

N° d'ordre : 280

50376  
1981  
232

50376  
1981  
232

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR INGENIEUR**

par

Gérard CHANDESRIS

Ingénieur E.S.E.

**RECHERCHE DE LA REPARTITION DES MISES A LA MASSE  
DU BLINDAGE D'UN CABLE COAXIAL PERMETTANT D'OPTIMISER  
SON IMMUNITE VIS A VIS  
DES PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES**



Soutenu le 17 novembre 1981 devant la Commission d'Examen

<b>Membres du Jury :</b>	<b>MM. R. GABILLARD</b>	<b>Président</b>
	<b>B. DEMOULIN</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>P. DEGAUQUE</b>	<b>Examineur</b>
	<b>J. FONTAINE</b>	<b>Examineur</b>
	<b>A. AZOULAY</b>	<b>Invité</b>
	<b>M. RENARD</b>	<b>Invité</b>

Ce travail a été effectué au C.N.E.T.\* et au Laboratoire de Radiopropagation et d'Electronique de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE dirigé par Monsieur le Professeur GABILLARD.

Je remercie Monsieur le Professeur GABILLARD d'avoir bien voulu juger mon travail et de présider le jury.

Pendant toute la durée de cette étude j'ai bénéficié des conseils et encouragements de Monsieur le Professeur DEGAUQUE et de Monsieur DEMOULIN. Cette collaboration a été très enrichissante et je tiens à leur exprimer ma reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur FONTAINE de l'Ecole Universitaire d'Ingénieurs de CLERMONT-FERRAND (C.U.S.T.) de m'avoir fait l'honneur de juger mon travail et de participer au jury.

Je remercie Monsieur AZOULAY Ingénieur au C.N.E.T.\* et Monsieur RENARD Ingénieur à l'E.T.C.A.\*\* qui ont bien voulu examiner mon travail et participer au jury.

Je tiens également à remercier, Monsieur TUAILLON de la D.T.R.N.\*\*\*, Messieurs GUITARD et LEMERCIER du C.N.E.T. ainsi que tous les ingénieurs et techniciens du C.N.E.T. et de la D.T.R.N. qui m'ont aidé dans ce travail par leurs interrogations, leurs conseils et leurs encouragements et leur participation à certaines expérimentations.

Ces remerciements s'adressent à l'ensemble du personnel technique et administratif du C.N.E.T. et de l'U.S.T.L. et plus particulièrement aux personnes ayant contribué à l'élaboration de ce document Mme GARDIN de l'U.S.T.L. et Melle Chantal COUVERT du C.N.E.T.

\* C.N.E.T. Centre National d'Etudes de Télécommunications Issy les Moulineaux

\*\* E.T.C.A. Etablissement Technique Central de l'Armement

\*\*\* D.T.R.N. Direction des Transmissions du Réseau National

SOMMAIRE

---

INTRODUCTION

CHAPITRE I - INDUCTION DES PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES DANS LES CABLES -  
APPROCHE GENERALE DU PROBLEME

- I. 1. Position du problème dans le contexte de la compatibilité électromagnétique
  - I. 1. 1. Compatibilité entre systèmes
  - I. 1. 2. Cheminement des perturbations
  - I. 1. 3. Perturbations sur des équipements de transmission téléphonique
  
- I. 2. Caractérisation du blindage d'un câble
  - I. 2. 1. Impédance de transfert
  - I. 2. 2. Admittance de transfert
  
- I. 3. Approche théorique de l'induction dans les lignes en vue de la conception d'un modèle numérique
  - I. 3. 1. Théorie des circuits localisés
  - I. 3. 2. Théorie des antennes filaires
  - I. 3. 3. Théorie des lignes de transmission

CHAPITRE II - DEVELOPPEMENT D'UN MODELE BASE SUR LA THEORIE DES LIGNES DE TRANSMISSION

- II. 1. Induction sur un conducteur parallèle à un plan de masse
  - II. 1. 1. Excitation par une onde plane
  - II. 1. 2. Couplage mutuel entre deux conducteurs
  - II. 1. 3. Couplage magnétique - Couplage électrique
  
- II. 2. Mise en équation générale en présence de câbles blindés
  - II. 2. 1. Utilisation des concepts impédance et admittance de transfert
  - II. 2. 2. Formulation générale lorsque le câble blindé est soumis à une excitation extérieure

CHAPITRE III - APPLICATIONS A DES PROBLEMES CONCRETS DE PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES

- III. 1. Montages de mesure de l'impédance de transfert des blindages
  - III. 1. 1. Principes des montages de mesures
  - III. 1. 2. Divers types de montages de mesures
  - III. 1. 3. Phénomènes de propagation dans les montages
- III. 2. Effets des connexions de masse sur l'induction d'une perturbation électromagnétique dans une ligne coaxiale
  - III. 2. 1. Connexions de masse pratiquées sur le blindage d'un câble coaxial
  - III. 2. 2. Mise en équation
  - III. 2. 3. Expression analytique de l'efficacité de blindage pour un câble électriquement court
  - III. 2. 4. Résultat de l'exploitation numérique du modèle correspondant au cas général
  - III. 2. 5. Expérimentation
  - III. 2. 6. Applications pratiques
- III. 3. Induction de mode commun dans un câble bifilaire
  - III. 3. 1. Sensibilité d'un câble bifilaire à des perturbations incidentes
  - III. 3. 2. Modélisation et mise en équation
  - III. 3. 3. Choix du type de connexion
- III. 4. Conclusions et applications aux centres d'exploitation

CONCLUSION

ANNEXES

## INTRODUCTION

---

L'analyse de problèmes concrets de perturbations d'équipements téléphoniques posés par les services d'exploitation des Transmissions du Réseau National (D. T. R. N.) nous a amené à développer cette étude. Une question importante pour les services d'exploitation est de définir une utilisation judicieuse des câbles et des circuits de masses de façon à minimiser les effets de couplages électromagnétiques issus de perturbations parasites. Les câbles incriminés sont en général entourés d'un blindage. Nous définissons l'efficacité du blindage comme le rapport entre la tension mesurée à une extrémité du câble protégée et le module de la perturbation incidente sur le câble. L'efficacité de blindage ne peut pas être définie par unité de longueur de câble, comme nous allons le montrer dans cette étude. Pour qu'un blindage soit efficace deux types de choix se posent : le premier sur la nature du blindage lui-même afin de trouver un équilibre entre les contraintes de fabrication du câble et l'efficacité du blindage choisi ; le deuxième choix concerne les connexions de blindage à la masse des équipements. Ce choix est très controversé dans différents pays et pour différents utilisateurs de système électronique : [1] et [2]. L'objectif de l'étude est donc de définir l'influence des différents paramètres, liés à un câble, son environnement et son utilisation, sur l'efficacité de blindage de son écran.

Après avoir situé cette étude dans le contexte général de la compatibilité électromagnétique, nous rappelons les facteurs définissant les qualités intrinsèques d'un blindage, impédance et admittance de transfert. Nous envisageons alors les différentes méthodes possibles de calcul de couplage électromagnétique à un câble. La méthode dite "des lignes de transmission" est choisie car elle permet d'accéder à notre objectif de façon assez simple. Dans le deuxième chapitre nous développons une mise en équation pour un modèle théorique traduisant avec beaucoup de simplifications la réalité pratique, mais permettant de mettre en évidence l'influence des divers paramètres évoqués ci-dessus. L'étude considère un conducteur blindé de longueur finie et parallèle à un plan parfaitement conducteur ; l'élément perturbateur est une onde plane incidente.

Le système d'équations est celui décrivant une ligne de transmission dans lequel sont introduits des termes sources caractéristiques de la perturbation incidente et des termes prenant en compte les paramètres de transfert du blindage. Disposant ainsi d'une méthode de calcul suffisamment générale, l'objectif revient à définir l'efficacité du blindage en faisant intervenir l'environnement du câble.

Nous étudions alors dans le troisième chapitre quelques configurations particulières. Différents montages de mesure de l'impédance de transfert sont analysés. Puis nous étudions l'influence des connexions de masse et des paramètres de transfert dans le cas des câbles coaxiaux et des câbles bifilaires blindés. Ceci nous permet alors de proposer aux services concernés des consignes pour l'utilisation des blindages dans les centres de télécommunications.

## CHAPITRE I

---

### INDUCTION DES PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES DANS LES CABLES -

#### APPROCHE GENERALE DU PROBLEME

---

#### I. 1. Position du problème dans le contexte de la compatibilité électromagnétique

La croissance importante de l'utilisation d'équipements électroniques accentue les problèmes liés à la coexistence de ces équipements, entre eux, et dans l'environnement dans lequel ils se trouvent. En effet un bon nombre de ces équipements créent des perturbations et un bon nombre également sont de plus en plus sensibles. Il est donc nécessaire dès l'étude de ces systèmes de garantir leur fonctionnement dans l'environnement dans lequel ils sont plongés. C'est l'objet de la compatibilité électromagnétique.

##### I. 1. 1. Compatibilité entre systèmes

Lorsqu'un équipement est perturbé, il est nécessaire de caractériser trois paramètres : figure I.1.

##### 1) Identification de la source de perturbation :

L'émission de parasites peut se faire en rayonnement, ou en conduction sur des câbles connectés. Son niveau peut être caractérisé selon des mesures définies dans diverses normes, les méthodes dépendant de la nature des émissions (impulsions, modulation, ....).

##### 2) Caractérisation de l'équipement perturbé par sa susceptibilité :

C'est le niveau maximal de perturbation admissible sur le système sans en dégrader le fonctionnement. Ceci dépend également de la nature de la perturbation incidente.

##### 3) Caractérisation du cheminement entre la source et l'équipement sensible.

Diverses actions sont alors possibles :

- à la conception des équipements, sources de perturbations, ou perturbés.
- sur le cheminement en atténuant les parasites par des filtres ou des blindages, que ce soit à la source, sur l'équipement sensible ou entre les deux : fig. 1.

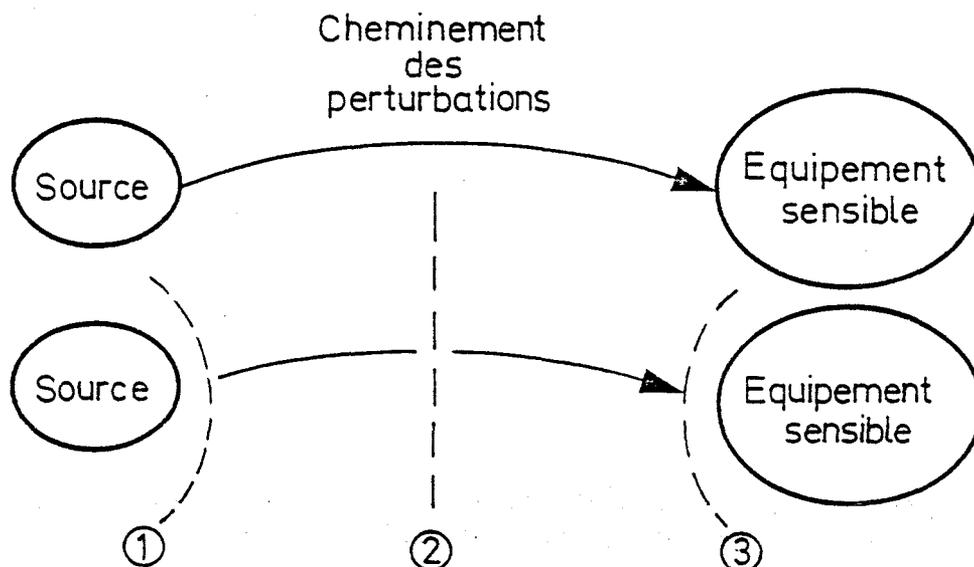


Figure 1 : Compatibilité entre système - Atténuation sur le cheminement des parasites :

- 1 et 3 : au niveau équipement par blindages et filtres
- 2 : en des points intermédiaires - (blindage de câbles....).

Dans notre étude, nous étudions le blindage des câbles, point particulier mais important pour réduire les couplages.

### I. 1. 2. Cheminement des perturbations

Les perturbations électromagnétiques sont véhiculés par rayonnement dans l'espace ou par conduction le long des supports métalliques. Les chemine-ments possibles peuvent être variés. Quelques uns possibles sont décrits sur la figure 2. La source de perturbation rayonne directement sur l'équipement sensible ; c'est le rayonnement direct. Les perturbations passent par un circuit métallique commun aux deux systèmes : c'est le couplage galvanique. Mais le cheminement peut se faire également par des conducteurs issus des équipements puis par rayonnements. C'est ce point qui fait l'objet de notre étude. Cette description est une schématisation utile pour l'analyse des phénomènes. Cependant la réalité peut être bien plus complexe, et notamment toutes les possibilités peuvent exister simultanément.

### I. 1. 3. Perturbations sur des équipements de transmission téléphonique

Ce travail a été effectué dans l'objectif de la résolution des problèmes rencontrés dans les systèmes de transmission téléphonique sur câble, c'est à dire des systèmes dont le spectre peut aller de quelques dizaines de Hertz à quelques dizaines de mégahertz. Il existe des équipements analogiques et numériques. La transmission analogique permet, par multiplexage, de transporter jusqu'à 10 800 voies téléphoniques sur une paire coaxiale dans une bande de fréquences allant jusqu'à 60 MHz. En transmission numérique, les voies téléphoniques sont

échantillonnées et codées. Les signaux obtenus sont alors multiplexés pour pouvoir par exemple transmettre 1 900 voies à la vitesse de 140 Mbit/s. Pour chacun de ces types de transmission nous allons donner un exemple caractéristique de problèmes de perturbations rencontrés par les services d'exploitations des systèmes.

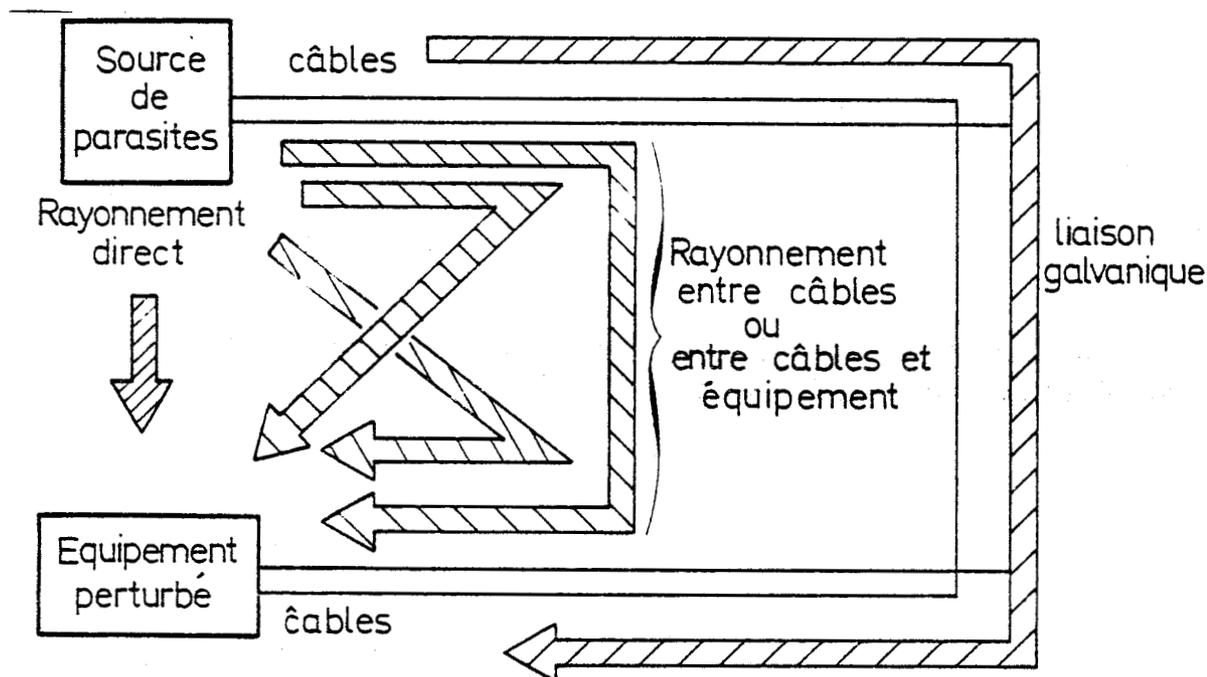


Figure 2 : Cheminements possibles des parasites

En transmission analogique un critère essentiel de qualité est le rapport signal à bruit. En effet, les signaux parasites se superposent au signal utile et se retrouvent après démodulation sur la voie téléphonique. Dans ces systèmes analogiques ce critère est fixé à  $S/B > 60$  dB (rapport signal à bruit).

Un exemple rencontré dans plusieurs centres de transmission du réseau national concerne des équipements dits à "12 MHz" c'est à dire pouvant transmettre 2 600 voies téléphoniques dans la bande 300 kHz - 12 MHz. [3]. La figure 3 donne la description de la situation pratique où, dans deux bâtis voisins, se trouvent des équipements d'énergie dans l'un, des équipements d'émission réception dans l'autre. L'équipement d'énergie de la liaison 2, un convertisseur continu-continu à découpage avec récurrence à 24 kHz, perturbe la liaison 1 : sur celle-ci apparaissent autour de 500 kHz et à 50 décibel sous le signal utile des parasites correspondant aux harmoniques de la fréquence de découpage 24 kHz ; le convertisseur d'énergie émet sur sa ligne d'alimentation ces parasites qui sont alors rayonnés sur les câbles coaxiaux situés à proximité, support de la liaison 1.

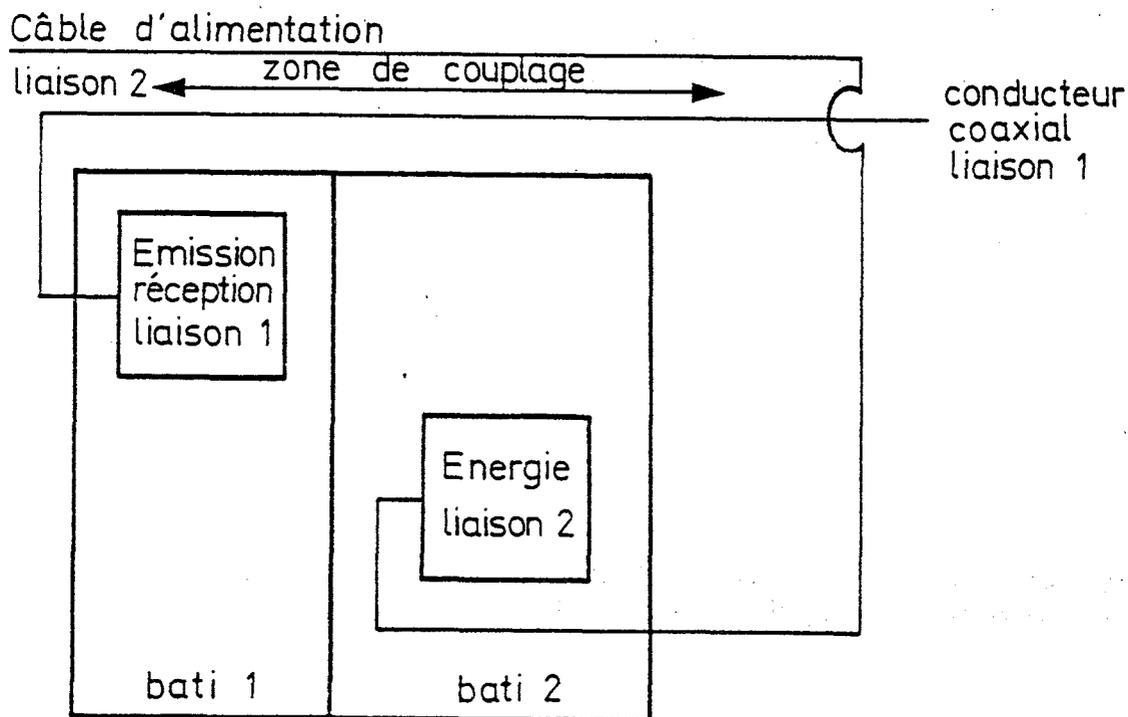


Figure 3 : Perturbations entre équipements situés dans deux bâtis côte à côte.

En transmission numérique, un des critères de qualité est le taux d'erreur ou même éventuellement le nombre d'erreurs, l'objectif étant de ne pas en avoir en fonctionnement normal. Les sources de perturbations gênantes sont les sources d'impulsions qui risquent de modifier les informations binaires transmises. Par exemple dans certains cas, la simple manoeuvre d'un commutateur d'éclairage perturbe le fonctionnement de systèmes à haut débit. Les impulsions générées sur les câbles d'alimentation reliés au réseau induisent des perturbations sur l'équipement numérique et engendrent de ce fait un grand nombre d'erreurs à cet instant.

Pour ces deux exemples, le cheminement des perturbations est principalement provoqué par rayonnement sur des conducteurs de liaison ou d'alimentation. Ceci est également le cas dans beaucoup d'autres configurations rencontrées dans le réseau. Sans négliger les actions possibles au niveau de la source de perturbation et de l'équipement sensible, il est primordial d'agir sur les cheminements, couplages indésirables à des câbles, en blindant les conducteurs incriminés.

Les services d'exploitation doivent minimiser dès l'installation des équipements les risques de couplages indésirables. Pour cela, ils doivent d'une part choisir correctement les produits et notamment la nature du blindage des câbles, et d'autre part en faire une utilisation rationnelle en pratiquant des connexions de masse des blindages qui tendent à minimiser l'amplitude des tensions perturbatrices. Compte tenu de ces remarques, il est nécessaire de caractériser les

paramètres qui vont guider ce choix et principalement, l'efficacité de blindage.

I. 1. 4. Types de câbles utilisés - Leur comportement vis à vis des perturbations

Les lignes rencontrées dans les centres de télécommunication, comme dans tout système électronique sont des paires symétriques, des paires coaxiales et des conducteurs d'alimentation. Du point de vue des perturbations, il faut considérer leurs caractéristiques intrinsèques mais également les conditions aux limites imposées par les impédances connectées à leurs extrémités.

Les paires coaxiales par exemple peuvent être reliées à un équipement de deux façons :

1 - directement ou à l'aide de connecteurs, le conducteur extérieur de la paire constituant le blindage est relié à l'extrémité de la ligne à la masse de l'équipement.

2 - par l'intermédiaire d'un transformateur appelé aussi "translateur", qui assure un découplage galvanique entre le câble et l'équipement et notamment entre le conducteur extérieur et la masse comme le précise le schéma de la figure 4.

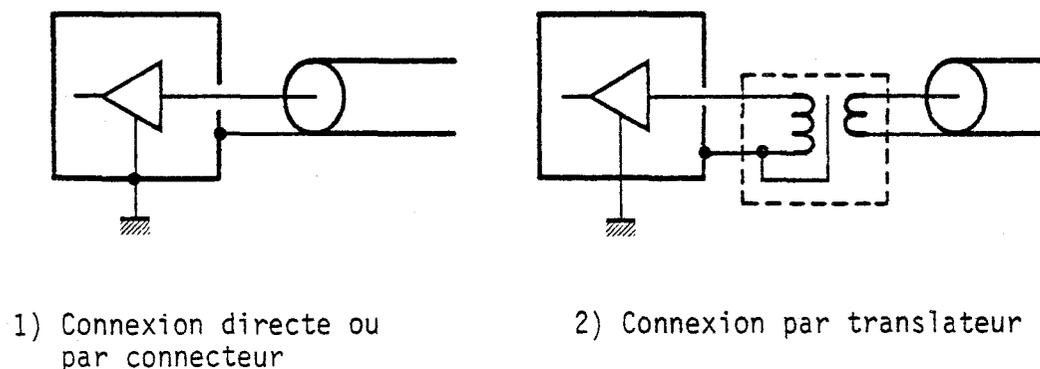


Figure 4 : Connexions d'une ligne coaxiale à un équipement

L'étude systématique de l'influence des types de connexions sur l'efficacité de blindage fait l'objet du chapitre III.

Sur une paire symétrique voisine d'un plan de masse, excitée par une perturbation électromagnétique, existe deux modes de propagation. Le mode "différentiel" qui est d'ailleurs celui par lequel se propage l'information véhiculée par la ligne. Les conducteurs étant généralement torsadés, ce mode est peu sensible directement aux perturbations rayonnées sur le câble. Une étude détaillée de ce couplage est faite en [4] et [5]. Le mode "commun" concerne la propagation entre l'ensemble des deux conducteurs et la masse. Ce mode est fortement sensible aux rayonnements externes, ceci en fonction des impédances présentées aux

extrémités de la ligne. Le mode commun n'est pas directement gênant. Mais il peut injecter les perturbations sur le système par les dissymétries de la ligne ou par le réseau de connexions aux équipements. Dans notre étude nous nous intéressons uniquement à l'induction par le mode commun. Lorsqu'un risque de perturbation gênante existe, ces câbles sont entourés d'un blindage constitué en général d'un ruban d'aluminium enroulé et d'un fil de continuité d'écran.

## I. 2. Caractérisation du blindage d'un câble

Pour atténuer le couplage de perturbations électromagnétiques sur les lignes, on peut entourer celles-ci de blindage. Un blindage parfait isolerait complètement les câbles de la perturbation incidente. En réalité, il y a un couplage entre le milieu extérieur au blindage et le milieu protégé intérieur au blindage. Ce couplage dépend en premier lieu de la nature de ce blindage caractérisée par son impédance et son admittance de transfert.

### I. 2. 1. Impédance de transfert

L'impédance de transfert décrit le couplage entre le courant circulant sur le blindage et généré extérieurement à celui-ci, et la tension induite qui en résulte à l'intérieur.

Considérons la figure 5 décrivant un conducteur blindé de longueur L.

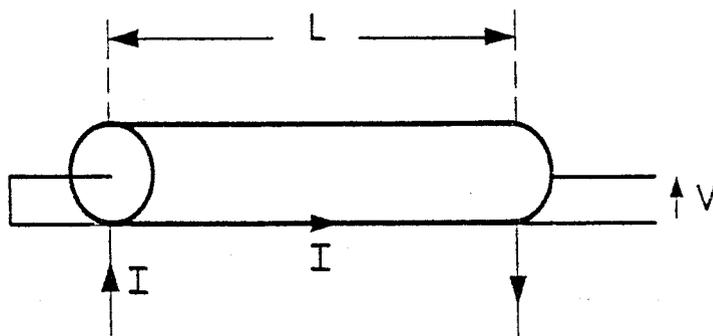


Figure 5 : Impédance de transfert  $Z_t = \frac{V}{I} \cdot \frac{1}{L}$

L étant la longueur du câble, I le courant sur la gaine du câble et V la tension qui en résulte à une extrémité entre l'âme et la gaine, celle-ci étant court-circuitée à l'autre extrémité, l'impédance de transfert du blindage est :

$$Z_T = \frac{V}{I} \cdot \frac{1}{L}$$

Ce paramètre est une caractéristique intrinsèque du blindage. Il rend compte de la diffusion de la composante tangentielle du champ électrique incident à travers la gaine. Mais pour les blindages formés de tresses, rubans ou simplement comportant des ouvertures, cette impédance de transfert comprend également un aspect inductif correspondant à la pénétration de la composante tangentielle du

champ magnétique dans la gaine. De plus l'introduction d'une capacité de transfert permet de prendre en compte la pénétration éventuelle de la composante normale du champ électrique.

### I. 2. 1. 1. Blindage homogène sans ouverture

Si le blindage est formé d'un tube homogène, le courant I circule uniquement parallèlement à l'axe du câble. Dans ce cas la tension V est égale à la circulation le long de la surface interne de la gaine de la composante axiale  $E_z$  du champ électrique créé par le courant I :

$$Z_t = \frac{\int_0^L E_z \cdot dl}{I \cdot L}$$

I et  $E_z$  étant supposé constant le long du tronçon de câble

$$Z_t = \frac{E_z}{I}$$

En fait  $E_z$  est égal au produit de la conductivité de l'écran et de la densité de courant à la surface interne de la gaine  $J_i$ .

$$E_z = \sigma \cdot J_i$$

En basse fréquence la densité de courant est uniforme dans une section de blindage.  $Z_t$  est égal à la résistance linéique du câble. En haute fréquence, la densité de courant se concentre sur l'extérieur de la gaine. Le champ  $E_z$  va décroître sur la surface interne.  $Z_t$  décroît avec la fréquence. Cette étude a été effectuée par Schelkunoff [7].

La figure 6 montre sur un exemple la comparaison entre mesures et formules obtenues. Il s'agit d'un câble coaxial utilisé en transmission sous-marine décrit en figure 7, dont le conducteur extérieur constitué d'un ruban aluminium se comporte jusqu'à quelques mégahertz comme un tube homogène.

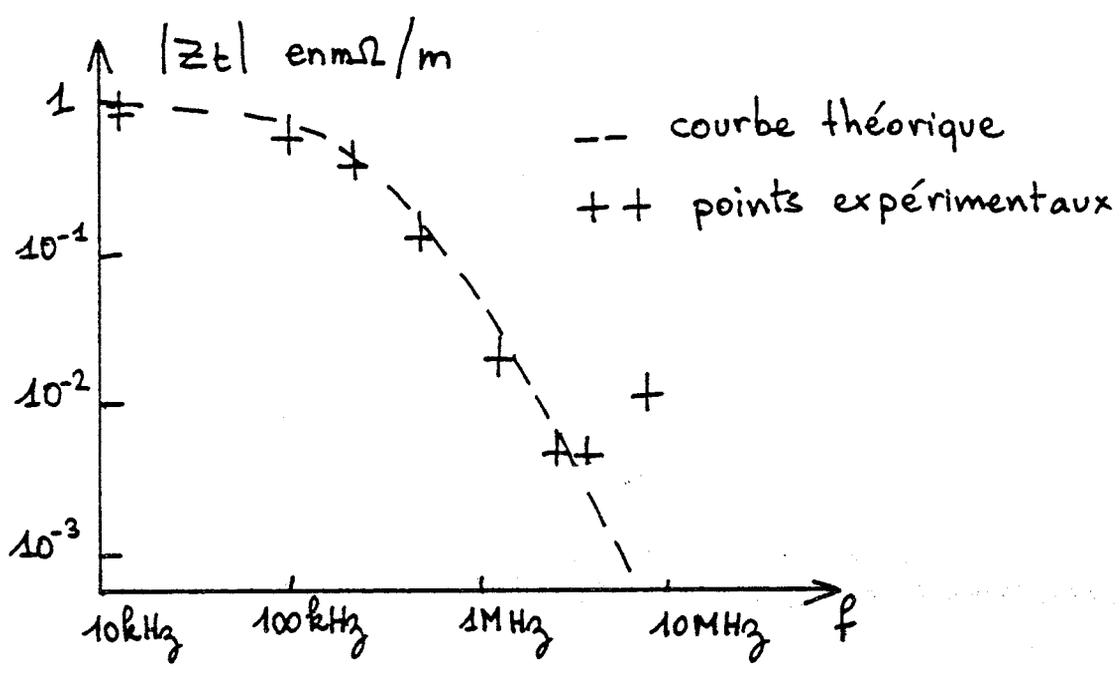


Figure 6 : Impédance de transfert d'un câble sous-marin

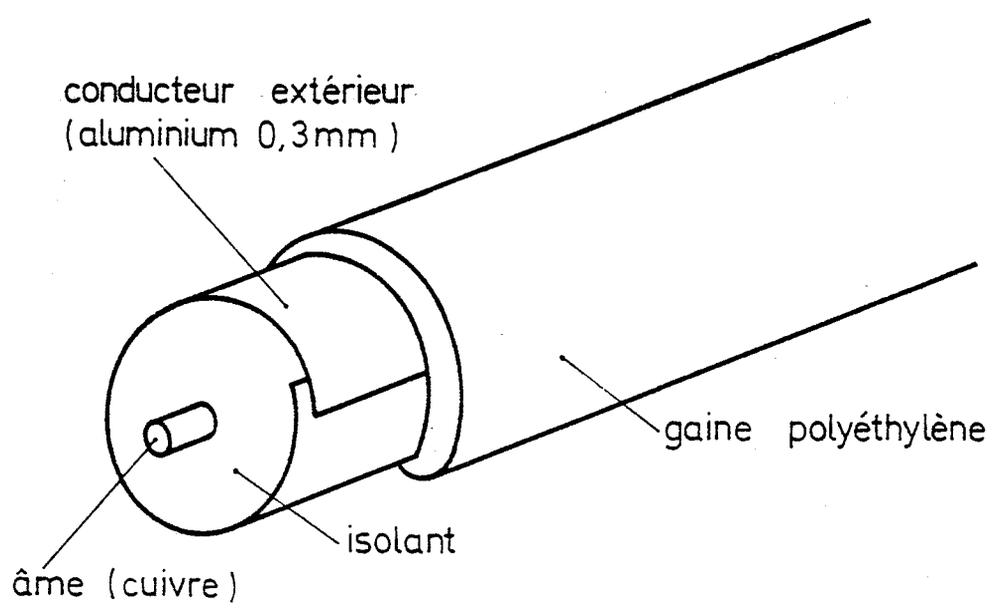


Figure 7 : Structure simplifiée du câble sous-marin



I. 2. 1. 2. Inductance de transfert

Pour de nombreux câbles le blindage est constitué de tresses ou de rubans enroulés en hélice. Dans ce cas le module de  $Z_T$  croît avec la fréquence à partir de quelques centaines de kilohertz. La figure 8 en montre un exemple mesuré sur un câble coaxial.

La circulation des courants dans la gaine ne se fait plus parallèlement à l'axe du câble. Des couplages de types inductifs interviennent alors entre les conducteurs du blindage et le circuit protégé ; ils peuvent être également décrits par la pénétration de la composante tangentielle du champ magnétique par les ouvertures du blindage. Ces couplages sont caractérisés par une inductance de transfert  $L_T$ .

$$Z_t \text{ se décompose en deux éléments : } Z_t = R_t + j\omega L_t$$

$R_t$  caractérisant la pénétration du champ électrique longitudinal et  $L_t$  les couplages inductifs entre la gaine et le circuit protégé.

Dans [8] Demoulin étudie le comportement du tressage et des ouvertures.

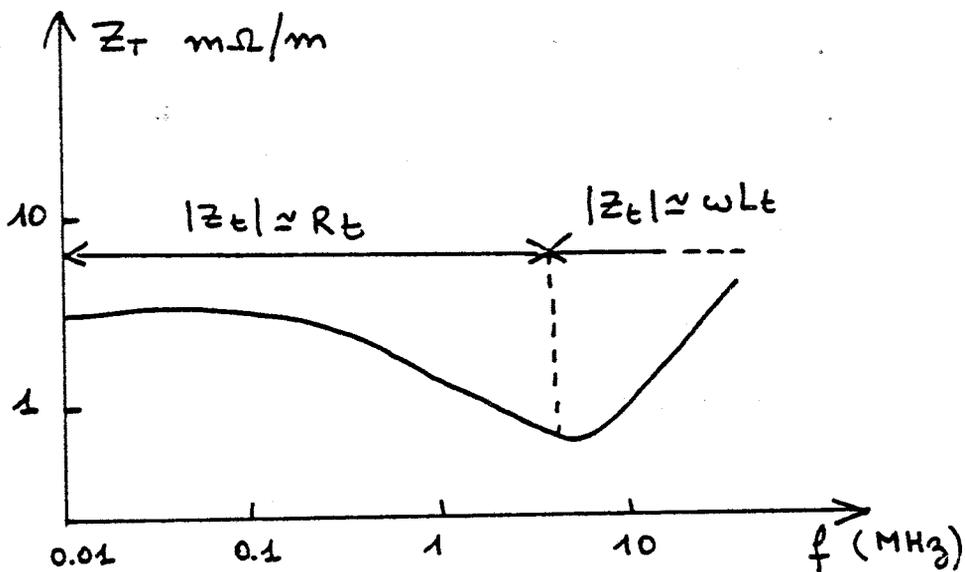
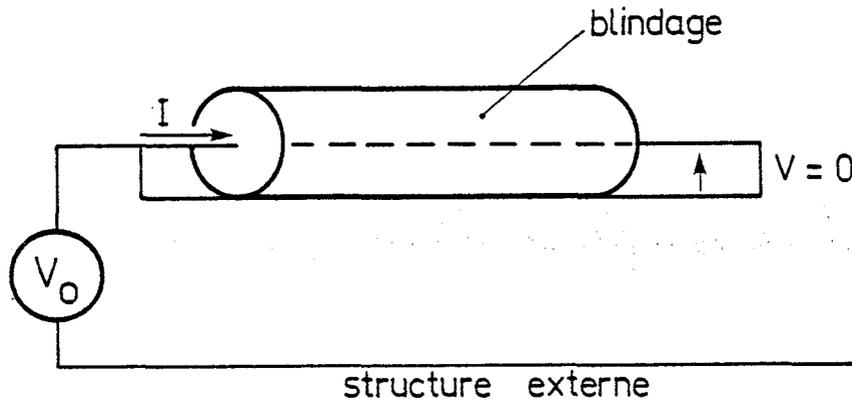


figure 8 : module de l'impédance de transfert d'un câble coaxial (tresse)

### I. 2. 2. Admittance de transfert

L'admittance de transfert caractérise la possibilité de passage de charges électriques du milieu extérieur sur le circuit protégé par les trous du blindage.

La définition donnée par Vance dans [9] est la suivante. Considérant la figure 9; l'admittance de transfert est le rapport entre le courant  $I$  induit sur le conducteur interne, lorsque le blindage est court-circuité à ce conducteur ( $V = 0$ ) et la tension  $V_0$  appliquée entre le conducteur interne et la structure externe pour un câble de longueur unité.



$$Y_T = \frac{1}{V_0} \cdot \frac{dI}{dz} \Big|_{V=0}$$

figure 9: mesure de l'admittance de transfert

L'admittance de transfert est donc l'admittance entre un conducteur et une structure externe séparés par un blindage, lequel est au potentiel du conducteur protégé. L'admittance de transfert dépend de la nature du blindage mais aussi de la structure externe par rapport à laquelle elle est définie, cette structure pouvant être un cylindre concentrique dans le montage de mesure (chap. III), un plan de masse ou un câble voisin. Une étude plus détaillée de ce paramètre est faite par Démoulin dans [8] dans laquelle la capacité de transfert  $C_t$  est définie comme étant proportionnelle à la capacité entre le conducteur interne et le blindage ( $C_1$ ), à la capacité entre le blindage et la structure externe ( $C_2$ ) (dans le cas d'un cylindre concentrique) et à un facteur  $k$  dépendant de la nature du blindage (ouvertures....).

$$C_t = k C_1 \cdot C_2 \quad \text{avec } Y_t = j\omega C_t$$

Le fait de poser à priori ce type de définition de l'impédance et de l'admittance de transfert pour caractériser le couplage du blindage entre le milieu extérieur au câble et le circuit protégé n'est pas indépendant de la démarche théorique de caractérisation de l'efficacité de blindage. C'est pourquoi dans le chapitre II, nous reprenons ces concepts pour les introduire dans la mise en équation des phénomènes. Au chapitre III, nous décrivons les problèmes liés à la mesure de ces paramètres.

### I. 3. Approche théorique de l'induction dans les lignes en vue de la conception d'un modèle numérique

Pour analyser les phénomènes de couplage électromagnétiques à un conducteur, nous idéalisons la situation pratique par le modèle suivant : le conducteur soumis à une perturbation est rectiligne, de longueur finie ( $L$ ) et parallèle à un plan de masse de conductivité infinie. Ce modèle permet de mettre en évidence l'influence de paramètres tels que la fréquence et l'incidence de l'onde perturbatrice et la nature des connexions de masse, et permet d'en tirer des conclusions pour des applications concrètes.

Pour calculer les courants et tensions apparaissant sur le conducteur illuminé par une perturbation, trois approches théoriques peuvent être appliquées.

Nous distinguons successivement la théorie des circuits localisés, la théorie des lignes de transmission et la théorie des antennes filaires. Nous allons présenter successivement les hypothèses sur lesquelles sont fondées chacune de ces méthodes.

#### I. 3. 1. Théorie des circuits localisés

Cette théorie est souvent utilisée pour l'approche qualitative des problèmes de compatibilité électromagnétique. ([10] et [2]). Elle permet d'évaluer simplement les risques de couplages. Le ou les conducteurs sont décrits par des circuits à constantes localisées. Pour cela, il est nécessaire de distinguer le couplage de type magnétique, associé à une inductance et le couplage de type électrique, associé à une capacité. Le résultat final est la combinaison de ces deux effets.

Considérons l'exemple de deux conducteurs parallèles au dessus d'un plan de masse décrit sur la figure 10.

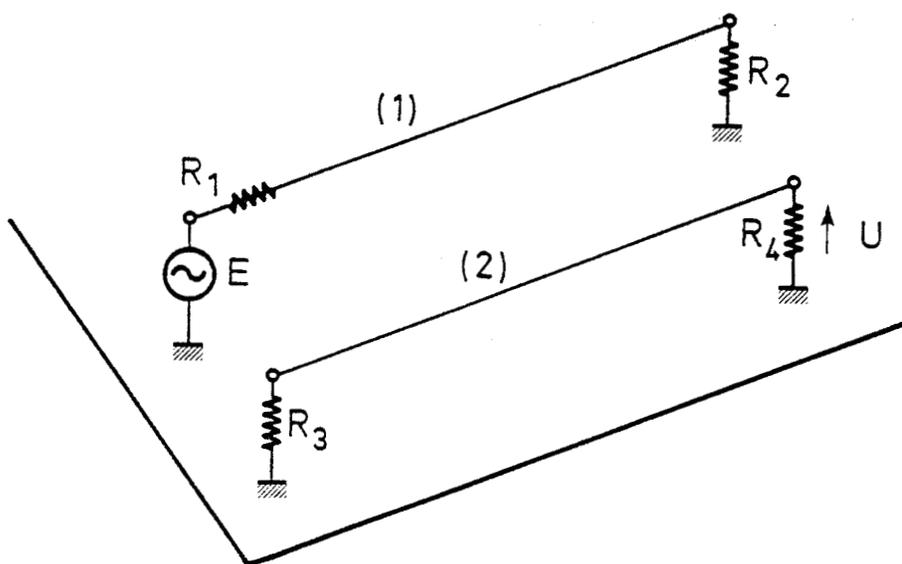


Figure 10 : Couplage entre deux conducteurs

Le conducteur (1) est excité par un générateur E qui représente une source de perturbations. La perturbation recueillie sur le circuit (2) est définie par la tension U à l'extrémité de ligne. Les couplages entre ces lignes représentent le cheminement de la perturbation que nous voulons caractériser. L'objectif est de calculer le rapport U/E.

Le couplage magnétique de ces deux conducteurs peut être modélisé par des inductances mutuelles représentées sur le schéma équivalent de la figure 11.

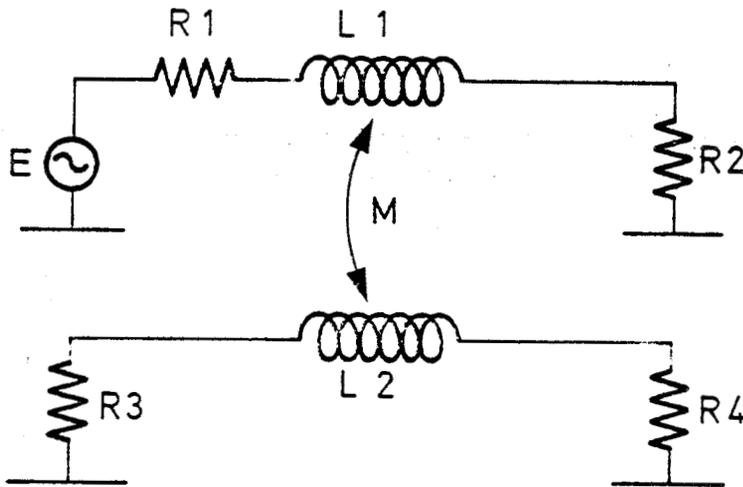


Figure 11 : Schéma équivalent de couplage inductif entre deux lignes parallèles

$L_1$  est l'inductance propre du circuit formé par le conducteur (1) et le plan de masse,  $L_2$  celle du circuit formé par le conducteur (2) et le plan de masse et  $M$  est l'inductance mutuelle entre ces deux circuits.

Cette situation permet d'exprimer le rapport U/E sous une forme très simple :

$$\frac{U}{E} = \frac{R_3}{R_3 + R_4 + j\omega L_2} \cdot j\omega M \cdot \frac{1}{R_1 + R_2 + j\omega L_1}$$

Sur la figure 12 sont comparés les résultats calculés par cette expression et ceux obtenus lors d'une expérience.

$M$  représente le coefficient de couplage des deux lignes couplées pour lesquelles la hauteur  $h$  est très petite devant la longueur.

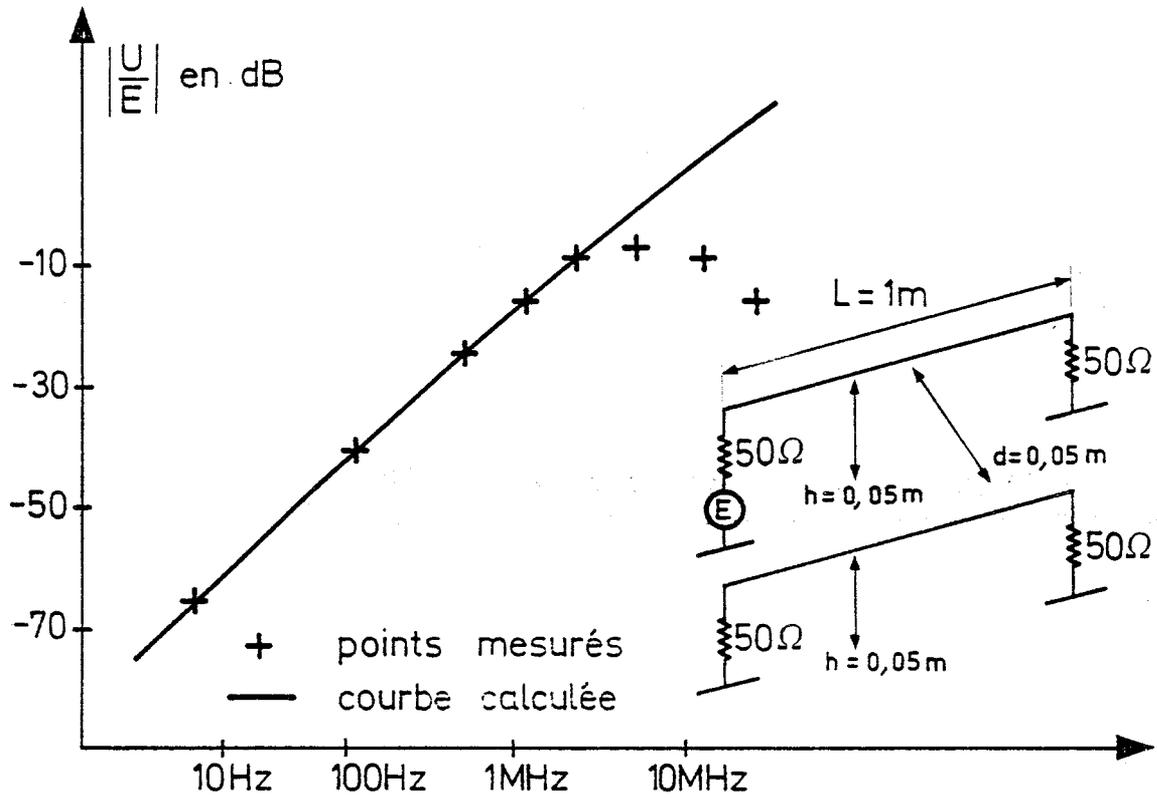


Figure 12 : Comparaison entre mesure et calcul du couplage de 2 câbles parallèles de longueur 1 m

Le couplage capacitif est caractérisé par les capacités représentées sur le schéma de la figure 13.

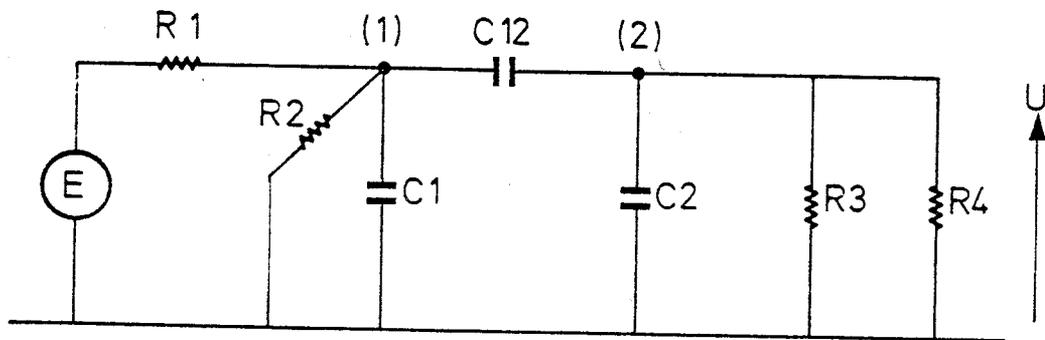


Figure 13 : Modélisation du couplage capacitif.

Selon les ordres de grandeurs respectifs des résistances et admittances considérées, des simplifications peuvent être effectuées.

Notamment lorsque les résistances sont très inférieures aux impédances présentées par les capacités,  $\left| \frac{U}{E} \right| = 2\pi f \cdot C_{12} \times (R_3 // R_4)$ .

Sur la figure 14 sont comparés les résultats théoriques et expérimentaux obtenus sur un modèle reproduisant le couplage de type capacitif.

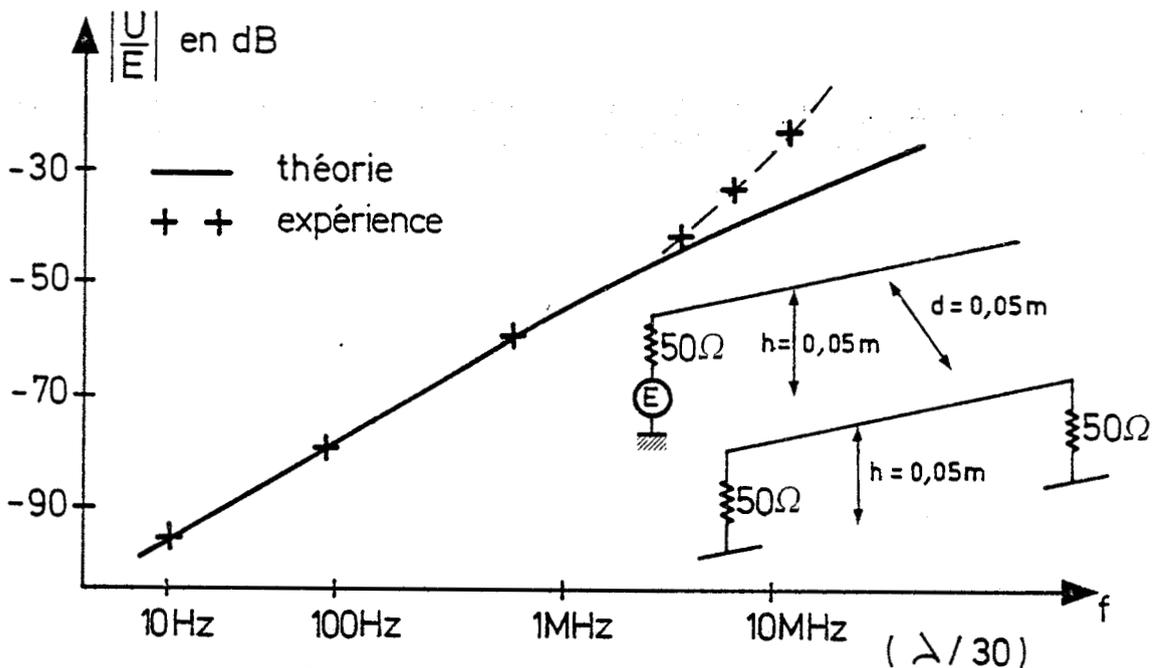


Figure 14 : Couplage capacitif entre câble

La première limite de cette démarche est liée à l'hypothèse de base qui néglige les phénomènes de propagation. Cette méthode ne peut s'appliquer pour des longueurs d'onde de la perturbation électromagnétique supérieures au dixième de la longueur des lignes.

Une deuxième limite est décrite par Paul dans [11]. Dans certaines conditions imposées par les impédances terminales, des divergences apparaissent entre le résultat des calculs par cette théorie et les mesures, ceci pour des longueurs d'onde très inférieures au dixième de la longueur de la ligne, c'est à dire lorsque l'hypothèse des circuits à constantes localisées est bien respectée. C'est qu'en fait prendre en compte séparément couplage magnétique et couplage capacitif ne suffit pas à rendre compte des phénomènes. Un tel cas est montré en figure 15.

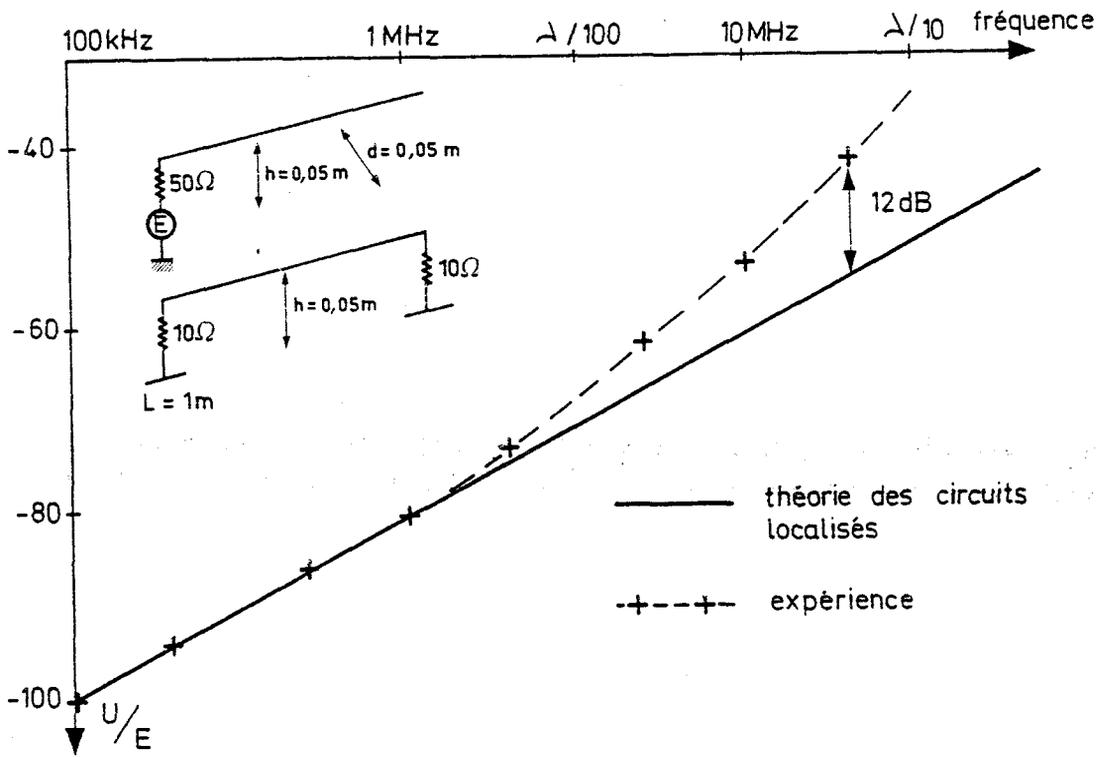


Figure 15 : Ecart entre théorie des circuits localisés et expérience

Une troisième limite surgit lorsque la ligne protégée est entourée d'un blindage. Lorsque le couplage est de type inductif et que ce blindage est connecté à la masse à chacune de ses extrémité il est possible de calculer dans certaines conditions le facteur de réduction  $k$  apporté par cette gaine [12] et [13].

$$k = \frac{Z_t}{R_g + j\omega L_e} \quad Z_t \text{ étant l'inductance de transfert du}$$

blindage,  $R_g$  sa résistance et  $L_e$  l'inductance du circuit formé par la gaine et le plan de masse.

Par contre lorsque le couplage est capacitif, cette théorie ne permet plus d'évaluer la tension de perturbation  $U$  recueillie sur le circuit protégé.

Cette théorie des circuits localisés, d'utilisation simple, ne peut pas être généralisée dans de nombreuses situations et surtout ne suffit pas à caractériser l'efficacité de blindage. Elle peut cependant dans certains cas simples faciliter l'analyse des mécanismes de couplage.

### I. 3. 2. Théorie des antennes filaires

Cette théorie permet, à partir des équations de Maxwell, de calculer la réponse d'un ou de plusieurs conducteurs excités par un champ électromagnétique, en faisant comme hypothèse que la circulation des courants dans les conducteurs se fait uniquement selon leur axe.

Le principe en est le suivant. En tout point du conducteur, le champ électrique  $E_z$  axial (axe du conducteur) est tel que  $E_z = \sigma \cdot I$ ,  $\sigma$  étant la conductivité du conducteur et  $I$  le courant. Ce champ  $E_z$  dans le conducteur est égale au champ au voisinage du conducteur, lui-même étant la somme du champ excitateur et du champ diffracté par la ou les lignes considérées. Ce champ diffracté est donné par une équation intégrale fonction du courant le long des conducteurs.

$$E_z^{dif} = \int_{\text{lignes}} F(I).dz$$

On obtient alors une équation intégrale dont la résolution en tenant compte des conditions aux extrémités des conducteurs permet de connaître la distribution de courant le long des conducteurs. Cette résolution s'effectue par la méthode des moments. Elle est en réalité très lourde et mène à des calculs assez longs et complexes.

### I. 3. 3. Théorie des lignes de transmission

Nous commençons par calculer l'excitation d'une ligne bifilaire puis nous appliquons la théorie des images afin de déterminer l'excitation d'un conducteur au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur.

Pour appliquer la théorie des lignes de transmission, nous faisons l'hypothèse fondamentale suivante : le champ diffracté par la ligne résulte de la propagation du mode quasi T. E. M. Cette hypothèse simplifie considérablement la mise en équation. Cependant cette hypothèse a pour conséquence, par rapport à la théorie précédente de négliger le courant de mode commun induit sur la ligne : figure 16.

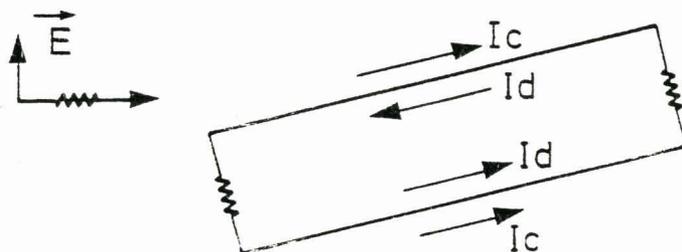


Figure 16 : Courants de mode commun  $I_c$   
Courants de mode différentiel  $I_d$  : propagation de mode quasi TEM

Cette restriction ne semble pas à priori contraignante excepté lorsqu'il y a possibilité de résonance sur la ligne pour ce mode commun.

Cependant pour déterminer l'excitation d'un seul conducteur au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur, nous appliquons la théorie des images. La ligne est alors soumise à un champ électrique axial qui est la superposition du champ électrique incident et du champ électrique réfléchi. Le plan de masse étant parfaitement conducteur et la hauteur de la ligne étant toujours considéré comme faible devant la longueur d'onde, le champ électrique axial qui en résulte sur la ligne s'annule pratiquement. De ce fait la contribution de mode commun est très faible.

Par contre lorsque le plan n'est pas parfaitement conducteur, il n'en est plus de même. La composante axiale du champ électrique ne s'annule plus. Dans ce cas, il faut également en tenir compte dans le calcul : la théorie des lignes de transmission doit alors être appliquée avec précautions.

En conclusion, étant donné le modèle choisi, nous considérons que la théorie des lignes de transmission est la plus adaptée pour notre objectif : déterminer le couplage électromagnétique à un conducteur au-dessus d'un plan de masse, et l'efficacité de blindage d'une gaine entourant le conducteur. Le développement des calculs est effectué dans le chapitre suivant.

## CHAPITRE II

---

### DEVELOPPEMENT D'UN MODELE BASÉ SUR LA THEORIE DES LIGNES DE TRANSMISSION

---

Pour construire un modèle numérique du couplage électromagnétique basé sur la théorie des lignes de transmission, il faut tout d'abord établir les systèmes d'équations différentielles reliant les courants et tensions des lignes considérées. La résolution et l'intégration de ces équations s'effectuent en imposant des conditions aux limites aux extrémités des lignes. Ces conditions sont introduites par les impédances connectées sur la ligne et plus particulièrement les impédances de connexion de masse du blindage, paramètre déterminant dans l'évaluation de l'efficacité de blindage.

En premier lieu nous considérons le couplage à un conducteur unique parallèle au plan de masse ; la source est une onde plane d'incidence quelconque. Nous introduisons ensuite les concepts d'impédance et d'admittance de transfert dans la mise en équation afin d'aboutir au système différentiel général qui rend compte de tous les couplages possibles entre les conducteurs et les sources extérieures d'une part et entre blindage et conducteur protégé d'autre part. La prise en compte des conditions aux limites permet d'envisager pour les problèmes qui nous intéressent des simplifications du système général.

#### II. 1. Induction sur un conducteur parallèle à un plan de masse

##### II. 1. 1. Excitation par une onde plane

##### II. 1. 1. 1. Réponse d'une ligne bifilaire

Pour calculer la réponse à une onde plane d'un câble au-dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur, nous étudions d'abord la réponse d'une ligne de transmission formée de deux fils parallèles de longueur finie. Cette étude a été faite par Taylor en 1965:[14] .

Nous considérons une ligne bifilaire excitée par une onde plane d'incidence quelconque décrite en figure 17. Cette ligne située dans un plan  $xOz$  est terminée par les impédances  $Z_0$  et  $Z_L$  situées aux points de coordonnées  $z = 0$  et  $z = L$ . L'objectif est de déterminer le système d'équations différentielles liant les distributions de courants et de tensions engendrés le long de la ligne par l'onde incidente.

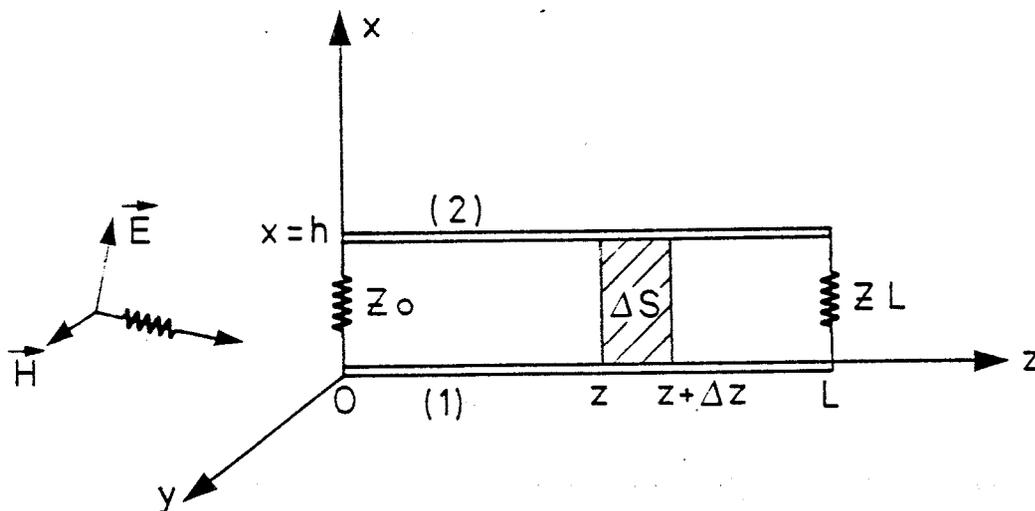


Figure 17 : Ligne de transmission bifilaire illuminée par une onde plane

La hauteur  $h$ , traduisant l'écart entre les deux conducteurs est supposé faible devant la longueur d'onde du champ incident. Cette hypothèse quasi-statique est vérifiée dans les applications développées dans ce travail.

Au voisinage de la ligne bifilaire, nous considérons que le champ électromagnétique total  $(\vec{E}, \vec{H})$  est la contribution du champ incident  $(\vec{E}^i, \vec{H}^i)$  et du champ diffracté par la ligne  $(\vec{E}^d, \vec{H}^d)$  qui résulte, par hypothèse, de la propagation de mode quasi TEM. (Paragraphe I.3.3.).

L'étude est faite en régime harmonique, compte tenu de la représentation  $e^{j\omega t}$ . La formulation s'effectue à partir des équations de Maxwell reliant les composantes des champs électromagnétiques. Le raisonnement comprend deux étapes associées aux deux équations différentielles décrivant une ligne de transmission.

Nous considérons un élément de circuit compris entre les ordonnées  $z$  et  $z + \Delta z$ , de surface  $\Delta S$ , décrit sur la figure 17. Sur cet élément nous calculons les relations entre le champ incident et les courants et tensions en ce point à partir des deux premières équations de Maxwell

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II. 1.})$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{II. 2.})$$

Le calcul présenté dans l'article [14] de Taylor est détaillé en annexe 1.

La ligne de transmission bifilaire illuminée par une onde plane est décrite par le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dV(z)}{dz} + Z \cdot I(z) = j\omega h \cdot B_y^i \quad (\text{II. 3.}) \\ \frac{dI(z)}{dz} + Y \cdot V(z) = -Y \cdot h \cdot E_x^i \quad (\text{II. 4.}) \end{array} \right.$$

$B_y^i$  et  $E_x^i$  sont les composantes selon  $Oy$  et  $Ox$  des champs incidents.

$Z$  est l'impédance linéique série de la ligne : c'est la somme des impédances propres  $Z^{\wedge}$  de chacun des fils, ces impédances étant considérées comme égales, et de l'impédance exprimée à l'aide de l'inductance linéique  $l$  de la ligne. Cette inductance linéique est définie par  $l \cdot I(z) = \int_0^b B_y^s \cdot dx$ ,  $B_y^s$  étant le champ diffracté par le courant  $I$  circulant sur la ligne

$$Z = 2 Z^{\wedge} + j\omega l$$

Dans le système ci-dessus,  $Y$  est l'admittance linéique de la ligne. Elle s'exprime en fonction de l'inductance linéique et des différents paramètres du milieu par la relation :

$$Y = \frac{k^2}{j\omega l}, \quad k \text{ étant la constante de propagation du milieu, soit}$$

$$k = \omega \sqrt{\mu \left( \epsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \right)}$$

#### II. 1. 1. 2. Cas d'un conducteur parallèle à un plan de masse

Il s'agit cette fois d'une ligne de longueur " $L$ " parallèle à un plan de conductivité infime, cette ligne étant connectée au plan à ses extrémités par des impédances  $Z_0$  et  $Z_L$ . La hauteur  $h$  entre le ligne et le plan de masse est très inférieure à la longueur d'onde. La figure 18 décrit le schéma se rapportant à cette ligne.

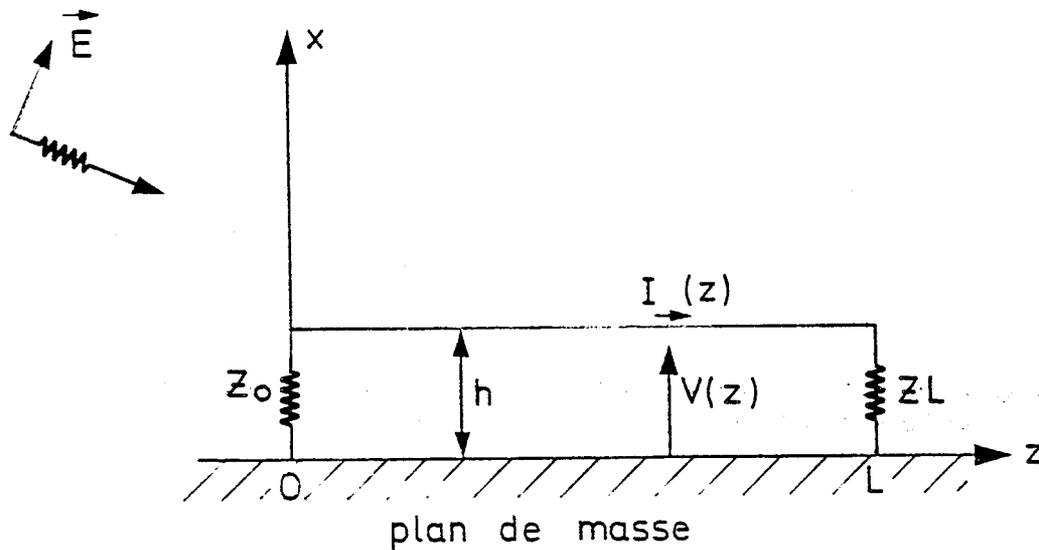


Figure 18 : Conducteur parallèle à un plan de masse

Le plan de masse étant parfaitement conducteur, nous pouvons appliquer la théorie des images électriques. La ligne précédente est alors équivalente à une ligne bifilaire de hauteur  $2h$  et terminée par les impédances  $2Z_0$  et  $2Z_L$ . Cette ligne est excitée par l'onde incidente et son image symétrisée par le plan de masse, comme le décrit la figure 19.

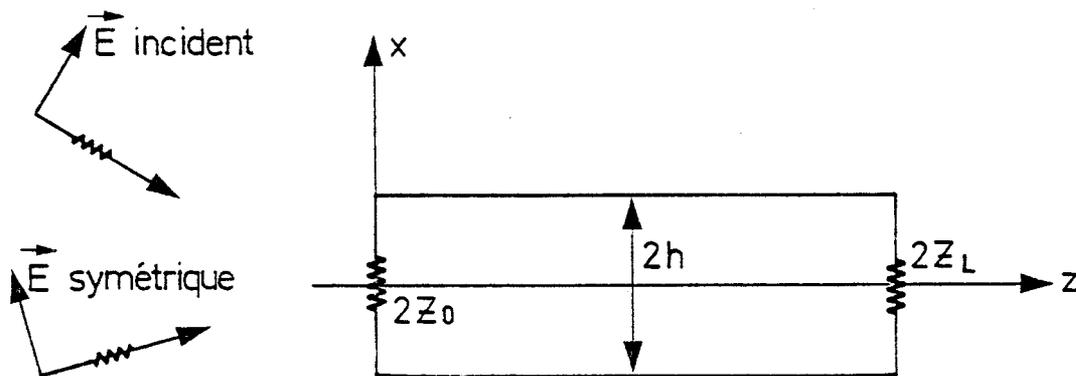


Figure 19 : Ligne équivalente par la théorie des images

BUS  
LILLE

Nous constatons alors, comme nous l'avons remarqué au premier chapitre, que la composante selon  $Oz$  du champ électrique excitant la ligne s'annule. Si le plan n'était pas parfaitement conducteur, cette composante  $E_z$  ne s'annulerait pas. Il faudrait alors en tenir compte dans la mise en équation. Un calcul, dans cette hypothèse, est effectué par Vance ainsi que par Fontaine et Umbert. [6], [29].

Les composantes sources intervenant dans les équations,  $E_x^i$  et  $B_y^i$  sont multipliées par deux à cause de la propriété de symétrie énoncées précédemment.

Toutefois, lorsque l'onde se propage parallèlement au plan de masse, ce qui correspond aux expérimentations décrites dans la suite de l'étude, il n'y a pas de réflexion sur le plan de masse, donc les termes sources restent  $E_x^i$  et  $B_y^i$ .

### II. 1. 2. Couplage mutuel entre deux conducteurs

Considérons deux conducteurs parallèles entre eux et à un plan de masse parfaitement conducteur. Le conducteur (1) est le perturbateur. Le conducteur (2) est induit par la perturbation, comme le décrit la figure 20.

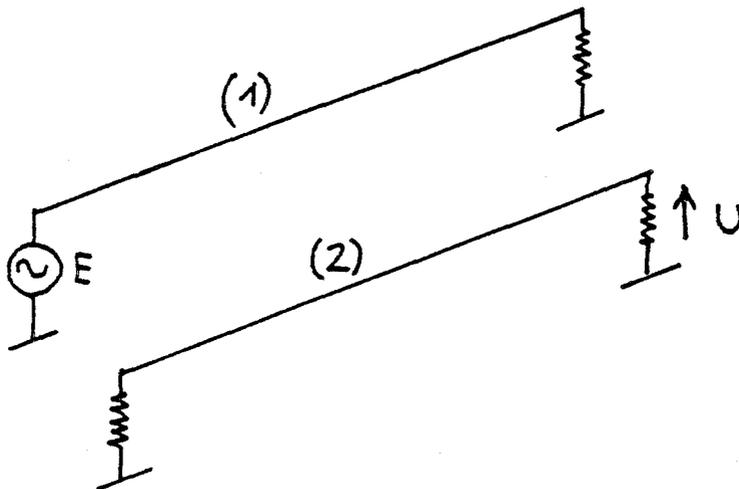


Figure 20 : Couplage entre deux conducteurs

La mise en équation s'effectue en appliquant la théorie des lignes de transmission couplées. Pour un tronçon de longueur élémentaire  $dz$  le circuit équivalent des lignes couplées est schématisée sur la figure 21.

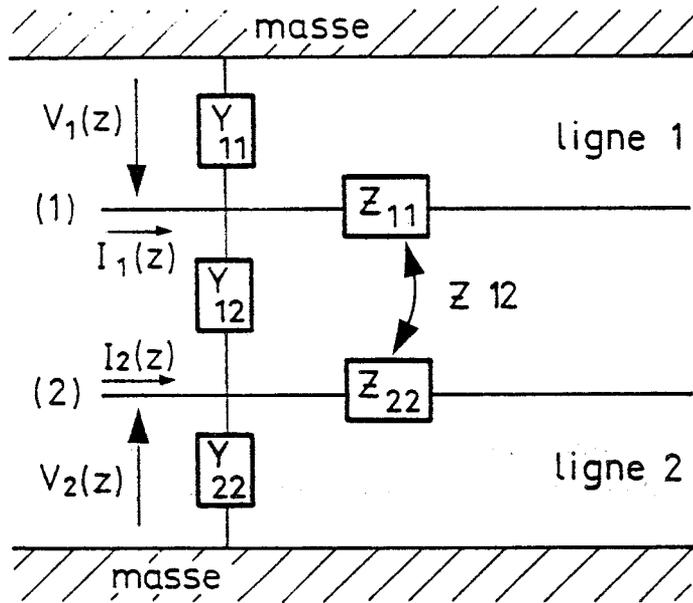


Figure 21 : Circuit équivalent de lignes couplées

Dans ce schéma équivalent, les éléments  $Z_{ii}$  et  $Y_{ii}$  représentent les impédances et admittances de chaque ligne par rapport au plan de masse.

$Z_{12}$  est l'élément produisant le couplage par inductance mutuelle et  $Y_{12}$  celui produisant le couplage par capacité mutuelle entre les conducteurs 1 et 2.

Les tensions et courants définis sur chaque ligne de transmission sont reliés par le système différentiel suivant :

$$\text{II.5} \left\{ \begin{array}{l} - \frac{dV_1(z)}{dz} = Z_{11} \cdot I_1(z) + Z_{12} \cdot I_2(z) \\ - \frac{dI_1(z)}{dz} = Y_{11} \cdot V_1(z) + Y_{12} \cdot (V_1(z) - V_2(z)) \\ - \frac{dV_2(z)}{dz} = Z_{12} \cdot I_1(z) + Z_{22} \cdot I_2(z) \\ - \frac{dI_2(z)}{dz} = Y_{12} \cdot (V_2(z) - V_1(z)) + Y_{22} \cdot V_2(z) \end{array} \right.$$

La résolution et l'intégration de ces équations, en fonction des 4 équations résultant de l'application des conditions aux limites à chaque extrémité des conducteurs, permet de calculer la répartition des courants et tensions sur chaque conducteur.

Cependant le système peut être simplifié en supposant que la ligne (2) perturbée n'influence pas la répartition des tensions et courants sur la ligne perturbatrice. Cette hypothèse revient à calculer d'abord courant et tension sur le circuit (1) sans tenir compte du circuit (2), puis de déterminer les répartitions sur le circuit (2). Celui-ci vérifie alors le système :

$$\text{II. 6.} \quad \begin{cases} -\frac{dV_2}{dz} = Z_{22} \cdot I_2 + Z_{12} \cdot I_1 \\ -\frac{dI_2}{dz} = (Y_{22} + Y_{12}) \cdot V_2 + Y_{12} \cdot V_1 \end{cases}$$

où  $I_1(z)$  et  $V_1(z)$  sont préalablement calculés.

### II. 1. 3. Couplage magnétique - Couplage électrique

Nous comparons maintenant les systèmes (II. 3., II. 4.) et (II. 6.). Nous pouvons faire apparaître des termes sources qui sont reliés à des couplages de type électrique ou magnétique. Ces systèmes peuvent s'exprimer sous la forme unique :

$$\text{II. 7.} \quad \begin{cases} \frac{dV(z)}{dz} + Z \cdot I(z) = \mathcal{E}(z) \\ \frac{dI(z)}{dz} + Y \cdot V(z) = \mathcal{Y}(z) \end{cases}$$

$V(z)$  et  $I(z)$  étant les tensions et courants sur le conducteur illuminé et  $\mathcal{E}(z)$  et  $\mathcal{Y}(z)$  les termes sources, c'est-à-dire les seuls termes dépendant de la source de perturbation.

Le circuit équivalent de la ligne perturbée peut être sur une longueur élémentaire  $dz$ , représenté par le schéma de la figure 22.

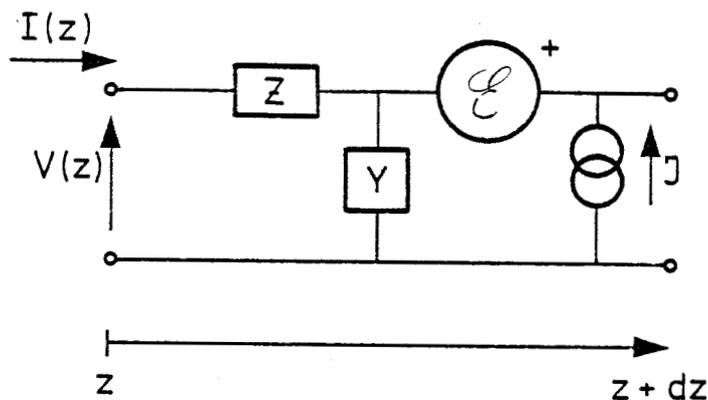


Figure 22 : Schéma équivalent d'une longueur élémentaire de ligne perturbée.

Les termes sources  $\mathcal{E}(z)$  et  $\mathcal{J}(z)$  sont :

. dans le cas de l'onde plane incidente

$$\mathcal{E}(z) = j\omega h \cdot B_y^i$$

$$\mathcal{J}(z) = -Yh \cdot E_x^i$$

. dans le cas d'un fil perturbateur parallèle

$$\mathcal{E}(z) = -Z_{12} \cdot I_1(z)$$

$$\mathcal{J}(z) = -Y_{12} \cdot V_1(z)$$

$Z_{12}$  et  $Y_{12}$  étant les impédances et admittances linéiques de couplage entre les deux conducteurs.

Compte tenu de cette représentation, les deux termes sources  $\mathcal{E}(z)$  et  $\mathcal{J}(z)$  peuvent être interprétés comme deux types de couplage indépendant :

$\mathcal{E}(z)$ , fonction du champ magnétique incident ou du couplage inductif avec le fil voisin, représente un couplage de type "magnétique".

$\mathcal{J}(z)$ , fonction du champ électrique incident ou du couplage capacitif au fil voisin, représente un couplage de type "électrique" ou "capacitif".

Selon la perturbation, l'un ou l'autre type de couplage peut être prépondérant.

Par exemple, dans le cas de l'onde plane incidente, le couplage magnétique est prépondérant lorsque le champ électrique vertical incident est nul  $E_x^i = 0$  ; seul le terme  $\mathcal{C}(z) = j\omega h B_y^i$  subsiste correspond au champ magnétique incident perpendiculaire à la ligne. Par contre lorsque  $B_y^i = 0$ , seul le terme  $\mathcal{Y}(z) = -Y h E_x^i$  subsiste : c'est le couplage électrique. Lorsque  $B_y^i$  et  $E_x^i$  sont nuls tous les deux, il n'y a plus de couplage. Par cette méthode le champ incident parallèle à l'axe  $E_z^i$  n'a pas d'action sur la ligne. Cela correspond à l'hypothèse décrite en I. 3. 3. consistant à négliger le mode antenne. Du fait de la présence du plan parfaitement conducteur et de l'approximation TEM,  $E_z$  est très faible donc nous pouvons effectivement considérer que sa contribution est négligeable par rapport aux autres termes sources en général.

Dans le cas du couplage avec la ligne perturbatrice, le couplage "magnétique" est prépondérant lorsque le terme source " $\mathcal{Y}$ " est faible devant " $\mathcal{C}$ "; c'est le cas lorsque le circuit perturbateur est terminé sur une faible impédance. Par contre le couplage "électrique" est prépondérant lorsque, au contraire le terme source " $\mathcal{C}$ " est faible devant le terme " $\mathcal{Y}$ "; c'est le cas lorsque le circuit est terminé sur une impédance élevée. Cette description des phénomènes n'a de réalité que lorsque la longueur de la ligne est petite devant la longueur d'onde. Elle correspond à l'analyse employée pour la résolution par la théorie des circuits localisés, où sont distingués les deux types de couplages.

Ces distinctions de types de couplage sont résumé, en fonction du mode de perturbation dans le tableau ci-dessous. En réalité, dans une situation générale, il y a superposition de ces deux types de couplages.

Tableau représentant les types de couplage :

Conditions et termes sources pour des longueurs de ligne très inférieures à la longueur d'onde ( $L \ll \lambda$ ).

Perturbateur	Couplage magnétique	Couplage électrique
Onde plane incidente	$E_x^i = 0$	$B_y^i = 0$
	$\mathcal{C}(z) = j\omega h \cdot B_y^i$ $\mathcal{Y}(z) \approx 0$	$\mathcal{Y}(z) = -Y \cdot h \cdot E_x^i$ $\mathcal{C}(z) \approx 0$
Fil parallèle perturbateur	Ligne perturbatrice terminée sur basse impédance	Ligne perturbatrice terminée sur haute impédance
	$\mathcal{C}(z) = -Z_{12} \cdot I_1(z)$ $\mathcal{Y}(z) \approx 0$	$\mathcal{C}(z) \approx 0$ $\mathcal{Y}(z) = -Y_{12} \cdot V_1(z)$

## II. 2. Mise en équation générale en présence de câbles blindés

Pour diminuer le couplage entre la perturbation incidente et le conducteur illuminé, celui-ci peut être entouré d'un, ou de plusieurs blindages. Nous ne considérerons que le cas d'un seul blindage.

Le conducteur, son blindage et le plan de masse forment deux lignes de transmission couplées entre elles ; Pour résoudre ce problème par la méthode des lignes de transmission, il faut définir les paramètres intrinsèques à ces lignes, ainsi que leurs paramètres de couplages mutuels en utilisant les caractéristiques du blindage décrites précédemment, impédance et admittance de transfert.

### II. 2. 1. Utilisation des concepts impédance et admittance de transfert

Considérons un câble coaxial au-dessus d'un plan de masse, comme le décrit la figure 23. La ligne formée du conducteur intérieur (1) et du blindage (2) est notée L1, l'autre formée par le blindage et le plan de masse est appelée L2. Sur chacune de ces lignes sont représentés les courants et tensions,  $v_1$ ,  $i_1$  et  $v_2$ ,  $i_2$ . L'objectif est de définir le système de quatre équations liant  $v_1$ ,  $i_1$ ,  $v_2$  et  $i_2$ . Nous reprenons pour cela une formulation décrite par Démoulin, Degauque dans [15] .

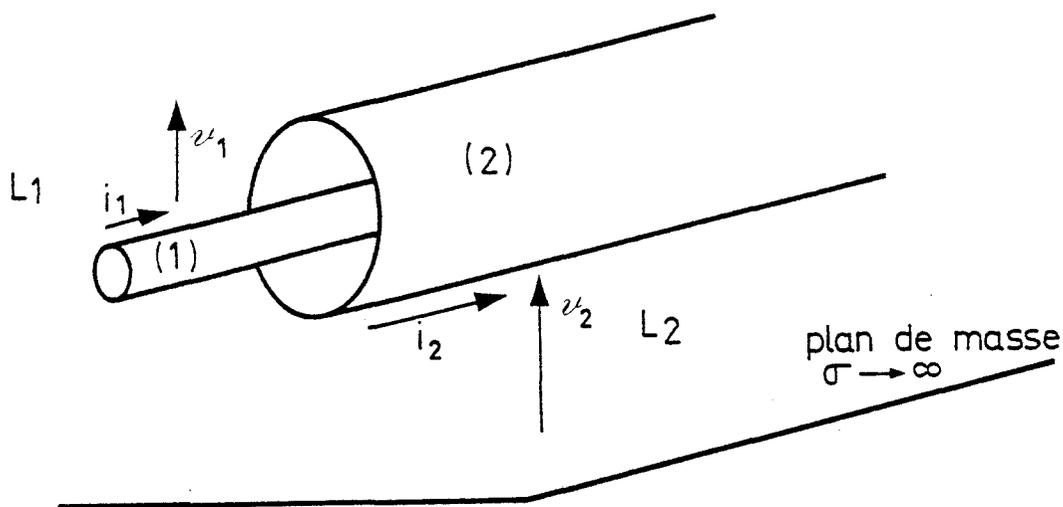


Fig. 23 : Lignes de transmission pour un câble blindé au-dessus d'un plan de masse.

Cette configuration est équivalente à celle définie sur la figure 24.

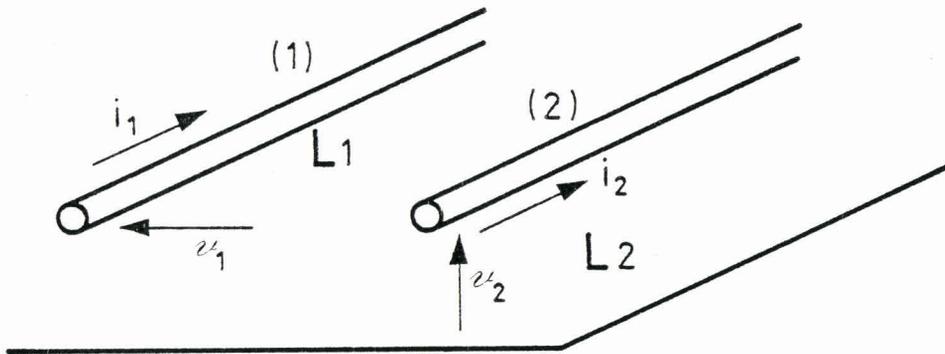


Figure 24 : Autre configuration de la figure 21

Considérons dans ce schéma une distribution différente des courants et tensions, habituellement utilisée dans la théorie des lignes couplées : figure 25.

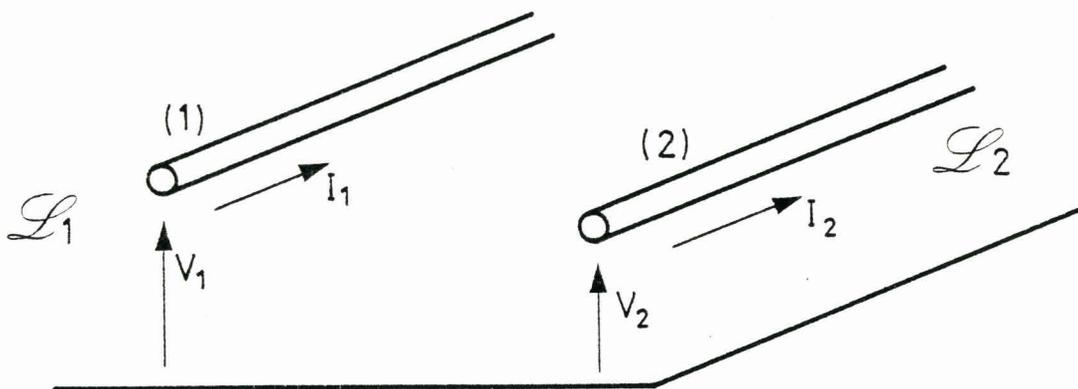


Figure 25

Chacun des conducteurs (1) et (2) forme avec le plan de masse une ligne de transmission 1 et 2, ces deux lignes étant couplées entre elles. Nous pouvons écrire le système classique de lignes couplées.

$$S_1 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dV_1(z)}{dz} = Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2 \\ -\frac{dV_2}{dz} = Z_{21} \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2 \\ -\frac{dI_1}{dz} = Y_{11} \cdot V_1 + Y_{12} (V_1 - V_2) \\ -\frac{dI_2}{dz} = Y_{21} (V_1 - V_2) + Y_{22} \cdot V_2 \end{array} \right.$$

les éléments  $Z_{ij}$  et  $Y_{ij}$  respectant les notations classiques.

Notons que  $Z_{12} = Z_{21}$  et  $Y_{12} = Y_{21}$ . Ce sont les impédances et admittances linéaire de couplage entre les deux lignes.

Les configurations des figures 24 et 25 sont identiques. Le passage de l'une à l'autre s'effectue par les relations suivantes :

$$R_1 \left\{ \begin{array}{l} V_1 = v_1 + v_2 \\ V_2 = v_2 \\ I_1 = i_1 \\ I_2 = i_2 - i_1 \end{array} \right. \quad R_2 \left\{ \begin{array}{l} v_1 = V_1 - V_2 \\ v_2 = V_2 \\ i_1 = I_1 \\ i_2 = I_1 + I_2 \end{array} \right.$$

$v_1$ ,  $v_2$ ,  $i_1$  et  $i_2$  sont donc liés par le système suivant :

$$S_2 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial v_1}{\partial z} = (z_{11} + z_{22} - 2z_{12}) \cdot i_1 - (z_{12} - z_{22}) \cdot i_2 \\ -\frac{\partial v_2}{\partial z} = -(z_{12} - z_{22}) \cdot i_1 + z_{22} \cdot i_2 \\ -\frac{\partial i_1}{\partial z} = (Y_{11} + Y_{12}) \cdot v_1 + Y_{12} \cdot v_2 \\ -\frac{\partial i_2}{\partial z} = Y_{12} \cdot v_1 + (Y_{22} + Y_{12}) \cdot v_2 \end{array} \right.$$

que nous pouvons écrire sous la forme :

$$S_3 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial v_1}{\partial z} = z_{11} \cdot i_1 + z_{12} \cdot i_2 \\ -\frac{\partial v_2}{\partial z} = z_{21} \cdot i_1 + z_{22} \cdot i_2 \\ -\frac{\partial i_1}{\partial z} = y_{11} \cdot v_1 + y_{12} \cdot v_2 \\ -\frac{\partial i_2}{\partial z} = y_{21} \cdot v_1 + y_{22} \cdot v_2 \end{array} \right.$$

Dans ce système les  $z_{ij}$  et  $y_{ij}$  sont par définition les impédances et admittances linéiques des lignes de transmissions  $L_1$  et  $L_2$  décrites sur les figures 24 et 25. Considérons le terme  $z_{12}$ .

$z_{12} \cdot i_2$  représente la variation de tension entre conducteur intérieur et blindage, lorsque un courant  $i_2$  circule sur l'écran et se referme par un circuit extérieur à l'écran. C'est par définition l'impédance de transfert du blindage, de l'extérieur vers l'intérieur. De la même façon  $z_{21}$  représente l'impédance de transfert du blindage, de l'intérieur vers l'extérieur. En fait  $z_{12} = z_{21}$  ( $= -(z_{12} - z_{22})$ ) : ces deux impédances de transfert sont égales.

En conclusion  $z_{12} = z_{21} = -Z_t$ ,  $Z_t$  impédance de transfert définie au chapitre I.

Considérons le terme  $y_{12}$ . L'identification des systèmes  $S_2$  et  $S_3$  permet d'écrire  $y_{12} = Y_{11}$ .

En l'absence de conducteur (2) c'est-à-dire de blindage,  $Y_{11}$  est l'admittance linéique entre le conducteur (1) et le plan de masse. En présence du blindage,  $Y_{11}$  est toujours l'admittance linéique entre le conducteur (1) et le plan de masse en supposant le blindage au même potentiel que le conducteur (1).

En d'autres termes,  $Y_{11} \cdot V_1$  représente la variation de charge entre le conducteur protégé et le plan de masse malgré la présence de l'écran.

$y_{12} = Y_{11}$  est donc l'admittance de transfert  $Y_T$  de l'écran telle qu'elle a été définie au chapitre I.

Si l'écran est parfait, c'est-à-dire sans ouverture,  $Y_T$  est nul ; donc  $Y_{11} \cdot V_1 = 0$  : l'écran ne laisse passer aucune charge de l'extérieur vers le conducteur protégé.

Considérons le terme  $y_{11}$ .  $y_{11} = Y_{12} + Y_{11}$

$y_{11}$  représente l'admittance linéique de la ligne L1. Dans ce terme intervient  $Y_{11} = Y_T$  qui correspond à une modification de l'admittance linéique par rapport à une ligne coaxiale idéale engendrée par les trous du blindage.

Le couplage par le blindage entre les deux lignes de transmission L1 et L2 est donc décrit par le système d'équations S4 :

$$S4 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial v_2}{\partial z} = Z_{11} \cdot i_1 - Z_T \cdot i_2 \\ -\frac{\partial v_1}{\partial z} = -Z_T \cdot i_1 + Z_{22} \cdot i_2 \\ -\frac{\partial i_1}{\partial z} = y_{11} \cdot v_1 + Y_T \cdot v_2 \\ -\frac{\partial i_2}{\partial z} = Y_T \cdot v_1 + y_{22} \cdot v_2 \end{array} \right.$$

$Z_T$  et  $Y_T$  étant les paramètres de transfert du blindage.

La résolution de ce système avec des conditions aux limites appropriées aux extrémités des circuits permet de décrire très simplement des méthodes de mesure des paramètres de transfert. Cette application sera développée dans le chapitre suivant.

### II. 2. 2. Formulation générale lorsque le câble coaxial est soumis à une excitation extérieure

Pour étudier le couplage d'un conducteur blindé à une perturbation externe, il faut introduire les termes décrivant l'excitation dans le système d'équations différentielles.

Dans les paragraphes antérieurs, nous avons étudié l'excitation d'un conducteur au-dessus d'un plan de masse. En reprenant les mêmes hypothèses nous généralisons les résultats au cas d'un câble coaxial au-dessus d'un plan de masse. Une première hypothèse consiste à supposer que le circuit perturbé ne réagit pas sur la source de perturbations. Ceci est généralement acceptable sauf dans le cas de lignes très proches fortement couplées. Il faudrait alors par exemple prendre en considération la réaction du perturbé sur les distributions de courants sur la ligne perturbatrice. En fait la méthode de calcul est identique. Cependant le système final à résoudre est de dimension plus importante (12 équations à 12 inconnues pour les conditions aux limites). Ce cas ne nous semblant pas correspondre à nos objectifs n'a pas été étudié.

Une seconde hypothèse est que la circulation des courants se fait parallèlement à l'axe de ces conducteurs et que le champ diffracté par ces conducteurs se propage selon le mode quasi TEM le long des lignes de transmission considérées.

Une troisième hypothèse suppose que les distances entre conducteurs sont très inférieures à la longueur d'onde des perturbations incidentes.

De la même façon qu'au paragraphe précédent, II. 2. 1., nous assimilons le câble coaxial au-dessus d'un plan de masse représenté sur la figure 21 à deux conducteurs parallèles couplés, représentés sur les figures 24 et 25. Nous gardons les notations du paragraphe II. 2. 1. Chacun des conducteurs (1) et (2) est soumis à la source de perturbation extérieure. Nous avons étudié au paragraphe II. 1. l'excitation d'un conducteur au-dessus d'un plan de masse.

Ce problème est décrit par le système général suivant :

$$S5 \quad \begin{cases} \frac{\partial V}{\partial z} = - Z \cdot I + E \\ \frac{\partial I}{\partial z} = - Y \cdot V + J \end{cases}$$

où E et J sont les termes sources représentant les couplages magnétique et électrique avec la source de perturbation.

L'extension à deux conducteurs couplés entre eux, chacun d'eux étant illuminé par la perturbation externe permet d'écrire le système S6

$$S6 \quad \begin{cases} - \frac{\partial V_1}{\partial z} = Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2 - E_1 \\ - \frac{\partial V_2}{\partial z} = Z_{21} \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2 - E_2 \\ - \frac{\partial I_1}{\partial z} = Y_{11} \cdot V_1 + Y_{12} \cdot V_2 - J_1 \\ - \frac{\partial I_2}{\partial z} = Y_{12} \cdot V_1 + Y_{22} \cdot V_2 - J_2 \end{cases}$$

$E_1$ ,  $J_1$  et  $E_2$ ,  $J_2$  sont les termes sources sur chacun des conducteurs (1) et (2). Reprenant la représentation de la figure 23, les transformations R1 et R2 du paragraphe II. 2. 1. nous conduisent au système suivant

$$S7 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial v_1}{\partial z} = Z_{11} \cdot i_1 - Z_T \cdot i_2 - (E_1 - E_2) \\ -\frac{\partial v_2}{\partial z} = -Z_T \cdot i_1 + Z_{22} \cdot i_2 - E_2 \\ -\frac{\partial i_1}{\partial z} = Y_{11} \cdot v_1 + Y_T \cdot v_2 - J_1 \\ -\frac{\partial i_2}{\partial z} = Y_T \cdot v_1 + Y_{22} \cdot v_2 - (J_1 + J_2) \end{array} \right.$$

Nous obtenons le système d'équation des deux lignes L1 et L2, couplées entre elles par les paramètres de transfert du blindage ; chacune de ces lignes est soumise à la perturbation électromagnétique incidente. Cette action se traduit sur chacune d'elle par des termes sources que nous allons détailler.

La ligne L1, formée du conducteur intérieur et du blindage est excitée par les termes sources  $E_1 - E_2$  et  $J_1$ .

$E_1 - E_2$ , terme relatif au couplage magnétique, représente la tension par unité de longueur induite par le champ magnétique incident sur le circuit composé du blindage et du conducteur protégé. Il y a égalité des forces électromotrices induites  $E_1 - E_2$ , puisque nous sommes en structure coaxiale. La présence d'ouvertures est, alors prise en compte dans l'inductance de transfert.  $J_1$  représente, d'après le système 56, le couplage électrique de la perturbation incidente sur le conducteur (1), conducteur intérieur. Ce couplage dépend de la possibilité à des charges électriques de traverser le blindage. En effet si le blindage ne présente pas d'ouverture, il n'y a pas de possibilité de couplage de ce type et  $J_1 = 0$ .  $J_1$  est donc proportionnel à l'admittance de transfert due au blindage, entre le conducteur intérieur et la structure externe.

La ligne L2 est excitée par les termes sources  $E_2$  et  $J_1 + J_2$ .

$E_2$  représente le couplage magnétique de cette ligne à l'onde incidente défini au paragraphe II. 1. 3.  $J_2$  représente le couplage électrique entre le conducteur (2) et la perturbation incidente. Le terme  $J_1$  qui lui est associé résulte de notre choix de séparation en deux lignes de transmission L1 et L2 et de leur mise en équation. Dans la ligne L1 la contribution  $J_1$  peut être importante. Cependant dans la ligne L2,  $J_1$  est toujours associé à  $J_2$  ; il est plus petit que  $J_2$  car  $J_1$  est pondéré par l'admittance de transfert du blindage. En fait admettons l'approximation  $J_1 + J_2 \approx J_2$ . Le système général d'équations prend alors la forme suivante :

$$S8 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial v_1}{\partial z} = Z_{11} \cdot i_1 - Z_t \cdot i_2 \\ -\frac{\partial i_1}{\partial z} = Y_{11} \cdot v_1 + Y_T \cdot v_2 - J_1 \\ -\frac{\partial v_2}{\partial z} = -Z_T \cdot i_1 + Z_{22} \cdot v_2 - E_2 \\ -\frac{\partial i_2}{\partial z} = Y_T \cdot v_1 + Y_{22} \cdot v_2 - J_2 \end{array} \right.$$

L'intégration de ce système en tenant compte des conditions aux limites représentées par les réseaux d'impédances connectées aux extrémités des lignes permet d'obtenir la distribution des courants et tensions le long des lignes. Dans le chapitre suivant, nous avons recherché des solutions correspondant à des situations rencontrées en pratique. Nous y ferons des simplifications spécifiques à certaines configurations.

La simplification la plus courante dans ce type de problème, est de considérer que le circuit protégé formé par la ligne L1 n'a pas d'incidence sur le circuit directement soumis aux perturbations représenté par la ligne L2. Dans le système S8 les équations sont séparées en deux groupes S9 et S10. Les équations S9 décrivant la ligne L2 sont résolues indépendamment des distributions de courants  $i_1$  et  $v_1$  et en tenant compte des connexions de masse de l'écran. Cette résolution donne la distribution de courant et tension sur l'écran. A partir de cela nous résolvons le système S2 où les seules inconnues sont  $v_1$  et  $i_1$ .

$$S9 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial v_2}{\partial z} = Z_{22} \cdot i_2 - E_2 \\ -\frac{\partial i_2}{\partial z} = Y_{22} \cdot v_2 - J_2 \end{array} \right.$$

$$S10 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial v_1}{\partial z} = Z_{11} \cdot i_1 - Z_T \cdot i_2 \\ -\frac{\partial i_1}{\partial z} = Y_{11} \cdot v_1 + Y_T \cdot v_2 - J_1 \end{array} \right.$$

### CHAPITRE III

---

#### APPLICATION A DES PROBLEMES CONCRETS DE PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES

---

Ce chapitre présente des applications des considérations développées dans les chapitres précédents et leur confrontation avec des expérimentations.

Dans une première partie, nous présentons différentes méthodes de mesure du paramètre essentiel, impédance de transfert, et nous étudions leur limite en fréquence, imposée par les phénomènes de propagation, à l'aide de la théorie des lignes de transmission développée au chapitre précédent. Dans la suite du chapitre nous étudions l'influence des connexions du blindage à la masse sur l'efficacité de ce blindage, influence souvent mal connue ou déterminée de façon empirique mais jouant un rôle essentiel.

Nous l'étudions dans un premier temps dans le cas des câbles coaxiaux et dans un deuxième temps dans le cas des paires symétriques, dans l'objectif de déterminer des règles efficaces et réalistes utilisables par les services d'exploitation dans les centres de télécommunications.

### III. 1. Montages de mesure de l'impédance de transfert des blindages

#### III. 1. 1. Principes des montages de mesure

L'impédance de transfert d'un blindage est un des paramètres nécessaires pour caractériser l'efficacité de blindage. Il est donc indispensable de pouvoir le mesurer indépendamment des autres. C'est l'objectif des montages de mesure. Le principe découle de la définition présentée au chapitre I. 2. Le câble blindé est placé dans un tube qui lui est coaxial. Un courant perturbateur  $I_2$  est injecté entre ce tube et le blindage du câble. La tension  $V_1$  qui en résulte à l'extrémité du câble permet de définir le module de l'impédance de transfert en régime sinusoïdal pour la fréquence de la perturbation : (figure 27)

$$|Z_T| = \frac{|V_1|}{|I_2|} \cdot \frac{1}{L} \cdot k \quad (\text{III. 1.})$$

$L$  est la longueur du montage, et  $k$  est un facteur dépendant des impédances de connexions à chaque extrémité entre la gaine et le circuit intérieur. Lorsque ces impédances sont égales,  $k = 2$ .

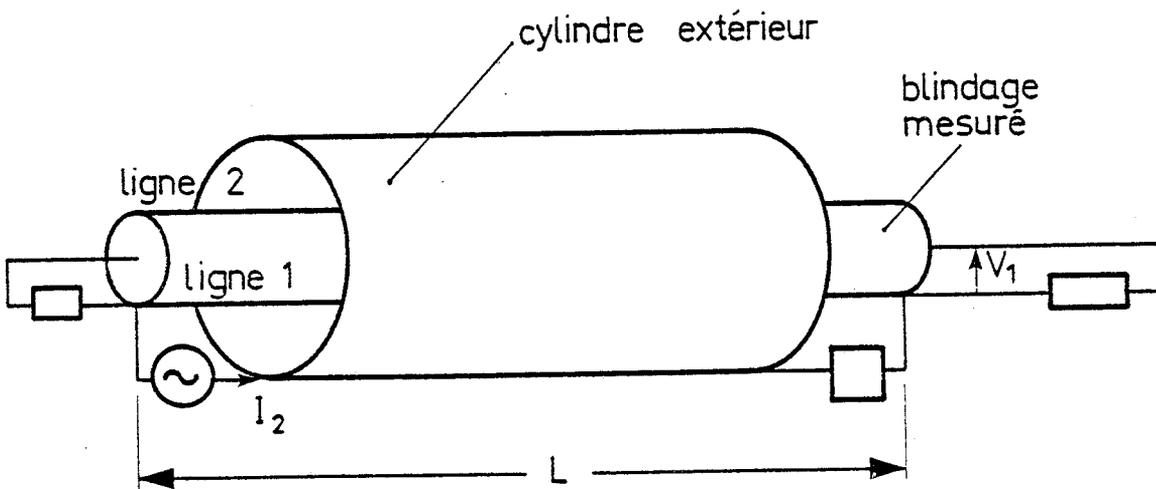


Figure 27 : Principe de mesure de l'impédance de transfert

Les deux limites essentielles de la mesure sont liées à la sensibilité du montage et à la présence possible de phénomènes de propagation perturbant la mesure.

Les valeurs d'impédance de transfert peuvent descendre jusqu'à quelques micro-ohms par mètre. La tension  $V_1$  recueillie à l'extrémité du câble mesuré est alors très faible. Elle peut être perturbée par diaphonie avec le circuit d'injection de courant sur la gaine. La mesure peut également être dégradée par les impédances de transfert propres aux effets de bout provoqués par les connecteurs. Pour limiter ces phénomènes une réalisation mécanique soignée permettant une excellente étanchéité électromagnétique du montage est indispensable. Il est également nécessaire

de travailler avec un échantillon le plus long possible afin de recueillir à l'extrémité une tension  $V_1$  significative. Cependant cette longueur est limitée par les phénomènes de propagation. En effet la relation  $|Z_T| = |2V_1/L \cdot I_2|$  n'est vraie que si le courant  $I_2$  est supposé constant le long de l'échantillon. Il faut donc que la longueur du câble soit inférieure au dixième de la longueur d'onde du signal injecté. Un compromis est établi en prenant des longueurs de câble de l'ordre du mètre.

### II. 1. 2. Différents types de montage de mesure d'impédance de transfert

Selon les performances recherchées, différents types de montage peuvent être utilisés.

Pour mesurer des impédances de transfert de l'ordre du milliohm par mètre et jusqu'à quelques dizaines de mégahertz, le montage triaxial en court-circuit décrit sur la figure 28 peut être utilisé. La limite en fréquence de ce montage simple est étudié dans le paragraphe suivant.

Pour tester des blindages à hautes immunités ( $Z_t \approx \mu\Omega/m$ ), il faut utiliser un montage plus performant. Buisson, au CEA, utilise une injection de courant sur le blindage par couplage magnétique à l'aide d'une pince ampèremétrique, ce qui assure le découplage entre émission et réception. Il utilise d'autre part un amplificateur performant en bruit, ce qui lui permet, avec une faible bande passante du récepteur, d'obtenir une grande dynamique de mesure.

Pour élargir la bande de fréquence à 100 MHz, des montages de type "quadri-axial" ont été développés dans des laboratoires du CNET. [17]. Le principe repose sur l'adaptation de toutes les lignes de transmission. La limite en fréquence est également étudiée dans le paragraphe suivant.

Une autre méthode de mesure originale consiste en une approche impulsionnelle développée par Démoulin [18]. Elle permet de visualiser des signaux permettant d'identifier très rapidement les couplages électromagnétiques.

Après traitement numérique, il est possible d'accéder au module de l'impédance de transfert, mais également à sa phase ainsi qu'au module et à la phase de l'admittance de transfert.

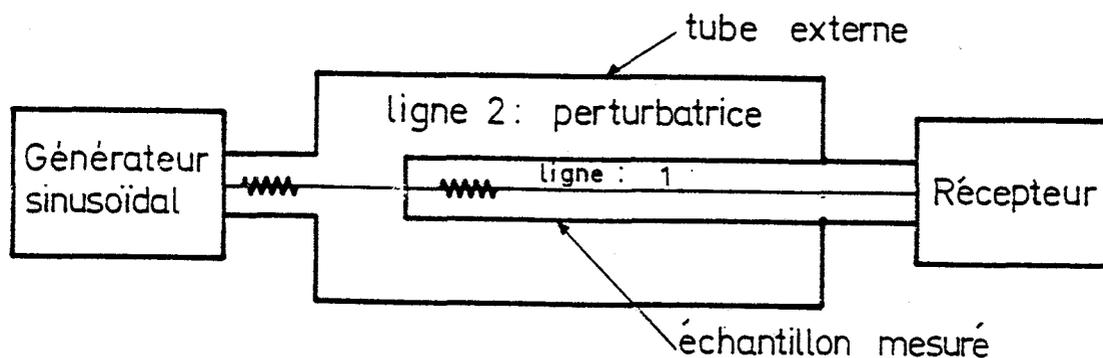


Figure 28 : Montage triaxial simple

### III. 1. 3. Phénomènes de propagation dans les montages de mesures de $Z_T$

L'objectif de la mesure est d'accéder au paramètre linéique  $Z_T$ , indépendamment des phénomènes de propagation. En réalité, ce qui est mesuré est le courant circulant sur le tube externe à l'origine,  $i_2(0)$ , et la tension sur la câble mesurée à l'origine ou à l'extrémité,  $v_1(0)$  ou  $v_1(L)$ . La grandeur mesurée est :

$$GM1 = \frac{2 \cdot v_2(0)}{L \cdot i_2(0)} \quad (\text{III. 2.})$$

$$GM2 = \frac{2 \cdot v_2(L)}{L \cdot i_2(0)} \quad (\text{III. 3.})$$

Il faut donc comparer  $Z_T$ , paramètre à déterminer aux grandeurs effectivement mesurées  $GM1$  et  $GM2$ , pour apprécier a priori l'éventuelle erreur introduite dans la mesure par les phénomènes de propagation. Pour cela nous calculons  $GM1$  et  $GM2$  en fonction de  $Z_T$ .

Le montage de mesure décrit figure 28 est formé de deux lignes de transmission couplées entre elles par le blindage. Au chapitre II. 2. 1., ce problème est décrit par un système d'équations différentielles reliant les courants et tensions sur les lignes et par un système exprimant les conditions d'impédances aux extrémités des lignes. En fait le système d'équations différentielles se simplifie, en supposant que la ligne formée par l'échantillon mesuré, ligne 1, ne réagit pas sur la ligne formée du tube externe et du blindage. Nous appliquons cette analyse à différents type de montage. Les calculs sont effectués en annexe 2.

#### III. 1. 3. 1. Montage triaxial (ligne perturbatrice en court-circuit)

Le schéma de principe est décrit précédemment sur la figure 28.

Le calcul effectué en annexe 2 donne le résultat suivant :

$$GM2 = \frac{2 \cdot v_2(L)}{L \cdot i_2(0)} = Z_T \cdot \frac{K(\gamma_1 L, \gamma_2 L)}{1 + e^{2\gamma_2 L}}$$

$\gamma_1$  et  $\gamma_2$  étant les constantes de propagation dans les lignes 1 et 2 et  $L$  la longueur du montage.

Si  $\gamma_2 L$  et  $\gamma_1 L$  sont très petits devant 1, c'est à dire pour des fréquences telles que la longueur du montage est petite devant la longueur d'onde,

$$GM2 \approx Z_T$$

Par contre  $GM_2$  n'est pas défini pour les fréquences de résonance du montage. Le diélectrique de la ligne (2) étant de l'air en général, pour un montage triaxial et pour des échantillons de longueur 1 m, la mesure n'est possible que jusqu'à 30 MHz environ (cela correspond à  $L = \lambda/10$ ).

### III. 1. 3. 2. Montage adapté

Afin de s'affranchir de ce phénomène, il faut adapter la ligne perturbatrice (ligne 2), c'est à dire la terminer non par un court circuit mais par son impédance caractéristique.

Dans le cas le calcul effectué en annexe 2 donne :

$$GM_1 = \frac{2 \cdot v_2(0)}{L \cdot i_2(0)} = \frac{e^{-(\gamma_1 + \gamma_2) \cdot L} - 1}{(\gamma_1 + \gamma_2) \cdot L} \cdot Z_T \quad (\text{III. 5.})$$

$$GM_2 = \frac{2 \cdot v_2(L)}{L \cdot i_2(0)} = \frac{e^{-\gamma_2 L} (e^{(\gamma_1 - \gamma_2) L} - 1)}{(\gamma_1 - \gamma_2) \cdot L} \cdot Z_T \quad (\text{III. 6.})$$

Les variations des modules de  $\frac{GM_1}{Z_T}$  et  $\frac{GM_2}{Z_T}$  sont reportées sur la figure 29.

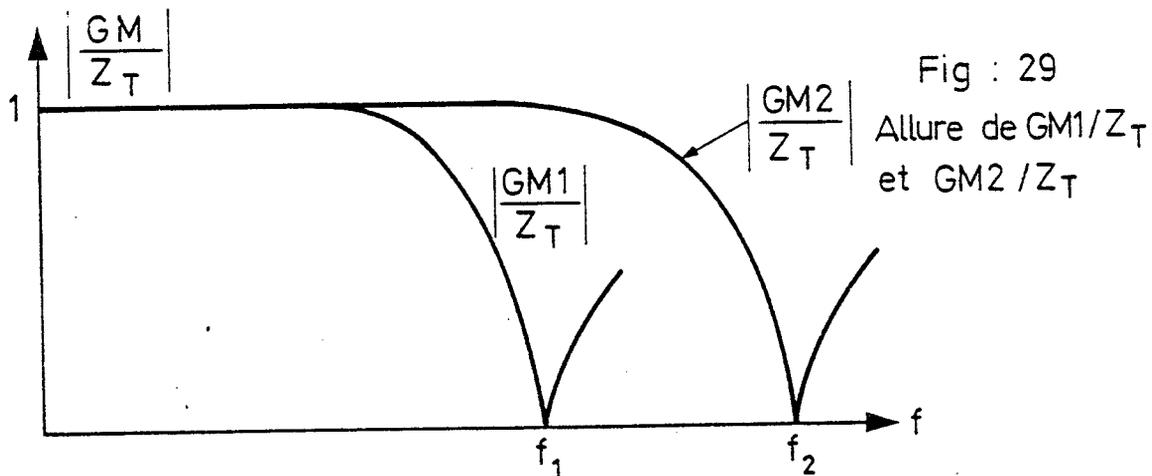


Figure 29 : Allure de  $GM_1/Z_T$  et  $GM_2/Z_T$

$f_1$  correspond au point singulier  $e^{-(\gamma_2 + \gamma_1) \cdot L} = 1$

et  $f_2$  au point  $e^{(\gamma_1 - \gamma_2) \cdot L} = 1$

Pour les basses fréquences, dans les deux cas le rapport tend vers 1 donc les grandeurs mesurées sont par conséquent peu différentes de  $Z_T$ .

Comme  $f_2$  est supérieur à  $f_1$ , GM2 est la grandeur mesurée qui approche le mieux  $Z_T$  pour la bande de fréquences la plus large.

Afin d'évaluer l'impédance de transfert de câbles spéciaux (câbles sous marin) dans la bande 0 à 100 MHz, un montage adapté a été réalisé au laboratoire du CNET : [17] et [19].

Ce montage décrit par la figure 30 est de type quadriaial. En effet, pour limiter les rayonnements il est nécessaire d'isoler la ligne perturbatrice par un écran.

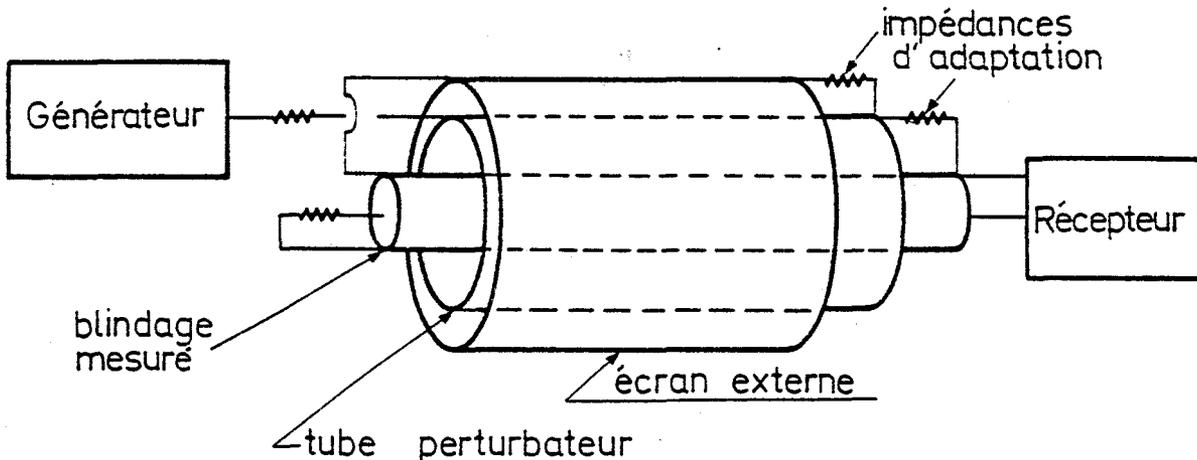
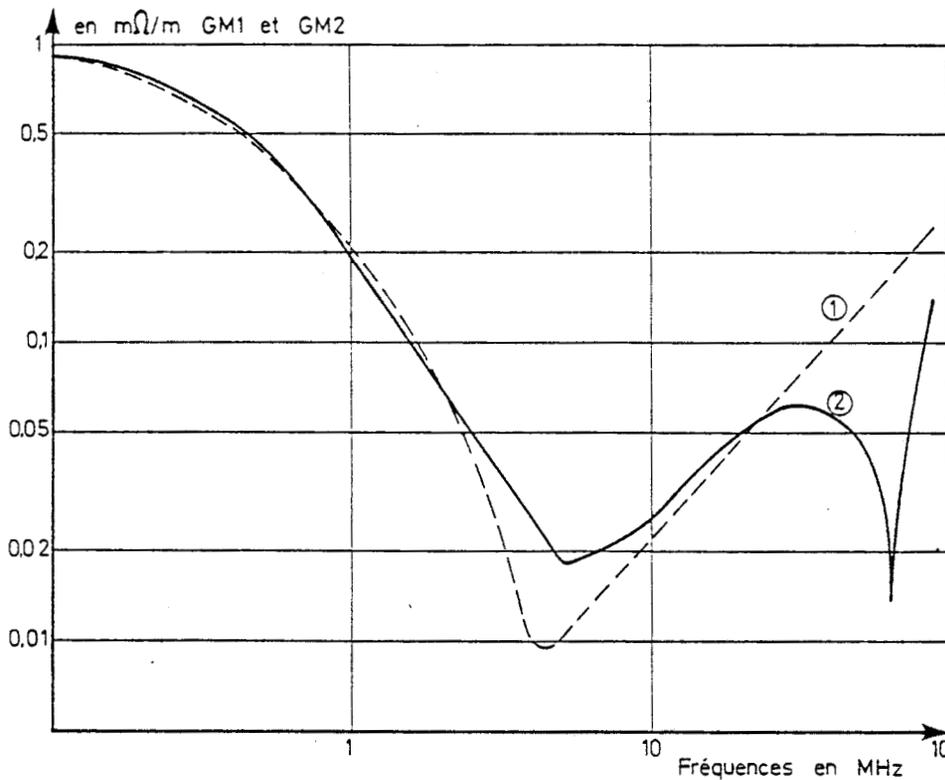


Figure 30 : Montage quadriaial adapté

Toutes les extrémités des lignes de transmissions ainsi formées doivent être adaptées.

Les résultats de mesure sont donnés en figure 31. La longueur du montage est 1,7 m. Nous remarquons, que pour une fréquence de 73 MHz environ, correspondant exactement pour ce câble à  $\exp [-(\gamma_1 + \gamma_2) \cdot L] = 1$ , la grandeur mesurée GM1 tend à s'anuler alors que il n'y a pas de variation sur GM2. Cette mesure confirme la prévision théorique précédente. Sur la figure 31, la remontée du module de  $Z_T$  à partir de 5 MHz correspond aux effets dus à la fente longitudinale du blindage de ce câble décrit sur la figure 7 du chapitre I.

Afin de s'affranchir des phénomènes de propagation et de pouvoir utiliser ce montage dans la gamme de fréquence la plus large, il est nécessaire d'effectuer la mesure de tension sur la ligne perturbée à l'extrémité opposée à l'injection de courant. Il est alors possible d'effectuer des mesures jusqu'à 100 MHz pour des échantillons de l'ordre du mètre.



Courbe 2 :  $GM1 = \frac{2 \cdot I_1(0)}{L \cdot i_2(0)}$

Courbe 1 :  $GM2 = \frac{2 \cdot I_2(L)}{L \cdot i_2(0)}$

figure 31: résultats expérimentaux - montage quadriaxial



III. 2. Effets des connexions de masse sur l'induction d'une perturbation électromagnétique dans une ligne coaxiale.

III. 2. 1. Connexions de masse pratiquées sur le blindage d'un câble coaxial

Dans une ligne coaxiale, le conducteur extérieur joue un double rôle. D'une part, avec le conducteur intérieur, il sert de support à la transmission des signaux. D'autre part, il sert de blindage pour protéger les signaux transmis de l'environnement extérieur, ou réciproquement dans certains cas. Les lignes coaxiales sont notamment utilisées dans les centres de transmission des Télécommunications pour des fréquences allant de quelques centaines de kilohertz à quelques centaines de mégahertz. La ligne de transmission formée du conducteur intérieur et du conducteur extérieur est en général adaptée à ses deux extrémités, au niveau des équipements. Par contre, la connexion du conducteur extérieur et de la masse de l'équipement peut s'effectuer de deux façons décrites sur la figure 32.

- 1 - par liaison directe ou à travers un ou plusieurs connecteurs
- 2 - pas de connexion : la transmission du signal utile s'effectue à l'aide d'un translateur ou transformateur qui assure un découplage galvanique entre le câble et l'équipement.

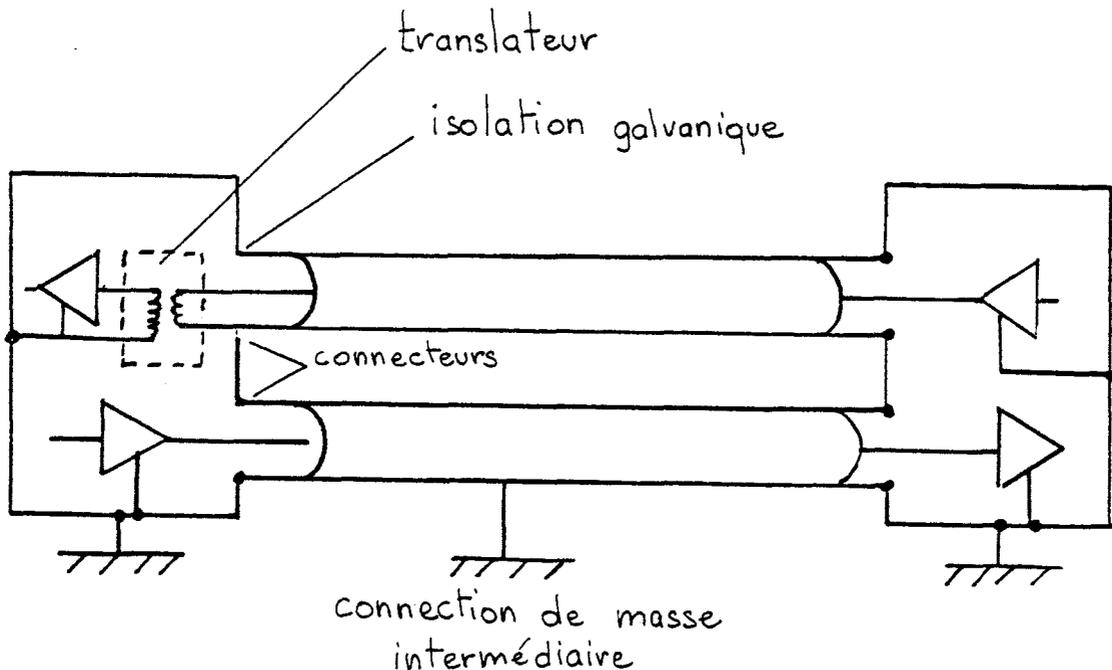
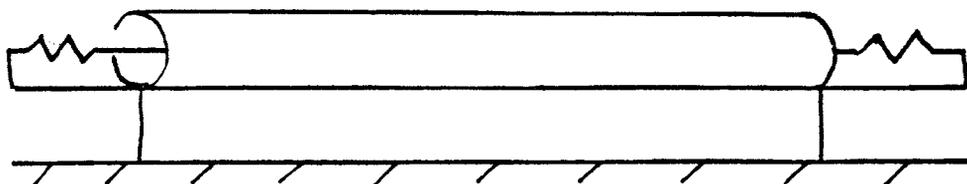


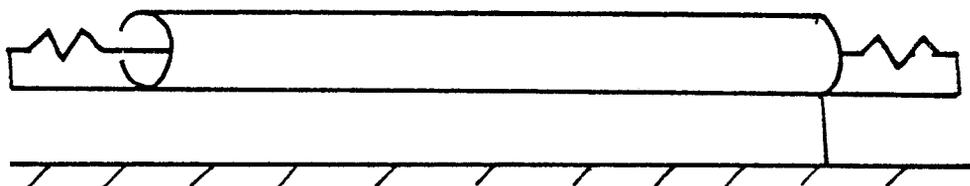
Figure 32 : Diverses connexions d'une ligne coaxiale aux équipements à ses extrémités

Dans une première approche, nous simplifions les possibilités de connexions de masse en considérant les trois modes de connexions suivants :

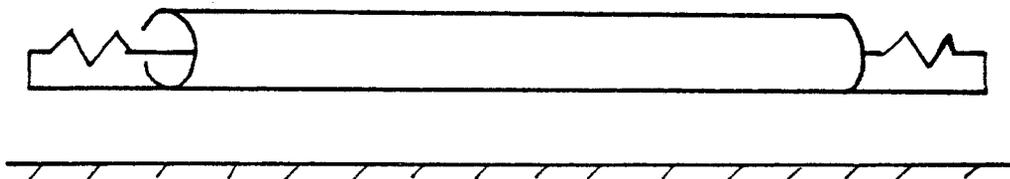
Figure 33 : types de connexions modélisés



a) type dit "symétrique". Il correspond à une connexion directe ou à l'aide de connecteurs sur les équipements à chaque extrémité du câble.



b) type dit "assymétrique". Il correspond à une connexion directe à une extrémité du câble et à une connexion par "translateur" à l'autre extrémité, qui assure théoriquement une isolation galvanique entre le blindage et le plan de masse en ce point.



c) type dit "sans connexion". Il correspond à une connexion du câble aux équipements par l'intermédiaire de "translateurs" à chaque extrémité du câble.



La ligne coaxiale ainsi modélisée est excitée par une onde plane incidente. En appliquant l'analyse développée au chapitre II, notre objectif est de calculer l'efficacité de blindage du conducteur extérieur en fonction des cinq paramètres suivants : paramètres de transfert intrinsèques du blindage, modes de connexions des masses, position géométrique du câble par rapport au plan, incidence de l'onde et fréquence. Comme nous l'avons présenté dans l'introduction, l'efficacité de blindage est définie comme le rapport entre la perturbation reçue à une extrémité du câble, tension  $v_1$ , et le module du champ électrique incident  $|\vec{E}|$  :  $v_1 / |\vec{E}|$

### III. 2. 2. Mise en équations

Le calcul s'effectue à partir du système général d'équations différentielles liant les deux lignes, ligne coaxiale et ligne formée du plan de masse et du blindage. Les conditions aux limites s'expriment à l'aide des impédances aux extrémités du câble : la ligne coaxiale est terminée sur son impédance caractéristique à chaque extrémité ; les connexions de masse décrites ci-dessus imposent les conditions aux limites sur l'autre ligne. L'équation différentielle générale peut se simplifier dans ce cas, comme nous l'avons montré au chapitre précédent. En effet, la ligne coaxiale étant chargée sur des impédances de l'ordre de quelques dizaines d'ohms, nous pouvons supposer que courants et tensions sur cette ligne sont beaucoup plus faibles que ceux sur l'autre ligne. Nous pouvons donc négliger la réaction de la ligne protégée sur l'autre ligne. Le calcul s'effectue alors en deux étapes. La première consiste à déterminer la répartition des courants et des tensions de perturbations sur la gaine. Puis nous calculons les tensions induites aux extrémités du câble coaxial à l'intérieur de ce câble.

D'après le chapitre II, les courants et tensions sur la ligne formée du blindage et de la masse sont liées par le système différentiel suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial v_2}{\partial z} + z_{22} \cdot i_2 = j\omega h \cdot B_y^i \\ \frac{\partial i_2}{\partial z} + y_{22} \cdot v_2 = -Y_{22} \cdot E_x^i \cdot h \end{cases} \quad (\text{III. 7.})$$

$z_{22}$  et  $y_{22}$  étant les impédances et admittances linéiques de cette ligne de transmission et  $E_x^i$  et  $B_y^i$  des composantes du champ incident.

Les paramètres du câble coaxial sont notés  $z_{11}$  et  $y_{11}$  et les paramètres de transfert du blindage  $Z_T$  et  $Y_T$ .  $i_1$  et  $v_1$ , les courant et tension induits dans le câble coaxial sont solutions du système :

$$\begin{cases} \frac{\partial v_1}{\partial z} + z_{11} \cdot i_1 = Z_T \cdot i_2 \\ \frac{\partial i_1}{\partial z} + y_{11} \cdot v_1 = -Y_T \cdot v_2 - J_1 \end{cases} \quad (\text{III. 8.})$$

Le terme  $J_1$ , comme nous l'avons vu au chapitre précédent, représente le couplage direct de la perturbation incidente sur la ligne interne par la pénétration du champ électrique incident dans le câble coaxial par les ouvertures du blindage

### III. 2. 3. Expression analytique de l'efficacité de blindage pour un câble électriquement court

Dans ce paragraphe, nous supposons la longueur du câble très inférieure à la longueur d'onde de la perturbation. Nous considérons les deux types d'excitation correspondant soit au couplage magnétique, soit au couplage électrique, introduits au chapitre II. 1. De ce fait des simplifications peuvent être effectuées dans les calculs et des expressions analytiques peuvent être proposées. Dans le tableau n° 2 sont rassemblées pour les différents types de connexion de masse les diverses expressions de l'efficacité de blindage définie précédemment par le rapport  $v_1/|\vec{E}|$ . Nous supposons que l'admittance de transfert est nulle. A titre d'information, sont également données les lois de distributions de courant le long du blindage correspondant aux trois structures envisagées. Dans ce tableau,  $c$  est la vitesse de la lumière,  $ZC_2$  l'impédance caractéristique de la ligne L2 formée du blindage et de la masse et  $\epsilon_1$  la constante diélectrique du câble coaxial.

Ces résultats montrent que l'efficacité de blindage  $v_1/|\vec{E}|$  est proportionnelle à la longueur du câble uniquement lorsque la connection est symétrique et le couplage de type "magnétique". Il n'est donc pas possible, même dans le cas de l'illumination uniforme d'un câble électriquement court de définir une efficacité de blindage par unité de longueur.  $v_1/|\vec{E}|$  est toujours proportionnelle à  $Z_T$ , paramètre de transfert du blindage, et également à  $h/ZC_2$  paramètre déterminé par la position géométrique du câble par rapport à la masse. Enfin selon les cas,  $v_1/|\vec{E}|$  est indépendant de la fréquence de l'excitation, ou proportionnelle à cette fréquence ou au carré de cette fréquence.

En ce qui concerne les lois de distribution de courant sur le blindage, les résultats sont également très variés en fonction des paramètres fréquence, longueur de la ligne et abscisse  $z$  du point où est effectué le calcul.

### III. 2. 4. Résultat de l'exploitation numérique du modèle correspondant au cas général

Pour les cas les plus généraux d'incidence de la perturbation, de conditions aux limites aux extrémités du câble et de longueur, nous avons calculé numériquement la distribution des courants et tensions sur le blindage et l'amplitude de la tension perturbatrice aux extrémités du câble excité. La structure du programme permettant ce calcul est décrit en annexe 3. Nous donnons un exemple d'application de ce calcul effectué pour un câble de 15 m situé à 0,3 m au-dessus du plan de masse. Les paramètres choisis sont ceux correspondant à un câble à "fuite" utilisé lors des expérimentations décrites dans la suite. Ce câble offre une efficacité de blindage médiocre; cette particularité a grandement facilité les mesures, car les tensions de perturbation sont alors assez importantes pour masquer les couplages avec l'instrumentation.

Tableau 2 : Expressions littérales des allures de courant de gaine et des efficacités de blindage pour des longueurs de câbles électrique-ment courtes ( $L \ll \lambda$ )

Connexions de masse	Couplage magnétique	Couplage électrique
Cas 1 : connexion symétrique	$i_2 = \frac{2h}{Z_{c2}} \cdot  \vec{E} $ $\frac{v_2}{ \vec{E} } = \frac{h \cdot Z_t \cdot L}{Z_{c2}}$	$i_2(z) = j \cdot \frac{2\pi f \cdot h}{c \cdot Z_{c2}} \cdot  \vec{E}  \cdot \left(\frac{L}{2} - z\right)$ $\frac{v_2}{ \vec{E} } = \frac{\pi^2 f^2 \cdot h \cdot L^3 \sqrt{\epsilon_s}}{6 \cdot c^2 \cdot Z_{c2}} \cdot Z_t$
Cas 2 : connexion asymétrique	$i_2(z) = -\frac{8\pi^2 f^2 \cdot h \cdot z \cdot (z/2 - L)}{c^2 \cdot Z_{c2}}  \vec{E} $ $\frac{v_2}{ \vec{E} } = \frac{-4\pi^2 f^2 \cdot h \cdot L^3}{3 c^2 \cdot Z_{c2}} \cdot Z_t$	<div style="text-align: right; border: 1px solid black; border-radius: 50%; padding: 2px; display: inline-block;">BUS LILLE</div> $i_2(z) = -j \frac{2\pi \cdot f \cdot h \cdot z}{c \cdot Z_{c2}}  \vec{E} $ $\frac{v_2}{ \vec{E} } = \frac{\pi f \cdot h \cdot L^2}{2c \cdot Z_{c2}} \cdot Z_t$
Cas 3 : pas de connexion	$i_2(z) = \frac{-4\pi^2 f^2 \cdot h \cdot z \cdot (L - z)}{c^2 \cdot Z_{c2}}  \vec{E} $ $\frac{v_2}{ \vec{E} } = \frac{4\pi^2 f^2 \cdot h \cdot L^3}{3 c^2 \cdot Z_{c2}} \cdot Z_t$	

- impédance caractéristique  $50 \Omega$
- impédance de transfert définie par  $Z_T = R_T + j\omega L_T$  avec  $R_T = 9 \cdot 10^{-3} \Omega/m$  et  $L_T = 16 \text{ nH/m}$
- diamètre du câble : 8 mm.

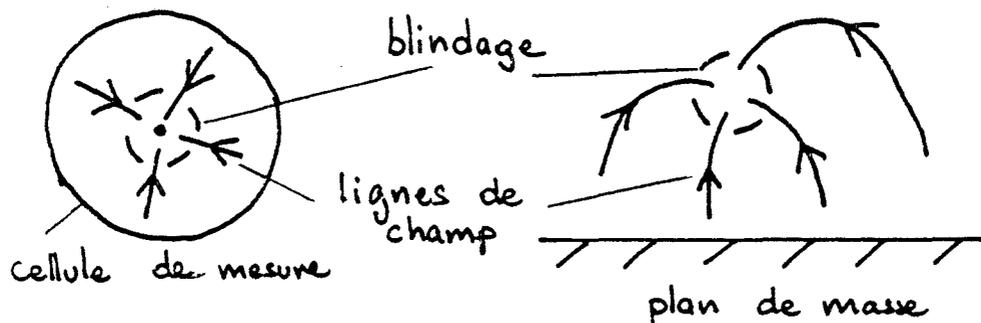
Ce câble à "fuite" présente également une admittance de transfert non négligeable. Cette admittance a été mesurée ([1.43]) et correspond aux valeurs suivantes :

$$Y_T = j\omega C_T \quad \text{avec} \quad C_T = \frac{C_{T0}}{C_0} \cdot C$$

$$C_{T0} = 3,44 \text{ pF/m} \quad \text{et} \quad C_0 = 94 \text{ pF/m}$$

C'est la capacité de la ligne formée du blindage et du plan de masse dans notre modèle.  $C_{T0}$  est la capacité de transfert mesurée dans une cellule coaxiale dont la capacité entre le blindage et le conducteur extérieur de référence est  $C_0$ . Nous avons vu en effet dans le chapitre I. 2. que l'admittance de transfert est proportionnelle à l'admittance entre le blindage et la structure externe par rapport à laquelle elle est définie. En réalité cette proportionnalité n'est peut être plus rigoureuse dans notre modèle car la mesure est effectuée dans une structure coaxiale, et l'utilisation est faite pour un câble au-dessus d'un plan. La répartition des lignes de champ est alors fondamentalement modifiée comme le montre la figure 34. Nous supposons cependant dans notre exemple que ce phénomène est négligeable dans l'appréciation de  $Y_T$ , car la hauteur de la ligne,  $h$ , est très supérieure au diamètre du câble.

Figure 34 : Pénétration de  $\vec{E}$  : caractérisation de l'admittance de transfert



a) Montage de mesure

b) Câble au-dessus du plan de masse

Dans un premier temps nous supposons que l'admittance de transfert  $Y_T$  est nulle. La figure 35 montre pour différentes incidences de la perturbation et pour les différents modes de connexion, l'évolution de l'efficacité de blindage  $v1/|\vec{E}|$  en fonction de la fréquence. Sont reportés également les résultats qu'il est possible d'obtenir à l'aide de la théorie des éléments localisés développée au chapitre I. 3. En fait cette théorie ne permet d'accéder à des résultats qu'en très peu de confi-

gurations : couplage magnétique prépondérant et connexion symétrique.

Dans les cas d'incidence où soit le couplage magnétique, soit le couplage électrique sont prépondérants, a) et c), les courbes sont en accord avec les résultats littéraires du tableau n° 2 jusqu'à la fréquence telle que  $L = \lambda/10$  environ. Dans ce domaine de fréquences nous voyons donc la disparité des résultats en fonction de l'incidence de la perturbation et des connexions de masses ; ceci a déjà été constaté dans le tableau n° 2. Pour les fréquences plus élevées, les effets de résonances sont tels que quel que soit le type de connexions, les efficacités de blindage sont en général du même ordre de grandeur et très souvent détériorées. La fréquence de ces résonances dépend du nombre de connexions de masse et de la longueur électrique du câble : pour  $L = \lambda/4$  ou  $L = \lambda/2$  ou  $L = \lambda$  et les multiples de ces grandeurs. Il peut être alors intéressant d'élever la valeur de ces fréquences de résonance afin par exemple de les sortir du spectre utile d'un système. Une ou plusieurs connexions de masse intermédiaires diminuent alors la longueur électrique du câble en divisant le câble en différents tronçons et augmentent de ce fait la valeur de ces fréquences.

La figure 36 montre dans un cas d'incidence particulier, l'influence de l'admittance de transfert. Aux fréquences les plus basses, cette admittance de transfert peut dégrader l'efficacité du câble jusqu'à 40 décibels à 10 kHz dans notre exemple. Le rôle de cette admittance de transfert n'est donc pas négligeable. Aux fréquences élevées, ces phénomènes sont masqués par les résonances.

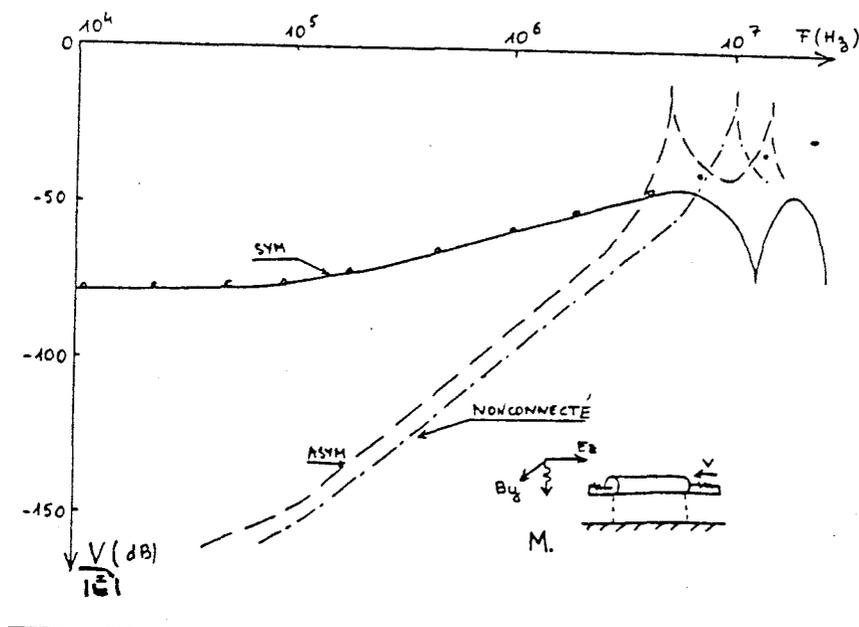


Figure 35 a)

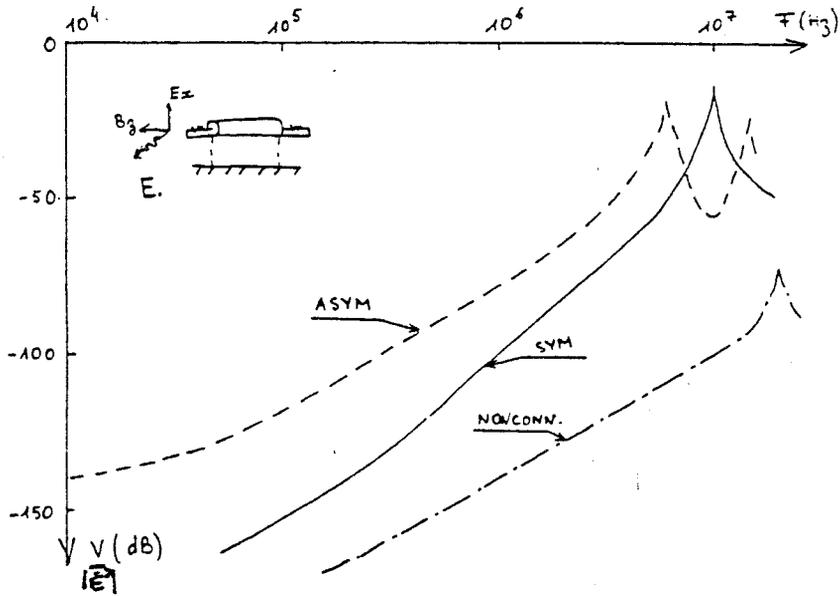


figure 35 b)

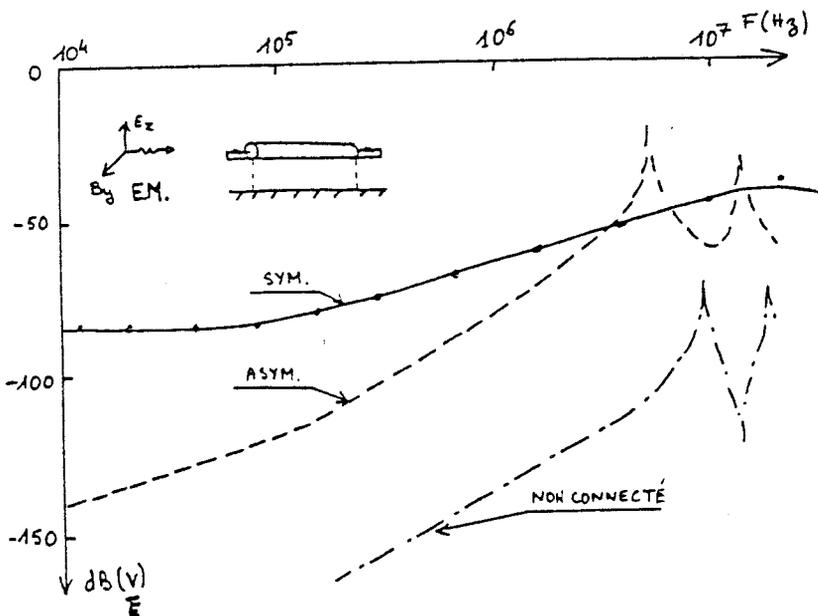


figure 35 c)



Figure 35: efficacité de blindage en fonction de la fréquence dans plusieurs cas d'incidence d'onde et de connexion de masse .

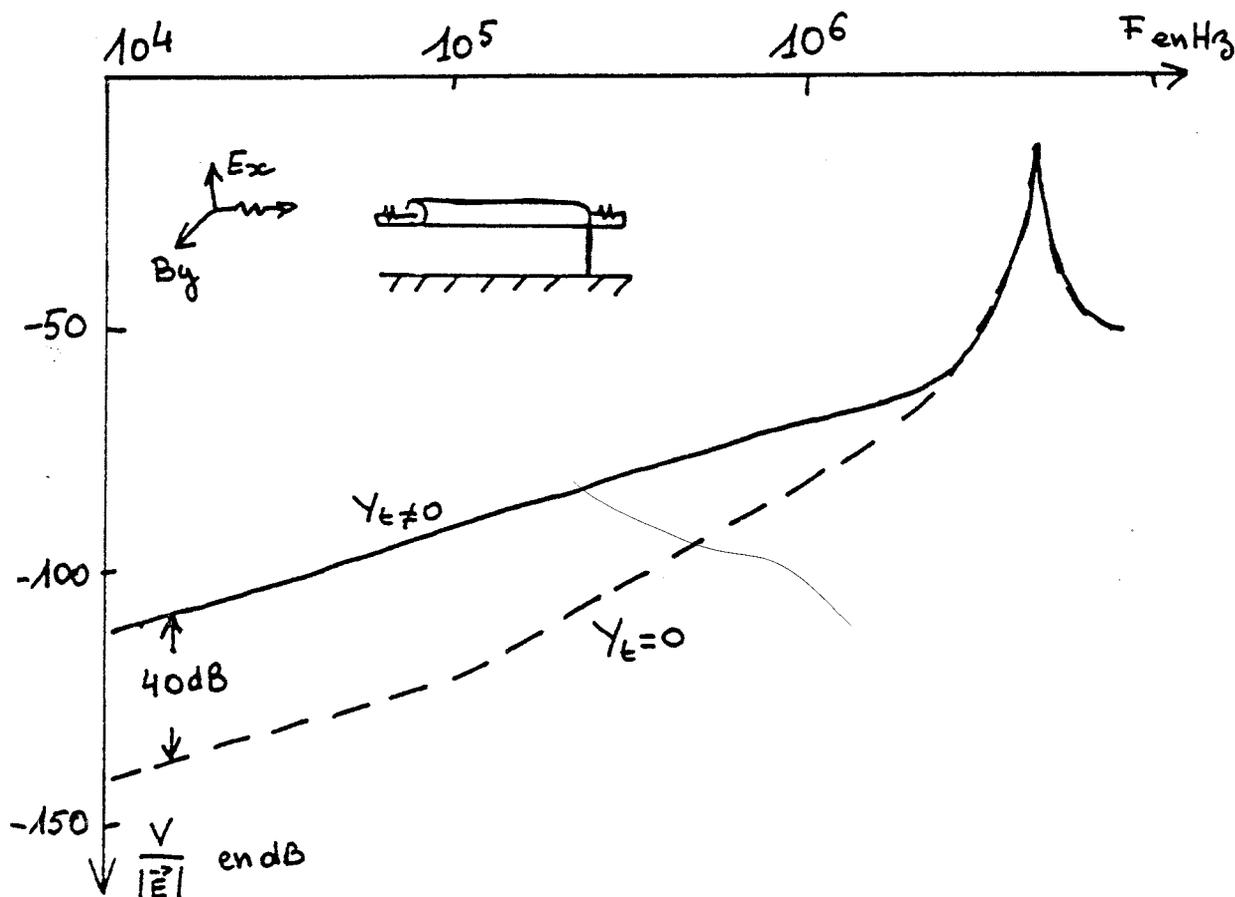


Figure 36 : Influence de  $Y_T$  : Calcul numérique

### III. 2. 5. Expérimentation

Nous avons effectué quelques expériences sur le câble "à fuite" dont les paramètres ont été décrits précédemment.

Les essais ont été effectués dans un simulateur d'onde électromagnétique implanté sur le site du CNET LANNION. [24]. Il est constitué d'une ligne de transmission adaptée à ses extrémités. La perturbation est pratiquement une onde plane se propageant parallèlement à l'axe de la ligne de transmission. Le câble est placé dans ce simulateur à 0,3 m du plan de sol et parallèlement à cet axe comme le décrit la figure 37.

Sur la figure 38, la distribution du courant relevée le long du câble est comparée aux résultats obtenus à partir de l'exploitation du modèle théorique pour deux fréquences respectivement égales à 750 kHz et 8 MHz, la connexion de masse étant assymétrique. Nous obtenons à la fréquence de 750 kHz correspondant à l'approximation  $L \ll \lambda$  une distribution linéaire comme le prévoit l'expression littérale du tableau n° 2.

Par contre, à 8 MHz, le câble n'est plus électriquement court. Une bonne concordance est également observée entre le calcul numérique et l'expérience. Dans le cas d'une connexion de type "symétrique", le calcul comme la mesure donnent un courant constant le long du câble et avec la fréquence ; ce courant est égal à 2 mA.

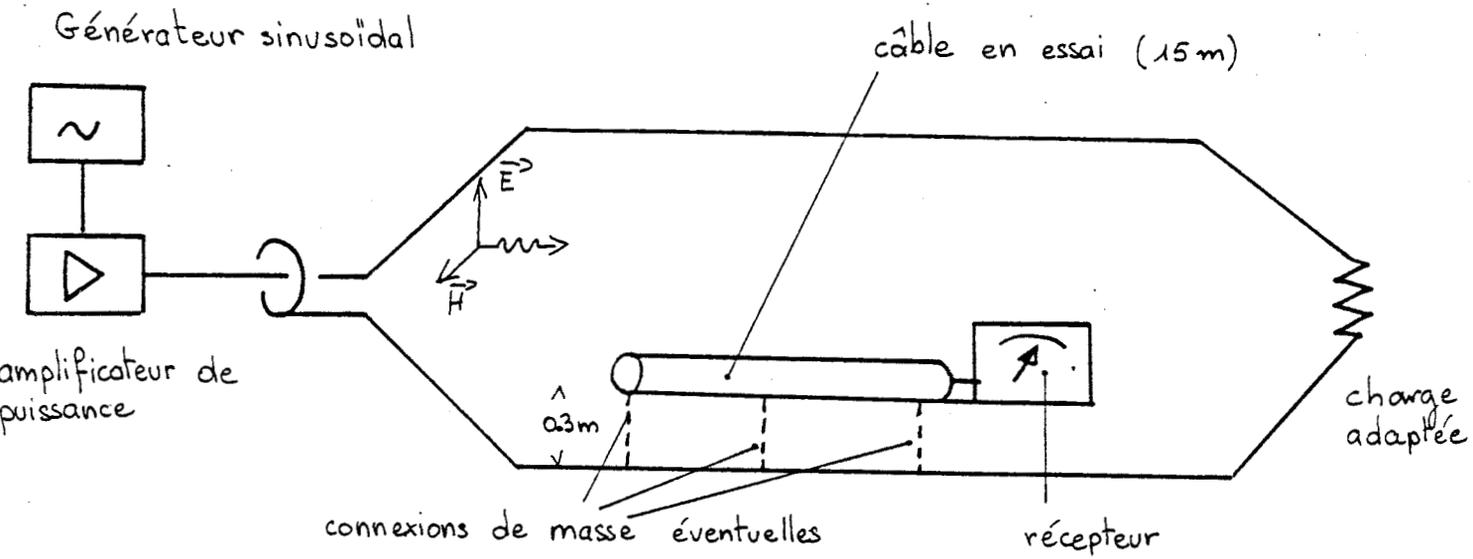


Figure 37 : Expérimentation dans le simulateur d'onde plane

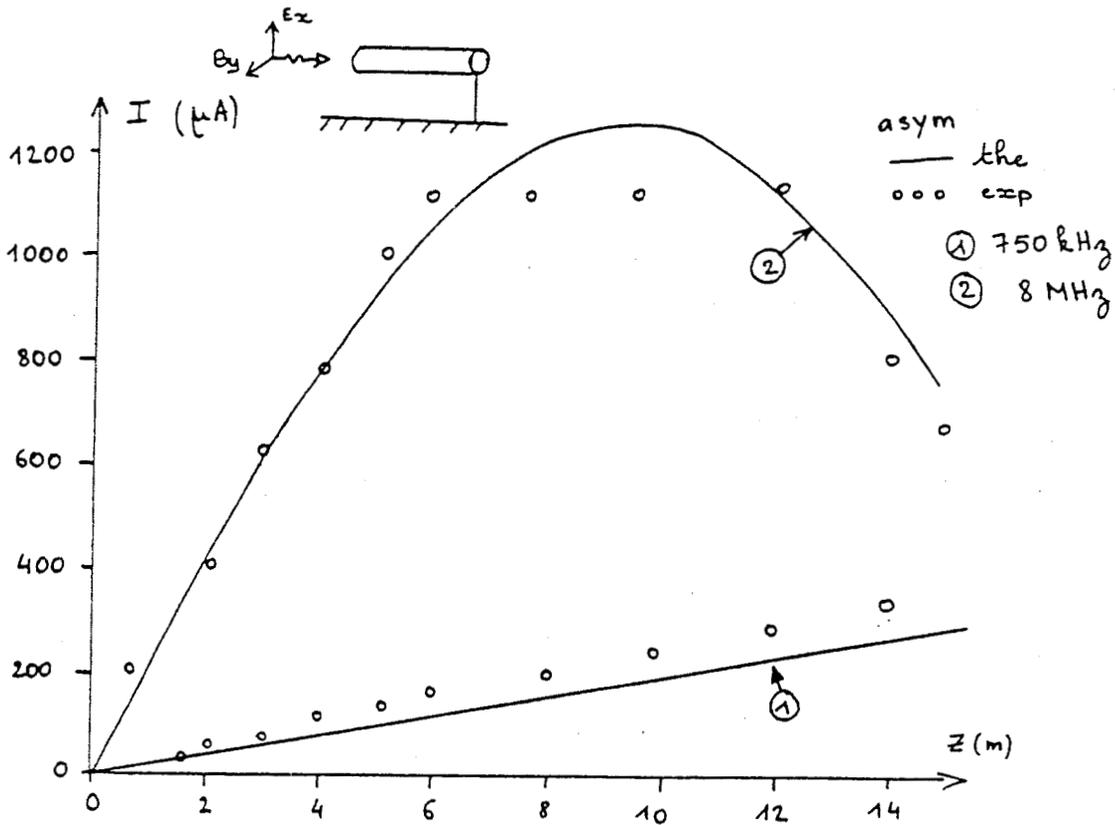


Figure 38 : Allure du courant de gaine



Sur la figure 39, sont reproduits les résultats de mesure de l'efficacité de blindage. Les courbes théoriques et expérimentales sont en bon accord dans la mesure où  $Y_T$  est pris en compte correctement. Nous insistons sur le résultat du chapitre II qui montre que pour prendre en compte ce couplage par admittance de transfert, il faut non seulement prendre en compte le terme  $Y_T \cdot v_2$  dans l'équation III. 8. mais également le terme  $J_1 = -Y_T \cdot E_X^i \cdot h$ , traduisant la pénétration directe du champ électrique incident dans le blindage. Dans notre exemple, ce terme est prépondérant.

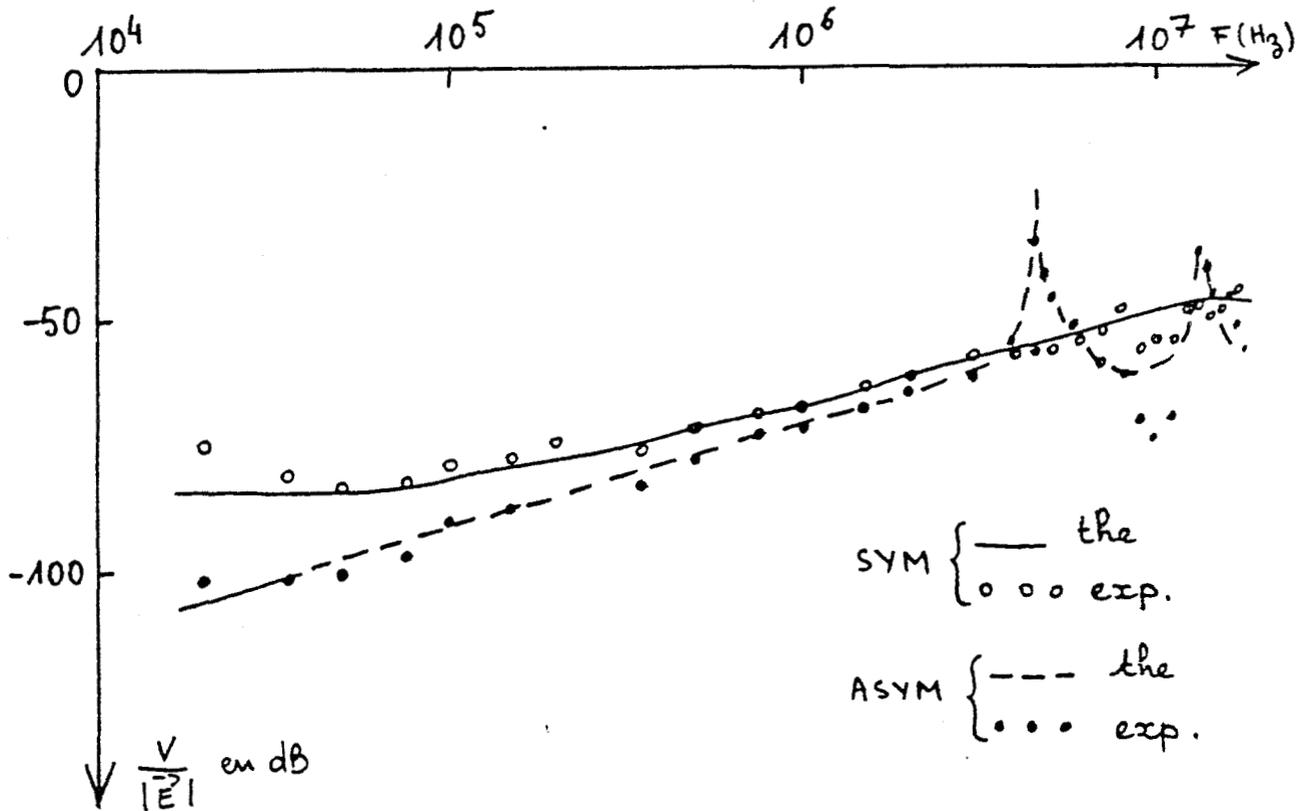


Figure 39 : Comparaison des résultats de mesure et de calcul de l'efficacité de blindage

Nous avons également expérimenté une connexion masse intermédiaire sur la gaine du câble afin de diminuer la longueur électrique du câble. Comme prévu, nous constatons sur la figure 40 que, dans ce cas, la première fréquence de résonance est multipliée par deux. Elle passe de 4,5 MHz à 9 MHz.

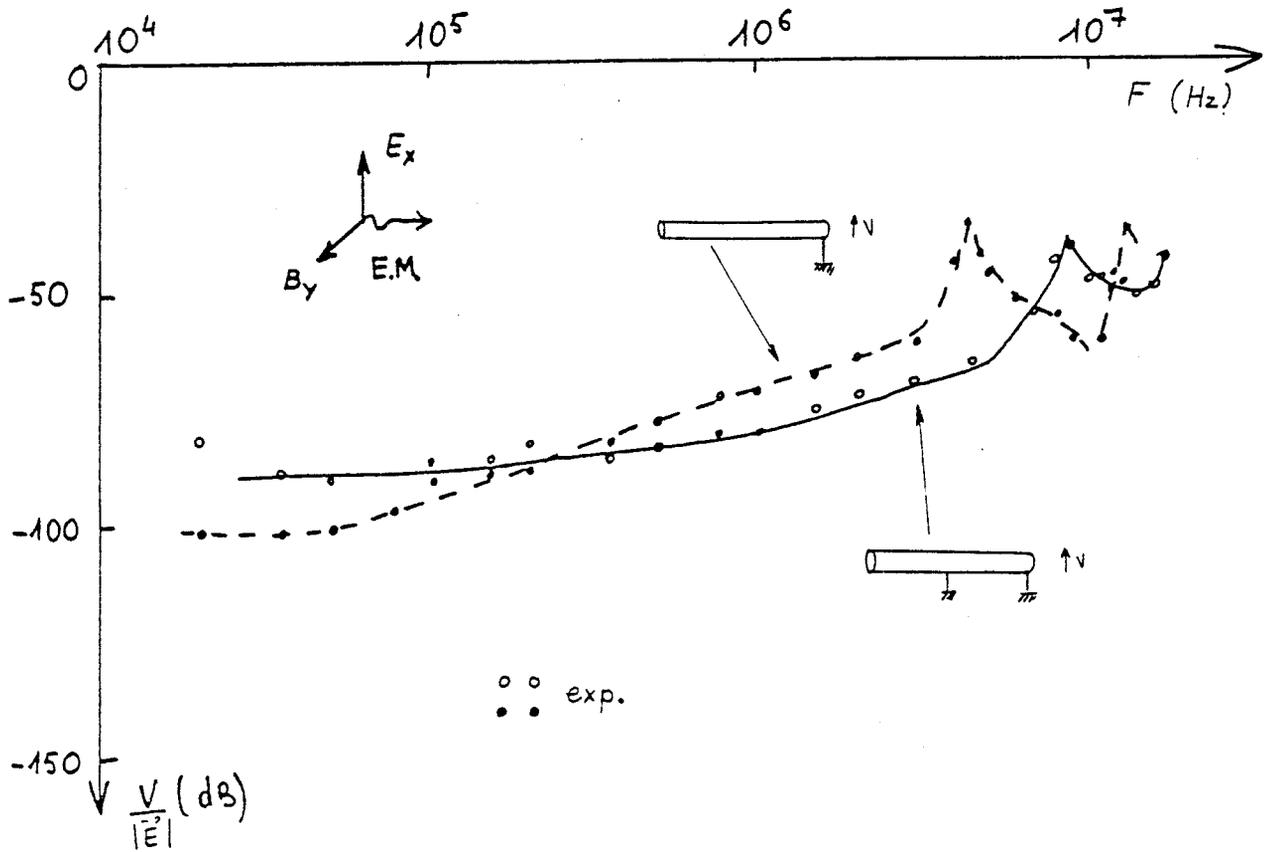


Figure 40 : Connexion intermédiaire de masse

Cette étude sur un modèle théorique montre l'importance du rôle des connexions de masse sur l'efficacité de blindage. Trois conclusions peuvent se dégager :

- l'efficacité de blindage est, avant les phénomènes de résonance, proportionnelle à  $Z_T$ , ou quelque fois à  $Y_T$ .

- l'efficacité de blindage est en général dégradée lorsque la longueur électrique du câble dépasse le dixième de la longueur d'onde.

- à priori, aucune des deux connexions, symétrique ou asymétrique, n'est la meilleure en ce qui concerne l'efficacité de blindage dans tous les cas d'incidence de la perturbation. Lorsque cela est possible, il faut adapter le mode de connexion à l'incidence de l'onde.

BUS  
LILLE

### III. 2. 6. Applications pratiques

Des expériences pratiquées à l'aide de transformateurs ou "translateurs" ont montré qu'en réalité, ceux-ci ne se comportent pas comme un circuit ouvert parfait. Ils présentent au contraire, vis à vis des perturbations, des caractéristiques tendant à réduire l'effet de découplage recherché. [22]. Nous avons également constaté qu'une mauvaise qualité de connexion de masse sur les équipements peut dégrader l'efficacité de blindage du câble coaxial.

Compte tenu de ces remarques et des résultats montrant qu'il faut avoir des câbles de longueur électrique la plus courte possible pour repousser les phénomènes de résonance aux fréquences les plus élevées possible, dans les centres de télécommunications, les conducteurs extérieurs des câbles coaxiaux sont mis à la masse le plus souvent possible, au moins au niveau de chaque équipement qu'ils relient. Cette connexion doit être effectuée dès l'entrée de l'équipement sur une structure métallique solidaire de la masse du châssis afin d'obtenir la meilleure qualité de connexion.

III. 3. Induction de mode commun dans un bifilaire

III. 3. 1. Sensibilité d'un câble bifilaire à des perturbations incidentes

Comme nous l'avons rappelé au chapitre I, dans les Télécommunications sont souvent utilisés des câbles bifilaires c'est à dire formés de deux conducteurs qui peuvent être ou non torsadés. Ces câbles servent du support à la transmission jusqu'à des fréquences de quelques MHz ou servent de conducteurs d'alimentation des divers équipements. Pour protéger ces câbles de l'environnement électromagnétique ou réciproquement pour en limiter le rayonnement lorsqu'ils véhiculent l'énergie électromagnétique à un niveau important, ces conducteurs sont entourés d'un blindage lorsque cela est nécessaire. Il s'agit alors de déterminer l'efficacité de ce blindage. Dans ce cas, l'efficacité de blindage peut être définie comme le rapport entre la perturbation sur le câble et la perturbation incidente, ou comme le rapport entre la perturbation sur le câble en présence du blindage et celle en l'absence du blindage. Nous choisirons la première définition pour conserver la même tout au long de l'étude.

Sur un câble bifilaire situé au dessus d'un plan de masse existe deux modes de propagation comme le montre la figure 41. Le mode "différentiel" qui est celui par lequel se propage l'information véhiculée par la ligne et le mode "commun", propagation entre d'une part l'ensemble des deux conducteurs et d'autre part le plan de masse.

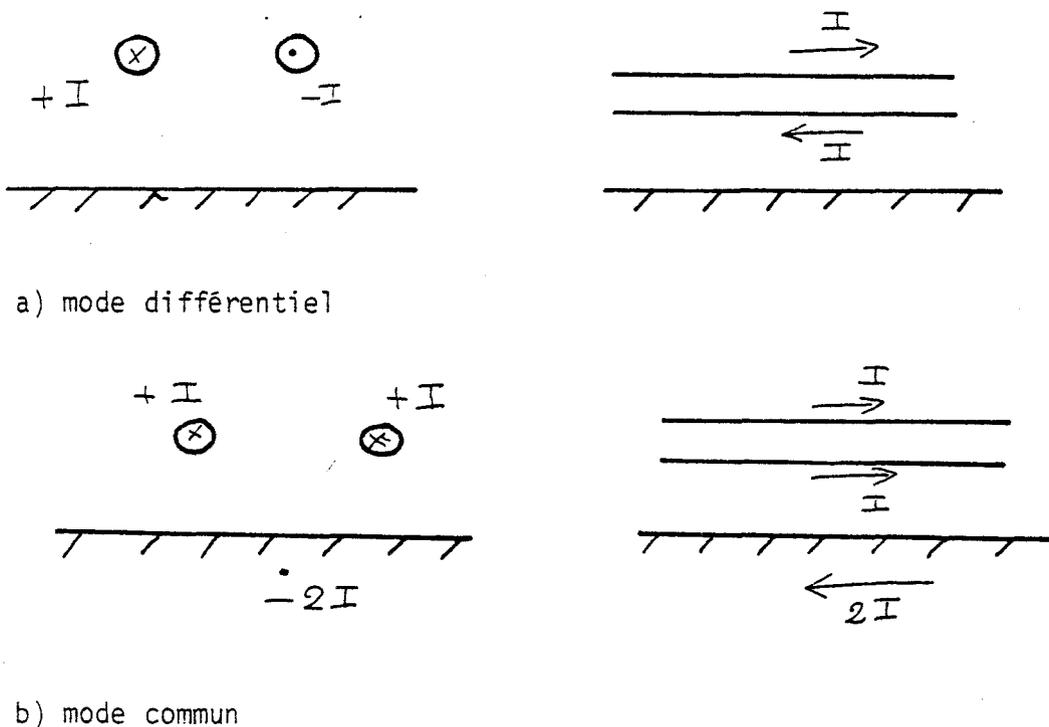


Figure 41 : Modes de propagation sur un bifilaire au-dessus d'un plan de masse

Dans ces câbles, l'objectif à atteindre du point de vue de la protection électromagnétique est d'éviter la superposition de signaux parasites sur les signaux transmis que ce soit des informations classiques ou des tensions d'alimentations. Cette superposition de signaux parasites peut s'effectuer directement par couplage sur le mode différentiel du bifilaire. Elle s'effectue également par couplage sur le mode commun puis conversion de ce mode commun en mode bifilaire par les dissymétries de la ligne ou des équipements aux extrémités de la ligne.

Pour le premier cas, le mode différentiel est en général peu sensible directement aux perturbations. Le fait de torsader les paires améliore leur protection vis à vis de ce couplage. PAUL a effectué en [4] une étude détaillée de cette question, notamment en fonction du pas et du nombre des hélices du câble torsadé.

Par contre, le mode commun est très sensible aux rayonnements incidents. C'est cet aspect que nous allons développer.

### III. 3. 2. Modélisation et mise en équations

Dans notre modèle, nous assimilons le bifilaire à un seul conducteur concentrique au blindage et terminé à chacune de ses extrémités sur des impédances connectées au plan de masse. Ces impédances de mode commun sont généralement imposées par l'entrée sur les équipements. Le blindage peut être connecté ou non à ses extrémités : figure 42

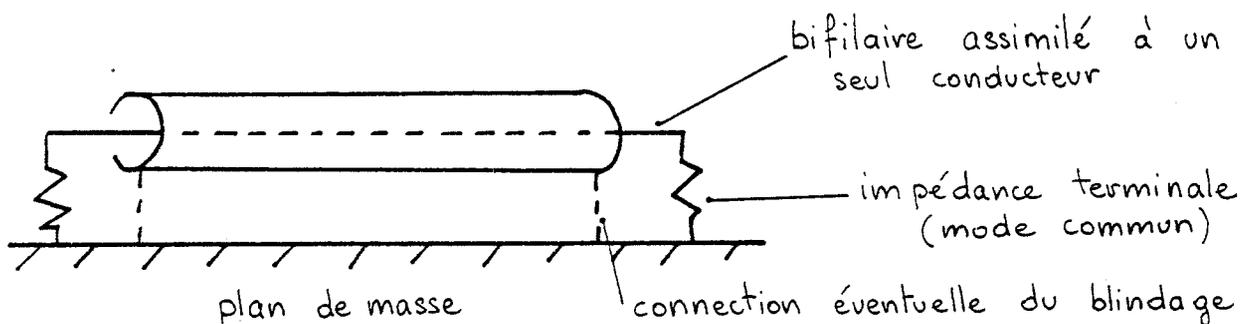
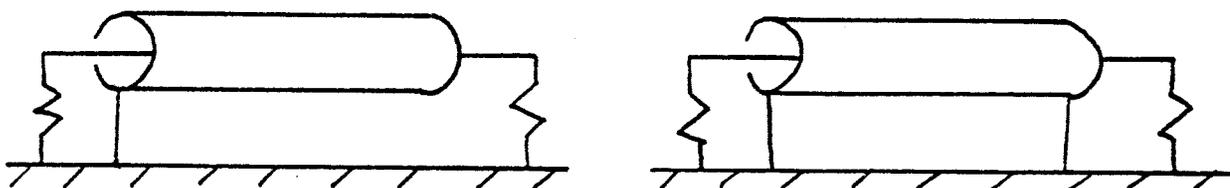


Figure 42 : Modélisation du câble bifilaire

Nous pouvons envisager deux types de connexions de blindage d'une façon tout à fait similaire à celle pratiquée pour le câble coaxial, les connexions symétriques et asymétriques :



a) connexion asymétrique

b) connexion symétrique

Figure 43 : Types de connexions de masse envisagés

Le cas de la connexion symétrique est équivalente au même cas pour les câbles coaxiaux. Nous pouvons donc appliquer les résultats du précédent paragraphe. Pour la connexion asymétrique toutefois le problème est différent dans la mesure où pour les câbles coaxiaux les impédances terminales sont connectées entre le blindage et le conducteur central. Dans ce cas nous devons reprendre les calculs à partir de la mise en équation générale du chapitre II. En effet, nous ne pouvons plus supposer que le conducteur protégé ne réagit pas sur l'écran dans la mesure où les courants sur ces deux conducteurs peuvent être du même ordre de grandeur.

La résolution du système général s'effectue alors en recherchant les valeurs propres du système diagonal. Nous n'avons pas généralisé ce calcul, mais simplement considéré quelques situations mettant clairement en évidence les particularités de ce type de connexion.

### III. 3. 3. Choix du type de connexion

Considérons tout d'abord le couplage de type magnétique. Un calcul simple formulé en assimilant chaque ligne à des circuits localisés permet de montrer qu'une connexion de type asymétrique est totalement inefficace ; pour ce type de perturbation, le blindage est sans effet: [12]. Ce résultat est d'ailleurs très bien confirmé par l'expérience.

Nous avons vu au chapitre II. 1. 3., que pour des longueurs de câble électriquement courtes un couplage magnétique pouvait être aussi bien généré par une onde plane, que par un conducteur parallèle au câble mesuré et terminé sur un court-circuit. De la même façon un couplage électrique peut être également généré par un conducteur perturbateur terminé sur un circuit ouvert. Pour des raisons de facilités de mise en oeuvre, nous avons effectué cette expérimentation en excitant le câble mesuré par un conducteur parallèle de 1 m de longueur.

La figure 44 a) présente les résultats en couplage magnétique et la figure 44 b) en couplage électrique. Sur ces figures sont reportés successivement les tensions à une extrémité du câble lorsqu'il n'y a pas de blindage, lorsque le blindage a une connexion asymétrique et lorsqu'il a une connexion symétrique.

A partir de ces résultats, nous pouvons conclure que dans le cas d'un câble bifilaire entouré d'un blindage, la connexion de masse de ce blindage de type "symétrique" s'impose.

Dans le chapitre III. 2. nous avons montré que pour des longueurs de câble de l'ordre de la demi-longueur d'onde de la perturbation des phénomènes de résonances apparaissent, dégradant l'efficacité de blindage. Dans ce cas également des connexions de masse intermédiaires le long du câble permettent de diminuer la longueur électrique du câble et de repousser les fréquences de résonances vers des valeurs plus élevées.

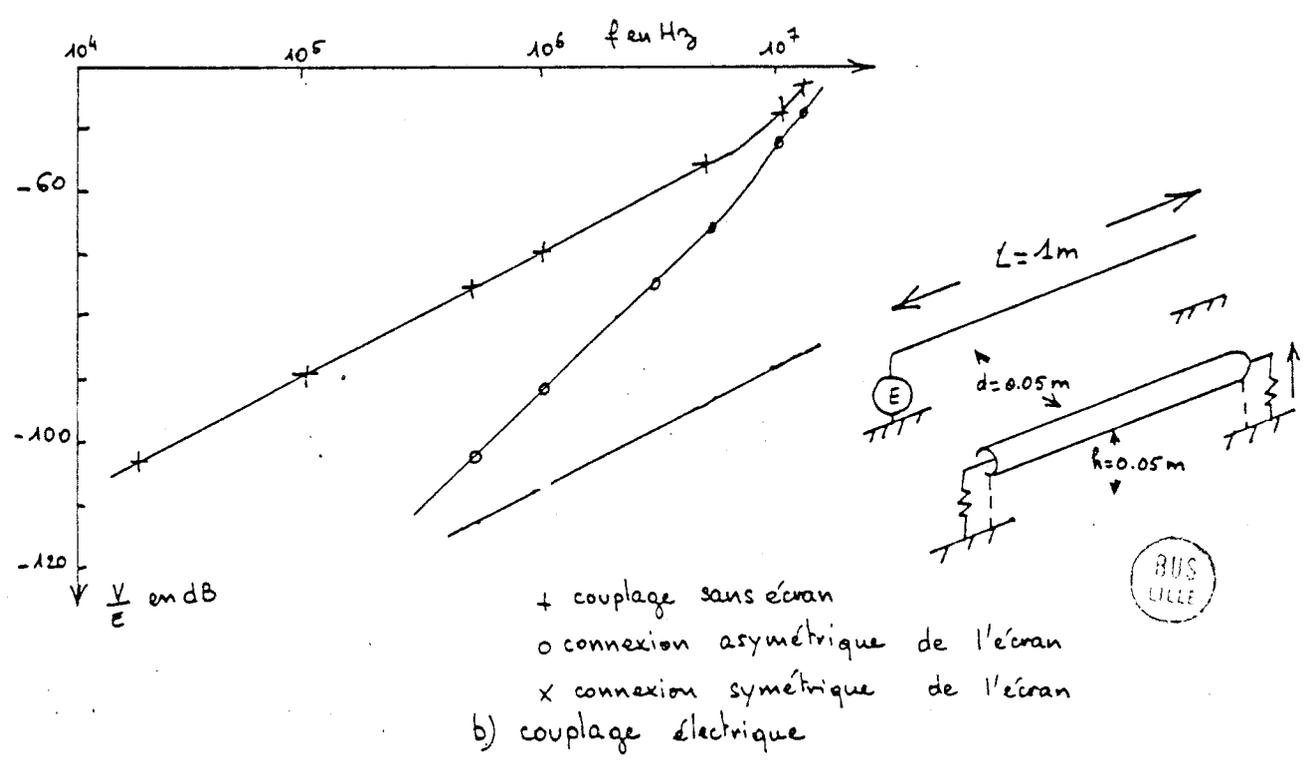
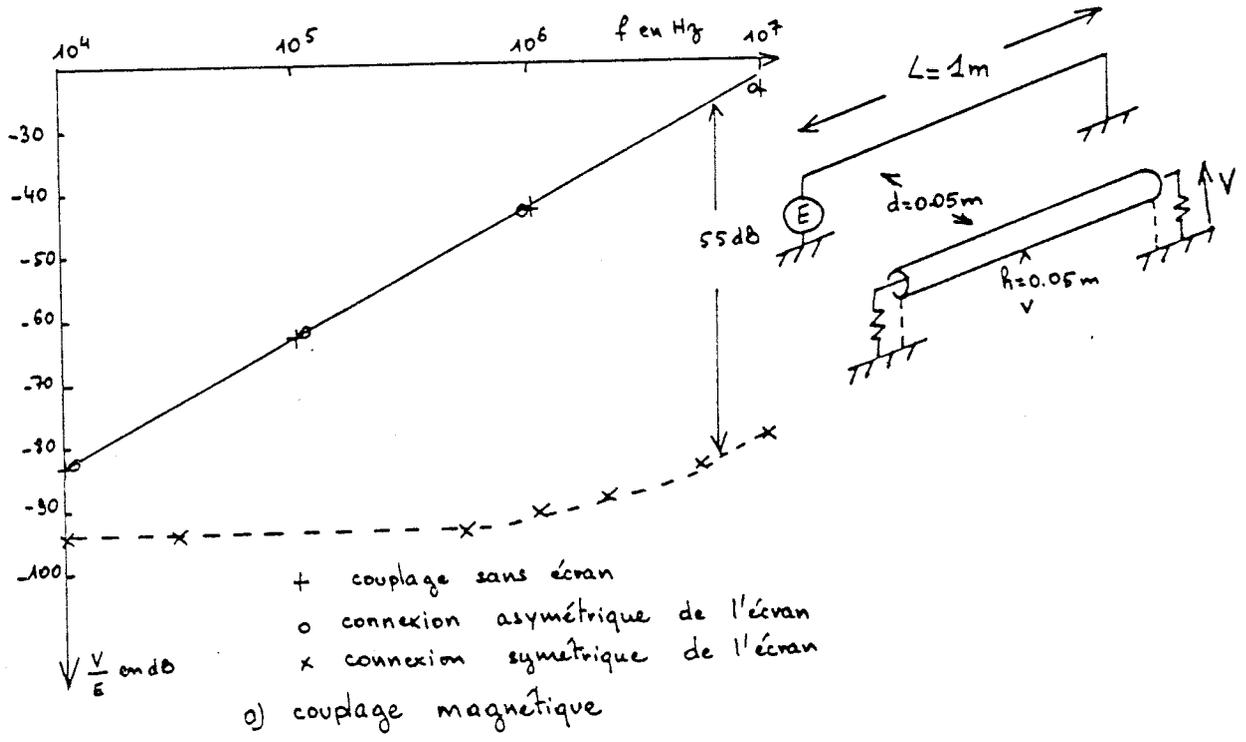


Figure 44 : Efficacité de blindage de câble bifilaire expérimentation

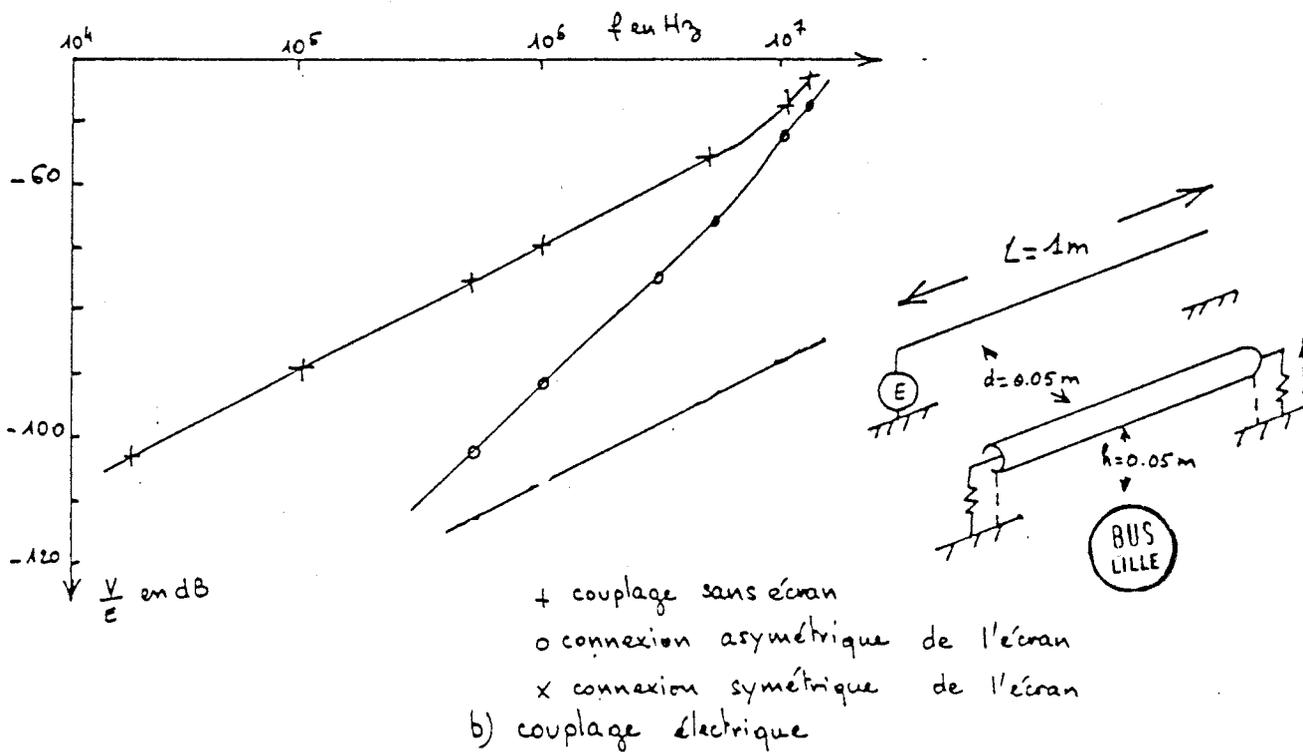
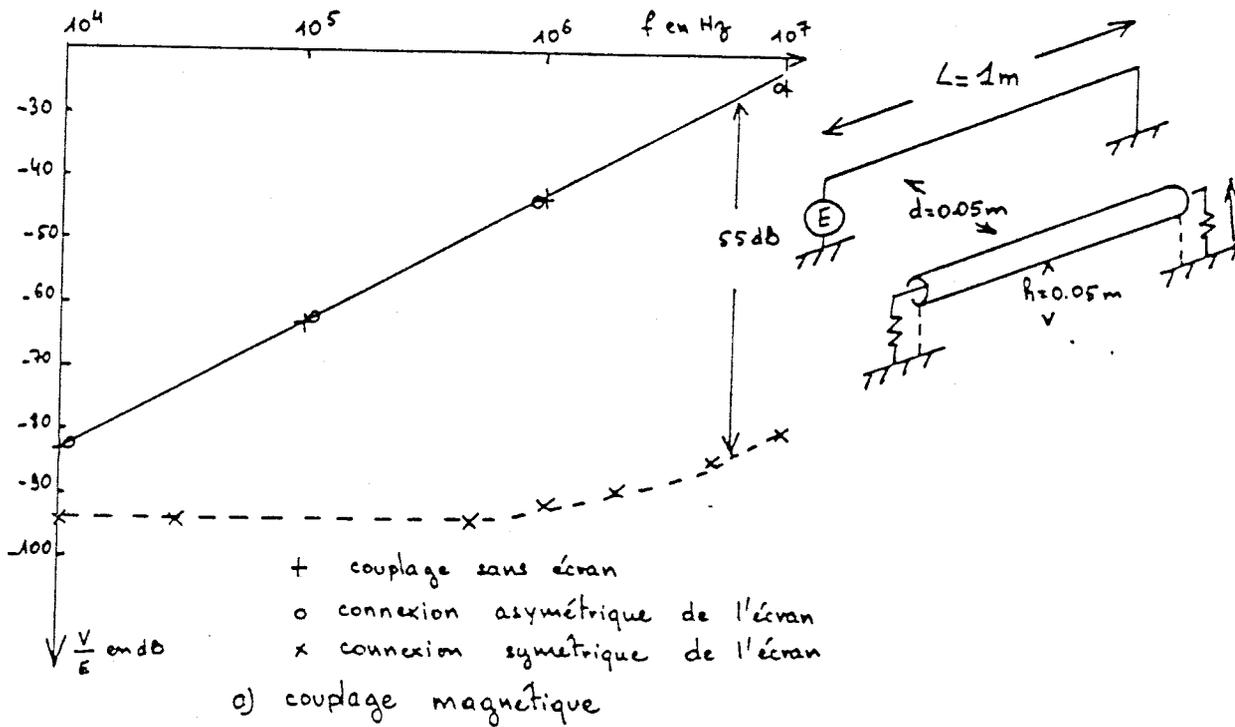


Figure 44 : Efficacité de blindage de câble bifilaire expérimentation

### III. 4. Conclusions et applications aux centres d'exploitation

La conclusion essentielle de ce chapitre est d'établir que l'efficacité de blindage dépend d'une part des paramètres de transfert du blindage et d'autre part des connexions de masse. Ce problème est complexe dans la mesure où il n'existe pas une solution qui soit universelle pour tous les cas. Cependant la proposition suivante semble réaliste aussi bien en ce qui concerne les résultats que les moyens disponibles à mettre en oeuvre : effectuer des connexions de masse des blindages des câbles au moins à chaque extrémité et en des points intermédiaires lorsque cela est possible.

Cette proposition est venue contredire les principes qui étaient admis jusqu'alors dans les centres d'exploitation. En effet, il était exigé de ne connecter les blindages à la masse qu'en un seul point, ceci afin d'éviter des circulations de courants dans des boucles éventuelles formées par les masses et les blindages ; le corollaire de cette disposition était une distribution de la masse en étoile : figure 45.

Notre proposition nous a amené avec les services d'exploitation de la DTRN à réviser également les principes de distribution de masse dans les centres. En effet connecter les blindages à chaque extrémité des câbles entraîne des circulations de courants perturbateurs sur ces blindages et dans la distribution de masse. Afin que cela ne dégrade pas le fonctionnement des équipements, il faut réaliser une distribution de masse dont l'impédance entre deux points quelconques du centre soit la plus faible possible : un réseau maillé est réalisé à l'aide de toute les structures métalliques des équipements et de leurs supports : figure 46.

Jusqu'alors, ces nouveaux principes ont été appliqués avec succès dans différentes situations où 10 à 20 dB ont pu être gagnés sur des perturbations gênantes dans le spectre 100 kHz à 10 MHz, ceci sur des câbles coaxiaux, des câbles bifilaires ou des câbles d'alimentation. [ 3 ] .

Un point important de la réalisation pratique est la qualité des connexions de masse. Dans notre étude nous avons considéré des court-circuits francs. En réalité ce sont des fils présentant une certaine impédance.

Il faut alors faire un compromis entre la qualité acceptable pour ces connexions et les contraintes de mise en oeuvre. Pour pouvoir juger de la bonne utilisation des blindages, nous avons utilisé une méthode d'évaluation sur site de l'efficacité de blindage d'un câble dans son environnement.

Cette méthode décrite par Buisson dans [23] consiste à injecter sur la gaine du câble une tension induite à l'aide d'un transformateur de courant. La perturbation qui en résulte est mesurée sur l'équipement connectée à ce câble : figure 47. Cette méthode présente d'importantes limites car c'est un cas extrêmement particulier d'incidence de perturbation. Elle permet cependant d'obtenir des résultats qualitatifs sur l'efficacité globale d'un blindage.

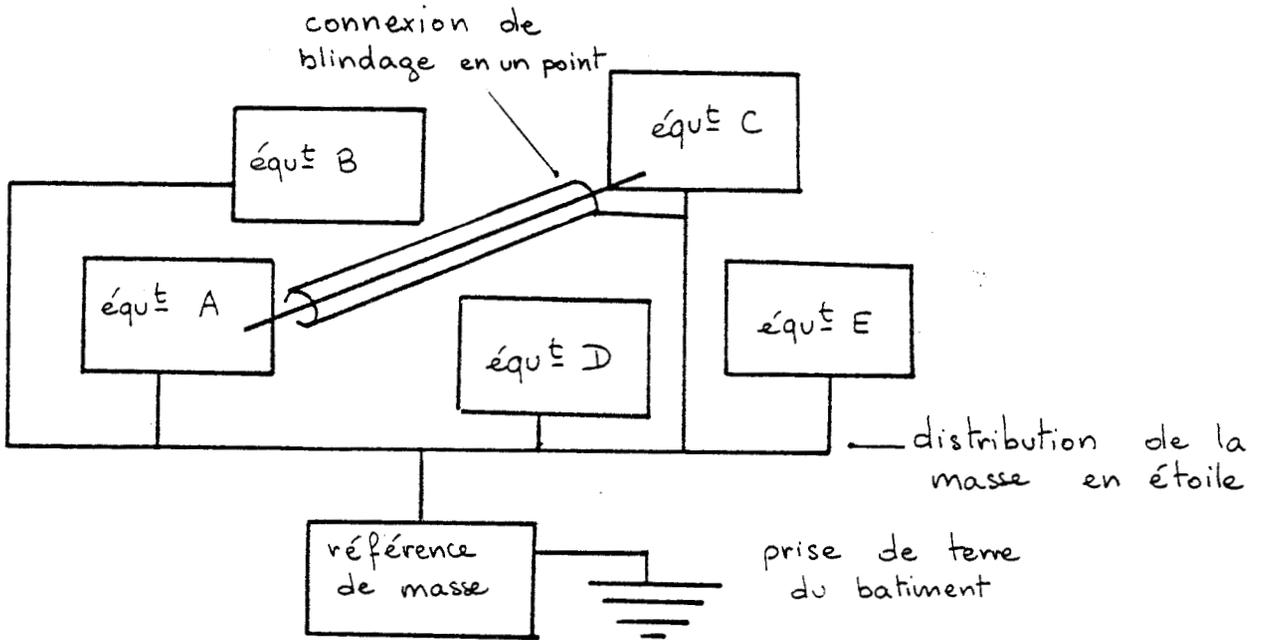


Figure 45 : Ancien principe de réalisation de masse et d'écran

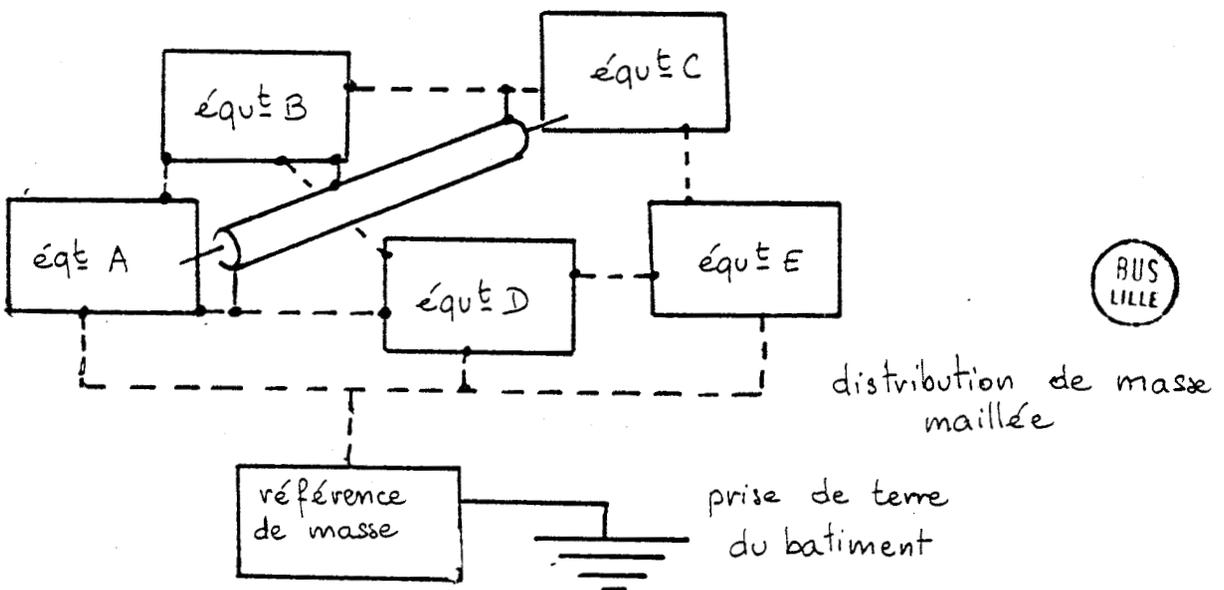


Figure 46 : Principe retenu : distribution de masse maillée - connexions de blindage au moins à chaque extrémité

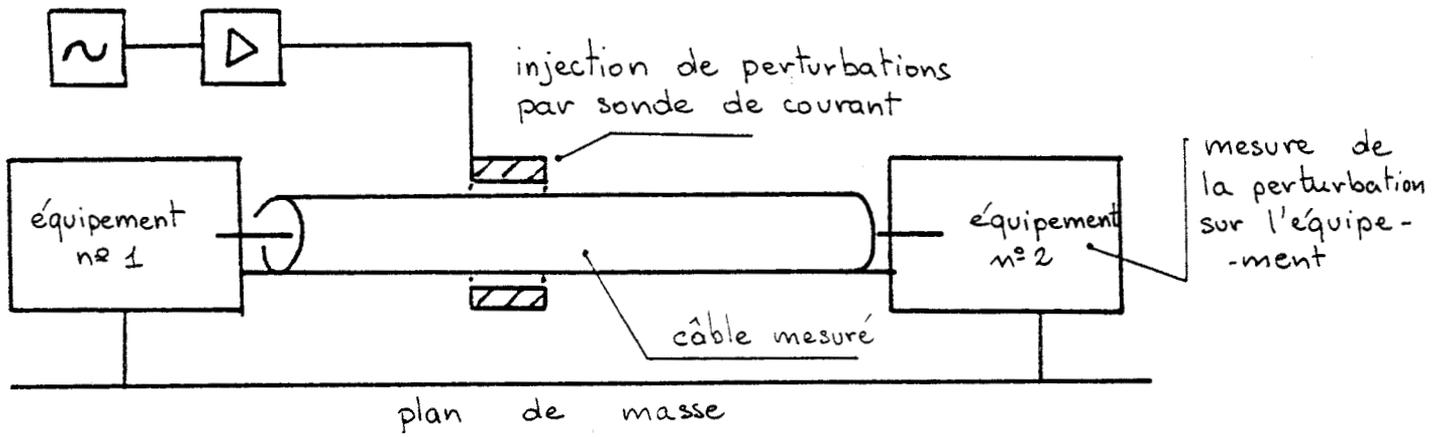


Figure 47 : Mesure d'efficacité de blindage d'un câble dans son environnement

## C O N C L U S I O N

-----

L'étude développée dans notre thèse nous a conduit vers la recherche de critères destinés à l'amélioration des équipements de télécommunications soumis aux perturbations électromagnétiques.

Notre étude a été menée en pratiquant la confrontation de modèles théoriques simplifiés, d'expériences de laboratoire et d'observations faites dans les centres d'exploitations.

Notre démarche a été guidée par la réponse à deux préoccupations essentielles.

Il s'agissait d'une part de s'éloigner de l'empirisme qui est souvent utilisé pour résoudre ce type de problème. Nous avons pour cela développé des modèles théoriques permettant de simuler le comportement de câbles coaxiaux exposés aux perturbations électromagnétiques. Ces modèles ont été construits avec suffisamment de généralité pour pouvoir être appliqués à des perturbations de spectre étendu et à des illuminations d'incidence quelconque.

Notre étude a d'autre part débouché sur des propositions résultant de l'exploitation de ces modèles. Ces propositions ont été étayées par de nombreuses expériences s'approchant des situations fréquemment rencontrées dans la pratique.

La modélisation a mis en évidence le rôle fondamental joué par l'impédance et l'admittance de transfert des blindages tressés. L'exploitation des modèles a également montré l'importance des connexions du blindage des câbles au plan de masse.

Sur un aspect beaucoup plus concret, nos travaux ont été orientés vers l'amélioration de la mesure des paramètres de transfert et plus particulièrement sur la prise en compte des phénomènes de propagation qui peuvent modifier la signification des paramètres issus de la mesure.

Nos résultats appliqués aux réalités pratiques rencontrées sur les équipements installés dans les centres de télécommunications ont montré que la répartition des connexions de masse du blindage modifie dans un rapport intéressant l'efficacité de blindage vis à vis des perturbations. Le meilleur résultat est obtenu lorsque ces connexions sont régulièrement réparties sur le chemin emprunté par les câbles coaxiaux.

Cette réponse suggère toutefois d'autres questions et plus spécialement l'importance attribuée à la nature des connexions de masse. Une étude de l'impédance des liaisons galvaniques effectuées entre le blindage et le plan de masse apporterait très certainement un élément appréciable pour approfondir nos connaissances sur les mécanismes de couplage électromagnétique.

BIBLIOGRAPHIE

---

- {1} "Manuel pour la mise à la terre des installations de télécommunications" du CCITT édité par l'U.I.T.
  
- {2} Electricité de France "Perturbations électriques et électromagnétiques des circuits basse tension des postes et centrales" Janvier 1980.
  
- {3} Chandesris, Tuailon, Girolet, Guitard "Perturbations dues aux convertisseurs continu-continu dans les centres D.T.R.N. Conséquences sur les câblages et les équipements" Note technique CNET TCR/LME 28-79.
  
- {4} Paul et McKnight "Prediction of crosstalk involving twisted pairs of wires" IEEE on EMC. Mai 1979.
  
- {5} Taylor et Castillo "On the response of a terminated twisted-wire cable excited by a plane wave electromagnetic field". IEEE on EMC. Feb. 1980.
  
- {6} Vance "Shielding effectiveness of braided-wire shields" IEEE on EMC. May 1975.
  
- {7} Schelkunoff "The electromagnetic theory of coaxial transmission lines and cylindrical shields". Bell Syst. Techn. Journal. October 1934.
  
- {8} Demoulin "Etude de la pénétration des ondes électromagnétiques à travers des blindages homogènes ou des tresses à structure coaxiale". Thèse d'Etat Lille 1981.
  
- {9} Vance "Coupling to shielded cables" édité par John Wiley and Sons.
  
- {10} Don White "EMC Handbooks"
  
- {11} Paul "Adequacy of low frequency crosstalk prediction models" 4ème Symposium EMC. Zurich 1981.
  
- {12} Chandesris "Couplages entre câbles" Note technique CNET TCR/LME 28-78.
  
- {13} Mohr "Coupling between open and shielded wire lines over a ground plane". IEEE on EMC September 1967.

- {14} Taylor, Satterwhite, Harrison "The response of a terminated two-wire transmission line excited by a nonuniform electromagnetic field". IEEE on Ant. and Prop. Nov. 1965.
  
- {15} Demoulin, Degauque, Caeterman et Gabillard "Shielding performance of a triply shielded coaxial cable". IEEE on EMC Aout 1980
  
- {16} Buisson, Lecompte "Mesures et simulations de perturbations électromagnétiques sur les chaines de contrôle neutronique et thermodynamique des réacteurs nucléaires". Journées Nationales sur la Compatibilité Electromagnétique Lille 1981.
  
- {17} Guitard, Montayan, Powel "Mesure de la protection électromagnétique des câbles coaxiaux dans la bande de fréquence 0-100 MHz" Note technique CNET TCR/LME 33-77.
  
- {18} Demoulin et Degauque "Etude expérimentale du blindage des tresses de câbles coaxiaux : méthodes en impulsion". Rapport USTL Mai 1980.
  
- {19} Chandesris, Lemerrier "Etude d'un montage de mesure de l'impédance de transfert de câble sous-marin : objectivité de la mesure" Note technique CNET STC/LST 17-80.
  
- {20} Chandesris, Demoulin, Degauque "Effect of ground connections on the coupling of disturbing signals to a coaxial line" 4ème Symposium sur la compatibilité électromagnétique - Zurich 1981.
  
- {21} Heddebaut, Degauque, Demoulin "4ème rapport d'avancement sur l'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de télécommunications" Rapport USTL.
  
- {22} Koga "Crosstalk attenuation characteristics and their improvement between coaxial pairs connected with transformers". Review of the electrical communication laboratories. Mai Juin 1978.
  
- {23} Lecompte, Buisson "Mesures et simulations de perturbations électromagnétiques sur les chaines de contrôle neutronique et thermodynamique des réacteurs nucléaires" Journées Nationales sur la compatibilité Electromagnétique. Lille 1981.
  
- {24} Demoulin "Application de la notion d'impédance de transfert au calcul d'un blindage à haute immunité aux perturbations électromagnétiques et au calcul de faisabilité d'une télécommunication par câble rayonnant" Thèse 3ème cycle Lille 1973.

- {25} Demoulin,,Degauque et Gabillard "Transient response of braided-wire shields" IEEE international symposium on EMC San Diego 1979.
- {26} Paul "Frequency response of multiconductor transmission lines illuminated by an electromagnetic fields" IEEE on EMC. Nov. 1976.
- {27} Taylor et Castillo "On electromagnetic-field excitation of unshield multiconductor cables" IEEE on EMC. Nov. 1978.
- {28} Allesen-Holm "Blindage" Teleteknik 1976 n° 3-4.
- {29} Fontaine et Umbert "Ground effects in the response of a single-wire transmission line illuminated by an E.M.P." 4ème Symposium de Compatibilité Electromagnétique. Zurich 1981.
- {30} Umbert "Prise en compte de la conductivité du sol sur le rayonnement d'une structure filiforme sur le couplage d'une onde électromagnétique avec une ligne de transmission". Thèse 3ème cycle CLERMONT FERRANT Juin 1981.

## ANNEXE I

-----

CALCUL DE LA REPOSE D'UNE LIGNE BIFILAIRE  
EXCITEE PAR UNE ONDE PLANE D'INCIDENCE QUELCONQUE

Les hypothèses sont celles exprimées au chapitre II.11. Nous calculons les relations entre le champ électromagnétique incident ( $E_i, H_i$ ) et les courants et tensions sur un élément de circuit compris entre les ordonnées  $z$  et  $z + \Delta z$  de surface  $\Delta S$ , décrit sur la figure A1.

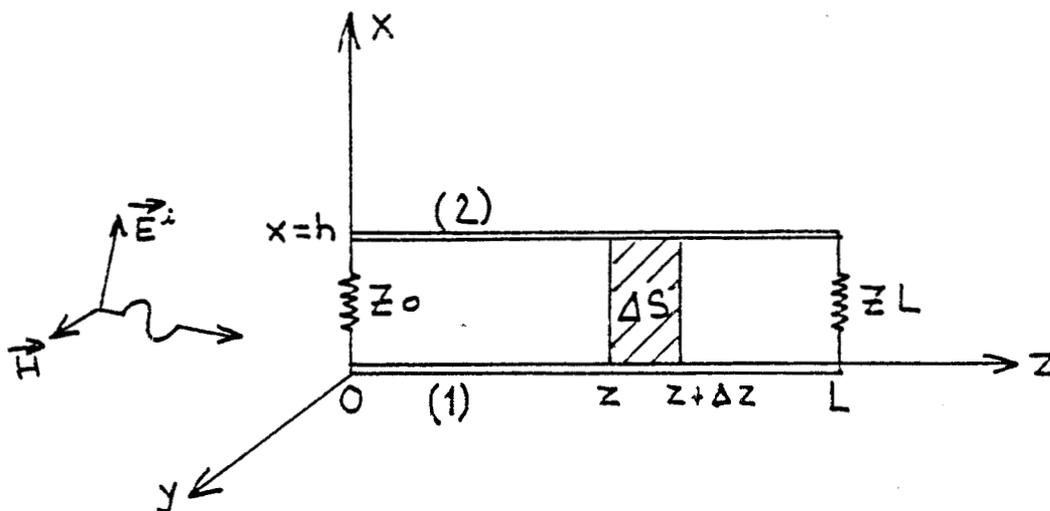


Figure A1: ligne bifilaire illuminée par une onde plane.

La formulation s'effectue à partir des équations de Maxwell. Le raisonnement comprend deux étapes :

Soit l'équation de Maxwell :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad (\text{A.1})$$

A l'aide du théorème de Stokes, nous l'intégrons sur la surface  $\Delta S$  montrée sur la figure A1 pour le champ total au voisinage de la ligne :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -j\omega \iint_{\Delta S} \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (\text{A.2})$$

Nous exprimons chacun des deux membres de cette expression en fonction des composantes de  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  selon les axes  $o_x$  et  $o_z$  et nous calculons la limite de chacun des deux membres, par rapport à la variable  $\Delta z$

$$\begin{aligned} \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} &= \int_0^b [E_x(x, 0, z + \Delta z) - E_x(x, 0, z)] dx \\ &\quad - \int_z^{z + \Delta z} [E_z(b, 0, u) - E_z(0, 0, u)] du \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Exprimons  $\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{E} \cdot d\vec{l}}{\Delta z}$

sous la forme suivante :

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\int_0^b [E_x(x, 0, z + \Delta z) - E_x(x, 0, z)] dx}{\Delta z} = - \frac{dV(z)}{dz} \quad (\text{A.4})$$

$$\text{car } V(z) = - \int_0^b E_x(x, 0, z) dx$$

$V(z)$  étant la tension en  $z$  entre les deux conducteurs.

D'autre part, le long des conducteurs, le champ électrique longitudinal est égal au produit de l'impédance linéique de surface de ces conducteurs par le courant qui y circule :

$$E_z(0, 0, z) = Z_1 \cdot I_1(z) \quad \text{sur le conducteur (1)}$$

et

$$E_z(b, 0, z) = Z_2 \cdot I_2(z) \quad \text{sur le conducteur (2)}$$

Si les conducteurs sont identiques

$Z_1 = Z_2 = Z_i$ , impédance linéique de surface des conducteurs

$$\text{d'où } E_z(b, 0, z) - E_z(0, 0, z) = Z_i \cdot (I_2(z) - I_1(z))$$

par définition  $I(z) = \frac{I_2(z) - I_1(z)}{2}$  est le courant du mode de transmissions de la ligne, mode auquel nous nous intéressons (chapitre I.33)

$$\text{donc } E_z(b, 0, z) - E_z(0, 0, z) = 2Z_i \cdot I(z)$$

La limite s'exprime alors :

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{E} \cdot d\vec{l}}{\Delta z} = - \frac{dV(z)}{dz} - 2Z_i \cdot I(z) \quad (\text{A.5})$$

Exprimons de la même façon le second membre de l'équation A2

$$-j\omega \iint_{\Delta S} \vec{B} \cdot d\vec{S} = -j\omega \int_z^{z+\Delta z} \int_0^b B_y(x, 0, u) dx du \quad (\text{A.6})$$

donc :

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{-j\omega \iint_{\Delta S} \vec{B} \cdot d\vec{S}}{\Delta z} = -j\omega \int_0^b B_y(x, 0, z) dx \quad (\text{A.7})$$

Le courant  $I(z)$  circulant sur la ligne crée un champ diffracté  $\vec{B}^n$  l'étant l'inductance de la ligne,

$$I(z) = - \int_0^b B^n(x, 0, z) dx$$

Le champ total résultant s'écrit :

$$\vec{B} = \vec{B}^i + \vec{B}^n \quad \vec{B}^i \text{ étant le champ incident}$$

$$\text{d'où} \quad -j\omega \int_0^b B_y(x, 0, z) dx = j\omega l \cdot I(z) - j\omega \int_0^b B_y^i(x, 0, z) dx$$

Cette relation conduit à l'expression de la limite A7

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{-j\omega \iint_{\Delta S} \vec{B} \cdot d\vec{s}}{\Delta z} = j\omega l \cdot I(z) - j\omega \int_0^b B_y^i dx \quad (\text{A.8})$$

Reprenant les équations A2, A5 et A8, l'équation différentielle recherchée se met sous la forme :

$$\frac{dV(z)}{dz} + (2z^i + j\omega \cdot l) \cdot I(z) = -j\omega \int_0^b B_y^i(x, 0, z) dx \quad (\text{A.9})$$

où  $(2z^i + j\omega \cdot l)$  est l'impédance linéique de la ligne bifilaire et peut-être écrite sous la forme générale  $Z$ .

Compte tenu de l'hypothèse selon laquelle la hauteur  $h$  de la ligne est petite devant la longueur d'onde de la perturbation incidente,  $B_y^i$  peut-être considérée comme une constante selon  $x$ .

L'équation s'écrit alors :

$$\boxed{\frac{dV(z)}{dz} + Z \cdot I(z) = -j\omega \cdot h B_y^i} \quad (\text{A.10})$$

La seconde équation de la ligne de transmission s'obtient à partir de l'équation de Maxwell :  $\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}$  (A.11)

que nous appliquons respectivement au champ incident et au champ total résultant.

$\epsilon$ ,  $\sigma$  et  $\mu$  étant la permittivité, la conductivité et la perméabilité du milieu, et  $k$  étant la constante de propagation du milieu,

$$k = \omega \sqrt{\mu \left( \epsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \right)}$$

les équations s'écrivent :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = - \frac{k^2}{j\omega} \cdot \vec{E} \quad \text{et} \quad \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B}^i = - \frac{k^2}{j\omega} \cdot \vec{E}^i$$

Exprimons la composante du champ électrique orientée selon l'axe  $ox$ .

$$E_x = - \frac{j\omega}{k^2} \left( \frac{\partial B_y}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)$$

$$E_x^i = - \frac{j\omega}{k^2} \left( \frac{\partial B_y^i}{\partial z} - \frac{\partial B_z^i}{\partial y} \right)$$

Comme  $B = B^i + B^r$ , nous écrivons :

$$E_x - E_x^i = - \frac{j\omega}{k^2} \left( \frac{\partial B_y^r}{\partial z} - \frac{\partial B_z^r}{\partial y} \right) \quad (\text{A.12})$$

La configuration géométrique utilisée implique que la circulation des courants se fait parallèlement à l'axe  $oz$ , d'où  $B_z^r = 0$

L'équation (A12) se simplifie :

$$E_x - E_x^i = - \frac{j\omega}{k^2} \cdot \frac{\partial B_y^r}{\partial z} \quad (\text{A.13})$$

En intégrant entre les deux conducteurs :

$$\int_0^b E_x \cdot dx = \int_0^b E_x^i \cdot dx = - \frac{j\omega}{k^2} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \int_0^b B_y^r \cdot dx \quad (\text{A.14})$$

$$\text{où} \quad \int_0^b E_x \cdot dx = -V(z)$$

$$\text{et} \quad \int_0^b B_y^r \cdot dx = -l \cdot I(z)$$

Nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$Y \cdot V(z) + \frac{dI(z)}{dz} = -Y \cdot \int_0^b E_x^i \cdot dx \quad (\text{A.15})$$

où  $Y = \frac{k^2}{j\omega l}$  représente l'admittance linéique de la ligne.

Comme  $E_x^i$  est constante entre les deux conducteurs ( $h \ll \lambda$ ), nous écrivons la seconde équation différentielle :

$$\boxed{\frac{dI(z)}{dz} + Y \cdot V(z) = -Y \cdot h \cdot E_x^i} \quad (\text{A.16})$$

La ligne de transmission bifilaire illuminée par une onde plane est donc décrite par le système suivant :

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{dV(z)}{dz} + Z \cdot I(z) &= j\omega h \cdot B_y^i \\ \frac{dI(z)}{dz} + Y \cdot V(z) &= -Y \cdot h \cdot E_x^i \end{aligned}}$$

## ANNEXE II

-----

CALCUL DES PARAMETRES MESURES DANS LA DETERMINATION EXPERIMENTALE  
DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Le montage de mesure de l'impédance de transfert est modélisé par deux lignes couplées entre elles par les paramètres du blindage : figure 27 du chapitre III.1. Nous supposons que l'admittance de transfert est nulle. L'objectif est de calculer les grandeurs :

$$GM1 = \frac{2 \cdot v_2(0)}{L \cdot i_2(0)} \quad \text{et} \quad GM2 = \frac{2 \cdot v_2(L)}{L \cdot i_2(0)}$$

Les deux lignes sont décrites par le système général S4 du chapitre II.21. La ligne L1 formée du conducteur intérieur et du blindage est terminée à ses extrémités sur son impédance caractéristique. Nous pouvons alors considérer que le circuit L1 n'a pas d'incidence sur la ligne perturbatrice L2. Le système S4 peut-être alors séparé en deux groupes (B1) et (B2) :

$$B1 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dv_2}{dz} = z_{22} \cdot i_2 \\ -\frac{di_2}{dz} = y_{22} \cdot v_2 \end{array} \right.$$

$$B2 \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dv_2}{dz} = z_{11} \cdot i_1 - Z_T \cdot i_2 \\ -\frac{di_2}{dz} = y_{11} \cdot v_2 \end{array} \right.$$

Un couple de solutions générales du système (B2) peut-être déterminé,  $i_2(z)$  étant considéré comme un paramètre

$$B3 \left\{ \begin{aligned} v_2(z) &= A e^{-\gamma_1 z} + B e^{\gamma_1 z} + \frac{Z_T}{2} \cdot e^{-\gamma_1 z} \int_0^z i_2(u) e^{\gamma_1 u} du + \frac{Z_T}{2} e^{\gamma_1 z} \int_0^z i_2(u) e^{-\gamma_1 u} du \\ i_1(z) &= \frac{A}{Z_{c1}} e^{-\gamma_1 z} + \frac{B}{Z_{c1}} e^{\gamma_1 z} + \frac{Z_T}{2 Z_{c1}} \cdot e^{-\gamma_1 z} \int_0^z i_2(u) e^{\gamma_1 u} du - \frac{Z_T}{2 Z_{c1}} \cdot e^{\gamma_1 z} \int_0^z i_2(u) e^{-\gamma_1 u} du \end{aligned} \right.$$

$\gamma_1$  est la constante de propagation de la ligne L1 et  $Z_{c1}$  son impédance caractéristique.

La ligne étant adaptée à chacune de ses extrémités, les constantes A et B sont solutions du système :

$$(B4) \left\{ \begin{aligned} v_2(0) &= -Z_{c1} \cdot i_1(0) \\ i_2(L) &= Z_{c1} \cdot i_1(L) \end{aligned} \right.$$

$$\text{soit } A = 0 \quad \text{et } B = -\frac{Z_T}{2} \cdot \int_0^L i_2(u) e^{-\gamma_1 u} du$$

Les grandeurs mesurées aux extrémités du câble sont, en remplaçant A et B par leur valeur dans (B3)

$$v_2(0) = -\frac{Z_T}{2} \cdot \int_0^L i_2(u) \cdot e^{-\gamma_1 u} du \quad (B5)$$

$$v_2(L) = \frac{Z_T}{2} \cdot e^{\gamma_1 L} \cdot \int_0^L i_2(u) \cdot e^{\gamma_1 u} du \quad (B6)$$

La loi de variations de  $i_2(z)$  le long du blindage dépend du mode de connexion entre le blindage et le circuit perturbateur.

Une solution générale du système (B1) est :

$$B7 \quad \begin{cases} v_2(z) = C e^{-\gamma_2 z} + D e^{\gamma_2 z} \\ i_2(z) = \frac{C}{Z_{C2}} \cdot e^{-\gamma_2 z} - \frac{D}{Z_{C2}} \cdot e^{\gamma_2 z} \end{cases}$$

$\gamma_2$  est la constante de propagation de la ligne L2 et  $Z_{C2}$  est l'impédance caractéristique de cette ligne L2.

A) Cas du montage triaxial en court-circuit :

Dans ce type de montage, la ligne L2 est terminée à son extrémité  $z = L$  par une impédance nulle : chapitre III.13:

$$\begin{aligned} v_2(L) &= 0 \\ \text{Soit } C &= D e^{2\gamma_2 L} \end{aligned}$$

La loi de variation de  $i_2(z)$  est alors :

$$i_2(z) = - \frac{D}{Z_{C2}} \cdot \left( e^{-\gamma_2(z-2L)} + e^{\gamma_2 z} \right) \quad B8$$

La constante D étant fonction des conditions aux limites à  $z = 0$ .

Nous calculons alors  $GM2 = \frac{2v_2(L)}{L \cdot i_2(0)}$  à l'aide de B6 et B8

$$GM2 = \frac{Z_T \cdot e^{-\gamma_2 L} \int_0^L (e^{-\gamma_2(u-2L)} + e^{\gamma_2 u}) e^{\gamma_2 u} du}{L (1 + e^{2\gamma_2 L})}$$

$$\text{Soit } \boxed{GM2 = \frac{K(\gamma_2 L, \gamma_2 L)}{1 + e^{2\gamma_2 L}} \cdot Z_T}$$

Nous avons supposé que  $\gamma_1 \neq \gamma_2$  ce qui est le cas en général.

B) Montage adapté :

La ligne L2 formée du circuit perturbateur et du blindage est adaptée à son extrémité  $z = L$

$$\text{alors : } i_2(z) = i_2(0) \cdot e^{-\gamma_2 z} \quad (\text{B9})$$

$$\text{dans ce cas nous calculons } GM1 = \frac{2v_2(0)}{L \cdot i_2(0)} \quad \text{et} \quad GM2 = \frac{2 \cdot v_2(L)}{L \cdot i_2(0)}$$

à partir de (B5), (B6) et (B9)

$$GM1 = \frac{2 \cdot v_2(0)}{i_2(0)} = -Z_T \cdot \frac{\int_0^L e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)u} du}{L}$$

Soit

$$GM1 = Z_T \cdot \frac{e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)L} - 1}{(\gamma_1 + \gamma_2)L}$$

et

$$GM2 = \frac{2 \cdot v_2(L)}{L \cdot i_2(0)} = Z_T \cdot \frac{e^{-\gamma_1 L} (e^{(\gamma_1 - \gamma_2)L} - 1)}{(\gamma_1 - \gamma_2)L}$$

## ANNEXE III

-----

CALCUL NUMERIQUE DE LA REPARTITION DE COURANT SUR LE BLINDAGE  
ET DES TENSIONS AUX EXTREMITES DU CABLE

I) EXPRESSIONS ANALYTIQUES

Ce calcul est effectué dans l'hypothèse simplificatrice où nous supposons que la ligne L1 formée du conducteur protégé et du blindage n'a pas d'action sur la ligne L2 formée du plan de masse et du blindage (chapitre II.22 et III.22).

Les courants et tensions de chacune des deux lignes vérifient les deux systèmes S9 et S10 du chapitre II.22.

$$C1 \quad \begin{cases} \frac{dv_2}{dz} + z_{22} \cdot v_2 = j\omega \cdot \int_0^b B \dot{y} dx \\ \frac{di_2}{dz} + y_{22} \cdot v_2 = -y_{22} \cdot \int_0^b E \dot{x} dx \end{cases}$$

$$(C2) \quad \begin{cases} \frac{dv_1}{dz} + z_{11} \cdot i_1 = Z_T \cdot i_2 \\ \frac{di_1}{dz} + y_{11} \cdot v_1 = -Y_T \left( v_2 + \int_0^b E \dot{x} dx \right) \end{cases}$$

Une méthode classique de résolution du système (C1) donne le couple de solutions générales :

$$(C3) \quad v_2(z) = A \cdot e^{-\gamma_2 z} + B e^{\gamma_2 z} + \frac{e^{-\gamma_2 z}}{2\gamma_2} \cdot \int_0^z (\beta_{22} J_2 + \gamma_2 E_2) e^{\gamma_2 u} du - \frac{e^{+\gamma_2 z}}{2\gamma_2} \cdot \int_0^z (\beta_{22} J_2 - \gamma_2 E_2) e^{-\gamma_2 u} du$$

$$(C4) \quad i_2(z) = \frac{A}{Z_{C2}} \cdot e^{-\gamma_2 z} - \frac{B}{Z_{C2}} \cdot e^{\gamma_2 z} + \frac{e^{-\gamma_2 z}}{2\gamma_2 \cdot Z_{C2}} \int_0^z (\gamma_2 E_2 - \beta_{22} J_2) e^{\gamma_2 u} du + \frac{e^{\gamma_2 z}}{2\gamma_2 \cdot Z_{C2}} \int_0^z (\beta_{22} J_2 - \gamma_2 E_2) e^{-\gamma_2 u} du$$

où  $\gamma_2$  est la constante de propagation de la ligne L2

$Z_{C2}$  son impédance caractéristique avec :

$$E_2 = j\omega \int_0^b B_y^i dx$$

$$J_2 = -Y_{22} \cdot \int_0^b E_x^i dx$$

Nous transformons ce couple de solutions afin d'obtenir des solutions ne dépendant plus que du champ électrique  $\vec{E}$ .

Considérons l'expression

$$U = \frac{e^{-\gamma_2 z}}{\gamma_2} \cdot \int_0^z (\beta_{22} \cdot J_2 + \gamma_2 \cdot E_2) e^{\gamma_2 u} du$$

elle s'écrit également :

$$(C5) \quad U = e^{-\gamma_2 z} \int_0^z \left[ -\gamma_2 \int_0^b E_x^i dx + j\omega \int_0^b B_y^i dx \right] e^{\gamma_2 u} du$$

Le champ électromagnétique incident vérifie les équations de Maxwell, en particulier

$$\vec{\text{rot}} \vec{E}^i = -j\omega \vec{B}^i$$

$$\text{donc } j\omega B_y^i = -\frac{\partial E_x^i}{\partial z} + \frac{\partial E_z^i}{\partial x}$$

L'expression U devient alors :

$$U = e^{-\gamma_2 z} \int_0^{\delta} \left[ -\gamma_2 \int_0^b \hat{E}_x^i dx - \int_0^b \frac{\partial \hat{E}_x^i}{\partial z} dx + \int_0^b \frac{\partial \hat{E}_z^i}{\partial x} dx \right] e^{\gamma_2 u} du$$

Soit

$$U = e^{-\gamma_2 z} \int_0^{\delta} \left[ (E_z^i(b, u) - E_z^i(0, u)) e^{\gamma_2 u} du - e^{\gamma_2 z} \int_0^{\delta} \left[ \gamma_2 e^{\gamma_2 u} \int_0^b \hat{E}_x^i dx + e^{\gamma_2 u} \int_0^b \frac{\partial \hat{E}_x^i}{\partial z} dx \right] du \right]$$

Soit encore

$$U = e^{-\gamma_2 z} \int_0^{\delta} [E_z^i(b, u) - E_z^i(0, u)] e^{\gamma_2 u} du - \int_0^b \hat{E}_x^i dx + e^{-\gamma_2 z} \int_0^b \hat{E}_x^i(0) dx$$

de la même façon nous calculons l'expression :

$$V = \frac{e^{\gamma_2 z}}{\gamma_2} \cdot \int_0^{\delta} (\beta_{22} \cdot J_2 - \gamma_2 E_2) e^{-\gamma_2 u} du$$

nous obtenons alors :

$$V = -e^{\gamma_2 z} \cdot \int_0^{\delta} [E_z^i(b, u) - E_z^i(0, u)] e^{\gamma_2 u} du + \int_0^b \hat{E}_x^i(z) dx - e^{\gamma_2 z} \int_0^b \hat{E}_x^i(0) dx$$

Le couple de solutions (C3, C4) se transforme alors en :

$$C5 : v_2(z) = A e^{-\gamma_2 z} + B e^{\gamma_2 z} + \frac{e^{-\gamma_2 z}}{2} \int_0^z e^{\gamma_2 u} K(u) du + \frac{e^{\gamma_2 z}}{2} \int_0^z e^{-\gamma_2 u} K(u) du - K_V(z)$$

$$C6 : i_2(z) = \frac{A}{Z_{C2}} \cdot e^{-\gamma_2 z} + \frac{B}{Z_{C2}} \cdot e^{\gamma_2 z} + \frac{e^{-\gamma_2 z}}{2 Z_{C2}} \int_0^z e^{\gamma_2 u} \cdot K(u) du - \frac{e^{\gamma_2 z}}{2 Z_{C2}} \int_0^z e^{-\gamma_2 u} K(u) du$$

$$\text{ou } K(z) = E_z^i(b, 0, z) - E_z^i(0, 0, z) \quad \text{et } K_V(z) = \int_0^b E_x^i dx$$

Le champ électromagnétique perturbateur étant une onde plane de vecteur de propagation  $\vec{\gamma}$ , nous pouvons écrire :

$$E_z^i = E_{z_0}^i \cdot e^{-\gamma_x x} \cdot e^{-\gamma_y y} \cdot e^{-\gamma_z z}$$

d'où 
$$K(z) = E_{z_0}^i (e^{-\gamma_x b} - 1) \cdot e^{-\gamma_z z}$$

posons 
$$\alpha(z) = \frac{e^{-\gamma_z z}}{2} \int_0^z e^{\gamma_2 u} K(u) du$$

et 
$$\beta(z) = \frac{e^{\gamma_2 z}}{2} \int_0^z e^{-\gamma_2 u} \cdot K(u) du$$

et calculons  $\alpha(z)$  et  $\beta(z)$

Si  $\gamma_x = 0$ , dans ce cas  $K(u) = 0$

$$\text{donc } \alpha = 0 \quad \beta = 0$$

si  $\gamma_x \neq 0$ , dans ce cas,  $\gamma_z \neq \gamma_2$

alors 
$$\alpha(z) = E_{z_0}^i (e^{-\gamma_x b} - 1) \cdot \int_0^z e^{-\gamma_2 u} e^{-\gamma_z u} du \cdot \frac{e^{-\gamma_2 z}}{2}$$

Donc 
$$\alpha(z) = E_{z_0} (e^{-\gamma_2 b} - 1) \frac{e^{-\gamma_3 z} - e^{\gamma_2 z}}{2(\gamma_2 - \gamma_3)}$$

de même 
$$\beta(z) = -E_{z_0} (e^{-\gamma_2 b} - 1) \frac{e^{-\gamma_3 z} - e^{\gamma_2 z}}{2(\gamma_2 + \gamma_3)}$$

Le système d'équations générales s'écrit encore :

C7 
$$v_2(z) = A e^{-\gamma_2 z} + B e^{\gamma_2 z} + \alpha(z) + \beta(z) - K_v(z)$$

C8 
$$i_2(z) = \frac{A}{Z_{c2}} \cdot e^{-\gamma_2 z} - \frac{B}{Z_{c2}} \cdot e^{\gamma_2 z} + \frac{\alpha(z)}{Z_{c2}} - \frac{\beta(z)}{Z_{c2}}$$

où  $\alpha(z)$ ,  $\beta(z)$  et  $K_v(z)$  ont été définis précédemment en fonction des composantes du champ électrique  $E_x^i$  et  $E_z^i$

Les constantes d'intégration A et B se déterminent en appliquant au système les conditions aux limites. Soit  $Z_0$  l'impédance terminale à l'origine ( $z = 0$ ) et  $Z_L$  l'impédance terminale à l'extrémité ( $z = L$ ). A et B vérifient le système

$$\begin{cases} v_2(0) = -Z_0 \cdot i_2(0) \\ v_2(L) = Z_L \cdot i_2(L) \end{cases}$$

soit

C9 
$$\begin{cases} A \left(1 + \frac{Z_0}{Z_{c2}}\right) + B \left(1 - \frac{Z_0}{Z_{c2}}\right) = K_v(0) \\ A \cdot e^{-\gamma_2 L} \left(1 - \frac{Z_L}{Z_{c2}}\right) + B e^{\gamma_2 L} \left(1 + \frac{Z_L}{Z_{c2}}\right) = \\ K_v(L) + \alpha(L) \left(\frac{Z_L}{Z_{c2}} - 1\right) - \beta(L) \left(\frac{Z_L}{Z_{c2}} + 1\right) \end{cases}$$

De la même façon que pour le système C1, la résolution classique du système C2 donne le même couple d'équations générales C3 et C4 dans lequel les indices 2 sont transformés en indice 1 et dans lequel :

$$E_2 = Z_T \cdot i_2$$

$$J_1 = -Y_T \left( v_2 + \int_0^b E_{\tilde{x}} dx \right)$$

Pour simplifier la résolution, nous imposons les conditions aux limites sur la ligne L1 : à chaque extrémité cette ligne est chargée par son impédance caractéristique. Les constantes d'intégrations sont alors solutions du système :

$$v_2(0) = -Z_{C1} \cdot i_2(0)$$

$$v_2(L) = Z_{C1} \cdot i_2(L)$$

$$\text{Soit } A=0 \quad \text{et } B = \frac{1}{2\gamma_2} \int_0^L (\beta_{11} \cdot J_1 - \gamma_2 \cdot E_1) e^{-\gamma_2 u} du$$

Les tensions  $v_1(0)$  et  $v_1(L)$  aux extrémités sont, en remplaçant A et B par leur valeur dans les équations générales décrites ci-dessus à partir de C3 et C4 :

$$C10 \quad v_2(0) = \frac{1}{2\gamma_2} \int_0^L (\beta_{11} J_1 - \gamma_2 E_1) e^{-\gamma_2 u} du$$

$$C11 \quad v_2(L) = \frac{e^{-\gamma_2 L}}{2\gamma_2} \int_0^L (\beta_{11} J_1 + \gamma_2 E_1) e^{\gamma_2 u} du$$

$$\text{Soit (C12)} \quad v_2(0) = -\frac{1}{2} \int_0^L \left( Z_T \cdot i_2(u) + Z_{C1} \cdot Y_T \left( v_2(u) + \int_0^b E_{\tilde{x}} dx \right) \right) du$$

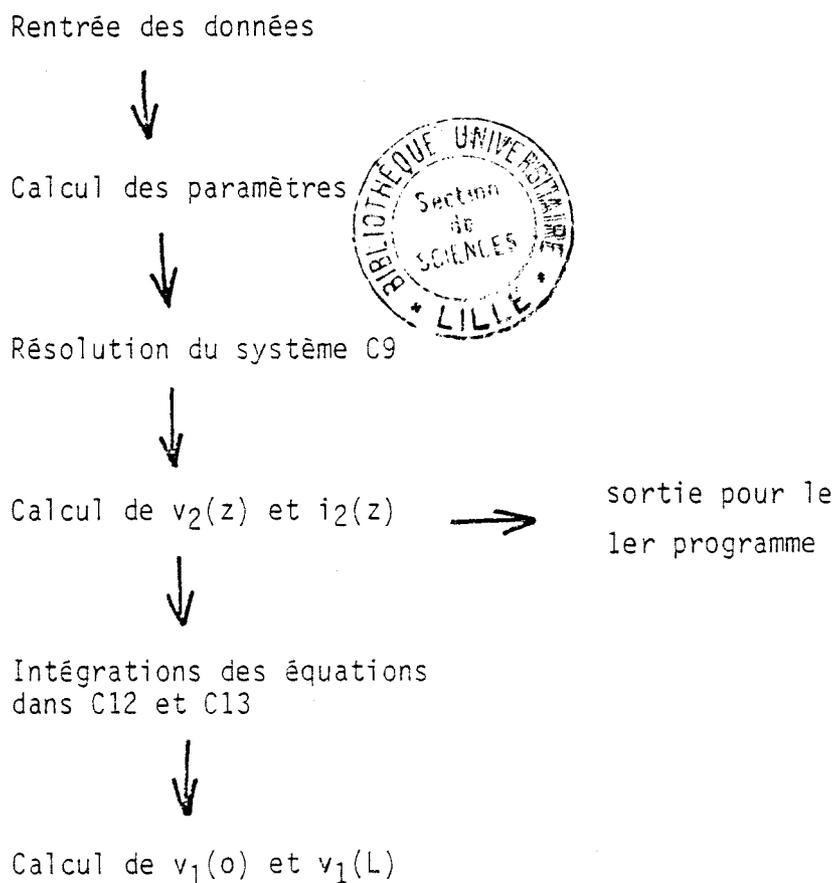
$$(C13) \quad v_2(L) = \frac{1}{2} \int_0^L \left( Z_T \cdot i_2(u) - Z_{C1} \cdot Y_T \left( v_2(u) + \int_0^b E_{\tilde{x}} dx \right) \right) du$$

## II) RESOLUTION NUMERIQUE

Le calcul numérique consiste essentiellement à résoudre le système d'équations C9 et calculer les intégrales dans les expressions de  $v_1(0)$  et  $v_1(L)$  (C12 et C13). Pour cela nous avons réalisé deux programmes de calcul en FORTRAN, l'un pour accéder aux valeurs de tension et courant  $v_2(z)$  et  $i_2(z)$  en tout point du blindage, l'autre pour déterminer les tensions  $v_1(0)$  et  $v_1(L)$  aux extrémités de blindage.

Un organigramme sommaire est donné sur le tableau suivant :

Tableau : Organisation des programmes



L'entrée des données s'effectue en mode conversationnel.  
La sortie se fait par transcription des résultats sur des courbes à l'aide d'un logiciel de tracé de courbes.