La fréquence des mesures d'humidité pour une parcelle était journalière, voire biquotidienne (dans les cas de dessèchements rapides du sol), afin de disposer d'une grande gamme d'humidité du sol (saturation, intermédiaire et sec).

Les figures 6.3 (a) à (g) montrent les évolutions temporelles de l'humidité volumique (exprimée en %) des sols nus lisse et rugueux pour des couches du sol à différentes profondeurs.

Nous pouvons constater dans un premier temps, la diversité des états d'humidité mesurés et la gamme d'humidité globalement couverte (de 1% pour des sols très secs à 40 % pour des sols à saturation). Des irrigations ou des pluies sont à l'origine des états humides. Les journées de pluies sont résumées sur le graphique de la figure 6.2. Les parcelles OD(L) et SC(MR) ne comptent pas d'états d'humidité très secs, du fait des nombreux jours de pluies, dans le premier tiers de la campagne de mesure (jours 110 à 140).

Les couches du sol les plus proches de la surface présentent, pour chaque parcelle, les dynamiques en humidité les plus importantes et les variations temporelles les plus rapides (*cf.* phases de dessèchements).

Les états d'humidité secs à intermédiaires engendrent des gradients d'humidité positifs suivant la profondeur, très marqués sur les premiers centimètres de sol. L'augmentation maximale de l'humidité est en effet, de 15% volumique sur les 5 premiers centimètres de sol. Cela représente un tiers de la gamme de variation totale de l'humidité entre un sol sec et un sol humide. Inversement, pour des sols très humides, les gradients d'humidité suivant la profondeur sont quasi-inexistants (profils droits) voire négatifs très près de la surface.

Les gradients les plus importants se développent sur les trois premiers centimètres de sol. L'origine de ces forts gradients est liée à la nature limono-argileuse du sol.

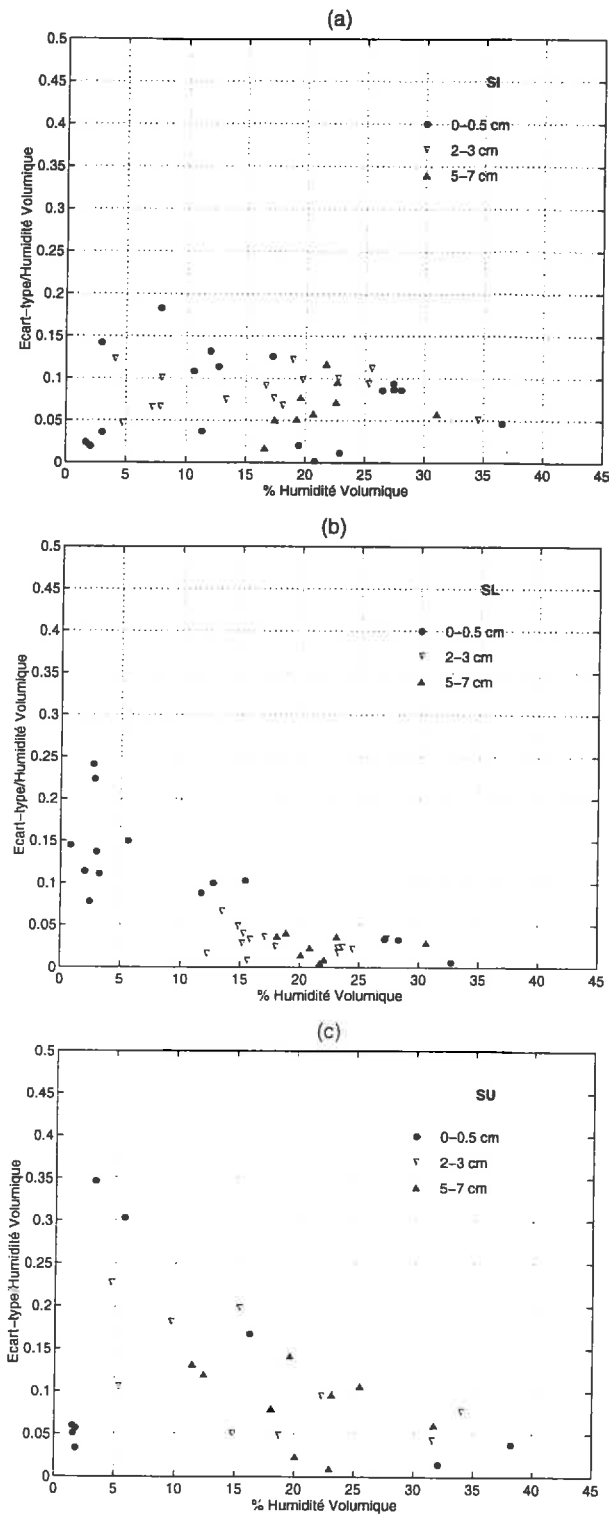


Figure 6.4: évolutions du rapport écart-type à humidité volumique en fonction de l'humidité volumique, pour les couches 0-0.5 cm, 2-3 cm, 5-7 cm, pour les parcelles suivantes: (a) SI(TL), (b) SL(MR), (c) SU(R).

Nous venons de donner un aperçu des variations de l'humidité du sol avec la profondeur, qu'en est-il des variations spatiales de l'humidité dans une couche de profondeur donnée à l'échelle de la parcelle?

L'écart-type associé aux valeurs moyennes des humidités volumiques mesurées, pour une couche donnée, est un indicateur de la variabilité spatiale de la mesure.

Les figures 6.4 (a) à (c) montrent les variations du rapport de l'écart-type à l'humidité volumique moyenne mesurée (noté R_{std}) en fonction de l'humidité volumique moyenne mesurée, pour les couches 0-0.5 cm, 2-3 cm et 5-7 cm et pour les parcelles SI(TL), SL(MR) et SU(R). Le rapport R_{std} est le plus élevé pour la couche de surface 0-0.5 cm (il diminue avec la profondeur) et pour les situations d'humidité intermédiaires (entre 5% et 15 % d'humidité volumique). Les phases transitoires de dessèchement accentuent généralement l'hétérogénéité de l'humidité de surface. Les situations extrêmes (sols très secs et très humides) présentent, pour les couches d'humidité considérées, les rapports R_{std} les plus faibles. Une pluie ou une irrigation, à l'échelle de la parcelle, aura donc tendance à homogénéiser l'humidité du sol.

L'augmentation de rugosité amplifie l'hétérogénéité des mesures d'humidité du sol, particulièrement dans les situations d'humidités intermédiaires. En règle générale, l'augmentation de la rugosité de surface complique l'échantillonnage de la mesure, quelle que soit cette mesure.

6.2.2. Masse volumique sèche

Les mesures des profils de masse volumique sèche ρ_s [g cm^{-3}], sont réalisées avec une sonde à transmission gamma. La précision sur l'estimation de ρ_s est alors de l'ordre de 0.03 g cm^{-3} (Bertuzzi *et al.*, 1987). Les mesures ont été effectuées à la fin de l'expérience relative à chaque parcelle, respectivement pour les couches du sol suivantes: 2-4 cm, 4-6 cm, 6-8 cm, 8-10 cm, 10-12 cm, 12-14 cm, en quatre emplacements différents de la parcelle.

Les mesures de densité par transmission gamma n'ont pas été effectuées sur la couche 0-2 cm. La validité de cette mesure à l'interface sol-atmosphère est remise en cause par les "fuites" du rayonnement gamma vers l'atmosphère. On choisit une valeur de ρ_s sur la couche 0-2 cm égale à celle de la couche suivante.

La sonde à transmission gamma est un instrument de mesure adapté pour des sols dont la surface est faiblement rugueuse, cependant cette technique devient moins fiable, car difficile à mettre en oeuvre, pour des mesures à la surface de sols rugueux.

En effet, le mélange hétérogène des ces sols, constitué de mottes très compactes, de grains de sol de différentes tailles très peu liés rend la mesure difficile et peu représentative. Seule la

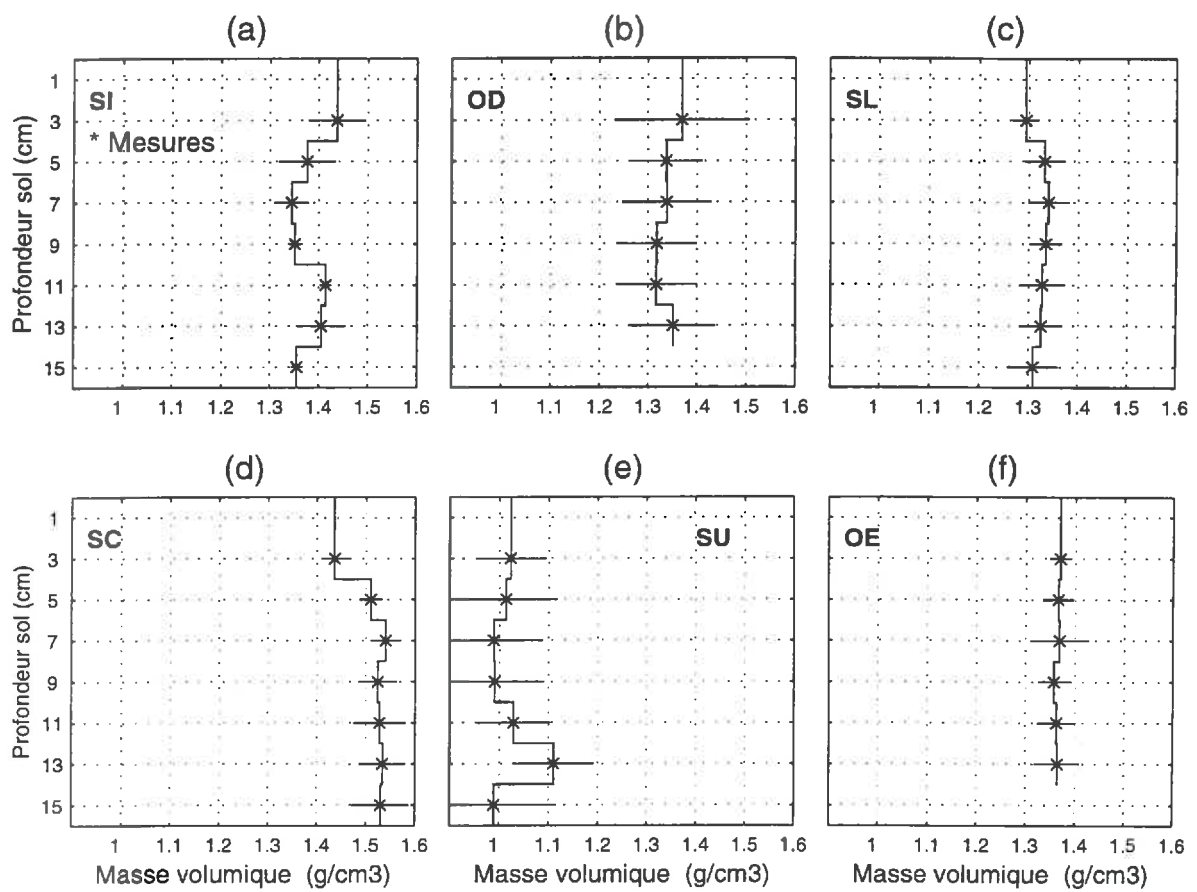


Figure 6.5: évolutions des masse volumiques sèches mesurées et des intervalles de confiance à 95 % associés, suivant la profondeur du sol, pour les parcelles suivantes:(a) SI(TL), (b) OD(L), (c) SL(MR), (d) SC(MR), (e) SU(R), (f) OE(MR).

mesure de densité de la parcelle SU(R) a été effectuée, parmi les parcelles rugueuses SB(TR), SR(TR), SU(R).

Les figures 6.5 (a) à (f) présentent les mesures de masse volumique sèche sur les 15 premiers centimètres de sol, pour les parcelles d'expérimentation SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU(R) et OE(MR). Les densités volumiques sont comprises, en moyenne, entre 1.2 g cm^{-3} et 1.6 g cm^{-3} . Les densités de la parcelle SC(MR) sont les plus élevées. La parcelle SU(R) présente une densité volumique (environ 1 g cm^{-3}) inférieure aux autres parcelles et un écart-type plus élevé. Au vu de ces résultats et d'après les remarques précédentes concernant la mesure sur ces parcelles, on peut douter de la qualité de la mesure de densité de la parcelle SU(R). Nous utiliserons dans la suite de notre étude, une densité fixe, $\rho_s = 1.38 \text{ g cm}^{-3}$, moyenne des densités des parcelles du site d'expérimentation et jugée plus réaliste pour les parcelles rugueuses.

On remarque également, l'inversion du profil de densité sur les 5 premiers centimètres de sol, pour la parcelle SI(TL), conséquence du lissage artificiel de la surface et les écart-types importants sur les mesures de densité de la parcelle OD(L).

6.2.3. Température du sol

Dix résistances de platine ont été installées sur la surface du sol et jusqu'à une profondeur de 25 cm, pour chaque parcelle. Les résistances de platine sont reliées à une centrale d'acquisition qui enregistre la température toutes les secondes et effectue une moyenne toutes les 10 minutes.

Parallèlement, un radiothermomètre de type Heiman KT17 travaillant dans le domaine $8 \mu\text{m}$ - $14 \mu\text{m}$ de l'infrarouge thermique, est installé aux côtés du radiomètre PORTOS sur la platine de mesure de la grue. Les acquisitions du KT17 se font simultanément aux acquisitions du radiomètre PORTOS. L'estimation précise de la température de surface T_s à partir de la mesure de la densité de flux de rayonnement infrarouge thermique provenant de cette surface, demande la connaissance de l'émissivité de la surface, du rayonnement atmosphérique descendant R_{a_d} et du rayonnement environnant. Sachant que l'émissivité d'un sol nu, dans le domaine $8 \mu\text{m}$ - $14 \mu\text{m}$, peut varier de 0.85 à 0.98 (Stoll, 1990) selon les caractéristiques de la cible (constituants, humidité, rugosité) et de la géométrie de visée, et ne possédant pas en outre, de mesure de R_{a_d} , nous choisissons de fixer arbitrairement l'émissivité du sol à 1. Dans nos traitements, nous privilégions la mesure de température de surface T_0 effectuée par une sonde platine, placée au plus près de la surface. La température de surface estimée avec le KT17 n'est utilisée que dans le cas où la mesure de T_0 n'existe pas ou est vraisemblablement mauvaise.

6.2.4. Rugosité de surface

La mesure de tout paramètre de rugosité est liée à la méthode de mesure employée et à l'échantillon de surface choisi. En général, les paramètres qui dépendent de la hauteur, comme, l'écart-type des hauteurs et la longueur de corrélation sont sensibles à la longueur de l'échantillon mesuré et, les paramètres qui dépendent des pentes de surface et des dérivées d'ordres supérieurs, sont sensibles à l'intervalle d'échantillonnage et la résolution de l'instrument (Ogilvy, 1991). Ainsi, des études numériques sur des surfaces exponentielles (Ogilvy and Foster, 1989) montrent que la totalité de la nature exponentielle de la surface ne peut être mesurée que si l'intervalle d'échantillonnage est au moins 10 fois inférieur à la longueur de corrélation. De même, les mesures de longueur de corrélation sont considérées comme correctes (Bendat and Piersol, 1966) à partir d'une longueur de l'échantillon de mesure au moins 10 fois supérieure à la longueur de corrélation.

Les profils de rugosité ont été mesurés avec un rugosimètre laser de terrain (Bertuzzi et al., 1990). Le principe, décrit ci-dessous, est basé sur la relation existant entre la mesure de défocalisation du laser et la hauteur de l'aspérité observée. Le faisceau laser illuminant le sol à incidence normale, est réfléchi par la surface, traverse un système optique constitué d'un déflecteur et d'une lentille (L) pour converger vers un détecteur matriciel, situé entre la lentille et le plan image. La taille de la tache du faisceau laser et la distribution de son intensité lumineuse, dans le plan vertical du détecteur, varient avec la hauteur de l'aspérité visée. Ainsi, le rapport de l'intensité totale mesurée par le détecteur à l'intensité de référence mesurée par la cellule centrale du détecteur, est reliée directement aux variations de distance sol-détecteur. L'acquisition d'un profil se fait par déplacement du laser sur une poutre en aluminium. Ce dispositif permet de caractériser les profils dans une dimension. Un ordinateur portable enregistre le profil en temps réel. Le tableau (6-2) résume les caractéristiques du profil mesuré par le laser.

Longueur du profil	2.m
Incrémentation de la mesure	0.002 m
Nombre de mesure	1001
Résolution Horizontale	0.002 m
Durée de l'acquisition d'un profil	120 s

Tableau 6-2: caractéristiques du profil mesuré par le rugosimètre laser.

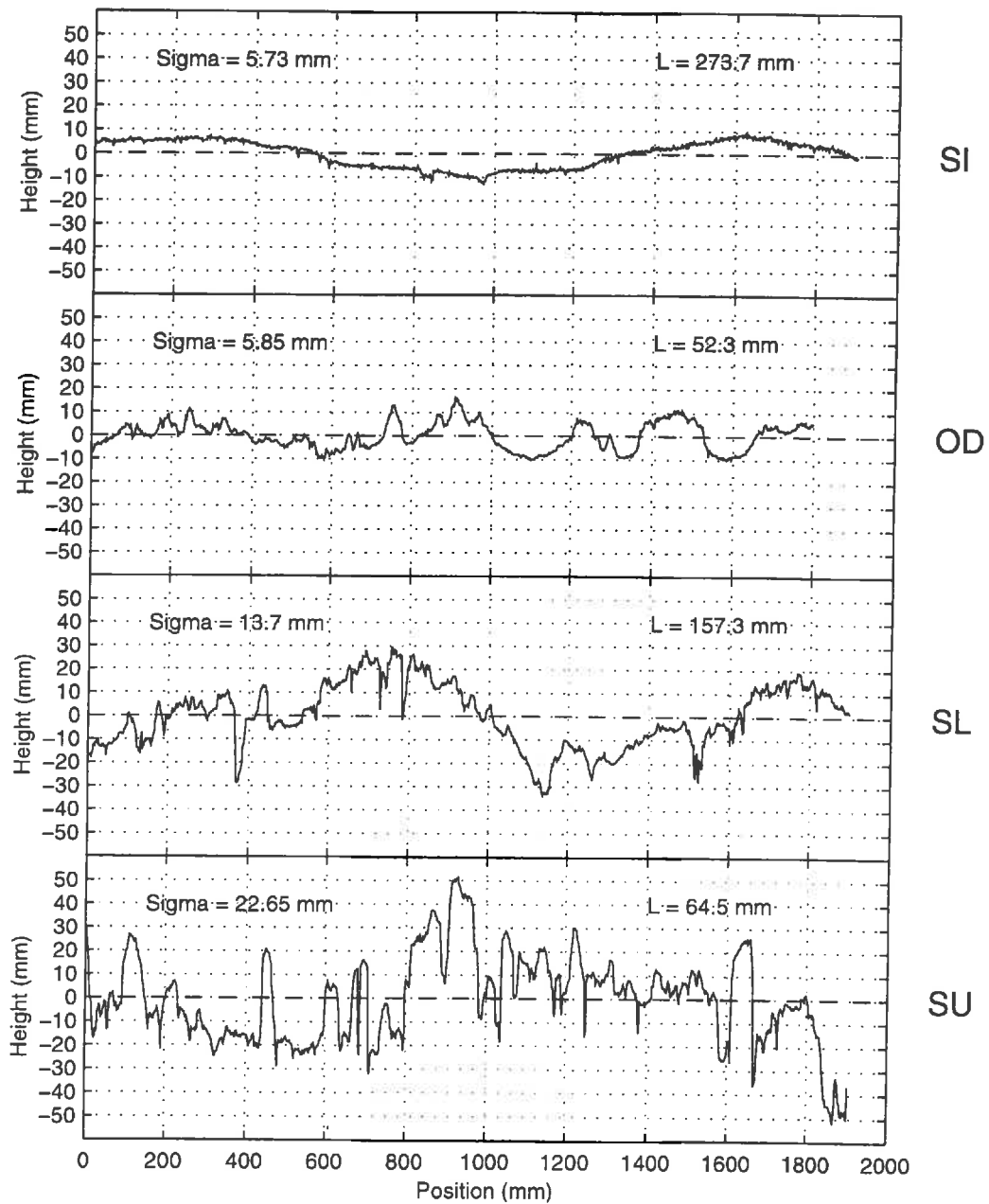


Figure 6.6: exemples de profils de rugosité mesurés, sur des parcelles du site d'expérimentation, lors de la campagne PORTOS'93.

La résolution verticale dépend du type de lentille utilisé et de la distance sol-détecteur. La résolution verticale est respectivement, de 0.25 mm, pour une lentille à petite focale (utilisée pour les surfaces lisses et moyennement rugueuses), et de 0.75 mm, pour une lentille à grande focale (utilisée pour les surfaces rugueuses).

Les profils ont été mesurés pour chaque état de rugosité à la fin des mesures radiométriques. La mesure laser est par définition une mesure non-destructive, toutefois l'état de surface est altéré par l'installation du rugosimètre sur la parcelle. En effet, le dispositif qui guide le laser est lourd et son installation d'autant plus délicate que le sol est rugueux. Ces fortes contraintes (qui entraînent une modification de l'état de rugosité lors des accès à la parcelle), ne nous ont pas permis de réaliser des suivis temporels de rugosité durant de l'expérience (notamment après des irrigations ou des orages). Une solution aurait pu être l'aménagement d'une zone test, dans la parcelle de mesure, dans laquelle le rugosimètre aurait eu une position fixe. Une telle solution aurait été retenue au détriment de la prise en compte l'hétérogénéité de la mesure de rugosité.

Afin de minimiser les changements de rugosité susceptibles de se produire pendant l'expérience (lors d'une pluie par exemple), le sol a été irrigué après avoir été travaillé, pour "stabiliser" la rugosité.

L'acquisition des profils a été répétée 4 à 5 fois sur chaque parcelle, pour des emplacements différents. Les mesures ont été effectuées pour deux directions privilégiées: parallèle et perpendiculaire au travail du sol, pour restituer les caractéristiques principales de la rugosité.

La figure 6.6 donne un aperçu de la diversité des profils mesurés sur quelques parcelles lisses et rugueuses du site d'expérimentation, tant au niveau de la variation des hauteurs que de leur répartition le long du plan moyen. L'annexe B rassemble l'ensemble des profils dans les 2 directions de mesure, pour chaque parcelle. Les modèles de diffusion des ondes EM décrivent la surface en termes de hauteurs par rapport à un plan de référence. Le plan de référence est tel que la moyenne des hauteurs le long de la surface est nulle (*cf.* chapitre 3). Le plan moyen horizontal de la surface mesurée ne coïncide pas obligatoirement avec le plan de référence. Il est nécessaire, pour la mise en oeuvre des modèles, d'ajuster le plan moyen de surface au plan moyen de référence.

Les écart-types des hauteurs et les fonctions d'autocorrélation sont calculés à partir des profils recalés, à l'aide des formules du chapitre 3. Les figures 6.7 (a) à (g) représentent les fonctions d'autocorrélation déduites des profils mesurés sur les parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU(R), SR(TR) et SB(TR). La valeur à $1/e$ de la fonction d'autocorrélation détermine la longueur de corrélation. Nous remarquons, dans le cas des parcelles SI(TL) et

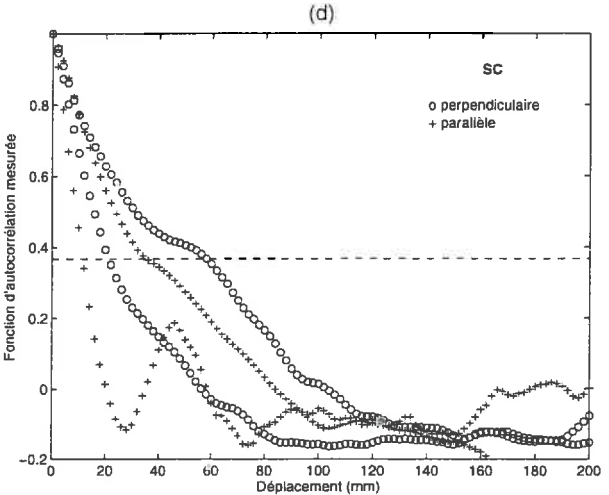
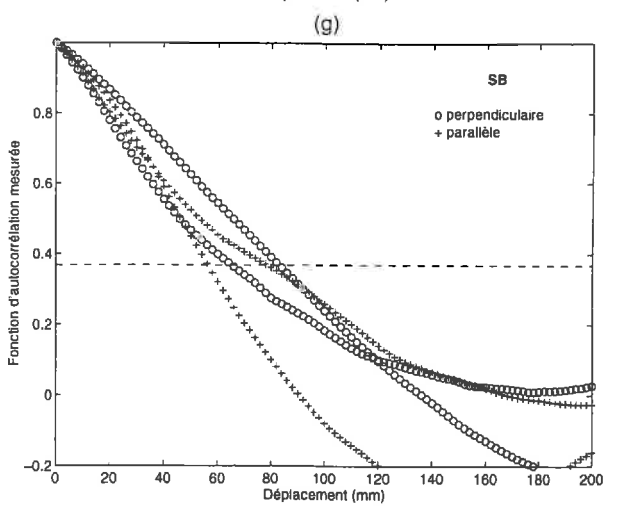
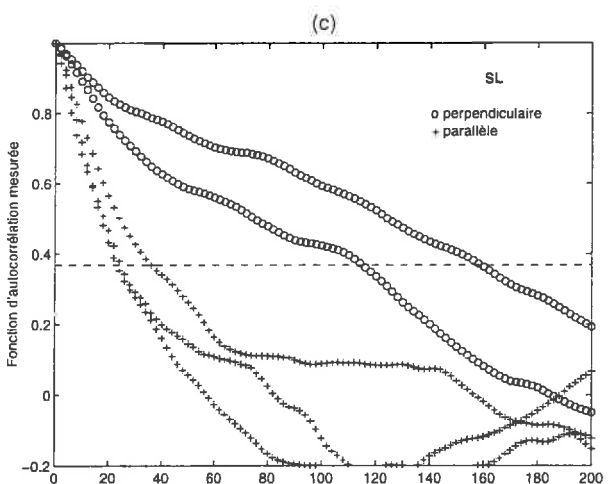
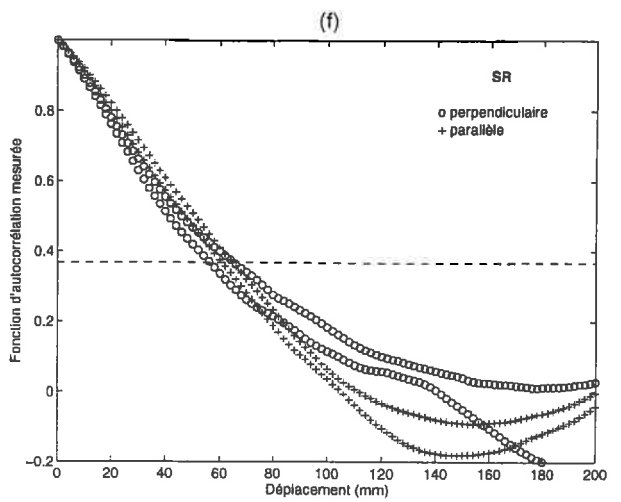
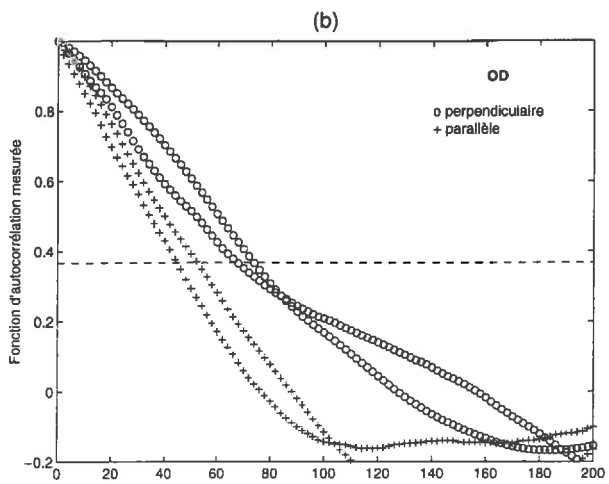
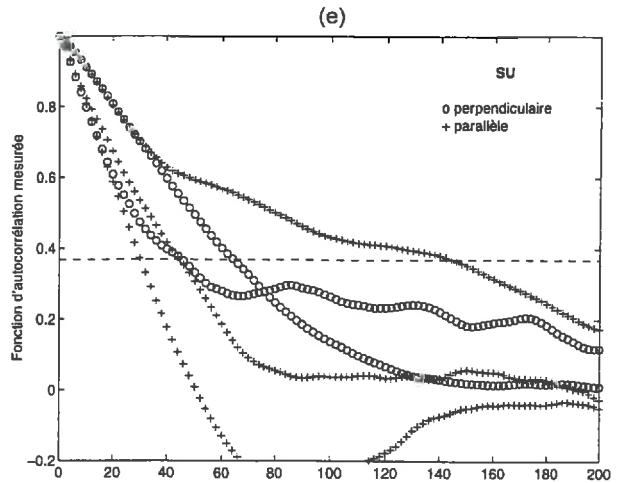
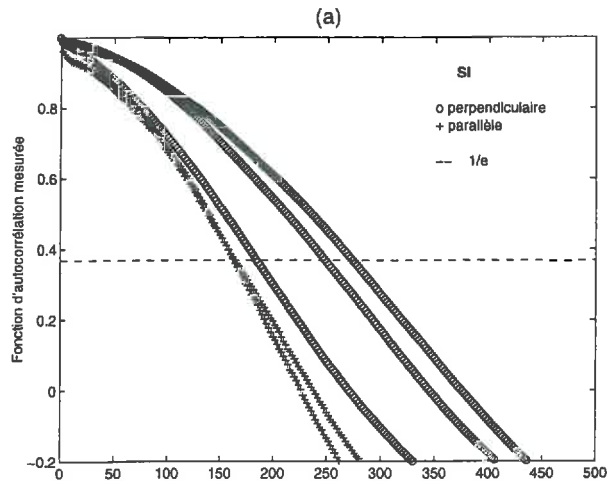


Figure 6.7: fonctions d'autocorrélation mesurées pour les parcelles (a) SI(TL), (b) OD(L), (c) SL(MR), (d) SC(MR), (e) SU(R), (f) SR(TR), (g) SB(TR), pendant l'expérience PORTOS'93.

SL(MR), que les longueurs de corrélation déterminées à partir des mesures perpendiculaires sont supérieures aux longueurs de corrélation des mesures parallèles. Cela traduit l'aspect moins aléatoire des profils dans cette direction, conséquence des effets de rangs, perceptibles sur ces parcelles (*cf.* profils annexe B).

On doit noter, d'autre part, que les longueurs de corrélation de la parcelle SI(TL) sont supérieures au dixième de la longueur totale du rugosimètre (égale à 2 m). Les longueurs de corrélation mesurées sont donc inférieures aux longueurs de corrélation réelles (nous reviendrons sur ce point dans le chapitre consacré à la confrontation mesures/modèles).

La distinction entre les longueurs de corrélation "perpendiculaires" et "parallèles" est moins nette pour les autres parcelles, notamment pour les parcelles rugueuses, montrant un aspect plus isotrope de la rugosité.

Le tableau 6.3 résume les écart-types et les longueurs de corrélation estimés à partir des profils de rugosité mesurés.

Parcelle	σ_{para} (mm)	L_{para} (mm)	σ_{perp} (mm)	L_{perp} (mm)
SI(TL)	2.35, 2.59	162.6, 162.1	5.75, 6.76, 5.41	273.1, 248.5, 184
OD(L)	5.84, 2.15	52.3, 44.6	6.42, 4.66	87.7, 67.6
SL(MR)	7.43, 7.90, 6.15	24.6, 36.0, 23.1	13.45, 9.90	158.9, 114.9
SC(MR)	7.77, 6.98	57.9, 35.3	9.09, 9.72	21.2, 11.5
SU(R)	11.41, 18.32	30.2, 44.5	18.75, 22.65, 24.65	45.4, 64.3, 144.4
SR(TR)	49.87, 47.68	60.8, 64.6	51.50, 40.68	65.2, 56.3
SB(TR)	37.72, 67.1, 53.69	61.8, 78.5, 56.3	70.89, 67.46	83, 57

Tableau 6.3: écart-types et longueurs de corrélation issus des profils mesurés, pour chaque parcelle, dans les directions parallèles (*para*) et perpendiculaires (*perp*) à la direction du travail du sol

L'annexe B regroupe la distribution des hauteurs de surfaces de chaque parcelle. Ces distributions sont comparées à l'hypothèse d'une distribution gaussienne utilisée dans les modèles de diffusion. On trouve également en annexe les fonctions d'autocorrélation issues de chaque profil et leurs comparaisons aux fonctions d'autocorrélation classiquement utilisées dans les modèles (gaussiennes et exponentielles).

6.3. Description du radiomètre PORTOS

6.3.1. Présentation générale

Le radiomètre PORTOS a été réalisé par Matra Marconi Space, le CNES étant maître d'oeuvre. PORTOS est un radiomètre hyperfréquence qui comporte 6 canaux de réception de fréquences centrales respectives de 1.41, 5.05, 10.65, 23.8, 36.5, 90 GHz et observant chacun un domaine de fréquence spécifique (cf. tableau 6.4). Les domaines de fréquence et les largeurs de bandes observées sont préservées des phénomènes de brouillages actifs.

PORTOS est conçu pour opérer en version aéroportée ou en version terrain.

Rq: en version aéroportée, PORTOS est conditionné sous une cloche de pressurisation. Les dimensions de l'antenne à 1.41 GHz ne permettent son installation

Les deux polarisations rectilignes horizontale et verticale (H et V), sont observées par le radiomètre, mais cette observation diffère selon les canaux considérés. En effet, les mesures en polarisation H et V sont effectuées:

-simultanément, pour les fréquences 5.05, 10.65 et 90 GHz. Les canaux 5.05 et 10.65 GHz possèdent chacun une antenne comprenant deux accès pour les polarisations H et V (bipolarisation), chaque accès est relié à son propre récepteur. Le canal 90 GHz a deux chaînes de réceptions séparées comprenant chacune une antenne et un récepteur pour chaque polarisation.

-séquentiellement pour les canaux 23.8 et 36.5 GHz dont l'antenne bipolarisation est connectée à une seule chaîne de réception.

-successivement, pour la fréquence 1.41 GHz dont l'antenne monopolarisation, nécessite une rotation manuelle de 90°, pour le changement de polarisation.

Fréquence (GHz)	1.41	5.05	10.65	23.8	36.5	90.0
Bande (MHz)	27	100	100	400	400	2000
Polarisation	H ou V	H et V	H et V	H ou V	H ou V	H et V

Tableau 6.4: domaines de fréquences et polarisations de PORTOS

6.3.2. Principes de fonctionnement

Tous les canaux du radiomètre micro-onde PORTOS fonctionnent sur le principe de Dicke (Dicke, 1946, Ulaby et al., 1981, Skou, 1989). Cette technique réduit considérablement les problèmes de stabilité du signal liés à la radiométrie micro-ondes.

Avant de décrire le principe de Dicke, nous présentons de manière simplifiée les étapes successives conduisant au signal délivré par un radiomètre classique (de type radiomètre à puissance totale).

La température de brillance T_B de la scène observée est collectée par l'antenne du radiomètre qui est caractérisée par une efficacité de faisceau η (reliée au diagramme d'antenne) et un facteur de perte. Une température apparente d'antenne T'_A est transmise au radiomètre qui effectue différentes opérations de traitement du signal. Les modules présentés ci-dessous résument les différents traitements réalisés:

- un module prédétection, constitué d'une amplification RF, qui filtre le signal d'entrée en amplifiant les fréquences contenues dans la bande de fréquence B , centrée autour de la fréquence centrale RF de mesure. Dans le cas d'un récepteur "direct", l'amplification RF est la seule phase de l'étape de prédétection. Une conversion vers une fréquence FI, plus basse, peut-être réalisée, en utilisant un récepteur "superhétérodyne", constitué d'un oscillateur local et d'un mélangeur. La plus grande partie de l'amplification se fait alors à la fréquence FI et la largeur de bande B est déterminée par le filtre FI.
- un module détection réalisé par un détecteur linéaire ou quadratique. L'avantage du détecteur quadratique est de délivrer une tension de sortie proportionnelle à la puissance d'entrée, donc à la température d'antenne T'_A . Cette opération consiste à redresser le signal et ne garder que son enveloppe.
- un module intégration analogique, réalisé par un filtre passe-bas, qui a pour objet d'éliminer les fluctuations haute-fréquences du signal détecté et d'abaisser la variance de celui-ci (ceci revient à intégrer le signal détecté sur un intervalle de temps τ).
- un module conversion analogique/numérique.

Contrairement aux radiomètres classiques, qui mesurent directement une température d'antenne T'_A (cf. 6.2), le radiomètre de Dicke mesure la différence entre T'_A et une température de référence connue T_{REF} .

Le signal mesuré par un radiomètre classique est donc très sensible au bruit d'origine thermique et aux variations de gain G (cf. formule 6.2),

$$V_{out} = c G (T'_A + T_{REC}) \quad (6.2)$$

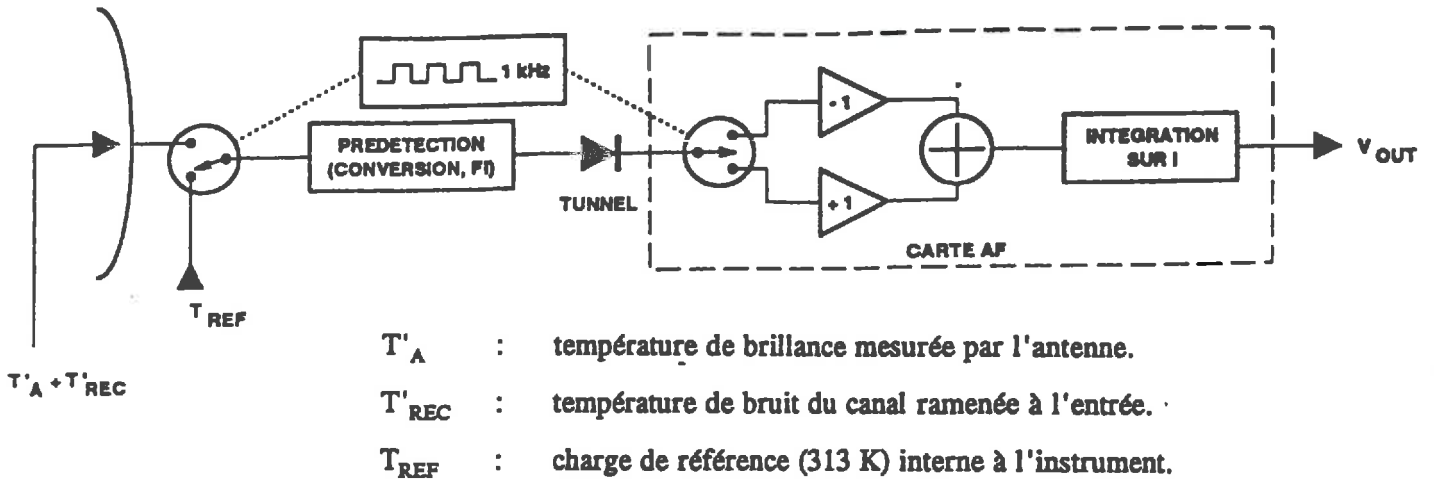


Figure 6.8: schéma de fonctionnement du radiomètre de Dicke PORTOS (d'après Padovan 1991).

TEMPERATURE ANTENNE	90 K	250 K
Sensibilité du récepteur	0,5 K	0,5 K
Dérive en gain $\frac{\delta G}{G}$ ($T'_A - T_{REF}$) pour $\frac{\delta G}{G} = 2.10^{-2} / ^\circ C$	1,8 K	0,6 K
Contrôle en température de la charge de référence : $T_{REF} = 313 K \pm 0,5 K$	0,5 K	0,5 K
RESOLUTION RADIOMETRIQUE (MQ) R	2,0 K	0,9 K
Erreur sur T'_A due aux erreurs de calibration absolue en deux points soit $T_C = 290 K$ et $T_F = 77 K$ à 0,3 K près $d'où \delta T'_A = \frac{T'_A - T_F}{T_C - T_F} \delta T_C$ et $\frac{T_C - T'_A}{T_C - T_F} \delta T_F$ (MQ)	0,5 K	0,4 K
Contributions antenne et attitude avion :		
- angle d'incidence $\pm 0,5^\circ$	1,3 K	1,3 K
- polarisation $\pm 2^\circ$	0,2 K	0,2 K
- pertes par débordement de la lentille et lobes secondaires (sauf antenne 5,05 GHz)	1,5 K	1,5 K
PRECISION RADIOMETRIQUE ABSOLUE (MQ)	3,1 K	2,3 K

Tableau 6.5: précision radiométrique absolue et résolution radiométrique de PORTOS, établies en laboratoire, à partir d'une consigne thermique contrôlée à $\pm 0.5^\circ C$ (d'après Padovan 1991).

où T_{REC} désigne la température équivalente de bruit du récepteur)

Dans le cas d'un radiomètre de Dicke, il convient de rajouter à la description précédente, les caractéristiques suivantes:

-un commutateur de Dicke, utilisé pour moduler le signal radiométrique d'entrée et connecté à l'entrée du récepteur, en un point le plus proche de l'antenne. La modulation consiste en une connexion périodique entre l'entrée du récepteur et l'antenne ou la source de bruit constant (T_{REF}) par l'intermédiaire du commutateur. La vitesse de connexion est choisie pour que le gain G du système reste constant, sur une période de connexion. Dans le cas de PORTOS, la fréquence de basculement F_s est de 1000 Hz.

-une démodulation synchrone réalisée à la sortie du détecteur quadratique. La tension est multipliée par ± 1 , en fonction de la position du commutateur de Dicke.

Après intégration la tension de sortie est :

$$V_{out} = c G (T_A - T_{REF}) \quad (6.3)$$

En résumé (cf. figure 6.8), chaque canal du radiomètre PORTOS comprend, une antenne suivie d'un commutateur de Dicke, de la tête de conversion RF et des cartes FI (amplification et filtrage). La détection est réalisée par des diodes à effet tunnel connectées aux cartes AF de démodulation synchrone, puis le signal, intégré sur une durée $\tau = 30.4$ ms, est mis sous forme analogique, avant sa transmission à la centrale d'acquisition qui l'échantillonne toutes les 25 ms.

On peut noter, d'après l'équation (6.3) que la contribution de T_{REC} à la tension de sortie, a été éliminée. Le gain G est toujours présent, mais d'un poids plus faible (il est en effet pondéré par la différence $T_A - T_{REF}$, qui est très faible devant la somme $T_A + T_{REC}$ de l'équation (6.2)). La qualité de la restitution de la mesure de la température de brillance proviendra donc, de la capacité du radiomètre à réduire les fluctuations des caractéristiques instrumentales (fluctuations du gain, fluctuations d'origines thermiques de la température de la charge de référence, notamment).

PORTOS est ainsi conditionné dans un caisson "climatique" dont les deux fonctions principales sont de:

- protéger le radiomètre du rayonnement solaire
- contrôler des échanges thermiques entre le radiomètre et l'extérieur à l'aide d'un ensemble de ventilateurs.

En outre, 26 lignes de résistances chauffantes couplées à 32 points de mesures par thermocouples disposés sur les composants RF actifs (amplificateurs, oscillateurs, cartes AF.), permettent un contrôle thermique adaptatif du radiomètre. La température à l'intérieur du radiomètre est alors régulée avec une précision de $\pm 0.5^\circ\text{C}$ autour de la valeur de 47°C . Ce

Fréquence (GHz)	1.41	5.05H	5.05V	10.65	23.8	36.5	90
ouverture à -3 dB plan E	12.5°	12.3	12.8	13.0°	10.3°	9.6°	11.3°
ouverture à -3dB plan H	11.0°	12.7	11.6	13.5°	10.0°	9.6°	10.7%
ouverture à -20dB en moyenne	30°	28.8°	30.1°	39.2°	31.8°	31.5°	32.8%
Efficacité de faisceau à -20dB (%)	84	81.4	79.4	96	97	97	98
% energie en polarisation croisée	2.0	4.0	4.3	4.0	1.6	0.7	0.3
Perte résistive antenne (dB)	0.7	1.0	1.4	1	1.4	1	0.4

Tableau 6.6: mesures des performances radio-électriques des antennes de PORTOS

niveau de régulation limite théoriquement les fluctuations de gain sous un seuil permettant d'obtenir une résolution radiométrique de l'ordre de 2K (cf. tableau 6.5).

Les performances des antennes, en termes d'efficacité de faisceau et de facteurs de pertes sont également essentielles à la qualité de la mesure.

6.3.3. Caractéristiques des antennes

Les technologies utilisées pour le développement des antennes de PORTOS sont liées à la grande gamme de fréquences utilisées, à la nécessité d'avoir des encombrements réduits et des résolutions géométriques comparables pour toutes les fréquences. Ces contraintes, ajoutées au constat que les dimensions de l'antenne pour une résolution géométrique donnée, sont inversement proportionnelles à la fréquence, ont conduit au développement des trois types d'antennes suivants:

- un réseau hexagonal de 19 dipôles en cavité (diamètre 71.3 mm), pour le canal 5.05 GHz
- un cornet de Potter bi-mode, focalisé par une lentille à guides d'épaisseur 23 mm, pour les canaux 10.65, 23.8 et 36.5 GHz.
- un cornet de Potter bi-mode pour le canal à 90 GHz.

L'antenne du canal 1.41 GHz est un simple réflecteur parabolique centré, de 1.20 m de diamètre. Les antennes sont implantées dans le module hyperfréquence, installé à l'intérieur du caisson climatique, et protégées par un radôme pour réduire les variations de températures d'antenne. L'antenne parabolique à 1.41 GHz, est la seule à ne pas être régulée et se trouve donc à température ambiante.

Les performances des antennes sont résumées dans le tableau 6.6. On constate que les ouvertures des antennes à -3 dB sont assez semblables pour toutes les fréquences, 12°.5 en moyenne, avec une très bonne efficacité de faisceau de 95 % à -20 dB pour les canaux 10.65, 23.8, 36.5, 90.0 GHz. Les efficacités de faisceau des antennes à 1.41 GHz et 5.05 GHz respectivement de 84% et 79% sont en comparaison relativement faibles pour des efficacités à -20 dB. Les effets de lobes secondaires assez marqués pour ces fréquences, 20 % du signal ne proviennent pas de la cible visée, dégraderont la qualité du signal mesuré, en la rendant sensible aux effets d'environnement.

6.4. Mesures radiométriques micro-ondes

6.4.1. Etalonnage *in-situ*

Si l'on est capable de caractériser chaque élément constitutif de la chaîne d'acquisition du radiomètre, en termes de perte, de coefficients de réflexion, de gain, et/ou de température thermodynamique, il est possible, à partir de la quantité restituée en sortie par le radiomètre, de remonter à la température de brillance mesurée. Une modélisation de la fonction de transfert de l'instrument a été entreprise, par Grosjean et Sand (1993, 1994b, 1994c), sur les données de la campagne Hapex-Sahel 1992. L'établissement de l'algorithme de correction, demande la connaissance de la température thermodynamique et des caractéristiques du circuit antenne (coefficient de perte, efficacité, Taux d'Ondes Stationnaires), et nécessite la paramétrisation des variations de gain du dispositif en fonction de la température de ses constituants. Les paramètres sont ensuite calés à partir des mesures de calibrations sur différentes cibles étalons.

Dans, notre étude nous avons considéré une relation directe entre la température d'antenne et la tension de sortie, à partir des étalonnages effectués sur le site de mesure. Nous avons pris en compte la modélisation de l'instrument, uniquement au niveau du circuit antenne, du canal 1.41 GHz. En effet, l'antenne à 1.41 GHz est soumise aux fluctuations de température ambiante, puisqu'elle n'est pas régulée en température. La relation entre la température du récepteur et la température d'antenne qui fait intervenir les caractéristiques du circuit antenne est développée dans l'annexe C

La procédure d'étalonnage consiste à attribuer à la quantité délivrée par l'instrument (tension, compte numérique), une température de brillance connue indépendamment de la mesure radiométrique (soit par mesure directe différente, soit par modélisation). Nous appellerons température de référence, cette température de brillance. Les températures de référence doivent donc couvrir le domaine utile des mesures de températures de brillance rencontrées, dans les applications relatives à l'étude de la biosphère (typiquement de 100K à 320K). Les températures de référence, couramment utilisées, sont celles de cibles naturelles, l'eau, le ciel, et de cibles artificielles, corps noir à température ambiante ou réfrigéré, charge adaptée.

• Etalonnage sur ecosorb à température ambiante - Point chaud

L'ecosorb est constitué de panneau poreux d'absorbants pyramidaux, il est caractérisé par un très faible coefficient de réflexion, pour les fréquences utilisées, et agit donc comme un corps noir, dont la température de brillance est égale à la température thermodynamique. Le

protocole d'étalonnage point chaud consiste à viser l'ecosorb à incidence normale, en champ proche, et pour des distances ecosorb-antenne variables. Des mesures de températures d'ecosorb par thermocouples sont effectuées simultanément. La mise en oeuvre de ce protocole est rendue difficile en présence de vent (problème de stabilisation mécanique du capteur et d'uniformisation de la température de l'absorbant sur toute sa surface). La dynamique en température de brillance obtenue sur ecosorb est alors celle de la température ambiante, typiquement 20K entre 290K et 310K.

• Etalonnage sur ecosorb plongé dans un bain d'azote liquide - Point froid

L'ecosorb est immergé dans un bain d'azote liquide (température d'ébullition 77K) contenu dans un bac aux dimensions de l'ecosorb. L'azote affleure la base des pointes, pour éviter les réflexions parasites engendrées par la discontinuité diélectrique de la surface d'azote (Hardy, 1973). Les problèmes majeurs rencontrés lors de cette procédure sont d'une part la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique sur les antennes, d'autre part, l'apparition d'ondes stationnaires entre la surface liquide et les antennes, due à l'observation en champ proche (Grosjean et Sand, 1994a). Ces phénomènes rendent difficile l'exploitation de ce type d'étalonnage.

Rq: le ciel est une référence plus froide que l'azote très stable aux basses fréquences. Dans la configuration terrain de la campagne 1993, le radiomètre PORTOS ne permettait pas de visées ciel.

• Etalonnage sur plan d'eau

La température radiométrique de l'eau libre constitue une température de référence intermédiaire aux deux précédentes, et offre une dynamique supérieure en fonction de l'angle d'incidence θ et de la polarisation. Les mesures de températures de brillance sur plan d'eau, nécessitent cependant quelques précautions. Les dimensions réduites du plan d'eau, nous ont amené à installer le capteur à 2 m de hauteur, afin que la plus grande dimension de la tache au sol, à -20 dB, du radiomètre, soit inférieure à celle du plan d'eau.

Ainsi, les mesures de températures de brillance ont été effectuées:

- pour des angles d'incidence de 30° et 45°. En effet, aux faibles angles d'incidence et à cette hauteur, le signal mesuré est contaminé par la réflexion de l'émission propre de l'antenne sur la surface d'eau. Cette contribution peut atteindre des valeurs de 10K à 60K selon l'incidence (Wang et al., 1980). Au-delà de 50°, le lobe principal de l'antenne sort du plan d'eau.

- en évitant la réflexion du rayonnement solaire par le plan d'eau
- en l'absence de vent pour que la surface soit la plus lisse possible
- en situation de ciel clair, pour que la contribution atmosphérique descendante soit minimisée.

Bien que les étalonnages sur l'eau soient effectués par ciel clair, il est indispensable de corriger la température de brillance mesurée, de la contribution atmosphérique réfléchie par la surface de l'eau. Cette correction faible pour les fréquences inférieures à 10.65 GHz, n'est plus négligeable pour les fréquences supérieures. Ainsi, pour un radiomètre qui vise la surface et qui est très proche de celle-ci (*i.e.* contribution ascendante de l'atmosphère négligée), l'expression de la température de brillance mesurée est (*cf.* chapitre 3),

$$T_{Bp} = (1 - R_p(\theta)) T_s + R_p(\theta) T_{atmd}(\theta) \quad (6.4)$$

pour une polarisation p et une fréquence donnée, où T_s , T_{atmd} , R_p désignent respectivement la température de surface de l'eau, la température atmosphérique descendante, la réflectivité de la surface. La constante diélectrique de l'eau libre est donnée par l'équation de Debye (*Ulaby et al.*, 1986), T_s est mesurée avec le radiothermomètre infra-rouge KT17. Le calcul de T_{atmd} est basé sur une formulation simplifiée de l'équation de transfert radiatif (*Chandrasekar*, 1960, *Ulaby et al.*, 1981), sous l'approximation d'une atmosphère plane parallèle, homogène horizontalement et non diffusante. Les composantes de T_{atmd} , sont des fonctions des profils de la température de l'air, de l'humidité et de la pression (*Waters*, 1976, *Hofer and N'Joku*, 1981) et sont calculées pour chaque angle et chaque fréquence. Les profils ont été extraits des sorties du modèle de prévision météorologique à 15 niveaux PERIDOT de Météo-France. Les observations terrain concernant la couverture nuageuse et le type de nuage ont été aussi prises en compte dans le calcul de T_{atmd} (*Calvet et al.*, 1995).

• Étalonnage sur charge adaptée

L'antenne est déconnectée du radiomètre et remplacée par une charge adaptée reliée au radiomètre par un coaxial. La charge génère un bruit thermique équivalent à sa température thermodynamique. Ce dispositif a également été utilisé pour l'étalonnage du canal 1.41 GHz à température ambiante. Ces étalonnages apportent une information supplémentaire à la caractérisation de la fonction de transfert du radiomètre. Les problèmes liés à cette méthode peuvent provenir des désadaptations d'impédance de la charge (réflexions parasites).

Les étalonnages sur plan d'eau sont les plus nombreux (plusieurs fois par jour et quasiment tous les jours). Les mesures eau ont été privilégiées car elles sont faciles à mettre en oeuvre et sont plus sensibles que les mesures ecosorb aux dérives en gain du radiomètre. En effet, la variation de tension associée à la fluctuation du gain pour un radiomètre de Dicke est de la forme,

$$\Delta V_{out} = c(T'_A - T_{REF}) \frac{\Delta G}{G}$$

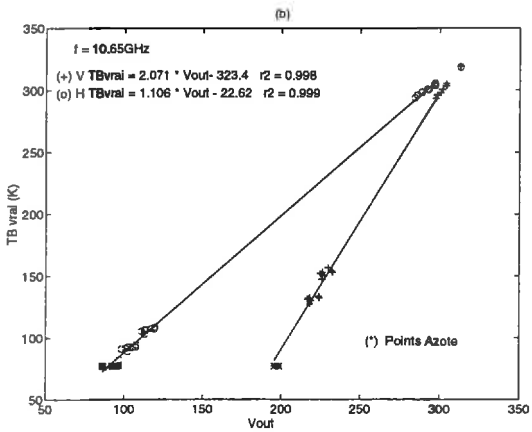
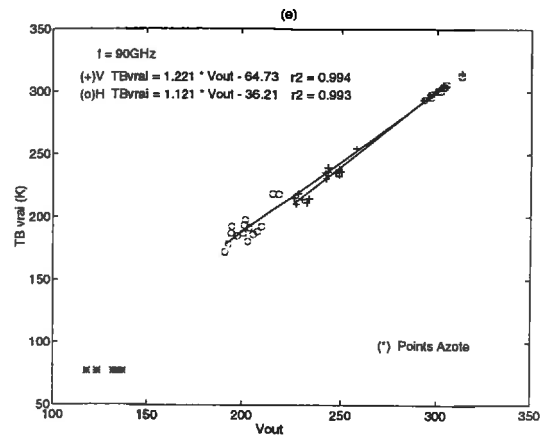
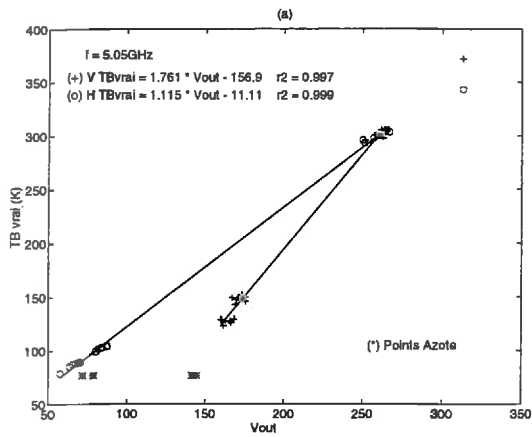


Figure 6.9: droites de calibrations reliant la tension de sortie du radiomètre à la température radiométrique de la cible étalon (TBvrai) pour les canaux suivants: (a) 5.05 GHz, (b) 10.65 GHz, (c) 23.8 GHz, (d) 36.5 GHz, (e) 90 GHz.

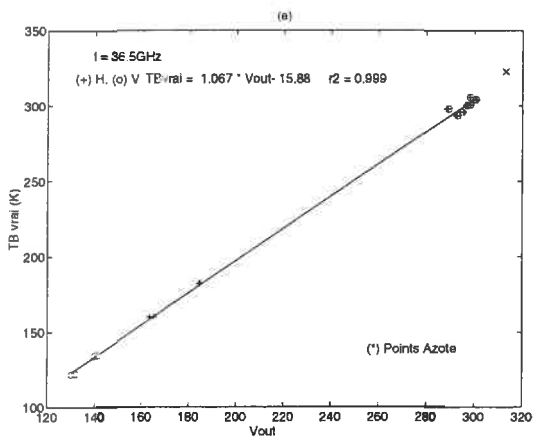
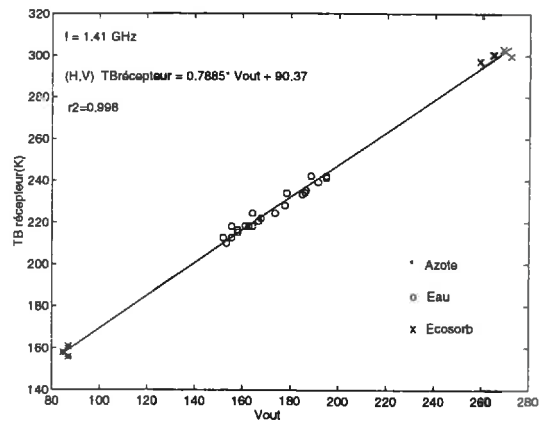
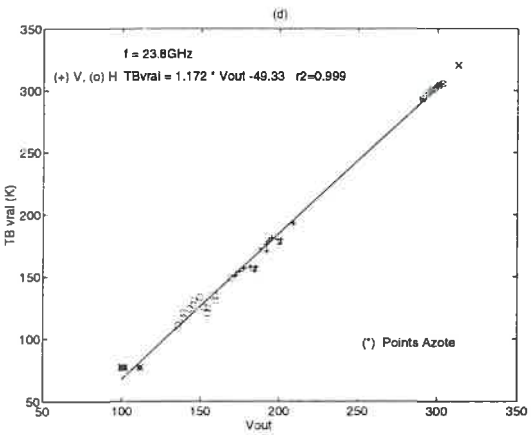


Figure 6.10: droite de calibration reliant la tension de sortie du radiomètre à la température du récepteur du radiomètre, du canal à 1.41 GHz

La variation de gain est donc amplifiée pour des températures d'antenne T'_A éloignées de la température de référence, $T_{REF} = 317K$, *i.e.* pour des températures T'_A froides (eau, azote, ciel).

Les mesures sur azote liquide ont été réalisées au cours de séances spécifiques d'étalonnage (3 demi-journées au cours de l'expérience). Les mesures sur ecosorb sont réalisées plus irrégulièrement que les étalonnages sur eau. Les figures 6.9 (a) à (e) représentent les températures de référence des 3 échantillons indépendants (point chauds, points froids, points eau) en fonction des tensions analogiques du signal de sortie du radiomètre, aux fréquences respectives de 5.05, 10.65, 23.8, 36.5, 90.0 GHz pour les 2 polarisations. La figure 6.10 est différente des précédentes, elle représente la température du récepteur en fonction de la tension analogique du signal de sortie à 1.41 GHz.

Par hypothèse, la tension de sortie et la température de référence sont reliées linéairement (*cf.* équation 6.3). Les régressions linéaires effectuées sur ces données, donnent les droites d'étalonnage du radiomètre, par fréquences et polarisations. Les régressions prennent en compte la totalité des étalonnages effectués au cours de l'expérience. On considère donc un étalonnage moyen sur toute la durée de la campagne. On peut observer, que les nuages de points de chaque échantillon s'alignent le long de chaque droite.

La dispersion autour des droites de régression nous renseigne sur la précision de l'estimation de la température de brillance. Cette dispersion inclut les incertitudes relatives à la mesure radiométrique (diagramme d'antenne, dérive du signal, ...) et les incertitudes liées à la détermination de la température de référence, notamment celle de l'eau (problème de modélisation des effets atmosphériques aux hautes fréquences, de l'estimation de la température thermodynamique, validité des modèles de constante diélectrique)

La dispersion autour des droites de régression est estimée respectivement à $\pm 7.5K$, $\pm 2K$, $\pm 2K$ aux fréquences 1.41 GHz, 5.05 GHz, 10.65 GHz, si l'on considère 2 fois l'écart-type résiduel sur les régressions linéaires.

6.4.2. Protocole des mesures micro-ondes

Le radiomètre hyperfréquence PORTOS est installé sur une platine de mesure mobile, qui peut être déplacée le long de la flèche d'une grue de chantier. L'installation de PORTOS sur le site de mesure a été réalisé par une équipe technique du CNES. Le déplacement de la grue sur des rails permet de centrer le lobe de mesure sur le même point quel que soit l'angle d'incidence. Les dimensions des parcelles "SOLS NUS", relativement aux ouvertures respectives du lobe principal des diagrammes d'antenne, nous ont conduit à utiliser deux configurations de visée. On définit donc (*cf.* figure 6.1):

- des mesures perpendiculaires, la flèche de la grue est perpendiculaire aux rails, les angles d'incidence varient de 0° à 40°, par pas de 10°.

- des mesures parallèles, la flèche est parallèle aux rails, les angles d'incidence varient de 30° à 50°, par pas de 5°.

Rq: les variations de l'angle d'incidence de PORTOS se font toujours dans le plan perpendiculaire au plan défini par les directions de la flèche et du fût de la grue.

Le protocole des mesures micro-ondes, pour une parcelle donnée, consiste à mesurer simultanément la température de brillance, pour les 6 fréquences, en polarisations H ou V à 1.41 GHz, H et V aux autres fréquences, pour les incidences fixées par la configuration adoptée. Le même protocole est appliqué successivement aux parcelles voisines. La polarisation du canal 1.41 GHz est changée manuellement et les mêmes séries sont reproduites. Enfin, les mesures précédentes sont reconduites pour la deuxième configuration de visée.

Des modifications ont été apportées occasionnellement au protocole général pour réaliser des expérimentations spécifiques (essentiellement de mesures en continu sur une parcelle donnée, à un angle et une polarisation fixés).

Parallèlement aux mesures radiométriques, nous rappelons que des mesures de température de surface, de profils de températures de sol et d'humidités du sol sont effectuées.

Un rapide bilan fait ressortir que sur les 77 jours correspondant à la durée de l'expérience, 56 ont fait l'objet de mesures radiométriques. Les mesures perpendiculaires constituent le jeu de données le plus documenté et le plus homogène de la campagne. Pour les parcelles de sols nus, 75% des mesures sont réalisées dans cette configuration.

Les mesures radiométriques sur les parcelles sols nus sont comprises entre 7h et 20h (heure locale). La densité de mesures la plus importante se situe dans la plage horaire 12h-18h.

Le bon déroulement des mesures est affecté par le changement de polarisation du canal 1.41 GHz qui entraîne un certain délai entre les mesures H et V. Afin d'utiliser ultérieurement les informations relatives à l'écart de polarisation du canal 1.41 GHz, nous avons cherché lors de l'expérience, à réduire ce délai, pour minimiser la variation d'humidité du sol associée.

Chaque série de mesures radiométriques est effectuée pour toutes les fréquences et pour les 2 polarisations, excepté la fréquence 1.4 GHz qui ne comprend parfois qu'une seule polarisation. Contrairement à la campagne de 1991, qui avait révélé les insuffisances de la régulation thermique de PORTOS (variation des températures de charges de références autour de 5°C au cours d'une journée, cf. *Wigneron* 1993), le contrôle thermique a été satisfaisant durant la campagne 1993.

Rq: l'équipe du CNES est toutefois intervenue -jours 165 et 166- pour remettre en état le contrôle thermique qui donnait des signes de faiblesses durant la semaine précédente.

Par ailleurs, quelques problèmes ont néanmoins émaillé la campagne 1993. Des dysfonctionnements du canal 36.5 GHz, ont altéré la précision des mesures de ce canal, pendant une grande partie de l'expérimentation. D'autre part, les mesures du canal 1.41 GHz ont été bruitées, par intermittences, probablement par une source extérieure, que nous n'avons pas pu identifier. Ce phénomène était particulièrement net, pour une incidence de 20° et une direction de visée vers le Nord. La direction de visée a été changée (visée vers le Sud) à partir du jour 144 et le phénomène ne s'est pas reproduit par la suite. On a également relevé la présence de buée sur les antennes 5.05 GHz et 90 GHz (jours 126, 127, 130 et 160).

6.4.3. Traitement et qualité des données radiométriques

Préalablement à l'analyse des données, nous décrivons les divers traitements effectués sur les données radiométriques. Une première étape de traitement des données radiométriques acquises par PORTOS est réalisée par des procédures automatisées en temps réel. Les données sont moyennées sur une période de mesure T_{mes} de l'ordre d'une dizaine de secondes pour une fréquence d'acquisition de 4 kHz puis filtrées lorsqu'elles présentent des écart-types élevés sur la période de mesure. La procédure d'étalonnage permet de "remonter" aux températures de brillances mesurées par l'utilisation des droites d'étalonnage (cf. figures 6.9 et 6.10).

Nous nous intéressons, à présent, à la qualité des données radiométriques recueillies et aux traitements spécifiques effectués sur les températures de brillance aux basses fréquences (*i.e.* 1.4, 5.05, 10.65 GHz).

Il existe un décalage entre les températures de brillance en polarisation horizontale et verticale, à 0° d'incidence.

Rq: cet écart de polarisation en 0° a été mentionné, lors de la campagne de mesure de 1991 (Wigneron, 1993).

Les écarts de température de brillance en 0° peuvent avoir des conséquences sur l'analyse des mesures températures de brillance. Nous constatons que l'écart est négatif ou positif à 5.05 GHz et essentiellement positif à 10.65 GHz. De plus, l'écart de polarisation est en moyenne plus élevé à 5.05 GHz qu'à 10.65 GHz. L'écart varie entre -12 K et +10 K à 5.05 GHz, il est au maximum de +10 K à 10.65 GHz. On note également que la différence entre les 2 polarisations existe tout au long de l'expérience PORTOS'93, mais est cependant plus marquée en début d'expérience (jours juliens 110 à 139, *i.e.* pour les mesures des parcelles OD(L) et SC(MR) dont les écarts quadratiques moyens ou rmse, sont respectivement de 8.4 K et 6.6 K à 5.05 GHz) et en fin d'expérience (jour 174 à 186 principalement pour la parcelle SI(TL), à la fréquence de 10.65 GHz, rmse = 7.4 K).

Il est difficile de corrélérer l'écart de polarisation en 0° à un indicateur plausible du type niveau de température de brillance, heure de mesure ou effet de la rugosité. Les variations semblent en effet aléatoires pour une même parcelle. De toute évidence, cet écart est à relier soit à une différence entre le diagramme d'antenne de la polarisation horizontale et de la polarisation verticale (cf. tableau 6.6), soit à une différence de réponse des chaînes de réception de chaque polarisation.

Ainsi, l'intérêt de disposer de températures de brillance au même niveau en 0° en polarisation horizontale et verticale - notamment pour l'étude de la différence de polarisation dans la suite de notre étude-, le caractère aléatoire du phénomène et la difficulté de prouver qu'une polarisation a un comportement meilleur que l'autre, nous ont conduit à recalculer arbitrairement les températures de brillance en 0°. Nous appliquons la correction suivante au jeu de données initial T_{Binit}

$$T_{Bpfin}(\theta) = T_{Bpinit}(\theta) \pm (T_{BVinit}(0) - T_{BHinit}(0))/2 \quad \begin{cases} + & \text{si } p = H \\ - & \text{si } p = V \end{cases}$$

où T_{Bfin} désigne le jeu de températures de brillance après correction.

Cette correction systématique, pour les fréquences 5.05 et 10.65 GHz (les mesures dans les 2 polarisations sont simultanées), est conditionnelle pour la fréquence 1.41 GHz. Nous avons déjà mentionné pour cette fréquence, le délai entre les mesures des températures de brillance en polarisations horizontale et verticale. La correction est donc effectuée lorsque l'on juge que l'évolution des caractéristiques de la cible visée (humidité, température) est minime entre les mesures radiométriques dans ces 2 polarisations. Dans le cas contraire, on ne conserve que la température de brillance dans la polarisation la plus proche de la mesure d'humidité.

Rq: les températures de brillance à 1.41 GHz, sont très souvent surévaluées en 0°. On observe une rupture sensible de la variation angulaire entre 20°-10° et 10°-0°, par rapport aux fréquences 5.05 et 10.65 GHz. Cet effet est à attribuer à l'émission propre de l'antenne, qui est importante à 1.41 GHz (Wang *et al.*, 1980).

Une fois les données recalculées, on retire du jeu de données, les températures de brillance qui donnent une variation angulaire aberrante, ceci justifie l'absence de mesures radiométriques pour certains angles dans les séries de températures de brillance.

Les différentes analyses des données radiométriques entreprises dans la suite de ce travail s'appuient sur le jeu de mesures de températures de brillance en visée **perpendiculaire** qui constitue le jeu le plus complet. Ces données ont été acquises sur les parcelles de rugosités

différentes SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU(R), SR(TR), SB(TR), du jour 110 au jour 186, à des heures variant entre 7 H et 19 H (heure locale). Les mesures de températures de brillance relatives aux parcelles SI(TL), OD(L) et SC(MR) constituent les jeux de données les plus fournis (20 jours de mesures en moyenne sur chaque parcelle).

La présentation de la campagne de mesures micro-ondes PORTOS'93 a mis en avant la variété du jeu de données recueilli, tant au niveau des configurations de visée du radiomètre que des cibles observées.

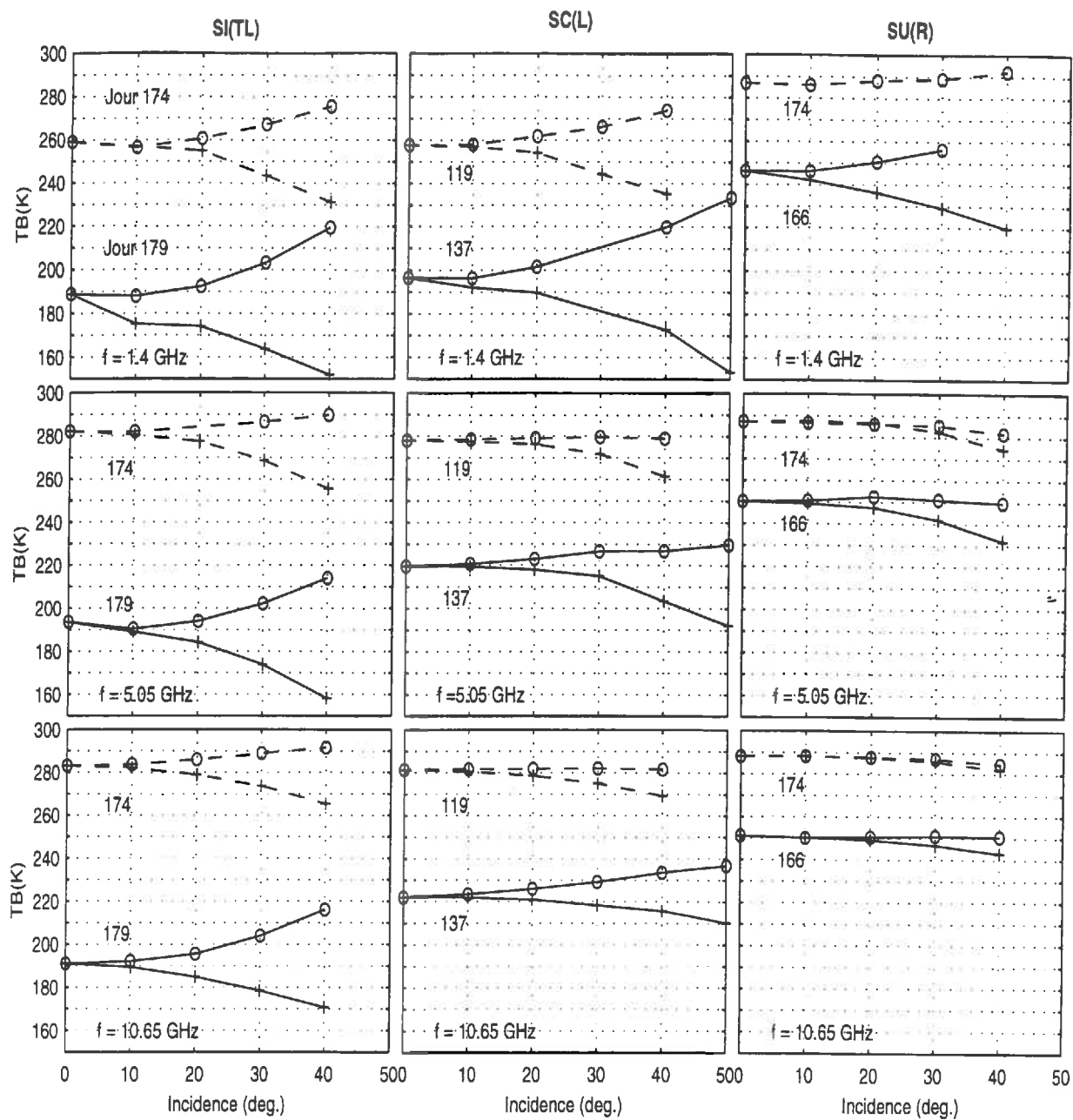
La base de données de la campagne 1993 rassemble en effet, des séries de mesures radiométriques micro-onde aux fréquences 1.41, 5.05, 10.65, 23.8, 36.5, et 90 GHz, en polarisations horizontale et verticale, pour des angles d'incidence variant entre 0° et 50° par pas de 10°, effectuées, dans le cas des expérimentations sur sol nu, sur 7 parcelles dont les états de rugosités de surface varient d'un sol très lisse à un sol très rugueux.

La description des mesures des caractéristiques du sol (rugosité de surface, humidité, température et densité du sol) a permis de montrer les dynamiques de variation des ces grandeurs et leur variabilité à l'échelle de la parcelle.

Nous avons vu également que la variabilité des mesures des profils de rugosité invalide souvent les hypothèses conventionnellement utilisées dans les modèles classiques de diffusion des ondes E.M. (*i.e.* stationnarité, isotropie, distribution gaussienne des hauteurs).

Chapitre 7

Analyse des données expérimentales



Humidité (cm3/cm3)		Humidité (cm3/cm3)		Humidité (cm3/cm3)	
— sol sec	- sol humide	— sol sec	- sol humide	— sol sec	- sol humide
0-1 cm	0-1 cm	0-1 cm	0-1 cm	0-1 cm	0-1 cm
0.0443	0.3635	0.0581	0.366	0.04414	0.3453
0-2 cm	0-2 cm	0-2 cm	0-2 cm	0-2 cm	0-2 cm
0.07005	0.346	0.0993	0.3671	0.07168	0.3339
0-5 cm	0-5 cm	0-5 cm	0-5 cm	0-5 cm	0-5 cm
0.1179	0.3395	0.1641	0.3823	0.1084	0.3244

Figure 7.1: variations angulaires des températures de brillance mesurées, sur les parcelles SI(TL), SC(MR), SU(R), en conditions sèche et humide, pour les polarisations H (+) et V (o), et aux fréquences 1.4, 5.05, 10.65 GHz.

Chapitre 7

Analyse des données expérimentales

Ce chapitre est consacré à l'analyse de l'influence de l'humidité du sol et de la rugosité de surface sur la température de brillance du sol, à partir du jeu de données expérimental recueilli lors de la campagne PORTOS'93, sur des parcelles de sols nus présentant une grande gamme de rugosités et une grande variété d'humidité de surface.

Afin d'illustrer ces influences, nous nous appuyons, dans une première partie, sur les comparaisons des températures de brillance de 3 parcelles, très lisse, moyennement rugueuse et très rugueuse, pour 2 états d'humidité contrastés, sec et humide.

Dans une deuxième partie, le jeu de données global est analysé. Cette étude a pour objet de mettre en évidence la signature de la rugosité sur les données radiométriques. L'objectif est de mettre au point des indices ou critères radiométriques de rugosité, élaborés à partir de la combinaison de configurations de visée du radiomètre et capables de discriminer l'effet de la rugosité.

7.1. Influence de l'humidité du sol et de la rugosité de surface sur la température de brillance: résultats expérimentaux

L'objectif de ce paragraphe est d'illustrer qualitativement, les variations de la température de brillance associées à un changement d'humidité et/ou de rugosité. Nous présentons les influences majeures de l'humidité du sol et de la rugosité de surface, à travers une partie du jeu de mesures. Nous retenons à cet effet les 3 parcelles SI(TL), SC(MR), SU(R).

La figure 7.1 présentent les variations angulaires des températures de brillance, dans les polarisations horizontale et verticale, des parcelles SI(TL), SC(MR) et SU(R) pour deux états d'humidité extrêmes, sec et très humide, pour les fréquences de 1.4, 5.05, 10.65 GHz. Les moyennes des mesures de profil d'humidité du sol sur les couches 0-1 cm, 0-2 cm et 0-5 cm montrent que les conditions d'humidité, pour les sols humides, d'une part, et pour les sols secs, d'autre part, sont très voisines pour les 3 parcelles (la parcelle SC(MR) est toutefois plus humide dans les 2 conditions que les deux autres parcelles).

L'analyse des variations de la température de brillance de la parcelle très lisse SI(TL) montre que:

- il existe une nette différence de niveaux moyens des températures de brillance entre l'état sec et l'état humide, quelle que soit la fréquence d'observation. Cependant, la variation de la température de brillance en fonction de la fréquence, à angle et polarisation fixés, est plus importante pour le sol sec que pour le sol humide. L'origine de cet effet doit être recherchée dans l'existence d'un gradient positif d'humidité plus prononcé en condition sèche qu'en condition humide (le profil d'humidité est plus uniforme en condition humide). Ceci est à rapprocher des résultats de Newton *et al.* (1982) qui montrent, à partir d'une expérience spécifique sur le suivi radiométrique multi-fréquence du dessèchement d'un sol nu, que les variations de l'émission micro-onde sont liées à des variations d'humidités pour des couches de sol différentes selon la fréquence (ce cas est notamment évoqué dans l'annexe D)
- la variation angulaire de la température de brillance diminue lors d'une augmentation du niveau d'humidité, pour les 2 polarisations. La diminution angulaire est toutefois plus importante pour la polarisation verticale que pour la polarisation horizontale.
- la différence de polarisation à un angle d'incidence donné, $T_{BV}(\theta) - T_{BH}(\theta)$, diminue lors d'une augmentation de l'humidité du sol, quelle que soit la fréquence d'observation.

Ainsi, la diminution de la température de brillance et de l'augmentation de la différence de polarisation, lors d'une augmentation de l'humidité du sol, attestent de la nette influence de l'humidité sur le signal radiométrique. Dans l'optique du suivi de l'humidité du sol par radiométrie micro-onde, ces 2 effets peuvent être conjugués pour élaborer un indicateur radiométrique de l'évolution de l'humidité du sol plus sensible: le rapport de polarisation $RP(\theta) = (T_{BV}(\theta) - T_{BH}(\theta)) / (T_{BV}(\theta) + T_{BH}(\theta))$.

Les comparaisons des variations des températures de brillance de la parcelle SC(MR) et de la parcelle SI(TL) montrent que l'augmentation de la rugosité de surface entraîne:

- une réduction des différences de polarisation à toutes les fréquences
- une réduction des écarts des niveaux moyens de température de brillance en condition sèche et humide. Cette réduction est principalement liée à l'augmentation des températures de brillance en condition humide, le niveau moyen des températures de brillance en condition sèche ne variant quasiment pas. Ceci confirme les résultats de Newton et Rouse (1980) qui montrent que l'influence de la rugosité de surface sur l'émission micro-onde est amplifiée en condition humide. D'autre part, l'augmentation de la température de brillance en condition humide liée à l'augmentation de la rugosité est plus importante aux fréquences 5.05 et 10.65 GHz qu'à la fréquence 1.4 GHz. L'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde dépend donc de la fréquence (l'annexe D présente une illustration plus détaillée de cet effet).

Les phénomènes observés pour la parcelle SC(MR) (*i.e.* augmentation du niveau moyen, diminution de la différence de polarisation) sont également observés et amplifiés, pour la parcelle SU(R), notamment à 1.4 GHz.

7.2. Indices radiométriques de rugosité

Les analyses précédentes d'une partie du jeu de données ont confirmé les effets de la rugosité sur la température de brillance mesurée, à diverses fréquences. Nous avons notamment montré à travers quelques exemples, qu'une augmentation de la rugosité de surface entraîne:

- une diminution de la sensibilité de la température de brillance à l'humidité du sol,
- une diminution de la différence polarisation
- une diminution de la dynamique de la variation angulaire de la température de brillance.

Nous allons à présent utiliser l'ensemble des parcelles de la campagne PORTOS'93 pour appréhender de façon systématique, qualitativement et quantitativement, l'influence de la rugosité sur le signal radiométrique de la façon suivante:

- élaboration de critères radiométriques à partir de combinaisons de configurations de visée du radiomètre
- capacités de ces indices à caractériser un niveau de rugosité.

Dans un premier temps, les données expérimentales ont été traitées de manière à disposer de quantités synthétiques et représentatives rendant possibles les comparaisons inter parcelles. Pour relier la température de brillance à une humidité du sol représentative, nous nous sommes appuyés sur les résultats de différentes études théoriques et expérimentales (*Schmugge et al.*, 1974, *Wilheit*, 1978, *Mo et al.*, 1980, *Schmugge and Choudhury*, 1981, *Newton et al.*, 1982, *Wang*, 1987, *Suresh et al.*, 1995) ainsi que sur les constatations de l'étude précédente (*cf.* paragraphe précédent). Les auteurs montrent que l'émission micro-onde du sol est gouvernée par les propriétés diélectriques d'une couche de sol dont l'épaisseur varie avec la fréquence d'observation. Les épaisseurs généralement retenues sont: 0-2.5 cm, 0-1 cm et 0-0.5 cm, pour respectivement, 1.4, 5.05 et 10.65 GHz.

D'autre part, nous normalisons la température de brillance afin de nous affranchir des variations du signal liées aux variations de la température thermodynamique du sol (relatives aux périodes et heures d'acquisitions de chaque parcelle). Cette normalisation consiste à considérer une pseudo-émissivité (e) égale au rapport de la température de brillance mesurée sur la température moyenne du sol de la couche considérée (notée \bar{T}_{sol}):

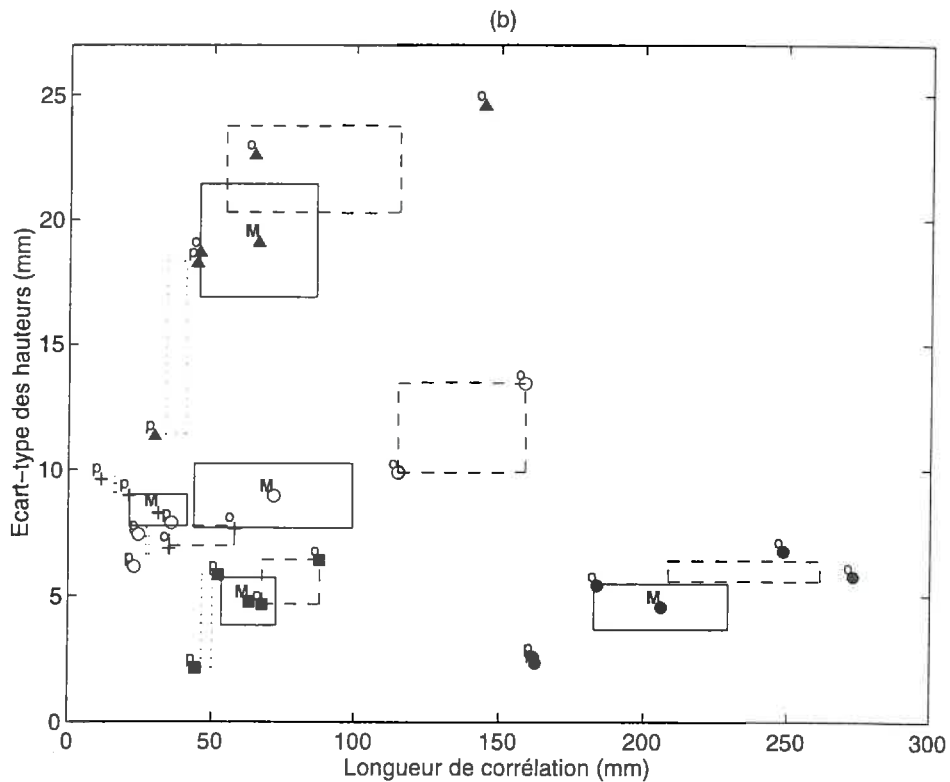
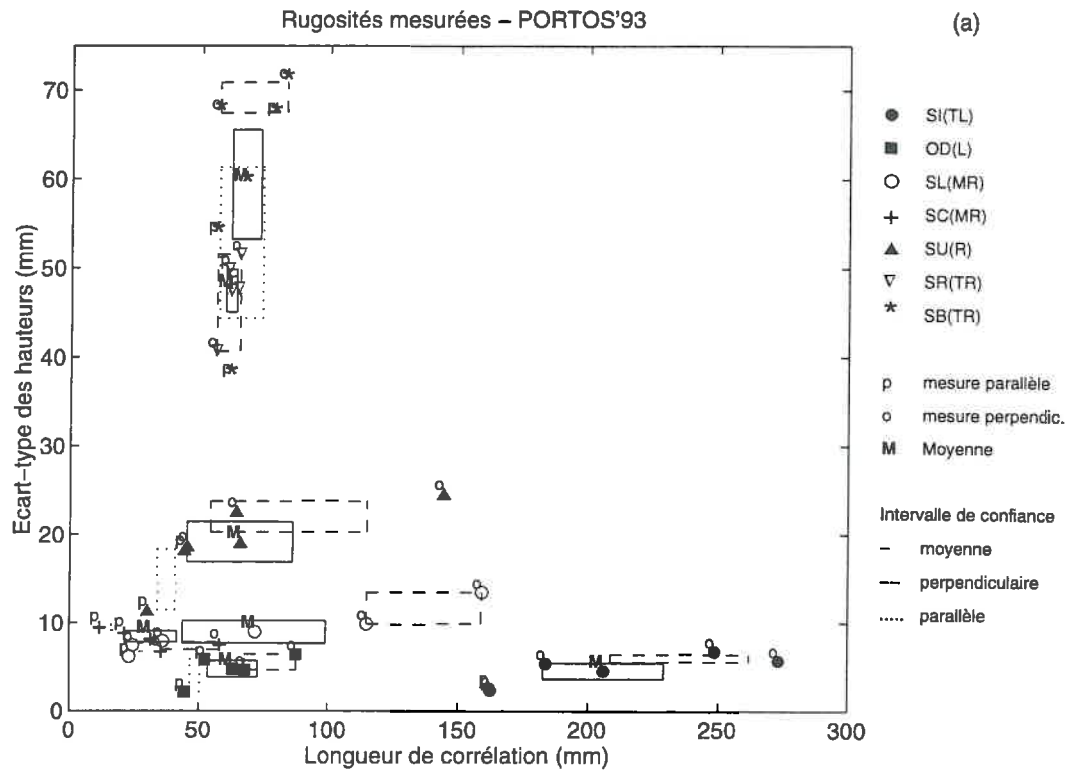


Figure 7.2: représentation des écart-types des hauteurs en fonction des longueurs de corrélation, issus de mesures des profils de rugosités de la campagne PORTOS'93, (b) même représentation que figure (a) recentrée sur les parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), et SU(R).

$$e = \frac{T_B}{T_{sol}},$$

Enfin, afin d'avoir une vision plus quantitative de l'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde, nous avons caractérisé chaque parcelle par un ou plusieurs indicateurs de rugosité: le couple de rugosité moyen, noté (σ_{moy}, L_{moy}) et son écart-type associé. L'écart-type des hauteurs moyen et la longueur de corrélation moyenne, respectivement, sont caractérisés par les moyennes arithmétiques des écart-types et des longueurs de corrélation issus de chaque profil de rugosité mesuré.

Les figures 7.2 (a) et (b) présentent les couples (σ_{moy}, L_{moy}) et les écart-types associés pour chaque parcelle, et les couples (σ, L) estimés à partir des profils de rugosité mesurés. Le classement des parcelles, suivant l'écart-type des hauteurs σ moyen, est le suivant:

- $0 \leq \sigma_{moy} \leq 5$ mm, pour les parcelles SI(TL) et OD(L). Ces parcelles se différencient essentiellement par leur longueur de corrélation, $L_{moy} \approx 200$ mm pour la parcelle SI(TL), $L_{moy} \approx 60$ mm pour la parcelle OD(L).
- $\sigma_{moy} \approx 10$ mm, pour les parcelles SL(MR) et SC(MR). La longueur de corrélation moyenne de la parcelle SL(MR) est de 70 mm, celle de la parcelle SC(MR) de 40 mm.
- $\sigma_{moy} \approx 20$ mm, pour la parcelle SU(R).
- $\sigma_{moy} \geq 45$ mm, pour les parcelles SR(TR) et SB(TR).

7.2.1. Sensibilité de l'émission micro-onde d'un sol nu à l'humidité du sol

Les figures 7.3 (a), (b) et (c) représentent les émissivités des parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU(R) et SR(TR) en fonction des humidités moyennes du sol sur les couches 0-0.5 cm, 0-1 cm, 0-2.5 cm, respectivement pour les fréquences 1.41, 5.05, 10.65 GHz, en polarisation H et à 20° d'incidence. Ces figures montrent que la relation inverse entre les émissivités et les humidités de surface est quasiment linéaire à toutes les fréquences.

Les régressions linéaires effectuées pour chaque parcelle montrent que la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol (*i.e.* la pente de la droite de régression), est différente d'une parcelle à l'autre. En conditions très sèches, les émissivités sont faiblement affectées par le changement de parcelle, la variation des pentes de régression est donc essentiellement due aux variations d'émissivités en condition humide.

L'augmentation de la rugosité entraîne une réduction de la sensibilité de l'émissivité micro-onde à l'humidité du sol, en augmentant plus fortement l'émission du sol en condition humide qu'en condition sèche (*Newton and Rouse, 1980*).

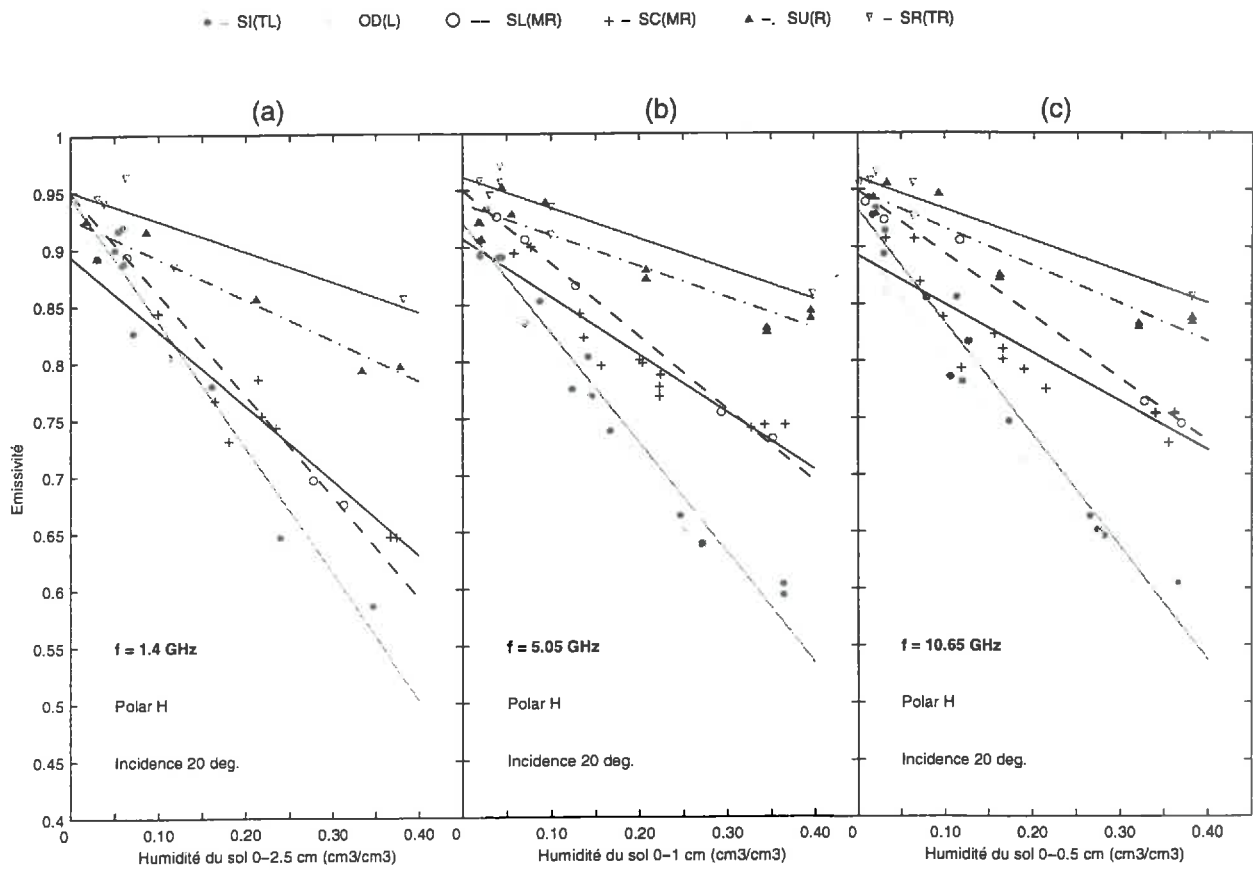


Figure 7.3: variations des émissivités expérimentales en polarisation H, à 20 degrés d'incidence, en fonction de l'humidité du sol, pour les parcelles de rugosités différentes, SI (TL), OD (L), SL (MR), SC (MR), SU (MR), SR (MR), aux les fréquences suivantes: (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Parcelle	Fréq (GHz)	N	Émissivité			Température de brillance		
			A (cm ³ /cm ³)	B	RMSE	A K/(cm ³ /cm ³)	B (K)	RMSE (K)
SI(TL)	1.41	10	-1.118	0.946	0.0262	-363.9	291.81	6.54
	5.05	16	-0.966	0.922	0.0212	-325.9	285.26	10.42
	10.65	14	-0.990	0.933	0.0218	-335.5	288.35	9.31
OD(L)	1.41	5	-1.014	0.913	0.0112	-323.3	276.38	4.37
	5.05	10	-0.888	0.889	0.0159	-292.4	270.96	5.13
	10.65	11	-0.885	0.886	0.0203	-285.6	268.6	5.78
SL(MR)	1.41	3	-0.892	0.949	0.0041	-303	295.31	0.32
	5.05	5	-0.639	0.950	0.0046	-211	290.91	4.07
	10.65	5	-0.5508	0.949	0.0107	-181.3	290.27	5.69
SC(MR)	1.41	8	-0.659	0.894	0.0212	-223.7	272.76	7.18
	5.05	13	-0.506	0.908	0.0179	-181.4	278.15	6.20
	10.65	15	-0.428	0.893	0.0223	-155	272.59	7.62
SU(R)	1.41	6	-0.359	0.927	0.0142	-134	287.16	5.96
	5.05	12	-0.274	0.939	0.0164	-111.2	293.84	6.66
	10.65	10	-0.330	0.949	0.0168	-114.9	293.26	5.21
SR(TR)	1.41	5	-0.268	0.951	0.0208	-104.3	290.85	6.48
	5.05	7	-0.268	0.962	0.0126	-102.7	294.37	4.69
	10.6	6	-0.274	0.961	0.0099	-106.9	294.51	5.21

Tableau 7.1: résultats des régressions linéaires, $T_B = A m_v + B$, réalisées sur les courbes d'émissivités et de températures de brillances expérimentales en fonction de l'humidité volumique du sol. Les températures de brillance sont mesurées à 1.41, 5.05, 10.65 GHz à 20° en polarisation H pour les parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU) et SR(TR). A, B, N et RMSE désignent respectivement les pentes et ordonnées à l'origine de droites de régression, N le nombre de données utilisées pour les régressions et RMSE l'écart quadratique moyen sur la relation $T_B = f(M_v)$ ou $e = f(M_v)$

De manière plus synthétique, les figures 7.4 (a), (b) et (c) montrent les variations des pentes des droites de régression en fonction de l'écart-type des hauteurs moyen, respectivement, aux fréquences 1.41, 5.05 et 10.65 GHz. Les courbes présentent des allures similaires aux 3 fréquences:

- une diminution très rapide des pentes pour des écart-types des hauteurs inférieurs à 20 mm.
- une zone dans laquelle la pente n'évolue plus en fonction de l'écart-type des hauteurs, zone de saturation, pour des écart-types des hauteurs supérieurs à 20 mm.

Ces courbes permettent de préciser que la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol est maximale dans la gamme des rugosités comprises entre 0 et 20 mm pour le domaine de fréquence 1.4 - 10.65 GHz.

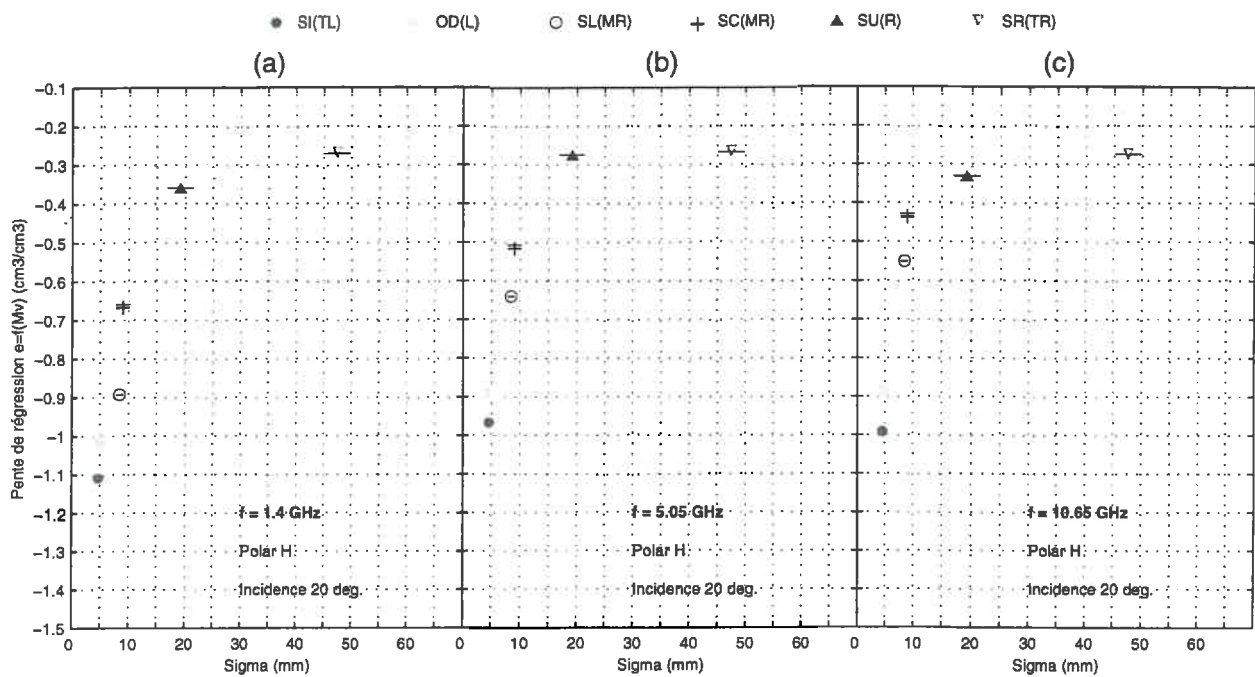


Figure 7.4 courbes expérimentales de la variation de la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol en fonction de la rugosité (moyenne écart-type des hauteurs mesurés) à 20 degré d'incidence, en polarisation H à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

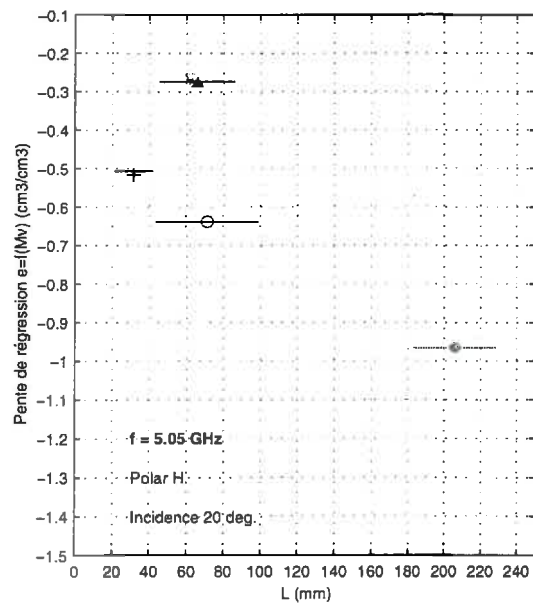


Figure 7.5 courbes expérimentales de la variation de la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol en fonction de la longueur de corrélation à 20 degré d'incidence, en polarisation H à 5.05 GHz.

Des différences parmi les pentes de régression existent également en fonction de la fréquence. La comparaison des fréquences extrêmes (1.41 et 10.65 GHz), montre que l'augmentation de la fréquence se traduit par une diminution des pentes de régression (en valeur absolue) pour une parcelle donnée et par une diminution de la dynamique des pentes en fonction de l'augmentation de l'écart-type des hauteurs. Notamment, les pentes satureront moins rapidement à 1.4 GHz qu'à 10.65 GHz. L'effet de la fréquence sur l'émission micro-onde est particulièrement sensible, pour les parcelles SL(MR) et SC(MR), qui se situent aux alentours de 10 mm.

Il existe par ailleurs des différences entre les pentes des droites de régression pour des parcelles présentant des écart-types des hauteurs semblables. C'est le cas des parcelles SI(TL) et OD(L), d'une part, et SL(MR) et SC(MR), d'autre part. Les pentes des droites de régression des parcelles OD(L) et SC(MR) plus élevées, respectivement, que les pentes des parcelles SI(TL) et SL(MR), montrent que l'effet de rugosité des parcelles OD(L) et SC(MR) est plus important. L'origine de ces différences est vraisemblablement à rechercher dans les longueurs de corrélation plus faibles des parcelles OD(L) et SC(MR) qui confèrent à ces parcelles un caractère plus rugueux.

Rq: la figure 7.5 représente la variation de pentes des droites de régression en fonction des longueurs de corrélation des différentes parcelles. On remarque que les variations des pentes des droites de régression sont faiblement corrélées aux variations des longueurs de corrélation, (les parcelles OD(L), SL(MR) SU(R) et SR(TR) présentent des longueurs de corrélation du même ordre de grandeur, autour de 70 mm, alors que les pentes des droites de régression associées à ces parcelles varient significativement entre 0.9 et 0.3 (en valeur absolue)).

7.2.2. Variations angulaires

Dans le chapitre consacré aux simulations comme dans le paragraphe 7.1.1, nous avons vu que la rugosité affecte le comportement angulaire de l'émission micro-onde du sol. L'humidité du sol influence également la variation angulaire. D'autre part, nous avons vu que les différents effets sont d'autant plus marqués que les angles d'incidence sont élevés. Afin de quantifier l'effet de la rugosité sur le comportement angulaire de l'émission micro-onde, nous avons choisi de caractériser celui-ci par la différence d'émissivité maximum, *i.e.* la différence entre l'émissivité à 40° d'incidence et à 10° d'incidence, pour chaque polarisation. Nous avons retenu l'angle d'incidence à 10° d'incidence plutôt que 0°, car l'angle à 0° est bruité par la réflexion de l'émission propre de l'antenne par le sol (*cf.* chapitre 6.4.1).

L'influence de l'humidité du sol sur la variation angulaire est prise en compte en considérant des seuils d'humidité. Deux conditions contrastées ont été retenues. D'une part, des conditions

Humidité < 0.1 cm³/cm³

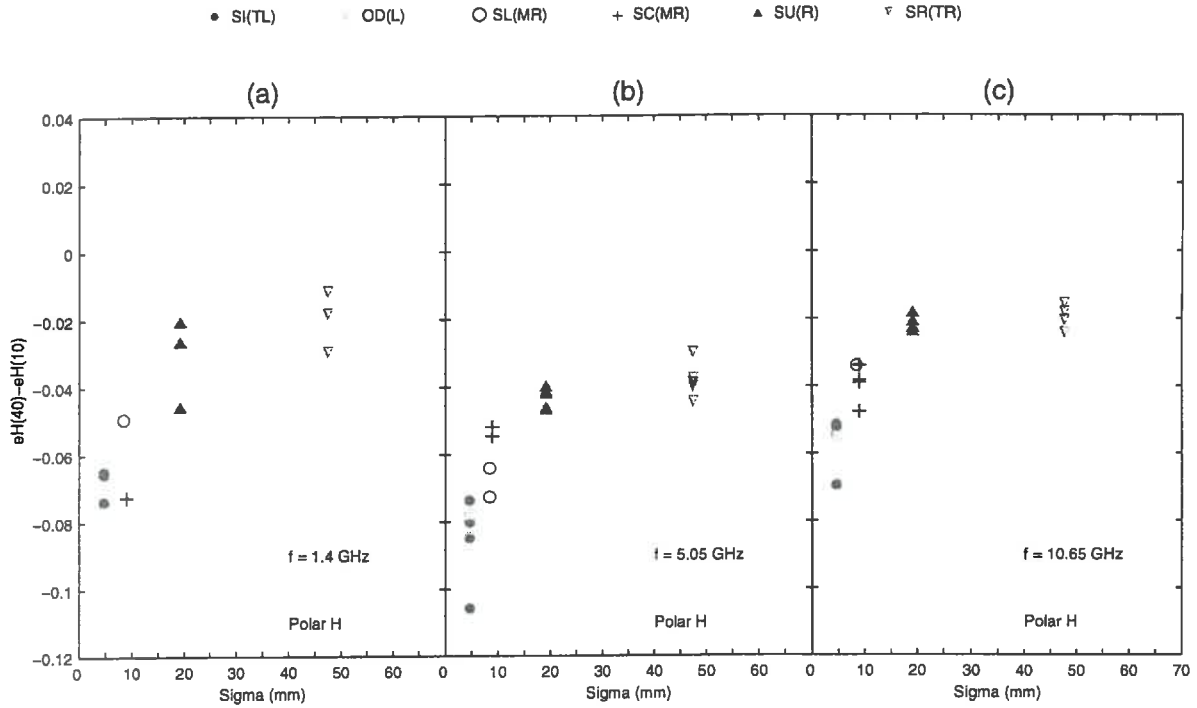


Figure 7.6: variations expérimentales de la **différence angulaire de l'émissivité** $e(40 \text{ deg.}) - e(10 \text{ deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, en **polarisation H**, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité < 0.1 cm³/cm³

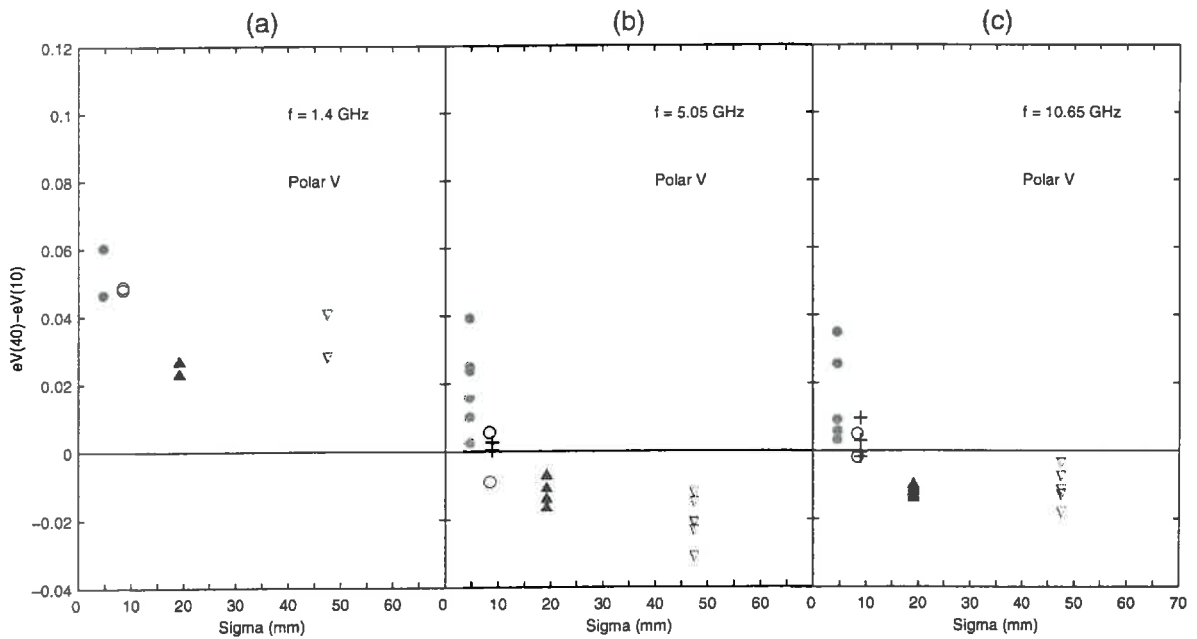


Figure 7.7: variations expérimentales de la **différence angulaire de l'émissivité** $e(40 \text{ deg.}) - e(10 \text{ deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, en **polarisation V**, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité > 0.3 cm³/cm³

• SI(TL) OD(L) ○ SL(MR) + SC(MR) ▲ SU(R) ▽ SR(TR)

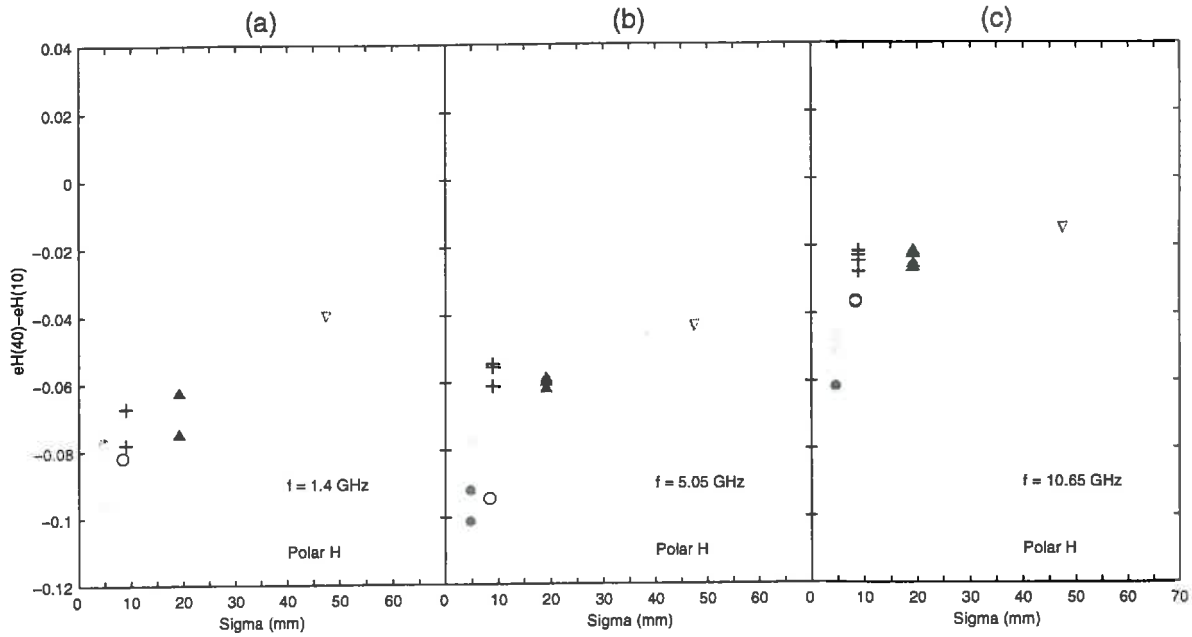


Figure 7.8: variations expérimentales de la **différence angulaire de l'émissivité** $e(40 \text{ deg.}) - e(10 \text{ deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, en **polarisation H**, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité > 0.3 cm³/cm³

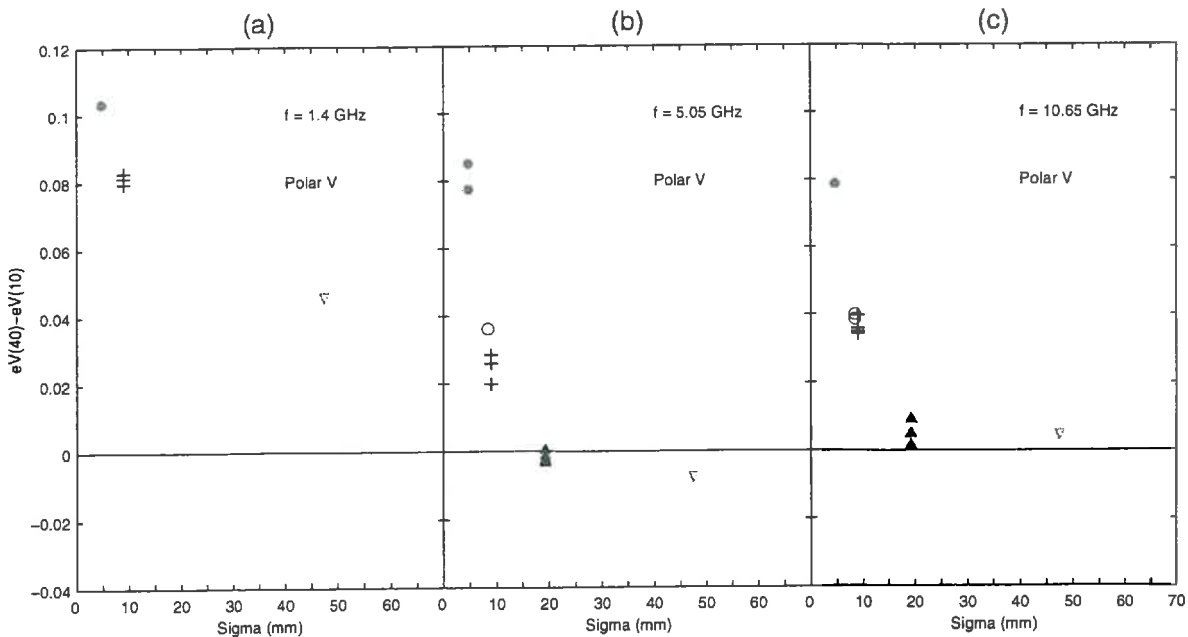


Figure 7.9: variations expérimentales de la **différence angulaire de l'émissivité** $e(40 \text{ deg.}) - e(10 \text{ deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, en **polarisation V**, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

sèches, caractérisées par des humidités volumiques inférieures à $0.1 \text{ cm}^3\text{cm}^{-3}$ et des conditions très humides caractérisées par des humidités volumiques supérieures à $0.3 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$.

Les figures 7.6 (a), (b), (c) représentent les variations des variations angulaires en polarisation H en fonction de l'écart-type des hauteurs, en condition sèche, respectivement à 1.41, 5.05 et 10.65 GHz.

On remarque que quelle que soit la fréquence, la variation angulaire diminue (en valeur absolue) lorsque l'écart-type des hauteurs augmente. Le comportement de la variation angulaire en fonction de l'indicateur de rugosité à la même allure que la variation des pentes des droites de régression précédemment montrées: il présente une variation rapide pour la gamme 0-20 mm et tend à saturer au-delà. Les variations angulaires et la dynamique de variation associée sont plus faibles à 10.65 GHz.

Les figures 7.7 (a), (b), (c) montrent les variations des variations angulaires de l'émissivité en polarisation V en fonction de l'écart-type des hauteurs. La signature de l'effet de rugosité est également marquée en polarisation verticale. On note que les variations angulaires deviennent négatives, *i.e.* les variations angulaires en polarisation verticale se rapprochent des variations angulaires en polarisation horizontale, pour les fréquences supérieures à 1.41 GHz et les écarts-types des hauteurs supérieurs à 10 mm.

Les figures 7.8 et 7.9 représentent les variations angulaires en conditions humides respectivement pour les polarisations H et V. La signature de l'effet de rugosité existe dans les 2 polarisations à toutes les fréquences, elle est cependant plus marquée en polarisation verticale qu'en polarisation horizontale.

D'autre part, les comparaisons des variations angulaires en condition sèche et humide montrent que:

- la réponse angulaire à l'effet de rugosité est plus affectée par le niveau d'humidité en polarisation verticale qu'en polarisation horizontale.
- la dynamique de la variation angulaire en fonction de l'humidité décroît lorsque la rugosité augmente. Elle est de l'ordre de 0.08 pour la parcelle SI(TL) et de 0.03 pour la parcelle SR(TR) à 5.05 GHz en polarisation verticale, pour une amplitude totale de 0.14 sur toute la gamme de rugosité.
- la dynamique de la variation angulaire en fonction de l'humidité est plus importante en polarisation verticale qu'en polarisation horizontale. Elle est d'environ 0.08 en polarisation verticale et d'environ 0.04 en polarisation horizontale pour la parcelle SI(TL) à 5.05 GHz.

7.2.3. Différence de polarisation et rapport de polarisation

L'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde s'exprime également sur l'écart de polarisation comme l'indiquent les diminutions de la variation angulaire en fonction de la rugosité pour les 2 polarisations du paragraphe précédent. Les figures 7.10 et 7.11 présentent les variations de la différence de polarisation en fonction de l'écart-type des hauteurs respectivement en conditions sèche et humide. On retrouve le même type de variation que pour les pentes des droites de régression et les variations angulaires. La différence de polarisation décroît en fonction de l'augmentation de la rugosité, pour toutes les fréquences et montre une nette dépendance à la fréquence.

L'influence de l'humidité se fait ressentir au niveau de la dynamique de variation de la différence de polarisation. En effet, l'augmentation de l'humidité se traduit par une augmentation de la différence de polarisation, plus élevée pour les sols lisses que pour les sols rugueux, entraînant par conséquent une dynamique de la différence de polarisation en fonction de la rugosité plus importante en conditions humides qu'en conditions sèches.

Le rapport de polarisation RP est également un bon indicateur radiométrique de rugosité (*cf.* figures 7.12 et 7.13). L'intérêt de l'utilisation de ce critère réside dans l'amplification de la sensibilité du signal à l'effet de rugosité. En effet, le rapport de polarisation est constitué du produit de deux grandeurs qui varient dans le même sens avec l'augmentation de la rugosité:

- la différence de polarisation (*cf.* paragraphe précédent)
- l'inverse de la somme des émissivités qui diminue avec l'augmentation de la rugosité (*cf.* paragraphe sensibilité de l'émission micro-onde d'un sol nu à la rugosité).

Le rapport de polarisation est très sensible à l'humidité. Il croît avec l'augmentation de l'humidité mais cette variation est modulée par la rugosité: les sols lisses possèdent une dynamique de variation du rapport de polarisation avec l'humidité plus élevée que les sols rugueux.

On a donc de la même façon une dynamique de la variation du rapport de polarisation en fonction de la rugosité plus importante en conditions humides qu'en conditions sèches.

7.3. Conclusion

L'analyse générale des mesures de températures de brillance a montré les effets très significatifs de l'humidité du sol et de la rugosité de surface sur l'émission micro-onde d'un sol nu et notamment l'amplification de l'influence de la rugosité sur la température de brillance pour les conditions humides.

Humidité < 0.1 cm³/cm³

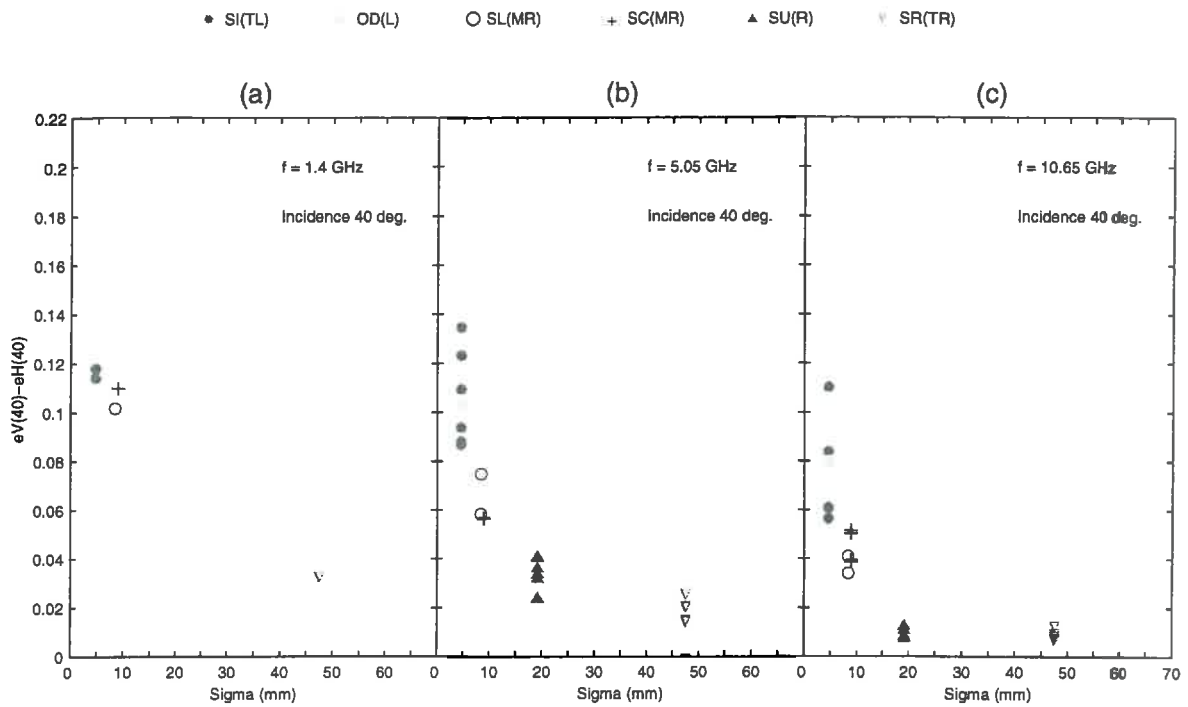


Figure 7.10: variations expérimentales de la **différence de polarisation en émissivité**, ($eV-eH$) en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité > 0.3 cm³/cm³

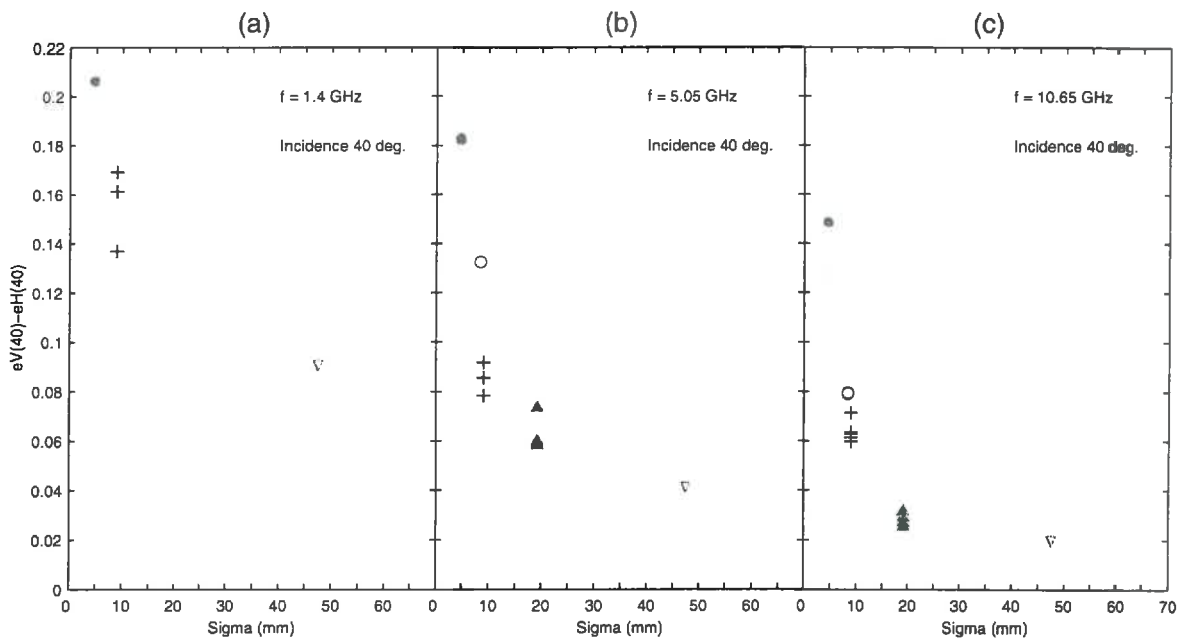


Figure 7.11: variations expérimentales de la **différence de polarisation en émissivité**, ($eV-eH$) en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité < 0.1 cm³/cm³

• SI(TL) ◻ OD(L) ○ SL(MR) + SC(MR) ▲ SU(R) ▽ SR(TR)

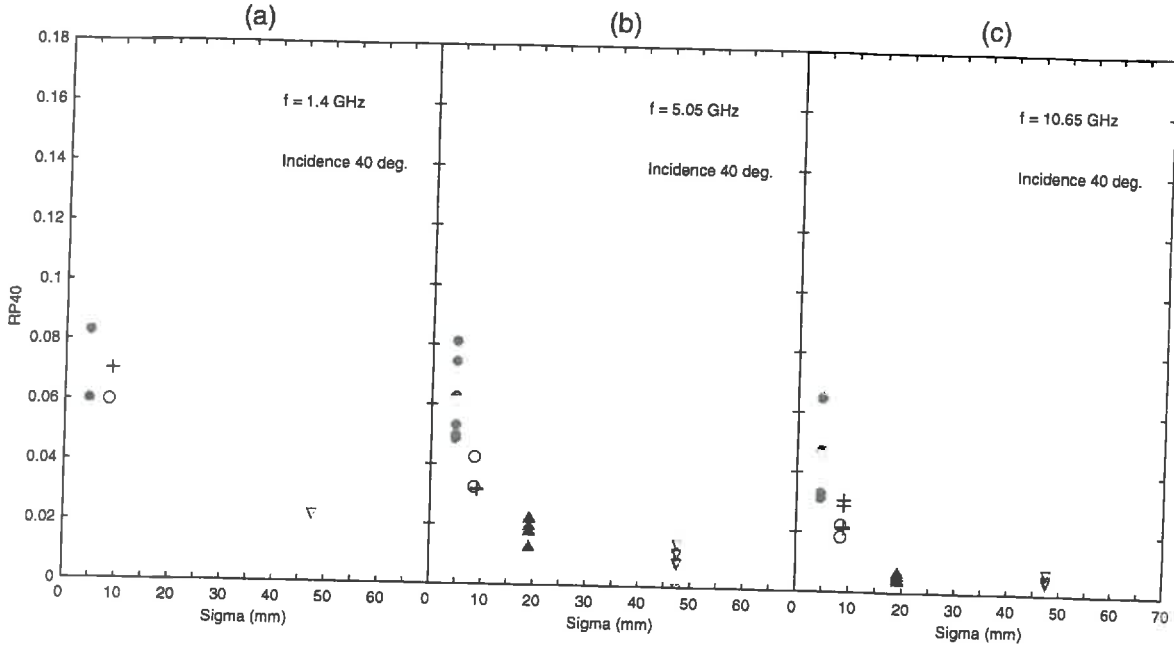


Figure 7.12: variations expérimentales du rapport de polarisation $(eV-eH)/(eV+eH)$, en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité > 0.3 cm³/cm³

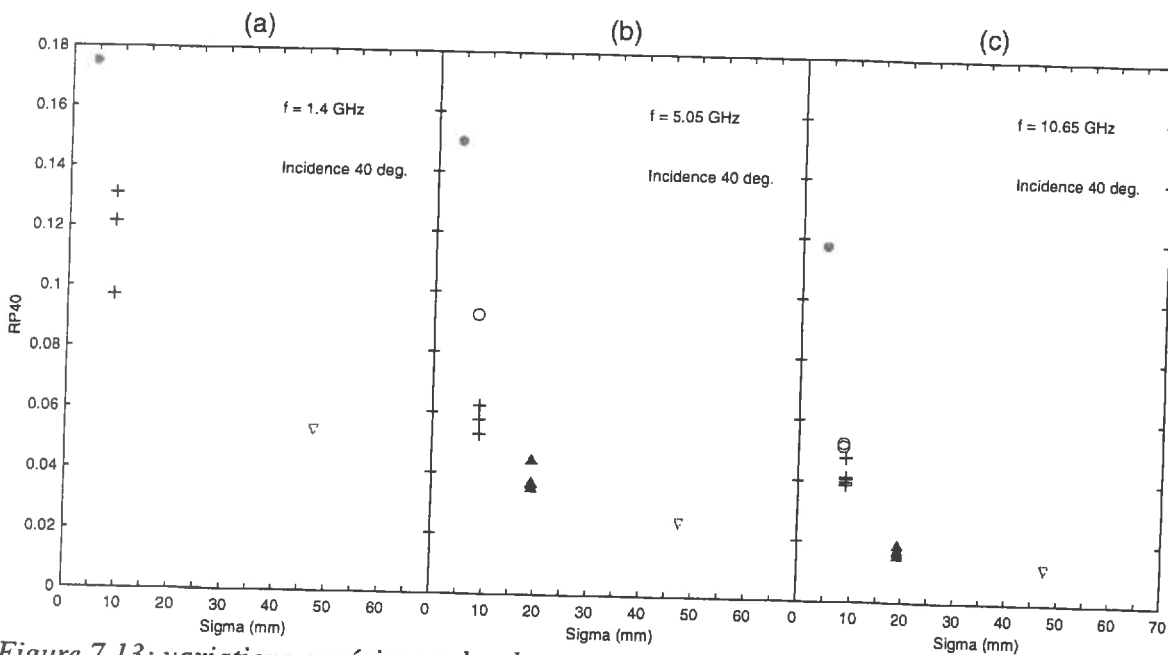


Figure 7.13: variations expérimentales du rapport de polarisation $(eV-eH)/(eV+eH)$, en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Les variations de la rugosité de surface et de l'humidité du sol provoquent des variations de niveau de température de brillance, d'écart de polarisation et de dynamiques angulaires, généralement modulées par la fréquence d'observation.

D'autre part, la mise en relation des indices radiométriques (tels la pente de sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol, la variation angulaire de l'émissivité, la différence de polarisation et le rapport de polarisation), et des caractéristiques moyennes de la rugosité (écart-type moyen et longueur de corrélation moyenne) montre une influence significative de l'écart-type des hauteurs, l'influence de la longueur de corrélation semblant être du second ordre.

L'utilisation de critères radiométriques de rugosité basés sur la combinaison de configurations d'observation du radiomètre, permet une analyse plus quantitative de l'influence de la rugosité sur l'émission du sol et notamment de ses variations pour différentes conditions expérimentales.

Dans une optique d'inversion de l'humidité du sol à partir de mesures radiométriques, la définition et l'analyse du comportement des critères radiométriques de rugosité constitue une première étape encourageante. En effet, les variations des émissivités en fonction de l'humidité du sol sont affectées par le niveau de rugosité du sol. Nous avons vu que les pentes des régressions linéaires de l'émissivité en fonction de l'humidité du sol diminuent avec l'augmentation de la rugosité alors que l'ordonnée à l'origine de ces droites semble moins affectée par la variation de rugosité. La connaissance *a priori* de la rugosité du sol et de la loi de variation de la pente de régression en fonction de la rugosité du sol peut permettre une amélioration de la prédiction de l'humidité du sol à partir de la mesure radiométrique.

Nous montrons par ailleurs qu'il existe de bonnes relations entre l'écart-type des hauteurs et les indices radiométriques (le rapport de polarisation étant toutefois le critère le plus intéressant dans la pratique car les capteurs embarqués n'ont pas la possibilité d'effectuer des visées multi-angulaires simultanées). D'autre part, nous avons vu que la détermination de la rugosité à partir de ces critères est dépendante de l'humidité et que les forts niveaux d'humidité du sol ($>0.3 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$) semblent les plus pertinents pour discriminer la rugosité du sol. Il est donc nécessaire de pouvoir reconnaître les états très humides du sol. Une analyse préalable de l'évolution temporelle du signal radiométrique, par exemple une phase de dessèchement du sol, peut permettre une telle caractérisation.

Chapitre 8

Comparaison des données radiométriques micro-ondes mesurées et simulées

Chapitre 8

Comparaison des données radiométriques micro-ondes mesurées et simulées

L'analyse des résultats expérimentaux de la campagne PORTOS'93, a montré les influences générales de l'humidité du sol et de la rugosité de surface sur la température de brillance micro-onde d'un sol nu. Les confrontations des modèles de diffusion à des jeux de mesures terrain spécifiques et variés sont relativement rares dans le domaine des micro-ondes passives (Wegmuller, 1990, Coppo et al., 1991, Saatchi et al., 1994) et partielles. D'autre part, l'ajustement fréquent de certains paramètres dans les simulations comme l'écart-type des hauteurs, la longueur de corrélation ou l'humidité du sol, (Tsang and Newton, 1982, Mo et al., 1987) ainsi que l'utilisation de modèles hors-gamme, a tendance à éluder les problèmes liés à la mise en oeuvre de ces modèles et ne permet pas de conclure sur leur validité.

Un des objectifs de ce chapitre est de tester la capacité des modèles de diffusion SPM, PO, GO, décrits dans le chapitre 5, à restituer l'émission micro-onde des surfaces rugueuses. La multiplicité des configurations radiométriques utilisées (fréquences d'observation, polarisations et angles d'incidence) combinée à la variété des cibles observées lors de la campagne 1993, sont à la base des confrontations des mesures radiométriques aux données simulées par les modèles de diffusion décrits au chapitre 4.

Les paramètres caractéristiques du milieu observé, mesurés *in-situ* (cf. chapitre précédent), constituent les données d'entrée nécessaires à la mise en oeuvre des modèles de diffusion.

La première partie de ce chapitre décrit le conditionnement des données d'entrée, pour l'utilisation des modèles de diffusion. Dans une deuxième partie les confrontations modèle/mesure sont entreprises de manière systématique, pour l'ensemble des conditions d'humidité et de température du sol de la parcelle étudiée. Une troisième partie sera consacrée, à la restitution des critères radiométriques de rugosité, (cf. chapitre précédent) par les modèles de diffusion.

8.1. Profondeur "effective" de l'émission du sol

L'influence du profil d'humidité sur la température de brillance a été présentée expérimentalement, pour différentes fréquences, lors du chapitre précédent. Les modèles de diffusion utilisés dans notre étude, ne prennent pas en compte les profils d'humidité et de température du sol. En effet, les modèles de diffusion sont des fonctions de la réflectivité de surface, qui dépend elle-même des propriétés diélectriques de la surface.

Néanmoins, il est possible de se ramener à la notion de profil uniforme tout en considérant implicitement et très généralement l'influence des profils d'humidité. On suppose alors que les propriétés diélectriques sur une couche de sol d'épaisseur fixée déterminent effectivement l'émission du sol (*Schmugge et al.*, 1974, *Schmugge and Choudhury*, 1981, *Newton et al.*, 1982, *Wang et al.*, 1983, *Wang*, 1987). Le sol est assimilé à un milieu diélectriquement homogène. L'humidité et la température du diélectrique sont respectivement égales à la valeur moyenne des mesures d'humidité et de température, sur la couche de sol d'épaisseur fixée. L'épaisseur de la couche du sol dépend alors principalement de la fréquence d'observation et du type de sol.

Il s'agit d'estimer l'épaisseur de la couche de sol qui participe à l'émission du sol, à une fréquence donnée. Nous avons utilisé pour cela les résultats de l'étude de Suresh Raju (1995) de l'INRA Science du Sol d'Avignon, relative à l'émission d'un sol nu de surface lisse.

Cette étude s'appuie sur les températures de brillance mesurées lors de la campagne PORTOS'93 sur la parcelle SI(TL). Elle montre que le modèle de Fresnel peut-être utilisé pour simuler la température de brillance d'un sol nu lisse (*Suresh Raju et al.* 1995). Le modèle de Fresnel utilisé considère que la réflectivité du sol lisse est équivalente à la réflectivité d'un sol dont le profil d'humidité est uniforme. La valeur de l'humidité du sol est alors égale à la moyenne de l'humidité sur une couche d'épaisseur donnée. La notion d'épaisseur de couche de sol participant à l'émission du sol est donc liée à l'utilisation de la réflectivité de Fresnel.

L'humidité du sol intervient également dans les modèles de diffusion, par l'intermédiaire de la réflectivité de Fresnel (*cf.* chapitre 4). Les épaisseurs de couche de sol obtenues pour la parcelle lisse seront utilisées pour les simulations des modèles de diffusion quelle que soit la parcelle d'expérimentation étudiée. Les humidités et températures du sol seront moyennées sur ces épaisseurs de couche pour les fréquences correspondantes.

La réflectivité de surface a été calculée à partir des valeurs moyennes de l'humidité, de la température et de la densité du sol, respectivement, pour les couches de sol: 0-0.5 cm, 0-1 cm,

Fréquence (GHz)	Modèle	Pente (KK ⁻¹)	Origine (K)	RMSE (K)	Pente (KK ⁻¹)	Origine (K)	RMSE (K)
		Polarisation H			Polarisation V		
1.4	Fresnel 0-0.5 cm	1.05	-5.2	12.22	1.07	-3.02	14.42
	Fresnel 0-2.5 cm	0.90	21.2	6.58	0.91	30.0	9.52
	Fresnel 0-.5.0 cm	0.77	44.9	14.58	0.77	57.7	9.97
5.05	Fresnel 0-0.5 cm	1.02	-3.2	6.01	1.07	-14.0	6.19
	Fresnel 0-1.0 cm	0.96	10.4	5.76	0.99	3.6	5.68
	Fresnel 0-.2.5 cm	0.83	34.8	9.26	0.87	32.3	7.55
10.65	Fresnel 0-0.5 cm	1.01	-5.2	5.69	0.99	3.2	5.45
	Fresnel 0-1.0 cm	0.94	8.6	7.2	0.93	18.5	5.63
	Fresnel 0-.2.5 cm	0.82	32.3	12.06	0.82	42.5	8.09

Tableau 8.1: résultats des régressions linéaires entre les températures de brillance simulées, par le modèle de Fresnel, et les températures de brillances mesurées sur la parcelle SI, en polarisations horizontale ou verticale aux angles d'incidence 20°, 30°, 40° (tableau issu de Suresh Raju et al., 1995).

0-2.5 cm, 0-5 cm (certains auteurs considèrent uniquement la première couche de surface pour le calcul de la réflectivité de Fresnel).

Le tableau 8.1 montre le résultat des régressions linéaires entre les températures de brillance mesurées sur la parcelle SI(TL) et les températures de brillance simulées avec le modèle de Fresnel, pour la série d'angles d'incidence 20°, 30° et 40° en polarisation horizontale d'une part, et en polarisation verticale d'autre part.

On remarque que les résultats statistiques des régressions du modèle de Fresnel varient avec l'épaisseur de la couche de sol considérée. Les meilleurs résultats statistiques concernent les couches de sol **0-2.5 cm**, **0-1 cm** et **0-0.5 cm** respectivement à **1.41 GHz**, **5.05 GHz**, et **10.65 GHz**.

Ces résultats confirment que ce sont effectivement les couches de surface qui participent à l'émission micro-onde du sol et que l'épaisseur de ces couches diminue lorsque la fréquence augmente. Les épaisseurs trouvées sont en accord avec les résultats Wang (1987) conduites sur 2 types différents de sol (sableux et limono-argileux). Le modèle de constante diélectrique de Wang et Schumge (1980) est utilisé dans ces simulations.

8.2. Rugosités mesurées et domaines de validité des modèles

Les approximations à l'origine des différents modèles de rugosités donnent lieu à des domaines de validité relatifs à chaque modèle, dépendant de la fréquence et du niveau de rugosité (*cf.* figure 5.1). Les figures 8.1 (a), (b) et (c) représentent dans le plan (KL, $K\sigma$), les domaines de validité des modèles SPM, PO, GO et les caractéristiques de rugosité des parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU(R), SR(TR), SB(TR) issues des profils de rugosité mesurés, respectivement pour les fréquences 1.41, 5.05 et 10.65 GHz. Les écart-types des hauteurs et les longueurs de corrélation ont été déterminées à l'aide d'une distribution gaussienne, pour les hauteurs de surface et la fonction d'autocorrélation. Les limites des domaines de validité des modèles SPM, PO et GO ont également été déterminées en utilisant une fonction d'autocorrélation gaussienne. Nous reviendrons ultérieurement sur ce choix.

En premier lieu, nous remarquons que le domaine de validité de chaque modèle de rugosité est couvert par les rugosités mesurées et que beaucoup de rugosités se trouvent hors des domaines de validité (notamment aux plus basses fréquences), malgré les différents types de travail du sol réalisés sur chaque parcelle.

La figure 8.1 (a) montre que le modèle SPM, ne peut être utilisé qu'à la fréquence 1.41 GHz, pour notre jeu de données. En effet, aucune rugosité n'appartient au domaine de validité du modèle SPM, à 5.05 et 10.65 GHz. D'autre part, le domaine du modèle PO est d'autant plus couvert que la fréquence augmente. Le modèle GO peut uniquement être utilisé à 10.65 GHz,

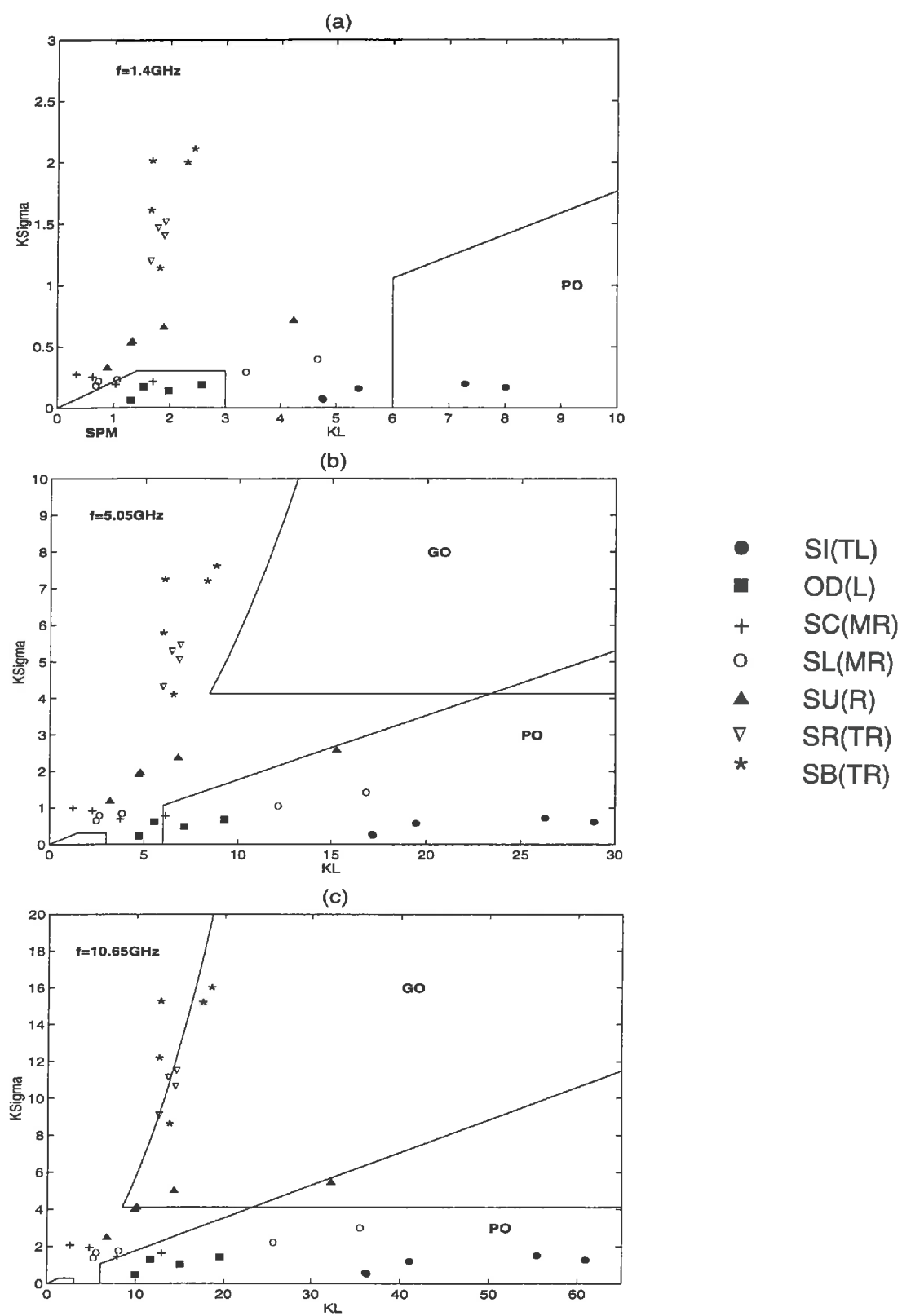


Figure 8.1: représentation dans le plan $(KL, K\Sigma)$ des domaines de validité des modèles SPM, PO, GO et des rugosités mesurées, lors de la campagne PORTOS'93, sur les parcelles SI, OD, SL, SC, SU, SR, SB, pour les fréquences suivantes: (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

pour les parcelles qualifiées de très rugueuses, confirmant la nature haute-fréquence des approximations à l'origine du modèle.

Le tableau 8.2 dresse un bilan des combinaisons parcelle/fréquence appartenant aux domaines de validité des différents modèles. Ces combinaisons seront retenues pour les confrontations modèle/mesure afin de tester la validité des différents modèles.

	1.4 GHz	5.05 GHz	10.65 GHz
SI(TL)		PO	PO
OD(L)	SPM	PO ^{lim}	PO
SL(MR)	SPM ^{lim}	PO ^{lim}	PO
SC(MR)	SPM ^{lim}		PO ^{lim}
SU(R)			PO ^{lim} , GO ^{lim}
SR(TR)			GO ^{lim}
SB(TR)			GO ^{lim}

Tableau 8.2: combinaisons parcelle/fréquence appartenant aux domaines de validité des modèles de diffusion SPM, PO, GO (l'exposant lim signifie que la combinaison (parcelle, fréquence) est à la limite du domaine de validité du modèle associé).

En résumé, aucun modèle ne peut être utilisé à toutes les fréquences. La fréquence 10.65 GHz rassemble la totalité des parcelles d'expérimentation. Le modèle PO rassemble le plus grand nombre de combinaisons. La parcelle SU(R) appartient au domaine de recouvrement des modèles PO et GO.

8.3. Influence de la variabilité de la rugosité mesurée sur la température de brillance simulée

La représentation (KL, $K\sigma$) utile pour repérer les mesures de rugosités par rapport aux domaines de validité des modèles, amplifie la dispersion des mesures de rugosité au sein d'une même parcelle, du fait du facteur multiplicatif K.

La variabilité de la mesure de rugosité à l'échelle de la parcelle est cependant réelle (cf. tableau 6.3 et figures 7.2), tant au niveau de l'écart-type des hauteurs que des longueurs de corrélation (plus marquée cependant pour la longueur de corrélation).

Parmi les combinaisons parcelle/fréquence sélectionnées, on remarque que la totalité des couples (KL, $K\sigma$) d'une même parcelle n'appartient pas obligatoirement à un domaine de validité donné (cf. parcelles SI(TL) et SC(MR) à 1.4 GHz, parcelles SL(MR) et SU(R) à 5.05 et 10.65 GHz, parcelle SB(TR) à 10.65 GHz).

Ceci pose le problème de l'influence de la dispersion des mesures de rugosité sur la température de brillance simulée par les modèles. Nous avons vu dans le chapitre 5 consacré aux simulations, que la variation des paramètres de rugosité affecte la température de brillance simulée de façon différente selon le modèle utilisé, le niveau et la nature de la rugosité, le niveau de l'humidité du sol et la configuration (angle, polarisation, fréquence) adoptée.

Le tableau 8.3 s'appuie sur les simulations du chapitre 5 pour résumer la sensibilité des modèles SPM, PO et GO aux rugosités relatives à la campagne PORTOS'93, pour les combinaisons parcelle/fréquence du tableau 8.2. La sensibilité des modèles est classée en (-) faible, (+) moyenne, (++) forte. Ces indications sont basées sur les simulations de température de brillance du chapitre 5, à 20° d'incidence et en polarisation horizontale. L'humidité et la température du sol sont respectivement égales à 0.2 cm³cm⁻³ et 300 K, la surface est décrite par un coefficient de corrélation gaussien. Les valeurs en gras du tableau 8.3 représentent l'amplitude maximum de la variation de température de brillance associée à la dispersion de la rugosité mesurée. La dispersion de la rugosité mesurée est également classée en (*) faible, (**) moyenne, (***) forte. Ce classement repose sur l'analyse, à partir du tableau 6.3 des mesures de rugosités de la campagne PORTOS'93, des variations relatives de l'écart-type des hauteurs, de la longueur de corrélation et du rapport de ces 2 quantités (assimilables à des pentes RMS de surface).

	1.4 GHz	5.05 GHz	10.65 GHz
SI(TL)**		PO ⁻ (<5 K)	PO ⁻ (<5 K)
OD(L)**	SPM ⁻ (5 K)	PO ⁻ (7 K)	PO ⁻ (7 K)
SL(MR)***	SPM ⁻ (10 K)	PO ⁺⁺ (25 K)	PO ⁺⁺ (25 K)
SC(MR)***	SPM ⁺ (15 K)		PO ⁺⁺ (40 K)
SU(R)**			PO ⁺⁺ (> 40 K) GO ⁺⁺ (25 K)
SR(TR)*			GO ⁻ (<10 K)
SB(TR)**			GO ⁺⁺ (20 K)

Tableau 8.3: indications sur la sensibilité des modèles SPM, PO GO à la rugosité pour les fréquences 1.4, 5.05 et 10.65 GHz.

Nous remarquons que généralement les grandes variabilités de mesure de rugosité donnent lieu aux variations de températures de brillance les plus importantes (parcelles SL(MR), SC(MR)). Le niveau de rugosité de ces 2 parcelles et les variations élevées des rapports σ/L associés, situent les parcelles SL(MR) et SC(MR), autour de la frontière inférieure du modèle

PO (zone sensible du modèle). La conjonction de ces 2 effets amplifie la dispersion des températures de brillance simulées pour le modèle PO.

D'autre part, la variabilité des mesures de rugosité de ces parcelles et la très grande sensibilité de la température de brillance calculée par le modèle PO pour une fonction d'autocorrélation exponentielle (*cf.* figures 5.3), nous confortent dans l'utilisation d'une fonction d'autocorrélation gaussienne pour le modèle PO pour minimiser les effets de cette variabilité.

Par ailleurs, si l'on considère la variabilité des rugosités des parcelles OD(L) et SI(TL) (importante au niveau de l'écart-type) on note que celle-ci se répercute faiblement au niveau de la température de brillance du modèle PO du fait de la faible sensibilité du modèle dans ces zones de longueurs de corrélation.

Rq: nous avons évoqué dans le paragraphe consacré aux mesures de rugosité (*cf.* 6.2.4), le problème de la représentativité des longueurs de corrélation de la parcelle SI(TL). En effet, des longueurs de corrélation de la parcelle SI(TL) sont supérieures à 20 cm. L'estimation de la longueur de corrélation nécessite une longueur de l'instrument de mesure au moins 10 fois supérieure à la longueur de corrélation, or la longueur du rugosimètre est de 2 m. La faible influence de la rugosité de la parcelle SI(TL) sur la température de brillance simulée par le modèle PO, pour ce domaine de rugosité (*cf.* figure 5.2), montre qu'une sous-estimation des longueurs de corrélation de cette parcelle aura très peu d'effet sur la température de brillance simulée (<5 K).

Dans le cas du modèle GO, les parcelles SR(TR) et SB(TR) se situent dans ou près des zones de saturation de la température de brillance sous l'effet de la rugosité. Cependant, la grande amplitude du rapport σ/L (variable explicite du modèle GO) de la parcelle SB(TR) agit de manière conséquente sur la température de brillance (20K). La variation relative du rapport σ/L de la parcelle SU(R) est du même ordre que la parcelle SB(TR) mais se situe dans une zone du modèle GO plus sensible, d'où une influence plus forte sur la dispersion de la température de brillance. La parcelle SR(TR) présente une faible variation des rapports σ/L dans une zone peu sensible du modèle, d'où une faible sensibilité de la température de brillance simulée par le modèle GO pour la parcelle SR(TR).

En résumé, il existe une variabilité de la rugosité mesurée à l'échelle de la parcelle. L'effet de la variabilité de la rugosité sur la température de brillance se traduit de manière différente en fonction du modèle utilisé et du niveau de rugosité. Nous avons donné des valeurs indicatives de l'amplitude des variations de la température de brillance relatives à la variabilité de la rugosité pour un niveau d'humidité donné. Les simulations du chapitre 5 relatives à la variation de la température de brillance en fonction de l'humidité du sol, pour différentes

rugosités (cf. figures 5.11-5.13), montrent qu'une augmentation de l'humidité du sol amplifie les amplitudes de variations de la température de brillance simulées, dues à la variabilité de la rugosité. Le problème de la variabilité de la mesure de rugosité est donc un problème crucial dans la mise en oeuvre des modèles de diffusion. Les modèles de diffusion caractérisent la rugosité de surface par un couple unique (σ, L) en considérant que la rugosité est le résultat d'un processus aléatoire stationnaire (cf. chapitre 3), ce qui n'est pas le cas dans la réalité.

8.3.1. Influence de la variabilité *in-situ* de la rugosité sur le calcul de la température de brillance - Estimateurs de la température de brillance simulée.

Dans notre étude, nous avons pris le parti d'utiliser l'ensemble des rugosités mesurées sur une parcelle pour simuler la température de brillance. Nous jugeons, en effet, que l'ensemble des mesures de rugosité à l'échelle de la parcelle est caractéristique de la rugosité de la parcelle. Cependant, la variabilité de la rugosité influe sur la température de brillance, il est donc utile de pouvoir disposer d'un estimateur de cette variabilité.

Dans la littérature, peu de références existent sur ce sujet. Généralement, dans ces études, plusieurs profils de rugosité sont mesurés, mais un seul couple de rugosité caractérise la rugosité de la parcelle. Dans le cas où les auteurs décrivent la démarche pour parvenir à cette caractérisation de la rugosité, le couple de rugosité retenu est la moyenne des couples de rugosité issus de chaque profil mesuré.

Nous avons choisi de représenter la variabilité de la rugosité à l'échelle de la parcelle par une grandeur moyenne et un écart-type associé, selon les 2 hypothèses suivantes:

-Hypothèse 1.

la température de brillance de la parcelle est caractérisée par la température de brillance simulée à partir du couple de rugosité moyen $(\sigma, L)_{\text{moy}}$. Le couple de rugosité moyen est la moyenne arithmétique des paramètres de rugosité estimés à partir de chaque profil de rugosité mesuré. L'écart-type des hauteurs moyen, la longueur de corrélation moyenne et leur écart-type associé caractérisent la rugosité de la parcelle.

-Hypothèse 2.

la température de brillance de la parcelle est caractérisée par la moyenne arithmétique des températures de brillance simulées à partir de chaque couple de rugosité estimé et par l'écart-type des températures de brillance.

L'hypothèse 1 reprend l'option la plus utilisée dans la littérature et suppose qu'un couple unique de paramètres de rugosité (σ, L) est suffisant pour caractériser la rugosité de surface.

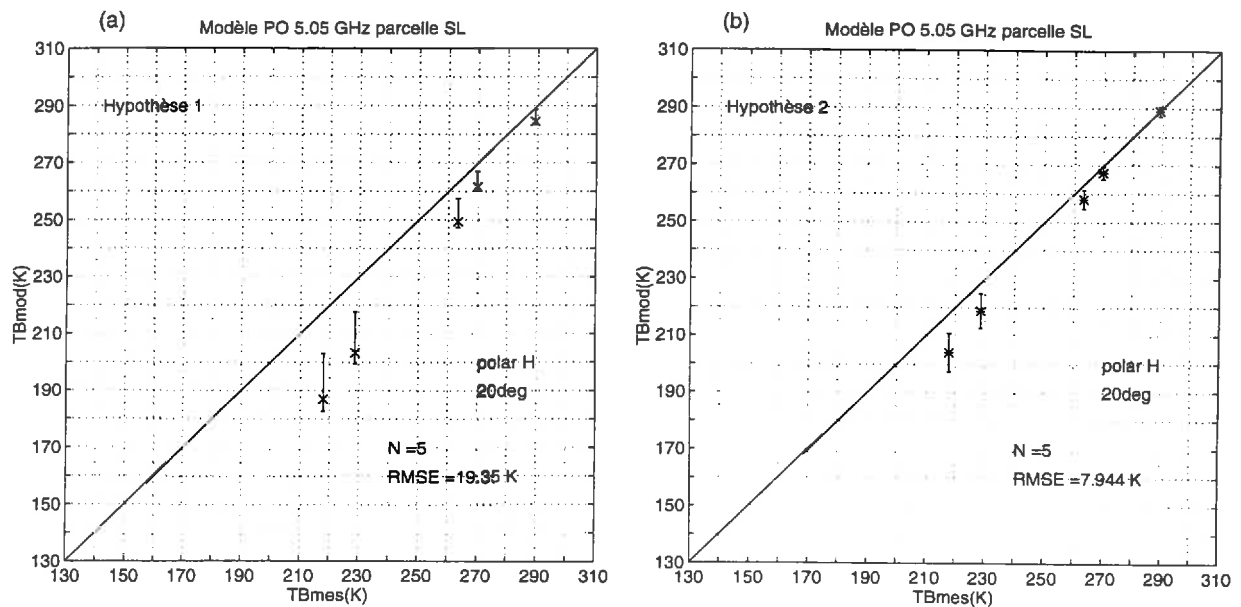


Figure 8.2: comparaison des températures de brillance mesurées à 20 degré d'incidence en polarisation H à 5.05 GHz pour la parcelle SL, et des températures de brillance simulées avec le modèle PO suivant (a) l'hypothèse 1 (voir texte) et (b) l'hypothèse 2.

Les barres d'incertitudes sur la température de brillance matérialisent l'effet de la variabilité de la rugosité sur les simulations des températures de brillance.

La diagonale représente la première bissectrice.

L'hypothèse 2 nous paraît plus pertinente car la mesure de la température de brillance est une moyenne pondérée des températures de brillance des différents émetteurs de la surface du sol. Nous avons systématiquement testé ces 2 hypothèses sur le jeu de données PORTOS, en simulant les températures de brillance pour les combinaisons (modèle, fréquence, parcelle) du tableau 8.2, sous l'hypothèse 1 (rugosité moyenne de la figure 7.2) et sous l'hypothèse 2 (rugosités du tableau 6.3), pour toute la gamme des humidités de chaque parcelle. L'objectif de cette comparaison n'est pas d'apporter une réponse définitive à ce problème complexe (une étude plus élaborée nécessiterait un plus grand nombre de mesures de profils de rugosité sur des gammes de rugosités plus diversifiées), mais de savoir, dans le cadre de notre travail, si les 2 hypothèses conduisent à des résultats différents et, si tel est le cas, qu'elle est la meilleure des 2 hypothèses.

Nous avons choisi d'illustrer les résultats de ces comparaisons pour la parcelle SL(MR) (le tableau 8.4 regroupe, par ailleurs, l'ensemble des résultats du test des 2 hypothèses sur l'ensemble des triplets (parcelle, fréquence, modèle). La parcelle SL(MR) (*cf.* tableau 6.3) est une parcelle de rugosité moyenne présentant une grande gamme de variation de longueurs de corrélation (20 mm à 160 mm). Elle est donc particulièrement intéressante pour tester les 2 hypothèses et se situe de plus dans une zone sensible du modèle PO (*cf.* tableau 8.3).

Les figures 8.2 (a) et (b) montrent respectivement les comparaisons des températures de brillance simulées sous l'hypothèse 1 et 2, et des températures de brillance mesurées de la parcelle SL(MR) à 5.05 GHz, en polarisation H et V et pour les angles d'incidence 20° et 40°. Les confrontations modèle/mesure ont été réalisées pour l'ensemble des humidités et températures du sol de la parcelle SL(MR). Ces conditions varient respectivement, pour la couche 0-2 cm, entre 0.06 cm³ cm⁻³ et 0.32 cm³ cm⁻³ et 25°C et 38°C.

Ces comparaisons soulignent l'avantage d'utiliser la moyenne des températures de brillance (hypothèse 2) plutôt que la moyenne des rugosités (hypothèse 1) pour la simulation de la température de brillance par les modèles de diffusion. En effet, l'hypothèse 2 permet une meilleure restitution de la température de brillance de la parcelle SL(MR). L'hypothèse 1 prévoit un comportement de surface plus lisse (*i.e.* sous-estimation plus importante de la température de brillance mesurée).

Les résultats des hypothèses 1 et 2 sont rassemblés dans le tableau 8.4. L'hypothèse 2 donne globalement de meilleurs résultats que l'hypothèse 1.

Les simulations seront réalisées à présent sous l'hypothèse 2, c'est-à-dire que la température de brillance de la parcelle est la moyenne de températures de brillance issues de chaque couple de rugosité relative à cette parcelle.

Mod	Parc	Fréq (GHz)	Hyp	20°H				40°H				20°V				40°V			
				N	rmse (K)	A (K)	B (KK ⁻¹)	N	rmse (K)	A (K)	B (KK ⁻¹)	N	rmse (K)	A (K)	B (KK ⁻¹)	N	rmse	A (K)	B (KK ⁻¹)
SPM	OD(L)	1.41	2	7	8.23	0.82	40.9	10	12.5	0.65	63.6	10	12.5	0.65	78.9	9	10.7	0.60	96.1
SPM	SL(MR)	1.41	1	3	8.26	0.82	41.2	3	11.5	0.67	63.5	3	12.6	0.65	79.1	3	10.7	0.60	95.9
SPM	SC(MR)	1.41	2	10	1.10	-1.08	1.00	10	2.7	0.99	0.24	7	3.8	0.88	32.3	7	2.95	1.01	-4.54
			1	10	5.9	1.1	-19.1	10	4.97	1.01	-8.1	10	4.1	0.93	16.2	7	4.9	1.1	-21.7
			2	10	6.8	1.01	-2.8	10	9.1	1.1	-24.0	10	4.8	1.00	-0.85	7	5.6	1.2	-42.5
			1	16	6.9	1.01	-3.9	16	9.3	1.1	-25.4	16	4.8	1.01	-2.6	15	6.4	1.2	-47.1
PO	SI(TL)	5.05	2	16	5.5	0.97	10.2	16	9.3	0.99	8.8	14	6.1	0.94	17	15	10.0	0.99	10.6
PO	OD(L)	5.05	1	9	5.5	0.97	10.2	9	9.2	0.99	8.7	9	6.1	0.94	17	9	10.0	0.99	10.5
PO	SL(MR)	5.05	2	5	4.6	0.99	7.08	5	4.02	1.02	1.87	5	4.8	0.89	32.1	5	12.9	0.91	38.7
PO	SC(MR)	5.05	1	13	4.7	0.99	7.9	13	4.15	1.02	2.7	13	4.9	0.89	33	13	13	0.91	39.4
			2	5	7.9	1.18	-52.3	5	5.3	1.17	-38.8	5	5.2	1.19	-51	5	11.1	1.25	-54.6
			1	14	19.4	1.37	-111	14	14.6	1.34	-90	14	14.2	1.38	-109	14	9.7	1.44	-112
			2	13	9.04	1.04	-2.85	13	12.7	1.1	-13.2	13	11.1	1.04	-0.53	13	21	1.05	8.6
			1	14	6.9	1.20	-48.1	14	8.30	1.2	-47.6	14	6.6	1.19	-44.7	14	18.0	1.15	-19.6
PO	SI(TL)	10.6	2	14	6.9	0.91	24.8	14	6.13	0.97	7.36	14	7.3	0.90	28.4	14	10.4	0.95	21.4
PO	OD(L)	10.6	1	10	6.8	0.91	23.4	10	6.13	0.96	8.4	10	7.1	0.90	27.1	10	10.5	0.95	22.3
PO	SL(MR)	10.6	2	5	5.9	0.97	17.4	5	5.6	1.04	-1.8	5	7.5	0.90	36.7	5	13.1	0.90	42.7
PO	SC(MR)	10.6	1	13	6	0.97	18	13	5.7	1.04	-2.8	13	7.5	0.90	36.2	13	13.2	0.91	42
			2	5	12.2	1.10	-39.3	5	15.5	1.18	-60.3	5	7.31	1.08	-26.3	5	6.5	1.08	-17.3
			1	14	21.1	1.25	-85.2	14	28.7	1.36	-116	14	14.9	1.22	-70	14	6.1	1.26	-70.9
			2	13	15.7	1.13	-18.7	13	20.0	1.21	-29.9	13	17.2	1.13	-15.9	13	26.7	1.11	-2.96
			1	14	12.2	1.30	-66.6	14	16.0	1.34	-66.4	14	13.3	1.29	-62.5	14	23.4	1.22	-32.2
GO	SU(R)	10.6	2	9	32.0	1.80	-244	9	33.2	1.91	-288	9	28.3	1.84	-251	11	25.1	1.95	-276
GO	SR(TR)	10.6	1	6	38.2	1.95	-288	6	36.7	1.99	-293	6	33.2	1.97	-292	6	26.1	2.0	-287
GO	SB(TR)	10.6	2	5	5.18	1.14	-36.8	5	10.4	1.61	-170	5	3.8	1.18	-49.4	5	12.9	1.81	-234
			1	5	5.21	1.14	-35.5	5	10.4	1.61	-170	5	3.8	1.18	-48.1	5	12.9	1.81	-234
			2	5	10.8	0.64	108	5	6.5	0.94	21.0	5	9.8	0.65	102	5	1.72	1.05	-12.6
		0	1	11.9	0.60	118	118	11.9	0.94	21.5	21.5	10.9	6.7	0.62	113	5	1.59	1.06	-15.1

Tableau 8.4: résultats des régressions linéaires TB mesurées/TB modélisées à 20° et 40° en polarisation H et V pour les combinaisons (modèle, fréquence, parcelle) du tableau 8.2.

8.4. Confrontations des mesures radiométriques avec les simulations des modèles de diffusion

Nous rappelons que les confrontations modèle/mesure sont réalisées pour les combinaisons données par le tableau 8.2. Elles sont réalisées pour chaque modèle et consistent en une comparaison des températures de brillance mesurées sur toute la gamme d'humidité et de température du sol de la parcelle considérée, et des températures simulées en polarisation H et V, aux angles d'incidence 20° et 40°. Ces confrontations modèle/mesure, par rapport à la première bissectrice, nous renseigneront sur la qualité de restitution du niveau de température de brillance par les différents modèles.

Les influences des variations de la rugosité et de l'humidité se traduisent également sur la variation angulaire et l'écart de polarisation de la température de brillance, nous effectuerons des comparaisons modèle/mesure, sur toute la gamme des angles d'incidence mesurée, en polarisation H et V et pour 2 situations d'humidité du sol contrastées, humide et sèche. Les simulations du modèle de Fresnel seront également présentées dans ces confrontations. Le modèle de Fresnel, qui considère une surface de sol lisse, servira de référence et montrera l'intérêt ou non de simuler la température de brillance par un modèle de diffusion.

Le croisement des confrontations modèle/mesure (première bissectrice et variations angulaires) nous permettra de juger la qualité des modèles de diffusion.

8.4.1. Modèle SPM

Le modèle SPM a donc été testé sur les parcelles OD(L), SL(MR) et SC(MR) à 1.41 GHz conformément aux combinaisons du tableau 8.2. Les figures 8.3 représentent les simulations des températures de brillance du modèle SPM en fonction des températures de brillance mesurées, à 20° et 40° d'incidence, respectivement en polarisations H et V.

Parcelle OD(L)

Les conditions d'humidité et de température du sol de la parcelle OD(L) varient, pour la couche 0-2 cm, respectivement, entre $0.07 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et $0.33 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et 288 K et 305 K, respectivement.

Les figures 8.3 (a) et (b) montrent que les confrontations modèle/mesure sont de qualité moyenne dans les 2 polarisations (RMSE ≈ 7.5 K, de l'ordre de l'incertitude de la température de brillance mesuré à cette fréquence, cf. paragraphe sur les étalonnages). Les températures de

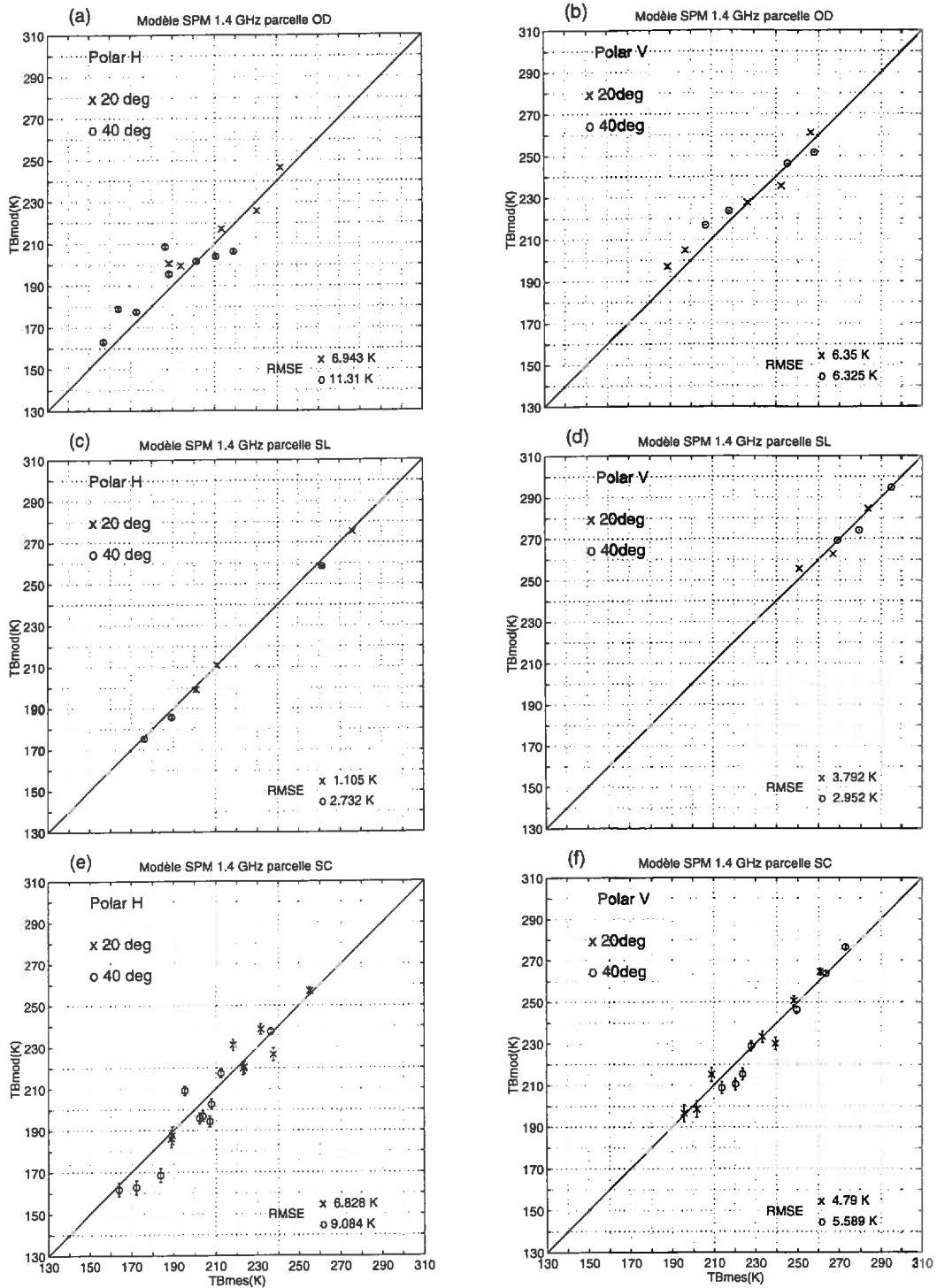


Figure 8.3: comparaisons des TB simulées par le modèle SPM et des TB mesurées, à 1.41 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes: (a)-(b) OD, (c)-(d) SL, (e)-(f) SC

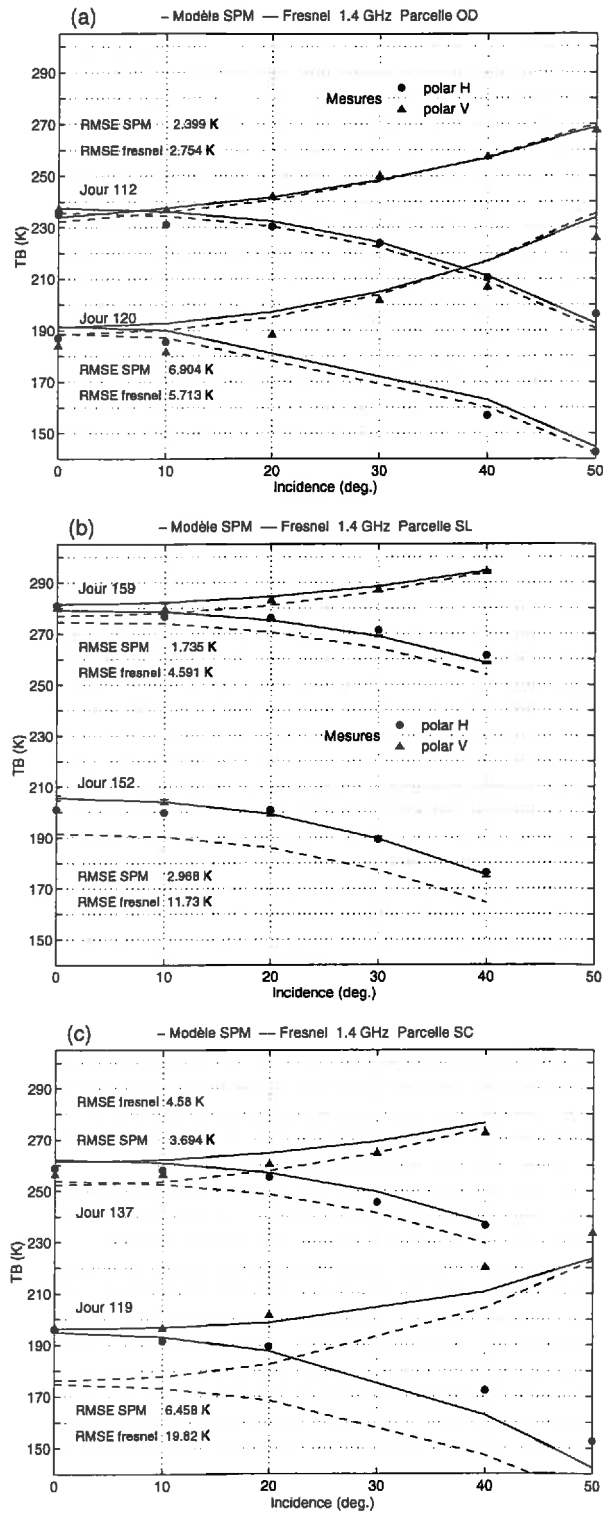


Figure 8.4: variations angulaires des TB mesurées à 1.41 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle SPM correspondantes, pour les parcelles suivantes: (a) OD(L), (b) SL(MR), (c) SC(MR).

brillance mesurées sont légèrement surestimées. On peut penser que le modèle SPM exagère l'influence de l'effet de rugosité sur la température de brillance. Il n'en est rien, la figure 8.4 (a) montre que le comportement du modèle SPM est très proche de celui du modèle de Fresnel (cf. RMSE). L'influence de la rugosité de la parcelle OD(L) sur la température de brillance simulée par le modèle SPM est donc négligeable à la fréquence 1.41 GHz.

Parcelle SL(MR)

Les conditions d'humidité et de température du sol de la parcelle SL(MR) varient, pour la couche 0-2 cm, respectivement, entre $0.06 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et $0.32 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et 25°C et 38°C .

Les confrontations des figures 8.3 (c) et (d) montrent une très bonne restitution du niveau de la température de brillance en polarisation H et V pour les 2 angles d'incidences. En polarisation V, il est plus difficile de tirer des conclusions du fait du manque de conditions humides pour cette polarisation à cette fréquence (le problème de la non- simultanément des mesures H et V à 1.4 GHz a conduit, pour la journée humide (jour 152) à ne retenir qu'une seule polarisation, en l'occurrence H, pour permettre une couverture totale des parcelles d'expérimentation).

L'intérêt d'utiliser le modèle SPM devient évident au vu des simulations de la figure 8.4 (b). En effet, en condition humide (jour 152), on note une différence de l'ordre de 10 K entre les simulations du modèle SPM et du modèle de Fresnel (de l'ordre de 10 K). Ceci montre qu'un modèle de surface lisse (Fresnel) n'est pas capable de restituer correctement le comportement de la surface SL(MR).

En condition sèche (jour 159), le modèle SPM donne également de meilleurs résultats que le modèle de Fresnel, aussi bien pour les variations angulaires que pour l'écart de polarisation. Cependant, la différence entre les 2 modèles diminue, le comportement de la parcelle SL(MR) se rapproche, en condition sèche, de celui d'une parcelle lisse.

Parcelle SC(MR)

Les conditions d'humidité et de température du sol de la parcelle SC(MR) varient, pour la couche 0-2 cm, respectivement entre $0.10 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et $0.36 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et 19°C et 32°C .

Les confrontations modèle/mesure de la parcelle SC(MR), cf. figures 8.3 (e) et (f), montrent une bonne restitution des températures de brillance mesurées pour les 2 polarisations, aux 2 angles d'incidence. La figure 8.4 (c) montrent néanmoins que les variations angulaires en condition humide sont sous-estimées à 30° et 40° pour les 2 polarisations.

En condition humide, le niveau moyen des températures de brillance du modèle SPM est supérieur d'environ 20 K à celui des températures de brillance du modèle de Fresnel. Cette grande différence entre les simulations des 2 modèles ajoutée à la bonne adéquation des températures de brillance simulées par le modèle SPM montrent la supériorité du modèle SPM sur le modèle de Fresnel dans ces conditions. Ceci confirme le caractère rugueux de la

parcelle SC(MR). La diminution de la différence entre le modèle SPM et le modèle de Fresnel pour des conditions plus sèches (jour 137), montre une fois de plus, l'influence de l'humidité sur l'effet de la rugosité (l'augmentation de l'humidité amplifie l'effet de la rugosité sur la température de brillance).

8.4.2. Modèle PO

Le modèle PO a été testé sur les parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR) à 5.05 GHz et les parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR) à 10.65 GHz conformément aux combinaisons (parcelle, fréquence, modèle) du tableau 8.2.

Fréquence 5.05 GHz

Parcelle SI(TL)

Les conditions d'humidité et de température du sol de la parcelle SI(TL) varient, pour la couche 0-2 cm, respectivement entre $0.03 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et $0.36 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et 22°C et 45°C .

Les simulations des figures 8.5 (a) et (b) montrent un bon accord avec les mesures pour les 2 fréquences, quel que soit le niveau d'humidité de la parcelle. Les températures de brillance mesurées sont toutefois surestimées en moyenne pour les angles d'incidence de 40° dans les 2 polarisations.

Le tableau 8.4 présente les résultats des régressions linéaires entre les T_B mesurées et les T_B simulées par le modèle PO et par le modèle de Fresnel pour les configurations mentionnées précédemment.

Configuration	Modèle	RMSE (K)	penne (KK^{-1})	ordonnée origine (K)
20° H	PO	5.496	1.019	10.18
	Fresnel	5.43	0.9686	9.626
40° H	PO	9.252	0.996	8.812
	Fresnel	9.064	0.9981	8.148
20° V	PO	6.106	0.9428	17
	Fresnel	6.029	0.9445	16.48
40° V	PO	10.05	0.9946	10.6
	Fresnel	9.935	0.9969	9.891

Tableau 8.4: résultats des régressions linéaires entre les températures de brillance mesurées à 20° et 40°, en polarisation H et V, à 5.05 GHz, pour la parcelle SI(TL), et les températures de brillance simulées par le modèle PO et le modèle de Fresnel.

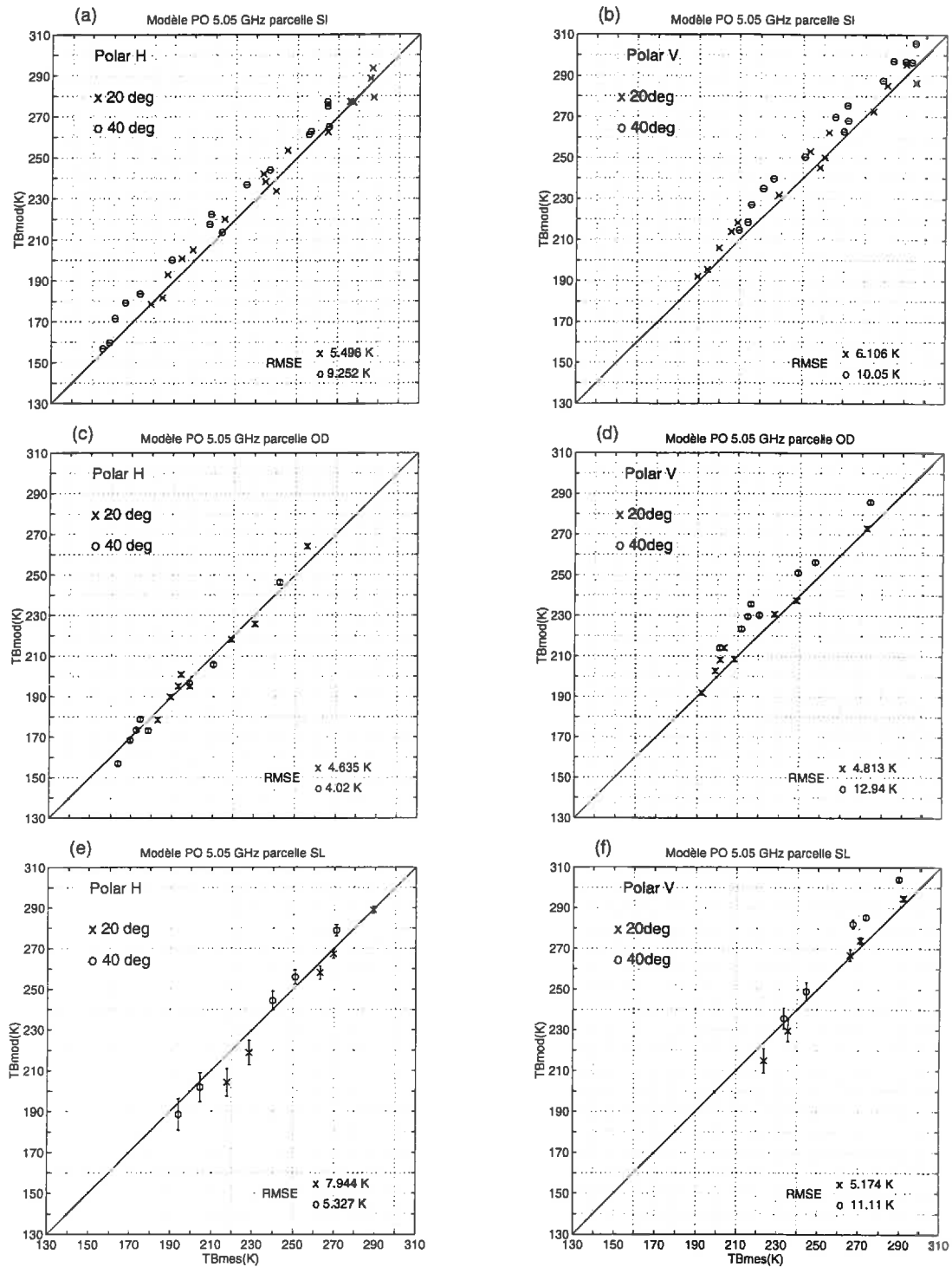


Figure 8.5: comparaisons des TB simulées par le modèle PO et des TB mesurées, à 5.05 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes: (a)-(b) SI, (c)-(d) OD, (e)-(f) SL.

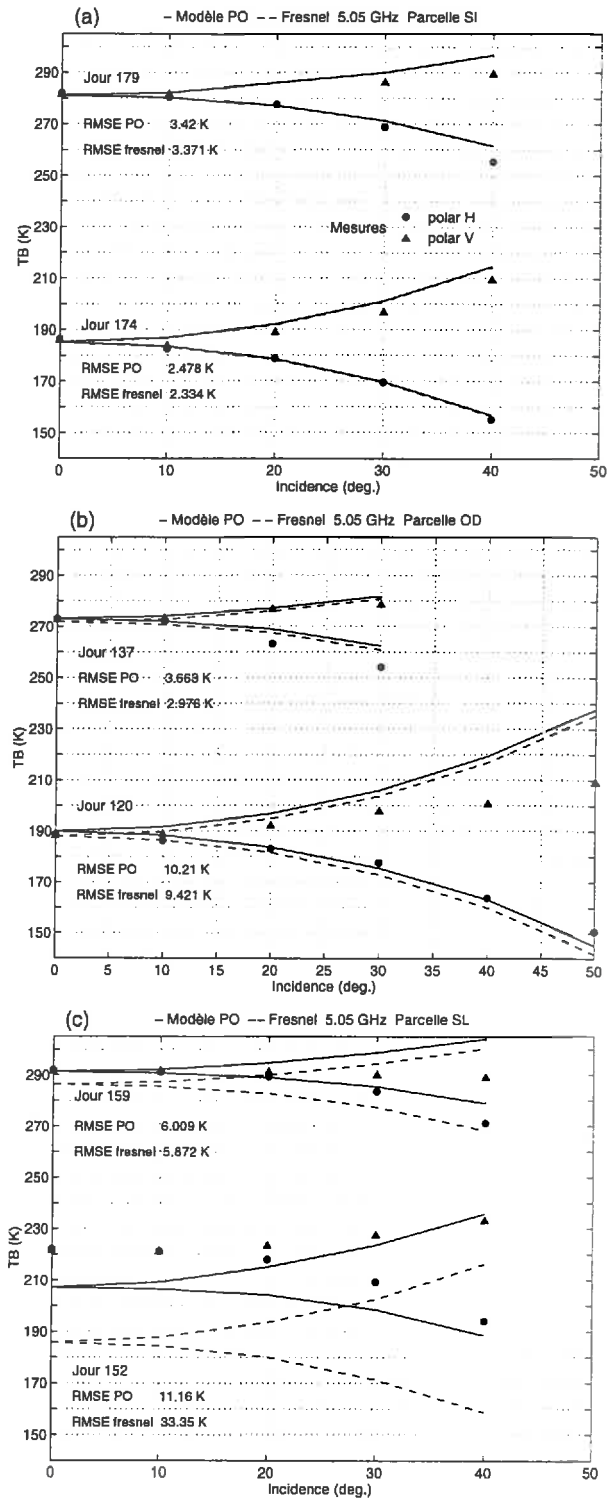


Figure 8.6: variations angulaires des TB mesurées à 5.05 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle PO correspondantes, pour les parcelles suivantes: (a) SI(TL), (b) OD(L), (c) SL(MR).

Les résultats donnés par le modèle PO et le modèle de Fresnel, sont identiques, l'effet de la rugosité de la parcelle SI(TL) sur la température de brillance simulée par le modèle PO est donc négligeable. Les grandes longueurs de corrélation et les faibles écart-types des hauteurs de la parcelle SI(TL) expliquent la très faible influence de la rugosité de la parcelle SI(TL) sur la température simulée par le modèle PO. Le caractère lisse de la parcelle SI(TL) mis en évidence au préalable par le bon comportement du modèle de Fresnel (*cf.* paragraphe 8.1) est confirmé par le modèle de rugosité PO. La figure 8.6 (a) confirme également que les variations angulaires et l'écart de polarisation sont très bien reproduits par le modèle PO, pour les 2 conditions d'humidité.

Parcelle OD(L)

Les confrontations des figures 8.5 (c) et (d) montrent une très bonne restitution par le modèle PO de la température de brillance sur toute la gamme d'humidité. On note toutefois que les températures de brillance à 40° en polarisation V sont surestimées. La figure 8.6 (b) relative aux variations angulaires dans les 2 polarisations montrent une bonne adéquation des températures de brillance simulées pour les 2 conditions d'humidité. Cependant en condition humide (jour 120), l'écart de polarisation est mal reproduit pour des angles d'incidence supérieurs à 20°, du fait du mauvais comportement angulaire de la température de brillance simulée en polarisation V. D'autre part, la très faible différence entre les températures de brillance simulées par le modèle PO et le modèle de Fresnel montre que le modèle PO simule le comportement d'une surface lisse. Ces résultats montrent que la parcelle OD peut être considérée comme une parcelle lisse à 5.05 GHz.

Parcelle SL(MR)

Les figures 8.5 (e) et (f) mettent en évidence, l'influence marquée de la variabilité de la rugosité sur la température de brillance (*cf.* barres d'incertitudes). On note également que l'augmentation de l'humidité a pour conséquence d'augmenter la sensibilité de la température de brillance simulée à la variabilité de la mesure de rugosité. D'autre part, le modèle PO a tendance à sous-estimer systématiquement les températures de brillance les plus faibles (relatives aux humidités du sol les plus élevées) pour les faibles angles d'incidence (20°) et pour les 2 polarisations. Le modèle a tendance à considérer la parcelle plus lisse qu'elle ne l'est en réalité.

On peut expliquer cette différence par la grande gamme de variation de la longueur de corrélation de la parcelle SL(MR). En effet, cette gamme de variation de la longueur de corrélation induit une gamme de variation importante des rapports σ/L . Nous avons vu dans le chapitre 5 que le rapport σ/L pilote indirectement le niveau de la température de brillance simulée par le modèle PO. La température de brillance moyenne de la parcelle simulée par le

modèle PO est alors plus faible que la température de brillance moyenne simulée en ne conservant que les longueurs de corrélation les plus faibles (*i.e.* les longueurs de corrélation hors du domaine de validité). Une telle solution améliore la prédiction du modèle en augmentant la température de brillance.

On doit néanmoins relativiser la sous-estimation des températures de brillance simulées par le modèle PO en comparaison des simulations du modèle de Fresnel (*cf.* figure 8.6 (c)). En effet, en condition humide, le modèle de Fresnel sous-estime la température de brillance mesurée de 35 K alors que le modèle PO sous-estime la température de brillance mesurée de 10 K seulement.

En condition sèche, le niveau de TB mesurée est bien reproduit par le modèle, cependant, la variation angulaire de la polarisation V est mal estimée. La faible différence entre le modèle de PO et le modèle de Fresnel, en condition sèche, confirme que l'effet de rugosité est moins important en condition sèche qu'en condition humide.

Les températures de brillance des parcelles SI(TL), OD(L) et SL(MR) ont été confrontées aux simulations du modèle PO à 5.05 GHz. Les confrontations modèle/mesure sont particulièrement satisfaisante pour la parcelle SL(MR) du fait du caractère rugueux bien pris en compte par le modèle PO.

Fréquence 10.65 GHz

Parcelle SI(TL)

Les confrontations modèle/mesure des figures 8.7 (a) et (b) relative à la parcelle SI(TL) présentent peu de différences par rapport à la fréquence 5.05 GHz. Elles montrent une bonne restitution de la température de brillance mesurée sur toutes les gammes d'humidité et de températures rencontrées et pour les deux polarisations. Une étude similaire à celle réalisée à 5.05 GHz montre que les résultats du modèle PO sont identiques à ceux du modèle de Fresnel, confirmant ainsi que la parcelle SI(TL) est également lisse à 10.65 GHz.

Parcelle OD(L)

Les confrontations des figures 8.7 (c) et (d) sont assez semblables aux confrontations à 10.65 GHz. Elles montrent une très bonne restitution par le modèle PO de la température de brillance sur toute la gamme d'humidité en polarisation H. Les températures de brillance simulées en polarisation H surestiment les mesures des températures de brillance en polarisation V notamment à 40°.

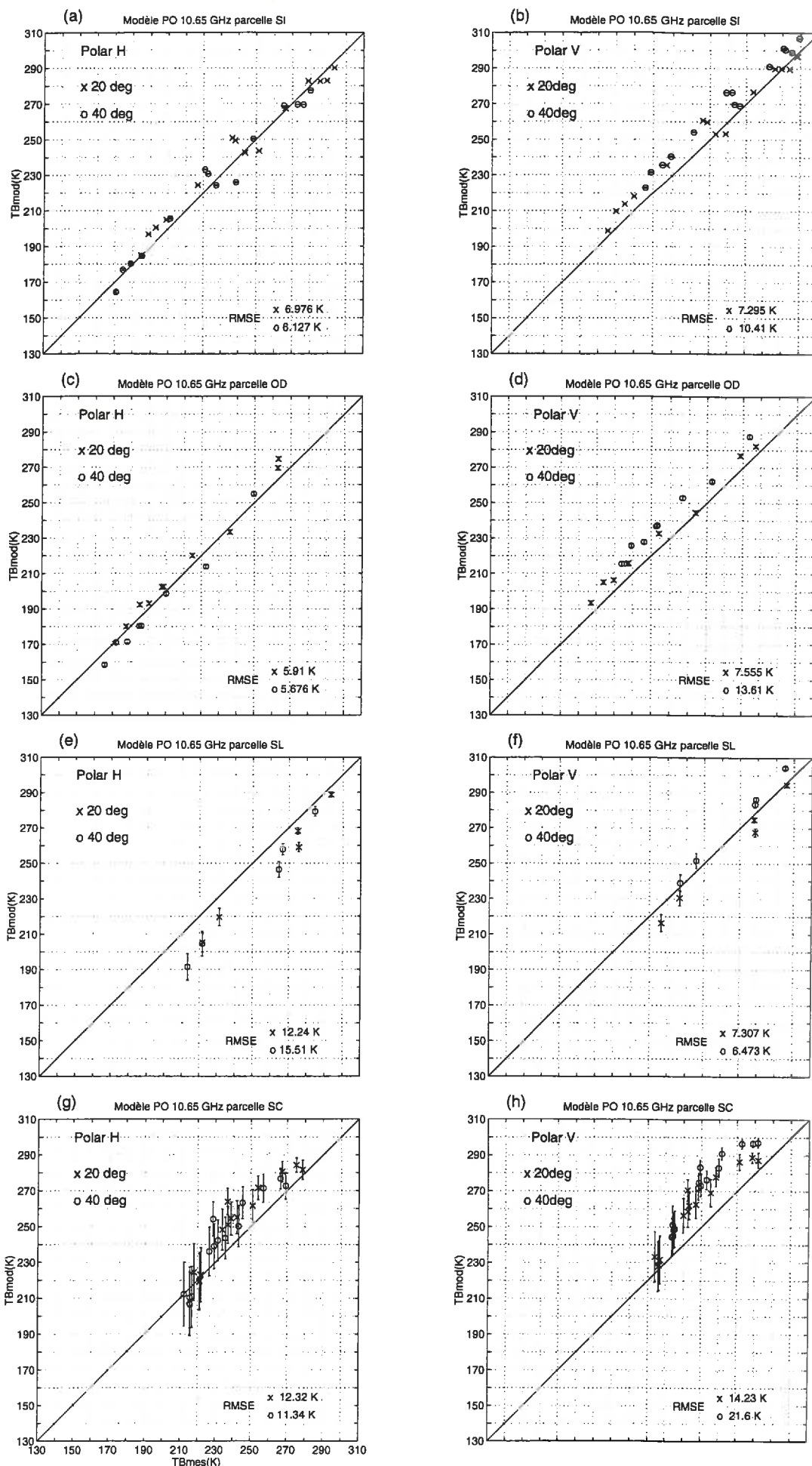


Figure 8.7: comparaisons des TB simulées par le modèle PO et des TB mesurées, à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes: (a)-(b) SI, (c)-(d) OD, (e)-(f) SL, (g)-(h) SC.

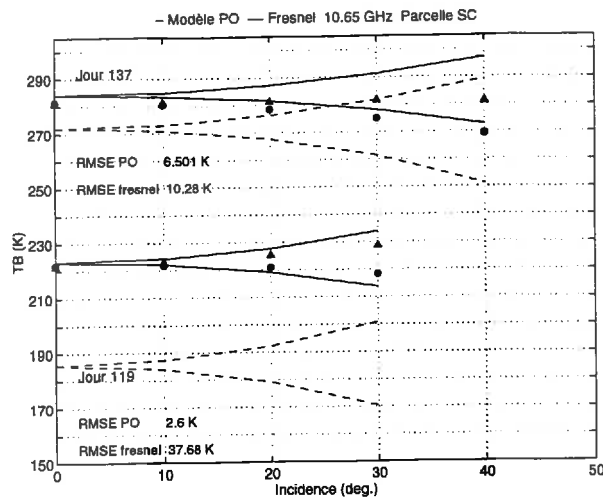


Figure 8.8: variations angulaires des TB mesurées à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle PO correspondantes, pour la parcelle SC(MR).

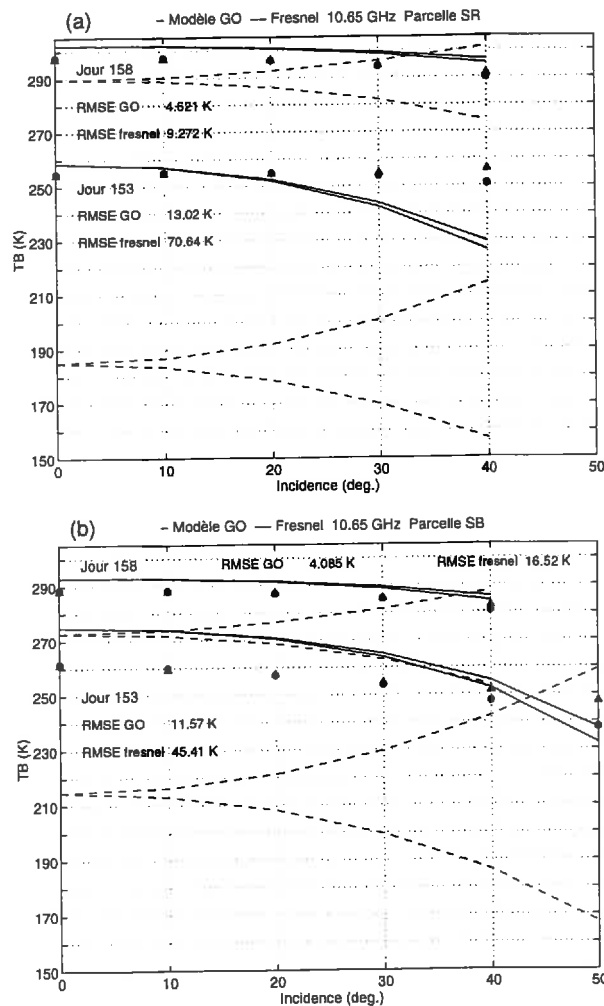


Figure 8.9: variations angulaires des TB mesurées à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle GO correspondantes, pour les parcelle suivantes (a) SR(TR), (b) SB(TR).

Parcelle SL(MR)

La sous-estimation du modèle a augmenté par rapport à la fréquence 5.05 GHz, notamment en polarisation H pour l'angle d'incidence à 40° (cf. figures 8.7 (e) et (f)). La légère augmentation de la sous-estimation à 20° en polarisation H par rapport à 10.65 GHz est probablement liée à une mauvaise prise en compte de la dépendance fréquentielle de la rugosité entre 5.05 et 10.65 GHz par le modèle PO. L'influence fréquentielle de la rugosité sur l'émission micro-onde a été montrée dans l'annexe D, elle se traduit par une augmentation de la température de brillance en fonction de l'augmentation de la fréquence pour les conditions humides. Or pour ces conditions, les températures de brillance simulées à 5.05 et 10.65 GHz sont très peu différentes.

L'influence fréquentielle de la rugosité est toutefois plus évidente à 40° en polarisation H. En effet, on note dans cette configuration, une augmentation de la sous-estimation du modèle lors du changement de fréquence de 5.05 GHz à 10.65 GHz due à une nette diminution de la variation angulaire de la température de brillance mesurée à 10.65 GHz (cf. figures 7.11). Cette nette diminution de la variation angulaire de la température de brillance mesurée entre 5.05 et 10.65 GHz est probablement liée à une variation fréquentielle de l'effet de rugosité.

Parcelle SC(MR)

Les confrontations modèle./mesure de la parcelle SC(MR) sont très différentes des confrontations de la parcelle SL(MR) qualifiée également de moyennement rugueuse.

Les figures 8.7 (g) et (h) montrent que l'influence de la variabilité de la rugosité sur la température est très élevée ($\pm 20K$) et encore plus marquée en conditions humides. Le modèle PO reproduit bien les températures de brillance des sols humides, surtout en polarisation horizontale. La figure 8.8 montre que le modèle PO améliore également les simulations de la variation angulaire de T_B en polarisation horizontale.

Les simulations en polarisation verticale sont nettement moins bonnes. Les températures de brillance simulées surestiment les températures de brillance mesurées et la surestimation augmente avec l'angle d'incidence. Le modèle PO montre ses limites à cette occasion dans la simulation de l'influence de la rugosité sur la variation angulaire de la polarisation verticale. En effet, les variations angulaires en polarisation verticale prédites par le modèle conservent un comportement angulaire voisin de celui d'une surface lisse lors d'une augmentation de la rugosité. L'analyse des indices de rugosité du chapitre précédent a montré que ce n'est pas le cas. En effet, une augmentation de la rugosité entraîne une diminution de la variation angulaire. Ainsi, le modèle PO n'est pas capable pour les incidences supérieures à 20° dans le cas de la parcelle SC(MR) de prédire correctement la variation angulaire de la température de brillance en polarisation verticale.

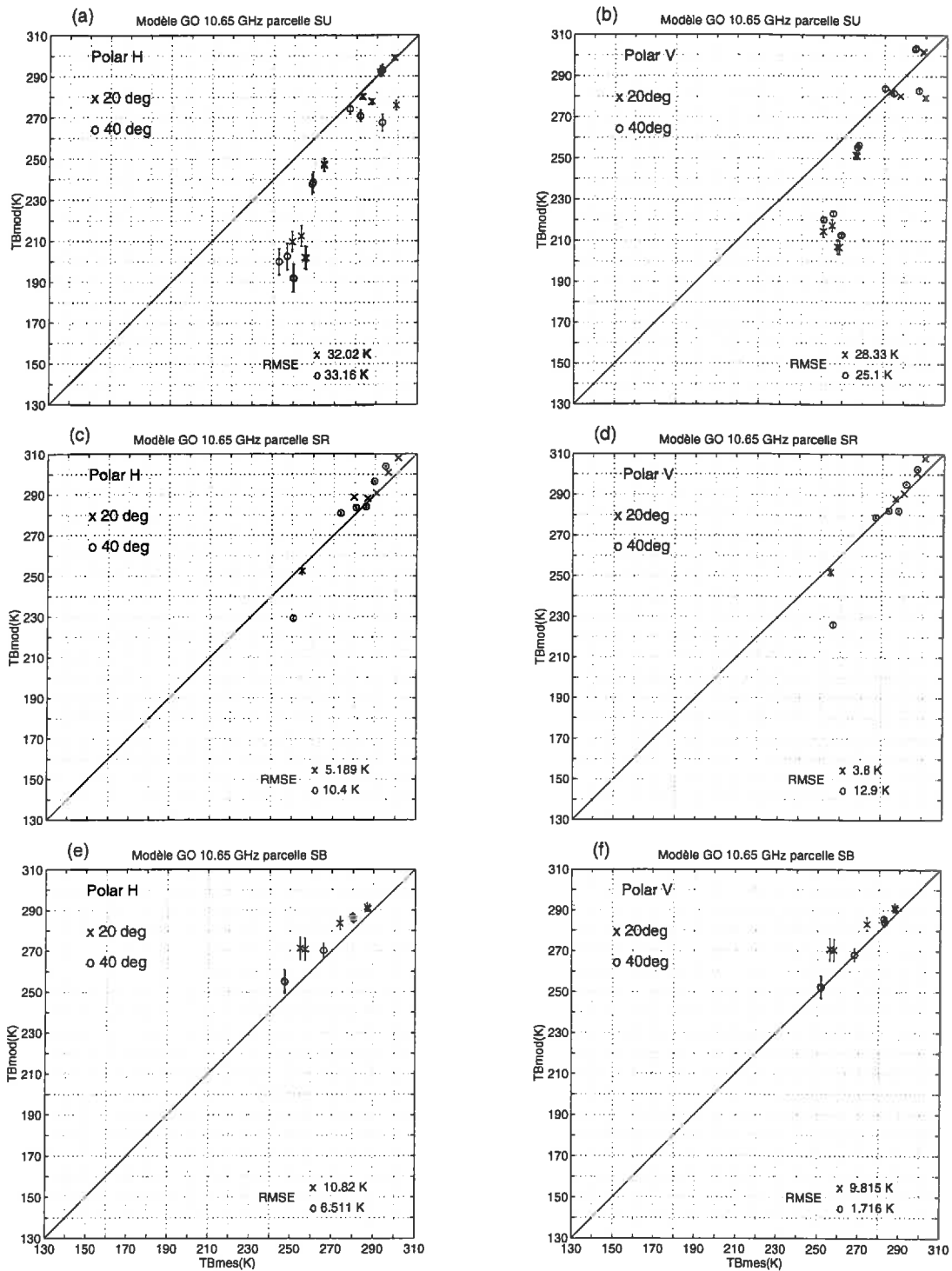


Figure 8.10: comparaisons des TB simulées par le modèle GO et des TB mesurées, à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes: (a)-(b) SU, (c)-(d) SR (e)-(f) SB

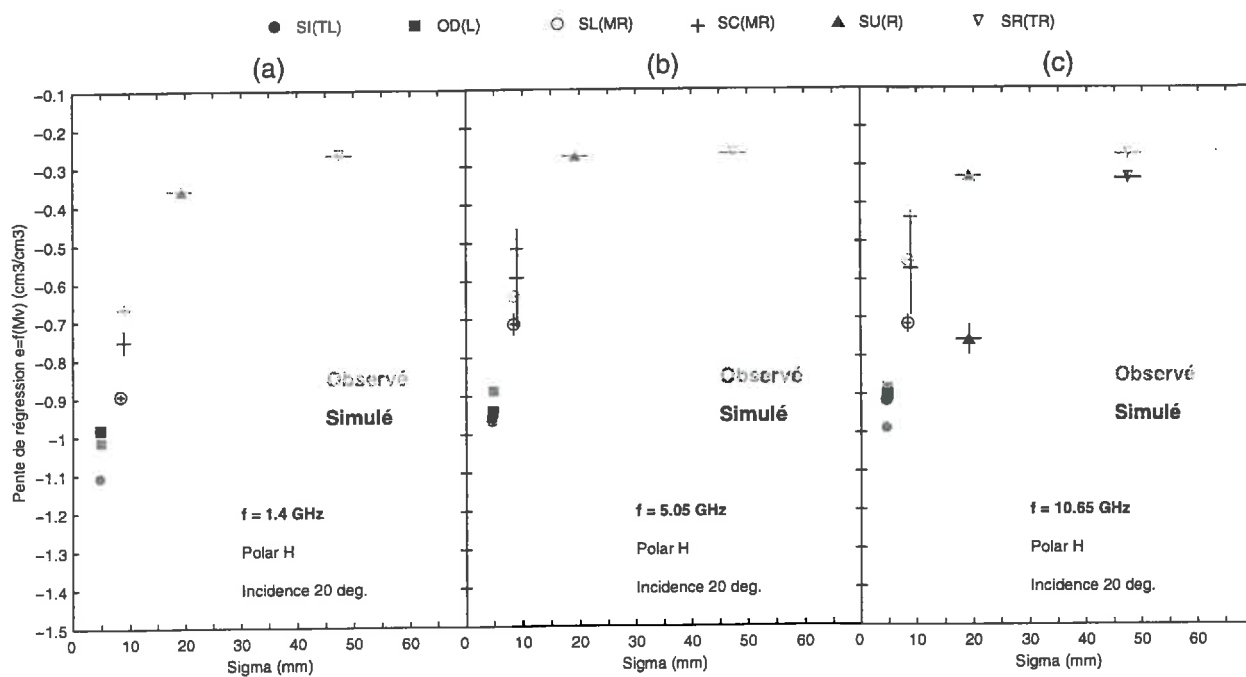


Figure 8.11: courbes expérimentales et modélisées de l'évolution de la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol en fonction de la rugosité (moyenne des écart-type des hauteurs mesurés) à 20 degré d'incidence, en polarisation H à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

8.4.3. Modèle GO

Parcelle SU(R)

Le modèle GO a été testé sur les parcelles SU(R), SR(TR) et SB(TR). Les conditions d'humidité et de température du sol de la parcelle SU(R) varient, pour la couche 0-2 cm, respectivement entre $0.02 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et $0.28 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ et 25°C et 45°C . Les figures 8.10 (a) et (b) montrent que les températures de brillance simulées sont très différentes des températures de brillance mesurées, quel que soit l'angle d'incidence (20° ou 40°) et la polarisation (H ou V).

Il existe un biais très fort induit par les conditions humides, de l'ordre de 30 K pour la polarisation H, montrant que contrairement aux simulations précédentes, l'effet de rugosité n'est pas correctement restitué.

Il peut exister plusieurs raisons à cette grande différence.

- la mesure d'humidité est entachée d'erreur. Les écart-types relatifs aux mesures pour des sols humides sur la parcelle SU(R) sont inférieurs à $0.015 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$. On ne peut donc pas attribuer les écarts mesure/modèle à une erreur sur la mesure d'humidité.

- la mesure de la densité du sol n'est pas correcte. Les valeurs des densités sur les parcelles SU(R), SR(TR) et SB(TR) ont été estimées égales à la valeur moyenne des densités des parcelles du site. Nous rappelons qu'une mesure de la densité de la parcelle SU(R) a tout de même été effectuée (cf. figure 6.5). La densité mesurée est de 1 g cm^{-3} , elle est donc inférieure à la densité moyenne retenue (1.38 g cm^{-3}). La prise en compte d'une telle densité "remonteraient" le niveau des températures de brillance en diminuant l'humidité volumique, sans toutefois améliorer significativement la restitution de la température de brillance mesurée

- la mesure de la rugosité n'est pas représentative. Afin d'évaluer l'effet de la rugosité, nous allons comparer la parcelle SU(R) à la parcelle SR(TR). Ces 2 parcelles dont les teneurs en eau comparables (de l'ordre de $0.28 \text{ cm}^3 \text{ cm}^{-3}$ pour les 2 premières couches de sol), dans la gamme des humidités du sol élevées, présentent des températures de brillance mesurées voisines (de l'ordre de 250K à 260K, à 20° d'incidence et à 10.65 GHz), malgré une différence significative de rugosité (cf. tableau 6.3 et figure 7.2).

D'autre part, l'analyse des critères radiométriques du chapitre précédent montrent que les parcelles SU(R) et SR(TR) se trouvent dans la zone de saturation de la température de brillance sous l'effet de rugosité. Or, les simulations du modèle GO pour la parcelle SR(TR) sont satisfaisantes pour les faibles angles d'incidence (cf. figures 8.10 (a) et (b)) contrairement

à la parcelle SU(R). Des simulations du modèle GO montrent que la parcelle SR(TR) se trouve dans la zone de saturation de la température de brillance sous l'effet de rugosité, ce qui n'est pas le cas de la parcelle SU(R). On peut donc penser, au vu des résultats expérimentaux, que le seuil de rugosité à partir duquel les températures de brillance mesurées saturent est plus faible que celui du modèle GO. En d'autres termes, les températures de brillance simulées par le modèle GO saturent "plus lentement" en fonction de la rugosité que les températures de brillance expérimentales.

Parcelle SR(TR) et SB(TR)

Les figures 8.10 (c) et (d) montrent une très bonne restitution des températures de brillance mesurées dans les 2 polarisations pour les angles d'incidence à 20°. A 40°, en condition très humide les températures de brillance simulées sont sous-estimées par le modèle GO pour les 2 polarisations. Les figures 8.9 (b) montrent que les variations angulaires des températures de brillance simulées par le modèle GO sont celles d'une surface plus lisse en polarisation H et plus rugueuse en polarisation V. Le niveau, la variation angulaire et l'écart de polarisation sont bien reproduits en condition sèche. Le modèle de Fresnel affiche ses limites en condition sèche pour les parcelles très rugueuses notamment pour la variation angulaire de la polarisation verticale et par conséquent pour l'écart de polarisation.

Les figures 8.10 (e) et (f) montrent que le modèle GO surestime la température de brillance mesurée à 20° d'incidence en condition humide. La figure 8.9 (c) montre que la température de brillance mesurée en condition sèche est très bien restituée.

8.5. Confrontations des indices radiométriques expérimentaux et simulés

Nous allons à présent dans une sorte de confrontation bilan comparer les indices radiométriques expérimentaux établis lors du précédent chapitre aux indices radiométriques simulés par les différents modèles. Ces comparaisons nous permettront, d'une part, d'avoir une vue globale des comportements des différents modèles et d'autre part, de voir si les variations des indices sont cohérentes d'un modèle à l'autre, et si tel est le cas quelles sont les possibilités d'extrapoler les modèles hors de leur domaine de validité.

Nous avons choisi de conserver la présentation des indices du chapitre précédent, *i.e.* les variations d'indices sont exprimées en fonction de l'écart-type des hauteurs moyen σ , pour différentes fréquences.

Les figures 8.11 représentent les variations des pentes de régression des émissivités expérimentales et des émissivités mesurées en fonction de l'humidité du sol, pour les différents écart-types des hauteurs moyen. On remarque que les variations des pentes de

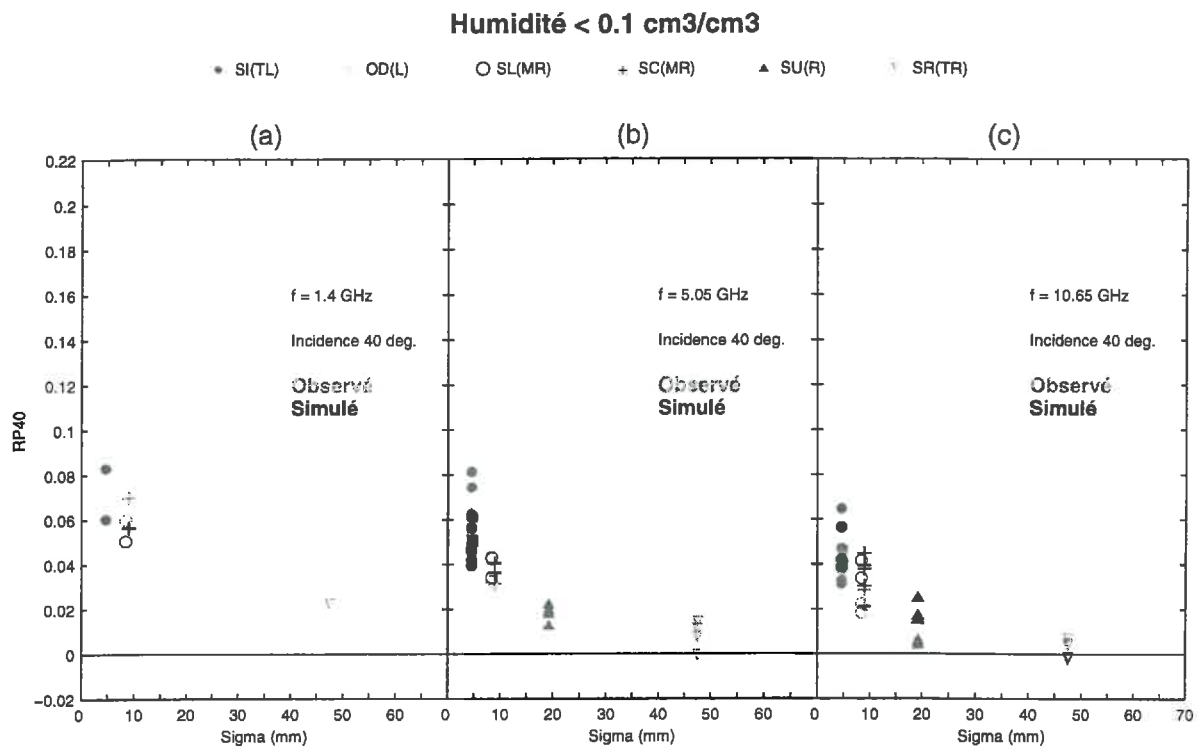


Figure 8.12: évolutions expérimentales et modélisées du rapport de polarisation $(eV-eH)/(eV+eH)$, à 40 degrés d'incidence, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

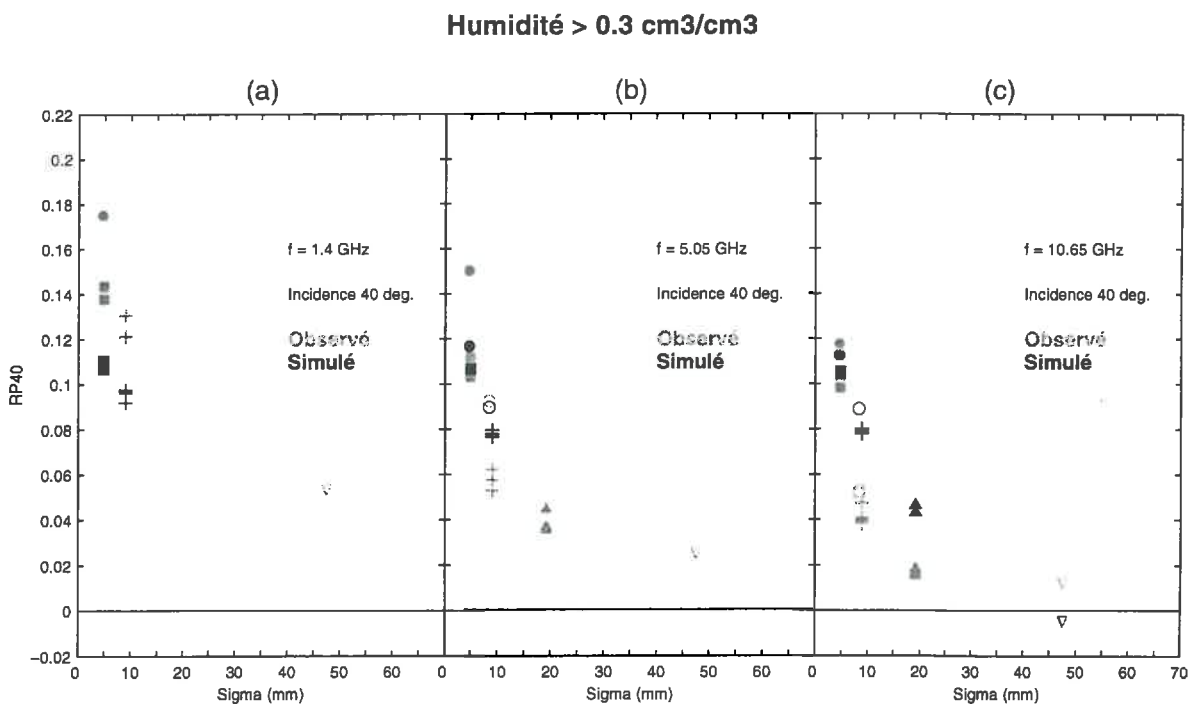


Figure 8.13: évolutions expérimentales et modélisées du rapport de polarisation $(eV-eH)/(eV+eH)$, à 40 degrés d'incidence, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

régression simulées en fonction de l'écart-type des hauteurs conservent l'ordre de variation expérimental, exception faite de la parcelle rugueuse SU(R). Les simulations relatives au modèle SPM à 1.4GHz donnent les meilleurs résultats. Nous avons souligné précédemment que la différence entre les pentes de régression des parcelles moyennement rugueuses SL(MR) et SC(MR), dont les écart-types sont peu différents, peut être associée à une différence de longueur de corrélation entre ces 2 parcelles. Cette hypothèse semble être confirmée par le modèle qui reproduit le même type de variation. Nous avons probablement dans ce cas une matérialisation de l'effet de la longueur de corrélation dont la diminution, à écart-type des hauteurs constant, se traduit par une baisse de sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol. Les simulations pour les fréquences 5.05 et 10.65 GHz confirment cette constatation.. Par ailleurs, pour les parcelles SL(MR) et SC(MR) qui sont présentes à toutes les fréquences, on remarque que l'effet fréquentiel de la rugosité sur les pentes de régression mentionné dans le chapitre précédent, est reproduit entre la fréquence 1.4 et 5.05 GHz.. En effet, la nette augmentation des pentes de regression expérimentales entre 1.4 et 5.05 pour ces parcelles est reproduite par les simulations. Par contre, l'augmentation des pentes de regression expérimentales entre 5.05 et 10.65 GHz n'est pas reproduit par les modèle. On peut penser qu'il existe une saturation fréquentielle de l'influence de la rugosité au niveau des modèles (en l'occurrence le modèle PO).

Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, les indices radiométriques de rugosité relatifs à la variation angulaire, à la différence de polarisation et au rapport de polarisation doivent être utilisés pour des angles d'incidence élevés afin de profiter de la grande dynamique de variation de ces indices en fonction de la rugosité pour ces angles. D'autre part, nous avons vu que les confrontations modèle/mesure sont de moins bonne qualité pour les angles élevés (40°) que pour les faibles angles (20°). Avant d'aller plus avant dans notre analyse, nous pouvons déjà constater que l'information rugosité "contenue" dans ces indices pour les forts angles d'incidence sera moins bien restituée par les modèles que l'information de rugosité relative aux faibles angles d'incidence.

Les figures 8.12 et 8.13 relatives aux rapport de polarisation différences de polarisation montrent une surestimation rapports de polarisation plus marquée en condition humide qu'en condition, exception faite des parcelles très rugueuses (les écarts constatés précédemment en polarisation verticale sur les variations angulaires sont à l'origine de la surestimation des écarts modèle/mesure relatifs aux différences de polarisation). Les modèles ont donc tendance à considérer les surfaces plus lisses qu'elles ne le sont vraiment.

Par ailleurs, nous avons constaté dans le chapitre précédent que le rapport de polarisation présente une dépendance à la fréquence, cette dépendance étant plus marquée en condition humide qu'en condition sèche. Les parcelles moyennement rugueuses, présentes à toutes les

fréquences, montrent que la variation fréquentielle du rapport de polarisation simulé est très sous-estimée en condition humide.

8.6. Conclusions

Les modèles de diffusion SPM, PO, GO ont été testés sur un jeu de données de températures de brillance mesurées sur des parcelles de sols nus dont les rugosités varient entre des états très lisses et très rugueux. La mise en oeuvre des modèles de diffusion en mode direct à partir de la connaissance des paramètres caractéristiques du sol mesurées *in-situ* a été privilégié dans notre étude. Il est en effet primordial de savoir dans quelle mesure les phénomènes physiques décrits par ces modèles peuvent être reliés à des caractéristiques du milieu, en l'occurrence, la rugosité de surface. La gamme des niveaux de rugosités de notre étude n'est pas exhaustive et bien évidemment pas représentative de la multitude des états de rugosité que l'on peut rencontrer dans la nature. Il est cependant possible, à partir des nombreuses confrontations modèle/mesure de ce chapitre, de tirer certains enseignements des modèles de diffusion que nous avons étudiés:

- le niveau de rugosité de la parcelle et la fréquence d'observation, ainsi que le niveau d'humidité de la parcelle jouent un rôle crucial dans l'étude des modèles de diffusion. Le niveau de rugosité et la fréquence car ils sont à la base même des hypothèses des modèles, donc de manière pratique à la base du choix du modèle, le niveau d'humidité du sol car l'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde est amplifiée pour les sols humides par rapport aux sols secs. L'humidité du sol est probablement le critère qui conditionne en premier lieu, la mise en oeuvre des modèles. En effet, pour les faibles incidences, nous avons vu que la prise en compte ou non de la rugosité (modèle de diffusion ou modèle de Fresnel) se traduit par un biais qui sous-estime systématiquement et de façon plus importante les températures de brillance simulées par un modèle de surface lisse en condition humide (en condition sèche, la différence entre les modèles rugueux et lisse diminue très nettement dans ces conditions d'observation).

- pour chaque modèle, l'influence de la variabilité de la rugosité est à prendre en compte notamment pour les rugosités proches des limites du domaine de validité. La variabilité de la rugosité dans ces régions induit des gammes de variation des rapports σ/L importantes. Dans ces conditions, les effets de la variabilité de la rugosité sur l'émission micro-onde sont particulièrement marqués (cf. tableau 8.3). A ce propos, la température de brillance estimée à partir des différents couples de rugosités donne de meilleurs résultats que la température de brillance estimée à partir d'un couple moyen de rugosité.

- concernant la validation des modèles, le modèle SPM testé à 1.41 GHz sur des parcelles lisses et moyennement rugueuses dont les rugosités couvrent de manière homogène le domaine de validité, donne de très bons résultats. Les effets de rugosité des parcelles moyennement rugueuses sur l'émission micro-onde sont évidents à cette fréquence et bien restitués par le modèle SPM. Le modèle SPM est donc capable de prédire correctement la température de brillance mesurée pour la gamme de rugosité rencontrée à 1.4 GHz. De plus, la comparaison des indices radiométriques observés/simulés relatifs à la pente de régression de l'émissivité à l'humidité du sol montrent la nécessité de considérer la longueur de corrélation pour expliquer les différences observées entre des parcelles dont les écart-types des hauteurs sont voisins.

Le cas du modèle PO est plus compliqué. Contrairement au domaine de validité du modèle SPM, le domaine de validité du modèle PO n'est pas couvert de manière homogène par les rugosités expérimentales. On peut distinguer grossièrement deux types de rugosités, les rugosités présentant des rapports σ/L faibles, les rugosités présentant des rapports σ/L autour de la limite inférieure du domaine de validité. Les conclusions sur la validation de ce modèle seront donc relatives à ces rugosités. Pour les parcelles lisse ($\sigma/L < 0.1$), le comportement du modèle PO est très bon, il est très proche du modèle de Fresnel. La région autour de la limite inférieure du modèle PO est représentative des parcelles moyennement rugueuses. Une augmentation de la rugosité au sein de cette classe de rugosité dégrade les confrontations modèle/mesure, il semble délicat d'utiliser le modèle PO pour des rapports σ/L qui sont supérieurs à 0.35 et des humidités élevées (*i.e.* conditions qui rendent le modèle très sensible à une variabilité de la rugosité).

Le modèle GO montre une relativement bonne adéquation aux mesures des parcelles très rugueuses ($\sigma > 4$ cm et $0.75 < \sigma/L < 1$ à 10.65 GHz) qui se situent dans la zone de saturation du modèle GO sous l'effet de la rugosité. La zone aux alentours de la limite inférieure du modèle GO donne les plus mauvais résultats, particulièrement pour les conditions humides. Le manque de données de rugosité dans cette zone ne nous permet pas de conclure. Néanmoins, les résultats des simulations montrent que le comportement de la parcelle rugueuse du modèle GO est semblable à celui des parcelles moyennement rugueuses du modèle PO du fait de rapports $\sigma/L \approx 0.35$ voisins. Dans ces conditions, le modèle GO sous-estime le l'effet de rugosité.

Il existe une zone de recouvrement des domaines de validité du modèle PO et GO pour laquelle les simulations du modèle PO sont très proches du modèle GO mais seulement en polarisation horizontale. Une extension du domaine de validité du modèle PO à cette région est envisageable mais présente peu d'intérêt. L'intérêt que présente le modèle GO réside justement dans la simulation du comportement angulaire de la polarisation verticale (*cf.* chapitre 5).

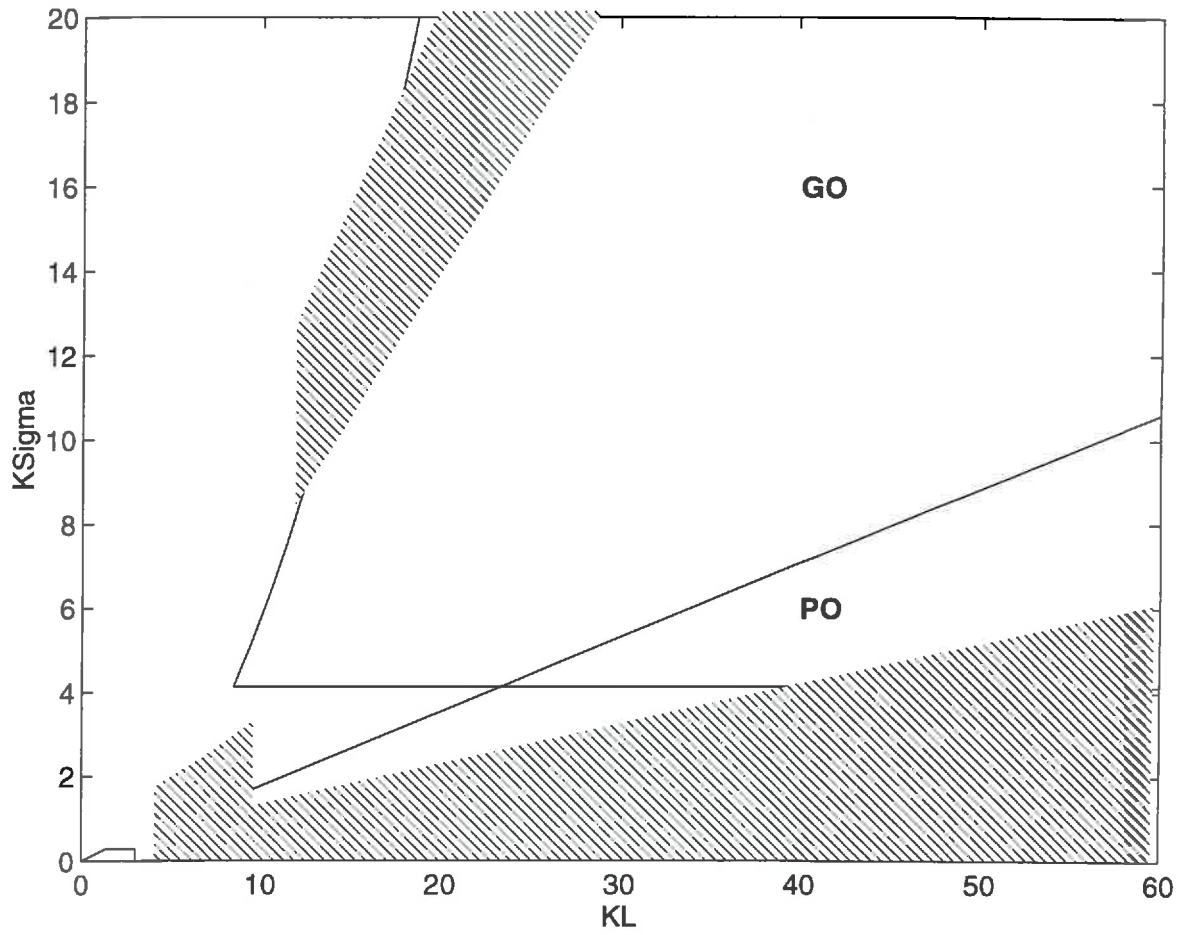


Figure 8.14: En hachuré, régions de validité expérimentales des modèles, basées sur les confrontations modèle/mesure (voir texte).

En résumé, la figure 8.14 présente dans le plan $(kL, k\sigma)$ des domaines de validité des modèles de diffusion, les régions pour lesquelles les confrontations modèle/mesure sont satisfaisantes. Ces régions peuvent être qualifiées de "domaines de validité expérimentaux".

Conclusion générale

Conclusion générale

De manière globale, l'étude bibliographique montre que la modélisation de l'influence de la rugosité de surface sur l'émission des sols nus peut se scinder en deux catégories:

- les paramétrisations semi-empiriques, peu robustes donc insatisfaisantes,
- les paramétrisations physiques basées sur la théorie de la diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses. En radiométrie micro-onde, ces modélisations ont été rarement et partiellement confrontées à des données *in-situ*. Il est donc difficile d'avoir une idée précise et globale sur les possibilités de ces modèles.

Dans notre étude, nous avons cherché à évaluer les performances de modèles physiques décrivant l'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde. Il s'agit de modèles basse et haute fréquence, respectivement le modèle des petites perturbations (SPM) et les modèles sous l'approximation de Kirchhoff, plus connus sous les appellations de modèle de l'optique physique (PO) et modèle de l'optique géométrique (GO). La rugosité de surface est caractérisée dans ces modèles par l'écart-type des hauteurs, la longueur de corrélation et la fonction de corrélation.

Dans le but de tester ces modèles, l'expérimentation micro-onde passive PORTOS'93 qui s'est déroulée sur le site de mesure de l'INRA d'Avignon d'Avril à Juillet 1993 est une étape cruciale dans notre travail. Les mesures des températures de brillance à différentes fréquences (1.4, 5.05, 10.65, 23.8, 36.5, 90 GHz), en polarisations horizontale et verticale, pour des angles d'incidence variant entre 0° et 50°, sur différentes parcelles de sols nus, combinant des états de rugosité très lisse à très rugueux et des niveaux d'humidité secs à très humides constituent une base de données bien documentée et variée.

Tout d'abord, l'analyse des mesures radiométriques pour les fréquences 1.4, 5.05 et 10.65 GHz confirment qu'il existe une forte signature de la rugosité de surface sur l'émission micro-onde des sols nus. L'augmentation de la rugosité se traduit par une diminution de la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol, de la variation angulaire de l'émissivité pour les polarisations horizontale et verticale et de la différence de polarisation de l'émissivité. Il est possible, à partir de ces observations, de caractériser plus précisément l'influence de la rugosité au moyen d'indices, que nous qualifions d'indices radiométriques de rugosité:

- la pente de régression de l'émissivité en fonction de l'humidité à 20° d'incidence pour la polarisation horizontale,
- la différence d'émissivité entre 10° et 40° d'incidence respectivement en polarisations horizontale et verticale,
- la différence de polarisation et le rapport de polarisation à 40° d'incidence.

L'élaboration d'indices radiométriques de rugosité et la caractérisation de la rugosité de chaque parcelle par un écart-type des hauteurs (σ) moyen et une longueur de corrélation (L) moyenne, calculés à partir des paramètres statistiques issus des profils de rugosité mesurés *in-situ*, permettent d'avoir une vision synthétique de l'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde. On montre ainsi qu'il existe des relations très nettes entre l'écart-type des hauteurs moyen et les indices radiométriques de rugosité. La sensibilité des indices à la rugosité décroît avec l'augmentation de l'écart-type des hauteurs moyen et l'on observe qu'au-delà de $\sigma \approx 20 \text{ mm}$, les indices ne sont plus sensibles à l'écart-type des hauteurs. Cette constatation doit être toutefois modulée en fonction de la fréquence d'observation. En effet, l'allure de la variation des indices suivant l'écart-type des hauteurs (notamment la pente de régression) laisse penser que ce seuil est plus réaliste à 10.65 GHz qu'à 1.4 GHz (à 1.4 GHz, ce seuil devrait être plus élevé, le manque de mesures de rugosité dans la zone de variation rapide des indices ne permet cependant pas de donner une valeur plus précise).

Ainsi, dans l'optique d'une estimation de l'humidité à partir de la mesure micro-onde, il est possible de s'affranchir de la connaissance de la rugosité si celle-ci est supérieure à 20 mm. Inversement, il est primordial de connaître précisément la rugosité dans le domaine 0–20 mm.

Par ailleurs, l'existence d'un fort couplage humidité/rugosité, qui se traduit par une amplification de l'influence de la rugosité sur l'émission micro-onde, montre que les indices radiométriques tels que la différence angulaire, la différence et le rapport de polarisation sont sensibles à l'humidité du sol. L'augmentation de l'humidité du sol augmente la dynamique de variation des indices en fonction de l'écart-type des hauteurs. Ainsi, la connaissance de la différence de polarisation en conditions humides ($m_v > 30\%$) peut-être un moyen de déterminer le niveau de rugosité à partir des mesures radiométriques.

Dans une deuxième partie, nous avons confronté les modèles de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses aux mesures radiométriques, en utilisant les caractéristiques de la rugosité mesurée *in-situ*.

Un préalable à la mise en oeuvre de ces modèles est la connaissance de l'écart-type des hauteurs, de la longueur de corrélation et de la fonction de corrélation de la surface de diffusion. Les mesures de rugosité montrent qu'il existe une variabilité spatiale de l'écart-type des hauteurs et de la longueur de corrélation à l'échelle de la parcelle. La variabilité spatiale nous a conduit à faire les choix suivants:

- nous avons retenu une fonction de corrélation gaussienne de préférence à une fonction de corrélation exponentielle pour le calcul de la température de brillance, afin de minimiser l'influence de la variabilité de la rugosité sur la température de brillance. L'étude de sensibilité relative aux modèles de diffusion montre, dans le cas où une fonction de corrélation

exponentielle est utilisée, que la température de brillance est très fortement sensible à une variation de rugosité (pour le modèle PO principalement).

- il est préférable, comme le montre notre étude, de considérer la moyenne des températures de brillance calculées à partir des caractéristiques de rugosité issues de chaque profil de rugosité plutôt que la température de brillance calculée à partir des caractéristiques moyennes de la rugosité.

En ce qui concerne les confrontations directes modèle/mesure, les performances des modèles, sont caractérisées, dans notre cas, par leur capacité à bien reproduire l'émissivité sur une grande gamme de conditions d'humidités. A ce propos, les meilleurs résultats des confrontations sont réalisés pour les faibles angles d'incidence et pour la polarisation horizontale. Nous avons vu en effet que pour les faibles angles d'incidence, les modèles de diffusion et le modèle de Fresnel (surface lisse) donnent des résultats d'autant plus proches que les sols deviennent secs. La spécificité des modèles de diffusion, au moins pour les faibles incidences, réside donc dans leur capacité à restituer le niveau d'émissivité en conditions humides, pour lesquelles l'influence de la rugosité est amplifiée. Il est intéressant de noter que l'influence de la rugosité des parcelles moyennement rugueuses sur l'émission micro-onde à 1.4 GHz est significative et très bien restituée par le modèle SPM. Ceci est d'autant plus encourageant que la fréquence 1.4 GHz est jugée optimale pour l'estimation de l'humidité du sol. Pour le modèle PO, la validation est plus complexe. D'une part, les parcelles dont les rugosités appartiennent au domaine de validité sont très bien reproduites par le modèle PO. Ce sont cependant des parcelles pour lesquelles l'influence de la rugosité est très faible (surface lisse). D'autre part, les parcelles pour lesquelles les rugosités présentent des rapports σ/L voisins de 0.35 et des produits kL proches de 6 (limite inférieure du modèle PO), donnent des résultats relativement satisfaisants, principalement en polarisation H et pour les faibles angles d'incidence. L'utilisation du modèle dans ces zones très sensibles à une variation de la rugosité demanderait une caractérisation plus complète de la rugosité à partir de mesures de rugosité plus nombreuses. La polarisation verticale simulée par le modèle PO n'est toutefois pas capable de reproduire les variations angulaires d'émissivité observées. Les confrontations du modèle GO montrent que seuls les comportements des parcelles présentant des rapports σ/L élevés tels que la température de brillance sature pour une humidité donnée sont bien reproduits.

Notre travail constitue donc une première étape encourageante dans la validation de modèles théoriques pour la simulation de l'influence de la rugosité sur le rayonnement micro-onde. Cependant, les approximations à l'origine des modèles limitent leurs applications à des domaines de rugosité restreints qui ne représentent pas la plupart des surfaces naturelles (le cas des pentes de surface supérieures à 0.4 pour de faibles longueurs de corrélation n'est pas

couvert). Le modèle IEM (Integral Equation Method) dont le domaine de validité théorique est plus étendu, peut être considéré comme un outil intéressant, notamment pour étudier la dépendance fréquentielle de la rugosité. Nul doute cependant, que la mise en oeuvre de ce type de modèle présentera les mêmes contraintes que les modèles que nous avons étudiés (*i.e.* prise en compte la variabilité naturelle de la rugosité des surfaces réelles, sensibilité à la fonction de corrélation). Ces modèles seront donc difficilement opérationnels pour l'estimation de l'humidité du sol. L'élaboration d'indices radiométriques de rugosité à partir de mesures terrain maîtrisées et leur mise en relation avec des identificateurs dominants de la rugosité (tels que l'écart-type des hauteurs ou la pente de surface), peuvent constituer des voies intéressantes dans l'optique de l'inversion de l'humidité à partir de mesures radiométriques.

Annexes

Annexe A

Coefficients de polarisation des modèles de diffusion SPM, PO,GO

Modèle SPM

- Polarisation hh

$$\alpha_{hh} = \left[\frac{-(\epsilon_r - 1)}{(\cos\theta_s + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_s})(\cos\theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_i})} \right] \cos(\phi_s - \phi_i)$$

- Polarisation vv

$$\alpha_{vv} = \frac{(\epsilon_r - 1) \left[\epsilon_r \sin\theta_s \sin\theta_i - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_s} \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_i} \cos(\phi_s - \phi_i) \right]}{(\epsilon_r \cos\theta_s + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_s})(\epsilon_r \cos\theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_i})}$$

- Polarisation vh

$$\alpha_{vh} = \left[\frac{-(\epsilon_r - 1) \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_s}}{(\epsilon_r \cos\theta_s + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_s})(\cos\theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_i})} \right] \sin(\phi_s - \phi_i)$$

- Polarisation hv

$$\alpha_{hv} = \left[\frac{(\epsilon_r - 1) \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_i}}{(\cos\theta_s + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_s})(\epsilon_r \cos\theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_i})} \right] \sin(\phi_s - \phi_i)$$

Modèle PO

- Polarisation hh

$$a_{0\ hh} = -R_h (\cos\theta_i + \cos\theta_s) \cos(\phi_s - \phi_i)$$

$$a_{1\ hh} = [R_h (\sin\theta_s - \sin\theta \cos(\phi_s - \phi_i)) - R_{h1} (\cos\theta_s + \cos\theta_i) \cos(\phi_s - \phi_i)] \cos\phi_i$$

$$a_{2\ hh} = [R_h (\sin\theta_s - \sin\theta_i \cos(\phi_s - \phi_i)) - R_{h1} (\cos\theta_s + \cos\theta_i) \cos(\phi_s - \phi_i)] \sin\phi_i$$

- Polarisation vv

$$a_{0\ vv} = R_v (\cos\theta_i - \cos\theta_s) \cos(\phi_s - \phi_i)$$

$$a_{1\ vv} = [R_{v1} (\cos\theta_s + \cos\theta_i) \cos(\phi_s - \phi_i) - R_v (\sin\theta_s - \sin\theta_i \cos(\phi_s - \phi_i))] \cos\phi_i$$

$$a_{2\ vv} = [R_{v1} (\cos\theta_s + \cos\theta_i) \cos(\phi_s - \phi_i) - R_v (\sin\theta_s - \sin\theta_i \cos(\phi_s - \phi_i))] \sin\phi_i$$

- Polarisation vh

$$a_{0\ vh} = -R_h (1 + \cos\theta_i \cos\theta_s) \sin(\phi_s - \phi_i)$$

$$a_{1\ vh} = [(-R_h \sin\theta_i \cos\theta_s - R_{h1} (1 + \cos\theta_i \cos\theta_s)) \sin(\phi_s - \phi_i)] \cos\phi_i$$

$$a_{2\ vh} = [(-R_h \sin\theta_i \cos\theta_s - R_{h1} (1 + \cos\theta_i \cos\theta_s)) \sin(\phi_s - \phi_i)] \sin\phi_i$$

- Polarisation hv

$$a_{0\ hv} = -R_v (1 + \cos\theta_i \cos\theta_s) \sin(\phi_s - \phi_i)$$

$$a_{1\ hv} = [(-R_v \sin\theta_i \cos\theta_s - R_{v1} (1 + \cos\theta_i \cos\theta_s)) \sin(\phi_s - \phi_i)] \cos\phi_i$$

$$a_{2\ hv} = [(-R_v \sin\theta_i \cos\theta_s - R_{v1} (1 + \cos\theta_i \cos\theta_s)) \sin(\phi_s - \phi_i)] \sin\phi_i$$

où R_h et R_v sont les coefficients de réflexion de Fresnel

$$\text{et } R_{h1} = \frac{2 \sin \theta R_h}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}$$

$$R_{v1} = \frac{\sin \theta [R_v (\epsilon + 1) - \epsilon + 1]}{\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}$$

Modèle GO

- Polarisation hh

$$\alpha_{hh} = (\hat{v}_s \cdot \hat{k}_i)(\hat{v}_i \cdot \hat{k}_s)R_h(i) + (\hat{h}_s \cdot \hat{k}_i)(\hat{h}_i \cdot \hat{k}_s)R_v(i)$$

- Polarisation vv

$$\alpha_{vv} = (\hat{h}_s \cdot \hat{k}_i)(\hat{h}_i \cdot \hat{k}_s)R_h(i) + (\hat{v}_s \cdot \hat{k}_i)(\hat{v}_i \cdot \hat{k}_s)R_v(i)$$

- Polarisation vh

$$\alpha_{vh} = (\hat{h}_s \cdot \hat{k}_i)(\hat{v}_i \cdot \hat{k}_s)R_h(i) - (\hat{v}_s \cdot \hat{k}_i)(\hat{h}_i \cdot \hat{k}_s)R_v(i)$$

- Polarisation hv

$$\alpha_{hv} = (\hat{v}_s \cdot \hat{k}_i)(\hat{h}_i \cdot \hat{k}_s)R_h(i) - (\hat{h}_s \cdot \hat{k}_i)(\hat{v}_i \cdot \hat{k}_s)R_v(i)$$

avec

$$\hat{h}_i \cdot \hat{k}_s = \sin \theta_s \sin(\phi_s - \phi_i)$$

$$\hat{h}_s \cdot \hat{k}_i = -\sin \theta_i \sin(\phi_s - \phi_i)$$

$$v_i \cdot k_s = -\cos \theta_i \sin \theta_s \cos(\phi_i - \phi_s) - \sin \theta_i \cos \theta_s$$

$$\hat{v}_s \cdot \hat{k}_i = \sin \theta_i \cos \theta_s \cos(\phi_s - \phi_i) + \sin \theta_s \cos \theta_i$$

$R_h(i)$ et $R_v(i)$ sont les coefficients de réflexion de Fresnel évalués aux points de phase stationnaire tels que,

$$\cos i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \sin \theta_i \sin \theta_s \cos(\phi_s - \phi_i) + \cos \theta_i \cos \theta_s}$$

Annexe B

Rugosités de la campagne PORTOS'93

Les planches présentées dans cette annexe sont relatives aux parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU(R), SR(TR) et SB(TR). Chaque planche est organisée de la façon suivante:

-la **1ère colonne** rassemble les profils de rugosités mesurés et redressés (moyenne des hauteurs nulle). Les profils sont mesurés dans les directions perpendiculaires et parallèles à la direction du travail du sol, en des emplacements distincts de la parcelle.

-la **2ème colonne** représente les histogrammes des hauteurs du profil de rugosité considéré. Les distributions gaussiennes des hauteurs sont également représentées. Elles utilisent l'écart-type des hauteurs estimé à partir du profil de rugosité.

-la **3ème colonne** représente les fonctions d'autocorrélation expérimentales du profil considéré. Les fonctions d'autocorrélation gaussienne et exponentielle sont également représentées.

Les remarques que nous faisons dans la suite de cette annexe sont générales et qualitatives.

- Parcelle SI(TL): Les profils de rugosités de la parcelle SI(TL) mettent en évidence le caractère anisotrope et structuré de la rugosité de surface de cette parcelle. Les profils perpendiculaires à la direction du travail du sol présentent des hauteurs de plus grandes amplitudes que les profils parallèles. Les histogrammes des hauteurs montrent l'aspect bimodal de la rugosité dans la direction perpendiculaire et donc le grand écart par rapport à une distribution gaussienne des hauteurs. Ceci est certainement la conséquence de la reprise du travail du sol. Les rugosités mesurées dans la direction parallèle sont moins "accidentés" et présentent des distributions des hauteurs proches d'une distribution gaussienne. Les fonctions d'autocorrélation expérimentales ont des comportements gaussiens dans les 2 directions de mesures.

- Parcelle OD(L): la parcelle OD(L) présente des profils de rugosités moins structurés que la parcelle SI(TL). On peut constater la non-uniformité des profils. Le comportement gaussien de la distribution des hauteurs est ici encore davantage vérifié dans le cas des mesures parallèles.

Les fonctions d'autocorrélation expérimentales sont comprises entre une fonction d'autocorrélation gaussienne et une fonction d'autocorrélation exponentielle. Il est très difficile de trouver un déterminisme en fonction de la direction de mesure.

- Parcelle SL(MR): les amplitudes des hauteurs dans la direction perpendiculaire de la parcelle SL(MR) sont en moyenne plus élevées que pour les parcelles SI(TL) et OD(L) traduisant le caractère plus rugueux de la parcelle SL(MR). On note la différence entre les profils perpendiculaires et parallèles. Les fonctions d'autocorrélation expérimentales ont un comportement proche d'une fonction d'autocorrélation exponentielle.

- Parcelle SU(R), SR(TR), SB(TR): les parcelles SU(R), SR(TR) et SB(TR) présentent des distributions des hauteurs plus étalés que les précédentes, confirmant le caractère plus aléatoire de la rugosité de ces parcelles. Les hypothèses de distributions gaussiennes des hauteurs sont de plus en plus difficiles à respecter. Les fonctions d'autocorrélation expérimentales sont toujours comprises entre une fonction gaussienne et une fonction exponentielle à quelques exceptions près.

Les rugosité mesurées sur différentes parcelles montrent que:

- les profils mesurés à l'échelle de la parcelle sont dépendant de l'endroit de mesure.
- les fonctions d'autocorrélation des sols ne privilégie par une forme à une autre, elles sont généralement gaussienne, ou exponentielle, ou ont un comportement intermédiaire.

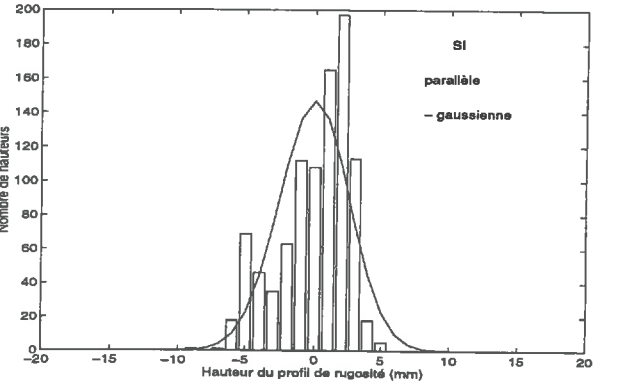
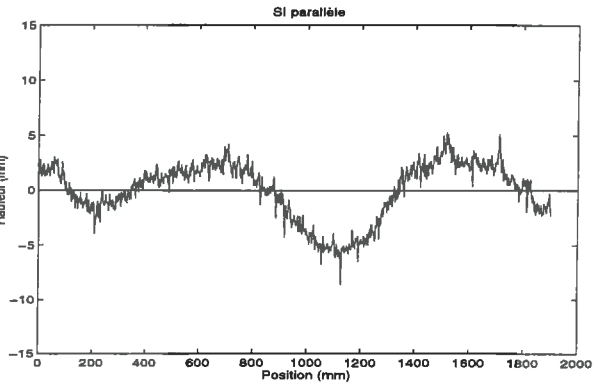
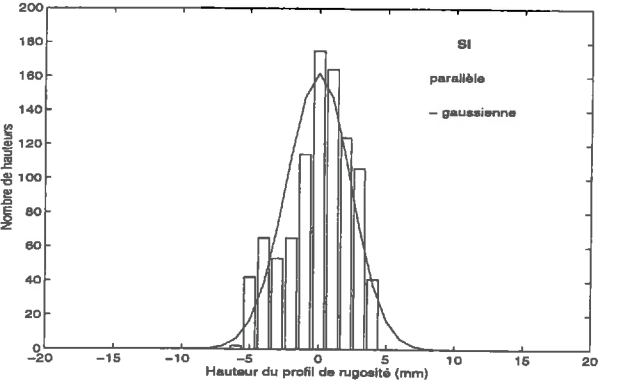
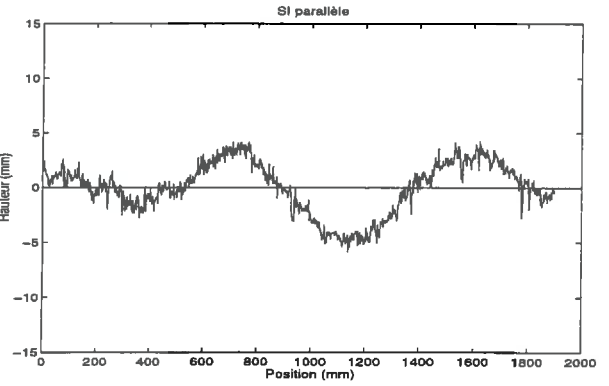
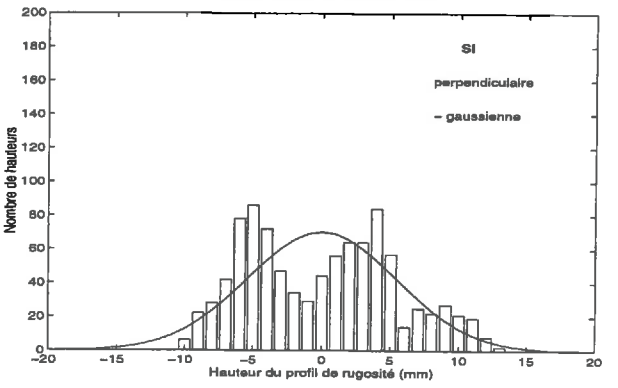
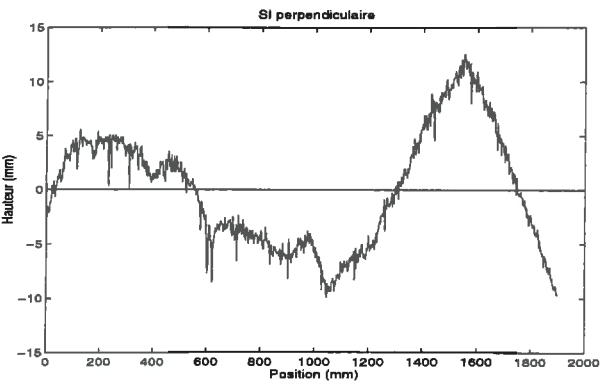
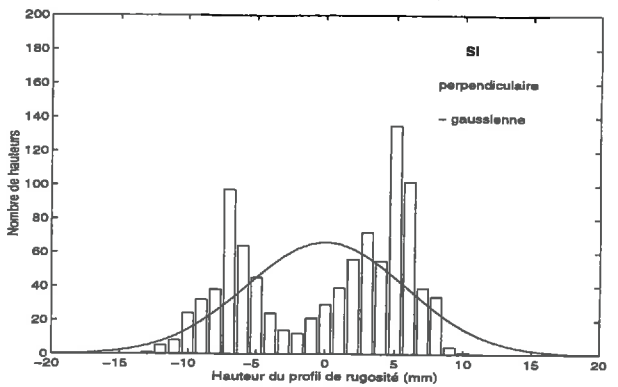
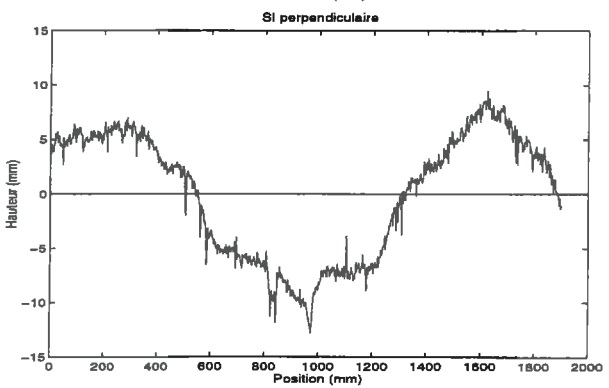
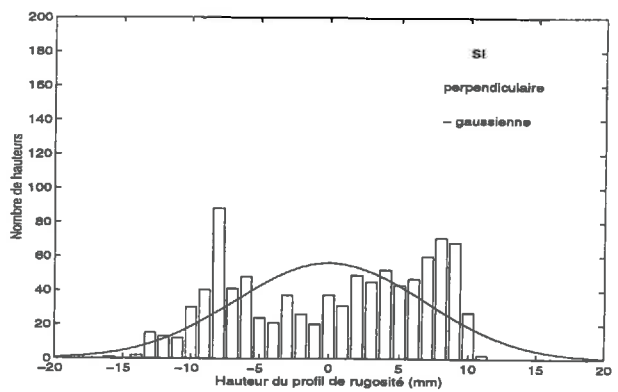
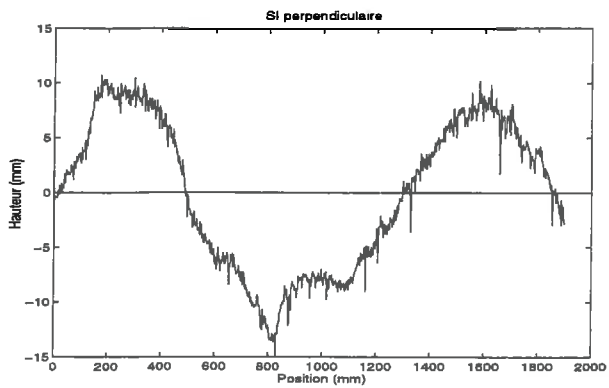
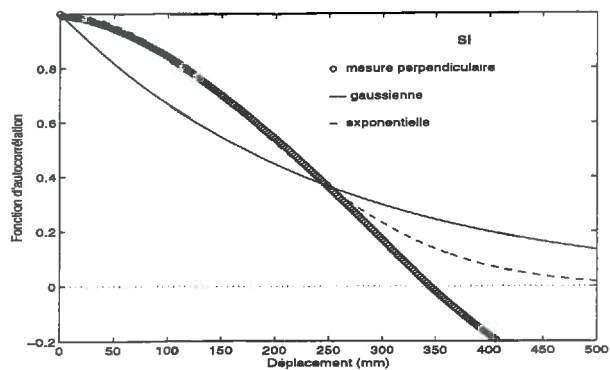
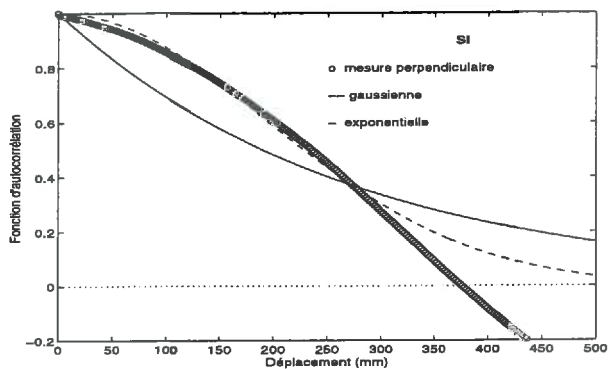


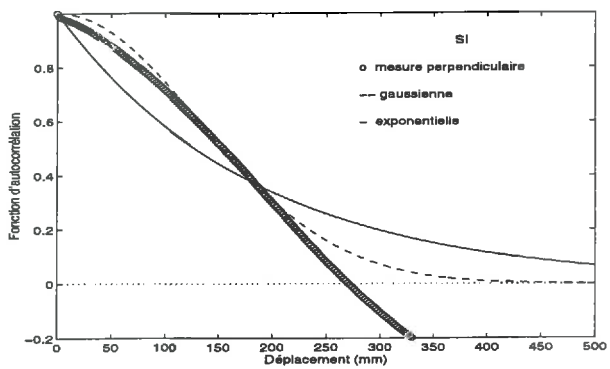
Planche B.1: rugosité de la parcelle SI(TL)



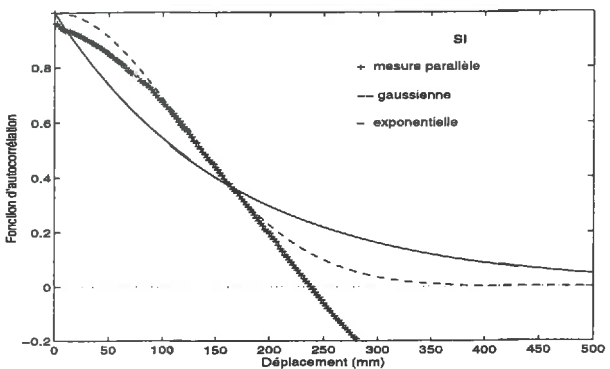
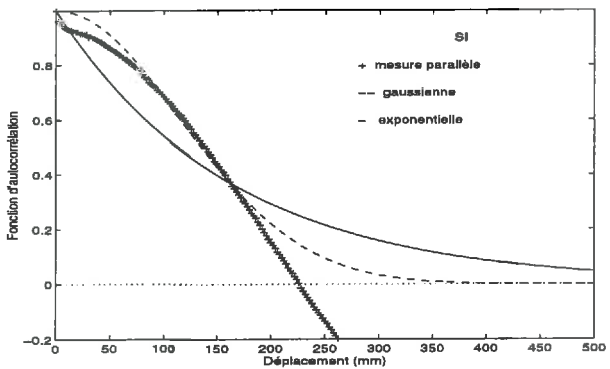
1ère colonne (page ci-contre):
profils de rugosités mesurés et redressés,
dans les directions perpendiculaire et
parallèle à la direction du travail du sol.



2ème colonne (page ci-contre):
histogramme des hauteurs des profils
mesurés, dans les directions perpendiculaire
et parallèle et représentation gaussienne de
la distribution des hauteurs, calculée avec
l'écart-type des hauteurs du profil associé.



3ème colonne:
fonction d'autocorrélation des profils
mesurés, dans les directions perpendiculaire
et parallèle et, représentations gaussienne et
exponentielle de la fonction
d'autocorrélation, calculées avec la longueur
de corrélation du profil associé.



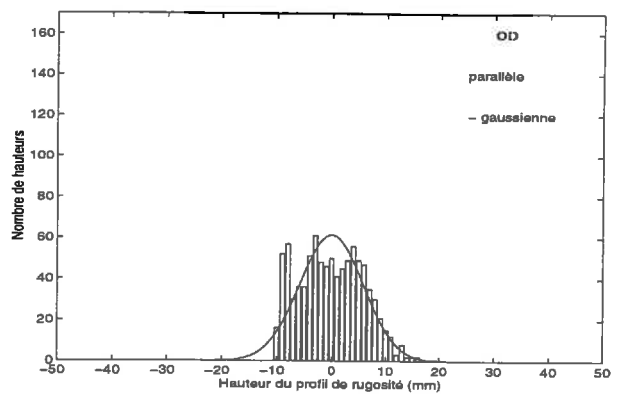
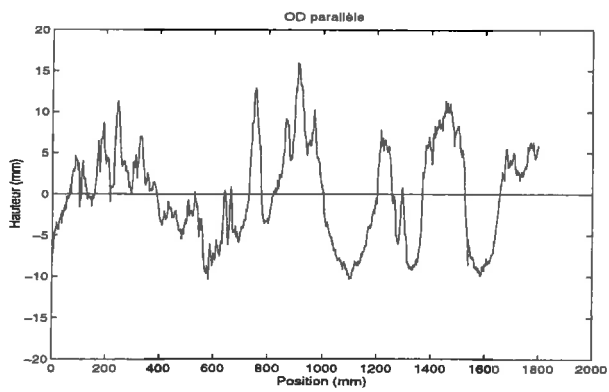
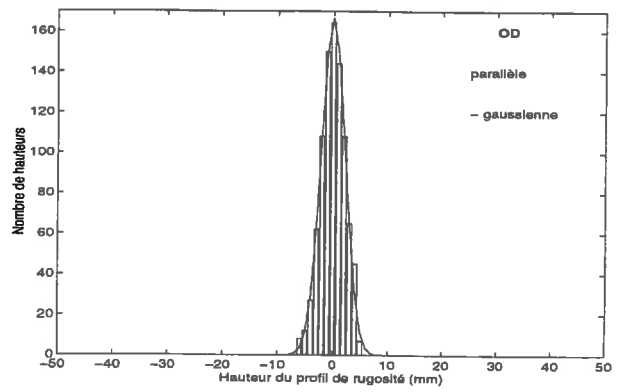
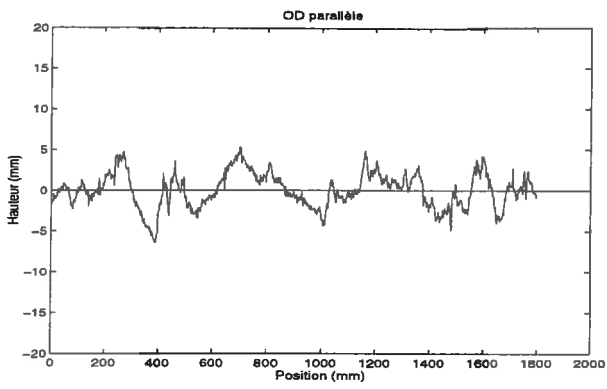
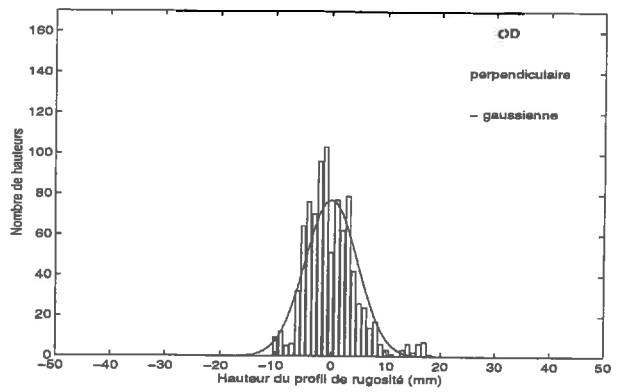
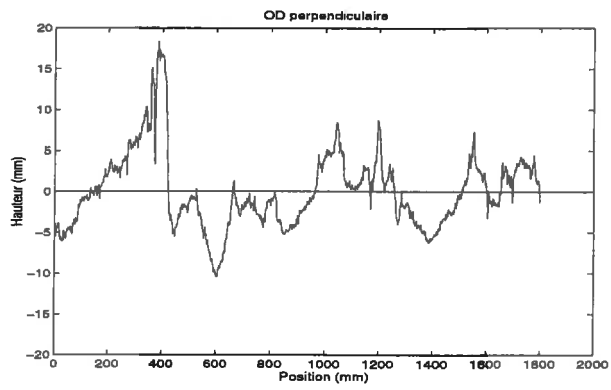
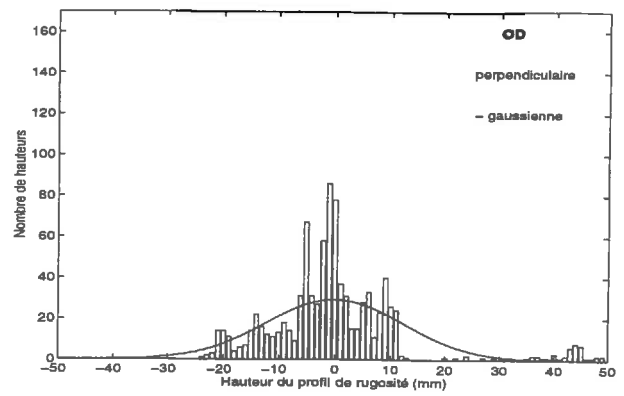
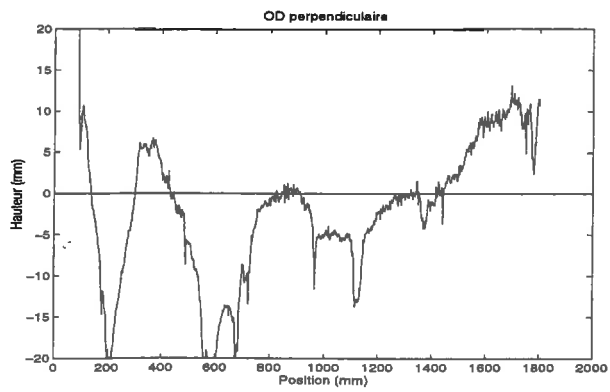
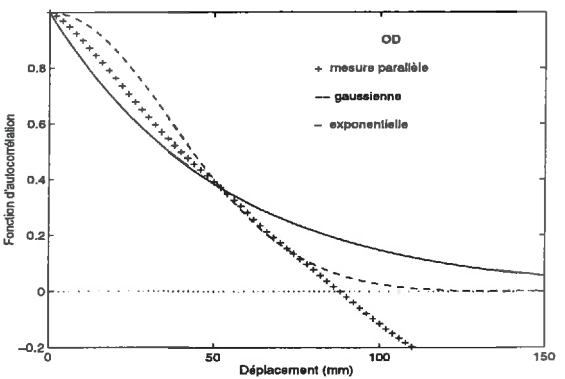
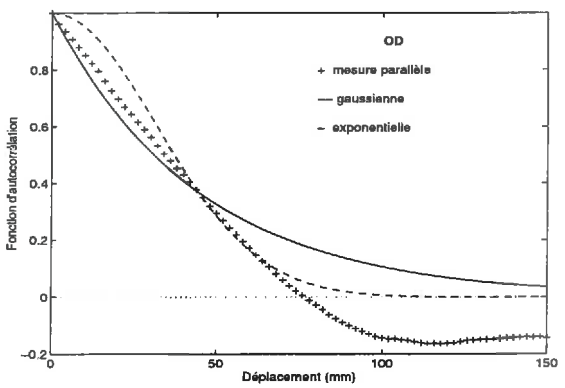
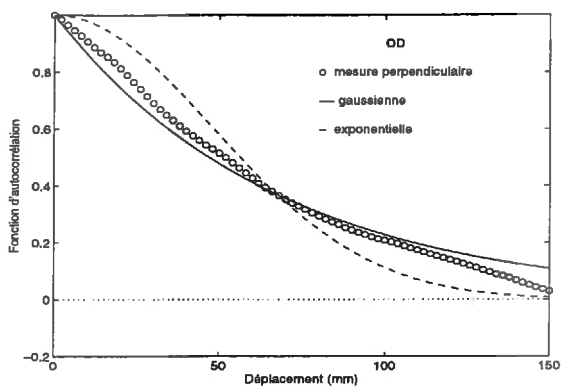
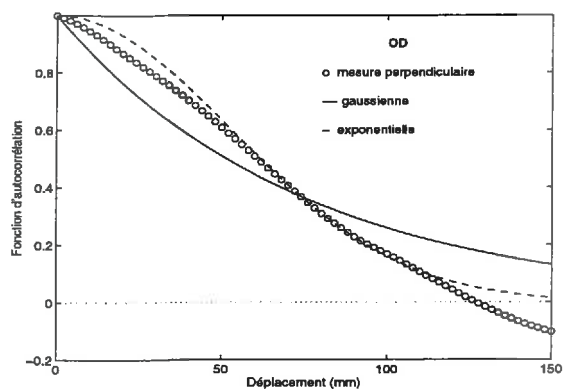


Planche B.2: rugosité de la parcelle OD,
(mêmes commentaires que planche B.1)



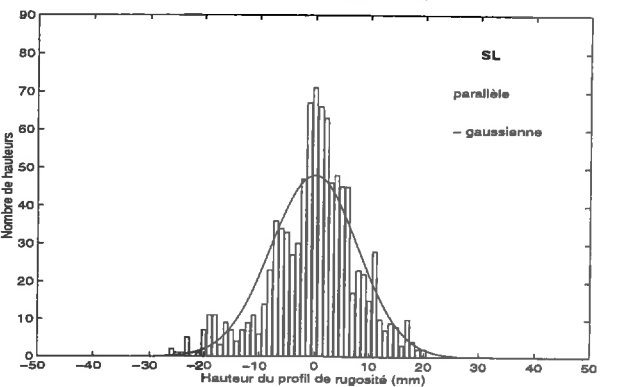
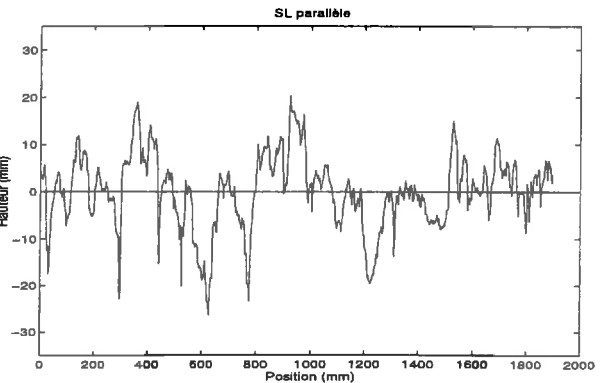
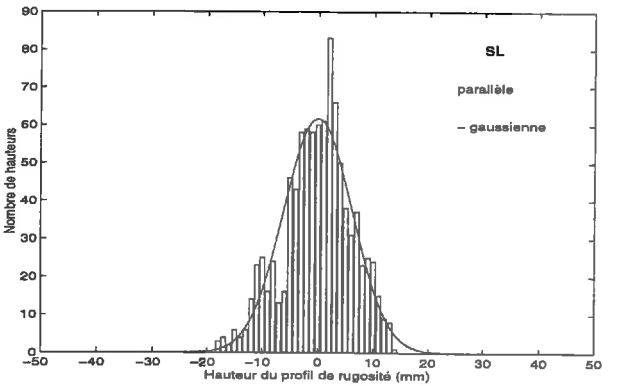
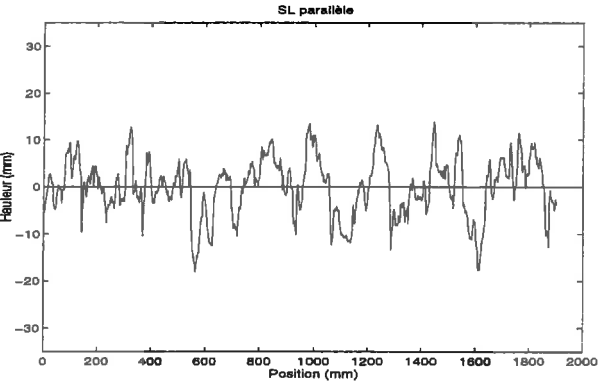
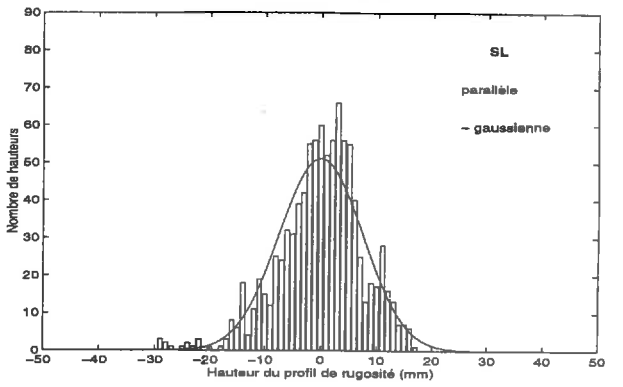
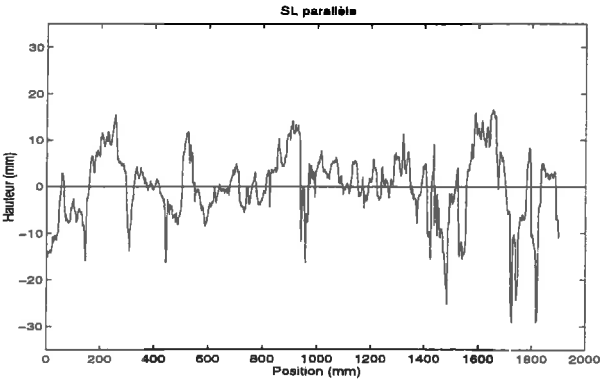
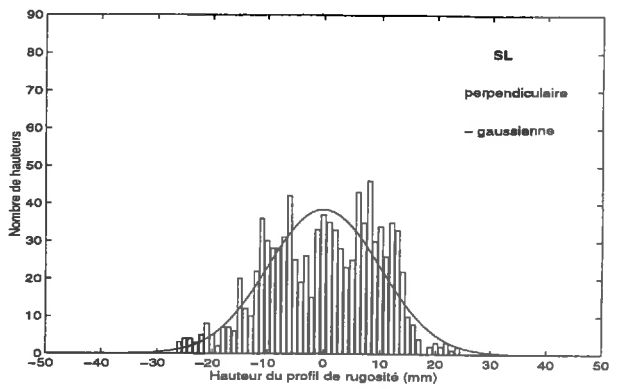
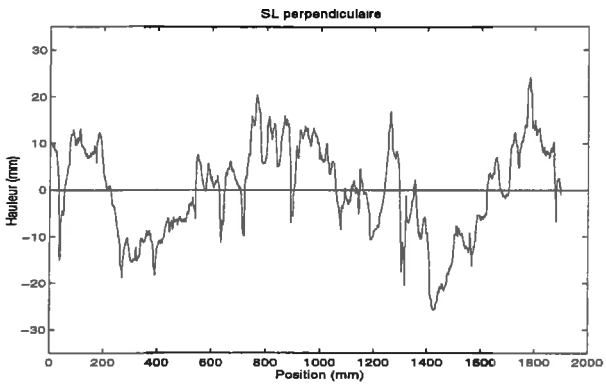
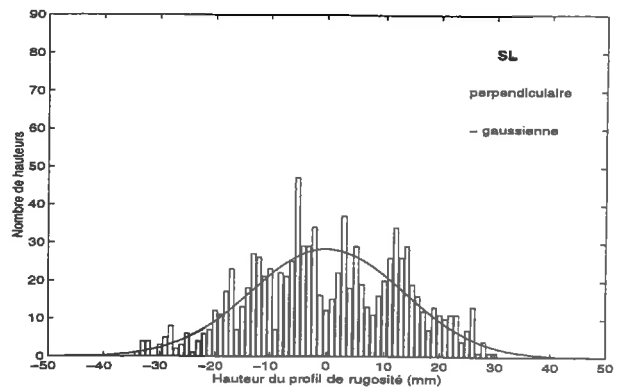
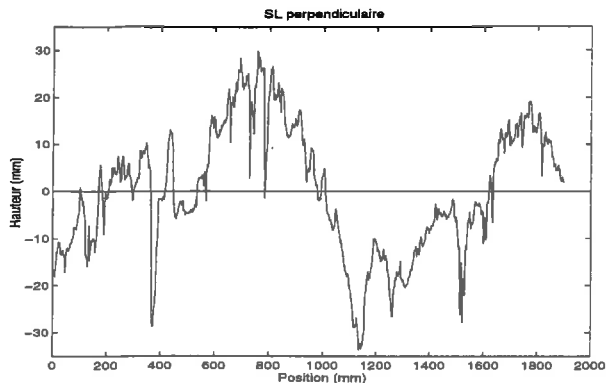
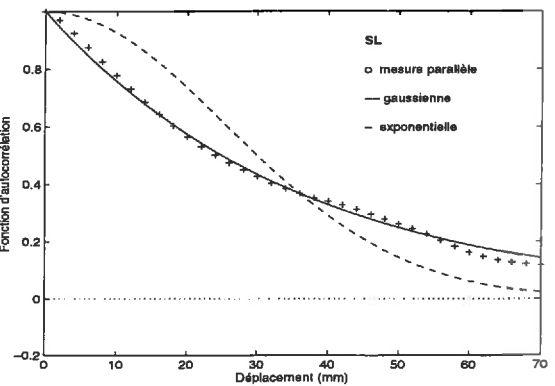
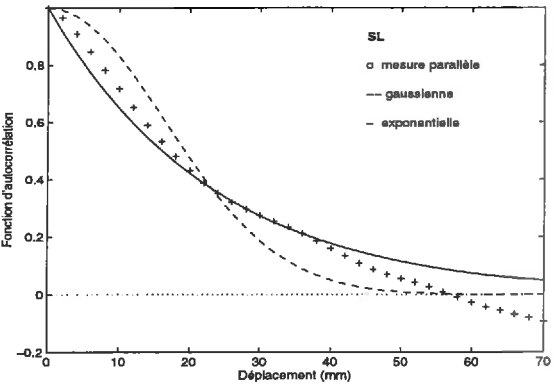
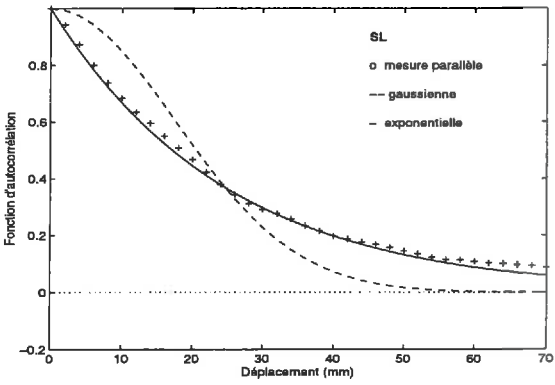
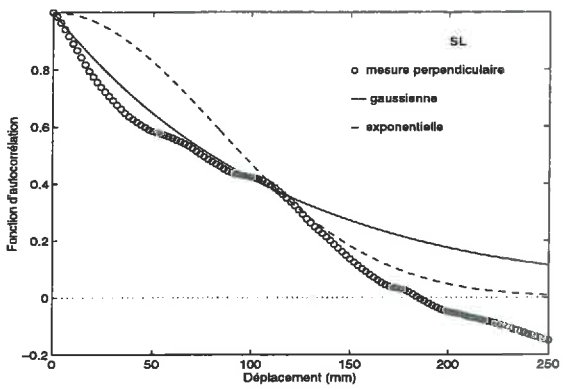
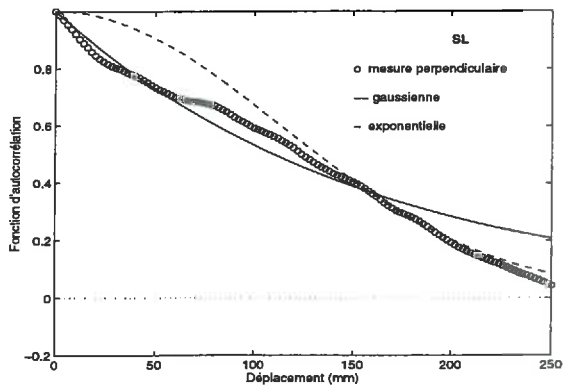


Planche B.3: rugosité de la prairie SL
(mêmes commentaires que planche B.1)



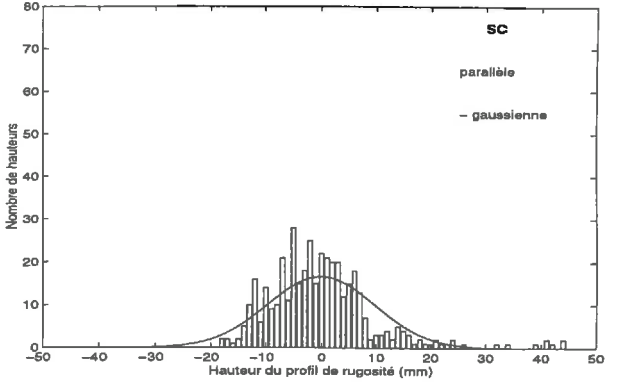
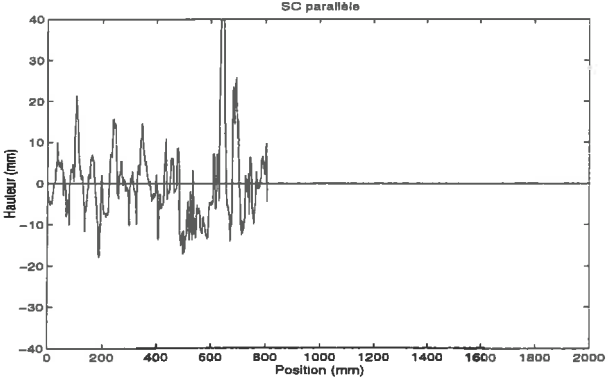
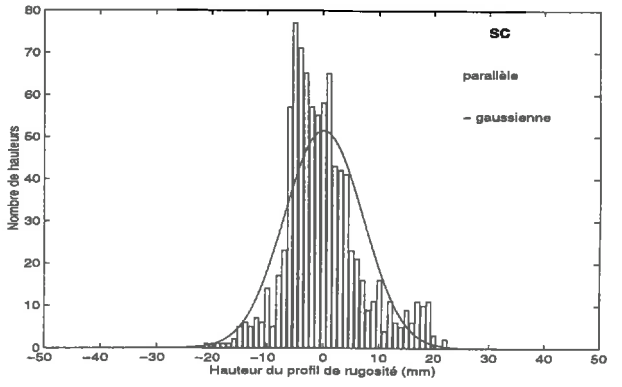
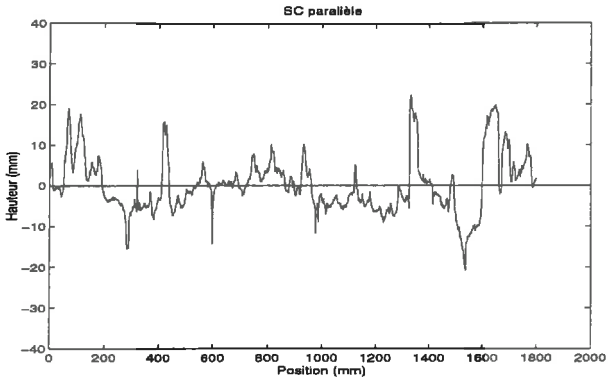
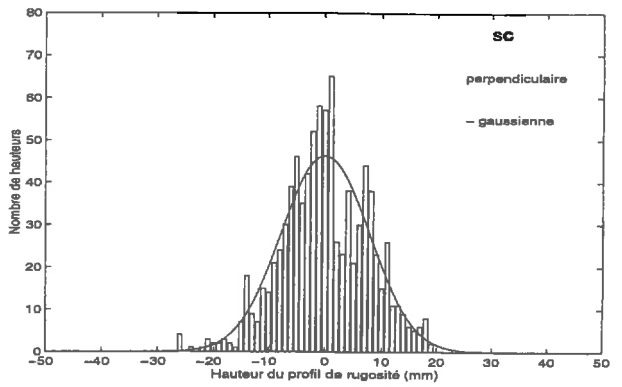
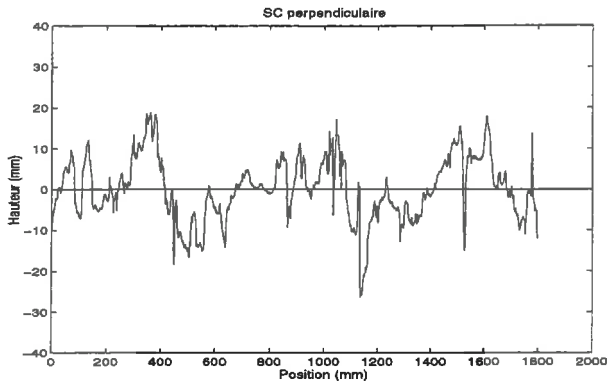
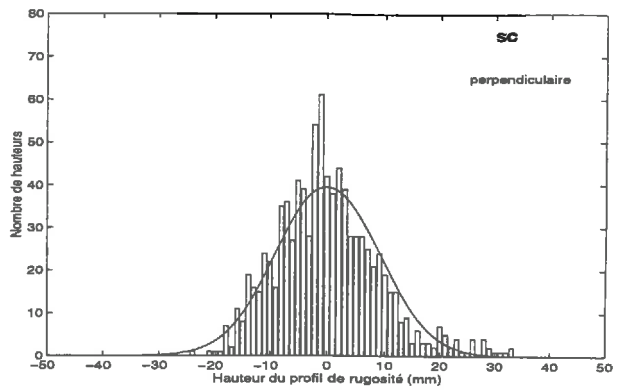
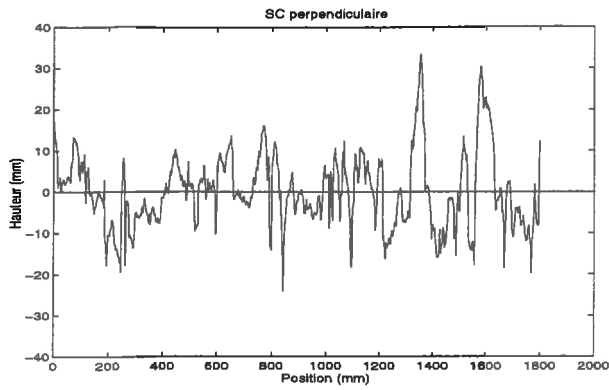
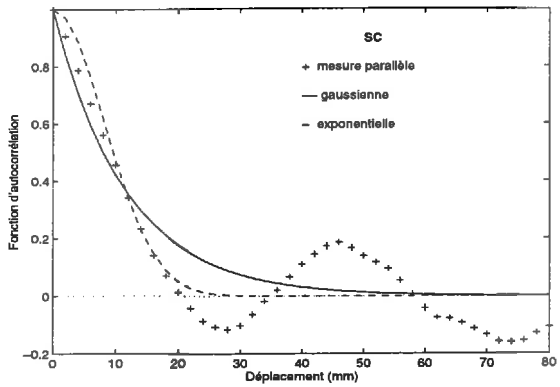
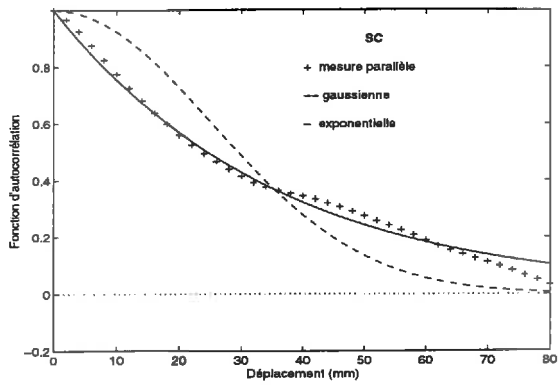
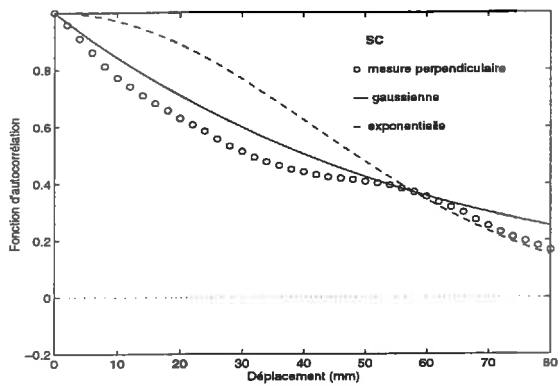
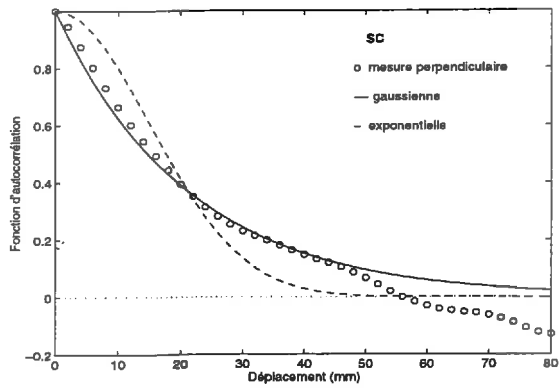


Planche B.4: rugosité de la parcelle SC
(mêmes commentaires que planche B.1)



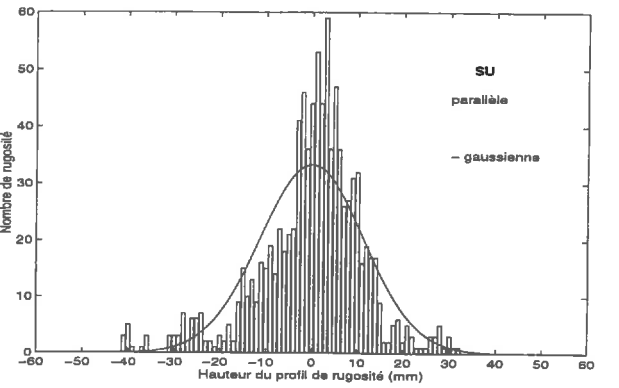
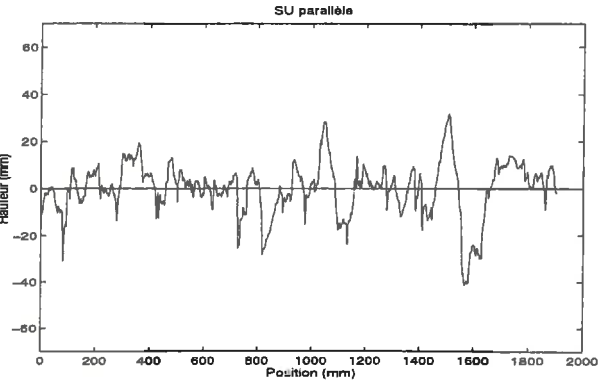
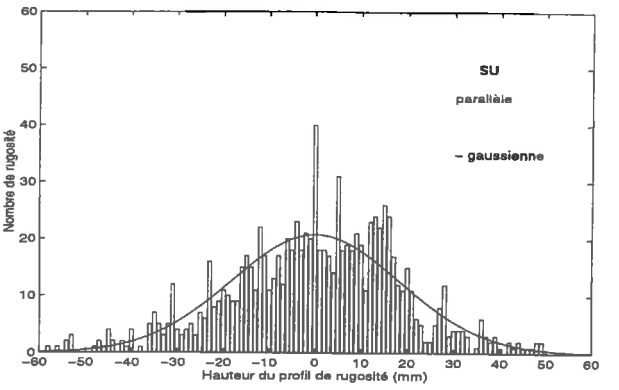
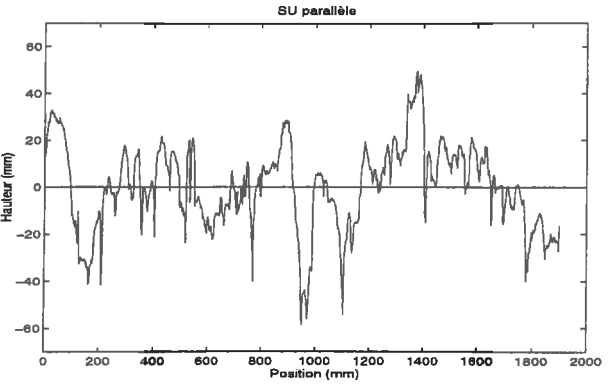
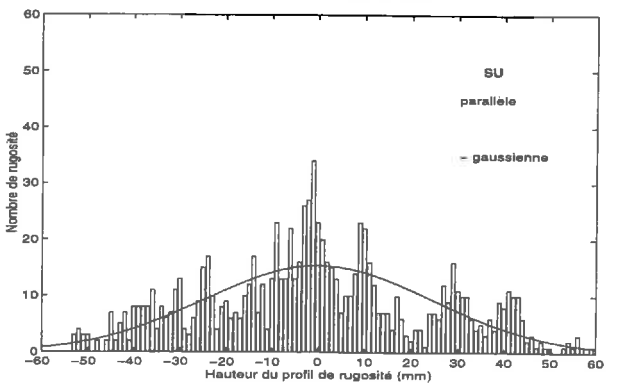
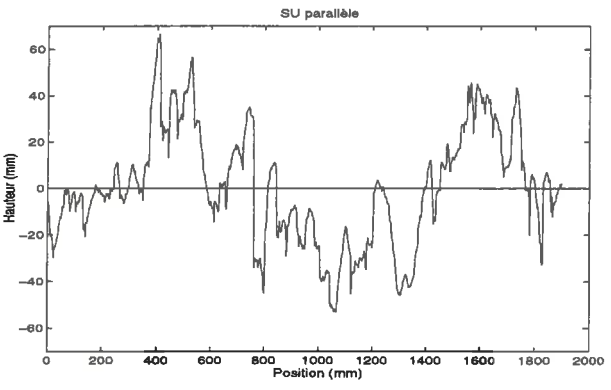
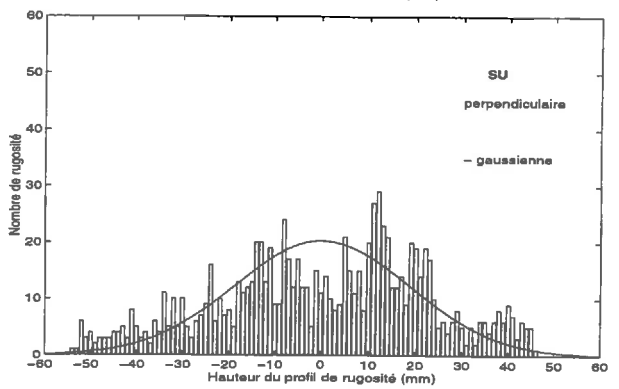
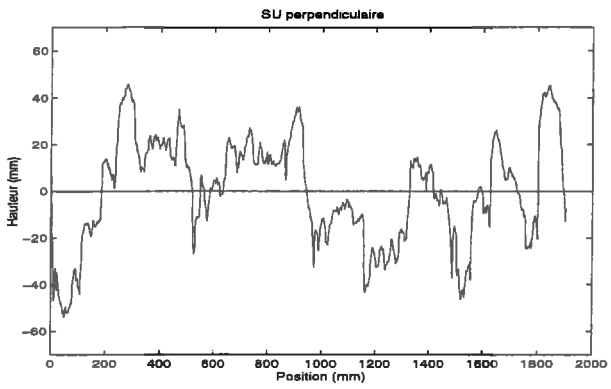
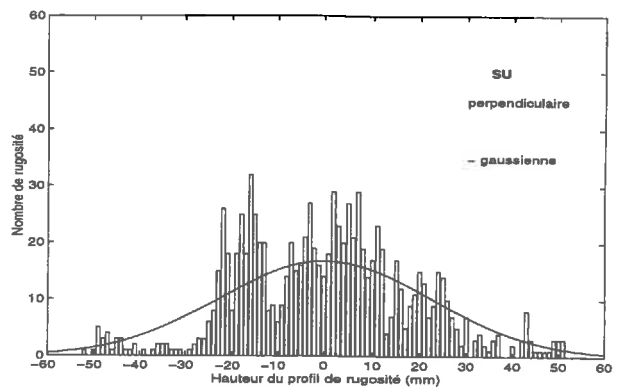
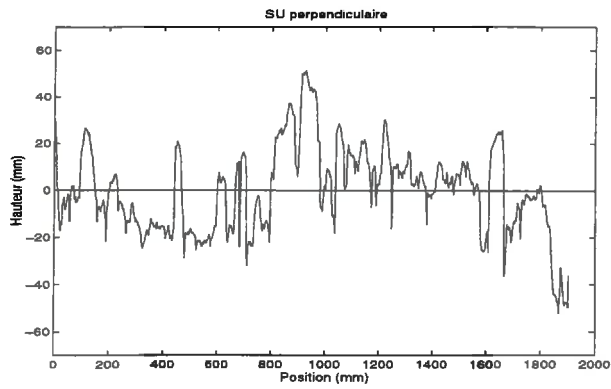
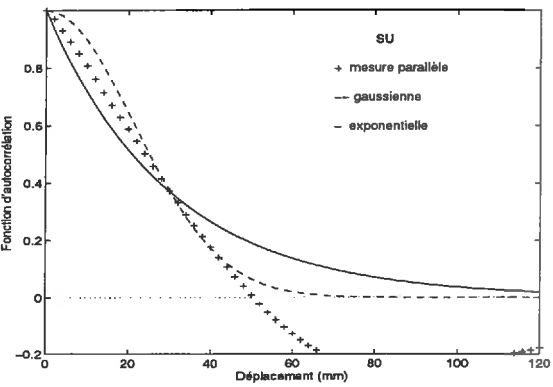
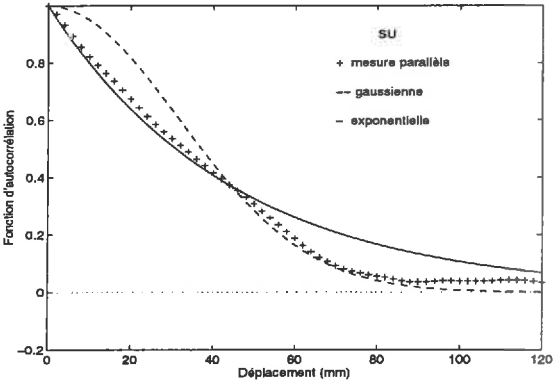
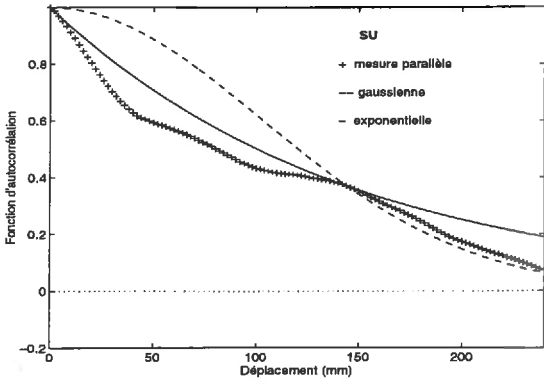
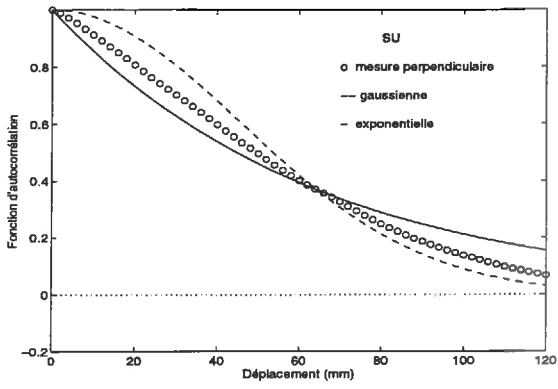
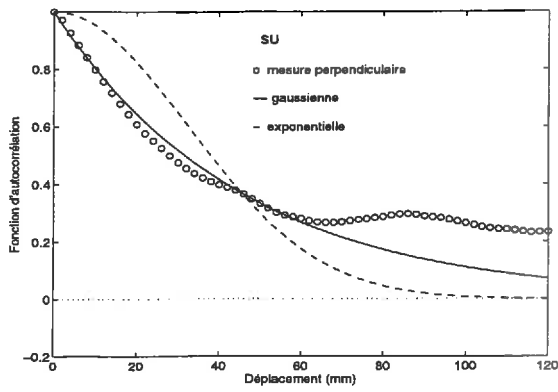


Planche B.5: rugosité de la prairie SU
(mêmes commentaires que planche B.1)



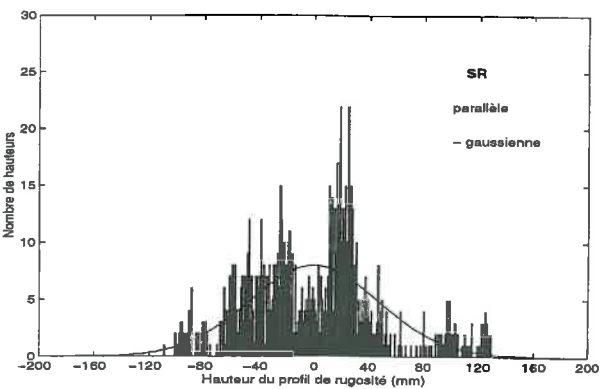
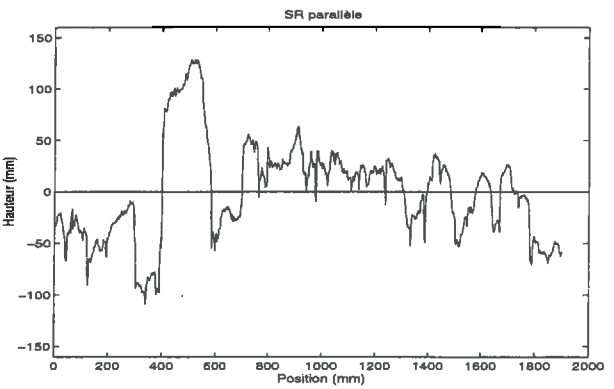
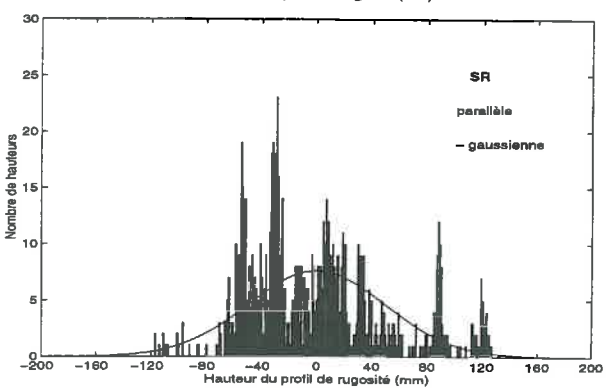
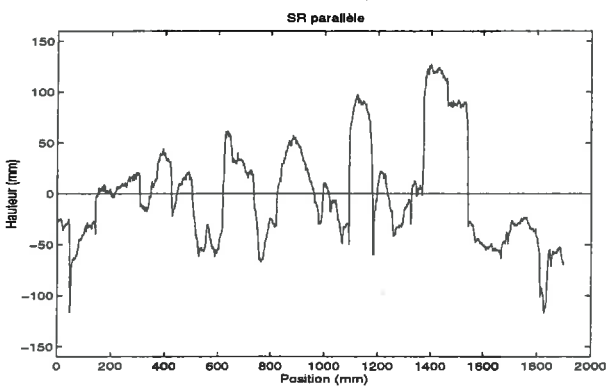
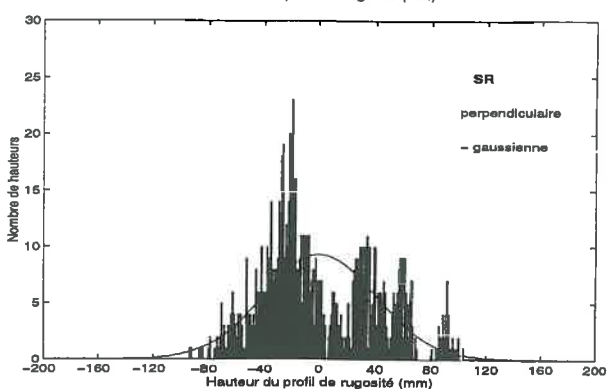
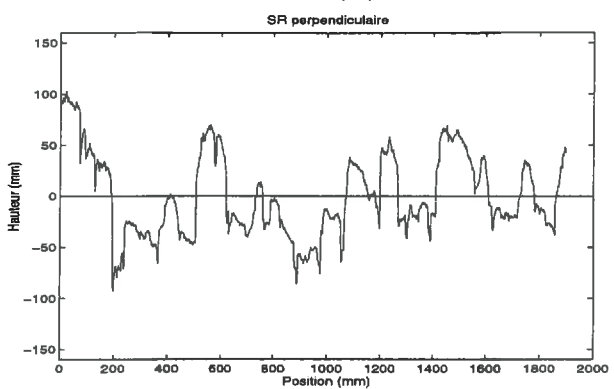
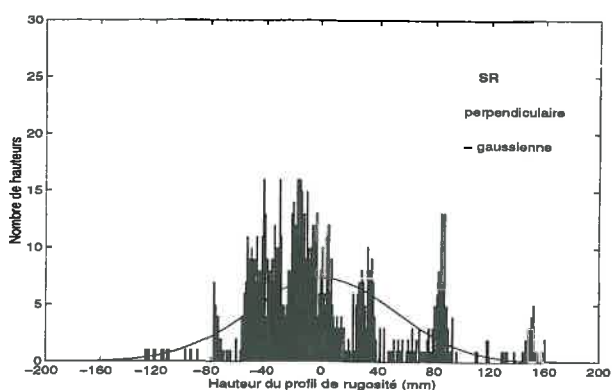
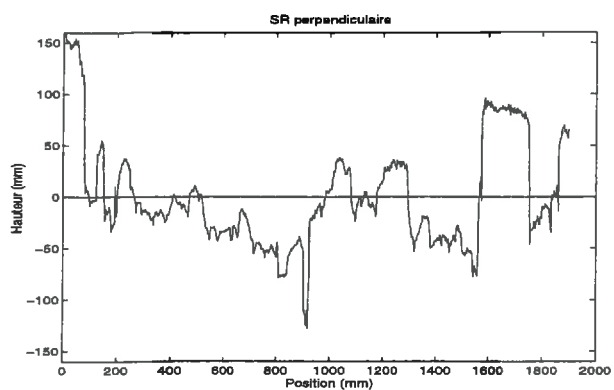
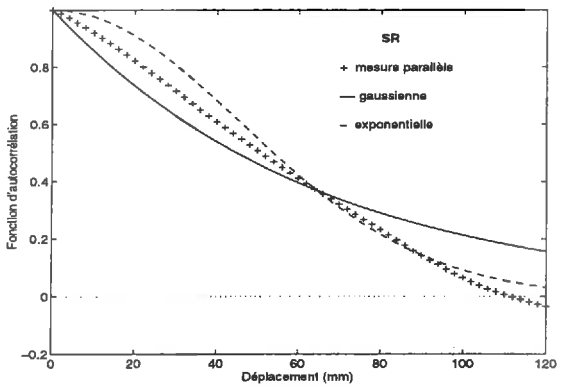
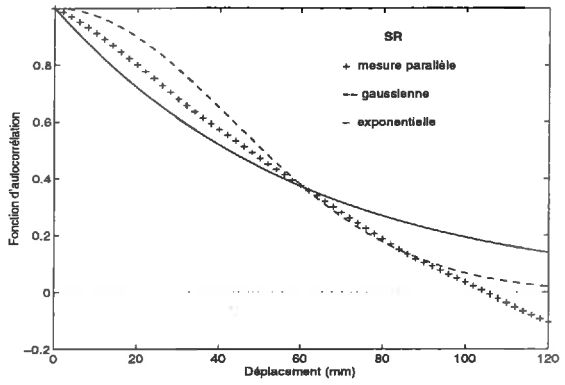
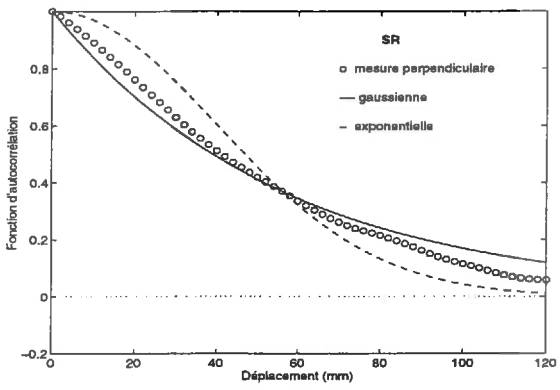
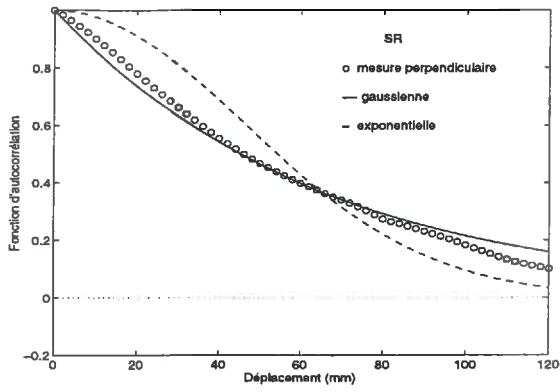


Planche B.6: rugosité de la parcelle SR
(mêmes commentaires que planche B.1)



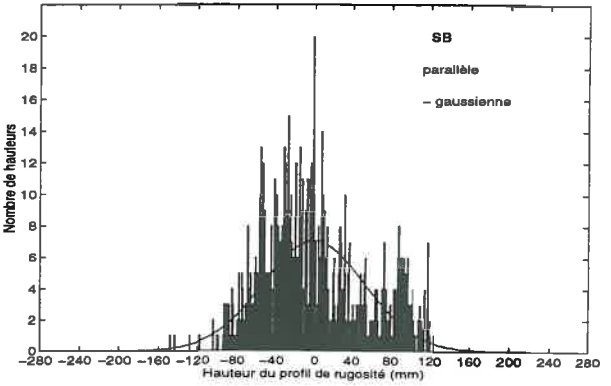
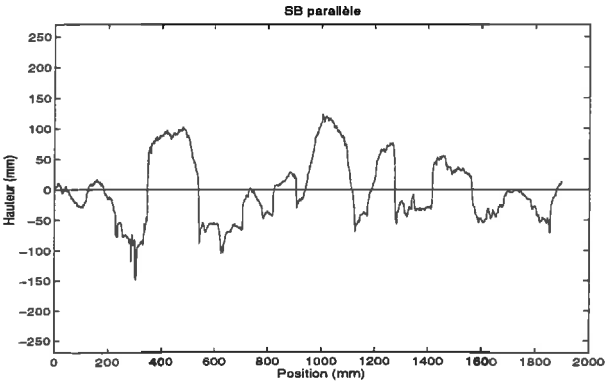
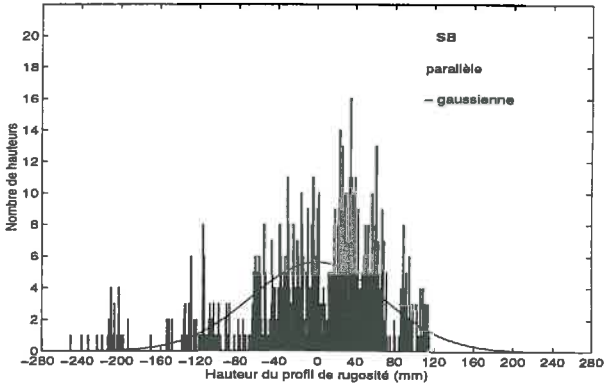
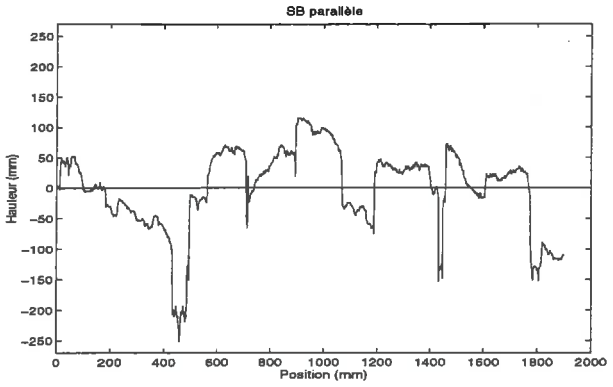
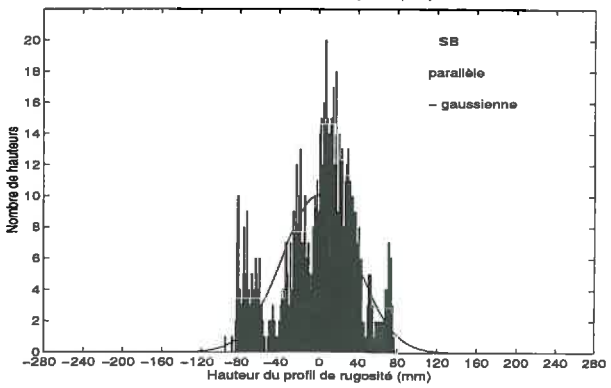
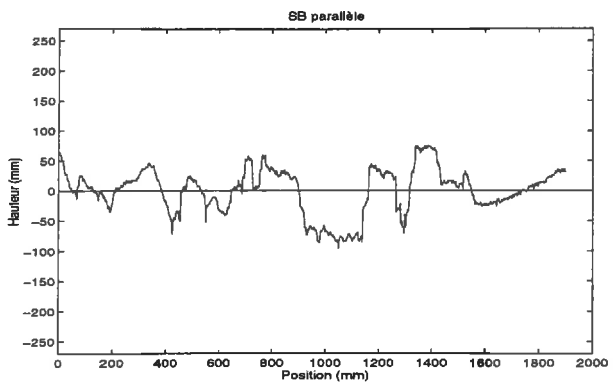
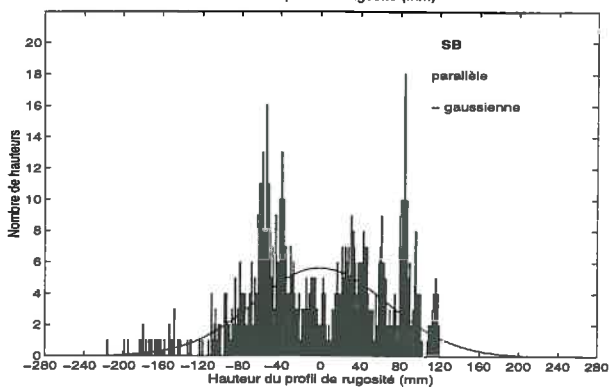
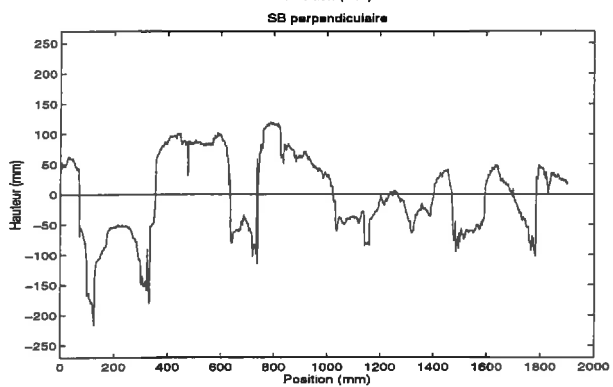
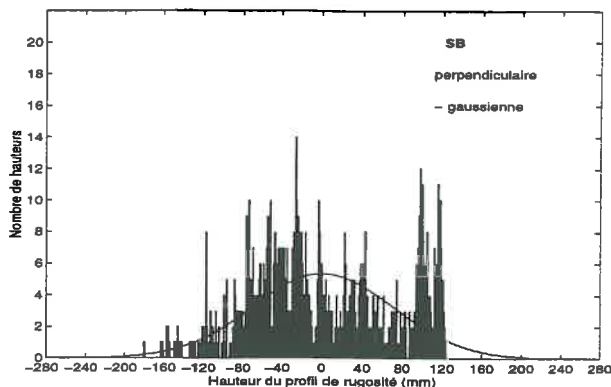
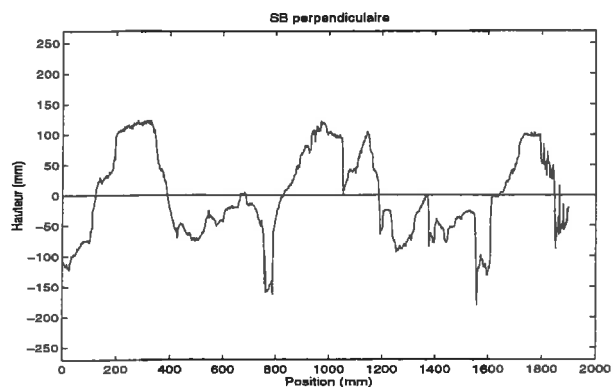
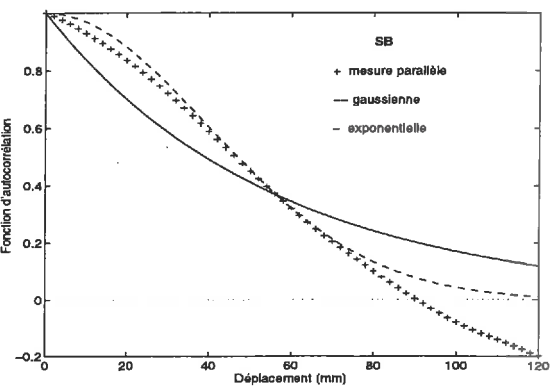
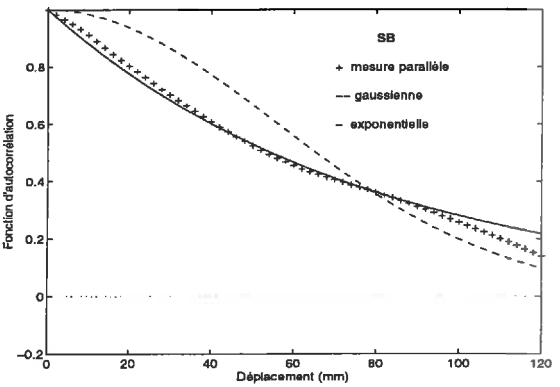
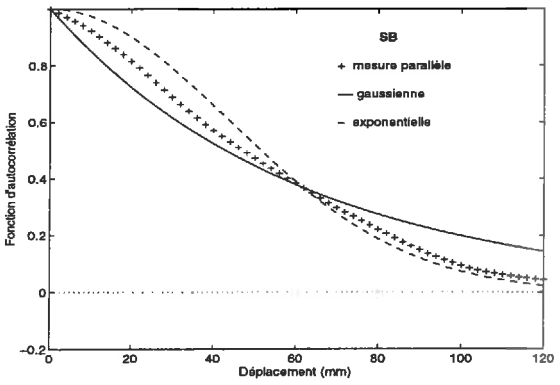
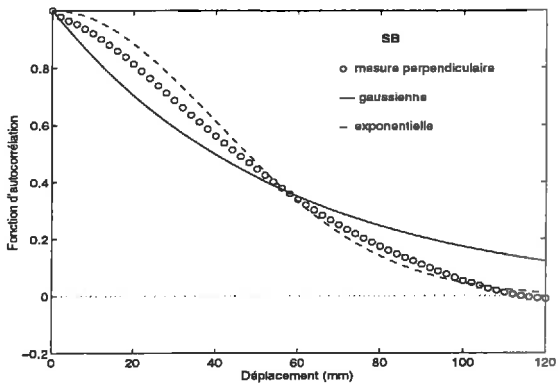
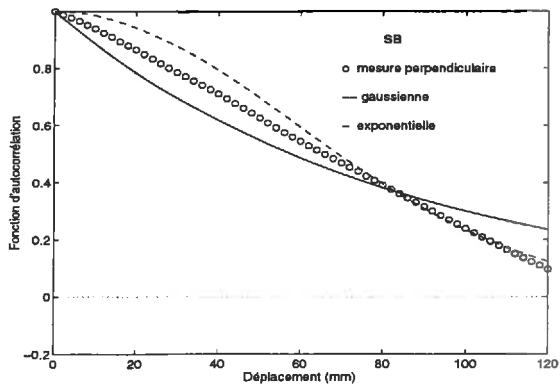


Planche B.7: rugosité de la parcelle SB(TR)
(mêmes commentaires que planche B.1)



Annexe C

Fonction de transfert du circuit antenne du radiomètre PORTOS à 1.4 GHz

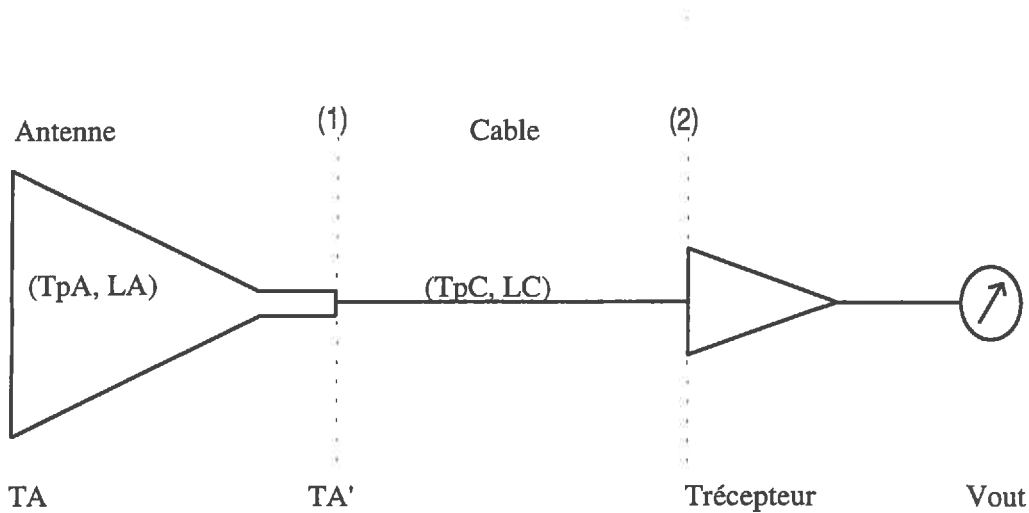


Figure B.1: schéma du circuit d'antenne et caractéristiques des éléments constitutifs

TA	Température radiométrique reçue par l'antenne
TA'	Température radiométrique à la sortie de l'antenne
Trécepteur	Température radiométrique du récepteur
TpA	Température thermodynamique de l'antenne
TpC	Température thermodynamique du câble
LA	Facteur de perte de l'antenne
LC	Facteur de perte du câble

Au niveau du plan (1), la température radiométrique TA' est la somme de la température d'antenne TA atténuée par la facteur de perte de l'antenne LA et du bruit thermique généré par l'antenne elle-même. Ainsi, la température radiométrique TA' s'écrit:

$$TA' = \frac{TA}{LA} + \left(1 - \frac{1}{LA}\right)TpA \quad (C.1)$$

La température au niveau du récepteur est de la même forme, en considérant cette fois les pertes du câble LC et la température thermodynamique du câble TpC. La température au niveau du plan (2), que nous appellerons Trécepteur, s'écrit donc:

$$T_{\text{récepteur}} = \frac{T_A'}{LC} + \left(1 - \frac{1}{LC}\right) T_{pC} \quad (\text{C.2})$$

En utilisant (A.1) et (A.2), nous pouvons relier la température radiométrique d'antenne à la température radiométrique du récepteur,

$$T_A = LA LC T_{\text{récepteur}} + (1 - LC) LA T_{pC} + (1 - LA) T_{pA} \quad (\text{C.3})$$

En supposant une relation linéaire entre la température radiométrique du récepteur et la tension de sortie du radiométrique V_{out} , la relation (A.3):

$$T_A = a V_{\text{out}} LA LC + b LA LC + (1 - LC) LA T_{pC} + (1 - LA) T_{pA} \quad (\text{C.4})$$

La prise en compte des pertes d'antenne et de câble rendent la relation d'étalonnage dépendante des températures thermodynamiques de l'antenne et du câble.

Annexe D

Analyse des données PORTOS'93 - Evolutions temporelles

D.1 Comparaison parcelle très lisse / parcelle moyennement rugueuse

Les figures D.1 (a), (b) et (c) montrent les évolutions temporelles des températures de brillance mesurées de la parcelle SI(TL), en polarisations horizontale et verticale, pour des angles d'incidence de 20 et 40°, aux fréquences 1.4, 5.05, 10.65 GHz, respectivement. La figure D.1 (d) présente les évolutions temporelles des humidités associées, pour les couches 0-0.5 cm, 0-1 cm, 0-2 cm et 0-5 cm.

Rq: l'axe des humidités est inversé.

Les évolutions temporelles de la parcelle SI(TL), mettent nettement en évidence les variations de la température de brillance liées aux variations de l'humidité du sol et montrent la cohérence du jeu de données, quel que soit l'angle d'incidence et la polarisation.

Des observations du comportement de la température de brillance en polarisation horizontale à 20° d'incidence montrent que les amplitudes des variations et le niveau de T_B à la fréquence 1.41 GHz, sont plus faibles qu'à 5.05 et 10.65 GHz. Cette différence de comportement est plus marquée pour les conditions sèches (jours 168 et 169) et les phases de dessèchement (série 174-176-179). De telles conditions caractérisées par des gradients d'humidité importants dans la couche 0-3 cm, laissent supposer que les températures de brillance à 1.41 GHz sont affectées par des humidités du sol plus élevées - donc par des épaisseurs de sol intégrant des couches plus profondes (*i.e.* 0-2 cm, 0-5 cm) - que les fréquences 5.05 et 10.65 GHz. (ceci est en accord avec les résultats de Newton *et al.* (1982)).

Les évolutions temporelles des mesures de température de brillance et d'humidité du sol de la parcelle SC(MR) sont représentées, sur les figures D.2 (a), (b), (c) et (d). Bien que les humidités de la parcelle SC(MR) présentent des gradients élevés tout au long de l'expérience, la dynamique des humidités superficielles (0-0.5 cm, 0-1 cm) des parcelles SC(MR) et SI(TL) du même ordre de grandeur. On observe, cependant des différences très nettes dans les dynamiques de variation des températures de brillance de ces 2 parcelles. Les variations de température de brillance de la parcelle SC(MR) sont en effet très atténuées quelle que soit la fréquence d'observation. On retrouve une caractéristique majeure de l'augmentation de la

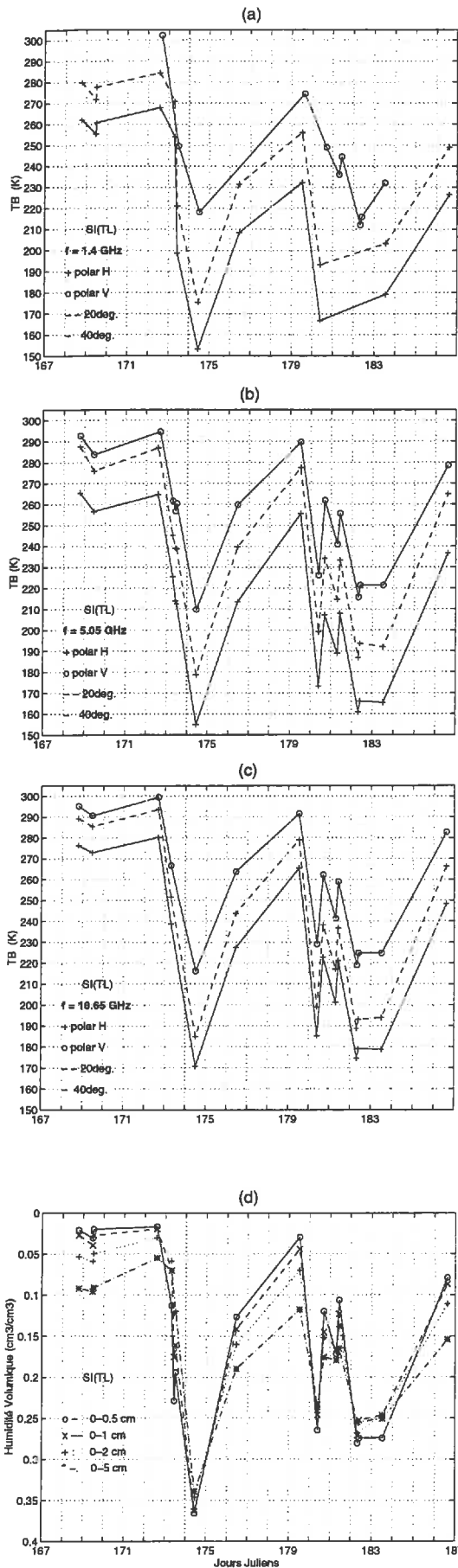


Figure D.1: évolutions temporelles des températures de brillance mesurées, pour la parcelle SI(TL), à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz, et (d) des humidités associées

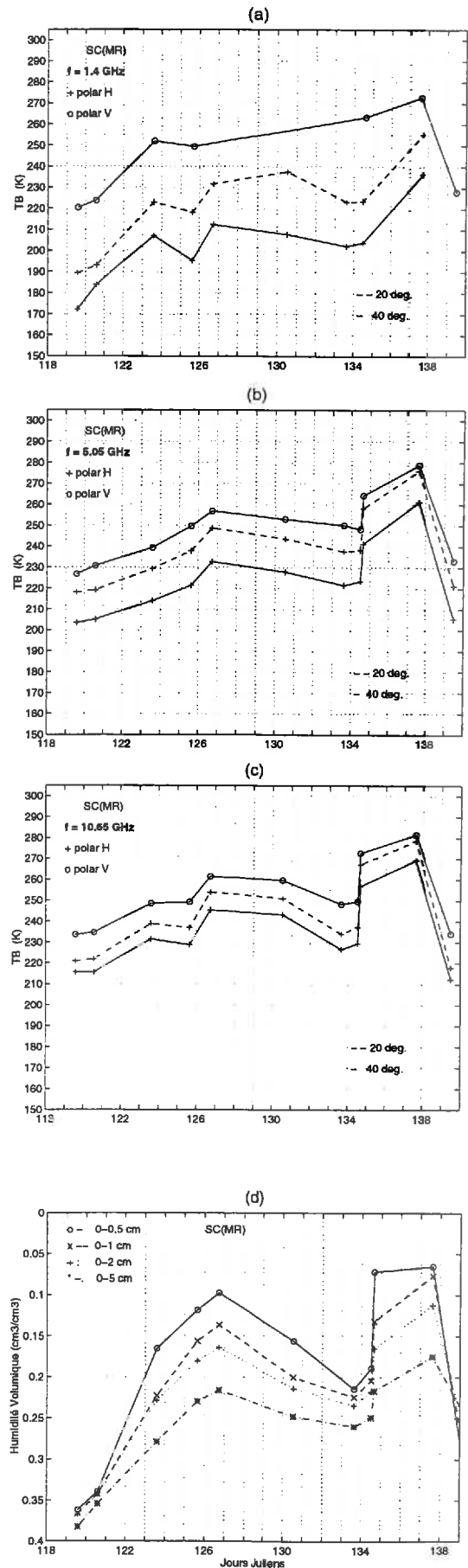


Figure D.2: Parcelle SC(MR), même commentaire que 6.1

rugosité (déjà mentionnée dans le chapitre consacré aux simulations), qui est de diminuer la dynamique de variation de la température de brillance.

Considérons à présent, les journées 174 et 119 relatives aux parcelles SI(TL) et SC(MR), pour lesquelles les sols sont très humides et présentent des profils d'humidité très peu variables avec la profondeur. On remarque la très forte augmentation de la température de brillance relative à la parcelle SC(MR), lors de l'augmentation de fréquence de 1.4 à 5.05 GHz, ce qui n'est pas le cas de la parcelle SI(TL). En effet, cette différence est d'environ 30 K pour la parcelle SC(MR) à 20° en polarisation H, elle n'est que de 5 K pour la parcelle SI(TL). Cette différence significative ne peut s'expliquer que par une variation de l'effet de la rugosité sur la température de brillance, due à la fréquence. La rugosité de la parcelle SC(MR) est donc sensible à une variation de la fréquence dans cette gamme de fréquence (1.4 -5.05 GHz) et pas la rugosité de la parcelle SI(TL).

D.2 Influence de l'humidité du sol sur la température de brillance en fonction de la fréquence - Parcelle très lisse

Nous avons signalé que les températures de brillance sont déterminées par l'humidité de couches d'épaisseurs différentes, selon la fréquence d'observation. L'acquisition de températures de brillance en continu (Suresh Raju *et al.*, 1995) a permis de montrer, à 1.41, 5.05 et 10.65 GHz respectivement, l'influence d'un profil d'humidité non-uniforme sur la température de brillance.

Les acquisitions ont été effectuées sur la parcelle SI(TL), pour le jour 173 entre 7h et 9h (heure locale) et ont débuté sur un sol initialement sec (*cf.* figure D.1 (d), jour 172). Différents épisodes climatiques se sont succédé durant les acquisitions:

- averse de 8h15 à 8h30 (8.25 à 8.50 heures décimales)
- bruine de 8h30 à 8h45 (8.50 à 8.75)
- averse de 8h45 - 9h00

Les évolutions de la température de brillance mesurées à 20° en polarisation horizontale, durant cette période, sont présentées sur la figure D.3. Les encadrés présentent les mesures des profils de l'humidité et de température du sol à 7h45, 8h15 et 9h00. Les profils d'humidité montrent la rapide variation de l'humidité dans les 2 premiers centimètres du sol, alors que la température du sol homogène avec la profondeur varie peu au cours des acquisitions. Ces conditions expérimentales illustrent l'effet des profils d'humidité sur la température de brillance.

Les températures de brillance sont initialement plus faibles à 5.05 et 10.65 GHz qu'à 1.4 GHz, contrairement au jour 172 (*cf.* figure D.1 (a), (b), (c)). La présence de rosée peut expliquer les niveaux plus faibles de température de brillance aux plus hautes fréquences. Une très fine

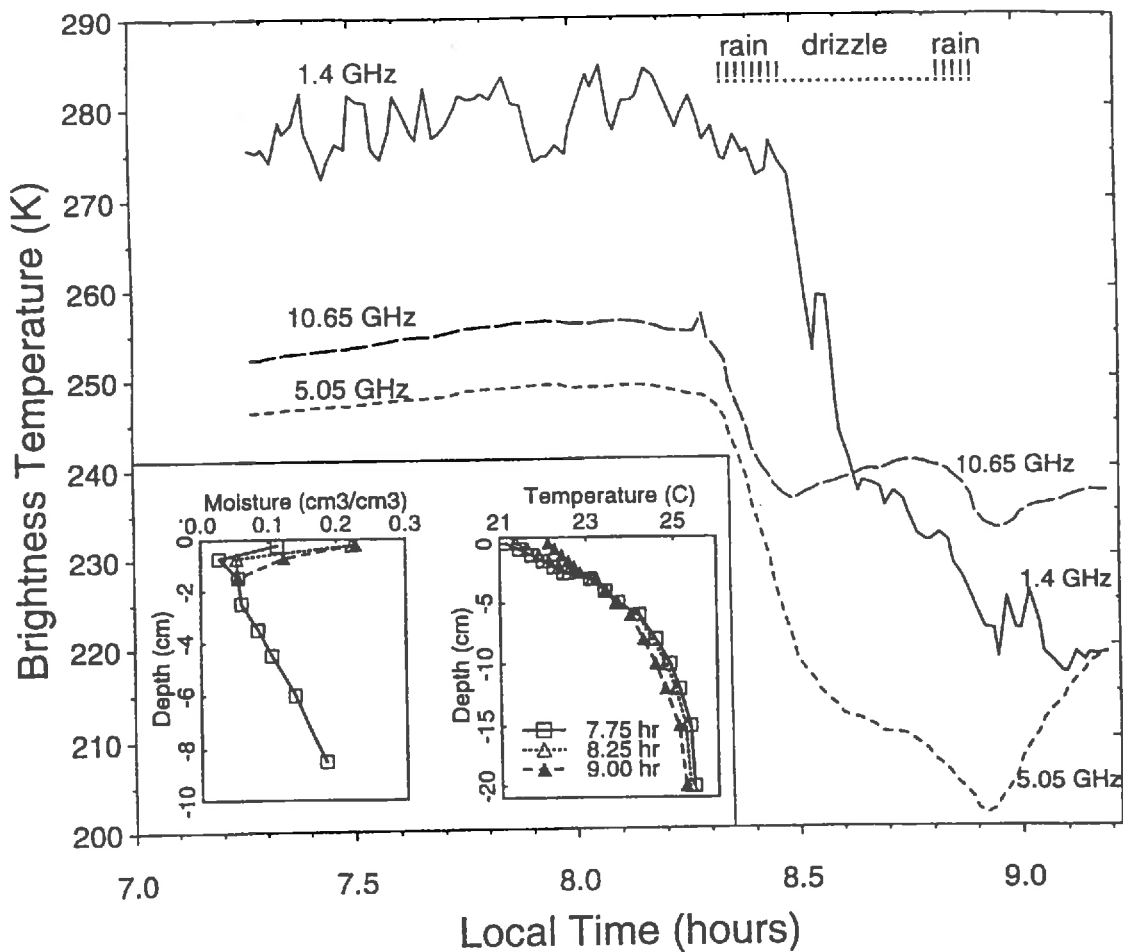


Figure D.3: évolution des températures de brillance à 1.41, 5.05, 10.65 GHz, pour la parcelle SI(TL), avant et pendant une pluie, durant la journée 173 (extrait de Suresh Raju et al. 1995).

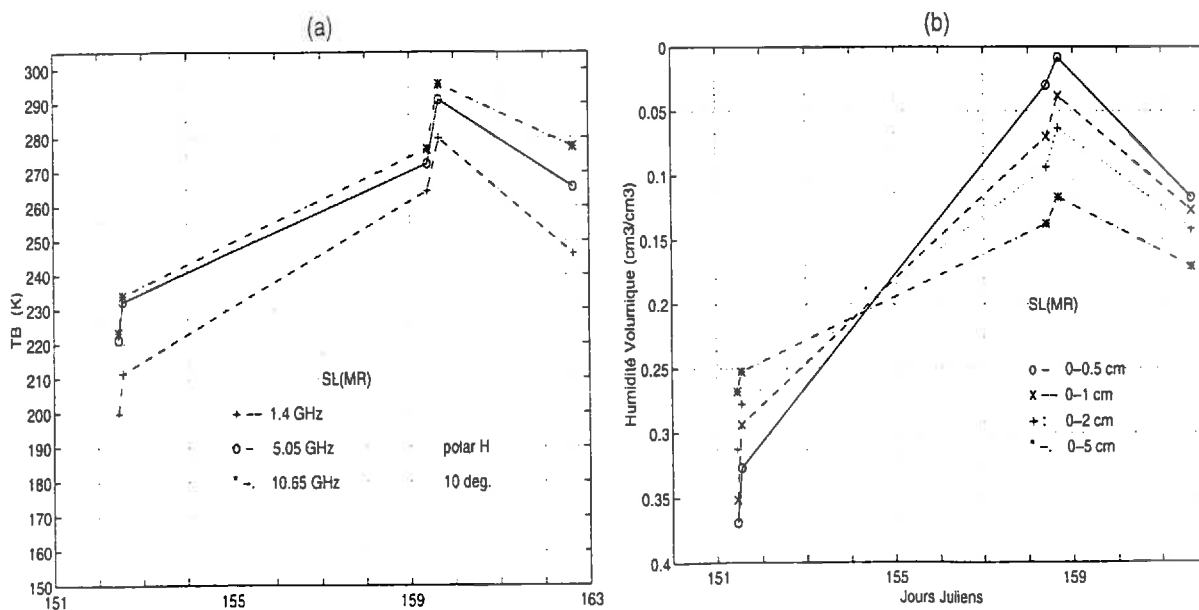


Figure D.4: évolutions temporelles (a) des températures des températures de brillance mesurées, pour la parcelle SL(MR), en polarisation horizontale, au fréquences 1.4, 5.05 et 10.65 GHz et (b) des humidités associée

couche d'humidité en surface affecte donc de manière très nette la température de brillance aux hautes fréquences. L'apparition de la pluie entraîne une diminution des températures de brillance, immédiate à 5.05 et 10.65 GHz, retardée de 10 mn à 1.41 GHz. Ceci montre que l'humectation d'une mince couche en surface n'affecte pas significativement la température de brillance à 1.41 GHz.

Les variations de T_B après la première averse peuvent être expliquées par la redistribution de l'eau de la couche de surface vers les couches plus profondes, qui entraîne:

- une diminution de la température de brillance à 5.05 et 1.41 GHz
- une augmentation de la température de brillance à 10.65 GHz, car les transferts d'eau en profondeur ne sont pas compensés par les apports de la bruine à la surface.

D.3 Influence de la rugosité sur la température de brillance en fonction de la fréquence - Parcelle moyennement rugueuse

Les évolutions temporelles de la température de brillance de la parcelle SL(MR) (cf. figure D.4 (a)) montrent les variations de l'effet de rugosité sur T_B avec la fréquence. La dynamique des variations temporelles de la température de brillance à 1.41 GHz est plus importante que celle des températures de brillance à 5.05 et 10.65 GHz. Ceci ne peut pas s'expliquer par la seule influence de l'humidité sur la température de brillance car l'amplitude des variations de l'humidité des couches 0-2 cm et 0-5 cm est moins importante que celle des couches de surface. On doit alors considérer l'influence de la rugosité sur T_B .

La comparaison des températures de brillance, du jour 152, met en évidence les effets de la rugosité sur la température de brillance en fonction de la fréquence. L'influence du gradient négatif d'humidité du jour 152 sur la température de brillance, est contraire à toutes les conclusions tirées antérieurement sur l'effet de l'humidité sur la température de brillance. On s'attend, à observer des températures de brillance à 5.05 GHz (liées aux couches superficielles) inférieures aux températures de brillance à 1.41 GHz. En effet dans le cas présent, l'humidité moyenne des couches superficielles est supérieure à celle de couches plus épaisses intégrant des humidités plus faibles des couches profondes.

Or, les températures de brillance à 5.05 et 1.41 GHz sont respectivement de 220K et 200K, soit une différence de 20K en faveur de T_B à 5.05 GHz.

On peut donc penser, au vu de cette différence, que la conjonction de fortes humidités et d'observations à des fréquences élevées favorise des interactions de surface et augmente donc l'effet de rugosité sur la température de brillance.

Annexe E

Confrontations indices radiométriques observés/simulés

Humidité < 0.1 cm³/cm³

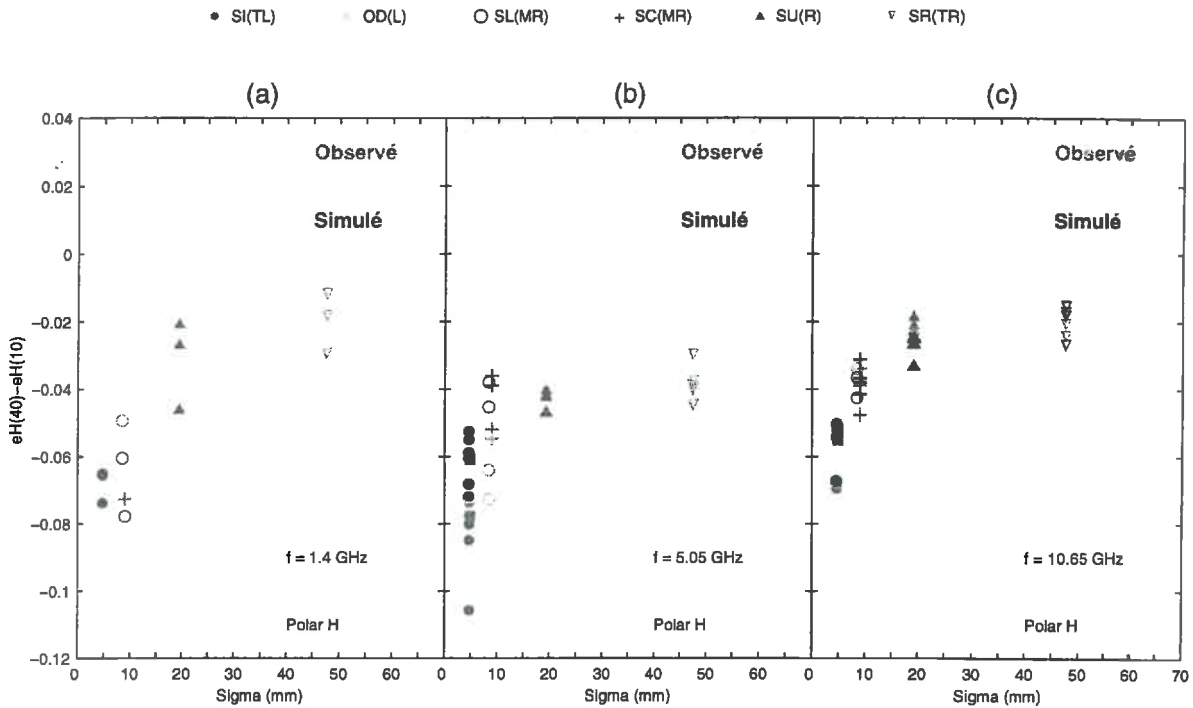


Figure E.1: évolutions expérimentales et modélisées de la **variation angulaire de l'émissivité $e(40 \text{ deg.}) - e(10 \text{ deg.})$** en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, en polarisation **H**, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité < 0.1 cm³/cm³

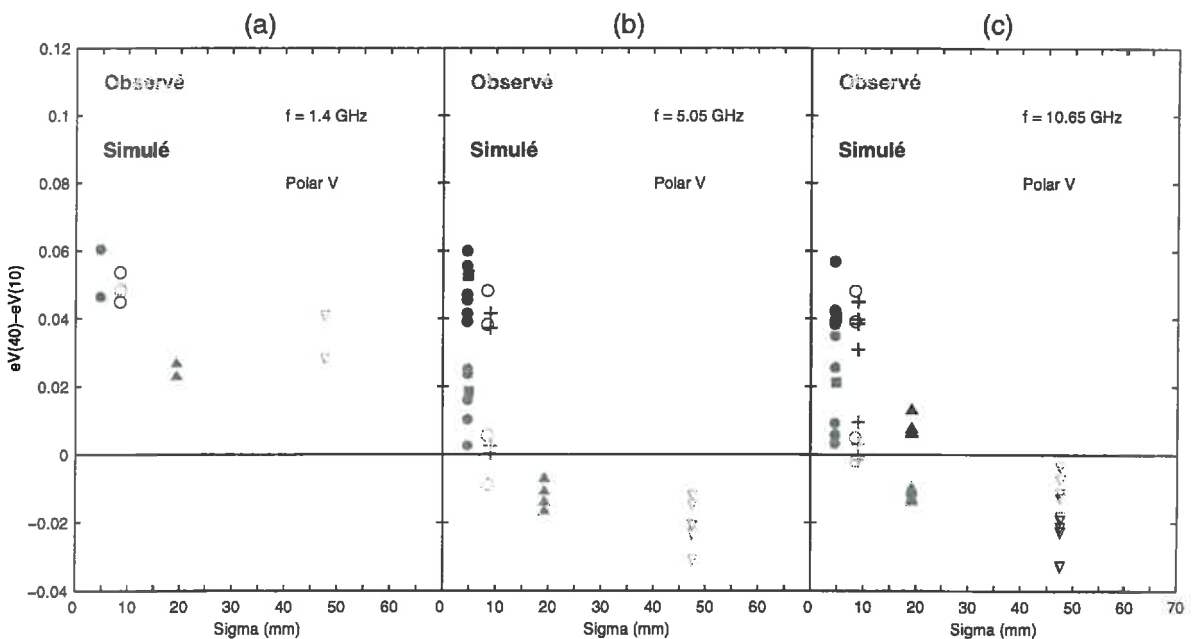


Figure E.2: évolutions expérimentales et modélisées de la **variation angulaire de l'émissivité $e(40 \text{ deg.}) - e(10 \text{ deg.})$** en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, en polarisation **V**, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité > 0.3 cm³/cm³

• SI(TL) ◻ OD(L) ○ SL(MR) + SC(MR) ▲ SU(R) ▽ SR(TR)

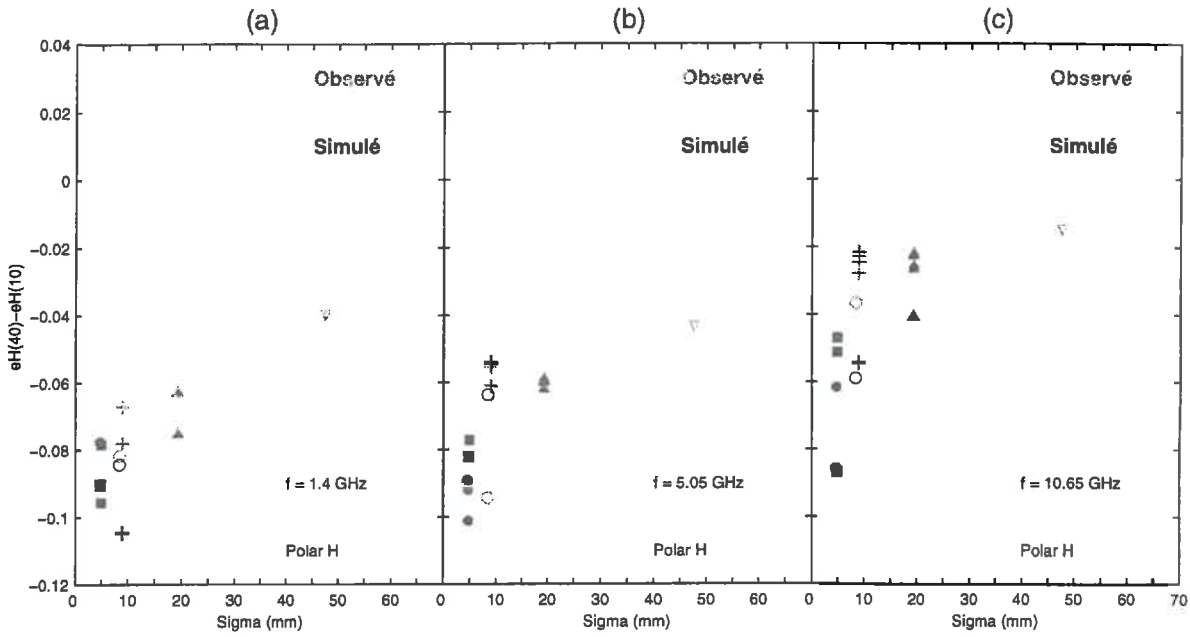


Figure E.3: évolutions expérimentales et modélisées de la variation angulaire de l'émissivité $e(40 \text{ deg.}) - e(10 \text{ deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, en polarisation H, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité > 0.3 cm³/cm³

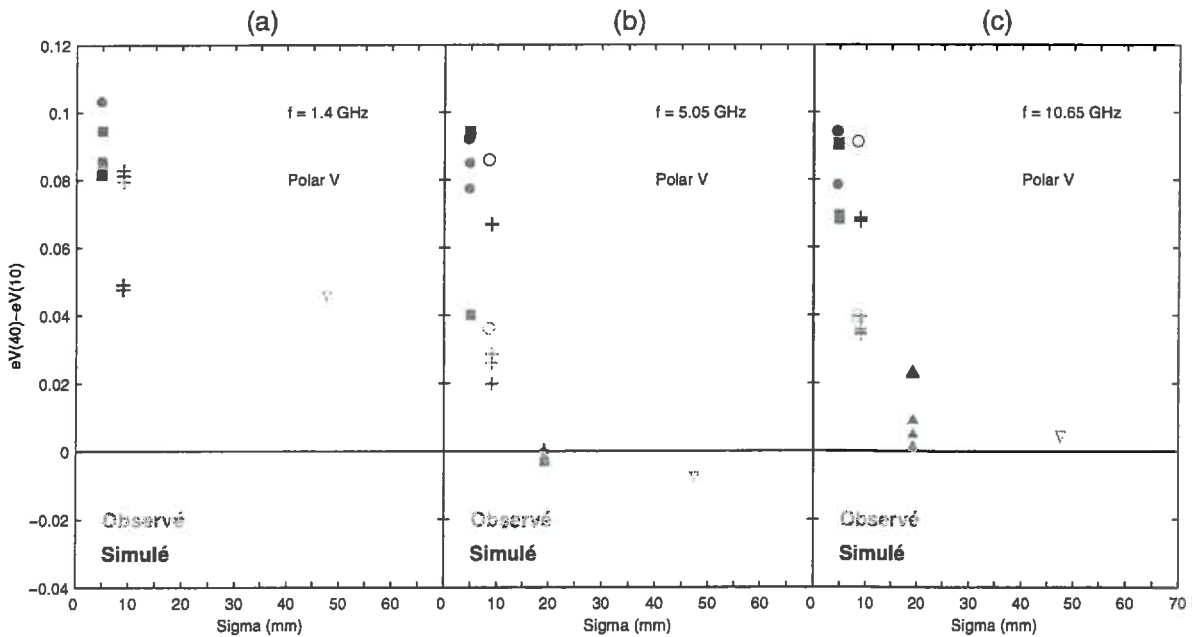


Figure E.4: évolutions expérimentales et modélisées de la variation angulaire de l'émissivité $e(40 \text{ deg.}) - e(10 \text{ deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, en polarisation V, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité < 0.1 cm³/cm³

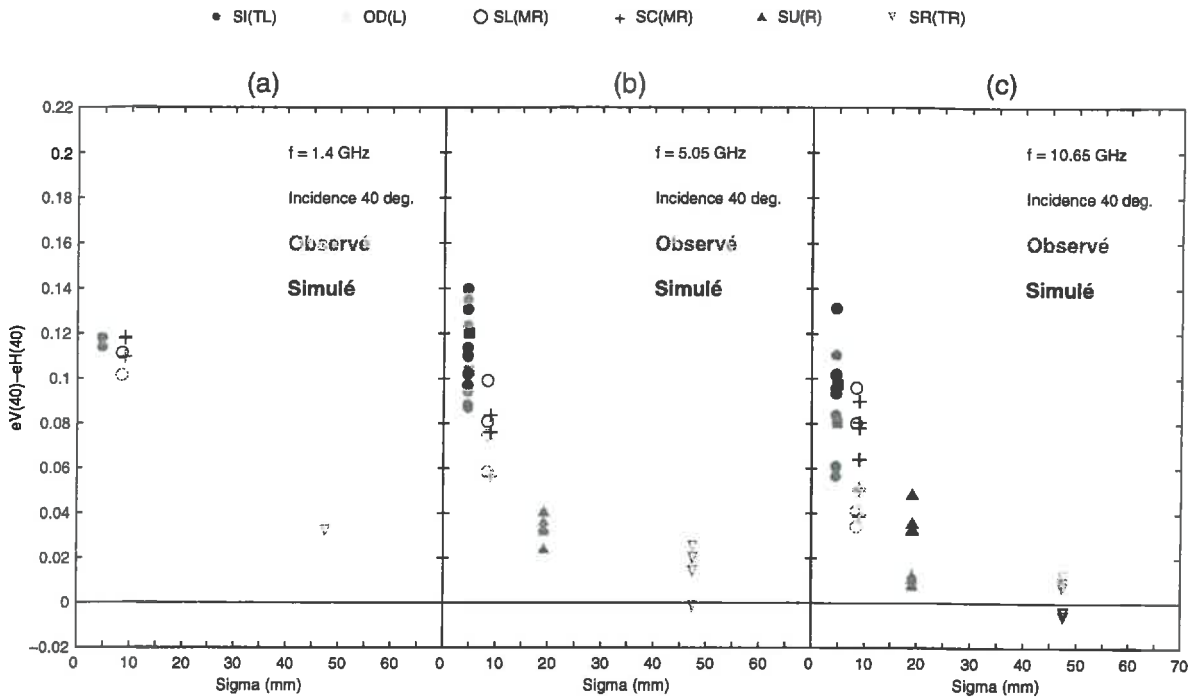


Figure E.5: évolutions expérimentales et modélisées de la différence de polarisation en émissivité, ($eV-eH$) en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Humidité > 0.3 cm³/cm³

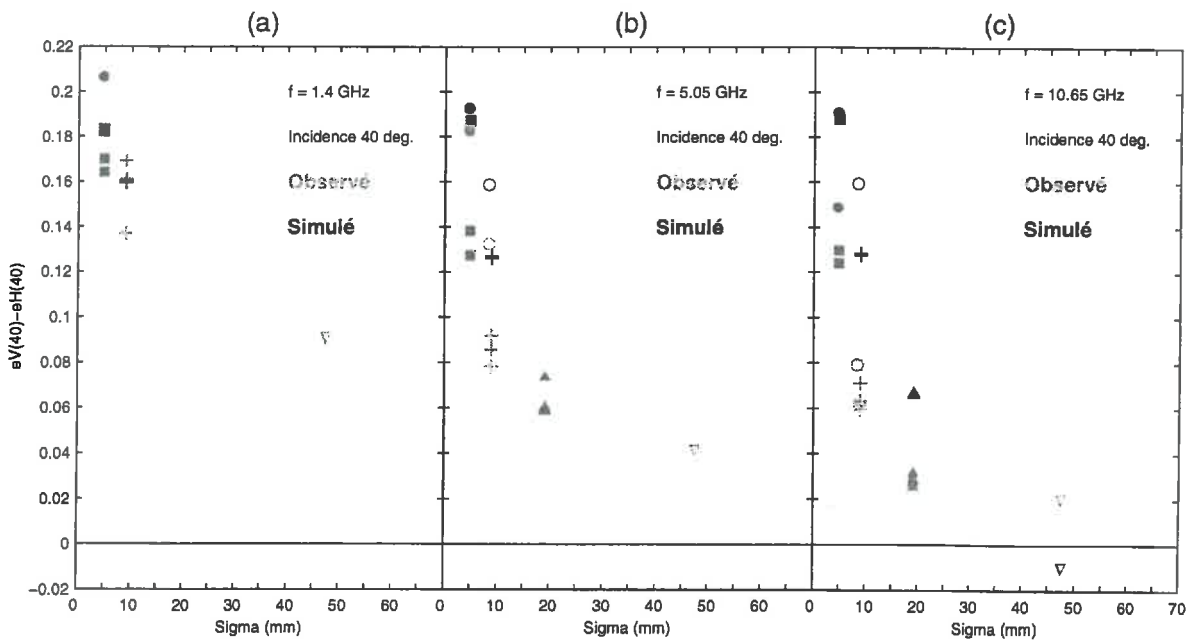


Figure E.6: évolutions expérimentales et modélisées de la différence de polarisation en émissivité, ($eV-eH$) en fonction de la moyenne des écart-type des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

Avissar R. (1995), "Which type of SVATs is needed for large scale atmospheric models?", *European Geophysical Society, XX General Assembly, Hamburg, 3-7, April 1995, C-292.*

Axline R. M. and A. K. Fung (1978), "Numerical computation of scattering from a perfectly conducting random surface", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-26(23):482-488.

Barrick D. E. (1968), "Rough surface scattering based on the specular point theory", *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 16:449-454.

Barrick D. E. (1968), "Relationship between slope probability density function and the physical optics integral of rough surface scattering", *Proc IEEE* 1728-1729.

Beckmann P. and A. Spizzichino (1963), *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, International Series of Monographs on Electromagnetic Waves, Pergamon Press.

Bendat J. S. and A. G. Piersol (1966), *Measurement and Analysis of Random Data* New-York, Wiley.

Bertuzzi P., L. Bruckler, Y. Gabilly and J. C. Gaudu (1987), "Calibration and error analysis of gamma-ray probe for the *in-situ* measurements of dry bulk density", *Soil Sci.*, 144(6):425-436.

Bertuzzi P., J. M. Caussignac, P. Stengel, G. Morel, J. Y. Lorendeau and G Pelloux (1990), "An automated, non-contact laser profile meter for measuring soil roughness *in-situ*", *Soil Sci.*, 149(3):169-178.

Brundfeldt D. R. and F. T. Ulaby (1984), "Measured microwave emission and scattering in vegetation canopies", *IEEE Trans. Geosc. Remote Sensing*, 24:353-359.

Burke W. J., T. J. Schmugge, and J. F. Paris (1979), "Comparison of 2.8 - and 21 - cm microwave radiometer observations over soils with emission model calculation", *J. Geophys. Res.*, 4(1)287-284.

Calvet J. -C., J.-P. Wigneron, A. Chanzy, S. Raju, and L. Laguerre (1995), "An empirical model of the complex dielectric permittivity of a silt-loam at high frequencies", *IEEE Trans. Geosc. Remote Sensing*, 33(3):634-642.

Chandrasekar S. (1960), *Radiative Transfer*, Dover Publications, New York.

Chanzy A., J.-P. Wigneron and T. J. Schmugge (1992), "Multifrequency passive microwave measurements with PORTOS: experimental design and first results", *Proceeding of Specialist Meeting on Microwave Radiometry and Remote Sensing Applications*, Ed R. Westwater, Boulder.

Chen M. F. and A. K. Fung (1988), "A numerical study of the regions of validity of the Kirchhoff and small-perturbation rough surface scattering models", *Radio Sci.*, 23 (2):163-170.

Chen M. F., K. S. Chen and A. K. Fung (1989), "A study of the validity of the integral equation model by moment method simulation - Cylindrical case", *Remote Sens. Environ.*, 29:217-218.

Chen M. F. and S. Y. Bai (1990), "Computer simulation of waves scattering from a dielectric random surface in two dimensions - Cylindrical case", *J. Electromagnetic Waves and Applications*, 4(10):963-982.

Chen J. S. and A. Ishimaru (1990), "Numerical simulation of the second-order Kirchhoff approximation from very rough surfaces and a study of backscattering enhancement", *J. Acoust. Soc. Am.*, 88(4):1846-1850.

Choudhury B. J., T. J. Schmugge, A. Chang and R. W. Newton (1979), "Effect of surface roughness on the microwave emission from soils", *J. Geophys. Res.* 84:5699-5706.

Choudhury B. J., T. J. Schmugge and T. Mo (1982), "A parametrization of effective soil temperature for microwave emission", *J. Geophys. Res.*, 87(2)1301-1304.

Cilhar J., M. C. Dobson, T. J. Schmugge, P. Hoogeboom, A. R. P. Janse, F. Baret, G. Guyot, T. Le Toan and P. Pampaloni (1987), "Procedures for the description of agricultural crops and soils in optical and microwave remote sensing studies", *Int. J. Remote Sensing*, 8(3):427-439.

Cole A. E., A. Court, A. J. Kantor (1965), *Model atmospheres - Handbook of geophysics and space environment*, Office of Aerospace Research.

Coppo P., G. Luzi, S. Paloscia, and P. Pampaloni (1991), "Effect of soil roughness on microwave emission: comparison between experimental data and models", *Proceedings of IGARSS'91*, Helsinki, Finland, 1167-1170.

Cosgriff R. L., W. H Peake and R. C Taylor (1960), "Terrain scattering properties for sensor system design (Terrain Handbook II), *Engineering Experiment Station Bulletin 181*, Ohio State University.

de Loor G. P (1968), "Dielectric properties of heterogeneous mixtures containing water", *J. Microwave Power*,3:67-73.

Dicke, R. H. (1946), "The measurement of thermal radiation at microwave frequencies", *Rev. Sci., Instr.*,17, July.

Dobson M. C., F. T. Ulaby, M. T. Hallikainen, and M. A. El-Rayes (1985), "Microwave dielectric behavior of wet soils-Part II: dielectric mixing models", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 23 (1):35-46.

England A. W. (1975), "Thermal microwave emission from a scattering layer", *J. Geophys. Res.*, 80(32): 4484-4496.

Fung A. K. (1967), "Theory of cross-polarized and depolarized power returned from a random surface", *Appl. Sci. Res.*, 18:56-60.

Fung A. K. (1981), "An approximate model for backscattering and emission from land and sea", *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, I:620-628.

Fung A. K. and M. F. Chen (1985), "Numerical simulation of scattering from simple and composite random surfaces", *J. Opt. Soc. Am.*, 2(12):2274-2284.

Fung A. K. and G. W. Pan (1987), "A scattering model for perfectly conducting random surface: I. Model development. II. Range of validity", *Int. J. Remote Sensing*, 8(11) 1579-1605.

Fung A. K., Z. Li and K. S. Chen (1992), "Backscattering from a randomly rough dielectric surface", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 30(2)356-369.

Fung A. K (1994), *Microwave scattering and emission models and their applications*, Artech House Remote Sensing Library.

Goutoule J. M (1995), "MIRAS spaceborne instrument and its airborne demonstrator", *Soil Moisture and Ocean Salinity measurement requirements and radiometer techniques*, SMOS consultative meeting.

Goutorbe J. P., T. Lebel, A. Tinga, P. Bessemoulin, J. Brouwer, A. J. Dolman, E. T. Engman, J. H. C. Gash, M. Hoepffner, P. Kabat, Y. H. Kerr, B. Monteny, S. Prince, F. Said, P. Sellers, J. S. Wallace (1994), "Hapex-Sahel: a large scale study of land-atmosphere interactions in the semi-arid tropics", accepted in *Ann. Geophysicae*.

Grosjean O. and A. Sand (1993), "Campagne Hapex-Sahel-Etalonnage du canal 5H", *Rapport interne CNES 93-024/CT/AE/INS/IR -I*.

Grosjean O. and A. Sand (1994a), "Etalonnage du radiomètre hyperfréquence PORTOS et méthode de correction des mesures", *Colloque International ISPRS 'Mesures Physiques et Signatures en Télédétection'*, Val d'Isère, France, 513-518.

Grosjean O. and A. Sand (1994b), "Traitement des données des canaux 10H et 10V de PORTOS- Campagne Hapex-Sahel", *Rapport interne CNES 94NT006/CT/AE/INS/IR -I*.

Grosjean O. and A. Sand (1994c), "Etalonnages des canaux 36H et 36V, 24H et 24V, 90H et 90V. Traitement des données de la campagne Hapex/Sahel", *Rapports internes CNES 94-NT-008/CT/AE/INS/IR - I, NT-013/CT/AE/INS/IR - I*,

Hagfors T. (1966), "Relationship of geometric optics and autocorrelation approaches to the analysis of lunar and planetary radar", *J. Geophys. Res.*, 71(2):379-383.

Hallikainen M. T., F. T. Ulaby, M. C. Dobson, M. A. El-Rayes and L. K. Wu (1985), "Microwave dielectric behavior of wet soils- Part I: empirical models and experimental observations", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 23(1):25-34.

Hardy W. N. (1973), "Precision temperature reference for microwave radiometry", *IEEE Trans. Micro. Theory and Tech.*, MTT-21, 149-150.

Ho W. W., A. W. Love and M. J. Van Melle (1974), "Measurements of the dielectric properties of sea water at 1.43 GHz", *NASA Contractor Rep. CR-2458*, NASA Langley Research Center.

Hoekstra P. and A. Delaney (1974), "Dielectric properties of soils at UHF and microwave frequencies", *J. Geophys. Res.*, 79(11):1699-1708.

Hofer R. and E. G. Njoku (1981), "Regression techniques for oceanographic parameter retrieval using spaceborne microwave radiometry", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, (19), 178-189.

Holzer J. A. and C. C. Sung (1978), "Scattering of electromagnetic waves from a rough surface. II", *J. Appl. Phys.*, 49(3):1002-1011.

Jackson T. J., T. J. Schmugge and Wang J.R. (1982), "Passive microwave sensing of soil moisture under vegetation canopies", *Water Resources. Res.*, 18(4):1137-1142.

Jackson T. J. and P. E. O'Neill (1986), "Microwave dielectric model for aggregated soils", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 24(6)920-929.

Jackson T. J. and P. E. O'Neill (1987), "Salinity effects on the microwave emission of soils", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 25(2)214-220.

Jin Y. Q. (1993), *Electromagnetic scattering modelling for quantitative remote sensing*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore.

Kerr Y. H. and E. G. Njoku (1990), "A semi-empirical model for interpreting microwave emission from semi-arid land surfaces as seen from space", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 28(3):384-393.

Klein L. A. and C. T. Swift (1977), "An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 25:104-111.

Kong J. A. (1975), *Theory of Electromagnetic Waves*, Wiley-Interscience, New-York.

Landau L. and E. Lifshitz (1960), *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon, New York.

Lane J. and J. Saxton (1952), "Dielectric dispersion in pure polar liquids at very high radio frequencies", III. The effect of electrolytes in solution, *Proc. Roy. Soc.*, 214A:531-545.

Leader J. C. (1971), "Bidirectional scattering of electromagnetic waves from rough surfaces", *J. App. Phys*, 42 (12):4808-4816.

Le Vine D. M, S. Ruf, C. T. Swift, A. B. Tanner (1988), "Interferometric synthetic aperture microwave radiometry for remote sensing of the earth", *IEEE Trans Geosci. Remote Sensing*, 26(2).

Li Z. and A. K Fung (1991), "A reformulation of the surface field integral equation", *J. Electromagnetic Waves and Applications*, 5(2):195-203.

Lundien J. R. (1971), "Terrain analysis by electromagnetic means", U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS, Tech Rep. 3-727.

Lynch P. J. and R. J. Wagner (1970), " Rough surface scattering: shadowing, multiple scatter, and energy conservation", *J. Math. Phys.*, 10:3032-3043.

Mätzler C. (1987), "Applications of the interactions of microwaves with the natural snow cover", *Remote Sensing Reviews*, Harwood Academic Publishers, 2(2):259-392.

Mo T., T. J. Schmugge, and B. J. Choudhury (1980), "Calculations of the spectral nature of the microwave emission from soils", *NASA Tech. Memo 82002*.

Mo T., B. J. Choudhury, T. J. Schmugge, J. R Wang and T. J. Jackson (1982), "A model for microwave emission from vegetation-covered fields", *J. Geophys. Res.*, 87:11229-11237.

Mo T., T. J. Schmugge and J.R. Wang (1987), "Calculation of the microwave brightness temperature of rough soil surfaces: bare field", *IEEE Trans Geosci. Remote Sensing*, 25(1):47-54.

Mo T. and T. J. Schmugge (1987), "A parametrization of the effect of surface roughness on microwave emission", *IEEE Trans Geosci. Remote Sensing*, 25(4):481-486.

Newton R. W. (1977), "Microwave remote sensing and its application to soil moisture detection", Texas A & M. Univ., College Station, TX, Tech Rep. RSC-81.

Newton R. W. and J.W. Rouse (1980), "Microwave radiometer measurements of soil moisture content", *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* 28:680-686.

Newton R. W., Q. R. Black, S. Mamanvand, A. J. Blanchard, and B. R. Jean (1982), "Soil moisture information and thermal microwave emission", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 20(3), 275-281.

NJoku E. G. and J. A. Kong (1977), "Theory for passive microwave remote sensing of near-surface soil moisture", *J. Geophys. Res.*, 82(20):3108-3118.

NJoku E. G. and P. E. O'Neill (1982), "Multifrequency microwave radiometer measurements of soil moisture", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 20(4)1982.

Noilhan J. and J. C. Calvet (1994), "Mesoscale land-atmosphere models and usefulness of microwave remote-sensing data", *Passive Microwave Remote Sensing of Land and Atmosphere Interactions*, 17-54, Editors: Choudhury B.J., Y.H Kerr, E. G. Njoku, P. Pampaloni.

Oh Y., K. Sarabandi, and F. T. Ulaby (1992), "An empirical model and an inversion technique for radar scattering from bare soil surfaces", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 30(2):370-381.

Ogilvy J. A. (1991), *Theory of wave scattering from random rough surfaces*, IOP Publishing Ltd, Adam Higler.

Ogilvy J. A. and J. R. Forster (1989), "Rough surfaces: Gaussian or exponential statistics?", *J. Phys D: Appl. Phys.* (22) 1243-1251.

Padovan G (1991), *Radiomètre PORTOS- Manuel de l'utilisateur et de maintenance*, Matra-Marconi Espace, Département Hyperfréquences, Ref:134.91/HY/POR.

Peake W. H. (1959), "Interaction of electromagnetic waves with some natural surfaces", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-7:324:325.

Poggio A. J. and E. K. Miller (1973), "Integral Equation Solution of Three Dimensional Scattering Problems," *Computer Techniques of Electromagnetics*, Pergamon, New York, 1973, Chapter 4.

Reutov E. A. and A. M. Shutko (1986), "Prior-knowledge-based soil-moisture determination by microwave radiometry", *Soviet J. Remote Sensing*, 5(1) 100-125

Rice S. O. (1951), "Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces", *Comm. Pure Appl. Math.*, 4(2/3):361-378, 1951.

Rowntree P. R. (1994), "Large-scale land-atmosphere models and data needs", *Passive Microwave Remote Sensing of Land and Atmosphere Interactions*, 3-15, Editors: Choudhury B.J., Y.H Kerr, E. G. Njoku, P. Pampaloni.

Ruck G. T., D. E. Barrick, W. D. Stuart, and C. K. Krichbaum (1970), *Radar Cross Section Handbook*, Plenum, New York.

Saatchi S. S., E. G. Njoku and U. Wegmüller (1994), "Synergism of active and passive microwave data for estimating bare soil surface moisture", *Passive Microwave Remote Sensing of Land and Atmosphere Interactions*, 205-224, Editors: Choudhury B.J., Y.H Kerr, E. G. Njoku, P. Pampaloni.

Sancer M. I. (1969), "Shadow-corrected electromagnetic scattering from a randomly rough surface", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-17(5):577-585.

Schiffer R. (1987), "Reflectivity of a slightly rough surface", *J. Appl. Opt.*, 26(4):704-712.

Schmugge T., P. Gloersen, T. Wilheit and F. Geiger (1974), "Remote sensing of soil moisture with microwave radiometers", *J. Geophys. Res.*, 79(2):317-323.

Schmugge T. J. and B. J. Choudhury (1981), "A comparison of radiative transfer model for predicting the microwave emission from soils", *Radio Sci.* 16(4)927-938.

Schmugge T. J., P. E. O'Neill and J. R. Wang (1986), "Passive microwave soil moisture research", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 24(1)12-22.

Schmugge T. J., T. J. Jackson, W. P. Kustas, and J. R. Wang (1992), "Passive microwave remote sensing of soil moisture: results from Hapex, Fife and Monsoon'90", *ISPRS J. Photogramm. Remote Sens.*, 47:127-143.

Shutko A. M. and E. M. Reutov (1982), "Mixture formulas applied in estimation of dielectric and radiative characteristics of soils and ground at microwave frequencies", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 20(1):29-32.

Skou N.(1989), *Microwave radiometer systems: Design & Analysis*, Artech House Remote sensing Libraries.

Smith B. G. (1967), "Geometrical shadowing of a random rough surface", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-15(5):668-671.

Stogryn A. (1970), "The brightness temperature of a vertically structure medium", *Radio Sci.*, 5/1397-1406.

Stogryn A. (1971), "Equations for calculating the dielectric constant of saline water", *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, MIT-19:733-736.

Stoll, M. P. (1990), "Mesures de la température et de l'émissivité de surface par télédétection: modèles et méthodes",. *Télédétection spatiale: aspects physiques et modélisation*, CNES. Cepadues éditions, Toulouse.

Suresh Raju (1995), "Effects of soil moisture and temperature vertical profiles on microwave emission from bare soils: consequence in soil moisture estimation", *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VII*, Paris, France.

Suresh Raju, A. Chanzy, J. P. Wigneron, J. C. Calvet, Y. H. Kerr, and L. Laguerre (1995), "Soil moisture and temperature profile effects on microwave emission at low frequencies", Accepted in *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*.

Topp G. C and J. L. Davis (1985), "Time Domain Reflectometry (TDR) and its application in irrigation scheduling", 107-127, in *Advances in irrigation*, D. Hillel Ed.

Tsang L. and R. W. Newton (1982), "Microwave emissions from soils with rough surfaces", *J. Geophys. Res.* 87(11)9017-9024.

Tsang L., J. A. Kong. and R. T. Shin (1986), *Theory of remote sensing*, Wiley Series in Remote Sensing.

Tsang. L., E. G. Njoku, and J. A. Kong (1975), "Microwave thermal emissions from a stratified medium with nonuniform temperature distributions", *J. Appl. Phys.*, 46:5127-5134.

Ulaby F. T., R. K. Moore, and A. K. Fung (1981), *Microwave remote sensing, Volume I-Active and passive-Fundamentals and radiometry*, Addison-Wesley Publishing Company, Artech House.

Ulaby F. T., R. K. Moore, and A. K. Fung (1982), *Microwave Remote Sensing, Volume II-Active and Passive-Radar Remote Sensing and Surface Scattering and Emission Theory*, Addison-Wesley Publishing Company, Artech House.

Ulaby F. T., R. K. Moore, and A. K. Fung (1986), *Microwave remote sensing, Volume III-Active and passive-From theory to applications*, Addison-Wesley Publishing Company, Artech House.

Valenzuela G. (1967), "Depolarization of E. M. waves by slightly rough surfaces", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 15:552-557.

Wagner R. J. (1967), "Shadowing of randomly rough surfaces", *J. Acoust. Soc. Am.*, 41, 138-147.

Wallez C. (1994), "Absorption et diffusion électromagnétiques par les hydrométéores. Application à l'imagerie radiométrique en ondes millimétriques", *Thèse de Doctorat de l'Université Paul Sabatier*, Toulouse, France, 286 p.

Wang J. R., T. J. Schmugge and D. Williams (1978), "Dielectric constants of soils at microwave frequencies-II", *NASA Tech. Paper* 1238.

Wang J. R., R. W. Newton and J. W. Rouse (1980), "Passive microwave remote sensing of soil moisture: the effect of tilled row structure", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 18(4):296-302.

Wang J. R., J. Shiue, W. Gould, J. Fuchs, E. Hirschmann, and W. Glazar (1980), "System calibration of the 1.4 GHz and 5 GHz radiometers for soil moisture remote sensing", *NASA/GSFC TM* 82043.

Wang J. R. and T. J. Schmugge (1980), "An empirical model for the complex dielectric permittivity of soils as a function of water content", *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, 18(4):288-295.

Wang J. R. and B. J. Choudhury (1981), "Remote sensing of soil moisture content over bare field at 1.4 GHz frequency", *J. Geophys. Res.*, 86(6):5277-5282.

Wang, J. R., P. E. O'Neill, T. J. Jackson and E.T. Engman (1983), "Multifrequency measurements of the effects of soil moisture, soil texture and surface roughness", *IEEE Trans Geosci. Remote Sensing*, 21(1):44-50.

Wang J. R. (1987), "Microwave emission from smooth bare fields and soil moisture sampling depth", *IEEE Trans Geosci. Remote Sensing*, 25:616-622.

Waters J. W. (1976), "Absorption and emission by atmospheric gases", in *Methods of experimental physics*, New York Academic, (12), part B.

Wegmuller U. (1990), "The effect of freezing and thawing on the microwave signatures of bare soil", *Remote. Sens. Environ*, 33:123-135.

Wigneron J.-P. (1993), "Modélisation de l'émission micro-onde d'un couvert végétal- Mise en relation de la mesure hyperfréquence passive avec les échanges énergétiques et hydriques d'une culture de soja", *Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier*, Toulouse.

Wilheit T. T. (1978), "Radiative transfer in a plane stratified dielectric", *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, 16:138-143.

Wobschall D. (1977), "A theory of the complex dielectric permittivity of soil containing water, the semi disperse model", *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, 15:29-58.

Liste des figures et des tableaux

Liste des figures et des tableaux

Chapitre 1: Bases physiques

Figure 1.1: composantes horizontale et verticale d'une onde plane incidente sur une surface (S), le plan (π) définit le plan d'incidence.

Figure 1.2: réflexion et réfraction à l'interface de 2 milieux selon les lois de Snell-Descartes.

Figure 1.3: variation angulaire de la réflectivité de Fresnel en polarisations horizontale et verticale.

Figure 1.4: représentation de la réflexion par une surface rugueuse (S) pour le calcul du critère de Rayleigh basé sur la différence de phase $\Delta\phi$.

Figure 1.5: schéma du changement de la distribution d'énergie diffusée par un diffuseur de dimensions finies dont la rugosité de surface augmente, (a) surface lisse, (b) surface légèrement rugueuse, (c) surface très rugueuse (d'après Ogilvy, 1991).

Figure 1.6: profondeurs de pénétration d'un sol en fonction de l'humidité du sol, à différentes fréquences (d'après Ulaby, 1982).

Figure 1.7: directions d'incidence et de diffusion pour le calcul du coefficient bistatique de diffusion.

Figure 1.8: courbes de la loi de rayonnement de Planck (d'après Ulaby et al., 1981).

Figure 1.9: géométrie pour établir la loi de Kirchhoff (d'après Tsang et al., 1985).

Chapitre 2: Eléments bibliographiques sur la modélisation de l'émission micro-onde des sols nus.

Figure 2.1: comparaison des humidités gravimétriques mesurées 0-2, 0-5, 0-9 cm et estimées pour les fréquences 1.4, 5.05, 10.65 GHz en fonction du dessèchement d'un sol lisse (d'après Newton et al., 1982).

Figure 2.2: -températures de brillance observées sur une période de 48h, pour un sol lisse très sec pour les fréquences 1.4 et 10.69 GHz (d'après Njoku et al., 1982).

Figure 2.3: variations de la température de brillance mesurée, normalisée par la température de surface mesurée, en fonction de l'humidité volumique du sol, pour des sols de rugosités et de textures différentes, à 1.4 GHz et 10.7 GHz (d'après Wang et al., 1983).

Tableau 2.1: exemples de paramètres h et Q ajustés à partir de différents modèles tirés de la bibliographie, ($G(\theta)$ représente la fonction angulaire, facteur du paramètre h).

Chapitre 3: Modélisation des paramètres physiques du milieu

Figure 3.1: constantes diélectriques mesurées à 5 GHz pour des sols de textures différentes en fonction de l'humidité volumique du sol (d'après Wang and Schmugge, 1980).

Figure 3.2: température de brillance du ciel en fonction de la fréquence d'observation - bandes d'absorption de la vapeur d'eau et de l'oxygène (d'après Ulaby et al., 1981).

Chapitre 4: Modèles de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses

Figure 4.1: représentation dans le plan ($K\sigma$, KL) des domaines de validité du modèle de petites perturbations (noté SPM) et sous l'approximation de Kirchhoff, des modèles de physique optique (noté PO) et de l'optique géométrique (noté GO), pour des coefficients de corrélation gaussien et exponentiel.

Figure 4.2: illustration des facettes non-prises en compte (normale selon \vec{n}_i) sous l'approximation de Kirchhoff et des facettes ombrées.

Chapitre 5: Etude de sensibilité des modèles de diffusion

Figure 5.1: représentation dans le plan ($K\sigma$, KL) des domaines de validité du modèle de petites perturbations (noté SPM) et sous l'approximation de Kirchhoff, des modèles de physique optique (noté PO) et de l'optique géométrique (noté GO), pour des coefficients de corrélation gaussien et exponentiel.

Figure 5.2: répartition dans le plan (KL , $K\sigma$), des longueurs de corrélation et des écart-types des hauteurs (1 mm, 5 mm, 10 mm, 15 mm, 20 mm, 25 mm) utilisés pour les simulations du modèle PO à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 5.3: variation de la température de brillance, en polarisation horizontale, calculée avec le modèle PO, pour un coefficient de corrélation gaussien, en fonction de l'écart-type des hauteurs, pour différentes longueurs de corrélation L , à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 5.4: même légende que la figure 5.2, avec utilisation d'un coefficient de corrélation exponentiel.

Figure 5.5: répartition dans le plan (KL , $K\sigma$), des longueurs de corrélation et des écart-types des hauteurs (de 22.5 mm à 75 mm) utilisés pour les simulations du modèle GO à (a) 5.05 GHz, (b) 10.65 GHz.

Figure 5.6: variation de la température de brillance, en polarisation horizontale, calculée avec le modèle GO, pour un coefficient de corrélation gaussien, en fonction de l'écart-type des hauteurs, pour différentes longueurs de corrélation L , à (a) 5.05 GHz, (b) 10.65 GHz.

Figure 5.7: répartition dans le plan $(KL, K\sigma)$, des longueurs de corrélation et de écarts-types des hauteurs (1 mm, 2.5 mm, 5 mm, 7.5 mm, 10 mm) utilisés pour les simulations du modèle SPM à 1.4 GHz.

Figure 5.8: variation de la température de brillance, en polarisation horizontale, calculée avec le modèle SPM, pour un coefficient de corrélation gaussien, en fonction de l'écart-type des hauteurs, pour différentes longueurs de corrélation L , à (a) 5.05 GHz, (b) 10.65 GHz.

Figure 5.9: variations de la température de brillance calculée avec le modèle PO gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écarts-types suivants: (a) 1 mm, (b) 5 mm, (c) 10 mm.

Figure 5.10: variations de la température de brillance calculée avec le modèle GO gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écarts-types suivants: (a) 45 mm, (b) 50 mm, (c) 55 mm.

Figure 5.11: variations de la température de brillance calculée avec le modèle SPM gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écarts-types suivants: (a) 1 mm, (b) 5 mm, (c) 10 mm.

Figure 5.12: variations de la température de brillance, calculée avec le modèle PO gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écarts-types suivants: (a) 1 mm, (b) 5 mm, (c) 10 mm.

Figure 5.13: variations de la température de brillance, calculée avec le modèle GO gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écarts-types suivants: (a) 45 mm, (b) 50 mm, (c) 55 mm.

Figure 5.14: variations de la température de brillance, calculée avec le modèle SPM gaussien, en fonction de l'angle d'incidence, pour différents L et pour les écarts-types suivants: (a) 1 mm, (b) 5 mm, (c) 10 mm.

Tableau 5.1: écarts-types σ et longueurs de corrélation L utilisées pour les simulations du modèle PO.

Tableau 5.2: exemple de la contribution de la réflectivité cohérente RH_{coh} à la réflectivité totale RH , en fonction de la fréquence, pour σ égal à 5 mm et 10 mm, aux angles d'incidence 20° et 40° , pour $L = 200$ mm et $m_v = 10 \text{ cm}^3\text{cm}^{-3}$.

Tableau 5.3: écarts-types σ et longueurs de corrélation L utilisées pour les simulations du modèle GO.

Tableau 5.4: écarts-types σ et longueurs de corrélation L utilisées pour les simulations du modèle SPM.

Chapitre 6: expérimentation PORTOS'93.

Figure 6.1: dispositif expérimental et organisation des parcelles suivant leur utilisation lors de l'expérience PORTOS'93.

Figure 6.2: répartition temporelle des expériences et des précipitations pendant PORTOS'93.

Figure 6.3: évolutions temporelles des humidités volumiques de surface mesurées, pour les couches de sol, 0-0.5 cm, 0-1 cm, 1-2 cm, 2-3 cm, 3-4 cm, 5-7 cm, pour les parcelles d'expérimentation suivantes: (a) SI(TL), (b) OD(L), (c) SL(MR), (d) SC(MR), (e) SU(R), (f) SR(TR), (g) SB(TR).

Figure 6.4: évolutions du rapport écart-type à humidité volumique en fonction de l'humidité volumique pour les couches 0-0.5 cm, 2-3 cm, 5-7 cm, pour les parcelles suivantes: (a) SI(TL), (b) SL(MR), (c) SU(R).

Figure 6.5: évolutions des masses volumiques sèches mesurées et des intervalles de confiance à 95% associés, suivant la profondeur du sol, pour les parcelles suivantes: (a) SI(TL), (b) OD(L), SL(MR), (d) SC(MR), (e) SU(R), (f) OE(MR).

Figure 6.6: exemples de profils de rugosité mesurés, sur des parcelles du site d'expérimentation, lors de la campagne PORTOS'93.

Figure 6.7: fonctions d'autocorrélation mesurées pour les parcelles (a) SI(TL), (b) OD(L), (c) SL(MR), (d) SC(MR), (e) SU(R), (f) SR(TR), (g) SB(TR), pendant l'expérience PORTOS'93.

Figure 6.8: schéma de fonctionnement du radiomètre de Dicke PORTOS (d'après Padovan, 1991).

Figure 6.9: droites de calibration reliant la tension de sortie du radiomètre à la température radiométrique de la cible étalon (TBVrai) pour les canaux suivants: (a) 5.05 GHz, (b) 10.65 GHz, (c) 23.8 GHz, (d) 36.5 GHz, (e) 90 GHz.

Figure 6.10: droite de calibration reliant la tension de sortie du radiomètre à la température du récepteur du radiomètre du canal à 1.4 GHz.

Tableau 6.1: organisation des différentes parcelles de l'expérience.

Tableau 6.2: caractéristiques du profil mesuré par le rugosimètre laser.

Tableau 6.3: écart-types et longueurs de corrélation issus des profils mesurés, pour chaque parcelle, dans les directions parallèles (para) et perpendiculaires (perp) à la direction du travail du sol.

Tableau 6.4: domaines de fréquences et polarisation de PORTOS.

Tableau 6.5: précision radiométrique absolue et résolution radiométrique de PORTOS, établies en laboratoire, à partir d'une consigne thermique contrôlée à $\pm 0.5^\circ\text{C}$ (d'après Padovan 1991).

Tableau 6.6: mesures performances radio-électriques des antennes de PORTOS.

Chapitre 7: Analyse des données expérimentales

Figure 7.1: variations angulaires des températures de brillance mesurées, sur les parcelles SI(TL), SC(MR), SU(R), en conditions sèche et humide, pour les polarisations H(+) et V(o), et aux fréquences 1.4, 5.05, 10.654 GHz.

Figure 7.2: (a) représentation des écart-types des hauteurs en fonction des longueurs de corrélation, issues des profils de rugosités de la campagne PORTOS'93, (b) même représentation que figure (a) recentrée sur les parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR) et SU(R).

Figure 7.3: variations des émissivités expérimentales en polarisation H, à 20 degrés d'incidence, en fonction de l'humidité du sol, pour les parcelles de rugosités différentes, SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU(R), SR(TR), SB(TR), aux fréquences suivantes: (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.4: courbes expérimentales de la variation de la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol en fonction de la rugosité (moyenne écart-type des hauteurs mesurés) à 20 degré d'incidence, en polarisation H à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.5: courbes expérimentales de la variation de la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol en fonction de la longueur de corrélation à 20 degré d'incidence, en polarisation H à 5.05 GHz.

Figure 7.6: variations expérimentales de la différence angulaire de l'émissivité $e(40\text{deg.}) - e(10\text{deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, en polarisation H en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.7: variations expérimentales de la différence angulaire de l'émissivité $e(40\text{deg.}) - e(10\text{deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, en polarisation V en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.8: variations expérimentales de la différence angulaire de l'émissivité $e(40\text{deg.}) - e(10\text{deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, en polarisation H en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.9: variations expérimentales de la différence angulaire de l'émissivité $e(40\text{deg.}) - e(10\text{deg.})$ en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, en polarisation V en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.10: variations expérimentales de la différence de polarisation de l'émissivité $eV - eH$ en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.11: variations expérimentales de la différence de polarisation de l'émissivité $eV - eH$ en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.12: variations expérimentales du rapport de polarisation de l'émissivité $(eV - eH)/(eV + eH)$ en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 7.13: variations expérimentales du rapport de polarisation de l'émissivité ($eV-eH$)/($eV+eH$) en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, à 40 degrés d'incidence, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Tableau 7.1: résultats des régressions linéaires, $T_B = A m_v + B$, réalisées sur les courbes d'émissivités et de températures de brillances expérimentales en fonction de l'humidité volumique du sol. Les températures de brillance sont mesurées à 1.41, 5.05, 10.65 GHz à 20° en polarisation H pour les parcelles SI(TL), OD(L), SL(MR), SC(MR), SU(R), SR(TR), SB(TR). A, B., N et RMSE désignent respectivement les pentes et ordonnées à l'origine de droites de régression, N le nombre de données utilisées pour les régressions et RMSE l'écart quadratique moyen sur la relation $T_B = f(m_v)$ ou $e = f(m_v)$.

Chapitre 8: comparaison des données radiométriques micro-ondes mesurées et simulées.

Figure 8.1: représentation dans le plan (KL , $K\sigma$) des domaines de validité des modèles SPM, PO, GO et des rugosités mesurées, lors de la campagne PORTOS'93 sur les parcelles SI, OD, SL, SC, SU, SR, SB, pour les fréquences suivantes (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 8.2: comparaison des températures de brillance mesurées à 20 degré d'incidence en polarisation H à 5.05 GHz pour la parcelle S, et des températures de brillance simulées avec le modèle PO suivant (a) l'hypothèse 1 (voir texte) et (b) l'hypothèse 2.

Les barres d'incertitudes sur la température de brillance matérialisent l'effet de la variabilité de la rugosité sur les simulations des températures de brillance.

La diagonale représente la première bissectrice.

Figure 8.3: comparaisons des TB simulées par le modèle SPM et de TB mesurées, à 1.41 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes (a)-(b) OD, (c)-(d) SL, (e)-(f) SC.

Figure 8.4: variations angulaires des TB mesurées à 1.41 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle SPM correspondantes, pour les parcelles suivantes: (a) OD(L), (b) SL(MR), (c) SC(MR).

Figure 8.5: comparaisons des TB simulées par le modèle PO et de TB mesurées, à 5.05 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes (a)-(b) SI(TL), (c)-(d) OD(L), (e)-(f) SL(MR).

Figure 8.6: variations angulaires des TB mesurées à 5.05 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle PO correspondantes, pour les parcelles suivantes: (a) SI (TL), (b) OD(L), (c) SL(MR).

Figure 8.7: comparaisons des TB simulées par le modèle PO et de TB mesurées, à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes (a)-(b) SI(TL) (c)-(d) OD(L), (e)-(f) SL(MR), (g)-(h) SC(MR).

Figure 8.8: variations angulaires des TB mesurées à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle PO correspondantes, pour la parcelle SC(MR).

Figure 8.9: variations angulaires des TB mesurées à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle GO correspondantes, pour les parcelles suivantes (a) SR(TR), (b) SB(TR).

Figure 8.10: comparaisons des TB simulées par le modèle GO et de TB mesurées, à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes (a)-(b) SU(R) (c)-(d) SR(TR), (e)-(f) SB(TR).

Figure 8.11: courbes expérimentales et modélisées de l'évolution de la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol en fonction de la rugosité moyenne (moyenne des écart-types des hauteurs mesurés) à 20 degré d'incidence, en polarisation H à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 8.12: évolutions expérimentales et modélisées du rapport de polarisation $(eV-eH)/(eV+eH)$, à 40 degrés d'incidence, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 8.13: évolutions expérimentales et modélisées du rapport de polarisation $(eV-eH)/(eV+eH)$, à 40 degrés d'incidence, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 8.14: en hachuré, régions de validité expérimentales des modèles, basées sur les confrontations modèle/mesure (voir texte).

Tableau 8.1: résultats des régressions linéaires entre les températures de brillance simulées, par le modèle de Fresnel, et les températures de brillances mesurées sur la parcelle SI, en polarisations horizontale et verticale aux angles d'incidence 20°, 30°, 40° (tableau issu de Suresh Raju et al., 1995).

Tableau 8.2: combinaisons parcelle/fréquence appartenant aux domaines de validité des modèles de diffusion SPM, PO, GO (l'exposant lim signifie que la combinaison (parcelle, fréquence) est à la limite du domaine de validité du modèle associé).

Tableau 8.3: indications sur la sensibilité des modèles SPM, PO, GO à la rugosité pour les fréquences 1.4, 5.05, 10.65 GHz.

Tableau 8.4: résultats des régressions linéaires TB mesurées/ TB modélisées à 20° et 40° en polarisation H et V pour les combinaisons (modèle, fréquence, parcelle) du tableau 8.2.

Tableau 8.5: résultats des régressions linéaires entre les températures de brillance mesurées à 20° et 40°, en polarisation H et V, à 5.05 GHz, pour la parcelle SI(TL), et les températures de brillance simulées par le modèle PO et le modèle de Fresnel.

Annexe B: Rugosités de la campagne PORTOS'93

Planche B.1: rugosité de la parcelle SI(TL)

Figure 8.8: variations angulaires des TB mesurées à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle PO correspondantes, pour la parcelle SC(MR).

Figure 8.9: variations angulaires des TB mesurées à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V pour un sol sec et un sol humide et évolutions angulaires des TB simulées par le modèle GO correspondantes, pour les parcelles suivantes (a) SR(TR), (b) SB(TR).

Figure 8.10: comparaisons des TB simulées par le modèle GO et de TB mesurées, à 10.65 GHz, à 20 et 40 degrés, en polarisations H et V, pour les parcelles suivantes (a)-(b) SU(R) (c)-(d) SR(TR), (e)-(f) SB(TR).

Figure 8.11: courbes expérimentales et modélisées de l'évolution de la sensibilité de l'émissivité à l'humidité du sol en fonction de la rugosité moyenne (moyenne des écart-types des hauteurs mesurés) à 20 degré d'incidence, en polarisation H à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 8.12: évolutions expérimentales et modélisées du rapport de polarisation $(eV-eH)/(eV+eH)$, à 40 degrés d'incidence, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 8.13: évolutions expérimentales et modélisées du rapport de polarisation $(eV-eH)/(eV+eH)$, à 40 degrés d'incidence, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure 8.14: en hachuré, régions de validité expérimentales des modèles, basées sur les confrontations modèle/mesure (voir texte).

Tableau 8.1: résultats des régressions linéaires entre les températures de brillance simulées, par le modèle de Fresnel, et les températures de brillances mesurées sur la parcelle SI, en polarisations horizontale et verticale aux angles d'incidence 20°, 30°, 40° (tableau issu de Suresh Raju et al., 1995).

Tableau 8.2: combinaisons parcelle/fréquence appartenant aux domaines de validité des modèles de diffusion SPM, PO, GO (l'exposant lim signifie que la combinaison (parcelle, fréquence) est à la limite du domaine de validité du modèle associé).

Tableau 8.3: indications sur la sensibilité des modèles SPM, PO, GO à la rugosité pour les fréquences 1.4, 5.05, 10.65 GHz.

Tableau 8.4: résultats des régressions linéaires TB mesurées/ TB modélisées à 20° et 40° en polarisation H et V pour les combinaisons (modèle, fréquence, parcelle) du tableau 8.2.

Tableau 8.5: résultats des régressions linéaires entre les températures de brillance mesurées à 20° et 40°, en polarisation H et V, à 5.05 GHz, pour la parcelle SI(TL), et les températures de brillance simulées par le modèle PO et le modèle de Fresnel.

Annexe B: Rugosités de la campagne PORTOS'93

Planche B.1: rugosité de la parcelle SI(TL)

1ère colonne: profils de rugosités mesurés et redressés, dans les directions perpendiculaires et parallèle à la direction du travail du sol.

2ème colonne: histogramme des hauteurs des profils mesurés, dans les directions perpendiculaire et parallèle et représentation gaussienne de la distribution des hauteurs, calculée avec l'écart-type des hauteurs du profil associé.

3ème colonne: fonction d'autocorrélation des profils mesurés, dans les directions perpendiculaire et parallèle et représentations gaussienne et exponentielle de la fonction d'autocorrélation, calculées avec la longueur de corrélation du profil associé.

Planche B.2: rugosité de la parcelle OD(L)

Planche B.3: rugosité de la parcelle SL(MR)

Planche B.4: rugosité de la parcelle SC(MR)

Planche B.5: rugosité de la parcelle SU(R)

Planche B.6: rugosité de la parcelle SR(TR)

Planche B.7: rugosité de la parcelle SB(TR)

Annexe C: Fonction de transfert du circuit antenne du radiomètre PORTOS à 1.4 GHz

Figure C.1: schéma du circuit d'antenne et caractéristique des éléments constitutifs

Annexe D: Analyse des données PORTOS'93 - Evolutions temporelles

Figure D.1: évolutions temporelles des températures de brillance mesurées, pour la parcelle SI(TL) à 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz et (d) des humidités associées.

Figure D.2: parcelle SC(MR), même commentaires.

Figure D.3: évolution des températures de brillance à 1.41, 5.05, 10.65 GHz, pour la parcelle SI(TL), avant et pendant une pluie, durant la journée 173 (extrait de Suresh Raju et al., 1995).

Figure D.4: évolutions temporelles (a) des températures de brillance mesurées, pour la parcelle SL (MR), en polarisation horizontale, aux fréquences 1.4, 5.05, 10.65 GHz et (b) des humidités associées.

Annexe E: Confrontations indices radiométriques observés/simulés

Figure E.1: évolutions expérimentales et modélisées de la variation angulaire de l'émissivité ($e(40 \text{ deg.})-e(10 \text{ deg.})$), en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, en polarisation H, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure E.2: évolutions expérimentales et modélisées de la variation angulaire de l'émissivité ($e(40 \text{ deg.})-e(10 \text{ deg.})$), en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, en polarisation V, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure E.3: évolutions expérimentales et modélisées de la variation angulaire de l'émissivité ($e(40 \text{ deg.})-e(10\text{deg.})$), en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, en polarisation H, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure E.4: évolutions expérimentales et modélisées de la variation angulaire de l'émissivité ($e(40 \text{ deg.})-e(10\text{deg.})$), en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, en polarisation V, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure E.5: évolutions expérimentales et modélisées de la différence de polarisation en émissivité ($eV-eH.$), en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, à 40 degrés, en conditions sèches, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Figure E.6: évolutions expérimentales et modélisées de la différence de polarisation en émissivité ($eV-eH.$), en fonction de la moyenne des écart-types des hauteurs mesurés, à 40 degrés, en conditions humides, à (a) 1.4 GHz, (b) 5.05 GHz, (c) 10.65 GHz.

Table des matières

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre 1. Bases physiques	4
1.1. Nature du rayonnement électromagnétique.....	4
1.1.1. L'onde électromagnétique.....	4
1.1.2. Polarisation.....	6
1.2. Interactions onde-matière.....	6
1.2.1. Interface plane	7
1.2.2. Interface rugueuse	8
1.2.3. Profondeur de pénétration	9
1.3. Intensité du rayonnement	10
1.3.1. Coefficient bistatique de diffusion	10
1.3.2. Intensité spécifique.....	11
1.3.3. Loi de Planck.....	12
1.3.4. Loi de Rayleigh-Jeans	12
1.3.5. Température de brillance et émissivité.....	13
1.3.6. Relation entre le coefficient bistatique de diffusion et l'émissivité et loi de Kirchhoff	13
Chapitre 2. Eléments bibliographiques sur la modélisation de l'émission micro-onde des sols nus	17
2.1. Modèles stratifiés	19
2.1.1. Modèles incohérents.....	19
2.1.2. Modèles cohérents.....	20
2.1.3. Modèles semi-empiriques	23
2.2. Modèles de rugosité	25
2.2.1. Modèles théoriques	26
2.2.2. Modèles semi-empiriques	29
2.3. Conclusion	32
Chapitre 3. Modélisation des paramètres physiques du milieu.....	34
3.1. Le sol.....	34
3.1.1. Description statistique de la surface du sol	34
3.1.1.1. Densité de probabilité des hauteurs et écart-type des hauteurs	35
3.1.1.2. Fonctions de corrélation et longueur de corrélation	36
3.1.1.3. Pente et rayon de courbure moyens	38
3.1.2. Constante diélectrique du sol	39
3.1.2.1. Généralités.....	40
3.1.2.2. Modèle de Wang et Schmugge.....	42
3.1.2.3. Modèle semi-empirique de Dobson	43
3.1.2.4. Discussion	45
3.2. L'atmosphère	47
3.2.1. Interactions rayonnement/ constituants atmosphériques.....	47
3.2.2. Influence de l'atmosphère sur la température de brillance	48

Chapitre 4. Modèles de diffusion des ondes électromagnétiques par les surfaces rugueuses	51
4.1. Equations intégrales du champ électrique.....	51
4.2. Approximation de Kirchhoff.....	53
4.2.1. Développement en série de Taylor en fonction des pentes de surface	57
4.2.1.1. Expressions des intensités en fonction des moments statistiques de la distribution des hauteurs	61
4.2.1.2. Expressions du coefficient bistatique de diffusion.....	66
4.2.2. Approximation de la phase stationnaire	69
4.3. Méthode des petites perturbations.....	72
Chapitre 5. Etude de sensibilité des modèles de diffusion	75
5.1. Domaines de validité des modèles	76
5.2. Influence des caractéristiques de la rugosité sur l'émission des sols nus	76
5.2.1. Caractérisation du niveau de température de brillance en fonction de la rugosité	77
5.2.1.1. Modèle PO.....	77
5.2.1.2. Modèle GO	79
5.2.1.3. Modèle SPM.....	80
5.2.2. Comportement angulaire de la température de brillance.....	80
5.3. Influence de l'humidité du sol sur l'émission des sols nus	81
5.4. Conclusions.....	83
Chapitre 6. Expérimentation PORTOS'93	84
6.1. Description du site de mesures.....	85
6.2. Mesures caractéristiques du milieu sol	88
6.2.1. Humidité de surface	88
6.2.2. Masse volumique sèche.....	90
6.2.3. Température du sol.....	91
6.2.4. Rugosité de surface	92
6.3. Description du radiomètre PORTOS	95
6.3.1. Présentation générale.....	95
6.3.2. Principes de fonctionnement	96
6.3.3. Caractéristiques des antennes.....	98
6.4. Mesures radiométriques micro-ondes	99
6.4.1. Etalonnage in-situ.....	99
6.4.2. Protocole des mesures micro-ondes	102
6.4.3. Traitement et qualité des données radiométriques	104
Chapitre 7. Analyse des données expérimentales	107
7.1. Influence de l'humidité du sol et de la rugosité de surface sur la température de brillance: résultats expérimentaux.....	107
7.2. Indices radiométriques de rugosité.....	109
7.2.1. Sensibilité de l'émission micro-onde d'un sol nu à l'humidité du sol	110
7.2.2. Variations angulaires.....	112
7.2.3. Différence de polarisation et rapport de polarisation	114
7.3. Conclusion	114

Chapitre 8. Comparaison des données radiométriques micro-ondes mesurées et simulées	116
8.1. Profondeur "effective" de l'émission du sol	117
8.2. Rugosités mesurées et domaines de validité des modèles	118
8.3. Influence de la variabilité de la rugosité mesurée sur la température de brillance simulée	119
8.3.1. Influence de la variabilité in-situ de la rugosité sur le calcul de la température de brillance - Estimateurs de la température de brillance simulée.	122
8.4. Confrontations des mesures radiométriques avec les simulations des modèles de diffusion	124
8.4.1. Modèle SPM.....	124
8.4.2. Modèle PO	126
8.4.3. Modèle GO.....	130
8.5. Confrontations des indices radiométriques expérimentaux et simulés	131
8.6. Conclusions.....	133
Conclusion générale.....	136
Annexe A. Coefficients de polarisation des modèles de diffusion SPM, PO, GO	140
Annexe B. Rugosités de la campagne PORTOS'93.....	143
Annexe C. Fonction de transfert du circuit antenne du radiomètre PORTOS à 1.4 GHz.....	145
Annexe D. Analyse des données PORTOS'93- Evolutions temporelles	147
D.1 Comparaison parcelle très lisse / parcelle moyennement rugueuse	147
D.2 Influence de l'humidité du sol sur la température de brillance en fonction de la fréquence - Parcelle très lisse	148
D.3 Influence de la rugosité sur la température de brillance en fonction de la fréquence - Parcelle moyennement rugueuse.....	149
Annexe E. Confrontations indices radiométriques observés/simulés.....	150
Références bibliographiques	151