



HAL
open science

PRISM, le Radar Géophysique de l'Aérostat Martien

Yves Barbin

► **To cite this version:**

Yves Barbin. PRISM, le Radar Géophysique de l'Aérostat Martien. Autre. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1996. Français. NNT: . tel-00745577

HAL Id: tel-00745577

<https://theses.hal.science/tel-00745577>

Submitted on 25 Oct 2012

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.

THESE

présentée par

Yves BARBIN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité: Signal - Image - Parole

PRISM,

LE RADAR GEOPHYSIQUE DE L'AEROSTAT MARTIEN

Date de Soutenance: 18 Décembre 1996

JURY

Monsieur le Professeur	J.L. LACOUME	Président
Madame le Professeur	C. ALQUIE	Rapporteur
Monsieur le Professeur	G. CAUDAL	Rapporteur
Monsieur le Professeur	W.KOFMAN	Examineur
Monsieur le Docteur	E. THOUVENOT	Examineur
Monsieur le Docteur	A. REINEIX	Examineur

Thèse préparée au Service d'Aéronomie du CNRS

91, Verrières-le-Buisson

Remerciements

Je remercie d'abord le Professeur Jacques Blamont, à qui l'on doit et la proposition initiale de l'expérience PRISM, et son ardeur à la défendre. Je suis très reconnaissant au Docteur Pierre Bauer, Directeur de Recherches au CNRS, ancien Directeur du Service d'Aéronomie, et au Docteur Christian Malique, Directeur Technique du Service d'Aéronomie, de m'avoir confié la réalisation de l'instrument radar décrit dans cette dissertation. Je suis reconnaissant au Professeur Gérard Mégie, Directeur de l'Institut Pierre Simon Laplace (IPSL) et actuel Directeur du Service d'Aéronomie, d'avoir su prodiguer des encouragements répétés.

Je remercie particulièrement le Docteur Wlodek Kofman, Directeur de Recherches CNRS au CEPHAG/ENSIEG, spécialiste du sondage radar des milieux naturels, pour tout l'intérêt qu'il a porté à mes travaux. Je suis heureux qu'il ait accepté de diriger cette thèse, j'espère que nous continuerons à travailler ensemble. Je remercie Monsieur le Professeur Jean Louis Lacoume d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je suis reconnaissant à Madame le Professeur Claude Alquié, Monsieur le Professeur Gérard Caudal, Monsieur le Docteur Eric Thouvenot et Monsieur le Docteur Alain Reineix, d'avoir accepté de faire partie de mon jury et d'avoir conseillé des corrections bonifiantes à ce mémoire.

La réalisation d'un instrument spatial est le résultat d'un travail collectif. L'aboutissement des travaux présentés dans cette thèse doit beaucoup à bon nombre de collègues.

Je remercie tout le groupe Radar de l'Université Avionique de Riga. Nos périodes de travail commun ont été stimulantes, chaleureuses et riches. Je n'oublierai pas le Professeur Moisey Finkelstein, grand pionnier de l'Université de Riga, et Michael Elkin, radariste subtil, tous deux disparus alors que le projet pouvait à peine continuer sans eux. Les Docteurs Vladimir Glotov et Vladimir Zolotarev ont étudié les versions successives de la tête haute fréquence du radar. Ils ont réalisé de nombreux essais de mise au point du radar dans le guiderope. Ils continuent depuis un travail fondateur et prodigue autour de PRISM et des géoradars.

La réalisation de notre projet est aussi le résultat de nombreux travaux qui ont été effectués au CEPHAG/ENSIEG par l'équipe dirigée par le Docteur Kofman. Notre instrument doit beaucoup à Daniel Mathieu, qui a dessiné en détail toutes les fonctions numériques des radars.

Il a implanté toutes les fonctions de comptage. Il a effectué les simulations logiques du fonctionnement. Il a préparé les dossiers de fabrication, puis a vérifié pas à pas le travail des sous-traitants de la région grenobloise. Florence Nicollin, Docteur de l'INPG et actuellement Maître de Conférences à Rennes, a simulé en détail les techniques de modulation applicables à notre radar. Elle a intégré les effets du milieu traversé sur une bande large. Elle a traité les premiers signaux de sondage en milieu naturel de nos maquettes. Elle a analysé finement les bruits propres de notre système. Alain Hérique, Docteur de l'INPG, chercheur au CEPHAG, a beaucoup fait progresser la compréhension de nos données expérimentales et la façon spécifique de les traiter. On lui doit les plus beaux résultats de la vie terrestre de PRISM, lors de la mission GIMAR en Antarctique. Ces travaux ont fait l'objet de sa thèse.

De nombreuses études, travaux techniques et essais ont été réalisés par d'autres collègues du Service d'Aéronomie. Jean Louis Conrad et Christian Laqui, ont entamé les développements haute fréquence du premier prototype du radar. Xavier Coustillac a accompagné tous les développements et essais depuis son arrivée au laboratoire. Sans son travail quotidien, rien n'aurait abouti. Il a aussi conçu le système d'alimentation du radar de vol. Germain Poiet, a assuré les travaux d'implantations physiques des circuits imprimés étudiés au Service d'Aéronomie. Karine Le Guen, stagiaire ingénieur, a effectué de nombreux ajustements de notre système électronique grâce aux techniques de simulations analogiques. Catherine Cardon a rendu les recherches bibliographiques faciles et fructueuses. Je remercie les autres collègues du Service d'Aéronomie pour les nombreux coups de pouce nécessaires, et les coureurs du Club Omni-sport de la Recherche Scientifique (C.O.R.S.) pour les indispensables kilomètres de détente, dans le bois de Verrières.

L'Institut de Physique du Globe de Paris (IPG-P) a aussi porté une contribution importante. Le Professeur José Achache et Franck Lemaire ont consolidé notre modèle martien et nos connaissances sur les propriétés électromagnétiques de la subsurface. J'ai beaucoup apprécié mon travail avec Serge Vincent, Ingénieur de Recherches de l'IPG-P. Il a implanté la version programmable du séquenceur de Prism. J'espère que nous pourrions partager de nouvelles passions.

J'exprime toute ma reconnaissance à l'équipe électromagnétisme de l'IRCOM (CNRS et Université de Limoges, Haute Vienne), et au Professeur Bernard Jecko qui dirige ce groupe.

Le Docteur Alain Reineix, Chercheur au CNRS, habilité à diriger des Recherches et membre de mon jury, a piloté de nombreuses simulations numériques avec les outils développés à l'Institut pour l'étude du guiderope couplé au sol martien. Le Docteur Saleh Kellalli, a consacré une partie de son travail de thèse à notre antenne en y appliquant la méthode qu'il a développée.

Le Centre de Toulouse du CNES a joué un rôle moteur tout le long de ce projet. Je remercie particulièrement Josette Runavot, Chef de Projet global de la mission Mars, pour ses conseils attentifs. Elle a su mettre sur notre chemin des spécialistes bienveillants. De nombreux travaux nous concernant directement ont été assurés par l'équipe Aérostat Martien, dirigé à Toulouse par Christian Tarrieu: essais mécaniques et fabrication d'un guiderope résistant, développement de la gestion de bord électronique du guiderope, essais et intégration complète du modèle d'identification, testé ensuite avec succès en 1995 sur site naturel. Henri Laplace a beaucoup guidé notre aventure dans les programmes spatiaux internationaux. Il a nous a apporté le soutien quotidien et pratique de l'agence. J'apprécie que son professionnalisme n'ait pas empêché les marques d'amitié aux rares moments difficiles. Anne Lifermann, du département des instruments radars, a été un stimulant continu de notre projet. Denis Schwander, a effectué de nombreux essais, mesures et rapports sur l'antenne et son couplage à l'électronique. Christian Prédine a assuré le succès des essais en cage de Faraday. Philippe Lay nous a fourni de nombreuses informations à jour sur la tenue des composants en environnement spatial et nous a aidé à minimiser les risques dans la sélection de composants non qualifiés. Annie Bourdette a affiné ses études thermiques pour prédire les conditions de fonctionnement des modules du radar. Jeannot Panh m'a gentiment prêté les oeuvres originales de Schelkunoff (1943) pour les soirées toulousaines.

Le CNRS est aussi une grande maison, et je salue ici l'intervention remarquable de collègues d'autres laboratoires. Richard Ney, Ingénieur de Recherches Radariste du CETP/IPSL de Saint Maur (94), et Guy Marec, Ingénieur de Recherches, spécialiste en instrumentation polaire du LGGE Saint Martin (38), ont assuré, avec Alain Hérique, la réussite de la mission du radar en Antarctique (expérience GIMAR, campagne d'été 1993).

Pour l'enthousiasme et l'énergie qu'ils ont consacrée sans compter à nos développements, certains intervenants industriels doivent être saluer ici. Je remercie Corinne Gorse et Michel

Morelière, ingénieurs de la Société THARSYS (31), pour la part importante prise dans les travaux au CNES. Elias Matta et Gérard Petit, ingénieurs de la Société EREMS (31), ont su prendre en compte les contraintes électromagnétiques de Prism dans les sous systèmes d'alimentation et de gestion du guiderope qu'ils ont réalisés. Frédéric Broydé, maître simulateur de la société EXCEM, cordon bleu de la CEM, a guidé nos simulations "SPICE" du module Haute Fréquence.

Plusieurs collègues étrangers nous ont apporté leur compétence. Je remercie le Docteur Svein-Erik Hamran (NTNF à Oslo, Norvège), pour tout le travail qu'il a fourni au sein de notre équipe du Service d'Aéronomie lors de son année post-doctorale en France. Je remercie le Professeur Gary Olhoeft (USGS et Colorado School of Mines), ainsi que le Docteur Jean Pilon (Commission Géophysique du Canada) pour leurs conseils, et leurs encouragements décisifs.

Je suis très reconnaissant à mon épouse Catherine Etienne, et à mes enfants Mathieu, Agathe, et Léa, d'avoir accepté que ce radar me captive autant, qu'il m'ait fait rentrer tard, rester loin. J'aimerais qu'en retour ils y trouvent une certaine fierté.

Résumé

La mission spatiale Mars96 devait emporter vers la planète rouge plusieurs sondes dont un aérostat, développé en France par le CNES. Cet aérostat devait incorporer dans son lest variable appelé guiderope, le radar géophysique nommé PRISM, acronyme de *Permafrost Radar Investigation of the Subsurface of Mars*. Ce radar devait sonder l'intérieur de la planète Mars jusqu'à plusieurs kilomètres de profondeur. La partie du programme international comportant l'aérostat a été annulée en 1995.

Ce mémoire de thèse, consacré à l'instrument Prism, présente l'essentiel des développements du modèle expérimental et du modèle de qualification de l'instrument, ainsi que les résultats d'essais et de sondage de milieux naturels terrestres. Certains travaux originaux sont plus détaillés, comme l'étude de l'amortissement et du rayonnement de l'antenne, la méthode réduite d'échantillonnage en quadrature, l'étude de la dynamique des signaux et la courbe de gain du récepteur.

Dans les premiers chapitres, à partir des objectifs scientifiques et des contraintes de la mission spatiale, une architecture de radar à faible consommation est définie. L'utilisation de la surface extérieure du guiderope comme antenne est ensuite étudiée en détail. Puis on étudie les fonctions émission et réception haute fréquence dans la bande de 10 à 20 MHz. Un système numérique rapide gère la séquence des opérations et l'addition cohérente des échantillons des réponses du milieu. L'instrument intégré a montré sur des sites comme le glacier du Mont de Lans (Isère, France), la glace antarctique de Terre Adélie, ou comme la dune du Pyla (Gironde, France), de bonnes performances d'analyses des couches enfouies. Les résultats possibles des sondages dans le cas de Mars sont discutés, ainsi que l'application à la région du Dôme C en Antarctique. Plusieurs nouveaux développements sont suggérés.

Mots Clefs : Exploration planétaire, Planète Mars, Subsurface, Radar Géophysique, Technologie Spatiale, Electromagnétisme, Antenne large bande, Antenne plaquée, Electronique des impulsions, Electronique haute fréquence, Electronique numérique rapide, Echantillonnage, Traitement statistique du signal.

Abstract :

Mars96 Space mission towards the red planet was to launch, among several probes, a french built balloon. This drifting balloon was to be equipped a ground penetrating radar, PRISM, acronym for *Permafrost Radar Investigation of the Subsurface of Mars*, which is stuffed within the guiderope ballast. This radar was to sound the planet subsurface down to several kilo-meters depth. This balloon part of the international mars program has been cancelled during 1995.

This dissertation, dedicated to Prism, presents most of the developments of the experimental model and of the qualification model of the instrument, together with field test results on Earth. Some original topics, such as the dampening of the antenna and its radiation characteristics, the limited quadrature sampling method, and the dynamics are more detailed.

In the first chapters, starting with the scientific objectives and the mission constraints, we define a low power radar architecture. Then, the use of the outer skin of the guiderope as an antenna is studied with detail. We continue with the transmit function and the high frequency receiver (10 to 20 MHz). A fast digital system drive the sequence of operations and the coherent additions of the received signal samples. The guiderope integrated instrument has shown good analysing performances of temperate or cold glaciers (Mont de Lans, Isère, France, or Terre Adélie glacier in Antarctica), and of subsurface layers at sites such as the Dune of Pyla (Gironde, France). The possible results of Mars subsurface sounding are then discussed, as well as the possible application of our radar at Dome C, Antarctica. Several new developments are proposed.

Keywords : Spatial Exploration, Mars planet, Subsurface, Ground Penetrating Radar, Space technology, Electromagnetism, Wide-Band antenna, Interface antenna, Pulse Electronics, High-Frequency Electronics, Fast Digital Electronics, Sampling, Statistical Signal Processing.

INTRODUCTION

La dernière décennie du XX^{ème} siècle devait être très riche de rencontres approfondies avec la planète Mars. Tous les deux ans, il était prévu l'envoi de sondes automatiques chargées d'instruments scientifiques les plus divers afin de cartographier Mars en grand détail, d'étudier son atmosphère et son climat, d'essayer de comprendre son passé et de lever le mystère de la disparition de l'eau à la surface de la planète. Suite aux évolutions politiques et économiques majeures des dernières années, plusieurs missions ont été reportées ou annulées, il y a eu aussi des échecs graves, comme celui de la sonde américaine Mars Observer. La mission franco-russe MARS96 qui a échoué quelques heures après son décollage le 16 Novembre 1996 ne sera pas la grande concrétisation d'un long programme de travail. Du côté américain, la réussite de Mars Global Surveyor, déjà en route vers Mars, n'est pas encore assurée. Cette sonde et l'atterrisseur Mars Polar Pathfinder qui doit décoller le 2 Décembre 1996 marqueront-ils le début d'une nouvelle série réussie de missions moyennes, et bien ciblées, à intervalle de deux ans.

La mission originale MARS94-96 devait en particulier injecter deux aérostats dérivant dans l'atmosphère martienne. Cette partie du programme a été définitivement annulée en 1995, et tous les travaux des laboratoires sont maintenant arrêtés. Parmi les expériences portées par l'aérostat, il y avait PRISM (*Permafrost Radar Investigation of the Subsurface of Mars*), un radar de sondage de la subsurface martienne. L'idée de cet instrument avait été proposée par un groupe de scientifiques et principalement le Professeur Blamont, ardent défenseur des sondes planétaires aérostatiques. Il s'agissait d'utiliser le guiderope, lest linéaire traînant à la surface de Mars, pour loger un radar utilisant des ondes électromagnétiques de la bande haute fréquence, capable d'étudier la structure interne de la subsurface et de détecter la présence d'eau, solide ou liquide, jusqu'à plusieurs kilomètres de profondeur.

En tant que chef de projet de Prism, j'ai été chargé de l'étude, de la réalisation, de l'intégration, des essais de démonstration, puis de la qualification de l'instrument. L'application du radar de sondage au domaine spatial est relativement nouvelle, et les conditions d'adaptation de l'électronique et de l'antenne du radar au guiderope sont très particulières. Ce contexte m'a conduit, avec les équipes associées, à un travail de conception et d'études entièrement original, où tous les aspects d'un radar géophysique ont été repensés à

partir des objectifs scientifiques et dans les contraintes particulières de l'environnement. Les travaux du projet commencés en 1989, se sont arrêtés en 1995 après des essais de « qualification », dernière étape avant la fabrication des modèles de vol de l'instrument. Ce mémoire de thèse présente l'essentiel de mes travaux.

Après la présentation dans le chapitre premier de l'état de l'exploration martienne et des objectifs scientifiques de Prism, le chapitre II explique le choix de l'architecture du radar pour l'expérience. Il s'agit d'un radar fonctionnant autour de 15 MHz, et dont le rayonnement est assuré par l'excitation directe du guiderope par de simples impulsions répétées toutes les 100 micro-secondes. Un système numérique assure l'addition cohérente des signaux reçus afin d'améliorer la sensibilité du radar.

Le chapitre III concerne l'étude du guiderope utilisé comme antenne unique d'un radar dont on souhaite qu'il associe pénétration, résolution fine et faible profondeur aveugle. La démarche que j'ai adoptée pour cette partie de l'étude, a consisté à associer des modèles simples adaptés, des calculs, et des expériences décisives de mesures et de validation, parfois au laboratoire, mais surtout à l'extérieur, sur des interfaces représentatives. Pour l'adaptation d'impédance et la réduction rapide des réverbérations sur l'antenne, j'utilise, dans le domaine fréquentiel, le modèle de la ligne à pertes. On minimise ensuite l'énergie réverbérée sur toute la bande occupée par le canal radar. Ce calcul est mené pour plusieurs formes d'impulsions qui ont été proposées au cours du développement de l'instrument. Pour l'étude du rayonnement de l'antenne, je calcule, en temporel, le champ rayonné pour une impulsion transitoire de courant lâchée au centre de l'antenne. Cette réponse impulsionnelle permet ensuite une approche convolutive ou spectrale, par transformée. Les trois objectifs combinés : faible réverbération, rayonnement efficace vers le bas, et résolution fine, nous permettent d'évaluer de manière critique les formes d'impulsion d'excitation, et la bande utile du récepteur.

Le chapitre IV a pour objet le module haute fréquence du radar. Celui ci comporte le générateur d'impulsions haute tension de courte durée, le récepteur large bande, et le système d'adaptation à l'antenne unique. La réalisation du prototype de ce module a été confiée à nos collègues de Lettonie, nous avons participé à sa mise au point, et à son amélioration. Puis, j'ai recherché des composants ou des montages plus performants et plus adaptés au contexte de la

mission. J'ai conçu une version améliorée du commutateur d'antenne qui réduit le facteur de bruit et la profondeur de la zone aveugle du radar.

Le chapitre V est consacré à la partie numérique du radar, sous système compact à haute intégration et faible consommation. Le module numérique comporte un séquenceur de tir, un mécanisme d'additions cohérentes des signaux reçus dans une mémoire à gestion circulaire, et les interfaces de communication. L'architecture en mode canal assure le traitement en temps réel au rythme de 40 millions d'échantillons par seconde. La deuxième partie du chapitre concerne les améliorations et les options du système numérique. Une méthode originale et simple, la quadrature réduite, permet d'adapter le flux des échantillons traités à une bande de signal radio centrée autour de 15 MHz et de largeur inférieure à 15 MHz.

Le chapitre VI présente les données expérimentales obtenues sur le terrain avec le radar intégré dans le guiderope. Les sites profonds, à faibles pertes et se comportant comme l'intérieur de Mars ne sont pas faciles à trouver sur Terre. On a surtout testé le radar sur des glaciers et sur des dunes. Lors de la campagne GIMAR, en Antarctique, le radar a reçu des échos provenant de plus de 850 mètres de fond à travers la glace (Hérique A., 1995). Une grande partie de ce chapitre étudie les améliorations des sondages réalisés, au fil des campagnes d'essais, par le radar sur le site particulier de la dune du Pyla, en Gironde.

Dans le chapitre VII, on extrapole calculs, mesures, essais de terrain, et hypothétiques modèles martiens pour essayer de prédire la performance de notre radar lors de sa mission sur le sol de la planète rouge. On déduit la dynamique des signaux utiles, et on propose une méthode de profil adaptée à la très faible quantité de données qui serait retransmise jusqu'à la Terre.

On trouvera en annexe un rappel des équations du radar géophysique adaptées au milieu martien, et quelques compléments techniques sur l'adaptation du radar au guiderope.

CHAPITRE I :

LA MISSION SPATIALE "MARS94-MARS96" ET L'EXPERIENCE PRISM

I.1. MARS94: UNE RENCONTRE AMBITIEUSE AVEC LA PLANETE MARS

I.1.1. Place de cette mission dans la stratégie globale du domaine

La connaissance de la planète Mars étant considérée comme un objectif à la fois important et réaliste pour la décennie des années 1990, l'ex-Union Soviétique avait défini dans le cadre d'un programme international la grande mission "MARS 94". Le tableau A-1-1 de l'Annexe I rappelle les missions lancées vers la planète Mars jusqu'en 1992.

De nos jours, l'atmosphère de Mars est raréfiée, et il n'y a pas d'eau liquide à sa surface où la température varie de +20°C à -120°C. Pourtant, il y a assez d'évidences pour affirmer qu'il y a quelques milliards d'années, la situation était très différente, avec une atmosphère dense, de grandes étendues d'eau, un climat plus doux. L'analyse de ce qui est arrivé sur Mars nous aiderait à comprendre le passé, mais aussi les possibles futurs de la Terre.

Il y a peut être aussi sur Mars, des traces d'une biosphère, présente ou congelée. Les découvrir nous éclairerait beaucoup sur la vie, et ses formes.

Pour avancer dans cette connaissance, la mission MARS94 proposait une analyse combinée de données provenant à la fois de 2 satellites, de 2 aérostats, de pénétrateurs, de petites stations posées au sol, et peut-être aussi de petits véhicules semi-automatiques. Cette approche multi-spectrale apporterait des observations globales pour l'étude du climat, de l'atmosphère, du champ magnétique ou du plasma ionosphérique, ou des observations plus régionales pour la géologie, la minéralogie, l'hydrologie du passé, ou encore des études détaillées de sites "d'atterrissage" pour les futures missions.

Les données de la mission Mars94 auraient été associées aux données du satellite américain MARS-Observer. Celui-ci, lancé en 1992, devait, entre autre, fournir une cartographie améliorée de la planète. Il devait aussi servir de relais radio pour rapatrier de nombreuses

images rapprochées prises à bord de l'Aérostat. Un boîtier spécial, le MBR (Mars Balloon Relay), développé avec la France, a été rajouté sur MARS-Observer pour cette fonction. En utilisant les antennes terrestres du réseau américain Deep Space Network (DSN), on espérait ainsi doubler le retour scientifique des instruments du ballon.

I.1.2. Objectifs scientifiques et principaux instruments de la mission

Les instruments scientifiques embarqués sur les sondes sont choisis pour répondre aux objectifs généraux suivants:

- Recherches sur la surface de Mars
- Recherches sur l'atmosphère, suivi météorologique de la planète
- Structure interne de la planète
- Etudes sur le Plasma martien
- Etudes d'astrophysique

Une large variété d'instruments voués à ces mesures sont répartis sur les différentes composantes de la sonde (Zakharov A.V., 1994). Les tableaux A-1-2 à A-1-7 de l'annexe I détaillent les expériences selon leurs emplacements et leurs objectifs. Sur l'orbiteur, on a distingué les expériences de géomagnétisme et de plasma (tableau A-1-2), les expériences atmosphériques et de sondage à distance (tableau A-1-3), et les expériences d'astrophysique et de croisière (tableau A-1-4). Le tableau A-1-5. présentent les expériences qui équipent la station de surface METEGG. Pour l'Aérostat, on a distingué les expériences portées par la nacelle (tableau A-1-6) de celles glissées dans le guiderope (tableau A-1-7).

Parmi toutes ces contributions internationales, je souligne la présence sur l'orbiteur, d'un autre radar, destiné d'abord au sondage de l'ionosphère martienne. Ce radar, de sigle LWR ou RLK, est réalisé avec l'Institut Max Planck pour l'Aéronomie de Lindau en Allemagne (Nielsen et al., 1995). Il fonctionne aux alentours de 2 MHz. Selon l'heure et l'angle du sondage une partie du faisceau pourra atteindre la surface de Mars et sonder la subsurface. Bien que ce faisceau défile très vite à la surface de Mars, et que sa résolution soit médiocre, cet instrument pourrait donner des informations provenant de la subsurface avec une très large couverture de la planète.

I.1.3. Premier scénario, évolutions, puis abandon de la mission

Deux sondes devaient être emportées sur des fusées PROTON depuis Baïkonour en Octobre 1994. Après une première satellisation terrestre, les véhicules spatiaux devaient prendre une trajectoire de transfert Terre-Mars de durée 315 jours. L'insertion en orbite martienne était prévue pour Septembre 1995, à quelques 310 millions de km de la Terre. La séparation avec le module de descente comportant le ballon devait avoir lieu après la transition par trois orbites de descente. Le déploiement du ballon est une phase extrêmement délicate qu'il est difficile de mettre au point et de reproduire sur Terre. Après une phase de freinage par le bouclier thermique du container, un parachute se déploie, et tandis que la vitesse de la chute se réduit, le gonflage du ballon est entamé, alors que la pression ambiante est encore extrêmement faible. L'ensemble de la séquence est telle qu'elle nécessite une épaisseur atmosphérique supérieure à la moyenne martienne. Les sites martiens d'arrivée doivent être choisis en fonction de cet impératif: ils doivent donc être un à deux kilomètres au dessous du niveau normal de la surface. Cette surépaisseur de l'atmosphère assure une marge pour garantir le déploiement. Toute chute trop brutale de l'aérostat sur la surface de Mars se solderait par sa destruction immédiate et par l'anéantissement de cette partie de la mission.

Pendant les années de préparation de la mission, de nombreuses difficultés se sont accumulées: des difficultés de confirmation définitive de la mission, de sélection des instruments embarqués, des changements politiques importants en Union Soviétique, redevenue Russie, puis des difficultés économiques en Russie, des changements des priorités politiques, une inflation imprévisible. En France, dans une bien moindre mesure, il y a eu aussi des difficultés financières, techniques et organisationnelles pour réaliser le ballon, le guiderope et l'instrumentation.

Vers 1992, la mission a été décomposée en deux tranches: Mars94, avec un lancer en 1994 pour l'orbiteur, les pénétrateurs et les petites stations, et Mars96, avec un lancer en 1996, avec un orbiteur simplifié et l'Aérostat. Le créneau de lancement de 1996 est moins favorable que celui de 1994, la masse que l'on peut transférer est moindre. Le déploiement du ballon se ferait dans ce cas vers Novembre 1997. Pourrait-on encore, à l'automne 1997, utiliser les services de MARS-Observer et de son MBR? Durant l'été 1993, le contact avec MARS-Observer est

perdu au voisinage de la planète rouge. Quelques semaines plus tard, on reconnaît que le satellite est définitivement perdu.

En Russie principalement, les retards continuent encore de s'accumuler. Le lancement de l'orbiteur instrumenté doit être reporté au créneau astral suivant, celui de 1996. Mars94 n'existe plus. Deux lancements ne peuvent être financés et planifiés pour la même année. Peut-on décaler le lancement du ballon au créneau de 1998?

Les fenêtres de tir pour l'envoi depuis la Terre de sonde vers Mars, se décalent le long de l'orbite Martienne. Comme l'orbite de Mars est assez excentrique, la qualité de ces rendez vous varie. Ainsi le créneau de lancement de 1994 était plus propice que celui de 1996, lequel est bien meilleur que celui de 1998. Pour une fusée et une quantité d'ergols (carburant et comburant) données au départ, on a moins de masse transférable jusqu'à Mars. Le créneau suivant se situe au début de 2001.

Le décalage provoque aussi un avancement dans le cycle des saisons martiennes qui sont très marquées. Ainsi le créneau 1996 déposait le ballon sur Mars juste avant la saison des grands vents de poussière connus depuis les missions de Mariner9 et des sondes Viking I et II. Le créneau de lancement de 1998 provoque une arrivée en pleine saison des vents. Ceux ci peuvent atteindre 200 km/h. Il n'est plus question de laisser le ballon approcher la surface martienne. Il faut le renforcer, changer sa dynamique, reprendre toute l'étude...Ou prendre un autre risque, attendre en orbite la fin de la saison des vents, elle dure environ six mois. Le risque de défaillance est alors jugé trop grand.

Fin 1994, les russes proposent d'utiliser, pour l'éventuelle mission Mars98, une fusée Molnya au lieu de la Proton, elle coûte six fois moins cher, elle est aussi beaucoup moins puissante. La masse transférable est encore plus faible. Il n'est plus possible d'assurer une orbite d'attente. Il faut assurer l'injection directe du module de descente dès l'arrivée vers Mars, sans orbite de descente. Le scénario du déploiement du ballon est encore plus serré, les marges montrées par les calculs sont trop faibles, et elles dépendent trop des méthodes de calculs. Alors que la mission de l'orbiteur, devenue mission Mars96, n'a pas encore abouti, doit-on démarrer un programme avec un ballon aux caractéristiques nécessairement nouvelles, alors que l'ancien concept n'a pas fait toutes ses preuves? Au mois de Juin 1995, la décision est prise, le projet

de l'aérostat martien est abandonné. Les essais du CNES pour le déploiement de l'aérostat sont menés à leur terme à la rentrée 1995. Puis on achève la documentation des différents travaux menés au CNES, ou dans les laboratoires.

Quand on analyse les possibilités d'un aérostat pour améliorer notre connaissance de MARS, on ne peut que regretter cette fin.

I.2. UN AEROSTAT POUR UNE MISSION PLANETAIRE

I.2.1. Intérêt d'un Aérostat pour la visite de Mars

Comparons les différents types d'engins planétaires vis à vis de leur capacité à répondre aux objectifs scientifiques énoncés au paragraphe I.1.2.

Un satellite est sans doute la sonde la plus facile à poster après le transfert depuis la terre. Il peut, moyennant un surplus d'ergol, effectuer des corrections particulières et atteindre une orbite spécialement intéressante comme une orbite héliosynchrone qui facilite l'étude de la topographie et de ses variations. Dans l'atmosphère raréfiée, l'altitude de l'orbite peut aussi être réduite à quelque cent kilomètres et permettre des vues rapprochées.

Au cours des dernières décennies l'optoélectronique a fait de grands progrès, comme en témoigne, au niveau civil, le programme SPOT. On peut obtenir, pendant des mois ou des années, des photos multi-spectrales, avec une résolution de l'ordre de 10 mètres. Le petit satellite CLEMENTINE a achevé, en un temps très bref et avec une haute résolution, une couverture photo de 95% de la surface lunaire. Les limites liées au transfert des informations brutes vers la Terre ont été grandement repoussées, grâce aux techniques modernes de compression variable de l'information. Les photos, toujours prisées du public car elles donnent l'impression d'être allé avec ses propres yeux sur place, apportent énormément d'informations scientifiques: reliefs, présence et distributions des cratères d'impact, textures, contrastes, formes au sol, traces d'érosion ou d'écoulement à la surface. La présence et l'allure des nuages, leurs couleurs, leurs mouvements, sont autant de signatures sur l'atmosphère, les poussières, la machine thermique planétaire.

L'année 1991 a vu la fin de la période intense des mesures radar de Vénus effectuées par la sonde Magellan (Saunders R.S. et al., 1990). Grâce à l'utilisation du radar à synthèse d'ouverture (SAR), on a pu obtenir, à travers l'atmosphère opaque de Vénus, une couverture quasi complète de la surface de Vénus et de sa topographie avec une résolution de 300 mètres sur la surface et de 50 mètres pour l'altitude (Johnson W.T.K., 1991). De récentes applications de l'interférométrie aux données SAR ont montré que l'on pouvait, dans certains cas, par comparaison des échos obtenus lors de passages successifs au dessus de la même zone, détecter des mouvements du sol, comme ceux résultant de tremblements de terre (Massonnet D. et al., 1993), de mouvements volcaniques (Massonnet D. et al., 1995), ou du glissement de la plaque de glace en Antarctique (Goldstein R.M. et al., 1993).

La technique de l'occultation solaire ou stellaire permet d'étudier le profil vertical de l'atmosphère des planètes et la répartition de constituants élémentaires. C'est le principe de l'instrument SPICAM développé pour Mars94-96 au Service d'Aéronomie. La nouvelle technique des LIDAR et LIDAR-VENT, encore gourmande en puissance, peut donner des informations directes sur les mouvements de l'atmosphère, depuis l'orbite.

Les mesures de température, et celle de la surface en particulier, peuvent être obtenues par la mesure passive globale du spectre en infrarouge (IR). L'étude fine de ce spectre IR donne accès à l'analyse de la nature des constituants de la surface.

Les mesures de magnétisme, de plasma, de l'interaction avec le vent solaire apportent des informations à la fois sur le corps de la planète et sur son ionosphère.

L'étude de l'ionosphère est aussi facilitée par le sondage radio, soit en transmission, soit en réflexion. Comme il est rappelé plus haut, le radar à grandes ondes LWR-RLK de Mars 94 a sans doute aussi la capacité de dresser, à grande échelle, une cartographie du sous-sol de Mars.

A côté de la moisson formidable des satellites, quelles sont les vertus des engins qui se posent au sol?

D'abord et surtout le détail, la mesure directe, le contact mécanique.

Les petites stations et les atterrisseurs peuvent fournir d'excellentes photos, aussi poignantes que celles de Viking I et II, où apparaissent des détails centimétriques. On peut prendre des clichés aux différentes heures du jour, aux différentes saisons.

Le contact direct avec le sol permet de faire des mesures électriques, méthode bien connue sur Terre pour analyser les premiers mètres de la subsurface. Toutefois, dans les milieux froids, cette méthode apporte peu d'information alors qu'elle nécessite en fait de déplacer deux capteurs sur une surface importante.

Le contact avec le sol permet aussi d'écouter les vibrations du sol. Ceci renseigne beaucoup sur l'activité interne de la planète et sur l'état de la croûte. Les méthodes sismiques actives permettent d'établir des profils du sous-sol jusqu'à grande profondeur. Elles nécessitent toutefois des chocs mécaniques importants, tels celui provoqué par la chute d'un pénétrateur et, en option, la répartition sur la surface de nombreux géophones.

Un laboratoire d'analyse de bord peut pratiquer avec des réactifs embarqués, une analyse chimique d'échantillons directement prélevés à la surface par un bras articulé.

Les pénétrateurs donnent des informations sur la structure et la tenue mécanique du sol, par l'analyse des mesures des accéléromètres.

Une ou plusieurs stations dont les opérations peuvent durer plusieurs mois et de préférence une ou plusieurs années peuvent fournir de données météorologiques complètes: pression, température, vent, humidité, ensoleillement, vol de poussières...

Se poser sur le sol, c'est aussi préparer d'autres missions dont le but peut être le retour d'échantillons. A l'époque de l'exploration lunaire, vers 1970, le retour d'échantillons a en effet permis une analyse plus complète que celle effectuée par le laboratoire automatique de bord des sondes. Y a t'il autant de différences aujourd'hui?

En analysant les conditions au sol, on peut confirmer la sélection de sites pour d'autres véhicules plus volumineux porteurs de robots mobiles équipés d'organes des sens. Ces opérations au sol sont aussi des étapes jugées nécessaires par les partisans d'un voyage dans un futur rapproché de l'Homme sur Mars. Mais quel serait l'apport d'un prochain voyage humain fort coûteux? Retournons aux sondes scientifiques automatiques de Mars94-96.

A côté de la télédétection opérée depuis le satellite, qui donne des informations globales, on voit l'intérêt des mesures fines. Mais les mesures fournies par un atterrisseur fixe sont par trop locales. Il faudrait se déplacer et disposer d'un grand nombre de points d'observations, dans des régions différentes. Voilà l'intérêt fondamental du ballon par rapport aux autres types de sondes comme les pénétrateurs, les petites stations, les véhicules mobiles à bords, à roues, voire à pattes. Un Véhicule Automatique Planétaire (VAP), tel le « Marsokhod » russe, pourra parcourir au plus une centaine de mètres par jour sur le terrain martien. Au bout d'un mois, il aura parcouru 3km au mieux. Ses investigations auront couvert une bande de quelques mètres de large le long de sa trajectoire. Il faudrait poser sur Mars des dizaines de Rover.

Le ballon va utiliser la présence des vents martiens et l'alternance du jour et de la nuit. Le jour, il va dériver à une altitude de 2 et 4 km, en pleine atmosphère martienne qu'il va pouvoir étudier in situ. Il est cent fois plus bas que n'importe quel satellite et pourra transmettre des clichés incomparables de la surface martienne. Le soir, comme sa portance diminue, il va s'approcher du sol et se stabiliser vers 70m d'altitude. Son stabilisateur de portance, le guiderope, est en contact avec le sol, et l'on peut faire des études détaillées de la région visitée. On associe ainsi gros plan et parcours de plusieurs régions, sans apport d'autre énergie pour se déplacer que celle du soleil, et des vents dont on peut faire ainsi l'étude.

Injecté à une latitude d'environ 45°Nord, dans la région martienne dite Arcadia Planitia, le ballon, serait ensuite porté par des vents soufflant jusqu'à 40 kilomètres à l'heure, à cette saison. Ces vents, favorables à une exploration de grande envergure, devraient mener l'aérostat vers le nord-est. Il devrait ainsi parcourir de l'ordre de 2000km pendant les 10 jours de sa mission nominale. Le plus faible ensoleillement vers les hautes latitudes, et la perte de portance du ballon devraient conduire celui-ci à l'éclatement lors d'un contact final avec le sol.

I.2.2. Caractéristiques du ballon dans le cadre Mars94-96.

L'aérostat à la forme d'une saucisse de longueur 42 mètres et de 13,5 mètres de diamètre. Ceci représente un volume de 5500m³. L'enveloppe, de 2500 m² de surface, est réalisée avec des feuilles de mylar de 6 microns d'épaisseur. Tandis que la masse de l'enveloppe est de 20 kg, la masse de l'hélium qu'elle contient est de 6,4 kg. L'enveloppe de l'aérostat a des propriétés thermiques telles qu'il s'élève durant le jour et qu'il s'approche du sol le soir, jusqu'à ce qu'il dépose une partie de son guiderope, qu'il traîne ensuite durant la nuit. C'est dans cette configuration nocturne du guiderope instrumenté que le radar géophysique Prism opère (Laplace H. et al., 1992).

La nacelle de 90 dm³, devra avoir une masse de 15kg au total. Le guiderope et sa queue ont une longueur totale légèrement supérieure à 10 mètres. La partie tubulaire a un diamètre extérieur de 6 cm. La masse totale du guiderope est de 13,5 kg, bien répartis sur sa longueur. L'essentiel des éléments du guiderope en contact avec le sol est en Titane.

I.2.3. La charge utile de l'aérostat

I.2.3.1 Moyens radio et charge utile sur la nacelle

La nacelle ne communique pas ses données directement vers la Terre. Elle utilise une liaison radio vers le satellite russe au cours de deux sessions journalières. Dans la configuration originale Mars94, on espérait aussi utiliser un transfert via le relais MBR du satellite MARS-Observer. Les données accumulées dans le guiderope sont d'abord transférées par liaison VHF vers la mémoire de 32 Méga-octets de la nacelle, qui les retransmet ensuite parmi les données des autres instruments situés sur la nacelle. Durant le jour, quatre caméras, développées au LAS à Marseille, rassemblent des images de la surface de Mars depuis la nacelle, c'est l'expérience BALTE. Les caméras utilisent des détecteurs CCD de 500 pixels sur 200 pixels. Quatre distances focales sont utilisées. Elles correspondent à des résolutions au sol de 8.5 mètres, 2 mètres, 50 cm et 15 cm!! Les données des images subissent une compression par bloc. Malgré cette compression, d'un taux de 10 environ, les images occupent l'essentiel de la mémoire de la nacelle.

La nacelle est aussi équipée d'un spectromètre Infrarouge, nommé ALPHA, développé au Despa, laboratoire de Meudon, pour l'étude de la composition minéralogique du sol martien, de jour comme de nuit. La bande de mesure couvre de 400 microns à 4,8 mm avec une résolution spectrale de 30 à 50 microns. La résolution spatiale au sol varie selon l'altitude. Elle passe de 80 mètres le jour à 1 mètre la nuit, quand la nacelle descend de ses 4000 mètres d'altitude pour se stabiliser à quelque 50 mètres du sol.

Une station météo complète, développée par le FMI (Finlande) et le Service d'Aéronomie, permet de mesurer, toutes les 15 minutes:

- la pression atmosphérique avec une précision de 0,02 millibar, pour 7 millibars au sol,
- la température, à 0.5°C près,
- l'humidité relative,
- l'épaisseur optique atmosphérique,
- la mesure des vents est calculée à partir de la vitesse de défilement du ballon, estimée à partir de l'intercorrélation entre des images successives de BALTE.

Il est aussi prévu un magnétomètre et un laser altimètre, lequel permet aussi d'établir des profils de densité des aérosols.

I.2.3.2. Les charges utiles montées dans le guiderope

A côté de capteurs dits technologiques, utilisables indirectement à des fins scientifiques, comme la mesure de température, la mesure d'inclinaison du nez du guiderope, la mesure de chocs, le guiderope comporte essentiellement deux instruments scientifiques, ARIES et PRISM.

ARIES, développé par le CESR, à Toulouse est un spectromètre Gamma, qui utilise un gros cristal détecteur inséré dans un des éléments du guiderope. L'analyse du spectre Gamma permet d'étudier la composition chimique à la surface de Mars. ARIES doit fonctionner de préférence pendant des périodes où la température varie assez peu. Il pourra être activé pendant que le guiderope est en altitude de jour.

Prism est notre géoradar qui opère quand le guiderope est traîné sur le sol. Il est activé par le système électronique autonome de gestion de bord du guiderope, développé au CNES. Celui-ci est équipé d'une mémoire totale de 2 Mégabits, dans lesquels cohabitent les données des mesures technologiques, de ARIES et de PRISM. Ces données sont transférées vers la nacelle par un petit émetteur VHF situé à la tête du guiderope. Il n'y a pas de protocole de liaison entre le guiderope et la nacelle. Les calendriers de table de mission prévoient 2 sessions de transmission vers la nacelle par jour martien.

I.3. LES OBJECTIFS SCIENTIFIQUES DE PRISM

L'expérience originale PRISM a été proposée au CNES par un groupe de scientifiques français (Achache J. et al., 1988). Les principaux investigateurs (P.I.) sont le Professeur J.E.Blamont, du Service d'Aéronomie (SA), et le Professeur J.Achache de l'Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP). Il s'agit de résoudre l'énigme posée par l'eau sur Mars et dans le sous-sol de la planète.

I.3.1. Bilan et distribution de l'eau sur MARS

La quantité d'eau dégazée par la planète Mars pendant sa phase d'accrétion (c'est à dire pendant la phase d'accumulation et d'agglomération de la matière ayant formé la planète) puis au cours de sa différenciation reste très mal connue. Pourtant, la connaissance de ce paramètre permettrait de contraindre les différents modèles d'accrétion et de différenciation interne, de formation de l'atmosphère et d'évolution du climat passé, d'élucider la nature des processus géologiques majeurs mis en jeu dans la morphogenèse de la planète, ou encore d'aborder le problème de la paléobiologie sur Mars. La principale source d'incertitude dans la détermination de ce paramètre est le volume total d'eau présente aujourd'hui dans le sous-sol. Une première estimation de ce paramètre peut être obtenue par analyse de la composition atmosphérique de la planète. Elle est basée soit sur la stabilité des rapports d'abondance de l'azote et de l'eau soit sur l'abondance des gaz rares. Les valeurs ainsi obtenues pour la quantité d'eau dans le sous-sol correspondent à un océan couvrant l'ensemble de la planète dont l'épaisseur varie de 6 à 160 mètres selon les estimations. Par ailleurs, l'analyse des phénomènes géologiques et morphologiques ayant mis en jeu de l'eau en grande quantité conduit à une épaisseur équivalente d'eau de 500 m (Carr, 1986; 1987). Pour une présentation plus complète en français on pourra lire le mémoire de DEA de F.Lemaire à l'IPGP (1992).

Les sondes Viking ont mesuré des températures moyennes diurnes de 210 à 230°K à l'équateur, de 170 à 230°K aux moyennes latitudes et de 150 à 220°K aux latitudes polaires. La pression atmosphérique à la surface est de 5 à 10 millibars. Ces valeurs montrent que l'eau liquide n'est pas stable à la surface de Mars. L'étude du rapport isotopique H/D indique une teneur en vapeur d'eau correspondant à une épaisseur équivalente globale de 16 mm (Mac Elroy et al.,1976). En outre, l'eau peut exister sous forme de glace aux pôles où l'on observe,

en effet, la formation de calottes en hiver. Enfin, l'existence d'un pergélisol sur Mars constitue un important réservoir de l'eau sur cette planète. Le pergélisol est un sol dans lequel les conditions thermodynamiques permettent la formation et la permanence de glace d'eau à l'équilibre. Aux latitudes supérieures à 40° , il existe un pergélisol à partir de profondeurs décimétriques et jusqu'à des profondeurs atteignant plusieurs kilomètres au voisinage des pôles. Aux latitudes plus basses, la glace est instable à toutes les profondeurs. Cela n'exclut pas, toutefois, la présence de glace, hors d'équilibre, dans le sol à ces latitudes, à des profondeurs allant de quelques mètres à quelques dizaines de mètres (Squyres S.W. et al., 1992). Cette profondeur dépend, en particulier, de la porosité et de la perméabilité des roches et du régolite et de la mobilité horizontale de la glace dans le sol. Le régolite est le manteau de débris qui recouvre la planète. Il est formé de roches fragmentés par les impacts des météorites sur la planète.

L'observation de structures caractéristiques d'écoulements (chenaux, cratères à éjectas lobés, lentilles de glissement, etc.), photographiées lors des missions Viking et Mariner 9, a permis de confirmer la présence d'eau à proximité de la surface de Mars jusqu'aux latitudes équatoriales. L'analyse détaillée de la distribution géographique des cratères à éjectas lobés a montré que le toit de la couche aquifère varie de quelques mètres à quelques dizaines de mètres aux hautes et moyennes latitudes et se situe à quelques centaines de mètres au voisinage de l'équateur (Costard, 1989; 1991). Cette distribution est en bon accord avec les variations de la température à la surface de la planète. Dans cette couche, l'eau se trouve sans doute dans différents états et distribuée de façon très hétérogène. Aux hautes latitudes, certains modèles prévoient l'existence de lentilles de glace inter-stratifiées dans le régolite (Costard F., 1991). En outre, la présence de sels minéraux dissous peut abaisser suffisamment le point de congélation de l'eau pour permettre la formation de vésicules d'eau liquide dans le pergélisol.

L'analyse de la morphologie du relief et des éjectas lobés permet, d'autre part, d'estimer la teneur en eau du pergélisol (Squyres S.W. and Carr M.H., 1986; Costard F., 1991). Les valeurs obtenues n'excèdent pas 10% aux hautes latitudes. Ainsi, un pergélisol de 1 km contient au plus une couche équivalente globale d'eau de l'ordre de 50 mètres. Cette valeur indique qu'il doit exister sur Mars de l'eau à l'état liquide sous le pergélisol aux moyennes latitudes. La mise en évidence de cette hydro-lithosphère (Battistini R., 1984) et la

détermination de son épaisseur apporteraient une contrainte directe sur le bilan de l'eau sur Mars.

I.3.2. Intérêt des sondages Radar

Les propriétés électriques d'un sol ou d'une roche (permittivité diélectrique et conductivité) sont très sensibles à sa teneur en eau ainsi, bien sûr, qu'à la phase dans laquelle se trouve cette eau. Le sondage radar basse fréquence, sensible à la fois aux variations de permittivité et de conductivité, constitue donc la technique la plus adaptée pour étudier la distribution de l'eau dans le sous-sol de Mars. Les propriétés électriques du sol varient également en fonction de la nature de la roche et de sa porosité. Ainsi, le sondage radar sera également un indicateur de la structure des couches superficielles de la croûte de Mars, de l'épaisseur du régolite ou encore de la présence et de la distribution d'argiles.

I.3.2. Structure et propriétés électriques du sous-sol de Mars

Les propriétés électriques des premiers mètres du sol martien ont pu être mesurées par une expérience radar en mode bistatique en utilisant la liaison à 381 MHz entre les sondes et l'orbiteur des missions Viking (Tang C.H. et al., 1977). Les valeurs obtenues pour la permittivité relative sont $\epsilon_r = 3.3 \pm 0.7$ et, pour la conductivité σ , elles varient de 10^{-3} à 10^{-5} S/m. La permittivité est très proche de la valeur de $\epsilon_r = 3.2$ mesurée sur Terre pour de la glace sèche. Les valeurs obtenues à partir de mesures de surface par Tang et al. peuvent être considérées comme représentatives de toute la partie superficielle du sol de Mars, où la température et l'humidité varient très peu. En effet, les paramètres électriques ϵ_r et σ dépendent essentiellement de la température et l'humidité. Ainsi, sur Terre, on trouve des valeurs de $\epsilon_r = 7$ et une tangente de perte $\text{tg}\delta = 10^{-2}$, avec une conductivité de 10^{-4} S/m dans du pergélisol en hiver, alors qu'en été on obtient des valeurs beaucoup plus élevées: $\epsilon_r = 26$ à 64 , $\text{tg}\delta = 1$ et $\sigma = 10^{-2}$ à 1 .

Les analyses effectuées in situ par les atterrisseurs Viking suggèrent la présence d'argiles, telles que des smectites (montmorillonites), provenant de l'altération des basaltes. De telles roches pourraient expliquer la couleur ocre du sol martien. Les valeurs de permittivité

mesurées sur des argiles sèches et saturées en eau varient de 3 à 15 et celles de la conductivité électrique σ de quelques 10^{-3} à quelques 10^{-1} .

Plus en profondeur, on peut estimer les propriétés du régolite martien en se basant sur les propriétés du régolite lunaire (Olhoeft et Strangway, 1974; Lunar Source Book, 1991). On estime la permittivité comprise entre 2 et 4 sur les 100 premiers mètres du régolite lunaire où la tangente de perte varie entre $5 \cdot 10^{-2}$ et 10^{-4} . Pour des matériaux analogues, on peut s'attendre à des valeurs de tangente de perte de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} dans la gamme de températures observées sur Mars et pour la bande de fréquences qui nous intéresse.

Par analogie avec la structure de la croûte lunaire, on peut supposer que la croûte de Mars possède également une structure très hétérogène et fragmentée résultant du fort bombardement météoritique, l'absence d'activité tectonique récente excluant tout rajeunissement. Elle serait constituée principalement de roches volcaniques (basaltes riches en fer et en éléments volatils). Les propriétés électriques de cette croûte vont alors dépendre fortement de la teneur en eau et de la température. Sur Terre, les valeurs typiques de permittivité relative observées pour ce type de formation se situent entre 7 et 9, la tangente de perte varie de 0.017 à 0.09, et la conductivité est de l'ordre de 10^{-2} S/m.

On peut donc établir un modèle préliminaire de sol martien constitué par une couche superficielle de régolite de porosité variable, une couche de roches fragmentées éventuellement mélangées à des argiles, et une couche profonde constituée principalement de basaltes. Afin d'obtenir des modèles électromagnétiques représentatifs du sous-sol martien pour l'interprétation des profils radar, il faut encore tenir compte de la distribution et de l'état de l'eau. Celle-ci apparaît sous forme de glace à des profondeurs variant entre 0 et 500 mètres. Entre 1 et 3 km, l'eau doit devenir « progressivement » liquide, et rester présente jusqu'à une profondeur maximale qui n'est pas connue.

CHAPITRE II:

DEFINITION ET CHOIX D'UN TYPE DE RADAR

II.1. DEFINITION DE L'INSTRUMENT SELON LES OBJECTIFS SCIENTIFIQUES

II.1.1. Profondeur

Dans le milieu froid de la surface martienne qui ne comporte pas d'eau liquide pour dissoudre des sels, et peu de minéraux conducteurs, les pertes ne sont pas dues à la conductivité statique mais sont des pertes par relaxation diélectrique. La polarisation du milieu présente un retard par rapport au champ électrique. Dans le domaine fréquentiel, la permittivité présente une composante imaginaire, le milieu absorbe une partie de l'énergie électrique de l'onde qui le traverse.

Comme il est rappelé dans l'annexe à ce chapitre "Equations du radar géophysique", section A2.2, dans un milieu à faibles pertes, et pour une valeur donnée de la tangente de perte (rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle de la permittivité), l'absorption croît avec la fréquence. Pour une onde plane de fréquence f , et $\text{tg}\delta \ll 1$, le champ électrique décroît en profondeur selon la forme:

$$E(z) = E(0) \cdot \exp(-a \cdot z) \quad \text{où } a = (\pi \cdot \text{tg}\delta) / \lambda, \text{ soit en posant } \lambda = v/f, \quad a = (\pi \cdot \text{tg}\delta \cdot f) / v$$

L'objectif de sonder les grandes profondeurs conduit au choix des basses fréquences pour effectuer le sondage. Pour la gamme des valeurs de perte citée pour Mars au chapitre précédent, on peut établir le tableau 2-1 suivant, où l'on exprime les pertes d'énergie par absorption en décibels pour 100 mètres de profondeur (on tient compte de l'aller retour AR). L'atténuation aux 100 mètres, notée a_{100} , est donnée par:

$$a_{100}(\text{en dB}) = (\pi \cdot \text{tg}\delta \cdot f / v) \cdot 10 \log(\exp(-400)),$$

soit, pour une permittivité relative de l'ordre de 4, une perte AR aux 100 mètres telle que :

$a_{100}(\text{en dB}) = -36,4 \cdot \text{tg}\delta \cdot f'(\text{en MHz})$

Cette formule a été également utilisée dans les rapports préliminaires du CEPHAG.

Tableau 2-1: Pertes Aller-Retour en décibels aux 100 mètres selon la tangente de perte

a100 (en dB)	10 MHz	30MHz	100MHz	300MHz	1GHz
$\text{tg}\delta=10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}	$3 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$
$\text{tg}\delta=3 \cdot 10^{-5}$	10^{-2}	$3 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	1
$\text{tg}\delta=10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	1	3
$\text{tg}\delta=3 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	1	3	10
$\text{tg}\delta=10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-1}$	1	3	10	30
$\text{tg}\delta=3 \cdot 10^{-2}$	1	3	10	30	100
$\text{tg}\delta=10^{-2}$	3	10	30	100	300?

Il faut remarquer que pour la plupart des matériaux, la tangente de perte n'est pas constante avec la fréquence. Elle dépend des résonances électriques propres à chaque matériau (voir le modèle de Debye). Par exemple, la présence d'eau liquide provoque une augmentation progressive de la tangente de perte jusqu'à la résonance de 24 GHz. Dans la glace, il existe une fréquence d'absorption à quelques kiloHertz et qui varie très vite avec la température (Bogorodsky V.V. et al., 1985). Dans les conditions de phases martiennes non rencontrées sur Terre, les clathrates, ou hydrates gazeux peuvent présenter des résonances dans les basses fréquences (Gary Olhoeft, communication personnelle, 1993).

Les pertes par absorption s'ajoutent à l'atténuation par expansion sphérique de l'onde (voir l'Annexe du Chapitre). Un réflecteur de petite taille se comporte comme une nouvelle source ponctuelle qui re-rayonne dans une nouvelle sphère l'énergie collectée. L'énergie ainsi retransmise par le réflecteur est proportionnelle à sa « section efficace radar » (SER), qui dépend de sa taille, de sa nature et de sa forme. On a dans ce cas deux sphères successives de rayon r pour l'expansion de l'énergie, donc une atténuation selon la puissance quatrième de la profondeur (voir l'annexe de ce chapitre). Pour un réflecteur plan infini, tel un miroir, une source image, symétrique de l'émetteur derrière la surface réfléchissante, re-émet une certaine partie de l'énergie incidente selon les permittivités de part et d'autre de la surface. L'expansion se fait sur une sphère unique de rayon $2r$, et l'atténuation varie comme le carré de la profondeur. Une interface géophysique, ne sera ni infinie, ni parfaitement plane. Selon la longueur d'onde de travail, et le gain d'antenne, il faudra vérifier l'effet réel.

Sur les tableaux suivants, on compare, pour différentes profondeurs, l'atténuation, en décibels, de la réflexion par un bloc de section efficace 10m^2 , puis pour une interface agissant comme un réflecteur plan idéal réfléchissant 5% de l'énergie (contraste de permittivité de 60%).

Tableau 2-2: Atténuation Géométrique Selon la Profondeur et le type du Réflecteur

Profondeur	Réflecteur ponctuel $s=10\text{m}^2$	Interface plane $G=0.05$
$r=100\text{m}$	-91dB	-70dB
$r=300\text{m}$	-111dB	-80dB
$r=1000\text{m}$	-131dB	-90dB
$r=3000\text{m}$	-151dB	-100dB

On se heurte à une grande variabilité quand la profondeur augmente. Selon les longueurs d'onde utilisées, et les inhomogénéités, on aura certainement à prendre en compte l'effet de la diffusion (Bamber J.L., 1988; Hamran S.E., 1990; Nicollin F. et al., 1992; Barbin Y. et al., 1995) (INFO+). Détecter quelques rares gros blocs profonds est un objectif très différent et plus difficile que détecter une interface idéale dont la surface est plane sur une surface grande à l'échelle de la longueur d'onde. Quelle forme présente le toit du pergélisol ou l'hypothétique transition vers l'eau liquide?

Le flux au retour est capté sur l'antenne de réception. Si l'on considère des antennes à gain égal, par exemple des dipôles accordés en demi-onde, dont les longueurs sont proportionnelles à la longueur d'onde, les surfaces efficaces de captation des antennes, et donc les flux captés en réception, sont proportionnels au carré de la longueur d'onde. On a $S=1.64 (\lambda^2 / 4\pi)$ (Jasik H., 1961) pour le dipôle demi-onde en milieu homogène. On peut toutefois remarquer qu'à longueur de conducteur égale, on peut former, en haute fréquence, une antenne ou un réseau d'antenne qui compensera, par un gain supérieur, la perte de surface de captation. Il faudra aussi tenir compte de l'effet de couplage de l'antenne au sol (voir chapitre III). Le tableau suivant donne la surface efficace en dBm^2 d'un dipôle demi-onde dans l'air, selon la fréquence.

Tableau 2-3: Surface Efficace de Captation d'un dipôle demi-onde selon la fréquence en dBm^2

10 MHz	30 MHz	100 MHz	300 MHz	1 GHz
20dBm^2	10dBm^2	0dBm^2	-10dBm^2	-20dBm^2

De manière synthétique, si l'on considère l'exemple très favorable d'une propagation homogène rencontrant un réflecteur plan infini à 1000m de profondeur, et réfléchissant 5% de l'énergie, on obtient un bilan B de liaison, en sommant toutes les facteurs: l'expansion pure (-77dB), la réflexion (-13dB), les pertes et la captation. Le résultat est présenté dans le tableau suivant.

Tableau 2-4: Bilan de liaison B (en décibels) pour l'interface plane idéale à 1000 mètres de fond

B (en dB)	10 MHz	30 MHz	100 MHz	300 MHz	1 GHz
$\text{tg}\delta=10^{-5}$	-70	-80	-90	-100	-110
$\text{tg}\delta=10^{-4}$	-70	-81	-93	-110	-140
$\text{tg}\delta=3.10^{-4}$	-71	-83	-100	-130	-210
$\text{tg}\delta=10^{-3}$	-73	-90	-120	-200	-410
$\text{tg}\delta=3.10^{-3}$	-80	-110	-190	-400	
$\text{tg}\delta=10^{-2}$	-100	-180	-390		

Si on établit le bilan de liaison pour la réflexion par un gros bloc unique, à 300 mètres de fond, et présentant une section efficace de 10 m^2 , on obtient, en combinant les effets de l'expansion aller et retour (-121dB @ 300m), de la section de réflexion ($+10\text{dBm}^2$), de la captation et des pertes, le tableau suivant.

Tableau 2-5: Bilan de liaison en dB pour un gros bloc de SER 10m^2 à 300 mètres de fond

B (en dB)	10 MHz	30 MHz	100 MHz	300 MHz	1 GHz
$\text{tg}\delta=10^{-5}$	-91	-101	-111	-121	-132
$\text{tg}\delta=10^{-4}$	-91	-101	-112	-124	-141
$\text{tg}\delta=3.10^{-4}$	-91	-102	-114	-131	-161
$\text{tg}\delta=10^{-3}$	-92	-104	-121	-151	-231
$\text{tg}\delta=3.10^{-3}$	-94	-111	-141	-221	
$\text{tg}\delta=10^{-2}$	-101	-131	-211		

Comme le montreront les calculs de la dynamique des signaux du chapitre VII, les valeurs en dessous de -200dB sont sûrement hors de portée d'un géoradar embarqué. Les faibles pertes du sous-sol martien, si elles se confirmaient en pratique, assurent la possibilité du sondage à grande profondeur. Sur Terre, seules les glaces pures et très froides permettent de telles pénétrations (Bogorodsky V.V. et al., 1985).

Le seuil de détection à la réception est lié au niveau de bruit ambiant. La plus forte contribution de bruit naturel capté sur Mars, dans les longueurs d'ondes métriques, est celle du bruit galactique. On doit tenir compte de l'allure spectrale du bruit galactique, dont le flux est plus fort vers les basses fréquences. Le tableau 2-6, qui résume la courbe de la figure 7-1, montre la variation de la température de bruit galactique et de la densité spectrale de ce bruit (Kraus J.D., 1986). Pour l'analyse de la dynamique des signaux, on lira le chapitre VII de cette thèse.

Tableau 2-6: Température galactique et densité de bruit moyennes selon la fréquence

Fréquence	10 MHz	30MHz	100MHz	300MHz	1GHz
Température	100000°K	15000°K	3000°K	100°K	10°K
n (dBW/Hz)	-178	-186	-193	-208	-218

En fait vers les plus hautes fréquences, au delà de 200 MHz, la température de bruit galactique devient nettement inférieure à la température ambiante et à la température équivalente de l'électronique d'un récepteur ordinaire.

Ainsi, le seuil brut de détection est plus élevé vers les 10 MHz, mais l'atténuation est relativement bien moindre dans cette partie de la bande, dès que la tangente de pertes dépasse 3.10^{-4} . Quelles que soient les propriétés diélectriques particulières des matériaux traversés, les basses fréquences sont nettement plus favorables au sondage en grande profondeur. Toutefois pour garder une bonne résolution spatiale au sondage, il faut utiliser une bande de largeur suffisante.

II.1.2. Résolution et largeur de bande:

La résolution spatiale pratique r d'un radar travaillant sur une bande de fréquence

(rectangulaire) de largeur B est donnée par la relation $r = v/(2B)$, où v est la vitesse de propagation des ondes dans le milieu (Woodward P.M., 1953 ; Carpentier M., 1962). A la description des objectifs de Prism, on peut reconnaître d'une part, des objectifs à résolution relativement grossière, comme la détection du toit du pergélisol, ou d'une éventuelle transition de phase de l'eau à grande profondeur, et d'autre part des objectifs plus fins concernant la détection d'inhomogénéités ou la description des couches à partir de la surface.

Pour une permittivité relative de 4, on peut consulter le tableau résumé 2-7.

Tableau 2-7: Résolution et Largeur de bande, pour un milieu type de permittivité 4.

r (en mètres)	0.1m	1m	10m	30m
B (en MHz)	750MHz	75MHz	7.5MHz	2.5MHz

On voit immédiatement que la recherche d'une bonne résolution va forcer à étendre la bande vers les hautes fréquences, pour lesquelles la pénétration est très mauvaise. Dans la plupart des dispositifs à haute fréquence, on définit le rapport de la largeur de bande efficace Δf sur la fréquence centrale f . On peut aussi le calculer en nombre ou fractions d'octaves couvertes par la bande. Ces rapports caractérisent bien les systèmes différentiels, et les transducteurs où interviennent des résonances amorties, comme les antennes. En général, il est plutôt difficile de réaliser un système présentant un haut rapport $\Delta f/f$.

II.1.3. Impact de la bande de sondage sur l'antenne

Le choix d'une bande de fréquence conditionne aussi l'antenne. Pour avoir un rayonnement efficace, et une impédance facile à coupler, la longueur d'une antenne électrique va être de l'ordre de la demi-longueur d'onde. Il faudra aussi choisir une antenne adaptée sur toute la bande Δf recherchée, et si le rapport $\Delta f/f$ est grand, l'antenne doit être non résonnante.

Les antennes à boucles magnétiques ont une efficacité faible tant qu'elles ne sont pas accordées et leur diagramme de rayonnement se complique quand la longueur de l'enroulement devient comparable à une fraction de la longueur d'onde. Les noyaux magnétiques qui augmentent le flux, se saturent à haute excitation et ne répondent pas en haute fréquence.

II.1.4. Résolution et débit d'information

Si l'on veut transférer vers la Terre tout le signal reçu jusqu'à la profondeur P avec la résolution r , il faut $2P/r$ échantillons spatiaux. Ainsi, pour couvrir une profondeur de 1000m avec une résolution de 2m, il faut 1000 échantillons. La dynamique des signaux attendus est discutée au chapitre VII, et l'on considère qu'il faut au moins une dizaine de bits par échantillon. Un seul point de sondage jusqu'à 2500 mètres, à cette résolution, nécessite 25 kilobits. Même si l'on consacre à Prism toute la mémoire de la gestion de bord, de taille 2 Mégabits, elle ne pourrait contenir que 80 points de sondage. C'est une valeur minimale pour réaliser un profil local de sondage, unique pour la nuit. En effet, les propriétés non directives de l'antenne sont telles qu'il faut de nombreux points de sondage radar rapprochés le long d'une trajectoire pour tenter de migrer les réflecteurs visibles vers leur position physique réelle ou sur une portion de cercle tracé sur un plan orthogonal à la trajectoire dans l'espace à trois dimensions (figure 2-1).

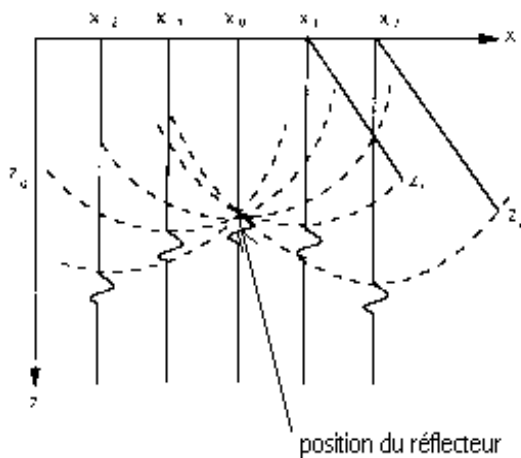


Figure 2-1 : Trajectoire d'un réflecteur sur un profil et traitement par migration (Daniels,1996)

Tout réflexion dans le cône sensible de l'antenne du radar est projeté sur la réponse temporelle unidimensionnelle selon la durée aller retour de parcours du rayon qui joint l'antenne au réflecteur. Comme l'antenne est faiblement directive (le cône est large), au cours du profil, le réflecteur est visible en plusieurs points de mesures successifs. Si on trace sur une verticale sous chaque point de mesure, la réponse du milieu, alors la suite des positions des échos du réflecteur décrit une trajectoire en forme de toit d'hyperbole. La migration consiste, à partir du profil, à retrouver la position de départ du réflecteur dans l'espace bi- ou tri-

dimensionnel.

Pour augmenter le retour scientifique de la mission, on préférera certainement explorer plusieurs régions différentes au cours de la nuit, et l'on se contentera d'une résolution moins bonne, de l'ordre de 10 mètres. Les 2 Mégabits sont alors beaucoup mieux utilisés sur le plan du retour scientifique. Dans ce cas, toute la bande de fréquence du sondage radar peut être confinée aux fréquences basses qui pénètrent mieux.

II.1.5. Puissance à rayonner, répétition des tirs

Quel est le type du radar? Transmet-il des impulsions courtes à large bande? Sonde-t-il le milieu sur une bande de fréquences échantillonnée par un peigne? Balaie-t-il le spectre, le scrute-t-il en utilisant des fréquences discrètes l'une après l'autre. Pour assurer la détectabilité, si le récepteur est adapté, il suffit que la densité spectrale du signal utile reçu dépasse au moins localement la densité spectrale du bruit. Avec les valeurs des tableaux précédents, si l'on considère un bilan de liaison de -120dB, en tenant compte de la densité spectrale du bruit galactique (voir chapitre VII), il faut assurer une densité spectrale à l'émission de l'ordre de -58dBW/Hz vers 10 MHz, ou de -48dBW/Hz vers 30 MHz. Examinons quelques types d'émission radar à la lueur de nos besoins.

II.1.6. Cas d'un radar à impulsion unique de large bande.

Supposons que la bande du récepteur n'est pas plus large que nécessaire, et que le spectre émis est blanc sur 10 MHz (70 dBHz), autour de la fréquence centrale de 10 MHz. Pour dépasser dans toute la bande le seuil de bruit (-58dBW/Hz), il faut émettre des impulsions avec un niveau supérieur à +12 dBW, soit 16 watts crête haute fréquence, rayonnés dans la bande qui nous intéresse. Si la bande du récepteur est plus large, il faudra augmenter cette valeur. Cette puissance crête n'est pas négligeable au regard d'une réalisation électronique miniaturisée, mais l'énergie totale d'une de ces impulsions est ridiculement faible: les 16 watts sur une durée typique de 100ns produisent 1,6 milli-joule! Voilà qui pourrait convenir aux sources d'énergie de bord, pour peu que l'on conçoive un générateur haute fréquence efficace.

II.1.7. Emission sur un peigne périodique.

Si l'on répète périodiquement les tirs d'impulsion simple, on va concentrer le spectre émis sur des raies, et si l'on adapte le récepteur, en pratiquant l'addition cohérente, on pourra se contenter d'une puissance crête émise moindre. Ainsi, avec une centaine de tirs, on peut réduire la puissance crête d'un facteur 100. Elle n'est plus que de 160 milli-watts. L'énergie totale reste la même. Si les pertes dans le milieu sont plus défavorables, ou si l'on veut dépasser le kilomètre de profondeur, il faut augmenter radicalement les niveaux de puissances.

II.1.8. Cas d'un radar à train d'impulsions codées.

Dans ces radars, on module la porteuse par un code, suite de nombres égaux à 0 ou 1. Dans le cas de la modulation bi-phase (BPSK), cela revient à multiplier la porteuse par la suite de valeur +1 ou -1.

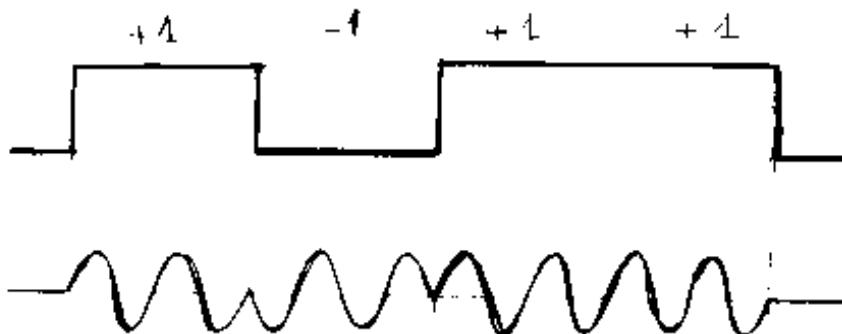


Figure 2-2 Modulation Bi-Phase de la porteuse, de période T , par un code de durée 4 fois $2T$.

Moyennant l'usage d'un "bon code" au sens de la corrélation (fonction d'auto-corrélation avec un seul pic étroit et des lobes secondaires les plus petits possibles), on garde la résolution du radar à émission sur un seul pas de code, tout en utilisant une émission de plus longue durée, porteuse d'une énergie de sondage d'autant supérieure (voir le chapitre de revue de Farnett E.C. et Stevens G.H., 1990).

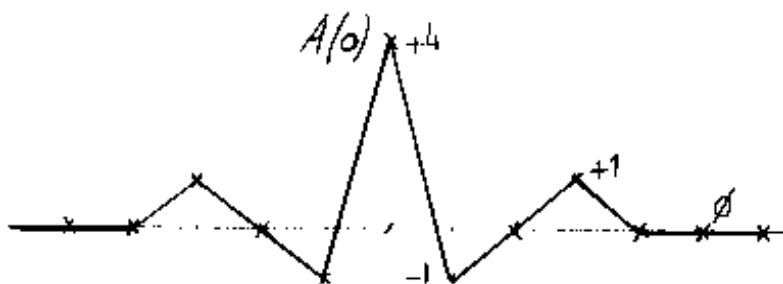


Figure 2-3 : Auto-corrélation du « bon » code 1011 de longueur 4.

Dans le domaine spectral, l'usage du code revient à moduler la phase du spectre plat de impulsion unitaire, ce qui provoque, dans le domaine temporel, un étalement du signal, et de l'énergie. Grâce à l'usage du filtre adapté, pour une même puissance crête, on gagne, lors de la compression réalisée à la réception par l'intercorrélacion, un facteur égal à la longueur du code. Ainsi, avec un code dit de Barker à 13 moments (Barker R.H., 1953), une émission à 1,2 watt crête rayonné donnera le même résultat que les 16 watts de l'impulsion unique.

Si le sondage reste stationnaire, rien n'empêche de répéter périodiquement ce train, et de combiner ainsi l'effet d'un code long et d'un grand nombre de répétitions. On peut aussi utiliser de longues séquences pseudo-aléatoires pour moduler le radar et détecter les réflecteurs de la subsurface (Nagamune A. et al., 1989) ou même utiliser un générateur physique de bruit blanc dont on mémorise la sortie pour effectuer la compression par corrélation (Walton E.K. et Rizoulis K., 1991).

II.1.9. Quelle doit être la fréquence de répétition du radar?

Pour les deux configurations précédentes, on voit l'intérêt de répéter le tir et d'augmenter l'énergie totale mise en oeuvre. A l'écoute, il ne faut pas confondre la réponse des tirs successifs. Si l'on prend une fréquence lente, on espace les réponses, mais la mesure va durer plus longtemps. Si l'on prend une fréquence rapide, les réponses se chevauchent. Quelle est la durée d'une réponse? Comme on l'a vu (consulter aussi les courbes en détail dans le chapitre VII), les signaux s'atténuent selon l'expansion et les pertes. Si l'on admet qu'il n'y a aucune chance de détecter un signal après 100 microsecondes (correspondant à une distance de cible de 15000 mètres dans l'air, ou 7500 mètres dans un milieu de permittivité 4), alors on peut

prendre une fréquence de répétition de 10 kHz. Dans ce cas, une centaine de tirs, qui améliore le bilan de 20 dB, prend seulement 10 milli-secondes.

II.1.10. Cas d'un radar à impulsion synthétique.

Au lieu d'émettre une impulsion large bande, on va sonder le milieu fréquence après fréquence, et construire la fonction de transfert "radar" du milieu. On pourra repasser dans le domaine temporel par transformée de Fourier. L'intervalle régulier entre les fréquences de sondage (échantillonnage) produit dans le domaine temporel (et donc dans la profondeur) un effet de repliement. On doit rejeter le risque d'ambiguïté entre des échos provenant de différentes profondeurs. Si les fréquences sont suffisamment rapprochées, ce problème est résolu par le fait qu'aucun signal venant des fenêtres temporelles ambiguës tardives n'est détectable, tout comme dans la méthode précédente.

Considérons que l'on sonde les 10 MHz de la fonction de transfert avec 1000 raies espacées de 10 kHz. Si l'on prend 10 milli-secondes de mesure pour chaque raie, la mesure durera 10 secondes. La largeur pratique de bande d'une raie de sondage est l'inverse de la durée de chaque mesure. Si la bande du récepteur peut être limitée aux 100Hz utiles, alors, pour les conditions précédentes des 120dB du bilan de liaison, on peut se contenter, pour des fréquences de sondage autour de 10 MHz, d'une puissance crête rayonnée de -38dBWatt (valeur obtenue par le calcul: $-178\text{dB}+20\text{dB}+120\text{dB}$), soit 160 micro-watt . Au bout des 10 secondes, on a rayonné l'énergie totale de 1.6 milli-joule. Dans ce système à impulsion synthétique, on peut facilement multiplier par 1000 la puissance continue rayonnée, et gagner 30 dB sur le bilan de liaison! (Hamran S.E. et al., 1995).

Les performances requises pour notre mission sont maintenant globalement dimensionnées. Les contraintes diverses vont conditionner le choix du principe de l'instrument.

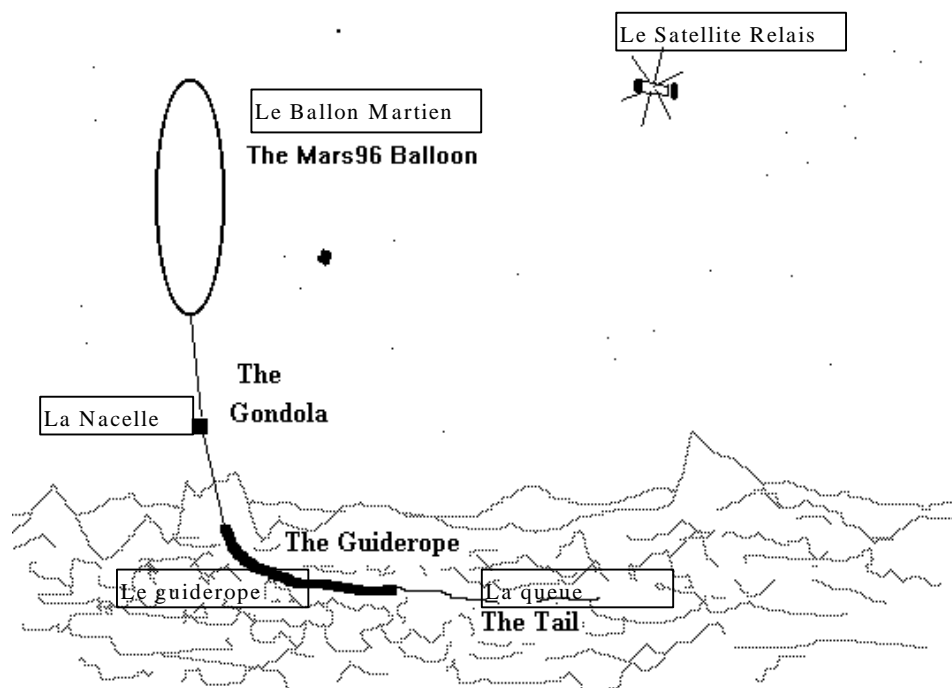


Figure 2-4: Opération de nuit du guiderope.

II.2. CONTRAINTES D'ACCOMMODATION DE L'INSTRUMENT.

II.2.1. Contraintes de l'environnement Martien

II.2.1.1. Etat du sol, poussière.

La surface de Mars est très irrégulière, et sur une grande variété d'échelle: Falaise de plusieurs kilomètres, cratères, blocs, cailloux, poussière. Le guiderope, quand il sera traîné à la surface de Mars, devra suivre ces irrégularités, sans se rompre, sans se bloquer, sans provoquer de trop grandes variations de tension sur le lien qui va vers la nacelle. La forme du guiderope étudié par Jim Cantrell et « The Planetary Society » aux Etats Unis (J. Cantrell et al., 1989), puis au CNES, répond justement à cette situation. Il ressemble à un serpent articulé. Il est formé de segments légèrement tronconiques, partiellement emboîtés (Laplace H. et al., 1992). Avec des vents soufflant à plusieurs mètres par seconde, le ballon sera poussé, et les frottements du guiderope expose celui-ci à l'abrasion sur le sol rugueux. Les segments peuvent heurter les pierres à 20 km/h et plus. En plus de l'abrasion, le guiderope doit aussi résister à des milliers de chocs.

II.2.1.2. Cycle thermique, et basses températures.

Dépourvue d'eau et peu dense, l'atmosphère martienne offre très peu d'inertie thermique. Un jour martien dure quelques minutes de moins qu'un jour terrestre. Les écarts de température entre jour et nuit sur Mars sont très marqués. La nuit la température peut descendre jusque vers -110°C à -120°C (150°K) alors que le jour la température au sol peut dépasser $+20^{\circ}\text{C}$ (290°K). Les propriétés thermiques en émissivité et absorption de la surface du guiderope ont été prises en compte dans les calculs effectués par le département d'études thermiques du CNES/CT. On a pu établir des profils de température du guiderope selon les scénarios de mission et les évolutions de la structure mécanique. L'électronique intégrée dans le guiderope sera soumise à un cycle journalier qui fera passer les montages de -110°C à $+40^{\circ}\text{C}$. Certains équipements de la gestion de bord doivent fonctionner à toute heure et selon toute cette gamme. En contact avec le sol, le soir et au début de la nuit, le radar Prism doit fonctionner nominalement jusqu'à -70°C , mais il doit aussi fonctionner correctement jusque vers $+50^{\circ}\text{C}$. La plupart des composants électroniques sont spécifiés pour des gammes de température dites

civiles, industrielles ou militaires. Pour les applications industrielles, la gamme de température est de -10°C à $+85^{\circ}\text{C}$. Elle est étendue pour certains composants récents jusque -40°C . La gamme militaire couvre de -55°C à $+125^{\circ}\text{C}$. Pour prévoir une marge, nous souhaitons fonctionner à -75°C et supporter le stockage jusqu'à -110°C . Avec Prism, nous sommes dans une plage de température hors norme, pour les composants et pour les assemblages, et le cycle thermique avec une amplitude de 150°C expose les substrats de montage et les boîtiers à de forts effets de dilatation. Il faudra s'assurer de la compatibilité des matériaux, ou choisir des montages capables d'absorber des différences de coefficient de dilatation.

II.2.1.3. Effets conjoints des chocs et du froid

Les deux paragraphes précédents font apparaître l'originalité de l'environnement physique du guiderope: l'exposition simultanée au froid et aux chocs. Les tests standards effectués par les fabricants sur les composants et les matériaux sont toujours spécifiés pour répondre à une exigence soit sur la gamme de température, soit sur la tenue aux chocs à température ambiante. Par l'augmentation générale de la dureté des matériaux aux basses températures, la sensibilité aux vibrations et aux chocs augmente. L'équipe Projet du CNES/CT a donc dû développer un moyen d'essai particulier, dit "Boîte A Froid", dont une version réduite peut être placée sur un pot vibrant. Cette boîte à froid et son système de régulation thermique a permis d'effectuer des cycles d'essais "martiens" reproduisant la courbe journalière de température martienne telle qu'elle a été calculée par le CNES.

II.2.1.4. L'atmosphère Martienne, et les décharges Electrostatiques

La pression atmosphérique martienne est de 700 Pascals, ou 7 millibars, soit 150 fois plus faible que la pression atmosphérique terrestre. Mars a été comparée à un Sahara (pour la sécheresse) que l'on aurait déplacé à la latitude du pôle (pour la température) et soulevé de 22000m (pour la pression). Le tableau 2-8 suivant présente la composition atmosphérique martienne essentielle. Cette atmosphère raréfiée est propice au phénomène de décharge selon la loi que Paschen a décrite dès 1889. Comme il a été montré, la valeur seuil du champ électrostatique uniforme susceptible de provoquer une décharge passe par un minimum pour une certaine valeur du produit de la pression et de la distance des électrodes. Cette valeur, de

l'ordre de 1 pascal.mètre, dépend de la nature du gaz. Le tableau 2-9 donne la valeur de ce minimum et la tension de claquage pour quelques gaz qui nous intéressent dans notre environnement spatial (Paul F.W. et Burrowbridge D., 1969).

Tableau 2-8: Principaux constituants de l'atmosphère martienne

CO ₂	95%
N ₂	2,7%
Argon	1,6%
Autres	0,7%

Tableau 2-9: Valeur du produit Pression-Distance critique et tension correspondante de claquage (minimum des courbes de Paschen) pour notre air et pour les principaux constituants de l'atmosphère martienne

Gaz	Pa.m	V
Air	0.75	265
CO ₂	0.66	420
N ₂	1	275
Argon	2.25	265

Ainsi, pour Mars, avec une pression de 700 Pascals, essentiellement de gaz carbonique, la distance critique entre électrodes est de l'ordre du millimètre (0.94mm), pour une tension de claquage de 420 volts. Pour toute autre distance, plus grande ou plus petite, la tension nécessaire au claquage est supérieure. Ainsi, il serait souhaitable que toute différence de potentiel dans le montage reste inférieure à cette tension seuil de 420 volts. Dans ce cas aucune configuration du montage n'est susceptible de provoquer de claquage.

L'effet du mélange de gaz n'est pas bien connu. L'effet de la présence de l'argon en quantité relative nettement plus importante que dans l'atmosphère terrestre (1,6 % au lieu de 0,093%, soit pratiquement la même pression partielle) pourrait être vérifié en chambre.

Les circuits électroniques sont en principe enrobés d'une colle spéciale 2216 B/A de fabrication 3M. Cette colle assure une protection diélectrique complémentaire et stable.

II.2.1.5. Les radiations à la surface de Mars et durant le transfert.

Contrairement à d'autres missions satellitaires ou interplanétaires, les électroniques travaillant à la surface de Mars sont relativement peu exposées aux radiations. Le vieillissement des composants par accumulation de la dose totale reçue est moindre. De plus le radar ne fonctionnera que par intermittence, et le risque de transition d'état électronique provoquée par un événement radiatif (SEU: "single event upset"), est faible. De manière habituelle, il faudra vérifier que le phénomène du verrouillage (latch up) de transistors parasites des circuits semi-conducteurs intégrés, souvent induit par les radiations, ne provoque pas, par l'augmentation brutale du courant les traversant, la destruction des circuits de l'instrument et qu'on ne risque pas de propager de panne à l'ensemble du guiderope.

Au cours du transfert vers Mars, le guiderope est bien protégé par la coiffe du container du ballon. La traversée des couches de Van Allen est de courte durée pour cette mission.

Après consultation du département Qualité des Composants au CNES/CT, il a été décidé que des composants tenant correctement une dose totale de 10 kilorad à 20 kilorad pourraient être sélectionnés par les expérimentateurs (Rapport interne de Philippe Lay, CNES). Pour mémoire, on rappelle que les composants dits durcis, sont supposés supporter des doses d'irradiation de 100 kilorad à 1 Millions de rad (le rad, qui vaut un centième de Gray, soit 0,01 J/kg, reste l'unité la plus utilisée pour les composants spatiaux).

II.2.2. Contraintes d'accommodation dans le guiderope

II.2.2.1. Contrainte de masse.

Le guiderope est le stabilisateur de portance. Il a une fonction système pour le véhicule aérostat. Sa masse est spécifiée à partir des caractéristiques de l'aérostat. Elle doit être proche de 13,5 kg. Pour remplir correctement sa fonction, le guiderope doit soulager progressivement la masse portée. La répartition de la masse du guiderope le long de ses 5 ou 6 mètres doit donc

être relativement linéaire. La structure mécanique adaptée à la mission chaotique du guiderope le long de la surface martienne est, comme nous l'avons vu, un chapelet de segments. Si le guiderope est constitué d'une vingtaine de segments, la masse moyenne du segment et de son articulation est de l'ordre de 600 grammes, en tenant compte de la masse réservée à la queue métallique. Sur ces 600 grammes, quelle masse est disponible pour l'instrumentation et pour ses servitudes d'alimentation, de gestion, de télécommunication? Pour glisser sans accroc à la surface martienne, tous les segments doivent avoir le même diamètre. Si l'on prend un gros diamètre, la structure est plus lourde, à épaisseur égale. Si l'on prend un petit diamètre, il y aura d'autant moins de place pour loger l'instrumentation. Pour assurer une bonne rigidité à moindre masse, chaque segment est réalisé avec deux structures concentriques solidaires. En partant d'un diamètre intérieur de l'ordre de 4 cm, pour loger les piles sélectionnées, on arrive à une structure extérieure de 6 cm de diamètre. Pour résister à l'abrasion constante pendant le frottement de nuit, les segments ont une peau externe en titane, bon compromis entre les qualités mécaniques et la densité. Les sections du guiderope situées près de la queue sont les plus exposées. Les essais ont montré qu'elles devaient être plus épaisses. Cela laisse de l'ordre de 200 grammes par cylindre pour l'instrumentation dans la section où sera monté le radar.

II.2.2.2. Contraintes sur l'énergie totale et la puissance disponible.

L'énergie électrique nécessaire au fonctionnement du guiderope sera fournie par des piles au Lithium de fabrication française, de référence SAFT LSH20. Ces piles au Lithium-Chlorure de Thionyle ont de bonnes performances à basse température, une bonne aptitude au stockage de longue durée (supérieure à 10 ans) et un excellent rapport énergie/masse. Un élément LSH20 présente une force électromotrice (fem) de 3,6 volts et une capacité de 10 Ah, pour une masse de 110g. Cela correspond à plus de 400 Wh/kg, à la température ambiante et sous faible débit. Vers -40°C , cette énergie disponible est encore supérieure à 150 Wh/kg. A la température ambiante, un élément peut fournir 4 ampères. Vers -60°C , un élément peut encore délivrer 600 mA, mais avec une différence de potentiel (ddp) chutant à 2,2 volts. C'est la limite pratique du courant disponible aux heures de fonctionnement du radar. Il est prévu au départ 10 éléments LSH20 en série, soit 1,1 kg de piles, qui peuvent donc fournir à -60°C , 600 mA sous 22V, soit une puissance de 13 W. Pour fonctionner à température encore plus basse, il faut utiliser un courant moindre.

II.2.2.3. Contraintes de place et de forme

L'électronique doit pouvoir se loger à l'intérieur des cylindres. Les circuits imprimés mesurent 34mm sur 200 mm. L'électronique pourra occuper quelques 120 cm³ par segment. Il y a quatre segments pour le radar, soit environ 800 grammes d'électronique dans 480 cm³.

II.2.2.4. Contraintes sur les liaisons électriques

Chacun des modules ne peut communiquer avec ses voisins qu'à travers les articulations qui relient les segments. Les fils qui passent dans les articulations doivent garder une souplesse à toutes les températures afin de ne pas entraver les mouvements de la rotule. Le projet a sélectionné des conducteurs enrobés sous une gaine en Goretex, matière brevetée par la société Gore. On a pu s'approvisionner en fins câbles coaxiaux de même fabrication. Le nombre total de connexions est limité par l'exiguïté du passage dans la rotule pour le toron. On ne peut pas utiliser les liaisons non coaxiales pour des signaux rapides, vu les forts couplages entre fils dans le toron et avec la structure.

II.2.2.5. Conséquences sur l'architecture du radar

L'architecture du radar doit être compatible avec la décomposition dans les segments. Il faut regrouper les fonctions ayant de fortes interactions à l'intérieur du même module. Chaque bloc fonctionnel ainsi formé doit avoir une masse de l'ordre de 200g, et le nombre de liaisons électriques entre les blocs doit être limité. En particulier, le nombre de liaisons coaxiales, donc de signaux rapides, transitant dans chaque articulation doit être inférieur ou égal à 2.

La consommation totale du radar doit s'accommoder des 13 watts bruts disponibles à -60°C.

II.2.3. Contraintes Electromagnétiques particulières

II.2.3.1. Rayonnement du radar

Quel que soit le type d'impulsions utilisées, il faudra tenir compte du champ électromagnétique rayonné par le radar et éventuellement protéger les autres équipements sensibles du guiderope ou de la nacelle, située à une cinquantaine de mètres.

II.2.3.2. Bande sensible du radar

Dans l'analyse de performance du radar, on a considéré que l'activité radio de fond dans la bande du radar serait le bruit incohérent de la galaxie. Il faut s'assurer que pendant le fonctionnement du radar, aucune autre expérience ou servitude ne produit de parasite. La bande couvrant de quelques MHz à quelques dizaines de MHz risque d'être contaminée par les horloges et par les bruits de commutation des automates numériques ou des alimentations à découpage modernes. Ces dispositifs pourraient dégrader les performances du radar, soit en sensibilité, si on ne peut filtrer les bruits, soit en résolution, si l'on perd certaines sous bandes trop polluées.

II.2.3.3. Auto-compatibilité du radar

Le radar comporte à la fois des fonctions de génération haute fréquence de puissance, un automate numérique de séquence et de prétraitement, et un récepteur sensible. Il faudra veiller à sa propre compatibilité, vérifier que l'émission ne sature pas le récepteur, ou ne produit pas de fausses transitions dans l'automate numérique, vérifier que les horloges et le séquenceur ne polluent pas le signal à l'entrée du récepteur. Il faudra éviter aussi les couplages entre les fils de liaisons internes et la ou les antennes. De tels couplages pourraient modifier la fonction de transfert à grand gain du récepteur et provoquer des résonances, voire des oscillations parasites.

L'électronique du radar sera logée à l'intérieur du guiderope, dont la structure métallique externe devra être utilisée pour l'antenne. Cette configuration est assez particulière.

II.2.3.4. Topologie Electromagnétique du Guiderope et de ses cylindres

On a besoin d'une antenne, c'est à dire d'un chemin ouvert au rayonnement où propager un courant variable d'excitation du champ, et on n'a effectivement guère de choix. Il y a la queue, conducteur de 5 mètres de long, et il y a le corps du guiderope, formé d'une suite de segments de surface externe métallique. Comment sont reliés les segments successifs? Pour le courant continu, ou, pour les courants aux hautes fréquences, le guiderope présente-t-il une continuité

ou une discontinuité électrique à chaque articulation? Que se passe-t-il au niveau des rotules? Selon le mode d'emboîtement des segments successifs, l'intérieur des segments est-il ou non protégé efficacement des courants de la peau externe (Vance E.F., 1980)? Quelles sont les recommandations à fournir à l'équipe projet qui soient compatibles avec la vocation mécanique du guiderope? Comment réaliser la ou les antennes? Comment assurer l'auto-compatibilité du radar?

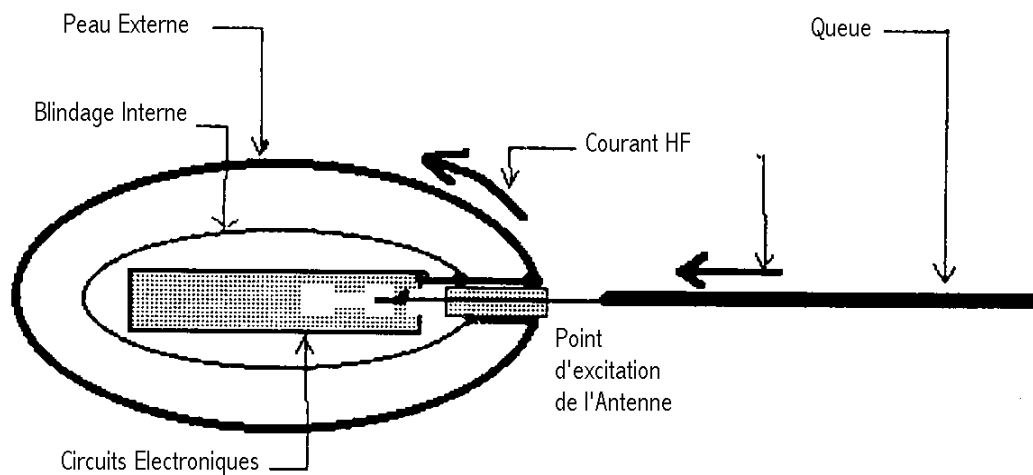


Figure 2-5 : Topologie électromagnétique générale du guiderope au sens de Vance E.F.

II.3. CHOIX D'UNE ARCHITECTURE POUR LE RADAR

II.3.1. Première proposition française : un radar à impulsions codées.

Jusqu'au mois de juin 1990, les efforts des proposants français se sont portés vers la démonstration de faisabilité d'un radar codé dont la fréquence centrale de fonctionnement serait de 40 MHz et le pas de code pourrait être de 50 ou 100 nano-secondes. Avec 50 nanosecondes le lobe principal couvre de 20 à 60 MHz, soit une bande de 40 MHz. Avec 100 nanosecondes, le lobe principal qui contient 90% de l'énergie, couvre de 30 à 50 MHz, soit une largeur de lobe de 20 MHz. La moitié de l'énergie est concentrée dans 5,4 MHz.

Pourquoi avait on choisi une fréquence centrale de 40 MHz?

Dans un radar à émission d'impulsions, même codées, l'excitation lors de l'émission est très grande par rapport à la sensibilité du récepteur. Celui-ci doit être protégé. L'utilisation d'une antenne unique augmente encore plus les impératifs de cette fonction de protection.

Comme il s'agissait d'un point dur sans solution satisfaisante disponible, on avait conçu un radar à deux antennes électriques linéaires séparées: une pour l'émission, une pour la réception. Ces deux antennes devaient tenir alignées dans la longueur du guide-rope. Avec un guide-rope original de 6 mètres, on pouvait espérer disposer de 2 antennes de presque 3 mètres. Si on plaque un conducteur sur un sol diélectrique à faible perte, la vitesse du courant sur le conducteur plaqué est intermédiaire entre celle de l'atmosphère et celle de la subsurface (voir le chapitre III). Ainsi à l'interface entre l'atmosphère martienne de permittivité relative 1, et un sol martien de permittivité 3, le guide-rope est dans un milieu équivalent de permittivité 2 (approximation au premier ordre). Un dipôle électrique de 3 mètres résonne dans l'air à 50 MHz, s'il est plaqué, il résonne alors vers 35 MHz. Pour élargir la bande d'une telle antenne, on peut la charger en disposant à intervalle régulier des résistances dont la valeur dépend de l'éloignement du centre du dipôle (Wu T.T. et King W.P., 1965). Notre équipe supposait alors que nous pourrions maîtriser la conductivité entre les segments successifs du guide-rope et appliquer cette méthode. Cette distribution de résistances réduit considérablement, sur l'antenne, les courants réfléchis, donc réduit la longue réverbération, les variations d'impédance et fait disparaître les modes. Ce type d'antennes est généralement utilisé dans les géoradars VHF du commerce. Des études numériques récentes permettent d'optimiser aussi leurs diagrammes de rayonnement (Arcone S.A., 1995) et leur efficacité de rayonnement

(Formato, 1996). Dans les antennes chargées, pour une longueur donnée, la fréquence centrale se retrouve décalée vers les fréquences plus hautes. Nos prototypes d'antennes chargées, mesurées sur le névé des glaciers, ont montré une adaptation correcte centrée autour de 40 MHz.

La modulation de phase par impulsions codées avait été choisie pour le premier prototype car à puissance rayonnée égale, et à bande efficace égale, elle permet, par la durée, d'utiliser une plus grande énergie dans le sondage (voir plus haut). Sur ce prototype, on pouvait choisir trois longueurs de train: l'impulsion simple, réalisée par la commande d'une porte temporelle sur le passage de la porteuse, ou des codes complémentaires de 4 pas, ou encore des codes complémentaires de 16 pas (Golay M.J.E., 1961). On a intérêt à choisir un pas de code dont la durée soit un multiple de la demi-période de la porteuse, soit 12.5 nano-secondes pour une porteuse à 40 MHz. Ceci permet d'ajuster les transitions de code sur les passages par zéro de la porteuse. On concentre ainsi l'énergie dans les premiers lobes, on évite des pentes rapides sur le signal. Le pas de code de 50 ns couvre 2 périodes de porteuse à 40 MHz. Le pas de 100ns couvre 4 périodes. On module la porteuse en phase. Il s'agit d'une modulation biphase avec décalage de 180° . Selon la valeur du pas de code, la porteuse est transmise directement ou opposée en phase. L'opposition de 180° est équivalente à un basculement de polarité. La modulation de phase est alors équivalente à la multiplication par +1 ou -1.

Pourquoi utiliser des codes complémentaires? Lors du traitement du signal reçu (à la compression), le résultat du filtrage adapté est la convolution de la réponse du milieu avec la fonction d'autocorrélation du code. L'autocorrélation d'un code prenant les valeurs +1 ou -1, présente une valeur maximale $a(0)$ égale à la longueur du code. Pour les codes optimaux, les lobes secondaires sont aussi réduits que possible. Pour les codes de Barker, il n'y a qu'un pic, les autres points de la fonction d'autocorrélation valent 1 en module (Barker R.H., 1953). Ainsi, le code de Barker présente dans la réponse comprimé un contraste maximum égal à la longueur du code entre un réflecteur ponctuel et son voisinage vide. Pour le code de Barker le plus long connu, de longueur 13 pas, on gagne 11 dB par rapport à une impulsion simple, mais toute réponse étale de l'énergie sur son voisinage. Les codes complémentaires sont des paires de codes de même longueur ayant une propriété remarquable: les lobes secondaires de leur fonctions d'autocorrélation sont de signes opposés. Ainsi si l'on ajoute les signaux résultats du filtrage, on supprime l'effet de l'étalement dans les lobes secondaires (Golay

M.J.E., 1961, 1962). On sait construire des codes complémentaires dont la longueur est une puissance de deux par concaténations et inversions successives (Hollis E.E., 1967, 1975). Le prototype utilisait des codes de 4 moments, avec un gain de 6 dB, ou des codes de 16 moments, avec un gain de 12 dB. Les codes complémentaires sont émis lors d'émissions successives séparées par la période de répétition compatible avec les objectifs décrits précédemment (F. Nicollin, rapport interne au projet).

Pendant et immédiatement après l'émission, le récepteur est protégé et inhibé. Les échos qui reviennent alors ne sont donc pas enregistrés, le radar est aveugle. Avec un code à 16 pas de 100 ns, le récepteur est inhibé pendant plus de 1600ns, ce qui correspond à une profondeur aveugle de 120 mètres dans un milieu de permittivité 4. On conçoit que pour l'étude de la proche subsurface, il faut conserver un mode à émission plus courte, ou alors il faut rechercher des codes dont les propriétés ne se dégradent pas trop vite quand ils sont tronqués (F.Nicollin et al., 1992; Spano E et Ghebrebrhan O., 1996). Avec une impulsion unique de 50 ns, la profondeur aveugle ne serait plus que de 3,75m, et l'énergie mise en oeuvre ne serait que le 32ème soit -15 dB de l'énergie des deux codes longs.

L'architecture de radar codé adoptée au début du projet a été proposée par le Docteur Wlodek Kofman, co-investigateur de l'expérience (voir la figure 2-6 suivante). Ce radar est décrit plus en détail dans l'article de F.Nicollin et al., 1992. La présence d'un oscillateur maître unique évite les battements entre les différentes fonctions. Cela permet de verrouiller la modulation par rapport à la porteuse, rend l'échantillonnage et les parasites du système numérique synchrones avec le signal, et facilite la réjection de ces parasites en dehors de la bande des signaux utiles convertis.

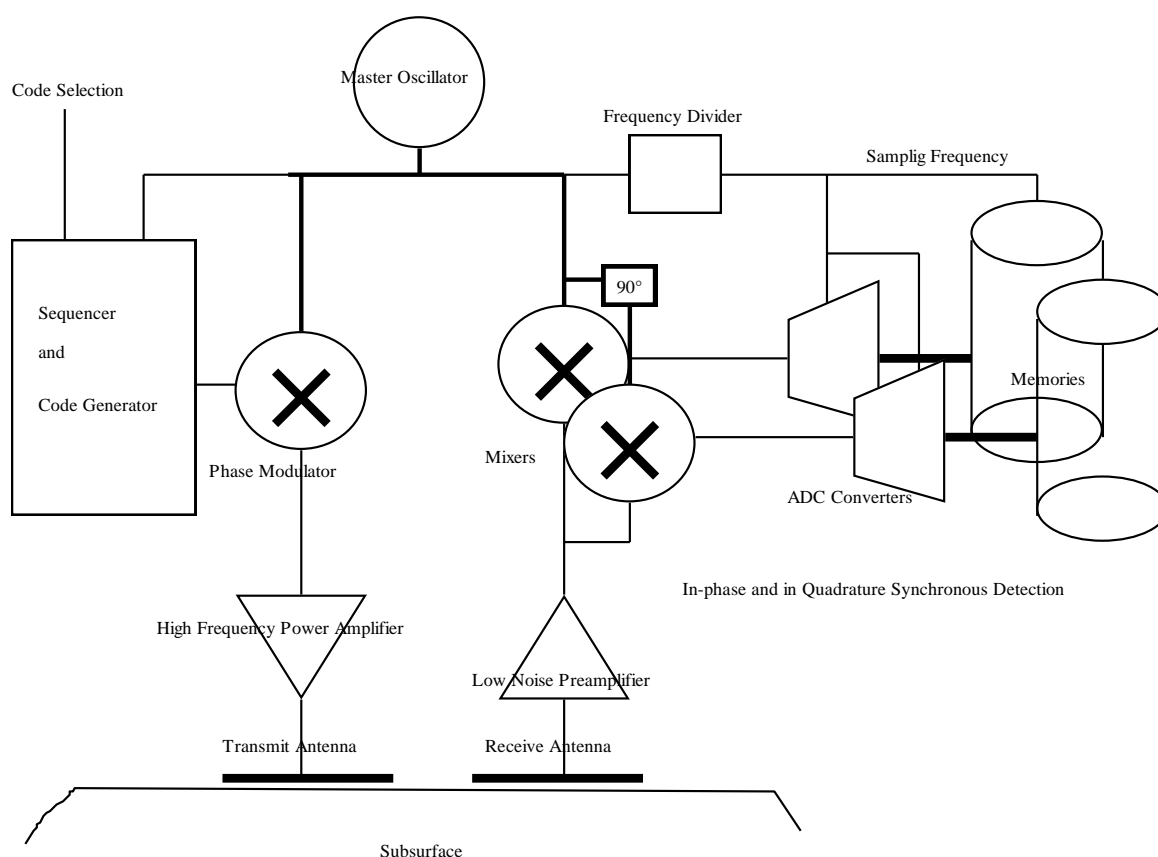


Figure 2-6: Architecture du prototype Codé (1989)

Le prototype a été réalisé conjointement au CEPHAG et au Service d'Aéronomie. A l'émission, il y avait codage et répétition programmables des tirs. A la réception, les échantillons résultats des réponses successives étaient stockés à la queue dans une mémoire de bord de 16384 cases (16K mots). Ces données étaient ensuite transférées à un ordinateur de type APPLE MAC-INTOSH II chargé en temps différé de l'addition cohérente des tirs et de la compression des codes.

La bande du récepteur couvre les fréquences de 20 à 60 MHz. Le filtrage est assuré par l'association de sections passe haut et passe bas, à phase linéaire, du 5ème ordre. Ce filtrage réduit les bruits hors bande. L'entrée du récepteur est précédé d'un commutateur de protection commandé par l'enveloppe retardée du train d'impulsions de l'émission. Le gain HF global du récepteur est réglable manuellement sur une plage de 27dB. La section du mélangeur est double, puisque l'on traite les deux projections du signal, en phase et en quadrature. Il y a deux canaux en bande de base avec filtrage passe-bas du 5ème ordre à 20 MHz, amplification à gain réglable, deux convertisseurs analogiques numériques et deux zones de mémoires. Une

autre section de filtre passe bas peut-être intercalée, en option, devant le convertisseur quand on veut baisser la fréquence d'échantillonnage et réduire le flot de données numériques. Avec un code de pas 100 nanosecondes, en échantillonnant la bande de base à 20 MHz, on a que 10% d'énergie dans les bandes repliées. Comme il est rappelé plus haut, 50% de l'énergie est dans la bande de base jusqu'à 2,7 MHz. En intercalant les filtres Passe Bas à phase linéaire avant la conversion, on peut se contenter d'un échantillonnage à 10 MHz avec peu de perte sur la sensibilité et la résolution spatiale du radar. Les convertisseurs offrent une résolution de 8 bits. Avec les deux voies, on génère 160 bits par microseconde à 10 MHz d'échantillonnage. Pour 25 microsecondes de profondeur équivalente, il faut 4000 bits. La mémoire de 2 fois 16 kilo-octets permet d'acquérir les 64 réponses à des tirs successifs rapprochés. Avec des mouvements lents, le milieu sondé peut être considéré stationnaire. Il faut ensuite transmettre ces données à l'unité de calcul, le Macintosh, qui effectue l'addition cohérente. On améliore alors le rapport signal sur bruit de 18dB.

La section émission est classique, après enveloppe et modulation de phase à un niveau de l'ordre du milliwatt, le signal est amplifié par un amplificateur linéaire Haute Fréquence de puissance à gain fixe. Un atténuateur en amont de l'ampli permet de choisir la puissance transmise aux antennes.

Les antennes, étudiées et réalisées au Service d'Aéronomie utilisent donc, pour élargir la bande, le principe de la charge résistive répartie sur un dipôle électrique. Mais au lieu d'utiliser une distribution résistive variable et continue le long de l'antenne, telle qu'elle a été étudiée dans les articles de Wu T.T. et King W.P.(1965) et de Kanda M.(1980), on utilise une distribution discrète de résistances. On espérait pouvoir appliquer plus tard ce principe sur le guiderope. Pour représenter celui-ci, le dipôle est décomposé en plusieurs sections de longueur 30 cm et de diamètre 5 cm. On dispose, entre deux sections successives, une résistance discrète dont la valeur suit une progression calculée en pratique dans l'article de Sverisson M. et al.(1980) qui décrit l'utilisation d'une telle antenne en radio-glaciologie. Ces calculs sont expliqués dans l'article de Watts R.D et Wright D.L.(1981). L'impédance au centre de notre antenne chargée, quand elle est plaquée sur la glace, est de l'ordre de 200 ohms, avec une variation lente dans la bande. On utilise deux antennes similaires, une pour l'émission et une pour la réception. Les antennes sont reliées aux équipements électroniques à travers un transformateur symétriseur (« balun ») de rapport 4. On passe de la charge

symétrique de 200 ohms de l'antenne à l'impédance asymétrique de 50 ohms des équipements électroniques. Le rapport 4, carré entier, permet de réaliser facilement l'adaptation et la symétrisation à l'aide d'un transformateur à lignes (Vabre J.P., 1972).

Les essais de cette configuration, effectués essentiellement au premier semestre de 1990, ont été réalisés avec un système incorporant à la fois des modules électroniques originaux, et des appareils de laboratoire génériques comme l'amplificateur HF de puissance, l'oscillateur maître, l'ordinateur de commande et de calculs. Les électroniques spécialisées sont incorporées dans des tiroirs standard de « rack 19 pouces » et alimentées par le secteur 220 volts. Si l'on veut déplacer l'instrument, il faut l'installer à bord d'un véhicule et utiliser un générateur 220V, comme un groupe électrogène. Dans cette configuration, les antennes ne peuvent être placées à proximité immédiate des équipements. Il y a de nombreux câbles de liaison entre les modules et en particulier 2 câbles longs, d'au moins 5 mètres, vers les antennes. La moindre inadaptation d'impédance produit des réflexions et des couplages dans ces câbles. Une réflexion, raisonnable, de 10% d'énergie à chaque bout d'un câble de 10 mètres, produit une décroissance temporelle trop lente de l'énergie résiduelle dans le câble. L'énergie qui rebondit dans le câble d'émission, provoque un étalement dans le temps du rayonnement. Cette décroissance est beaucoup moins rapide que la décroissance initiale des échos géophysiques attendus par le radar. De plus, la forte réverbération système varie selon les couplages et les mouvements de l'antenne. Elle brouille les signaux utiles ou même sature le récepteur. Pour réduire cet effet, on a rajouté à l'extrémité la plus inadaptée des câbles, côté antenne, des atténuateurs de 6dB ou de 10dB. Un atténuateur, traversé 2 fois à chaque réflexion, réduit beaucoup la réverbération du système. Cela diminue aussi la performance du radar. Avec un atténuateur de 10 dB sur chaque antenne, on perd 20 dB dans le canal. Il faudrait émettre plus fort. Ces problèmes liés à la configuration expérimentale du démonstrateur ne nous éclairent que partiellement sur les difficultés propres de la miniaturisation d'un radar spatial situé à l'intérieur d'un guiderope. On pourra lire une description des opérations et des résultats de campagnes de mesures sur glacier réalisés avec cette maquette dans deux articles de notre groupe d'expérimentateurs (Nicollin F. et al.,1991,1992).

II.3.2. Principaux points durs pour la spatialisation de ce radar

En 1990, on prévoyait un départ vers la planète Mars à l'automne 1994, une livraison des modèles de vol devant intervenir un an avant, et les essais de qualification étant à prévoir au tout début de 1993. Il aurait donc fallu livrer un modèle de qualification vers la fin de 1992. Comme il s'agissait d'un instrument scientifique nouveau, dans une topologie toute particulière et dans un environnement difficile (froid, chocs...), de nombreuses validations préalables étaient nécessaires avec un modèle expérimental à l'échelle, intégré dans un guiderope représentatif. L'agence spatiale avait besoin d'une première validation du concept à l'échelle avant la fin de 1990. Ceci était incompatible avec un plan de développement à partir de la maquette codée.

Le prototype du Service d'Aéronomie et du CEPHAG ne vise pas une démonstration à l'échelle 1, il vise plutôt à tester la méthode radar géophysique avec un concept particulier de modulation, et à récolter sur des sites naturels des données exploitables. De fait, les travaux réalisés autour de ce démonstrateur codé par notre petite équipe relèguent plus loin la solution des problèmes concernant la masse, l'encombrement, l'énergie. Le système complet a une masse totale de 32 kg, et occupe 70 dm³ (70000 cm³), sans compter les câbles. Les cartes et modules prototypes d'électroniques dédiées qui ne couvrent que 60 % des fonctions ont déjà une masse d'environ 4 kg et occupent quelques 1600 cm³. Il est beaucoup plus volumineux et vorace que certains géoradars du commerce disponibles à ce moment. Son encombrement n'a rien à voir avec les quatre cylindres de 120 cm³ et 200 g chacun (voir plus haut). Un amplificateur linéaire de puissance (on visait 10 watts HF), à concevoir sur mesure, occuperait déjà un segment. Celui utilisé dans la maquette consomme à lui seul 70 watts sous 24 volts, tandis que l'électronique numérique absorbe plus de 15 W, la modulation et le récepteur consomment 4 W, et il faut encore prévoir un oscillateur maître, un séquenceur et un additionneur numérique. Pour réduire la consommation, on analyse par exemple les possibilités de commuter rapidement l'alimentation de l'amplificateur de puissance, cette conception particulière demanderait toutefois pour les appels de courant, des capacités énormes en version spatiale et mobilisant un ou deux cylindres.

Le guiderope présente par construction une conduction électrique, bien qu'instable, entre les segments. Il n'est pas possible de les isoler les uns des autres. On ne peut donc pas y intégrer les deux antennes large bande chargées testées avec le prototype.

Les effets de couplage électromagnétique entre les différentes fonctions du radar codé sont mal résolus dans la maquette: l'unité numérique brouille le récepteur, l'ampli haute fréquence génère trop de bruit pendant la phase de réception, les amplificateurs d'émission et de réception sont trop proches de la condition d'accrochage. La réalisation plus tassée dans le guiderope risque d'aggraver les couplages nuisibles.

La configuration particulière rajoute ses propres défis aux problèmes techniques spécifiques des géoradars. Les équipes et les moyens mis en oeuvre sont trop réduits pour surmonter les difficultés d'adaptation du radar codé dans un délai compatible avec la mission.

II.3.3. Vers une configuration simple de radar impulsif

Au mois de Juin 1990, nous avons rencontré les spécialistes du département radar de l'Université de l'Avionique de Riga, en Lettonie, république balte. Cet Institut soviétique était chargé de l'enseignement et de développements techniques pour l'aviation civile. Un département conséquent de cet Institut, le département de Radiolocalisation Géophysique, dirigé par le Professeur Moisey Finkelstein, a développé et utilisé les radars pour le sondage du sous sol depuis le début des années 60. A côté de systèmes embarqués sur avion, dérivés des altimètres, ils ont conçu, réalisé, testé sur toute sorte de terrain, des instruments radar dont certains sont portables par un opérateur seul. D'autres encore ont été montés à l'avant d'engin à chenille pour l'exploration du pergélisol sibérien ou de la glace antarctique. Le Professeur Finkelstein dispensait à Riga un enseignement sur la méthode géoradar et avait publié en 1986 un livre sur le sujet (Finkelstein et al., 1986).

Au cours des années 1985-1988, ce département a aussi développé et fabriqué l'électronique et les antennes du radar RLK de la mission internationale Phobos, lancé en 1988. Le radar qui fonctionnait sur les deux bandes de 100 MHz et 500 MHz, devait permettre d'étudier la structure de la subsurface de Phobos, satellite naturelle de la planète Mars, lors du passage de la sonde à moins de 50 mètres d'altitude.

Le groupe de Riga a aussi proposé d'équiper d'un géoradar le guiderope de Mars94. Il suggère de prolonger le guiderope par une queue métallique d'égale longueur. Les propriétés

mécaniques de ce prolongement sont favorables au comportement du guiderope lors du traînage à la surface de Mars. Avec cette queue et le guiderope, on peut former un dipôle électrique. Au point de liaison mécanique de la queue et du corps du guiderope, on connecte un émetteur récepteur. Le système d'émission est celui utilisé sur tous les géoradars commerciaux fonctionnant sur Terre. Il s'agit de décharger brièvement une petite capacité, de l'ordre de 100 pF, au centre du guiderope. Cette décharge d'une centaine de volts produit la circulation d'un courant sur le dipôle, et le rayonnement. Quand l'impulsion atténuée revient au centre, elle est absorbée, et l'émission se termine. L'antenne unique sert ensuite à la réception (voir le chapitre 3). En fait, L'équipe de Riga veut tester, avant la fin de 1990, un tel radar dans un guiderope expérimental à l'échelle, fabriqué dans l'Institut IRE de Moscou.

La nature aperiodique du rayonnement a d'abord déçu les spécialistes du traitement du signal. Quelle est la forme de l'ondelette émise lors de la décharge dans l'antenne? Quelle est l'allure de son spectre? Peut-on adapter le récepteur? Pourra-t-on correctement maîtriser l'antenne et ses fluctuations dans le processus de rayonnement. Les traitements multidimensionnels synthétiques classiques supposent en effet la stabilité de la source (French, 1974). Dans la comparaison des techniques, on doit toutefois remarquer que pour un radar à porteuse codée, l'antenne, comme transducteur, affecte aussi le signal émis. Ce n'est que si l'antenne est peu sensible aux fluctuations de l'environnement que la stabilité du rayonnement est garantie.

Le radar proposé, beaucoup plus simple et plus éprouvé, a plus de chance de tenir dans le guiderope et de fonctionner avec la puissance disponible. Les scientifiques de Riga souhaitent vivement une coopération avec la France. La partie française peut proposer une électronique d'échantillonnage beaucoup plus performante que la partie lettone. En effet, dans le radar de Riga, à chaque tir, on n'échantillonne et ne garde qu'un seul point de la réponse. En supposant le milieu stationnaire, on acquiert à chaque tir un échantillon successif légèrement décalé de la réponse, c'est l'échantillonnage "stroboscopique". Ainsi, selon la durée de la réponse et la bande du signal, en fait selon le rapport de la profondeur maximale à la résolution du sondage, on devra pratiquer 100 ou 1000 tirs successifs pour former une réponse (Finkelstein et al., 1986). Avec une électronique rapide capable d'acquérir directement tout le signal, on peut garder les tirs successifs complets pour réaliser des additions cohérentes et améliorer la sensibilité du système.

On convient d'un premier schéma de coopération dans lequel la partie de Riga développe une tête HF et la partie française développe tout le module numérique qui assure la séquence des opérations, l'acquisition et l'addition cohérente. L'électronique française gère aussi l'interface avec la future gestion de bord du guiderope qui sera développée par le CNES. Un programme d'études complémentaires communes est établi. En attendant la construction d'un modèle de guiderope par le CNES, on utilisera les compétences de l'Institut IRE de Moscou pour fabriquer un guiderope expérimental qui servira de démonstrateur radar. L'architecture de ce radar est présentée sur la figure 2-7 suivante.

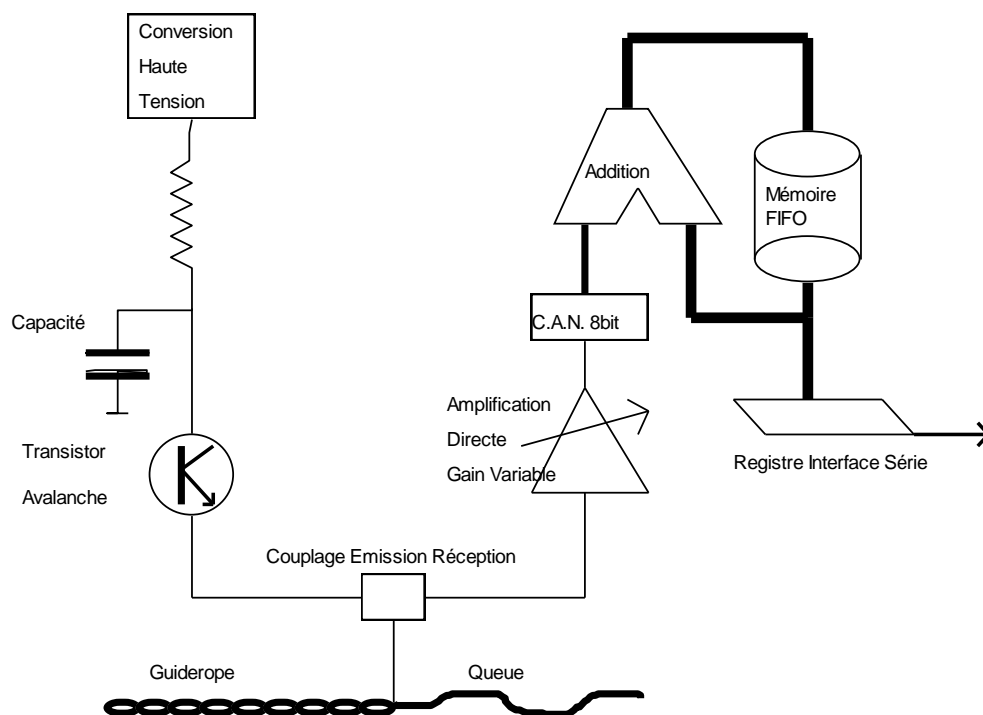


Figure 2-7: Architecture du radar à impulsion par décharge pour Prism

En septembre 1990 les interfaces détaillées sont confirmées. On prévoit le pilotage interactif

du guiderope expérimental par un micro ordinateur portable. En Décembre 1990, un premier radar à "échantillonnage stroboscopique" et stockage analogique (Finkelstein et al., 1986), fabriqué entièrement à Riga, est testé dans un guiderope à l'échelle 1. On le fait glisser tel un serpent sur la dune de Lillaste. Il donne des échos de la nappe d'eau douce située à 30 mètres de fond (voir chapitre VI).

En février 1991, on intègre en France, dans un gros cylindre allongé, la première version à l'échelle 2 du module numérique. Ce cylindre est intercalé dans le guiderope expérimental russe. On obtient des premiers résultats qui, bien que plus bruités, sont comparables à ceux du système russe. En Juin 1991, on procède aux premiers essais extérieurs du guiderope avec un module numérique à l'échelle. Il incorpore des protections électromagnétiques nouvelles. Les alimentations à découpages de la première version sont abandonnées au profit d'alimentations à régulations série. On ajoute au jeu de 10 piles fournissant l'alimentation positive, 3 pile LSH 20 chargées de fournir une alimentation négative.

Avec ce premier modèle expérimental, on pourra effectuer de nombreux tests de laboratoire et de terrain. Un nouveau module numérique, encore moins bruyant, et une nouvelle tête HF seront assemblés en Avril 1992 à Riga. Le guiderope expérimental sera dédoublé à cette occasion. Les deux équipes de développement disposent alors chacune d'un guiderope opérationnel, piloté à travers des fibres optiques par un PC portable. Ces guideropes visiteront des glaciers français au dessus des Deux-Alpes (Isère), des dunes, Lillaste en Lettonie et en France, la grande dune du Pyla (voir le chapitre VI), mais aussi certaines régions de Sibérie, et même la Terre Adélie en Antarctique (Expérience GIMAR, Janvier Février 1993). Cette expérience scientifique et le développement de méthodes de traitements spécifiques sont décrits dans la Thèse présentée à l'INPG par Alain Hérique (1995) et dans l'article récent de la revue Traitement du Signal (Hérique A. et Kofman W., 1996).

Les deux guideropes expérimentaux serviront aussi à tester des variantes de configuration mécanique ou électrique proposées par l'équipe du CNES au cours du développement du guiderope spatial....(Laplace H. et al., 1992).

II.3.4. Installation d'un radar dans le guiderope

Le radar occupe les cylindres internes de quatre segments consécutifs du guiderope.

Le premier cylindre, au plus près du centre de l'antenne formée par le guiderope et le câble, contient la tête haute fréquence. La tête haute fréquence génère la haute tension qu'elle utilise pour l'émission des impulsions sur l'antenne commune, également connectée au récepteur large bande. La tête haute fréquence assure donc 4 grandes fonctions: génération haute tension, émission, réception, couplage à l'antenne unique. Le chapitre IV détaille l'étude et la mise au point de cette tête haute fréquence.

Le second cylindre contient le module numérique dit CANACCU. Ce module assure les fonctions de séquenceur de l'instrument, acquiert et convertit le signal analogique reçu, effectue le stockage et l'addition cohérente lors des tirs stationnaires successifs. Ce module interface le radar avec la gestion de bord du véhicule guiderope. Le chapitre V est consacré au module numérique. Le troisième et le quatrième cylindres assurent le conditionnement des tensions d'alimentation du radar. A partir des deux tensions brutes du guiderope, ils fournissent les 7 différentes alimentations régulées nécessaires, avec leurs limitations de courant propres.



Figure 2-8: Quatre segments du guiderope pour le radar

Le chapitre III qui suit est consacré à l'étude du guiderope utilisé comme antenne.

CHAPITRE III : L'ANTENNE GUIDEROPE

III.1. L'ANTENNE EST LE GUIDEROPE

III.1.1 Constitution physique de l'antenne: le guiderope et sa queue vus comme une antenne

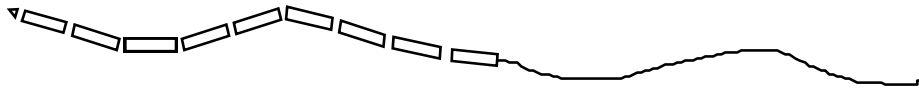


Figure 3-1 : Le corps et la queue du guiderope

C'est le guiderope complet qui sert de chemin aux courants haute fréquence, "poussés" par l'impulsion d'émission, ou induits par le champ électromagnétique à la réception. Le guiderope est constitué de deux parties: le corps et la queue. Le corps est une suite de segments tronconiques métalliques dont le diamètre extérieur maximum est de 6 cm. Long de 6,60 m lors de sa première définition, le corps a été raccourci et sa longueur totale n'est que de 5 mètres pour le Modèle d'Identification (MI) fabriqué par le CNES. Les segments sont articulés et s'emboîtent légèrement l'un l'autre, grâce à la forme tronconique (voir figure 3-2).

L'articulation est assurée par une mécanique de rotule, creuse pour laisser passer les liaisons électriques entre les segments. L'articulation doit aussi permettre la continuité électrique d'un segment à l'autre pour les courants électriques Haute Fréquence d'antenne. Ceux ci doivent en effet courir tout le long de la "peau" externe du guiderope. Les courants Haute Fréquence pénètrent peu la surface des métaux. Pour les matériaux constituant l'enveloppe externe du guiderope, Aluminium ou Titane, on peut déterminer l'épaisseur de peau dans laquelle passe l'essentiel du courant à 10 MHz et 100 MHz:

Tableau 3-1: Epaisseur de peau selon le métal et la fréquence

métal / fréquence	10MHz	100MHz
Aluminium	27 microns	8.5 microns
Titane	104 microns	33 microns

Par sa conception mécanique, l'articulation ne garantit pas en permanence la bonne continuité électrique de surface, d'un segment à l'autre, à cause du jeu mécanique nécessaire de la rotule (voir sur la figure 3-2 ci-dessous). Sur le MI, on a ajouté des tresses métalliques externes de liaison, à titre provisoire. Dans un autre prototype d'articulation, utilisé au Service d'Aéronomie, et fabriqué par la Société STIM, on a prévu 3 petits câbles en acier autour de la rotule. Ces câbles assurent la liaison surface à surface des deux segments successifs. Les courants HF subissent une faible déviation supplémentaire au passage par les câbles. Les essais pratiques ne montrent pas de perturbation à la propagation du courant le long de la structure. Toutefois, la non parfaite conduction à la rotule a une autre conséquence. Elle peut faciliter un couplage avec les liaisons électriques intérieures au guiderope et permettre l'excitation d'un mode interne qui est discuté dans l'Annexe III.

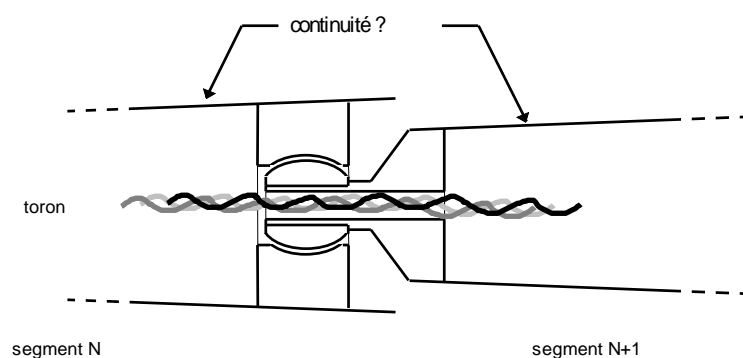


Figure 3-2: Articulation, liaisons électriques et continuité de peau

Globalement, le corps du guiderope peut être vu comme un fil conducteur épais. On doit renforcer la conduction instable des articulations. On ne peut pas insérer de résistances électriques intermédiaires entre les segments pour réaliser une antenne amortie.

Le corps du guiderope est suivi de la queue du guiderope. Celle-ci assure d'abord une fonction mécanique. Elle évite au dernier segment du guiderope de battre la surface martienne avec toute l'énergie cinétique. La queue joue donc un rôle de fouet. D'abord simple câble métallique en acier, elle a évolué vers une structure mécanique plus complexe, afin d'éviter qu'elle ne se noue. Dans sa définition pour le MI (Avril 1993), elle est constituée, comme le corps, d'une suite de petits segments, chacun de 5 cm de longueur et de 1.5 cm de diamètre. (INFO+)

Pour former une antenne de type dipôle électrique, on utilise le corps comme un des deux brins, et la queue comme l'autre brin. La queue doit avoir sensiblement la même longueur que le corps. Il faut isoler électriquement la queue du corps, et insérer électriquement au centre les charges émettrice et réceptrice. Ces contraintes instrumentales se sont avérées compatibles avec les fonctions mécaniques prioritaires du guiderope.

Nous avons donc une antenne. C'est un dipôle électrique asymétrique, dont un des brins est un cylindre épais, creux, de longueur 5m, et de diamètre irrégulier variant de 2 à 6cm. L'autre brin métallique est plus fin, son diamètre varie de 1 à 2 cm. Examinons maintenant comment notre antenne est disposée par rapport au milieu à sonder?

III.1.2 Déploiement de l'antenne à la surface de Mars, portance du ballon, déformation au sol

Le guiderope assure la fonction de lest variable de l'aérostat. Du fait des propriétés thermiques de l'enveloppe du ballon, et de la diminution du rayonnement solaire, lorsque le jour baisse, la portance du ballon diminue. L'aérostat descend progressivement. Quand la queue du guiderope atteint le sol, elle commence à s'y déposer et l'aérostat n'a plus à supporter la masse déposée. Pour une répartition à peu près linéaire de la masse le long du corps du guiderope, il existe une position d'équilibre, à portance donnée. Une certaine masse du guiderope est au sol et le reste soulevé. Si tout le guiderope est déposé, il n'y a plus de réserve de lest. Si le ballon descend encore et touche le sol, il explose. La masse du guiderope a été calculée pour tenir la durée nominale de la mission, 10 jours, avec les écarts entre le jour et la nuit de la portance, la dérive prévue vers le nord de la planète, et la baisse tendancielle du taux de portance par fuite du capital d'hélium du ballon.

Pour une opération en radar, la nuit, le guiderope repose donc partiellement sur le sol, et en fonction du vent, il est traîné au sol (voir la figure 2-4 du chapitre II). La partie soulevée est ainsi plus ou moins inclinée et prend l'allure de la fonction "chaînette" (cosinus hyperbolique). La partie au sol suit, tel un serpent, les aspérités verticales, et avec les fluctuations du vent et des chocs, elle est plus ou moins alignée dans le plan horizontal. Elle peut ainsi prendre des formes typiques, par exemple en "C" en "S".

Nous avons donc un dipôle déformé, plaqué partiellement à l'interface entre deux milieux

différents, et nous souhaitons sonder le milieu qui est sous l'antenne.

III.1.3 Utilisation de cette antenne unique pour le radar géophysique

Pour réaliser les objectifs de sondage électromagnétique profond du sous sol, on doit travailler en basse fréquence, et pour obtenir une bonne résolution, on doit utiliser une bande aussi large que possible (voir la description des objectifs dans le chapitre I, et la définition de l'instrument au chapitre II). L'antenne, par ses propriétés rayonnantes, ses "modes", conditionne les performances. Comment utiliser en large bande notre dipôle électrique, tel qu'il est contraint mécaniquement et électriquement?

Nous avons une seule antenne pour assurer les deux fonctions émission et réception. Les petits courants induits (par les champs réfléchis attendus) directement détectables par l'instrument, sans addition cohérente, sont beaucoup plus faibles que ceux qui servent à générer, par l'antenne, le champ de sondage: 200 nA pour les courants induits, contre 500 mA pour les courants inducteurs (voir le Chapitre VII sur la dynamique des champs et signaux). Une telle dynamique linéaire simultanée, de l'ordre de 128 dB, est hors de portée de l'instrumentation électronique courante. Il est donc indispensable de séparer, dans le temps, sur l'antenne, les instants d'émission, des instants de réception des petits signaux. On utilisera notre antenne en mode d'excitation transitoire courte. Pour des raisons de simplicité et de robustesse du procédé, on excite l'antenne avec une impulsion simple, de polarité unique, c'est à dire avec une "bosse" dont on peut, dans une certaine mesure, ajuster l'amplitude et la forme.

Sur une structure rayonnante linéaire, les courants d'excitation du champ se relaxent progressivement, avec une enveloppe temporelle d'allure exponentielle décroissante. La largeur de bande du rayonnement, est inversement proportionnelle à la constante D de décroissance de l'amplitude du courant. Un tel courant décroissant reste toutefois longtemps masquant pour le récepteur. Il faut attendre plusieurs périodes D pour que les courants résiduels réverbérants ne saturent plus le domaine linéaire de la chaîne de réception. Dans notre application, il faut analyser le rayonnement et la réverbération de courant sur l'antenne, et amortir plus vite **et complètement** cette réverbération afin de réduire la période de saturation du récepteur qui engendre la zone aveugle de la fonction radar.

III.1.4 Résumé: le guiderope constitue au départ une antenne de radar mal connue.

Le dipôle électrique formé de fils fins est pourtant une des antennes les plus simples et la mieux connue dans le domaine fréquentiel. Mais ici, l'antenne est asymétrique, creuse, déformée et mal plaquée sur un diélectrique à faible perte.

Le dipôle électrique fin en milieu homogène a des modes à résonances étroites ($Q \approx 10$). On veut l'utiliser ici en large bande, en l'excitant par des impulsions simples que l'on veut ensuite amortir de plusieurs ordres de grandeur, dans un temps court.

Il faut aussi connaître le diagramme de rayonnement et tenter de concentrer le sondage vers le bas.

La compréhension de l'antenne, et l'adaptation de l'instrument à cette antenne vont se faire avec trois approches croisées, et confrontées à des résultats déjà publiés:

- des mesures sur l'antenne placée en des sites pertinents.
- une approche analytique à la fois fréquentielle et temporelle,
- des simulations numériques, parfois irremplaçables.

III.2. EXPERIMENTATION SUR L'ANTENNE, RESULTATS, QUESTIONS.

III.2.1. Principaux buts des essais

Il s'agit de comprendre et de vérifier comment se passe l'excitation de l'antenne sur un sol représentatif. En mesurant le courant transitoire sur l'antenne, et le temps de propagation, on pourra déduire le comportement en fréquence, voire calculer le diagramme de rayonnement. On pourra aussi tenter d'optimiser l'amortissement des impulsions au centre de l'antenne, pour obtenir une large bande et une faible profondeur aveugle. On pourra regarder l'effet des déformations de l'antenne. Tous ces essais permettent d'ajuster le récepteur et le générateur d'impulsions à l'antenne, pour obtenir le meilleur canal radar. De plus, en choisissant des sites avec des réflecteurs enfouis nets, on pourra aussi comparer, sur le signal reçu, l'effet des modifications et vérifier les améliorations.

III.2.2. Méthodes de mesures à notre portée

En plaçant l'antenne sur un milieu diélectrique à faible perte (du sable sec, ou un lit épais de cailloux), dans un environnement faiblement perturbé, on a procédé à quatre types de mesures in situ: des mesures d'impédance, des mesures de courants en différents points de l'antenne, la recherche pratique de l'adaptation optimale au centre du courant pour obtenir la réverbération la plus courte, et l'analyse sur les signaux reçus et enregistrés par le radar.

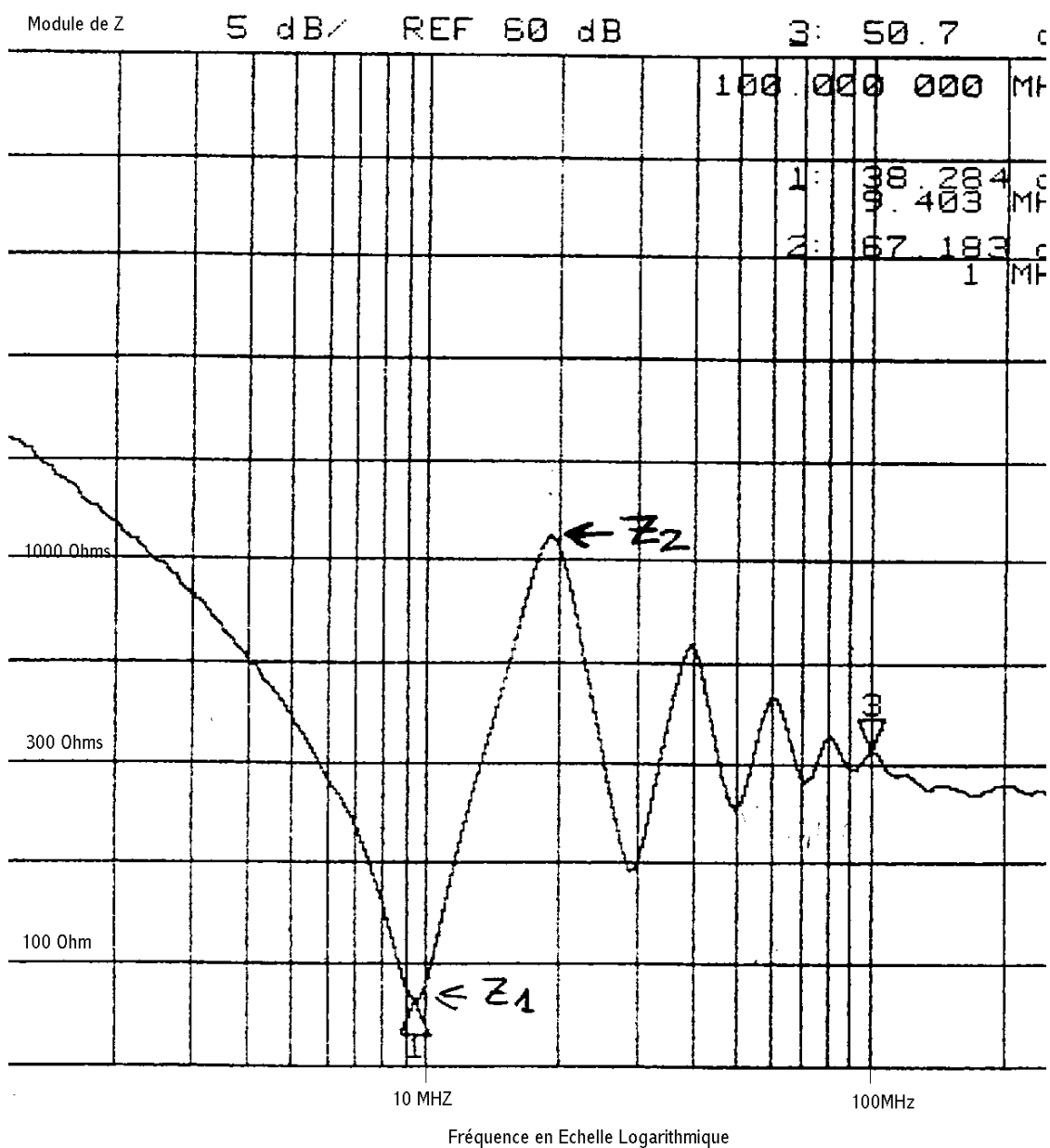


Figure 3-3: Module de l'impédance du guiderope au Pyla (D.Schwander, 1994)

III.2.2.1. Mesure d'Impédance du guiderope

On a réalisé les principales mesures sur la dune du Pyla (diélectrique épais, interface homogène, pas de réflecteur en champ proche), à l'aide d'un analyseur vectoriel de réseau Hewlett-Packard HP8753C, utilisé en montage pour réflectométrie. Le passage de la charge asymétrique de l'analyseur à la connexion symétrique de l'antenne a été réalisé à l'aide d'un transformateur BALUN à large bande (BALanced to UNbalanced load transformer). Le montage spécial de mesure a été réalisé par le CNES (D.Schwander, Rapport interne CNES, 1994). Le transformateur, par son rapport 1/6, ramène la mesure autour de 300 ohms.

La courbe obtenue a l'allure typique de l'impédance d'un dipôle, mais la convergence en haute fréquence vers une asymptote de 300 ohms est plus rapide que pour un dipôle fin en milieu homogène. En dessous de 5 MHz et au delà de 200 MHz, on doit tenir compte de l'effet du fonctionnement non parfait du transformateur de mesure. Au fondamental, vers 9.5 MHz, l'impédance passe par un minimum de l'ordre de 80 ohms. Le module passe par un maximum supérieur à 1000 ohms vers 19 MHz au voisinage de l'harmonique 2 (voir figure 3-3).

III.2.2.2 Mesure du courant sur le guiderope lors de l'excitation

En plaçant en différents points du guiderope une pince de mesure large bande du courant, on a pu regarder le passage de l'impulsion sur les 2 bras du guiderope. On voit l'impulsion avant et après sa réflexion sur les extrémités ouvertes de l'antenne. On remarque comment elle se déforme, s'atténue, et aussi avec quelle vitesse elle se propage. La vitesse constatée de propagation du paquet de charges sur l'antenne est intermédiaire entre celle de l'air et celle dans le sable. On peut aussi identifier, sur le tracé, les courants tardifs plus faibles, qui sont les rebonds ou traversées au centre de l'antenne. Leurs signes dépendent de l'impédance de charge au centre du guiderope. On peut regarder l'effet sur ces courants des variations de l'impédance au centre et chercher la condition optimale d'amortissement. On a montré par exemple l'effet d'une capacité parasite croissante au milieu du guiderope, et fixer une valeur maximale acceptable pour le modèle d'identification de guiderope fabriqué au CNES.

Les mesures de courant sont effectuées à l'aide d'une boucle AH-Systems de référence BCP-200/518. Il s'agit d'une pince de gros diamètre que l'on peut placer autour du guiderope, ou

faire glisser le long de la queue. L'impédance de transfert de la pince définit le rapport entre la tension mesurée sur la sortie 50 ohms de la sonde et le courant qui passe dans l'anneau. Le choix des ferrites permet d'obtenir une impédance relativement constante sur plus de trois octaves, et ne variant que de 5dB sur la bande de 5 MHz à 500 MHz. La forme des impulsions présentes sur le guide-rope est reproduite fidèlement. A l'aide de mesure simultanée sur une autre pince, on a aussi vérifié que la présence de la pince ne perturbait pas le passage de l'impulsion sur l'antenne.

La figure 3-4 suivante montre le dispositif expérimental utilisé auprès de notre laboratoire, puis sur le sable diélectrique de la dune du Pyla, ou sur les deux tas de cailloux de préparation du guide-rope.

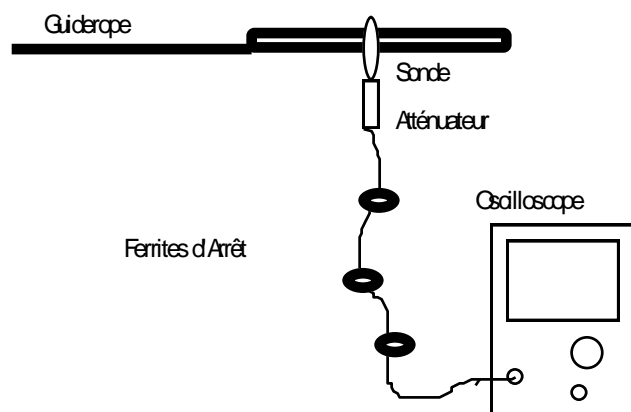


Figure 3-4: Mesure de courants transitoires sur le guide-rope.

On a pris des précautions particulières pour éviter des erreurs de mesure dans le dispositif expérimental. Le câble coaxial de mesure est disposé de manière orthogonale par rapport au guide-rope, il mesure 15 mètres. L'atténuateur de 10dB (ou 20dB), placé en sortie de la sonde, atténue d'environ 20dB (ou 40dB) les réflexions éventuelles qui provoqueraient des impulsions supplémentaires retardées sur l'écran. Les ferrites d'arrêt placés autour du câble coaxial absorbent les courants induits à la surface du conducteur externe. L'oscilloscope numérique permet d'échantillonner le signal jusqu'à 1 GHz et autorise la mémorisation puis le stockage sur disquette des traces pour les analyses ultérieures au laboratoire. L'affichage et la mémorisation du signal sont déclenchés par le signal lui-même, avec un seuil réglable.

Dans les mesures présentées ici, on comparera simplement les impulsions mesurées au centre de l'antenne, avec celles mesurées au milieu du corps et au milieu de la queue. Comme on s'y attend, le temps qui sépare l'impulsion aller de celle du retour est plus court au centre des brins qu'au centre de l'antenne. En regardant la forme différente des impulsions, on peut déjà faire plusieurs constatations. Nous allons présenter ici deux traces enregistrées en Juin 1994 sur le guiderope expérimental court (5 mètres): une avec le module MT (Module Technologique), dont l'impulsion est obtenue par la décharge d'un condensateur, et l'autre avec le module NMF («New Module with Field effect transistors») délivrant, par commutation, une impulsion d'allure rectangulaire (voir plus loin, la description plus détaillée des impulsions).

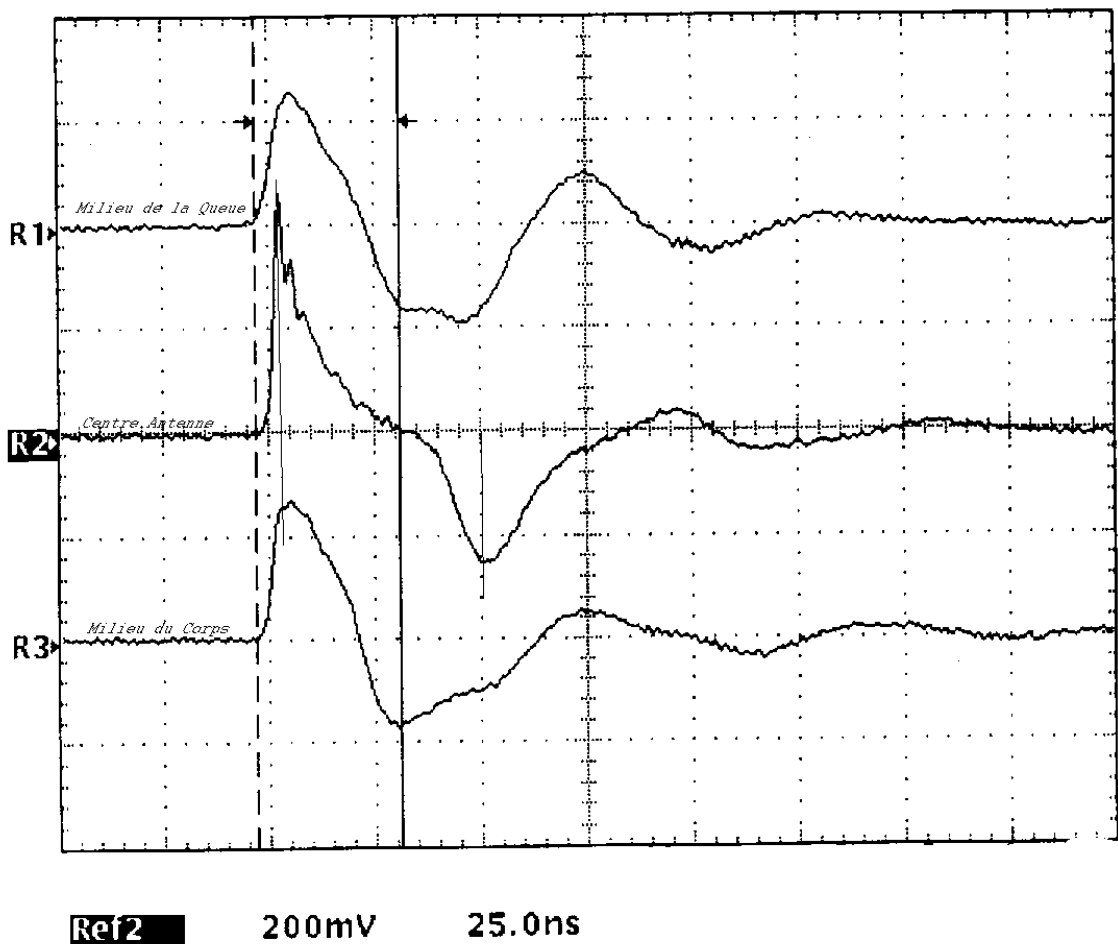


Figure 3-5: Impulsion MT sur le guiderope expérimental (abscisse: 25ns par carreau)

Sur la figure 3-5, on voit, de haut en bas, l'enregistrement au milieu de la queue, qui est le brin fin, puis au centre de l'antenne, puis au milieu du corps qui est le brin épais. Sur l'enregistrement de l'impulsion au centre de l'antenne, on constate que la deuxième impulsion,

celle de retour, est plus douce. Elle a perdu surtout son contenu en haute fréquence. Son contenu basse fréquence a beaucoup moins varié. L'antenne a rayonné une faible énergie de l'impulsion sur ces premiers modes. Le mode fondamental correspond à une sinusoïde dont les arches de signes opposés sont séparés du même délai que celui qui sépare l'impulsion aller de l'impulsion retour.

Toujours sur cette trace, on constate qu'après les deux premières impulsions, les rebonds successifs sont beaucoup plus petits, entre -15 et -20 dB en dessous de l'impulsion initiale. Il y a peu de réverbération, l'antenne est bien amortie. Les rebonds résiduels sont de forme encore plus douces et contiennent surtout de l'énergie sur le mode fondamental. Si l'on regarde les impulsions enregistrées au milieu des bras, on constate que, dès le premier passage, avant retournement au bout de l'antenne, les impulsions sont déjà adoucies. Pour cette disposition d'antenne, il y a aussi rayonnement au cours du parcours dans les brins, et pas seulement lors du demi-tour à l'extrémité de l'antenne. Ceci a pour effet d'élargir les modes de résonance de l'antenne, comme sur un dipôle épais. On constate l'adoucissement sur les deux brins, avec une tendance toutefois plus marquée sur le corps, plus épais. De plus, l'asymétrie entre les deux brins affecte aussi la réverbération. Elle semble plus forte et plus durable sur le corps.

On va retrouver des résultats similaires pour les impulsions générées par l'autre module testé, le NMF. Toutefois, comme le contenu en haute fréquence est moindre, l'adoucissement des impulsions est aussi moins spectaculaire.

De haut en bas, on voit cette fois sur la figure 3-6 les impulsions au centre de l'antenne, au milieu de la queue, et au milieu du corps. C'est sur le corps à nouveau que les impulsions sont dès l'aller les plus adoucies (meilleur rayonnement), mais c'est aussi sur le corps que la réverbération est la plus visible (moins bonne adaptation): la troisième impulsion n'est qu'à -11 dB de la première.

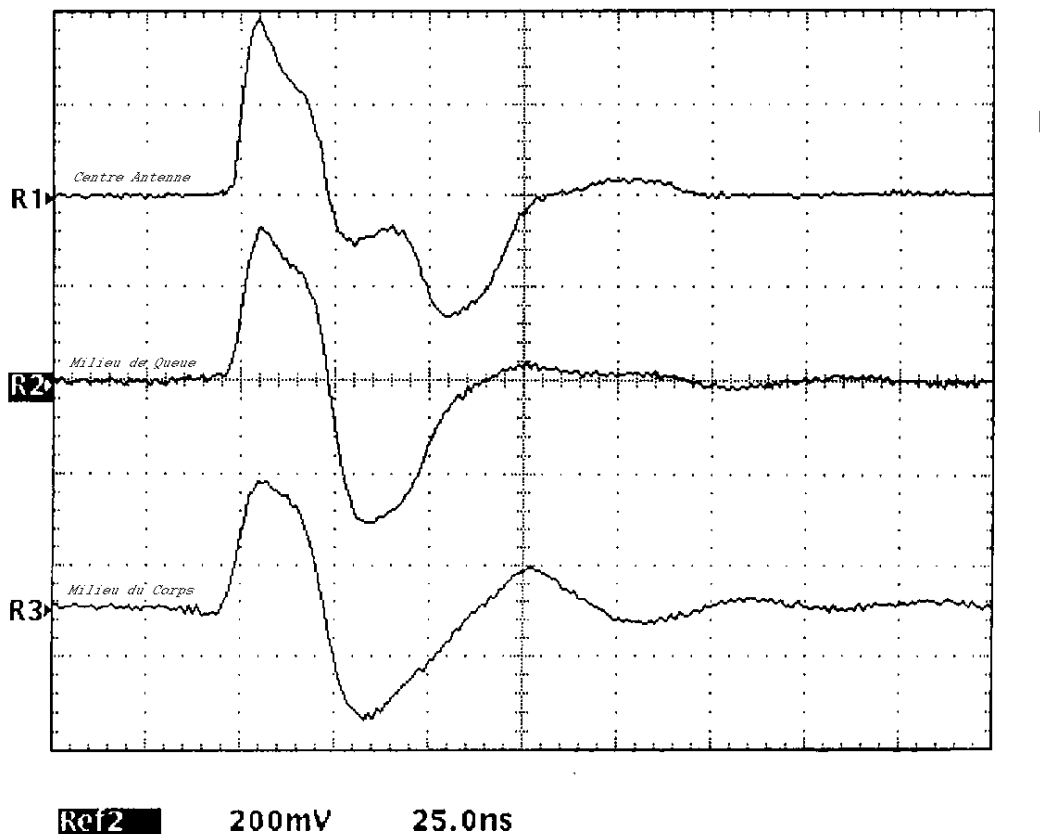


Figure 3-6: Impulsion de courant NMF sur le guiderope expérimental.

III.2.3. Autres approches possibles pour étudier le guiderope

III.2.3.1. Un modèle à petite échelle

Pour l'étude du rayonnement d'antenne de géoradar, certains auteurs (comme Smith G.S. et Scott. W.R.Jr, 1989), ont fabriqué un modèle à petite échelle de leur antenne et l'ont posé sur une solution à base d'huile ayant des caractéristiques électriques voisines d'un sol sans perte. Il est aussi possible d'injecter des fines particules conductrices en suspension ou de réaliser une émulsion légèrement conductrice afin de simuler un milieu à faible perte (Smith G.S. et Scott. W.R.Jr, 1990). On peut ensuite faire des mesures réelles dans la bande de fréquence transposée, on peut également déplacer une petite sonde de mesure à l'intérieur du liquide et déterminer un diagramme de rayonnement. Un petit guiderope de 10cm de long posé sur un bassin cubique de 2 mètres de côté aurait transposé notre étude dans la bande de 1 à 10 GHz..

Mais nous n'avons pas mise en œuvre cette approche par manque de moyens techniques et aussi par manque de pratique.

III.2.3.2. La simulation numérique en trois dimensions par la méthode des différences finies dans le domaine temporel: (3D-FDTD)

La modélisation du guiderope et le calcul de ses paramètres (impédance et rayonnement) peut être réalisée par la technique numérique des différences finies souvent appelée FDTD.

L'approche FDTD consiste à discrétiser et à résoudre les équations de Maxwell directement dans le domaine temporel. Pour ce faire, la structure rayonnante étudiée et l'espace environnant sont découpés en parallélépipèdes élémentaires et les six composantes du champ électromagnétique sont déterminées dans chaque cellule. La position des points de calcul de ces composantes est choisie de manière à ce que la discrétisation spatiale du système de Maxwell fasse apparaître une erreur du second ordre (principe des dérivées centrées).

Cette méthode permet de traiter de nombreux problèmes de diffraction d'ondes par des obstacles dans des domaines variés de l'électromagnétisme : il est possible de considérer des milieux diélectriques, isotropes ou non, de représenter un milieu conducteur. Cette méthode initiée par K.S.Yee (1966) a progressé rapidement (Taflove A. et Brodwin M.E., 1975, Taflove A.,1995). Elle est généralement utilisée sur des super calculateurs équipés de grosses mémoires vives. A titre d'exemple, citons la simulation numérique du modèle réduit de G.Smith, c'est à dire un dipôle plaqué sur un cube contenant une émulsion. La simulation a été réalisée par J.Bourgeois et G.Smith (1996) au Georgia Institute of Technology. Ce calcul a mobilisé une mémoire vive de 7 Giga-octets (sur Connection Machine CM5-256).

Lorsque l'on désire étudier une structure filaire comme le guiderope, afin d'éviter une discrétisation trop fine, un modèle de fil mince est choisi. De ce fait deux équations supplémentaires sont rajoutées de manière à déterminer le courant et la densité linéique de charge sur le guiderope. De plus lorsque l'on désire traiter une structure rayonnant dans l'espace libre, il est nécessaire d'ajouter des conditions particulières d'absorption aux limites du volume de calcul. A l'heure actuelle, la technique PML de couches parfaitement adaptées possède la meilleure efficacité (Bérenger J.P., 1994). L'équipe d'électromagnétisme dirigée par

le professeur B.JECKO, à l'Institut de Recherches en Communications Optiques et Micro-ondes (IRCOM) a été l'une des premières à introduire les PML dans les codes.

De 1990 à 1994, nous avons eu un programme de travail régulier avec l'IRCOM autour de Prism (A. Reineix, 1990; S.Kellali et al., 1993 ; A.Reineix et al., 1994). Des simulations ont permis de nombreuses vérifications pour l'effet du sol sur le courant, l'effet de l'asymétrie de l'antenne, pour la recherche de l'impédance critique au centre, mais aussi pour le calcul de diagramme de rayonnement. Ces travaux ne sont pas analysés ici en détail. On trouvera, dans l'annexe III-3, un mémorandum avec résumé des travaux et rapports fournis par l'IRCOM. On pourra aussi consulter le chapitre V (consacré à notre antenne) de la Thèse du Docteur S.Kellali (1993), et le rapport de DEA de Monsieur F.Trissant (1994).

III.2.4. Principaux résultats des essais et constats

III.2.4.1. Impédance du dipôle mesuré sur le site

L'impédance mesurée à l'interface est différente de l'impédance du dipôle dans l'air, ou dans un milieu homogène. Il y a une convergence plus rapide vers l'impédance asymptotique caractéristique (voir figure 3-10). Ceci évoque le comportement d'une ligne à pertes, ouverte, modèle simple utilisé dans la suite de ce chapitre.

III.2.4.2. Mesure de courant

Ces essais nous ont appris à bien maîtriser les conditions de connexion et de charge au centre du guiderope. Ils nous ont montré la déformation de l'impulsion le long de l'antenne, qui n'est pas due à l'effet pelliculaire mais au rayonnement préférentiel des courants hautes fréquences. On a ainsi un spectre de l'impulsion à l'aller différent du spectre au retour.

La vitesse de propagation du paquet de charges sur le guiderope plaqué est effectivement plus faible que celle dans l'air, comme si le guiderope était plongé dans un milieu intermédiaire entre le sable et l'air. On vérifie ainsi l'approximation du milieu équivalent à l'interface entre les deux milieux diélectriques (Wait J.R., 1972). On a effectué les comparaisons pour deux

longueurs de l'antenne et on a pu analyser l'impact sur notre instrument des raccourcissements imposés du guiderope. On a comparé tous les types d'impulsions utilisés au cours des développements et vérifié le bon choix de l'impédance présentée au centre par l'ensemble émetteur et récepteur. On a constaté et mal expliqué un effet d'asymétrie dans l'évolution de l'impulsion et dans la réverbération sur les deux brins de l'antenne. On a effectué des tirs et des mesures avec le guiderope partiellement soulevé, comme il aurait été sur la surface martienne au début de la mission. Les effets sur l'ondelette du canal ont été analysés (Hérique A. et Kofman W., 1993). On a montré l'effet critique de la capacité parasite au centre du dipôle dans le cas du MI CNES. Cette capacité augmente la réverbération et dégrade la qualité des échos reçus dès qu'elle dépasse 15 pF (Zolotarev et al, 1994). Les derniers essais sur la dune ont aussi montré que l'on savait limiter l'effet de ligne à l'intérieur du corps du guiderope (voir annexe III.2)

III.2.5 Vérifications complémentaires:

L'équipe de Riga a montré l'effet, uniquement à faible distance, de l'interface diélectrique sur la vitesse de propagation du courant sur l'antenne et sur la déformation de l'impulsion(INFO+). Ce résultat est aussi visible sur les résultats des simulations publiés par Bretones A.R. et Tijhuis A.G. (1995). On a pu simplifier grandement la réalisation des mesures de courant et l'étude de l'amortissement en disposant le guiderope sur un lit de cailloux d'épaisseur réduite (25 cm) disposé sur le sol argileux du bois de Verrières ou sur le sol alluvionnaire du Centre Spatial de Toulouse, au lieu d'avoir à se rendre sur la dune du Pyla.

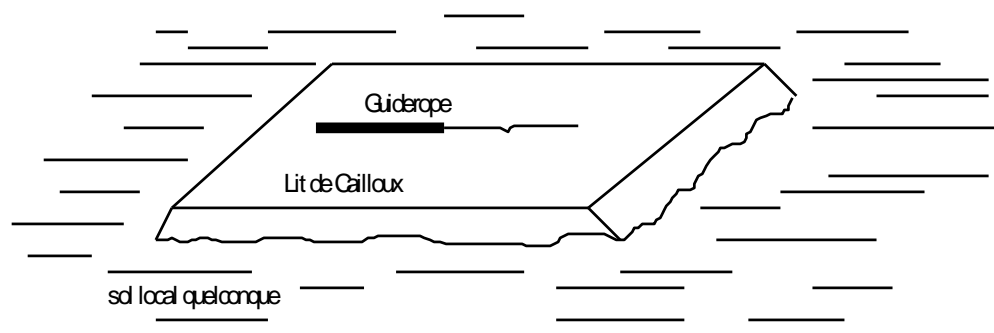


Figure 3-7: Lit de cailloux pour mesures simplifiées de comportement du guiderope

III.3. ETUDE DANS LE DOMAINE FREQUENTIEL DU FONCTIONNEMENT DE L'ANTENNE AVEC LE MODELE D'UNE LIGNE A PERTES, APPLICATION AU PROBLEME DE LA REVERBERATION

III.3.1. Le guiderope considéré comme une ligne à pertes, ouverte à l'extrémité.

Par définition, une ligne est constituée de deux conducteurs de taille et de distance respective constantes. Un dipôle dont les deux conducteurs s'éloignent à 180° ne vérifie pas cette première propriété d'homogénéité. Toutefois, si l'on considère les mouvements du courant sur l'antenne, et la courbe de mesure d'impédance (voir aussi notre section III.2 où figure une mesure réelle de l'impédance du guiderope), on reconnaît les variations typiques d'impédance d'une ligne ouverte à l'autre extrémité, ayant la longueur d'un bras du dipôle, et présentant des pertes qui correspondent au rayonnement.

Il s'agit alors de chercher les caractéristiques de la ligne équivalente au guiderope plaqué. Il faut trouver une impédance caractéristique, et un coefficient complexe de propagation, dont la partie réelle représente les pertes et la partie imaginaire la propagation proprement dite.

Dans le domaine fréquentiel et si l'on considère une ligne d'impédance caractéristique Z_c et de coefficient de propagation γ , on peut écrire en tous points de la ligne

$$V(x) = V_1 \cdot e^{-\gamma \cdot x} + V_2 \cdot e^{\gamma \cdot x}$$

V_1 et V_2 sont les deux fonctions du temps de potentiels se propageant l'un vers les x positifs et l'autre vers les x négatifs. Pour le courant on a la relation:

$$I(x) = \frac{V_1}{Z_c} \cdot e^{-\gamma \cdot x} - \frac{V_2}{Z_c} \cdot e^{\gamma \cdot x}$$

(le signe négatif du deuxième terme marque le sens de propagation de l'onde.)

Si l'on place à l'extrémité L de la ligne (L est la longueur d'un brin) une charge terminale Z_T , on a la condition limite:

$$V(L) = I(L) \cdot Z_T$$

Ceci impose une relation, condition limite entre les grandeurs V_1 et V_2 au point L :

$$\frac{V_1 \cdot e^{-\gamma \cdot L} + V_2 \cdot e^{\gamma \cdot L}}{\frac{V_1}{Z_c} \cdot e^{-\gamma \cdot L} - \frac{V_2}{Z_c} \cdot e^{\gamma \cdot L}} = Z_T$$

Soit Γ le rapport complexe des potentiels V_1 et V_2

La condition devient:

$$\frac{V_1 \cdot e^{-\gamma \cdot L} \cdot (1 + \Gamma \cdot e^{2\gamma \cdot L})}{V_1 \cdot e^{-\gamma \cdot L} \cdot (1 - \Gamma \cdot e^{2\gamma \cdot L})} = \frac{Z\Gamma}{Z_c}$$

en normalisant avec l'impédance réduite:

$$z\Gamma = \frac{Z\Gamma}{Z_c}$$

On a la relation:

$$\frac{1 + \Gamma \cdot e^{2\gamma \cdot L}}{1 - \Gamma \cdot e^{2\gamma \cdot L}} = z\Gamma$$

On peut alors définir Γ en fonction de $z\Gamma$

$$\Gamma = \frac{z\Gamma - 1}{z\Gamma + 1} \cdot e^{-(2\gamma \cdot L)}$$

Avec cette contrainte, les valeurs de $V(0)$ et de $I(0)$ au centre du guide, considéré comme origine de la ligne, vérifient les relations:

$$V(0) = V_1 \cdot e^{-\gamma \cdot 0} + V_2 \cdot e^{\gamma \cdot 0}$$

$$V(0) = V_1 + V_1 \cdot \left[\frac{z\Gamma - 1}{z\Gamma + 1} \cdot e^{-(2\gamma \cdot L)} \right]$$

et de même:

$$I(0) = \frac{V_1}{Z_c} - \frac{V_1}{Z_c} \cdot \left[\frac{z\Gamma - 1}{z\Gamma + 1} \cdot e^{-(2\gamma \cdot L)} \right]$$

On déduit l'impédance au centre du guide (calcul standard de la théorie des lignes pour l'impédance ramenée):

$$Z(0) = \frac{V(0)}{I(0)} = Z_c \cdot \frac{1 + \frac{z\Gamma - 1}{z\Gamma + 1} \cdot e^{-(2\gamma \cdot L)}}{1 - \frac{z\Gamma - 1}{z\Gamma + 1} \cdot e^{-(2\gamma \cdot L)}}$$

En développant les calculs, on reconnaît au numérateur et au dénominateur la fonction cotangente hyperbolique, et l'on arrive à la forme de $Z(0)$:

$$Z(0) = Z_c \cdot \frac{z\Gamma \cdot (\coth(\gamma \cdot L)) + 1}{z\Gamma + (\coth(\gamma \cdot L))}$$

si la section n'est pas de longueur nulle, et si l'extrémité de la ligne est ouverte ($z\Gamma = \infty$), on a:

$$Z(0) = Z_c \cdot \coth(\gamma \cdot L)$$

En posant :

$$\gamma = \alpha + \beta j$$

il s'agit alors, pour notre étude, de choisir Z_c , a et b , pour approcher au mieux les variations de l'impédance réelle du guiderope plaqué, telle que nous l'avons mesurée.

On va déterminer les coefficients par ajustement avec les mesures réalisées en Juin 1994 sur la dune du Pyla. Sur l'enregistrement graphique des paquets de courant sur le guiderope, on a pu estimé leur vitesse de déplacement à $1,9 \times 10^8$ mètres par seconde. La propagation d'une onde de courant sur un fil parallèle à une interface a fait l'objet de nombreuses études théoriques, de nombreuses approximations particulières, et , plus récemment de simulations (Bretones A.R. et Tijhuis A.G., 1995). Le problème théorique est posé sans compromis dans l'article de J.R.Wait (1972). Les résultats généraux sont compliqués. Pour un fil fin posé sur un sol diélectrique, si la longueur d'onde est grande par rapport au diamètre du fil, Wait retrouve l'approximation de la permittivité moyenne. Le courant se propage comme si le conducteur était plongé dans un milieu équivalent de permittivité moyenne:

$$\epsilon_{\text{equi}} := \frac{1 + \epsilon_{\text{rsol}}}{2}$$

Cette approximation au premier ordre est aussi utilisée en électronique pour le calcul des propagations sur les pistes des circuits imprimés sur substrat diélectrique (Bogatin E., 1988).

La vitesse sur le fil est donc approchée par :

$$v := \frac{c}{\sqrt{\frac{1 + \epsilon_{\text{rsol}}}{2}}}$$

En retour, on peut déduire de la mesure de vitesse une estimation de la permittivité de la subsurface. La vitesse mesurée au Pyla correspond ainsi à une subsurface de permittivité relative estimée à 3.9 . Cette valeur est utilisée dans la suite des calculs de ce chapitre.

III.3.2. Paramètres de la ligne équivalente et impédance au centre du guiderope

Dans les études classiques du dipôle, de nombreux auteurs représentent le dipôle rayonnant par une ligne équivalente à perte. Dans leur ouvrage sur les antennes, Eyraud et al. (1973) cite les travaux originaux de E.Siegel et J.Labus (1934). Dans ces travaux, les auteurs tentent de

calculer Z_c et α , en assimilant le rayonnement à la perte par effet Joule dans la ligne équivalente. Pour Z_c , on prendra l'approximation au premier ordre des lignes à faible perte:

$$Z_c \approx R_c \cdot \left(1 - j \cdot \frac{\alpha}{\beta} \right)$$

R_c est l'impédance réelle positive d'une ligne moyenne équivalente sans perte. Siegel et Labus la calculent en prenant une valeur moyenne en intégrant le long de l'antenne supposée cylindrique. Pour un dipôle dans le vide, de longueur totale $2L$ et dont les brins ont le diamètre $2a$, ils trouvent:

$$R_c \approx \frac{\zeta_0}{\pi} \cdot \left(\ln \left(\frac{L}{a} \right) - 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{2L}{\lambda} \right) \right)$$

Dans cette expression λ est la longueur d'onde sur l'antenne, et ζ_0 est l'impédance du vide.

Pour adapter le calcul de Siegel et Labus au cas de notre guiderope plaqué, il faut tenir compte du fait qu'il est plaqué, et d'autre part du fait que les deux brins n'ont pas la même section. Ici on utilise encore les résultats connus de la théorie des lignes (Jasik, 1961). Le guiderope est dans un milieu équivalent, et la section a pour rayon la moyenne géométrique des rayons a_1 et a_2 .

$$R_c \approx \frac{120}{\sqrt{\epsilon_{\text{equi}}}} \cdot \left(\ln \left(\frac{L}{\sqrt{a_1 \cdot a_2}} \right) - 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{2L}{\lambda} \right) \right)$$

$$\lambda = \frac{2 \cdot \pi \cdot v}{\omega}$$

Pour le guiderope expérimental, le guiderope proprement dit a un diamètre $2a_1$ de 6cm, et la queue est un conducteur dont le diamètre $2a_2$ est de 0.8cm.

En prenant la longueur $l_{gr} = 5$ mètres du corps du guiderope expérimental comme longueur de ligne, on arrive à une formule pratique de R_c selon la fréquence et la permittivité relative du sous-sol.

$$R_c(\omega, \epsilon_{rsol}) := \frac{120}{\sqrt{\frac{1 + \epsilon_{rsol}}{2}}} \cdot \left[\ln \left(\frac{l_{gr}}{\sqrt{a_1 \cdot a_2}} \right) - 1 - \frac{1}{2} \cdot \ln \left[\frac{2 \cdot l_{gr} \cdot \omega \cdot \sqrt{\frac{1 + \epsilon_{rsol}}{2}}}{2 \cdot \pi \cdot c} \right] \right]$$

l'impédance de la ligne ouverte équivalente peut alors être mise sous la forme:

$$Zl = R_c(\omega, \epsilon_{rsol}) \cdot \left(1 - j \cdot \frac{\alpha}{\beta}\right) \cdot \coth((\alpha + j\beta) \cdot lgr)$$

β est le coefficient de propagation, alors que α est l'affaiblissement linéique. On prendra pour valeur de β la formule classique des lignes, tandis que l'on va déterminer α de manière relativement empirique, en approchant le résultat des mesures.

$$\beta(\omega, \epsilon_{rsol}) := \frac{\omega}{v}$$

Pour les paramètres fixés du guide-rope expérimental sur le tas de cailloux, voici les variations de R_c avec la fréquence dans la gamme de 1 à 100 MHz:

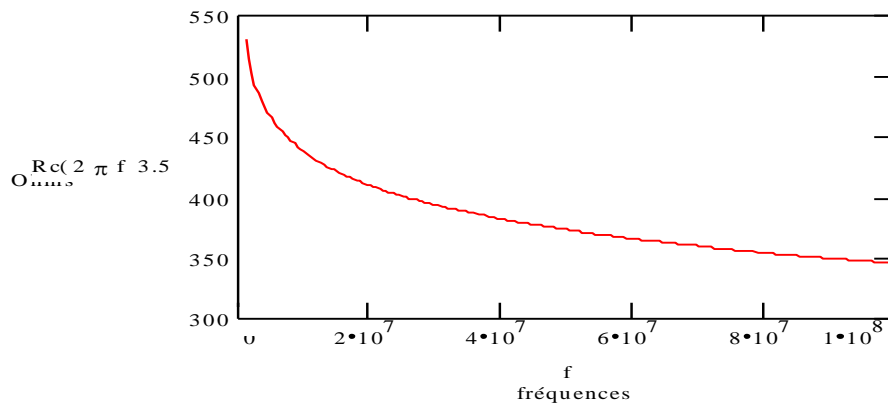


Figure 3-8: Résistance caractéristique de ligne équivalente du guide-rope

Soit le mode fondamental demi-onde de l'antenne ($2 \cdot lgr = \lambda/2$), la pulsation vérifie alors:

$$\omega_0 := \pi \cdot \frac{v}{(2 \cdot lgr)}$$

Ce mode se produit à une fréquence f_0 de 9.6 MHz, pour laquelle la ligne présente une résistance caractéristique R_c de 420Ω. A la fréquence double, qui est la fréquence centrale du rayonnement en mode d'excitation transitoire du guide-rope (voir III.4):

$$R_c(2 \cdot \omega_0, \epsilon_{rsol}) = 392$$

Sur la glace, de permittivité 3.2, pour les 2 modes correspondant, on trouverait les valeurs:

$$R_c(\omega_{\text{glace}}, 3.2) = 452.961 \quad \text{et} \quad R_c(2 \cdot \omega_{\text{glace}}, 3.2) = 424.262$$

Tableau 3-2: Dix-huit points de mesure de l'impédance complexe du guiderope expérimental

Fréquence(MHz)	Module(ohms)	Argument(degrés)
3.0	750	80
5.0	420	80
8.0	133	57
9.4	82	12
13.0	390	52
19.0	1100	0
24.5	390	57
29.0	170	12
35.0	390	22
39.0	630	12
45.0	390	37
50.0	240	12
55.0	350	6
60.0	440	6
70.0	285	12
80.0	360	9
90.0	300	14
100.0	340	14

Il faut construire maintenant une fonction pour α , l'affaiblissement linéique. Dans notre étude, nous utiliserons une autre approche empirique. Nous ajustons le choix d'une fonction α aux impédances et courants transitoires réels mesurés (voir paragraphe III.2).

On a relevé 18 points de mesure de l'impédance de l'antenne guiderope expérimental de longueur 5m sur la dune du Pyla, entre 3 MHz et 100 MHz. Ces valeurs figurent sur le tableau 3-2. et sont représentées graphiquement sur la figure 3-9 (on a joint les points mesurés par des segments de droite pour faciliter le suivi croissant des fréquences, la courbe réelle d'impédance n'a bien sûr pas cette forme anguleuse):

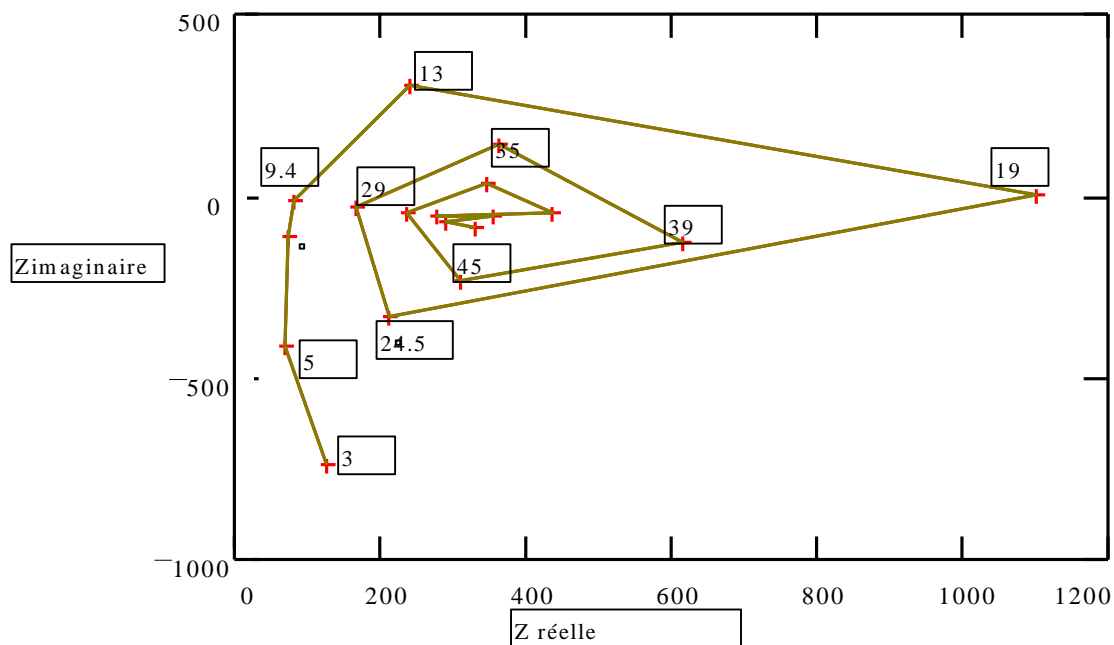


Figure 3-9: Impédance mesurée sur la dune du Pyla.

L'impédance mesurée aux plus hautes fréquences converge vers 330 ohms (-15°).

Les résonances du guiderope, long de 5 mètres, sont sur les multiples de 9.4 MHz puis de 10 MHz. Avec cette valeur de f_0 , on peut estimer la valeur de la vitesse sur le guiderope:

$$v := 4 \cdot \lg r \cdot f_0$$

$$\text{d'où } v = 1.92 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Ceci correspond bien à la vitesse mesurée directement avec la sonde de courant. Selon le principe du milieu équivalent, on peut aussi construire une formule de calcul de la permittivité de la subsurface par mesure de la fréquence de résonance d'un dipôle plaqué :

$$\varepsilon_{rsol} := \left[2 \cdot \left(\frac{c}{4 \cdot l_{gr} \cdot f_0} \right)^2 \right] - 1$$

et l'on retrouve :

$$\varepsilon_{rsol} = 3.88$$

Sur le guiderope plaqué, on a constaté un rayonnement plus fort quand la fréquence croît. Selon des considérations différentielles sur le rayonnement, on prend un coefficient d'affaiblissement proportionnel à la fréquence. Si l'on dispose d'une mesure à une fréquence de référence, on peut alors choisir pour l'affaiblissement linéique la fonction $\alpha\alpha$ linéaire suivante:

$$\alpha\alpha(\omega) = k \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)$$

On choisit pour k, affaiblissement linéique à la fréquence f_0 , une valeur pour ajuster au mieux les courbes d'impédance calculées et mesurées. En pratique, la valeur $k=0.038$ donne la courbe d'impédance la plus proche de celle mesurée (voir figure 3-10):

$$\alpha\alpha(\omega) := 0.038 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)$$

On a alors:

$$Zl(\omega, \varepsilon_{rsol}) := Rc(\omega, \varepsilon_{rsol}) \cdot \left[1 - j \cdot \left(\frac{\alpha\alpha(\omega)}{\beta(\omega, \varepsilon_{rsol})} \right) \right] \cdot \coth((\alpha\alpha(\omega) + j \cdot \beta(\omega, \varepsilon_{rsol})) \cdot l_{gr})$$

La figure 3-10 représente les variations de Zl calculées dans la bande de fréquence qui nous intéresse.

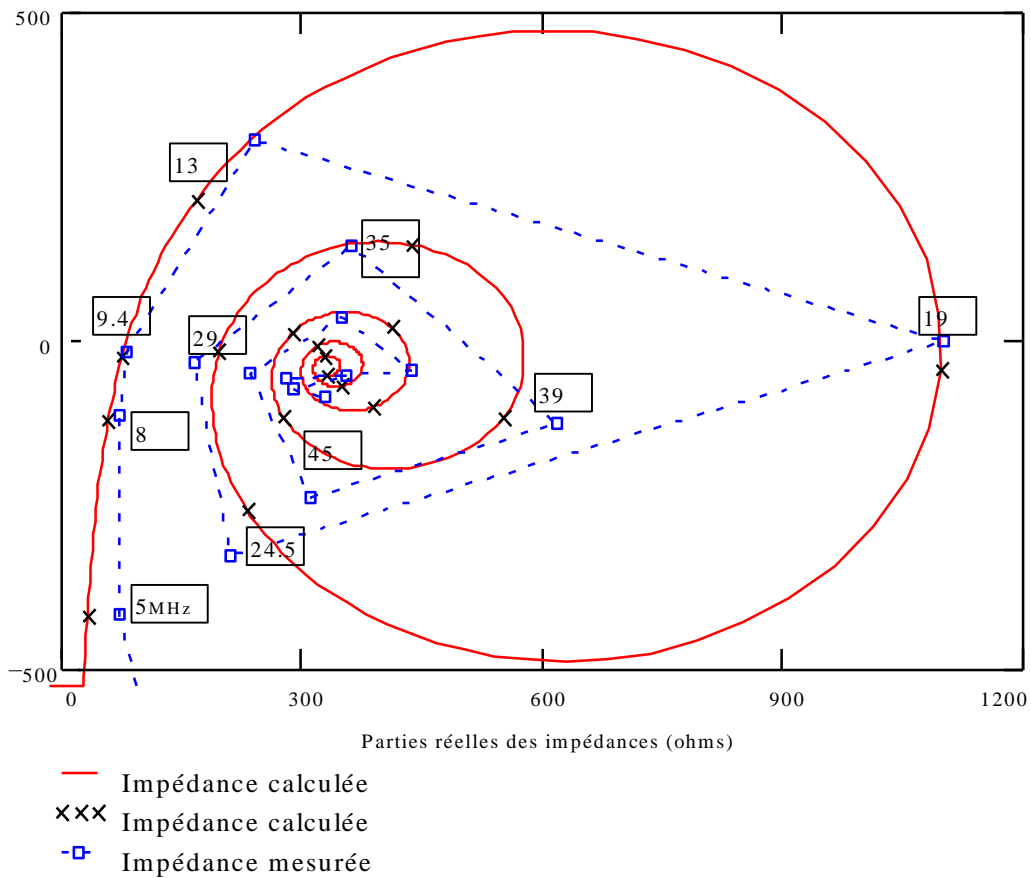


Figure 3-10: Impédance mesurée et impédance modélisée de 3 à 100 MHz

Sur la figure 3-10, les mesures sont les petits carrés, reliés par la ligne brisée en pointillé, tandis que les valeurs calculées aux mêmes fréquences sont les petites croix sur la courbe calculée continue. La concordance générale est bonne. Aux basses fréquences, l'allure de l'impédance mesurée ne tend pas à se comporter comme une capacité pure. Ceci est dû à la présence du transformateur symétriseur "BALUN" qui ne peut plus fonctionner en transformateur sur la charge capacitive de forte réactance que représente l'antenne aux basses fréquences.

A titre de comparaison, nous présentons sur la figure 3-11 suivante l'impédance calculée par E. Hallen (1947, reproduite dans Jasik, 1961) pour deux dipôles cylindriques, en milieu homogène, de longueur totale $2l$ et de diamètre $2a$. En trait plein on présente le cas où l/a vaut 2000, et en pointillé le cas où l/a vaut 60. Pour notre guiderope, on aurait pour un rapport l/a de 160 sur le corps et 1250 pour la queue, soit une moyenne géométrique de 450 environ à considérer selon la théorie des lignes asymétriques. D'après la comparaison entre l'impédance du guiderope et les courbes de Hallen, on peut constater que le guiderope plaqué se comporte comme un dipôle plus épais qu'il ne l'est en réalité. C'est à dire que le guiderope plaqué rayonne plus que le guiderope en milieu homogène.

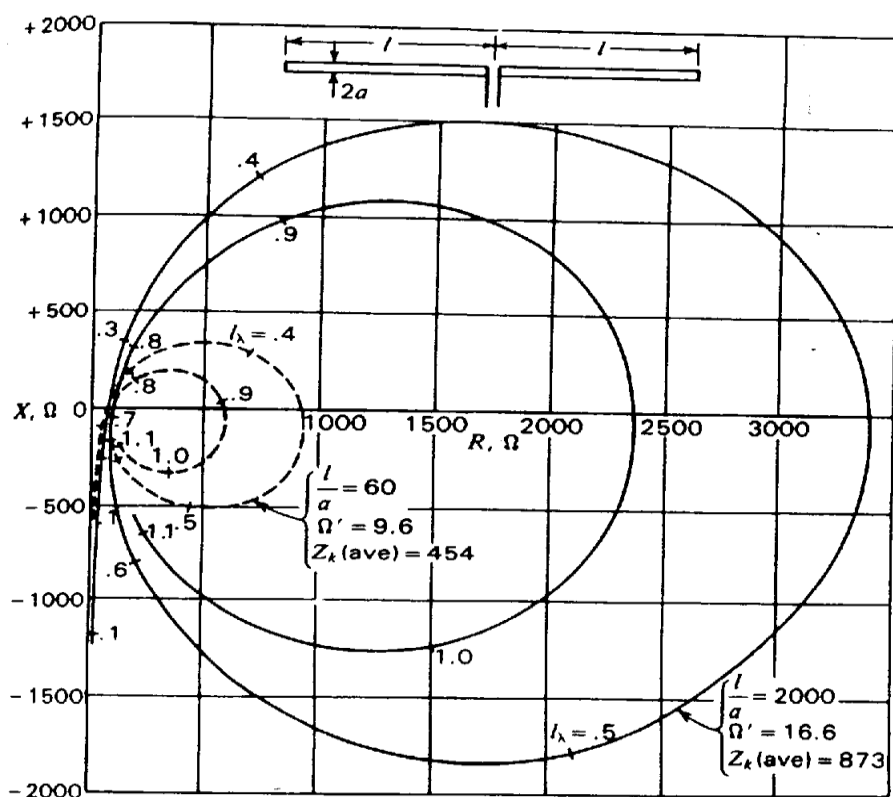


Figure 3-11: Impédance calculée par E.Hallen
pour deux dipôles cylindriques épais en milieu homogène.

III.3.3. Réflexion d'énergie au centre du guide-rope

Par la mesure sur le sable et par la modélisation paramétrée en ligne à pertes, nous avons maintenant une bonne connaissance des fluctuations d'impédance au centre du guide-rope, selon la fréquence, la longueur de l'antenne et aussi la permittivité du sol. Cette impédance varie rapidement avec la fréquence et l'utilisation de l'antenne en large bande pose le problème de l'adaptation ou au moins de l'optimisation de cette adaptation.

Il y a d'abord à l'émission, lors de l'excitation initiale, le couplage entre le générateur et l'antenne. On va chercher à transmettre le maximum de l'énergie, pour assurer un bon rayonnement, mais aussi pour assurer un bon fonctionnement du générateur qui peut être sensible au retour d'énergie due à la réflexion de l'antenne (cas du générateur à avalanche).

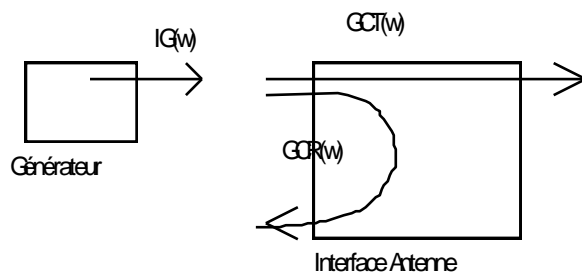


Figure 3-12: Le générateur d'impulsion couplé à l'antenne

Le générateur envoie une impulsion de spectre $I_G(w)$, il présente une impédance Z_g . A l'interface antenne, entre l'impédance $Z_g(w)$ du générateur et $Z_l(w)$ l'impédance de l'antenne, il y a transmission et réflexion selon les coefficients $GCT(w)$ et $GCR(w)$. On notera ID , l'impulsion qui prend le départ sur le guide-rope, après l'interface générateur antenne. Son spectre sera noté $ID(w)$.

Lors du premier retour de l'impulsion, on souhaite son absorption totale par la charge présente au centre du guide-rope. Cette absorption totale termine le rayonnement, qui est donc réduit dans le temps. La résolution du radar est alors optimale. Si toute l'énergie n'est pas absorbée, il y aura encore aller retour de courant sur le guide-rope, ce qui prolonge la durée du rayonnement, dégrade la résolution, et produit sur l'antenne la réverbération susceptible de brouiller la réception des échos (aveuglement du récepteur).

L'impulsion au premier retour IB a un spectre qui a été modifié par le rayonnement partiel, l'aller retour présente une fonction de transfert GB(w). A l'arrivée à l'interface antenne-charge, on trouve des coefficients de transmission vers la charge et de réflexion de mêmes modules que les précédents.

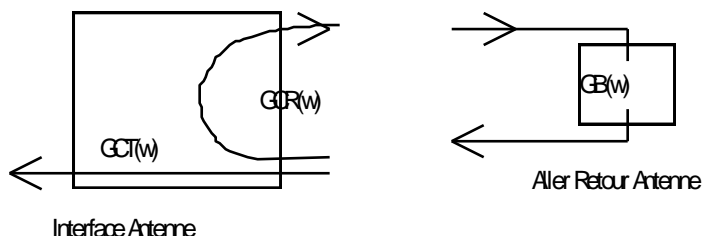


Figure 3-13: couplage au retour de l'impulsion.

Pour limiter la durée de l'émission et la réverbération, on souhaiterait donc que le courant qui circule sur le guide-rope soit absorbé entièrement lors de son retour au centre du guide-rope. Les calculs de la théorie des lignes nous donne le coefficient de réflexion en courant GCR pour l'impulsion qui revient au centre du guide-rope chargé au centre par l'impédance notée Z_g :

$$GCR(\omega, Z_g) := \frac{Zl(\omega, \epsilon_{rsol}) - Z_g}{Zl(\omega, \epsilon_{rsol}) + Z_g}$$

Le coefficient de transmission du guide-rope vers le récepteur est lui de la forme (INFO+):

$$GCT(\omega, Z_g) := \frac{2 \cdot \sqrt{Zl(\omega, \epsilon_{rsol}) \cdot Z_g}}{Zl(\omega, \epsilon_{rsol}) + Z_g}$$

En intégrant selon les fréquences, on peut calculer WR l'énergie totale de l'impulsion réfléchie au centre du guide-rope, pour une impulsion incidente IB de spectre donné, et en fonction de la résistance de charge au centre du guide-rope.

Cette énergie réfléchie est susceptible de produire une longue réverbération avec une décroissance progressive, à chaque aller retour, l'impulsion réverbérée traverse la fonction de transfert produit: $GB(w).GCR(W)$. On peut donc étudier cette loi de décroissance dans le domaine temporel car on connaît le temps de parcours sur le guide-rope.

Cette réverbération perturbe-t-elle vraiment la réception des échos? Une fois sorti du régime de saturation, le récepteur rentre dans son domaine linéaire et sa fonction de transfert pondère le signal injecté (et en particulier la réverbération). La bande utile du récepteur, comme le

spectre de l'impulsion de départ ont pu être choisis en fonction de la qualité directionnelle du rayonnement (voir section III.4), ou selon des contraintes technologiques, comme la bande limitée de la conversion numérique du récepteur, la capacité du canal de transmission (voir chapitre 5), ou le mode de génération par avalanche des impulsions (voir chapitre 4). Au cours des traitements en temps différé, on peut encore à souhait pondérer la bande utilisée pour l'inversion des signaux.

Nous nous proposons maintenant de quantifier le problème du choix optimum de l'impédance présentée au centre du générateur, selon le type d'impulsions, et selon la bande du récepteur. On ne mènera pas ici les calculs en fonction de la bande des traitements différés qui serait à définir. On supposera uniquement des impédances résistives au centre du guide-rope et on limitera tous les calculs numériques d'intégration à la bande large de 1 MHz à 100 MHz.

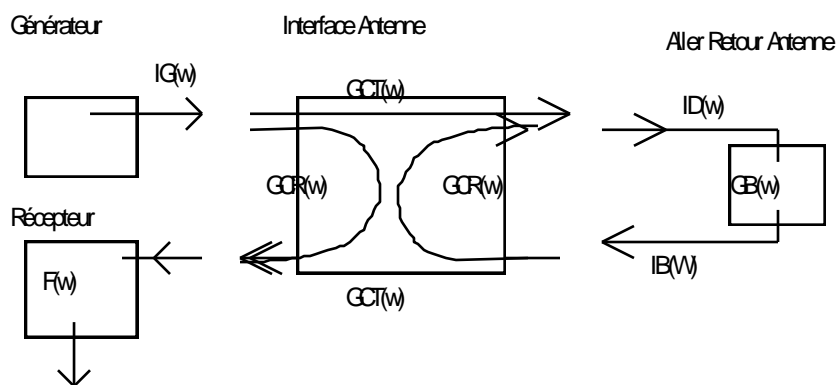


Figure 3-14: Description complète des couplages antennes

III.3.3.1. Adaptation du générateur au départ de l'impulsion

On considère seulement le cas d'une impulsion de générateur $IG(t)$ de spectre blanc dans cette bande, et on se propose de chercher le minimum du rapport de l'énergie réfléchie vers le générateur :

$$KWRG(Z_g) := \frac{\int_{-2 \cdot \pi \cdot f_0}^{2 \cdot \pi \cdot f_1} (|GCR(\omega, Z_g) \cdot IG(\omega)|)^2 d\omega}{\int_{-2 \cdot \pi \cdot f_0}^{2 \cdot \pi \cdot f_1} (|IG(\omega)|)^2 d\omega}$$

Voici les variations du rapport en fonction de Z_g dans la gamme jusqu'à 600 ohms:

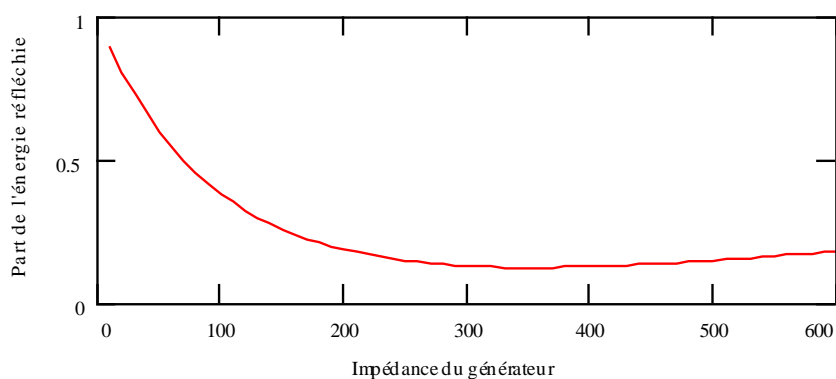


Figure 3-15 : Variation de l'énergie réfléchie au centre pour une impulsion blanche.

La courbe passe par un minimum plat centré vers 360 ohms, valeur proche de celle où converge en haute fréquence la courbe d'impédance mesurée du dipôle.

III.3.3.2. Etudes de cas réalistes de l'énergie réfléchie au centre et de l'adaptation

L'impulsion IR qui revient du bout de l'antenne est une version filtrée de l'impulsion directe ID, il y a eu rayonnement plus fort dans les hautes fréquences. Soit le spectre de départ de ID, l'impulsion fournie par le générateur sur l'antenne, et GB la fonction de transfert aller retour du guide-rope. On a :

$$IR(\omega) = ID(\omega) * GB(\omega)$$

En reprenant le modèle de la ligne équivalente à perte, avec la fonction de perte linéique α que l'on a ajustée à la mesure, on peut alors construire la fonction de transfert GB :

$$GB(\omega) = \exp(-\alpha(\omega) * 2lgr)$$

Voici la fonction de transfert construite:

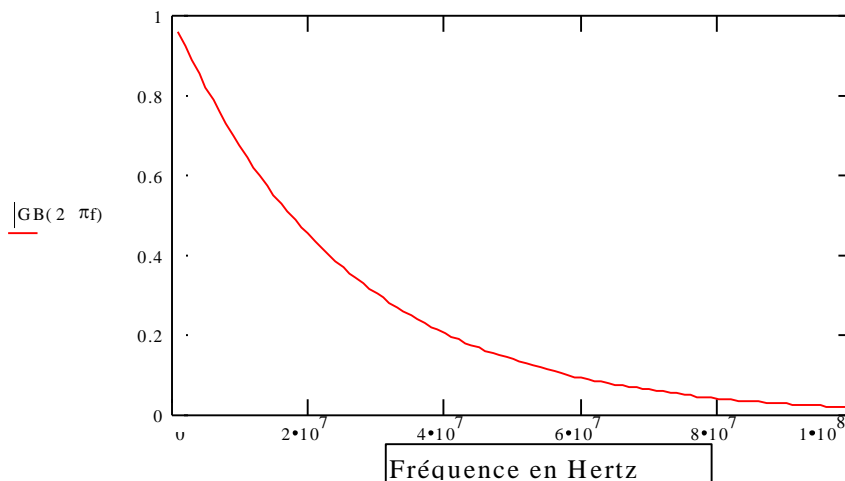


Figure 3-16: Fonction de transfert aller retour GB pour les impulsions sur le guide-rope.

Dans cette étude d'optimisation de la charge centrale, on va considérer quatre types d'impulsions lancées au départ sur le guide-rope (après le couplage générateur-antenne):

- l'impulsion blanche dans la bande, notée IDW,
- l'impulsion notée IDMT, ayant la forme de celle délivrée par le module MT (décharge de capacité),
- l'impulsion notée IDMF proche de celle fournie par le module NMF (impulsion rectangulaire),
- on étudie plus loin dans le texte l'impulsion monocycle, notée IDMONO.

III.3.3.3. Energie réfléchiée sur le guide-rope pour l'impulsion de départ IDW, blanche.

Le spectre de l'excitation vérifie sur la bande la propriété :

$$IDW(\omega) := 1$$

L'impulsion qui revient au centre a le spectre :

$$IR(\omega) := GB(\omega) \cdot IDW(\omega)$$

La grandeur significative choisie pour l'étude de la réverbération est le rapport de l'énergie réfléchiée à l'énergie de l'impulsion de départ. Ce rapport permet de normaliser les comparaisons faites entre différents impulsions, quelques soient leurs énergies et leurs spectres.

$$KW(Z_g) := \frac{\int_{2 \cdot \pi \cdot f_0}^{2 \cdot \pi \cdot f_1} (|GCR(\omega, Z_g) \cdot GB(\omega) \cdot IDW(\omega)|)^2 d\omega}{\int_{2 \cdot \pi \cdot f_0}^{2 \cdot \pi \cdot f_1} (|IDW(\omega)|)^2 d\omega}$$

Voici les variations de ce rapport quand Z_g , l'impédance au centre, varie

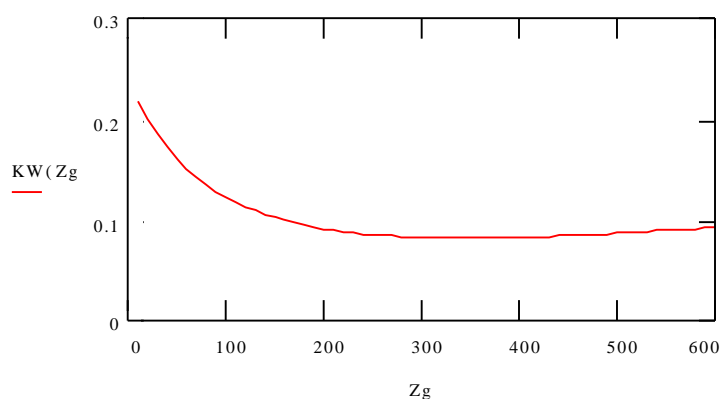


Figure 3-17: Partie de l'énergie réfléchi au centre selon l'impédance (cas IDW).

Ce rapport d'énergie passe par un minimum plat d'environ 0.09 pour Z_g comprise entre 280 et 430 ohms. On va effectuer le même calcul pour les impulsions de forme MT et NMF.

III.3.3.4. Cas de la décharge d'un condensateur et du module MT

Pour une impulsion IDD de décharge d'un condensateur, selon la constante de temps T , voisine de 10 ns, on a alors le spectre:

$$IDD(\omega) := \frac{1}{\left(\frac{1}{T} + j \cdot \omega\right)}$$

La forme réelle de l'impulsion de départ IDMT sur le guide-rope a un front de montée moins raide qu'une décharge. On peut l'approcher par la différence de 2 exponentielles décroissantes de constantes de temps T_1 et T_2 différentes, comme cela est fait dans les études classiques d'impulsions électromagnétiques. Il manque au résultat obtenu, l'aspect pointu du début et plus doux ensuite, de la forme de l'impulsion MT. On peut affiner notre modèle analytique en ajoutant deux formes d'ondes du type précédent, on a alors une meilleure approximation

analytique de l'impulsion réelle. On utilise 3 constantes de temps ajustées $T1=1.2\text{ns}$, $T2=15\text{ns}$ et $T3=4\text{ns}$.

$$\text{IDMTT} (t) := 2 \cdot \left(e^{-\frac{t}{T1}} \right) - \left(e^{-\frac{t}{T2}} + e^{-\frac{t}{T3}} \right)$$

Voici le tracé de l'impulsion pour les 100 premières nanosecondes

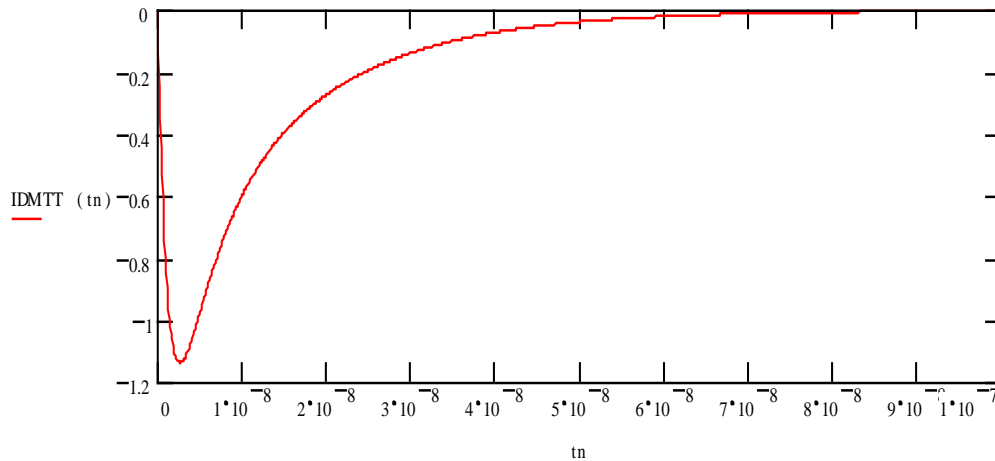


Figure 3-18: Impulsion MT approchée, version adoptée.

Le spectre de cette impulsion est donnée par la fonction

$$\text{IDMT} (\omega) := \left[\frac{1}{\left(\frac{1}{T2} + j \cdot \omega \right)} + \frac{1}{\left(\frac{1}{T3} + j \cdot \omega \right)} \right] - 2 \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{T1} + j \cdot \omega \right)}$$

La figure 3-19 représente le module normalisé du spectre de l'impulsion MT approchée jusqu'à 100 MHz:

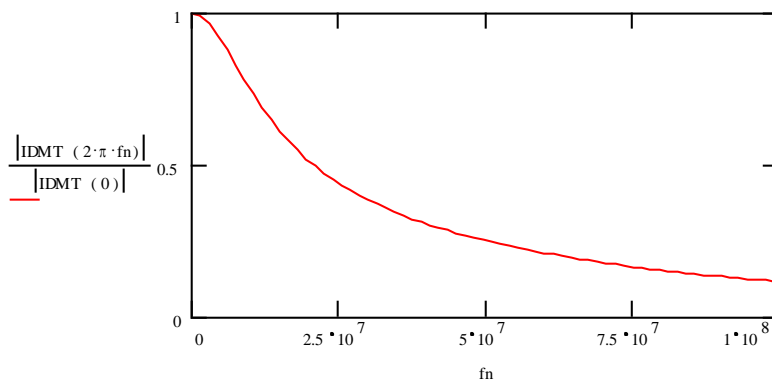


Figure 3-19: Module normalisé du spectre de l'impulsion MT approchée.

Traçons le rapport énergie réfléchi sur énergie initiale selon la charge centrale Z_g :

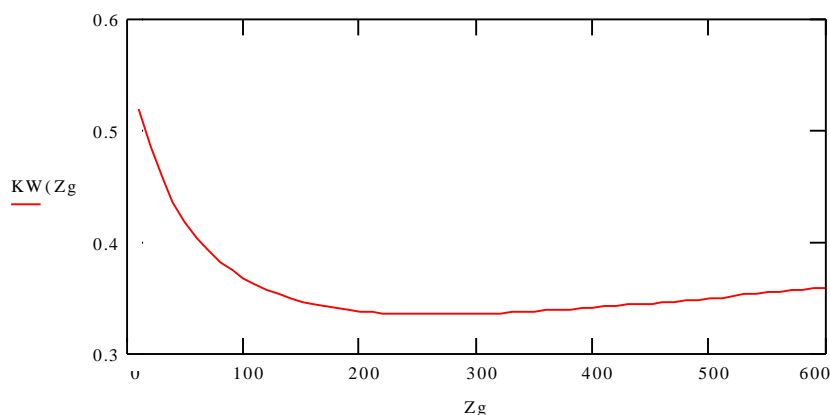


Figure 3-20: Partie de l'énergie réfléchi au centre selon l'impédance (cas MT).

On obtient pour le module MT une énergie de réverbération de 33% pour une impédance terminale optimale d'environ 270 ohms (comportement plat de 220 à 320 ohms).

III.3.3.5. Cas des impulsions rectangulaires et du module NMF.

Considérons maintenant une impulsion de départ IDR de forme rectangulaire et de largeur T réglable, c'est à dire proche de celle fournie par le module NMF. Selon la largeur d'impulsion T (qu'on prendra pour l'exemple de 6ns, de 12ns puis 24ns), on a le spectre en sinus cardinal:

$$IDR(T, \omega) := \frac{2}{\omega} \cdot \sin\left(\frac{T \cdot \omega}{2}\right)$$

Le spectre du module réelle NMF tel qu'on l'a testé au Pyla, est le mieux approché pour la valeur de $T=12ns$, comme le montre l'allure spectrale de l'impulsion réelle avec des "zéros" d'énergie mesurés vers 85 et 170 MHz (INFO+).

$$ID_{NMF}(\omega) := IDR(12 \cdot 10^{-9}, \omega)$$

Voici le module normalisé du spectre de l'impulsion NMF approchée jusqu'à 100 MHz:

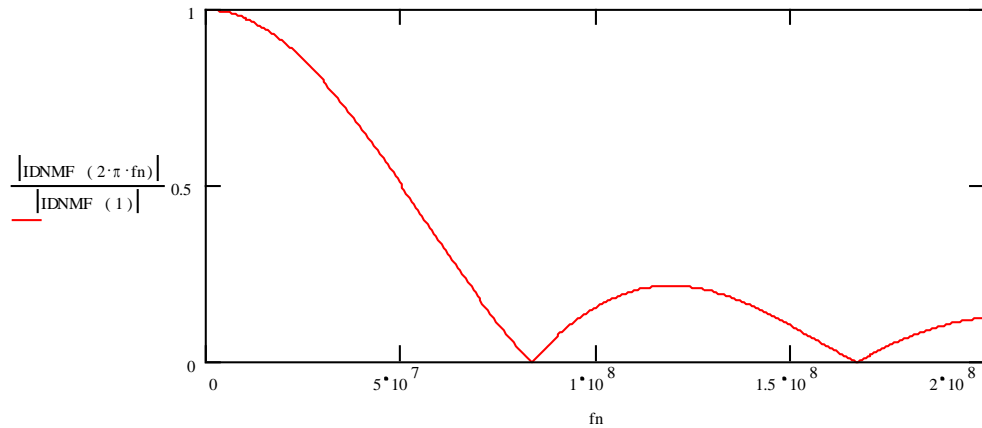


Figure 3-21: Module normalisé du spectre de l'impulsion NMF approchée.

Voici pour cette impulsion le rapport énergie réfléchi sur énergie initiale selon Z_g

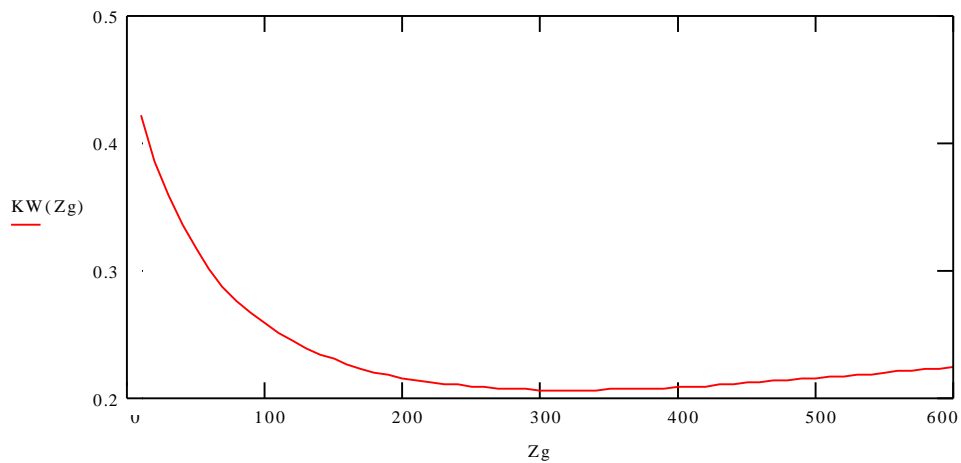


Figure 3-22: Partie de l'énergie réfléchi au centre selon l'impédance (cas NMF).

On obtient un rapport minimum d'environ 21% pour une charge optimale de 320 ohms. Le NMF, avec ce réglage de largeur d'impulsion, semble présenter un meilleur comportement en réverbération que le MT. Par ailleurs, l'impédance centrale optimale est un peu plus forte que pour le MT.

On peut calculer le rapport d'énergie réfléchi pour 2 autres durées de l'impulsion: 6ns et 24ns.

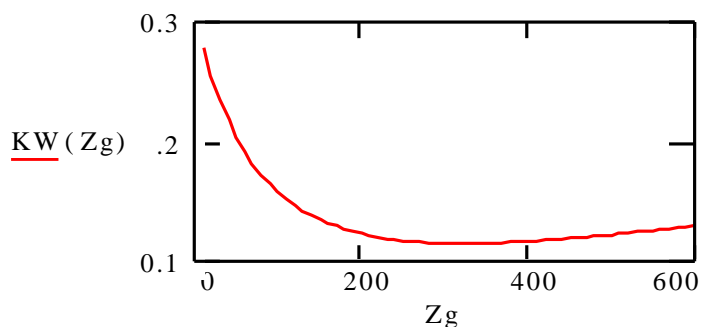


Figure 3-23: Partie de l'énergie réfléchie au centre selon l'impédance (cas IDR6).

Pour une durée de 6ns, on obtient un rapport minimum d'environ 12% pour une charge non critique de 320 ohms.

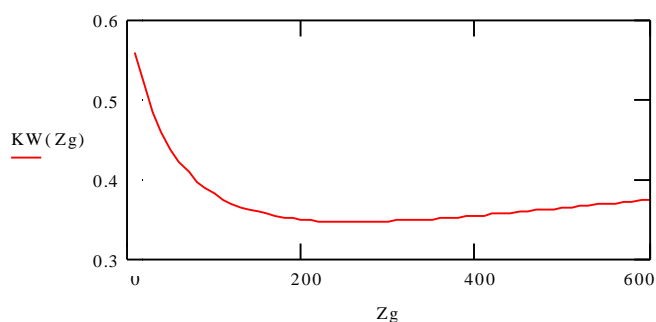


Figure 3-24: Partie de l'énergie réfléchie au centre selon l'impédance (cas IDR24).

Pour une impulsion de 24ns, on obtient un rapport minimum d'environ 34% pour une charge de 270 ohms. L'adaptation est moins bonne.

III.3.4. Energie masquante et énergie du signal dans le canal radar

Qu'advient-il de l'énergie réfléchie lors du premier retour? Elle produit sur l'antenne la réverbération décroissante qui, lors des prochains retours plus tardifs, peut masquer d'éventuels échos. Tous les rapports que nous avons calculés concernent des énergies totales dans toute la bande de calcul, jusque vers 100 MHz. Pour optimiser le radar, il faut pondérer les calculs en tenant compte du canal utile du radar. On estime ainsi quelle est la part de l'énergie réfléchie qui va réellement gêner le fonctionnement du radar. Dans le canal, il y a deux passages par l'antenne, le milieu traversé et le récepteur.

Pour l'effet du récepteur du module MT, on peut approcher sa fonction de transfert normalisée

par un filtre de bande du 4ème ordre, défini par sa qualité notée qq et par sa fréquence centrale fc. Sur le MT, on avait choisi fc vers 9 MHz pour diminuer l'effet du repliement de spectre ("aliasing") de la numérisation à 30 MHz.

$$\omega_c := 2 \cdot \pi \cdot 9 \cdot 10^6$$

$$qq := 0.4$$

$$F(\omega, \omega_c) := \left[\frac{j \cdot \frac{1}{qq} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)}{-1 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 + j \cdot \frac{1}{qq} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right) + 1} \right]^2$$

Voici la fonction réponse dans la bande de 1MHz jusqu'à 100 MHz

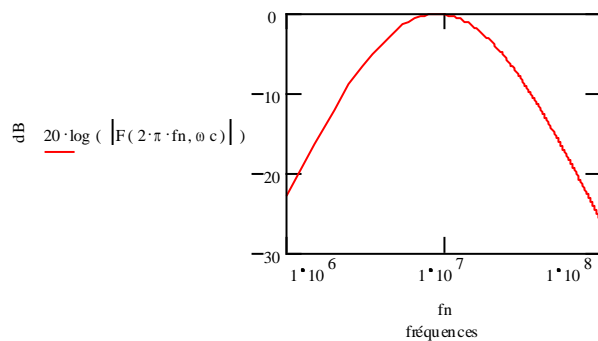


Figure 3-25: Fonction de transfert approchée du module MT.

III.3.4.1. Masquage à court terme

Evaluons un peu plus tard après l'émission, le rapport de l'énergie masquante à l'énergie des signaux utiles (échos du fond), en pondérant le calcul dans la bande du canal radar. On se place par exemple après un aller retour supplémentaire de l'impulsion. Après sa première réflexion au centre, elle a re-rayonné de l'énergie en parcourant à nouveau le guiderope, puis quand elle revient au centre, une partie de son énergie est transmise au récepteur. Dans le calcul de cette énergie masquante, la fonction passe bas GB de transfert aller retour du courant sur le guiderope intervient maintenant deux fois. Ceci va renforcer l'importance de l'adaptation aux basses fréquences où GB culmine, et cela tend donc à faire baisser l'impédance optimale Z_g au centre.

Pour les signaux utiles, seule l'énergie rayonnée au cours du premier aller retour est prise en compte. Ce qui est rayonné pendant la réverbération est plus faible, et décalé dans le temps. Comme on peut négliger les pertes ohmiques sur le guide-rope, l'énergie rayonnée globale est la différence entre l'énergie de l'impulsion injectée et l'énergie de l'impulsion qui revient. La fonction de transfert de rayonnement global est donc de la forme:

$$TR(\omega) := \sqrt{1 - (|GB(\omega)|)^2}$$

Mais comme on s'intéresse spécialement au fonctionnement du radar sondant vers le fond, pour le spectre des signaux utiles, on va plutôt pondérer l'énergie de l'impulsion initiale par la fonction de transfert de l'antenne vers le fond calculée dans le paragraphe III.4.6.

Le module de cette fonction de transfert est donnée par:

$$MIRW(\omega) := \left| \frac{2}{\omega} \cdot \left(\cos\left(\omega \cdot \frac{lgr}{v}\right) - 1 \right) \right|^2$$

"Normalisons" cette fonction au voisinage de son maximum vers $2\omega_0$.

$$MIRW(\omega) := \left| \frac{\omega_0}{2 \cdot \omega} \cdot \left(\cos\left(\omega \cdot \frac{lgr}{v}\right) - 1 \right) \right|^2$$

La fonction passe par un maximum vers 18 MHz avec la vitesse v de ce calcul.

Nota Bene : Cette formule est établie en champ lointain. Après un temps court, les échos parviennent encore du milieu proche. De plus, on ne tient pas compte des pertes sélectives dans le milieu qui modifie le canal utile du radar (voir paragraphe III.4.7) (INFO+).

L'énergie masquante, tout comme les signaux utiles, traverse le récepteur. Soit le coefficient relatif R_{MASRAY} , proportionnel au rapport des énergies vues à la sortie du récepteur (supposé non saturé), c'est à dire le rapport de l'énergie masquante à l'énergie recueillie des échos venant du fond.

$$R_{MASRAY}(Z_g) := \frac{\int_{2 \cdot \pi \cdot f_0}^{2 \cdot \pi \cdot f_1} \left(|F(\omega, \omega_c) \cdot GCT(\omega, Z_g) \cdot GCR(\omega, Z_g) \cdot GB(\omega)|^2 \cdot IDMT(\omega) \right) d\omega}{\int_{2 \cdot \pi \cdot f_0}^{2 \cdot \pi \cdot f_1} \left(|F(\omega, \omega_c) \cdot GCT(\omega, Z_g) \cdot MIRW(\omega) \cdot IDMT(\omega)| \right)^2 d\omega}$$

Voici les variations de R_{MASRAY} , quand Z_g varie jusqu'à 600 ohms, avec le module MT , dont la bande du récepteur est centrée vers 9 MHz..

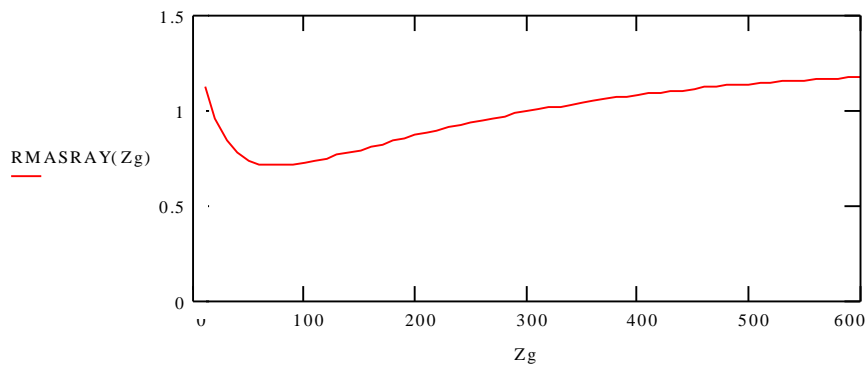


Figure 3-26: Rapport pondéré de l'énergie masquante à l'énergie revenant du fond(cas MT)

On atteint un minimum pour $Z_g=80$ ohms avec une valeur de 0.7. Le fait de tenir compte du récepteur MT dont la bande assez étroite est réglée très bas décale l'adaptation vers l'impédance de l'antenne aux basses fréquences.

Voici maintenant le rapport R_MASRAY pour le module NMF2, dont l'impulsion est différente et dont la bande du récepteur est centrée vers 15 MHz.

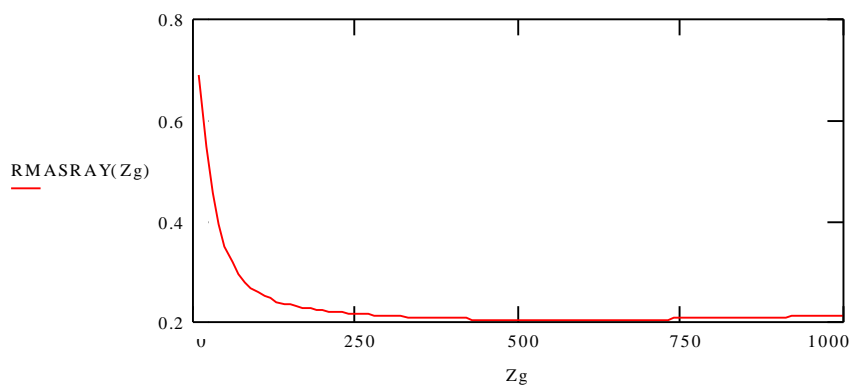


Figure 3-27: Rapport pondéré de l'énergie masquante à l'énergie des échos (cas NMF)

Le rapport masquant pour le NMF est plus faible que pour le module MT (0.20 contre 0.7 soit 3 fois plus faible), on gagne 5 dB. La valeur de la charge optimale est plus forte, et beaucoup moins critique autour de 600 ohms, on peut la prendre de 250 à 1000 ohms.

III.3.4.2. Masquage à long terme

Le calcul précédent est limité aux premiers rebonds sur l'antenne et concerne le masquage à court terme. On peut toutefois chercher à optimiser la loi de décroissance de l'énergie réverbérée sur l'antenne pour les temps longs.

Pour chaque aller retour, avec la réflexion partielle au centre et le rayonnement partiel lors de l'aller retour, l'énergie subit une décroissance par le facteur:

$$GCR(\omega, Z_g) \cdot GB(\omega)$$

Au bout de nombreux allers et retours, ce facteur répété domine tous les autres facteurs n'intervenant qu'une fois, comme celui du spectre de l'impulsion d'origine, ou même celui du canal complet (tant que les pertes diélectriques sélectives jouent peu). La minimisation du facteur précédent est donc prépondérante pour le temps long. Recherchons la valeur de Z_g réalisant cet optimum "asymptotique".

$$WLONG(Z_g) := \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot (f1 - f0)} \cdot \int_{2 \cdot \pi \cdot f0}^{2 \cdot \pi \cdot f1} (|GCR(\omega, Z_g) \cdot GB(\omega)|)^2 d\omega$$

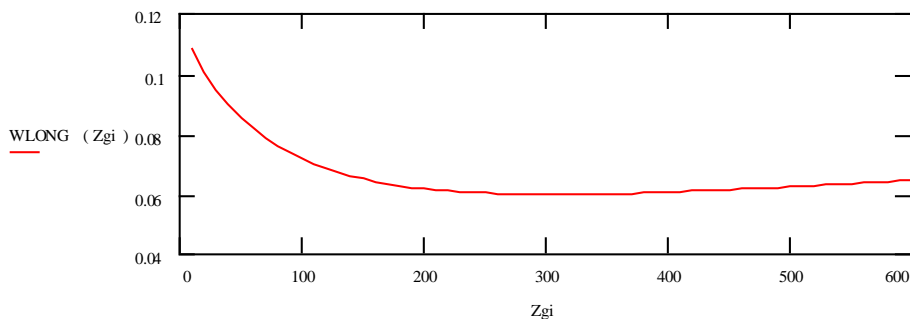


Figure 3-28: Optimisation asymptotique sur les temps longs

La valeur 330 ohms semble la valeur idéale en comportement asymptotique pour un sol de permittivité relative 3.9. On trouve un coefficient de 6% par rebond.

Cette suite de rebonds provoque une décroissance temporelle exponentielle de la réverbération qui entre en compétition avec la décroissance temporelle des échos possibles du sous sol (voir le chapitre VII sur la dynamique temporelle des signaux). A partir du coefficient 0.06, on peut déduire la pente d de décroissance de la réverbération en déciBel par seconde. On a la relation :

$$10^{10} \cdot \left(\frac{2 \cdot \lg r}{v} \right) = 0.06$$

d'où l'on tire une pente d'environ -234 dB par microseconde.

C'est une caractéristique importante du géoradar déduite de nos calculs. Cette pente d'atténuation permet de définir les milieux dans lesquels ce radar est à même de détecter les échos.

Au regard des calculs de la dynamique des échos du chapitre VII, on peut montrer que notre antenne est bien adaptée au milieu à faible perte qu'on attend sur Mars, car la réverbération décroît plus vite que les échos. Sur Terre, dans les régions tempérées, l'absorption est plus forte, et il faudrait une décroissance de la réverbération sur l'antenne plus rapide.

III.3.5. Extension de l'étude au cas de l'excitation par un monocycle

Le paragraphe de l'étude temporelle du champ rayonnée (Chapitre III.4) montre que la forme d'excitation en "monocycle" a la meilleure efficacité radar: exploitation de toute la largeur de bande dont le rayonnement est concentré vers le bas.

Le monocycle est formé d'une seule période T de sinusoïde, réglée à la fréquence centrale de la fonction de transfert antenne émission-réception, légèrement en dessous de 2 f0. Utilisons nos calculs d'optimisation pour déterminer si l'antenne chargée au centre offre un bon amortissement pour le monocycle. Partons du spectre d'un monocycle centré sur 2 f0.

$$T := \frac{2 \cdot \pi}{2 \cdot \omega_0}$$

$$IDMONO(\omega) := \frac{2}{\omega - 2 \cdot \omega_0} \cdot \sin \left[\frac{T \cdot (\omega - 2 \cdot \omega_0)}{2} \right] - \frac{2}{\omega + 2 \cdot \omega_0} \cdot \sin \left[\frac{T \cdot (\omega + 2 \cdot \omega_0)}{2} \right]$$

Comme pour les autres impulsions, calculons les variations avec Zg du rapport KW de l'énergie réfléchi au premier retour sur énergie totale de l'impulsion d'excitation selon la charge au centre:

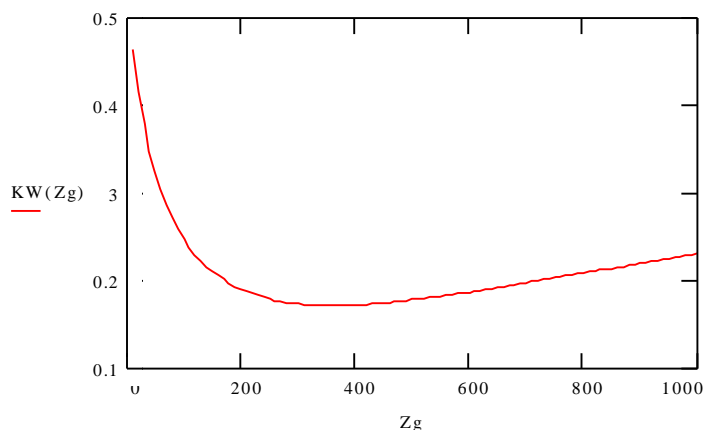


Figure 3-29: Partie de l'énergie réfléchi au centre selon l'impédance (cas IDMONO).

On obtient un rapport minimum d'environ 16% pour une charge autour de 360 ohms. L'antenne amortit correctement le monocycle pour cette valeur de Z_g .

Evaluons aussi le rapport à court terme RMASRAY de l'énergie masquante sur l'énergie signal dans la bande d'un récepteur adapté, centrée vers $2f_0$.

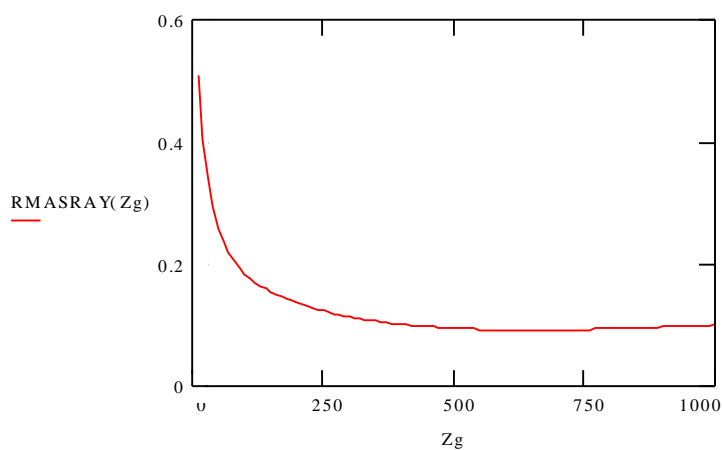


Figure 3-30: Rapport à court terme de l'énergie masquante à l'énergie rayonnée (IDMONO)

On trouve maintenant une adaptation à court terme assez peu critique centrée vers 650 ohms, mais correcte dès 450 ohms. Avec un coefficient de seulement 0.1, on gagne encore 3 dB par rapport à la solution NMF. Si on tient compte aussi du fait que l'énergie rayonnée dans le canal radar pour cette forme d'impulsion est plus forte à tension pic donnée (voir la section

III.4 suivante), le MONOCYCLE semble donc la meilleure forme d'excitation. On utilise mieux son énergie, et l'adaptation de l'antenne semble meilleure. Les considérations à long terme précédentes, indépendantes de l'impulsion initiale, s'appliquent aussi au cas présent.

III.3.6. Discussion et conclusion de l'étude d'amortissement

Les calculs confirment les résultats expérimentaux. Bien que l'impédance de l'antenne varie rapidement avec la fréquence autour de ces premiers modes, on peut obtenir un amortissement correct de l'impulsion large bande, avec une valeur souvent peu critique de Z_g , l'impédance présentée au centre de l'antenne. La valeur optimale à court terme de Z_g , pour limiter l'aveuglement, dépend de la bande utilisée par l'impulsion d'excitation et de la bande du canal radar. Le fait d'utiliser des impulsions unipolaires, dont le spectre présente une forte contribution en basses fréquences, tend à abaisser l'impédance optimale. La pondération du calcul par la fonction de transfert du canal radar modifie la valeur d'impédance optimale. L'amortissement à long terme de l'antenne est compatible avec l'objectif martien. Pour l'excitation monocycle, le comportement de l'antenne semble légèrement plus favorable. Grâce à l'approche paramétrique développée, les calculs menés ici pour un sol représentatif de permittivité relative 3.9 pourraient être conduits pour d'autres sols, ou pour un guiderope de taille différente.

III.4. ETUDE TEMPORELLE SIMPLIFIEE DU RAYONNEMENT DU GUIDEROPE: APPROCHE IMPULSIONNELLE ET CONVOLUTIVE

III.4.1 Introduction

Dans cette section, on se propose d'étudier le spectre du champ transitoire rayonné par une antenne filaire, plaquée et parfaitement amortie en son centre (au sens de la section précédente du chapitre) et excitée par une impulsion très courte. L'impulsion très courte est un outil puissant de description physique, car elle permet d'isoler, dans l'espace temps, des sources ponctuelles de rayonnement électromagnétique. Les intégrales volumiques des potentiels retardés se résument alors à la contribution de quelques fonctions distributions (Bennett C.L. et Ross G.F., 1978; Miller E.K. et Landt J.A., 1980). Après l'étude en émission, on s'intéresse au comportement transitoire de l'antenne en réception, en la supposant soumise à une impulsion élémentaire de champ. Enfin on combine les calculs pour caractériser l'excitation du canal global (émission et réception).

III.4.2 Champ transitoire rayonné

Etudions d'abord le champ réponse impulsionnelle rayonné par le guide-rope quand il est soumis à une excitation-impulsion très courte, telle une impulsion de Dirac, en son centre (Franceschetti G., et Papas C.H., 1974). Cette excitation va générer deux paquets symétriques de charge qui partent de chaque côté du guide-rope à la vitesse v_g , vont jusqu'à ses extrémités, puis reviennent au centre où elles sont absorbées (on supposera ici qu'elles sont totalement absorbées).

Avertissement :

Dans cette section, on va supposer que le module du courant reste constant et que le paquet ne s'étale pas tandis qu'il se propage sur le conducteur. Cela revient à considérer que les charges ne cèdent pas d'énergie au champ, comme s'il n'y avait donc pas de rayonnement lors d'un aller retour.

En fait, il y a toujours rayonnement aux extrémités du guide-rope où le courant change de sens, la proportion constatée de rayonnement est d'environ 10 % de l'énergie lors de l'aller retour à

la fréquence fondamentale. Ce rayonnement est même plus fort aux modes supérieurs. Nos mesures ont bien montré que le paquet de charges en mouvement s'étale et perd de l'amplitude.

Dans le cas d'une antenne plaquée sur un milieu de permittivité supérieure à un, il y a aussi un rayonnement tout le long du fil qu'ont démontré (et utilisé) P.Degauque et J.P.Théry (1986). L'hypothèse de conservation du courant n'est qu'une approximation. Les calculs différentiels d'interaction avec le rayonnement, plus complexes, ne sont pas abordés ici.

Dans notre approche simple, on aura une suite de deux régimes temporels sur le guiderope, l'un pendant la phase aller des impulsions élémentaires vers les extrémités du brin et l'autre pendant la phase retour vers le centre. On suppose que le courant sur l'antenne est nul ensuite.

Le Champ E rayonné est calculé à partir du quadri-vecteur potentiel retardé. La vitesse dans le milieu est notée v_m , la vitesse sur le guiderope est notée v_g . On prendra encore v_g , avec l'approximation de la permittivité équivalente (comme dans la section III.3). Le fait que ces deux vitesses soient différentes, v_g est supérieure à v_m , a un effet prépondérant sur les résultats de cette partie de notre étude. La longueur du guiderope est encore notée l_g , ϵ est la permittivité du milieu, et μ la perméabilité. Le milieu est considéré non magnétique.

Nous partons des définitions générales des potentiels vecteur et scalaire. Nous réduirons les expressions au cas très particulier de deux paquets élémentaires de charges sur le conducteur filaire, observés en champ lointain.

$$A(t, r) = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\int \frac{I\left(t - \frac{|r - r_0|}{v_m}, r_0\right)}{|r - r_0|} dr_0 \right]$$

$$V(t, r) = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon} \cdot \left[\int \frac{Q\left(t - \frac{|r - r_0|}{v_m}, r_0\right)}{|r - r_0|} dr_0 \right]$$

Il s'agit en principe d'intégrales sur tout le volume où sont présents charges et courants. Le courant I est un vecteur et A aussi. La charge Q est un scalaire et V aussi.

Dans notre problème on peut réduire les intégrales de volume à des intégrales le long du guide allongé, supposé filaire, qui est le seul porteur de charges et de courants. L'excitation produit le mouvement de 2 charges de signes opposées dans deux directions opposées. L'excitation produit donc deux contributions de courant de même signe au départ.

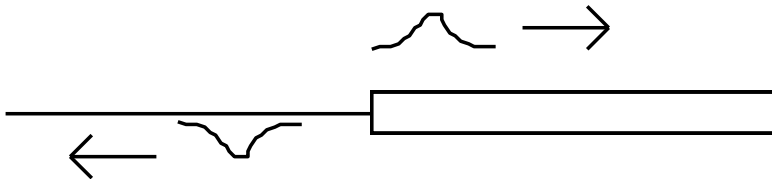


Figure 3-31: Deux contributions de courant de même signe sur le guide

Le quadri-vecteur potentiel est la somme de l'effet de ces deux paquets. Considérons un guide porté par l'axe des x , avec l'axe des z dirigé vers le fond (c'est la direction qui nous intéresse principalement). Pour une excitation impulsionnelle (deux fonctions de Dirac lançant une charge q et une charge $-q$ dans chacun des deux bras du guide), et deux vitesses de propagation, $+v_g$ et $-v_g$, sur le guide, la charge d'espace pendant que les charges s'éloignent du centre vérifie:

$$Q(x, y, z, t) = q \cdot \delta(x - v_g \cdot t, 0, 0) - q \cdot \delta(x + v_g \cdot t, 0, 0)$$

Les deux charges $+q$ et $-q$ lancées aux vitesses de propagation $+v_g$ et $-v_g$ sur le guide, produisent une distribution d'espace du courant qui vérifie d'abord:

$$I(x, y, z, t) = ((q \cdot v_g \cdot \delta(x - v_g \cdot t, 0, 0)) + (-q \cdot -v_g \cdot \delta(x + v_g \cdot t, 0, 0))) \cdot \vec{OX}$$

où \vec{OX} est le vecteur unité porté par l'axe des x .

On peut opérer une mise en facteur qui montre bien que les deux courants sont de même signe:

$$I(x, y, z, t) = (q \cdot v_g) \cdot (\delta(x - v_g \cdot t, 0, 0) + \delta(x + v_g \cdot t, 0, 0)) \cdot \vec{OX}$$

Pour faciliter le développement des calculs lors des allers retours, et des propagations vers la direction d'observation, nous allons séparer les contributions de chacun des brins du guide.

$$Q = Q_1 + Q_2$$

$$I = I_1 + I_2$$

Considérons un observateur enfoui à grande distance R_0 du guide-rope, dans une direction du plan Oxz faisant un angle θ avec la verticale. Evaluons les retards de propagation et les instants d'observation de l'effet des paquets Q et I pour cet observateur. Le Potentiel vecteur, opérateur linéaire est la somme des deux contributions.

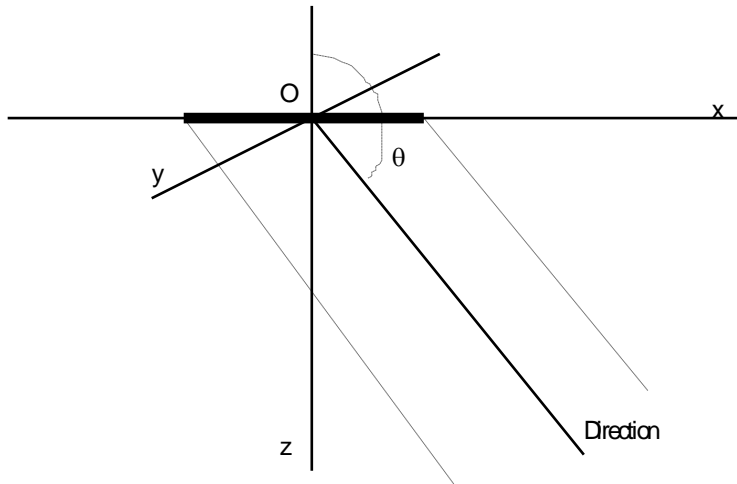


Figure 3-32: Observation lointaine des événements électriques sur le guide-rope

On détermine la composante électrique du champ électromagnétique avec la formule:

$$E(t, r) = - \left(\frac{d}{dt} A(t, r) + \text{grad}(V) \right)$$

En champ lointain, la composante magnétique a un module lié au module de E par l'impédance du milieu. La seule connaissance de E permet de calculer la densité du champ.

Afin de simplifier les calculs, nous commençons l'étude du rayonnement transitoire en supposant le milieu homogène et nous utilisons des propriétés du champ, démontrées en fréquentiel pour le doublet de Hertz, qui sont vraies en champ lointain quelque soit la fréquence. Ces propriétés sont donc valables quelque soit la forme temporelle de l'excitation.

En champ lointain, on ne considère que des directions de propagation. Pour le doublet de Hertz, le champ électrique lointain est perpendiculaire au rayon de propagation, et il est dans le plan qui contient le rayon et le dipôle. De plus, en milieu homogène, le champ est maximal dans la direction de propagation orthogonale à l'antenne et, pour des directions obliques, le module du champ est proportionnel à la projection ($\cos \theta$). Ces deux propriétés du rayonnement lointain du doublet élémentaire, indépendantes de la fréquence, sont vraies pour

une impulsion large bande locale. On peut ensuite procéder en temporel comme en fréquentiel, en intégrant le long de l'antenne complète les contributions au champ.

On va donc d'abord calculer le champ transitoire lointain, qui est tangent à la sphère, dans la direction orthogonale à l'antenne qui porte les courants.

Si la présence de courant est limitée à l'antenne fine, on a, pour le calcul de E, une intégrale sur un axe.

$$E(t, r) = \frac{d}{dt} \left[\frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\int_{-lgr}^{lgr} \frac{I\left(t - \frac{|r-x|}{vm}, x\right)}{|r-x|} dx \right] \right]$$

Tous les courants sont portés par l'axe xx', l'équation vectorielle est donc réduite à sa projection sur cet axe. Nous allons limiter le calcul de l'intégrale aux distributions en paquets de I1 et de I2.

III.4.3. Propagation au Nadir, le long de l'axe vertical, sous le guiderope.

A une grande distance, dans la direction vers le fond, la variation de (r-x) est petite quand x varie sur la longueur l d'une antenne. Si z est la coordonnée de profondeur du point r d'observation sous le guiderope, on peut écrire (INFO+):

$$|r-x| = z + (x^2 / 2z) + o(x)$$

On peut donc négliger l'effet de la variation de x sur l'atténuation, et même sur le retard, tant que la variation de phase en $k \cdot (x^2 / 2z)$ est petite, ce qui est vrai quand l/z devient suffisamment petit, et on peut alors écrire, en champ lointain:

$$E(t, z) = \frac{d}{dt} \left[\frac{-\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\int_{-lgr}^{lgr} \frac{I\left(t - \frac{z}{vm}, x\right)}{z} dx \right] \right]$$

ou encore:

$$E\left(t + \frac{z}{vm}, z\right) = \frac{-\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{z} \cdot \left(\frac{d}{dt} \int_{-lgr}^{lgr} I(t, x) dx \right)$$

le terme z/vm ne représente que l'effet du retard avec la propagation dans le milieu et ne change pas la forme du champ.

Soit $\Gamma(t)$ le courant total sur l'antenne:

$$\Gamma(t) = \int_{-lgr}^{lgr} I(t, x) dx$$

Le champ E s'écrit alors:

$$E\left(t + \frac{z}{vm}, z\right) = \frac{-\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{z} \cdot \left(\frac{d}{dt} \Gamma(t) \right)$$

L'allure du champ est donc complètement définie par la fonction $EE(t)$ telle que :

$$EE(t) = \frac{d}{dt} \Gamma(t)$$

Considérons une excitation de courant au centre du dipôle de type impulsion de Dirac.

$$I(0, t) = \delta(t)$$

La charge totale mise en mouvement vaut 1. Cette impulsion de départ se scinde en deux contributions égales I_1 et I_2 . Dans la direction orthogonale particulière, les retards de propagation des deux paquets sont les mêmes, et, si les deux brins du guide-rope sont d'égales longueur, on ne peut séparer leurs contributions au champ dans cette direction.

On a donc un courant total Γ sur le guide-rope qui prend pour valeurs:

- quand $t < 0$, alors $\Gamma(t) := 0$
- quand $0 < t < (l/vg)$, alors $\Gamma(t) := 1$
- quand $(l/vg) < t < 2(l/vg)$, alors $\Gamma(t) := -1$
- quand $t > 2(l/vg)$, alors $\Gamma(t) := 0$

Alors la fonction dérivée $EE(t)$ est formée de la somme de 3 fonctions Dirac, avec les retards r et $2r$.

$$EE(t) = \delta(t) - 2 \cdot \delta(t - r) + \delta(t - 2 \cdot r)$$

Soit un milieu de permittivité 3.9 sous le guiderope, comme pour la section précédente.

La vitesse v_m dans le milieu est de $1,519 \cdot 10^8$ mètres par seconde et la vitesse v_g sur le guiderope est de $1,917 \cdot 10^8$ mètres par seconde selon l'approximation utilisée au III.3. Avec un guiderope de longueur 5 mètres, on trouve un temps de parcours aller r de 26,1 ns (et 52,2 ns pour l'aller retour).

Evaluons le spectre de la fonction $EE(t)$ noté $EEE(w)$:

$$EEE(w) := 1 - 2 \cdot e^{-j \cdot w \cdot r} + e^{-2 \cdot j \cdot w \cdot r}$$

Son comportement est plus lisible sous les 2 formes suivantes:

$$EEE(w) := (1 - e^{-j \cdot w \cdot r})^2 \quad \text{ou bien} \quad EEE(w) := 2 \cdot e^{-j \cdot w \cdot r} \cdot (\cos(w \cdot r) - 1)$$

Voici son module $ME(w)$ sur la bande de 0 à 100 MHz:

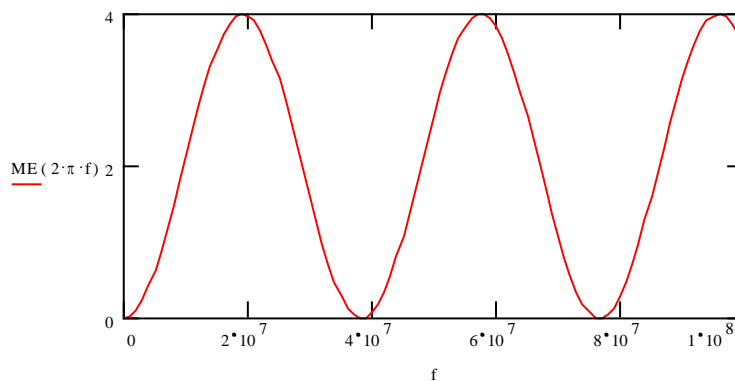


Figure 3-33: Fonction de transfert du rayonnement vers le bas

Le premier lobe de $EEE(w)$ passe par un maximum pour:

$$f_{\max} := \frac{v_g}{2 \cdot lgr}$$

C'est à dire à 19,17 MHz pour un sol de permittivité 3.9. Ce premier maximum est sur l'harmonique 2 (quand $lgr = \lambda/2$) de l'antenne dipôle, et le second zéro sur l'harmonique 4. Le fondamental (avec $lgr = \lambda/4$) et l'harmonique 3 sont à -6 dB, en effet

$$\frac{\text{ME} \left(2 \cdot \pi \cdot \frac{v_g}{4 \cdot l_{gr}} \right)}{\text{ME} (2 \cdot \pi \cdot f_{\max})} = 0.5$$

La fonction de transfert de l'antenne en mode transitoire a donc des lobes larges.

Le rayonnement vers le bas pour l'excitation au centre de l'antenne par une impulsion centrale $i_c(t)$ de spectre $IC(\omega)$, aurait pour spectre le produit $EEE(\omega)$ par $IC(\omega)$. Calculons donc le spectre du rayonnement pour les impulsions réelles.

Pour des impulsions fournies par la décharge d'un condensateur, on a:

$$i_c(t) = e^{-kt}$$

Par analogie directe avec la décharge dans une résistance, on pose la constante de temps T telle que $k=1/T$. Le spectre d'une telle impulsion a pour module:

$$S(\omega, T) := \left| \frac{1}{\left(\frac{1}{T} + j\omega \right)} \right|$$

Le module du spectre rayonné est donné par : $SE(\omega, T) := S(\omega, T) \cdot ME(\omega)$

Traçons ce spectre pour $T=5, 10\text{ns}$ et 20ns , dans la bande de 1 à 100 MHz:

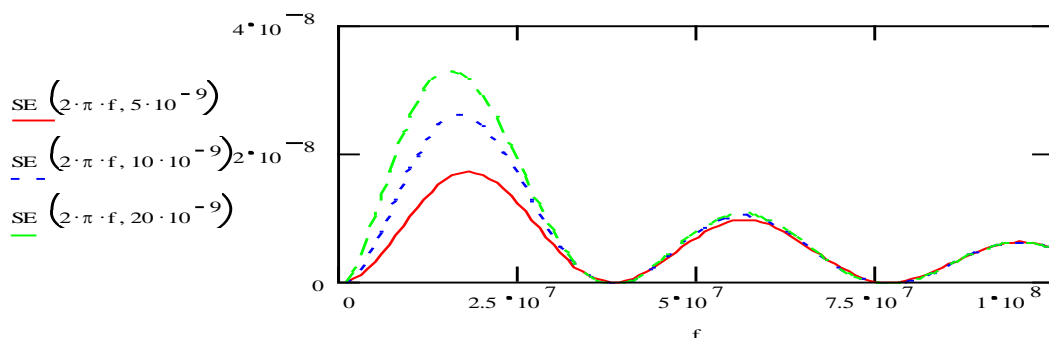


Figure 3-34: Spectre du rayonnement vers le bas pour une décharge capacitive de constante de temps égale à 5ns, 10ns ou 20ns.

Avec ce type d'impulsion dont le spectre décroît lentement, on voit que l'on peut concentrer plus ou moins d'énergie dans le premier lobe, sans toutefois beaucoup déplacer la fréquence centrale de ce lobe. Des valeurs plus longues de T ne sont pas exploitables sur le guide.

Avec une impulsion d'excitation rectangulaire d'amplitude 1 et de largeur T, avec par exemple T=10ns, puis 20ns ou 40ns (impulsion du module NMF, voir section III.3 et chapitre IV), le module du spectre d'excitation est:

$$S(\omega, T) := \left| \left(\frac{2}{\omega} \right) \cdot \sin \left(\frac{T \cdot \omega}{2} \right) \right|$$

Voici les variations de ce module pour T=10ns, 20ns et 40ns, dans la bande de 1 à 100 MHz:

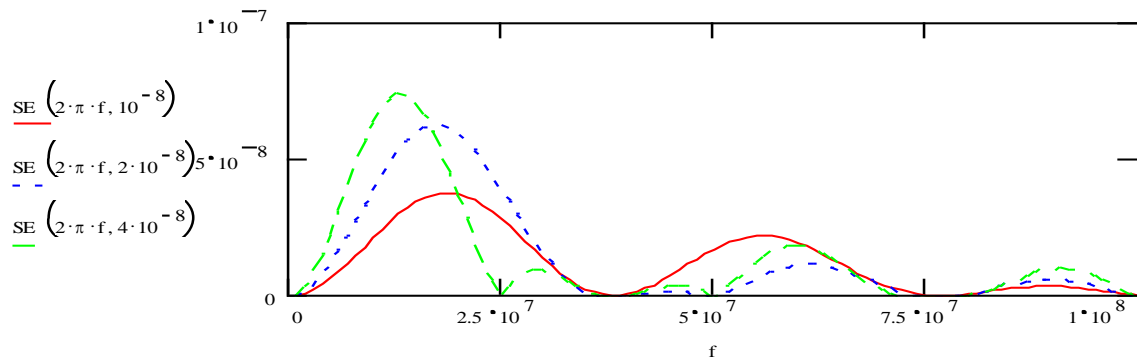


Figure 3-35: Spectre rayonné vers le bas pour les impulsions rectangulaires de largeur 10 ns, 20ns, et 40ns.

Avec cette forme d'excitation, il y a encore de l'énergie dans des lobes supérieurs. Mais grâce au zéro du spectre d'excitation, on peut, dans une certaine mesure, réduire la largeur de bande efficace du premier lobe rayonnée et surtout, décaler son maximum vers les basses fréquences. La porte rectangulaire de 40ns est en effet compatible avec le principe technique de non chevauchement des courants au centre du guide-rope (le temps de parcours aller retour du courant sur le guide-rope est ici de 52.2 ns).

III.4.4. Généralisation au cas d'une antenne plaquée et aux directions obliques.

On ne considère toujours que le rayonnement en champ lointain associé aux discontinuités du courant au centre et aux deux bouts de l'antenne. Soit θ , l'angle de propagation dans le plan vertical sous le guiderope. La valeur $\theta=0$ correspond à la verticale au dessus du dipôle. Soit ϕ , l'angle qui définit le plan vertical qui contient la direction d'observation. La direction $\phi=0$ contient le dipôle.

Dans la direction quelconque θ, ϕ , pour un dipôle plaqué, comme la présence de courant est limitée à l'antenne fine portée par l'axe xx' , on a, pour le calcul du champ E, une intégrale sur un axe.

$$E(t, r, \theta, \phi) = - \left[\frac{d}{dt} \left[\frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\int_{-lgr}^{lgr} \frac{I \left(t - \frac{|r-x|}{vm}, x \right)}{|r-x|} \cdot L(\theta, \phi) dx \right] \right] \right]$$

$L(\theta, \phi)$ est la loi de rayonnement du doublet élémentaire plaqué sur l'interface, loi que l'on va expliciter plus loin. Ce terme, indépendant de la fréquence, est applicable à chaque paquet local large bande, donc à toutes les contributions. Mais comme cette loi ne dépend pas de la position sur le dipôle (ni de l'instant), on peut la sortir de l'intégrale:

$$E(t, r, \theta, \phi) = - \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot L(\theta, \phi) \cdot \frac{d}{dt} \left[\int_{-lgr}^{lgr} \frac{I \left(t - \frac{|r-x|}{vm}, x \right)}{|r-x|} dx \right]$$

En champ lointain, et quelle que soit la direction d'observation, on peut encore négliger l'effet de la variation de x sur l'atténuation. Par contre, selon la direction d'observation et les points du dipôle, les différences des retards de propagation sont maintenant significatives.

$$E(t, r, \theta, \phi) = - \frac{\mu}{4 \cdot \pi \cdot r} \cdot L(\theta, \phi) \cdot \frac{d}{dt} \left[\int_{-lgr}^{lgr} I \left(t - \frac{|r-x|}{vm}, x \right) dx \right]$$

Le module $|r-x|$ dépend de r , de x , de θ et de ϕ .

Effectuons un changement de repère temporel, plaçons nous dans le repère ou le retard du premier événement est nul.

$$\frac{|r-x|}{vm} = \frac{r}{vm} - \frac{x \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{vm}$$

$$E\left(t - \frac{r}{vm}, r, \theta, \phi\right) = -\frac{\mu}{4 \cdot \pi \cdot r} \cdot L(\theta, \phi) \cdot \frac{d}{dt} \left[\int_{-lgr}^{lgr} I\left[\frac{t - (x \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi))}{vm}, x\right] dx \right]$$

On doit donc considérer les variations dans le temps de l'intégrale du courant retardé.

$$\Pi(t, \theta, \phi) = \int_{-lgr}^{lgr} I\left[\frac{t - (x \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi))}{vm}, x\right] dx$$

L'allure du champ est alors complètement définie par la fonction EE

$$EE(t, \theta, \phi) = L(\theta, \phi) \cdot \left(\frac{d}{dt} \Pi(t, \theta, \phi) \right)$$

Comme on considère que le courant total dans chaque branche reste constant tant qu'il parcourt les portions rectilignes du fil, on ne considère toujours en fait que le rayonnement associé aux discontinuités du courant au centre et aux bouts de l'antenne. Il y a quatre événements rayonnants: le départ du centre, les deux rebroussements (un à chaque extrémité), puis l'arrêt au centre. Les temps de propagation de ces événements changent selon la direction d'observation. En effet pour l'extrémité +lgr du guiderope, la distance de propagation est réduite de $lgr \cdot \sin\theta \cdot \cos(\phi)$ par rapport à ce qui vient du centre, pris ici comme référence, tandis que pour l'extrémité -lgr, cette distance de propagation est rallongée de $lgr \cdot \sin\theta \cdot \cos(\phi)$. Selon la direction d'observation, on obtient en général quatre instants de variations du courant total, dont certains peuvent se confondre. L'amplitude EE(t) du champ lointain, orthogonal à la direction de propagation, devient alors:

$$EE(t, \theta, \phi) = L(\theta, \phi) \cdot \left[\delta(t) - \delta\left[\left(t - \frac{lgr}{vg}\right) + \frac{lgr \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{vm}\right] - \delta\left[\left(t - \frac{lgr}{vg}\right) - \frac{lgr \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{vm}\right] + \delta(t - 2 \cdot r) \right]$$

Dans cette expression, il faut ici bien distinguer vm vitesse de propagation dans le milieu et vg vitesse de propagation sur le fil. Au dessus du guiderope on prendra $vm = c$, tandis que sous le guiderope, on prendra vm calculé selon la permittivité.

Il nous faut maintenant définir la loi $L(\theta, \phi)$. Le rayonnement du dipôle élémentaire à l'interface horizontale d'un milieu diélectrique a été étudié complètement au début des années 1980. On trouve la construction analytique du rayonnement sous le guiderope dans l'article de Engheta et al. (1982). G.S. Smith a généralisé cette étude selon la hauteur au dessus de l'interface (1984).

Dans les résultats présentés dans les articles, les composantes E_θ et E_ϕ du champ élémentaire sont sous la forme:

$$E_\theta = (j n I k_0 z_0 / 2\pi r) * R_\theta(\theta, \phi) \quad \text{et} \quad E_\phi = (j n I k_0 z_0 / 2\pi r) * R_\phi(\theta, \phi)$$

où n représente l'indice du milieu traversé (différent au dessus et au dessous), k_0 est le nombre d'onde dans le vide, et z_0 l'impédance du vide. On peut écrire ces expressions sous la forme (dérivant du potentiel):

$$E_\theta = (\mu / 2\pi r) * j \omega I * n R_\theta(\theta, \phi) \quad \text{et} \quad E_\phi = (\mu / 2\pi r) * j \omega I * n R_\phi(\theta, \phi)$$

soit encore

$$E_\theta = (dI/dt) * (\mu / 2\pi r) * n R_\theta(\theta, \phi) \quad \text{et} \quad E_\phi = (dI/dt) * (\mu / 2\pi r) * n R_\phi(\theta, \phi)$$

Cette loi spatiale de rayonnement du dipôle élémentaire s'applique donc à la dérivée temporelle du courant local. Nous pouvons écrire:

$$E_\theta = (\mu/4*\pi)*(dI/rdt) * L_\theta(\theta, \phi) \quad \text{et} \quad E_\phi = (\mu/4*\pi)*(dI/rdt) * L_\phi(\theta, \phi)$$

$$\text{avec: } L_\theta(\theta, \phi) = 2 * n R_\theta(\theta, \phi) \quad \text{et} \quad L_\phi(\theta, \phi) = 2 * n R_\phi(\theta, \phi)$$

Le rayonnement d'une antenne, calculé en intégrant la distribution retardé de (dI/rdt) sur l'antenne, a bien la forme utilisée dans notre développement:

$$E(t, r, \theta, \phi) = -\frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot L(\theta, \phi) \cdot \frac{d}{dt} \left[\int_{-l_{gr}}^{l_{gr}} \frac{I\left(t - \frac{|r-x|}{vm}, x\right)}{|r-x|} dx \right]$$

Nous nous limiterons ici aux calculs et aux tracés des champs et diagrammes de rayonnement uniquement dans le "plan électrique" (plan vertical qui contient le dipôle soit tel que $\phi = 0$). Dans ce plan la composante E_ϕ est nul. On ne présente donc que le calcul à partir de l'expression de $L_\theta(\theta, \phi)$ tirée de l'article déjà cité de Engheta et al. (1982). Dans ce plan électrique, on distingue trois zones, ou trois gammes de valeur de l'angle θ . Vers le haut, il y a le demi plan supérieur de permittivité relative 1, tel que $|\theta| < \pi/2$. La loi L vérifie:

$$L_h(\theta, \phi) := \left[\frac{\cos(\theta)^2}{\cos(\theta) + \sqrt{\varepsilon_r - \sin(\theta)^2}} - \left[\sin(\theta)^2 \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{\cos(\theta) - \sqrt{\varepsilon_r - \sin(\theta)^2}}{\sqrt{\varepsilon_r} \cdot \cos(\theta)^2 + \sqrt{\varepsilon_r - \sin(\theta)^2}} \right] \right] \cdot \cos(\phi)$$

Vers le bas, dans le demi espace inférieur occupé par le milieu de permittivité ε_r (pris égal à 3,9 ici), il y a deux zones, selon la valeur de l'angle θ , près du nadir, tant que $|\pi - \theta| < \theta_c$ on a:

$$L_a(\theta, \phi) := \left[\left[\sin(\theta)^2 \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{\sqrt{1 - \varepsilon_r \cdot \sin(\theta)^2} + \sqrt{\varepsilon_r} \cdot \cos(\theta)}{\sqrt{\varepsilon_r} \cdot \sqrt{1 - \varepsilon_r \cdot \sin(\theta)^2} - \cos(\theta)} \right] - \frac{\cos(\theta)^2}{\sqrt{1 - \varepsilon_r \cdot \sin(\theta)^2} - \sqrt{\varepsilon_r} \cdot \cos(\theta)} \right] \cdot (\sqrt{\varepsilon_r} \cdot \cos(\phi))$$

L'angle limite θ_c , correspond à l'angle limite de la réfraction:

$$\theta_c := \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}\right)$$

soit pour $\varepsilon_r = 3,9$, $\theta_c = 0.531$ radian.

Entre cette direction et l'horizontale, la loi élémentaire de rayonnement s'écrit:

$$L_b(\theta, \phi) := \left[\left[\sin(\theta)^2 \cdot \cos(\theta) \cdot \frac{\sqrt{-1 + \varepsilon_r \cdot \sin(\theta)^2} - j \cdot \sqrt{\varepsilon_r} \cdot \cos(\theta)}{\sqrt{\varepsilon_r} \cdot \sqrt{-1 + \varepsilon_r \cdot \sin(\theta)^2} + j \cdot \cos(\theta)} \right] + \frac{j \cdot \cos(\theta)^2}{\sqrt{-1 + \varepsilon_r \cdot \sin(\theta)^2} + j \cdot \sqrt{\varepsilon_r} \cdot \cos(\theta)} \right] \cdot (\sqrt{\varepsilon_r} \cdot \cos(\phi))$$

Le rayonnement élémentaire est plus fort vers le bas. Le rapport du champ électrique E vers le nadir à celui vers le zénith est égal à l'indice $n = \varepsilon_r^{1/2}$. Le champ H est égal au rapport E/Z. Comme l'impédance est plus faible en dessous ($Z_b = Z_h / n$), alors $H_b = H_h \cdot n$ et le rapport du rayonnement en puissance entre le nadir et le zénith est égal à $\varepsilon_r^{3/2}$, soit 7.702 ici.

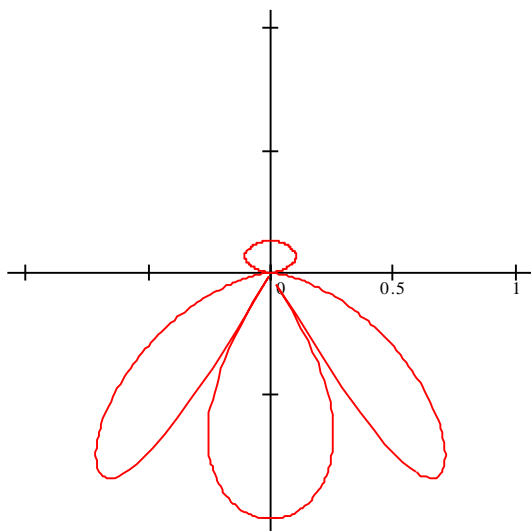


Figure 3-36: Diagramme de rayonnement en puissance du dipôle élémentaire plaqué

Echelle linéaire, permittivité 3.9, plan électrique ($\phi = 0$).

De l'expression transitoire du champ rayonné écrite plus haut:

$$EE(t, \theta, \phi) = L(\theta, \phi) \cdot \left[\delta(t) - \delta\left[\left(t - \frac{lgr}{vg}\right) + \frac{lgr \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{vm}\right] - \delta\left[\left(t - \frac{lgr}{vg}\right) - \frac{lgr \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{vm}\right] + \delta(t - 2 \cdot r)\right]$$

on déduit, par transformée de Fourier, la forme du spectre du champ rayonné selon la pulsation w , on peut la mettre sous la forme:

$$EEE(w, \theta, \phi) := L(\theta, \phi) \cdot RGR(w, \theta, \phi)$$

en distinguant les 2 demi espaces haut et bas par leur vitesse de propagation c et vm :

$$RGRh(w, \theta, \phi) := 1 - e^{j \cdot w \cdot \left[\frac{lgr \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{c} - \left(\frac{lgr}{vg}\right) \right]} - e^{j \cdot w \cdot \left[\frac{-lgr \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{c} - \left(\frac{lgr}{vg}\right) \right]} - 2 \cdot j \cdot w \cdot \frac{lgr}{vg}$$

$$RGRb(w, \theta, \phi) := 1 - e^{j \cdot w \cdot \left[\frac{lgr \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{vm} - \left(\frac{lgr}{vg}\right) \right]} - e^{j \cdot w \cdot \left[\frac{-lgr \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)}{vm} - \left(\frac{lgr}{vg}\right) \right]} - 2 \cdot j \cdot w \cdot \frac{lgr}{vg}$$

Le facteur RGR est l'effet du "réseau de 4 antennes" formé par les 4 événements rayonnants.

On peut tracer l'effet sur le diagramme du réseau à la fréquence $2f_0$ (plan électrique, $\phi = 0$).

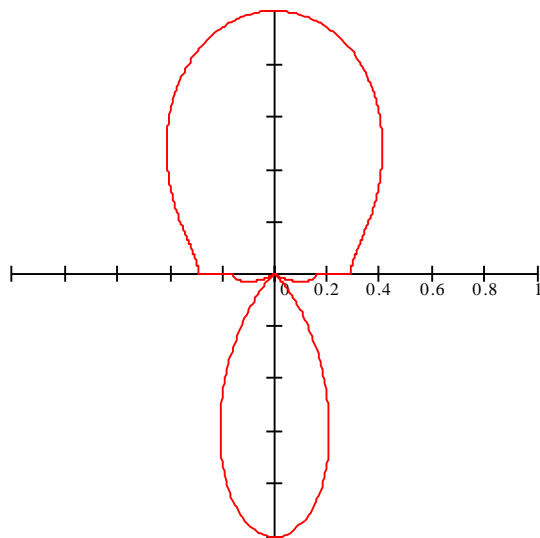


Figure 3-37: Facteur du réseau d'antennes sur le diagramme de rayonnement à $2f_0$

Il existe, vers le bas, 2 directions d'extinction. La projection sur cette direction de la vitesse vg sur le brin est égale à la vitesse vm dans le milieu. Les événements électriques opposés parviennent en même temps à l'observateur.

Nous sommes maintenant parfaitement équipés pour calculer le diagramme de rayonnement du guiderope plaqué à différentes fréquences. Nous présentons les diagrammes de rayonnement aux quatre fréquences: f_0 , $2f_0$, $3f_0$, $4f_0$ et avec une dynamique de 30dB (Figure

3-38, et 39)

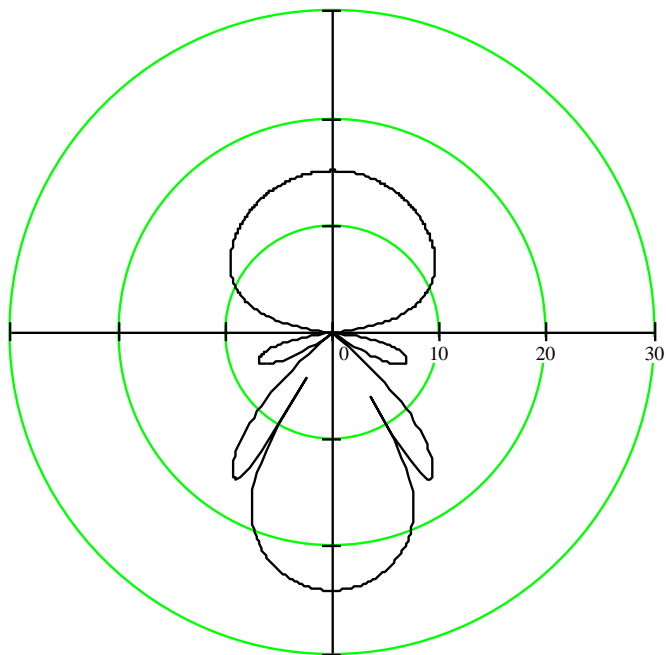


Diagramme Rayonnement à f_0 en dB (PlanE)

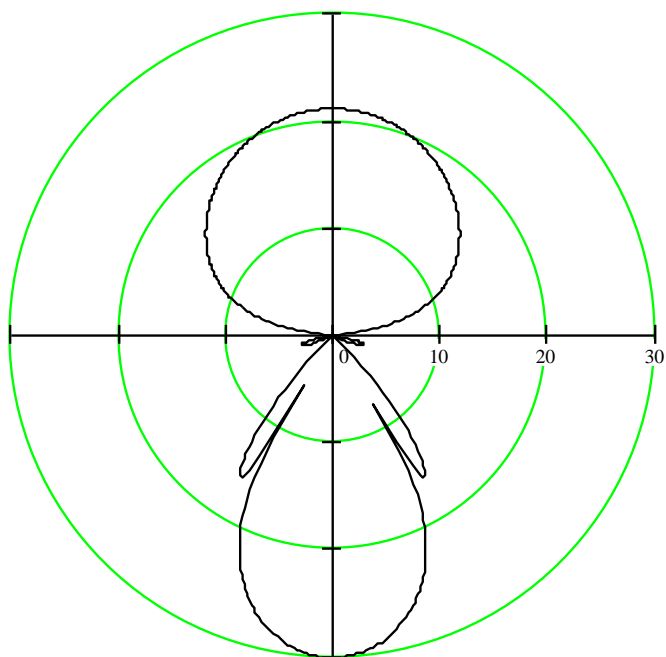


Diagramme de Rayonnement à $2f_0$ en dB

Figure 3-38: Diagramme de rayonnement en puissance du guide-rope (sur une échelle de 30dB)

pour le fondamental, et pour l'harmonique $2f_0$, centre de la bande radar

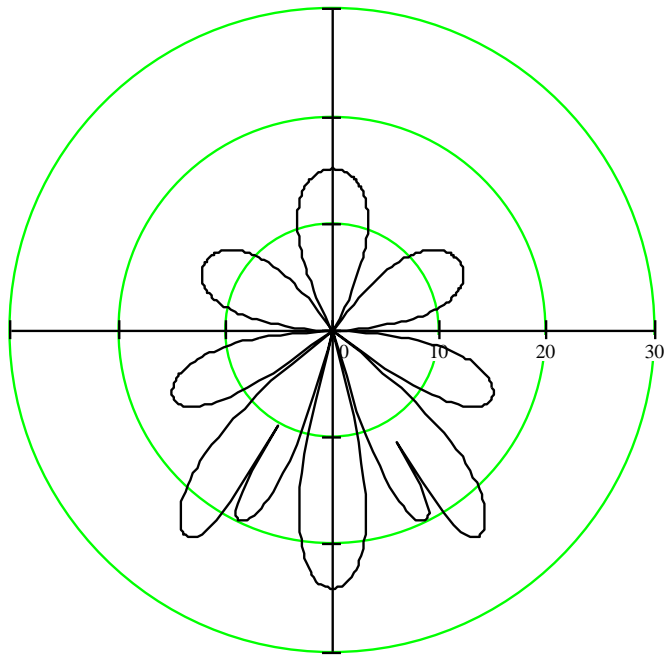


Diagramme de Rayonnement à 3 f0 en dB

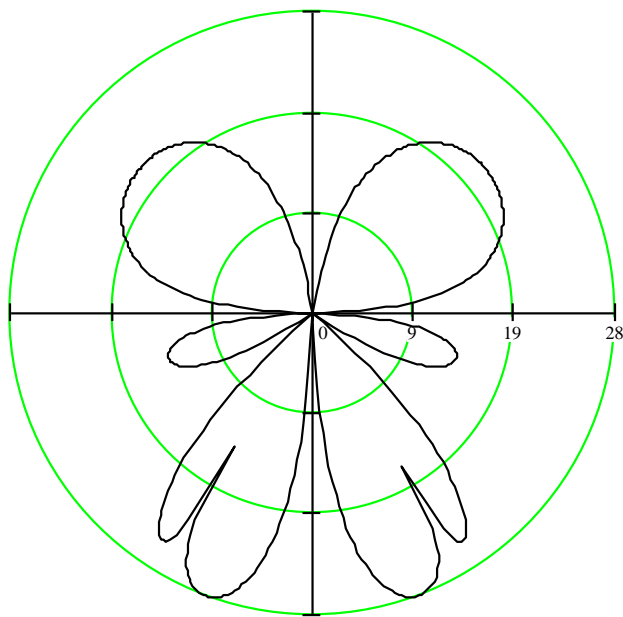


Diagramme à 4 f0 (rien vers le bas)

Figure 3-39: Diagramme de rayonnement en puissance du guiderope pour l'harmonique 3f0, et pour l'harmonique 4f0

Avec leurs diagrammes de rayonnement homogènes et à variations plus monotones en dessous du guiderope, on voit que les fréquences vers f_0 et $2f_0$ sont plus propices au sondage Géoradar. Autour du nadir, le rayonnement est plus fort et plus directif à $2f_0$ qu'à f_0 (+6dB). A $3f_0$, le lobe central est déjà plus fin, il redevient plus faible, et son amplitude varie plus rapidement. Il existe alors un lobe secondaire vers 30° qui peut générer des ambiguïtés. A $4f_0$, le lobe central a complètement disparu.

L'extension aux obliques confirme les résultats du calcul simplifié au nadir. La fréquence $2f_0$ est centrale pour le rayonnement du guiderope amorti. Toutefois l'irrégularité spatial du rayonnement à $3f_0$ inciterait plutôt à ne pas tirer la bande aussi haut de ce côté.

Dans le demi-espace supérieur, le lobe est atténué (-8dB) mais large. Dans le demi-espace inférieur, on remarque aussi les angles limites pour lesquels il y a des zéros de propagation qui ne dépendent pas de la fréquence. Ces zéros proviennent des 2 facteurs (rayonnement élémentaire, et effet du réseau). D'autres zéros apparaissent sur les modes supérieurs.

III.4.5. Fonction de transfert en réception du guiderope amorti.

Dans l'étude classique d'une antenne, avec l'application du principe de réciprocité, il apparaît dans le calcul de la surface effective de captation du champ par l'antenne en réception, le terme $(\lambda^2 / 4\pi)$ en facteur avec le gain G commun (la fonction de transfert et le diagramme de l'antenne, ont les mêmes modes en réception et en émission). Notre approche transitoire doit nous permettre de retrouver ces principes généraux.

Considérons le guiderope illuminé par un champ transitoire transversal, venant du nadir et dont la composante électrique est parallèle au guiderope. Cette impulsion théorique de type Dirac, excite chaque point du guiderope et y induit un courant local. Ainsi tout le guiderope est le siège d'un courant uniforme, qui se propage sur le guiderope à la vitesse v_g . Les composantes qui parviennent progressivement au centre, à débit constant, sont absorbées, tandis que celles qui parviennent à l'extrémité du guiderope, sont réfléchies. Elles parviennent plus tard au centre, et elles y sont également absorbées.

Le courant-réponse $IR(t)$ au centre du guiderope est donc formé de la suite de 2 fonctions créneaux consécutives de largeur $r = lgr/v_g$. Le premier créneau est de signe positif, le second créneau est de signe négatif. On négligera ici l'effet du re-rayonnement.

Décrivons mathématiquement cette réponse temporelle du guiderope, et son spectre. Pour simplifier le calcul spectral, normalisons à 1 les courants, et centrons la réponse autour du temps $t=0$.

si $t < -lgr/v_g$ alors $IR(t)=0$

si $-lgr/v_g < t < 0$, alors $IR(t)=1$

si $0 < t < lgr/v_g$, alors $IR(t)=-1$

si $lgr/v_g < t$, alors $IR(t)=0$

Exprimons $IRW(w)$, le spectre de $IR(t)$, à partir de la décomposition de $IR(t)$ sur son support:

$$IRW(w) := \int_{-\frac{lgr}{vg}}^0 e^{-j \cdot w \cdot t} dt + \int_0^{\frac{lgr}{vg}} -1 \cdot e^{-j \cdot w \cdot t} dt$$

on trouve :

$$IRW(w) := \frac{2}{w} \cdot j \cdot \left(\cos \left(w \cdot \frac{lgr}{vg} \right) - 1 \right)$$

On reconnaît sur cette formule le produit de la fonction de transfert en émission par le terme j/w dû à l'intégration. Cet effet d'intégration est l'équivalent, dans notre approche, du terme en $(\lambda^2/4\pi)$ du calcul de la puissance captée à l'aide du principe de réciprocité (Finkelstein et al., 1986).

Voici $MIRW(w)$, le module de cette fonction dans la bande de 1 à 100 MHz

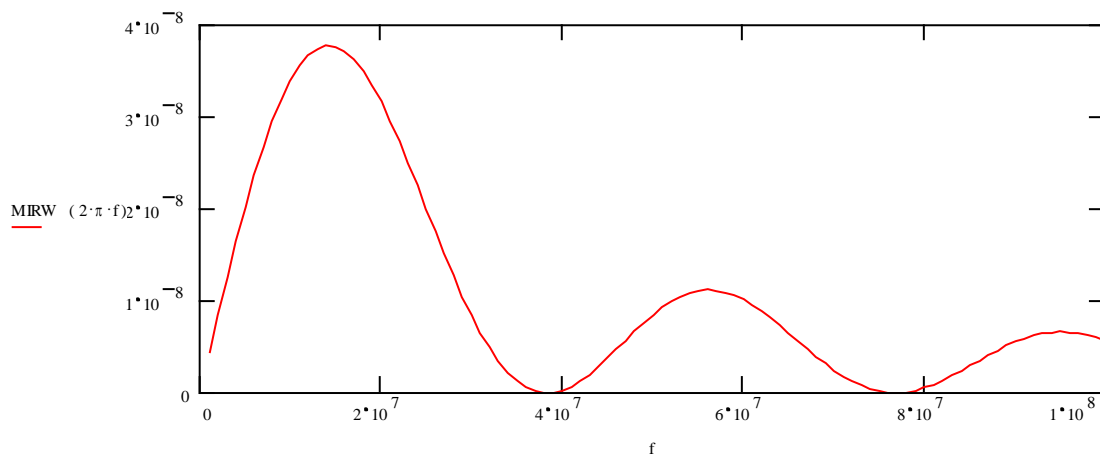


Figure 3-40: Fonction de transfert de l'antenne en réception

L'effet de l'intégration se manifeste par l'atténuation des lobes supérieures. Superposons maintenant le premier lobe de la fonction de transfert en émission ME, et le premier lobe de la fonction de transfert en réception MIRW, en la normalisant par une constante déterminée empiriquement pour le milieu de bande.

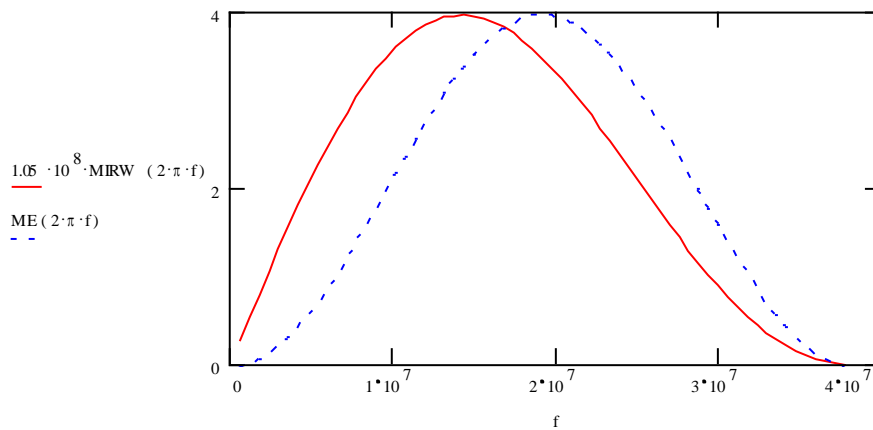


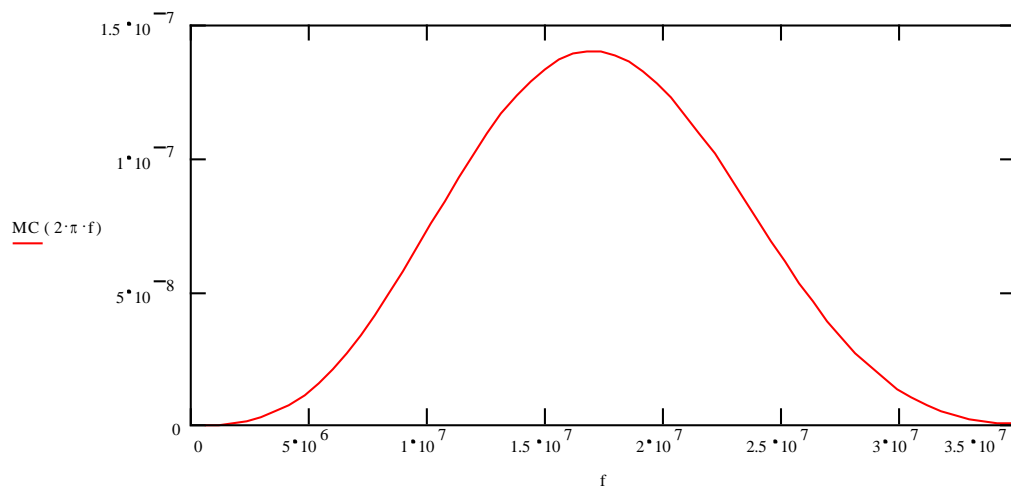
Figure 3-41: Comparaison des fonctions de transfert en émission et en réception

A l'examen du premier lobe fréquentiel de l'antenne, on constate le décalage du maximum qui passe de 19 MHz en émission, à 14 MHz environ en réception, pour la permittivité de référence prise ici à 3.9. Ce décalage est l'effet du terme enveloppe en j/w , effet de l'intégration de l'antenne en réception.

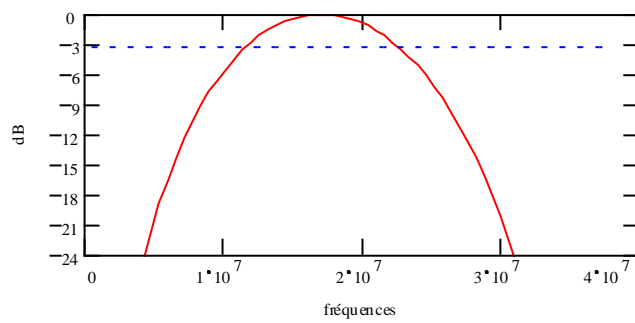
III.4.6. Fonction de transfert globale $C(w)$ de l'antenne pour le canal radar.

L'antenne est utilisée en émission puis en réception. Il nous faut donc considérer la fonction de transfert complète intégrant émission et réception. C'est le produit des fonctions de transfert, on va tracer les courbes de variation du module et aussi de la phase (figure 3-42).

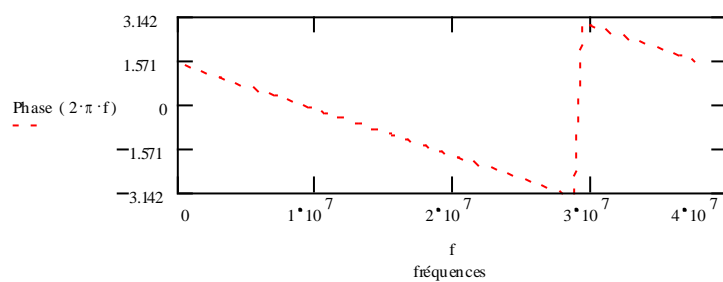
Comme on le voit sur la figure, le canal antenne admet un maximum vers 17 MHz pour les valeurs choisies. La largeur de bande du canal est de l'ordre de 11 MHz à -3 dB. La phase du canal est linéaire dans toute la bande du radar (La discontinuité vers 29 MHz n'est que l'effet de l'affichage de la phase sur sa détermination principale entre $-\pi$ et $+\pi$).



module en échelle linéaire



module en échelle logarithmique



Détermination principale de la phase

Figure 3-42: Fonction C de transfert globale en émission réception de l'antenne vers le fond, premier lobe: Module en échelle linéaire, module en échelle décibel, et phase.

III.4.7. Impact sur le canal radar complet

Dans le spectre des échos numérisés par le radar, en plus de la fonction $C(w)$ de transfert globale de l'antenne, interviennent aussi : le spectre de l'impulsion d'excitation, la fonction de transfert du milieu sondé, plus favorable aux basses fréquences, et enfin la fonction de transfert du récepteur radio. Celle-ci devrait être adaptée au spectre du signal reçu, mais on pourra aussi tenir compte des limites imposées par la fréquence de l'échantillonnage (voir chapitre IV et V). Soit $S(w,T)$ le module du spectre de l'impulsion rectangulaire d'excitation d'antenne de durée T , et $SM(w)$ le module de la fonction relative de transfert du milieu. Le module du spectre du signal à l'entrée du récepteur $SR(w,T)$ est tel que:

$$SR(w, T) := |C(w)| \cdot SM(w) \cdot S(w, T)$$

On néglige d'abord l'effet sélectif du milieu en prenant $SM(w)=1$. Voici l'effet, sur le signal reçu à l'entrée du récepteur, de la largeur de l'impulsion d'excitation de forme rectangulaire pour les largeurs de 10ns, 20 ns et 40ns.

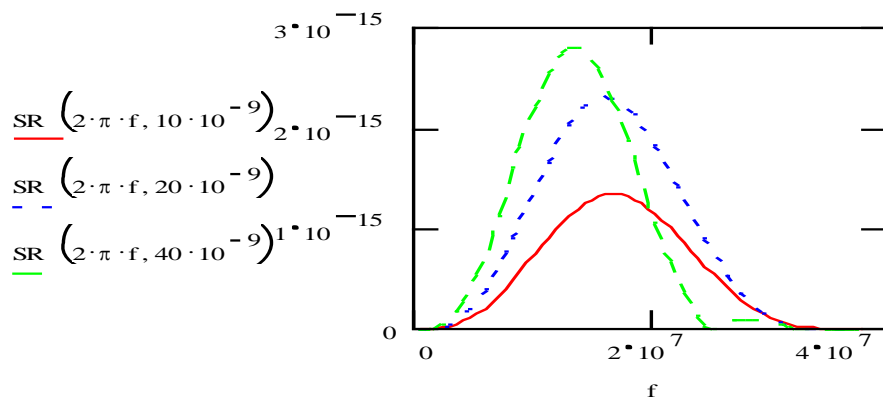


Figure 3-43: effet de la largeur d'impulsion émise sur le signal reçu

Comme on l'a déjà remarqué, la largeur de l'impulsion permet bien de tailler la bande du canal.

On peut aussi tenir compte de fonction sélective de transfert du milieu traversé (à partir des équations du radar de l'Annexe du chapitre 2). On va considérer que la tangente de perte est constante dans la bande de fréquence.

Pour une profondeur z , une fréquence w , et une tangente de perte notée ici $tg\delta$, le coefficient d'absorption du champ en retour d'une profondeur z est de la forme:

$$AB(w, z, tg\delta) := e^{\left(\frac{-w \cdot tg\delta \cdot z}{v_m}\right)}$$

On peut alors définir SMP, une fonction de transfert du milieu normalisée à 1, à la fréquence centrale de transfert de l'antenne (soit vers 20 MHz), pour la profondeur et la tangente de perte considérées. On en déduit le spectre relatif SRP du signal reçu.

$$SMP(w, z, tg\delta) := \frac{AB(w, z, tg\delta)}{AB(2 \cdot \pi \cdot 2 \cdot 10^7, z, tg\delta)}$$

$$SRP(w, T, z, tg\delta) := |C(w)| \cdot SMP(w, z, tg\delta) \cdot S(w, T)$$

Voici le spectre relatif du signal reçu, pour une impulsion de 10 ns, après écho à 100m, dans un milieu de tangente de perte nulle, ou dans un milieu de tangente de perte égale à 0.03

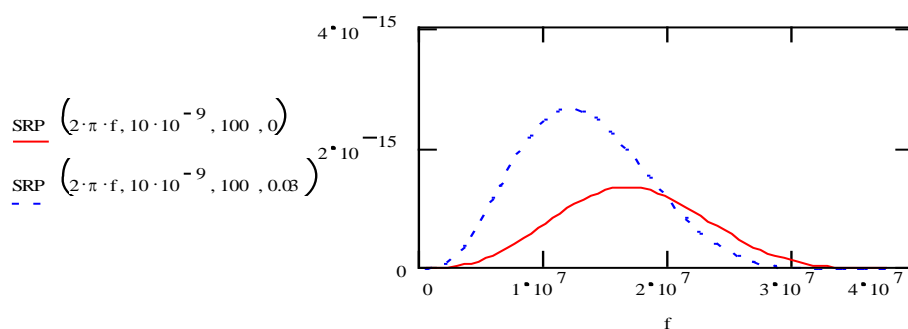


Figure 3-44: Effet sélectif d'un milieu faiblement absorbant sur la bande du signal reçu.

On voit sur cet exemple particulier l'effet sélectif du milieu à pertes. Dans un milieu à tangente de pertes constante, les hautes fréquences sont plus atténuées. Alors la largeur de bande efficace du sondage est réduite, et la fréquence centrale est décalée vers le bas, ici vers 12 MHz. Comme c'est le produit $z \cdot tg\delta$ qui intervient en exposant dans le calcul, on a le même effet sélectif pour un sondage à 100m dans un milieu de tangente de perte 0.03, que pour un sondage à 1000 mètres dans un milieu de tangente de perte dix fois plus faible, soit 0.003.

Ceci suggère que l'on pourrait déduire les variations en fréquence de la tangente de perte du milieu sondé en analysant le spectre des échos profonds. Mais d'autres phénomènes comme la diffusion peuvent rendre difficile les interprétations.

En tout cas, pour sonder les grandes profondeurs, il vaut mieux utiliser une impulsion d'excitation plus longue et plus énergétique. Comparons, par exemple, les résultats obtenus avec les impulsions de 10ns et de 40 ns pour un sondage à 1000 mètres dans un milieu de tangente de perte 0.003 (ou à 100m pour $\text{tg}\delta=0.03$). La normalisation du transfert étant ici la même, on peut directement comparer les densités en dB.

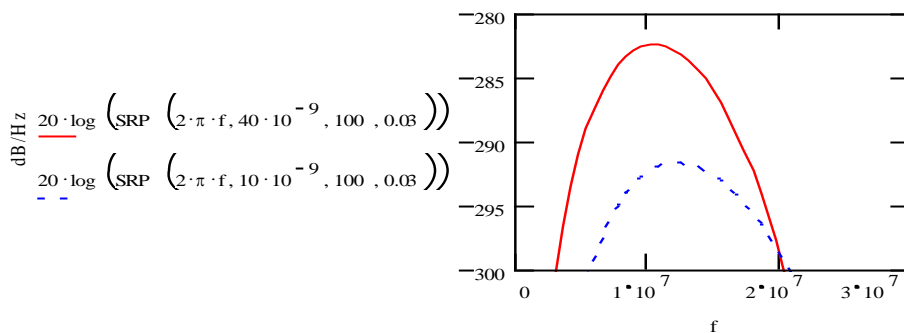


Figure 3-45: Comparaison de résultats de sondage selon la durée de l'impulsion.

Bien que l'énergie de départ d'une impulsion longue de 40 ns ne soit que de 6 dB supérieure à une impulsion de 10ns, la première donne des signaux reçus supérieurs de presque 10 dB pour une largeur de bande du même ordre. La fréquence centrale se retrouve abaissée vers 11 MHz. Pour un sondage à grande profondeur dans un tel milieu, il s'avère inutile d'avoir un récepteur à trop large bande qui "ramassera" beaucoup de bruit. Il est également inutile d'avoir une fonction d'échantillonnage élevée.

III.5 SYNTHÈSE DES ÉTUDES DE L'ANTENNE GUIDEROPE ET CONSÉQUENCE POUR LE SONDEUR

III.5.1. Aspect amortissement rapide de l'antenne: inversion, pénétration, résolution et aveuglement du radar

Bien que l'impédance au centre de notre antenne linéaire varie très vite avec la fréquence sur les premiers modes, si l'on accepte un certain niveau de réverbération, il est possible d'adapter l'antenne par une simple charge résistive centrale. Les courants réfléchis aveuglent un instant le radar. Si la réverbération résiduelle est stable d'un point de sondage à l'autre et si elle reste à l'intérieur de la gamme linéaire du récepteur, alors cette "signature" de l'instrument pourra être enregistrée, puis retirée des tracés lors des traitements. Cette opération est commune à tous les logiciels d'exploitation de géoradars du commerce. Sur le terrain, on a effectivement vérifié la bonne stabilité du fonctionnement en déformant l'antenne, et en la soulevant partiellement.

Moyennant des hypothèses simplificatrices sur le rayonnement, l'étude transitoire présentée dans ce chapitre donne une approximation utile de la fonction de transfert de l'antenne. Ces résultats éclairent le choix de l'impulsion d'excitation, de la bande passante du récepteur, de la fréquence d'échantillonnage et ainsi du débit d'informations.

L'antenne est plus facilement amortie en haute fréquence. Mais à ces fréquences, le champ part avec des zéros et des lobes secondaires dans de nombreuses directions qui changent avec la fréquence. Le diagramme de rayonnement, de forme complexe, n'est pas concentré vers le fond. Les échos sont alors difficiles à inverser. De plus, les hautes fréquences sont atténuées plus vite dans le milieu et ne permettent pas de sondage en grande profondeur.

Pour des sondages à grande profondeur, on doit concentrer le canal radar sur le bas du premier lobe seulement. Mais on obtient une résolution grossière. Il en est ainsi pour la mission de l'aérostat sur Mars. On limite la bande passante du récepteur, on choisit une impulsion d'excitation pauvre en haute fréquence. On peut alors réduire la fréquence d'échantillonnage..

Pour des sondages à faible profondeur, où l'absorption sélective du milieu joue peu, on utilisera l'antenne sur son premier lobe de grande largeur (du mode fondamental à l'harmonique 3). La résolution est plus fine. Cette largeur de bande classe le radar dans la catégorie UWB (Ultra Wide Band), système dont la bande est, par définition, supérieure au quart de la fréquence centrale (Herskovitz, 1995). Mais la réception à large bande est plus bruitée, et la conversion numérique de la bande plus large nécessite une électronique plus rapide, qui consomme plus.

III.5.2. Quelle serait la forme d'onde d'excitation idéale?

Les impulsions réelles des émetteurs testés, dites MT, NMF, décrites dans ce chapitre et dans le chapitre IV, sont unipolaires. Elles comportent donc une forte composante continue et basse fréquence, alors que la bande utile de l'antenne se situe de 12 à 23 MHz. Comme on l'a vu au paragraphe d'optimisation de l'antenne, il faudrait mieux tailler une impulsion monocycle, produit d'une sinusoïde vers 18 MHz par une fonction porte de 55ns environ. On obtiendrait une énergie mieux concentrée sur toute la bande parfaitement adaptée au canal (sauf peut être aux grandes profondeurs à cause des pertes). Ce type d'impulsion est souvent utilisé dans les géoradars et a été proposé dès 1960 dans l'article de Cook J.C. (1960).

On peut simplifier la réalisation d'un tel générateur en commutant sur l'antenne deux impulsions rectangulaires successives, de signes opposés. Cette méthode d'excitation implique de revoir le couplage du générateur à l'antenne (utilisation d'une architecture dite pont en H, par exemple), et de changer le système de protection (actuellement unipolaire) du récepteur.

En étendant ce principe, on pourrait également effectuer du codage de l'émission directement sur l'antenne. On envoie alors une suite d'impulsions rectangulaires dont les polarités représentent la suite des valeurs du code. La propreté du codage dépend de la bonne synchronisation entre d'une part, l'intervalle temporel des impulsions et, d'autre part, la période aller retour du courant sur l'antenne. Cette méthode de codage directe sur l'antenne évite l'emploi d'un amplificateur linéaire qui est très gourmand en énergie (voir la réalisation codée du chapitre II). Ces idées sont donc à retenir pour d'autres missions du radar.

CHAPITRE IV : LA TETE HAUTE FREQUENCE

IV.1. DIAGRAMME FONCTIONNEL DE LA TETE HAUTE FREQUENCE

Sur la figure 4-1 suivante et le cyclogramme, les principales unités de la tête haute fréquence ("tête HF") sont présentées. Un oscillateur synchronisé par les commandes de tir TXCOM rythme le convertisseur haute tension, la génération des impulsions sur l'antenne unique, et la rampe de gain variable qui pilote le récepteur large bande.

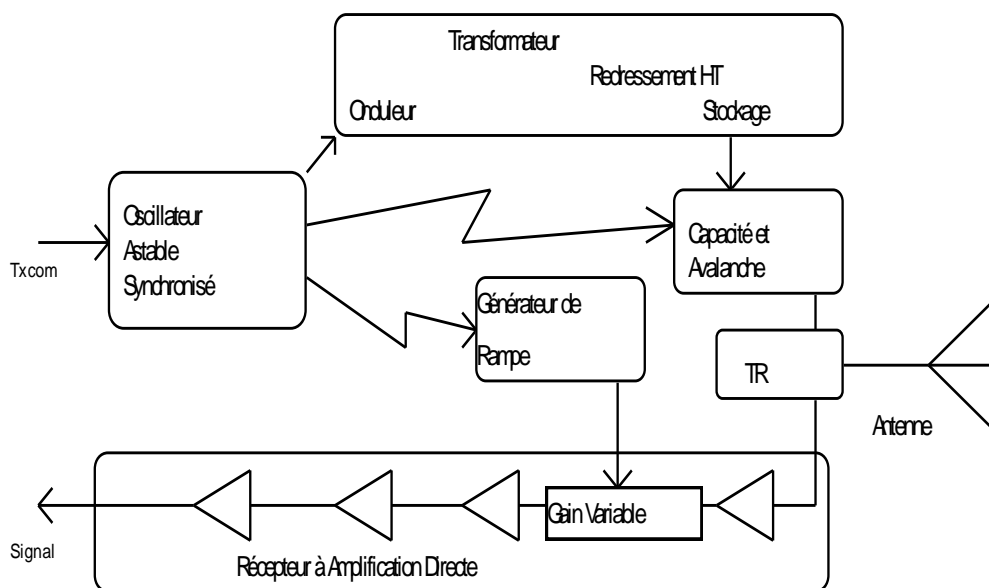


Figure 4-1: Bloc diagramme fonctionnel de la tête haute fréquence

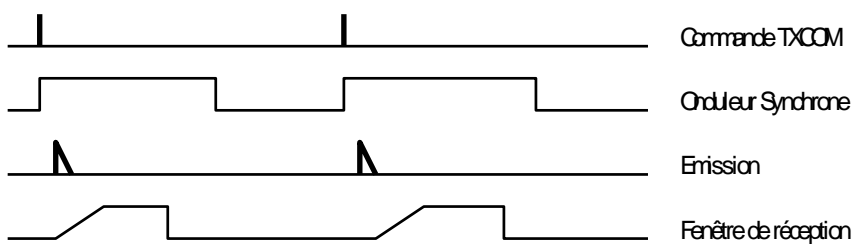


Figure 4-2: Cyclogramme de fonctionnement de la tête haute fréquence

IV.2. LE GENERATEUR DE HAUTE TENSION.

IV.2.1 Analyse du besoin.

Pour obtenir de bonnes performances dynamiques d'un radar à impulsion simple, on doit adapter le spectre de l'impulsion au canal de transmission global (voir chapitre III sur l'antenne), on peut aussi élever la tension de l'impulsion délivrée à l'antenne. La tension utilisable sur l'antenne est limitée par principalement deux facteurs critiques:

- la protection du récepteur qui est également couplé à l'antenne,
- le risque de décharge spontanée ou de claquage dans l'émetteur lui-même.

Doubler la tension de l'impulsion augmente de 6 dB la performance globale du canal. Mais une plus forte tension sur l'antenne à l'émission demandera une protection renforcée du récepteur. Cette protection renforcée peut augmenter les pertes à l'entrée du récepteur, et donc augmenter le facteur de bruit, ce qui produit une perte sur la performance globale du canal radar. Quand on approche près des conditions de claquage spontané dans l'atmosphère martienne (vers 400V/mm, voir le chapitre II), quelques dizaines de volts supplémentaires, augmentent les risques de mal fonctionnement et complexifient l'instrument. Le potentiel dynamique du radar approche les 120 dB (voir le chapitre VII sur la dynamique des signaux), quelques fractions de dB changent peu la capacité de pénétration. Dans les conditions de l'atmosphère terrestre, le claquage intervient à des tensions supérieures et certains géoradars terrestres utilisent des tensions de l'ordre de 1000V (radar G.S.S.I. par exemple).

La tension de l'impulsion sur l'antenne dépend du mode de génération de l'impulsion. Si l'on alimente l'antenne à travers un transformateur d'impulsion à très large bande, on n'est limité que par la qualité du transformateur (et de son noyau), le rapport des enroulements, la tenue au claquage du transformateur lui-même. Cette solution n'a pas été retenue par l'équipe de Riga, responsable du développement de la maquette de la tête HF. Dans les versions testées dans le guiderope, il n'y a pas de transformateur au centre de l'antenne, et l'impulsion (de l'ordre de 200V) est directement issue du circuit qui génère la haute tension. Pour délivrer dans un circuit de 400 ohms (impédance présentée par l'antenne), des impulsions de 200V, de durée environ 20 nano-secondes, et répétées toutes les 100 micro-secondes, la source haute tension doit fournir un courant moyen supérieur à 100 micro-ampère. Pour un convertisseur continu-continu de rendement théorique 1, et de tension primaire 12V, cela correspondrait à

un courant moyen d'alimentation de l'ordre de seulement un milliampère! Ceci est une performance intéressante pour un instrument spatial.

Des essais en laboratoire ont été réalisés avec une tête HF équipée d'un coupleur directif, transformateur à enroulements couplés assurant à la fois l'excitation à l'émission de l'antenne symétrique unique, le découplage du récepteur pendant l'excitation, puis le couplage de l'antenne et du récepteur durant la phase de réception, ceci avec des conditions optimisées d'amortissement de l'antenne (D.Schwander, Rapport Interne CNES/CT, 1993). Les essais de terrain en configuration guiderope (logement de l'électronique asymétrique à l'intérieur d'un bras de l'antenne symétrique, et continuité électrique en courant continu entre la masse de l'électronique et le corps du guiderope) n'ont pas été réalisés.

IV.2.2. Le convertisseur haute tension et sa synchronisation.

Le convertisseur choisi est un onduleur en signaux carrés de bon rendement. Le transformateur élévateur est piloté par un montage en Push-Pull. Le secondaire du transformateur est suivi d'un montage doubleur classique à diode et condensateur. La charge est accumulée dans deux capacités tampons importantes de 47 nanoFarad. La charge sous 200V est de $2 \cdot 10^{-5}$ Coulombs. Une impulsion de 20ns sur 400 ohms représente 10^{-8} Coulombs, soit moins d'un millième de la charge accumulée. Ce rapport faible assure une bonne stabilité de la tension de fonctionnement du montage.

Les transitoires de courant dans l'onduleur (2 transitoires par période) produisent des parasites importants et visibles sur les signaux reçus par le récepteur. Si la position des transitoires est aléatoire à l'intérieur de la fenêtre d'écoute, cela produit une élévation mesurable du niveau de bruit. Si les transitions s'accumulent de manière cohérente à l'intérieur de la fenêtre d'écoute, elles forment de faux signaux qui peuvent troubler les interprétations géophysiques. Nous avons donc choisi d'éviter toute transition du convertisseur onduleur pendant la fenêtre de réception. L'onduleur ayant un fonctionnement périodique, il faut donc que les périodes d'écoute et d'onduleur soient synchronisées, et que les transitions, à chaque demi période de l'onduleur, soient à l'extérieur de la fenêtre d'écoute (voir cyclogramme au début du chapitre). Ceci implique que la demi période de l'onduleur ait une durée supérieure à la durée d'écoute. Dans la première version 30MHz de l'automate, la fenêtre d'écoute durait 34 micro-secondes.

On a choisi pour l'onduleur une demi-période de 50 micro-secondes, soit une fréquence de 10kHz. Cette fréquence est plutôt basse. Actuellement, grâce à des transitions rapides et fréquentes possibles avec des composants modernes, on peut miniaturiser les transformateurs dont le noyau assure le stockage intermédiaire d'énergie. Ici, les puissances moyennes mises en oeuvre sont très petites, et on a réalisé un convertisseur basse fréquence avec un onduleur directement synchronisé à la fréquence des tirs du radar.

Dans notre tête HF, l'oscillateur astable pilote l'onduleur dès la mise sous tension du radar. Ceci permet d'assurer la charge préalable aux tirs des capacités de stockage. Cette charge initiale nécessite 150ms au maximum. Quand le séquenceur numérique commence les cycles radar, il transmet les commandes d'impulsion TXCOM vers la tête HF, et ce signal synchronise alors l'onduleur. Des mesures systématiques ont permis de vérifier que le fonctionnement était toujours parfaitement stable dès le quatrième tir (positionnement parfait de la période de l'onduleur, forme et tension constantes des impulsions sur l'antenne) quelque soit la phase relative initiale du séquenceur numérique CANACCU et de l'oscillateur astable de la tête HF. Afin d'éviter tout effet d'instabilité transitoire sur la fenêtre d'écoute, on avait de toute façon décidé de ne pas accumuler les signaux reçus lors des 7 (ou, en option, des 15) premiers tirs.

La stabilisation de la haute tension, dans toute la gamme de température et pendant les cycles de tirs, est obtenue par une boucle filtrée de rétroaction négative de cette haute tension sur la tension d'alimentation des transistors PUSH-PULL de l'onduleur. Cette rétroaction règle l'énergie fournie au secondaire du transformateur. Pour une tension nominale d'alimentation de 12V, la tension sur les transistors PUSH-PULL est de 11.5 V pendant la phase de charge initiale des capacités tampons ou pendant les tirs. Elle descend à 7.5 V en absence de tirs et quand les capacités tampons sont correctement chargées.

IV.3. LA GENERATION DE L'IMPULSION HAUTE TENSION.

IV.3.1. Les Besoins.

L'équipe de Riga a directement transposé son savoir faire des radars VHF et UHF pour le radar Prism. Pour les radars VHF, vers 100MHz, si on excite l'antenne avec une impulsion

unipolaire, celle ci doit durer de l'ordre de 5 nano-secondes au maximum (une demi-période du mouvement de courant sur l'antenne; voir chapitre III). Il faut donc que la durée cumulée du front de montée et du front de descente soit inférieure à 5 ns. Pour des fronts encore plus courts, de l'ordre de la nano-seconde, et pour des tensions de plusieurs dizaines de volts, les radars du groupe de Riga utilisent des Diodes. Pour les tensions plus importantes et plus larges de Prism, nos collègues ont décidé d'utiliser l'effet d'avalanche d'un transistor bipolaire. Le spectre de cette impulsion de décharge très rapide peut s'étaler depuis le continu jusqu'à plusieurs centaines de MHz.

IV.3.2. La Génération de l'Impulsion par Transistor à Avalanche.

Le phénomène d'avalanche dans un composant semi-conducteur bipolaire est un claquage dans la jonction qui provoque un accroissement très rapide du courant. Le courant qui traverse le composant peut atteindre plusieurs dizaines d'ampères en quelques nano-secondes. Si ce courant est limité en valeur et en durée (décharge d'un petit condensateur), le transistor résiste au choc thermique local, le phénomène s'arrête spontanément quand la tension devient trop faible. Au niveau de la jonction, la barrière se rétablit, et le transistor sort de cette expérience "sans lésion". Tous les transistors bipolaires présentent cette propriété de claquage réversible. Selon la géométrie et le dopage du semi-conducteur, on peut fournir des transistors spécialement optimisés pour cet usage avec un front de montée rapide avec un fort courant, une bonne résistance au choc thermique local, une excellente reproductibilité du phénomène et de ses conditions d'amorçage, même après un très grand nombre d'opérations (de l'ordre de 10^7 à 10^{10} impulsions sans défaillance). Ce mode marginal d'utilisation des jonctions de diodes et de transistors a été étudié dans les années 1960-70 pour fabriquer des déclencheurs miniaturisés: démarrage de tubes électroluminescents, démarrage de Laser à Gaz, démarrage de réactions chimiques violentes, etc. On trouvera la description des montages et applications typiques dans l'article original de D.J.Hamilton et al.(1962). La fiabilisation de ce mode de fonctionnement est bien décrite dans l'article plus récent de W.B.Herden (1976).

Pour un transistor donné à une température donnée, si le transistor est bloqué et que la tension émetteur collecteur dépasse un seuil, alors l'avalanche peut s'amorcer spontanément au bout d'un délai aléatoire d'autant plus court que la tension est grande. On dit qu'il y a auto-avalanche. Si la tension émetteur collecteur V_{ce} est inférieure à ce seuil d'auto-avalanche,

mais en est proche, alors, une courte impulsion (positive pour un transistor bipolaire de type NPN) sur la base va déclencher l'avalanche. La tension émetteur collecteur V_{ce} doit se trouver à l'intérieur d'une marge, et l'impulsion de base doit avoir une énergie qui dépend de la tension V_{ce} . Ce mode permet de commander à volonté l'avalanche, et donc de la synchroniser.

La firme anglaise ZETEX, continue à être très active dans ce secteur particulier. Nous avons caractérisé le prototype de Prism avec un transistor ZETEX de référence: ZTX415. Nous avons pu obtenir directement du bureau d'étude anglais les informations complémentaires pour évaluer son utilisation dans le contexte d'une mission spatiale martienne. On lira dans l'Annexe 4 des informations complémentaires concernant l'adaptation de ce transistor à notre expérience.

IV.3.3. La Génération de l'Impulsion par Transistor à Effet de Champ

Bien qu'ayant maîtrisé le fonctionnement en avalanche du transistor ZTX415, nous avons cherché à utiliser, dans le cadre de l'extension Recherches et Développement de notre programme, des composants modernes au fonctionnement plus souple. Les caractéristiques des transistors à effet de champ à grille isolée ont fait de gros progrès ces dernières années dans les applications industrielles de commutation. Ces transistors passent très vite d'un état parfaitement bloqué à un comportement de faible résistance. Leur fonctionnement est le même pour des tensions Source Drain de quelques volts à quelques centaines de volts. Leur pilotage en commutation est fort simple. Il suffit de faire passer la grille ("Gate") de zéro volt (état bloqué du transistor) à une tension de quelques volts (faible résistance). Une fois les charges absorbées, le maintien de la commande ne nécessite aucun courant. La largeur des impulsions sur le Drain est facile à contrôler par la commande sur la grille. Ces composants semblent donc bien appropriés à nos besoins. Toutefois, la plupart de ces transistors, par leur géométrie, présente une sensibilité importante aux radiations. La société américaine INTERNATIONAL RECTIFIER, propose actuellement de nouvelles versions durcies pour certaines références.

IV.3.4. Les Transistors de commutation à Effet de Champ de la firme SUPERTEX

Parmi les composants disponibles en version militaire, notre choix s'est porté vers la gamme "Vertical DMOS" de la firme américaine SUPERTEX, transistor semi-conducteur à grille

isolée par un oxyde métallique, et réalisé en structure verticale par double diffusion (Supertex Inc., 1993). Certains transistors fonctionnent jusqu'à 600 volts et sont directement pilotables à partir d'une porte logique de technologie CMOS 5volts à faible consommation. Le seuil de commande de la grille reste inférieur à 3 volts pour toute la gamme de température. Dans un montage réel, on mesure, pour les petits transistors les plus rapides, des temps de montée et descente compris entre 5 et 10 ns. Nous n'avons pas besoin de transitions plus rapides pour générer une impulsion vers 10 à 20 MHz, ces temps sont donc tout à fait compatibles avec Prism. Les courants admis en impulsion courte par ces composants rapides sont de l'ordre de l'ampère, ils sont beaucoup plus faibles que les courants d'avalanche, mais ils sont aussi compatibles avec nos besoins (Un courant d'un demi ampère suffit pour l'impulsion de 200 volts sur une antenne 400 ohms). La firme SUPERTEX propose aussi des transistors quasi-complémentaires pour les deux polarités. On peut alors envisager des montages de transistors pour commuter des suite d'impulsions de polarités opposées et de durées réglables (utiles pour générer un pseudo monocycle HF, voir notre chapitre III). On trouvera à l'Annexe IV.2 les principales caractéristiques du transistor Supertex VN0120N2 utilisé pour le module NMF.

IV.4. LES EXCITATIONS GENERES PAR LES MODULES HAUTE FREQUENCE

Au cours du projet, du fait des résultats des études de l'antenne et du canal radar, nous avons testé, après l'impulsion "dure" avec deux fronts très brefs, les nouvelles variantes MT, NM, et NMF présentées ici.

L'impulsion MT est une version "plus évoluée" de décharge à avalanche avec un premier front descendant très raide (2,6 ns), mais avec un second front montant plus lent (42 ns). La tension pic de l'impulsion sur l'antenne est de 155V. Cette version MT a été réalisée en France en 1993. Un exemplaire a subi les cycles thermiques et a été intégré au Modèle d'Identification du guiderope CNES en Titane. Un autre exemplaire a servi aux tests comparatifs dont il est question ici.

La génération de l'impulsion NM incorpore, en aval du circuit avalanche de décharge, un circuit passif de mise en forme "gaussienne" de l'impulsion qui possède alors un spectre plus ramassé. Dans notre montage, il faut que l'excitation de l'antenne soit totalement terminée avant le premier retour de courant au centre (soit environ 50ns pour un guiderope de 5m posé

sur du sable). On a généré une "gaussienne" non réglable avec une demi largeur d'environ 25ns, et une tension maximale d'antenne de 120V.

Avec les transistors rapides à effet de champ présentés au paragraphe précédent, nous avons réalisé en 1994, le nouveau module NMF. Dans ce module dont les caractéristiques spectrales sont réglables, il n'y a plus de décharge à avalanche, mais le contrôle direct de la durée de l'impulsion générée. La durée minimale des fronts mesurés, respectivement de 7 et de 10ns, contribue à limiter les hautes fréquences. La largeur de créneau réglable a été ensuite rallongée jusqu'à la limite de la condition de non superposition. La tension de l'impulsion est de 140V.

Module	Tension Pic	Charge (nC)	Energie (μ J)	Densité relative @ 10MHz	Densité relative @ 20MHz	Densité relative @ 60MHz
MT1	-160V	6.55	0.455	-7.6dB	-10dB	-17.5dB
NM2	-120V	8.33	0.75	-4dB	-9.2dB	<-32dB
NMF2	-140V	4.7	0.535	-0.6dB	-1.8dB	-16dB

Tableau 4-1: Comparatif des impulsions d'antenne de 3 modules HF (sur charge 360 ohms)

IV.5 LE GUIDEROPE COUPLE AU RECEPTEUR

IV.5.1. Dynamique des courants attendus sur l'antenne

Au centre de l'antenne sont électriquement connectés le générateur de l'impulsion et le récepteur. La décharge émettrice produit un courant de l'ordre de 500mA. Après la phase de décroissance du courant de l'impulsion, on aimerait détecter les fins courants induits par les échos. Le bruit de fond du champ, essentiellement d'origine galactique, produit une puissance de l'ordre de -100 dBWatt sur l'antenne, soit une tension efficace de l'ordre de 100 microvolts au centre du dipôle, et un courant efficace d'antenne plus faible que le micro-ampère. Avec l'addition cohérente, on pourra même détecter des courants cohérents d'antenne encore 16 fois plus petits.

Ainsi, tensions et courants sur l'antenne vont varier sur une gamme de plus de 120 dB dans une période de quelques micro-secondes (voir les figures du chapitre VII). Le choc électrique de départ ne doit ni détériorer le récepteur, ni affecter sa linéarité ou sa sensibilité.

IV.5.2. Protection du récepteur

Le circuit amplificateur à semi-conducteur à l'entrée du récepteur ne peut pas "encaisser" les 200 volts de l'impulsion de départ. Pour qu'il ne reçoive qu'une toute petite partie du pic de tension, on utilise la caractéristique non linéaire de diodes qui commutent les courants excessifs.

Les radars à impulsion et à antenne unique sont généralement pourvus de cette fonction de commutation. Ce système assure la commutation de l'antenne de l'étape d'Emission (en anglais, Transmission: T) à la période de Réception (en anglais, Receive: R), il porte le nom générique de commutateur "TR" (pour "Transmit and Receive Switch"). Le commutateur peut être de type actif , c'est à dire commandé par une tension ou un courant, ou de type passif . Dans ce dernier cas, c'est l'impulsion d'émission qui provoque la commutation vers l'état qui est passant entre l'émetteur et l'antenne, et bloqué entre l'antenne et le récepteur. Quand l'impulsion est terminée, le système re-bascule, avec un temps propre, dans l'état de repos qui assure la liaison électrique passante entre l'antenne et le récepteur.

Selon le niveau de l'impulsion émise et la robustesse du récepteur, il faut une performance donnée en isolation. On cherche aussi à minimiser les pertes à l'état passant, que cela soit celles entre l'émetteur et l'antenne à l'émission, ou celles entre l'antenne et le récepteur à la phase de réception.

En fonction de la distance minimale à la "cible", on aura besoin de faire commuter plus ou moins vite le TR. En avionique, par exemple, pour une distance minimale à la cible de 150 mètres, on dispose de 1 microseconde environ entre le départ de l'impulsion et son retour. Dans le domaine des applications du géoradar au génie civil, on s'intéresse en général, à des échos extrêmement rapprochés, distants souvent de moins d'un mètre de l'antenne. Ceci correspond alors à des durées de commutation très courtes, de l'ordre de 10 nano-secondes.

Le blocage des commutateurs TR est obtenu par l'application de tension inverse suffisamment importante sur les diodes. Pour bloquer une impulsion radar typique, formée d'un train d'ondes symétriques de "n" périodes de porteuse, on utilise le plus souvent des diodes PIN. Elles sont pourvues, entre la zone dopée P et la zone dopée N, d'une zone isolante I (d'où leur

dénomination). La présence de cette zone, associée à un temps maîtrisé de recombinaison des porteurs, permet d'utiliser une tension de polarisation inverse nettement inférieure à l'amplitude du signal à bloquer. La demi-période du signal doit être beaucoup plus courte que le temps de recombinaison des porteurs (après lequel on aurait un retour à la conduction). La conséquence est que le temps de commutation pour de tels commutateurs TR est de plusieurs périodes de la porteuse (Mac Dade J.C., et Schiavone F., 1974).

Pour un géoradar en général, et pour Prism en particulier, on utilise une fréquence de sondage basse, pour pénétrer efficacement, avec typiquement une ou deux arches de porteuse seulement, pour avoir la plus grande largeur de bande. De plus, on souhaite écouter le plus tôt possible. On ne peut donc pas exploiter pour Prism les montages et les composants standards, développés plutôt pour le marché des micro-ondes.

IV.5.3. Le TR de Prism et son amélioration.

Nous allons décrire les principales caractéristiques du récepteur et du système de protection adopté par l'équipe de Riga. Nous sommes à l'origine de l'adoption de certains composants (comme l'amplificateur à gain variable), et de certaines modifications dont celle du TR. Cette amélioration réduit le facteur de bruit du récepteur et diminue la profondeur aveugle du radar.

Le système original de protection du récepteur de Prism met à profit une propriété de l'impulsion utilisée à l'émission: elle est unipolaire. La décharge de la capacité dépose un paquet de charges négatives sur la queue du guiderope. Après un aller retour sur l'antenne, c'est à nouveau une tension négative, mais plus faible, qui apparaît entre la queue et le corps du guiderope. Ainsi, les deux premiers pics de tension au centre de l'antenne sont de même signe. On peut alors utiliser un système de protection passif, polarisé par l'impulsion. La conception est simplifiée, et la consommation réduite. Si, par construction, l'impédance présentée par le TR au centre de l'antenne est adaptée, alors, au retour de l'impulsion, l'essentiel de la charge sera absorbée. Les charges mobiles résiduelles se propagent dans un sens qui dépend du rapport des impédances entre la charge centrale et l'impédance de l'antenne. Comme l'impédance de l'antenne varie avec la fréquence, le signe du coefficient de réflexion peut changer avec la fréquence, il y a décomposition entre courant traversant la charge et courant réfléchi sur la charge.

Bien que protégé, le récepteur encaisse au départ une surcharge non destructive par couplage capacitif à travers les diodes bloquées. Si le gain de l'étage d'entrée est limité (voir plus loin), cette surcharge locale ne se propage pas aux étages suivants. Elle ne produit pas de saturation de longue durée du récepteur. Les essais de laboratoire réalisés sans antenne réverbérante, sur une charge ohmique de référence de 360 ohms, permettent de mesurer la réaction du récepteur, et de réduire la durée de la fenêtre de saturation. La durée typique de la période saturée est de 220ns pour le MI. Après cela, si l'on injecte des petits signaux à l'entrée du récepteur, ils sont lisibles en sortie, superposés à la forme de base de la réponse. Sur le signal analogique à la sortie du récepteur, on a donc une signature typique de l'ensemble impulsion-antenne-récepteur. La tension crête des ondulations résiduelles au centre de l'antenne est rapidement atténuée, elle continue de décroître exponentiellement pour ne plus être qu'une ondulation faible à basse fréquence (sur le mode fondamental du dipôle). Cette ondulation ne risque plus ni de détériorer, ni même d'aveugler, le récepteur qui est pourvu d'une grande dynamique. On peut aussi filtrer cette composante dans le récepteur ou au traitement.

On a ensuite voulu vérifier si le système non linéaire de protection du récepteur ne présentait pas de manière, pour des valeurs intermédiaires de courant d'antenne, au voisinage du seuil de basculement du TR, une impédance inadaptée à l'antenne. On a effectivement trouvé une variation d'impédance lors de la transition du mode grand signal (phase de l'émission) vers le fonctionnement en petit signal (lors de la réception de signaux faibles sur l'antenne). On a conçu et calculé les caractéristiques d'un circuit de compensation qui réalise, en dynamique, l'adaptation de l'impédance d'entrée du TR vue par l'antenne.

Les simulations effectuées au Service d'Aéronomie pour valider le nouveau circuit ont fait l'objet d'un mémoire de stage d'ingénieur (Le Guen, 1994). On a introduit dans la simulation les fluctuations de température. On a utilisé le simulateur analogique SPICE (version ISPICE de INTUSOFT, Meares L.G. and Hymowitz C.E., 1988). Le circuit de génération de l'impulsion, le circuit d'entrée du récepteur, et une modélisation simplifiée de l'antenne (voir l'annexe III.1) ont été pris en compte pour ces simulations. On a utilisé l'analyse transitoire pour mettre en évidence les non-linéarités. Le circuit de compensation a été optimisé en fonction des variations de température avec une recherche pas à pas. La stabilisation de l'impédance du TR a permis d'augmenter sans risque le couplage entre l'antenne et le

récepteur. On a diminué les pertes globales à l'état passant du TR qui sont passées de 16dB à 7 dB. On a donc gagné 9 dB sur le facteur de bruit du récepteur. Les essais de terrain, d'abord à Riga, puis en France (résultat du Pyla 95), ont effectivement montré que l'adaptation dynamique transitoire de l'antenne améliore l'amortissement du courant sur celle ci, et réduit ainsi la profondeur aveugle du radar. L'amélioration de la sensibilité est visible sur les données, bien que les réflecteurs soient peu profonds sur les sites expérimentaux de Riga et du Pyla (voir chapitre VI).

IV.5.4. Détail de l'amélioration du TR.

Pour suivre l'explication de la modification du TR, on pourra s'aider du schéma simplifié de la figure 4-3. On remarquera la branche vers le récepteur avec les diodes D2 et D3 montées "tête bêche" et leur polarisation à travers R2. La branche génération de l'impulsion n'est pas détaillée. Seule apparaît la diode D1.

L'antenne est reliée au point commun des 2 branches de l'émetteur et du récepteur. Par ce point transitent l'impulsion négative haute tension d'émission, puis les petits signaux qui seront reçus par le radar.

Pour obtenir une émission de courte durée, le point milieu de l'antenne ne doit pas provoquer de réflexion lors du premier retour de l'impulsion de courant. Pour conserver la résolution temporelle sur les signaux reçus, il doit en être de même à la réception, en petits signaux. Donc, le point milieu de l'antenne doit présenter à l'antenne une impédance optimisée quelque soit le niveau des courants et tensions.

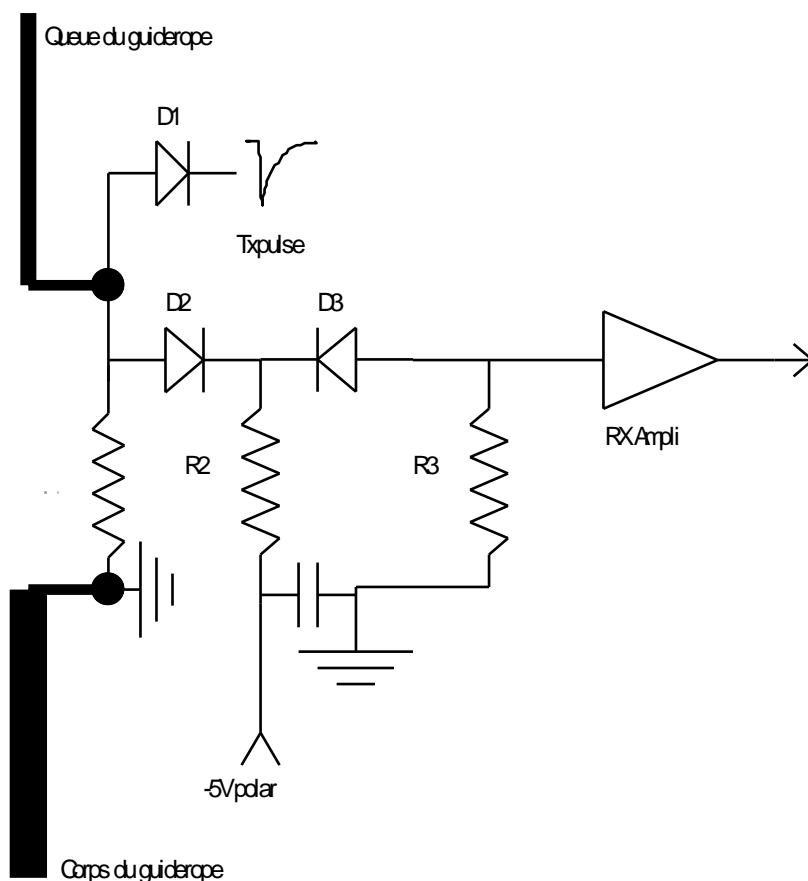


Figure 4-3: Schéma de base de la commutation d'antenne

Examinons le schéma équivalent du TR en petits signaux et lors de l'émission de l'impulsion (grand signal négatif).

En petits signaux, du fait de la polarisation $-V_{polar}$ les diodes D2 et D3 conduisent, le récepteur est relié à l'antenne. Les 3 résistances R1, R2 et R3 se retrouvent en parallèle pour les haute fréquence et forment l'impédance de charge de l'antenne. La branche TX est alors isolée par la barrière de la diode D1.

Lors de l'émission de TXpulse, grande impulsion négative, la diode D1 est passante, mais D2 est bloquée, le récepteur est protégée. Le générateur de l'impulsion voit l'impédance Z de l'antenne en parallèle avec R1. Puis l'impulsion se propage le long de l'antenne, se réfléchit au bout et revient vers le centre de l'antenne. Ce faisant, elle s'est déformée, et a surtout perdu son contenu haute fréquence. Son amplitude maximale au retour est encore de environ 75% de l'amplitude du pic initial. Dans le schéma simplifié ci dessus (figure 4-3), on voit que pour une grande impulsion négative revenant de l'antenne, la branche émission est maintenant bloquée, et la branche réception présente une impédance voisine de R1 (R2 et R3 sont invisibles car

D2 est bloquée).

L'impédance de charge Z_e présentée à l'antenne au centre du dipôle est donc différente pour le retour d'impulsion d'émission et pour les petits signaux ultérieurs. Ceci n'est pas favorable à l'optimisation des caractéristiques du radar. Il existe plusieurs solutions: on peut augmenter R_2 et R_3 par rapport à R_1 . Alors la valeur de $R_1//R_2//R_3$ est proche de la valeur de R_1 seule. La résistance R_1 est choisie de l'ordre de $Z_{optimale}$, mais R_2 et R_3 sont grandes (plusieurs kilo-ohms) et telles que les impédances des diodes D_2 et D_3 à l'état bloqué ne sont pas assez grandes par rapport à R_2 et R_3 pour isoler et protéger le récepteur. On peut alors rajouter une résistance série R_s à l'ensemble du récepteur. Dans ce cas les fluctuations d'impédance de l'ensemble Z_e soit D_2, R_2, D_3, R_3 joueront d'autant moins dans $Z_e + R_s$ que R_s est grande devant Z_e . Hélas, le signal parvenant au récepteur est alors atténué par le facteur $(Z_e / (Z_e + R_s))$. Cette solution trop simple a conduit à une perte mesurée de 16 dB à travers l'ensemble du circuit.

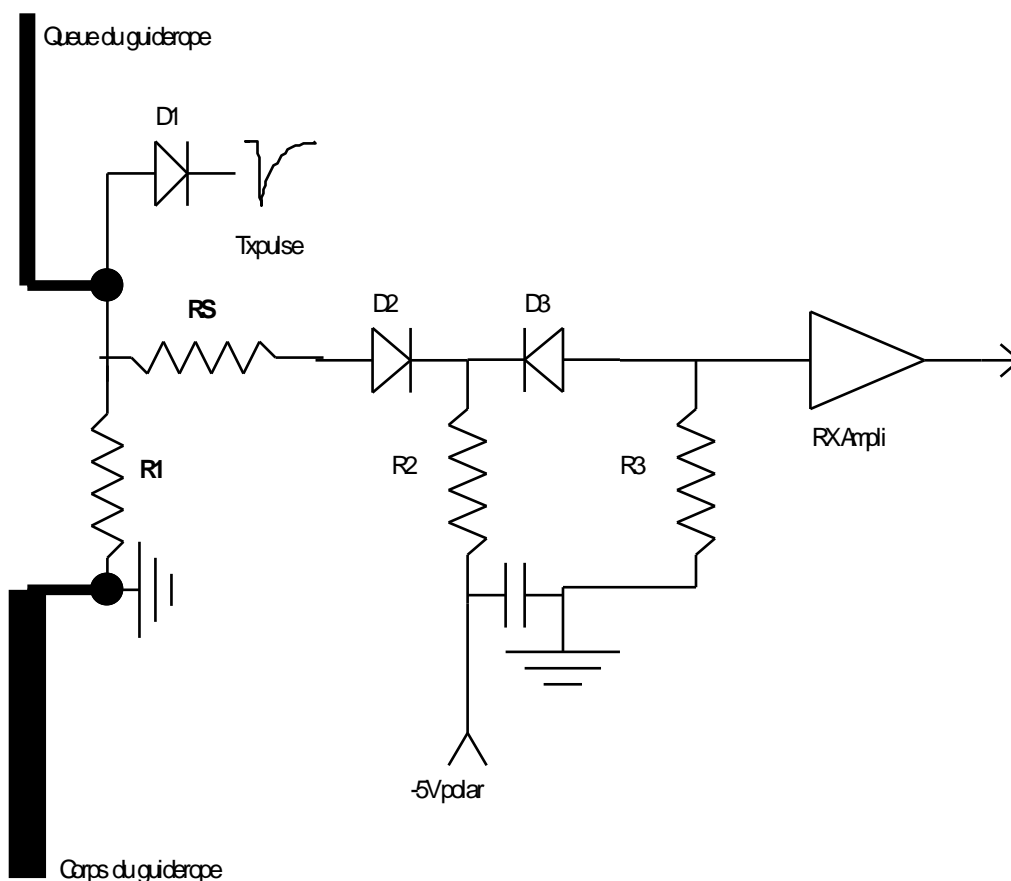


Figure 4-4: Compensation d'impédance à fortes pertes

Nous proposons une autre solution qui consiste à mettre en parallèle sur R1 une résistance R4 lors de l'arrivée de l'impulsion négative. Ainsi, on passe du régime R1//R4 en grand signal au régime R1//R2//R3 en petit signal. En choisissant R4 de l'ordre de R2//R3, on obtient une adaptation constante au centre de l'antenne, tout en limitant l'affaiblissement de passage en petit signal.

Le point délicat est le passage progressif du régime grande impulsion négative au régime petit signal. Ceci revient à bien adapter les seuils de conceptions des différentes branches de dérivation.

La diode représentée D4 est en fait un assemblage en série de diodes. La tension de polarisation de la nouvelle branche, V_{polar} , est corrigée en température pour tenir compte de la variation importante de caractéristique des diodes. On pourra regarder les résultats sur les données du Pyla95 présentées dans le chapitre VI en comparant les profils réalisés avec MT2 et NMF2 .

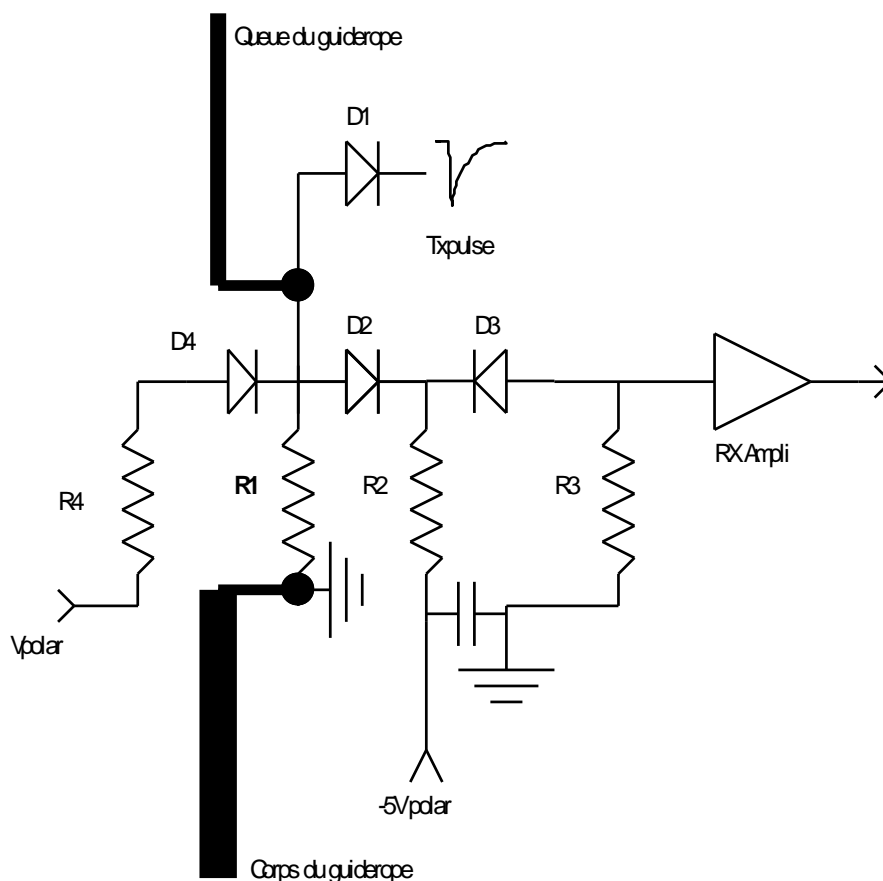


Figure 4-5: Version à faible perte de l'adaptation d'impédance dynamique sur le TR

IV.5.5. Gain Variable avec le Temps (GVT ou "Varu").

Comme il est montré dans le chapitre VII sur la dynamique, le gain nominal maximal du récepteur doit se situer vers 60 dB. C'est déjà une valeur importante pour une amplification directe. Les filtrages et la topologie du circuit doivent éviter les couplages qui pourraient être responsables d'accrochage, c'est à dire d'entrée en oscillation de l'amplificateur. Au début de l'écoute, cette valeur de gain est superflue. Il faut utiliser un amplificateur dont le gain va varier avec le temps, au cours des premières micro-secondes de la fenêtre d'écoute. On a choisi de faire varier de 45 dB le gain . Comme il est montré au Chapitre VII, pour les milieux à faible perte que Prism doit explorer, l'atténuation par expansion géométrique domine largement au cours des premières micro-secondes. La pente temporelle due à l'atténuation géométrique ne dépend que de la vitesse des ondes, donc de la racine carré de la permittivité du sous sol. Vue la grande dynamique de représentation numérique des signaux (voir chapitre 5), il est facile de cadrer les signaux reçus dans la gamme numérique linéaire. Durant la phase de variation de gain, on devra vérifier la stabilité des caractéristiques du récepteur: en particulier la bande passante, et le niveau de saturation. On pourra aussi vérifier l'évolution du facteur de bruit du récepteur pour s'assurer des propriétés statistiques utilisées par l'addition cohérente.

Après une étude du marché en 1991, notre choix s'est porté vers un circuit amplificateur intégré pourvu d'une commande électrique de gain: le circuit CLC520 dont on trouvera les principales caractéristiques dans la documentation du constructeur (Comlinear, 1993) .Les essais de laboratoire nous ont montré qu'il était possible de couvrir toute la dynamique de variation de gain (45dB) avec un seul de ces circuits, placé à l'entrée du récepteur. Par commodité, et du fait des excellentes caractéristiques de sortie du CLC520, nous avons décidé d'utiliser un deuxième CLC520 pour compléter notre amplificateur. La ligne coaxiale de sortie vers le module numérique est précédée d'une résistance de 50 ohms. Le deuxième CLC520 permet, en ajustant sa tension de commande, de régler rapidement le gain global du récepteur.

Chaque CLC520 est constitué, en interne, de deux étages d'amplification. La cellule à trans-conductance variable est située entre les deux étages. Quand le récepteur est pincé à son gain minimum, seul le premier étage du premier circuit est susceptible de forte saturation.

La limitation naturelle des caractéristiques du CLC520 vers les hautes fréquences facilite le filtrage des hautes fréquences en diminuant le nombre de composants passifs à adjoindre au montage.

Tous les modèles de récepteur à partir de 1992 ont été livrés avec ce circuit. Le premier récepteur de ce type, le modèle MA, après des essais de laboratoire, et sur site à Lillaste et au Pyla, a été utilisée avec succès en Terre Adélie.

IV.5.6. Fluctuation de la courbe de gain avec la température

La seule caractéristique non stable du récepteur dans notre gamme étendue de température (-75°C à +50°C) est la valeur initiale du gain quand l'amplificateur d'entrée est pincé. En dessous de -30°C, le gain initial du premier CLC520 diminue vers les basses températures. On perd 6dB à -75°C! Cet effet est marginal, et s'estompe dès que la tension de commande de gain croît, c'est à dire pour un délai correspondant aux profondeurs à partir desquels les échos se discernent de la zone aveugle. L'effet le plus visible de ce défaut est la variation de la réaction du récepteur au choc électrique initial. L'amplitude de la perturbation en sortie du récepteur est nettement plus faible à -75°C qu'à -30°C. Pour compenser ce défaut, il faudrait générer une rampe de tension de commande dont seulement les valeurs basses diminueraient avec la température. En attendant la résolution éventuelle de ce problème ouvert, Prism met donc à la disposition des expérimentateurs un thermomètre d'ambiance situé à l'extrémité au sol du guiderope, près de la queue conductrice.

IV.5.7. Synthèse des caractéristiques des évolutions du récepteur de Prism

Les évolutions du récepteur, à partir de 1992, portent sur l'augmentation du gain, sur la bande passante, et surtout sur l'introduction de l'adaptation dynamique d'impédance à l'entrée, qui a permis de réduire les pertes et d'améliorer le facteur de bruit.

Tableau 4-2: Evolution des gains locaux du modèle MA(Avril 92) au modèle NMF2 (1995)

Valeurs en dB selon modèle	Commutateur TR	CLC1 Gain Maximum	CLC2	Adaptation 50ohms	Gain Global Maximum
Modèle MA	-16	38	35	-3	54
Modèle NMF2	-7	36	32	-3	58

CHAPITRE V.

LE MODULE NUMERIQUE: SEQUENCE, CONVERSION ET ADDITION COHERENTE DU SIGNAL.

Ce chapitre présente le module numérique du radar Prism et détaille les différentes fonctions assurées par ce module: des fonctions d'interface, de pilotage de la séquence de mesure, d'acquisition du signal et d'additions cohérentes. A partir de l'architecture choisie, on présente des évolutions du module, comme la méthode d'acquisition en quadrature "réduite" qui permet d'adapter le flot d'échantillons au spectre utile du radar.

V.1. LES FONCTIONS D'INTERFACE ET DE SEQUENCE

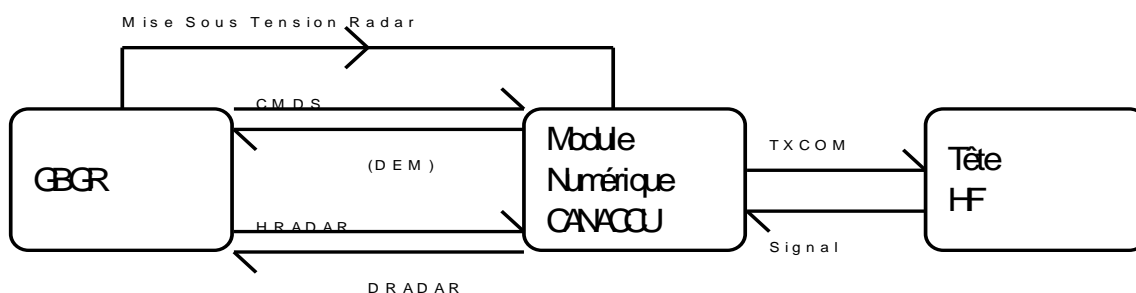


Figure 5-1: Le Module Numérique et ses Interfaces

V.1.1. Interface avec la gestion de bord

Le séquenceur de Prism assure le fonctionnement cadencé du radar et l'interface avec la gestion de bord du guiderope (appelée "GBGR"). Dès la mise sous tension du radar par la gestion de bord, le séquenceur assure l'initialisation des signaux d'interface et des compteurs internes. Un signal de commande du radar (CMDS), émis par la GBGR, débute le cycle du paquet de tirs et d'acquisition. Dès qu'elle a initialisé les tirs du radar, la GBGR est "mise en sommeil" pendant 50ms. Cet arrêt d'activité de la gestion de bord évite des interférences électromagnétiques sur le signal reçu pendant les 26,1 milli-secondes de la phase active du radar. Quand la gestion de bord est "réveillée" par un dispositif matériel automatique, elle pilote la transmission en série des données disponibles dans la mémoire du radar vers la mémoire de la gestion de bord. La fréquence de transmission des données est de 20 kilobits par seconde. La lecture complète des données (1024 mots de 16 bits) dure environ 820 milli-

secondes. Les premières données transmises correspondent au début de la fenêtre d'écoute du radar, donc aux éventuels échos les moins profonds. Il est possible de n'effectuer qu'une lecture partielle des données. Il est prévu d'utiliser ce mode lors du fonctionnement sur Mars (voir le chapitre VII.7 sur le débit d'information). Après la phase de transmission des données, le radar peut être mis hors tension, ou maintenu sous tension pour réaliser un peu plus tard un nouveau point de sondage déclenché par CMDS.

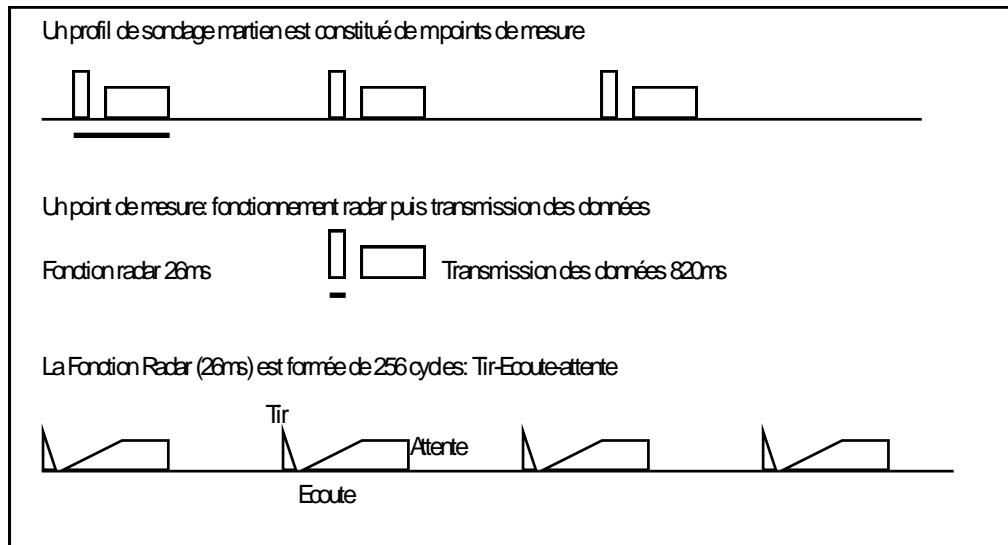


Figure 5-2: Organisation temporelle d'un profil et séquence des fonctions

V.1.2. Le pilotage de la tête HF

Le séquenceur, à partir de son horloge maître de base, génère les commandes périodiques de tir pour la tête HF, c'est le signal TXCOM. Cette impulsion aux fronts raides est transmise par une ligne coaxiale courte. Elle assure les trois fonctions: déclenchement du tir, synchronisation de l'onduleur haute tension, début différé de la pente de gain du récepteur (voir le chapitre IV). La période nominale de répétition de l'impulsion est de 102 microsecondes, sa durée est de 400ns. La séquence pour un point de sondage est constituée d'un paquet de 256 tirs, déclenchés par 256 impulsions TXCOM.

V.1.3. Pilotage de la carte CANACCU

Le séquenceur fonctionne à la fréquence d'échantillonnage du signal. L'horloge maître du séquenceur pilote à la fois le convertisseur analogique-numérique, l'unité arithmétique et la

mémoire à gestion circulaire qui sont décrits dans le paragraphe V.2 et qui forment le sous-système "CANACCU". L'essentiel des bruits électriques du séquenceur est ainsi cohérent avec la conversion. Les parasites du séquenceur apparaîtront sur la trace numérisée comme une composante continue supplémentaire que l'on ne peut pas confondre avec les ondelettes d'un écho. Le séquenceur génère les signaux de validation qui assure le bon routage en mode canal (dit "pipeline" en anglais) des signaux numérisés. Ce fonctionnement en mode canal est détaillé dans la section V.2. Le séquenceur assure le compte d'échantillons compatible avec la profondeur de la mémoire choisie, soit 1024, et aussi le compte des tirs, soit 256 tirs, dont seulement les 240 derniers donnent lieu à accumulation. Les 16 premières commandes de tir assurent la synchronisation parfaite de la tête Haute Fréquence (voir le Chapitre IV).

V.1.4. Réalisation du séquenceur

Le coeur du séquenceur est conçu en logique séquentielle synchrone câblée. La machine d'états est réalisée avec des bascules D toutes pilotées par la même horloge "H". Initialement à 30 MHz, la fréquence de l'horloge maître a été portée à 33MHz puis 40 MHz pour s'accommoder des raccourcissements du guiderope. Des sections moins rapides du séquenceur, comme celle du compteur de tirs, utilisent une horloge dérivée et synchronisée, dite "H/16", obtenue par division de "H" par 16. Cette entorse aux règles de la logique synchrone permet d'économiser plusieurs groupes de 4 bascules utilisées en compteur. Cela réduit le nombre de composants nécessaire pour la réalisation du séquenceur avec des circuits à intégration à moyenne échelle (MSI : Medium Scale Integrated circuit).

Le séquenceur est réalisé en technologie "Advanced Complementary Metal Oxyde Semiconductor" (ACMOS), mise au point au départ par Fairchild (Fairchild, 1985), mais reprise et élargie depuis par RCA-Harris (RCA, 1988), National Semiconductor, Motorola, Texas Instruments et Philips, entre autres. Cette technologie associe une très faible consommation statique, une grande rapidité, une bonne immunité au bruit, une symétrie électrique des niveaux logiques haut et bas, et une sortance exceptionnelle. Les composants de la série 54ACXXX, version militaire disponibles en boîtiers céramiques "CERDIP", recommandés par le CNES, sont disponibles à la fois chez Harris et chez National Semiconductor. Ceci assure la présence d'une seconde source. L'utilisation de cette technologie est en pleine expansion. Elle est prolongée actuellement par des versions

industrielles économiques fonctionnant sous 3V3 dans les micro-ordinateurs.

La bascule D de base, en fonctionnement autonome, peut commuter jusqu'à 75 MHz (période 14ns) dans toute la gamme de température militaire (-55°C à +125°C). Pour assurer un fonctionnement d'automate correct à 40 MHz (période 25 ns), il faut limiter la durée de propagation à travers la combinatoire et les lignes de transmission. On a pris comme règle de conception de ne pas utiliser plus de 2 portes dans la combinatoire inter-bascule. Le fonctionnement de l'automate est alors garanti même pour le pire cas des caractéristiques des composants, et dans toute la gamme de température considérée pour Prism, soit de -90°C jusqu'à +50°C.

A partir de ces choix et principes, le Service d'Aéronomie et le CEPHAG ont étudié en détail le séquenceur, en essayant de réduire le nombre de circuits nécessaires. Daniel Mathieu, au CEPHAG, a effectué les simulations logiques du fonctionnement, avec le simulateur du logiciel DESIGN WORKS (Capilano Computing, 1989).

V.2. LES FONCTIONS DE CONVERSION ET D'ADDITIONS COHERENTES

V.2.1. Mode d'acquisition du signal dans les géoradars

Selon les objectifs et les applications, les bandes favorables au sondage géoradar s'étalent de 10 MHz jusque vers 10 GHz. Selon la profondeur et la résolution recherchées, selon la nature du sol et les résonances propres des diffracteurs, il faut souvent tester successivement plusieurs sous bandes de sondage. La largeur de bande utilisée est de préférence très large, souvent supérieure à la fréquence centrale du sondage. Au lieu de transmettre une porteuse découpée ou modulée (voir la description du radar codé du chapitre II), la plupart des géoradars font appel, comme Prism, à une décharge apériodique sur l'antenne. Le récepteur et le convertisseur analogique numérique ("CAN") travaillent en réception directe sur toute la bande de base.

Pour estimer le niveau des signaux qui vont être reçus par le radar, on doit partir des équations du radar, et examiner l'effet des différents facteurs (voir l'annexe II et le chapitre VII). La distance des réflecteurs à l'antenne varie facilement dans un rapport de 1 à 20. L'atténuation

d'espace augmente dans ce cas de 52dB pour un réflecteur ponctuel, mais seulement de 26 dB pour un réflecteur plan de grande taille. Cette variation s'opère dans un temps court qui dépend de la vitesse des ondes dans le milieu. Le contraste d'impédance, ou la section efficace du réflecteur, est un deuxième facteur affectant le champ retourné. Mais plus que tout, la tangente de perte dans les sous-sols varie sur plusieurs décades. Pour pouvoir s'accommoder "en direct" de situations de sondage variées ou imprévisibles, la dynamique "instantanée" du récepteur et de la conversion doit être importante. Les propriétés statistiques du bruit de fond non corrélé peuvent permettre de contourner ce besoin de haute dynamique instantanée, comme nous le verrons pour Prism.

L'association d'une large bande à convertir et d'une dynamique importante conduit au besoin d'un convertisseur à la fois rapide et à grande résolution, suivi d'une mémorisation "à la hauteur". L'ensemble doit, de plus, rester de consommation modeste et provoquer peu de problèmes d'interférences électromagnétiques.

Peut-on s'inspirer directement, pour Prism, des architectures des géoradars terrestres?

De nombreuses configurations de géoradars disposent d'antennes VHF, rayonnant autour de 100 MHz. Pour réaliser une acquisition "passe partout" dans cette bande de sondage, il faudrait un CAN travaillant vers 300 MHz avec une résolution d'au moins 12 bits. Le même géoradar travaillant avec une antenne UHF vers 500 MHz requiert pour une acquisition directe, un convertisseur et une mémoire travaillant à plus d'un GHz. Peut on trouver des composants couvrant une si grande étendue de fréquence et de dynamique? Depuis quelques années, il existe bien des convertisseurs rapides à l'Arséniure de Gallium assurant une conversion sur 8 bits à plusieurs Gigahertz. La mémorisation du signal fait appel à une architecture de bancs de mémoires entrelacés pour pouvoir suivre de telles cadences. Mais ces circuits consomment beaucoup d'énergie, et n'offrent pas directement la grande dynamique recherchée.

De ce fait, les machines de terrain disponibles sur le marché travaillent en général sur un autre principe, utilisé aussi depuis longtemps dans les oscilloscopes pour l'affichage des signaux répétitifs. Les tirs du radar sont répétés, la réponse du milieu est supposée stationnaire. Dans le domaine temporel, on échantillonne, après chaque tir, un "point" différent de la réponse

considérée stable. Si les points acquis sont suffisamment rapprochés, on forme lentement une image fidèle, à large bande, de la réponse. C'est la méthode "stroboscopique". La valeur analogique de chaque point échantillonné est bloquée assez longtemps (de l'ordre de la période de répétition des tirs) pour assurer sa conversion fine par un CAN à très haute résolution (16 bits et plus), et à faible consommation. L'intervalle entre les points successifs échantillonnés produit une période équivalente d'échantillonnage, réglable selon l'antenne. Quel est l'inconvénient de cette méthode pour l'expérience Prism?

V.2.2. Stationnarité, mouvement de l'antenne, temps d'intégration disponible

La méthode stroboscopique de formation de la trace réponse prend un temps long et n'utilise qu'une petite partie de l'énergie haute fréquence rayonnée.

Quand on pratique des tirs successifs, on doit être certain qu'une réponse tardive au tir "n", ne se superposera pas sur la réponse au tir "n+1". C'est le problème de l'ambiguïté spatiale. Sur Mars, où les absorptions attendues sont faibles, et où des échos du relief sont possibles, il faut rejeter l'ambiguïté à au moins 50 micro-secondes, ce qui correspond à 7,5 km en espace libre. Comme il est expliqué au chapitre IV, on utilise en fait une période de répétition d'environ 100 micro-secondes (valeur nominale: 102 micro-secondes). Pour l'objectif scientifique en profondeur, il faut acquérir au moins 25 micro-secondes de signal réponse. Avec la bande de fréquence de sondage par l'antenne guiderope, et la fréquence d'échantillonnage qui lui correspond (40 MHz), il faut acquérir 1000 échantillons pour enregistrer la fenêtre réponse qui nous intéresse. L'acquisition stroboscopique utiliserait 1000 tirs et durerait 100ms. La réponse cohérente reconstituée par l'échantillonnage stroboscopique, a l'amplitude de la réponse cohérente à un tir, seule la forme du bruit varie. Pour former la réponse, on n'a ainsi utilisé que l'énergie d'un seul tir alors qu'on en a pratiqué mille.

En 100 milli-secondes, peut on encore considérer que la réponse globale du canal est restée stationnaire? A 20 km/h, le guiderope n'a parcouru que 0,55 mètre, tandis qu'à 70 km/h, il aura parcouru 2 mètres. Cela modifie de 4 mètres au plus la distance aller retour à un réflecteur. Pour une longueur d'onde moyenne dans le milieu de l'ordre de 15 mètres, cela produit un déphasage, raisonnable, de l'ordre de $\pi/4$ entre les signaux de retour.

Mais si l'on veut pratiquer l'addition cohérente de "n" réponses complètes afin d'améliorer le rapport signal sur bruit et détecter des traits géophysiques profonds, il faudrait garantir la stationnarité sur un temps "n" fois plus long, ce qui n'est pas possible dans notre scénario martien. On est très vite limité par les mouvements du guiderope. En plus du déplacement par rapport au milieu sondé, si le guiderope s'est déformé, ou s'il glisse sur un relief local avec des creux importants sous l'antenne, la théorie et nos essais montrent que la vitesse du courant sur l'antenne, et donc l'ondelette émise, sont perturbés. L'échantillonnage stroboscopique n'est pas adapté à nos besoins. Par contre, la bande de fréquence de sondage de Prism, beaucoup plus

basse que sur la plupart des radars, et la disponibilité récente de convertisseur et de mémoires rapides rendent possible la conversion directe de tout le signal reçu à chaque tir.

V.2.3. La conversion directe avec le convertisseur rapide "Flash".

Les développements de l'intégration des semi-conducteurs, les besoins de nouveaux marchés comme le traitement du signal et la vidéo numérique, ont rendu disponible une panoplie de convertisseurs analogiques numériques rapides, dits convertisseurs "Flash", basés sur la mise en parallèle d'un grand nombre de comparateurs analogiques. Pour un convertisseur 8 bits, il y a 256 comparateurs correspondants chacun à un des niveaux de la quantification. Chaque comparateur reçoit sur une de ces deux entrées le signal à convertir, et sur l'autre une tension de référence propre, qui dépend du rang du convertisseur. Ces 256 tensions de référence sont obtenues à partir d'une tension de référence unique, et d'une rampe de résistances égales, montées en série. Pour une valeur donnée de la tension analogique à convertir, tous les convertisseurs jusqu'au rang "r" sont dans l'état "supérieur à", tandis que les "256 -r" autres convertisseurs sont à l'état "inférieur à". Un encodeur combinatoire rapide génère immédiatement le mot de 8 bits correspondant à cette configuration logique, donc à ce niveau du signal, et le verrouille dans un registre de sortie.

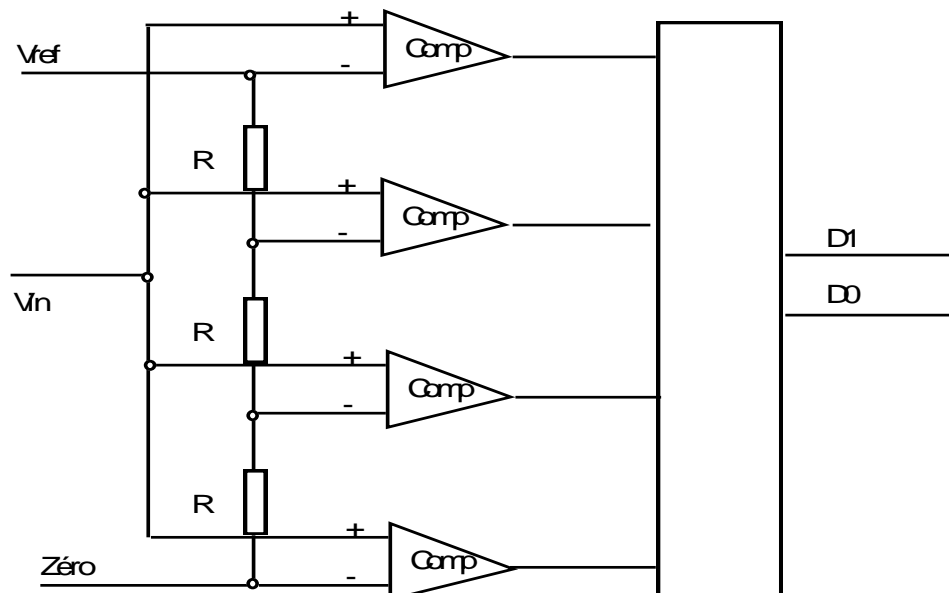


Figure 5-3: Exemple de convertisseur "flash" sur 2 bits.

Qu'est ce qui limite les performances de des convertisseurs "Flash"?

Avec la résolution r en nombre de bits, le nombre de comparateurs à intégrer varient en 2^r , tandis que la précision du réseau de résistances et des tensions de décalage à l'entrée des comparateurs varie en 2^{-r} .

En Vitesse, la performance est limitée par le temps de commutation des comparateurs et surtout par le temps de fonctionnement de la combinatoire d'encodage.

En 1991, pendant la conception de Prism, notre choix s'est porté vers le convertisseur analogique numérique de référence AD9012 de Analog Devices. Ce composant est monolithique (il n'utilise qu'une seule puce de silicium), ce qui augmente sa fiabilité pour un programme spatiale. L'Agence Spatiale Européenne (ESA) a depuis lancé un programme de tests sur ce composant et l'a qualifié à l'Aérospatiale (Cannes) pour les servitudes de la mission spatiale internationale CASSINI-HUYGENS vers Saturne. On trouvera la description détaillée de ce circuit dans la documentation Analog Devices, Data Converter Reference Manual, (1992). Ce convertisseur est capable de fonctionner jusqu'à 100 MHz et offre encore une excellente dynamique pour des signaux vers 30 MHz. Il est directement interfaçable avec la logique rapide faible consommation CMOS utilisée pour le séquenceur et le reste du montage.

V.2.4. La nécessité de l'addition cohérente

Avec 8 bits seulement à la conversion, on ne cadre pas directement toute la dynamique utile du radar. Il a donc fallu, d'une part, intégrer dans le récepteur un gain variable avec le temps pour compenser l'atténuation géométrique (voir Chapitre IV et VII), et, d'autre part, utiliser le niveau important du bruit présent à l'entrée du convertisseur pour linéariser statistiquement la conversion. Le bruit de fond du récepteur et le bruit de rayonnement galactique capté à la surface de Mars sont non corrélés avec le radar. Ils sont de niveau important, et nettement supérieurs au pas de quantification après l'amplification (voir étude de la dynamique des signaux au chapitre VII). L'addition cohérente de "n" réponses successives permet de faire ressortir les signaux cohérents "n" fois plus faibles que le bruit, et, selon la dynamique, les signaux ainsi détectés sont éventuellement plus petits que le pas de quantification. (BIB+)

Comme il est expliqué plus loin, on peut effectuer jusqu'à 256 accumulations de mots de 8

bits dans une unité de calculs à 16 bits sans débordement. Les 256 tirs du radar prennent 25 milli-secondes, la stationnarité semble assurée sur cette durée. On améliore de 24 dB le seuil de détection du radar.

V.2.5. Architecture pour l'addition cohérente: le choix de "l'addition au vol"

Comme il a été calculé plus haut à partir des objectifs scientifiques et de la fréquence d'échantillonnage, on a besoin d'acquérir une réponse qui s'étale sur un millier d'échantillons à 40 MHz. Les échantillons sont numérisés sur 8 bits. Une réponse élémentaire représente 1 kilo-octets. On souhaite pratiquer l'addition cohérente de typiquement 256 réponses successives.

Une première méthode consiste à effectuer les opérations en deux phases:

- acquisition des réponses élémentaires successives (de taille 1 kilo-octet) dans une grande mémoire des signaux bruts (de 256 kilo-octets), puis, après les tirs,
- addition des signaux lus dans la mémoire des signaux bruts pour chaque rang de retard, donc de même position relative. On stocke les sommes dans une autre mémoire résultat, de format 16 bits, et de profondeur 1 kilo-mots.

Cette méthode nécessite de gérer des adresses 18 bits pour l'acquisition puis la lecture des données brutes dans la mémoire 256K. On a aussi besoin aussi de former des adresses 10 bits pour la mémoire résultat. Si la méthode est en deux étapes, l'automate qui la réalise a donc deux modes de fonctionnement. Durant la première phase, l'acquisition synchrone fonctionne à 40 MHz, et demande un transfert direct rapide de l'échantillon converti vers la mémoire. On ne peut pas utiliser un processeur standard avec passage intermédiaire obligé par un registre interne. Pour la seconde phase asynchrone, et si l'on n'est pas trop pressé, on pourrait avoir recours à un micro-contrôleur standard. En 1996, on pourrait tenter l'implantation des deux phases d'un tel système avec un circuit spécialisé pour le traitement du signal.

Les contraintes d'encombrement, la difficulté de multiplier les liaisons rapides entre des sous modules, et la recherche de simplification de l'automate, nous ont conduit à effectuer les deux phases, acquisition et accumulation, simultanément, en pratiquant l'addition cohérente "au vol". Pendant la réponse au tir "t+1", on pratique l'addition immédiate (à 40 MHz), des

nouveaux échantillons que l'on reçoit, avec l'accumulation déjà formée jusqu'au tir "t". Afin de simplifier le cycle, on utilise une mémoire d'accumulation en gestion circulaire. Il s'agit d'une mémoire d'empilement "FIFO" (First In, First Out). Elle possède un double accès: un bus d'entrée et un bus de sortie pour les données. Le premier mot écrit par le bus d'entrée est le premier lisible sur le bus de sortie. La mémoire fonctionne comme un conduit où le nouvel arrivant s'empile derrière les précédents. On utilise un composant IDT72225 de profondeur 1024 mots. La gestion de compteurs et des adresses est intégrée (IDT, Specialized Memories and Modules, 1992). En partant d'un état initial avec mémoire vide, si l'on y écrit après le premier tir les 1024 échantillons successifs du signal reçu, la mémoire devient pleine. Au début du cycle du 2ème tir, en même temps qu'on convertit le premier échantillon E1 de signal, on lit la première donnée D1 de la mémoire FIFO. Une case dans la mémoire est ainsi libérée. Dans l'unité arithmétique, on effectue l'addition de l'échantillon E1 avec la donnée D1, on obtient un résultat R1, que l'on peut "pousser" (écrire) dans la case libre de la mémoire. Le même traitement est effectué avec l'échantillon E2 et la donnée D2, puis avec E3 et D3, etc. jusqu'à l'échantillon et la donnée de rang 1024. La mémoire FIFO contient, après ce cycle, 1024 nouvelles données résultats, qui représentent l'addition cohérente des 2 premières réceptions. Au troisième tir, on recommence le même cycle. Après chaque tir, la mémoire a accumulé, dans ses cases successives, les sommes, rang par rang, de tous les échantillons de même retard. L'architecture matériel reflète directement ce flot des données, avec les registres tampons nécessaires pour assurer le fonctionnement synchrone des conversions, lectures, additions, écritures.

On a recours à un canal (pipeline) à 4 niveaux. Les 4 niveaux se déroulent en parallèle, à chaque cycle, soit ici à chaque période de l'horloge. Ils traitent les données successives. Le flot des données voit lui les 4 niveaux en séquence. Soit, dans le détail:

- 1er niveau du canal: Acquisition sur le CAN et Lecture FIFO. Les deux termes sont écrits dans les tampons de sortie du CAN et de la FIFO, lors de la transition active de l'horloge 40 MHz.
- 2ème niveau: Ecriture des 2 termes opérands dans les tampons d'entrées de l'unité arithmétique (UAL) , lors de la transition active suivante de l'horloge.
- 3ème niveau: Ecriture, à la transition active suivante, du résultat de l'addition dans le tampon de sortie de l'UAL.
- 4ème niveau: Transfert et Ecriture de la nouvelle somme dans le tampon d'entrée de la

FIFO.

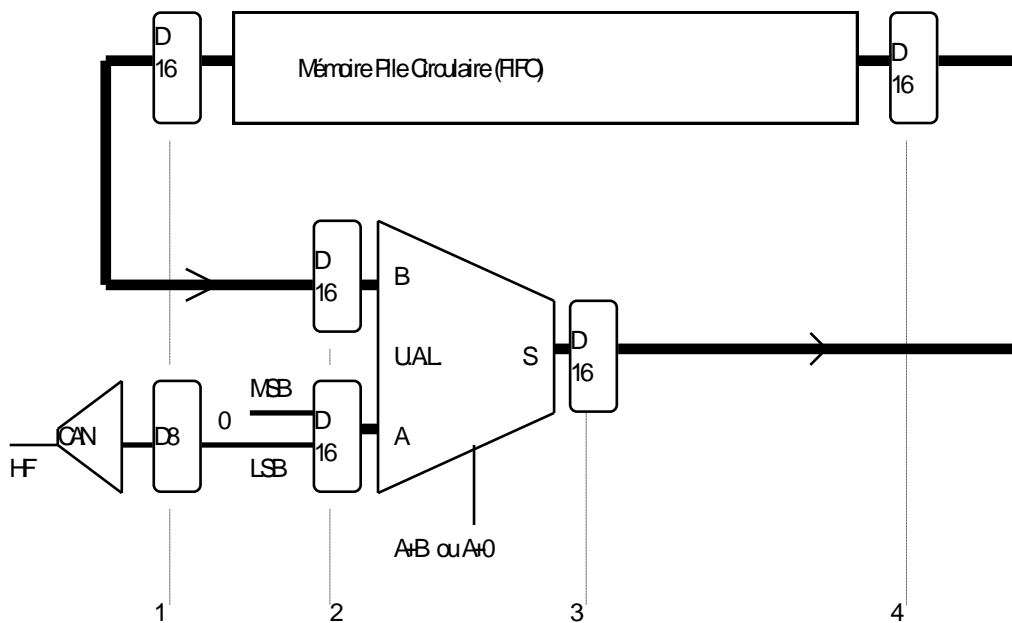


Figure 5-4: Automate d'accumulation en mode canal à quatre niveaux (pipeline)

Examinons pendant le cycle d'acquisition, les 4 niveaux qui fonctionnent en parallèle à chaque période de l'horloge d'échantillonnage. Sur le front montant d'horloge de rang "n+4" dans le cycle, tandis que l'échantillon converti de rang "n+3" est écrit dans le tampon de sortie du CAN, l'échantillon antérieur "n+2" est écrit à l'entrée de l'UAL, la somme de rang précédent "n+1" est écrite dans le registre de sortie de l'UAL, et la somme de rang "n" est écrite à l'entrée de la FIFO pour stockage.

Dès que les cycles "tir-réponse" sont terminés, la réponse résultat des additions successives est disponible dans la FIFO. La première donnée lisible est la somme des 256 échantillons de rang "1"...etc.

Quelles sont les limites de fonctionnement de cette architecture?

La durée de la fenêtre de signal acquis dépend de la profondeur de la FIFO utilisée. Pour Prism, on utilise une FIFO de profondeur 1024 échantillons. Il existe des circuits FIFO intégrés d'autres profondeurs. On a utilisé une version de profondeur 2048 pour la version MLI décrite plus loin (section V.5).

Le nombre d'additions cohérentes est limité par les éventuels débordements arithmétiques. Dans des mots de largeur "m", où l'on accumule des données de largeur "d", on peut toujours pratiquer $2^{(m-d)}$ additions sans débordement. Ainsi pour une UAL et une FIFO 16 bits et un convertisseur 8 bits, il faut éviter de dépasser 256 additions. Sinon il faut prendre des FIFO plus larges ou les monter en parallèle. Nous utilisons une UAL de 16 bits. Les mots de la FIFO IDT72225 ont 18 bits de large dont on utilise les 16 bits de poids faibles.

Avec les technologies ACMOS à basse consommation choisies pour le guiderope, la principale limite d'application de l'addition cohérente au vol est la fréquence de travail. Les temps de propagation dans l'UAL, et les temps d'accès de la mémoire FIFO, font plafonner ce mode de fonctionnement vers 50 MHz. On dispose d'une marge de 25% par rapport à la fréquence nominale du MI de Prism après raccourcissement, soit 40 MHz.

V.2.6. Auto-compatibilité électromagnétique du radar et réjection de la raie parasite synchrone de l'automate numérique.

L'ensemble du module numérique est piloté à partir de l'horloge d'échantillonnage. Pendant l'acquisition, tout le fonctionnement est quasi périodique. Il peut être décrit par une boucle. Comme les transitions électriques dans les circuits sont rythmées par l'horloge d'échantillonnage, alors les courants et les parasites générés par le module numérique sont essentiellement vus toujours avec la même phase pour tous les échantillons du convertisseur. Les interférences du module numérique produisent essentiellement sur le signal numérisé le même effet qu'une composante continue. Qu'est ce qui varie d'une itération à l'autre de la boucle? Quelles sont les interférences qui n'ont pas la période de l'horloge?

Lors du début ou de la fin de cycle, certaines branches du mode canal ne fonctionnent pas: par exemple, il n'y a pas d'écriture FIFO pendant les trois premières périodes d'horloge, ou il n'y a plus de lecture FIFO pendant les trois dernières périodes du cycle. On peut constater ces irrégularités sur les traces.

Certaines fonctions de l'automate utilisent une fréquence divisée par 16, comme on l'a vu plus haut dans la description du séquenceur. Les circuits concernés ne commutent qu'une fois sur

seize. Ces événements, comme par exemple la transition descendante de l'impulsion TXCOM destinée à la tête HF, génèrent des parasites qui, après "collecte" et amplification par le récepteur, sont légèrement visibles sur le tracé temporel, ou lors de l'analyse spectrale des résultats.

A l'intérieur des FIFO, les compteurs et générateurs d'adresses parcourent toutes les valeurs au cours du cycle. Pour certaines transitions, un plus grand nombre de bits des compteurs change de valeur et produit un appel de courant plus forts. Par exemple, lors du passage des pointeurs 10 bits, de l'adresse 01 1111 1111 à 10 0000 0000, les 10 bits changent de valeurs, cela produit un appel de courant supérieur. Des pointeurs à code de Gray ou à registres générateurs pseudo-aléatoires seraient plus discrets.

Enfin, et pour ouvrir la porte au Chaos, les valeurs converties par le CAN variant, elles produisent des résultats binaires successifs variables dans l'UAL, et toutes ces transitions électriques propagées affectent en retour l'entrée du récepteur. J'ai pu vérifier ces phénomènes à l'aide de rampes synchrones lentes en entrée du système.

La composante synchrone des interférences est-elle vraiment stable sur le signal lu à travers l'antenne et le récepteur? Peut elle affecter le bon fonctionnement du radar?

Les courants périodiques inducteurs d'interférence de l'automate ont une phase constante vis à vis de l'horloge qui pilote aussi le convertisseur. La gigue de celui-ci est faible et négligeable. Mais les champs parasites sont propagés, et collectés par l'antenne. Lorsque celle-ci se déforme, ou lorsque la vitesse de propagation des courants à sa surface est modifiée par une variation de couplage avec le sol, alors, la phase résultante de l'antenne à 40 MHz varie beaucoup. Dans ces conditions, le signal perturbateur arrive avec une phase variable à l'entrée du récepteur, et, même si il est atténué par les sections passe bas du récepteur, il produit une variation de la ligne de base du signal converti. Cet effet a été bien mesuré, et il a même servi à qualifier la qualité des blindages internes et des filtrages de traversées sur les fils électriques à l'intérieur du guiderope.

A la fin de nos travaux d'accommodation électromagnétique, ces composantes parasites ne saturant pas le récepteur. Leur effet est maîtrisé, et ne dégrade les performances radar ni du

guiderope expérimental, ni du guiderope CNES MI (Zolotarev et al., 1995).

V.3. QUELQUES EVOLUTIONS DU MODULE NUMERIQUE

V.3.1. Spectre utile

Avec une fréquence d'échantillonnage de 30 MHz, on peut représenter, sans phénomène de repliement, une bande de 15 MHz (en particulier la bande de 0 à 15 MHz, dite bande de base).

Quel est le spectre typique occupé par notre radar?

Comme il est expliqué au chapitre III, avec une impulsion excitant le centre du dipôle, et absorbée dès son premier retour au centre, on peut sonder le fond avec la bande centrée en $2f_0$, et couvrant de f_0 à $3f_0$ à -6dB, où f_0 est le mode fondamental, premier mode série de l'antenne (mode en " $\lambda/2$ "). Avec une réception directe et une conversion analogique-numérique en bande de base, il faudrait échantillonner à au moins $6f_0$ (le double de la fréquence maximum présente dans le canal). On représente ainsi la bande de largeur $3f_0$ (de 0 à $3f_0$), alors que la bande efficace du radar couvre seulement une bande de largeur utile inférieure à $2f_0$. On n'occupe que 66% de la bande convertie, et on fait tourner à 150% de vitesse l'arithmétique d'intégration et de stockage.

Considérons deux exemples numériques. Pour une antenne longue, résonnant en mode série $\lambda/2$ à 5 MHz, on génère un canal radar qui couvre la bande de 5 à 15MHz, de largeur 10 MHz. Dans la bande de base d'une conversion à 30MHz, on représente bien le spectre utile de ce dipôle long mais le bas de la bande convertie, de 0 à 5 MHz, ne sert à rien. On a un tiers d'information numérisée en trop. Pour une seconde antenne plus courte, résonnant à 7.5MHz, on a une bande utilisable par le radar de 7.5MHz à 22.5 MHz. La largeur de bande exploitable (15MHz), offre une meilleure résolution. Mais le canal déborde alors de la bande de base de la conversion. Avec un filtre passe-bas à phase linéaire, on peut réduire l'effet du repliement, mais on ne garde au mieux que 7,5 MHz de la bande du radar. Pour cette antenne plus courte, c'est la moitié du spectre convertie qui ne sert à rien, et on a perdu de la résolution. Si c'est possible, il est préférable d'élever la fréquence d'échantillonnage. Mais avec une fréquence d'échantillonnage supérieure, il faut augmenter la taille de la mémoire pour conserver la durée

d'écoute (et le potentiel de profondeur physique enregistrable). Si l'on ne peut plus élever la fréquence d'acquisition, il faut alors accepter le débordement de la bande avec l'effet du repliement, ou le rétrécissement du canal par filtrage à la réception. Ces effets sont inhérents à notre architecture simple d'excitation et d'acquisition directe, et deviennent cruciaux quand on raccourcit davantage la taille du guiderope.

V.3.2. Raccourcissement du guiderope

Suite à l'analyse des essais de traînage effectués à Toulouse sur la structure mécanique du guiderope CNES, un raccourcissement important du guiderope a été décidé par l'agence spatiale. Ce raccourcissement était indispensable pour garantir, à masse globale équivalente, un renforcement mécanique des tronçons du guiderope, en particulier une meilleure résistance à l'usure et aux chocs sur la surface du sol. Des 6.3 mètres de départ, le guiderope ne conserve que 5 mètres, soit un raccourcissement de 20%. Avec l'échantillonnage à 30 MHz, on pouvait donc, ou bien filtrer plus fort et réduire la bande du canal, ou bien, accepter encore plus de repliement spectral ("aliasing") que celui déjà présent dans le modèle expérimental. A.Hérique a montré des possibilités de reconstruction de profils sous-échantillonnés en vertical, dans le cas de la bonne cohérence spatiale des réflecteurs, et s'il y a un échantillonnage horizontal assez fin (Hérique, 1995). Mais cette méthode n'est pas forcément applicable pour la mission Mars, où nous aurons très peu de points de sondage dans un profil, avec un intervalle entre points incertain et dépendant du vent...

V.3.3. Accélération de l'automate

Avec de nouvelles versions militaires plus rapides des composants UAL et mémoire FIFO (leur période de fonctionnement garantie est passée de 30ns à 25 ns), nous avons pu augmenter la cadence nominale de fonctionnement de notre CANACCU de 30 à 40 MHz. Comme la technologie CMOS employée est plus rapide à basse température, ceci donne des marges supplémentaires de fonctionnement dans l'environnement de Prism. Des essais à température ambiante et en enceinte thermique ont été effectués avec un oscillateur à quartz de 52 MHz et ont montré un fonctionnement correct de l'automate.

Lors d'essais complémentaires pilotés par un générateur d'horloge dont on a fait monter

progressivement la fréquence, la consommation du module a été suivie très attentivement. Les circuits CMOS ont une consommation proportionnelle à la fréquence. Les autres composants du montage ont une consommation quasi constante. Ainsi, on doit constater une évolution affine de la consommation avec la fréquence. Une variation brutale de la courbe de consommation peut indiquer l'effet d'un état ou d'une sortie métastable sur un ou plusieurs circuits CMOS. Un comportement même redevenu apparemment normal à une fréquence supérieure doit être considéré comme suspect. De telles anomalies commencent à se manifester vers 54 MHz

Sur nos précédentes réalisations, la fréquence de travail a été aussi portée à 40 MHz. Nous avons alors une bande de base de 0 Hz à 20 MHz, dont une importante partie basse fréquence ne sert à rien.

V.3.4. Réduction de durée de la fenêtre d'écoute.

A 40 MHz, les 1024 échantillons gardés de la réponse ne représentent plus que 25.6 micro-secondes de signal reçu, contre 34 micro-secondes dans la version précédente à 30 MHz. Nous perdons une profondeur mémorisée de sondage non négligeable. Dans un sol de permittivité 3.2, la profondeur maximale représentée sans ambiguïté spatiale n'est plus que de 2150 mètres, contre 2850 mètres auparavant.

Attend-on une transition géophysique particulière vers ces profondeurs? On ne peut exclure une conséquence scientifique négative de cette réduction. Toutefois, les incertitudes sur l'absorption et la diffusion dans le milieu sont importantes, et il est peu probable que le radar ait réellement le potentiel pour sonder si profond.

V.3.5. Une autre solution?

L'inconvénient principale de cette augmentation à 40 MHz de la fréquence de fonctionnement reste donc la bande inutile, jusque vers 6 MHz, transmise à l'intérieur des données. Ceci représente donc un tiers de donnée inutile. S'il était facilement incorporable, un filtrage numérique passe haut permettrait une réduction du flot sans perte d'informations radar. Mais d'autres considérations dynamiques sur le nombre de bits significatifs du résultat de l'accumulation peuvent aussi guider la réduction simple de l'information à transmettre (voir chapitre VII).

En 1993, après le raccourcissement du guiderope, nous avons cherché comment traiter une bande utile du signal, couvrant de 8 MHz à 22 MHz, en utilisant notre convertisseur rapide, et notre additionneur cohérent fonctionnant à 30 MHz. Dans le but de réduire le débit avant l'addition cohérente, il s'agit de trouver un filtre numérique simple, avec le moins de changement sur l'architecture et avec le moins de composants supplémentaires. Il fallait tenir le calendrier du Modèle de Qualification livrable début 1994.

V.4. LA QUADRATURE REDUITE DU MODULE "CANACCU QUADRA"

V.4.1. Développement intuitif de la méthode

La méthode classique pour échantillonner un signal centré autour de 15 MHz, et dont la bande s'étale symétriquement de 7,5 MHz à 22,5 MHz, consiste à mélanger le signal avec deux raies à 15 MHz. La deuxième raie est en quadrature par rapport à la première. Après filtrage passe bas des 2 mélanges (projections) obtenus, on pratique la conversion numérique, à une fréquence d'échantillonnage supérieure ou égale à deux fois la demi-bande, soit ici à 15 MHz. On obtient un débit total de 30 Méga-échantillons par seconde, sur lesquels on pratiquera l'addition cohérente avec les tirs successifs. Cette architecture classique présente l'inconvénient de nécessiter un déphaseur, deux mélangeurs et deux convertisseurs. En plus du nombre de composants, la disparité entre les composants produit une dissymétrie de traitement des deux canaux. Avec l'arrivée des convertisseurs rapides, une nouvelle méthode a été proposée: échantillonner le signal à quatre fois sa fréquence centrale (soit ici 60 MHz), puis par filtrage numérique, extraire les deux projections en Phase et en Quadrature (Considine V., 1983; Rader C.M., 1984). Cette méthode supprime les disparités entre canaux, mais nécessite les calculs rapides des deux filtres numériques. V. Considine a proposé deux filtres à réponses de durée quatre, et dont tous les coefficients sont +1 ou -1. Pour la voie en phase, il propose la réponse (+1,+1,-1,-1) et pour la voie en quadrature la réponse (+1,-1,-1,+1). Les calculs du filtrage se résument alors à des additions ou des soustractions des échantillons successifs (pas de multiplication). Moyennant quelques restrictions supplémentaires sur le spectre d'entrée, nous proposons une méthode encore plus simple d'extraction de l'information en phase et en quadrature du signal d'entrée centré autour de 15 MHz.

Avec un filtrage adéquat des signaux d'entrée et produits hors bande, les deux raies orthogonales de la détection classique à 15 MHz, peuvent être remplacées par deux signaux rectangulaires à 15 MHz, décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de période. Avec un mélangeur idéal et un filtrage préalable de la bande des signaux reçus, les harmoniques contenues dans les signaux rectangulaires détecteurs ne produisent pas de fréquences images ou de produits supérieurs gênants. On peut, par exemple, choisir deux fonctions détectrices rectangulaires de rapport cycliques $\frac{1}{4}$, et décalées d'un quart de période. Leurs composantes à

15 MHz sont bien en quadrature. Ces détectrices peuvent être choisies de valeurs positives. Leurs composantes continues génèrent aussi des produits à éliminer, si nécessaire.

Considérons en particulier la fonction détectrice qui vaut 1 pendant un quart de sa période, et zéro pendant les trois autres quarts de sa période. Considérons l'autre détectrice, décalée d'un quart de période. La propriété remarquable de ces deux fonctions détectrices est que leurs supports sont disjoints (et juxtaposés). Les résultats de leurs mélanges avec le signal utile sont donc aussi deux signaux à supports disjoints (et juxtaposés). On pourrait donc encore distinguer sans ambiguïté, par le support, les deux produits juxtaposés, en mélangeant simplement le signal d'entrée avec la fonction somme des deux détectrices. La fonction somme des détectrices est la fonction carrée de fréquence 15 MHz, et de rapport cyclique $\frac{1}{2}$. Échantillonnée à 60 MHz, elle prend les valeurs successives 1, et 1, puis 0 et 0. Cette suite numérique périodique est bien la somme des deux détectrices périodiques (1,0,0,0) et (0,1,0,0). Pour échantillonner un signal de bande centrée autour de 15 MHz, il suffit donc de le "multiplier" par la fonction détectrice carrée (1,1,0,0), définie positive. Cela revient à intercaler après la numérisation à 60 MHz une fonction porte périodique!

Dans la réalisation pour Prism de cette « méthode » numérique, on va échantillonner le signal à 60 MHz, et ne conserver que 2 échantillons sur quatre. On va les faire transiter, à 30 MHz de débit moyen, vers le mécanisme périodique d'additions cohérentes. La régulation du flot d'échantillons est assurée par un tampon de synchronisation, de profondeur 1. Les deux horloges, à 60 MHz (échantillonnage) et à 30 MHz (addition et stockage), sont dérivées du même oscillateur, ce qui permet d'accrocher parfaitement leur phase relative, et d'assurer le fonctionnement sûr du tampon de synchronisation.

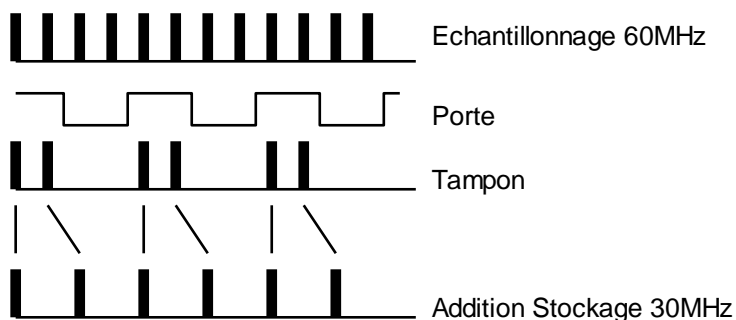


Figure 5-5: Fonctionnement pratique de la méthode Quadra

V.4.2 Justification mathématique de la méthode "Quadra"

V.4.2.1 Echantillonnage sans repliement autour de $f_e/4$.

Considérons la fonction d'échantillonnage primaire rapide à la fréquence f_e (60 MHz), de période $T_e = 1/f_e$.

$$E(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - n \cdot T_e)$$

δ représente ici la fonction de Dirac.

Cette fonction d'échantillonnage a le spectre

$$EE(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(f - n \cdot f_e)$$

Comme on peut écrire tout n sous la forme $4m+k$ ou $k=0, 1, 2$ ou 3 , décomposons la fonction $E(t)$ en une somme de quatre fonctions de période $4T_e$, toutes décalées.

$$E(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - 4 \cdot m \cdot T_e) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - (4 \cdot m + 1) \cdot T_e) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - (4 \cdot m + 2) \cdot T_e) \dots$$

$$+ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - (4 \cdot m + 3) \cdot T_e)$$

on peut écrire chaque fonction sous la forme:

$$F(k, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - (4 \cdot m + k) \cdot T_e)$$

ou encore

$$F(k, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - m \cdot (4 \cdot T_e) - k \cdot T_e)$$

Les quatre fonctions d'échantillonnages $4T_e$ sont obtenues par retard kT_e . Appliquons le théorème du retard pour donner le spectre $FF(k, f)$ des 4 fonctions $F(k, t)$

$$FF(k, f) = \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - m \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) \right] \right] \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot k \cdot \left(\frac{f}{fe} \right)}$$

Les contributions non nulles de l'exponentielle sont pour $f=m(fe/4)$, et l'expression du spectre FF peut se simplifier....

$$FF(k, f) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - m \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) \right] \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot k \cdot \left[\frac{m \cdot \left(\frac{fe}{4} \right)}{fe} \right]}$$

puis :

$$FF(k, f) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - m \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) \right] \cdot e^{-\left(j \cdot \frac{\pi}{2} \right) \cdot k \cdot m}$$

Soit, le résultat:

$$FF(k, f) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - m \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) \right] \cdot (-j)^{(k \cdot m)}$$

avec, en particulier $FF(0, f)$ et $FF(1, f)$

$$FF(0, f) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - m \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) \right]$$

pour la suite des m , la fonction $FF(0, m(fe/4))$ est toujours égale à la fonction δ

$$FF(1, f) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - m \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) \right] \cdot (-j)^m$$

Pour la suite des m , $FF(1, m(fe/4))$ est la suite périodique: $+\delta, -j\delta, -\delta, +j\delta, \dots$

Considérons maintenant un échantillonnage partiel, réalisé seulement par les fonctions $F(0, t)$ et $F(1, t)$. Montrons que pour certaines sous bandes, de largeur $fe/4$, le signal $S(t)$ peut être entièrement reconstitué à l'aide des échantillons réalisés par $F(0, t)$ et $F(1, t)$.

Soit les deux suites échantillonnées $U(0, t)$ et $U(1, t)$ du signal $S(t)$ selon la formule:

$$U(k, t) = S(t) \cdot F(k, t)$$

On a:

$$U(0,t) = S(t) \cdot F(0,t)$$

$$U(1,t) = S(t) \cdot F(1,t)$$

Pour un signal $S_i(t)$, réel, périodique, sinusoïdal de période f_i , le spectre $SS_i(f)$ est de la forme:

$$SS_i(f) = a \cdot \delta(f - f_i) + \overline{a} \cdot \delta(f + f_i)$$

Le spectre $UU(0,f)$ du signal échantillonné est le produit de convolution de $SS_i(f)$ et de $FF(0,f)$.

Avec la propriété: $\delta(t-t_1) * \delta(t-t_2) = \delta(t-t_1-t_2)$, et les propriétés de distributivité, on déduit:

$$UU(0,f) = a \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - \left[m \cdot \left(\frac{f_e}{4} \right) \right] - f_i \right] + \overline{a} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - \left[m \cdot \left(\frac{f_e}{4} \right) \right] + f_i \right]$$

Le spectre $UU(1,f)$ de l'autre signal échantillonné est le produit de convolution de $SS_i(f)$ et de $FF(1,f)$

$$UU(1,f) = a \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - \left(m \cdot \frac{f_e}{4} \right) - f_i \right] \cdot (-j)^m + \overline{a} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[\left[f - \left(m \cdot \frac{f_e}{4} \right) \right] + f_i \right] \cdot (-j)^m$$

Pour toute fréquence f_i , il n'existe qu'une seule valeur de m qui donne une contribution dans l'intervalle $-f_e/8$ à $+f_e/8$. Ecrivons toute valeur de fonction f_i sous la forme unique:

$$f_i = b \cdot \left(\frac{f_e}{4} \right) + f_b \quad \text{où } f_b \text{ est dans l'intervalle } -f_e/8 \text{ à } +f_e/8.$$

Montrons que chaque échantillonnage, pris séparément, F_0 et F_1 génèrent des repliements pour les sous bandes. Développons d'abord le résultat par la première fonction d'échantillonnage, on a alors:

$$UU(0,f) = a \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - m \cdot \left(\frac{f_e}{4} \right) - b \cdot \left(\frac{f_e}{4} \right) - f_b \right] + \overline{a} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - m \cdot \left(\frac{f_e}{4} \right) + b \cdot \left(\frac{f_e}{4} \right) + f_b \right]$$

La contribution dans l'intervalle $-f_e/8$ à $+f_e/8$ est:

$$UU(0,f) = a \cdot \delta(f - f_b) + \overline{a} \cdot \delta(f + f_b)$$

La contribution se résume à deux raies conjuguées.

Le coefficient a est un complexe quelconque, alors en posant:

$$\alpha = \bar{a}$$

$$f\beta = -fb$$

on peut, par substitution, écrire le résultat précédent $UU(0,f)$ sous une autre forme:

$$UU(0, f) = \alpha \cdot \delta(f - f\beta) + \bar{\alpha} \cdot \delta(f + f\beta)$$

On reconnaît ici la fonction échantillonnée d'un autre signal périodique $S_j(t)$ de spectre:

$$SS_j(f) = \alpha \cdot \delta(f - f_j) + \bar{\alpha} \cdot \delta(f + f_j)$$

où f_j est une fréquence de la forme:

$$f_j = b \cdot \left(\frac{f_e}{4}\right) + fb$$

$$f_j = b \cdot \left(\frac{f_e}{4}\right) - fb$$

Ainsi, même en fixant b , on ne peut pas séparer sur $UU(0,f)$ la contribution des deux fonctions périodiques sinusoïdales $S_i(t)$ et $S_j(t)$ de fréquences:

$$f_i = b \cdot \left(\frac{f_e}{4}\right) + fb$$

$$f_j = b \cdot \left(\frac{f_e}{4}\right) - fb$$

Il y a REPLIEMENT dans le spectre.

Dans le cas particulier de la bande de base, pour $b=0$, ces deux signaux sont les mêmes. Mais pour toute valeur non nulle de b , les deux fréquences sont différentes, symétriques par rapport à $b(f_e/4)$.

Pour une valeur de b donnée, et pour toute fréquence fb de l'intervalle $0..(f_e/8)$, le terme $U(0,fb)$ est la somme des contributions des deux fonctions périodiques sinusoïdales $S_i(t)$ et $S_j(t)$ de fréquences:

$$f_i = b \cdot \left(\frac{f_e}{4}\right) + fb$$

$$f_j = b \cdot \left(\frac{f_e}{4}\right) - fb$$

Notons $a(f_i)$ et $a(f_j)$ les amplitudes complexes des raies positives des deux fonctions sinusoïdales, on a :

$$UU(0, fb) = a(fi) + a(fj)$$

et l'on ne peut donc pas reconstituer le signal à partir de U(0,t) seule.

Examinons maintenant le spectre de U1(t), produit de l'échantillonnage de Si(t) par F1(t).

$$UU(1, f) = a \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - \left(m \cdot \frac{fe}{4} \right) - fi \right] \cdot (-j)^m + \bar{a} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[\left[f - \left(m \cdot \frac{fe}{4} \right) \right] + fi \right] \cdot (-j)^m$$

$$UU(1, f) = a \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[f - \left(m \cdot \frac{fe}{4} \right) - b \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) - fb \right] \cdot (-j)^m + \bar{a} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta \left[\left[f - \left(m \cdot \frac{fe}{4} \right) \right] + b \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) + fb \right] \cdot (-j)^m$$

La contribution dans l'intervalle $-fe/8$ à $+fe/8$ est:

$$UU(1, f) = a \cdot \delta(f - fb) \cdot (-j)^{-b} + \bar{a} \cdot \delta(f + fb) \cdot (-j)^b$$

soit,

$$UU(1, f) = a \cdot \delta(f - fb) \cdot j^b + \bar{a} \cdot \delta(f + fb) \cdot (-j)^b$$

La contribution se résume aussi à deux raies conjuguées.

Posons cette fois:

$$\alpha = \bar{a} \cdot (-1)^b$$

$$f\beta = -fb$$

On peut alors transformer UU(1,f) par substitution, on obtient:

$$UU(1, f) = \alpha \cdot \delta(f - f\beta) \cdot j^b + \bar{\alpha} \cdot \delta(f + f\beta) \cdot (-j)^b$$

On reconnaît encore la fonction échantillonnée du signal périodique Sj(t) de spectre:

$$SSj(f) = \alpha \cdot \delta(f - fj) + \bar{\alpha} \cdot \delta(f + fj)$$

où fj est de la forme:

$$fj = b \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) + fb$$

c'est à dire:

$$fj = b \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) - fb$$

Ainsi, pour une valeur de b donnée, le terme U(1,fb) est la somme des contributions de deux fonctions périodiques sinusoïdales Si(t) et Sj(t) de fréquences:

$$fi = b \cdot \left(\frac{fe}{4} \right) + fb$$

$$f_j = b \cdot \left(\frac{f_e}{4} \right) - f_b$$

Notons à nouveau $a(f_i)$ et $a(f_j)$ les amplitudes complexes des raies positives des deux fonctions sinusoïdales, on a encore REPLIEMENT :

$$UU(1, f_b) = a(f_i) \cdot j^b + \overline{a(f_j)} \cdot (-j)^b$$

Montrons maintenant que, pour les valeurs impaires de b, et en particulier pour $b=1$, on peut trouver l'amplitude de toute raie appartenant à l'intervalle de fréquence :

$$[b(f_e/4) - f_e/8, b(f_e/4) + f_e/8]$$

à l'aide de la combinaison des deux fonctions échantillonnées U_0 et U_1 .

Calculons le spectre composé:

$$UU(0, f_b) + (-j)^b \cdot UU(1, f_b) = a(f_i) + \overline{a(f_j)} + (-j)^b \cdot [a(f_i) \cdot j^b + \overline{a(f_j)} \cdot (-j)^b]$$

soit, après simplification:

$$UU(0, f_b) + (-j)^b \cdot UU(1, f_b) = 2 \cdot a(f_i) + \overline{a(f_j)} \cdot [1 + (-1)^b]$$

Pour les valeurs impaires b du rang de la sous bande, le second terme disparaît et l'on a:

$$UU(0, f_b) + (-j)^b \cdot UU(1, f_b) = 2 \cdot a(f_i)$$

$$a(f_i) = \frac{1}{2} \cdot [UU(0, f_b) + (-j)^b \cdot UU(1, f_b)]$$

On peut aussi tirer, après substitution (toujours pour b impair):

$$a(f_j) = \frac{1}{2} \cdot \overline{[UU(0, f_b) + (j)^b \cdot UU(1, f_b)]}$$

Pour les valeurs de b paires, on a $UU(0, f_b) = -UU(1, f_b)$, et l'on ne peut pas "démêler" de la même manière l'effet des repliements.

Dans le cas du guiderope, on s'intéresse au cas particulier de la sous bande $b=1$ qui couvre de $(f_e/4 - f_e/8)$ à $(f_e/4 + f_e/8)$, soit pour $f_e = 60\text{MHz}$, la bande de 7,5 MHz à 22,5 MHz. Dans ce cas, on a reconstitution non ambiguë du spectre de la bande par les formules:

$$a\left(\frac{f_e}{4} + f_b\right) = \frac{1}{2} \cdot (UU(0, f_b) + (-j) \cdot UU(1, f_b))$$

$$a\left(\frac{f_e}{4} - f_b\right) = \frac{1}{2} \cdot \overline{(UU(0, f_b) + j \cdot UU(1, f_b))}$$

REMARQUE: Si on avait échantillonné à 80MHz, la bande $b=1$ couvrirait de 10MHz à 30 MHz, avec une fréquence centrale de 20MHz, mieux adaptée à un guide-rope raccourci.

V.4.2.2. Méthode numérique de reconstitution du signal après son échantillonnage "Quadra".

Les développements précédents peuvent sembler complexes, mais la méthode de reconstitution du signal, qui utilise la Transformée de Fourier Rapide (TFR ou FFT en anglais), est simple.

Considérons la suite $q(n)$ constituée de 1024 échantillons récoltés par la méthode QUADRA, où on n'a conservé que deux échantillons sur quatre (voir la figure 5-5). Commençons par rétablir une échelle linéaire du temps. Pour ce faire, plongeons la suite $q(n)$ dans une suite $s(t)$, de telle manière que les $q(n)$ occupent les positions 0 et 1 [modulo 4] dans $s(t)$. On revient alors exactement au contenu du tampon intermédiaire de la figure 5-5.

$$s(4 \cdot k) = q(2 \cdot k)$$

$$s(4 \cdot k + 1) = q(2 \cdot k + 1)$$

$$s(4 \cdot k + 2) = 0$$

$$s(4 \cdot k + 3) = 0$$

On obtient une suite $s(t)$ de 2048 valeurs, qui correspond au produit de deux fonctions du temps: d'une part, le signal échantillonné à f_e , et, d'autre part, une fonction porte périodique de fréquence ($f_e/4$) et prenant successivement les valeurs 1,1,0,0...

Calculons le spectre TFR de la suite $s(t)$. Si l'on fait l'hypothèse que le spectre du signal d'origine était limité à la bande autour de $f_e/4$ et de largeur totale $f_e/4$, alors on sait que ce spectre ne peut occuper que les raies de 256 à 768 et les raies conjuguées autour de la raie 1536. On sait aussi que le produit de ce signal par la porte 1,1,0,0 ne produit pas de repliement dans cette sous bande, et qu'il reproduit son spectre dans les autres sous bandes.

Il suffit alors de multiplier le spectre obtenu par une porte spectrale, qui annule toutes les raies entre 0 et 256, puis entre 768 et (1024+256), et enfin entre (2048-256) et 2047. On obtient, à un coefficient près, le spectre du signal à bande limitée avant son passage dans la porte temporelle 1,1,0,0.

Il ne reste plus alors qu'à effectuer la TFR inverse pour restaurer le signal.

Un signal d'origine de la sous bande perd la moitié de son énergie lors de l'application de la porte temporelle. Puis, le spectre amputé de la moitié de ses raies, perd aussi la moitié de l'énergie. Il faut donc, à la restitution, doubler l'amplitude du résultat pour retrouver l'amplitude d'origine.

V.4.2.3. Effet de la fenêtre sur des signaux à bande mal limitée.

En plus des effets de repliement, si le spectre du signal naturel d'origine n'est pas strictement limité à la bande $[f_c/4 - f_c/8, f_c/4 + f_c/8]$, alors la coupure du spectre par la porte rectangulaire dans le domaine fréquentiel, va se traduire, dans le domaine temporel restitué, par l'apparition de lobes temporels secondaires (dus aux lobes secondaires dans le spectre de la porte rectangulaire). Ce phénomène est gênant dans le cas d'un radar puisque cela fait apparaître de faux échos, petites répliques décalées des échos significatifs. Il faut donc choisir, dans le domaine fréquentiel, la pondération par une fenêtre plus douce, présentant des lobes secondaires très atténués.

Si le support de cette fenêtre douce est strictement limité à la bande sans repliement, de largeur totale $f_c/4$, alors, la bande efficace de la fenêtre sera bien inférieure à $f_c/4$. Ceci va produire une perte de résolution en temporelle. D'autre part, si le support de la fenêtre déborde de la bande $f_c/4$ alors la bande efficace sera plus large, mais on aura la présence, à moindre énergie toutefois, de fréquences repliées. Le signal reconstitué pourra subir de légères déformations, d'autant plus lisibles que son spectre d'origine est large.

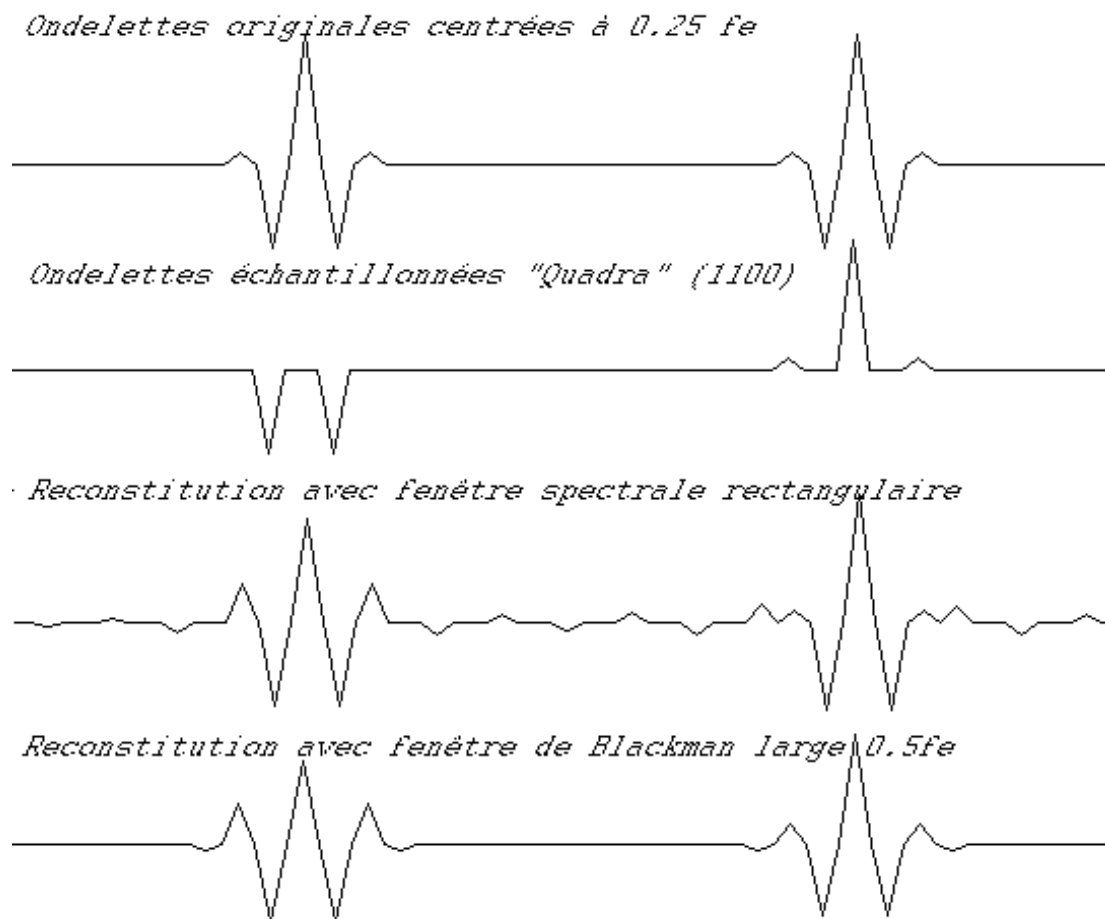


Figure 5-6: Echantillonnage "Quadra", et reconstitutions d'ondelettes

J'ai simulé ces effets sur des ondelettes représentatives, et j'ai adopté pratiquement la fenêtre de Blackman (1958) pour laquelle le plus fort lobe secondaire du spectre est à -57dB. Pour éviter la réduction de la bande efficace (à support égal, la bande à -3dB de la fenêtre de Blackman est 3 fois plus étroite que celle de la fenêtre rectangulaire), on peut élargir la largeur du support de la fenêtre. En doublant la largeur de la fenêtre, son support passe de $f_c/4$ à $f_c/2$, et on a alors 2 fenêtres de pondération juxtaposées sur le spectre complet. Les résultats avec cette fenêtre élargie semblent optimaux (Y.Barbin, Rapport Interne Service d'Aéronomie, 1993).

La figure 5-6 illustre ces résultats par un exemple. On part d'ondelettes de fréquence centrale $0.25f_c$ obtenues par le produit d'une fonction cosinus de fréquence $0.25f_c$ par une fenêtre de Hanning (cosinus $0.1f_c$ dans cet exemple). Ces ondelettes ont de l'énergie en dehors de la bande $0.125f_c$ à $0.375f_c$. La reconstitution avec la fenêtre spectrale rectangulaire fait apparaître des lobes temporels secondaires à environ -20dB. La fenêtre de Blackman large fait

disparaître les lobes secondaires et produit un élargissement temporel d'environ 40% de l'ondelette de départ. Comme on le voit, la forme reconstituée dépend peu de la position relative de l'ondelette par rapport au début de la période de l'échantillonnage "quadra" en (1100). D'autres simulations, conduites à l'aide de l'outil Mustig, sont présentés dans le rapport du Cephag de Hérique A. et Kofman W (1994).

V.4.3. Réalisation matérielle avec un séquenceur FPGA

Pour réaliser pratiquement le module numérique avec le fonctionnement en quadrature réduite, j'ai cherché à utiliser au maximum l'architecture et les composants existants dans l'autre version. On utilise le même convertisseur AD9012, qui peut fonctionner jusqu'à 100 MHz, la même mémoire FIFO IDT7225, et la même Unité Arithmétique et Logique IDT7383. Le séquenceur est forcément à revoir, puisqu'il doit assurer la synchronisation entre une partie du montage à 60 MHz et une autre à 30 MHz. J'ai décidé de mettre en œuvre, pour cette version, la technologie des circuits logiques programmables que Serge Vincent, de l'IPGP, avait évaluée pour les évolutions de Prism (Barbin Y. et al., 1992).

Les circuits à logique programmable ont des avantages remarquables pour le développement d'un instrument comme Prism. Examinons ces avantages :

- Evolution rapide et à faible coût des versions

Au cours du développement de Prism, on a dû faire la démonstration d'un instrument RADAR intégré dans sa propre antenne très tôt. On a dû loger des modules dans des petits cylindres et les faire communiquer par un nombre restreint de liaisons électriques. Pour cela, on a dû fabriquer et câbler des plaquettes de dimension représentative. Chaque évolution en technologie classique donne alors lieu à une étude d'implantation difficile, assez longue et coûteuse, alors qu'avec certaines variétés de circuits programmables, on peut reprogrammer à souhait les connections internes et donc les fonctionnalités d'un circuit déjà câblé.

- Miniaturisation, gain de masse.

Pour implanter l'automate de Prism en technologie discrète, on a dû passer un temps important pour optimiser le nombre de circuits nécessaires et pour utiliser au maximum les ressources présentes. Sur le MI discret, il ne reste place pour aucun circuit supplémentaire.

Toute modification d'interface, suite à des essais ou des modifications en amont, aurait été très embarrassante. Toute réduction de taille des plaquettes électroniques aurait remis en question l'intégration de l'expérience au guiderope. La haute intégration des circuits programmables permet une miniaturisation poussée et libère de la place et des fonctionnalités pour les évolutions mécaniques ou autres. La diminution du nombre de boîtiers, de composants passifs, et éventuellement de surface de circuit imprimé s'accompagne d'une réduction intéressante de masse.

- Possibilité de qualification matérielle tout en gardant une marge de fonctionnalité

Une fois sélectionné un ensemble comprenant un circuit à logique programmable, il est possible de préparer et de passer tous les tests de qualification. Le circuit programmable permet de ne pas avoir à ajouter plus tard de nouveaux circuits qui n'auraient pas suivi la même filière. Une fois l'ensemble intégré, les résultats positifs des tests globaux à l'environnement sur un modèle de niveau MI ou MQ ne sont pas remis en question par une reprogrammation qui laisse inchangé le matériel.

- Consommation

Toutes les liaisons internes au circuit programmable présentent des capacités minimum. Pour les circuits CMOS rapides du séquenceur, la consommation est essentiellement due à la charge et la décharge des capacités du montage et des étages de sortie des portes justement capables de piloter les lignes de liaisons inter-portes. L'intégration permet donc de limiter la consommation dynamique de l'automate. Pour Prism, le fonctionnement dans l'environnement de la nuit martienne est la cause d'un courant d'alimentation disponible d'autant plus faible que la température est basse. La consommation du module sur le +5 volts passe de 236mA à 147mA. Gagner ces dizaines de milliampères sécurise les marges de fonctionnement.

- Compatibilité électromagnétique

La baisse sensible des courants commutés dans le montage, et l'absence de liaisons électriques filaires entre des éléments autrement discrets réduisent le rayonnement électromagnétique parasite du montage. De plus la puce électronique est couverte d'un couvercle métallique blindant qui contribue à diminuer pollution et susceptibilité électromagnétique.

- Fiabilité

Le nombre de soudures du montage, le nombre et la longueur des pistes de liaison, le nombre de composants passifs de découplage, et la taille nécessaire des plaquettes circuits imprimés sont ainsi réduits. Cette diminution de taille réduit les problèmes de déformation mécanique due aux écarts thermiques et au vieillissement du substrat. La diminution de masse et la qualité du brochage améliore la tenue en vibration. Toutefois, les motifs du masque de ces circuits intégrés sont plus fins, et la tenue aux radiations est moins bonne. En 1993, un programme de spatialisation était en cours chez au moins deux constructeurs. Le département Qualité des composants du CNES disposait de résultats d'évaluation de certaines filières. Les résultats rendaient envisageable l'utilisation dans le contexte de la mission MARS94-96, pour les instruments fonctionnant sur le sol en particulier.

Après une pré-étude des besoins et de l'existant, mon choix s'est porté, au moins pour des prototypes, vers l'utilisation des circuits logiques programmables de type FPGA (Field Programmable Gate Array) fabriqués par la société américaine XILINX (Xilinx, 1989). Serge VINCENT a étudié et réalisé la version FPGA du séquenceur de Prism. L'implantation a été réalisée dans une matrice XILINX de référence XC3042B, disponible en version militaire, et qui comporte 144 blocs logiques internes (double bascule et combinatoire d'entrée) et 96 cellules d'entrée-sortie. La disposition sur les circuits imprimés des principaux éléments, UAL, FIFO, partie analogique et CAN, a été conservée, afin d'éviter de nouveaux couplages parasites. Le circuit tampon entre la conversion à 60 MHz et l'addition stockage à 30 MHz a fait l'objet d'une attention particulière.

Les essais de laboratoire d'un premier jeu de cartes QUADRA se sont déroulés en mars 1994. Cette version (QUADRA V 1.3) a été intégrée au guiderope, et testée avec succès en juin 1994 sur la dune du Pyla. Une version différente dite module "à longue intégration" a été ensuite développée, pour augmenter de 6 dB la sensibilité du radar, dans la perspective de nouveaux sondages à plus grande profondeur (voir paragraphe V.5).

V.4.4. Bilan critique du fonctionnement en quadrature réduite

La méthode d'acquisition et de restitution est basée sur le fait que tout le signal est dans la bande autour de $f_c/4$. Toute composante hors de cette bande va perturber la restitution. Lors

du fonctionnement réel, on trouve deux composantes gênantes: le bruit synchrone de la partie de l'automate fonctionnant à 30MHz (c'est à dire à $f_e/2$), et la composante continue à l'entrée du CAN. Ces deux composantes provoquent à la restitution une ondulation importante à 15MHZ, en plein milieu de la bande. Si les composantes sont parfaitement stables à l'entrée du système, on peut les soustraire. La composante continue du convertisseur atteint rapidement une valeur constante et peut être effectivement soustraite. Un filtrage passe haut supplémentaire supprime aussi la réaction lente du récepteur lors de la sortie de la saturation. L'effet de l'automate à 30 MHz est moins facile à soustraire du fait que la raie est multiple. Il y a des fluctuations (par exemple dans les compteurs) ayant la période longue de fonctionnement de l'automate. De plus, ce couplage se fait en grande partie par l'antenne et n'est pas parfaitement constant avec les déplacements et déformations de l'antenne. Globalement, on peut dire que ce mode d'acquisition du signal demande un meilleur niveau général d'auto-compatibilité électromagnétique, et plus de prétraitement des données. On pourra voir, au chapitre VI-3, les profils comparés.

V.5. LE CANACCU A LONGUE INTEGRATION (MLI)

V.5.1.Objectifs

Dans le cadre d'une possible mission de sondage de la glace profonde autour de la nouvelle base antarctique du Dôme C, on a cherché comment améliorer la sensibilité du radar, avec peu de modifications de la machine.

Le cyclogramme nominal de fonctionnement du radar permet d'effectuer une mesure en un point de sondage dans un temps court de 25 milli-secondes (avec 256 tirs pratiqués à une fréquence de répétition de 10 kHz). Dans d'autres conditions de sondage, où les chocs et les mouvements sont moindres, on peut intégrer plus de tirs et améliorer le rapport signal sur bruit (tant que le niveau des parasites cohérents ne vient pas nous gêner). Chaque fois que l'on double le nombre de tirs intégrés, on double le rapport d'énergie entre signaux cohérents et signaux incohérents, on gagne 3 dB sur ce rapport.

En Janvier 1993, lors de la mission en Terre Adélie du modèle expérimental, avec le guiderope traîné lentement, à quelques kilomètres par heure, on a augmenté, par traitement, le nombre d'additions cohérentes. Cette opération a été exécutée sur le micro-ordinateur de pilotage et d'affichage, en accumulant les résultats de plusieurs mesures successives. Cette suraccumulation peut être aussi pratiquée, en temps différé, lors des traitements au laboratoire. Avec le guiderope, la durée de transmission du paquet de données pour chaque mesure est d'environ 1 seconde, temps nettement supérieur à la durée des tirs. La condition de stationnarité serait beaucoup plus facilement vérifiée avec une accumulation matérielle directe réalisée à bord du guiderope, en augmentant le nombre de tirs saisis.

Chaque fois que l'on double le nombre de tirs intégrés, on augmente d'un bit la largeur du mot numérique capable de représenter le résultat de l'accumulation d'un signal cohérent d'amplitude maximale. L'architecture nominale du CANACCU prévoit 256 tirs par paquet. On accumule les signaux reçus, convertis sur 8 bits, dans un accumulateur de format 16 bits. Il n'y a ainsi jamais de débordement de format. Mais, si l'on veut pratiquer matériellement 1024 additions cohérentes, et gagner 6 dB de sensibilité par rapport au cas nominal, il faudrait une architecture 18 bits pour éviter tout débordement.

Si l'on veut à la fois pratiquer 1024 tirs et conserver le format 16 bits, on doit, ou bien maîtriser les débordements, selon les propriétés du signal et du bruit, ou bien décaler vers le bas les mots en sortie du convertisseur, avant d'effectuer les additions.

Au début de la fenêtre d'écoute, sur l'antenne, les signaux proches se superposent avec la réverbération résiduelle du courant d'émission ("ringing"). Cette réverbération est essentiellement cohérente avec l'excitation. Le signal qui la représente occupe après amplification toute la gamme de tension analogique, donc toute l'échelle numérique du format 8 bits. Si l'on accumule, plus de 256 fois, ces signaux dans un accumulateur 16 bits, on aboutit forcément à un débordement arithmétique, effet massif qui peut cacher les petits échos superposés.

Pour les signaux un peu plus tardifs, jusqu'à 3 micro-secondes environ, il est moins facile de prédire l'amplitude cohérente à la sortie du récepteur et donc les positions d'échantillons faisant l'objet d'un débordement. Il y a, d'une part, la décroissance de la réverbération, des échos plus faibles avec l'expansion géométrique des ondes, mais il y a aussi la courbe croissante de gain variable calculée pour compenser cet effet! Jusqu'à 3 micro-secondes, il faudrait avoir un nombre d'additions cohérentes croissant avec le retard d'arrivée du signal (Une intégration matérielle à deux niveaux complique peu le fonctionnement du séquenceur, les compteurs supplémentaires pourraient être intégrés dans la matrice FPGA).

Ensuite, au delà de 3 micro-secondes, le gain a atteint sa valeur maximale, la décroissance géométrique est moins rapide, l'absorption du milieu l'emporte dans la décroissance temporelle d'échos. A la sortie du récepteur, le bruit non cohérent domine. On peut alors utiliser des propriétés statistiques du bruit pour cadrer l'arithmétique d'intégration.

Le bruit de fond occupe en effet 4.5 bits efficaces en sortie du convertisseur, pour le récepteur MI avec le récepteur au gain maximum (voir calcul dans le chapitre VII sur la dynamique des signaux). Si l'on ne garde que les 6 bits de poids forts des signaux convertis (on décale tous les mots de 2 bits vers le bas en sortie du CAN), le bruit occupe encore 2.5 bits efficaces. Si on injecte ces petits mots de 6 bits dans l'arithmétique 16 bits, on peut alors pratiquer 1024 additions cohérentes sans débordement. Le bruit du récepteur "linéarise" le résultat des

additions. On améliore le rapport signal sur bruit de 24 dB. On gagne ainsi 6 dB par rapport à l'addition de seulement 256 tirs. Cette méthode revient à utiliser un "bon" convertisseur de seulement 6 bits, et à obtenir pourtant de meilleures détections.

Pourrait-on aussi utiliser sur le signal une résolution de 5, voire de 4 bits?

Pour tirer partie de cette méthode, il faut que le bruit non cohérent présent avant la conversion domine le pas de quantification choisi. Dans ce cas, l'erreur de quantification est un bruit faible supplémentaire également incohérent. Si, par contre, le bruit non cohérent présenté à l'entrée du convertisseur est faible devant le pas de quantification, alors, l'erreur de quantification est pratiquement toujours la même d'un tir à l'autre, cette erreur n'a plus la propriété statistique d'un bruit, on a un phénomène de distorsion cohérente. L'addition cohérente ne sert alors plus à rien. Dans notre application, avec 6 bits de conversion, on a encore 2.5 bits efficaces de niveau de bruit. Avec 5 bits au convertisseur, on aurait encore 1.5 bit efficace de bruit. Mais que se passe-t-il au début de la fenêtre d'écoute, quand le gain du récepteur est pincé. Le bruit est plus faible et peut passer sous un seuil de quantification grossier. Et qu'en est-il du signal? Pour éviter des aveuglements transitoires, nous avons donc choisi de garder 6 bits en sortie du convertisseur.

V.5.2.Réalisation pratique et essais du module MLI à la dune du Pyla, perspectives.

On a donc réalisé un nouveau module numérique à 1024 additions cohérentes, apportant une amélioration potentielle de 6dB. Pour ce séquenceur, on a utilisé un FPGA, dont la programmation est dérivée du modèle QUADRA. Dans cette version MLI, on a décalé physiquement de deux rangs les bits en sortie du convertisseur. On abandonne les deux bits de poids faibles. On a introduit une autre nouveauté dans ce module, on a monté une nouvelle FIFO de 2048 échantillons au lieu de 1024. La nouvelle fenêtre représente 51.2 micro-secondes de signal stocké à 40 MHz. Dans la glace de permittivité 3.2 , cela correspond à un réflecteur distant de 4300 mètres.

Ce module MLI a été essayé à l'intérieur du guiderope MY à structure CNES, derrière la tête HF MT. A 10 kHz de répétition, le paquet de tirs durent 102 milli-secondes. A vingt kilomètres/heure, le guiderope ne parcourt que 60 cm pendant les tirs, et la stationnarité est pratiquement assurée. Le temps de transfert des données résultats vers l'unité de gestion, qui

était de l'ordre de 800ms pour une profondeur de 1024 échantillons, passe à 1600ms si on lit toutes les données jusqu'au fond. Le radar est ensuite disponible pour un nouveau paquet de tirs. Cette configuration a été testée au Pyla au mois de février 1995. Il a donné les meilleurs résultats sur les profils de la dune, même à faible profondeur (voir chapitre VI-3).

Ce CANACCU à 1024 tirs est prévu en fait pour fonctionner avec une nouvelle tête HF fournie par le groupe de Riga. La décharge d'émission a été portée à 600 volts. Côté récepteur, on a l'amélioration du facteur de bruit de 6dB, grâce au circuit d'adaptation dynamique (voir chapitre IV). Dans cette configuration du radar, on améliore donc de 6 dB le niveau d'émission, de 6 dB le facteur de bruit en réception, et de 6 dB l'addition cohérente. On gagne 18 dB au total sur la performance du canal. Pourtant, ce radar n'a vraisemblablement pas le potentiel pour sonder la glace jusqu'à 4 kilomètres de fond, dans la région du dôme C, à l'intérieur de l'Antarctique. En effet, la température de la glace croît à partir d'une certaine profondeur. De -30°C, elle approche vers le fond la température de fusion. L'absorption des ondes augmente alors beaucoup. Ces pertes, ajoutées à l'expansion sphérique des ondes, ne sont pas compensées par les trois améliorations du radar.

Module	MX	MI	QUADRA	MLI
F. Echant.	30MHz	40MHz	60MHz	40MHz
F. Stockage	30MHz	40MHz	30MHz	40MHz
Bande signal	0 à 15MHz	0 à 20MHz	7.5 à 22.5MHz	0 à 20MHz
Séquenceur	MSI-ACMOS	MSI-ACMOS	FPGA	FPGA
Conversion	8bit	8bit	8bit	6bit
Format UAL.	16bit	16bit	16bit	16bit
Nb Additions	256	240=(256-16)	240=(256-16)	1008=(1024-16)
Profondeur Mém.	1024mots	1024	1024	2048
Durée d'écoute	34 µsecondes	25.6	34	51.2
Profondeur Glace	2900 mètres	2150 m	2900 m	4300 m

Tableau 5-1: Comparatif des différentes versions de module numérique testées

CHAPITRE VI:

LES DONNEES EXPERIMENTALES ET LA MISE AU POINT DE L'INSTRUMENT

VI.1. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

VI.1.1. Historique des différentes évolutions du guiderope

Depuis les premiers essais sur la dune de Lillaste en Décembre 1990, jusqu'aux essais en Mars 1995 du Modèle d'Identification CNES (le "MI") sur la dune du Pyla, on a conduit de nombreux tests de comparaison ou de validation, avec plusieurs configurations de guideropes. Le MI du CNES est un modèle démonstrateur complet utilisant l'assemblage et les techniques d'intégration destinées à un modèle de vol. Les autres guideropes, prototypes de laboratoires, constituent une sorte de "Mécano" où l'on a pu échanger et tester des têtes haute fréquence, des modules numériques, des systèmes d'alimentation, plusieurs modèles d'articulation, différents montages de la queue, du câblage interne, ou encore différentes longueurs de guiderope. Certains assemblages ont par exemple servi seulement une fois pour valider rapidement, en cage de Faraday, un détail particulier ou la compatibilité d'un sous système. D'autres versions de guiderope, bien caractérisées, ont servi à maintes reprises pour des sondages sur sites extérieurs, et ont pu être traînées à même la glace ou sur le sable sur plusieurs dizaines de kilomètres au total.

Le premier guiderope-radar, de fabrication lettonne et russe, testé en Décembre 1990, transmettait les données analogiques résultant directement de la "transformation stroboscopique" vers un enregistreur à cassette, doublé d'un petit tube oscillographique.

La première version de guiderope numérique, intégrée en France en Février 1991, incorporait d'une part, dans un gros cylindre l'automate séquenceur et, dans un autre gros cylindre, la conversion, l'addition et la mémorisation du signal d'autre part. Une tête HF de type MA (Modèle Amélioré), conçue et fabriquée à Riga, s'interfaçait directement à ces fonctions numériques. Les différentes tensions d'alimentation nécessaires étaient fournies par un banc de convertisseurs continu-continu à découpages non synchronisés, responsables d'un important bruit large bande. Comme pour tous les modèles suivants, ce guiderope communiquait à travers des fibres optiques avec un petit ordinateur portable. Celui-ci permet la visualisation

immédiate et sert à stocker les résultats des profils de sondage.

Ce premier système autonome, peu pratique à tirer à cause des deux cylindres numériques de gros diamètre, a servi de démonstrateur suffisamment convaincant sur le terrain, et a ensuite permis d'étudier en cage de Faraday, la compatibilité électromagnétique avec les convertisseurs d'alimentation, et avec les mécanismes et le câblage au niveau des articulations.

En Septembre 1991, on testait un guiderope de forme plus représentative d'un modèle de vol, car tous les cylindres étaient de même diamètre. Toute l'électronique numérique était concentrée dans un seul petit volume blindé duquel toutes les liaisons électriques sortaient avec des filtres de traversées passe-bas multiples. Ce module blindé était logé dans un segment du guiderope de diamètre nominal. C'est le module dit CANACCU-MX (comme Modèle eXpérimental). Cette configuration du guiderope était équipée avec la même tête haute fréquence, modèle HF-MA, mais les régulateurs de tension à découpage avaient été remplacés par des régulateurs en série, "silencieux", alimentés par deux batteries primaires, une pour chaque polarité. La longueur de ce guiderope était de 6,60 mètres. Cette configuration a permis les tests sur le glacier du Mont-de-Lans en Janvier 1992, puis les premiers tests sur la dune du Pyla en Mars 1992.

En Avril 1992, ce guiderope a été équipé d'une nouvelle tête haute fréquence à grande dynamique, dite HF-MX, pourvue du gain variable en fonction du temps (fonction "Varu"). Cette nouvelle configuration dispose à la fois de batteries rechargeables au Cadmium-Nickel, et d'un jeu de piles au Lithium en secours. Cette version performante du guiderope a été montée en deux exemplaires: le premier destiné à l'équipe française et à tous les essais avec le CNES, et un autre destiné aux travaux de l'équipe de Riga, pour tester des améliorations du fonctionnement Haute Fréquence, et aussi pour des campagnes de sondage propres à l'équipe de Riga. Dans ces deux configurations complètes, appelées modèles expérimentaux (MX), la conversion du signal se faisait à 30MHz. Il y a eu des petites différences entre les deux guideropes dans le câblage interne, non spécifié au départ, des fils électriques de recharge des batteries d'alimentation. Ces différences ont permis ultérieurement de mieux cerner puis de corriger les effets de résonance interne (voir Annexe III.2).

Le guiderope expérimental GR-MX français, après deux nouvelles campagnes au Pyla (en

Juin 1992, caractérisation, puis en Novembre 1992, essais endurant et préparation) a servi, avec succès, pour la mission GIMAR réalisée, durant l'été austral en Terre Adélie (Janvier 1993), par Alain Hérique (CEPHAG, St Martin d'Hères, 38), Richard Ney (CETP, St Maur, 94) et Guy Marec (LGGE, St Martin d'Hères, 38). On lira le compte rendu de ces mesures et de leurs traitements dans la thèse d'Alain Hérique (Hérique A., 1995).

Après cette campagne, conformément aux directives du projet Aérostat Martien, la longueur du guiderope expérimental de l'équipe française a été réduite à 5 mètres. Pour ce faire, on a dû alors supprimer les cylindres contenant les piles de secours au Lithium. Pour accompagner l'élévation de fréquence liée au raccourcissement, la fréquence de travail de l'automate et de la conversion a été portée à 40 MHz. L'électronique accélérée porte l'appellation "CANACCU"-MX40. La configuration raccourcie (et accélérée) porte alors l'appellation MX40/SX ou simplement SX (comme "Short eXperimental guiderope"). Afin de le distinguer, l'autre guiderope expérimental, celui de l'équipe de Riga, non raccourci, est renommé LX ("Long eXperimental guiderope").

A partir de sa livraison au CNES en Juillet 1993, on a procédé aux essais d'un nouvel ensemble de modules électroniques constituant le "Modèle d'Identification" (MI) de notre instrument. Il devait être conforme au cahier des charges spécifique fourni par le CNES: type de boîtiers des composants, règles de routage, de fabrication et de câblage des circuits imprimés, blindage du module numérique par une feuille de Kapton.... Fonctionnant à la fréquence nominale de 30 MHz lors de sa livraison et des premiers essais, l'horloge du module numérique du MI a été portée ensuite à 40 MHz (pour suivre l'effet du raccourcissement du guiderope).

En septembre 1993, on a remplacé le module HF-MI fourni au départ par l'Institut de Riga, par une nouvelle tête haute fréquence dite HF-MT (Modèle Technologique). Cette nouvelle tête MT a été fabriquée avec des composants et des circuits intégrés occidentaux de haute qualité, assemblés sur deux circuits imprimés français entièrement conformes aux spécifications du CNES. L'ensemble a été intégré dans une mécanique redessinée au Service d'Aéronomie, et usinée par la société SAU (91, Ballainvilliers) avec des matériaux sélectionnés par cette société pour la mission martienne, en accord avec les spécialistes du CNES.

Deux ensembles électroniques identiques (avec Canaccu MI et tête MT) de notre instrument ont été fabriqués. Tandis que le modèle livré au CNES subissait les essais d'interface et les premiers essais d'environnement (cycles thermique martiens), l'autre a été intégré dans une portion de guiderope fabriqué par le CNES. Ce tronçon est alors formé de quatre segments tronconiques articulés et d'une queue (Coustillac X, 1994).

Cette extrémité instrumentée de guiderope, dénommée MY, a pu être substituée à la partie fonctionnellement équivalente du guiderope expérimental raccourci SX. Les deux tronçons instrumentés MX40 et MY sont toujours restés facilement interchangeables. On distingue ainsi, pour les essais, la configuration MX40/SX, guiderope entièrement expérimental, de la configuration MY/SX: quatre segments mécaniques CNES avec électronique MI-MT couplés au reste du guiderope expérimental. Cette configuration MY/SX a permis en particulier de mettre au point, au bout du guiderope, le montage avec excitation électrique de la queue CNES, puis, à l'autre bout du guiderope, là où fonctionne dans le modèle de vol le module émetteur de télémétrie, le système interne d'adaptation d'impédance. Celui-ci évite les réflexions multiples parasites. On a pu ensuite, sur le site du Pyla, ajuster les réglages et comparer la qualité des échos reçus.

Lors des essais de terrain, afin de protéger des effets de l'eau ou du sable, l'instrument, les liaisons électriques, les articulations et la structure mécanique en général, on a glissé les guideropes dans une gaine en polyane transparent de faible épaisseur (4/10 de mm). Lors d'une des campagnes au Pyla, on a vérifié que cette faible épaisseur de diélectrique autour du guiderope n'apportait aucune modification ni à la circulation du courant sur l'antenne, ni à la réception des signaux. Pour les essais sur de longues distances, lorsque le guiderope est tracté à grande vitesse (jusqu'à 10m/s), Guy Marec du LGGE nous a donné l'idée de glisser le guiderope dans un tuyau souple de pompier. Le tuyau utilisé a un diamètre 110mm et une épaisseur de 3mm, en multicouche diélectrique de caoutchouc et de fibres tissées. Bien qu'on n'ait pas pu effectuer la mesure des courants transitoires sur l'antenne ainsi protégée (diamètre trop faible de la sonde de courant), on a pu retrouver les mêmes échos sur le site de référence du Pyla, avec ou sans le tuyau de pompier. Ainsi habillé, le guiderope a parfaitement supporté les essais difficiles de traînage sur la surface irrégulière de la glace entre les points D10 et D33 en Terre-Adélie.

VI.1.2. Système d'Alimentation

Le guiderope est autonome. Les sources d'énergie sont intégrées dans les segments du guiderope. Les développements et essais ont eu deux objectifs: d'une part valider des solutions exploitables sur le modèle de vol, mais aussi faire du guiderope un moyen d'essais pratique pour réaliser des sondages terrestres et mettre ainsi au point les techniques de traitements des signaux recueillis sur le terrain.

Le guiderope expérimental doit avoir la même longueur que le modèle de vol, mais il est moins instrumenté. Il ne comporte que le radar, ses régulateurs et l'interface optique qui relie l'instrument au micro-ordinateur. Ainsi, par rapport au modèle CNES, de nombreux segments sont vides et donc disponibles. Il était important de tester l'instrument avec les piles au Lithium LSH20 de SAFT sélectionnées par le CNES, et de câbler ces piles sensiblement de la même façon que celle prévue pour le MI. Mais il était gênant d'utiliser pour les essais de terrain des sources électriques non rechargeables. On a donc utilisé les segments libres pour placer des éléments rechargeables au Cadmium Nickel, en 2ème jeu. Alors qu'un élément Lithium présente en fonctionnement une différence de potentiel de 3 volts, un élément Cadmium-Nickel ne dépasse pas 1.2 volt. On utilise 9 piles Lithium au total pour le premier jeu, mais 24 éléments Cadmium-Nickel de même taille pour le jeu rechargeable, plus encombrant. On peut placer au maximum 3 éléments par cylindre du guiderope expérimental. Quand on a raccourci le guiderope expérimental, on a supprimé le jeu de piles Lithium. La charge des batteries au Cadmium-Nickel de taille R20 est de l'ordre de 4 ampères-heures. Le courant débité est de 400mA sur les éléments positifs, et de 200 mA sur les éléments négatifs. L'autonomie est donc de l'ordre de 10 heures pour un instrument allumé en permanence. La charge nominale complète des batteries prend 16 heures avec un courant de 400mA. Pour tenir compte de la différence de décharge des éléments positifs et négatifs, après une journée de travail, on charge les éléments négatifs avec un courant deux fois plus faible (typiquement 200 mA). Le système de charge incorpore un gabarit avec réduction du courant en fin de charge. Afin d'éviter les effets de mémoire inhérents à l'électrolyte, une décharge complète est opérée après chaque mission du guiderope.

VI.1.3. L'Interface Optique de commande et de saisie des données

Afin de ne pas perturber le fonctionnement électromagnétique de l'ensemble guiderope-radar, on a réalisé la télécommande et la télémessure à travers des fibres optiques de longueur 30 mètres. Cette longueur facilite la plupart des opérations et évite tous les parasites que peut générer l'ordinateur de pilotage. Plutôt que de développer une nouvelle interface avec des mots de commande spécifiques, la liaison à fibres optiques reproduit exactement l'interface entre le radar et la gestion de bord CNES qui se trouve normalement dans le guiderope, en configuration de vol. Le micro-ordinateur de pilotage exécute des programmes qui lui font simuler exactement le fonctionnement de la GBGR (Voir chapitre V.). C'est ainsi que nous utilisons quatre fibres optiques, deux dans chaque sens. L'ordinateur envoie un signal TXCOM qui déclenche la suite de tir et additions. En fin de cycle, le radar signale sur la ligne DEM qu'il est prêt à envoyer les données. L'ordinateur forme alors, sur la fibre HRADAR, un signal horloge de synchronisation, sur chaque nouveau front montant, le radar envoie sur la fibre DRADAR un nouveau bit de données. Il y en a 16384. Ainsi, le radar expérimental est aussi un démonstrateur de fonctionnement selon le protocole défini, contrôlable extérieurement. Quand le CNES a jugé inutile l'acquiescement par le radar sur la ligne DEM, nous avons trouvé une nouvelle utilisation pour cette ligne. Afin d'éviter que le radar ne reste allumé entre chaque point de tir, ou lors des phases de sauvegarde, ou lors d'arrêt pour interprétation visuelle rapide, nous avons télécommandé, par un signal optique RADARON, la mise sous tension des régulateurs locaux du radar. Ce signal peut aussi correspondre à la commande mise sous tension de l'instrument générée par la gestion de bord du modèle de vol. La mise en service de cette commande, envoyée environ 150 milli-secondes avant TXCOM, et est relâchée dès la fin de la lecture des données utiles. On limite la consommation au strict nécessaire, et on allonge ainsi la durée de la charge des batteries qui peuvent ainsi assurer en principe plusieurs dizaines de milliers de points (un point de mesure et la lecture prennent de l'ordre de une seconde, la charge des batteries est de 4 Ah).

Les transformations électrique-optique ou optique-électrique sont réalisées par des circuits Honeywell qui fonctionnent avec ces fibres jusqu'à 5 MHz. Dans notre utilisation, le débit est limité à 20 kilobits par seconde.

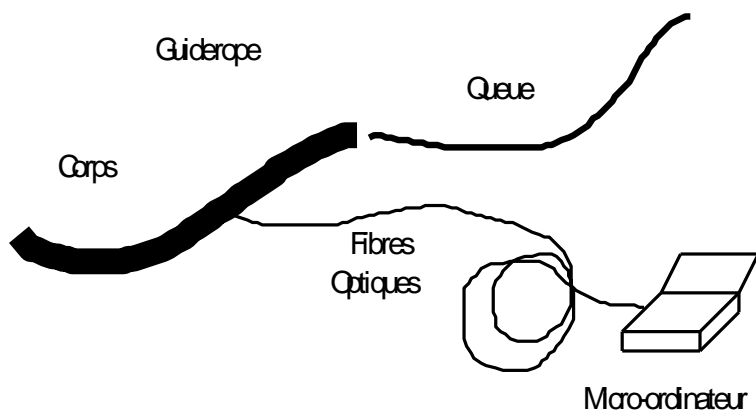


Figure 6-1: Dispositif Expérimental d'Essais du Radar Prism en situation.

VI.1.4. Le micro-ordinateur de pilotage et les programmes de pilotage

Afin de faciliter les opérations de sondage dans des endroits divers et plus ou moins accessibles, il était important de prévoir un système de visualisation et de stockage léger, pratique, interchangeable et nécessitant le moins de développements originaux possibles. Nous avons opté pour l'utilisation d'un micro-ordinateur standard. Des raisons économiques et de simplicité nous ont guidé vers le choix d'un micro-ordinateur portable du genre "compatible PC". Notre petite interface parallèle optique se branche directement dans la prise imprimante dite "Centronics". Cette interface, dite LPT1, est disponible sur tous les ordinateurs de cette gamme, et sa programmation est fort simple. Ainsi le radar est testable aussi bien en laboratoire que sur le terrain, et l'ordinateur de pilotage peut être remplacé à tout moment.

J'ai écrit les programmes de pilotage du radar, avec visualisation et stockage des données. J'ai utilisé le langage Turbo-Pascal (en version 6), de la société BORLAND. La grande lisibilité de ce langage m'a permis des extensions et modifications rapides, même lors de nos missions sur site. Seule la routine de lecture synchrone des données a été optimisée en langage d'assemblage ("assembleur"). J'ai aussi écrit des petits programmes pour les phases de mise au point de l'électronique, avec lesquels on peut afficher le contenu de la mémoire du radar en binaire, en hexadécimal, ou le visualiser comme sur un oscilloscope.

En phase d'exploitation du géoradar sur le terrain, on affiche, en temps réel, le profil tandis

que l'on se déplace avec le radar. Le stockage est assuré sur le disque dur interne de la machine, ou sur disquette. Afin de faciliter les sauvegardes sur disquette, support lent et de faible capacité, on a prévu des phases d'arrêt dans les profils. Les fichiers peuvent contenir de 1 à 128 points de mesure. Un profil peut être former de plusieurs fichiers.

Un autre programme rapide, permet de ré-afficher tout fichier enregistré. On peut alors choisir la zone affichée, le gain de visualisation, l'utilisation ou non du filtrage horizontale (suppression de la réponse moyenne, proche de la composante système). Un module, un peu moins rapide, permet aussi d'effectuer un lissage des réponses par traitement spectrale (la trace formée avec la suite des points reconstitués ne contient pas d'énergie en dehors de la bande limitée par $f_e/2$).

J'ai également écrit d'autres petits programmes spécifiques de traitement pour analyser le niveau des bruits cohérents ou incohérents sur les portions tardives des fichiers et effectuer ainsi des comparaisons in situ.

Profil de la Dune du Pyla obtenu avec le radar expérimental et la tête NMF

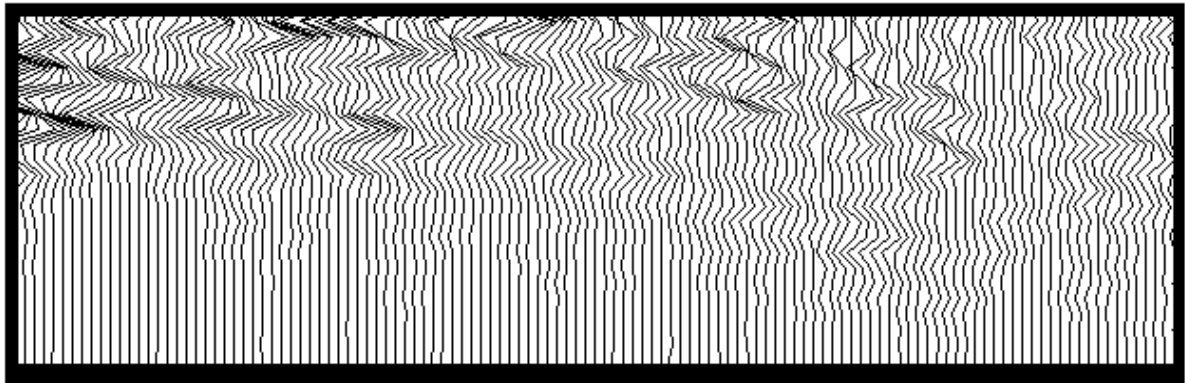


Figure 6-2: Exemple d'affichage avec le programme AFFRAD9
(avec "filtrage horizontal" et interpolation linéaire)

Pour effectuer des filtrages particuliers sur les données, ou pour analyser plus finement le contenu des traces et leurs spectres, ou les parasites et les raies propres du système, j'ai transformé l'environnement KESSADIR que j'avais précédemment développé pour l'analyse et

la manipulation du signal de parole (Barbin, 1987).

Pour le module QUADRA, qui mémorise deux échantillons sur quatre, j'ai développé le programme spécifique AFFQUAD2 qui reconstitue les échantillons manquants à l'aide des contraintes sur le spectre du signal acquis. Comme il est expliqué au chapitre V, la présence de composante continu ou de bruit d'automate résiduel provoquent une ondulation de faible amplitude à $f_c/4$ soit 15 MHz. Il faut donc éliminer au maximum ces composantes avant le traitement spectral.

<u>Nom du Programme</u>	<u>Fonctionnalités</u>
Georad9	Pilotage du radar, acquisition, visualisation, stockage
Affrad9	Visualisation des fichiers déjà enregistrés
Radliss3	Visualisation avec interpolation fine par méthode spectrale
Affquad2	Visualisation des fichiers quadrature avec reconstitution
Radana3	Analyse des niveaux de bruits cohérents et non cohérents
Echorad5	Analyse spectrale, filtrage, corrélation, etc.

Tableau 6-1: Principaux programmes développés pour Prism par l'auteur

Lors d'exploitation sur de longs profils et dans des conditions météorologiques difficiles, il s'est avéré qu'il faudrait un programme d'usage plus simple (clavier utilisé avec une grosse moufle). Régis Gras du CEPHAG a écrit un programme de pilotage qui sépare le clavier en deux grandes zones, une à gauche, l'autre à droite. Toute l'interface avec l'utilisateur se résume à des questions à seulement deux réponses possibles: frapper à droite, frapper à gauche.

Des programmes spécifiques d'affichage et de traitements différés plus sophistiqués ont été développés avec le logiciel MUSTIG (ou en Fortran) par Florence Nicollin sur les ordinateurs et stations de travail du CEPHAG. L'interprétation des échos diffus dans les glaces tempérées a donné lieu à une modélisation particulière et à la programmation correspondante (Nicollin F. et Kofman W., 1994). Les traitements multidimensionnels, comme la migration (voir figure 2-1) ou le dépliement spectral, ont été développés par Alain Hérique du Cephag et sont présentés dans sa thèse (1995).

Afin de faciliter le travail des opérateurs du radar ne disposant que d'un "PC", Kamil Grégoriev, de l'Université de Riga, a développé un programme avec une interface utilisateur moderne à fenêtres et menus déroulants. Le programme offre de nombreuses possibilités d'affichage en fausses couleurs, des fonctions de traitements et de filtrages horizontal, vertical et multidimensionnels. Il permet aussi bien de piloter l'instrument sur le terrain, que de faire les analyses de laboratoire avec le co-processeur arithmétique du PC (Grégoriev, 1994). Ce programme se rapproche, par ses fonctionnalités, du programme "RADAN" de la société américaine GSSI (GSSI, 1992).

VI.1.5. Scénario type d'expériences de terrain, Déplacement, Visualisation, Pré-Analyse

La plupart des essais de terrain du guiderope sont effectués en dynamique, soit en déplaçant le guiderope, soit en le soulevant ou en le déformant. On effectue toujours une interprétation comparative des résultats.

Généralement, on a effectué des profils linéaires en traînant le guiderope sur des distances de l'ordre de quelques centaines de mètres. En Antarctique, les plus grands profils linéaires mesurent jusqu'à 20 km (Hérique A., 1995). On a parfois quadrillé le terrain et effectué les mesures en suivant lignes et colonnes ("carroyage"), ceci apporte une variété liée à la polarisation différente des ondes explorantes. Du fait de notre antenne unique, on n'a pas pu étudier les effets dépolarisants des milieux sous-jacents.

Pour réaliser un profil, comme notre guiderope utilise une bande d'une dizaine de MHz, correspondant à une résolution de 7.5 mètres dans un milieu de permittivité 4, on n'a pas besoin de rapprocher beaucoup les points de mesure. Lorsque le guiderope est tiré par deux marcheurs (ou plus en terrain difficile), à l'aide d'une corde isolante, on fait une mesure toutes les deux à quatre secondes environ pour avoir des points séparés de moins de quatre mètres. Quand un engin à chenilles tracte le guiderope à vitesse plus rapide, on doit normalement réduire l'intervalle temporel entre les points. Notre instrument ne peut transmettre par l'interface lente que les données d'un point de sondage par seconde. Mais lors d'un sondage au dessus d'un milieu présentant des interfaces lisses, des couches homogènes, avec des pentages faibles, on recueille des signaux pauvres en hautes fréquences spatiales. On risque alors peu le sous échantillonnage spatial, même à grande vitesse de parcours sur la surface.

VI.2. DES SITES DE TEST DU GUIDEROPE

VI.2.1. La Dune de Lillaste (Près de Riga- Lettonie)

A une quinzaine de kilomètres de Riga, au bord du golfe de Riga qui s'ouvre plus loin sur la mer Baltique, se trouve une dune côtière couverte de conifères, vestige de la grande forêt si riche d'ambre. Comme ailleurs, cette bande sépare la mer de grands étangs et lacs d'eau douce. Par endroit, les fleuves ouvrent des passages. A cet endroit la dune offre la disposition du "chien assis, dos à la mer" et face à un lac intérieur. C'est à dire que la pente vers la plage est douce, tandis que celle vers l'intérieur est abrupte. Le sommet de la dune ne dépasse pas 30 à 35 mètres. La structure interne paraît assez simple. Il y a pour nous un réflecteur simple à détecter et à suivre: le niveau de l'eau quasi horizontale sous la dune. On effectue des profils linéaires en remontant la pente douce de la dune jusqu'à son sommet. Sur les traces, le réflecteur se dégage progressivement de la zone aveugle du radar. Nos collègues de Riga connaissent très bien les signatures radar de cet endroit. Ils savent aussi que ni les arbres peu enracinés et aux troncs secs, ni la fine couche d'humus ne perturbent le bon couplage avec la subsurface. Ce site est donc leur lieu privilégié d'essais pour notre aventure martienne, c'est là qu'ils jugeront des améliorations progressives du radar. Nos collègues découvriront même de nouvelles signatures plus lointaines, sans doute plus profondes que la table d'eau.

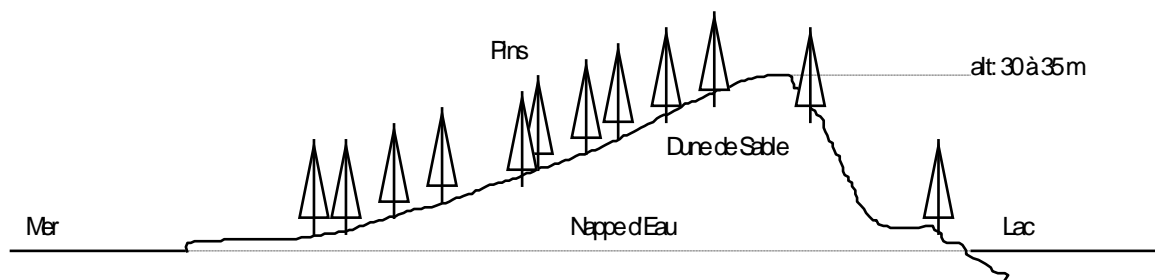


Figure 6-3: Profil approximatif de la dune de Lillaste près de Riga

VI.2.2. Le Glacier du Mont-de-Lans au dessus des Deux-Alpes (Isère- France)

Le glacier du Mont-de-Lans domine vers 3200 à 3400 mètres d'altitude la station de sports d'hiver des Deux-Alpes, en Isère. Une partie de ce glacier essentiellement tempéré, a été étudiée par les glaciologues avec les méthodes gravimétriques et sismiques lors de la construction du « métro » des neiges qui relie le sommet du glacier depuis la station de téléphérique à 3200 mètres. Bien que le glacier soit tempéré, très fissuré, et rempli de poches

d'eau liquide, la glace bleue affleure par endroit quand la neige la découvre. En hiver, la neige forme des ponts au-dessus des crevasses et l'on peut opérer les sondages partout sans grand danger. Ce glacier est assez bien connu, et facile d'accès. La station des Deux-Alpes est à une heure de route de Grenoble. Nos collègues du CEPHAG avaient sélectionné ce site pour les premiers essais de la maquette du radar codé. Sur les signaux enregistrés vers 40 MHz avec le radar codé, Florence Nicollin a pu identifier essentiellement un très fort effet de diffusion des ondes dans la glace inhomogène, sans interface réfléchissante nette (Nicollin F. et al. 1992). Une modélisation simplifiée de la diffusion dans le milieu lui a permis ensuite de mettre au point les traitements des profils pour ce genre de glaciers (Nicollin F. et Kofman W., 1994). Il était intéressant de tester le guiderope sur le même terrain. Les résultats de sondage dans la bande plus basse du guiderope montrent également un retour diffus d'énergie pendant un peu plus d'une microseconde, là où le glacier est le plus épais. Nous avons estimé que le milieu fortement rétrodiffusant du glacier du Mont-de-Lans n'était pas le plus propice aux démonstrations simples des possibilités et des améliorations éventuelles de notre radar. Il valait mieux trouver un milieu plus simple avec des interfaces et des contrastes faciles à identifier sur les signaux enregistrés, sans oublier que le milieu Martien serait sans doute lui-même inhomogène à l'échelle des ondes du radar, et qu'il faudrait continuer à apprendre à interpréter le genre de signaux du Mont-de-Lans.

VI.2.3. Le Glacier Continental au delà de la base Dumont d'Urville (Terre Adélie, Antarctique)

Pierre Bauer, alors Directeur du Service d'Aéronomie, entretenait des rapports scientifiques avec l'Institut Polaire I.F.R.T.P. (Institut Français des Recherches et Techniques Polaires) depuis l'époque de la proposition GIMSAR de l'étude des calottes à partir d'un satellite en orbite polaire (Bauer et al., 1988). Plusieurs rencontres préparatoires au Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement (LGGE) de Saint Martin d'Hères (38) avaient montré l'intérêt d'une campagne de sondage en Terre-Adélie avec le guiderope expérimental. Le glacier continental qui plonge dans l'océan face à la base de Dumont-d'Urville a une épaisseur qui dépasse très rapidement plusieurs centaines de mètres. Pierre Bauer a proposé à l'Institut Polaire, pour la campagne de Janvier 1993, l'expérience GIMAR mettaient en œuvre notre guiderope expérimental. La commission scientifique de l'institut a sélectionné l'expérience. Une fois sur place, Alain Hérique, Richard Ney et Guy Marec ont

parfaitement maîtrisé notre instrument. A part les problèmes de résonances électriques du câblage interne qui n'étaient pas encore compris (voir Annexe du Chapitre 3), le radar a bien fonctionné. Alain Hérique a récolté plusieurs dizaines de Méga-octets de données, dont un magnifique profil remontant le glacier depuis le point D10 jusqu'au delà du point D33, soit sur 21,6 km. On peut voir les réflexions nettes du fond jusqu'à travers 850 mètres de glace. Lors du traitement de ce profil, Alain Hérique du CEPHAG a mis au point une technique originale de reconstitution des signaux sous-échantillonnés (Thèse de 1995, article de 1996), en utilisant la méthode de migration des signaux dans l'espace fk (Stolt, 1974). Des échos nets à près d'un kilomètre de fond sont une belle démonstration, mais le sous-sol de Mars a-t-il quelque chose à voir avec la glace vitrifiée du continent Antarctique ?

VI.3. LE SITE DE LA DUNE DU PYLA (LA TESTE-DE-BUCH, GIRONDE)

VI.3.1. Intérêt du site

Des différents sites expérimentaux, c'est celui de la dune du Pyla (on écrit aussi Pilat) qui a été le plus utile aux développements du radar. Soixante millions de mètres cube de sable fin propre et nu forment une grosse masse diélectrique à faible perte, qui culmine à plus de 100 mètres d'altitude et qui est facile à arpenter. C'est aussi un site accessible, jusqu'à son pied, directement en camionnette. Ensuite, comme ce site est fragile et protégé, on doit se contenter de s'y promener à pied, en évitant de déclencher des descentes de sable sur ses flancs les plus pentus. Ce site classé n'est qu'à une heure de route de l'aéroport de Bordeaux, à trois heures du centre spatial de Toulouse, ou même à seulement 7 heures en camionnette de notre laboratoire de Verrières. Sauf après les plus grosses pluies, ou pendant le pic de la saison touristique (la dune reçoit environ huit cent mille visiteurs en deux mois), on peut opérer quasiment tout le reste de l'année sur la dune, avec une température facilement supportable pour le matériel (et les opérateurs).

VI.3.2. Formation de la dune et signature radar

La dune du Pyla, longue de 2700 mètres, large de 500 mètres, haute de 104 à 106 mètres par endroit, est un site "vivant" exceptionnel dont la formation est due à la conjonction de plusieurs facteurs qui ont fluctué tout au long de son histoire. L'histoire de la dune est bien résumée dans l'ouvrage de synthèse d'un collectif régional de spécialistes, livre édité par la ville de La Teste (Collectif La Teste, 1983).

Le matériau alluvial de base a été ramené des Pyrénées et du massif central par les fleuves côtiers du bassin aquitain, comme l'Eyre qui alimente toujours le bassin d'Arcachon. Les longues périodes d'avancées (transgression) ou de retrait (régression) de l'océan, les marées, les courants et fleuves côtiers, les vents, les pluies, la végétation, et récemment les hommes, ont contribué à modeler la dune, qui a beaucoup grossi et changé au cours des siècles. La présence, au nord, de l'ouverture du bassin d'Arcachon qui communique de nos jours avec l'océan par une passe principale longeant la dune, est la cause d'un afflux régulier de sable nouveau que marées et vents viennent déposer sur la dune. La grande dune continue à se

déformer, elle se déplace vers le sud et vers l'intérieur des terres.

Selon les vents, la taille des grains du sable et l'humidité, les dunes se forment concaves (dune parabolique lourde) ou convexes (barkhanes volatiles et plus mobiles) sous le vent. En période calme, et si les conditions météorologiques sont propices, la végétation s'installe et tend à fixer la dune. Il y a alors dépôt d'autres compositions minérales et de matières organiques, ce sont les paléosols. La topographie de la zone de la dune du Pyla résulte de la superposition de grands systèmes dunaires. Un système local récent de barkhanes surplombe un système régional de dunes paraboliques. Au cours des derniers millénaires, on peut distinguer quatre paléosols principaux. Le premier paléosol, à 1 à 2m d'altitude, se serait formé il y a entre 4000 et 6000 ans. Ce paléosol épais est formé d'argiles, grès siliceux à ciment de matières organiques et de fer qui donne une teinte rouge sombre caractéristique, il est surmonté de tourbes et de souches d'arbres encore en décomposition. On observe, par endroit, à la base maritime de la dune, le long de ce premier paléosol, des écoulements d'eau douce de la nappe phréatique. Un second paléosol plus fin s'est formé il y a environ 4000 ans, après une période venteuse et sèche qui a vu le dépôt de 2 à 3 mètres de sable fin. Ce second paléosol présentait une surface assez monotone avec la présence de quelques étangs et marécages. Il se manifeste aujourd'hui par la présence au flanc de la dune de fines traînées gris-clair, lentement ondulantes. Le troisième paléosol, plus épais et résistant mieux à l'érosion éolienne, peut être observé vers 20 à 30 mètres sur le versant ouest de la dune. Il épouse la forme des dunes paraboliques qui recouvrirent le second paléosol. Vers mille ans avant JC, des pins et des noisetiers s'implantèrent sur ces dunes paraboliques, et le troisième paléosol porte çà et là, des traces de la présence de l'homme: accumulations de coquillages, outils de silex, mais aussi des poteries et des pièces de monnaie qui tendent à montrer une longue période de fixité, probablement jusqu'au 17^{ème} siècle. Puis démarre l'épisode plus récent avec une légère remontée de la mer, la formation de barkhanes très mobiles, l'avancée vers les terres du système dunaire, comme en témoigne l'histoire du village de la Teste-de-Buch, rapporté par Jacques Ragot (Ragot J., 1987). A partir du début du 18^{ème} siècle, va se former la grande dune de la Grave qui, en se déplaçant, va recouvrir les vieilles dunes paraboliques et l'ancien paléosol. Ce mouvement est parfois favorisée par les incendies de forêt. Si par endroit une pellicule végétale pourra s'installer et faciliter la repousse de pins (formation du quatrième paléosol), dans l'ensemble la dune du Pyla restera nue et grandira sous l'effet de l'apport continu de sable conséquence de la situation directement face à la mer, du système de passe du bassin d'Arcachon, et de la

présence du banc d'Arguin qui joue le rôle d'un réservoir d'alluvions.

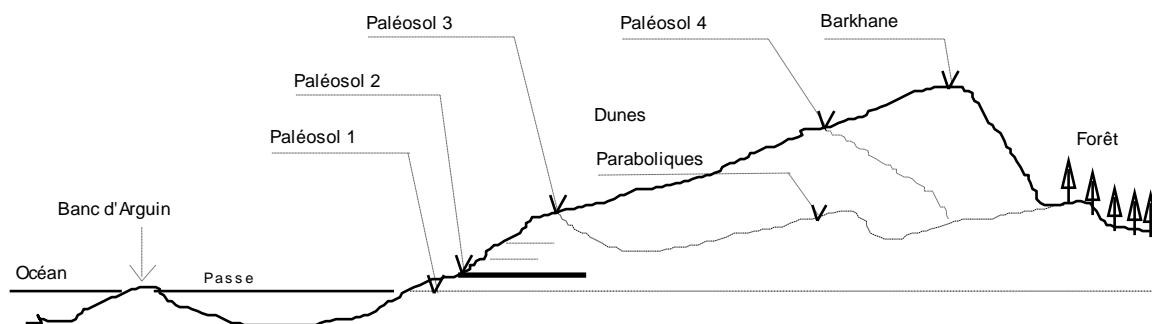


Figure 6-4: Coupe transversale schématique de la dune du Pyla
(d'après le Collectif La Teste, 1983)

Lors d'une visite d'étude préalable du site, nous avons bien trouvé sur le flanc ouest de la dune, vers l'océan, les affleurements des paléosols, le ruissellement de l'eau douce près du niveau de la mer, la tourbe noir au dessus d'une terre rouge sombre, et plus haut, plusieurs traînées grises ou noires courant le long de la dune. Le versant vers l'est, abrupte, témoigne de mouvements récents vers l'intérieur. De jeunes arbres sont ensevelis jusqu'à mi-troncs, tandis que les équipements collectifs du camping commencent à disparaître. Selon les témoignages du propriétaire, la dune avance par ici de un à trois mètres par an. Au cours de nos différents passages de 1992 à 1995, nous avons eu du mal à "conservé nos marques" sur le sommet de la dune. Selon les pluies et les vents, le sommet de la dune est toujours remodelé et offre un paysage changeant. Bien que nous n'ayons pas de relevé précis de la structure interne de la dune en cet endroit, on a pu reconnaître sur les échos radar plusieurs couches réflectrices qui correspondent aux différents paléosols. Pour une même configuration du radar, on a constaté une variation d'intensité des échos d'une fois à l'autre, au fil des saisons. Une plus grande humidité du sable de la dune augmente les pertes dans le milieu, mais, d'autre part, les paléosols retiennent les eaux de pluie qui s'infiltrent vers le bas, ce qui augmente probablement leur contraste de permittivité. La nappe phréatique, à la base de dune, forme en cet endroit un réflecteur plan, nette et bien identifiable sur tous nos essais. Nous avons principalement effectué des profils ouest-est depuis le niveau de la mer, jusqu'au sommet très arrondi de la dune qui ne culmine par là que vers 75 mètres environ. Au sortir de la zone aveugle du radar (de l'ordre de 15 mètres au début des développements, réduite à 10 mètres ensuite), on peut voir des structures relativement parallèles qui semblent s'enfoncer le long du

profil (voir sur les figures 6-8 à 6-15 suivantes les résultats du sondage radar).

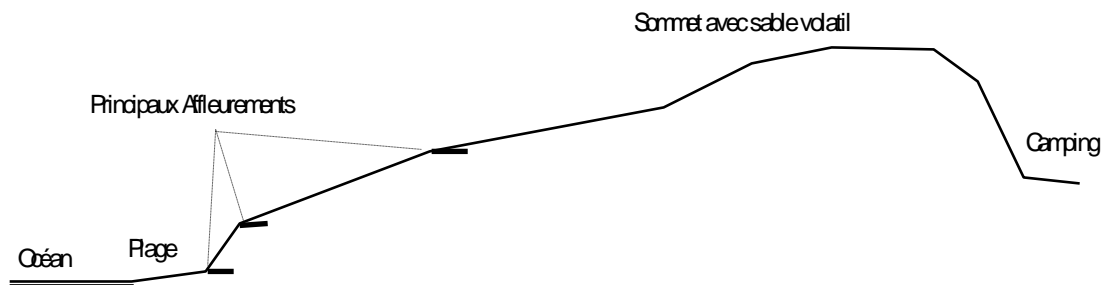


Figure 6-5 : Coupe locale de la dune le long du profil d'investigation radar

VI.3.3. Résultats expérimentaux à la dune du Pyla.

Dans cette section, nous allons présenter graphiquement les signaux obtenus sur la dune avec divers configurations du radar depuis 1992 jusqu'à 1995. Aux traces brutes oscillographiques juxtaposées, obtenues avec le programme "Affrad", on a préféré ici les images en niveaux de gris, plus évocatrices, affichées par le programme "Radar". Les contrastes et les seuils ont été choisis manuellement, ce qui aide la visualisation des traits mais est toujours sujet à critique. Afin de faire ressortir la variation des signaux de la subsurface, on a souvent pratiqué la suppression de la composante moyenne des traces ("filtrage horizontal"). On pourra se reporter aux chapitres précédents pour le détail des évolutions techniques.

VI.3.3.1. Le premier sondage avec la tête HF-MA et le guiderope long (Mars 1992).

Lors de la première campagne, on a utilisé la tête HF-MA à décharge par avalanche, avec un récepteur à gain fixe (37dB), monté dans le guiderope expérimental d'origine d'une longueur de 6,30 mètres. La bande du récepteur est limitée vers le haut à 12 MHz (à -3dB). La conversion se fait à 30MHz. La figure 6-6 présente les résultats bruts d'une partie du profil ascendant (le fichier DPWE33). En dessous des ondulations constantes de la réponse système, on distingue au moins deux réflecteurs qui s'éloignent le long du profil. La figure 6-7 présente en niveaux de gris, avec le programme « Radar », le profil ascendant formé de trois fichiers. On y a supprimé la réponse horizontale moyenne (« filtrage horizontal »). On perd les réflecteurs vers 700 ns, mais plusieurs couches continues sont nettement visibles. Bien qu'il soit difficile sur ces premières images de distinguer notre ondelette signature au milieu de réflecteurs apparemment rapprochés, ces premiers essais nous ont vivement encouragés.

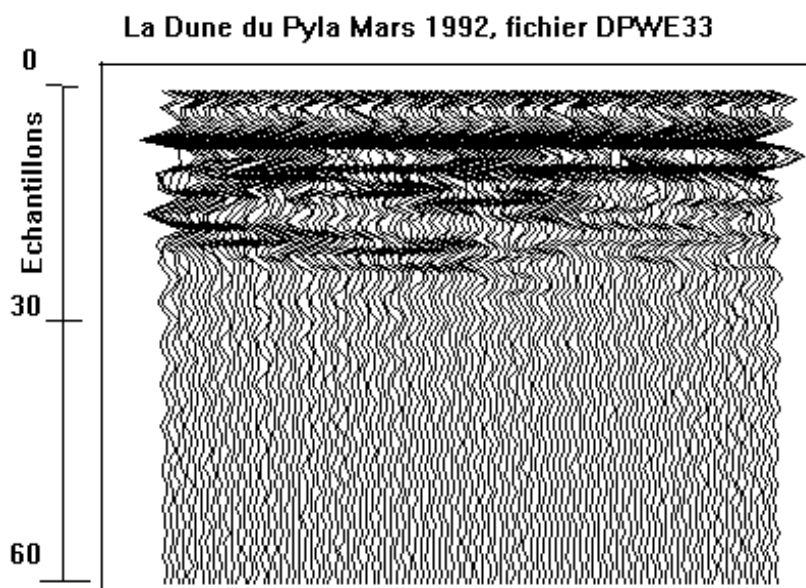


Figure 6-6: Premier Sondage à la dune du Pyla en Mars 1992, données brutes partielles
On remarque sur la figure 6-6 la forte composante système au début de chaque trace.

Pyla, Mars 1992, premier profil ascendant, dpwethf.bmp, filtrage horizontal, fe=30MHz

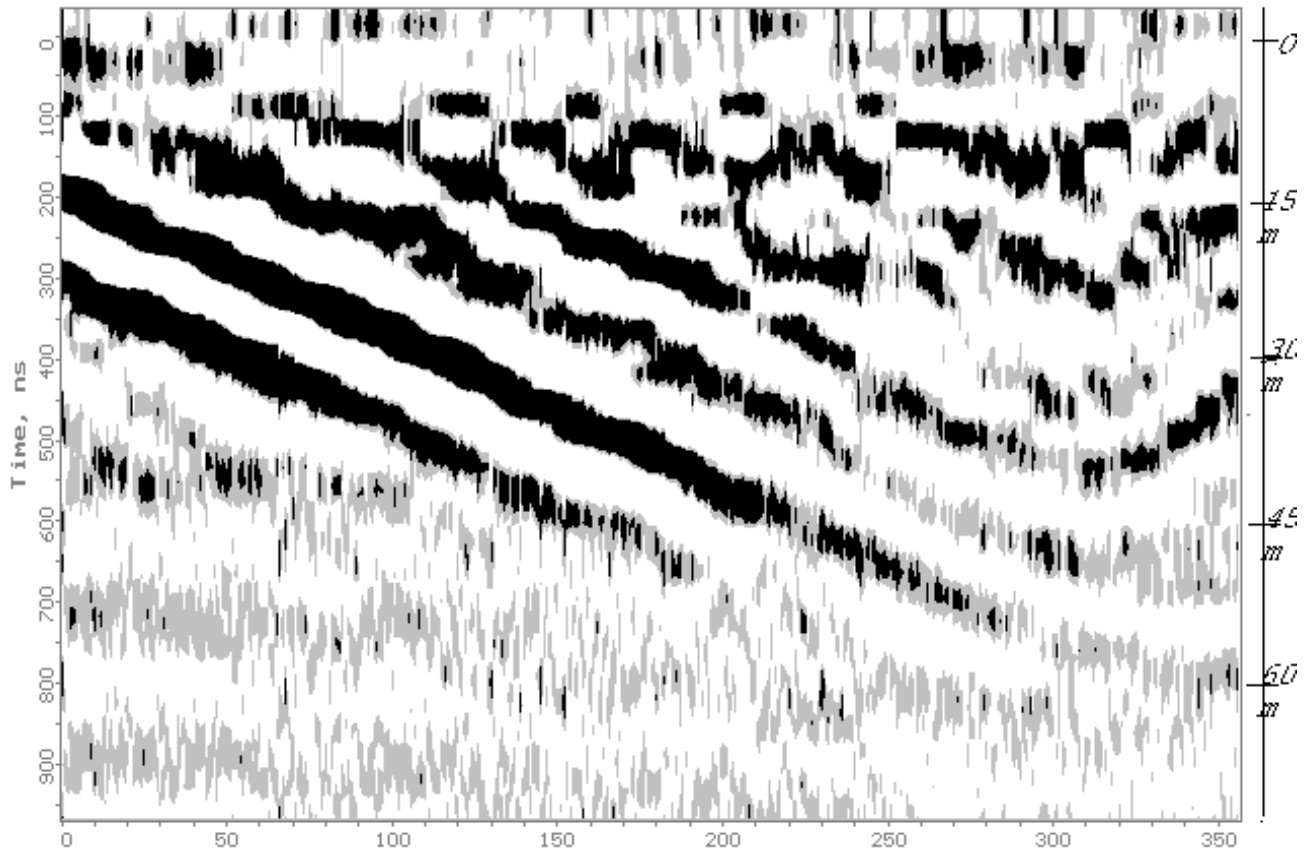


Figure 6-7: Premier Sondage à la dune du Pyla en Mars 1992, profil complet filtré

Avec la permittivité estimée du milieu ($\epsilon_r = 4$) et supposée constante à l'intérieur de la dune, 100 ns de retard pour un écho correspondent à une profondeur de 7,50 mètres. La trace la plus profonde est encore discernable avec 800 ns de retard, soit 60 mètres de profondeur sur ce profil. La suppression de la composante système a été réalisée en supprimant la trace moyenne du profil. Les échos sont perturbés jusqu'à 10 à 15 mètres de profondeur. Au delà, on remarque sur la figure plusieurs traces qui s'enfoncent. Comme ces traces ne restent pas parallèles, on est assuré qu'il ne s'agit pas de l'ondulation réponse d'un réflecteur unique. La résolution assez grossière de ce premier profil ne permet pas d'interprétation plus détaillée.

VI.3.3.2. Profil réalisé avec la tête HF-MX à gain variable, et le guiderope long (Mai et Novembre 1992).

On utilise lors de ces deux missions la nouvelle tête MX, qui incorpore le gain variable avec le temps (gain maximum 51dB), et une bande qui s'étend cette fois de 5 à 16 MHz à -3dB. L'échantillonnage est toujours de 30 MHz. La figure 6-8 présente le profil ascendant complet filtré (on a regroupé 3 fichiers). Au mois de Mai 1992, le sable était bien sec et léger. On pouvait s'y enfoncer jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres de profondeur par endroit. Sur le tracé, l'information est plus riche, mais aussi plus bruitée. Sur les signaux bruts enregistrés par le radar, non visibles ici, la réverbération système est intense. Le filtrage horizontal ne l'a pas entièrement supprimée. Cette image confirme qu'il y a plusieurs réflecteurs dans la dune, les bandes noires successives ne sont pas l'effet d'un écho multiple.

Le sous échantillonnage des signaux devient très visible sur les traces ascendantes intermédiaires, avec un effet de « battement » sur les lignes de faible pendage, selon la position des échantillons trop peu nombreux.

Pyla, Mai 1992, Nouvelle tête Haute fréquence, filtrage horizontal, fe=30MHz, we1ttHz.bmp

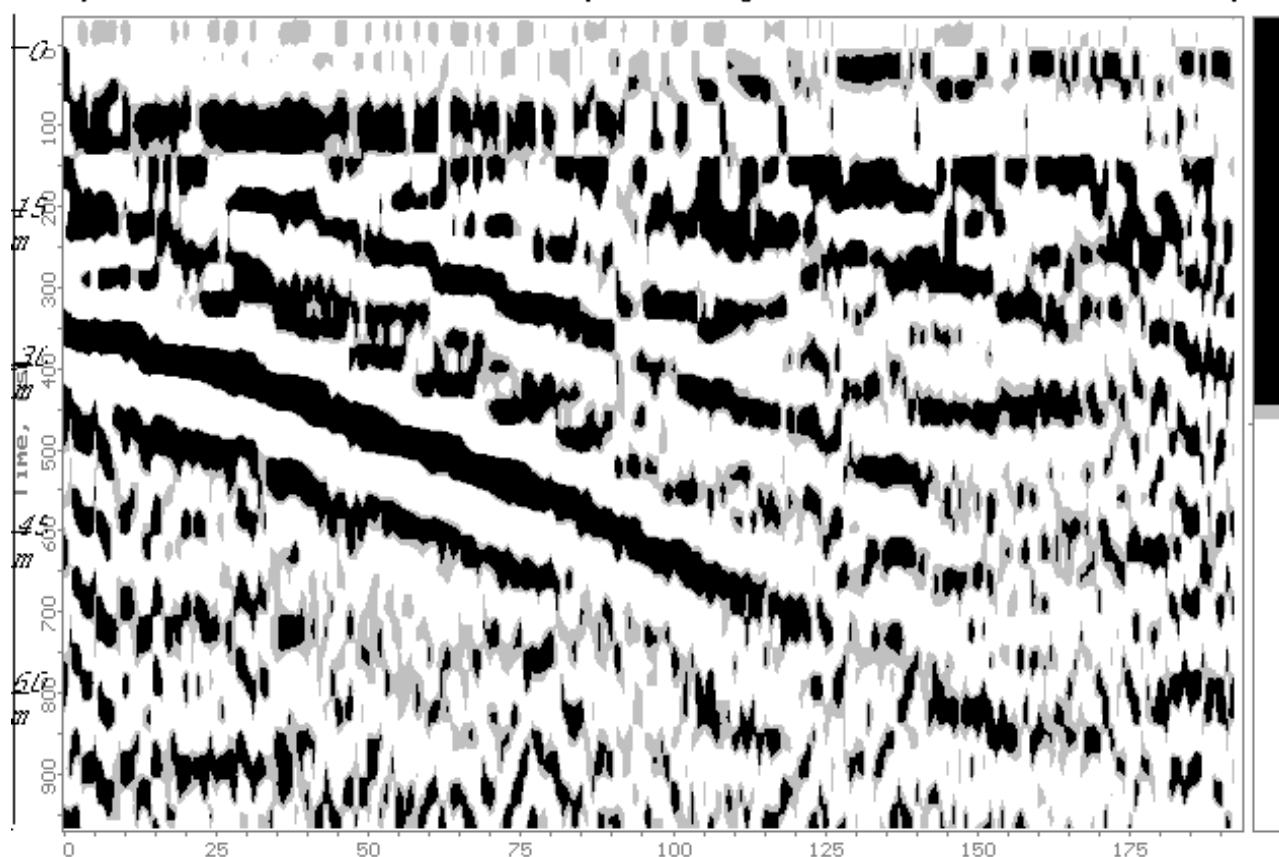


Figure 6-8: Profil de la dune du Pyla avec la configuration MX utilisée ensuite en Antarctique.

Les essais de Novembre 1992 ont été conduits avec la même configuration matérielle. Ils servent de préparatifs à la mission GIMAR. Le guiderope testé ici est exactement celui qui a été utilisé en Antarctique en Janvier 1993 (Hérique, 1995). Pourtant on constate que les échos profonds de la dune sont beaucoup moins nets. Les sondages de Mai 1992 avaient été réalisés sous le soleil, après deux mois secs. Les sondages de Novembre ont eu lieu sur un sable très lourd après les pluies d'automne. Les pertes dans le milieu humide sont sans doute plus fortes, d'où la baisse de performance globale du radar.

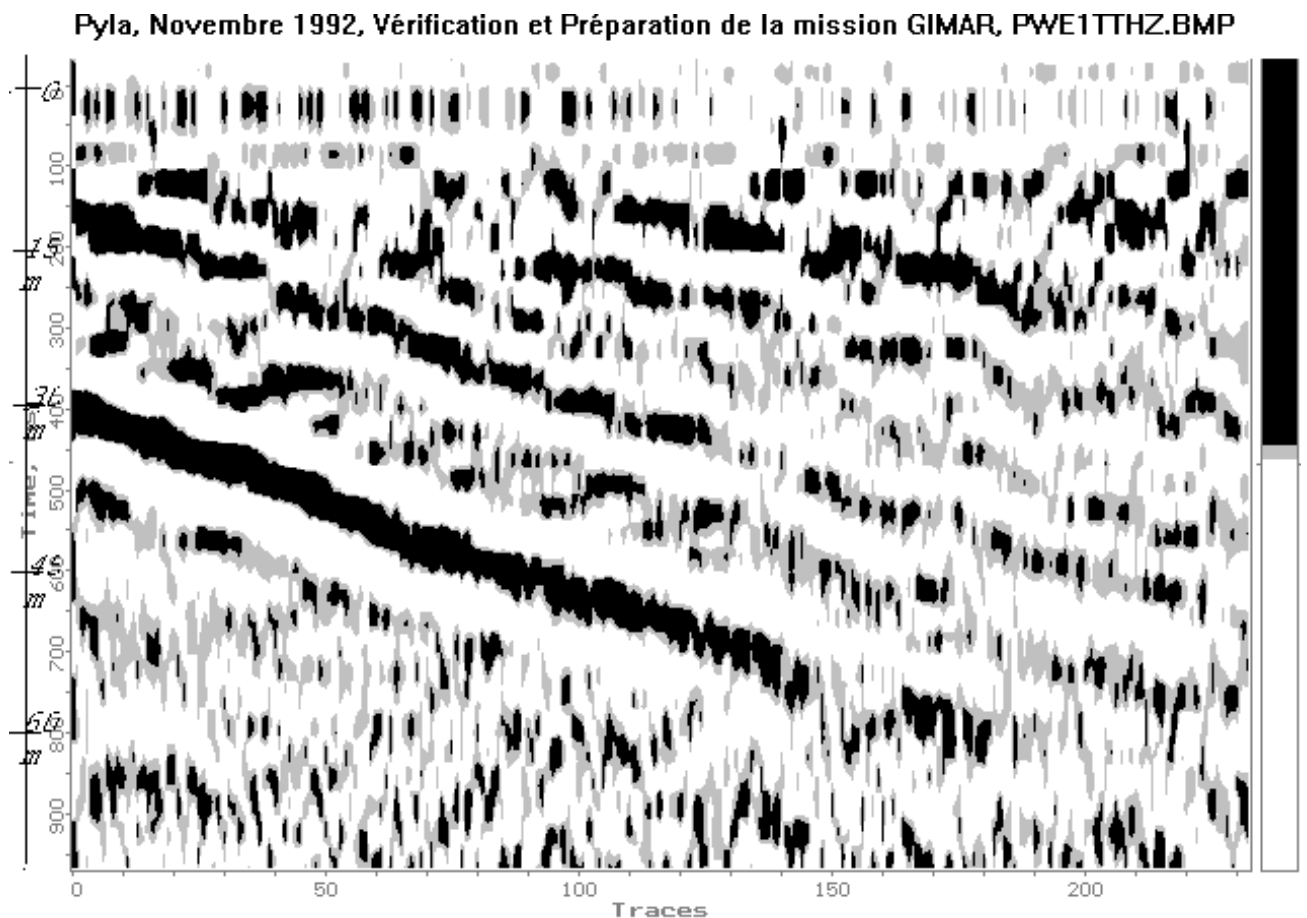


Figure 6-9: Profil de la dune du Pyla avec la configuration MX en Novembre 1992

Après cette campagne, la configuration MX a été expédiée en Antarctique via l'Australie. Les essais suivants sur le Pyla, en 1994 et 1995, ont permis de tester le guiderope raccourci avec des électroniques et un câblage améliorés.

VI.3.3.3. La configuration expérimentale courte avec la tête HF de type MT (février 1995).

La tête MT a sensiblement la même réponse en fréquence que la tête MX (mais avec un gain maximum de 55 dB). Le guiderope a été raccourci (5 mètres), l'échantillonnage se fait ici à 40MHz. On a réduit la réverbération interne du guiderope et amélioré la sensibilité du radar.

Le profil est représenté sur la figure 6-10, après filtrage horizontal. On suit des réflecteurs du fond jusqu'à 950ns environ, ce qui correspond à plus de 70 mètres pour une permittivité de 4. Sur les réflecteurs les plus fins on voit encore l'effet du sous-échantillonnage. La zone aveugle dure environ 250ns, soit environ 19 mètres. Bien que nous n'ayons pas effectué la correction topographique, on peut se livrer à l'interprétation du profil. Au plus profond, la nappe qui court avec le premier paléosol est visible jusqu'à 45 mètres de fond. Puis, assez marqué, le second paléosol, relativement parallèle, 60 à 80 ns au dessus, soit de 4,5 mètres à 6 mètres au dessus du niveau de la mer. On peut le suivre jusqu'à plus de 70 mètres de profondeur. Au dessus, on discerne une série de couches intermédiaires entre le second paléosol et le troisième paléosol qui est le toit d'anciennes dunes paraboliques. Ce toit n'est pas parallèle au fond, et est environ 25 mètres au dessus. Au trois quart du profil, s'enfonce un nouveau réflecteur, à 40 mètres environ au dessus du niveau de base de la dune. Il peut s'agir du quatrième paléosol.

VI.3.3.4. La configuration expérimentale courte avec la tête HF dite NMF (février 1995).

La tête a subi trois transformations. On a remplacé la décharge capacitive par l'impulsion rectangulaire à largeur réglable en émission, plus énergétique. On a utilisé un meilleur commutateur d'antenne, qui réduit la profondeur aveugle et améliore le facteur de bruit du récepteur (voir chapitre 4). La bande passante s'étale de 8,5 à 25 MHz. Sur la figure 6-11, on a opéré le filtrage horizontal, la zone aveugle n'est plus que de 180 ns, soit 12,5 mètres dans ce type de sol. Les échos les plus profonds sont un peu plus distincts que sur la figure 6-10 réalisée avec la tête MT. Sur la partie gauche, les quelques traits verticaux noirs sont un artefact. Les réflexions grises qui s'enfoncent très vite au début du profil semblent être les réflexions multiples entre les deux premiers paléosols et la surface. Ce profil a été prolongé plus loin sur le sommet de la dune, et sur la droite, la réflexion du troisième paléosol s'enfonce, ce qui suggère bien l'arrière d'une dune parabolique.

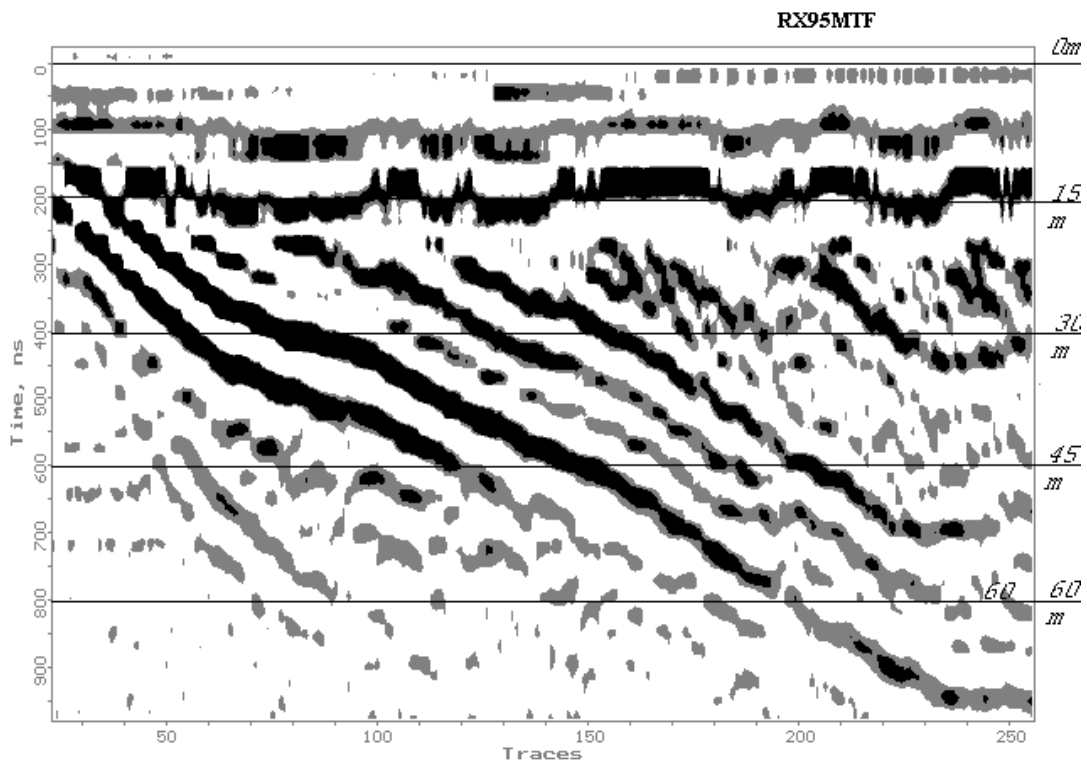


Figure 6-10: Profil réalisé avec le module MT et le guiderope court (après filtrage horizontal)

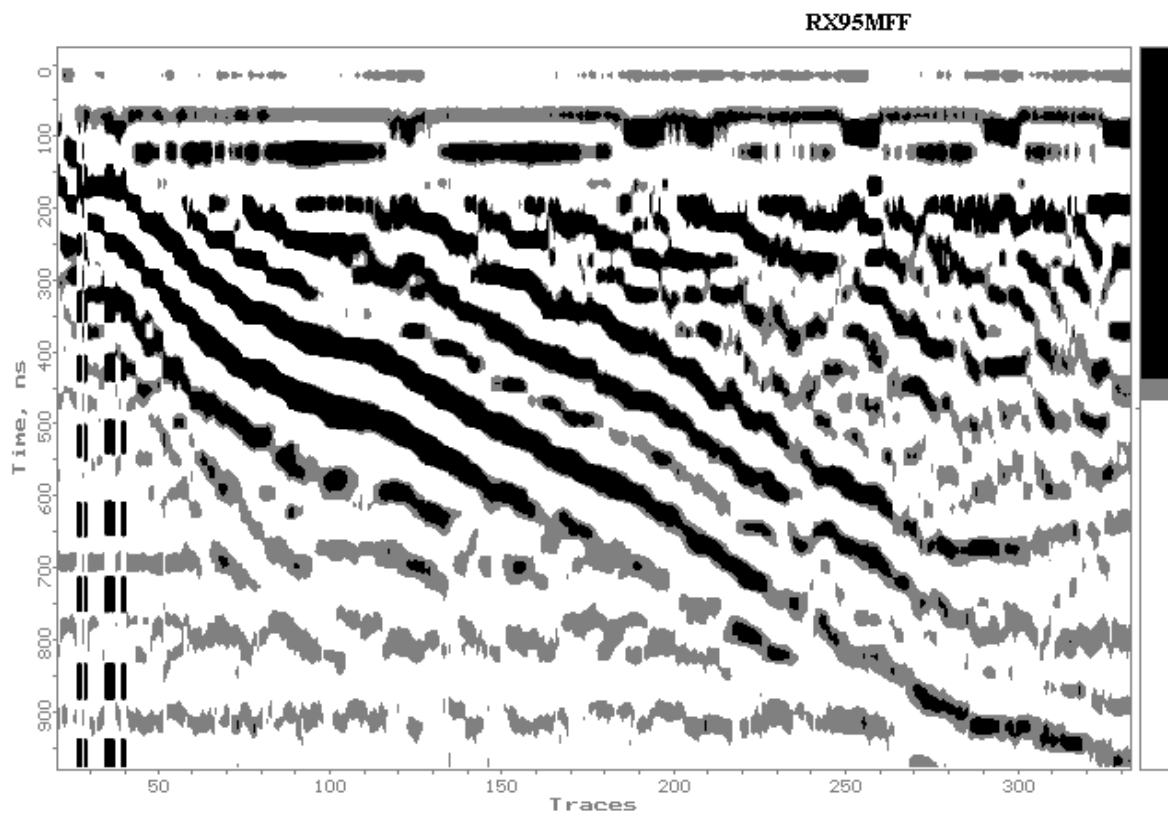


Figure 6-11: Résultat filtré du profil réalisé en Février 1995 avec la configuration NMF/SX

VI.3.3.5. La configuration expérimentale courte à 1024 tirs (février 1995).

On utilise ici la tête de référence MT comme en VI.3.3.3, mais avec le module numérique MLI à conversion 6 bits à 40 MHz, 1024 tirs et 1008 additions cohérentes (voir chapitre 5). Bien que l'amélioration du rapport signal sur bruit doit être plus décisive après les premières micro-secondes, on constate que ce tracé est plus propre, avec moins de tâches de bruit, on est alors plus sûr de la réalité géophysiques des signaux. On ne constate pas d'effet négatif lié à l'augmentation d'environ 6dB du seuil de quantification. Il aurait fallu associer ce mode d'intégration au module NMF pour obtenir vraisemblablement les meilleurs résultats de l'ensemble de nos essais.

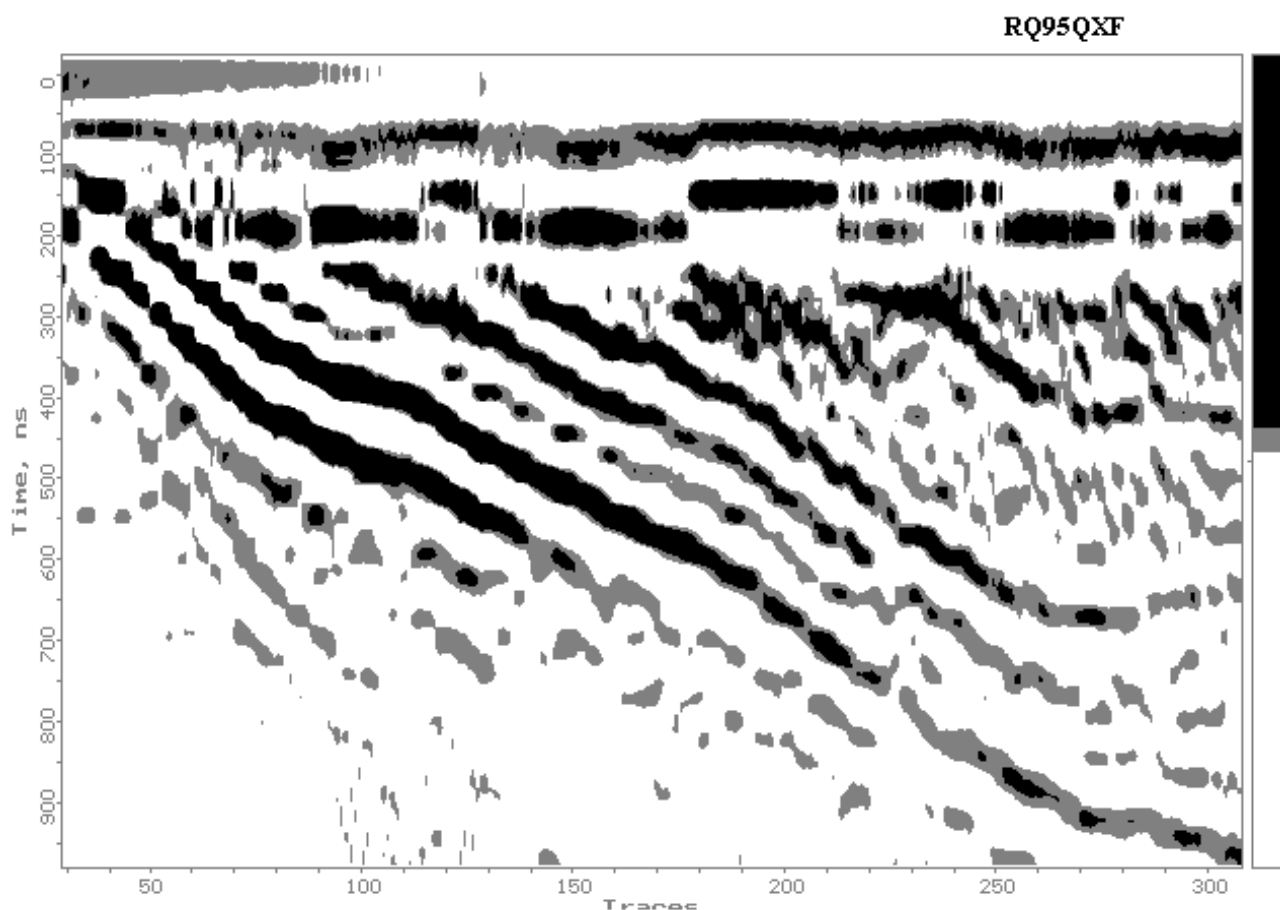


Figure 6-12: Profil avec le module numérique FPGA à longue intégration et conversion 6 bits

VI.3.3.6. La configuration avec 4 segments en Titane, dite guiderope MY/SX (février 1995).

Voici les signaux obtenus lors d'un profil réalisé avec un guiderope particulier. Les quatre premiers segments sont en titane et représentatifs du modèle de vol, fabriqués par le CNES. Ils contiennent la version Modèle d'Identification de notre instrument radar. La queue du guiderope et son mécanisme d'attache sont aussi du type CNES. Ce tronçon, quatre segments plus queue (MY), est assemblé avec le reste du guiderope expérimental court (SX) pour former un guiderope de longueur nominale 5 mètres (MY/SX). Comme le module numérique a été câblé de manière irréversible dans le guiderope, nous n'avons pu porter la fréquence de ce module à 40 MHz. Il utilise l'ancienne fréquence nominale de 30 MHz, et on retrouve un fort effet de sous échantillonnage sur les réflecteurs. Le guiderope, plus court, provoque aussi l'accentuation du sous échantillonnage. Avec cette configuration, les bruits systèmes sont plus élevés, la réverbération sur l'antenne est plus intense, la sensibilité est moins bonne. Il resterait certainement des travaux de mise au point pour accommoder complètement notre instrument (Zolotarev et al. , 1995).

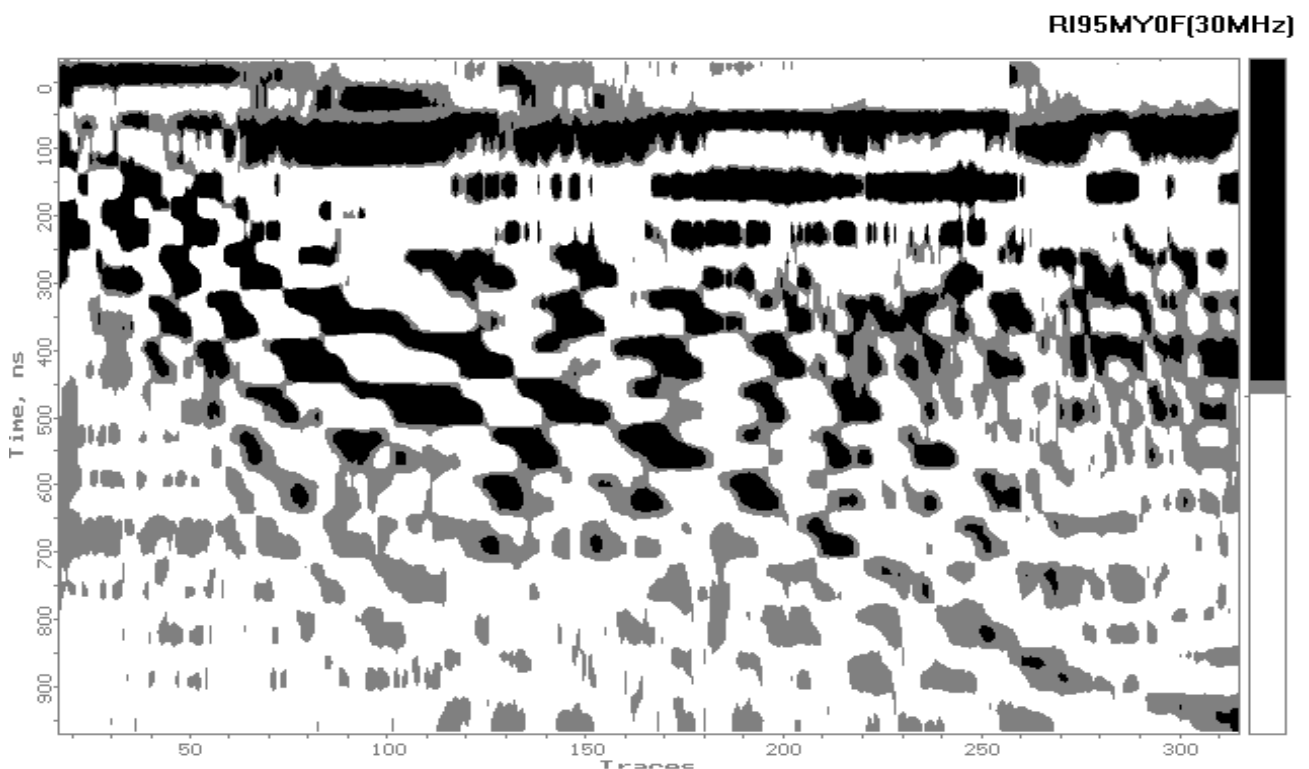


Figure 6-13: Profil réalisé avec un guiderope hybride (quatre premiers segments en Titane)

VI.3.3.7. La configuration expérimentale courte avec l'échantillonnage QUADRA (Juin 1994).

Ce profil a été réalisé au mois de juin 1994 avec le guiderope expérimental court équipé du module numérique QUADRA (voir chapitre 4). Ici, on a gardé dans l'instrument deux échantillons sur quatre, avec une horloge à 60 MHz. Les échantillons manquants ont été régénérés par traitement en temps différé, en faisant l'hypothèse d'un signal centré autour de 15 MHz. Au traitement, il a fallu supprimer la composante continue et la raie d'automate à 30 MHz avant reconstitution. On utilise ici une tête MI, très proche de la tête MT. Sur la tête MI, l'impulsion n'est que de 125 volts, au lieu de 155 volts sur le MT (soit -2dB). La tête MI a une bande passante centrée plus bas qui n'est pas parfaitement adaptée à cet échantillonnage. Nous n'avons pas pu tester la nouvelle tête NMF.

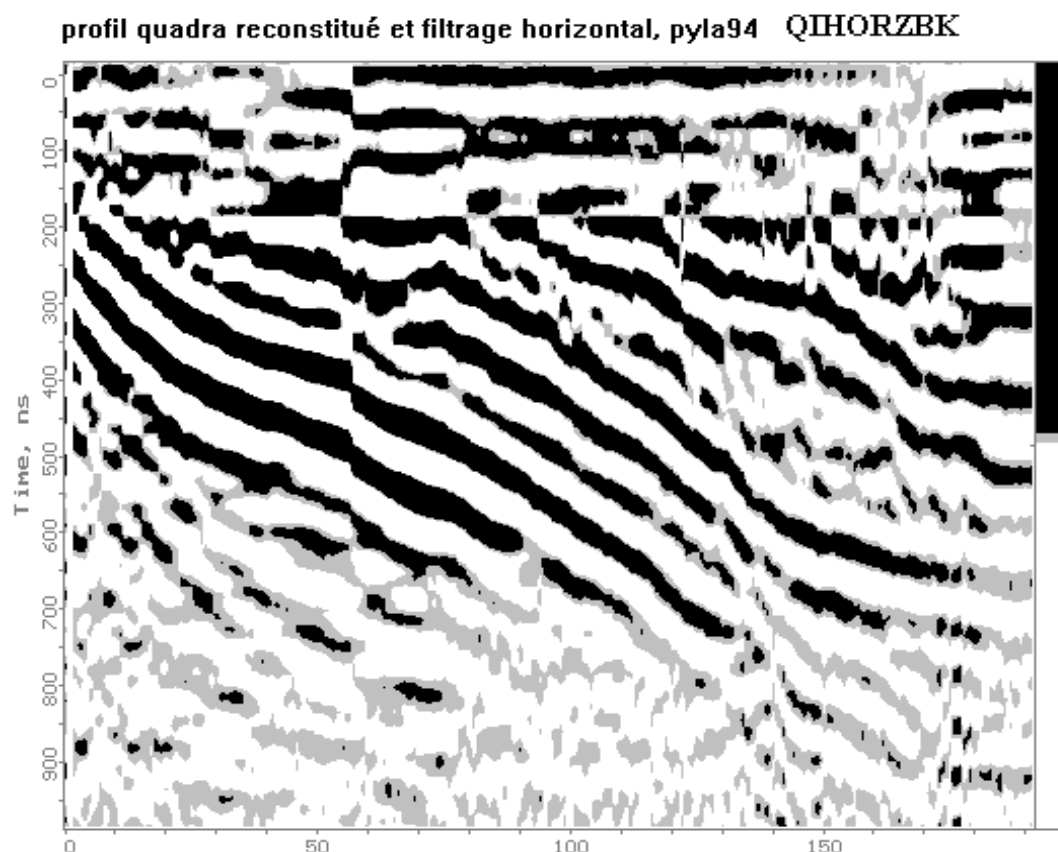


Figure 6-14: Profil de la dune réalisé par échantillonnage QUADRA autour de 15 MHz

La brisure verticale, au tiers du tracé, est due à la poursuite du profil pendant une phase de sauvegarde rendant le micro-ordinateur indisponible. De ce fait, il manque une petite partie du profil à cet endroit. Il manque, tout à fait à gauche, le début de l'ascension qui est visible sur

les autres figures. Au delà de la zone aveugle (180ms), très perturbée par la présence d'une relaxation basse fréquence à la sortie du récepteur, le tracé est très fin et particulièrement contrasté, mais un peu plus bruité. On reconnaît parfaitement tous les traits analysés dans le profil MT, mais cette fois sans effet visible de sous échantillonnage. Bien que l'utilisation de la méthode ne soit pas optimisée à cause de la bande du récepteur, on peut reconnaître sur la figure 6-14 l'amélioration dans la définition générale de l'intérieur de la dune.

VI.4. DES REGIONS TERRESTRES PLUS REPRESENTATIVES DES SITES MARTIENS?

Le radar ayant fait « ses preuves », on peut se demander si il existe, sur Terre, des régions à sonder susceptibles de nous aider à préparer les programmes de traitements de données issues de sondage martien.

Nous avons pensé au Pergélisol profond de certaines régions de Sibérie. Elles sont très difficiles d'accès presque toute l'année et dangereuses ces années. Les sols rencontrés sont souvent alluviaux et donc assez différents de ce que l'on cherche. Au centre de l'Antarctique, se trouve une région non couverte par la glace et dont les sols volcaniques sont sans doute plus proches de ce que l'on cherche. Seules les équipes américaines ont l'infrastructure pour réaliser des missions dans ces régions. Les sols basaltiques de l'Islande sont aussi une zone sondable en profondeur. Lors de la conférence internationale des géoradaristes de 1994 (GPR'94), le Professeur John A. Grant du Buffalo State College, New York, a attiré mon attention sur deux sites bien documentés du Nord Ouest des Etats Unis, dont la géologie présente, en surface et en profondeur, de nombreux traits communs avec Mars : la Eastern Snake River Plain en Idaho (Greeley R. et Schultz P.H., 1977) et la Channeled Scabland, dans le bassin de la rivière Columbia dans l'état de Washington (Baker V.R. et Nummedal D., 1978). Bien que ces sites présentent des analogies exceptionnelles avec la lune et Mars, l'environnement terrestre étant nettement plus chaud, il est probable que les tangentes de perte seraient plus élevées et, donc, la pénétration des ondes moins bonne que sur Mars. De plus, le problème de la présence de l'eau, et de sa phase dans la subsurface, question si cruciale pour l'étude de Mars, est forcément très différent sur Terre. Nous laissons donc ces sites ouverts pour les prochaines préparations des éventuels radars de futures missions martiennes.

CHAPITRE VII.

EVALUATION DE LA PERFORMANCE DU RADAR, DYNAMIQUE DES SIGNAUX, ET DEBIT D'INFORMATION VERS LA TERRE

Pour estimer la performance du radar, on va évaluer d'une part la puissance émise dans le canal exploité, et d'autre part, les contributions au bruit de fond : le bruit de fond non cohérent du champ capté par l'antenne, et le bruit propre du récepteur. On tiendra aussi compte de l'addition cohérente.

VII.1. EVALUATION DE LA PERFORMANCE EN EMISSION

On se propose ici de calculer l'énergie réellement rayonnée dans la bande utile du radar à chaque impulsion, et de déduire la puissance HF "crête".

VII.1.1. Méthode

On détermine l'énergie totale de l'impulsion déposée sur l'antenne. Puis, on calcule, en regardant la densité spectrale de l'impulsion, quelle est l'énergie de l'impulsion dans la bande du radar. En tenant compte des mesures de courant réalisées sur l'antenne, on évalue la part de cette énergie effectivement rayonnée.

VII.1.2. Energie totale de l'impulsion

En mesurant, lors de l'impulsion sur l'antenne, l'évolution temporelle simultanée de la différence de potentiel et du courant incident, on peut par intégration temporelle du produit tension courant avoir la valeur de l'énergie totale de l'impulsion. Ces mesures sur site diélectrique n'étant pas simple, on peut évaluer cette énergie au laboratoire, quand la tête HF attaque une résistance de 360 ohms, utilisée comme charge fictive de référence. Le résultat de l'intégration est directement affiché par notre oscilloscope numérique TDS544A à partir de la mesure avec sonde haute tension. On obtient les valeurs du tableau 4-1 (Chapitre IV). Cet oscilloscope permet aussi de calculer, et d'afficher immédiatement, le spectre de cette impulsion.

VII.1.3. Energie dans la bande du canal radar.

Sur le spectre affiché de l'impulsion, on va pondérer la densité d'énergie avec la fonction de transfert global du canal. Dans le canal, interviennent l'antenne, deux fois, et la bande globale du récepteur. Comme il a été dit au chapitre III sur l'antenne, on n'utilise que le premier lobe (autour des premiers modes) de l'antenne, bande qui offre la directivité plus sélective vers le fond. La bande du récepteur sélectionne d'ailleurs surtout les plus basses fréquences du lobe.

VII.1.4. Part effectivement rayonnée de l'énergie

Si l'on part des mesures sur l'antenne ou des calculs du chapitre III, on constate que l'impulsion de courant au premier retour a encore environ 85% de son amplitude originale pour les basses fréquences, tandis que les composantes en haute fréquence sont entièrement rayonnées. Ainsi, sur la bande du canal, c'est environ 75% de l'énergie qui revient à la charge centrale, et seulement un quart de l'énergie qui est rayonnée (soit -6dB).

VII.1.5 Bilan global et Application numérique

Voici un exemple de calcul global approché: pour une impulsion courte de 10ns, dont le spectre se répartit sur 100 MHz environ. Si on utilise un canal de largeur 10 MHz, on n'a dans la bande que 10 à 20% de l'énergie totale d'excitation, dont seulement un quart est rayonné. La part de l'énergie utilisée dans le canal ne représente donc que de 2,5% à 5% de l'énergie de l'impulsion de départ, soit un rapport compris entre -13dB et -16dB. Pour la largeur de bande radar considérée, cette énergie est étalée sur un temps typique de 100ns.

Soit une impulsion rectangulaire d'amplitude 140V, de durée 10ns, sur une antenne 400 ohms. On a une puissance crête de 50W pour une énergie totale de 500nJ (voir le tableau 4-1 des performances réelles des modules). Dans la bande du radar de largeur 10 MHz, il y a environ 20% de l'énergie, soit 100 nJ, dont 25 nJ sont rayonnés. Ces 25 nJ, sur une durée de 100ns, inverse de la largeur de bande utile, correspondent à une puissance crête utile de 250 mW, soit -6dBW.

VII.2. BRUIT DE FOND

VII.2.1. Bruit de l'électronique, bruit de quantification.

Connaît-on l'énergie moyenne du bruit à la sortie du récepteur? On peut mesurer, au laboratoire, pour un récepteur donné, le niveau de bruit en sortie et sa densité spectrale. Pour le module récepteur MI, la tension efficace de bruit à gain établi est de 60 millivolts efficaces sur 50 ohms. Pour le module NMF, dont le facteur de bruit est amélioré, ce niveau n'est que de 28 millivolts efficaces (INFO+). La gamme de tension convertibile est de 2 volts pic-à-pic, soit 700 mV efficaces pour un sinus, soit encore -20 dBWatt sur 50 ohms, c'est à dire +10 dBm.

Ce niveau, choisi comme niveau de référence, est noté **0dBref** dans la suite du texte.

Le bit de poids fort du convertisseur représente 1 volt. Pour un convertisseur 8 bits, d'échelle parfaitement linéaire et de réponse plate dans tout le spectre, le pas de quantification noté "q", représenterait donc 1/128ème de volt, soit 8 mV. En terme d'énergie, le bruit de quantification, avec le calcul habituel en $q^2/12$ d'un convertisseur parfait, représenterait -49.7 dBref. Pour des signaux vers 10 MHz, le constructeur annonce en fait une dynamique utile de 45 dB, donc un bruit de convertisseur de -45 dBref (soit -35 dBm, environ 4 mV efficaces). Au gain maximum du récepteur, le bruit électronique en sortie atteint -11.5 dBm pour le MI, soit -21.5 dBref. Pour le nouveau module amélioré NMF, le bruit en sortie vaut -18 dBm, soit -28dBref. On constate donc que les bruits du récepteur sont forts et dominant largement le bruit de quantification. Ils atteignent environ la moitié de la gamme dynamique en dB (qui s'étale de -45 dBref à 0 dBref). Le niveau de bruit MI occupe 4.5 bits efficaces, et celui du NMF occupe encore 3 bits efficaces. Avec ces niveaux efficaces, et pour des distributions gaussiennes d'amplitude du bruit, la probabilité de saturation du convertisseur est quasiment nulle.

VII.2.2. Bruit de fond du champ électromagnétique ambiant

Quand le radar fonctionne à l'extérieur branché sur son antenne, quel est le niveau de bruit du champ électromagnétique?

Sur Terre, dans nos régions et pour la bande de fréquences qui nous intéresse, de 5 à 20 MHz,

les radiodiffusions à bande étroite (<10kHz), destinées au public ou à d'autres fins, produisent des ondulations lisibles sur le signal du radar après l'addition cohérente. La situation au bord de la mer de la dune du Pyla est très propice à la réception des ondes courtes. Les signaux reçus sont, pour la plupart, des porteuses modulées en amplitude par des signaux basse fréquence. Toutes ces modulations sont différentes les unes des autres, et ces émissions parviennent sur l'antenne avec des amplitudes variables, fluctuant aussi à cause du "fading", résultat des différents chemins avec réflexions ionosphériques. Ces émissions radio ondes courtes sont groupées dans des bandes commerciales gérées au niveau international (bandes dites des 49 mètres, 41 m, 31 m, 25 m, 19 m, 16 m, ...). Les porteuses sont espacées de 10 kHz (il y a parfois une porteuse intercalée à 5 kHz), la modulation "audio" est limitée à 4.5 kHz. Nos raies radar ont une largeur efficace de 40 Hz environ, et sont espacées d'un peu moins de 10 kHz sur toute la bande. Entre ces raies, la sensibilité du radar diminue progressivement de 40dB. Les programmes radio ondes courtes ne polluent donc en final que quelques raies du canal radar, et d'une manière irrégulière et discontinue. Selon la saison, l'heure et l'endroit, il y a plus ou moins d'activités captées. En Antarctique, tout comme au Spitzberg, à la belle saison, c'est à dire pendant le jour permanent, on ne peut recevoir que très peu d'activités radio en ondes courtes. J'ai souvent pratiqué avant chaque expérience un balayage en écoute ("scanning") de la bande de 5 à 20 MHz. Au Spitzberg en Mai 1990, pendant le jour permanent, aucune émission n'a franchi le seuil de détection du scanner. Sur la dune du PYLA en Juin 1994, le matin vers 11heures, on a 45 détections automatiques, et jusqu'à 135 détections vers 17 heures le même jour.

Qu'attendons-nous sur Mars?

Sur Mars, il n'y a pas encore de ville, ni de propagande. On captera essentiellement, en plus des émissions du radar et des artefacts du véhicule, l'activité radio de fond de notre galaxie. Avec la densité électronique beaucoup plus faible de la très haute atmosphère martienne, l'effet de barrière de l'ionosphère est bien moindre que sur terre. La fréquence passe haut de coupure doit se situer vers 1,8 MHz. Sur Mars, dans la bande du guiderope, de 5 à 20 MHz, tout le rayonnement intense de la galaxie parvient jusqu'au sol, alors que sur Terre, notre ionosphère produit un écran efficace pour la bande qui nous intéresse.

Depuis la découverte par K.G.Jansky en 1930 du rayonnement galactique avec une antenne

fonctionnant à 14 mètres (21 MHz), les radioastronomes ont dressé des cartes complètes du ciel avec des courbes de variation d'activité pour tout le spectre traversant l'ionosphère (Ko, 1958). Mais, pour écouter notre galaxie à des fréquences aussi basses que celle de Prism, et dans différentes directions, il a fallu attendre les premiers satellites artificiels équipés de récepteurs radio, comme Alouette (Hartz, 1969). L'allure spectrale du rayonnement de la galaxie est maintenant bien connue sur plusieurs décades de fréquence. La température équivalente atteint plusieurs centaines de milliers de degrés dans la bande du radar (voir la figure 7-1, d'après Kraus, 1986).

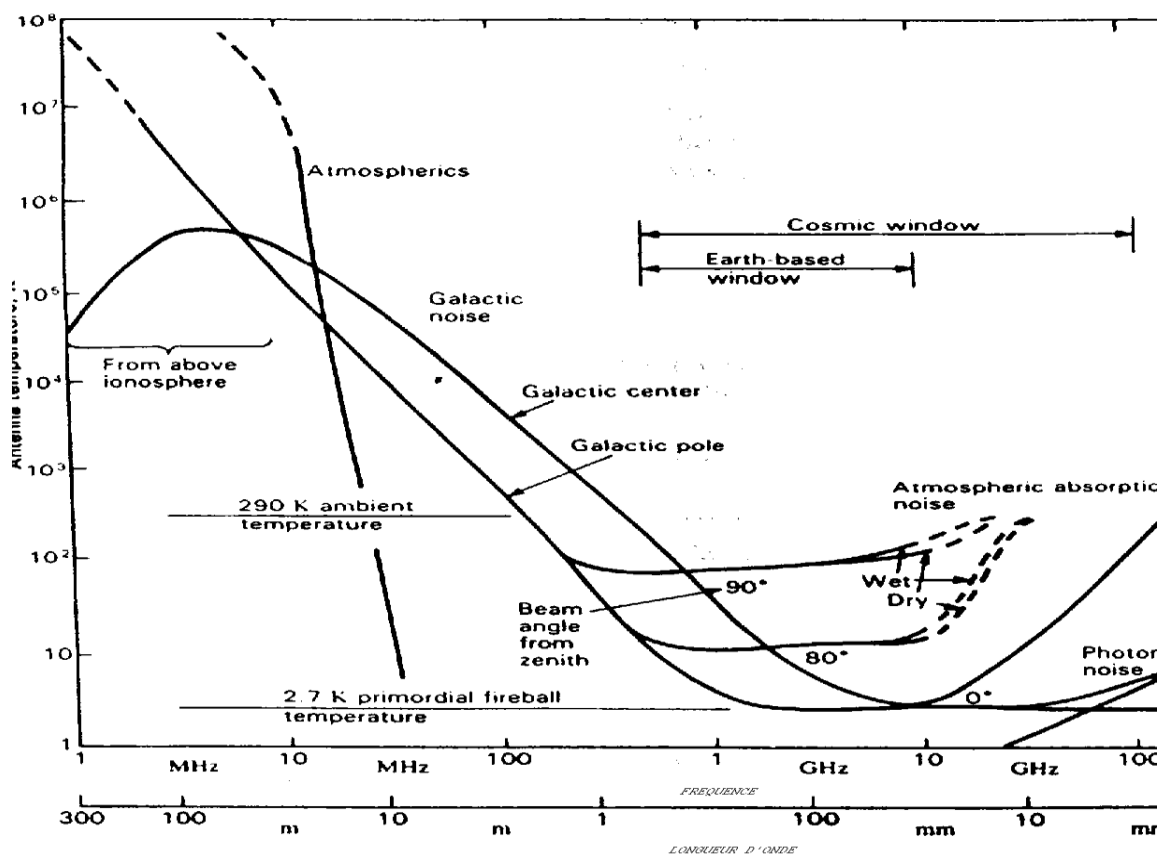


Figure 7-1: Température de bruit sur l'antenne selon la fréquence (Kraus, 1986)

Pour connaître la puissance de bruit galactique capté par le radar, il nous faut intégrer les courbes de densité de bruit, en les pondérant selon notre fonction de transfert global en réception, selon le diagramme de rayonnement vers le haut de notre antenne plaquée, et selon la direction du centre de la galaxie. Pour la configuration du guiderope sur la surface de Mars, on trouvera l'évaluation la plus complète dans le rapport d'A. Hérique et W. Kofman

(Cephag, 1994), reproduit dans la thèse d'A.Hérique (1995). La puissance captée par l'antenne est évaluée à -100dBW en moyenne. En sortie du récepteur MI, on a un niveau de l'ordre de -51 à -57 dBW, soit -21 à -27 dBm. Pour le MI lors des opérations sur Mars, le bruit électronique du récepteur (-11,5 dBm) domine largement le bruit galactique.

VII.3. PERFORMANCE GLOBALE DU RADAR

En supposant un récepteur à faible bruit, la puissance galactique définit le bruit de fond. Le niveau du bruit galactique est de -100 dBW sur l'antenne. Les 256 additions cohérentes dans le CANACCU font gagner 24dB sur le rapport Signal/Bruit. Pour un seuil de détection à 0dB, le radar peut donc détecter des signaux cohérents de niveau -124 dBW. A l'émission, le radar rayonne une puissance de -6dBW. Sa performance, exprimée comme le rapport de la puissance du signal émis à la puissance du signal détectable, est donc de 118 dB. Ce rapport n'est que d'environ 108dB avec le récepteur MI bruyant. Ce nombre, appelé POTENTIEL du radar dans la littérature spécialisée, exprime le taux d'atténuation que peut subir le signal émis tout en restant encore au seuil de la détection. S. E. Hamran a proposé une autre méthode d'évaluation des performances des géoradar. Il propose de rapporter les performances des radars à une mesure intégrée pendant un temps de référence de une seconde (Hamran et al.,1995).

VII.4. PLUS D'ADDITIONS AVEC UN GUIDEROPE IMMOBILE?

Comme on a vu au chapitre V sur le CANACCU, on intègre des échantillons 8 bits avec une arithmétique 16 bits. En ne pratiquant que 256 empilements, on est certain de ne jamais saturer l'unité de calcul, même sur des grands signaux cohérents. Pour détecter des petits échos, bien plus faibles que le bruit, ne pourrait-on pas pratiquer beaucoup plus d'additions? Au chapitre V, on a présenté le modèle MLI, dans lequel on effectue 1008 empilements, mais en décalant vers le bas les bits de poids forts des signaux convertis à l'entrée de l'additionneur.

Si l'on n'intègre que du bruit non cohérent, combien d'additions cohérentes peut-on pratiquer, avec une faible probabilité de débordement, sans décaler les mots 8 bits à l'entrée de l'accumulation 16 bits?

Le format de 16 bits permet de représenter des signaux dont l'amplitude est 256 fois plus forte que celle de signaux au format 8 bits, soit une énergie de 48dB supérieure. Avec notre définition du 0dBref, comme niveau maximal de la représentation sur 8 bits, on représente avec 16 bits des signaux jusqu'à +48 dBref, sans saturation.

Dans le cas de notre instrument, dans sa version MI, le bruit de fond a un niveau de -21.5 dBref à l'entrée du convertisseur. Si l'on veut garder, pour tenir compte des fluctuations d'amplitude, une marge de 10 dB en dessous de la saturation, le niveau efficace du bruit accumulé ne doit pas dépasser +38 dBref. Pour porter l'énergie de notre bruit de fond de -21dBref jusqu'à +38 dBref, il faut gagner 59 dB. Comme il s'agit de bruit non cohérent, cela revient à pratiquer jusqu'à près d'un million d'additions, avec une probabilité inférieure à 2/1000ème de faire déborder le format d'arithmétique (selon l'hypothèse de la distribution gaussienne des amplitudes de bruit, et avec une marge de 10dB du seuil de saturation au dessus du niveau efficace). Cette probabilité de saturation correspond à 2 échantillons saturés en moyenne sur la trace qui comporte 1024 échantillons. On a alors relevé de 60dB le niveau des signaux cohérents par rapport au bruit, mais la mesure prendrait cent secondes (1 million de tirs à 10 kHz). Il reste, dans cet exemple extrême, assez peu de dynamique disponible (10dB) pour faire émerger sans saturation ces petits signaux cohérents. Les « fausses alarmes » peuvent, sans doute, être identifiées par leur non cohérence spatiale le long d'un profil.

Pour utiliser efficacement une telle méthode d'extraction poussée du signal, il faudrait caractériser plus finement les bruits propres de notre instrument, et connaître la courbe de décroissance temporelle du niveau des échos et bruits cohérents attendus. Cela demanderait une très bonne connaissance du sous sol martien, des tangentes de perte, de la nature des diffuseurs et réflecteurs. Nous ne savons que très peu de choses, nous pouvons tout au plus tracer des familles de courbes décrivant quelques cas typiques.

VII.5. DYNAMIQUE TEMPORELLE DES SIGNAUX RECUS PAR LE RADAR

Si l'on veut connaître la décroissance de signaux réfléchis selon le temps d'observation t , il faut introduire dans les équations du radar (présentées dans l'annexe du Chapitre II), la vitesse de propagation des ondes v , qui est fonction de la permittivité relative ϵ_r du milieu, supposé non magnétique.

$$v(\epsilon_r) := \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

La distance au réflecteur, R , rayon de la sphère d'expansion, varie proportionnellement avec le temps et dépend de la permittivité relative

$$R(t, \epsilon_r) := \left(\frac{v(\epsilon_r)}{2} \right) \cdot t$$

VII.5.1. Réflecteur ponctuel

Considérons d'abord la décroissance du signal reçu pour un réflecteur "ponctuel" et dans un milieu sans perte (voir la géométrie du problème à l'annexe II). Remplaçons R par son expression temporelle dans l'équation du radar. Pour illustrer les formules, on va prendre des valeurs numériques typiques de Prism: un milieu de permittivité $\epsilon_r=4$, une longueur d'onde λ de 10 mètres, un gain d'antenne G de 2, une puissance émise PE de 0,25 watt, et un réflecteur ponctuel de référence de section efficace radar $\sigma = 3\text{m}^2$. Soit PRP la puissance reçue pour un retour de signal à l'heure t et dans le milieu de permittivité relative donnée. L'équation du radar en temporel s'écrit, pour un sol sans perte, comme une fonction en $1/t^4$:

$$PRP(t, \epsilon_r) := \frac{PE}{(4 \cdot \pi \cdot R(t, \epsilon_r)^2)^2} \cdot \sigma \cdot \left(\frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi} \right) \cdot G^2$$

$$PRP(t, \epsilon_r) := \frac{1}{16} \cdot \frac{PE}{\pi^3 \cdot (c \cdot t)^4} \cdot \epsilon_r^2 \cdot \sigma \cdot \lambda^2 \cdot G^2$$

Voici quelques valeurs de puissance reçue, en watt, à 0.1 μs , puis 1 μs et 10 micro-secondes

0.1 microseconde	$1.2 \cdot 10^{-5} \text{ W}$
1 microseconde	$1.2 \cdot 10^{-9} \text{ W}$
10 microseconde	$1.2 \cdot 10^{-13} \text{ W}$

On va tracer la variation de PRP en dBWatt pour t variant de 200ns à 9microsecondes, et pour 3 milieux de permittivité relative 4, 5 et 9. Les 200ns correspondent, à peu près, au moment de sortie de la zone aveugle du radar.

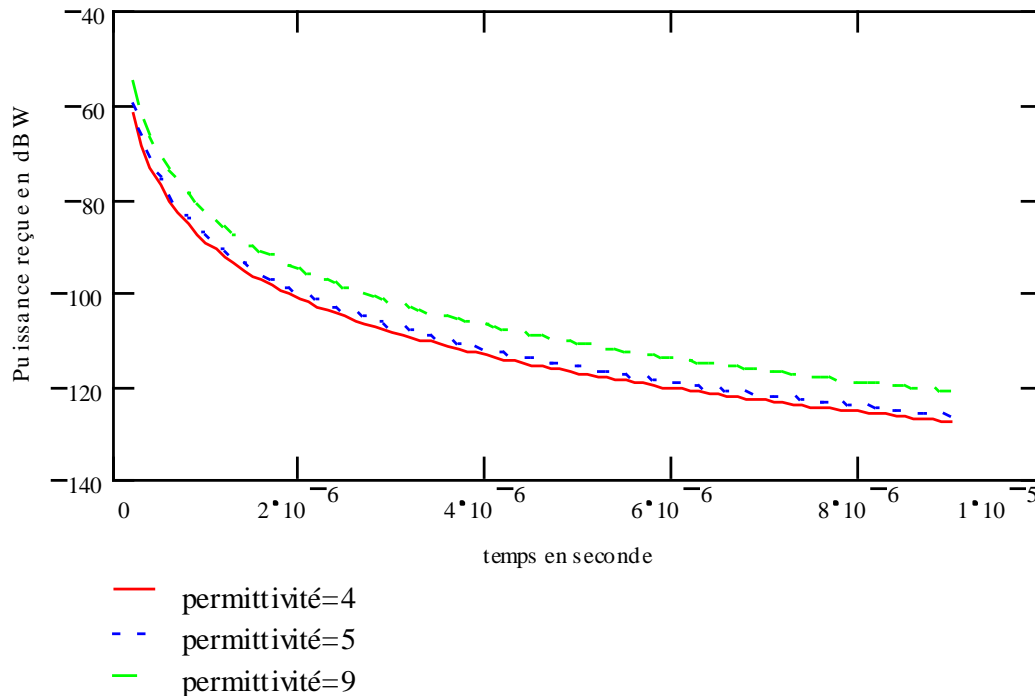


Figure 7-2: Puissance de l'écho ponctuel capté selon son retard et la permittivité

Le signal reçu décroît de -50 à -130dBW. La variation de permittivité affecte peu la dynamique du signal. Pour la suite de ces calculs, on prendra une permittivité de 4. La décroissance est supérieure à 60 dB entre la fin de la zone aveugle et 5 micro-secondes. Avec un seuil de détection, après addition cohérente, de -120dBW, on voit la limite pour un réflecteur ponctuel, vers 7 micro-secondes à permittivité 4. Ceci correspond, dans un milieu sans perte, à une profondeur de 525 mètres pour un réflecteur de section efficace 3 m².

Considérons maintenant un milieu à faible perte défini par sa tangente de perte (notée tgd dans cette partie des calculs). Comme il est montré dans l'Annexe II, le module du champ électrique subit, dans le milieu absorbant, une décroissance exponentielle. Par rapport au milieu sans perte, l'énergie des échos radar qui a parcouru 2 fois la distance R au réflecteur est:

$$PRPP(t, \epsilon_r, tgd) := PRP(t, \epsilon_r) \cdot e^{-4 \cdot \left(\frac{\pi \cdot tgd}{\lambda} \right) \cdot R(t, \epsilon_r)}$$

Elle devient, dans l'échelle temporelle

$$\text{PRPP}(t, \varepsilon r, \text{tgd}) := \text{PRP}(t, \varepsilon r) \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{\pi \cdot \text{tgd}}{\lambda} \right) \cdot \left(\frac{c}{\sqrt{\varepsilon r}} \cdot t \right)}$$

Traçons la courbe d'évolution temporelle du niveau en dBW de signal reçu, en tenant compte des pertes, toujours pour un réflecteur ponctuel de 3m^2

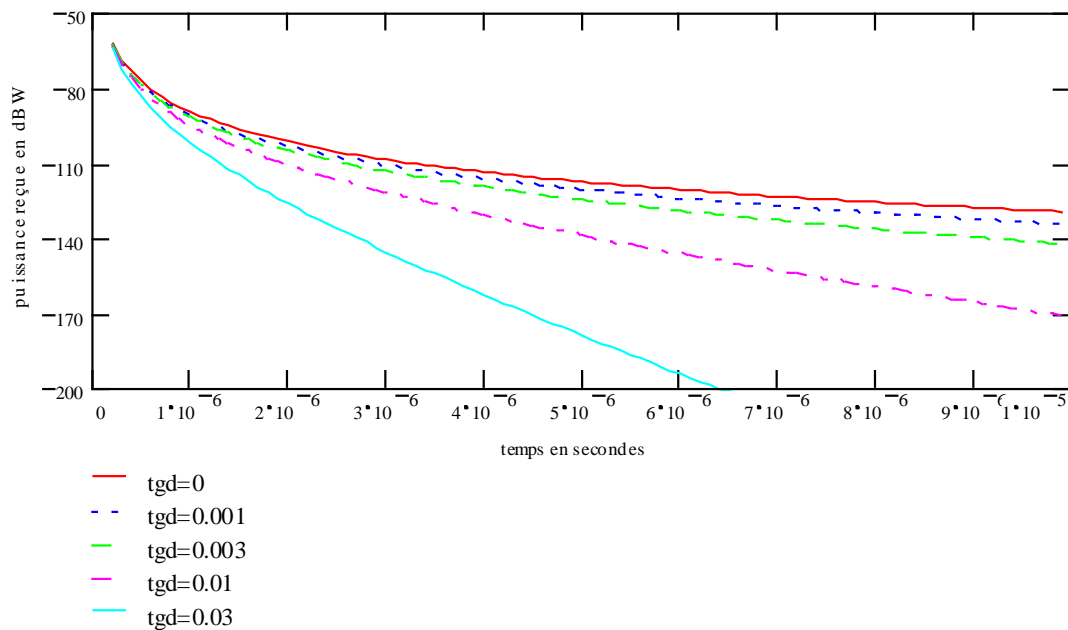


Figure 7-3: Dynamique temporelle des signaux reçus selon la tangente de perte du milieu.

Comme on peut mieux le voir, sur les 3 premières micro-secondes la dynamique dépend assez peu de la tangente de pertes, tant que celle-ci ne dépasse pas 1%. Au cours de ces 3 premières micro-secondes, les niveaux passent de -61dBW à -108dBW pour le milieu sans perte et à -122dBW pour le milieu à 1%. La dynamique s'étend de 47dB à 61dB selon le milieu au cours des 3 micro-secondes.

VII.5.2. Décroissance temporelle du signal reçu pour un réflecteur plan

Soit Γ , le coefficient de réflexion, en puissance, sur l'interface plane:

$$\Gamma(\varepsilon_1, \varepsilon_2) := \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \right)^2$$

Prenons comme dans l'annexe du chapitre II, la valeur exemple: $\Gamma := 0.05$

Dans le cas d'un réflecteur plan à la profondeur R et pour une puissance émise PE, le radar reçoit, si le milieu est sans perte, une puissance PRS telle que:

$$PRS(t, \epsilon_r) := \frac{PE}{[4 \cdot \pi \cdot (2 \cdot R(t, \epsilon_r))^2]} \cdot \Gamma \cdot \left(\frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi}\right) \cdot G^2$$

si l'on rajoute l'absorption du milieu à faible perte

$$PRSP(t, \epsilon_r, \text{tgd}) := PRS(t, \epsilon_r) \cdot e^{-4 \cdot \left(\frac{\pi \cdot \text{tgd}}{\lambda}\right) \cdot R(t, \epsilon_r)}$$

soit, en simplifiant, la puissance reçue est:

$$PRSP(t, \epsilon_r, \text{tgd}) := \frac{1}{64} \cdot \frac{PE}{[\pi^2 \cdot (c \cdot t)^2]} \cdot \epsilon_r \cdot \Gamma \cdot \lambda^2 \cdot G^2 \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{\pi \cdot \text{tgd}}{\lambda}\right) \cdot \left(\frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot t\right)}$$

La figure 7-4 montrent les variations de PRSP en dBW pour t variant de 100ns à 9 microsecondes avec les valeurs numériques typiques de Prism, et pour différents niveaux de pertes variant de 0 à 3%:

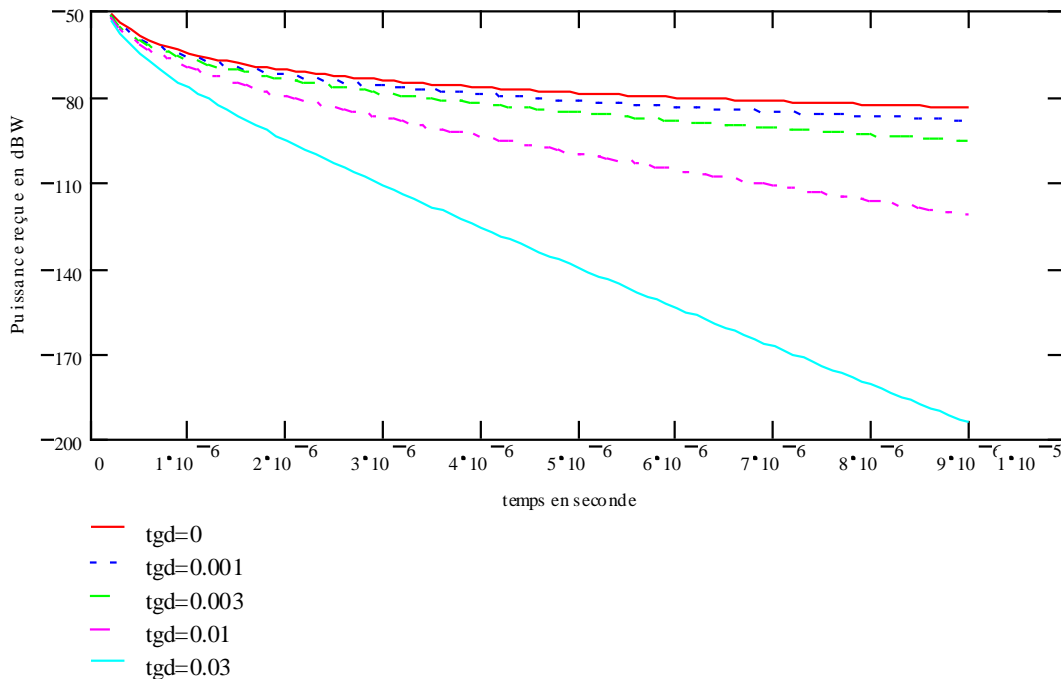


Figure 7-4: Dynamique temporelle des signaux reçus pour le réflecteur plan.

Comme il est rappelé à l'annexe II, la présence d'un grand réflecteur plan est peu probable. Mais cette loi de décroissance moins rapide correspond statistiquement à la réflexion par un ensemble dense de réflecteurs ponctuels, et aussi à la rétro-diffusion dans un milieu contenant

une faible densité d'inhomogénéités. Au cours des trois premières micro-secondes qui suivent la sortie de la zone aveugle, le niveau passe de -51 dBW à -75dBW pour le milieu sans perte, ou à -85 dBW pour le milieu à 1%. La dynamique temporelle s'étale selon le milieu entre une vingtaine et une trentaine de dB.

VII.5.3.Choix de la gamme de variation de gain pour Prism

Pour le convertisseur analogique numérique choisi, on va déduire des simulations précédentes l'évolution temporelle à choisir pour le gain du récepteur.

La dynamique après quelques micro-secondes dépend surtout de la nature du terrain, des pertes et de la nature du réflecteur. Le gain du récepteur doit être tel que, d'une part, il n'y ait pas saturation, même pour un milieu à faible perte, et que, d'autre part, le bruit de fond en sortie du récepteur dépasse largement le seuil de quantification du convertisseur.

A court terme, au début de la fenêtre d'écoute, pendant deux à trois micro-secondes, la courbe de décroissance dépend peu des pertes, et plus de l'expansion et du type de réflexion. Selon les types de terrains (tangente de perte inférieure ou égale à 1%) et de réflecteurs considérés ici (réflecteur ponctuel de 3m^2 de section efficace ou réflecteur plan à 5% de réflexion), un écho parvenant au sortir de la zone aveugle, peut avoir un niveau variant entre -51dBW et -61dBW (valeur médiane -56dBW). Après trois micro-secondes, les échos peuvent arriver dans une gamme comprise entre -75dBW et -122dBW (valeur médiane -99dBW). Une augmentation progressive de 43 dB du gain au cours des 3 micro-secondes semble un bon compromis. L'essentiel de la variabilité sera contenu dans la large dynamique numérique résultant de l'addition cohérente.

Le niveau maximum acceptable à l'entrée du convertisseur est de -17dBW (-20dBW sinus efficaces). Le seuil de conversion est vers -62dBW (dynamique 45dB, donnée constructeur, voir plus haut). Le niveau du bruit de fond est de l'ordre de -100 dBW sur l'antenne. Au sortir de la zone aveugle, avec nos calculs, le gain peut donc prendre une valeur comprise entre -1dB et 34 dB (valeur médiane 16.5 dB). Après trois micro-secondes, le niveau à l'entrée du récepteur variera entre -75dBW pour un réflecteur plan et -100dBW, niveau du bruit de fond. Le gain doit être compris entre 38dB, gain minimum pour utiliser les propriétés statistiques du

bruit, et 58 dB pour ne pas saturer le récepteur avec l'écho le plus favorable. Pour Prism, selon le modèle de la tête HF, le gain démarre entre 10 et 15dB au sortir de la zone aveugle et grimpe jusqu'à 54 ou 58 dB après trois micro-secondes (voir tableau 4-2).

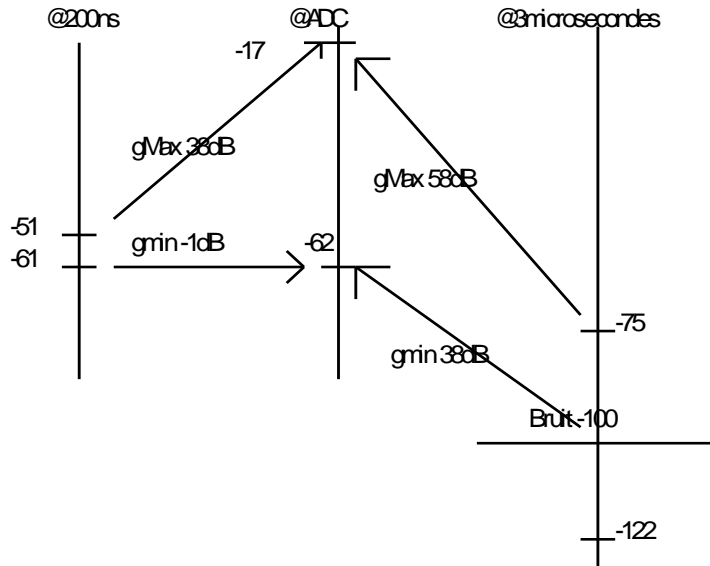


Figure 7-5: Niveaux d'entrées @ 200ns et 3 μ s, en sortie du récepteur (dBW) et gains

VII.6. SIGNAL UTILE A TRANSMETTRE

VII.6.1. Filtrage de la bande

Dans les modèles MI et MLI, on convertit à 40 MHz une bande de 20 MHz dont le canal radar n'utilise de manière efficace que 10 MHz. Il y a donc 50% environ de bande qui pourrait être. Avec un filtrage numérique, on pourrait déjà réduire de 50% les données à transmettre vers la terre. Ce filtrage, en temps différé, pourrait aussi bien être implanté dans la gestion de bord, ou sur la nacelle du ballon.

VII.6.2. Dynamique et nombre de bits utiles à transférer

- Phase à gain maximal (de 3 à 25 micro-secondes)

Quand le gain atteint sa valeur maximale, après environ 3 micro-secondes, le niveau de bruit non cohérent à l'entrée du convertisseur est de -21dBref pour le MI. Avec 256 additions cohérentes, l'énergie du bruit atteint $+3\text{dBref}$ en sortie d'accumulation. Sur les 16 bits de la représentation, son niveau efficace couvre plus de 8 bits. On peut donc décider de ne transmettre au sol que les bits de poids forts. Cette troncature revient à pratiquer une nouvelle quantification. Quel est l'impact de cette nouvelle quantification, dans quel cas ne dégrade-t-elle pas l'information contenue? Les traitements différés au sol comme le filtrage horizontal et la migration (voir figure 2-1) font intervenir des calculs sur tout ou partie d'un profil, c'est à dire plusieurs réponses. Des événements peuvent alors ressortir du traitement. Les profils martiens comporteraient de l'ordre de 40 points de sondage. Pour un calcul intégrant 64 points, on peut encore espérer gagner 18 dB dans la détection des événements. Pour que les informations plus petites que le seuil apparaissent au traitement, il faut que le bruit non cohérent soit supérieur au seuil de quantification. Comme le bruit non cohérent couvre les 8 bits de poids faible, il faut transmettre pratiquement au moins 10 bits par mot. Si l'on n'envisage pas de traitement multidimensionnel ultérieur, la transmission de seulement 8 bits par mot ne diminuera pas les contrastes immédiats.

- Phase à gain variable (jusqu'à 3 micro-secondes)

La situation est alors plus complexe. Tandis que le gain global du récepteur croît de 45 dB, et varie de 10 à 55 dB, le niveau du bruit de fond en sortie du récepteur croît aussi, mais sur une dynamique plus faible (voir chapitre IV). En effet, à gain maximal, la contribution principal du bruit provient du TR et du premier étage d'amplification. Chacun des 4 étages successifs d'amplification contribue au gain global maximal. La fonction gain variable est entre le premier et le deuxième étage du récepteur. Quand le gain est minimum, les sources principales de bruit deviennent le circuit intermédiaire d'atténuation et le deuxième étage d'amplification. On a mesuré un niveau de bruit d'environ 2mV efficaces en sortie du récepteur, quand le gain est pincé. Le niveau de bruit est alors inférieur au seuil de quantification (de l'ordre de 6dB). Après l'addition cohérente, le bruit de quantification accumulé domine, il atteint -21 dBref. La dynamique utile est alors d'au moins 69dB. Il faut conserver au moins 11 bits ou 12 bits par mot, pour assurer la bonne détection directe, ou de bons traitements bi-dimensionnels ultérieurs. Durant la croissance de la rampe de gain du récepteur, ce niveau de bruit reste d'abord sensiblement constant jusqu'à ce que le gain combiné du premier étage et de l'atténuateur devienne nul. Ceci se produit à peu près au 3/5 de la rampe, vers 1,8 micro-secondes. On a alors un gain global de 37 dB pour tout le récepteur. Le niveau de bruit a alors gagné 3 dB, puis il croît presque linéairement avec le gain jusqu'à la fin de la rampe vers 3 micro-secondes. On pourrait éventuellement grossir progressivement le pas de quantification, en réduisant de bit en bit, la taille des mots transmis pour les échantillons. Mais cela est compliqué, et même risqué.

En résumé, pendant les 3 premières micro-secondes de la fenêtre d'écoute, on pourrait ne transmettre que 12 bits sur 16 pour chaque échantillon, puis pendant les 22 micro-secondes restantes, transmettre 10 bits sur 16, par échantillon. On obtient, par cette troncature triviale, 36% de réduction de débit d'information.

Les valeurs affichées ici dépendent fortement du gain global du récepteur et de son facteur de bruit. Comme nous l'avons expliqué au chapitre IV, celui-ci dépend du montage du commutateur TR de protection du récepteur. Ainsi, avec le nouveau module NMF, le niveau de bruit en sortie est réduit de 9 dB. Tous ces calculs sont alors à réadapter. Pour le logiciel de vol sur Mars, on devrait sans doute penser le problème de la compression des données à tous

les noeuds de la transmission vers la terre:

- troncature directe au niveau du guiderope, représentation flottante par blocs,
- méthode standard de compression et codage au niveau de la nacelle

Pour une mission autonome de plus longue durée, on pourrait pratiquer la compression en temps différé et utiliser des algorithmes adaptés aux données de profil radar (détection de trait, cohérence spatiale, migration ?).

VII.7. GESTION DU FLOT DE DONNEES ATTRIBUE: PROFIL AVEC SONDAGE A DEUX PROFONDEURS

VII.7.1. Position du problème

L'absorption réelle dans le sous-sol de Mars est encore inconnue. La possibilité de détecter des échos à plus d'un kilomètre est une conjecture (comparer les courbes précédentes avec le potentiel du radar). En plus des variations de la tangente de perte, les inhomogénéités du sol peuvent produire diffusion et chemins complexes.

Les quantités d'information allouées à notre instrument pour une nuit martienne, 1 à 2 Mégabit, sont extrêmement faibles par rapport au retour d'information possible avec notre radar pour la distance parcourue chaque nuit par le ballon. Un Mégabit ne représente que 64 points de sondage.

Vu les diagrammes de rayonnement très large des antennes de Géoradar, et de Prism en particulier, les données ne sont exploitables que si l'on dispose de nombreux points régulièrement espacés qui permettent de résoudre partiellement les problèmes d'ambiguïtés de position du réflecteur à l'intérieur des lobes d'antenne.

On ne connaît ni la trajectoire ni la vitesse du ballon le long du sol. Il paraît imprudent de limiter chaque nuit d'expériences à un seul profil de 64 points, qui risque d'être effectué tandis que le ballon est immobilisé, ou encore mal posé, etc. Il semble plus raisonnable de tester plusieurs zones à différents moments de la nuit.

VII.7.2. Un point sur cinq

Afin de "mieux " utiliser les données allouées dans le contexte de la mission, j'ai proposé de répartir les informations selon le scénario suivant. Au lieu de conserver à chaque point de sondage les 1024 échantillons de la fenêtre temporelle d'écoute, on ne garde toute la profondeur que pour 1 point sur 5, et pour les 4 autres points sur 5, on ne garde que le premier quart seulement de la fenêtre temporelle. Ces 256 premiers échantillons ne couvrent que 6,4 micro-secondes qui représentent 536 mètres de profondeur dans un milieu de permittivité 3.2. La transmission des données vers la GBGR ne prend alors dans ce cas que 210 milli-secondes.

Avec la même quantité totale de données, on couvre 2.5 fois plus de points. Avec le même espacement entre les points de sondage, le profil parcouru est 2.5 fois plus long. Il faut décider de l'espacement entre les points. Comme on n'a pas de mesure de distance, on choisira un intervalle temporel constant supérieur à 2 secondes. Ainsi, le milieu peu profond est échantillonné avec une fréquence spatiale horizontale 5 fois supérieure à celle utilisée pour le milieu profond.

Avec 1 Méga-octets, on représente alors 160 points. Ces points sont groupés par 5 (un profond et 4 peu profonds) qui forment un profil élémentaire. Un profil élémentaire occupe 32 kilobits. On forme un grand profil à l'aide de "n" profils élémentaires. Typiquement, on prend 8 profils élémentaires par grand profil. Un grand profil est donc formé de 40 points de sondage. On peut réaliser 4 grands profils dans 1 Mégabit.

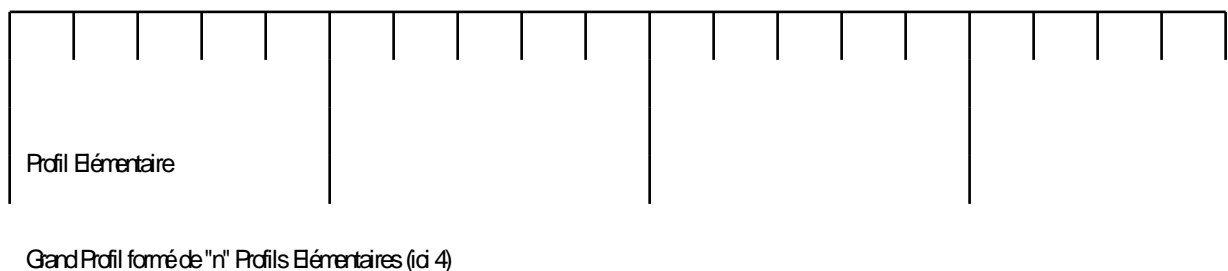


Figure 7-4: Mode d'acquisition à résolution horizontale variable selon la profondeur

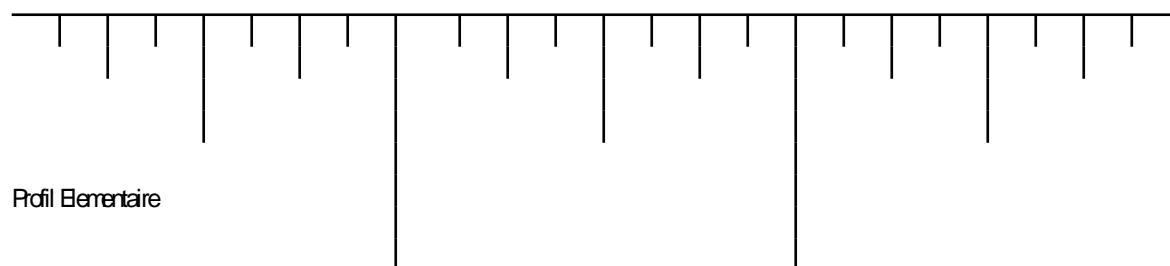
La GBGR du guiderope MI du CNES a été programmée selon ce mode périodique de lecture des données du radar (C. Gorse , Rapport interne CNES). Les essais du guiderope CNES sur

la dune du PYLA en Mars 1995 ont été effectués avec ce tramage.

VII.7.3. Généralisation

Ce principe adopté, il est possible, en le compliquant un peu, d'avoir une définition spatiale qui grossit plus progressivement avec la profondeur. On peut proposer de lire, selon le point de sondage, un huitième de la fenêtre d'écoute, ou un quart, ou une moitié, ou la fenêtre complète.

On garde toute la fenêtre pour un point tous les huit. On garde les échantillons jusqu'à mi-profondeur pour un point sur 4, jusqu'au quart pour un point sur 2, et jusqu'au huitième à chaque point.



Profil complet formé de "n" Profils élémentaires, ici n=3

Figure 7-5: Extrapolation du mode d'acquisition à résolution horizontale variable

La fréquence spatiale horizontale de sondage varie comme l'inverse de la profondeur. Le motif par sa disposition ressemble à un codage. Pour la même quantité de données, on couvre 8/2.5 fois plus de points, c'est à dire plus de trois fois qu'avec le sondage à profondeur constante. Cette décomposition fractale peut être poussée encore plus avant.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.

Faute de l'aboutissement de la mission, l'instrument Prism n'a pas sondé l'intérieur de Mars. Quels signaux aurait-il recueillis ? Aurions nous détecté les occlusions de glace sèche? Aurions-nous atteint l'interface hypothétique profonde de l'eau passant en phase liquide ? Les ondes radio se seraient-elles complètement diffusées et perdues dans le milieu? Ce mémoire ne peut répondre à aucune de ces questions.

Nous avons par contre montré comment il était possible, à partir des objectifs scientifiques et des contraintes de la mission, de concevoir et de réaliser un instrument radar spécifique et robuste. Nous avons su choisir une architecture décomposable en petits modules indépendants n'utilisant qu'un nombre minimum d'interconnexions, présentant peu de problèmes de compatibilité électromagnétiques les uns envers les autres, et logeables dans les petits compartiments cylindriques des segments du guiderope. L'électronique proprement dite pèse moins de 500 grammes, consomme 5 watts en phase active, et quelques milli-watts entre les points de mesure. L'ensemble intégré dans la structure étudiée par le CNES peut opérer dans l'environnement martien, très froid et d'atmosphère raréfiée. Le radar ainsi logé peut encaisser les milliers de chocs du guiderope traîné sur le sol accidenté.

Nous avons su utiliser le guiderope de l'aérostat comme dipôle électrique à large bande, plaqué au sol, et résoudre les problèmes de la topologie électromagnétique particulière de l'électronique logée dans l'antenne. Notre étude paramétrique de l'antenne, associée à nos essais et mesures permet de prédire le fonctionnement de l'antenne en fonction de l'excitation et du couplage à un sol donné. Nous avons maîtrisé les problèmes de réverbération du courant d'émission sur l'antenne qui sert à la fois en émission et, immédiatement après, en réception. Nous avons réduit la profondeur aveugle du radar monostatique à moins de 10 mètres.

Le système numérique développé pour le radar optimise le nombre et la performance des composants utilisés. Une architecture en mode canal permet d'échantillonner et d'accumuler en parallèle le signal sur une large bande de fréquence (échantillonnage à 40 MHz). Tout le système numérique tient dans un seul cylindre. L'adaptation de la bande numérisée à la bande utile du radar est améliorée par l'échantillonnage en quadrature réduite, sorte de filtrage numérique sans calcul.

L'étude des propriétés électriques des sols, de la dynamique des échos, des bruits du système et de l'environnement, nous a permis d'optimiser le gain du récepteur, son évolution temporel au cours de la fenêtre d'écoute, et le format de traitement et de transfert des données numérisées.

Afin de mettre au point l'instrument et démontrer ses performances pour la mission spatiale, nous avons développé, fabriqué et utilisé des guideropes instrumentés destinés à l'expérimentation sur le terrain. Ces maquettes à l'échelle 1 ont eu un fonctionnement robuste et stable lors de plusieurs missions. Le pilotage direct du radar à travers des fibres optiques et la visualisation en temps réel du profil par micro-ordinateur portable ont assuré la réussite de missions de terrain interactives. Les signaux récoltés ont permis d'analyser l'intérieur de dunes et de glaciers, et de confirmer les performances possibles de l'instrument sur Mars: sondage au delà du kilomètre, avec une résolution de l'ordre de 7 mètres. Ces travaux ont en fait donné naissance à un instrument nouveau pour le sondage des glaciers et des sols terrestres froids ou arides. Le sondage en basse fréquence permet d'atteindre sur Terre, selon le milieu, plusieurs dizaines à plusieurs centaines de mètres de fond avec une résolution de quelques mètres. La conception mécanique du guiderope articulé, à la fois robuste et souple, permet un sondage rapide, même sur un terrain accidenté. L'autonomie est grande, et représente environ 25 kilomètres de profil continu à chaque charge de batteries.

Ce programme donne aux équipes qui y ont participé une capacité de proposition pour toute opportunité de mission vers les milieux denses du système solaire : planètes, satellites naturels, astéroïdes ou comètes (Kofman et al., 1996). Il nous a également permis de participer, au niveau international, au développement des techniques et méthodes du radar de sondage appliqué à la géophysique, à la gestion de l'environnement, ou au génie civil. L'auteur de ce mémoire a vécu pour sa part une grande rencontre avec l'électromagnétisme, l'électronique analogique et numérique, et le traitement du signal.

ANNEXE DU CHAPITRE I :**EXPLORATION DE MARS ET INSTRUMENTS DE LA MISSION MARS94-96**

Le tableau A-1-1 rappelle les missions lancées vers la planète Mars jusqu'en 1992.

Année	Date	Nom	Pays	Observations, Bilan Global
1962	1 Nov.	MARS 1	URSS	perte de télémétrie
1964	5 Nov.	MARINER 3	USA	coincé sous son bouclier après le décollage
	28 Nov.	MARINER 4	USA	survol; premiers clichés, atmosphère
1969	24 Fév.	MARINER 6	USA	survol le 31/07; succès complet
	27 Mar.	MARINER 7	USA	survol le 5/08; succès complet
1971	8 Mai	MARINER 8	USA	perdu au décollage (fusée Centaure)
	19 Mai	MARS 2	URSS	orbiteur, une station s'écrase sur le sol
	28 Mai	MARS 3	URSS	orbiteur, une station posé, perte de transmission
	30 Mai	MARINER 9	USA	1er satellite artificiel, 10 mois de fonct ^t ; plein succès
1973	21 Juil.	MARS 4	URSS	manque la planète
	25 Juil.	MARS 5	URSS	mis en orbite; succès partiel
	5 Août	MARS 6	URSS	survol, une station qui tombe en panne
	9 Août	MARS 7	URSS	survol, une station qui rate la planète
1975	20 Août	VIKING 1	USA	mis en orbite, une station; succès total
	9 Sept.	VIKING 2	USA	mis en orbite, une station; succès total
1988	7 Juil.	PHOBOS 1	URSS	perte de la télémétrie le 30/8
	12 Juill.	PHOBOS 2	URSS	2 mois en orbite avant perte de la sonde
1992	Oct.	MARS OBSERVER	USA	perdu à son arrivée en orbite

Tableau A-1-1: Les missions spatiales lancées vers Mars depuis 1964 jusqu'à 1992 - (tableau préparé par Thierry Carpentier du Service d'Aéronomie, d'après "Spacecraft Exploration of Mars", Conway W. SNYDER et Vassili I. MOROZ, MARS ...)

[en gras les missions qui sont les sources principales des données actuelles servant de référence]

Les tableaux A-1-2 à A-1-7 détaillent les expériences selon leurs emplacements et leurs objectifs. Sur l'orbiteur, on a distingué les expériences de géomagnétisme et de plasma (A-1-2), les expériences atmosphériques et de sondage à distance (A-1-3), et les expériences d'astrophysique et de croisière (A-1-4). Le tableau A-1-5. présentent les expériences qui équipent la station de surface METEGG. Pour l'Aérostat, on a distingué les expériences portées par la nacelle (A-1-6) de celles glissées dans le guiderope (A-1-7).

Instruments	Pays Laboratoires impliqués	Principaux objectifs scientifiques
ELISMA (<i>Etude Locale de l'Ionosphère Supérieure de Mars</i>) comporte six expériences	9 laboratoires de Russie, Ukraine, Bulgarie, Pologne, ESA., Grande-Bretagne et France (le LPCE d'Orléans et le CETP de l'UVSQ)	Etude de l'atmosphère, de la magnétosphère et de leur interaction avec le vent solaire.
DYMIO (<i>Dynamics of the Martian Ionosphere</i>)	le CETP (Vélizy), l'Université du Texas, le MPI à Heidelberg et l'IKI à Moscou	Etude de l'ionosphère : dynamique, composition, densité et température des ions.
FONEMA (<i>Fast Omnidirectional Non Scanning Energy Mass Analyser</i>)	le MSSL (Angleterre), l'IKI (Russie), le Saint Patrick College (Irlande), l'Université Charles (Tchécoslovaquie) et le CESR. (Toulouse)	Structure, dynamique et origine du plasma.
ASPERA-S (<i>Energy-mass analyser of ions and neutral-particle imager</i>)	Suède, Russie, Finlande, Pologne, Allemagne, Etats-Unis, Norvège	Etude des processus associés à l'interaction entre le plasma et les neutres.
MARIPROB (<i>Ionospheric Plasma Spectrometer</i>)	Autriche, Belgique, Bulgarie, Tchécoslovaquie, Hongrie, Irlande, Russie	Etude de l'ionosphère et de la magnétosphère.
MAREMF (<i>Electron Analyser and magnetometer</i>)	Autriche, Belgique, Angleterre, Hongrie, Allemagne, France, Irlande, Etats-Unis, Russie	Magnétosphère.
SLED-2 (<i>Low Energy Charged Particle Spectrometer</i>)	Tchécoslovaquie, Allemagne, Irlande, Hongrie, Russie	Détection du rayonnement des particules énergétiques dans l'environnement martien, et, surveillance des rayons cosmiques de faible énergie pendant la croisière.

Tableau A-1-2 :Expériences embarquées(géomagnétisme et plasma) sur l'orbiteur

Instruments	Pays Laboratoires impliqués	Principaux objectifs scientifiques
SPICAM (<i>Spectroscopie Pour l'Investigation des Caractéristiques Atmosphériques de Mars</i>)	le SA (Verrières), l'IAS (Belgique), l'IKI (Russie) et l'Observatoire de Crimée.	Etude de la composition de la structure de l'atmosphère par occultations solaires, stellaires, visées au limbe et au nadir.
OMEGA (<i>"imageur spectral visible et infrarouge"</i>)	le l'IAS (Orsay) et le DESPA (Meudon), Italie et Russie	Composition de la surface et étude de l'atmosphère (gaz et poussières).
WAOSS (<i>"Synoptical wide angle TV-camera"</i>)	Russie et Allemagne	Etude des changements de la surface et des mouvements atmosphériques (nuages, tempêtes de poussières) par caméra à faible résolution.
HRSC (<i>"Multifonctionnal high-resolution TV-camera"</i>)	Russie et Allemagne	Imagerie haute résolution et photométrie de la surface (3D).
THERMOSCAN (<i>"Mapping Spectrometer"</i>)	Russie	Cartographie de la température par radiomètre infrarouge.
PFS (<i>Planetary Fourier Spectrometer</i>)	Allemagne, Italie, Pologne, Russie, France	Profils de température et champ de pression, variation de l'abondance de H ₂ O et de CO, épaisseur optique des aérosols.
LWR (<i>Long Wave Radar</i>) expériences GRUNT et PLASMA	Allemagne, Espagne, Russie, Etats-Unis et Autriche	Etude de la cryolithosphère. Dynamique de l'interaction du vent solaire avec l'atmosphère supérieure.
PHOTON / PGS (<i>Gamma Spectrometer Complex</i>)	Russie et Etats-Unis	Composition du sol. Spectrométrie gamma.
NEUTRON-S (<i>Neutron Spectrometer</i>)	Russie	Détermination de la glace d'eau du sous-sol.
MAC (<i>Quadrupolar Mass Spectrometer</i>)	Russie, Finlande	Etude de la composition en ion et en élément neutre de l'atmosphère supérieure et de l'ionosphère.

Tableau A-1-3 :Expériences embarquées (atmosphère et sondage à distance) sur l'orbiteur

Instruments	Pays Laboratoires impliqués	Principaux objectifs scientifiques
EVRIS (<i>Stellar oscillation spectrometer</i>)	le DESPA (Meudon), le LAS (Marseille), Russie, Autriche, Danemark, Suisse, Grande-Bretagne et Allemagne	Sismométrie stellaire, étude des pulsations, rotations, et structure interne des étoiles.
LILAS-2 (<i>)</i>	le CESR (Toulouse) et Russie	Etude des sursauts gamma cosmiques et solaires.
RADIUS-M (<i>Radiometric and dosimetric complex</i>)	l'IPSN (Fontenay), l'IKI (Moscou), Tchécoslovaquie, Grèce, Bulgarie	Mesures des doses de radiation.
SOYA (<i>Solar oscillation spectrometer</i>)	France, Russie et Suisse	Mesure des oscillations solaires pour l'étude de la structure interne du Soleil.

Tableau A-1-4 : Expériences de croisière (astrophysique) embarquées sur l'orbiteur

Expérience	Objectifs	Responsables Scientifiques
MIS : (<i>Meteorological Instrument System</i>)	Mesure de la température, de la pression, de la vitesse et de la direction du vent, épaisseur optique de l'atmosphère.	R. Pirjola (FMI) et J.P. Pommereau (SA)
OPTIMISM (<i>Observatoire Planétologique de Magnétisme et de Sismologie sur Mars</i>)	- Sismologie : détection des micro-séismes. - Magnétisme : mesure du champ magnétique.	P. Lognonné (IPGP) M. Menvielle (Université Paris XI, Orsay)
MOX (<i>Mars soil OXydant instrument</i>)	Mesure du taux d'oxydation du sol en surface	B. Brown (JPL)
APX (<i>Alpha, X-ray and proton spectrometer</i>)		R. Rieder (Institut de la Chimie Max Planck)
PANCAM (<i>PANoramic CAMera</i>)	Prises de vues sur 360° du site de la station : imagerie et environnement	(IKI)
DESCAM (<i>DEScent phase CAMera</i>)	Prises de vue du sol pendant la phase de rentrée dans l'atmosphère	J.E. Blamont (CNES) et P. Cruvelier (LAS)

Tableau A-1-5: Les expériences qui équipent la station de surface METEGG

Expérience	Objectifs	Responsables Scientifiques
BALTE (<i>Balloon Television</i>)	Imagerie CCD Visible Multi-Résolution de la Surface de la Planète (jusqu'à moins de 10cm)	J.E. Blamont (CNES et SA) et P. Cruvelier (LAS)
ALPHA (Spectrométrie Infrarouge)	Propriétés Physiques et Chimiques de la Surface, Minéralogie de Mars (de 0.8 à 3.2 microns)	(DESPA)
Station Météorologique	Mesure des Paramètres Atmosphériques le long de la trajectoire. Mesure sur les Poussières	comme pour METEGG (Service d'Aéronomie)
Altimétrie Laser	Etude Trajectoire, mesure sur les Aérosols	Russie
Magnétomètre	Variations et Structure du Champ Magnétique	(IPG-Paris) et Allemagne

Tableau A-1-6: Les expériences embarquées sur la nacelle de l' Aérostat Martien

Instruments	Pays Laboratoires impliqués	Principaux objectifs scientifiques
PRISM (<i>Permafrost Radar Investigation of the Subsurface of Mars</i>)	le Service d'Aéronomie (Verrières), l'IPG-P (Paris), le CEPHAG (Grenoble), le RICAE (Riga, Lettonie)	Radar de Sondage du Pergélisol Martien, Phase et Bilan de l'Eau
ARIES	le CESR (Toulouse) et Plusieurs contributions partielles	Spectromètre gamma à cristal, composition chimique de la surface Martienne.
Capteurs Technologiques	CNES (Toulouse) et Sociétés	Mesures de température, inclinaison, chocs, vitesse.

Tableau A-1-7 : Expériences embarquées dans le guiderope de l' Aérostat Martien

ANNEXE DU CHAPITRE II: EQUATIONS DU RADAR GEOPHYSIQUE

ANNEXE II.1. MILIEU SANS PERTE

ANNEXE II.1.1. Equation du Radar pour un réflecteur "ponctuel"

Dans ce texte, PE représente la puissance émise et PRPR représente la puissance reçue pour un écho provenant d'un réflecteur ponctuel à la profondeur R.

A titre d'exemple représentatif, on prendra une longueur d'onde λ_0 de 7.5 mètres, correspondant à un rayonnement à 20 MHz dans un milieu de permittivité 4, un gain d'antenne $G=2$ dans la direction qui nous intéresse, à l'émission comme à la réception, une puissance émise PE de 1 watt.

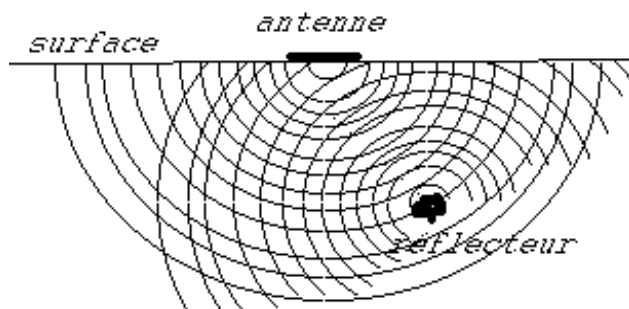


Figure A-1: La réflexion ponctuelle avec ses deux expansions sphériques des ondes

Considérons β , le bilan de liaison, rapport de la puissance reçue à la puissance émise, selon la distance R au réflecteur, la section « sec » du réflecteur, et λ la longueur d'onde qui n'affecte ici que la surface de captation de l'antenne:

$$\beta(R, \text{sec}, \lambda) := \frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{G}{(4 \cdot \pi \cdot R^2)} \cdot \text{sec} \cdot \frac{G}{(4 \cdot \pi \cdot R^2)}$$

$$\beta(R, \text{sec}, \lambda) := \frac{1}{64 \cdot \pi^3 \cdot R^4} \cdot \text{sec} \cdot \lambda^2 \cdot G^2$$

Voici quelques exemples de valeurs de ce bilan, pour R=10 mètres, puis 100 mètres, 1000 mètres et 3 km, et un réflecteur de 1 m² de section.

R=10 m	100m	1000m	3000m
$\beta=1.1 \times 10^{-5}$	1.1×10^{-9}	1.1×10^{-13}	1.1×10^{-15}

On va tracer la variation de β en décibels (dB) pour un réflecteur de 1 et 10m² et pour R variant de 10 m à 3 km. Les 10m correspondent, à peu près, à la limite de la zone aveugle du radar.

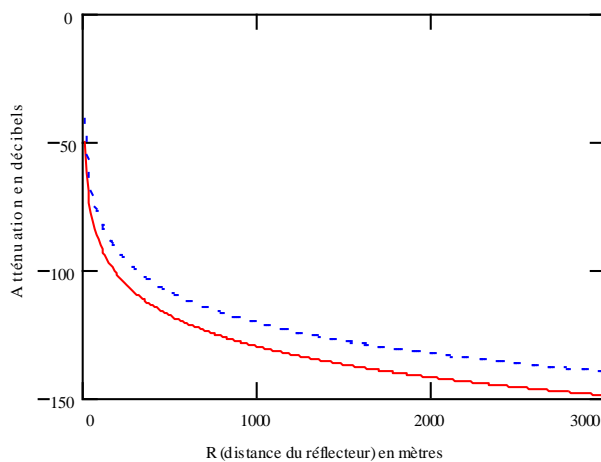


Figure A-2: Décroissance du signal pour un réflecteur ponctuel dans un milieu sans perte

La décroissance du signal est de moins en moins marquée sur une échelle logarithmique. Mais l'atténuation atteint 150 dB pour un réflecteur de 1 m² à 3 km, alors que le milieu est sans perte et sans diffusion.

Considérons maintenant comme modèle de réflecteur à la distance R, une somme de réflecteurs ponctuels, dont la section efficace radar totale occupe dans le champ du radar un angle solide constant b. La surface totale est donc proportionnelle au carré de la profondeur, alors on trouve une loi de décroissance en 1/R*R

$$s(b) := b \cdot R^2$$

$$\beta b(R, b, \lambda) := \beta(R, s(b), \lambda)$$

$$\beta b(R, b, \lambda) := \frac{1}{64 \cdot \pi^3 \cdot R^4} \cdot (b \cdot R^2) \cdot \lambda^2 \cdot G^2$$

soit :

$$\beta b(R, b, \lambda) := \frac{b}{64 \cdot \pi^3 \cdot R^2} \cdot \lambda^2 \cdot G^2$$

Choisissons pour l'angle solide b , une valeur en stéradian de 0.1, et traçons la courbe de décroissance de niveau des échos:

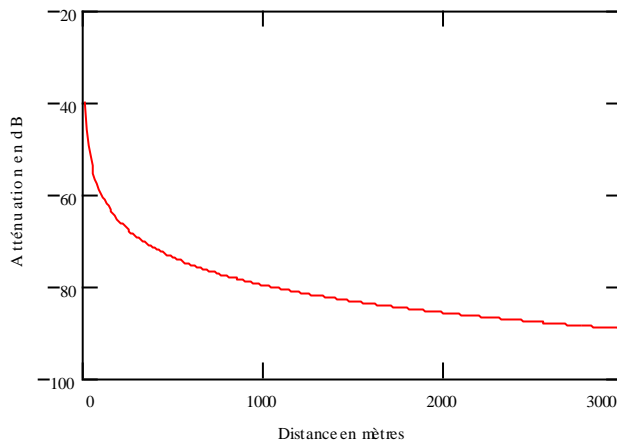


Figure A-3: Décroissance pour un ensemble de réflecteurs couvrant un angle solide constant

La décroissance est beaucoup moins rapide et rappelle celle du réflecteur plan

ANNEXE II.1.2. Equation du Radar pour un réflecteur plan

Considérons un réflecteur infini plan à la profondeur R .

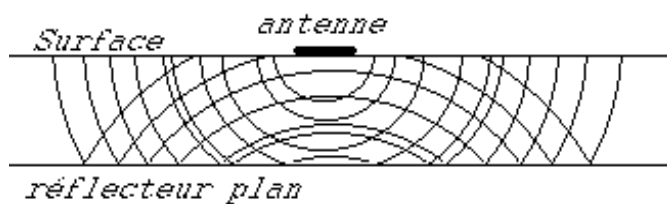


Figure A-4: grand réflecteur plan, effet de miroir

On définit Γ , le coefficient de réflexion en puissance, sur l'interface plane:

$$\Gamma(\epsilon_1, \epsilon_2) := \left(\frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \right)^2$$

Par exemple, pour 2 couches de permittivité 3.2 et 8.0, on aura $\Gamma(3.2, 8.0) = 0.051$

Prenons comme coefficient pour la suite de ce calcul:

$$\Gamma := 0.05$$

La source de rayonnement est vue, en miroir, à une distance $2R$ du récepteur. On peut écrire le bilan de liaison β dans ce cas:

$$\beta p(R, \Gamma, \lambda) := \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot (2 \cdot R)^2} \cdot \Gamma \cdot \left(\frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi} \right) \cdot G^2$$

soit, en simplifiant:

$$\beta p(R, \Gamma, \lambda) := \frac{1}{64 \cdot \pi^2 \cdot R^2} \cdot \Gamma \cdot \lambda^2 \cdot G^2$$

On va tracer la variation de βp en dB pour R variant de 10 m à 3 km et pour $\Gamma=0.05$

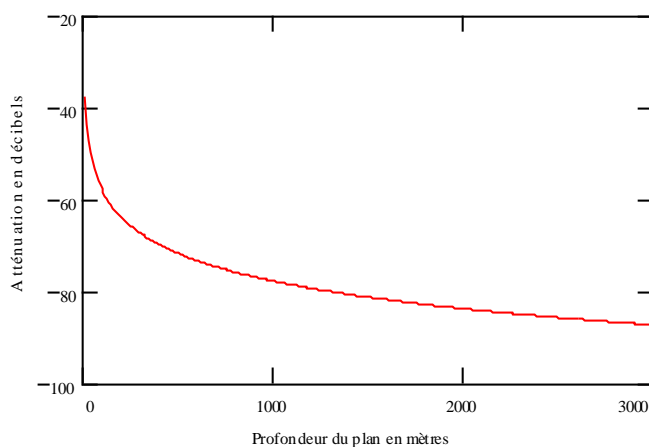


Figure A-5 : Décroissance du signal revenant d'un réflecteur plan infini (milieu sans perte)

Ce type de réflexion est nettement plus favorable pour la détection, mais il est peu réaliste. Il suppose un réflecteur parfaitement plan et de dimension infini. Ici l'effet des pertes par absorption sera plus visible sur la courbe de décroissance du signal.

Dans le cas d'un milieu à plusieurs couches, et pour des contrastes de permittivité tels que celui utilisé (3;2 et 5.0), l'essentiel de l'énergie est transmis à travers chaque interface, que ce soit en descendant dans le sous-sol ou en remontant vers le récepteur. Ainsi, la principale atténuation est celle due à la réflexion partielle sur l'interface considérée. Le coefficient G considéré dans les calculs, égal à 0.05, correspond à -13dB pour la réflexion, et le coefficient de transmission correspondant, égal à 0.95, correspond à -0.2 dB. Ainsi, pour une réflexion sur une quatrième couche, l'onde traverse 4 interfaces et l'énergie réfléchié revient avec un niveau de -13.8 dB. Les réflexions multiples font intervenir au moins 2 réflexions supplémentaires, qui augmente l'atténuation dans ce cas de -26dB environ par rapport à une réflexion simple sur l'une des interfaces.

ANNEXE II.2. SONDAGE DES MILIEUX A FAIBLES PERTES

A partir des Equations de Maxwell, on peut écrire une équation différentielle (aux dérivées partielles) de propagation du champ électrique dans un milieu de charges homogènes :

$$\Delta \mathbf{E} = \mu \cdot \sigma \cdot \frac{d}{dt} \mathbf{E} + \mu \cdot \varepsilon \cdot \frac{d}{dt} \frac{d}{dt} \mathbf{E}$$

μ est la perméabilité du milieu, ε est la permittivité, σ est la conductivité statique.

Si l'on considère la solution particulière d'une onde plane harmonique de la forme générale:

$$E(z, t) = E_0 \cdot e^{j \cdot \omega \cdot t} \cdot e^{\gamma \cdot z}$$

on va trouver la condition de propagation:

$$\gamma^2 = j \cdot \mu \cdot \sigma \cdot \omega - \mu \cdot \varepsilon \cdot \omega^2$$

Les phénomènes de polarisation et de relaxation dans le milieu le rendent dispersif et absorbant. Dans le domaine harmonique, le retard de D par rapport à E se solde par la présence d'une composante imaginaire négative de la permittivité. Comme il s'agit de pertes, posons :

$$\varepsilon = \varepsilon' - j \cdot \varepsilon''$$

La condition de propagation devient alors:

$$\gamma^2 = -\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega^2 + j \cdot \mu \cdot \omega \cdot (\sigma + \varepsilon'' \cdot \omega)$$

Le premier terme est propagatif, alors que le second est un terme d'absorption. Le produit $\varepsilon'' \omega$ joue le même rôle que σ , ce qui produit souvent une confusion dans la littérature.

Considérons que dans le milieu martien très froid, aux fréquences considérées, la conductivité statique est négligeable devant les pertes dans le diélectrique imparfait. Dans ce milieu à faible perte, défini par sa tangente de perte $\text{tg} \delta$:

$$\text{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

On peut alors développer le calcul de la condition de propagation, en introduisant la tangente de perte dans la formule:

$$\gamma^2 = -\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega^2 + j \cdot \mu \cdot \omega \cdot (\varepsilon'' \cdot \omega)$$

soit:

$$\gamma^2 = -\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega^2 \cdot (1 - j \cdot \operatorname{tg} \delta)$$

Dans le cas où $\operatorname{tg} \delta$ est très petit devant 1, on peut identifier dans le second terme un carré tel que:

$$\gamma^2 = -\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega^2 \cdot \left(1 - \frac{j \cdot \operatorname{tg} \delta}{2}\right)^2$$

Cette équation admet deux solutions symétriques selon le sens de propagation

$$\gamma = j \cdot \sqrt{\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega} \cdot \left(1 - \frac{j \cdot \operatorname{tg} \delta}{2}\right) \quad \gamma = -j \cdot \sqrt{\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega} \cdot \left(1 - \frac{j \cdot \operatorname{tg} \delta}{2}\right)$$

que l'on peut écrire:

$$\gamma = j \cdot \sqrt{\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega} + \frac{\sqrt{\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega} \cdot \operatorname{tg} \delta}{2} \quad \gamma = -j \cdot \sqrt{\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega} - \frac{\sqrt{\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega} \cdot \operatorname{tg} \delta}{2}$$

Définissons k et α , tels que:

$$k = \sqrt{\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega} \quad \alpha = \frac{\sqrt{\mu \cdot \varepsilon' \cdot \omega} \cdot \operatorname{tg} \delta}{2}$$

Considérons la solution: $\gamma = -j \cdot k - \alpha$

L'équation du champ devient:

$$E(z, t) = E_0 \cdot e^{j \cdot (\omega \cdot t - k \cdot z)} \cdot e^{-\alpha \cdot z}$$

On reconnaît l'équation de propagation avec un terme de pertes. En utilisant la vitesse de phase dans le milieu, on peut exprimer le coefficient d'atténuation α en fonction de la longueur d'onde dans le milieu:

$$\alpha = \frac{\pi \cdot \operatorname{tg} \delta}{\lambda}$$

Le module du champ Electrique subit donc quand la distance parcourue z croît, une décroissance de la forme:

$$|E(z, \alpha)| = E_0 \cdot e^{-\alpha \cdot z}$$

On peut appliquer le terme d'absorption calculé ici pour l'onde plane au cas des ondes sphériques.

L'énergie reçue par le radar dépend du carré du champ des ondes qui ont parcouru 2 fois la distance R au réflecteur, l'exposant d'absorption est donc en $-4\alpha R$. En tenant compte des pertes par absorption, le bilan de liaison devient:

$$\beta_a(R, \operatorname{sec}, \lambda, \operatorname{tg} \delta) := \beta(R, \operatorname{sec}, \lambda) \cdot e^{-4 \cdot \left(\pi \cdot \frac{\operatorname{tg} \delta}{\lambda} \cdot R \right)}$$

De même, pour la réflexion sur une interface plane :

$$\beta_{pa}(R, \Gamma, \lambda, \operatorname{tg} \delta) := \beta_p(R, \Gamma, \lambda) \cdot e^{-4 \cdot \left(\pi \cdot \frac{\operatorname{tg} \delta}{\lambda} \cdot R \right)}$$

ou, encore pour la surface de réflexion à angle solide constant, on a :

$$\beta_{ba}(R, b, \lambda, \operatorname{tg} \delta) := \beta_b(R, b, \lambda) \cdot e^{-4 \cdot \left(\pi \cdot \frac{\operatorname{tg} \delta}{\lambda} \cdot R \right)}$$

On va représenter l'allure de la décroissance en décibels, pour différentes valeurs de $\operatorname{tg} \delta$ dans la gamme de 0.0001 à 0.0, et pour une profondeur jusqu'à 3000m.

Voici d'abord le cas du réflecteur ponctuel de section efficace unitaire de 1 m²

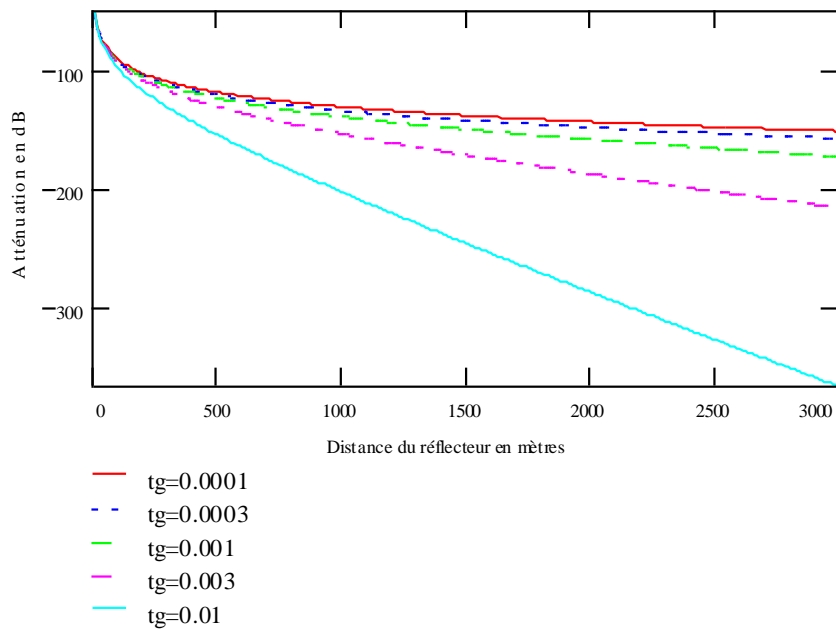


Figure A-6: Décroissance pour un réflecteur ponctuel dans un milieu à faible perte.

Voici ensuite la courbe pour une interface plane avec réflexion de 0.05

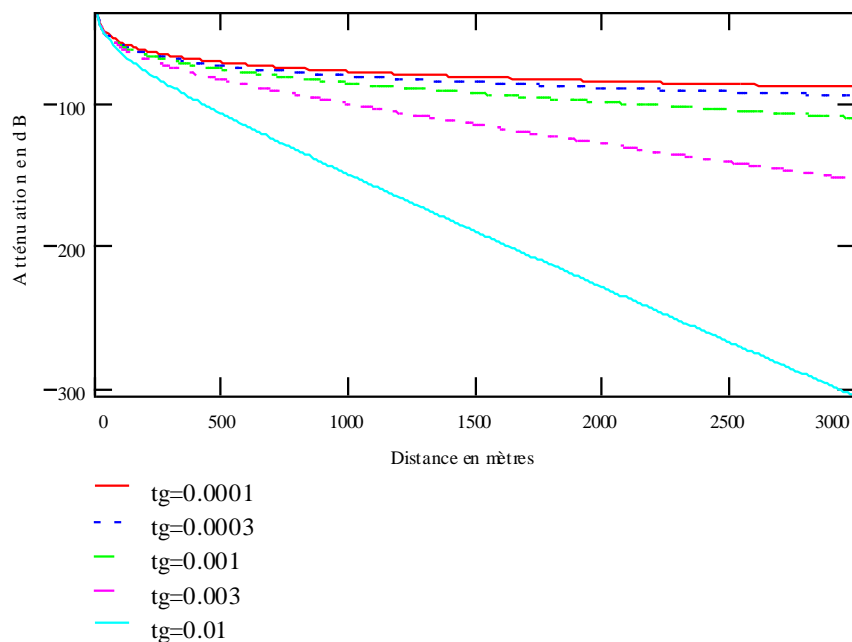


Figure A-7: Décroissance pour une interface plane dans un milieu à faible perte.

Comme on peut le voir, dès que la tangente de perte dépasse 0.001, son effet domine à grande profondeur.

ANNEXE II.3. DIFFUSION PAR UNE FAIBLE DISTRIBUTION DE PETITES INHOMOGENEITES

Comme l'a montré Florence Nicollin dans son article sur les résultats obtenus au glacier du Mont-de-Lans (Nicollin et Kofman, 1994), et appliqué pour les simulations de Mars dans notre article de Applied Geophysics, (Barbin et al., 1995), on peut traiter ce cas en utilisant l'approximation au premier ordre de la diffusion multiple avec le modèle de Rayleigh (Ishimaru, 1978). Il apparaît alors un coefficient supplémentaire d'atténuation par mètre de propagation, ce coefficient est le produit du nombre n de particules rencontrées par unité d'espace et de la section efficace totale d'une particule σ_t . Il apparaît une énergie rétro-diffusée, qui telle un bruit de fond décroissant, peut masquer d'autres réflecteurs. Ainsi dans le cas d'un milieu inhomogène diffusant, la combinaison de ces deux facteurs, atténuation de l'énergie de l'onde par diffusion, et rétro-diffusion partielle venant de tout le milieu, réduit les chances de détection de contraste profond, telle une interface ou un gros bloc.

Dans les milieux où la taille des inhomogénéités n'est pas négligeable par rapport à la longueur d'onde, on ne peut pas appliquer le modèle de Rayleigh. Pour étudier le cas particulier de la diffusion par des inclusions relativement sphériques d'eau liquide présente dans la glace, on peut utiliser le modèle de Mie, comme l'a fait Bamber (1988). Dans des milieux avec des inhomogénéités de géométries moins simples, le problème est ouvert.

ANNEXES DU CHAPITRE III

ANNEXE III. 1. CIRCUITS EQUIVALENTS DE L'ANTENNE SUR UNE LARGE BANDE

Pendant l'étude de la tête haute fréquence, quand on recherche l'amortissement optimale de l'impulsion sur l'antenne à l'émission, ou quand on souhaite étudier la réaction du récepteur et son retour dans le régime linéaire (voir chapitre IV), on peut utiliser les possibilités de la simulation numérique et en particulier la simulation SPICE (Meares L.G. and Hymowitz C.E., 1988).

Dans le schéma saisi pour la simulation, à côté des composants de la bibliothèque INTUSOFT et des modèles standards, il a fallu affiner quelques circuits équivalents pour des éléments de la tête Haute Fréquence présentant un comportement non-linéaire lors de l'excitation, ou pendant la période de relaxation de l'antenne. Pour l'amplificateur à gain variable Comlinear CLC520 utilisé dans le récepteur, F. Broydé de la société EXCEM a préparé, à l'aide de la documentation technique du constructeur et nos relevés de mesure, un modèle enrichi. Lors de la simulation de l'essai de la tête haute fréquence sur une charge de 360 ohms en guise d'antenne, on trouve la même réaction en sortie du récepteur que sur le montage réel en essai sur table.

Pour compléter la validité des simulations et afin de s'en servir pour l'optimisation des composants, il a donc fallu fabriquer, avec la bibliothèque de modèles de base de SPICE-INTUSOFT, un circuit équivalent de l'antenne guide-rope plaquée. Ce modèle doit être satisfaisant sur une bande de fréquence assez large, et il doit reproduire les allers et retours adoucis du courant d'émission sur le guide-rope. Certains modèles publiés précédemment (Tang T.G. et al., 1993) utilisent l'analogie avec un circuit LC chargé, et ne sont valables qu'autour d'un mode de l'antenne.

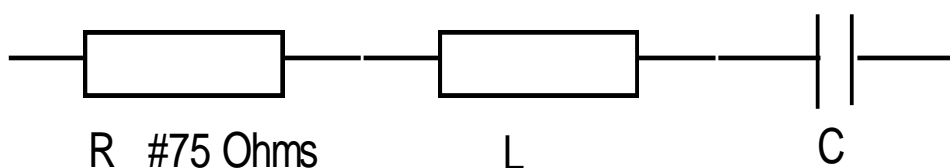


Figure A-8: Schéma équivalent au voisinage du fondamental pour un dipôle dans le vide

Pour simuler le comportement à large bande de notre antenne avec les modes LC parallèles (harmoniques paires) et les modes LC série (harmoniques impaires), on aurait pu utiliser les résultats des calculs de l'IRCOM et nos mesures pour construire un réseau équivalent parallèle et série (Reineix, 1990). Un tel assemblage, qui générerait ensuite de nombreux calculs lors des simulations, nous a aussi paru complexe à mettre au point.

Nous avons opté pour une solution plus simple, mettant en œuvre, le modèle de ligne parfaite de SPICE (ligne à retard). Nous avons pris une ligne d'impédance caractéristique 360 ohms et de retard T ajustable autour de 25ns. A une extrémité, nous relierons le module haute fréquence et à l'autre extrémité, sur le côté normalement ouvert de l'antenne, nous avons placé un simple réseau RC en série. Nous avons choisi les valeurs T , R et C pour rendre compte de la moindre réflexion aux plus hautes fréquences, et de la réflexion d'environ 85 % en amplitude à $2f_0$. Selon la forme de l'impulsion d'excitation, afin d'être au plus près des résultats réels, on a légèrement modifié les valeurs de T , R et C . Ce modèle simple d'antenne a permis de simuler les transitions du commutateur d'antenne (TR), et, en aval les réactions du récepteur lors du retour au centre de l'impulsion. Il a été utilisé ensuite dans les simulations réalisées au Service d'Aéronomie (Le Guen K, 1994), pour l'amélioration du TR, son optimisation en température, et la réduction du facteur de bruit du récepteur (Voir Chapitre 4).

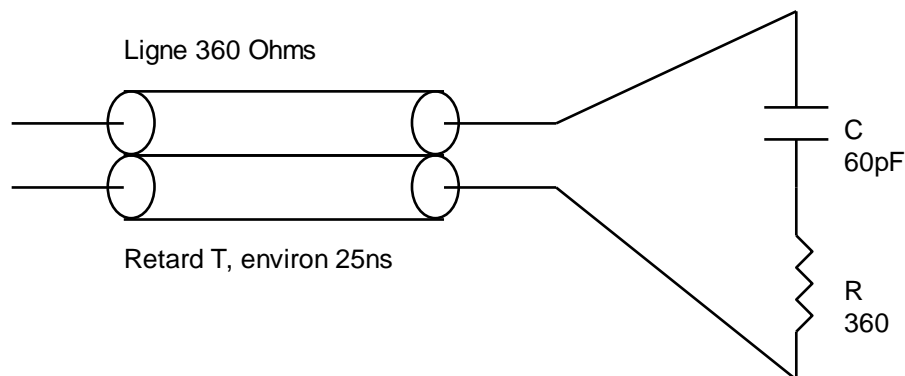


Figure A-9: Modèle Spice simple pour l'antenne guiderope plaquée

ANNEXE III.2. EFFET DE LIGNE A L'INTERIEUR DU CORPS DU GUIDEROPE.

Annexe III.2.1. Ligne coaxiale interne

Si l'on observe les plans mécaniques du guiderope, on observe qu'il peut former une ligne coaxiale, présentant éventuellement des fuites. La suite des cylindres forment un tube conducteur externe. La suite des modules électriques intégrés et des fils qui les relient forment un conducteur électrique épais enfermé par le tube externe. En particulier, les liaisons de masse et les distributions d'alimentations courent d'un cylindre à l'autre avec une résistance quasiment nulle. Sur les cartes des modules électroniques, les plans de masse et d'alimentations assurent un passage facile aux courants. Les découplages capacitifs à l'extrémité des cartes augmentent encore en haute fréquence cette liaison électrique commune, épaisse et centrale dans le tube. On a donc bien, dans le guiderope, une ligne coaxiale interne qui court sur l'ensemble des cylindres équipés électriquement. Le "diamètre" du conducteur interne, l'âme du coaxial, varie entre un minimum lors du passage de quelques fils aux articulations, et un maximum lors de l'occupation de plans conducteurs complets des circuits imprimés à l'intérieur des cylindres creux. D'autre part, le diamètre interne du conducteur externe, la "gaine" du coaxial, varie aussi entre les articulations et les cylindres où il atteint 40 mm.

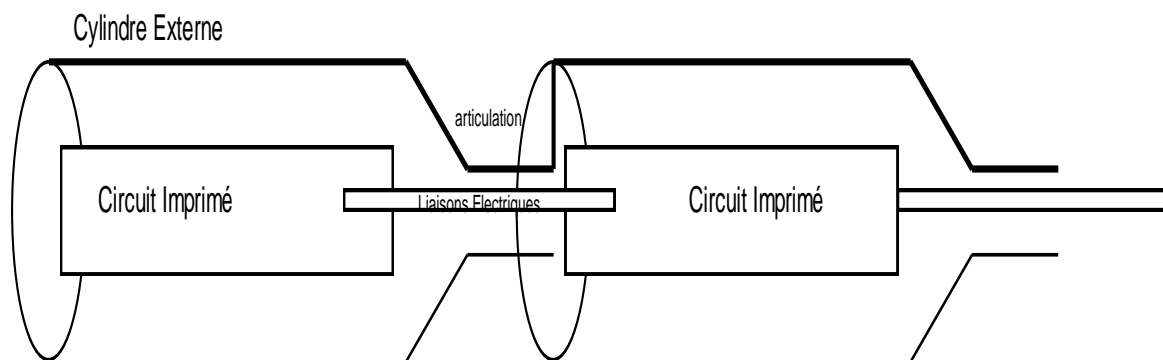


Figure A-10: Ligne coaxiale de section variable formée à l'intérieur du guiderope.

L'impédance de la ligne coaxiale est proportionnelle au logarithme du rapport, variable, de ces 2 diamètres (Kraus, 1953), la permittivité moyenne des matériaux enfermés varie aussi. Ces variations ont une forte composante périodique spatiale, de l'ordre de grandeur du cylindre, soit 30 cm. Cette période spatiale est courte par rapport à la longueur d'onde des phénomènes

que nous voulons observer. Le guiderope peut donc être considéré comme une ligne coaxiale homogène aux fréquences qui nous intéressent. Selon le type de solutions mécaniques adopté pour assurer la continuité électrique aux passages des articulations, cette ligne interne peut présenter une fuite, dans la mesure où elle se transforme localement en une paire ouverte. Elle peut alors être excitée.

Comment se termine cette ligne coaxiale à ces extrémités?

Au centre de notre antenne, le zéro électrique de la tête HF, extrémité de l'âme du coaxial, est relié par un fil court au corps du guiderope. On est proche du court circuit. Toutefois, lors de l'excitation rapide et forte du guiderope, cette liaison, par sa composante auto-inductive, peut être le siège d'une petite différence de potentiel. L'autre extrémité de la ligne, vers l'autre bout du guiderope, n'avait pas fait l'objet de spécification pour la maquette expérimentale. Deux guideropes expérimentaux ont été construits avec les mêmes éléments mécaniques, l'un en France à partir de 1991, l'autre en Lettonie, d'abord en 1990 avec un radar simplifié, puis en Avril 1992 avec un radar du type Prism. Les deux équipes ont pris des options différentes pour la distribution de fils électriques nécessaires à la recharge des batteries Cadmium-Nickel intégrées aux guideropes expérimentaux. Les guideropes expérimentaux comportent aussi un jeu alternatif de piles au Lithium, conformes à celle du modèle de vol. Ces piles et leur câblage propre, utilisés au titre de démonstration, ne sont ensuite mise en service qu'en cas de panne, ou de décharge inopinée des batteries rechargeables.

Dans le guiderope CNES, il n'y a pas de batteries rechargeables, il n'y a que des piles Lithium. Mais il y a des fonctions nouvelles, comme la gestion de bord et comme, en particulier, le module de télémétrie qui est situé à l'extrémité avant du guiderope, donc au bout de la ligne coaxiale interne. Les conditions de terminaison de la ligne coaxiale n'ont pas été étudiées à l'origine. L'impédance terminale n'a aucune raison d'être adaptée. Elle dépend du montage. Ainsi, dans les guideropes, la ligne coaxiale peut être l'objet de réflexions multiples. La fréquence et l'amortissement de ces réflexions peut dépendre du câblage.

Annexe III.2.2. Réverbération interne

Lors des premiers essais de terrain de guiderope expérimental, la réverbération externe

d'antenne était encore assez forte et la période de saturation du récepteur était longue. De plus, on ne s'intéressait qu'à des profils courts et à des réflecteurs puissants. Dans la cage de Faraday, l'antenne repliée est l'objet de forte réverbération, par inadaptation au centre, et par réverbération de l'ensemble guiderope cage. On n'avait donc pas isolé la réverbération interne dont l'excitation paraissait de plus exclue.

En Mai 1992, on utilise pour les essais PYLA2 un nouveau module HF à gain variable. Il se sature moins en début de trace et est beaucoup plus sensible ensuite. On constate, sur le signal numérisé, la présence d'une réverbération sur une fréquence ne correspondant pas à la fréquence d'antenne. Les réflecteurs géophysiques restent toutefois bien visibles (voir chapitre 6). On procède à un démontage du guiderope, avec vérifications module par module, puis on le remonte. (L'antenne, dans des essais à l'intérieur d'un laboratoire, est toujours réverbérante. On ne peut progresser sur ce genre de problèmes qu'avec l'antenne déposée sur le diélectrique et en milieu ouvert). L'équipe de Riga ne parvient pas à isoler le même défaut sur leur radar. Aux essais préliminaires à la mission en Antarctique, en Novembre 1992, on retrouve les mêmes signaux parasites.

En Terre Adélie, lors de la campagne Janvier-Février 1993, les conditions de recharge des batteries n'ont pas été optimale. C'est probablement l'effet de la très basse température du guiderope, à l'extérieur pendant la charge des batteries. Alain Hérique a constaté une variabilité de l'intensité de la réverbération en fonction de l'état des batteries, et un saut de fréquence important lors du passage de l'alimentation par batteries à l'alimentation par pile. Ces signaux de réverbération étant assez stationnaires, Alain Hérique a pu les soustraire (« filtrage horizontal ») puis continuer le traitement des données géophysiques des profils. Ces conditions spéciales ont orientées mes investigations vers l'effet du câblage interne du guiderope (la ligne coaxiale interne). En effet lors du basculement batteries vers piles, la ligne interne est raccourcie.

Annexe III.2.3. Mode d'excitation de la ligne interne

En Novembre 1993, nous avons utiliser sur le même site nos deux guideropes expérimentaux, comparer les résultats, et constater aussi que leur câblage terminal était différent. A partir de là, nous avons su mettre en évidence l'onde interne, puis faire varier sa fréquence et son

intensité, en modifiant des détails du câblage.

Annexe III.2.4. Amortissement de la ligne

Nous avons déterminé l'impédance typique de la ligne coaxiale, et nous avons su réduire énormément la réverbération interne par l'adjonction, à l'intérieur de l'extrémité du guiderope, d'une résistance, placée entre le câblage interne et le corps métallique du guiderope. Nous avons obtenu les meilleurs résultats avec une résistance de 120 ohms.

Annexe III.2.5. Compatibilité avec le module de télémétrie

Il restait alors à trouver une solution valable pour le guiderope CNES. A l'extrémité de celui-ci, il y a le module radio-émetteur VHF de télémétrie vers la future nacelle . La masse électrique du module est reliée à la masse mécanique du guiderope, pour des raisons liées à l'antenne de télémétrie. Il n'est pas possible d'intégrer une résistance entre masse du guiderope et masse du module de télémétrie. Cela revient à décaler les zéros électriques et à provoquer des erreurs de transmission dans le flot basse fréquence de télémétrie (20 kilobauds).

Annexe III.2.6. Description du filtre de mode commun

J'ai recherché des ferrites dont le comportement dans la bande du radar soit essentiellement résistif (perméabilité complexe). Parmi plusieurs matériaux, nous avons sélectionné les perles PHILIPS fabriquées avec le matériau magnétique 3S1 (Philips, 1991). Nous avons enroulé autour des liaisons, tout près du module de télémétrie, un filtre de mode commun, réalisé à l'aide de 3 perles miniatures. En basse fréquence, ce filtre se présente comme une self de mode commun de très faible valeur (78 micro-Henry). Il n'affecte ni l'alimentation, ni la transmission des données. En haute fréquence, ce filtre se présente comme une résistance qui adapte la ligne. Vladimir Glotov a fabriqué le dispositif de sélection du montage optimal pour des essais sur site.

ANNEXE III.3. MEMORANDUM DES TRAVAUX DE L'IRCOM

Voici la liste et le contenu résumé des documents et rapports sur les travaux de simulation numérique de l'antenne guiderope effectués à l'IRCOM (Unité Associée n° 356, CNRS et Université de Limoges, Equipe d'Electromagnétisme, dirigée par le Professeur Jecko). Ces travaux, commandés par le Service d'Aéronomie, ont été réalisés dans le cadre du Projet PRISM, de 1990 à 1994.

Document n°1: réf. PRISM 950502/1

Titre:

Rapport sur l'étude d'une antenne de type dipôle amorti, destinée à analyser le sol martien (Projet PRISM/MARS 1994).

Rédacteur: A. Reineix, CNRS, IRCOM

Date: Novembre 1990

Contenu: 52 pages

Etude préliminaire de l'antenne du prototype de radar 40 MHz. L'antenne est chargée de résistances et plaquée sur le sol diélectrique.

Cette fréquence et ce type d'antenne correspondent à la définition française préliminaire du radar Prism développé en 1989 et testé au premier semestre de 1990.

Les calculs de la première partie portent sur l'impédance de l'antenne dans toute la bande du radar, l'effet sur l'impédance de la permittivité du sous-sol, de la variation des charges résistives, des déformations typiques en "S" et en "C" de l'antenne. On évalue les pertes ohmiques et l'efficacité du rayonnement.

La deuxième partie utilise des résultats analytiques publiés par Engheta et Papas sur le dipôle élémentaire plaquée pour évaluer, par intégration, le diagramme de rayonnement de l'antenne dans le sous-sol selon les fréquences et les déformations standard définies.

Document n°2: réf. PRISM 950502/2

Titre:

Convention Relative à l'étude Théorique du Comportement d'une Antenne de type Guiderope posée sur le un Sol Martien.

Rédacteur: INSU/CNRS et Université de Limoges

Date: 1991

Contenu:

Document officiel pour la mise en place des travaux communs de 1992, concernant une antenne ayant les caractéristiques physiques du guiderope, avec description succincte des objectifs et des méthodes.

Document n°3 réf. PRISM 950502/3*Titre:*

Rapport n°1 Relatif à l'étude Théorique du Comportement d'une Antenne de type Guiderope posée sur le un Sol Martien (Selon la Convention faisant l'objet du Document n°2).

Rédacteur: S.Kellali, A.Reineix, B.Jecko

Date: Juillet 1992

Contenu du premier Rapport: 65p.

Etude Harmonique de l'Antenne Guiderope Asymétrique Plaquée. Effet de la différence de diamètre du corps et de la queue du guiderope plaquée sur la courbe d'impédance de l'antenne. Influence de la nature du sol. Bande passante naturelle de l'antenne, modélisation des modes parallèles et série. Calcul de puissance et d'énergie. Calcul des diagrammes de rayonnement à l'aide des formes asymptotiques de Hertz. Gain et Bilan selon les modes de l'antenne.

Document n°4 réf. PRISM 950502/4*Titre:*

Rapport Final Relatif à l'Etude Théorique du Comportement d'une Antenne de type Guiderope posée sur le un Sol Martien (Selon la Convention faisant l'objet du Document n°2).

Rédacteur: S.Kellali, A.Reineix, B.Jecko

Date: Janvier 1993

*Contenu du Rapport Final:*113p.

Etude en Régime Impulsionnel de l'Antenne Guiderope Asymétrique Plaquée.

L'approche impulsionnelle permet une visualisation directe et fine du réglage de l'adaptation de l'antenne lors de son excitation par des impulsions courtes de formes variées délivrées par les prototypes de générateur HF réel pour Prism. On peut aussi visualiser les effets des réflexions des impulsions aux discontinuités. On met en évidence les déformations du paquet de courant. Cette partie de l'étude a permis ensuite de corroborer les mesures de terrain réalisées à l'aide de sonde de courant et de vérifier l'effet des non-linéarités du système de protection du récepteur.

Plan du document:

Calcul et Visualisation des paquets de courants le long de l'antenne.

Amortissement de ces paquets selon la charge au centre.

Champs transitoires rayonnés en zone quelconque calculés en différence finis.

Champ lointain calculé à partir de surfaces de sources de Huygens, limites de la méthode.

Le dipôle en Réception: Analyse Transitoire.

Document n°5 réf. PRISM 950502/5

Convention n°94CV006 entre l'INSU et l'Université de Limoges

Titre:

Convention portant sur l'Etude Paramétrique de l'Influence des Caractéristiques du Guiderope et du sol Martien sur le Rayonnement de l'Antenne Posée sur le Sol.

Rédacteur: INSU/CNRS et Université de Limoges

Date: 14 Février 1994

Contenu:

Texte contractuel définissant l'objet, les spécifications, les documents d'accompagnement, et les conditions d'exécution de travaux définis dans l'Annexe Technique du document.

Cette annexe précise qu'il s'agit de construire une modélisation à paramètres de l'antenne de manière à étudier l'impact de l'influence des variations :

- de la durée d'impulsion,
- de la longueur de l'antenne,
- de la permittivité du sous-sol,
- des déformations de l'antenne.

Document n°6 réf. PRISM 950502/6

Document relatif à Convention n°94CV006

Titre:

Premier Rapport d'Avancement sur l'Etude Paramétrique de l'Influence des Caractéristiques du Guiderope et du Sol Martien sur le Rayonnement de l'Antenne Posée sur le Sol.

Responsable Scientifique: B.Jecko, Professeur

Rédacteurs: A.Reineix, Chargé de Recherches CNRS, et F.Trissant, Doctorant.

Date: Mai 1994

Contenu: 225p.

La première partie du rapport concerne les paramètres proches. On y analyse le courant sur l'antenne au niveau du générateur selon la forme de l'excitation, puis la propagation de l'impulsion le long de l'antenne. On représente les courants en divers points de l'antenne et on déduit des paramètres d'atténuation du paquet et la puissance rayonnée. Pour la propagation des impulsions sur l'antenne, trois situations sont distinguées:

- l'atténuation du paquet le long de l'antenne plaquée,
- l'atténuation du paquet réfléchi au bout de l'antenne,
- et l'atténuation de lors de la traversée de résistances.

Pour les trois situations, une fonction de transfert est déduite. Par composition, on fabrique une fonction de transfert globale pour l'antenne réelle. Elle est approchée par une fonction analytique, somme d'exponentielles décroissantes. On calcule aussi une fonction de transfert de rayonnement. Ces fonctions construites sont appliquées à une étude de cas, où l'on peut comparer les résultats.

Une seconde partie traite à nouveau du diagramme de rayonnement en champ lointain de l'antenne plaquée en régime harmonique. Le résultat est ici encore obtenu à partir des formes asymptotiques des potentiels de Hertz. L'interface est prise en compte dans les intégrales de Sommerfeld. A grande distance, on utilise la méthode d'intégration selon la plus forte pente et on fait ainsi apparaître des coefficients de transmission et de réflexion. On regarde ensuite l'effet sur le diagramme de rayonnement des variations de la permittivité du sol, de la conductivité du sol (pour une fréquence et un plan donné), et de la hauteur de l'antenne, parallèle au sol.

Une troisième partie étudie un premier cas particulier représentatif de déformation de l'antenne, dont la tête est redressée et fait un angle droit avec le reste de l'antenne posée sur le sol. On montre les courants en divers points, et on met ainsi en évidence les réflexions aux nouvelles discontinuités. On montre l'impact limité sur l'impédance et sur le diagramme de rayonnement.

Document n°7 réf. PRISM 950502/7.

Rapport de Stage de DEA "Communications Optiques et Micro-ondes"

Titre:

Etude Théorique d'un Radar Géophysique permettant la détection du Pergélisol dans le sol

Martien.

Rédacteur: F.Tristant

Date: Juin 1994

Contenu: 120p.

Document de synthèse couvrant aussi l'étude paramétrique du document précédent. De nombreuses courbes illustrent la variation des paramètres. L'effet, sur le diagramme de rayonnement, de la conductivité du sol, ou de la hauteur de l'antenne au dessus du sol, est montré pour une fréquence centrale.

Document n°8 réf. PRISM 950502/8.

Document relatif à Convention n°94CV006

Titre:

Rapport Final sur l'Etude Paramétrique de l'Influence des Caractéristiques du Guiderope et du Sol Martien sur le Rayonnement de l'Antenne Posée sur le Sol.

Responsable Scientifique: B.Jecko, Professeur

Rédacteurs: A.Reineix, Chargé de Recherches CNRS, et F.Tristant, Doctorant.

Date: Juillet 1994, Version corrigée 2.0 en Octobre 1994

Contenu: 231p.

Dans la première partie de ce document, l'effet de la conductivité du sol est cette fois détaillée. On voit l'effet sur les courants, sur l'impédance de l'antenne, sur le diagramme de rayonnement, dans les deux plans, à différentes fréquences et pour différentes valeurs de la permittivité et de la conductivité. L'effet de la conductivité n'est marquée que pour des milieux à tangente de perte forte.

Dans la deuxième partie une technique temporelle directe de calcul de champ est validée.

Dans la troisième partie, Alain Reineix présente un nouvel outil adapté au problème des déformations quelconques de l'antenne. Les dipôles élémentaires du maillage peuvent alors avoir une direction quelconque par rapport au plan de l'interface avec le sol.

L'outil est d'abord validé sur un dipôle élémentaire de direction quelconque en milieu homogène.

La méthode est ensuite appliquée à une disposition tout à fait réaliste du guiderope traîné. L'angle de la liaison mécanique guiderope-nacelle est une variable de l'étude. Comme pour les autres rapports, on calcule les courants, les impédances, les champs transitoires rayonnés et les diagrammes de rayonnement.

Une quatrième et dernière partie se propose de fournir l'enchaînement des calculs pour étudier le bilan de liaison émission-réception d'un sondage radar monostatique réalisé avec une antenne donnée, soumise à une impulsion donnée, et chargée en son centre par une résistance donnée.

Ce document est le dernier rapport réalisé dans le cadre de la convention *n°94CV006*.

ANNEXE DU CHAPITRE IV.

ANNEXE IV.1. Le Transistor à Avalanche ZTX415 pour le radar Prism

ANNEXE IV.1.1. Principales caractéristiques du ZETEX 415 à température ambiante

La tension Collecteur Emetteur de Claquage Secondaire VCESB est supérieure à 280V à 25°C. La tension Collecteur Emetteur minimale de déclenchement commandé, pour une charge capacitive de 200 pF et un courant de commande de base de 50 mA, est de 195V.

Le nombre possible d'impulsions de 100 ampères, et d'une durée de 40 nano-secondes, sans panne, est supérieur à 10^7 . En réduisant le courant d'impulsion à 30 ampères pendant 40 ns, on peut générer plus de 3.10^{+10} sans panne.

Une remarque importante s'impose: les tensions peuvent varier d'un lot de composant à l'autre, et même d'un composant à l'autre. Ces variations inter composants sont non négligeables par rapport à la marge entre le seuil de déclenchement et la tension d'auto-avalanche. Les montages doivent donc être équipés d'un réglage de la tension de travail, voire de l'intensité de l'impulsion de base.

ANNEXE IV.1.2. Dépendance en Température

La seconde propriété "désagréable" de l'avalanche est la dépendance en température des seuils. J'ai directement obtenu les informations suivantes de ZETEX:

La tension VCESB d'auto-avalanche décroît aux basses températures avec une pente naturelle de l'ordre 0.085%/°C soit de 0.24 volt/degé. Alors que la gamme à déclenchement couvre, à la température ambiante, de 195V jusqu'à 280V pour une impulsion de référence sur la base, elle est limitée à 260V à -55°C, valeur spécifiée par le constructeur. Elle ne peut dépasser 258V à -65°C, ou 252V à -90°C.

La gamme utilisable sur une large plage de température est donc plus réduite. Il faut absolument éviter le risque de l'auto-avalanche pendant l'expérience. Il faut aussi pouvoir tester le module au laboratoire et dans toute la gamme de température d'essais de terrain éventuels. Chaque composant ZTX415 a donc fait l'objet de mesures individuelles, avant la sélection d'un groupe homogène pour la fabrication des modèles MX, NM, MI et MT.

ANNEXE IV.1.3. Sensibilité aux radiations et ions lourds.

Le transistor est de motif assez large et présente un faible vieillissement sous radiation. La firme Zetex a procédé à des essais de tenue en radiation de ses transistors bipolaires à avalanche et a vérifié une très faible dégradation du gain et des courants de fuite à 100kRad. Indépendamment de sa tenue en dose totale, quand il est alimenté et en attente de commande, le transistor peut être facilement déclenché par une particule frappant la jonction. C'est alors un détecteur très proche du détecteur à étincelle. La probabilité sur Mars de telle particule est toutefois très faible.

ANNEXE IV.1.4. Longévité du ZTX415

Les données constructeurs spécifiait que le ZTX415 pouvait supporter plus de 10^{+10} cycles d'avalanche, pour des courants d'impulsion de l'ordre de 30A et de durée 40ns. Dans notre montage, le courant d'avalanche est de l'ordre de 1 ampère. Nous avons effectué des campagnes systématiques de tirs à 10 kHz pendant plusieurs dizaines d'heures, pour atteindre 10^{+9} cycles, sur le MI et le MT sans constater de défaillance, ni de déformation de l'impulsion vue après filtrage, ni de modification des caractéristiques électriques du montage.

ANNEXE IV.1.5. Sensibilité aux éléments électriques parasites du câblage.

Le phénomène de l'avalanche s'emballé en quelques nano-secondes. Le courant peut passer de 0 à 50 ampères dans la jonction en moins de 2 ns (INFO+). Bien que le courant maximal soit limité dans notre application, la dérivée du courant pourrait toutefois atteindre $5 \cdot 10^{+9}$ ampères par seconde. En fait, tout élément auto-inductif ("selfique") du montage va faire apparaître des forces contre électromotrices parasites et va fortement limiter cette pente, et modifier la forme de l'impulsion primaire. Ainsi, les liaisons du collecteur à la capacité de décharge, de l'émetteur à la masse du montage, la qualité interne de la capacité de décharge, la qualité du circuit imprimé et de la masse du montage, vont mettre en forme l'impulsion primaire, ou même y introduire des résonances parasites qui peuvent perturber l'avalanche, ou réduire l'énergie transmise au circuit d'adaptation à l'antenne. Par exemple, un centimètre de fil, représentant une induction de l'ordre de 10^{-8} Henry, produit localement une différence de potentiel transitoire ("ddp") de 50 volts!

ANNEXE IV.1.6. La modélisation Spice pour l'étude de la sensibilité paramétrique

Afin de maîtriser l'avalanche dans notre montage particulier, nous avons demandé à M. Frédéric Broydé de la Société EXCEM, spécialiste de la compatibilité Electromagnétique et de la simulation des systèmes électroniques de construire un modèle Spice du transistor ZTX415 en mode avalanche et de son environnement immédiat dans le montage: connexions, lignes, capacité de décharge et éléments parasites. Ce modèle, issu de la physique des jonctions semi-conductrices (Sze S.M., 1981 et Bar-Lev A., 1984), et ajusté au résultat de mesure réelle a pu être utilisé pour les évolutions de notre tête HF, du circuit de mise en forme et du circuit imprimé.

ANNEXE IV.2. Caractéristiques du transistor VMOS haute tension rapide

Tension de Claquage Drain-Source	Supérieure à 200V
Courant de Drain Continu	350 mA
Courant de Drain en Impulsion	1000 mA
Résistance Drain-Source à l'état passant	inférieure à 10 ohms
Tension de Grille Seuil VGSth	minimum 1V, maximum 3V
Dépendance en Température de VGSth	inférieure à 6mv/°C
Temps de Montée	5ns typique, inférieur à 8ns
Temps de Descente	5ns typique, inférieur à 8ns

Tableau 4-1: Caractéristiques du transistor Supertex VN0120N2 du module NMF

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Achache J., Blamont J., Bauer P., Bondant L., Cohen Y., Garnier M., Kofman W., Nicollet M., Tabbagh A.,

PRISM: Exploration du Sous-sol et Détection du Pergélisol Martien par Méthode Radar, *CNES, Proposition de Recherche Spatiale pour 1989 (Expérience Nouvelle)*, 1988.

Analog Devices ,

Data Converter Reference Manual Vol. II, 1992,

Analog Devices Incorporated, Norwood Ma., USA, 1992, 1600p.

Annan A.P. and Chua L.T.,

Ground penetrating Radar performance predictions, *in Ground Penetrating Radar, Pilon J.A. editor, Geophysical Survey of Canada, GSC Paper 90-4, 5-13, 1992.*

Arcone S.A.,

Numerical Studies of the Radiation Patterns of Resistively Loaded Dipoles,

Journal of Applied Geophysics, Special Issue on GPR, Owen T.E. Ed., Vol.33, N°1-3,39-52,1995.

Baker V.R. et Nummedal D.,

The Channeled Scabland, A guide to the Geomorphology of the Columbia Basin,

Planetary Geology Program, Office of Space Science, NASA, Washington D.C., 1978, 186p.

Bamber J.L.,

Enhanced Radar Scattering from Water Inclusions in Ice,

Journal of Glaciology, VOL.34,N°118,293-296, 1988.

Barbin Y.,

La station de travail « Kessadir » pour la manipulation et le traitement de la parole naturelle,

Mémoire d'Ingénieur du Conservatoire National des Arts et Métiers, Octobre 1987, 108p.

Barbin Y., Kofman W., Mathieu D., Nicollin F. et Vincent S.,
Rapport d'activité R&T 1992, Géoradars embarqués,
Rapport d'Avancement, Contrat CNES-CNRS, 22 Décembre 1992.

Barbin Y., Nicollin F., Kofman W., Zolotarev V, and Glotov V.,
Mars 96 GPR Program,
Journal of Applied Geophysics, Special Issue on GPR, Owen T.E. Ed., Vol.33, N°1-3, 7-14,
1995.

Barker R.H.,
Group Synchronization of Binary Digital Systems,
in Jackson W. ,editor: *Communications Theory, Academic press, 273-287, 1953.*

Bar-Lev A.,
Semiconductors and Electronic Devices,
Prentice Hall, 2nd Edition, 1984.

Battestini R.,
in *Ice in the Solar System*, Editeurs: A.Dollfus, D.Benest, J.Klinger, R.Smoluchowski, 1984.

Bauer P., Blanc M., Gudmansen P., Kofman W., Fily M., Ritz C., Lefebvre M., Minster J.F.,
Remy F., Alcaydé D., Nicollet M., et Skou N.,
GIMSAR, Global Ice Monitoring Synthetic Aperture Radar,
Proposal for the European Polar Platform (ESA program), 1988, 41p.

Bennett C.L. and Ross G.F.,
Time-Domain Electromagnetics and its Applications,
Proceedings of the IEEE, Vol.66, N°3, 299-318, March 1978.

Bérenger J.P.,

A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves,
Journal of Computational Physics, N°114, 185-200, 1994.

Blackman R.B. et Tukey J.W.,

The measurement of power spectra from the point of view of communication engineering,
Dover Publications, 1958.

Bogatin E.,

Design Rules for Microstrip Capacitance,

IEEE Trans. On Components, Hybrids and Manufacturing Tech., Vol.11, N°3, 253-259, 1988

Bogorodsky V.V., Bentley C.R., Gudmansen P.E.,

Radioglaciology,

D.Reidel Publishing Company, 1985, 254p.

Bourgeois J.M. and Smith G.S.,

A Fully Three-Dimensional Simulation of a Ground-Penetrating Radar: FDTD Theory
Compared with Experiment,

IEEE Trans. on Geoscience and remote sensing, VOL. 34, N°1, 36-44, January 1996.

Bretones A.R. and Tijhuis A.G.,

Transient Excitation of a Straight Line Wire Segment Over the Interface between
Dielectric Half Spaces,

Radio Science, VOL.30, N°6, 1723-1738, November-December 1995.

Burke G.J. , Poggio A.J.,

*Numerical Electromagnetics Code (NEC), Method of Moments, Part I : Program Description
- Theory*

Lawrence Livermore National Laboratory, UCID-18834, January 1981, 81 p.

Burke G.J., Miller E.K.,
Modeling Antennas Near to and Penetrating a Lossy Interface,
IEEE Trans. on Antenna and Propagation, VOL. AP-32, N° 10, 1040-1049, October 1984.

Cantrell J., Schurmeier B. and Hensheimer T.,
The Planetary Society Snake Project, Phase A Final Report to CNES,
Document CNES, Projet Aérostat Martien, BA/AM/457, Novembre 1989, 162p.

Capilano Computing,
Design Works (logiciel pour schémas et simulation logique)
Capilano Computing Systems Ltd., New Westminster, B.C., Canada, 1989.

Carpentier M.H.,
Radars, Bases modernes,
Masson, Paris, 1962-1990, 336p.

Carr M.H.,
Mars: A Water Rich Planet?,
Icarus, Vol. 68, 187-216, 1986.

Carr M.H.,
Water on Mars,
Nature, Vol.326, N° 5, 30-35, 1985.

Carr M.H.,
Water on Mars
Oxford University Press, 1996, 229p.

Collectif La Teste-de-Buch,
Le Pilat, La Grande Dune et le Pays de Buch,
Edité par la Commune de la Teste-de-Buch, Gironde, France, 1983, 192p.

Comlinear,

Solutions with Speed, Databook 1993-1994, pp5-3 à 5-8 ,

Comlinear Corporation, Fort Collins, Colorado, USA, January 1993.

Considine V.,

Digital Complex Sampling,

Electronics Letters, Vol.19, n°16, 608-609, August 1983.

Cook J.C.,

Proposed monocyte-pulse VHF radar for airborne ice and snow measurement,

Communications Electronics, Vol.51, 588-594, 1960.

Costard F.M.,

Asymmetric Distribution of Volatiles on Mars,

Lunar Planet. Science, Vol.20, 187-188, 1989

Costard F.M.,

Distribution et Caractéristiques du Pergélisol sur Mars, son Influence sur certains traits de la Géomorphologie, *Dissertation de Doctorat, Thèse à l'Université Paris-Sorbonne, 1991.*

Coustillac X.,

Notice d'Exploitation Prism,

Service d'Aéronomie, Documentation du MI de PRISM, 1994, 30p.

Daniels D.J.,

Surface Penetrating Radar,

The Institution of Electrical Engineers, London, 1996, 300p.

Degauque P. and Théry J.P.,

Electromagnetic Subsurface Radar Using the Transient Field Radiated by a Wire Antenna,

IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing, VOL. 24, N°6, 805-812, November 1986.

Engheta N., Papas C.H., and Elachi C.,
Radiation patterns of interfacial dipole antennas,
Radio Science, Vol.17, N°6, 1557-1566, November-December 1982

Eyraud L., Grange G., Ohanessian H.,
Théorie et Technique des Antennes, Librairie Vuibert, Paris, 1973, 268p.

Fairchild,
FACT, Fairchild Advanced CMOS Technology, Logic data Book,
Fairchild Camera and Instrument Corporation, USA, 1985.

Farnett E.C. and Stevens G.H.,
Pulse Compression Radar, in *Radar Handbook, Skolnik M. editor, 1990.*

Finkelstein M.I., Kutev V.A., Zolotarev V.P.,
Applications à la Géophysique de la Méthode du Radar (ouvrage en Russe),
Editions NEDRA, Moscou, 1986, 128p.

Formato R.A.,
Improved Impedance Loading for Wideband Antennas,
VHF Communications 1/96, 20-29, 1996.

Formato R.A.,
Design Parameters for Impedance Loaded Wideband Antennas,
VHF Communications 1/96, 42-54, 1996.

Franceschetti G. and Papas C.H.,
Pulsed Antennas,
IEEE Trans. on Antennas and Propagation, VOL .22, N°5,651-661, September 1974 .

Golay M.J.E.,
Complementary Series,
IRE Transactions on Information Theory, VOL. IT-7, 82-87, April 1961.

Golay M.J.E.,
Note on "Complementary Series",
Proceedings of the IRE, 82, January 1962.

Goldstein R.M, Engelhardt H., Kamb B., Frolich R.M.,
Satellite radar Interferometry for Monitoring Ice Sheet Motion: Application to Antarctic Ice
Stream,
Science, Vol.262, 1525-1530, December 1993.

Greeley R. et Schultz P.H.,
Possible planetary analogs to Snake River plain basalt features,
in : *Volcanism of the Eastern Snake River Plain, Idaho :A comparative Planetary Geology
Guidebook*, édité par Greeley R. et King J.S,
Office of Space Science, NASA, Washington D.C., 235- 251, Août 1977.

Grégoriev K.,
Radar Program User Manual,
Georadar Dept., Riga Aviation University, Riga, Lettonie, 1994 (INFO+).

GSSI,
RADAN, Radar Data Analyzer,
Documentation de la société Geophysical Survey Systems Inc., North Salem, NH, USA, 1989.

Hallen E.,
On Antenna Impedances,
Transactions of the Royal Institute of technology, Stockholm, N°13, 1947.

Hamilton D.J., Griffith P.G. and Shaver F.H.,
Avalanche Transistor Circuits for Generating Rectangular Pulses,
Electronic Engineering, , Vol. 34, 808-812, Dec. 1962.

Hamran S.E.,
Geophysical Electromagnetic Backscatter Tomography, Experimental Results from Glacier
Study,
PH.D, 85, University of Tromso, Norvège, 1990, 126p.

Hamran S.E., Gjessing D.T., Hjelmstad J. and Aarholt E.,
Ground Penetrating Synthetic Pulse Radar: Dynamic Range and Modes of Operations,
Journal of Applied Geophysics, Special Issue on GPR, Owen T.E. Ed., Vol.33, N°1-3, 7-14,
1995.

Hartz T.R.,
Radio Noise Levels Within and Above the Ionosphere,
Proceedings of the IEEE, 1042-1050, June 1969.

Heiken G.H., Vaniman D.T., French B.M., editors of
The Lunar Source Book, a user's guide to the Moon,
Cambridge University Press, p819, 1991.

Herden W.B.,
Application of Avalanche Transistors to Circuits with a Long Mean Time to Failure,
IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 25, N°12, , 152-160, June
1976.

Hérique A.,

Reconstruction et Interprétation d'Images GéoRadar, Application aux Tests en Antarctique du Radar de la Mission Mars98,

Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, Février 1995, 267p.

Hérique A. et Kofman W.,

Restauration par migration de signaux 2D sous-échantillonnés,

Traitement du Signal, Vol. 13, N°1, 53-69, 1996

Hérique A, Kofman W.,

Pyla 93 - Tests avec le guiderope soulevé et perpendiculaire au profil,

CEPHAG, 1994, rapport n°94.08.

Hérique A, Kofman W.,

Estimation de la puissance du bruit galactique reçu par une antenne plaquée sur le sol de Mars,

CEPHAG, 1994 , rapport n°94.18.

Herskovitz D.,

Wide, Wider, Widest : Special Report on UWB Radar,

Microwave Journal, 26-40, Vol. 38,N°9, Septembre 1995.

Hollis E.E.,

Constructing "Broad Sense Complementary" Sequences of Length 4^N ,

IEEE Transactions on Aerospace and Electronic systems, 974-976, November 1967.

Hollis E.E.,

Another Type of Complementary Sequence,

IEEE Transactions on Aerospace and Electronic systems, 916-920, September 1975.

IDT,

Specialized Memories and Modules, 1992 Data Book,
Integrated Device Technology Inc., Santa Clara, Californie, USA, 1992.

Ishimaru A,

Wave Propagation and Scattering in Random Media,
Academic Press, New York, USA, 1978.

Jasik H., editor of:

Antenna Engineering Handbook,
Mac Graw Hill, First Edition, 1961, 1125p.

Johnson W.T.K.,

Magellan Imaging Radar Mission to Venus,
Proceedings of the IEEE, Vol.79, N°6, 777-790, June 1991.

Kanda M.,

A Relatively Short Cylindrical Broadband Antenna with Tapered Resistive Loading for
Picosecond Pulse Measurements,
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, VOL. AP-26, N°3, 439-447, May 1978.

Kellali S., Reineix A., Jecko.B,

*Rapport Final Relatif à l'Etude Théorique du Comportement d'une Antenne de type Guiderope
posée sur le un Sol Martien,*
Rapport de la Convention entre l'INSU et l'Université de Limoges, Janvier 1993, 113p.

Kellali S.,

*Modélisation de milieux diélectriques à pertes en régime temporel : application au
rayonnement d'antennes en présence de sols.*

Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, soutenue le 4 Novembre 1993, 259p.

Kieffer H.H., Jakosky B.M., Snyder C.W. and Matthews M.S. , editors,
Mars, The University Of Arizona Press, 1992

King R.W.P. and Smith G.S.,
Antennas in Matter: Fundamentals, Theory, Applications
MIT Press, Cambridge Mass., USA, 1981, Chap9-10.

Ko H.C.,
The Distribution of Cosmic Radio Background Radiation,
Proceedings of the IRE, 208-215, January 1958.

Kofman W., Barbin Y., Klinger J., Levasseur-Regourd A-C., Barriot J-P., Hérique A.,
Hagfors T., Nielsen E., Grün E., Edenhofer P., Kochan H., Picardi G., Seu R., Van Zyl J.,
Elachi C., Melosh J., Veverka J., Weissman P., Svedhem L.H, Hamran S.E., Williams
I.P.,
Comet Nucleus Sounding Experiment by Radiowave Transmission,
Submitted to : *Advances in Space Research*, July 1996.

Kraus J.D.,
Radio Astronomy,
2nd edition, Cygnus-Quasar, 1986.

Kraus J.D.,
Electromagnetics,
Mac Graw-Hill, 1953, (1992, 4th Edition), 846p.

Krymskii et al.,
On the possible observational evidence in the electron density profiles of a magnetic field in
the Martian ionosphere,
J.Geophys.Res., Vol.100, No.A3, 3721 - 3730, 1995.

Laplace H., Morelière M. and Gorse C.,

The Mars-96 Balloon Guidedrope: an autonomous system in extreme environment conditions, in *Missions, Technologies and Design of Planetary Mobile Vehicles, (Proceedings of CNES 1992 colloquium)*, CNES, CEPADUES-EDITIONS, 417-421, 1993.

Le Guen K.,

Simulations et Ajustements de la Tête HF du Géoradar Prism avec Spice,

Ecole Polytechnique Féminine, 92 Sceaux, Mémoire et Annexes de Projet Industriel, 1994, 36p. + 142p.

Lemaire F.,

Etude de la Distribution d'Eau dans le Sous-sol Martien par Méthode Radar, Mémoire de DEA de Géophysique Interne de l'IPG-Paris, in *Rapports de Stages de DEA, IPGP, Vol.1, N°1, 273-344*, Juillet 1992.

MacDade J.C., Schiavone F.,

Switching Time Performance of Microwave PIN Diodes, *Microwave Journal, Application Note, 65-68*, Décembre 1974.

Mac Elroy M.B., Kong T.Y., Yung Y.L., and Nier A.O.,

Composition and structure of the Martian upper atmosphere : Analysis of results from Viking, *Science, n°194, 1295-1298*, 1976.

Massonnet D., Rossi M., Carmona C., Adragna F., Peltzer G., Feigl K., and Rabaute T.,

The Displacement Field of the Landers Earthquake Mapped by Radar Interferometry, *Nature, Vol.364, 138-142*, July 1993.

Massonnet D., Briole P., Arnaud A.,

Deflation of Mount Etna monitored by Spaceborne Radar Interferometry, *Nature, Vol. 375, 567-570*, June 1995.

Meares L.G. and Hymowitz C.E.,

Simulating with Spice,

Intusoft, San Pedro, Californie, USA, 1988, 276p.

Metzger G. et Vabre J.P.,

Tome II: Circuits à éléments répartis,

in *Electronique des Impulsions, éditeur Vabre J.P., Masson, 1975, 197p.*

Miller E.K. and Landt J.A.,

Direct Time-Domain Techniques for Transient Radiation and Scattering from Wires,

Proceedings of the IEEE, VOL.68, N°11, 1396-1423, November 1980.

Nagamune A., Tezuka K. and Yamamoto T.,

Coded Pulse Compression for Subsurface Radars,

Proceedings of the 1989 International Symposium on Noise and Clutter Rejection in Radars and Imaging sensors, 662-665, 1989.

Nicollin F., Barbin Y., Kofman W., Mathieu D., Hamran S.E., Bauer P., Achache J. and Blamont J.,

An HF Bi-Phase Shift Keying Radar: Application to Ice Sounding in Western Alps and Spitsbergen Glaciers,

IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, VOL.30, N°5, 1025-1033, September 1992.

Nicollin F., Kofman W.,

Ground penetrating radar sounding of a temperate glacier; modeling of a multilayered medium,

Geophysical Prospecting, Vol .42, 715-734, 1994.

Nielsen et al.,

The 'Long Wavelength radar' on the Mars-94 Orbiter,

Adv.Space Res., Vol.15, No.4, (4)163 - (4)178, 1995.

Olhoeft G.R. and Strangway D.W.,
Electrical Properties of the Surface Layers of Mars,
Geophysical Research Letters, VOL.1, N°3, 141-143, July 1974.

Paul F.W., Burrowbridge D.,
The prevention of Electrical Breakdown in Spacecraft,
Goddard Space Flight Center, Nasa document, 1969

Philips Composants,
Soft Ferrites Data Handbook,
Philips Composants, Magnetic Products, 1991.

Pilon J.A., editor of: *Ground Penetrating Radar*,
Geophysical Survey of Canada, GSC Paper 90-4, 1992.

Rader C.M.,
A simple method for sampling in-phase and quadrature components,
IEEE Trans.on Aerospace and Electronic Systems, Vol.20, n°6, 821-824, November 1984.

Ragot J.,
Histoire de la Teste-de-Buch, des Origines à la Fixation des Dunes,
Edité parla ville de la Teste-de-Buch, Gironde, France, 1987.

RCA,
RCA Advanced CMOS Logic Integrated Circuits, Data Book,
GE Sommerville NJ, USA, 1988, 390p.

Reineix A.,

Rapport sur l'étude d'une antenne de type dipôle amorti

Rapport de l'Ircom au Service d'Aéronomie, 1990, 45p.

Reineix A., Tristant F., Jecko B.,

Rapport Final sur l'Etude Paramétrique de l'Influence des Caractéristiques du Guiderope et du Sol Martien sur le Rayonnement de l'Antenne Posée sur le Sol.

Rapport de la Convention n°94CV006 entre l'INSU et l'Université de Limoges, 1994, 231p.

Robin G. Q.,

Radio-Echo Sounding: Glaciological Interpretations and Applications,

Journal of Glaciology, VOL. 15, N°73, 49-64, 1975.

Saunders R.S., Pettengill G.H., Arvidson R.E., Sjogren W.L., Johnson W.T.K., Pieri L.,

The Magellan Venus Radar Mapping Mission,

Journal of Geophysical Research, Vol. 95, N°B6, 8339-8355, June 1990.

Schelkunoff S.A.,

Electromagnetic Waves

D. Van Nostrand Company, Princeton, N.J., 1943, 530p.

Schwander D.,

Mars 96, Etude de 2 Coupleurs Directifs pour le Radar du Guiderope,

Rapport CNES, Référence : NT-93-11047/CT/AE/SEA/ACE, 4/06/1993, 25p.

Schwander D.,

Compte rendu et Analyse des Expérimentations du Guiderope sur la Dune du Pyla,

Rapport CNES, Référence : NT-I-94-11068/CT/AE/SEA/ACE, 07/07/1994, 54p.

Siegel E. , Labus J.,
Apparent Resistance of Antennas,
HochFrequenz Technik und Elektroakustik, Vol. 43, 166, 1934.

Skolnik M, editor of:
Radar Handbook,
Mac Graw Hill, Second Edition, 1990, .

Smith G.S,
Directive Properties of Antennas for Transmission into a Material Half Space
IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP32, N°3, 232-246, Mars 1984

Smith G.S. and Scott W.R.Jr,
A Scale Model for studying Ground Penetrating radars,
IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing, VOL. 27, N°4, 358-363, July 1989.

Smith G.S. and Scott W.R.Jr,
The Use of Emulsions to represent Dielectric Materials in Electromagnetic Scale Models,
IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing, VOL. 38, N°3, 323-334, March 1990.

Spano E. and Ghebrebrhan O.,
Sequences of Complementary Codes for the Optimum Decoding of Truncated Ranges and
High Sidelobe Suppression Factors,
IEEE trans. on Geoscience and Remote Sensing, VOL.34, N°2, 330-345, March 1996.

Squyres S.W. et Carr M.H.,
Geomorphic Evidence for the Distribution of Ground Ice on Mars,
Science, Vol. 231, 249-252, 1986.

Squyres S.W., Clifford S.M., Kuzmin R.O., Zimbelman J.R. and Costard F.M.,
Ice in the Martian Regolith,
in Mars, Kieffer H.H. et al. editors, U.of Arizona Press, Chap.16, 523-556, 1992.

Stolt R.H.,

Migration by Fourier Transform.

Geophysics, Vol.43, n°1, 23-48, 1978.

Supertex Incorporated,

High Voltage Integrated Circuits and DMOS Transistors, DATABOOK 1993-1994,

Sunnyvale, California, USA, 1993.

Sverrisson M., Johannesson Æ. and Björnsson H.,

Instruments and Methods, Radio-Echo Equipment for Depth Sounding of Temperate Glaciers,

Journal of Glaciology, VOL.25, N°93, 477-484, 1980.

Sze S.M.,

Physics of Semiconductor Devices, 2nd Edition,

John Wiley and sons, 1981.

Taflove A. and Brodwin M.E.,

Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependant Maxwell's Equations,

IEEE Trans. on Microwave Theory and Technique, Vol. MTT-23, N°8, 623-630, Août 1975

Taflove A.,

Computational Electrodynamics, The Finite-Difference Time-Domain Method,

Artech House, Boston London, 1995, 599p.

Tang C.H., Boak T.I.S., and Grossi M.D.,

Bistatic Radar Measurements of Electrical Properties of the Martian Surface,

Journal of Geophysical Research, Vol.82, 4305-4315, 1977.

Tang T.G., Tieng Q.M. and Gunn M.W.,
Equivalent Circuit of a Dipole Antenna Using Frequency-Independent Lumped Elements,
IEEE Transactions on Antenna and Propagation, Vol.41, N°1, 100-103, January 1993.

Tijhuis A.G., Zhongqiu P. and Bretones A.R.,
Transient Excitation of a Straight Thin-Wire Segment: a New Look at an Old Problem,
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, VOL .40, N°10, 1132-1146, October
1992.

Tristant F.,
Etude Théorique d'un Radar Géophysique permettant la détection du Pergéisol dans le sol
Martien.
Rapport de DEA "Communications Optiques et Micro-ondes", U. Limoges, Juin 1994, 120p.

Vabre J.P.,
Electronique des Impulsions, Tome VI, Fascicule 2 ,
Masson, 1972, 175p.

Vance E.F.,
Electromagnetic Interference Control,
IEEE Transactions on ElectroMagnetic Compatibility, VOL.EMC-22, N°4, 319-328,
November 1980.

Wait J.R.,
Theory of Wave Propagation along a thin Wire parallel to an Interface,
Radio Science, Vol.7, N°6, 675-679, June 1972.

Walton E.K. and Rizoulis K.,
Noise Radar Report, Final Report 312553-1, 1991
Ohio State University, Electroscience Laboratory, Columbus, Ohio, USA, 1991.

Watts R.D. and Wright D.L.,

Instruments and Method, Systems for Measuring Thickness of Temperate and Polar Ice...,
Journal of Glaciology, VOL.27, N°97, 459-469, 1981.

Woodward P.M.,

Probability and Information Theory, with Applications to Radar,
Pergamon Press Ltd., London, 1953, 128p.

Wu T.T. and King W.P.,

The Cylindrical Antenna with Nonreflecting Resistive Loading,
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, VOL. AP-13, N°3, 369-373, May 1965.

Xilinx,

The Programmable Gate Array Data Book,
Xilinx Incorporated, San Jose, California, USA, 1989.

Yee K.S.,

Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in
Isotropic Media,
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, VOL. AP-14, N°3, 302-307, May 1966.

Zakharov A.V.,

The Mars-94 and Mars-96 Missions,
The Phil. Trans. R. Soc. London, A, N°349, 295-307, 1994.

Zolotarev V, Glotov V.,

Study Report about integration tests and improvements of the radar in the CNES guiderope,
Radar Report, Riga Aviation University, June 1994, 60p.

Zolotarev V, Glotov V. and Gregoriev K.,

Report about analysis and interpretation of test of guiderope,
Radar Report, Riga Aviation University, May 1995, 40p.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.	9
CHAPITRE I :	13
LA MISSION SPATIALE "MARS94-MARS96" ET L'EXPERIENCE PRISM	
I.1. MARS94: UNE RENCONTRE AMBITIEUSE AVEC LA PLANETE MARS	13
I.1.1. Place de cette mission dans la stratégie globale du domaine	13
I.1.2. Objectifs scientifiques et principaux instruments de la mission	14
I.1.3. Scénario originale, évolutions, puis abandon de la mission	15
I.2. UN AEROSTAT POUR UNE MISSION PLANETAIRE	17
I.2.1. Intérêt d'un Aérostat pour la visite de Mars	17
I.2.2. Caractéristiques du ballon dans le cadre Mars94-96	21
I.2.3. La charge utile de l'aérostat	21
I.2.3.1 Moyens radio et charge utile sur la nacelle	21
I.2.3.2. Les charges utiles montées dans le guiderope	22
I.3. LES OBJECTIFS SCIENTIFIQUES DE PRISM	24
I.3.1. Bilan et distribution de l'eau sur MARS	24
I.3.2. Intérêt des sondages Radar	26
I.3.2. Structure et propriétés électriques du sous-sol de Mars	26
CHAPITRE II: DEFINITION ET CHOIX D'UN TYPE DE RADAR	29
II.1. DEFINITION DE L'INSTRUMENT SELON LES OBJECTIFS	29
II.1.1. Profondeur	29
II.1.2. Résolution et largeur de bande:	33
II.1.3. Impact de la bande de sondage sur l'antenne	34
II.1.4. Résolution et débit d'information	35
II.1.5. Puissance à rayonner, répétition des tirs	36
II.1.6. Cas d'un radar à impulsion unique de large bande.	36
II.1.7. Emission sur un peigne périodique.	37
II.1.8. Cas d'un radar à train d'impulsions codés.	37

II.1.9. Quelle doit être la fréquence de répétition du radar?	38
II.1.10. Cas d'un radar à impulsion synthétique.	39
II.2. CONTRAINTES D'ACCOMMODATION DE L'INSTRUMENT.	41
II.2.1. Contraintes de l'environnement Martien	41
II.2.1.1. Etat du sol, poussière.	41
II.2.1.2. Cycle thermique, basses températures.	41
II.2.1.3. Effets conjoints des chocs et du froid	42
II.2.1.4. L'atmosphère Martienne, et les décharges Electrostatiques	42
II.2.1.5. Les radiations à la surface de Mars et durant le transfert.	44
II.2.2. Contraintes d'accommodation dans le guiderope	44
II.2.2.1. Contrainte de masse.	44
II.2.2.2. Contraintes sur l'énergie totale et la puissance disponible.	45
II.2.2.3. Contraintes de place et de forme	46
II.2.2.4. Contraintes sur les liaisons électriques	46
II.2.2.5. Conséquences sur l'architecture du radar	46
II.2.3. Contraintes Electromagnétiques particulières	46
II.2.3.1. Rayonnement du radar	46
II.2.3.2. Bande sensible du radar	47
II.2.3.3. Auto-compatibilité du radar	47
II.2.3.4. Topologie Electromagnétique	47
II.3. CHOIX D'UNE ARCHITECTURE POUR LE RADAR	49
II.3.1. Première proposition: un radar à impulsions codées.	49
II.3.2. Principaux points durs pour la spatialisation de ce radar	55
II.3.3. Vers une configuration simple de radar impulsionnel	56
II.3.4. Installation d'un radar dans le guiderope	60
CHAPITRE III : L'ANTENNE GUIDEROPE	
III.1. L'ANTENNE EST LE GUIDEROPE	63
III.1.1 Constitution physique de l'antenne	63
III.1.2 Déploiement de l'antenne à la surface de Mars	65
III.1.3 Utilisation de cette antenne unique pour le radar	66
III.1.4 Résumé: le guiderope est une antenne mal connue.	67

III.2. EXPERIMENTATION SUR L'ANTENNE, RESULTATS, QUESTIONS.	67
III.2.1. Principaux buts des essais	67
III.2.2. Méthodes de mesures à notre portée	68
III.2.2.1. Mesure d'Impédance du guiderope	69
III.2.2.2 Mesure du courant sur le guiderope lors de l'excitation	69
III.2.3. Autres approches possibles pour étudier le guiderope	73
III.2.4. Principaux résultats des essais et constats	75
III.2.4.1. Impédance du dipôle sur le site	75
III.2.4.2. Mesure de courant	75
III.2.5 Vérifications complémentaires	76
III.3. ETUDE DANS LE DOMAINE FREQUENTIEL AVEC LE MODELE D'UNE LIGNE A PERTES, APPLICATION AU PROBLEME DE LA REVERBERATION	
III.3.1. Le guiderope considéré comme une ligne à pertes	77
III.3.2. Paramètres de la ligne équivalente et impédance au centre du guiderope	79
III.3.3. Réflexion d'énergie au centre du guiderope	87
III.3.3.1. Adaptation du générateur au départ de l'impulsion	89
III.3.3.2. Etudes de cas réalistes	90
III.3.3.3. Cas de l'impulsion unité IDW blanche dans la bande f_0 à f_1	91
III.3.3.4. Cas de la décharge d'un condensateur et du module MT	92
III.3.3.5. Cas des impulsions rectangulaires et du module NMF.	94
III.3.4. Energie masquante et énergie de signaux dans le canal radar	96
III.3.5. Extension de l'étude au cas de l'excitation par un monocycle	101
III.3.6. Discussion et conclusion de l'étude d'amortissement	103
III.4. ETUDE TEMPORELLE DU RAYONNEMENT DU GUIDEROPE: APPROCHE IMPULSIONNELLE ET CONVOLUTIVE	
III.4.1. Introduction	105
III.4.2. Champ transitoire rayonné	105
III.4.3. Propagation au nadir, le long de l'axe vertical sous guiderope	109
III.4.4. Généralisation au cas oblique, en champ lointain	114
III.4.5. Fonction de transfert en réception du guiderope amortie	122
III.4.6. Fonction de transfert globale de l'antenne pour le canal radar	124
III.4.7. Impact sur le canal radar complet	126

III.5 SYNTHÈSE DES ÉTUDES DE L'ANTENNE GUIDÉROPE

III.5.1. Aspect amortissement rapide de l'antenne: 129

III.5.2. Quelle serait la forme d'onde d'excitation idéale par son efficacité? 130

CHAPITRE IV. LA TÊTE HAUTE FRÉQUENCE

IV.1. PRÉSENTATION DE LA TÊTE HAUTE FRÉQUENCE 133

IV.2. LE GÉNÉRATEUR DE HAUTE TENSION. 134

IV.2.1 Analyse du besoin. 134

IV.2.2. Le convertisseur haute tension et sa synchronisation. 135

IV.3. LA GÉNÉRATION DE L'IMPULSION HAUTE TENSION. 136

IV.3.1. Les Besoins. 136

IV.3.2. La Génération de l'Impulsion par Transistor à Avalanche. 137

IV.3.3. La Génération de l'Impulsion par Transistor à Effet de Champ 138

IV.3.4. Les Transistors de commutation à Effet de Champ de SUPERTEX 138

IV.4. LES EXCITATIONS REELLES DES MODULES HAUTE FRÉQUENCE 139

IV.5. LE GUIDÉROPE COUPLE AU RÉCEPTEUR 140

IV.5.1. Dynamique des courants attendus sur l'antenne 140

IV.5.2. Protection du récepteur 141

IV.5.3. L'amélioration du TR de Prism 142

IV.5.4. Détail de l'amélioration du TR. 144

IV.5.5. Gain Variable avec le Temps. 148

IV.5.6. Fluctuation du gain avec la température 149

IV.5.7. Synthèse des caractéristiques du récepteur 149

CHAPITRE V: LE MODULE NUMÉRIQUE.

SEQUENCE, CONVERSION ET ADDITION COHÉRENTE DU SIGNAL.

V.1. LES FONCTIONS DE SEQUENCE ET D'INTERFACE 151

V.1.1. Interface avec la gestion de bord 151

V.1.2. Le pilotage de la tête HF 152

V.1.3. Pilotage de la carte CANACCU 152

V.1.4. Réalisation du séquenceur 153

V.2. LES FONCTIONS DE CONVERSION ET D'ADDITIONS COHERENTES	
V.2.1. Mode d'acquisition du signal dans les géoradars	154
V.2.2. Stationnarité, mouvement de l'antenne, temps d'intégration disponible	157
V.2.3. La conversion directe avec le convertisseur rapide "Flash".	158
V.2.4. La nécessité de l'addition cohérente	159
V.2.5. Architecture pour l'addition cohérente: le choix de "l'addition au vol"	160
V.2.6. Auto-compatibilité électromagnétique du radar	163
V.3. QUELQUES EVOLUTIONS DU MODULE NUMERIQUE	
V.3.1. Spectre utile	165
V.3.2. Raccourcissement du guiderope	166
V.3.3. Accélération de l'automate	166
V.3.4. Réduction de durée de la fenêtre d'écoute.	167
V.3.5. Une autre solution?	168
V.4. LA QUADRATURE REDUITE: LE "CANACCU QUADRA"	
V.4.1 Développement intuitif de la méthode	169
V.4.2 Justification mathématique de la méthode "Quadra"	171
V.4.2.1 Echantillonnage sans repliement autour de $f_e/4$.	171
V.4.2.2. Méthode numérique de reconstitution du signal	177
V.4.2.3. Effet de la fenêtre sur des signaux à bande mal limitée.	178
V.4.3. Réalisation avec un séquenceur FPGA	180
V.4.4. Bilan critique sur les résultats de sondage à la dune du Pyla	182
V.5. LE CANACCU A LONGUE INTEGRATION (MLI)	184
V.5.1. Objectifs	184
V.5.2. Réalisation et essais du module MLI au Pyla, perspectives.	186

CHAPITRE VI: LES DONNEES EXPERIMENTALES ET LA MISE AU POINT DE L'INSTRUMENT

VI.1. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL	189
VI.1.1. Historique des évolutions du guiderope	189
VI.1.2. Système d'Alimentation	193
VI.1.3. L'Interface Optique	194
VI.1.4. Le micro-ordinateur et les programmes de pilotage	195
VI.1.5. Scénario type d'expériences de terrain	198
VI.2. DES SITES DE TEST DU GUIDEROPE	
VI.2.1. La Dune de Lillaste (Près de Riga- Lettonie)	199
VI.2.2. Le Glacier du Mont-de-Lans (Isère- France)	199
VI.2.3. Le Glacier Continental à Dumont d'Urville (Antarctique)	200
VI.3. LE SITE DE LA DUNE DU PYLA (33, FRANCE)	202
VI.3.1. Intérêt du site	202
VI.3.2. Formation de la dune et signature radar	202
VI.3.3. Résultats expérimentaux à la dune du Pyla.	205
VI.3.3.1. Premier sondage de la dune, tête HF-MA et le guiderope long.	206
VI.3.3.2. Profil avec la tête MX à gain variable, et le guiderope long.	208
VI.3.3.3. La configuration expérimentale courte avec la tête MT.	210
VI.3.3.4. La configuration expérimentale courte avec la tête NMF.	210
VI.3.3.5. La configuration avec 1024 tirs accumulés.	212
VI.3.3.6. La configuration avec 4 segments en Titane.	213
VI.3.3.7. La configuration avec l'échantillonnage QUADRA.	214
VI.4. DES REGIONS TERRESTRES REPRESENTATIVES DES SITES MARTIENS?	215

CHAPITRE VII : EVALUATION DE LA PERFORMANCE DU RADAR, DYNAMIQUE DES SIGNAUX, DEBIT D'INFORMATION VERS LA TERRE

VII.1. EVALUATION DE LA PERFORMANCE EN EMISSION	
VII.1.1. Méthode	217
VII.1.2. Energie totale de l'impulsion	217
VII.1.3. Energie dans la bande du canal radar.	218

VII.1.4. Energie effectivement rayonnée	218
VII.1.5 Bilan global et Application numérique	218
VII.2. BRUIT DE FOND	
VII.2.1. Bruit de l'électronique, bruit de quantification.	219
VII.2.2. Bruit de fond du champ électromagnétique ambiant	219
VII.3. PERFORMANCE GLOBALE DU RADAR	222
VII.4. PLUS D'ADDITIONS COHERENTES?	222
VII.5. DYNAMIQUE TEMPORELLE DES SIGNAUX RECUS PAR LE RADAR	
VII.5.1. Réflecteur ponctuel	224
VII.5.2. Décroissance temporelle du signal reçu pour un réflecteur plan	226
VII.5.3. Choix de la gamme de variation de gain pour Prism	228
VII.6. SIGNAL UTILE A TRANSMETTRE	
VII.6.1. Filtrage de la bande	230
VII.6.2. Dynamique et nombre de bits utiles à transférer	230
VII.7. GESTION DU FLOT DE DONNEES A DEUX PROFONDEURS	
VII.7.1. Position du problème:	232
VII.7.2. Un point sur Cinq	233
VII.7.3. Généralisation	234
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	237
ANNEXE DU CHAPITRE I : EXPLORATION DE MARS ET INSTRUMENTS DE LA MISSION MARS94-96	241
ANNEXE DU CHAPITRE II: EQUATIONS DU RADAR GEOPHYSIQUE	
ANNEXE II.1. MILIEU SANS PERTE	246
ANNEXE II.1.1. Equation du Radar pour un réflecteur "ponctuel"	246
ANNEXE II.1.2. Equation du Radar pour un réflecteur plan	248
ANNEXE II.2. SONDAGE DES MILIEUX A FAIBLES PERTES	250
ANNEXE II.3. DIFFUSION PAR DE PETITES INHOMOGENEITES	254

ANNEXES DU CHAPITRE III

ANNEXE III. 1. CIRCUITS EQUIVALENTS DE L'ANTENNE	255
ANNEXE III.2. EFFET DE LIGNE A L'INTERIEUR DU GUIDEROPE.	
Annexe III.2.1. Ligne coaxiale interne	257
Annexe III.2.2. Réverbération interne	258
Annexe III.2.3. Mode d'excitation de la ligne interne	259
Annexe III.2.4. Amortissement de la ligne	260
Annexe III.2.5. Compatibilité avec le module de télémessure	260
Annexe III.2.6. Description du filtre de mode commun	260
ANNEXE III.3. MEMORANDUM DES TRAVAUX DE L'IRCOM	261

ANNEXE DU CHAPITRE IV.

ANNEXE IV.1. Le Transistor à Avalanche ZTX415 pour le radar Prism	267
ANNEXE IV.1.1. Principales caractéristiques du ZTX415	267
ANNEXE IV.1.2. Dépendance en Température	267
ANNEXE IV.1.3. Sensibilité aux radiations et ions lourds.	268
ANNEXE IV.1.4. Longévité du ZTX415	268
ANNEXE IV.1.5. Sensibilité aux éléments électriques parasites.	268
ANNEXE IV.1.6. La modélisation Spice	269
ANNEXE IV.2. Caractéristiques du transistor VMOS haute tension rapide	269

Références Bibliographiques	271
Sommaire	291
Table des figures	299
Table des tableaux	303
Table des symboles, sigles et acronymes	304

Table des figures

Figure 2-1: Trajectoire d'un réflecteur sur un profil et migration	35
Figure 2-2 : Modulation Bi-Phase de la porteuse par un code	37
Figure 2-3: Auto-corrélation d'un « bon » code	38
Figure 2-4: Opération de nuit du guiderope	40
Figure 2-5: Topologie électromagnétique générale du guiderope	48
Figure 2-6: Architecture du prototype Codé	52
Figure 2-7: Architecture du radar à impulsion par décharge	58
Figure 2-8: Quatre segments du guiderope pour le radar	60
Figure 3-1 : Le corps et la queue du guiderope	61
Figure 3-2 : Articulation, liaisons électriques et continuité de peau	64
Figure 3-3 : Module de l'impédance du guiderope	68
Figure 3-4: Mesure de courants transitoires sur le guiderope	70
Figure 3-5 : Impulsion de courant MT sur le guiderope expérimental	71
Figure 3-6: Impulsion de courant NMF sur le guiderope expérimental.	73
Figure 3-7: Lit de cailloux pour mesures sur le guiderope	76
Figure 3-8: Résistance caractéristique de ligne équivalente du guiderope	81
Figure 3-9 : Impédance mesurée sur la dune du Pyla	83
Figure 3-10: Impédance mesurée et impédance modélisée de 3 à 100 MHz	85
Figure 3-11: Impédance calculée pour deux dipôles cylindriques épais.	86
Figure 3-12 : Le générateur d'impulsion couplé à l'antenne	87
Figure 3-13 : Couplage au retour de l'impulsion	88
Figure 3-14 : Description complète des couplages de l'antenne	89
Figure 3-15 : Variation de l'énergie réfléchie au centre pour une impulsion blanche	90
Figure 3-16: Fonction de transfert aller retour pour les impulsions.	91
Figure 3-17: Partie de l'énergie réfléchie au centre (cas IDW)	92
Figure 3-18: Impulsion MT approchée, version adoptée	93
Figure 3-19: Module du spectre de l'impulsion MT approchée	93
Figure 3-20: Partie de l'énergie réfléchie au centre (cas MT).	94
Figure 3-21: Module du spectre de l'impulsion NMF approchée.	95
Figure 3-22: Partie de l'énergie réfléchie au centre (cas NMF).	95
Figure 3-23: Partie de l'énergie réfléchie au centre (cas IDR6).	96

Figure 3-24: Partie de l'énergie réfléchie au centre (cas IDR24).	96
Figure 3-25: Fonction de transfert approchée du récepteur MT.	97
Figure 3-26: Rapport à court terme de l'énergie masquante (cas MT)	99
Figure 3-27: Rapport à court terme de l'énergie masquante (cas NMF)	99
Figure 3-28: Optimisation asymptotique sur les temps longs	100
Figure 3-29: Partie de l'énergie réfléchie au centre (cas IDMONO).	102
Figure 3-30: Rapport à court terme de l'énergie masquante (IDMONO)	102
Figure 3-31 : Deux contributions de courant sur le guiderope	107
Figure 3-32 : Observation lointaine des événements électriques	108
Figure 3-33: Fonction de transfert du rayonnement vers le bas	111
Figure 3-34: Spectre du rayonnement pour une décharge de 5ns, 10ns ou 20ns.	112
Figure 3-35: Spectre pour les impulsions de largeur 10 ns, 20ns, 40ns.	113
Figure 3-36 : Diagramme de Rayonnement du dipôle élémentaire plaqué	117
Figure 3-37 : Facteur du réseau d'antennes sur le diagramme de rayonnement à $2f_0$	118
Figure 3-38 : Diagramme de Rayonnement du guiderope à f_0 et $2f_0$	119
Figure 3-39 : Diagramme de Rayonnement du guiderope à $3f_0$ et $4f_0$	120
Figure 3-40: Fonction de transfert de l'antenne en réception	123
Figure 3-41: Comparaison des fonctions de transfert en émission et en réception	124
Figure 3-42: Fonction de transfert globale en émission réception vers le fond.	125
Figure 3-43: Effet de la largeur d'impulsion émise sur le signal reçu	126
Figure 3-44: Effet sélectif d'un milieu faiblement absorbant.	127
Figure 3-45: Comparaison de sondage selon la durée de l'impulsion.	128
Figure 4-1: Bloc diagramme fonctionnel de la tête haute fréquence	133
Figure 4-2 : Cyclogramme de fonctionnement de la tête haute fréquence	133
Figure 4-3: Schéma de base de la commutation d'antenne TR	145
Figure 4-4: Compensation d'impédance à fortes pertes	146
Figure 4-5: Version à faible perte de l'adaptation d'impédance dynamique	147
Figure 5-1: Le Module Numérique et ses Interfaces	151
Figure 5-2: Organisation temporelle d'un profil et séquence des fonctions	152
Figure 5-3: Exemple de convertisseur "Flash"	158
Figure 5-4: Automate d'accumulation en mode canal à quatre niveaux (pipeline)	162
Figure 5-5: Fonctionnement pratique de la méthode Quadra	170
Figure 5-6: Echantillonnage "Quadra", et reconstitutions d'ondelettes	179

Figure 6-1: Dispositif Expérimental d'Essais du Radar Prism en situation	191
Figure 6-2: Exemple d'affichage de profil.	196
Figure 6-3: Profil approximatif de la dune de Lillaste près de Riga	199
Figure 6-4: Coupe transversale schématique de la dune du Pyla	204
Figure 6-5: Coupe locale de la dune le long du profil d'investigation	205
Figure 6-6: Premier Sondage à la dune du Pyla, données brutes partielles	206
Figure 6-7: Premier Sondage à la dune du Pyla, profil complet filtré	207
Figure 6-8: Profil de la dune avec la configuration MX utilisée en Antarctique.	208
Figure 6-9: Profil de la dune avec la configuration MX en Novembre 1992.	209
Figure 6-10: Profil réalisé avec le module MT et le guiderope court	211
Figure 6-11: Résultat filtré du Profil réalisé avec la configuration NMF/SX.	211
Figure 6-12: Profil avec le module à longue intégration et conversion 6 bits	212
Figure 6-13: Profil réalisé avec un guiderope hybride	213
Figure 6-14: Profil de la dune réalisé par échantillonnage QUADRA	214
Figure 7-1: Température de bruit sur l'antenne selon la fréquence	221
Figure 7-2 : Puissance de l'écho selon son retard	225
Figure 7-3: Dynamique temporelle des signaux reçus selon les pertes.	226
Figure 7-4: Dynamique temporelle des signaux pour le réflecteur plan.	227
Figure 7-5 : Niveaux à l'entrée et à la sortie du récepteur, et choix du gain	229
Figure 7-6: Mode d'acquisition à résolution horizontale variable	233
Figure 7-7: Extrapolation du mode à résolution horizontale variable	234
Figure A-1 : La réflexion ponctuelle et les deux expansions sphériques	246
Figure A-2: Décroissance pour un réflecteur ponctuel (milieu sans perte)	247
Figure A-3 : Décroissance pour un ensemble de réflecteurs	248
Figure A-4 : Grand réflecteur plan, effet de miroir	248
Figure A-5 : Décroissance pour réflecteur plan infini (milieu sans perte)	249
Figure A-6 : Décroissance pour un réflecteur ponctuel (milieu à faible perte)	253
Figure A-7: Décroissance pour une interface plane(milieu à faible perte)	253
Figure A-8: Schéma équivalent au voisinage du fondamental	255
Figure A-9: Modèle Spice simple pour l'antenne guiderope plaquée	256
Figure A-10: Ligne coaxiale formée à l'intérieur du guiderope.	257

Table des tableaux

Tableau 2-1: Pertes Aller-Retour selon la tangente de perte	30
Tableau 2-2: Atténuation Géométrique selon la Profondeur	31
Tableau 2-3: Surface Efficace de Captation d'un dipôle demi-onde	31
Tableau 2-4: Bilan de liaison pour l'interface plane idéale	32
Tableau 2-5: Bilan de liaison pour un gros bloc	32
Tableau 2-6: Température galactique selon la fréquence	33
Tableau 2-7: Résolution et Largeur de bande.	34
Tableau 2-8: Principaux constituants de l'atmosphère Martienne	43
Tableau 2-9: Produit Pression-Distance et claquage électrique	43
Tableau 3-1: Epaisseur de peau selon le métal et la fréquence	63
Tableau 3-2: Mesure d'impédance du guiderope expérimental	82
Tableau 4-1: Comparatif des impulsions d'antenne de 3 modules HF	140
Tableau 4-2: Evolution des gains locaux des récepteurs	150
Tableau 5-1: Comparatif des différentes versions de module numérique	187
Tableau 6-1: Principaux programmes développés pour Prism	197
Tableau A-1-1 : Les missions spatiales lancées vers Mars depuis 1964	241
Tableau A-1-2 : Expériences embarquées(géomagnétisme et plasma) sur l'orbiteur	242
Tableau A-1-3 : Expériences embarquées (atmosphère et sondage à distance)	243
Tableau A-1-4 : Expériences de croisière (astrophysique)	244
Tableau A-1-5 : Les expériences qui équipent la station de surface METEGG	244
Tableau A-1-6 : Les expériences sur la nacelle de l' 'Aérostat Martien	245
Tableau A-1-7 : Les Expériences dans le guiderope de l' 'Aérostat Martien	245
Tableau A-4-1: Caractéristiques du transistor Supertex du module NMF	269

Table des symboles, sigles et acronymes :

ϵ_r	permittivité relative du milieu
ϵ'	partie réelle de la permittivité, propagation
ϵ''	partie imaginaire de la permittivité, terme d'absorption
μ	perméabilité du milieu, supposé non magnétique, $\mu = \mu_0$
$\text{tg}\delta$	tangente de perte, rapport de ϵ''/ϵ'
σ	conductivité du milieu
α	coefficient d'atténuation
λ	longueur d'onde
Γ	coefficient de réflexion en puissance
dB	déciBel, unité dérivée de rapport logarithmique en base 10.
dBm	niveau de puissance exprimé en dB par rapport à 1mW
dBref	unité propre à ce radar : niveau de puissance exprimé en dB par rapport au niveau maximum efficace admis par le CAN
f_c :	fréquence centrale (de la bande du récepteur...)
f_e	fréquence d'échantillonnage du système numérique
l_{gr}	longueur du guiderope (pour les calculs du chapitre III)
v_m	vitesse de phase des ondes dans le milieu sous le guiderope
v_g	vitesse de propagation du paquet de charges sur le guiderope
BALUN	transformateur symétriseur à large bande (BALanced to UNbalanced ..)
CAN	convertisseur analogique numérique
CANACCU	module de Conversion Analogique et d'Accumulation Cohérente
FIFO	mémoire de pile double accès, "premier entré, premier sorti"
FPGA	réseau programmables de portes (Field Programmable Gate Array)
GBGR	Gestion de Bord du GuideRope
MI	Modèle d'Identification
MLI	Module numérique à Longue Intégration et grande profondeur,
MT	Modèle Technologique de la Tête HF
MX	Modèle Expérimental
NMF	Nouveau Modèle de la tête HF à transistor à effet de champ (Field ...)
TR	Commutateur d'antenne pour l'émission et la réception (Transmit, Receive)
UAL	Unité Arithmétique et Logique, utilisée pour l'accumulation cohérente