

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

XLIM – Département « O.S.A. »

Thèse N° 24-2007

Thèse
pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Optoélectronique
Spécialité : Télécommunications

présentée et soutenue par

Hussein MOURAD

le 31 août 2007

Mise en œuvre d'une méthodologie pour l'étude de
rayonnement parasite basse fréquence de panneaux solaires
sur des capteurs situés en zone proche

Thèse dirigée par Monsieur Alain REINEIX

JURY :

Président :

Thierry MONEDIERE, Professeur, Université de Limoges, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

Rapporteurs :

Fabien NDAGJIMANA, Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble

Jean PAILLOL, Professeur, Université de Pau, Pau

Examineur :

Alain REINEIX, Directeur de Recherche C.N.R.S, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué à la Faculté des Sciences et Techniques de Limoges au sein du laboratoire XLIM dans le département OSA (Ondes et systèmes Associés) et projet CEM (Compatibilité électromagnétique).

Je remercie Monsieur Alain REINEIX, Directeur de Recherche au CNRS et responsable du projet CEM qui m'a permis d'effectuer cette thèse dans de très bonnes conditions.

Je remercie Monsieur Thierry MONEDIERE, Professeur à l'Université de Limoges, pour avoir accepté la charge d'examineur.

J'associe également à ces remerciements Monsieur Fabien NDAGIJIMANA, Professeur à l'Université Joseph Fourier, et Monsieur Jean PAILLOL, Professeur à l'Université de PAU, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux en acceptant de rapporter sur ce mémoire.

Je remercie également le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) de Toulouse pour le soutien matériel et technique.

Je tiens à remercier vivement Nadine AYMARD, secrétaire du département OSA pour sa gentillesse et sa disponibilité.

Je remercie également tous mes ex-collègues, mes collègues et mes amis à XLIM pour leur bonne humeur.

J'adresse un remerciement tout particulier à Amel pour ses soutiens, ses encouragements continuels et sa patience surtout en fin thèse.

Enfin, mes derniers remerciements vont vers ma famille, sans qui je ne serai jamais arrivé là aujourd'hui.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 GÉNÉRALITÉS.....	3
I. DEMETER, à l'écoute des tremblements de terre	5
1.1 Description de DEMETER	5
1.2 Contexte scientifique de DEMETER.....	6
1.3 Emissions électromagnétiques au sol	7
1.4 Emissions électromagnétiques observées par satellite	8
1.5 Perturbations de l'ionosphère	9
1.6 Origine des ondes électromagnétiques liées à un tremblement de terre.....	10
1.7 Résultats scientifiques de DEMETER.....	12
II. Constitution d'un panneau solaire	15
2.1 Les cellules solaires	15
2.1.1 Historique	15
2.1.2 Description	15
2.1.3 Principe de fonctionnement.....	16
2.1.4 Les différentes technologies.....	17
2.1.4.1 cellule en silicium amorphe.....	18
2.1.4.2 cellule en silicium monocristallin	18
2.1.4.3 cellule en silicium polycristallin.....	18
2.2 Panneau solaire	19
2.2.1 Principe.....	19
2.2.2 Exemple.....	19
III. Les perturbations radioélectriques : la compatibilité électromagnétique ...	21
3.1 Historique.....	21
3.2 Définition	21
3.3 Décomposition d'un problème de CEM	22
3.3.1 Les Sources de perturbation.....	22
3.3.2 Canal de couplage.....	23
3.3.2.1 Couplage par rayonnement.....	23
3.3.2.1.1 Champ électromagnétique d'un dipôle électrique	24
3.3.2.1.2 Champ électromagnétique d'un dipôle magnétique.....	25
3.3.2.2 Couplage par conduction.....	26

3.3.3 Terminologie employée	26
3.4 Dispositifs de mesures des perturbations.....	27
3.4.1 Mesures des perturbations conduites	27
3.4.1.1 Le RSIL	27
3.4.1.2 La pince absorbante	28
3.4.2 Mesures des perturbations rayonnées	28

IV. Outils de simulation numérique 29

4.1 Classement des méthodes numériques.....	29
4.1.1 Méthode des moments.....	30
4.1.2 Méthode des éléments finis	31
4.1.3 Méthode des différences finis.....	32
4.1.4 Méthode PEEC	32
4.2 Conclusion	33

CHAPITRE 2 Méthodologie de calcul du rayonnement parasite du panneau solaire..... 35

I. Introduction..... 37

II. Présentation du code Fasthenry (Méthode PEEC)..... 38

III. Modélisation de la plaque conductrice 41

3.1 Simulation de la plaque pleine.....	41
3.2 Mesures expérimentales.....	42
3.3 Simulation de la plaque maillée.....	45
3.4 Modèle électrique équivalent de la plaque	47
3.4.1 Formules d'extraction de l'inductance propre d'un conducteur	47
3.4.1.1 Formule de Ruehli.....	48
3.4.1.2 Formule de Grover	48
3.4.1.3 Formule de Fasthenry.....	49
3.4.1.4 Formule de Hoer.....	50
3.4.1.5 Résultats numériques.....	51
3.4.2 Formules d'extraction des mutuelles inductances.....	52
3.4.2.1 Formule de Ruehli.....	52
3.4.2.2 Formule de Grover	53
3.4.2.3 Formule de Hoer.....	54
3.4.2.4 Résultats numériques.....	55
3.5 Validation du modèle électrique de la plaque avec SPICE	56
3.5.1 Cas d'un barreau conducteur	56
3.5.2 Cas d'un ensemble des barreaux parallèles.....	60
3.5.3 Cas d'une plaque complète	64

IV. Modélisation des cellules solaires	65
4.1 Etude et modélisation d'une cellule solaire	65
4.2 Etude d'une chaîne des cellules	67
V. Alimentation du panneau solaire	70
VI. Modèle électrique complet du panneau solaire.....	72
VII. Rayonnement du panneau solaire.....	73
VIII. Code Informatique.....	75
8.1 Analyse topologique	75
8.2 Organigramme de la méthode d'analyse	76
8.2.1 Bloc : Données d'entrée.....	77
8.2.2 Bloc : Programmation Fortran (1).....	77
8.2.2.1 Module modélisation de la plaque.....	77
8.2.2.2 Module modélisation des cellules solaires.....	78
8.2.4 Bloc : Simulation sous SPICE.....	80
8.2.5 Bloc : Programmation Fortran (2).....	80
IX. Chapitre 2 - Conclusion.....	81
CHAPITRE 3 VALIDATION EXPERIMENTATION/SIMULATION.....	83
I. Couplage cellules solaires/plaque	85
1.1 Approche expérimentale	86
1.1.1 Couplage en circuit fermé.....	86
1.1.1.1 Schéma du montage.....	86
1.1.1.2 Résultats obtenus.....	87
1.1.2 Couplage en circuit ouvert.....	88
1.1.2.1 Schéma du montage.....	88
1.1.2.2 Résultats obtenus.....	89
1.2 Approche théorie.....	89
1.2.1 Schéma du circuit	89
1.2.2 Résultats obtenus	90
II. Rayonnement d'un coupon de dix cellules.....	91
2.1 Principe de mesure	91
2.2 Coupon non polarisé	93
2.2.1 Résultats obtenus	94
2.2.1.1 Composante $B_z(z)$, $x=0$, $y=0$	94
2.2.1.2 Composante $B_x(x)$, $y=0$, $z=10$ cm.....	96

2.3 Coupon polarisé	98
2.3.1 Impédance du coupon polarisée.....	98
2.3.2 Rayonnement du coupon polarisé.....	99
III. Rayonnement de quatre coupons	101
3.1 Montage non polarisé.....	101
3.1.1 Mesure de la capacité parasite.....	101
3.1.2 Impédance du montage 4 coupons	102
3.1.3 Mesure du champ rayonné.....	103
3.1.3.1 Composante $B_z(x)$, $y=0$, $z=12\text{cm}$	103
3.1.3.2 Composante $B_z(y)$, $x=15\text{ cm}$, $z=12\text{ cm}$	104
3.1.3.3 Composante $B_z(z)$, $x=-15\text{ cm}$, $y=0$	105
3.2 Montage polarisé.....	105
3.2.1 Impédance du montage.....	105
3.2.2 Mesure du champ rayonné.....	106
IV. Chapitre 3 – Conclusion	107
CHAPITRE 4 INTEGRATION DE LA STRUCTURE SATELLITE	109
4.1 Capacité du couplage entre le panneau et la structure	112
4.1.1 Méthodologie du calcul de la capacité	113
4.1.2 Exemple.....	115
4.1.3 Application au projet	116
4.1.3.1 Résultats avec FASTCAP	117
4.1.3.2 Résultats expérimentaux.....	117
4.2 Champ rayonné	118
4.2.1 Panneau flottant.....	118
4.2.2 Panneau relié.....	119
4.3 Chapitre 4 – Conclusion.....	122
CONCLUSION GENERALE	123
Annexe 1 Rayonnement électromagnétique des dipôles électriques et magnétiques.....	125
Annexe 2 Etalonnage des boucles magnétiques.....	135
TABLE DES FIGURES.....	141
REFERENCES	145

INTRODUCTION

Ces dernières années, la planète a été secouée par des tremblements de terre violents aux conséquences humaines et matérielles dramatiques : Kobé (Japon) 1995, plus de 5 000 morts, Izmit (Turquie) 1999, près de 17 000 victimes, Bam (Iran) 2003, plus de 30 000 victimes. Sans oublier le tsunami particulièrement meurtrier qui a ravagé fin 2004 l'île de Sumatra en Indonésie. La prévision de ces phénomènes reste malheureusement une science imparfaite.

Les perturbations électriques et magnétiques liés aux tremblements de terre sont connues depuis très longtemps. Des mesures effectuées par des satellites observant l'ionosphère terrestre ont mis en évidence des phénomènes étranges. Ces observations n'avaient pas trouvé d'explication scientifique jusqu'à nos jours.

Depuis une quinzaine d'années, plusieurs études se sont à nouveau effectuées sur le sujet. Elles semblent démontrer qu'une augmentation de l'intensité des ondes électromagnétiques est décelable quelques heures avant certains phénomènes naturels, comme les séismes mais également les éruptions volcaniques ou les raz-de-marée. Un critère qui pourrait être déterminant pour améliorer des secousses sismiques et anticiper la gestion de crise.

DEMETER (Detection of Electro-Magnetic Emissions Transmitted from Earthquakes Regions), premier microsatellite développé par le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), devrait permettre de mieux comprendre ces phénomènes. Son objectif est d'étudier les perturbations de l'ionosphère associées à l'activité sismique ou volcanique, mais aussi les variations de l'environnement électromagnétique liées à l'activité humaine. Il a été mis en orbite le 29 juin 2004. Le satellite possède des sondes très sensibles qui ont pour rôle de mesurer les fluctuations du champ magnétique terrestre. Pour un fonctionnement normal du satellite, il est important que le bruit électromagnétique généré par la structure elle-même et en particulier par les panneaux solaires soit suffisamment faible pour ne pas perturber les mesures des sondes. En effet, ces perturbations interviennent notamment lors de l'activité du générateur solaire qui génère des signaux qui, en se propageant sur les câblages, la structure du panneau et dans le circuit des cellules solaires provoquent le rayonnement d'un champ électromagnétique parasite sur des capteurs situés en zone proche.

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans la contribution à l'étude du rayonnement parasite de panneaux solaires en champ proche dans la bande [0, 10 MHz]. Le but de cette étude est de mettre au point un code de calcul spécifique pour l'ingénieur adapté à la résolution de problèmes basse fréquence. Cet outil fera appel à des calculs d'électrostatiques, magnétostatiques, à la modélisation de circuits équivalents et au calcul de rayonnement en zone proche de structures. L'étude couvre donc un large spectre d'outils de simulation utilisés dans le domaine de la compatibilité électromagnétique (CEM). Pour valider le code de calcul développé, des mesures ont été effectuées en parallèle au CNES sur des structures simplifiées puis de plus en plus complexes.

Tout d'abord, nous consacrons le premier chapitre à une étude bibliographique générale. Nous présenterons dans la première section la mission DEMETER avec ses buts et les divers instruments

qu'elle comprend, son contexte scientifique, ainsi que les diverses observations à ce jour constatées sur les précurseurs électromagnétiques des séismes. Ensuite, quelques rappels théoriques sur les cellules solaires seront fait dans la deuxième section : historique, principe de fonctionnement, les différentes techniques, et puis nous présentons le panneau solaire en développant les différents aspects concernant sa constitution. Dans la troisième section nous allons brièvement rappeler quelques notions de compatibilité électromagnétique : définition, sources de perturbation, couplage par rayonnement, couplage par conduction, dispositifs de mesures des perturbations. Enfin Nous établissons dans la quatrième section un survol critique des méthodes numériques de calcul électromagnétique existantes et nous réaliserons un classement suivant leurs avantages et inconvénients, et les raisons qui vont conditionner le choix de la méthode utilisée dans ce projet.

Dans le second chapitre, nous allons décrire la démarche retenue permettant de déterminer le rayonnement du panneau solaire en champ proche. La première étape dans ce travail consiste à décrire le panneau solaire sous forme d'un modèle électrique simple. Pour cela nous allons décomposer la structure globale en sous-structures et proposer un modèle équivalent à chacune d'entre elles. Nous commencerons par la modélisation de la plaque conductrice (plaque de carbone) sur laquelle sont placées les cellules solaires. Ensuite nous nous intéresserons à la modélisation des cellules solaires. Pour caractériser la cellule solaire, nous mesurons l'impédance à l'analyseur de réseau. Enfin nous représentons les liaisons entre les cellules et l'alimentation du système global pour assurer la liaison électrique entre les accès extérieurs et les extrémités de la chaîne. Après avoir représenté la structure globale sous forme d'un circuit électrique, nous calculerons les courants induits dans le circuit grâce à un logiciel CAO électrique. En assimilant chaque élément du circuit à un dipôle électrique, nous évaluerons le rayonnement du panneau solaire en appliquant les formules de rayonnement d'un dipôle électrique. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous présenterons le code informatique écrit en langage Fortran que nous avons développé dans ce projet.

Dans le troisième chapitre nous allons présenter une série de résultats expérimentaux qui ont permis de valider les résultats obtenus par le code de calcul. Les mesures sont effectuées dans la cage de Faraday du CNES. L'analyse est limitée de 0 à 10 MHz, bande de fréquence correspondant en général à la bande utile des capteurs des missions scientifiques.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la validation du code dans la prédiction du rayonnement au niveau de la structure globale du satellite.

CHAPITRE 1 GÉNÉRALITÉS

I. DEMETER, A L'ECOUTE DES TREMBLEMENTS DE TERRE

1.1 Description de DEMETER

DEMETER (Detection of Electro-Magnetic Emissions Transmitted from Earthquakes Regions) est le premier micro-satellite (figure 1) de la filière MYRIADE développé par le CNES. Le satellite DEMETER a été lancé fin juin 2004, de Baïkonour au Kazakhstan à bord du lanceur Dnepr, il a été placé avec succès sur l'orbite choisie, à 710 Km d'altitude. L'objectif scientifique de la mission DEMETER est d'étudier les perturbations ionosphériques associées aux phénomènes géophysiques naturels, comme les séismes, les éruptions volcaniques et les tsunamis. DEMETER surveille l'environnement électromagnétique de la terre.



Figure 1 : Le satellite DEMETER

Le satellite est constitué de :

- Une plate forme micro-satellite constituée d'équipements génériques. Cette plate forme est conçue pour des satellites de masse environ 100 kg au lancement. Son contrôle d'attitude utilise un senseur stellaire, des gyromètres et des roues à réaction. S'il y a maintien à poste celui-ci est assuré par un système de propulsion à l'hydrazine. La gestion bord est centralisée, construite autour d'un micro processeur T805 à 10 MIPS. Une mémoire de masse est disponible pour le stockage des données. Les télémessures et les télécommandes utilisent le standard CCSDS. Un générateur solaire à 2 panneaux avec cellules 24,5% de rendement (180 W d'éclairage solaire) et un mécanisme d'entraînement assurant une rotation continue du générateur solaire autour d'un axe.

- Une charge utile constituée :
 - D'une composante technologique qui comprend une mémoire de masse 8 Gb, une télémétrie haut débit, une expérience COA-GPS (Contrôle d'Orbits Autonome par GPS), une chaîne d'initiation photonique de système pyrotechnique (PYROLASER), une qualification de revêtement de contrôle thermique (THERME).
 - D'une composante scientifique qui comprend 3 capteurs magnétiques (Search Coil) pour mesurer les 3 composantes du champ magnétique dans une gamme de fréquences allant de quelques Hz à 17.4 kHz, 4 capteurs électriques pour mesurer les 3 composantes du champ électrique dans une gamme de fréquences allant du DC à 3.25 MHz., et des capteurs pour analyser le plasma ionosphérique (détecteur de particules, spectromètre d'ions et sonde de Langmuir).

1.2 Contexte scientifique de DEMETER

L'existence d'effets magnétiques de faible intensité associés aux séismes ou à l'activité volcanique a été soulignée dès les années 50.

La compréhension de tous ces phénomènes nécessite un développement simultané des expériences au sol et des mesures à bord de satellite. Les campagnes sol, proches des épicentres, sont à priori plus faciles à conduire et peuvent combiner un très grand nombre d'expériences complémentaires. Elles ont par contre pour défaut de poser des problèmes: de localisation géographique, tant que l'on ne sait pas quelles sont les conditions géophysiques qui doivent être réunies pour avoir une source émettrice, de positionnement des différents capteurs, tant que l'on ne comprend pas pourquoi des mesures faites à quelques kilomètres de distance par la méthode VAN ne donnent pas les mêmes indications, de temps d'observation. Aussi imparfaites et limitées qu'elles soient, les observations à bord de satellites sont actuellement les mieux adaptées pour la phase préliminaire de démonstration et de caractérisation des phénomènes électromagnétiques. Elles permettront d'améliorer la qualité des observations au sol en précisant aussi bien les régions d'implantation les plus favorables que les équipements scientifiques à réunir pour de futures expériences sol.

Les observations faites par satellite ont pour avantage majeur de couvrir très rapidement la quasi-totalité des régions sismiquement actives du globe.

Mais ces observations n'auront véritablement d'utilité que si l'on peut démontrer leur origine sismotectonique et en définir l'ensemble des caractéristiques et leur variabilité en fonction des conditions de la rupture et de son environnement. Malheureusement jusqu'à présent, de telles observations n'ont été effectuées qu'avec des équipements qui n'étaient pas spécifiques à cette étude.

Elles souffrent ainsi des défauts suivants:

- Elles sont effectuées dans des bandes de fréquence étroites et souvent inadaptées.
- Elles sont généralement limitées à une seule composante du champ électromagnétique.

Les mesures effectuées par l'expérience DEMETER ont pour principal objectif d'étudier de façon systématique les émissions d'ondes électromagnétiques observées lors de tremblements de terre et d'éruptions volcaniques, les perturbations de l'ionosphère et de la haute atmosphère, ainsi que les précipitations de particules associées [1]. Une telle expérience a été suscitée par les observations faites dans les années 80, au départ de façon tout à fait fortuite et non systématique, par des

scientifiques soviétiques et japonais, puis par des scientifiques français. Elle constitue le prolongement naturel de ces travaux, et une étape fondamentale vers l'établissement de ces phénomènes et leur compréhension complète.

Le second objectif scientifique de DEMETER (dans le cadre du Programme National Soleil Terre) permettra d'effectuer une surveillance globale de l'environnement électromagnétique autour de la Terre. Depuis AUREOL-3 en 1981 aucun satellite scientifique basse altitude n'a effectué de mesures dans les régions de moyenne latitude. DEMETER pourra aussi étudier l'influence des orages dans les relations Soleil-Terre, et évaluer l'impact de l'activité humaine sur l'ionosphère [2, 3].

1.3 Emissions électromagnétiques au sol

Gokhberg et al. [5] (1982) ont été les premiers à présenter l'observation d'une émission d'onde électromagnétique avant un tremblement de terre avec un récepteur à bande étroite (centré sur 81 kHz) et un récepteur à bande large dont la fréquence maximum était 8 kHz. Typiquement, l'émission observée à 81 kHz augmente graduellement environ une à deux heures avant le choc et décroît brutalement au moment du tremblement de terre (figure 2). Avec le récepteur à large bande de 0 à 8 kHz, réservé à l'origine à l'étude de la propagation des sifflements, des bruits impulsifs sont vus à 1.5 kHz, environ 30 minutes avant le choc.

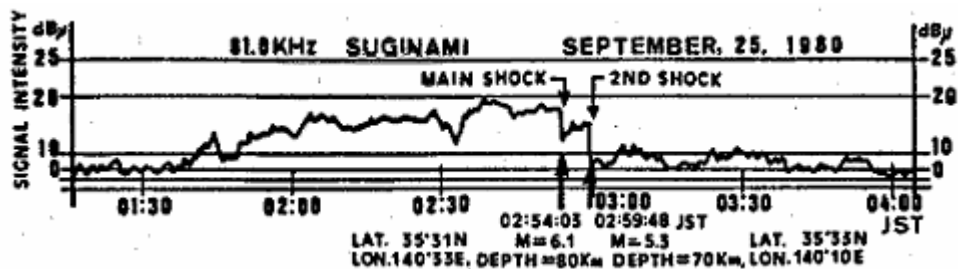


Figure 2 : Augmentation du bruit naturel autour de 81 KHz observée lors d'un tremblement de terre

Warwick et al. [6] (1982) ont réanalysé les observations faites par des radiotélescopes américains durant les semaines qui ont précédé le séisme du Chili de 1960. Ils ont mis en évidence l'existence, six jours avant le choc, d'un signal à 17.4 MHz probablement associé au séisme.

Suite à ces premières observations, Parrot et al. [7] (1985) ont étudié les données qui étaient à leur disposition en France. Des émissions électromagnétiques Très Basse Fréquence (TBF), entre 500 et 3600 Hz, ont été enregistrées par la station géophysique des TAAF aux îles Kerguelen en association apparente avec le second et le troisième choc d'une série de tremblements de terre de magnitude modérée (entre 4.6 et 4.9). Ces séismes qui ont eu lieu les 24 et 25 avril 1980 étaient situés à environ 100 km de la station.

- La première émission a été enregistrée pendant une période d'observation d'un bruit à bande étroite ; elle démarre lentement 1 heure et demie avant le second choc et se termine 1 heure après.

- La deuxième émission a été enregistrée pendant une période de bruits très impulsifs ; elle commence brusquement environ 14 minutes avant le troisième choc et se termine 25 minutes après.

Pendant tout ce temps, les données du sondeur ionosphérique montrent une ionosphère perturbée avec des augmentations de la fréquence critique f_0E_s au moment des chocs.

Lors du tremblement de terre de Loma Prieta (Californie) du 17 Octobre 1989, Fraser-Smith et al. [8] (1990) ont observé une variation de l'intensité du signal Ultra Basse Fréquence (UBF). Le système de mesure était situé à 7 km de l'épicentre et les enregistrements montrent une exceptionnelle augmentation de l'intensité dans la gamme 0.01 - 0.5 Hz environ 3 heures avant le séisme.

1.4 Emissions électromagnétiques observées par satellite

Les premières observations sur satellite ont été effectuées par Larkina et al. [10] (1983). Elles concernent principalement des études de cas quand le satellite INTERKOSMOS-19 passe au-dessus de l'épicentre d'un tremblement de terre. Les principaux résultats de ce travail montrent:

- Une augmentation de l'intensité des ondes très basse fréquence entre quelques dizaines de minutes et quelques heures avant et après un séisme.
- Une extension en longitude de la zone où les ondes sont intensifiées qui peut être reliée à la dérive longitudinale du plasma ionosphérique.

Des études ont été effectuées en France à partir des données ondes des satellites GEOS. Basée sur un test de comparaison des niveaux moyens d'intensité avant et après la secousse sismique, une étude statistique des données GEOS-2 a été faite, les tremblements de terre considérés ayant une magnitude de l'ordre de 5. Afin d'avoir un élément de comparaison, le même test a été appliqué à un ensemble de données choisies au hasard et enregistrées sur des intervalles de temps où l'activité sismique était nulle. Les constatations sont les suivantes:

- Le pourcentage de tests positifs est approximativement le même (44%) que celui des données de comparaison lorsque la distance en longitude entre l'épicentre et le satellite est supérieure à 30°.
- Il croît jusqu'à 54% lorsque la distance en longitude est ramenée à moins de 20° et lorsqu'un tri est effectué entre les tremblements de terre ayant leur épicentre sur un continent (favorable) ou sous la mer (défavorable).

Des études de cas faites à partir des données des satellites GEOS-2 et AUREOL-3 ont mis en évidence:

- La détection simultanée d'augmentation d'intensité du signal électromagnétique sur les antennes de GEOS-2, et de perturbations visibles sur les enregistrements ionosondes au sol de la densité électronique de la couche E sporadique, lors de tremblement de terre dont l'épicentre est voisin de la station ionosphérique de Djibouti (11.52°N, 42.83°E) et de la position géographique de GEOS-2(00.52°N, 37.64°E).

- L'observation de sauts d'intensité des signaux recueillis, entre 10 Hz et 15 kHz, à la sortie des filtres d'AUREOL-3, lorsque le satellite passe au-dessus d'une zone d'activité sismique.

1.5 Perturbations de l'ionosphère

L'ionosphère (figure 3) est la partie supérieure de la haute atmosphère d'une planète (de 60 à 1000 km d'altitude dans le cas de la Terre) dont les constituants sont ionisés sous l'effet du rayonnement UV du Soleil ou par les particules chargées en ions et électrons.

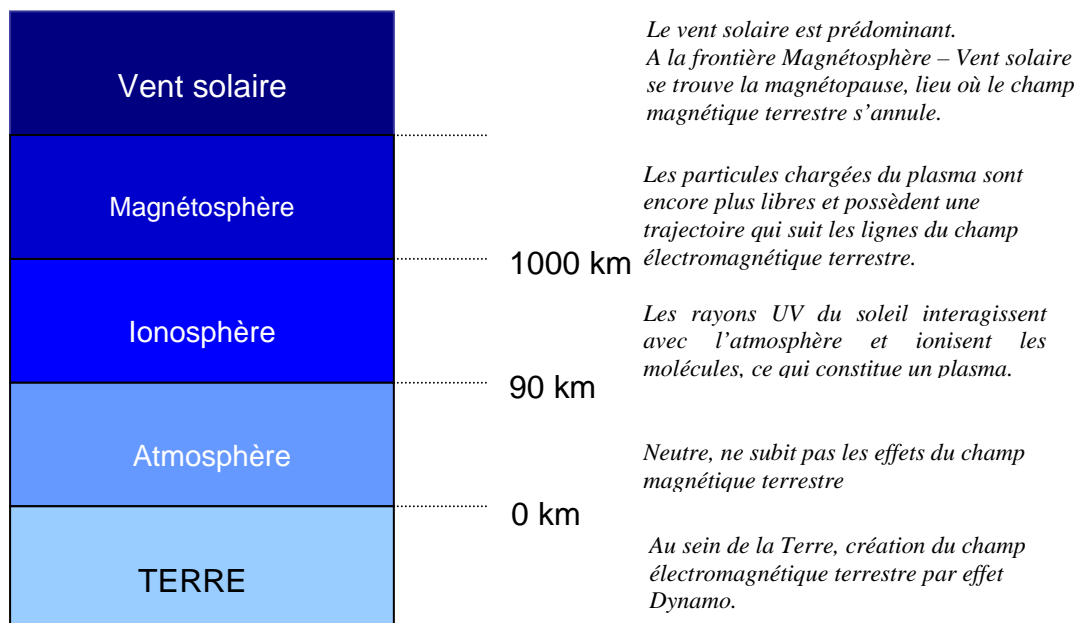


Figure 3 : Zones de l'atmosphère supérieure

De nombreuses perturbations de la densité électronique dans l'ionosphère (Figure 4) après des tremblements de terre de grande amplitude ont été rapportées par Blanc [11] (1985). Ces observations peuvent être interprétées, au moins jusqu'au niveau du maximum de la région F, comme le résultat de la propagation dans la haute atmosphère d'ondes de gravité ou d'ondes acoustiques engendrées par les mouvements du sol non seulement au voisinage de l'épicentre mais également à grande distance lorsque les ondes sismiques se propagent autour de la Terre [12]. Il est beaucoup plus difficile de comprendre les perturbations ionosphériques observées quelques jours ou quelques heures avant les tremblements de terre [1].

Outre l'émission pré-sismique d'ondes acoustiques, d'autres hypothèses ont été avancées faisant appel par exemple à la redistribution des charges électriques à la surface de la terre, puis dans la haute atmosphère [13] (Pulinets et al., 1994). Plus récemment la mesure du Contenu Electronique Total (**CET**) a permis de mettre en évidence des perturbations notables de l'ionosphère consécutives à un tremblement de Terre [14]. Cette étude a été étendue par Zaslavsky et al. [15] (1998) qui ont analysé en fonction de l'activité sismique, les données du CET obtenues entre le satellite TOPEX-POSEIDON et le sol grâce aux balises DORIS. Les tremblements de terre ont été choisis avec une magnitude $M_s > 5.0$, et une distance entre l'épicentre et la trace du satellite au sol < 300 km. Les données ont été étudiées 48 heures avant le choc.

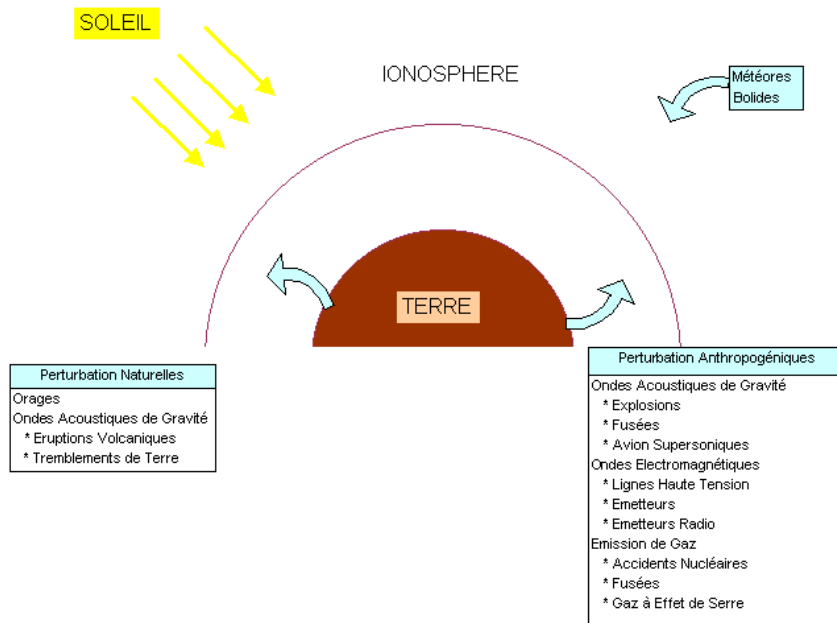


Figure 4 : Différentes perturbations pouvant affecter l'ionosphère

Des études de cas particuliers montrent une perturbation ionosphérique quand le satellite passe au dessus de l'épicentre d'un séisme. Mais les variations naturelles du CET sont sujettes à de nombreux paramètres dans l'ionosphère, et une étude statistique a donc été effectuée en considérant 706 séismes. Le nombre de perturbations correspondantes qui sont corrélées dans le temps (entre 0 et 48 heures avant le séisme), et dans l'espace (modification quand le satellite est au dessus de l'épicentre) est de 238. Ces perturbations de CET se présentent sous forme d'augmentation aussi bien que de diminution. Elles ont été étudiées et comparées avec les variations naturelles du CET. Les résultats montrent par exemple qu'il n'y a pas d'augmentation des anomalies autour de midi en heure locale comme cela aurait pu être le cas si ces anomalies avaient été mélangées à des variations naturelles.

1.6 Origine des ondes électromagnétiques liées à un tremblement de terre

De nombreux travaux ont été entrepris pour essayer de comprendre l'origine des signaux électromagnétiques observés avant le déclenchement d'un tremblement de terre. Ces phénomènes résultent de la variation de contrainte qui précède le séisme, mais les processus physiques mis en cause ne sont actuellement pas élucidés. Un problème important apparaît si l'on admet que la source d'ondes électromagnétiques se trouve à l'épicentre. Il concerne l'atténuation d'une onde émise dans le sol. Cette atténuation est proportionnelle à $\exp(-\alpha x)$ avec :

$$\alpha = (\pi f \mu \sigma)^{1/2}$$

f : la fréquence de l'onde,

μ : la perméabilité magnétique,

σ : la conductivité électrique.

x : est la distance à partir de la zone de génération.

Avec les valeurs communément admises de σ pour les roches (de 10^{-2} à 10^{-5} S/m), le calcul montre, qu'à partir de 10km, seules des ondes de type Ultra Basse Fréquence (UBF) ($< 10\text{Hz}$) peuvent atteindre la surface.

Les processus physiques qui peuvent engendrer les signaux observés se regroupent naturellement en deux familles, selon qu'ils font intervenir ou non la présence de fluide pouvant circuler dans un réseau de fissures et de pores interconnectés à l'intérieur de la matrice rocheuse.

Les différents processus physiques se décomposent en :

➤ **Processus liés à la présence d'eau dans la roche**

Les mesures géophysiques effectuées à la surface du sol ne permettent d'appréhender que la résistivité moyenne des matériaux terrestres. Dans les conditions de température et de pression qui caractérisent les premiers kilomètres de la croûte terrestre, les roches sèches froides sont très résistantes (leur résistivité est supérieure à $10.000 \Omega.m$) et, dans le cas d'une roche poreuse remplie d'eau, la résistivité moyenne mesurée ρ est, en première approximation, proportionnelle à $f^{-1} \rho_{\text{fluide}}$ où f^{-1} et ρ_{fluide} sont respectivement le volume, en pourcentage, de fluide présent dans les pores et sa résistivité électrique.

A l'équilibre, le diamètre des pores dépend de la nature de la roche, de la pression hydrostatique et du tenseur des contraintes auquel est soumise la roche. Une variation du tenseur des contraintes se traduira donc par une variation du diamètre des pores, et, par conséquent, de la porosité de la roche. Il s'ensuivra une variation de f , et donc de la résistivité moyenne du milieu.

A l'interface entre la matrice rocheuse et l'eau, il se forme une double couche d'ions: l'une d'elles (généralement négative) est fortement liée à la roche tandis que l'autre, plus diffuse, est formée d'ions de signe opposé (et donc généralement positifs), mobiles à l'intérieur de la phase liquide. Il en résulte une différence de potentiel, entre la roche solide et la phase liquide. Lorsque la pression de pore n'est pas égale à la pression hydrostatique (par exemple du fait d'une variation de contraintes), il se produit un mouvement de la phase liquide et un déplacement des ions mobiles qui engendre un courant électrique. Ce processus traduit donc la circulation de l'eau à l'intérieur d'un réseau de fissures et de pores interconnectés: il est généralement appelé électrofiltration, ou effet électrocinétique.

➤ **Piézo-électricité et triboélectricité**

Lorsqu'on exerce une action mécanique sur certains corps cristallins, et notamment le quartz, il y a déplacement de charges électriques, et donc apparition à l'intérieur du cristal d'un champ de polarisation. Ce champ, linéairement relié au tenseur des contraintes par l'intermédiaire d'un tenseur d'ordre 3, le tenseur piézo-électrique, est maximal lorsque les contraintes sont appliquées selon certaines directions particulières, les directions mécaniques, qui dépendent du réseau cristallin.

Lors de la fracturation de roches contenant du quartz, le champ piézo-électrique peut engendrer une onde électromagnétique. C'est le cas lorsque l'ouverture d'une fissure dans la roche ne modifie pas instantanément le champ de polarisation, c'est à dire, en d'autres termes, lorsqu'une microfissure statique peut retenir ses charges (contre les courants de fuite) plus longtemps qu'une microfissure en mouvement ne peut retenir son déplacement (contre les contraintes mécaniques).

La tribo-électricité est l'électricité qui apparaît sur des surfaces matérielles par suite du frottement. La densité de charge électrique qui apparaît ainsi est en général indépendante de la pression exercée et de la vitesse relative des deux surfaces qui frottent l'une contre l'autre: le champ électrique engendré ne peut dépasser le champ explosif E_m dans le milieu considéré (30 kV/cm dans l'air à la pression atmosphérique) et, dans un conducteur, la densité surfacique de charges libérées reste donc inférieure à $\sigma_m = \epsilon_0 E_m$.

1.7 Résultats scientifiques de DEMETER

Dans ce paragraphe, on présente les résultats scientifiques enregistrés par DEMETER. Les données ionosphériques acquises par DEMETER depuis le début de la mission sont d'une grande qualité et des événements importants ont déjà été enregistrés. Les figures 5 et 6 en montrent un aperçu. Elles concernent les principaux aspects des objectifs scientifiques de DEMETER :

- La surveillance de l'environnement électromagnétique de la Terre.
- Les émissions liées à l'activité humaine.
- Les perturbations ionosphériques liées à l'activité sismique. Le but principal de DEMETER est de faire une analyse statistique de nombreux événements pour déterminer les principales caractéristiques des effets seismo-électromagnétiques dans l'ionosphère. Il est beaucoup trop tôt pour faire une telle statistique mais une étude par cas permet de déterminer les paramètres les plus sensibles qu'il faudra particulièrement traiter dans cette analyse statistique.

La figure 5 présente les ondes électromagnétiques recueillies par DEMETER le 10 Novembre 2004 lors du plus important orage magnétique solaire de l'année ($Dst = -400$ nT). Le panneau du haut montre un spectrogramme du champ électrique et celui du bas un spectrogramme du champ magnétique dans la gamme EBF. L'intensité des émissions est codée en couleur suivant l'échelle qui est indiquée à droite. Les données correspondent à une demi-orbite complète. On observe de chaque côté, à hautes latitudes, des émissions intenses de type "souffle". Tout le long de l'orbite les émissions de type "souffle" sont limitées par une fréquence de coupure qui correspond à la gyrofréquence des protons. Au milieu centrées sur l'équateur magnétique, on observe des émissions quasi-périodiques en forme d'entonnoir.

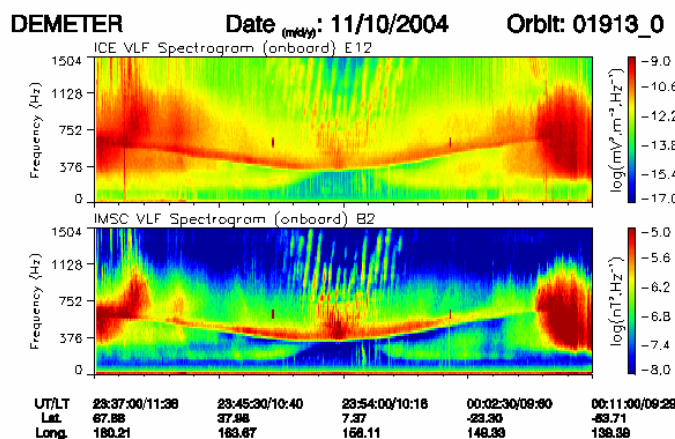


Figure 5 : Ondes électromagnétiques recueillies par DEMETER

La figure 6 présente le spectrogramme d'une antenne électrique enregistré par DEMETER le 23 Juillet 2004 pendant la période de recette en vol (cela explique les traits verticaux blancs qui correspondent à des changements de mode). Les paramètres géophysiques sont tracés sous le panneau. Il y a 11 minutes de données. On observe un système de raies (qui ne sont pas des interférences) dont les fréquences centrales sont espacées d'environ 50 Hz. Ces raies horizontales subissent une intensification importante au niveau de l'équateur magnétique qui est une région privilégiée pour les interactions ondes - particules. Ces raies qui ne sont pas aux harmoniques exactes du 50 Hz sont appelées MLR (Magnetospheric Line Radiation) et on pense qu'elles sont générées par les radiations émises par les lignes électriques.

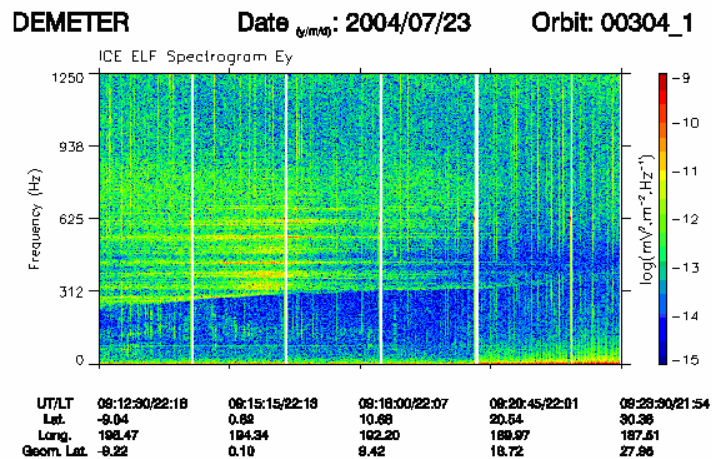


Figure 6 : Spectrogramme d'une antenne électrique enregistré par DEMETER

La figure 7 présente l'orbite de DEMETER au-dessus du Japon le 29 Août 2004. L'étoile représente l'épicentre d'un tremblement de terre de magnitude 7.1 qui va se produire le 5 Septembre 2004 dans la région de Kii-Peninsula (Lat=33.05N, Long=136.78E). L'intensification du trait sur l'orbite correspond à la période où l'on voit une perturbation ionosphérique avec les données de DEMETER (Figure 8).

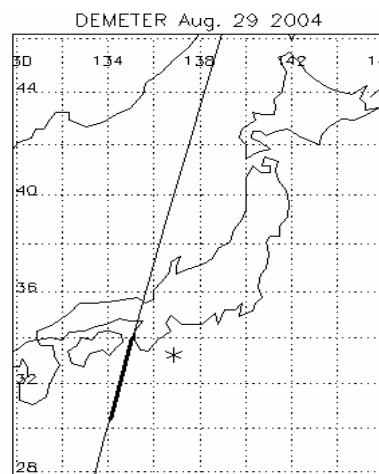


Figure 7 : Orbite de DEMETER au-dessus du Japon

La figure 8 montre de haut en bas successivement un spectrogramme d'une antenne magnétique entre 0 et 2 kHz, la densité des ions mesurée par IAP, la densité et la température électronique, et les tremblements de terre "vus" par DEMETER le long de l'orbite. Dans ce dernier panneau l'axe des ordonnées donne la distance entre DEMETER et l'hypocentre du séisme. La couleur rouge du symbole dont la taille est proportionnelle à la magnitude indique que DEMETER survole la région avant le séisme. On observe une importante variation des paramètres ionosphériques au moment du survol de la région séismique (dans le panneau du haut, les deux bouffées d'interférences correspondent à des périodes de désaturation des roues qui servent pour le maintien de l'attitude du satellite).

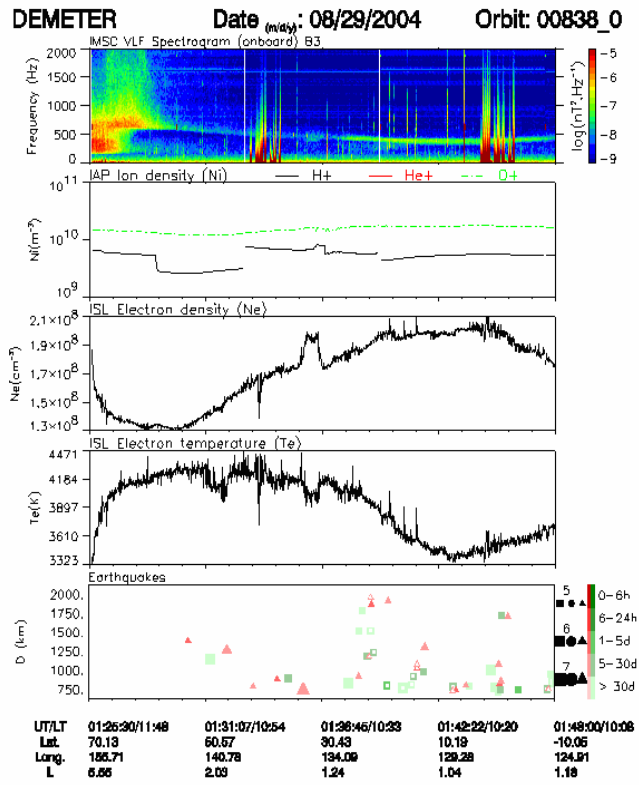


Figure 8 : Données enregistrées par DEMETER

II. CONSTITUTION D'UN PANNEAU SOLAIRE

Dans cette partie consacrée à la constitution d'un panneau solaire, nous présentons quelques rappels sur les principes de l'effet photovoltaïque et de sa mise en œuvre technologique élémentaire dans la cellule solaire. Puis nous présentons le panneau solaire en développant les différents aspects concernant sa constitution.

2.1 Les cellules solaires

2.1.1 Historique

La cellule solaire est l'élément de base des panneaux solaires qui produisent de l'électricité. Une cellule solaire (ou bien une cellule photovoltaïque) est un composant électronique qui, exposé à la lumière, génère de l'électricité, cet effet est appelé l'effet photovoltaïque, qui a été découverte par le français Edmond Becquerel en 1839.

Ce n'est qu'en 1954 que les laboratoires BELL mettent au point une cellule au silicium capable de convertir directement en électricité l'énergie solaire avec un rendement de 6%.

En 1958, les cellules photovoltaïques trouvent une place dans l'industrie avec l'industrie spatiale américaine qui utilisera des cellules ayant un rendement de 9% pour alimenter ses satellites.

Cependant, au cours des années 80, la technologie photovoltaïque terrestre a progressé régulièrement par la mise en place de plusieurs centrales de quelques mégawatts, et même est devenue familière des consommateurs à travers de nombreux produits de faible puissance y faisant appel : montres, calculatrices, balises radio et météorologiques, pompes et réfrigérateurs solaires.

Mais la technologie photovoltaïque ne connaît son véritable essor qu'à la fin des années 90 avec l'avènement de la connexion au réseau, technologie qui permet d'injecter sur le réseau public d'électricité, l'énergie produite par un générateur photovoltaïque et convertie par un onduleur en courant alternatif.

La recherche est très active dans le domaine du solaire photovoltaïque. Les prix diminuent constamment et les rendements progressent.

En 20 ans, les rendements sont passés de 15% à 36% dans les laboratoires. Ce dernier chiffre serait celui atteint sur Terre par les cellules solaires utilisées par les robots martiens. Les rendements des systèmes disponibles commercialement sont quant à eux passés de 5% à plus de 20%.

Les cellules solaires, ou générateur solaire, sont désormais à la base de la partie alimentation embarquée sur les satellites qui gravitent autour de la terre.

2.1.2 Description

Un cristal semi-conducteur dopé P est recouvert d'une zone très mince dopée N et d'épaisseur e égale à quelques millièmes de mm. Entre les deux zones se trouve une jonction J. La zone N est couverte par une grille métallique qui sert de cathode **k** tandis qu'une plaque métallique **a** recouvre l'autre face du cristal et joue le rôle d'anode. L'épaisseur totale du cristal est de l'ordre du mm.

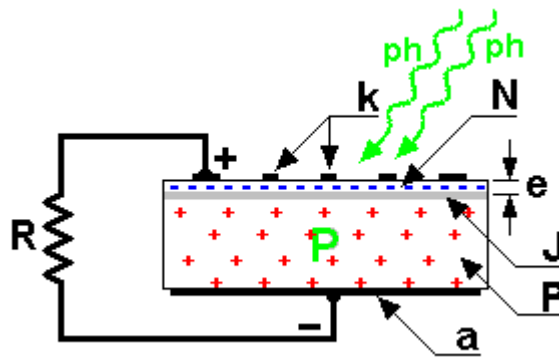


Figure 9 : Vue en coupe d'une cellule photovoltaïque

Un rayon lumineux qui frappe le dispositif peut pénétrer dans le cristal au travers de la grille et provoquer l'apparition d'une tension entre la cathode et l'anode.

2.1.3 Principe de fonctionnement

L'effet photovoltaïque est la transformation de l'énergie solaire en énergie électrique, ce qui met en jeu trois phénomènes physiques, intimement liés et simultanés :

- l'absorption de la lumière dans le matériau
- le transfert d'énergie des photons aux particules chargées électriquement
- la collecte des charges

a) L'absorption de la lumière

La lumière se compose de photons. Ceux-ci peuvent pénétrer dans certaines matières, et même passer au travers. Plus généralement, un rayon lumineux qui arrive sur un solide peut subir principalement trois événements optiques qui sont :

- la réflexion, auquel cas la lumière est renvoyée par la surface de l'objet
- la transmission, où cette fois la lumière traverse l'objet
- l'absorption, où ici la lumière pénètre dans l'objet et n'en ressort pas, l'énergie est restituée sous une autre forme, à savoir généralement sous forme thermique.

Dans un matériau photovoltaïque, une partie du **flux lumineux absorbé sera restitué sous forme d'énergie électrique**. Il faut donc au départ que le matériau ait la capacité d'absorber la lumière visible, puisque ce que l'on cherche à convertir, c'est la lumière du soleil.

b) Le transfert d'énergie des photons aux particules chargées électriquement

L'énergie lumineuse peut être convertie en énergie électrique. Les charges élémentaires qui vont produire le courant électrique sous illumination sont les électrons, particules élémentaires chargées négativement. Les photons vont absorber leur énergie aux électrons des couches électroniques périphériques, ce qui leur permet de se libérer de l'attraction de leur noyau, c'est **l'effet photoélectrique**. Plus généralement, l'effet photoélectrique (émission d'électrons par un métal sous

l'action de radiations lumineuses) recouvre plusieurs phénomènes d'interactions de la lumière et de la matière, où des photons **cèdent leur énergie** à des électrons. Les électrons libérés sont susceptibles de produire un courant électrique si on les attire ensuite vers l'extérieur pour les faire circuler dans un circuit.

c) La collecte des charges

Les cellules photovoltaïques sont constituées de matériaux semi-conducteurs (généralement silicium) qui transforment directement la lumière du rayonnement solaire en énergie électrique. Les particules de lumière (photons) viennent heurter les électrons sur le silicium et lui communiquent leur énergie. Le silicium est dopé de manière à jouer le rôle de clapet anti-retour (diode) d'électricité et ainsi à diriger tous les électrons dans le **même sens**. Une tension apparaît donc en présence de lumière aux bornes de la cellule. Si l'on ferme le circuit à l'aide d'une lampe, d'un moteur, etc., **le courant peut circuler**. La tension est peu variable alors que le courant est quasi proportionnel à la lumière reçue. L'intensité maximum du courant produit dépend de la surface de la cellule et de la valeur de l'éclairement (Figure 10) : pour la courbe *a* ci-dessous l'éclairement était plus élevé que pour les courbes *b* et *c*. La tension produite par la cellule dépend peu de l'éclairement mais diminue de façon sensible lorsque la température augmente. La courbe *c* a été relevée à une température plus élevée que celle de la courbe *b*.

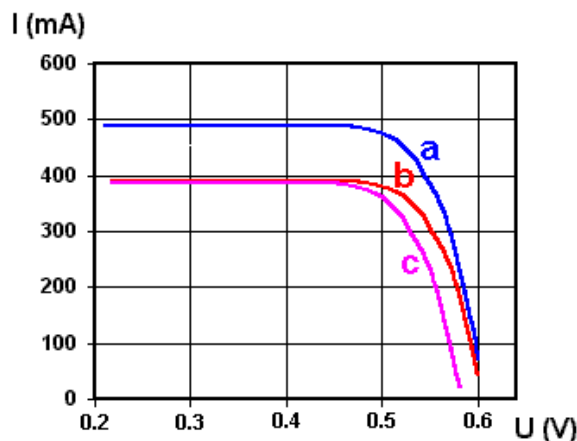


Figure 10 : Influence de la température et de l'éclairement

2.1.4 Les différentes technologies

Le silicium est actuellement le matériau le plus utilisé pour fabriquer les cellules photovoltaïques disponibles à un niveau industriel. D'autres matériaux sont utilisés : tellure de cadmium, arséniure de gallium, diséléniure de cuivre et d'indium (CIS). Ces technologies sont encore très coûteuses mais elles laissent espérer des rendements bien supérieurs au silicium et une durée de vie plus grande. La production des cellules photovoltaïques nécessite de l'énergie, et on estime qu'une cellule photovoltaïque doit fonctionner pendant plus de dix ans pour produire l'énergie qui a été nécessaire à sa fabrication.

Les techniques de fabrication et les caractéristiques des principaux types de cellule sont décrites dans les 3 paragraphes suivants.

2.1.4.1 cellule en silicium amorphe

Le silicium n'est pas cristallisé, il est déposé sur une feuille de verre. La cellule est gris très foncé. C'est la cellule des calculatrices et des montres.

- Avantages
 - Fonctionnement avec un éclairage faible.
 - Moins chères que les autres.
- Inconvénients
 - Rendement faible en plein soleil (environ 6%)
 - Performances diminuent sensiblement avec le temps.

2.1.4.2 cellule en silicium monocristallin

Lors du refroidissement, le silicium fondu se solidifie en ne formant qu'un seul cristal de grande dimension. On découpe ensuite le cristal en fines tranches qui donneront les cellules. Ces cellules sont en général d'un bleu uniforme.

- Avantage :
 - Très bon rendement (17.2%).
- Inconvénients :
 - Coût élevé,
 - Rendement faible sous un faible éclairage.

2.1.4.3 cellule en silicium polycristallin

Pendant le refroidissement du silicium, il se forme plusieurs cristaux. Ce genre de cellule est également bleu, mais pas uniforme, on distingue des motifs créés par les différents cristaux.

- Avantage :
 - Bon rendement (13%), mais cependant moins bon que pour le monocristallin.
 - Moins cher que le monocristallin.
- Inconvénient :
 - Les mêmes que le monocristallin.

Ce sont les cellules les plus utilisées pour la production électrique (meilleur rapport qualité-prix). Les cellules utilisées dans ce projet proviennent de la société Photowatt. Il s'agit de cellules en silicium amorphe. La face négative supérieure est recouverte d'un réseau de peignes collecteurs (Figure 11). Elle est recouverte d'une couche anti-reflet en SIN (Nitrure de Silicium) afin d'augmenter le rendement photovoltaïque (jusqu'à 15%) en piégeant un maximum de lumière. La face arrière positive est en aluminium pour améliorer le captage de la lumière.

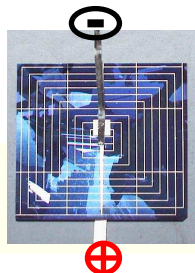


Figure 11 : Cellule photovoltaïque

2.2 Panneau solaire

Un panneau solaire est un dispositif qui permet de produire de l'électricité à partir de la lumière. Un panneau solaire est à la base de la partie alimentation embarquée sur les satellites qui gravitent autour de la terre.

2.2.1 Principe

La cellule photovoltaïque élémentaire produit un courant continu dont la puissance dépend de la surface de la cellule et la tension à vide est d'environ 0.5 à 0.6 volts. En effet, une cellule solaire de quelques dizaines de centimètres carrés délivre, au maximum, quelques watts sous une tension très faible par principe, puisqu'il s'agit d'une tension de jonction, donc une cellule solaire constitue un générateur électrique de très faible puissance au regard des besoins de la plupart des applications. Les générateurs solaires sont, par conséquent, réalisés par association d'un grand nombre de cellules photovoltaïques élémentaires reliées entre elles en série ou en parallèles.

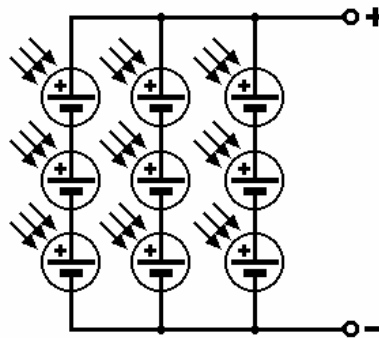


Figure 12 : Association des cellules solaires

Compte tenu d'un rendement d'environ 10%, la puissance crête d'un panneau photovoltaïque est de l'ordre de 100 à 180 watts par mètre carré. L'énergie captée par un module dépend de la surface du panneau mais aussi de la latitude et de l'ensoleillement du lieu où il se trouve.

Plusieurs cellules photovoltaïques, produisant environ 0,5 volts, doivent être connectées entre elles afin de fournir au récepteur extérieur une tension et une puissance adéquates. Les connexions en série de plusieurs cellules augmentent la tension pour un même courant, tandis que la mise en parallèle accroît le courant pour une même tension. Un panneau solaire représente 10% de la masse d'un satellite. Les cellules solaires sont assemblées en modules identiques formant un réseau série-parallèle. Les chaînes de cellules sont arrangées de telle manière à ce que les moments magnétiques du string soient compensés. Le nombre de cellules dépend de la puissance électrique requise, de la température des cellules et de leur dégradation subie en orbite.

2.2.2 Exemple

La figure 13 représente un coupon de dix cellules solaires fabriqué au CNES. Ses dimensions sont de 0.66 m par 0.44 m pour une épaisseur de 1 mm environ. Les 10 cellules (2 rangées de 5) ont une

dimension individuelle de 50 par 50 mm ce qui fait une surface totale de silicium de 0.025 m². Ces cellules sont reliées en série entre elles sur une plaque d'époxy. Un cadre en fibres de carbone formant le panneau comporte plusieurs compartiments. Un support nervuré reçoit les cellules solaires préalablement raccordées et collées sur un substrat souple en kapton renforcé en fibres de carbone.



Figure 13 : Coupon de dix cellules solaires

III. LES PERTURBATIONS RADIOELECTRIQUES : LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

3.1 Historique

La compatibilité électromagnétique ou CEM est une science relativement récente en tant que tel. Pourtant, dès le début des communications radio dans les années 1930, des problèmes d'interférence radio étaient déjà apparus. En 1933, Création du C.I.S.P.R. (Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques) par la C.E.I. (Commission Electrotechnique Internationale), il développe des normes pour éviter les interférences. Durant la deuxième guerre mondiale l'utilisation des appareils électroniques s'est accélérée (radio, navigation, radar), les interférences se multiplient entre la radio et les systèmes de navigation aérienne. Le C.I.S.P.R. continue son activité de recherche et propose des techniques de mesures des perturbations et recommande des valeurs limites d'émission. Ces valeurs limites recommandées par le C.I.S.P.R. sont adoptés par plusieurs pays européens. L'augmentation la plus significative des problèmes d'interférences est apparue avec l'invention des composants électroniques à haute densité, tels que le transistor bipolaire dans les années 1950, le circuit intégré dans les années 1960, et les puces à microprocesseur dans les années 1970. Par ailleurs, le spectre fréquentiel utilisé devient beaucoup plus large, afin de subvenir aux besoins croissants de transmissions d'information. L'*American Federal Communications Commission* (F.C.C.) a publié en 1979 des normes limitant les émissions électromagnétiques de tous les appareils électroniques car ceux ci devenaient plus sensibles aux interférences. Les valeurs limites définies par la FCC correspondent dans l'ensemble à celles recommandées par le CISPR. A partir du premier janvier 1996 tout produit mis sur le marché européen doit satisfaire aux exigences des normes CEM d'émission et d'immunité.

3.2 Définition

La compatibilité électromagnétique (CEM) est un domaine dont le but est de rendre compatible le fonctionnement d'un équipement électronique sensible dans un environnement électromagnétique perturbé.

Un système électromagnétiquement compatible doit respecter trois critères :

- Il ne produit aucune interférence avec d'autres systèmes.
- Il n'est pas susceptible aux émissions des autres systèmes.
- Il ne produit aucune interférence avec lui-même.

Le champ d'action de la CEM est vaste :

- Phénomènes physiques (foudre, décharges électrostatiques, rayonnement, courants conduits)
- Domaine d'application (télécommunications, équipement spatial et militaire, contrôle commande, instrumentation, électronique de puissance).
- Gamme de fréquence (de quelques Hz a quelques dizaines de GHz).

3.3 Décomposition d'un problème de CEM

Lors de l'analyse d'un problème de perturbation électromagnétique, on constate que celui-ci englobe trois éléments :

1. **une source de perturbation** qui émet de l'énergie électromagnétique.
2. **un canal de couplage** au travers duquel l'énergie de ces perturbations se propage.
3. **un récepteur** qui capte cette énergie, la traite et la superpose à sa fonction normale.

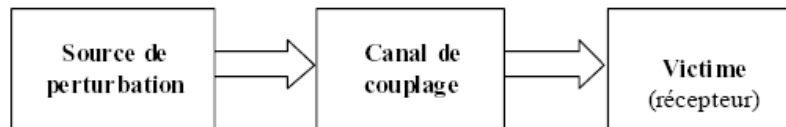


Figure 14 : Transmission des perturbations

On parle d'interférence lorsque l'énergie transmise dépasse un niveau critique qui entrave le bon fonctionnement de récepteur.

Il y a trois moyens de réduire les perturbations à un niveau acceptable :

1. Supprimer ou diminuer l'émission à la source.
2. Rendre le couplage le plus inefficace possible.
3. Rendre le récepteur moins susceptible aux émissions.

3.3.1 Les Sources de perturbation

Si nous nous intéressons à l'environnement électromagnétique d'un équipement, nous pouvons distinguer les sources de perturbation d'origine naturelles et les sources de perturbation qui tiennent à l'activité humaine (Figure 15).

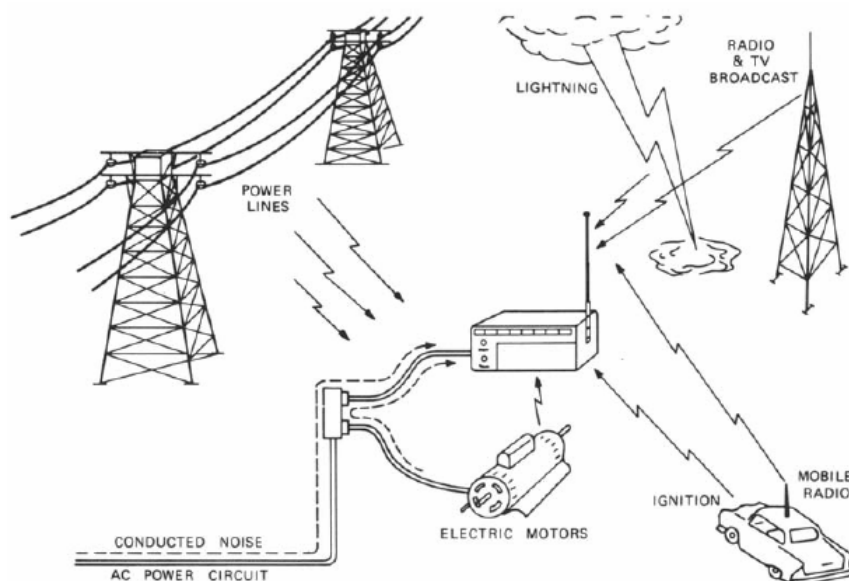


Figure 15 : Différentes sources de perturbations agissant sur un récepteur radio

Parmi les sources de perturbations d'origine naturelles, nous pouvons citer :

- la foudre (décharge électrostatique entre nuages ou entre nuage et sol).
- les rayonnements cosmiques et en particulier solaires.

Parmi les sources de perturbations qui découlent de l'activité humaine, on peut distinguer trois catégories :

- les sources de rayonnement électromagnétique volontairement créées par l'homme : émetteurs radio, télévision, radar, téléphones portables, etc.
- les sources de perturbation involontaires qui proviennent de l'utilisation de l'électricité : lignes de transport d'énergie, éclairage fluorescent, moteurs électriques, alimentations des systèmes électroniques, etc.
- les décharges électrostatiques qui impliquent le corps humain ou des matériaux mis en mouvement par l'homme.

3.3.2 Canal de couplage

Le couplage d'une source à une victime peut se faire de 2 manières :

- **Couplage par conduction** : propagation d'une tension ou d'un courant sur des conducteurs (fils reliant le signal, les commandes ou les alimentations).
- **Couplage par rayonnement** : propagation d'un champ électromagnétique dans un milieu non conducteur (air, autre type de matériau isolant) ou conducteur (blindage métallique). L'analyse de ce rayonnement doit se faire par les outils théoriques et expérimentaux propres à ce domaine.

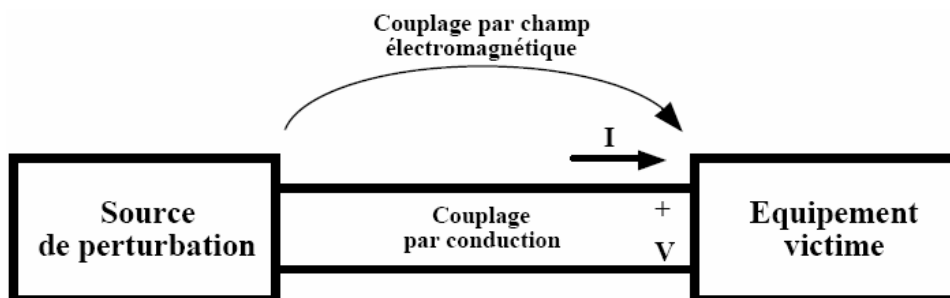


Figure 16

3.3.2.1 Couplage par rayonnement

Les circuits électriques lorsqu'ils sont soumis à des différences de potentiel ou parcourus par des courants, produisent des champs électromagnétiques dans l'espace. Leurs intensités dépendent de la nature, la fréquence et la distance par rapport à la source.

La description du champ électromagnétique généré par un système est souvent difficile car chaque système contient en général plusieurs sources qui contribuent au rayonnement. Il peut y avoir un certain nombre de (petites) boucles de courant, dont chacun peut être assimilé à un dipôle magnétique. D'autre part, il peut y avoir une contribution importante des courants en mode commun circulant dans les câbles de connexion. Ces derniers peuvent être assimilés à des dipôles électriques.

- Le champ électrique s'exprime en V/m. Son émission est produite par un circuit électrique à haute impédance soumis à une différence de potentiel élevée v (figure 17).
- Le champ magnétique s'exprime en A/m. Son émission est produite par un circuit basse impédance parcouru par un courant i (figure 18).

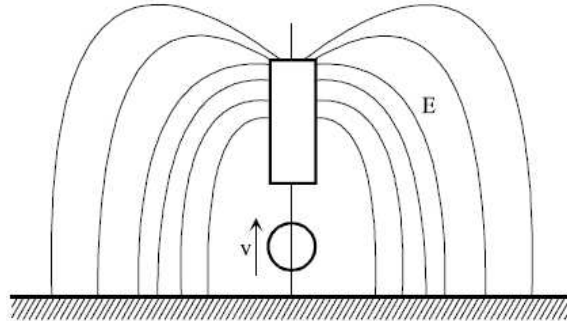


Figure 17 : Emission en champ électrique

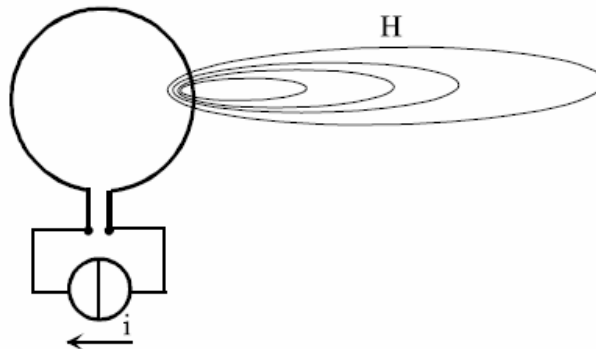


Figure 18 : Emission en champ magnétique

3.3.2.1.1 Champ électromagnétique d'un dipôle électrique

Considérons un fil de longueur l où circule un courant d'intensité I_0 . On admet que la longueur l du fil reste très inférieure à la longueur d'onde du signal rayonné. Le courant I_0 est de ce fait identique sur toute la longueur du fil.

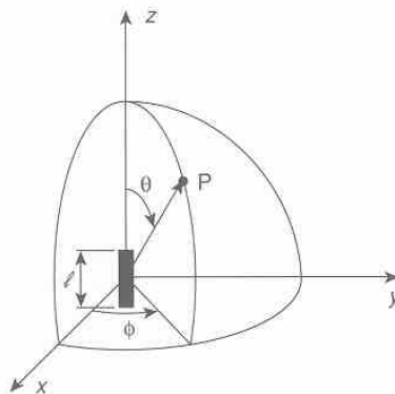


Figure 19 : Dipôle électrique

Le champ électromagnétique (en coordonnées sphérique) calculé en un point d'observation P situé à une distance r de l'origine est donné par :

$$E_r = \frac{Z_0 I_0 l \cos \theta}{2\pi r^2} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) \exp(-jkr)$$

$$E_\theta = \frac{jZ_0 k I_0 l \sin \theta}{4\pi r} \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2}\right) \exp(-jkr)$$

$$H_\phi = \frac{jk I_0 l \sin \theta}{4\pi r} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) \exp(-jkr)$$

Où

$$k = 2\pi / \lambda = 2\pi f / c$$

$$Z_0 = \sqrt{\mu / \varepsilon}$$

L'obtention des formules à partir des équations de Maxwell est décrite en Annexe 1.

On va pouvoir distinguer trois zones distinctes :

- $r \gg \lambda / (2\pi)$ ou $kr \gg 1$ appelée zone de rayonnement ou de champ lointain.
- $r \ll \lambda / (2\pi)$ ou $kr \ll 1$ appelée zone statique ou de champ proche.
- $r \approx \lambda / (2\pi)$ ou $kr \approx 1$ appelé zone intermédiaire ou zone d'arrangement de champ.

3.3.2.1.2 Champ électromagnétique d'un dipôle magnétique

Soit une boucle S où circule un courant d'intensité I_0 .

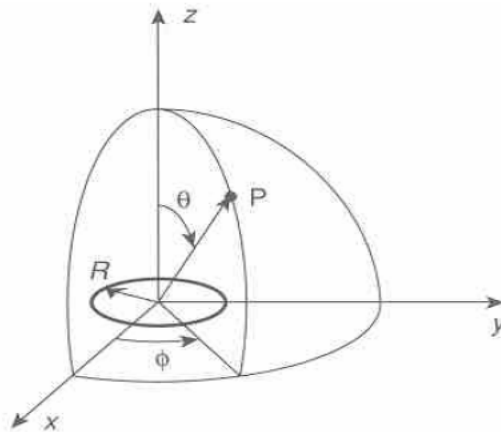


Figure 20 : Dipôle magnétique

Les composantes du champ électromagnétique en coordonnées sphériques sont :

$$H_r = \frac{jk \pi R^2 I_0 \cos \theta}{2\pi r^2} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) \exp(-jkr)$$

$$H_\theta = \frac{-k^2 \pi R^2 I_0 \sin \theta}{4\pi r} \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2}\right) \exp(-jkr)$$

$$E_{\phi} = \frac{Z_0 k^2}{4\pi} \frac{\pi R^2 I_0 \sin \theta}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) \exp(-jkr)$$

L'obtention des formules à partir des équations de Maxwell est décrite en Annexe 1.

3.3.2.2 Couplage par conduction

Les perturbations électromagnétiques peuvent également être transmis en utilisant comme canal les connexions électriques entre différents équipements. Ces perturbations sont alors nommées perturbations conduites.

Bien évidemment ces courants et tensions parasites circulant dans les câbles ou fils interconnectant des équipements entre eux vont eux-mêmes rayonner. De même des perturbations rayonnées vont pouvoir induire des courants et tensions parasites dans les différentes interconnexions. Les perturbations conduites et rayonnées sont donc intimement couplées.

3.3.3 Terminologie employée

Nous allons définir la terminologie employée pour caractériser les perturbations.

Considérons deux équipements interconnectés par une liaison bifilaire permettant le transfert d'information ou d'énergie. Ce modèle comporte également une liaison équipotentielle (plan de masse, terre, etc.).

Dans ce modèle, on différencie deux modes de circulation des courants :

- le mode différentiel ou symétrique.
- le mode commun ou asymétrique.

Dans le mode *différentiel*, le courant se propage sur l'un des conducteurs et revient en opposition de phase par l'autre. C'est la façon normale de transmettre les signaux.

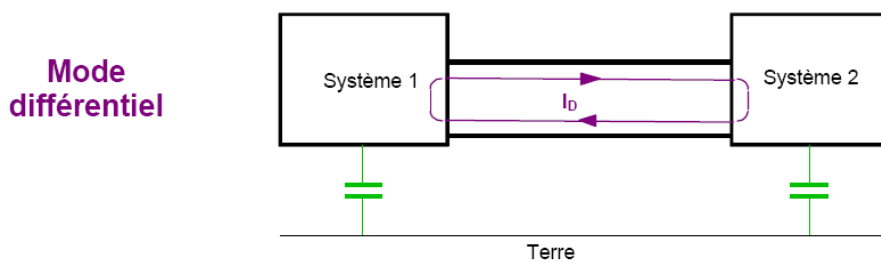


Figure 21 : Mode différentiel

Etant donné que les conducteurs de la liaison bifilaire sont généralement très proches l'un de l'autre, les perturbations électromagnétiques ne se couplent que très faiblement sur les câbles en mode différentiel. Réciproquement, les émissions rayonnées d'une liaison en mode différentiel sont aussi relativement faibles.

En *mode commun*, le courant se propage sur les deux conducteurs dans le même sens. Ces courants ne représentent en général aucun signal utile. Ils peuvent être induits par un champ externe dans la boucle formée par le câble, le plan de terre et les impédances de connexion des équipements et la

terre. Ils peuvent aussi être causés par des sources de bruit internes entre la terre de référence et la liaison par câble et peuvent engendrer alors des émissions rayonnées.

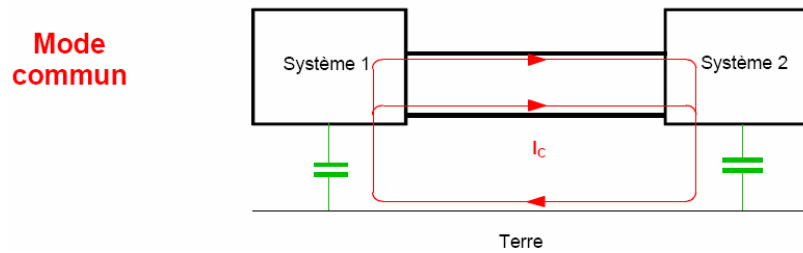


Figure 22 : Mode commun

3.4 Dispositifs de mesures des perturbations

On distingue deux catégories de dispositifs de mesure des perturbations utilisés en CEM. La première concerne la mesure des perturbations conduites à haute fréquence elle comprend le Réseau Stabilisé d'Impédance de Ligne (RSIL) et les capteurs de courant basés sur le principe du transformateur de courant. Dans la seconde catégorie qui concerne la mesure des perturbations rayonnées, on trouve divers types d'antennes destinées aux mesures en champ proche ou lointain. Dans tous les cas, le signal issu du capteur est analysé dans le domaine temporel (oscilloscope) et plus généralement dans le domaine fréquentiel grâce à l'analyse de spectre.

3.4.1 Mesures des perturbations conduites

Les mesures doivent être effectuées en connectant l'appareil sous test à un RSIL (Réseau de Stabilisation d'Impédance de Ligne) pour les fréquences s'étendant de 150 kHz à 30 MHz ou en utilisant une pince absorbante pour les fréquences de 30 MHz à 300 MHz.

3.4.1.1 Le RSIL

Cet appareil permet simplement de séparer les courants de conduction à la fréquence du secteur des harmoniques aux fréquences beaucoup plus élevées. Il permet aussi de présenter une impédance constante pour le récepteur de la perturbation. Enfin, il isole le récepteur des perturbations secteur.

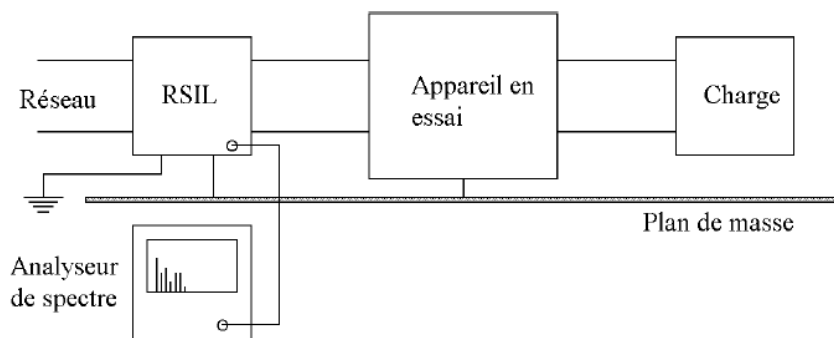


Figure 23 : Principe de la mesure des perturbations conduites

3.4.1.2 La pince absorbante

La pince absorbante vise à capter la puissance perturbatrice équivalente rayonnée par un appareil de petites dimensions, dont le pouvoir perturbateur en rayonnement est produit essentiellement par le câble d'alimentation considéré comme une antenne rayonnant les parasites de l'appareil.

3.4.2 Mesures des perturbations rayonnées

Le fonctionnement de l'appareil doit être satisfaisant lorsqu'il est soumis à un champ électromagnétique perturbateur et ses émissions électromagnétiques vers l'extérieur ne doivent pas être trop importantes. Les antennes sont employées pour les mesures des perturbations rayonnées en champ proche (c'est à dire pour une distance $d < \frac{\lambda}{2\pi}$, λ est la longueur d'onde du signal perturbateur) ou en champ lointain ($d > \frac{\lambda}{2\pi}$). Les antennes sont caractérisées par :

- Le diagramme de rayonnement : c'est la mesure de l'intensité du champ E émis en fonction de 2 angles définissant les coordonnées sphériques de l'espace.
- Le gain G, il est défini relativement à une antenne isotrope rayonnant la même puissance :
 $G = \text{densité de puissance maximale rayonnée dans une direction spécifique} / \text{densité de puissance maximale rayonnée de façon uniforme dans toutes les directions de l'espace}$. Le gain d'une antenne est variable avec la fréquence, la connaissance de cette caractéristique doit être établie par gamme de fréquence.
- Le facteur d'antenne F_a , c'est le rapport entre le champ E et la tension U mesurée aux bornes de l'antenne, il varie également avec la fréquence. Il est établie à une distance précisément définie et est généralement exprimée en dB. $F_a = 20 \cdot \text{Log} \frac{E}{U}$.

La nature des antennes est adaptée à la bande de fréquence et à la nature du champ que l'on veut mesurer. La position de l'antenne est importante. Les mesures doivent être effectuées hors de toutes surfaces réfléchissantes. La hauteur par rapport au sol et la distance par rapport au perturbateur doivent être connus. Les champs électromagnétiques pouvant être de faible amplitude par rapport aux champs environnants en espace libre, il est nécessaire de se placer dans une cage de Faraday ou une chambre anéchoïde pour s'isoler des bruits électromagnétiques.



Figure 24 : Boucle magnétique pour mesurer les perturbations rayonnées

IV. OUTILS DE SIMULATION NUMERIQUE

Avec l'augmentation de la complexité dans tous les dispositifs électroniques, il est devenu nécessaire pour les ingénieurs de conception, de prédire le comportement de ces systèmes avec des modèles rigoureux. Ces derniers sont basés sur les équations qui régissent le champ électromagnétique et qui ont été établis par Maxwell. La préoccupation a longtemps porté sur la recherche de solutions de ces équations en présence de géométries quelconques. Si certaines méthodes numériques étaient connues depuis longtemps, leur développement permet maintenant la résolution de problèmes où la géométrie et les milieux peuvent être quasi arbitraires avec, cependant, des limitations.

Les outils numériques de calcul électromagnétique sont l'élément indispensable à la conception de dispositifs. En effet, ils sont capables de prendre en compte tous les effets de couplage et rayonnement électromagnétique, de moins de façon la plus rigoureuse possible, effets qui ne sont généralement pas négligeables en électrodynamiques. Par conséquent, ils doivent intervenir dans la boucle d'une procédure d'optimisation débouchant sur une solution optimale d'un dispositif. Cependant les ordinateurs ont une puissance de calcul limitée et le coût de calcul croît de façon rapide avec la taille électrique des structures étudiées. Il est encore difficile d'inclure l'analyse électromagnétique directement dans la procédure de conception assistée par ordinateur (CAO). Certes, nous vivons une croissance rapide de la puissance de calcul des ordinateurs, mais malheureusement cette croissance est toujours compensée par l'augmentation de la complexité des systèmes à étudier. Ce constat favorise l'activité de recherche sur l'amélioration de l'efficacité des méthodes de modélisation numérique.

Nous établissons dans cette partie un survol critique des méthodes existantes et de réaliser un classement suivant leurs avantages et inconvénients. Nous nous limiterons donc à mentionner les méthodes principales, qui sont le moteur des logiciels commerciaux les plus connus pour l'analyse électromagnétique des dispositifs. Par conséquent, les avantages d'une méthode par rapport à d'autres dépendent beaucoup du type de problème à résoudre. Principalement, la complexité de la géométrie, les effets non linéaires, la dispersion, l'anisotropie, la taille de la structure relativement à la longueur d'onde sont des critères qui vont influencer son choix. De plus, l'excitation et la grandeur ou le paramètre désiré (distribution des champs ou courant, rayonnement proche, rayonnement lointain, etc.) sont aussi des facteurs importants.

4.1 Classement des méthodes numériques

Il serait très exhaustif d'étudier toutes les méthodes ou même de les énumérer. Nous allons mentionner les méthodes numériques les plus connues.

4.1.1 Méthode des moments

La méthode des moments (MoM *Method of Moments*) est une procédure numérique qui transforme une fonctionnelle (équation différentiel, intégrale, etc.) en un système d'équations linéaires. La MoM est connue depuis longtemps dans d'autres disciplines de la physique. En 1915 déjà, un ingénieur mécanicien russe nommé Galerkin propose une procédure numérique pour résoudre des équations où l'inconnue est une fonction. Plus tard, les mathématiciens ont démontré que l'approche Galerkin n'est qu'une spécialisation d'une classe de procédures dont le nom générique est la méthode des moments. La MoM a été introduite pour la résolution des problèmes liés aux antennes et à la diffusion électromagnétique d'objets dans les années 1960 par Harrington [27].

En électromagnétisme [26], elle s'applique typiquement à la formulation intégrale du champ électrique (EFIE *Electric Field Integral Equation*) pour laquelle les inconnues sont la distribution de courant circulant sur les conducteurs ou, dans le cas de structures planaires multicouches, sur les rubans placés aux interfaces. Le fondement de la MoM consiste à proposer une solution sous la forme d'une somme de fonctions connues auxquelles sont associées des coefficients inconnus. Il s'agit ensuite d'appliquer une procédure de minimisation de l'erreur résiduelle pour générer un système matriciel et de déterminer les coefficients inconnus et les valeurs propres pour les problèmes aux valeurs propres.

En résumé, les caractéristiques de la méthode des moments sont :

- **Domaine de solution :** Fréquentiel
- **Avantages :**
 - Echantillonnage du domaine des sources (fictives ou réelles) seulement.
 - Condition d'espace libre contenue dans la formulation : *pas de frontière absorbante requise*.
 - Sources généralement calculées directement.
- **Inconvénients :**
 - Fonction de Green difficile à déterminer pour une géométrie arbitraire
 - Difficilement applicable aux milieux à paramètres continûment variables
 - Problème de singularité de la fonction de Green
 - Traitement analytique assez lourd
 - Matrice résultante généralement très remplie
 - Champs généralement calculées d'après les sources déterminées au préalable.
- **Applications :**
 - Problème de diffusion (surface équivalente radar, antenne)
 - Circuits plaques multicouches.
 - Discontinuités 2D (filtres, coupleurs, transitions).
 - Peut s'appliquer en présence d'éléments localisés non linéaires (technique, cependant lourde).

4.1.2 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (FEM) [28] appartient à cette classe des procédures numériques qui peut transformer une relation fonctionnelle en un système d'équations linéaires. La FEM a connu un grand développement depuis les années 1970 et est devenue une méthode très populaire dans les nombreux domaines de la physique. Cette popularité est probablement due à sa capacité de pouvoir s'appliquer à des structures complexes. La méthode des éléments finis est une méthode rigoureuse, mais nécessite des temps de calcul importants ainsi qu'une grande capacité de mémoire du calculateur. Il existe de nombreux livres à son sujet et les articles publiés se chiffrent par centaines.

La décomposition en éléments simples de géométrie du système fait appel à des fonctions comme des éléments triangulaires (en deux dimensions) ou des tétraèdres (en trois dimensions) [29]. A l'intérieur de chaque élément, la fonction cherchée subit une approximation polynomiale dont les coefficients sont inconnus. Par un choix judicieux des coefficients, la FEM impose automatiquement les conditions de continuité de la fonction d'un élément à l'autre.

La FEM nécessite des conditions aux limites absorbantes pour limiter le domaine de calcul (maillage) en présence des structures ouvertes sur l'espace libre. De nombreuses solutions ont été proposées et celle retenue dans la plupart des logiciels est l'utilisation des couches parfaitement adaptées (PML : *Perfectly Matched Layer*) publiées par Bérenger [31].

En résumé, les caractéristiques de la méthode des éléments finis sont :

- **Domaine de solution :** Fréquentiel
- **Avantages :**
 - Matrice résultante creuse.
 - Géométrie arbitraire.
 - Bonne approximation des interfaces.
 - Calcul analytique des grandeurs à l'intérieur des éléments.
 - Eléments de la matrice associée facilement calculés.
- **Inconvénients :**
 - Approche volumique : **coût de calcul relativement élevé.**
 - Les problèmes ouverts requièrent des frontières absorbantes et une transformation champs proches-champs lointains (antenne).
- **Applications :**
 - Discontinuités 3D.
 - Problèmes de diffusion électromagnétique, antenne.
 - Caractérisation des structures guides.
 - Dans les mêmes conditions que la MoM, peut s'appliquer en présence d'éléments localisés non linéaires.

4.1.3 Méthode des différences finis

Les différences finis [33] sont basées sur l'approximation d'opérateurs différentiels. Les équations aux dérivées partielles sont exprimées sous forme de différences finies. Elles peuvent être formulées soit dans le domaine fréquentiel, soit dans le domaine temporel. Dans le premier cas, la solution se trouve par inversion de matrice alors que dans le deuxième cas, une procédure itérative peut s'appliquer puisqu'une forme explicite de la solution peut être dérivée. Beaucoup de variations sur le thème des différences finies ont été proposées. La méthode des différences finies domaine temporel (FDTD) a pris beaucoup d'ampleur et est devenue très populaire parmi les utilisateurs de logiciels électromagnétiques. Ces techniques de résolution numérique ont l'avantage d'avoir un algorithme très simple et, par leur formulation s'appliquent aux structures les plus générales. De plus, pour les problèmes dynamiques, elles sont très majoritairement appliquées dans le domaine temporel avec tous les avantages que cette approche apporte, notamment la forme explicite de la solution. En revanche, elles sont de type volumique dans le cas général ce qui les classent parmi les méthodes très gourmandes en termes de coût de calcul. Par ailleurs, comme la FEM, le maillage doit être limité par des conditions absorbantes dans le cas de problèmes ouverts sur l'espace libre. La technique la plus couramment utilisée est celle basée sur les couches parfaitement adaptées (PML) développée par Bérenger [31].

En résumé, les caractéristiques de la méthode des différences finis sont :

- **Domaine de solution :** Temporel (FDTD), Fréquentiel
- **Avantages :**
 - Algorithme numérique très simple.
 - Algorithme de base indépendant de la géométrie.
 - Géométrie arbitraire.
 - Peut facilement traiter des problèmes non linéaires et non stationnaires.
- **Inconvénients :**
 - Méthode volumique qui débouche sur les mêmes désavantages que la FEM.
 - Approximation des interfaces non parallèles aux axes cartésiens en escaliers.
 - Complication pour les milieux dispersifs (méthodes temporelles).
- **Applications :**
 - Peut s'appliquer à tous les problèmes comme la FEM avec en plus les non linéarités et/ou non stationnarités.

4.1.4 Méthode PEEC

La méthode PEEC (Partial Element Equivalent Circuit) [39] est une technique qui transforme une structure tridimensionnelle en un circuit équivalent passif (Résistance, inductance et mutuelles partielles), qui peut être complété avec les modèles des composants éventuellement connectés à la structure et être successivement analysé, soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine fréquentiel, à travers un simulateur électrique de type Spice. Cette méthode a été introduite par Albert E. Ruehli [45, 48] au centre de recherches d' IBM T.J. Watson en 1970. Les principes de cette méthode sont détaillés dans le chapitre 2.

Les caractéristiques de la méthode PEEC sont :

- **Domaine de solution :** Temporel, Fréquentiel
- **Avantages :**
 - Rapidité de calcul, car la discrétisation, fonction de la géométrie et des conditionnement, entraîne un nombre de maille très inférieur à celui généré par une méthode comme la FEM.
 - Les dimensions des mailles de discrétisation et leur géométrie sont beaucoup mieux adaptées à la géométrie des problèmes.
 - L'interprétation des résultats est orientée circuits électriques.
 - Une résolution indépendante de la fréquence pour une grande partie de la modélisation
 - Une évaluation immédiate de chaque portion du circuit grâce à des formules analytiques.
- **Inconvénients :**
 - Les formulations utilisées ne sont valables que dans l'air.
 - La taille des problèmes sera limitée d'elle-même par le fait qu'il est nécessaire d'effectuer des inversions de matrices impédances qui bien que symétriques sont pleines, ce qui peut poser des problèmes numériques.
- **Applications :**
 - Peut s'appliquer à tous les problèmes quasi statiques

4.2 Conclusion

Les simulateurs électromagnétiques sont devenus des outils incontournables pour l'aide à la conception des dispositifs et systèmes. Ils sont basés sur des méthodes, le plus généralement numériques, qui solutionnent les équations de Maxwell ou des formes dérivées. Ces méthodes sont appliquées sur des formulations différentes et possèdent toutes leurs avantages et inconvénients. On remarque le fait qu'aucune d'entre elles ne soit la plus efficace pour tous les problèmes envisageables. Ceci suggère que des procédures hybrides qui prennent les côtés avantageux de plusieurs méthodes soient des voies potentielles pour améliorer l'efficacité de calcul.

Le but du travail de recherche effectué dans cette thèse était de développer un code de calcul (en langage Fortran) basé sur la méthode PEEC (*Partial Element Equivalent Circuit*) permettant la résolution de problèmes 3D basse fréquence. Nous avons utilisé cette méthode semi-analytique, parce qu'elle est particulièrement adaptée à ce genre de problème, et pour sa rapidité de calcul en évitant l'utilisation des méthodes numériques volumiques (comme la FEM, FDTD) qui nécessitent souvent des temps de calcul et de place mémoire importants.

CHAPITRE 2 METHODOLOGIE DE CALCUL DU RAYONNEMENT PARASITE DU PANNEAU SOLAIRE

I. INTRODUCTION

Le but de cette thèse est de mettre au point un code de calcul spécifique qui calcule le champ rayonné par une méthode simple en évitant l'utilisation des codes numériques 3D qui nécessitent souvent un temps de calcul et une place mémoire importants. Dans ce chapitre, nous allons décrire la méthode retenue permettant de déterminer le rayonnement du panneau solaire en champ proche. La première étape dans ce travail consiste à décrire le panneau solaire sous forme d'un modèle électrique équivalent passif (Résistances, inductances et mutuelles partielles). Pour cela nous allons décomposer la structure globale en sous-structures et proposer un modèle équivalent à chacune d'entre elles. Nous commencerons par la modélisation de la plaque conductrice sur laquelle sont placées les cellules solaires. Nous commençons par la simulation du modèle d'une plaque pleine sous Fasthenry [41, 42] qui est un code magnéto-statique adapté à ce genre de problème. Ensuite nous validons le modèle de la plaque pleine par des mesures effectuées au CNES. Dans le but de définir un modèle électrique, une représentation sous forme d'un maillage semble plus appropriée qu'une description en pavés élémentaires. L'étape suivante consiste à valider le passage du modèle d'une plaque pleine à son équivalent quadrillé avec des barreaux de conducteurs. La discrétisation de la structure est effectuée à partir du code Fasthenry. Après avoir représenté la plaque sous forme d'un grillage de barreaux, l'étape suivante sera de trouver son modèle électrique équivalent. Le principe de résolution repose sur la méthode PEEC (*Partial Element Equivalent Circuit*) [39]. Chaque barreau conducteur est représenté par sa résistance propre et sa self inductance propre (R,L), et nous avons aussi considéré toutes les inductances mutuelles existant entre chaque barreau et tous les autres barreaux. Pour effectuer le calcul des inductances propres et des inductances mutuelles, plusieurs formules pourront être utilisées (Ruehli [45], Hoer [46], Grover [43], Fasthenry [42]). Après avoir modélisé la plaque nous nous intéresserons à la modélisation des cellules solaires. Pour caractériser la cellule solaire, nous mesurons l'impédance à l'analyseur de réseau. Enfin nous représentons les liaisons entre les cellules, et l'alimentation du système global pour assurer la liaison électrique entre les accès extérieurs et les extrémités de la chaîne. En assimilant chaque élément du circuit à un dipôle électrique, nous évaluerons le rayonnement du panneau solaire en appliquant les formules de rayonnement d'un dipôle électrique en champ proche à chaque élément. Le champ électromagnétique global rayonné par tous les dipôles en un point donné sera alors la sommation vectorielle de toutes les contributions dipolaires. Nous présentons aussi l'organigramme présentant la méthodologie à travers les données d'entrée et de sortie des différentes parties du code développé.

II. PRESENTATION DU CODE FASTHENRY (METHODE PEEC)

FASTHENRY est un code d'analyse magnétostatique développé par le laboratoire de recherche en électronique de l'institut technologique du Massachusetts (MIT).

Ce code de calcul est capable de calculer l'inductance mutuelle, l'inductance propre ainsi que la résistance d'une structure conductrice en 3D.

Le principe de résolution repose sur la méthode PEEC (*Partial Element Equivalent Circuit*) désormais classique pour les résolutions basse fréquence.

L'idée de départ repose sur la résolution du problème suivant :

Soit un conducteur rectiligne dans lequel circule un courant, comment représenter correctement la répartition spatiale du courant dans le conducteur suivant la gamme de fréquence d'étude ?

- Une première solution consiste à calculer l'épaisseur de peau à la fréquence d'étude et d'évaluer le courant dans la couronne externe du conducteur. Il s'agit alors d'évaluer les paramètres résistance et self variant en fonction de la fréquence.
- Une seconde solution consiste à décomposer la section du conducteur en filaments couplés de résistance et de self constante (figure 25).

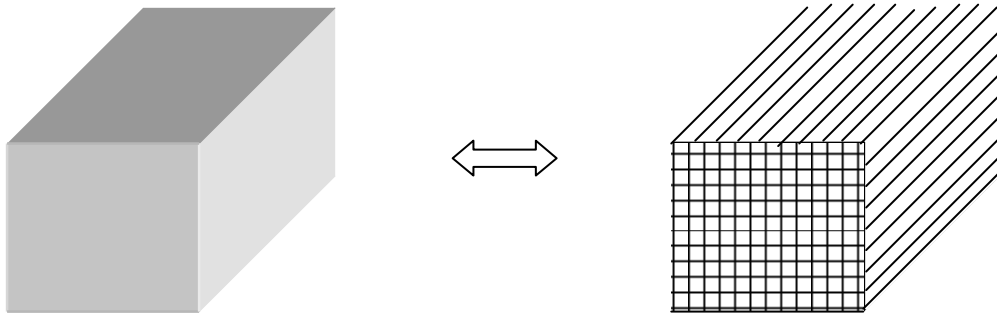


Figure 25 : Discretisation d'un conducteur dans son épaisseur

Les mutuelles inductances entre filaments vont traduire la répartition spatiale du courant.

Voyons maintenant les équations permettant la résolution du problème.

Considérons la relation :

$$\vec{E} = -\vec{\text{grad}}\phi - j\omega\vec{A}$$

où : \vec{A} est le potentiel vecteur donné par :

$$A(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{(v')} \frac{\vec{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'$$

et ϕ le potentiel scalaire :

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{(v')} \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'$$

Remarque : La fonction de Green du problème est celle de la statique, les termes en $e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$ sont négligés. Cela suppose la division de structures petites par rapport aux longueurs d'ondes.

En négligeant les courants de déplacement, le courant dans le conducteur est donné par la relation : $\vec{J} = \sigma \vec{E}$. D'où l'équation :

$$\frac{\vec{J}(\mathbf{r})}{\sigma} + \frac{j\omega\mu}{4\pi} \int_{(v')} \frac{\vec{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' = -\vec{\text{grad}}\phi(\mathbf{r})$$

A cette équation, il faut rajouter l'équation de conservation :

$$\text{div} \vec{J} = 0$$

Cette équation est résolue par une méthode de moments qui consiste à développer l'inconnue J sur des fonctions de base (*fonctions portes*) et à projeter sur des fonctions test par un produit scalaire de manière à obtenir un système linéaire portant sur les coefficients de développement sur la base choisie :

$$J(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N I_i \omega_i(\mathbf{r}) l_i$$

$$\omega_i(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{1}{a_i} & \text{Sur le filament numéro } i, a_i \text{ est la section du conducteur} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

l_i est la longueur du filament numéro i .

L'équation discrétisée est :

$$\left(\frac{l_i}{\sigma a_i} \right) I_i + j\omega \sum_{j=1}^N \left(\frac{\mu_0}{4\pi a_i a_j} \int_{v_i} \int_{v_j} \frac{l_i l_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dv' dv \right) I_j = -\frac{1}{a_i} \int_{a_i} (\phi_A - \phi_B) dA$$

ϕ_A et ϕ_B sont les potentiels aux extrémités de chaque conducteur.

En posant : $R_i = \frac{l_i}{\sigma a_i}$

$$L_{ij} = \frac{\mu}{4\pi a_i a_j} \int_{v_i} \int_{v_j} \frac{l_i l_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dv' dv$$

On obtient :

$$R_i I_i + j\omega \sum_j L_{ij} I_j = -\frac{1}{a_i} \int_{a_i} (\phi_A - \phi_B) dA$$

Cette équation traduit le fait que la chute du potentiel entre les extrémités du filament i est due à l'effet de sa résistance propre, de la self inductance propre et des mutuelles entre filaments.

En écrivant l'équation pour chaque filament i , on obtient un système du type :

$$Z I = V$$

L'inversion de la matrice Z donne les coefficients I_i . Cette résolution est effectuée dans le code par une méthode des multipôles.

III. MODELISATION DE LA PLAQUE CONDUCTRICE

3.1 Simulation de la plaque pleine

Nous avons considéré une plaque d'acier pleine (figure 26) ayant les mêmes les caractéristiques géométriques et électriques du panneau réel.

- Dimensions en 3D : 660 mm x 440 mm x 1 mm.
- Deux ports d'accès, situés à 55 mm du bord suivant la longueur et 220 mm suivant la largeur.
- Conductivité égale à $1,43 \cdot 10^6$ Siemens par mètre.

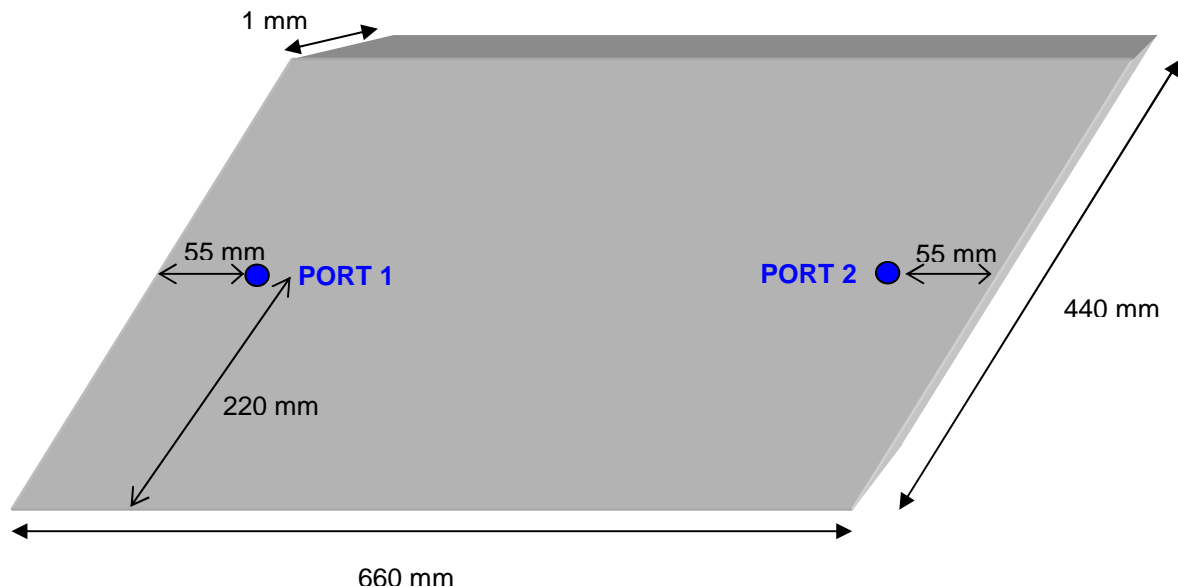


Figure 26 : Plaque conductrice pleine modélisée sous Fasthenry

Dans cette étude, nous allons déterminer l'impédance de la plaque d'acier pleine par le code magnétostatique Fasthenry, permettant l'analyse quasi statique des structures en trois dimensions compliquées.

Nous allons donc décrire notre plaque sous Fasthenry [41], en précisant les ports d'entrée et de sortie. C'est entre ces ports que seront effectués les relevés d'impédance, dans la bande de fréquence : 100Hz – 10 MHz.

On a considéré deux ports d'accès situés à 55 mm du bord de la plaque suivant x et au milieu suivant y. Aussi pour définir des ports d'accès internes à la plaque aux points décrits plus haut, il est nécessaire de découper la plaque en trois parties comme indiqué dans la figure 27.

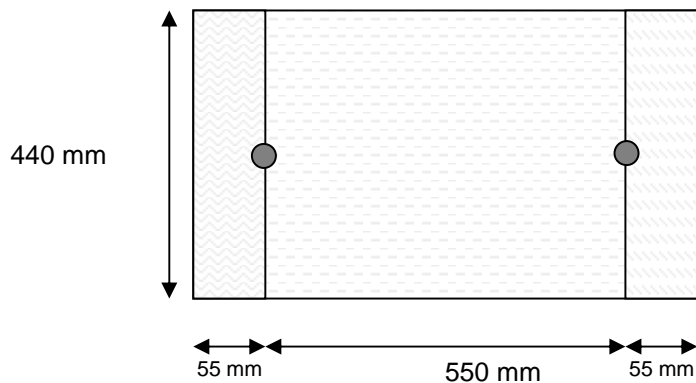


Figure 27 : Plaque modélisée avec le code magnétostatique

Le code de calcul Fasthenry calcule directement, en fonction de la fréquence, l'impédance entre points spécifiés. Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 28.

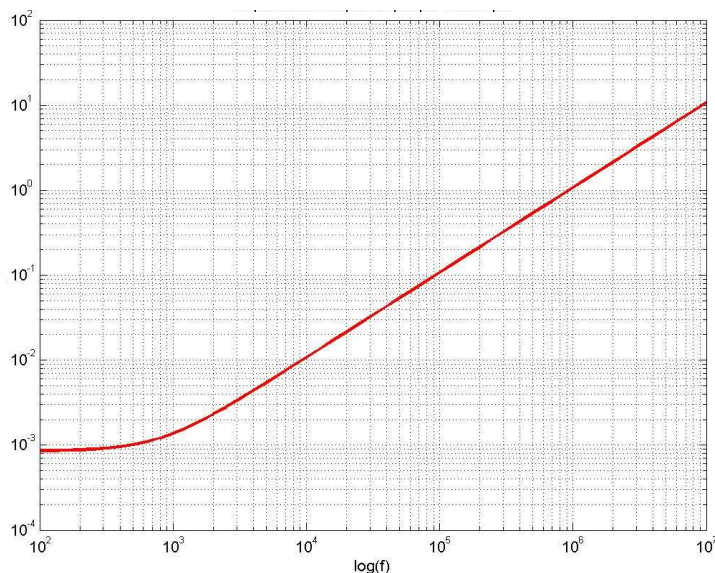


Figure 28 : Impédance de la plaque, résultat Fasthenry

Sur la courbe ci-dessus, on peut lire que pour une fréquence inférieure à 1 kHz, la plaque est purement résistive et présente une résistance de $900 \mu\Omega$. Au-delà de 1 kHz, la plaque est purement inductive (20 dB / décade), et la valeur de l'inductance est de 160 nH.

3.2 Mesures expérimentales

Pour valider nos résultats, des mesures d'impédance ont été réalisées dans la bande 100 Hz – 10 MHz, sur une plaque en laiton identique à celle représentée sur la figure 26. Ces mesures ont été effectuées au CNES. Le schéma de principe du montage est présenté sur la figure 29 et la figure 30.

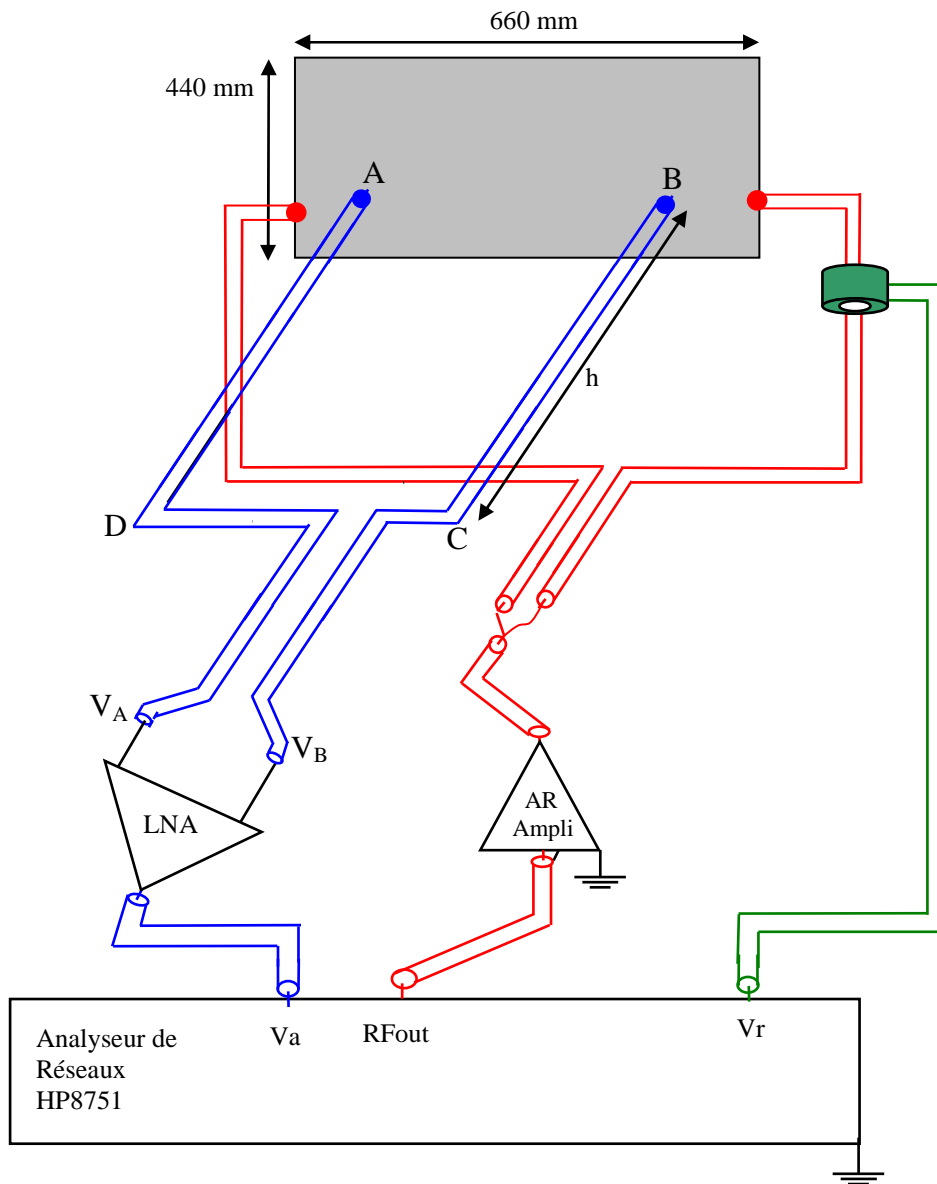


Figure 29 : Montage de mesure de l'impédance de la plaque

Le montage est constitué des matériaux suivants :

- Analyseur de réseaux HP8751.
- Amplificateur KronHite.
- Amplificateur faible bruit Stanford en mode différentiel ($V_a - V_b$).
- Sonde Pearson pour la mesure du courant d'injection.

Pour l'injection, on a utilisé la source RF de l'analyseur de réseaux afin de pouvoir obtenir plus facilement le rapport entre la tension et le courant. L'injection se fait entre les deux extrémités de la plaque.

Pour la mesure, on utilise l'amplificateur faible bruit qui possède deux entrées $100 \text{ M}\Omega$ et qui propose de faire la différence de ces voies. Les points de mesure sont distincts de ceux d'injection. La sortie 50Ω du LNA est reliée à la voie A de l'analyseur de réseaux. Les fils d'injections sont perpendiculaires à la plaque et aux fils de mesures afin de rendre le couplage le plus inefficace possible. Ces mesures ont été effectués dans une plage de mesure réduite : 1KHz-1MHz. Limite supérieure est fixée par le LNA et la limite inférieure par la dynamique de mesure (en dessous de 1 kHz, on ne mesure que du bruit).

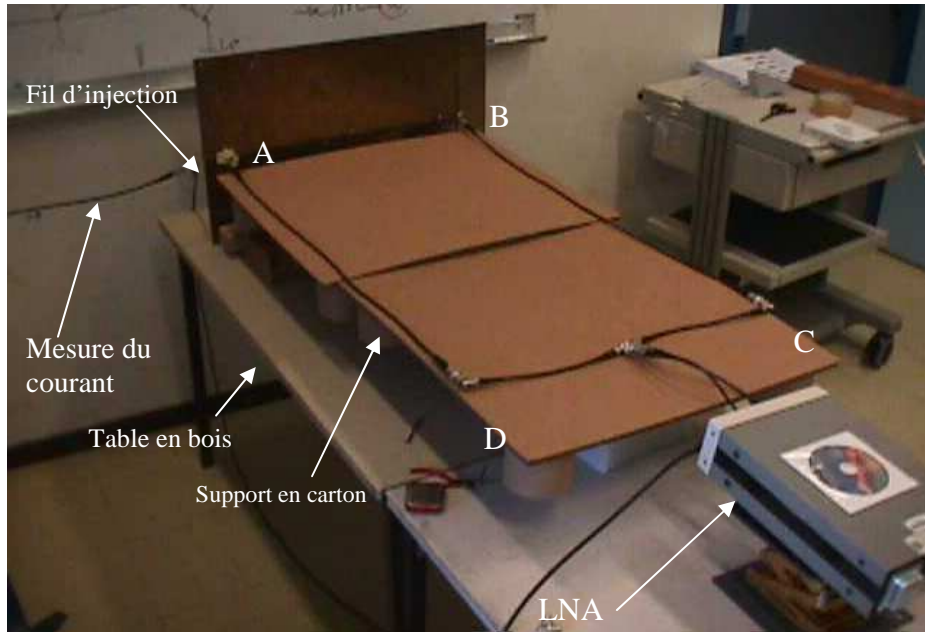


Figure 30 : Aperçu du dispositif de mesure de l'impédance de la plaque

L'inductance propre de la plaque est mesurée entre les points A (55, 220,0) et B (605, 220,0). Afin de s'assurer de la validité des mesures, plusieurs dimensions de la boucle de mesure ont été choisies. La figure 31 représente les variations de l'impédance de la plaque en fonction de la surface de la boucle de mesure ABCD.

Deux zones sont à considérer sur la figure 31 :

- Aux très basses fréquences : zone très bruitée, soulignant les difficultés techniques d'effectuer des mesures à des fréquences aussi basses;
- A partir de 1 KHz : zone linéaire, caractérisant le fait que la partie résistive de l'impédance est négligeable face à la partie inductive. En fonction de l'augmentation de la surface de la boucle ABCD, l'inductance de la plaque converge vers sa valeur absolue 160 nH.

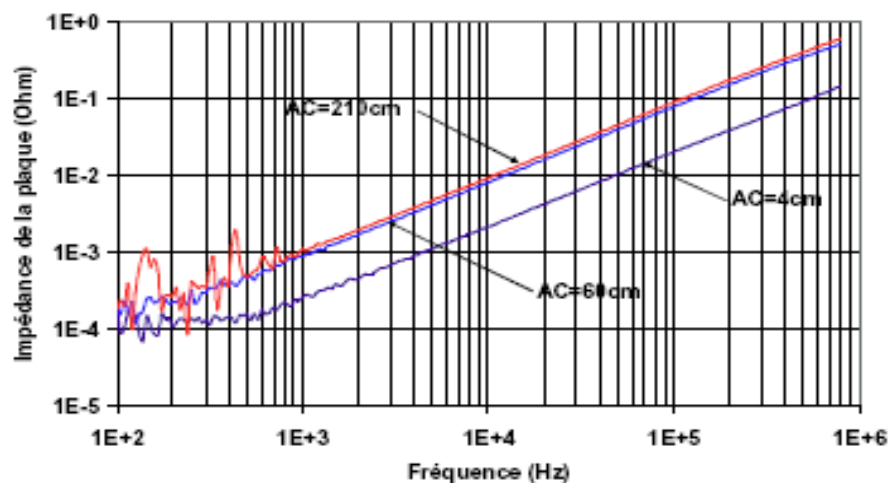


Figure 31 : Variation de l'impédance de la plaque en fonction de la surface de la boucle de mesure ACDB.

Dans la figure 32 on représente la variation de l'inductance de la plaque en fonction de la surface de la boucle de mesure ABCD.

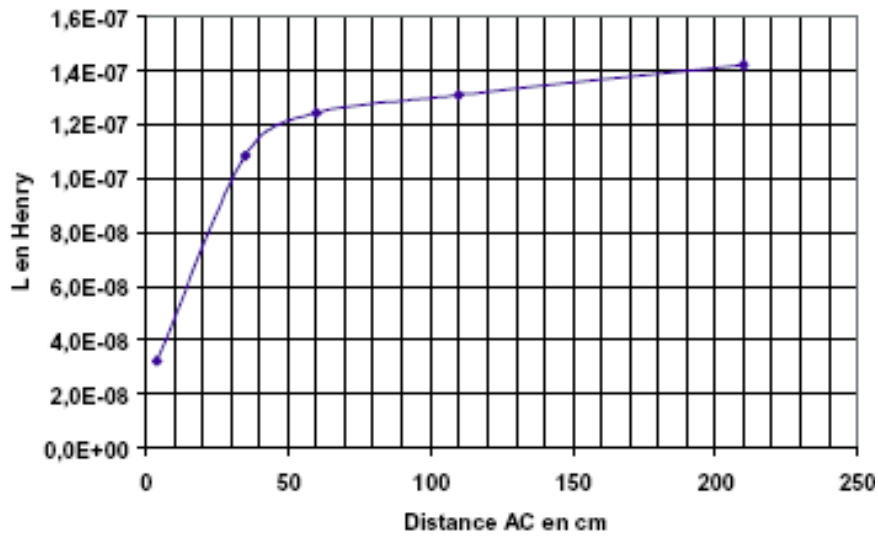


Figure 32 : Inductance de la plaque en fonction de la surface de la boucle de mesure ACDB.

En comparant les résultats théoriques (Figure 28) et les résultats expérimentaux (Figure 31), nous constatons que les résultats sont identiques. Cette première étape est donc validée, grâce à la correspondance des résultats expérimentaux et théoriques.

3.3 Simulation de la plaque maillée

Dans le but de définir un modèle électrique, une représentation sous forme d'un maillage semble plus appropriée qu'une description en pavés élémentaires. La présence des cellules solaires collées sur la plaque impose ce choix d'un modèle maillé de manière à pouvoir réaliser leur connexion sur ce dernier lors de la construction du modèle électrique et pour prendre en compte les courants circulant dans n'importe quelle direction. C'est pourquoi nous allons représenter la plaque par des barreaux conducteurs horizontaux et verticaux maillant la plaque (figure 33).

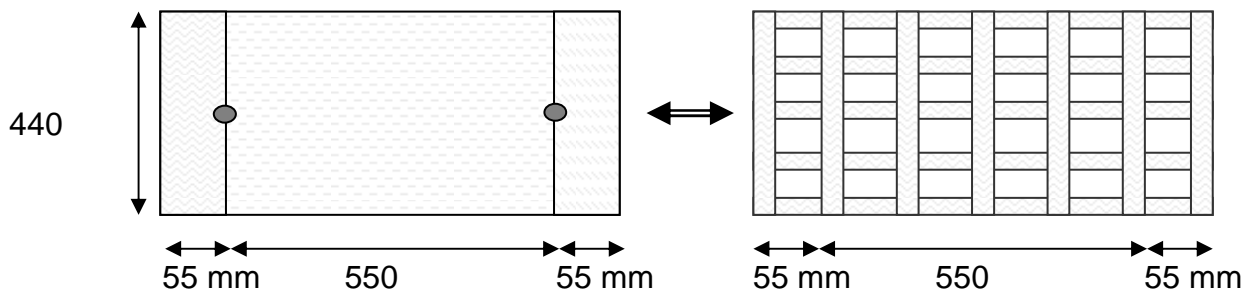


Figure 33 : Plaque pleine et plaque maillée équivalente

Cette discrétisation de la structure est effectuée à partir du code Fasthenry. Nous allons calculer à nouveau l'impédance de la plaque maillée et la comparer avec les résultats de la plaque pleine. Si les résultats sont en bon accord, cela veut dire que le choix de la section des barreaux est judicieux, sinon, il faut procéder à une étude paramétrique sur les paramètres modifiables les plus pertinents :

nombre de conducteurs horizontaux et verticaux, largeur de ces conducteurs, et leur épaisseur. Après plusieurs essais, nous aboutissons au modèle quadrillé suivant (figure 34):

- épaisseur des barreaux : 2,2 mm
- largeur des conducteurs : 35 mm
- distance entre deux conducteurs : 20 mm (*distance bord à bord*)
- Nombre de cellules suivant la longueur : 12
- Nombre de cellules suivant la largeur : 8
- pas entre deux nœuds consécutifs : $\Delta x = \Delta y = 55$ mm ($12 \times 55 = 660$ mm et $8 \times 55 = 440$ mm)

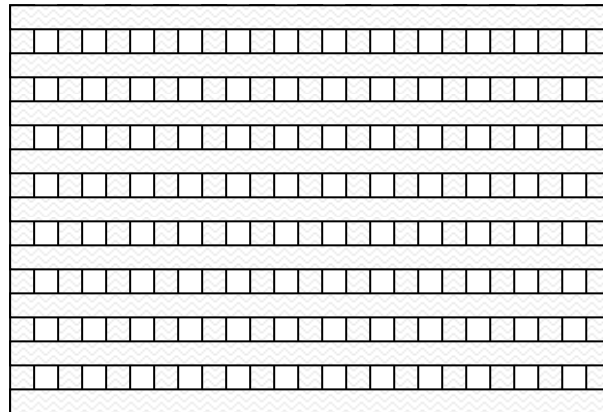


Figure 34 : Représentation quadrillée de la plaque conductrice

Les résultats de calcul de l'impédance de la plaque quadrillée sont comparés à ceux obtenus avec la plaque pleine, on observe un excellent accord (figure 35).

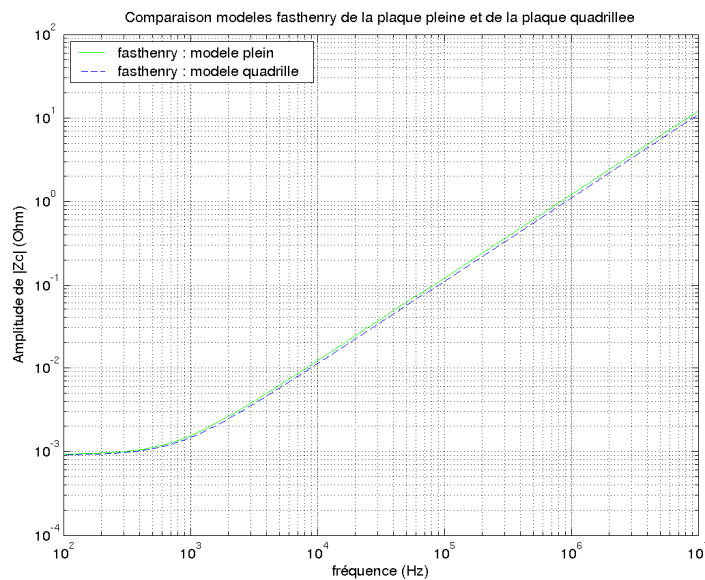


Figure 35 : Validation du modèle de la plaque quadrillée par le modèle de la plaque pleine

3.4 Modèle électrique équivalent de la plaque

Le code magnéto-statique Fasthenry a permis une représentation de la plaque sous forme d'un grillage de barreaux. Or la description de la plaque doit être faite sous forme d'un circuit équivalent pour permettre le calcul des courants circulant sur les différentes branches. Pour cela, il est nécessaire de rechercher les formules existantes concernant la représentation en circuits électriques de structures telles que les barreaux métalliques qui composent à présent notre plaque. Le principe de résolution repose sur la méthode PEEC (*Partial Element Equivalent Circuit*). Chaque barreau conducteur est représenté par sa résistance propre et sa self inductance propre (R, L). De plus, une mutuelle M sera considérée entre deux barreaux parallèles. Le couplage entre deux barreaux perpendiculaires sera considéré comme étant nul (*ceci est classiquement considéré dans les codes de magnéto-statique*).

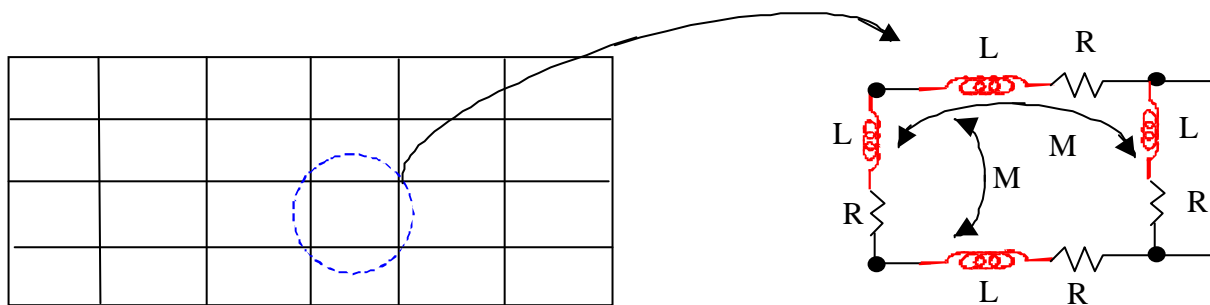


Figure 36 : Modèle électrique équivalent d'une cellule élémentaire de la plaque

La valeur de la résistance propre R (Ω) du barreau (figure 37) est calculée par la formule :

$$R = \frac{l}{\sigma S}$$

où σ est la conductivité (S/m), l la longueur du conducteur (m), $S = W \times T$ sa section (m^2).

Les paramètres (L, M) seront calculés par des formules trouvées dans la littérature [42, 43, 45, 46] et qui sont basées sur la méthode PEEC. Nous allons ici présenter quelques unes des formules classiques les plus utilisées, dans un premier temps dans le cas d'inductances propres, puis dans le cas d'inductances mutuelles.

3.4.1 Formules d'extraction de l'inductance propre d'un conducteur

Nous présentons brièvement les quatre formules d'extraction d'inductances les plus utilisées. Les formules employées sont complexes, mais faciles à programmer. Toutes ces formules ont été programmées et comparées entre elles, on obtient des résultats voisins les uns des autres.

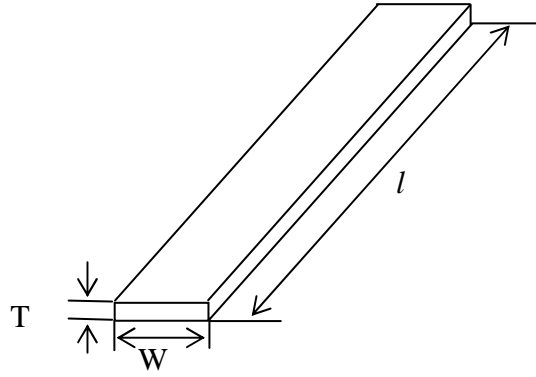


Figure 37 : Conducteur seul

3.4.1.1 Formule de Ruehli

Etant donné un conducteur de largeur W , de longueur L et de hauteur T (figure 37), Ruehli donne la formule d'inductance suivante [45] :

$$\begin{aligned} \frac{L_{ii}}{l_i} = & \frac{2\mu}{\pi} \left\{ \frac{\omega^2}{24u} \left[\ln\left(\frac{1+A_2}{\omega}\right) - A_5 \right] + \frac{1}{24u\omega} [\ln(\omega+A_2) - A_6] + \frac{\omega^2}{60u} (A_4 - A_3) + \frac{\omega^2}{24} \left[\ln\left(\frac{u+A_3}{\omega}\right) - A_7 \right] + \frac{\omega^2}{60u} (\omega - A_2) \right. \\ & + \frac{1}{20u} (A_2 - A_4) + \frac{u}{4} A_5 - \frac{u^2}{6\omega} \tan^{-1}\left(\frac{\omega}{uA_4}\right) + \frac{u}{4\omega} A_6 - \frac{\omega}{6} \tan^{-1}\left(\frac{u}{\omega A_4}\right) + \frac{A_7}{4} - \frac{1}{6\omega} \tan^{-1}\left(\frac{u\omega}{A_4}\right) \\ & + \frac{1}{24\omega^2} [\ln(u+A_1) - A_7] + \frac{u}{20\omega^2} (A_1 - A_4) + \frac{1}{60\omega^2 u} (1 - A_2) + \frac{1}{60u\omega^2} (A_4 - A_1) + \frac{u}{20} (A_3 - A_4) + \frac{u^3}{24\omega^2} \left[\ln\left(\frac{1+A_1}{u}\right) - A_5 \right] \\ & \left. + \frac{u^3}{24\omega} \left[\ln\left(\frac{\omega+A_3}{u}\right) - A_6 \right] + \frac{u^3}{60\omega^2} [(A_4 - A_1) + (u - A_3)] \right\} \end{aligned}$$

Où :

$$\begin{aligned} u &\equiv \frac{l}{W} & \omega &\equiv \frac{T}{W} & A1 &\equiv \sqrt{1+u^2} & A2 &\equiv \sqrt{1+\omega^2} & A3 &\equiv \sqrt{\omega^2+u^2} \\ A4 &\equiv \sqrt{1+\omega^2+u^2} & A5 &\equiv \ln\left(\frac{1+A4}{A3}\right) & A6 &\equiv \ln\left(\frac{\omega+A4}{A1}\right) & A7 &\equiv \ln\left(\frac{u+A4}{A2}\right) \end{aligned}$$

3.4.1.2 Formule de Grover

Grover [43] simplifie grandement la formule d'inductance propre par la méthode géométrique de distance moyenne (Geometric Mean Distance Method). Les longueurs sont exprimées en cm et l'inductance en $\mu\text{H}/\text{cm}$.

$$\frac{L_{ii}}{l_i} = 0.002 \cdot \left[\ln\left(\frac{2l}{W+T}\right) + \frac{1}{2} - \log_e(e) \right]$$

Le dernier terme de cette formule, $\log_e(e)$, est obtenu depuis le tableau ci-dessous, contenant les valeurs de T/W ou W/T . On peut remarquer que ce dernier terme est relativement petit. Il est à noter que cette formule donne des résultats négatifs quand la longueur du conducteur est très petite, et dans ce cas il faut utiliser la version modifiée de la formule de Grover, donnée ci-dessous :

$$\frac{L_{ii}}{l_i} = 0.002 \cdot \left[\ln\left(\frac{2l}{W+T}\right) + \frac{1}{2} - 0.2235x \left(\frac{W+T}{l}\right) \right]$$

T / W ou W / T	log _e (e)	T / W ou W / T	log _e (e)
0	0	0.50	0.00211
0.025	0.00089	0.55	0.00203
0.05	0.00146	0.60	0.00197
0.10	0.00210	0.65	0.00192
0.15	0.00239	0.70	0.00187
0.20	0.00249	0.75	0.00184
0.25	0.00249	0.80	0.00181
0.30	0.00244	0.85	0.00179
0.35	0.00236	0.90	0.00178
0.40	0.00228	0.95	0.00177
0.45	0.00219	1.00	0.00177

3.4.1.3 Formule de Fasthenry

Dans le code statique de Fasthenry [42], c'est la formule suivante qui est utilisée :

$$\begin{aligned}
\frac{L_{ii}}{\ell_i} = & \frac{2\mu}{\pi} \left[\frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{w} \sinh^{-1} \left(\frac{w}{at} \right) + \frac{1}{t} \sinh^{-1} \left(\frac{t}{aw} \right) + \sinh^{-1} \left(\frac{1}{r} \right) \right\} \right. \\
& + \frac{1}{24} \left\{ \frac{t^2}{w} \sinh^{-1} \left(\frac{w}{txatx(r+ar)} \right) + \frac{w^2}{t} \sinh^{-1} \left(\frac{t}{wxawx(r+ar)} \right) \right. \\
& + \frac{t^2}{w^2} \sinh^{-1} \left(\frac{w^2}{txrx(at+ar)} \right) + \frac{w^2}{t^2} \sinh^{-1} \left(\frac{t^2}{wxrx(aw+ar)} \right) \\
& \left. + \frac{1}{wx t^2} \sinh^{-1} \left(\frac{wx t^2}{atx(aw+ar)} \right) + \frac{1}{tx w^2} \sinh^{-1} \left(\frac{tx w^2}{awx(at+ar)} \right) \right\} \\
& - \left\{ \frac{1}{6} \frac{1}{wx t} \tan^{-1} \left(\frac{wx t}{ar} \right) + \frac{t}{w} \tan^{-1} \left(\frac{w}{tx ar} \right) + \frac{w}{t} \tan^{-1} \left(\frac{t}{wx ar} \right) \right\} \\
& - \frac{1}{60} \left\{ \frac{(ar+r+t+at)xt^2}{(ar+r)(r+t)(t+at)(at+ar)} \right. \\
& + \frac{(ar+r+w+aw)xw^2}{(ar+r)(r+w)(w+aw)(aw+ar)} \\
& \left. + \frac{(ar+aw+1+at)}{(ar+aw)(aw+1)(1+at)(at+ar)} \right\} \\
& - \frac{1}{20} \left\{ \frac{1}{r+ar} + \frac{1}{aw+ar} + \frac{1}{at+ar} \right\} \left. \right]
\end{aligned}$$

Où :

$$w \equiv \frac{W}{\ell} \quad t \equiv \frac{T}{\ell} \quad r \equiv \sqrt{w^2 + t^2}$$

$$aw \equiv \sqrt{w^2 + 1} \quad at \equiv \sqrt{t^2 + 1} \quad ar \equiv \sqrt{w^2 + t^2 + 1}$$

3.4.1.4 Formule de Hoer

Hoer [46] a réussi à obtenir une formule d'inductance propre en se basant sur le fait qu'un conducteur consiste en de multiples filaments et que l'inductance propre peut être obtenue à partir de la mutuelle inductance par intégration propre de son volume. Ainsi, cette formule est identique à celle de la mutuelle inductance en considérant ici deux conducteurs identiques et pour lesquels $D_x = D_y = D_z = 0$. Cette formule est exacte lorsque le flux de courant à travers le conducteur entier est uniforme.

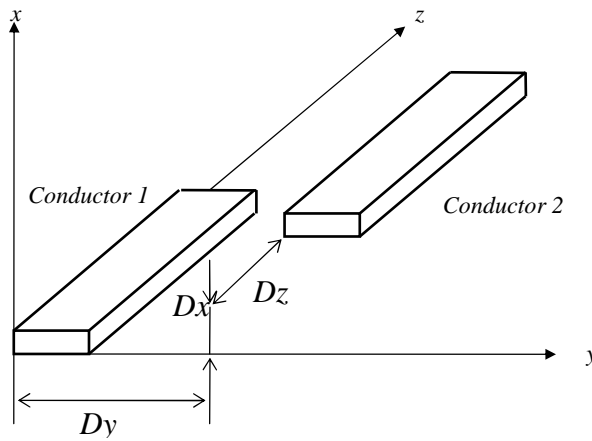


Figure 38 : Géométrie du conducteur

$$\begin{aligned}
 L_{ii} = & \frac{0.008}{W^2 T^2} \left[\left[\left[\left(\frac{y^2 z^2}{4} - \frac{y^4}{24} - \frac{z^4}{24} \right) \cdot x \cdot \ln \left(\frac{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\sqrt{y^2 + z^2}} \right) \right. \right. \right. \\
 & + \left(\frac{z^2 x^2}{4} - \frac{x^4}{24} - \frac{z^4}{24} \right) \cdot y \cdot \ln \left(\frac{y + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\sqrt{z^2 + x^2}} \right) + \left(\frac{x^2 y^2}{4} - \frac{x^4}{24} - \frac{y^4}{24} \right) \cdot z \cdot \ln \left(\frac{z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right) \\
 & + \frac{1}{60} (x^4 + y^4 + z^4 - 3x^2 y^2 - 3y^2 z^2 - 3z^2 x^2) \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - \frac{x \cdot y^3 \cdot z}{6} a \tan \left(\frac{x \cdot z}{y \cdot \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \\
 & \left. \left. \left. - \frac{x \cdot y \cdot z^3}{6} a \tan \left(\frac{x \cdot y}{z \cdot \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) - \frac{x^3 \cdot y \cdot z}{6} a \tan \left(\frac{y \cdot z}{x \cdot \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \right]_0^w \right]_0^T \right]_0^l (z)
 \end{aligned}$$

Où :

$$\left[\left[f(x, y, z) \right]_{q_2^1(x)}^{q_1^1(x)} \right]_{r_2^1(y)}^{r_1^1(y)} \Big]_{s_2^1(z)}^{s_1^1(z)} \equiv \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 (-1)^{i+j+k+1} \cdot f(q_{ii}, r_j, s_k)$$

A noter que cette formule effectue la somme de huit termes puisqu'elle nécessite trois niveaux de sommation. La complexité de cette formule est bien supérieure aux autres.

3.4.1.5 Résultats numériques

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats d'évaluation pour toutes les formules mentionnées ci-dessus. Les résultats numériques de l'inductance propre d'un conducteur de largeur $W = 0.25 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $T = 0.1 \mu\text{m}$ sont montrés dans les figures 39 (a), (b), et (c).

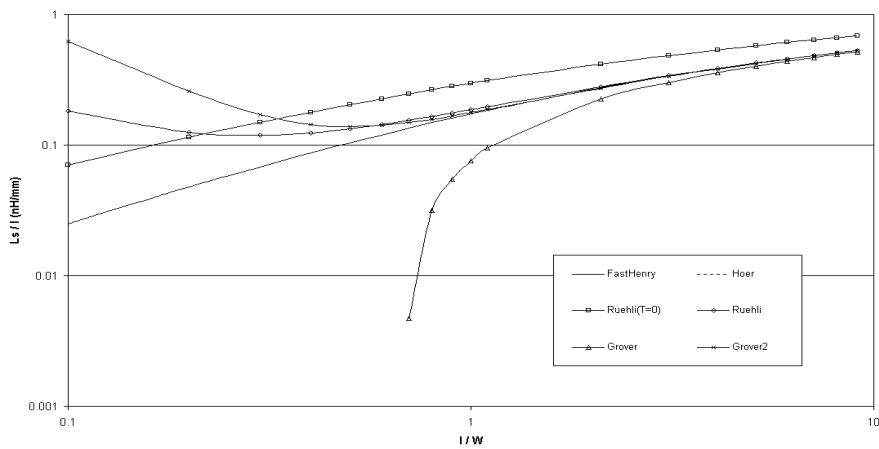


Figure 39 (a) : Inductance propre du conducteur en fonction de longueur normalisée 0.1-10

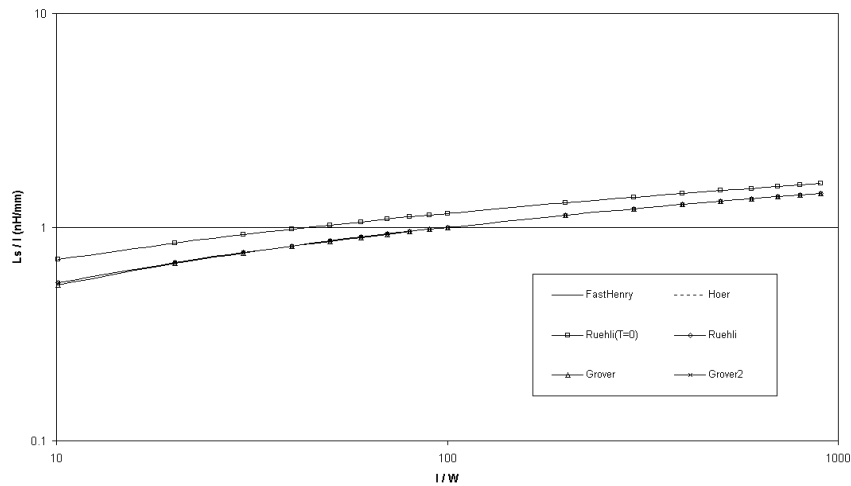


Figure 39 (b) : Inductance propre du conducteur en fonction de longueur normalisée 10-1000

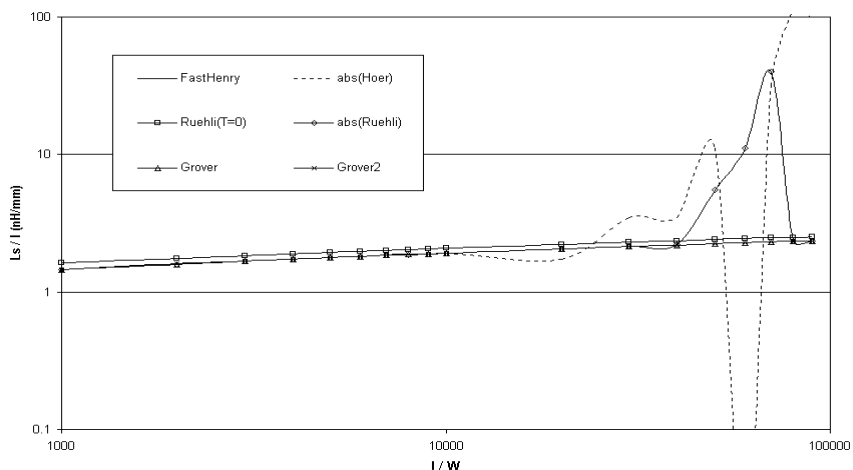


Figure 39 (c) : Inductance propre du conducteur en fonction de longueur normalisée 1000-100000

La figure 39 (a) montre l'inductance propre du conducteur en fonction de ses longueur normalisées (l/W) 0.1-10. Nous observons que lorsque la longueur normalisée est courte (<10), beaucoup de formules présentent soit un comportement irrégulier ou des erreurs énormes. Par exemple, la valeur de l'inductance calculée par la formule de Grover2 (sans le tableau) augmente pendant que la longueur diminue et la valeur de la première formule de Grover diminue trop. Nous observons aussi que les formules de Hoer et Fasthenry sont les plus fiables quand la longueur normalisée est courte.

La figure 39 (b) montre que lorsque les longueurs normalisées sont entre 10-1000, toutes les formules présente un bon comportement et toutes les valeurs sont presque identiques.

La figure 39 (c) montre bien que la formule de Hoer soit précise pour la longueur normalisée courte, elle a des grandes oscillations quand la longueur normalisée est plus grande que 10000. Le même comportement s'est également produit pour la formule de Ruehli.

En résumé, nous pouvons conclure que seule la formule de Fasthenry est valide et numériquement stable pour toute la gamme d'applications et toutes les autres formules ont leur gamme applicables.

3.4.2 Formules d'extraction des mutuelles inductances

Dans cette partie, nous présentons brièvement les trois formules d'extraction de mutuelles inductances les plus utilisées. Etant donné que Fasthenry utilise la formule de Grover, nous ne présenterons que cette dernière.

3.4.2.1 Formule de Ruehli

Considérons le cas de deux conducteurs parallèles, représentés sur la figure 38 et de longueurs respectives l_i et l_j . Il est admis que les courants sont dirigés dans la même direction (suivant la longueur). Ruehli obtient la formule suivante :

$$\frac{L_{ij}}{li} = \frac{\mu}{4\pi} \sum_{m=1}^4 \left\{ (-1)^{m+1} gm \cdot \ln \left(gm + \sqrt{gm^2 + r^2} \right) - \sqrt{gm^2 + r^2} \right\}$$

Où :

$$v \equiv \frac{l_j}{li} \quad p \equiv \frac{Dz}{li} \quad r \equiv \frac{\sqrt{Dx^2 + Dy^2}}{li}$$

$$g1 = 1 + p \quad g2 = 1 + p - v \quad g3 = p - v \quad g4 = p$$

3.4.2.2 Formule de Grover

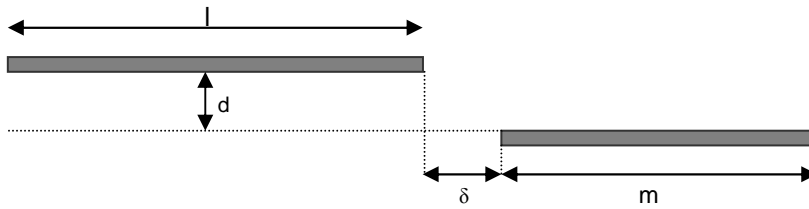


Figure 40 : Position des deux conducteurs

Etant donné deux conducteurs de longueurs respectives l et m et disposés comme représenté sur la figure 40, Grover donne la formule de mutuelle inductance simplifiée suivante [43]. (Toutes les longueurs sont exprimées en cm) :

$$L_{ij} = 0.001 \cdot \left[\alpha \cdot a \sinh\left(\frac{\alpha}{d}\right) - \beta \cdot a \sinh\left(\frac{\beta}{d}\right) - \gamma \cdot a \sinh\left(\frac{\gamma}{d}\right) + \delta \cdot a \sinh\left(\frac{\delta}{d}\right) \right. \\ \left. - \sqrt{\alpha^2 + d^2} + \sqrt{\beta^2 + d^2} + \sqrt{\gamma^2 + d^2} - \sqrt{\delta^2 + d^2} \right]$$

Où :

$$a \sinh(x) = \ln(x + \sqrt{x^2 + 1})$$

$$\alpha = l + m + \delta$$

$$\beta = l + \delta$$

$$\gamma = m + \delta$$

Il est à noter que dans le cas de deux conducteurs superposés δ est négatif.

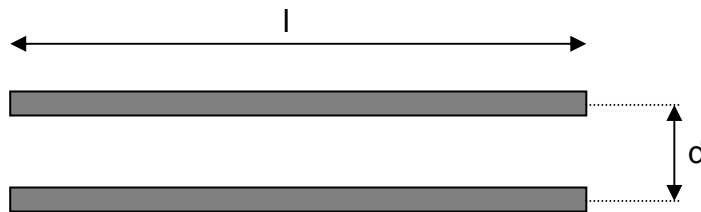


Figure 41 : Deux conducteurs parallèles et de même longueur

La formule ci-dessus peut également être obtenue à partir du cas plus particulier de conducteurs parallèles et de même longueur, en appliquant la loi de sommation des mutuelles inductances. Dans ce cas, la mutuelles inductance totale est obtenue en effectuant la somme et la soustraction des mutuelles inductances de quatre conducteurs parallèles et de même longueur.

$$M = 0.5 \{ (M_{l+m+\delta} + M_{|\delta|}) - (M_{l+\delta} + M_{m+\delta}) \}$$

avec M_l la mutuelle inductance de deux conducteurs parallèles de même longueur, et disposés comme le montre la figure 41.

Dans ce cas, la mutuelle inductance peut être calculée par la formule :

$$\frac{M_{.l}}{l} = 0.002 \left[\ln \left(\frac{l}{d} + \sqrt{1 + \frac{l^2}{d^2}} \right) - \sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2} + \frac{d}{l}} \right]$$

Une autre chose intéressante à noter est que, même si cette dernière formule paraît très différente de celle de Ruehli, mathématiquement elles sont identiques.

3.4.2.3 Formule de Hoer

La différence entre les formules de Grover / Ruehli et celle de Hoer est le nombre de filaments utilisés. Alors que les formules de Grover / Ruehli ne considèrent qu'un seul filament par conducteur, la formule de Hoer considère de multiples filaments pour chaque conducteur. Par conséquent, la formule de Hoer est plus précise et beaucoup plus compliquée que celle de Grover / Ruehli.

La mutuelle inductance existant entre deux conducteurs de longueur l_1 et l_2 , de largeur W_1 et W_2 , et de hauteur T_1 et T_2 est donnée ci-dessous [46] :

$$\begin{aligned} L_{ii} = & \frac{0.001}{W_1.W_2.T_1.T_2} \cdot \left[\left[\left(\frac{y^2 z^2}{4} - \frac{y^4}{24} - \frac{z^4}{24} \right) \cdot x \cdot \ln \left(\frac{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\sqrt{y^2 + z^2}} \right) \right. \right. \\ & + \left(\frac{z^2 x^2}{4} - \frac{x^4}{24} - \frac{z^4}{24} \right) \cdot y \cdot \ln \left(\frac{y + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\sqrt{z^2 + x^2}} \right) + \left(\frac{x^2 y^2}{4} - \frac{x^4}{24} - \frac{y^4}{24} \right) \cdot z \cdot \ln \left(\frac{z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right) \\ & + \frac{1}{60} (x^4 + y^4 + z^4 - 3.x^2 y^2 - 3.y^2 z^2 - 3.z^2 x^2) \cdot \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - \frac{x.y^3.z}{6} a \tan \left(\frac{x.z}{y.\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \\ & \left. \left. - \frac{x.y.z^3}{6} a \tan \left(\frac{x.y}{z.\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) - \frac{x^3.y.z}{6} a \tan \left(\frac{y.z}{x.\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \right]_{Dy+W_2-W_1}^{Dy-W_1, Dy+W_2} \left[\begin{matrix} Dx-T_1, Dx+T_2 \\ Dx+T_2-T_1, Dx \end{matrix} \right]_{Dz+l_2-l_1, Dz}^{Dz-l_1, Dz+l_2} (x) \left[\begin{matrix} \\ \\ \end{matrix} \right] (y) \left[\begin{matrix} \\ \\ \end{matrix} \right] (z) \end{aligned}$$

Où :

$$\left[\left[f(x, y, z) \right]_{q_2, q_4}^{q_1, q_3} (x) \right]_{r_2, r_4}^{r_1, r_3} (y) \left]_{s_2, s_4}^{s_1, s_3} (z) \equiv \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^4 (-1)^{i+j+k+1} \cdot f(q_{ii}, r_j, s_k)$$

A noter que cette formule nécessite de sommer 64 termes puisque elle réalise trois niveaux de sommation.

3.4.2.4 Résultats numériques

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats numériques obtenus par les trois formules des mutuelles inductances. Nous considérons deux conducteurs parallèles de même longueur, d'épaisseur $0.1 \mu\text{m}$ et de largeur $0.25 \mu\text{m}$.

La relation entre la distance et la mutuelle inductance entre les deux conducteurs est présentée dans la figure 42. La relation entre la longueur et la mutuelle inductance entre les deux conducteurs est présentée dans la figure 43.

Différemment aux formules d'inductance propres, toutes les formules des mutuelles inductances sont identiques. L'erreur maximum est a moins de 0.1%. Nous concluons que toutes les formules des mutuelles inductances sont fiables.

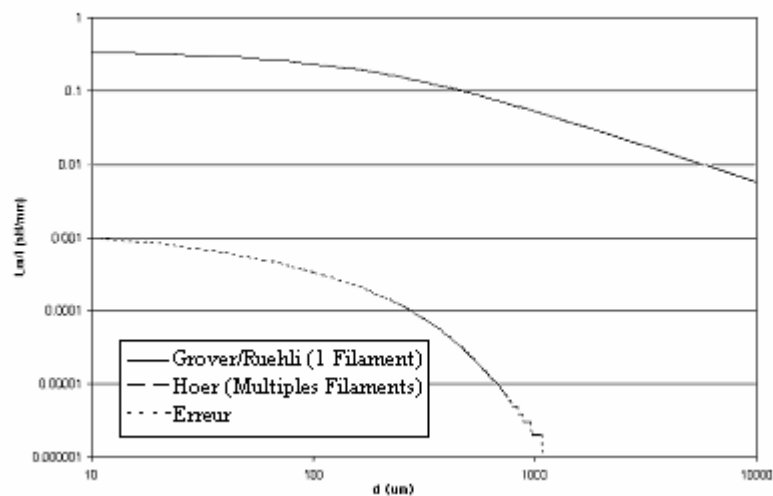


Figure 42 : Mutuelle inductance en fonction de la distance entre les deux conducteurs

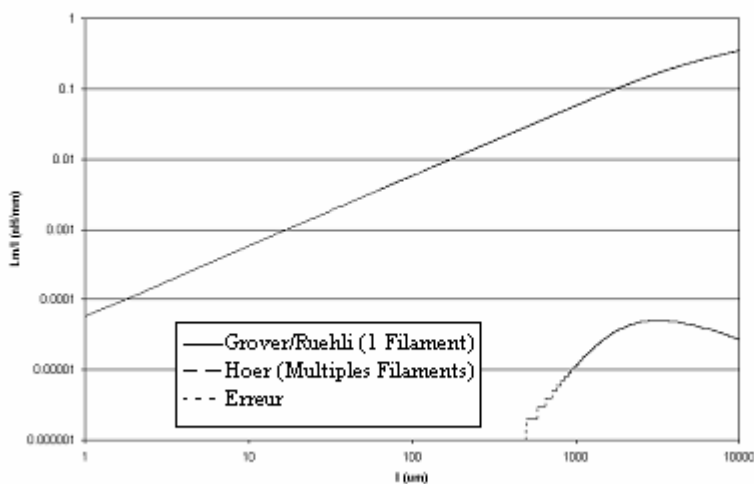


Figure 43 : Mutuelle inductance en fonction de la longueur de conducteur

3.5 Validation du modèle électrique de la plaque avec SPICE

Pour valider le modèle électrique de la plaque, nous allons représenter le schéma électrique sous SPICE et comparer les résultats obtenus avec Fasthenry et SPICE. Mais dans un premier temps nous allons effectuer une série de simulation en commençant par l'étude des cas simples.

3.5.1 Cas d'un barreau conducteur

a) Simulation 1

Nous considérons un barreau de longueur 31.5 mm, de conductivité $1,38 \cdot 10^6$ S/m, de hauteur 2.2 mm et de largeur 15 mm. Sous Fasthenry nous définissons un conducteur répondant aux exigences définies ci-dessus, en plaçant un accès à chacune des extrémités du barreau (figure 44). Fasthenry connecte un générateur de tension entre les deux accès définis, et relève l'impédance entre les deux barreaux pour une fréquence allant de 100 Hz à 10 MHz.

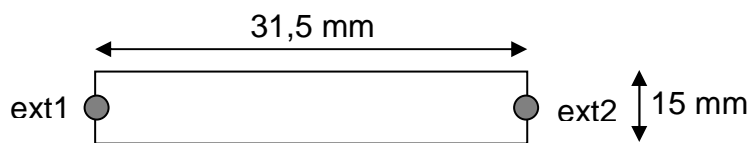


Figure 44 : Barreau simulé sous Fasthenry

Sous Spice, nous définissons une résistance et une inductance en série, comme représenté sur la figure 45, et ayant pour valeur celles fournies par les formules trouvées dans la littérature pour une géométrie correspondant à celle du barreau de la figure 44.

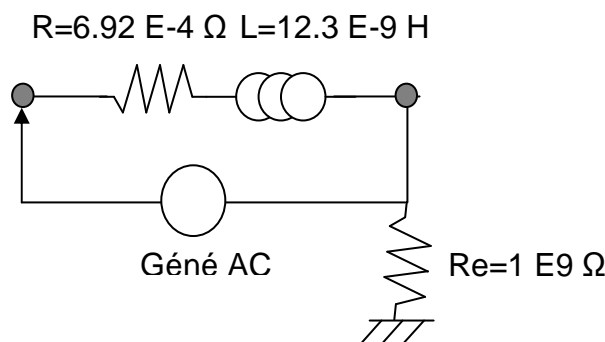


Figure 45 : Simulation sous Spice

Les résultats de cette simulation figurent sur la figure 46. On peut constater que les résultats fournis par les deux méthodes sont identiques sur toute la plage de fréquences.

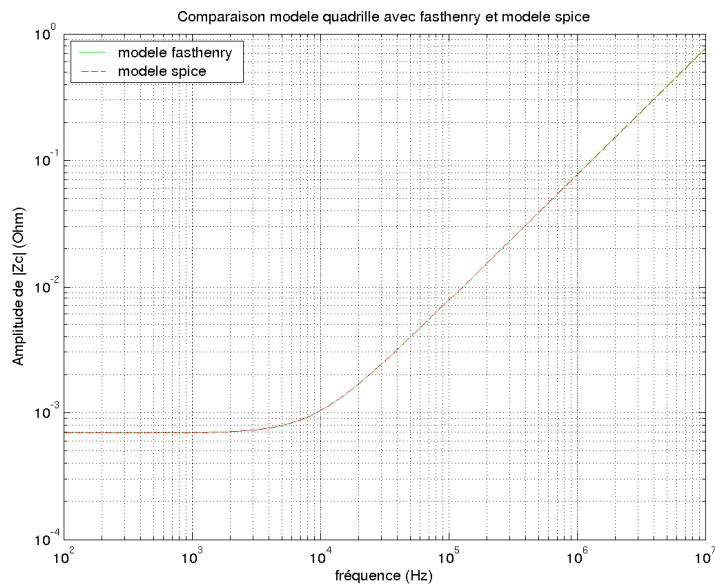


Figure 46 : Comparaison Fasthenry / Spice - Simulation 1

b) Simulation 2

Nous simulons cette fois un barreau deux fois plus long que celui de la simulation 1 (figure 47), en adoptant comme schéma équivalent sous Spice deux couples résistance – inductance (figure 48).

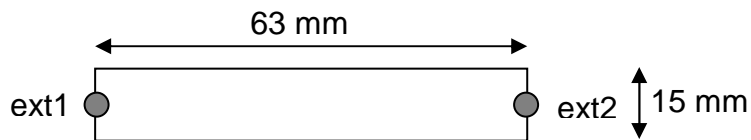


Figure 47 : Barreau simulé sous Fasthenry

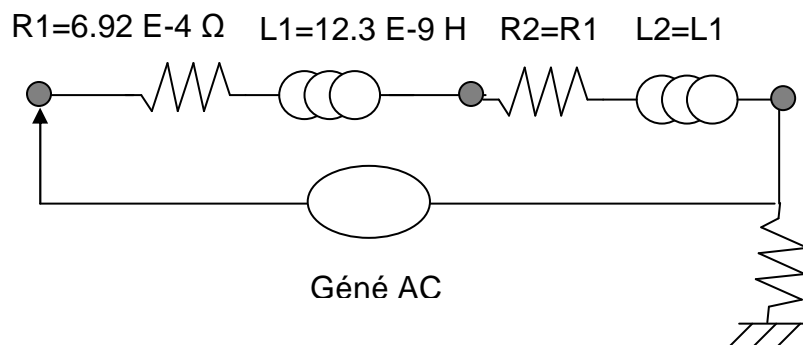


Figure 48 : Simulation sous Spice

Les résultats de cette simulation figurent sur la figure 49.

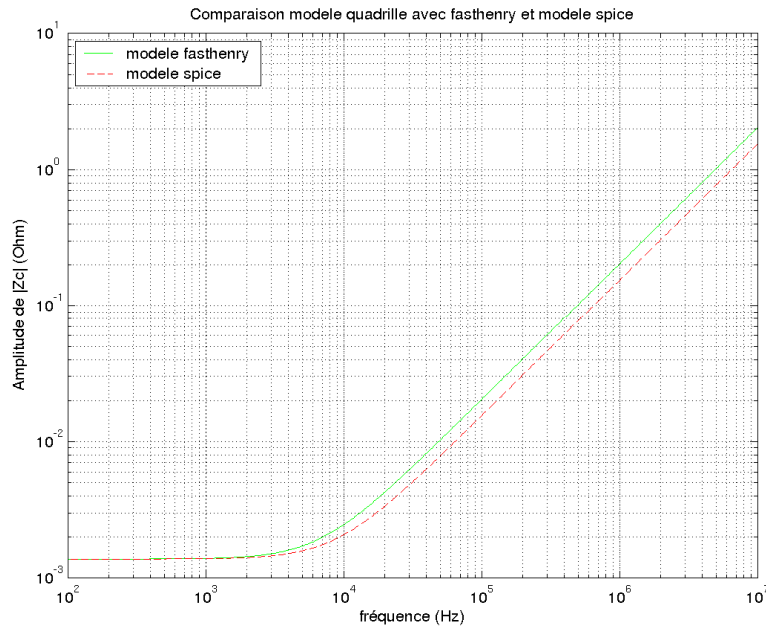


Figure 49 : Comparaison Fasthenry / Spice - Simulation 2

Nous pouvons constater une impédance $|Z_c|$ différent dès 2 KHz. Il apparaît donc que pour des barreaux d'une certaine longueur, le modèle Spice ne correspond plus à celui de Fasthenry. Ce qui signifie que le modèle électrique équivalent que nous utilisons sous Spice est incomplet.

c) Simulation 3

Nous avons constaté dans la simulation précédente que notre modèle électrique équivalent est incomplet. C'est pourquoi nous essayons ici de rapprocher les résultats obtenus avec Fasthenry et Spice en ajoutant au schéma électrique une inductance mutuelle coaxiale entre les deux brins de conducteurs (figure 50).

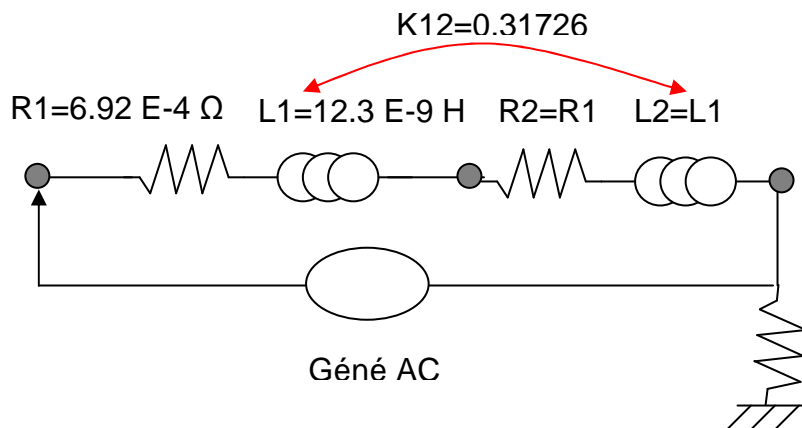


Figure 50 : Simulation sous Spice

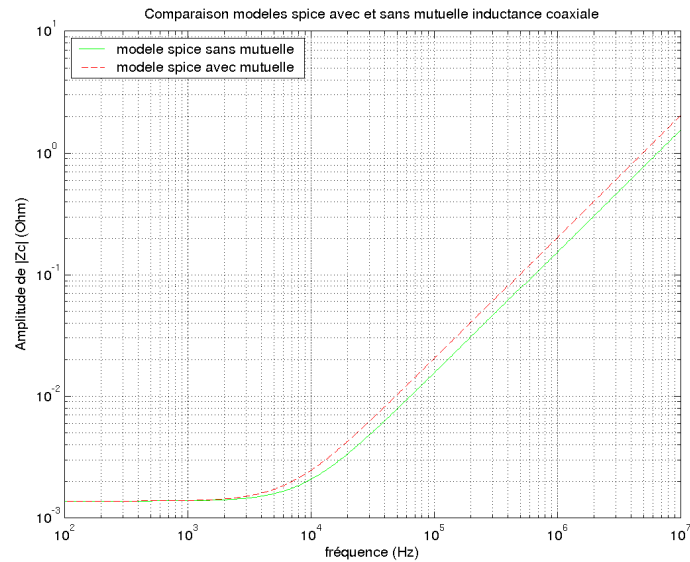


Figure 51 : Comparaison Spice - simulation 2 / simulation 3

La représentation de la figure 51 établit une comparaison du résultat Spice de la simulation 2, c'est à dire sans tenir compte de la mutuelle inductance coaxiale entre les deux inductances du barreau, avec la simulation 3 qui elle, en tient compte. Nous pouvons constater que le fait d'ajouter cette mutuelle inductance a pour conséquence d'augmenter l'impédance Z_c du barreau.

Comparons à présent le résultat de cette simulation 3 sous Spice à ce que l'on cherche à obtenir (résultat Fasthenry de la simulation 2). Ceci est représenté sur la figure 52. Nous pouvons constater que dans ce cas, les deux modèles coïncident.

Ainsi, nous pouvons en déduire que pour modéliser correctement des barreaux assez longs, il est nécessaire de décomposer ce barreau en plus petits éléments sous fasthenry, ce qui fournit un résultat identique, et de simuler sous Spice un ensemble de résistances et d'inductances, en tenant compte également des mutuelles inductances coaxiales existant entre ces barreaux. Dans ce cas, le schéma électrique équivalent sous Spice paraît complet.

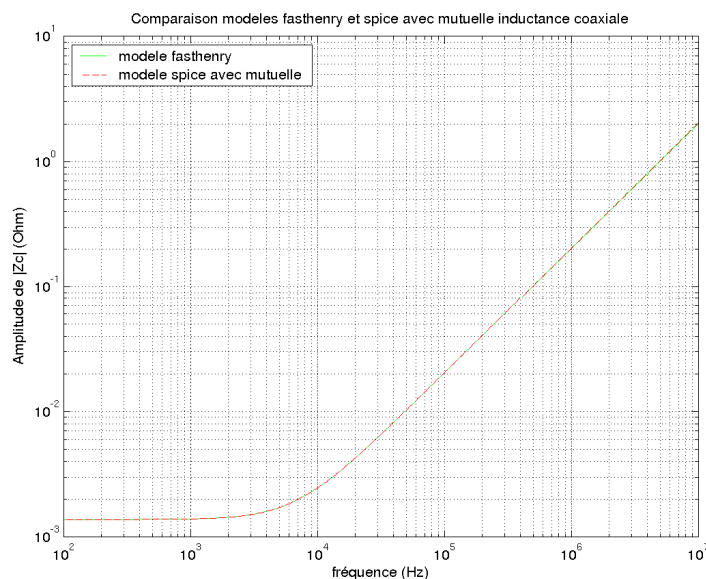


Figure 52 : Comparaison fasthenry / spice – simulation n°3

D'autres expériences sur des barres plus longues et divisées en plus de barreaux élémentaires ont été menées. Elles ont révélé qu'il est nécessaire de tenir compte des mutuelles coaxiales existant entre tous les petits barreaux.

Ceci signifie que pour modéliser correctement sous Spice un ensemble de barreaux métalliques coaxiaux, il est nécessaire de les considérer électriquement équivalents à une résistance et une inductance en série, et associés chacun entre eux par une inductance mutuelle.

3.5.2 Cas d'un ensemble des barreaux parallèles

Dans un deuxième temps, nous allons étudier la modélisation d'un ensemble des barreaux métalliques parallèles. En effet, les expériences précédentes sur un barreau seul ont prouvé l'existence d'une mutuelle coaxiale, mais aussi que cette mutuelle coaxiale doit être prise en compte entre chaque barreau élémentaire.

Dans le cas de deux barreaux parallèles, intuitivement nous allons considérer une mutuelle inductance entre les deux éléments. Mais si nous simulons plusieurs barreaux parallèles, devons considérer toutes les mutuelles inductances entre toutes les barres ? C'est ce que nous allons étudier grâce aux simulations suivantes.

a) Simulation 1

Nous travaillons sur trois barreaux parallèles, de longueur 110 mm et séparées l'une de l'autre de 55 mm (figure 53). La modélisation choisie dans un premier temps tient compte des mutuelles coaxiales existant entre les barreaux 4 et 5 d'une part, et entre les barreaux 6 et 7 d'autre part. De plus, chaque barreau est modélisé par une inductance et une résistance, et par une mutuelle inductance entre les barreaux 1 et 2 d'une part, et entre les barreaux 2 et 3 d'autre part (figure 54).

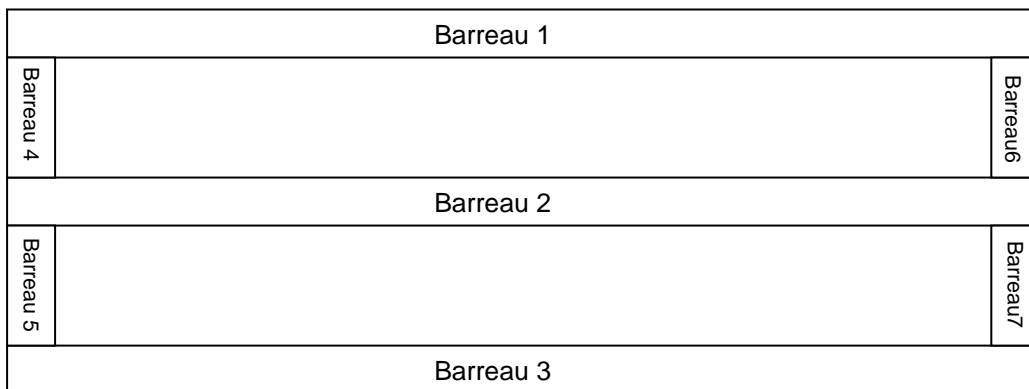


Figure 53 : Représentation géométrique de l'ensemble étudié

La comparaison des résultats fournis par Fasthenry et Spice est donnée sur la figure 55. On peut constater que les résultats obtenus avec une telle modélisation électrique sont très proches du résultat obtenu avec Fasthenry.

Cependant, nous décidons de rajouter la mutuelle inductance du second ordre, existant entre les inductances L1 et L3 (figure 54). Le résultat de cette simulation est donné sur la figure 56.

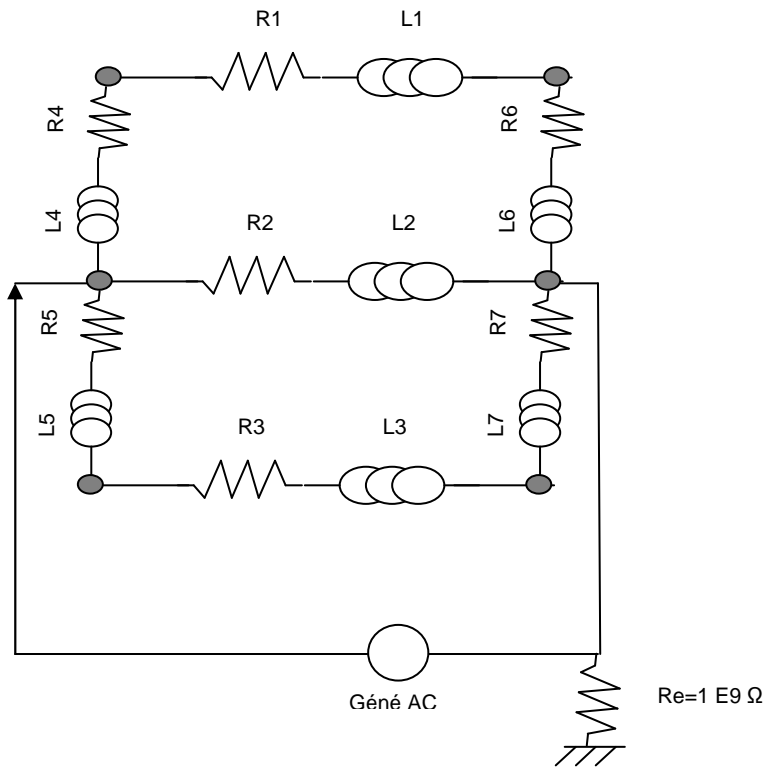


Figure 54 : Modèle Spice

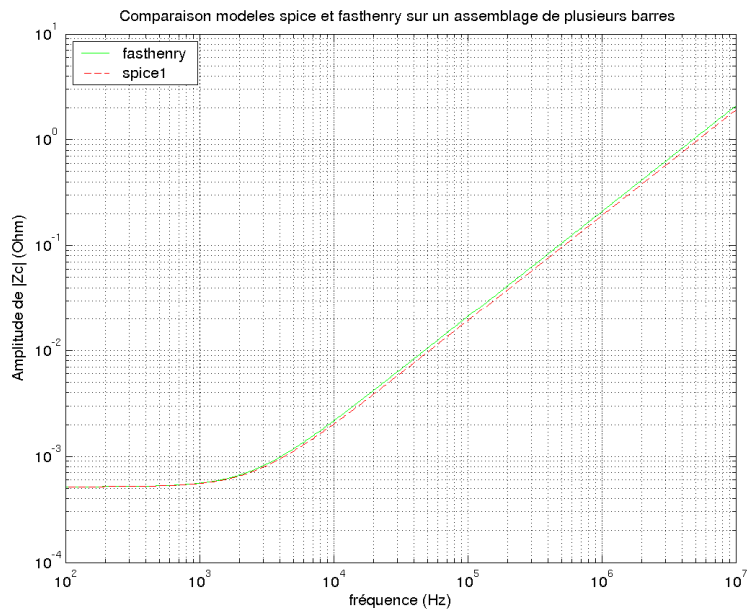


Figure 55

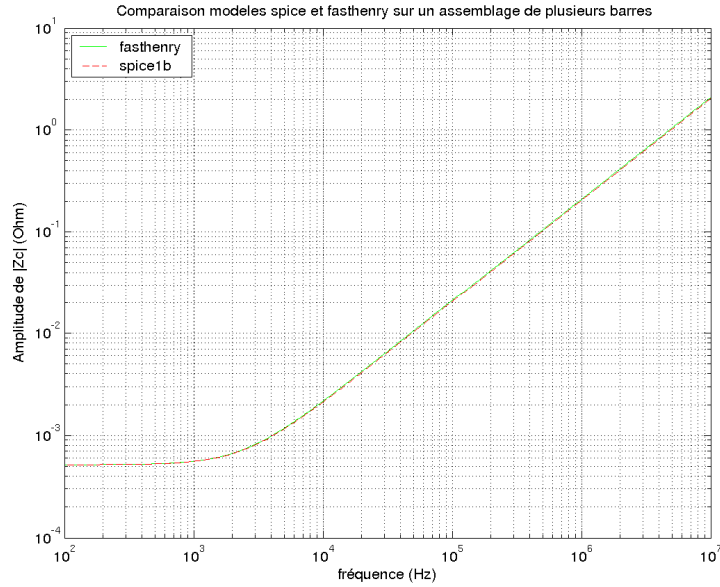


Figure 56

Nous constatons que, dans ce cas, la modélisation électrique correspond exactement à la simulation sous Fasthenry.

b) Simulation 2

Nous étudions à présent un ensemble de barreaux dont la géométrie est représentée sur la figure 57.

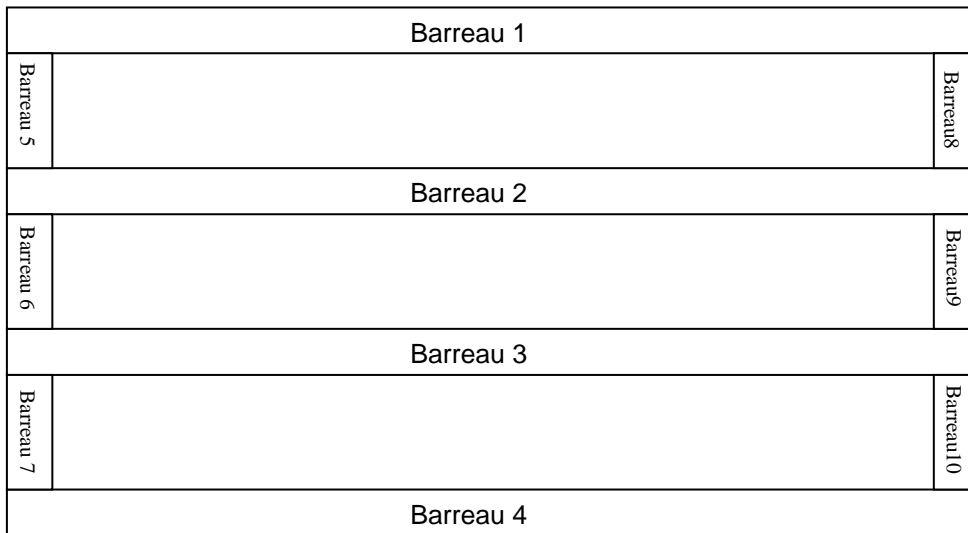


Figure 57

La figure 58 représente la comparaison des résultats Fasthenry et Spice pour un modèle électrique tenant compte de l'inductance et la résistance de chaque barreau, ainsi que des mutuelles coaxiales existant entre les barreaux 5 et 6, 6 et 7, 5 et 7, 8 et 9, 9 et 10, 8 et 10, et des mutuelles entre les barreaux 1 et 2, 2 et 3, 3 et 4, 1 et 3, 2 et 4.

Nous pouvons constater que les résultats des deux simulations sont très proches (figure 58), mais qu'en rajoutant la mutuelle inductance d'ordre 3, entre les barreaux 1 et 4, le résultat est excellent (figure 59).

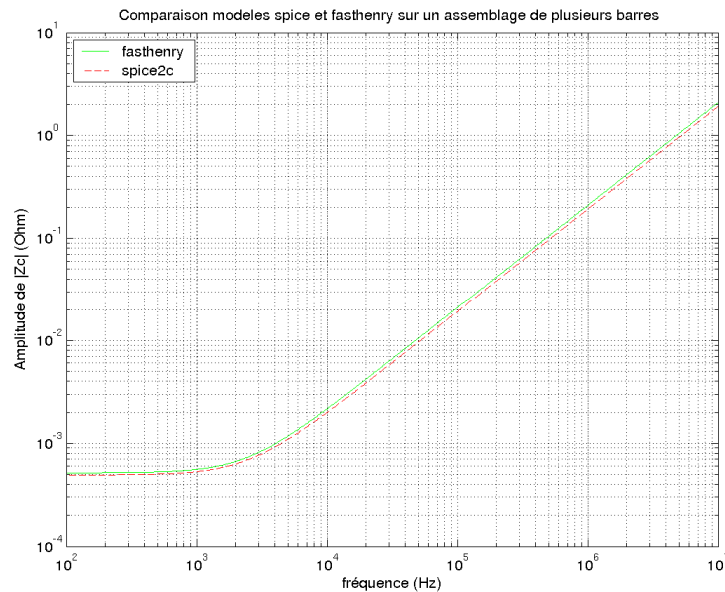


Figure 58

Les simulations 1 et 2 ont montré la nécessité de tenir compte des mutuelles inductances existant entre deux barreaux parallèles et non coaxiaux, qu'ils soient très proches ou éloignés. De plus, les simulations précédentes avaient mis en évidence la nécessité de tenir compte des mutuelles inductances coaxiales existant entre tous les barreaux coaxiaux composant une barre. Nous savons également que chaque barreau doit être modélisé par une inductance et une résistance, toutes ces valeurs dépendant de la géométrie du barreau.

Les simulations que nous avons jusqu'à présent effectuées se basaient sur des exemples relativement simples. Nous allons donc vérifier tout ceci sur une géométrie beaucoup plus complète et complexe, le panneau solaire (figure 59).

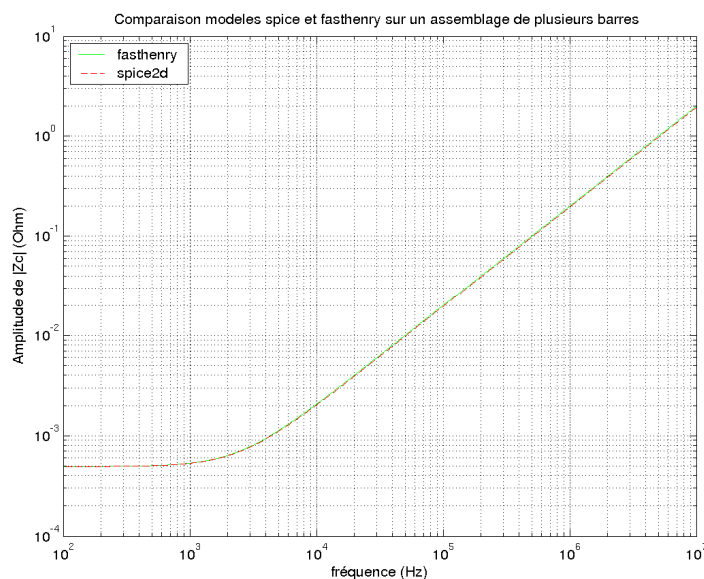


Figure 59

3.5.3 Cas d'une plaque complète

Nous considérons à présent la plaque métallique du panneau solaire, dont le modèle quadrillé est représenté sur la figure 60. Les dimensions du panneau sont toujours de 660 mm de longueur sur 440 mm de largeur et 2.2 mm de hauteur. Nous considérons que chaque ligne est composée de 12 barreaux de 55 mm de long et chaque colonne de 8 barreaux de 55 mm de long.

Les diverses tentatives de modélisation ont montré que pour retomber sur les résultats du code de Fasthenry, il est nécessaire de tenir compte de toutes les inductances mutuelles existant entre chaque barreau et tous les autres barreaux.

Et en respectant ceci, nous obtenons un excellent résultat (figure 61): nous sommes donc capables de modéliser électriquement une structure pleine telle qu'un panneau métallique en une structure électrique composée de résistances, inductances et mutuelles inductances.

Il ne reste plus qu'à connecter les cellules solaires sur le panneau, en tenant compte de la colle, des fils entre les cellules, des câbles d'alimentation, du couplage entre les cellules...

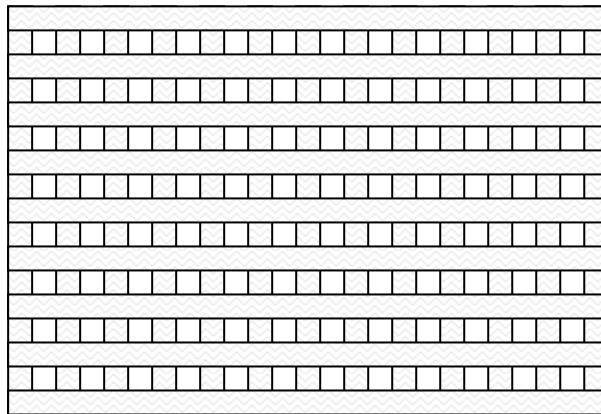


Figure 60 : La plaque métallique quadrillée

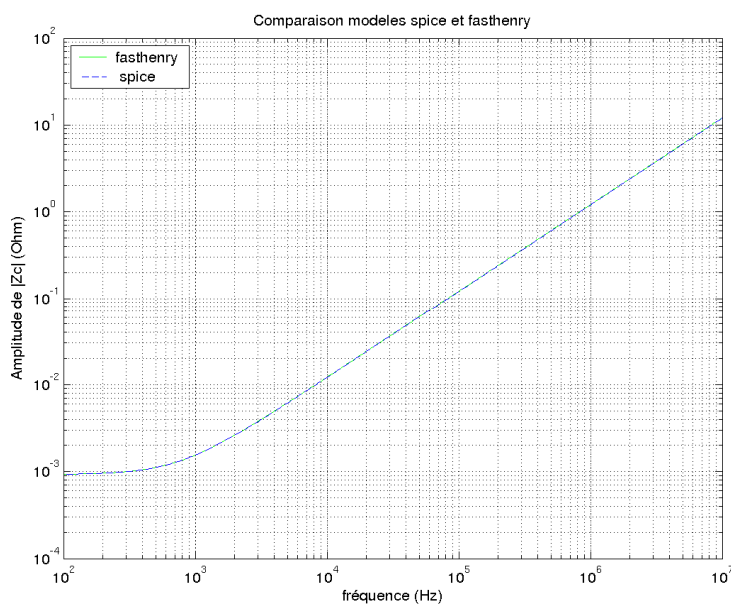


Figure 61 : Comparaison des résultats obtenus par Fasthenry et Spice

IV. MODELISATION DES CELLULES SOLAIRES

Après avoir modélisé électriquement la plaque métallique, nous allons maintenant ajouter les cellules solaires sur celle-ci. Les cellules sont collées sur la plaque par le Kapton qui sera modélisé par une capacité. La valeur de cette capacité est déterminée suivant l'épaisseur e , la permittivité ϵ_r du Kapton et la surface S de la cellule, grâce à la formule d'un condensateur plan suivante :

$$C_k = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{S}{e}$$

Dans notre cas, l'épaisseur de Kapton étant de 0,8 mm, ϵ_r de 5, et S correspondant au produit de la largeur de la largeur de la cellule par son épaisseur (soit : 5cm * 5 cm), nous obtenons donc une capacité de $1,38 \cdot 10^{-10}$ F.

Nous allons partir de l'étude d'une cellule pour aboutir à l'étude et à la construction d'une chaîne de cellules montée sur un panneau.

4.1 Etude et modélisation d'une cellule solaire

Les cellules utilisées dans les applications spatiales sont constituées d'une lame semi-conductrice métallisée sur sa partie inférieure. Sur la partie supérieure est placé un peigne métallisé dont le but est de drainer le maximum de charges lors du fonctionnement normal d'une cellule. La figure 62 illustre cette configuration.

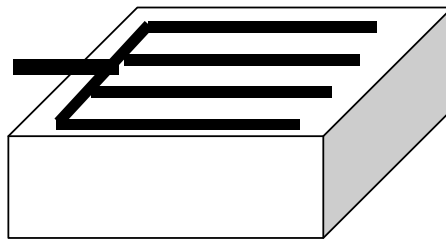


Figure 62 : Schéma simplifié d'une cellule

La présence d'un peigne est destinée à répondre à un double objectif :

- Répartir au mieux le potentiel sur toute la surface supérieure (*en réception, capter le maximum d'électrons générés*).
- Laisser passer les photons incidents dans la lame.

En première approximation, nous pouvons négliger la résistance et la self inductance de ce peigne. En effet, une fine couche fortement dopée et donc fortement conductrice est disposée sur la partie supérieure de la cellule. De plus, il est admis que sa résistance est faible.

En conclusion, nous pouvons dire que tout se passe comme si la lame génératrice était placée entre deux plaques métalliques minces (figure 63). On négligera les résistances et selfs de ces plaques.

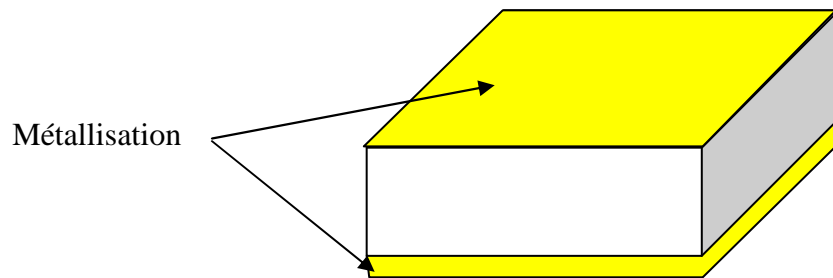


Figure 63

En dehors de son mode de fonctionnement (*cellule non éclairée*), on peut alors assimiler la cellule seule à une simple capacité. Le schéma équivalent qui sera choisi dans un code de circuit comme SPICE est un peu plus complexe du fait de la présence d'un courant de conduction dans la cellule, celui-ci est donné figure 64.

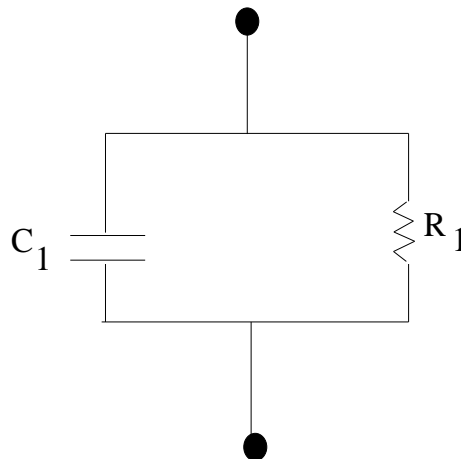


Figure 64 : Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire

Dans la modélisation qui sera effectuée par la suite, toutes les cellules seront considérées comme étant identiques. Aussi, les données d'entrée seront :

- la capacité de la cellule qui est liée à son aspect géométrique et à la permittivité de la lame,
- la résistance qui traduit la conduction dans la lame.

➤ **Caractérisation d'une cellule**

Pour caractériser la cellule solaire, la démarche la plus simple est de réaliser une mesure d'impédance à l'analyseur de réseau. L'impédance mesurée d'une cellule non polarisée est donnée par la figure 65.

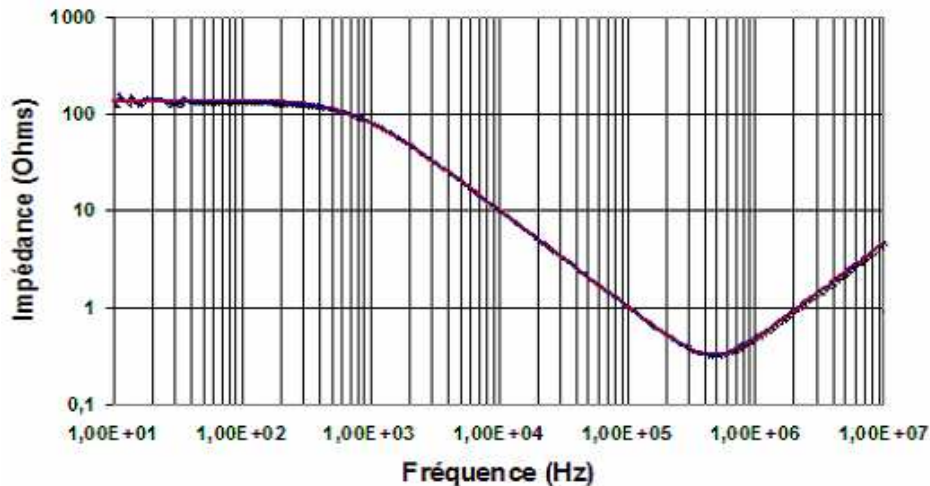


Figure 65 : Impédance d'une cellule solaire non polarisée

La courbe d'impédance nous donne un nombre d'informations importantes sur les caractéristiques de la cellule. Tout d'abord, nous observons une pente de -20 dB/décade caractéristique de la capacité de la cellule. Plaçons nous à $f = 100$ KHz, en relevant la valeur de l'impédance, nous déduisons la capacité de la cellule C1. on obtient $C_1 = 1.55 \mu\text{F}$.

Jusqu'à 100 Hz, l'impédance est purement résistive. On déduit la valeur de la résistance de la cellule R1 qui est égale à 134.8Ω .

Un minimum de la courbe est observé à $f = 10^6$ Hz. Ce minimum correspond à une fréquence de résonance série liée à la capacité de cellule et la self inductance du peigne, elle est donnée par :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

De ce fait, nous déduisons la valeur de la self inductance du peigne qui se retrouve être de l'ordre de $L = 0.75$ nH.

De plus, le minimum de la courbe permet de déduire la résistance série qui correspond à la valeur des contacts ohmiques de la cellule. On trouve environ 0.32Ω . Avec toutes ces données, on déduit le modèle de la cellule équivalente.

4.2 Etude d'une chaîne des cellules

Afin d'augmenter la tension collectée lors du fonctionnement normal des cellules, une solution est de les placer en série, l'ensemble forme ce que l'on appelle une chaîne. La mise en série est effectuée par des connexions métalliques comme indiqué figure 66.



Figure 66 : Mise en cascade de cellules pour former un string

Les connexions sont réalisées par des rubans métalliques dont les caractéristiques électriques dépendent du type de matériau qui les constitue et de leurs dimensions (*longueur, largeur, épaisseur*). Un modèle général est une résistance placée en série avec une self inductance (figure 67).

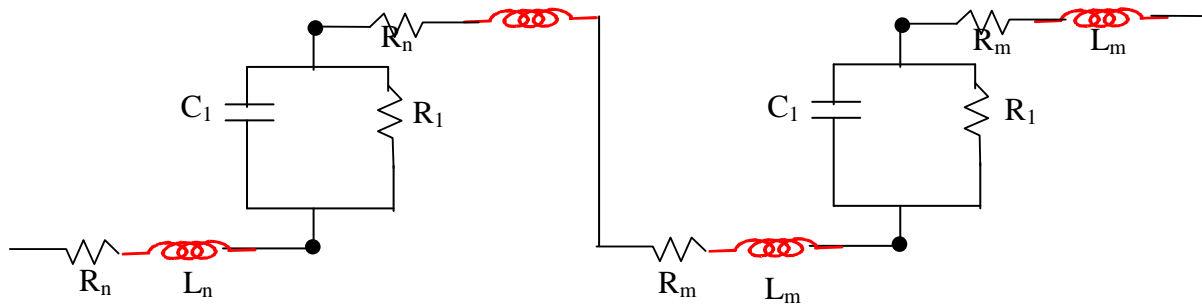


Figure 67 : Connexion de deux cellules dans une chaîne

Afin de décrire la connexion, nous considérerons une self et une résistance (L_m, R_m) situées de part et d'autre de la cellule.

Il apparaît aussi qu'il existe un nombre important de manière de constituer une chaîne suivant le nombre de cellule, la disposition des câbles de connexion aux extrémités de la chaîne : deux exemples typiques présentés figure 68 illustrent parfaitement cette diversité.

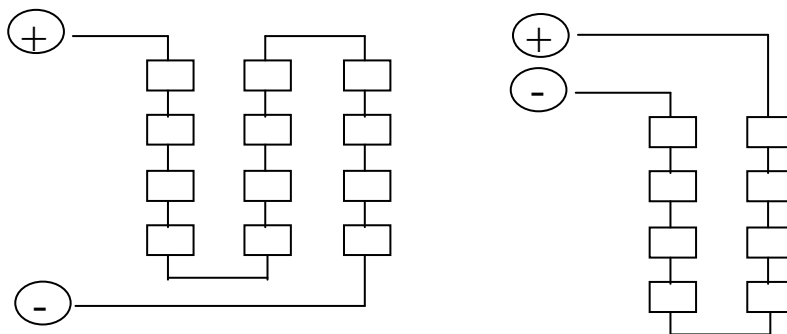


Figure 68 : Deux types de disposition des cellules dans une chaîne

➤ **Mesure de l'impédance d'un coupon de dix cellules**

La figure 69 illustre la configuration du montage d'un coupon de dix cellules solaires.

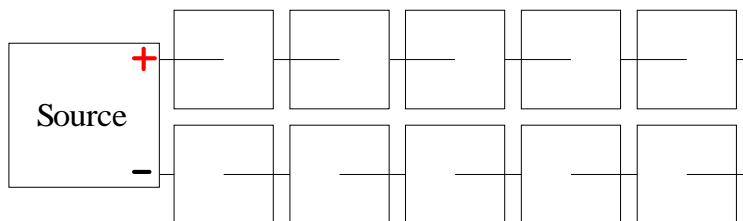


Figure 69 : Configuration montage simple d'un coupon de 10 cellules solaires

Pour la mise en série de plusieurs cellules on a globalement la même allure de courbe que pour une seule cellule. On peut dire que l'impédance d'entrée d'un string de 10 cellules est égale à 10 fois l'impédance d'une cellule (figure 70).

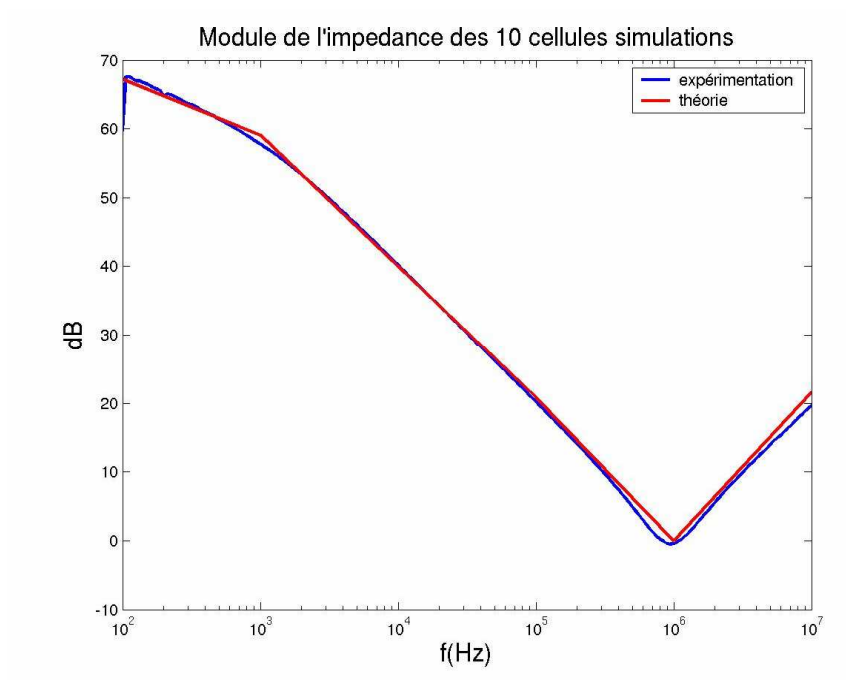


Figure 70 : Impédance du montage d'un string de 10 cellules

V. ALIMENTATION DU PANNEAU SOLAIRE

Jusqu'à présent, nous avons représenté sous forme d'un schéma électrique le panneau et les cellules non alimentées, il s'agit maintenant d'alimenter le système global et de représenter correctement les points de masse. Dans un premier temps, intéressons nous à l'aspect ligne d'alimentation des string. Nous modéliserons un système constitué de deux fils non torsadés placés sur le panneau et alimentant un string (figure 71).

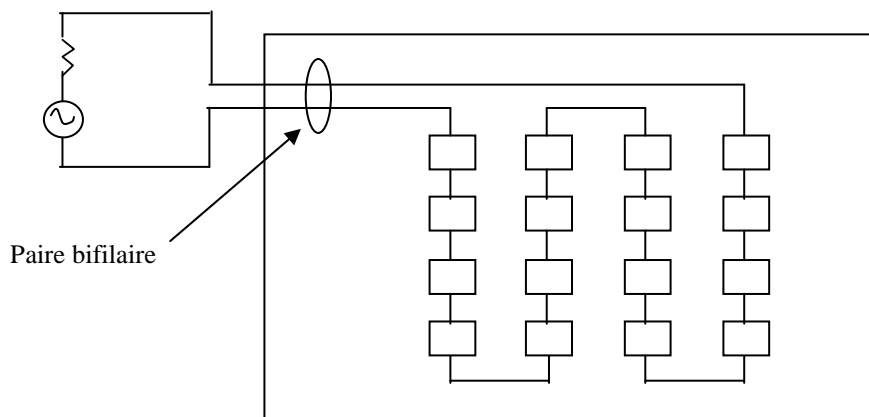


Figure 71

Compte tenu de la bande de fréquence étudiée $f < 10$ MHz (soit $\lambda \geq 30$ m) et des dimensions du panneau utilisé pour le test ($L < 1$ m), nous pouvons négliger les phénomènes de propagation. Ainsi, la paire bifilaire sera modélisée par un circuit localisé dans le code de CAO circuit.

De plus en configuration panneau, on peut supposer que le rayonnement de la paire différentielle est négligeable. En effet, dans ce cas on suppose que seul un mode différentiel se propage, ceci est réalisable en isolant l'alimentation du panneau et de la cage dans laquelle se trouve l'expérimentation. Dans les expérimentations qui ont été réalisées, le circuit de masse peut être représenté comme indiqué figure 72.

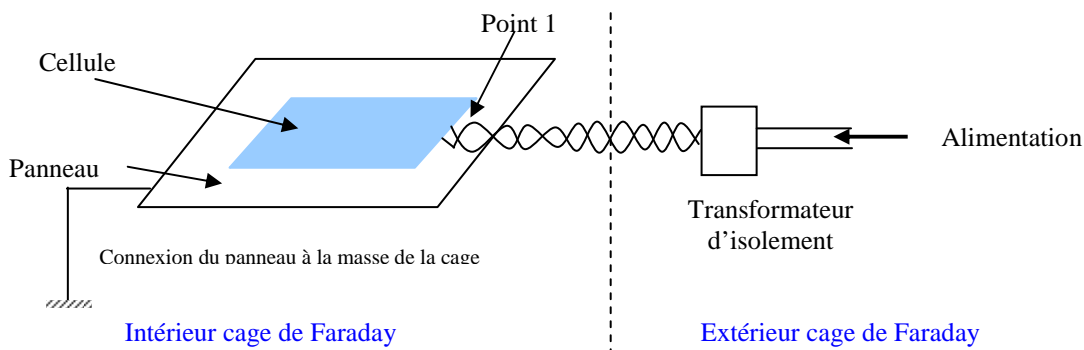


Figure 72 : Représentation du circuit

Si les brins ne rayonnent pas, la configuration peut se simplifier en ce sens que le générateur équivalent peut être ramené à l'endroit d'alimentation des cellules (point 1). Dans ce cas, il suffira de représenter les deux pistes d'amenée entre le point traversant le plan de masse et des deux cellules de fin de string (figure 73).

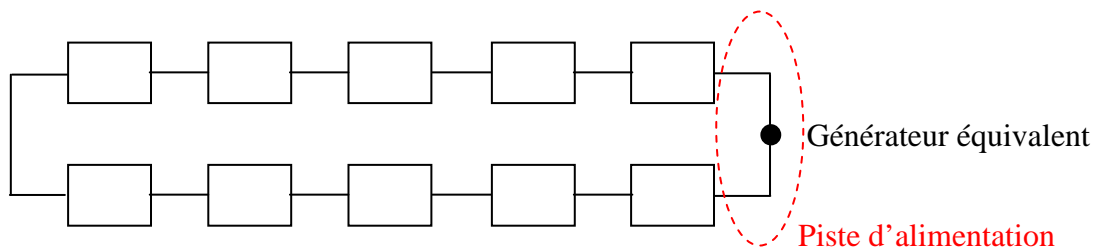


Figure 73 : Alimentation d'un string

Les pistes d'amenée, comme les pistes de connexion entre cellules seront représentées par un circuit (R, L) série.

VI. MODELE ELECTRIQUE COMPLET DU PANNEAU SOLAIRE

Il s'agit maintenant de réaliser une représentation électrique complète du panneau solaire en prenant en compte tous les éléments du circuit électrique équivalent (figure 74).

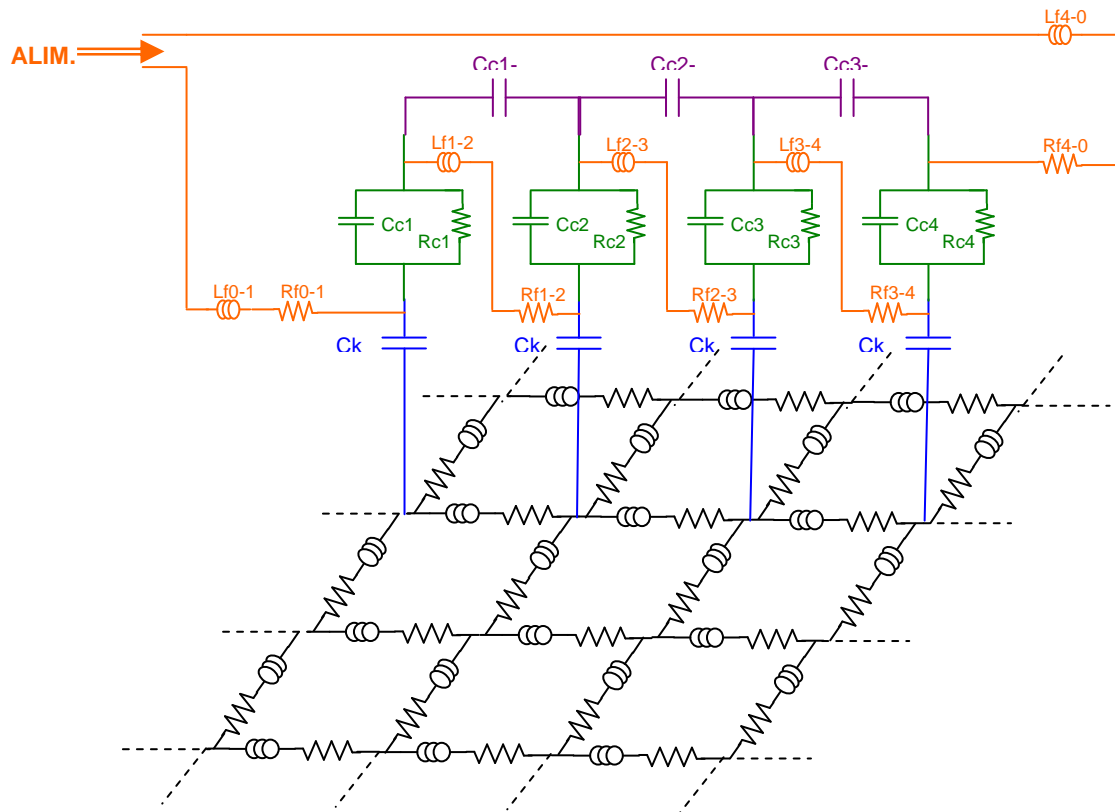


Figure 74 : Modèle électrique complet du panneau solaire

Le modèle électrique complet du panneau solaire est composé des sous-structures suivantes :

- **En noir (la première couche)** : la représentation de la plaque métallique en réseau de circuits (R, L).
- **En bleu (la deuxième couche)** : la représentation du Kapton (la colle), il est représenté par une capacité verticale C_k .
- **En vert (la troisième couche)** : la représentation d'un string de 5 cellules solaires. Chaque cellule est représentée par un circuit (R, C) en parallèle et verticale.
- **En violet** : la représentation du couplage entre les cellules solaires. La capacité de couplage sera négligée dans cette version du code.
- **En orange** : la représentation des pistes d'alimentation et les pistes de connexion entre les cellules. Chaque piste sera représentée par un circuit (R, L) série.

VII. RAYONNEMENT DU PANNEAU SOLAIRE

Dans les parties précédentes, nous avons déterminé le circuit électrique équivalent de la structure du panneau solaire. Ce qui nous permet de calculer le courant électrique circulant dans chaque élément grâce à un logiciel de CAO électrique.

La méthode proposée repose sur la décomposition de chaque élément en dipôles électriques élémentaires. En effet, chaque dipôle élémentaire parcouru par un courant I , est caractérisé par sa longueur électrique \vec{dl} , son moment dipolaire $\vec{P} = I\vec{dl}$ et son orientation $\vec{\mu}$. Les formules des champs électromagnétiques rayonnés par un dipôle électrique (Annexe 1) en tout point P en zone proche s'écrivent:

$$d\vec{E}(P) = \frac{k^2 \psi}{4\pi j \omega \epsilon} \left[\left(1 + \frac{1}{jkR} - \frac{1}{k^2 R^2} \right) I \vec{dl} - \left(1 + \frac{3}{jkR} - \frac{3}{k^2 R^2} \right) \left((I \vec{dl}) \cdot \vec{\mu} \right) \vec{\mu} \right]$$

$$d\vec{H}(P) = \frac{jk\psi}{4\pi} \left(1 + \frac{1}{jkR} \right) \left((I \vec{dl}) \wedge \vec{\mu} \right)$$

$$\text{Avec } \psi = \frac{e^{-jkr}}{R}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \vec{R} = R \vec{\mu}$$

Le paramètre R représente la distance du centre du dipôle au point d'observation P.

L'opération consiste à constituer une collection de moments dipolaires électriques $I(\omega)dl$. Suivant les cas dl représente :

- l'épaisseur des éléments pour les capacités,
- la longueur des éléments de câblage obtenue en découpant les câbles en tronçons de faible dimension sur lesquels le courant est constant,
- la longueur des tronçons de panneau de dimension égal au découpage géométrique.

SPICE nous a fourni les courants électriques dans tous les éléments de circuit. Ce calcul pourra être effectué en régime harmonique ou transitoire. Dans tous les cas, seul le courant dans le domaine de Fourier nous intéresse. Si l'approche est transitoire, on effectuera une transformation de Fourier des courants de manière à répondre au problème.

A noter que SPICE est un simulateur nodal, il résout donc un système matriciel et, ne calculant pas directement le courant circulant sur chaque segment, mais plutôt les potentiels aux différents nœuds du maillage du circuit électrique. Ayant auparavant réalisé un codage des éléments constituant le circuit présent dans chaque branche, il est alors possible de recalculer le courant en faisant le rapport de la différence de potentiel par l'impédance. Il est donc nécessaire de bien veiller à l'ordre dans lequel les potentiels sont indiqués, de sorte que le vecteur courant sur chaque segment soit bien orienté.

D'autre part, l'utilisation de SPICE ne donne aucune information géométrique, pourtant nécessaire pour le calcul du champ.

Un code FORTRAN générera le découpage topologique et donnera la position en (x, y, z) de chaque segment dl élémentaire, ainsi que son orientation (μ_x, μ_y, μ_z). De ce fait, on connaîtra réellement le vecteur moment dipolaire $\vec{P} = I\vec{dl}$.

L'étape suivante consiste à effectuer la sommation de la contribution de tous les moments dipolaires aux points d'observation. On déduit en tout point P des champs E et H par :

$$\vec{E}(P) = \sum_{i=1}^N \vec{dE}_i(P)$$

$$\vec{H}(P) = \sum_{i=1}^N \vec{dH}_i(P)$$

$\vec{dE}_i(P)$ et $\vec{dH}_i(P)$ sont les champs générés au point P par le dipôle n° i.

VIII. CODE INFORMATIQUE

8.1 Analyse topologique

Le circuit complet sera composé d'une matrice de nœuds et de segments reliant les nœuds. On va regarder dans ce paragraphe l'aspect informatique qui repose sur une gestion des nœuds par couches successives. La figure 75 illustre parfaitement cette organisation.

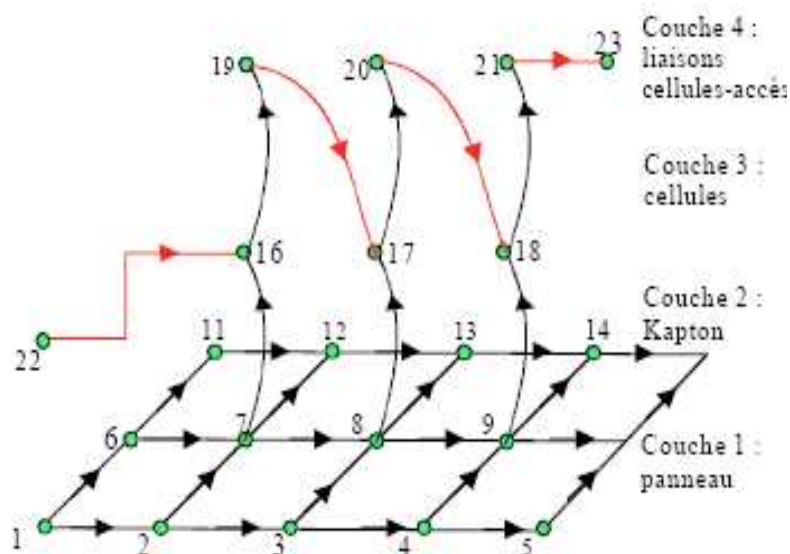


Figure 75 : Données topologiques du panneau solaire

La gestion repose sur une organisation matricielle, elle s'effectue comme suit :

- Les nœuds (1-15) de la couche 1 représente le panneau découpé en réseau de barreaux quadrillés. Une matrice de numéros de nœuds est automatiquement générée à partir des données topologiques de la structure. De plus, le fichier géométrique est enrichi par la connaissance des liaisons entre nœuds, leur longueur et leur orientation.
- La couche 2 représente la position des capacités représentant l'épaisseur de Kapton. A partir d'une connaissance exacte de la position géométrique du centre de chaque cellule, une recherche automatique du nœud le plus proche sur le panneau est effectuée. Lorsque celui-ci est trouvé, une branche est automatiquement générée entre les couches 1 et 2 (exemple : nœuds 8-17).
- Au-dessus des capacités de jonction, sont placés les schémas équivalents de chaque cellule (circuit R, C). Sur la figure 75, la cellule est représentée par une branche verticale entre les couches 2 et 3 (exemple nœuds 17-20). De nouveaux nœuds au niveau 3 est alors générés.

- Enfin, on va considérer les accès et les liaisons inter-cellules. Celles-ci sont issues de la connaissance de la topologie des strings sur le panneau. Des branches sont ainsi développées entre cellules (exemple : nœuds 20-18). De plus, deux nouveaux nœuds sont générés pour chaque string. Ces nœuds sont représentatifs des accès (nœuds 22 et 23).

8.2 Organigramme de la méthode d'analyse

L'organigramme présentant la méthodologie utilisée pour calculer le champ rayonné du panneau solaire est présenté par la figure 76.

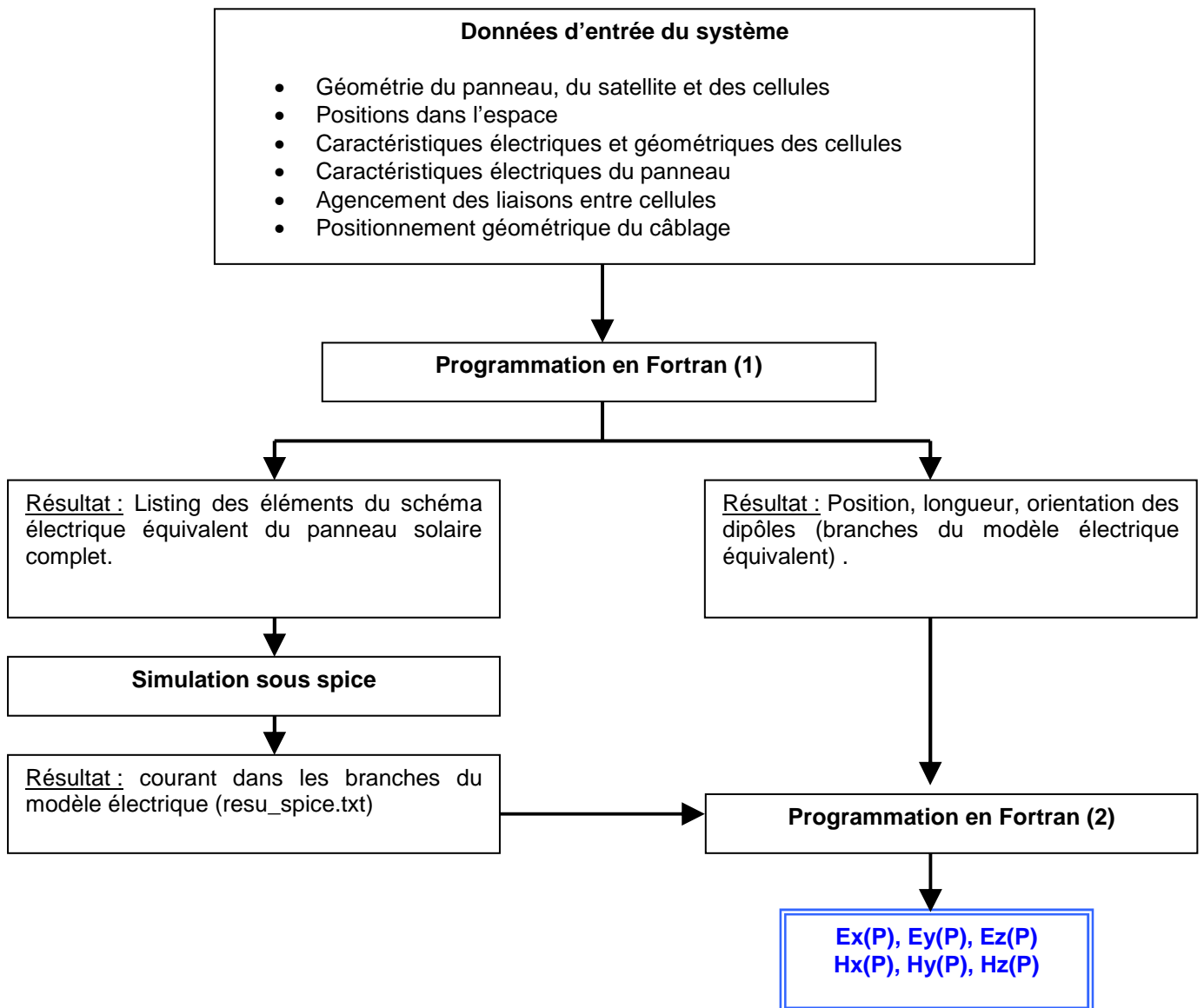


Figure 76 : Organigramme de la méthode d'analyse

8.2.1 Bloc : Données d'entrée

Ce premier fichier de description renseignera les données géométriques et électriques des éléments de chaque sous-ensemble (plaque, cellules, câblages,.....) :

➤ **Données pour la plaque :**

- nombre de cellules suivant x et y : N_x et N_y
- longueur de la plaque : L (m)
- largeur de la plaque : W (m)
- position de la plaque en z : z_0
- largeur des barreaux dirigés suivant ox : S_x (m)
- largeur des barreaux dirigés suivant oy : S_y (m)
- épaisseur des barreaux dirigés suivant ox : e_x (m)
- épaisseur des barreaux dirigés suivant oy : e_y (m)
- conductivité de la plaque : σ

➤ **Données pour les cellules :**

- nombre de cellules : N_{cell}
- position en x et y : x_c et y_c
- épaisseur et permittivité de colle (Kapton)
- épaisseur de la cellule
- valeurs des éléments du schéma électrique équivalent (circuit R, C)

➤ **Données pour le câblage :**

- valeur de la self et de la résistance du câblage (R, L).

8.2.2 Bloc : Programmation Fortran (1)

Le circuit complet sera composé d'une matrice de nœuds et de segments reliant les nœuds. A partir de données d'entrées, un programme écrit en FORTRAN 90 permet la génération d'une matrice de nœuds numérotés et de jonctions entre les nœuds. Le logiciel écrit pour cette étude va chercher un certain nombre de modules permettant de construire petit à petit la matrice de nœuds et de liaisons (figure 79).

8.2.2.1 Module modélisation de la plaque

Les données d'entrées pour la plaque seront utilisées pour un module Fortran qui se chargera de calculer les valeurs des différentes inductances, résistances et mutuelles inductances du schéma électrique équivalent de la plaque.

Ces valeurs seront alors utilisées par un second module pour créer les fichiers suivants:

- Un fichier Spice qui génère le Netlist décrivant le schéma électrique équivalent de la plaque et qui sera utilisé dans le logiciel électrique SPICE. Les nœuds du maillage sont numérotés, les jonctions entre ces nœuds sont ensuite décrites. La numérotation des selfs inductance permet la génération de la liste des mutuelles entre barreaux.

➤ Deux fichiers géométriques :

- le premier comporte quatre colonnes donnant respectivement le numéro et la position en (x, y, z) des différents nœuds,
- le second comporte trois colonnes : les numéros des nœuds de début et de fin de chaque branche. La troisième colonne correspond à un codage de l'élément localisé entre les deux nœuds. Le code des correspondances ayant été défini auparavant.

8.2.2.2 Module modélisation des cellules solaires

Maintenant que nous avons décrit la plaque métallique, l'étape suivante est de placer les cellules sur celui-ci. Les cellules sont collées sur la plaque par une colle (le Kapton) qui sera modélisée par une capacité. Cette capacité verticale sera intégrée dans les modèles comme l'indique la figure 77.

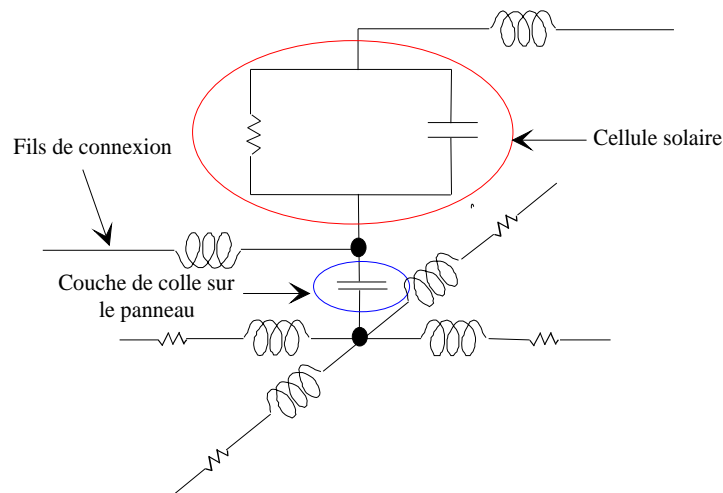


Figure 77

Cette représentation n'est possible que si le pas des cellules (*distance entre le centre de deux cellules consécutives*) et celui du panneau sont les mêmes. Aussi, les points de jonction se feront exactement au niveau du centre des cellules directement sur les nœuds du maillage du panneau comme indiqué figure 77.

Pour placer les cellules, il faut donner la position géométrique du centre de chacune d'entre elle. Ainsi, le module génération cellules fera directement la correspondance entre le numéro du nœud du panneau et celui du nœud situé sur la partie inférieure de la liaison représentant la capacité de Kapton.

En numérotant chaque cellule, il sera facile de décrire les strings par des liaisons entre numéro de cellule. Dans le code informatique, une structure sera générée pour chaque cellule. La structure contiendra les numéros des nœuds spécifiques à chacune d'entre elles, ainsi la génération de la netlist de liaison en sera facilitée.

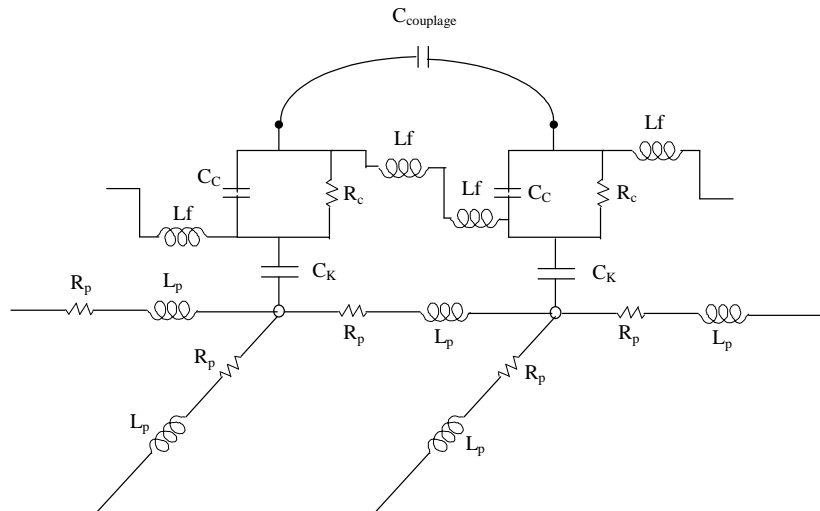


Figure 78 : Représentation de deux cellules placées en série sur un string

De plus, en toute généralité, il faut considérer, le couplage entre deux cellules consécutives par une capacité comme indiqué figure 78.

Les données d'entrée supplémentaires seront :

- les valeurs de cellules C_K de jonction au panneau solaire,
- la capacité du couplage intercellules : $C_{couplage}$.

En ajoutant aux différents fichiers créés les caractéristiques géométriques et électriques liées aux fils de connexion (d'alimentation et de liaison entre les différentes cellules), un module sera créé pour finaliser le fichier servant d'entrée à SPICE, en y ajoutant les lignes correspondant au type d'analyse souhaité, à la bande de fréquence, au type d'alimentation et au résultat désiré.

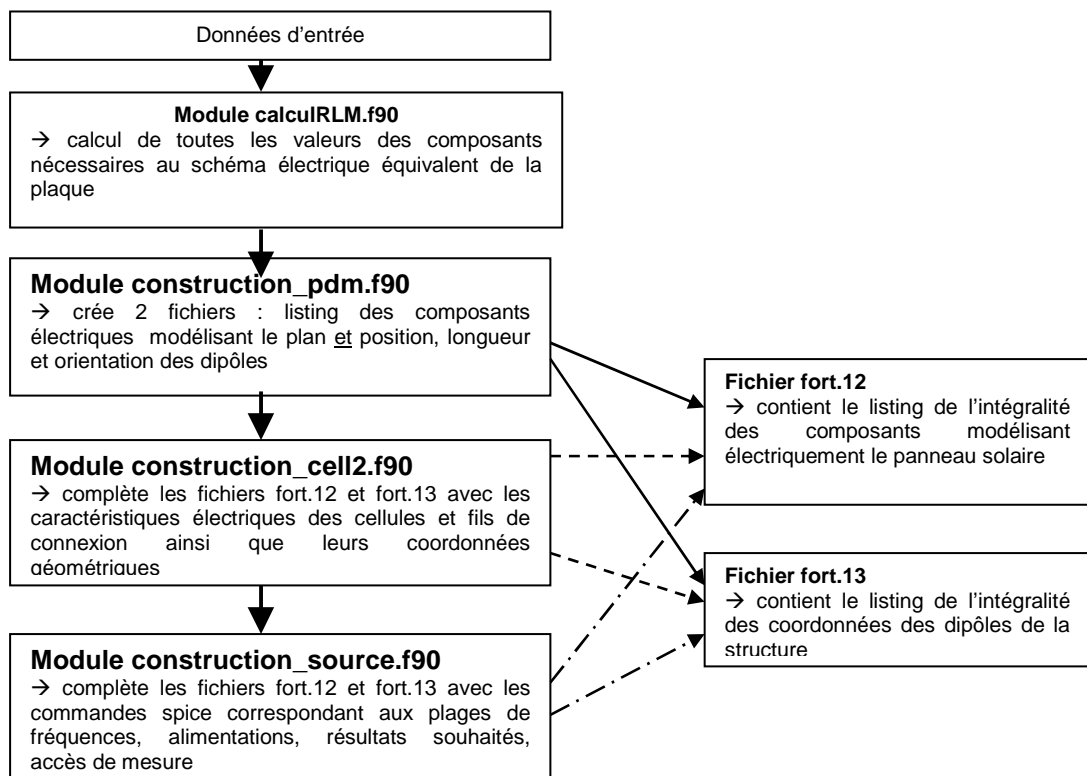


Figure 79

8.2.4 Bloc : Simulation sous SPICE

On utilise SPICE pour simuler le schéma électrique équivalent du panneau solaire. Le résultat que nous souhaitons obtenir de SPICE est l'intensité du courant dans les différentes branches du modèle électrique du panneau solaire complet. Les valeurs des courants sont écrites dans un fichier texte *resu_spice.txt*

8.2.5 Bloc : Programmation Fortran (2)

A partir du fichier *resu_spice.txt* contenant les valeurs des courants I et du fichier géométrique contenant la position de début et de la fin de chaque dipôle, sa longueur et son orientation, on écrit un programme Fortran pour calculer le champ rayonné en un point P donné, en appliquant les formules classiques de rayonnement des dipôles électriques en champ proche.

IX. CHAPITRE 2 - CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre la méthode proposée pour calculer le rayonnement du panneau solaire en champ proche dans la bande [0, 10 MHz]. La méthode retenue consiste à décrire le panneau solaire sous forme d'un modèle électrique équivalent passif. Nous avons décomposé la structure globale en sous structures et nous avons proposé un modèle équivalent à chacune d'entre elles. Pour le calcul du rayonnement, deux aspects sont à considérer :

- *Un aspect électrique* qui conduit à la génération d'un fichier de C.A.O. circuit de type SPICE ou équivalent, permettra la détermination du courant dans toutes les branches du circuit.
- *Un aspect géométrique*. Ce problème est important pour le calcul du rayonnement. En effet, il faut être capable de repérer spatialement tous les éléments de circuit, leur orientation et de connaître la dimension de chacun d'entre eux afin de réaliser leur sommation vectorielle.

Nous avons présenté aussi l'organigramme du logiciel écrit en fortran décrivant la méthode. A partir d'un fichier des données d'entrées qui contient les données géométrique et électriques des éléments de chaque sous-ensemble (plaque, cellules,...), Fortran va créer deux fichiers de données. Le premier fichier contient la description du schéma électrique équivalent du système. Ce fichier sera simulé sous Spice pour calculer les courants dans les branches du modèle électrique. Le deuxième fichier contient les données géométriques des éléments constituant la structure (longueur, positionnement et direction des dipôles). Ces deux fichiers seront utilisés par un module Fortran qui calcule les composantes du champ électromagnétique rayonné par le panneau solaire.

CHAPITRE 3 VALIDATION EXPERIMENTATION/SIMULATION

I. COUPLAGE CELLULES SOLAIRES/PLAQUE

Dans cette partie, nous n'allons pas parler encore du rayonnement du panneau solaire, mais plutôt de phénomènes conduits. Le but de cette mesure est de déterminer la quantité de courant circulant au travers du coupon lorsqu'on injecte une perturbation sur la structure du panneau. L'idée est d'injecter un courant sur la plaque métallique représentative de la structure du panneau solaire puis mesurer le courant induit aux bornes de la chaîne de cellules collées sur la plaque.

Pour simplifier l'étude, un coupon de dix cellules a été mesuré et utilisé dans cette phase (figure 80).



Figure 80 : Aperçu du coupon de cellules collés sur la plaque métallique

1.1 Approche expérimentale

Dans cette étude, nous intéressons à déterminer les capacités de couplages qui existent entre les différentes sous structures du montage (figure 80). Deux modes de couplage ont été testés : le couplage en circuit ouvert et le couplage en circuit fermé.

1.1.1 Couplage en circuit fermé

Dans un premier temps, on s'est intéressé au couplage en circuit fermé car ce mode nous semblait plus simple à mesurer du fait du couplage plus important.

1.1.1.1 Schéma du montage

Le schéma représentatif de la mesure est donné dans la figure 81.

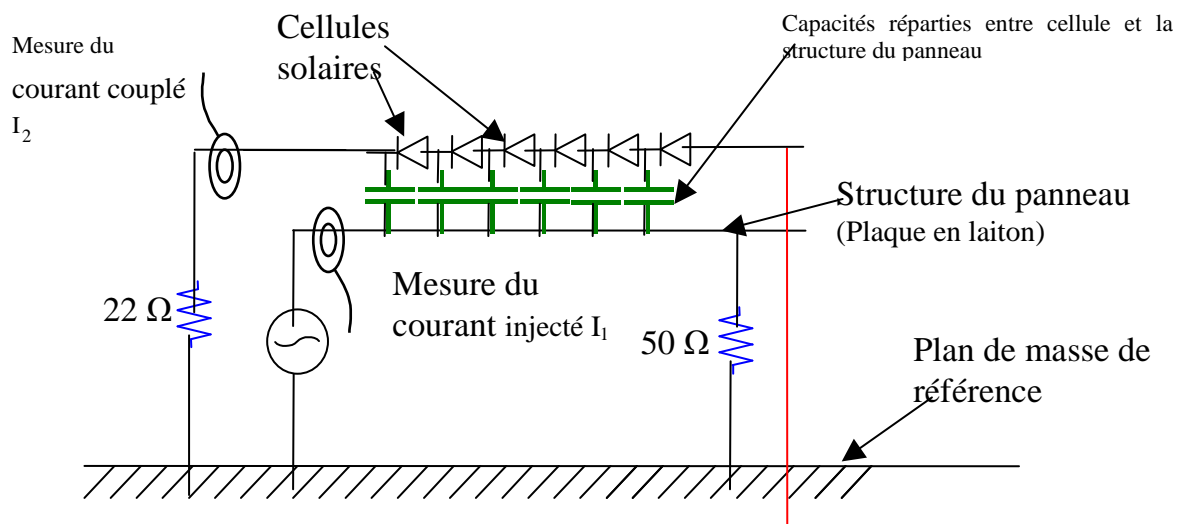


Figure 81 : Schéma de principe de la mesure du couplage en circuit fermé

Il est à noter que la plaque métallique est située à une hauteur de 7 cm par rapport au plan de masse de référence.

Pour l'injection, on utilise la source RF de l'analyseur de réseaux afin de pouvoir obtenir plus facilement le rapport entre la quantité de courant injectée et la quantité de courant couplée. L'injection se fait via l'amplificateur 'amplifier research' et un transformateur d'injection. Le niveau d'injection est de -20 dBm.

Pour la mesure on utilise deux sondes de type Pearson : une pour le courant injecté et l'autre pour le courant couplé. Pour le courant couplé, nous utilisons l'amplificateur faible bruit car les niveaux mesurés sont très faibles. La plage d'étude s'étend de 10 kHz à 1 MHz (limites fixées par les amplificateurs d'injection et de mesure).

En observant le schéma de l'expérimentation, nous pouvons remarquer que le système est composé de trois niveaux couplés entre eux par des capacités comme le montre la figure 82.

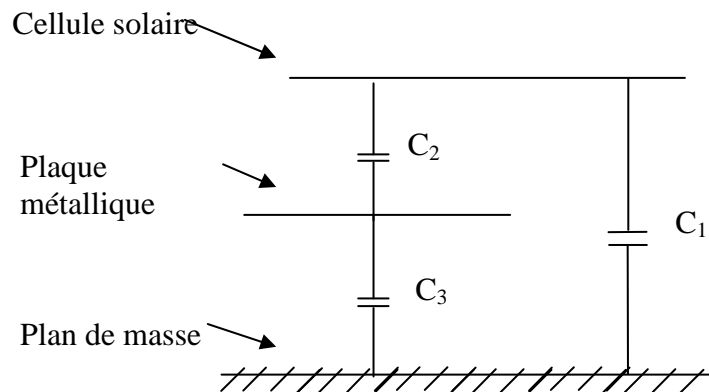


Figure 82

- C_1 représente la capacité entre le coupon et le plan de masse ramené par le câble de mesure.
- C_2 représente les capacités réparties entre la métallisation de la face arrière de chaque cellule et la plaque métallique. Le diélectrique étant formé par une plaque d'époxy d'épaisseur $16/10^{\text{ème}}$ de mm.
- C_3 représente la capacité entre la plaque métallique et le plan de masse (l'épaisseur du diélectrique est de 7 cm)

A partir de formules simples de capacité, il est facile de déterminer la valeur de ces composantes.

- C_3 et C_2 sont données par la formule du condensateur plan $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{e}$
- la capacité linéique du câble coaxial est donnée par $C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\log \frac{r_2}{r_1}}$.

On obtient les résultats numériques :

- $C_1 = 100 \text{ pF/m}$
- $C_2 = 400 \text{ pF}$
- $C_3 = 14 \text{ pF}$

Comme $C_2 \gg C_3$, on peut négliger la présence de C_3 . De plus, $C_2 > C_1$, alors on peut négliger C_1 . En conséquence, il apparaît que le plan de masse n'aura pas d'influence sur le résultat. De ce fait, les simulations théoriques pourront être réalisées sans plan de masse ce qui facilite le calcul.

1.1.1.2 Résultats obtenus

La courbe obtenue est présentée dans la figure 83.

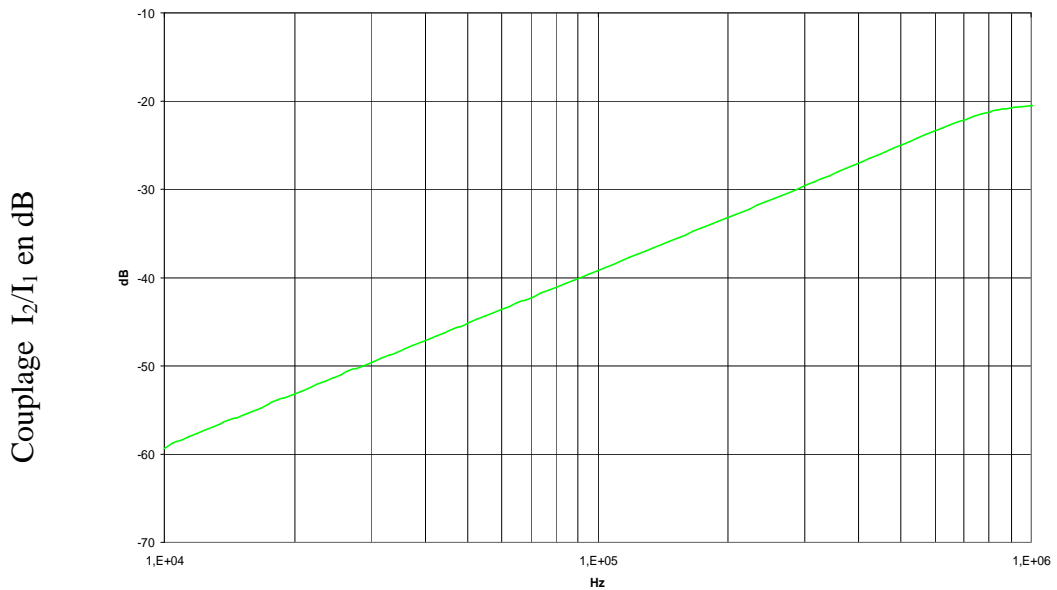


Figure 83 : Résultat de mesure en circuit fermé

On observe que le couplage varie entre -60 dB et -20 dB dans la bande [10 KHz – 1 MHz]. Une saturation du couplage apparaît vers 1 MHz dire à la limite de fonctionnement du LNA.

1.1.2 Couplage en circuit ouvert

La difficulté pour cette mesure est que le niveau de couplage est très faible comparé au montage précédent. La configuration est la même, on retire seulement le fil représenté en rouge reliant l'accès - à la masse. Le niveau d'injection est de 0 dBm.

1.1.2.1 Schéma du montage

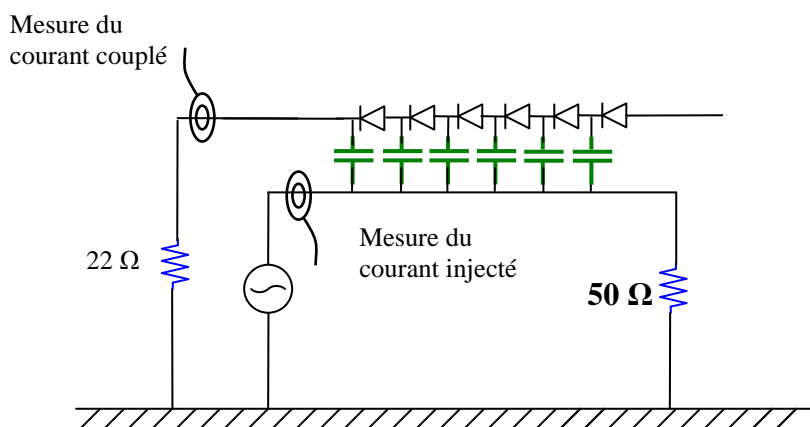


Figure 84 : Schéma de principe de la mesure du couplage en circuit ouvert

1.1.2.2 Résultats obtenus

La courbe obtenue est présentée dans la figure 85.

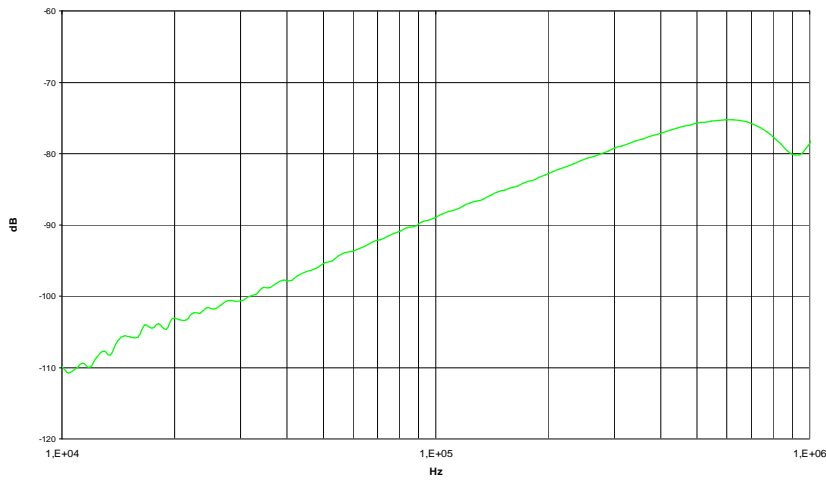


Figure 85 : Résultat de mesure en circuit ouvert

On peut observer que la courbe est très bruitée et les couplages sont très faibles (-90 dB à 100 KHz). Il semble que la mesure montre plus le bruit de l'appareil de mesure qu'une réalité physique liée au panneau.

1.2 Approche théorie

Dans cette partie nous allons calculer le couplage sous un simulateur de circuit CAO de type SPICE. Nous avons choisi le cas du couplage en circuit fermé qui est le plus significatif.

1.2.1 Schéma du circuit

La figure 84 montre les différents éléments présents dans le circuit.

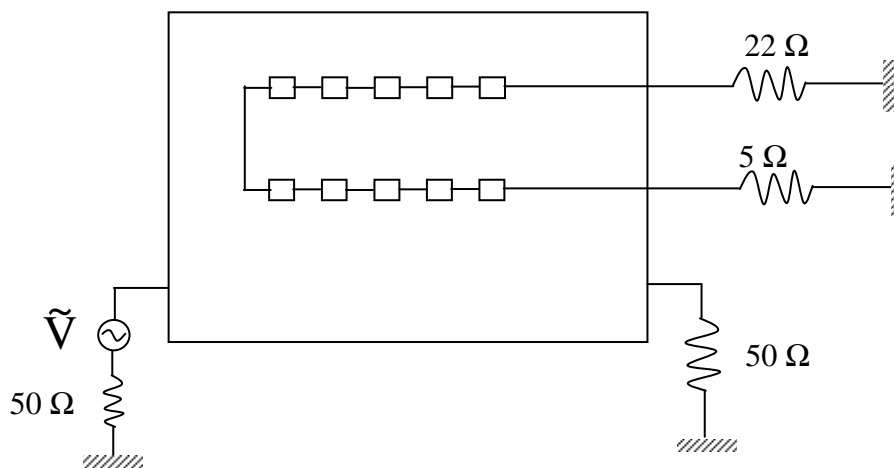


Figure 86

En supposant que les capacités avec le plan de masse n'interviennent pas dans le circuit, nous avons directement reliés les impédances de charges à la masse. Le plan de masse est modélisé par son équivalent grillage et les cellules par des circuits (R, C) parallèle. Nous allons faire le rapport du courant dans les 22Ω de la chaîne de cellules par le courant injecté dans la plaque (au niveau du générateur).

1.2.2 Résultats obtenus

La figure 87 montre les résultats obtenus sur le module du rapport de courants.

Nous constatons un excellent accord avec le résultat expérimental. Nous pouvons donc conclure à la bonne prise en compte des capacités de couplage (kapton) entre le panneau et les cellules.

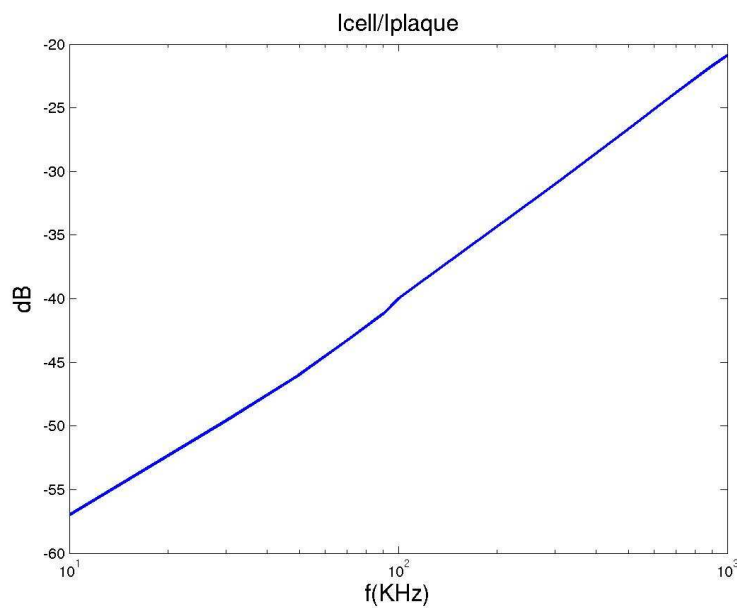


Figure 87 : Résultat théorique en circuit fermé

II. RAYONNEMENT D'UN COUPON DE DIX CELLULES

Dans cette partie nous allons déterminer le rayonnement d'un coupon de dix cellules solaires placées sur une plaque en zone champ proche. L'analyse est limitée de 0 à 10 MHz, bande de fréquence correspondant en général à la bande utile de capteurs des missions scientifiques.

2.1 Principe de mesure

Les mesures de rayonnement en champ proche nécessitent certaines précautions particulières afin d'assurer leur reproductibilité. Pour ce faire le montage réalisé est présenté dans la figure 88.

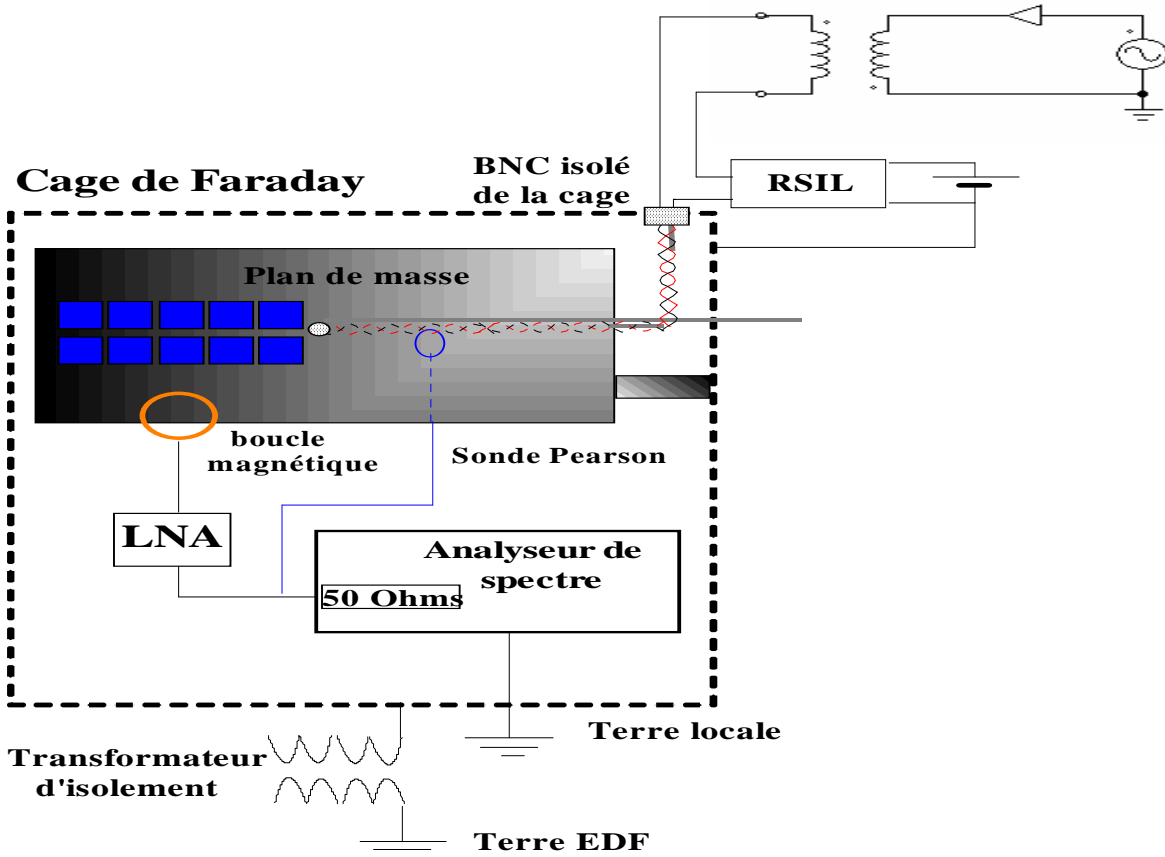


Figure 88 : Schéma du montage de mesure

Ce montage est composé des éléments suivants :

- la plaque sur laquelle sont collées les cellules est placée horizontalement sur un plan de travail dans une cage de Faraday (cage du CNES). Un contact électrique est réalisé entre la plaque et les parois de la cage. Cette dernière constitue notre référence de masse.

- Un générateur est placé en dehors de la cage. Ce générateur est isolé par un transformateur d'isolement situé à l'entrée de la cage. Ce dispositif permet d'alimenter en différentiel pur le coupon de cellules solaires.
- A l'intérieur de la cage, l'alimentation des cellules se fait en mode différentielle pur grâce à une paire twistée qui va du coaxial d'alimentation entrant dans la cage au coupon en passant sous la plaque. La figure 89 explique plus précisément ce montage.

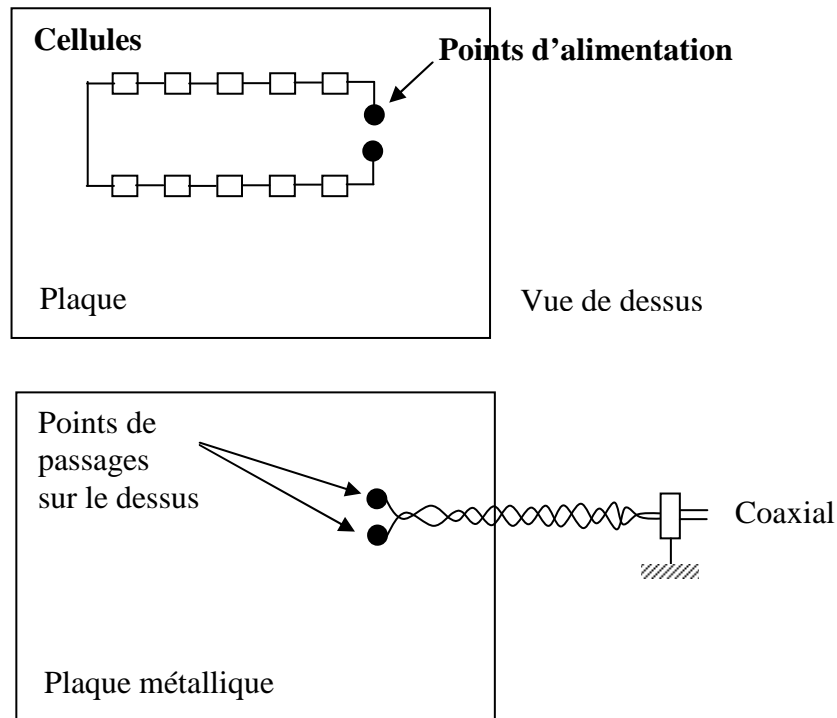


Figure 89 : Alimentation des cellules

- Une sonde différentielle forte impédance permet de prélever la différence de potentiel (DDP) entre les deux points d'excitation du coupon. Deux sondes utilisées pour la mesure du champ magnétique qui sont des boucles magnétiques. Ce type d'antenne est généralement réalisée à partir d'un câble coaxial 50Ω semi-rigide comme on peut le voir sur la figure 90 (à gauche une boucle faite à partir d'un câble coaxial semi-rigide, à droite la boucle EATON utilisée pour les mesures).



Figure 90 : Boucles magnétiques

Le capteur est caractérisé par son facteur d'antenne AF , c'est-à-dire le facteur d'échelle reliant l'amplitude du signal mesuré V à l'amplitude du champ capté B . Le signe de ce facteur indique le sens du champ. Le facteur d'antenne est donné dans le rapport :

$$AF = \frac{B \text{ (pT)}}{V \text{ (}\mu\text{V)}}$$

soit une échelle logarithmique :

$$B \text{ (dBpT)} = AF \text{ (dB)} + V \text{ (dB}\mu\text{V)}$$

L'antenne de mesure est connectée à un analyseur de spectre qui va nous fournir la valeur de la puissance qu'il nous faut convertir en tension ($\text{dB}\mu\text{V}$) :

$$P = \frac{V_{eff}^2}{R}, \text{ avec } R = 50 \Omega$$

En dB,

$$V \text{ (dB}\mu\text{V)} = P \text{ (dBm)} + 107 \text{ (dB)}$$

En mesurant la tension V , et en connaissant le facteur d'antenne F de la sonde, on peut donc déterminer l'induction magnétique B rayonné par le panneau solaire.

Avec cette valeur, et à partir du facteur d'antenne AF à la fréquence de mesure, on peut calculer l'induction magnétique B rayonné par le coupon :

$$B \text{ (dBpT)} = V \text{ (dB}\mu\text{V)} + AF \text{ (dB)}$$

Avant de réaliser les montages pour la mesure du rayonnement, il est nécessaire de réaliser un calibrage correct des boucles magnétiques (voir Annexe 2).

2.2 Coupon non polarisé

Dans les cas réels, les panneaux solaires disposés sur les bras d'un satellite fonctionnent toujours en polarisation. Un éclairage est réalisé dans la cage de Faraday, ce point est important car il fixe les conditions d'impédance des cellules solaires. L'éclairage arrivant au niveau des cellules est faible. Pour cela on va considérer les cellules comme si elles n'étaient pas polarisées. La figure 91 montre le coupon de dix cellules monté sur la plaque de laiton et la figure 92 représente le positionnement des axes de mesures.

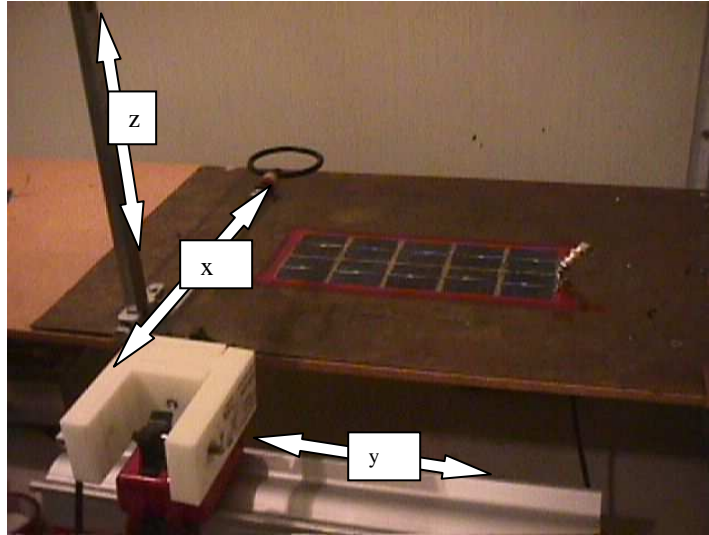


Figure 91 : Photo du montage de mesure

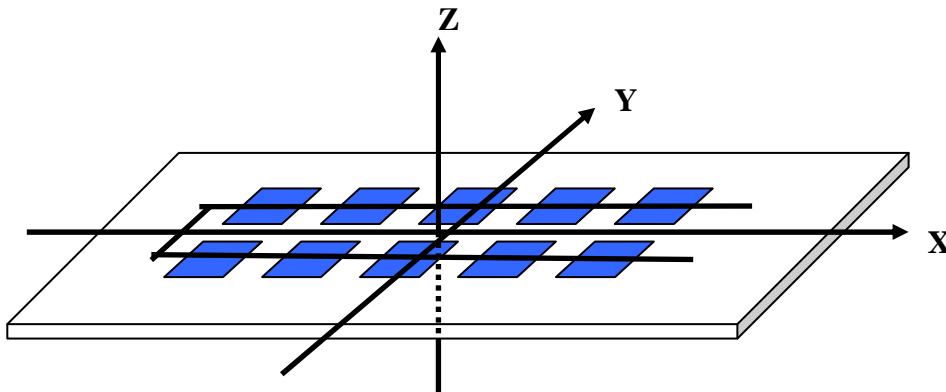


Figure 92 : Positionnement du repère

2.2.1 Résultats obtenus

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au calcul de l'inductance magnétique B seulement pour une fréquence donnée. Nous avons mesuré l'inductance B dans les trois positions en différents points au dessus de la chaîne de cellules afin de comparer avec les résultats donnés par la simulation.

2.2.1.1 Composante $B_z(z)$, $x=0$, $y=0$

Tout d'abord, nous avons mesuré la composante B_z de l'induction magnétique B (en dBpT) en fonction de la hauteur z (en cm) de la boucle magnétique (la sonde Eaton) centrée au milieu du coupon (figure 93).

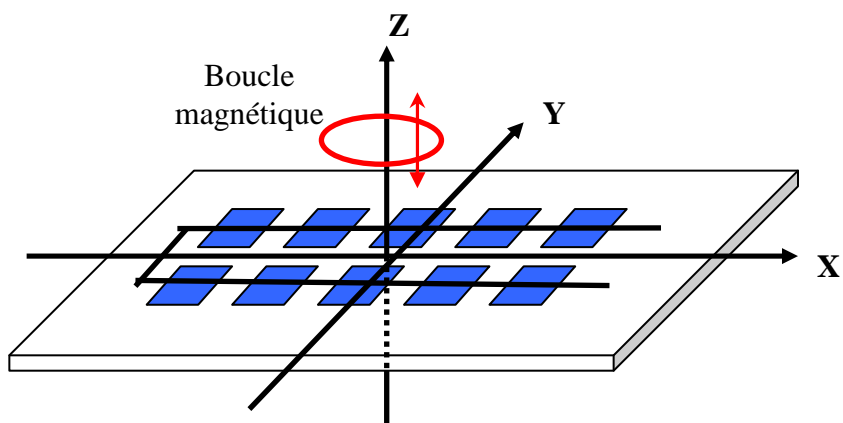


Figure 93 : Position de la sonde pour la mesure de la composante $B_z(z)$

Les calculs et les mesures sont effectuées pour 4 fréquences : 100 kHz, 200 kHz, 1 MHz et 10 MHz.

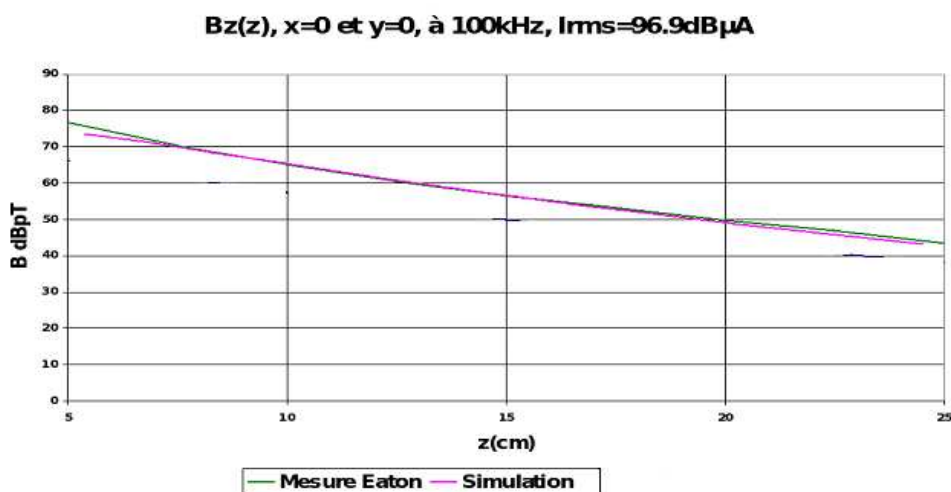


Figure 94 : Variation de B_z avec la hauteur du capteur à 100 kHz

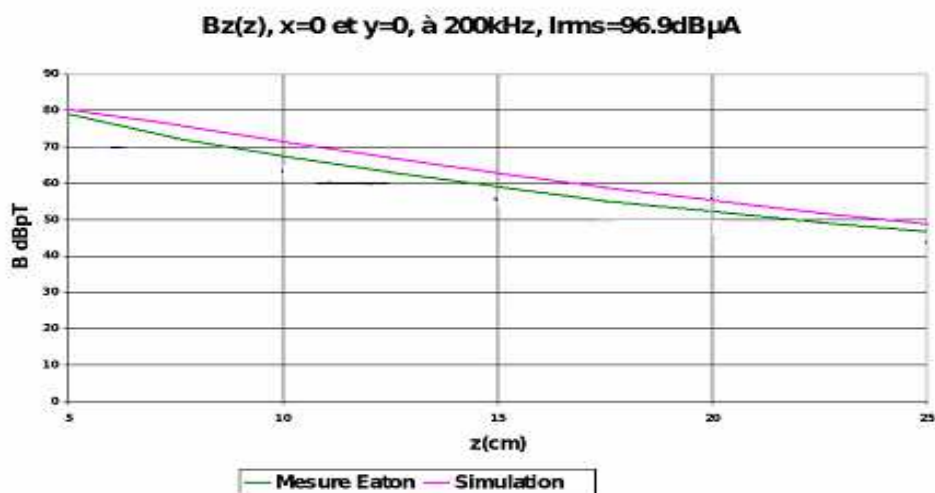


Figure 95 : Variation de B_z avec la hauteur du capteur à 200 kHz

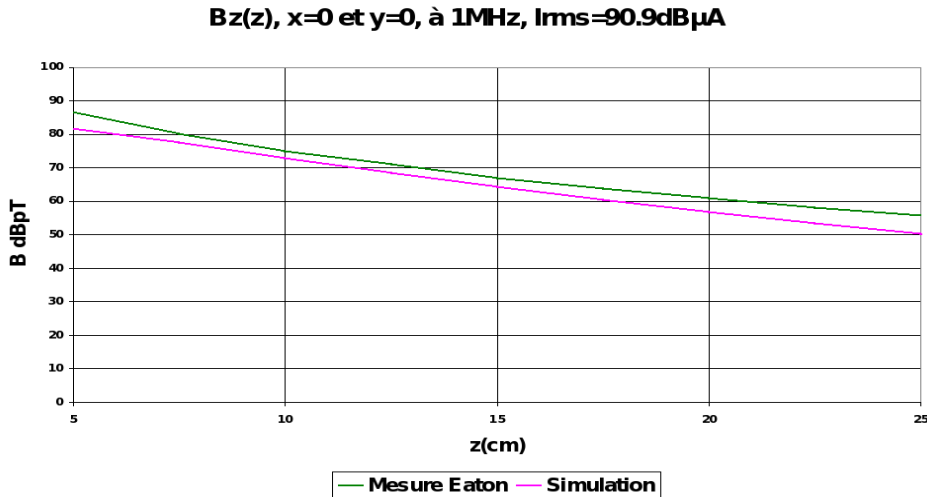


Figure 96 : Variation de Bz avec la hauteur du capteur à 1 MHz

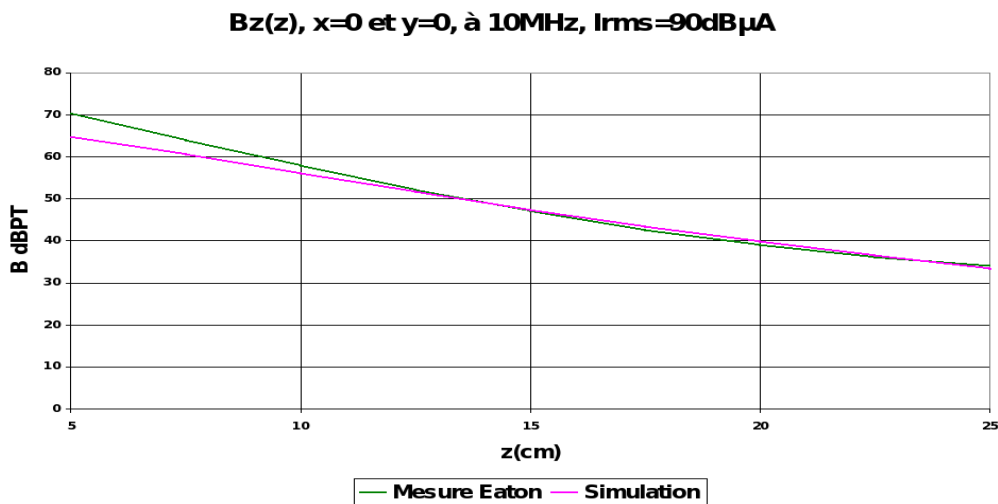


Figure 97 : Variation de Bz avec la hauteur du capteur à 10 MHz

Nous avons comparé les inductions magnétiques au dessus du coupon de dix cellules pour quatre fréquences $f = 100$ KHz, $f = 200$ KHz, $f = 1$ MHz et $f = 10$ MHz. Dans les quatre cas, nous observons un excellent accord entre la théorie et l'expérience. Il y a une décroissance du champ lorsque la hauteur du capteur augmente.

2.2.1.2 Composante Bx(x), y=0, z=10 cm

Dans la suite, nous avons regardé la variation de la composante Bx en fonction de x à la fréquence 200 KHz. Dans cette configuration, la boucle magnétique est parallèle au plan (yOz), et est positionnée à une hauteur de $z = 10$ cm au dessus de la plaque (figure 98).

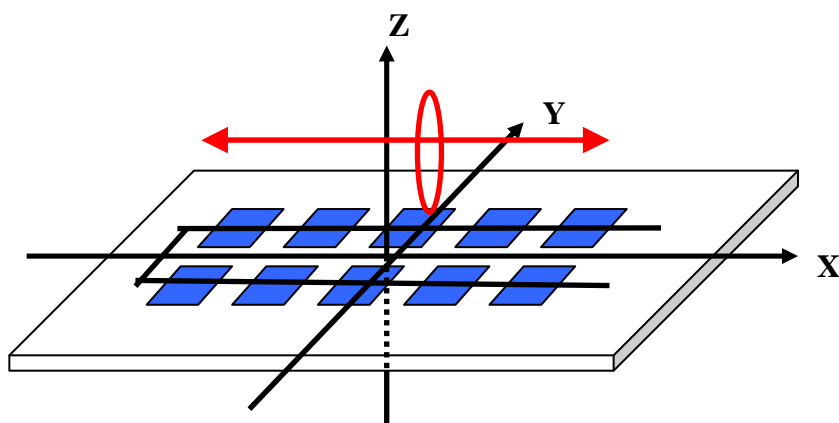


Figure 98 : Position de la sonde pour la mesure de la composante $B_x(x)$

Les mesures qui ont été faites pour la composante B_x manquent de précision au niveau du positionnement des sondes. En effet le montage du mécanisme porteur du capteur dont nous disposons ne permettait pas une orientation optimale du capteur suivant l'axe x et l'axe y . Il peut donc y avoir une imprécision de l'ordre de 3dB des composantes de champ suivant ces deux axes.

Les résultats de la variation de la composante B_x en fonction de x à la fréquence $f = 200$ kHz sont présentés sur la figure 99. Nous observons un excellent accord entre la courbe théorique calculée par le code et les courbes expérimentales mesurées avec les deux sondes Eaton et Singer.

L'amplitude de B_x est minimum en $x = 0$. Ce phénomène est dû à la superposition du rayonnement de deux côtés en approche de phase. Les deux maxima à $x = \pm 15$ cm correspondent au passage du capteur aux extrémités du coupon (figure 98).

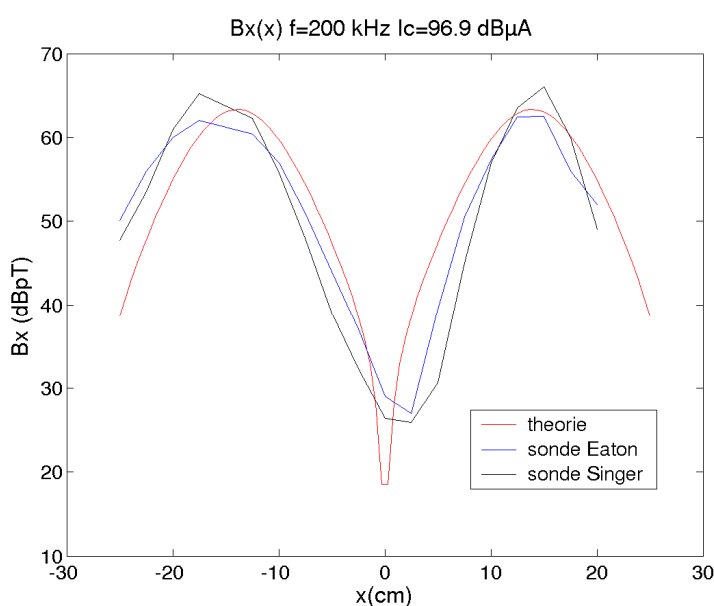


Figure 99 : Variation de B_x en fonction de x à 200 kHz

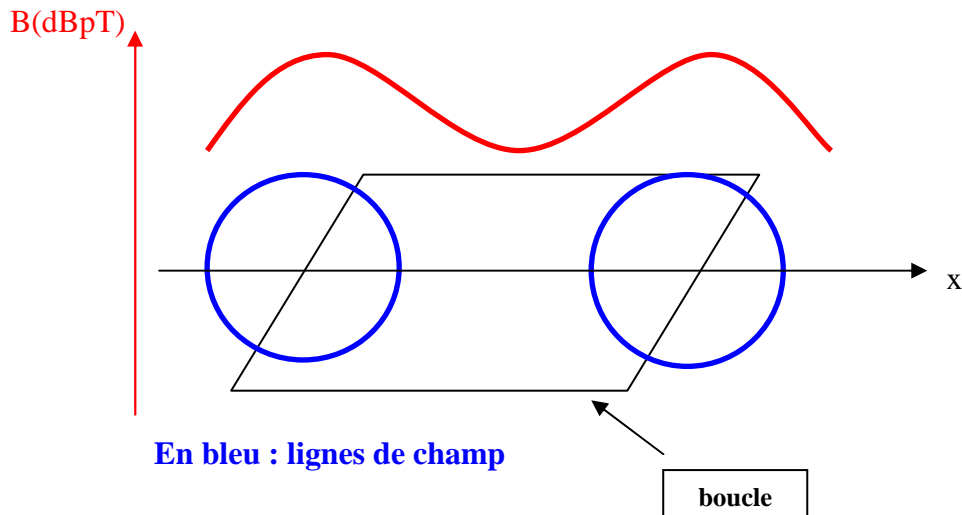


Figure 100 : Représentation schématique des lignes de champ selon l'axe x .

2.3 Coupon polarisé

Dans les mesures précédentes, les cellules solaires n'étaient pas polarisées. Dans les cas réels, les panneaux solaires disposés sur les bras d'un satellite fonctionnent toujours en polarisation. Dans notre cas, la polarisation du coupon influe directement sur son impédance et par suite sur son rayonnement.

2.3.1 Impédance du coupon polarisée

On mesure l'impédance du coupon polarisé. Pour cela on injecte une tension continue et on polarise à différents niveaux de courant. Les mesures sont réalisées avec l'analyseur de réseau.

La courbe figure 101 ci dessous représente l'impédance équivalente d'un coupon polarisé par différents courants. Pour la mise en série de plusieurs cellules on a globalement le même allure de courbe que pour une seule cellule, et on observe que à chaque polarisation c'est la valeur de la résistance de la cellule solaire R_c seulement qui change, et que la résistance diminue quand le courant de polarisation augmente.

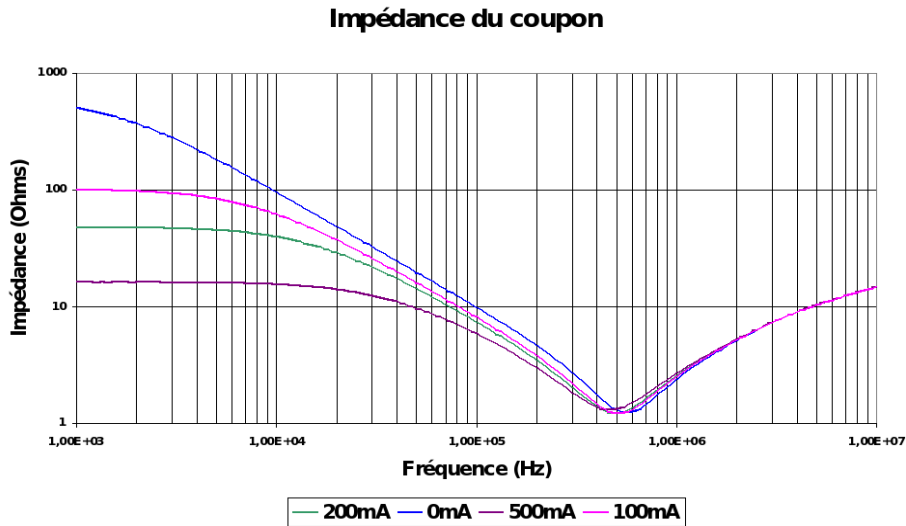


Figure 101 : Impédance du montage 1 coupon à différentes polarisations

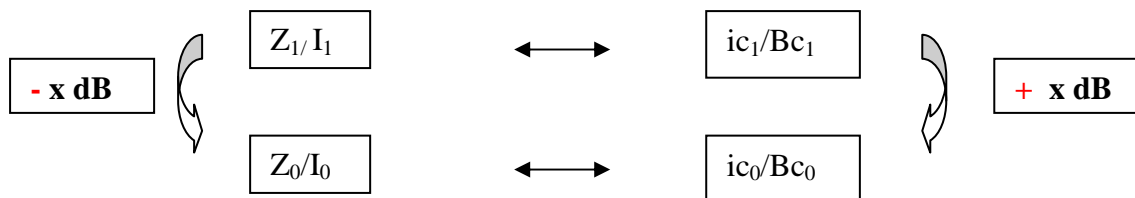
2.3.2 Rayonnement du coupon polarisé

Au vue de la courbe d'impédance présentée avant, il faut se placer avant la fréquence de résonance, qui se trouve vers 1 MHz, pour pouvoir avoir des différences notables sur les champ mesurés à plusieurs polarisation. Les mesures sont faites à 10 kHz.

En polarisant les cellules solaires, l'impédance du coupon change, alors le courant qui passe dans les cellules change et donc l'induction magnétique rayonnée par les cellules solaires change.

La courbe figure 102 présente la composante B_z de l'induction magnétique B rayonné par le coupon de 10 cellules pour différentes polarisations en fonction de la hauteur z du capteur (sonde SINGER) à la fréquence 10 KHz. Les résultats de mesure sont cohérents avec les simulations. Les écarts entre les courbes de champ magnétique aux différents polarisation suivent bien les écarts entre les courbes d'impédances à la fréquence considérée, c'est-à-dire 10kHz. Par exemple entre la courbe de champ magnétique à 100mA et celle à 500mA, il y a 12dB. Cet écart se reproduit entre les courbes d'impédances à 100mA et à 500mA.

Plus schématiquement à une fréquence donnée, on considère 2 polarisations I_0 et I_1 :



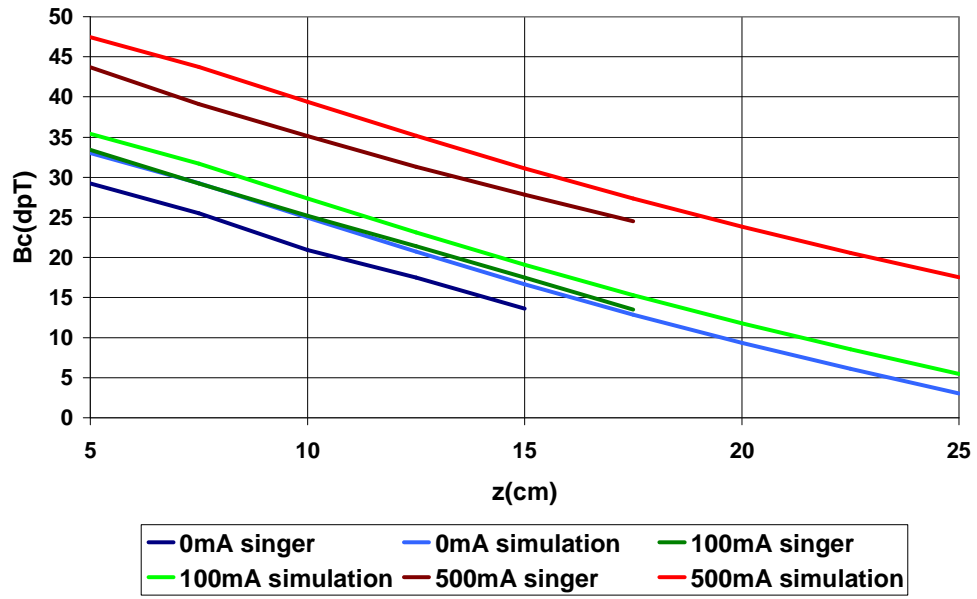


Figure 102 : Champ rayonné pour différentes polarisations

III. RAYONNEMENT DE QUATRE COUPONS

Dans cette partie, nous allons étudier un montage avec quatre coupons identiques au coupon précédent et montés en série. Il y avait plusieurs agencements des coupons possibles. Celle que nous avons retenue est représentée dans la figure 103. D'abord nous allons déterminer l'impédance du système. Après nous comparerons les résultats expérimentaux de mesure de champ magnétique avec les résultats obtenus avec le code de calcul.

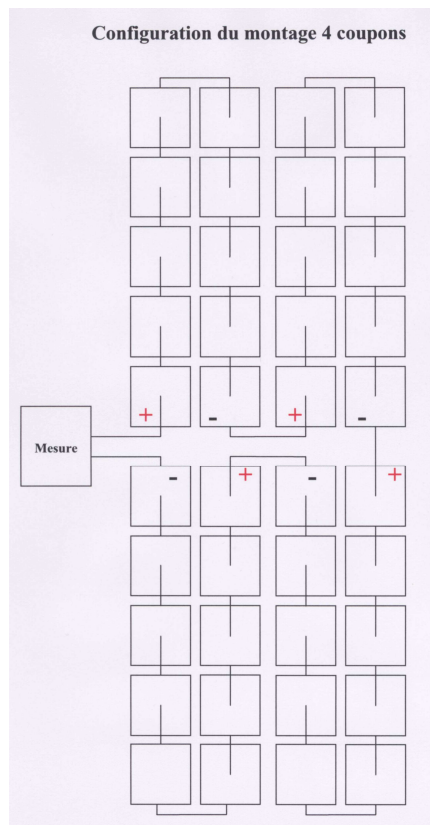


Figure 103 : Montage quatre coupons

3.1 Montage non polarisé

3.1.1 Mesure de la capacité parasite

Nous sommes intéressés à la capacité parasite entre les quatre coupons et le plan de masse sur lequel ils sont fixés. Pour la mesure on relie les bornes d'accès du circuit formé par les quatre coupons. Ensuite on réalise la mesure entre ce point et le point du plan de masse le plus proche.

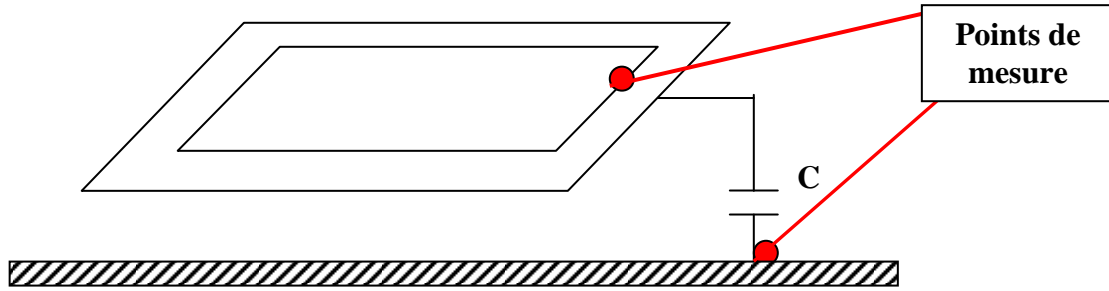


Figure 104 : Montage de mesure de la capacité parasite

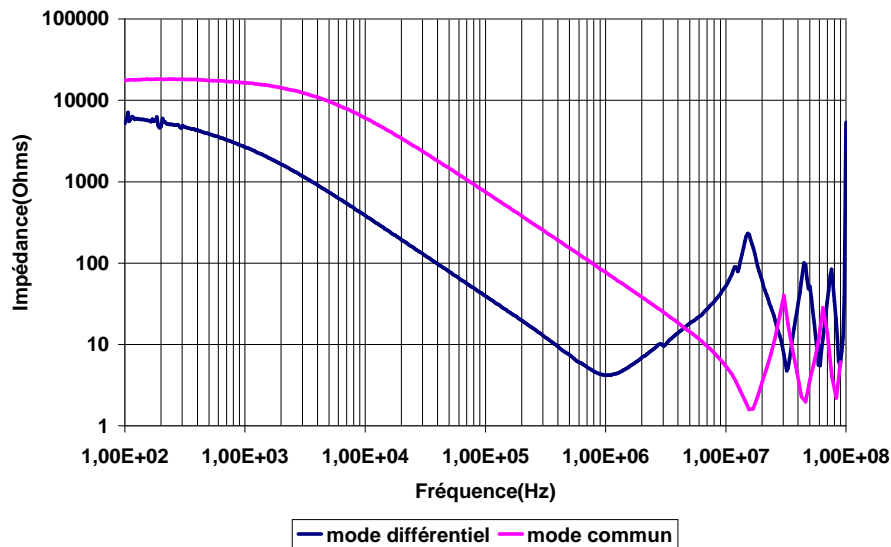


Figure 105 : Capacité parasite entre les 4 coupons et le plan de masse

L'impédance en mode commun est 10 fois plus importante que l'impédance en mode différentiel et inversement pour la capacité. Le palier en BF de la mesure en mode commun est dû à la dynamique de l'appareil de mesure. L'impédance étant trop grande, l'analyseur de réseaux sature. Le minimum est atteint plus haut en fréquence dans le cas du mode commun. En effet, la capacité de mode commun est plus faible et donc la fréquence augmente car on a toujours : $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

3.1.2 Impédance du montage 4 coupons

Nous avons mesuré l'impédance du montage avec quatre coupons et nous l'avons comparé avec l'impédance du montage avec un seul coupon non polarisé en mode différentiel (figure 106).

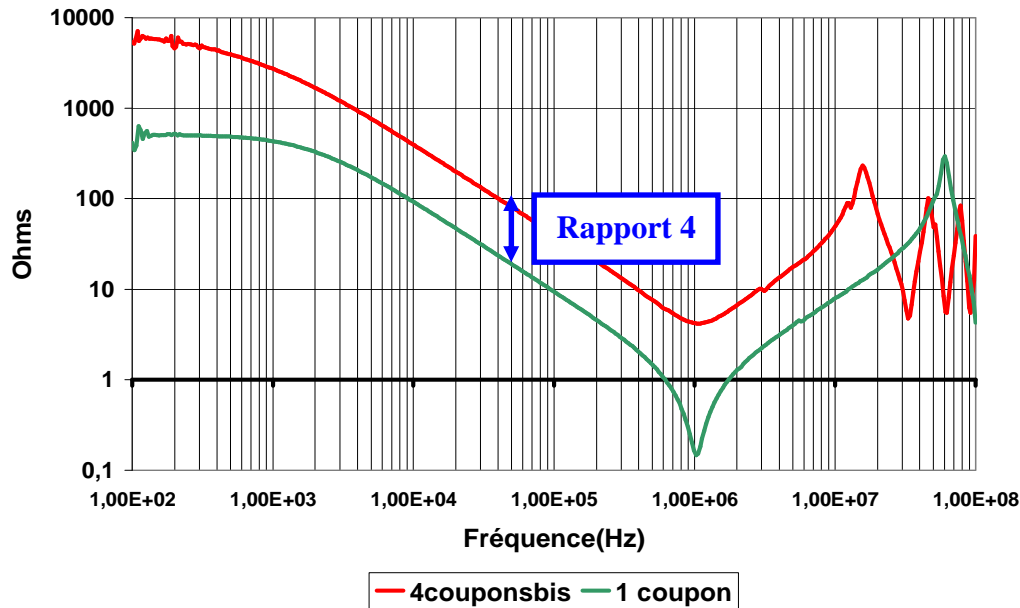


Figure 106 : Impédance des configurations 1 coupon et 4 coupons non polarisés

On remarquera que l'évolution des paramètres reste identique à celle du montage 1 coupon. Globalement, comme on pouvait s'y attendre, l'impédance à une fréquence donnée de 1 coupon est 4 fois plus faible que l'impédance de 4 coupons (figure 106). Ce rapport de niveau a été retrouvé au niveau de la mesure de champ. Pour une même puissance injectée dans les deux montages, on obtient un champ magnétique quatre fois plus important pour le montage un coupon.

La fréquence de résonance est la même dans les deux cas. Si on s'appuie sur la formule $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, on a une augmentation de capacité en augmentant le nombre de coupons et dans le même temps, il y a diminution de l'inductance. Les deux effets s'annulent et on a une fréquence de résonance identique dans les deux cas.

3.1.3 Mesure du champ rayonné

Nous avons calculé l'induction magnétique B rayonné par le montage avec 4 coupons (40 cellules solaires en série) non polarisé. Pour ce montage nous avons utilisé un nouveau plan de masse plus grand. Il permet de s'affranchir des perturbations créées par la paire de fils torsadés, qui dans le cas de 4 coupons, est trop proche de ceux-ci.

3.1.3.1 Composante $B_z(x)$, $y=0$, $z=12\text{cm}$

Tout d'abord nous avons calculé la composante B_z en fonction de (x) à la fréquence $f = 100\text{ KHz}$, et nous avons positionné le capteur à $y = 0\text{ cm}$, et à une hauteur de $z = 12\text{ cm}$. La figure 108 présente les résultats obtenus en théorie et en expérimentation. Nous observons une symétrie de courbe à gauche et à droite du centre du coupon, et un maximum de B_z aux extrémités du montage avec quatre coupons ($x = \pm 30\text{cm}$).

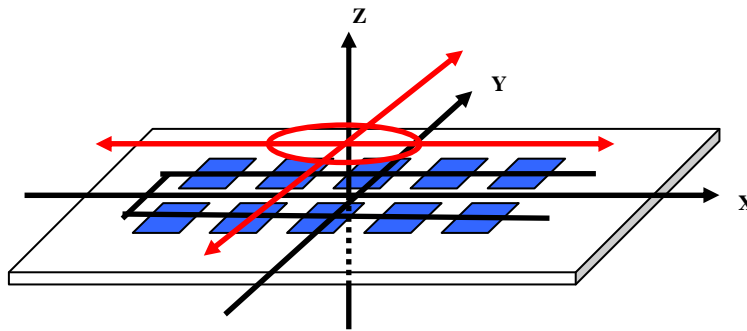


Figure 107 : Position de la sonde pour la mesure de la composante Bz

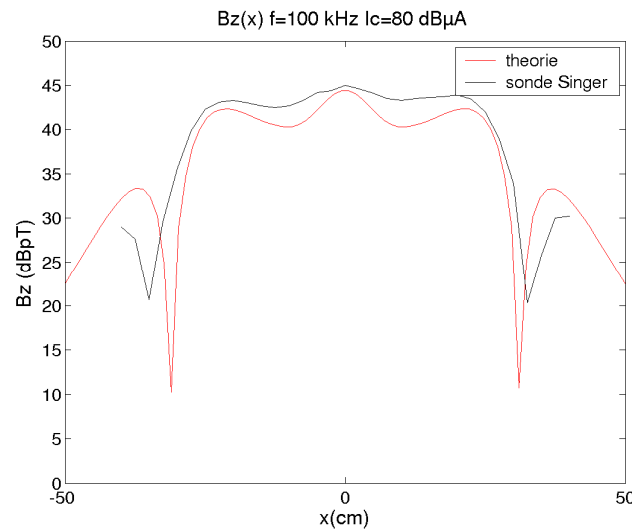


Figure 108 : Composante Bz(x), à 100kHz, Ic=80dBμA, y=0 et z=12 cm

3.1.3.2 Composante Bz(y), x=15 cm, z=12 cm

Ensuite nous avons calculé la composante Bz en fonction de la position du capteur suivant l'axe de y du montage quatre coupons à la fréquence $f = 500$ KHz, et on a positionné le capteur à $x = 15$ cm, et à une hauteur de $z = 12$ cm. La figure 109 présente les résultats obtenus en théorie et en expérimentation. Nous observons une symétrie de courbe à gauche et à droite du centre du coupon, et un minimum de Bz aux extrémités du montage ($y = \pm 12.5$ cm).

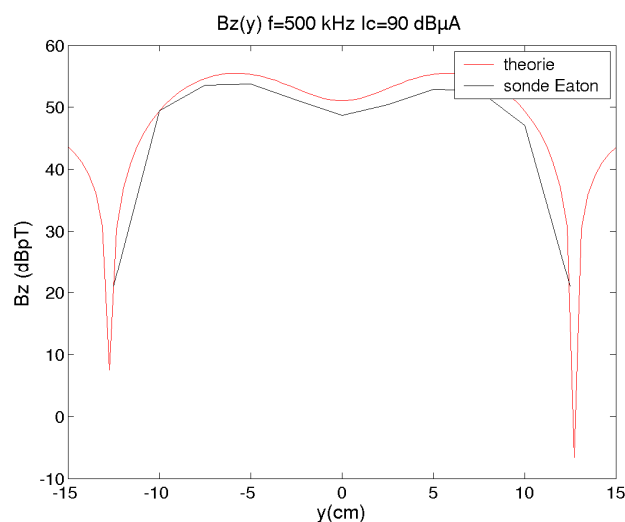


Figure 109 : Composante Bz(y), à 500kHz, Ic= 90dBμA, x = 15 cm et z=12 cm

3.1.3.3 Composante $B_z(z)$, $x=-15$ cm, $y=0$

Nous avons calculé la composante B_z en fonction de la position du capteur suivant l'axe de z du montage quatre coupons à la fréquence $f = 500$ KHz, et on a positionné le capteur à $x = 15$ cm, et à $y = 0$. La figure 110 présente les résultats obtenus en théorie et en expérimentation.

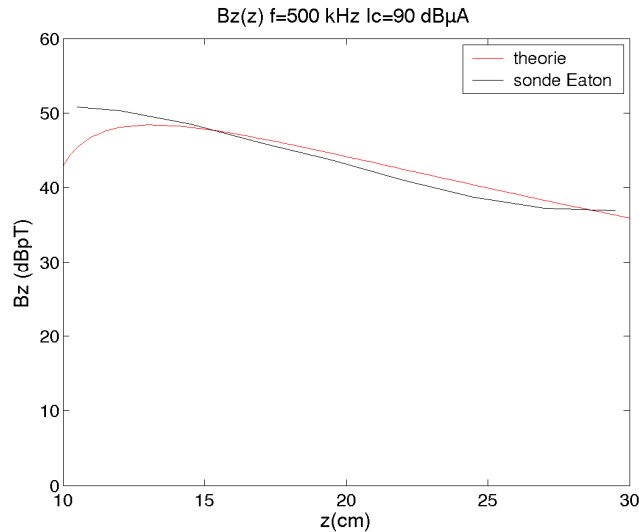


Figure 110 : Composante $B_z(z)$, $x=-15$ cm et $y=0$, $I_c=90$ dB μ A à 500kHz

Dans tous les cas nous observons un bon comportement entre les résultats du code de calcul et les résultats expérimentaux.

3.2 Montage polarisé

3.2.1 Impédance du montage

Tout comme précédemment pour le montage un coupon, nous avons relevé l'impédance du système 4 coupons polarisés par différents courants.

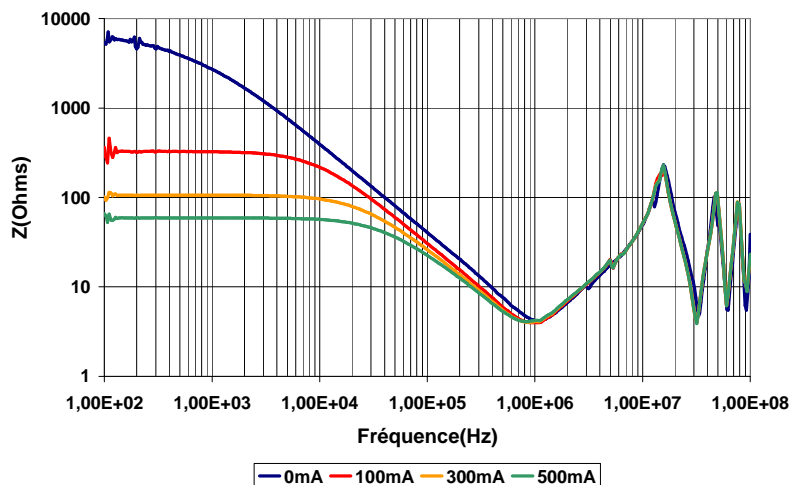


Figure 111 : Impédance du système 4 coupons à différentes polarisations

Nous observons aussi que à chaque polarisation c'est la valeur de la résistance de la cellule solaire R_c seulement qui change, et que la résistance diminue quand le courant de polarisation augmente.

3.2.2 Mesure du champ rayonné

Nous présenterons uniquement les résultats pour la composante B_z de l'induction magnétique B rayonnée par le montage de 4 coupons de 10 cellules chacun pour différentes polarisations en fonction de y à la fréquence 30 KHz.

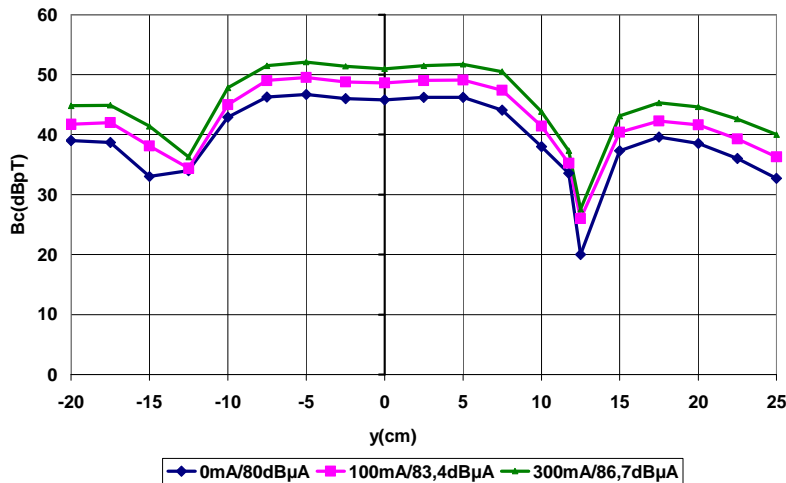


Figure 112 : Composante $B_z(y)$, $f = 30$ kHz, loop Singer, $x = -15$ cm et $z = 10.5$ cm

Cette première série représente les relevés de niveau de champ pour un niveau de référence en courant $I_c=80$ dB μ A fixé à 30kHz pour une polarisation de 0mA. On a ensuite fait varier la polarisation à 100mA et 300mA sans changer la puissance d'injection en alternatif. Les niveaux de courant crête circulant dans le circuit ont alors changé : $I=83,4$ dB μ A pour 100mA et $I_c=86,7$ dB μ A pour 300mA. En se reportant aux mesures d'impédance du système, on constate que, comme dans le cas de 1 coupon, ces niveaux suivent l'évolution de l'impédance à la fréquence concernée. La figure 113 représente la comparaison entre les résultats de mesures et les résultats théoriques à une polarisation précise $I=100$ mA. Nous constatons un bon accord entre la simulation et la mesure.

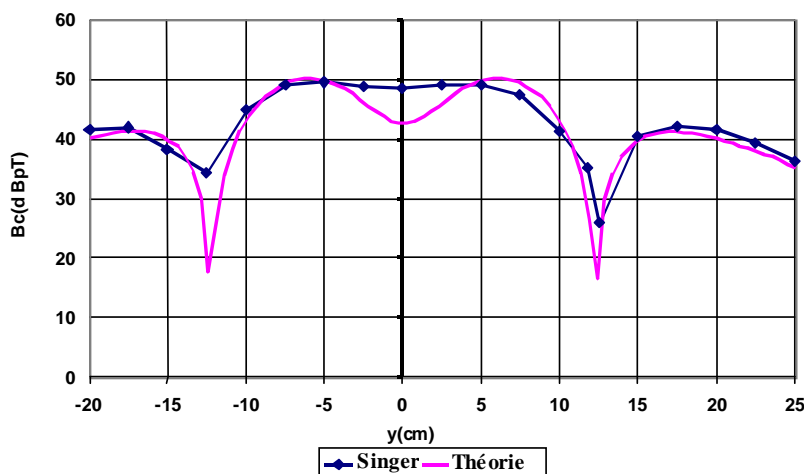


Figure 113 : Composante $B_z(y)$, $f = 30$ kHz, $z = 10.5$ cm et $x = -15$ cm, $I_{\text{polarisation}} = 100$ mA, $I_c=83.4$ dB μ A

IV. CHAPITRE 3 – CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre une série de résultats expérimentaux qui ont permis de valider les résultats obtenus par le code de calcul. Les mesures sont effectuées dans la cage de Faraday du CNES. L'analyse est limitée de 0 à 10 MHz. Nous avons considéré dans un premier temps un coupon de dix cellules solaires placés sur un plan de masse. Nous avons observé un excellent accord entre les courbes théoriques calculées par le code et les courbes expérimentales mesurées avec la sonde. Ensuite nous avons considéré une configuration plus complexe de quatre coupons identiques au coupon précédent et montés en série. Pour valider le code, plusieurs directions de variation de la sonde de mesure ont été considérées. Dans tous les cas nous observons un bon comportement entre les résultats du code de calcul et les résultats expérimentaux. Ces résultats prouvent l'efficacité de la méthode utilisée pour le calcul du rayonnement du panneau solaire en champ proche.

CHAPITRE 4 INTEGRATION DE LA STRUCTURE SATELLITE

Jusqu'à présent nous sommes intéressés uniquement au panneau solaire seul. Nous allons maintenant étudier le rayonnement au niveau de la structure globale du satellite (figure 114). Le satellite est représenté par une boîte métallique.

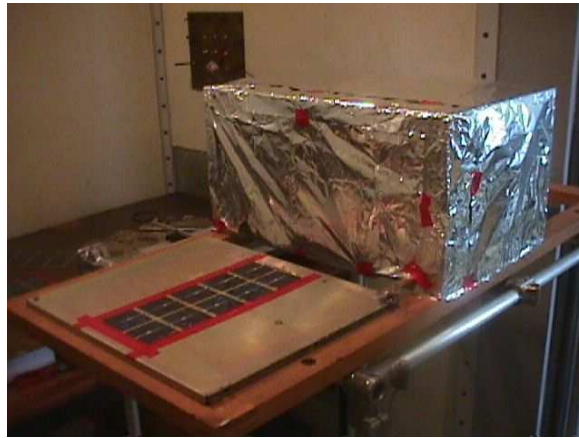


Figure 114 : Montage expérimental panneau + structure satellite

Afin de décrire le satellite, plusieurs informations sont à donner :

- les dimensions en x , y , z du satellite (en mm),
- la position du bord gauche avant et bas du satellite (x_1, y_1, z_1) en mm (figure 115).



Figure 115 : Positionnement du satellite

La structure satellite sera décomposée en barreaux élémentaires comme le panneau. Il est donc nécessaire de fixer le nombre de barreaux élémentaires dans les trois directions. Pour chaque barreau, il serait nécessaire de refaire un calcul de type Fasthenry pour connaître leur section. Dans cette première version du code, on suppose cette section connue, elle est choisie identique à celle du panneau.

Les données à renseigner sont donc :

- L_x, L_y, L_z , dimensions du satellite en x, y, z ,
- (x_1, y_1, z_1) position du satellite (*coin gauche, bas*) dans le repère défini par le panneau,
- M_x, M_y, M_z nombre de cellules pour x, y, z pour la représentation du satellite,
- L, W, e : longueur, largeur, épaisseur de chaque barreau.

4.1 Capacité du couplage entre le panneau et la structure

Pour faire circuler du courant dans le panneau, le circuit équivalent représentant le panneau doit être refermé. Cette fermeture se fait physiquement par des lignes de champ électrique. Le couplage est donc de type réparti, comme le montre la figure 116.

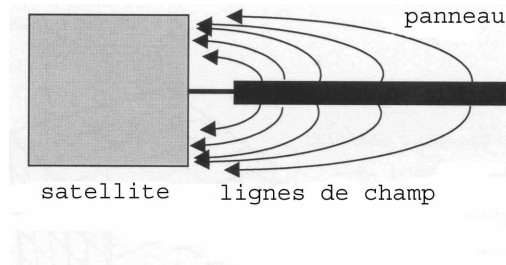


Figure 116 : Vue en coupe du couple satellite – panneau

En régime statique, les lignes de champ peuvent être représentées par des capacités comme indiqué figure 117.

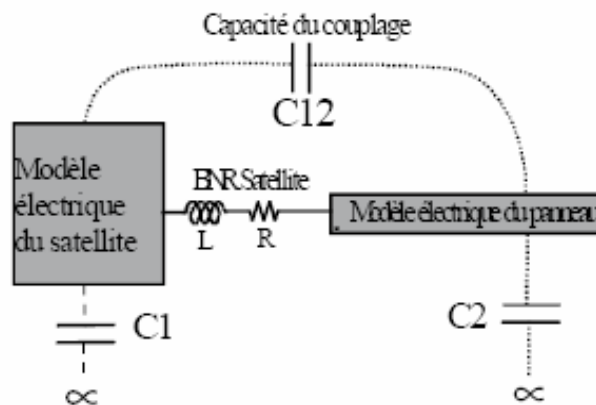


Figure 117 : Structure complète

Sur la figure 117, nous montrons la structure satellite et le panneau refermés par rapport à l'infini. Pour notre application, la référence sera le satellite, de ce fait, on négligera les capacités par rapport à l'infini, on considérera seulement la capacité satellite / panneau C_{12} indiqué sur la figure 117. Le satellite sera donc dans notre fichier de description électrique la référence de masse.

4.1.1 Méthodologie du calcul de la capacité

Voyons maintenant la méthodologie du calcul de la capacité. Deux alternatives s'offre à nous :

- résoudre l'équation de Laplace dans un volume 3D ($\Delta V = 0$) et déduire, à partir des potentiels, la capacité entre éléments,
- réaliser un maillage surfacique des structures (*discrétisation en pavés rectangulaires*), calculer la charge sur chaque pavé élémentaire, résoudre un problème d'influence entre charges et calculer des capacités partielles entre éléments.

Pour cette étude, la seconde solution a été retenue. Pour illustrer la méthodologie, nous avons considéré un satellite parallélépipédique sur lequel est connecté un panneau solaire (figure 118).

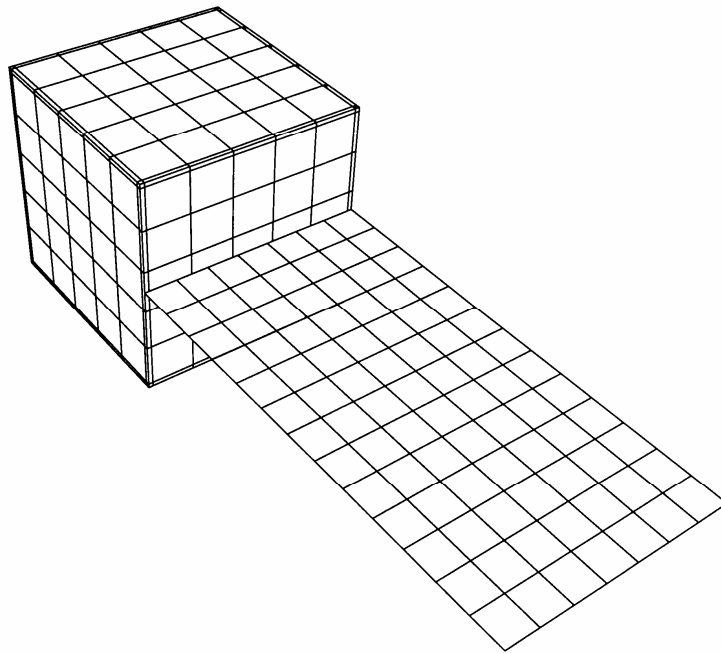


Figure 118 : Discretisation satellite / panneau

Comme nous le voyons sur la figure 118, le cube est discrétisé en rectangles réguliers sauf au niveau des arêtes où l'on considère une maille de largeur 10 fois plus faible que les autres de manière à prendre en compte correctement l'accumulation de charges.

L'équation à résoudre est $[Q]=[C][V]$ où $[Q]$ est la charge sur chaque élément de surface, $[C]$ est la matrice des capacités d'interaction entre éléments et V le potentiel auquel est porté chaque élément métallique.

La nécessité de refermer le circuit électrique nécessite le calcul de capacités inter-objets. Il s'agit alors de trouver une technique de calcul permettant le calcul de la capacité entre le panneau solaire et le corps du satellite, pour ce faire, nous avons utilisé le code FASTCAP [51] disponible sur Internet qui résout l'équation $[Q] = [C] [V]$.

La méthode numérique employée consiste à découper chaque objet (*panneau ou satellite*) en surface rectangulaire élémentaire. Chaque surface sera supposée portée une densité de charge

constante σ_i . Ainsi, en un point de l'espace, le potentiel électrostatique créé par l'ensemble des surfaces s'écrit :

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=0}^{N_0} \int_{S_j} \frac{\sigma_j}{|r-r_j|} dS_j$$

N_0 : représente le nombre d'objets (ici 2)

S_j : représente la surface de l'objet numéro j

r : représente la position du point d'observation et r_j un point courant sur le j ème conducteur.

Prenons comme point d'observation un élément du i ème conducteur $V(r) = V(r_i)$, multiplions les deux membres de l'équation par σ_i et intégrons les sur la surface S_i du conducteur i , il vient :

$$V_i \int_{S_i} \sigma_i dS_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{N_0} \int_{S_i} \int_{S_j} \frac{\sigma_i \sigma_j}{|r_i - r_j|} dS_i dS_j$$

N.B. : V_i est constant sur le conducteur i .

Si nous appelons Q_i et Q_j respectivement les charges totales sur les conducteurs i et j on déduit :

$$V_i = \sum_{j=1}^{N_0} P_{ij} Q_j$$

avec : $Q_{ij} = \int_{S_j} \sigma_j dS_j$ et $P_{ij} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 Q_i Q_j} \int_{S_i} \int_{S_j} \frac{\sigma_i \sigma_j}{|r_i - r_j|} dS_i dS_j$

Nous avons ainsi défini des coefficients P_{ij} qui ne dépendent pas de l'état électrique du système, mais de la configuration géométrique. On a donc :

$$[V] = [P][Q]$$

On voit alors que l'inverse de la matrice $[P]$ représente les coefficients d'influences entre les éléments du système $[C] = [P]^{-1}$. On peut montrer que les coefficients C_{ii} calculés sont positifs et les coefficients d'influence entre conducteurs C_{ij} sont négatifs.

Le logiciel FASTCAP construit le système et résout le problème de la manière suivante.

Soit N_0 conducteurs, on découpe chaque conducteur en pavés élémentaires numérotés comme suit :

$n = 1, 2, \dots, n_1$ pour le conducteur 1

$n = n_1 + 1, \dots, n_1 + n_2$ pour le conducteur 2

$n = \sum_{i=1}^{n_1-1} n_i + 1, \sum_{i=1}^{N_0-1} n_i + 2, \dots, \sum_{i=1}^{N_0-1} n_i = N$ pour le conducteur N_0

En écrivant sous forme discrète le potentiel en un point r , il vient :

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_i \Delta S_i}{|r - r_i|}$$

En écrivant le système des points d'observation correspondant au centre des pavés, on a :

$$V_j = \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_i \Delta S_i}{|r_j - r_i|}$$

On a un système matriciel global :

$$[V] = [P][\sigma] \quad \text{portant sur les surfaces élémentaires}$$

$$\text{d'où : } [\sigma] = [P]^{-1}[V]$$

$$\text{Or : } Q_i = \sum_i \sigma_i \quad Q_i \text{ est la charge totale du conducteur } i.$$

En regroupant les charges appartenant à un même objet, on trouve alors le système final :

$$[Q] = [C][V]$$

D'où la matrice [C] du système.

En décrivant la géométrie comme étant deux objets, le code nous donne :

- la capacité propre de chaque objet,
- les mutuelles entre objets.

Les données d'entrée du code électrostatique seront :

- le nombre d'objets à considérer,
- la géométrie de chaque objet, ses dimensions et les positions relatives par rapport à un repère oxyz,
- les pas de discrétisation des objets.

Les données de sortie sont :

- les capacités propres de chaque objet par rapport à l'infini,
- les capacités mutuelles entre objets (*ou le nombre de mailles dans chaque direction*).

4.1.2 Exemple

Dans un premier temps, pour se familiariser avec l'utilisation de FASTCAP [51], nous avons simulé une structure simple composée de deux plans conducteurs parallèles. Le résultat donné par FASTCAP peut être directement comparé avec la valeur donnée par la formule classique :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{e}$$

Avec S : surface commune des conducteurs (m^2)
 e : distance entre les conducteurs (m)
 ϵ_0 : permittivité
 ϵ_r : permittivité absolue, ici dans l'air, $\epsilon_r = 1$

Nous avons simulé le cas de deux conducteurs parallèles de $1 m^2$ de surface, espacés de 1 m, sans maillage (figure 119).

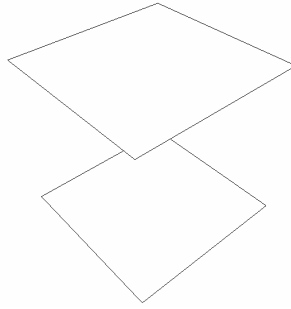


Figure 119 : 2 conducteurs parallèles.

La matrice des capacités du système est la suivante :

CAPACITANCE MATRIX, picofarads

	1	2
Plan1%GROUP1 1	33.91	-8.932
Plan1%GROUP2 2	-8.932	33.91

La forme des entrées de la matrice capacité indique que quand une source de 1 volt est connectée au condensateur, 33.91pF sont accumulés sur le plan à 1 volt et -8,932pF sont accumulés par le plan de masse. Une petite partie de la charge du plan positif, $33.91 - 8.932 = 24.978\text{pF}$, est induite pour supporter les lignes de fuite de champ électrique se terminant à l'infini, alors que les 8.932pF restant sont engendrées par les lignes de champ entre le plan positif et le plan de masse. C'est cette valeur qui peut être comparée par la formule, On a:

$$C = 8.854187 \cdot 10^{-12} \cdot 1.1/1 = 8.85\text{pF}$$

Le résultat est en accord avec la simulation FASTCAP.

4.1.3 Application au projet

Nous avons considéré un satellite parallélépipédique sur lequel est connecté un panneau solaire. Tout d'abord, nous avons simulé la structure en considérant un cube de dimensions équivalentes, avec le panneau solaire symbolisé par une plaque conductrice et placé parallèlement à la structure pour rester fidèle au cas réel d'un satellite.

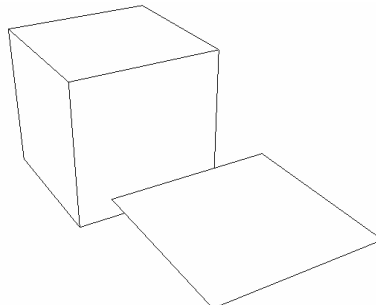


Figure 120 : Structure cubique avec panneau perpendiculaire

4.1.3.1 Résultats avec FASTCAP

Les résultats proviennent de la simulation de la structure :

CAPACITANCE MATRIX, picofarads

	1	2
Plan1%GROUP1 1	10.17	-3.692
Hexa%GROUP2 2	-3.692	21.84

Nous trouvons alors une capacité mutuelle de l'ordre de **3 pF**.

4.1.3.2 Résultats expérimentaux

Nous avons mesuré la capacité entre le plan de masse sur lequel est positionné le coupon et la structure parallélépipédique.

Pour réaliser cette mesure il faut avant tout avoir conscience des éléments non désirables que l'on peut ou que l'on va être amené à mesurer. Le fait même de positionner le système panneau+structure au dessus du sol va créer des capacités parasites non négligeables dont l'ordre de grandeur risque de masquer la capacité recherchée.

Le principe de mesure consiste à placer le connecteur BNC entre le plan de masse du panneau et la structure (voir figure 88), et de réaliser une mesure classique d'impédance.

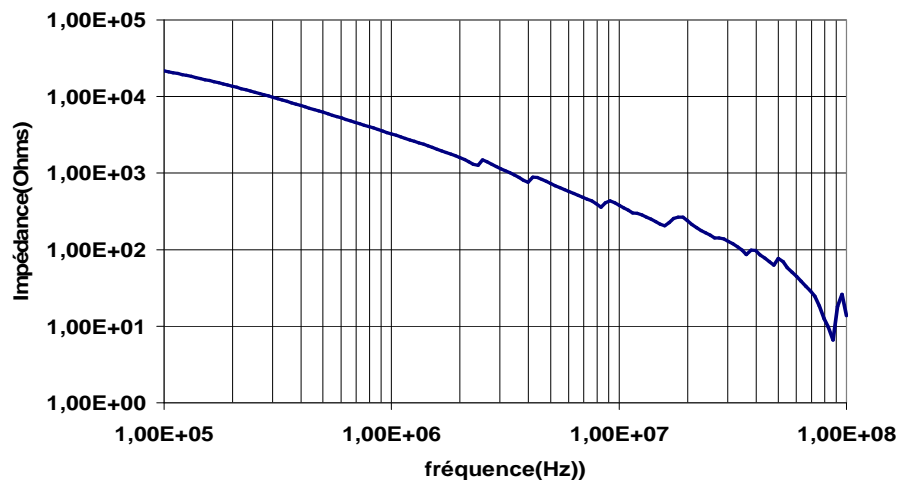


Figure 121 : Mesure de la capacité parasite entre la structure et le panneau solaire

On obtient à 1 MHz une capacité mutuelle égale à **38 pF**.

Nous avons comparé ce résultat avec celui fournit par le code électrostatique FASTCAP. On constate que les valeurs en simulation sont sensiblement différentes du résultat de mesure. On peut l'expliquer par la présence de capacités parasites existant entre le sol, les murs, etc. et la structure. Ces capacités ont tendance à masquer la capacité plus faible entre le plan de masse du panneau et la structure.

4.2 Champ rayonné

Nous avons étudié le rayonnement du panneau solaire en présence de la structure satellite. Deux cas ont été traités :

- panneau flottant (le plan de masse du panneau n'est pas relié à la structure satellite).
- panneau relié (le plan de masse du panneau est relié à la structure satellite).

4.2.1 Panneau flottant

Nous avons regardé le champ rayonné par un coupon avec la structure satellite à proximité pour voir son influence éventuelle. Dans un premier temps il s'agissait de mesurer le champ du coupon posé sur un plan de masse qui lui était totalement flottant par rapport à la boîte figurant le satellite. Les figures 122, 123 et 124 montrent les variations du composant B_z respectivement en fonction de x , y et z à la fréquence 500 kHz.

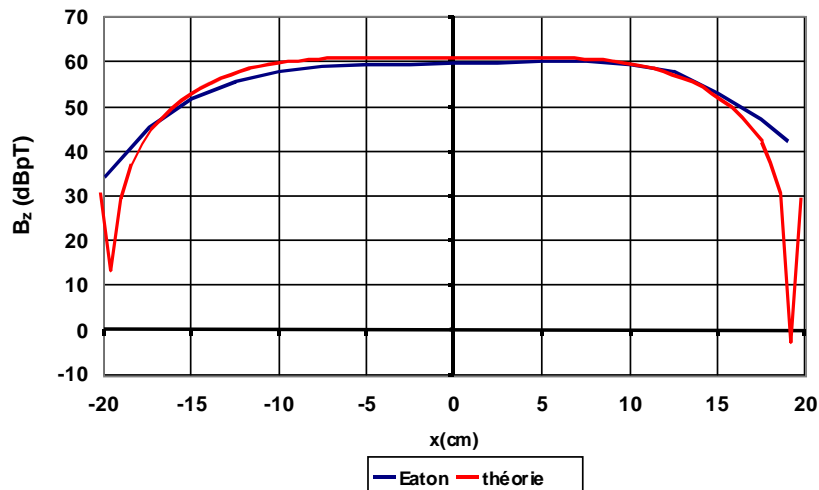


Figure 122 : Composante $B_z(x)$ à 500kHz, $I_c=90\text{dB}\mu\text{A}$, $y=0$ et $z=12\text{cm}$

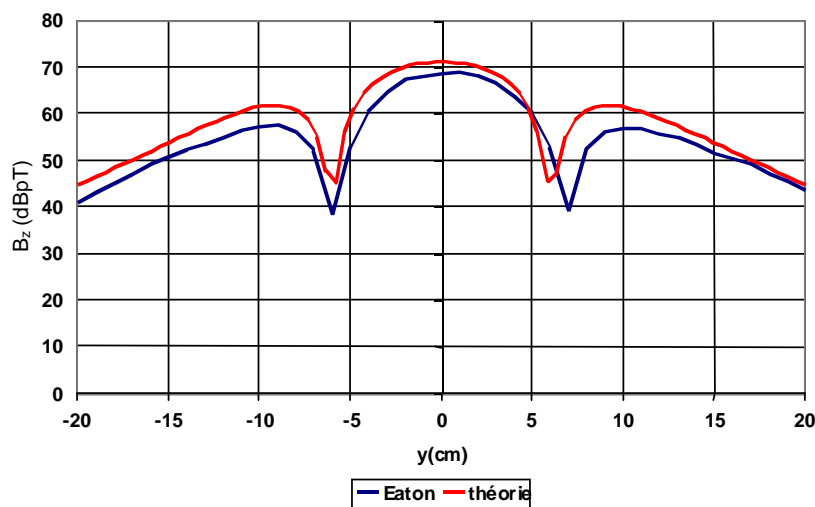


Figure 123 : Composante $B_z(y)$ à 500kHz, $I_c=90\text{dB}\mu\text{A}$, $x=0$ et $z=6.5\text{cm}$

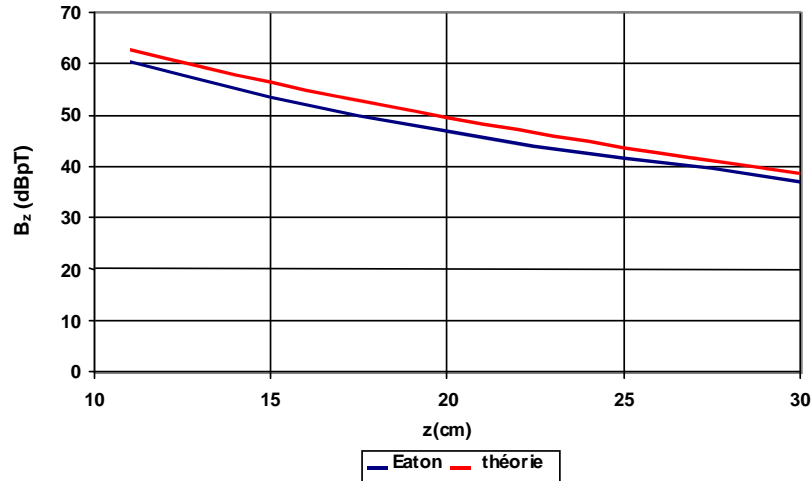


Figure 124 : $B_z(z)$, à 500kHz, $I_c=90dB\mu A$, $x=y=0$

Dans tous les cas nous observons le bon comportement du code dans la représentation des champs rayonnés. Nous observons aussi que les allures des courbes sont similaires à celles vues précédemment sans la structure satellite, et surtout que les niveaux de champ sont très sensiblement identiques, aux imprécisions de mesures près. Nous constatons donc que la structure n'a aucun effet sur le rayonnement du panneau, et que l'effet de la capacité mutuelle satellite / panneau C_{12} est du second ordre.

4.2.2 Panneau relié

Dans ce paragraphe nous allons étudier le cas où le plan de masse du panneau comprenant deux coupons de dix cellules, est relié à la structure satellite par un fil. Cette configuration que nous avons étudiée se rapproche de dispositifs réels. Il faut noter que la réalité est légèrement différente.

Le fil de retour du 0 volt électrique est mis à la masse mécanique au point M milieu du plateau du bas de la boîte métallique. Le système d'injection des parasites se trouve à l'extérieur de la cage de Faraday. La paire torsadée sortant de la boîte vers le système d'injection est plaquée et masquée par du scotch conducteur contre le mur de la cage. Du côté panneau, la paire torsadée est connectée aux accès des coupons de cellules par la face arrière en passant par un trou de traversée.

Les données d'entrée sont, les grandeurs électriques et géométriques représentant l'alimentation globale du circuit.

Les données électriques d'entrée sont :

- les grandeurs représentant les câbles d'alimentation des strings.
- la capacité C_{12} entre le panneau et le satellite,
- les caractéristiques du panneau.
- les caractéristiques des cellules.
- les caractéristiques de la connexion panneau / satellite (R, L).
- les caractéristiques de la connexion cellules / panneau C_{colle} .

Les données géométriques sont :

- la longueur, l'orientation et la position des câbles d'alimentation. Ces câbles seront découpés sous forme de segments élémentaires permettant ensuite l'intégration des différents moments dipolaires pour un calcul du champ rayonné,
- la position géométrique, l'orientation et la longueur de la connexion satellite panneau.

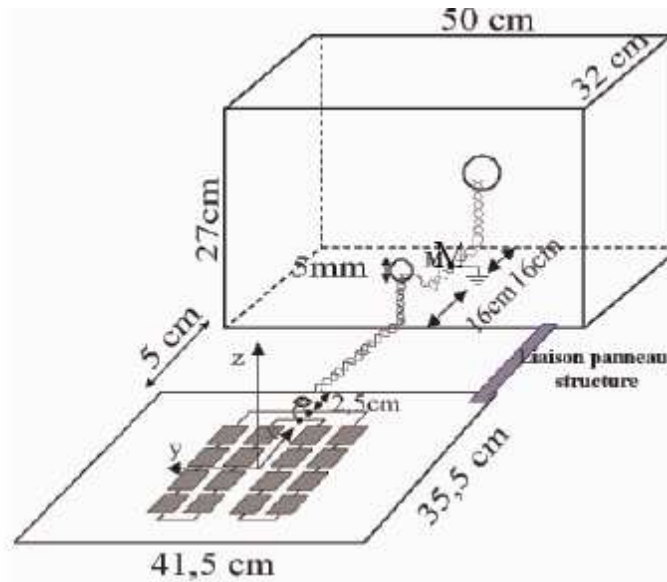


Figure 125 : Configuration du système

Les résultats présentés concernent uniquement la composante B_z en fonction de y , largeur du panneau. En plaçant une deuxième sonde Pearson sur le fil de liaison, nous avons pu mesurer le courant de mode commun circulant dans le système. Il est apparu que le courant de mode commun devient prépondérant sur le courant de mode différentiel à $f_{\text{limite}} = 6,6 \text{ MHz}$.

Nous avons donc réalisé la mesure à 2 fréquences différentes : 500kHz, en dessous de f_{limite} et 10MHz, au dessus de f_{limite} .

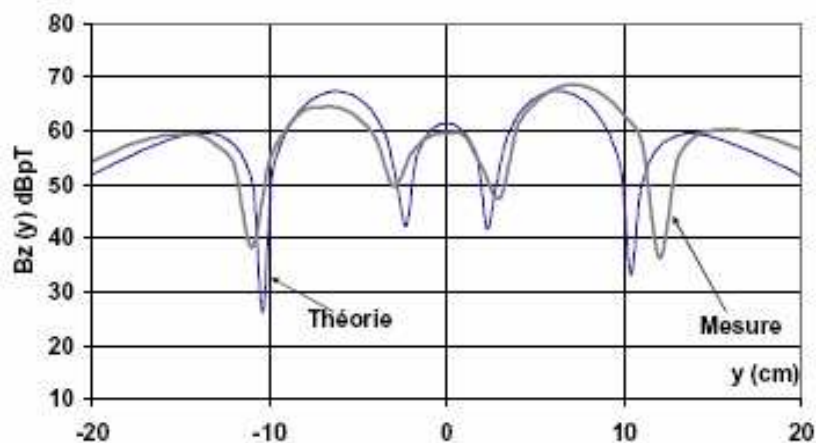


Figure 126 : $B_z(y)$, $f = 500 \text{ kHz}$, $I_c = 90 \text{ dB}\mu\text{A}$, $x=0$ et $z=7 \text{ cm}$

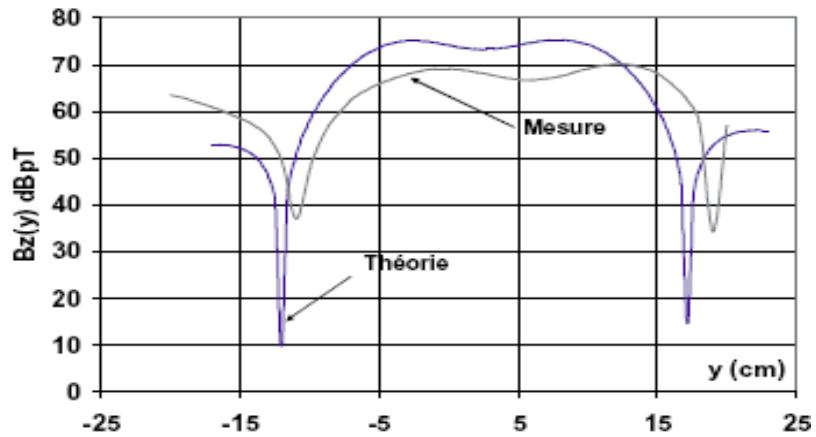


Figure 127 : $B_z(y)$, $f = 10 \text{ MHz}$, $I_c = 90 \text{ dB}\mu\text{A}$, $x=0$ et $z=7 \text{ cm}$

Dans les deux cas nous observons un très bon accord entre la théorie et la mesure. Le champ mesuré dans la figure 126 n'est généré que par la boucle en mode différentiel des deux coupons.

Dans la figure 127 le profil de champ ne suit plus le profil de champ attendu. Le courant de mode commun devenant prépondérant, l'effet de la boucle de courant de mode commun devient non négligeable.

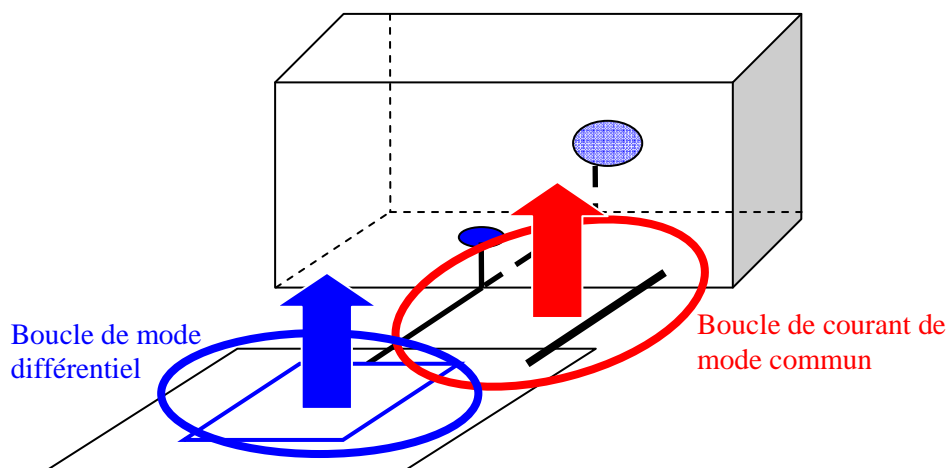


Figure 128 : Interprétation du phénomène de rayonnement en présence d'une connexion panneau / satellite

Il faut considérer une sommation vectorielle du champ créé par la boucle de mode différentiel des deux coupons et du champ créé par la boucle de courant de mode commun de la connexion panneau/satellite.

4.3 Chapitre 4 – Conclusion

Nous avons présenté dans ce dernier chapitre la validation du code dans la prédiction du rayonnement au niveau de la structure globale du satellite. Dans un premier temps nous avons calculé la capacité de couplage entre la structure du satellite et le panneau solaire avec le code FASTCAP. Nous avons ensuite étudié le champ rayonné par le panneau solaire en présence de la structure du satellite pour deux configurations différentes: panneau flottant (le plan de masse du panneau n'est pas relié à la structure satellite) et panneau relié (le plan de masse du panneau est relié à la structure satellite). Lorsque le panneau est flottant, les résultats obtenus sont identiques sans ou avec la structure satellite. Nous avons constaté que l'effet de la capacité mutuelle entre le panneau et le satellite est du second ordre. Dans le cas où le panneau est relié à la structure satellite, nous avons observé un excellent accord entre les résultats théoriques calculées par le code et les résultats expérimentaux, et nous avons constaté que le logiciel permet la bonne prise en compte du courant de mode commun.

CONCLUSION GENERALE

En été 2004 le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) a lancé le satellite DEMETER (Detection of Electro-Magnetic Emissions Transmitted from Earthquakes Regions) qui a pour objectif d'étudier les perturbations de l'ionosphère associées à l'activité sismique ou volcanique. Depuis une quinzaine d'années, plusieurs études se sont effectuées sur les perturbations électriques et magnétiques liés aux tremblements de terre. Elles semblent démontrer qu'une augmentation de l'intensité des ondes électromagnétiques est décelable quelques heures avant certains phénomènes naturels. Un critère qui pourrait être déterminant pour améliorer des secousses sismiques et anticiper la gestion de crise.

Le satellite DEMETER possède des capteurs très sensibles qui a pour rôle de mesurer le champ magnétique terrestre. Pour un fonctionnement normal du satellite, il est important que le bruit électromagnétique généré par les panneaux solaires ne soit pas suffisamment important pour perturber les mesures des capteurs.

Le but de cette thèse était de réaliser un logiciel capable de prédire le rayonnement parasite de panneaux solaires en champ proche sur les capteurs du satellite DEMETER. Ce travail a été effectué en collaboration avec le CNES.

La méthode proposée dans cette étude est constituée de plusieurs étapes consécutives. Nous avons tout d'abord déterminé un modèle électrique équivalent à l'ensemble de la structure (*panneau – satellite – cellules - ...*). Nous avons commencé par la modélisation de la plaque conductrice du panneau solaire. Nous avons déterminé tout d'abord l'impédance de la plaque pleine par le code FASTHENRY, et nous avons validé les résultats par des mesures d'impédance qui ont été effectuées au CNES. Dans le but de définir un modèle électrique, nous avons validé le passage du modèle d'une plaque pleine à son équivalent quadrillé avec des barreaux de conducteurs.

Après avoir représenté la plaque sous forme d'un grillage de barreaux, l'étape suivante était de trouver son modèle électrique équivalent. Le principe de résolution repose sur la méthode PEEC (*Partial Element Equivalent Circuit*). Chaque barreau conducteur est représenté par sa résistance propre et sa self inductance propre (R,L), et nous avons aussi considéré toutes les inductances mutuelles existant entre chaque barreau et tous les autres barreaux. Les valeurs des éléments (inductances propres et inductance mutuelles) sont calculées par des formules trouvées dans la littérature (formule de Fasthenry). Le modèle électrique équivalent est validé avec le logiciel électrique SPICE en comparaison les résultats obtenus avec FASTHENRY et SPICE.

Après avoir modélisé électriquement la plaque métallique, nous avons ajouté les cellules solaires sur celle-ci. Nous avons représenté la couche de Kapton (la colle) par une capacité et les cellules solaires par un circuit (R,C) parallèle. Les valeurs des éléments caractérisant la cellule solaire sont calculées en mesurant l'impédance de la cellule. Les pistes d'alimentation, comme les pistes de connexion entre cellules seront représentées par un circuit (R, L) série. Le circuit complet sera composé d'une matrice de nœuds et de branches reliant les nœuds. Les difficultés se situent dans la partie de gestion topologique des coordonnées des nœuds de jonction en 3D. Le logiciel écrit en

FORTRAN 90 permet la génération d'une matrice de nœuds numérotés et de jonctions entre les nœuds.

Dans les étapes précédentes nous avons déterminé le modèle électrique équivalent du panneau solaire, ce qui nous a permis de calculer le courant induit dans chaque élément du circuit grâce au logiciel électrique SPICE appliqué sur un fichier de données déduit des matrices des branches et des nœuds précédemment définis.

La méthode proposée pour calculer le rayonnement de panneaux solaires repose sur la décomposition de chaque élément en dipôles électriques élémentaires. Le code FORTRAN permet aussi la sauvegarde des coordonnées des nœuds, de direction et du sens d'orientation de chaque branche. De ce fait, nous avons connu réellement le vecteur moment dipolaire de chaque branche. En appliquant les formules de rayonnement des dipôles électriques à chaque élément du circuit, nous avons obtenu le rayonnement global du panneau solaire par la sommation de la contribution de tous les moments dipolaires.

Pour valider les résultats de calcul des champs rayonnés émis par plusieurs montages des coupons de cellules solaires, des mesures sont effectuées à la cage de Faraday du CNES. L'analyse est limitée de 0 à 10 MHz, bande de fréquence correspondant en général à la bande utile de capteurs des missions scientifiques. Tout d'abord nous avons déterminé le rayonnement d'un coupon de dix cellules solaires, nous avons trouvé un excellent accord entre la théorie et l'expérimentation. Ensuite nous avons validé les résultats pour une configuration de quatre coupons identiques au précédent et montés en série. Dans tous les cas les résultats obtenus prouvent l'efficacité de la méthode utilisée pour le calcul du rayonnement parasite du panneau solaire en champ proche.

Nous avons enfin présenté dans le dernier chapitre la validation du code dans la prédiction du rayonnement au niveau de la structure globale du satellite. Dans un premier temps nous avons calculé la capacité de couplage entre la structure du satellite et le panneau solaire avec le code FASTCAP. Nous avons ensuite étudié le champ rayonné par le panneau solaire en présence de la structure du satellite pour deux configurations différentes: panneau flottant (le plan de masse du panneau n'est pas relié à la structure satellite) et panneau relié (le plan de masse du panneau est relié à la structure satellite). Lorsque le panneau est flottant, les résultats obtenus sont identiques sans ou avec la structure satellite. Nous avons constaté que l'effet de la capacité mutuelle entre le panneau et le satellite est du second ordre. Dans le cas où le panneau est relié à la structure satellite, nous avons observé un excellent accord entre les résultats théoriques calculées par le code et les résultats expérimentaux, et nous avons aussi constaté qu'il faut considérer une sommation vectorielle du champ créé par la boucle formée par le panneau solaire et du champ créé par la boucle de courant de mode commun qui est entre les fils d'alimentation et le fil de retour sur le satellite.

Pour conclure les résultats obtenus permettent la validation de la méthode utilisée et de mettre au point le code de calcul écrit en Fortran. Mais ce travail n'est pas encore terminé, plusieurs améliorations peuvent être envisagées pour traiter des cas réalistes sur un nombre important de cellules :

- réalisation d'une interface graphique permettant l'écriture du fichier de données de façon automatisée,
- amélioration dans la prise en compte du câblage qui peut traverser une partie du panneau pour aller se connecter du satellite à une ou plusieurs chaînes distantes.

ANNEXE 1 RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE DES DIPOLES ELECTRIQUES ET MAGNETIQUES

a) Les équations de Maxwell :

Pour trouver les équations de propagation des champs E et H, il est nécessaire de résoudre les équations de Maxwell. Pour simplifier l'écriture nous utiliserons l'opérateur nabla $\vec{\nabla}$ défini comme suit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \overrightarrow{grad} E \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \overrightarrow{div} \vec{E} \qquad \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = \overrightarrow{rot} \vec{E}$$

On peut donc réécrire les équations de Maxwell sous cette forme :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$c^2 \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \frac{\vec{J}}{\epsilon_0} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4)$$

b) Résolution des équations de Maxwell :

L'équation (3) implique que \vec{B} soit la divergence de quelque chose. On pose : $\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$

L'équation (2) devient :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) \Leftrightarrow \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (5)$$

$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ est un vecteur dont le rotationnel est nul. On peut donc écrire ce vecteur comme le gradient

d'un scalaire :

$$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\nabla \cdot \phi \Leftrightarrow \vec{E} = -\nabla \cdot \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (6)$$

Pour connaître en tout point de l'espace, la valeur des champs électromagnétiques, il suffit de connaître la valeur du potentiel scalaire ϕ et du potentiel vecteur \vec{A} qui possède 3 composantes dans tout l'espace.

Le potentiel vecteur \vec{A} et le potentiel scalaire ϕ sont reliés entre eux et définis à une constante près :

$$A' = A + \nabla \cdot \psi \quad \text{et} \quad \phi' = \phi - \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

On remplace dans l'équation (1) \vec{E} par la valeur à l'équation (6) :

$$\nabla \cdot \left(-\nabla \cdot \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \Leftrightarrow -\nabla^2 \cdot \phi - \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (7)$$

Cette équation relie directement les potentiels ϕ et \vec{A} aux charges.

L'équation (4) devient :

$$c^2 \cdot \nabla \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) - \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla \cdot \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = \frac{j}{\epsilon_0}$$

En utilisant l'égalité suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \cdot \vec{A}$$

Il vient :

$$-c^2 \cdot \nabla^2 \cdot \vec{A} + c^2 \cdot \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) + \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \phi) + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \frac{j}{\epsilon_0}$$

On choisit alors la forme de la divergence de \vec{A} , c'est-à-dire choisir une jauge. Si on rajoute ensuite une autre constante à la divergence de \vec{A} , on effectue une transformation de jauge. On utilise ici la jauge de Lorentz qui est de la forme :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

L'équation se simplifie et il vient :

$$\boxed{\nabla^2 \cdot \vec{A} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{j}{\epsilon_0 \cdot c^2}}$$

qui correspond à l'équation de propagation du potentiel vecteur \vec{A}

$$\boxed{\nabla^2 \cdot \phi - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}}$$

qui correspond à l'équation de propagation du potentiel scalaire ϕ

Le potentiel vecteur \vec{A} est donc relié au courant tandis que le potentiel scalaire ϕ est relié à la densité de charge.

Une fois ces équations résolues, on peut calculer les champs \vec{E} et \vec{H} grâce aux deux expressions suivantes :

$$\boxed{\vec{E} = -\nabla \cdot \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}} \text{ et } \boxed{\vec{B} = \nabla \wedge \vec{A}}$$

c) Le dipôle électrique :

❖ Calcul des potentiels :

La jauge de Lorentz en régime harmonique s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\frac{1}{c^2} \cdot j \cdot \omega \cdot \phi \text{ soit } \phi = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{A}}{j \cdot \omega \cdot \epsilon \cdot \mu}$$

$$\vec{E}(M) = -\nabla \cdot \left(\phi = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{A}(M)}{j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0} \right) - j \cdot \omega \cdot \vec{A}(M) = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0} \cdot \left[\nabla \cdot \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{A} \right) + k^2 \cdot \vec{A}(M) \right]$$

où $k = \omega \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \mu}$

Le champ magnétique s'exprime :

$$\vec{H}(M) = \frac{1}{\mu} \cdot \text{rot } \vec{A}(M)$$

Ces deux équations ne sont valables que dans le cas de la jauge de Lorentz.

Le potentiel vecteur du dipôle électrique rayonné au point M est en utilisant l'approximation du courant filiforme :

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \int_V I \cdot \frac{e^{-j \cdot \beta \cdot R}}{R} dV = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \int_l I \cdot \frac{e^{-j \cdot \beta \cdot R}}{R} dl$$

Dans cette approximation, on considère que le courant ne circule qu'au centre du fil et uniquement dans la direction du fil. R correspond à la distance entre la source et le point d'observation

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$$

On introduit alors le moment dipolaire électrique qui est un vecteur dont la norme est égale au produit du courant multiplié par la longueur du fil orienté suivant la direction du fil :

$$\vec{M} = I \cdot \vec{dl}$$

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \int_V I \cdot \frac{e^{-j \cdot \beta \cdot R}}{R} dV = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \psi(R) \cdot I \cdot \vec{dl}$$

❖ Champ électrique rayonné par un dipôle électrique

On calcule dans un premier temps $\text{div} \left(\frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \psi(R) \cdot I \cdot \vec{dl} \right)$. Pour cela on utilise la formule suivante :

$$\text{div} \left(f \cdot \vec{a} \right) = f \cdot \text{div } \vec{a} + \vec{a} \cdot \text{grad} f$$

$$\text{div} \left(\psi(R) \cdot I \cdot \vec{dl} \right) = \psi(R) \cdot \text{div} I \cdot \vec{dl} + I \cdot \vec{dl} \cdot \text{grad } \psi(R) = I \cdot \vec{dl} \cdot \text{grad } \psi(R)$$

En effet la divergence, au point d'observation, du courant sur le dipôle est nulle (car la valeur du courant sur le dipôle est indépendante du point d'observation)

On calcule ensuite le gradient de $\psi(R)$:

$$\vec{\text{grad}} \psi(R) = \begin{cases} \frac{\partial \psi(R)}{\partial x} = \frac{\partial \psi(R)}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial x} = \psi'(R) \frac{x-x'}{R} \\ \frac{\partial \psi(R)}{\partial y} = \frac{\partial \psi(R)}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial y} = \psi'(R) \frac{y-y'}{R} = \psi'(R) \cdot \vec{u}_r \\ \frac{\partial \psi(R)}{\partial z} = \frac{\partial \psi(R)}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial z} = \psi'(R) \frac{z-z'}{R} \end{cases}$$

on peut donc écrire

$$\vec{\text{grad}} \left(\text{div} \left(\psi(R) \cdot I \cdot \vec{dl} \right) \right) = \psi'(R) \cdot \vec{\text{grad}} \left(I \cdot \vec{dl} \cdot \vec{u}_r \right) + \left(I \cdot \vec{dl} \cdot \vec{u}_r \right) \cdot \vec{\text{grad}} (\psi'(R))$$

d'où

$$\vec{\text{grad}} (\psi'(R)) = \psi''(R) \cdot \vec{u}_r$$

on calcule maintenant $\vec{\text{grad}} \left(I \cdot \vec{dl} \cdot \vec{u}_r \right)$. Pour cela, on introduit un vecteur unitaire \vec{u}_d dont la direction est celle du dipôle :

$$\vec{\text{grad}} \left(I \cdot \vec{dl} \cdot \vec{u}_r \right) = \vec{\text{grad}} \left(I \cdot \vec{dl} \cdot \vec{u}_d \cdot \vec{u}_r \right) = I \cdot \vec{dl} \cdot \vec{\text{grad}} \left(\vec{u}_d \cdot \vec{u}_r \right) + \vec{u}_d \cdot \vec{u}_r \cdot \vec{\text{grad}} \left(I \cdot \vec{dl} \right) = I \cdot \vec{dl} \cdot \vec{\text{grad}} \left(\vec{u}_d \cdot \vec{u}_r \right)$$

on calcule alors $\vec{u}_d \cdot \vec{u}_r$

$$\vec{u}_d = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{u}_r = \begin{pmatrix} \frac{x-x'}{R} \\ \frac{y-y'}{R} \\ \frac{z-z'}{R} \end{pmatrix}$$

$$\vec{\text{grad}} \left(\vec{u}_d \cdot \vec{u}_r \right) = \vec{\text{grad}} \left[\alpha \frac{x-x'}{R} + \beta \frac{y-y'}{R} + \gamma \frac{z-z'}{R} \right] = \vec{\text{grad}} S$$

on calcule

$$\frac{\partial S}{\partial x} = \alpha \cdot \left[\frac{1}{R} - \frac{(x-x')^2}{R^3} \right] + \beta \cdot \left[-\frac{(x-x') \cdot (y-y')}{R^3} \right] + \gamma \cdot \left[-\frac{(x-x') \cdot (z-z')}{R^3} \right]$$

$$\frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\alpha}{R} - \left[\alpha \cdot \frac{(x-x')^2}{R} + \beta \cdot \frac{(y-y')^2}{R} + \gamma \cdot \frac{(z-z')^2}{R} \right] \cdot \frac{(x-x')}{R^2}$$

$$\frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\alpha}{R} - \left[\frac{\vec{u}_d \cdot \vec{u}_r}{R} \right] \cdot \frac{(x-x')}{R^2}$$

on en déduit que

$$\vec{grad}(S) = \frac{1}{R} \cdot \vec{u}_d - \frac{\vec{u}_d \cdot \vec{u}_r}{R} \cdot \frac{(y-y')}{R} = \frac{1}{R} \cdot \vec{u}_d - \left[\frac{\vec{u}_d \cdot \vec{u}_r}{R} \right] \cdot \vec{u}_r$$

$$\vec{grad}\left(I \cdot d\vec{l} \cdot \vec{u}_r\right) = \frac{I \cdot d\vec{l}}{R} - \frac{I \cdot d\vec{l} \cdot \vec{u}_r}{R} \cdot \vec{u}_r$$

Soit

$$\vec{grad}\left(\text{div}\left(\psi(R) \cdot I \cdot d\vec{l}\right)\right) = \psi'(R) \cdot \left(\frac{I \cdot d\vec{l}}{R} - \frac{I \cdot d\vec{l} \cdot \vec{u}_r}{R} \cdot \vec{u}_r \right) + I \cdot d\vec{l} \cdot \psi''(R) \cdot \vec{u}_r$$

La fonction de green est de la forme :

$$\psi(R) = \frac{e^{-j \cdot k \cdot R}}{R}$$

Les dérivées première et seconde de cette fonction sont de la forme suivante

$$\begin{aligned} \psi'(R) &= -\left(j \cdot k + \frac{1}{R} \right) \cdot \psi(R) \\ \psi''(R) &= \left(-k^2 + \frac{2 \cdot j \cdot k}{R} + \frac{2}{R^2} \right) \cdot \psi(R) \end{aligned}$$

à l'aide des équations , on peut exprimer sous la forme suivante :

$$\vec{E}(M) = -\frac{j \cdot k \cdot \eta}{4 \cdot \pi} \cdot \psi(R) \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot r} + \frac{1}{(j \cdot k \cdot r)^2} \right) \cdot I \cdot d\vec{l} - \left(1 + \frac{3}{j \cdot k \cdot r} + \frac{3}{(j \cdot k \cdot r)^2} \right) \cdot \left(I \cdot d\vec{l} \cdot \vec{u}_r \right) \cdot \vec{u}_r \right]$$

Cette équation correspond au champ électrique rayonné par un dipôle électrique parcouru par un courant I et de longueur dl, en un point M situé à une distance R.

❖ Champ magnétique rayonné par un dipôle électrique

$$\vec{H}(M) = \frac{1}{\mu_0} \cdot \text{rot} \left[\frac{\mu_0}{4 \cdot \pi} \cdot \psi(R) \cdot I \cdot d\vec{l} \right] = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \text{rot} \left[\psi(R) \cdot I \cdot d\vec{l} \right]$$

On utilise alors la relation suivante :

$$\begin{aligned}\vec{rot}(f \cdot \vec{a}) &= \vec{grad}(f) \wedge \vec{a} + f \cdot \vec{rot}(\vec{a}) \\ \vec{H}(M) &= \frac{1}{4 \cdot \pi} \left[\vec{grad}(\psi(R)) \wedge I \cdot \vec{dl} + \psi(R) \cdot \vec{rot}(I \cdot \vec{dl}) \right] \\ \vec{H}(M) &= \frac{1}{4 \cdot \pi} \left[\psi'(R) \cdot \vec{u}_r \wedge I \cdot \vec{dl} \right] = \frac{1}{4 \cdot \pi} \left[- \left(j \cdot k + \frac{1}{R} \right) \cdot \psi'(R) \cdot \left(\vec{u}_r \wedge I \cdot \vec{dl} \right) \right] \\ \vec{H}(M) &= \frac{j \cdot k}{4 \cdot \pi} \cdot \psi(R) \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot R} \right) \cdot \left(I \cdot \vec{dl} \wedge \vec{u}_r \right)\end{aligned}$$

Cette équation correspond au champ magnétique rayonné par un dipôle électrique parcouru par un courant I et de longueur dl, en un point M situé à une distance R.

En coordonnées sphériques :

$$\left\{ \begin{aligned} E_r &= \frac{I \cdot l \cdot k^3}{2 \cdot \pi \cdot \omega \cdot \epsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{(k \cdot R)^2} + \frac{1}{j \cdot (k \cdot R)^3} \right) \cdot \cos \theta \cdot e^{(-j \cdot k \cdot R)} \\ E_\theta &= \frac{I \cdot l \cdot k^3}{4 \cdot \pi \cdot \omega \cdot \epsilon_0} \cdot \left(-\frac{1}{j \cdot k \cdot R} + \frac{1}{(k \cdot R)^2} + \frac{1}{j \cdot (k \cdot R)^3} \right) \cdot \sin \theta \cdot e^{(-j \cdot k \cdot R)} \\ H_\phi &= \frac{I \cdot l \cdot k^2}{4 \cdot \pi} \cdot \left(-\frac{1}{j \cdot k \cdot R} + \frac{1}{(k \cdot R)^2} \right) \cdot \sin \theta \cdot e^{(-j \cdot k \cdot R)} \\ E_\phi &= H_R = H_\theta = 0 \end{aligned} \right.$$

d) Le dipôle magnétique

$$\begin{aligned}\vec{E}(M) &= -\frac{k^3}{4 \cdot \pi \cdot \omega \cdot \epsilon_0} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot R} \right) \cdot \psi(R) \cdot (I \cdot S \cdot \vec{n} \wedge \vec{u}_R) \\ \vec{H}(M) &= -\frac{k^2}{4 \cdot \pi} \cdot \psi(R) \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot R} + \frac{1}{(j \cdot k \cdot R)^2} \right) \cdot I \cdot S \cdot \vec{n} - \left(1 + \frac{3}{j \cdot k \cdot R} + \frac{3}{(j \cdot k \cdot R)^2} \right) \cdot (I \cdot S \cdot \vec{n} \cdot \vec{u}_R) \wedge \vec{u}_R \right]\end{aligned}$$

❖ Calcul des potentiels :

Le potentiel vecteur rayonné par le dipôle magnétique au point M est

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \int_V I \cdot \frac{e^{-j \cdot \beta \cdot R}}{R} dV = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \int_C I \cdot \frac{e^{-j \cdot \beta \cdot R}}{R} dC$$

en utilisant le théorème de Stokes qui permet de transformer une intégrale le long d'une courbe fermée en une intégrale de surface, on aboutit à

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \int_C I \cdot \psi(R) \cdot d\vec{C} = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \int_S \vec{rot}(M \cdot \psi(R)) dS$$

on introduit alors le moment dipolaire magnétique qui est un vecteur dont la norme est égale au produit du courant par la surface de la boucle et orienté suivant la normale à la boucle :

$$\vec{M} = I \cdot S \cdot \vec{n}$$

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \vec{rot}(M \cdot \psi(R))$$

La valeur du courant est la même sur tous les points de la boucle. Il n'y a donc aucune différence entre 2 points, le potentiel scalaire ϕ est donc nul dans le cas du dipôle magnétique.

❖ Champ électrique rayonné par un dipôle magnétique

On introduit les valeurs des potentiels dans l'équation

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -j \cdot \omega \vec{A} \\ \vec{E} &= -j \cdot \omega \cdot \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \vec{rot}(\vec{M} \cdot \psi(R)) \end{aligned}$$

On utilise alors l'identité vectorielle suivante :

$$\vec{rot}(f \cdot \vec{a}) = \vec{grad}(f \wedge \vec{a}) + f \cdot \vec{rot} \vec{a}$$

$$\vec{E}(M') = -j \cdot \omega \cdot \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \vec{grad}(\psi(R)) \wedge \vec{M} + \psi(R) \cdot \vec{rot} \vec{M} = j \cdot \omega \cdot \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \vec{grad}(\psi(R)) \wedge \vec{M} = j \cdot \omega \cdot \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \psi'(R) \cdot \vec{u}_r \wedge \vec{M}$$

$$\vec{E}(M) = j \cdot \omega \cdot \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \left(j \cdot k + \frac{1}{R} \right) \psi'(R) \cdot \left(\vec{u}_r \wedge \vec{M} \right) = \frac{k \cdot \omega \cdot \mu_0}{4 \cdot \pi} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot R} \right) \psi'(R) \cdot \left(\vec{u}_r \wedge \vec{M} \right)$$

$$\vec{E}(M') = \frac{k^3}{4 \cdot \pi \cdot \omega \cdot \epsilon_0} \cdot \left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot R} \right) \psi'(R) \cdot \left(I \cdot S \cdot \vec{n} \wedge \vec{u}_r \right)$$

Cette équation exprime le champ électrique rayonné par un dipôle magnétique parcouru par un courant I et de surface S en un point M située à une distance R du centre de la boucle.

❖ Champ magnétique rayonné par un dipôle magnétique

$$\vec{H}(M) = \frac{1}{\mu_0} \cdot \vec{rot} \left[\frac{\mu_0}{4 \cdot \pi} \cdot \vec{rot} \left(\vec{M} \cdot \psi(R) \right) \right] = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \vec{rot} \left[\vec{rot} \left(\vec{M} \cdot \psi(R) \right) \right]$$

On utilise alors l'identité algébrique suivante :

$$\begin{aligned} \vec{rot} \left(\vec{rot} \left(\vec{a} \right) \right) &= \vec{grad} \left(\text{div} \left(\vec{a} \right) \right) + \Delta \left(\vec{a} \right) \\ \vec{H}(M) &= \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \vec{grad} \left(\text{div} \left(\vec{M} \cdot \psi(R) \right) \right) + \Delta \left(\vec{M} \cdot \psi(R) \right) \end{aligned}$$

après le calcul on trouve que $\Delta \left(\vec{M} \cdot \psi(R) \right) = k^2 \cdot \vec{M} \cdot \psi(R)$

Cette équation est de la même forme que l'équation du champ électrique rayonné par un dipôle électrique. On peut donc faire directement l'analogie afin de trouver le champ électromagnétique rayonné par un dipôle magnétique en un point M éloignée du centre de la boucle

$$\vec{H}(M) = -\frac{k^2}{4 \cdot \pi} \cdot \psi(R) \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{j \cdot k \cdot R} + \frac{1}{(j \cdot k \cdot R)^2} \right) \cdot I \cdot S \cdot \vec{n} - \left(1 + \frac{3}{j \cdot k \cdot R} + \frac{3}{(j \cdot k \cdot R)^2} \right) \cdot (I \cdot S \cdot \vec{n} \cdot \vec{u}_R) \wedge \vec{u}_R \right]$$

On se rend compte qu'il existe une dualité entre les champs électromagnétiques rayonnés par les dipôles électriques et magnétique. En effet, le champ électrique rayonné par un dipôle électrique est de la même forme que le champ magnétique rayonné par un dipôle magnétique et inversement.

On calcule alors les composantes électromagnétiques du rayonnement d'un dipôle magnétique dans le cas particulier où (boucle placée dans le plan xOy)

On trouve les résultats suivants :

$$\begin{cases} H_r = \frac{I \cdot S \cdot k^3}{2 \cdot \pi} \cdot \left(-\frac{1}{j \cdot (k \cdot R)^2} + \frac{1}{(k \cdot R)^3} \right) \cdot \cos \theta \cdot e^{(-j \cdot k \cdot R)} \\ H_\theta = \frac{I \cdot S \cdot k^3}{4 \cdot \pi} \cdot \left(-\frac{1}{k \cdot R} - \frac{1}{j \cdot (k \cdot R)^2} + \frac{1}{(k \cdot R)^3} \right) \cdot \sin \theta \cdot e^{(-j \cdot k \cdot R)} \\ E_\varphi = \frac{I \cdot S \cdot k^4}{4 \cdot \pi \cdot \omega \cdot \epsilon_0} \cdot \left(-\frac{1}{k \cdot R} - \frac{1}{j \cdot (k \cdot R)^2} \right) \cdot \sin \theta \cdot e^{(-j \cdot k \cdot R)} \\ H_\varphi = E_r = E_\theta = 0 \end{cases}$$

ANNEXE 2 ETALONNAGE DES BOUCLES MAGNETIQUES

L'AF de la loop Singer fourni par son constructeur est fiable car elle a été utilisée et l'est toujours pour des essais chez la société Intespace, spécialiste des essais spatiaux depuis 1962. Quant à la loop Eaton l'abaque de son AF magnétique fournit par le fabricant ne correspond pas avec les mesures effectuées par un ancien stagiaire au CNES. On observe un écart constant de 50dB. Cela peut s'expliquer si on considère que l'AF donnée par le fabricant est un AF électrique. On a alors le rapport $120\pi = 377\Omega$, l'impédance d'onde, qui intervient. En passant en dB, on a bien $120\pi = 377\Omega$ en linéaire correspondant à 50dB.

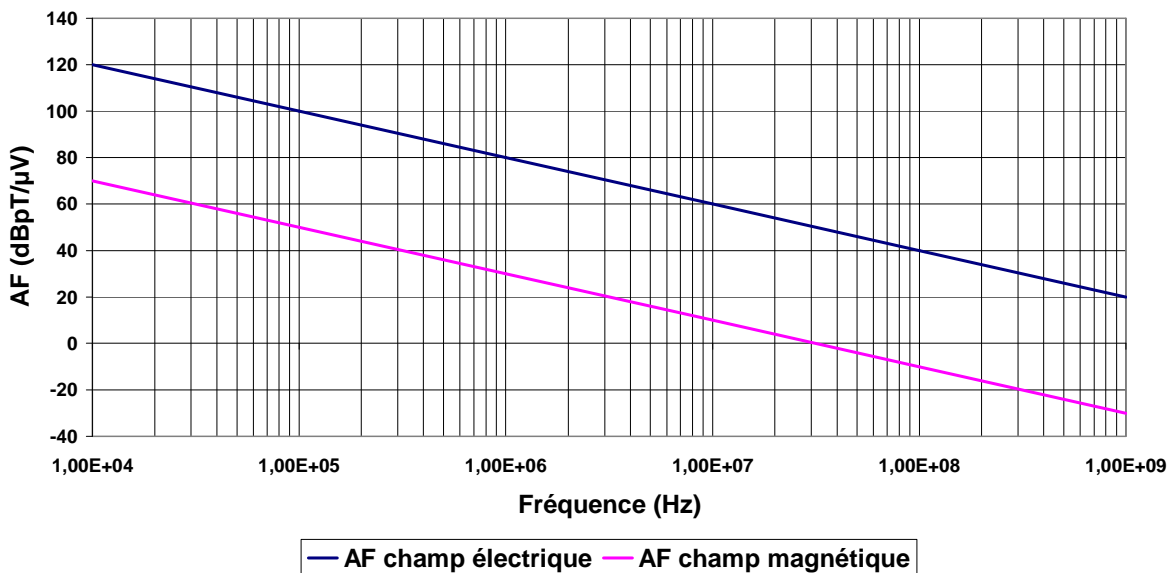


Figure 129 : Facteur d'antenne de la loop Eaton.

Nous avons été amené à fabriquer une spire simple de 45cm de diamètre afin d'obtenir un résultat fiable. Pour être sûr pouvoir l'utiliser pour mesurer l'AF de la boucle Eaton, nous avons d'abord mesuré son impédance. On peut prévoir l'ordre de grandeur de la résistance basse fréquence avec la formule classique en continu/BF:

$$R = \rho l / S$$

Avec $\rho = 1/\sigma$ et $\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ pour le cuivre, $L = 22,5$ cm, S quelques mm^2

Donc R de l'ordre de *quelques dizaines de Ohms* en BF.



Figure 130 : Spire

Impédance Spire

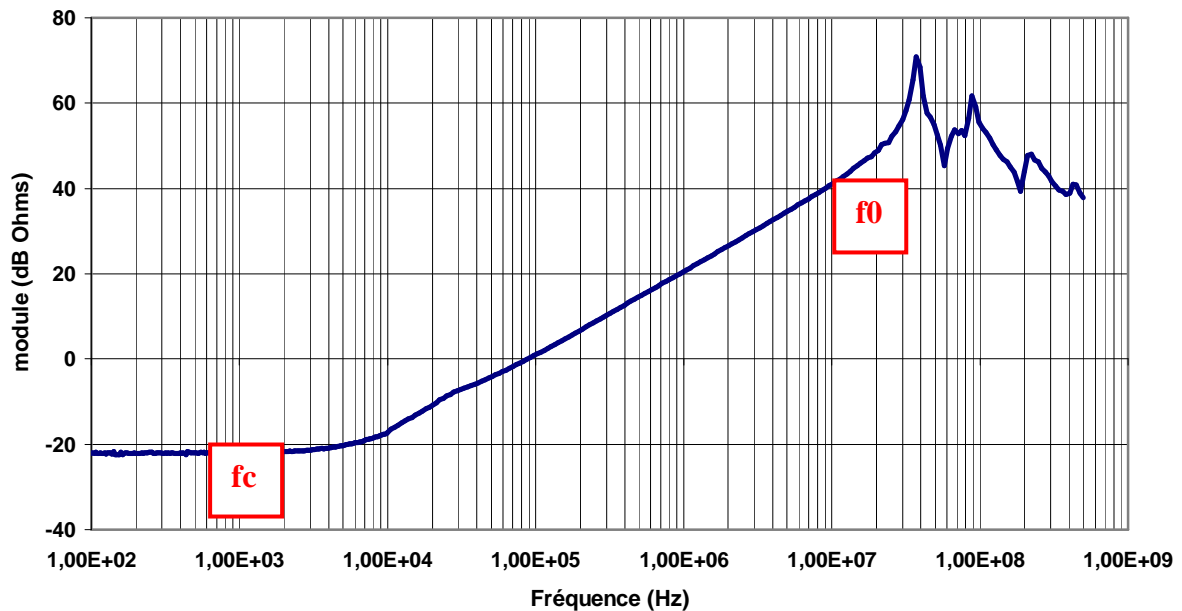


Figure 131 : Impédance de la spire

Comme on peut le voir sur la figure, après mesure avec un analyseur de réseau préalablement calibré, on obtient une caractéristique classique d'impédance en trois parties :

- Partie I : purement résistive, R de l'ordre de $77\text{m}\Omega$. Ce qui est cohérent avec la valeur attendue.
- Partie II : Résistive et selfique. La pente de la droite vaut 20dB/décade .
- Partie III : Résistive, selfique et capacitive.

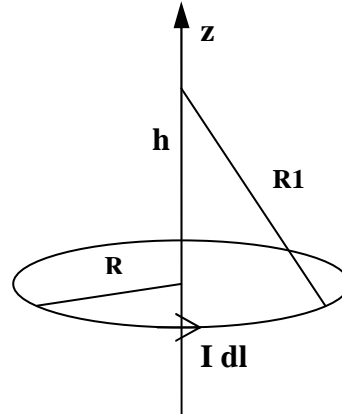
❖ Vérification du niveau de champ magnétique par rapport au courant d'injection :

On utilise la formule de Biot et Savard en l'appliquant au cas de notre spire afin de trouver le champ rayonné dans l'axe celle-ci [Electromagnétisme, Lumbroso,p17-18] :

$$B_z = \mu_0 H_z$$

$$H = H_z$$

$$H = \frac{R^2}{2(R^2 + h^2)^{3/2}} I$$



Appliqué à différentes valeurs de z, on a :

Z(cm)	0	5	20	50	100
B _{théorique} (μT)	2,78	2,6 I	1,17 I	0,193	2,78 I
	I			I	

Pour la vérifier en pratique, nous utilisons un gaussmètre préalablement étalonné. On doit l'orienter très précisément perpendiculaire à l'axe du champ magnétique terrestre qui peut perturber les mesures. En effet, à Toulouse, il a été mesuré par le CNES et vaut 45 650 nT. Par exemple, pour un courant de 1 Ampère, dans le plan de la spire, on a : 26 000 nT

Ce qui est comparable à la valeur attendue théorique $B_{\text{théorique}} = 2,78 \cdot 1 = 2,78 \mu\text{T} = 2780 \text{nT}$

La mesure a été effectuée uniquement pour des z petits, car la précision de l'orientation de la sonde et de la spire était extrêmement délicate pour des « grandes » valeurs de z. On retrouve bien un ordre de grandeur du champ magnétique.

❖ Mesure de l'AF de la boucle Eaton :

On réalise une première série de mesures avec de la mousse pour placer la boucle Eaton au dessus de la spire. Les résultats étant imprécis on réalise une deuxième série de mesures en plaçant la spire et la boucle Eaton en vis-à-vis à l'aide trépieds pour obtenir une meilleure précision de positionnement.

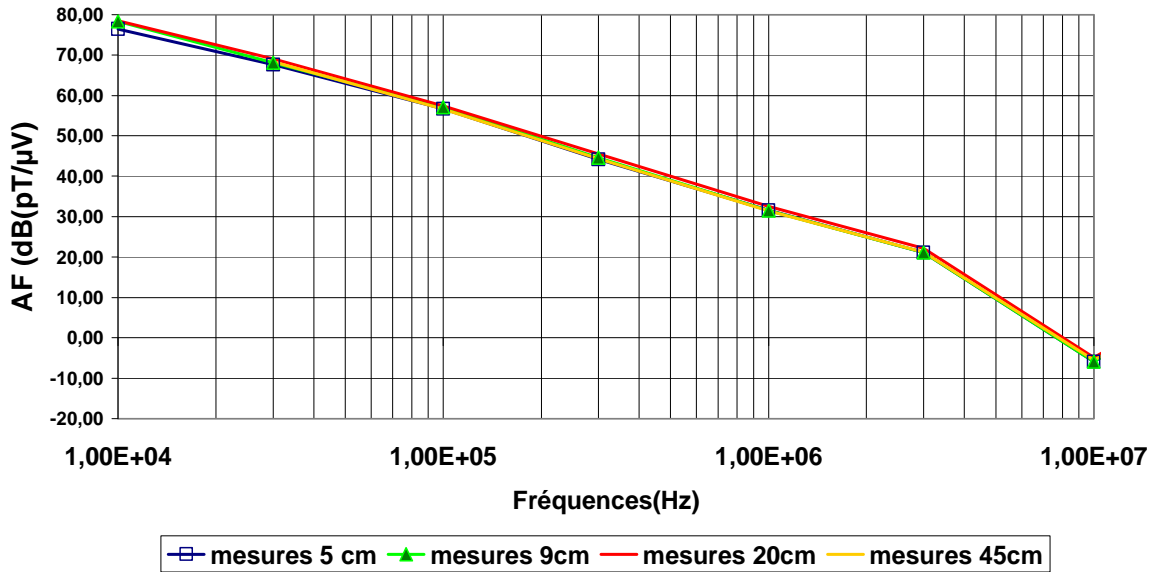


Figure 132 : Facteur d’antenne de la boucle Eaton mesuré par la spire

On obtient des valeurs quasiment identiques quel que soit la distance de mesure. A 10MHz, on observe toujours un problème de niveau qui semble venir de la sonde Pearson utilisée pour les mesures de courant d’injection. Le facteur d’antenne peut donc être considéré indépendant de la distance de mesure, en champ proche dans notre cas, à une fréquence donnée.

Le problème rencontré à 10MHz provient du courant de mode commun au niveau de la mesure du courant avec la sonde Pearson. En effet, on peut penser qu’il existe une capacité parasite entre la sonde et le fil. Cette capacité est forte en BF, et agit comme un circuit ouvert sur le montage, mais lorsque l’on monte en fréquence, elle diminue et atteint une valeur assez faible pour court-circuiter la mesure. Dans ce cas, l’analyseur ne mesure pas uniquement le courant de l’appareil sous test mais aussi le courant de mode commun indésirable. La dynamique n’étant pas assez importante, les mesures sont fausses.

On a donc utilisé une méthode indirecte de mesure de courant, méthode shunt, qui consiste à mesurer la tension aux bornes d’une résistance de valeur donnée afin d’en déduire le courant qui la traverse. On fixe la résistance à 1 Ohm, et on s’assure de mettre au même potentiel les masses des appareils d’injection (synthétiseur) et de mesure (analyseur de spectre). On utilise le montage Shunt suivant qui consiste à déduire le courant du système en mesurant une tension aux bornes d’une résistance de 1Ω.

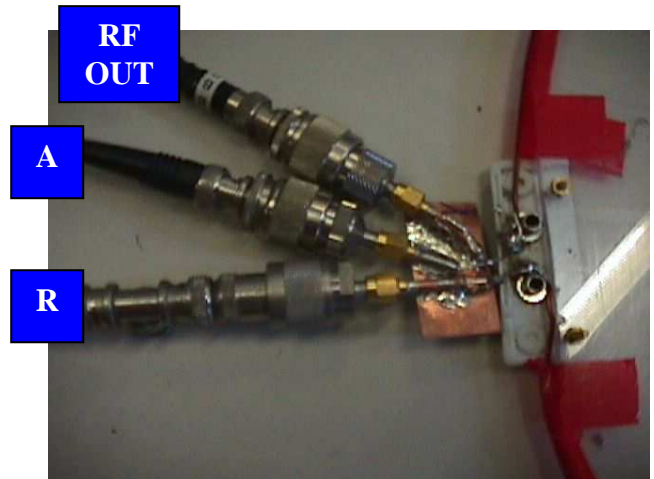
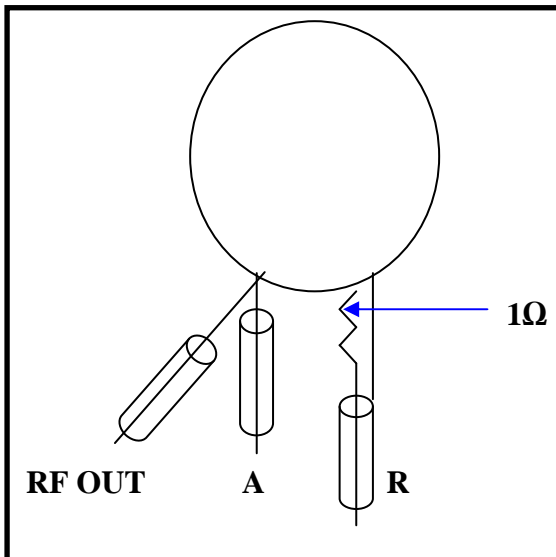


Figure 133 : Montage shunt appliqué à la spire

Avant d'effectuer les mesures on s'est assuré qu'il n'y avait pas d'effets capacitifs indésirables en mesurant l'impédance du shunt et de la spire.

AF Eaton mesuré par la spire

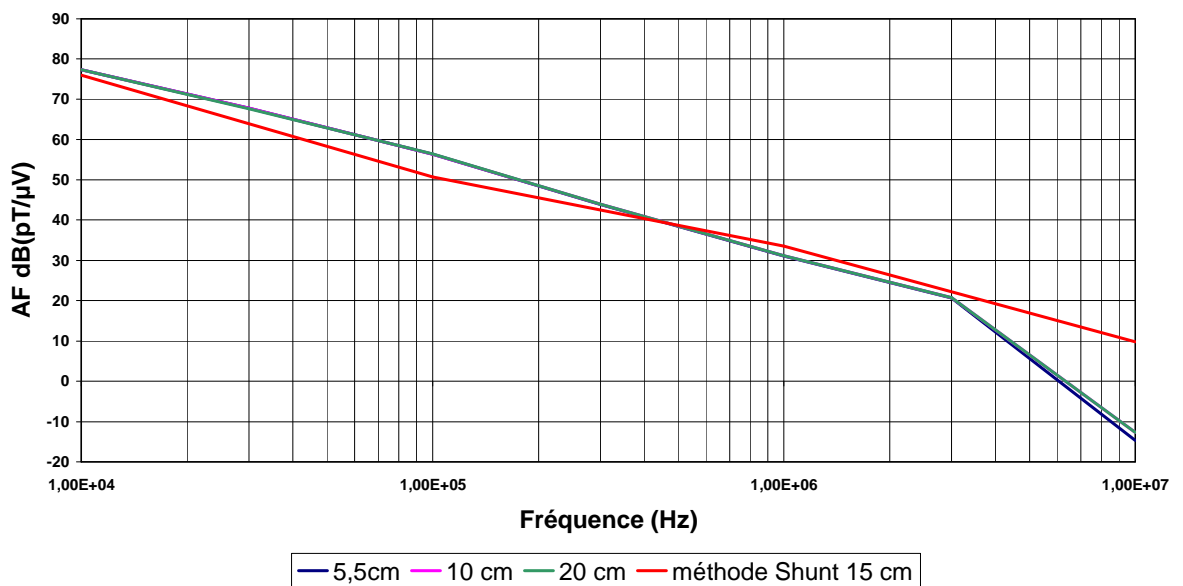


Figure 134 : Facteur d'antenne de la boucle Eaton mesuré par la spire avec méthode shunt

On constate que le facteur d'antenne mesuré par la première méthode et par la méthode Shunt coïncide à 2,3 dB près. Le résultat est donc correct :

$$\boxed{AF(10MHz) = 10 \text{ dB(pT/}\mu\text{V)}}$$

TABLE DES FIGURES

Figure 1 : Le satellite DEMETER	5
Figure 2 : Augmentation du bruit naturel autour de 81 KHz observée lors d'un tremblement de terre	7
Figure 3 : Zones de l'atmosphère supérieure	9
Figure 4 : Différentes perturbations pouvant affecter l'ionosphère	10
Figure 5 : Ondes électromagnétiques recueillies par DEMETER.....	12
Figure 6 : Spectrogramme d'une antenne électrique enregistré par DEMETER	13
Figure 7 : Orbite de DEMETER au-dessus du Japon	13
Figure 8 : Données enregistrées par DEMETER.....	14
Figure 9 : Vue en coupe d'une cellule photovoltaïque	16
Figure 10 : Influence de la température et de l'éclairement	17
Figure 11 : Cellule photovoltaïque	18
Figure 12 : Association des cellules solaires.....	19
Figure 13 : Coupon de dix cellules solaires.....	20
Figure 14 : Transmission des perturbations.....	22
Figure 15 : Différentes sources de perturbations agissant sur un récepteur radio.....	22
Figure 16	23
Figure 17 : Emission en champ électrique	24
Figure 18 : Emission en champ magnétique	24
Figure 19 : Dipôle électrique	24
Figure 20 : Dipôle magnétique	25
Figure 21 : Mode différentiel	26
Figure 22 : Mode commun	27
Figure 23 : Principe de la mesure des perturbations conduites.....	27
Figure 24 : Boucle magnétique pour mesurer les perturbations rayonnées.....	28
Figure 25 : Discrétisation d'un conducteur dans son épaisseur	38
Figure 26 : Plaque conductrice pleine modélisée sous Fasthenry.....	41
Figure 27 : Plaque modélisée avec le code magnétostatique	42
Figure 28 : Impédance de la plaque, résultat Fasthenry	42
Figure 29 : Montage de mesure de l'impédance de la plaque	43
Figure 30 : Aperçu du dispositif de mesure de l'impédance de la plaque	44
Figure 31 : Variation de l'impédance de la plaque en fonction de la surface de la boucle de mesure ACDB.....	44
Figure 32 : Inductance de la plaque en fonction de la surface de la boucle de mesure ACDB.....	45
Figure 33 : Plaque pleine et plaque maillée équivalente.....	45
Figure 34 : Représentation quadrillée de la plaque conductrice	46
Figure 35 : Validation du modèle de la plaque quadrillée par le modèle de la plaque pleine ..	46
Figure 36 : Modèle électrique équivalent d'une cellule élémentaire de la plaque	47
Figure 37 : Conducteur seul.....	48
Figure 38 : Géométrie du conducteur	50
Figure 39 (a) : Inductance propre du conducteur en fonction de longueur normalisée 0.1-10	51
Figure 40 : Position des deux conducteurs.....	53

Figure 41 : Deux conducteurs parallèles et de même longueur	53
Figure 42 : Mutuelle inductance en fonction de la distance entre les deux conducteurs	55
Figure 43 : Mutuelle inductance en fonction de la longueur de conducteur	55
Figure 44 : Barreau simulé sous Fasthenry	56
Figure 45 : Simulation sous Spice	56
Figure 46 : Comparaison Fasthenry / Spice - Simulation 1	57
Figure 47 : Barreau simulé sous Fasthenry	57
Figure 48 : Simulation sous Spice	57
Figure 49 : Comparaison Fasthenry / Spice - Simulation 2	58
Figure 50 : Simulation sous Spice	58
Figure 51 : Comparaison Spice - simulation 2 / simulation 3	59
Figure 52 : Comparaison fasthenry / spice – simulation n°3	59
Figure 53 : Représentation géométrique de l'ensemble étudié	60
Figure 54 : Modèle Spice	61
Figure 55	61
Figure 56	62
Figure 57	62
Figure 58	63
Figure 59	63
Figure 60 : La plaque métallique quadrillée	64
Figure 61 : Comparaison des résultats obtenus par Fasthenry et Spice	64
Figure 62 : Schéma simplifié d'une cellule	65
Figure 63	66
Figure 64 : Schéma électrique équivalent d'une cellule solaire	66
Figure 65 : Impédance d'une cellule solaire non polarisée	67
Figure 66 : Mise en cascade de cellules pour former un string	67
Figure 67 : Connexion de deux cellules dans une chaîne	68
Figure 68 : Deux types de disposition des cellules dans une chaîne	68
Figure 69 : Configuration montage simple d'un coupon de 10 cellules solaires	68
Figure 70 : Impédance du montage d'un string de 10 cellules	69
Figure 71	70
Figure 72 : Représentation du circuit	70
Figure 73 : Alimentation d'un string	71
Figure 74 : Modèle électrique complet du panneau solaire	72
Figure 75 : Données topologiques du panneau solaire	75
Figure 76 : Organigramme de la méthode d'analyse	76
Figure 77	78
Figure 78 : Représentation de deux cellules placées en série sur un string	79
Figure 79	79
Figure 80 : Aperçu du coupon de cellules collés sur la plaque métallique	85
Figure 81 : Schéma de principe de la mesure du couplage en circuit fermé	86
Figure 82	87
Figure 83 : Résultat de mesure en circuit fermé	88
Figure 84 : Schéma de principe de la mesure du couplage en circuit ouvert	88
Figure 85 : Résultat de mesure en circuit ouvert	89
Figure 86	89
Figure 87 : Résultat théorique en circuit fermé	90
Figure 88 : Schéma du montage de mesure	91
Figure 89 : Alimentation des cellules	92
Figure 90 : Boucles magnétiques	92

Figure 91 : Photo du montage de mesure	94
Figure 92 : Positionnement du repère	94
Figure 93 : Position de la sonde pour la mesure de la composante $B_z(z)$	95
Figure 94 : Variation de B_z avec la hauteur du capteur à 100 kHz	95
Figure 95 : Variation de B_z avec la hauteur du capteur à 200 kHz	95
Figure 96 : Variation de B_z avec la hauteur du capteur à 1 MHz.....	96
Figure 97 : Variation de B_z avec la hauteur du capteur à 10 MHz.....	96
Figure 98 : Position de la sonde pour la mesure de la composante $B_x(x)$	97
Figure 99 : Variation de B_x en fonction de x à 200 kHz.....	97
Figure 100 : Représentation schématisée des lignes de champ selon l'axe x	98
Figure 101 : Impédance du montage 1 coupon à différentes polarisations	99
Figure 102 : Champ rayonné pour différentes polarisations.....	100
Figure 103 : Montage quatre coupons.....	101
Figure 104 : Montage de mesure de la capacité parasite.....	102
Figure 105 : Capacité parasite entre les 4 coupons et le plan de masse.....	102
Figure 106 : Impédance des configurations 1 coupon et 4 coupons non polarisés.....	103
Figure 107 : Position de la sonde pour la mesure de la composante B_z	104
Figure 108 : Composante $B_z(x)$, à 100kHz, $I_c=80dB\mu A$, $y=0$ et $z=12$ cm	104
Figure 109 : Composante $B_z(y)$, à 500kHz, $I_c=90dB\mu A$, $x=15$ cm et $z=12$ cm	104
Figure 110 : Composante $B_z(z)$, $x=-15$ cm et $y=0$, $I_c=90dB\mu A$ à 500kHz.....	105
Figure 111 : Impédance du système 4 coupons à différentes polarisations	105
Figure 112 : Composante $B_z(y)$, $f=30$ kHz, loop Singer, $x=-15$ cm et $z=10.5$ cm	106
Figure 113 : Composante $B_z(y)$, $f=30$ kHz, $z=10.5$ cm et $x=-15$ cm, $I_{polarisation}=100$ mA, $I_c=83.4dB\mu A$	106
Figure 114 : Montage expérimental panneau + structure satellite.....	111
Figure 115 : Positionnement du satellite	111
Figure 116 : Vue en coupe du couple satellite – panneau.....	112
Figure 117 : Structure complète	112
Figure 118 : Discrétisation satellite / panneau.....	113
Figure 119 : 2 conducteurs parallèles.....	116
Figure 120 : Structure cubique avec panneau perpendiculaire.....	116
Figure 121 : Mesure de la capacité parasite entre la structure et le panneau solaire	117
Figure 122 : Composante $B_z(x)$ à 500kHz, $I_c=90dB\mu A$, $y=0$ et $z=12$ cm	118
Figure 123 : Composante $B_z(y)$ à 500kHz, $I_c=90dB\mu A$, $x=0$ et $z=6.5$ cm	118
Figure 124 : $B_z(z)$, à 500kHz, $I_c=90dB\mu A$, $x=y=0$	119
Figure 125 : Configuration du système	120
Figure 126 : $B_z(y)$, $f=500$ kHz, $I_c=90dB\mu A$, $x=0$ et $z=7$ cm.....	120
Figure 127 : $B_z(y)$, $f=10$ MHz, $I_c=90dB\mu A$, $x=0$ et $z=7$ cm	121
Figure 128 : Interprétation du phénomène de rayonnement en présence d'une connexion panneau / satellite.....	121
Figure 129 : Facteur d'antenne de la loop Eaton.....	135
Figure 130 : Spire.....	136
Figure 131 : Impédance de la spire.....	136
Figure 132 : Facteur d'antenne de la boucle Eaton mesuré par la spire	138
Figure 133 : Montage shunt appliqué à la spire.....	139
Figure 134 : Facteur d'antenne de la boucle Eaton mesuré par la spire avec méthode shunt.....	139

REFERENCES

- [1] **M. Parrot, J. Achache, J.J. Berthelier, E. Blanc, A.Deschamps, F. Lefeuvre, M. Menvielle, J.L. Plantet, P. Tarits, and J.P. Villain.**
"High-frequency seismo-electromagnetic effects"
Phys. Earth Planet. Int., 77, 65-83, 1993.
- [2] **M. Parrot**
"Statistical Study of ELF/VLF Emissions Recorded by a Low-altitude Satellite during Seismic Events"
Journal of Geophysical Research, Vol. 99, No. A12, pp.23, 339-23, 347, 12/1/94
- [3] **M. Parrot and Y. Zaslavski**
"Physical mechanisms of man made influences on the magnetosphere"
Surveys in Geophysics, 17, 67-100, 1996.
- [4] **J.Y. Dea, P.M. Hansen, and W.M. Boerner.**
"Long-term ELF Background Noise Measurements, the Existence of Window Regions, and Applications to Earthquakes Precursor Emission Studies"
Physics of the Earth and Planetary Interiors, Vol.77, pp.109-125, 1993
- [5] **M.B. Gokhberg, V.A Morgunov, T. Yoshino, and I. Tomizawa**
"Experimental measurement of electromagnetic emissions possibly related to earthquakes in Japan
J. Geophys. Res., 87, 7824, 1982.
- [6] **J.W. Warwick, C. Stoker, and T.R. Meyer**
"Radio emission associated with rock fracture: possible application to the great Chilean earthquake of May 22, 1960"
J. Geophys. Res., 87, 2851, 1982.
- [7] **M. Parrot, and F. Lefeuvre**
"Correlation between GEOS VLF emissions and earthquakes"
Ann. Geophys., 3, 737-747, 1985.
- [8] **A.C. Fraser-Smith, A. Bernardi, P.R. McGill, M.M. Bowen, M.E. Ladd, R.A. Helliwell, and O.G. Villard Jr.**
"Low-frequency magnetic field measurements near the epicenter of the Ms7.1 Loma Prieta earthquake"
Geophys. Res. Lett., 17, 1465, 1990.
- [9] **O.A. Molchanov,**
"Results of ULF Magnetic Field Measurements Near the Epicenter of the Spitak ($M_s = 6.9$) and Loma Prieta ($M_s = 7.1$) Earthquakes : Comparative analysis"
Geophysical Research Letters, Vol. 19, No. 14, pp. 1495-1498, 7/24/92

- [10] **V.I. Larkina, A.V. Nalivayko, N.I. Gershenzon, M.B. Gokhberg, V.A. Liperovskiy, and S.L. Shalimov.**
“*Observations of VLF emissions related with seismic activity, on the Interkosmos-19 satellite*”
Geomagnetism and Aeronomy, 23, 684-687, 1983.
- [11] **E. Blanc**
“*Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources*”
A summary, Ann. Geophys., 3, 673-679, 1985.
- [12] **J. Artru**
“*Etude des perturbations ionosphériques post-sismiques*”
Rapport DEA- IPGP, 1998.
- [13] **S.A. Pulinets, A.D. Legen'ka, and V.A. Alekseev.**
“*Pre-earthquake ionospheric effects and their possible mechanisms in Dusty and Dirty Plasmas, Noise, and Chaos in Space and in the Laboratory*”
Ed. by H. Kikuchi, Plenum Press, New York, pp. 545-557, 1994.
- [14] **E. Calais, and J.B. Minster**
“*GPS detection of ionospheric perturbations following the January 17, 1994, Northridge earthquake*”
Geophys. Res. Lett., 22, 1045-1048, 1995.
- [15] **Y. Zaslavski, M. Parrot, and E. Blanc**
“*Analysis of TEC Measurements Above Active Seismic Regions*”
Phys. Earth Planet. Int., 105, 219-228, 1998.
- [16] **R.J. Mueller, and M.J.S. Johnston.**
“*Seismomagnetic Effect Generated by the October 18, 1989, ML 7.1 Loma Prieta, California, Earthquake*”
Geophysical Research Letters, Vol. 17, No. 8, pp. 1231-1234, 7/90
- [17] **P.F. Biagi, R. Piccolo, A. Ermini, S. Martellucci.**
“*Variations in a LF radio-signal on the occasion of the recent seismic and volcanic activity occurred in southern Italy*”
Geophysical Research Abstracts, Vol. 5, 02085, 2003
- [18] **M. Parrot, A. Buzzi, O. Santolík, J.J. Berthelier, J.A. Sauvaud, J.P. Lebreton,**
“*New observations of electromagnetic harmonic ELF emissions in the ionosphere by the DEMETER satellite during large magnetic storms*”
J. Geophys. Res., J. Geophys. Res., 111, A08301, doi:10.1029/2005JA011583,2006.
- [19] **M. Parrot, J.J. Berthelier, J.P. Lebreton, J.A. Sauvaud, O. Santolík, J. Blecki,**
“*Examples of unusual ionospheric observations made by the DEMETER satellite over seismic regions*”
Physics and Chemistry of the Earth, 31, 486-495, doi:10.1016/j.pce.2006.02.011, 2006.
- [20] **M. Parrot, F. Nemeč, O. Santolík, J.J. Berthelier,**
“*ELF magnetospheric lines observed by DEMETER*”
Annales Geophysicae, 23, 3301-3311, 2005.

- [21] Site Internet du CNES. <http://www.cnes.fr/>
- [22] **T. Dubreuil – DESS CRO Limoges 2004**
Rapport de stage : Etude du rayonnement électromagnétique des panneaux solaires en champ proche
- [23] **C.J. Winter, R.L. Sizmann et L.L. Vant-Hull**
“Solar power plants. Fundamentals, Technology, Systems, Economics”.
 Springer-Verlag (1991).
- [24] **H. Durand**
“La conversion photovoltaïque”
Cours de DEA Université Paris-Val-de-Marne (1989).
- [25] **F. Rachidi – Ecole polytechnique Fédérale de Lausanne**
Introduction à la CEM
- [26] **G. Burke and A. Poggio**
“Numerical electromagnetic code – method of moment”
 Livermore CA: Lawrence Livermore National Laboratory, Report No. UCID-18834, 1981.
- [27] **R.F. Harrington**
“Field Computation by Moment Methods”
 Reprinted by R.F. Harrington, R.D.2. West Lake Road, Cazenovia, N.Y.. 1968.
- [28] **O.C. Zienkiewicz**
“The Finite Element Method in Engineering Science”
 New York : McGraw-Hill, 1971.
- [29] **J. Bras**
“Méthode des éléments finis et décomposition des domaines.
Application à l’étude de l’interaction électromagnétique onde-composant”
 Thèse de Doctorat de l’Université de Limoges, Juillet 2002.
- [30] **A.C. Polycarpou, P.A. Tinkas, C.A. Balanis**
“The Finite Element Method for modeling circuits and interconnects for electronic packaging”
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol 45, n°10, pp.1868-1874, 1997.
- [31] **J.P. Berenger**
“A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves”
 J. Comput. Phys., 114, pp. 185-200, 1994.
- [32] **S.D. Gedney, J.F. Lee, and R. Mittra**
“ A combined FEM/MoM approach to analyze the plane-wave diffraction by arbitrary gratings”
 IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-40, 363-370, 1992.
- [33] **G.E. Forsythe and W.R. Waso**
“Finite Difference Methods for Partial Differential Equations”
 New York : John Wiley & Sons, 1960.

- [34] **P. Mezzanote, M. Mongiardo, L. Roselli, R. Sorrentino, W. Heinrich**
 “*Analysis of packaged microwave integrated circuit by FDTD*”
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 42, n°9, pp. 1796-1801.
- [35] **R. Luebbers, K. Kunz**
 “*The Finite Difference Time Domain for Electromagnetic*”
 CRC press, 1993
- [36] **X. Ferrières, J.P. Parmantier, S. Bertuol**
 “*Méthode hybride couplée à une équation de réseau pour le calcul des perturbations induites sur le câblage d’une voiture*”
 Actes du colloque CEM Grenoble. Mars 2002.
- [37] **T. A. Jerse**
 “*A hybrid Technique for Efficiently Estimating Common Mode Currents in Transmission Line Structures*”
 Ph.D. Dissertation, The University of Kentucky, 1994.
- [38] **M. Remaki**
 “*Méthode numériques pour les équations de Maxwell instationnaires en milieu hétérogènes*”
 Thèse de doctorat à l’école nationale des ponts et chaussées, Décembre 1999.
- [39] **J. Ekman**
 “*Electromagnetic Modeling using the Partial Element Equivalent Circuit Method*”
 Doctoral thesis, Lulea University of Technology, ISSN : 1402-1544, 2003.
- [40] **E. Vialardi, R. Perraud, O. Thenoz, F.G. Canavero, C. Huet**
 “*La méthode PEEC appliquée à l’analyse CEM des équipements aéronautiques*”
 11ème Colloque International de Compatibilité Electromagnétique (CEM 2002), Grenoble, (France), pp. 187-192, March 12-14, 2002.
- [41] **Research Laboratory of Electronics - MIT-1996**
FastHenry User’s Guide V3.0
- [42] **K. Narbon, M.J. Tsuk and J. K. White**
 “*Fasthenry : A Multipole-Accelerated 3D Inductance Extraction Program*”.
 IEEE Transaction on Microwave theory and technique, vol 42, pp 1751-1758, Sept 1994
- [43] **F. Grover**
 “*Inductance calculations: Working Formulas and Tables*”
 Dover, New York 1962.
- [44] **A. E. Ruelhi, H. Heeb,**
 “*Circuit Models for three-Dimensional Geometries Including Dielectrics*”
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol 40, no. 7, pp. 1507-1516, July 1992
- [45] **A. E. Ruelhi**
 “*Inductance Calculations in a Complex Integrated Circuit Environment*”
 IBM Journal of research and development , 1972

[46] C. Hoer, C. Love

“Exact Inductance Equations of Rectangular Conductors with Application to More Complicated Geometries”

Journal of research of the National Bureau of Standards, C. Engineering and instrumentation, Vol. 69C, April-June 1965, pp. 127-137.

[47] P.K Wolff, A. E. Ruehli

“Inductance Calculations for Complex Three Dimensional Geometries”

Proc. Of the IEEE International Symposium on Circuits and Systems, vol 1, pages 16-19, 1981.

[48] A. E. Ruehli

“Equivalent Circuit Models for Three Dimensional Multiconductor Systems”,

IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 40(7) : 1507-1516, 1992

[49] G. Antonini, J. Ekman, A. Orlandi

“3D Capacitance Calculations”

Proceeding of the IEEE International Symposium on EMC, 2003.

[50] Research Laboratory of Electronics - MIT-1992

FastCap User’s Guide

[51] K. Narbon and J. White

“Fastcap : A multipole accelerated 3D capacitance extraction program”.

IEEE Transaction on Computer Aided Design of Integrated Circuits and Systems, vol 10, pp 1447-1459, Nov 1991

[52] T. Kawana, Y. Maeda and T. Tejima.

“Development of a Calibration System for a Magnetic Field-Strength Standard by Feederless Loop Antennas”.

IEE vol 38. no 2. Avril 1989.

[53] J.P. Catani, J.M Walter - CNES

“Rayonnement électromagnétique des générateurs solaires”

Colloque CEM – CEM 2000 Clermont Ferrand.

[54] S. Roblot – ENSIL Limoges 2004

Rapport de stage : Réalisation d’un code de calcul pour déterminer le rayonnement parasite des panneaux solaires du satellite DEMETER

[55] F. Lescoat – ENSIL Limoges 2005

Rapport de stage : étude du rayonnement de panneaux solaires en champ proche dans leur environnement satellite