



HAL
open science

Modélisation du canal en ondes millimétriques pour des applications radar automobile

Emna Bel Kamel

► **To cite this version:**

Emna Bel Kamel. Modélisation du canal en ondes millimétriques pour des applications radar automobile. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, 2017. Français. NNT : 2017IMTA0042 . tel-01810858

HAL Id: tel-01810858

<https://theses.hal.science/tel-01810858>

Submitted on 8 Jun 2018

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

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



IMT Atlantique
Bretagne-Pays de la Loire
École Mines-Télécom

**UNIVERSITE
BRETAGNE
LOIRE**

THÈSE / IMT Atlantique

sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'IMT Atlantique

Spécialité : Electronique

École Doctorale Mathématiques et STIC

Présentée par

Emna Bel Kamel

Préparée dans le département Micro-ondes

Laboratoire Labsticc

**Modélisation du canal en ondes
millimétriques pour des
applications radar automobile**

Thèse soutenue le 13 octobre 2017

devant le jury composé de :

Martine Lienard

Professeur, Université de Lille / présidente et rapporteur

Ghais El Zein

Professeur, Insa – Rennes / rapporteur

Fabrice Comblet

Maître de conférences, ENSTA Bretagne / examinateur

Patrice Pajusco

Directeur d'études, IMT Atlantique / examinateur

Alain Peden

Professeur, IMT Atlantique / directeur de thèse

A mes parents, mon mari et ma famille

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé au sein du laboratoire Lab-STICC - Pôle Micro Ondes et Matériaux (MOM) - au département Micro-ondes (MO) de l'IMT Atlantique.

Je suis sensible à l'honneur que m'ont fait Madame Martine Lienard, professeur à l'IEMN, Université de Lille, et Monsieur Ghais El Zein, professeur à l'INSA de Rennes, d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je les en remercie sincèrement. Je remercie Madame Martine Lienard d'avoir également présidé le jury de la thèse et Monsieur Fabrice Comblet, maître de conférences à l'ENSTA Bretagne, d'avoir accepté de juger ce travail.

Je souhaite aussi remercier Monsieur Alain Peden, professeur à IMT Atlantique et directeur de thèse, pour le temps et les efforts qu'il m'a consacrés, ainsi que pour la richesse et la pertinence de ses remarques. Je tiens également à remercier Monsieur Patrice Pajusco pour son encadrement, ses conseils, l'écoute et le soutien qu'il m'a apportés tout au long de ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à l'ensemble des membres du département MO, et particulièrement à Monsieur Yannick Marinette pour sa gentillesse et aussi pour m'avoir facilité la vie administrative, ainsi qu'à Jérémie Hemery, ingénieur de Recherche et Développement, et Jean-Marc Autret, technicien de laboratoire, pour leur aide et leur disponibilité.

Enfin, je tiens à remercier chaleureusement l'ensemble des doctorants et ami(e)s d'IMT Atlantique, pour les moments agréables passés en leur compagnie et leurs contributions au fait que ce travail fut également une belle aventure humaine.

Merci à ma famille, et particulièrement à mes parents et mon mari, sans qui je ne serai jamais arrivée là où j'en suis. Merci pour leur soutien sans faille depuis toujours.

Table des matières

Remerciements.....	3
Table des matières.....	5
Acronymes.....	7
Introduction générale.....	9
1. Modélisation de cibles radar	13
<i>1.1. Surface équivalente radar – notions fondamentales.....</i>	<i>13</i>
1.1.1. Zones de rayonnement.....	13
1.1.2. Définition de la SER	14
1.1.3. Polarisation.....	16
1.1.4. Variation de la SER en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence	16
<i>1.2. Méthodes de modélisation électromagnétique.....</i>	<i>18</i>
1.2.1. Méthodes rigoureuses	19
1.2.2. Méthodes asymptotiques	20
<i>1.3. Approches de détermination de la SER de cibles complexes.....</i>	<i>39</i>
1.3.1. Méthodes de décomposition en cibles élémentaires.....	39
1.3.2. Modèles de points brillants.....	40
<i>1.4. Caractérisation expérimentale des cibles complexes en ondes millimétriques.....</i>	<i>51</i>
1.4.1. Caractérisation dans une chambre anéchoïque	51
1.4.2. Caractérisation dans un milieu indoor ou réel	53
<i>1.5. Positionnement de la thèse.....</i>	<i>54</i>
2. Modélisation et validation expérimentale de la SER d'une cible complexe	56
<i>2.1. Problématique et méthodologie.....</i>	<i>56</i>
<i>2.2. Modélisation 3D d'une cible complexe</i>	<i>57</i>
2.2.1. Représentation et maillage d'une cible.....	57
2.2.2. Mécanismes de propagation.....	58
2.2.3. Test de visibilité.....	59
<i>2.3. Modèle déterministe de points brillants pour le calcul de la SER et méthodes asymptotiques associées.....</i>	<i>60</i>
2.3.1. Modélisation de la simple réflexion.....	61
2.3.2. Modélisation de la diffraction par les arêtes	63
2.3.3. Modélisation de la diffraction par les coins	64
2.3.4. Modélisation de la double réflexion	65
<i>2.4. Résultats de simulation.....</i>	<i>67</i>

2.4.1. Objets canoniques	68
2.4.2. Cibles complexes	70
2.5. <i>Validation expérimentale du modèle de la SER dans une chambre anéchoïque</i>	75
2.5.1. Description du banc de mesure en bande millimétrique	76
2.5.2. Paramétrage de la mesure	81
2.5.3. Procédure de mesure	84
2.5.4. Extraction de la SER à partir des mesures	87
2.6. <i>Conclusion</i>	92
3. Mesures de cibles radar de tailles réelles dans un environnement « indoor »	94
3.1. <i>Introduction</i>	94
3.2. <i>Etat de l'art en bande W et positionnement du problème</i>	95
3.3. <i>SER en champ proche pour des applications radar automobiles</i>	97
3.4. <i>Mesure de la SER d'une cible de taille réelle</i>	98
3.4.1. Procédure de mesure choisie	99
3.4.2. Extraction de la SER à partir des mesures	102
3.5. <i>Investigation du comportement fréquentiel et angulaire des points brillants</i>	104
3.5.1. Points brillants	104
3.5.2. Construction de l'image 2D	104
3.5.3. Simulation des points brillants et modèle paramétrique associé issu de la théorie géométrique de la diffraction	108
3.6. <i>Simulation et validation expérimentale de trajectoires associées à des cibles simples et canoniques</i>	110
3.6.1. Comportement angulaire typique des points brillants : mesure et simulation	110
3.6.2. Validation expérimentale du modèle de points brillants pour des cibles radar réelles ..	117
3.6.3. Conclusion	121
4. Modélisation des cibles complexes réelles en points brillants anisotropes	122
4.1. <i>Introduction</i>	122
4.2. <i>Extension du modèle de points brillants aux applications du champ proche</i>	122
4.2.1. Etat de l'art	122
4.3. <i>Méthodologie d'extraction des points brillants</i>	123
4.3.1. Description du modèle	123
4.3.1. Modélisation du diagramme de rayonnement des points brillants	125
4.3.2. Evaluation de la performance du modèle	130
4.3.3. Reconstruction de la SER	134
4.4. <i>Conclusion</i>	135
Conclusion générale	136
Annexes	138
Liste des tableaux	152
Liste des figures	153
Références	156
Liste des publications	165
Avis du jury sur la reproduction de la thèse	167

Acronymes

1D	: 1 Dimension
2D	: 2 Dimensions
3D	: 3 Dimensions
ADAS	: Advanced driver-assistance systems
CAO	: Conception assistée par ordinateur
CLEAN	: Algorithme de déconvolution issu du domaine de la radioastronomie
DBF	: Digital Beam Forming
DC	: Diffraction par les Coins
EM	: ElectroMagnétique
FFT	: Fast Fourier Transform
FMCW	: Frequency Modulated Continuous Wave
TID	: Théorie Incrémentale de Diffraction
IF	: Intermediate Frequency
IFFT	: Inverse Fast Fourier Transform
ISAR	: Inverse Synthetic Aperture Radar
LE-PO	: Large Elements – Physical Optics
LOI	: Limite d’Ombre du champ Incident
LOR	: Limite d’Ombre du champ Réfléchi
MCE	: Méthode des Courants Equivalents
MLFMM	: Multi-Level Fast Multipole Method
MoM	: Method of Moments
MUSIC	: MULTiple SIGNAL Classification
OG	: Optique Géométrique
OP	: Optique Physique
PDP	: Power Delay Profile
RADAR	: RADio Detection And Ranging.
RCS	: Radar Cross Section
RF	: Radio Fréquence
RL-GO	: Ray Launching-Geometric Optics
RLOS	: Radar Line of Sight (Ligne de vue radar)
Rx	: Récepteur
SAR	: Synthetic Aperture Radar
SBR	: Shooting and Bouncing Rays
SER	: Surface Equivalente Radar
SNR	: Signal to Noise Ratio
TE	: Transverse Electrique
TEM	: Transverse Electrique Magnétique
TGD	: Théorie Géométrique de la Diffraction
TM	: Transverse Magnétique
TPD	: Théorie Physique de la Diffraction

TRL	: Thru-Reflect-Line
TUD	: Théorie Uniforme de la Diffraction
Tx	: Emetteur
VNA	: Vector Network Analyzer

Introduction générale

L'amélioration de la sécurité routière ainsi que le développement des systèmes de transports intelligents sont des enjeux d'avenir dans le secteur automobile avec un essor considérable du véhicule semi-autonome et autonome. Les systèmes de sécurité active (ADAS [1]) qui équipent de plus en plus les véhicules commercialisés utilisent des capteurs radar (longue et courte portée) fonctionnant dans les bandes 24 GHz ou 77 GHz. Les erreurs humaines étant responsables de plus de 90% des accidents de la route, ces systèmes s'avèrent être un progrès majeur en termes de sécurité routière où les capteurs jouent un rôle décisif dans la perception de la scène routière. En effet, au-delà des fonctions de confort comme l'aide au parking par exemple, ils fournissent des fonctions sécuritaires complexes telles que la détection de piétons (déclenchement de systèmes de protection comme le capot moteur actif), l'alerte de distance de sécurité et de collision frontale (détermination des paramètres du choc imminent), la surveillance d'angle mort pour l'aide au changement de voie,... L'étude et la mise au point de tels capteurs peuvent être facilitées via l'utilisation d'une plate-forme de simulation générique permettant de simuler un système radar couplé à son environnement selon des scénarios types prédéfinis. Il est alors nécessaire de disposer d'une représentation fiable et réaliste de l'environnement et des objets présents. Dans le cadre des applications radar automobile, en particulier pour le radar longue et moyenne portée et l'aide à la conduite, les cibles typiquement rencontrées sont potentiellement de grandes dimensions et doivent être caractérisées avec précision. Leurs signatures électromagnétiques doivent alors être modélisées d'une manière efficace afin d'être importées dans la plateforme de simulation.

Contexte de l'étude

La modélisation de l'environnement et plus généralement de la scène vue par un radar, avec la présence de cibles diverses et dynamiques, est un travail ambitieux à réaliser en particulier en ondes millimétriques. L'équipe Propagation & Inter-actions multi-échelles (PIM) du Lab-STICC, dans laquelle s'effectuent les travaux de thèse, a acquis une expérience dans le développement de plateformes de simulation, sur la base d'outils commerciaux (ADS de Keysight et MATLAB), pour des applications radar automobile [2] - [3]. Pour représenter correctement le système physique et exploiter les résultats de simulation, il s'avère indispensable de disposer de modèles fiables, en particulier de la scène vue par le radar. Une plate-forme matérielle permettant de caractériser le canal et les cibles dans la bande dédiée aux applications radar à 77 GHz, est également en cours de développement.

Objectif

L'objectif de la thèse porte sur la caractérisation et la modélisation du canal de propagation et plus largement de l'environnement radioélectrique en ondes millimétriques pour des applications radar, en termes de phénomènes de propagation (trajets multiples, réflexion, diffraction ...) et de cibles électriquement larges.

Les principales contributions de la thèse sont :

- la mise en œuvre d'une combinaison de méthodes asymptotiques qui permettent l'analyse de problèmes électriquement larges en bande W, tout en réduisant les exigences en temps de calcul et en capacité de mémoire.

- la mise en œuvre d'un banc de mesure simple pour la mesure de la signature radar d'objets de taille réelle, dans un milieu « indoor ».

- de simplifier les signatures mesurées pour maximiser l'efficacité de calcul. Ceci est effectué en représentant l'objet par un modèle simple de la diffusion. Sur la base du modèle de diffuseurs ponctuels, la réponse à haute fréquence d'une cible peut être approchée par la somme de réponses de ses diffuseurs également appelés points brillants. Comparé aux modèles géométriques détaillés d'une cible complexe, le modèle de points brillants conduit à des améliorations considérables de l'efficacité des simulations de propagation basées sur des rayons dans des scénarios routiers. Le modèle tient compte de l'anisotropie des diffuseurs (dans le plan azimutal) en modélisant leurs amplitudes par des gaussiennes.

Organisation de l'étude

Le rapport se décompose en quatre parties. Le chapitre 1 présente des notions théoriques comme la surface équivalente radar et les méthodes de modélisation électromagnétique permettant de la déterminer. Outre les méthodes asymptotiques qui caractérisent les objets électriquement larges en bandes millimétriques, un état de l'art des modèles de points brillants est dressé. Ce premier chapitre s'achève par un positionnement de la problématique de la caractérisation de cibles complexes en ondes millimétriques par rapport à la littérature.

Dans le chapitre 2, on met en évidence les limitations de l'application directe des méthodes asymptotiques sur des objets de grande taille (calcul du champ pour toutes mailles de la cible). Ceci nous amène à introduire le simulateur de la [SER](#) développé qui est basé sur un nombre limité de « points brillants » déterministes décrivant ses parties géométriques les plus importantes en termes de réflexion/diffusion. Le champ issu de ces diffuseurs est calculé par les méthodes asymptotiques. Les résultats de simulations obtenus pour des objets complexes de petite taille et parfaitement conducteur ont été validés via un banc de mesure mis en place

dans une chambre anéchoïque. Le but est également de valider une approche expérimentale de caractérisation des cibles de grande taille. Les paramètres, la procédure de mesure et les résultats y sont détaillés.

Le chapitre 3 propose une méthode expérimentale de mesure de la signature en champ proche des cibles radars (véhicules, bicyclette, moto et piéton) dans un environnement « indoor ». Son originalité réside dans sa simplicité et son faible coût relativement à ceux cités dans la littérature. Une représentation des données mesurées sous forme de sinogrammes et d'images 2D est décrite afin d'introduire la notion de points brillants et d'étudier par simulation et valider par mesure leur comportement angulaire. Cette étude a été alors effectuée pour des scènes comportant des cibles simples et canoniques ainsi que pour des cibles radar.

Le chapitre 4 est consacré à l'extraction du modèle des points brillants anisotropes des cibles à partir des données expérimentales. Ces diffuseurs discrets sont définis par leurs positions et leurs SER expérimentales en fonction de l'angle d'incidence. Un algorithme de classification Kmeans ainsi qu'un modèle gaussien d'amplitude ont été utilisés à cette fin. L'écho de la cible s'en déduit en sommant les contributions de tous les points.

Enfin, une conclusion générale présente un bilan de ces travaux et propose quelques orientations de recherche comme perspectives.

Chapitre 1

Modélisation de cibles radar

Ce chapitre présente le concept de la surface équivalente radar (**SER**), ainsi que sa dépendance à la polarisation, la fréquence et la direction d'incidence. Quelques techniques de calcul de la diffusion d'ondes électromagnétiques d'une cible radar seront succinctement présentées, à savoir les méthodes rigoureuses et les méthodes asymptotiques. Au-delà de la simple définition de ces approches, une attention particulière est ici portée sur leurs avantages, inconvénients et domaines d'application, tout en mettant l'accent sur leur complémentarité. Cependant, en bandes millimétriques et pour des objets de grandes dimensions tels que des véhicules, l'application directe des approches citées est contraignante en terme de mémoire et de temps de calcul. Ainsi, une modélisation via des points brillants s'avère plus adaptée. Un état de l'art des modèles de points brillants a été effectué afin de déterminer la **SER** de cibles à géométrie complexe et de dimension réelle. Ce premier chapitre se termine par un positionnement de la problématique de la caractérisation de cibles complexes en ondes millimétriques par rapport à la littérature.

1.1. Surface équivalente radar – notions fondamentales

1.1.1. Zones de rayonnement

Les caractéristiques de rayonnement d'un objet dépendent étroitement de la fréquence de travail donc de la longueur d'onde λ . De manière similaire aux phénomènes de rayonnement d'une antenne (de type ouverture rayonnante), on distingue quatre zones de propagation, définies en fonction du rapport entre la plus grande dimension de l'objet D et la longueur d'onde λ . La **SER** dans chacune de ces régions de fréquence se comporte différemment [4].

La zone de champ réactif :

En général, cette zone entoure immédiatement l'objet diffuseur, en se situant à une distance $\leq \lambda/2\pi$. Les ondes sont évanescentes et les phénomènes de propagation sont négligeables devant les phénomènes réactifs.

La zone de Rayleigh :

Elle s'étend à des distances comprises entre $\lambda/2\pi$ et $D^2/2\lambda$. L'onde est peu divergente.

La zone de Fresnel :

C'est une région intermédiaire située entre $D^2/2\lambda$ et $2D^2/\lambda$. L'onde diverge naturellement. La zone de Rayleigh et celle de Fresnel forment la zone de champ proche de l'objet.

La zone de Fraunhofer

Elle se trouve au-delà de $2D^2/\lambda$ et constitue la zone de champ lointain de la cible. Les ondes sont considérées localement planes.

1.1.2. Définition de la SER

La surface équivalente radar est une grandeur qui quantifie la réflectivité d'une cible soumise à une onde électromagnétique (EM) [5], [6]. En effet, lorsqu'une cible est illuminée par un champ électromagnétique, une quantité du signal est potentiellement rétrodiffusée dans tout l'espace et entre autre dans la direction de l'onde incidente (voir Figure 1-1). La puissance rétrodiffusée par une cible située à une distance R du radar s'écrit (dans l'hypothèse de champ lointain) en fonction de la densité de puissance incidente p_{Di} par la relation : $P_r = \sigma p_{Di}$ et $p_{Dr} = P_r/4\pi R^2$ où p_{Dr} est la densité de puissance rétrodiffusée en direction de la source. La SER est alors définie par le rapport entre la densité de puissance rétrodiffusée p_{Dr} et la densité de puissance incidente p_{Di} : par l'équation (1-1)

$$\sigma = 4\pi R^2 \left(\frac{p_{Dr}}{p_{Di}} \right) \quad (1-1)$$

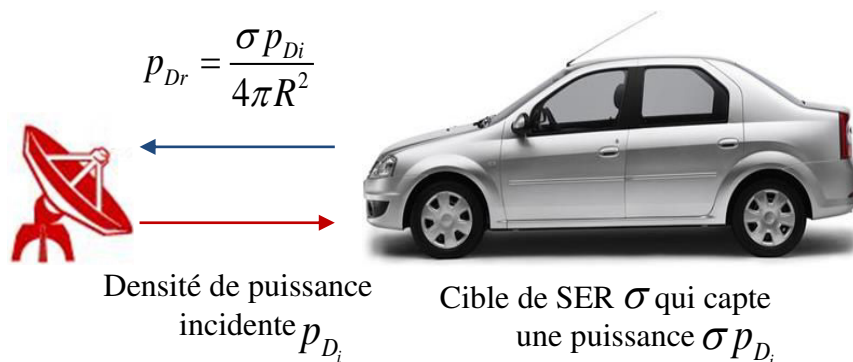


Figure 1-1 : Définition de la SER

La SER dépend de divers paramètres :

- La distance et la position angulaire de la cible par rapport à l'émetteur et au récepteur,
- La géométrie et la composition des matériaux constituant la cible,
- La fréquence de travail,
- La polarisation de l'émetteur et du récepteur.

En champ lointain, la **SER** est donc définie comme :

$$\sigma = 4\pi R^2 \lim_{R \rightarrow \infty} \left(\frac{P_{Dr}}{P_{Di}} \right) \quad (1-2)$$

Puisque la densité de puissance d'une onde électromagnétique est proportionnelle au carré du champ électrique ou magnétique et que, dans le champ lointain, les champs électriques \vec{E} (ou magnétiques \vec{H}) sont suffisants pour décrire complètement une onde électromagnétique, l'équation (1-2) devient :

$$\sigma = 4\pi R^2 \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{|\vec{E}_s|^2}{|\vec{E}_i|^2} = 4\pi R^2 \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{|\vec{H}_s|^2}{|\vec{H}_i|^2} \quad (1-3)$$

avec \vec{E}_i (\vec{H}_i) et \vec{E}_s (\vec{H}_s) sont respectivement les champs électriques (magnétiques) incidents et diffusés.

Dans un système de coordonnées sphériques, la **SER** d'une cible est fonction des angles (θ, φ) . (θ_i, φ_i) définissent la direction de propagation des ondes incidentes et (θ_s, φ_s) est la direction de propagation des ondes rétrodiffusées (voir Figure 1-2).

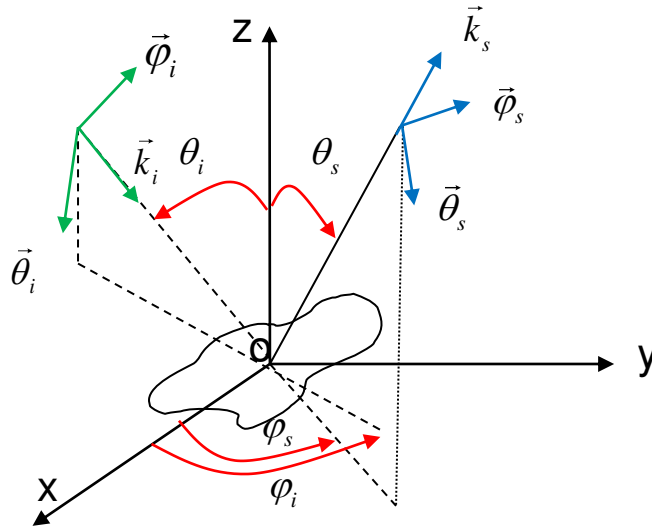


Figure 1-2 : Système de coordonnées sphériques pour la résolution du problème de diffusion

Ainsi, la **SER** totale est donnée par :

$$\sigma_t = \frac{1}{4\pi} \int_{\varphi_s=0}^{2\pi} \int_{\theta_s=0}^{\pi} \sigma(\theta_s, \varphi_s) \sin \theta_s d\theta_s d\varphi_s \quad (1-4)$$

La SER mesurée par le radar pour des angles $\theta_s = \theta_i$ et $\varphi_s = \varphi_i$ est appelée SER monostatique. Le cas $\theta_s \neq \theta_i$ et $\varphi_s \neq \varphi_i$ définit la SER bistatique.

1.1.3. Polarisation

La polarisation d'une onde électromagnétique indique les directions du champ électrique dans le plan normal à sa direction de propagation. On appelle la composante Transverse Electrique (TE), la composante du champ électrique orthogonale au plan d'incidence \vec{E}_\perp^i (contenant le rayon). Celle qui appartient au plan d'incidence est appelée Transverse Magnétique (TM) ou parallèle \vec{E}_\parallel^i (voir Figure 1-3). Le champ incident est alors donné par la somme de ces deux composantes.

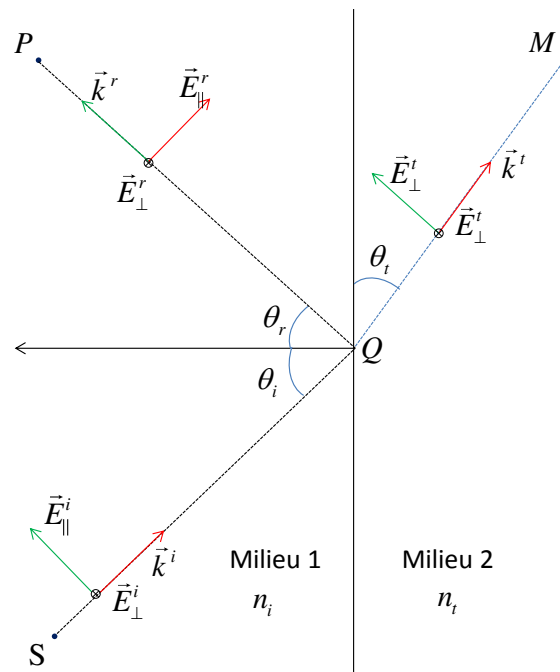


Figure 1-3 : Champ réfléchi et transmis suite à l'interaction d'une onde avec une surface plane selon la polarisation

1.1.4. Variation de la SER en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence

La surface équivalente radar fluctue en fonction de l'angle d'incidence et de la fréquence. Afin d'illustrer ceci, on considère deux points isotropes (diffusant de la même façon dans toutes les directions) alignés, espacés de $d=0,5$ m et placés le long de la ligne de visée du radar à une distance $R=100$ m en champ lointain (voir Figure 1-4). On introduit ainsi la notion de points brillants, et qui sera détaillée au chapitre 3 lors de la détermination de la SER de cibles complexes. En effet, la SER d'un objet complexe résulte de la contribution de plusieurs points

brillants, positionnés sur sa surface et décrivant les parties géométriques les plus importantes en termes de diffusion.

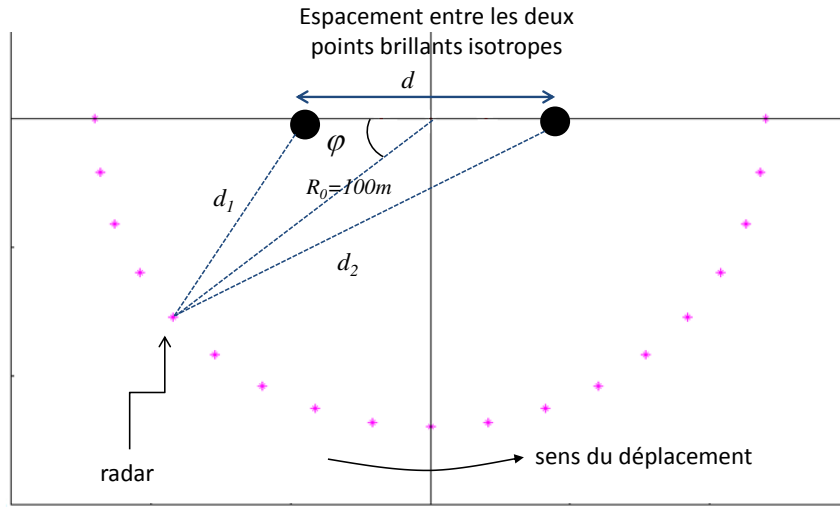


Figure 1-4 : Dépendance de la SER à l'angle d'incidence

L'angle varie de 0° à 180° lors du déplacement du radar avec un pas angulaire de $0,1^\circ$. En considérant une expression scalaire des champs pour simplifier l'écriture, le champ total E_t est donné par la somme des deux champs des diffuseurs comme montré par l'équation (1-5), d_1 et d_2 étant les distances entre le radar et les deux diffuseurs et calculées par la relation(1-6) (dans l'hypothèse de champ lointain (d_i parallèle à R_0)). Sans perte de généralité, on considère $E_{0_1} = E_{0_2} = 1$. La SER est dérivée du champ électrique à partir de l'équation (1-3). En effet, la variation de l'angle d'incidence engendre la modification de la SER par la phase qui correspond à l'espacement électrique entre les deux points.

$$E_t = E_{0_1} e^{-2id_1k} + E_{0_2} e^{-2id_2k} \quad (1-5)$$

$$d_i = R_0 + (x_i \cos \theta + y_i \sin \theta) \quad (1-6)$$

où $(x_i ; y_i)$ définit la position du point i . Cette expression fait apparaître explicitement le terme de phase lié à la position de chaque point. La Figure 1-5 illustre les interférences constructives et destructives entre les deux points brillants.

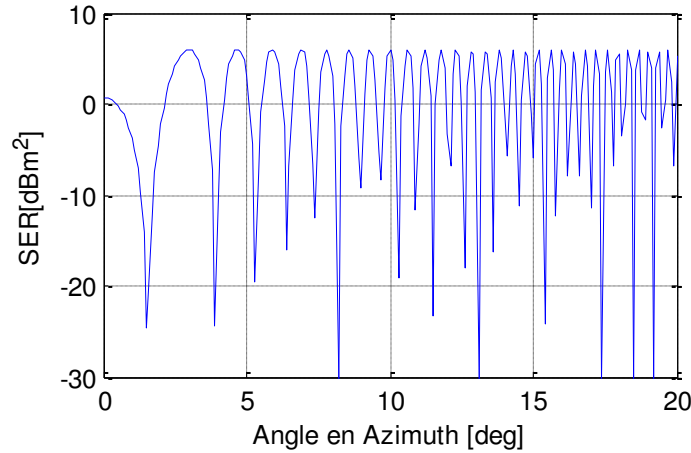


Figure 1-5 : Variation de la SER résultante des deux points en fonction de l'angle d'observation

Afin de montrer la dépendance de la SER à la fréquence, on considère la configuration de deux points alignés donnée par la Figure 1-6 pour $\varphi = 0^\circ$. Le balayage fréquentiel s'effectue dans la bande 76-81 GHz. La variation de la SER est montrée à la Figure 1-6.

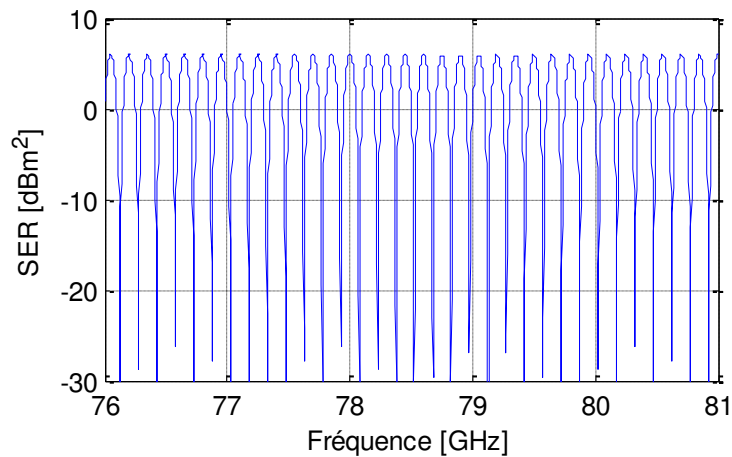


Figure 1-6 : Variation de la SER des deux points en fonction de la fréquence

1.2. Méthodes de modélisation électromagnétique

La plupart des simulateurs électromagnétiques (EM) reposent sur une résolution des équations de Maxwell sous forme intégrale ou différentielle ou sur des approximations hautes fréquences, comme le montre la classification de la Figure 1-7. Nous allons présenter les différentes méthodes rigoureuses et asymptotiques, ainsi que leurs avantages et inconvénients. On se focalisera principalement sur les méthodes asymptotiques dont les domaines d'applications sont en lien avec la problématique de simulation d'objets de grande taille.

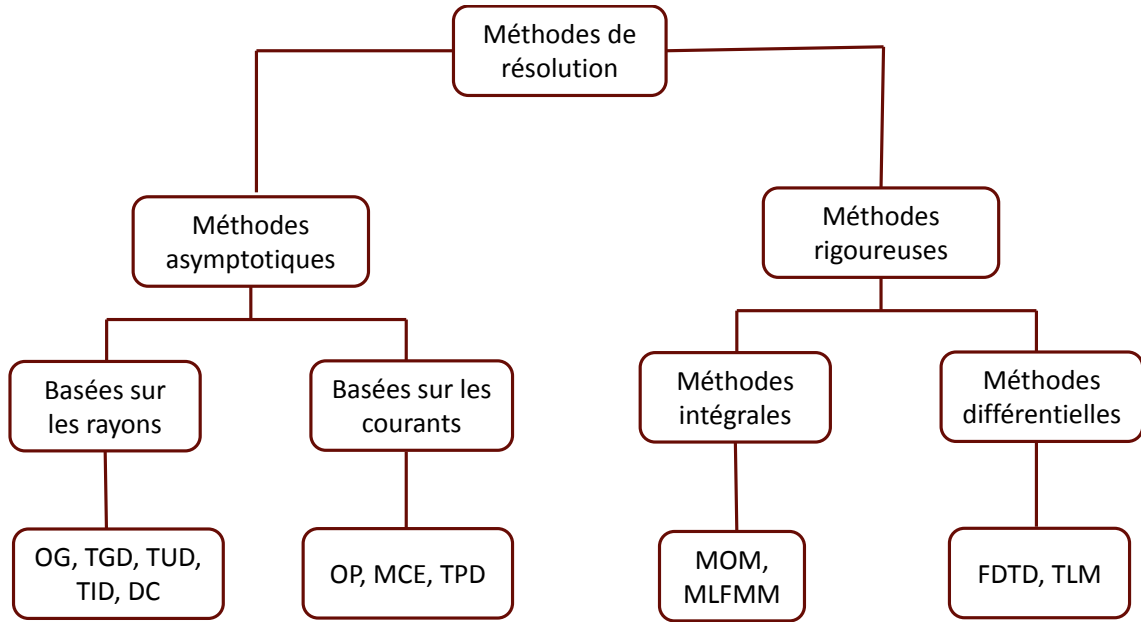


Figure 1-7 : Classification des méthodes de résolution des équations de Maxwell

1.2.1. Méthodes rigoureuses

Les méthodes rigoureuses résolvent les équations de Maxwell dont la seule approximation introduite est la discrétisation du problème. Elles sont dédiées à l'analyse de dispositifs électriquement petits. Il s'agit de la méthode des moments (MoM) [4] et de la méthode multipôle rapide multi-niveau (MLFMM) [8], [9].

1.2.1.1 Méthode des moments

La MoM est une procédure numérique qui transforme une équation intégrale ou différentielle, dont l'inconnue est la densité de courant surfacique, en un système d'équations linéaires, résolues ensuite par des systèmes d'équations matricielles [7].

1.2.1.2 Méthode Multi Level Fast Multipole

La MLFMM [8], [9] est basée sur la MoM, mais réduit la mémoire et le temps d'exécution de N^3 et N^2 à $N \log N$ et $N_{iter} N \log N$ respectivement, où N représente le nombre d'inconnues et N_{iter} le nombre d'itérations dans le programme prenant en charge la résolution du problème. En effet, cette méthode accélère le calcul du produit matrice-vecteur standard par ce qu'on appelle un « produit multipôle ». Les résultats sont donc approchés. Du point de vue électromagnétique, la MLFMM partitionne l'objet en domaines d'une façon récursive, et attribue une fonction de radiation en champ lointain à chacun. Ces fonctions permettent par la suite de déterminer les interactions entre les domaines géographiquement éloignés. Ce découpage est décrit par la Figure 1-8.

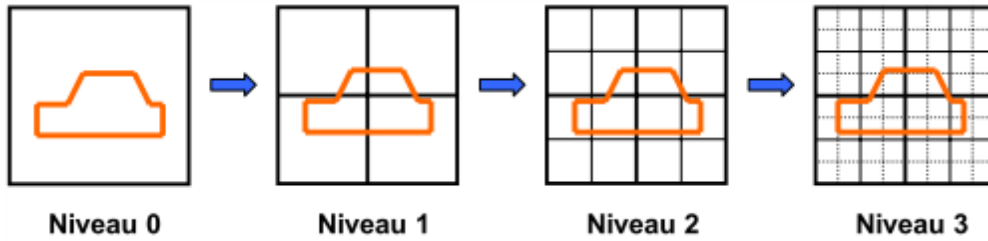


Figure 1-8 : Illustration du découpage multi-niveau dans la Méthode MLFMM [10]

1.2.2. Méthodes asymptotiques

Les méthodes asymptotiques sont basées sur l'utilisation des approximations asymptotiques hautes fréquences pour résoudre les équations de Maxwell. On distingue deux familles d'approches : les théories asymptotiques de rayons donnant directement le champ réfléchi et diffracté le long d'un rayon (l'Optique Géométrique (OG), la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD), la Théorie Uniforme de Diffraction (TUD), la méthode de diffraction par les coins (DC)...) et les théories asymptotiques de courants donnant le champ et les courants sur la surface de la structure étudiée (la Méthode des Courants Equivalents (MCE), l'Optique Physique (OP, et Théorie Physique de la Diffraction (TPD),...) [5], [11]. Nous donnons ci-après un aperçu de ces méthodes.

1.2.2.1 Méthodes basées sur les champs

a) Optique Géométrique

La première approche asymptotique développée pour décrire les interactions des ondes EM avec les objets est l'optique géométrique. Elle a été fondée bien avant les équations de Maxwell et se base sur la notion très intuitive de front d'ondes et de rayons. Un front d'onde est une surface équiphase. Les rayons de l'optique géométrique sont l'ensemble des courbes orthogonales à cette surface comme énoncé dans le théorème de Malus [12]. Le principe d'Huygens (1818) permet de comprendre la propagation d'un tel front d'onde. Il s'énonce comme suit : « chaque point du front d'onde sert de source à des ondes sphériques secondaires ». Le nouveau front d'onde est l'enveloppe de ces ondes sphériques. Physiquement, un rayon décrit la direction de propagation de l'énergie. Sa direction et son sens sont donnés par le vecteur de Poynting. Lorsqu'un rayon incident intercepte une surface S , il donne naissance à un rayon réfléchi. Celui-ci est déterminé suivant les lois de Snell-Descartes, qui découlent du principe de Fermat (1657). Le principe de Fermat a permis donc de déterminer la direction de ces rayons réfléchis. Il considère que, parmi une infinité de trajets possibles de l'émetteur vers le récepteur, la lumière suit le trajet selon lequel le chemin optique soit stationnaire par rapport à toute modification infinitésimale de ce trajet [4].

Considérons, comme illustré sur la Figure 1-3, une interface entre deux milieux homogènes de permittivités relatives $(\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2})$ et de perméabilités relatives (μ_{r1}, μ_{r2}) respectivement

(indices de réfraction $n_1 = \sqrt{\epsilon_1 \mu_{r1}}$ et $n_2 = \sqrt{\epsilon_2 \mu_{r2}}$), et un rayon incident de direction \vec{k}_i . On définit \vec{n} la normale à l'interface au point d'interaction, \vec{k}_r la direction de propagation du rayon réfléchi et \vec{k}_t la direction du rayon réfracté. Les plans d'incidence, de réflexion et de réfraction sont respectivement définis par \vec{n} et le rayon incident, le rayon réfléchi et le rayon réfracté. Selon la Loi de Snell-Descartes (1637), pour un rayon incident, il existe un seul rayon réfléchi et, au plus, un seul rayon réfracté et, les plans d'incidence, de réflexion et de réfraction sont confondus [4]. Les angles de réflexion et de réfraction vérifient :

$$\sin(\theta_i) = \sin(\theta_r) \tag{1-7}$$

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t) \tag{1-8}$$

La Figure 1-9 représente un faisceau astigmatique quelconque formé de quatre rayons notés r_1, r_2, r_3 et r_4 . Son axe est représenté en pointillé sur la Figure 1-9 et le front d'onde est illustré pour deux positions différentes Q_r et P séparées d'une abscisse curviligne s^r . Le faisceau n'est pas issu d'un point focal situé sur son axe mais de deux « lignes » F_1F_2 et F_3F_4 dites caustiques, d'où l'appellation astigmatique. ρ_1^r et ρ_2^r désignent les deux distances caustiques. La conservation de l'énergie du champ \vec{U} (qui se réfère au champ \vec{E} ou \vec{H} dans le faisceau, donc au travers des surfaces dS_0 et dS), se traduit par :

$$|\vec{U}(P)|^2 dS(P) = |\vec{U}(Q_r)|^2 dS(Q_r) \tag{1-9}$$

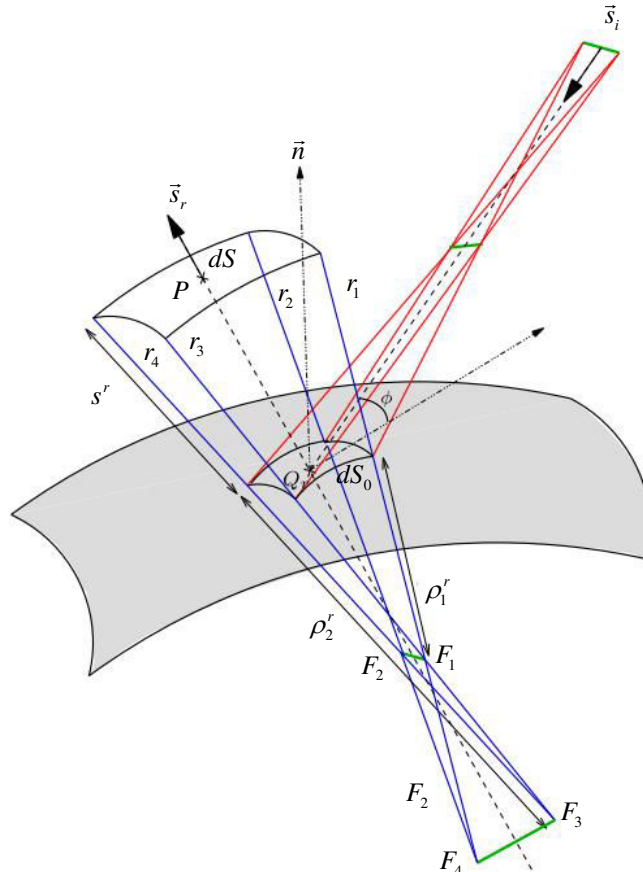


Figure 1-9 : Faisceau astigmatique [4]

On définit le facteur de divergence géométrique A associé à la propagation du champ $\vec{U}(P)$ en espace libre par le rapport entre les surfaces du front d'onde :

$$A(Q_r, P) = \frac{|\vec{U}(P)|}{|\vec{U}(Q_r)|} = \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s^r)(\rho_2^r + s^r)}} \quad (1-10)$$

La propagation du champ entre deux points Q_r et P séparés d'une distance curviligne s^r et appartenant à un faisceau de rayons caractérisé par ses deux caustiques ρ_1^r et ρ_2^r est décrite par la loi de propagation de phase et de la conservation de l'énergie [13] :

$$\vec{U}(P) = |\vec{U}(Q_r)| \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s^r)(\rho_2^r + s^r)}} e^{-jks^r} \quad (1-11)$$

Le principe de localité justifie l'existence d'un coefficient de réflexion R qui lie le champ avant la réflexion $\vec{U}_i(Q_r)$ au champ après la réflexion $\vec{U}_r(Q_r)$. Ce coefficient de réflexion dépend seulement de la géométrie de la surface au voisinage du point de réflexion Q_r .

$$\vec{U}_r(Q_r) = R \vec{U}_i(Q_r) \quad (1-12)$$

Afin de distinguer les deux états de polarisation **TE** et **TM** des champs incident \vec{E}^i et réfléchi \vec{E}^r , on les décompose dans les bases associées aux rayons.

Les expressions des champs réfléchis et transmis sont données ci-dessous :

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_{\parallel}^r(P) \\ \vec{E}_{\perp}^r(P) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{\parallel} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}_{\parallel}^i(Q_r) \\ \vec{E}_{\perp}^i(Q_r) \end{bmatrix} \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s^r)(\rho_2^r + s^r)}} e^{-jks^r} \quad (1-13)$$

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_{\parallel}^t(P) \\ \vec{E}_{\perp}^t(P) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{\parallel} & 0 \\ 0 & T_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}_{\parallel}^i(Q) \\ \vec{E}_{\perp}^i(Q) \end{bmatrix} \sqrt{\frac{\rho_1^t \rho_2^t}{(\rho_1^t + s^t)(\rho_2^t + s^t)}} e^{-jks^t} \quad (1-14)$$

où ρ_1^t et ρ_2^t sont les rayons de courbure du tube de rayon transmis, R_{\parallel} et R_{\perp} (T_{\parallel} et T_{\perp}) sont les coefficients de réflexion (transmission) parallèle et perpendiculaire de Fresnel.

On considère ici le cas où les milieux sont de nature diélectrique, ainsi $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$. L'équation (1-8) s'écrit : $\sqrt{\varepsilon_1} \sin(\theta_i) = \sqrt{\varepsilon_2} \sin(\theta_t)$. L'expression du champ réfléchi donnée par l'équation (1-13) relie le champ réfléchi à l'interface séparant l'air (milieu 1, $\varepsilon_{r1} = 1$) du diélectrique (milieu 2, ε_{r2}), au champ incident par un coefficient de réflexion de Fresnel \bar{R} donné par :

$$\bar{R} = \begin{bmatrix} R_{\parallel} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{bmatrix} \quad (1-15)$$

avec $R_{\perp} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon_{r2} - \sin^2 \theta_i}}{\varepsilon_{r2} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_{r2} - \sin^2 \theta_i}}$

$$R_{\parallel} = \frac{\varepsilon_{r2} \cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon_{r2} - \sin^2 \theta_i}}{\varepsilon_{r2} \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_{r2} - \sin^2 \theta_i}}$$

L'équation (1-15) se simplifie lorsque le milieu (2) est un conducteur parfait $\varepsilon_{r2} = \varepsilon'_{r2} - j(\sigma/\omega\varepsilon_0)$ avec $\sigma \rightarrow \infty$ (pour un matériau parfaitement conducteur).

Les coefficients de réflexion s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= 1 \\ R_{\parallel} &= -1 \end{aligned} \tag{1-16}$$

En résumé les postulats de base de l'OG sont :

- Les fronts d'ondes sont localement plans et les ondes sont de type TEM,
- La direction de l'onde est définie par la normale aux plans équiphases,
- Les rayons se propagent dans une direction rectiligne dans un milieu homogène,
- La polarisation est constante le long d'un rayon dans un milieu isotrope,
- L'énergie est conservée dans un tube de rayons,
- La réflexion et la réfraction obéissent à la loi de Snell,
- La variation de la phase est linéaire le long d'un rayon.

L'optique géométrique prévoit un champ nul dans les zones d'ombre géométrique où ne pénètre aucun rayon. De plus, dans certaines régions où l'hypothèse des champs de rayons n'est plus vérifiée, l'OG prédit des champs infinis. Ces zones sont appelées "couches limites"[4]. Elles se situent aux voisinages des surfaces des objets, des caustiques, ou encore des limites ombre-lumière. En effet, si le point P se trouve sur une des caustiques ($s^r = -\rho_1^r$ ou $s^r = -\rho_1^r$), le champ calculé par l'OG devient infini.

b) Théorie géométrique de la diffraction

La théorie géométrique de diffraction a été introduite par Keller dans les années 60 pour pallier le défaut des zones d'ombre de l'OG [14] - [15]. Elle introduit deux nouveaux types de rayons, à savoir les rayons diffractés et les rayons rampants, qui s'ajoutent aux rayons incidents, réfléchis et transmis. Les rayons diffractés apparaissent lorsqu'un rayon incident intercepte un coin ou une arête d'une cible. Les rayons rampants apparaissent à la surface des cibles. Ils se propagent peu et s'atténuent très rapidement. Les zones d'observation sont supposées suffisamment distantes des surfaces des objets pour négliger ce type de rayon. La particularité des rayons diffractés et rampants est de pénétrer dans les zones d'ombre.

Les rayons diffractés sont déterminés par le principe de Fermat généralisé [11] et obéissent aux mêmes lois de l'OG. Ils forment un cône autour de l'arête, nommé cône de Keller, comme illustré par la Figure 1-10. La TGD conserve l'aspect intuitif de l'OG. La phase varie linéairement le long d'un rayon et la puissance se conserve dans un tube de rayon. Le champ

diffraqué ne dépend que des propriétés locales du champ incident et de la géométrie de l'objet diffractant. Keller postule qu'aux hautes fréquences, la diffraction peut être considérée comme un phénomène local. Elle dépend uniquement de la forme de l'objet diffractant au voisinage du point de diffraction. D'après ce principe de localité, on détermine le champ diffracté en remplaçant l'objet réel par un objet canonique de forme voisine et dont la solution asymptotique est connue [15]. Ces solutions sont déterminées pour quelques structures élémentaires telles que des pointes, arêtes, cylindres ou cônes par exemple. Cette méthode permet de déterminer le champ diffracté dans la plupart des cas. De plus, elle offre une interprétation physique très utile du résultat en termes de rayons.

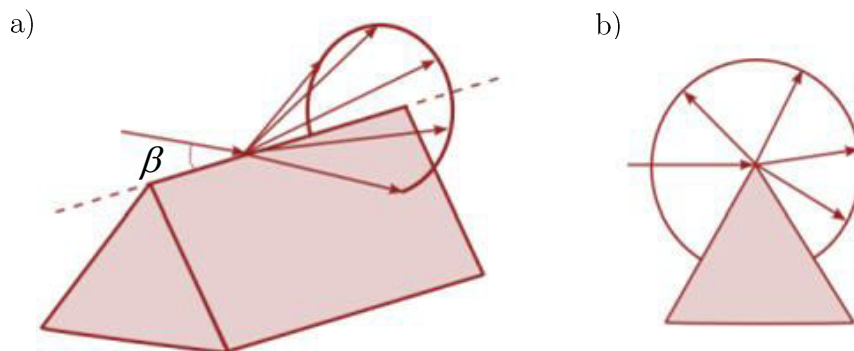


Figure 1-10 : Diffraction par une arête : Cône de Keller [4]

a) β quelconque b) $\beta = 90^\circ$

Cependant, la TGD prédit des champs infinis ou discontinus dans certaines zones de l'espace, notamment aux frontières d'ombre-lumière de ces régions, correspondant à la disparition d'un rayon de la TGD. La Figure 1-11 montre les deux types de frontières d'ombre qui existent lors de la diffraction par l'arête supérieure d'un « wedge » (ou dièdre en français). La Limite d'Ombre du champ Incident (LOI) caractérise la disparition du champ incident suite au blocage des rayons par la face éclairée du « wedge » (face O). La Limite d'Ombre du champ Réfléchi (LOR) indique la zone d'existence des rayons réfléchis par la face O.

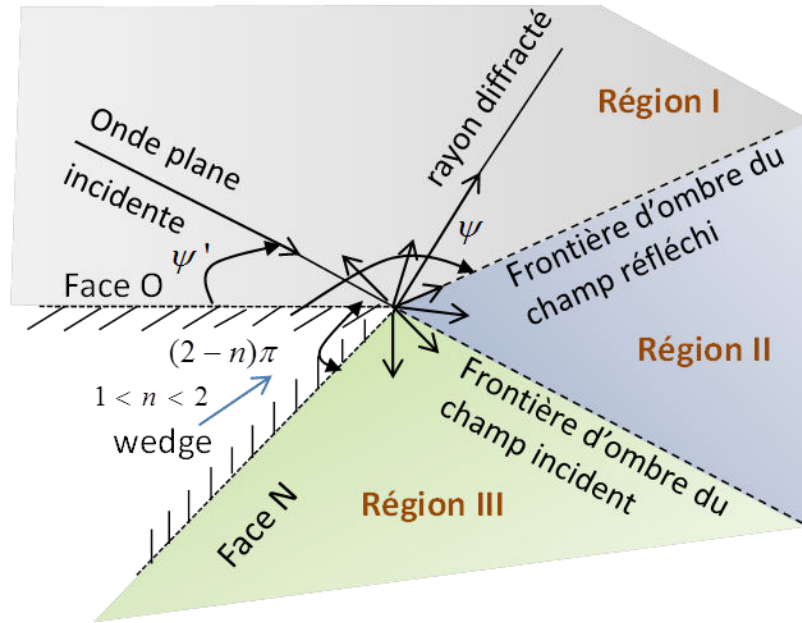


Figure 1-11 : Géométrie du « wedge » (ou dièdre en français)

avec :

- Région I : champs incidents, réfléchis et diffractés
- Région II : champs incidents et diffractés
- Région III : champs diffractés

Le champ diffracté par une arête est écrit sous une forme analogue à celle du champ réfléchi par une surface (voir Figure 1-12) :

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_{\parallel}^d(P) \\ \vec{E}_{\perp}^d(P) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{\parallel} & 0 \\ 0 & D_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}_{\parallel}^i(Q) \\ \vec{E}_{\perp}^i(Q) \end{bmatrix} \sqrt{\frac{\rho}{s^d(\rho + s^d)}} e^{-jks^d} \quad (1-17)$$

Le terme $\sqrt{\rho/s^d(\rho + s^d)}$ est le facteur de divergence exprimé par Kouyoumjian et Pathak [16]. La distance caustique relative au faisceau diffracté est donnée par :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho^i} - \frac{\vec{n} \cdot (\vec{s}^i - \vec{s}^d)}{\rho^d \sin^2 \beta_0} \quad (1-18)$$

avec :

- ρ : distance caustique relative au faisceau diffracté
- ρ^i : rayon de courbure du front d'onde incident pris dans le plan d'incidence (défini par la tangente à l'arête de diffraction et le rayon incident)
- \vec{n} : normale à l'arête au point de diffraction Q
- \vec{s}^i : vecteur directeur unitaire du rayon incident
- \vec{s}^d : vecteur directeur unitaire du rayon diffracté
- ρ^d : rayon de courbure de l'arête de diffraction au point Q ($\rho^d = +\infty$ dans le cas d'une arête rectiligne)

β_0 : angle entre l'onde incidente de l'arête de diffraction

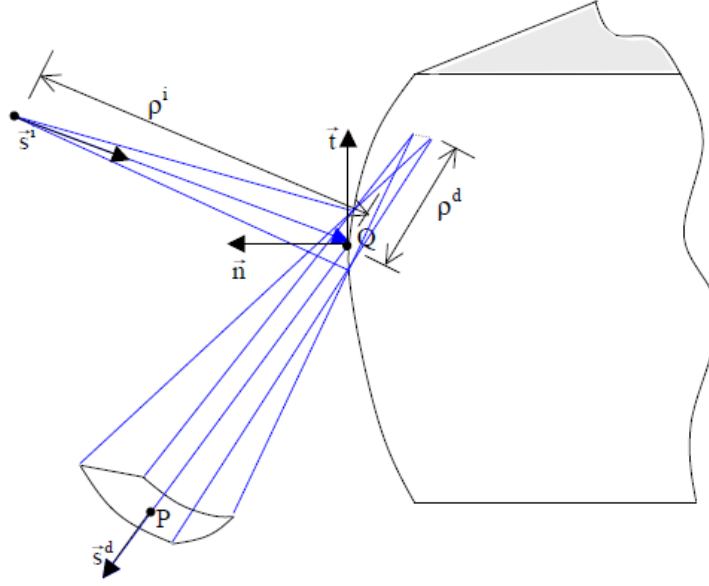


Figure 1-12 : Faisceau diffracté par une arête [17]

Les coefficients perpendiculaire et parallèle de diffraction introduits par Keller s'écrivent comme suit [18] :

$$D_{\perp,\parallel} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}} \sin \frac{\pi}{n}}{n\sqrt{2\pi k_0} \sin \beta_0} \left[\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\phi - \phi'}{n}} + R_{\perp,\parallel} \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\phi - \phi'}{n}} \right] \quad (1-19)$$

n étant un paramètre qui dépend de l'ouverture intérieure du « wedge » : $n = 2\pi - \alpha/\pi$ et ϕ, ϕ' désignent respectivement les angles entre les rayons incidents et diffractés et la face O éclairée.

On note que D diverge pour des valeurs particulières de $\phi - \phi'$: $\phi' = \pi + \phi$ et $\phi' = \pi - \phi$. Ces valeurs définissent les frontières d'ombre LOI et LOR décrites auparavant. La TGD présente donc des discontinuités au passage de ces frontières. Pour pallier ces singularités mathématiques et non physiques, la TGD a évolué vers la théorie uniforme de la diffraction.

c) Théorie uniforme de la diffraction

Cette approche populaire vient pallier les limites de l'OG et la TGD qui ne permettent pas de rendre compte des champs aux frontières d'ombre. Elle a été développée par Kouyoumjian et Pathak [16] et est basée sur les mêmes principes que ceux de l'OG et de la TGD. Elle introduit une fonction de transition de Fresnel F dans le coefficient de diffraction $C_{s,h}$ pour compenser la divergence de la TGD sur les frontières des zones d'ombre. Cette fonction est définie par :

$$F(x) = 2j\sqrt{x}e^{jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau \quad (1-20)$$

En effet, à la limite d'ombre ou de réflexion, l'intégrale de Fresnel modifiée est nulle tandis que le coefficient de diffraction est infini. Le produit reste fini. Les singularités dans les coefficients de diffraction sont alors annulées en les multipliant par une intégrale de Fresnel.

La **TUD** traite la diffusion des objets de grandes dimensions d'une manière efficace. Plus l'objet est large en terme de longueur d'onde, meilleure est la solution [19] - [20]. Le coefficient de diffraction est défini par :

$$C_{\parallel,\perp}(Q_E) = -\frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \left[\begin{array}{l} \left\{ \cot \left[\frac{\pi + \beta^-}{2n} \right] F \left[kL^i a^+ (\beta^-) \right] \right. \\ \left. + \cot \left[\frac{\pi - \beta^-}{2n} \right] F \left[kL^i a^- (\beta^-) \right] \right\} \\ \left\{ \cot \left[\frac{\pi + \beta^+}{2n} \right] F \left[kL^{i,N} a^+ (\beta^+) \right] \right. \\ \left. + \cot \left[\frac{\pi - \beta^+}{2n} \right] F \left[kL^{i,o} a^- (\beta^+) \right] \right\} \right] \mp \quad (1-21)$$

avec :

L^i et $L^{i,o,N}$: paramètres de distance relatifs respectivement à l'onde incidente et aux ondes réfléchies par les faces O et N du « wedge » (voir Figure 1-11).

$a^\pm(\beta) = 2\cos^2(2n\pi N^\pm - \beta/2)$: fonctions d'ajustement assurant l'annulation de la fonction de transition F aux frontières d'ombre afin de compenser les divergences du coefficient de diffraction de la **TGD**, où N^\pm est l'entier le plus proche de la solution de l'équation $2n\pi N^\pm - \beta = \pm\pi$

L'application de la **TUD** est limitée à des arêtes de diffraction de longueur infinie. Afin de traiter le cas d'une arête de longueur finie, un facteur correcteur peut être ajouté [4]. Par ailleurs, les singularités au passage des caustiques constituent une contrainte qui requière des traitements particuliers [21].

d) Diffraction par les coins

La solution en **3D** de la diffraction par les arêtes traitée jusqu'à présent est donnée pour une arête considérée comme un modèle tronqué d'une arête droite infinie. Les coins résultent donc de la troncature des arêtes (intersection de 2 arêtes ou plus). Afin de montrer la nécessité de la prise en compte de la diffraction par un coin dans tout problème tridimensionnel, on se limite ici au cas d'une surface plane parfaitement conductrice (plaque rectangulaire, pyramide, cube...). En effet, lorsqu'une onde incidente intercepte un coin, elle produit des rayons diffractés se propageant radialement dans toutes les directions en partant du coin.

On considère les champs diffractés par un coin associé à l'arête dirigée selon \vec{c} , Figure 1-13. Lorsque le point d'observation se déplace dans la direction $-\vec{c}$, le point de diffraction, Q_D se déplace aussi selon $-\vec{c}$ jusqu'à atteindre les limites physiques de l'arête. Par conséquent, le champ diffracté par l'arête s'annule brusquement et le champ diffracté par le coin vient compenser cette discontinuité (à la terminaison de l'arête), comme celui diffracté par l'arête compense les discontinuités du champ de l'optique géométrique. On note que le champ diffracté par le coin existe toujours même si Q_D se situe sur l'extension de l'arête. La Figure 1-13 illustre la géométrie de la diffraction par un coin ainsi que les paramètres utilisés lors du calcul de la diffraction [19], [22].

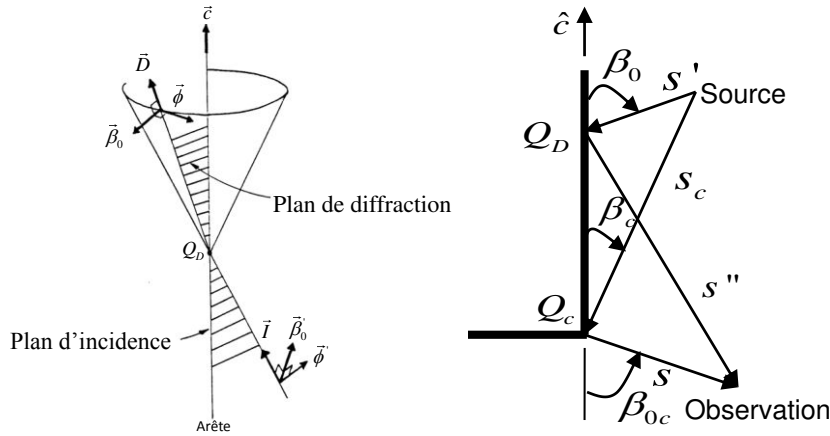


Figure 1-13 : Géométrie de diffraction par un coin

Le coin d'un cube est un exemple de géométrie 3D. Le champ \vec{E}^c diffracté par un coin Q_c associé à une arête parfaitement conductrice appartenant à un « wedge » en trois dimensions, en champ proche avec une incidence en onde sphérique, est donnée par l'équation (1-22). La formulation du coefficient de diffraction ainsi que tous les paramètres d'angles et de distances seront détaillés par la suite.

$$\vec{E}^c = E_{\perp}^c \vec{\beta}_0 + E_{\parallel}^c \vec{\phi} \quad (1-22)$$

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^c(P) \\ E_{\perp}^c(P) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_{\parallel}^c & 0 \\ 0 & -D_{\perp}^c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^i(Q_c) \\ E_{\perp}^i(Q_c) \end{bmatrix} \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} \sqrt{\frac{s(s+s_c)}{s_c}} \frac{e^{-jks}}{s} \quad (1-23)$$

avec :

D_{\perp}^c : coefficient de diffraction par les coins en polarisation verticale

D_{\parallel}^c : coefficient de diffraction par les coins en polarisation horizontale

$E^i(Q_c)$: champ incident au coin

e^{-jks} : facteur de phase

s : distance entre le coin et le récepteur

- s' : distance de la source et le point de diffraction
- s'' : distance entre le point de diffraction et le récepteur
- s_c : distance de la source et le coin

Bien qu'aucune solution exacte n'ait été formulée pour le problème de diffraction par les coins, de nombreuses formulations asymptotiques existent comme la formule de Burnside et Pathak [23], la formule de Zhang [24] et celle de Marhefka [25].

- Formule de Zhang (1989)

Elle est basée sur l'évaluation asymptotique du courant diffracté par l'arête et utilise les coefficients de la **TUD**. Son coefficient de diffraction est caractérisé seulement par des paramètres géométriques relatifs au coin. Le champ diffracté ne varie pas brusquement dans l'intersection de la frontière du champ réfléchi et du cône de Keller. Les résultats de ces deux formulations sont similaires dans les régions pas très proches des frontières d'ombre pour une incidence en onde sphérique et présentent les mêmes valeurs pour une incidence en onde plane. La formulation de Zhang du coefficient de diffraction s'écrit (les paramètres utilisés sont représentés sur la Figure 1-13) :

$$D_{\parallel,\perp}^c = \frac{j}{4\pi k} \frac{1}{\cos(\beta_{0c}) - \cos(\beta_c)} \begin{bmatrix} \frac{1}{\cos\left(\frac{\beta^-}{2}\right)} F[kL^c a(\beta^-)] F[kL^c a_c] \\ \frac{1}{\cos\left(\frac{\beta^+}{2}\right)} F[kL^c a(\beta^+)] F[kL^c a_c] \end{bmatrix} \mp \quad (1-24)$$

$$a_c = \frac{(\cos(\beta_{0c}) - \cos(\beta_c))}{2}$$

$$L^c = \frac{s_c s}{(s \sin^2(\beta_c) + s_c \sin^2(\beta_{0c}))}$$

avec :

- $\beta_0 = \cos^{-1}(\vec{s} \cdot \vec{t})$: angle du cône de Keller (entre \vec{s} et l'arête)
- β_c : angle entre le rayon incident au coin et l'arête d'intérêt
- β_{0c} : angle entre le rayon diffracté au coin et l'extension de l'arête d'intérêt
- \vec{s}' : vecteur unitaire dans la direction d'incidence
- \vec{s} : vecteur unitaire dans la direction d'observation
- \vec{t} : vecteur unitaire tangent à l'arête d'intérêt, dirigé de sorte qu'il entoure le diffuseur dans le sens anti-horaire
- \vec{n} : vecteur unitaire normal à l'arête d'intérêt, située dans la face

illuminée

$$\psi' = \cos^{-1} \left\{ \left[\frac{\vec{s}' \times \vec{t}}{|\vec{s}' \times \vec{t}|} \times \vec{t} \right] \cdot \vec{n} \right\} : \text{angle entre la face illuminée et le plan d'incidence}$$

$$\psi = \cos^{-1} \left\{ \left[\frac{\vec{s} \times \vec{t}}{|\vec{s} \times \vec{t}|} \times \vec{t} \right] \cdot \vec{n} \right\} : \text{angle entre la face illuminée et le plan d'observation}$$

$$\beta^\pm = \psi \pm \psi'$$

$$a(\beta) = 2 \cos^2(\beta/2)$$

$$F(x) = 2j\sqrt{x}e^{jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau$$

: fonction de transition de Fresnel assurant la continuité aux frontières d'ombre du champ incident et réfléchi. Mettre $F(x) = 1$ réduit les coefficients de diffraction de la TUD à celle de la TGD, qui est singulière à ces frontières.

- Formulation de Burnside (1983) et Pathak (1991)

Elle est basée sur l'évaluation asymptotique du champ diffracté par l'arête en termes de courant équivalent de la TUD le long de l'arête. Sa fonction de modification heuristique F assure la continuité du coefficient de diffraction à travers les frontières d'ombre de l'arête. On note que le coefficient de diffraction est exprimé par les paramètres de l'arête et nécessite plus de temps de calcul que la formule de Zhang. Cette formulation est relativement simple à utiliser et en même temps assez précise. Néanmoins, elle présente quelques limites. En effet, les résultats du champ ne sont pas uniques pour diverses configurations de diffraction. Le champ lointain est discontinu aux fausses frontières d'ombre comme l'a démontré Michaeli [26]. On entend par fausses frontières d'ombre, les valeurs où il y a une discontinuité dans la formulation de la diffraction par les coins.

Dans certains cas, les angles ψ et ψ' (voir Figure 1-13) provoquent une discontinuité que les facteurs de modification F ne peuvent pas éliminer entièrement. Ces valeurs correspondent aux frontières d'ombre de l'OG. En termes de la méthode de diffraction par les coins, ceux-ci sont considérés comme des fausses limites d'ombre, puisque le champ diffracté par les coins vient « lisser » les frontières d'ombre.

Ainsi, le champ diffracté varie brusquement à l'intersection de la frontière du champ réfléchi et du cône de Keller. Le coefficient de diffraction $D_{\parallel,\perp}^c$ de la relation est donné par :

$$D_{\parallel,\perp}^c = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k}} C_{\parallel,\perp}(Q_E) \frac{\sqrt{\sin \beta_0 \sin \beta_{0c}}}{\cos \beta_{0c} - \cos \beta_c} F[kL_c a(\pi + \beta_{0c} - \beta_c)] \quad (1-25)$$

$$C_{\parallel,\perp}(Q_E) = -\frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \left\{ \begin{array}{l} \left[\cot \left[\frac{\pi + \beta^-}{2n} \right] F[kLa^+(\beta^-)] \left| F \left[\frac{\frac{La^+(\beta^-)}{\lambda}}{kL_c a(\pi + \beta_{0c} - \beta_c)} \right] \right. \right] \\ + \cot \left[\frac{\pi - \beta^-}{2n} \right] F[kLa^-(\beta^-)] \left| F \left[\frac{\frac{La^-(\beta^-)}{\lambda}}{kL_c a(\pi + \beta_{0c} - \beta_c)} \right] \right. \right] \\ \left[\cot \left[\frac{\pi + \beta^+}{2n} \right] F[kLa^+(\beta^+)] \left| F \left[\frac{\frac{La^+(\beta^+)}{\lambda}}{kL_c a(\pi + \beta_{0c} - \beta_c)} \right] \right. \right] \\ + \cot \left[\frac{\pi - \beta^+}{2n} \right] F[kLa^-(\beta^+)] \left| F \left[\frac{\frac{La^-(\beta^+)}{\lambda}}{kL_c a(\pi + \beta_{0c} - \beta_c)} \right] \right. \right] \end{array} \right\} \mp (1-26)$$

et :

$$L = (s' s'' / s' + s'') \sin^2(\beta_0), \quad : \text{paramètres de distance.}$$

$$L_c = (s_c s / s_c + s)$$

$a^\pm(\beta) = 2 \cos^2((2n\pi N^\pm - \beta)/2)$: fonction d'ajustement permettant l'annulation de $F(x)$ au passage des frontières d'ombre afin de compenser les divergences du coefficient de diffraction de la TGD. On définit β^\pm par $\beta^\pm = \psi \pm \psi'$ et N^\pm par l'entier le plus proche de la solution de l'équation $2n\pi N^\pm - \beta = \pm\pi$. Ces valeurs de N^\pm sont particulièrement importantes à la limite des frontières d'ombre et de réflexion.

Les quatre termes du coefficient de diffraction sont associés respectivement aux frontières d'ombre du champ incident de la face N du wedge, du champ incident de la face O du wedge, du champ réfléchi de la face N du wedge et du champ réfléchi de la face O du wedge. La région à la limite de la frontière d'ombre ($F(x)$ est différent de 1) est appelée région de transition illustrée dans la Figure 1-14. Dans cette région de transition limitée par $kLa^\pm = 2\pi$, le champ diffracté ne peut pas être considéré comme un champ de rayons et présente un changement abrupt. Dans le cas d'une onde plane, $kLa^\pm = 2\pi$ définit une zone avec un contour parabolique. Les frontières d'ombre du champ incident ou réfléchi forment des axes de symétrie de ces zones de transition. Cette région est réduite à haute fréquence.

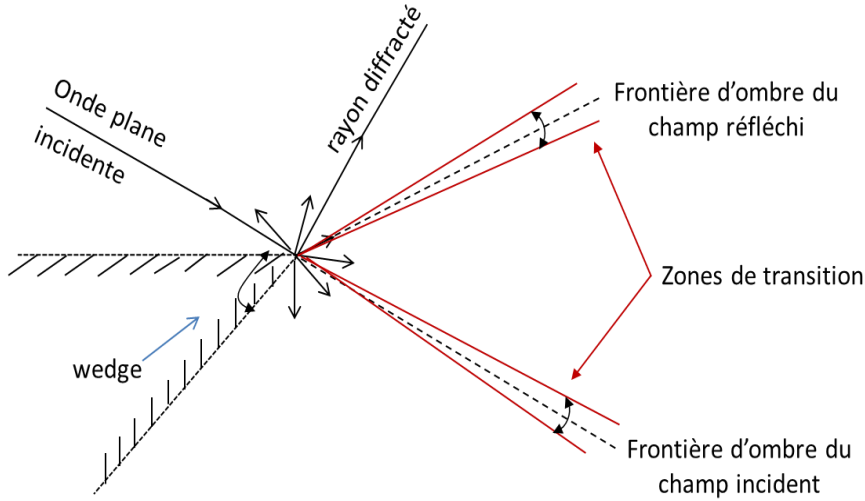


Figure 1-14 : Zones de transition du wedge illuminé par une onde plane

Bien qu'aux frontières du champ incident ou du champ réfléchi, une des cotangentes de l'équation devient singulière, son produit avec la fonction de transition reste fini. Le Tableau 1.1 illustre les cas où les cotangentes de l'équation sont singulières. Ces frontières sont réelles si elles surviennent entre 0 et $(2-n)\pi$. En dehors de ces angles, elles sont considérées comme virtuelles. Lorsqu'une frontière virtuelle est proche de la surface du wedge (comme dans le cas où ψ' est proche de π ou $(n-1)\pi$), sa zone de transition peut s'étendre au-delà de ses limites physiques (entre 0 et $(2-n)\pi$), et influe significativement sur le calcul de champ.

Tableau 1.1 : Frontières de réflexion pour différents angles d'incidence ψ'

	Cotangente est singulière quand :	Valeur de N à la frontière
$\cot \left[\frac{\pi + (\psi + \psi')}{2n} \right]$	$\psi = (2n-1)\pi - \psi'$, une frontière d'ombre du champ réfléchi pour $\psi = n\pi$	$N^+ = 1$
$\cot \left[\frac{\pi + (\psi + \psi')}{2n} \right]$	$\psi = \psi' - \pi$, une frontière d'ombre du champ réfléchi pour $\psi = 0$	$N^- = 0$

Par ailleurs, le produit des cotangentes et des fonctions de transitions est fini aux frontières d'ombre du champ incident et réfléchi. La fonction de transition de Fresnel s'écrit alors : $F(X) \simeq (\sqrt{\pi X} - 2Xe^{j\pi/4} - 2/3 X^2 e^{-j\pi/4})e^{j(\pi/4+X)}$, avec $X = kLa^\pm(\beta)$. Au voisinage de ces frontières, $\beta = 2n\pi N^\pm \mp (\pi - \varepsilon)$, ε étant positif dans la région illuminée par le champ incident ou réfléchi, ceci introduit des simplifications sur les expressions des cotangentes et de a^\pm :

$$\cot \left[\frac{\pi \pm \beta}{2n} \right] \simeq \frac{2n}{\varepsilon} ; a^\pm(\beta) = 2 \cos^2 \left(\frac{2n\pi N^\pm - \beta}{2} \right) \simeq \frac{\varepsilon^2}{2} \quad (1-27)$$

Finalement on obtient :

$$\cot \left[\frac{\pi \pm \beta}{2n} \right] F [kLa^\pm(\beta)] \approx n \left(\sqrt{2\pi kL} \operatorname{sgn} \varepsilon - 2kL\varepsilon e^{j\frac{\pi}{4}} \right) e^{j\frac{\pi}{4}} \quad (1-28)$$

avec $\operatorname{sgn}(\varepsilon) = 1$ si $\varepsilon > 0$. Ce produit est donc fini.

- o Formule de Marhefka (1998)

Elle est formulée en utilisant les courants équivalents des arêtes basés sur la [TPD](#). Sa solution de premier ordre est efficace et précise. Elle donne le même niveau de précision que les courants équivalents de Michaeli et permet de s'affranchir des problèmes d'intégration pour des plaques planes. La réflexion spéculaire et les effets de diffraction par les arêtes sont regroupés dans les coins. La matrice du coefficient de diffraction est différente de celle donnée par Burnside et Pathak, et Zhang. L'expression du champ est donnée ici par (voir Figure 1-13) :

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^c(P) \\ E_{\perp}^c(P) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{\parallel}^c & D_2^c \\ 0 & D_{\perp}^c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^i(Q_c) \\ E_{\perp}^i(Q_c) \end{bmatrix} \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} \sqrt{\frac{s(s+s_c)}{s_c}} \frac{e^{-jks}}{s} \quad (1-29)$$

avec :

$$D_{\perp,\parallel,2}^c = \mp \frac{j}{4\pi k} \left(\frac{1}{\cos \beta_{0c} - \cos \beta_0} \right) \left[d_{\perp,\parallel,2}^{LPO} + d_{\perp,\parallel,2}^{UTD} - d_{\perp,\parallel,2}^{PO} \right] \quad (1-30)$$

Le terme $d_{\perp,\parallel,2}^{LPO}$ se réfère à la représentation en intégrale linéaire de la solution de l'optique physique (Line Physical Optics), extraite de l'[OP](#), appliquée à une surface plane parfaitement conductrice, et se réduit à une intégrale linéaire autour de l'arête. Le terme $d_{\perp,\parallel,2}^{UTD} - d_{\perp,\parallel,2}^{PO}$ corrige l'[OP](#).

Dans toutes les formulations citées ci-dessus, le champ total est exprimé par la somme des champs diffractés par les coins associés à chaque arête qui se termine en ce coin. Par conséquent, selon la position de la source et de l'observation, il peut y avoir un champ diffracté par une ou plusieurs arêtes, mais il y aura toujours un champ diffracté par le coin associé à chacune des arêtes.

Néanmoins, les formulations de diffraction par les coins présentent des limites étant donné qu'elles ont été déterminées d'une façon heuristique. Les champs prédits peuvent être discontinus, en particulier pour certaines géométries bistatiques. Dans certains cas, les angles ψ et ψ' provoquent une discontinuité que les facteurs de modification F ne peuvent pas éliminer entièrement. Ces valeurs correspondent aux frontières d'ombre de l'[OG](#). En termes de la méthode de diffraction par les coins, ceux-ci sont considérés comme des fausses limites d'ombre, puisque le champ diffracté par les coins vient « lisser » les frontières d'ombre.

e) Les techniques de recherche des trajets

Après avoir décrit le formalisme permettant de calculer le champ selon les interactions subies, on présente quelques méthodes de détermination des trajets entre la source et le récepteur. Les approches les plus connues sont celles de lancer et de tracé de rayons [27], [28].

- Le lancer de rayons

Le lancer de rayon consiste à lancer un nombre important de rayons à l'émission (T_x) dans toutes les directions, comme montré sur la Figure 1-15. Les rayons sont répartis selon un certain pas d'incrément angulaire paramétrable de façon à couvrir la zone la plus large, et ce pour une résolution donnée. Leur rapidité de détermination dépend de ce pas choisi. Ensuite la position du point de réception R_x est précisée. Une sphère de réception de rayon R paramétrable est construite autour du récepteur. Si le rayon traverse cette sphère, il est considéré comme ayant atteint le récepteur ponctuel. Ainsi, les rayons lancés ne sont retenus que s'ils sont interceptés par cette sphère de réception. Le processus s'arrête lorsque le rayon atteint le récepteur, ou que le nombre d'interactions maximal fixé au préalable est atteint, ou si l'amplitude du champ devient négligeable

Le lancer classique de rayons présente deux inconvénients essentiels à savoir : l'aliasing (voir Figure 1-16), et le temps de calcul énorme. Ces phénomènes apparaissent quand les objets de la scène sont de très petites tailles comparés à l'ouverture de l'angle formé par deux rayons. Ainsi, ces objets ne sont pas visibles au cours du lancer de rayons classique et un nombre plus important de rayons sera émis. En outre, cette approche ne tient pas compte de la diffraction par les arêtes étant donné que leur identification par les rayons est effectuée d'une façon approchée en considérant un petit volume (sphère de réception) autour de celles-ci. Afin de pallier ces problèmes, des variantes du lancer classique de rayons ont été proposées, comme par exemple le lancer de faisceaux et le lancer hybride [29], [30]. Ainsi, cette technique est plutôt utilisée dans une zone de l'espace délimitée par une frontière extérieure, limitant ainsi le domaine de calcul.

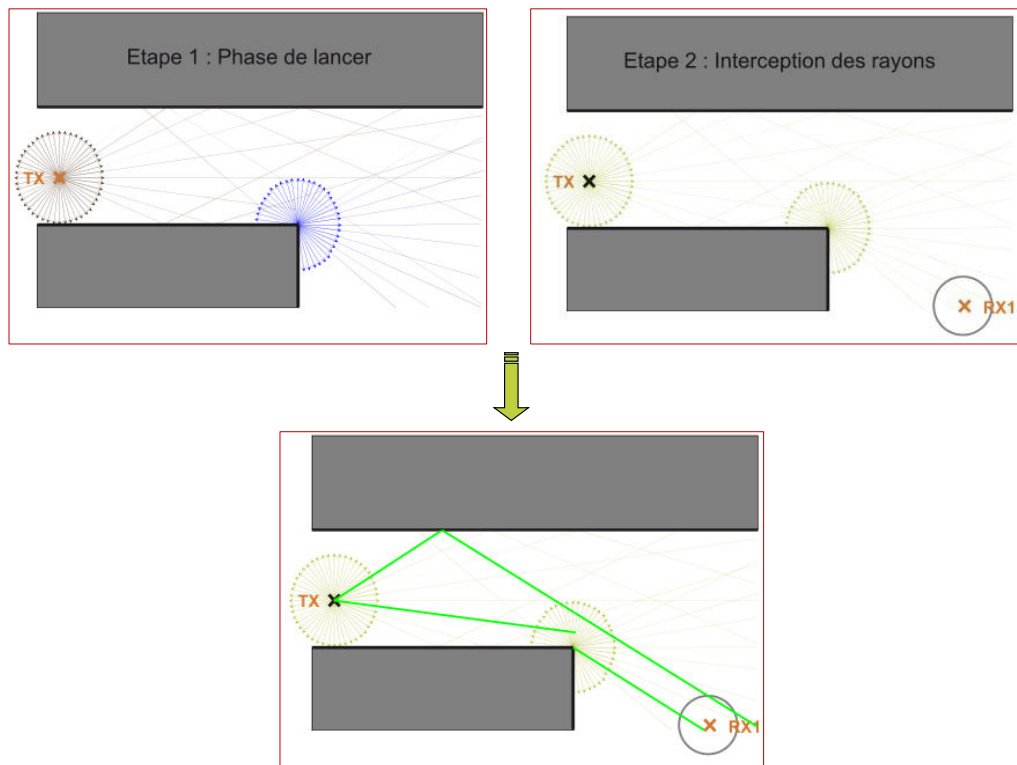


Figure 1-15 : Procédure du lancer de rayons [31]

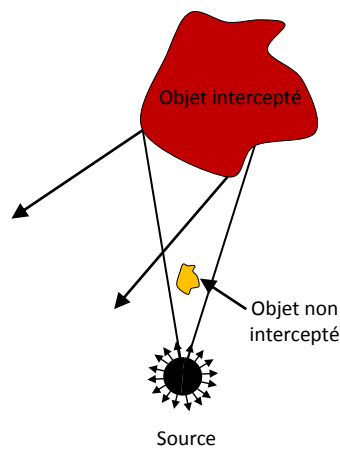


Figure 1-16 : Aliasing

- o Le tracé de rayons :

La technique du tracé de rayon consiste à partir d'un récepteur donné pour aller vers la source en utilisant la méthode des images illustrée dans Figure 1-17. Contrairement au lancer de rayons, la construction géométrique doit être effectuée pour chaque liaison émetteur-récepteur. On génère ainsi un nombre beaucoup plus faible de rayons puisqu'on ne conserve que les rayons qui, partant du récepteur, arrivent jusqu'à la source suite aux différentes interactions. En contrepartie, la zone d'observation et de quantification du champ électromagnétique est restreinte à celle du récepteur. Notons que cette méthode est dite exacte car la recherche des trajets se fait rigoureusement en accord avec le nombre d'interactions paramétrées et l'environnement.

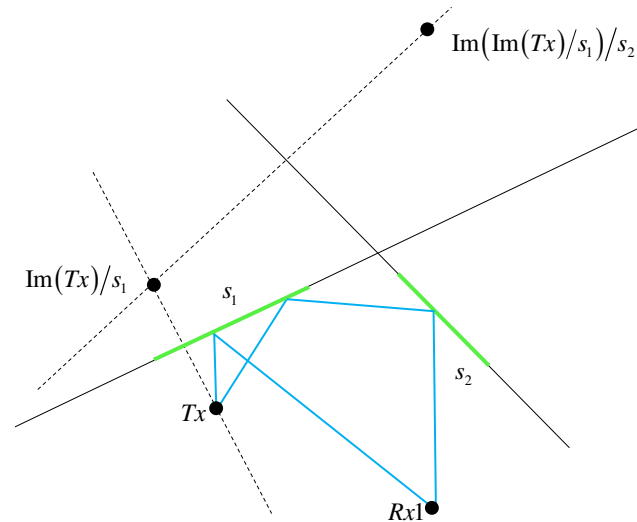


Figure 1-17 : Procédure du tracé de rayons [32]

Néanmoins, le nombre des images potentielles s'accroît rapidement avec la complexité de la scène considérée, ce qui peut augmenter considérablement le temps de calcul. Des techniques ont été proposées afin d'accélérer le tracé de rayons. On distingue les algorithmes qui utilisent des arbres de visibilité, ainsi que d'autres qui se basent sur des accélérations informatiques appliquées en général dans le domaine de traitement d'images [33], [34].

1.2.2.2 Méthodes basées sur les courants

a) Optique physique

L'optique physique est une technique d'approximation de la densité de courant qui circule sur une surface plane infinie parfaitement conductrice. On considère un point r' de cette surface et \vec{n} son vecteur normal (voir Figure 1-18).

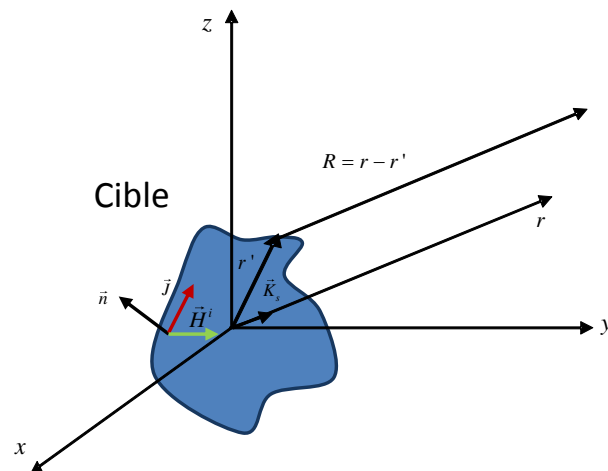


Figure 1-18 : Calcul du champ rayonné par l'OP

Selon le théorème d'équivalence, la densité du courant électrique \vec{J} s'exprime en fonction du champ magnétique total \vec{H} sur la surface S comme [14], [35], [36]:

$$\vec{J}(r) = \vec{n}(r') \times \vec{H}(r') \quad (1-31)$$

avec :

$$\vec{H} = \vec{H}^i + \vec{H}^r = 2\vec{H}^i \quad (1-32)$$

La densité \vec{J} est donc approchée par une densité de courant induite par un plan parfaitement conducteur tangent à S en r' . Cette hypothèse est valide en haute fréquence si le rayon de courbure de S est suffisamment grand devant la longueur d'onde, en pratique supérieur à 4λ . Les courants \vec{J} sont calculés uniquement dans les zones éclairées. Dans les zones d'ombre (surface non illuminée selon l'OG), la densité de courant est considérée nulle. On a donc :

$$\vec{J}(r') \approx \begin{cases} 2\vec{n}(r') \times \vec{H}^i(r') & \text{sur la surface éclairée} \\ 0 & \text{dans les zones d'ombre} \end{cases} \quad (1-33)$$

Le champ électrique généré \vec{E}^{OP} est déterminé à partir des intégrales de rayonnement des densités de courant. Dans le cas d'une surface plane polygonale, cette intégrale est résolue d'une façon relativement simple. Gordon [37] a transformé l'intégrale de surface en une intégrale de contour. Un développement détaillé de l'OP dans le cas d'un objet complexe sera donné dans le chapitre 2. Néanmoins, l'OP ne tient compte que de la réflexion. En effet, pour des surfaces finies, l'OP décrit mal les ondes diffractées et rampantes, qui sont des ondes de discontinuité de la zone de séparation ombre-lumière. Pour pallier ce problème, l'OP a évolué vers une méthode qui modélise les effets de diffraction par les arêtes : la TPD.

b) Théorie physique de la diffraction

La TPD a été formulée par Ufimtsev en 1952 [38], [39]. Elle vient corriger l'OP comme la TGD corrige l'OG. Elle est basée sur les mêmes principes que ceux de l'optique physique en y ajoutant des courants de frange induits par la présence de discontinuités afin de tenir compte de la diffraction [38], [39]. En effet, le courant total de surface est composé d'un courant uniforme qui n'est autre que le courant donné par l'OP et qui permet de calculer le champ \vec{E}^{OP} , et un courant non uniforme ou de frange qui modélise les effets d'arête et permet de calculer le champ \vec{E}^{fr} . Le champ total s'exprime donc comme suit : $\vec{E}^{TPD} = \vec{E}^{OP} + \vec{E}^{fr}$

Il existe diverses techniques de calcul du champ \vec{E}^{fr} , comme par exemple la méthode des courants équivalents (MCE) [40], décrite ci-après.

c) Méthode des courants équivalents

La formule originale de la TPD donnée par Ufimtsev implique une intégrale surfacique difficile à calculer. Afin de réduire la complexité du calcul, la méthode des courants équivalents vient remplacer les sources du champ diffracté par des courants électriques équivalents et magnétiques équivalents, évoluant le long de la discontinuité [40]. L'approche de base est donc

de supposer l'existence de courants électriques et magnétiques à chaque point du contour de l'arête et les additionner dans l'intégrale de rayonnement en champ lointain.

L'intégrale surfacique se réduit ainsi en une intégrale le long de la ligne de discontinuité. Il existe plusieurs définitions des courants équivalents [5], [23], [41]. On présente dans le chapitre 2 celle de Knott et Senior et que nous avons implémentée [42], [43]. Cette formulation est simple à utiliser et donne des solutions exactes dans le cône de Keller.

Un développement détaillé de la **MCE** dans le cas d'un objet complexe est donné en annexe. Bien que cette méthode supprime la divergence de la **TGD** aux frontières ombre-lumière, elle présente des champs infinis sur les caustiques.

1.2.2.3 Synthèse sur les approches de détermination du champ diffusé

De nombreuses techniques existent pour le calcul de la diffusion d'ondes électromagnétiques. Les méthodes rigoureuses sont coûteuses en termes de mémoire et de temps de calcul dès lors que les dimensions des structures sont bien supérieures à plusieurs longueurs d'ondes. Les méthodes asymptotiques viennent pallier cette problématique mais présentent néanmoins des limites en fonction de la forme de la structure et de la direction de l'onde incidente. Ainsi, l'utilisation efficace et complémentaire de ces méthodes requiert une bonne connaissance de leurs avantages, inconvénients et domaines d'applications. L'objectif de la première partie de nos travaux est de comparer différentes méthodes afin d'établir un modèle fiable et simplifié de **SER** monostatique d'un objet parfaitement conducteur.

Méthode	Avantages et applications	Limitations
OG	- Prédit parfaitement le champ diffusé lorsque les effets des réflexions spéculaires (ou d'ordre supérieur i.e. réflexions multiples) sont nettement dominants.	- Sa formulation initiale prévoit des champs infinis sur les caustiques. - Ne prévoit pas les effets de diffraction par les arêtes, coins ou surfaces à rayons de courbures petits par rapport à la longueur d'onde. - Considère le champ comme nul dans les zones d'ombre d'où une discontinuité du champ au voisinage des frontières ombre-lumière.
TGD	- Prend en compte des limites de l' OG par une nouvelle classe de rayons nommés rayons diffractés. - Détermine le champ dans la zone d'ombre et prévoit avec précision la réflexion et la diffraction dans le plan	- Ne résout pas le problème des caustiques et est inexacte dans les directions en dehors du cône de Keller. - Rencontre des limites aux frontières ombre-lumière où les champs calculés sont infinis ou discontinus.

	principal loin de l'incidence rasante.	
TUD	- Corrige la divergence de la TGD par l'introduction d'une fonction de transition de Fresnel dans le coefficient de diffraction.	- Ne résout toujours pas le problème des caustiques.
DC	- Corrige la discontinuité du champ aux frontières ombre-lumière.	- Ne résout toujours pas le problème des caustiques.
OP	- Donne une prédiction précise près de la direction spéculaire.	- Ne prévoit pas les effets de diffraction par les arêtes, coins ou surfaces à rayons de courbures petits par rapport à la longueur d'onde. - Considère le champ comme nul dans les zones d'ombre d'où une discontinuité du champ au voisinage des frontières ombre-lumière.
TPD	- Corrige l'OP aux arêtes, de même que la TGD corrige l'OG en ajoutant un terme correcteur appelé courant de frange calculé par diverses approches asymptotiques.	- L'expression du courant de frange est difficile à réaliser dans de nombreux cas.
MCE	- Résout le problème de caustique - Prédit la diffusion pour des directions arbitraires	- Présente des singularités dans les directions d'incidence et d'observation rasantes et ne considère pas la diffraction par les coins.

1.3. Approches de détermination de la SER de cibles complexes

Lorsque la dimension géométrique de la cible est très grande à l'échelle de la longueur d'onde et sa géométrie est assez complexe, l'application directe des méthodes asymptotiques de rayons et de courants devient limitée et coûteuse en termes de temps de calcul et de mémoire (Ceci sera détaillé dans le chapitre 2). Les autres alternatives consistent à décomposer l'objet en cibles élémentaires ou opter pour le modèle de points brillants.

1.3.1. Méthodes de décomposition en cibles élémentaires

Cette méthode d'estimation de la SER est efficace pour des objets électriquement larges [44], [45]. En effet, un objet complexe peut être généralement décomposé en formes canoniques,

à savoir les sphères, les cônes, les plaques et les ellipsoïdes comme illustré à la Figure 1-19. La **SER** totale de la cible est donc considérée au premier ordre comme la somme des contributions de ses composants canoniques. Les interactions entre elles sont alors négligées. La sommation de ces contributions peut être faite d'une façon cohérente où la phase relative de chaque terme est prise en compte dans la somme, ou non-cohérente, où seulement les amplitudes de chaque terme sont additionnées [46], [47].

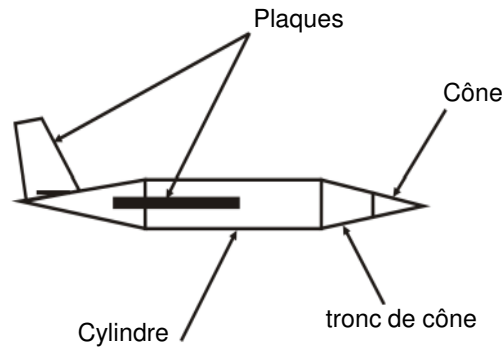


Figure 1-19 : Méthode de décomposition en cibles élémentaires appliquée à un avion

1.3.2. Modèles de points brillants

En haute fréquence, la cible peut être représentée par un amas de points brillants [48]. Ils sont représentatifs du comportement diffuseur de l'objet afin de décrire les parties géométriques les plus importantes en termes de réflexion/diffusion. Ainsi, la **SER** monostatique d'une cible est donnée par :

$$\sigma_{uv} = \left| \sum_{n=1}^N \sigma_{uv,n} e^{-2jk|\vec{r}_0 - \vec{r}_n|} \right|^2 \quad (1-34)$$

où σ_{uv} désigne la **SER** en polarisation u due à une onde incidente en polarisation v , $\sigma_{uv,n}$ représente l'amplitude et la phase du $n^{\text{ième}}$ point brillant situé à la position \vec{r}_n , et \vec{r}_0 est la position du récepteur.

Diverses techniques d'extraction des points brillants d'une cible radar sont présentées dans ce qui suit.

1.3.2.1 Méthodes analytiques

Ces approches se basent sur l'application directe des méthodes asymptotiques pour calculer le champ rayonné par une cible. Ross [49]-[50] utilise la **TGD** pour modéliser les points brillants d'un triangle, plaque et cylindre. La **SER** totale est la somme des contributions de tous les points diffuseurs (ou points brillants). Bien que cette approche soit plus adaptée aux objets canoniques, elle peut être appliquée au calcul du champ rayonné par des cibles complexes en les décomposant en formes géométriques simples dont le modèle analytique de rayonnement est connu. Dans [51], la **SER** d'une plaque rectangulaire peut être approchée par deux points brillants situés au milieu des deux arêtes parallèles, comme illustré par la Figure 1-20. Les

champs diffractés sont issus des points brillants A' et B' situés respectivement au milieu des deux arêtes parallèles AD et BC.

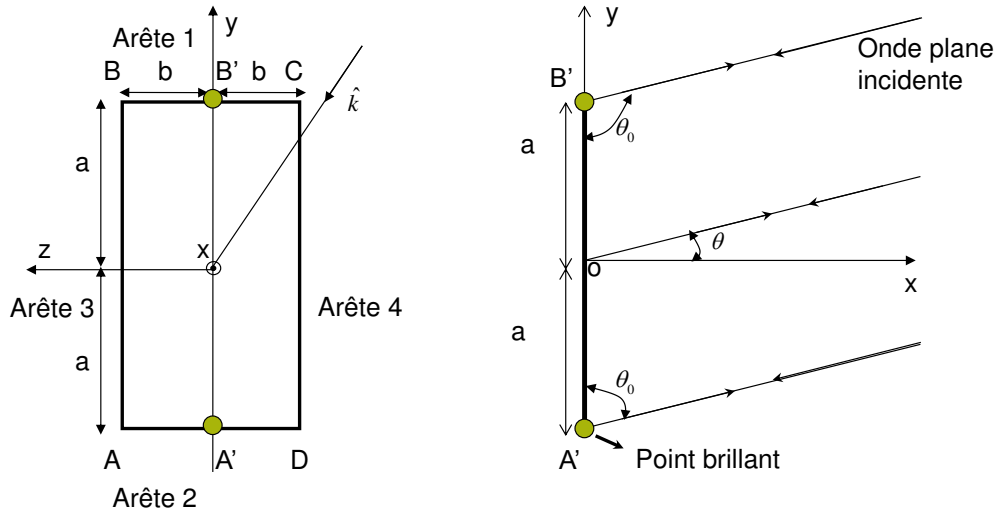


Figure 1-20 : Application du modèle de deux points brillants à la plaque

θ_0 : angle d'incidence par rapport à la face du demi-plan.

θ : angle entre le rayon incident et l'axe des x .

On procède à la formulation analytique du problème en calculant le champ diffracté dans le cas d'une simple diffraction ainsi que les diffractions d'ordre supérieur (double et triple diffraction). Le champ électrique total, en polarisation verticale E_v^{tot} , est obtenu en sommant des contributions de tous les ordres [51]:

$$E_v^{tot} \sim -2E_0 \frac{e^{-ik\rho}}{\sqrt{8j\pi k\rho}} k_1 \quad (1-35)$$

avec :

ρ : distance entre o et le point d'observation.

E_0 : amplitude du champ incident

$$k_1 = \cos(2ka \sin \theta) + 2ika \frac{\sin(2ka \sin \theta)}{2ka \sin \theta} - \left(1 + \frac{e^{-ik4a}}{256i\pi k^3 a^3}\right)^{-1} \left\{ \frac{e^{-ik2a}}{\sqrt{8i\pi k 2a}} \frac{1}{ika \cos \theta} - \frac{1}{8a^2 k^2} \left(\frac{e^{-ik2a}}{\sqrt{8i\pi k 2a}} \right)^2 \left[\frac{(1-\sin \theta)}{(1+\sin \theta)^2} e^{-2ikas \sin \theta} + \frac{(1+\sin \theta)}{(1-\sin \theta)^2} e^{2ikas \sin \theta} \right] \right\} \quad (1-36)$$

Les étapes de calcul du champ sont détaillées dans [51]. Ceci permet de déterminer la SER dans le cas général :

$$\sigma_v = \lim_{\rho \rightarrow \infty} 4\pi\rho^2 \left| \frac{E_v^{tot}}{E_v^i} \right|^2 = \frac{4b^2}{\pi} |k_1|^2 \quad (1-37)$$

La SER déterminée par le modèle de 2 points brillants est en concordance avec celle obtenue avec la méthode des moments et l'UTD simulées sous le logiciel FEKO [52], sauf pour des incidences rasantes (voir Figure 1-21). Elle est plus précise que l'UTD simulée sous Feko à 0° où elle diverge. Le modèle peut être étendu à 4 points brillants afin d'améliorer les résultats entre 80° et 90° .

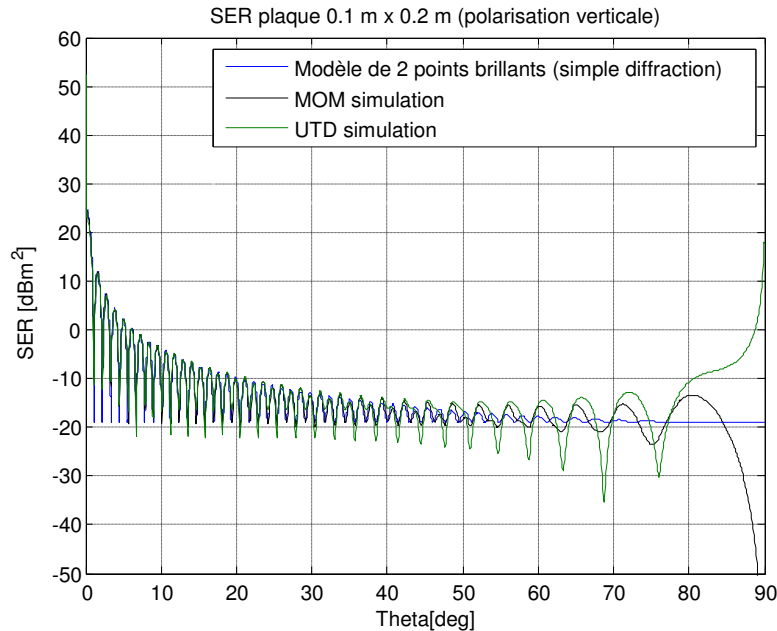


Figure 1-21 : Comparaison entre la SER d'une plaque $0,1\text{m} \times 0,2\text{m}$ obtenue par les simulations et le modèle de points brillants

1.3.2.2 Méthodes basées sur l'imagerie SAR/ISAR combinée aux techniques de FFT

L'image d'une cible radar est définie par une représentation bidimensionnelle ou tridimensionnelle des positions de ses centres de « rayonnement », appelés points brillants. Sa construction nécessite une connaissance de l'amplitude et la phase du signal réfléchi par la cible dans une bande de fréquence et pour divers angles. Les techniques de transformée de Fourier (FFT) donnent une image 2D des coordonnées des centres brillants en fonction de la distance et de la distance transverse. On définit la distance par la distance radiale dans la direction de la ligne de vue du radar (RLOS) et la distance transverse par celle dans la direction orthogonale à la distance. On applique une FFT rapide inverse (IFFT) du spectre mesuré ou simulé, pour tous les angles d'incidence, afin de déterminer l'intensité de rayonnement le long de l'axe de portée.

L'imagerie 1D représente la cible par une ligne de points brillants. Leurs localisations consistent à repérer les maxima (pics) de la réponse impulsionnelle de l'objet. Etant donné que la réponse impulsionnelle est obtenue à partir d'une bande de fréquence de largeur limitée B , la résolution en distance est donnée par $c/2B$, où c est la vitesse de la lumière. D'autres

techniques sont utilisées dans l'imagerie **SAR 2D** afin d'améliorer la localisation des points diffuseurs comme **CLEAN** [53], **RELAX** [54]. L'imagerie **ISAR** (Inverse Synthetic Aperture Radar) **3D** est générée par la technique **SBR** (Shooting and Bouncing Rays) en se basant sur l'algorithme one-look **ISAR** [55]–[57]. En effet, pour chaque angle, une grille dense de rayons est lancée et les rayons réfléchis sont alors tracés selon les lois de l'optique géométrique et leur contribution à l'image **ISAR 3D** est donnée par la fonction '3D ray spread' définie dans [55]. Par conséquent, l'image **ISAR 3D** peut être obtenue en sommant les contributions de tous les rayons qui interceptent la cible. L'extraction des positions **3D** et de l'intensité des points diffuseurs est réalisée par la méthode **CLEAN**.

Dans [58], l'approche présentée montre que la complexité de calcul est considérablement réduite par l'utilisation de modèles de points brillants pour les objets les plus complexes. Le gain en performances de simulation est dû à une réduction significative de la complexité de la représentation géométrique de la scène. Le paramétrage des centres de diffusion repose sur une méthode asymptotique efficace de prédiction de champ à haute fréquence intégrant l'optique géométrique et d'autres techniques. Les modèles ont été conçus pour étudier de façon déterministe la propagation des ondes pour les systèmes radar automobiles à 80 GHz. En outre, la technique d'imagerie **ISAR** appliquée peut être utilisée pour trouver les positions les plus précises et pertinentes des points brillants. De même en [59], le traitement **SAR** est utilisé pour localiser les points brillants d'une cible automobile à 24 GHz et 77 GHz. En outre, la combinaison de la formation de faisceaux (Digital Beam Forming (**DBF**)) avec le **SAR** donne la possibilité de déterminer la position exacte du point brillant en distance, distance transverse et hauteur. Les résultats des mesures montrent qu'il n'y a pas de différence remarquable des points brillants considérant une fréquence porteuse de 24 GHz ou 77 GHz. La largeur de bande a par contre une forte influence sur la capacité de résolution des points brillants. L'analyse tridimensionnelle de la vue de côté du véhicule indique qu'il existe de fortes réflexions sur les roues et sur la partie centrale du véhicule. Ces mesures contribuent énormément à la conception d'un modèle amélioré de la voiture.

Dans [60], les observations expérimentales mènent à la définition des centres de diffusion positionnés sur les quatre coins et les quatre roues de la cible, ainsi que des plans réflecteurs placés sur ses quatre côtés. Une fonction de visibilité dépendant de l'angle d'incidence est attribuée à chaque point brillant, afin de déterminer sa **SER**. La **SER** des plans réflecteurs est donnée par une valeur fixe lorsqu'ils sont vus perpendiculairement par le radar. L'étude est réalisée pour la détection à 24 GHz et à courte distance.

Ces approches basées sur la transformée de Fourier, bien que performantes et robustes, nécessitent des signatures expérimentales ou simulées, généralement longues et coûteuses à obtenir.

1.3.2.3 Méthodes basées sur les modèles paramétriques

Le signal retourné par un point brillant peut être représenté par un modèle se basant sur la **TGD** [61], [62] ou par un signal formulé par une exponentielle complexe [63].

a) Modèle exponentiel

La méthode consiste à modéliser le champ rayonné par une cible par une superposition d'exponentielles complexes. La problématique se réduit à l'estimation des paramètres de l'équation :

$$s(n) = \sum_{k=1}^M a_k e^{-\gamma_k + j2\pi f_k n} + b(n) \quad n=0,1,\dots,N-1 \quad (1-38)$$

où $s(n)$ est la SER à la $n^{\text{ième}}$ fréquence, a_k est l'amplitude de diffusion du $k^{\text{ième}}$ point brillant, $b(n)$ est l'erreur inhérente au modèle, M est le nombre de points brillants et N est le nombre d'échantillons fréquentiel.

La position des points brillants est définie par la phase du terme $e^{-\gamma_k + j2\pi f_k n}$ et les amplitudes par l'intensité du champ. L'équation peut être étendue à un modèle 2D et 3D. Divers algorithmes à haute résolution sont utilisés pour déterminer les paramètres du modèle. La méthode de Prony résout une équation matricielle pour estimer les coefficients d'un polynôme dont les racines sont les termes $e^{-\gamma_k + j2\pi f_k n}$ recherchés. Les méthodes Prony 2D, MUSIC 2D et la méthode de maximum de vraisemblance peuvent aussi être utilisées pour déterminer les paramètres du modèle exponentiel 2D.

Lorsque $\gamma_k = 0$, le modèle est appelé à exponentielles non amorties. On obtient un modèle à exponentielles amorties, encore appelé modèle de Prony pour $\gamma_k > 0$. Le modèle à exponentielles non amorties considère que l'amplitude du point brillant est indépendante de la fréquence et de l'angle d'incidence. Ce modèle est le plus simple. Cependant, si la bande passante et la plage d'angles sont larges, la dépendance à la fréquence et à l'angle ne peut pas être négligée. Comparé au modèle à exponentielles non amorties, le modèle Prony décrit la dépendance à l'angle et à la fréquence. Néanmoins, il ne permet pas de décrire la diffraction par l'arête, par le coin ainsi que la simple réflexion d'une surface courbée.

b) Modèle TGD

La modélisation des points brillants par la théorie géométrique de diffraction a été proposée dans [61], [62]. Le champ total de la cible $S(f, \varphi)$ à une fréquence f et un angle φ est donc approché par la somme des contributions de tous les diffuseurs i ayant des amplitudes $A_i(f, \varphi)$:

$$S(f, \varphi) = \sum_i A_i(f, \varphi) e^{-j2\pi f \tau_i(\varphi)} \quad (1-39)$$

La phase est linéaire et définie par la position du point brillant (τ_i étant le temps d'aller-retour entre le radar et le point brillant). La réflectivité des points brillants dépend de la fréquence et de l'angle d'incidence. Ainsi, elle n'est pas considérée comme isotrope et non-dispersive. La réponse totale des points brillants peut être décomposée comme un produit de

réflectivités élémentaires qui traduisent les mécanismes d'interactions onde-cible ainsi que les caractéristiques des diffuseurs :

$$A_i(f, \varphi) = A_{\text{amplitude}} A_{\text{freq}}(f) A_{\text{ponctuel}}(\varphi) A_{\text{distribué}}(\varphi) \quad (1-40)$$

où $A_{\text{amplitude}}$ est une constante, A_{freq} décrit la dépendance à la fréquence f , A_{ponctuel} et $A_{\text{distribué}}$ décrivent respectivement la dépendance à l'angle φ . Cette dépendance à l'angle est définie par la caractérisation spatiale du point brillant à savoir ponctuel ou distribué (apparaît comme une distribution de courant finie de longueur non nulle).

La dépendance de l'amplitude à la fréquence suit le modèle TGD. Elle est paramétrée par α qui est relié à la géométrie du diffuseur comme le montre le Tableau 1.2 :

$$A_{\text{freq}}(f) = \left(j \frac{f}{f_c} \right)^\alpha \quad (1-41)$$

où f_c est la fréquence centrale utilisée pour la normalisation.

Tableau 1.2 : Relation entre α et les mécanismes d'interactions onde-cible

Valeur de α	Mécanismes d'interactions onde-cible
-1	Diffraction par un coin
$-\frac{1}{2}$	Diffraction par une arête courbée
0	Point, sphère, diffraction par une arête rectiligne
1	spéculaire d'une plaque plate, dièdre

On distingue ensuite les mécanismes de dispersions (interactions onde-cible) ponctuels et distribués. Parmi les exemples de mécanismes de dispersion ponctuels, on a la réflexion par un trièdre, la diffraction par un coin et la diffraction par une arête. Tous ces mécanismes ont des amplitudes qui varient lentement en fonction de l'angle. La variation de l'amplitude est représentée par une variation exponentielle donnée par l'équation :

$$A_{\text{ponctuel}}(f, \varphi) = e^{-2\pi f \gamma \sin(\varphi)} \quad (1-42)$$

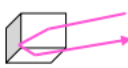
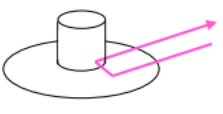

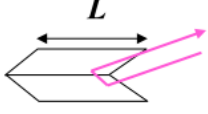
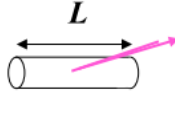
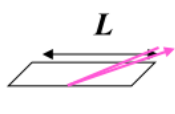
où γ décrit la dépendance à l'angle.

Parmi les mécanismes distribués, on trouve la réflexion spéculaire d'une plaque plate, la réflexion d'un dièdre et d'un cylindre. Chacun de ces mécanismes a une dépendance à l'angle sous forme d'un sinus cardinal. Cette dépendance dépend de l'étendue spatiale L de la cible et de son orientation dans le plan horizontal φ_0 (l'angle d'orientation du diffuseur distribué). Elle se traduit par la relation (1-43) :

$$A_{\text{distribué}}(f, \varphi) = \text{sin} c \left(\frac{2\pi f}{c} L \text{sin}(\varphi - \varphi_0) \right) \quad (1-43)$$

Le Tableau 1.3 donne les valeurs de L et α pour quelques objets canoniques.

Tableau 1.3 : Dépendance à la fréquence et à l'angle de quelques objets canoniques [56]

		Dépendance à la fréquence		
		$\alpha=1$	$\alpha=1/2$	$\alpha=0$
Dépendance à l'angle	$L=0$	 Trièdre	 Cylindre+plaque	 Sphère
	$L>0$	 Dièdre	 Cylindre	 Plaque

Ainsi, l'amplitude totale du point brillant s'écrit comme suit :

$$A_r(f, \theta) = A \left(j \frac{f}{f_c} \right)^\alpha e^{-2\pi f \gamma \sin(\varphi)} \sin c \left(\frac{2\pi f}{c} L \sin(\varphi - \varphi_0) \right) \quad (1-44)$$

Tableau 1.4 : Dépendance en fréquence et en angle de quelques points brillants canoniques [64]

<i>Diffuseur</i>	<i>Dépendance à la fréquence</i>	<i>Dépendance à l'angle</i>
<i>Diffuseur point, sphère</i>	<i>Constante</i>	<i>Constante</i>
<i>Diffraction par un coin, pas d'incidence rasante</i>	$1/f$	<i>Constante</i>
<i>Diffraction par un coin, incidence rasante</i>	$1/f$	$\delta(\varphi)$
<i>Diffraction par une arête, pas d'incidence rasante ni perpendiculaire</i>	<i>Constante</i>	<i>Constante</i>
<i>Diffraction par une arête, incidence rasante ou perpendiculaire</i>	<i>Constante</i>	$\delta(\varphi)$
<i>Dièdre, balayage en azimuth</i>	f	$\delta(\varphi)$
<i>Dièdre, balayage en élévation</i>	f	$U(\varphi)$
<i>Trièdre</i>	f	$U(\varphi)$
<i>Cylindre, $\theta = 90^\circ$</i>	\sqrt{f}	$\delta(\varphi)$
<i>Cylindre, $0^\circ < \theta < 90^\circ$</i>	$1/\sqrt{f}$	<i>Constante</i>

<i>Plaque plate (spéculaire)</i>	f	$\delta(\varphi)$
<i>Cylindre, $\theta = 0^\circ$</i>	f	$\delta(\varphi)$

où δ est l'impulsion de dirac et U est la fonction échelon.

La détermination des paramètres du modèle s'effectue dans le domaine image. Une transformation du domaine fréquence-angle au domaine image s'avère donc nécessaire. La régression non linéaire, le maximum de vraisemblance et la régression pondérée sont les techniques d'estimation les plus utilisées. Elles peuvent être suivies de la technique **CLEAN** pour améliorer les résultats [65], [66].

1.3.2.4 Approches asymptotiques

a) Maillage

L'application des méthodes asymptotiques sur une cible de géométrie complexe nécessite tout d'abord sa discrétisation en facettes comme effectué avec la **MoM**. Le maillage triangulaire s'avère le plus flexible et permet de s'approcher le plus à la forme réelle de la cible. La Figure 1-22 représente un modèle d'une cible maillée sous le logiciel FEKO [52].

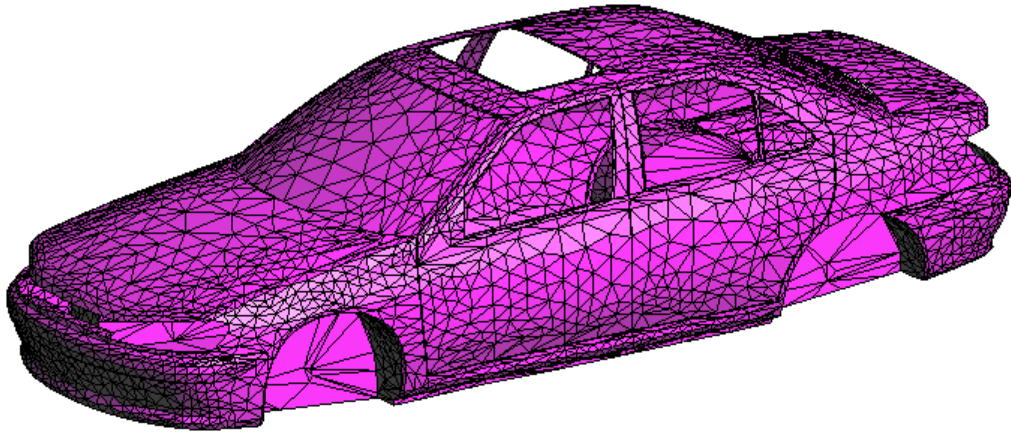


Figure 1-22 : Véhicule maillé sous FEKO

b) Méthode déterministe

Ces approches sont appelées déterministes étant donné que les points brillants sont positionnés de façon déterministe sur la surface de la cible. Dans [67], des méthodes asymptotiques à savoir l'**OP**, la **TPD** et **SBR** ont été mises en œuvre afin de déterminer les points brillants des cibles radar complexes. Ces approches modélisent la simple réflexion, la simple diffraction et la réflexion multiple. En effet, le centre d'une facette, d'une arête ou un coin peuvent représenter la position d'un point brillant. L'amplitude et la phase du champ issu de ce point sont estimées avec les techniques hautes fréquences citées précédemment.

c) Méthode basée sur les techniques de tracés de rayons

Le tracé de rayons est très utilisé en ondes millimétriques. La référence [56] présente une méthodologie d'extraction des points brillants à divers angles en utilisant la technique **SBR**. Les données sont ensuite regroupées en fonction de la localisation des points brillants et organisées sous forme de cartes angulaires de visibilité.

Des techniques de tracés de rayons sont utilisées en [68] afin de simuler la **SER** du véhicule. En effet, sur le chemin de l'émetteur vers le récepteur, les rayons frappent la structure de simulation en de multiples points, ce qui conduit à une réflexion, diffraction ou diffusion. Les points d'interaction sont les points brillants. Ces points brillants représentent le modèle de diffusion simplifié, qui a un comportement de diffusion similaire à celui du modèle du véhicule complexe. L'algorithme d'extraction des groupes de diffusion et de points brillants virtuels se base sur 4 étapes. L'algorithme cherche les points brillants en rapport avec le point brillant le plus fort, c'est le point de départ de la formation du cluster (groupe de diffusion). Ensuite, il s'agit de trouver sa meilleure forme et position. Un point brillant virtuel lui est ainsi affecté : il n'est pas le centre géométrique de la surface du cluster, mais le centre de tous les points brillants qui y contribuent, pondérés par leur réflectivité. La procédure est relancée pour la génération d'autres groupes. Ce modèle de points brillants a été appliqué au cas d'une voiture et validé expérimentalement à 24 GHz en configuration monostatique dans le plan azimutal.

Le Tableau 1.5 résume les avantages et les limites des méthodes d'extraction des points brillants.

Tableau 1.5 : Récapitulatif des avantages et des inconvénients des méthodes d'extraction des points brillants

		Avantages	Inconvénients
Méthodes analytiques		Pas de signature radar	Limitées aux cibles peu complexes
Méthodes basées sur l'imagerie SAR combinée aux techniques de transformée de Fourier		Robuste et efficace	Nécessité des signatures radar expérimentales ou simulées, en général longues et coûteuses
Méthodes basées sur les modèles paramétriques	exponentiel	Simple, haute résolution en portée, modélisation exacte des points brillants spéculaires	Non adaptées à la modélisation de la diffraction, sensible au bruit aléatoire La localisation des points brillants n'est pas toujours fiable dans le cas d'une bande limitée

	TGD	Simple	Nécessité des signatures mesurées ou simulées dans une large bande et pour plusieurs angles
Méthodes déterministes basées sur les approches asymptotiques		Modélisation simple et flexible de la cible par des facettes	Maillage critique pour les objets complexes présentant des courbures et des détails de l'ordre de λ . Un compromis doit être établi entre la représentation réelle de la cible, le temps de calcul et la quantité de mémoire requise.
Méthodes basées sur les techniques de tracés de rayons		Modélisent tous les phénomènes EM	Nécessite une optimisation pour une scène complexe

1.3.2.5 Applications du modèle de points brillants

L'extraction de centres de diffusion s'applique dans divers domaines à savoir la reconnaissance des cibles, la compression de données et les simulations déterministes de canaux de communication dans des environnements automobiles.

a) Compression de données et reconstruction de la signature en temps réel

Parmi les principales applications du modèle de points brillants [51], on trouve la compression de données et la reconstruction de la signature radar en temps réel. En effet, une fois que le modèle de centre de diffusion est extrait à un angle et une bande de fréquence, il est possible de générer des signatures aux angles voisins et aux fréquences proches. La signature de la cible est reconstruite à un angle (θ, φ) à partir du modèle de points brillants $\{A_n, x_n, y_n, z_n\}$, extrait à l'angle (θ_0, φ_0) (A_n étant l'amplitude des points brillants et (x_n, y_n, z_n) ses coordonnées dans le repère de la Figure 1-2). Après une rotation des axes du repère de $(\theta_0 - \theta, \varphi_0 - \varphi)$; on trouve le modèle de points brillants dans le nouveau système de coordonnées $\{A_n, x'_n, y'_n, z'_n\}$. Cependant, pour des cibles très complexes, le modèle de points brillants extrait à un angle d'incidence particulier n'est pas nécessairement valide sur une large plage angulaire. Ceci est dû à la visibilité de l'objet et à d'autres phénomènes complexes de diffusion multiple. Par conséquent, afin d'aboutir à une caractérisation complète de la cible, il faudra extraire des centres de diffusion tridimensionnels sous différents angles sur une grille

uniforme à la fois en élévation et en azimut. Une fois que ces données sont disponibles sur la grille, nous pouvons obtenir la signature à un angle arbitraire par une table de correspondance et par interpolation. Le taux de compression estimé dans [56] est 136 Gbytes / 7,2 Moctets = 19. Ainsi la modélisation par points brillants conduit à un modèle très dispersé qui peut être stocké de façon compacte. En outre, un tel modèle permet une reconstruction rapide des signatures selon les besoins en temps quasi réel. Une correspondance est ensuite établie entre les centres de diffusion extraits à différents angles d'aspect en fonction de leur emplacement spatial et en cartographiant leur visibilité angulaire.

b) Application du modèle de points brillants dans un environnement multi-véhicules

L'application du modèle de points brillants dans le cadre des simulations déterministes de canaux de communication dans des environnements automobiles permet une réduction significative de la complexité des simulations de tracé de rayons [69]–[72]. En effet, au lieu d'utiliser une description géométrique complète de la scène, les objets les plus complexes sont remplacés par un modèle CAO grossier sur lequel on vient positionner les points brillants bistatiques déterminés à l'avance, indépendamment du milieu environnant. Ces diffuseurs ont été obtenus par des simulations de tracé de rayons avec des modèles CAO détaillés des cibles. Le modèle grossier permet de déterminer approximativement les points d'interaction des rayons sur le véhicule et de sélectionner le point brillant correspondant.

La Figure 1-23 présente une simulation d'un scénario mobile typique de système radar. Il est basé sur le tracé de rayon en modélisant les voitures par des points brillants. La description géométrique complète de la scène est visualisée par la Figure 1-23 a). Elle est considérée comme une simulation de référence. Plusieurs mécanismes d'interaction ondes-cible sont représentés. Les cercles noirs indiquent les interactions les plus importantes de la scène, y compris la réflexion du sol, la réflexion du véhicule ou des réflexions multiples. Les véhicules sont remplacés par un modèle simplifié indiqué par la ligne de contour, et des points brillants indiqués par les points (en noir). Dans une première étape, les diffuseurs sont en mode de réception (R) et les trajets de propagation de la source d'émission (T) vers les points brillants sont déterminés (voir Figure 1-23 b)). Dans l'étape suivante, les centres de diffusion agissent comme des sources secondaires définies par leurs directivités (voir Figure 1-23 c)). Les interactions multiples entre les points brillants peuvent être traitées de manière itérative : le champ issu d'un point brillant est reçu par un autre point brillant placé sur un objet différent (également représenté sur la Figure 1-23 d)), qui, à son tour, réexaminera cette contribution à l'étape suivante.

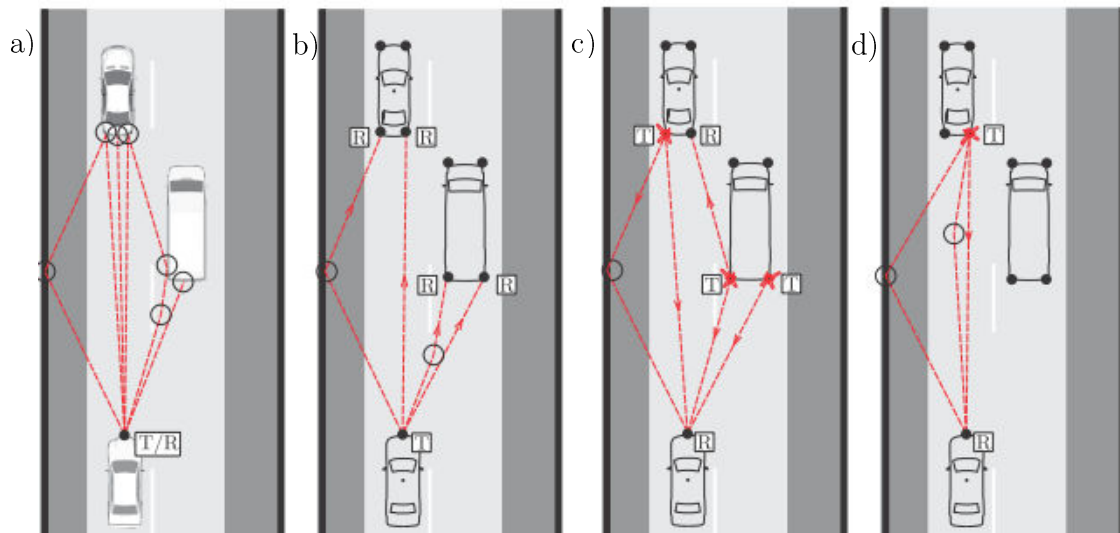


Figure 1-23 : Illustration de l'approche de tracé de rayons en utilisant des représentations en point brillants [73]

- a) Description géométrique complète de la scène b) Points brillants en mode récepteurs
c) Points brillants en mode émetteurs d) Multiples interactions entre les véhicules

1.4. Caractérisation expérimentale des cibles complexes en ondes millimétriques

Le développement de capteurs radar pour les systèmes de sécurité exige la connaissance des caractéristiques de réflexion des ondes radio sur des « cibles » automobiles plus ou moins proches du capteur (quelques mètres à 100 mètres). Une fois les signatures radar sont connues, la performance du système de sécurité peut être optimisée. Néanmoins, un nombre limité d'études sur la mesure de la **SER** des cibles radar en ondes millimétriques pour des applications de sécurité routière est répertorié à ce jour.

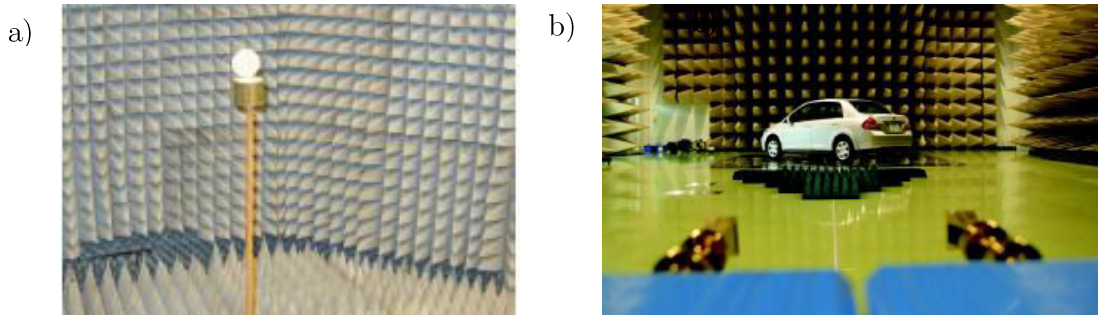
1.4.1. Caractérisation dans une chambre anéchoïque

Les recherches dans [74] présentent des mesures effectuées par un radar **FMCW** à 77 GHz. Comparé à la simulation, l'erreur absolue d'une vis écrou est de 1,7 dB provenant des erreurs d'alignements et des tolérances entre le modèle idéal simulé et la réalité. Cependant, les résultats de seulement quelques parties du véhicule ont été présentés et non ceux d'un modèle complet de véhicule. Une étude approfondie sur 6 cibles automobiles dans les bandes 22-29 GHz et 76-81 GHz a été effectuée [75]. Les **SER** des véhicules semblent être relativement indépendantes de la polarisation mais elles varient en fonction de l'orientation de la cible. La polarisation horizontale semble être moins sensible aux caractéristiques de l'encombrement routier par rapport à la polarisation verticale sur les deux bandes de fréquences dédiées au radar. Le but des études présentées en [76] est d'étudier les valeurs de la **SER** de différents véhicules à 50, 60, 76 et 94 GHz et de trouver les caractéristiques standards des cibles radar. Le

banc de mesure est configuré en bistatique et utilise un VNA. Dans [77], la SER d'une berline à 79 GHz varie avec l'angle entre -15 dBm^2 et 25 dBm^2 , et celle d'une camionnette entre -12 dBm^2 et 30 dBm^2 . Le balayage angulaire est effectué en azimut entre 0° et 360° avec un pas très fin de $0,025^\circ$, pour un angle d'élévation de 0° .

Les capteurs radar des systèmes de sécurité doivent être capables de détecter non seulement les véhicules mais aussi les piétons et les objets environnants de la route. Dans [78], 7 types de bicyclettes ont été caractérisées à 77 GHz. La SER moyenne est entre 0 dBm^2 et -9 dBm^2 avec 5 dBm^2 de variations entre les modèles. Les caractéristiques de réflexion des ondes millimétriques d'un piéton à 76 GHz ont été mesurées et évaluées quantitativement en détail dans [72]. La SER moyenne se situe autour de -8 dBm^2 . Il a été montré dans [69] que la répartition de la SER du corps humain suit la distribution de Weibull (sa densité de probabilité est $\beta(t-\gamma)^{\beta-1}/\sigma^\beta \exp(-((t-\gamma)/\sigma)^\beta)$ avec $\beta > 0, \sigma > 0$ et $t > \gamma$). La valeur médiane est de -11 dBm^2 et 90% de la fluctuation de la SER est entre $-20,7 \text{ dBm}^2$ et $-4,8 \text{ dBm}^2$. Néanmoins, ces mesures n'ont été faites que pour 3 angles d'incidence.

Une campagne de mesure de la SER sur une diversité de mannequins qui représentent des piétons a été réalisée en 2012 [70]. Ce travail visait à établir une bibliothèque de référence des signatures radar de mannequins et de piétons dans les bandes 24 GHz et 77 GHz. Les mesures ont été effectuées dans la chambre anéchoïque hémisphérique du Laboratoire de Signature Micro-onde Européen (EMSL). Un total de 11 mannequins et quelques adultes a été utilisé dans une vaste série de tests, soit plus de 100 mesures pendant près de trois semaines. L'impact de la hauteur des piétons et des vêtements a été étudié et les résultats montrent, qu'en particulier dans la bande W, la hauteur du piéton a un effet clair sur les SER moyennes observées. De plus, la comparaison qualitative des signatures radar des mannequins et des humains montre que les SER moyennes des mannequins testés sont légèrement inférieures à celles des humains. Il a été constaté également que, dans la plupart des cas, les vêtements n'influent pas significativement sur la SER. Cependant, l'impact s'avère plus important dans la bande 76-81 GHz que la bande 23-27 GHz, en particulier pour des vêtements très épais. D'autres travaux de modélisation numérique et d'études expérimentales ont été effectués dans [71], [79] et [80]. La Figure 1-24 présente quelques bancs de mesures dans des chambres anéchoïques.



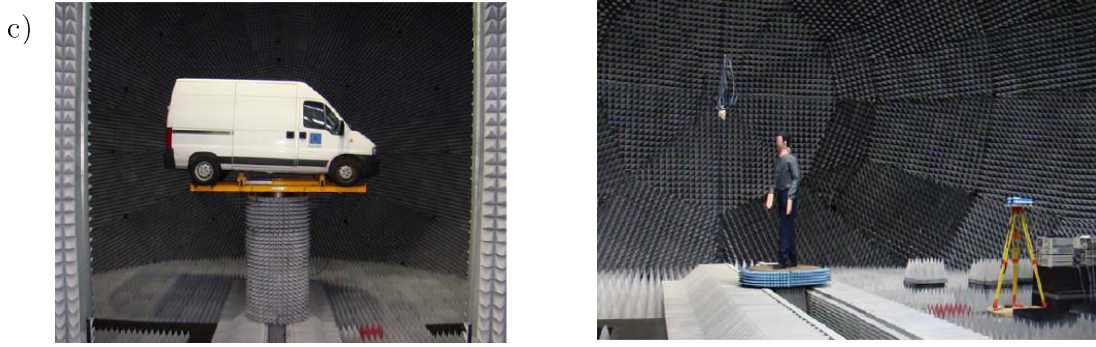


Figure 1-24 : Quelques bancs de mesure des cibles radar dans une chambre anéchoïque en bande W

- a) Mesure d'une boîte de conserve [74] b) Mesure d'une berline [77]
 c) Mesure d'un camion et d'un piéton [70]

1.4.2. Caractérisation dans un milieu indoor ou réel

En ce qui concerne la caractérisation dans un environnement indoor, les signatures radar de 25 véhicules ont été utilisées pour caractériser leurs **SER** [81]. Les 25 voitures ont été mesurées en bande W pour 30 angles d'incidence à côté du bloc arrière de la voiture pour 6 GHz de bande (91-97 GHz). L'ensemble des mesures en angle et en fréquence pour chaque véhicule est traité comme une distribution de la **SER**. La distribution est ajustée par l'algorithme du maximum de vraisemblance et il apparaît que la répartition de Weibull est la plus appropriée pour la modélisation. La **SER** se situe entre 10 et 15 dBm² et les résultats montrent que la forme de la cible contribue plus au rayonnement que sa taille physique.

Les travaux présentés dans [59] utilisent le traitement **SAR** des résultats expérimentaux obtenus avec un radar **FMCW** afin de localiser les points brillants d'une cible automobile à 24 GHz et 77 GHz pour des bandes passantes différentes. Des résultats de mesure de la **SER** d'une berline à 76 GHz sont présentés dans [82]. La **SER** minimale est de -6 dBm² et la maximale est de 5.6 dBm² au voisinage du centre du pare-chocs. En outre, la plaque d'immatriculation et la zone autour de l'échappement donnent une **SER** relativement élevée, d'environ 2 dBm². Le rétroviseur et les coins indiquent une valeur de -6 dBm² ou plus. Ces valeurs sont plus faibles que celles présentées dans [81], étant donné que seulement l'arrière de la voiture a été caractérisé.

La technique **SAR** et la combinaison de **SAR** et **DBF** [83] ont été appliquées pour déterminer les points brillants de deux véhicules. Les résultats montrent que les principaux centres de diffusions sont situés au niveau des roues, des régions autour de la plaque d'immatriculation, du panneau extérieur des portières, et des feux. L'analyse ne montre pas une différence significative entre les emplacements des centres de diffusion à 24 GHz et 77 GHz. Cependant, la bande passante accrue à 77 GHz permet de résoudre les points brillants fusionnés et améliore la détermination du contour de la voiture. La comparaison entre les résultats de mesure du traitement **SAR** et le radar à balayage mécanique a confirmé les principaux centres de diffusion. En outre, les résultats des mesures montrent que le profil et

l'orientation d'un véhicule peut être déterminée à une distance de 10 m avec une largeur de bande de 2 GHz et une résolution angulaire d'environ 2° .

La Figure 1-25 présente quelques configurations de mesures de cibles radar dans un environnement réel ou « outdoor ».



Figure 1-25 : Quelques bancs de mesure des cibles radar dans un milieu réel en bande W

a) Mesure des véhicules [84] b) Mesure des piétons (mannequins) [85]

1.5. Positionnement de la thèse

Ce chapitre a présenté les concepts généraux liés à la caractérisation de cibles dans un contexte de la détection radar automobile. Ensuite, une étude comparative des approches les plus connues de résolution des problèmes de diffusion et de diffraction d'ondes EM ainsi que celles de modélisation des cibles complexes a été présentée. En effet, la caractérisation des cibles s'effectue via leur **SER** en fonction de l'angle d'observation et de la fréquence ou encore selon un modèle de points brillants ou une décomposition selon des cibles élémentaires pour des objets de grandes dimensions tels que des véhicules. Dans les études décrites précédemment, il existe très peu de modèles simulés de la **SER** de cibles complexes en bandes millimétriques. Ceux-ci incluent en général la réflexion spéculaire et la diffraction par les arêtes mais n'étudient

pas la contribution de la diffraction par les coins à haute fréquence. En outre, l'utilisation d'un simulateur électromagnétique pour simuler la [SER](#) d'une voiture de taille réelle (plus de 3 m en général) présente quelques difficultés. Des méthodes plus appropriées existent, comme la [RLGO](#) [86], qui reste cependant très coûteuse en termes de mémoire et de temps de calcul car il faut de l'ordre de 8 jours pour simuler à 77GHz en azimut la moitié d'un modèle de voiture réelle constitué de 12195 facettes triangulaires. C'est pourquoi les travaux en général s'orientent plus vers le volet expérimental. Les mesures se limitent à une bande de fréquences réduite et peu d'analyses sur une large bande (75-110 GHz) ont été effectuées. La plupart des travaux sont conduits dans une chambre anéchoïque et les supports utilisés pour maintenir les véhicules sont très sophistiqués, coûteux et seulement disponibles dans quelques laboratoires de recherche internationaux. De plus, les campagnes de mesures sont menées dans des conditions différentes des conditions réelles, et si c'est le cas, elles sont limitées soit en bande de fréquences soit en angles d'incidence. On note enfin que l'influence des composantes diélectriques des cibles est rarement prise en compte en simulation. Les conclusions issues de cette étude bibliographique seront utiles pour décider de la méthode la plus appropriée pour déterminer la [SER](#) en bande W. Notre choix se base essentiellement sur des caractéristiques de la surface et la géométrie de la cible, la fréquence d'étude ainsi qu'un bon compromis entre la précision des résultats, le temps de calcul et la mémoire.

La contribution de la thèse est de proposer une approche de calcul de la [SER](#) qui réduit les exigences en matière de temps de calcul et de capacité de mémoire afin de permettre l'analyse des problèmes électriquement très larges. L'idée est de générer un modèle de [SER](#) simplifié de l'objet basé sur un nombre limité de points brillants [2D](#).

Les limites de l'application du modèle de points brillants déterministes dans la caractérisation des cibles radar de taille réelle seront détaillées dans le manuscrit. Un modèle extrait des mesures « indoor » en champ proche dans la bande W (75-110 GHz) et pour plusieurs angles sera proposé. Cette étude expérimentale est effectuée à l'aide d'un banc de mesure dont l'originalité réside dans sa simplicité de mise en œuvre comparée aux bancs de mesure nécessitant une chambre anéchoïque et des infrastructures de positionnement des objets de grande taille. Les signatures radars réelles sont plus précises que la simulation d'un modèle [CAO](#) grossier. En outre, elles nécessitent moins de temps.

Chapitre 2

Modélisation et validation expérimentale de la SER d'une cible complexe

Nous nous intéressons dans ce chapitre à modéliser des cibles radars en ondes millimétriques via leurs surfaces équivalentes radar (SER) en fonction de l'angle d'observation. L'étude comparative menée dans le chapitre 1 a montré que le choix de la méthode asymptotique appropriée pour le calcul de la SER varie selon la complexité de la cible, la taille, les phénomènes électromagnétiques (EM) prépondérants (diffraction, réflexion,...) et la précision souhaitée. Il s'agit donc dans ce chapitre de trouver une combinaison de ces approches qui permet l'analyse de problèmes très larges tout en réduisant les exigences en matière de temps et de capacité de mémoire. Ceci est effectué selon le scénario étudié. L'idée est donc de générer un modèle de SER simplifié de l'objet basé sur un nombre limité de «points brillants» [56], [60], [62], [63], [67], [68], [87]–[89]. Ces derniers décrivent les parties géométriques les plus importantes en termes de réflexion/diffusion.

Nous débuterons cette partie par une description de la modélisation 3D d'une cible, ainsi que les différents mécanismes d'interaction onde électromagnétique-objet complexe. Les effets d'ombrage sont pris en compte en procédant à un test de visibilité. Nous présentons ensuite le simulateur basé sur un modèle déterministe de « points brillants » [67] dont les SER sont déterminées par les méthodes asymptotiques présentées au chapitre 1. Nous montrerons les résultats de simulation obtenus en appliquant les diverses approches étudiées et retenues. Enfin, une campagne de mesures de la SER dans une chambre anéchoïque a été réalisée afin d'évaluer la précision de la méthode de calcul utilisée dans le cas d'une cible simple et complexe de petite taille parfaitement conductrice. Le déroulement de la mesure, l'ensemble des paramètres relevés et utilisés dans notre méthode de mesure de la SER ainsi que les résultats obtenus sont détaillés dans ce chapitre.

2.1. Problématique et méthodologie

L'objectif est ici d'explorer les performances des approches asymptotiques dans le calcul de la SER monostatique, pour des angles d'incidence arbitraires. Les surfaces extérieures des cibles complexes seront composées de formes polygonales décrites par des facettes triangulaires afin d'aboutir à une représentation basée sur un ensemble de points brillants. La précision de cette approche dépend essentiellement des méthodes asymptotiques utilisées pour modéliser les champs électromagnétiques diffusés qui résultent des différents mécanismes tels que la réflexion

spéculaire, la diffraction et la réflexion multiple. Pour modéliser ces phénomènes physiques, les mécanismes de propagation et leurs origines doivent être connus.

2.2. Modélisation 3D d'une cible complexe

2.2.1. Représentation et maillage d'une cible

La représentation géométrique et le maillage des objets complexes s'avèrent une étape indispensable dans notre méthodologie et il est nécessaire de traiter des cibles ayant des formes complexes, comme les modèles du véhicule illustrés dans les Figure 2- a) et b). Dans la bande W, une représentation grossière de la cible devient plus critique car le manque de suffisamment de détails dans le modèle à ces fréquences élevées aura un impact sur les résultats de la **SER** prédite. Le calcul avec des modèles géométriques très fidèles montre qu'ils peuvent donner des résultats nettement meilleurs [90]. Cependant, le développement de ces modèles à partir de logiciels de **CAO** prend plus de temps et exige beaucoup plus de ressources que la conception d'un modèle grossier de la cible. Un compromis entre la complexité de la géométrie et la précision de la **SER** sera effectué dans nos travaux lors la simulation des modèles réalistes de véhicules.

On commence par importer des modèles réalistes de véhicule au format parasolid [91]. Ce format est utilisable et exportable sous le simulateur électromagnétique Feko et sous des logiciels de **CAO** tels que GID [92] et CATIA [93]. Il est important d'optimiser le modèle mécanique **3D** pour optimiser le calcul de **SER**. La grande difficulté réside dans le traitement du modèle **3D** (réduire le nombre de surfaces, éliminer les surfaces défectueuses, éviter le chevauchement des surfaces et par la suite des mailles,...) avant son importation sous d'autres formats. Ceci est effectué avec les deux logiciels Meshmixer [94] et Meshlab [95] qui permettent la préparation du modèle de voiture en réduisant le nombre de surfaces (et donc par la suite la complexité du maillage et du calcul) et la correction des anomalies. Avant de lancer la simulation **EM**, nous avons appliqué une simplification de maillage surfacique au modèle de la cible à l'aide du logiciel Meshlab, en appliquant la méthode « Quadratic Edge Collapse Detection », ceci dans le but de réduire la complexité et le stockage, tout en conservant la forme globale autant que possible. Les parties présentant des courbures sont bien modélisées avec des petites facettes triangulaires. Ainsi, l'erreur de discrétisation peut être largement réduite.

Les modèles de cibles utilisés dans notre simulateur de **SER** décrivent essentiellement leurs structures extérieures. Un exemple d'une berline de taille réelle est montré dans la Figure 2-1. On choisit de discrétiser l'objet en facettes planes triangulaires et modéliser la **SER** en se basant sur le concept des « points brillants ». On utilise le logiciel GID qui est capable de générer automatiquement un fichier contenant les indices des facettes triangulaires et leurs coordonnées. On choisit de numéroter les sommets des triangles dans le sens anti-horaire afin que le vecteur normal soit sortant de la facette.

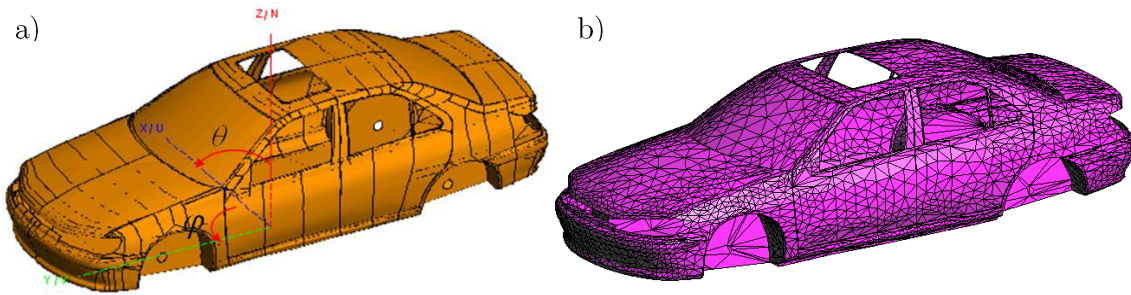


Figure 2-1 : Modèle d'une berline de taille réelle (Peugeot 406)

a) Modèle original sous Feko maillé par 16000 facettes, b) Modèle géométrique maillé sous GID par 7962 facettes après la simplification du maillage avec Meshlab

Le simulateur traitant la diffusion par une cible complexe est développé sous MatlabTM et permet la modélisation de divers mécanismes de propagation, Figure 2-2.

La cible est un objet qui a trois classes 'Face', 'Sommet' et 'Aretes'. Chacune a des attributs et des méthodes. Les deux fichiers contenant les indices des facettes ainsi que les coordonnées des sommets sont les données d'entrée du simulateur. Ils permettent de définir les classes 'Face' et 'Sommet'. La classe 'Arete' s'en déduit.

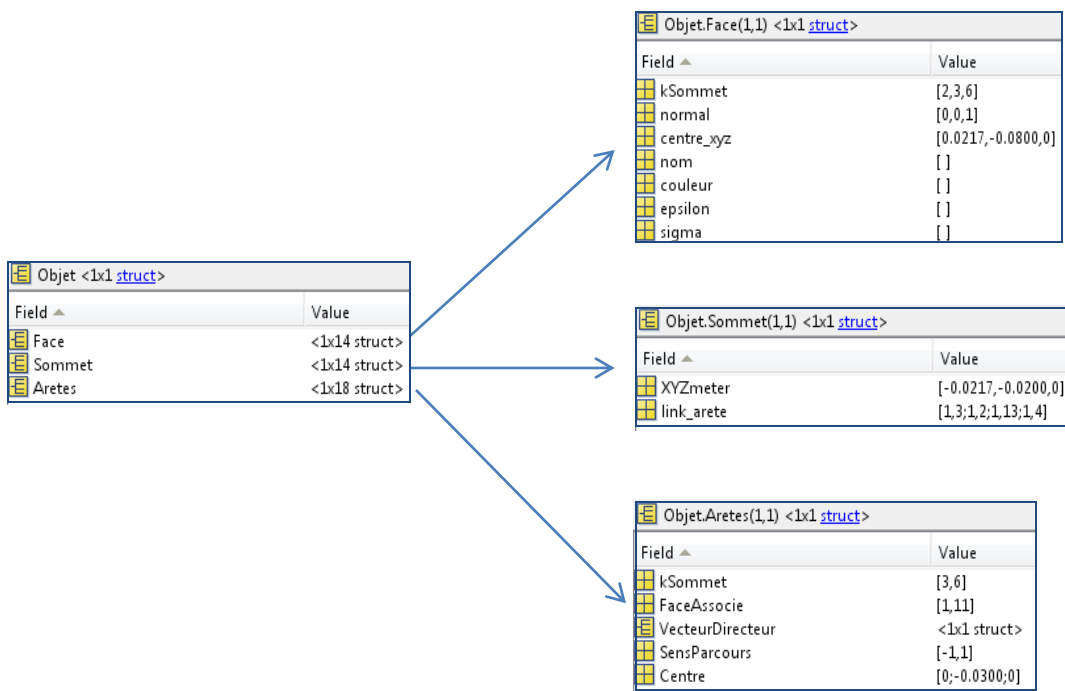


Figure 2-2 : Structuration des données sous MatlabTM

2.2.2. Mécanismes de propagation

Les principaux mécanismes de propagation (ou interactions ondes-cible) considérés ici sont rappelés ci-dessous et illustrés sur la Figure 2-3.

2.2.2.1 Réflexion spéculaire

La réflexion spéculaire se produit sur une surface homogène parfaitement plane. L'affaiblissement résultant de ces réflexions provient des relations de Fresnel et dépend des caractéristiques diélectriques de la surface réfléchissante (conductivité σ , permittivité ε).

2.2.2.2 Réflexions multiples

Une onde EM interceptée par une surface de l'objet peut subir des réflexions multiples avant d'être renvoyée vers l'observateur. Le cas du dièdre ou du trièdre illustre parfaitement ces réflexions multiples.

2.2.2.3 Diffraction par les arêtes et les coins

La diffraction se produit lorsqu'une onde se propage et qu'elle rencontre l'arête ou le coin d'un obstacle de grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde. Suite à l'interaction entre une onde plane et ces discontinuités, l'énergie est diffractée dans toutes les directions autour de l'objet. Ce phénomène permet d'expliquer l'existence d'énergie dans la zone d'ombre de l'objet. Les ondes diffractées sont moins intenses que celles réfléchies par les surfaces. L'utilisation de la TGD et ses dérivées (UTD et DC) permettent de représenter ce phénomène sous forme de rayons.

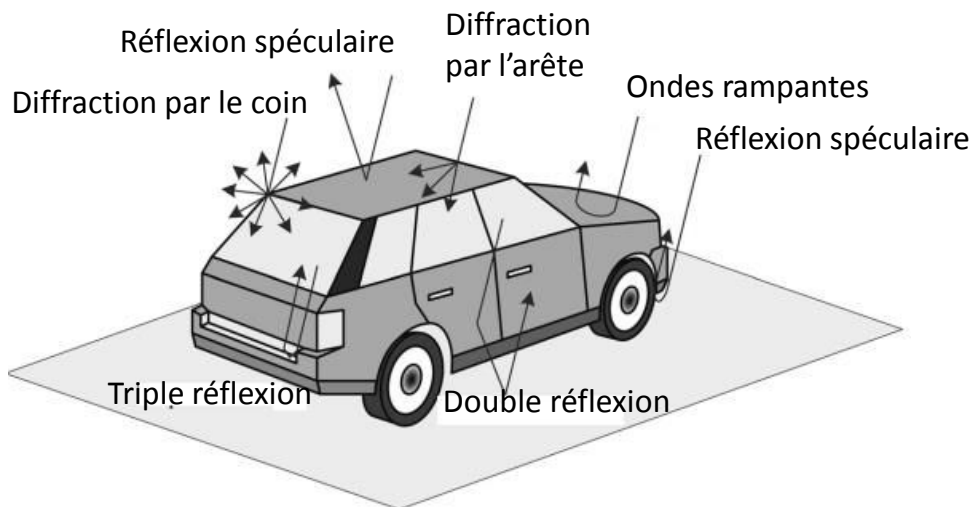


Figure 2-3 : Illustration des mécanismes de dispersion des différentes parties d'un véhicule [96]

2.2.3. Test de visibilité

On considère un modèle arbitraire d'un objet complexe discrétisé en facettes triangulaires. Le modèle de la cible maillée est défini par des facettes dont nous connaissons les sommets ainsi que leurs coordonnées dans le repère global. Lorsqu'une onde EM incidente intercepte la cible, une partie de sa surface est illuminée et le reste n'est pas éclairé, ceci selon la direction de propagation, certaines facettes de l'objet peuvent être cachées par d'autres facettes. Pour

détecter si une facette est orientée vers le récepteur ou non, on se sert du produit scalaire du vecteur unitaire normal à la surface et du vecteur unitaire donnant la direction de l'onde incidente. Un résultat positif de ce produit scalaire indique que la facette est orientée vers le récepteur. On procède ensuite à un test de visibilité pour éliminer les facettes de la cible cachées par d'autres. Ce test est basé sur l'algorithme du Trumbore [35], [97]. L'algorithme se base sur le principe d'intersection entre un rayon et un triangle (voir Figure 2-4). On commence par considérer une facette orientée vers le radar et définir un rayon passant par le centre de cette facette dans la direction de propagation. Les facettes interceptées par ce rayon sont enregistrées. On note que la complexité de cette phase s'accroît avec le nombre des facettes. Cela fait l'objet de nombreuses optimisations [98]–[100].

On calcule ensuite les distances entre la position de la source et le point d'intersection avec la première facette ainsi que les points d'intersection avec les autres facettes. La facette ayant la distance la plus courte sera celle éclairée. La contribution de la facette visible est ajoutée au champ total diffusé. Notre simulateur permet ainsi de tenir compte des effets d'ombrage en procédant à un test de visibilité.

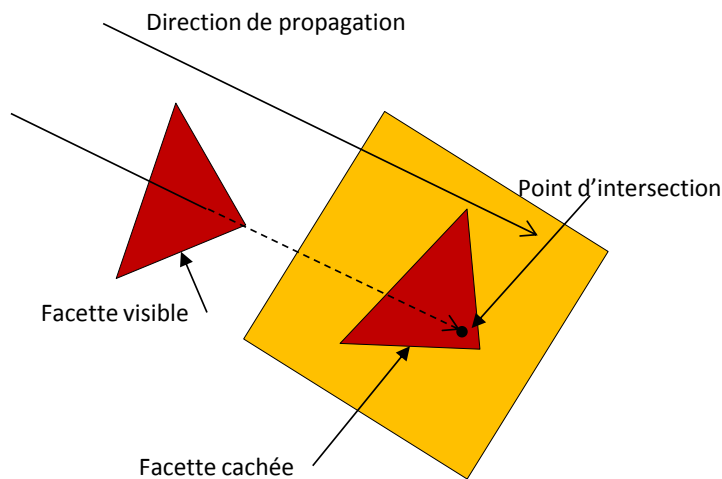


Figure 2-4 : Second test de visibilité : intersection rayon triangle

2.3. Modèle déterministe de points brillants pour le calcul de la SER et méthodes asymptotiques associées

Diverses méthodes de détermination de la SER d'une cible radar implémentées sous Matlab seront succinctement présentées. On s'intéresse plus particulièrement aux méthodes OP, TPD, OG-OP et « diffraction par les coins » qui se basent sur le concept des points brillants et présentent l'avantage de modéliser la SER dans des directions arbitraires. Les points brillants sont placés d'une façon déterministe sur l'objet [67], correspondant aux centres des facettes pour modéliser la réflexion spéculaire où le calcul du champ s'effectue avec l'OP,

aux centres des arêtes modélisant la diffraction par les arêtes dans le cas de la **TPD** et à ses coins (diffraction par les coins) dans le cas de la méthode de « diffraction par les coins ». On traite les réflexions multiples par la combinaison de l'**OG** et l'**OP**. Un choix justifié des combinaisons de diverses méthodes est décrit dans la suite afin d'établir un modèle fiable et simplifié de la **SER** d'un objet parfaitement conducteur. Cette approche présente l'avantage d'être simple et de pouvoir représenter toutes les géométries en modélisant la cible par des facettes triangulaires. Le nombre de points brillants dépend des phénomènes de propagation pris en compte dans la modélisation.

2.3.1. Modélisation de la simple réflexion

2.3.1.1 Application de l'OP dans le cas d'une facette triangulaire

En champ lointain, l'expression du champ \vec{E}_s^{OP} rayonné par une surface quelconque S selon l'**OP** est donnée par [36] (voir Figure 1-18):

$$\vec{E}_s^{OP}(x, y, z) = -\frac{j}{\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{n} \times (E_{i\varphi} \vec{\theta} - E_{i\theta} \vec{\varphi}) \iint_S e^{-jk(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}'} dS \quad (2-1)$$

où $E_{i\varphi}$ et $E_{i\theta}$ sont les amplitudes du champ électrique incident exprimé en termes de ses composantes orthogonales $(\vec{\theta}, \vec{\varphi})$ dans le repère local (voir Figure 1-2), \vec{k}_i et \vec{k}_s désignent respectivement la direction d'incidence et la direction de rayonnement, \vec{n} est la normale à S , \vec{r}' représente le vecteur position d'un point de S et $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde.

Le calcul de l'intégrale $I_c = \iint_S e^{-jk(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}'} dS$ se fait d'une façon relativement simple dans le cas d'une surface plane polygonale de N_c côtés. En effet, selon [37] l'intégrale de surface peut être transformée en une intégrale de contour résolue sous forme d'une somme de fonctions $\sin(x)/x$. Ainsi, la solution de l'intégrale I_c est donnée par :

$$\iint_S e^{-jk(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}'} dS \cong -\frac{j}{k} \frac{\vec{K} \times \vec{n}}{|\vec{K} \times \vec{n}|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N_c} \Delta \vec{v}_n \text{sinc} \left(\frac{k}{2} \vec{K} \times \Delta \vec{v}_n \right) e^{-j \frac{k}{2} \vec{K} \cdot (\vec{v}_n + \vec{v}_{n+1})} \quad (2-2)$$

avec : $\vec{K} = \vec{k}_i - \vec{k}_s$, et où x_n , y_n et z_n sont les coordonnées du $n^{\text{ième}}$ sommet du polygone : $\vec{v}_n = x_n \vec{x} + y_n \vec{y} + z_n \vec{z}$ et $\Delta \vec{v}_n = \vec{v}_{n+1} - \vec{v}_n$.

La Figure 2-5 illustre les vecteurs de position utilisés dans la formulation de I_c . Les sommets de la facette sont définis par leurs coordonnées cartésiennes (x_n, y_n, z_n) avec $n = 1, 2, 3$ dans le cas d'un triangle. On choisit d'orienter les facettes triangulaires dans le sens anti-horaire.

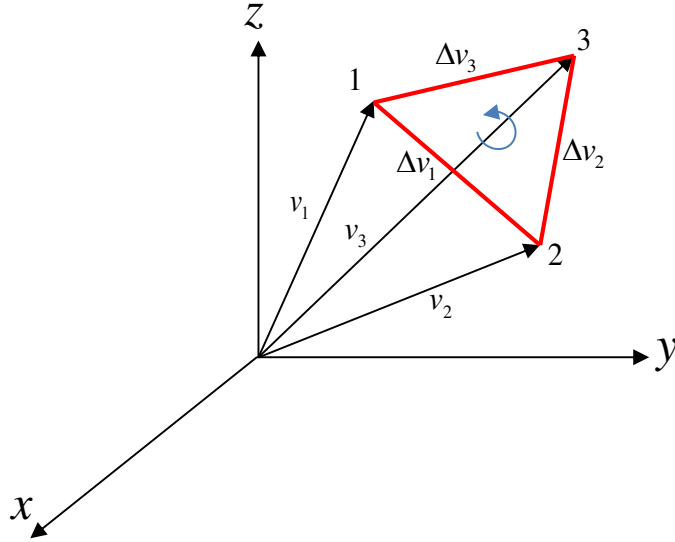


Figure 2-5 : Géométrie d'une facette

Dans le cas où l'onde incidente est normale à la facette, $\vec{K} \cdot \vec{n} = 0$ et l'équation (2-2) se réduit à :

$$\iint_{s'} e^{-jk\vec{K} \cdot \vec{r}'} ds' = e^{-jk\vec{K} \cdot \vec{r}_0} A \quad (2-3)$$

avec r_0 la position du centre de la facette.

En combinant les équations (2-1) et (2-2), on obtient le champ rayonné par une facette au point d'observation sous la forme :

$$\vec{E}_s^{OP} \cong -\frac{1}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{n} \times (E_{i\varphi} \vec{\theta} - E_{i\theta} \vec{\varphi}) \frac{\vec{K} \times \vec{n}}{|\vec{K} \times \vec{n}|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N_c} \Delta \vec{v}_n \sin c \left(\frac{k}{2} \vec{K} \times \Delta \vec{v}_n \right) e^{-j\frac{k}{2} \vec{K} \cdot (\vec{v}_n + \vec{v}_{n+1})} \quad (2-4)$$

Le champ total est obtenu en sommant vectoriellement le champ de toutes les facettes. L'équation (2-5) donne la contribution de M facettes formées par N_c cotés :

$$\vec{E}_s^{OP} \cong -\frac{1}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \sum_{m=1}^M \vec{n}_m \times (E_{i\varphi} \vec{\theta} - E_{i\theta} \vec{\varphi}) \frac{\vec{K} \times \vec{n}_m}{|\vec{K} \times \vec{n}_m|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N_c} \Delta \vec{v}_n \sin c \left(\frac{k}{2} \vec{K} \times \Delta \vec{v}_n \right) e^{-j\frac{k}{2} \vec{K} \cdot (\vec{v}_n + \vec{v}_{n+1})} \quad (2-5)$$

Le calcul détaillé du champ est fournis en annexe A.

Finalement, la SER est calculée par l'équation (2-6), en supposant que le module du champ électrique incident est tel que $|\vec{E}_i| = 1$:

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|\vec{E}_s^{OP}|^2}{|\vec{E}_i|^2} \quad (2-6)$$

2.3.2. Modélisation de la diffraction par les arêtes

2.3.2.1 Détection des arêtes

On commence par différencier les vraies discontinuités de l'objet et les arêtes artificielles créées lors du maillage.

Les arêtes artificielles, liées à la triangulation des facettes, sont définies comme ayant un angle extérieur (angle entre les deux facettes adjacentes auxquelles elles appartiennent) près de 180° (égale à 180° pour les surfaces planes). On impose un angle seuil α supérieur à 0° . Les arêtes ayant des angles extérieurs plus petits que $180 + \alpha$ sont éliminées. Dans le cadre de notre étude, les tests ont montré que le choix de $\alpha = 20^\circ$ est adéquat. On considère qu'une arête est visible si l'une des deux facettes auxquelles elle appartient, est visible.

2.3.2.2 Application de la TPD dans le cas d'une facette triangulaire

La TPD permet de calculer le champ rayonné par les courants de surface sur la cible [38]-[39]. Le courant total se compose d'un courant uniforme calculé par l'OP et d'un courant de frange (issus des discontinuités de la cible au niveau des arêtes) déterminé par la méthode des courants équivalents ou la théorie incrémentale de diffraction (TID). Le champ diffracté \vec{E}^{TPD} par l'arête m est donc exprimé comme :

$$\vec{E}^{TPD} = \vec{E}^{OP} + \vec{E}^{fr} \quad (2-7)$$

avec \vec{E}^{OP} et \vec{E}^{fr} le champ dû au courant uniforme et au courant de frange, respectivement.

Les courants équivalents considérés dans la TPD sont composés de courants électriques équivalents \vec{I}_e et de courants magnétiques équivalents \vec{I}_m . Le champ diffracté \vec{E}^{fr} par une arête est déterminé par la MCE et donné par l'intégrale de rayonnement suivante [101] :

$$\vec{E}^{fr} \cong jk \frac{e^{-jk r}}{4\pi r} \int_L \left[Z_0 \vec{I}_e \vec{k}_s \times (\vec{k}_s \times \vec{t}) + \vec{I}_m (\vec{k}_s \times \vec{t}) \right] e^{-jk \vec{r}' \cdot \vec{r}} dL \quad (2-8)$$

où Z_0 est l'impédance intrinsèque du vide et \vec{t} est un vecteur unitaire suivant l'arête. Il est défini pour que $\vec{n} \times \vec{t}$ soit dirigé vers le centre de la facette et \vec{r}' est le vecteur position d'un point sur le contour d'intégration L .

La géométrie définie par Michaeli [102], illustre les paramètres utilisés dans le calcul du champ diffracté par une arête (voir Figure 1-11). On choisit la définition des courants équivalents donnée par Knot et Senior [43], [103], qui, en plus de sa simplicité, fournit des résultats corrects dans le cône de Keller.

Dans le cas d'une onde plane et en monostatique ($\psi = \psi'$), on détermine le champ diffracté par une arête par :

$$\vec{E}^{fr} = -\frac{E_{i0}L}{2\pi r} \frac{e^{-jkr} \left[(\vec{e}_i \times \vec{t}) \vec{k}_s \times (\vec{k}_s \times \vec{t}) f + (\vec{h}_i \times \vec{t}) \vec{k}_s \times \vec{t} g \right]}{\sin^2 \beta_{0c}} \text{sinc}(kL \cos \beta_{0c}) e^{-j2k\vec{k}_s \cdot \vec{e}_m} \quad (2-9)$$

Le champ total est obtenu en sommant vectoriellement le champ de toutes les arêtes. Le calcul détaillé du champ est fourni dans l'annexe A. Ainsi la surface équivalente radar issue de la modélisation de la réflexion spéculaire et de la diffraction par les arêtes est donnée par :

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{\left| \sum_{m=1}^M (\vec{P} \cdot \vec{E}^{OP})_m + \sum_{n=1}^N (\vec{P} \cdot \vec{E}^{fr})_n \right|^2}{|\vec{E}_i|^2} \quad (2-10)$$

où \vec{P} est le vecteur unitaire de polarisation reçue et M le nombre d'arêtes.

2.3.3. Modélisation de la diffraction par les coins

Le champ rayonné par un objet 3D convexe (l'angle extérieur entre ses facettes est supérieur à 180°) formé par des surfaces polygonales parfaitement conductrices peut être approché au 1^{er} ordre par la somme des contributions de chacun de ses coins. Chaque coin est lié à k arêtes. Le champ diffracté par un coin est la somme de la contribution de chacune de ses arêtes qui y sont liées [22], [23], [104]. Les résultats de simulation montreront par la suite que dans les zones de faible SER, le calcul s'est sensiblement amélioré par la prise en compte des champs diffractés par les coins.

2.3.3.1 Formulation de la méthode de diffraction par les coins

On choisit d'implémenter la formulation de Burnside et Pathak [23], basée sur l'évaluation asymptotique du champ diffracté par l'arête en terme de courant équivalent de la TUD le long de l'arête. Elle est relativement simple à utiliser et en même temps suffisamment précise, et elle permet d'assurer la continuité du champ total à travers les limites d'ombre du champ diffracté par l'arête. Le champ diffracté par un coin est basé sur la TUD compense la discontinuité dans le champ diffracté par les arêtes qui disparaît du fait que l'arête se termine par un coin. Ce comportement est similaire à celui formulé par la TUD qui compense la discontinuité des champs déterminés par l'OG aux frontières d'ombre du champ incident et réfléchi. La formulation de Pathak des coefficients de la diffraction par les coins fournit le même niveau de précision, comparée à la méthode des courants équivalents de Michaeli [102], avec l'avantage supplémentaire de ne pas nécessiter l'intégration sur des surfaces planes. On montrera ultérieurement que la méthode de diffraction par le coin réussit très bien dans le calcul du champ rayonné malgré ses limites.

2.3.3.2 Calcul du champ diffracté en champ lointain et en configuration monostatique

L'approximation du champ lointain $L = L_c = \infty$ simplifie la fonction de Fresnel : $F[kL_c a(\pi + \beta_{0c} - \beta_c)] \cong 1$. Etant donné que le calcul du champ s'effectue dans le cadre des applications radar automobiles, on choisit une configuration monostatique définie par : $\psi = \psi'$, $\beta_0 = \pi - \beta_0'$, $\vec{s} = -\vec{s}'$ et $\beta_{0c} = \pi - \beta_c$.

L'expression du champ diffracté par un coin s'écrit alors [22], [23], [104] :

$$E_{\parallel, \perp}^c(s) = E^i(Q_c) \frac{j}{8\pi k \cos \beta_0} \left(\frac{e^{-jks}}{s} \right) \left[\begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} \cot \left[\frac{\pi}{2n} \right] F[kLa^+(\beta^-)] \left| F \left(\frac{\cos^2(n\pi N^\pm)}{2\pi \cos^2 \beta_0} \right) \right| \\ + \cot \left[\frac{\pi}{2n} \right] F[kLa^-(\beta^-)] \left| F \left(\frac{\cos^2(n\pi N^\pm)}{2\pi \cos^2 \beta_0} \right) \right| \end{array} \right\}^{\mp} \\ \left\{ \begin{array}{l} \cot \left[\frac{\pi + 2\psi}{2n} \right] F[kLa^+(\beta^+)] \left| F \left(\frac{\cos^2(n\pi N^\pm - \psi)}{2\pi \cos^2 \beta_0} \right) \right| \\ + \cot \left[\frac{\pi - 2\psi}{2n} \right] F[kLa^-(\beta^+)] \left| F \left(\frac{\cos^2(n\pi N^\pm - \psi)}{2\pi \cos^2 \beta_0} \right) \right| \end{array} \right\} \end{array} \right] \quad (2-11)$$

2.3.4. Modélisation de la double réflexion

Afin de modéliser une cible de forme arbitraire, on doit tenir compte des réflexions multiples entre les facettes. Comme montré dans [67], lorsque ces réflexions deviennent dominantes, la technique **SBR** s'avère la plus appropriée (comparé à l'**OP** et l'**OG**). L'application de cette approche ainsi que son accélération sont d'ores et déjà largement étudiées [39]–[41].

Néanmoins, étant donné que ce phénomène n'est pas dominant dans le cadre des cibles radars étudiées tout au long de la thèse (essentiellement les véhicules), on se limite à l'ordre 2 des réflexions multiples (double réflexion) et on combine les méthodes de l'**OG** et l'**OP** [108]–[109] lors du calcul du champ réfléchi. En effet, la première réflexion est modélisée par l'**OG** (vu sa simplicité en évitant les intégrales complexes) et la seconde par l'**OP**. L'utilisation de l'**OP** pour le calcul des champs issus des deux réflexions augmente la complexité du calcul d'une façon significative. Cependant, les études montrent qu'il apporte une meilleure précision [108].

2.3.4.1 Sélection des facettes subissant une double réflexion

On considère une cible formée par M facettes. L'algorithme de sélection des facettes candidates à la double réflexion consiste à considérer le produit scalaire du vecteur d'onde de l'onde réfléchi et les normales aux $M - 1$ facettes restantes. Ceci est illustré sur la Figure 2-6 [13].

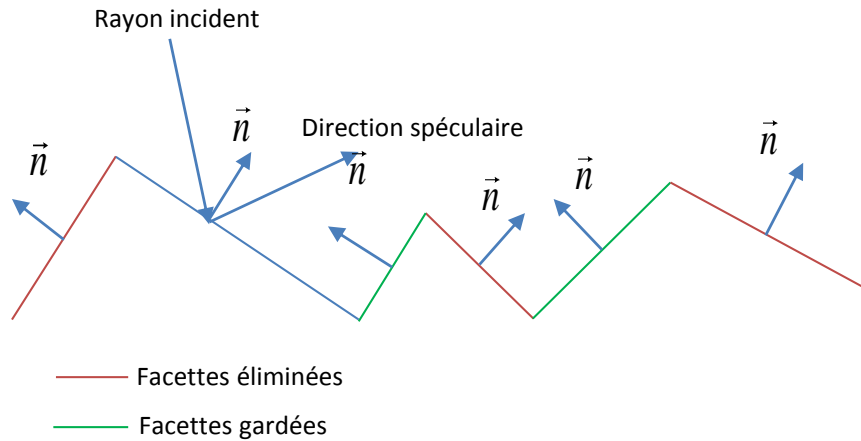


Figure 2-6 : Détermination des facettes subissant une double réflexion

2.3.4.2 Projection spéculaire et subdivision linéaire

On projette ensuite les trois sommets de la facette éclairée par l'onde incidente suivant la direction de la réflexion spéculaire sur la facette candidate à une double réflexion. Si la projection dépasse les dimensions de la facette candidate, une subdivision linéaire est effectuée jusqu'à l'obtention de la taille réelle de la facette contribuant à la double réflexion. La procédure est illustrée par la Figure 2-7 [13].

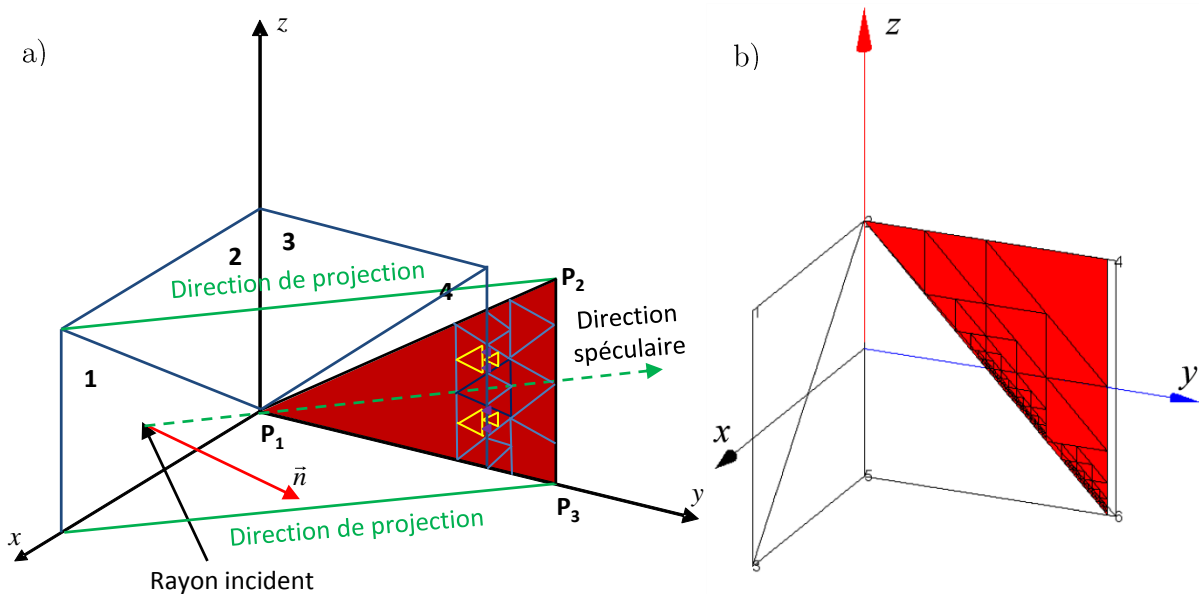


Figure 2-7 : Projection spéculaire et subdivision linéaire

a) Principe b) Implémentation sous MatlabTM

2.3.4.3 Formulation de l'OG combinée à l'OP

On choisit de déterminer le champ dû aux réflexions multiples par la combinaison de l'OG et l'OP [109]. Un champ incident sur une surface peut induire une ou plusieurs réflexions. Dans notre étude, on se limite au second ordre des réflexions multiples et à des surfaces planes

parfaitement conductrices. Le rayon incident intercepte la surface de la facette en un point P_1 (voir Figure 2-8).

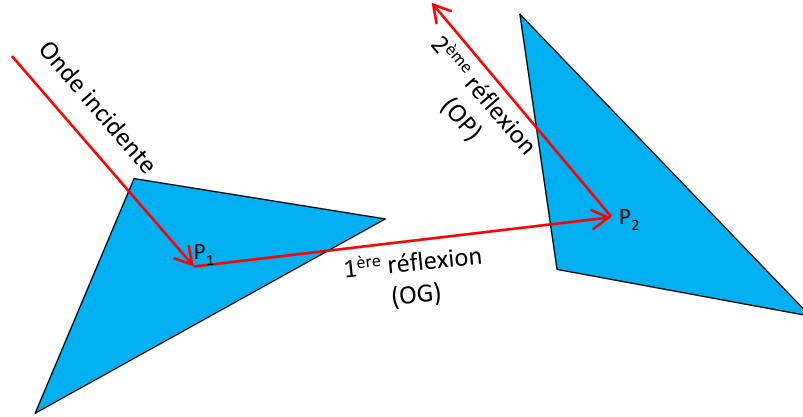


Figure 2-8 : Modélisation de la double réflexion par la méthode OG-OP

La première réflexion à partir de ce point de réflexion est donnée par l'OG comme suit :

$$\vec{E}_{r_1} = \vec{E}_i + 2(\vec{n}_1 \times \vec{E}_i) \times \vec{n}_1 \quad (2-12)$$

où \vec{E}_i est le champ électrique incident avant la 1^{ère} réflexion et \vec{n}_1 est la normale à la facette.

Le champ rayonné \vec{E}_{r_1} induit à son tour une réflexion sur la deuxième facette au point P_2 , comme le montre la Figure 2-8. On note que P_1 et P_2 définissent les deux points brillants qui modélisent la double réflexion [67]. Selon la théorie de l'OP, il produit une densité de courant surfacique équivalente approchée par :

$$\vec{J}(r) = 2\vec{n}_2(r) \times \vec{H}_{r_1}(r) \quad (2-13)$$

avec \vec{n}_2 , la normale à la deuxième facette au point d'intersection et \vec{H}_{r_1} le champ magnétique issu de la première réflexion. L'intégration est ensuite effectuée sur la surface S contribuant à la double réflexion, afin de déterminer le champ \vec{E}_{r_2} du 2^{ème} rayon dû à ce courant de surface.

$$\vec{E}_{r_2}(r) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \iint_S \vec{J}(r) e^{jk\vec{k}_s \cdot \vec{r}'} dS \quad (2-14)$$

2.4. Résultats de simulation

En vue de la validation de la méthode de calcul de la SER, divers objets canoniques et complexes ont été simulés en configuration monostatique. Les méthodes OP, TPD, diffractions par les coins et OP-OG, ont été implémentées sous MatlabTM en se basant respectivement sur les équations (2-5), (2-9), (2-11) et (2-14).

2.4.1. Objets canoniques

Les géométries étudiées ainsi que le système de coordonnées sont présentés dans la Figure 2-9. Il s'agit d'un cube de côté 5 cm, d'un dièdre de côté 3 cm et d'un polygone. Les trois objets sont parfaitement conducteurs. On choisit de les discrétiser en facettes triangulaires et de modéliser la **SER** à 77 GHz en se basant sur le concept des points brillants déterministes. Ceux-ci correspondent aux centres des facettes (réflexion spéculaire) dans le cas de l'**OP**, aux centres des arêtes (diffraction par les arêtes) dans le cas de la **TPD** et à ses coins (diffraction par les coins) dans le cas de la méthode de « diffraction par les coins ». On observe sur les Figure 2-9 à Figure 2-12 une très bonne concordance entre les résultats des méthodes implémentées sous MatlabTM et ceux obtenus par la méthode des moments (**MoM**) [7] sous Feko qui sert ici de référence (méthode « exacte »).

On constate un maximum d'énergie réfléchié dans la direction spéculaire ($\varphi = 0^\circ$) sur les Figure 2-10 à Figure 2-12. Près de l'incidence normale, tous les modèles sont en concordance. Toutefois, en s'éloignant de cette direction (près de l'incidence rasante), la **SER** décroît et la méthode de « diffraction par les coins » et la **TPD** donnent des résultats plus précis que l'**OP**. Ceci illustre la contribution de la diffraction par les bords et les coins qui apparaissent à partir de l'angle d'observation $\varphi = 20^\circ$. On souligne qu'en utilisant la méthode de « diffraction par les coins », on procède à une interpolation là où il y a des singularités dans sa formulation mathématique pour remédier aux divergences dans certaines incidences particulières, qui dépendent de la structure étudiée. Les variations de la **SER** sont données pour un angle $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = [0^\circ \ 90^\circ]$. On prend en compte, dans l'exemple du dièdre (voir Figure 2-12), en plus de la réflexion spéculaire et la diffraction par les coins et les arêtes, l'effet des interactions multiples entre les facettes. Ceci est effectué par la méthode **OG-OP** et illustré ici. La double réflexion s'avère le phénomène prépondérant dans le cas du dièdre. Elle se produit lorsque le radar éclaire ses deux faces intérieures. On note que la contribution des arêtes et des coins est plus significative lorsqu'on se rapproche du plan qui les contient. Ceci est validé en comparant la contribution de la diffraction sans prendre en compte la double réflexion (courbe en violet) et celle de la double réflexion avec la diffraction par les coins et les arêtes (courbe en bleu). L'écart maximal entre la **MoM** et les méthodes implémentées sous MatlabTM est de 1.5 dB, pour des valeurs de **SER** supérieures à -40 dBm². Cette précision est jugée acceptable.

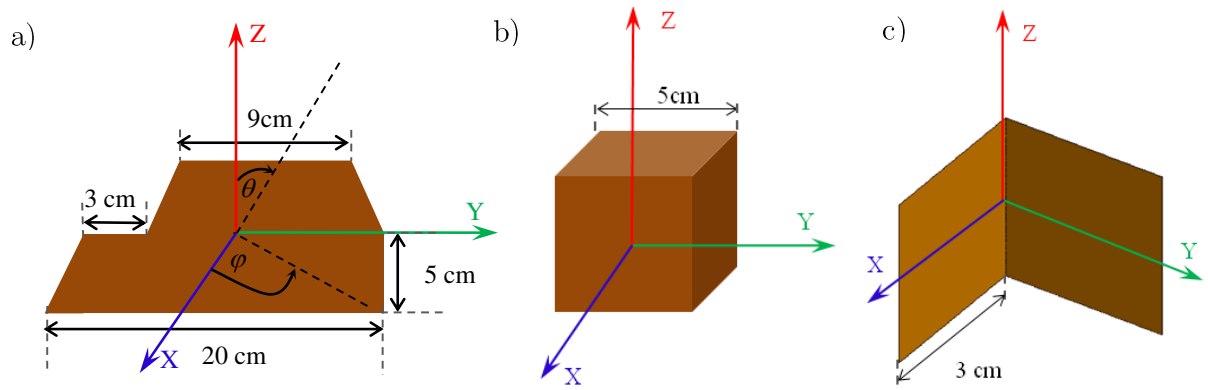


Figure 2-9 : Objets canoniques simulés

a) Polygone parfaitement conducteur b) Cube de côté 0.05 m c) Dièdre de côté 0.03 m

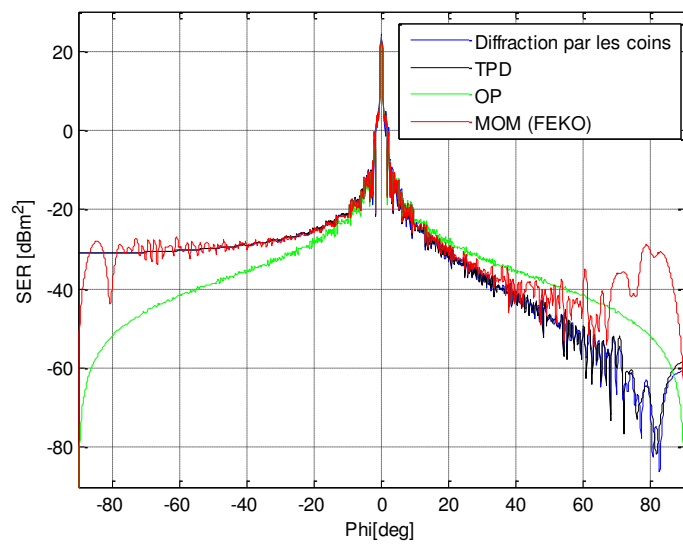


Figure 2-10 : SER d'un polygone, polarisation horizontale et $\theta = 90^\circ$

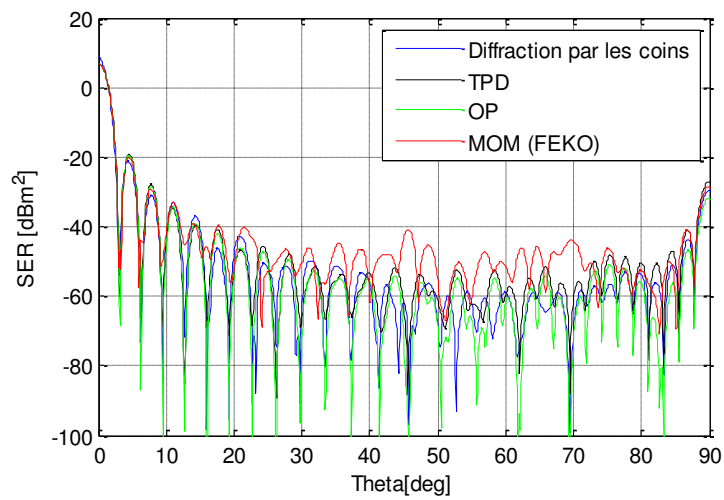


Figure 2-11 : SER d'un cube de côté 0.05 m, polarisation horizontale, $\varphi = 45^\circ$

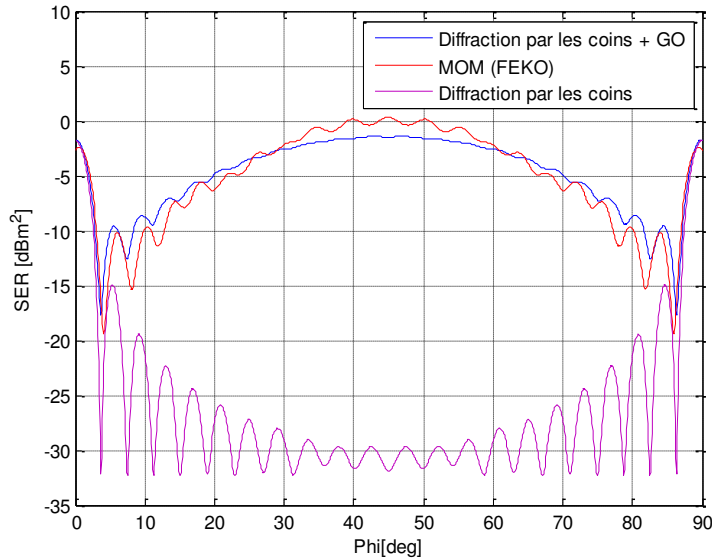


Figure 2-12 : SER d'un dièdre de côté 0.03 m, polarisation verticale, $\theta = 90^\circ$

On remarque que dans les exemples simulés, la méthode **DC** donne le même niveau de précision que la **TPD** sauf dans des cas particuliers et pour des faibles **SER** où sa performance est améliorée. La contribution de la diffraction par les coins est donc faible.

2.4.2. Cibles complexes

2.4.2.1 SER d'un modèle générique de véhicule

Les résultats de l'extension de l'approche des points brillants à la détermination de la **SER** d'objets de géométrie plus complexe sont présentés dans ce qui suit. Le terme « complexe » se réfère à des cibles électriquement larges, avec des structures présentant divers mécanismes d'interaction. On simule la **SER** d'une voiture générique de taille réduite (0,066 m de longueur, 0,036 m de hauteur et 0,043 m de largeur, dans le repère (XYZ)), du fait de la limitation en mémoire lors de la simulation d'une voiture de taille réelle à 77 GHz avec la **MoM** (ou la **MLFMM** [8]) sous Feko. Le modèle contient seulement 30 facettes. Ce maillage est justifié par le critère de $\lambda/16$ [110], qui signifie que la distance maximale entre la surface réelle de l'objet et la facette plane ne peut pas excéder $\lambda/16$.

La Figure 2-13 montre les facettes visibles et cachées lorsqu'on applique un test de visibilité pour une direction d'incidence $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 45^\circ)$.

Dans ce cas de figure, la réflexion spéculaire et les effets de diffraction par les arêtes ont été regroupés dans la formulation de la « diffraction par les coins », et comparés aux autres méthodes asymptotiques à savoir l'**OP** et la **TPD**. On note que le phénomène de la double réflexion n'est pas prépondérant pour les objets étudiés (véhicules de petites tailles et de tailles réelles).

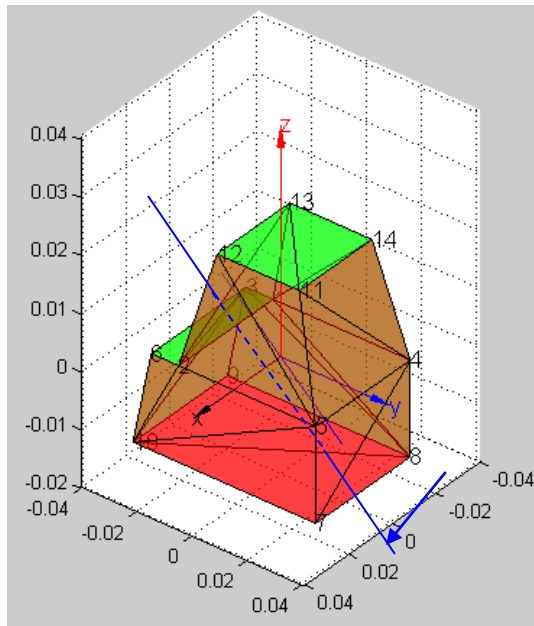


Figure 2-13 : Modèle de la voiture représenté sous MatlabTM, test de visibilité pour $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 60^\circ)$, facettes visibles en rouge et facettes cachées en vert

La Figure 2-14 illustre la **SER** en polarisation horizontale, pour $\theta = [0^\circ : 90^\circ]$ et $\varphi = 60^\circ$. Le phénomène de double réflexion ne se produit pas dans cette configuration. La figure montre que la **SER** simulée par notre modèle est en concordance avec celle obtenue par la méthode des moments simulée sous Feko, avec un gain énorme en termes de ressources et de temps de calcul (384 secondes avec notre modèle et 5 jours avec la **MLFMM** de Feko).

On note que le temps de simulation des objets de petites tailles et la mémoire sont optimisés avec notre simulateur même en le comparant avec la méthode asymptotique **OP** de Feko (déjà beaucoup plus rapide que la **MoM** et la **MLFMM**). Ceci s'explique par le fait que notre modélisation se base sur un nombre limité de points brillants à la différence de l'application directe de l'**OP** dans Feko qui requière un maillage fin. Il est important de mentionner que la simulation des exemples cités précédemment est instantanée avec l'**UTD** de Feko. Néanmoins, elle présente un problème de caustiques en incidence normale.

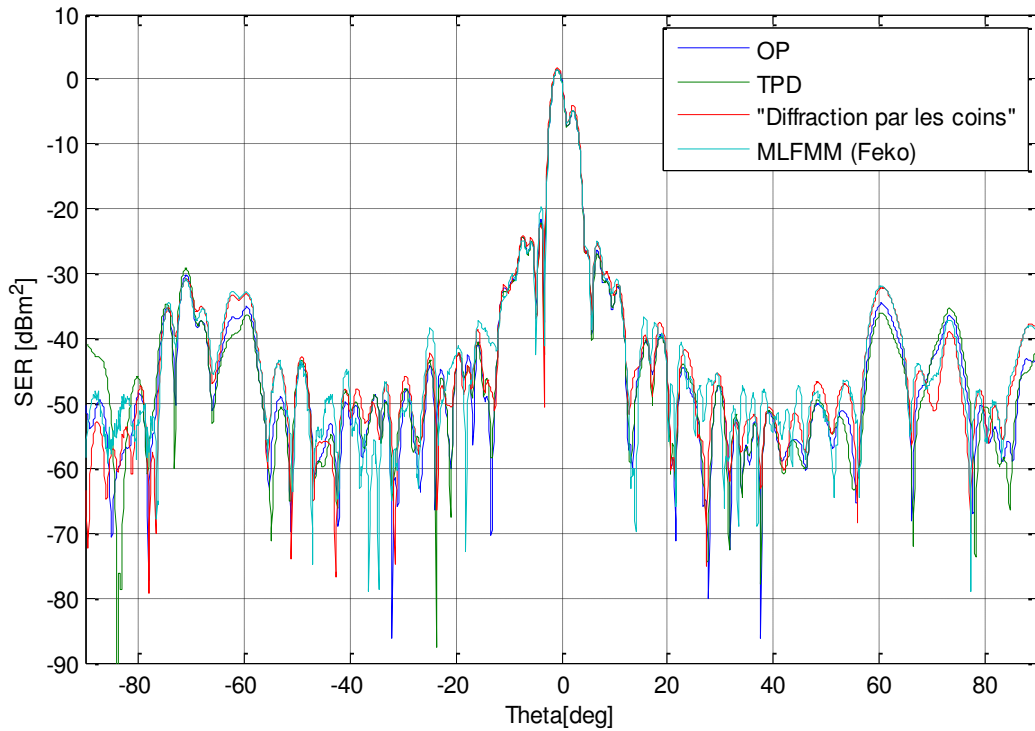


Figure 2-14 : SER d'un modèle générique de voiture de taille $(6.6 \times 3.6 \times 4.3 \text{ cm}^3)$, $\varphi = 60^\circ$

D'autres simulations montrent que dans le plan principal, la TPD et la méthode de « diffraction par les coins » donnent le même résultat. Dans des plans non principaux, elles diffèrent de quelques dB selon l'angle d'incidence. Etant donné que les interactions d'ordre supérieur entre les arêtes de l'objet ne sont pas incluses dans la formulation de la méthode de « diffraction par les coins », les coefficients de diffraction qui en résultent ne fournissent une amélioration que lorsque les contributions d'ordre supérieur (double et triple diffractions) sont négligeables.

2.4.2.2 SER d'un modèle pseudo réel de véhicule

On simule un modèle de la carrosserie d'une voiture nommée OKA qui est une représentation 3D simple d'un véhicule comme illustré en Figure 2-15.

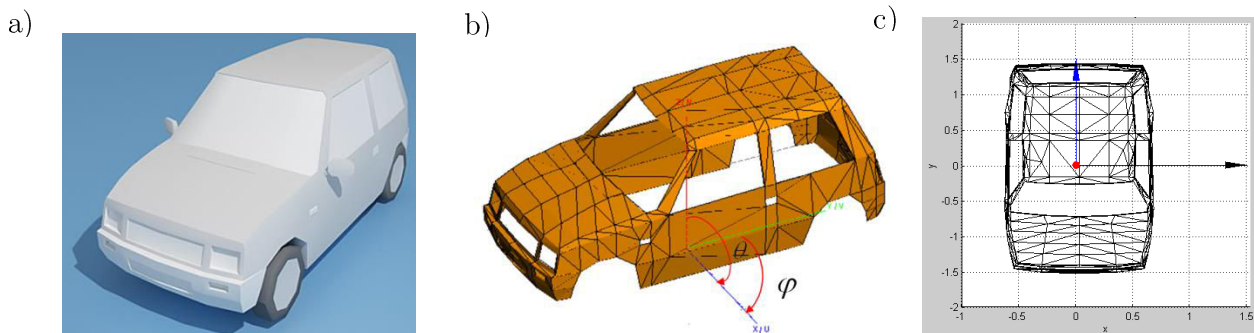


Figure 2-15 : Modèle 3D simple d'un véhicule

a) Modèle CAO

b) Modèle sous Feko

b) Modèle sous Matlab™, vue de dessus

Le modèle maillé par 794 facettes a 3,2 m de longueur, 1,21 m de largeur et 1,4 m de hauteur. On compare les méthodes de l'OP et la TPD implémentées sous Matlab™ avec l'OP de Feko, comme présenté en Figure 2-16. La méthode MLFMM ne peut pas s'appliquer à un tel modèle électriquement très large, vu le nombre très grand de mailles nécessaires à sa description, dépassant ainsi la mémoire disponible. Les phénomènes de second ordre comme la double réflexion ne sont pas prépondérants dans ce cas de figure. Ainsi, on se limite à la modélisation des phénomènes d'interaction du premier ordre à savoir la réflexion spéculaire et la diffraction par les arêtes lors du calcul de la SER des véhicules de tailles et de géométries réelles. Une formulation plus élaborée de l'approche de diffraction par les coins issus de l'intersection des arêtes courbées qui peuvent provenir de l'intersection des surfaces des wedges non planes, existe dans la littérature, [22], [111]. Cette formulation n'a pas été implémentée pour les raisons suivantes :

- La recherche des wedges, des arêtes et des coins qui le forment n'a pas été optimisée en termes de temps de calcul pour des objets radar de tailles réelles (de l'ordre de quelques mètres de dimensions) pour notre simulateur. Ceci ralentit le traitement géométrique de l'objet et par la suite le temps de simulation sans pour autant apporter plus de précision sur le calcul de la SER (la précision de diverses méthodes étudiées (OP, TPD, DC) a été trouvée très semblable pour une dynamique de 40 dB)
- La complexité accrue du calcul des paramètres de distance L présents dans les arguments des fonctions de transitions F (voir équation (2-11)) en ajoutant les rayons de courbures de l'onde incidente et réfléchi au point d'incidence (la formulation utilisée pour des arêtes droites et des wedges à surfaces planes est généralisée dans le cas où les arêtes sont courbées ou les surfaces du wedge ne sont pas planes). Ceci est justifié par le fait que la diffraction à haute fréquence est un phénomène local. Ainsi, localement on peut approcher la géométrie courbée de l'arête par un wedge dont l'arête droite est tangente à l'arête courbée au point d'incidence comme montré dans [22], [111]).

D'après la Figure 2-16, on constate que les résultats sont en concordance. Néanmoins, un écart maximal de 15 dB dû au test de visibilité (des facettes n'ont pas été éliminées lors du test de visibilité), qui est plus élaboré sous Feko comparé à celui implémenté sous Matlab™, se présente pour $\theta = [3^\circ : 10^\circ]$.

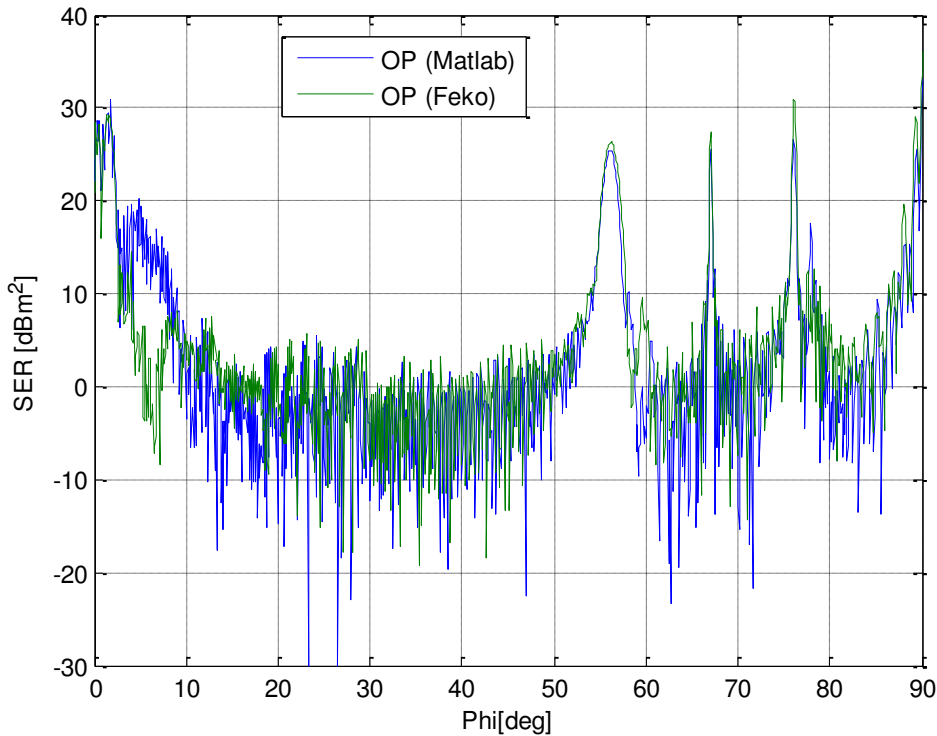


Figure 2-16 : SER d'une voiture OKA

On simule ensuite un prototype pseudo réel de véhicule de type Peugeot 406 (voir Figure 2-17). Ce modèle est plus compliqué que celui de l'OKA et présente plus de courbures. Il a 4,55 m de longueur, 1,76 m de largeur et 1,396 m de hauteur. Après la simplification du maillage à l'aide du logiciel Meshlab, on obtient un modèle à 7962 facettes.

Sur la Figure 2-17, on peut voir le très bon accord entre les résultats de l'OP, TPD (implémentés sous Matlab™) et la méthode Large Elements – Physical Optics (LE-PO) de Feko. En effet, la MLFMM n'est plus applicable dans ce cas de figure pour la même raison que précédemment, de même que l'OP qui est coûteuse en termes de temps de calcul et de mémoire. Ainsi, on choisit de comparer les résultats de notre simulateur avec une alternative de l'OP proposée par Feko : la LE-PO. Cette approche présente l'ensemble de fonctions de base de l'OP sous une autre forme, basée sur les fonctions d'ondes planes. Bien qu'elle ne modélise pas les réflexions multiples, elle permet un maillage de plusieurs longueurs d'onde, contrairement à l'OP. Cela conduit à des gains considérables en temps de simulation et en ressources par rapport à l'OP standard, dans les cas où la LE-PO est applicable. La valeur maximale de la SER est 53 dBm². Elle s'avère plus grande que celle présentée dans la littérature pour d'autres modèles de voitures. Ceci peut s'expliquer par le fait que les roues et les parties diélectriques ne sont pas modélisées de façon suffisamment réaliste. En effet, l'emplacement des roues est modélisé dans notre cas par des facettes triangulaires planes présentant une forte réflexion spéculaire ce qui augmente la SER maximale. Cette contrainte est imposée par le modèle

géométrique utilisé. On a pu toutefois obtenir une valeur approchée de la [SER](#) d'une berline en modélisant les roues par des surfaces de plus petite taille.

On note que le modèle de point brillants déterministe développé sur Matlab™ n'est pas optimisé en termes de temps de calcul dédié au test de visibilité et en termes du nombre des points brillants, pour des cibles de grandes tailles. Il a fallu environ 5 jours pour simuler un modèle de 7962 mailles (test de visibilité + calcul des champs électriques), étant donné que le temps de la détection des facettes visibles s'accroît significativement avec le nombre de mailles initiales formant la cible et en raison du grand nombre de points brillants nécessaires (milieux des facettes et des arêtes). Le premier point peut être résolu en optimisant l'implémentation. On s'intéresse dans les chapitres 3 et 4 au second point (nombre de points brillants) qui devrait être amélioré par des mesures de vraies cibles radar afin que le modèle qui en résulte devienne utilisable en temps réel. Les méthodes asymptotiques peuvent s'appliquer aux points brillants extraits des données expérimentales, au lieu de ceux déterministes (i.e. issus de la simulation). La réduction de leur nombre réduit par conséquent le temps de calcul.

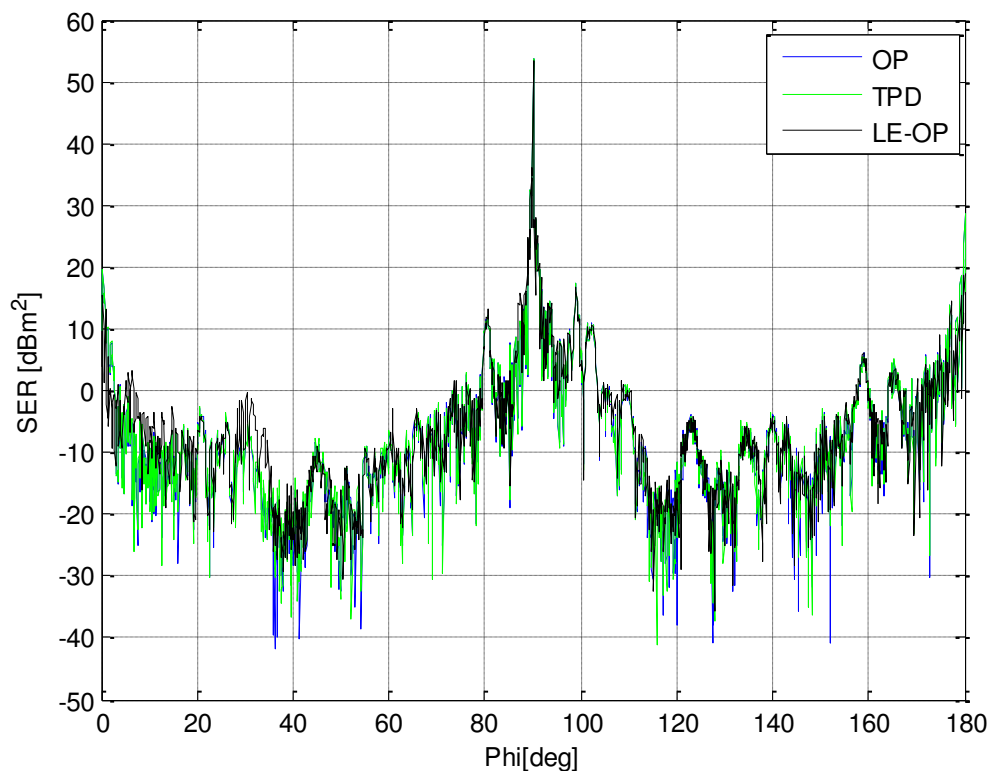


Figure 2-17: SER de la berline de la Figure 2-1

2.5. Validation expérimentale du modèle de la SER dans une chambre anéchoïque

Nous avons présenté précédemment un modèle asymptotique permettant de déterminer la [SER](#) d'un objet complexe. Une étape de validation est donc nécessaire afin d'évaluer la capacité de cette méthode à estimer la [SER](#) des cibles de grandes dimensions par rapport à la longueur

d'onde (4 mm). Il s'avère plus adéquat de valider les simulations par des mesures dans une chambre anéchoïque avant de passer aux mesures dans un milieu réel [46]–[50].

Etant donné que les cibles radar étudiées dans le cadre des travaux de thèse sont électriquement très larges, il serait impossible de mener des mesures de la **SER** de cibles réelles en chambre anéchoïque disponible au laboratoire vu sa petite taille ($3 \times 1.12 \times 1 \text{ m}^3$). Ainsi, la validation du banc de mesure sera effectuée sur des objets canoniques et complexes dont la dimension maximale ne dépasse pas 6,3 cm, respectant la condition du champ lointain. Des mesures de signatures radar de véhicules de dimensions réelles en configuration « indoor » seront présentées dans le chapitre suivant. Une description du déroulement, de la configuration de mesure ainsi que des paramètres utilisés font l'objet de la première partie. Dans une seconde partie, on décrit la procédure d'extraction de la **SER**. Les résultats obtenus seront ensuite comparés aux simulations.

2.5.1. Description du banc de mesure en bande millimétrique

Les premiers tests de mesure de la **SER** ont été menés avec l'analyseur de réseau vectoriel (**VNA**) de la société ABmm [117]. Les contraintes de son utilisation sont détaillées dans l'annexe B. Ainsi, la mise en place et l'automatisation d'un nouveau banc de mesure utilisant un **VNA** plus performant se sont avérées nécessaires. Dans tout ce qui suit, les mesures sont effectuées à l'aide du **VNA** Rohde & Schwarz ZVT20. La comparaison des performances (dynamique, stabilité module/phase, reproductibilité de la mesure, durée de la mesure et support d'enregistrement des données) des deux appareils est illustrée dans le *Tableau B.1* de l'annexe B.

2.5.1.1 Equipements de mesure

Un banc de mesure automatisé a été mis au point afin de valider le modèle de calcul de la **SER** précédent (voir Figure 2-18). La cible est positionnée dans la chambre anéchoïque à une distance de 2,65 m des cornets, sur un support en mousse, le tout sur un moteur dont le pas angulaire choisi est de $0,1^\circ$. Afin d'assurer la condition du champ lointain la taille maximale des cibles caractérisées (dièdre, cube, sphère, prototype de voiture ...) est de 6,3 cm (voir Figure 2-18). Le **VNA** est équipé de têtes millimétriques pour un fonctionnement en bande W. Le niveau de bruit dans une bande passante de la fréquence intermédiaire (IF *bandwidth*) de 10 Hz est inférieur à -100 dBm, assurant une grande dynamique. Les deux têtes millimétriques sont alignées à l'aide de positionneurs équipés de vis micrométriques. Pour une mesure en transmission entre les deux têtes, deux antennes cornets sont montées sur leurs sorties en guide d'onde en configuration quasi monostatique. Elles sont installées à l'extérieur de la chambre anéchoïque, compte-tenu de ses petites dimensions ($3 \times 1.12 \times 1 \text{ m}^3$), ce qui nécessite de maintenir la porte de la chambre ouverte pendant les mesures. Ceci n'influe pas sur la précision des mesures dès lors qu'on applique un *time gating* (fenêtrage temporel de la réponse impulsionnelle $\mathcal{S}_{21}(t)$ à la position de la cible) afin d'éliminer les multi-trajets qui résultent de

cette configuration. Les cornets sont séparés de 9 mm centre à centre et le champ rayonné est polarisé verticalement. L'utilisation de deux antennes Tx et Rx séparées permet d'améliorer l'isolation entre les signaux transmis et rétrodiffusés, et par conséquent d'accroître la dynamique de la mesure et donc détecter des signaux plus faibles.

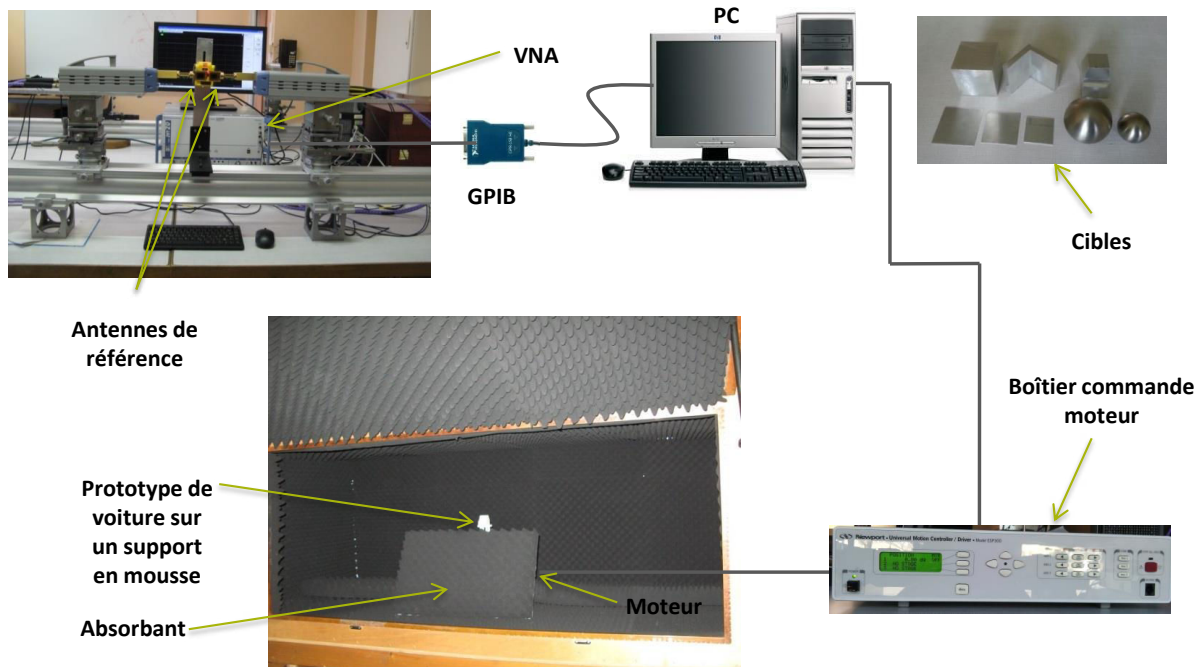


Figure 2-18 : Banc de mesure de la SER en bande W avec le Rohde & Schwarz ZVT20

Le gain mesuré des cornets varie de 23,4 dBi à 24,1dBi dans la bande W [75-110 GHz]. L'angle d'ouverture horizontale des cornets est de l'ordre de $25,8^\circ$ et celui de l'ouverture verticale est de $21,8^\circ$, ce qui est suffisant pour garantir une illumination quasi-uniforme de la cible comme illustré dans la Figure 2-19. Un laser est utilisé pour ajuster l'alignement de la cible et des antennes (voir Figure 2-20). On précise qu'il est tout à fait possible de mesurer la SER en plaçant la cible à l'extérieur de la chambre anéchoïque (configuration « indoor ») avec le même banc de mesure.

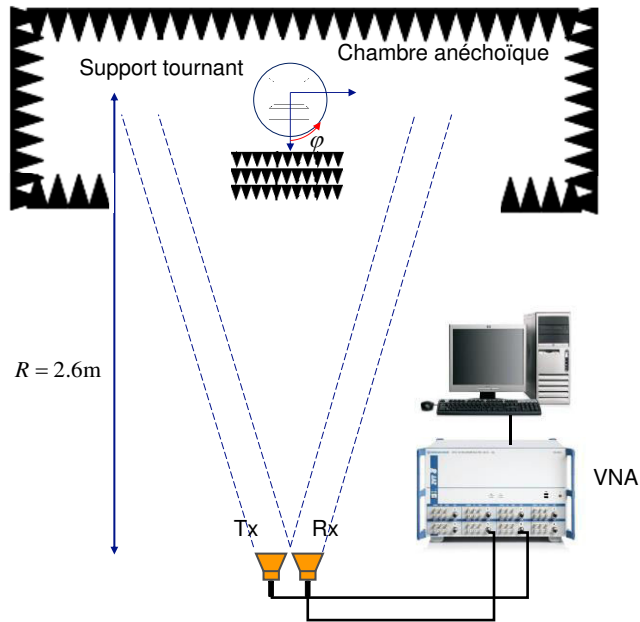


Figure 2-19 : Configuration quasi-monostatique de la mesure de la SER

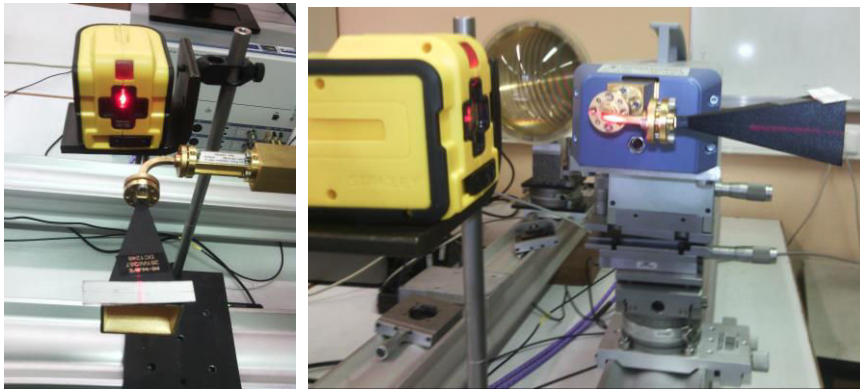


Figure 2-20 : Ajustement de l'alignement de la cible lors des mesures

La mesure du gain des antennes est effectuée en se basant sur l'équation de Friis. Les deux cornets sont placés rigoureusement l'un en face de l'autre à une distance de 1 m satisfaisant la condition du champ lointain par rapport à la cible et aux cornets : $R = 2D^2/\lambda$ avec D est la plus grande dimension des antennes. La configuration de mesure du gain est expliquée sur la Figure 2-21, avec P_e (P_r) la puissance émise (reçue), G_e (G_r) le gain de l'antenne d'émission (de réception), et R la distance entre les deux antennes, supposées identiques ($G_e = G_r$).

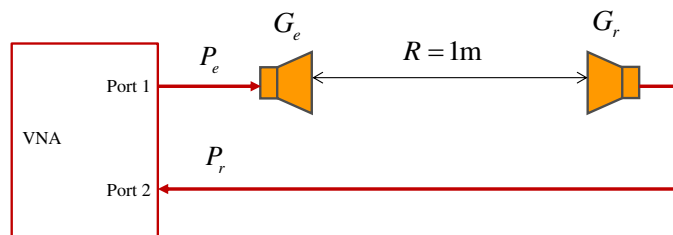


Figure 2-21 : Configuration de la mesure du gain des antennes cornets

La Figure 2-22 montre la variation du gain en fonction de la fréquence, comparé aux valeurs théoriques. L'écart entre les deux courbes s'accroît avec la fréquence. Le gain théorique est obtenu par l'équation :

$$G = \eta \left(\frac{4\pi ab}{\lambda^2} \right) \quad (2-15)$$

η définit le rendement (ici on a pris en moyenne η égale à 0.5) et a et b sont respectivement la longueur et la largeur du cornet avec $a = 2,8 \text{ cm}$ et $b = 2,3 \text{ cm}$. On note que le calcul de la SER par l'équation radar donne des résultats plus proches de la simulation en utilisant le gain mesuré.

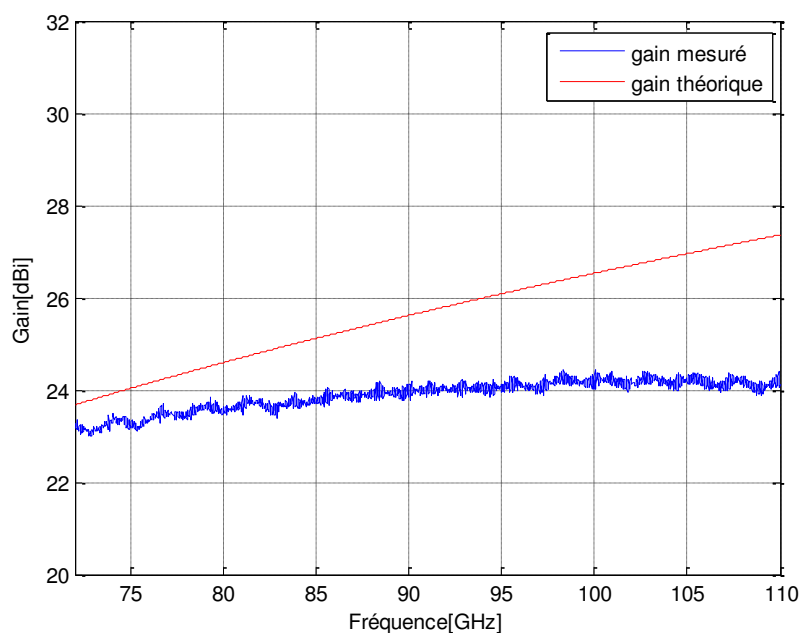


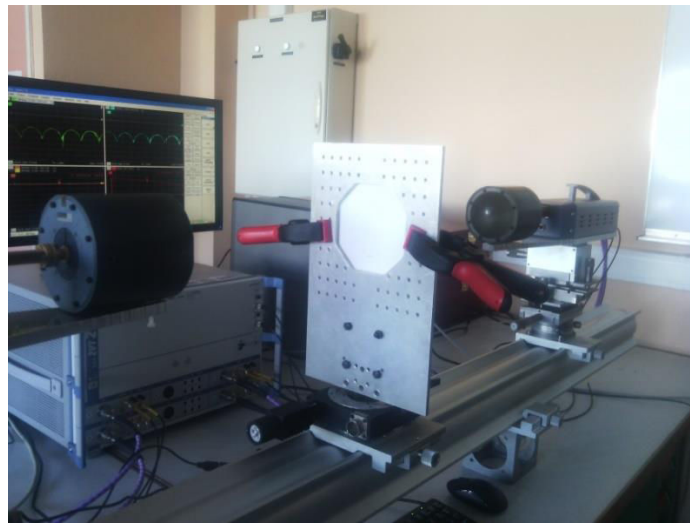
Figure 2-22 : Gain de l'antenne cornet mesuré

2.5.1.2 Impact du support

Il s'est avéré qu'à 77 GHz le support de la cible est la source la plus importante de perturbation, difficile à séparer de la cible. Ainsi, un support ayant une faible rétrodiffusion doit être choisi. La caractérisation de la mousse ROHACELL 51 HF d'épaisseur 7,32 mm a été effectuée sur un banc de mesure « quasi-optique » disponible au laboratoire. Les paramètres S du matériau sont mesurés en plaçant, comme le montre la Figure 2-23 a), l'échantillon entre deux antennes GOLA (Gaussian Optics Lens Antenna) [118]. L'extraction de la permittivité est réalisée à partir du modèle (paramètres S) d'une lame diélectrique à plans parallèles sous incidence normale d'une onde plane. En effet, l'antenne GOLA a la propriété de focaliser l'onde à une distance de l'ordre de 40-50 cm de la lentille formant à cette distance un "waist" de dimension transverse d'environ 6 cm dans lequel l'onde est plane. L'échantillon à caractériser est placé à cet endroit et un calibrage TRL (Thru-Reflect-Line) en espace libre est effectué. La Figure 2-23 b) donne les valeurs de la permittivité complexe obtenue en fonction de la fréquence dans la bande 75-110 GHz. La permittivité relative moyenne est de 1,093 et les pertes

diélectriques moyennes sont de 0,0035. Afin d'évaluer l'effet du support sur la précision de la mesure, on effectue une mesure à vide et une mesure à vide avec la présence du support en mousse (voir Figure 2-24). Ainsi, bien que la permittivité soit très faible (proche de celle de l'air), elle donne un pic dans la réponse impulsionnelle à la position de la cible (voir Figure 2-25). Le support en mousse a été malgré tout retenu selon deux critères : le plus « transparent » possible du fait de sa permittivité et en même temps assez rigide pour garantir la stabilité de la cible lors de la rotation en azimut. La partie inférieure du support est cachée par un absorbant incliné afin de réduire le plus possible les réflexions du support et du moteur (présentant des parties métalliques).

a)



b)

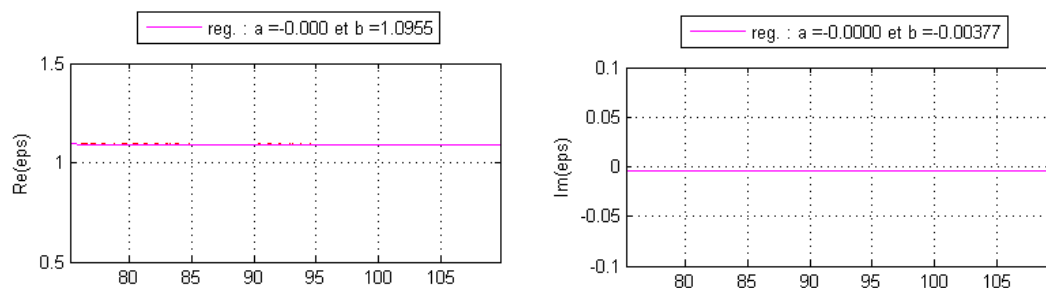


Figure 2-23 : Mesure de la permittivité de la mousse ROHACELL 51 HF à 77 GHz

a) Banc de mesure

b) Partie réelle et imaginaire de la permittivité relative

a)



b)



Figure 2-24 : Effet du support sur la précision de la mesure

a) Mesure à vide

b) Mesure à vide avec la présence du support en mousse

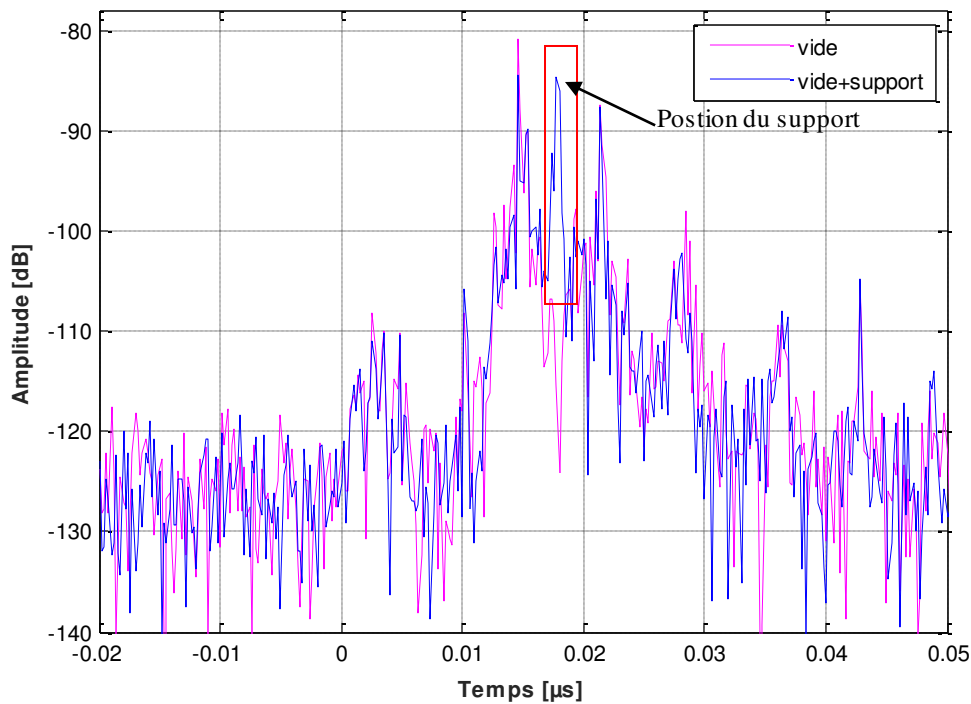


Figure 2-25 : Comparaison des réponses impulsionnelles de la chambre anéchoïque à vide et avec la présence du support en mousse

2.5.1.3 Détermination de la dynamique de mesure

On définit la **SER** minimale mesurée, par la **SER** à vide à la position de la cible (ici positionnée à 2,6 m du système radar). Sa valeur est calculée à partir de l'équation (B-1) (dérivée de l'équation radar) qui est présentée dans l'Annexe B. Le niveau à vide est de -105 dBm. Ainsi la **SER** minimale est égale à -55 dBm² (voir Figure B-1). Parmi les cibles caractérisées, le dièdre de 6 cm donne la valeur maximale qui est de 9 dBm², Figure 2-29. Ceci donne une dynamique de 63 dB.

2.5.2. Paramétrage de la mesure

La définition des paramètres appropriés est une étape primordiale lors de la mesure de la **SER**, et elle dépend des différentes exigences de mesure [119].

2.5.2.1 Distance

La distance entre les antennes cornets et la cible doit satisfaire la condition de champ lointain comme mentionné précédemment et vaut : $R = 2.6m$.

2.5.2.2 Bande de fréquences de balayage

Le signal fourni par le **VNA** est équivalent à une série d'impulsion dans le domaine temporel [119]. La largeur de l'impulsion est $\tau = 1/BW$, avec **BW** est la largeur de bande du

signal. La résolution en distance est la distance minimale qui permet de distinguer deux cibles proches. Supposons deux cibles espacées d'une certaine distance ΔR (voir Figure 2-26). L'antenne de réception commence à recevoir des échos à $(2R - \text{cible1})/c$ et $(2(R + \Delta R) - \text{cible2})/c$, cible1 et cible2 étant les positions des cibles. L'écho de la cible 1 se termine à $2R/c + \tau$. Par conséquent, les échos des deux cibles peuvent être résolus si : $2R/c + \tau > 2(R + \Delta R)/c$. En conséquence, la résolution est $\Delta R = c/2BW$. Une large bande de fréquence (impulsion étroite) introduit une très bonne résolution. Par conséquent, la bande de fréquence doit être choisie selon la résolution souhaitée.

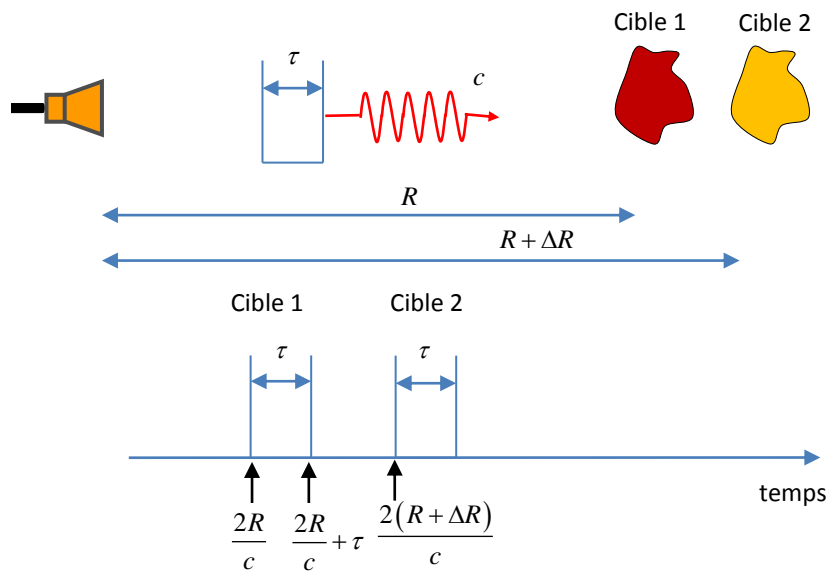


Figure 2-26 : Résolution en distance

2.5.2.3 Nombre de points du balayage en fréquence

Pour une distance R entre les antennes cornets et la cible, l'intervalle maximal entre deux points de fréquence est donné par $\Delta f_{\max} = c/2R$. Le nombre minimal de points est donc $BW/\Delta f_{\max}$ [119].

2.5.2.4 IF bandwidth

La bande passante de la fréquence intermédiaire (IF bandwidth) est un paramètre important pour améliorer le rapport signal à bruit (SNR). En théorie, plus la bande IF est étroite, meilleurs seront les résultats obtenus, puisque la puissance de bruit dans la bande IF est proportionnelle à celle-ci (bruit thermique). Cependant, si la bande passante IF est très petite, le temps de balayage en fréquence sera considérablement augmenté. La réduction de la bande passante du récepteur IF réduit l'effet du bruit sur une mesure.

2.5.2.5 Averaging

L'*averaging* (moyennage en fréquence sur plusieurs balayages consécutifs) assure le même rôle que la bande IF, qui est de réduire les effets de bruit et améliorer le **SNR**, en présentant aussi les mêmes inconvénients.

2.5.2.6 Choix des paramètres

Le **VNA** est piloté pour l'acquisition du paramètre S_{21} complexe en fonction de la fréquence, et ce, pour un nombre de points uniformément espacés. Il devient dans ce cas un radar à fréquences échelonnées (stepped frequency radar). Lors des mesures, on choisit une largeur de bande de $BW = 38 \text{ GHz}$ qui donne une très haute résolution en distance, de 4 mm a priori largement suffisante pour les mesures de la **SER** en ondes millimétriques. Ceci signifie que l'on peut appliquer les techniques de *time gating* pour isoler le signal rétrodiffusé par la cible et éliminer les contributions indésirables telles que le couplage **Tx/Rx** et le fouilli. Etant donné la distance $R = 2.65 \text{ m}$, on aura $\Delta f_{\max} = 56.6 \text{ MHz}$. Le nombre minimal de points est donc $BW/\Delta f_{\max}$, correspondant à 671 points. On choisit 2048 points (un exposant de 2 pour accélérer le calcul de la transformée de Fourier lors du post-traitement). Le nombre de points choisis donne un intervalle en distance sans ambiguïté de 60 m. Le choix de la bande passante IF influe directement sur le rapport signal à bruit des mesures, conduisant à un compromis entre le temps de balayage et de l'incertitude de mesure. Des balayages courts sont nécessaires pour collecter la **SER** de l'objet placé sur un support tournant. D'autre part, le temps de balayage ne doit pas être trop court car cela augmenterait significativement l'incertitude et le bruit dans la mesure. Compte tenu de cela, et après une série de tests, on fixe la largeur de bande IF à 1 kHz. Ce choix représente un compromis raisonnable qui garantit une bonne précision. On règle par ailleurs la puissance du **VNA** à la puissance maximale 0 dBm.

Le Tableau 2.6 synthétise les paramètres de mesure.

Tableau 2.6 : Paramètres de mesure

Caractéristiques générales du banc	
Configuration	quasi-monostatique
Dynamique de mesure (dB)	63 (pour une bande IF de 1 KHz)
SER minimale mesurée (SER à vide à la position de la cible) dBm ²	-55
Distance antenne-radar (m)	2.6
Paramètre du VNA	
Bande de fréquence (GHz)	[72-110]
Nombre de points	2048
IF bandwidth (KHz)	1

Puissance (dBm)	0
<i>Time sweep</i> (s)	0,5
Caractéristiques des cornets	
Gain (mesuré)	Voir Figure 2-22
Ouverture horizontale(°)	26
Ouverture verticale(°)	22

2.5.3. Procédure de mesure

La **SER** est une grandeur qui peut être vue comme une caractéristique intrinsèque de l'objet. Elle permet de le décrire du point de vue de la détection radar. Le calcul de la **SER** sera fait à partir de la valeur complexe du paramètre S_{21} mesuré. On détaille dans cette section la procédure de caractérisation de divers objets, présentés dans la *Figure 2-27*.

La **SER** est fonction de la fréquence, la polarisation et l'orientation de l'objet, et doit être indépendante des appareils de mesure et des conditions de la chambre anéchoïque. Néanmoins, des effets « parasites » apparaissent généralement et que l'on peut regrouper en deux catégories : les signaux externes et la dépendance au système de mesure.

2.5.3.1 Mesure à vide et calibrage : généralités

La première catégorie concerne les signaux externes liés au couplage des antennes, au bruit du récepteur ainsi qu'aux éventuels signaux que renvoient les objets dans l'environnement de mesure une fois éclairés (multitrajets). L'effet de ces signaux indésirables peut être réduit en mesurant la chambre à vide et la soustraire d'une façon cohérente de la mesure complexe de la cible.

La seconde est liée à la dépendance au système de mesure dans la puissance émise, les pertes dans les câbles, le gain des antennes et la distance entre l'objet et les antennes. La dépendance au système de mesure peut être éliminée en effectuant un calibrage direct ou indirect comme suit :

- Calibrage direct [120], [121] : la détermination de la **SER** peut être établie à l'aide de l'équation radar après avoir mesuré la puissance rétrodiffusée par la cible. Tous les paramètres physiques de la chaîne d'acquisition définis précédemment (G_{tx} , G_{rx} , R et P_{rx}/P_{tx}) doivent être connus avec une très grande précision (voir l'équation (2-16)). Cette approche ne requiert pas la mesure d'objet de calibrage. En configuration monostatique, la **SER** de la cible s'écrit simplement par :

$$\sigma_{objet}(f, \varphi) = \left(\frac{P_{rx}}{P_{tx}} \right) \frac{(4\pi)^3 R^4}{G^2 \lambda^2} \quad (2-16)$$

- Calibrage indirect [70], [121]: afin de mieux définir l'environnement de mesure de l'objet dans la chambre anéchoïque, nous avons présenté à la *Figure 2-27*, un modèle

du canal de transmission, supposé linéaire invariant, depuis l'émetteur jusqu'au récepteur. Le signal mesuré $r(t)$ est relié au signal source $e(t)$ à travers la relation (2-17).

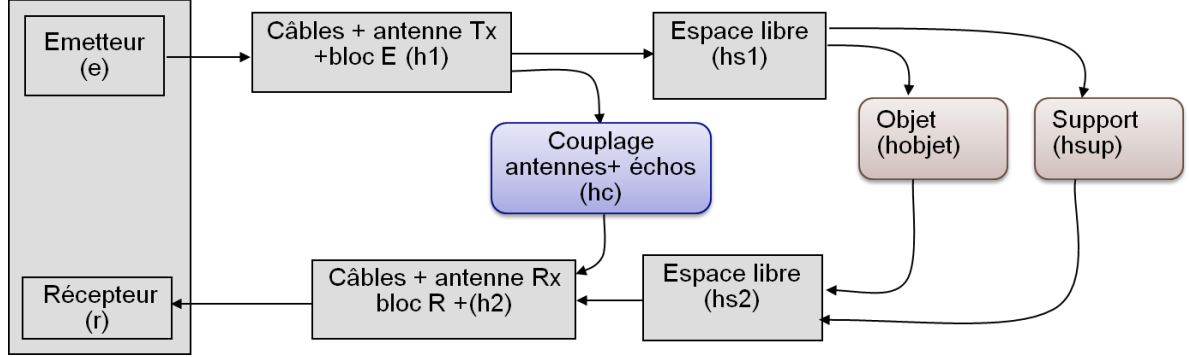


Figure 2-27 : Chaîne de mesure de la SER

$$r(t) = (h_2 * h_{s_2} * (h_{objet} + h_{sup}) * h_{s_1} * h_1 + h_2 * h_c * h_1) * e(t) \quad (2-17)$$

où h_1 et h_2 désignent les fonctions filtrantes des câbles et des antennes respectivement en émission et en réception. Le trajet aller-retour parcouru par l'onde est donné par les fonctions de transfert h_{s_1} et h_{s_2} . h_c indique le couplage entre les antennes. L'objet et le support sont représentés par h_{objet} et h_{sup} . Le signal reçu $r(t)$ représente alors la réponse de tous ces éléments excités par la source $e(t)$.

En appliquant une transformée de Fourier à (2-17), on exprime le coefficient de transmission S_{21} en fonction des paramètres du modèle utilisé :

$$S_{21} = TF \left[h_2 * h_{s_2} * (h_{objet} + h_{sup}) * h_{s_1} * h_1 + h_2 * h_c * h_1 \right] \quad (2-18)$$

$$S_{21} = H_2 \cdot H_{s_2} \cdot (H_{objet} + H_{sup}) \cdot H_{s_1} \cdot H_1 + H_2 \cdot H_c \cdot H_1 \quad (2-19)$$

Du fait de la symétrie du système de mesure, on rassemble les termes $H_2 \cdot H_1$ en un seul terme H_1^2 et le terme par $H_{s_1} H_{s_2}$ par $H_{s_1}^2$

$$S_{21} = H_1^2 \cdot H_{s_1}^2 \cdot (H_{objet} + H_{sup}) + H_1^2 \cdot H_c \quad (2-20)$$

La première mesure consiste à faire une mesure à vide (sans l'objet mais avec la présence du support). Le coefficient mesuré à vide s'exprime alors comme :

$$S_{21_{vide}} = H_1^2 \cdot H_c + H_1^2 \cdot H_{s_1}^2 \cdot H_{sup} \quad (2-21)$$

La même mesure est répétée mais cette fois ci en présence de la cible :

$$S_{21_{objet}} = H_1^2 \cdot H_c + H_1^2 \cdot H_{s_1}^2 \cdot (H_{objet} + H_{sup}) \quad (2-22)$$

En conséquence, une soustraction vectorielle permet en premier lieu de s'affranchir de l'effet de couplage, des échos et du support :

$$S_{21_{objet}} - S_{21_{vide}} = H_1^2 \cdot H_{s_1}^2 \cdot H_{objet} \quad (2-23)$$

Afin de séparer la réponse de l'objet H_{objet} des autres réponses, nous devons effectuer une mesure d'un objet de référence dont on connaît la réponse par un calcul analytique ou par simulation. On a alors :

$$S_{21_{ref}} = H_1^2 \cdot H_c + H_1^2 \cdot H_{s_1}^2 \cdot (H_{ref} + H_{sup}) \quad (2-24)$$

$$H_1^2 \cdot H_{s_1}^2 = \frac{S_{21_{ref}} - S_{21_{vide}}}{H_{ref}} \quad (2-25)$$

Finalement, on obtient :

$$H_{objet} = \frac{S_{21_{objet}} - S_{21_{vide}}}{S_{21_{ref}} - S_{21_{vide}}} H_{ref} \quad (2-26)$$

Ces termes sont homogènes à des rapports de racines de puissance. En champ lointain, la **SER** s'écrit en fonction de S_{21} comme suit :

$$\sigma = |S_{21}|^2 \frac{(4\pi)^3 R^4}{G_{tx} G_{rx} \lambda^2} \quad (2-27)$$

En injectant (2-26) dans (2-27), on obtient la **SER** de l'objet en fonction de celle de l'objet de référence et des 3 mesures effectuées : $S_{21_{vide}}$, $S_{21_{objet}}$ et $S_{21_{ref}}$:

$$\sigma_{objet} = \left| \frac{S_{21_{objet}} - S_{21_{vide}}}{S_{21_{ref}} - S_{21_{vide}}} \right|^2 \sigma_{ref} \quad (2-28)$$

La sphère métallique est l'objet de calibrage le plus utilisé car sa **SER** peut être déterminée analytiquement (selon l'optique physique $\sigma \simeq \pi r^2$ avec r est le rayon de la sphère) [5] et elle ne nécessite pas un alignement angulaire (**SER** indépendante de l'angle de visée). Cependant, à 77 GHz et compte-tenu de la taille maximale des objets mesurés pour garantir le champ lointain, la **SER** de la sphère sera faible, ce qui augmente la sensibilité au bruit de l'environnement. Les plaques, les dièdres et les trièdres donnent un niveau de **SER** plus important que celui d'une sphère. Un objet de calibrage avec un fort niveau de signal par rapport à l'environnement est particulièrement intéressant. Néanmoins, dans le cas d'une plaque, le maximum de **SER** est obtenu lorsque celle-ci est positionnée de manière parfaitement orthogonale à l'axe de visée des antennes, ce qui nécessite une très bonne précision de l'alignement du système. Notre choix s'est orienté finalement à une sphère de 6 cm de diamètre dont la **SER** est de -25,5 dBm².

2.5.3.2 Procédure de mesure de S_{21}

La procédure complète s'effectue donc à partir des 3 mesures : une mesure à vide, une mesure de la **SER** de l'objet de référence (une sphère de 6 cm de diamètre dans notre cas), et une mesure de la **SER** de l'objet en question. On note que, pour des raisons pratiques, le calibrage n'a été effectué que pour la mesure initiale à $\varphi = 0^\circ$. Puis ces mêmes données

(mesures à vide et mesures avec l'objet de référence pour $\varphi = 0^\circ$) ont été utilisées dans la procédure de calibrage des autres positions angulaires.

Dans les exemples qui suivent, la SER des objets sera déduite à partir des deux approches de calibrage afin de comparer leur performance.

2.5.4. Extraction de la SER à partir des mesures

Une fois les mesures de la cible effectuées avec la soustraction de la mesure à vide et le calibrage, on applique une fenêtre de Hann aux réponses en fréquence afin de réduire les lobes secondaires [122]. L'équation de la fenêtre est :

$$w(n) = 0.5(1 - \cos(2\pi n/N - 1)), \quad 0 \leq n \leq N-1 \quad (2-29)$$

avec N le nombre total des échantillons.

Les réponses impulsionnelles sont alors obtenues par une transformée de Fourier (FFT) inverse. On applique ensuite un fenêtrage temporel pour isoler la réponse de la cible. On applique ensuite une transformée de Fourier pour revenir au domaine fréquentiel. On note que le fenêtrage fréquentiel a pour effet la diminution de l'amplitude de la réponse impulsionnelle. Ceci peut être éliminé soit dans le domaine fréquentiel en multipliant le spectre par l'inverse de la fenêtre fréquentielle hann $1/w(n)$, soit dans le domaine temporel en multipliant par un facteur de 2 l'amplitude de la réponse impulsionnelle $S_{21}(t)$. Ce facteur s'appelle 'scaling Factor' ou 'Coherent Gain' [46] et il dépend de la fenêtre en fréquence appliquée et du nombre d'échantillons (zero padding,...). Cette procédure est illustrée dans la *Figure 2-28*.

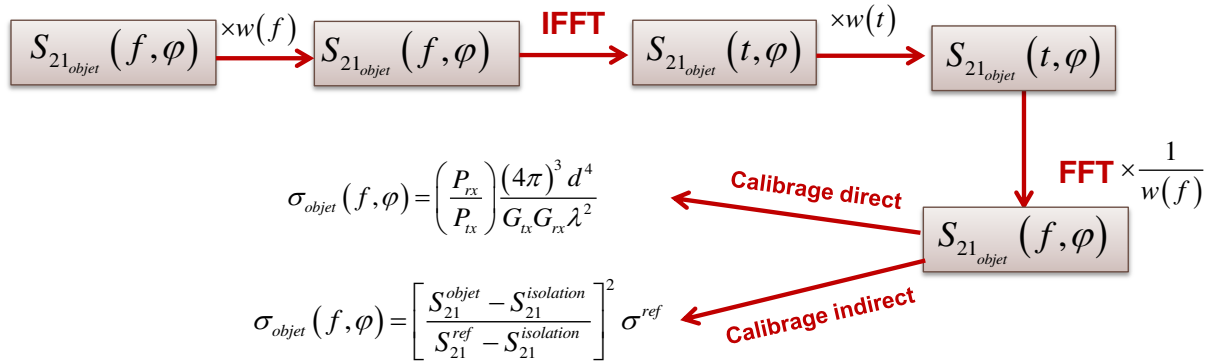
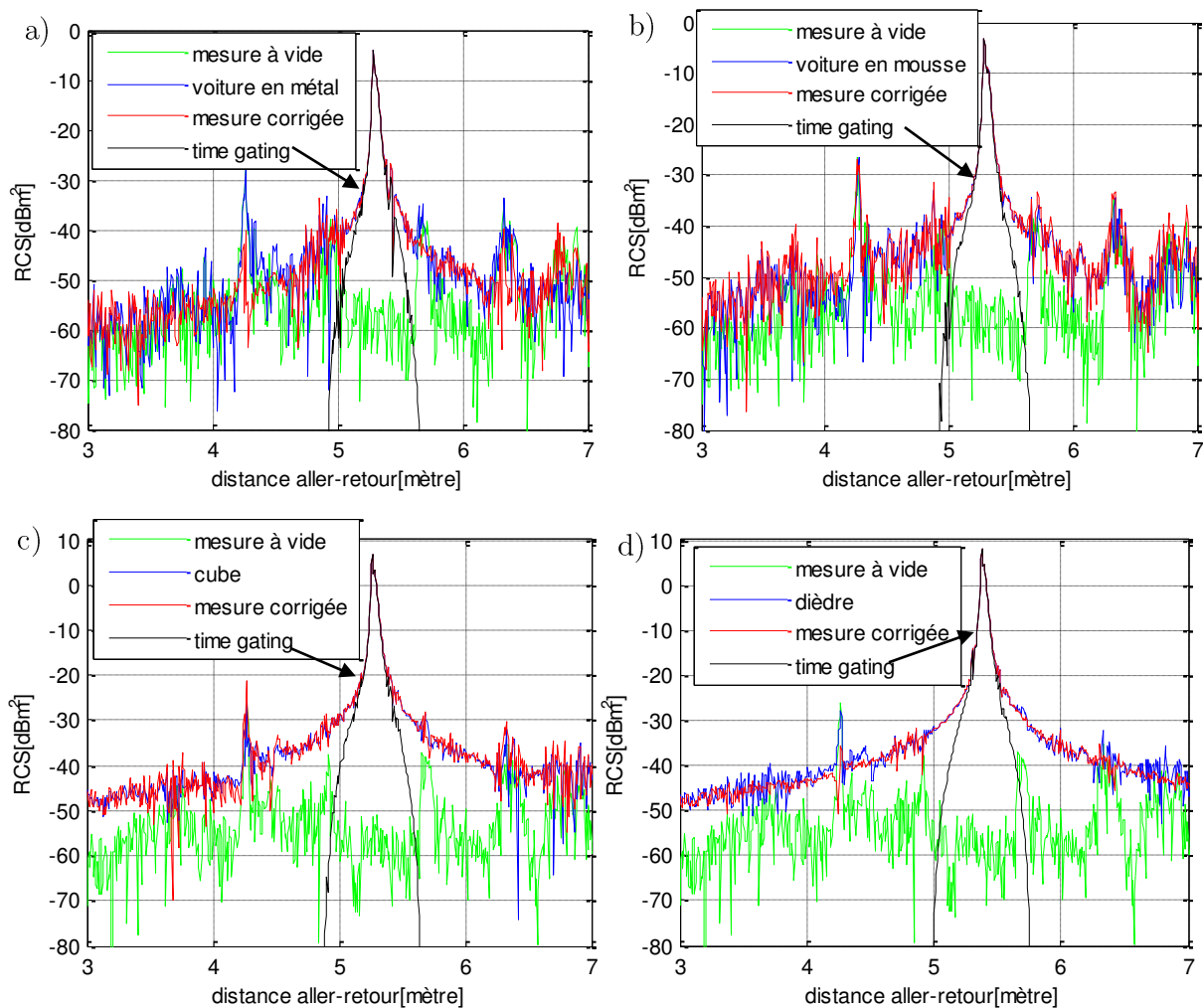


Figure 2-28 : Procédure d'extraction de la SER à partir des mesures

2.5.4.1 Résultats expérimentaux

Après validation de la procédure expérimentale, on réalise une série de mesures angulaires sur un ensemble d'objets canoniques et complexes, à savoir un modèle simplifié de voiture en métal ($0,066 \times 0,043 \times 0,043 \text{ m}^3$) ainsi que le même modèle en mousse ROHACELL recouverte de laque d'argent (afin de comparer les performances des deux), un cube de côté 6 cm, un dièdre de côté 6 cm et d'épaisseur 1 cm et deux sphères de diamètre 4 et 6 cm.

Les réponses impulsionnelles visualisées sur la *Figure 2-29* montrent les réponses des différents objets mesurés en chambre anéchoïque et corrigées par une soustraction cohérente (stabilité de la phase) de la mesure à vide. On remarque que la soustraction de l'environnement à vide élimine plusieurs échos parasites mais pas la totalité. Un *time gating* est donc indispensable pour isoler la réponse des objets. L'effet du support est réduit en le masquant par un absorbant incliné dont l'angle d'inclinaison a été déterminé après plusieurs tests, afin d'augmenter la dynamique de mesure. Lors du calibrage indirect, étant donné qu'une seule polarisation (verticale) a été utilisée dans toutes les mesures, une seule cible de référence à cette polarisation est nécessaire. Néanmoins, des mesures utilisant la polarisation horizontale ou croisée peuvent être effectuées avec le même banc.



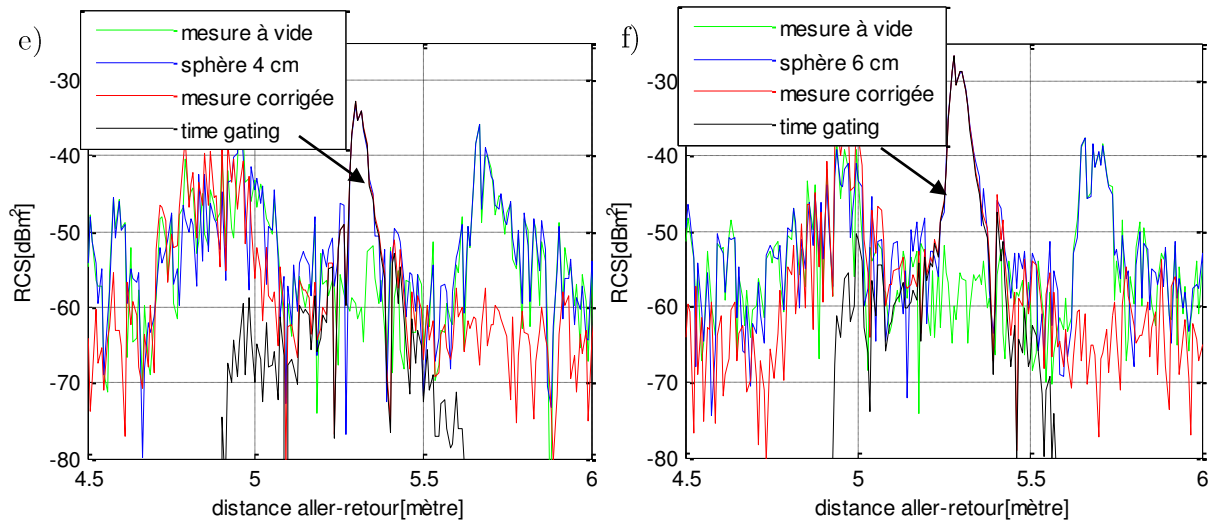


Figure 2-29 : Réponses impulsionnelles, $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 0^\circ)$

- a) Prototype d'une voiture en métal b) Prototype d'une voiture en mousse
 c) Cube de coté 6 cm d) Dièdre de coté 6 cm
 e) Sphère 4 cm f) Sphère 6 cm

Les résultats de mesure donnés sur les Figure 2-30 à Figure 2-33 concordent avec le modèle de calcul de **SER** développé sous MatlabTM (corner diffraction (ou **TPD**) combinée à l'**OG-OP**) et avec la méthode des moments du logiciel Feko, non seulement pour le lobe principal mais aussi pour les lobes secondaires. La précision semble se dégrader dans le cas du cube et du dièdre vu leur forte sensibilité aux erreurs de positionnement. En effet, on trouve un écart maximal de 2,6 dB dans le cas du cube, dû à une erreur de positionnement de moins de 1° par rapport à l'angle d'azimut (une erreur de positionnement de 1° en azimut diminue la **SER** du cube de 5 dB). Dans le cas du dièdre, le phénomène d'interaction prépondérant entre 0° et 90° est la double réflexion. Ainsi on néglige la contribution de la diffraction par les coins. On observe ainsi un écart de 3 dB pour la même raison que le cube.

Bien que la géométrie du prototype de la voiture soit relativement simple, elle comprend plusieurs mécanismes de diffusion, notamment la diffraction par les arêtes et les coins. Un écart de 6 dB est observé à -90° entre la simulation et la mesure du modèle en mousse se produit probablement à cause des tolérances de fabrication (géométrie de la mousse et couche de laque d'argent) pour le modèle réel mesuré. La mesure pour les autres angles où la réalisation de l'objet est bien fidèle à l'objet simulé donne un écart de moins de 0,6 dB. Pour le modèle en métal, un écart inférieur à 0,5 dB a été obtenu au maximum de la **SER** (0°).

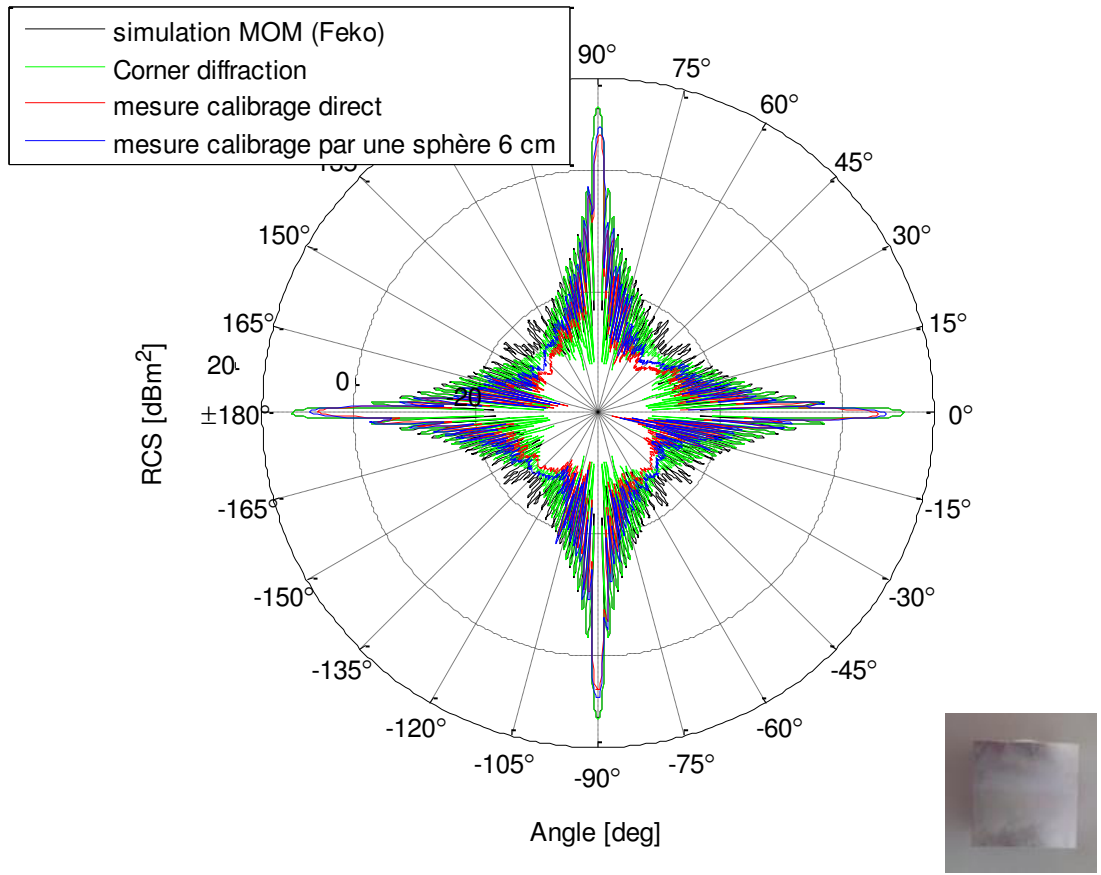


Figure 2-30 : SER d'un cube de 6 cm

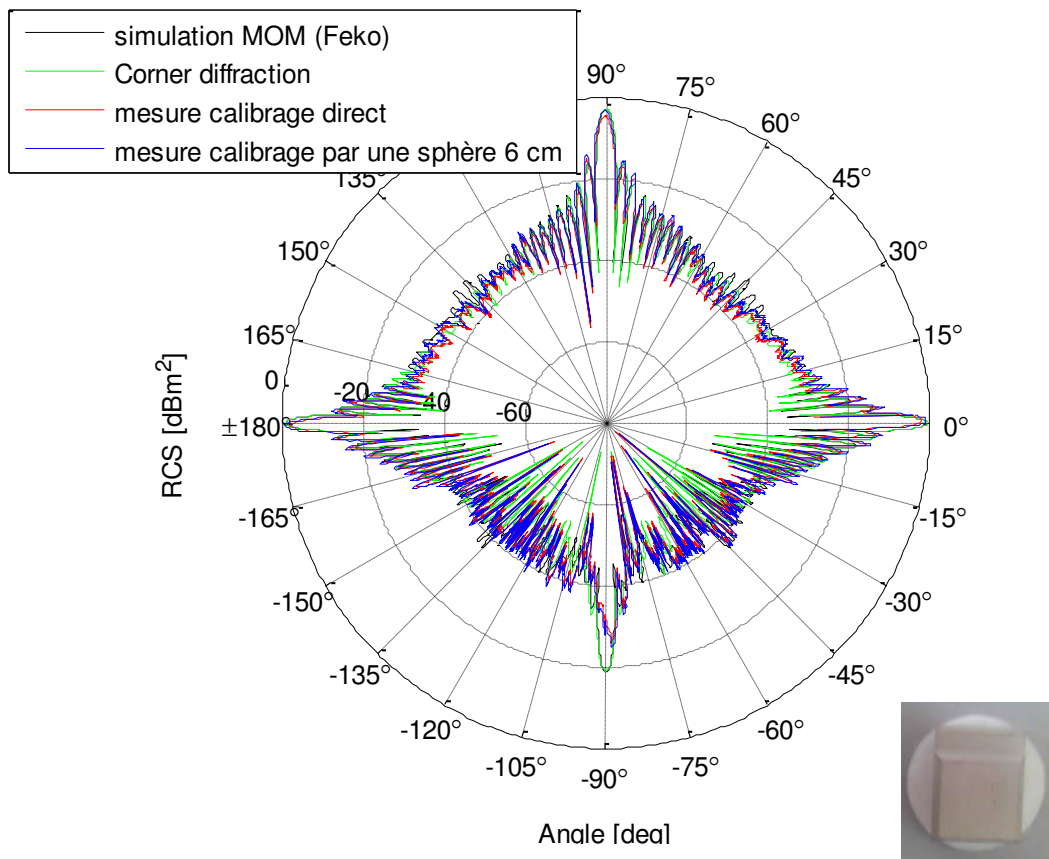
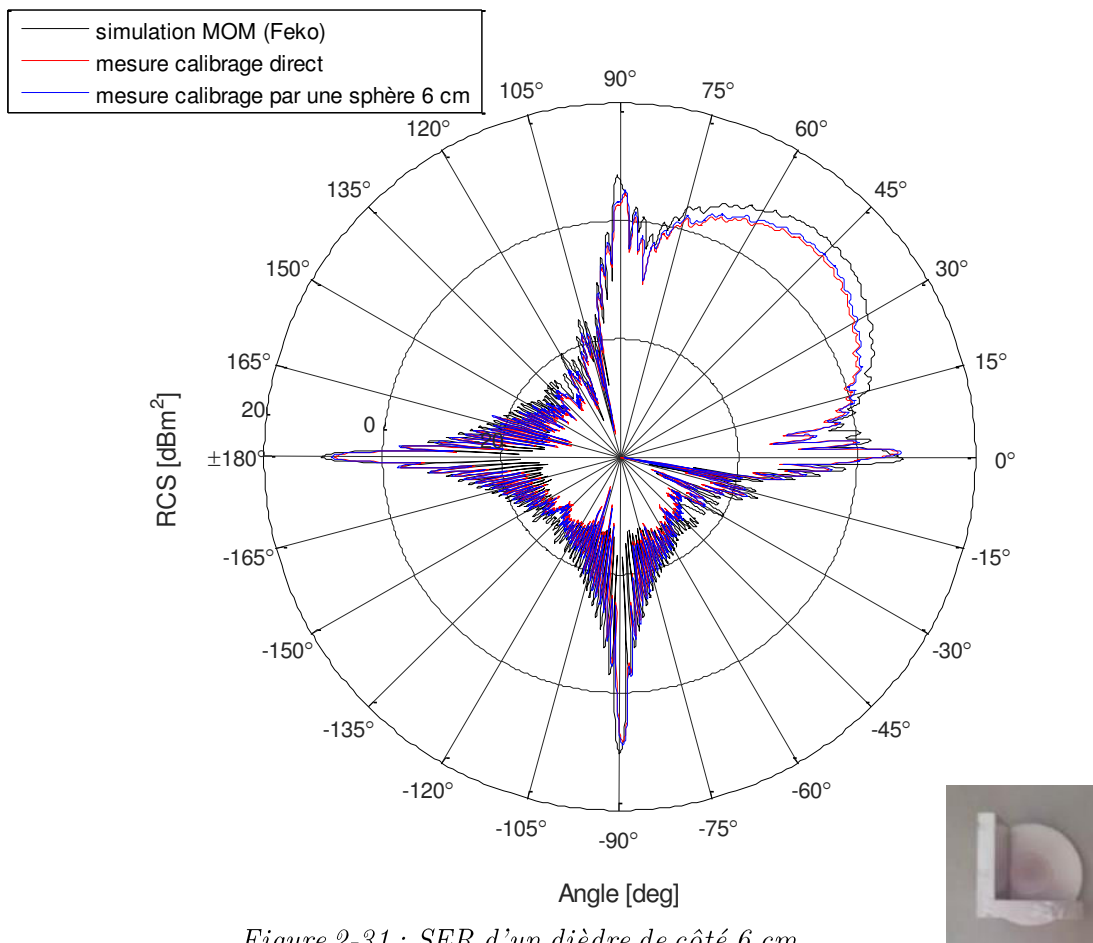


Figure 2-32: SER d'un modèle de voiture en mousse

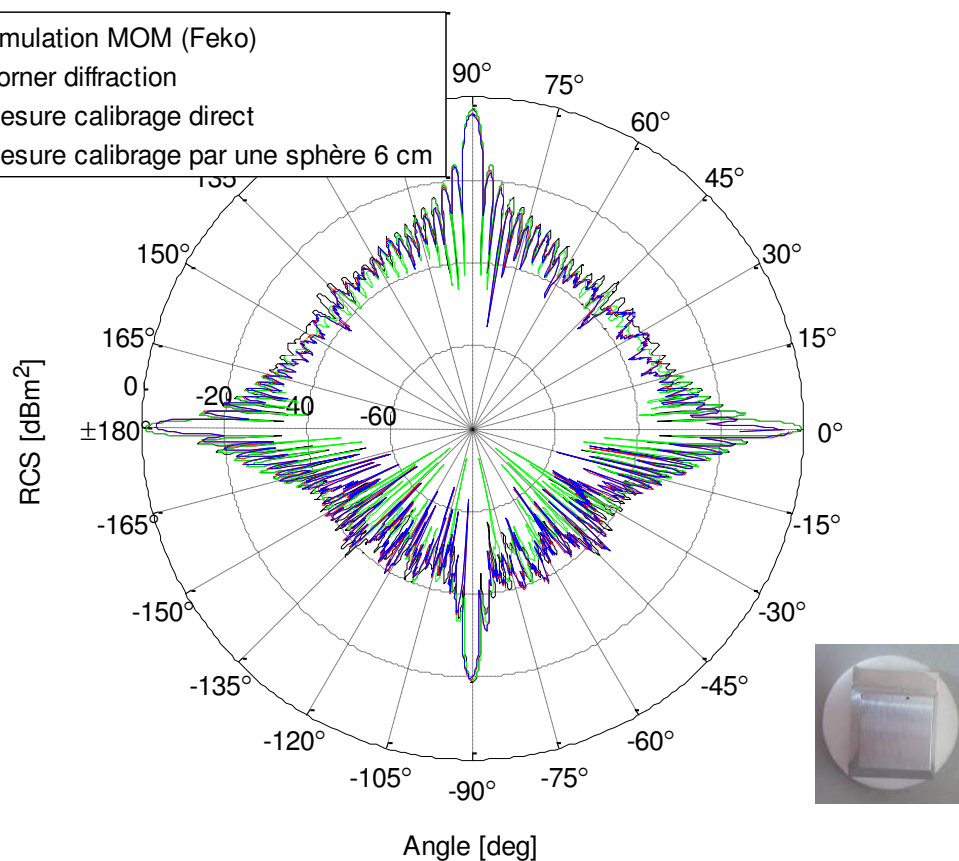


Figure 2-33 : SER d'un modèle de voiture en métal

On note que les performances du calibrage indirect sont légèrement meilleures que celles de l'équation radar. Un écart de moins de 1 dB est observé dans la plupart des cas testés. Cette étude permet de conclure sur la validité de la mesure de la SER en fréquence et en angle au moyen d'un support tournant dans la chambre anéchoïque. Cette démarche pourrait donc se généraliser à la caractérisation des objets radar de tailles réelles. Nous verrons dans le chapitre suivant qu'une approche de calibrage direct sera privilégiée du fait de sa précision suffisante pour l'étude et sa simplicité.

2.6. Conclusion

Nous avons abordé, tout au long de ce chapitre, la problématique de la détermination des SER de cibles simples et complexes parfaitement conductrices en ondes millimétriques, par la simulation ainsi que par la caractérisation expérimentale. La SER en bande W s'avère plus critique à caractériser qu'aux fréquences plus basses. Notre choix s'est orienté vers les méthodes asymptotiques lors de l'implémentation du simulateur. Les deux méthodes TPD et DC présentent des résultats comparables dans la plupart des cas. La formulation de la méthode de diffraction par les coins tient compte de la réflexion spéculaire ainsi que la diffraction par les arêtes et les coins. Elle est adaptée aux coins ayant des arêtes droites en présentant une formulation compacte de divers mécanismes d'interaction. La TPD à son tour modélise la

simple réflexion et la diffraction par les arêtes tout en présentant aussi une formulation simple dans le cas d'une facette triangulaire plane. Les résultats pour des cibles simples et complexes de petites tailles modélisées parfaitement par des facettes triangulaires planes concordent avec la [MLFMM](#) de Feko avec un gain énorme en temps de calcul et en mémoire. Ceci est expliqué par la modélisation de la cible par des points brillants situés à ses centres de facettes et ses arêtes ou ses coins. Cette représentation nécessite seulement l'identification des wedges (dièdres), des arêtes et des coins, mais sans un maillage fin comme dans le cas de la [MLFMM](#).

Un banc de mesure automatisé a été mis en œuvre afin de valider le simulateur pour des objets de petites tailles mais également afin de valider une procédure expérimentale de détermination de cette [SER](#). Les résultats des mesures menées dans la chambre anéchoïque pour les diverses cibles sont en accord avec les résultats obtenus par simulation.

Dans le cas des cibles réelles, on se limite à la modélisation de la réflexion spéculaire et la diffraction par les arêtes ([TPD](#)) lors du calcul de la [SER](#). Ceci est dû à la complexité accrue de la modélisation d'un wedge courbé lors de la formulation de la méthode de diffraction par les coins, sans pour autant améliorer significativement la précision de la [SER](#) (on a montré auparavant que les performances de la [TPD](#) et de la [DC](#) sont très proches dans le cas des surfaces planes). On aboutit à une première approximation qui est en concordance avec l'[OP](#) et la [LE-PO](#) simulée avec le logiciel Feko. Néanmoins, le temps de calcul doit être amélioré en optimisant l'implémentation du processus du test de visibilité sous Matlab, afin de traiter plus efficacement le cas des cibles électriquement très larges.

On note qu'un nombre très réduit de travaux disponibles dans la littérature traite la problématique de simulation de la [SER](#) de modèles réels de véhicules. La plupart des recherches s'orientent vers le volet expérimental ou se limitent à des objets de petites tailles lors de la simulation aux fréquences dédiées au radar automobile. La prise en compte des phénomènes électromagnétiques plus compliqués tels que la réflexion-diffraction et la double diffraction permet certes d'affiner le simulateur de la [SER](#) mais ces phénomènes de second ordre sont négligeables devant ceux du premier ordre et n'affinent les résultats que pour des valeurs déjà faibles de la [SER](#), ce qui n'est pas le but initial de nos travaux.

En conclusion, les résultats de la mesure des signatures électromagnétiques des cibles de petites tailles sont prometteurs. Ils montrent que cette approche permet de répondre à la problématique de la caractérisation expérimentale des cibles radar de taille réelle comme les véhicules et les piétons. Nous verrons dans le chapitre suivant les principes mis en œuvre à cette fin.

Chapitre 3

Mesures de cibles radar de tailles réelles dans un environnement « indoor »

Lors du dimensionnement et l'optimisation d'un système radar, la connaissance des niveaux de puissance rétrodiffusée par la cible à détecter s'avère fondamentale. Ainsi, de nombreuses recherches s'intéressent à la détermination de la signature des cibles typiquement rencontrées dans le cadre des applications radar automobile, en bande K (24 GHz) ou W (77 GHz). La dimension des objets à ces fréquences, en particulier en bande W, rend difficile leur prise en compte en simulation de manière fine et la description par une seule valeur de [SER](#) n'est pas toujours suffisante. La plupart des recherches s'orientent vers le volet expérimental. Divers travaux seront passés en revue et regroupés selon la fréquence, l'angle, le contexte de la mesure et le type de la cible.

Dans ce chapitre, nous proposons une méthode expérimentale afin de mesurer la signature en champ proche des cibles complexes électriquement larges dans un environnement « indoor ». Après avoir décrit le déroulement de la mesure, l'ensemble des paramètres relevés et utilisés pour paramétrer notre méthode est détaillé. En fin de chapitre, quelques perspectives seront proposées sur la modélisation de cibles de tailles réelles par l'approche des points brillants et leurs extractions à partir des données expérimentales.

3.1. Introduction

L'objectif des travaux de thèse est de traiter des cibles radar de grandes tailles ayant des formes très complexes. Du fait de l'indisponibilité d'un modèle réaliste de véhicule, la simulation s'effectue en général sur un pseudo modèle qui ne tient pas compte de tous les détails ni des caractéristiques diélectriques de la cible, comme le modèle de véhicule illustré dans la *Figure 3-1* du chapitre 2. En bande W, une représentation grossière devient plus critique. Le manque de suffisamment de détails dans le modèle à ces fréquences élevées aura un impact sur les résultats de [SER](#) prédite. Le calcul avec des modèles de véhicules plus détaillés montre qu'ils peuvent donner des résultats nettement meilleurs [1]. Néanmoins, le développement de ces modèles à partir des logiciels [CAO](#) prend plus de temps et exige beaucoup plus de ressources. En outre, il est nécessaire de simuler la [SER](#) sur une large bande et pour plusieurs angles. Cette opération est lente même avec l'[OP](#) de Feko (nécessité d'un maillage fin). Cependant, même avec une approche accélérée comme le permet la [LE-PO](#) de Feko présentée au chapitre 2, le temps de calcul est très important si on simule sur une large bande de fréquence. L'autre inconvénient est que cette représentation grossière avec un maillage qui ne tient pas compte des détails de la structure de la cible donne juste une première

approximation de la **SER** car l'erreur est dépendante de la géométrie du modèle à haute fréquence [123].

Tous ces arguments consolident notre choix de nous orienter vers la mesure de véhicules de tailles réelles pour obtenir des modèles de **SER** réalistes. Le banc de mesure développé est facile à mettre en place et performant. Il ne nécessite pas une grande plateforme tournante. De plus, le recours à une chambre anéchoïque n'est pas nécessaire contrairement à plusieurs travaux cités dans la littérature et détaillés dans la suite.

3.2. Etat de l'art en bande W et positionnement du problème

La plupart des travaux de mesure de la **SER** sont réalisés dans des chambres anéchoïques de grandes dimensions (voir *Tableau 3.1* *Tableau 3.3*). Les différents objets (véhicules, piétons, bicyclettes, motos) sont généralement posés sur une plateforme tournante automatisée qui offre une haute résolution angulaire jusqu'à $0,1^\circ$. Le contrôle des appareils de mesures est aussi automatisé et les mesures sont effectuées sur une large plage d'angles. En outre, la problématique de la variation de la **SER** en fonction de la fréquence a été traitée, mais dans très peu de recherches. Dans [76], il a été montré que le comportement en fréquence de quelques cibles radar est équivalent à celui des objets canoniques (trièdre, plaque, cylindre). Les mesures couvrent une large plage de fréquences entre 50 et 94 GHz. Bien que des résultats précis aient été obtenus, ces conditions de mesure sont extrêmement coûteuses et n'existent que dans quelques laboratoires dans le monde. En regard de l'état de l'art actuel, il est apparu que quelques recherches ont été menées sur la mesure de la signature des objets radar automobiles réels dans un environnement réel (voir *Tableau 3.1-Tableau 3.3*). En revanche, ces mesures ne permettent pas de modéliser globalement la cible complexe en termes de points brillants, car elles se limitent à quelques angles d'azimut et d'élévation en se concentrant principalement sur l'arrière de la cible.

Certes, les travaux existants apportent une base de la variation de la **SER** des objets de tailles réelles en bande W. Néanmoins, la variation de la **SER** sur une large plage d'angles et de fréquences en dehors d'une chambre anéchoïque a fait l'objet de peu d'investigations en bande W, à notre connaissance. Dans la suite de ce document, un banc de mesure simple et robuste sera proposé afin d'aboutir à un modèle de cibles basé sur des points brillants.

Tableau 3.1 : Principaux travaux de mesures de la SER de véhicules en bande W

Réf	Milieu	Fréquence (GHz)	Angle ($^\circ$)		Cible	Variation de σ (dBm ²)
			Azimut	Elévation		
[77]	Chambre anéchoïque	79 \pm 100MHz	0 :0,025 :360	0	Berline	-15 à 25
					Camionnette	-12 à 30
[124]	"outdoor"	60	-5 :0,5 :5	0	Camion	17 à 37 (Polar V) 15 à 32 (Polar H)

					Bus	15 à 39 (Polar V) 12 à 51 (Polar H)
[76]	Chambre anéchoïque	50-94	-10 :0,5 :10°	0	Berline	11 à 16
					Camionnette	19
[82]	-	73-79	0°, 10°, 20°	0	Berline (vue d'arrière)	-6 à 5,6
[83]	route asphaltée	76.5-84	-	-	Berline	20
[125]	environnement réel	93-95	0 : 360	0	Voiture (Jeep Wrangler)	5 à 40
[81]	Surface asphaltée d'un parking	91-97	5 azimuth pour 180, 182,5, 185	0, 1,5	25 véhicules	10 à 15

Tableau 3.2 : Principaux travaux de mesures de la SER de bicyclettes en bande W

Réf	Milieu	Fréquence (GHz)	Angle (°)		Cible	Variation de σ (dBm ²)
			Azimut	Elévation		
[77]	Chambre anéchoïque	79 ±100MHz	0 :0.025 :360	0	Bicyclette	-5 à 15
					Bicyclette+ piéton	-2 à 20
[78]	Chambre anéchoïque	76-78	0 :0.1 :360	0	Bicyclette	-9 à 0
[76]	Chambre anéchoïque	50-76	-10 :0.5 :10	0	Bicyclette	-2 à 1
[125]	Paramètres de l'autoroute du monde réel	93-95	0 : 360	0	Bicyclette	<-2

Tableau 3.3 : Principaux travaux de mesures de la SER de piétons en bande W

Réf	Milieu	Fréquence (GHz)	Angle (°)		Cible	Variation de σ (dBm ²)
			Azimut	Elévation		
[72]	Chambre anéchoïque	Bande 76	0 :0.026 :360	0	Piéton	-30à 0
[77]	Chambre anéchoïque	79 ±100MHz	0 :0.025 :360	0	Piéton	5 à 8
[79], [80],	Chambre anéchoïque	76-77 GHz	0 :0.02 :360	0°	Piéton	-40 à 0

[71]						
[69]	Chambre anéchoïque	Bande 79	0, 45 et 90	0	Piéton	-20,7 à -4,8
[85]	Chambre anéchoïque	76-81	0 :1 :360	0	mannequins	En moyenne -5,5
			0 :5 :360	0	Piéton	

3.3. SER en champ proche pour des applications radar automobiles

La SER est définie (et généralement mesurée) lorsque la cible se trouve dans le champ a) ain de l’antenne d’émission et que ce b) > réception se trouve en champ lointain de la cible. Cela garantit alors un front d’onde plan incident sur la cible sous test et sur le système de réception. Ainsi, un objet rétrodiffusant de dimension $D = 2$ m illuminé par un radar à 77 GHz devrait se placer à environ 2 km pour satisfaire la condition du champ lointain $2D^2/\lambda$ pour l’antenne de réception. Cette distance n’est cependant pas réaliste dans le cas du radar automobile, la détection se faisant au maximum sur une distance de 200 m. Par conséquent, les radars automobiles fonctionnent en pratique dans la zone de champ proche compte-tenu de la taille des véhicules. De ce fait, les cibles radars de dimensions de l’ordre de quelques mètres peuvent présenter des caractéristiques de réflexion de champ proche. A titre d’exemple, en champ lointain, une plaque a une caractéristique de réflexion en $(\sin(x)/x)^2$, x étant l’angle d’observation. Lorsque la distance entre le radar et la plaque diminue en dessous de la plage du champ lointain, les lobes secondaires augmentent et sa réponse s’étale autour de sa valeur maximale [125]–[127] (voir *Figure 3-1*). L’effet global du champ proche est que la SER dépend de la variation de la distance.

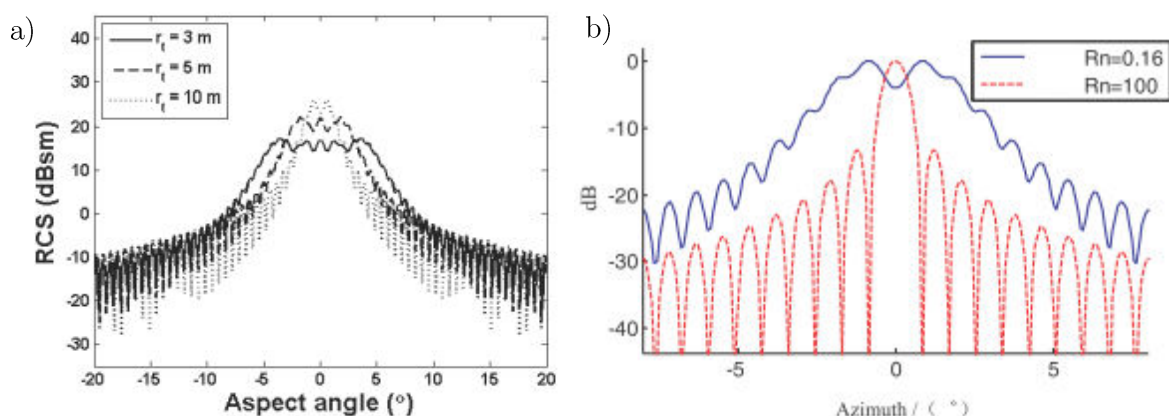


Figure 3-1 : a) SER en champ proche d’une feuille métallique 0.6×0.6 m² à 77 GHz pour diverses distances [126] b) Comparaison du retour normalisé d’une plaque de dimension maximale ($L = 20\lambda$) en champ proche et champ lointain [127]

Ceci ne constitue pas a priori une forte limitation pour notre étude étant donné que l'on cherche à s'approcher du fonctionnement réel du radar automobile et à classer les signatures de cibles radar (véhicules, bicyclette, moto et piéton), à une distance donnée. On montrera dans ce qui suit que la **SER** ainsi mesurée est caractéristique de chaque type de cible testée. En outre, il a été montré dans la littérature que la mesure en champ proche n'influe pas de manière significative sur l'analyse de la réponse de la cible et de sa dépendance à l'angle [125].

3.4. Mesure de la SER d'une cible de taille réelle

On note que dans toute la suite de ce chapitre, la signature radar mesurée en champ proche est désignée par l'acronyme **SER**. Afin de caractériser des objets électriquement larges tels que les véhicules, des mesures ont été effectuées à l'intérieur d'un gymnase de dimensions 65 m x 80 m environ. Les angles d'ouverture des cornets en azimut et élévation, de l'ordre de 26° et 22° respectivement, assurent l'illumination complète de la cible, comme le montre la *Figure 3-2 a*). Une largeur de bande de 5 GHz (76-81 GHz) est utilisée ici pour le balayage en fréquence ce qui donne une résolution en distance de 3 cm. La bande de fréquence est échantillonnée sur 2048 points, soit une profondeur temporelle de 130 m. La cible est placée au centre du gymnase, à une distance R de 12 m des antennes cornet (voir *Figure 3-2 b*). Les signatures mesurées seront bien évidemment dépendantes de la distance entre le système radar et la cible. On note que cette même procédure peut se généraliser à plusieurs distances selon la scène radar automobile étudiée. Dans notre méthode de mesure, un plateau tournant n'est pas nécessaire puisque le système d'émission/réception hyperfréquence (**Tx/Rx**) est placé sur une desserte qui est déplacée manuellement le long d'un cercle de 12 m de rayon, tandis que la cible est fixe. Dans toutes les mesures, seul le demi-cercle est parcouru compte tenu de la symétrie de la cible. Le trajet est discrétisé de 0° à 180° avec un pas angulaire de 2°. Le déplacement du système radar s'effectue donc successivement en différentes positions régulièrement espacées.

Etant donné que les radars automobiles sont classiquement placés derrière le pare-chocs avant (en plastique), la hauteur choisie pour les antennes est de l'ordre de 67 cm. Le paramètre $S_{21}(f, \varphi)$ complexe est enregistré à partir du **VNA** sur la bande de fréquence pour chaque angle φ d'un scénario de mesure donné.

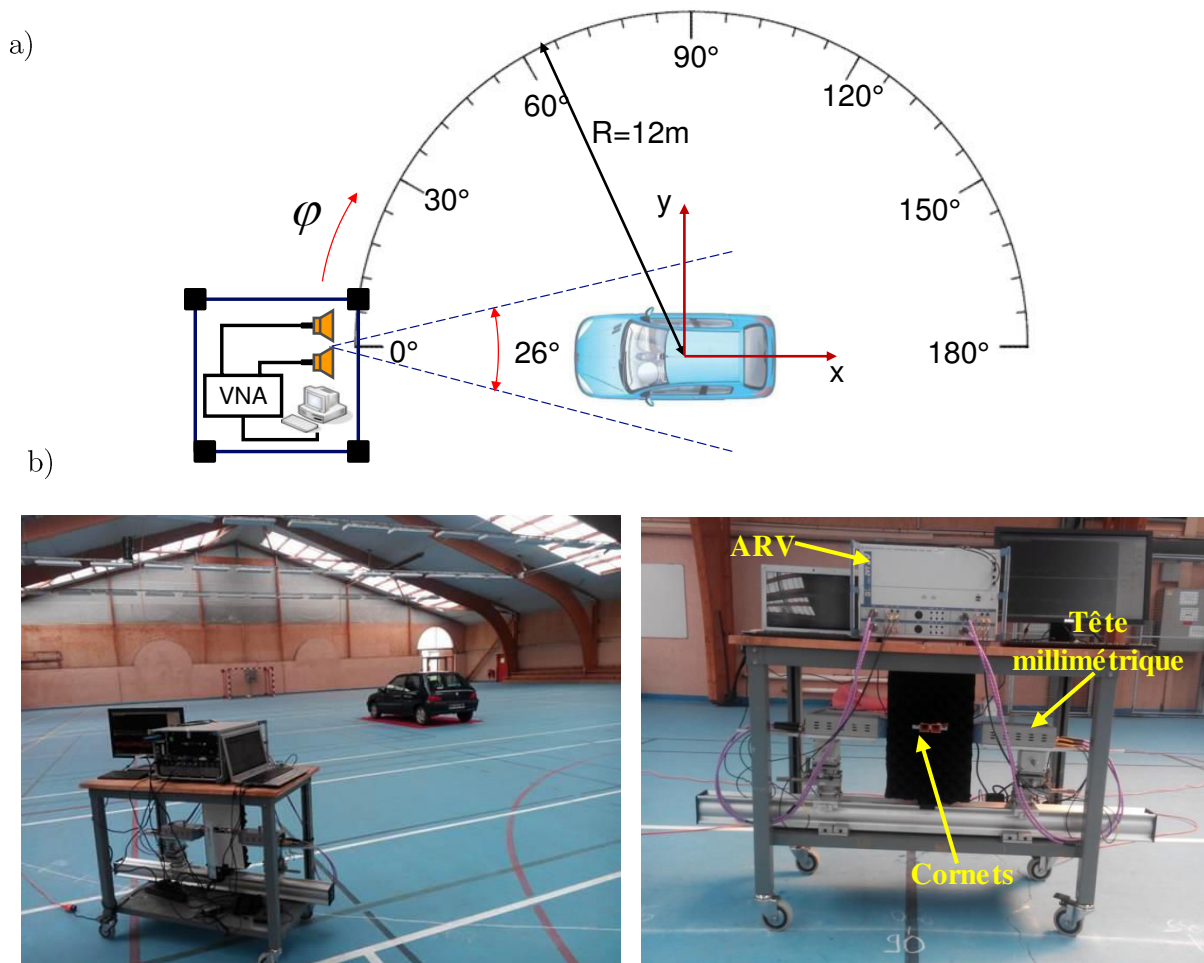


Figure 3-2 : Mesure des cibles complexes en bande W
 a) Configuration de mesure b) Environnement de mesure dans un gymnase

3.4.1. Procédure de mesure choisie

La SER a été mesurée à chaque angle d'azimut et sur la bande de fréquence 76-81 GHz. Aucun absorbant n'est placé autour de l'objet caractérisé. Par conséquent, contrairement à une chambre anéchoïque, le signal rétrodiffusé résultant contient la réponse de la cible ainsi que des contributions parasites des objets de l'environnement présents dans le gymnase, sol compris. Dans notre configuration de mesure, les objets environnants sont fixes et l'environnement ne change pas d'une expérimentation à une autre. Ainsi la « cartographie » des réflexions/multi-trajets ne varie pas dans le temps. De la même manière qu'en chambre anéchoïque (voir chapitre 2), une mesure au préalable de l'environnement sans cible donne une information globale sur cette cartographie. Cependant, dans notre cas, une soustraction vectorielle de cette mesure à vide n'a pas de sens compte tenu des imprécisions sur la phase à cause du déplacement manuel du système radar.

Malgré les contraintes énoncées précédemment, un calibrage basé sur l'équation radar, théoriquement valable en champ lointain, est appliqué du fait de sa simplicité (pas de cible de référence nécessaire). Cependant, la plupart des travaux s'orientent vers un calibrage indirect par

un objet de référence (trièdre, sphère ...). Notre choix se justifie par le fait que tous les paramètres physiques de la chaîne d'acquisition (gain des antennes Tx/Rx G_{rx} et G_{tx} , distance entre les antennes, rapport des puissances émise/reçue P_{rx}/P_{tx} et coefficient de réflexion) sont déterminés avec précision. En outre, et comme montré dans le chapitre 2 lors des mesures dans la chambre anéchoïque, les performances des deux méthodes de calibrages sont très proches. Une valeur de la SER est alors extraite en mesurant la puissance rétrodiffusée par la cible située à une distance inférieure à celle du champ lointain. Le fenêtrage s'avère d'une grande importance afin de réduire les multi-trajets (interaction avec les nombreux obstacles présents dans l'environnement à savoir le sol, les murs, les portes, le banc,...). Toutes les mesures ont été effectuées en polarisation verticale/verticale en émission/réception. Le temps de mesure et de sauvegarde des données pour chaque angle avec un balayage en fréquence de 5 GHz est de 0,5 s. Le temps de mesure total pour 91 angles (de 0° à 180° par pas de 2°) avec le déplacement du chariot à la bonne position est d'environ 15 minutes. Cette méthode est très proche du SAR (Synthetic Aperature Radar) sauf que le déplacement du système radar est manuel le long du demi-cercle, ce qui, compte-tenu de la longueur d'onde, fait perdre la cohérence de phase d'un point de mesure à l'autre.

La résolution en distance ΔR est la même que celles des radars conventionnels : $\Delta R = c/2B = 3 \text{ cm}$. Cette haute résolution s'avère importante dans le post-traitement des mesures afin de pouvoir identifier les points brillants du véhicule.

La caractérisation de différents véhicules comme une berline (Peugeot 406 et Giulietta), une petite berline (Peugeot 107), une camionnette (Renault Trafic) et une familiale (Peugeot 5008) a été réalisée. Une des applications des radars automobiles est l'interprétation de la réponse des objets environnants autre que les véhicules. Ainsi la caractérisation d'autres cibles tel qu'un vélo, une moto et un piéton a été aussi effectuée. Les cibles mesurées sont illustrées dans la *Figure 3-3* et leurs caractéristiques sont décrites dans le *Tableau 3.4*.

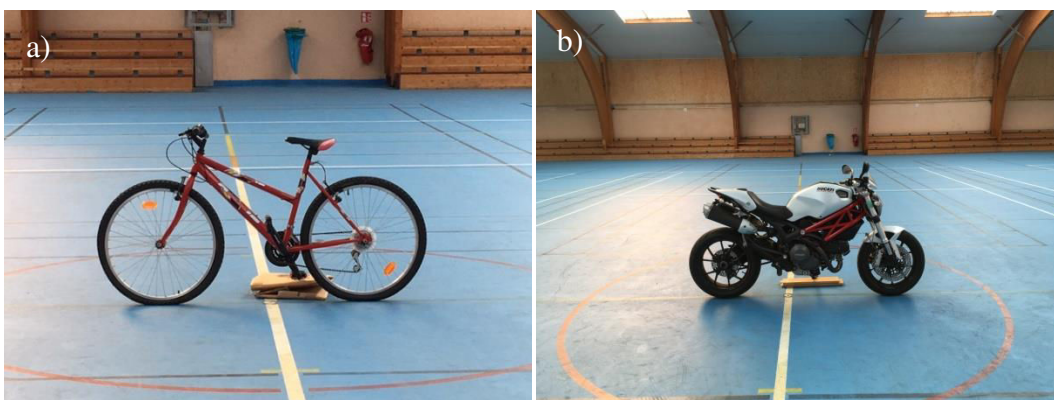




Figure 3-3 : Cibles mesurées

a) Bicyclette b) Moto c) Peugeot 406 d) Peugeot 107
 e) Renault Trafic f) Peugeot 5008 g) piéton

Tableau 3.4 : Caractéristiques des cibles radar mesurées

Cible	Type	référence	Dimensions
	Beline		Peugeot 406
		Giulietta	4,35×1,79×1,46 m ³
	Petite berline	Peugeot 107	3,43×1,63×1,46 m ³
	Camionette	Renault Trafic	5,18×1,90×1,96 m ³
	Familiale	Peugeot 5008	4,52×1,83×1,64 m ³
	Vélo	-	1,85×0,6×1,05 m ³
	Moto	Ducati 796	2,11×0,6×1,07 m ³
	Piéton	-	1,7 m

3.4.2. Extraction de la SER à partir des mesures

La même procédure d'extraction de la SER que celle détaillée dans le chapitre 2 (section 2.5.4) a été suivie. La réponse impulsionnelle, déduite de la mesure sur une large bande de fréquences, contient des maxima dans la zone de la voiture, correspondant à ses points brillants (voir la *Figure 3-4*), φ étant l'angle d'azimut et τ le temps de retard sur un trajet aller-retour entre le système Tx/Rx et le point brillant de l'objet. La SER monostatique de la voiture est la somme des contributions de tous ces centres de diffusion.

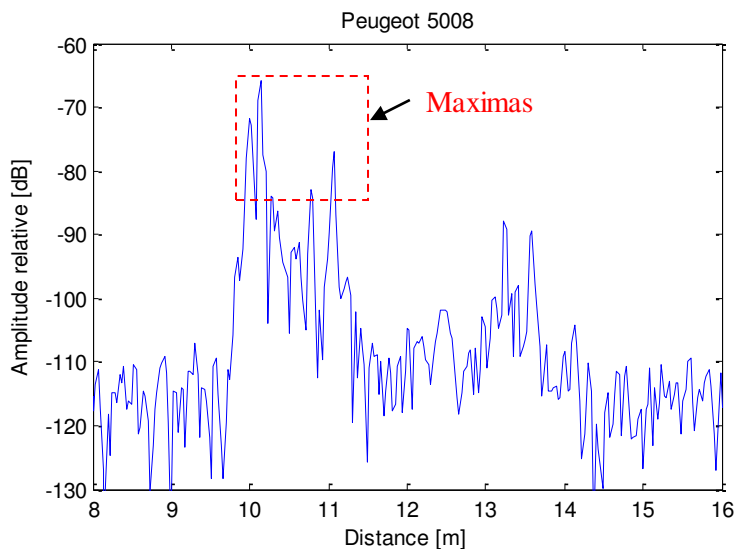


Figure 3-4 : Réponse impulsionnelle de la Peugeot 5008 à $\varphi = 180^\circ$

La *Figure 3-5* représente la signature des véhicules caractérisés. On observe un comportement similaire de la SER pour toutes les voitures. Les parties planes ($\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$) présentent un niveau de SER significativement plus grand que celui des parties présentant des formes en « coins » ($\varphi = 45^\circ, 135^\circ$). Les valeurs maximales de la SER varient entre 8,7 et 20,5 dBm² pour l'avant des voitures, de 14,4 à 24,6 dBm² pour l'arrière et 19 à 22 dBm² pour le côté. Ces valeurs sont en accord avec les résultats présentés dans [7] - [8]. Nous notons que la simulation de la SER de la Peugeot 406 dans le chapitre 2 a été effectuée en champ lointain (toutes les facettes sont métalliques et sans la modélisation des roues). Elle présente une valeur maximale (valeur pour $\varphi = 90^\circ$) supérieure à celle mesurée en champ proche de 7 dB. Ceci montre encore une fois l'influence du modèle de l'objet sur sa SER en haute fréquence. La *Figure 3-6* montre la SER d'une bicyclette et d'un piéton. Comme prévu, les deux valeurs sont plus petites que celles des voitures, car il y a peu ou pas de pièces métalliques planes ou des coins. La valeur maximale de la SER de la bicyclette est de 10 dBm², vue de côté, mais très faible à l'avant et l'arrière. La SER moyenne d'un piéton est d'environ -3 dBm², valeur également cohérente avec les données de la littérature [3], [10], [12]–[15]. En particulier, la dispersion des piétons est similaire à celle d'un cylindre, qui présente une signature pratiquement constante pour des angles en azimut (φ). Par ailleurs, l'effet du champ

proche est illustré sur les *Figure 3-5-Figure 3-6* par un étalement des valeurs autour de $\varphi = 90^\circ$ [7].

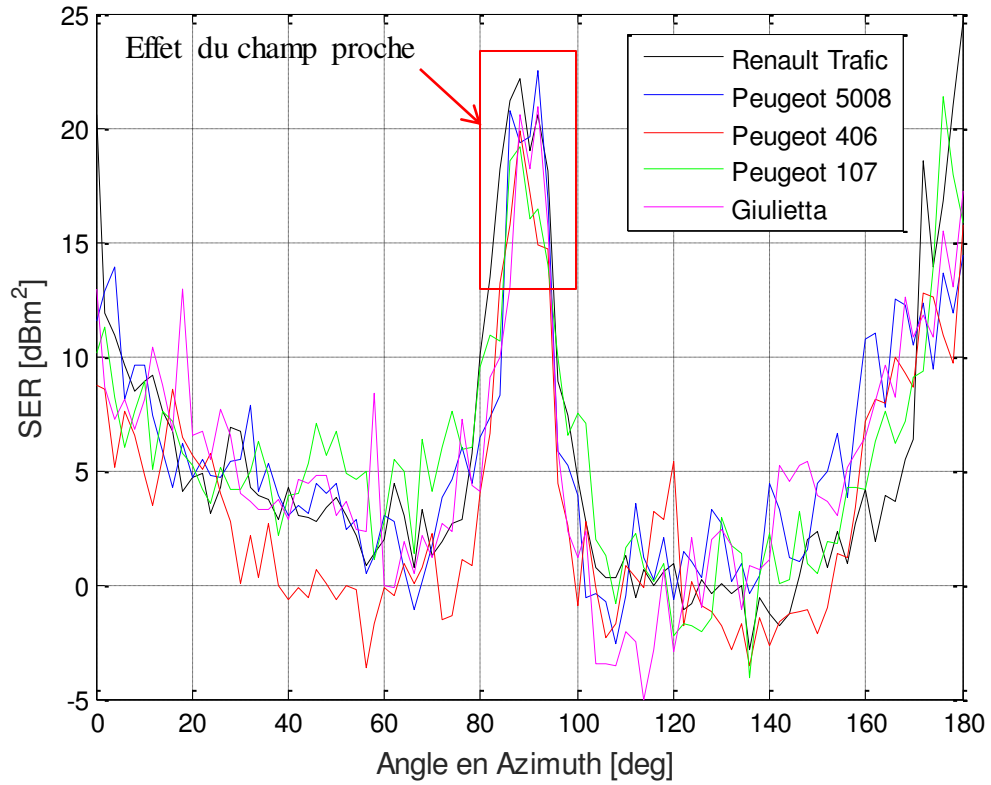


Figure 3-5 : SER de cinq véhicules représentatifs (la vue de face correspond à $\varphi = 0^\circ$)

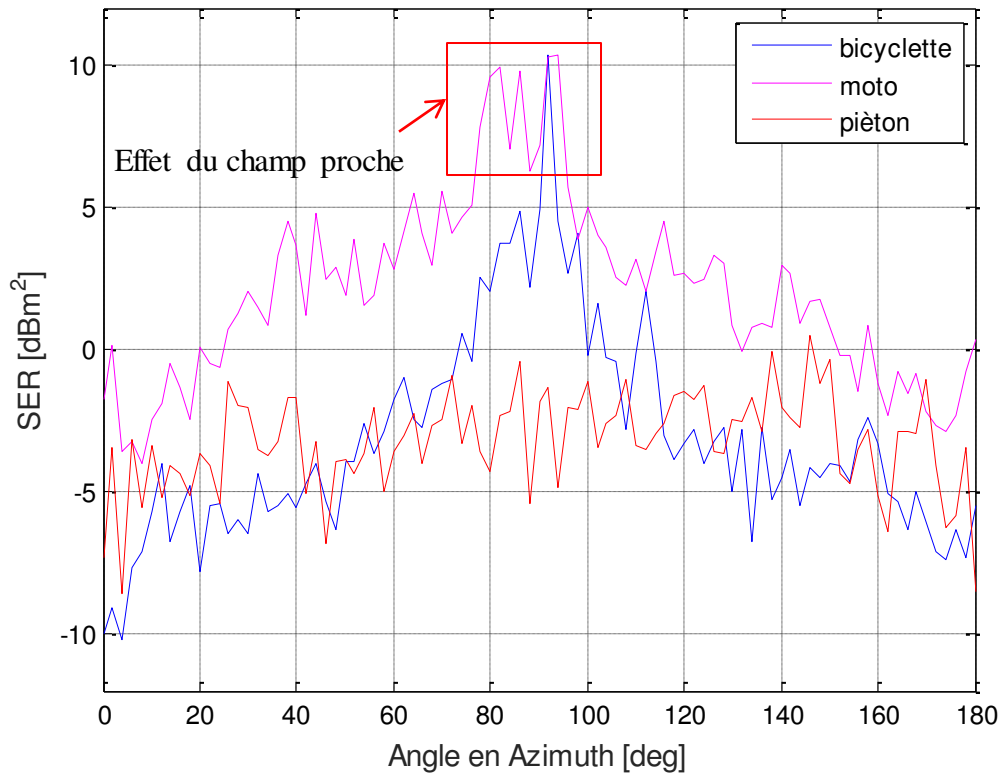


Figure 3-6 : SER d'une bicyclette, d'une moto et d'un piéton
(la vue de face correspondant à $\varphi = 0^\circ$)

3.5. Investigation du comportement fréquentiel et angulaire des points brillants

3.5.1. Points brillants

La mesure de la **SER** en champ lointain se base en général sur l'équation radar en configuration mono-statique ou bi-statique. Dans le cas des objets radar trop volumineux, comme les véhicules, le critère de champ lointain est supérieur à la centaine de mètres. Néanmoins, lorsque la cible se trouve suffisamment éloignée du radar, l'onde rétro-diffusée se propage comme une onde sphérique dont la (ou les) source(s) serait (ent) focalisée(s) en un (des) point(s) situé(s) sur la cible. Le centre de l'onde sphérique est désigné par le terme « point brillant ».

Le modèle couramment utilisé pour décrire la dispersion d'une cible à des fréquences élevées est le modèle de points brillants, comme illustré sur la *Figure 3-7*. Dans ce modèle, on suppose que la réponse d'une cible peut être bien approchée par une somme des réponses des diffuseurs ponctuels individuels [61]–[67]. En effet, lorsque le champ incident est intercepté par un objet, il donne naissance à des courants de surfaces. Dans certaines régions de la cible, ces courants de surface interfèrent de manière constructive (en phase), et l'amplitude de l'onde résultante devient plus grande. Ces sources dominantes de rayonnement ou de diffusion sont les points brillants. Cependant, lorsque les courants de surface interfèrent de manière destructive, l'intensité de rayonnement est diminuée et il n'y a donc pas de points brillants correspondants.

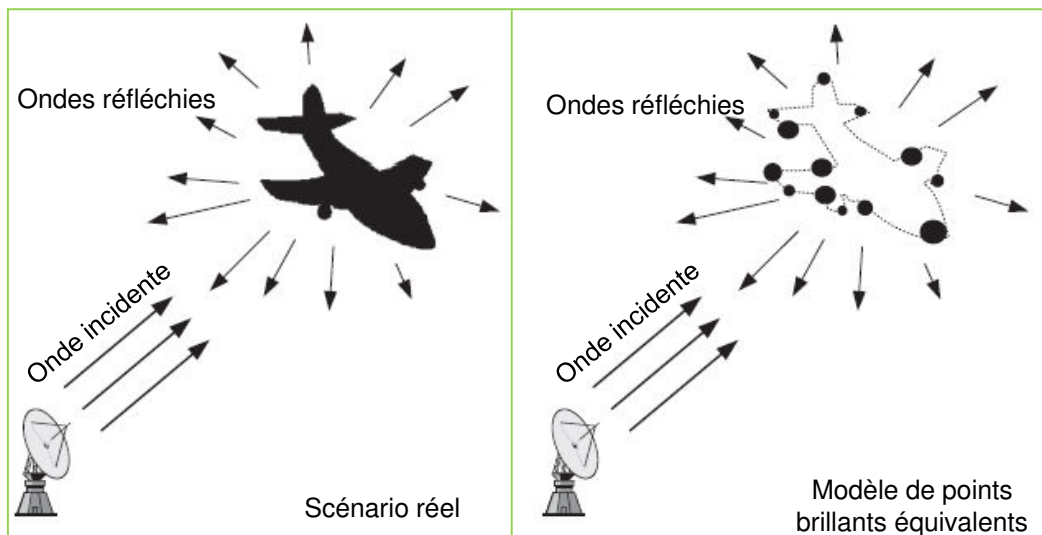


Figure 3-7 : Modèle de points brillants [128]

3.5.2. Construction de l'image 2D

Une autre représentation des données mesurées consiste à construire une « image **2D** » qui exploite la fréquence et la diversité angulaire pour résoudre spatialement la distribution de la

réflectivité des objets complexes. En effet, elle consiste à intégrer le champ rétrodiffusé dans un domaine fréquentiel et angulaire pour en déduire la **SER** de l'objet. La configuration de mesure n'est pas à proprement parler celle d'une imagerie radar à ouverture synthétique. En effet, chaque mesure est effectuée séparément à un angle donné, ainsi il n'y a pas de continuité de phase, d'un point de mesure à l'autre, lors de la rotation autour de la cible. Les informations de phase dues à un déplacement avec une vitesse constante ne sont pas utilisables dans notre cas. Les algorithmes classiques de construction d'image comme la sommation cohérente et la compression [129] en azimut [130] ne peuvent donc pas s'appliquer. Ainsi, on aura une indétermination sur la position de l'objet étant donné qu'il n'est pas possible de procéder par une sommation cohérente des réponses impulsionnelles lors de la construction de l'image. Ceci sera expliqué dans ce qui suit et on montrera que, malgré cette limite, on arrive à discerner le contour de la cible mesurée, dont les dimensions sont cohérentes avec ses dimensions réelles. Dans la suite du manuscrit, on appelle une image **2D**, la représentation **2D** de la carte des positions et des niveaux de la signature des éléments les plus brillants de la cible étudiée. Les images **2D** obtenues donnent une demi-vue dans le plan horizontal passant par le radar et coupant la cible, mettant ainsi en évidence les principaux centres de diffusion qui pourront être utilisés pour reconstruire sa **SER**.

Un algorithme simple de construction d'une image **2D** à partir des trajectoires a été implémenté. On entend par « trajectoire » la variation de la distance d_i entre le radar et un point brillant de la cible, en fonction de φ . Elle est également appelée « sinogramme », étant donné que la trajectoire d'un point brillant parfait (spatialement statique, visible pour tous les angles et de dispersion isotrope) est une sinusoïde [131]. Son équation est donnée par (3-1), compte-tenu du repère de la *Figure 3-2*.

$$d_i = \left((x_i + R \cos(\varphi))^2 + (y_i + R \sin(\varphi))^2 \right)^{1/2} \quad (3-1)$$

Le principe proposé consiste à construire une grille **2D** de pixels (toujours dans le repère de la *Figure 3-2 a*)) dont on fixe la résolution à partir de celle de $h(\tau, \varphi)$. Ceci est visualisé par la *Figure 3-8*. Plus précisément, l'intensité d'un pixel à une distance d_i moyennée sur le nombre N de positions parcourues sur le cercle, est calculée en suivant la trajectoire du pixel (x_i, y_i) comme suit :

$$I = \frac{1}{N} \sum_{\varphi=1}^N |h_{\varphi}(\tau_i)|^2 = \frac{1}{N} \sum_{\varphi=1}^N |h_{\varphi}(d_i)|^2 \quad (3-2)$$

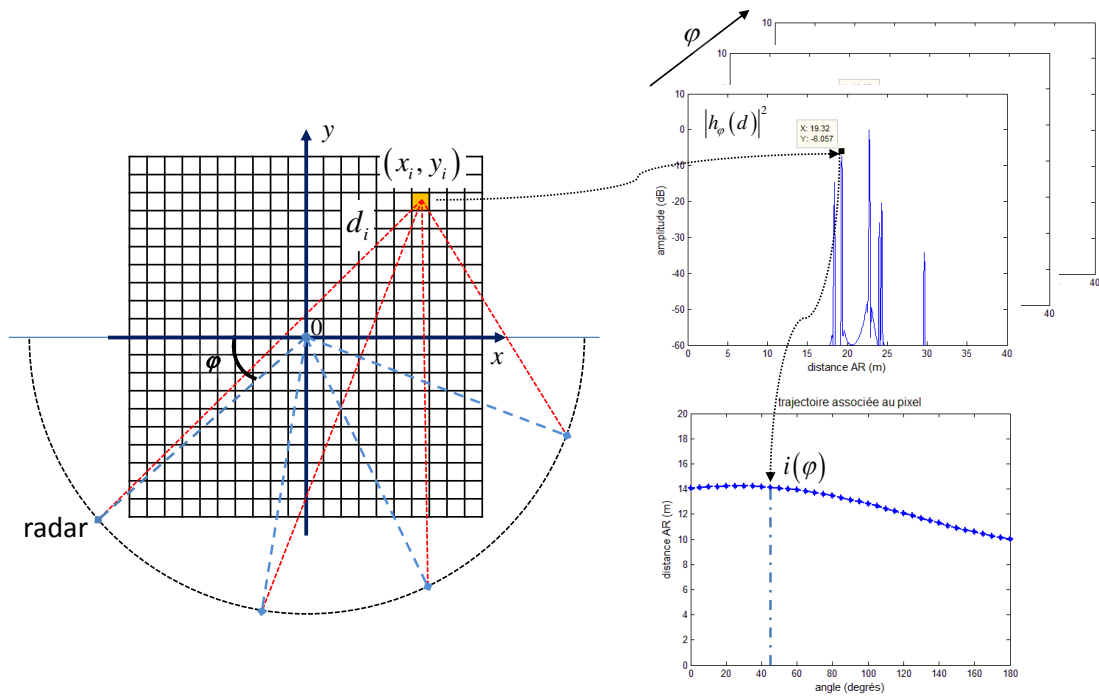


Figure 3-8 : Algorithme de formation d'une image 2D

Afin d'illustrer la procédure de construction de l'image, on considère trois points brillants toujours visibles A(0 ;0), B(1;-1,25), partiellement visible C(2,4;-1,7) et visible que pour un seul angle D(-2;2). Pour un point brillant visible pour tout φ (point B), la courbe est continue. Si on prend en compte le diagramme de l'antenne du Tx/Rx, la trajectoire disparaît partiellement (point C) du fait de la pondération en amplitude comme le montre la Figure 3-9 a). Cette pondération s'effectue ici avec la loi gaussienne afin de tenir compte du comportement angulaire de l'antenne. Le point (A) au centre de la scène donnera une trajectoire constante à 12 m. Par contre, la trajectoire du point (D), visible pour un angle particulier φ_0 , est quasi-ponctuelle. On note que l'intensité de chaque point a été choisie arbitrairement.

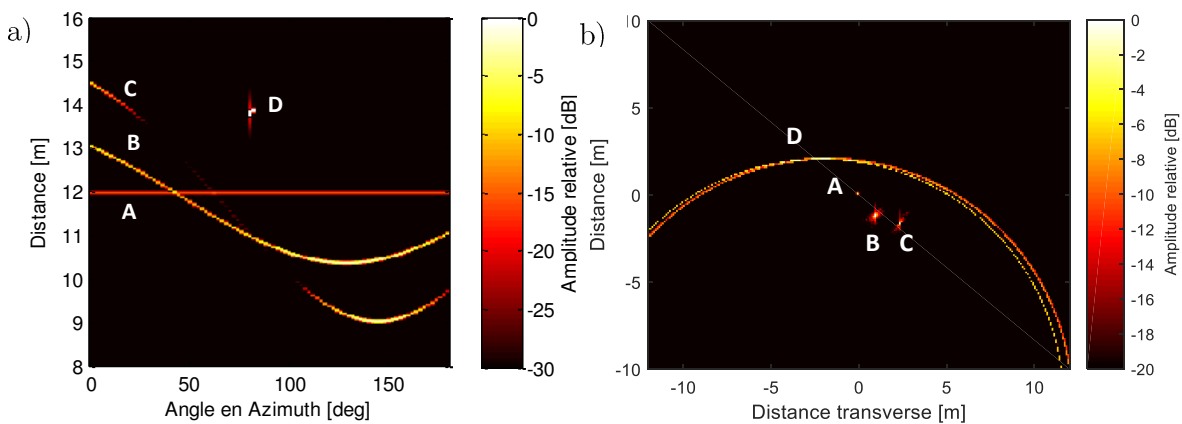
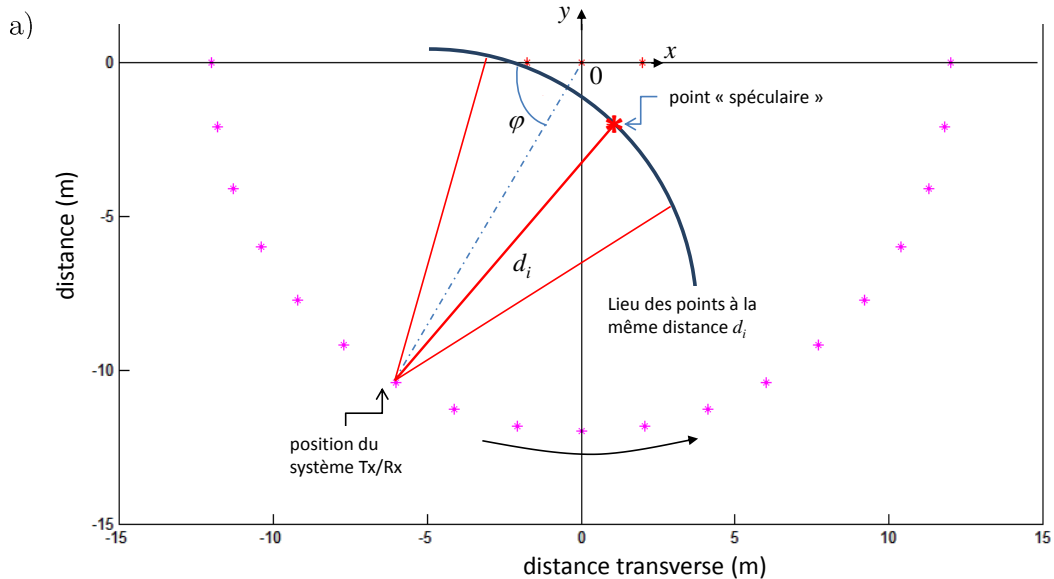


Figure 3-9 : Trois points brillants visibles A (0;0), B (1;-1,25), partiellement visible C (2,4;-1,7) et visible pour un seul angle D (-2;2)

a) Trajectoires simulées b) Image simulée

L'image reconstituée sur la *Figure 3-9 b)* pour les points diffus (A, B, C) permet de localiser précisément chacun de ces points. On remarque cependant que les points dont la trajectoire n'est pas complète ne sont pas relocalisés en un point mais ont au contraire une image plus étalée. De même, pour le point D « spéculaire » visible pour un angle particulier φ_0 , associé à la distance $d_0 = d(\varphi_0)$, l'image correspondante est un ensemble de pixels répartis selon un arc de cercle. En effet, les trajectoires de tous les points (x_i, y_i) situés à une même distance d_0 du système Tx/Rx, c'est-à-dire sur la portion de cercle de rayon d_0 (voir *Figure 3-10 a)*, se croisent en un même point situé à $d_0 = d(\varphi_0)$, point pour lequel l'intensité est non nulle. Tous les pixels situés sur le cercle ont alors une intensité minimale égale à l'intensité du pixel en $d(\varphi_0)$ (voir *Figure 3-10 b)*). L'intensité minimale d'un pixel à une distance d_i telle que $d_i = d_0$ pour $\varphi = \varphi_0$ est alors donnée par :

$$I^{\min} = \frac{|h_{\varphi_0}(d_0)|^2}{N} \quad (3-3)$$



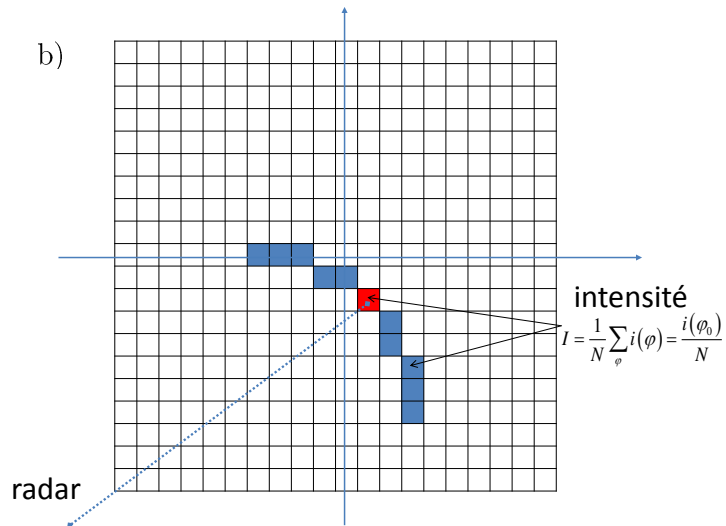


Figure 3-10 : Réflexion spéculaire pour $\varphi = \varphi_0$

- a) Points sur le cercle situés à la distance d_0 b) Intensité des pixels calculée à partir de leurs trajectoires qui se croisent toutes en $d = d_0$ pour $\varphi = \varphi_0$

3.5.3. Simulation des points brillants et modèle paramétrique associé issu de la théorie géométrique de la diffraction

Notre approche expérimentale décrite précédemment pour le calcul de la signature des cibles radar est appliquée en simulation afin de mieux comprendre le comportement des points brillants en fonction de l'angle et des mécanismes de dispersion. La configuration de la simulation est associée à une modélisation paramétrique pour la description des objets à l'aide de points brillants positionnés en (x_i, y_i) (points rouges visibles sur la *Figure 3-11*). L'idée consiste à utiliser une représentation 2D simple à l'aide de points brillants qui traduisent l'image électromagnétique que celui-ci renvoie à un radar qui l'illumine. On choisit les mêmes paramètres utilisés que précédemment dans le banc de mesure de la SER. Ainsi, on considère une bande de fréquence de 5 GHz avec 2048 points. On simule un déplacement statique d'un système Tx/Rx d'une position à l'autre sur un demi-cercle de rayon $R_0 = 12 \text{ m}$ avec un pas de 2° .

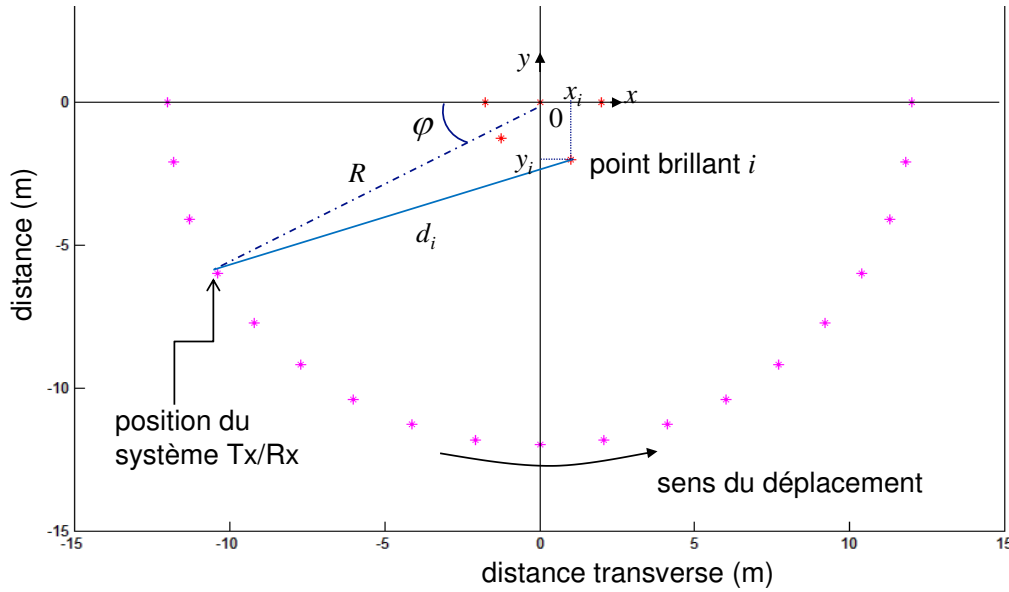


Figure 3-11 : Configuration de la simulation

Pour une position sur le cercle associée à un angle φ , le signal reçu $S(f, \varphi)$ en fonction de la fréquence s'écrit, sur la base du modèle retenu, comme dans [65], [132]–[134] :

$$S(f, \varphi) = \sum_i A_i(\varphi) \left(j \frac{f}{f_c} \right)^{\alpha_i} e^{-j2\pi f \tau_i(\varphi)} \quad (3-4)$$

avec :

i : indice du point brillant

A_i : amplitude complexe du signal rétrodiffusé par diffraction ou ayant subi une réflexion spéculaire

f : fréquence

f_c : fréquence centrale utilisée pour la normalisation

τ_i : temps de retard sur un trajet aller-retour entre le système Tx/Rx et le point brillant i de l'objet

α_i : paramètre de la dépendance à la fréquence du point brillant i . En effet, les réflexions par les diffuseurs proviennent des différentes parties physiques de la cible correspondant à divers mécanismes de dispersion.

Le temps de retard dépend de la position (x_i, y_i) du point i et l'angle φ , et est calculé à partir de la distance d_i (voir équation (3-1)). Lorsque le vecteur d'onde est normal (ou proche de la normale) à la surface de la cible, le champ rétrodiffusé est considéré comme le résultat d'une réflexion spéculaire. Lorsqu'il est normal à une arête, le champ est modélisé par une diffraction par une (ou plusieurs) arête(s). Lorsque le vecteur d'onde n'est pas normal ni à la surface de la cible ni à aucune de ses arêtes, le champ rayonné est dû à une diffraction par un

(ou plusieurs) coin(s). Vu la largeur de la bande de fréquence de 5 GHz, le facteur $(f/f_c)^{\alpha_i}$ est toujours proche de 1. Ainsi, on peut négliger la dépendance de $S(f, \varphi)$ à la fréquence. L'équation (3-4) se simplifie en :

$$S(f, \varphi) = \sum_i A_i(\varphi) e^{-j2\pi f \tau_i(\varphi)} \quad (3-5)$$

$S(f, \varphi)$ est ensuite pondérée par une fenêtre de Hanning, de manière à limiter l'influence des lobes secondaires lors de la transformée de Fourier inverse appliquée pour obtenir la réponse impulsionnelle $h(\tau, \varphi)$ du canal. Cette réponse correspond à une projection de la contribution des différents points brillants sur l'axe de visée du radar. Dans tous les traitements, on ne prend que le module de $h(\tau, \varphi)$ puisque la phase d'un point à l'autre n'est pas exploitable (du fait du mouvement approximatif le long du demi-cercle).

3.6. Simulation et validation expérimentale de trajectoires associées à des cibles simples et canoniques

Dans ce qui suit, on montre la dépendance des points brillants à l'angle d'incidence, visible dans leurs trajectoires ainsi que dans l'image 2D obtenue à partir des simulations sous Matlab et des mesures avec la même procédure décrite précédemment. On choisit de simuler et mesurer des scènes comportant des points brillants associés aux divers mécanismes d'interaction. On précise aussi que pour les scénarios simulés comportant des objets canoniques, on tient compte de la dépendance du point brillant à l'angle en déterminant son amplitude à partir de la SER analytique de ces objets.

3.6.1. Comportement angulaire typique des points brillants : mesure et simulation

a) Scène 1

On considère deux cylindres métalliques de diamètre 6,5 cm et de hauteur 11,4 cm (canettes), posés sur le sol, représentant deux points brillants, illustrés sur la *Figure 3-12*. La procédure de mesure est celle utilisée pour la mesure de la SER des véhicules. Dans tout ce qui suit, le « graphe tridimensionnel » donnant l'amplitude du point brillant (ou de sa SER) en fonction de la distance et de la variation de la ligne de la visée du radar dans le plan azimutal à une élévation donnée est appelé « graphe Distance – Azimut ».

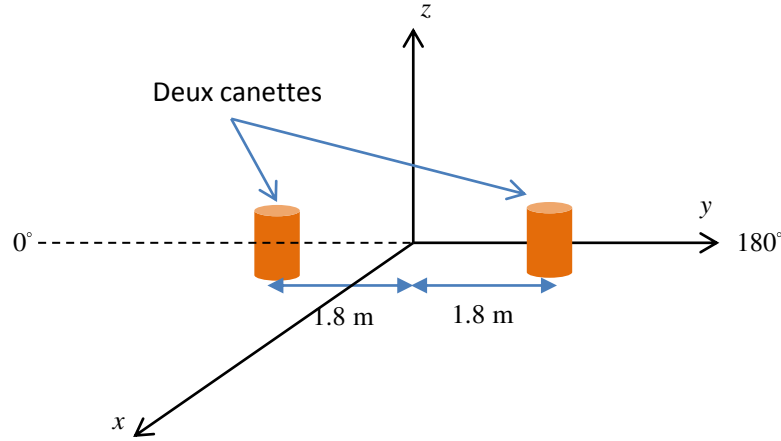


Figure 3-12 : Configuration de la mesure d'une scène composée de 2 cylindres (canettes) de même dimension

Dans la Figure 3-13a), on observe bien les trajectoires sinusoïdales complètes traduisant un comportement isotrope des deux points brillants. Ceci est confirmé par la dispersion théorique d'un cylindre qui présente une valeur pratiquement constante en fonction de l'angle en azimut. En outre, les deux diffuseurs renvoient de l'énergie sur toute la plage d'angles et sont donc visibles par le radar pour tout φ , d'où la continuité des courbes dans le graphe de « Distance - Azimut ».

Pour valider le modèle donné par (3-5), la configuration présentée par la Figure 3-12 est reproduite en simulation. Le champ total E_t est la somme de la rétrodiffusion des deux canettes, ce qui s'écrit, compte-tenu de (3-5) :

$$E_t = E_{0_1} e^{-2jd_1k} + E_{0_2} e^{-2jd_2k} \quad (3-6)$$

$$\text{avec } d_1 = \sqrt{R^2 + d^2 - 2Rd \cos(\varphi)}$$

$$d_2 = \sqrt{R^2 + d^2 + 2Rd \cos(\varphi)} \quad (3-7)$$

$$d = 1,8 \text{ m}$$

où d_1 et d_2 sont les distances entre le radar et les canettes, E_{0_1} et E_{0_2} sont les amplitudes reçues du champ issu de la simple réflexion/diffraction sur une surface courbe. Ces amplitudes sont déduites de l'expression analytique de la SER donnée par $(2\pi h^2 r / \lambda)$, avec h la hauteur du cylindre et r son rayon [5].

Les trajectoires correspondantes sont données sur la Figure 3-13 et concordent avec les résultats obtenus expérimentalement.

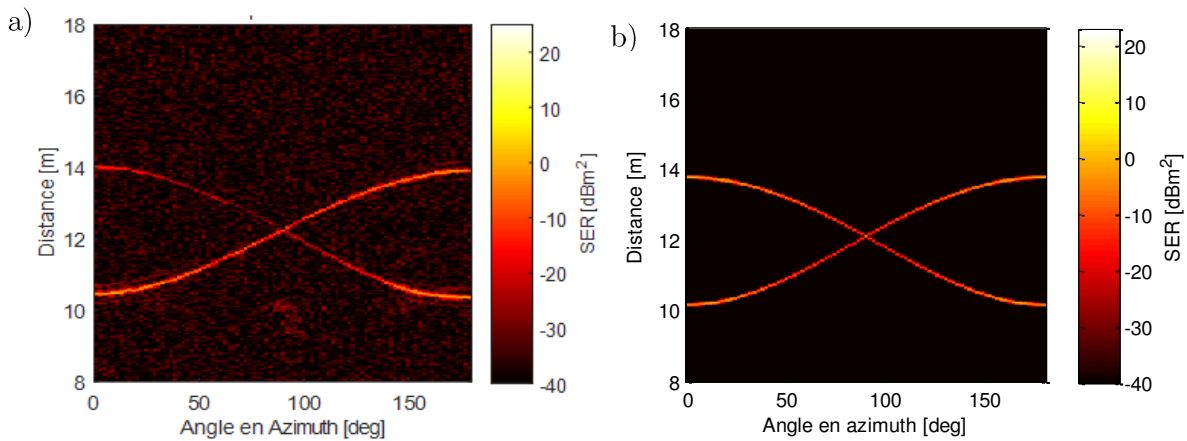


Figure 3-13 : Trajectoires simulées de deux points brillants

a) Mesure b) Simulation

L'image 2D (Figure 3-14 a) donne la position des deux points brillants : 1(-1.7 ; 0.1), 2(1.7 ; -0.05). Ici la puissance est normalisée par rapport à la puissance maximale.

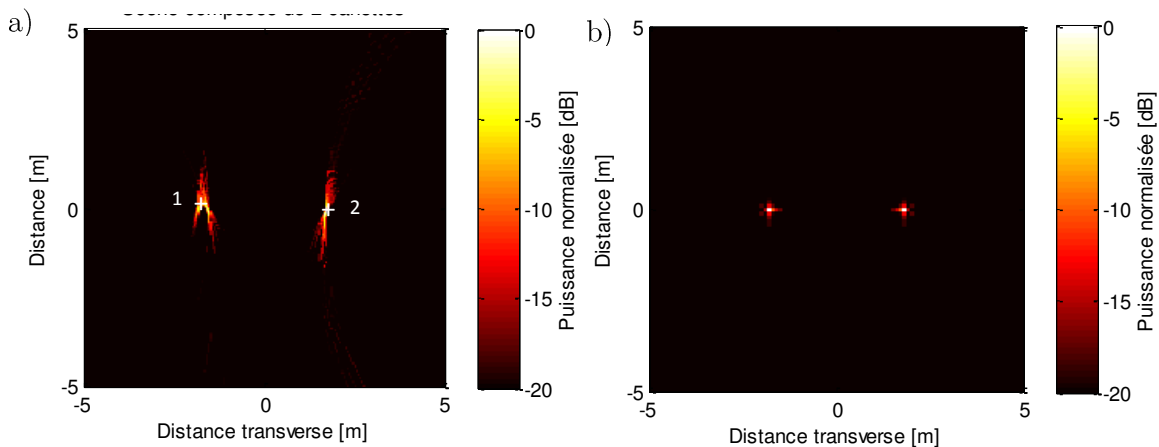


Figure 3-14 : Scène composée de 2 cylindres (canettes) de même dimension

a) Mesure b) Simulation

b) Scène 2

La seconde scène est visualisée à la Figure 3-15. Elle est constituée de cinq canettes métalliques, posées au sol, de tailles légèrement différentes et dont les positions sont réparties dans le plan (x, y) du gymnase aux coordonnées $(-1,75;0)$, $(-1,25;-1,21)$, $(3,0;-2,25)$, $(4,05;0)$ et $(0;0)$ (exprimées en mètres). La position du radar est identique à celle de la configuration précédente.

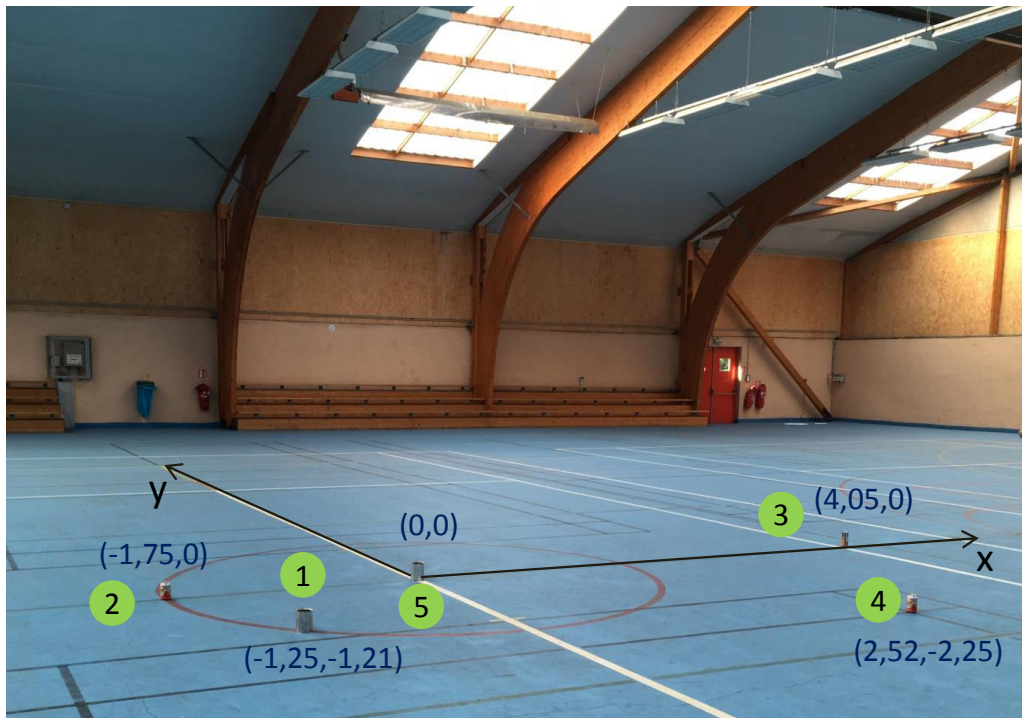


Figure 3-15 : Scène composée de 5 cylindres (cigarettes) de différentes dimensions

Les intensités des canettes visibles sur le graphe de ‘Distance-Azimut’ donné par la *Figure 3-16 a)* sont différentes vu la variation de la taille (deux canettes de diamètre 6,5 cm et de hauteur 11,4 cm, deux canettes de diamètre 10 cm et de hauteur 12,3 cm et une canette de diamètre 5,7 cm et de hauteur 14,5 cm), la variation de la distance par rapport au système radar et la prise en compte de la pondération de l’antenne. Bien que les canettes soient isotropes et réfléchissent l’énergie pour tous les angles d’incidence, leurs trajectoires représentent des discontinuités. Ceci est expliqué par le fait que l’angle d’ouverture des cornets ne couvre pas la totalité de la scène pour chaque φ . Ainsi selon leur visibilité par le radar, les cylindres sont soit fortement illuminés, soit très faiblement.

En plus des 5 trajectoires des cinq canettes, on observe sur la *Figure 3-16 a)* deux trajectoires supplémentaires qui proviennent a priori de l’interaction de certaines canettes. Ceci est montré par simulation de cinq canettes en reprenant cette même configuration afin de distinguer celles qui interagissent. La *Figure 3-16 b)* montre leurs trajectoires. Leurs **SER** ont été obtenues analytiquement. On tient compte dans cette simulation de la rétrodiffusion de ces 5 diffuseurs ainsi que de l’interaction entre les canettes 1-2, 1-5 et 2-5 (voir *Figure 3-16 b)*). On retrouve ainsi les mêmes phénomènes de diffusion et d’interaction comme ceux observés sur les graphes Distance-Azimut obtenus à partir des mesures. La trajectoire rectiligne correspond à celle de la canette au centre (0;0). Les autres canettes sont soit visibles par les cornets ou pas, ce qui se traduit par la continuité ou la discontinuité de leurs trajectoires. Les trajectoires correspondant à la double réflexion (ou interaction) entre les canettes concordent parfaitement avec celles observées en mesure.

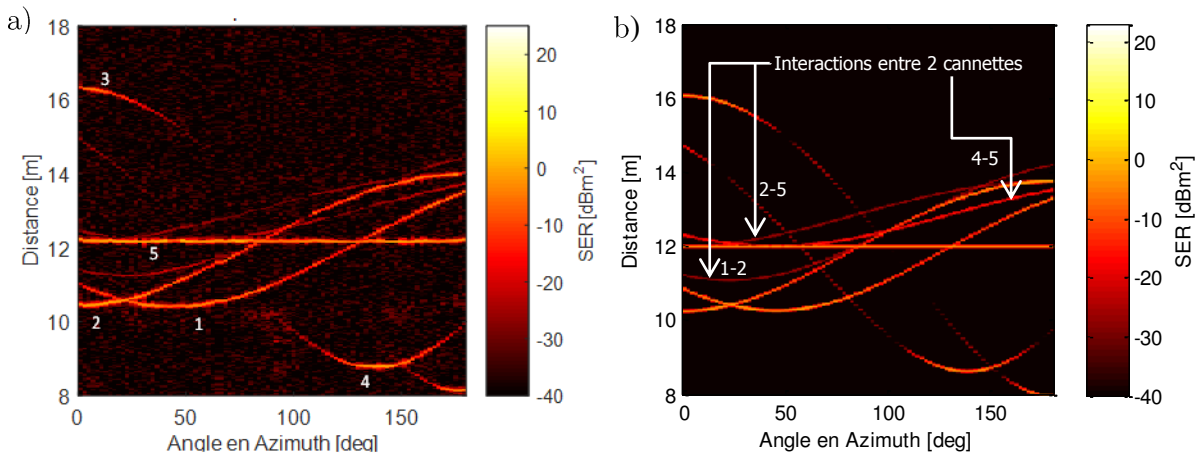


Figure 3-16 : Trajectoires de la scène composée de 5 cannettes

a) Mesure b) Simulation

L'image 2D donné par la Figure 3-17 permet de localiser les 5 points brillants d'une façon précise.

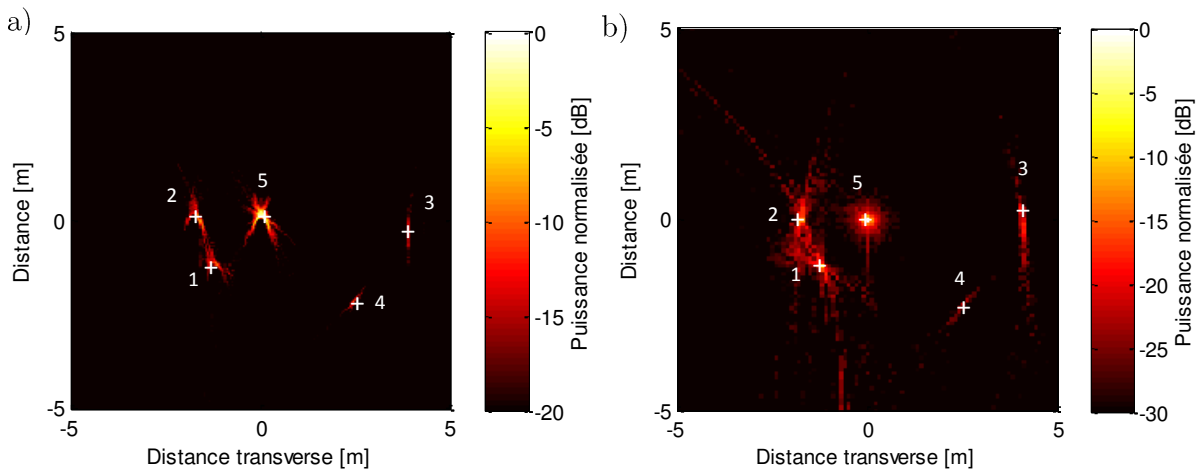


Figure 3-17 : Image de 5 cylindres (cannettes) de différentes dimensions

a) Mesure b) Simulation

c) Scène 3

Toujours dans le cadre de la validation de la notion de points brillants, on place une sphère au milieu du gymnase suspendue à une hauteur de 70 cm environ par des fils fins à l'aide de quatre poteaux (voir Figure 3-18). Une fois la sphère stabilisée dans son mouvement naturel, on commence le déplacement manuel en angle. Ce scénario est validé par simulation, où la sphère est modélisée par un point brillant à la position (0 ; 0 ; 0,7). Les quatre poteaux sont représentés par cinq points chacun (un correspondant à la tige verticale et 1 point par face de la section carrée). Ils sont identiques et de section 4 x 4 cm². Etant donné que les points brillants ne sont pas toujours visibles par les cornets, on tient compte de leur visibilité en pondérant la réponse par le gain de l'antenne en azimuth et en élévation (voir Figure 3-18 c) entraînant une discontinuité dans le graphe de 'distance - azimuth' (voir Figure 3-18 b).

a)

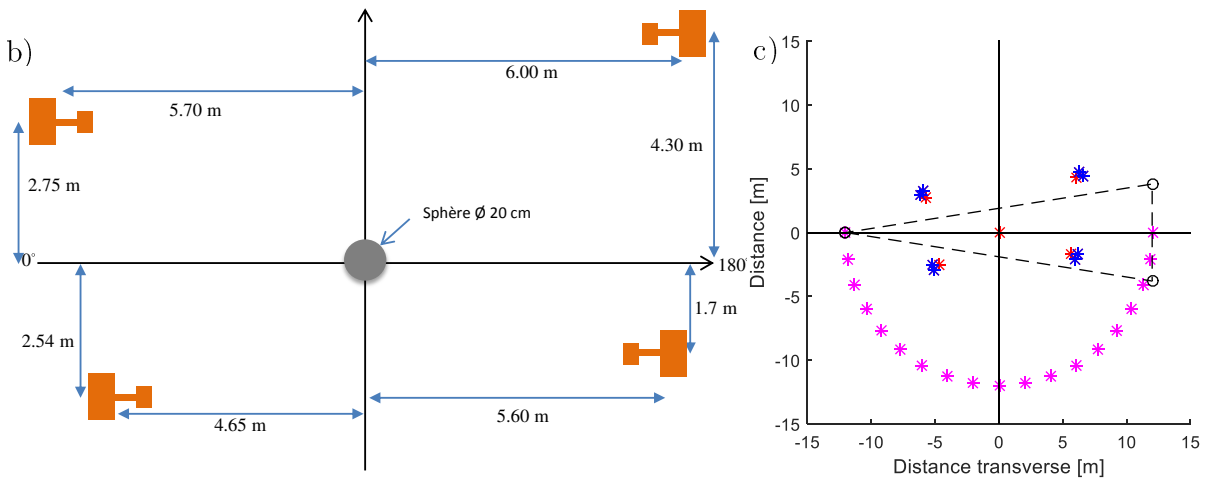
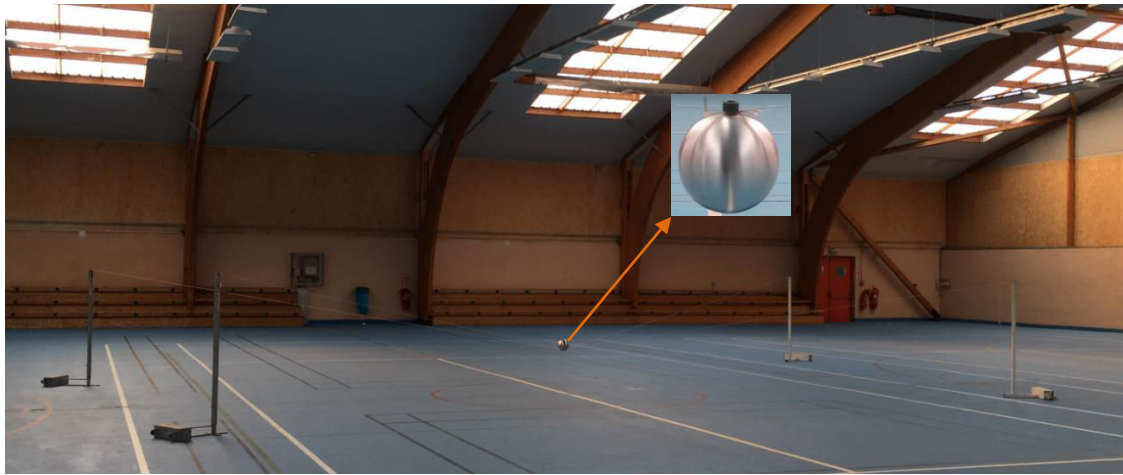


Figure 3-18 : Scène composée d'une sphère maintenue par des fils à 4 poteaux de section carrée

a) Environnement b) Configuration

c) Visibilité de la scène en fonction de l'angle d'ouverture des cornets en azimut, $\varphi = 0^\circ$

Les graphes Distance-Azimut ainsi que l'image 2D sont donnés respectivement sur les Figure 3-19 a) et b). Les résultats obtenus sont en concordance avec ceux obtenus expérimentalement. De fait, la sphère est un point brillant ponctuel qui présente une trajectoire rectiligne, à la distance de 12 m, et est visible pour tous les angles d'incidence. Ceci n'est pas le cas pour les trajectoires des 4 poteaux qui sont partiellement visibles, étant donné que l'angle d'ouverture horizontale (22°) des cornets ne couvre pas la totalité de la scène lors du déplacement. On note que la discontinuité des trajectoires des points brillants, dans ce cas de figure, n'est pas due à leurs propriétés intrinsèques, c'est-à-dire à leurs caractéristiques de rétrodiffusion, mais simplement à leur visibilité par rapport au radar.

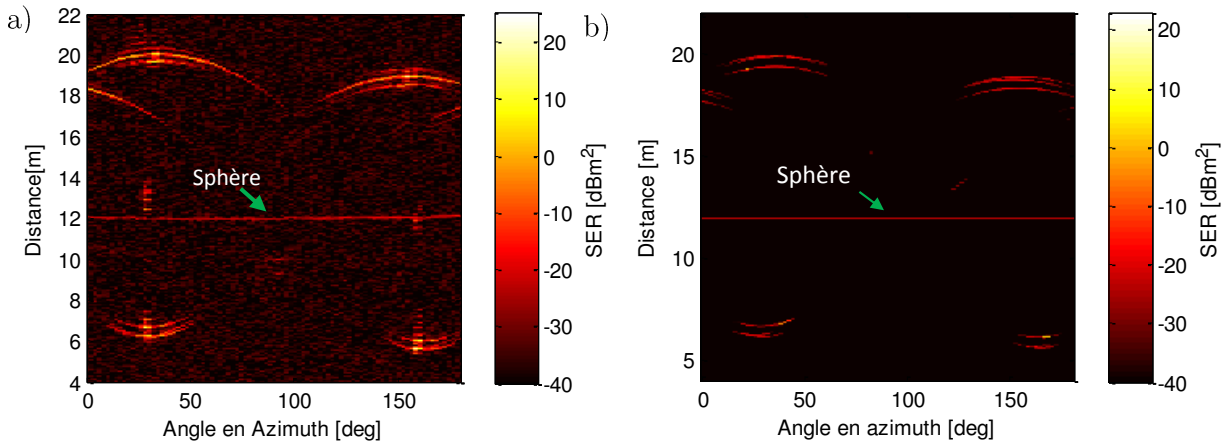


Figure 3-19 : Trajectoires dans une scène composée d'une sphère attachée à 4 poteaux de section carrée

a) Mesure b) Simulation

On distingue sur l'image un point brillant situé à (0 ;0) correspondant à la sphère (voir Figure 3-20 a) et b)). Ce point appartient à l'intersection des cercles de rayon d (distance par rapport au radar) où l'intensité est faible sur tout l'arc sauf à la position de la sphère où elle est maximale. En simulation, sur les morceaux de cercle relatifs aux poteaux de section carrée, on distingue des zones de forte intensité représentant ses points brillants. Leur identification en mesure est beaucoup moins nette.

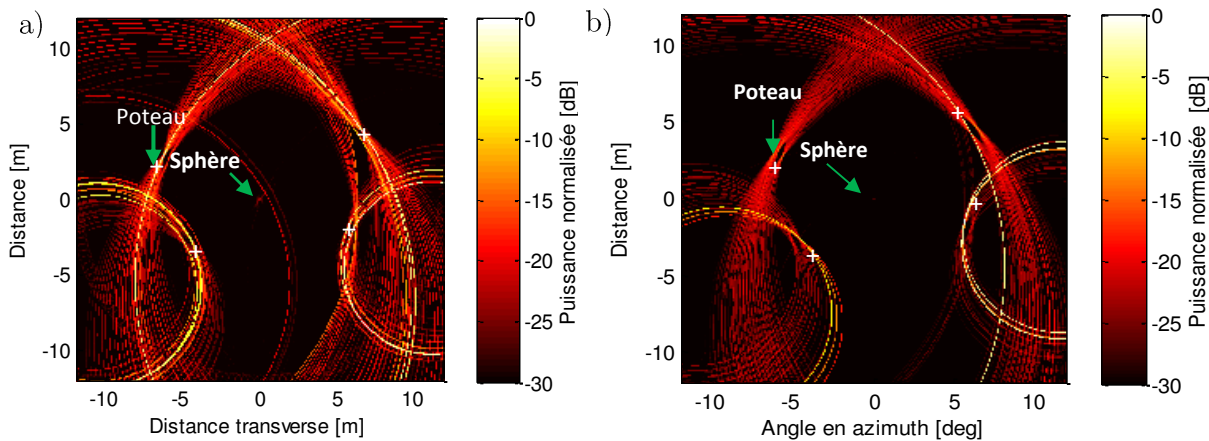


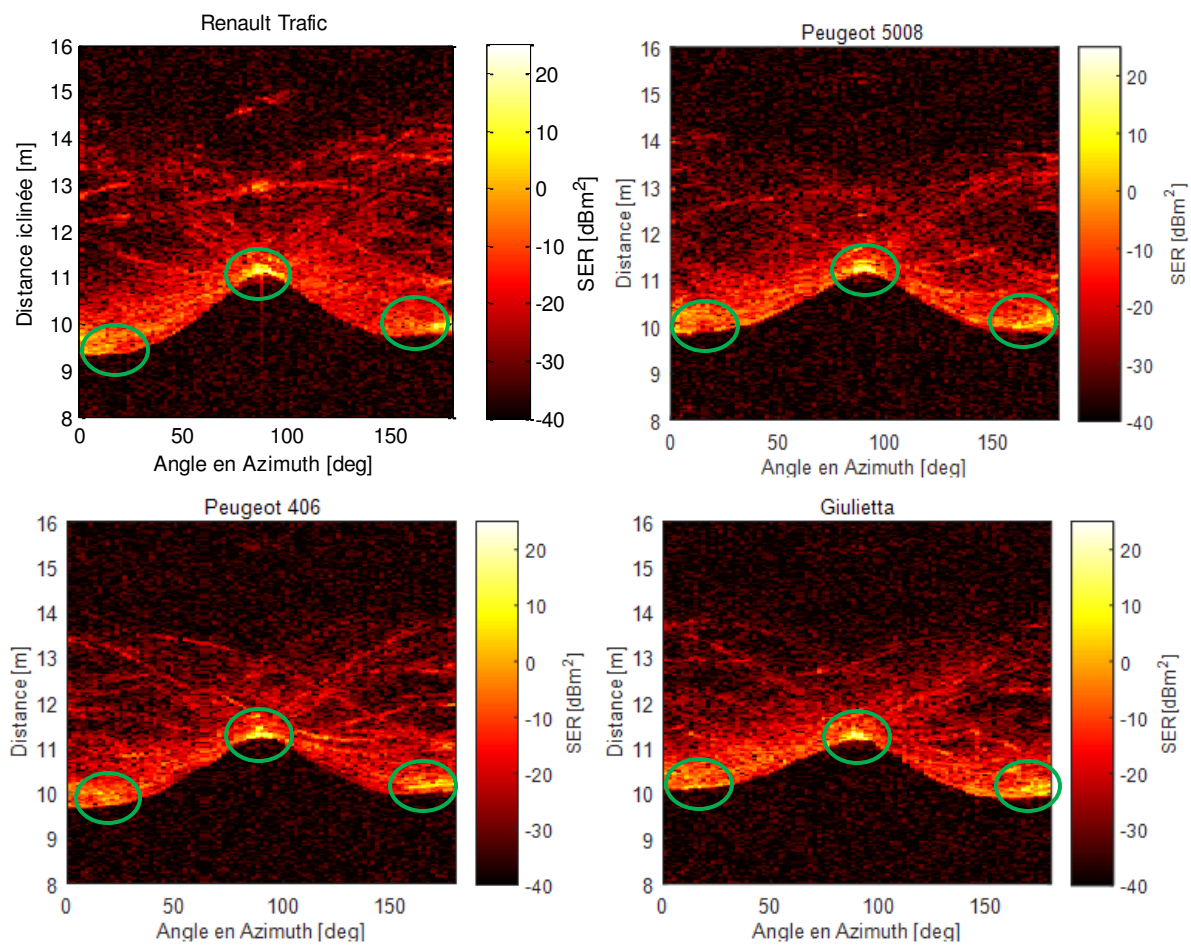
Figure 3-20 : Image d'une sphère attachée à 4 poteaux de section carrée

a) Mesure b) Simulation

3.6.2. Validation expérimentale du modèle de points brillants pour des cibles radar réelles

La SER de cibles radar réelles présentées dans la section 3.4.2 a été utilisée pour tracer les graphes des trajectoires Distance-Azimut ainsi que les images 2D selon le principe présenté dans la section 3.5.2. En examinant la *Figure 3-21* de la variation de la SER en fonction de la distance et de l'angle d'azimut, on identifie trois zones essentielles de diffusion en azimuth, correspondant respectivement à l'avant, le côté et l'arrière de la voiture (voir *Figure 3-22*). Les cercles verts montrent l'impact de la carrosserie extérieure sur le signal rétrodiffusé de la voiture lorsqu'il est éclairé par le côté.

Les trajectoires des différentes catégories de véhicules mesurés (petite berline, berline, familiale et camionnette) sont similaires. L'identification de trajectoires discrètes s'avère plus difficile que pour des cibles canoniques. On arrive cependant à distinguer visuellement des trajectoires partiellement visibles. Concernant le vélo, la moto et le piéton, on remarque une répartition à peu près uniforme des centres de diffusion, comme le montre la *Figure 3-21*.



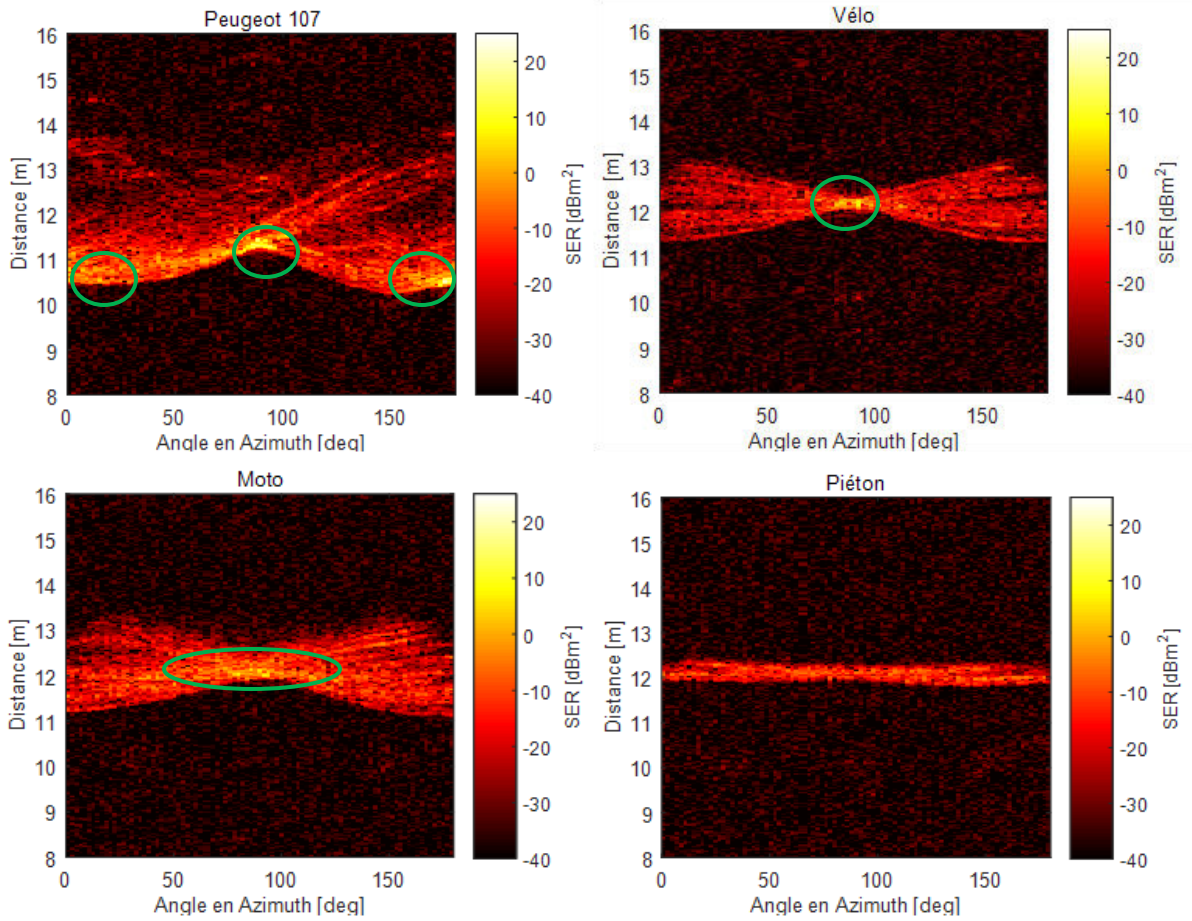


Figure 3-21 : Cartographie Distance-Azimuth pour quatre cibles représentatives (voiture, vélo, moto et piéton)

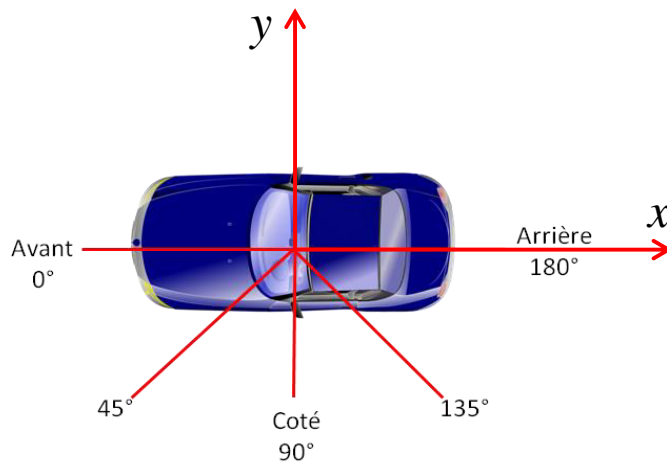
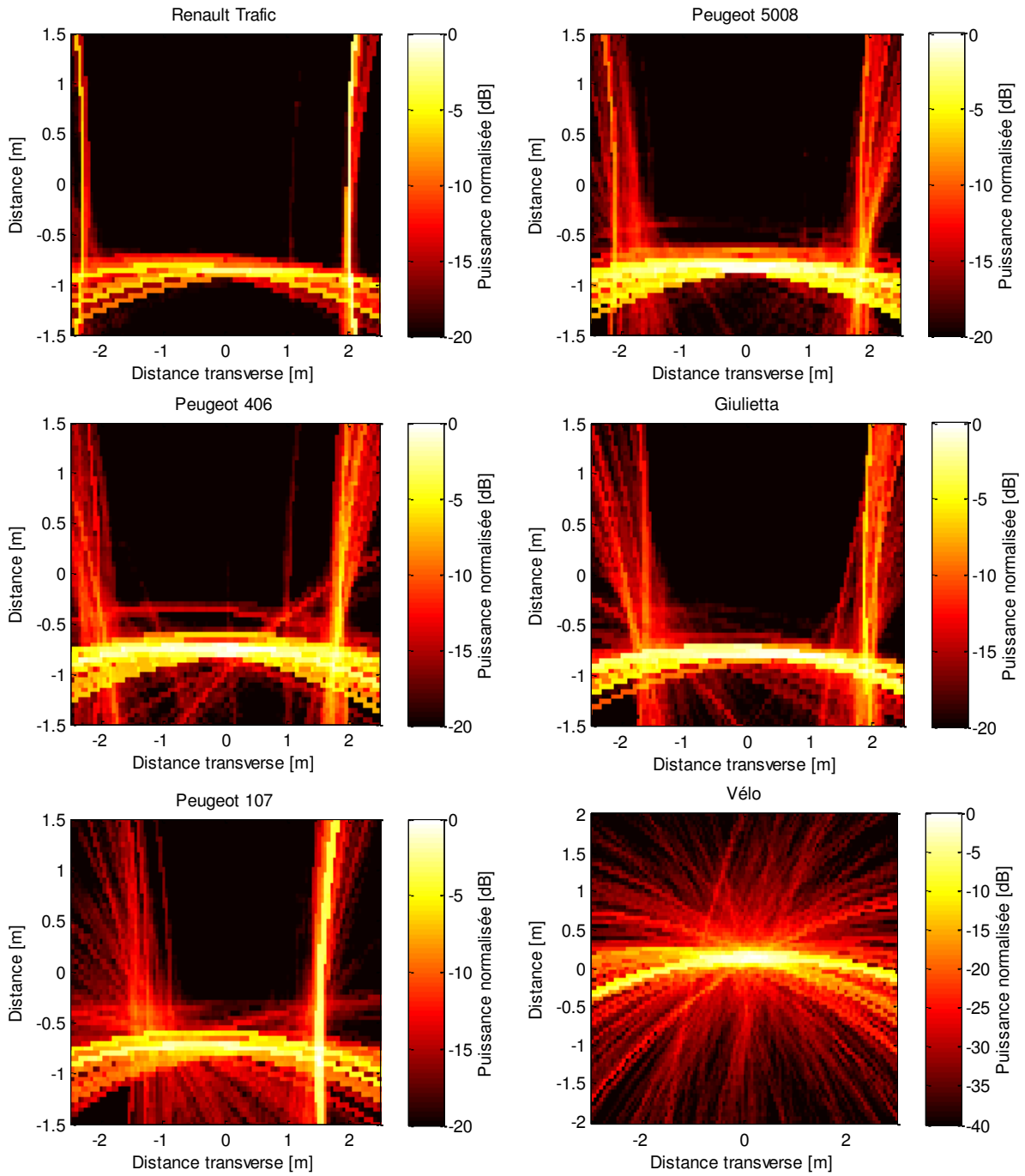


Figure 3-22 : Principaux angles

Les images 2D obtenues à partir des cartographies précédentes sont données sur la Figure 3-23 et elles montrent le contour de manière assez précise. Les arcs de cercle observés sur les

images 2D proviennent de réflexions spéculaires sur les parties planes des différentes cibles et pour lesquelles les trajectoires sont limitées à des points, comme expliqué au paragraphe 3.5.2.



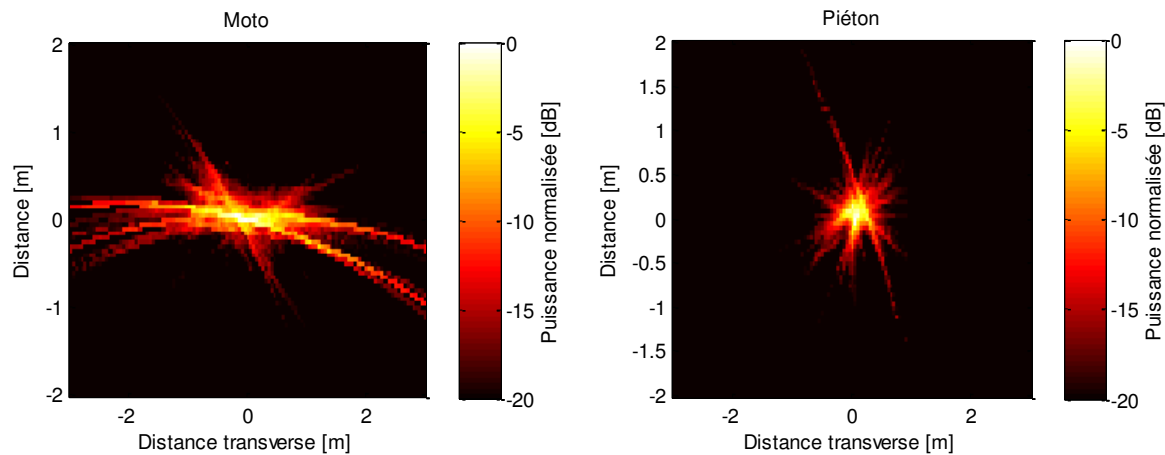


Figure 3-23 : Image 2D pour quatre types de cibles représentatives (voiture, vélo, moto et piéton)

3.6.2.1 Application du modèle de points brillants aux cibles réelles complexes électriquement larges : faisabilité et limites

Les mécanismes de dispersion d'une cible réelle sont d'une manière générale complexes. Le modèle de points brillants, plus simple à utiliser qu'une simulation par des méthodes rigoureuses offre un gain en vitesse de calcul et ressource mémoire qui peut cependant, dans le cas de cibles complexes, se faire au détriment de la précision du modèle. Un compromis entre ces deux paramètres doit donc être trouvé.

Un modèle simple de points brillants repose sur des diffuseurs dits parfaits visibles pour tous les angles. Leur dispersion est dite isotrope. Néanmoins, dans le cas des cibles complexes, les sinogrammes ne ressemblent pas à un ensemble de sinusoides idéales. En effet, en réalité les points brillants ne sont pas isotropes. Les interférences entre les différents diffuseurs rendent la modélisation de la diffusion très complexe et il est souvent difficile de prédire efficacement la réponse impulsionnelle à partir du modèle simple (points brillants isotropes). En outre, il n'est pas facile de discerner directement du sinogramme la trajectoire d'un point brillant particulier pour des cibles complexes en raison du nombre, du chevauchement, de l'intersection des trajectoires ainsi que la variation de la visibilité et du comportement angulaire des points brillants. La plupart des points brillants sont donc visibles seulement pour une plage d'angles limitée. De plus, les points brillants peuvent être ombrés pour une plage d'angles par d'autres parties de la cible. Ainsi, un modèle de points brillants qui considère que chaque point diffuseur est isotrope et visible pour tous les angles s'avère trop simple. Après l'étude des différentes approches d'extraction des points brillants des cibles de taille réelle effectuée dans le chapitre état de l'art, on opte pour le modèle paramétrique qui tient compte de la dépendance à l'angle. Il sera détaillé dans le chapitre 4.

3.6.3. Conclusion

L'objectif de l'étude présentée dans ce chapitre est de proposer une méthode de caractérisation expérimentale en bande W et investiguer le comportement angulaire des points brillants qui modélisent les phénomènes de diffusion et de réflexion spéculaire. Ces mécanismes ont été montrés expérimentalement et justifiés par simulation. Le banc de mesure proposé se distingue par sa simplicité de mise en œuvre par rapport aux configurations présentées dans la littérature. Les résultats obtenus ont été illustrés par la caractérisation de différents types d'objets canoniques et des cibles radar de taille réelle, et sont en concordance avec les travaux existants. Le chapitre suivant présentera l'approche d'identification des points brillants les plus représentatifs des objets complexes ainsi que leur calibrage en amplitude selon l'angle de vue. La reconstruction de l'image et de la [SER](#) pourra alors en découler.

Chapitre 4

Modélisation des cibles complexes réelles en points brillants anisotropes

4.1. Introduction

Il existe diverses méthodes de modélisation de cibles radar. Certaines sont basées sur la modélisation statistique de la rétrodiffusion radar, tandis que d'autres utilisent des algorithmes complexes pour calculer la dispersion de la cible selon les théories de la diffraction. Les cibles telles que les navires, avions ou véhicules sont modélisées par un amas de points brillants dont le comportement électromagnétique est plus réaliste qu'un unique diffuseur. Des axes de recherches sur la possibilité d'extraction des points brillants à partir des données expérimentales sont d'ores et déjà explorés. La méthode développée ici se distingue par sa simplicité. En effet, le modèle présente un minimum de paramètres tout en gardant une bonne précision. Le développement et l'évaluation du modèle de cibles radar utilisent les données de [SER](#) mesurées selon l'approche décrite au chapitre 3. L'approche consiste à créer un modèle basé sur un ensemble de diffuseurs discrets, définis par leur position et leur diagramme de rayonnement. L'écho de la cible est obtenu par la combinaison des énergies diffusées par tous ces points. Les questions qui se posent alors sont : combien de points brillants sont nécessaires, où sont-ils localisés et comment modéliser leur diagramme de rayonnement ?

4.2. Extension du modèle de points brillants aux applications du champ proche

4.2.1. Etat de l'art

En pratique, la plupart des radars automobiles courte et moyenne portée fonctionnent en champ proche. Ainsi, la surface équivalente radar est dépendante de la distance $\sigma(r)$ et non pas constante, r étant la distance. La technique des points brillants permet de modéliser un objet en champ proche et en champ lointain. Néanmoins, peu de travaux se sont intéressés à l'extension du modèle de points brillants aux applications en champ proche. La référence [135] propose une méthode de prédiction des données en champ proche en utilisant des points brillants déterminés par l'approche [SBR](#) en champ lointain. En effet, il considère que chaque diffuseur représente l'interaction entre l'onde incidente et une partie localisée de la cible. Cette partie est de petites dimensions comparées à celles de l'objet, et la diffusion représentée par chaque diffuseur est considérée valide à une distance beaucoup plus petite qu'en champ lointain de l'ensemble de la cible. Une formulation du champ proche monostatique a été suggérée à partir du modèle de points brillants en champ lointain. Ainsi, le modèle de points brillants

demeure valide et les effets du champ proche ont été pris en compte dans les termes de phase et d'amplitude où une correction en distance a été effectuée. Cette formulation est appliquée en tenant compte aussi du diagramme de rayonnement des antennes. De même, dans l'étude menée dans [136], il est supposé qu'à une distance donnée, que la cible soit située en champ lointain ou pas, chaque point brillant est dans la région locale qui satisfait le critère de champ lointain. Cette hypothèse est largement adoptée dans l'étude des caractéristiques des objets électriquement très larges en champ proche. A titre d'exemple, si on considère 26 points brillants distribués uniformément sur un véhicule de taille 4 m, chaque point brillant représentant une zone de 15 cm, la distance du champ lointain totale est alors de 8 km pour la même longueur d'onde, donc une distance très supérieure à la portée du radar. Ainsi, le champ lointain de l'ensemble du véhicule n'a pas de sens pratique. Cependant, la condition du champ lointain d'un point brillant est de 12 m et c'est celle là qui sera considérée.

Une modification des formulations de l'OP, la TPD et SBR a été donnée dans [137]–[140] afin d'étendre leur application au champ proche. La signature du champ proche a été obtenue par une formulation plus générale qui ne requiert aucune connaissance au préalable sur les caractéristiques des points brillants.

4.3. Méthodologie d'extraction des points brillants

4.3.1. Description du modèle

Le modèle de points brillants est couramment utilisé pour décrire la dispersion d'une cible à des fréquences élevées. Dans ce modèle, on suppose que la signature peut être approchée par la somme des réponses des diffuseurs ponctuels [141]. En effet, lorsque l'angle d'incidence du signal radar varie, divers points brillants apparaissent à des distances différentes le long de la structure 3D de l'objet. L'onde EM est ré-émise par chacun de ces points avec un retard différent. L'amplitude de chaque point brillant dépend de sa SER. Le modèle développé au cours des travaux de thèse repose sur les hypothèses suivantes :

- Les positions des centres de diffusion sont indépendantes de l'angle d'observation
- Les coefficients de dispersion des centres de diffusion varient selon l'angle,
- Le paramètre α (voir équation (1-44), chapitre 1 section 1.3.2.3), qui décrit la géométrie du diffuseur selon la TGD, n'est pas considéré dans ce travail. Son effet sur les données de diffusion reconstruites n'est pas remarquable aux fréquences élevées où la bande passante relative n'est pas très grande.

Afin d'extraire l'ensemble de ces points représentatifs de la cible, on commence par utiliser des outils de classification classique en traitement d'image. Étant donné que l'on ne dispose pas d'une vraie image radar mais d'une représentation 2D (de type contour) de l'objet, il n'est pas jugé nécessaire d'utiliser un algorithme de segmentation très sophistiqué. Notre modèle s'appuie donc sur la décomposition de l'image 2D en des groupes ou clusters avec l'algorithme Kmeans [142], qui permet d'avoir une première répartition des points brillants. Le processus commence

par choisir k éléments initiaux aléatoires considérés comme les centres des k clusters puis assigne chaque élément au groupe dont le centre est le plus proche en minimisant la distance euclidienne entre eux et calcule les centres associés à cette nouvelle partition. L'algorithme est itéré jusqu'à sa convergence vers une partition stable (les éléments ne changent plus de groupe).

Ce traitement est suivi d'un algorithme de « Regroupement des zones/régions » (region merging en anglais) [143] qui permet d'optimiser le modèle et passer outre les limitations de l'algorithme Kmeans (le nombre de clusters k est fixé à l'avance et le résultat dépend fortement du choix des centres initiaux). On groupe les clusters selon deux critères. Le premier est la distance maximale entre deux points brillants qui est $D_{\max}=15$ cm (paramètre fixé par rapport à la distance entre le radar et la cible de 12 m tout en respectant la condition du champ lointain des points brillants). Le second consiste à grouper les points brillants présentant des caractéristiques statistiques (moyenne et écart type) très proches. En effet, on représente l'image sous forme de régions et on détermine les régions adjacentes géométriquement. Ensuite, on regroupe les régions homogènes. Les statistiques des nouvelles régions sont alors calculées et les régions adjacentes sont recalculées. A la fin, la répartition des clusters est mise à jour et leur nombre est optimisé. A chaque cluster, une caractéristique de diffusion est calculée. Toutes les contributions complexes des N_s points brillants du cluster, contribuant à l'angle, sont référées au barycentre du cluster (x_c, y_c) en s'appuyant sur l'équation (4-1):

$$\begin{aligned} x_c &= \frac{1}{\sum_{i=1}^N A(i)} \sum_{i=1}^N I(i, j)A(i) \\ y_c &= \frac{1}{\sum_{j=1}^M A(j)} \sum_{j=1}^M I(i, j)A(j) \end{aligned} \quad (4-1)$$

où x_c et y_c sont les coordonnées du barycentre du cluster, correspondant à son centre d'intensité et non pas à son centre spatial, et $I(i, j)$ désigne l'intensité du pixel à la position (x_i, y_i) . Par analogie au fonctionnement des antennes, chaque point brillant est décrit par un diagramme de rayonnement correspondant à la répartition de l'amplitude en fonction de l'angle observation. Les amplitudes des points sont déterminées en suivant la trajectoire de chaque point sur le sinogramme, compensé par le diagramme de rayonnement de l'antenne du radar. Afin d'optimiser le modèle en nombre de paramètres, on choisit de modéliser statistiquement cette variation d'amplitude, tout en distinguant les points isotropes de ceux anisotropes. La méthodologie d'extraction des points brillants est résumée dans la Figure 4-1.

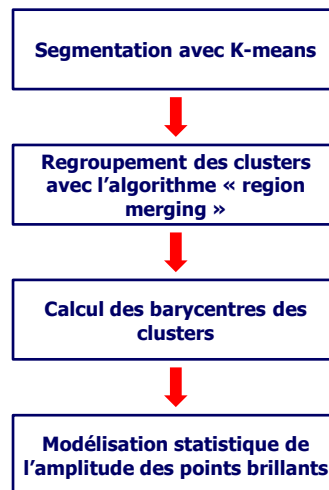


Figure 4-1 : Méthodologie d'extraction des points brillants

Cet algorithme est appliqué sur les images radar de trois cibles radar typiques, à savoir un véhicule (Peugeot 5008), une moto et un piéton. On filtre les images 2D en ne gardant que la zone correspondant aux dimensions des cibles. On extrait ainsi 13 points brillants pour le véhicule, comme indiqués en rouge sur la Figure 4-2, 6 points pour la moto et 4 points pour le piéton. On montrera par la suite qu'ils représentent un modèle de diffusion simplifié, qui a cependant un comportement de diffusion similaire à celui de la cible complexe. La répartition spatiale obtenue des points brillants est en concordance avec les dimensions réelles des objets.

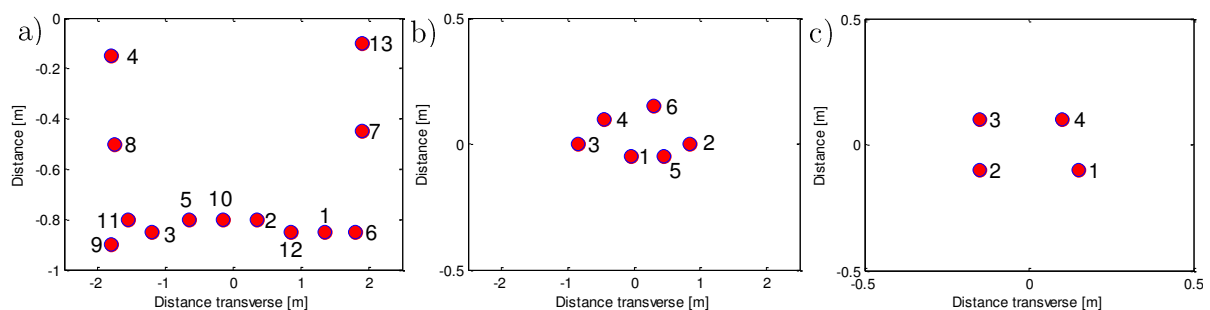


Figure 4-2 : Extraction des points brillants

a) Véhicule, b) Moto, c) Piéton

4.3.1. Modélisation du diagramme de rayonnement des points brillants

Le diagramme de rayonnement (ou la répartition spatiale dans le plan xoy de l'amplitude) est modélisé par ajustement de la variation de l'amplitude des points brillants à une distribution statistique. On commence par distinguer les points isotropes de ceux anisotropes en calculant l'écart-type de l'amplitude d'un point et le comparer à 0.

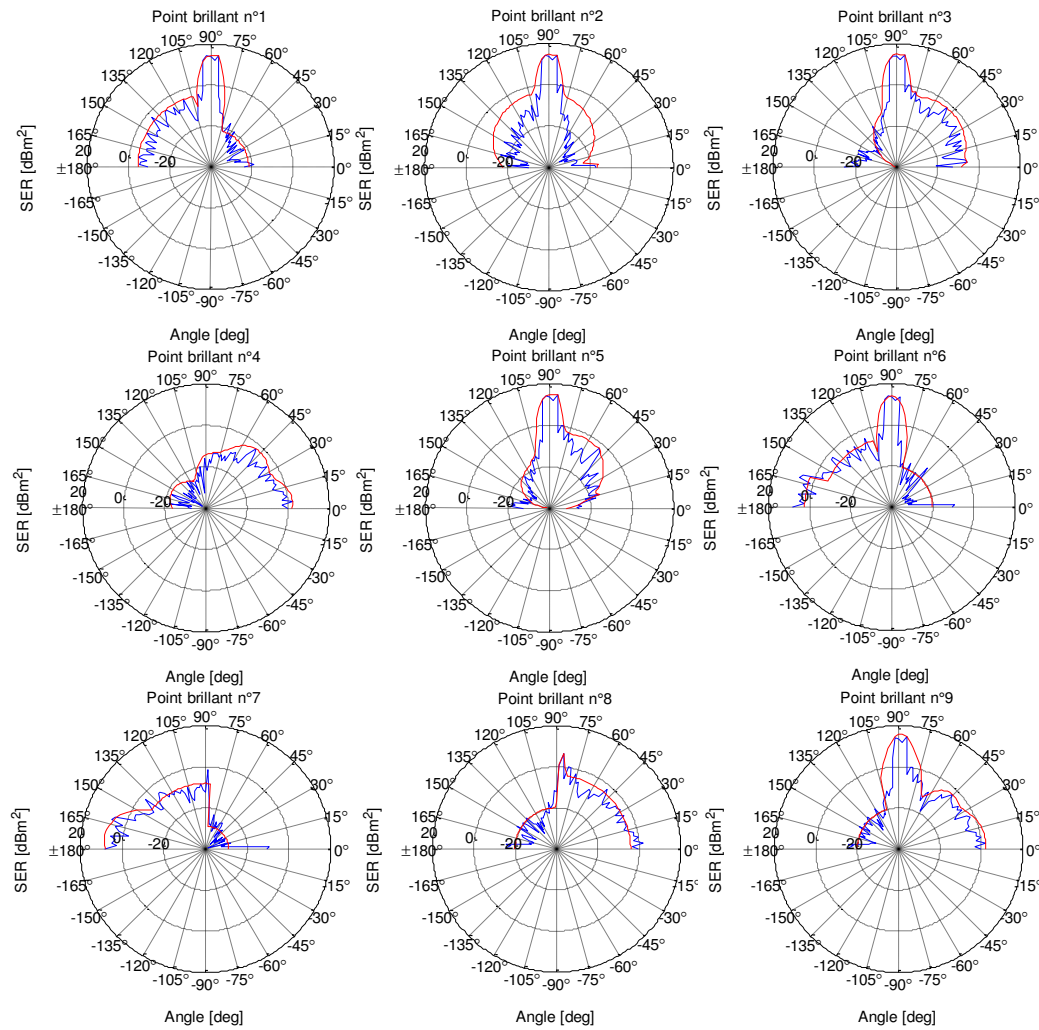
4.3.1.1 Véhicule

La Figure 4-3 (courbes en bleu) montre le diagramme de rayonnement des centres brillants de la Peugeot 5008. On constate que chaque point est actif dans des directions spécifiques et

présente donc un caractère anisotrope. Ainsi, à chaque direction, seulement une partie des points brillants visualisés contribue au rayonnement. En outre, on remarque que les points brillants du véhicule sont d'intensités comparables et rayonnent suivant une amplitude pouvant être modélisée selon une répartition gaussienne. Ainsi l'amplitude A_i du $i^{\text{ème}}$ point brillant peut être approchée par la somme de n gaussiennes, d'équation (4-2) dont l'espérance mathématique σ_k et l'écart type φ_k sont déterminés par minimisation de l'erreur quadratique moyenne entre les données mesurées et les équations des gaussiennes, la constante C représentant le résidu.

$$A_i(\varphi) = \sum_{k=1}^n \frac{1}{\sigma_k \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\varphi - \varphi_k)^2}{2\sigma_k^2}} + C \quad (4-2)$$

Dans ce modèle, le nombre des gaussiennes est égal au nombre de lobes principaux (deux gaussiennes au maximum), voir Figure 4-3 (courbes en rouge).



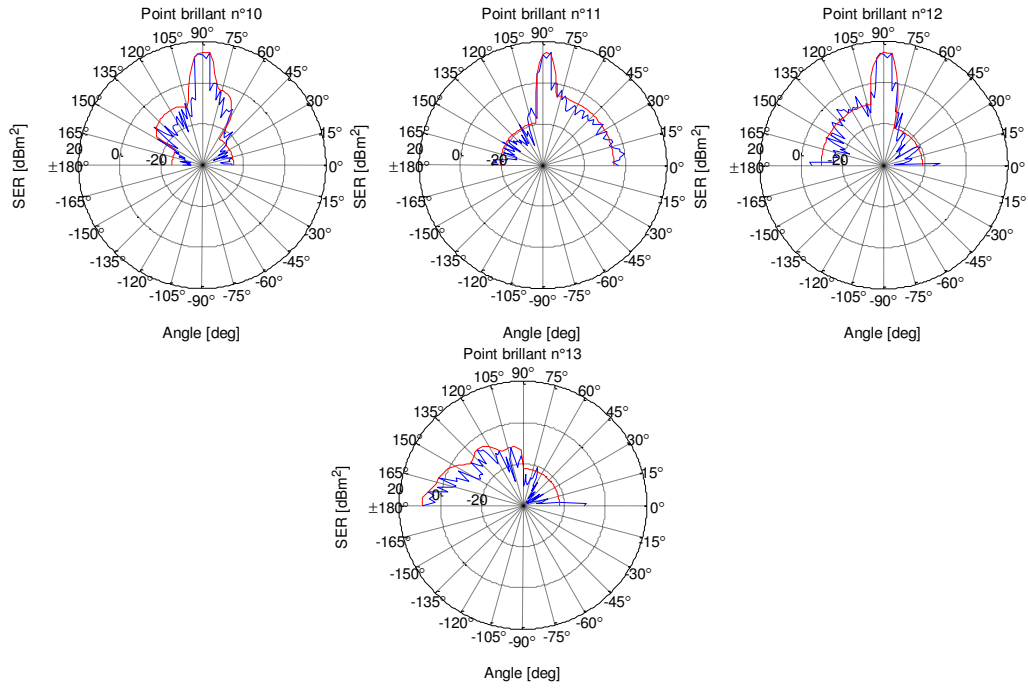


Figure 4-3 : Modélisation du diagramme de rayonnement des points brillants de la Peugeot 5008.

La fonction de transfert pour chaque angle est ensuite reconstruite en injectant l'équation (4-2) dans (3-5) pour donner la relation (4-3).

$$S(f, \varphi) = \sum_i \left(\sum_{k=1}^{n_i} \frac{1}{\sigma_k \sqrt{2\pi}} e^{\frac{(\varphi - \varphi_k)^2}{2\sigma_k^2}} + C \right) e^{-j2\pi f \tau_i(\varphi)} \quad (4-3)$$

avec :

f : fréquence

τ_i : temps de retard sur un trajet aller-retour entre le système radar et le point brillant i de la cible

En appliquant une transformée de Fourier inverse au spectre $S(f, \varphi)$, on obtient le graphe distance-azimut reconstruit (voir Figure 4-4 b)). Il permet d'identifier les principales trajectoires qui sont difficilement distinguables dans la Figure 4-4 a).

On note que la phase de chaque point brillant n'est pas connue. Cette limite est incontournable compte tenu de notre procédure de mesure (voir section 3.4.1).

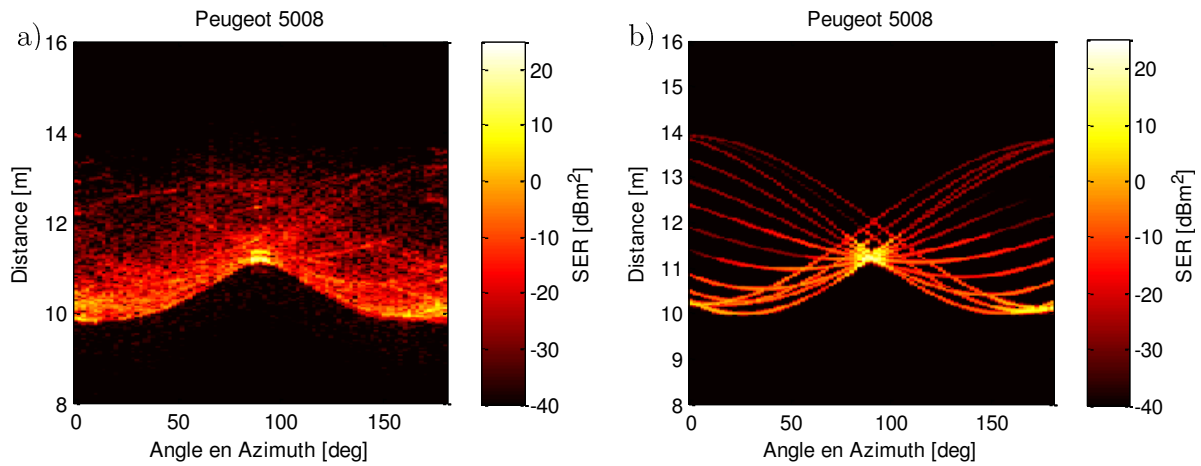


Figure 4-4 : Graphe distance-azimut du véhicule
 a) Mesuré, b) Reconstruit à partir du modèle

4.3.1.2 Moto

L'amplitude de chaque point brillant de la moto est modélisée par une seule gaussienne et une constante, vu qu'ils disposent d'un seul lobe principal à la fois, voir Figure 4-5 (courbes en rouge).

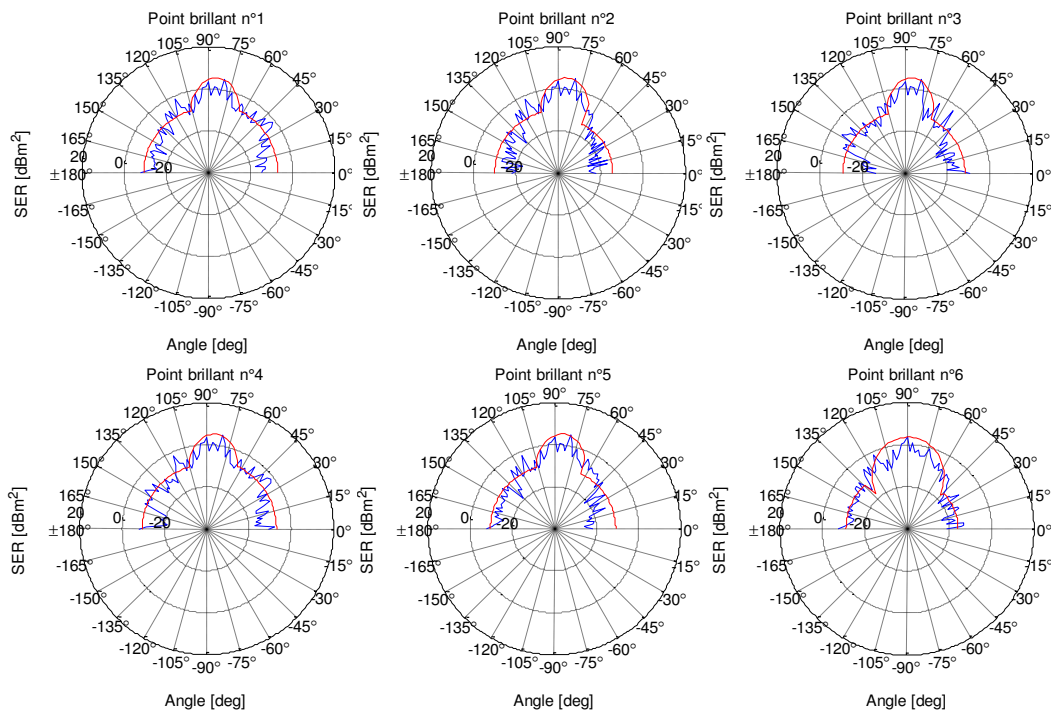


Figure 4-5 : Modélisation du diagramme de rayonnement des points brillants de la moto

Le sinogramme mesuré de la moto est comparé à celui reconstruit (voir Figure 4-6). On note que les trajectoires les plus importantes des points brillants ont été détectées. La répartition de l'intensité est plus uniforme que celle du véhicule.

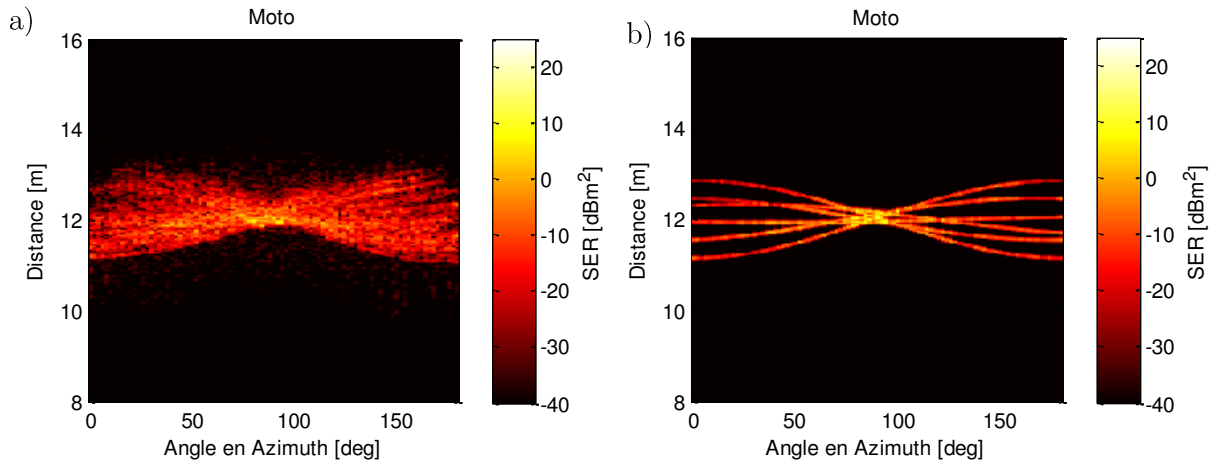


Figure 4-6 : Graphe distance-azimut de la moto
a) Mesuré, b) Reconstitué à partir du modèle

4.3.1.3 Piéton

La variation des amplitudes des points brillants du piéton est illustrée sur la Figure 4-7 (courbes en bleu). A la différence du comportement angulaire des points brillants du véhicule, tous les diffuseurs extraits présentent un caractère sensiblement isotrope. En effet, les amplitudes s'avèrent constante en fonction de l'angle et peuvent être modélisées simplement par la valeur moyenne (courbes en rouge).

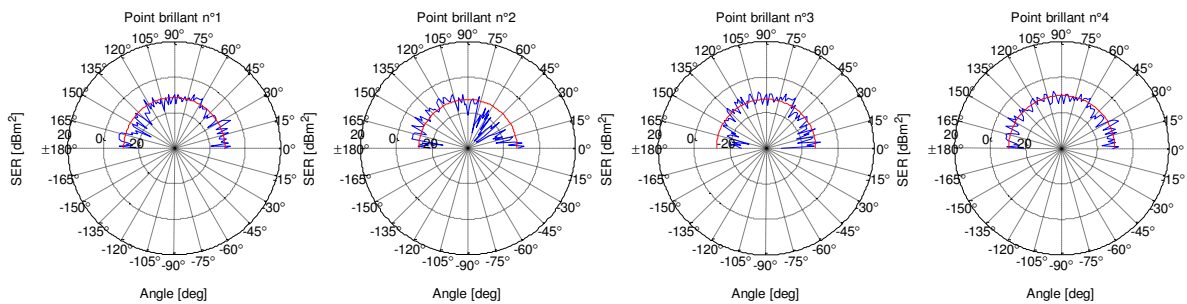


Figure 4-7 : Modélisation du diagramme de rayonnement des points brillants du piéton

La Figure 4-8 illustre la similitude des trajectoires des points brillants du piéton mesurées et reconstruites.

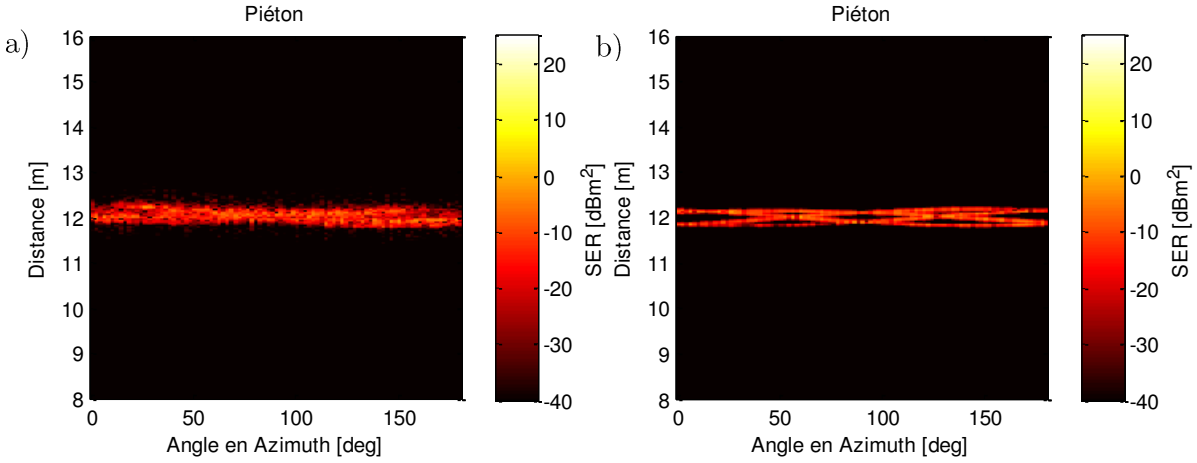


Figure 4-8 : Graphe distance-azimut du piéton
a) Mesuré, b) Reconstituit à partir du modèle

4.3.2. Evaluation de la performance du modèle

L'utilisation du modèle de points brillants dans la simulation des canaux multitrajets est l'une des perspectives de nos travaux. Afin d'évaluer ses performances et comme généralement réalisé pour les modèles de propagation traditionnels, on va comparer le comportement de différents paramètres synthétiques du canal entre modèle et mesure : le retard moyen τ_m , la dispersion des retards τ_{RMS} et le profil puissance-retard (ou power delay profile (PDP)) $P_h(\tau)$. Le PDP correspond ici à la moyenne angulaire de la puissance de la réponse impulsionnelle [11]. Elle donne la répartition de puissance en fonction du retard et est défini par l'équation (4-4):

$$P_h(\tau) = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M P_h(\tau, \varphi_n) = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M |h(\tau, \varphi_n)|^2 \quad (4-4)$$

où $P_h(\tau, \varphi_n)$ est le PDP pour un angle φ_n donné et $P_h(\tau)$ est la moyenne pour M angles.

On représente le retard moyen qui est le moment d'ordre un du PDP défini comme la moyenne des retards τ_i pondérés par leurs puissances P_h défini par :

$$\tau_m = \frac{\sum_{i=1}^I \tau_i P_h(\tau_i, \varphi_n)}{\sum_{i=1}^I P_h(\tau_i, \varphi_n)} \quad (4-5)$$

La dispersion des retards représente l'écart-type du PDP des retards pondérés par leur puissance, Elle est donnée par le moment d'ordre deux du PDP. On le calcule de la manière suivante :

$$\tau_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^I (\tau_i - \tau_m)^2 P_h(\tau_i, \varphi_n)}{\sum_{i=1}^I P_h(\tau_i, \varphi_n)}} \quad (4-6)$$

où τ_m désigne le retard moyen et $P_h(\tau_i, \varphi_n) = |h(\tau_i, \varphi_n)|^2$ $n \in [1:1:91]$

On observe sur la Figure 4-9 une bonne correspondance entre les paramètres statistiques déterminés par le modèle de points brillants et ceux obtenus par la mesure directe. Le profil puissance-retard montre le plus d'énergie à une distance aller-retour égale à 22,2 m. Le retard moyen varie entre 10 et 11,4 m. La dispersion des retards varie en fonction de l'angle.

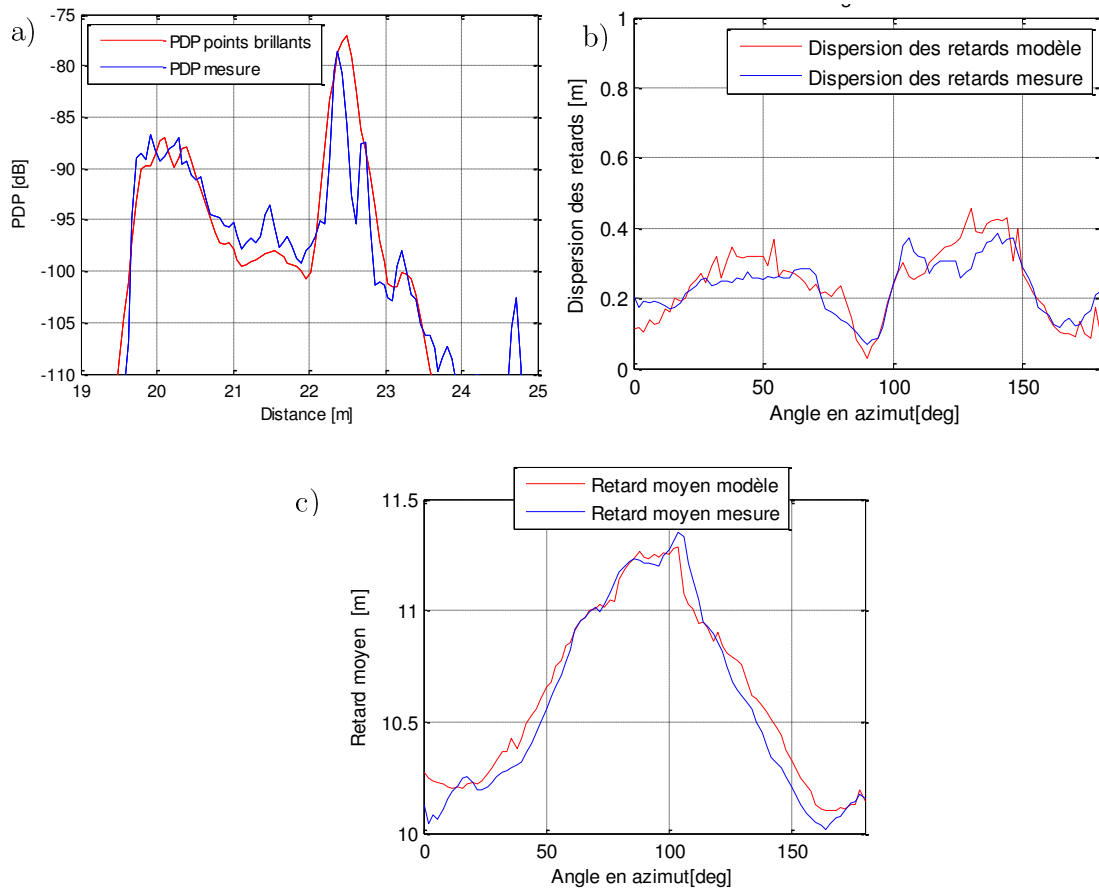


Figure 4-9 : Evaluation des performances du modèle représentatif de la Peugeot 5008

a) Profil puissance-retard, b) Dispersion des retards
c) Retard moyen

Dans le cas de la moto, le retard moyen varie entre 11,4 et 12,3 m et le maximum d'énergie est noté à 24 m de distance aller-retour (voir Figure 4-10). En outre, la dispersion des retards varie en fonction de l'angle d'une façon similaire à celui du véhicule.

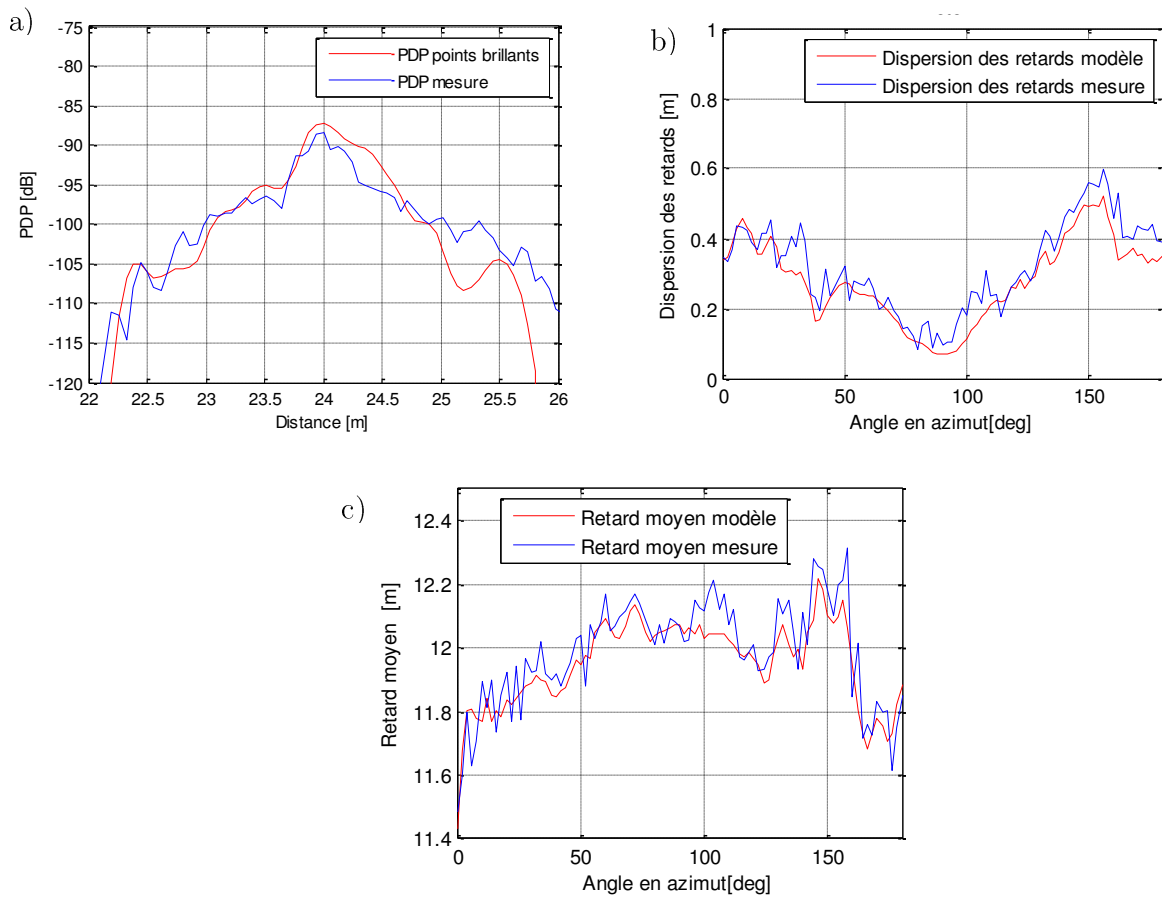
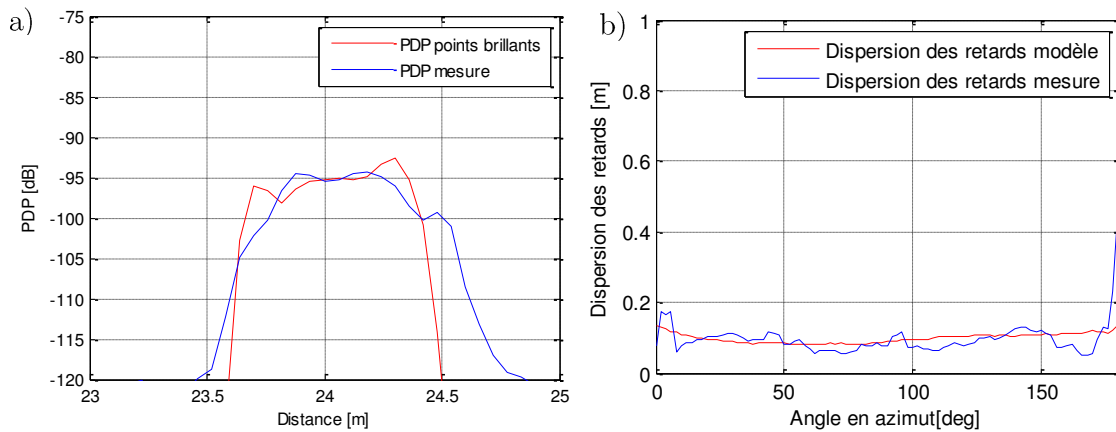


Figure 4-10 : Evaluation des performances du modèle représentatif de la moto

a) Profil puissance-retard, b) Dispersion des retards

c) Retard moyen

Dans le cas du piéton, la dispersion des retards est constante en fonction de l'angle et le retard moyen est aux alentours de 12,1 m (Figure 4-11).



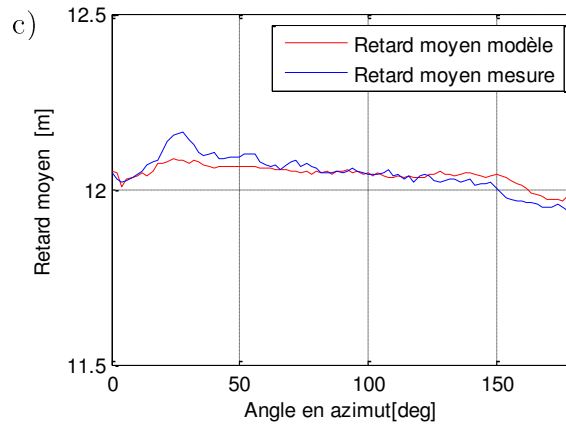


Figure 4-11 : Evaluation des performances du modèle représentatif du piéton

a) Profil puissance-retard, b) Dispersion des retards

c) Retard moyen

Le Tableau 4. compare les performances de la reconstruction à partir de la moyenne et l'écart type des paramètres d'évaluation décrits auparavant. L'écart type des mesures a été indiqué afin d'apprécier la pertinence du modèle. En effet, l'écart type d'un paramètre de mesure représente la performance du modèle le plus simple (modélisation par sa moyenne). Il est donc important que l'écart type de l'erreur d'un paramètre du modèle soit inférieur à celui des mesures. C'est un peu moins marqué avec le piéton dont la dispersion est plus faible signifiant dans le même temps que l'approche point brillant atteint ses limites dans ce cas (l'écart type de l'erreur est très proche de la mesure).

Tableau 4.12 : Evaluation des performances du modèle pour 3 cibles radar

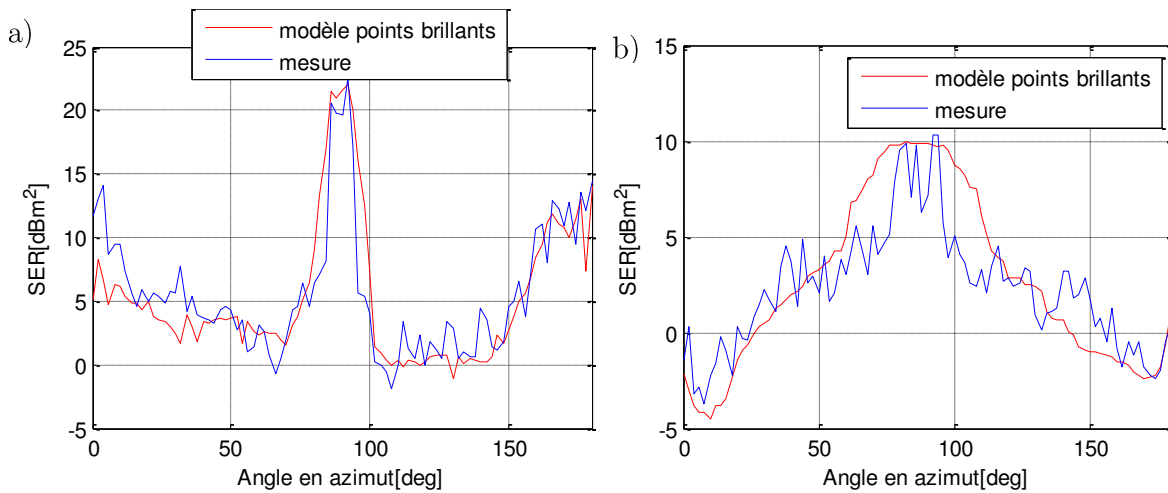
Véhicule	Espérance retard moyen [m]	Espérance dispersion des retards [m]	Écart type retard moyen [m]	Écart type dispersion des retards [m]
Modèle	10.616	0.240	0.390	0.0995
Mesure	10.576	0.231	0.439	0.0998
Ecart entre modèle et mesure	0.040	0.009	0.105	0.0771

Moto	Espérance retard moyen [m]	Espérance dispersion des retards [m]	Écart type retard moyen [m]	Écart type dispersion des retards [m]
Modèle	11,949	0,279	0,137	0,119
Mesure	11,986	0,320	0,166	0,126
Ecart entre modèle-mesure	0,037	0,040	0,075	0.042

Piéton	Espérance retard moyen [m]	Espérance dispersion des retards [m]	Écart type retard moyen [m]	Écart type dispersion des retards [m]
Modèle	12,042	0,098	0,043	0,016
Mesure	12,044	0,097	0,054	0,033
Ecart entre modèle-mesure	0.002	0.0017	0,043	0,033

4.3.3. Reconstruction de la SER

Une fois que l'identification de la position des points brillants a été effectuée et que la variation de l'amplitude selon l'angle d'incidence a été modélisée, on peut reconstruire la SER. La SER de la cible complexe à un angle donné est calculée à partir de la somme des champs retrodiffusés par les diffuseurs identifiés à cet angle et reconstruite à partir de l'équation (1-34). La variation de la SER obtenue par le modèle de points brillants est comparée à celle déterminée directement en appliquant l'équation radar sur les données mesurées (voir Figure 4-13). Le modèle de points brillants à distribution gaussienne donne donc une approximation acceptable de la SER des cibles radar étudiées.



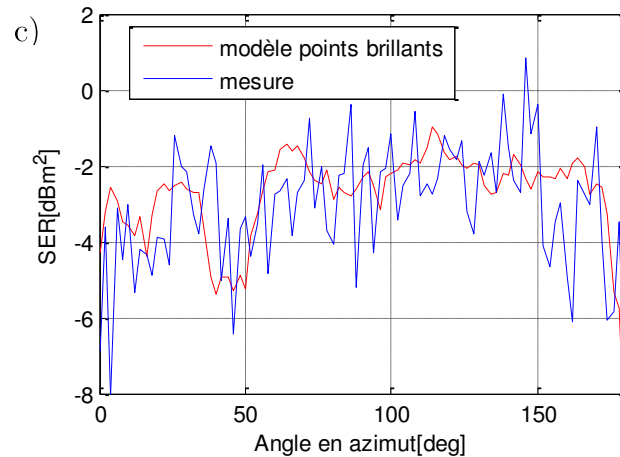


Figure 4-13 : Reconstruction de la SER à partir du modèle de points brillants

a) Véhicule, b) Moto

c) Piéton

4.4. Conclusion

Dans ce chapitre, les mesures de la SER de diverses cibles radars dans un environnement « indoor » (dans un gymnase) ont été utilisées afin de construire un modèle de points brillants. Une modélisation satisfaisante de diverses cibles radar (piéton, moto et véhicules) a été obtenue en considérant entre quatre et treize points principaux. Afin de modéliser la variation de l'amplitude des points brillants, il s'avère adéquat d'utiliser des outils statistiques (valeur moyenne, écart type, loi de distribution,..). Le modèle a été évalué par divers paramètres comme le profil puissance-retard, la dispersion des retards et le retard moyen. En perspective, l'utilisation des points brillants extraits dans la simulation de scénarios routiers pour des applications radar permettra de réduire significativement la complexité de la cible et ainsi le temps du calcul.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce manuscrit portent sur la modélisation et l'estimation de la **SER** de cibles radar réelles électriquement larges en ondes millimétriques par simulation et par une approche expérimentale. Dans cette optique, les concepts généraux liés à la caractérisation des cibles dans un contexte de la détection radar automobile ont été présentées dans le chapitre 1. Des pistes possibles sont la modélisation et la caractérisation des objets via leur surface équivalente radar (**SER**) en fonction de l'angle sous lequel elles sont vues depuis le radar ou encore une modélisation via des points brillants pour des objets de grandes dimensions tels que des véhicules. En effet, lorsqu'un objet est illuminé par une onde électromagnétique (EM), certaines régions de l'objet fournissent un rayonnement / diffusion vers le point d'observation. Les emplacements de ces sources d'énergie sont appelés points brillants, la réflexion globale étant la somme des ondes réémises par ces réflecteurs élémentaires de la cible. En plus d'une étude comparative des approches couramment utilisées pour la détermination de la **SER** d'une cible quelconque, un état de l'art des principaux modèles de points brillants a été dressé.

Basé sur cette étude, un simulateur électromagnétique s'appuyant sur un modèle déterministe de points brillants a été implémenté et détaillé dans le chapitre 2. Il combine des méthodes asymptotiques comme les approches « rayons » à savoir l'**OG** et la diffraction par les coins ainsi que les approches basées sur les courants comme l'**OP** et la **TPD**. Il présente une formulation compacte de divers mécanismes d'interactions d'une onde électromagnétique avec un objet conducteur. L'**OG** combinée à l'**OP** a été utilisée pour modéliser la double réflexion. La **TPD** et la diffraction par les coins ont été utilisées pour modéliser la diffraction par les arêtes et les coins. Les résultats pour des cibles simples et complexes de petites tailles modélisées parfaitement par des facettes triangulaires planes concordent avec la **MLFMM** de FEKO avec un gain énorme en temps de calcul et en mémoire. Cependant, les performances du simulateur atteignent leurs limites pour des objets radar de très grande taille, vu l'augmentation du nombre de points brillants déterministes. Le temps de simulation devient comparable à celui de l'**OP** de Feko (5 jours pour 7962 mailles). On se limite à la modélisation de la réflexion spéculaire et la diffraction par les arêtes lors du calcul de la **SER**. On aboutit à une première approximation qui est en concordance avec l'**OP** et la **LE-PO** simulée avec le logiciel FEKO. On note que dans ce cas, la **LE-PO** de FEKO devient plus intéressante étant donné qu'elle offre le même niveau de précision pour un temps de calcul raisonnable (moins d'une heure). La précision du simulateur a été évaluée à l'aide d'une campagne de mesures de **SER** de cibles canoniques et complexes de petites tailles (ne dépassant pas 6 cm) dans une chambre anéchoïque. Le banc de mesure mis en œuvre a permis également de valider une procédure expérimentale de détermination de la signature radar. Ce banc se distingue des configurations classiques par le fait que la porte de la chambre anéchoïque est maintenue ouverte tout au long de la mesure vu l'impossibilité de placer le **VNA** et les têtes millimétriques

à l'intérieur ce qui ajoute des contraintes sur l'extraction de la **SER** et nécessite l'utilisation d'un filtrage temporel (time gating) afin de limiter les multi-trajets. Les résultats sont en accord avec ceux obtenus par simulation. On montre ainsi que cette approche expérimentale est adaptée à la problématique de la caractérisation des cibles automobiles. Ceci était l'objectif du chapitre 3.

En effet, le simulateur devrait être amélioré par des mesures de vraies cibles radar afin que son utilisation en temps réel devienne possible. Les méthodes asymptotiques peuvent s'appliquer aux points brillants extraits des données expérimentales, au lieu de celles déterministes. La réduction de leur nombre diminue par conséquent le temps de calcul. Un banc de mesure attrayant par sa simplicité a été mis en œuvre dans un gymnase. La procédure expérimentale a permis de caractériser diverses cibles automobiles. Les valeurs maximales mesurées de la **SER** des véhicules testés varient entre 19 et 25 dBm². La valeur maximale de la **SER** d'une bicyclette est de 10 dBm², comparée à la valeur moyenne d'environ -3 dBm² pour un piéton. Les mesures menées ont montré une bonne adéquation avec les résultats présentés dans la littérature. En outre, ces données expérimentales permettent d'extraire une description de la cible par des points brillants qui modélisent les phénomènes de diffusion et de réflexion spéculaire. L'objectif de cette partie est d'étudier expérimentalement le comportement angulaire des points brillants pour différentes scènes et le justifier par simulation.

Le calcul de la **SER** basé sur un nombre limité de diffuseurs est effectué dans le chapitre 4. La représentation de la **SER** se base sur le modèle **TGD** dont les paramètres sont identifiés à partir des valeurs expérimentales. Les points brillants ont été localisés sur l'image **2D** par un algorithme de classification K-means et la variation de leurs amplitudes en fonction de l'angle a été modélisée par des gaussiennes. La performance du modèle a été évaluée par plusieurs paramètres, comme proposé pour l'étude du canal de propagation dans le contexte des radiocommunications, à savoir le profil puissance-retard, la dispersion des retards et le retard moyen. Notre modélisation permet de réaliser un compromis entre la complexité de calcul et la précision des signatures électromagnétiques des cibles radar.

Perspectives

Parmi les différentes perspectives possibles, il serait intéressant d'approfondir les axes de recherche suivants :

- L'extraction des points brillants par d'autres méthodes (**CLEAN**,...)
- La simulation de scénarios radar incluant des objets décrits selon l'approche des points brillants. Le couplage des plates-formes de simulation et matérielle permettra de valider la simulation orientée « système » ainsi que les modèles développés, en particulier ceux du canal de propagation et des cibles.
- L'extraction du modèle de bruit de *clutter* en ondes millimétriques à partir de la caractérisation expérimentale du canal de propagation.

Annexes

A. Application de l'OP et la TPD dans le cas d'une facette triangulaire

A.1. Formulation de l'OP

Le champ rayonné par une surface quelconque S (voir Figure 1-18) est déterminé en calculant le potentiel vecteur magnétique \vec{A} défini comme suit [36]:

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \iint_S \vec{J} \frac{e^{-jkR}}{R} ds \quad (\text{A-1})$$

où μ est la perméabilité du milieu et R est la distance d'un élément de courant au point d'observation. Les courants de surface \vec{J} sont calculés à partir de l'équation (1-31). L'intégration de surface s'effectue seulement sur la partie illuminée de la surface conductrice. On calcule le champ rayonné à partir du potentiel \vec{A} en utilisant la relation suivante :

$$\vec{E}_s = -j\omega\vec{A} - j \frac{1}{\omega\mu\epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) \quad (\text{A-2})$$

où ω est la pulsation de la source et ϵ est la permittivité du milieu ($\epsilon = \epsilon_0 \approx 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ pour le vide). En champ lointain, le champ électrique rayonné est donné par :

$$\vec{E}_s \cong -j\omega\vec{A} \quad (\text{A-3})$$

On considère \vec{r} le vecteur position du point d'observation et \vec{R} un vecteur entre un élément de surface et le point d'observation. En champ lointain, les vecteurs \vec{r} et \vec{R} sont approximativement parallèles. Alors, on approche la distance R par l'équation suivante :

$$R = |\vec{R}| = |\vec{r} - \vec{r}'| \approx |\vec{r}| - \vec{r} \cdot \vec{k}_s \quad (\text{A-4})$$

Le vecteur position d'un élément de surface et le vecteur unitaire dans la direction du point d'observation sont donnés respectivement par les équations :

$$\vec{r}' = x' \vec{x} + y' \vec{y} + z' \vec{z} \quad (\text{A-5})$$

$$\vec{k}_s = \sin \theta \cos \varphi \vec{x} + \sin \theta \sin \varphi \vec{y} + \cos \theta \vec{z} \quad (\text{A-6})$$

On peut ainsi déduire l'équation du champ rayonné selon l'optique physique (OP) par :

$$\vec{E}_s^{OP}(\vec{r}) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \iint_S \vec{J}_s(\vec{r}') e^{jk\vec{k}_s \cdot \vec{r}'} ds \quad (\text{A-7})$$

La composante radiale du champ \vec{E}_s^{OP} est supposée nulle en champ lointain étant donné que sa valeur est beaucoup plus petite que les composantes suivant θ et φ . En enlevant la composante de champ électrique dans la direction de propagation, on obtient :

$$\vec{E}_s^{OP}(r) = -\frac{jkZ}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \iint_S (\vec{J}_s - (\vec{J}_s \cdot \vec{k}_s) \vec{k}_s) e^{jk\vec{k}_s \cdot \vec{r}'} ds \quad (\text{A-8})$$

En champ lointain, le champ incident forme une onde plane et les champs électrique et magnétique s'écrivent comme suit :

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{i0} e^{-jk\vec{k}_i \cdot \vec{r}'} \quad (\text{A-9})$$

$$\vec{H}_i = \vec{H}_{i0} e^{-jk\vec{k}_i \cdot \vec{r}'} \quad (\text{A-10})$$

$$\vec{H}_{i0} = \frac{1}{Z} \vec{k}_i \times \vec{E}_{i0} \quad (\text{A-11})$$

où \vec{E}_{i0} et \vec{H}_{i0} sont des vecteurs d'amplitude réelle et constante, Z est l'impédance intrinsèque du milieu ($Z = Z_0 = 120\pi \Omega$ pour le vide) et \vec{k}_i est le vecteur de propagation donné par :

$$\begin{aligned} \vec{k}_i &= -(\sin \theta_i \cos \varphi_i \vec{x} + \sin \theta_i \sin \varphi_i \vec{y} + \cos \theta_i \vec{z}) \\ &= -\vec{e}_r \end{aligned} \quad (\text{A-12})$$

On exprime le champ électrique en termes de ses composantes orthogonales dans le repère local (voir Figure 1-2) :

$$\vec{E}_i = (E_{i\theta} \vec{\theta} + E_{i\varphi} \vec{\varphi}) e^{-jk\vec{k}_i \cdot \vec{r}'} \quad (\text{A-13})$$

Le champ magnétique est lié au champ électrique et s'écrit alors :

$$\vec{H}_i = \frac{1}{Z} \vec{k}_i \times \vec{E}_i = \frac{1}{Z} (E_{i\theta} \vec{\theta} - E_{i\varphi} \vec{\varphi}) e^{-jk\vec{k}_i \cdot \vec{r}'} \quad (\text{A-14})$$

En substituant l'équation (1-31) dans l'équation (2-22), la densité de courant de surface est obtenue par :

$$\vec{J}_s = \frac{2}{Z} \vec{n} \times (E_{i\theta} \vec{\theta} - E_{i\varphi} \vec{\varphi}) e^{-jk\vec{k}_i \cdot \vec{r}'} \vec{k}_i \quad (\text{A-15})$$

En insérant l'équation (A-15) dans l'équation (1-31), on obtient l'expression du champ électrique :

$$\vec{E}_s^{OP}(x, y, z) = -\frac{j}{\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \iint_{s'} \vec{n} \times (E_{i\theta} \vec{\theta} - E_{i\varphi} \vec{\varphi}) e^{-jk(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}'} ds' \quad (\text{A-16})$$

Pour une surface plane, tous les termes vectoriels sont constants et peuvent être sortis de l'intégrale. L'équation devient :

$$\vec{E}_s^{OP}(x, y, z) = -\frac{j}{\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{n} \times (E_{i\theta} \vec{\theta} - E_{i\varphi} \vec{\varphi}) \iint_{s'} e^{-jk(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}'} ds' \quad (\text{A-17})$$

Le calcul de l'intégrale $I_c = \iint_s e^{-jk(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}'} ds$ se fait d'une façon relativement simple dans le cas d'une surface plane polygonale de N_c côtés. En effet, selon [37] l'intégrale de surface peut être transformée en une intégrale de contour résolue sous forme d'une somme des sinus cardinaux. Ainsi, la solution de l'intégrale I_c est donnée par :

$$\iint_{s'} e^{-jk(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}'} ds' \cong -\frac{j}{k} \frac{\vec{K} \times \vec{n}}{|\vec{K} \times \vec{n}|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N_c} \Delta \vec{v}_n \text{sinc} \left(\frac{k}{2} \vec{K} \times \Delta \vec{v}_n \right) e^{-j\frac{k}{2} \vec{K} \cdot (\vec{v}_n + \vec{v}_{n+1})} \quad (\text{A-18})$$

avec : $\vec{K} = \vec{k}_i - \vec{k}_s$, $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde, x_n , y_n et z_n sont les coordonnées du $n^{\text{ième}}$ sommet du polygone : $\vec{v}_n = x_n \vec{x} + y_n \vec{y} + z_n \vec{z}$ et $\Delta \vec{v}_n = \vec{v}_{n+1} - \vec{v}_n$.

La Figure 2-5 illustre les vecteurs de position utilisés dans la formulation de I_c . Les sommets de la facette sont définis par leurs coordonnées cartésiennes (x_n, y_n, z_n) avec $n=1,2,3$ dans le cas d'un triangle. On choisit d'orienter les facettes triangulaires dans le sens anti-horaire.

Dans le cas où l'onde incidente est normale à la facette, $\vec{K} \cdot \vec{n} = 0$, l'équation (A-18) se réduit à :

$$\iint_{s'} e^{-jk\vec{K} \cdot \vec{r}'} ds' = e^{-jk\vec{K} \cdot \vec{r}_0} A \quad (\text{A-19})$$

avec r_0 la position du centre de la facette. En combinant les équations (A-17) et (A-18), on obtient le champ rayonné par une facette au point d'observation.

$$\vec{E}_s^{OP} \cong -\frac{1}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{n} \times (E_{i\varphi} \vec{\theta} - E_{i\theta} \vec{\varphi}) \frac{\vec{K} \times \vec{n}}{|\vec{K} \times \vec{n}|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N_c} \Delta \vec{v}_n \sin c \left(\frac{k}{2} \vec{K} \times \Delta \vec{v}_n \right) e^{-j\frac{k}{2} \vec{K} \cdot (\vec{v}_n + \vec{v}_{n+1})} \quad (\text{A-20})$$

Le champ total est obtenu en sommant vectoriellement le champ de toutes les facettes. L'équation (A-21) donne la contribution de M facettes formées par N_c cotés :

$$\vec{E}_s^{OP} \cong -\frac{1}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \sum_{m=1}^M \vec{n}_m \times (E_{i\varphi} \vec{\theta} - E_{i\theta} \vec{\varphi}) \frac{\vec{K} \times \vec{n}_m}{|\vec{K} \times \vec{n}_m|^2} \cdot \sum_{n=1}^{N_c} \Delta \vec{v}_n \sin c \left(\frac{k}{2} \vec{K} \times \Delta \vec{v}_n \right) e^{-j\frac{k}{2} \vec{K} \cdot (\vec{v}_n + \vec{v}_{n+1})} \quad (\text{A-21})$$

Finalement, la SER est calculée par l'équation (1-3), en supposant que le module du champ électrique incident est tel que $|E_i| = 1$:

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 |E_s^{OP}|^2 \quad (\text{A-22})$$

A.2. Formulation de la TPD

La TPD permet de calculer le champ rayonné par les courants de surface sur la cible [38]-[39]. Le courant total se compose d'un courant uniforme calculé par l'OP et d'un courant de frange (issus des discontinuités de la cible au niveau des arêtes) déterminé par la méthode des courants équivalents ou la TID. Le champ diffracté \vec{E}^{TPD} par l'arête m est donc exprimé comme :

$$\vec{E}^{TPD} = \vec{E}^{OP} + \vec{E}^{fr} \quad (\text{A-23})$$

Avec \vec{E}^{OP} et \vec{E}^{fr} sont respectivement le champ dû au courant uniforme et au courant de frange.

Les courants équivalents considérés dans la TPD sont composés de courants électriques équivalents \vec{I}_e et de courants magnétiques équivalents I_m . Les potentiels vecteurs magnétiques \vec{A} et électriques \vec{F} sont définis à partir de ces courants équivalents le long du contour d'intégration L comme suit :

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_L \vec{I}_e \frac{e^{-jKR}}{R} dL \quad (\text{A-24})$$

$$\vec{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_L \vec{I}_m \frac{e^{-jKR}}{R} dL \quad (\text{A-25})$$

Le champ électrique rayonné est déduit des potentiels vecteurs :

$$\vec{E}^{TPD} = -j\omega\vec{A} - j\frac{1}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla\cdot\vec{A}) - \frac{1}{\epsilon}\nabla\cdot\vec{F} \quad (\text{A-26})$$

Cette expression se simplifie en champ lointain :

$$\vec{E}^{TPD} \cong -j\omega\vec{A} + j\omega\mu Z_0 \vec{k}_s \times \vec{F} \quad (\text{A-27})$$

Le champ diffracté \vec{E}^{fr} par une arête est déterminé par la MCE et donné par l'intégrale de rayonnement suivante [101] :

$$\vec{E}^{fr} \cong jk \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_L \left[Z_0 \vec{I}_e \vec{k}_s \times (\vec{k}_s \times \vec{t}) + \vec{I}_m (\vec{k}_s \times \vec{t}) e^{-jk\vec{r}\cdot\vec{t}} \right] dL \quad (\text{A-28})$$

où Z_0 est l'impédance intrinsèque du vide et \vec{t} est un vecteur unitaire suivant l'arête. Il est défini pour que $\vec{n} \times \vec{t}$ soit dirigé vers le centre de la facette et \vec{r} est le vecteur position d'un point sur le contour d'intégration L .

La géométrie définie par Michaeli [102], illustre les paramètres utilisés dans le calcul du champ diffracté par une arête. Les angles sont donnés par :

$$\vec{k}_{i\perp} = \vec{k}_i - (\vec{k}_i \times \vec{t}) \vec{t} \quad (\text{A-29})$$

$$\psi' = \cos^{-1} \left(\frac{\vec{k}_{i\perp} \times \vec{t}}{|\vec{k}_{i\perp} \times \vec{t}|} \cdot \vec{n} \right) \quad (\text{A-30})$$

$$\beta_i = \cos^{-1} (\vec{k}_i \times \vec{t}) \quad (\text{A-31})$$

$$\beta_s = \cos^{-1} (\vec{k}_s \times \vec{t}) \quad (\text{A-32})$$

où $\vec{k}_{i\perp}$ est la composante de \vec{k}_i perpendiculaire à l'arête, \vec{n} est la normale à la facette, et ψ' (ψ) est l'angle entre le rayon incident (rayonné) et la face auquel appartient l'arête, défini dans le plan normal à l'arête. Dans le cas monostatique, on a : $\psi = \psi'$.

On choisit la définition des courants équivalents donnée par Knot et Senior [43], [103], qui, en plus de sa simplicité, fournit des résultats corrects dans le cône de Keller. Ils s'expriment comme :

$$\vec{I}_e = \frac{2j\vec{t}(\vec{E}_i \cdot \vec{t})f}{kZ_0 \sin^2 \beta_i} \quad (\text{A-33})$$

$$\vec{I}_m = \frac{2j\vec{t}(\vec{H}_i \cdot \vec{t})g}{kY_0 \sin^2 \beta_i} \quad (\text{A-34})$$

avec : $\vec{E}_i = E_0 e^{jk\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \vec{e}_i$ et $\vec{H}_i = E_0 Y_0 e^{jk\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \vec{h}_i$, \vec{e}_i et \vec{h}_i sont les vecteurs de polarisation électrique et magnétique, γ est l'admittance intrinsèque du milieu. Les coefficients f et g de la TPD, de type Ufimtsev [145], sont donnés par [5] :

$$f = \begin{cases} (X-Y) - (X_1 - Y_1) & 0 \leq \psi' \leq n\pi - \pi \\ (X-Y) - (X_1 - Y_1) - (X_2 - Y_2) & n\pi - \pi \leq \psi' \leq \pi \\ (X-Y) - (X_2 - Y_2) & \pi \leq \psi' \leq n\pi \end{cases} \quad (\text{A-35})$$

$$g = \begin{cases} (X+Y)-(X_1+Y_1) & 0 \leq \psi' \leq n\pi - \pi \\ (X+Y)-(X_1+Y_1)-(X_2+Y_2) & n\pi - \pi \leq \psi' \leq \pi \\ (X+Y)-(X_2+Y_2) & \pi \leq \psi' \leq n\pi \end{cases} \quad (\text{A-36})$$

où : $0 \leq \psi' \leq n\pi - \pi$ correspond à l'illumination de la face du haut, $n\pi - \pi \leq \psi' \leq \pi$ à l'illumination des deux faces et $\pi \leq \psi' \leq n\pi$ à l'illumination de la face du bas. Ceci est illustré sur la Figure 1-11.

Les coefficients X_1, Y_1, X_2 et Y_2 correspondent aux contributions de l'optique physique au rayonnement et s'expriment par :

$$X_1 = -\frac{1}{2} \tan\left(\frac{\psi - \psi'}{2}\right) \quad (\text{A-37})$$

$$Y_1 = -\frac{1}{2} \tan\left(\frac{\psi + \psi'}{2}\right) \quad (\text{A-38})$$

$$X_2 = \frac{1}{2} \tan\left(\frac{\psi' - \psi'}{2}\right) \quad (\text{A-39})$$

$$Y_2 = -\frac{1}{2} \tan\left[n\pi - \left(\frac{\psi + \psi'}{2}\right)\right] \quad (\text{A-40})$$

Les coefficients de diffraction X et Y sont les coefficients de Keller :

$$X = \frac{\frac{1}{n} \sin\left(\frac{\pi}{n}\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\psi - \psi'}{n}\right)} \quad (\text{A-41})$$

$$Y = \frac{\frac{1}{n} \sin\left(\frac{\pi}{n}\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\psi + \psi'}{n}\right)} \quad (\text{A-42})$$

où n est l'angle extérieur normalisé par π .

Bien que la définition des coefficients de la TPD soit mathématiquement correcte, elle présente des formes indéterminées lorsque $\psi \pm \psi' = \pi$. Le changement suggéré par Ufimtsev [146] ne résout pas totalement le problème.

$$X - X_1 \text{ ou } X - X_2 \rightarrow -\frac{1}{2n} \cot \frac{\pi}{n} \quad (\text{A-43})$$

$$Y - Y_1 \text{ ou } Y - Y_2 \rightarrow -\frac{1}{2n} \cot \frac{\pi}{n} \quad (\text{A-44})$$

Brown [147] propose les changements de variable suivants afin de pallier le problème lié aux relations (A-41) et (A-42) : $\beta = \psi \pm \psi'$ et $u = \beta - \pi/2$. Les coefficients de diffraction reformulés sont donnés par les relations (A-45) à (A-50) en fonction des faces illuminées liées à l'arête.

- illumination de la face du haut ($0 \leq \psi' \leq n\pi - \pi$) :

$$f = \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin u_- - nD(u_-) \cos u_-}{2nD(u_-) \sin u_-} \right] - \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin u_+ - nD(u_+) \cos u_+}{2nD(u_+) \sin u_+} \right] \quad (\text{A-45})$$

$$g = \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin u_- - nD(u_-) \cos u_-}{2nD(u_-) \sin u_-} \right] + \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin u_+ - nD(u_+) \cos u_+}{2nD(u_+) \sin u_+} \right] \quad (\text{A-46})$$

- illumination de deux faces ($n\pi - \pi \leq \psi' \leq \pi$) :

$$f = \frac{1}{D(u_-)} \frac{\sin \frac{\pi}{n}}{n} - \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin u_+ - nD(u_+) \cos u_+}{2nD(u_+) \sin u_+} - \frac{1}{2 \cot v} \right] \quad (\text{A-47})$$

$$g = \frac{1}{D(u_-)} \frac{\sin \frac{\pi}{n}}{n} + \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin u_+ - nD(u_+) \cos u_+}{2nD(u_+) \sin u_+} - \frac{1}{2 \cot v} \right] \quad (\text{A-48})$$

- illumination de la face du bas ($\pi \leq \psi' \leq n\pi$)

$$f = \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin u_- + nD(u_-) \cos u_-}{2nD(u_-) \sin u_-} \right] - \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin (n\pi - u_+) - nD(u_+) \cos (n\pi - u_+)}{2nD(u_+) \sin (n\pi - u_+)} \right] \quad (\text{A-49})$$

$$g = \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin u_- + nD(u_-) \cos u_-}{2nD(u_-) \sin u_-} \right] + \left[\frac{2 \sin \frac{\pi}{n} \sin (n\pi - u_+) - nD(u_+) \cos (n\pi - u_+)}{2nD(u_+) \sin (n\pi - u_+)} \right] \quad (\text{A-50})$$

avec :

$$u_- = (\psi - \psi' - \pi) / 2, \quad u_+ = (\psi + \psi' - \pi) / 2, \quad v = (2\pi n - (\psi - \psi') - \pi) / 2 \text{ et}$$

$$D(x) = \cos \frac{\pi}{n} \left(1 - \cos \frac{2x}{n} \right) + \sin \frac{2x}{n} \sin \frac{\pi}{n}$$

L'intégration se fait sur une arête de longueur L considérée comme un modèle tronqué d'une droite infinie. Dans le cas d'une onde plane, l'équation du champ peut être simplifiée en supposant qu'il n'y a pas de changement phase et que \vec{I}_e et \vec{I}_m sont constants sur la longueur L de l'arête.

$$\vec{E}^{fr} = -\frac{E_{i0}}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\left[(\vec{e}_i \times \vec{t}) \vec{k}_s \times (\vec{k}_s \times \vec{t}) f + (\vec{h}_i \times \vec{t}) \vec{k}_s \times \vec{t} g \right]}{\sin^2 \beta_s} \int_L \left[e^{-jk(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}'} \right] dr' \quad (\text{A-51})$$

Dans le cas monostatique $\vec{k}_i = \vec{k}_s$, l'intégrale de l'équation (2.66) se réduit à :

$$\int_L e^{j2\vec{k}_s \cdot \vec{r}'} dr' = L e^{j2\vec{k}_s \cdot \vec{v}_m} \text{sinc}(kL \cos \beta_s) \quad (\text{A-52})$$

Finalement, en combinant l'équation (A-51) et l'équation (A-52), on détermine le champ diffracté par une arête :

$$\vec{E}^{fr} = -\frac{E_{i0} L}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\left[(\vec{e}_i \times \vec{t}) \vec{k}_s \times (\vec{k}_s \times \vec{t}) f + (\vec{h}_i \times \vec{t}) \vec{k}_s \times \vec{t} g \right]}{\sin^2 \beta_{0c}} \text{sinc}(kL \cos \beta_{0c}) e^{-j2\vec{k}_s \cdot \vec{e}_m} \quad (\text{A-53})$$

Le champ total est obtenu en sommant vectoriellement le champ de toutes les arêtes. Ainsi la surface équivalente radar issue de la modélisation de la réflexion spéculaire et de la diffraction par les arêtes est donnée par :

$$\sigma = 4\pi r^2 \frac{\left| \sum_{n=1}^N (\vec{P} \cdot \vec{E}^{OP})_n + \sum_{m=1}^M (\vec{P} \cdot \vec{E}^{fr})_m \right|^2}{|\vec{E}_i|^2} \quad (\text{A-54})$$

où \vec{P} est le vecteur unitaire de polarisation reçue et N le nombre d'arêtes.

B. Tests préliminaires de la mesure de la SER en chambre anéchoïque

B.1. Banc de mesure

Les premiers tests de mesure de la **SER** ont été menés avec l'analyseur de réseau vectoriel (**VNA**) de la société **ABmm** [117]. Cet appareil, fonctionne entre 8 et 350 GHz à l'aide de multiplicateurs de fréquences par sous-bandes normalisées (K, Ka, E, W,...). Le banc de mesure, illustré à la Figure B-1, est monté en configuration quasi-monostatique afin d'augmenter la dynamique de mesure car on s'intéresse ici au coefficient de transmission S_{21} qui donne le rapport entre le signal transmis du port 1 vers le port 2. La surface équivalente radar **SER** sera ensuite extraite de cette mesure.

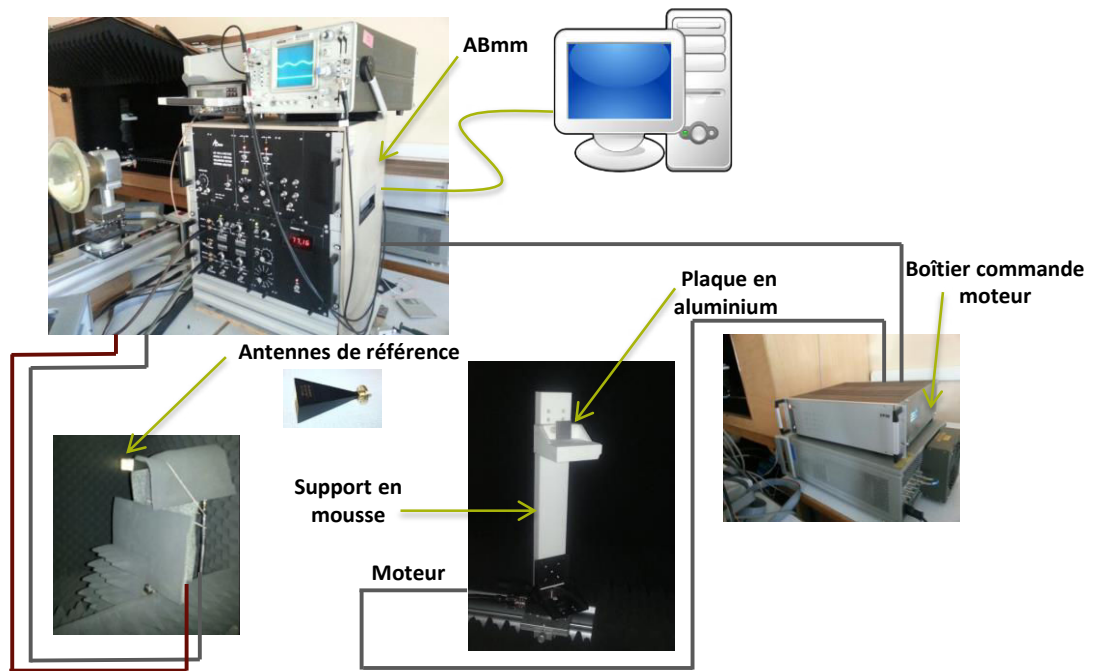


Figure B-1 : Banc de mesure de la SER en bande W avec l'ABmm

On définit la **SER** minimale mesurée, par la **SER** à vide à la position de la cible (ici positionnée à 1.8 m du système radar). Sa valeur est calculée à partir de l'équation B-1 (dérivée de l'équation radar) et est égale à -20 dBm².

$$\sigma_{\min_{\text{dBm}^2}} = 10 \log_{10} \left(\left(\frac{P_{rx}}{P_{tx}} \right) \frac{(4\pi)^3 D^4}{G_r G_e \lambda^2} \right) = -20 \text{dBm}^2 \quad (\text{B-1})$$

avec

$$\frac{P_{rx}}{P_{tx}} = 10^{\frac{\left(\frac{P_{rx}}{P_{tx}} \right)_{\text{vide, dB}} - \left(\frac{P_{rx}}{P_{tx}} \right)_{\text{direct, dB}}}{10}} = 10^{\frac{4-70}{10}}$$

$\left(\frac{P_{rx}}{P_{tx}} \right)_{\text{direct, dB}}$ est l'amplitude brute lors du calibrage direct illustré par la Figure B-2 et $\left(\frac{P_{rx}}{P_{tx}} \right)_{\text{vide, dB}}$ est l'amplitude brute à vide visible sur la Figure B-3.

La **SER** maximale mesurable est de 5 dBm² (ici d'un dièdre de taille 6 cm, puisque sa **SER** est la plus élevée comparée à des objets de même taille). Ceci donne une dynamique de 25 dB. La cible et les antennes de références (deux antennes cornets dont les caractéristiques seront décrites ultérieurement) sont placées dans un environnement exempt de perturbations : une chambre anéchoïque dont les absorbants présentent un coefficient de réflexion inférieur à -52 dB au-delà de 26 GHz. La distance entre l'objet et les antennes est de 1.8 m pour respecter la condition du champ lointain : $d \gg 2D^2/\lambda$. La taille maximale de l'objet est donc de 6.3 cm. Il est positionné sur un support tournant en mousse ROHACELL. Lors de la procédure expérimentale, on relève deux contraintes : d'un côté les opérations sont répétitives et lentes vu la non automatisation des instruments de mesures, d'un autre côté la durée du balayage de la bande de fréquence [76-81 GHz] avec 501 points à un angle φ donné est très important (~10 min). Ainsi, la détermination de la variation de la **SER** en fonction de l'angle entre 0° et 180° à pas de 0.1° nécessite 300 heures. Ceci s'avère excessivement contraignant pour la caractérisation de diverses cibles. L'automatisation du banc utilisant l'ABmm n'est donc pas avantageuse. Par conséquent, ceci nous a conduit à développer un nouveau banc de mesure basé sur un **VNA** Rohde & Schwarz ZVT 20 équipé de têtes en bande W. Des tests comparant les performances des deux **VNA** utilisés sont résumés dans le *Tableau B.1*. Un programme de pilotage du ZVT20 et du support motorisé a été développé sous Matlab. L'automatisation permet d'éviter les opérations manuelles répétitives et, par conséquent, de tester un plus grand nombre de combinaisons de paramètres (bande de fréquences de balayage, bande d'analyse, nombre de points de fréquences) afin d'optimiser la durée du test et d'améliorer la qualité des résultats.

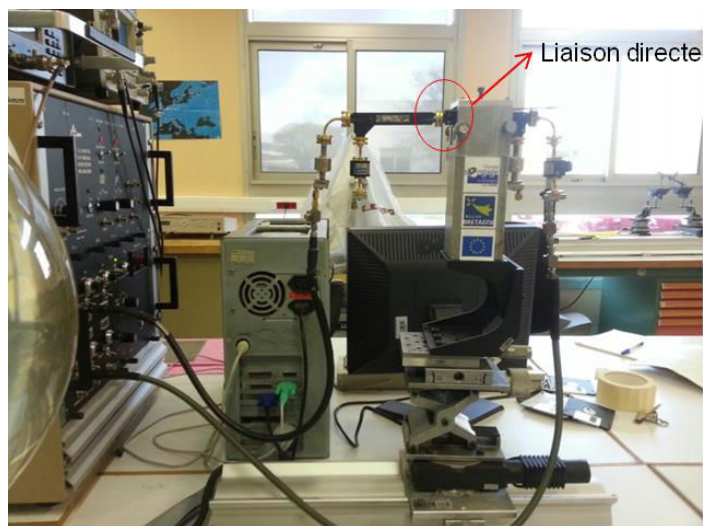


Figure B-2 : Calibrage par une liaison directe

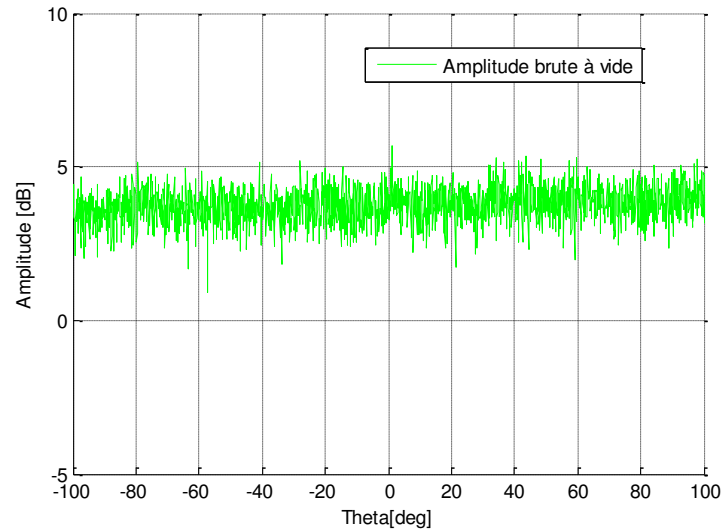


Figure B-3 : Amplitude brute à vide

Tableau B.1: Comparaison des performances des deux analyseurs

	ABmm	Rohde & Schwarz ZVT 20
Calibrage	direct	direct
Dynamique (dB)	25	63 (pour une bande IF de 1 kHz)
SER minimale mesurée (SER à vide à la position de la cible) dBm ²	-20	-55
Stabilité du module de S21	Stable au bout de 1 h de démarrage	Stable directement au démarrage
Dérive de la phase de S21	Dérive après 2 h	Dérive après 6 h
Reproductibilité de la mesure	Reproductible	Reproductible
Durée de la mesure	10 min pour 501 fréquences et un angle	0.5 s pour 2048 fréquences et un angle
Support d'enregistrement des données	Disquette (lent)	USB (rapide)

C. Calibrage indirect

Pour une fréquence et un angle d'incidence, les informations concernant les caractéristiques en réflexion d'une cible radar sont données par la matrice de **SER** complexe (σ) :

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{hh} & \sigma_{hv} \\ \sigma_{vh} & \sigma_{vv} \end{bmatrix}; \quad v \text{ désigne la polarisation verticale et } h \text{ la polarisation horizontale.}$$

L'émetteur, le récepteur et les chemins de couplage peuvent être représentés par leurs matrices de diffusion (scattering matrix). Cela conduit à une relation entre la matrice de diffusion mesurée $[S^m]$, la matrice de diffusion intrinsèque de la cible $[S^c]$, les erreurs d'isolation $I_{\varepsilon\eta}$, les erreurs de transmission $T_{\varepsilon\eta}$, et celles de réception $R_{\varepsilon\eta}$ (les indices $\varepsilon\eta$ désignent arbitrairement l'état de polarisation linéaire).

$$\begin{bmatrix} \sigma_{hh} & \sigma_{hv} \\ \sigma_{vh} & \sigma_{vv} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{hh} & I_{hv} \\ I_{vh} & I_{vv} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R_{hh} & R_{hv} \\ R_{vh} & R_{vv} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} S_{hh} & S_{hv} \\ S_{vh} & S_{vv} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} T_{hh} & T_{hv} \\ T_{vh} & T_{vv} \end{bmatrix} \quad (\text{C-1})$$

Avec
$$[S^c] = [R^{-1}] \times ([S^m] - [I]) \times [T^{-1}]$$

On fait l'hypothèse que tous les termes croisés sont nuls, on obtient :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{hh} & 0 \\ 0 & \sigma_{vv} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{hh} & 0 \\ 0 & I_{vv} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R_{hh} & 0 \\ 0 & R_{vv} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} S_{hh} & 0 \\ 0 & S_{vv} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} T_{hh} & 0 \\ 0 & T_{vv} \end{bmatrix} \quad (\text{C-2})$$

d'où $S_{hh}^m = I_{hh} + R_{hh} S_{hh}^c T_{hh}$, $S_{vv}^m = I_{vv} + R_{vv} S_{vv}^c T_{vv}$

Ainsi on obtient :

$$S_{hh}^c = \frac{S_{hh}^m - I_{hh}}{R_{hh} T_{hh}}, \quad S_{vv}^c = \frac{S_{vv}^m - I_{vv}}{R_{vv} T_{vv}} \quad (\text{C-3})$$

Les termes de ces deux équations sont inconnus. Il fallait adopter une méthode de calibration afin déterminer S_{vv}^c . Si on prend une cible de référence dont le résultat est connu analytiquement et par la simulation.

Dans ce cas, les coefficients de calibration peuvent être obtenus comme suit :

$$\begin{aligned} S_{vv_{ref}}^c &= \frac{S_{vv_{ref}}^m - I_{vv}}{R_{vv} T_{vv}}, \quad R_{vv} T_{vv} = \frac{S_{vv_{ref}}^m - I_{vv}}{S_{vv_{ref}}^c} \\ \Leftrightarrow S_{vv}^c &= \frac{S_{vv}^m - I_{vv}}{S_{vv_{ref}}^m - I_{vv}} S_{vv_{ref}}^c \end{aligned} \quad (\text{C-4})$$

Etant donné que :

$$[S] = \left[\frac{1}{\sqrt{4\pi d^2}} \sqrt{\sigma} \right] \quad (\text{C-5})$$

On remplace les paramètres S_{vv}^c et $S_{vv_{ref}}^c$ par leurs expressions en fonction de la **SER** :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{4\pi d^2}} \sqrt{\sigma_{vw}^c} &= \left[\frac{S_{vw}^m - I_{vw}}{S_{vw_{ref}}^m - I_{vw}} \right] \frac{1}{\sqrt{4\pi d^2}} \sqrt{\sigma_{vw_{ref}}^c} \\ \Rightarrow \sigma_{vw}^c &= \left[\frac{S_{vw}^m - I_{vw}}{S_{vw_{ref}}^m - I_{vw}} \right]^2 \sigma_{vw_{ref}}^c \end{aligned} \quad (C-5)$$

avec :

σ_{vw}^c : SER de l'échantillon sous test

S_{vw}^m : Mesure de S21 (coefficient de transmission) avec l'échantillon sous test.

$S_{vw_{ref}}^m$: Mesure de S21 en présence de la référence.

I_{vw} : Mesure de S21 de la chambre à vide.

$\sigma_{vw_{ref}}^c$: Expression analytique de la SER de la référence.

D. Modélisation de l'environnement de mesure par des points brillants

On effectue une mesure à vide (sans cible) afin d'identifier l'environnement de mesure, Figure D-1 a). On compare ensuite les résultats avec la simulation des échos de l'environnement de mesure visible par les cornets avec des points brillants positionnés à divers endroits comme illustré dans la Figure D-2 b).

La scène est modélisée comme suit :

- 7 points brillants correspondant aux plots métalliques contenus dans les trois rangées du banc à droite
- 10 points brillants correspondant aux plots métalliques contenus dans les trois rangées du banc à gauche
- 4 points brillants pour modéliser la porte métallique droite et le coin de la salle (socle métallique du poteau)
- 4 points brillants modélisant la porte métallique droite
- 4 points brillants (aux coins) modélisant la plaque métallique inférieure et 4 autres pour la grille métallique supérieure (située entre les deux rangées de bancs, voir Figure D-1).
- 4 diffuseurs modélisant Le but de handball qui est formé par deux poteaux verticaux en plus d'un horizontal.
- 2 points brillants modélisant chacun des portes situées dans le mur de droite et de gauche
- 10 points brillants régulièrement espacés pour modéliser le mur latéral.



Figure D-1 : a) Environnement de mesure b) Emplacements des points brillants (croix rouges) de l'environnement de mesure et visibilité de la scène pour l'angle d'ouverture des cornets en azimut, $\varphi = 0^\circ$

On retrouve un comportement similaire entre les trajectoires des points brillants obtenues par simulation et expérimentalement, comme illustré dans la Figure D-2.

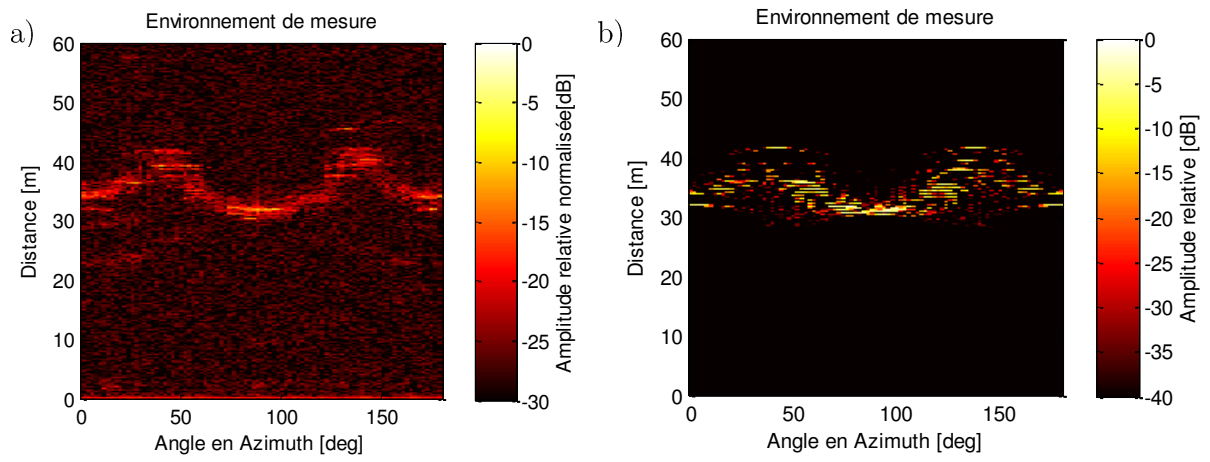


Figure D-2 : Caractérisation de l'environnement de mesure

a) Mesure b) Simulation avec le modèle de points brillants

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Frontières de réflexion pour différents angles d'incidence ψ'	32
Tableau 1.2 : Relation entre α et les mécanismes d'interactions onde-cible	45
Tableau 1.3 : Dépendance à la fréquence et à l'angle de quelques objets canoniques [56]	46
Tableau 1.4 : Dépendance en fréquence et en angle de quelques points brillants canoniques [64]	46
Tableau 1.5 : Récapitulatif des avantages et des inconvénients des méthodes d'extraction des points brillants	48
Tableau 2.6 : Paramètres de mesure	83
Tableau 3.1 : Principaux travaux de mesures de la SER de véhicules en bande W	95
Tableau 3.2 : Principaux travaux de mesures de la SER de bicyclettes en bande W	96
Tableau 3.3 : Principaux travaux de mesures de la SER de piétons en bande W	96
Tableau 3.4 : Caractéristiques des cibles radar mesurées	101
Tableau 4.1 : Evaluation des performances du modèle pour 3 cibles radar	122

Liste des figures

Figure 1-1 : Définition de la SER	14
Figure 1-2 : Système de coordonnées sphériques pour la résolution du problème de diffusion	15
Figure 1-3 : Champ réfléchi et transmis suite à l'interaction d'une onde avec une surface plane selon la polarisation	16
Figure 1-4 : Dépendance de la SER à l'angle d'incidence	17
Figure 1-5 : Variation de la SER résultante des deux points en fonction de l'angle d'observation	18
Figure 1-6 : Variation de la SER des deux points en fonction de la fréquence	18
Figure 1-7 : Classification des méthodes de résolution des équations de Maxwell	19
Figure 1-8 : Illustration du découpage multi-niveau dans la Méthode MLFMM [10]	20
Figure 1-9 : Faisceau astigmatique [4]	21
Figure 1-10 : Diffraction par une arête : Cône de Keller [4]	24
Figure 1-11 : Géométrie du « wedge » (ou dièdre en français)	25
Figure 1-12 : Faisceau diffracté par une arête [17]	26
Figure 1-13 : Géométrie de diffraction par un coin	28
Figure 1-14 : Zones de transition du wedge illuminé par une onde plane	32
Figure 1-15 : Procédure du lancer de rayons [31]	35
Figure 1-16 : Aliasing	35
Figure 1-17 : Procédure du tracé de rayons [32]	36
Figure 1-18 : Calcul du champ rayonné par l'OP	36
Figure 1-19 : Méthode de décomposition en cibles élémentaires appliquée à un avion	40
Figure 1-20 : Application du modèle de deux points brillants à la plaque	41
Figure 1-21 : Comparaison entre la SER d'une plaque $0,1\text{m}\times 0,2\text{m}$ obtenue par les simulations et le modèle de points brillants	42
Figure 1-22 : Véhicule maillé sous FEKO	47
Figure 1-23 : Illustration de l'approche de tracé de rayons en utilisant des représentations en point brillants [73]	51
Figure 1-24 : Quelques bancs de mesure des cibles radar dans une chambre anéchoïque en bande W	53
Figure 1-25 : Quelques bancs de mesure des cibles radar dans un milieu réel en bande W	54
Figure 2-1 : Modèle d'une berline de taille réelle (Peugeot 406)	58
Figure 2-2 : Structuration des données sous Matlab™	58
Figure 2-3 : Illustration des mécanismes de dispersion des différentes parties d'un véhicule [96]	59
Figure 2-4 : Second test de visibilité : intersection rayon triangle	60
Figure 2-5 : Géométrie d'une facette	62
Figure 2-6 : Détermination des facettes subissant une double réflexion	66
Figure 2-7 : Projection spéculaire et subdivision linéaire	66
Figure 2-8 : Modélisation de la double réflexion par la méthode OG-OP	67
Figure 2-9 : Objets canoniques simulés	69

Figure 2-10 : SER d'un polygone, polarisation horizontale et $\theta = 90^\circ$	69
Figure 2-11 : SER d'un cube de côté 0.05 m, polarisation horizontale, $\varphi = 45^\circ$	69
Figure 2-12 : SER d'un dièdre de côté 0.03 m, polarisation verticale, $\theta = 90^\circ$	70
Figure 2-13 : Modèle de la voiture représenté sous Matlab™, test de visibilité pour $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 60^\circ)$, facettes visibles en rouge et facettes cachées en vert	71
Figure 2-14 : SER d'un modèle générique de voiture de taille $(6.6 \times 3.6 \times 4.3 \text{ cm}^3)$, $\varphi = 60^\circ$	72
Figure 2-15 : Modèle 3D simple d'un véhicule	72
Figure 2-16 : SER d'une voiture OKA	74
Figure 2-17 : SER de la berline de la Figure 2-1	75
Figure 2-18 : Banc de mesure de la SER en bande W avec le Rohde & Schwarz ZVT20	77
Figure 2-19 : Configuration quasi-monostatique de la mesure de la SER	78
Figure 2-20 : Ajustement de l'alignement de la cible lors des mesures	78
Figure 2-21 : Configuration de la mesure du gain des antennes cornets	78
Figure 2-22 : Gain de l'antenne cornet mesuré	79
Figure 2-23 : Mesure de la permittivité de la mousse ROHACELL 51 HF à 77 GHz	80
Figure 2-24 : Effet du support sur la précision de la mesure	80
Figure 2-25 : Comparaison des réponses impulsionnelles de la chambre anéchoïque à vide et avec la présence du support en mousse	81
Figure 2-26 : Résolution en distance	82
Figure 2-27 : Chaîne de mesure de la SER	85
Figure 2-28 : Procédure d'extraction de la SER à partir des mesures	87
Figure 2-29 : Réponses impulsionnelles, $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 0^\circ)$	89
Figure 2-30 : SER d'un cube de 6 cm	90
Figure 2-31 : SER d'un dièdre de côté 6 cm	91
Figure 2-32 : SER d'un modèle de voiture en mousse	91
Figure 2-33 : SER d'un modèle de voiture en métal	92
Figure 3-1 : a) SER en champ proche d'une feuille métallique $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ à 77 GHz pour diverses distances [126] b) Comparaison du retour normalisé d'une plaque de dimension maximale ($L = 20\lambda$) en champ proche et champ lointain [127]	97
Figure 3-2 : Mesure des cibles complexes en bande W	99
Figure 3-3 : Cibles mesurées	101
Figure 3-4 : Réponse impulsionnelle de la Peugeot 5008 à $\varphi = 180^\circ$	102
Figure 3-5 : SER de cinq véhicules représentatifs (la vue de face correspond à $\varphi = 0^\circ$)	103
Figure 3-6 : SER d'une bicyclette, d'une moto et d'un piéton (la vue de face correspondant à $\varphi = 0^\circ$)	103
Figure 3-7 : Modèle de points brillants [128]	104
Figure 3-8 : Algorithme de formation d'une image 2D	106
Figure 3-9 : Trois points brillants visibles A (0;0), B (1;-1,25), partiellement visible C (2,4;-1,7) et visible pour un seul angle D (-2;2)	106
Figure 3-10 : Réflexion spéculaire pour $\varphi = \varphi_0$	108
Figure 3-11 : Configuration de la simulation	109
Figure 3-12 : Configuration de la mesure d'une scène composée de 2 cylindres (canettes) de même dimension	111

Figure 3-13 : Trajectoires simulées de deux points brillants	112
Figure 3-14 : Scène composée de 2 cylindres (canettes) de même dimension	112
Figure 3-15 : Scène composée de 5 cylindres (canettes) de différentes dimensions	113
Figure 3-16 : Trajectoires de la scène composée de 5 canettes	114
Figure 3-17 : Image de 5 cylindres (canettes) de différentes dimensions	114
Figure 3-18 : Scène composée d'une sphère maintenue par des fils à 4 poteaux de section carrée	115
Figure 3-19 : Trajectoires dans une scène composée d'une sphère attachée à 4 poteaux de section carrée	116
Figure 3-20 : Image d'une sphère attachée à 4 poteaux de section carrée	116
Figure 3-21 : Cartographie Distance-Azimuth pour quatre cibles représentatives (voiture, vélo, moto et piéton)	118
Figure 3-22 : Principaux angles	118
Figure 3-23 : Image 2D pour quatre types de cibles représentatives (voiture, vélo, moto et piéton)	120
Figure 4-1 : Méthodologie d'extraction des points brillants	125
Figure 4-2 : Extraction des points brillants	125
Figure 4-3 : Modélisation du diagramme de rayonnement des points brillants de la Peugeot 5008.	127
Figure 4-4 : Graphe distance-azimut du véhicule	128
Figure 4-5 : Modélisation du diagramme de rayonnement des points brillants de la moto	128
Figure 4-6 : Graphe distance-azimut de la moto	129
Figure 4-7 : Modélisation du diagramme de rayonnement des points brillants du piéton	129
Figure 4-8 : Graphe distance-azimut du piéton	130
Figure 4-9 : Evaluation des performances du modèle représentatif de la Peugeot 5008	131
Figure 4-10 : Evaluation des performances du modèle représentatif de la moto	132
Figure 4-11 : Evaluation des performances du modèle représentatif du piéton	133
Figure 4-12 : Reconstruction de la SER à partir du modèle de points brillants	135

Références

- [1] K. Jarmai et B. Bollo, *Vehicle and Automotive Engineering: Proceedings of the JK2016, Miskolc, Hungary*. Springer, 2017.
- [2] C. Karnfelt, A. Peden, A. Bazzi, G. El Haj Shhade, M. Abbas, et T. Chonavel, « 77 GHz ACC radar simulation platform », in *Intelligent Transport Systems Telecommunications, (ITST), 2009 9th International Conference on*, 2009, p. 209–214.
- [3] F. Gallee, C. Appere, D. Leroux, A. Peden, et M. Ney, « Development of an automotive radar model for implementation in a real-time multi-sensor simulator », in *Intelligent Transport Systems Telecommunications, (ITST), 2009 9th International Conference on*, 2009, p. 498–503.
- [4] E. Conil, « Propagation électromagnétique en milieu complexe: du champ proche au champ lointain », Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2005.
- [5] F. Eugene Knott, F. John Shaeffer, et T. Michael Tuley, *Radar Cross Section*, 2nd edition. Scitech Publishing, Inc., USA, 2004.
- [6] B. R. Mahafza, *Radar Systems Analysis and Design Using MATLAB*, Chapman & Hall/CRC, New York, NY, USA, 2005. .
- [7] R. F. Harrington, « The Method of Moments in Electromagnetics », *J. Electromagn. Waves Appl.*, avr. 2012.
- [8] U. Jakobus, M. Bingle, W. Burger, D. Ludick, M. Schoeman, et J. van Tonder, « Method of moments accelerations and extensions in FEKO », in *2011 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, 2011, p. 62-65.
- [9] « Efield - general electromagnetic simulation software » . .
- [10] G. Andrieu, *Elaboration et Application d'une Méthode de Faisceau Equivalent*. Editions universitaires europeennes, 2010.
- [11] D. Bouche et F. Molinet, *Méthodes asymptotiques en électromagnétisme*. Springer Science & Business Media, 1994.
- [12] E. Collett, *Field Guide to Polarization*. 1000 20th Street, Bellingham, WA 98227-0010 USA: SPIE, 2005.
- [13] Y. Bennani, « Signature Électromagnétique Bistatique d'une cible complexe intégrée dans son environnement. Application à l'imagerie ISAR d'une scène maritime », mai 2012.
- [14] D. Bouche et F. Molinet, *Méthodes asymptotiques en électromagnétisme*. Springer Science & Business Media, 1994.
- [15] G. L. James, *Geometrical Theory of Diffraction for Electromagnetic Waves*. IET, 1986.
- [16] R. G. Kouyoumjian et P. H. Pathak, « A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface », *Proc. IEEE*, vol. 62, n° 11, p. 1448-1461, nov. 1974.
- [17] Patrick Vaudon, « Pages perso de Patrick Vaudon ». [En ligne]. Disponible sur: <http://patrick.vaudon.pagesperso-orange.fr/default.htm>.
- [18] J. B. Keller, « Geometrical Theory of Diffraction », *JOSA*, vol. 52, n° 2, p. 116–130, 1962.

- [19] D. A. McNamara, C. W. I. Pistorius, et J. A. G. Malherbe, *Introduction to the uniform geometrical theory of diffraction*. Boston: Artech House, 1990.
- [20] T. J. Brinkley, L. P. Ivrisimtzis, et R. J. Marhefka, « Uniform Theory of Diffraction (UTD) Scattering from Structures, Including Higher Order Terms. Volume 3. Technical Overview », DTIC Document, 1990.
- [21] I. Kay et J. B. Keller, « Asymptotic Evaluation of the Field at a Caustic », *J. Appl. Phys.*, vol. 25, n° 7, p. 876-883, juill. 1954.
- [22] R. G. Kouyoumjian et P. H. Pathak, « The Dyadic Diffraction Coefficient for a Curved Edge », OHIO STATE UNIV COLUMBUS ELECTROSCIENCE LAB, ESL-AR-3001-3, juin 1974.
- [23] F. Sikta, W. Burnside, T.-T. Chu, et L. Peters, « First-order equivalent current and corner diffraction scattering from flat plate structures », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 31, n° 4, p. 584-589, juillet 1983.
- [24] X. Zhang, N. Inagaki, et N. Kikuma, « A corner diffraction formula », in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1989. AP-S. Digest*, 1989, p. 1290-1293 vol.3.
- [25] R. J. Marhefka *et al.*, « Scatterer Modeling/Calibration Study », OHIO STATE UNIV COLUMBUS ELECTROSCIENCE LAB, TR-721198-6, juin 1992.
- [26] A. Michaeli, « Comments on “First-order equivalent current and corner diffraction scattering from flat plate structures” », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 32, n° 9, p. 1011-1012, sept. 1984.
- [27] G. A. Deschamps, « Ray techniques in electromagnetics », *Proc. IEEE*, vol. 60, n° 9, p. 1022-1035, sept. 1972.
- [28] P. DEGAUQUE, « Modélisation hybride du canal radiomobile en environnement indoor complexe. Application aux systèmes sans fil. », Université de Poitiers, 2006.
- [29] J. Hillairet, « Applications du formalisme des faisceaux gaussiens à la modélisation de l'interaction d'une onde électromagnétique avec un objet 3D complexe », phdthesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007.
- [30] H. Suzuki et A. S. Mohan, « Ray tube tracing method for predicting indoor channel characteristics map », *Electron. Lett.*, vol. 33, n° 17, p. 1495-1496, août 1997.
- [31] Patrice Pajusco, « Canaux de transmission radio Caractérisation et modélisation ». juin-2013.
- [32] P. Pagani, F. Tchoffo Talom, P. Pajusco, et B. Uguen, *Communications Ultra Large Bande : le canal de propagation radioélectrique (Collection technique et scientifique des télécommunications)*. Lavoisier, 2007.
- [33] W. Hunt et W. R. Mark, « Ray-specialized acceleration structures for ray tracing », in *2008 IEEE Symposium on Interactive Ray Tracing*, 2008, p. 3-10.
- [34] J.-P. Rocchia, « Accélération de l'algorithme du lancer de rayons en environnement parallèle hétérogène », phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2013.
- [35] N. A. Albayrak, « RCS computations with PO/PTD for conducting and impedance objects modeled as large flat plates », Thesis, Bilkent University, 2005.
- [36] F. Chatzigeorgiadis, « Development of code for a physical optics radar cross section prediction and analysis application », DTIC Document, 2004.

- [37] W. B. Gordon, « Far-field approximations to the Kirchoff-Helmholtz representations of scattered fields », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 23, n° 4, p. 590-592, juillet 1975.
- [38] P. Y. Ufimtsev, « Elementary Edge Waves and the Physical Theory of Diffraction », *Electromagnetics*, oct. 2007.
- [39] P. Y. Ufimtsev, « Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction, Second Edition », *ResearchGate*, p. 411-429, mai 2014.
- [40] C. Ryan et L. Peters, « Evaluation of edge-diffracted fields including equivalent currents for the caustic regions », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 17, n° 3, p. 292-299, mai 1969.
- [41] E. R. Pike et P. C. Sabatier, « Scattering: Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science », *ResearchGate*, janv. 2001.
- [42] E. F. Knott et T. B. A. Senior, « Comparison of three high-frequency diffraction techniques », *Proc. IEEE*, vol. 62, n° 11, p. 1468-1474, nov. 1974.
- [43] E. F. Knott, « A progression of high-frequency RCS prediction techniques », *Proc. IEEE*, vol. 73, n° 2, p. 252-264, février 1985.
- [44] D. C. Jenn, *Radar and laser cross section engineering, second edition*, 2nd ed. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005.
- [45] T. Daemi et M. Jalilvand, « Diffraction techniques in rcs prediction of an aircraft model », in *2007 IET International Conference on Radar Systems*, 2007, p. 1-5.
- [46] M. Schick, R. Fiedler, E. Lezar, et U. Jakobus, « Car-to-car communication using efficient far-field RCS simulations to account for reflecting objects in the communication path », in *Antennas and Propagation (EUCAP), 2012 6th European Conference on*, 2012, p. 2039-2042.
- [47] D. C. Jenn, *Radar and Laser Cross Section Engineering*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1995.
- [48] G. Chassay, « Justification du modèle des points brillants. Intégration dans le modèle des interactions entre différentes parties d'une cible », *9° Colloq. Sur Trait. Signal Images 1983 P 739-745*, 1983.
- [49] R. A. Ross, « Backscattering from Square Plates Illuminated With Vertical Polarization », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 54, n° 1, p. 272-275, janv. 2006.
- [50] R. A. Ross, « Forward Scattering at Grazing Incidence on Flat Plates », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 56, n° 2, p. 606-609, 2008.
- [51] W. C. Anderson, « The radar cross section of perfectly-conducting rectangular flat plates and rectangular cylinders - a comparison of physical optics, GTD and UTD solutions. », *ResearchGate*.
- [52] « Comprehensive Electromagnetic Analysis | Altair FEKO ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.altairhyperworks.com/product/FEKO>.
- [53] J. Tsao et B. D. Steinberg, « Reduction of sidelobe and speckle artifacts in microwave imaging: the CLEAN technique », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 36, n° 4, p. 543-556, avril 1988.
- [54] L. Vignaud, « Wavelet-RELAX feature extraction in radar images », *Sonar Navig. IEE Proc. - Radar*, vol. 150, n° 4, p. 242-6-, août 2003.
- [55] R. Bhalla et H. Ling, « Three-dimensional scattering center extraction using the shooting and bouncing ray technique », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 44, n° 11, p. 1445-1453, nov. 1996.

- [56] R. Bhalla, H. Ling, J. Moore, D. J. Andersh, S. W. Lee, et J. Hughes, « 3D scattering center representation of complex targets using the shooting and bouncing ray technique: a review », *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 40, n° 5, p. 30-39, oct. 1998.
- [57] R. Bhalla, J. Moore, et H. Ling, « A global scattering center representation of complex targets using the shooting and bouncing ray technique », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 45, n° 12, p. 1850-1856, décembre 1997.
- [58] H. Buddendick, T. Eibert, et J. Hasch, « Bistatic scattering center models for the simulation of wave propagation in automotive radar systems », in *German Microwave Conference Digest of Papers*, 2010, p. 288-291.
- [59] M. Andres, P. Feil, W. Menzel, H. L. Bloecher, et J. Dickmann, « Analysis of automobile scattering center locations by SAR measurements », in *2011 IEEE RadarCon (RADAR)*, 2011, p. 109-112.
- [60] M. Bühren et B. Yang, « Simulation of Automotive Radar Target Lists using a Novel Approach of Object Representation », in *2006 IEEE Intelligent Vehicles Symposium*, 2006, p. 314-319.
- [61] Y. Yu, J. Li, et R. Min, « A Scattering Model Based on GTD in Terahertz Band », p. 879-886, 2014.
- [62] L. C. Potter, D.-M. Chiang, R. Carriere, et M. J. Gerry, « A GTD-based parametric model for radar scattering », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 43, n° 10, p. 1058-1067, oct. 1995.
- [63] K. T. Kim, D. K. Seo, et H. T. Kim, « Radar target identification using one-dimensional scattering centres », *Sonar Navig. IEE Proc. - Radar*, vol. 148, n° 5, p. 285-296, oct. 2001.
- [64] J. J. Sacchini, « Development of two-dimensional parametric radar signal modeling and estimation techniques with application to target identification », *PhD Thesis*, sept. 1992.
- [65] M. J. Gerry, L. C. Potter, I. J. Gupta, et A. V. D. Merwe, « A parametric model for synthetic aperture radar measurements », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 47, n° 7, p. 1179-1188, juillet 1999.
- [66] Y. Akyildiz et R. L. Moses, « Scattering center model for SAR imagery », in *Remote Sensing*, 1999, p. 76-85.
- [67] S.-Y. Wang et S.-K. Jeng, « A deterministic method for generating a scattering-center model to reconstruct the RCS pattern of complex radar targets », *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 39, n° 4, p. 315-323, nov. 1997.
- [68] K. Schuler, D. Becker, et W. Wiesbeck, « Extraction of Virtual Scattering Centers of Vehicles by Ray-Tracing Simulations », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 56, n° 11, p. 3543-3551, nov. 2008.
- [69] M. Yasugi, Y. Cao, K. Kobayashi, T. Morita, T. Kishigami, et Y. Nakagawa, « 79GHz-band radar cross section measurement for pedestrian detection », présenté à 2013 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings (APMC), 2013, p. 576-578.
- [70] J. Fortuny-Guasch, J.-M. Chareau, European Commission, Joint Research Centre, et Institute for the Protection and the Security of the Citizen, *Radar Cross Section Measurements of Pedestrian Dummies and Humans in the 24/77 GHz Frequency Bands*. Luxembourg: Publications Office, 2013.

- [71] M. Chen, M. Kuloglu, et C.-C. Chen, « Numerical study of pedestrian RCS at 76–77 GHz », in *Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI), 2013 IEEE*, 2013, p. 1982–1983.
- [72] N. Yamada, Y. Tanaka, et K. Nishikawa, « Radar cross section for pedestrian in 76GHz band », in *Microwave Conference, 2005 European*, 2005, vol. 2, p. 4–pp.
- [73] H. Buddendick et T. F. Eibert, « Parallelized Physical Optics computations for Scattering Center Models in radio channel simulations », in *2010 IEEE Vehicular Networking Conference*, 2010, p. 64-71.
- [74] M. Treml, R. Feger, C. Wagner, A. Stelzer, et H. Jäger, « Radar cross section prediction and measurement at 77 GHz », *EuCAP 2009*, 2009.
- [75] K. Geary, J. S. Colburn, A. Bekaryan, S. Zeng, B. Litkouhi, et M. Murad, « Automotive radar target characterization from 22 to 29 GHz and 76 to 81 GHz », *IEEE Natl. Radar Conf. - Proc.*, p. 1-6, avr. 2013.
- [76] H. Suzuki, « Measurement results of radar cross section of automobiles for millimeter wave band », in *Proc. 7th World Congress on Intelligent Systems*, 2000.
- [77] I. Matsunami, R. Nakamura, et A. Kajiwara, « RCS measurements for vehicles and pedestrian at 26 and 79GHz », in *2012 6th International Conference on Signal Processing and Communication Systems (ICSPCS)*, 2012, p. 1-4.
- [78] D. Belgiovane et C. C. Chen, « Radar scattering properties of bicycles at 77 GHz », in *2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation USNC/URSI National Radio Science Meeting*, 2015, p. 502-503.
- [79] M. Chen, D. Belgiovane, et C. C. Chen, « Radar characteristics of pedestrians at 77 GHz », in *2014 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI)*, 2014, p. 2232-2233.
- [80] D. Belgiovane, C. C. Chen, M. Chen, S. Y.-P. Chien, et R. Sherony, « 77 GHz radar scattering properties of pedestrians », in *Radar Conference, 2014 IEEE*, 2014, p. 0735–0738.
- [81] W. Buller, B. Wilson, L. van Nieuwstadt, et J. Ebling, « Statistical modelling of measured automotive radar reflections », in *2013 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC)*, 2013, p. 349-352.
- [82] Yamada, « Three dimensional high resolution measurement of radar cross section for car in 76 GHz band ». R & D Review of Toyota CRDL, , 36(2): 64-65-2001.
- [83] M. Andres, P. Feil, W. Menzel, H. L. Bloecher, et J. Dickmann, « 3D detection of automobile scattering centers using UWB radar sensors at 24/77 GHz », *IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag.*, vol. 28, n° 3, p. 20-25, mars 2013.
- [84] William Buller, Brian Wilson, James Ebling, Line van Nieuwstadt, et Benjamin Hart, « Radar Measurements of NHTSA’s Surrogate Vehicle SS_V ». Report to Sponsored/Monitored by Garrick Forckenbrock, National Highway Traffic Safety Administration. Report # DOT HS 811 817., août-2013.
- [85] P. Lemmen *et al.*, « Evaluation of pedestrian targets for use in automomous emergengy brake system testing - a report from the harmonistion platform 2 dealing with test equipment », in *ResearchGate*, 2013.
- [86] « Geometrical Optics (GO) Based on Ray Launching — ». [En ligne]. Disponible sur: http://staging.feko.info/_zmi/fekoweb/product-detail/numerical_methods/rl-go/geometrical-optics-go-based-on-ray-launching.

- [87] M. Andres, P. Feil, W. Menzel, H. L. Bloecher, et J. Dickmann, « Analysis of automobile scattering center locations by SAR measurements », in *2011 IEEE RadarCon (RADAR)*, 2011, p. 109-112.
- [88] H. Buddendick, T. Eibert, et J. Hasch, « Bistatic scattering center models for the simulation of wave propagation in automotive radar systems », in *German Microwave Conference Digest of Papers*, 2010, p. 288-291.
- [89] K. T. Kim et H. T. Kim, « One-dimensional scattering centre extraction for efficient radar target classification », *Sonar Navig. IEE Proc. - Radar*, vol. 146, n° 3, p. 147-158, juin 1999.
- [90] R. Chase, H. B. Wallace, et T. Blalock, *Numerical Computation of the Radar Cross Section of the ZSU-23-4*. Army research lab adelphi md sensors and electron devices directorate, 1999.
- [91] « Parasolid Geometric Modeling », *Tech Soft 3D*.
- [92] « GiD - The personal pre and post processor | GiD is a universal, adaptive and user-friendly pre and postprocessor for numerical simulations in science and engineering. » .
- [93] « Catia tutorial ». [En ligne]. Disponible sur: <http://catiatutorial.free.fr/>.
- [94] R. Schmidt et K. Singh, « meshmixer: an interface for rapid mesh composition », présenté à ACM SIGGRAPH 2010 Talks, 2010, p. 6.
- [95] P. Cignoni, M. Callieri, M. Corsini, M. Dellepiane, F. Ganovelli, et G. Ranzuglia, *MeshLab: an Open-Source Mesh Processing Tool*. The Eurographics Association, 2008.
- [96] Y. Li et Y.-Q. Jin, « Imaging and structural feature decomposition of a complex target using multi-aspect polarimetric scattering », *Sci. China Inf. Sci.*, vol. 59, n° 8, p. 082308, août 2016.
- [97] T. Möller et B. Trumbore, « Fast, minimum storage ray/triangle intersection », présenté à ACM SIGGRAPH 2005 Courses, 2005, p. 7.
- [98] S.-S. Kim, S.-W. Nam, et I.-H. Lee, « Fast Ray-Triangle Intersection Computation Using Reconfigurable Hardware », in *SpringerLink*, 2007, p. 70-81.
- [99] Z. wang, G. Ren, L. Zhao, et M. Sun, « Fast Parallel Algorithm of Triangle Intersection Based on GPU », *Phys. Procedia*, vol. 33, p. 548-554, janv. 2012.
- [100] « Yet Faster Ray-Triangle Intersection (Using SSE4) (PDF Download Available) », *ResearchGate*. [En ligne]. Disponible sur: https://www.researchgate.net/publication/41910471_Yet_Faster_Ray-Triangle_Intersection_Using_SSE4.
- [101] P. H. Pathak, « Techniques for High-Frequency Problems », in *Antenna Handbook*, Y. T. Lo et S. W. Lee, Éd. Springer US, 1988, p. 195-311.
- [102] A. Michaeli, « Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 32, n° 3, p. 252-258, mars 1984.
- [103] E. F. Knott et T. B. A. Senior, « Comparison of three high-frequency diffraction techniques », *Proc. IEEE*, vol. 62, n° 11, p. 1468-1474, nov. 1974.
- [104] D.A. McNamara, C.W.I. Pistorius, J.A.G. Malherbe, *Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction*. 1990.
- [105] H.-T. Meng, « Acceleration of asymptotic computational electromagnetics physical optics–shooting and bouncing ray (PO-SBR) method using CUDA », University of Illinois at Urbana-Champaign, 2011.

- [106] P. C. Gao, Y. B. Tao, et H. Lin, « Fast RCS prediction using multiresolution shooting and bouncing ray method on the GPU », *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 107, p. 187–202, 2010.
- [107] Yubo Tao, Hai Lin, et Hujun Bao, « GPU-Based Shooting and Bouncing Ray Method for Fast RCS Prediction », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 58, n° 2, p. 494-502, févr. 2010.
- [108] T. Griesser et C. Balanis, « Backscatter analysis of dihedral corner reflectors using physical optics and the physical theory of diffraction », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 35, n° 10, p. 1137-1147, oct. 1987.
- [109] C. Özdemir, B. Yilmaz, et Ö. Kirik, « PRediCS: A new GO-PO-based ray launching simulator for the calculation of electromagnetic scattering and RCS from electrically large and complex structures », *ResearchGate*, vol. 22, n° 5, p. 1255-1269, janv. 2014.
- [110] T. Song et L. Qi-zhong, « Facet noise in RCS prediction », in *2003 6th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory, 2003. Proceedings*, 2003, p. 433-436.
- [111] R. G. Kouyoumjian et P. H. Pathak, « A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface », *Proc. IEEE*, vol. 62, n° 11, p. 1448–1461, 1974.
- [112] R. B. Dybdal, « Radar cross section measurements », *Proc. IEEE*, vol. 75, n° 4, p. 498-516, avr. 1987.
- [113] V. G. Borkar, A. Ghosh, R. K. Singh, et N. K. Chourasia, « Radar Cross-section Measurement Techniques », *Def. Sci. J.*, vol. 60, n° 2, p. 204, 2010.
- [114] E. F. Knott, *Radar Cross Section Measurements*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [115] G. Cottard et Y. Ariën, « Anechoic Chamber Measurement Improvement Microwave Absorber Wall Reflectivity measurement : VSWR method can be advantageously replaced with new AVSWR and RCS methods », mars 2006.
- [116] M. A. Miacci et M. C. Rezende, « Basics on Radar Cross Section Reduction Measurements of Simple and Complex Targets Using Microwave Absorbers », *Ed. Md Zahurul Haq*, p. 351, 2012.
- [117] « Company specialized in MVNA manufacturing (Millimeter and submillimeter Network Analyzers) - AB Millimetre ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.abmillimetre.com/>.
- [118] D. Bourreau, A. Peden, et S. L. Maguer, « A Quasi-Optical Free-Space Measurement Setup Without Time-Domain Gating for Material Characterization in the -Band », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 55, n° 6, p. 2022-2028, décembre 2006.
- [119] C.-F. Hu, J.-D. Xu, N. J. Li, et L.-X. Zhang, « Indoor accurate RCS measurement technique on UHF band », *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 81, p. 279–289, 2008.
- [120] A. M. Raynal, D. L. Bickel, M. M. Denton, W. J. Bow, et A. W. Doerry, « Radar cross section statistics of ground vehicles at Ku-band », 2011, p. 80210E.
- [121] R. Siragusa, Y. Duroc, S. Tedjini, et D. Hotte, « Radar cross-section measurement in millimetre-wave for passive millimetre-wave identification tags », *IET Microw. Antennas Propag.*, vol. 9, n° 15, p. 1733-1739, déc. 2015.
- [122] Prabhu, K.M.M. (2014) *Window Functions and Their Applications in Signal Processing*. CRC Press, Florida, 265-271.

- [123] R. Chase, H. B. Wallace, et T. Blalock, « Numerical Computation of the Radar Cross Section of the ZSU-23-4 », *ResearchGate*, p. 27, avr. 1999.
- [124] M. Haruta, H. Ishizaka, O. Hashimoto, J. Ueyama, et K. Wada, « Measurement of radar cross section for a truck and bus under an open field in 60 GHz band », *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 25, n° 4, p. 243-246, mai 2000.
- [125] R. K. Gilbert, « Characterization and evaluation of a prototype forward-looking automotive radar », 1997.
- [126] R. Deban, H. Boutayeb, J. Conan, et K. Wu, « Numerical and experimental analysis of metallic plate near-field RCS at oblique incidence and applications to radar systems », in *2009 Loughborough Antennas Propagation Conference*, 2009, p. 441-444.
- [127] Li, N. J., Chen, W. J., Hu, C. F., et Zhang, L. X., « Investigation on the RCS Measurement Technique of Large Targets At Near Distance - Google Search », 2008.
- [128] C. Özdemir, *Inverse synthetic aperture radar imaging with MATLAB algorithms*. Hoboken, NJ: Wiley, 2012.
- [129] S. E. Assad, I. Lakkis, et J. Saillard, « Holographic SAR image formation by coherent summation of impulse response derivatives », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 41, n° 5, p. 620-624, mai 1993.
- [130] L. NOCERA, « Reconstruction du relief en imagerie radar à ouverture de synthèse: stéréoscopie et ombrages », Thèse de doctorat, France, 1996.
- [131] Y. Dai, E. J. Rothwell, K. M. Chen, et D. P. Nyquist, « Time-domain imaging of radar targets using sinogram restoration for limited-view reconstruction », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 47, n° 8, p. 1323-1329, août 1999.
- [132] L. C. Potter et R. L. Moses, « Attributed scattering centers for SAR ATR », *IEEE Trans. Image Process.*, vol. 6, n° 1, p. 79-91, 1997.
- [133] J. A. Jackson, B. D. Rigling, et R. L. Moses, « Parametric scattering models for bistatic synthetic aperture radar », in *2008 IEEE Radar Conference*, 2008, p. 1-5.
- [134] L. C. Potter, D.-M. Chiang, R. Carriere, et M. J. Gerry, « A GTD-based parametric model for radar scattering », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 43, n° 10, p. 1058-1067, oct. 1995.
- [135] R. Bhalla et H. Ling, « Near-field signature prediction using far-field scattering centers extracted from the shooting and bouncing ray technique », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 48, n° 2, p. 337-338, février 2000.
- [136] J. Fan, S. Fan, H. Fan, et H. Xiao, « An Analytic Expression for Near-Field Angular Glint Prediction of Radar Sensor Using Far-Field Scattering Centers Models », *Prog. Electromagn. Res. M*, vol. 30, p. 225-238, 2013.
- [137] S. R. Legault, « Refining physical optics for near-field computations », *Electron. Lett.*, vol. 40, n° 1, p. 71-72, janv. 2004.
- [138] W. B. Gordon, « Contour Integral Representation for Near Field Backscatter From a Flat Plate », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, n° 5, p. 2587-2589, mai 2012.
- [139] W. B. Gordon, « Near field calculations with far field formulas », in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 1996 Digest*, 1996, vol. 2, p. 950-953 vol.2.
- [140] F. Hacivelioglu, L. Sevgi, et P. Y. Ufimtsev, « On the Modified Theory of Physical Optics », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, n° 12, p. 6115-6119, décembre 2013.

- [141] K. Schuler, D. Becker, et W. Wiesbeck, « Extraction of virtual scattering centers of vehicles by ray-tracing simulations », *Antennas Propag. IEEE Trans. On*, vol. 56, n° 11, p. 3543–3551, 2008.
- [142] Q. Gul, « Cluster Analysis: Basic Concepts and Algorithms ».
- [143] R. Nock et F. Nielsen, « Statistical region merging », *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, vol. 26, n° 11, p. 1452-1458, nov. 2004.
- [144] L. C. Trintinalia, R. Bhalla, et H. Ling, « Scattering center parameterization of wide-angle backscattered data using adaptive Gaussian representation », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 45, n° 11, p. 1664-1668, nov. 1997.
- [145] P. Y. Ufimtsev, « Method of Edge Waves in the Physical Theory of Diffraction », FOREIGN TECHNOLOGY DIV WRIGHT-PATTERSON AFB OH, FOREIGN TECHNOLOGY DIV WRIGHT-PATTERSON AFB OH, FTD-HC-23-259-71, sept. 1971.
- [146] P. Y. Ufimtsev, *Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction*. John Wiley & Sons, 2007.
- [147] R. Brown, « Treatment of singularities in the physical theory of diffraction », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 32, n° 6, p. 640-641, juin 1984.

Liste des publications

Conférences nationales et internationales avec comité de lecture
--

- E. Bel Kamel, A. Peden, P. Pajusco, 'Mesure et caractérisation de cibles radar à 77 GHz', *20èmes Journées Nationales Microondes*, Saint-Malo, France, Mai 2017.
- A. Peden, E. Bel Kamel, P. Pajusco, 'Caractérisation et modélisation d'objets par des points brillants : application au radar automobile à 77 GHz', *20èmes Journées Nationales Microondes*, Saint-Malo, France, Mai 2017.
- E. Bel Kamel, A. Peden and P. Pajusco, "RCS modeling and measurements for automotive radar applications in the W band," *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, Paris, France, 2017, pp. 2445-2449.

Avis du jury sur la reproduction de la thèse



Direction de la Recherche et Innovation - Pôle Doctorat
tél : 02 29 00 15 25

Mail : viviane.guillem@imt-atlantique.fr

Conclusions de l'étude d'un mémoire de thèse en vue d'une soutenance

Doctorante

Mme Emna BEL KAMEL

Département IMT Atlantique : MO

Intitulé de la thèse : "Modélisation du canal en ondes millimétriques pour des applications radar automobile"

Spécialité : "Sciences et Technologies de l'Information et de la Communication"

Directeur de thèse : PEDEN Alain

Date de soutenance prévue : 13 OCT. 2017

Rapporteur

M. Ghais EL ZEIN

Titre : Professeur

Etablissement : INSA - Rennes

- 1 Ce mémoire de thèse n'a pas besoin de modifications, la thèse peut être soutenue.
- 2 Quelques modifications doivent être apportées à ce mémoire de thèse ; la soutenance de ces travaux peut se dérouler sans que ce document soit de nouveau soumis à examen.
- 3 Des modifications importantes doivent être apportées à ce mémoire de thèse.
La thèse ne peut être soutenue en l'état ; la nouvelle version devra être de nouveau soumise à examen.

Fait à : Rennes

Le : 15/09/2017

Signature :


G. EL ZEIN

Résumé

L'amélioration de la sécurité routière ainsi que le développement des systèmes de transports intelligents sont des enjeux d'avenir dans le secteur automobile avec un essor considérable du véhicule semi-autonome et autonome. Les systèmes de sécurité active qui équipent de plus en plus les véhicules commercialisés utilisent des capteurs radar (longue et courte portée) fonctionnant dans les bandes 24 GHz ou 77 GHz. L'étude et la mise au point de tels capteurs peuvent être facilitées via l'utilisation d'une plate-forme de simulation générique permettant de simuler un système radar couplé à son environnement selon des scénarios types prédéfinis. Il est alors nécessaire de disposer d'une représentation fiable et réaliste de l'environnement et des objets présents.

Cette thèse aborde la caractérisation et la modélisation du canal de propagation et plus largement de l'environnement radioélectrique en ondes millimétriques pour des applications radar, en termes de phénomènes de propagation (trajets multiples, réflexion, diffraction ...) et de cibles électriquement larges. Une combinaison de méthodes asymptotiques a été mise en œuvre afin de permettre l'analyse de problèmes électriquement larges en bande W, tout en réduisant les exigences en temps de calcul et en capacité de mémoire. La précision du simulateur a été évaluée à l'aide d'une campagne de mesures de SER de cibles canoniques et complexes de petite taille (inférieure 6 cm) dans une chambre anéchoïque. Le banc de mesure mis en œuvre a permis également de valider une procédure expérimentale de détermination de la signature radar. En effet, la procédure expérimentale a été généralisée à la mesure de la signature radar d'objets de taille réelle, dans un milieu « indoor ». Les mesures effectuées ont montré une bonne adéquation avec les résultats présentés dans la littérature. En outre, ces données expérimentales permettent d'extraire une description de la cible par des points brillants qui modélisent les phénomènes de diffusion et de réflexion spéculaire. La réponse à haute fréquence d'une cible peut être approchée par la somme de réponses de ses points brillants. On propose ainsi de simplifier les signatures mesurées pour maximiser l'efficacité de calcul. Comparé aux modèles géométriques détaillés d'une cible complexe, le modèle de points brillants conduit à une meilleure efficacité des simulations de propagation basées sur des rayons dans des scénarios routiers. Le modèle tient également compte de l'anisotropie des diffuseurs (dans le plan azimutal) en modélisant leurs amplitudes par des gaussiennes.

Abstract

Improving road safety as well as the development of intelligent transport systems are issues of the future in the automotive sector with a considerable rise of the semi-autonomous and autonomous vehicle. The active safety systems that increasingly equip commercial vehicles use radar sensors (long and short range) operating in the 24 GHz or 77 GHz bands. The study and development of such sensors can be facilitated through the use of a generic simulation platform to simulate a radar system coupled to its environment according to predefined standard scenarios. It is then necessary to have a reliable and realistic representation of the environment as well as targets.

This thesis deals with the characterization and modelling of the propagation channel for radar applications, in terms of propagation phenomena (multipath, reflection, diffraction ...) and electrically large targets. A combination of asymptotic methods was developed for the analysis of electrically large problems in W band, while reducing the requirements in CPU time and memory. The accuracy of the simulator was evaluated with radar cross section measurement of canonical and complex small targets (not exceeding 6 cm) in an anechoic chamber. The developed bench measurement also made it possible to validate an experimental procedure for determining the radar signature. Indeed, the experimental characterization was generalized to characterize various automotive related targets in an "indoor" environment. Measurement results matched well with the results presented in the literature. Moreover, the experimental data allows the extraction of a simple target description in terms of scattering points which model the diffusion and specular reflection phenomena. The high frequency response of a target can be approached by the sum of the responses of its scattering centres. It is thus proposed to simplify the measured signatures in order to increase the computation efficiency. Compared to detailed geometrical representation of a complex target, scattering centre model leads to better efficiency of ray-based propagation simulations of road scenarios. The model also takes into account the scattering centre anisotropy (in the azimuth plan) by modelling their amplitudes by Gaussian ones.

L'amélioration de la sécurité routière ainsi que le développement des systèmes de transports intelligents sont des enjeux d'avenir dans le secteur automobile avec un essor considérable du véhicule semi-autonome et autonome. Les systèmes de sécurité active qui équipent de plus en plus les véhicules commercialisés utilisent des capteurs radar (longue et courte portée) fonctionnant dans les bandes 24 GHz ou 77 GHz. L'étude et la mise au point de tels capteurs peuvent être facilitées via l'utilisation d'une plate-forme de simulation générique permettant de simuler un système radar couplé à son environnement selon des scénarios types prédéfinis. Il est alors nécessaire de disposer d'une représentation fiable et réaliste de l'environnement et des objets présents.

Cette thèse aborde la caractérisation et la modélisation du canal de propagation et plus largement de l'environnement radioélectrique en ondes millimétriques pour des applications radar, en termes de phénomènes de propagation (trajets multiples, réflexion, diffraction ...) et de cibles électriquement larges. Une combinaison de méthodes asymptotiques a été mise en œuvre afin de permettre l'analyse de problèmes électriquement larges en bande W, tout en réduisant les exigences en temps de calcul et en capacité de mémoire. La précision du simulateur a été évaluée à l'aide d'une campagne de mesures de SER de cibles canoniques et complexes de petite taille (inférieure 6 cm) dans une chambre anéchoïque. Le banc de mesure mis en œuvre a permis également de valider une procédure expérimentale de détermination de la signature radar. En effet, la procédure expérimentale a été généralisée à la mesure de la signature radar d'objets de taille réelle, dans un milieu « indoor ». Les mesures effectuées ont montré une bonne adéquation avec les résultats présentés dans la littérature. En outre, ces données expérimentales permettent d'extraire une description de la cible par des points brillants qui modélisent les phénomènes de diffusion et de réflexion spéculaire. La réponse à haute fréquence d'une cible peut être approchée par la somme de réponses de ses points brillants. On propose ainsi de simplifier les signatures mesurées pour maximiser l'efficacité de calcul. Comparé aux modèles géométriques détaillés d'une cible complexe, le modèle de points brillants conduit à une meilleure efficacité des simulations de propagation basées sur des rayons dans des scénarios routiers. Le modèle tient également compte de l'anisotropie des diffuseurs (dans le plan azimutal) en modélisant leurs amplitudes par des gaussiennes.

Mots-clés : Radar automobile, Ondes millimétriques, Surface équivalente radar, Modèle de canal, Points brillants anisotropes

Improving road safety as well as the development of intelligent transport systems are issues of the future in the automotive sector with a considerable rise of the semi-autonomous and autonomous vehicle. The active safety systems that increasingly equip commercial vehicles use radar sensors (long and short range) operating in the 24 GHz or 77 GHz bands. The study and development of such sensors can be facilitated through the use of a generic simulation platform to simulate a radar system coupled to its environment according to predefined standard scenarios. It is then necessary to have a reliable and realistic representation of the environment as well as targets.

This thesis deals with the characterization and modelling of the propagation channel for radar applications, in terms of propagation phenomena (multipath, reflection, diffraction ...) and electrically large targets. A combination of asymptotic methods was developed for the analysis of electrically large problems in W band, while reducing the requirements in CPU time and memory. The accuracy of the simulator was evaluated with radar cross section measurement of canonical and complex small targets (not exceeding 6 cm) in an anechoic chamber. The developed bench measurement also made it possible to validate an experimental procedure for determining the radar signature. Indeed, the experimental characterization was generalized to characterize various automotive related targets in an "indoor" environment. Measurement results matched well with the results presented in the literature. Moreover, the experimental data allows the extraction of a simple target description in terms of scattering points which model the diffusion and specular reflection phenomena. The high frequency response of a target can be approached by the sum of the responses of its scattering centres. It is thus proposed to simplify the measured signatures in order to increase the computation efficiency. Compared to detailed geometrical representation of a complex target, scattering centre model leads to better efficiency of ray-based propagation simulations of road scenarios. The model also takes into account the scattering centre anisotropy (in the azimuth plan) by modelling their amplitudes by Gaussian ones.

Keywords: Automotive radar, Millimeter waves, Radar cross section, Channel model, Anisotropic scattering points