

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE

HOUARI BOUMEDIENNE

FACULTE D'ELECTRONIQUE ET D'INFORMATIQUE

Thèse présentée pour l'obtention du diplôme de
Doctorat d'Etat

En : Electronique
Spécialité : Electronique Appliquée

Par : **Rachid OUSSAID**

Sujet

**MODELISATION DES MATERIAUX
INFLUENCE DE LA MICRO-STRUCTURE SUR
LE COMPORTEMENT FREQUENTIEL**

Soutenue le 03 Juin 2004 devant le jury composé de :

Mr ADANE Abdelhamid	Professeur	USTHB	Président
Mr HARAUBIA Brahim	Professeur	USTHB	Directeur de Thèse
Mr SOUALMIA Achour	Professeur	USTHB	Examineur
Mr GUESSOUM Abderezak	Professeur	Univ. Blida	Examineur
Mr ATTARI Mokhtar	Professeur	USTHB	Examineur

REMERCIEMENTS

Les présents travaux ont été menés au laboratoire d'instrumentation de la faculté d'Electronique et d'Informatique de l'USTHB en collaboration avec le laboratoire d'électronique de l'ENSEEIH de Toulouse (France).

Toute ma reconnaissance va à Monsieur le professeur Henri BAUDRAND, responsable du groupe de recherches en Electromagnétisme du laboratoire d'Electronique, qui m'a accueilli au sein de son équipe et qui a manifesté un intérêt particulier pour le thème des matériaux chiraux et qui m'a fréquemment conseillé et orienté dans mes travaux.

Je tiens à remercier, tout particulièrement aussi, mon directeur de thèse, Monsieur le professeur Brahim HARAUBIA, Directeur du laboratoire d'instrumentation, pour avoir assuré l'encadrement de cette thèse et pour m'avoir prodigué d'utiles suggestions lors de la rédaction de ce manuscrit. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour m'avoir donné la chance de présenter cette thèse et pour l'esprit scientifique qu'il a essayé de m'inculquer.

Que Monsieur le professeur Abdelhamid ADANE, Directeur du laboratoire traitement d'images et rayonnements, soit assuré de ma profonde gratitude et mes plus sincères remerciements pour l'honneur qu'il me fait de bien vouloir présider le jury de cette thèse.

Je remercie très vivement Monsieur le professeur Achour SOUALMIA, Directeur du laboratoire spectroscopie diélectrique de la faculté de physique, pour l'honneur qu'il me fait de bien vouloir siéger dans le jury de cette thèse.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur le professeur Abderezak GUESSOUM, pour avoir bien voulu accepter de participer au jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur le professeur Mokhtar ATTARI, responsable de la PG Instrumentation pour avoir bien voulu examiner ce travail et participer à ce jury de thèse.

Enfin je remercie tous mes collègues enseignants de la faculté d'Electronique et d'Informatique et ceux de l'Institut des Techniciens Supérieurs pour leur aide amicale et leur soutien permanent.

Université des Sciences et de la Technologie
Houari Boumediene

Faculté d'Electronique et d'Informatique

Thèse présentée par

Rachid OUSSAID*

**Modélisation des matériaux – Influence de la microstructure sur
le comportement fréquentiel**

Résumé

Depuis quelques années, les recherches se sont portées activement sur de nouveaux types de matériaux hétérogènes absorbants : les matériaux chiraux. Un matériau chiral consiste en une dispersion aléatoire d'inclusions dans une matrice polymère ou céramique. Ces inclusions sont le plus souvent des hélices métalliques ou céramiques. Un intérêt particulier a été réservé à l'étude des interactions micro-ondes avec les matériaux chiraux durant les deux dernières décennies. Depuis, une attention particulière a été consacrée à la chiralité électromagnétique et ses applications potentielles aux micro-ondes et aux structures guidées. Par conséquent, plusieurs phénomènes intéressants ont été observés et plusieurs applications ont été suggérées. Afin de pouvoir étudier ce nouveau type de matériaux et de dégager les applications potentielles, une modélisation préalable de la réponse de ces nouveaux matériaux lorsqu'ils sont soumis à des champs électromagnétiques est donc nécessaire. Notre travail peut être scindé en quatre parties. Dans la première étape, nous présentons les principales propriétés des milieux chiraux. Nous exposons ainsi les relations constitutives des milieux chiraux, la résolution des équations de Maxwell dans ce type de milieu et la propagation dans un milieu spatialement infini. La deuxième partie porte sur les méthodes de résolution des équations de Maxwell dans les milieux chiraux. On développe dans ce cadre une méthode particulièrement inédite, basée sur l'élaboration d'un formalisme mathématique appelé "formalisme des opérateurs transverses et longitudinaux". La troisième partie est consacrée à l'étude théorique de la propagation guidée dans les milieux chiraux. Nous présentons, ainsi les résultats numériques obtenus par la programmation de ces équations et nous analysons ainsi les caractéristiques de propagation des ondes électromagnétiques dans une structure guidée remplie de matériaux chiraux. Les résultats de l'analyse ont été comparés à ceux publiés par ailleurs. Cela nous a permis de retrouver des résultats similaires à ceux déjà publiés moyennant une approche théorique, basée sur le formalisme des opérateurs et utilisant le concept des valeurs et vecteurs propres pour le découplage des équations. La propagation guidée étant maîtrisée, nous nous sommes intéressés, dans la quatrième partie, au problème des interfaces diélectrique / chiral puis celui de la plaque chirale plongée dans l'air. Les résultats auxquels on a abouti, nous permettent de nous renseigner sur l'effet de l'incidence d'une onde électromagnétique sur un milieu chiral et la quantification réelle des capacités d'absorption du milieu sous test. La cinquième et dernière partie est consacrée à un aperçu des techniques de mesures.

* Thèse de Doctorat d'Etat

Directeur de thèse : Mr B. HARAOUBIA, professeur à l'USTHB

SOMMAIRE

Introduction générale	3
Partie I : Qu'est ce que la chiralité ?	
I.1 - Définitions – historique	7
I.1.1 - Applications	9
I.2 - Qu'est ce que la chiralité ?	12
I.2.1- Formulation et différents formalismes	18
I.3 - Propriétés d'un milieu matériel	22
I.4 - Classification des différents types de milieux	23
I.4.1 - Les milieux bianisotropes	23
I-4.2 - Les milieux biisotropes	23
I.4.3 - Les milieux anisotropes	24
I.5 – Propagation dans un milieu chiral spatialement infini	24
I.5.1 – Equations de propagation	24
Partie II : Méthodes de résolution des équations de Maxwell	
II.1 – Formalisme des opérateurs transverses et longitudinaux	28
II.1.1– Equations en champs transverses	28
II.1.2 – Formalisme des champs longitudinaux.....	32
II.2 – Méthode pour découpler les équations	35
II.2.1. Valeurs propres et Vecteurs propres	35
Partie III : Analyse de la propagation dans des milieux chiraux	
III.1 – Propagation d'ondes planes dans un guide d'onde rectangulaire	39
III.1.1- Modes de propagations	39
III.2 - La propagation guidée dans les milieux chiraux	41
III.3 – Cas du guide d'ondes chiral à plaques métalliques parallèles	41
III.3.1 – Choix de la structure	41
III.3.2 – Détermination des expressions des composantes A et B	43

III.3.3 - Détermination des modes	45
III.3.3.1 – Les modes propagatifs	45
III.3.3.2 – Les modes évanescents	51
III.4 – Validation des résultats.....	52
III.5 – Organigramme de calcul.....	54
III.6 – Conclusion.....	58
Partie IV : Etude théorique de la réflexion et de la transmission à l'interface d'une structure achirale / chirale	
IV. 1- La plaque chirale d'épaisseur finie.....	59
IV.2- Etude de la réflexion d'une couche chirale déposée sur une surface métallique.....	61
IV.3 – Interface diélectrique / milieu chiral.....	62
IV.4 – discussion.....	66
Partie V : Aperçu des techniques de mesures	
V. 1- Introduction	69
V. 2- Techniques de mesures	69
V. 3- Dispositifs de mesure	71
V.3.1 – Mesures en espace anéchoïque	71
V.3.1 – Mesures en espace libre	72
V.4 – Conclusion.....	75
Conclusion générale	76
Bibliographie	80
Annexes	85

INTRODUCTION GENERALE

Les ondes électromagnétiques font l'objet aujourd'hui de très nombreuses recherches et sont utilisées pour des applications diverses, aussi bien civiles que militaires : compatibilité électromagnétique, réduction de surface équivalente radar (SER), enceintes de mesure en hyperfréquences.... Les performances demandées sont : une absorption très forte à une fréquence donnée ou absorption plus faible mais sur une large bande.

Les matériaux utilisés comme absorbants sont en général des matériaux à pertes diélectriques et magnétiques. Ils sont souvent employés sous la forme d'inclusions d'un ou plusieurs matériaux dispersés dans une matrice polymère.

Dans le cas de structures multicouches, on peut ajuster le comportement électromagnétique en modifiant le nombre de couches, les permittivités et perméabilités de chaque couche. Cela ne suffit pas toujours et parfois il faut intervenir sur la structure du matériau pour obtenir de meilleurs résultats.

En effet, dans le cas de matériaux hétérogènes, il est possible de faire varier le nombre et la nature des constituants ; inclusions conductrices, diélectriques, magnétiques, chirales, ainsi que la forme des inclusions ou les concentrations respectives de chacun des constituants du mélange.

Depuis quelques années, les recherches se sont portées activement sur un nouveau type de matériaux hétérogène absorbant c'est les matériaux chiraux. Ils consistent en une dispersion aléatoire d'inclusions dans une matrice polymère ou céramique. Ces inclusions sont le plus souvent des hélices métalliques ou céramiques.

Un intérêt particulier a été réservé à l'étude des interactions micro-ondes avec les matériaux chiraux durant les deux dernières décennies. Depuis, une attention particulière a été consacrée à la chiralité électromagnétique et ses applications potentielles aux micro-ondes et aux structures guidées. Par conséquent, plusieurs phénomènes intéressants ont été observés et plusieurs applications ont été suggérées.

Afin de pouvoir étudier ce nouveau type de matériaux et de dégager leurs applications potentielles, une modélisation préalable de la réponse de ces nouveaux matériaux lorsqu'ils sont soumis à des champs électromagnétiques aux hyperfréquences est donc nécessaire. Cela va permettre de disposer d'une connaissance précise des caractéristiques électromagnétiques de ces matériaux en fonction de la fréquence.

Notre travail s'articule de la façon suivante :

Dans une première partie, nous présentons des généralités sur la chiralité et les principales propriétés des milieux chiraux. Nous exposons les relations constitutives des milieux chiraux, ainsi qu'une étude comparative entre les différents formalismes utilisés pour décrire un milieu chiral. Nous présentons ensuite la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu chiral infini.

La deuxième partie porte sur les méthodes de résolution des équations de Maxwell dans les milieux chiraux. On développe, dans cette partie, une méthode particulièrement inédite, basée sur l'élaboration d'un formalisme mathématique appelé ' formalisme des opérateurs transverse et longitudinaux '.

La troisième partie est consacrée à l'étude de théorie de la propagation guidée dans les milieux chiraux. Nous présentons, ainsi les résultats numériques obtenus par la programmation de ces équations. Les modes guidés sont calculés et nous analysons les résultats obtenus ainsi que les caractéristiques et les propriétés intéressantes de la propagation guidée dans les guides d'ondes chiraux.

Dans la quatrième partie, nous nous intéressons à l'étude théorique de la réflexion et de la transmission à l'interface d'une structure non chirale / chirale.

La cinquième partie est consacrée à un aperçu des techniques de mesures utilisées pour la caractérisation des matériaux chiraux.

Une conclusion générale permet de situer l'étude réalisée parmi les autres approches existantes pour résoudre ce problème de modélisation.

Partie I

QU'EST CE QUE LA CHIRALITE ?

I.1 - DEFINITIONS - HISTORIQUE

Le mot micro-ondes est la traduction littérale de l'anglais microwaves (wave = onde). Le terme spécifiquement en français est hyperfréquences, mais l'utilisation de micro-ondes est plus largement répandue. Les micro-ondes sont donc des ondes :

- décimétriques entre 300 MHz ($\lambda_0 = 10$ dm) et 3 GHz ($\lambda_0 = 1$ dm),
- centimétriques entre 3 GHz ($\lambda_0 = 10$ cm) et 30 GHz ($\lambda_0 = 1$ cm),
- millimétriques entre 30 GHz ($\lambda_0 = 10$ mm) et 300 GHz ($\lambda_0 = 1$ mm).

Le théoricien fondateur de l'électromagnétisme moderne et, par conséquent, des bases théoriques des micro-ondes est James Clerck Maxwell qui formula, dans les années 1860, les célèbres équations qui portent son nom et qu'il publia en 1873 dans son *Traité sur l'électricité et le magnétisme*.

Une vingtaine d'années plus tard, en 1888, Heinrich Hertz fut le premier à produire expérimentalement et détecter des ondes électromagnétiques à une fréquence de l'ordre de 1GHz. C'est pourquoi, on appelle souvent ondes hertziennes, les ondes décimétriques. Lord Rayleigh, pour sa part, démontra théoriquement en 1897, la possibilité de faire propager des ondes dans des tuyaux métalliques creux à section rectangulaire ou circulaire, que l'on appelle guides d'ondes.

A la suite des travaux d Hertz, la radioélectricité connut un développement très important. Les expériences de Marconi, dans les années 1890, montrèrent qu'il était possible d'établir une liaison entre deux points de la Terre par propagation d'ondes radioélectriques en espace libre. Kennelly et Heaviside, au début du XX^e siècle, découvrirent les propriétés réfléchissantes, vis-à-vis d'ondes décamétriques, de certaines couches de l'atmosphère vers

100 Km de hauteur. Les radios ou télécommunications modernes (la TSF, «télégraphie sans fil», comme l'on disait alors) étaient nées [1].

Les ondes radioélectriques nécessaires pour ces liaisons de télécommunications étaient produites par des tubes électroniques inventés en 1907 par Lee de Forest. Pendant 50 ans, jusqu'à l'avènement des transistors et des dispositifs à l'état solide, ces tubes - triodes et tétrodes – furent universellement utilisés.

Des techniques radioélectriques nouvelles virent ensuite le jour. En 1920, les premières émissions de radiodiffusion eurent lieu, notamment en France, depuis un émetteur situé à la Tour Eiffel, sous l'impulsion du général Ferrié qui transposa ainsi dans le domaine civil, les progrès effectués par l'électronique dans le domaine militaire pendant la première guerre mondiale.

Dans les années 1930, la mise au point du premier tube micro-ondes, magnétron, et de la première antenne micro-onde, le réflecteur paraboloidal, permirent le développement d'un système spécifiquement micro-onde : le radar (pour *Radio Detection and Ranging*). Des recherches importantes furent alors effectuées dans les pays industrialisés. Les équipes françaises obtinrent des résultats importants, concrétisés par l'implantation de radars à bord des navires, notamment en 1935, à bord du paquebot Normandie. Les radars anglais, également très performants, permettaient, dès 1939, une surveillance efficace de l'espace aérien britannique. L'apport des Etats Unis pendant la seconde guerre mondiale fut considérable et les recherches du Massachusetts Institute of Technology (le célèbre MIT) furent publiées entre 1945 et 1950, en une collection de 25 volumes qui servirent de précieux document aux étudiants et chercheurs dans le domaine des micro-ondes du monde entier.

Certains de ces volumes ont une telle valeur de référence qu'ils ont été à nouveau publiés ces dernières années.

I.1.1 Applications :

Dés lors, le développement des micro-ondes fut considérable et les applications nombreuses et importantes [2-4], ce sont :

- **Chauffage industriel et domestique (four à micro-ondes) :** grâce à l'utilisation de magnétrons comme tubes de puissance et la propriété des micro-ondes, de pénétrer au cœur de matériaux de type diélectriques à pertes, il est possible d'y dissiper de l'énergie. Ceci permet un chauffage plus rapide et plus homogène que par les méthodes traditionnelles. La fréquence utilisée est entre 2 et 3 GHz.
- **Médecine :** l'hyperthermie micro-ondes est étudiée pour le traitement de tumeurs cancéreuses. Le problème étant de n'irradier à une température précise, que la zone occupée par la tumeur. Inversement, une exposition prolongée (plusieurs heures) aux micro-ondes peut être dangereuse, de même d'ailleurs qu'à n'importe quel type de rayonnement électromagnétique (celui du soleil, par exemple). Le seuil à ne pas dépasser est de 1mW/cm^2 soit 10W/m^2 .
- **Radioastronomie :** on a découvert que le rayonnement des étoiles et des galaxies est très riche dans le domaine des micro-ondes et que l'on peut en tirer des informations complémentaires de celles recueillies dans le domaine visible. C'est ainsi qu'ont été mis au point des radiotélescopes munis d'une grande antenne parabolique, de 100 m de diamètre ou plus, et d'amplificateurs à très faible bruit (Masers), refroidis si

nécessaire, à la température de l'hélium liquide. La radio astronomie a permis de faire de grands progrès dans la connaissance de l'univers, à notamment par l'observation à plusieurs centaines de millions, voire à plusieurs milliards d'années-lumière, de galaxies ou de sources nouvelles telles que les pulsars et les quasars.

- **Electronique** : on sait maintenant réaliser des circuits et des dispositifs très performants qui accomplissent en micro-ondes les grandes fonctions de l'électronique classique : oscillation, amplification, mélange et multiplication de fréquence. Cela a été possible grâce à la conception et à l'élaboration de composants actifs tels que diodes et transistors spécifiques, et de composants passifs appropriés. La miniaturisation de ces circuits, grâce à l'utilisation d'une technologie d'intégration hybride ou monolithique, les rend particulièrement aptes à être utilisés dans les techniques spatiales.
- **Radiométrie micro-onde** : cela consiste à mesurer à l'aide d'un récepteur très sensible (radiomètre à puissance totale ou radiomètre de Dicke), la puissance émise en micro-ondes par une zone couverte par le diagramme d'une antenne reliée au radiomètre. Ces radiomètres peuvent être aéroportés ou sur satellite et sont utilisés en télédétection pour l'évaluation de caractéristiques physiques (humidité, par exemple) ou naturelles (ressources agricoles, par exemple) de la zone observée. L'avantage de la radiométrie micro-onde est qu'elle reste opérationnelle, aussi bien la nuit que le jour et même en présence d'une couverture nuageuse et (ou) de précipitations.
- **Radionavigation** : outre le radar, plusieurs systèmes permettent d'assurer le repérage et le guidage des avions : le VOR (*VHF omnidirectional Range*) pour indiquer la

direction, le DME (*Distance Measurement Equipment*) et le TACAN (à utilisation militaire) pour indiquer la distance ainsi que l'ILS (*Instrument Landing System*) et bientôt le MLS (*Microwave Landing system*) pour l'atterrissage automatique.

- **Accélérateurs de particules** : ce sont des klystrons (tubes spécifiquement micro-ondes) de très fortes puissances (100 kW en régime permanent) qui fournissent aux particules l'énergie nécessaire pour les accélérer à des vitesses relativistes (vitesses proches de $3 \cdot 10^8$ m/s). De même, dans les dispositifs étudiés pour la fusion thermonucléaire contrôlée, on fait appel à des super klystrons pour produire, dans un espace confiné, la température de plusieurs dizaines de millions de degrés, qui est nécessaire pour produire la fusion des atomes d'hydrogène.
- **Recherche physique** : les micro-ondes sont très utilisées aussi bien en spectroscopie que pour le traitement (par polymérisation) et la caractérisation (mesure de permittivité diélectrique) des matériaux, notamment les matériaux composites. Des mesures à l'aide de guides d'ondes ou cavités résonnantes sont particulièrement performantes. Citons, enfin, le projet très ambitieux de satellite de puissance solaire (SPS, *Solar Power Satellite*) qui a pour but de placer en orbite une gigantesque station spatiale (20 000 tonnes) transformant l'énergie solaire en micro-ondes et la rayonnant vers la terre grâce à un faisceau produit par une antenne de plus d'un kilomètre de diamètre.

Ceci est donc un bref survol des principales applications des micro-ondes, nous allons dans ce qui suit procéder à la définition de la chiralité hyperfréquence.

I.2 - QU'EST CE QUE LA CHIRALITE ? :

Le concept de chiralité n'est pas nouveau, mais il a été longtemps ignoré. Au début du siècle dernier, il a joué un rôle important dans le domaine de la chimie, de la science du vivant, de l'optique et de la physique des particules. Par définition un objet est chiral si on ne peut pas le superposer par translation ou rotation à son image dans un miroir [5- 9]. Comme exemples d'objets chiraux, on peut citer l'hélice, la bande de Mobius, le tétraèdre irrégulier et bien sûr la main (Figure I-1).

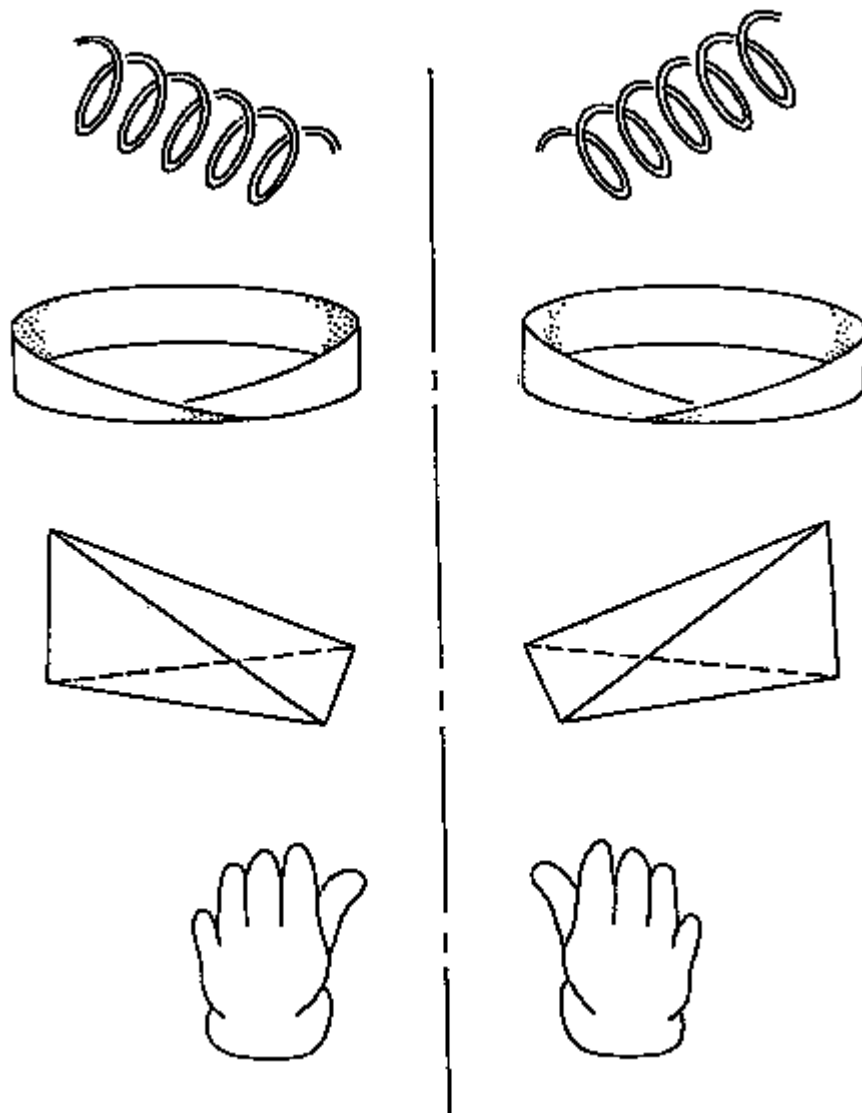


Figure I-1 : Exemples d'objets chiraux (Hélice, ruban de MOBIUS, tétraèdre irrégulier, gant)

Il faut savoir que le mot chiralité vient du mot Grec Kheir qui signifie «main ». Un objet ou un milieu qui ne présente pas de chiralité est dit achiral. Quelques exemples d'objets achiraux, sont donnés en (Figure I-2).

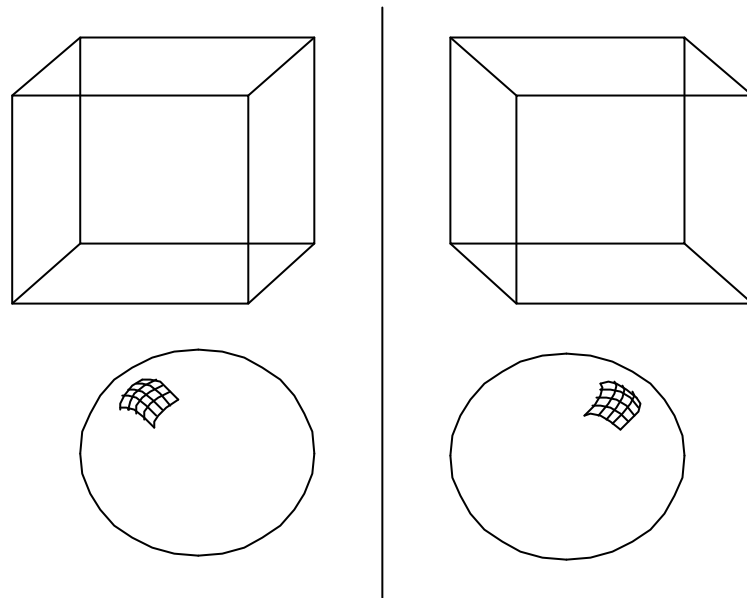


Figure I-2 : Exemples d'objets achiraux (Cube, sphère)

On peut donner une deuxième définition des milieux chiraux qui découle directement de l'interprétation de Pasteur : tout milieu présentant des propriétés d'activité optique est chiral. Pour mémoire deux phénomènes caractérisent l'activité optique [8] :

- 1- Le pouvoir rotatoire qui caractérise la rotation du plan de polarisation des ondes polarisées rectilignement.
- 2- Le dichroïsme circulaire qui correspond à une absorption disproportionnée des ondes polarisées droites et gauches.

Il y a lieu de signaler que le phénomène d'activité optique ne s'observe pas exclusivement dans le domaine de l'optique mais dans d'autres domaines de fréquences tels que les micro-ondes.

Dans un matériau chiral, le comportement physique est une incidence de la chiralité. Pour une référence historique, il faut rappeler que les relations entre les concepts physiques et géométriques ont été mises en évidence durant le 19^{ème} siècle et le début du 20^{ème} siècle où notamment les notions de chiralité et d'activité optique furent définitivement liées. Si on fait exception de la contribution notable de J. Vanthoff(1852 -1911) les principaux progrès dans le domaine de la chiralité et de l'activité optique durant le siècle dernier et le début de ce siècle sont attribuables à A. Fresnel [5], J.B. Biot [6] et L. Pasteur [7].

A l'origine c'est en 1809 que Malus [9] observa l'existence de deux images lorsque la lumière était réfractée à travers un cristal doublement réfractant tel que la calcite.

Arago [10] en 1811 modifia l'expérience de Malus en insérant une lame de quartz perpendiculaire à l'axe optique entre le polariseur composé d'un empilement de lames de verre et l'analyseur (calcite). Il observa un spectre d'images de couleur comme si le polariseur ou l'analyseur avait subi une rotation ; c'est la découverte du phénomène d'activité optique.

Biot [11], à son tour, montra en 1812 que cet effet était dû à la rotation du plan de polarisation du faisceau lumineux à la traversée de la lame de quartz et que cet angle de rotation augmentait dans la région du spectre visible. Il démontra aussi que le phénomène d'activité optique dépendait de l'épaisseur de la lame de quartz dont il existe deux formes :

dextrogyre et lévogyre. Plus tard, il établit une loi d'inversion approximative entre l'angle de rotation du plan de polarisation du faisceau et la longueur d'onde.

Biot [11] découvrit enfin que le phénomène d'activité optique ne se limitait pas aux structures cristallines solides mais apparaissait aussi dans certaines solutions liquides (huile de turpentine). Quelques années plus tard Fresnel [5] développa la théorie des ondes transverses de la lumière qui fut appliquée à la plupart des effets optiques connus à ce jour. En 1824, il appliqua cette théorie au phénomène d'activité optique et découvrit une nouvelle forme de polarisation des ondes lumineuses appelée polarisation circulaire (droite ou gauche). Fresnel attribua le phénomène de rotation optique décrit plus haut à la biréfringence circulaire des milieux.

En 1848, un palier important dans la compréhension du phénomène d'activité optique fut franchi par Pasteur [7] qui démontra que les molécules des milieux présentant un phénomène de rotation optique sont toujours des structures chirales tridimensionnelles. Il établit donc le lien entre le phénomène d'activité optique et la géométrie des molécules. Pasteur utilisa le terme de «dissymétrique » pour décrire les structures qui ne sont pas superposables avec leur image miroir par translation et/ou rotation alors que le mot «chiralité » fut introduit seulement en 1884.

Les physiciens et les chimistes développèrent alors des théories dans le but d'expliquer et quantifier le phénomène d'activité optique.

Le phénomène d'activité optique peut être observé dans d'autres gammes de fréquence pourvu que l'objet chiral soit correctement dimensionné vis-à-vis de la longueur d'onde utilisée.

Lindman [12] en 1920 et Pickering [13] en 1945 étudièrent notamment l'interaction d'une onde électromagnétique avec un ensemble d'hélices métalliques de même forme énantiomorphe réparties aléatoirement. Ils observèrent alors une rotation du plan de polarisation de l'onde électromagnétique après interaction avec les hélices (Figure I-3).

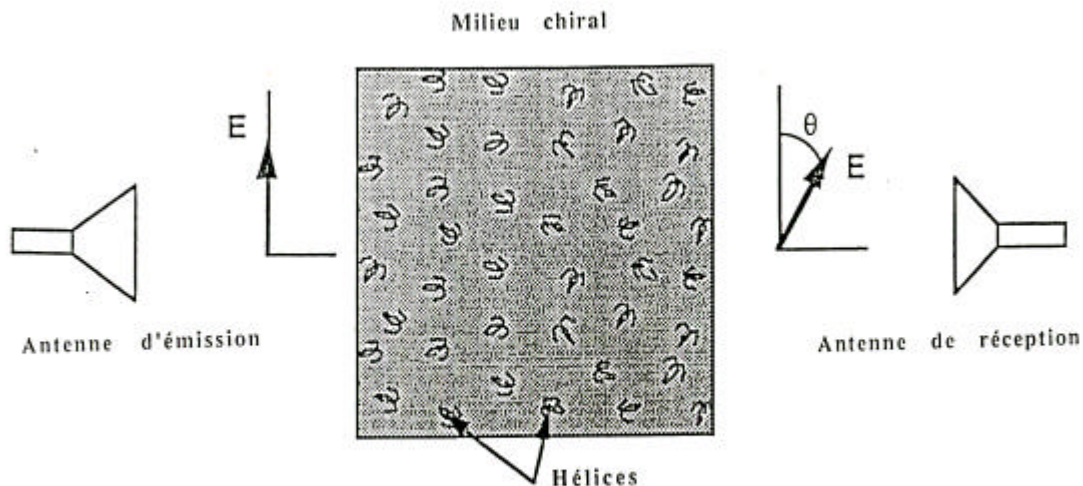


Figure I-3 : Expérience de Lindman et Pickering

Quelques années plus tard Tinoco et Freeman [14] et Winkler [15] réalisèrent la même expérience et mesurèrent l'angle de rotation du plan de polarisation de l'onde électromagnétique en fonction de la longueur d'onde. En utilisant le modèle de mécanique quantique de Drude [16] ils tentèrent alors d'arriver à une expression analytique du pouvoir rotatoire d'un ensemble d'hélices métalliques.

En 1848, Pasteur [7] postula que l'activité optique d'un milieu est due à l'absence de symétrie du support de propagation, il démontra que les molécules des milieux présentant un phénomène de rotation optique sont toujours des structures chirales tridimensionnelles. La notion de chiralité est une notion purement géométrique.

La chiralité et son effet commencèrent à intéresser les chercheurs travaillant dans le domaine de l'électromagnétisme suite aux travaux effectués par Lindman [12]. Il a montré théoriquement et expérimentalement qu'une collection d'hélices gauches, distribuées aléatoirement, faisait tourner le plan de polarisation d'une onde hyperfréquence polarisée linéairement, alors qu'une distribution aléatoire d'hélices droites faisaient tourner le plan de polarisation dans le sens opposé.

En 1979, Jaggard, Mickelson et Papas [17] présentèrent un modèle macroscopique de l'interaction d'une onde électromagnétique avec des structures chirales. Ils montrèrent que dans le cas d'une excitation harmonique ($e^{-j\omega t}$) d'un milieu chiral composé d'une répartition d'hélices métalliques de même forme énantiomorphique noyées dans une matrice diélectrique, les vecteurs polarisation \mathbf{P} et magnétisation \mathbf{M} s'écrivent :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E} + \chi_{em} \mathbf{H} \quad (\text{I-1})$$

$$\mathbf{M} = \chi_{me} \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi_m \mathbf{H} \quad (\text{I-2})$$

χ_e : susceptibilité électrique

χ_m : susceptibilité magnétique

χ_{em} et χ_{me} : susceptibilités croisées

ϵ_0 : permittivité du vide

Les lois classiques de l'électromagnétisme imposent que :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{I-3})$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (\text{I-4})$$

On déduit à partir de (I-1) et (I-2) les équations constitutives de ce milieu chiral,

à savoir [18][19]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - j \hat{e} \sqrt{\hat{a}_0 \hat{i}_0} \mathbf{H} \quad (\text{I-5})$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + j \hat{e} \sqrt{\hat{a}_0 \hat{i}_0} \mathbf{E} \quad (\text{I-6})$$

Où ε et μ sont respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu chiral tandis que κ est le paramètre de chiralité du matériau.

1.2.1 - Formulation et différents formalismes

Du fait des différentes écritures possibles pour le couplage entre les quantités électriques et magnétiques, il existe plusieurs formalismes pour décrire un milieu chiral.

1.2.1.1 Formalisme A:

Ce formalisme est employé par Shivola et Lindell [19]. Les équations constitutives sont données par:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - (\chi + j\kappa) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \mathbf{H} \quad (\text{I-7})$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + (\chi + j\kappa) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \mathbf{E} \quad (\text{I-8})$$

Où χ est le paramètre de non réciprocity (sans dimension).

Comme les milieux chiraux sont bi-isotropes réciproques ($\chi=0$, $k \neq 0$), on retrouve les équations (I-5) et (I-6)

1.2.1.2 Formalisme B:

Ce formalisme dû à Codon [20] et Tellegen [21] est quasiment identique au formalisme A. La seule différence intervient au niveau des dimensions des paramètres de couplage. Les équations constitutives sont données par:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_b \mathbf{E} + (\gamma_b + j\omega\chi_b) \mathbf{H} \quad (\text{I-9})$$

$$\mathbf{B} = \mu_b \mathbf{H} + (\gamma_b - j\omega\chi_b) \mathbf{E} \quad (\text{I-10})$$

Où χ_b est le paramètre de chiralité (s^2/m) et γ_b le paramètre de non réciprocity (s/m).

En identifiant (I-7) et (I-8) avec (I-9) et (I-10), on obtient les relations de passage entre les formalismes A et B.

$$\varepsilon_b = \varepsilon_a \quad (\text{I-11})$$

$$\mu_b = \mu_a \quad (\text{I-12})$$

$$\gamma_b = \chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (\text{I-13})$$

$$\chi_b = (\kappa \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} / \omega) \quad (\text{I-14})$$

Pour les milieux chiraux réciproques ($\gamma_b = 0$) les équations (I-9) et (I-10) s'écrivent:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_b \mathbf{E} + j\omega\chi_b \mathbf{H} \quad (\text{I-15})$$

$$\mathbf{B} = \mu_b \mathbf{H} - j\omega\chi_b \mathbf{E} \quad (\text{I-16})$$

1.2.1.3 Formalisme C:

Les formalismes A et B établissent un couplage entre les champs électrique (E) et magnétique (H), alors que le formalisme C, dû à Jaggard [17], couple le champ électrique avec l'induction magnétique (B). Les équations constitutives sont données par:

$$\mathbf{D} = \epsilon_c \mathbf{E} + (\psi_n + j\xi_c) \mathbf{B} \quad (\text{I-17})$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_c} \mathbf{B} - (\psi_n - j\xi_c) \mathbf{E} \quad (\text{I-18})$$

Où ξ_c est le parametre de chiralité (Ω^{-1}) et ψ_n est le parametre de non reciprocité (Ω^{-1}).

Les relations de passage entre les formalismes A et C sont données par:

$$\epsilon_c = \epsilon_a - (\epsilon_0 \mu_0 / \mu_a) (\chi^2 + \kappa^2) \quad (\text{I-19})$$

$$\mu_c = \mu_a \quad (\text{I-20})$$

$$\psi_n = \chi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} / \mu_0 \quad (\text{I-21})$$

$$\xi_c = (\kappa \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} / \mu_0) \quad (\text{I-22})$$

Pour les milieux chiraux ($\psi_n = 0$) les équations s'écrivent:

$$\mathbf{D} = \epsilon_c \mathbf{E} + j\xi_c \mathbf{B} \quad (\text{I-23})$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_c} \mathbf{B} + j\xi_c \mathbf{E} \quad (\text{I-24})$$

1.2.1.4 Formalisme D:

Dans ce formalisme établi par Drude [16] et Fédorov [8], les termes de couplage sont décrits à travers les rotationnels de \mathbf{E} et \mathbf{H} .

Les équations sont données par:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_d (\mathbf{E} + (\beta - j\alpha)) \nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{I-25})$$

$$\mathbf{B} = \mu_d (\mathbf{H} + (\beta + j\alpha)) \nabla \times \mathbf{H} \quad (\text{I-26})$$

Où β est le paramètre de chiralité et α le paramètre de non-réciprocité.

Les relations de passage entre les formalismes A et D sont données par:

$$\varepsilon_d = \varepsilon_a (1 - \varepsilon_0 \mu_0 / \varepsilon_a \mu_a (\chi^2 + \kappa^2)) \quad (\text{I-27})$$

$$\mu_d = \mu_a (1 - \varepsilon_0 \mu_0 / \varepsilon_a \mu_a (\chi^2 + \kappa^2)) \quad (\text{I-28})$$

$$\alpha = \chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} / \omega (\varepsilon_a \mu_a - (\chi^2 + \kappa^2) \varepsilon_0 \mu_0) \quad (\text{I-29})$$

$$\beta = \kappa \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} / \omega (\varepsilon_a \mu_a - (\chi^2 + \kappa^2) \varepsilon_0 \mu_0) \quad (\text{I-30})$$

Pour les milieux chiraux ($\alpha = 0$), les équations constitutives sont données par :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_d \mathbf{E} + \varepsilon_d \beta \nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{I-31})$$

$$\mathbf{B} = \mu_d \mathbf{H} + \mu_d \beta \nabla \times \mathbf{H} \quad (\text{I-32})$$

I.3 - PROPRIETES D'UN MILIEU MATERIEL :

I.3.1 Isotropie :

Si les propriétés physiques d'un milieu sont identiques quelle que soit la direction d'observation, le milieu est dit isotrope. La permittivité, la perméabilité et éventuellement les termes de couplage sont alors scalaires. Si le milieu est anisotrope une ou plusieurs de ces quantités prennent un caractère tensoriel.

I.3.2 Homogénéité :

Si les propriétés physiques d'un milieu ne sont pas modifiées d'un point à un autre, le milieu est homogène.

I.3.3 Linéarité :

Un milieu est dit linéaire si ses caractéristiques sont indépendantes de la puissance du signal émis (α et β sont indépendants de E et H).

I.3.4 Réciprocité :

Un milieu soumis à deux sources différentes J_a et J_b produisant respectivement des champs (E_a, H_a) et (E_b, H_b) . Par définition, le milieu est réciproque, si l'égalité suivante est vérifiée :

$$\int_{V_a} J_a \cdot E_b \, dV_a = \int_{V_b} J_b \cdot E_a \, dV_b \quad (\text{I-33})$$

V_a et V_b étant le volume contenant les sources J_a et J_b .

I.3.5 Chiralité :

Un milieu est dit chiral s'il est caractérisé par deux propriétés à savoir : L'activité optique et le dichroïsme circulaire. La propagation dans un milieu chiral peut être décrite comme la

superposition de deux ondes à polarisations circulaires, droite et gauche possédant des nombres d'ondes différentes.

I.4 - CLASSIFICATION DES DIFFERENTS TYPES DE MILIEUX :

Cette classification a été faite à partir des équations constitutives de chaque milieu. Notons que certains milieux (bianisotrope, biisotrope) sont obtenus en dispersant des inclusions chirales dans une matrice diélectrique ; ils sont donc par définition inhomogènes. Cependant si les inclusions sont équiréparties et en nombre important par rapport à l'échelle d'observation, on peut considérer le milieu comme macroscopiquement homogène, et appliquer la théorie des milieux homogènes.

I.4.1 Les milieux bianisotropes :

Ces milieux présentent un couplage entre les quantités électriques et magnétiques. Ceci se traduit au niveau des équations constitutives par le fait que les vecteurs inductions **D** et **B** dépendent à la fois des champs électrique et magnétique. De plus, ces milieux étant anisotropes, la permittivité, la perméabilité et les paramètres de couplage sont décrits par des termes tenseurs complexes de dimensions 3.

Les équations constitutives ont la forme suivante :

$$\mathbf{D} = \overline{\overline{\epsilon}}\mathbf{E} + \overline{\overline{\xi}}\mathbf{H} \quad (\text{I-34})$$

$$\mathbf{B} = \overline{\overline{\mu}}\mathbf{H} + \overline{\overline{\zeta}}\mathbf{E} \quad (\text{I-35})$$

I.4.2 Les milieux biisotropes :

Ces milieux présentent, comme dans le cas des milieux bianisotropes, un couplage entre les quantités électriques et magnétiques. Par contre, du fait de la propriété d'isotropie, la permittivité, la perméabilité et les paramètres de couplage sont scalaires.

Les équations constitutives ont la forme suivante :

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + \xi\mathbf{H} \quad (\text{I-36})$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} + \zeta\mathbf{E} \quad (\text{I-37})$$

I.4.3 Les milieux anisotropes :

Ces milieux ne présentent pas de couplage entre les quantités électriques et magnétiques. Du fait de la propriété d'anisotropie la permittivité et perméabilité sont décrites par des tenseurs de dimension 3.

On aboutit alors aux équations constitutives suivantes :

$$\mathbf{D} = \bar{\varepsilon}\mathbf{E} \quad (\text{I-38})$$

$$\mathbf{B} = \bar{\mu}\mathbf{H} \quad (\text{I-39})$$

Un milieu est dit électriquement anisotrope s'il est décrit par un tenseur de permittivité et une perméabilité scalaire, et magnétiquement anisotrope si sa permittivité est scalaire et sa perméabilité tensorielle. Un milieu à la fois une permittivité et une perméabilité tensorielle est électriquement et magnétiquement anisotrope.

I.5 – PROPAGATION DANS UN MILIEU CHIRAL SPACIALEMENT INFINI

I.5.1 - Equations de propagation

D'après le formalisme de Schivola et Lindell [19], les équations constitutives sont données par (I-5) et (I-6)

Pour un milieu sans source, les équations de Maxwell en régime sinusoïdal sont données par :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -j\omega \mathbf{B} \quad (\text{I-40})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = j\omega \mathbf{D} \quad (\text{I-41})$$

En remplaçant (I-6) dans (I-40) et (I-5) dans (I-41), on trouve :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu \mathbf{H} + \omega\kappa\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \mathbf{E} \quad (\text{I-42})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon \mathbf{E} - \omega\kappa\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \mathbf{H} \quad (\text{I-43})$$

Prenons le rotationnel de l'expression (I-42)

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu \nabla \times \mathbf{H} + \omega\kappa\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{I-44})$$

En introduisant (I-42) et (I-43) dans (I-44), on aura :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \xi \nabla \times \mathbf{E} + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{E} - j\omega\mu \xi \mathbf{H} \quad (\text{I-45})$$

Avec : $\xi = \omega\kappa\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$

En exprimant H en fonction de E à partir de (I-42) et en remplaçant dans (I-45), on trouve :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = 2\xi \nabla \times \mathbf{E} + (k^2 - \xi^2) \mathbf{E} \quad (\text{I-46})$$

Avec : $k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$

D'où l'équation de propagation dans un milieu chiral

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - 2\xi \nabla \times \mathbf{E} - (k^2 - \xi^2) \mathbf{E} = 0 \quad (\text{I-47})$$

De même pour \mathbf{H} , on trouve :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} - 2\xi \nabla \times \mathbf{H} - (k^2 - \xi^2) \mathbf{H} = 0 \quad (\text{I-48})$$

Notons qu'en l'absence de couplage ($\mathbf{k} = 0$), on retrouve bien l'équation d'Helmholtz

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (\text{I-49})$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (\text{I-50})$$

Dans un milieu chiral, il existe deux modes de propagation; une onde polarisée circulaire droite (RCP) et une onde polarisée circulaire gauche (LCP) se propageant avec les nombres d'onde k_+ et k_- définis par : [18][19]

$$k_+ = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} - \omega \kappa \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (\text{I-51})$$

$$k_- = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} + \omega \kappa \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (\text{I-52})$$

Partie II

METHODES DE RESOLUTION DES EQUATIONS DE MAXWELL

II 1– FORMALISME DES OPERATEURS TRANSVERSES ET LONGITUDINAUX

II.1.1 Equations en champs transverses

La méthode de l'opérateur transverse consiste à définir l'onde électromagnétique à partir des champs transverses. Elle consiste à éliminer les composantes longitudinales et à résoudre les équations de propagation en développant les champs transverses en série de modes d'une structure guidée.

L'élimination des champs longitudinaux dans les équations de Maxwell fait apparaître un opérateur L qui est l'opérateur transverse.

A partir des équations (I-35) et (I-36) et en introduisant H' normalisé avec :

$$\mathbf{H}' = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \mathbf{H}, \quad (\text{II-1})$$

Ces équations s'écrivent alors :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -jk \mathbf{H}' + \xi \mathbf{E}, \quad (\text{II-2})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}' = jk \mathbf{E} + \xi \mathbf{H}'. \quad (\text{II-3})$$

Le développement de ce système donne lieu à six équations :

$$\partial_y H'_z - \partial_z H'_y = jk E_x + \xi H'_x, \quad (\text{II-4})$$

$$\partial_z H'_x - \partial_x H'_z = jk E_y + \xi H'_y, \quad (\text{II-5})$$

$$\partial_x H'_y - \partial_y H'_x = jk E_z + \xi H'_z, \quad (\text{II-6})$$

$$\partial_y E_z - \partial_z E_y = -jk H'_x + \xi E_x, \quad (\text{II-7})$$

$$\partial_z E_x - \partial_x E_z = -jk H'_y + \xi E_y, \quad (\text{II-8})$$

$$\partial_x E_y - \partial_y E_x = -jk H'_z + \xi E_z. \quad (\text{II-9})$$

Les notations $(\partial_x, \partial_y, \partial_z)$ représentent les dérivées partielles $(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ sous une forme condensée

En prenant les équations (II-4) et (II-7), on tire les champs longitudinaux E_z et H_z en fonction des champs transverses E_T et H_T :

L'écriture sous la forme matricielle donne

$$\begin{bmatrix} jk & \xi \\ \xi & -jk \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_z \\ H'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (-\partial_y, \partial_x) \begin{pmatrix} H'_x \\ H'_y \end{pmatrix} \\ -(-\partial_y, \partial_x) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \end{bmatrix} \quad (\text{II-10})$$

Exprimons $\begin{pmatrix} E_z \\ H'_z \end{pmatrix}$ en fonction de $\begin{pmatrix} E_T \\ H'_T \end{pmatrix}$:

$$\begin{bmatrix} E_z \\ H'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} jk & \xi \\ \xi & -jk \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \partial_T^+ H'_T \\ \partial_T^+ E_T \end{bmatrix} \quad (\text{II-11})$$

avec :: $\partial_T^+ = (-\partial_y, \partial_x)$, $E_T = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$, $H'_T = \begin{pmatrix} H'_x \\ H'_y \end{pmatrix}$.

On trouve,

$$\begin{bmatrix} E_z \\ H'_z \end{bmatrix} = \frac{1}{\xi^2 - k^2} \begin{bmatrix} jk & \xi \\ \xi & -jk \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial_T^+ H'_T \\ \partial_T^+ E_T \end{bmatrix} \quad (\text{II-12})$$

$$E_z = \frac{1}{\xi^2 - k^2} (\xi \partial_T^+ E_T + jk \partial_T^+ H'_T) \quad (\text{II-13})$$

$$H'_z = \frac{1}{\xi^2 - k^2} (-jk \partial_T^+ E_T + \xi \partial_T^+ H'_T) \quad (\text{II-14})$$

A partir des équations (II-2) et (II-3), on aura :

$$jkE_x + \xi H'_x + \partial_z H'_y - \partial_y H'_z = 0 \quad (\text{II-15})$$

$$jkE_y + \xi H'_y - \partial_z H'_x + \partial_x H'_z = 0 \quad (\text{II-16})$$

Comme les champs varient en $e^{-j\beta z}$ le long de $o\bar{z}$, donc : $\partial_z = -j\beta$, β est la constante de propagation, (II-15) et (II-16) s'écrivent alors :

$$jkE_x + \xi H'_x - j\beta H'_y - \partial_y H'_z = 0 \quad (\text{II-17})$$

$$jkE_y + \xi H'_y + j\beta H'_x + \partial_x H'_z = 0 \quad (\text{II-18})$$

L'écriture matricielle donne :

$$\begin{bmatrix} jk & 0 \\ 0 & jk \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \xi & -j\beta \\ j\beta & \xi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H'_x \\ H'_y \end{bmatrix} - \partial_T H'_z = 0 \quad (\text{II-19})$$

$$\text{Avec } \partial_T = \begin{pmatrix} \partial_y \\ -\partial_x \end{pmatrix}$$

En substituant (II-14) dans (II-19), on obtient :

$$\begin{bmatrix} jk & 0 \\ 0 & jk \end{bmatrix} E_T + \begin{bmatrix} \xi & -j\beta \\ j\beta & -\xi \end{bmatrix} H_T + \frac{jk}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ E_T - \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ H_T = 0 \quad (\text{II-20})$$

$$\begin{bmatrix} jk + \frac{jk}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ & 0 \\ 0 & jk + \frac{jk}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \end{bmatrix} \mathbf{E}_T + \begin{bmatrix} \xi - \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ & 0 \\ 0 & \xi - \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \end{bmatrix} \mathbf{H}'_T = \begin{bmatrix} 0 & j\beta \\ -j\beta & 0 \end{bmatrix} \mathbf{H}'_T. \quad (\text{II-21})$$

En prenant les équations (II-5) et (II-6), on aura :

$$\xi E_x - jk H'_x - j\beta E_y - \partial_y E_z = 0, \quad (\text{II-22})$$

$$\xi E_y - jk H'_y + j\beta E_x + \partial_x E_z = 0. \quad (\text{II-23})$$

L'écriture matricielle permet d'écrire :

$$\begin{bmatrix} \xi & -j\beta \\ j\beta & \xi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -jk & 0 \\ 0 & -jk \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H'_x \\ H'_y \end{bmatrix} - \partial_T E_z = 0, \quad (\text{II-24})$$

En remplaçant (II-13) dans (II-24), on trouve :

$$\begin{bmatrix} \xi & -j\beta \\ j\beta & \xi \end{bmatrix} \mathbf{E}_T + \begin{bmatrix} -jk & 0 \\ 0 & -jk \end{bmatrix} \mathbf{H}'_T - \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \mathbf{E}_T - \frac{jk}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \mathbf{H}'_T = 0 \quad (\text{II-25})$$

Ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} \xi - \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ & 0 \\ 0 & \xi - \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \end{bmatrix} \mathbf{E}_T + \begin{bmatrix} -jk - \frac{jk}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ & 0 \\ 0 & -jk - \frac{jk}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \end{bmatrix} \mathbf{H}'_T = \begin{bmatrix} 0 & j\beta \\ -j\beta & 0 \end{bmatrix} \mathbf{E}_T \quad (\text{II-26})$$

En multipliant les deux systèmes (II-21) et (II-26) respectivement par (+j) et (-j) , on aboutit au système d'équation suivant :

$$\begin{bmatrix} -k - \frac{k}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ & j\xi - j \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \\ -j\xi + j \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ & -k - \frac{k}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_T \\ H'_T \end{bmatrix} = \eta \beta \begin{bmatrix} E_T \\ H'_T \end{bmatrix} \quad (\text{II-27})$$

$$\text{avec : } \eta = \begin{bmatrix} 0 & \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} & 0 \end{bmatrix}$$

$$\text{Donc : } \hat{L}_1 \varphi = \eta \beta \varphi \quad (\text{II-28})$$

Avec:

$$\hat{L}_1 = \begin{bmatrix} -k - \frac{k}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ & j\xi - j \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \\ -j\xi + j \frac{\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ & -k - \frac{k}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \end{bmatrix} \text{ et } \varphi = \begin{bmatrix} E_T \\ H'_T \end{bmatrix}$$

II.1.2 - Formalisme des champs longitudinaux

A partir du système d'équations (II-27), la première équation transverse donne :

$$\left(-k - \frac{k}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \right) E_T + \left(j\xi - \frac{j\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T \partial_T^+ \right) H'_T = \beta \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} H'_T \quad (\text{II-29})$$

En multipliant l'équation par ∂_T^+ , il vient :

$$-k\partial_T^+ E_T - \frac{k}{\xi^2 - k^2} \partial_T^+ \partial_T \partial_T^+ E_T + j\xi \partial_T^+ H_T' - \frac{j\xi}{\xi^2 - k^2} \partial_T^+ \partial_T \partial_T^+ H_T' = \beta \partial_T^+ \eta_0 H_T' \quad (\text{II-30})$$

$$\text{Avec : } \eta_0 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

En appliquant $\partial_T^+ = (-\partial_y, \partial_x)$ aux équations (II-4) et (II-7), on obtient :

$$\partial_T^+ H_T' = jkE_z + \xi H_z' \quad (\text{II-31})$$

$$\partial_T^+ E_T = \xi E_z - jkH_z' \quad (\text{II-32})$$

En remplaçant (II-31) et (II-32) dans (II-30), on trouve :

$$-2k\xi E_z + j(k^2 + \xi^2)H_z' - j\partial_T^+ \partial_T H_z' = \beta \partial_T^+ \eta_0 H_T' \quad (\text{II-33})$$

Lorsqu'on développe le deuxième terme de l'équation (II-30), on obtient :

$$\partial_T^+ \eta_0 H_T' = (-\partial_y, \partial_x) \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x' \\ H_y' \end{pmatrix} = (\partial_x, \partial_y) \begin{pmatrix} H_x' \\ H_y' \end{pmatrix} = \partial_x H_x' + \partial_y H_y' \quad (\text{II-34})$$

$$\text{Comme } \nabla \cdot \mathbf{H}' = 0 \Rightarrow \partial_x H_x' + \partial_y H_y' = -\partial_z H_z'$$

Donc :

$$\partial_T^+ \eta_0 H_T' = j\beta H_z' \quad (\text{II-35})$$

$$\partial_T^+ \partial_T = (-\partial_y, \partial_x) \begin{pmatrix} \partial_y \\ -\partial_x \end{pmatrix} = -\partial_y^2 - \partial_x^2 = -(\partial_x^2 + \partial_y^2) \quad (\text{II-36})$$

En remplaçant (II-35) et (II-36) dans (II-33), on trouve :

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2)H'_z + (k^2 + \xi^2 - \beta^2)H'_z + 2jk\xi E_z = 0 \quad (\text{II-37})$$

A l'aide de la deuxième équation transverse (II-27) et en suivant un développement similaire que précédemment, on trouve :

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2)E_z + (k^2 + \xi^2 - \beta^2)E_z - 2jk\xi H'_z = 0 \quad (\text{II-38})$$

D'où les deux équations en champs longitudinaux

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2) \begin{bmatrix} E_z \\ H'_z \end{bmatrix} + (\xi^2 + k^2 - \beta^2) \begin{bmatrix} E_z \\ H'_z \end{bmatrix} \mp 2jk\xi \begin{bmatrix} H'_z \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{II-39})$$

Nous remarquons que les équations ci-dessus sont couplées pour les composantes longitudinales des champs E et H, alors qu'elles sont découplées dans le cas d'un milieu non chiral ($\kappa = 0$). Il est donc impossible pour les composantes E_z et H_z d'être nulles séparément. Par conséquent, les modes TE, TM ou TEM ne peuvent pas exister individuellement. Les modes propagatifs dans ce type de guide sont nécessairement hybrides.

II.2 – METHODE POUR DECOUPLER LES EQUATIONS :

Les équations (II-2) et (II-3) peuvent se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \nabla \times \mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{H}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi & -jk \\ jk & \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H}' \end{pmatrix} \quad (\text{II-40})$$

II.2.1- Valeurs propres et Vecteurs propres

Ecrivons le système sous la forme : $MX=Y$

Avec :

$$M = \begin{pmatrix} \xi & -jk \\ jk & \xi \end{pmatrix}, X = \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H}' \end{pmatrix} \text{ et } Y = \begin{pmatrix} \nabla \times \mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{H}' \end{pmatrix}$$

La matrice M peut s'exprimer comme :

$$M = PDP^{-1} \quad (\text{II-41})$$

avec P la matrice des vecteurs propres et D la matrice diagonale des valeurs propres (I)

$$\text{Det}(M - \lambda I) = 0 \quad (\text{II-42})$$

$$\begin{vmatrix} \xi - \lambda & -jk \\ jk & \xi - \lambda \end{vmatrix} = (\xi - \lambda)^2 - k^2 = 0 \quad (\text{II-43})$$

$$\text{D'où : } \begin{aligned} \lambda_1 &= (\xi + k) \\ \lambda_2 &= (\xi - k) \end{aligned} \quad (\text{II-44})$$

Comme :

$$MP = \lambda P, \quad P = \begin{pmatrix} p_1 & p_3 \\ p_2 & p_4 \end{pmatrix}$$

Donc :

$$\begin{pmatrix} \xi & -jk \\ jk & \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \end{pmatrix} = \lambda_1 \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II-45})$$

$$\begin{cases} \xi p_1 - j k p_2 = \lambda_1 p_1 \\ j k p_1 + \xi p_2 = \lambda_1 p_2 \end{cases} \quad (\text{II-46})$$

D'où

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \text{ est un vecteur propre non nul correspondant à la valeur propre } \lambda_1 = (\xi + k)$$

De même,

$$\begin{pmatrix} p_3 \\ p_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix} \text{ est un vecteur propre non nul associé à la valeur propre } \lambda_2 = (\xi - k)$$

$$\text{Donc, } P = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ j & -j \end{pmatrix} \Leftrightarrow P^{-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -j \\ 1 & +j \end{pmatrix} \quad (\text{II-47})$$

Sachant que :

$$P^{-1}Y = DP^{-1}X \quad (\text{II-48})$$

Alors ;

$$\begin{pmatrix} 1 & -j \\ 1 & j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla \times \mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{H}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi + k & 0 \\ 0 & \xi - k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -j \\ 1 & j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H}' \end{pmatrix} \quad (\text{II-49})$$

En développant, on obtient :

$$\nabla \times (\mathbf{E} - j\mathbf{H}') = (\xi + k)(\mathbf{E} - j\mathbf{H}') \quad (\text{II-50})$$

$$\nabla \times (\mathbf{E} + j\mathbf{H}') = (\xi - k)(\mathbf{E} + j\mathbf{H}') \quad (\text{II-51})$$

En posant

$$\begin{cases} \mathbf{A} = \mathbf{E} + j\mathbf{H}' \\ \mathbf{B} = \mathbf{E} - j\mathbf{H}' \end{cases} \quad (\text{II-52})$$

On obtient les équations découplées suivantes :

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{A} = (\xi - k)\mathbf{A} \\ \nabla \times \mathbf{B} = (\xi + k)\mathbf{B} \end{cases} \quad (\text{II-53})$$

et en prenant le rotationnel de part et d'autre, on aura :

$$\begin{cases} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = (\xi - k)\nabla \times \mathbf{A} = (\xi - k)^2 \mathbf{A} \\ \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = (\xi + k)\nabla \times \mathbf{B} = (\xi + k)^2 \mathbf{B} \end{cases} \quad (\text{II-54})$$

Après simplification du calcul, on obtient les deux équations d'Helmholtz :

$$\begin{cases} \nabla^2 \mathbf{A} + (\xi - k)^2 \mathbf{A} = 0 \\ \nabla^2 \mathbf{B} + (\xi + k)^2 \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (\text{II-55})$$

Lorsque l'on introduit les nombres d'ondes k_+ et k_- (relations I-44 et I-45) et pour un champ qui évolue suivant une loi sinusoidale ($e^{-j\beta z}$) le long de l'axe z , on peut écrire les équations d'Helmholtz comme suit :

$$\begin{cases} \nabla_t^2 \mathbf{A} + (k_+^2 - \beta^2)\mathbf{A} = 0 \\ \nabla_t^2 \mathbf{B} + (k_-^2 - \beta^2)\mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (\text{II-56})$$

β : constante de propagation

Partie III

ANALYSE DE LA PROPAGATION DANS LES MILIEUX CHIRAUX

III.1 – PROPAGATION D’ONDES PLANES DANS UN GUIDE D’ONDE RECTANGULAIRE

La propagation dans un guide d’ondes est généralement assurée par des réflexions multiples, soit sur des parois en métal, soit sur des surfaces séparants des milieux diélectriques de propriétés différentes.

On appelle un guide d’ondes rectangulaire lorsque la section droite est un rectangle de largeur a et de hauteur b avec $a > b$. Les parois du guide sont en métal.

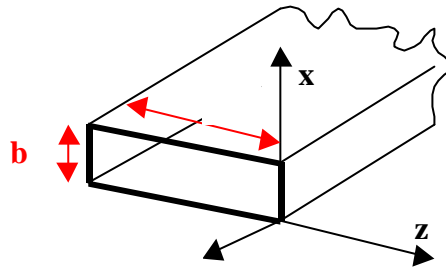


Fig.III.1 Guide d’ondes rectangulaire de largeur a et de hauteur b

III.1.1- Modes de propagation

La résolution des équations de Maxwell en présence des conditions aux limites transverses est un problème aux valeurs propres. Ce problème admet plusieurs solutions différentes, que l’on appelle *modes de propagation*.

Il existe un nombre infini de modes de propagation. Chaque mode possède des caractéristiques qui lui sont propres : affaiblissement et déphasage linéiques, vitesses de propagation, fréquence de coupure.

Plusieurs solutions sont possibles. Ces solutions correspondent aux différentes valeurs prises par le nombre entier m . Le mode qui a la fréquence de coupure la plus basse est le premier à pouvoir se propager le long du guide. C'est le *mode dominant*. Lorsque $a > b$, il s'agit du mode pour lequel $m=1$ et $n=0$, appelé mode TE_{10} .

Pour des fréquences légèrement supérieures à f_{10} , le mode dominant se propage seul, en régime monomode. Pour $a > 2b$, il va y avoir l'apparition du second mode TE_{20} .

Il y a lieu de noter que la fréquence f_{20} du mode TE_{20} est égale au double de la fréquence du mode dominant. Il faut savoir aussi qu'au-dessus de cette fréquence f_{20} , plusieurs modes peuvent se propager, avec des vitesses de propagation différentes.

Le guidage des ondes n'est pas spécifiquement lié à la section rectangulaire, on utilise également des guides d'ondes circulaires, elliptique ou ayant encore des formes plus complexes. Cette diversification de formes géométriques des guides a pour but notamment l'élargissement de bande de fréquences d'un seul mode de propagation. [22-27.]

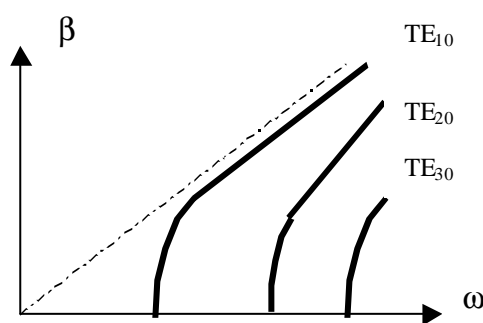


Fig. III.2 : Déphasage linéique pour trois modes de propagation

III.2 - LA PROPAGATION GUIDEE DANS LES MILIEUX CHIRAUX

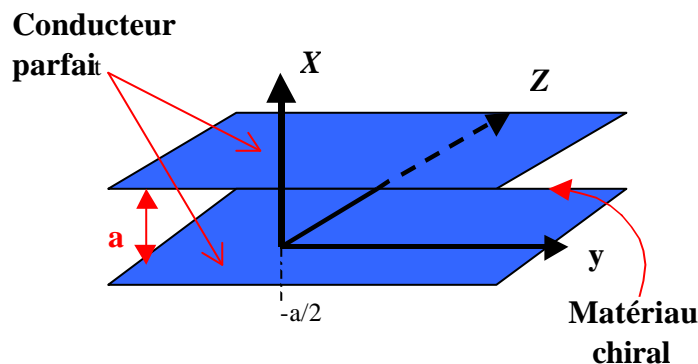
III.2.1 Formulation du problème

L'analyse des guides chiraux consiste en général à résoudre l'équation de propagation en tenant compte des conditions aux limites. La résolution de l'équation de propagation conduit aux valeurs propres. Cela nous permet d'aboutir à la connaissance de la cote de propagation des différents modes susceptibles d'exister dans la structure guidée en question.

III.3 – CAS DU GUIDE D'ONDES CHIRAL A PLAQUES METALLIQUES PARALLELES

III.3.1 Choix de la structure

Lorsqu'on considère une structure composée de deux plaques métalliques parallèles, parfaitement conductrices, de longueurs infinies dans les directions oy et oz et remplie d'un milieu chiral sans perte (figure III.3). La propagation se fait suivant oz et toutes les composantes des champs E et H' dépendent de $e^{-j\beta z}$



*Fig. III.3. Structure guidée composée de deux plaques métalliques parallèles
Contenant un matériau chiral.*

Dans le cas de la structure choisie, les équations (II-39) à savoir :

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2) \begin{bmatrix} E_z \\ H'_z \end{bmatrix} + (\xi^2 + k^2 - \beta^2) \begin{bmatrix} E_z \\ H'_z \end{bmatrix} \mp 2jk\xi \begin{bmatrix} H'_z \\ E_z \end{bmatrix} = 0$$

se réduisent à :

$$\begin{cases} (\partial_x^2 + \partial_y^2)(E_z + jH'_z) + (k^2 + \xi^2 - \beta^2)(E_z + jH'_z) - 2k\xi(E_z + jH'_z) = 0 \\ (\partial_x^2 + \partial_y^2)(E_z - jH'_z) + (k^2 + \xi^2 - \beta^2)(E_z - jH'_z) + 2k\xi(E_z - jH'_z) = 0 \end{cases} \quad (\text{III-1})$$

$$\begin{cases} (\partial_x^2 + \partial_y^2)A_z + ((k - \xi)^2 - \beta^2)A_z = 0 \\ (\partial_x^2 + \partial_y^2)B_z + ((k + \xi)^2 - \beta^2)B_z = 0 \end{cases} \quad (\text{III-2})$$

Avec :

$$\begin{cases} A_z = E_z + jH'_z \\ B_z = E_z - jH'_z \end{cases} \quad (\text{III-3})$$

On trouve :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2}{\partial_x^2} A_z + u_1^2 A_z = 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial_x^2} B_z + u_2^2 B_z = 0 \end{cases} \quad (\text{III-4})$$

avec :

$$\begin{cases} u_1 = \sqrt{k_+^2 - \beta^2} \\ u_2 = \sqrt{k_-^2 - \beta^2} \end{cases} \quad (\text{III-5})$$

Les solutions sont du type :

$$\begin{cases} A_z = A_1 \cos u_1 x + A_2 \sin u_1 x \\ B_z = B_1 \cos u_2 x + B_2 \sin u_2 x \end{cases} \quad (\text{III-6})$$

Où A_1 , A_2 , B_1 et B_2 sont des constantes à déterminer.

III.3.2 Détermination des expressions des composantes \mathbf{A} et \mathbf{B}

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$$

Connaissant A_z et B_z , déterminons les expressions des composantes de \mathbf{A} et \mathbf{B} suivant x et y

D'après (II-53), $\nabla \times \mathbf{A} = (\xi - k)\mathbf{A} = -k_+ \mathbf{A}$

en développant le rotationnel, on obtient :

$$\partial_y A_z - \partial_z A_y = -k_+ A_x \quad (\text{III-7})$$

$$\partial_z A_x - \partial_x A_z = -k_+ A_y \quad (\text{III-8})$$

$$\partial_x A_y - \partial_y A_x = -k_+ A_z \quad (\text{III-9})$$

En prenant (III-7) et (III-8) et en tenant compte de, le système s'écrira sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} k_+ & j\beta \\ -j\beta & k_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\partial_y A_z \\ \partial_x A_z \end{pmatrix} \quad (\text{III-10})$$

En utilisant l'inversion de matrice on obtient ;

$$\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} = \frac{1}{u_1^2} \begin{pmatrix} k_+ & -j\beta \\ j\beta & k_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\partial_y A_z \\ \partial_x A_z \end{pmatrix} \quad (\text{III-11})$$

soit donc,

$$\begin{cases} A_x = \frac{1}{u_1^2} (-k_+ \partial_y A_z - j\beta \partial_x A_z) \\ A_y = \frac{1}{u_1^2} (-j\beta \partial_y A_z + k_+ \partial_x A_z) \end{cases} \quad (\text{III-12})$$

Comme les champs sont indépendants de y , les expressions de A_x et A_y sont alors :

$$\begin{cases} A_x = \frac{j\beta}{u_1} A_1 \sin u_1 x - \frac{j\beta}{u_1} A_2 \cos u_1 x \\ A_y = -\frac{k_+}{u_1} A_1 \sin u_1 x + \frac{k_+}{u_1} A_2 \cos u_1 x \end{cases} \quad (\text{III-13})$$

En procédant de la même façon pour B , on obtient :

$$\begin{cases} B_x = \frac{1}{u_1^2} (k_- \partial_y B_z - j\beta \partial_x B_z) \\ B_y = \frac{1}{u_1^2} (-j\beta \partial_y B_z - k_+ \partial_x B_z) \end{cases} \quad (\text{III-14})$$

$$\begin{cases} B_x = \frac{j\beta}{u_2} B_1 \sin u_2 x - \frac{j\beta}{u_2} B_2 \cos u_2 x \\ B_x = \frac{k_-}{u_2} B_1 \sin u_2 x - \frac{k_-}{u_2} B_2 \cos u_2 x \end{cases} \quad (\text{III-15})$$

III.3.3 Détermination des modes

III.3.3.1 Les Modes propagatifs.

Pour les modes propagatifs, la constante de propagation β est une quantité réelle positive. Les conditions aux limites, relatifs à la structure, font que les composantes tangentielles de E sont nulles à la surface des parois métalliques, d'où :

$$\begin{cases} E_z = 0, & \text{à } x = \pm a/2 \\ E_y = 0, & \text{à } x = \pm a/2 \end{cases} \quad (\text{III-16})$$

Les expressions de E et H' sont données par :

$$\begin{aligned} E &= (A + B)/2 \\ H' &= (A - B)/2j \end{aligned} \quad (\text{III-17})$$

En appliquant les conditions aux limites mentionnées ci dessus, on obtient un ensemble d'équations donné sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} \cos(\frac{u_1 a}{2}) & \sin(\frac{u_1 a}{2}) & \cos(\frac{u_2 a}{2}) & \sin(\frac{u_2 a}{2}) \\ \cos(\frac{u_1 a}{2}) & -\sin(\frac{u_1 a}{2}) & \cos(\frac{u_2 a}{2}) & -\sin(\frac{u_2 a}{2}) \\ -\frac{k_+}{u_1} \sin(\frac{u_1 a}{2}) & \frac{k_+}{u_1} \cos(\frac{u_1 a}{2}) & \frac{k_-}{u_2} \sin(\frac{u_2 a}{2}) & -\frac{k_-}{u_2} \cos(\frac{u_2 a}{2}) \\ \frac{k_+}{u_1} \sin(\frac{u_1 a}{2}) & \frac{k_+}{u_1} \cos(\frac{u_1 a}{2}) & -\frac{k_-}{u_2} \sin(\frac{u_2 a}{2}) & -\frac{k_-}{u_2} \cos(\frac{u_2 a}{2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III-18})$$

Ce système d'équations peut être séparé en deux systèmes d'équations d'ordre deux en réalisant des combinaisons linéaires entre les équations, on trouve :

$$\begin{bmatrix} \cos\left(\frac{u_1 a}{2}\right) & \cos\left(\frac{u_2 a}{2}\right) \\ -\frac{k_+}{u_1} \sin\left(\frac{u_1 a}{2}\right) & \frac{k_-}{u_2} \sin\left(\frac{u_2 a}{2}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III-19})$$

et

$$\begin{bmatrix} \sin\left(\frac{u_1 a}{2}\right) & \sin\left(\frac{u_2 a}{2}\right) \\ \frac{k_+}{u_1} \cos\left(\frac{u_1 a}{2}\right) & -\frac{k_-}{u_2} \cos\left(\frac{u_2 a}{2}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III-20})$$

Les deux systèmes d'équations n'admettent de solutions non triviales que si leurs déterminants respectifs sont égaux à zéro. Ceci donne les deux équations caractéristiques suivantes :

$$\frac{k_-}{u_2} \sin\left(\frac{u_2 a}{2}\right) \cos\left(\frac{u_1 a}{2}\right) + \frac{k_+}{u_1} \sin\left(\frac{u_1 a}{2}\right) \cos\left(\frac{u_2 a}{2}\right) = 0 \quad (\text{III-21})$$

et

$$-\frac{k_-}{u_2} \sin\left(\frac{u_1 a}{2}\right) \cos\left(\frac{u_2 a}{2}\right) - \frac{k_+}{u_1} \sin\left(\frac{u_2 a}{2}\right) \cos\left(\frac{u_1 a}{2}\right) = 0 \quad (\text{III-22})$$

Suite à des transformations trigonométriques, on obtient, après développement, les expressions suivantes relatives aux déterminants respectifs Δ_1 et Δ_2

$$\Delta_1 = \left(\frac{u_1}{k_+} + \frac{u_2}{k_-}\right) \sin\left(\frac{u_1 + u_2}{2} a\right) - \left(\frac{u_1}{k_+} - \frac{u_2}{k_-}\right) \sin\left(\frac{u_1 - u_2}{2} a\right) = 0 \quad (\text{III-23})$$

et

$$\Delta_2 = \left(\frac{u_1}{k_+} + \frac{u_2}{k_-}\right) \sin\left(\frac{u_1 + u_2}{2} a\right) + \left(\frac{u_1}{k_+} - \frac{u_2}{k_-}\right) \sin\left(\frac{u_1 - u_2}{2} a\right) = 0 \quad (\text{III-24})$$

Cherchons les solutions des équations ci-dessus (III-23) et (III-24) :

Pour $\beta=0$: $u_1 = k_+$ et $u_2 = k_-$

$$\Delta_1 = \Delta_2 = 2 \sin \left(\frac{k_+ + k_-}{2} a \right) = 0 \quad (\text{III-25})$$

$$\left(\frac{k_+ + k_-}{2} a \right) = n\pi \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (\text{III-26})$$

Lorsqu'on remplace k_+ et k_- par leurs expressions respectives, on trouve :

$$\omega a \sqrt{\epsilon \mu} = n\pi \quad (\text{III-27})$$

Si l'on considère que le milieu chiral présente les mêmes caractéristiques que celui utilisé par Pelet et Engheta [28], on obtient :

$$\mu = \mu_0, \epsilon = \epsilon_0 (1 + \kappa^2 \epsilon_0)$$

et :

$$\omega a \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{n\pi}{\sqrt{1 + \kappa^2 \epsilon_0}} \quad (\text{III-28})$$

Les pulsations (fréquences) de coupure, correspondent à $\beta=0$. Leurs expressions sont données par la quantité $\Omega = \omega a \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$

La figure III.4 montre les diagrammes de dispersion des modes se propageant dans la structure choisie. La constante de propagation normalisée βa est représentée en fonction de la quantité sans dimension $\frac{\Omega}{2\pi}$. Les diagrammes de dispersion sont présentés pour $\kappa = -0.377$ analogue à $\xi_c = 0.001 \Omega^{-1}$ utilisée par [28].

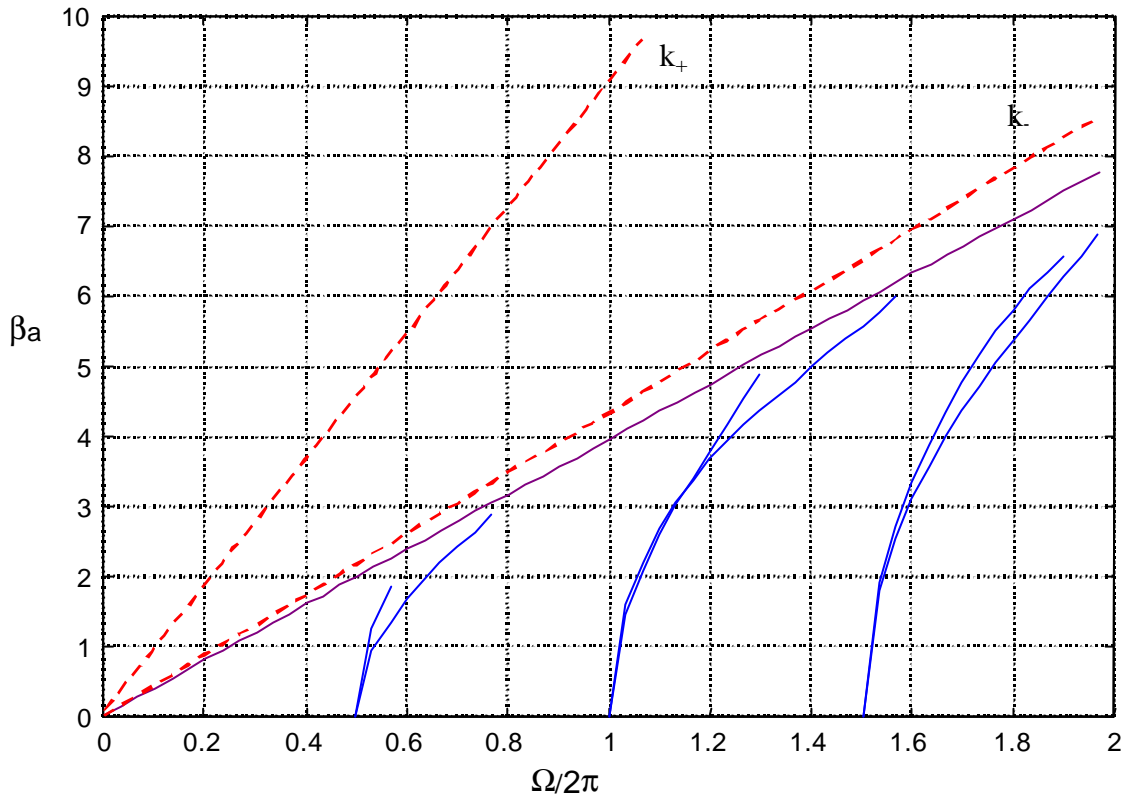


Fig. III.4. Diagrammes de dispersion pour les modes se propageants dans un guide d'ondes chiral composé de deux plaques métalliques parallèles ($\mathbf{e}=\mathbf{e}_0(1+\kappa\mathbf{e}_0\mathbf{e}_0)$, $\mu=\mu_0$ et $\kappa=-0.377$).

On constate que pour toute fréquence de coupure non nulle, il existe deux modes qui se propagent avec des constantes de propagation β différentes. Ces deux modes sont dit "modes bifurquants". L'un est solution de Δ_1 et l'autre de Δ_2 . Chaque paire a le même point d'origine dans le diagramme. Ces points correspondent à des fréquences de coupure non nulles. On remarque également l'existence d'un mode dominant.

Dans le cas non chiral (où $\kappa = 0$), les deux droites k_+ et k_- deviennent une seule droite, les courbes de dispersion correspondent alors aux modes TE et TM du guide d'ondes classique (non chiral) et approchent l'asymptote k . Le mode à fréquence de coupure nulle devient le mode TEM dans ce cas.

A partir des équations (II-32) et (II-33), on peut déterminer les coefficients A_1 , A_2 , B_1 et B_2 .

Lorsqu'on choisit : $A_1 = \cos(\frac{u_2 a}{2})$, $B_1 = -\cos(\frac{u_1 a}{2})$ et $A_2 = B_2 = 0$

Les expressions des champs des modes propagatifs sont données comme suit :

$$E_z = \frac{1}{2} \left[\cos(\frac{u_2 a}{2}) \cos(u_1 x) - \cos(\frac{u_1 a}{2}) \cos(u_2 x) \right] \exp(-i\beta z) \quad (\text{III-29})$$

$$E_y = -\frac{i}{2} \left[\frac{k_+}{u_1} \cos(\frac{u_2 a}{2}) \sin(u_1 x) + \frac{k_-}{u_2} \cos(\frac{u_1 a}{2}) \sin(u_2 x) \right] \exp(-i\beta z) \quad (\text{III-30})$$

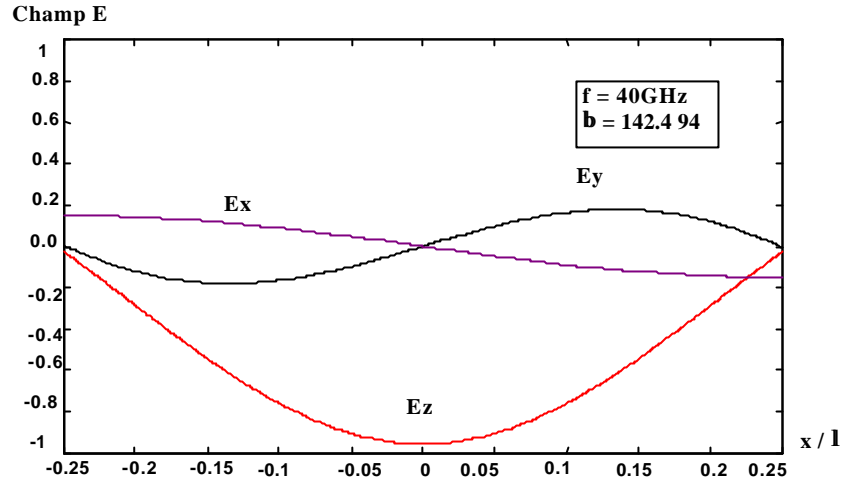
$$E_x = \frac{i}{2} \left[\frac{\beta}{u_1} \cos(\frac{u_2 a}{2}) \sin(u_1 x) - \frac{\beta}{u_2} \cos(\frac{u_1 a}{2}) \sin(u_2 x) \right] \exp(-i\beta z) \quad (\text{III-31})$$

$$H_z = -\frac{i}{2} \left[\cos(\frac{u_2 a}{2}) \cos(u_1 x) + \cos(\frac{u_1 a}{2}) \cos(u_2 x) \right] \exp(-i\beta z) \quad (\text{III-32})$$

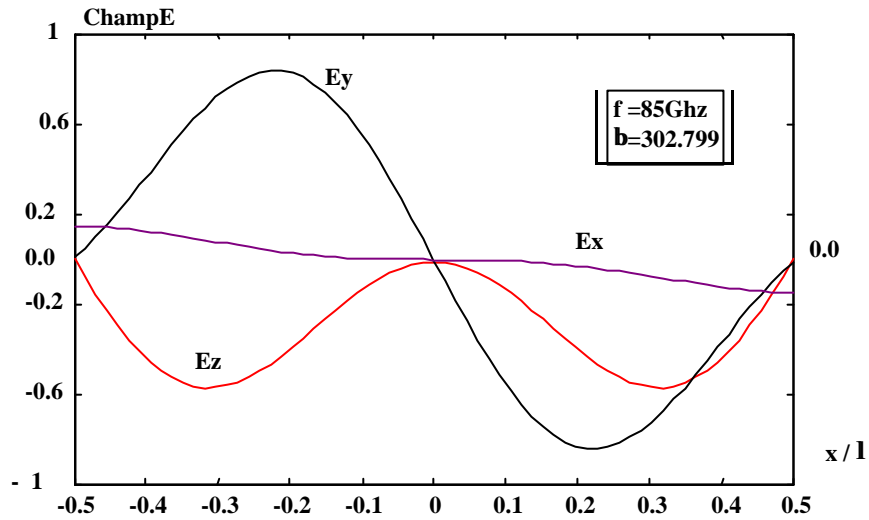
$$H_y = -\frac{i}{2} \left[\frac{k_+}{u_1} \cos(\frac{u_2 a}{2}) \sin(u_1 x) - \frac{k_-}{u_2} \cos(\frac{u_1 a}{2}) \sin(u_2 x) \right] \exp(-i\beta z) \quad (\text{III-33})$$

$$H_x = \frac{i}{2} \left[\frac{\beta}{u_1} \cos(\frac{u_2 a}{2}) \sin(u_1 x) + \frac{\beta}{u_2} \cos(\frac{u_1 a}{2}) \sin(u_2 x) \right] \exp(-i\beta z) \quad (\text{III-34})$$

La figure III.5 illustre la variation des composantes du champ électrique en fonction de x/λ des modes bifurquants, dans la structure choisie. La distribution du champ a été tracée pour deux valeurs différentes de a/λ suivant qu'on se trouve dans la région des fréquences inférieures ou supérieures.



(a)



(b)

Fig.III.5. Variations des composantes du champ électrique dans la structure guidée en fonction de la dimension normalisée x/l .

(a) distribution des composantes du champ électrique pour les premiers modes bifurquants.

(b) distributions des composantes du champ électrique pour les modes ayant des fréquences de coupure supérieures.

III.3.3.2. Les Modes évanescents

Pour les modes évanescents, la constante de propagation doit être purement imaginaire. $\beta = j\alpha$; α est une quantité réelle Rappelons que l'équation II-56, s'écrit :

$$\begin{cases} \nabla_t^2 \mathbf{A} + (k_+^2 - \beta^2) \mathbf{A} = 0 \\ \nabla_t^2 \mathbf{B} + (k_-^2 - \beta^2) \mathbf{B} = 0 \end{cases}$$

L'utilisation de $\beta = j\alpha$ dans l'équation (II-56) nous permet d'aboutir à :

$$\Delta_{1,2} = \left(\frac{v_1}{k_+} + \frac{v_2}{k_-} \right) \sin \left(\frac{v_1 + v_2}{2} a \right) \mp \left(\frac{v_1}{k_+} - \frac{v_2}{k_-} \right) \sin \left(\frac{v_1 - v_2}{2} a \right) = 0 \quad (\text{III-35})$$

$$\text{avec } \begin{cases} v_1 = \sqrt{k_+^2 + \alpha^2} \\ v_2 = \sqrt{k_-^2 + \alpha^2} \end{cases} \quad (\text{III-36})$$

Les équations ont été analysées de la même façon que celles utilisées dans le calcul des modes de dispersion. Les diagrammes correspondants sont représentés à la figure III.6. On constate que les modes évanescents sont bifurquants et qu'il existe des paires de modes avec des fréquences de coupure communes et des constantes d'atténuation différentes.

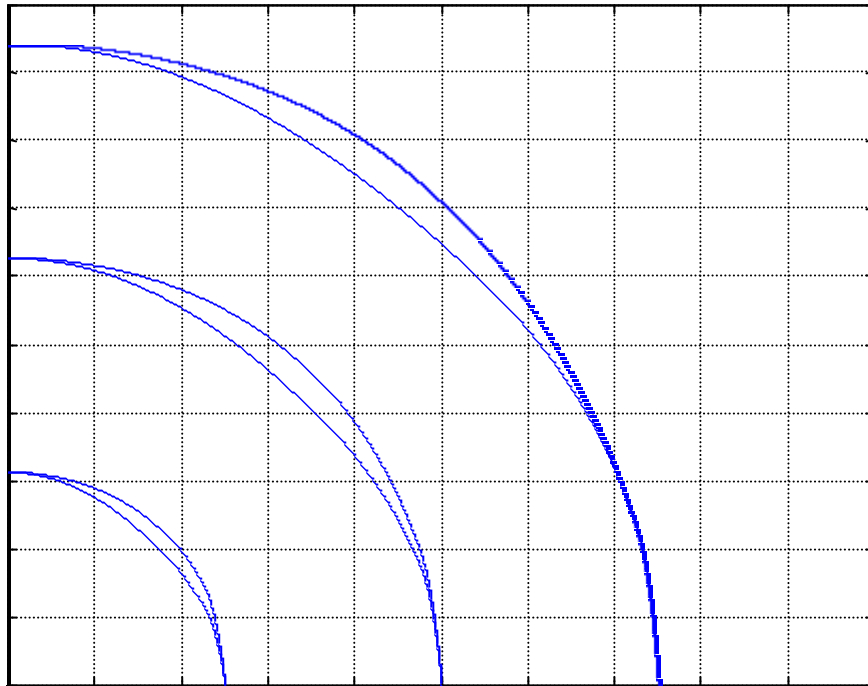


Fig. III.6. Diagramme de dispersion des modes évanescents dans la structure choisie, avec toujours des paires de modes bifurquants ayant les mêmes fréquences de coupures mais des atténuations différentes.

III.4 – Validation des résultats

Les résultats auxquels nous avons aboutit ont été soumis à une étude comparative avec des travaux publiés dans la littérature [28]. Les diagrammes que nous avons utilisés pour la validation sont donnés par la figure III.7. On trouve que nos résultats sont similaires à ceux obtenus par Pelet et Engheta [28].

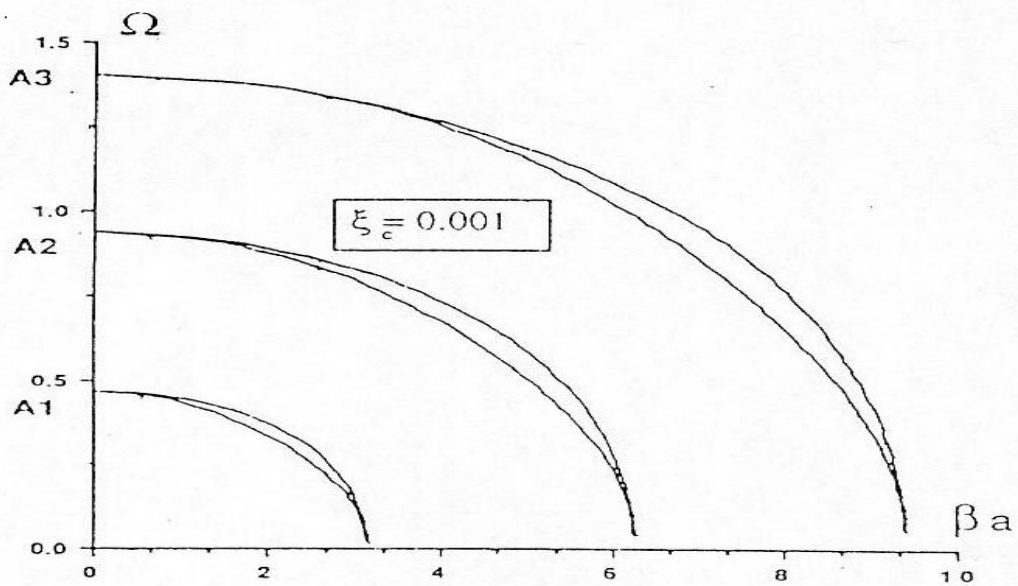
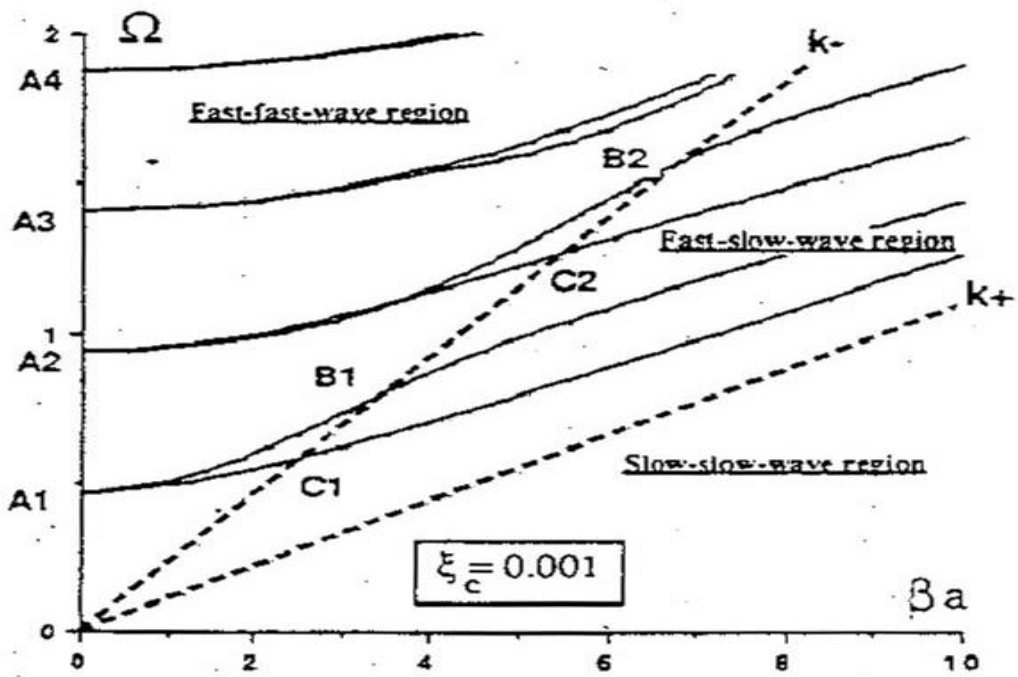


Fig. III.7. Diagramme de dispersion des modes propagatifs et des modes évanescents donnés par

Pelet et Engheta [28]

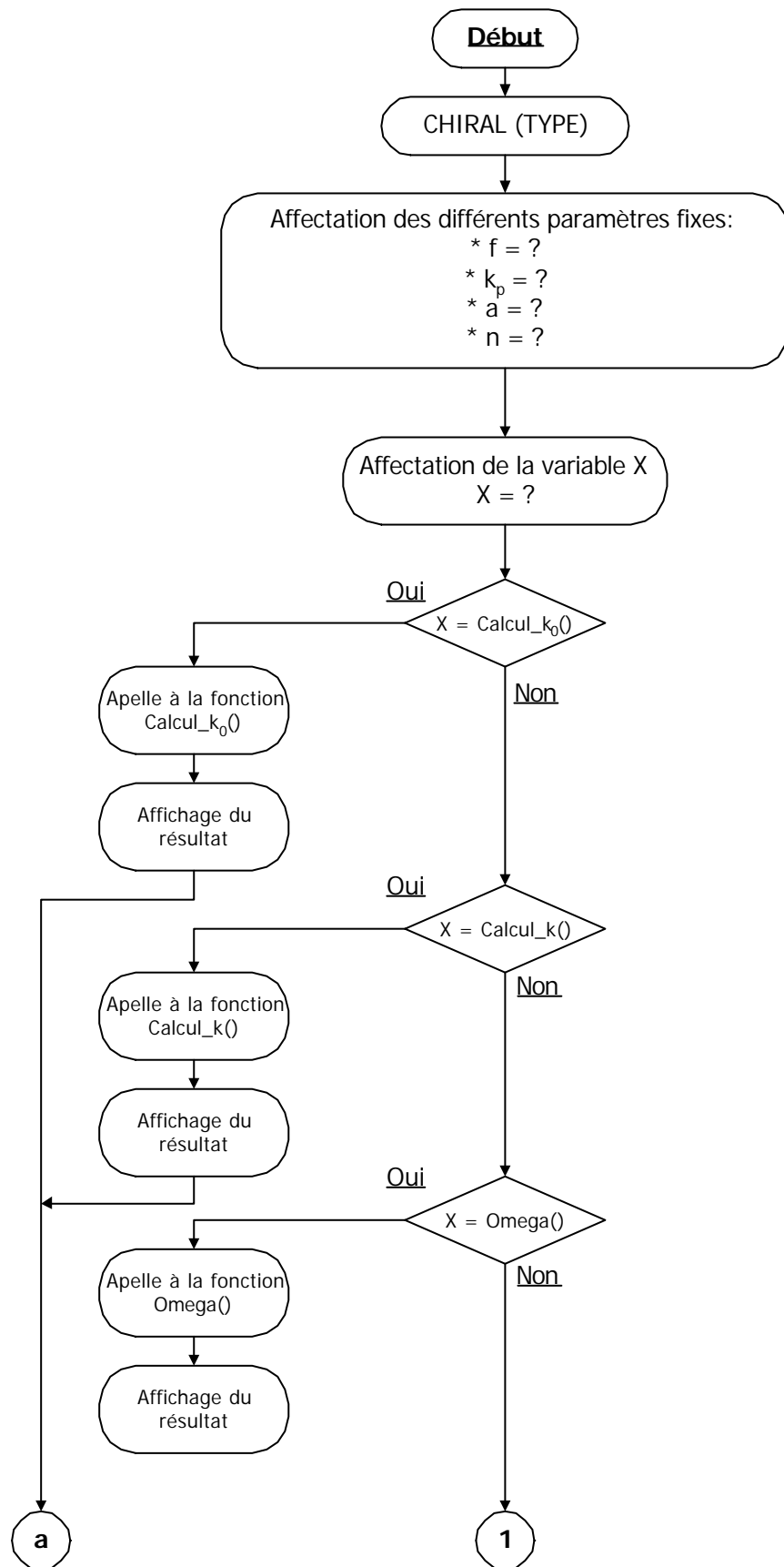
III.5 - ORGANIGRAMME DE CALCUL :

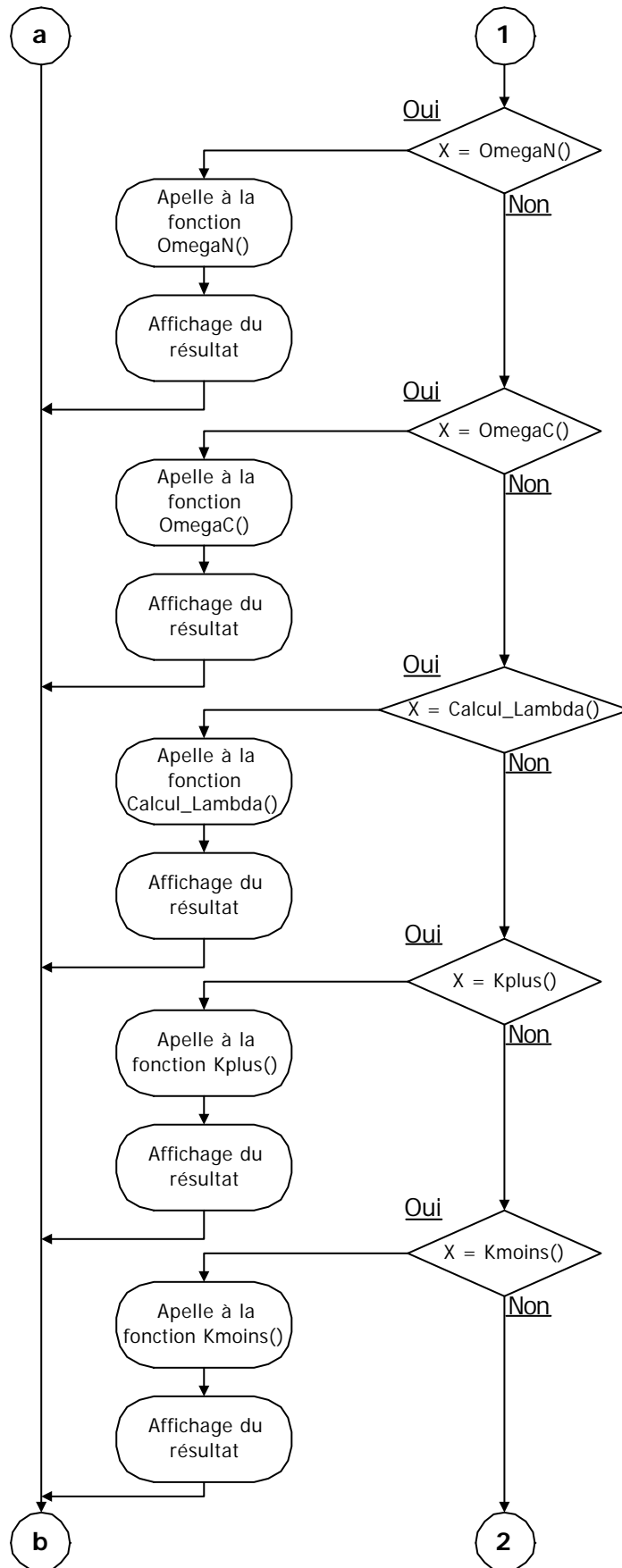
En ce qui concerne le langage de programmation, notre choix s'est porté sur le langage de programmation "MATLAB" pour sa maniabilité à la résolution des problèmes mathématiques.

Le but de ce programme est de trouver une approche qui nous permet de faire les différents calculs qui peuvent s'introduire dans la détermination des diagrammes de dispersion soit pour les modes évanescents soit pour les modes propagatifs.

Le programme principal a été fragmenté en une multitude de sous programmes, dans le but de faciliter son débogage et dans le but également de réduire le temps de calcul. La majorité de ces sous programmes sont écrits sous forme de fonctions pouvant être utilisées indépendamment du programme principal.

Cependant, le calcul des différents paramètres est fait suivant ces sous programmes (Voir Annexe 1) qui sont compris dans le programme principal. Celui-ci est établie suivant l'organigramme de la figure III.8.





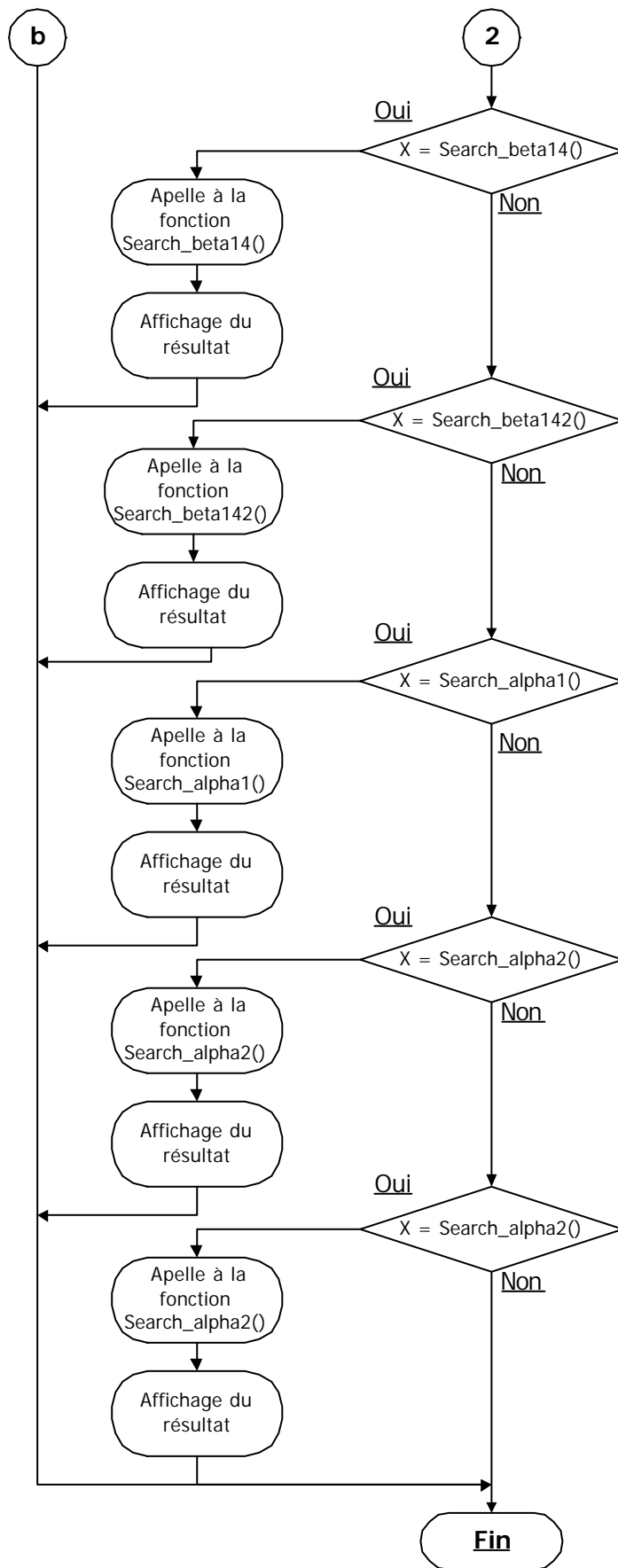


Fig. III.8 : Organigramme du programme principal "CHIRAL (TYPE)

Le programme que nous venons d'élaborer permet d'introduire les différents paramètres spécifiques, qui interviennent dans les sous programmes de calcul. Par conséquent il suffit d'introduire le nom de la fonction qu'on veut afficher.

III.6 CONCLUSION

Nous avons, dans cette partie, analysé les caractéristiques de propagation d'ondes électromagnétiques dans une structure guidée, remplie de matériaux chiraux. Le calcul des modes pour un milieu chiral sans pertes a été effectué. Nous avons montré que les modes présents dans le guide chiral à structure planaire, qu'ils soient propagatifs ou évanescents, sont des modes bifurquants. Nous avons vérifié également l'existence d'un mode dominant dans le guide chiral. Cette étude a permis de retrouver des résultats conformes à ceux déjà publiés dans la littérature moyennant une approche théorique originale, basée sur le développement du formalisme des opérateurs, ainsi qu'une méthode basée sur le calcul des vecteurs et des valeurs propres pour découpler les équations.

Partie IV

ETUDE DE LA REFLEXION ET DE LA TRANSMISSION A 'INTERFACE D'UNE STRUCTURE ACHIRALE / CHIRALE

IV.1. LA PLAQUE CHIALE D'ÉPAISSEUR FINIE

Une onde électromagnétique, illuminant en incidence normale un demi-espace chiral plan réciproque et isotrope se décompose en deux ondes transmises dans le milieu chiral et en une onde réfléchie. Le coefficient de réflexion s'écrit [45] :

$$\Gamma = \frac{\eta_c - \eta_0}{\eta_c + \eta_0} \quad (\text{IV-1})$$

Où η_c est l'impédance intrinsèque chirale donnée par :

$$\eta_c = \sqrt{\frac{\mu_c}{\epsilon_c}} \quad (\text{IV-2})$$

et η_0 est l'impédance intrinsèque du vide

Deux phénomènes physiques régissent les propriétés absorbantes d'un écran :

- Le matériau doit posséder des pertes électromagnétiques.
- L'impédance intrinsèque du matériau doit être proche de celle du vide.

Les raisons de la présence des pertes électromagnétiques résident dans le fait que le vecteur d'onde doit être complexe. Le vecteur d'onde moyen k_c des deux modes qui se propagent à l'intérieur du milieu chiral est défini à l'aide de l'expression :

$$k_c = \frac{k_{\text{RCP}} + k_{\text{LCP}}}{2} = \omega \sqrt{\epsilon_c \mu_c} \quad (\text{IV-3})$$

La raison qui impose que l'impédance intrinsèque du matériau doit être proche de celle du vide réside dans la nécessité de faire pénétrer l'onde dans le matériau chiral.

Dans le cas d'écrans déposés sur une surface métallique, le module du coefficient de réflexion est donné par [45-47] :

$$\Gamma = \frac{\eta_0 - Z_s}{\eta_0 + Z_s} \quad (\text{IV-4})$$

Z_s est l'impédance ramenée (appelée impédance de surface). En appliquant les équations de Maxwell, les relations constitutives et la continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique à chaque limite, on obtient l'impédance d'entrée pour la configuration de la figure IV.1[45] :

$$Z_s = -j\eta_c \tan k_c d \quad (\text{IV-5})$$

avec d l'épaisseur de la couche chirale.

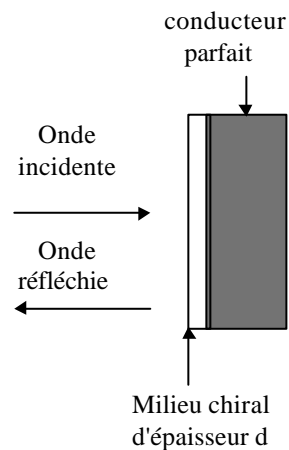


Fig.IV.1: Configuration de l'écran chirale

Les résultats montrent que la valeur du coefficient de réflexion des composites chiraux n'est pas affectée par la variation du coefficient de chiralité k ; ce qui veut dire qu'un absorbant

réalisé avec un composite chirale de paramètres $(\epsilon_c, \mu_c, \kappa)$ aura le même coefficient de réflexion qu'un composite achiral de paramètres $(\epsilon, \mu, \kappa = 0)$. Ceci est prévisible, car les quantités k_c , η_c et Z_s ne dépendent plus du coefficient de chiralité.

IV.2. ETUDE DE LA REFLEXION D'UNE COUCHE CHIRALE DEPOSEE SUR UNE SURFACE METALLIQUE.

Lorsqu'on considère une plaque chirale d'épaisseur d déposée sur une surface métallique et illuminée par une onde plane sous incidence normale, à l'intérieur de l'écran chirale, les ondes se diffractent dans les modes propres polarisés circulairement droite (K_{RCP}) et gauche (K_{LCP}) qui se propagent avec leurs nombres d'onde respectifs et s'atténuent aussi avec leurs vitesses respectives.

Considérons une plaque chirale d'épaisseur d , contenue entre les deux plans infinis $z = 0$ et $z = d$. La face arrière ($z = d$) de la plaque chirale est métallisée (conducteur parfait) tandis que le demi-espace infini caractérisé par $z < 0$ est de l'air (ϵ_0, μ_0).

Cette structure est attaquée sous incidence Φ_i par une onde plane monochromatique polarisée linéairement (fig. IV. 2).

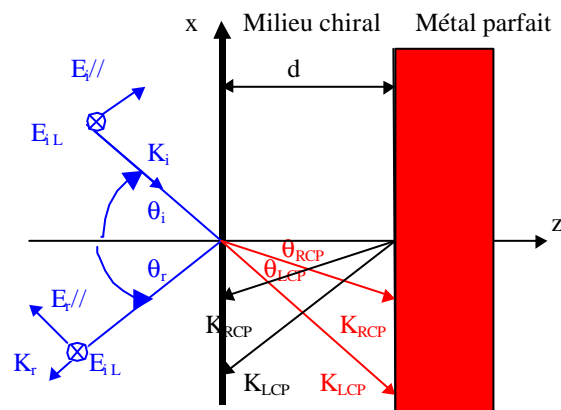


Fig.IV. 2 : Plaque chirale accolée à un plan métallique

Globalement nous avons quatre ondes qui se propagent dans le milieu chiral. Deux ondes LCP et RCP se propageant vers l'interface $z = d$ (notées +) et deux ondes se propageant vers l'interface $z = 0$ (notées -).

Comme on le voit sur la figure IV. 2 le plan d'incidence $[x, z]$ est le plan contenant la normale à l'interface et le vecteur d'onde de l'onde incidente. Les vecteurs associés aux ondes incidentes, réfléchi et transmises sont dans le plan perpendiculaire aux directions de propagation.

Il est toujours possible de décomposer les amplitudes complexes de ces vecteurs en une composante normale au plan d'incidence (notée \perp) et une composante dans le plan d'incidence (notée \parallel).

Etudions analytiquement le cas particulier de l'incidence normale. Le champ électrique incident \mathbf{E}_i est colinéaire à l'axe des \mathbf{x} , il s'écrit : [46]

$$\mathbf{E}_i = E_{i\parallel} \cdot \mathbf{x} \cdot e^{jk_i z} \quad (\text{IV-6})$$

le champ électrique réfléchi \mathbf{E}_r s'écrit comme

$$\mathbf{E}_r = E_{r\parallel} \cdot \mathbf{x} \cdot e^{-jk_i z} \quad (\text{IV-7})$$

IV.3. INTERFACE DIELECTRIQUE / MILIEU CHIRAL

Lorsque l'on éclaire sous une incidence quelconque une interface diélectrique / milieu chiral semi-infini par une onde électromagnétique polarisée rectilignement, on observe des effets d'activité optique et du dichroïsme circulaire. Ces effets sont caractérisés au niveau de l'onde transmise par une rotation du plan de polarisation. A l'intérieur du milieu chiral, les ondes se diffractent dans les modes propres polarisés circulairement droite (K_{RCP}) et gauche

(K_{LCP}) qui se propagent avec leurs nombres d'onde respectifs et s'atténuent aussi avec leurs vitesses respectives.

Pour formuler mathématiquement le problème, nous allons introduire un repère cartésien (o, x, y, z) où le plan $[x, y]$ est le plan de l'interface entre le diélectrique homogène de permittivité ϵ_1 et de perméabilité μ_1 et le milieu chiral décrit par les équations constitutives (I-5) et (I-6). Le plan d'incidence $[x, z]$ est le plan contenant la normale à l'interface et le vecteur d'onde de l'onde incidente. Les vecteurs associés aux ondes incidentes, réfléchies et transmises sont dans le plan perpendiculaire aux directions de propagation.

Comme on le voit sur la figure IV. 3, le plan d'incidence $[x, z]$ est le plan contenant la normale à l'interface et le vecteur d'onde de l'onde incidente. Les vecteurs associés aux ondes incidente, réfléchie et transmises sont dans le plan perpendiculaire aux directions de propagation. Il est toujours possible de décomposer les amplitudes complexes de ces vecteurs en une composante normale au plan d'incidence (notée \perp) et une composante dans le plan d'incidence (notée \parallel).

La loi de Snell Descartes nous donne :

$$k_i \cdot \sin \theta_i = k_r \cdot \sin \theta_r = k_+ \cdot \sin \theta_+ = k_- \cdot \sin \theta_- \quad (IV-8)$$

Où k_i , k_r , k_+ et k_- sont les nombres d'onde des ondes incidente, réfléchie et transmises.

Nous avons $k_i = k_r$ ce qui entraîne $\theta_i = \theta_r$

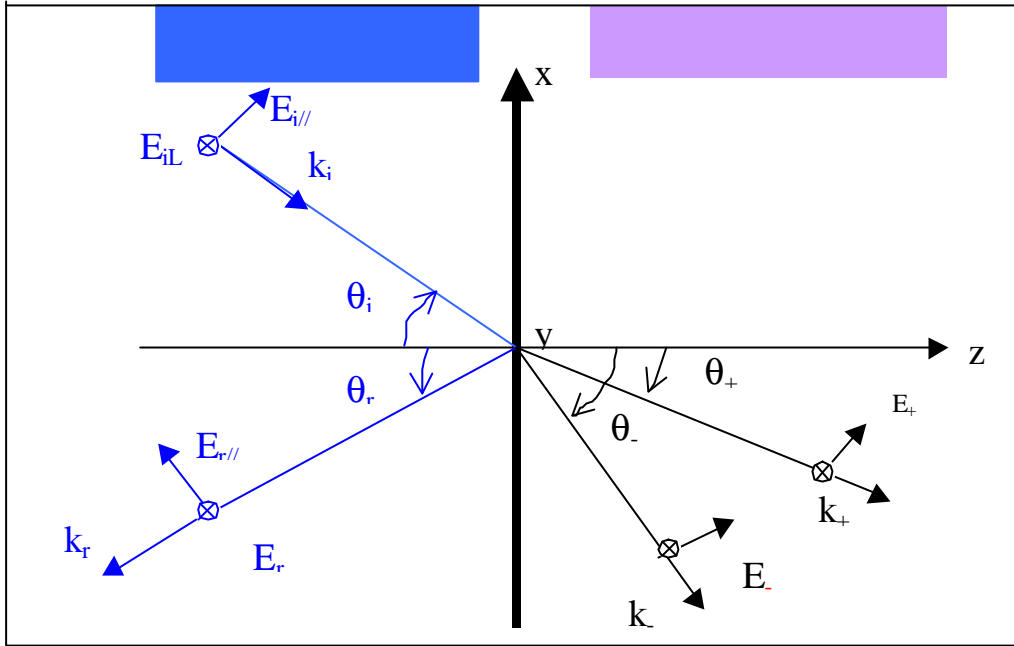


Fig. IV.3 : Interface diélectrique / milieu chiral

Les angles de réfraction θ_+ et θ_- qui correspondent aux deux ondes (RCP et LCP) se propageant dans le milieu chiral, sont déduits des relations (IV-3):

$$\theta_+ = \arcsin\left(\frac{k_i \sin \theta_i}{k_+}\right) \quad (\text{IV-9})$$

$$\theta_- = \arcsin\left(\frac{k_i \sin \theta_i}{k_-}\right) \quad (\text{IV-10})$$

Si κ (paramètre de chiralité) est égal à zéro (interface diélectrique/diélectrique), alors

$$\theta_- = \theta_+ = \theta_r$$

Avec

$$\hat{e}_t = \arcsin\left(\frac{k_i \sin \hat{e}_i}{k}\right) \quad (\text{IV-11})$$

et

$$k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} \quad (\text{IV-12})$$

En général il y a deux ondes transmises dans le milieu chiral. Le phénomène de réflexion total apparaît lorsqu'aucune onde ne peut se propager dans le milieu chiral. En prenant $\theta_- = \theta_+ = \pi/2$ dans les équations (IV-4) et (IV-5), on obtient les angles d'incidences critiques :

$$\hat{e}_{c+} = \arcsin\left(\frac{k_+}{k_i}\right) = \arcsin\left(\frac{\sqrt{\hat{a}} + \hat{e} \sqrt{\hat{a}_0 \hat{a}_1}}{\sqrt{\hat{a}_1 \hat{a}_1}}\right) \quad (\text{IV-13})$$

$$\hat{e}_{c-} = \arcsin\left(\frac{k_-}{k_i}\right) = \arcsin\left(\frac{\sqrt{\hat{a}} - \hat{e} \sqrt{\hat{a}_0 \hat{a}_1}}{\sqrt{\hat{a}_1 \hat{a}_1}}\right) \quad (\text{IV-14})$$

Lorsque $k > 0$, $k_- < k_+ < k_i$, nous avons $q_{c+} > q_{c-}$, alors trois cas sont à distinguer :

1^{er} cas : $q_i < q_{c-} < q_{c+}$

Les ondes RCP et LCP se propagent dans le milieu chiral. Leurs directions de propagation sont données par (IV-9) et (IV-10)

2^{ème} cas : $q_{c-} < q_i < q_{c+}$

Seule l'onde RCP peut se propager. L'onde LCP est évanescente.

3^{ème} cas : $q_{c-} < q_{c+} < q_i$

Aucune des deux ondes ne peut se propager dans le milieu chiral. Il y a réflexion totale.

Lorsque $k < 0$, $k_+ < k_- < k_i$, nous avons, nous distinguons cette fois-ci également trois cas :

Si $q_i < q_{c+} < q_{c-}$; les ondes RCP et LCP se propagent dans le milieu chiral.

Si $q_{c+} < q_i < q_{c-}$; seule l'onde LCP peut se propager.

Si $q_{c+} < q_{c-} < q_i$; il y a réflexion totale.

Lorsque $k > 0$, et $k_- < k_i < k_+$, ou $k < 0$, et $k_+ < k_i < k_-$, il n'y a qu'un angle critique d'incidence

En résumé, on peut dire que suivant l'angle d'incidence et les valeurs de k_i , k et k_+ il y aura propagation dans le milieu chiral soit des deux ondes LCP et RCP, soit une seule d'entre elles ou aucune. Dans ce dernier cas on aura alors réflexion totale.

IV. 4. DISCUSSION

Du fait des propriétés d'activité optique et du dichroïsme circulaire, une onde incidente polarisée rectilignement sera, après la traversée du milieu chiral, polarisée elliptiquement. Les mesures de l'ellipse de polarisation de l'onde transmise, dans le cas d'une incidence oblique, dépendent de l'angle critique d'incidence. Par ailleurs, nous avons montré [64] qu'en incidence normale la valeur du coefficient de réflexion des milieux chiraux n'est pas affectée par la variation du coefficient de chiralité. La réflexion s'est avérée répondre de façon similaire à son comportement dans un milieu isotropique non chiral

En conclusion à cette étude, on peut dire qu'en incidence normale, le comportement de la plaque chirale vis à vis de l'onde réfléchie est comparable à celui d'un diélectrique ordinaire. Les effets des polarisations croisées produits par la chiralité apparaîtront à une onde en incidence oblique[45]. Par ailleurs, on a montré [46] que la chiralité est capable d'accroître l'absorption moyenne au travers de la couche chirale et de renforcer l'impédance d'adaptation. Les avantages offerts par le blindage chiral inclut une réduction dans la réflexion de 20 à 30 db au-delà de ces limites conventionnelles et un accroissement significatif de la largeur de bande.

Partie V

APERÇU DES TECHNIQUES DE MESURES

V.1 – Introduction

Les problèmes de furtivité radar nous amènent de plus en plus à procéder à des caractérisations hyperfréquences de matériaux hétérogènes. Ceux qui font l'objet de notre étude sont constitués par une matrice (résine) contenant des inclusions chirales, dont les propriétés sont différentes de celle de la matrice.

Pour étudier ces matériaux, il existe différents moyens de mesures en guide (coaxiaux, rectangulaires, ...) et en espace libre (en chambre anéchoïde).

Malheureusement, les matériaux chiraux ne sont pas disponibles sur le marché et notre Faculté ne possède pas le matériel nécessaire à la caractérisation de ces matériaux.

Toutefois, nous allons dans ce qui suit donner un bref survol des principales techniques de mesures utilisées dans la caractérisation des matériaux chiraux.

V.2 - TECHNIQUES DE MESURES

La caractérisation hyperfréquence des matériaux consiste en la détermination, en fonction de la fréquence, de leurs propriétés intrinsèques, c'est à dire leurs permittivité et perméabilité.

Dans le cas des matériaux homogènes isotropes, on utilise couramment une méthode classique de détermination de ces paramètres, c'est la méthode de Réflexion / Transmission. On mesure les coefficients de réflexion $S_{11}(\mathbf{f})$ et de transmission $S_{21}(\mathbf{f})$ d'un échantillon de matériau qui remplit entièrement une section de ligne ou de guide.

Si les mesures en propagation guidée permettent de déterminer les caractéristiques électromagnétiques des matériaux, il peut parfois être nécessaire de faire d'autres types de mesures, comme par exemple des mesures de surface équivalente radar ou des mesures d'absorption d'échantillons de grandes dimensions sous différents angles d'incidence. Les mesures en propagation libre, répondant à ce type de problème, sont généralement faites en

espace anéchoï que. Toutefois, grâce à l'utilisation de l'option "time-domain" d'un analyseur de réseaux micro-ondes, il est possible de s'affranchir de l'utilisation d'un tel dispositif.

V.3 - DISPOSITIFS DE MESURE : [40, 47]

V.3.1 – Mesures en espace anéchoïque

Le Commissariat français à l'Energie Atomique (CEA) s'intéresse depuis quelques années à la caractérisation de matériaux chiraux. De telles mesures sont réalisées dans une chambre anéchoï que IRIS du CESTA. Cette chambre est équipée d'une base en champ lointain qui permet de réaliser des mesures de SER (Surface Equivalente Radar) sur une bande de fréquence s'étendant de 1.7 GHz à 18 GHz. Les objets à caractériser (hélice seule ou un ensemble d'hélices), sont placés sur un mat en polystyrène(constante diélectrique très proche de l'unité) comme le montre la figure V.1, ci – dessous :

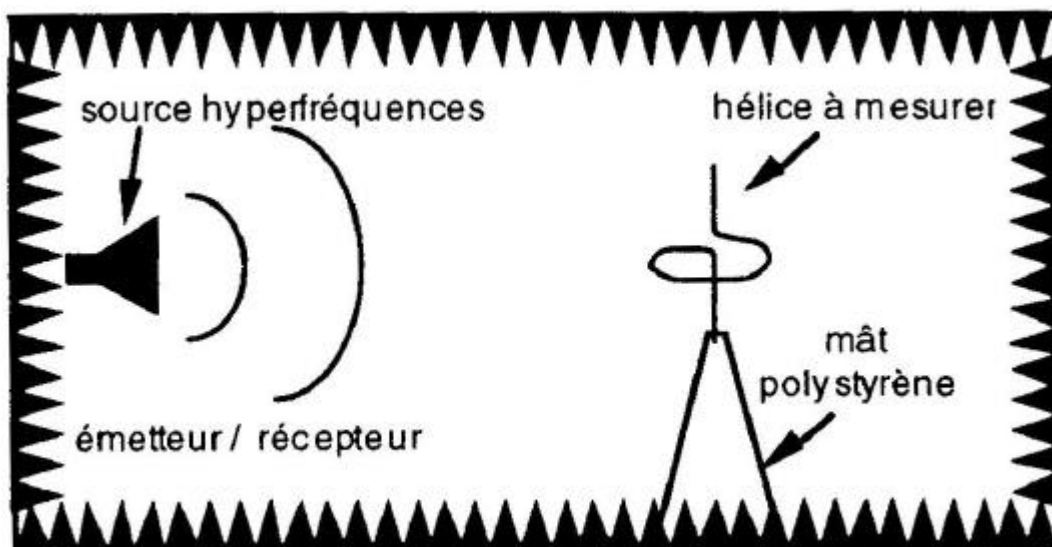


Fig. V. 1 : Schéma de principe des mesures en réflexion
dans la chambre anéchoï que IRIS du CESTA.

Un autre dispositif permet la mesure des coefficients de transmission dans une chambre anéchoï que plus petite installée également au CESTA. Deux cornets se faisant face à 2.8 m de distance et couvrant la bande 2 à 18 GHz sont utilisés. Ces cornets sont à double polarisation, orthogonales l'une par rapport à l'autre, et l'échantillon est placé au milieu de l'axe joignant les cornets, et perpendiculairement à celui-ci. Les cornets n'étant pas focalisés, un écran métallique muni d'une ouverture est placé contre l'échantillon pour éviter toute illumination directe du cornet récepteur. Les signaux reçus en présence de l'échantillon puis en l'absence de celui-ci permettent de déterminer les coefficients de transmission.

V.3.2 – Mesures en espace libre

Les composites chiraux testés à l'aide d'un banc en espace libre, permettent des mesures de 5.85 à 40 GHz. Ce dispositif présente l'avantage de pouvoir opérer soit à température ambiante (figure V. 2), soit à des températures plus élevées, jusqu'à 800°C.

Les antennes sont suffisamment sur élevées pour éviter les problèmes de diffraction et de réflexion par le sol.

Le banc de mesure comprend principalement un analyseur de réseaux vectoriel HP 8510B, un "test set" pour paramètres S opérant de 0.045 à 40 GHz, des transitions coaxial-guide d'onde et une paire d'antenne avec lentilles diélectriques. Toutes les mesures sont conduites sous incidence normale. Quelle que soit la grandeur considérée, (les coefficients de réflexion ou de transmission), cinq différentes mesures correspondant à cinq différentes orientations de l'échantillon sous test sont effectuées.

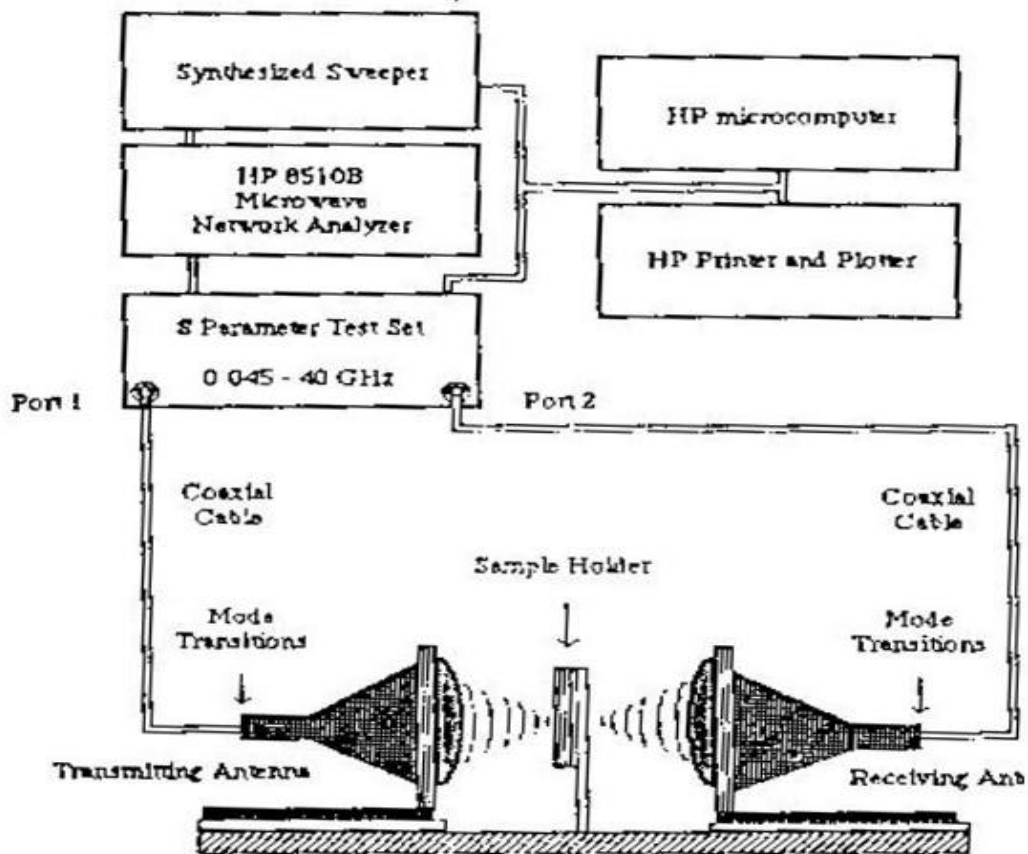


Fig. V. 2 : Banc en espace libre pour mesures à température ambiante

Des mesures peuvent également être effectuées en espace libre sur une hélice isolée. Le montage comporte deux bras supportant chacun un cornet dont l'un fonctionne en émission l'autre en réception. Chaque bras est fixé sur une unité de rotation, ce qui permet de faire des mesures en réflexion sous différents angles d'incidence, et en transmission si on positionne les deux bras horizontalement (figure V. 3).

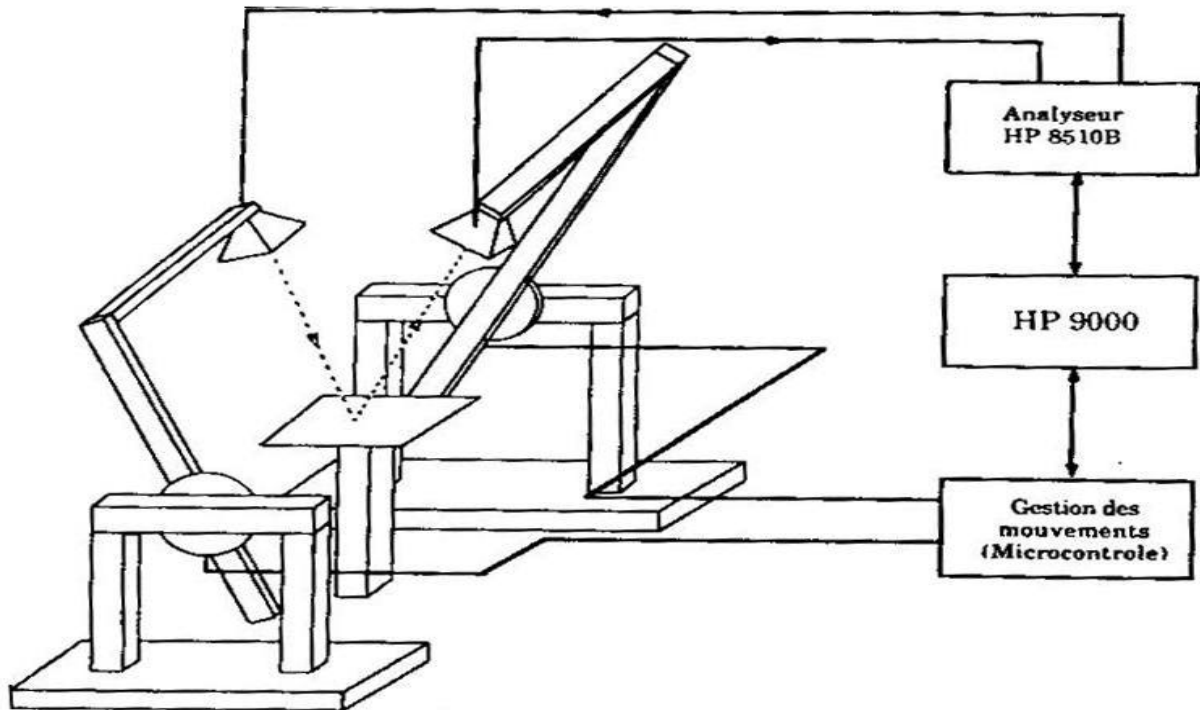


Fig. V. 3 : Schéma de principe du banc bistatique

La cible est placée à hauteur des axes de rotation et la distance cornet-cible est d'environ un mètre ce qui nous place dans des conditions de champ lointain, au moins dans les bandes X et Ku (8-12 GHz et 12-18 GHz). Avec un tel dispositif, lors d'une mesure fréquentielle du coefficient de réflexion d'un échantillon, sont également enregistrées toutes les réflexions dues à l'environnement de la cible. La mesure ne peut être donc exploitée. Le principe de la méthode utilisée consiste à passer dans le domaine temporel grâce à l'option "time-domain" de l'analyseur de réseau. Ceci permet donc de distinguer en fonction du temps, la réflexion de la cible des réflexions parasites dues à l'environnement. La conversion fréquence-temps est ensuite réalisée par une fonction mathématique interne à l'analyseur.

V.4– Conclusion

Malgré la richesse de l'approche théorique, la nécessité de vérifier un certain nombre de caractéristiques d'un matériau chiral s'impose. Cela demande d'une part, la disponibilité du matériau en question et d'autre part, l'existence d'un matériel spécifique. Seulement à l'étape actuelle cette ressource n'est pas disponible au sein de notre laboratoire. Dans le futur, il est donc très important de développer un moyen de mesure des paramètres constitutifs des milieux chiraux comme cela a été décrit dans les paragraphes précédents.

CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

L'étude d'un milieu chiral présente une très grande complexité et nécessite une approche des plus rigoureuses. Dans une première étape, l'intérêt s'est porté sur la maîtrise du comportement basique du milieu chiral avant d'entamer une étude de perspectives établies dans le cadre de ce travail de recherche. Un suivi historique du phénomène de la chiralité a été un élément important pour cerner la compréhension de ce milieu. Ce qui a été un souci pour nous dans l'entame de ce travail.

Nous avons pu ainsi cerner que la chiralité électromagnétique embrasse à la fois deux domaines, l'activité optique et le dichroïsme circulaire.

L'activité optique se réfère à la rotation du plan de polarisation des ondes optiques dans un milieu, alors que le dichroïsme circulaire indique le changement de la polarisation des ondes optiques dans un milieu. Par la suite, la maîtrise des outils mathématiques pour mener à bien notre travail nous a amené à effectuer une étude comparative entre les différents formalismes utilisés pour décrire un milieu chiral. L'équivalence mathématique entre les différents formalismes a été établie par nos soins.

Nous avons ensuite effectué l'étude de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu chiral infini. La propagation en espace libre chiral étant maîtrisée nous avons développé, dans une deuxième partie, le formalisme des opérateurs transverses et longitudinaux. Ce formalisme constitue une approche particulière qui a permis l'analyse de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu chiral.

L'étape qui a suivi a permis le traitement de la propagation guidée. Nous avons ainsi analysé les caractéristiques de propagation d'ondes dans une structure guidée, remplie de

matériaux chiraux, Le calcul des modes pour un milieu chiral sans pertes a été effectué. Il a été montré que les modes présents dans le guide chiral à structure planaire, qu'ils soient propagatifs ou évanescents, sont des modes bifurquants. L'existence d'un mode dominant dans le guide chiral a été également vérifié.

Les résultats auxquels nous avons abouti ont été soumis à une étude comparative avec des travaux publiés par ailleurs. Le résultat de cette étude nous a permis de trouver des résultats qui présentent une grande similarité. Les travaux de comparaison utilisent une approche théorique, basée sur le formalisme des opérateurs et utilisant le concept des valeurs et vecteurs propres pour le découplage des équations. La propagation guidée étant maîtrisée, nous avons pu traiter le problème des interfaces diélectrique / chiral puis celui de la plaque chirale plongée dans l'air. Les résultats auxquels nous avons abouti, nous ont permis de nous renseigner sur l'effet de l'incidence d'une onde électromagnétique sur un milieu chiral et quantifier réellement les capacités d'absorption du milieu sous test.

Le phénomène de modes bifurquants permet d'entrevoir plusieurs applications potentielles telles que les coupleurs directifs et les convertisseurs de modes. L'exploitation directe des propriétés de dichroïsme circulaire et d'activité optique permet la conception de polariseurs, qui peuvent générer toute une gamme de polarisations elliptiques. La décomposition de l'onde électromagnétique en deux polarisations droite et gauche est à la base des lentilles chirales bifocales, qui présentent deux foyers distincts, permettant le découplage des deux polarisations. Cette propriété peut être utilisée pour la réalisation de diplexeurs.

L'étude d'un milieu chiral montre que les applications qui en découlent sont multiples et très intéressantes. Cependant et malgré la richesse de l'approche théorique, la nécessité de vérifier un certain nombre de caractéristiques d'un matériau chiral s'impose. Cela demande

l'existence d'un matériel spécifique tel une chambre anéchoïde par exemple. Seulement à l'étape actuelle cette ressource n'est pas disponible au sein de notre laboratoire et nous impose toujours à rechercher la collaboration de laboratoires étrangers. Bien des efforts de recherche reste néanmoins nécessaire pour la caractérisation et la maîtrise de matériaux spécifiques tels que les matériaux chiraux. Ceci peut ouvrir des perspectives de recherches et d'applications très prometteuses et source d'intérêts, notamment en matière d'amélioration des performances d'antennes micro-ondes.

En perspectives, il serait donc très important de développer dans le futur un moyen de mesure en espace libre afin de caractériser les paramètres constitutifs des milieux chiraux.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Libois (L.J),"Genèse et coissance des télécommunications", Ed. Masson, Paris, 1983.
- [2] J. Thuery,"Industrial, scientific and medical applications of microwaves", Ed. Artech house, Boston, London, 1992.
- [3] P.F. Combes, J. Graffeuil, J.F. Sautereau,"Composants, dispositifs et circuits actifs micro-ondes", Ed. Dunod, Paris, 1985.
- [4] P.F. Combes, "Satellite de puissance solaire (SPS)", L'Aéronautique et l'Astronautique, no. 93, 1982 -2, pp. 62- 67.
- [5] A. Fresnel,"Mémoire sur la double réflexion que les rayons lumineux éprouvent en traversant les aiguilles de cristaux de roche suivant des directions parallèles à l'axe." *Œuvres I*.pp.731-751, 1822.
- [6] J. B. Biot,"Sur les rotations que certaines substances impriment aux axes de polarisation des rayons lumineux." *Mem.Acad.Sci.*,2,p.41, 1838.
- [7] L. Pasteur,"Sur les relations qui peuvent exister entre la forme cristalline, la composition chimique et les sens de la polarisation rotatoire." *Ann. de chim. Et de phy.*,24,442-459,1848.
- [8] F. I. Fedorov,"On the theory of optical activity in crystals" *Opt. Spectrosc.*,6,49,1958.
- [9] E.T. Malus,*Mem. Soc. Arcueil*.Vol. 2, pp. 143 - 254, 1809.
- [10] D. F. Arago,"Sur une modification remarquable qu'éprouvent les rayons lumineux dans leur passage à travers certains corps diaphanes et sur quelques autres nouveaux phénomènes d'optique." *Mem. Inst. I*, 93-134,1811.
- [11] J. B. Biot,"Mémoire sur un nouveau genre d'oscillations que les molécules de la lumière éprouvent en traversant certains cristaux." *Mem.Inst.*,1,1, 1812.
- [12] K.F.Lindman, *Ann. Phys.* 63, pp 621 - 644, 1920.
- [13] W. H. Pickering , private communication , experiment performed at CALTECH, 1945.
- [14] I. Tinoco and M.P.Freeman,"The optical activity of oriented helices." *J. Phys. Chem*, Vol. 61, pp 1196 - 1200, 1957.
- [15] M.H. Winkler, "An experimental investigation of some models for optical activity." *J. Phys. Chem*, Vol. 60, pp 1656 - 1659, 1957.
- [16] P. Drude,"The theory of optics" *Ann. Phys.*, Vol. 48, p 536, 1896.

- [17] D. L. Jaggard, A. R. Mickelson and C. H. Papas: " On electromagnetic waves in chiral media", *Applied physics*, Vol. 28, pp 211 - 216, 1979.
- [18] A. H. Shivola and I. V. Lindell, 'Chiral Maxwell Garnett mixing formula', *Electronics Letters*, vol. 26, no. 2, pp. 118-119, 1990.
- [19] A. H. Shivola and I. V. Lindell, "Bi-isotropic constitutive relations", *Micro. Opt. Tech. Lett.*, vol. 4, no. 3, 391-396, 1991.
- [20] E. U. Condon, "Theories of optical rotatory power", *Rev. Of Modern Phys.*, Vol. 9, pp. 432- 457, 1937.
- [21] B. D. Tellegen, "The gyrator a new electric network element", *Phillips Research Report.*, vol. 3, pp. 81-101, 1948.
- [22] R. F. Harrington, "time-Harmonic electromagnetic fields", MC Graw-hill, New York, 1961.
- [23] R. E. Collin, "Field theory of guided waves.", IEEE Press (1991).
- [24] J. A. Kong, "Electromagnetic waves theory", John Wiley and Sons, New York, 1986.
- [25] C. Vassalo, "Electromagnétisme classique dans la matière, Ed. Dunod, Paris, 1980
- [26] J. A. Stratton, "Théorie de l'électromagnétisme", Ed. Dunod , Paris, 1961.
- [27] P. F. Combes, "Ondes métriques et centimétriques", Dunod Université, 2^{ème} Edition, 1983.
- [28] P. Pelet and N. Engheta, "The theory of chirowaveguides." *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 38, no. 1, pp. 90-98, Jan. 1990.
- [29] N. Engheta and P. Pelet, "Mode orthogonality in chirowaveguides." *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 38, no. 11, pp. 1631-1634, Nov. 1990.
- [30] N. Engheta and S. Bassiri, "One-and two-Dimensional Dyadic Green's Functions in chiral Media." *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 37, no. 4, pp. 512-515, Apr. 1989
- [31] D. L. Jaggard, N. Engheta, M. W. Kowarz, P. Pelet, J. C. Liu and Y. Kim, "Periodic chiral structures." *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 37, no. 11, pp. 1447-1452, Nov. 1989
- [32] L. Y. Zhang, Y. C. Jiao and C. H. Liang, "The dominant mode in a parallele-plate chirowaveguide", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 42, no. 10, pp. 2009-2012, Oct. 1994.
- [33] J. A. M. Svedin, "Propagation analysis of chirowaveguides using the finit-element Method." *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 38, no. 10, pp. 1488-1496, Oct. 1990

- [34] A.L.Topa, C.R.Paiva and A.M Barbosa,"New biorthogonality Relations for inhomogenous Biisotropic Planar Waveguides."*IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, Vol.42, no.4, pp. 629-634, Apr.1994
- [35] A.C.Perdikouris, D.P.Chrissoulidis and E.E.Kreizis, "EM-wave propagation through Semi Elliptic cylindrical dielectric waveguide on a perfectly conductive planar substrate."*IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, Vol.42, no.5, pp. 891-898, May.1994
- [36] G.Busse and A.F.Jacob,"Complex Power and Mode coupling in circular chirowaveguides."*IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, Vol.43, no.5, pp. 1182-1186, May.1995
- [37] S.F.Mahmoud,"Guided Modes on Open chirowaveguides."*IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, Vol.43, no.1, pp. 205-209, Jan.1995
- [38] P.K.Koivisto and J.C.E.Sten, "Quasi-static Image Method Applied to Bi-isotropic Microstrip Geometry."*IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, Vol.43, no.1, pp. 169-175, Jan.1995
- [39] S.A.Tretyakov and A.J.Viitanen,"Waveguide and Resonator Perturbation Techniques Measuring Chirality and Nonreciprocity Parameters Biisotropic Materials."*IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, Vol.43, no.1, pp. 222-225, Jan.1995
- [40] V. Vigneras - Lefebvre : " Modélisation de structures hétérogènes en vue de la conception de matériaux à propriétés électromagnétiques spécifiques", Thèse de doctorat de l'Université de Bordeaux I, 1991.
- [41] M. P. Silverman : " Specular light scattering from a chiral medium : Unambiguous test of gyrotropic constitutive relations", *lettere al Nuovo Cemento*, Vol. 45, no. 8, Aug. 85
- [42] A. Froger, " On modelling and on numerical simulation of isotropic chiral materials", in *Proc. of IEEE 6 APS / URSI*, Chicago, 1992.
- [43] A. R. Samant and K. W. Whites,"Notable features of hybrid modes in a chiral-filled rectangular waveguide", *IEEE .Microwave. Guided wave Letters*, Vol.5, no.5, pp. 144-146, May.1995
- [44] A. R. Samant and K. W. Whites,"Electromagnetic wave propagation in a chiral-material-filled rectangular waveguide", *Microwave. Opt. Technol. Lett.*, Vol.8, no.2, pp. 106-11, 1995.
- [45] D.L.Jaggard, N. Enheta, MW.Kowarz and J.C.Liu,"A Salisbury / dallembach sheild alternative".*Electronic Letterl.* Vol. 26, no. 2, PP. 1332 – 1334, Aug. 1990

- [46] A.J.Viitanen, I.V.Lindell, A. H.Shivola and S.A.Tretyakov , "Eigensolutions for the reflection problem of the interface of two chiral half-spaces." *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol. 7, no.4, Apr. 1990
- [47] F. Mariotte et N. Engheta, " Reflection and transmission of guided electromagnetic waves at an air chiral interface and a chiral slab in a parallel - plate waveguide", *IEEE Trans. Microwave theory and Tech.*, Vol. MTT- 41, no. 11, pp 1895-1906, Nov. 1993.
- [48] N.Engheta and M.W.Kowarz "Chiro lens as a bifocal lens." *Antennas and Propagation Symposium*, Dallas (USA), May 1990
- [49] M. Oksanen, P. K. Koivisto and I. V. Lindell, "Dispersion curves and fields for a chiral slab waveguide," *IEE Proceedings-H*, Vol.138, no.4, pp. 327-334, Aug.1991
- [50] P. Pelet "Chirality in guided-wave structures and printed-circuit antennas : Theory and application, Thesis, University of Pennsylvania, May 91.
- [51] R.Oussaid , H.Baudrand et B. Haraoubia "Propagation analysis of guided waves in chiral media" *XV Symposium on Electromagnetic phenomena in nonlinear circuits EPNC'98*, Liège (Belgium), 22 - 24 Sept. 1998.
- [52] S. Zoudhi, A. Fourier Lamer and F.Mariotte, " On the relationships between the constitutive parameters of chiral materials and dimensions of chiral objects (helix)", *Journal of physics III*, Vol. 2, no. 2, pp. 337 - 343, 1992.
- [53] N.Engheta and P. G. Zablocky, "A step towards determining transient response of chiral materials : Kramers-Kronig relations for chiral parameters." *Electronics Letters*, vol. 26, no. 25, pp. 2132-2133, 1990.
- [54] A. Lakhtakia, V.V.Varadan and V.K.Varadan, " On the equivalence of sources and duality of fields in isotropic chiral media". *J. Phys.A. Math*, vol.20 , pp 6259-6264, 1987
- [55] A. Lakhtakia, V.V.Varadan and V.K.Varadan, " Field equations, Huygens's principle, integral equations and theorems for radiation and scattering of electromagnetic waves in isotropic chiral media". *J. Opt.Sos. Am.*, vol.5, no.2, Feb.1988
- [56] R. A. Sammut, "Orthogonality and normalization of radiation modes in dielectric waveguides". *J. Opt.Sos. Am.*, vol.72, no.10, Oct.1982
- [57] S.F.Mahmoud, "Guided Modes on Open chirowaveguides." *IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, Vol.43, no.1, pp. 205-209, Jan.1995
- [58] C.R.Brewitt-Taylor, "Modelling of helix-loaded chiral radar absorbing layers", *Piers Proceeding*, 259, Pasadena, USA, July 1993.
- [59] G. Mazet-Merceur, N. Bardy, A. Verdier et V. Saavedra, "Caractérisation de matériaux aux hyperfréquences", *Revue chocs*, no. 8, pp. 55-64, 1993.

- [60] R. Ro," Determination of the electromagnetic properties of chiral composites using normal incidence measurements", Thèse de Ph. D, Engineering science and Mechanics, The Pennsylvania state university, Aout 1991.
- [61] J. H. Cloete and A. G. Smith, " The constitutive parameters of a lossy chiral slab by inversion of plane wave scattering coefficients, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 7, pp. 303-306, 1992.
- [62] F. Guerin et P. Bannelier, "Estimates for the effective properties of bi-isotropic composites.", 1994 URS, *Radio Science Meeting*, Abstracts 431, Seattle, USA, Jun. 1994
- [63] A. J. Bahr, M. W. Muller, "On the constitutive relations in chiral media", *Journal of wave- Material interaction*, vol. 8, no. 2, Apr.1993.
- [64] R.Oussaid, B. Haraoubia et H. Baudrand, "Analyse du coefficient de réflexion d'une onde plane sous incidence normale sur une couche chirale d'épaisseur finie." *Journées sur les télécommunications*, Tunis (Tunisie), 29-31 Jan.1999
- [65] A. R. Von Hippel," les dielectriques et leurs applications", Dunod, Paris 1961.
- [66] Matthew et N.O.Sadiku," Numerical technics in electromagnetics, CRC Press, USA, 1992
- [67] C.Richard Booton, JR." Computational methods for electromagnetics and microwaves", John Wiley and Sons, INC, 1992.
- [68] D. S. Jones, Methods in electromagnetic wave propagation, *Oxford Science Publications*, 1987.
- [69] R.Oussaid , H.Baudrand et B. Haraoubia "Analyse de la propagation d'ondes guidées dans les milieux chiraux" 9^{ème} colloque International sur la compatibilité électromagnétique CEM'98, Brest (France), 8 - 11 Juin 1998.
- [70] R.Oussaid et B. Haraoubia "Caractéristiques de propagation dans une structure guidée remplie de matériaux chiraux", Conférence Méditerranéenne sur l'électronique et l'automatique MCEA'98, Marrakech (Maroc), 17-19 Sept. 1998.
- [71] R.Oussaid et B. Haraoubia "Influence d'un milieu chiral sur la propagation des ondes Electromagnétiques", 2^{ème} Conférence Internationale d'Electronique sur les Signaux, Systèmes et Automatique SSA2'99, Blida (Algérie), 10-12 Mai 1999.
- [72] R.Oussaid , H.Baudrand et B. Haraoubia "Analyse de l'incidence d'une onde plane sur une interface diélectrique / milieu chiral", 6^{èmes} journées de caractérisation micro-ondes et matériaux JCMM'2000, Paris (France), 22-24 Mars 2000.

- [73] R.Oussaid et B. Haraoubia "Formalisme des opérateurs transverses et longitudinaux pour l'analyse de la propagation guidée dans les milieux à chiralité", 3^{ème} Conférence internationale sur les mathématiques appliquées et les sciences de l'ingénieur CIMASI'2000, Casablanca (Maroc), 23-24-25 Octobre 2000.
- [74] R.Oussaid et B. Haraoubia "Les matériaux chiraux comme absorbants micro-ondes", Congrès Euro Méditerranéen de la matière condensée CEMMC, Tlemcen (Algérie), 04-05-06 Juin 2001
- [75] R.Oussaid et B. Haraoubia "Interaction d'une onde électromagnétique plane avec un milieu chiral", 2^{ème} Conférence internationale JTEA'2002, sousse-Nord (Tunisie), Mars 2002
- [76] R.Oussaid and B. Haraoubia "Longitudinal and transverse operators formalism for chiral media. Application to guided structure field with chiral materials", 9th International conference on electromagnetics of complex media BIANISOTROPICS 2002, Marrakech (Maroc), 08-11 Mai 2002.
- [77] R.Oussaid et B. Haraoubia "Reflexion et transmission d'une onde plane sur une interface diélectrique / milieu chiral", 4^{ème} Conférence internationale sur les mathématiques appliquées et les sciences de l'ingénieur CIMASI'2002, Casablanca (Maroc), 23-24-25 Octobre 2002.
- [78] R.Oussaid and B. Haraoubia "Behaviour of chiral material in terms of a guided wave propagation", *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, Vol. 19, no. 1-4, pp. 631-635 (2004)
- [79] R.Oussaid and B. Haraoubia "Longitudinal and transverse operators formalism for chiral media : Application to guided structures filled with chiral materials", *Can. J. Phys.*, Vol. 82, no. 5, pp. 367-378 (2004)

ANNEXE 1

Organigramme 1 : Calcul_k0()

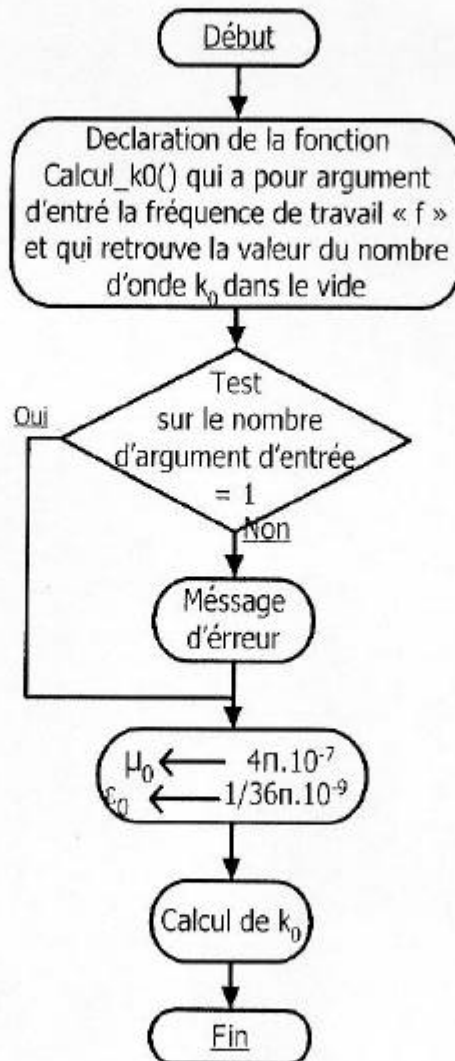


Figure 1 : Organigramme du calcul de la fonction « Calcul_k0() »

Organigramme 2 : Calcul_k()

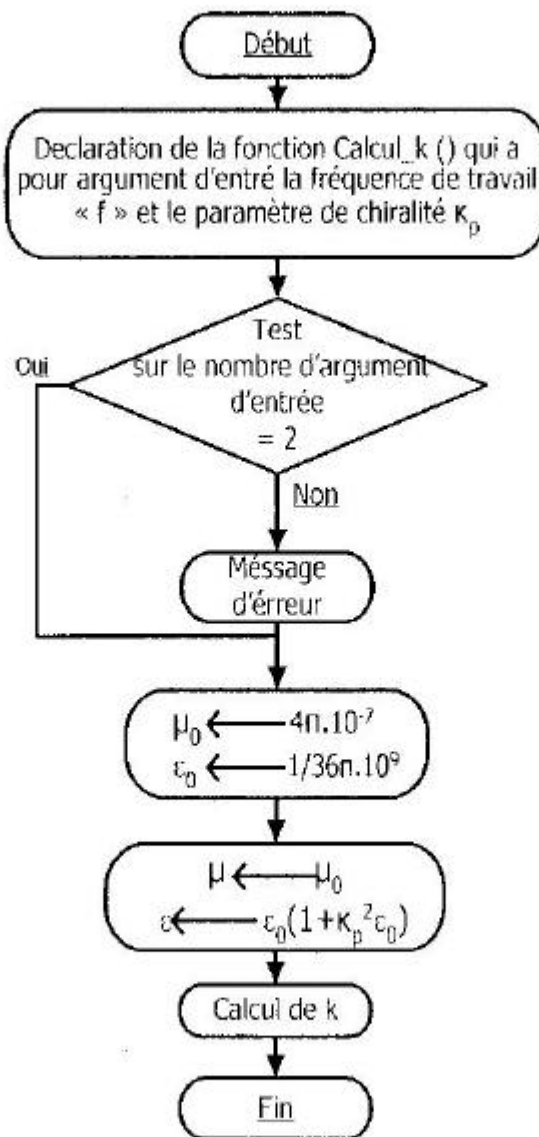


Figure 2 : Organigramme du calcul de la fonction « Calcul_k() »

Organigramme 3 : Omega()

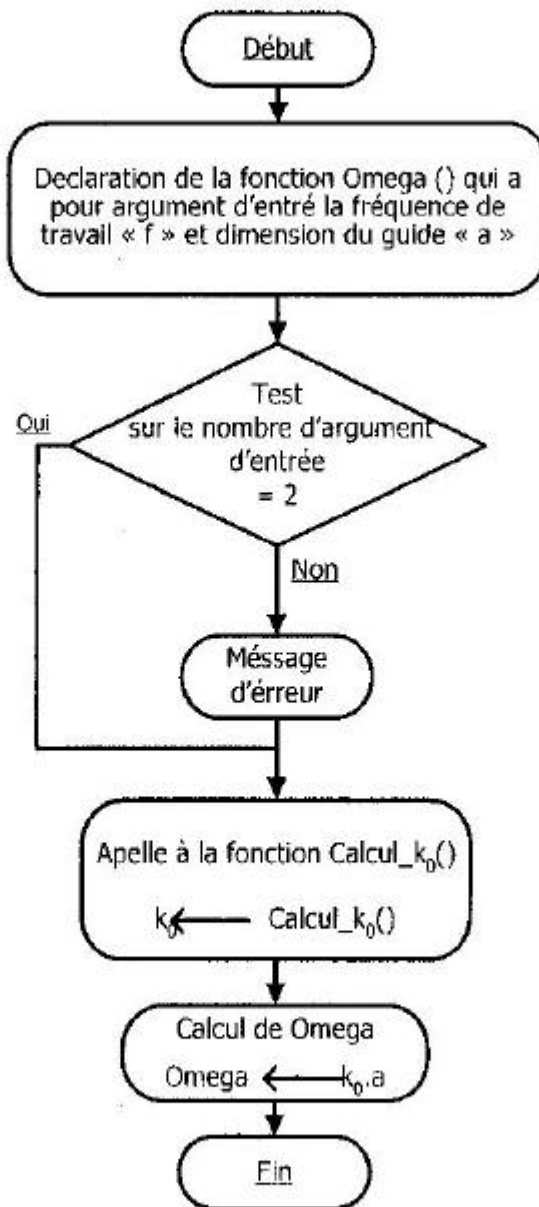


Figure 3 : Organigramme du calcul de la fonction « Omega() »

Organigramme 4 : OmegaC()

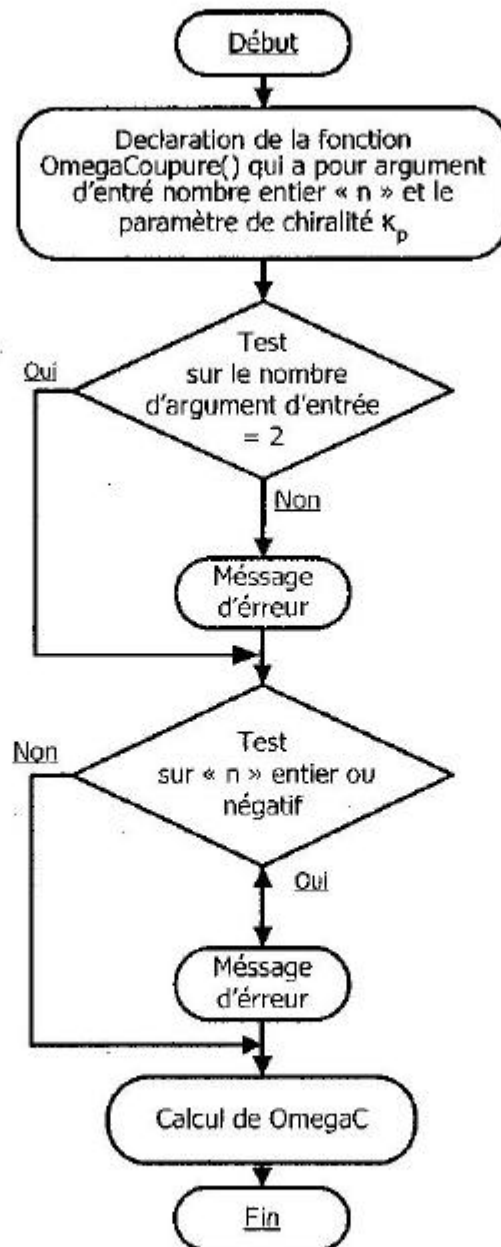


Figure 4 : Organigramme du calcul de la fonction « OmegaC() »

Organigramme 5 : OmegaN()

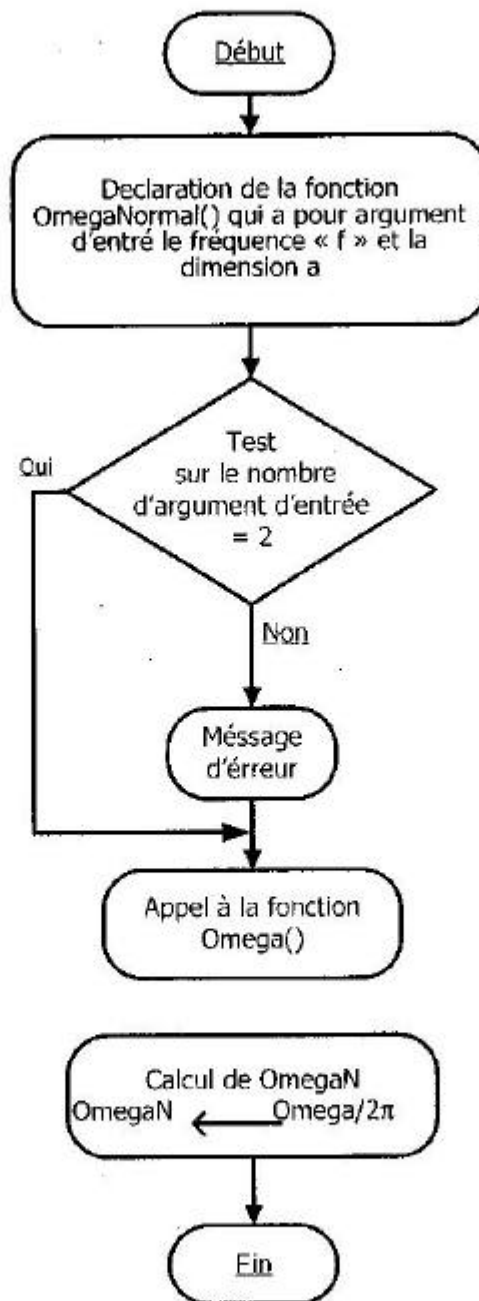


Figure 5 : Organigramme du calcul de la fonction « OmegaN() »

Organigramme 6 : Calcul_lambda()

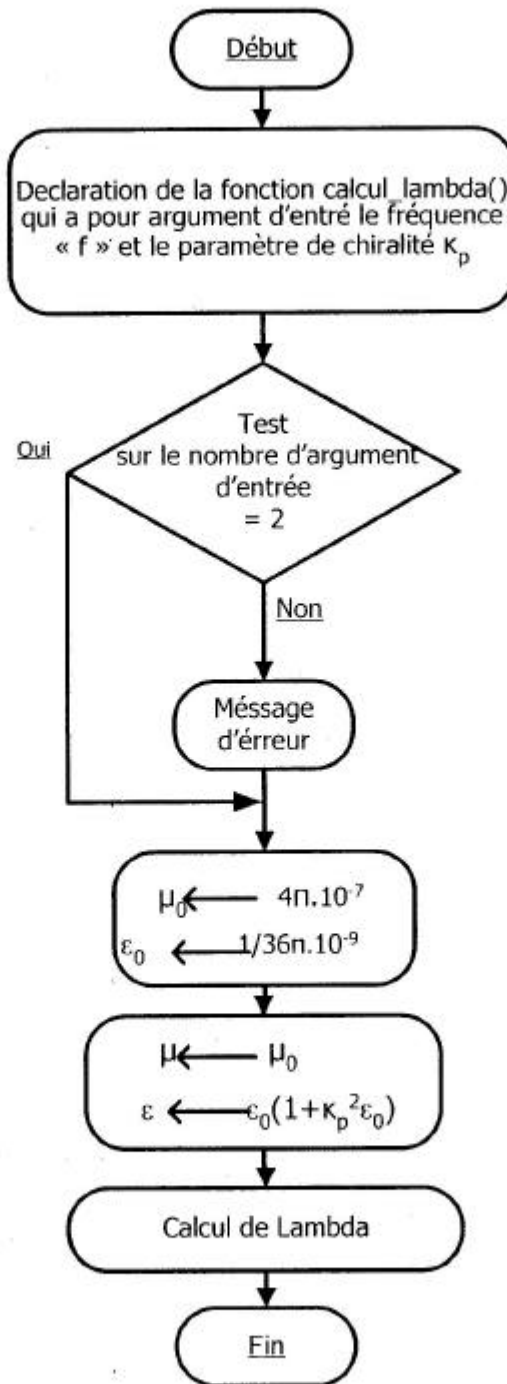
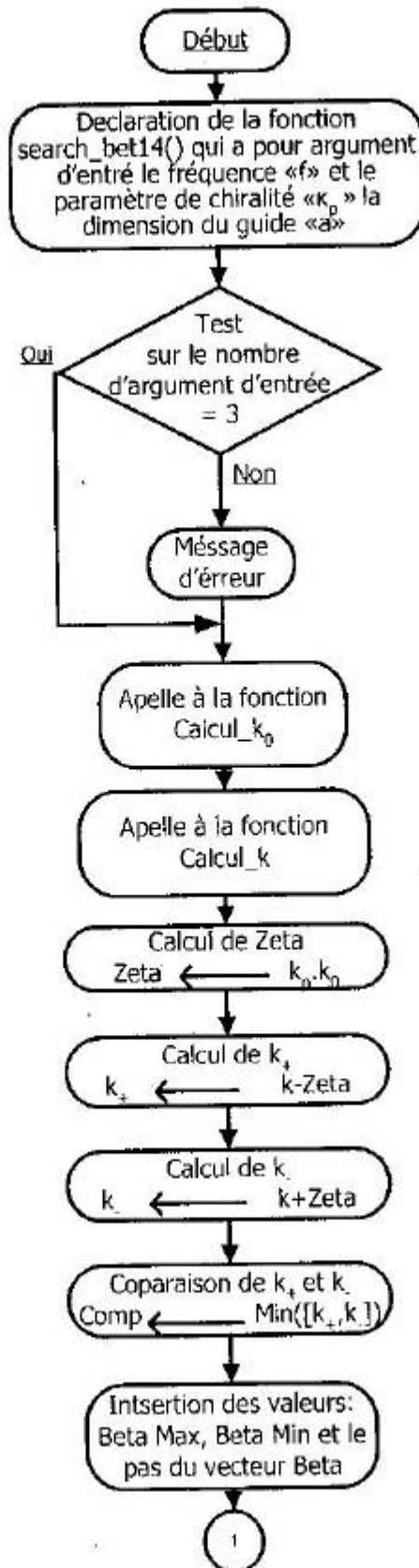


Figure 6 : Organigramme du calcul de la fonction « OmegaN() »

Organigramme 7 : Search_beta4



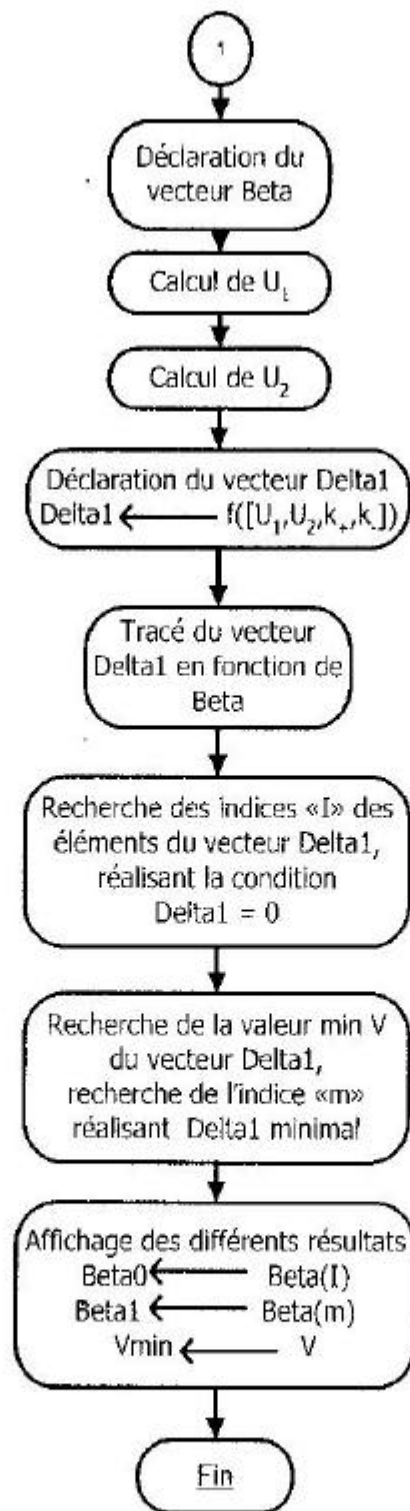
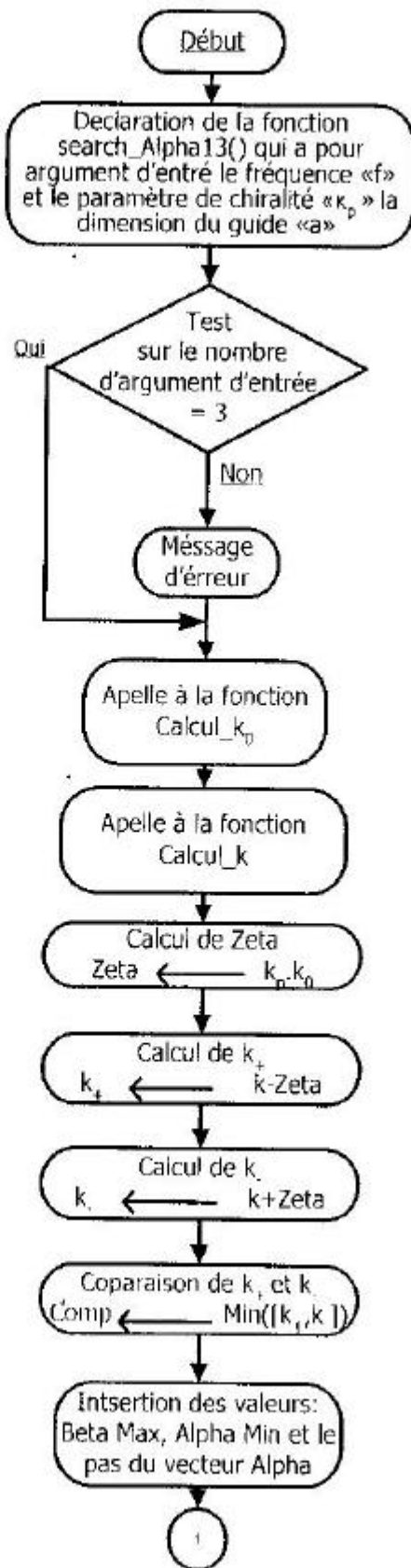


Figure 7 : Organigramme du calcul de la fonction « Search_beta4() »

Organigramme 8 : Search_alpha3()



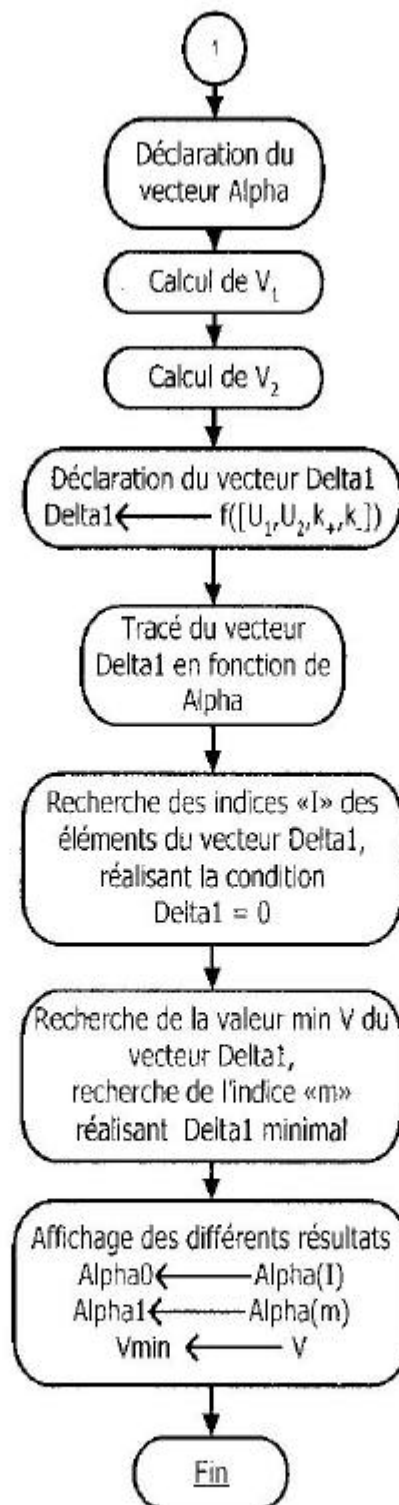


Figure 8 : Organigramme du calcul de la fonction « Search_alpha3() »