

50376
1993
33

50376
1993
33

N° d'ordre : 1060



présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité : électronique



par

Philippe BESNIER



**ETUDE DES COUPLAGES
ELECTROMAGNETIQUES SUR DES RESEAUX
DE LIGNES DE TRANSMISSION NON-
UNIFORMES A L'AIDE D'UNE APPROCHE
TOPOLOGIQUE**

Soutenue le 26 janvier 1993 devant la Commission d'Examen

Membres du jury :	MM R. GABILLARD	Président
	H. BAUDRAND	Rapporteur
	B. JECKO	Rapporteur
	P. DEGAUQUE	Directeur de thèse
	F. G. CANAVERO	Examineur
	A. ZEDDAM	Examineur
	J. C. ALLIOT	Invité
	J. P. APARICIO	Invité



AVANT-PROPOS

Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une Bourse de Docteur Ingénieur (B.D.I.) accordée par le Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S.) et cofinancée par l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (O.N.E.R.A.). Elle a été effectuée en partie au Laboratoire de RadioPropagation et Electronique (L.R.P.E.) de l'université des sciences et technologies de Lille, et au sein de la division Compatibilité ElectroMagnétique (C.E.M.) de l'O.N.E.R.A. à Meudon.

J'adresse toute ma gratitude à Monsieur BOULAY, actuellement directeur adjoint de la Physique Générale qui m'a accueilli à l'O.N.E.R.A..

Monsieur ALLIOT, chef de la division C.E.M. de l'O.N.E.R.A. m'a permis d'utiliser pleinement les moyens de son équipe; qu'il reçoive l'expression de toute ma reconnaissance.

Je prie Monsieur le Professeur GABILLARD, directeur du L.R.P.E., de trouver ici l'expression de mon plus profond respect pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse.

Messieurs les professeurs BAUDRAND de l'E.N.S.E.E.I.H.T. de Toulouse et JECKO de la faculté des sciences de Limoges m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail et d'assurer la tâche de rapporteur. Qu'ils reçoivent l'expression de ma déférente gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur DEGAUQUE, qui, tout en assurant la direction de cette thèse, a su encourager mon initiative personnelle.

Toute ma gratitude va à Monsieur le Professeur CANAVERO du Politecnico di Torino pour l'honneur qu'il me fait de juger mon travail et de participer au jury de thèse.

Que Monsieur ZEDDAM du C.N.E.T.Lannion soit assuré de ma reconnaissance pour avoir accepté de participer au jury de thèse.

Grâce à de nombreux échanges de vues, Monsieur APARICIO a orienté mon travail à l'O.N.E.R.A.. Actuellement à la Thomson CSF-RCM il porte toujours un grand intérêt à mes travaux. Pour ces raisons, je suis très heureux de le compter parmi les membres du jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur DEMOULIN qui m'a fait profiter de toute son expérience. Qu'il sache que nos conversations m'ont beaucoup apporté.

Je suis reconnaissant envers Monsieur PARMANTIER pour les discussions que nous avons eues sur la topologie électromagnétique, à l'O.N.E.R.A.

La phase expérimentale sur la maquette du Transall n'aurait pû être menée à son terme sans l'assistance de Monsieur LE HELLOCO qui en a assuré la préparation à l'O.N.E.R.A..

Les mesures sur conducteurs blindés ont été menées avec Monsieur KONE du L.R.P.E. envers qui je suis très reconnaissant.

Je tiens à remercier Madame DEMOULIN pour son aide sur le plan informatique au L.R.P.E..

Vous n'auriez pu lire ce document sans le travail de dactylographie effectué par Madame MEESMAECKER et surtout par Mademoiselle MATHON. Il en est de même pour la reprographie réalisée par Monsieur DEHORTER.

Enfin, je remercie toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont pu faciliter le bon déroulement de cette étude.

Je ne saurais oublier Claire, mon épouse, pour son soutien permanent et l'application avec laquelle elle a relu ce mémoire.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I TOPOLOGIE ELECTROMAGNETIQUE ET EQUATION B.L.T.

I-1) QU'EST CE QUE LA TOPOLOGIE ELECTROMAGNETIQUE

I-2) ETABLISSEMENT DE L'EQUATION B.L.T.

I-3) EQUATION B.L.T. APPLIQUEE AUX CABLES
MULTICONDUCTEURS

CHAPITRE II MISE EN OEUVRE DE L'EQUATION B.L.T. POUR LES LIGNES DE TRANSMISSION

II-1) INTERET DE L'UTILISATION DE L'EQUATION B.L.T. POUR LES
RESEAUX CABLES

II-2) DEFINITION D'UN RESEAU TOPOLOGIQUE

II-3) CARACTERISATION DES TUBES DU RESEAU

II-4) CARACTERISATION DES JONCTIONS DU RESEAU

II-4a) Méthode classique de calcul des paramètres S topologiques

II-4b) Numérotation des ports d'une jonction

II-5) CAS PARTICULIER DE LA JONCTION IDEALE

II-5a) Méthode de calcul des paramètres S topologiques

II-5b) Synthèse du calcul

II-5c) Illustration pour une jonction à 4 conducteurs

II-6) SOURCES DE PERTURBATION

II-6a) Générateurs de tensions ou de courants localisés

II-6b) Générateurs d'ondes planes

II-6c) Sources réparties de tensions et de courants

II-7) INTEGRATION DE L'EQUATION B.L.T.

CHAPITRE III
LIGNES DE TRANSMISSION NON-UNIFORMES :
CONSIDERATIONS THEORIQUES

- III-1) GENERALITES SUR LES LIGNES DE TRANSMISSION NON-UNIFORMES
- III-2) ANALYSE DES LIGNES DE TRANSMISSION NON-UNIFORMES : CONTRIBUTIONS PRECEDENTES
 - III-2a) Travaux relatifs aux dispositifs utilisés en hyperfréquences
 - III-2b) Lignes de transmission non-uniformes sous l'angle de la compatibilité électromagnétique
- III-3) METHODE DE DISCRETISATION
- III-4) CAS DU CONDUCTEUR NON-PARALLELE A UN PLAN DE REFERENCE
 - III-4a) Discrétisation de la hauteur du conducteur
 - III-4b) Pas de discrétisation : discussion
 - III-4c) Confrontation avec un calcul analytique
- III-5) CAS DE DEUX CONDUCTEURS NON-PARALLELES
 - III-5a) Géométrie du problème : hypothèses
 - III-5b) Matrices inductance et capacité linéiques
 - III-5c) Réponse analytique : méthode de perturbation
 - III-5d) Réponse par la méthode de discrétisation
 - III-5e) Effet des discontinuités de matrice impédance caractéristique
- III-6) CAS DU CROISEMENT DE DEUX CONDUCTEURS
 - III-6a) Définition de la zone de couplage
 - III-6b) Détermination du seuil de rapport de couplage

CHAPITRE IV
VALIDATION EXPERIMENTALE DE LA METHODE DE
DISCRETISATION SUR UN RESEAU COMPLEXE DE LIGNES DE
TRANSMISSION NON-UNIFORMES

IV-1) PHASES EXPERIMENTALES PRELIMINAIRES

- IV-1a) Conducteur non-parallèle à un plan de masse
- IV-1b) Etude paramétrique du croisement de conducteurs

IV-2) EXPERIMENTATION GLOBALE D'UN RESEAU DE LIGNES NON-UNIFORMES AU SEIN D'UN TRANSALL C-160 AU 1/10^e

- IV-2a) Objectifs
- IV-2b) Description du réseau
- IV-2c) Protocole de test
- IV-2d) Fuselage arrière : nécessité d'emploi de la méthode de discrétisation
- IV-2e) Fuselage avant : prédiction des couplages proches et lointains
- IV-2f) Aile gauche : ligne trifilaire avec conducteurs non-parallèles
- IV-2g) Aile droite : difficultés de prédiction associées aux conducteurs plaqués contre les parois métalliques
- IV-2h) Zone de remontée des conducteurs du fuselage vers les ailes
- IV-2i) Essais en réseau global

IV-3) INCIDENCE DE LA MODELISATION DU BOITIER
D'INTERCONNEXIONS PAR DES JONCTIONS IDEALES SUR LES
RESULTATS OBTENUS

CHAPITRE V
INTEGRATION DES CABLES MULTICONDUCTEURS BLINDES
DANS UN OUTIL DE TOPOLOGIE ELECTROMAGNETIQUE

V-1) GENERALITES

V-1a) Ligne monoconducteur blindée

V-1b) Ligne multiconducteur blindée

V-2) CONDUCTEURS BLINDES ET TOPOLOGIE
ELECTROMAGNETIQUE

V-2a) Généralités

V-2b) Faisceau mixte de conducteurs blindés et non-blindés

V-3) EXEMPLE DE DERIVATION D'UN CONDUCTEUR MULTIFILAIRE
BLINDE

V-3a) Description

V-3b) Difficulté d'acquisition des paramètres linéiques des lignes

V-3c) Evaluation des paramètres linéiques des lignes

V-3d) Estimation des impédances de transfert

V-3e) Simulation du courant perturbateur sur le blindage

V-3f) Simulations globales : confrontations expérimentales

CONCLUSION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La Compatibilité ElectroMagnétique (C.E.M) qui étudie la capacité d'un système à fonctionner normalement dans son environnement électromagnétique, est une composante essentielle de détermination de la fiabilité des équipements électroniques. La diversité des agresseurs naturels (foudroiements) ou artificiels (Impulsion ElectroMagnétique d'origine Nucléaire (I.E.M.N.), radars, émetteurs de télécommunications) ainsi que la généralisation de l'électronique multiplie les risques de perturbation.

En aéronautique, il faut notamment se prémunir contre les foudroiements et les radars de forte puissance et, pour les appareils militaires, contre l'I.E.M.N.. Ces contraintes, intégrées dès la conception et les tests expérimentaux, permettent d'améliorer la protection des équipements. Celle-ci peut évidemment être assurée par des blindages métalliques qui pallient la perméabilité aux rayonnements électromagnétiques des matériaux composites intégrés aux carlingues, plus légers mais moins bons conducteurs. Cette nécessité de protection est, de plus, accrue par les progrès technologiques en matière de composants permettant la transmission de signaux sous de plus faibles énergies, ce qui rend donc les équipements plus vulnérables.

En somme, la C.E.M. représente un coût considérable lors de la conception des aéronefs et la quantification des interactions électromagnétiques au sein d'un système très complexe comme celui d'un avion permettrait d'optimiser, dès le début de la conception, le blindage des câbles et équipements.

La détermination des parasites induits au sein d'un avion par une agression électromagnétique extérieure est un problème théorique extrêmement complexe. L'emploi des méthodes numériques d'intégration des équations de Maxwell paraît irréaliste étant donné la complexité des systèmes à traiter.

L'approche topologique évite ce type de calcul global par une approche qualitative de la pénétration des ondes au sein de la structure. La théorie de la topologie électromagnétique, introduite par C.E. Baum [1] dans les années 70 aux U.S.A., distingue des volumes élémentaires au sein de l'objet global, que l'on peut hiérarchiser entre eux d'un point de vue électromagnétique. Le cheminement des ondes est ensuite décrit sous la forme d'un graphe de fluence. Les fonctions de transfert d'un volume à l'autre sont alors déterminées par la résolution locale des équations de Maxwell. Cette description est formalisée par l'équation dite B.L.T. qui peut être étendue aux réseaux de lignes multiconducteurs.

Les travaux menés par J.P. Parmantier [2] ont démontré que l'outil topologique peut être appliqué à des réseaux câblés à architecture complexe et qu'il est une aide précieuse pour la prédiction des niveaux de perturbation. Cependant il serait souhaitable d'étendre le champ d'application de la topologie des câblages à des configurations plus générales comprenant des lignes de transmission non-uniformes, c'est à dire des faisceaux de conducteurs couplés non-parallèles entre eux ou au conducteur de référence. Or, la résolution du système d'équations différentielles de la théorie des lignes est, dans ce cas, très difficile. C'est à l'analyse de l'intégration des lignes de transmission non-uniformes dans un code de topologie électromagnétique, que nous avons consacré notre travail.

Dans un chapitre introductif nous décrivons brièvement les concepts dérivés de la topologie électromagnétique en aboutissant à la formulation de l'équation B.L.T.. Nous donnons ensuite la correspondance existant entre cette équation et les équations différentielles de la théorie des lignes.

Le second chapitre décrit la mise en oeuvre d'un code de calcul de topologie électromagnétique, et plus particulièrement, la structuration des entrées de données. De plus, nous présentons un module original de calcul des paramètres S topologiques des jonctions idéales (connexions de type court-circuits).

Les bases d'un outil de travail ayant été fournies nous analysons au chapitre III les lignes de transmission non-uniformes. Après avoir relevé, à travers l'état de l'art, la difficulté qu'il y avait à élaborer une méthode systématique de traitement pour ce type de lignes, nous présentons les principes d'une méthode de discrétisation intégrée à la topologie électromagnétique. Toute structure non-uniforme est approximée par une succession d'éléments de lignes uniformes séparés par de petites discontinuités d'impédances caractéristiques. Nous validons cette méthode sur la base de quelques résultats analytiques pour des configurations canoniques. Puis nous analysons le cas très particulier du croisement de conducteurs.

Une validation expérimentale de cette méthode est proposée au chapitre IV où est notamment analysé un ensemble de résultats de mesures effectuées sur un réseau complexe de lignes de transmission non-uniformes installé au sein d'une maquette d'avion Transall C160 à l'échelle 1/10^e. L'analyse est menée en termes de prédictibilité associée à un code de topologie électromagnétique généralisé aux lignes de transmission non-uniformes.

Enfin, nous proposons au dernier chapitre d'étendre l'étude des réseaux câblés aux lignes multifilaires blindées dont le nombre est conséquent dans les réseaux réels. Nous décrivons la solution envisagée pour intégrer ce type de lignes dans le code décrit précédemment. A titre d'exemple nous présentons des résultats obtenus dans le cas d'une ligne multiconducteur blindée avec dérivation.

CHAPITRE I
TOPOLOGIE ELECTROMAGNETIQUE ET EQUATION
B.L.T.

INTRODUCTION

Ce premier chapitre est consacré à la présentation succincte des notions élémentaires qui forment le concept de la topologie électromagnétique. Cette théorie vise à simplifier le problème général du calcul du couplage des ondes électromagnétiques avec une structure complexe (avion, char...). En cela, elle est un outil complémentaire des méthodes numériques classiques de résolution des équations de Maxwell. La topologie électromagnétique est d'abord perçue dans son aspect qualitatif lors de la phase du découpage volumique. Puis, l'équation B.L.T., formalisant l'interaction des ondes à partir du diagramme topologique, est introduite. Enfin, nous relierons cette équation à l'étude des lignes de transmission multiconducteurs qui constituent des véhicules privilégiés de l'énergie électromagnétique.

I-1) QU'EST CE QUE LA TOPOLOGIE ELECTROMAGNETIQUE ?

L'électronique occupe une place prépondérante au sein d'un avion et tend à assurer toutes les fonctions y compris les plus vitales.

Les signaux transmis, grâce aux progrès technologiques, sont de faible énergie. Ils sont dès lors plus facilement perturbables, d'autant plus que la carlingue d'un avion est devenue plus perméable aux rayonnements électromagnétiques avec l'apparition des matériaux composites. Une prédétermination des risques de perturbation pour une agression donnée du type foudre ou impulsion électromagnétique d'origine nucléaire (I.E.M.N.) devient alors cruciale pour diminuer les surcoûts introduits par l'utilisation massive des blindages métalliques.

Pour évaluer les niveaux de perturbation aux bornes des divers équipements, il faut calculer la carte du champ électromagnétique au sein de la structure. Le maillage complet d'une structure aussi complexe que celle d'un avion et la résolution des équations de Maxwell par une méthode numérique sont difficiles à mettre en oeuvre. Le calcul est très lourd et les ordinateurs actuels n'ont pas encore la capacité de traiter ce problème globalement. La topologie électromagnétique s'inscrit comme une voie approximative de réalisation d'un tel calcul.

Les premiers éléments de cette théorie ont été publiés par C.E. Baum en 1974 [3]. Avant tout, il s'agit d'un outil qualitatif dans lequel la structure étudiée est décomposée en un certain nombre de volumes élémentaires séparés par des surfaces. Ces volumes sont hiérarchisés d'un point de vue électromagnétique, par des blindages constituant les surfaces les séparant. La définition d'un tel découpage volumique permet de déterminer le cheminement des ondes électromagnétiques au sein de la structure, visualisé par le diagramme d'interactions des ondes. Si la distribution de champ électromagnétique est connue à la surface délimitant un volume alors celui-ci peut être déterminé à l'intérieur de ce volume.

Le calcul des interactions électromagnétiques au sein de la structure peut aboutir à la définition de fonctions de transfert. Quantitativement, la perturbation sur un équipement, due à une source électromagnétique extérieure, sera décrite par une succession de fonctions de transfert, mais l'estimation de celles-ci est souvent délicate. C'est pourquoi il semble judicieux de majorer les niveaux de perturbation, ce qui nécessite l'introduction de normes spécifiques [4] [5].

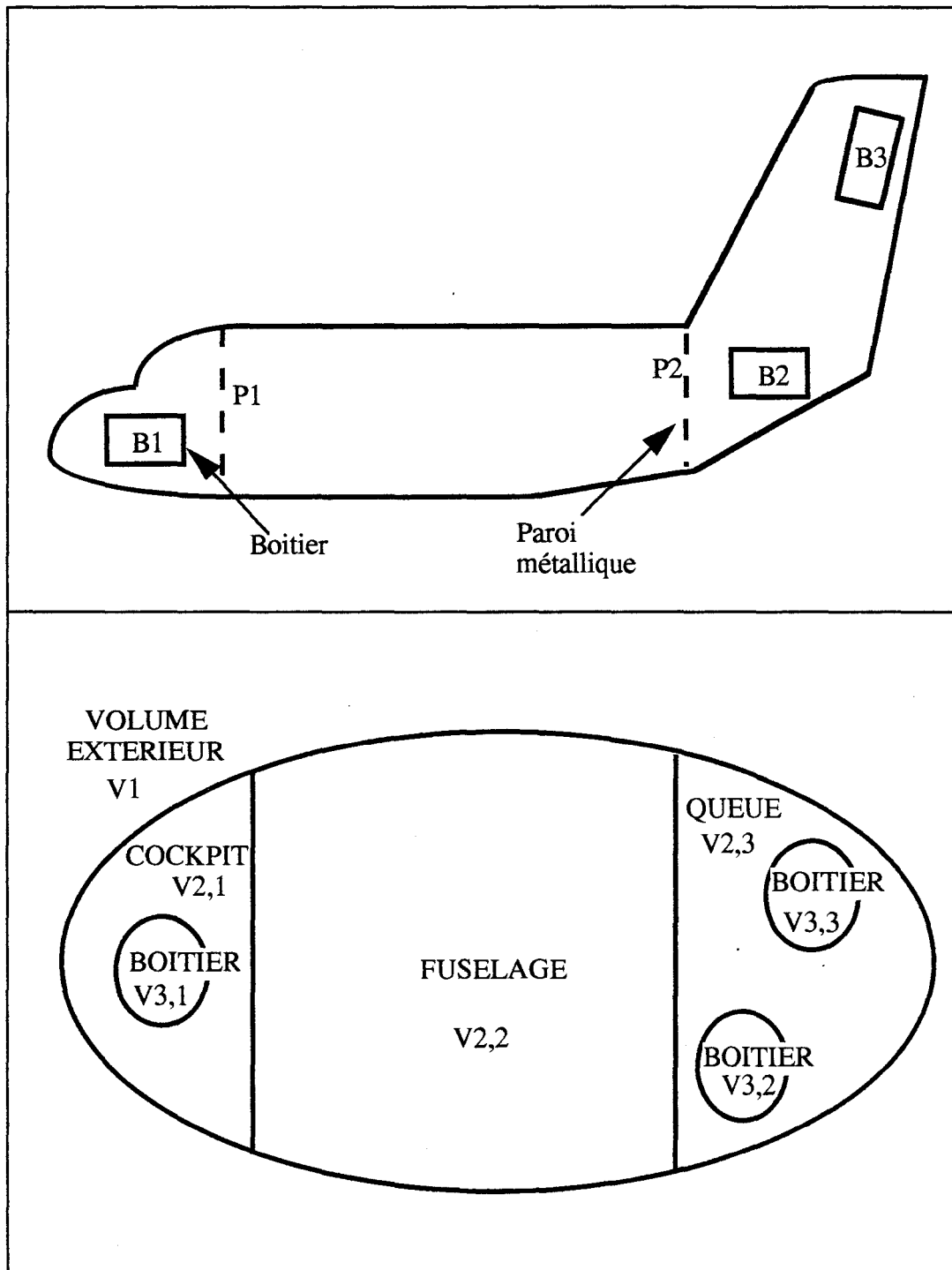


FIGURE I-1
 DIAGRAMME TOPOLOGIQUE ASSOCIE AU DECOUPAGE
 VOLUMIQUE D'UNE STRUCTURE

I-2) ETABLISSEMENT DE L'EQUATION B.L.T.

Afin d'étudier, cette fois, l'aspect quantitatif de la topologie électromagnétique et d'illustrer les notions introduites au paragraphe précédent nous prenons l'exemple de la figure I-1.

Nous y avons représenté un avion très simplifié. Au sein de cet avion figurent deux parois métalliques, l'une séparant le cockpit du fuselage (P1) et l'autre, le fuselage de la queue (P2). Des boîtiers métalliques sont disposés dans le cockpit (B1) et dans la queue (B2 et B3).

Nous supposons maintenant qu'une source extérieure d'énergie électromagnétique illumine cette structure. Les ondes rayonnées pénètrent à l'intérieur de la structure soit par le cockpit, le fuselage ou la queue par l'intermédiaire d'éléments divers (trappes, antennes, hublots...). La paroi métallique P1 crée une surface de séparation topologique entre le cockpit et le fuselage. La source est couplée aux volumes internes par les différentes ouvertures. L'énergie réémise à travers la paroi P1, constituant un bon blindage, est négligée. De même, le couplage rétroactif du fuselage vers le volume extérieur de l'avion est négligé. Dès lors, au sein du cockpit, la perturbation est induite sur le boîtier B1, tandis que dans la queue elle est induite sur les boîtiers B2 ou B3. Pour la même raison que précédemment les boîtiers B2 et B3 sont donc découplés. Ces considérations sont à l'origine du diagramme topologique établi à la figure I-1, où les volumes définis sont hiérarchisés.

Le graphe d'interactions est une transcription du diagramme topologique (figure I-2), représentant le cheminement des ondes au sein de la structure. Les disques noirs (noeuds volumiques) de ce graphe représentent les volumes définis au sein du diagramme topologique, les cercles (noeuds surfaciques) représentent les surfaces séparant ces volumes. Ainsi la surface $S_{1;2,1}$ sépare le volume extérieur (V_1) du cockpit ($V_{2,1}$) et est constituée de la partie de carlingue entourant le cockpit. Le noeud volumique peut être un point de l'espace dans le volume concerné ou le volume entier. Les arêtes du graphe représentent la propagation des ondes entre les noeuds surfaciques et volumiques.

Chaque arête du graphe d'interactions est représentée par un tube sur lequel circulent deux groupes d'ondes en sens opposé (ondes directes et rétrogrades). Les noeuds sont représentés par des jonctions, lieux de répartition des ondes. Les ondes sont définies au sens large, le nombre de paramètres et leur type (tension, courant, champ électromagnétique) sont variables pour caractériser un volume [6].

Sur la figure I-3 nous avons représenté un tube avec ses deux jonctions d'extrémité. Les ondes $[W_1]$ et $[W_2]$ sont en sens opposé et repérées par un axe

z. L est la longueur du tube. La propagation sur ce tube est symbolisée par la matrice de propagation $[\Gamma_{12}]$ telle que :

$$\begin{aligned} [W_1(L)] &= [\Gamma_{12}][W_1(0)] + [W_{s1}] \\ [W_2(L)] &= [\Gamma_{12}][W_2(0)] + [W_{s2}] \end{aligned} \tag{I-1}$$

où $[W_{s1}]$ est le vecteur ondes sources dans la direction de $[W_1]$
 $[W_{s2}]$ est le vecteur ondes sources dans la direction de $[W_2]$

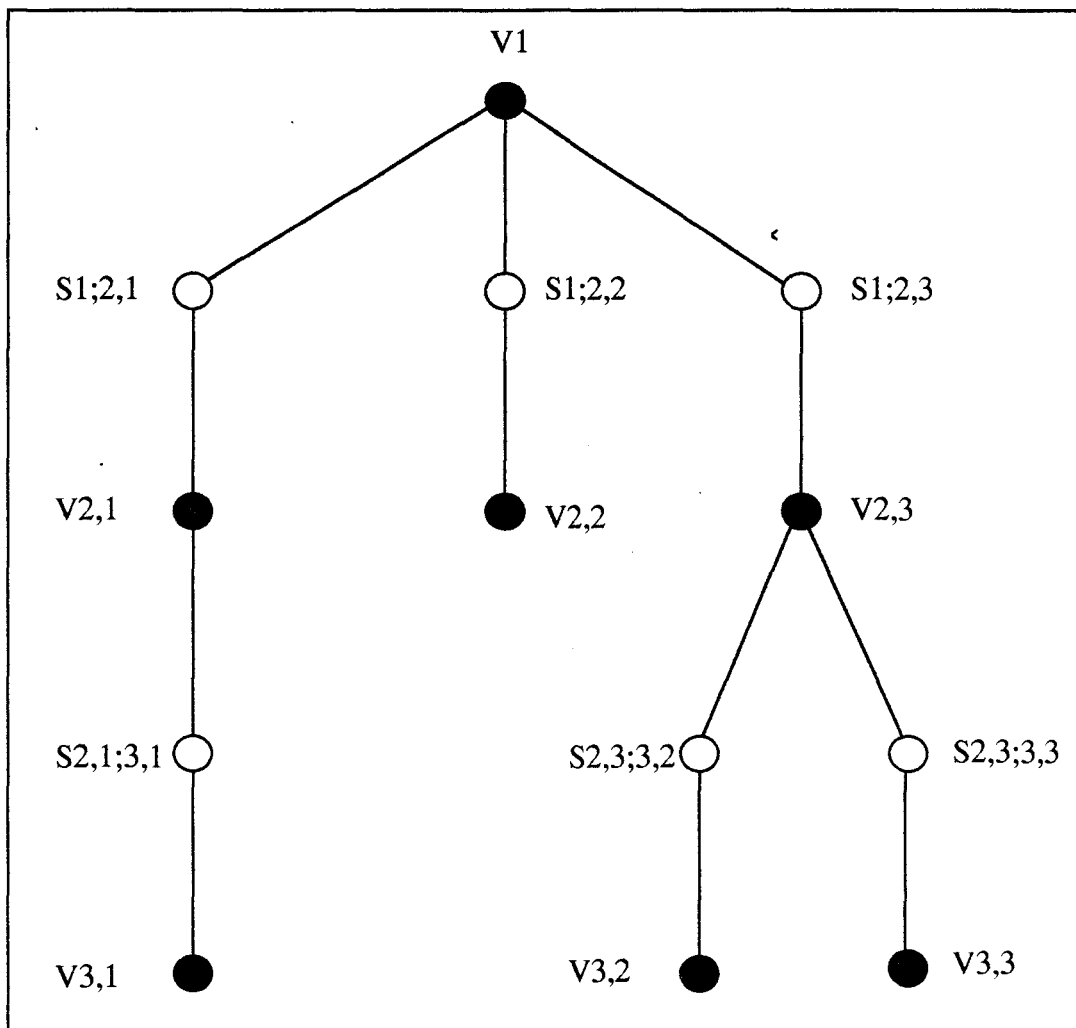


FIGURE I-2
 GRAPHE D'INTERACTION ASSOCIE AU DIAGRAMME
 TOPOLOGIQUE

Il reste à définir une relation entre les ondes sortantes par rapport aux jonctions $[W_1(0)]$ et $[W_2(0)]$ et les ondes entrantes par rapport aux jonctions

$[W_1(L)]$ et $[W_2(L)]$ de répartition topologique. Ceci est fait au moyen de matrices S (Scattering) :

$$\begin{aligned} [W_1(0)] &= [S_1][W_2(L)] \\ [W_2(0)] &= [S_2][W_1(L)] \end{aligned} \tag{I-2}$$

où $[S_1]$ et $[S_2]$ sont respectivement les matrices de répartition associées à la jonction 1 et à la jonction 2.

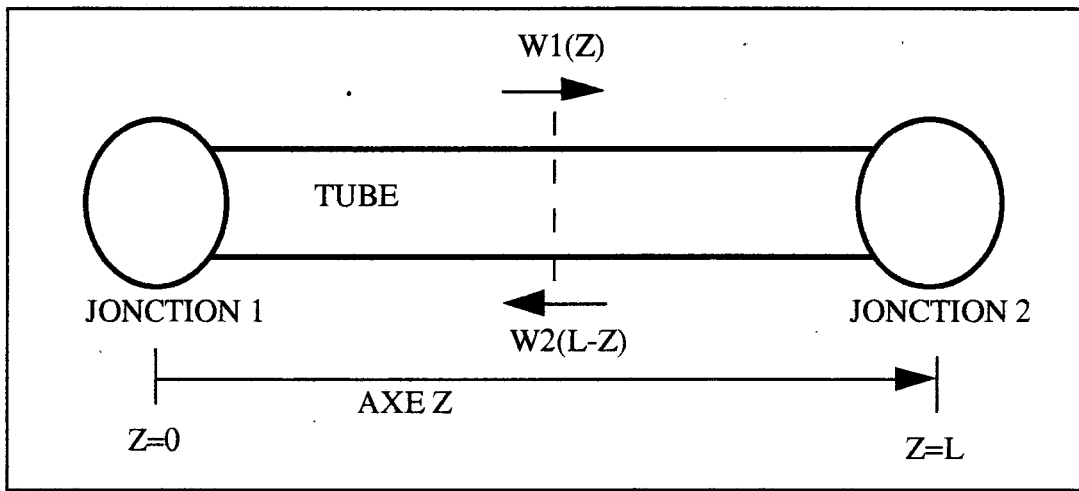


FIGURE I-3

ONDES DIRECTES ET RETROGRADES SUR UN TUBE

En réalisant l'extension à un réseau global de tubes et de jonctions on obtient à partir de (I-1) et (I-2) l'équation régissant les ondes sortantes $[W(0)]$ du réseau, nommée équation B.L.T. du nom des initiateurs de ces concepts, Baum, Liu et Tesche.

$$\{ [1] - [S][\Gamma] \} [W(0)] = [S][W_s] \tag{I-3}$$

- Où
- $[1]$ est la matrice unité d'ordre N, ordre du réseau.
 - $[S]$ est la supermatrice de répartition composée des blocs matriciels de répartition au niveau de chaque jonction du réseau.
 - $[\Gamma]$ est la supermatrice de propagation composée des blocs matriciels de propagation sur chaque tube.
 - $[W(0)]$ est le vecteur d'ordre N des ondes sortantes de chaque jonction.
 - $[W_s]$ est le vecteur d'ordre N des sources du réseau.

I-3) EQUATION B.L.T. APPLIQUEE AUX CABLES MULTICONDUCTEURS

Au sein d'une structure telle qu'un avion, les câbles multiconducteurs constituent les véhicules privilégiés de l'énergie rayonnée par les sources de perturbations. C'est pourquoi la partie essentielle de cette étude porte sur les câbles et l'application de l'équation B.L.T. aux réseaux câblés complexes.

Les câbles interviennent lors de la dernière étape du découpage topologique, le dernier niveau de blindage étant celui des câbles eux-mêmes. Bien souvent cette phase ultime de découpage remet en question la représentation précédente arrêtée au blindage des câbles. Afin d'illustrer cela nous avons représenté, figure I-4, les câbles multifilaires reliant les trois boîtiers de départ. Le câble qui relie les équipements B2 et B3 est entièrement blindé. Celui qui relie les équipements B1 et B2 est partiellement blindé à partir de ces équipements jusqu'aux parois P1 et P2, respectivement. Dans le fuselage, ce câble n'est donc pas blindé. Introduisant ces câbles dans notre description topologique, il n'est plus possible de négliger l'interaction du câble non-blindé provenant du boîtier B1 ($V_{3,1}$) ou de B2 ($V_{3,2}$) avec le fuselage ($V_{2,2}$). La hiérarchie volumique n'est plus établie. L'autre câble, quant à lui entièrement blindé, ne bouleverse pas cette hiérarchie, mais constitue une voie de circulation de signaux (arête du diagramme topologique) entre les volumes ($V_{3,2}$) et ($V_{3,3}$).

Le calcul des interactions électromagnétiques sur la structure s'effectuera donc en deux étapes. A partir du découpage topologique effectué jusqu'au niveau des blindages des câbles, on calcule la répartition de courant sur ces blindages. Un nouveau découpage topologique au niveau des câbles permettra de calculer les tensions et courants induits aux entrées des équipements à partir de la répartition de courant sur les blindages.

Le découpage topologique pour les câbles multiconducteurs se limite pour les tubes à des câbles multifilaires et pour les jonctions à des boîtiers, équipements divers, ou bien des zones de bifurcation de câbles.

Le traitement des câbles s'effectue classiquement à partir de la théorie des lignes de transmission dans le spectre de fréquence qui nous intéresse (foudre, I.E.M.N.).

Nous exposons la démarche qui conduit, à partir de la théorie des lignes couplées, à retrouver le concept d'équation B.L.T.. Afin que la théorie des lignes couplées soit applicable, la hauteur des câbles par rapport à un plan de masse est supposée très inférieure aux longueurs d'ondes minimales considérées. Nous donnons les équations différentielles matricielles des lignes couplées pour une ligne multifilaire au-dessus d'un plan :

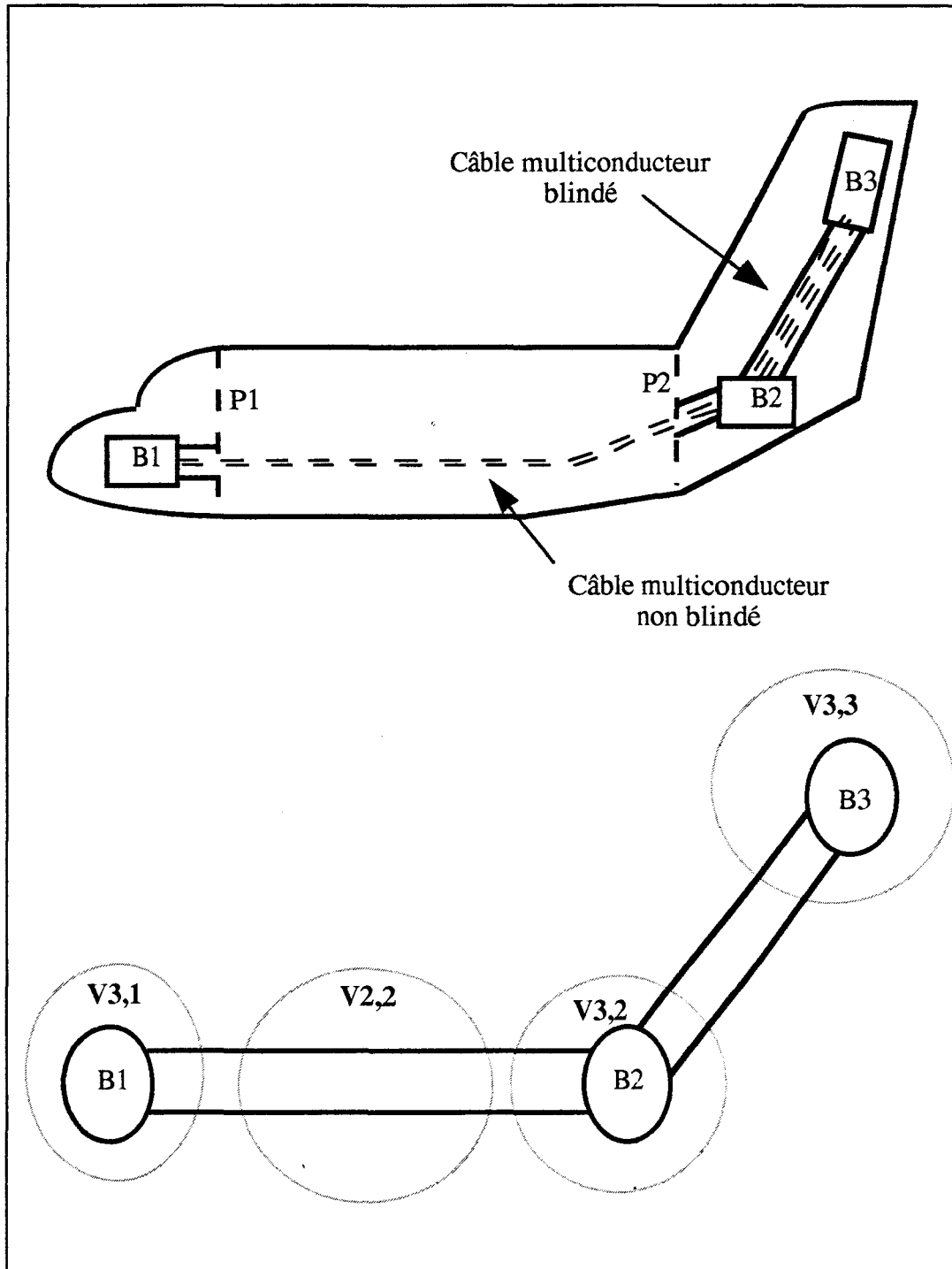


FIGURE I-4
REPRESENTATION TOPOLOGIQUE ASSOCIEE AUX LIGNES DE
TRANSMISSION

$$\begin{cases} -\frac{d(V(z))}{dz} = (Z)(I(z)) - (V^{(s)}(z)) \\ -\frac{d(I(z))}{dz} = (Y)(V(z)) - (I^{(s)}(z)) \end{cases} \quad (I-4)$$

Où z est l'abscisse sur la ligne. $V(z)$ et $I(z)$ sont le vecteur des tensions prises par rapport au conducteur de référence et le vecteur de courants sur les différents conducteurs. (Z) et (Y) sont respectivement les matrices impédance et admittance linéiques. $(I^{(s)}(z))$ et $(V^{(s)}(z))$ sont les vecteurs sources de courant et de tension sur la ligne multiconducteur.

Nous introduisons dans (I-4) quatre changements de variable :

$$\begin{cases} (V(z))_+ = (V(z)) + (Z_c)(I(z)) \\ (V(z))_- = (V(z)) - (Z_c)(I(z)) \\ (V^{(s)}(z))_+ = (V^{(s)}(z)) + (Z_c)(I^{(s)}(z)) \\ (V^{(s)}(z))_- = (V^{(s)}(z)) - (Z_c)(I^{(s)}(z)) \end{cases}$$

Dès lors le système d'équations (I-4) devient :

$$\begin{cases} \frac{d(V(z))_+}{dz} + (\gamma)(V(z))_+ = (V^{(s)}(z))_+ & (I-5a) \\ \frac{d(V(z))_-}{dz} - (\gamma)(V(z))_- = (V^{(s)}(z))_- & (I-5b) \end{cases}$$

avec $(\gamma) = \text{v.p.} \{ (Z)(Y) \}^{1/2}$ (I-6)

v.p. désignant la valeur principale de la racine carrée du produit matriciel $(Z)(Y)$

et $(Z_c) = (\gamma)^{-1}(Z) = (\gamma)(Y)^{-1}$ (I-7)

désigne la matrice impédance caractéristique.

En intégrant (I-5a) sur la longueur du faisceau L, il suit :

$$(V(z=L))_+ = (\exp[-(\gamma) L]) (V(z=0))_+ + \int_0^L \{(\exp[-(\gamma)(L-z')]) (V^{(s)}(z'))_+\} dz' \quad (\text{I-8})$$

On assimilera facilement l'équation (I-8) à une équation de type (I-1). On établit l'autre équation du même type en définissant un axe z_r tel que $z_r=L-z$ et en écrivant de nouveau les équations (I-4) et (I-5). On obtient :

$$(V(z_r=L))_+ = (\exp[-(\gamma) L]) (V(z_r=0))_+ + \int_0^L \{(\exp[-(\gamma)(L-z'_r]) (V^{(s)}(z'_r))_+\} dz'_r \quad (\text{I-9})$$

L'identification du système d'équations (I-1) aux deux équations de propagation (I-8) et (I-9) entraîne :

$$[\Gamma_{12}] = \exp[-(\gamma) L] \quad (\text{I-10})$$

$$[WS_1] = \int_0^L (\exp[-(\gamma)(L-z')]) (V^{(s)}(z'))_+ dz'$$

$$[WS_2] = \int_0^L (\exp[-(\gamma)(L-z'_r]) (V^{(s)}(z'_r))_+ dz'_r \quad (\text{I-11})$$

De même, on écrira une équation de type (I-2) au niveau des jonctions et on établira à nouveau l'équation B.L.T. pour les câbles multifilaires.

CONCLUSION

Ce chapitre nous a permis d'introduire la topologie électromagnétique et l'équation B.L.T.. Nous avons abordé enfin l'étude des câbles multiconducteurs, en reliant les équations classiques de la théorie des lignes à l'équation B.L.T. Les chapitres suivants concerneront l'étude des câbles multiconducteurs et, plus particulièrement, des lignes de transmission non-uniformes. Au préalable, et c'est l'objet du chapitre suivant, il a été nécessaire d'élaborer un code de résolution de l'équation B.L.T. appliqué aux réseaux de lignes de transmission.

CHAPITRE II

MISE EN OEUVRE DE L'EQUATION B.L.T. POUR LES LIGNES DE TRANSMISSION

INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'étude d'un code de calcul de résolution de l'équation B.L.T. préalable aux travaux plus spécifiques concernant les lignes de transmission non-uniformes. Nous discutons de l'intérêt de l'utilisation de l'équation B.L.T. puis nous exposons la démarche utilisée afin de constituer ce code de calcul surtout dans l'optique de faciliter la tâche de l'opérateur pour lequel la programmation d'un réseau doit être au maximum simplifiée. La caractérisation des tubes et des jonctions est exposée et notamment le calcul des paramètres S topologiques des jonctions idéales, module spécifique du code de calcul. Enfin les types de sources de perturbation sont décrites, avant de procéder à l'intégration de l'équation B.L.T..

II.1) INTERET D'UTILISATION DE L'EQUATION B.L.T. POUR LES RESEAUX CABLES

Le choix de l'utilisation de l'équation B.L.T. pour résoudre les problèmes des réseaux câblés n'est pas à priori évident. En effet, le formalisme de type B.L.T. n'emploie pas directement les notions de tensions et courants mais fait intervenir des ondes directes et rétrogrades sur les lignes, combinaisons de ces tensions et courants. Or, d'autres formalismes matriciels sont établis sans recourir à des grandeurs intermédiaires [7] [8].

Il existe cependant deux éléments déterminants en faveur de l'utilisation de l'équation B.L.T. appliquée aux lignes de transmission. Le premier d'entre eux est lié à la théorie de la topologie électromagnétique où cette même équation B.L.T. formalise aussi bien l'interaction des ondes avec les structures ou avec les câbles, renforçant ainsi la cohérence de la méthode topologique. Le second élément est plus pratique et concerne les jonctions du réseau topologique. Les paramètres topologiques qui les caractérisent sont aisément reliés aux paramètres S_{50} c'est à dire référencés à une impédance de 50 Ohms. Or ces paramètres sont souvent utilisés et mesurables par les électroniciens pour caractériser les boîtiers.

II.2) DEFINITION D'UN RESEAU TOPOLOGIQUE

Le préalable à tout calcul est la définition du réseau topologique avec le nombre considérable de données que cela implique. En effet, il faut d'abord décrire l'architecture du réseau sous forme de tubes et de jonctions. Les données relatives aux caractéristiques géométriques et électriques des câbles, aux jonctions, aux charges, aux sources utilisées doivent être fournies par l'opérateur avant l'exécution du calcul proprement dit. C'est le nombre et la diversité des données qui rend la tâche de l'opérateur délicate lors de l'étude de réseaux câblés complexes.

Nous prendrons l'exemple de la figure II-1 où sont représentés des équipements numérotés E1, E2, E3 et E4 reliés entre eux par des lignes de transmission multifilaires. Cette première représentation du réseau est directement extraite d'un plan de câblage. La première opération à effectuer est de traduire ce schéma en graphe d'interaction topologique (figure II-2). On notera que chacun des équipements est symbolisé par une jonction et que chaque groupe de lignes de transmission couplées reliant deux équipements est symbolisé par un tube. Enfin il apparaît une jonction intermédiaire entre les équipements qui rend compte des modifications électriques apportées par la bifurcation de la ligne multifilaire provenant de l'équipement E3 vers les équipements E1 et E4.

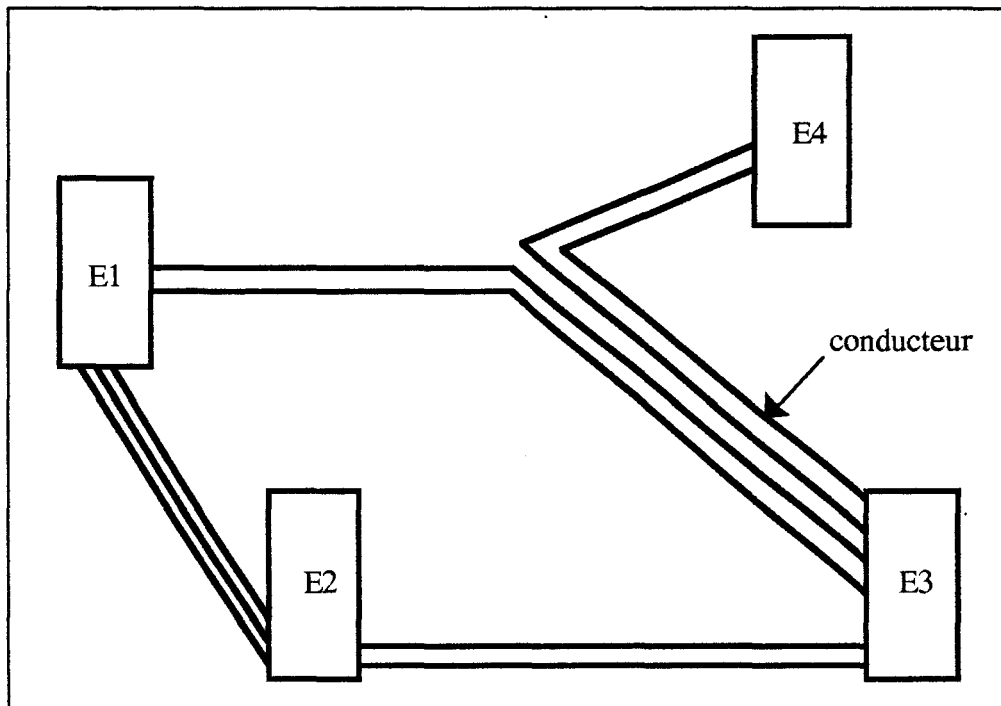


FIGURE II-1
EXEMPLE DE RESEAU DE CABLAGE

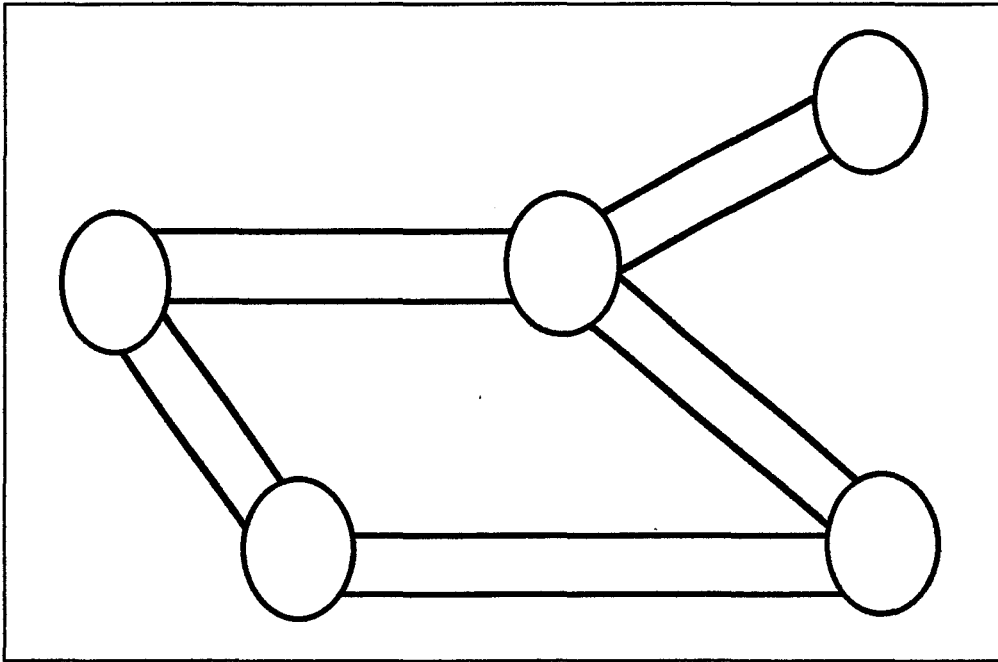


FIGURE II-2
REPRESENTATION TOPOLOGIQUE DU RESEAU CABLE

L'architecture du réseau peut être ensuite décrite. Il faut alors spécifier les tubes et jonctions qui composent le réseau. La numérotation des tubes ou des jonctions s'impose. Faut-il numéroter les tubes ou les jonctions ou bien encore les deux ? Dans l'optique d'une plus grande simplicité il apparaît que la numérotation des tubes ou des jonctions suffit. Sur la figure II-3, les tubes ont été numérotés de 1 à 5. Cette numérotation permettrait de désigner les jonctions par les numéros des tubes qui y sont liés. Ainsi, la jonction appelée précédemment jonction intermédiaire serait appelée jonction 1-4-5, tandis que la jonction correspondant à l'équipement E4 serait appelée 5. La désignation des jonctions est dans ce cas peu homogène.

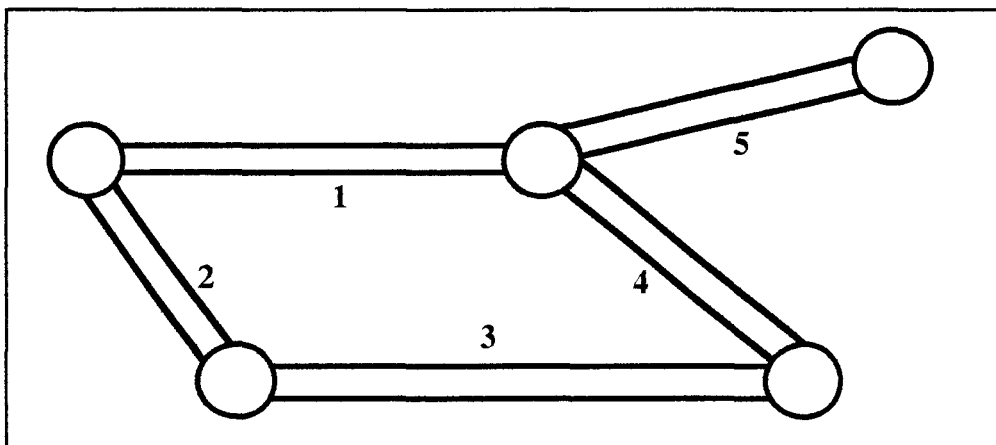


FIGURE II-3
NUMEROTATION DES TUBES DU RESEAU

Il est beaucoup plus pratique de numéroter les jonctions seulement. Sur la figure II-4 les jonctions sont numérotées de 1 à 5. Chaque tube sera repéré simplement par ses deux jonctions extrêmes. On désigne facilement à partir de cette numérotation les tubes 1-2, 1-3, 2-4, 2-5 et 3-4. C'est ce type de numérotation qui a été adopté pour la description des réseaux en ce qui concerne le code de calcul de résolution de l'équation B.L.T. Ainsi la description totale du réseau est effectuée en numérotant les jonctions puis en énumérant chacun des tubes par la désignation des jonctions d'extrémités comme données du réseau.

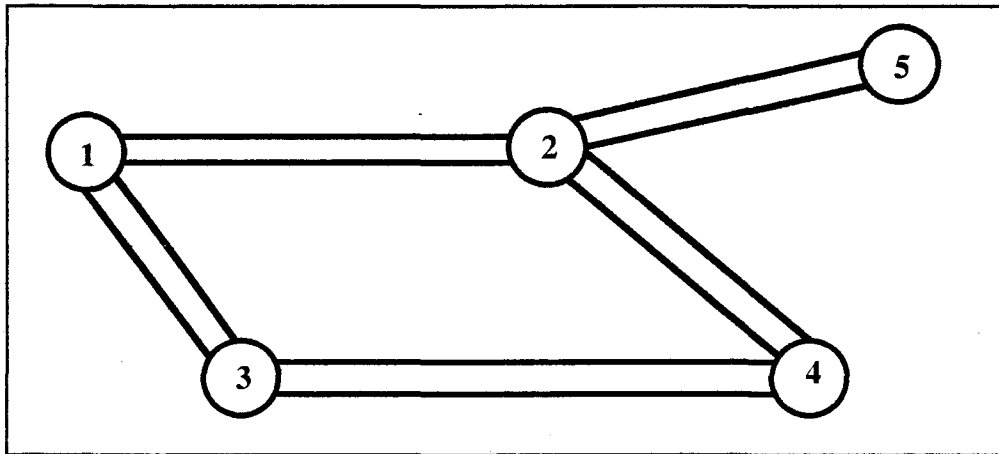


FIGURE II-4
NUMEROTATION DES JONCTIONS DU RESEAU

II.3) CARACTERISATION DES TUBES DU RESEAU

Chacun des tubes spécifié précédemment comporte un certain nombre de conducteurs qu'il faudra numéroter. La numérotation de ces conducteurs se fait localement sur chaque tube comme indiqué à la figure II-5 où chaque tube a été remplacé par le nombre de conducteurs correspondant.

A ce stade, chaque élément du réseau est facilement repéré. Par exemple le conducteur représenté sur le bas de la figure II-5 reliant les équipements E2 et E3 sera désigné par le conducteur 2 du tube 3-4 au niveau de la représentation topologique.

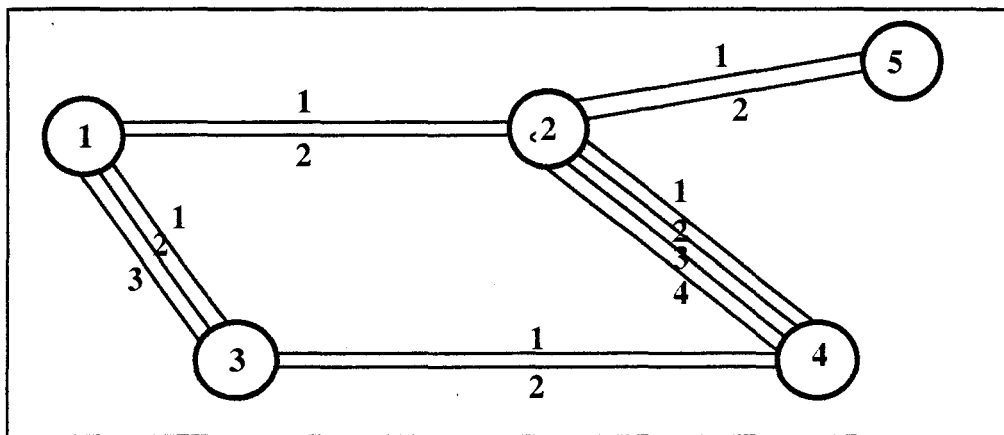


FIGURE II-5

NUMEROTATION DES JONCTIONS ET DES CONDUCTEURS DU RESEAU

Dès lors, on a défini un certain nombre de lignes de transmission pour lesquelles il faudra déterminer en fin de compte les caractéristiques électriques, c'est à dire (Z_0) la matrice impédance caractéristique et (γ) la matrice des exposants de propagation. Ces deux matrices s'obtiennent à partir des matrices (Z) impédance et (Y) admittance linéiques, grâce aux expressions (I-6) et (I-7).

Ces matrices (Z) et (Y) peuvent être calculées de deux manières différentes. Elles s'expriment tout d'abord par

$$\begin{aligned} (Z) &= j\omega (L) \\ (Y) &= j\omega (C) \end{aligned} \tag{II-1}$$

où (L) est la matrice des inductances linéiques
 (C) est la matrice des capacités linéiques
 $j\omega$ est la pulsation du signal

Le plus souvent, les matrices (L) et (C) sont mesurées par différentes méthodes [9]. Il est aussi possible de les calculer analytiquement dans le cas très particulier d'un réseau de fils parallèles à un plan de masse en supposant le milieu homogène et la distance entre les conducteurs grande par rapport à leur diamètre. Dans ce cas on a les expressions suivantes :

$$L_{ii} = \frac{\mu}{2\pi} \text{Log} \left(\frac{4h_i}{d_i} \right) \quad (\text{II-2})$$

$$L_{ij} = \frac{\mu}{4\pi} \text{Log} \left(1 + \frac{4h_i h_j}{D_{ij}^2} \right)$$

avec

$$[L] = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} & \dots & L_{1N} \\ L_{21} & L_{22} & \dots & L_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ L_{N1} & L_{N2} & \dots & L_{NN} \end{bmatrix}$$

et $(C) = \epsilon \mu (L)^{-1} \quad (\text{II-3})$

h_i est la hauteur du $i^{\text{ème}}$ conducteur du faisceau
 d_i est le diamètre du $i^{\text{ème}}$ conducteur du faisceau
 D_{ij} est la distance qui sépare les conducteurs i et j
 μ est la perméabilité magnétique du milieu
 ϵ est la permittivité électrique du milieu

Nous verrons dans les chapitres suivants que pour les câbles d'un faisceau non-parallèles entre eux, ces expressions doivent être modifiées.

II.4) CARACTERISATION DES JONCTIONS DU RESEAU

II .4 a) Méthodes classiques de calcul des paramètres S topologiques

La méthode la plus fréquente utilisée pour caractériser une jonction est de calculer ou de mesurer ses paramètres S_{50} référencés à une impédance scalaire de 50 Ohm dans le plan de celle-ci. Le nombre de ports de mesure est égal au nombre total de conducteurs arrivant sur la jonction concernée. On passe alors aux paramètres S topologiques, référencés à la matrice impédance caractéristique, par l'intermédiaire des 2 relations :

$$[Y] = \frac{1}{50} \{ [1] + [S_{50}] \}^{-1} \{ [1] - [S_{50}] \} \quad (II-4)$$

$$[S] = \{ [1] - [Z_c][Y] \} \{ [1] + [Z_c][Y] \}^{-1} \quad (II-5)$$

Nous distinguons, de manière générale, deux types de jonctions, les unes dites "terminales" et les autres dites "non-terminales". Une jonction terminale est une jonction qui n'est connectée qu'à un seul tube du réseau. Une jonction non-terminale quant à elle est connectée à plusieurs tubes. Les jonctions terminales sont en fait assez souvent des équipements qui peuvent être modélisés par leur impédance d'entrée. Nous supposons que le comportement électrique de ces équipements est linéaire. Ainsi une jonction terminale de ce type peut être dans le cas général un réseau d'impédances entre chacun des fils et le conducteur de référence (figure II-6). On établit alors la matrice [Y] dont nous donnons l'expression pour une ligne à N conducteurs couplés :

$$[Y] = \begin{bmatrix} \sum_{j \neq 1}^N Y_{1j} & -Y_{12} & \cdots & -Y_{1N} \\ -Y_{21} & \sum_{j \neq 2}^N Y_{2j} & \cdots & -Y_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -Y_{N1} & -Y_{N2} & \cdots & \sum_{1 \neq N}^N Y_{NJ} \end{bmatrix}$$

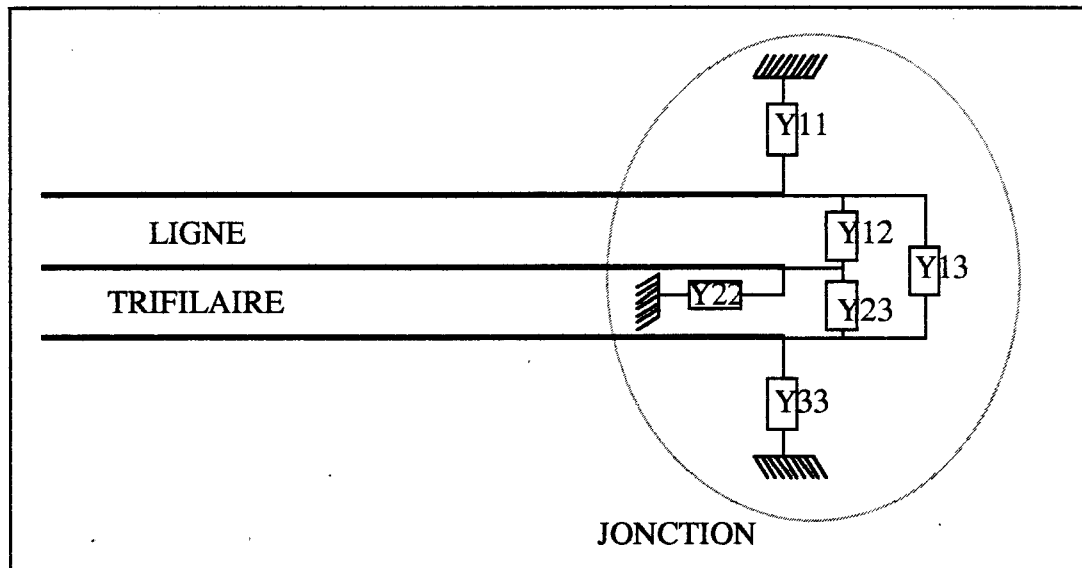


FIGURE II-6

JONCTION TERMINALE : EXEMPLE DE REPRESENTATION ELECTRIQUE POUR UNE LIGNE TRIFILAIRE

En appliquant (II-5) nous avons donc accès à $[S]$. Il a été nécessaire de prendre une convention pour le sens du courant afin de calculer $[Y]$. Les courants, et cela au niveau de toute jonction, sont supposés entrant dans la jonction.

II.4 b) Numérotation des ports d'une jonction

Le préalable à tout calcul exposé au paragraphe précédent est de repérer les ports de la jonction de façon, par exemple, à introduire un fichier de données de paramètres S_{50} mesurés cohérent pour le calcul. Cette numérotation supplémentaire alourdit encore la démarche de l'opérateur en ce qui concerne l'entrée des données. C'est pourquoi cette nouvelle numérotation doit être simplifiée et tenir compte, en fait, des numérotations précédentes de la figure II-5 (où jonctions et conducteurs sont numérotés).

En fait nous choisissons de donner une numérotation totalement implicite aux ports des jonctions, en élaborant une règle très simple de numérotation.

Les ports d'une jonction, où sont connectés N conducteurs, sont numérotés dans l'ordre croissant des numéros de jonctions liées par un tube à la jonction concernée et dans l'ordre croissant des numéros de conducteurs de cette liaison.

Ainsi, pour la jonction 2 de la figure II-5, les ports 1 et 2 sont les conducteurs reliés à la jonction 1, les ports 3,4,5,6 représentent les conducteurs

reliés à la jonction 4 puis les ports 7 et 8 sont les conducteurs reliés à la jonction 5 (figure II-7). Cette règle très simple rend souvent facultative, avec un peu d'habitude, la numérotation supplémentaire sur papier des ports des jonctions.

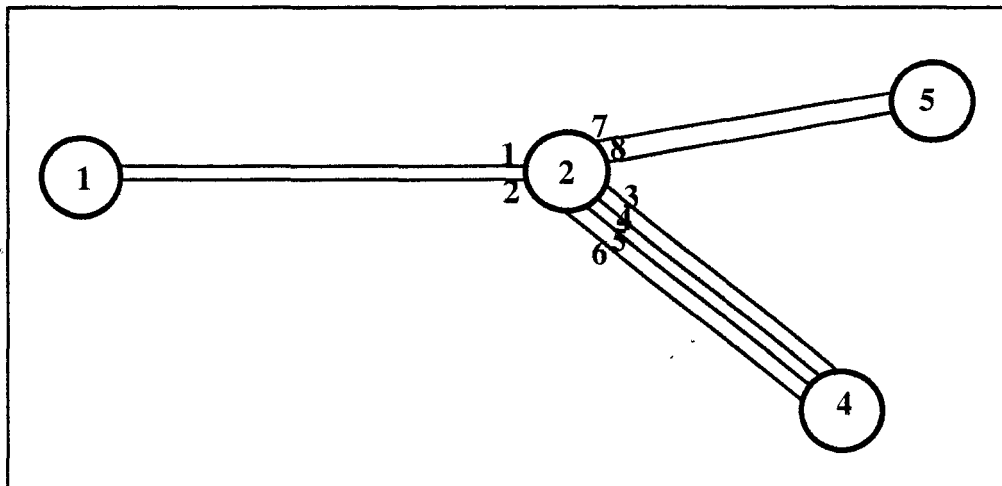


FIGURE II-7
NUMEROTATION DES PORTS DE LA JONCTION 2

II.5) CAS PARTICULIER DE LA JONCTION IDEALE

Dans les réseaux câblés complexes, il existe des zones de raccordement ou de bifurcation de câbles. Certaines de ces zones peuvent être modélisées par des jonctions idéales, c'est à dire des jonctions où n'existent que des connexions de type court-circuits. Nous verrons aussi par la suite, dans le cadre de l'étude des lignes non-uniformes, que la notion de jonction idéale sera d'une grande importance.

Le calcul théorique des paramètres S topologiques à partir des paramètres S₅₀ de certaines de ces jonctions peut conduire à une indétermination mathématique. C'est le cas, par exemple, pour une fourche à 3 ports, figure II-8, où 3 conducteurs de même impédance caractéristique par rapport à un conducteur de référence sont reliés entre eux. La matrice S₅₀ d'une telle jonction s'exprime :

$$[S_{50}] = \begin{bmatrix} -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} \end{bmatrix}$$

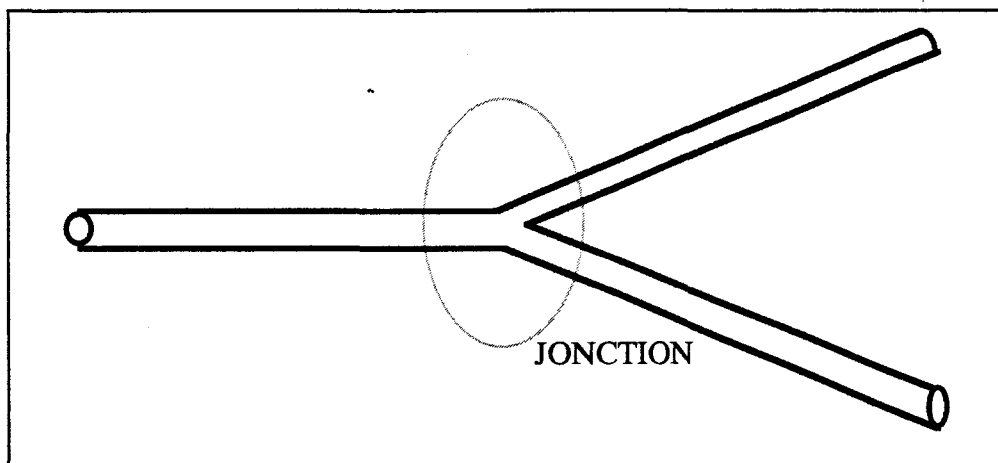


FIGURE II-8
FOURCHE A 3 CONDUCTEURS

En conséquence, le calcul de [Y] est indéterminé puisque la matrice $\{[1] + [S_{50}]\}$ est une matrice singulière dont tous les coefficients sont égaux à 2/3 et ne peut, par conséquent, être inversée.

En réalité, les jonctions idéales sont peu fréquentes et la mesure des paramètres S₅₀ conduit à un calcul cohérent de la matrice S topologique, mais

l'approximation par une jonction idéale permet d'éviter ce type de mesure. En effet, nous proposons une méthode de calcul direct des paramètres S topologiques pour les jonctions idéales évitant ce problème d'indétermination mathématique. L'algorithme dérivant de ce calcul est un module du code de résolution de l'équation B.L.T. pour les réseaux câblés [10].

II-5 a) Méthode de calcul des paramètres S topologiques

Soit J une jonction idéale quelconque dont le nombre de ports (conducteurs arrivant sur la jonction) est égal à N. La matrice [S] topologique associée à cette jonction est définie par

$$[W(0)]_j = [S] [W(L)]_j \quad (\text{II-6})$$

où

$[W(0)]_j$ regroupe l'ensemble des N ondes qui partent de J et $[W(L)]_j$ l'ensemble des N ondes qui arrivent sur J. Ces ondes sont des combinaisons des courants et tensions sur les lignes. L'équation (II-6) se traduit par :

$$\{[V] - [Z_c] [I]\} = [S] \{[V] + [Z_c] [I]\} \quad (\text{II-7})$$

[V] est le vecteur à N composantes représentant la tension de chaque conducteur par rapport au conducteur de référence dans le plan de la jonction.

[I] est le vecteur à N composantes représentant les courants de chaque conducteur dans le plan de la jonction.

$[Z_c]$ est une matrice d'impédances caractéristiques d'ordre N regroupant les matrices impédances caractéristiques de chaque faisceau relié à J.

Nous adoptons dans la suite de l'exposé de ce calcul les notations suivantes : $[Z_c]_i$ est la ligne d'indice i de la matrice $[Z_c]$ et $[Z_c]_j$ est la colonne d'indice j de cette même matrice $[Z_c]$. Enfin S_{ij} représente le coefficient de la ligne d'indice i et de la colonne d'indice j de la matrice [S]. Ainsi l'équation (II-7) peut être développée sous la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} \{[V] - [Z_c] [I]\}_1 \\ \{[V] - [Z_c] [I]\}_2 \\ \vdots \\ \{[V] - [Z_c] [I]\}_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1N} \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1} & S_{N2} & \cdots & S_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{[V] + [Z_c] [I]\}_1 \\ \{[V] + [Z_c] [I]\}_2 \\ \vdots \\ \{[V] + [Z_c] [I]\}_N \end{bmatrix}$$

Par conséquent, quelque soient les indices i et j, nous pouvons écrire

$$S_{ij} = \{[V]-[Z_c][I]\}_i / \{[V]+[Z_c][I]\}_j \quad (\text{II-8})$$

si la condition suivante est remplie

$$\{[V]+[Z_c][I]\}_k = 0 \quad \forall k \neq j \quad (\text{II-9})$$

La condition (II-9) est similaire aux conditions d'adaptation qui doivent être réalisées pour la mesure des paramètres S hyperfréquences (référéncés à une impédance de 50 Ohms. Cependant elle est purement théorique, et le plus souvent irréalisable. Elle est identique pour tous les coefficients de la colonne d'indice j de la matrice [S] c'est à dire quelque soit la valeur de l'indice i. Dans ce qui suit, nous déterminons donc les coefficients d'une colonne de [S] qui sera désignée par j. Toutes les autres colonnes de [S] seront calculées selon le même procédé.

Cette condition (II-9) est équivalente à

$$[V]_k = - \{[Z_c][I]\}_k \quad \forall k \neq j$$

Ce qui entraîne par conséquent :

$$\{[V]-[Z_c][I]\}_k = - 2\{[Z_c][I]\}_k \quad \forall k \neq j \quad (\text{II-10})$$

En supposant que les dimensions longitudinales de la jonction soient petites vis-à-vis de la longueur d'onde minimale du perturbateur, les effets de propagation peuvent être négligés. Il existe donc, puisque la jonction est le siège de connexions de type court-circuits, un conducteur j' relié parfaitement au conducteur j. On peut alors écrire :

$$[V]_j \pm \{[Z_c][I]\}_j = [V]_{j'} \pm \{[Z_c][I]\}_{j'}$$

Or d'après (II-9), la composante $[V]_{j'}$ est telle que :

$$[V]_{j'} = - \{[Z_c][I]\}_{j'}$$

Il en découle, les deux expressions :

$$\{[V] - [Z_c][I]\}_j = - \{[Z_c][I]\}_{j'} - \{[Z_c][I]\}_j \quad (\text{II-11})$$

$$\{[V] + [Z_c][I]\}_j = - \{[Z_c][I]\}_{j'} + \{[Z_c][I]\}_j \quad (\text{II-12})$$

L'équation (II-7) pour la colonne d'indice j de [S] compte tenu de (II-9), (II-10), (II-11) et (II-12) devient :

$$\begin{bmatrix} -2\{[Z_c] [I]\}_1 \\ \vdots \\ -\{[Z_c] [I]\}_j - \{[Z_c] [I]\}_j \\ \vdots \\ -2\{[Z_c] [I]\}_N \end{bmatrix} = [S]^j \{ \{-[Z_c] [I]\}_j + \{[Z_c] [I]\}_j \} \quad (\text{II-13})$$

Dans l'équation (II-13) les composantes de $[S]^j$ s'expriment uniquement en fonction de la matrice $[Z_c]$ associée à la jonction et du vecteur courant $[I]$ à N composantes inconnues. La matrice carrée formée par $[S]^j \{ -[Z_c]_j + [Z_c]_j \}$ n'est pas inversible. Par conséquent, il faut réduire le nombre de composantes de $[I]$ pour pouvoir résoudre (II-13). Après avoir décrit les équations des mailles, nous allons recenser les équations aux noeuds de type $\Sigma I = 0$

Si t est le nombre de noeuds de courants de la jonction, le vecteur $[I]$ pourra être diminué de t composantes.

Nous écrivons le produit $[Z_c] [I]$ de la façon suivante :

$$[Z_c] [I] = [Z_{cr}] [I_r] \quad (\text{II-14})$$

Où $[I_r]$ est un vecteur ayant p composantes avec $p=N-t$. $[Z_{cr}]$ est une matrice impédance caractéristique réduite ayant N lignes et p colonnes. Elle est calculée à partir de la recombinaison des colonnes de $[Z_c]$ conséquence de l'élimination de t composantes inconnues de $[I]$. Dès lors nous pouvons remplacer dans (II-13) les produits $[Z_c] [I]$ par $[Z_{cr}] [I_r]$.

Nous montrons que le vecteur $[I_r]$ peut s'exprimer en fonction d'une seule de ses composantes que nous noterons I_0 car il existe (p-1) relations indépendantes du type :

$$V_k = V_{k'} \quad k \neq j \quad k' \neq j \quad k' \neq k \quad (\text{II-15})$$

entraînant

$$\{ [Z_{cr}] [I_r] \}_k = \{ [Z_{cr}] [I_r] \}_{k'} \quad (\text{II-16})$$

En effet les t noeuds de courants de la jonction possèdent un certain nombre de branches (ou conducteurs). Si b_i est le nombre de branche du noeud i alors il existe $b_i - 1$ équations indépendantes du type $V_k = V_{k'}$ pour ce noeud. Par exemple pour un noeud à 3 branches constitué des conducteurs 1,2 et 3 seules les équations $V_1 = V_2$ et $V_1 = V_3$ sont indépendantes ou bien encore

$V_1=V_3$ et $V_2=V_3$. Soit n_i le nombre d'équations indépendantes du type $V_k=V_k'$ pour la jonction globale. On exprime n_i comme suit :

$$n_i = \sum_{i=1}^t (b_i-1) = \sum_{i=1}^t b_i - t$$

Or la somme totale des branches de tous les noeuds est égale au nombre total de conducteurs arrivant sur la jonction et par conséquent $n_i = p$.

Si l'on exclut le seul conducteur j , nous venons de démontrer qu'il existe $(p-1)$ équations du type (II-15).

Le vecteur $[I_r]$ à p composantes s'exprime en fonction d'une de ses composantes I_0 au moyen d'un vecteur colonne $[K_j]$ déterminé par la résolution du système à $(p-1)$ équations du type (II-16).

$$[I_r] = [K_j] I_0 \quad \text{(II-18)}$$

En substituant (II-14) puis (II-18) dans (II-13) et en divisant les deux termes de l'égalité matricielle par I_0 , nous avons accès à $[S_j]$ et donc à $[S]$.

II-5 b) Synthèse du calcul

Nous définissons les matrices suivantes $[SZ_{cr}]$ et $[DZ_{cr}]$ telles que :

$$[SZ_{cr}] = \begin{bmatrix} -[Z_{cr}]_{c(1)} - [Z_{cr}]_1 \\ -[Z_{cr}]_{c(2)} - [Z_{cr}]_2 \\ \vdots \\ -[Z_{cr}]_{c(N)} - [Z_{cr}]_N \end{bmatrix} \quad \text{(II-19)}$$

$$[DZ_{cr}] = \begin{bmatrix} -[Z_{cr}]_{c(1)} + [Z_{cr}]_1 \\ -[Z_{cr}]_{c(2)} + [Z_{cr}]_2 \\ \vdots \\ -[Z_{cr}]_{c(N)} + [Z_{cr}]_N \end{bmatrix} \quad \text{(II-20)}$$

$c(i)$ représente l'indice d'un conducteur quelconque connecté au conducteur i . Chaque ligne de ces matrices ayant p éléments s'exprime uniquement en fonction de la somme $[Somme Z_{cr}]$ ou de la différence $[Différence Z_{cr}]$ des lignes de $[Z_{cr}]$.

Si nous définissons $[U]$ comme la matrice unité d'ordre N et $[T_j]$ par

$$[T_j] = \begin{bmatrix} t_{11} & \cdots & t_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ t_{N1} & \cdots & t_{NN} \end{bmatrix} \text{ avec } \begin{matrix} t_{ii} = 1, \forall i \neq j & t_{jj} = 0 \\ t_{ik} = 0, \forall i \neq k \end{matrix}$$

D'après (II-13), (II-14), (II-18), (II-19) et (II-20) nous obtenons finalement :

$$[S]^j = \{ [DZ_{crj}] [K_j] \}^{-1} \cdot \{ -2[T_j][Z_{cr}] + ([U] - [T_j])[SZ_{cr}] \} [K_j] \quad (\text{II-21})$$

II-5 c) Illustration pour une jonction à 4 conducteurs.

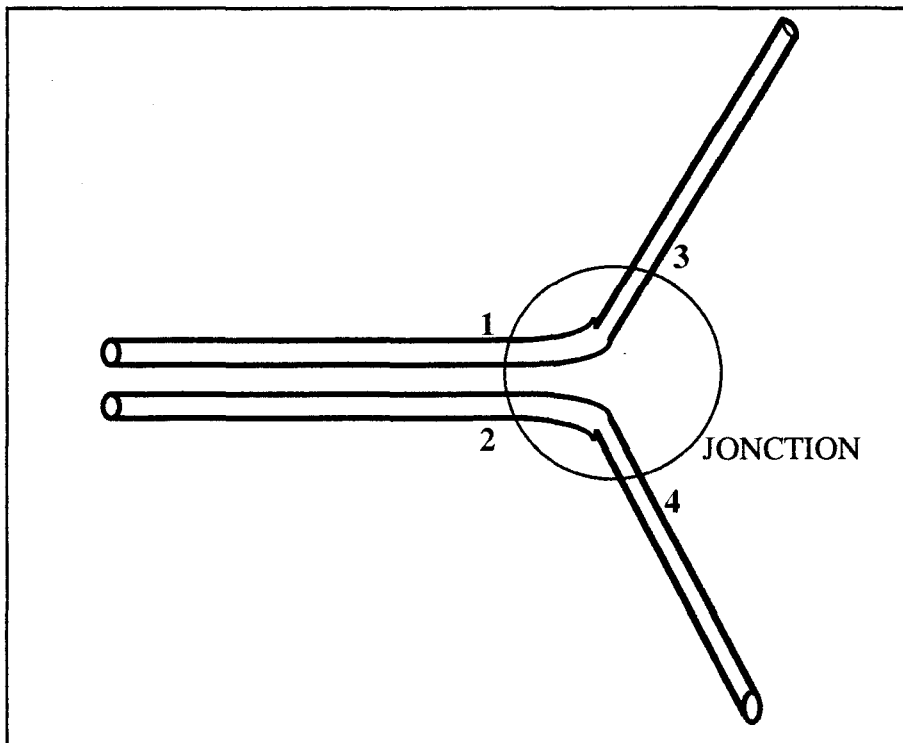


FIGURE II-9
EXEMPLE DE JONCTION IDEALE A 4 CONDUCTEURS

Nous nous proposons d'illustrer ce calcul en déterminant les paramètres S d'une jonction à 4 conducteurs telle que représentée à la figure II-9. Les conducteurs 1 et 2 sont couplés jusqu'au lieu de la jonction où ils bifurquent dans des directions différentes de telle manière qu'ils soient considérés comme découplés : conducteurs 3 et 4. Le conducteur 1 est relié au conducteur 3 tandis

que le conducteur 2 est relié au conducteur 4. Nous pouvons établir la matrice impédance caractéristique générale associée à la jonction :

$$[Z_c] = \begin{bmatrix} Z_{c11} & Z_{c12} & 0 & 0 \\ Z_{c21} & Z_{c22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Z_{c33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & Z_{c44} \end{bmatrix}$$

La première étape du calcul consiste à déterminer $[Z_{cr}]$ la matrice impédance caractéristique réduite à partir des équations aux noeuds :

$$I_1 + I_3 = 0$$

$$I_2 + I_4 = 0$$

En exprimant $I_3 = -I_1$ et $I_4 = -I_2$ on choisit le vecteur courant réduit tel que :

$$[I_R] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

D'après la relation (II-14), on obtient :

$$[Z_{CR}] = \begin{bmatrix} Z_{C11} & Z_{C12} \\ Z_{C21} & Z_{C22} \\ -Z_{C33} & 0 \\ 0 & -Z_{C44} \end{bmatrix}$$

La première colonne de $[Z_{CR}]$ est égale à la différence des premières et troisièmes colonnes de $[Z_C]$ ($I_3 = -I_1$). La deuxième colonne de $[Z_{CR}]$ est de même issue de la différence des deuxième et quatrième colonnes de $[Z_C]$ ($I_4 = -I_2$).

Conformément à (II-19) et (II-20) nous établissons $[SZ_{CR}]$ et $[DZ_{CR}]$ sachant que le conducteur 3 est lié au conducteur 1 et que le conducteur 2 est lié au conducteur 4 : $c(1) = 3$ $c(2) = 4$ $c(3) = 1$ $c(4) = 2$

$$[SZ_{CR}] = \begin{bmatrix} Z_{C33} - Z_{C11} & -Z_{C12} \\ -Z_{C21} & Z_{C44} - Z_{C22} \\ Z_{C33} - Z_{C11} & -Z_{C12} \\ -Z_{C21} & Z_{C44} - Z_{C22} \end{bmatrix}$$

$$[DZ_{CR}] = \begin{bmatrix} Z_{C33} + Z_{C11} & Z_{C12} \\ Z_{C21} & Z_{C44} + Z_{C22} \\ -Z_{C33} - Z_{C11} & -Z_{C12} \\ -Z_{C21} & -Z_{C44} - Z_{C22} \end{bmatrix}$$

Nous nous limitons dans le cadre de cette présentation à déterminer les 4 coefficients de la première colonne de [S]. Pour cela il faut évaluer le vecteur [K₁] tel que :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = [K_1] I_1$$

Le choix de I₁ (plutôt que I₂) dans la second partie de l'égalité est tout à fait arbitraire. La seule équation du type (II-15) pour la colonne 1 est :

$$V_2 = V_4$$

Ce qui entraîne d'après (II-16) :

$$Z_{C21} I_1 + Z_{C22} I_2 = -Z_{C44} I_2$$

d'où :

$$[K_1] = \begin{bmatrix} 1 \\ -Z_{C21} / (Z_{C22} + Z_{C44}) \end{bmatrix}$$

Nous disposons de toutes les matrices nécessaires pour évaluer [S]¹ en appliquant l'équation (II-21).

$$[S]^1 = \left\{ \begin{bmatrix} Z_{C33} + Z_{C11} & Z_{C12} \\ -Z_{C21} / (Z_{C22} + Z_{C44}) \end{bmatrix} \right\}^{-1} \left\{ -2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{C11} & Z_{C12} \\ Z_{C21} & Z_{C22} \\ -Z_{C33} & 0 \\ 0 & -Z_{C44} \end{bmatrix} \right.$$

$$\left. + \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{C33} - Z_{C11} & -Z_{C12} \\ -Z_{C21} & Z_{C44} - Z_{C22} \\ Z_{C33} - Z_{C11} & -Z_{C12} \\ -Z_{C21} & Z_{C44} - Z_{C22} \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ -Z_{C21} / (Z_{C22} + Z_{C44}) \end{bmatrix}$$

D'où

$$S_{11} = [(Z_{C33} - Z_{C11})(Z_{C22} + Z_{C44}) + Z_{C12} Z_{C21}] / \Delta$$

$$S_{21} = [-2 Z_{C44} Z_{C21}] / \Delta$$

$$S_{31} = [2 Z_{C33} (Z_{C22} + Z_{C44})] / \Delta$$

$$S_{41} = [-2 Z_{C44} Z_{C21}] / \Delta$$

avec

$$\Delta = (Z_{C33} + Z_{C11})(Z_{C22} + Z_{C44}) - Z_{C12} Z_{C21}$$

Nous remarquons que pour un couplage très faible entre les deux lignes les coefficients S_{11} , S_{21} et S_{41} tendent vers 0 tandis que S_{31} tend vers 1. Cela est tout à fait logique, puisque les conducteurs déjà supposés être découplés d'un côté de la jonction, le sont maintenant de l'autre et que la jonction n'a plus aucune raison d'exister.

L'illustration réalisée ci-dessus nous montre que pour des cas simples ce calcul peut être conduit analytiquement sans difficultés. Cet algorithme intégré à un code de résolution de l'équation B.L.T. nous sera très utile lors de l'étude des lignes de transmission non-uniformes abordée au chapitre suivant.

II-6) SOURCES DE PERTURBATION

Les sources de perturbation sur le réseau topologique peuvent être de deux types différents. Le premier type consiste en une perturbation localisée en un point du réseau sous forme de générateur de tension ou de courant. Le calcul du terme source est alors très simple. Le deuxième type concerne les sources distribuées sur un tube ou plusieurs du réseau. Dans ce dernier cas, il est possible aussi de calculer simplement les termes sources associés à une perturbation de type ondes planes.

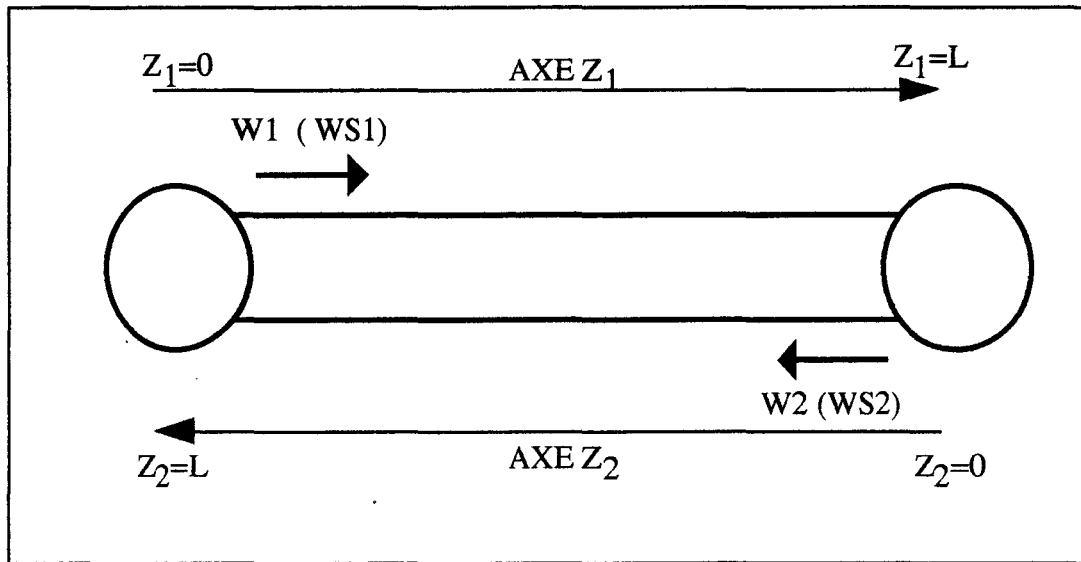


FIGURE II-10
ONDES SOURCES SUR UN TUBE

Supposons un tube quelconque d'un réseau fermé sur ses deux jonctions d'extrémité (figure II-10). Sur ce tube se propagent deux groupes d'ondes en sens opposé $[W_1]$ et $[W_2]$ auxquels sont associés respectivement les vecteurs ondes sources $[W_{S1}]$ et $[W_{S2}]$. Après avoir défini les axes z_1 et z_2 tels que $z_2 = L - z_1$ sur le tube, les ondes sources $[W_{S1}]$ et $[W_{S2}]$ s'expriment :

$$[W_{S1}] = \int_0^L (\exp[-\gamma(L-z'_1)]) (V^{(S)}(z'_1))_+ dz'_1 \quad (\text{II-22})$$

$$[W_{S2}] = \int_0^L (\exp[-\gamma(L-z'_2)]) (V^{(S)}(z'_2))_+ dz'_2 \quad (\text{II-23})$$

avec $(V^{(s)}(z))_+ = (V^{(s)}(z)) + (Z_c)(I^{(s)}(z))$ (II-24)

$z = z_1$ ou $z = z_2$

$(V^{(s)}(z))$ et $(I^{(s)}(z))$ représentent la distribution de tension et de courant sur la ligne multiconducteur.

II-6 a) Sources localisées sur un tube

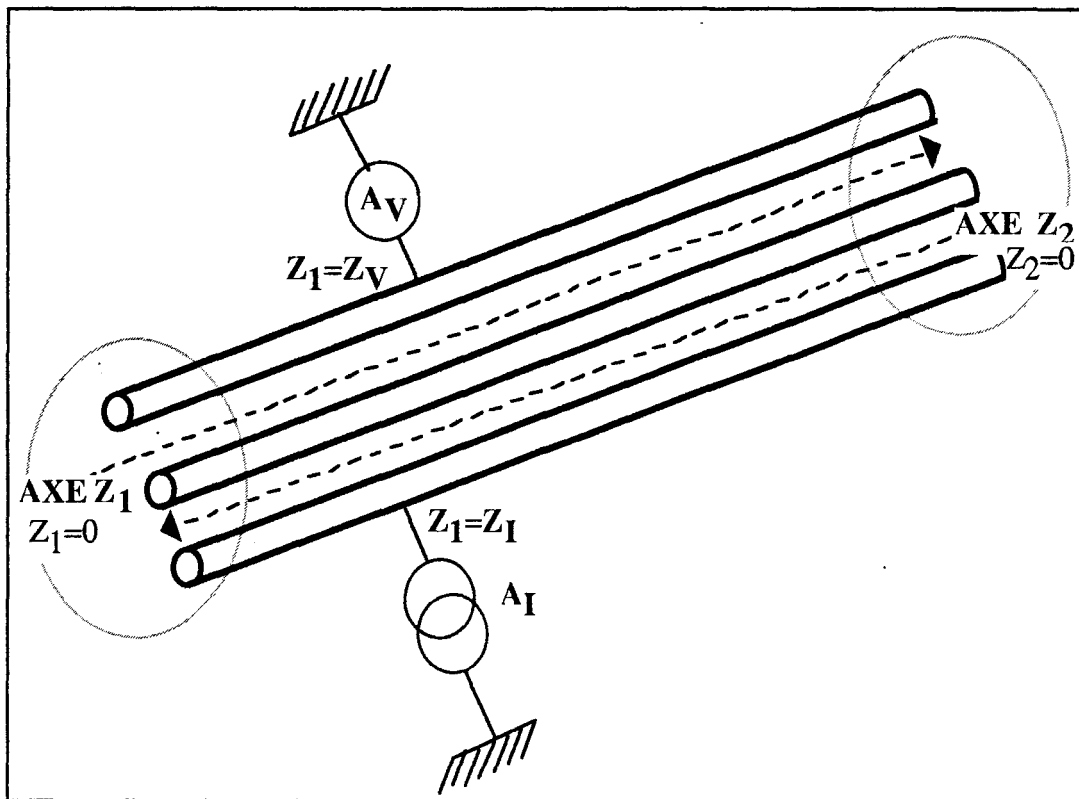


FIGURE II-11

SOURCES LOCALISEES DE COURANT ET TENSION SUR UN TUBE

Un générateur de tension est appliqué sur le premier conducteur d'une ligne supposée, trifilaire dans notre exemple, en un point noté z_v sur l'axe z_1 , d'amplitude A_v en volts. (figure II-11). D'après (II-24) nous en déduisons :

$$(V^{(s)}(z_1))_+ = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \forall z_1 \neq z_v$$

$$(V^{(s)}(z_1 = z_v))_+ = \begin{pmatrix} A_v \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$(V^{(s)}(z_2))_+ = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \forall z_2 \neq L - z_v$$

$$(V^{(s)}(z_2 = L - z_v))_+ = \begin{pmatrix} -A_v \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

D'après (II-22) et (II-23) les expressions de $[W_{S1}]$ et $[W_{S2}]$ peuvent être alors facilement calculées :

$$[W_{S1}] = A_v (\exp [(-\gamma)(L - z_v)]) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$[W_{S2}] = -A_v (\exp [(-\gamma) z_v]) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Le générateur de tension d'amplitude A_v volt est ramené en opposition de phase à l'une et l'autre jonction, compte tenu de la propagation sur la ligne.

Un générateur de courant est appliqué sur le troisième conducteur de la ligne trifilaire en un point noté z_I sur l'axe z_I d'amplitude A_I en ampère. D'après (II-24) nous en déduisons

$$(V^{(s)}(z_1))_+ = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \forall z_1 \neq z_I$$

$$(V^{(s)}(z_1 = z_I))_+ = (Z_c) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ A_I \end{pmatrix}$$

$$(V^{(s)}(z_2))_+ = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \forall z_2 \neq L - z_I$$

$$(V^{(s)}(z_2 = L - z_I))_+ = (Z_c) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ A_I \end{pmatrix}$$

D'après (II-22) et (II-23) les expressions de $[W_{S1}]$ et $[W_{S2}]$ associées au générateur de courant localisé sont :

$$[W_{s1}] = A_I (\exp[-(\gamma)(L-z_1)]) (Z_c) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$[W_{s2}] = A_I (\exp[-(\gamma) z_1]) (Z_c) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Le générateur de courant d'amplitude A_I Ampère est ramené à l'une et l'autre jonction compte tenu de la propagation sur la ligne.

II-6 b) Sources de perturbation de type ondes planes

Le tube considéré plus haut est cette fois l'objet d'un couplage par un champ électrique \vec{E}^i et magnétique \vec{H}^i incidents (figure II-12). On démontre que le vecteur source de tension ($\vec{V}^{(s)}(z)$) est relié à la composante normale à l'axe des conducteurs dans le plan du conducteur de référence du champ magnétique H_y^i tandis que le vecteur source de courant ($\vec{I}^{(s)}(z)$) est associé à la composante normale au plan de référence du champ électrique, E_x^i [11].

$$\vec{V}^{(s)}(z) = j\omega\mu \begin{pmatrix} \int_0^{h_1} H_y^i(z) \\ \int_0^{h_2} H_y^i(z) \\ \vdots \end{pmatrix} \quad \text{(II-25)}$$

$$\vec{I}^{(s)}(z) = -j\omega(C) \begin{pmatrix} \int_0^{h_1} E_x^i(z) \\ \int_0^{h_2} E_x^i(z) \\ \vdots \end{pmatrix} \quad \text{(II-26)}$$

où $j\omega$ est la pulsation du signal.

μ la perméabilité magnétique du milieu

(C) est la matrice des capacités linéiques

h_i est la hauteur du conducteur i par rapport au conducteur de référence.

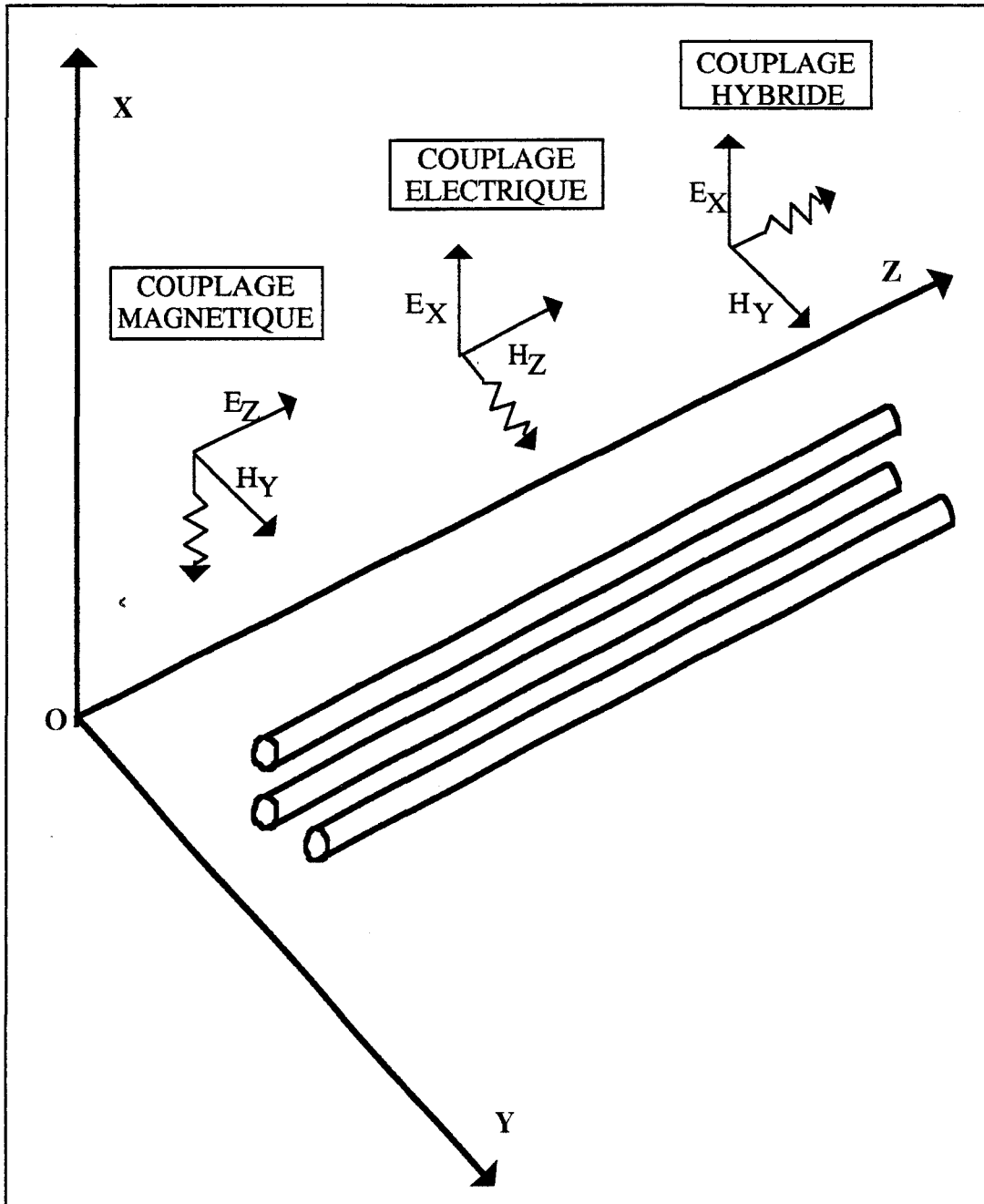


FIGURE II-12
PERTURBATION DE TYPE ONDES PLANES SUR UN TUBE

Une onde électromagnétique plane d'orientation quelconque peut être décomposée selon trois types d'excitation représentés figure II-12. On distingue une excitation de type magnétique due au champ H_y^i seul, une excitation de type électrique due au champ électrique seul E_x^i et une excitation de type hybride, à la fois magnétique et électrique, faisant intervenir ces deux composantes de champ à la fois.

Pour un couplage de type magnétique, l'incidence de l'onde est normale au plan de référence parfaitement conducteur (figure II-12). La composante H_y^i du champ magnétique incident résulte du champ excitateur H_y^e et de la réflexion du champ excitateur sur le plan de référence.

$$H_y^i(z) = H_y^e + H_y^e e^{-2\gamma_p h}$$

avec $\gamma_p = j 2\pi/\lambda$

Où h est la hauteur du conducteur au dessus de la référence, γ_p la constante de propagation de l'onde excitatrice dans l'air, λ la longueur d'onde du perturbateur. Généralement, la hauteur du conducteur est négligeable devant la longueur d'onde du signal, et par conséquent :

$$H_y^i(z) = 2H_y^e \tag{II-27}$$

Pour un couplage de type électrique, l'incidence de l'onde est rasante et perpendiculaire à l'axe longitudinal des conducteurs. La composante E_x^i du champ électrique incident est égale au champ E_x^e exciteur

$$E_x^i(z) = E_x^e \tag{II-28}$$

Pour un couplage de type hybride, l'incidence de l'onde est rasante et parallèle à l'axe longitudinal des conducteurs. On définit l'origine des phases, par exemple en $z_1 = 0$ (voir figure II-11). Les champs $E_x^i(z_1)$ et $H_y^i(z_1)$ dépendent de l'abscisse z_1 , compte tenu de la propagation des champs excitateurs le long des conducteurs :

$$H_y^i(z_1) = H_y^e e^{-\gamma_p z_1}$$

$$E_x^i(z_1) = E_x^e e^{-\gamma_p z_1} \tag{II-29}$$

De plus, les champs magnétique et électrique excitateurs sont liés par l'impédance d'onde :

$$\frac{E^e}{H^e} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \tag{II-30}$$

On peut, afin de synthétiser le calcul des termes sources (II-25) et (II-26) pour les trois types d'incidence, introduire une formulation générale de $H_y^i(z_1)$ et $E_x^i(z_1)$, à partir de (II-27), (II-28), (II-29), (II-30) :

$$H_y^i(z_1) = k_h \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} E^e e^{-p\gamma_p z_1} \quad (\text{II-31})$$

$$E_x^i(z_1) = k_e E^e e^{-p\gamma_p z_1} \quad (\text{II-32})$$

k_h , k_e et p sont des coefficients qui, en fonction du type d'excitation prennent les valeurs indiquées dans le tableau ci-dessous :

coefficients	k_h	k_e	p
couplage			
Magnétique	2	0	0
Electrique	0	1	0
Hybride	1	1	1

Nous pouvons calculer les expressions $(V^{(s)}(z_1))$ et $(I^{(s)}(z_1))$ à partir de (II-25) (II-26) (II-31) (II-32).

$$(V^{(s)}(z_1)) = \frac{j\omega}{c} k_h E_x^e e^{-p\gamma_p z_1} (h) \quad (\text{II-33})$$

$$(I^{(s)}(z_1)) = -j\omega (C) k_e E_x^e e^{-p\gamma_p z_1} (h) \quad (\text{II-34})$$

où (h) est le vecteur des hauteurs de conducteur par rapport au plan de référence.

Pour calculer les expressions de $[WS_1]$ et $[WS_2]$, il faut diagonaliser la matrice (γ) tel que :

$$(\gamma) = (P) (\gamma d) (P)^{-1} \quad (\text{II-35})$$

où (P) est une matrice de passage (changement de base)
 (γd) est une matrice diagonale telle que

$$(\gamma d) = \begin{pmatrix} \gamma d_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \gamma d_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \gamma d_N \end{pmatrix}$$

D'après (II-22) (II-24) (II-33) (II-34) (II-35) on obtient

$$[WS_1] = (P)^{-1} (\alpha_1) (P) (h) \frac{j\omega}{c} E_x^e - (P)^{-1} (\alpha_1) (\gamma d) (P) (h) E_x^e \quad (\text{II-36})$$

avec

$$(\alpha_1) = \int_0^L (\exp - \gamma d_i (1-z'_1)) \exp (-p\gamma_p z'_1) dz'_1$$

En ce qui concerne le calcul de $[WS_2]$ la démarche est la même. Cette fois :

$$(\mathbf{V}^{(s)}(z_2)) = - \frac{j\omega}{c} k_h E_x^e e^{-\gamma_p(L-z_2)}(h) \quad (\text{II-37})$$

$$(\mathbf{I}^{(s)}(z_2)) = - j\omega (C) k_e E_x^e e^{-p\gamma_p(L-z_2)}(h) \quad (\text{II-38})$$

D'après (II-23) (II-24) (II-37) (II-38) (II-35) on obtient

$$[WS_2] = -(P)^{-1} (\alpha_2) (P) (h) \frac{j\omega}{c} E_x^e - (P)^{-1} (\alpha_2) (\gamma d)(P) (h) E_x^e \quad (\text{II-39})$$

avec

$$(\alpha_2) = \int_0^L (\exp - \gamma d_i (1-z'_2)) \exp (-p\gamma_p(1-z'_2)) dz'_2$$

II-6 c) Sources distribuées de tension et de courant.

Le plus fréquemment, les sources de perturbation sont sous forme de distributions quelconques de tension et de courant sur les câbles. Il faut alors résoudre les intégrales (II-22) et (II-23) par des méthodes numériques classiques.

II-7) INTEGRATION DE L'EQUATION B.L.T.

Les paragraphes précédents nous ont amené à décrire les différentes opérations et caractérisations préalables à l'intégration de l'équation B.L.T..

$$\{[1] - [S][\Gamma]\} [W0] = [S][WS] \quad (\text{II-40})$$

Cette intégration ne pose à priori pas de difficultés majeures. Toutefois, il est nécessaire de diagonaliser les produits matriciels $(Z)(Y)$ sur chaque tube du réseau. En effet, la matrice $[\Gamma]$ est une supermatrice de propagation qui est composée des matrices de propagation sur chaque tube :

$$[\Gamma] = \begin{bmatrix} (\Gamma_I) & (0) & \dots & (0) \\ (0) & (\Gamma_{II}) & \dots & (0) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ (0) & (0) & \dots & (\Gamma_N) \end{bmatrix} \quad (\text{II-41})$$

(Γ_I) , (Γ_{II}) , ... (Γ_N) sont les matrices de propagation sur chacun des tubes I, II, ... N, dont l'ordre est égal au nombre de conducteurs du tube correspondant. Et :

$$(\Gamma_\alpha) = (\exp[-(\gamma_\alpha) L_\alpha]) \quad \alpha = I, II, \dots N \quad (\text{II-42})$$

(γ_α) est la matrice des exposants de propagation sur le tube α qui s'obtient par :

$$(\gamma_\alpha) = \text{v.p.} \{ (Z_\alpha)(Y_\alpha) \}^{1/2} \quad (\text{II-43})$$

Où (Z_α) et (Y_α) sont les matrices impédance et admittance linéiques sur le tube α . Or, les calculs de (II-42) et (II-43) nécessitent (éventuellement) la diagonalisation du produit matriciel $(Z_\alpha)(Y_\alpha)$. Ainsi (γ_α) sera écrite sous la forme :

$$(\gamma_\alpha) = (P_\alpha)(\gamma d_\alpha)(P_\alpha)^{-1} \quad (\text{II-44})$$

Dans cette expression (P_α) est la matrice de changement de base et (γd_α) une matrice diagonale. Ce calcul avait déjà été introduit pour l'évaluation des termes sources sur un tube au paragraphe précédent. Par conséquent, d'après (II-44), l'équation (II-42) devient :

$$(\Gamma_\alpha) = (P_\alpha) (\exp[-(\gamma d_\alpha) L_\alpha]) (P_\alpha)^{-1} \quad (\text{II-45})$$

L'équation B.L.T. (II-40) compte tenu de (II-45) et (II-41) est mise sous la forme suivante :

$$\{[1] - [S][P][\Gamma_d][P]^{-1}\}[W0] = [S][WS] \quad (\text{II-46})$$

Où $[\Gamma_d]$ est la supermatrice de propagation diagonale et $[P]$ une supermatrice de changement de base composée des changements de base associés à chaque tube.

Le vecteur inconnu $[W0]$ est obtenu par l'application de la méthode de Gauss pour résoudre le système linéaire (II-46). Il convient cependant d'être prudent quand la taille du problème est importante car d'autres méthodes d'intégration basées sur l'architecture même de la matrice $\{[1] - [S][\Gamma]\}$ peuvent être envisagées.

Après avoir obtenu le vecteur $[W0]$ nous souhaitons revenir aux paramètres tensions et courants. Pour cela il suffit d'appliquer les deux règles suivantes.

La somme de deux vecteurs d'ondes se propageant en sens opposé sur le même tube au niveau d'une jonction donne deux fois le vecteur des tensions sur les lignes au niveau de cette jonction.

$$\begin{aligned} (W0(J_T)) &= [V_{J_T}] - [Zc_T][I_{J_T}] \\ (WL(J_T)) &= [V_{J_T}] + [Zc_T][I_{J_T}] \\ (WL(J_T) + W0(J_T)) &= 2[V_{J_T}] \end{aligned} \quad (\text{II-47})$$

$(W0(J_T))$ est le paquet d'ondes sortant de la jonction J sur le tube T. $[Zc_T]$ est la matrice impédance caractéristique associée au tube T.

$[V_{J_T}]$ et $[I_{J_T}]$ sont respectivement les vecteurs de tensions et de courants au niveau de la jonction J à l'entrée du tube T.

La différence de ces deux vecteurs d'ondes est reliée au vecteur des courants sous la forme suivante :

$$(WL(J_T) - W0(J_T)) = 2[Zc_T][I_T] \quad (\text{II-48})$$

CONCLUSION

Nous avons présenté les éléments essentiels figurant dans un code de calcul de type résolution de l'équation B.L.T. Un tel outil permet de traiter une architecture complexe de lignes multifilaires au sein de laquelle les tensions et courants peuvent être déterminés à chaque jonction du réseau. L'algorithme de calcul des paramètres S topologiques pour les jonctions idéales, présenté dans ce chapitre, constitue un apport dans la caractérisation de nombreux types de jonctions. Le but essentiel de notre thèse est d'étendre le champ d'application de ces calculs de perturbation aux lignes de transmission non-uniformes. C'est précisément l'objet du chapitre suivant où nous décrivons une méthode de traitement des lignes de transmission non-uniformes au sein d'un réseau complexe.

CHAPITRE III

**LIGNES DE TRANSMISSION NON-UNIFORMES :
CONSIDERATIONS THEORIQUES**

INTRODUCTION

Nous avons décrit précédemment les éléments essentiels de la topologie électromagnétique ainsi que l'outil informatique associé à la résolution de l'équation B.L.T.. Cet outil permet le calcul des perturbations électromagnétiques sur des réseaux câblés. A priori, les faisceaux constituant ces réseaux sont composés de câbles parallèles entre eux, ainsi qu'à un conducteur de référence. Cette condition est nécessaire à l'établissement de l'équation B.L.T.. Cependant la réalité est toute autre et les équipements au sein d'un réseau complexe implanté au sein d'un avion ne sont pas souvent reliés par des conducteurs parallèles entre eux et à un plan de référence conducteur. Ainsi, il existe de nombreux cas de non-parallélismes que nous regroupons sous le terme de lignes de transmission non-uniformes. Celles-ci ont fait l'objet de nombreuses études que nous tenterons de résumer, mais les solutions apportées sont souvent limitées à des cas particuliers et ne permettent pas d'envisager un procédé global de résolution. Nous proposons ensuite une voie approximative de résolution consistant à discrétiser toute structure non-uniforme en une série de structures uniformes. Cette solution, dont la portée est générale, a pour avantage pratique l'utilisation du code classique de résolution de l'équation B.L.T.. Nous la comparons sur une base théorique aux résultats analytiques existants.

III-1) GENERALITES SUR LES LIGNES DE TRANSMISSION NON-UNIFORMES

Les lignes de transmission non-uniformes regroupent tout faisceau comportant une variation continue de distances entre les différents conducteurs le constituant ou entre ceux-ci et le conducteur de référence. Cela se traduit par une variation, en fonction de la position sur le réseau, des caractéristiques électriques du faisceau. Ainsi, les équations différentielles de la théorie des lignes couplées pour les lignes de transmission non-uniformes sont données par:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dV(z)}{dz}\right) &= (Z(z)) (I(z)) - (V^{(s)}(z)) \\ -\left(\frac{dI(z)}{dz}\right) &= (Y(z)) (V(z)) - (I^{(s)}(z)) \end{aligned} \quad \text{(III-1)}$$

Les notations utilisées dans l'équation (III-1) sont les mêmes que celles utilisées au premier chapitre (équation I-4). Les matrices impédance $(Z(z))$ et admittance $(Y(z))$ linéiques sont notées ainsi parce que la valeur des coefficients de ces matrices varie éventuellement en fonction de la position. Ce système d'équations n'autorise pas la formulation d'une équation dite B.L.T. à partir du changement de variables proposé au premier chapitre. En effet, la dépendance spatiale des paramètres constituant les matrices impédance et admittance linéiques entraîne une dépendance spatiale pour la matrice impédance caractéristique, empêchant l'établissement de l'équation (I-5).

Cependant le système d'équations (III-1) peut être réduit pour donner une équation en tension et une équation en courant. L'équation en tension est donnée ci-dessous :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 V(z)}{dz^2}\right) - \frac{d(Z(z))}{dz} (Z(z))^{-1} \left(\frac{dV(z)}{dz}\right) - (Z(z)) (Y(z)) (V(z)) \\ = \left(\frac{dV^{(s)}(z)}{dz}\right) - \frac{d(Z(z))}{dz} (Z(z))^{-1} (V^{(s)}(z)) - (Z(z)) (I^{(s)}(z)) \end{aligned} \quad \text{(III-2)}$$

L'équation en courant est duale et s'obtient à partir de (III-2) en remplaçant $V^{(s)}(z)$ par $I^{(s)}(z)$ puis $Z(z)$ par $Y(z)$ et réciproquement. Cette équation (III-2) est une équation différentielle du second degré à coefficients variables et ne peut être résolue que pour des cas particuliers avec des conditions parfois restrictives. Nous verrons cependant que ces solutions, aussi limitées soient elles, constitueront une excellente base de validation pour le traitement que nous proposerons par la suite.

Au préalable nous présentons les contributions effectuées par le passé à l'analyse des lignes de transmission non-uniformes.

III-2) ANALYSE DES LIGNES DE TRANSMISSION NON-UNIFORMES : CONTRIBUTIONS PRECEDENTES

Les équations différentielles en tension ou en courant du second ordre à coefficients variables étant très difficiles à intégrer, de nombreux auteurs ont consacré leurs travaux soit à la résolution de ce type d'équation dans des cas très particuliers soit à la recherche de méthodes visant à contourner ce problème. Parmi les contributions dont nous allons résumer les principaux résultats, il faut distinguer deux types d'applications. Les premières concernent la réalisation de transformateurs, d'adaptateurs d'impédance caractéristique ou de résonateurs à partir de lignes de transmission dans le domaine des hyperfréquences. Les secondes sont essentiellement orientées vers les problèmes de compatibilité électromagnétique et donc de susceptibilité des équipements connectés aux extrémités des lignes de transmission non-uniformes.

III-2 a) Travaux relatifs aux dispositifs utilisés en hyperfréquences

Les paramètres qui caractérisent un transformateur d'impédance caractéristique et un résonateur sont respectivement l'impédance d'entrée et les fréquences de résonance. Ces deux caractéristiques dépendent de la non-uniformité de la ligne de transmission. Ces calculs peuvent avoir un intérêt pratique en compatibilité électromagnétique même s'ils ne résolvent pas directement le calcul des courants et tensions sur les lignes.

E.N. Protonotarios et O. Wing [12] évitent de résoudre les équations différentielles de la théorie des lignes en exprimant la matrice chaîne d'une ligne de transmission non-uniforme par le produit de n matrices chaînes prises sur un élément de longueur $\Delta x = \frac{l}{n}$ où l est la longueur de la ligne.

Nous représentons, figure III-1, une ligne de type microruban au dessus d'un plan de référence parfaitement conducteur. La largeur de cette ligne est variable entraînant une dépendance spatiale de l'impédance caractéristique. La matrice chaîne globale de la ligne relie les tension et courant $V(l)$ et $I(l)$ en $x=l$ aux tension et courant $V(0)$ et $I(0)$ en $x=0$. Elle est donnée par :

$$\begin{bmatrix} V(l) \\ I(l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I(0) \\ V(0) \end{bmatrix} \quad \text{(III-3)}$$

avec

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \prod_{k=1}^n \begin{bmatrix} A_k & B_k \\ C_k & D_k \end{bmatrix}$$

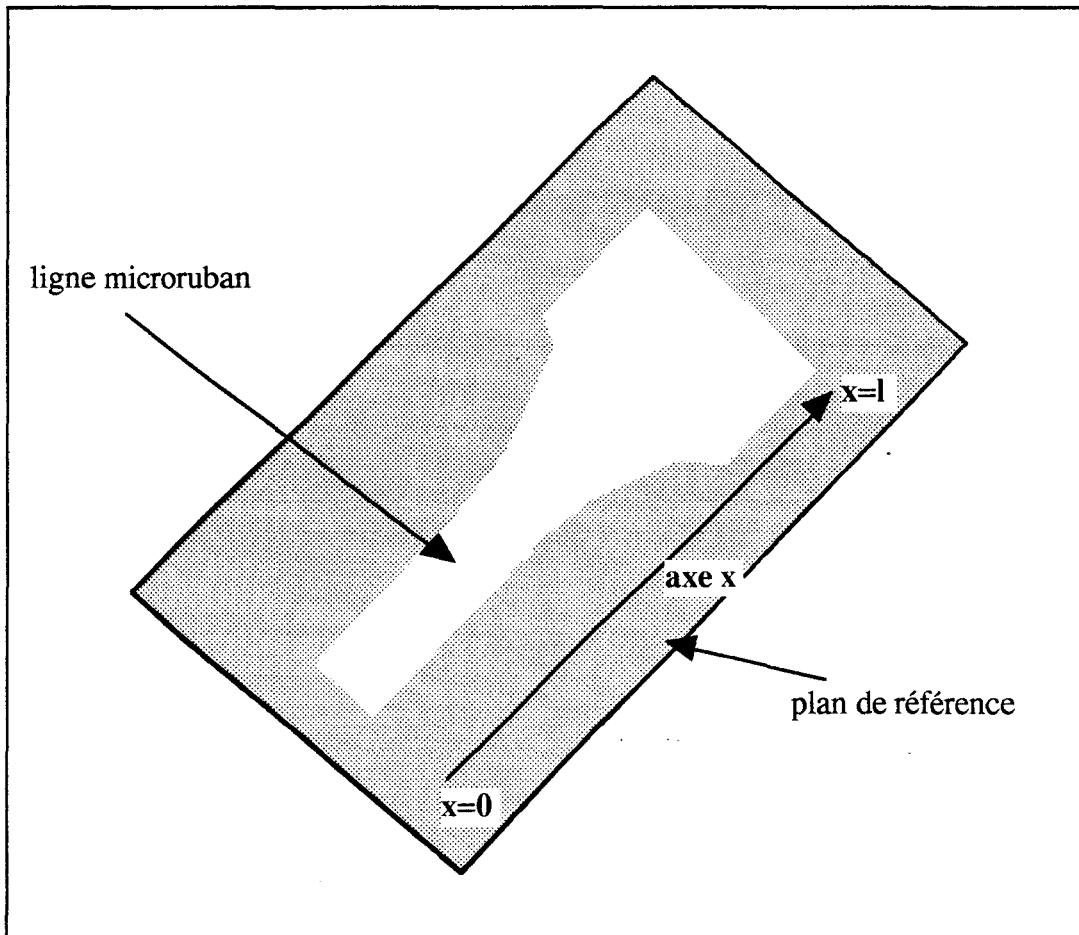


FIGURE III-1
LIGNE MICRORUBAN NON UNIFORME.
(ADAPTATION D'IMPEDANCE)

où la matrice $\begin{bmatrix} A_k & B_k \\ C_k & D_k \end{bmatrix}$ est la matrice chaîne associée au $k^{\text{ième}}$ bout de ligne de longueur Δx . Les coefficients de cette matrice, compte tenu du fait que l'on ne tient compte qu'au premier ordre des effets de propagation sur l'élément Δx , sont tels que :

$$A_k = D_k = 1$$

$$B_k = j\omega \Delta x l(k\Delta x)$$

$$C_k = j\omega \Delta x c(k\Delta x)$$

où $l(k\Delta x)$ et $c(k\Delta x)$ sont respectivement les valeurs de l'inductance et de la capacité linéique de la ligne au point $k\Delta x$. Ces paramètres sont supposés constants sur l'élément Δx .

Parallèlement à cela, les équations différentielles (III-1) sans terme source peuvent être écrites sous une autre forme en posant :

$$L(x) = \int_0^x l(y)dy \quad C(x) = \int_0^x c(y)dy$$

Soit σ une fonction telle que $C = \sigma(L)$ et une autre fonction τ telle que $L = \tau(C)$ alors les équations (III-1) peuvent se mettre sous la forme :

$$\frac{d^2 V(x)}{dL^2} - (j\omega)^2 \frac{d\sigma(L)}{dL} V(x) = 0 \tag{III-4}$$

$$\frac{d^2 I(x)}{dC^2} - (j\omega)^2 \frac{d\tau(C)}{dC} I(x) = 0$$

En exprimant les conditions aux limites nulles aux extrémités de la ligne on résoud un problème de Sturm-Liouville du type :

$$\begin{aligned} y'' + \mu^2 \rho(x)y = 0 \quad y(0) = 0 \\ y(l) = 0 \end{aligned} \tag{III-5}$$

avec pour une ligne court-circuitée aux extrémités :

$$y=V(x) \text{ et } \rho(x) = \frac{d\sigma(L)}{dL}$$

et pour une ligne à extrémités ouvertes :

$$y=I(x) \text{ et } \rho(x) = \frac{d\tau(C)}{dC}$$

On montre que les fréquences de résonance d'une ligne non-uniforme sont les valeurs propres du problème de Sturm-Liouville (III-5) et qu'elles sont reliées aux zéros des coefficients de la matrice chaîne A,B,C,D. L'établissement de cette matrice conformément à (III-3) suffit donc à déterminer les fréquences de résonance de la ligne, ce qui est un paramètre important du point de vue de la susceptibilité des équipements.

K. Kobayashi et al. [13] utilisent les identités de Kuroda fréquemment employées en hyperfréquences. L'une d'entre elles donne une équivalence au stub série en circuit ouvert de la figure III-2-a. Ce stub est d'une longueur l/n

en série avec une ligne d'impédance caractéristique W et de longueur l . On montre que ce dispositif est équivalent à n bouts de lignes d'impédance caractéristique croissante en série avec un autre stub série en circuit ouvert et d'un transformateur. (figure III-2-b).

Si $C_0 n$ est l'admittance caractéristique du stub de la figure III-2-a alors l'impédance caractéristique W_i du i ème bout de ligne de la figure III-2-b est donnée par :

$$W_i = W \frac{(nC_0 W + i-1)(nC_0 W + i)}{n^2 (C_0 W)^2} \quad (\text{III-6})$$

L'admittance caractéristique du stub équivalent de la figure III-2-b est donnée par :

$$C_N = \frac{n C_0^2 W}{1 + C_0 W}$$

Le rapport de transformation du transformateur de la représentation équivalente est donné par :

$$m_N = \frac{1 + C_0 W}{C_0 W}$$

Si on fait tendre n vers l'infini dans (III-6) alors W_i tend vers une fonction continue $W(X)$ telle que la ligne de transmission non-uniforme ainsi obtenue soit du type parabolique :

$$W(X) = \lim_{n \rightarrow \infty} W_i = W \left(1 + \frac{1}{C_0 W} \frac{X}{l^2} \right) \quad (\text{III-7})$$

De même, le stub série de la figure III-2-a devient une capacité de valeur $C_0 l/v$ et le stub série équivalent de la figure III-2-b une capacité de valeur $C_0^2 W l / (1 + C_0 W) v$ où v est la vitesse de propagation sur les lignes. Cette ligne de transmission non-uniforme peut être à son tour représentée par les mêmes éléments (figure III-3). Sur ce principe de nombreuses applications sont possibles pour différents types de lignes non-uniformes [14].

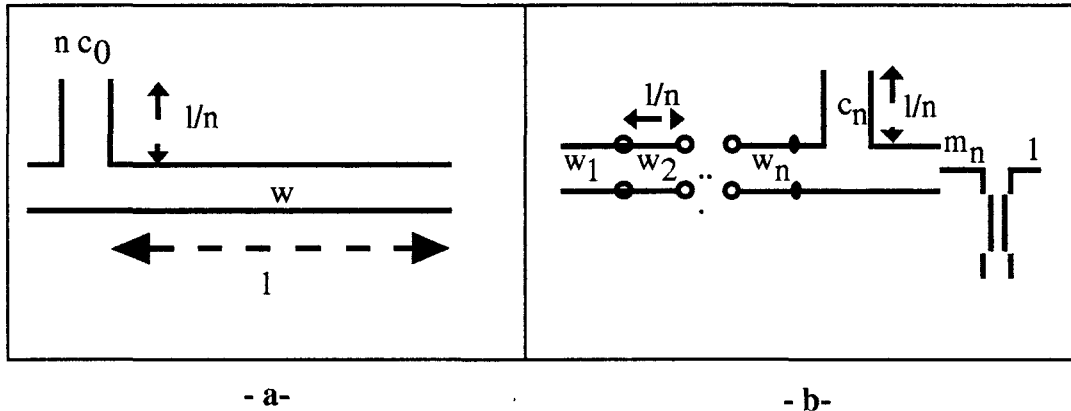


FIGURE III-2
IDENTITE DE KURODA POUR UN STUB EN CIRCUIT OUVERT ET
UNE LIGNE D'IMPEDANCE CARACTERISTIQUE W

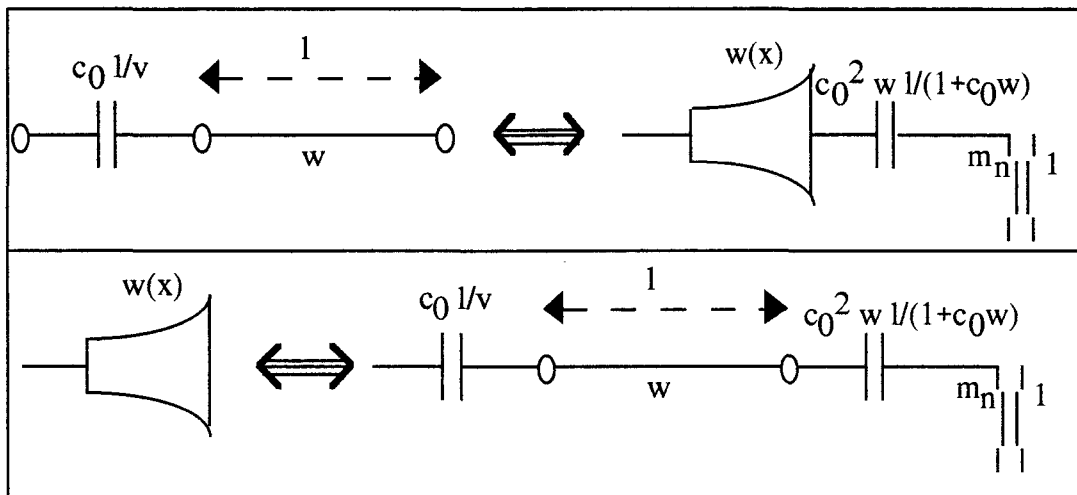


FIGURE III-3
IDENTITE DE KURODA POUR $N \rightarrow \infty$. LIGNE NON-UNIFORME $W(X)$
EQUIVALENTE A UNE LIGNE UNIFORME ET ELEMENTS
LOCALISES

Des calculs analytiques ont été effectués par J. Ahmed [15] pour déterminer l'impédance d'entrée de transformateurs d'impédance à base d'une ligne de transmission dont l'impédance caractéristique varie de façon exponentielle, parabolique, ou en cosinus carré. Bien que ces applications soient très spécifiques, le formalisme général qui permet d'accéder à l'impédance d'entrée d'une ligne de transmission non-uniforme peut être utile. L'impédance ramenée sur une ligne à une distance l de la charge Z_a sur une ligne d'impédance Z_0 est donnée par :

$$Z_{IN} = Z_0 \frac{Z_a + j Z_0 \tan(\beta l)}{Z_0 + j Z_a \tan(\beta l)} \quad (\text{III-8})$$

où β est la constante de phase.

Pour une ligne de transmission non-uniforme l'impédance caractéristique est fonction de la position. Si on admet toutefois qu'elle reste constante sur un élément dz , alors l'impédance d'entrée Z_{IN} est régie par une équation différentielle du premier ordre classique (Riccati) :

$$\frac{d Z_{IN}}{dz} = j\beta Z_0(z) - j\beta \frac{Z_{IN}^2}{Z_0(z)} \quad (\text{III-9})$$

A partir du changement de variable $Z_{IN} = \frac{Z_0(z)}{j\beta} \left(\frac{1}{u} \frac{du}{dz} \right)$ l'équation (III-9) est transformée en une équation du second ordre linéaire et homogène.

$$\frac{d^2 u}{dz^2} + \left[\frac{1}{Z_0(z)} \frac{dZ_0(z)}{dz} \right] \frac{du}{dz} + \beta^2 u = 0 \quad (\text{III-10})$$

Cette équation peut être résolue pour les types de lignes non-uniformes citées plus haut.

L'ensemble de ces contributions succinctement présentées ont été réalisées dans le but de résoudre des problèmes liés au domaine des hyperfréquences. Dans la seconde partie de notre bilan bibliographique nous décrivons des travaux plus reliés aux problèmes de compatibilité électromagnétique.

III-2 b) Lignes de transmission non-uniformes sous l'angle de la compatibilité électromagnétique

L'analyse de la compatibilité électromagnétique associée aux lignes de transmission non-uniformes suppose la détermination des tensions ou courants aux entrées des équipements. Les études menées dans ce but diffèrent en cela des études présentées au paragraphe précédent.

K Kobayashi et al. [16] donnent les solutions exactes pour les équations différentielles (III-2) associées aux lignes de transmission non-uniformes dont la distribution d'impédance caractéristique est $W(z) = W_0 z^{m/n}$, où z est l'abscisse sur la ligne. Les solutions exactes de ces équations sont données sous forme de fonctions de Bessel. Le rapport m/n est un nombre réel excepté les nombres impairs. Ce calcul donne accès directement aux tensions et courants sur la ligne mais est très limité par le type de distribution de la non-uniformité.

Par contre, la méthode préconisée par M Leiniger et H Schmeer [17] est d'application plus étendue. Ils se proposent de résoudre l'équation :

$$\frac{d^2K}{dz^2} - \frac{1}{L(z)} \frac{dL(z)}{dz} \frac{dK}{dz} - (p + \rho_1)(p + \rho_2) L(z)C(z) = 0 \quad (\text{III-11})$$

où $p = j\omega$

$L(z)$ est l'inductance de la ligne non-uniforme au dessus du plan, ρ_1 et ρ_2 sont des constantes qui relient respectivement la résistance par unité de longueur $R(z)$ à l'inductance linéique $L(z)$ et la conductance par unité de longueur $G(z)$ à la capacité linéique $C(z)$:

$$R(z) = \rho_1 L(z)$$

$$G(z) = \rho_2 C(z)$$

K est une fonction intermédiaire à partir de laquelle les tension et courant sur la ligne peuvent être estimés :

$$V(z) = (p + \rho_1) K(z) e^{pt}$$

$$I(z) = -\frac{1}{L} \frac{dK(z)}{dz} e^{pt}$$

L'équation (III-11) peut être résolue en approximant les expressions de $\frac{1}{L(z)} \frac{dL(z)}{dz}$ et $L'(z) C'(z)$ par des polynômes. Dès lors, une solution est donnée sous forme de fonctions de Bessel. Cette méthode peut être appliquée à de

nombreuses configurations. Cependant l'ordre des polynômes peut être élevé et cette technique semble difficile à appliquer à des câbles multiconducteurs. Cette étude présente cependant l'avantage d'être rigoureuse.

Nous insistons dans cette revue bibliographique sur l'approche de J.Nitsch et al. [18] dans la mesure où elle ouvre la voie à certains résultats analytiques importants qui constitueront une base de validation des méthodes de discrétisation que nous proposerons au paragraphe suivant. A partir du système d'équations différentielles (III-2), on dérive une équation différentielle du second degré en termes de tension dont l'analyse peut être facilitée si les matrices $(Z(z))$, $(Y(z))$, $\frac{d}{dz}(Z(z))$ et $(Z(z))^{-1}$ peuvent être diagonalisées simultanément. Cela est possible si ces matrices sont normales et commutatives et, en particulier, si elles sont circulantes. La ligne de transmission multifilaire non-uniforme et circulante est alors décrite en termes de valeurs propres et de modes de propagation propres. L'équation différentielle du type (III-2) associée à un faisceau de N lignes monofilaires est par conséquent réduite à N équations différentielles scalaires associées à chacun des modes de propagation. Ce type d'équation différentielle reste difficile à résoudre mais certaines solutions ont été apportées par les mêmes auteurs [19].

L'analyse de Nitsch et al. porte sur le système d'équations (III-2) sans terme source. La source peut être incluse lors de l'application des conditions aux limites. De ce système est dérivée l'équation différentielle en tension de la forme suivante :

$$\frac{d^2(V(z))}{dz^2} - (Z(z))^{-1} \frac{d}{dz}(Z(z)) \frac{d}{dz}(V(z)) - (Z(z))(Y(z))(V(z)) = 0 \quad (\text{III-12})$$

Si les différentes matrices intervenant dans (III-12) $(Z(z))$, $(Y(z))$, $\frac{d}{dz}(Z(z))$ et $(Z(z))^{-1}$, sont normales et commutatives deux par deux alors l'ensemble des matrices de cette équation peuvent être diagonalisées par la même matrice unitaire (U) indépendante de la position sur l'axe z.

Ces matrices possèdent ces propriétés si les matrices des coefficients de propagation et d'impédance caractéristique les possèdent elles-mêmes.

Les matrices circulantes forment un groupe particulier de matrices normales et commutatives. Le changement de base [U] est la matrice unitaire de Fourier dont les colonnes sont telles que :

$$[U]^\beta = \frac{1}{\sqrt{N}} \begin{bmatrix} e^{j 2\pi \frac{\beta}{N}} \\ e^{j 2\pi \frac{2\beta}{N}} \\ \vdots \\ e^{j 2\pi(N-1) \frac{\beta}{N}} \\ 1 \end{bmatrix}$$

$$1 \leq \beta \leq N$$

Où β est l'indice d'une colonne de la matrice $[U]$
 N le nombre de conducteurs du faisceau.

La restriction de l'étude aux matrices circulantes limite les applications physiques du calcul. Soit une matrice circulante $[C]$ d'ordre N , ces coefficients sont tels qu'elle se met sous la forme suivante :

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{1,1} & C_{1,2} & C_{1,3} & \dots & \dots & \dots & C_{1,N} \\ C_{1,N} & C_{1,1} & C_{1,2} & C_{1,3} & \dots & \dots & C_{1,N-1} \\ C_{1,N-1} & C_{1,N} & C_{1,1} & C_{1,2} & C_{1,3} & \dots & C_{1,N-2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ C_{1,2} & C_{1,3} & \dots & \dots & \dots & C_{1,N} & C_{1,1} \end{bmatrix}$$

Une telle configuration de coefficients pour la matrice impédance caractéristique de la ligne multifilaire suppose que l'on puisse réaliser une permutation circulaire incluant tous les conducteurs dans un plan transversal quelconque de celle-ci. C'est le cas, par exemple, de conducteurs de même nature électrique, situés à la même hauteur au dessus d'un plan de référence, et s'écartant l'un de l'autre (Figure III-4). L'équation matricielle (III-12) est scalarisée sous la forme de N équations modales du type :

$$\frac{d^2}{dz^2} v_\beta(z) - \frac{d}{dz} \text{Log}(z_\beta(z)) \frac{d}{dz} v_\beta(z) - \gamma_\beta^2(z) v_\beta(z) = 0 \quad (\text{III-13})$$

avec $(Z) = (U) (Z_d) (U)^*$
 $(\gamma^2) = (U) (\gamma_d^2) (U)^*$
 $(v) = (U)^* (V)$

$$(v) = \begin{pmatrix} v_1 \\ \vdots \\ v_\beta \\ \vdots \\ v_N \end{pmatrix} \quad (Z_d) = \begin{pmatrix} z_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & z_\beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & z_N \end{pmatrix} \quad (y_d^2) = \begin{pmatrix} \gamma_1^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_\beta^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \gamma_N^2 \end{pmatrix}$$

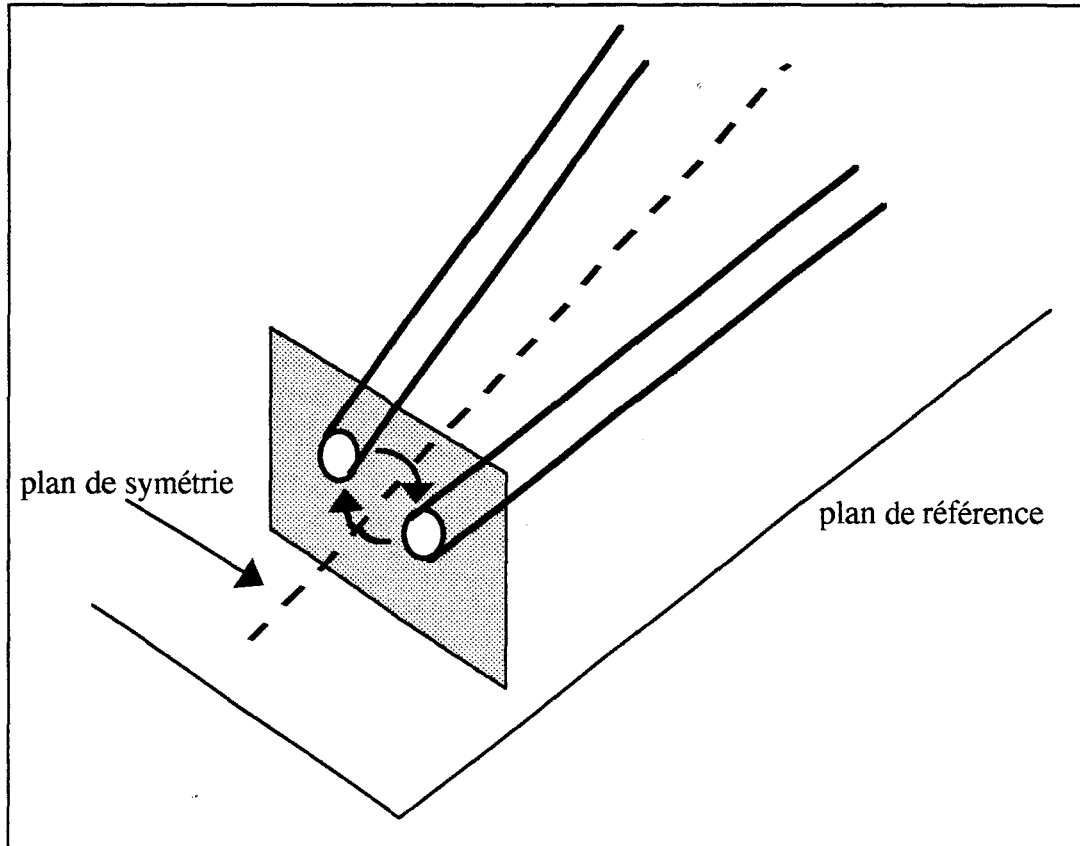


FIGURE III-4

EXEMPLE DE SYMETRIE ASSOCIEE AUX PROPRIETES DE MATRICES CIRCULANTES

On peut établir les mêmes équations en courant par dualité. Les courants modaux sont alors donnés par l'équation :

$$\frac{d^2 i_\beta(z)}{dz^2} - \frac{d}{dz} \text{Log}(y_\beta(z)) \frac{d}{dz} i_\beta(z) - \gamma_\beta^2(z) i_\beta(z) = 0 \tag{III-14}$$

avec $(Y) = (U)(Y_d)(U)^*$
 $(i) = (U)^*(I)$

$$(i) = \begin{pmatrix} i_1 \\ \vdots \\ i_\beta \\ \vdots \\ i_N \end{pmatrix} \quad (Y_d) = \begin{pmatrix} Y_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Y_\beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & Y_N \end{pmatrix}$$

La résolution de ce type d'équations même scalarisées reste difficile. C'est pourquoi il est possible d'opérer un changement de variable, $\rho_\beta(z)$ à partir de (III-13) et (III-14), assimilable à un coefficient modal de réflexion :

$$\rho_\beta(z) = (v_\beta(z) / i_\beta(z) - z_{c\beta}(z)) / (v_\beta(z) / i_\beta(z) + z_{c\beta}(z))$$

où

$$z_{c\beta}(z) = \sqrt{\frac{z_\beta(z)}{y_\beta(z)}}$$

Tout système de N lignes de transmission non-uniformes circulantes peut être calculé à partir de N équations différentielles du premier ordre en coefficient modal de réflexion :

$$\frac{d\rho_\beta(z)}{dz} - 2\gamma_\beta(z) \rho_\beta(z) + \frac{1}{2} (1 - \rho_\beta^2(z)) \frac{d}{dz} (\text{Log } Z_{c\beta}(z)) = 0 \quad \text{(III-15)}$$

$$1 \leq \beta \leq N$$

On trouvera dans la suite de ce chapitre des résultats issus de la résolution des équations du type (III-13), (III-14) ou (III-15) pour les géométries simples d'un conducteur non-parallèle à un plan de référence et de deux conducteurs s'écartant l'un de l'autre de façon monotone.

L'ensemble des méthodes et travaux présentés dans la première partie de ce chapitre s'appliquent le plus souvent à des cas particuliers de distribution de non-uniformités sur les lignes. De plus, les formalismes présentés se prêtent souvent mal aux calculs matriciels associés aux lignes multifilaires. Certains résultats, même ponctuels, constituent tout de même des éléments essentiels de comparaison pour la méthode que nous préconisons maintenant.

III-3) METHODE DE DISCRETISATION

Dans le cadre de ce travail, nous poursuivons deux objectifs. Dans un premier temps, nous souhaitons utiliser une méthode générale de traitement des lignes de transmission non-uniformes. Ces types de lignes peuvent comporter un nombre quelconque de conducteurs, et posséder des géométries très différentes, plus ou moins complexes. Ensuite nous souhaitons intégrer cette méthode dans le cadre du traitement de réseaux complexes de ligne de transmission non-uniformes. L'idéal, de ce point de vue, est de conserver la structure du code de résolution de l'équation B.L.T. pour les réseaux de lignes de transmission uniformes et d'y ajouter la possibilité de traiter les lignes de transmission non-uniformes.

Dans cette optique, nous proposons de traiter toute ligne de transmission non-uniforme comme une succession de lignes de transmission uniformes séparées par de petites discontinuités de matrice impédance caractéristique. Cette approche permet effectivement le calcul de réseaux de lignes uniformes et non-uniformes par un code de résolution de l'équation B.L.T. destiné au départ à ne traiter que le cas des lignes de transmission uniformes.

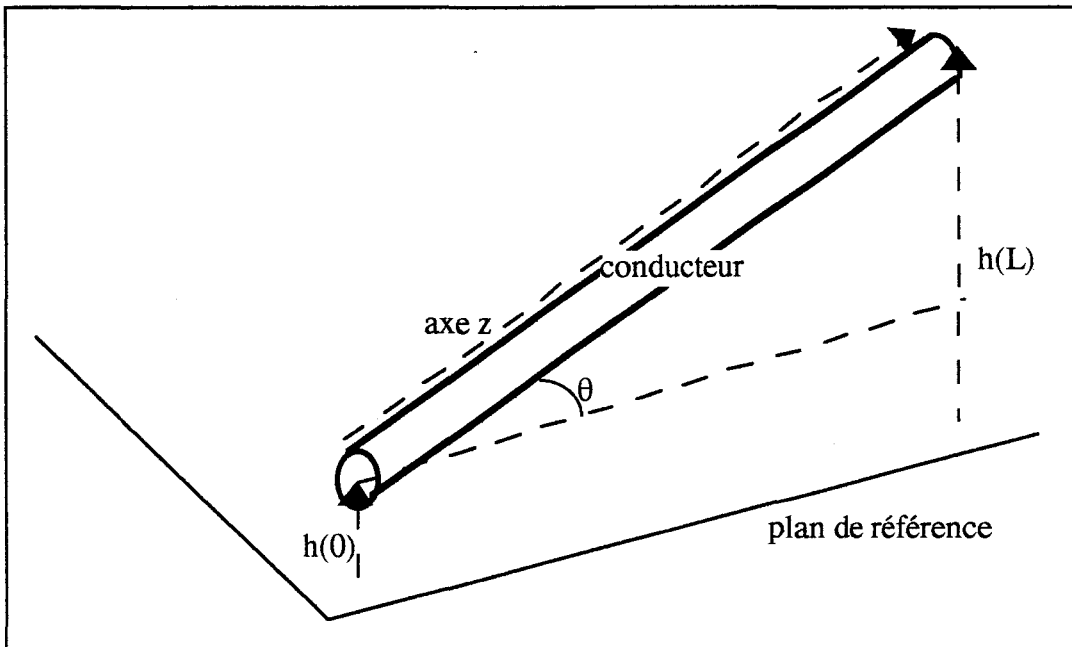
Les zones de discontinuité seront symbolisées au niveau de la représentation topologique par des jonctions. Ces jonctions ne comporteront que des court circuits liant de part et d'autre de celles-ci les conducteurs de la structure non-uniforme. De telles jonctions sont des jonctions idéales dont les paramètres S topologiques peuvent être calculés par la formule (II-21).

L'idée de discrétiser les non-uniformités est simple, cependant son application soulève plusieurs problèmes importants. Le premier d'entre eux concerne les discontinuités introduites, qui vont créer des réflexions multiples dont il est difficile de prévoir l'amplitude et l'effet sur les niveaux de perturbations relevés. Il faut ensuite pouvoir déterminer la finesse de la discrétisation, sachant qu'un nombre trop élevé de tronçons de lignes non-uniformes serait préjudiciable à l'utilisation de cette méthode. Il serait en effet inconcevable de traiter un réseau complexe comportant des milliers de conducteurs enchevêtrés lorsqu'une seule ligne non-uniforme de 2 mètres devrait être divisée en mille segments de 2 millimètres. Les résultats obtenus devront donc converger rapidement.

C'est à l'analyse du comportement de cette méthode relativement à ces critères que sont consacrés les paragraphes suivants à travers la présentation de quelques exemples.

III-4) CAS DU CONDUCTEUR NON-PARALLELE A UN PLAN DE REFERENCE

Le cas que nous traitons est l'exemple le plus simple de ligne de transmission non-uniforme. Le conducteur considéré dans cette étude s'éloigne du plan de référence avec une pente constante (figure III-5). Cette configuration est encore très canonique mais elle se rapproche d'une situation possible au sein d'un avion où la position relative des équipements, et la forme des habitacles rend le parcours d'un câble très inconstant au dessus d'un plan de référence.



**FIGURE III-5
CONDUCTEUR NON-PARALLELE A UN PLAN DE REFERENCE**

La ligne de transmission située à une hauteur h_1 à l'abscisse $z=0$ atteint une hauteur h_2 à l'abscisse $z=L$ où L est la longueur du câble. Le milieu est considéré comme homogène (air) et le conducteur sans perte. L'impédance caractéristique de cette ligne au dessus du plan est donnée par

$$Z_c(z) = 60 \text{ Log} \left(\frac{4}{d} h(z) \right) \tag{III-16}$$

Où d est le diamètre du conducteur supposé constant, $h(z)$ est la hauteur du conducteur au dessus du plan :

$$h(z) = h(0) + z \sin \theta$$

θ est l'angle que fait le conducteur avec le plan de référence

$$\sin \theta = \frac{h(L) - h(0)}{L}$$

Le paramètre de la hauteur est celui qu'il faut discrétiser. C'est ce que nous décrivons maintenant.

III-4 a) Discrétisation de la hauteur du conducteur

Le conducteur est divisé en N tronçons de longueur égale L/N. La hauteur associée à un de ces tronçons correspond à la hauteur moyenne du conducteur sur le tronçon considéré qui, dans ce cas, est celle prise au centre de l'intervalle de longueur L/N. La hauteur h_i du $i^{\text{ème}}$ tronçon est telle que :

$$h_i = h\left(z = \left(\frac{2i-1}{2}\right) \frac{L}{N}\right) = h(0) + \left(\frac{2i-1}{2N}\right) (h(L) - h(0)) \quad (\text{III-17})$$

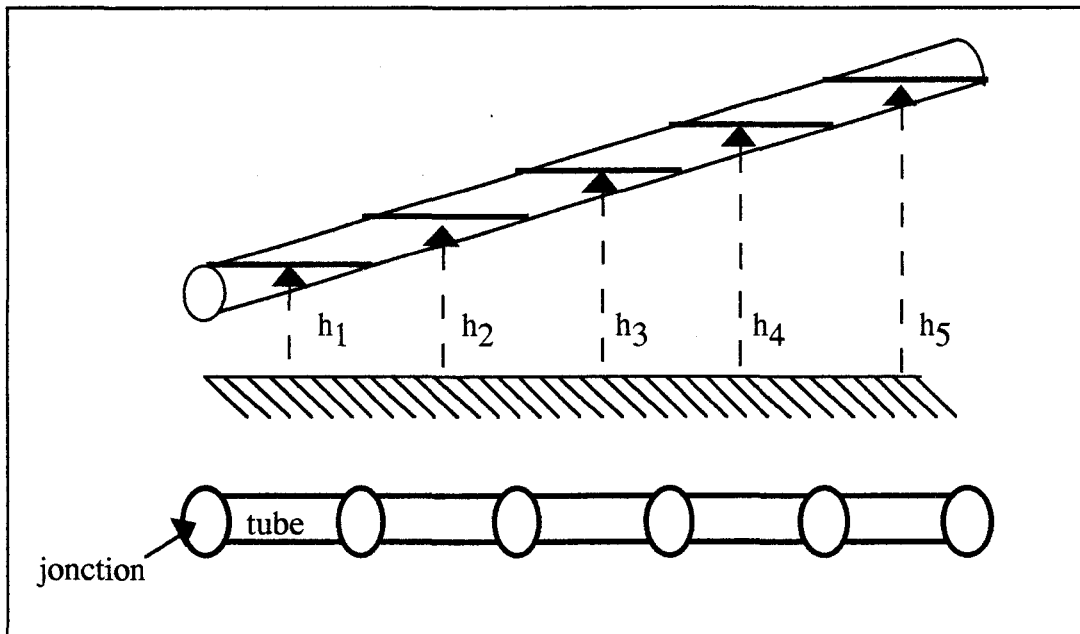


FIGURE III-6
DISCRETISATION DE LA HAUTEUR D'UN
CONDUCTEUR. REPRESENTATION TOPOLOGIQUE

La discrétisation introduit des discontinuités d'impédance caractéristique entre chaque tronçon. Le conducteur peut alors être représenté par une chaîne de tubes-jonctions (figure III-6). Cette chaîne comporte N tubes de longueur L/N, N-1 jonctions de transition entre ces tubes et 2 jonctions terminales symbolisant les terminaisons du conducteur.

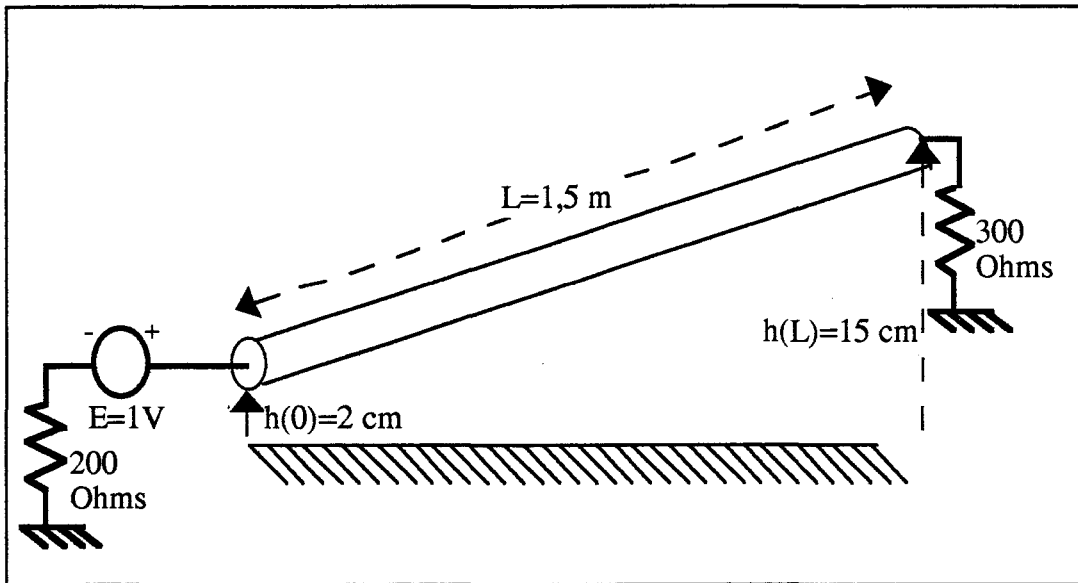


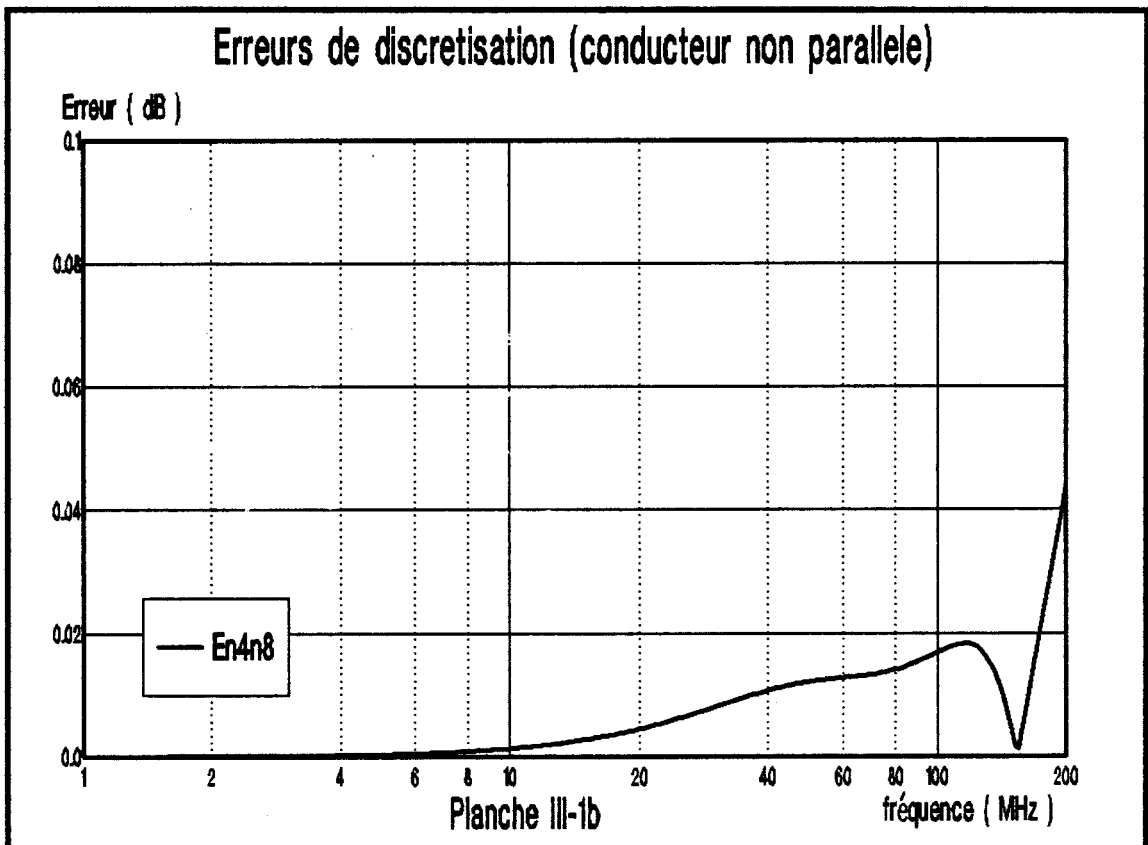
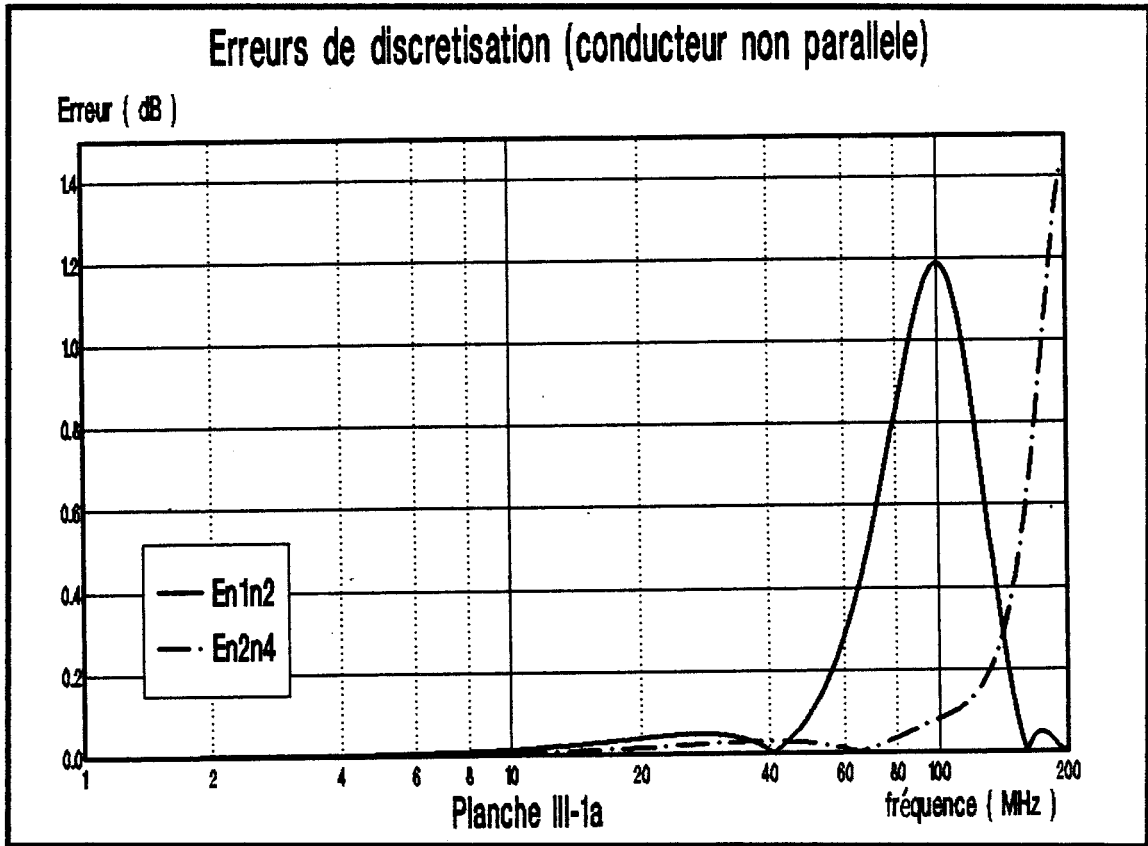
FIGURE III-7
 CONDUCTEUR NON-PARALLELE AU PLAN DE REFERENCE
 APPLICATION NUMERIQUE

Les données numériques du problème à résoudre sont résumées sur la figure III-7. Nous observerons la tension $V(0)$ aux bornes du générateur de force électromotrice 1 volt. Nous nous proposons d'évaluer le nombre N de tubes nécessaires à l'obtention d'une réponse $V(0)$ convergente. Cette notion de convergence est obligatoirement associée à un niveau de précision quelque peu arbitraire. Si $V(0)_N(f)$ est la réponse du système pour une représentation à N tubes à la fréquence f , alors cette réponse est considérée comme satisfaisante si

$$\epsilon_{N,2N}(f) = 20 \log |V(0)_{2N}(f) - V(0)_N(f)| \leq \epsilon_{MAX} \text{ (dB)} \quad \text{(III-18)}$$

Où $\epsilon_{N,2N}(f)$ est la marge d'erreur associée aux discrétisations à N et $2xN$ tubes sur toute la bande de fréquence considérée.

Nous entreprenons la modélisation du conducteur non-parallèle d'abord par un conducteur de hauteur moyenne ($N=1$) puis par un doublement du nombre de tubes jusqu'à ce que le critère (III-18) soit atteint. Le choix de ϵ_{MAX} dépend de la complexité de la structure non-uniforme étudiée. Le type de non-uniformité envisagé ici, par rapport au plan de référence permet d'envisager une convergence rapide avec $\epsilon_{MAX} = 0,1$ dB. Ce niveau de précision est en tout cas largement suffisant d'un point de vue expérimental.



Sur la bande de fréquence 1 MHz - 200 MHz d'après les courbes d'erreur (planches III-1a et III-1b) et le critère (III-18) quatre tubes suffisent à représenter le conducteur de la figure III-7. D'après (III-17), les quatre tubes ont pour hauteurs 3,625 ; 6,875 ; 10,125 et 13,375 cm. En conséquence les impédances caractéristiques des tronçons correspondants (III-16) sont environ de 263,3 ; 301,7 ; 325 et 341,7 Ohms. La variation d'impédance caractéristique d'un tronçon à l'autre est donc comprise entre 5 et 15%. Ce résultat nous donnera une indication sur la manière de déterminer directement le nombre adéquat de tronçons nécessaires à la modélisation d'une ligne de transmission multiconducteur non-uniforme quelconque.

III-4 b) Pas de discrétisation : discussion

Dès l'analyse de ce premier exemple de ligne de transmission non-uniforme, nous sommes confrontés à la difficulté essentielle de toute méthode de discrétisation : la détermination de la finesse du découpage.

Théoriquement, le découpage en N tronçons de longueur L/N est équivalent, lorsque N tend vers l'infini, à un problème continu qui est celui du conducteur réel; le nombre N déterminé plus haut est donc très faible. Il convient d'analyser le rôle des discontinuités afin d'expliquer cela. Une discontinuité doit, à elle seule, faire intervenir une petite rupture d'impédance caractéristique entraînant un faible coefficient de réflexion. Soient Z_{C1} et Z_{C2} , les impédances caractéristiques de deux tronçons adjacents (figure III-8), les paramètres S topologiques à la rupture sont calculés à partir de (II-21) :

$$S_{11} = - S_{22} = \frac{Z_{C2} - Z_{C1}}{Z_{C2} + Z_{C1}}$$

$$S_{21} = \frac{2 Z_{C2}}{Z_{C1} + Z_{C2}} \quad S_{12} = \frac{2 Z_{C1}}{Z_{C1} + Z_{C2}}$$

Où S_{11} et S_{22} symbolisent la réflexion des ondes sur la discontinuité du côté 1 et du côté 2 respectivement

et S_{12} et S_{21} symbolisent la transmission des ondes respectivement de 2 vers 1 et de 1 vers 2.

En prenant l'exemple de la première discontinuité associée à la discrétisation du conducteur de la figure III-7, $Z_{C1} = 263,3$ et $Z_{C2} = 301,7$ Ohms, ces paramètres S topologiques prennent les valeurs suivantes :

$$S_{11} = 0,068 \quad S_{22} = 0,068$$

$$S_{21} = 1,068 \quad S_{12} = 0,932$$

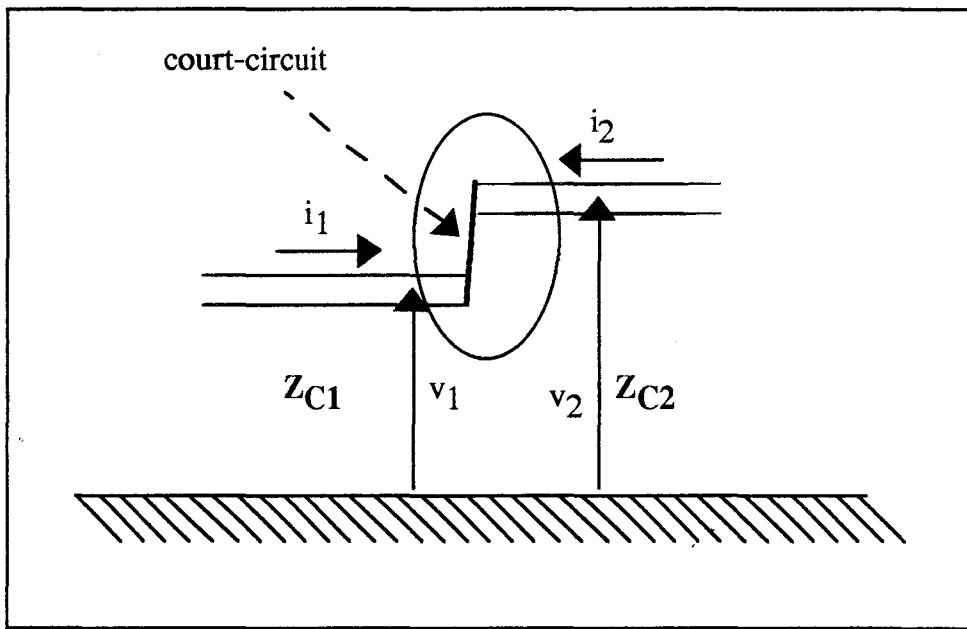


FIGURE III-8
CALCUL DES PARAMETRES S TOPOLOGIQUES AU NIVEAU
DES JONCTIONS ASSOCIEES AUX DISCONTINUITES

Les ondes réfléchies sont donc d'amplitude faible même si le découpage n'est pas très affiné. La discontinuité introduite n'a donc pas un caractère trop brutal compte tenu d'une variation d'impédance caractéristique inférieure à 15%.

Nous avons fait converger la réponse du conducteur non-parallèle à un plan de référence selon un critère défini en (III-18). Cette réponse a été obtenue grâce à un nombre très faible de tronçons de lignes uniformes. Nous souhaitons la comparer à une réponse analytique approchée de ce cas très simple dans le but d'apporter une première validation de cette méthode de discrétisation.

III-4 c) Confrontation avec un calcul analytique

Nous utilisons, comme équation de base de notre calcul, l'équation différentielle en coefficient de réflexion du type (III-15) :

$$\frac{d\rho(z)}{dz} - 2\gamma \rho(z) + \frac{1}{2} (1-\rho^2(z)) \frac{d}{dz} (\text{Log } Z_c(z)) = 0 \quad \text{(III-19)}$$

avec

$$\rho(z) = (V(z)/I(z) - Z_c(z)) / (V(z)/I(z) + Z_c(z))$$

Le coefficient $\rho(z)$ est le coefficient de réflexion sur la ligne. Nous considérons que le coefficient de propagation, γ , est invariant, le conducteur étant baigné dans un milieu homogène. Cette équation différentielle n'est pas linéaire, et par conséquent difficile à résoudre. Cependant nous pouvons estimer que le module de $\rho(z)$ est faible, notamment pour le cas de la figure (III-17) où les impédances de charge sont proches des impédances caractéristiques d'extrémité, de telle manière que :

$$|\rho(z)|^2 \ll 1 \quad (III-20)$$

L'application de (III-20) entraîne la linéarisation de l'équation (III-19):

$$\frac{d\rho(z)}{dz} - 2\gamma \rho(z) = -\frac{1}{2} \frac{d}{dz} (\text{Log } Z_C(z)) \quad (III-21)$$

Suivant l'expression de $Z_C(z)$ cette équation est plus ou moins facile à résoudre. Toutefois avec $Z_C(z)$ du type (III-16) nous trouvons une solution de la forme :

$$\rho(z) = Ke^{2\gamma z} - \frac{1}{2} e^{2\gamma a} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ (-1)^n \left(\frac{2\gamma/b}{n!} \right)^n \left[\text{Log} (\text{Log} (b(z+a))) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{n^m \text{Log}^m (b(z+a))}{m \cdot m!} \right] \right\} e^{2\gamma z} \quad (III-22)$$

avec

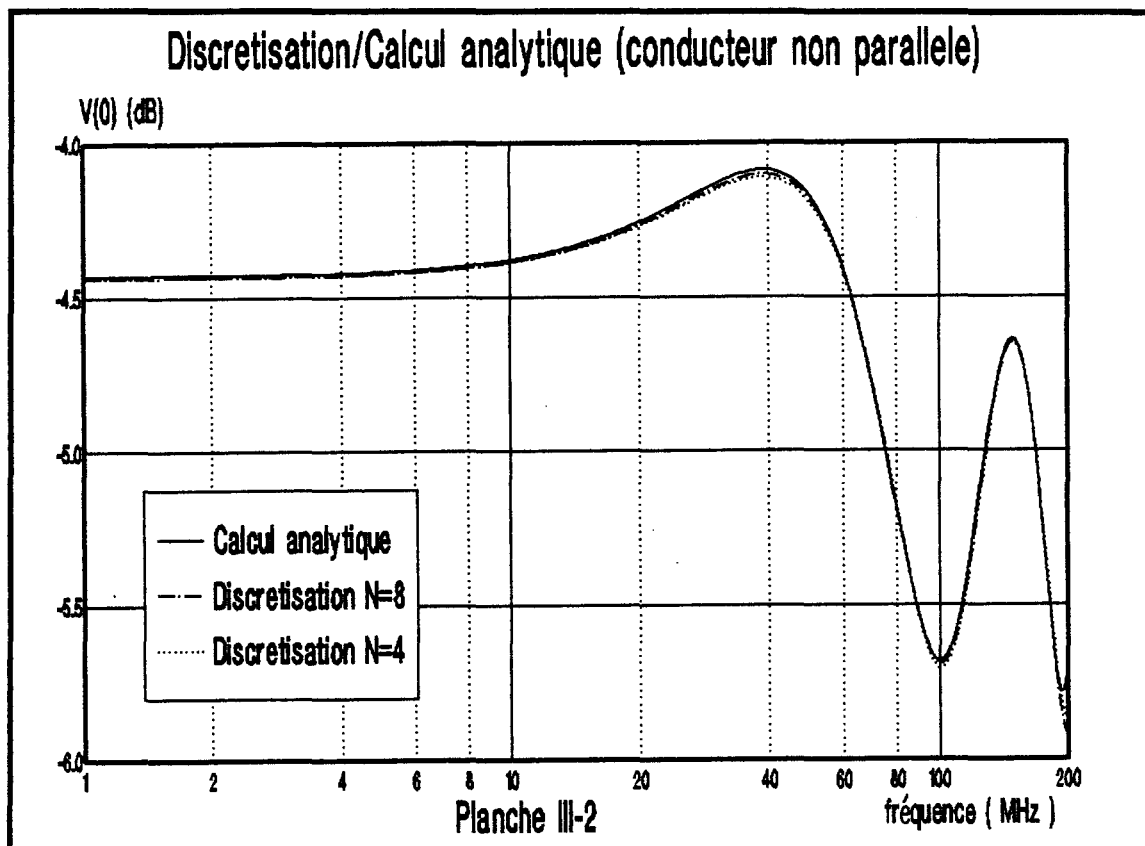
$$Z_C(z) = 60 \text{ Log} (b(z+a))$$

où d'après (III-16)

$$a = h(0) / \sin \theta \quad b = 4 \sin \theta / d$$

K est la constante d'intégration associée à (III-21). Elle est déterminée à partir de l'application des conditions aux limites en $z=L$. Le calcul de $V(0)$ est alors effectué à partir de l'évaluation de $\rho(0)$. La réponse obtenue est comparée aux réponses de la méthode de discrétisation.

Nous avons fait figurer sur la planche III-2 les courbes correspondant à la discrétisation pour $N=4$ et $N=8$, d'une part, et la courbe correspondant au calcul analytique, d'autre part. Ces courbes sont très proches les unes des autres sur toute la bande de fréquence considérée. De plus, la convergence de la méthode de discrétisation peut être observée par le fait que la courbe de discrétisation à $N=8$ tend à se rapprocher plus encore de la réponse analytique.



Ce résultat est très important car il montre, dans un cas très simple, que la méthode de discrétisation converge très rapidement d'une part, et que la signature du signal $V(0)$ est identique à celle obtenue par intégration des équations différentielles de la théorie des lignes couplées, d'autre part.

En basse fréquence, c'est à dire avant que les phénomènes de propagation n'interviennent, le découpage de la ligne ne présente aucun intérêt dans le cas d'une source d'extrémité. L'impédance connectée en bout de ligne (300Ω) est ramenée au niveau du générateur doté d'une impédance de 200Ω et la tension V_0 est indépendante de la position de la ligne au dessus du plan de masse :

$$V_0 = \frac{300E}{200 + 300} = \frac{3}{5} (-4,44 \text{ dB})$$

III-5) CAS DE DEUX CONDUCTEURS NON -PARALLELES

Nous avons préconisé la méthode de discrétisation pour le traitement des réseaux de lignes de transmission non-uniformes et illustré celle ci pour le cas élémentaire du conducteur non-parallèle à un plan. Cette fois, nous compliquons la structure d'analyse en intégrant les non-parallélismes entre conducteurs. Cela constitue une étape complémentaire et indispensable dans l'étude de l'applicabilité de cette méthode.

III-5 a) Géométrie du problème. Hypothèses

Le problème de deux conducteurs non-parallèles au dessus d'un plan de référence parfaitement conducteur est représenté figure III-9. Les deux conducteurs, sans pertes, s'écartent symétriquement par rapport à un plan P d'un angle θ et sont baignés dans un milieu homogène où la vitesse de propagation est celle de la lumière. Ce problème a été traité par Nitsch et al. [19] de manière très approfondie. Les travaux présentés par ces auteurs serviront de base à une nouvelle validation plus physique de la méthode de discrétisation.

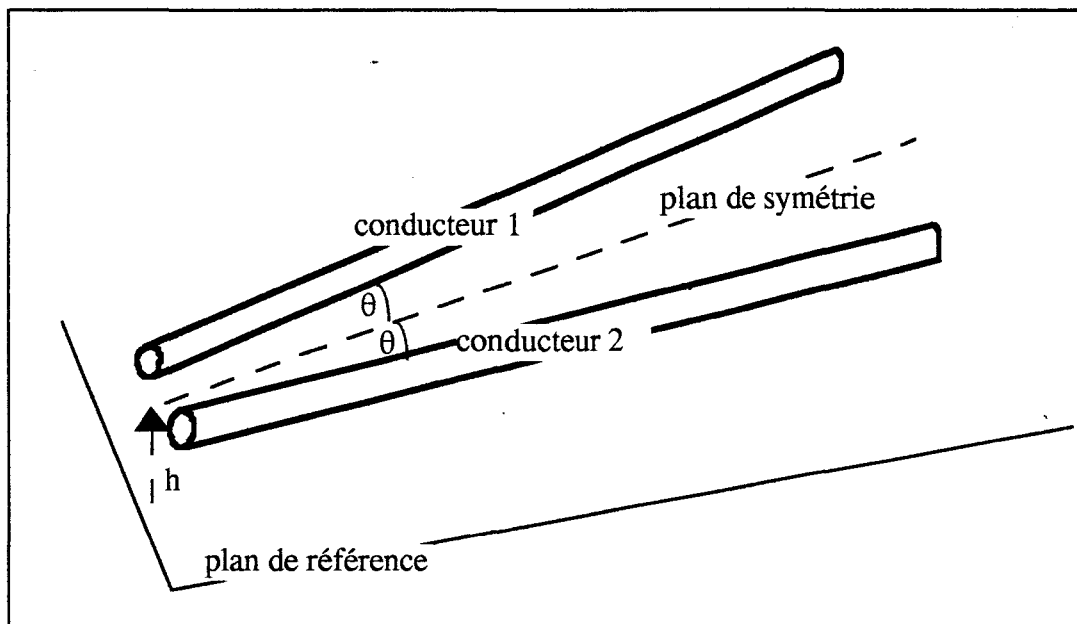


FIGURE III-9
DEUX CONDUCTEURS NON PARALLELES A MEME HAUTEUR AU
DESSUS D'UN PLAN DE REFERENCE

Dans un premier temps, il convient de déterminer de quelle manière le non-parallélisme entre deux conducteurs influence les paramètres primaires des conducteurs.

III-5 b) Matrices inductance et capacité linéiques

Les matrices inductance et capacité linéiques associées à deux conducteurs non-parallèles peuvent être exprimées à partir des expressions classiques de ces matrices pour deux conducteurs parallèles.

Soient (L_p) et (C_p) les matrices inductance et capacité linéiques correspondant à deux conducteurs parallèles situés à une distance D l'un de l'autre. Les deux conducteurs sont situés à une hauteur h au dessus du plan et ont le même diamètre d . Si $D \gg d$ et $h \gg d$ alors ces matrices s'expriment :

$$(L_p) = \mu(f) \quad \text{(III-23)}$$

$$(C_p) = \epsilon(f)^{-1} \quad \text{(III-24)}$$

où μ est la perméabilité magnétique du milieu
 ϵ est la permittivité électrique du milieu

$$(f) = \begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{pmatrix}$$

avec

$$f_{11} = f_{22} = \frac{1}{2\pi} \text{Log} \left(\frac{4h}{d} \right)$$

$$f_{12} = f_{21} = \frac{1}{4\pi} \text{Log} \left(1 + \frac{4h^2}{D^2} \right)$$

Si deux conducteurs s'écartent l'un de l'autre avec un angle θ la distance D séparant les deux conducteurs à la même abscisse $z = z_1 = z_2$, est dépendante de celle-ci :

$$D(z) = D_0 + 2z \sin \theta$$

L'introduction de l'angle 2θ entre les deux conducteurs entraîne une modification de l'inductance mutuelle entre les câbles. Si un courant I_1 circule sur un élément dz_1 du conducteur 1, le flux de champ magnétique engendré par celui-ci est réduit d'un facteur $\cos 2\theta$ sur l'élément dz_2 situé à la même abscisse sur le conducteur 2. La capacité mutuelle ne dépend que de la distance entre les éléments dz_1 et dz_2 (qui elle-même dépend de θ) et la matrice capacité ne change pas de nature. Soient (L_N) et (C_N) les matrices inductance et capacité associées aux deux conducteurs non-parallèles.

D'après ce qui précède elles se mettent sous la forme :

$$(L_N) = \mu \begin{pmatrix} f_{11} & f_{1,2}(z)\cos 2\theta \\ f_{1,2}(z)\cos 2\theta & f_{11} \end{pmatrix} \quad (\text{III-25})$$

$$(C_N) = \varepsilon \begin{pmatrix} f_{11} & f_{1,2}(z) \\ f_{1,2}(z) & f_{11} \end{pmatrix}^{-1} \quad (\text{III-26})$$

avec

$$f_{1,2}(z) = \frac{1}{4\pi} \text{Log} \left(1 + \frac{4h^2}{D^2(z)} \right)$$

Ces expressions sont utilisées ultérieurement pour représenter un tronçon de lignes non-parallèles situées à une distance moyenne, par la méthode de discrétisation. Avant cela, nous allons décrire à travers l'étude menée par J.Nitsch et al. [19] le comportement de deux conducteurs non-parallèles par l'application d'une méthode de perturbation.

III-5 c) Réponse analytique : méthode de perturbation

Le système constitué des deux conducteurs de la figure III-9 répond à une équation du type (III-13) ou (III-14). C'est à dire que nous pouvons établir deux équations, par exemple, en courant à partir de la définition des modes commun et différentiel sur les deux conducteurs par rapport au plan de référence. Si I_1 et I_2 sont les courants sur les conducteurs 1 et 2 respectivement, alors les courants modaux de mode commun i_c et de mode différentiel i_d sont de la forme :

$$i_c = \frac{1}{\sqrt{2}} (I_2 + I_1)$$

$$i_d = \frac{1}{\sqrt{2}} (I_2 - I_1)$$

Ces deux courants modaux suivent deux équations différentielles du type (III-14) :

$$\frac{d^2 i_c(z)}{dz^2} - \frac{d}{dz} \ln y_c(z) \frac{d}{dz} i_c(z) - \gamma_c^2(z) i_c(z) = 0 \quad (\text{III-27})$$

$$\frac{d^2 i_d(z)}{dz^2} - \frac{d}{dz} \ln y_d(z) \frac{d}{dz} i_d(z) - \gamma_d^2(z) i_d(z) = 0 \quad (\text{III-28})$$

où y_c et y_d sont les admittances de modes commun et différentiel

γ_c et γ_d sont les constantes de propagation de modes commun et différentiel

J.Nitsch et al. établissent une solution en courant du système d'équations différentielles scalaires (III-27) et (III-28) à partir d'une méthode de perturbation. C'est à dire que la distribution de courant sur les conducteurs non-parallèles est une contribution du courant à l'ordre 0 associé à l'angle θ (conducteurs parallèles), à l'ordre 1 puis à l'ordre 2... Les calculs sont effectués sans terme source et les conducteurs étant à extrémités ouvertes. Cela signifie que ce calcul conduit à la détermination des fréquences propres du système. Ce calcul n'est possible que pour un angle θ très faible. Les courants sont donnés par :

$$i_c(z) = i_{c0}(\gamma) + i_{c1}(z)\theta + i_{c2}(z)\frac{\theta^2}{2} + o(\theta^3) \quad (\text{III-29})$$

$$i_d(z) = i_{d0}(\gamma) + i_{d1}(z)\theta + i_{d2}(z)\frac{\theta^2}{2} + o(\theta^3) \quad (\text{III-30})$$

Les courants d'ordre 0 correspondent à ceux circulants sur deux conducteurs parallèles à distance D_0 (distance moyenne). Les équations (III-27) et (III-28) pour i_{c0} et i_{d0} deviennent :

$$\frac{d^2 i_{c0}(z)}{dz^2} - \gamma_c^2 i_{c0}(z) = 0 \quad (\text{III-31})$$

$$\frac{d^2 i_{d0}(z)}{dz^2} - \gamma_d^2 i_{d0}(z) = 0 \quad (\text{III-32})$$

Les conditions aux limites pour le problème (III-31) sont identiques aux conditions aux limites pour le problème (III-32) :

$$i_{c0}\left(-\frac{L}{2}\right) = i_{d0}\left(-\frac{L}{2}\right) = i_{c0}\left(\frac{L}{2}\right) = i_{d0}\left(\frac{L}{2}\right) = 0 \quad (\text{III-33})$$

Nous pouvons écrire pour le problème (III-31) le courant de mode commun sous la forme

$$i_{c0}(z) = Ae^{-\gamma_c z} + Be^{\gamma_c z} \quad (\text{III-34})$$

où A et B sont les constantes d'intégration de l'équation (III-31). A partir des conditions aux limites (III-33) ces constantes sont liées par 2 équations :

$$Ae^{-\gamma_c L/2} + Be^{\gamma_c L/2} = 0$$

$$Ae^{\gamma_c L/2} + Be^{-\gamma_c L/2} = 0$$

d'où

$$A = -B e^{+\gamma_c L}$$

$$B e^{+\gamma_c L/2} \operatorname{sh}(\gamma_c L) = 0$$

L'équation (III-34) a une solution non-triviale si et seulement si :

$$\operatorname{sh} \gamma_c L = 0 \text{ c'est à dire pour } \gamma_c L = n\pi \quad n = 1, 2, \dots$$

Si c est la vitesse de propagation dans le milieu homogène où baignent les deux conducteurs alors les fréquences propres de mode commun f_{pc} sont données par :

$$f_{pc} = \frac{nc}{2L}$$

avec

$$\begin{aligned} i_{co}(z) &= B (-1)^{(n-1)/2} \cos\left(\frac{n\pi z}{L}\right) & n, \text{ impair} \\ &= B j \sin\left(\frac{n\pi z}{L}\right) & n, \text{ pair} \end{aligned} \quad \text{(III-35)}$$

Le problème est identique pour le mode différentiel. Par conséquent, les fréquences propres des modes commun et différentiel sont identiques. Les modes de propagation sont dits dégénérés. Nous conservons, dans ce qui suit, le mode fondamental $n=1$ pour lequel :

$$i_0(z) = i_c(z) = i_d(z) = B \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \quad \text{(III-36)}$$

et la fréquence propre f_0 de ce mode fondamental est donnée par

$$f_0 = \frac{c}{2L}$$

Les courants d'ordre supérieur sont introduits par la variation spatiale des paramètres d'inductance et de capacité mutuelle des conducteurs. La méthode de perturbation introduit un changement dans l'expression de l'inductance mutuelle par rapport à celle établie en (III-25). Il faut substituer $\cos 2\theta$ par $\cos^2\theta$ dans l'expression de celle-ci. En effet, par rapport aux deux conducteurs parallèles, le flux de champ magnétique provoqué par la circulation d'un courant sur l'élément dz_1 du conducteur 1 est réduit d'un facteur $\cos \theta$; ce flux est induit sur le conducteur 2 qui, lui-même, le réduit d'un même facteur $\cos \theta$. Nous introduisons une fonction de couplage $k(z)$ telle que

$$k(z) = \frac{f_{1,2}(z)}{f_{1,1}} \quad (\text{III-37})$$

A partir de (III-25) (III-26) et (III-37) les équations (III-27) et (III-28) peuvent être résolues en même temps en introduisant un paramètre x tel que si $x=1$ ou -1 , il s'agit respectivement du mode commun et différentiel.

$$\frac{d^2}{dz^2} I_x(z) + \frac{x}{1+xk(z)} \frac{dk(z)}{dz} \frac{d}{dz} I_x(z) - \frac{S^2}{c^2} \frac{1+xk(z)\cos^2\theta}{1+xk(z)} I_x(z) = 0 \quad (\text{III-38})$$

où S est la variable symbolique $j\omega$, où ω est la pulsation.

A l'ordre 0 nous avons :

$$I_x(z) = i_0(z)$$

$$S_0 = j2\pi f_0$$

A l'ordre 2, l'expression de I_x fait apparaître une modification dans l'expression de la fréquence propre associée à l'ordre 0. Ainsi apparaît une variation Δf autour de f_0 de telle manière que [19] :

$$\Delta f_x = \frac{1}{2} \frac{x f_0 \theta^2}{1+xK^{(0)}} \left\{ K^{(0)} + \frac{1}{4} \left(\frac{c}{50} \right)^2 \left[\frac{x(K_z^{(1)})^2}{1+xK^{(0)}} - \left(\frac{\partial k}{\partial z} \right)_z^{(2)} \right] \right\} \quad (\text{III-39})$$

$K_z^{(1)}$ et $\left(\frac{\partial k}{\partial z} \right)_z^{(2)}$ sont les facteurs multiplicatifs de z dans les expressions des développements limités en θ respectivement au premier et au second ordre

de $K(z)$ et de $\frac{\partial k(z)}{\partial z}$. $K^{(0)}$ est le terme d'ordre 0 du développement limité de $K(z)$.

Cette variation est différente suivant qu'il s'agisse du mode commun ($x = 1$) ou du mode différentiel ($x = -1$). Ce calcul démontre que les modes de propagation associés à deux conducteurs non-parallèles ne sont plus dégénérés et qu'ils possèdent deux fréquences propres (pour le mode principal). La fréquence propre du mode commun est supérieure à f_0 tandis que celle associée au mode différentiel est inférieure à f_0 .

Cette décomposition de fréquence propre est due d'une part, au fait que le produit (L) (C) ne soit plus diagonal (terme $(K_z^{(1)})^2$) et d'autre part à la variation des termes de la matrice capacité $\left(\text{contribution de } \left(\frac{\partial k}{\partial z} \right)_z^{(2)} \right)$.

Nous avons proposé ce résultat en terme de courants sur des conducteurs en circuit ouvert. Une résolution en tension sur conducteurs à extrémités court-circuitées aurait donné un résultat similaire, en fait dual.

Nous pouvons nous interroger sur la capacité de la méthode de discrétisation à simuler ce comportement établi par un calcul analytique.

III-5 d) Réponse par la méthode de discrétisation

Nous avons vu qu'au-dessus d'un plan de référence la hauteur d'un conducteur était discrétisée de manière à former des bouts de conducteurs parallèles au plan séparés par des discontinuités. Par contre, en ce qui concerne deux conducteurs non-parallèles, c'est la distance entre les deux conducteurs qui sera discrétisée. Les bouts de conducteurs ainsi définis conserveront leur caractère non-parallèle d'un point de vue électrique étant donnée la modification introduite en (III-25) et (III-26) pour les paramètres de capacités et d'inductances linéiques. Nous avons représenté, figure III-10, la discrétisation sous forme de N structures de deux conducteurs de longueur L/N parallèles séparées par des discontinuités. Cette représentation n'est donc correcte que d'un point de vue géométrique.

Nous souhaitons, dans cette approche par la méthode de discrétisation, retrouver les résultats du paragraphe précédent. C'est pourquoi nous simulerons des conducteurs laissés en circuit ouvert. Un des deux conducteurs sera excité par une source de courant (1 Ampère) de manière à faire coexister le mode commun et différentiel.

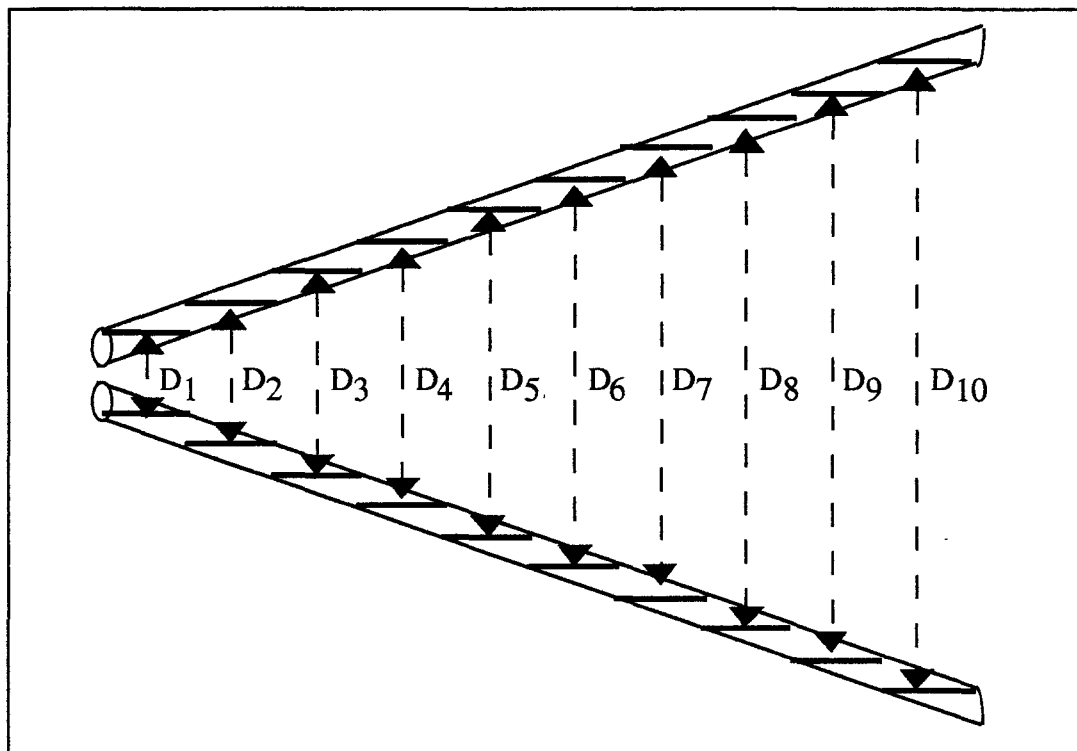


FIGURE III-10
DISCRETISATION DE LA DISTANCE ENTRE DEUX CONDUCTEURS
NON PARALLELES

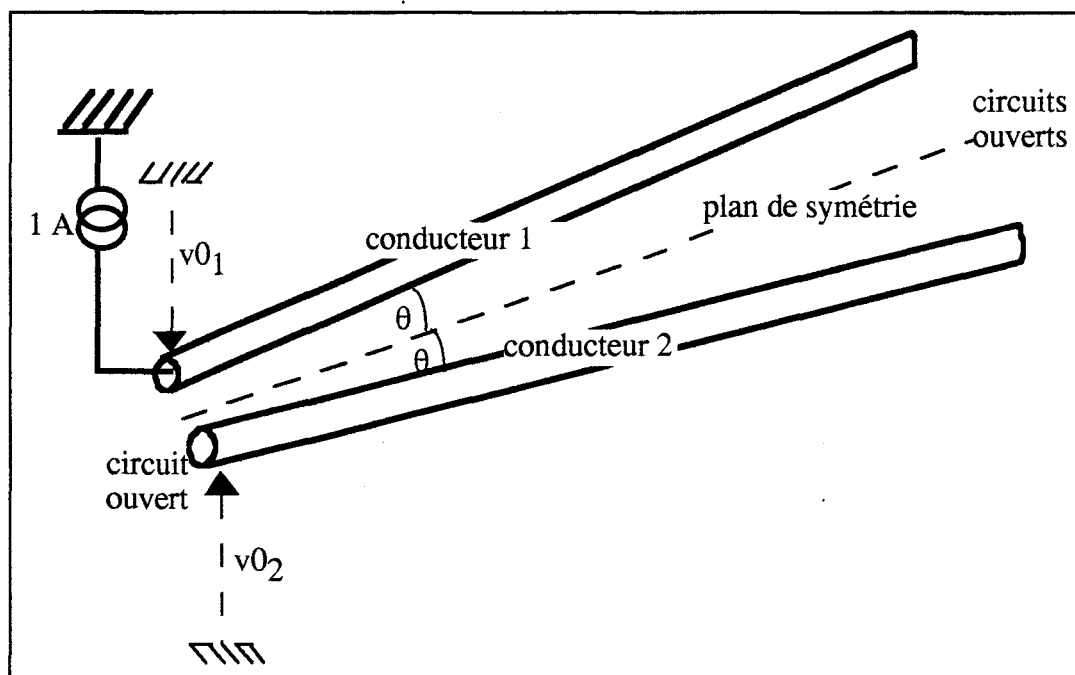


FIGURE III-11
CONFIGURATION D'ETUDE POUR MISE EN EVIDENCE DU
DEDOUBLEMENT DE FREQUENCE DE RESONANCE

Avant de simuler le cas de la figure (III-11) et de chercher un éventuel dédoublement de fréquence de résonance nous devons tester la convergence de la discrétisation. Le principe de ce test de convergence reste identique à la démarche utilisée précédemment; le critère d'erreur (III-18) est adopté. La distance moyenne D_i séparant les conducteurs de la longueur L/N du tronçon i est telle que :

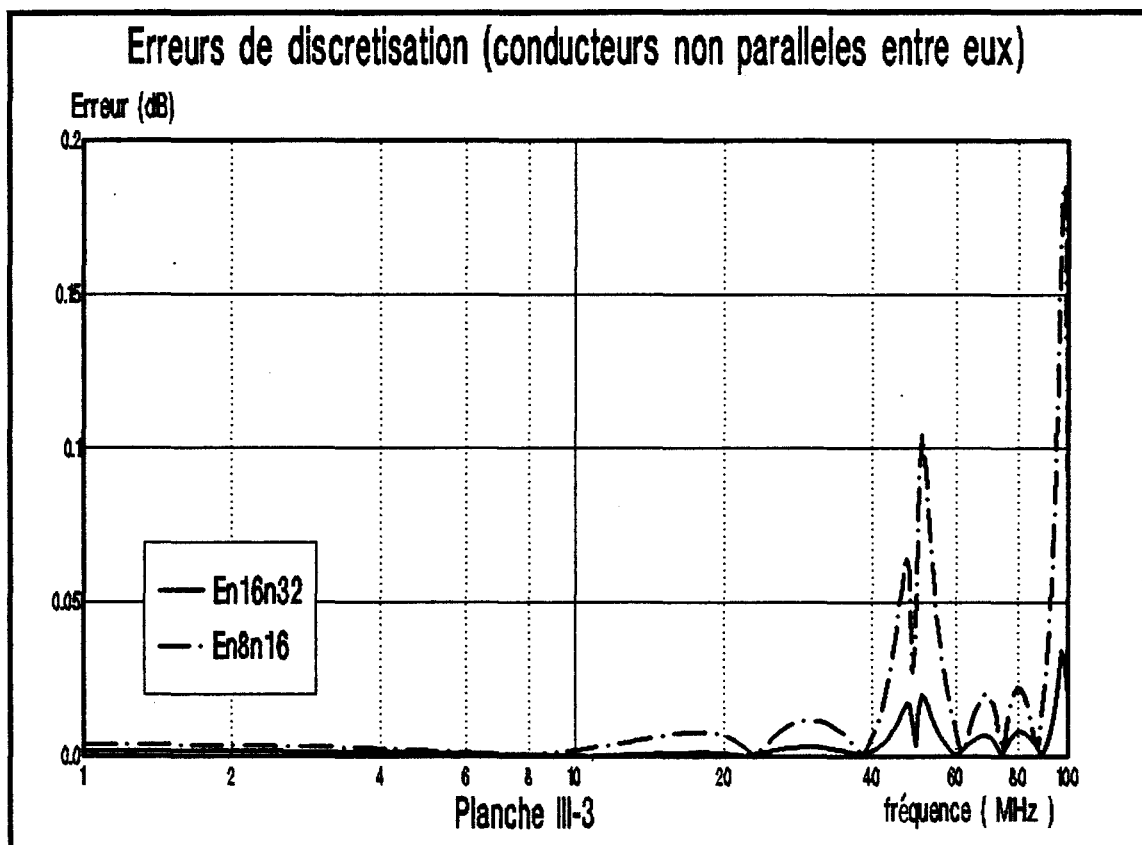
$$D_i = D_0 + \frac{2i-1}{2N} (D_L - D_0) \quad 1 \leq i \leq N \quad \text{(III-40)}$$

où D_0 est l'écartement à l'origine $z = 0$

D_L est la distance séparant les conducteurs en $z = L$

L la longueur totale d'un conducteur

N le nombre de tronçons représentant la ligne totale



Afin d'évaluer le nombre N de tronçons nécessaires à une bonne représentation des deux conducteurs non-parallèles, nous relevons la tension V_{O2} sur le conducteur 2. En circuit ouvert, il est impossible de maîtriser le niveau des pics de résonances qui est relié à l'imprécision numérique et n'a pas de limitation théorique. C'est pourquoi nous chargeons ces conducteurs sur des

hautes impédances de 1 kOhm. De plus, nous conservons $\epsilon_{MAX} = 0,1$ dB pour le critère (III-18).

La planche III-3 nous montre les courbes d'erreurs $\epsilon_{8,16}$ et $\epsilon_{16,32}$. Cette dernière est inférieure à 0,1 dB sur toute la bande de fréquence considérée. Nous notons que la courbe $\epsilon_{8,16}$ ne présente des niveaux supérieurs à 0,1 dB qu'au niveau des résonances. L'appréciation de la convergence est ici assez arbitraire et nous avons appliqué rigoureusement le critère (III-18) car nous souhaitons observer très précisément le comportement du système lors de l'apparition des phénomènes de propagation.

C'est donc avec un découpage $N=32$ que nous analysons le comportement des deux conducteurs placés en circuit ouvert. Nous observons cette fois la tension V_{01} sur le conducteur 1 aux bornes du générateur de courant. Nous choisissons l'application numérique proposée par J.Nistch [19] pour laquelle les conducteurs sont d'une longueur de 3 mètres de diamètre 8 millimètres et placés à 3 centimètres au-dessus du plan. Leur écartement varie de $D_0 = 0,5$ cm à $D_L = 1,5$ cm. L'angle d'écartement est donc très faible, $\theta = 9,57 \cdot 10^{-2}$ degrés. Le calcul de l'expression (III-39) donne :

$$\Delta f_1 = 0,18\text{MHz} \quad (\text{Mode commun}) \tag{III-41}$$

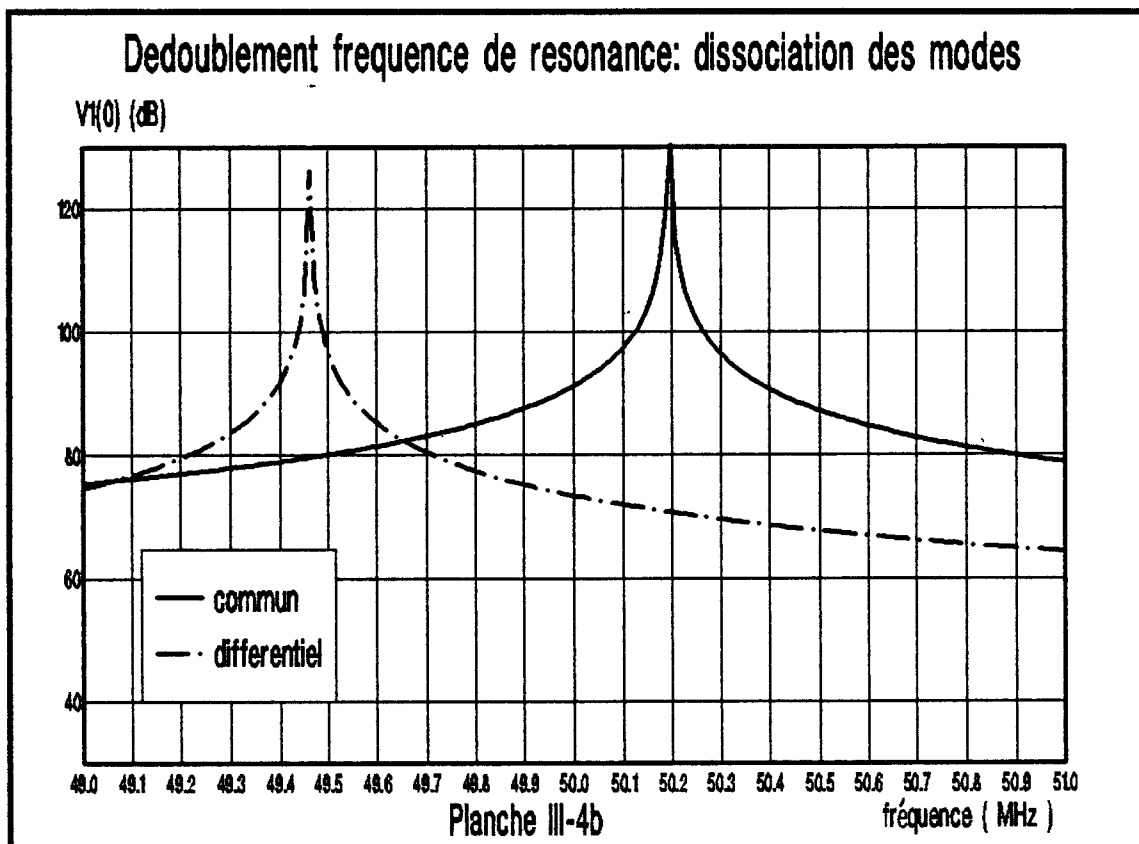
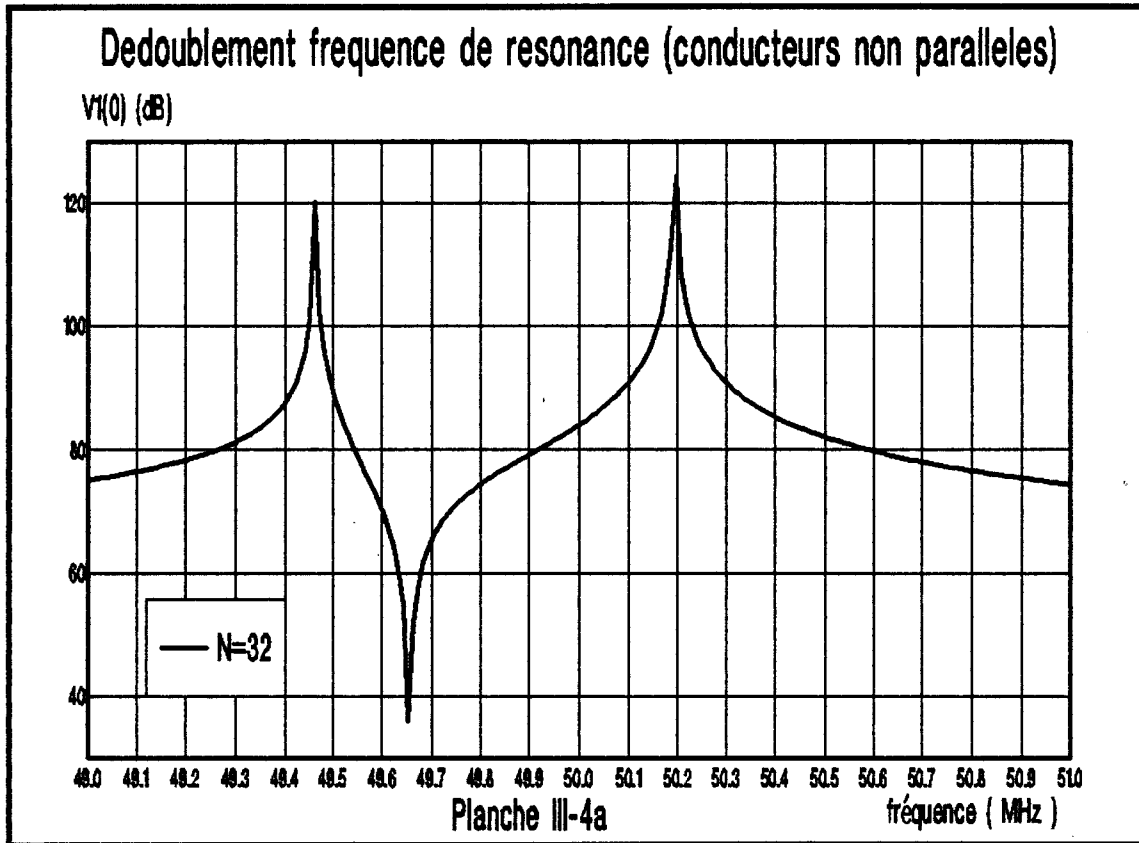
$$\Delta f_{-1} = -0,47\text{MHz} \quad (\text{Mode différentiel})$$

avec $f_0 = 50\text{MHz}$

Nous avons donc représenté à la planche III-4a la tension V_{01} entre 49 et 51 MHz. Nous observons bien deux fréquences de résonance autour de 50MHz l'une située à 49,46 l'autre à 50,19 MHz. Ces résultats sont très proches de 49,53 et 50,18 MHz. Il reste à distinguer le mode commun et le mode différentiel. Cela peut être réalisé en excitant le système à deux lignes par deux générateurs de courant de même amplitude en phase pour le mode commun et en opposition de phase pour le mode différentiel. La tension V_{01} est représentée à la planche III-4b dans ces deux modes d'excitation, confirmant ainsi que la fréquence de 49,46 MHz correspond à la résonance du mode différentiel tandis que la fréquence de 50,19 MHz est associée à celle du mode commun.

Nous avons ainsi montré que la méthode de discrétisation pouvait reproduire un phénomène physique associé aux lignes non-parallèles avec un nombre limité de tubes topologiques.

Nous tentons d'en donner une justification théorique [20].



III-5 e) Effet des discontinuités de matrice impédance caractéristique

L'analyse des discontinuités de matrice impédance caractéristique permet de rendre compte du dédoublement de fréquence de résonance associé aux deux conducteurs non-parallèles. Nous nous situons dans l'hypothèse d'angles très faibles du type de l'exemple numérique donné précédemment. Ainsi la non-réciprocité des matrices capacité et inductance linéiques peut être négligée, l'angle θ n'intervenant que dans la variation de distance entre les conducteurs.

Nous étudions dans un premier temps le cas d'une simple discontinuité telle que présentée à la figure III-12. Deux tronçons de deux conducteurs couplés séparés du côté 1 d'une distance D_1 , du côté 2 d'une distance D_2 ont pour matrices d'impédance caractéristique respectivement (Z_{c1}) et (Z_{c2}) . Les matrices inductance et capacité linéiques sont données par (III-23) et (III-24). La matrice (Z_c) associée à deux conducteurs à une distance D l'un de l'autre ne possède en fait, de par la symétrie du problème, que deux termes différents. Elle peut être notée :

$$(Z_c) = \begin{pmatrix} Z_{c1} & Z_{cM} \\ Z_{cM} & Z_{c1} \end{pmatrix}$$

Où Z_{c1} est un terme associé à l'impédance caractéristique d'un conducteur seul et ne dépend pas de la distance entre les conducteurs et Z_{cM} est un terme associé au couplage mutuel entre les deux conducteurs.

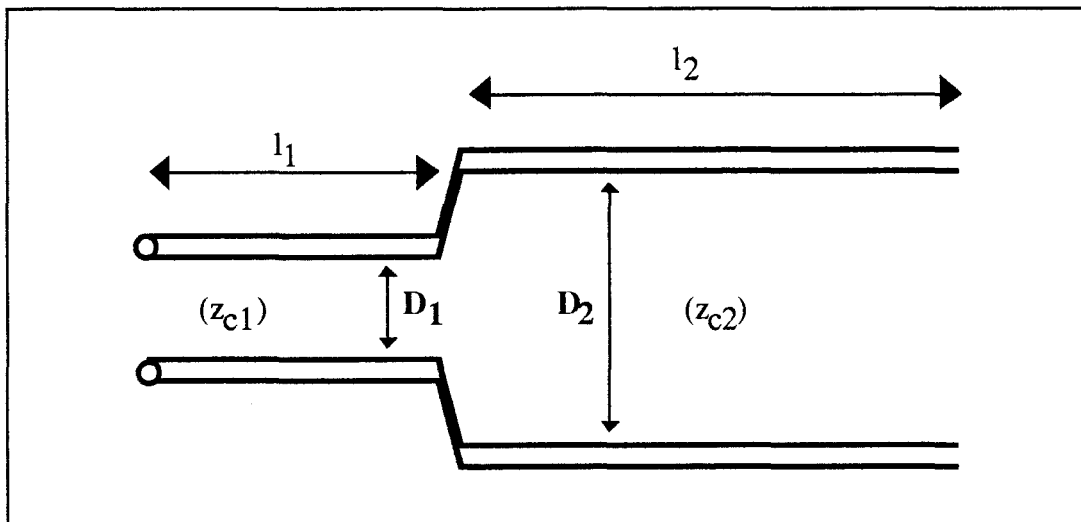


FIGURE III-12
EFFET D'UNE DISCONTINUTE DE MATRICE IMPEDANCE
CARACTERISTIQUE

De chaque côté de la discontinuité, nous pouvons résoudre les équations différentielles de la théorie des lignes couplées (III-1) sans sources en tension et en courant :

$$(I_\alpha) = (A_\alpha) e^{-\gamma z} + (B_\alpha) e^{\gamma z}$$

$$(V_\alpha) = (Zc_\alpha) [(A_\alpha) e^{-\gamma z} - (B_\alpha) e^{\gamma z}]$$

$$\alpha = 1 \quad 0 \leq z \leq l_1$$

$$\alpha = 2 \quad l_1 \leq z \leq l_1 + l_2$$

(A_α) et (B_α) sont les constantes d'intégration.

Les extrémités des conducteurs sont laissées en circuit ouvert. Les constantes d'intégration sont reliées entre elles par l'application des conditions aux limites aux extrémités et au niveau de la discontinuité.

$$\text{en } z = 0 \quad (A_1) + (B_1) = 0$$

$$\text{en } z = l_1 \quad (Zc_1) [(A_1) e^{-\gamma l_1} - (B_1) e^{\gamma l_1}] = (Zc_2) [(A_2) e^{-\gamma l_1} - (B_2) e^{\gamma l_1}]$$

$$(A_1) e^{-\gamma l_1} + (B_1) e^{\gamma l_1} = (A_2) e^{-\gamma l_1} + (B_2) e^{\gamma l_1}$$

$$\text{en } z = l_2 \quad (A_2) e^{-\gamma(l_1+l_2)} + (B_2) e^{\gamma(l_1+l_2)} = 0$$

Les constantes d'intégration peuvent être exprimées en fonction du vecteur (B_2) :

$$(A_1) = -(B_1) = (B_2) e^{\gamma l_1} \frac{(e^{2\gamma l_2} - 1)}{2 \operatorname{sh} \gamma l_1}$$

$$(A_2) = -(B_2) e^{2\gamma(l_1+l_2)}$$

Le vecteur (B_2) est lui-même relié aux caractéristiques électriques des conducteurs de part et d'autre de la discontinuité :

$$[(Zc_1) \operatorname{coth}(\gamma l_1) + (Zc_2) \operatorname{coth}(\gamma l_2)] (B_2) = 0 \tag{III-43}$$

Par conséquent, la solution (III-42) est non-triviale si et seulement si (III-43) est vérifiée sans que (B_2) soit identiquement nul. Nous remarquons que si $l_1 = l_2$ alors il existe une telle solution du type :

$$\coth\left(\frac{\gamma L}{2}\right) = 0 \quad \text{où } L = l_1 + l_2$$

entraînant :

$$\gamma L = n\pi \quad n=1,2,\dots \text{ d'où } f_0 = \frac{nc}{2L}$$

Cela correspond à une propagation de modes dégénérés (commun et différentiel) à la fréquence f_0 pareillement à une ligne bifilaire uniforme. Nous supposons par la suite que les longueurs l_1 et l_2 ne sont pas identiques. Afin d'analyser la condition (III-43), nous développons cette équation matricielle en posant :

$$(Z_{c_1}) = \begin{pmatrix} Z_{c_1} & Z_{c_{M1}} \\ Z_{c_{M1}} & Z_{c_1} \end{pmatrix} \quad (Z_{c_2}) = \begin{pmatrix} Z_{c_1} & Z_{c_{M2}} \\ Z_{c_{M2}} & Z_{c_1} \end{pmatrix}$$

et $(B_2) = \begin{pmatrix} K_1 \\ K_2 \end{pmatrix}$

$Z_{c_{M1}}$ et $Z_{c_{M2}}$ représentent les termes d'impédance caractéristique mutuelle respectivement du côté 1 et du côté 2 de la discontinuité. L'équation (III-43) développée donne deux équations scalaires :

$$\{Z_{c_1} \coth(\gamma l_1) + Z_{c_1} \coth(\gamma l_2)\} K_1 + \{Z_{c_{M1}} \coth(\gamma l_1) + Z_{c_{M2}} \coth(\gamma l_2)\} K_2 = 0 \quad \text{(III-44)}$$

$$\{Z_{c_{M1}} \coth(\gamma l_1) + Z_{c_{M2}} \coth(\gamma l_2)\} K_1 + \{Z_{c_1} \coth(\gamma l_1) + Z_{c_1} \coth(\gamma l_2)\} K_2 = 0$$

Ce système d'équations (III-44) a deux solutions non-triviales :

$$\coth(\gamma l_1) = -\frac{Z_{c_{M2}} - Z_{c_1}}{Z_{c_{M1}} - Z_{c_1}} \coth(\gamma l_2) \quad \text{(III-45a)}$$

où

$$\coth(\gamma l_1) = -\frac{Z_{c_{M2}} + Z_{c_1}}{Z_{c_{M1}} + Z_{c_1}} \coth(\gamma l_2) \quad \text{(III-45b)}$$

La solution (III-45a) est associée à la propagation d'un mode différentiel ($K_1 = -K_2$) tandis que la solution (III-45b) correspond à celle d'un mode commun ($K_1 = K_2$).

Soient γ_d la constante de propagation associée au mode différentiel et γ_c la constante de propagation associée au mode commun. D'après (III-45a) et (III-45b) respectivement, nous obtenons :

$$\coth(\gamma_d l_1) = -(1 + \varepsilon_1) \coth(\gamma_d l_2) \quad (\text{III-46a})$$

$$\coth(\gamma_c l_1) = -(1 - \varepsilon_2) \coth(\gamma_c l_2) \quad (\text{III-46b})$$

avec

$$\varepsilon_1 = \frac{Z_{CM1} - Z_{CM2}}{Z_{C1} - Z_{CM1}} \quad , \quad \varepsilon_2 = \frac{Z_{CM1} - Z_{CM2}}{Z_{C1} + Z_{CM1}}$$

Les valeurs de ε_1 et de ε_2 sont d'autant plus faibles que la discontinuité est moins brutale.

Nous supposons que les conducteurs étant plus proches l'un de l'autre du côté 1, Z_{CM1} soit supérieur à Z_{CM2} . De ce fait, ε_1 et ε_2 sont positifs. L'observation des expressions (III-46a) et (III-46b) nous montre que la fréquence f_d associée au mode fondamental de constante de propagation γ_d est légèrement supérieure à f_0 tandis que la fréquence f_c associée au mode fondamental de constante de propagation γ_c est légèrement inférieure à f_0 . Le résultat aurait été inverse si le coefficient Z_{CM1} avait été inférieur à Z_{CM2} .

Ce résultat nous montre d'une part, qu'une simple discontinuité d'impédance caractéristique mutuelle peut créer un dédoublement de fréquence de résonance et, d'autre part, que les deux fréquences obtenues sont l'une inférieure l'autre supérieure à f_0 et cela indépendamment du type de propagation (commun ou différentiel).

Si on augmente le nombre de discontinuités, le calcul effectué ci-dessus devient irréalisable. Cependant les matrices (Z_{ci}) associées à chaque tronçon de lignes couplées sont toutes des matrices d'ordre 2, symétriques, et à coefficients diagonaux égaux. Ces matrices forment un espace vectoriel qui, muni de l'addition et de la multiplication, constitue un groupe abélien. Par conséquent, la résolution de (III-42) avec $\alpha = 1, 2, \dots, N$ aboutira à une solution de la forme (III-44) :

$$t_{11} K_1 + t_{12} K_2 = 0 \quad (\text{III-47})$$

$$t_{12} K_1 + t_{11} K_2 = 0$$

Où

$\begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{12} & t_{11} \end{pmatrix}$ est une matrice combinaison de γ , des longueurs et des matrices impédances caractéristiques de chaque tronçon.

Le système (III-47), de façon similaire au système (III-44), a deux solutions non-triviales

$$\begin{aligned} t_{11} &= t_{12} && \text{(mode différentiel)} \\ t_{11} &= -t_{12} && \text{(mode commun)} \end{aligned}$$

Nous venons d'illustrer, pour des angles faibles, de quelle manière les discontinuités introduites lors de la discrétisation des deux conducteurs non-parallèles provoquent le dédoublement de fréquence de résonance. A travers la comparaison effectuée sur la base des résultats obtenus par J. Nistch et al. nous avons donc démontré que cette méthode de discrétisation pouvait répondre avec un nombre d'éléments discrets limité, aux problèmes de non-parallélismes.

Il nous reste, avant d'exploiter cette méthode expérimentalement, le cas d'analyses d'angles beaucoup plus grands. Cela peut être réalisé en appliquant cette méthode au cas du croisement de conducteurs.

III-6) CAS DU CROISEMENT DE DEUX CONDUCTEURS

Après l'étude des conducteurs non-parallèles au plan de référence et des non-parallélismes au sein d'un faisceau de conducteurs, nous abordons l'étude spécifique du croisement de conducteurs. Cette configuration se distingue des autres types de non-parallélismes par le fait que les angles de croisement sont souvent grands et que par conséquent, les couplages résultant sont localisés. Ce cas du croisement de conducteurs a déjà été abordé dans la littérature par des méthodes diverses [21], [22], [23].

La discrétisation de la distance entre les deux conducteurs est opérée de la même manière que dans le cas de deux conducteurs non-parallèles. Ainsi, les paramètres linéiques, compte tenu de l'angle 2θ seront estimés par des expressions du type (III-25) et (III-26) sachant que nécessairement les hauteurs des deux conducteurs seront différentes. On aura donc

$$(L) = \mu \begin{pmatrix} f_{11} & f_{1,2}(z) \cos 2\theta \\ f_{1,2}(z) \cos 2\theta & f_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{III-48})$$

$$(C) = \varepsilon \begin{pmatrix} f_{11} & f_{1,2}(z) \\ f_{1,2}(z) & f_{22} \end{pmatrix}^{-1} \quad (\text{III-49})$$

avec

$$f_{11} = \frac{1}{2\pi} \text{Log} \left(\frac{4 h_1}{d_1} \right) \quad f_{22} = \frac{1}{2\pi} \text{Log} \left(\frac{4 h_2}{d_2} \right)$$

$$f_{1,2}(z) = \frac{1}{4\pi} \text{Log} \left(1 + \frac{4 h_1 h_2}{D^2(z)} \right)$$

où h_1 et h_2 sont les hauteurs des conducteurs 1 et 2
 d_1 et d_2 sont les diamètres des conducteurs 1 et 2
 D , distance entre les conducteurs

Nous avons, là encore, implicitement supposé que la distance entre les conducteurs était très supérieure aux diamètres des câbles, ce qui signifie plus particulièrement au niveau du croisement que la différence de hauteur des conducteurs soit très supérieure aux diamètres des conducteurs.

La difficulté essentielle associée à l'application de la méthode de discrétisation à ce type de structure tient à la détermination spatiale de la zone de croisement proprement dite où les conducteurs sont réellement couplés. Il est en effet inconcevable de discrétiser les conducteurs sur toute leur longueur, dans la mesure où loin du croisement, en général, les couplages sont très faibles et négligeables. En procédant ainsi, le nombre d'éléments discrets à employer deviendrait préjudiciable à l'emploi de cette méthode. Autrement dit, il convient de déterminer une zone que l'on nommera zone de couplage au sein de

laquelle la discrétisation sera limitée, économisant ainsi une discrétisation inutile et coûteuse en temps de calcul des zones définies à posteriori comme découplées.

III-6 a) Définition de la zone de couplage

Les deux conducteurs sont référencés par deux axes z_1 et z_2 (figure III-13) tels que les points de coordonnées $z_1 = z_2 = 0$ correspondent au centre du croisement. C'est entre ces deux points que la distance entre les deux conducteurs est la plus faible et donc que le couplage est le plus important. Cela se traduit, par exemple, par un coefficient d'inductance mutuelle, l_{12} , maximum. D'après (III-48) ce coefficient s'exprime :

$$l_{12}(z_1 = z_2 = 0) = \frac{\mu}{4\pi} \text{Log} \left(1 + \frac{4 h_1 h_2}{(h_1 - h_2)^2} \right) \cos 2\theta \tag{III-50}$$

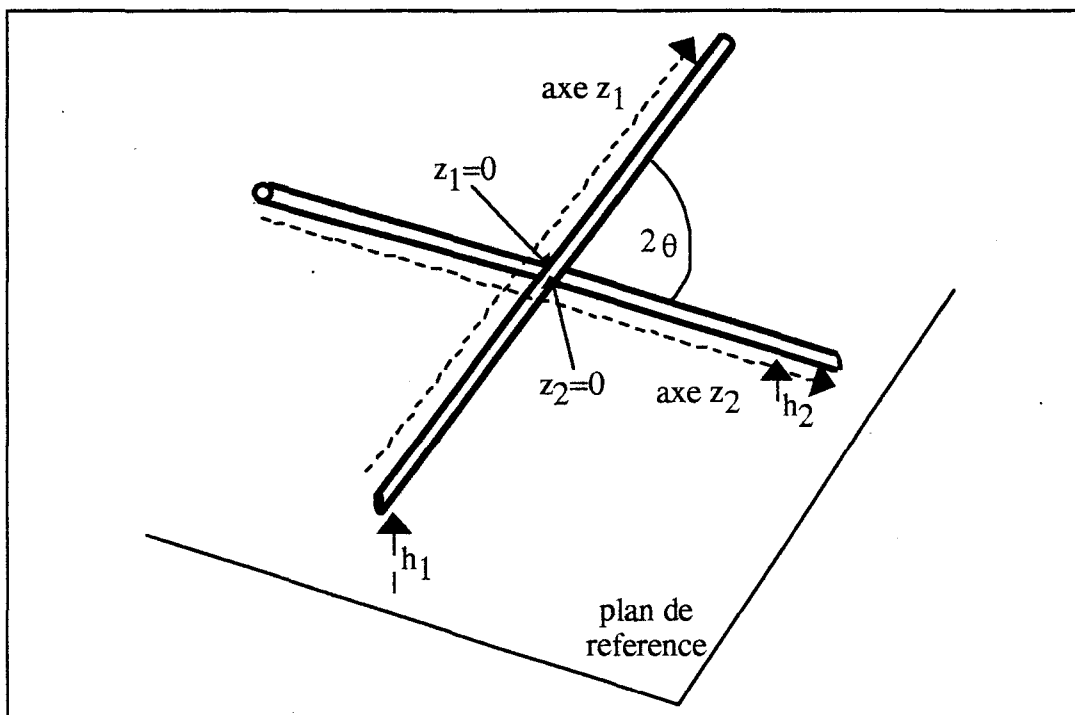


FIGURE III-13

CROISEMENT DE CONDUCTEURS AU-DESSUS D'UN PLAN DE REFERENCE

Supposons que l'on progresse sur les deux lignes avec $z_1 = z_2 = z$ à partir de $z = 0$ vers les z croissants (ou décroissants), la distance entre les conducteurs augmente et par conséquent, le couplage entre les lignes diminue. On note $l_{12}(z)$ tel que :

$$l_{12}(z_1 = z_2 = z) = \frac{\mu}{4\pi} \text{Log} \left(1 + \frac{4 h_1 h_2}{D^2(z)} \right) \cos 2\theta \quad (\text{III-51})$$

avec

$$D(z) = \sqrt{(h_2 - h_1)^2 + [2z \sin \theta]^2}$$

Par suite, nous définissons un rapport de couplage $R_c(z)$ traduisant la perte de couplage au sens de la mutuelle inductance entre les deux conducteurs :

$$R_c(z) = \frac{L_{12}(z)}{L_{12}(0)} = \frac{\text{Log} \left(1 + \frac{4 h_1 h_2}{D^2(z)} \right)}{\text{Log} \left(1 + \frac{4 h_1 h_2}{(h_1 - h_2)^2} \right)} \quad (\text{III-52})$$

Ce rapport de couplage a été défini comme un rapport de type inductif. On aurait pu établir un autre rapport de couplage de type capacitif à partir de (III-49). Rigoureusement, ce second rapport est différent du premier, mais dans la mesure où f_{11} peut être largement supérieur à f_{12} il est très proche du rapport du couplage inductif.

La détermination de la longueur de discrétisation L_d autour du croisement nécessite le choix préalable d'un seuil de rapport de couplage. Ainsi, pour une distance au centre du croisement telle que le rapport de couplage soit inférieur à ce seuil, les conducteurs sont considérés comme découplés. La distance L_d est alors définie par :

$$R_c \left(z \geq \frac{L_d}{2} \right) \leq R_s \quad (\text{III-53})$$

où R_s est le seuil de rapport de couplage

$\frac{L_d}{2}$ est la distance au centre du croisement au-delà de laquelle le rapport de couplage est inférieur au seuil. (Le problème est symétrique pour les z négatifs).

III-6 b) Détermination du seuil de rapport de couplage

Le seuil de couplage tel qu'il a été défini en (III-53) conditionne la longueur de discrétisation, mais aussi la précision du résultat final. En fait, il s'agit d'un compromis entre la diminution de la zone de discrétisation (augmentation du seuil R_s) et la précision souhaitée.

La précision de calcul a été associée en (III-18) à la marge d'erreur autorisée entre un découpage à N puis à $2N$ éléments. Or, cette marge fixée dans les exemples précédents à 0,1 dB, à la lumière des premières simulations

sur les croisements, ne peut être tenue à moins d'employer un nombre trop conséquent d'éléments (256,512). Par conséquent, nous choisissons une marge plus adaptée à 1 dB qui, reste, un ordre de grandeur réaliste dans l'optique de confrontations expérimentales.

De manière à adopter une valeur du seuil de rapport de couplage, il nous faut établir un signal de référence pour lequel la structure sera discrétisée sur toute sa longueur, en respectant la marge d'erreur à 1 dB. Dès lors nous augmentons progressivement le seuil du rapport de couplage, de façon à resserrer la discrétisation autour du centre de croisement. Des simulations sont effectuées pour déterminer le nombre d'éléments nécessaires à la discrétisation de ce nouveau problème, pour atteindre, une fois encore, la marge d'erreur à 1 dB. Ensuite, le signal obtenu est comparé à la réponse de référence du système lors de la discrétisation globale. Enfin, l'appréciation de la différence d'allure entre les deux réponses conduit, soit à renouveler le même processus pour un rapport de couplage supérieur, soit à considérer que la zone de discrétisation a été trop limitée.

Afin d'illustrer cette démarche et de quantifier R_S , nous prenons l'exemple de deux conducteurs de 2 m se croisant avec un angle de 50° . Le conducteur 1 à une hauteur de 2,5 cm du dessus d'un plan de référence parfaitement conducteur est excité par un générateur de signaux sinusoïdaux et nous relevons la fonction de transfert (V_L/V_{01}) sur 50 Ohms (figure III-14).

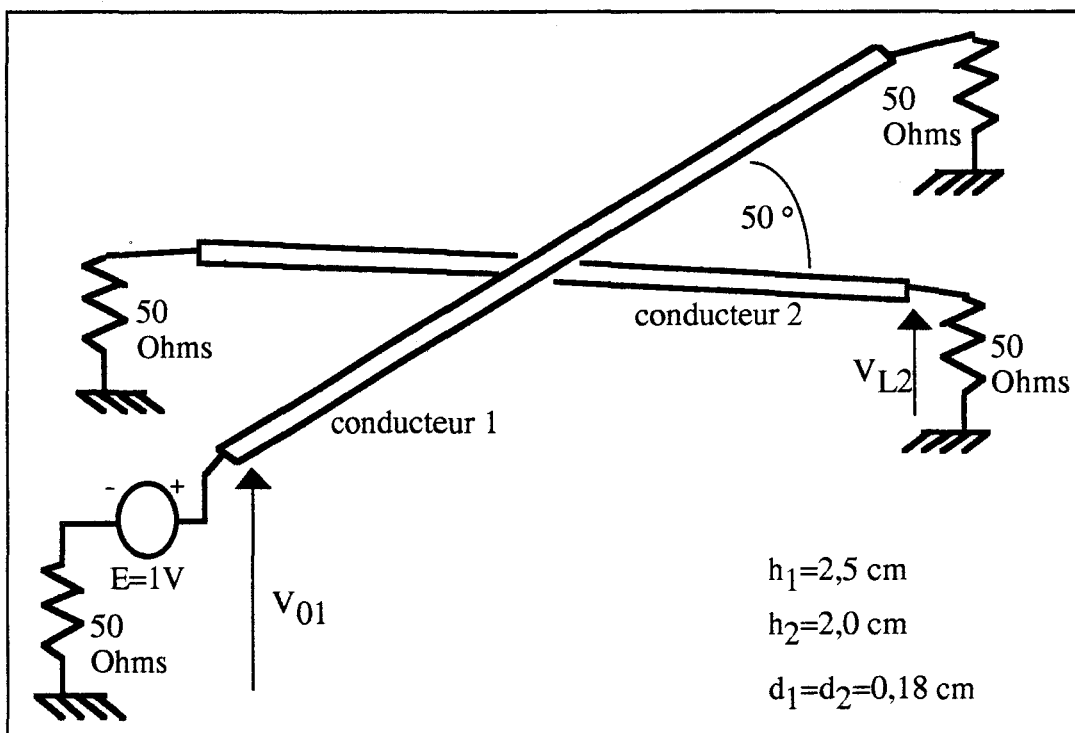


FIGURE III-14
CONFIGURATION DE SIMULATION POUR LA DETERMINATION
DU SEUIL DE RAPPORT DE COUPLAGE

Sans fixer de seuil au rapport de couplage la marge d'erreur n'est inférieure à 1 dB que pour une discrétisation globale à 128 éléments (planche III-5). Ensuite, les rapports de couplages sont fixés successivement à -60, -40 et -20 dB. Les résultats, en termes de seuil de rapport de couplage, longueur de discrétisation associée et niveau de la fonction de transfert à 1 MHz sont résumés au sein du tableau III-1.

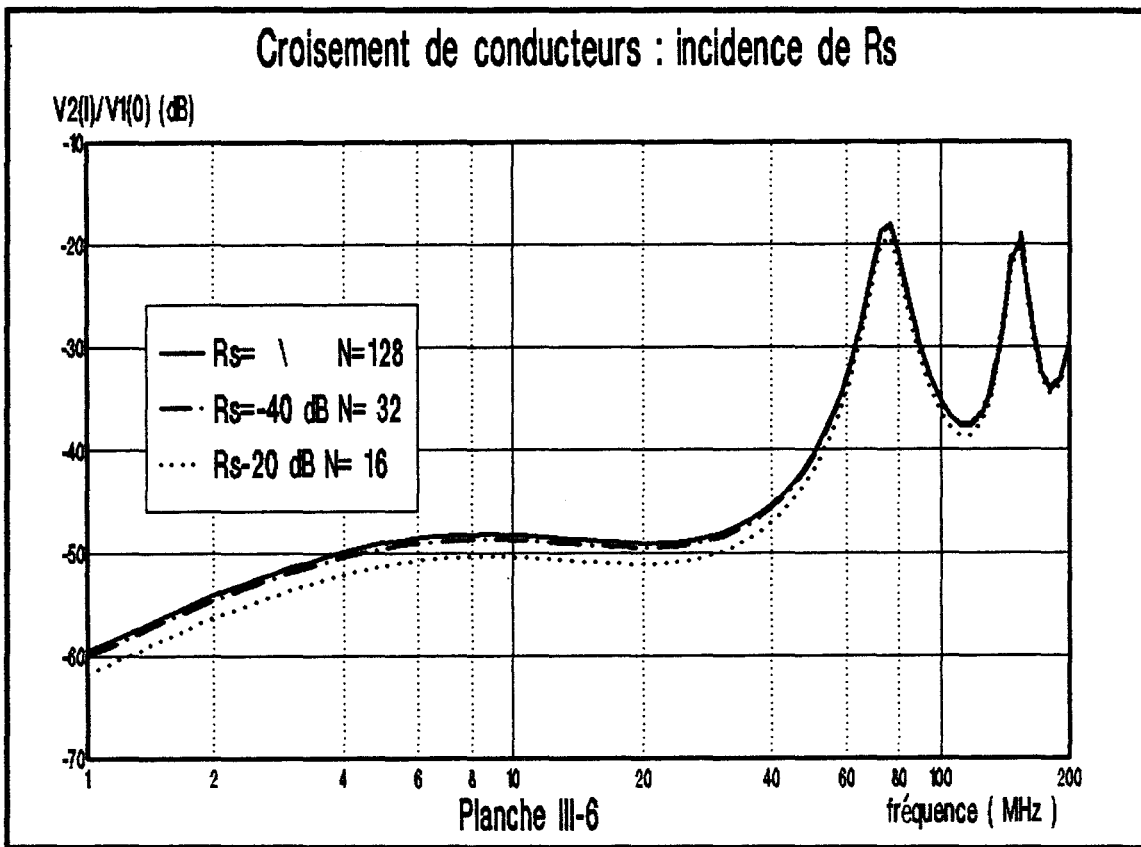
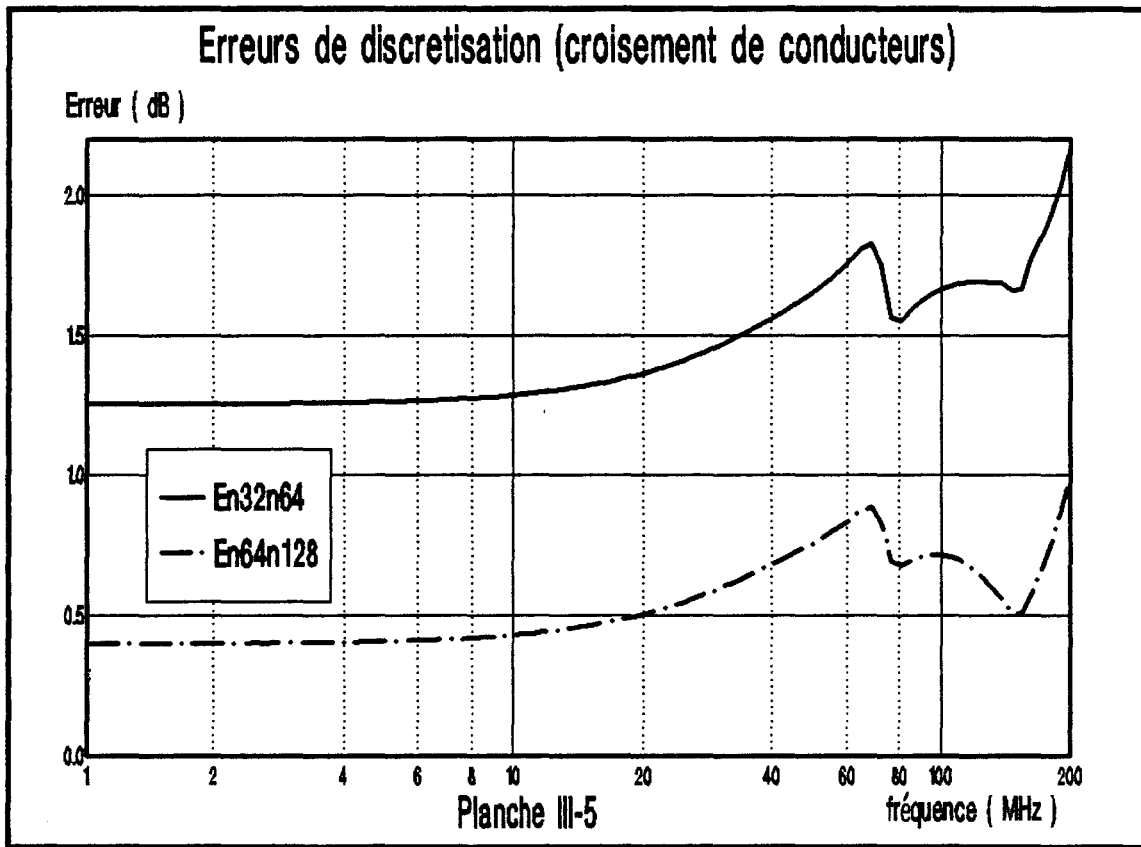
R_S (dB)	Nombre d'éléments discrets	Longueur de discrétisation (m)	Niveau (V_{I2}/V_{O1}) en dB à 1MHz
\	128	2	- 59,6
- 60	128	1,6	- 59,6
- 40	32	0,5	- 60,1
- 20	16	0,14	- 61,8

tableau III-1

Résultats de simulation pour le croisement de conducteurs

De l'analyse de ce tableau, nous pouvons aisément tirer les conclusions suivantes. Tout d'abord, lorsque $R_S = -60$ dB, la zone de discrétisation n'est que très peu restreinte et l'influence de ce seuil est presque négligeable tant en ce qui concerne l'amplitude du signal que le nombre d'éléments discrets employés. Cela signifie que le seuil peut être augmenté tel qu'à $R_S = -40$ dB. Cette fois le nombre d'éléments discrets a considérablement diminué de 128 à 32, et le signal a une amplitude de 0,5 dB inférieure au signal de référence à 1 MHz. Cet écart peut être considéré comme acceptable pour représenter le croisement de conducteurs. Par contre, si le seuil est encore augmenté à $R_S = -20$ dB la discrétisation est effectuée avec un petit nombre d'éléments, mais l'écart est cette fois de 2,2 dB, ce qui peut être considéré comme trop important.

Généralement, nous utiliserons $R_S = -40$ dB pour simuler les croisements de conducteurs, avec 32 éléments ou tubes du réseau topologique. Cependant, nous insistons sur le fait qu'il ne s'agit pas de règle fixe à appliquer obligatoirement, mais bien plus, d'un ordre de grandeur. D'ailleurs, les fonctions de transfert sur une bande 1 MHz 200 MHz montrent bien que si la réponse associée à $R_S = -20$ dB se distingue nettement en basse fréquence des réponses à $R_S = -40$ dB et au découpage global, elle peut constituer une approximation satisfaisante, (planche III-6).



CONCLUSION

Nous avons exposé dans ce chapitre les difficultés inhérentes au traitement des réseaux de lignes de transmission non-uniformes. Les solutions apportées jusqu'alors ne s'appliquent qu'à des structures à géométrie très particulières du fait de la difficulté de résolution des équations différentielles de la théorie des lignes.

Nous avons proposé ensuite une méthode générale dont le principe est d'approximer toute structure filaire non-uniforme par une série de sous structures cette fois uniformes. Pour cela, nous nous appuyons sur un code de résolution de l'équation B.L.T. incluant le calcul des paramètres S topologiques au niveau des discontinuités introduites par la discrétisation.

Cette méthode a été validée grâce à des comparaisons théoriques avec des résultats précédents ou à des calculs analytiques pour des structures simples. Nous avons introduit une notion d'erreur entre une discrétisation à $N/2$ puis à N éléments permettant de fixer les ordres de grandeur de N ; Enfin, nous avons analysé le croisement de conducteurs en établissant un rapport de couplage de manière à limiter la discrétisation autour du centre du croisement.

Nous avons, à travers ces exemples, démontré la faisabilité théorique de cette méthode avec un nombre d'éléments limité (<32). Il reste à confirmer ces résultats sur le plan expérimental, ce à quoi est consacré le chapitre suivant.

CHAPITRE IV

**VALIDATION EXPERIMENTALE DE LA METHODE DE
DISCRETISATION SUR UN RESEAU COMPLEXE DE
LIGNES DE TRANSMISSION NON-UNIFORMES**

INTRODUCTION

Nous consacrons ce chapitre à la mise en oeuvre expérimentale de la méthode de discrétisation dont le principe et les modalités d'application ont été décrits au chapitre précédent. D'un point de vue expérimental, il s'agit de répondre à trois interrogations fondamentales. La première d'entre elles porte sur la validation du principe selon lequel une ligne de transmission non-uniforme peut être approximée par une série de lignes de transmission uniformes. Cependant, nous avons partiellement répondu de façon positive à cette question à travers l'analyse des exemples du chapitre précédent, et la question essentielle porte sur l'application pratique de cette méthode, plus particulièrement lors de la détermination du nombre d'éléments nécessaire à la discrétisation des structures non-uniformes. Enfin, dans un souci de simplification, nous devons nous interroger sur la possibilité d'éviter l'emploi de cette méthode, lorsqu'une structure uniforme équivalente possède le même comportement qu'une structure non-uniforme. Quelques confrontations de résultats théoriques et expérimentaux permettent, à ce propos, d'apporter quelques éléments de réponse.

Avant d'aborder le problème plus complexe d'un réseau de lignes de transmission non-uniformes, deux expériences préliminaires ont été réalisées, afin de dégager quelques règles d'application. Celles-ci concernent les deux types de non-parallélisme rencontrés dans les réseaux, par rapport à un conducteur de référence ou entre conducteurs d'un même faisceau, à travers l'analyse d'un conducteur non-parallèle à un plan de masse et l'étude paramétrique du croisement de deux conducteurs. Ces deux types d'expérience nous ont permis d'évaluer la finesse avec laquelle la discrétisation devait être effectuée.

La partie essentielle de ce chapitre concerne une manipulation effectuée sur une maquette d'avion Transall C160 au 1/10^e au sein de laquelle a été installé un réseau de câbles multifilaires aux caractéristiques non-uniformes. Les différents types de non-uniformité sont représentés dans ce réseau, qui a été conçu de telle manière à ce que l'on puisse étudier séparément les structures élémentaires (ou sous-réseaux) introduites dans les ailes et le fuselage. Un boîtier d'interconnexions assure la communication entre tous les conducteurs du réseau, réalisant, lors des mesures globales du système, une interaction complexe entre les divers sous-réseaux préalablement testés. Une telle phase expérimentale a pour but de montrer la faisabilité et l'applicabilité générale de la méthode de discrétisation, dans une perspective la plus prédictive possible des signaux mesurés.

IV-1) PHASES EXPERIMENTALES PRELIMINAIRES

IV -1 a) Conducteur non-parallèle à un plan de masse

L'expérience la plus simple en matière de non-parallélisme consiste à tendre un conducteur entre deux plaques verticales fixées à un plan de masse horizontal de telle manière que les hauteurs de fixation sur chaque plaque verticale soient différentes.

Le conducteur est soudé à des connecteurs dont les embases peuvent être fixées à différentes hauteurs sur chaque plaque verticale (figure IV-1). Ainsi, différentes configurations ont pu être testées comportant des angles variés avec le plan conducteur, sachant que les hauteurs minimales et maximales sont de 2 et 56 cm. Le conducteur est situé dans l'air si bien que l'impédance caractéristique en fonction de la hauteur peut être approximée par :

$$Z_c(h) = 60 \text{ Log} \left(\frac{4h}{d} \right) \quad (\text{IV-1})$$

où d est le diamètre du conducteur.

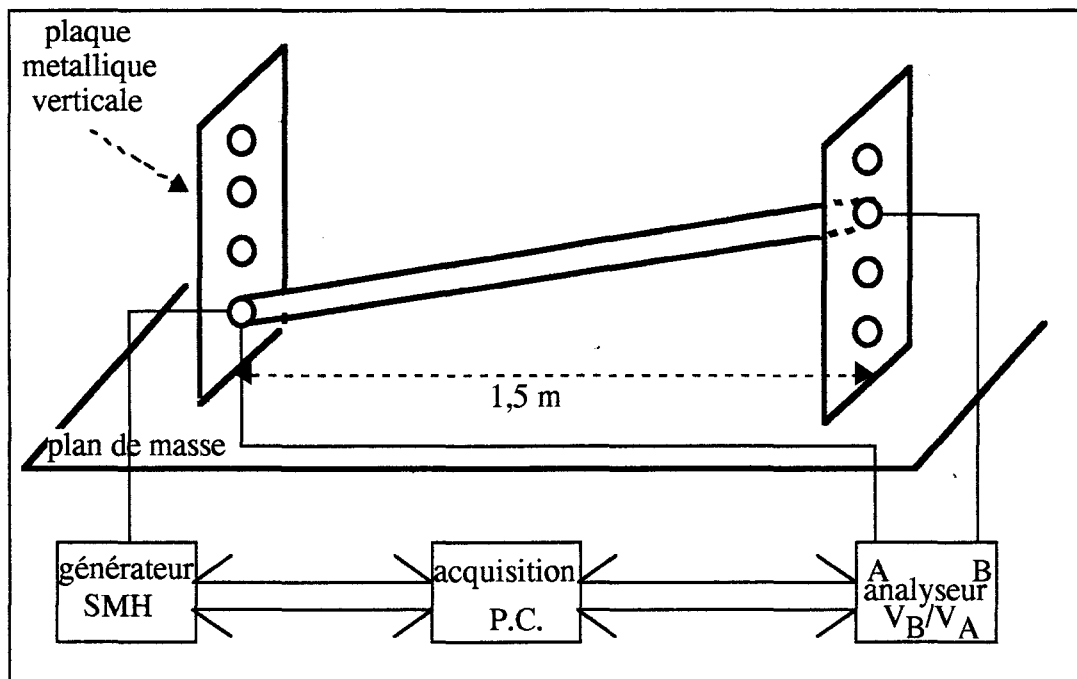


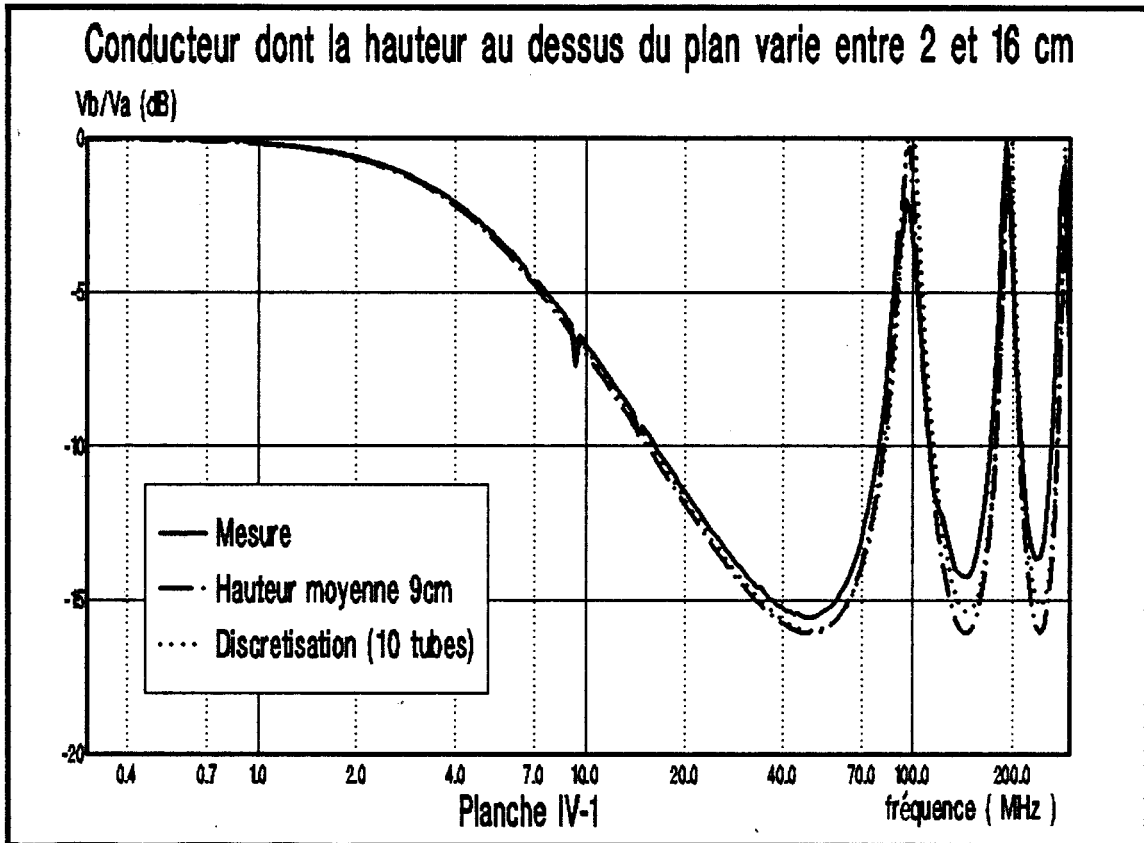
FIGURE IV -1

CONFIGURATION EXPERIMENTALE POUR UN CONDUCTEUR NON PARALLELE A UN PLAN DE MASSE

Par conséquent, cette impédance caractéristique varie entre 227 et 428 Ohms environ, et compte tenu de cette variation, nous fixons le nombre de tubes à 10. De cette manière, la variation d'impédance caractéristique d'un tube

à l'autre n'excède pas 15% environ dans le cas extrême où le conducteur est tendu entre 2 et 56 cm de hauteur.

Le relevé des fonctions de transfert sur 50 Ohms, d'une extrémité à l'autre du conducteur fait apparaître qu'un tel conducteur non-parallèle au plan de masse peut être simulé de façon acceptable, aussi bien par la discrétisation à 10 tubes, que par un conducteur de hauteur moyenne. Un tel résultat est visible, planche IV-1, où la mesure de la fonction de transfert associée à un conducteur situé à une extrémité à 2 cm et à l'autre à 16 cm au dessus d'un plan de masse, est comparée aux simulations par la méthode de discrétisation puis d'un conducteur de hauteur moyenne 9 cm.



Ce résultat est justifié par l'analyse de la valeur de l'inductance de la ligne de transmission discrétisée. Celle-ci est la somme des inductances sur chaque tronçon de ligne.

$$L = \frac{\mu_0 \Delta l}{4\pi} \left[\text{Log} \left(\frac{4 h_1}{d} \right) + \text{Log} \left(\frac{4 h_2}{d} \right) + \dots + \text{Log} \left(\frac{4 h_N}{d} \right) \right] \quad (\text{IV-2})$$

où h_1, h_2, \dots, h_N sont les hauteurs de chaque tronçon, N le nombre d'éléments de discrétisation et Δl , la longueur d'un tronçon.

soit :

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi} \text{Log} \left(\left(\frac{4}{d} \right)^l \left(\prod_{i=1}^N h_i \right)^{\Delta l} \right) \quad (\text{IV-3})$$

où l est la longueur de la ligne $l = N \Delta l$

Or, l'inductance L_{eq} associée à un conducteur de longueur l à hauteur constante, h_{eq} , au dessus du plan de masse est donnée par :

$$\begin{aligned} L_{\text{eq}} &= \frac{\mu_0}{4\pi} l \text{Log} \left(\frac{4}{d} h_{\text{eq}} \right) \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \text{Log} \left(\left(\frac{4}{d} \right)^l (h_{\text{eq}})^l \right) \end{aligned} \quad (\text{IV-4})$$

L'identification de (IV-3) et (IV-4) entraîne :

$$\text{Log} (h_{\text{eq}}) = \frac{\sum_{i=1}^N \text{Log} h_i}{N} \quad (\text{IV-5})$$

Par conséquent, la hauteur h_{eq} n'est pas en fait la hauteur moyenne du conducteur mais, son logarithme est la moyenne du logarithme de la hauteur de la ligne . Cependant, nous ne commettons pas une grande erreur en considérant h_{eq} comme hauteur moyenne de la ligne.

Nous attirons l'attention sur le fait qu'un tel résultat ne peut être généralisé. Notamment, nous avons constaté au chapitre précédent qu'un conducteur non-parallèle au plan ne peut être assimilé à un conducteur de hauteur moyenne (voir planche III-1) lorsque les impédances de charges sont proches des valeurs de l'impédance caractéristique le long du conducteur réel, particulièrement lorsque les phénomènes de propagation apparaissent.

Toutefois, cette simplification dans l'approche des non-parallélismes par rapport au plan conducteur peut apporter un premier élément rapide d'analyse, spécialement en basse fréquence. Nous n'hésitons pas, en vue de simplifier l'approche de certaines configurations de faisceaux de conducteurs, à utiliser une simulation à hauteurs moyennes afin de vérifier la bonne tenue d'une simulation en basse fréquence. Par contre, la manipulation globale effectuée sur le Transall révélera l'insuffisance de cette approche et donc l'utilité de la discrétisation de la hauteur, afin de reconstituer le spectre haute fréquence des signaux sur ce type de structure.

IV-1 b) Etude paramétrique du croisement de conducteurs

La phase expérimentale préliminaire sur le croisement de conducteurs nous fait aborder le problème des non-parallélismes entre conducteurs. L'occasion nous est donnée de faire une analyse paramétrique de ce type de structure en fonction de l'angle 2θ , angle de croisement entre les deux conducteurs.

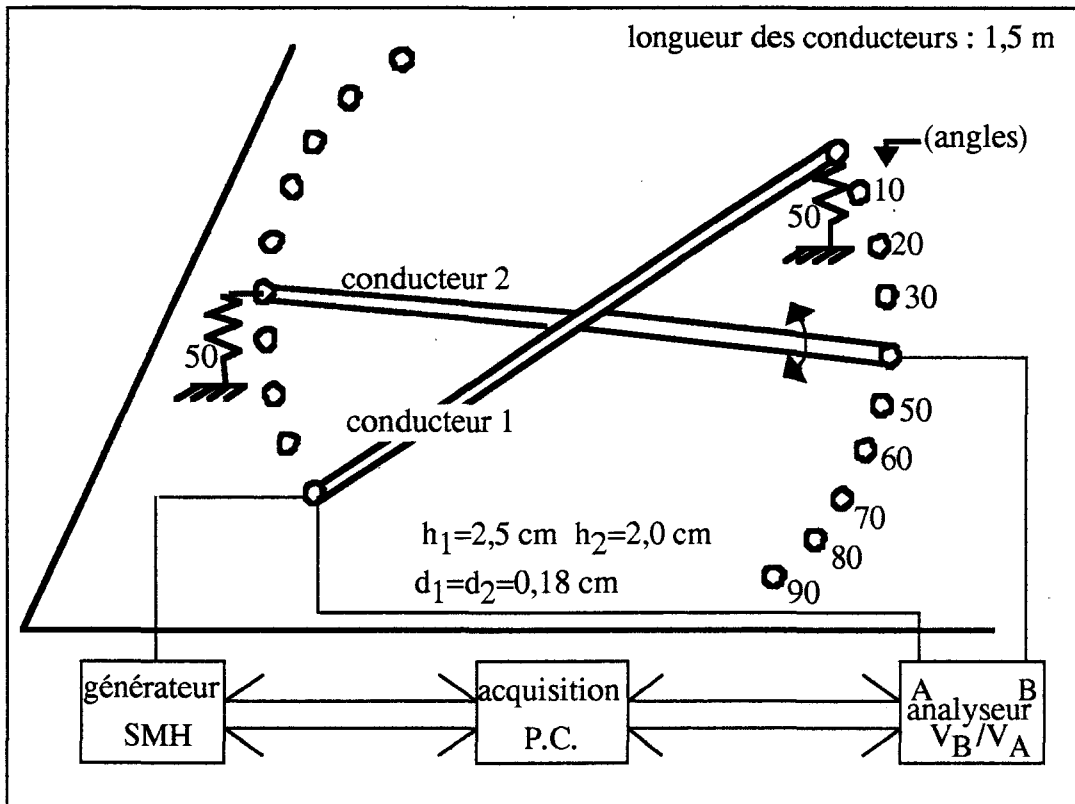


FIGURE IV-2
CONFIGURATION EXPERIMENTALE POUR L'ETUDE
PARAMETRIQUE DU CROISEMENT DE CONDUCTEURS

Les deux conducteurs du croisement sont de même longueur et sont fixés au plan de masse métallique par l'intermédiaire d'embases vissées sur celui-ci. L'un des deux conducteurs a une position fixe, tandis que l'autre est déplacé sur le plan de masse de manière à décrire des angles de croisement de 10° à 90° avec un pas de 10° (figure IV-2). Ainsi, les deux conducteurs se croisent en leur milieu. La représentation topologique de ce croisement de conducteur, (figure IV-3), s'inspire de l'analyse faite au chapitre précédent. On y distingue en effet, la zone couplée où les deux conducteurs sont associés dans un même tube et la zone exclue du croisement proprement dit où les conducteurs sont dissociés. La longueur de discrétisation $2l_d$, fixée par le seuil de rapport de couplage $R_S = -40 \text{ dB}$ jugé pertinent pour simuler le couplage entre les deux conducteurs, diminue au fur et à mesure que l'angle 2θ augmente. Le tableau

IV-1 résume la correspondance entre la valeur de l'angle de croisement et la longueur de discrétisation.

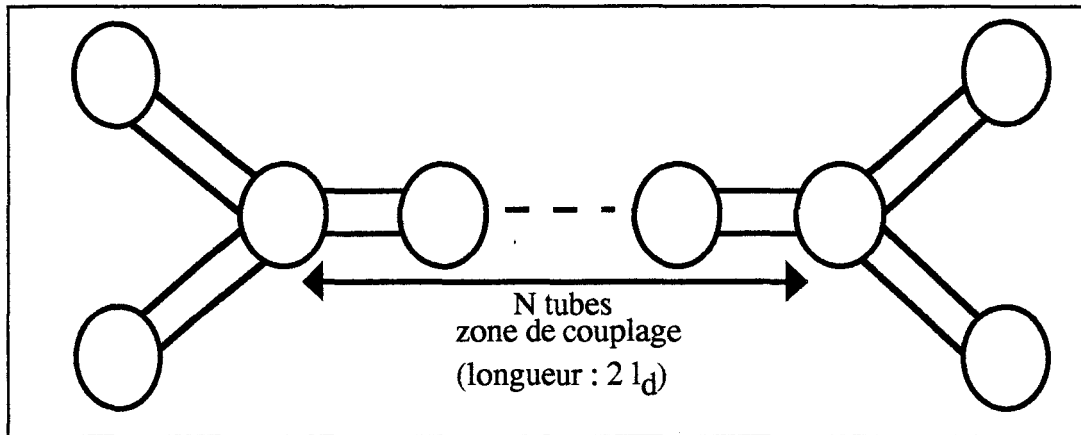


FIGURE IV-3

REPRESENTATION TOPOLOGIQUE D'UN CROISEMENT DE DEUX CONDUCTEURS

Angle de croisement (degré)	Longueur de discrétisation ($2 l_d$) (mètre)
10	2,4
20	1,2
30	0,8
40	0,62
50	0,5
60	0,42
70	0,37
80	0,33
90	0,3

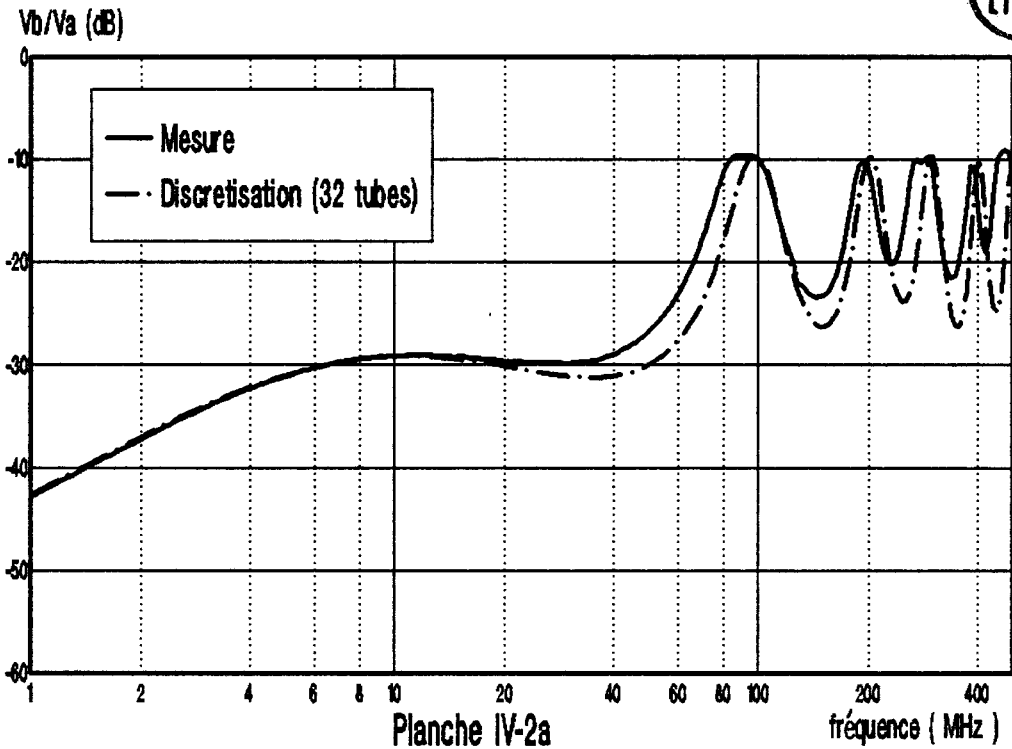
Tableau IV-1

Relation entre l'angle de croisement et la longueur de discrétisation pour $R_S = -40$ dB.

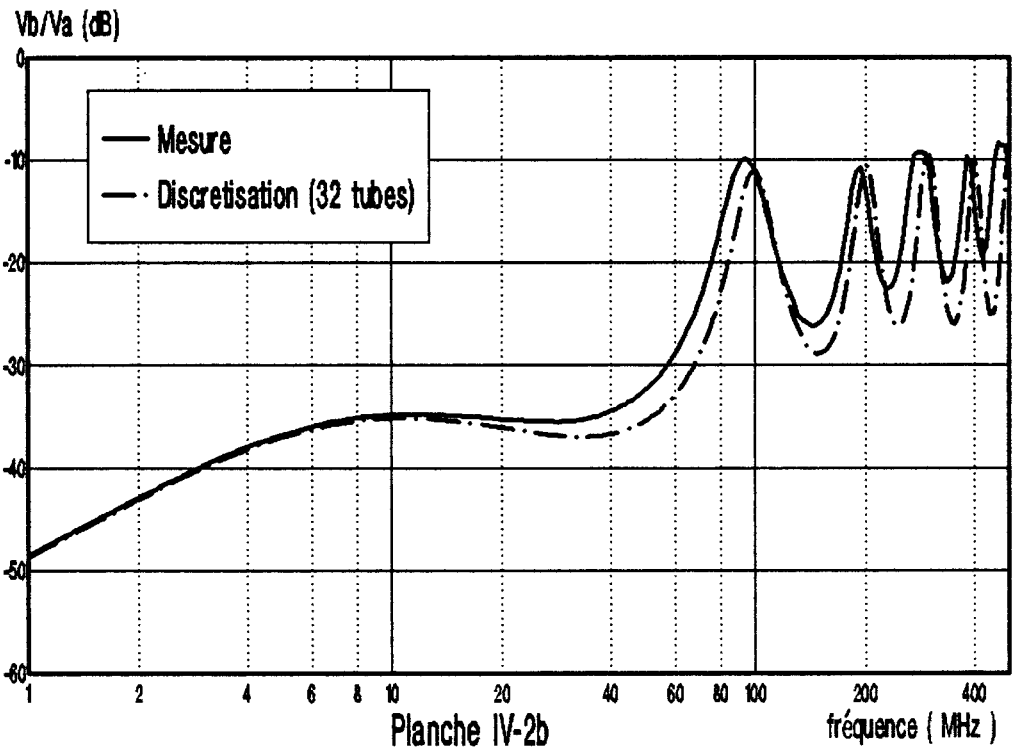
Les fonctions de transfert sont relevées sans mesure préalable des paramètres linéiques des lignes, ceux-ci étant approximés par les expressions (III-48) et (III-49). Elles sont comparées aux simulations effectuées avec $N = 32$ tubes comme le suggère l'analyse théorique du chapitre précédent. Les résultats obtenus sont regroupés sur les planches IV-2a à IV-2i pour lesquelles l'angle de croisement augmente progressivement de la valeur de 10° jusqu'à angle droit.

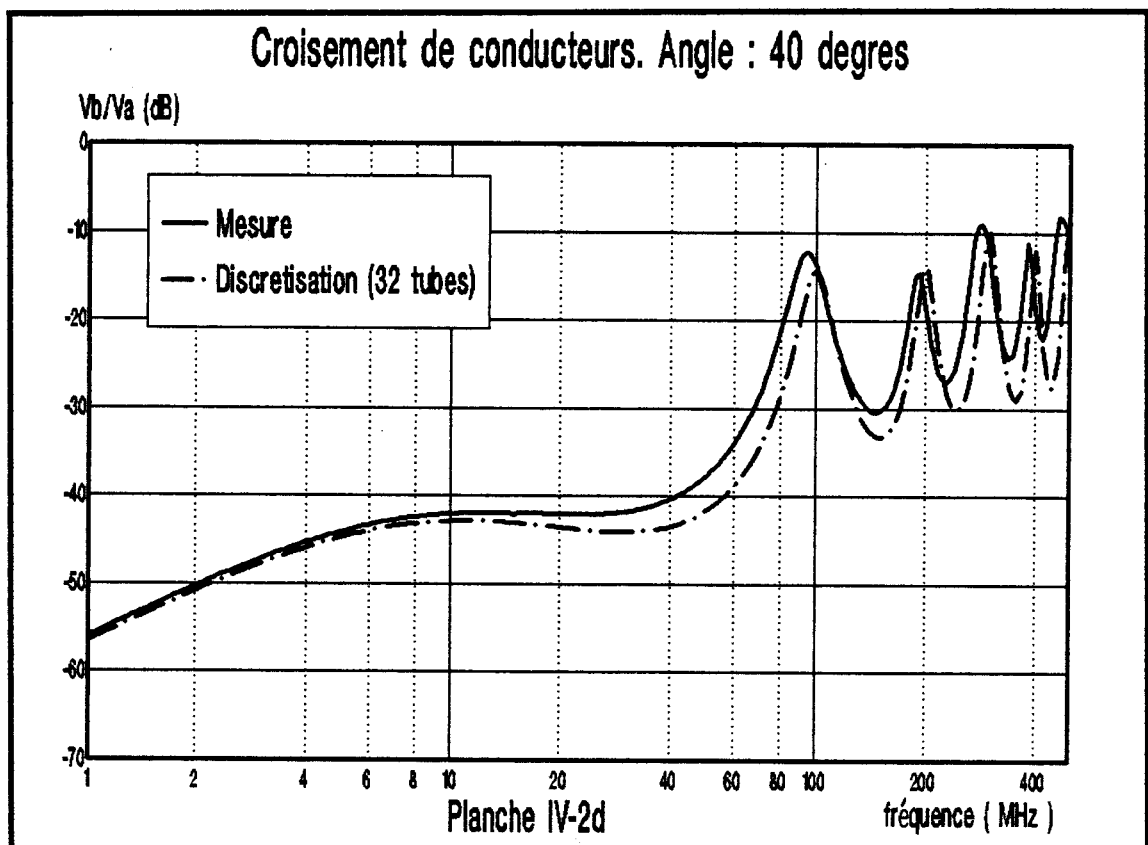
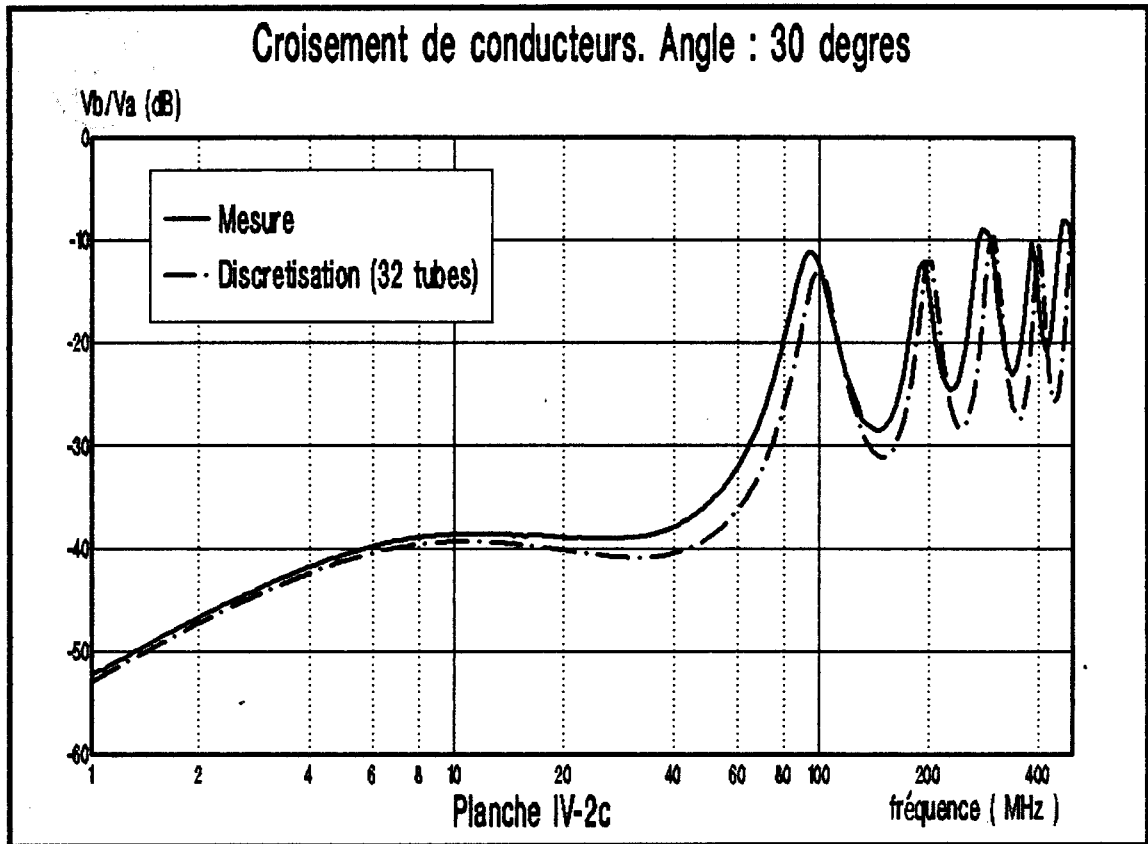


Croisement de conducteurs. Angle : 10 degres

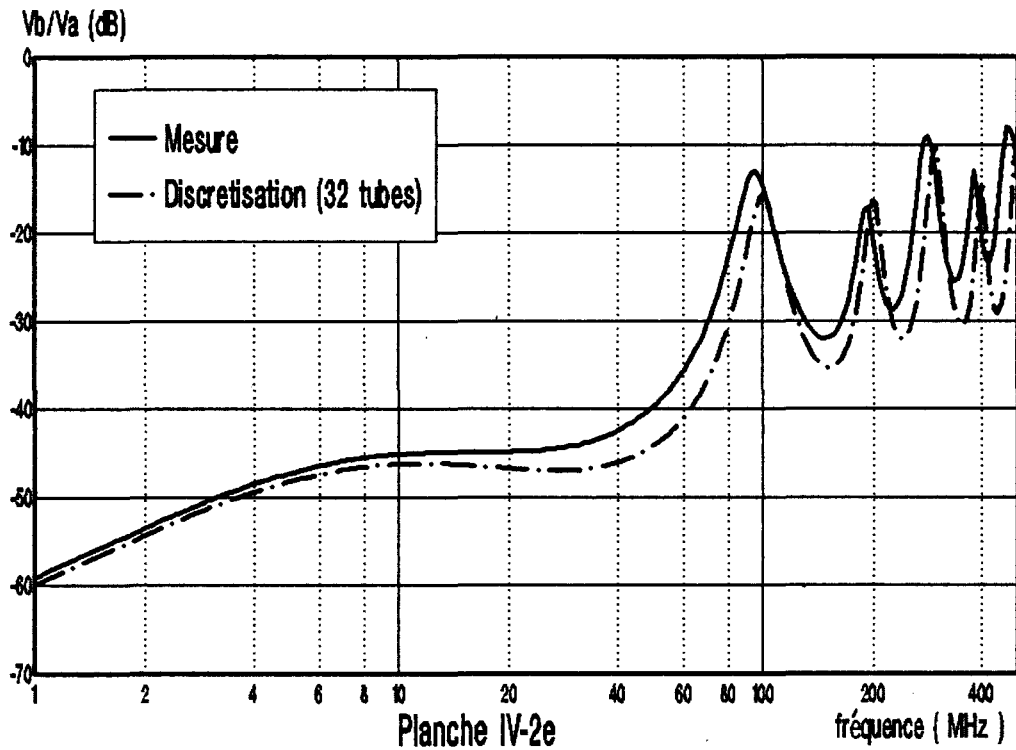


Croisement de conducteurs. Angle : 20 degres

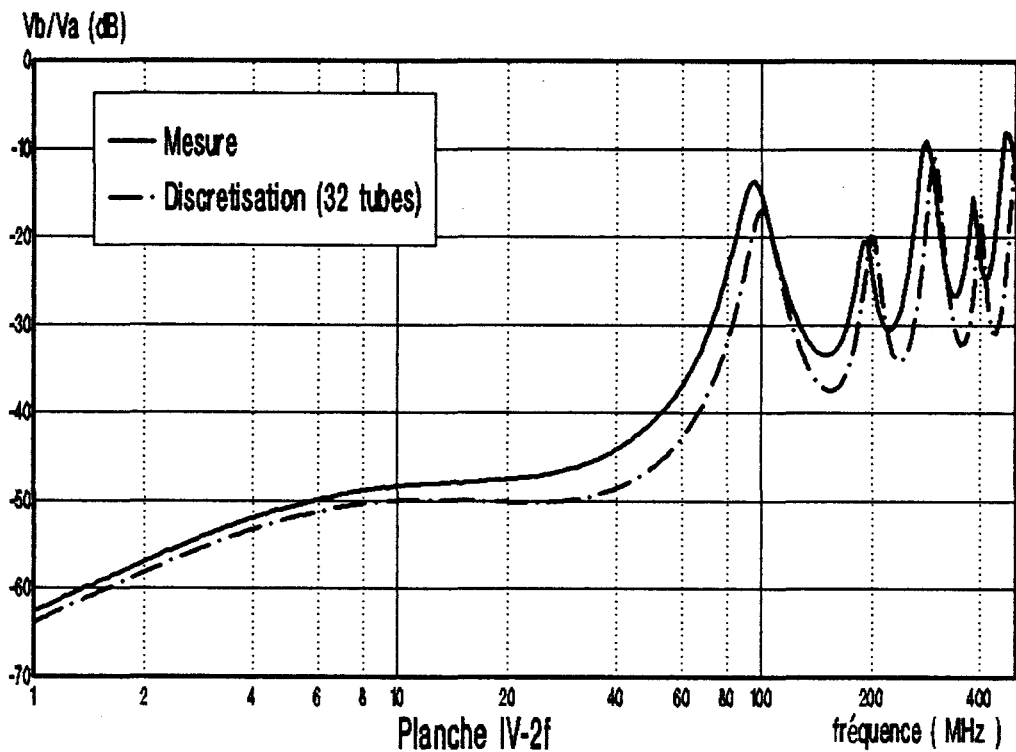


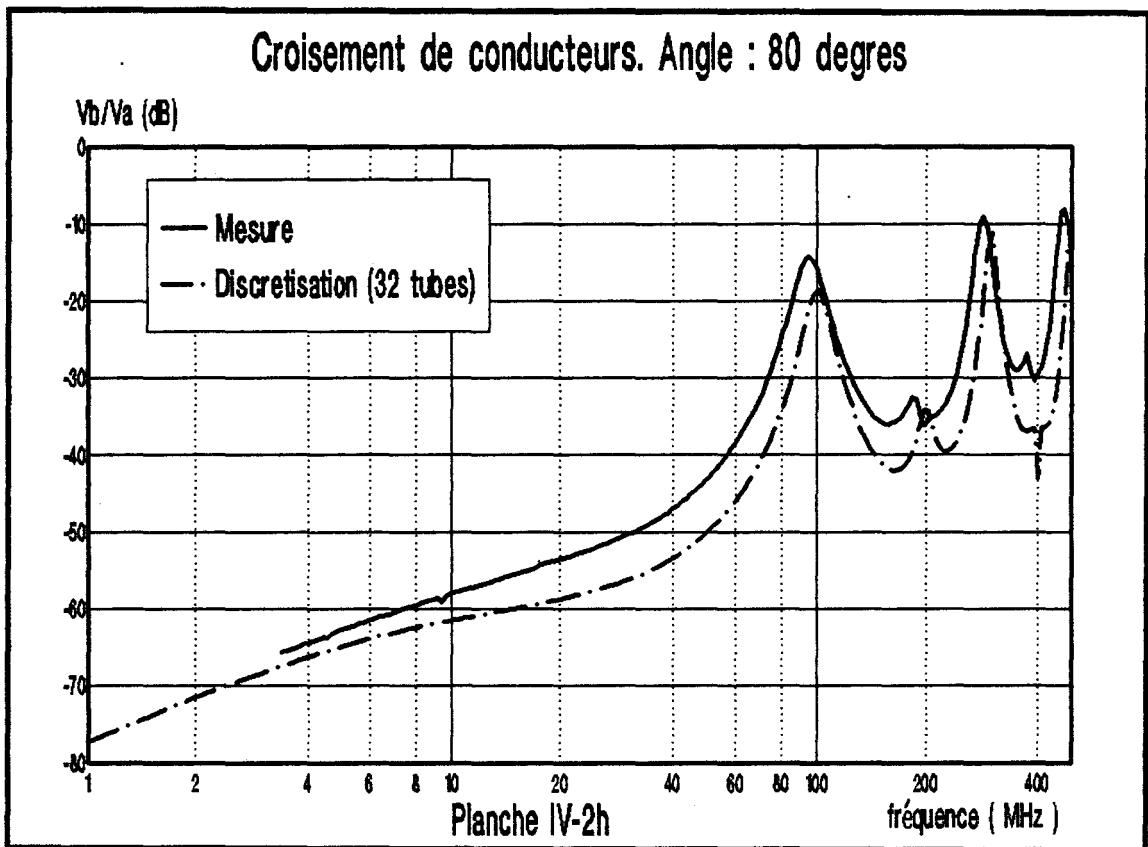
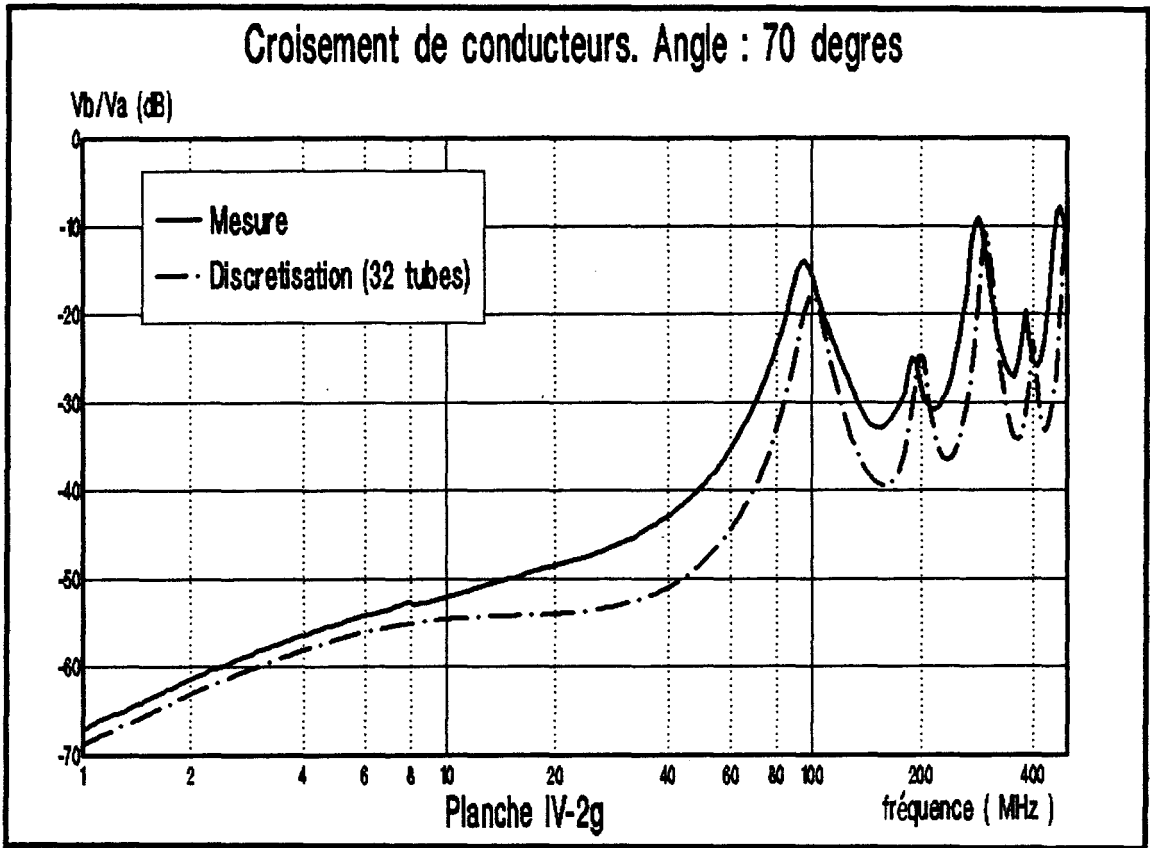


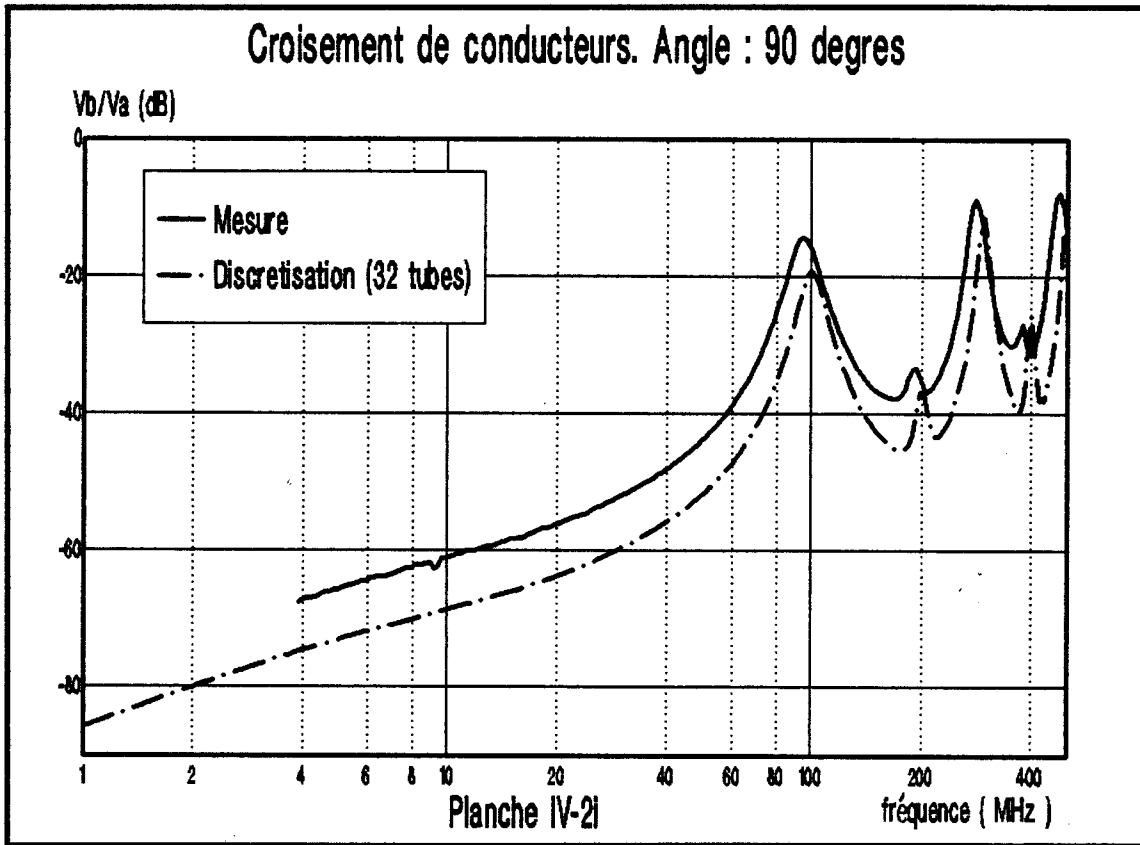
Croisement de conducteurs. Angle : 50 degrees



Croisement de conducteurs. Angle : 60 degrees







L'analyse de ces différentes fonctions de transfert démontre la faculté de la méthode de discrétisation à reproduire l'allure des signaux mesurés. En basse fréquence, les modules des fonctions de transfert diminuent de la même manière au fur et à mesure que l'angle de croisement augmente, traduisant un plus faible couplage entre les lignes. En haute fréquence, lorsque les phénomènes de propagation apparaissent, les pics de résonance sont bien reproduits par la simulation, et en particulier l'affaiblissement des second et quatrième pics de résonance pour les grands angles (planches IV-2f, IV-2g et IV-2i). Nous constatons tout de même une dégradation sensible des résultats en basse fréquence spécialement pour le croisement à angle droit (planche IV-2i), où les niveaux simulés sont nettement inférieurs (presque 10 dB) aux niveaux mesurés. Nous tentons d'en donner une explication.

Le croisement à angle droit de deux conducteurs est tout à fait particulier puisqu'il ne conserve, théoriquement, qu'un couplage capacitif. Dès lors, cette insuffisance de couplage pourrait être la conséquence d'une sous-évaluation du couplage capacitif. Afin de confirmer cette hypothèse, nous envisageons de modéliser le couplage par une simple capacité placée entre les deux conducteurs, localisée au centre du croisement. Dans un premier temps, cette capacité peut être calculée comme étant une contribution de toutes les capacités mutuelles des 32 tubes.

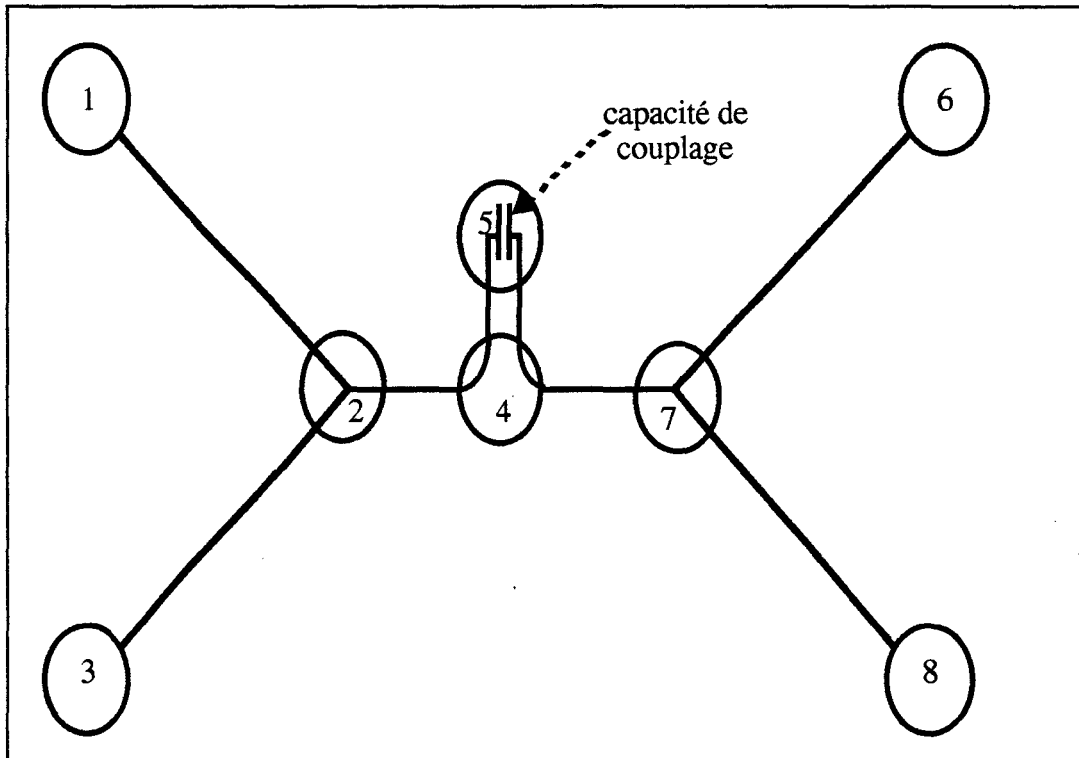


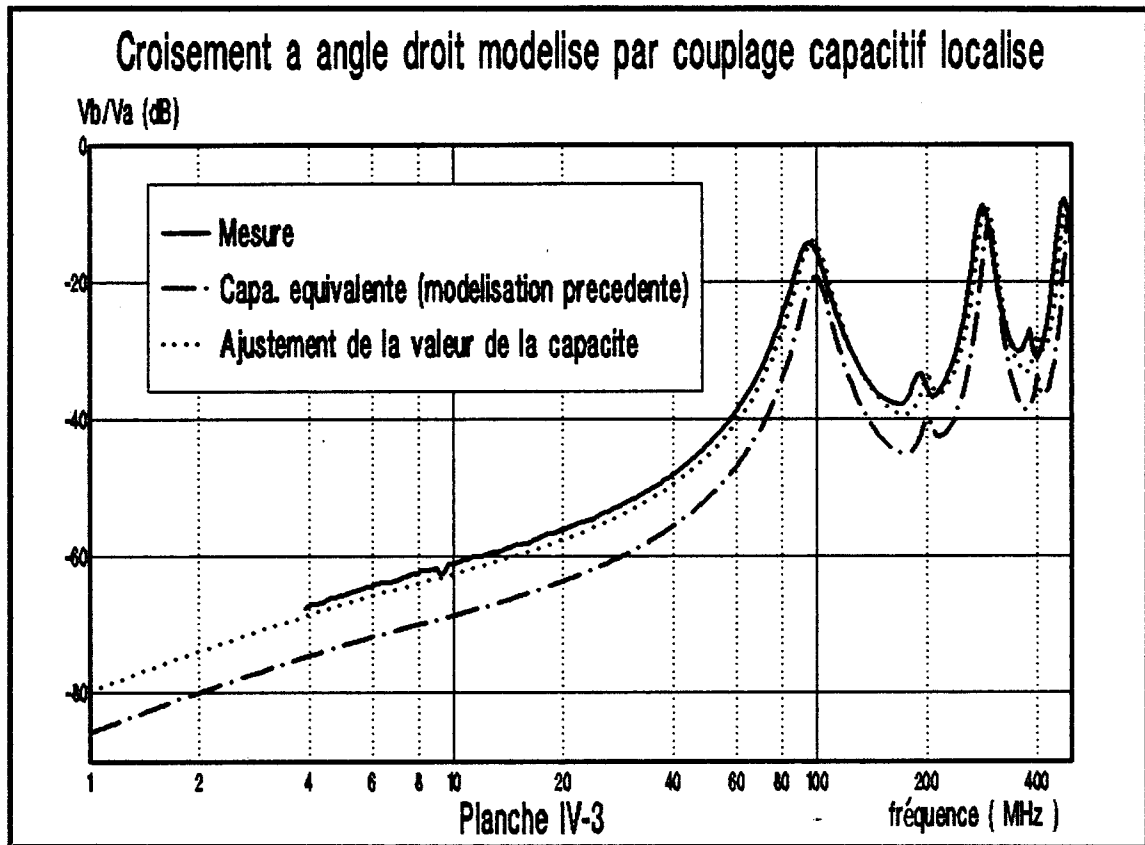
FIGURE IV-4

REPRESENTATION TOPOLOGIQUE D'UN CROISEMENT DE DEUX CONDUCTEURS A ANGLE DROIT EQUIVALENT A UN COUPLAGE CAPACITIF LOCALISE

Cette capacité, associée à la simulation des deux conducteurs se croisant à angle droit, est estimée à 3,3 pF. Elle est intégrée à la jonction 5 de la nouvelle représentation topologique de la figure IV-4 au sein de laquelle les conducteurs 1 et 2 ne sont couplés que par l'intermédiaire de la capacité mutuelle placée au centre de chacun des conducteurs c'est à dire entre les jonctions 2 et 7. La jonction 4 n'est présente que pour associer les deux conducteurs au sein d'un seul tube de longueur nulle de façon à ce que la jonction 5 soit une jonction terminale décrite par une matrice admittance de charge. On vérifie que la fonction de transfert obtenue par cette méthode est identique à celle observée pour le découpage à 32 tubes, prouvant ainsi qu'un tel croisement peut être approximé par un couplage capacitif localisé. De plus, le fait de multiplier par deux la valeur de cette capacité donne une réponse à cette simulation très proche de la fonction de transfert mesurée (Planche IV-3).

Ceci tend à démontrer qu'il y a eu sous-évaluation du couplage capacitif entre les deux conducteurs, qui ne prête pas à conséquence pour les angles inférieurs à 80° mais qui devient préjudiciable à angle droit. Cela est probablement dû à la présence du diélectrique autour des conducteurs qui localement au centre du croisement ne sont distants que de 0,5 cm. Nous préconisons, par conséquent, la mesure préalable de la capacité mutuelle

linéique des deux conducteurs parallèles distants de 0,5 cm afin d'estimer la permittivité d'électrique moyenne ou équivalente.



Au terme de cette étude sur les croisements de conducteurs, il apparaît que la méthode de discrétisation est un atout essentiel pour la modélisation des non-parallélismes entre conducteurs. Les niveaux de couplages, les pics de résonance sont reproduits par la simulation. Nous avons mis en évidence la difficulté associée au croisement à angle droit, où du fait de la présence seule d'un couplage capacitif, celui-ci doit être estimé à partir de la mesure préalable de la capacité mutuelle entre les conducteurs. Enfin, cette dernière configuration peut être modélisée par deux lignes de transmission reliées localement par une capacité.

Quelques éléments d'application ont été dégagés nous permettant de complexifier très nettement les structures modélisées. C'est pourquoi nous avons employé cette méthode, dans le cadre d'une manipulation globale autour d'un réseau de lignes non-uniformes implanté au sein d'une maquette d'avion, afin de démontrer sa capacité à résoudre des problèmes complexes.

IV-2) EXPERIMENTATION GLOBALE D'UN RESEAU DE LIGNES DE TRANSMISSION NON-UNIFORMES AU SEIN D'UN TRANSALL C160 AU 1/10e.

IV-2 a) Objectifs

L'objectif de cette manipulation sur la maquette d'un Transall au 1/10e est d'intégrer les lignes de transmission non-uniformes au sein d'un réseau traité par la méthode topologique tel qu'il a pu être fait pour les lignes de transmission uniformes [24].

La méthode de discrétisation, appliquée à de nombreuses configurations non-uniformes alourdit considérablement les calculs de réseaux, puisqu'il faut faire intervenir de nombreux tubes de discrétisation, mais nous verrons qu'il est difficile de s'en passer, pour recréer la signature des tensions véhiculées sur les lignes.

Le but essentiel d'une telle manipulation est de prédire les niveaux de tensions ou courants en bout de ligne à partir d'un nombre minimal de données associées aux réseaux, à savoir les configurations géométriques et les caractéristiques électriques des câbles. Dans notre manipulation, les configurations géométriques sont connues, ce qui n'est pas toujours le cas en réalité, ce qui signifie que les positions des conducteurs les uns par rapport aux autres, et par rapport à la carlingue sont rigoureusement fixées. Le type de conducteur utilisé est un fil de diamètre 1,2 mm en cuivre et sera considéré comme parfaitement conducteur. Nous considérons ces éléments géométriques comme des données de base sachant que la mesure des paramètres primaires des conducteurs, c'est-à-dire des matrices inductance et capacité linéiques ne sera consécutive qu'à une insuffisance de la connaissance de ces paramètres. Corrélativement, un objectif de cette manipulation vise à déterminer dans quelles circonstances la mesure de ces paramètres primaires est nécessaire, mais aussi, fiable.

IV-2 b) Description du réseau

Le réseau global implanté au sein de la maquette de Transall au 1/10e (photo IV-1) est représenté sur la figure IV-5. Tous les conducteurs sont disposés aussi bien dans les ailes que dans le fuselage de l'appareil de telle manière qu'ils longent les parois métalliques, considérées comme parfaitement conductrices. Ces conducteurs sont enrobés d'une gaine diélectrique d'environ 3 mm d'épaisseur.

L'ensemble du réseau est articulé autour d'un boîtier d'interconnexions au sein duquel sont réalisées des connexions de type court-circuits entre les divers conducteurs y aboutissant. On réalise ainsi une interaction globale entre les faisceaux de conducteurs du réseau, en facilitant les couplages inter faisceaux.

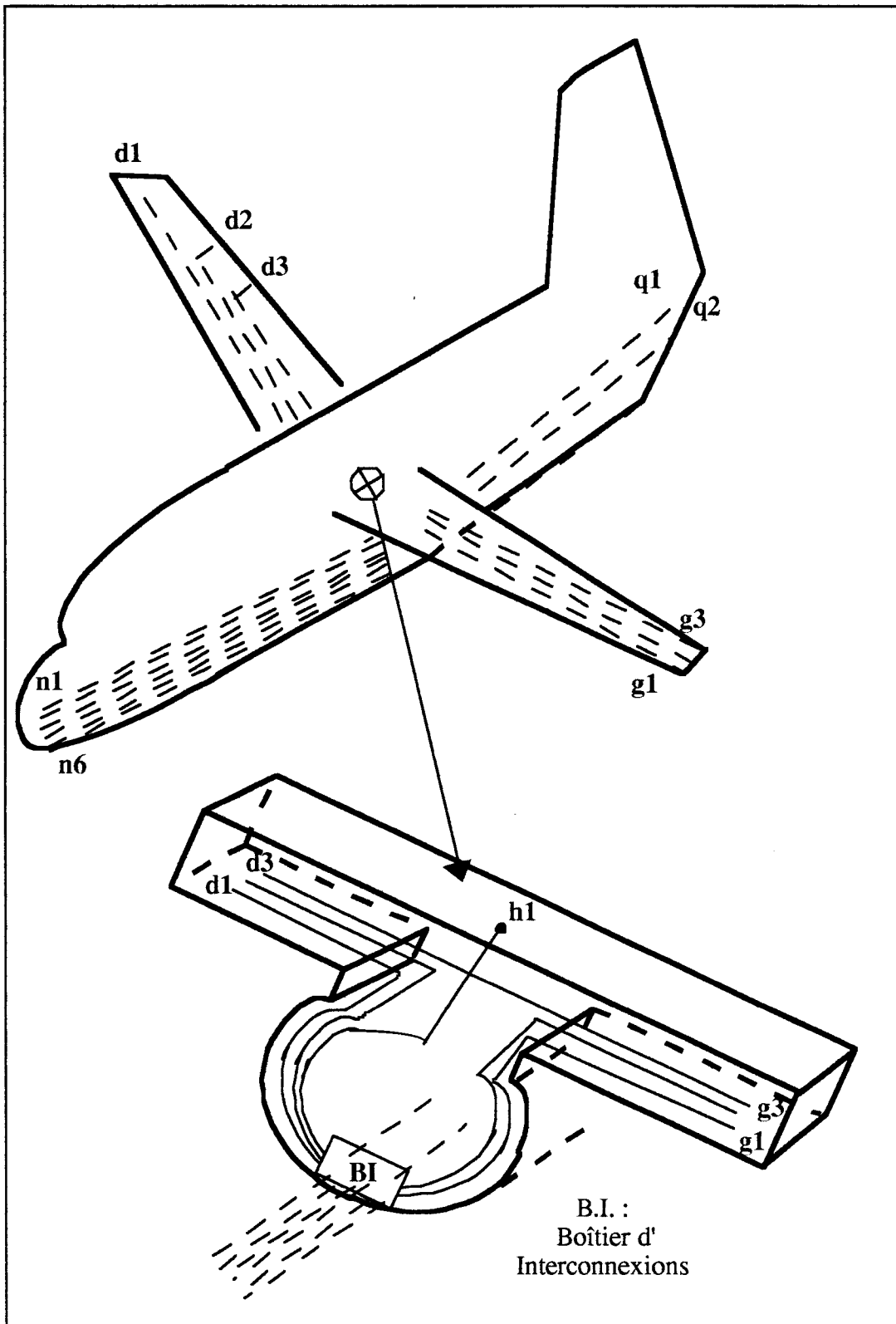


FIGURE IV-5
RESEAU CABLE AU SEIN DU TRANSALL C160

Le fuselage comporte deux lignes de transmission à l'avant et à l'arrière du boîtier. Tout d'abord, une ligne hexafilaire composée de deux lignes trifilaires faiblement couplées parcourt l'avant du fuselage vers le nez de l'appareil. Ensuite, une ligne bifilaire à l'arrière du boîtier chemine vers la queue de l'avion (photo IV-2). Ces deux lignes sont constituées de conducteurs parallèles entre eux mais la hauteur de ces conducteurs par rapport aux parois métalliques varie fortement en fonction de la position.

Sur les côtés du boîtier, deux conducteurs côté gauche, et trois conducteurs côté droit, remontent le long des parois du fuselage vers les ailes gauche et droite. Cependant un des conducteurs du côté droit remonte directement vers le haut au centre des deux ailes en croisant à angle droit un conducteur parcourant toute la longueur des deux ailes (photo IV-3). Ce dernier forme avec les deux conducteurs remontant par la gauche et par la droite les deux lignes trifilaires de l'aile gauche et de l'aile droite. Au sein de l'aile gauche les trois conducteurs sont non-uniformément couplés car non-parallèles entre eux. Enfin, les trois conducteurs de l'aile droite subissent des bifurcations.

Afin de tester chaque structure élémentaire séparément, nous avons utilisé ou réalisé les cloisonnements au sein de l'appareil. Ainsi, les volumes élémentaires constituant le volume topologique global du réseau de lignes sont constitués de l'aile gauche, l'aile droite, le fuselage arrière, le fuselage avant, la zone de remontée des conducteurs (y compris le croisement), et de deux zones intermédiaires entre les ailes et la remontée des conducteurs appelées entre-ailes. Enfin, la jonction du réseau constituée du boîtier d'interconnexions fera l'objet d'une mesure de paramètres S_{50} confrontée à une modélisation de type jonction idéale.

Nous allons passer en revue ces divers éléments en analysant leurs particularités au travers de l'utilisation de la méthode de discrétisation puis, plus généralement, en ce qui concerne la capacité de prédiction d'un code de calcul de type résolution de l'équation B.L.T..

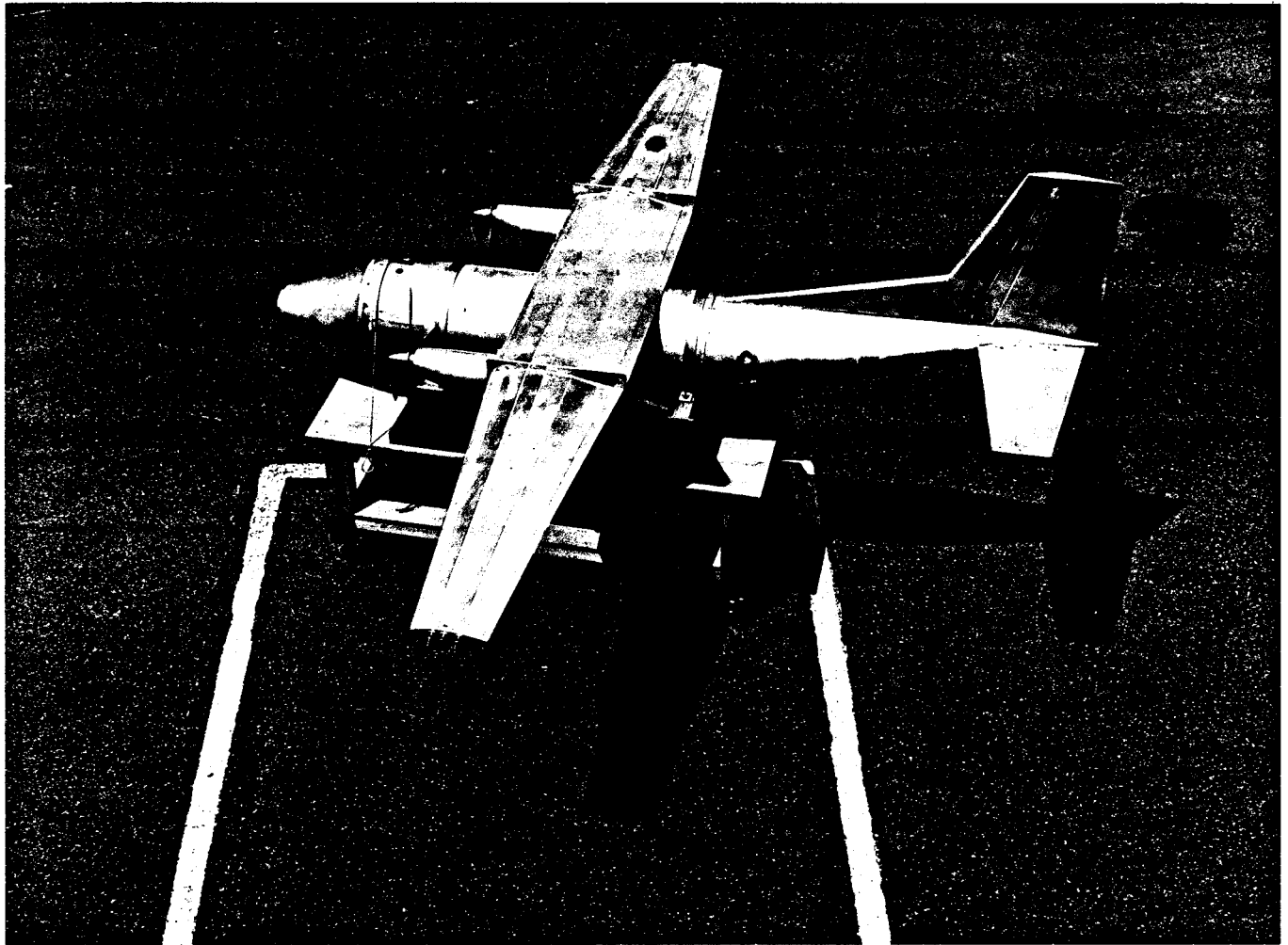


Photo IV-1

Vue générale de la maquette du Transall C160

(Source : O.N.E.R.A.)

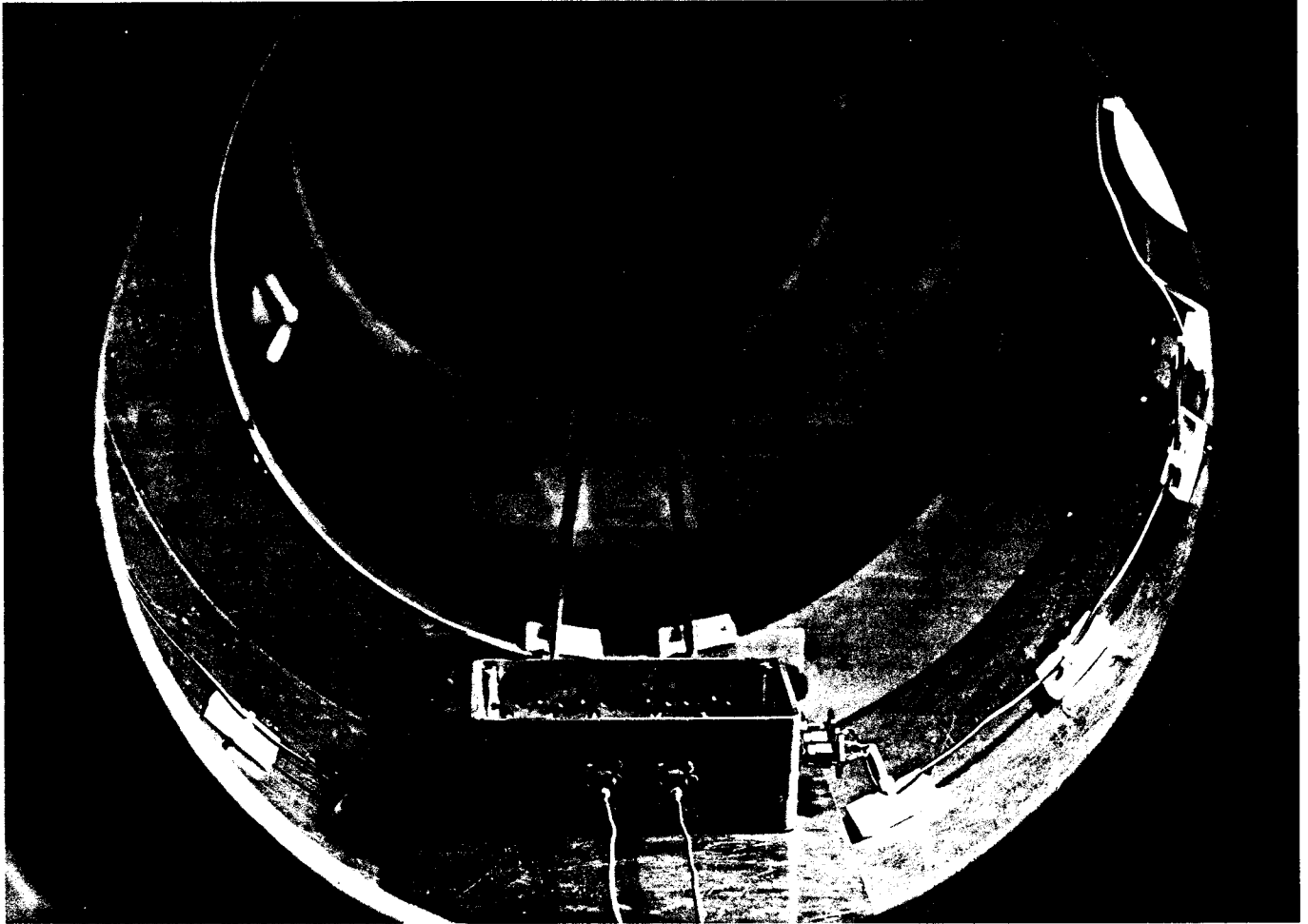


Photo IV-2

Vue de l'intérieur du fuselage et de la disposition des conducteurs autour du boîtier d'interconnexions.

(Source : O.N.E.R.A.)

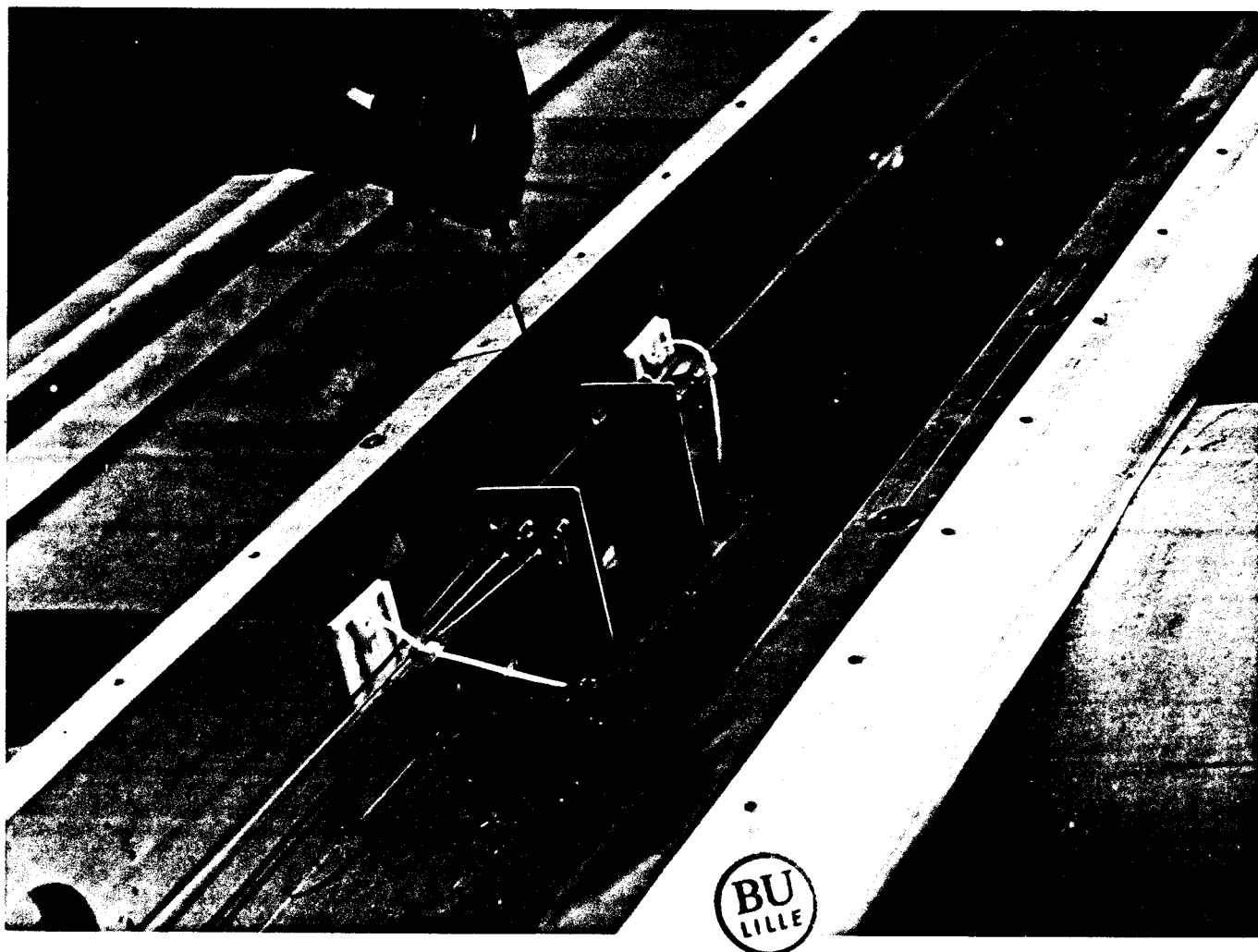


Photo IV-3

Acheminement des câbles vers les ailes et croisement de conducteurs

(Source : O.N.E.R.A.)

Le fuselage comporte deux lignes de transmission à l'avant et à l'arrière du boîtier. Tout d'abord, une ligne hexafilaire composée de deux lignes trifilaires faiblement couplées parcourt l'avant du fuselage vers le nez de l'appareil. Ensuite, une ligne bifilaire à l'arrière du boîtier chemine vers la queue de l'avion (photo IV-2). Ces deux lignes sont constituées de conducteurs parallèles entre eux mais la hauteur de ces conducteurs par rapport aux parois métalliques varie fortement en fonction de la position.

Sur les côtés du boîtier, deux conducteurs côté gauche, et trois conducteurs côté droit, remontent le long des parois du fuselage vers les ailes gauche et droite. Cependant un des conducteurs du côté droit remonte directement vers le haut au centre des deux ailes en croisant à angle droit un conducteur parcourant toute la longueur des deux ailes (photo IV-3). Ce dernier forme avec les deux conducteurs remontant par la gauche et par la droite les deux lignes trifilaires de l'aile gauche et de l'aile droite. Au sein de l'aile gauche les trois conducteurs sont non-uniformément couplés car non-parallèles entre eux. Enfin, les trois conducteurs de l'aile droite subissent des bifurcations.

Afin de tester chaque structure élémentaire séparément, nous avons utilisé ou réalisé les cloisonnements au sein de l'appareil. Ainsi, les volumes élémentaires constituant le volume topologique global du réseau de lignes sont constitués de l'aile gauche, l'aile droite, le fuselage arrière, le fuselage avant, la zone de remontée des conducteurs (y compris le croisement), et de deux zones intermédiaires entre les ailes et la remontée des conducteurs appelées entre-ailes. Enfin, la jonction du réseau constituée du boîtier d'interconnexions fera l'objet d'une mesure de paramètres S_{50} confrontée à une modélisation de type jonction idéale.

Nous allons passer en revue ces divers éléments en analysant leurs particularités au travers de l'utilisation de la méthode de discrétisation puis, plus généralement, en ce qui concerne la capacité de prédiction d'un code de calcul de type résolution de l'équation B.L.T..

IV-2 c) Protocole de test

Pour chacun des éléments constitutifs du réseau, il faut procéder aux vérifications expérimentales pour le modèle proposé. A cette fin, quelques fonctions de transfert sur 50 Ohms représentatives des divers couplages existant sont mesurées pour servir de référence aux simulations qui seront effectuées soit sur plan de masse, soit directement au sein de la maquette du Transall. Les mesures sur plan de masse n'ont été effectuées que sur des structures simples (ailes gauche et droite) et permettent dans ce cas, d'estimer la reproductibilité des mesures réalisées sur le réseau réel. Ce résultat est déterminant en ce qui concerne la validité des tests en compatibilité électromagnétique sur plan de masse lors de la conception de câblages d'un système. Malheureusement, la complexité des autres structures ne permet pas de reproduire aisément la géométrie du problème sur plan de masse, et nous avons alors effectué les mesures directement in situ.

Les modèles de simulation appliqués sont basés sur les données géométriques (hauteurs, distances) du problème mais aussi sur des données électriques (permittivités, inductances et capacités linéiques). La mesure de ces paramètres linéiques est fastidieuse et l'incorporation de ces mesures dans le calcul des perturbations limite le caractère prédictif des simulations. C'est pourquoi, nous effectuons une première simulation en approximant ces paramètres par les formules analytiques classiques qui, si elle n'est pas satisfaisante, est suivie d'une nouvelle simulation dans laquelle sont introduites les mesures de paramètres linéiques, effectuées à partir d'un pont R,L,C.

IV-2 d) Fuselage arrière : Nécessité d'emploi de la méthode de discrétisation

Nous avons proposé au chapitre III de discrétiser les lignes de transmission non-uniformes en série de lignes de transmission uniforme et constaté, théoriquement, qu'un nombre limité de ces lignes était nécessaire. D'autre part, l'expérience préliminaire concernant un conducteur non-parallèle à un plan de masse tend à démontrer que la discrétisation de la hauteur peut se limiter à un seul élément dont la hauteur est, approximativement, la hauteur moyenne de ce conducteur. Ce dernier résultat surtout, remet en cause le bien fondé de cette méthode dans le sens où des approximations bien plus radicales et donc moins coûteuses en temps de calcul pourraient être employées.

L'exemple de la ligne bifilaire du fuselage arrière est un excellent sous-réseau de test dans la perspective de telles approximations. En effet, nous avons représenté, (figure IV-6), le profil de la ligne bifilaire au-dessus d'un plan de masse fictivement rendu horizontal. Cette ligne bifilaire suit un parcours continûment non-uniforme à partir de la queue de l'appareil. Ensuite, les deux

ruptures brutales de hauteurs sont dues à la présence de longerons dans le fuselage.

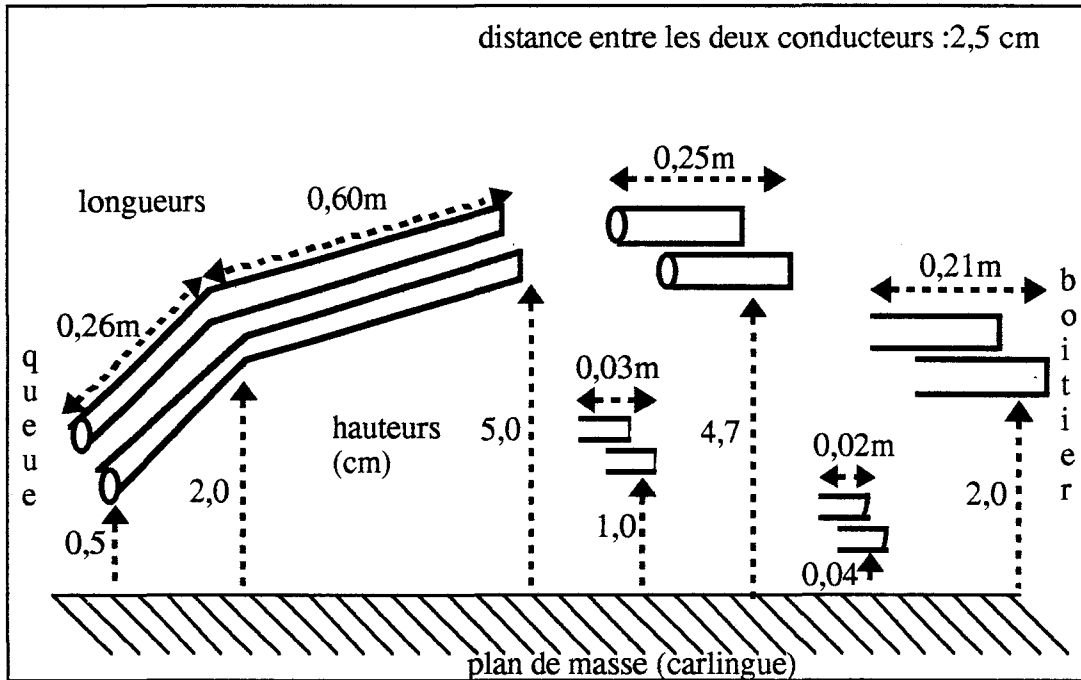


FIGURE IV-6
FUSELAGE ARRIERE : HAUTEUR DE LA LIGNE BIFILAIRE PAR
RAPPORT A LA CARLINGUE FICTIVEMENT APLANIE

Bien que cette ligne soit fortement non-uniforme, nous l'approximons brutalement par une ligne de hauteur moyenne de 3,6 cm, ce qui constitue l'approche la plus simple possible d'une telle structure. La représentation topologique de cette simulation (figure IV-7a) est alors très simple, constituée d'un simple tube à deux conducteurs et de deux jonctions d'extrémité. Nous observons le couplage entre les deux conducteurs par l'intermédiaire de la fonction de transfert sur 50 Ohms entre la queue et le boîtier d'interconnexions. Les résultats obtenus par la simulation et par la mesure sont reportés sur la planche IV-4a et montrent que cette approximation est justifiée en basse fréquence, où la hauteur moyenne aurait pu être avantageusement remplacée par la hauteur équivalente de l'expression (IV-5). Cela confirme qu'une telle approximation peut donner, en basse fréquence, un ordre de grandeur assez précis du couplage existant entre les deux lignes et ceci très rapidement puisque le problème à traiter est devenu très simple. Cependant, la réponse haute fréquence de la fonction de transfert simulée n'est absolument pas satisfaisante, ce qui laisse supposer qu'on ne peut s'affranchir de la prise en compte de la fluctuation des impédances caractéristiques des lignes.

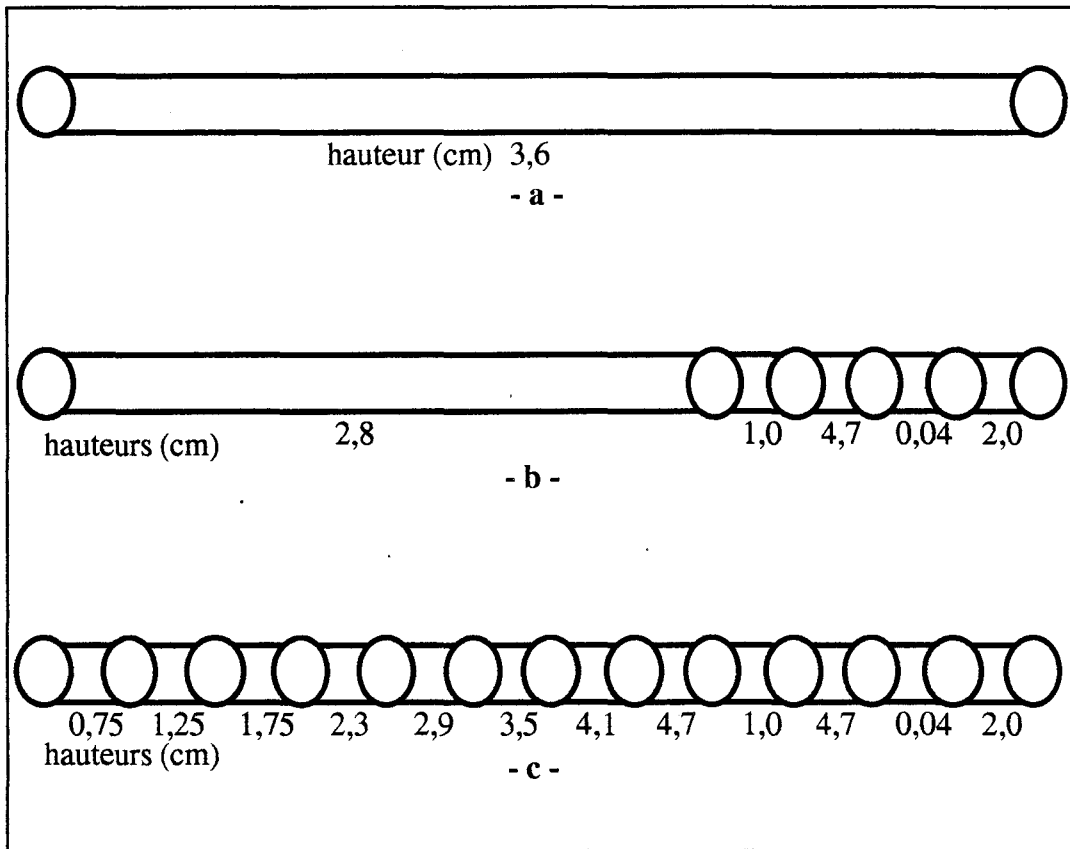


FIGURE IV-7

REPRESENTATIONS TOPOLOGIQUES SUCCESSIVES DE LA LIGNE BIFILAIRE DU FUSELAGE ARRIERE (HAUTEUR DES CONDUCTEURS ASSOCIEE A CHAQUE TUBE)

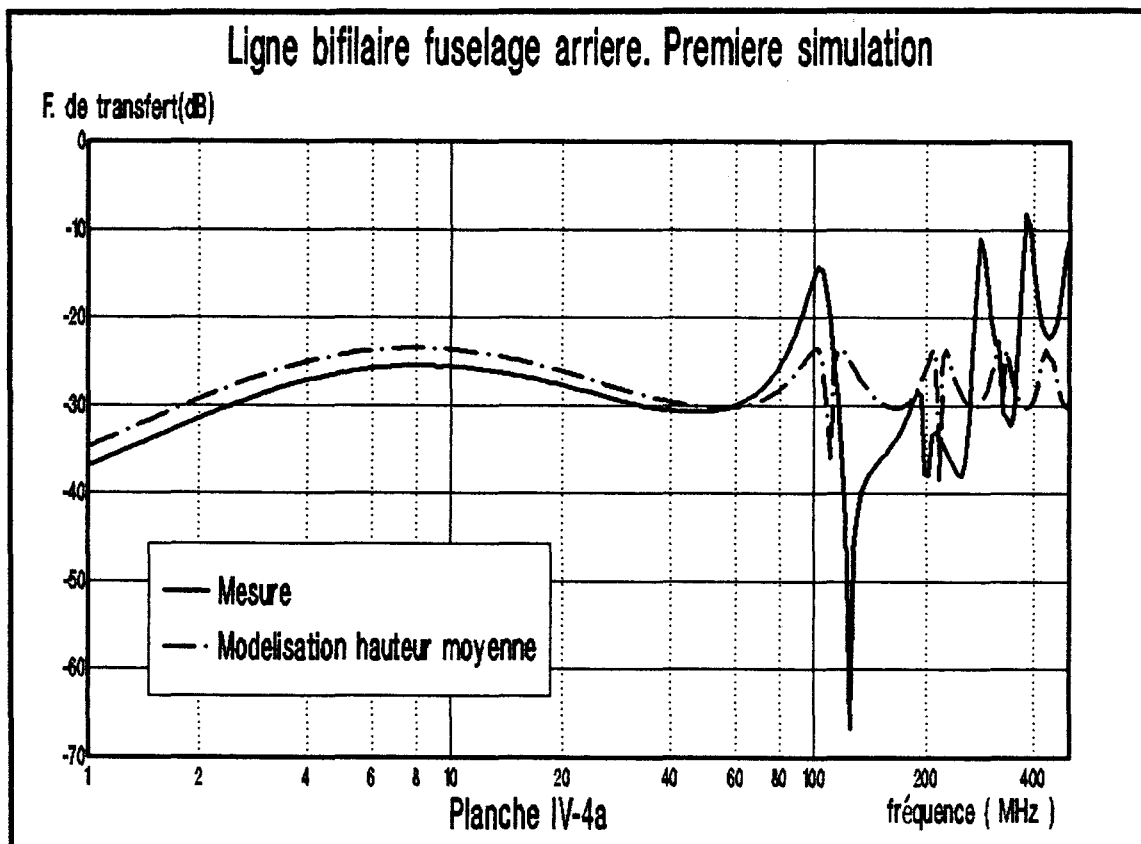
Dès lors, nous proposons une approximation plus réaliste du profil de la ligne bifilaire au-dessus du plan en tenant compte des ruptures brutales d'impédance caractéristique introduites par les longerons du fuselage. En effet, leur contribution est sans doute très grande dans l'allure haute fréquence de la fonction de transfert créant des phénomènes d'ondes stationnaires. Ainsi, dans une seconde simulation, nous introduisons 4 tubes topologiques symbolisant le parcours accidenté de la ligne près du boîtier d'interconnexions, tandis qu'un cinquième tube représente l'autre partie de la ligne bifilaire avec une hauteur moyenne de 2,8 cm (figure IV-7b). Les résultats sont reportés à la planche IV-4b et font apparaître une nette amélioration globale de la réponse simulée. Les phénomènes de résonance sont beaucoup mieux reproduits traduisant l'influence considérable des longerons. Cependant, l'allure du premier pic de résonance n'est toujours pas conforme à la mesure effectuée.

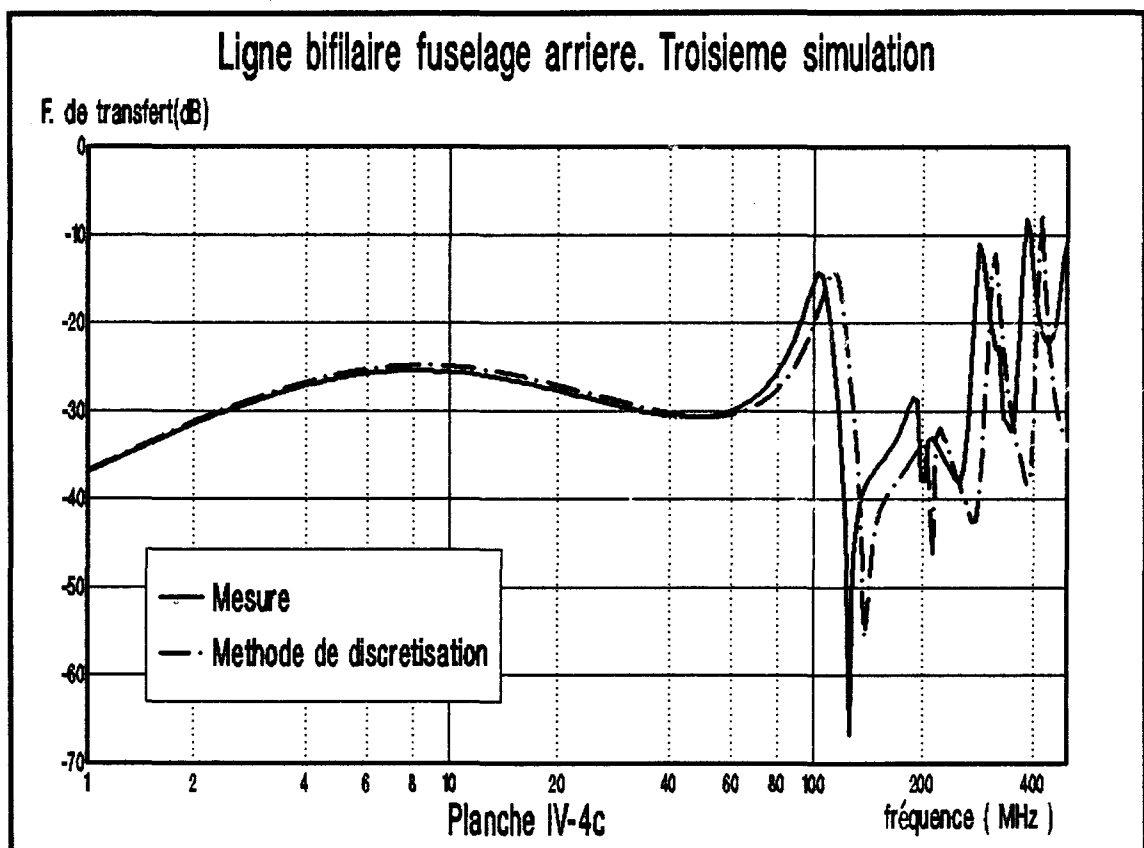
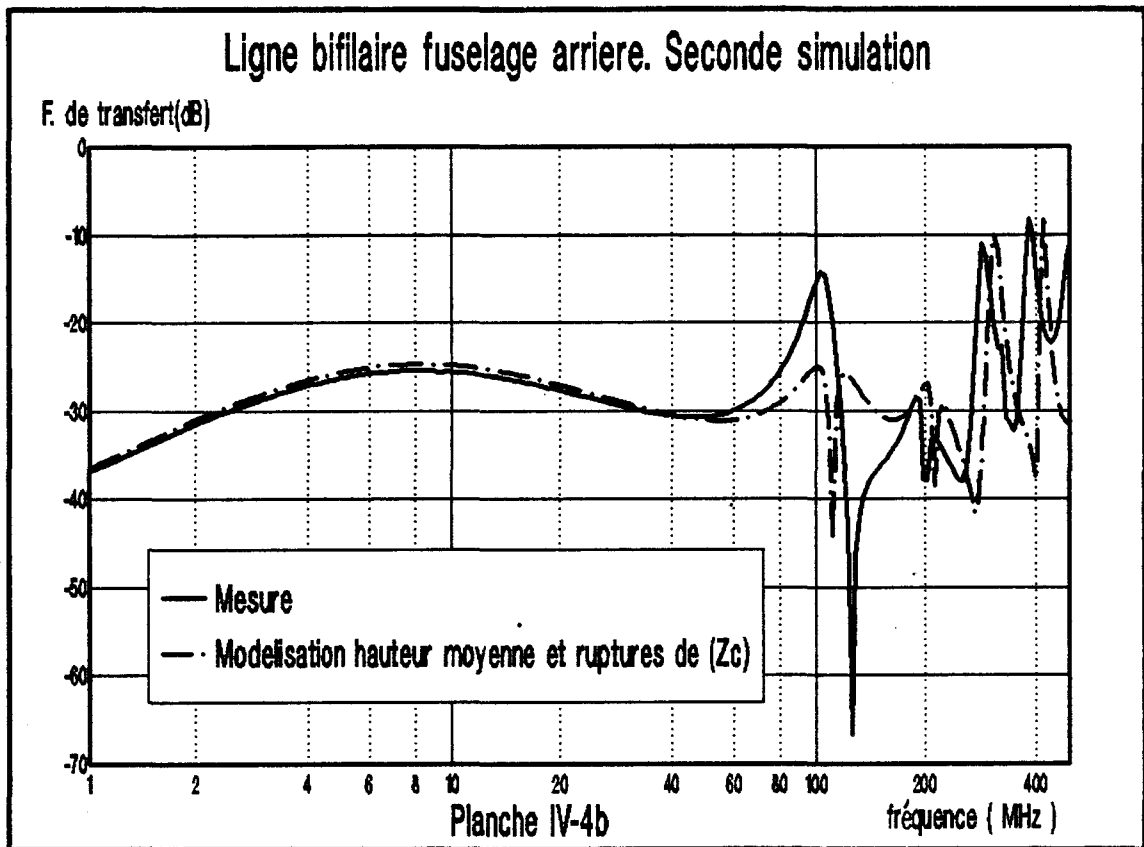
Par conséquent, nous adoptons la méthode de discrétisation pour représenter la variation continue de la hauteur de la ligne bifilaire près de la queue, précédemment symbolisée par le tube 1-2 de la figure IV-7b, par 8 tubes schématisés sur la figure IV-7c. On voit sur la planche IV-4c que cette discrétisation a suffi à modifier la configuration des premiers phénomènes de

résonance de telle manière que, cette fois, l'allure de la fonction transfert mesurée, soit totalement reconstituée, sur toute la bande de fréquence (1 MHz-500 MHz).

Cette séquence de simulations démontre que la méthode de discrétisation est indispensable pour reproduire le comportement haute fréquence des structures non-uniformes. Cette méthode a été employée systématiquement au cours de la phase de manipulation sur le Transall. De plus, la démarche que nous venons d'adopter permet de rattacher les différents phénomènes de propagation aux particularités de la ligne, ce qui peut constituer une aide, par exemple, pour déplacer un pic de résonance gênant .

Dans cet exemple les paramètres primaires de la ligne bifilaire ont été estimés par les formules analytiques classiques (III-23) et (III-24). Leur mesure n'a donc pas été effectuée. Cela a été rendu possible grâce au fait que les deux conducteurs étaient séparés de 2,5 cm, on néglige alors l'influence du diélectrique enrobant les conducteurs. Dans le cas contraire, ne disposant pas d'outil numérique de calcul de capacités linéiques en milieu non-homogène, il aurait fallu mesurer ces paramètres pour les différentes hauteurs de la ligne bifilaire introduites dans la représentation topologique. Cette circonstance particulièrement pénalisante se produit dans le cas de la ligne hexafilaire du fuselage avant, que nous allons décrire ci-après.





IV-2 e) Fuselage avant : Prédiction des couplages proches et lointains

Au sein du fuselage avant, réside une ligne de transmission hexafilaire composée de deux lignes trifilaires. Les deux lignes trifilaires, dont les positions au-dessus de la carlingue sont représentées sur la figure IV-8, sont très espacées l'une de l'autre. Toutefois, les conducteurs les composant sont, au contraire, très rapprochés.

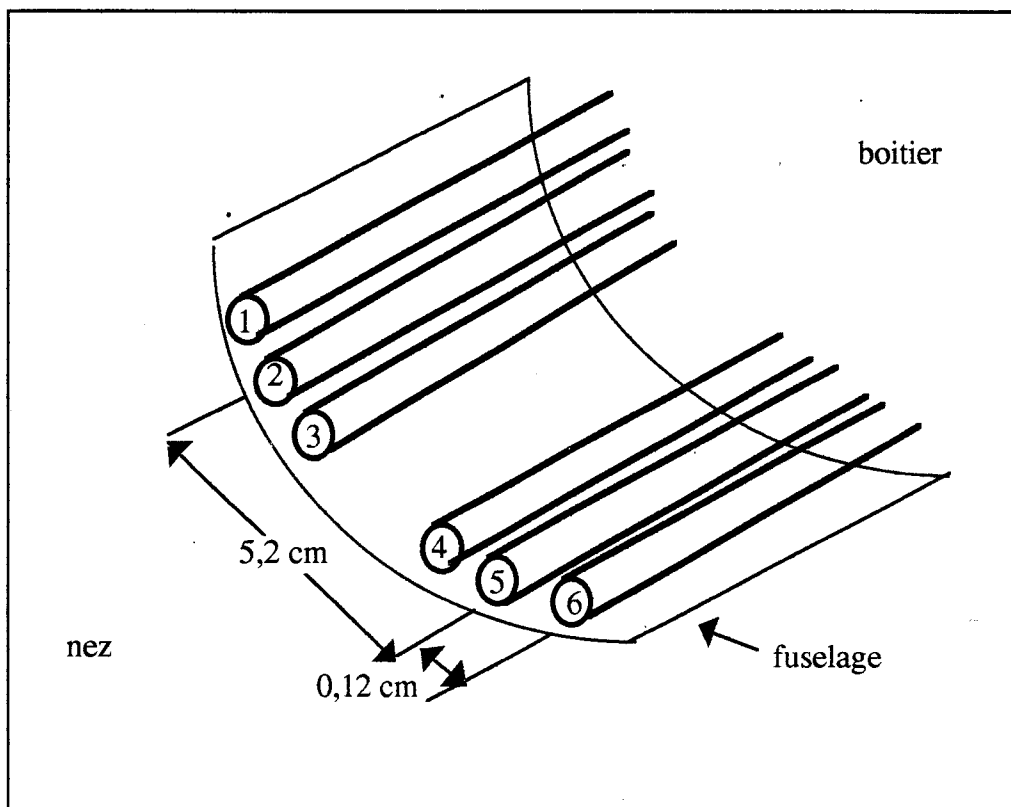


FIGURE IV-8

FUSELAGE AVANT : DISPOSITION DE LA LIGNE HEXAFILAIRE

Le couplage proche, tel que nous le définissons, correspond au cas où deux conducteurs sont rapprochés de telle manière que l'influence des diélectriques pour le calcul du couplage électrostatique ne peut être négligée. Le plus souvent, on ne peut négliger dans ce cas l'effet de proximité entraînant des distributions de charges non-uniformes au sein des conducteurs. En conséquence, les formules analytiques de détermination de (L) et de (C) ne peuvent être appliquées, et le produit de ces matrices n'est plus diagonal, ce qui signifie que les vitesses de propagation des différents modes sont différentes.

Le couplage lointain, au contraire, correspond au cas où les deux conducteurs sont suffisamment éloignés de façon à ce que l'on puisse négliger

l'influence des diélectriques et l'effet de proximité. On respecte alors les conditions d'application des formules analytiques, le produit (L) (C) est diagonal et les vitesses de propagation identiques.

Le couplage proche est plus ennuyeux à traiter puisque généralement, on doit procéder aux mesures des paramètres linéiques, qui outre le fait qu'elles soient fastidieuses, sont entachées d'erreur. C'est pourquoi C. Poudroux dans sa thèse [9] propose un modèle simplifié qui consiste à égaliser les vitesses de propagation évitant ainsi la mesure de la matrice (C) voire même de la matrice (L), ce qui revient dans ce cas à traiter ce problème comme celui du couplage lointain.

C'est la démarche que nous adoptons dans un premier temps pour traiter la ligne hexafilaire du fuselage avant qui comporte, d'après les définitions que nous en avons données des couplages proches au sein d'une même ligne trifilaire et des couplages lointains d'une ligne trifilaire à l'autre. Le profil de la ligne hexafilaire au-dessus d'un plan de masse horizontal fictif est donné à la (figure IV-9) ainsi que la représentation topologique associée. Ce profil ressemble à celui de la ligne bifilaire dans le fuselage arrière du fait de la présence de deux nouveaux longerons, il existe cependant deux zones de variation continue de hauteur près du boîtier d'interconnexions et du nez de l'appareil. La première zone a été discrétisée par 4 tubes du fait de la relativement faible variation de hauteur, la seconde a été discrétisée par 10 tubes dont le nombre est justifié par une plus forte variation de hauteur.

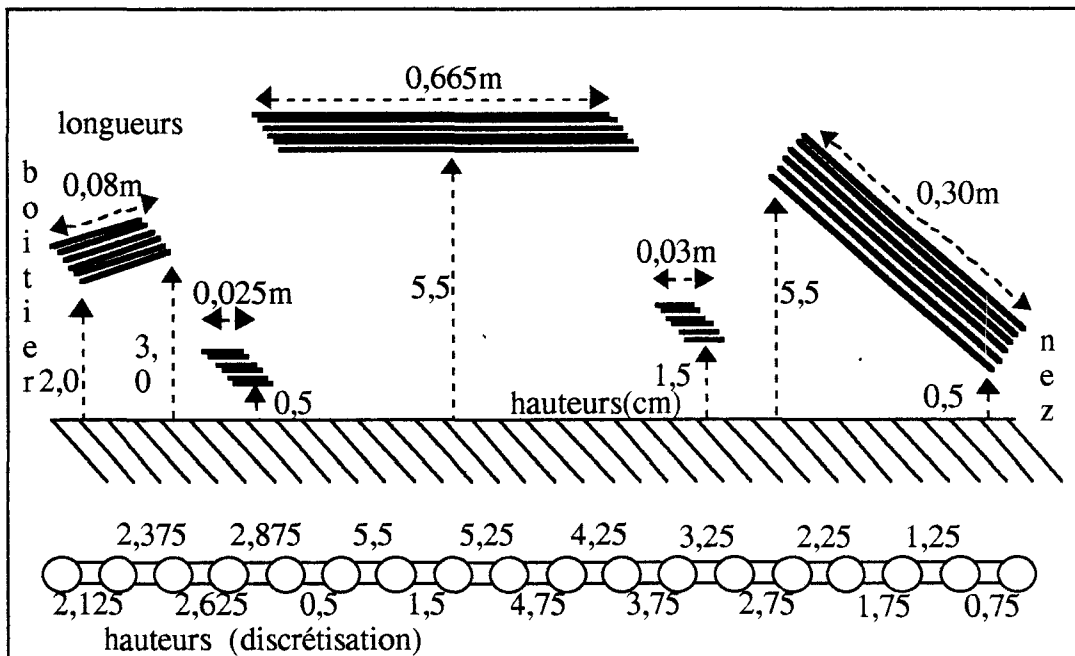
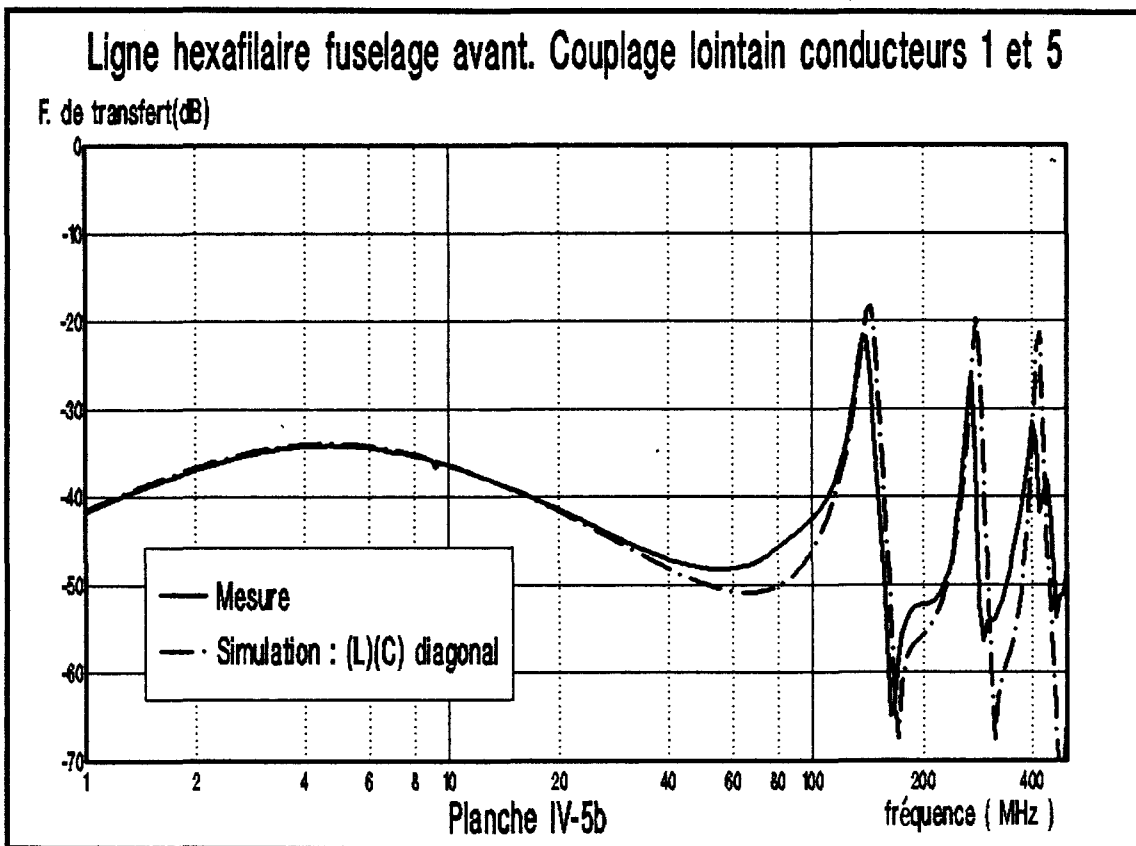
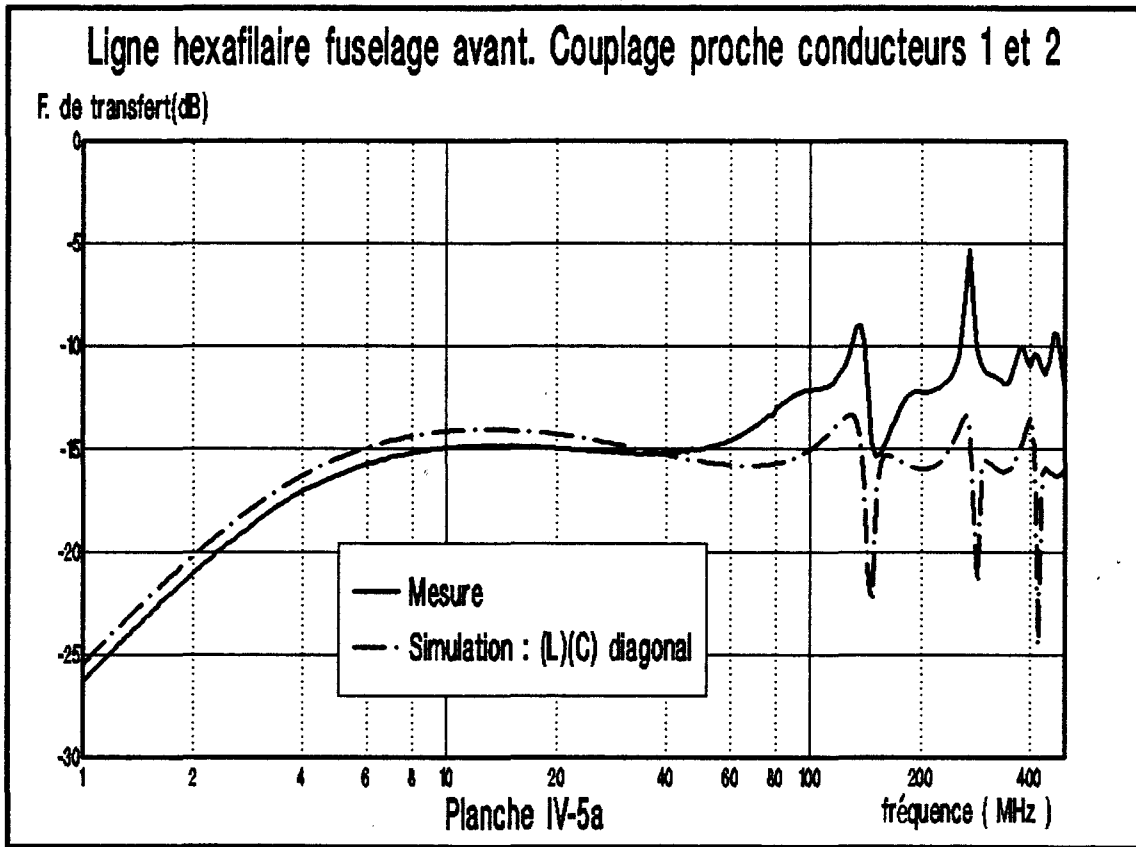
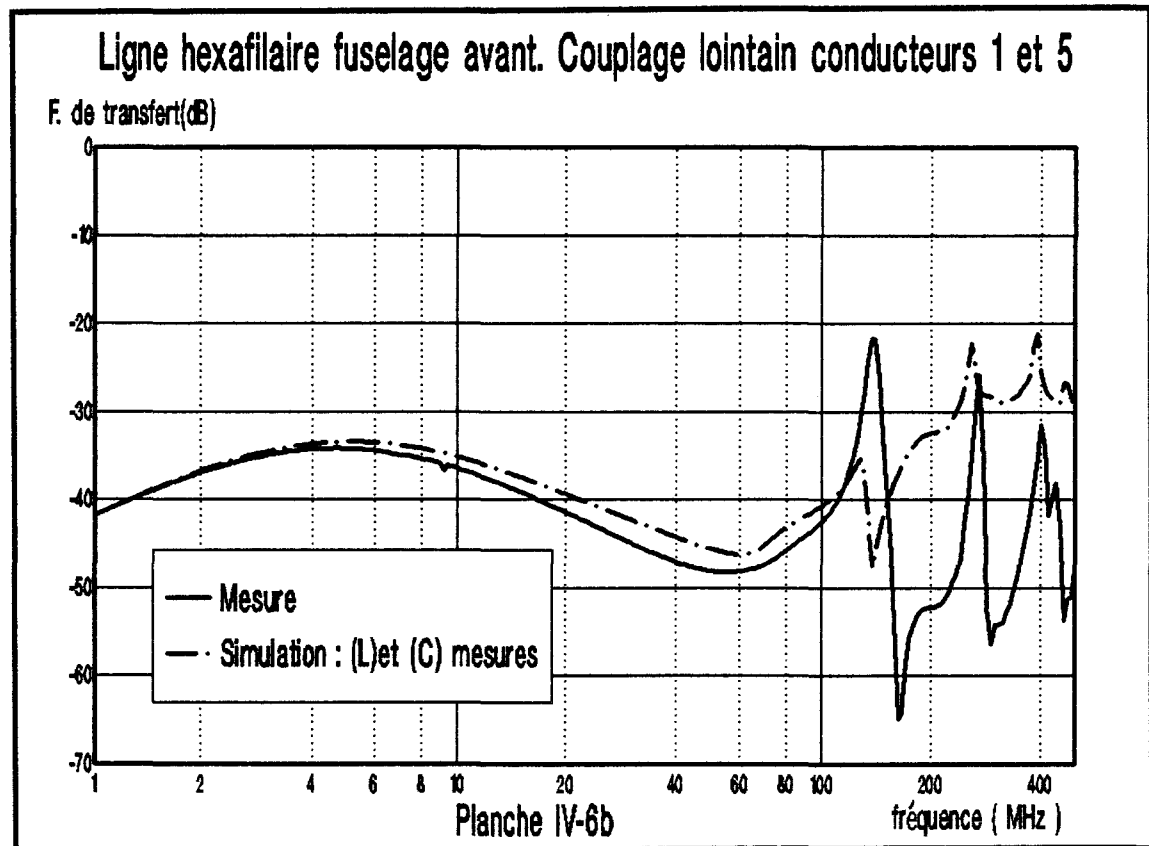
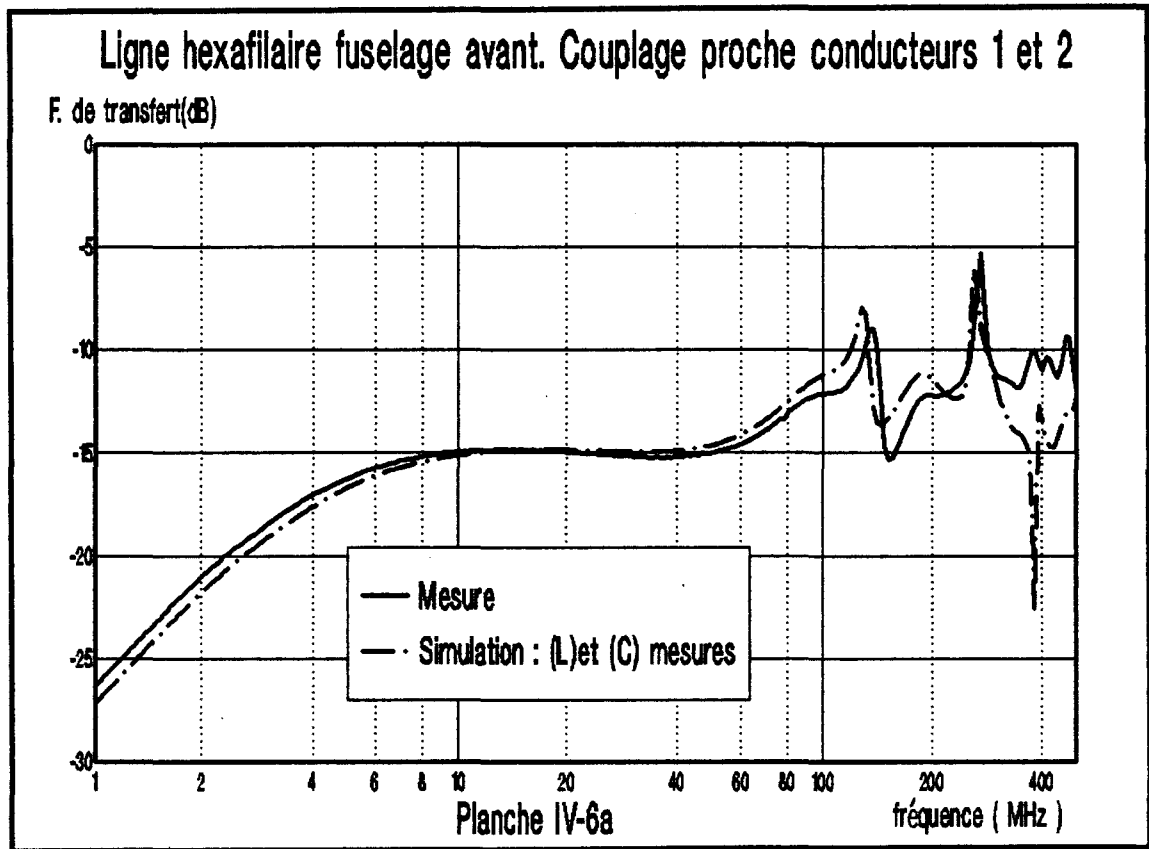


FIGURE IV-9

HAUTEUR DE LA LIGNE HEXAFILAIRE AU-DESSUS DE LA PAROI METALLIQUE FICTIVEMENT PLANE DE LA CARLINGUE ET REPRESENTATION TOPOLOGIQUE AVEC INDICATION DE LA HAUTEUR ASSOCIEE A CHAQUE TUBE





Nous observons le couplage entre les conducteurs 1 et 2 et entre les conducteurs 1 et 5 en situation, respectivement, de couplages proche et lointain, en mesurant les fonctions de transfert correspondantes sur 50 Ohms. Les courbes des planches IV-5a et IV-5b démontrent que le couplage lointain entre les conducteurs 1 et 5 est bien simulé tandis que la fonction de transfert associée aux conducteurs 1 et 2 ne reproduit pas l'allure haute fréquence de la mesure effectuée. L'erreur commise sur la détermination des termes de couplage au sein d'une même ligne trifilaire en appliquant les formules analytiques classiques, supposant le produit (L) (C) diagonal, semble donc trop importante. Cela signifie qu'on ne peut traiter un couplage proche comme un couplage lointain et qu'il faut déterminer les matrices (L) et (C) à partir de mesures.

La matrice (L) (ou la matrice (C)) associée à la ligne hexafilaire est une matrice d'ordre 6 dont les coefficients peuvent être définis ainsi :

$$[L] = \begin{bmatrix} (L_{I,I}) & (L_{I,II}) \\ (L_{II,I}) & (L_{II,II}) \end{bmatrix} \quad (IV-6)$$

Où $L_{I,I}$, $L_{I,II}$, $L_{II,I}$ et $L_{II,II}$ sont des matrices d'ordre 3 symbolisant les termes de couplages inductifs au sein de la ligne trifilaire I ou II et entre les lignes trifilaires I et II. La configuration symétrique de la ligne hexafilaire dans le fuselage conduit à une simplification considérable :

$$(L_{I,I}) = (L_{II,II}) \quad (IV-7)$$

et

$$(L_{I,II}) = (L_{II,I})$$

De part la réciprocité des termes de couplage entre deux conducteurs, la matrice $(L_{I,I})$ est en outre une matrice symétrique. En conséquence, la matrice (L) (où la matrice (C)) est déterminée à partir de la mesure de 12 coefficients matriciels. Cependant la ligne hexafilaire reste difficile à caractériser pour deux raisons. D'une part, la mesure des paramètres (L) et (C) doit être effectuée à 17 hauteurs différentes, correspondant aux 17 tubes de discrétisation, ce qui porte à 408 le nombre de paramètres à mesurer, d'autre part, la distance séparant les deux lignes trifilaires est telle que les coefficients, notamment, de capacités mutuelles sont très faibles (de l'ordre du pF/m) et donc très difficiles à mesurer.

En fait, nous nous sommes limités à la mesure des coefficients d'inductance $(L_{I,I})$ et de capacité linéiques d'une ligne trifilaire à trois hauteurs différentes (2 cm, 3 cm et 5 cm) puis nous avons extrapolé les résultats pour les hauteurs des différents tubes de la représentation topologique. Les coefficients d'inductance $(L_{I,II})$ et de capacité mutuelles inter-trifilaires conservent les valeurs obtenues par calcul analytique. Une nouvelle simulation incorporant l'ensemble des coefficients (L) et (C) déduits de la mesure est effectuée dont les résultats sont reportés sur les planches IV-6a (couplage proche) et IV-6b (couplage lointain). De toute évidence le couplage proche entre les conducteurs

1 et 2 est cette fois très bien simulé, confirmant ainsi l'utilité des mesures des paramètres primaires. Par contre, et c'est plus critique, la simulation du couplage entre les conducteurs 1 et 5 est détériorée en haute fréquence.

L'interprétation de ce résultat est délicate. Toutefois, de même que l'on a admis qu'il était impossible de considérer un couplage proche en supposant le produit des matrices (L) (C) diagonal, il est aussi difficile de caractériser un couplage lointain en ne supposant pas ce produit diagonal. Or les mesures introduites bouleversent la procédure de calcul, puisqu'il faut opérer une diagonalisation qui n'était auparavant pas nécessaire, diagonalisation qui est un calcul numérique délicat surtout lorsque les paramètres introduits sont entachés d'erreur.

La complexité de la structure étudiée ne permet pas de détecter facilement l'origine de la difficulté de détermination des parasites induits sur les conducteurs. C'est pourquoi nous avons expérimenté la plus simple structure qui soit, combinant couplages proche et lointain. Il s'agit d'une ligne bifilaire couplée à la ligne monofilaire à hauteur constante au dessus d'un plan de masse, pour laquelle des résultats similaires ont été observés. Nous concluons à la difficulté de prédiction de l'amplitude des signaux pour les structures filaires comprenant à la fois des couplages proche et lointain. L'estimation plus précise des paramètres linéiques est alors indispensable soit par calcul numérique soit par des méthode d'optimisation vérifiant par exemple la cohérence de la matrice à diagonaliser.

Cependant, la modélisation la plus acceptable est tout de même celle associée à la mesure des paramètres (L), (C) car elle permet une meilleure prédiction des couplages les plus forts. Nous verrons, par la suite, que les conducteurs 3 et 4 seront court-circuités au sein du boîtier d'interconnexions, diminuant ainsi l'influence du couplage lointain.

IV-2 f) Aile gauche : ligne trifilaire avec conducteurs non-parallèles

La discrétisation des lignes non-uniformes en quelques tronçons de lignes uniformes a pour avantage de ne pas posséder de contraintes particulières concernant la géométrie des faisceaux de conducteurs concernés. Ainsi le nombre de conducteurs du faisceau peut être quelconque sans qu'il n'y ait de symétrie particulière dans le caractère non-uniforme de celui-ci. Il en est ainsi de l'aile gauche où trois conducteurs sont déployés conformément à la figure IV-10.

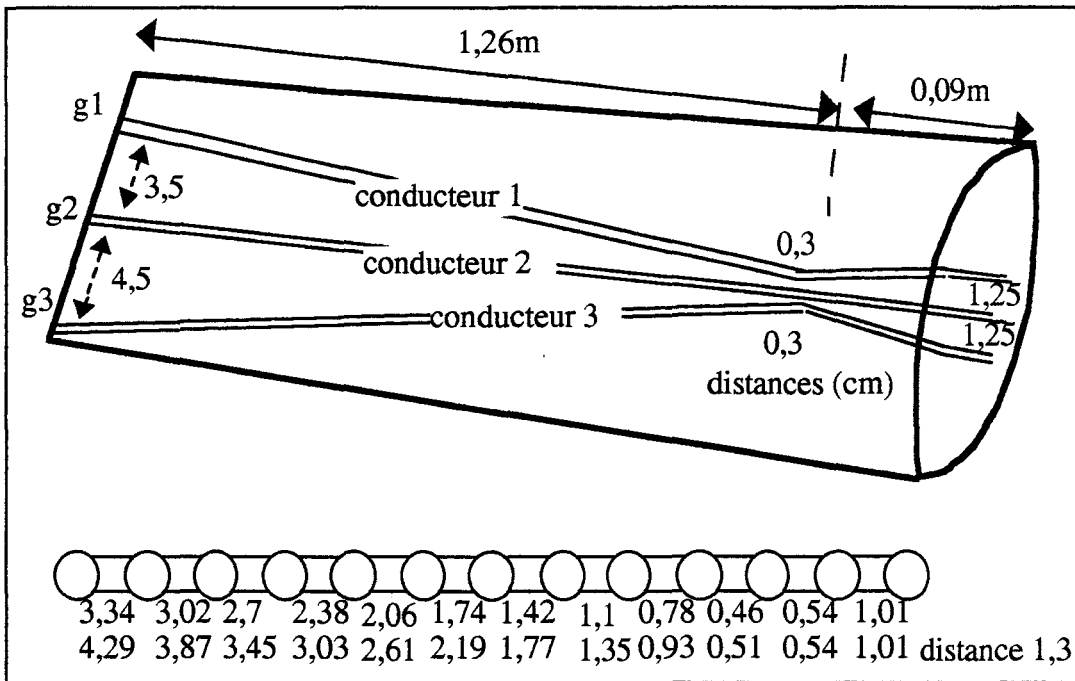
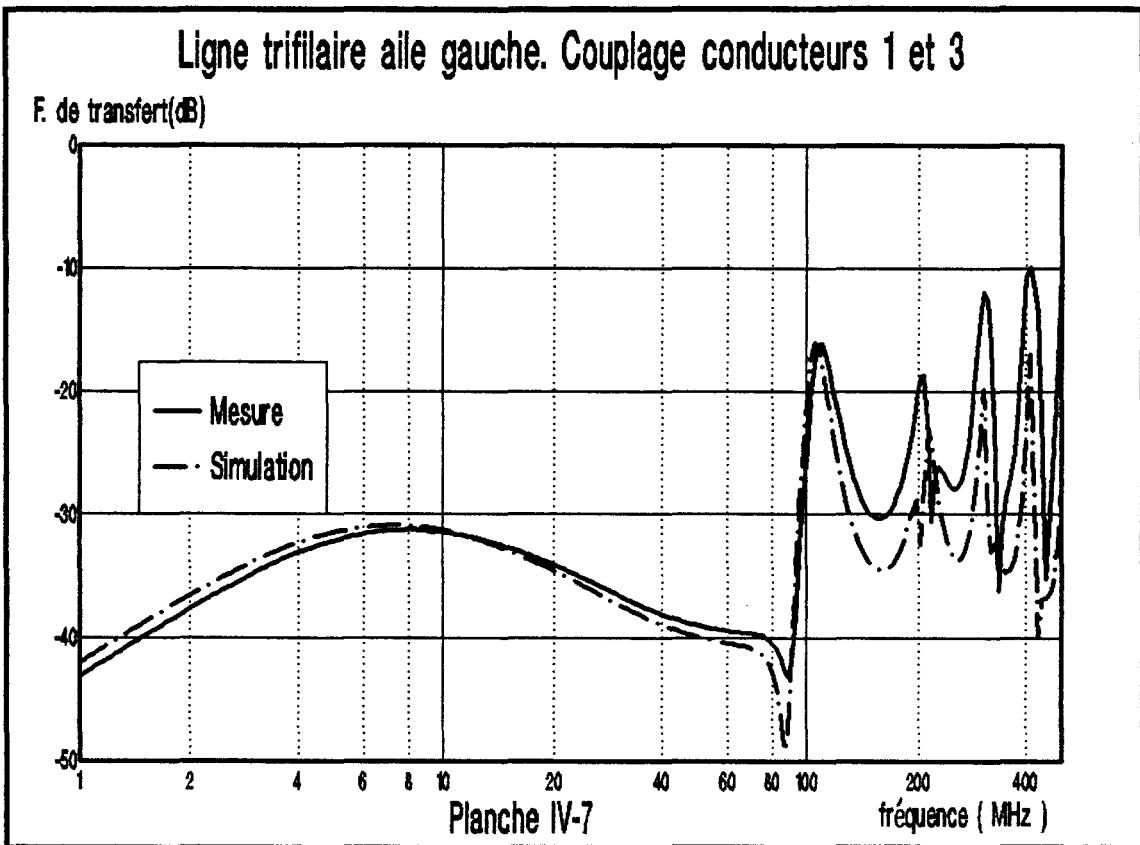


FIGURE IV-10
AILE GAUCHE: CONFIGURATION DE LA LIGNE TRIFILAIRE ET
REPRESENTATION TOPOLOGIQUE



L'ensemble du volume aile gauche a donc été représenté par 12 tubes, les valeurs des discrétisations de $d_{1,2}$ et $d_{1,3}$ distances respectivement entre le conducteur 1 et 2 et les conducteurs 1 et 3 sont données (figure IV-10). Les résultats de simulation de la fonction de transfert de couplage du conducteur 1 vers le conducteur 3 sont donnés sur la planche IV-7, où nous constatons un bon accord avec la fonction de transfert mesurée. De plus, les paramètres primaires associés aux divers tubes de la discrétisation ont été approximés par les formules analytiques du type (III-25) et (III-26). D'autre part, les mesures de fonction de transfert de cette même structure sur plan de masse sont tout à fait similaires à celles effectuées in situ.

IV-2 g) Aile droite : difficultés de prédiction associées aux conducteurs plaqués contre les parois métalliques

La disposition des conducteurs de l'aile droite est schématisée sur la figure (IV-11). La particularité de ce réseau est qu'il consiste en une ligne trifilaire dont les conducteurs collés ensemble bifurquent vers trois directions différentes, tous les conducteurs étant plaqués à la paroi inférieure de l'aile. Vers le centre de l'aile, les conducteurs sont écartés et relevés pour atteindre les connecteurs, ce qui explique le découpage topologique correspondant.

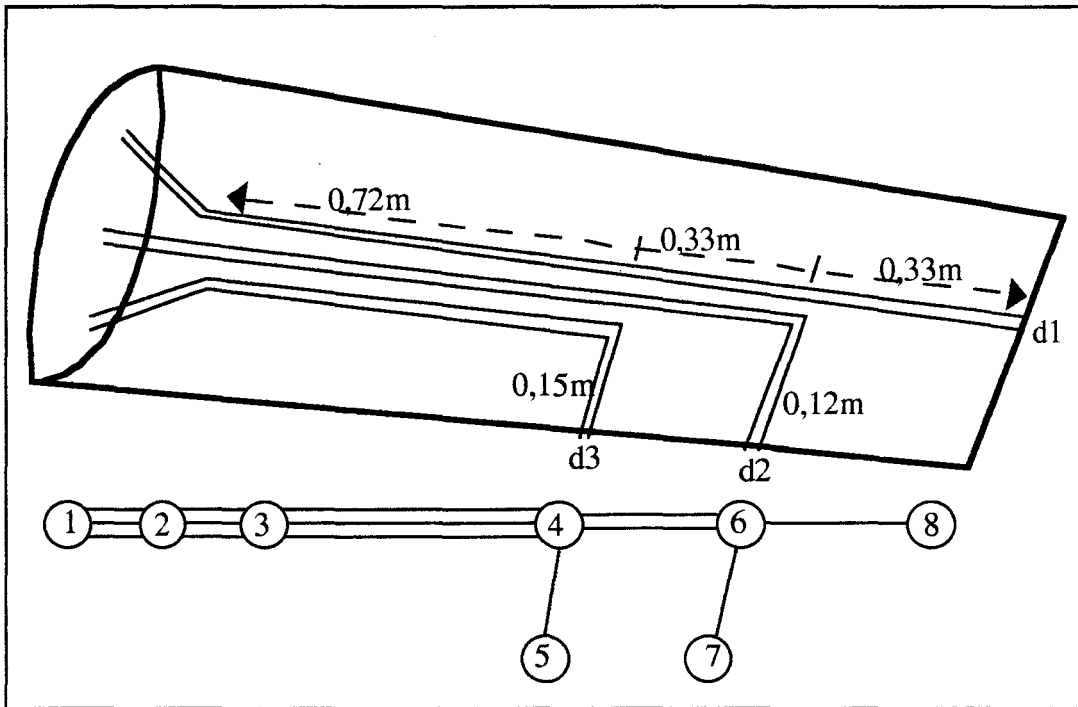


FIGURE IV-11

AILE DROITE: RESEAU ET REPRESENTATION TOPOLOGIQUE

Les premières simulations nous ont montré que la mesure des paramètres (L) et (C) était indispensable pour caractériser les lignes de transmission monofilaire, bifilaire et trifilaire du réseau, du fait que les formules

analytiques classiques soient inapplicables dans le cas où la hauteur des conducteurs n'est pas grande devant le diamètre de ces conducteurs. Ces mesures se sont rapidement avérées délicates car très fluctuantes selon le degré de fixation des conducteurs du plan de masse. Particulièrement, la mesure des coefficients C_{13} et L_{13} associés à la ligne trifilaire, est difficilement reproductible du fait de la faible valeur de ces paramètres. Les résultats ne se sont finalement révélés satisfaisants (écarts inférieurs à 5dB) qu'en basse fréquence.

Nous avons, en fin de compte, envisagé de caractériser le réseau aile droite, comme une boîte noire, en mesurant les paramètres S_{50} vus des jonctions 1, 5, 7 et 8 aux extrémités des conducteurs.

IV-2 h) Zone de remontée des conducteurs du fuselage vers les ailes

Ce volume élémentaire contient tous les conducteurs de liaison entre les réseaux câblés du fuselage et des ailes, intégrant un croisement de conducteurs à angle droit. L'architecture de ce volume a déjà été représentée à la figure IV-5, et le graphe topologique correspondant est donné à la figure IV-12.

On y distingue le croisement de conducteurs pour lequel une discrétisation à 10 tubes seulement a été opérée due au choix d'un seuil de rapport de couplage, $R_S = -20$ dB (voir chapitre III). De même que lors de l'étude préliminaire sur les croisements de conducteurs à angle droit, nous avons constaté une insuffisance en niveau de la fonction de transfert simulée, interprétée au chapitre précédent par une sous-évaluation de la capacité mutuelle entre les deux conducteurs. Nous avons donc procédé à une nouvelle évaluation de cette capacité en attribuant à chaque élément de la discrétisation, non pas la distance moyenne entre chaque conducteur, mais la distance minimale les séparant sur la longueur de l'élément considéré. Cette approche n'est évidemment pas rigoureuse mais permet, dans ce cas, d'obtenir de bons résultats.

Quelques mesures préliminaires montrent que le conducteur partant de H1 est, après le croisement, couplé sur quelques centimètres aux conducteurs descendant du côté gauche du fuselage, bien que descendant lui-même par le côté droit. Ceci explique la représentation topologique de la figure IV-12 où après le croisement (jonctions numérotées de 2 à 12) ce conducteur est couplé aux conducteurs arrivant sur la gauche du boîtier (tube 15-16) avant de rejoindre les conducteurs arrivant sur la droite du boîtier (tube 19-18).

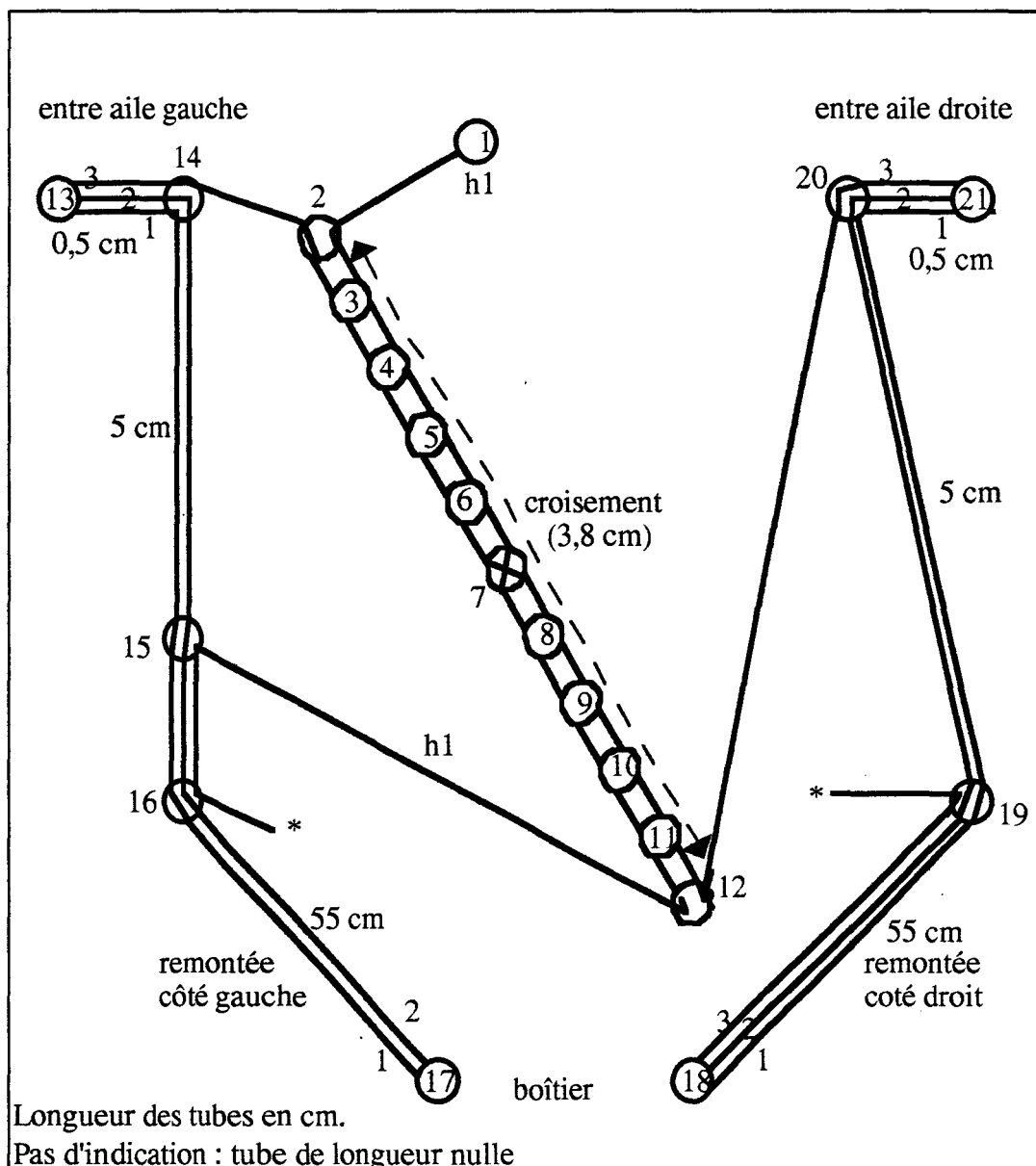
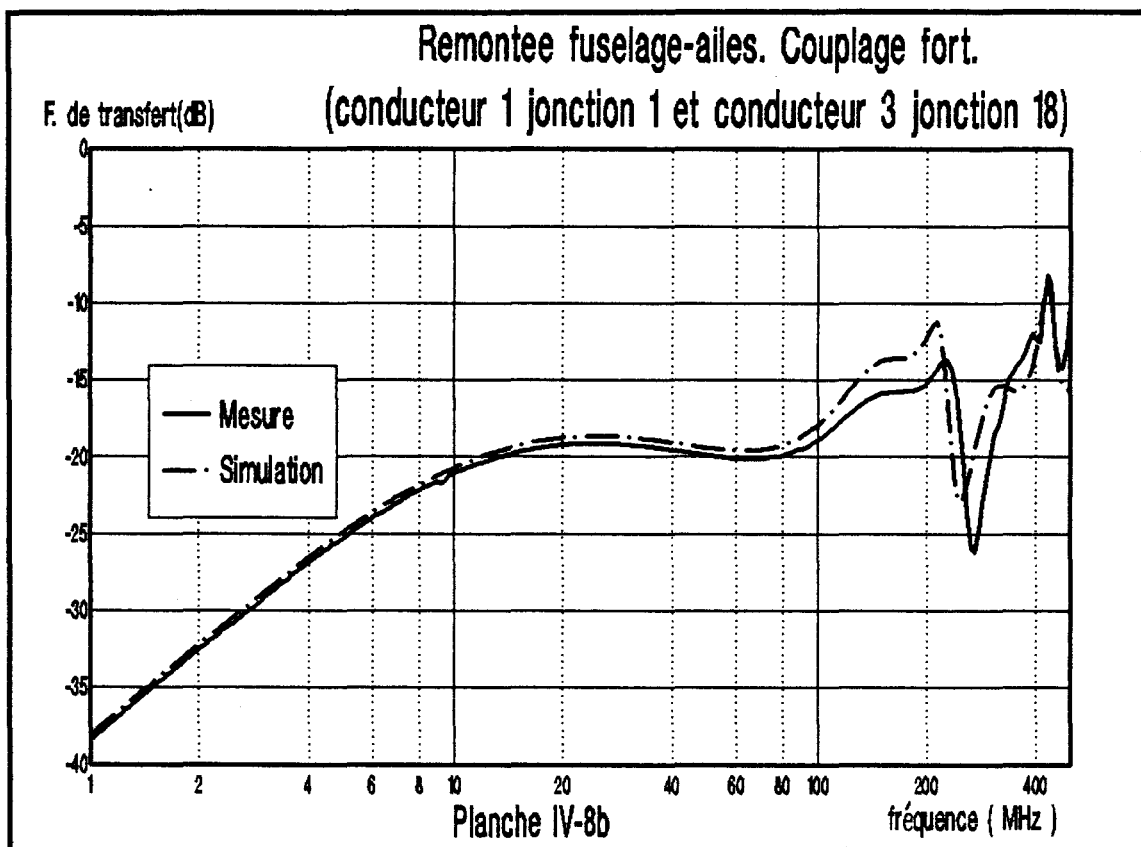
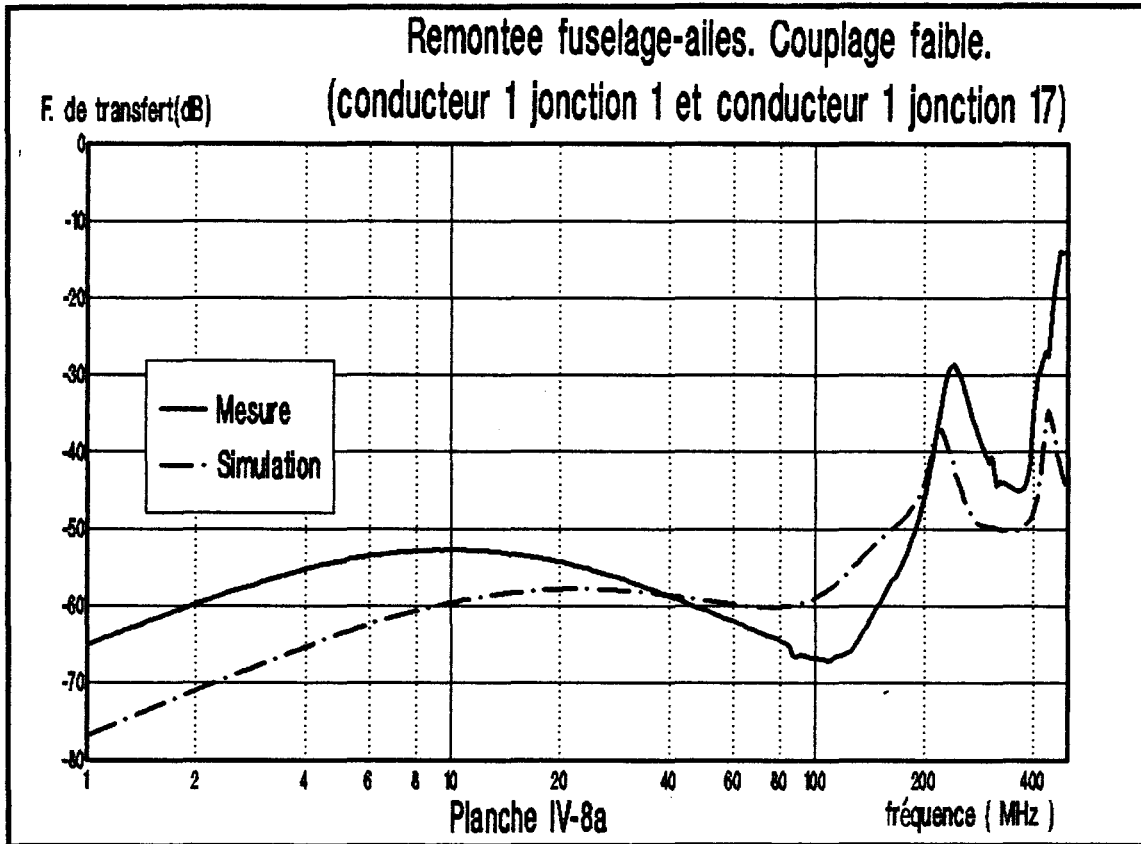


FIGURE IV-12

REPRESENTATION TOPOLOGIQUE DE LA ZONE DE TRANSITION ENTRE LE FUSELAGE ET LES AILES

Les mesures de paramètres linéiques ont été nécessaires en ce qui concerne la descente des conducteurs le long du fuselage car ceux-ci sont en fait collés les uns aux autres. Les fonctions de transfert relevées font état d'écart d'amplitudes pour les faibles couplages qui peuvent atteindre 10 dB en basse fréquence. Par contre, pour les forts couplages, les simulations sont très bonnes, ce que nous avons estimé essentiel avant la phase d'intégration du réseau global de conducteurs. A titre d'exemple, figurent sur les planches IV-8a et IV-8b les résultats associés au couplage faible existant entre le conducteur lié à la jonction 1 et le conducteur 2 lié à la jonction 17 et au couplage fort existant entre ce même conducteur lié à la jonction 1 et le conducteur 1 lié à la jonction 18 (voir figure IV-12).



IV-2 i) Essais en réseau global

Nous avons passé en revue les éléments du réseau caractérisés indépendamment les uns des autres au sein de sous-volumes de l'avion, et qui à l'issue de cette étude préalable sont rassemblés pour former le réseau global.

Ces éléments sont reliés à un boîtier d'interconnexions qui doit être caractérisé en tant que jonction de ce réseau global. Nous avons décidé d'introduire au sein de ce boîtier des connexions de type court-circuits réalisées avec des fils de quelques centimètres de longueur. (figure IV-13)

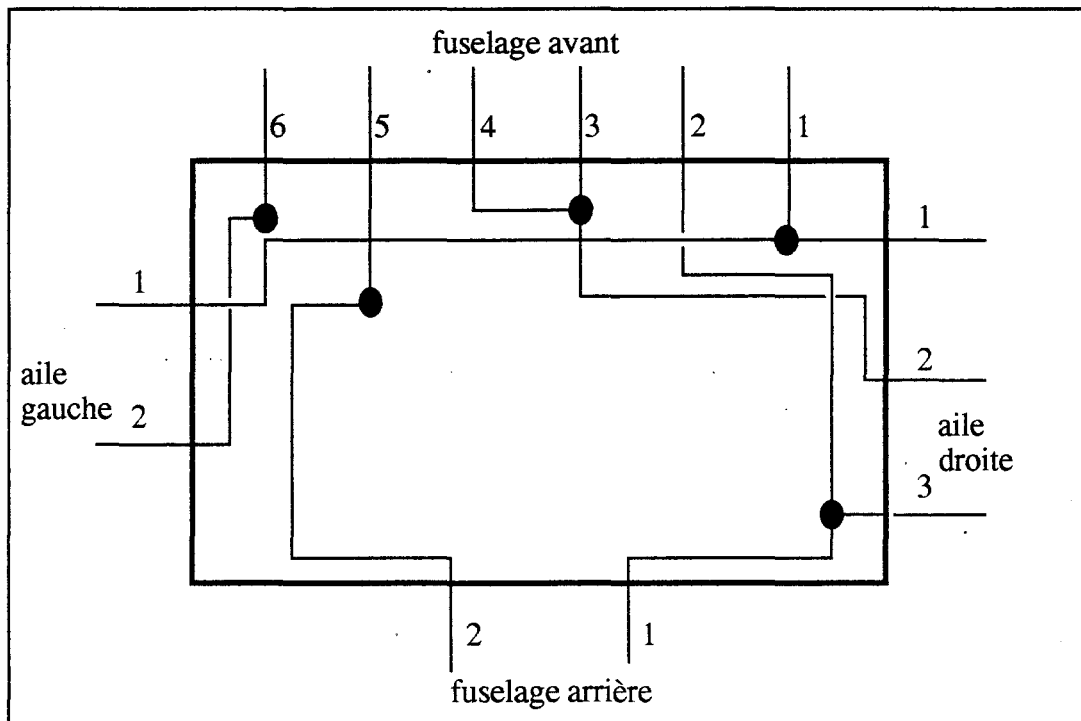


FIGURE IV-13

SCHEMA DE CABLAGE DU BOITIER D'INTERCONNEXIONS

De façon à intégrer ce boîtier comme une jonction du réseau topologique, il faut calculer les paramètres S topologiques de cette jonction à partir des paramètres S_{50} vu des 13 ports d'entrée du boîtier. Dans un premier temps nous mesurons ces paramètres et les intégrons directement dans le code de calcul.

L'une des difficultés associée à la simulation de ce réseau global est qu'il comporte beaucoup de jonctions (environ 70) et que l'ordre des matrices $[S]$, $[\Gamma]$ ou encore du vecteur $[W_0]$ est d'environ 410. Il faut d'une part, disposer de suffisamment d'espace mémoire et, d'autre part, d'un calculateur rapide.

Or, comme l'a montré J.P Parmantier [25] un élément de réseau peut être caractérisé au niveau de ces ports d'entrée (c'est à dire les éléments liés au reste du réseau), par une jonction équivalente dont on peut calculer les

paramètres S topologiques à partir des caractéristiques de cet élément de réseau, sans toutefois inclure de terme source au sein de celui-ci.

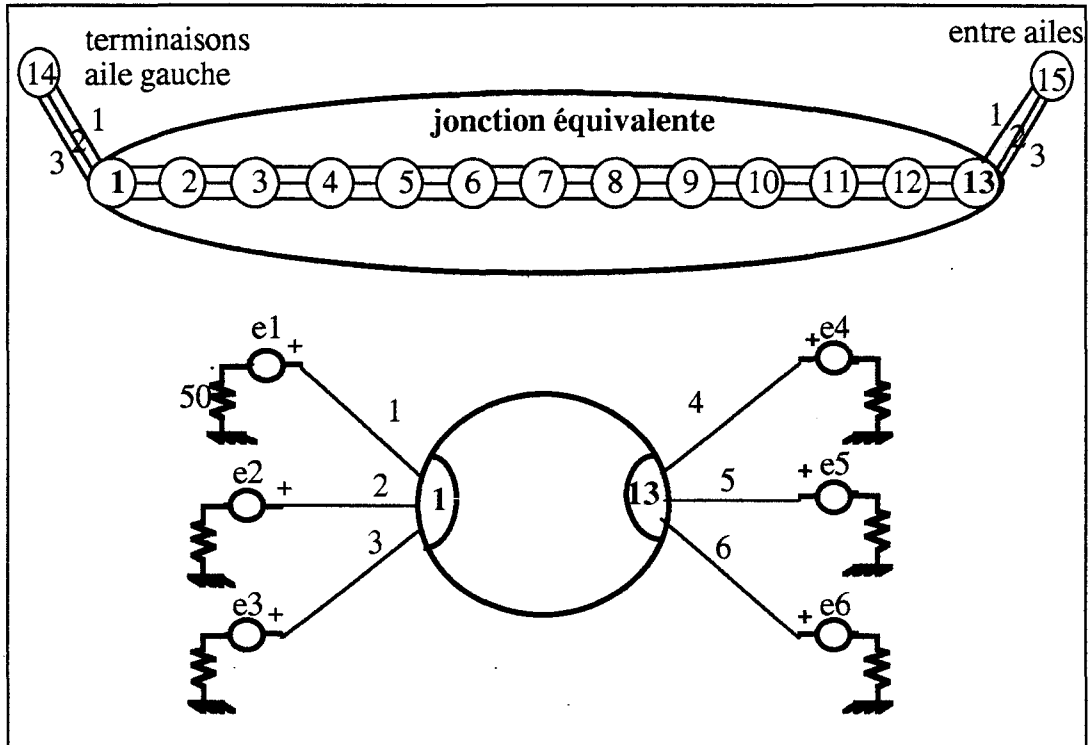


FIGURE IV-14
JONCTION EQUIVALENTE A UN SOUS RESEAU (CAS DE L'AILE GAUCHE)

Nous proposons un calcul différent de ces paramètres S topologiques équivalents que nous exposons ici. Nous prenons l'exemple du sous-réseau aile gauche qui est représenté à la figure IV-14 avec les éléments qui le lient au reste du réseau, c'est-à-dire d'un côté la liaison avec l'entre aile tube 1-14, et de l'autre les charges en bout d'aile, tube 13-15. La jonction équivalente de ce sous-réseau a 6 ports, qui sont situés au niveau de la jonction 1 et de la jonction 13. D'une manière générale, une telle jonction aura N ports d'entrée sur lesquels nous connectons un générateur e_i associé au port i avec une impédance interne de 50 Ohms. La matrice $[S_{50}]$ de cette jonction est telle que :

$$[V] - 50[I] = [S_{50}] \{ [V] + 50[I] \} \quad (IV-8)$$

or le vecteur des tensions $[V]$ est tel que

$$[V] = [e] - 50[I] \quad \text{avec} \quad [e] = \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \\ \vdots \\ e_N \end{bmatrix} \quad (IV-9)$$

$[e]$ est le vecteur à N composantes des générateurs appliqués aux N ports d'entrée du sous-réseau.

Ce qui donne pour relation entre $[S_{50}]$, $[e]$ et $[I]$:

$$\{[1] - [S_{50}]\}[e] = 100 [I] \quad (IV-10)$$

Si nous donnons N combinaisons de valeurs au vecteur de générateurs e^1, e^2, e^3, e^N , à ces N combinaisons correspondent N valeurs du vecteur des courants I^1, I^2, I^3, I^N . On peut alors écrire :

$$\{[1] - [S_{50}]\}[e^1 e^2 \dots e^N] = 100 [I^1 I^2 \dots I^N] \quad (IV-11)$$

Si $e^1 e^2 \dots e^N$ est la base canonique de R^N alors la matrice $[e^1 e^2 \dots e^N]$ est la matrice unité d'ordre N et on obtient :

$$[1] - [S_{50}] = 100 [I^1 I^2 \dots I^N]$$

Nous en tirons les expressions des paramètres S_{50} :

$$\begin{aligned} S_{50 \text{ ii}} &= 1 - 100 I_i^i \\ S_{50 \text{ ij}} &= - 100 I_i^j \end{aligned} \quad (IV-12)$$

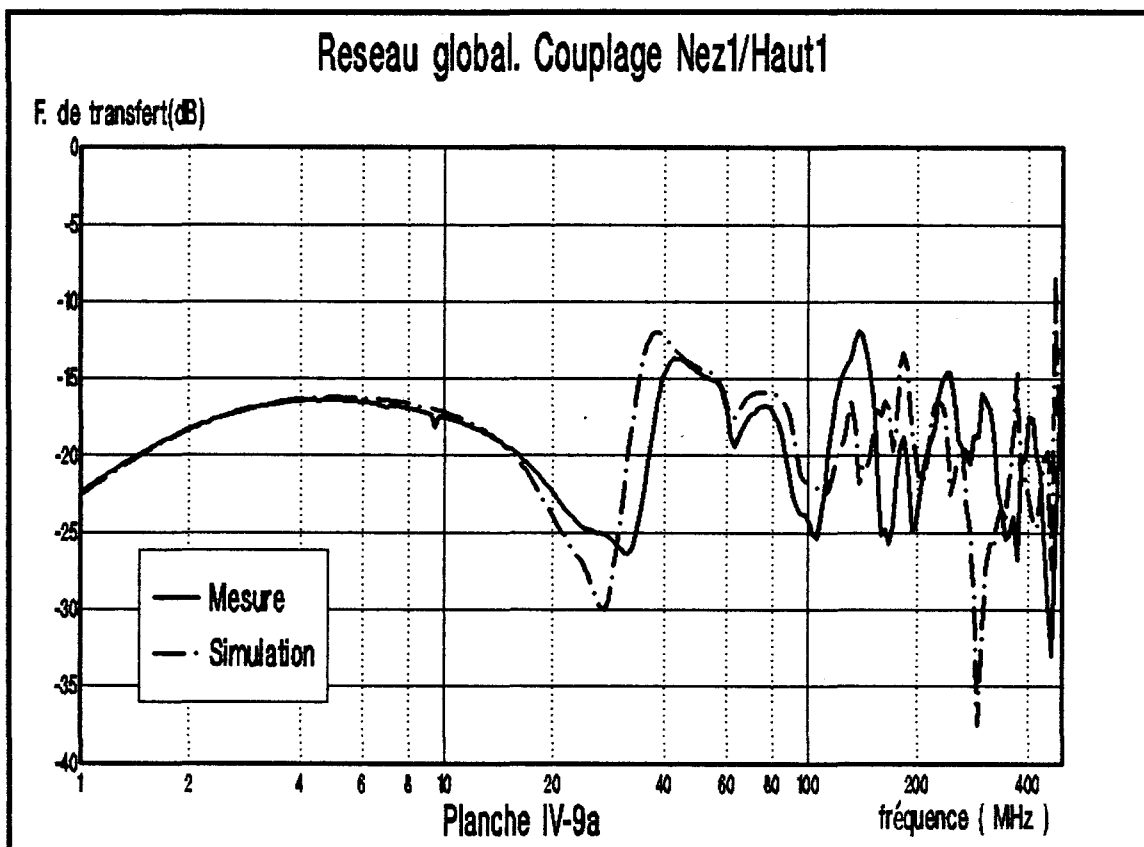
A partir de ces paramètres S_{50} , nous avons accès aux paramètres S topologiques de la jonction équivalente. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle oblige à résoudre l'équation B.L.T. du réseau autant de fois qu'il y a de ports d'entrée. Cependant, sa mise en oeuvre est aisée. En effet, seules les équations IV-12 doivent être programmées, et calculées à partir du relevé des courants pour les différentes excitations. En plus, elle autorise l'intégration de sources de perturbation au sein du sous-réseau.

Ainsi, chacun des sous-réseaux a été réduit à une jonction équivalente dont on a calculé les paramètres S_{50} . Le réseau topologique global est donné à la figure IV-15. On y remarque la présence des jonctions J_1 et J_2 qui sont en fait des jonctions intermédiaires (jonctions idéales) réalisant une adaptation des numéros de ports entre le volume de descente des câbles, jonction SDES et le volume constitué par le boîtier d'interconnexions, jonction SBT. Cette adaptation évite de permuter les numéros de ports au sein des fichiers S_{50} de la jonction SDES ou SBT. De plus, l'une de ces deux jonctions est nécessaire dans la construction du réseau topologique où deux tubes différents ne peuvent avoir les mêmes jonctions d'extrémité.

Nous donnons quelques résultats concernant les fonctions de transfert sur 50 Ohms entre les points N1 et H1 (voir figure IV-5) jonctions T7 conducteur 1 et T1 (planche IV-9a), les points G3 et H1 (G3 correspond à la jonction T2 conducteur 3 et représente le conducteur qui croise H1, planche IV-9b) et

enfin entre les points N3 et N4 (jonction T7, conducteurs 3 et 4, planche IV-9c).

Nous constatons tout d'abord que le spectre des résonances s'est déplacé vers les basses fréquences. Cela n'est pas une surprise puisque la connexion des sous-réseaux entraîne un accroissement sensible de la longueur des conducteurs. On imagine qu'à l'échelle d'un avion Transall réel ces résonances pourraient intervenir à des fréquences largement inférieures à 10 MHz. Il apparaît que les simulations effectuées sont très bonnes en ce qui concerne les niveaux de couplage en basse fréquence et qu'elles traduisent bien les premiers phénomènes de résonance sur les lignes. Cependant, au-delà des deux premiers effets de résonance, la prédiction devient très délicate, tant en amplitude que dans le positionnement des fréquences de résonance. Ces résultats sont conformes à ceux obtenus précédemment pour les lignes de transmission uniformes dans le domaine fréquentiel, [26], et constituent une réelle validation de la méthode de discrétisation des lignes de transmission non-uniformes proposée au chapitre précédent.



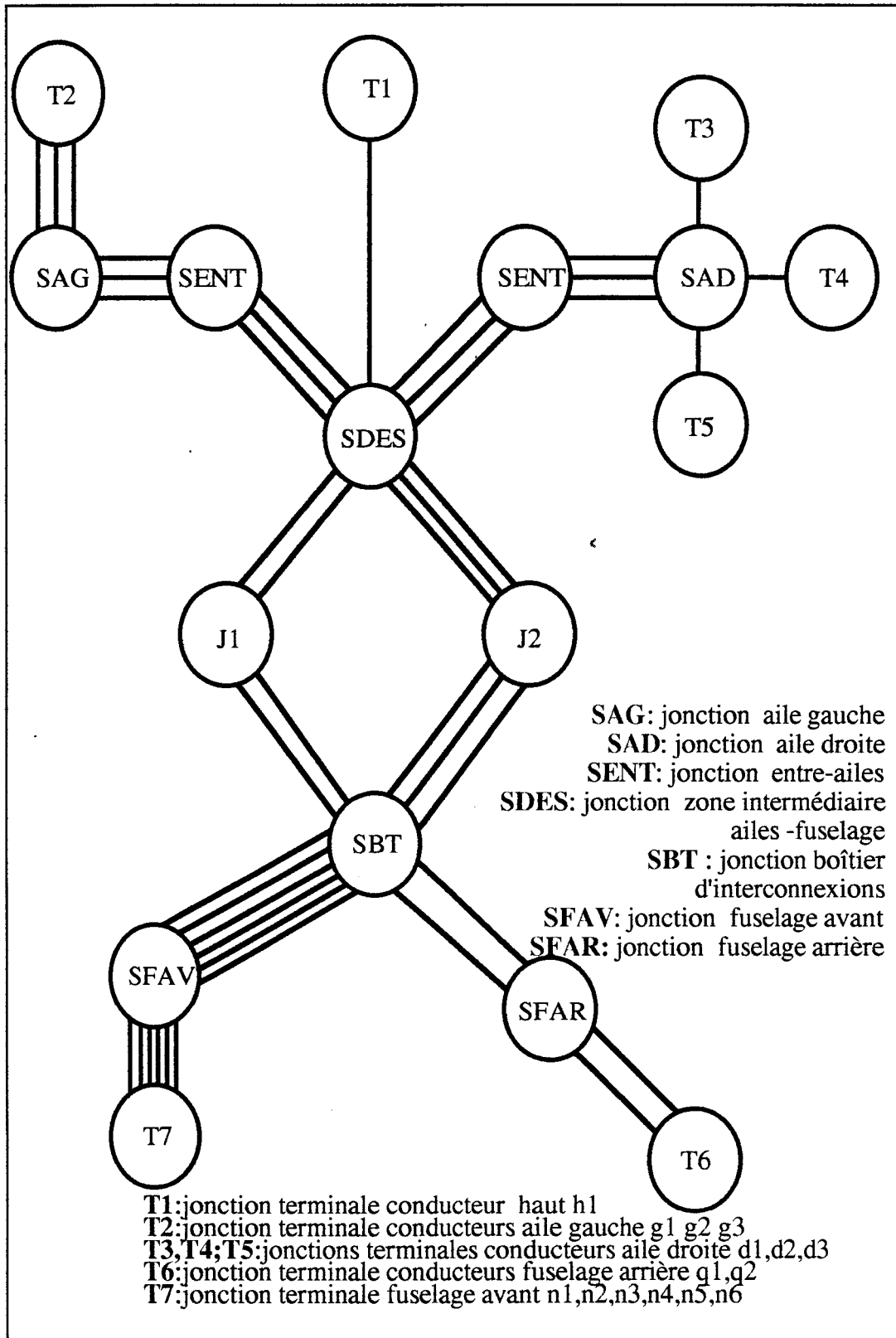
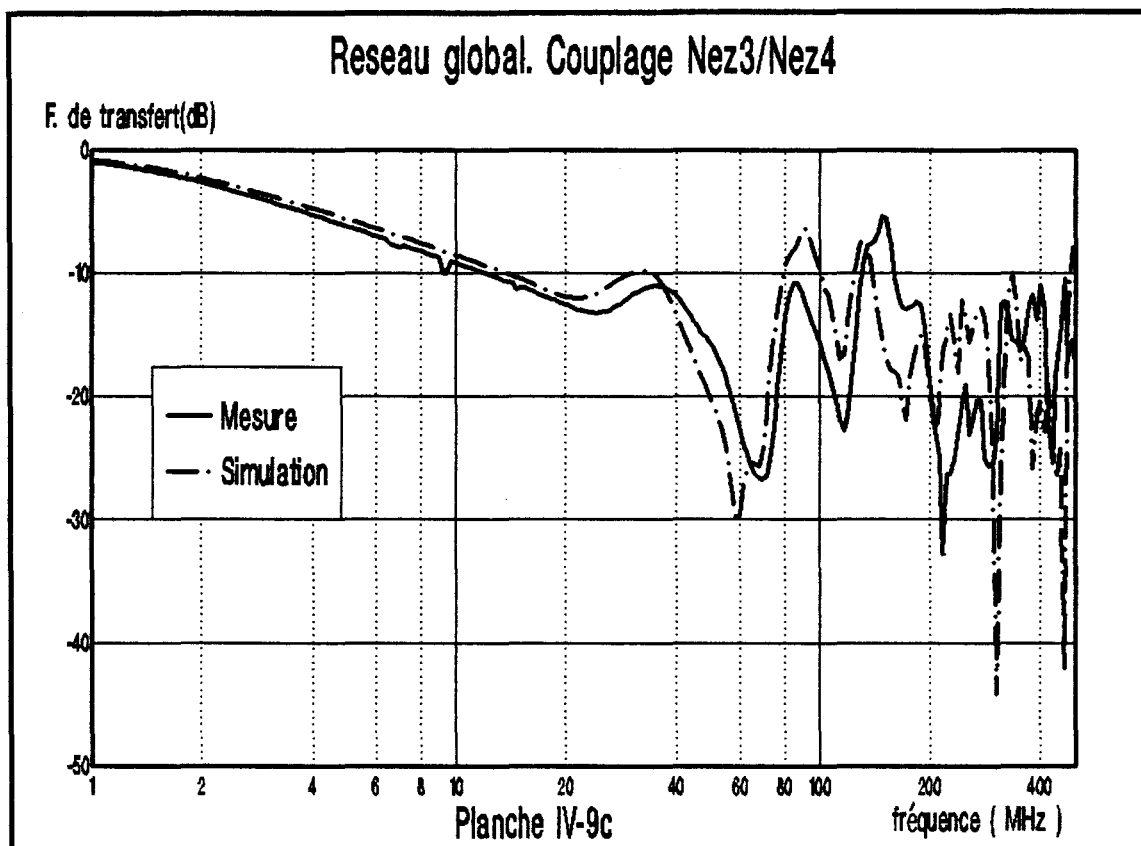
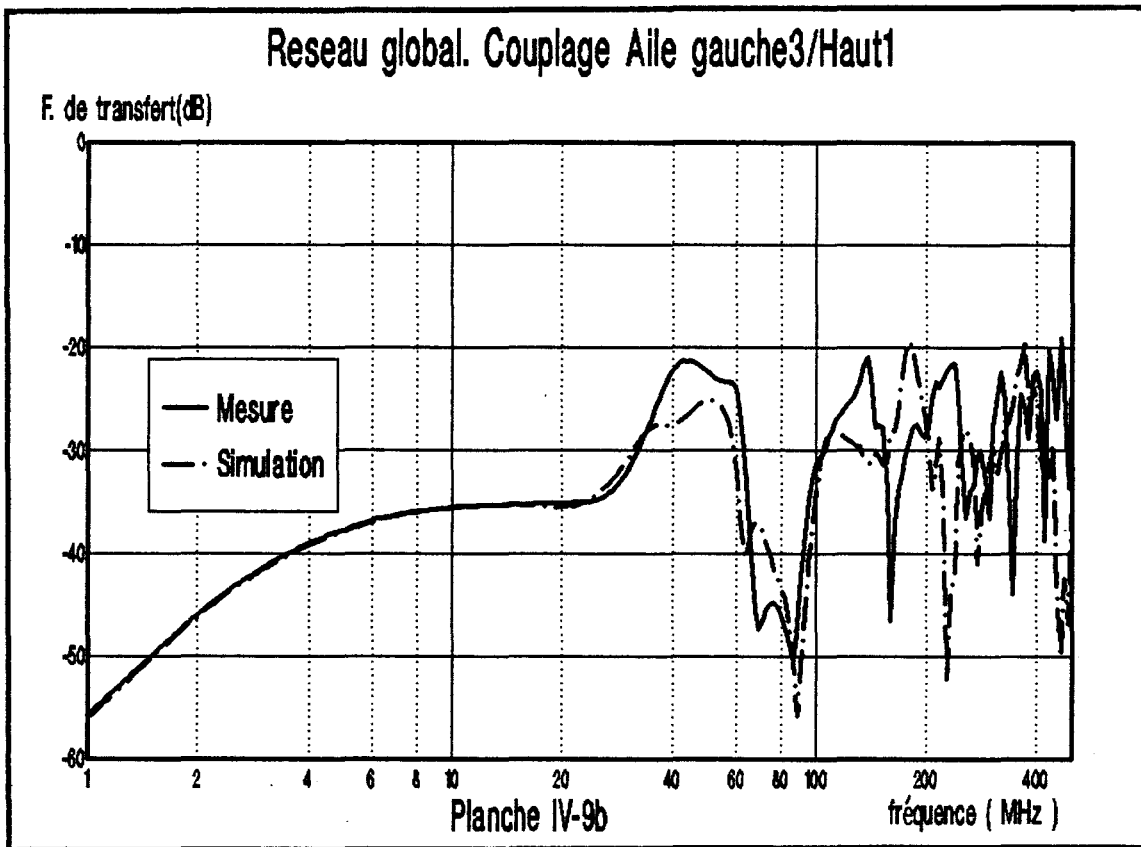


FIGURE IV-15

RESEAU GLOBAL : ASSEMBLAGE DES JONCTIONS EQUIVALENTES AUX DIFFERENTS SOUS-RESEAUX



IV-3) INCIDENCE DE LA MODELISATION DU BOITIER D'INTERCONNEXIONS PAR DES JONCTIONS IDEALES SUR LES RESULTATS OBTENUS

Les paramètres S_{50} du boîtier d'interconnexions (photo IV-4) ont été mesurés et intégrés directement dans la procédure de calcul de résolution de l'équation B.L.T.. Cela signifie que nous avons considéré ce boîtier comme une boîte noire sans tenir compte de sa structure interne. Or, cette caractérisation nécessite 91 mesures de paramètres S_{50} .

Le fait qu'il n'y ait que des connexions de type court-circuits au sein de ce boîtier, peut conduire à négliger les termes de couplages entre ports non reliés par un court-circuit et par conséquent, à éclater la jonction initiale "boîtier" en autant de jonctions qu'il y a de noeuds de courants. (figure IV-16). Ainsi, de tous les paramètres mesurés seuls 24 (3 jonctions à 3 ports et 2 jonctions à 2 ports) sont significatifs selon cette nouvelle modélisation. Cette approche simplificatrice est justifiée dans ce cas, comme en témoigne la planche IV-10 où les fonctions de transfert (G3,H1) associées aux simulations effectuées à partir des mesures globales ou partielles des paramètres S_{50} du boîtier sont quasi-identiques.

Ensuite, chacune de ces 5 jonctions peut être considérée comme une jonction idéale dont les paramètres S topologiques seront estimés par l'expression (II- 21) introduite au chapitre II. De nouveau, nous comparons la même fonction de transfert H1-G3 simulée à partir de la mesure globale des paramètres S_{50} du boîtier, puis, directement à partir du calcul de paramètres S topologiques du boîtier modélisé par 5 jonctions idéales (planche IV-11). Les résultats démontrent que cette approximation est tout à fait justifiée en basse fréquence. Dès l'apparition des phénomènes de résonance, des écarts sont observés qui globalement rendent compte d'une valeur moyenne plus élevée en ce qui concerne les résultats issus de la modélisation par jonctions idéales.

La modélisation du boîtier par des jonctions idéales n'est donc pas inenvisageable et constitue même une excellente approche en basse fréquence, les couplages très haute fréquence ne pourront cependant pas être simulés facilement. Il est à noter qu'aucune précaution particulière n'a été prise pour découpler les différentes connexions les unes des autres et que la longueur des fils (entre 2 et 10 cm) a pu contribuer à rendre inexploitable l'approximation des jonctions idéales en haute fréquence.

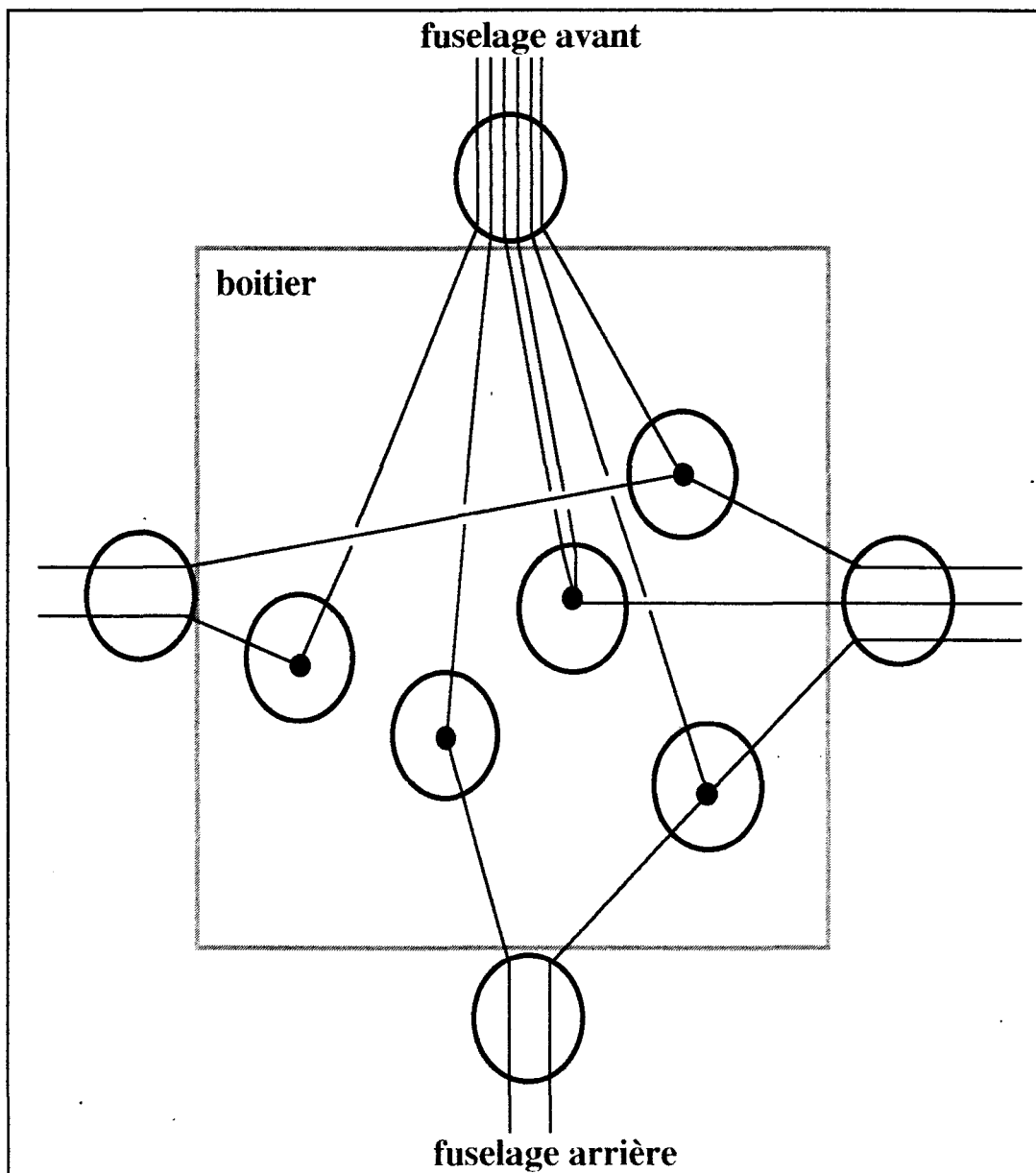


FIGURE IV-16
ECLATEMENT DE LA JONCTION BOITIER EN 5 JONCTIONS
TRADUISANT LES COUPLAGES INTERNES

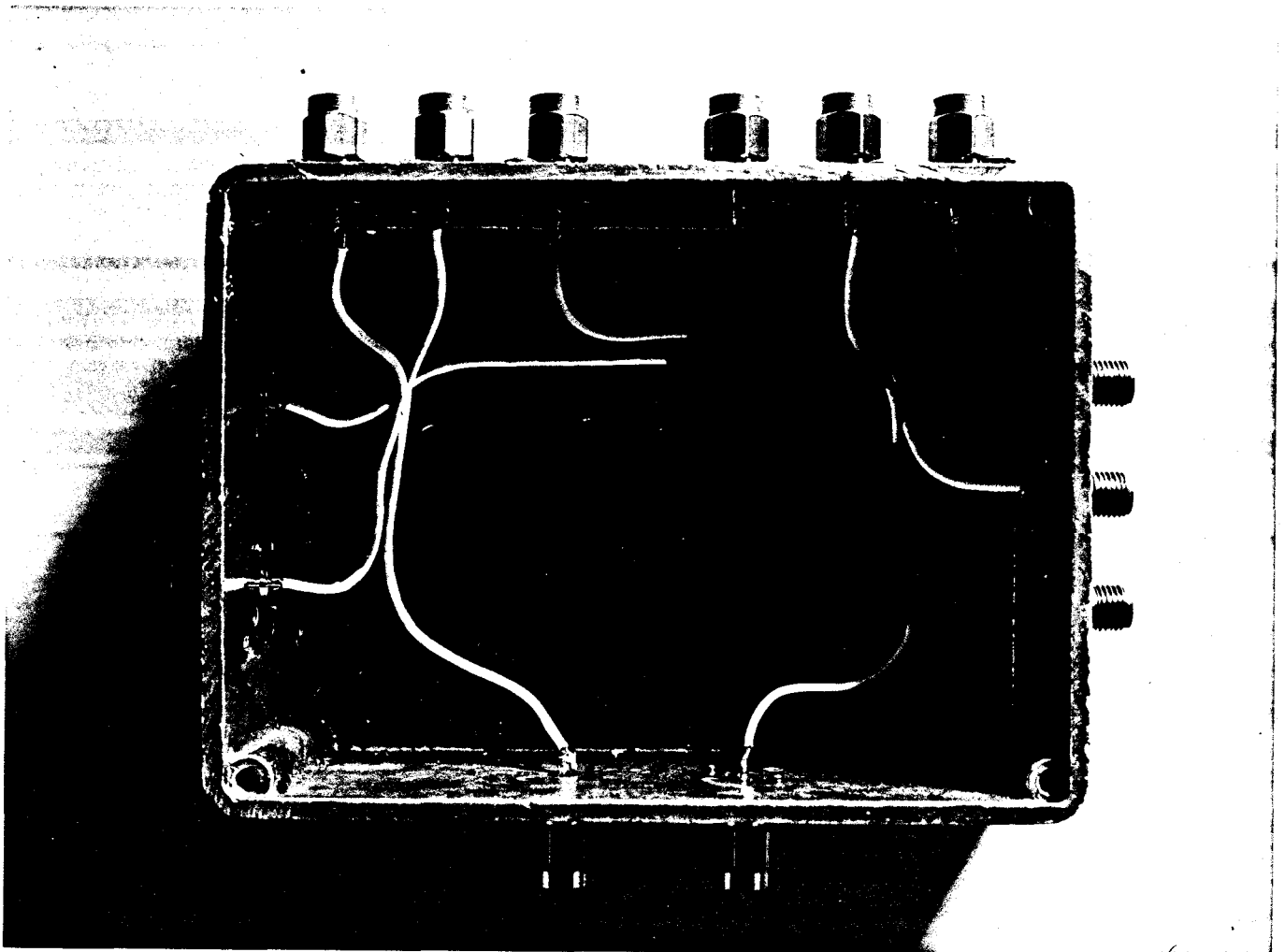
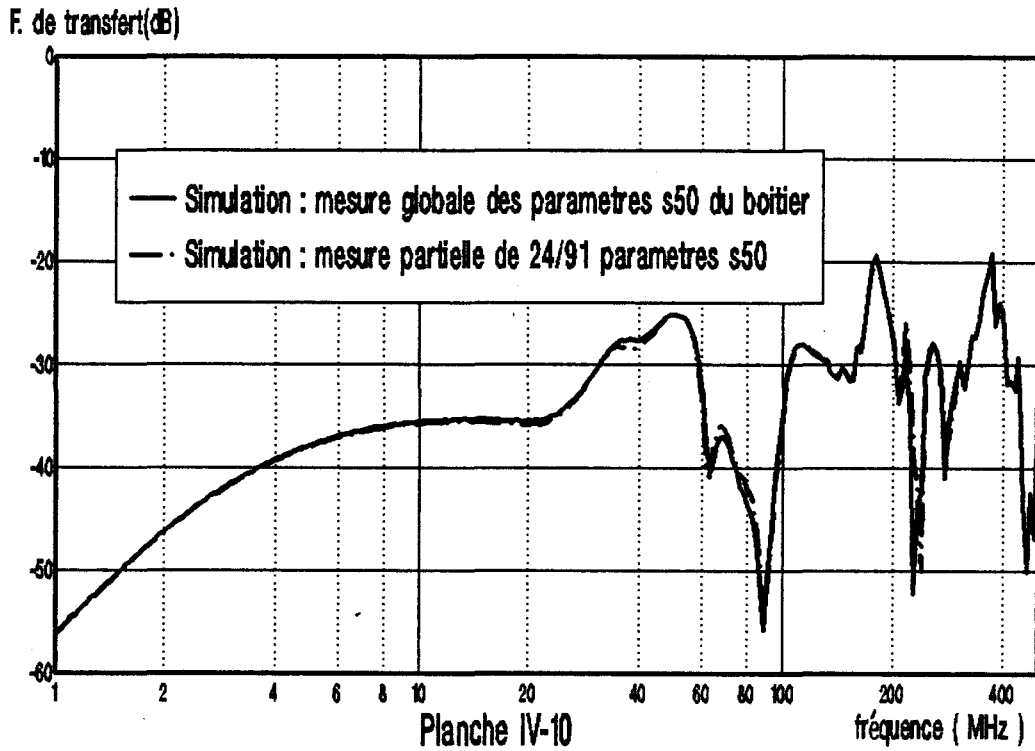


Photo IV-4

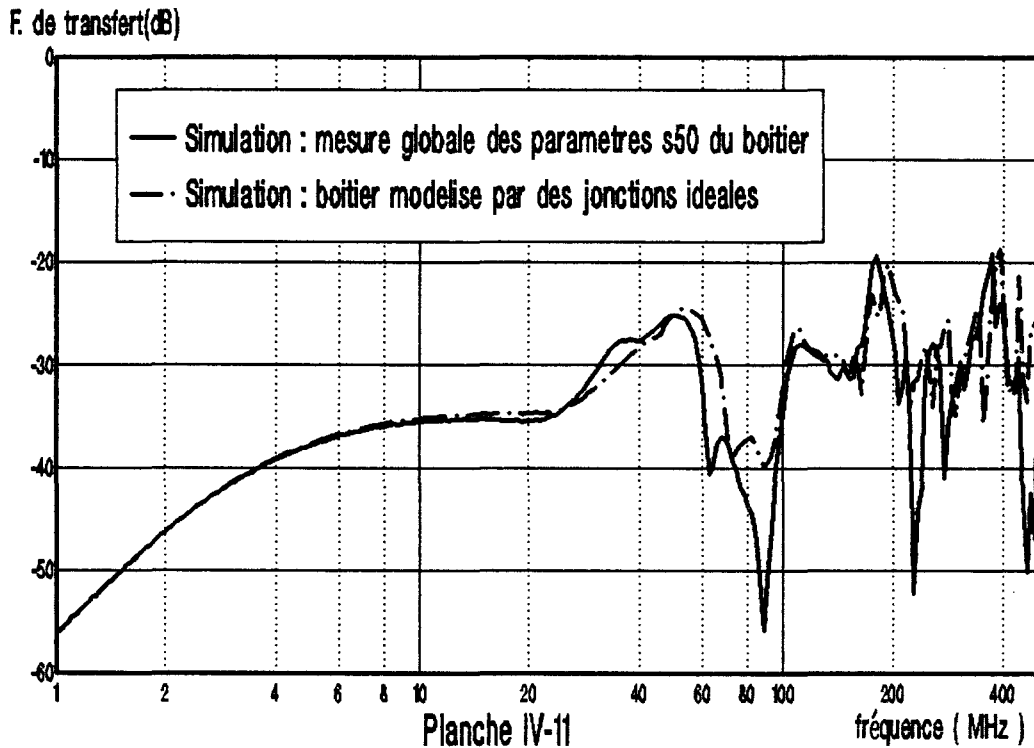
Vue du câblage du boîtier d'interconnexions

(Source : O.N.E.R.A.)

Incidence de la caracterisation du boitier sur la modelisation



Effet de la modelisation du boitier par des jonctions ideales



CONCLUSION

Ce chapitre était consacré à la phase de validation expérimentale de la méthode de discrétisation des lignes de transmission non-uniformes. L'ensemble des résultats expérimentaux présentés illustre le potentiel de cette méthode. En particulier, limité à sa plus simple expression, c'est-à-dire à une discrétisation à un élément ayant une géométrie moyenne, cette méthode donne une indication sur les niveaux basse fréquence des tensions et courants sur les lignes. En haute fréquence, où il faut utiliser un plus grand nombre d'éléments tel qu'il a pu être défini selon les critères du chapitre III, cette méthode se révèle efficace même pour le cas très particulier du croisement de conducteurs. Enfin, cette méthode s'inscrit dans la continuité de la méthode topologique appliquée aux lignes de transmission. C'est pourquoi, nous avons expérimenté un réseau de ligne de transmission non-uniformes au sein d'une maquette d'avion Transall, révélant l'apport que constitue cet outil pour la topologie électromagnétique des câblages. Cette phase expérimentale met en évidence les difficultés de prédiction des niveaux de perturbation dans le cas où il est nécessaire de mesurer les paramètres primaires inductance et capacité linéique. Ce problème majeur, que l'on rencontre déjà pour les lignes de transmission uniformes, est aigu pour les lignes de transmission non-uniformes puisqu'on augmente considérablement le nombre de données à introduire dans les modélisations.

Il n'en reste pas moins que la méthode de discrétisation des lignes de transmission non-uniformes s'inscrit comme une méthode générale de résolution, s'intégrant parfaitement à l'outil topologique. Elle constitue, en ce sens, un complément dans l'étude topologique des réseaux câblés, ainsi que le calcul de paramètres S des jonctions idéales dont l'intérêt a été démontré expérimentalement.

Nous souhaitons donner au code topologique des câblages une dimension aussi générale que possible. C'est pourquoi nous envisageons au chapitre suivant, l'extension de l'étude des réseaux câblés uniformes et non-uniformes aux conducteurs blindés.

CHAPITRE V

**INTEGRATION DES CABLES MULTICONDUCTEURS
BLINDES DANS UN OUTIL DE TOPOLOGIE
ELECTROMAGNETIQUE**

INTRODUCTION

Nous avons présenté les principes généraux permettant l'extension d'un code de topologie électromagnétique aux lignes de transmission non-uniformes. Pour être généralisé à tout type de réseaux à architecture quelconque, un tel outil doit prendre en compte les blindages de câbles, en tant que lignes de transmission. Bien que le blindage puisse être considéré comme un conducteur du faisceau, la nature des couplages entre celui-ci et les conducteurs internes au blindage est complexe et généralement représentée par les paramètres linéiques impédance et admittance de transfert. Nous décrivons dans ce chapitre, une solution permettant d'intégrer ce nouveau type de conducteur au sein de l'outil topologique. Enfin, nous illustrons cela par le traitement d'une fourche blindée (configuration en Y) sur le plan théorique et expérimental.

V-1) GENERALITES

V-1 a) Ligne monoconducteur blindée

Le rôle du blindage est d'atténuer fortement le couplage d'une onde électromagnétique extérieure sur le conducteur interne. Cependant, ce blindage n'est pas parfait car il est constitué le plus souvent de tresses dont le recouvrement n'est pas total et qui, de plus, sont réalisées avec des matériaux de conductivité finie. En conséquence, les courant et tension induits sur le blindage vont induire des perturbations résiduelles sur le conducteur interne par l'intermédiaire respectivement de l'impédance et de l'admittance de transfert.

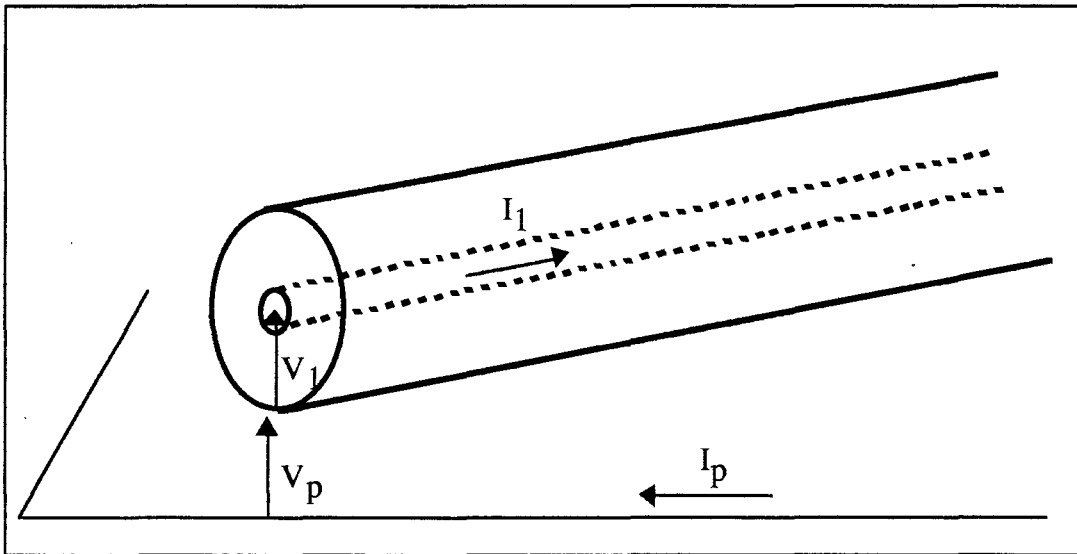


FIGURE V-1

CAS DU CONDUCTEUR COAXIAL AU DESSUS D'UN PLAN : SYSTEME DE REFERENCE

Nous supposons l'existence d'un plan de référence parfaitement conducteur au-dessus duquel se situe le câble blindé. Pour la configuration de la figure V-1, les équations de la théorie des lignes sont mises sous la forme :

$$\begin{aligned} -\frac{dV_1}{dz} &= Z_{11} I_1 - Z_t I_p \\ -\frac{dV_p}{dz} &= -Z_t I_1 + Z_{pp} I_p \end{aligned} \quad (V-1)$$

$$\begin{aligned}
 -\frac{dI_1}{dz} &= Y_{11} V_1 + Y_t V_p \\
 -\frac{dI_p}{dz} &= Y_t V_1 + Y_{pp} V_p
 \end{aligned}
 \tag{V-2}$$

Z_{11} est l'impédance linéique et Y_{11} l'admittance linéique de la ligne de transmission interne constituée du blindage et du conducteur interne, tandis que Z_{pp} et Y_{pp} sont associés à la ligne de transmission externe constituée du blindage et du conducteur de référence. Z_t et Y_t sont les termes d'impédance et d'admittance de transfert. Généralement, le blindage est connecté sur de basses impédances, ce qui signifie que la perturbation due au courant I_p circulant sur la ligne externe, est plus importante que celle due à la tension V_p . D'autre part, dans le cas de bons blindages la valeur de Y_t est faible, ce qui conduit à négliger, le plus souvent, l'admittance de transfert, comme nous le ferons par la suite.

V-1 b) Ligne multiconducteur blindée

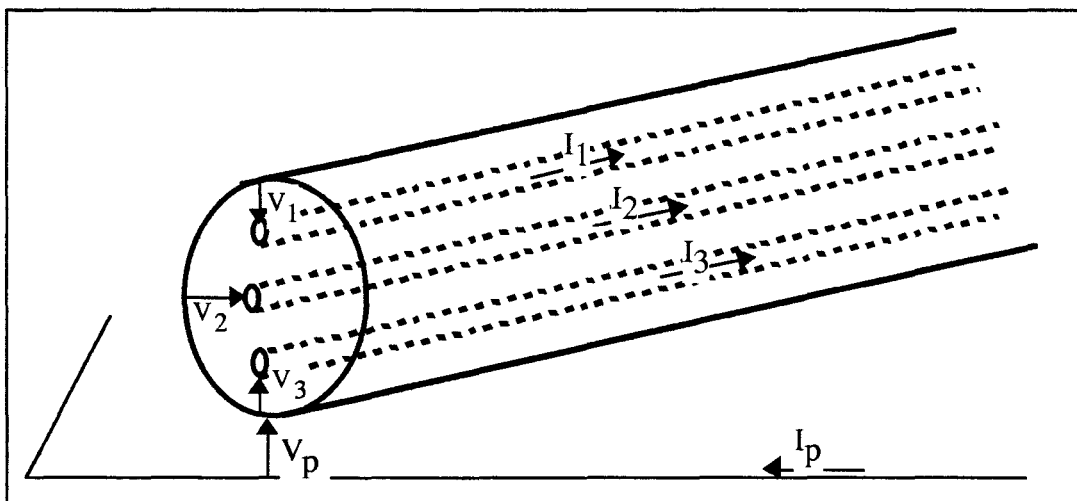


FIGURE V-2

CONDUCTEUR MULTIFILAIRE BLINDE AU-DESSUS D'UN PLAN DE MASSE : SYSTEME DE REFERENCE CLASSIQUE

La notion d'impédance de transfert peut être étendue aux conducteurs multifilaires (figure V-2), bien que la mesure des N impédances de transfert associées au N conducteurs internes devienne délicate. Les équations différentielles de la théorie des lignes se mettent sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{-d(V)}{dz} = (Z)(I) - (Z_t) I_p \quad (V-3)$$

$$\frac{-dV_p}{dz} = -(Z_t)^t (I) + Z_{pp} I_p$$

Où $(Z_t)^t$ est la matrice transposée de (Z_t) .

$$\frac{-d(I)}{dz} = (Y)(V) \quad (V-4)$$

$$\frac{-dI_p}{dz} = Y_{pp} V_p$$

où

$$(V) = \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_N \end{pmatrix}$$

est le vecteur des tensions des conducteurs internes prises par rapport au blindage et :

$$(I) = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{pmatrix}$$

le vecteur des courants sur ces mêmes conducteurs. Les matrices (Z) et (Y) sont donc reliées aux matrices (L) et (C) respectivement, regroupant les coefficients d'inductance et de capacité linéiques des N conducteurs internes par rapport au blindage.

Le vecteur (Z_t) est le vecteur impédance de transfert entre le blindage et les N conducteurs internes :

$$(Z_t) = \begin{pmatrix} Z_{t1} \\ Z_{t2} \\ \vdots \\ Z_{tN} \end{pmatrix}$$

I_p est le courant de retour sur la ligne externe, V_p la tension du blindage prise par rapport au conducteur de référence. Les termes Z_{pp} et Y_{pp} sont par définition les impédance et admittance linéiques de la ligne externe.

Cette définition de (Z_t) ne fait à priori pas intervenir de notions d'impédances de transfert différentielles, ce qui limite notre étude aux couplages de mode commun sur les conducteurs internes. Cependant, il est tout à fait possible de considérer chacun des termes $Z_{t1}, Z_{t2} \dots Z_{tN}$ comme une combinaison d'impédances de transfert de modes commun et différentiel. Les impédances de transfert différentielles seront alors directement caractérisées, puisqu'elles ne peuvent être déduites de la simple différence des termes d'impédances de transfert de mode commun mesurés, beaucoup trop imprécise.

La caractérisation des termes (Z) , (Y) , (Z_t) , Z_{pp} et Y_{pp} est préalable à la détermination des parasites induits sur les lignes internes. Ces paramètres seront considérés comme des données dans le cadre des calculs effectués par un outil de topologie électromagnétique.

V-2) CONDUCTEURS BLINDES ET TOPOLOGIE ELECTROMAGNETIQUE

V-2 a) Généralités

Comme le fait apparaître la première équation du système (V-3), la source de perturbation est proportionnelle au courant $I_p(z)$, courant de retour pour le conducteur de référence. Si on néglige la rétroaction des conducteurs internes sur le blindage, ce courant est alors celui qui circule sur la ligne externe dont la distribution peut être calculée indépendamment, à partir de la source externe et des coefficients Z_{pp} et Y_{pp} .

Cela signifie que l'on peut distinguer le problème externe du calcul du courant perturbateur $I_p(z)$ du problème interne de la détermination des parasites induits sur les conducteurs intérieurs au blindage dûs à ce courant.

Cette démarche correspond à celle adoptée pour la topologie électromagnétique où le blindage constitue une surface de séparation des volumes externes et internes, la fonction de transfert du premier vers le second est liée à l'impédance de transfert qui, associée à la connaissance de la distribution de courant sur la surface, permet de déterminer les niveaux de perturbation internes.

Cependant, cette hiérarchisation n'est pas toujours possible puisque des structures blindées et non-blindées coexistent au sein d'un même faisceau de câbles ou entre faisceaux interconnectés. L'ensemble de ces lignes de transmission peut alors constituer un volume topologique unique, les courants et tensions sur les blindages ou sur les conducteurs blindés sont déterminés dans le même temps à partir des sources de perturbations extérieures.

C'est cette solution que nous avons appliquée. A cette fin, nous intégrons le blindage comme un conducteur supplémentaire formant ainsi une ligne de transmission à N+1 conducteurs au-dessus d'un plan de référence. Cela correspond à la configuration de la figure V-3 où les tensions de tous les conducteurs sont prises par rapport au plan de référence. De plus, nous introduisons le courant i_p sur le blindage tel que :

$$i_p = I_p - \sum_{k=1}^N I_k \tag{V-5}$$

C'est-à-dire que nous décrivons les lignes multiconducteurs blindées conformément aux lignes de transmission non-blindées utilisées aux chapitres précédents de façon à rendre possible, par exemple, le branchement entre conducteurs blindés et non-blindés.

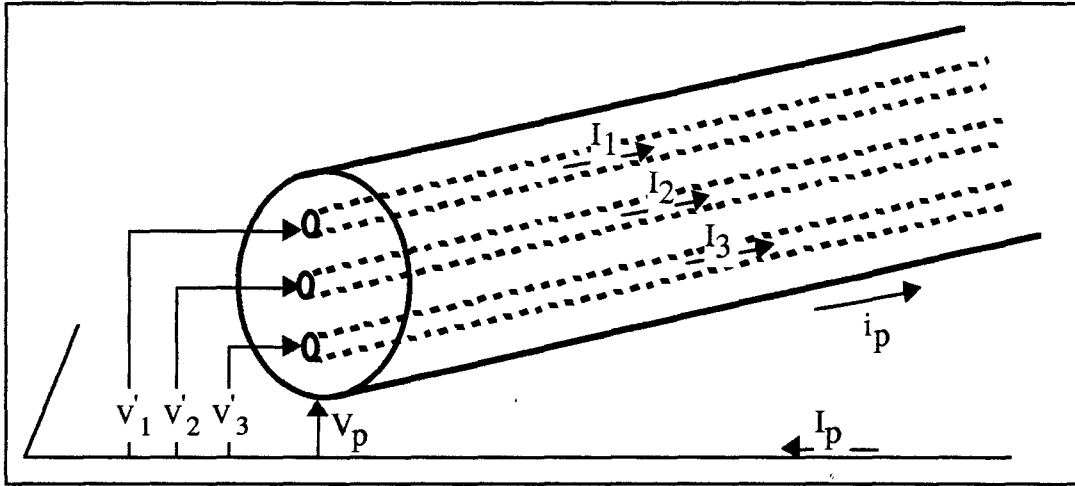


FIGURE V-3

ADAPTATION DU SYSTEME DE REFERENCE POUR
L'INTRODUCTION DES CABLES BLINDES EN TOPOLOGIE
ELECTROMAGNETIQUE

Cette configuration peut être représentée par un nouveau système d'équations :

$$-\frac{d(V')}{dz} = (Z')(I') \tag{V-6}$$

$$-\frac{d(I')}{dz} = (Y')(V') \tag{V-7}$$

avec

$$(V') = \begin{pmatrix} V'_1 \\ \vdots \\ V'_N \\ V_P \end{pmatrix} \text{ et } (I') = \begin{pmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_N \\ i_p \end{pmatrix}$$

Les matrices (Z') et (Y') ont pour coefficients

$$(Z') = \begin{bmatrix} Z'_{11} & Z'_{12} & \dots & Z'_{1N} & Z'_{1p} \\ Z'_{21} & Z'_{22} & \dots & Z'_{2N} & Z'_{2p} \\ \vdots & \dots & \dots & \dots & \vdots \\ Z'_{N1} & Z'_{N2} & \dots & Z'_{NN} & Z'_{Np} \\ Z'_{p1} & Z'_{p2} & \dots & Z'_{pN} & Z'_{pp} \end{bmatrix} \text{ et } (Y') = \begin{bmatrix} Y'_{11} & Y'_{12} & \dots & Y'_{1N} & Y'_{1p} \\ Y'_{21} & Y'_{22} & \dots & Y'_{2N} & Y'_{2p} \\ \vdots & \dots & \dots & \dots & \vdots \\ Y'_{N1} & Y'_{N2} & \dots & Y'_{NN} & Y'_{Np} \\ Y'_{p1} & Y'_{p2} & \dots & Y'_{pN} & Y'_{pp} \end{bmatrix}$$

sachant que :

$$V'_i = V_i + V_p \quad i=1,N \quad (\text{V-8})$$

les coefficients des matrices (Z') et (Y') sont déterminés en identifiant les équations matricielles (V-3) et (V-6) d'une part, puis (V-4) et (V-7) d'autre part. On obtient les résultats suivants :

$$\begin{aligned} Z'_{jj} &= Z_{jj} + Z_{pp} - 2 Z_tj & j=1,N \\ Z'_{ij} &= Z_{ij} + Z_{pp} - Z_{ti} - Z_{tj} & i=1,N \quad j=1,N \quad i \neq j \\ Z'_{jp} &= Z_{pp} - Z_{tj} & j=1,N \\ Z'_{pp} &= Z_{pp} \end{aligned} \quad (\text{V-9})$$

$$\begin{aligned} Y'_{jj} &= Y_{jj} & j=1,N \\ Y'_{ij} &= Y_{jj} & j=1,N \quad i=1,N \quad i \neq j \\ Y'_{jp} &= -Y_{jj} - \sum_{\substack{k=1 \\ j \neq k}}^N Y_{jk} & j=1,N \\ Y'_{pp} &= Y_{pp} + \sum_{j=1}^N \left(\sum_{k=1}^N Y_{jk} \right) \end{aligned} \quad (\text{V-10})$$

Les équations (V-9) et (V-10) permettent de déterminer les caractéristiques du faisceau blindé à partir de celles des lignes internes et externes et du vecteur impédance de transfert.

Les conducteurs blindés sont donc introduits dans les réseaux câblés de la même manière que les conducteurs non-blindés, seule la constitution des paramètres linéiques diffère selon ce qui a été exposé plus haut.

V-2 b) Faisceau mixte de conducteurs blindés et non-blindés

La représentation au sein d'un même tube topologique de conducteurs blindés et non-blindés, suppose que l'on distingue trois types de conducteurs, les blindages, les conducteurs internes à un blindage, et les conducteurs isolés situés en dehors de tout blindage. (Nous ne considérons pas le cas des conducteurs surblindés).

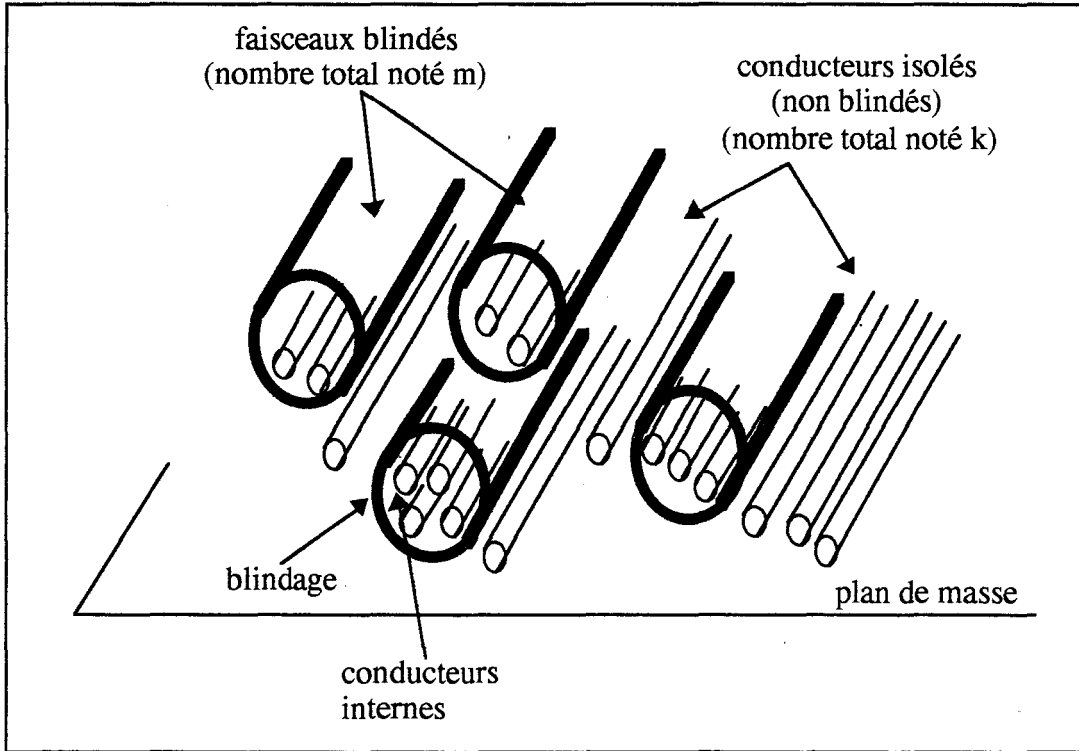


FIGURE V-4
CAS D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION MIXTE DE CONDUCTEURS
BLINDÉS ET NON BLINDÉS

Soit un faisceau comportant m blindages et k conducteurs isolés représenté sur la figure V-4. Le vecteur global des tensions sur l'ensemble du faisceau peut être organisé comme suit :

$$[V] = \begin{bmatrix} [V_{B1}] \\ [V_{B2}] \\ \vdots \\ [V_{Bm}] \\ V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_k \end{bmatrix}$$

Où $[V_{Bi}]$ est le vecteur des tensions sur le i ème faisceau blindé et se met sous la forme :

$$[V_{Bi}] = \begin{bmatrix} V_{Bi,1} \\ V_{Bi,2} \\ \vdots \\ V_{Bi,n_i} \\ V_{Bi,p_i} \end{bmatrix}$$

L'indice p_i du dernier élément de ce vecteur désigne le conducteur de blindage du i ème faisceau blindé et n_i le nombre de conducteurs blindés au sein de ce faisceau. V_1, V_2, \dots, V_k sont les tensions sur k conducteurs non-blindés. Si la configuration du vecteur des courants est identique, l'allure générale de la matrice $[Z']$ est la suivante :

$$[Z'] = \begin{bmatrix} [Z'_{B1}] & [Z'_{B1,B2}] & \dots & [Z'_{B1,Bm}] & [Z'_{B1,S}] \\ [Z'_{B2,B1}] & [Z'_{B2}] & \dots & [Z'_{B2,Bm}] & [Z'_{B2,S}] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [Z'_{Bm,B1}] & [Z'_{Bm,B2}] & \dots & [Z'_{Bm}] & [Z'_{Bm,S}] \\ [Z'_{S,B1}] & [Z'_{S,B2}] & \dots & [Z'_{S,Bm}] & [Z'_{S,S}] \end{bmatrix} \quad (V-11)$$

Les expressions de $[Z'_{B1}], [Z'_{B2}] \dots [Z'_{Bm}]$ sont données par les équations du type (V-9) et (V-10) et sont les matrices impédances propres des faisceaux blindés par rapport au conducteur de référence. La matrice $[Z'_{Bi}]$ est une matrice carrée d'ordre n_i+1 .

Les matrices $[Z'_{Bi,Bj}]$ avec $i \neq j$ sont données par :

$$[Z'_{Bi,Bj}] = \begin{bmatrix} [0]_{n_i, n_j+1} \\ 0 \ 0 \ \dots \ 0 \ Z'_{p_i, p_j} \end{bmatrix} \quad (V-12)$$

Ce sont des matrices rectangles à n_i+1 lignes et n_j+1 colonnes au sein desquelles $[0]_{n_i, n_j+1}$ est la matrice nulle à n_i lignes et n_j+1 colonnes. Ce type de matrice ne possède qu'un élément non nul Z'_{p_i, p_j} traduisant le couplage entre les deux conducteurs de blindages p_i et p_j des faisceaux blindés i et j . Les conducteurs internes sont considérés comme totalement découplés d'un faisceau à l'autre.

Les matrices $[Z'_{Bi,s}]$ à (n_i+1) lignes et k colonnes regroupent les impédances linéiques entre les conducteurs isolés et le blindage du i ème faisceau blindé. De nouveau, les couplages entre conducteurs internes des faisceaux blindés et conducteurs isolés sont négligés.

$$[Z'_{Bi,s}] = \begin{bmatrix} [0]_{n_i, k} \\ Z'_{pi, 1} & Z'_{pi, 2} & \dots & Z'_{pi, k} \end{bmatrix} \quad (V-13)$$

$$[Z'_{s,Bi}] = [Z'_{Bi,s}]^t$$

Où $Z'_{pi,1} \dots Z'_{pi,k}$ sont les coefficients d'impédance mutuelle entre le conducteur de blindage du i ème faisceau blindé et les k conducteurs isolés.

Enfin, $[Z'_{s,s}]$ est la matrice impédance d'ordre k des conducteurs isolés.

Par conséquent, en établissant une construction similaire pour la matrice $[Y]$, nous traçons la configuration générale des matrices de paramètres primaires pour un faisceau mixte de conducteurs blindés et non-blindés.

V-3) EXEMPLE DE DERIVATION D'UN CONDUCTEUR MULTIFILAIRE BLINDE

V-3 a) Description

Il est fréquent de trouver dans les réseaux câblés en aéronautique, des dériviations de blindage, assurant la protection globale de conducteurs internes qui, partant d'un même équipement, sont connectés à d'autres équipements situés en des endroits différents. Cela est schématisé sur la figure V-5 où apparaît une zone de dérivation assurant une continuité de blindage entre les trois équipements E1, E2, E3 interconnectés par un certain nombre de conducteurs.

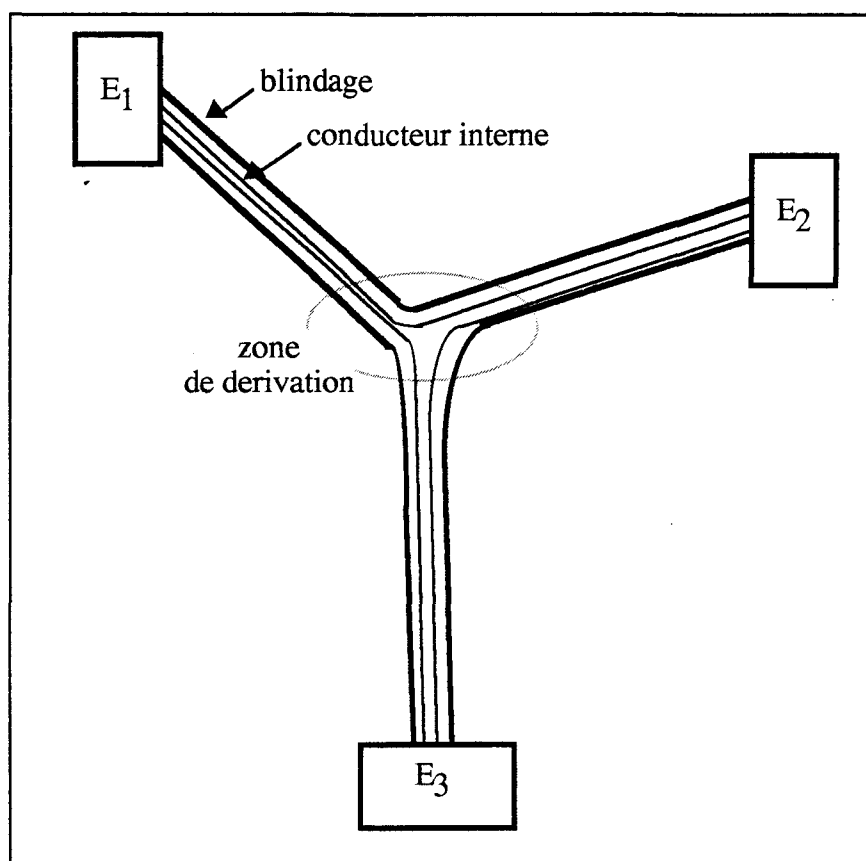


FIGURE V-5

EXEMPLE DE DERIVATION DE BLINDAGE

Cette zone de dérivation se caractérise par une modification localisée de la propagation des ondes sur les conducteurs qui sera symbolisée par l'introduction d'une jonction au sein de la représentation topologique.

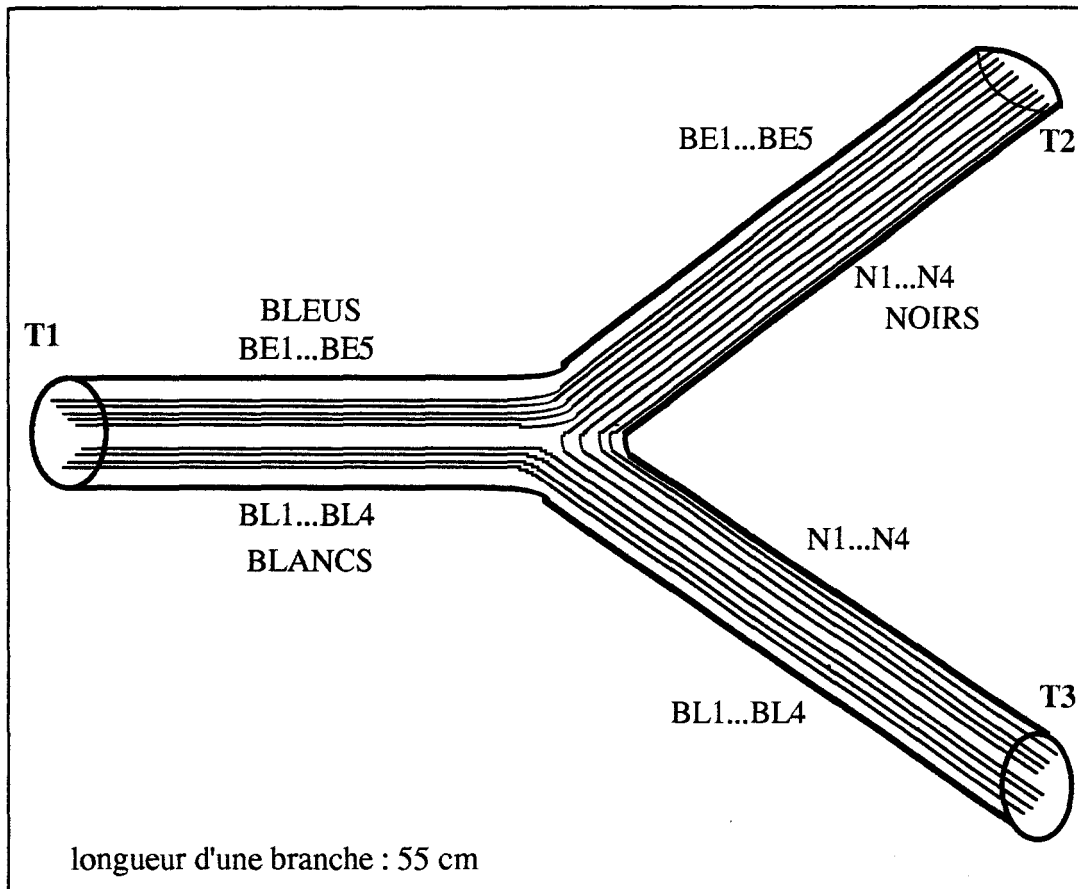


FIGURE V-6
CONFIGURATION GENERALE DU CABLE MULTICONDUCTEURS
BLINDE AVEC DERIVATION EN Y

Nous illustrons les résultats décrits précédemment pour une configuration en Y représentée à la figure V-6. On y distingue un nombre important de conducteurs assurant un type de liaison par couleur. Ainsi, les câbles bleus (BE1 ... BE5) partent de la terminaison T1 vers T2, les blancs (BL1 ... BL4) de T1 vers T3 et les noirs (N1 ... N4) de T2 vers T3. La longueur des conducteurs est d'1,1 m et le blindage est constitué d'une simple tresse.

V-3 b) Difficulté d'acquisition des paramètres linéiques des lignes

La configuration décrite ci-dessus est transcrite sous la forme de la représentation topologique de la figure V-7 où l'on distingue 3 tubes associés aux trois branches aboutissant au noeud de dérivation. Cette jonction de dérivation ne comporte que des connexions de type court-circuits entre conducteurs et , à ce titre, peut être considérée comme une jonction idéale (à

29 ports) dont les paramètres S topologiques peuvent être directement estimés à partir de l'algorithme présenté au chapitre II (expression II-21).

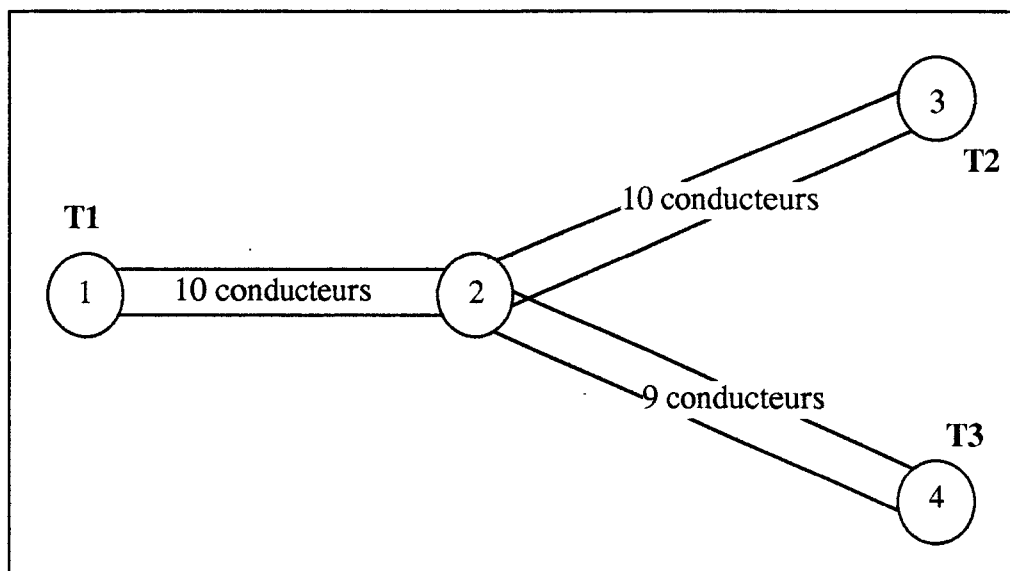


FIGURE V-7
REPRESENTATION TOPOLOGIQUE ASSOCIEE AU CABLE
BLINDE AVEC DERIVATION EN Y

Dès lors les caractéristiques des trois tubes du type de celles décrites au paragraphe précédent (Z'), (Y'), Z_{pp} , Y_{pp} et (Z_t) doivent être intégrées dans les données nécessaires au calcul des tensions et courants sur les lignes internes. Cette opération est très délicate, d'abord parce que le nombre de ces paramètres est grand et quasiment prohibitif pour une mesure systématique. Ensuite, la mesure des paramètres intrinsèques à un tube est impossible sans détruire la fourche blindée. A cela s'ajoute une connaissance très imparfaite de la position des conducteurs dans le toron.

Cette situation est, à notre sens, typique de ce que l'on peut rencontrer dans les réseaux câblés réels, c'est-à-dire que le nombre d'informations dont on dispose est limité et que les mesures à effectuer sont parfois irréalisables ou même trop nombreuses. Par conséquent seules quelques mesures ponctuelles et quelques approximations permettront de simuler le comportement d'un tel faisceau arborescent.

V-3 c) Evaluation des paramètres linéiques des lignes

La dérivation réalisée comporte un blindage dont le diamètre est pratiquement constant et égal à 0,5 cm enserrant les conducteurs internes (au nombre de 8 ou 9 suivant la branche considérée), tous identiques et d'un

diamètre 0,07 cm, gainés par un diélectrique portant leur diamètre global à 0,14 cm.

Nous évaluons l'inductance linéique d'un conducteur à partir de l'inductance totale mesurée sur toute la longueur de celui-ci. Nous utilisons, pour cela, un analyseur de réseau qui mesure l'impédance vue à l'entrée du conducteur court-circuité à son autre extrémité. Les mesures effectuées sur différents conducteurs montrent que la dispersion des valeurs des inductances ainsi estimées est relativement faible (environ 5%). Cela nous permet d'affirmer que les caractéristiques des lignes sont relativement homogènes d'une branche à l'autre de la dérivation. En conséquence, les inductances linéiques propres de toutes les lignes internes sont choisies égales à une valeur représentant la moyenne des inductances totales mesurées, ramenée à la longueur d'un mètre, soit $0,28 \mu \text{ H/m}$.

La démarche adoptée pour la caractérisation des inductances linéiques mutuelles entre conducteurs est la même. De nouveau les mesures effectuées révèlent une faible dispersion. En première approximation nous considérons donc toutes les inductances linéiques mutuelles égales à $0,04 \mu \text{ H/m}$.

Cette relative homogénéité des quelques mesures effectuées s'explique par le fait que le blindage enferme les conducteurs dont les positions relatives au sein du faisceau peuvent varier entraînant ainsi un effet de moyenne sur les paramètres électriques mesurés. La proximité des conducteurs gainés de diélectrique et serrés par le blindage permet de considérer le milieu comme homogène de permittivité relative ϵ_r . Cette nouvelle approximation nous affranchit de la mesure des capacités linéiques qui seront déduites de l'inversion de la matrice inductance linéique.

V-3 d) Estimation des impédances de transfert

L'impédance de transfert est réellement le paramètre le plus difficile à apprécier car il dépend fortement de la fréquence. Par conséquent, sa mesure doit aussi être effectuée en haute fréquence malgré l'apparition des phénomènes de propagation ce qui devient particulièrement difficile lorsque le câble est multifilaire car il faut diminuer l'influence des conducteurs voisins de celui sur lequel est effectuée la mesure. Ce qui est déjà très complexe sur un câble multifilaire blindé sans dérivation devient inextricable dans le cas qui nous préoccupe puisqu'il n'existe aucune possibilité d'accès au niveau de la dérivation.

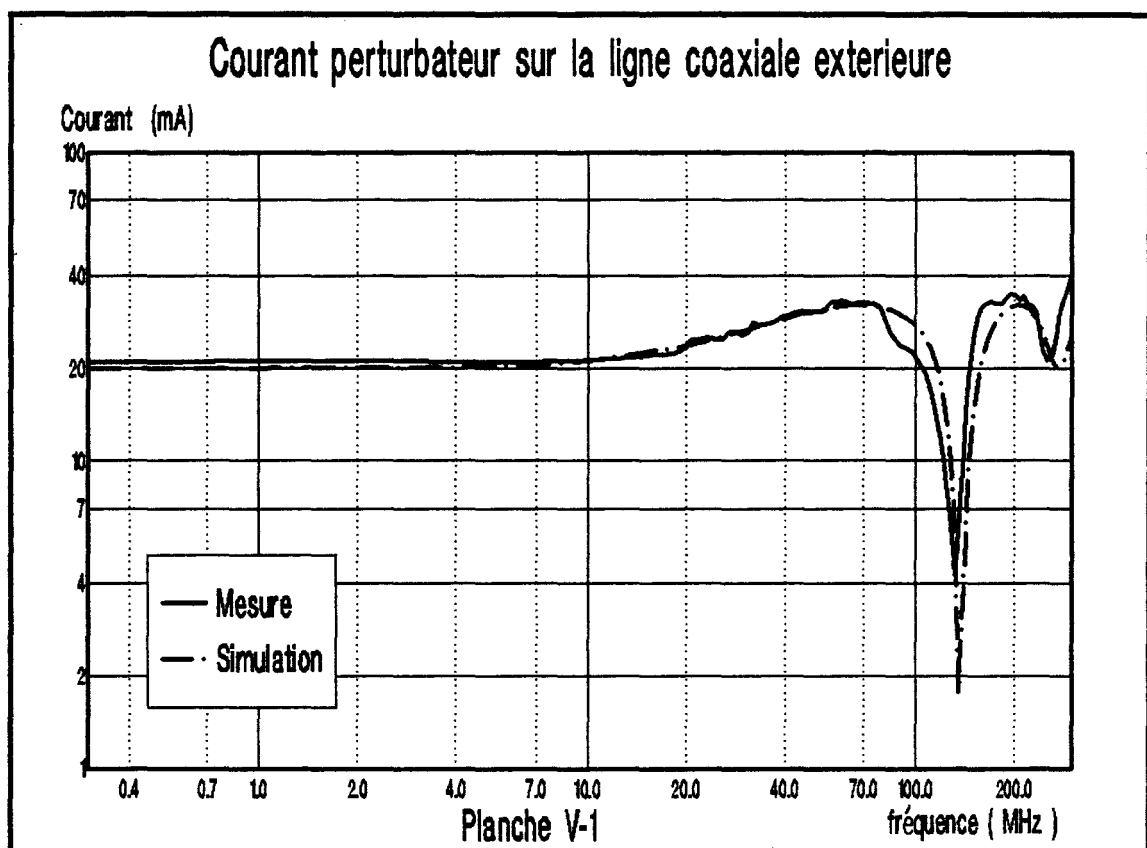
De nouveau, nous envisageons d'approximer les impédances de transfert par un modèle du type :

$$Z_{t_i} = R_{t_i} + jL_{t_i} \omega$$

Où Z_{t_i} est l'impédance de transfert du blindage associée au conducteur i , de l'une des branches de la dérivation, R_{t_i} une résistance de transfert due à la résistance du blindage et L_{t_i} une inductance de transfert due à la diffraction à travers les ouvertures du blindage. La nature du blindage qui ne comporte qu'une simple tresse justifie cette approximation.

De la même manière que pour la mesure des paramètres linéiques, nous effectuons une mesure globale sur toute la longueur du conducteur concerné. Afin de déterminer R_{t_i} et L_{t_i} , nous utilisons une technique impulsionnelle qui consiste à faire propager une impulsion de courant sur le blindage dont le spectre a une étendue telle que l'on ne fasse pas intervenir les phénomènes de propagation sur les lignes. La tension relevée sur 50 Ohms à l'extrémité du conducteur mesuré fait apparaître un palier et une impulsion dont les amplitudes sont proportionnelles, respectivement, à R_{t_i} et L_{t_i} [29]. Ainsi, la valeur de R_{t_i} a été estimée à 11 mOhm/m tandis que L_{t_i} a été fixé à 0,7 nH/m. Nous considérons par la suite, à partir de cette mesure, que toutes les impédances de transfert associées aux différents conducteurs au sein des trois branches sont identiques. De ce fait, nous nous intéressons seulement au couplage de type mode commun entre le blindage et les conducteurs internes.

V-3 e) Simulation du courant perturbateur sur le blindage



La ligne perturbatrice est constituée du blindage et d'un conducteur de référence que nous avons choisi coaxial de façon à mieux confiner les lignes de champs électromagnétiques autour du blindage (figure V-8). Le paramètre Z_{pp} , commun aux trois branches de la dérivation est estimé analytiquement par l'expression classique de l'inductance d'une ligne coaxiale. La vitesse de propagation est celle de la lumière, ce qui permet d'en déduire Y_{pp} . Nous considérons le cas de la ligne perturbatrice seule, sur 50 Ohm aux terminaisons T1 et T2, et à extrémité ouverte à la terminaison T3. On applique un générateur de f.e.m. 2 Volts et de résistance interne 50 Ohm au niveau de T1. Les courants $I_p(0)$ mesuré et simulé sont confrontés à la planche V-1 et montrent que la ligne perturbatrice est bien caractérisée.

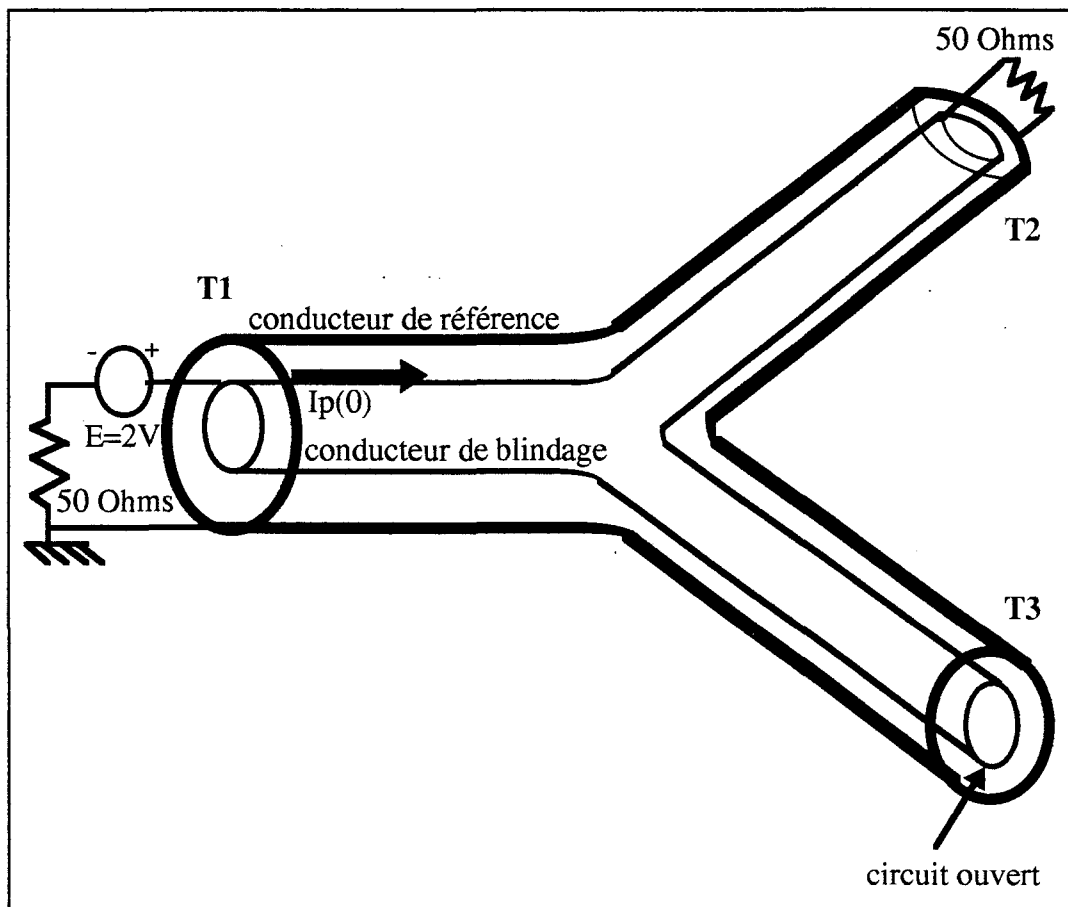


FIGURE V-8
CONFIGURATION EXPERIMENTALE DE LA LIGNE
PERTURBATRICE CONSTITUEE DU CONDUCTEUR DE BLINDAGE
ET D'UN CONDUCTEUR DE REFERENCE COAXIAL

V-3 f) Simulations globales - confrontations expérimentales

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'une chaîne de mesure pilotée par ordinateur, constituée d'un générateur de signaux sinusoïdaux et d'un vecteurmètre. Une chaîne électro-optique assure l'isolation galvanique entre les montages à l'émission et à la réception, ce qui s'est avéré particulièrement utile en haute fréquence (> 10 MHz).

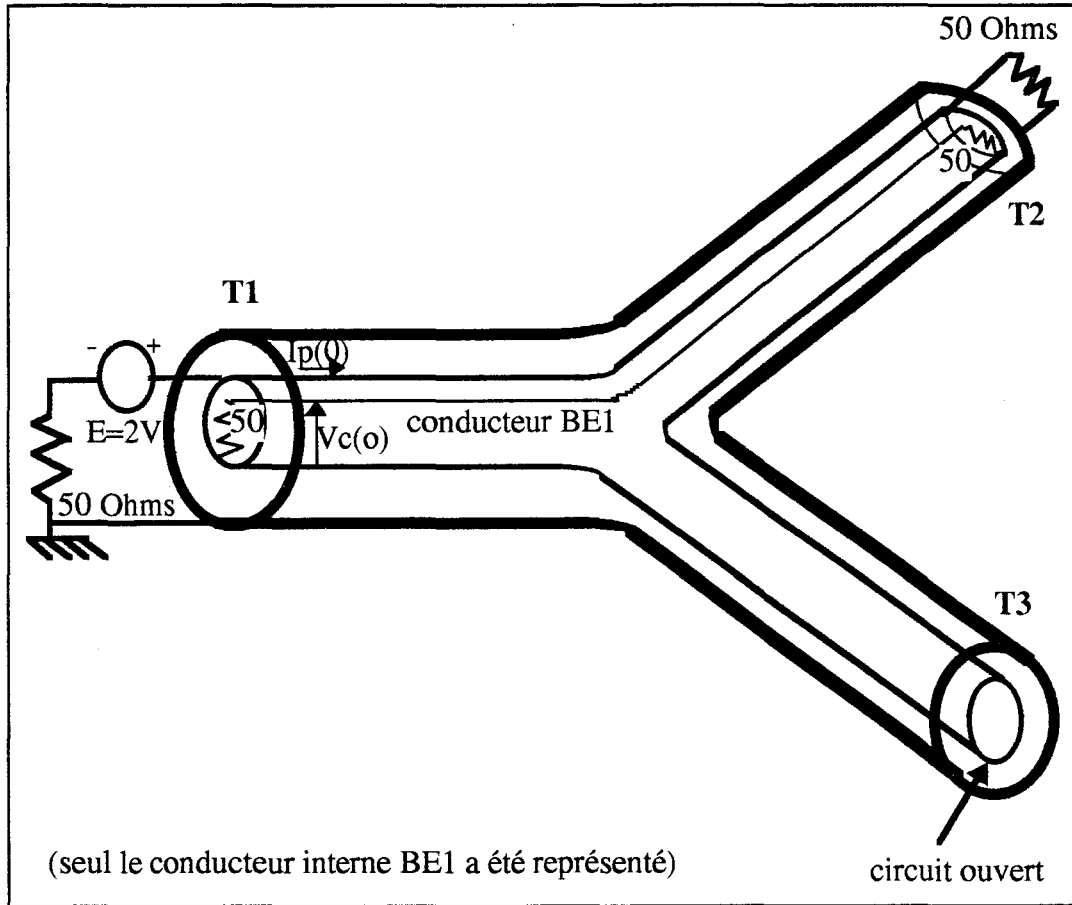


FIGURE V-9
PREMIERE CONFIGURATION EXPERIMENTALE : MESURE SUR
CONDUCTEUR BE1

Le résultat de ce type de mesure est une fonction de transfert, F_t , de la forme :

$$F_t = \frac{2 V_c}{l I_p} \tag{V-14}$$

Où V_c est la tension développée entre un conducteur et le blindage, I_p le courant perturbateur à l'extrémité de la ligne perturbatrice et l la longueur du conducteur sur lequel la tension est prise. Cette fonction de transfert peut, en basse fréquence (sans effets de propagation), être assimilée à une impédance

de transfert s'il s'agit d'un conducteur situé dans un câble blindé sans dérivation connecté sur 50 Ohms aux deux extrémités.

La première configuration testée est représentée à la figure V-9 où la mesure est effectuée sur le conducteur bleu BE1 sur 50 Ohms, les autres conducteurs étant à extrémités ouvertes. Le blindage est sur 50 Ohms en T1 et T2 et en extrémité ouverte sur T3. L'injection sur le blindage est effectuée conformément à la figure V-8.

Ce système d'injection nous conduit à apporter une modification à la représentation topologique de la figure V-7. En effet, un générateur de tension localisé, comme toute source de perturbation, est intégré à un tube topologique alors que sa résistance interne ne peut être incluse qu'au niveau d'une jonction. De manière à distinguer cette résistance interne du réseau de charges du câble blindé à l'extrémité T1, nous ajoutons le tube 1-5 de longueur nulle sur lequel sera intégré la source (figure V-10), la résistance interne étant positionnée à la jonction 5. La jonction 1 n'étant plus alors une jonction terminale, un autre tube de longueur nulle 1-6 est ajouté pour décrire le réseau de charge de l'extrémité T1 à la jonction 6, qui est une jonction terminale. Ainsi, chacun des conducteurs du tube 2-1 est prolongé vers deux tubes fictifs de mêmes caractéristiques électriques de façon à ne pas inclure de discontinuité d'impédance caractéristique au niveau de la jonction 1. Le conducteur de blindage est à extrémité ouverte par rapport à la référence au niveau de la jonction 6 et, réciproquement, les conducteurs internes sont en circuit ouvert au niveau de la jonction 5, respectant ainsi la configuration expérimentale de la figure V-8.

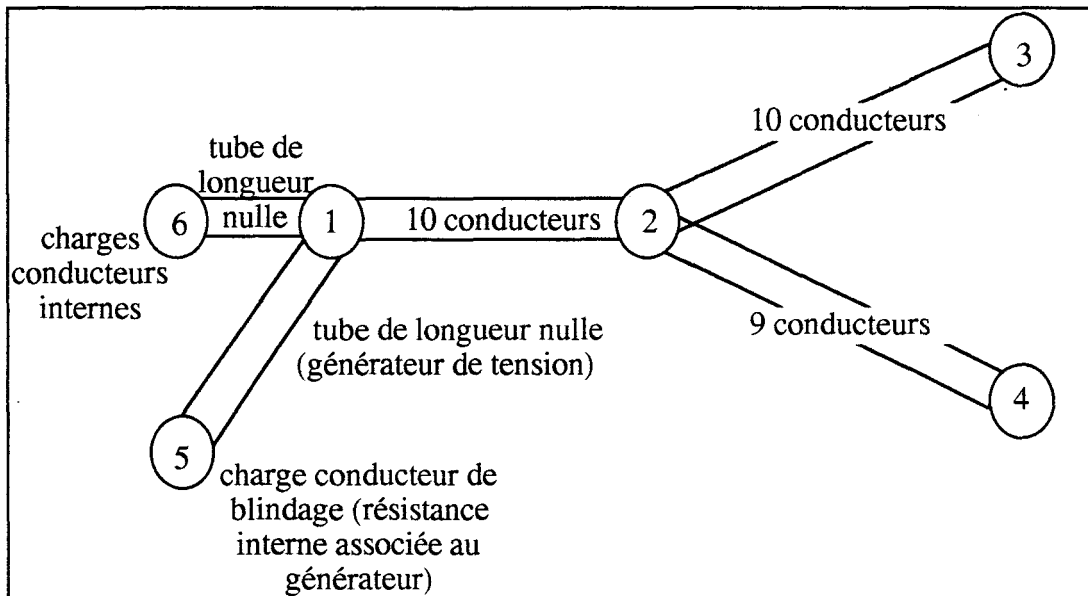
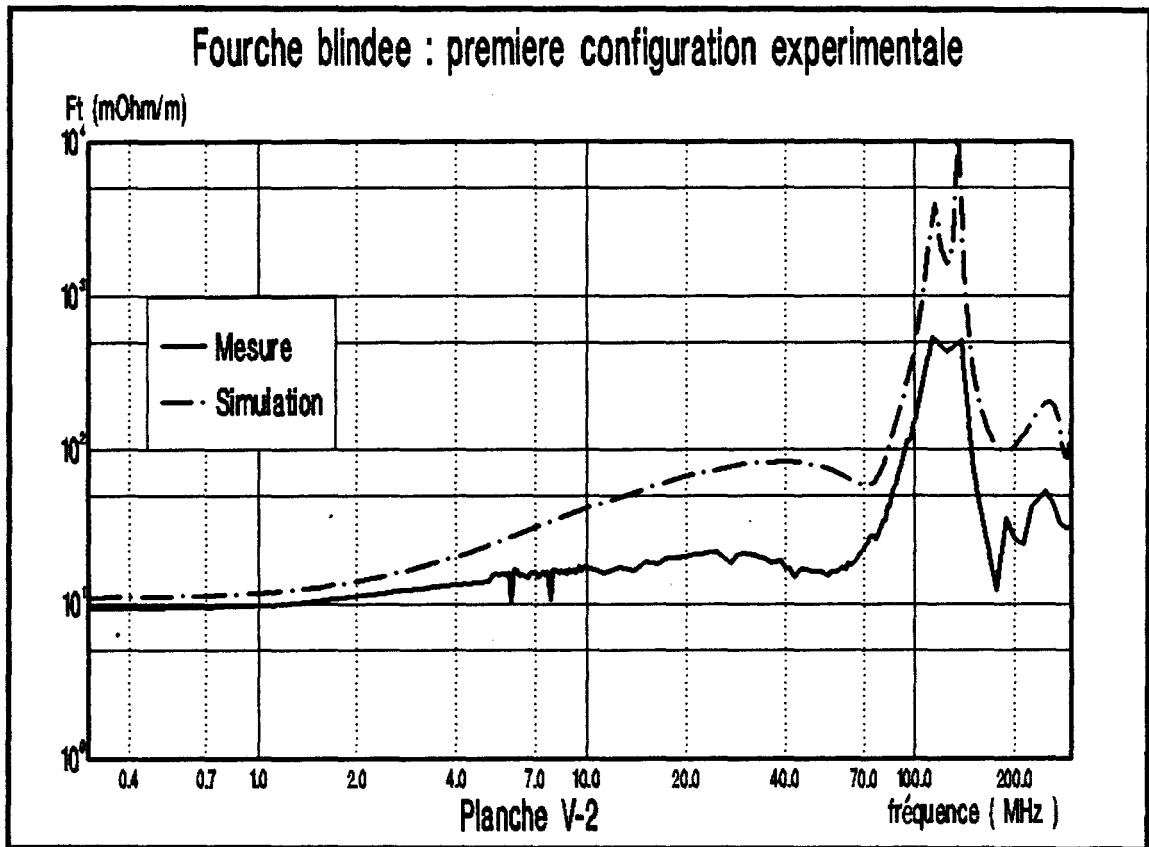


FIGURE V-10

NOUVELLE REPRESENTATION TOPOLOGIQUE POUR LA SIMULATION DU SYSTEME D'INJECTION



Les résultats de la planche V-2 montrent que l'allure générale de la courbe simulée est identique à la courbe expérimentale, y compris dans la bande de fréquence où apparaissent les phénomènes de propagation. Le profil de la courbe expérimentale révèle, cependant, que l'impédance de transfert associée à ce type de blindage ne peut être assimilée directement à une forme $Rt_i + j Lt_i \omega$ mais qu'il existe une variation intermédiaire du module de ce paramètre en racine carrée de la fréquence. Cela explique la différence de niveau entre les deux courbes qui aurait pu être compensée par une mesure d'impédance de transfert sur un câble blindé sans dérivation aux caractéristiques similaires. Par ailleurs, les deux premiers pics de résonance sont associés à la résonance des lignes internes pour lesquelles la vitesse de propagation a été estimée à $2,510^8$ m/s et à la résonance de la ligne externe où les signaux se propagent à la vitesse de la lumière.

La configuration de la figure V-11 diffère de celle de la figure V-9 par le fait que le conducteur blanc BL1 soit court-circuité à l'extrémité T3 et que le blindage à cet endroit soit chargé sur 50 Ohms. Les courbes expérimentales et théoriques démontrent que cela a eu pour effet de décaler les premiers phénomènes de résonance vers les basses fréquences (planche V-3).

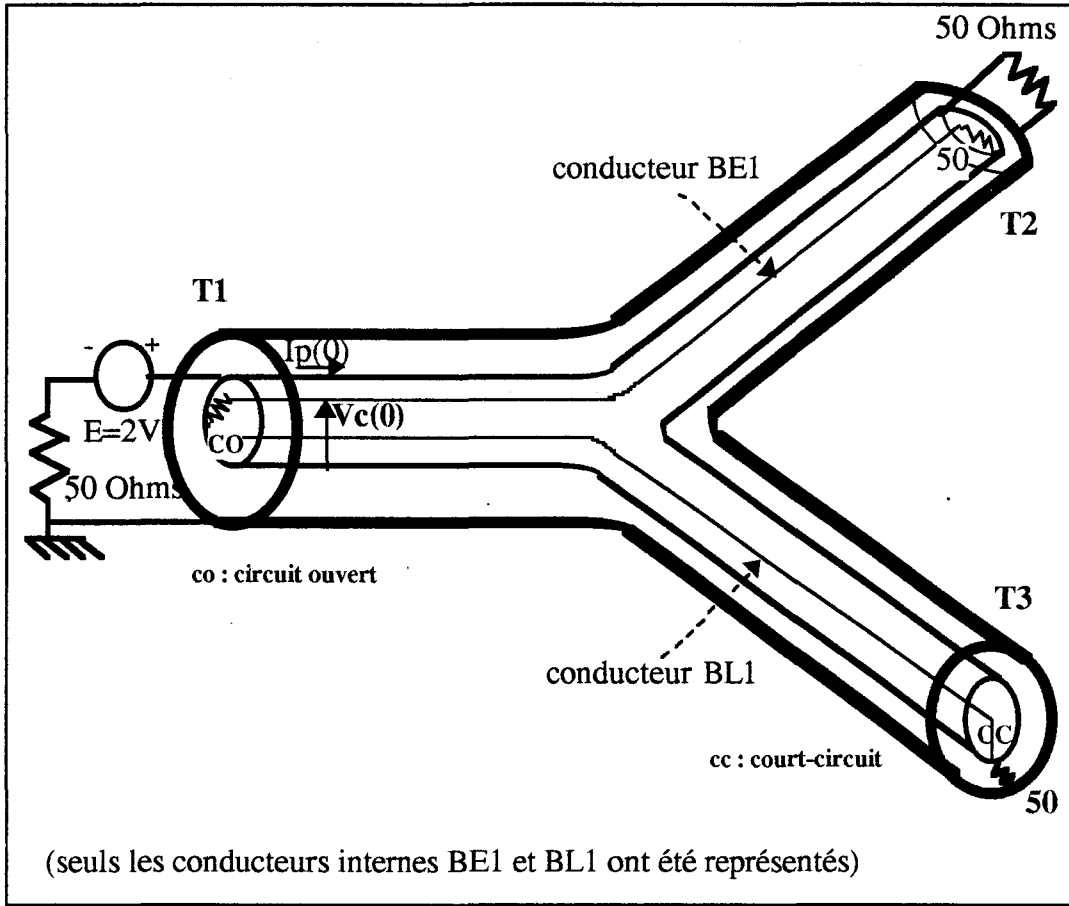


FIGURE V-11
SECONDE CONFIGURATION EXPERIMENTALE : CONDUCTEUR
BL1 COURT-CIRCUITE ET BLINDAGE SUR 50 OHMS EN T3

D'autre part, le niveau de la fonction de transfert F_t théorique a diminué de 2.5 dB, ce qui est dû à l'augmentation du courant sur le blindage. En effet, on constate en basse fréquence que, bien que la répartition du courant soit différente sur le blindage, la tension développée $V_c(0)$ est identique dans les deux configurations et sa valeur peut être calculée à l'aide des schémas équivalents de la figure V-12 où dans l'une et l'autre configuration on a :

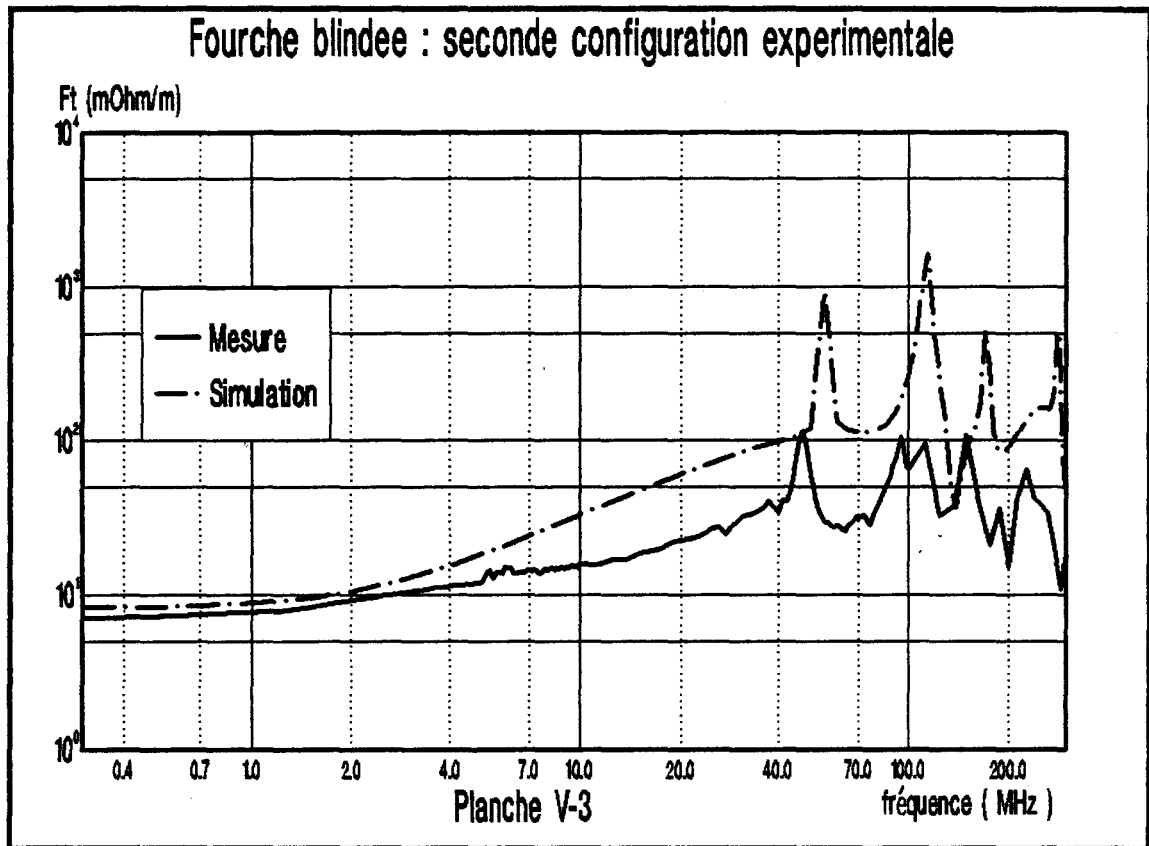
$$V_c(0) = Z_t \frac{E_0}{200} \quad (V-15)$$

Seul le courant $I_p(0)$ diffère entre les deux configurations en basse fréquence ce qui signifie que pour la configuration de la figure V-9:

$$F_t = Z_t$$

tandis que pour la configuration de la figure V-11 :

$$F_t = \frac{3}{4} Z_t$$



Ces résultats expérimentaux démontrent que les conducteurs blindés peuvent être aisément intégrés à un outil de topologie électromagnétique qui peut constituer un excellent moyen d'analyse des conducteurs blindés avec dérivations. Pour cela, cet outil devra s'appuyer sur une caractérisation plus précise des impédances de transfert qui devra être effectuée sur des conducteurs blindés sans dérivation ayant des caractéristiques proches des conducteurs blindés intégrés en réseau.

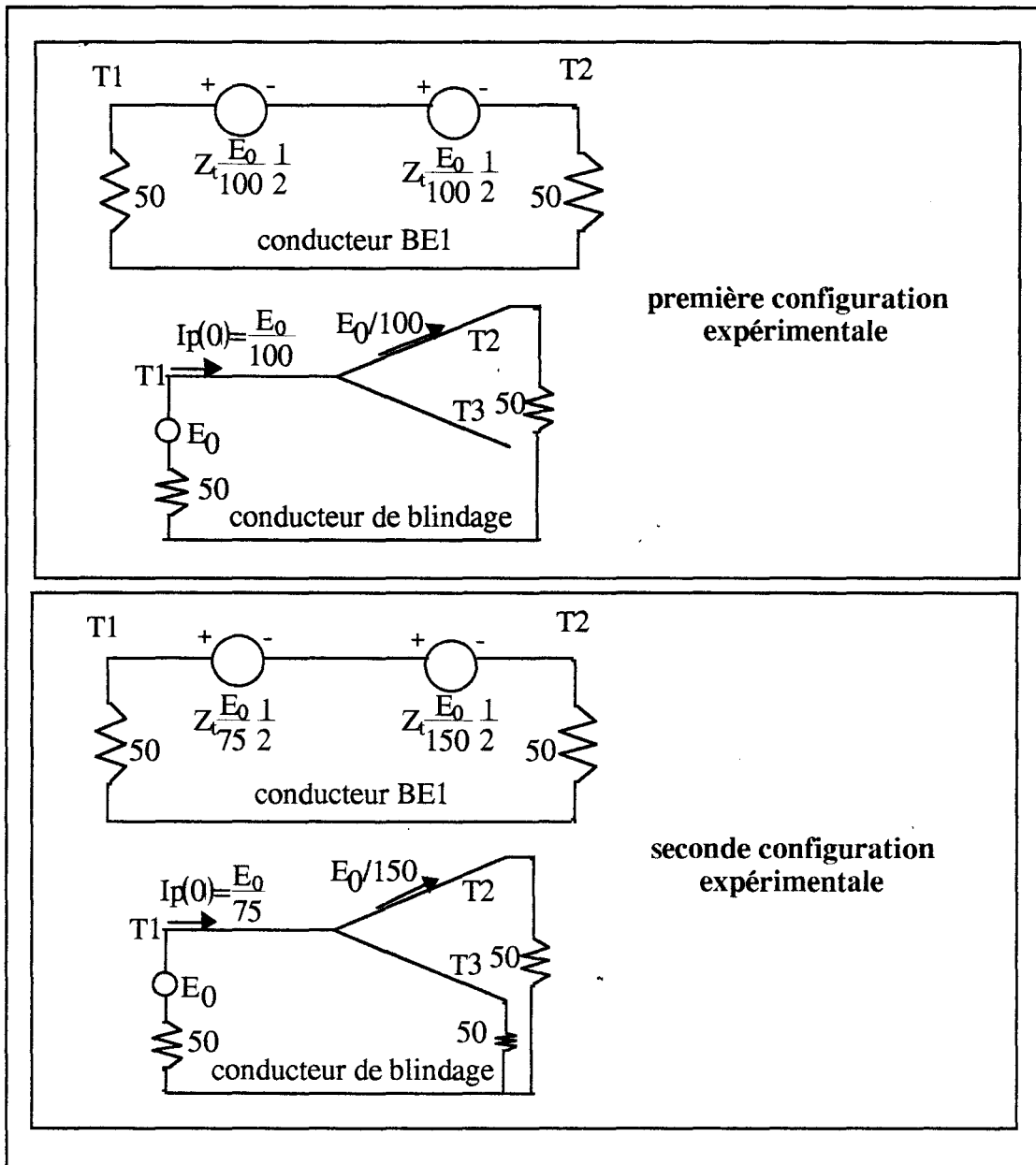


FIGURE V-12
 SCHEMAS EQUIVALENTS BASSE FREQUENCE DU CONDUCTEUR
 BE1 ET DU CONDUCTEUR DE BLINDAGE POUR LES DEUX
 CONFIGURATIONS EXPERIMENTALES

CONCLUSION

Nous avons abordé dans ce chapitre l'extension du code de calcul de résolution de l'équation B.L.T. aux conducteurs blindés. Dans cette optique, les blindages sont considérés eux-mêmes comme des conducteurs intégrés au sein du tube topologique au même titre que les conducteurs blindés. On peut alors construire les matrices impédance et admittance linéiques globales de la ligne de transmission blindée à partir des caractéristiques de la ligne interne composée du blindage et de ses conducteurs internes, puis de la ligne externe constituée du blindage et du conducteur de référence et enfin, des termes d'impédance de transfert. Nous avons illustré cette démarche en étudiant le cas d'une fourche blindée à trois branches sur le plan théorique et expérimental. Les résultats observés confirment que l'outil topologique ainsi complété peut constituer un champ d'investigation aussi vaste que dans le cas des conducteurs non-blindés.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'introduction des lignes de transmission non-uniformes permet de se rapprocher de façon plus réaliste des réseaux cablés en aéronautique. L'intégration de ce type de lignes dans un outil de topologie électromagnétique s'est appuyée sur la mise en place d'un code de calcul de résolution de l'équation B.L.T. dont nous avons présenté les principales caractéristiques.

Bien que, de façon générale, l'expression des équations différentielles pour les lignes de transmission non-uniformes ne permette pas d'établir une équation de type B.L.T., nous avons contourné cette difficulté en proposant une technique très simple de discrétisation, cadrant parfaitement avec le formalisme topologique. Les discontinuités introduites par cette discrétisation sont des jonctions idéales dont nous calculons les paramètres S topologiques. Cette méthode a été validée sur la base d'un calcul analytique pour le cas d'un conducteur non-parallèle au plan de référence, et d'autres résultats extraits de la littérature.

Sur le plan expérimental, une comparaison entre les prévisions théoriques et les résultats de mesures a été réalisée sur un réseau complexe de lignes de transmission non-uniformes installé au sein d'une maquette au 1/10^e d'avion Transall C160 . Les différentes phases de manipulation effectuées confirment la capacité de la méthode de discrétisation à reproduire, avec un nombre limité d'éléments discrets, les phénomènes de couplage. De plus, il apparaît que les couplages basse fréquence peuvent être caractérisés par des paramètres de couplage appropriés, tandis qu'en haute fréquence, lorsqu'apparaissent les phénomènes de propagation, la discrétisation est cette fois indispensable. Cependant, ce type de manipulations révèle aussi la difficulté à prédire les niveaux de couplages au delà des second ou troisième pics de résonance. Il faut relier cela à la difficulté d'estimation des paramètres linéiques des lignes.

Enfin, nous avons introduit une nouvelle extension de ce code de topologie électromagnétique aux conducteurs blindés. Cela a été réalisé en intégrant le blindage comme un conducteur supplémentaire de la ligne de transmission, ce qui entraîne une configuration particulière des matrices impédance et admittance linéiques du faisceau. Les résultats présentés, concernant une dérivation de blindage en Y, ouvre la voie à de nombreuses applications sur les réseaux de conducteurs blindés.

L'ensemble de ces résultats repose sur la caractérisation des paramètres inductance et capacité linéiques ou bien encore, des impédances de transfert linéiques. Or, les difficultés rencontrées pour des faisceaux de quelques conducteurs seront décuplées lors de la caractérisation de torons de plus de cinquante ou cents conducteurs. Les informations dont nous disposerons alors seront trop peu nombreuses ou trop approximatives pour espérer une détermination rigoureuse des parasites induits sur l'un des conducteurs de ce type de toron. L'avenir de la méthode topologique, en ce qui concerne un réseau très complexe, passe par le calcul de majorants des parasites induits, dont l'évaluation sera basée sur des approches simplificatrices nécessitant un minimum de données caractérisant ce réseau.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] C.E. Baum
"The theory of electromagnetic interference control"
Interaction Notes, Note 478 December 1989
- [2] J.P. Parmantier
"Approche topologique pour l'étude des couplages électromagnétiques"
Thèse du doctorat, Université de Lille, Décembre 1991
- [3] C.E. Baum
"How to think about EMP Interaction"
Proceedings Spring Fulmen Meeting (FULMEN 2)p 12-23 April 1974
- [4] A.K. Agrawal, C.E. Baum
"Bounding of signal levels at terminations of a multiconductor
transmission line network"
Electromagnetics Volume 8, 1988
- [5] F.C. Yang, C.E. Baum
"Electromagnetic topology : measurements and norms of scattering
parameters of subshields"
Electromagnetics, Volume 6, 1986
- [6] J.P. Parmantier, G. Labaune, J.C. Alliot et P. Degauque
"Couplages électromagnétiques sur des systèmes complexes : approche
topologique"
La recherche aérospatiale, sept 1990
- [7] J.P. Catani
"Analyse de perturbations en mode conduit"
6ème colloque int.et exposition sur la CEM, Lyon Juin 1992
- [8] A.H. Paxton, R.L. Gardner
"New techniques for the analysis of multiconductor transmission lines"
Interaction Notes, Note 459, October 1984
- [9] C. Poudroux
"Etude de l'incidence des paramètres primaires des lignes couplées sur
la précision de l'amplitude des parasites sur des torons multifilaires"
Thèse de doctorat, Université de Lille, Septembre 1992

-
- [10] P. Besnier, P. Degauque et B. Demoulin
"Détermination des paramètres S topologiques de certains types de jonctions dans les réseaux de lignes de transmission"
6ème colloque int.et exposition sur la CEM, Lyon, Juin 1992
- [11] C.R. Paul
"Frequency response of multiconductor transmission lines illuminated by an electromagnetic field"
IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility Vol. EMC-18, N° 4, November 1976
- [12] E.N. Protonotarios and O. Wing
"Analysis and intrinsic properties of the general non uniform transmission line"
IEEE transactions on Microwave Theory and Technics Vol. MTT 15 p 142-150 Mars 1967
- [13] K. Kobayashi, Y. Nemoto, R. Sato
"Kuroda's identity for mixed lumped and distributed circuits and their application to non uniform transmission lines"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Technics Vol. MTT 29 p 81-86 Fevrier 1981
- [14] K. Kobayashi, Y. Nemoto, R. Sato
"Equivalent representations of non uniform transmission lines based on the extended Kuroda's identity"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Technics Vol. MTT 30, p 140-146 Fevrier 1982
- [15] M.J. Ahmed
"Impedance transformation equations for exponential, cosine-squared and parabolic tapered transmission lines"
IEEE Transaction on Microwave Theory and Technics Vol. MTT 29, p 67-68 Janvier 1981
- [16] K. Kobayashi, Y. Nemoto, R. Sato
"Analysis on non uniform transmission lines with characteristic impedance distribution $W(X) = W_0 X^{m/n}$ "
International Symposium on EMC, Tokyo 1984
- [17] M. Leiniger, H. Schmeer
"A new method to evaluate the propagation of electromagnetic waves on inhomogeneous transmission lines"
8th Int Zurich Symp on Electromagnetic Compatibility, March 1989

-
- [18] J. Nitsch, C.E. Baum
"Analytical treatment of circulant nonuniform multiconductor transmission lines"
IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility Vol. 34, N° 1, Fevrier 1992
- [19] J. Nitsch and C.E. Baum
"Splitting of degenerate natural frequencies in coupled two-conductor lines by distance variation"
Interaction Notes, Note 477, July 1989
- [20] P. Besnier, P. Degauque et B. Demoulin
"Lignes de transmission non uniformes : Approches théoriques et expérimentales liées à la topologie électromagnétique"
6ème colloque int. et exposition sur la CEM, Lyon , Juin 1992
- [21] D.V. Giri, S. Chang and F.M. Tesche
"A coupling model for a pair of skewed transmission lines"
IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol EMC 22, pp 20-28 November 1980
- [22] J.L. Young and J.R. Wait
"Electromagnetic response of two crossing infinitely long thin wires"
IEEE transactions on Antennas and Propagation, Vol. 39, N° 6, June 1991
- [23] Y. Kami and R. Sato
"Coupling model of crossing transmission lines"
IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC 28, N° 4, Nov 1986
- [24] P. Besnier, P. Degauque et B. Demoulin and P. Le Helloco
"Theoretical and experimental investigations of nonuniform transmission lines"
11th international symposium on EMC, Zurich, March 1993 .
A paraître.
- [25] V. Gobin, F. Issac, J.P. Aparicio, J.P. Parmantier, I. Junqua, A. Madore et D. Gauthier
"Validation des concepts de topologie électromagnétique sur une structure complexe"
6ème colloque int. et exposition sur la CEM, Lyon, Juin 1992
- [26] J.P. Parmantier
"Topologie électromagnétique : calcul des paramètres S d'un sous-réseau"
6ème colloque int. et exposition sur la CEM, Lyon, Juin 1992

-
- [27] P. Besnier, P. Degauque and B. Demoulin
"Treatment of non uniform coupled lines in a quantitative topological approach"
Nuclear EMP meeting, Chicago, July 1992
- [28] P. Besnier, P. Degauque and B. Demoulin
"Introduction of nonuniform transmission line into the electromagnetic topology formalism"
11th international symposium on electromagnetic compatibility,
Wroclaw, September 1992
- [29] L. Koné
"Conception d'outils numériques et de bancs de mesures permettant d'évaluer l'efficacité de blindage de câbles et connecteurs"
Thèse de doctorat, Université de Lille, Octobre 1989
- [30] K.S.H. Lee
"EMP Interaction : principes, techniques and reference data"
Hemisphere Publishing Corporation 1986
- [31] S. Frankel
"Multiconductor transmission line analysis"
Artech House 1977
- [32] J. Hamelin et P. Degauque
"Compatibilité électromagnétique"
Dunod 1990

