

50376
1984
173

50376.
1984.
173.

N° d'ordre : 1203

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

THESE DE 3^e CYCLE

**ETUDE ET CARACTERISATION ELECTROMAGNETIQUE
DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE
APPLICATION A LA MESURE DES PARAMETRES
DE TRANSFERT DE CABLES COAXIAUX
AUX FREQUENCES ELEVEES**



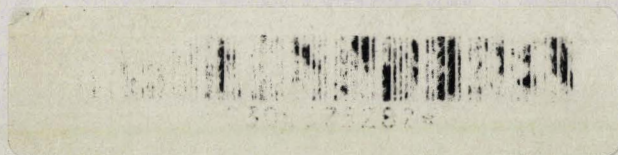
Soutenu le 5 octobre 1984

par

Patrick DUVINAGE

Maitre es sciences

Membres du Jury	MM	R	GABILLARD	Président
		B	DEMOULIN	Rapporteur
		P	DEGAUQUE	Examineur
		J	FONTAINE	Examineur
		R	LE BLANC	Examineur



Je dédie cette thèse à mon épouse Sylvie,
qui m'a soutenu et encouragé tout au long de ce travail,
à mon fils Adrien, et à ma petite Mathilde qui vient
de voir le jour.

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire de Radiopropagation et Electronique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par le Professeur R. GABILLARD.

Dès à présent, je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé à réaliser ce travail.

Elles furent nombreuses, et leurs conseils ou leur soutien m'ont été très précieux. Elles ont permis que cette thèse soit.

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

Je tiens à remercier Monsieur DEMOULIN, Maître Assistant, qui m'a encadré tout au long de ce travail, ainsi que Monsieur le Professeur DEGAUQUE qui m'a fait profiter également de son expérience.

Je tiens à remercier Monsieur FONTAINE, président de l'Université de Clermont-Ferrand II de m'avoir fait l'honneur de juger mon travail, et de participer au jury.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'un contrat avec la Société Aérospatiale. Je remercie Monsieur LE BLANC, Chef de Département à la Société Aérospatiale, qui a suivi le déroulement de cette étude et qui me fait l'honneur aujourd'hui d'examiner mon travail et de participer au jury.

Je tiens également à remercier le Département Distribution Numérique et Protection du CNET Lannion A, pour l'aide apportée lors de la mise en oeuvre expérimentale.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>		p. 1
<u>CHAPITRE I</u>	PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES DANS LES CABLES PRESENTANT DES DEFAUTS DE BLINDAGE. PRESENTATION GENERALE DU PROBLEME.	p. 3
<u>CHAPITRE II</u>	ETUDE D'UNE DISCONTINUITE DE PASSAGE ET D'UNE DISCONTINUITE TERMINALE AVEC CONTACT ELECTRIQUE.	p. 21
<u>CHAPITRE III</u>	DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CABLE COAXIAL SUPPORTANT UNE INTERRUPTION TOTALE DU BLINDAGE.	p. 54
<u>CHAPITRE IV</u>	APPLICATION DES PROPRIETES DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE POUR LA MESURE DES PARAMETRES DE TRANSFERT DE CABLES COAXIAUX AUX FREQUENCES SUPERIEURES A 100 MHZ.	p. 87
<u>CONCLUSION</u>		p. 115
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>		p. 118
<u>ANNEXES</u>		p. 122

INTRODUCTION

INTRODUCTION

.....

La part de plus en plus croissante d'équipements électroniques sensibles installés dans une ambiance industrielle, rend le fonctionnement de ces systèmes extrêmement vulnérable aux perturbations électromagnétiques.

C'est ainsi que, suivant le niveau ou l'origine des perturbations, on peut assister à un dérangement momentané de certains circuits, ou parfois même à la destruction des composants. Le concepteur et l'exploitant de ces équipements sont donc confrontés à la tâche impérieuse qui consiste à soustraire l'électronique des effets nuisibles engendrés par les perturbations électromagnétiques.

La solution permettant une réduction appréciable des tensions parasites générées à l'entrée des circuits sensibles, conduit inévitablement à blinder l'équipement au moyen d'enceintes métalliques, mais aussi de blinder les lignes de transmission qui assurent les liaisons électriques entre l'équipement et le milieu extérieur.

Si on parvient actuellement à maîtriser assez bien l'efficacité de blindage des enceintes métalliques et des conduits tressés protégeant les câbles, il en va tout autrement des discontinuités qui apparaissent lors de la jonction de ces différents blindages.

Le travail exposé dans notre thèse s'est donc attaché à la caractérisation de ces discontinuités de blindage, afin d'appliquer les résultats de cette étude à quelques situations pratiques que nous nous proposons de détailler.

Dans un premier chapitre, nous plaçons le problème des discontinuités de blindage dans son concept physique. Nous rappelons à cette occasion les notions d'impédance et d'admittance de transfert utilisées pour caractériser l'efficacité de blindage des câbles coaxiaux, et sur lesquelles nous reviendrons longuement au quatrième chapitre.

Dans un second chapitre, nous nous intéressons au cas particulier des discontinuités avec contact électrique qui, très concrètement, concernent l'efficacité de blindage que peuvent présenter des conducteurs souples reliant les blindages entr'eux. Pour tenter de cerner le plus justement possible ce problème, sans toutefois tomber dans l'empirisme, nous avons considéré quelques exemples typiques facilement modélisables, et qui montrent de façon évidente que de telles discontinuités peuvent être caractérisées par les notions d'impédance et d'admittance de transfert évoquées au premier chapitre. Une application intéressante de ces résultats concernera l'action cumulée des blindages de câbles et des discontinuités que nous appuierons à l'aide d'exemples.

Le troisième chapitre de notre thèse traite le cas des discontinuités sans contact électrique qui sont bien souvent introduites de façon involontaire lors de défauts mécaniques sur des connecteurs, ou de phénomènes d'oxydation, et qui se manifestent par un défaut de contact entre blindage. Par l'application de la théorie des lignes de transmission couplées, nous montrons comment on peut évaluer les tensions parasites qui peuvent naître à la suite de ces incidents.

Nous illustrons cette approche du problème à l'aide d'une confrontation des résultats théoriques et des résultats expérimentaux obtenus sur un câble installé sur un simulateur d'ondes planes. La bonne concordance entre les deux solutions nous confirme alors les possibilités offertes par le modèle théorique.

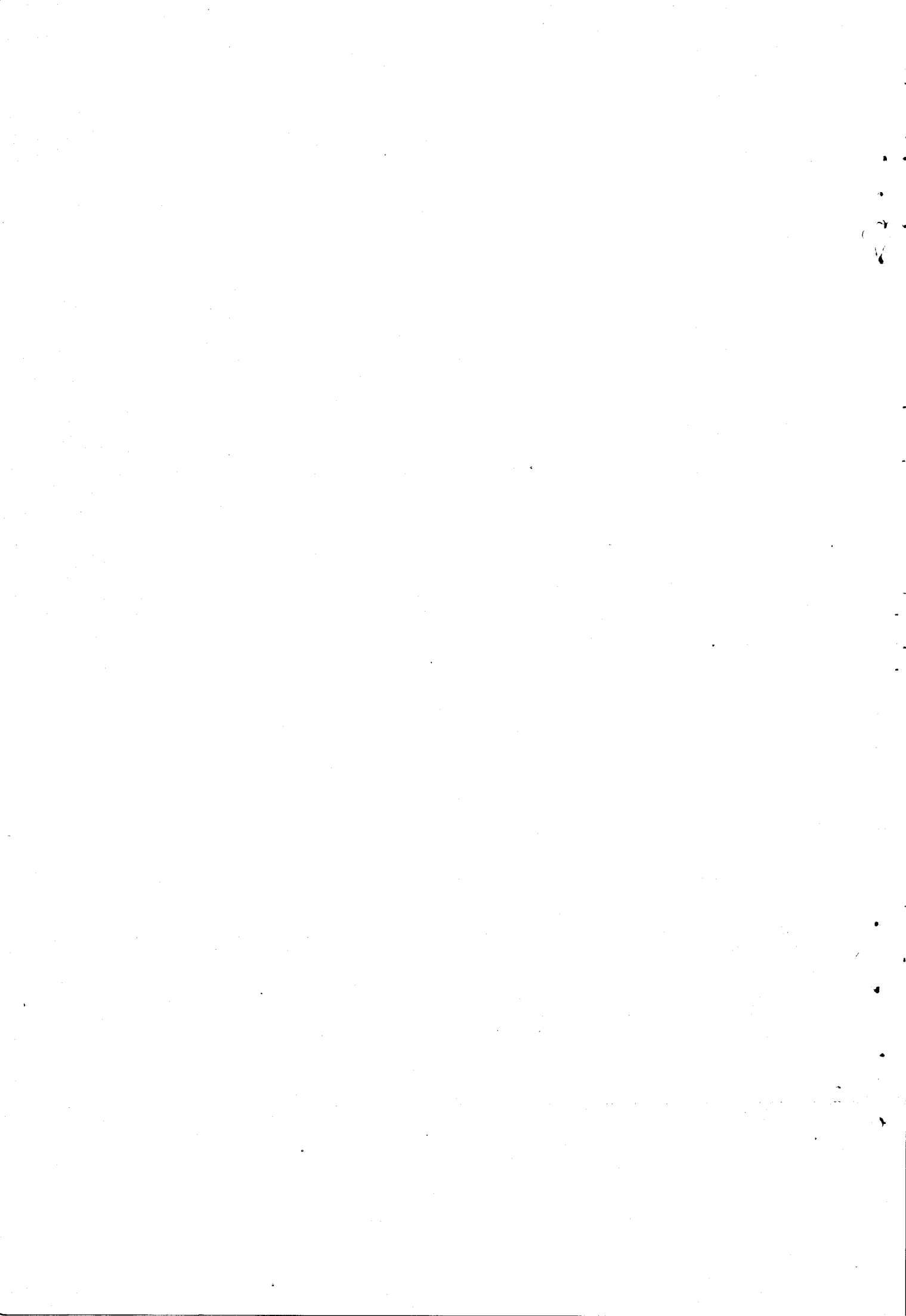
Dans le quatrième chapitre de notre thèse, nous appliquons les connaissances acquises en matière de discontinuité de blindage à la mesure d'impédance et d'admittance de transfert dans un domaine de fréquence s'étendant de 100 MHz à 1000 MHz.

Comme nous l'évoquons au début de ce dernier chapitre, les méthodes de mesure usuelles des paramètres de transfert de câbles coaxiaux deviennent très limitées par les phénomènes de propagation lorsqu'on veut explorer les fréquences supérieures à 100 MHz.

C'est pourquoi nous montrons qu'avec l'utilisation d'un banc de mesure recourant à des solutions simples sur le plan technologique, et qu'en excitant le câble à l'aide de perturbations impulsives à front de montée rapide, on peut, après un traitement numérique adéquat, extraire l'évolution tant en module qu'en phase, des impédance et admittance de transfert à des fréquences pouvant atteindre 1000 MHz. Nous donnons à l'aide d'un exemple emprunté à un câble coaxial à blindage tressé, quelques résultats qui permettent d'apprécier les performances de cette méthode de mesure.

CHAPITRE I

PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES DANS LES CABLES PRESENTANT DES DEFAUTS
DE BLINDAGE. PRESENTATION GENERALE



C H A P I T R E . . . I

PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES DANS LES CABLES PRESENTANT DES DEFAUTS DE BLINDAGE - PRESENTATION GENERALE DU PROBLEME

- I - POSITION DU PROBLEME DANS LE CADRE DE LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE p. 5
- I.1 - ELEMENTS SENSIBLES AUX PERTURBATIONS ELECTOMAGNETIQUES*
I.2 - PRESENTATION DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE
- II - EFFICACITE DE BLINDAGE DE CABLES COAXIAUX DEFINIE A PARTIR DES
PARAMETRES DE TRANSFERT Z_T ET Y_T p. 9
- II.1 - NOTION D'IMPEDANCE DE TRANSFERT*
II.2 - NOTION D'ADMITTANCE DE TRANSFERT
II.3 - ETUDE DU BLINDAGE HOMOGENE
II.4 - ETUDE DU BLINDAGE TRESSE
- II.4.1 - Couplage du type diffraction*
II.4.2 - Couplage du type inductance
II.4.3 - Couplage du type induction
- III - THEORIE DES LIGNES COUPLEES p. 16
- IV - DETERMINATION EXPERIMENTALE DE Z_T ET Y_T p. 17

C H A P I T R E I

PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES DANS LES CABLES PRESENTANT DES DEFAUTS DE BLINDAGE - PRESENTATION GENERALE DU PROBLEME

I - POSITION DU PROBLEME DANS LE CADRE DE LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

Depuis quelques années le champ d'application des ondes électromagnétiques et des hyperfréquences s'est considérablement élargi. Il s'en est suivi une augmentation importante d'installations électroniques. Ces installations voient leur bon fonctionnement altéré dès que le seuil admissible de perturbation est dépassé. Le problème majeur est donc leur comportement vis-à-vis de l'environnement électromagnétique dans lequel elles sont placées.

La compatibilité électromagnétique a pour objet de trouver non seulement les moyens de protection contre les rayonnements parasites, mais également de minimiser les sources de perturbations. C'est donc non seulement permettre aux équipements de fonctionner dans le milieu électromagnétique ambiant, mais aussi éviter que ceux-ci affectent le bon fonctionnement d'autres installations par les perturbations qu'ils entraînent.

I.1 - ELEMENTS SENSIBLES AUX PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES

Quel que soit le type d'émission des perturbations EM^{}, rayonnement ou conduction (perturbations véhiculées par un support reliant la source de perturbations à l'équipement), celles-ci peuvent agir directement sur les équipements sensibles, ou amener des perturbations par les câbles de liaison qui se comportent alors comme des capteurs privilégiés. La réalité est souvent plus complexe compte-tenu de la structure de réseau très maillé que l'on trouve en pratique.*

* EM : ElectroMagnétique

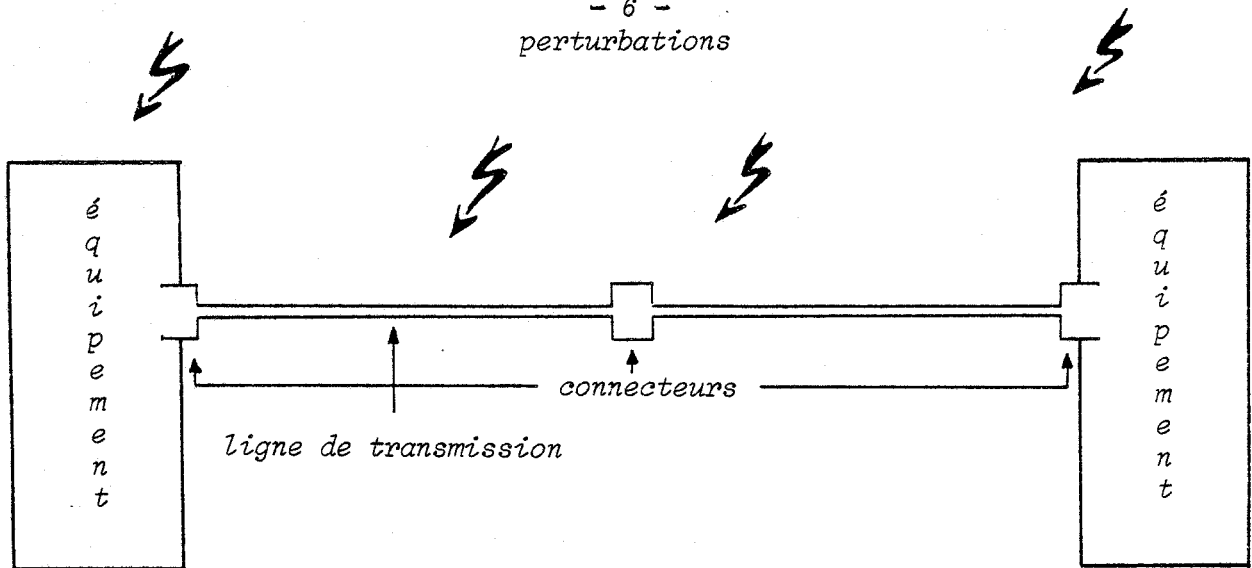


Figure 1

Un point particulièrement sensible d'une installation est la transition entre les lignes ou entre la ligne et l'équipement. En effet, les lignes de transmission sont en général équipées de blindages efficaces et les équipements sont isolés des perturbations au moyen d'enceintes les plus imperméables possibles aux ondes EM. Le blindage du câble et l'enceinte sont équipotentiels par les connecteurs qui assurent la jonction entre la ligne et l'équipement. Un défaut de continuité électrique entre le blindage du câble et l'enceinte peut alors générer des tensions parasites qui peuvent s'avérer préjudiciables au bon fonctionnement d'un équipement électronique. L'étanchéité électromagnétique de la transition est par conséquent conditionnée par la qualité du contact électrique entre la "masse" câble et la "masse" équipement. C'est ce problème fondamental que nous nous proposons d'étudier.

I.2 - PRESENTATION DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE

Par esprit de simplification et pour donner à notre démarche un aspect plus analytique, nous nous limiterons à des exemples simples concernant les discontinuités sur câbles coaxiaux qui se prêteront, le cas échéant, à une modélisation mathématique.

Deux types de discontinuités seront traités. Le premier résultera par exemple d'une cassure mécanique du blindage de la ligne de transmission, le séparant donc en 2 tronçons (figure 2). Le second sera conditionné par des connexions électriques reliant les 2 tronçons évoqués précédemment (figure 3) ou, dans le cas d'une discontinuité terminale, par une "reprise de blindage", consistant à prolonger le blindage de la ligne pour permettre le contact électrique avec le surblindage et la masse de l'équipement. (figure 4).

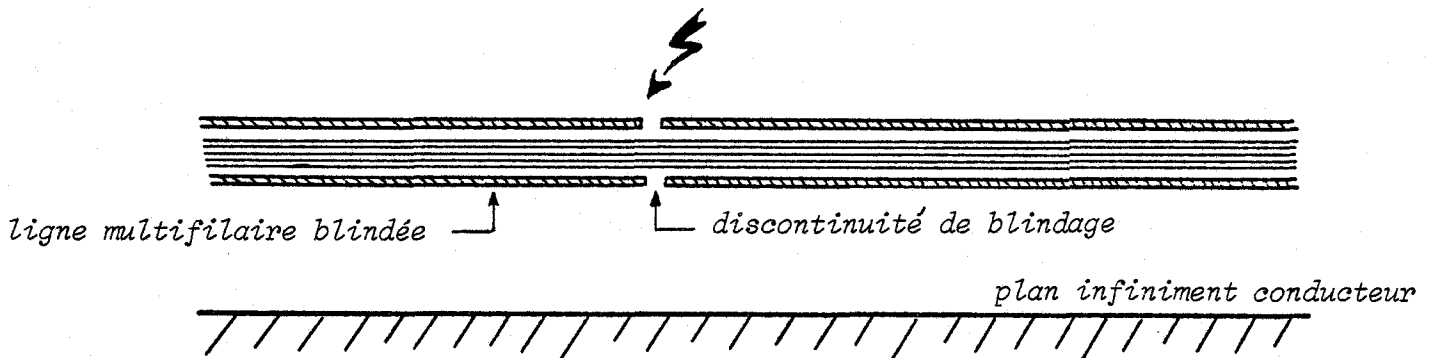


Figure 2

Lors d'une perturbation EM, il va y avoir interaction entre la ligne supportant la discontinuité et la ligne perturbatrice. Dans la plupart des cas cette dernière est constituée par le blindage du câble situé au-dessus d'un plan de masse. Lorsque la ligne est surblindée, elle sera constituée par le blindage et le tube qui lui est concentrique.

L'étude de la discontinuité avec contact électrique se prêtera bien à une structure triaxiale où la perturbation sera simulée par un générateur connecté en amont de la ligne perturbatrice. En effet la démarche suivie pour étudier la discontinuité de passage ou terminale avec contact électrique se fera avantageusement en utilisant les notions de paramètres de transfert des tresses de câbles coaxiaux. A chaque type de couplage on pourra associer un paramètre de transfert. La figure 3 illustre une discontinuité de passage. Un connecteur relie les 2 tronçons de ligne. Le contact électrique entre le blindage et le connecteur peut être obtenu par soudure ou à l'aide de conducteurs filiformes. La figure 4 représente une configuration très réaliste que nous nous proposons de caractériser.

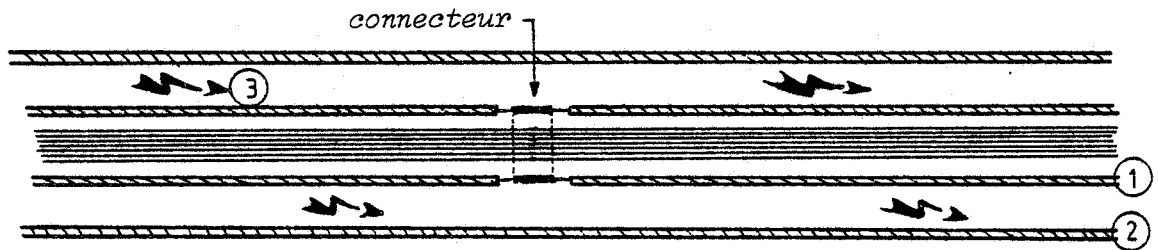


Figure 3

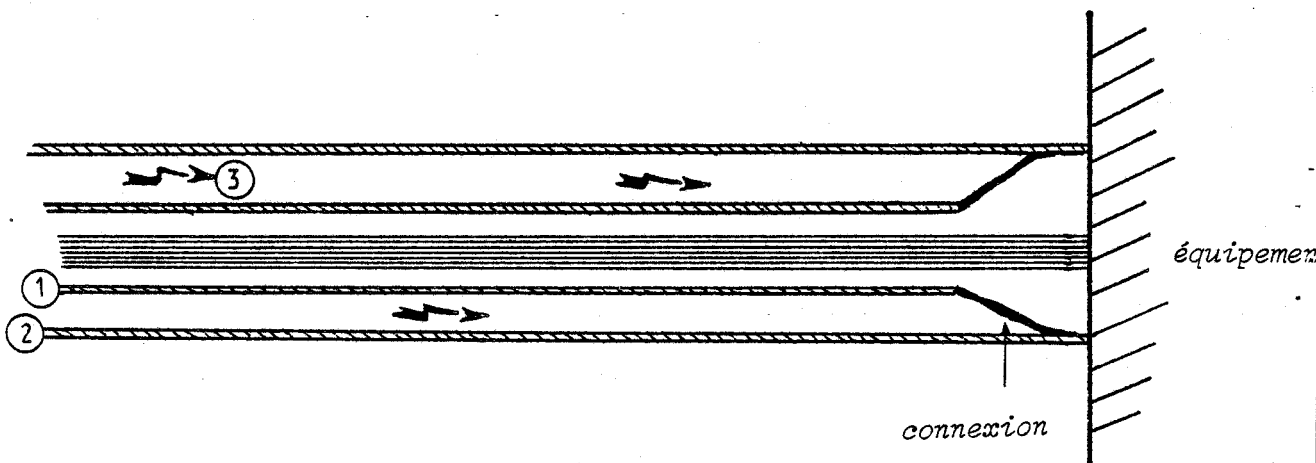


Figure 4

L'élément ① est un blindage de protection des conducteurs multifilaires appelé blindage principal.

L'élément ② est un surblindage destiné à protéger le blindage principal et les connecteurs des perturbations électromagnétiques.

Une perturbation électromagnétique représentée par ③ peut se propager sur la ligne de transmission constituée du blindage et du surblindage. L'énergie électromagnétique va, par conséquent, pénétrer à travers le blindage principal au niveau du connecteur et entraîner l'apparition de tensions parasites à l'entrée de l'équipement.

Quant à la discontinuité totale c'est-à-dire sans contact électrique, son approche devra être appréhendée d'une manière totalement différente. En effet, de part la coupure électrique du blindage, les paramètres de transfert ne pourront plus caractériser l'efficacité de blindage de la discontinuité. Les conditions aux limites imposées par la discontinuité de blindage nous obligent, pour déterminer les tensions parasites apparaissant entre l'âme et le blindage du câble, de tenir compte du circuit extérieur, mais aussi du circuit intérieur par l'intermédiaire des impédances de charge du câble coaxial.

Préalablement nous allons introduire quelques définitions et décrire le banc de mesure utilisé pour la détermination expérimentale des paramètres de transfert de câbles coaxiaux.

II - EFFICACITE DE BLINDAGE DE CABLES COAXIAUX DEFINIE A PARTIR DES PARAMETRES DE TRANSFERT Z_T ET Y_T

Le blindage d'un câble est un écran qui permet de minimiser le couplage électromagnétique entre le milieu extérieur et le milieu intérieur au blindage. Il est très utile de pouvoir chiffrer son effet afin de pouvoir déterminer pour un type de câble donné, son efficacité de blindage. Les grandeurs linéiques, impédance et admittance de transfert, répondent parfaitement à cette demande.

II.1 - NOTION D'IMPEDANCE DE TRANSFERT

Considérons un tronçon de ligne blindée de longueur L . Court-circuitons une extrémité du câble coaxial et injectons un courant perturbateur I dans le blindage. Il en résulte à l'autre extrémité une tension parasite V entre l'âme et la gaine (figure 5). Si nous supposons que la longueur de l'échantillon est petite par rapport à la longueur d'onde, l'impédance de transfert s'exprime de la façon suivante :

$$Z_T = \frac{1}{L} \frac{V}{I} \quad (1)$$

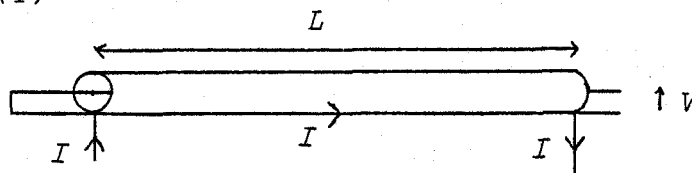


Figure 5

Cette définition ne fait intervenir que les constantes physiques propres au blindage, c'est donc une caractéristique intrinsèque au blindage. Elle rend compte de la diffusion du champ électrique longitudinal dans le blindage.

II.2 - NOTION D'ADMITTANCE DE TRANSFERT

Lorsque le blindage présente des ouvertures, des charges électriques vont pouvoir transiter à l'intérieur de la ligne protégée et modifier ainsi la densité superficielle de charge. L'admittance de transfert caractérise la pénétration du champ électrique transversal.

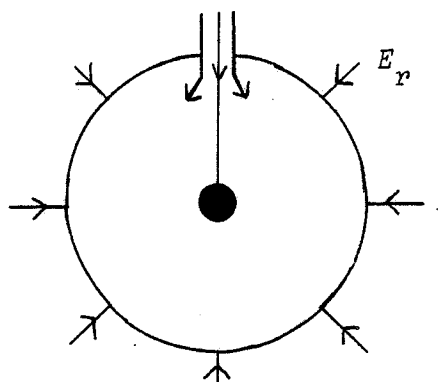


Figure 6

La définition la plus générale introduite par Vance | 2 | de l'admittance de transfert est la suivante :

$$Y_T = - \frac{1}{V_0} \frac{dI}{dz} \Big|_{V=0} \quad (2)$$

où V_0 est la tension entre le conducteur intérieur et la structure externe (figure 7) et $\frac{dI}{dz}$ représente le courant par unité de longueur induit sur le conducteur interne lorsque ce blindage est court-circuité à ce conducteur, le câble coaxial étant de longueur unité.

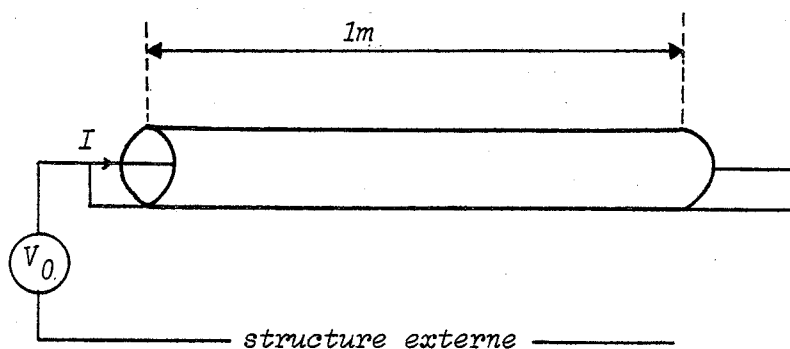


Figure 7

II.3 - ETUDE DU BLINDAGE HOMOGENE

Etudions tout d'abord le cas du blindage homogène. En basse fréquence, la densité de courant est une constante dans une section perpendiculaire à l'axe du câble. Dans ce cas Z_T s'identifie à la résistance linéique du blindage. Lorsque la fréquence augmente, la densité de courant n'est plus uniforme. Cette densité est maximale sur la périphérie du blindage, ceci est illustré sur la figure 8. L'impédance de transfert s'exprime d'après le formalisme de Schelkunoff | 1 | par le rapport :

$$Z_T = \frac{E_z(r_2)}{\int_{r_2}^{r_1} J_z(r) 2\pi r dr} \quad (3)$$

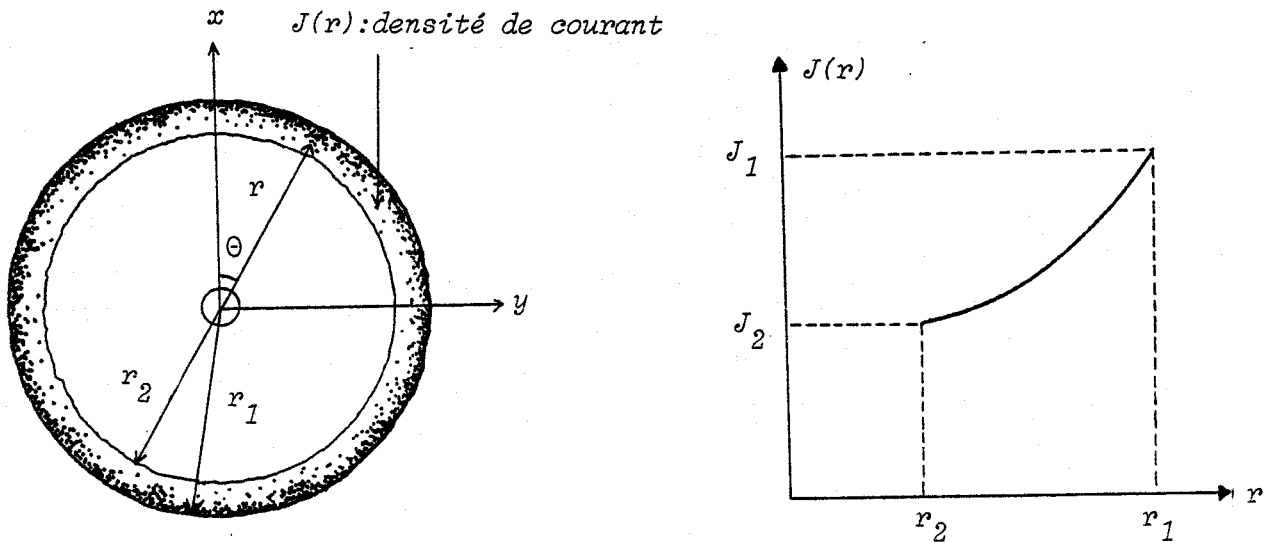


Figure 8

Pour les hautes fréquences, on obtient pour Z_T la formule suivante :

$$Z_{Thom} = \frac{R_0 (1+j) \frac{e}{\sigma}}{sh\{(1+j) \frac{e}{\sigma}\}} \quad (4)$$

σ : épaisseur de peau

$e = r_2 - r_1$: épaisseur du blindage

R_0 : résistance linéique du blindage

La courbe ci-dessous illustre les propos théoriques précédents pour un câble homogène (cuivre) dont le diamètre intérieur du blindage vaut 9 mm et l'épaisseur 0,3 mm.

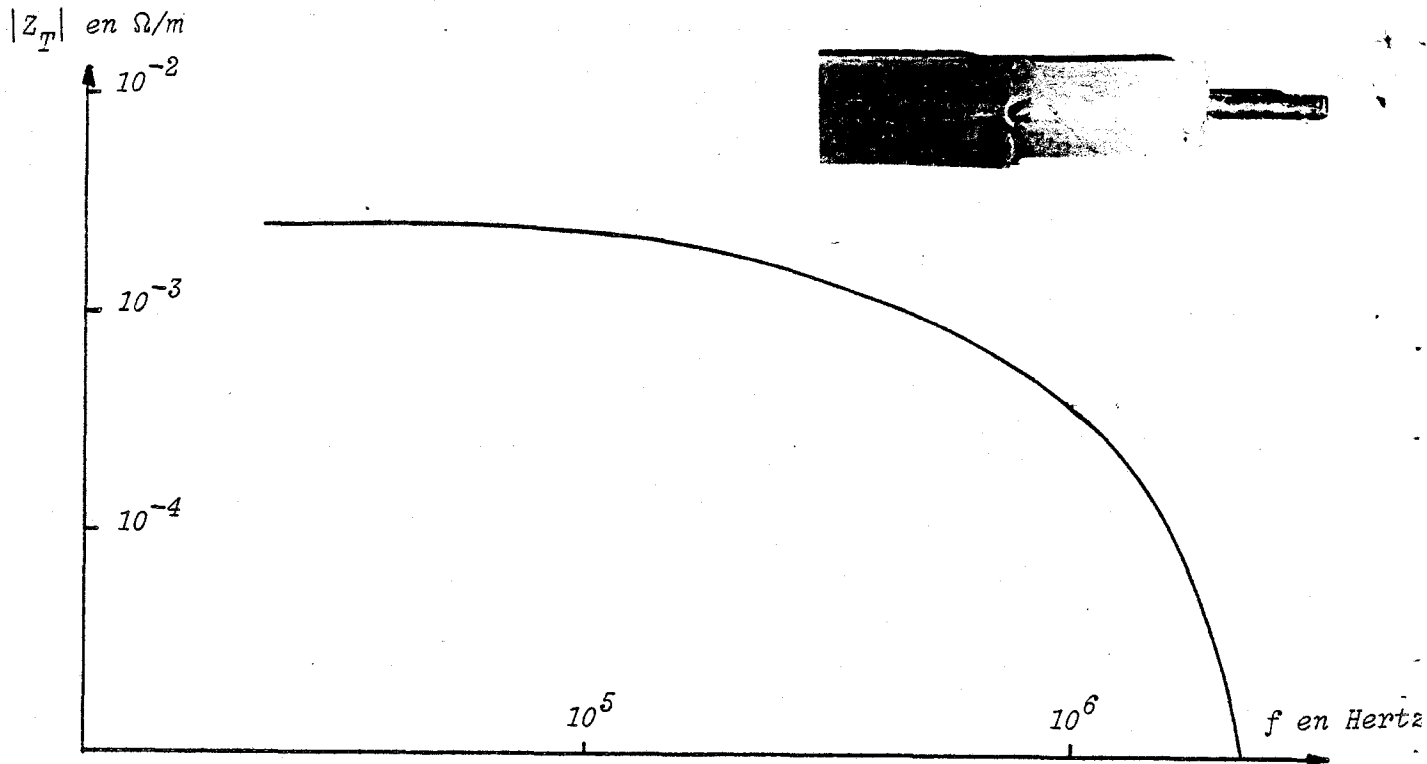


Figure 9

II.4 - ETUDE DU BLINDAGE TRESSE

Pour des raisons mécaniques et de prix de revient, le blindage homogène est avantageusement remplacé par des tresses, au détriment malheureusement de son immunité électromagnétique. Nous pouvons dire que le phénomène de diffusion sera toujours présent, qu'il s'agisse d'un blindage homogène ou d'un blindage tressé, avec néanmoins une différence due à la composition même de la tresse. En effet, en hautes fréquences, les conducteurs composant la tresse, enroulés de sens opposés, vont être parcourus par des courants solénoïdaux qui vont faire apparaître dans l'expression de Z_T un terme du type inductance. On aura donc une nouvelle expression de l'impédance de transfert qui sera la suivante :

$$Z_{TO} = Z_T \text{ hom} + jL_{TO} \omega \quad (5)$$

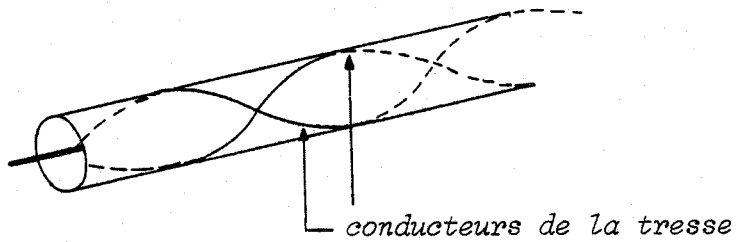
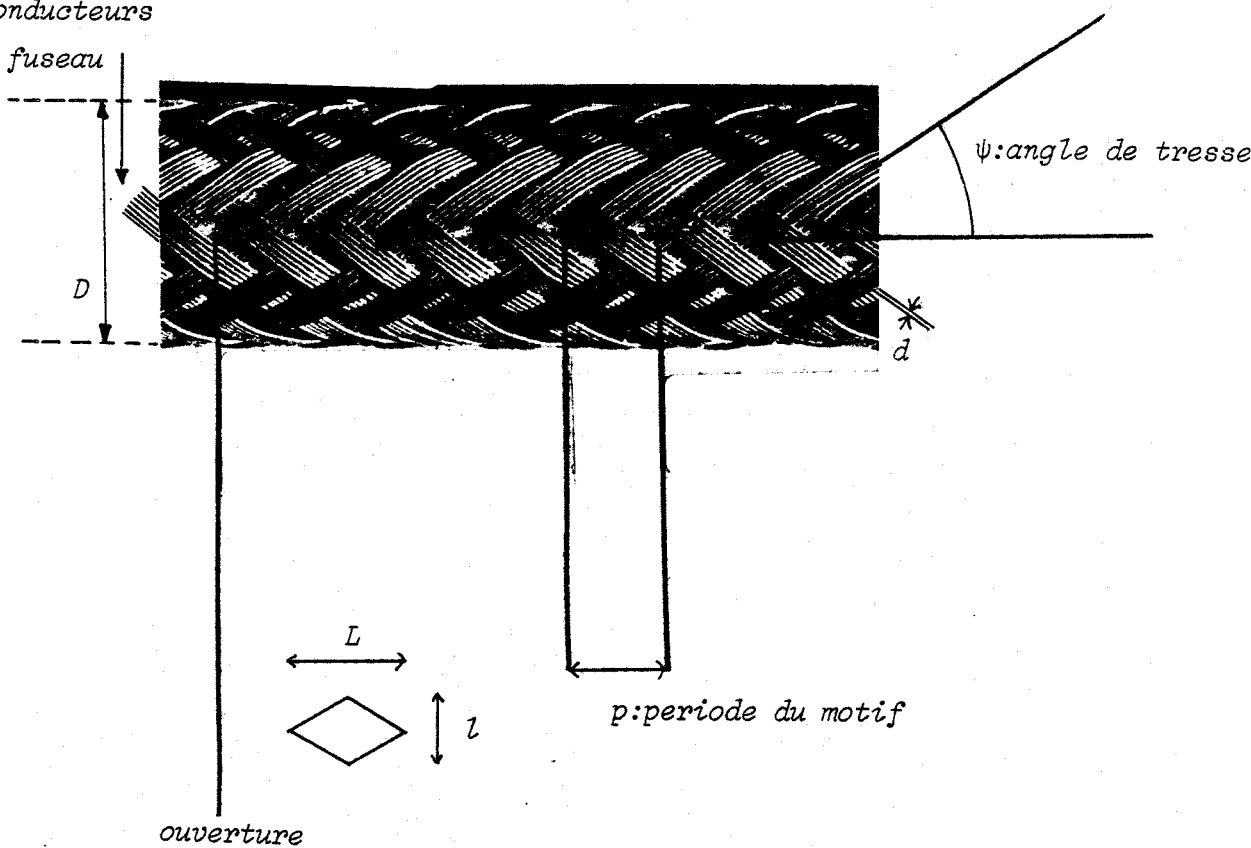


Figure 10

Cette expression n'est toutefois pas complète, puisque d'autres couplages vont intervenir. L'expérimentation des câbles | 3 | révèle qu'il est possible de distinguer pour les tresses à recouvrement important trois types de couplage qui sont étroitement liés à l'angle de tressage Ψ . Nous donnons sur la figure 11 tous les paramètres primaires caractérisant la tresse.

N conducteurs
par fuseau



- e : nombre de fuseau
 - N : nombre de conducteurs par fuseau
 - Ψ : angle de tresse
 - D : diamètre du câble
 - d : diamètre d'un conducteur
- } paramètres primaires de la tresse

Figure 11

On définit également les grandeurs suivantes :

V : densité d'ouvertures

$$V = \frac{e}{p}$$

A : recouvrement

$$A = \frac{\pi D - \frac{VLl}{2}}{\pi D}$$

II.4.1 - Couplage du type diffraction

Le recouvrement optique ne sera jamais total et sera toujours inférieur à l'unité. Les ouvertures ainsi présentées par la tresse vont permettre au champ magnétique tangential, de pénétrer à l'intérieur de la ligne, et créer de ce fait un couplage supplémentaire qui s'identifie sur le plan mathématique à une inductance de transfert notée L_T .

On aura par conséquent :

$$Z_T = Z_{T0} + jL_T \omega \quad (6)$$

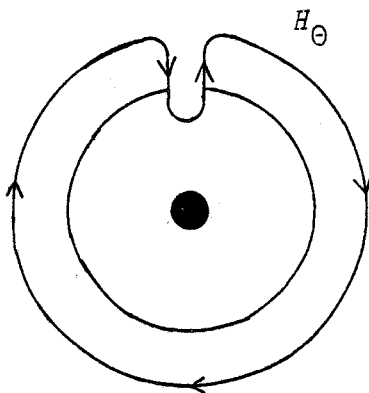


Figure 12

Le champ électrique radial E_r diffracte également à travers les ouvertures délimitées par les fuseaux. Ce phénomène se traduit par une capacité de transfert C_T .

Ce comportement se rencontre lorsque l'angle de tresse est voisin de 45° . L'impédance de transfert subit une remontée proportionnelle à la fréquence à partir de 1 MHz, tandis que la phase se stabilise vers $\pi/2$.

II.4.2 - Couplage du type inductance

Il se rencontre dans le cas de blindages à recouvrement important et à angle de tressage bien supérieur à 45° . Le couplage est comme précédemment du type diffraction, mais cette fois ci on peut négliger la capacité de transfert. L'évolution avec la fréquence suit la même loi que précédemment.

II.4.3 - Couplage du type induction

Ce comportement est indépendant des ouvertures de la tresse. Il est dû à un champ électrique apparaissant en hautes fréquences sur la surface interne de la tresse. Voyons comment cela est possible. Si nous considérons la surface de contact de 2 fuseaux, la densité de courant sera maximale sur la périphérie du fuseau supérieur, et sera nulle dans le fuseau inférieur dès que la profondeur de pénétration sera inférieure au diamètre d'un conducteur constitutif du fuseau. Ces courants parasites circulant sur la partie externe du blindage, vont créer un champ magnétique qui va induire sur le fuseau intérieur des courants de Foucault. Ces courants, à leur tour, engendrent un champ électrique qui, intégré sur le câble, donne des tensions perturbatrices aux extrémités.

La remontée de l'impédance de transfert suit, à partir de la fréquence de transition, une loi en \sqrt{f} et la phase se stabilise vers $-\frac{3\pi}{4}$

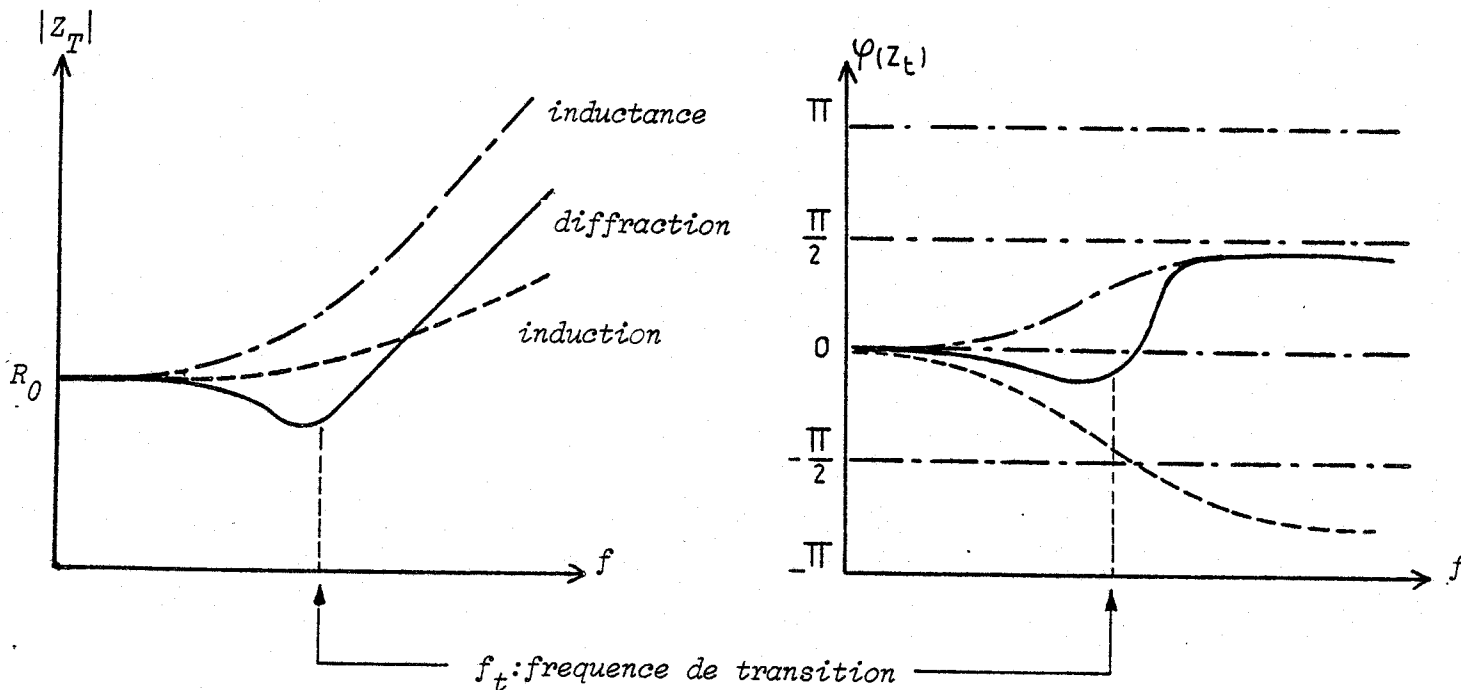


Figure 13

III - THEORIE DES LIGNES COUPLEES

La ligne protégée et la ligne perturbatrice peuvent être représentées symboliquement de la façon suivante :

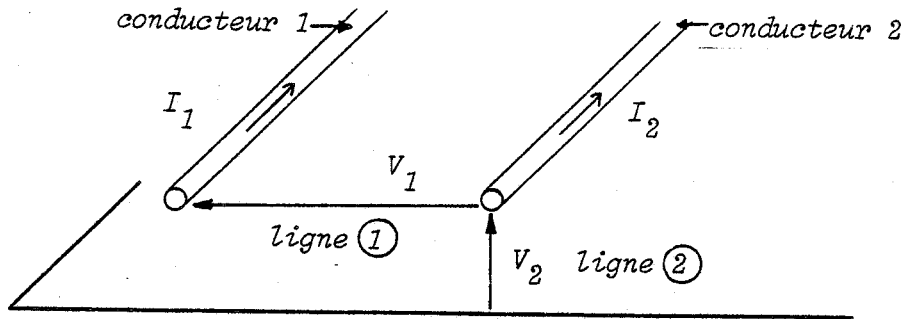


Figure 14

La ligne ① sera le câble coaxial, et la ligne ② sera formée du blindage du câble et du plan de masse, ou d'un cylindre creux dans le cas du surblindage.

Sur ce schéma, V_1 représente la différence de potentiel entre les deux conducteurs 1 et 2 formant la ligne de transmission ①. Le courant I_i est le courant circulant dans la ligne ①. Le couplage entre ces 2 lignes de transmission peut être décrit sur le plan mathématique par des équations différentielles reliant les courants et tensions attachées à chaque ligne.

Equations des lignes couplées :

$$\text{ligne ①} \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dV_1}{dz} = Z_1 I_1 - Z_T I_2 \\ -\frac{dI_1}{dz} = Y_1 V_1 + Y_T V_2 \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\text{ligne ②} \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dV_2}{dz} = Z_2 I_2 - Z_T I_1 \\ -\frac{dI_2}{dz} = Y_2 V_2 + Y_T V_1 \end{array} \right. \quad (8)$$

(Z_1, Y_1) et (Z_2, Y_2) sont les constantes primaires des lignes (1) et (2)

Z_T et Y_T représentent l'impédance et l'admittance de transfert définies au paragraphe (II.1) et (II.2).

La résolution de ces systèmes différentiels va permettre d'extraire les paramètres de transfert Z_T et Y_T .

IV - DETERMINATION EXPERIMENTALE DE Z_T ET Y_T

La méthode de mesure des paramètres de transfert se fera à partir d'une structure triaxiale. Les deux lignes la constituant seront adaptées conformément à la figure 15. Ce système de deux lignes couplées est régi par

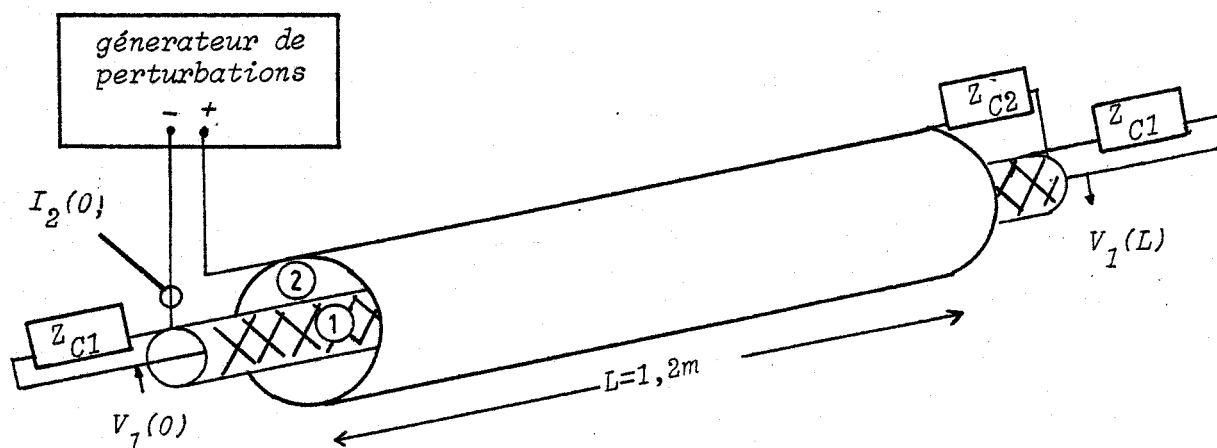


Figure 15

les systèmes d'équations (7) et (8) que nous avons donnés précédemment. Le principe de la mesure est simple. On injecte un courant perturbateur I_2 entre le blindage et le surblindage et on recueille les tensions apparaissant aux deux extrémités du câble. La connaissance du courant perturbateur à l'origine de la ligne $I_2(0)$ et des tensions parasites $V_1(0)$ et $V_1(L)$ vont nous permettre d'extraire Z_T et Y_T . Voyons comment cela est possible.

Nous rappelons que la ligne ① (câble coaxial) est la ligne perturbée, et la ligne ② la ligne perturbatrice connectée à un générateur qui sera la source localisée de la perturbation. La résolution du système différentiel global avec les conditions aux limites appropriées permettent d'exprimer les tensions parasites comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_1(o) = -\frac{1}{2} (Z_T + Z_{c1} Z_{c2} Y_T) \frac{1 - e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)L}}{\gamma_1 + \gamma_2} I_2(o) \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_1(L) = -\frac{1}{2} (Z_T - Z_{c1} Z_{c2} Y_T) \frac{1 - e^{-(\gamma_2 - \gamma_1)L}}{\gamma_2 - \gamma_1} e^{-\gamma_1 L} I_2(o) \end{array} \right. \quad (10)$$

Z_{c1} et Z_{c2} sont les impédances caractéristiques des lignes ① et ②

γ_1 et γ_2 sont les constantes de propagation rattachées à chacune des lignes.

Ces expressions ont été établies en négligeant la réaction de la ligne ① sur la ligne ②.

Cette hypothèse, vérifiée dans la plupart des cas, se traduit par les inégalités suivantes :

$$|Z_T I_1| \ll |Z_2 I_2| \quad (11)$$

$$|Y_T V_1| \ll |Y_2 V_2|$$

Pour les fréquences considérées ($f < 25$ MHz), la longueur du banc de mesure peut être considérée comme petite par rapport à la longueur d'onde. Les phénomènes de propagation pourront donc être négligés et des expressions plus simples des tensions s'obtiennent en utilisant les développements limités.

$$\left\{ \begin{array}{l} V_1(o) = -\frac{1}{2} (Z_T + Z_{c1} Z_{c2} Y_T) L I_2(o) \\ V_1(L) = -\frac{1}{2} (Z_T - Z_{c1} Z_{c2} Y_T) L I_2(o) \end{array} \right. \quad (12)$$

L'observation de ces expressions montre qu'il est possible d'extraire l'impédance de transfert Z_T en sommant les tensions parasites, et l'admittance de transfert en effectuant leur différence.

$$Z_T = - \frac{V_1(o) + V_1(L)}{L I_2(o)} \quad (13)$$

$$Z_{c1} Z_{c2} Y_T = \frac{V_1(L) - V_1(o)}{L I_2(o)} \quad (14)$$

Le banc de mesure est associé à divers éléments qui constituent la chaîne de mesure. C'est une méthode de mesure en impulsion qui a été mise au point au laboratoire par B. DEMOULIN. Le courant perturbateur a la forme d'une impulsion trapézoïdale. Les informations utiles recueillies sur l'oscilloscope sont transférées sur un ordinateur où le traitement de signal basé sur une transformation rapide de Fourier sera réalisé. La sortie des résultats, en l'occurrence module et phase de Z_T et Y_T , s'inscrira sur une table traçante associée au ordinateur. La figure 16 illustre ce qui vient d'être dit pour un câble à faible recouvrement. (Cerlil).



Câble Cerlil
diamètre $D = 7,3$ mm
recouvrement $A = 0,64$

Ajoutons que la visualisation directe des signaux permet d'apprécier le comportement électromagnétique du câble. En effet, la réponse transitoire par l'évaluation des amplitudes extrêmes des tensions nous fournit des renseignements sur les grandeurs L_T et C_T . Quant à l'amplitude du palier, elle définit l'importance relative de la résistance linéique du blindage.

Les problèmes d'adaptation et les phénomènes de propagation sur les lignes limitent la méthode de mesure en hautes fréquences. La limite fréquentielle se situe vers 30 MHz. Nous verrons dans la dernière partie de ce mémoire comment il a été possible, en utilisant les résultats relatifs aux discontinuités de blindage, d'obtenir la mesure de Z_T et Y_T à des fréquences bien supérieures à cette limite.

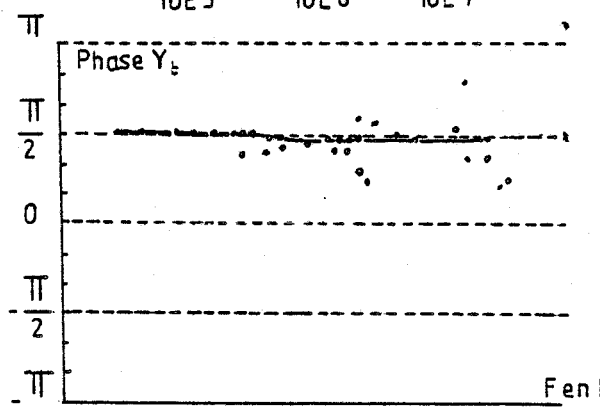
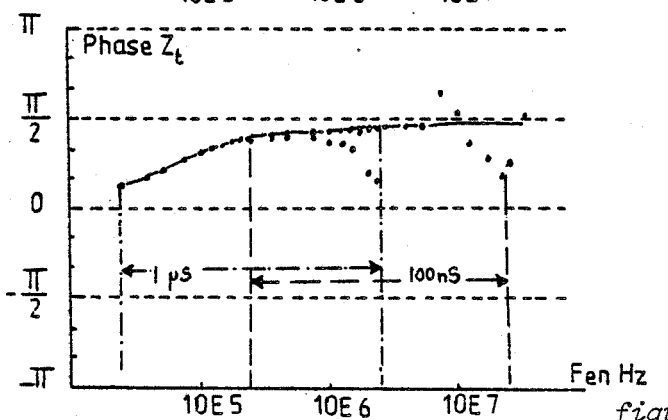
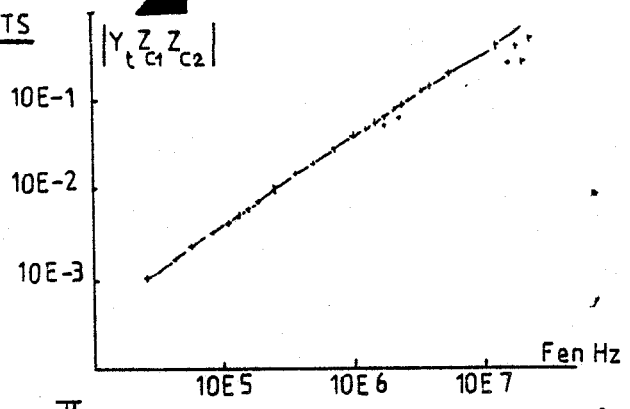
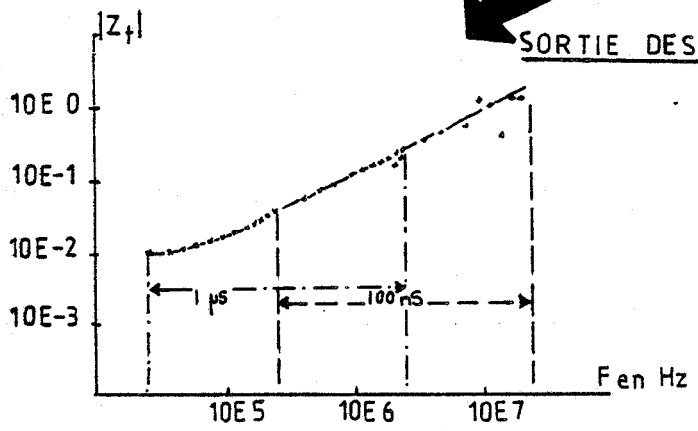
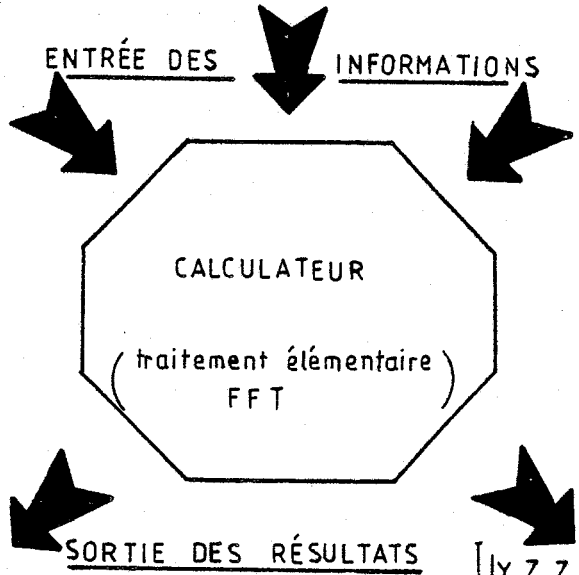
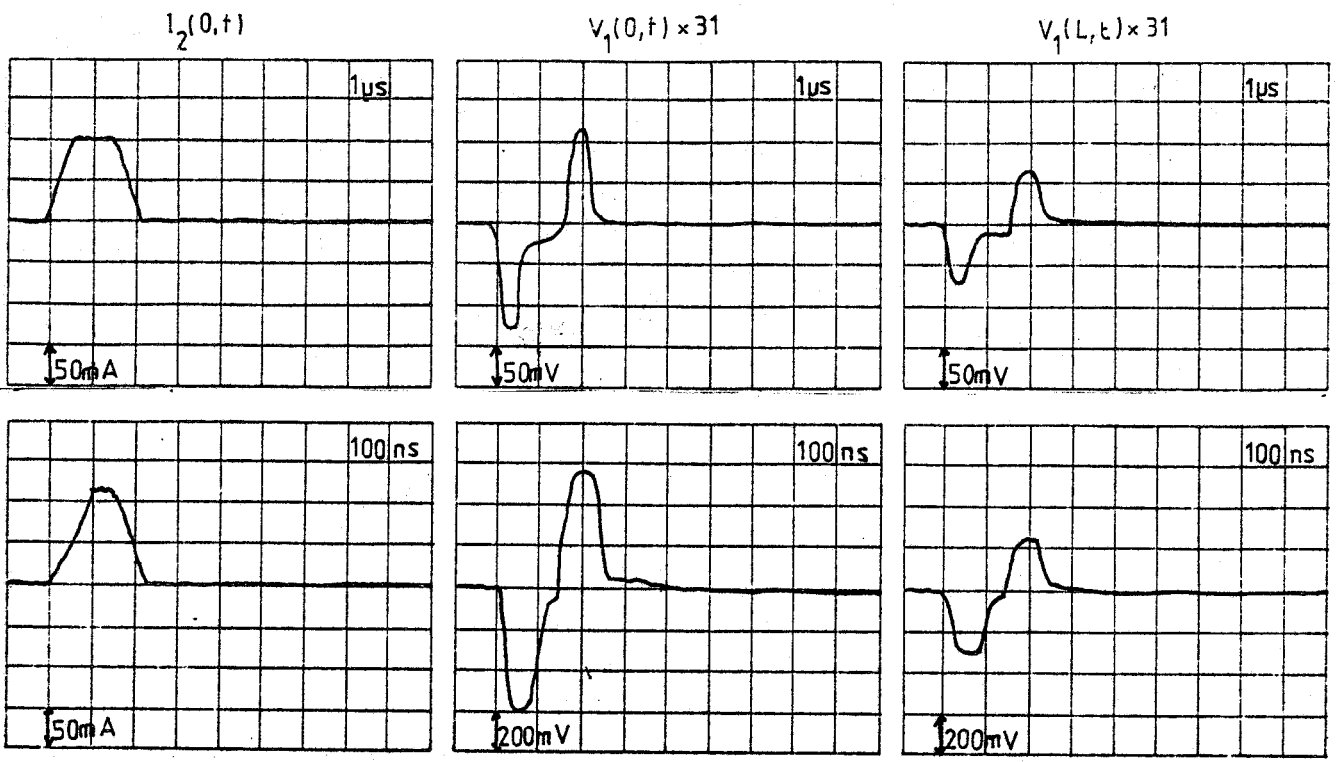


figure 16

CHAPITRE II

ETUDE D'UNE DISCONTINUITÉ DE PASSAGE ET D'UNE DISCONTINUITÉ TERMINALE
AVEC CONTACT ÉLECTRIQUE

C H A P I T R E I I

ETUDE D'UNE DISCONTINUITÉ DE PASSAGE ET D'UNE DISCONTINUITÉ
TERMINALE AVEC CONTACT ÉLECTRIQUE

- I - GENERALISATION DES PARAMETRES DE TRANSFERT POUR DES DISCONTINUITES
AVEC CONTACT ELECTRIQUE
VALIDATION PAR UNE DISCONTINUITÉ FACILEMENT MODELISABLE p. 23
- I.1 - *DISCONTINUITÉ FACILEMENT MODELISABLE*
-
- II - ETUDE D'UNE DISCONTINUITÉ AVEC CONTACT ELECTRIQUE
DES DEUX SECTIONS DE BLINDAGE p. 31
- II.1 - *ETUDE DU COUPLAGE ELECTROSTATIQUE*
- II.2 - *ETUDE DU COUPLAGE MAGNETIQUE*
-
- III - SIMULATION DE LA TRANSITION ELECTROMAGNETIQUE PRESENTÉE
AU VOISINAGE DU PLAN D'ENTREE D'UN CONNECTEUR p. 40
- III.1 - *INFLUENCE DE LA GEOMETRIE D'UNE CONNEXION ET DE SA REPARTITION*
SUR L'EFFICACITE DE BLINDAGE DE LA DISCONTINUITÉ -
MISE EN OEUVRE EXPERIMENTALE
- III.1.1 - *Etude du recouvrement optique pour plusieurs*
types de connexions
- III.1.2 - *Effets de la dispersion des conducteurs*
sur la périphérie du blindage
- III.2 - *MISE EN EVIDENCE DU COUPLAGE SUPPLEMENTAIRE APPORTE PAR LA TRESSE*
-
- IV - CONCLUSION p. 53

CHAPITRE I I

ETUDE D'UNE DISCONTINUITÉ DE PASSAGE ET D'UNE DISCONTINUITÉ TERMINALE AVEC CONTACT ÉLECTRIQUE

I - GÉNÉRALISATION DES PARAMÈTRES DE TRANSFERT POUR DES DISCONTINUITÉS AVEC CONTACT ÉLECTRIQUE - VALIDATION PAR UNE DISCONTINUITÉ FACILEMENT MODÉLISABLE

Pour traiter le problème des discontinuités de blindage avec contact électrique, il est nécessaire de procéder par étape afin de faire une analyse cohérente des phénomènes observés. La démarche que nous avons suivie repose essentiellement sur la similitude et la conformité faite entre la discontinuité avec contact électrique et les tresses à faible recouvrement optique. La justification de cette démarche repose sur une modélisation simple d'une discontinuité permettant d'appréhender l'expression théorique de l'inductance de transfert et la faisabilité de l'expérimentation. Pour cette raison, le choix s'est porté sur un câble coaxial dont le blindage a été interrompu sur une distance δ .

La figure 1 montre la disposition s'approchant le plus de la structure du banc de mesure mis en place pour la recherche des paramètres de transfert des blindages de câbles coaxiaux. L'excitation de la perturbation électromagnétique sera simulée par un générateur connecté à une

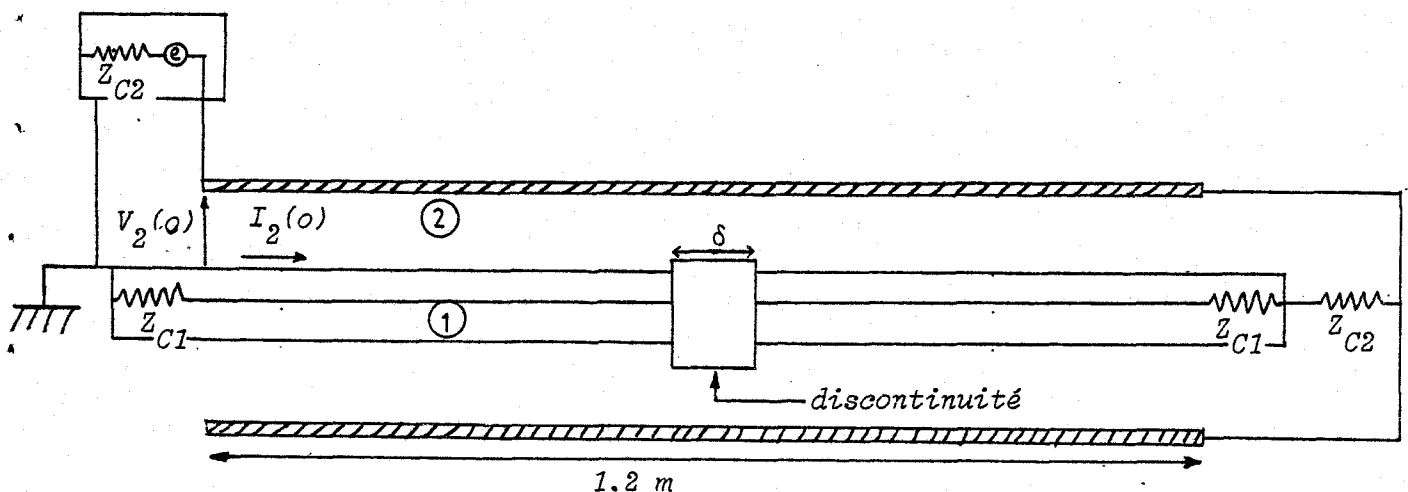


Figure 1

extrémité de la ligne de propagation constituée par le blindage du câble coaxial et le surblindage. Nous pouvons essayer d'analyser les phénomènes en généralisant les concepts habituels des paramètres de transfert des tresses, de câbles coaxiaux. Le câble coaxial supportant la discontinuité, et la ligne perturbatrice sont adaptés. En première approximation, nous supposons qu'il y a continuité de l'impédance caractéristique pour les 2 lignes. Quant à la discontinuité, on l'assimile à juste titre à un tronçon de câble très court.

Le système d'équations différentielles (7) du chapitre I devient donc

$$\begin{cases} -\frac{dV_1}{dz} = -Z_T I_2 \\ -\frac{dI_1}{dz} = Y_T V_2 \end{cases} \quad (1)$$

où Z_T et Y_T représentent l'impédance et l'admittance linéique de la discontinuité.

Si nous intégrons ces équations sur la longueur δ , la discontinuité s'apparente alors à un élément localisé situé à l'abscisse $z = L/2$, lié à un générateur de tension et de courant proportionnels respectivement à l'impédance de transfert $Z_{T\delta}$ et à l'admittance de transfert $Y_{T\delta}$, équivalentes à la discontinuité.

Celle-ci s'identifiera au schéma équivalent suivant

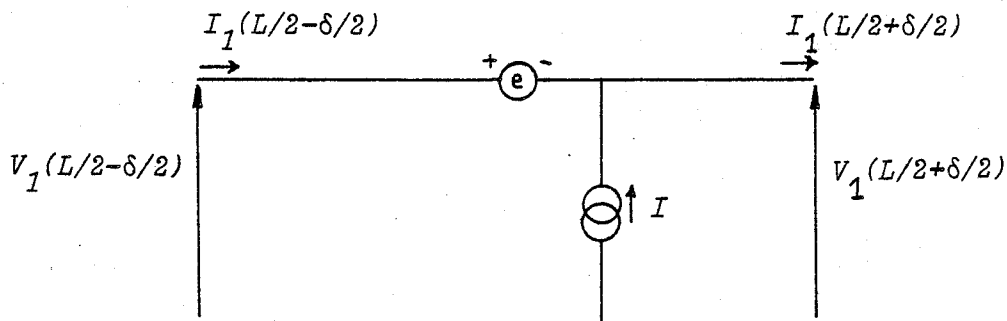


Figure 2

avec $e = Z_{T\delta} I_2 (L/2)$ (2)

$I = Y_{T\delta} V_2 (L/2)$ (3)

Ceci nous permet de considérer le système comme deux lignes couplées conformément au schéma de la figure 3.

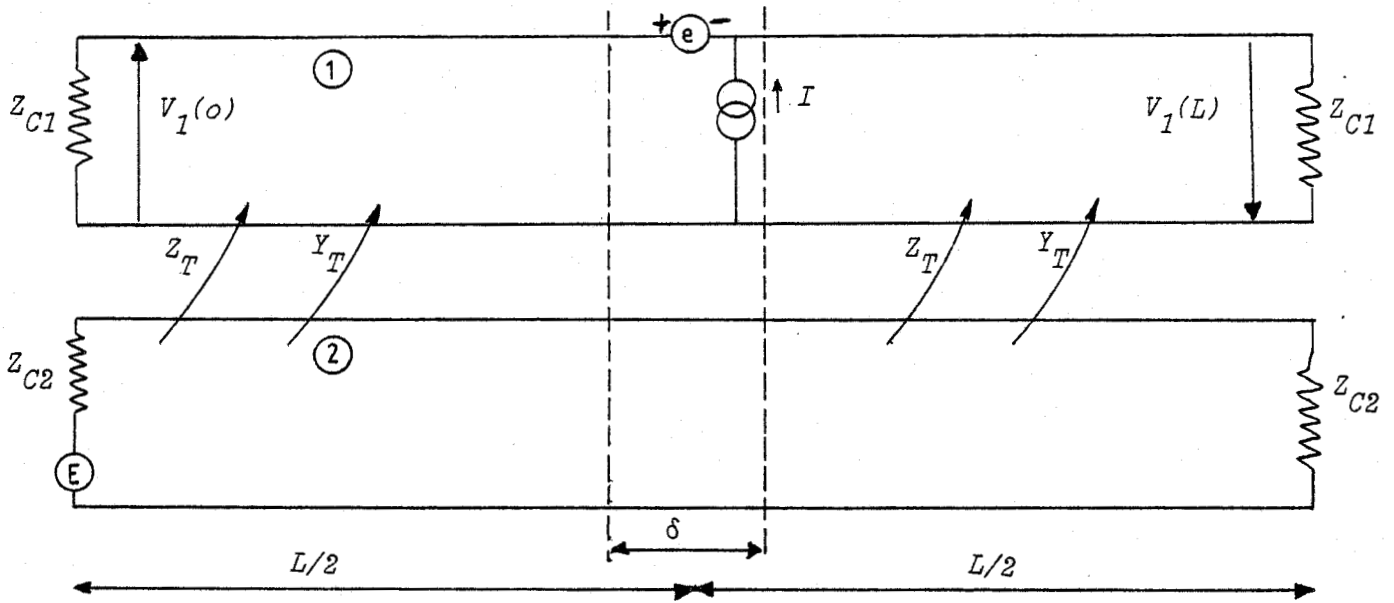


Figure 3

Si nous sommes dans les hypothèses du quasi statique (ce qui suppose l'échantillon court par rapport à la longueur d'onde), nous pouvons exprimer les tensions $V_1(0)$ et $V_1(L)$ sous la forme suivante :

$$V_1(0) = - (Z_T + Y_T Z_{C1} Z_{C2}) \frac{(L-\delta) I_2(0)}{2} - (Z_{T\delta} + Y_{T\delta} Z_{C1} Z_{C2}) \frac{I_2(0)}{2} \quad (4)$$

$$V_1(L) = - (Z_T - Y_T Z_{C1} Z_{C2}) \frac{(L-\delta) I_2(0)}{2} - (Z_{T\delta} - Y_{T\delta} Z_{C1} Z_{C2}) \frac{I_2(0)}{2} \quad (5)$$

Z_T, Y_T impédance et admittance de transfert du blindage

$Z_{T\delta}, Y_{T\delta}$ impédance et admittance de transfert équivalentes à la discontinuité.

Ces expressions ont été établies en négligeant la réaction de la ligne ① sur la ligne ②. Pour avoir un effet perturbateur dû uniquement à la discontinuité, l'interruption de blindage a été pratiquée sur un câble à blindage homogène. Ceci entraîne une admittance de transfert nulle et une impédance de transfert dont l'expression a déjà été donnée |(4) chap. I|.

Compte-tenu de ces considérations, nous avons $|Z_T(L - \delta)| \ll |Z_{T\delta}|$ et ceci d'autant plus que la fréquence est importante.

Les expressions analytiques des tensions entre l'âme et le blindage aux deux extrémités se réduisent à :

$$V_1(o) = - (Z_{T\delta} + Y_{T\delta} Z_{C1} Z_{C2}) \frac{I_2(o)}{2} \quad (6)$$

$$V_1(L) = - (Z_{T\delta} - Y_{T\delta} Z_{C1} Z_{C2}) \frac{I_2(o)}{2} \quad (7)$$

La connaissance des tensions $V_1(o)$ et $V_1(L)$ nous permet d'extraire l'inductance et la capacité de transfert équivalentes à l'interruption de blindage. En effet $Z_{T\delta}$ et $Y_{T\delta}$ s'expriment de la façon suivante :

$$Z_{T\delta} = R_{o\delta} + jL_{T\delta} \omega \quad (8)$$

$$Y_{T\delta} = jC_{T\delta} \omega \quad (9)$$

$R_{o\delta}$ est la résistance de la connexion entre les 2 tronçons de blindage

$L_{T\delta}$ et $C_{T\delta}$ sont respectivement l'inductance et la capacité de transfert de la discontinuité.

Pour s'approcher le plus de la structure géométrique des blindages tressés, nous choisissons un tronçon de blindage à faible recouvrement, en l'occurrence des conducteurs filiformes parallèles aux génératrices du cylindre diélectrique, de façon à provoquer les phénomènes. L'inductance de transfert correspond à la pénétration de la composante tangentielle du champ magnétique, alors que la capacité de transfert correspond à celle de la

composante normale du champ électrique. Nous pouvons modifier ces paramètres en changeant le recouvrement optique qui est fonction, bien évidemment, de la densité des conducteurs constituant la liaison électrique, et du diamètre de ces conducteurs.

I.1 - DISCONTINUITÉ FACILEMENT MODELISABLE

Pour évaluer les paramètres de transfert équivalents à la discontinuité, nous allons considérer un tronçon de ligne coaxial dont le blindage est constitué de N conducteurs filiformes, parallèlement à un plan infiniment conducteur. Nous sommes donc en présence de $N + 1$ lignes couplées régies par les systèmes différentiels suivants

$$\left(-\frac{dV_i}{dz}\right) = (Z_{ij}) (I_j) \quad (10)$$

$$\left(-\frac{dI_i}{dz}\right) = (Y_{ij}) (V_j) \quad (11)$$

avec V_i : tension entre le conducteur i et le plan

I_i : courant circulant dans le conducteur i

Z_{ii}, Y_{ii} : impédances et admittances linéiques de la ligne i
(conducteur i et plan de masse)

Z_{ij}, Y_{ij} : impédances et admittances mutuelles entre les conducteurs i et j

Ajoutons que la géométrie de l'échantillon expérimenté nous impose une condition sur les tensions aux 2 extrémités du tronçon. En effet, à ces extrémités, chaque conducteur périphérique est soudé au blindage de l'échantillon de câble, support nécessaire à l'expérimentation. Au niveau des jonctions,

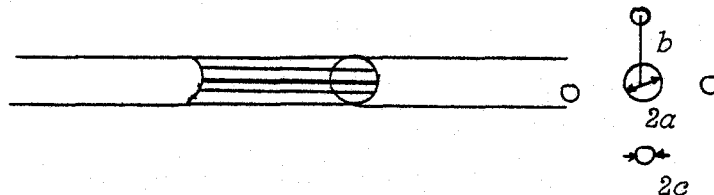


Figure 4

la différence de potentiel entre 2 conducteurs périphériques sera nulle.

Si nous cherchons à évaluer l'inductance de transfert, une simplification peut être apportée. En effet, si nous considérons que le tronçon de câble est excité en courant, ce qui revient à fermer l'extrémité de la ligne perturbatrice sur un court-circuit, la tension apparaissant entre l'un de ces conducteurs et la référence de masse sera très petite. Ceci est d'autant mieux vérifié que la longueur de la structure est petite par rapport à la longueur d'onde.

Le couplage capacitif sera donc négligeable, ce qui nous permet en première approximation de négliger la contribution du système (11)

La figure 5 illustre ce qui vient d'être dit.

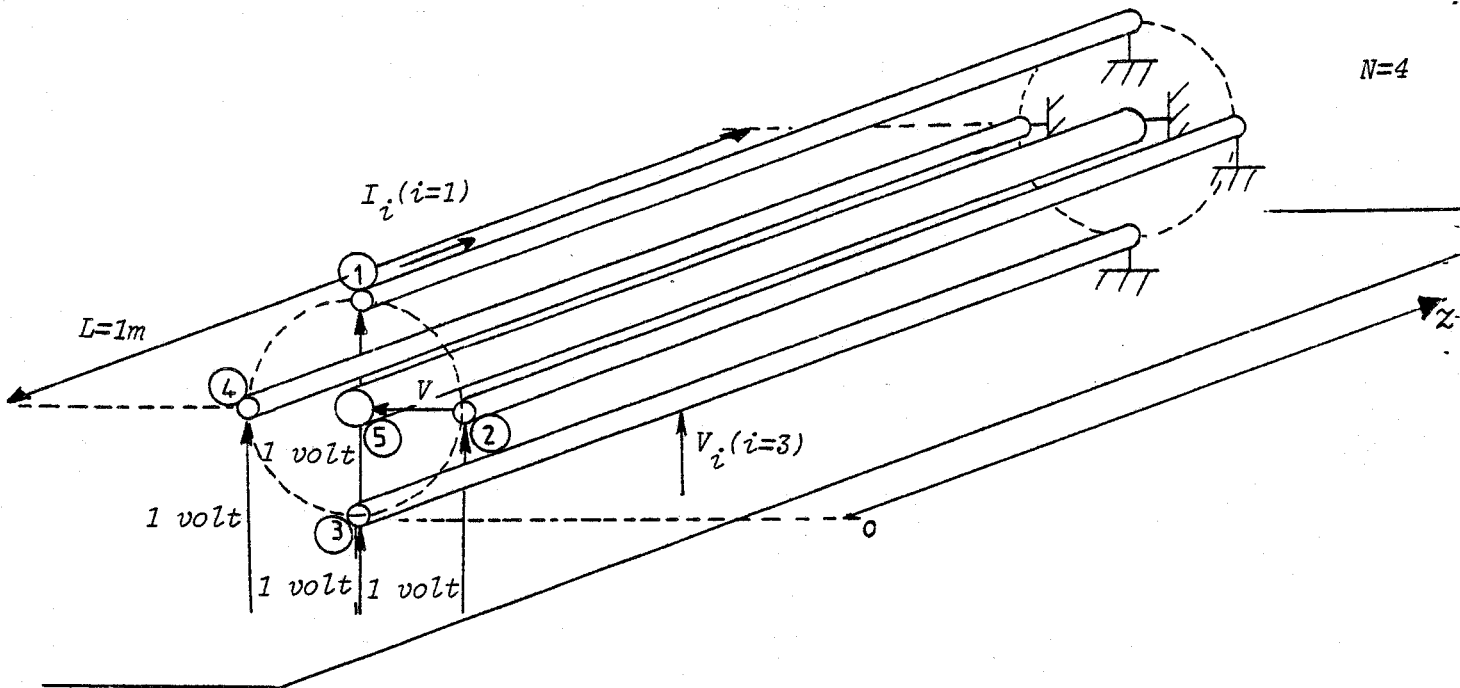


Figure 5

Nous choisissons un tronçon de longueur unité et nous normalisons le potentiel commun de chaque conducteur périphérique à 1 Volt en $z = 0$.

Précisons que la référence des potentiels aurait pu être un cylindre creux concentrique à l'échantillon. Une telle disposition aurait permis de conserver la symétrie axiale de l'expérimentation. Toutefois les impédances et les admittances mutuelles n'étant pas des expressions simples, nous avons préféré placer ces conducteurs au-dessus d'un plan de

masse, ce qui conduit aux expressions bien connues en utilisant le principe des images électriques. Si nous considérons 2 conducteurs au-dessus d'un plan parfaitement conducteur, nous obtenons les expressions (12) et (13) pour l'impédance propre et l'impédance mutuelle.

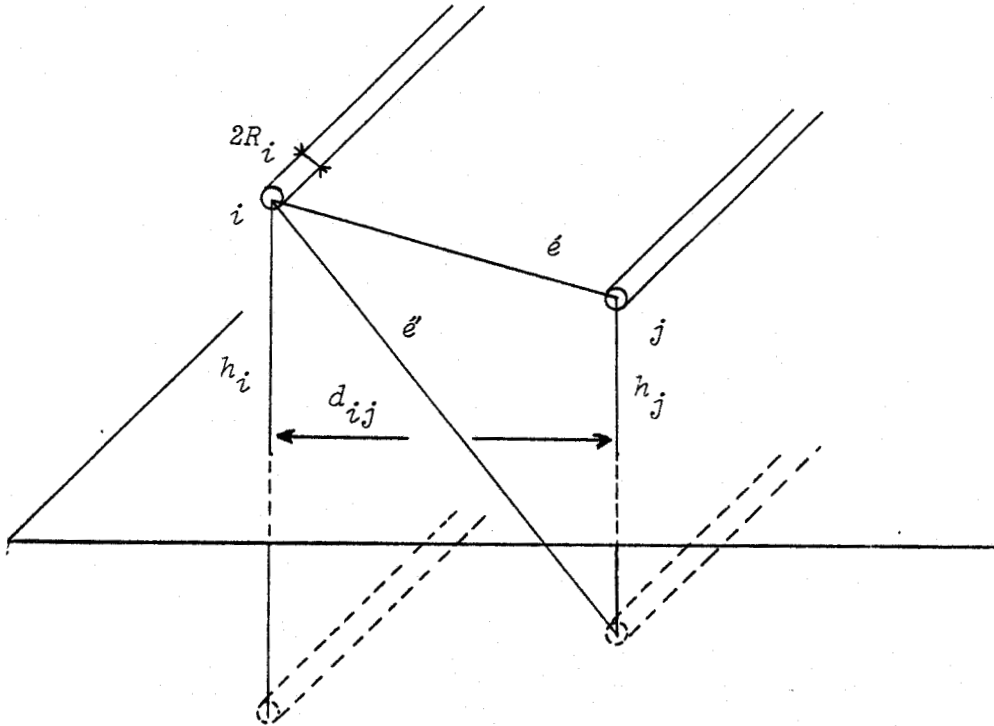


Figure 6

$$Z_{ii} = j\omega\mu_0 \text{Log} \frac{2h_i}{R_i} \quad (12)$$

$$Z_{ij} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \text{Log} \frac{e''}{e'} \quad (13) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} e'' = (d_{ij}^2 + (h_i + h_j)^2)^{1/2} & (14) \\ e' = (d_{ij}^2 + (h_i - h_j)^2)^{1/2} & (15) \end{cases}$$

Une hypothèse supplémentaire est de négliger la réaction de l'âme sur les autres conducteurs. Cette hypothèse parfaitement conforme à la définition de l'impédance de transfert aboutit à 2 sous-systèmes indépendants.

$$\text{conducteurs périphériques} : \left(-\frac{dV_i}{dz}\right) = (Z_{ij}) (I_i) \quad (16) \quad 1 \leq i \leq N$$

$$\text{âme} : -\frac{dV_{N+1}}{dz} = \sum_{i=1}^N Z_{N+1,i} I_i \quad (17)$$

De part la distance relative des conducteurs du blindage au plan de masse, les courants circulant dans chaque élément du blindage ne seront pas égaux. Comme nous nous plaçons dans l'hypothèse des grandes longueurs d'ondes, les courants seront indépendants de la variable z .

Nous pouvons alors intégrer très facilement le système différentiel (16) qui aboutit à un système linéaire dont la résolution permet de nous affranchir des courants I_i . Pour obtenir la tension parasite V entre l'âme et le blindage, il suffit d'intégrer l'équation (17) qui nous donne la tension apparaissant entre l'âme et le plan à laquelle nous retranchons la différence de potentiel de 1 Volt.

L'impédance de transfert est donnée par la relation :

$$Z_T = \frac{V}{\sum_{i=1} I_i} \quad (18)$$

Pour obtenir l'inductance de transfert équivalente à la discontinuité, nous multiplions la grandeur L_T par la longueur δ de la discontinuité:

$$L_{T\delta} = L_T \times \delta \quad (19)$$

L'évolution de $L_{T\delta}$ a été étudiée en fonction des paramètres suivants : densité des conducteurs et longueur de la discontinuité.

Les résultats présentés dans le tableau 1 se rapportent à la confrontation de l'inductance de transfert mesurée puis calculée conformément à notre modèle sur des discontinuités de longueur respectivement égales à 5 cm puis à 50 cm. Chacun de ces paramètres est présenté en valeur absolue, nous observons un écart entre valeur théorique et valeur mesurée, écart qui évolue de façon décroissante sur la discontinuité la plus longue, et que l'on peut assez bien attribuer aux effets de bords qui ne sont bien sûr pas pris en compte dans notre formulation théorique.

	<u>Expérimentation</u>	<u>théorie</u>
$a = 1,5 \text{ mm}$ $b = 4,5 \text{ mm}$ $c = 0,4 \text{ mm}$	$\underline{L_{T\delta}}$	$\underline{L_{t\delta}}$
$\delta = 5 \text{ cm}$ $N = 4$	5 nH	2,6 nH
$\delta = 50 \text{ cm}$ $N = 4$	38 nH	26 nH
$\delta = 5 \text{ cm}$ $N = 8$	1,6 nH	0,75 nH
$\delta = 50 \text{ cm}$ $N = 8$	11,5 nH	7,5 nH

Tableau 1

Dans la partie qui va suivre nous allons tenter d'étudier à partir d'une discontinuité de passage, les différents types de couplage pouvant exister sur la liaison électrique.

II - ETUDE D'UNE DISCONTINUITÉ AVEC CONTACT ÉLECTRIQUE DES DEUX SECTIONS DE BLINDAGE

Dans la pratique, deux sections de blindage sont fréquemment reliées au moyen d'un conducteur filiforme. Les couplages inductif et capacitif qui interviennent sur la connexion peuvent alors modifier l'efficacité de blindage.

Pour mettre plus facilement en évidence ces phénomènes, nous avons réalisé le contact à l'aide d'un solénoïde comprenant 18 spires d'un diamètre de 10 mm. Deux expériences ont été pratiquées, la première est destinée à provoquer le couplage capacitif, obtenu avec l'excitation de la ligne perturbatrice, extrémité ouverte.

Dans la seconde expérience, la ligne perturbatrice est connectée sur son impédance caractéristique, il y a par conséquent mélange des deux types de couplage, ce qui donne à l'expérimentateur la possibilité d'identifier le couplage inductif.

II.1 - ETUDE DU COUPLAGE ELECTROSTATIQUE

L'expérimentation se fera sur un câble à blindage homogène de diamètre extérieur 9 mm. La discontinuité aura une longueur de 5 cm, et celle de la ligne sera de 1,2 m (figure 7). Compte-tenu du caractère selfique de la connexion, il existe un fort déséquilibre entre le couplage électrostatique et celui inductif. Par conséquent, pour mettre en évidence le couplage électrostatique, la ligne perturbatrice sera ouverte en $z = L$ ce qui correspond à $Z_{L2} \rightarrow \infty$. La ligne coaxiale est également ouverte ($Z_{L1} \rightarrow \infty$) à l'extrémité opposée au générateur.

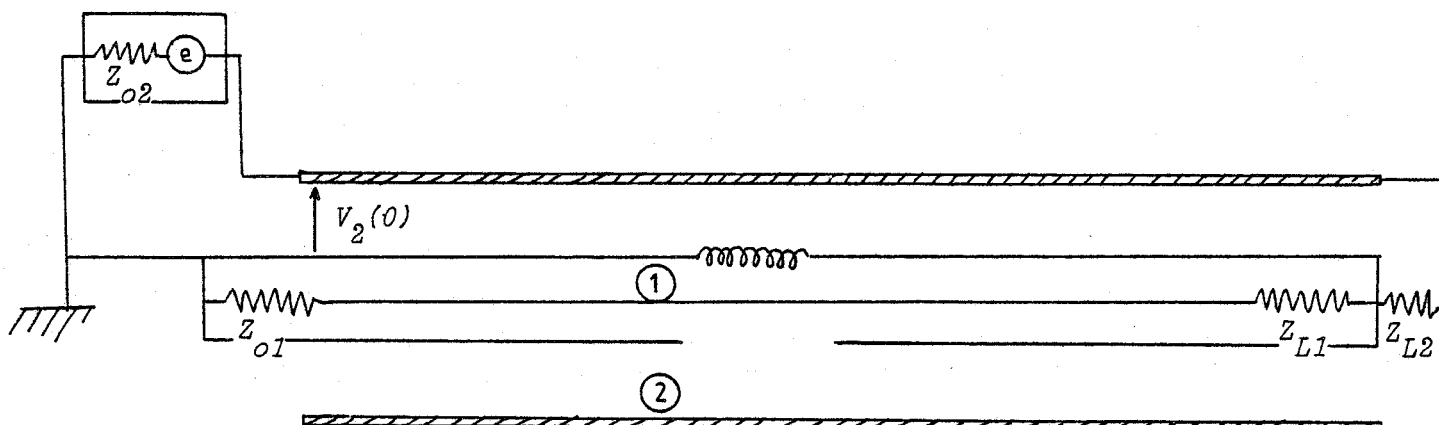


Figure 7

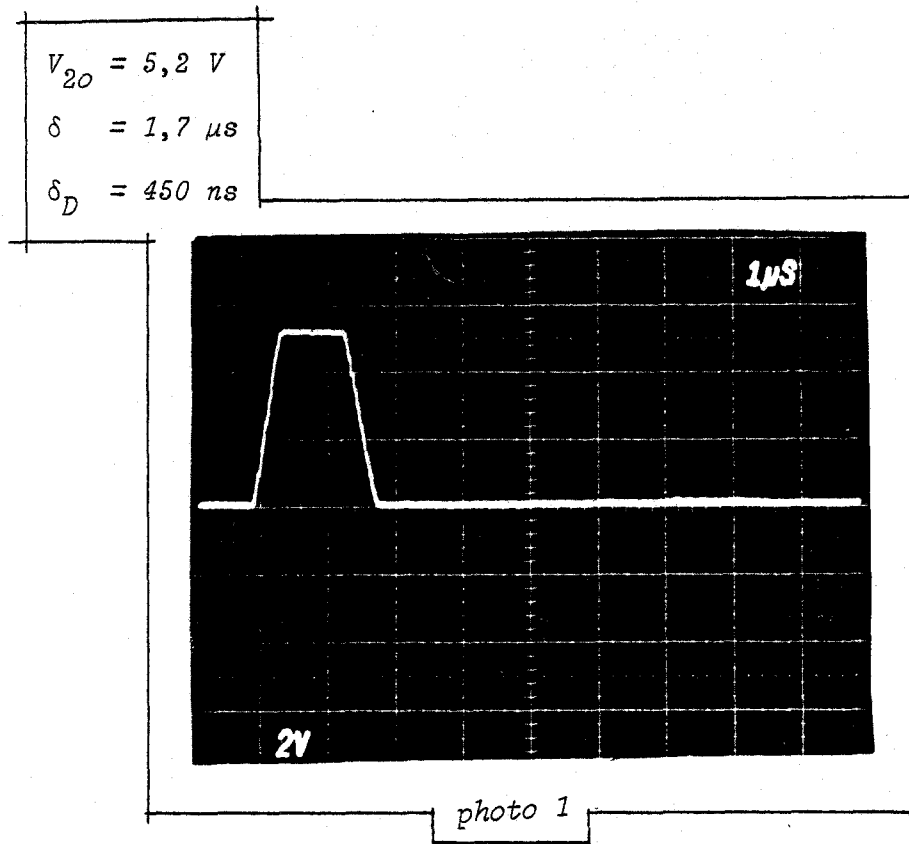
L'excitation de la ligne perturbatrice se fera par des impulsions trapézoïdales. En effet ceci nous permet, d'une part d'identifier qualitativement la capacité et l'inductance de transfert par l'observation directe des signaux, et d'autre part de balayer toute une gamme de fréquence. Enfin en adaptant les deux lignes nous pourrions extraire les paramètres de transfert conformément à la méthode décrite au chapitre I paragraphe IV.

La tension perturbatrice est directement lue sur l'oscilloscope. Le signal perturbateur $V_2(0)$ a pour caractéristique :

amplitude: $V_{20} = 5,2 \text{ V}$

largeur: $\delta = 1,7 \text{ } \mu\text{s}$

durée de transition: $\delta_D = 450 \text{ ns}$



Comme nous sommes dans l'hypothèse des grandes longueurs d'ondes et que le circuit est ouvert, le courant parcourant le blindage est nul. Seule la tension $V_2(o)$ contribue au couplage. Si nous faisons l'analogie avec la pénétration du champ électromagnétique dans les tresses de câbles coaxiaux, nous assimilons la discontinuité à un générateur de courant :

$$I = j C_T \omega V_2(o) \quad (20)$$

Nous pouvons donner un schéma équivalent de la ligne perturbatrice.(figure 8)

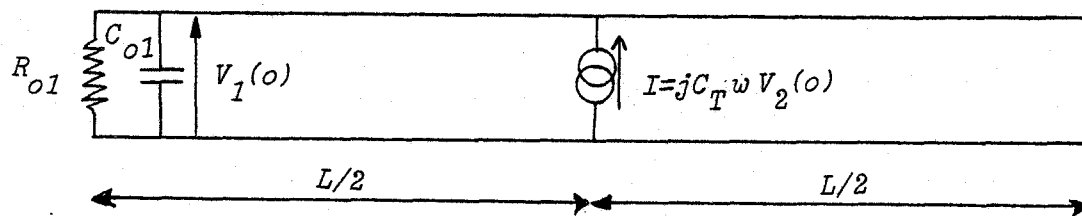
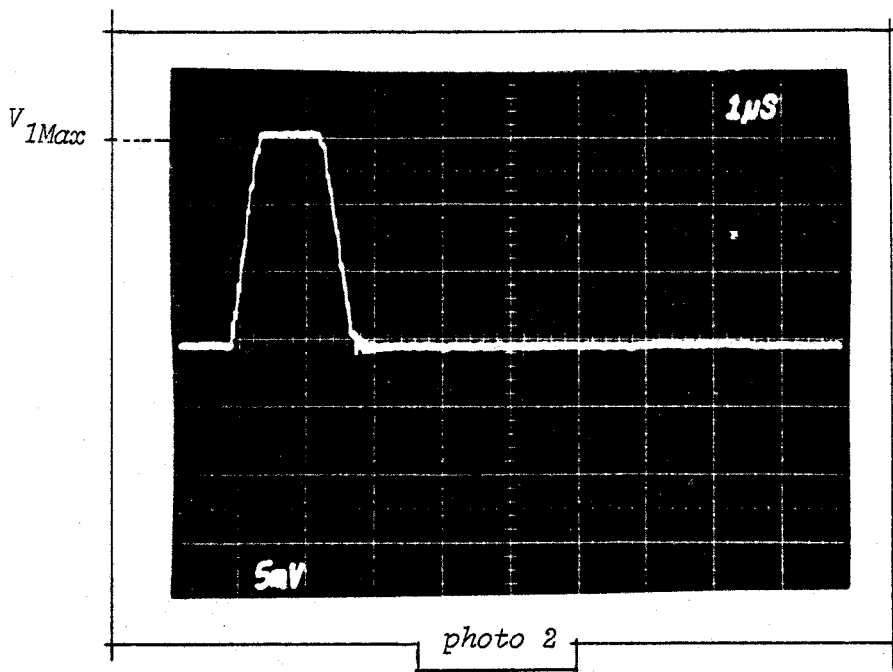


Figure 8

Remarquons que la charge connectée en début de la ligne perturbatrice se trouve en parallèle avec l'impédance de l'oscilloscope et la capacité du câble de liaison reliant le ligne (1) à l'oscilloscope. La photo 2 montre l'évolution de la tension parasite $V_1 (z = 0)$ lorsque la charge R_{o1} vaut $1 \text{ M}\Omega$.



L'élément R_{01} tient compte de la charge connectée en début de ligne et de la résistance d'entrée de l'oscilloscope. Quant à C_{01} , ce terme regroupe les capacités offertes par l'oscilloscope et le câble de liaison.

Etudions la réponse dans l'intervalle de temps $[0, \delta - \delta_D]$:

$$V_1(0, P) = \frac{C_T}{C} \frac{V_{20}}{\delta_D} \frac{1 - e^{-P\delta_D}}{P(P + 1/\delta_0)} \quad (21)$$

$$\text{avec } C = C_1 \times L + C_{01} \quad (22)$$

$$\text{et } \delta_0 = R_{01} C. \quad (23)$$

(C_1 représente la capacité linéique de la ligne).

Compte-tenu des grandeurs physiques de l'expérimentation, la constante de temps du circuit δ_0 vaut 300 μ s. Dans de telles conditions, nous avons $\delta_0 \gg \delta_D$. La réponse temporelle exploitée à partir de l'expression (21) nous donne :

$$0 < t < \delta_D \quad V_1(0, t) = \frac{C_T}{C} \frac{V_{20}}{\delta_D} t \quad (24)$$

$$\delta_D < t < \delta - \delta_D \quad V_1(o, t) = \frac{C_T}{C} V_{20} \quad (25)$$

Ces expressions traduisent bien la forme trapézoïdale gardée par la tension parasite. L'amplitude de ce signal va nous permettre de calculer facilement la capacité de transfert équivalente à la discontinuité

$$C_T = \frac{C}{V_{20}} V_{1Max} \quad (26)$$

La valeur ainsi calculée est de 0,9 pF

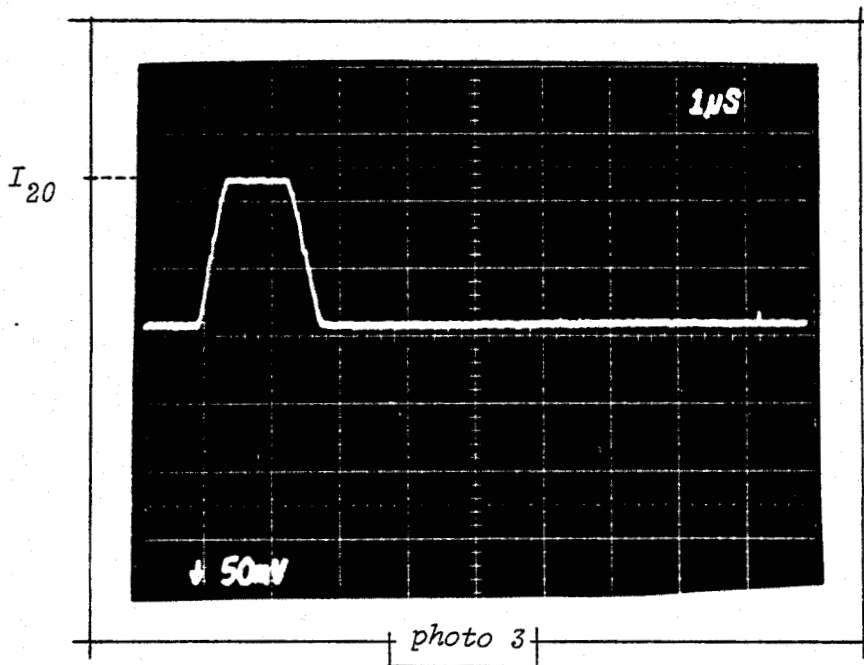
Après avoir caractérisé le couplage électrostatique et mesuré la capacité de transfert équivalente à la connexion, mettons en évidence le couplage d'origine magnétique.

II.2 - ETUDE DU COUPLAGE MAGNETIQUE

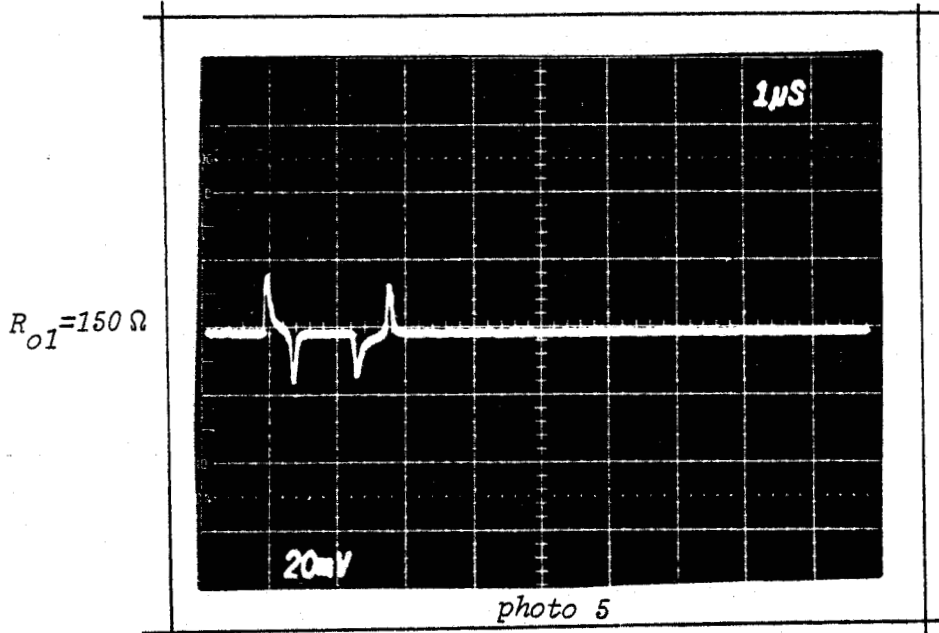
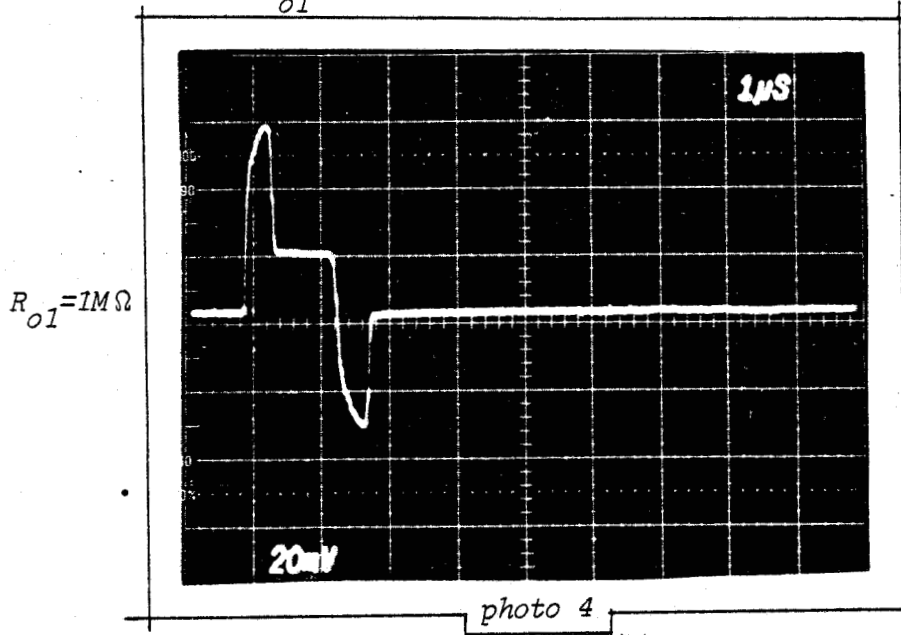
Nous conservons la même méthode de mesure, mais cette fois-ci nous adaptons la ligne ② en connectant son impédance caractéristique en $z = L$. Ceci va nous permettre de mettre en évidence le couplage magnétique. L'élément perturbateur, en l'occurrence le courant impulsionnel trapézoïdal injecté dans le blindage, a pour caractéristiques :

$$\delta_D = 450 \text{ ns}$$

$$I_{20} = 110 \text{ mA}$$



Les signaux ci-dessous donnent la réponse $V_1(o)$ pour 2 valeurs de la charge R_{o1} : $R_{o1} = 1 M\Omega$
 $R_{o1} = 150 \Omega$



L'observation de ces signaux expérimentaux montre l'évolution importante de leur forme et leur amplitude en fonction de la charge de la ligne ① en $z = 0$. Pour tenter d'interpréter ces résultats nous adoptons le schéma équivalent suivant :

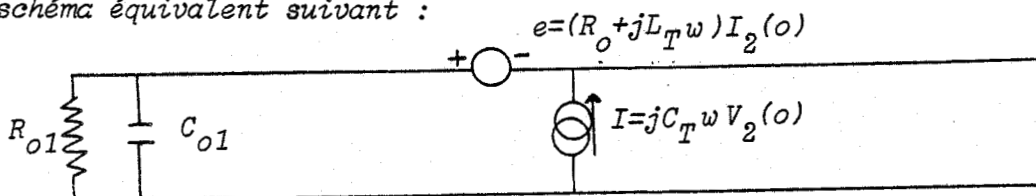


Figure 9

En prenant l'approximation suivante $|\gamma_1 L/2| \ll 1$, la réponse a pour formulation générale ($0 < t < \delta - \delta_D$)

$$V_1(o, p) = \left(\frac{C_T}{C} \frac{V_{2o}}{\delta_D} \frac{1}{p(p+1/\delta_o)} + \frac{R_o}{1 + \frac{C_{o1}}{C_1 L}} \frac{1}{p(p+1/\delta_o)} \frac{I_{2o}}{2\delta_D} + \frac{L_T}{1 + \frac{C_{o1}}{C_1 L}} \frac{1}{p+1/\delta_o} \frac{I_{2o}}{2\delta_D} \right) \dots$$

$$\dots (1 - e^{-p\delta_D}) \quad (27)$$

nous rappelons que : $C = C_{o1} + C_1 L$

(28)

$$\delta_o = R_{o1} C$$

La grandeur δ_o va conditionner l'allure générale de la courbe comme nous pouvons le constater par l'étude qui suit.

1er cas : $\delta_o \gg \delta_D$ ($R_{o1} = 1 \text{ M}\Omega$)

$$* \quad 0 < t < \delta_D \quad V_1(o, t) \cong \frac{C_T}{C} \frac{V_{2o}}{\delta_D} t + \frac{R_o}{1 + \frac{C_{o1}}{C_1 L}} \frac{I_{2o}}{2\delta_D} t + \frac{L_T}{1 + \frac{C_{o1}}{C_1 L}} \frac{I_{2o}}{2\delta_D} \quad (29)$$

$$* \quad \delta_D < t < \delta - \delta_D \quad V_1(o, t) \cong \frac{C_T}{C} V_{2o} + \frac{R_o}{1 + \frac{C_{o1}}{C_1 L}} \frac{I_{2o}}{2} \quad (30)$$

Le profil de la réponse temporelle est donc :

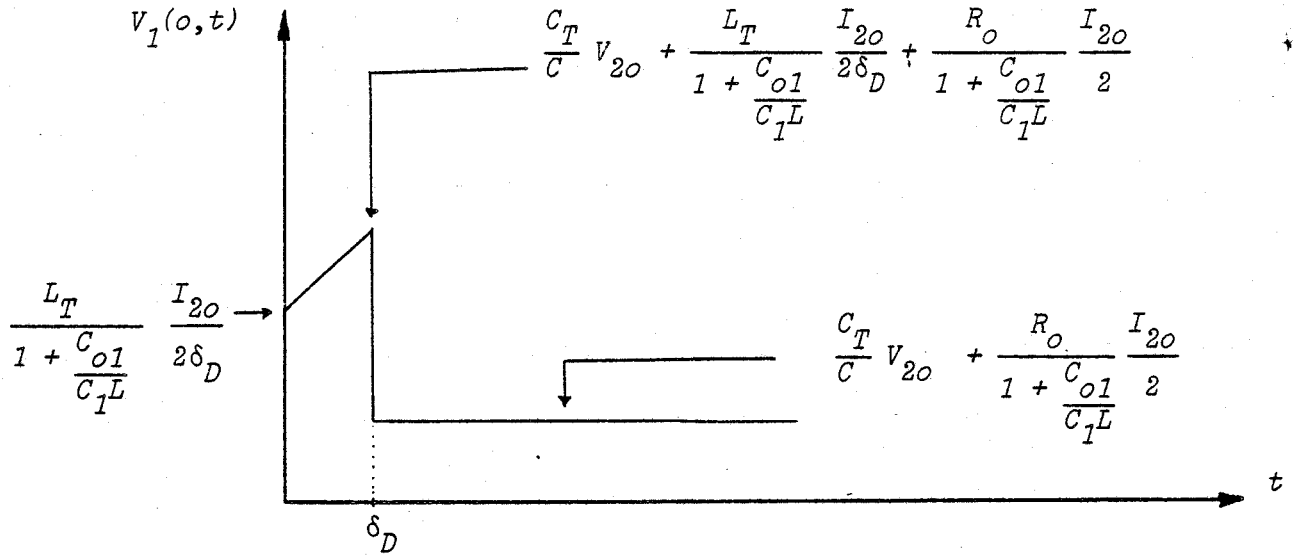


Figure 10

2ème cas : $\delta_o \ll \delta_D$ ($R_{o1} = 150 \Omega$)

* $0 < t < \delta_D$
avec $t \gg \delta_o$

$$V_1(o,t) \cong \frac{L_T}{1 + \frac{C_{o1}}{C_1L}} \frac{I_{2o}}{2\delta_D} e^{-t/\delta_o} \quad (31)$$

* $\delta_D < t < \delta - \delta_D$

$$V_1(o,t) \cong \frac{-L_T}{1 + \frac{C_{o1}}{C_1L}} \frac{I_{2o}}{2\delta_D} e^{-\left(\frac{t-\delta_D}{2\delta_o}\right)} \quad (32)$$

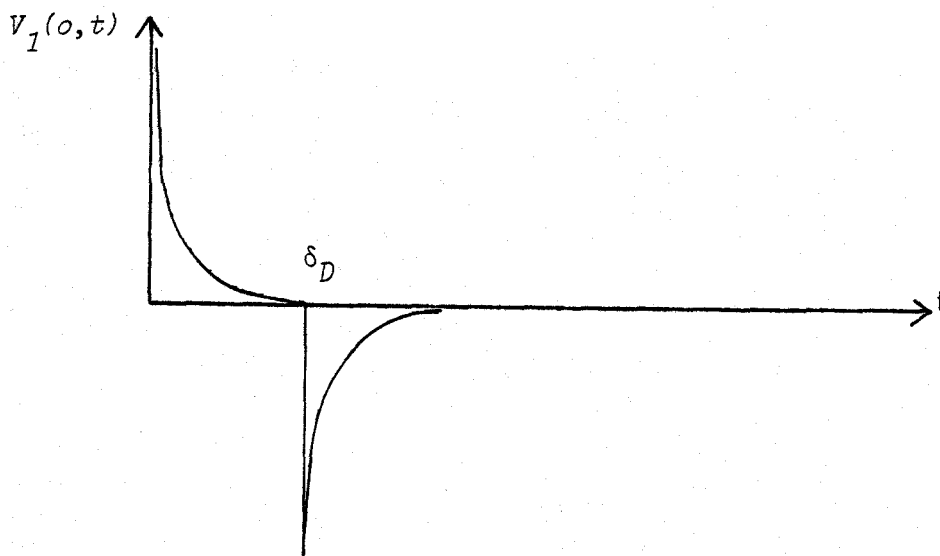


Figure 11

Ces résultats analytiques permettent de retrouver avec une bonne exactitude l'évolution temporelle de la tension $V_1(o,t)$

Le profil ci-dessus est parfaitement identique à celui de l'expérience. Il découle d'une double dérivation du signal d'entrée. En effet, à chaque variation de ce dernier apparaissent des pics dont l'amplitude est proportionnelle à l'inductance de transfert. Si nous exploitons l'expression du minimum ou du maximum, la valeur de l'inductance peut alors être extraite. Malheureusement nombre de paramètres interviennent, ce qui entraîne une imprécision. La valeur de L_T a été déterminée en adaptant les deux lignes par la méthode de mesure déjà décrite. Cette valeur est de 648 nH. Si maintenant nous calculons l'inductance propre du solénoïde par la formule $L = \frac{\mu_0 SN^2}{l}$ où S est la section du solénoïde, l sa longueur, et N le nombre de spires, nous trouvons 635 nH. Ces grandeurs presque identiques montrent que le couplage est essentiellement dû à l'inductance propre de la connexion. Le caractère selfique de la liaison masque l'effet de la pénétration du champ magnétique au niveau de la discontinuité.

D'autres configurations de connexions permettent d'obtenir un couplage électromagnétique qui ne soit pas masqué par la chute de tension provoquée par l'impédance de la connexion reliant les 2 sections de blindage. C'est le cas de la discontinuité facilement modélisable rencontrée au paragraphe I, où nous avons trouvé une inductance de transfert de 1,6 nH dans le cas de 8 conducteurs uniformément répartis pour une longueur de 5 cm. L'existence de boucle est extrêmement préjudiciable comme viennent de le montrer les présentes expériences.

Cette approche qualitative qui vient d'être faite nous a permis d'appréhender les paramètres de transfert équivalents à la discontinuité de passage avec contact électrique.

III - SIMULATION DE LA TRANSITION ELECTROMAGNETIQUE PRESENTEE AU VOISINAGE DU PLAN D'ENTREE D'UN CONNECTEUR

Une configuration très courante dans la réalité est la transition au niveau d'un connecteur entre un câble multifilaire surblindé et un équipement. Pour diminuer le couplage électromagnétique dû à l'interruption du blindage de la ligne, on réalise une reprise du blindage qui consiste à procéder à une connexion électrique entre celui-ci et le surblindage qui est en général relié à la masse de l'équipement. Notre but est, compte-tenu des résultats déjà acquis, de caractériser la connexion qui offrira la meilleure immunité électromagnétique. On étudiera pour cela différents types de connexions, c'est-à-dire non seulement leur géométrie, mais aussi leur répartition sur la périphérie du blindage. Ces expérimentations se feront dans un premier temps sur un câble coaxial homogène, ce qui permettra d'attribuer à la connexion seule le couplage électromagnétique. Il est néanmoins permis de se demander quelle influence peut avoir le blindage sur les résultats obtenus ? C'est pour répondre à cette question que nous substituerons au blindage homogène, une tresse.

III. 1 - INFLUENCE DE LA GEOMETRIE D'UNE CONNEXION ET DE SA REPARTITION SUR L'EFFICACITE DE BLINDAGE DE LA DISCONTINUITÉ - MISE EN OEUVRE EXPERIMENTALE

Notre banc de mesure sera comme précédemment une cellule triaxiale dont la ligne extérieure sera branchée à un générateur d'impulsions trapézoïdales (figure 12)

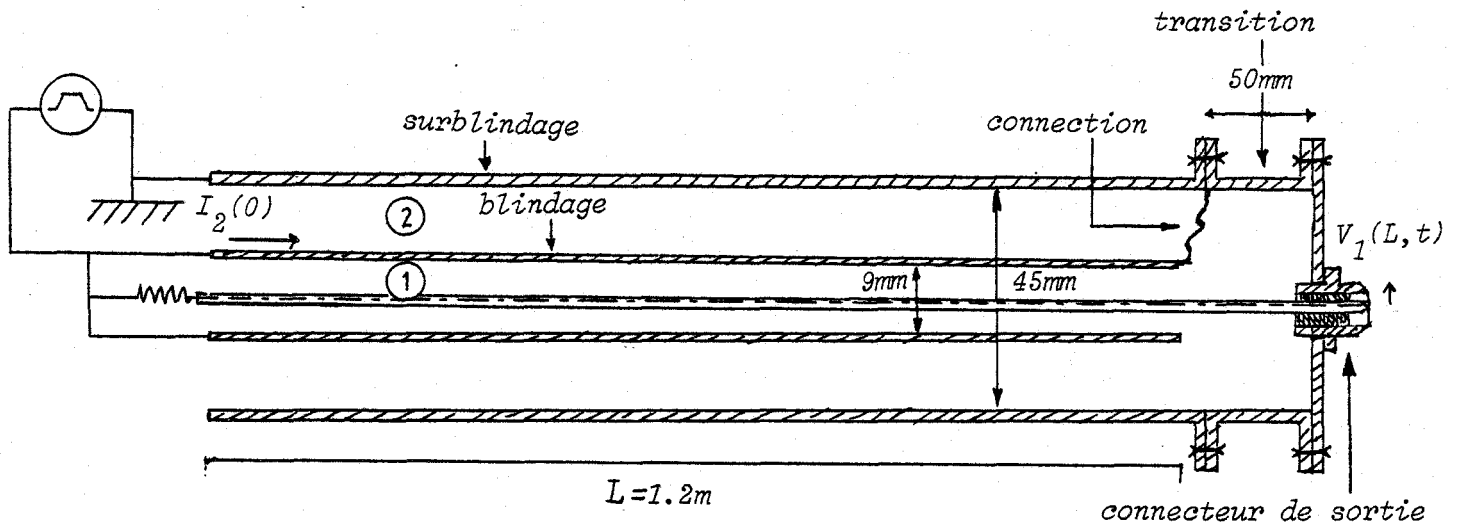


Figure 12

Les résultats obtenus lors de l'étude précédente d'une discontinuité de passage avec contact électrique ont permis de mettre en évidence trois types de couplage (électrostatique, magnétique et galvanique), et d'associer à la connexion des générateurs de courant et de tension proportionnels respectivement à la différence de potentiel entre le blindage et le surblindage, et au courant injecté par le générateur. La ligne ② peut être considérée en court-circuit sachant que l'impédance de la connexion est faible. La tension V_2 sera donc très faible, et on peut par conséquent négliger le couplage électrostatique. Le couplage galvanique dépendra surtout du caractère résistif ou selfique de la connexion.

La tension perturbatrice peut s'exprimer de la façon suivante pour l'intervalle de temps $[0, \delta - \delta_D]$:

$$V_1(L) = \frac{Z_T I_{20}}{2 \delta_D} (1 - e^{-P\delta_D}) \quad (33)$$

avec $Z_T = R_0 + jL_T \omega$

Nous gardons toujours un temps de transition grand par rapport aux temps de propagation. Le maximum de la tension est donné par l'expression :

$$V_{1M} \approx L_T \frac{I_{20}}{2\delta_D} \quad (34)$$

De l'expression (34) on en déduit aisément l'inductance de transfert de la connexion. Les expériences qui vont suivre sont basées sur cette étude pour caractériser l'efficacité de blindage de la connexion.

III.1.1 - Etude du recouvrement optique
pour plusieurs types de connexions

Cinq types de connexions vont être testés :

- 1) un solénoïde
- 2) un conducteur rectiligne cylindrique
- 3) un conducteur plat rectiligne
- 4) un conducteur plat rectiligne de largeur double du précédent
- 5) un conducteur plat formant une boucle.

Pour chaque type de connexions nous allons réaliser deux séries d'expériences

1ère expérience : une seule connexion intervient entre le blindage et le surblindage

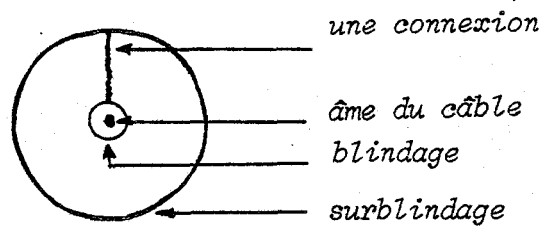


Figure 13

2ème expérience : cinq connexions identiques sont réparties uniformément dans l'espace

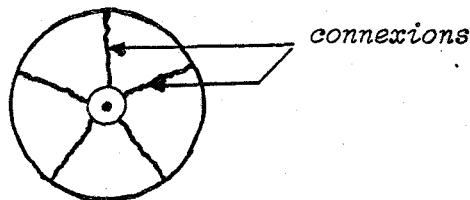


Figure 14

Les résultats sont consignés dans le tableau ci-après. La valeur de L_T a été déterminée par l'exploitation du maximum de la tension mesurée.




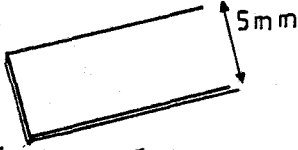
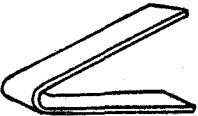
	expérience 1 une connexion	expérience 2 cinq connexions	$\frac{L_{T1}}{L_{T5}}$
 Solenôïde	$L_{T1} = 108 \text{ nH}$	$L_{T5} = 20 \text{ nH}$	14 dB
 Conducteur cylindrique	$L_{T1} = 13 \text{ nH}$	$L_{T5} = 2,5 \text{ nH}$	15 dB
 Conducteur plat	$L_{T1} = 9 \text{ nH}$	$L_{T5} = 0,9 \text{ nH}$	20 dB
 Conducteur plat	$L_{T1} = 6 \text{ nH}$	$L_{T5} = 0,44 \text{ nH}$	22 dB
 Conducteur plat formant une boucle	$L_{T1} = 20 \text{ nH}$	$L_{T5} = 4 \text{ nH}$	14 dB

Tableau 2

Nous constatons tout d'abord que la géométrie de la connexion influence considérablement les résultats. Nous voyons également que les échantillons 1, 2 et 5 font apparaître un rapport de 14 dB entre l'inductance de transfert trouvée avec une connexion et celle trouvée avec cinq connexions. Ces trois cas correspondent à un couplage magnétique par inductance propre,

car les inductances de transfert obéissent à la loi de composition des impédances branchées en parallèle, ce qui n'est plus le cas lorsque la connexion s'identifie à un conducteur plat, puisque le rapport atteint 20 dB pour l'échantillon 3, et 22 dB pour l'échantillon 4. Le couplage est dû à la pénétration du champ magnétique tangentiel. Il est à noter également que les inductances de transfert mesurées sont du même ordre de grandeur que celle d'un câble à blindage tressé de longueur unité.

III.1.2 - Effets de la dispersion des conducteurs sur la périphérie du blindage

Nous allons montrer dans l'expérience qui va être décrite, comment la pénétration du champ magnétique tangentiel peut être modifiée par la répartition des connexions entre le blindage et le surblindage. L'expérimentation se fera au moyen de la connexion plate rectiligne de largeur 2,5 mm et cinq cas seront successivement envisagés.

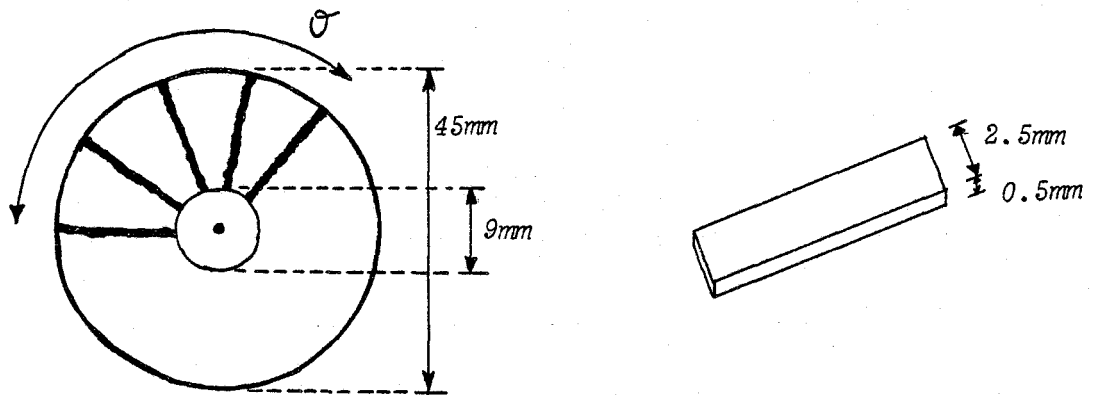


Figure 15

- 1) $\theta = 0^\circ$ les connexions sont superposées sur leur épaisseur
- 2) $\theta = 30^\circ$ les connexions sont réparties sur leur largeur mais jointives
- 3) $\theta = 90^\circ$
- 4) $\theta = 180^\circ$
- 5) $\theta = 288^\circ$ les connexions sont uniformément réparties sur la périphérie du blindage.

Les résultats sont consignés dans le tableau 3. Si nous comparons le résultat trouvé lors de la première expérience avec celui obtenu quand la connexion ne comporte qu'un seul conducteur, on en déduit que la superposition de cinq conducteurs est sans effet. D'autre part la valeur trouvée 9 nH est nettement supérieure aux autres valeurs d'inductance de transfert, ce qui permet d'affirmer que le recouvrement optique dans le plan perpendiculaire au câble est déterminant pour l'amélioration de l'efficacité de blindage. Nous voyons enfin que l'inductance de transfert est d'autant plus faible que la répartition s'approche de l'uniformité. Ce comportement peut être retrouvé analytiquement en reprenant le modèle de la discontinuité facilement modélisable. Il ne s'agit pas ici de retrouver les résultats expérimentaux, mais de traduire sur un modèle théorique simple l'influence de la répartition des conducteurs.

Nous considérons donc une structure coaxiale dont le blindage se compose de 5 conducteurs. Nous modifierons l'écartement angulaire entre les conducteurs pour faire varier l'efficacité de blindage. Le modèle théorique est celui exposé précédemment dans le paragraphe I.1.



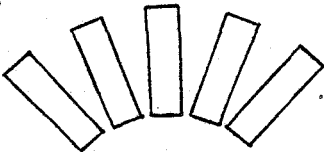
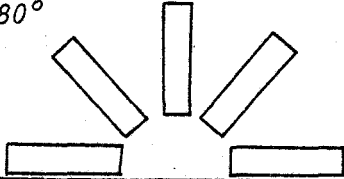
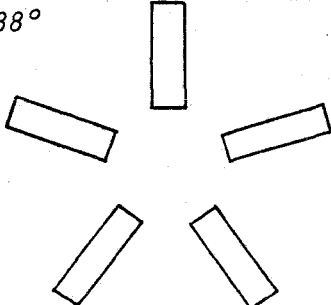
	L_{T5}	L_{T1}/L_{T5}
$\Theta = 0^\circ$ 	9 nH	0 dB
$\Theta = 30^\circ$ 	4,2 nH	6,4 dB
$\Theta = 90^\circ$ 	2,9 nH	9,6 dB
$\Theta = 180^\circ$ 	1,7 nH	14 dB
$\Theta = 288^\circ$ 	0,9 nH	20 dB

Tableau 3

L'exploitation numérique nous permet d'obtenir l'inductance de transfert linéique dont les résultats sont donnés dans le tableau 4. Ces résultats montrent bien que le meilleur résultat est obtenu lorsque les conducteurs sont uniformément répartis.

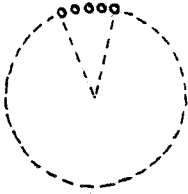
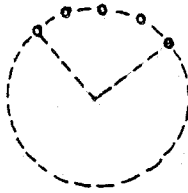
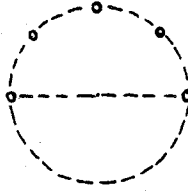
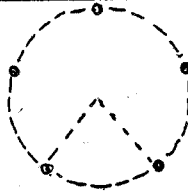
Répartition	Inductance de transfert par unité de longueur
$\Theta = 30^\circ$ 	250 nH/m
$\Theta = 90^\circ$ 	160 nH/m
$\Theta = 180^\circ$ 	70 nH/m
$\Theta = 288^\circ$ 	33 nH/m

Tableau 4

Au cours de ces expériences, nous avons montré que la géométrie de la connexion avait une grande influence et que des connexions formant une boucle était à proscrire. Le meilleur résultat est obtenu avec des conducteurs plats uniformément répartis et placés de telle manière que le recouvrement soit maximal dans un plan perpendiculaire à l'axe de la structure. L'ordre de grandeur de l'inductance de transfert était alors de 1 nH, qui correspond à 1 ou 2 mètres de câble à blindage tressé. Il faut donc maintenant envisager l'existence d'un couplage supplémentaire par la tresse du câble et étudier son impact sur l'efficacité de blindage.

III.2 - MISE EN EVIDENCE DU COUPLAGE SUPPLEMENTAIRE APORTE PAR LA TRESSE

Les expériences vont se faire sur des échantillons de câble communiqués par la SNIAS. Ce sont des bifilaires blindés de petite section avec une tresse à recouvrement moyen.

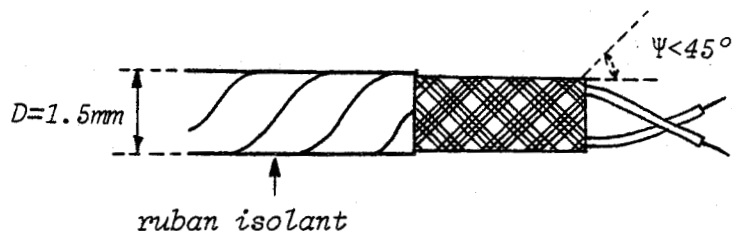


Figure 16

L'ensemble des bifilaires blindés entourés d'une tresse faisant office de surblindage, constitue un faisceau. Le banc expérimental sera conforme à la figure 12. Le faisceau se limitera à 3 bifilaires dont un seul se verra connecté au surblindage. Pour étudier la tension de mode commun induite, nous court-circuitons les conducteurs du bifilaire (Figure 17)

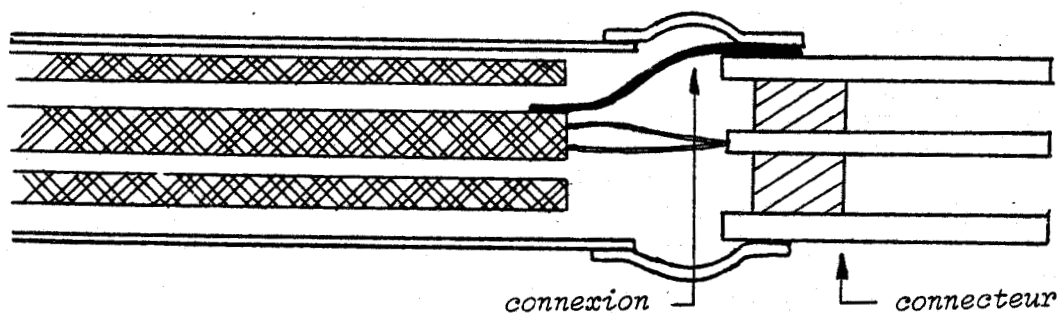
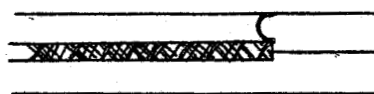


Figure 17

Nous étudierons successivement 3 types de connexions qui seront obtenus en torsadant la tresse

expérience 1 : longue connexion de gros diamètre



longueur $L = 10 \text{ mm}$

diamètre $d = 0,9 \text{ mm}$

Figure 18

expérience 2 : petite connexion de gros diamètre



longueur $L = 5 \text{ mm}$

diamètre $d = 0,9 \text{ mm}$

Figure 19

expérience 3 : 5 connexions identiques à celle de l'expérience 2 réparties uniformément

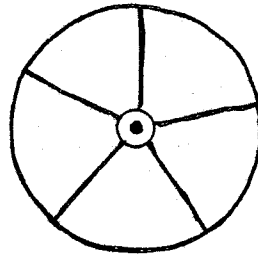


Figure 20

Avant de donner et de commenter les résultats, il nous est paru indispensable de tester le comportement de la tresse du bifilaire blindé. Il est apparu que le couplage était du type induction, or si on se reporte aux résultats antérieurs, la discontinuité obéissait au couplage par diffraction. Observons maintenant les courbes du chapitre I figure 13, au-delà de la fréquence de transition notée f_t , le module de l'inductance de transfert pour le comportement induction varie suivant une loi en \sqrt{f} et pour le comportement diffraction ce module est proportionnel à f . Quant à la phase pour le cas induction, elle tend vers $-3\pi/4$ et pour le cas diffraction vers $\pi/2$, ce qui montre une opposition de phase qui pourra être exploitée à bon escient.

La tension $V_1(L, t)$ est représentée pour chaque expérience. Observons immédiatement la réponse de la seconde expérience qui confirme nos propos précédents. Nous sommes dans une situation où la tension parasite a même profil que le courant perturbateur. Or, nous savons que l'effet induction et l'effet inductance de la connexion sont surtout sensibles sur le

temps de transition du signal impulsionnel, par conséquent les effets de la connexion se compensent par les effets du câble dûs à une opposition de phase des tensions parasites provoquées par la tresse et la connexion. Le couplage s'apparente à un couplage galvanique. La courbe obtenue lors de la première expérience montre une forte dérivation du signal perturbateur qui traduit l'effet prépondérant de la connexion. Quant au dernier cas, c'est l'effet du câble qui est prépondérant.

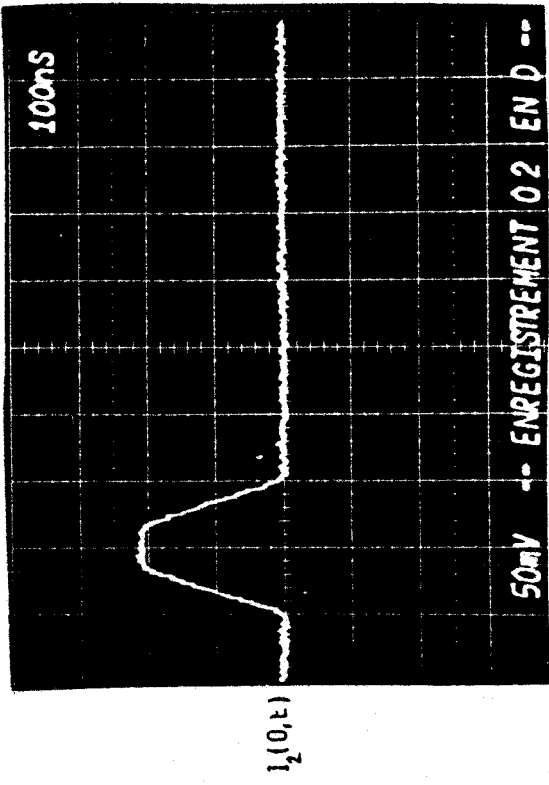
Si nous voulons chiffrer l'impédance de transfert du câble et de la connexion, nous évaluons en fonction de la fréquence le rapport : $\frac{2V_1(L, \omega)}{I_2(0, \omega)}$, (ceci est obtenu après traitement numérique des signaux), qui nous permet de traduire l'évolution harmonique de l'impédance de transfert pour les 3 expériences. Sur les figures 22 et 23 nous avons traduit ces résultats ainsi que celui de la tresse sans l'effet de la connexion. A partir de ces caractéristiques nous en tirons l'inductance de transfert globale (tableau 5). Soulignons que ces résultats doivent être analysés conjointement à l'évolution harmonique de Z_T figure 22.

Expériences	Longueur de la ligne	Valeur globale de L_T
Exp 1	$L = 1,06 \text{ m}$	4 nH
Exp 2	$L = 1,06 \text{ m}$	1,9 nH
Exp 3	$L = 0,95 \text{ m}$	1,2 nH

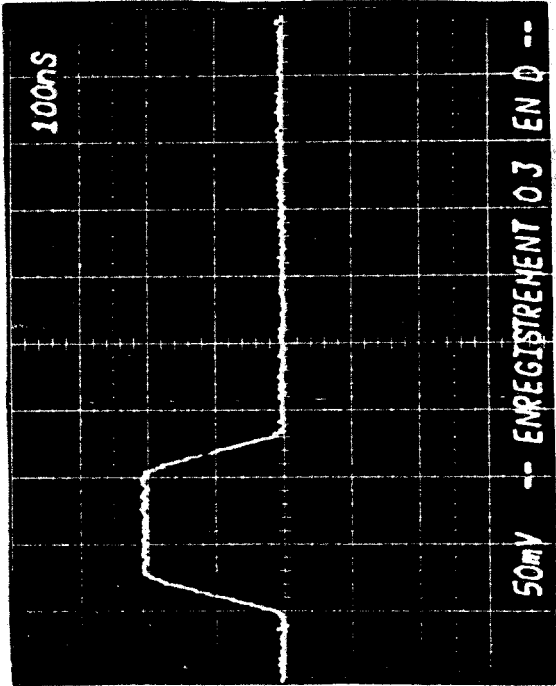
Tableau 5

En effet, l'expérience Exp 2 nous permet de déterminer une inductance de transfert de 1,9 nH qui n'est pas la valeur la plus faible, puisque cette dernière est obtenue dans l'expérience Exp 3. Or, cette expérience est nettement la plus favorable entre 1 MHz et 20 MHz. Ceci s'explique par une remontée en fréquence à partir de 10 MHz au lieu de 1 MHz. Au-delà de 20 MHz le cas Exp 3 est plus intéressant puisque L_T croît en \sqrt{f} . Notons toutefois que l'effet de la connexion deviendra prépondérant puisque le module de son inductance de transfert varie linéairement en fonction de la fréquence.

EXP 1



EXP 2



EXP 3

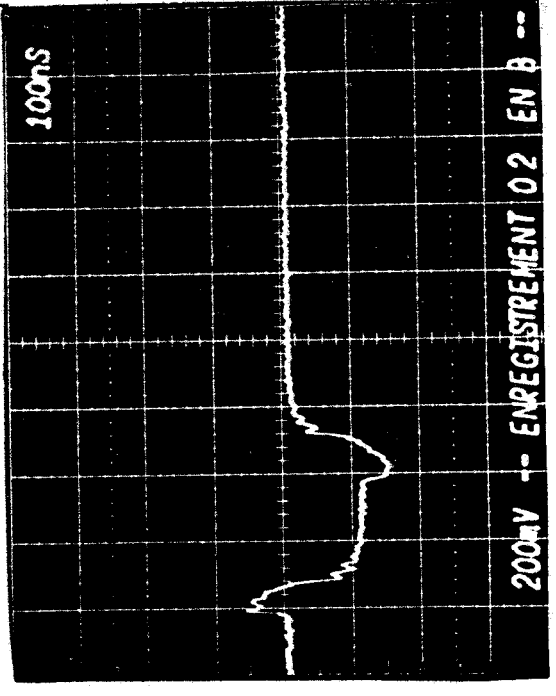
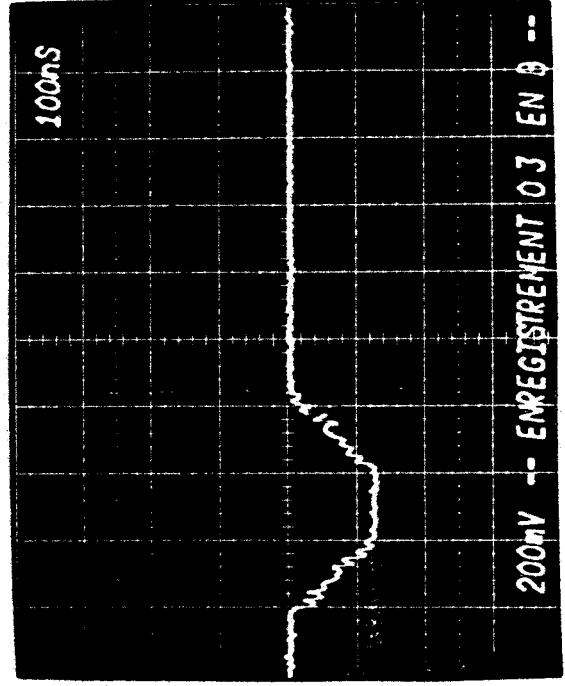
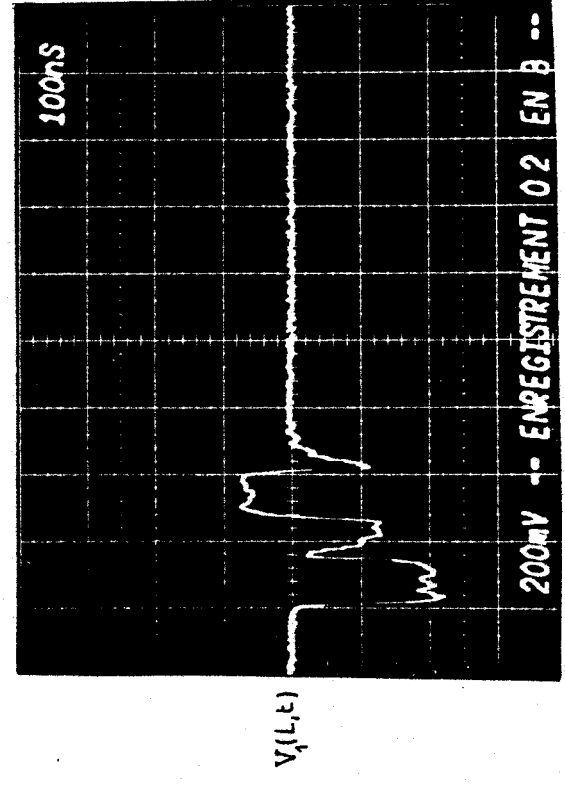
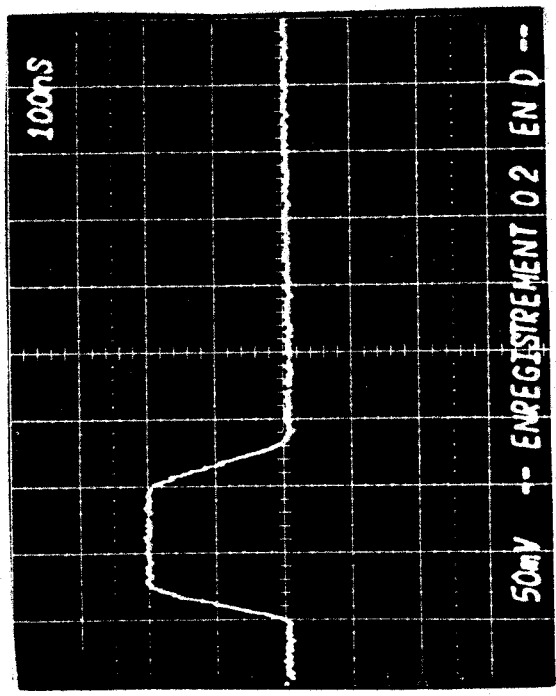


Figure 27

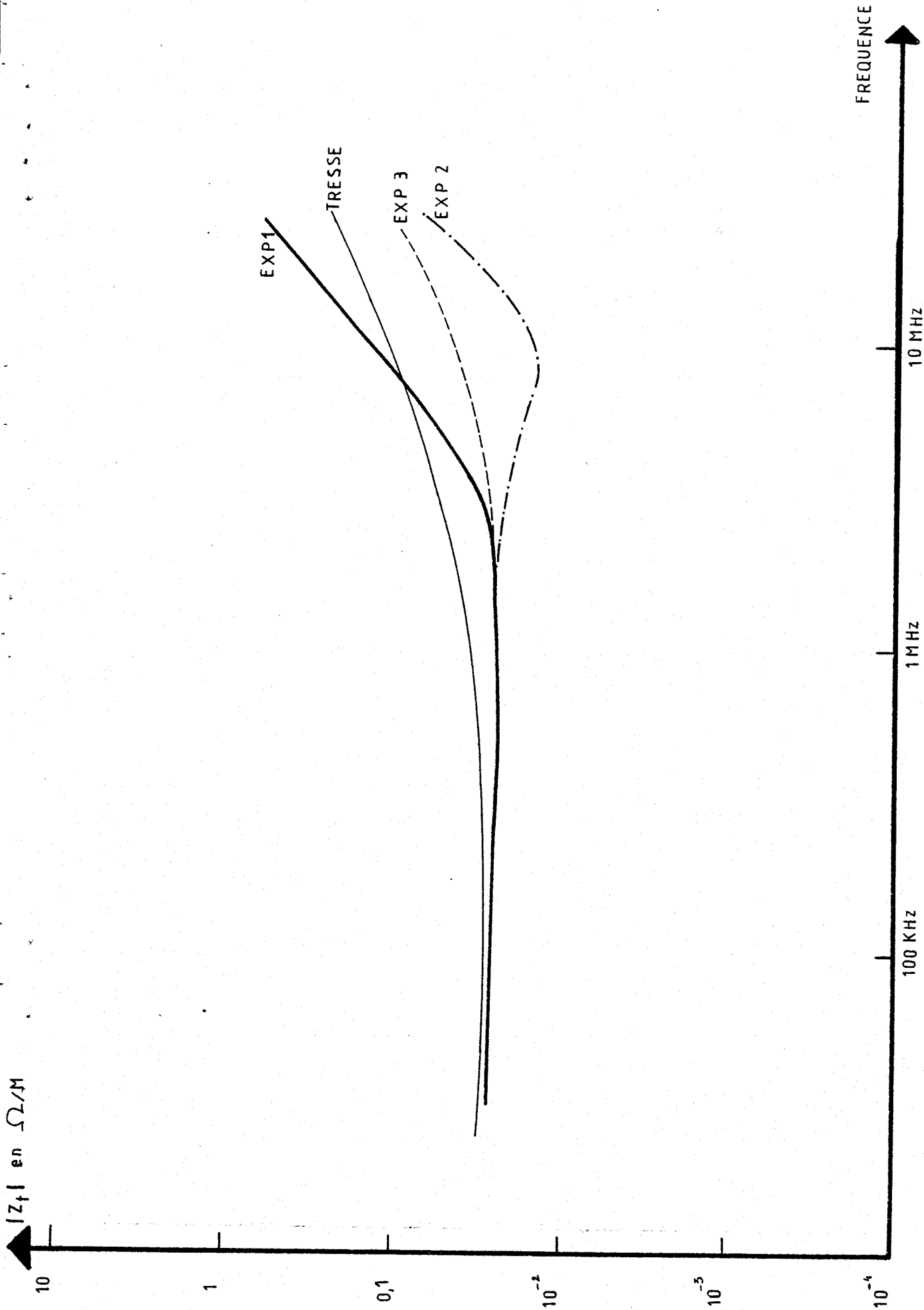
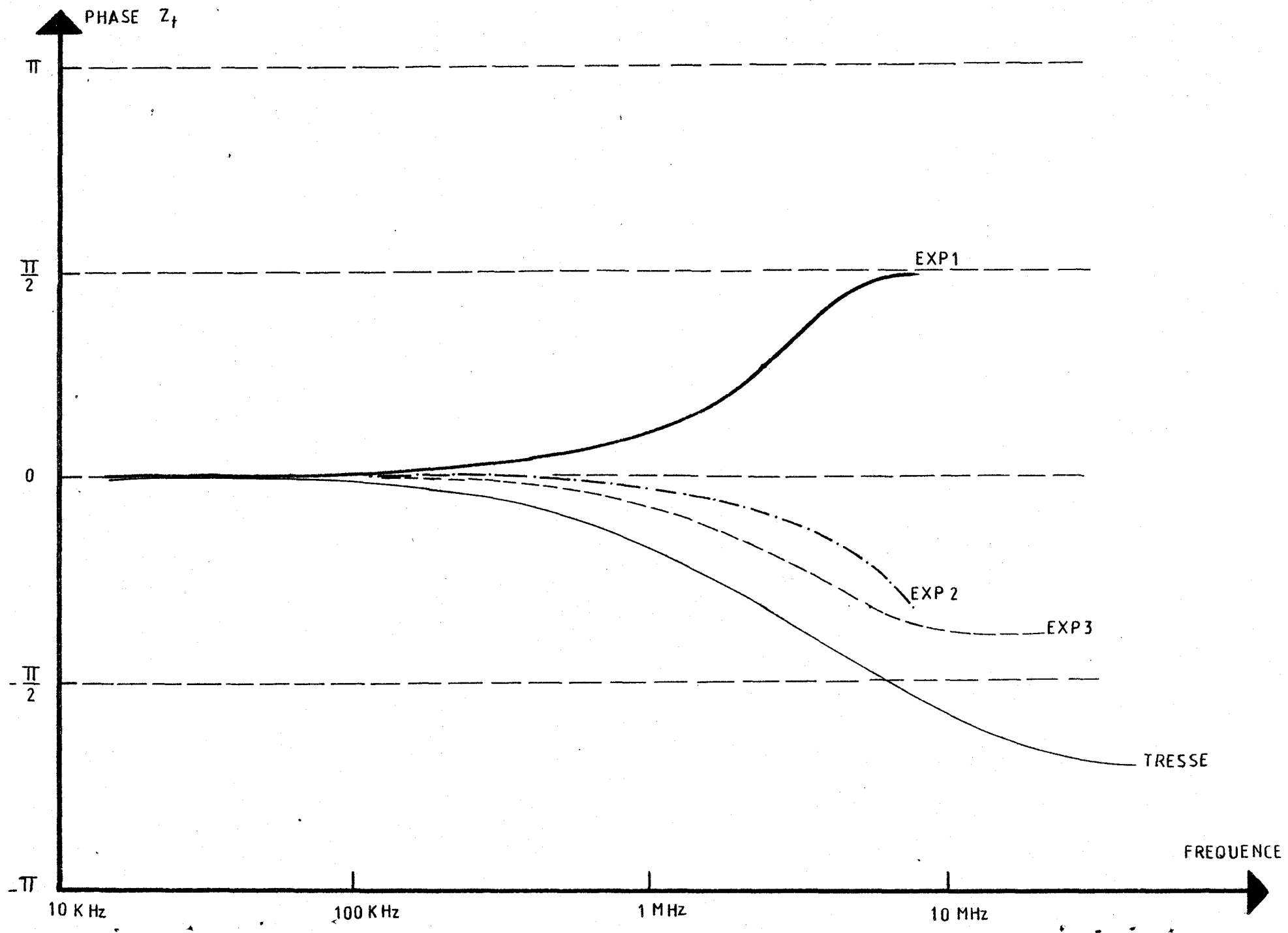


Figure 22



IV - CONCLUSION

Les discontinuités de blindage rencontrées pratiquement sont très difficilement modélisables. Il nous a fallu tout d'abord définir un modèle de discontinuité permettant l'expérimentation et l'approche théorique. Le choix s'est porté sur une ligne coaxiale dont le blindage fut remplacé par plusieurs conducteurs filiformes sur une distance courte par rapport à la longueur du câble. L'analogie avec la pénétration du champ EM dans les tresses nous a permis de caractériser l'efficacité de blindage de la structure par 2 paramètres, impédance et admittance de transfert équivalentes à la discontinuité. La suite de l'étude a été de mettre en évidence les 2 types de couplages liés à ces paramètres de transfert, d'une part le couplage électrique et d'autre part le couplage magnétique. La capacité de transfert a pu être déterminée directement à partir d'une courbe expérimentale. Nous avons montré que les connexions présentant un caractère selfique étaient préjudiciables en hautes fréquences et qu'il fallait réduire cet effet en recourant à des connexions de très faibles inductances propres.

La seconde partie de l'étude fut consacrée à la discontinuité terminale qui apparaît au niveau de la liaison entre blindage et surblindage. L'inductance de transfert présentée par ce type de discontinuité dépend fortement de la géométrie de la connexion et de sa répartition autour du blindage. Les résultats ont montré que la meilleure efficacité était obtenue avec des connexions composées de conducteurs de section rectangulaire en orientant leur plus grande surface latérale dans un plan perpendiculaire à l'axe du câble. Si plusieurs connexions étaient branchées en parallèle, une répartition uniforme offrait également le maximum d'efficacité.

L'évaluation de l'inductance de transfert a donné des valeurs comparables aux inductances de transfert linéiques de câbles tressés. Il est apparu au cours de ces expériences, que l'on pouvait exploiter avec intérêt l'opposition de phase existant entre le couplage EM qui se manifeste sur certains types de tresses, et le couplage EM propre à la connexion. C'est notamment le cas pour les blindages faisant un angle de tresse inférieur à 45° pour lesquels le phénomène de couplage du type induction est dominant.

CHAPITRE III

DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CABLE COAXIAL SUPPORTANT
UNE INTERRUPTION TOTALE DU BLINDAGE

CHAPITRE III

DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CABLE COAXIAL SUPPORTANT UNE INTERRUPTION TOTALE DU BLINDAGE

- I - CARACTERISATION ET SCHEMA EQUIVALENT DE LA DISCONTINUITÉ p. 56
- I.1 - DESCRIPTION DU MODELE*
- I.2 - APPROCHE THEORIQUE DE L'ILLUMINATION PAR UNE ONDE PLANE D'UN
CABLE COAXIAL DONT LE BLINDAGE EST INTERROMPU SUR UNE LONGUEUR δ*
- II - CALCUL DE LA CAPACITE DE JONCTION PRESENTEE PAR UNE DISCONTINUITÉ ANNULAIRE p. 59
- III - MODELISATION THEORIQUE EN VUE DE L'EVALUATION DES TENSIONS PERTURBATRICES p. 63
- IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR UN SIMULATEUR D'ONDES PLANES p. 65
- IV.1 - ETUDE COMPARATIVE DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CABLE COAXIAL
SUPPORTANT OU NON UNE DISCONTINUITÉ DE BLINDAGE*
- IV.2 - INFLUENCE DES IMPEDANCES D'EXTREMITE DE LA LIGNE COAXIALE
SUR L'EFFICACITE DE BLINDAGE*
- IV.3 - INFLUENCE DE L'INCIDENCE DE L'ONDE ELECTROMAGNETIQUE
SUR L'AMPLITUDE DES TENSIONS PARASITES*
- IV.3.1 - Couplage magnétique*
- IV.3.2 - Couplage électrique*
- IV.3.3 - Couplage hybride*
- V - IMPORTANCE PRATIQUE DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE p. 76
- VI - CONCLUSION p. 86

CHAPITRE III

DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CABLE COAXIAL SUPPORTANT UNE INTERRUPTION TOTALE DU BLINDAGE

I - CARACTERISATION ET SCHEMA EQUIVALENT DE LA DISCONTINUITÉ

Nous avons déjà évoqué les défauts de blindage qui pourraient apparaître sur une ligne de transmission. Nous nous proposons d'étudier le cas extrême où l'interruption du blindage est totale, ce qui provoque une discontinuité sans contact électrique. Le couplage électromagnétique provoqué par l'ouverture ainsi présentée va créer des tensions parasites apparaissant entre l'âme du câble et son blindage. Ces tensions peuvent devenir préjudiciables si leur niveau dépasse le seuil admissible permis par l'équipement électronique.

I.1 - DESCRIPTION DU MODELE

Pour simplifier le problème, considérons une ligne de transmission blindée à un seul conducteur, c'est-à-dire un câble coaxial dont le blindage est interrompu sur une longueur δ . Le câble sera placé parallèlement à un plan infiniment conducteur et illuminé par une onde EM plane d'incidence quelconque.

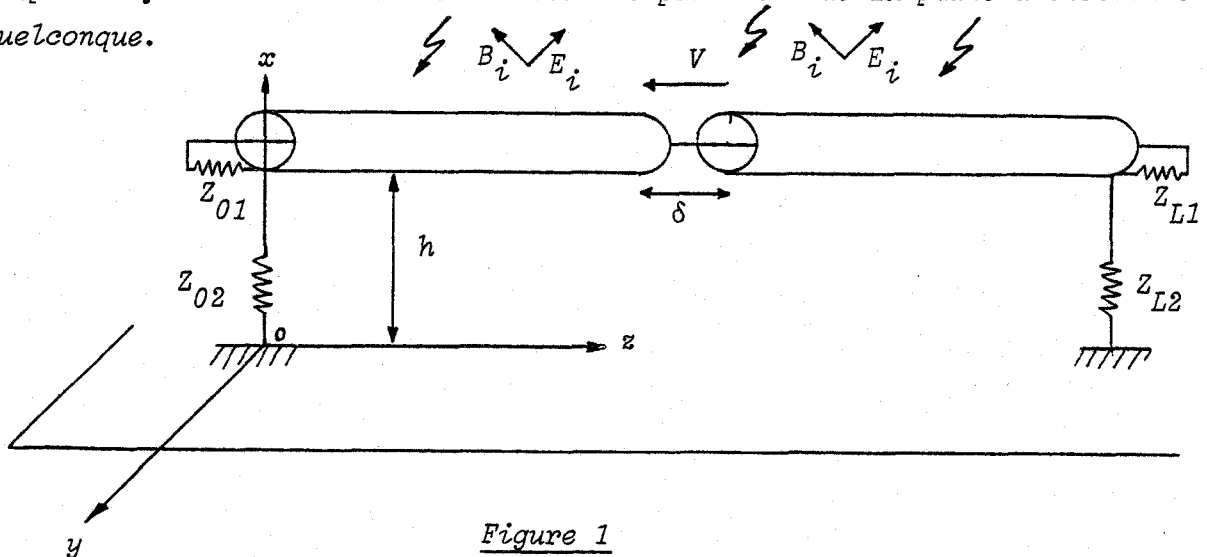


Figure 1

Z_{01} Z_{L1} : impédances de charge de la ligne coaxiale (ligne ①)

Z_{02} Z_{L2} : impédances reliant le blindage à la référence de masse aux deux extrémités de la ligne ②

Sur toute la longueur de la discontinuité, l'âme n'est plus protégée de l'environnement extérieur et pourra être directement illuminée par la perturbation EM. Un phénomène d'induction va apparaître sur la ligne constituée du conducteur protégé et du plan de masse. Nous verrons que ce couplage direct, compte-tenu de la faible longueur de la discontinuité par rapport à celle de l'échantillon, pourra être négligé devant l'induction provoquée de part et d'autre de la discontinuité sur les tronçons de lignes constituées du blindage du câble et de la référence de masse. Une différence de potentiel V va donc apparaître entre les 2 sections de blindage dont l'amplitude dépendra des impédances d'extrémité des 2 lignes et de leur longueur commune. La connaissance de cette différence de potentiel permet d'évaluer les tensions parasites sur le câble au niveau de la discontinuité, et d'en déduire celles apparaissant aux 2 extrémités par application de la théorie des lignes de transmission. Nous pouvons remarquer que l'évaluation de ces tensions parasites est étroitement liée à la caractérisation de la discontinuité par son schéma équivalent.

I.2 - APPROCHE THEORIQUE DE L'ILLUMINATION PAR UNE ONDE PLANE D'UN CABLE COAXIAL DONT LE BLINDAGE EST INTERROMPU SUR UNE LONGUEUR δ

Nous reprenons la structure de la figure (1), mais cette fois-ci nous considérons un câble coaxial sans défaut de continuité de blindage placé parallèlement à un plan parfaitement conducteur. Deux systèmes d'équations différentielles vont relier les tensions et courants apparaissant sur chaque ligne [12] [17] [25]. Le couple (V_2, I_2) caractérisera la tension et le courant relatifs à la ligne extérieure, quant à V_1 et I_1 , ils se rapporteront à la ligne coaxiale.

$$\begin{cases} -\frac{dV_2}{dz} = Z_2 I_2 - Z_T I_1 - j\omega \int_0^h B_y^i dx \\ -\frac{dI_2}{dz} = Y_2 V_2 + Y_T V_1 + Y_2 \int_0^h E_x^i dx \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} -\frac{dV_1}{dz} = Z_1 I_1 - Z_T I_2 \\ -\frac{dI_1}{dz} = Y_1 V_1 + Y_T V_2 + Y_T \int_0^h E_x^i dx \end{cases} \quad (2)$$

- $Z_1 Y_1, Z_2 Y_2$ représentent les grandeurs linéiques des 2 lignes
- $Z_T Y_T$ représentent les paramètres de transfert du blindage
- les intégrales apparaissant dans les seconds membres représentent les termes sources, liés à la perturbation EM incidente au voisinage de la structure. Les grandeurs E_x^i et B_y^i sont les composantes électrique et magnétique du champ EM incident, représentées suivant les axes ox et oy de la figure 1.

Ces équations traduisent le couplage mutuel entre les 2 lignes de transmission (câble coaxial et blindage au-dessus du plan conducteur), et l'excitation produite par la perturbation EM. Ces équations sont obtenues en appliquant la théorie des lignes de transmission couplées et en tenant compte des phénomènes d'induction provoqués par l'onde plane incidente.

Les systèmes d'équations (1) et (2) ainsi obtenus sont établis avec l'hypothèse quasi TEM ($h \ll \lambda$). Cette condition permet de considérer le champ diffracté par la ligne extérieure résultant d'une propagation du mode TEM. Comme le plan est parfaitement conducteur, nous pouvons appliquer le principe des images électriques, qui permet de considérer la ligne extérieure comme une ligne bifilaire, composée du blindage et de son image par rapport au plan de masse.

Ce que nous venons d'exposer, va pouvoir être appliqué à notre cas de figure, en l'occurrence, aux tronçons I et III. Le tronçon II qui correspond à l'interruption du blindage peut être assimilé à un tronçon de ligne composé de l'âme et du plan de masse. Si nous considérons une longueur d'interruption de blindage beaucoup plus petite que la longueur d'onde, les tensions et courants induits sur le conducteur central peuvent être considérés constants. Le tronçon II peut être assimilé à un élément localisé, caractérisé par un générateur de tension et de courant. Le circuit équivalent de la discontinuité peut alors être représenté par le schéma de la figure 2.

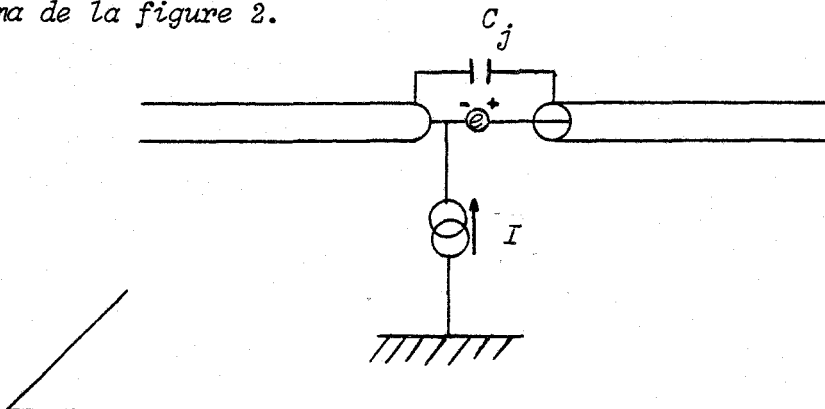


Figure 2

- e correspond à la force électromotrice induite par la composante magnétique H_y^i
- I représente le générateur de courant produit par la composante électrique E_x^i
- la grandeur C_j est la capacité de jonction des 2 blindages dont l'évaluation sera faite au paragraphe suivant.

La connaissance de ce schéma équivalent est indispensable si nous voulons déterminer les conditions aux limites de la discontinuité.

La longueur de la discontinuité est petite par rapport à la longueur de l'échantillon. Par conséquent, la f.e.m. induite par la composante magnétique H_y^i sur la discontinuité pourra être négligée vis-à-vis de l'induction provoquée sur les sections de blindage. Il en va de même pour le courant électrique dû à la composante E_x^i du champ électrique, puisque son intensité est pondérée par la longueur δ de l'interruption de blindage. Le schéma équivalent se simplifie en conséquence. La seule inconnue est la grandeur C_j que nous nous proposons d'étudier.

II - CALCUL DE LA CAPACITE DE JONCTION PRESENTEE PAR UNE DISCONTINUITÉ ANNULAIRE

L'analyse théorique du couplage EM à travers une fente annulaire a fait l'objet de plusieurs publications et notamment les travaux de JR WAIT |15| |16| et DC CHANG |18|.

Nous allons reprendre les principes de la formulation proposée par ces auteurs et les adapter à une structure triaxiale, composée du câble coaxial entouré par un cylindre creux. Cette géométrie a été retenue car la structure du câble coaxial au-dessus du plan de masse est un problème difficile, alors que la géométrie triaxiale présente une plus grande simplicité sans pour cela nuire à l'intérêt que revêt cette étude.

La ligne ① (câble coaxial) et la ligne ② (2 gaines contigues) ont une géométrie semblable, ce qui permet d'obtenir des équations du même type pour les 2 milieux, et d'appliquer des conditions aux limites simples.

Nous supposons que l'âme, le blindage et le surblindage sont parfaitement conducteurs. De plus le blindage est supposé infiniment mince.

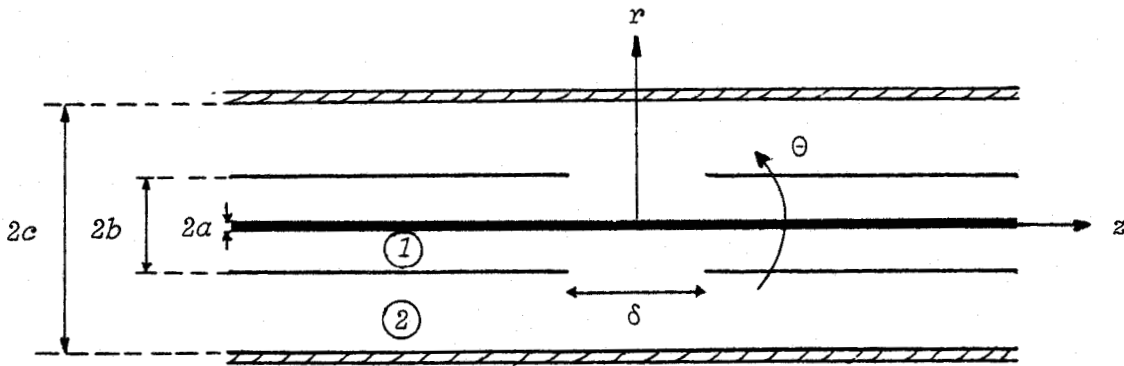


Figure 3

La symétrie axiale fait que les composantes du champ EM sont indépendantes de l'angle Θ . Compte-tenu de cette hypothèse, la résolution des équations de Maxwell nous permet d'exprimer le champ EM uniquement en fonction de la composante longitudinale du vecteur électrique de Hertz.

Ces composantes se réduisent à :

$$E_r = \frac{\partial^2 \pi}{\partial z \partial r} \quad E_z = \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \pi \quad H_\Theta = -j\omega \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial r} \quad (13)$$

où k est le nombre d'onde

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon} \quad (4)$$

avec π solution de l'équation du second ordre :

$$\frac{\partial^2 \pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \pi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \pi}{\partial z^2} + k^2 \pi = 0 \quad (5)$$

Nous distinguons chaque milieu en repérant les variables par les indices 1 ou 2 selon que nous considérons la ligne coaxiale ou la ligne perturbatrice.

Pour faciliter l'application des conditions aux limites au voisinage de la discontinuité, nous utilisons la représentation intégrale de Fourier du potentiel de Hertz conformément à l'expression :

$$\pi(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\pi}(r, \nu) e^{-j\nu z} d\nu \quad (6)$$

Un paramètre inconnu est la loi de distribution de la composante E_z sur la discontinuité que l'on doit en toute rigueur calculer au moyen de la résolution d'une équation intégrale qu'il faut mener par une méthode du type : théorie des moments.

Par esprit de simplification, on admettra que cette distribution est uniforme. On peut alors définir la différence de potentiel V entre les 2 sections de blindage et écrire très simplement le champ électrique E_z par la relation :

$$E_z = \frac{V}{\delta} \quad (7)$$

Si nous considérons une onde incidente quasi TEM se propageant dans la ligne perturbatrice (2), nous pouvons relier facilement la composante angulaire du champ magnétique incident au courant I_0 parcourant le blindage par l'expression:

$$H_{\Theta}^{inc} = \frac{I_0}{2\pi b} e^{-jk_2 z} \quad (8)$$

La condition de continuité des composantes magnétiques (9) sur l'ouverture nous permet d'obtenir une équation intégrale (10) qui pourra être appréhendée analytiquement grâce à l'hypothèse simplificatrice faite précédemment.

$$H_{\Theta}^{inc} + H_{E2} (r = b) = H_{\Theta1} (r = b) \quad (9)$$

$$\frac{I_0}{2\pi b} e^{-jk_2 z} - \frac{V}{2\pi\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} \left(G_1(b, z, z') - G_2(b, z, z') \right) dz' = 0 \quad (10)$$

$$\text{avec } G_1(b, z, z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j\omega\epsilon_1}{u_1} \frac{J_1(u_1 b) Y_0(u_1 a) - Y_1(u_1 b) J_0(u_1 a)}{J_0(u_1 b) Y_0(u_1 a) - Y_0(u_1 b) J_0(u_1 a)} e^{-jv|z-z'|} dv \quad (11)$$

$$u_1 = (\omega^2 \epsilon_1 \mu_0 - v^2)^{1/2}$$

$$\text{et } G_2(b, z, z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j\omega\epsilon_2}{u_2} \frac{J_1(u_2b) Y_0(u_2c) - J_0(u_2c) Y_1(u_2b)}{J_0(u_2b) Y_0(u_2c) - J_0(u_2c) Y_0(u_2b)} e^{-jv|z-z'|} dv \quad (12)$$

La résolution de l'équation (10) nécessite la connaissance des fonctions G_1 et G_2 . Ces fonctions à intégrer ne présentent pas de point de branchement mais uniquement des pôles simples, ce qui permet la détermination de G_1 et G_2 par la méthode des résidus. En prenant la valeur moyenne de l'équation intégrale sur la longueur de la discontinuité, et en supposant $\delta \ll v$, nous arrivons à exprimer l'admittance équivalente de la discontinuité

$$Y_{ed} = \frac{Y_{c1}}{2} + \frac{Y_{c2}}{2} + j\omega C'_1 + j\omega C'_2 \quad (13)$$

où Y_{c1} et Y_{c2} représentent les admittances caractéristiques des lignes ① et ② C'_1 et C'_2 correspondent respectivement à la contribution du câble et de la ligne perturbatrice.

La capacité de jonction présentée par la discontinuité est :

$$j\omega C_j = j\omega (C'_1 + C'_2) \quad (14)$$

$$\text{avec : } j\omega C'_1 = 2\pi\epsilon_1\omega \sum_{p=1}^{\infty} \frac{g(v_p^{(1)} \delta)}{v_p^{(1)}} \frac{J_0^2(u_1a)}{J_0^2(u_1a) - J_0^2(u_1b)} \quad (15)$$

$$: j\omega C'_2 = -2\pi\epsilon_2\omega \sum_{p=1}^{\infty} \frac{g(v_p^{(2)} \delta)}{v_p^{(2)}} \frac{J_0^2(u_2c)}{J_0^2(u_2c) - J_0^2(u_2b)} \quad (16)$$

La figure 4 donne la variation des capacités C'_1 et C'_2 en fonction de la largeur δ de la discontinuité

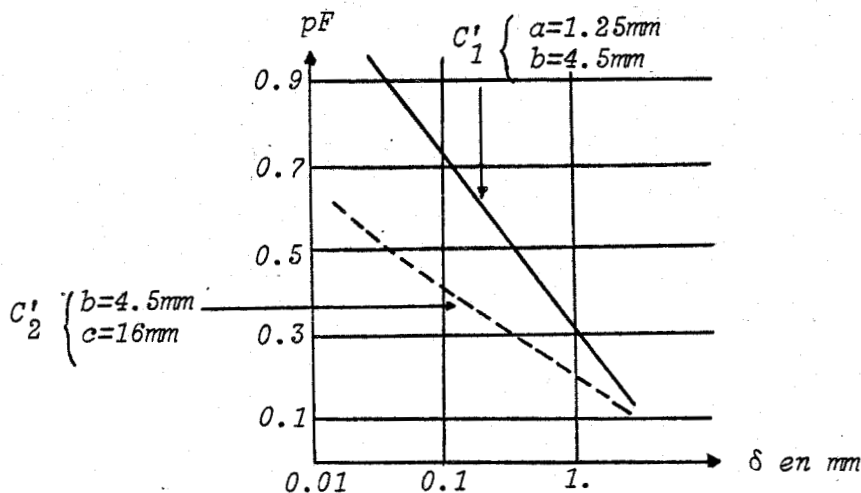


Figure 4

La capacité C_j sera donc de l'ordre du picofarad, ce qui nous permet de négliger la contribution de cette capacité dans le schéma équivalent de la discontinuité. Par conséquent, nous constatons que pour ce type de discontinuité, la longueur δ (avec bien sûr $\delta \ll \lambda$) sera sans influence sur l'efficacité de blindage du câble.

III - MODELISATION NUMERIQUE EN VUE DE L'EVALUATION DES TENSIONS PERTURBATRICES

Pour calculer les tensions parasites apparaissant sur un câble supportant une discontinuité sans contact électrique, nous devons résoudre le système d'équations différentielles (1) et (2) que nous écrivons, pour plus de simplicité, sous forme matricielle. Pour les tronçons I et III nous avons :

$$\begin{cases} -\left(\frac{dV}{dz}\right) = (Z) (I) + (S) \\ -\left(\frac{dI}{dz}\right) = (Y) (V) + (T) \end{cases} \quad (17)$$

Les matrices (Z) et (Y) s'expriment en fonction des paramètres linéiques des lignes et des paramètres de transfert du blindage

$$(Z) = \begin{pmatrix} Z_1 & -Z_T \\ -Z_T & Z_2 \end{pmatrix} \quad (Y) = \begin{pmatrix} Y_1 & Y_T \\ Y_T & Y_2 \end{pmatrix} \quad (18)$$

Les éléments (S) et (T) représentent les termes sources.

$$(S) = \begin{pmatrix} 0 \\ -j\omega \int_0^h B_y^i dx \end{pmatrix} \quad (T) = \begin{pmatrix} Y_T \int_0^h E_x^i dx \\ Y_2 \int_0^h E_x^i dx \end{pmatrix} \quad (19)$$

La résolution du système (17) passe par la diagonalisation de la matrice (M) avec $(M) = (Y)(Z)$. Le changement de base nous permet d'exprimer très simplement le couple solution de la façon suivante :

$$\begin{cases} i_1(z) = A_1 e^{-\Gamma_1 z} + B_1 e^{\Gamma_1 z} + SP1 \\ i_2(z) = A_2 e^{-\Gamma_2 z} + B_2 e^{\Gamma_2 z} + SP2 \end{cases} \quad (20)$$

Les courants sont ici exprimés dans la base diagonale. Pour chaque expression, la somme des 2 premiers termes représente la solution générale de l'équation sans second nombre, et les termes SP1 et SP2 représentent les solutions particulières qui tiennent compte du champ excitateur.

Pour introduire facilement les conditions aux limites, nous exprimons les courants et tensions dans la base initiale en utilisant d'abord la relation :

$(I) = (P) (i) \quad (21)$ puis la relation $(V) = -(Y)^{-1} \left(\frac{dI}{dz} + (T) \right) \quad (22)$ où (P) représente la matrice de changement de base.

Le système linéaire résultant comportera 8 équations à 8 inconnues (4 équations pour chaque tronçon), qui seront déterminées par les conditions aux limites sur les impédances connectées aux extrémités des lignes, et des conditions aux limites sur la discontinuité qui s'expriment de la façon suivante :

$$\begin{aligned} * \quad & V_1 (L/2 - \delta/2) + V_2 (L/2 - \delta/2) = V_1 (L/2 + \delta/2) + V_1 (L/2 + \delta/2) \\ * \quad & I_1 (L/2 - \delta/2) = I_1 (L/2 + \delta/2) \\ * \quad & I_2 (L/2 - \delta/2) - I_1 (L/2 - \delta/2) = 0 \\ * \quad & I_2 (L/2 + \delta/2) - I_1 (L/2 + \delta/2) = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

Le problème a été résolu numériquement dans sa plus grande généralité car aucun paramètre n'a été négligé. Bien évidemment des analyses plus simples peuvent être envisagées.

- Si on néglige la réaction de la ligne ① sur la ligne ②, le calcul se simplifie. On détermine d'abord les grandeurs électriques sur la ligne perturbatrice. Ce résultat acquis, il est alors possible d'évaluer la tension perturbatrice sur la ligne ①.

- Si nous étudions uniquement l'effet de la discontinuité, les paramètres de transfert sont nuls, ce qui permet d'obtenir 2 systèmes différentiels indépendants.

Cette formulation analytique nous a permis d'élaborer un programme numérique nous permettant d'évaluer les tensions $V_1 (z = 0)$ et $V_1 (z = L)$: tensions parasites apparaissant entre l'âme et le blindage aux 2 extrémités du câble coaxial. L'exploitation de ce programme nous permettra de comparer nos hypothèses théoriques à l'expérience dont nous allons donner les principaux résultats.

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS DANS UN SIMULATEUR D'ONDES PLANES

Les résultats expérimentaux ont été réalisés sur le simulateur d'ondes EM implanté au Centre National d'Etudes des Télécommunications (C.N.E.T.) à Lannion. Le simulateur se compose d'une nappe de fils parallèles au sol située à une hauteur de 1,5 m. La longueur de cette ligne de transmission ainsi constituée est de 50 m. La charge de puissance branchée à une extrémité est égale à l'impédance caractéristique de la ligne. A l'autre extrémité, nous disposons d'un générateur sinusoïdal.

L'onde incidente est une onde plane progressive qui se propage parallèlement au câble testé (couplage hybride). Le champ électrique est perpendiculaire au plan de masse. Les 2 extrémités du blindage du câble sont en court-circuit. La ligne coaxiale est située à 30 cm du sol (h) et a une longueur de 15 m (L). L'interruption du blindage est de 5 cm (δ) et est positionnée à l'abscisse $z = L/2$. Ne connaissant pas a priori l'effet du blindage sur une telle structure, nous choisissons délibérément un câble qui présente une bonne immunité électromagnétique. Nous prenons un câble du type RG 214, câble dont le

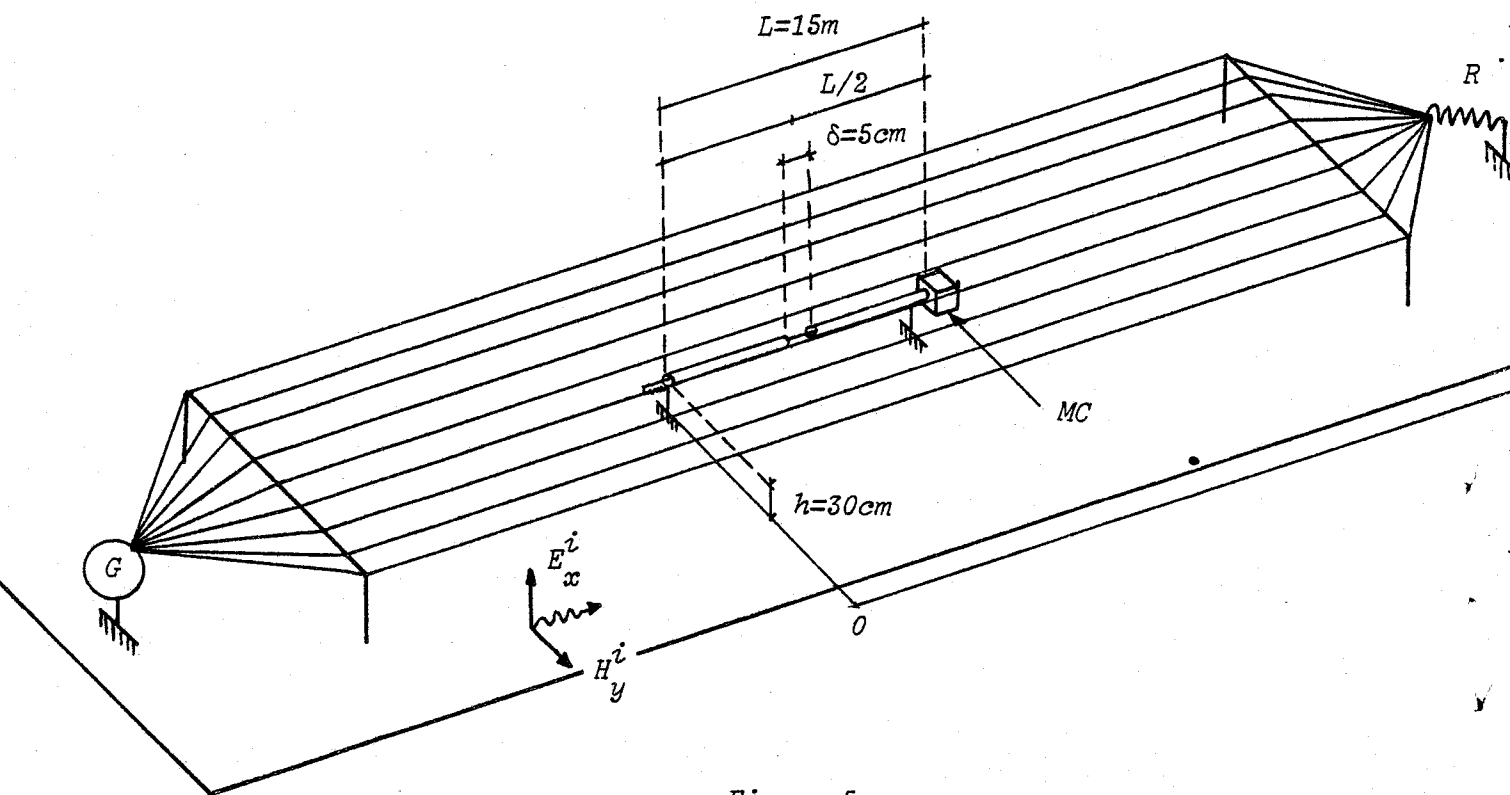


Figure 5

blindage est constitué de 2 tresses. Le diélectrique est du polyéthylène plein. La permittivité relative de ce matériau vaut 2,3.

Nous donnons sur la figure (6) l'évolution du module de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence [26]

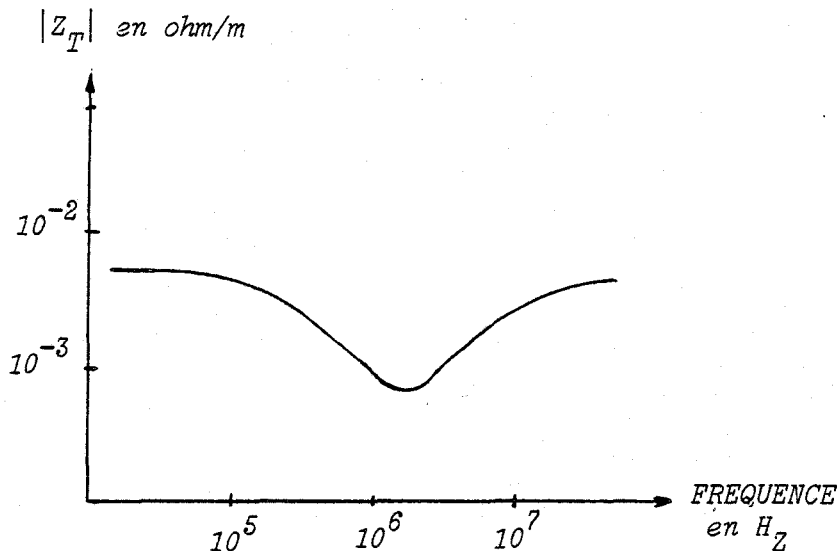


Figure 6

L'étude expérimentale qui va suivre, ainsi que les résultats numériques qui seront donnés à posteriori, ont pour but de caractériser l'efficacité de blindage du câble supportant une discontinuité totale. Nous définissons comme suit l'efficacité de blindage : $S_{dB} = 20 \log \left| \frac{V}{E} \right|$ (24) où V représente la tension parasite à une extrémité de la ligne coaxiale et E la composante du champ électrique incident, normalisé à 1 volt par mètre.

Les résultats que nous allons présenter sont très significatifs. Nous avons voulu tout d'abord mettre en évidence l'effet de la rupture du blindage sur le niveau des tensions recueillies, et étudier l'influence des impédances de charge du câble coaxial. De plus, nous avons cherché à montrer, si les paramètres de transfert intervenaient sur les résultats.

Les courbes sont données sur les figures (18), (19), (20). Une première observation montre une très bonne correspondance entre les résultats numériques et expérimentaux. Essayons maintenant d'interpréter physiquement les résultats obtenus.

IV.1 - ETUDE COMPARATIVE DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CABLE COAXIAL
SUPPORTANT OU NON UNE DISCONTINUITÉ DE BLINDAGE

Pour mettre en évidence l'effet de la discontinuité, deux expériences, vont être envisagées. Dans les 2 cas, le câble coaxial sera connecté aux 2 extrémités sur son impédance caractéristique. Il est situé à 30 cm du sol et sa longueur est de 15 m.

1) le câble coaxial ne présente pas de discontinuité. Les paramètres de transfert du câble sont très faibles, ce qui se traduira par une très bonne efficacité de blindage.

2) le même câble coaxial voit en son milieu le blindage interrompu sur 5 cm. Le couplage EM sera dû uniquement à la discontinuité.

La figure (18) donne l'évolution harmonique de l'efficacité de blindage S entre 10 KHz et 30 MHz. La courbe relative à l'interruption de blindage a été obtenue conformément au modèle numérique présenté au paragraphe II. Pour le modèle sans discontinuité, la même méthode de résolution fût utilisée, mais cette fois-ci en ne tenant pas compte des conditions imposées par la rupture du blindage. L'efficacité de blindage a été obtenue à partir des caractéristiques de transfert du blindage données par la figure (6).

L'écart entre les 2 courbes montre la dégradation importante de l'efficacité de blindage, provoquée par son interruption totale. Cette dégradation croît avec la fréquence et est d'autant plus importante que le blindage présente une très bonne immunité électromagnétique.

Un résultat important a été également acquis. Pour mettre en évidence l'effet éventuel du couplage EM par la tresse, nous avons choisi une situation très pessimiste, c'est-à-dire une longueur de câble très importante et des paramètres de transfert exagérément grands. La longueur de la discontinuité vaut toujours 5 cm. L'exploitation numérique nous a donné une courbe identique à celle obtenue avec le blindage quasi parfait interrompu sur une longueur δ (5 cm)

Le couplage EM provoqué par la tresse est donc, dans cet exemple, sans effet par rapport à celui provoqué par l'interruption de blindage.

Néanmoins, ajoutons qu'il existe des cas de figure où la discontinuité apporte peu de perturbations. C'est le cas par exemple lorsque les 2 extrémités du blindage sont connectées au plan de masse, et lorsque l'onde plane arrive sous incidence rasante (le champ électrique est alors normal au plan et la composante de champ magnétique est parallèle au câble). Le blindage peut alors légèrement contribuer à cette perturbation.

IV.2 - INFLUENCE DES IMPEDANCES D'EXTREMITE DE LA LIGNE COAXIALE SUR L'EFFICACITE DE BLINDAGE

Les expériences qui vont être décrites, ont pour but d'étudier les niveaux des tensions perturbatrices en fonction des impédances de charge du câble coaxial.

La tension mesurée se fera en $z = L$ où l'extrémité du câble est connectée sur l'impédance d'entrée du mesureur de champ égale à l'impédance caractéristique du câble (50Ω). L'impédance de charge du câble à l'entrée de la ligne Z_{01} sera notre paramètre qui prendra les valeurs suivantes :

- 1) $Z_{01} = Z_{c1} \rightarrow$ figure 18
- 2) $Z_{01} \rightarrow \infty \rightarrow$ figure 19
- 3) $Z_{01} = 0 \rightarrow$ figure 20

Nous pouvons considérer d'une façon très générale que le plan de masse, les connexions de masse, le blindage du câble et les impédances de charge du câble, constituent une boucle à travers laquelle un flux magnétique sera créé par la composante H_y^i du champ magnétique.

Si nous nous plaçons dans l'hypothèse des grandes longueurs d'ondes, nous pouvons donner un schéma équivalent de la ligne extérieure.

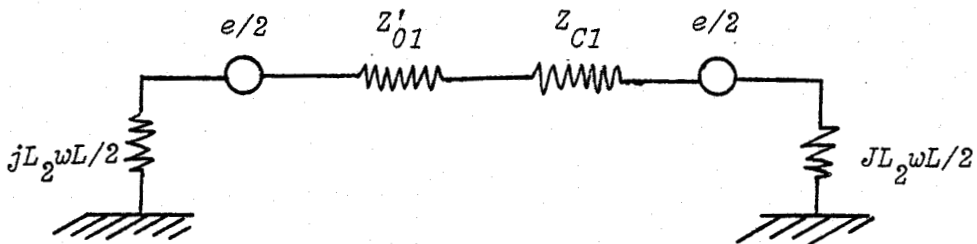


Figure 7

où e représente la force électromotrice due à l'induction magnétique. Cette f.e.m. sera exprimée en fonction du champ électrique en utilisant l'équation

$$\text{de Maxwell } \text{rot } \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$$

$$e = j\omega hL \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} E_x^i \quad (25)$$

Le terme $jL_2\omega L/2$ représente l'impédance d'un tronçon de blindage court-circuité au plan de masse et Z'_{o1} , Z_{c1} sont les impédances de charge du câble coaxial, ramenées au niveau de la discontinuité.

Le schéma équivalent de la figure 7 nous permet de calculer très facilement la tension perturbatrice apparaissant sur la ligne coaxiale en $z = L$

Nous obtenons:

$$V_1(L) = e \frac{Z_{c1}}{Z_{c1} + jL_2\omega L + Z'_{o1}} \quad (26)$$

Cette approche va nous permettre de retrouver les résultats obtenus en basse fréquence pour les 3 cas considérés. Pour les plus hautes fréquences, les courbes font apparaître des variations brusques de l'efficacité de blindage, variations liées aux phénomènes de propagation comme nous le verrons à posteriori.

1ère expérience $Z_{o1} = Z_{c1} = 50 \Omega$

Rappelons que cette courbe nous a fourni précédemment un élément de comparaison avec le câble sans discontinuité. Envisageons donc tout d'abord le cas où l'impédance caractéristique est connectée en début de ligne coaxiale. Pour les basses fréquences, l'inégalité suivante est vérifiée :

$$Z_{c1} \gg jL_2\omega$$

L'expression (26) devient : $V_1(L) \cong \frac{e}{2}$ (27)

La tension est donc proportionnelle à la fréquence, ce que nous observons sur la figure 18. De plus l'efficacité de blindage est constante entre 2 MHz et 18 MHz. En effet pour cet intervalle de fréquence, nous avons cette fois-ci $Z_{c1} \ll jL_2\omega$. La tension perturbatrice devient :

$$V_1(L) = Z_{c1} h \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} E_x^i / L_2 \quad (28). \text{ Le calcul donne } -26 \text{ dB.}$$

Les phénomènes de propagation se manifestent à 20 MHz puisqu'une anti-résonance apparaît, anti-résonance qui correspond à $L = \lambda$.

2ème expérience $Z_{o1} \rightarrow \infty$

L'impédance d'entrée du tronçon de câble en $z = L/2 - \delta/2$ a pour expression :

$$Z'_{o1} = \frac{1}{jC_1\omega L/2} \quad (29)$$

Pour les basses fréquences, cette impédance est prépondérante.
L'expression de $V_1(L)$ est alors :

$$V_1(L) = \omega^2 L^2 h \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} C_1 Z_{c1} E_x^i / 2 \quad (30)$$

L'évolution de l'efficacité de blindage est proportionnelle au carré de la fréquence. Le circuit résonant, formé par la capacité du premier tronçon du câble coaxial et de l'inductance de la ligne extérieure est à l'accord à la fréquence f_0 :

$$f_0 = 1 / (\pi L \sqrt{2L_2 C_1}) = 1,5 \text{ MHz} \quad (31)$$

Cela se traduit sur la courbe par un maximum. Pour cette fréquence, l'efficacité de blindage est de -17 dB.

A 13 MHz, nous sommes à la résonance demi-onde de la ligne coaxiale. Pour cette fréquence l'impédance Z'_{01} passe d'une valeur selfique à une valeur capacitive en prenant une valeur très importante.

Cela se traduit sur la courbe par une résonance accompagnée d'une anti-résonance. Comme précédemment, à 20 MHz apparaît une anti-résonance qui fait chuter brutalement l'efficacité de blindage.

3ème expérience $Z_{01} = 0$

Le câble coaxial est court-circuité en $z = 0$. Le phénomène que nous venons d'étudier ci-dessus dans le cas de l'extrémité ouverte, va se produire mais à une fréquence deux fois plus petite, c'est-à-dire à 6,5 MHz $\left(\frac{L}{2} = \frac{\lambda_{\text{câble}}}{2} \right)$

Comme nous venons de le constater, l'efficacité de blindage dépend fortement des impédances connectées à chaque extrémité du câble. De plus, nous avons fait apparaître qu'une impédance terminale très importante provoquait un phénomène de résonance à une fréquence bien plus faible que les fréquences où se manifestent les phénomènes de propagation.

Le programme numérique élaboré pour le calcul des tensions perturbatrices apparaissant sur le câble, va nous permettre de considérer des incidences de l'onde EM dont la mise en oeuvre sur le plan expérimental s'avère être très difficile.

IV.3 - INFLUENCE DE L'INCIDENCE DE L'ONDE EM SUR L'AMPLITUDE DES TENSIONS PARASITES

Les expériences qui ont été menées sur le simulateur du C.N.E.T. à Lannion, étaient tributaires du mode d'illumination. Il s'agissait d'une onde progressive qui se propageait le long de l'axe du câble testé. Il serait donc intéressant de pouvoir étudier le comportement du câble coaxial sous d'autres incidences. Les résultats donnés sont obtenus par simulation numérique, car il est très difficile d'expérimenter d'autres illuminations que celle de l'onde plane qui se propage le long du câble.

Nous allons pour cela envisager 3 types d'illumination étroitement liés au mode de couplage.

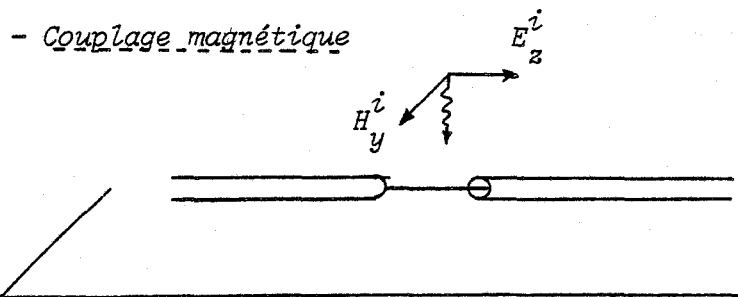


Figure 8

Pour ce type de couplage le champ électrique est parallèle à l'axe du câble et le champ magnétique est transversal. L'onde plane arrive avec une incidence perpendiculaire au plan de masse.

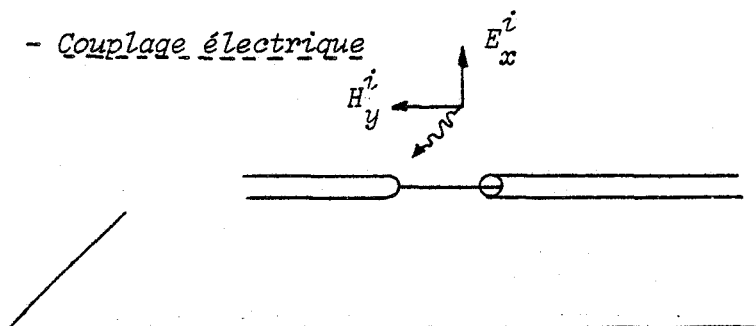


Figure 9

La perturbation électromagnétique illumine le dispositif sous incidence rasante. Le champ magnétique est parallèle au câble.

- Couplage hybride

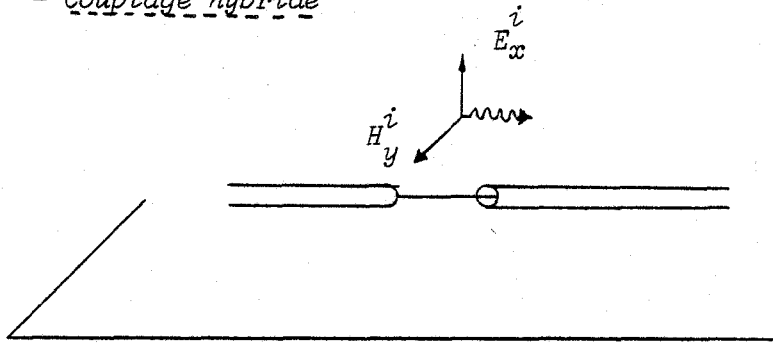


Figure 10

Ce type de couplage correspond à l'onde plane que l'on obtenait avec le simulateur. Le couplage est à la fois magnétique et électrique.

Nous avons toujours considéré dans cette étude, des câbles coaxiaux dont les charges pourraient correspondre aux impédances de mode commun d'appareillage électronique. Ces impédances sont en général très importantes. C'est pour cette raison que nous envisageons le cas où les impédances de charge du câble coaxial sont beaucoup plus grandes que son impédance caractéristique.

Conjointement à l'étude de l'incidence de la perturbation, deux cas d'impédances de charge de la ligne coaxiale seront considérés:

1) $Z_{o1} = Z_{L1} = Z_{c1} = 50 \Omega$

2) $Z_{o1} = Z_{L1} \rightarrow \infty$

Comme les impédances de charge Z_{o1} et Z_{L1} sont égales dans les 2 cas, nous aurons : $V_1(L) = V_1(o) = V$

Quant aux connexions de masse pratiquées sur le blindage du câble, nous prenons une seule extrémité connectée au plan de masse (connexion du type asymétrique).

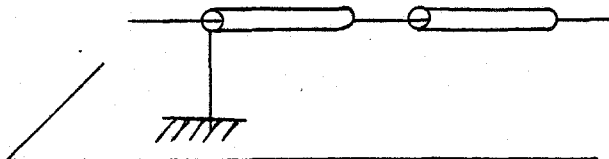


Figure 11

Ce mode de connexion s'est révélé être très défavorable du point de vue de la protection électromagnétique dans une des simulations étudiées. Sur la figure 22 une courbe fait état d'une efficacité de blindage égale à -31 dB de 10 KHz à 1 MHz. Nous étudierons ce cas critique à postériori.

D'une façon plus générale, l'observation des courbes figure 21 et 22, montre que l'incidence de la perturbation électromagnétique joue un rôle important sur l'évolution en fréquence de l'efficacité de blindage, ainsi que sur le niveau des tensions parasites sur la ligne coaxiale.

Intéressons nous tout d'abord au couplage magnétique.

IV.3.1 - Couplage magnétique

L'évolution de l'efficacité de blindage en fonction de la fréquence, montre que les grandes impédances de charge donnent les tensions parasites de plus grandes amplitudes. A la fréquence 10 KHz, l'efficacité de blindage vaut -126 dB alors que le câble coaxial est connecté sur son impédance caractéristique, et vaut -75 dB lorsque cette même ligne est en circuit ouvert.

Dans les 2 cas, l'induction engendrée par la composante magnétique va être à l'origine des tensions perturbatrices apparaissant sur la ligne coaxiale. Pour les basses fréquences ($L \ll \lambda$), nous pouvons adopter le schéma équivalent suivant:

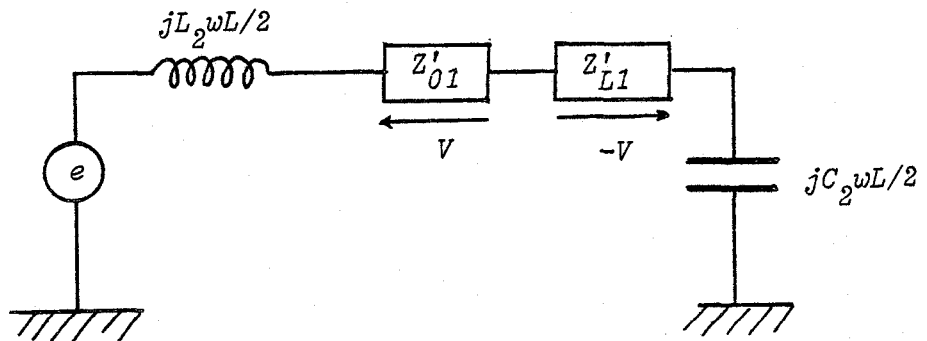


Figure 12

où : Z'_{01} et Z'_{L1} représentent les impédances de charge du câble coaxial ramenées au niveau de la discontinuité

et e représente la f.e.m. équivalente à l'induction du champ électromagnétique incident

$$e = 2j\omega E_x^i h \sqrt{\epsilon_0\mu_0} L \quad (32)$$

Si nous comparons cette force électromotrice avec celle donnée par l'expression (25), nous observons un rapport deux, entre les deux expressions. Ceci s'explique par l'incidence de la perturbation électromagnétique qui est, dans le cas présent, normale au plan parfaitement conducteur.

Une réflexion de l'onde va donc avoir lieu sur le plan, ceci aura pour effet de doubler la composante magnétique du champ. Rappelons que l'efficacité de blindage est normalisée par rapport au champ électrique ($E = 1$ Volt/m). C'est la raison pour laquelle les expressions analytiques sont données en fonction de la composante électrique du champ considéré.

Considérons tout d'abord la ligne adaptée, puis la ligne en circuit ouvert.

$$\underline{- Z_{o1} = Z_{L1} = Z_{c1}}$$

Dans ce cas, les impédances ramenées Z'_{o1} et Z'_{L1} sont égales à l'impédance caractéristique du câble. La tension apparaissant entre l'âme et le blindage aura pour expression :

$$V = e \frac{Z_{c1}}{2Z_{c1} + jL_2 \omega L/2 + \frac{1}{jC_2 \omega L/2}} \quad (33)$$

Pour les basses fréquences, nous pouvons utiliser l'approximation :

$$2Z_{c1} + jL_2 \omega L/2 \ll \frac{1}{jC_2 \omega L/2} \quad (34)$$

Nous obtenons :

$$V \cong 4\pi^2 L^2 h Z_{c1} C_2 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} f^2 \quad (35)$$

Conformément à la courbe figure 21, l'efficacité de blindage évolue en fonction du carré de la fréquence. Les phénomènes de propagation se manifestent à partir de 5 MHz, ce qui correspond à la résonance quart d'onde de la ligne extérieure

$$\underline{- Z_{o1} = Z_{L1} \rightarrow \infty}$$

Cette fois-ci les impédances ramenées s'identifient à des capacités. Le schéma équivalent de la figure 12 devient

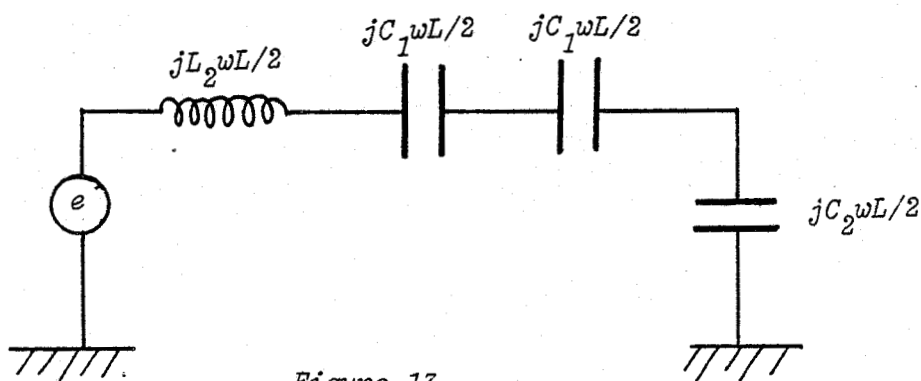


Figure 13

La tension induite sur le câble est :
$$V \cong e \frac{C_2}{2C_2 + C_1} \quad (36)$$

Les termes C_1 et C_2 représentent les capacités linéiques des 2 lignes. L'évolution de l'efficacité de blindage est donc linéaire en fonction de la fréquence, ceci est parfaitement traduit sur la courbe figure (22).

IV.3.2 - Couplage électrique

Si nous comparons les résultats avec ceux obtenus précédemment, le couplage électrique apparaît être très défavorable du point de vue de la compatibilité électromagnétique. A 10 KHz, l'efficacité de blindage chute de 45 dB par rapport au couplage magnétique, quelle que soit la charge du câble coaxial (ligne adaptée ou en circuit ouvert). De plus, un cas très significatif est celui de la ligne coaxiale en circuit ouvert, puisque l'on enregistre une tension perturbatrice de 28 mV entre 10 KHz et 2 MHz. Notons que ce cas de figure critique, correspond à des impédances de charge s'approchant le plus de la réalité. C'est le cas le plus défavorable que nous avons enregistré.

L'interprétation est tout-à-fait différente de celle des exemples précédents. La connexion de masse qui relie le blindage au plan de masse va se comporter comme une antenne réceptrice de longueur h avec $h \ll \lambda$. De plus, la connexion est fermée sur une capacité sommée importante et ceci se traduit par une distribution quasi-uniforme du courant sur cette connexion. Le champ électrique E_x^i va induire une tension constante égale à la circulation de ce champ sur la connexion de masse

$$e = E_x^i h \quad (37)$$

Avec l'hypothèse des grandes longueurs d'ondes, nous pourrions adopter le schéma équivalent de la figure (12). La seule différence réside dans l'expression de la force électromotrice. Dans le cas présent, l'amplitude est supérieure de 44 dB à 10 KHz par rapport à celle obtenue lors du couplage magnétique.

Comme précédemment nous donnons ci-après les expressions analytiques des tensions perturbatrices pour les plus basses fréquences:

$$\underline{Z_{o1} = Z_{L1} = Z_{c1}} \quad V = Z_{c1} C_2 \pi L h E_x^i f \quad (38)$$

La tension est proportionnelle à la fréquence. L'efficacité de blindage vaut -82 dB à 10 KHz. La première résonance apparaît à 5 MHz ($L = \lambda/4$).

$$\underline{- Z_{01} = Z_{L1} \rightarrow \infty} \quad V = hE_x^i \frac{C_2}{2C_2 + C_1} \quad (39)$$

On constate bien que l'efficacité de blindage est indépendante de la fréquence. Cette efficacité de blindage vaut -31 dB tant que les phénomènes de propagation ne se manifestent pas.

IV.3.3 - Couplage hybride

Les résultats sont identiques à ceux obtenus avec le couplage électrique. En effet, une seule extrémité du blindage est connectée au plan de masse. L'effet d'antenne sur cette connexion est prépondérant. Le couplage est dû uniquement à la composante E_x^i .

Précisons que si on envisage le mode symétrique, c'est-à-dire un contact électrique entre le plan et le câble à ses 2 extrémités, les effets d'antenne vont se compenser en grande partie. Par contre, nous avons une boucle fermée, qui va provoquer un couplage important dû à la composante magnétique H_y^i . Dans ces conditions le couplage hybride s'identifie au couplage magnétique.

V - IMPORTANCE PRATIQUE DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE

Les résultats que nous venons de proposer montrent que l'existence de discontinuité sans contact électrique peut s'avérer très préjudiciable sur le plan de la protection électromagnétique d'un système. En effet, de telles discontinuités peuvent prendre naissance au niveau des connecteurs situés à l'entrée de l'équipement à la suite de sollicitations mécaniques, ou encore de processus d'oxydation qui se manifestent sur la surface de contact reliant le blindage du câble et la masse connecteur. Le schéma de la figure 14 illustre assez bien ce type de situation.

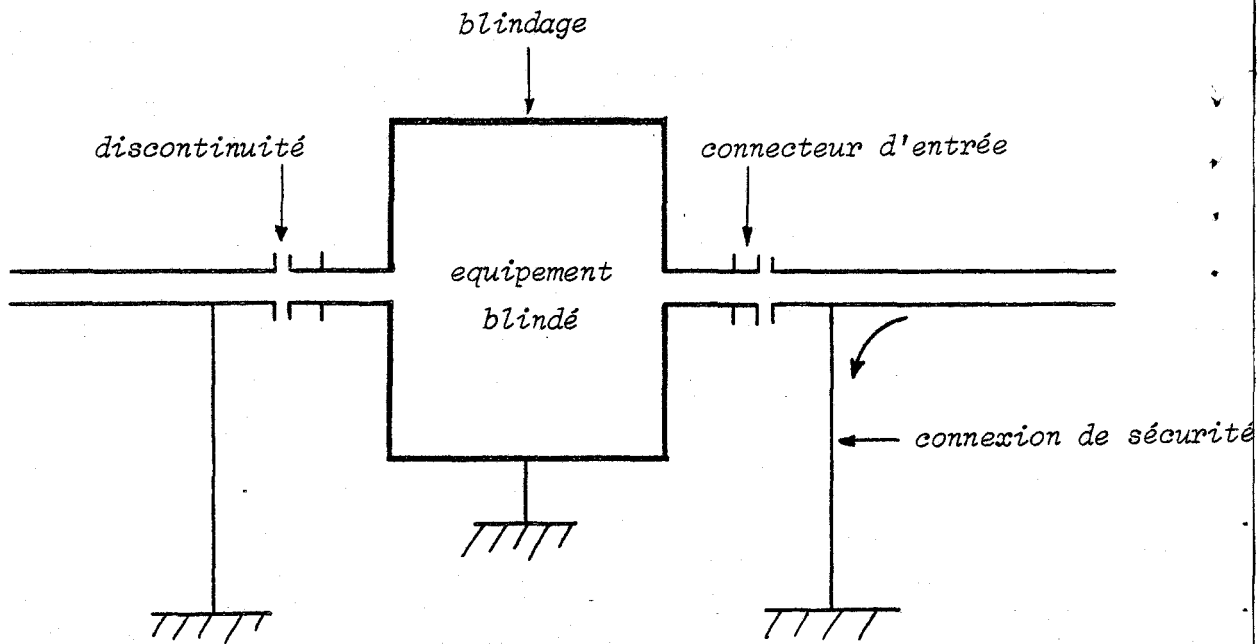


Figure 14

Pour garantir l'efficacité du dispositif, il est donc indispensable de prévenir tout défaut de contact en faisant précéder l'entrée de l'équipement d'une connexion de sécurité reliant en amont de chaque conducteur le blindage du câble et le plan de masse. En cas de défaut de contact dans le connecteur, la perturbation sera alors dérivée par cette connexion de sécurité qui permettra de réduire l'amplitude des tensions perturbatrices.

Nous avons simulé par l'expérience une telle situation en retenant le modèle du câble coaxial étudié au paragraphe précédent (RG 214), modèle que l'on a schématisé sur la figure 15.

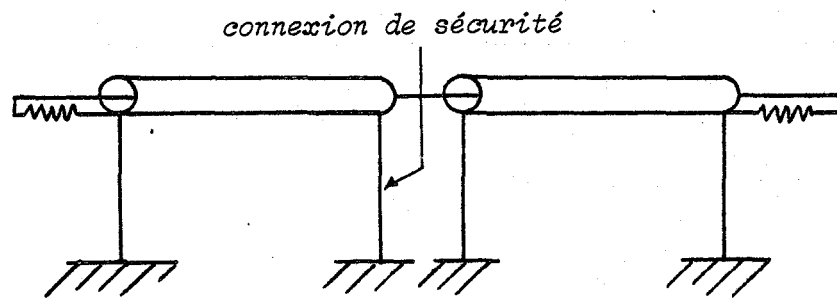


Figure 15

Les courbes données sur la figure (23) représentent l'évolution de l'efficacité de blindage pour les 3 dispositions suivantes :

- 1) câble sans discontinuité
- 2) câble avec discontinuité mais sans connexion de sécurité
- 3) câble avec discontinuité et connexion de sécurité.

Ces résultats montrent que la présence de cette connexion supplémentaire diminue dans un rapport très intéressant l'amplitude des tensions perturbatrices. On remarquera toutefois qu'au-dessus de 500 KHz, la connexion de sécurité perd de son efficacité. Ce comportement était tout-à-fait prévisible puisque nous sommes maintenant confrontés à un problème de discontinuité avec contact électrique. Nous avons longuement évoqué ce type de discontinuité dans le second chapitre, et prouvé aussi bien par l'expérience que par la théorie, que toute connexion possède un caractère inductif d'autant plus important que cette connexion est longue. C'est présentement le cas puisqu'elle mesure 30 centimètres.

Les propriétés inhérentes aux discontinuités sans contact électrique, peuvent trouver également d'autres conséquences pratiques lorsqu'il s'agit, par exemple, de rechercher le mode de connexion de masse le mieux approprié pour protéger une installation de l'influence des perturbations EM.

Considérons pour cela une ligne multifilaire blindée figure (16), vérifiant l'hypothèse des grandes longueurs d'ondes $L \ll \lambda$. Un raisonnement intuitif nous conduit alors à la conclusion suivante : la tension de mode commun.

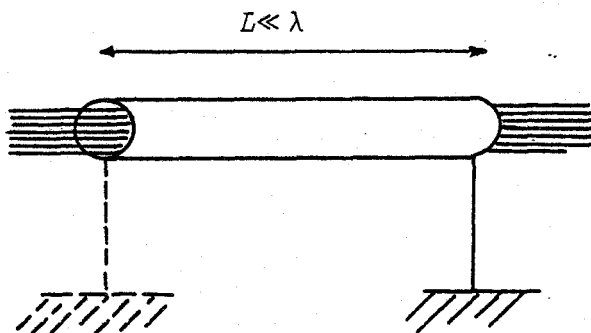


Figure 16

sera plus faible dans le cas où le câble est connecté à une seule de ses extrémités, plutôt qu'à ses 2 extrémités. En effet, dans le second cas, on forme une boucle dans laquelle circule un courant qui provoquera des tensions perturbatrices de mode commun par le couplage du type impédance de transfert. Dans le premier cas, le blindage se comporte comme un écran électrostatique quasi-parfait.

Considérons maintenant le câble solidaire de ses équipements d'extrémité munis d'une enceinte métallique portée au potentiel de masse.

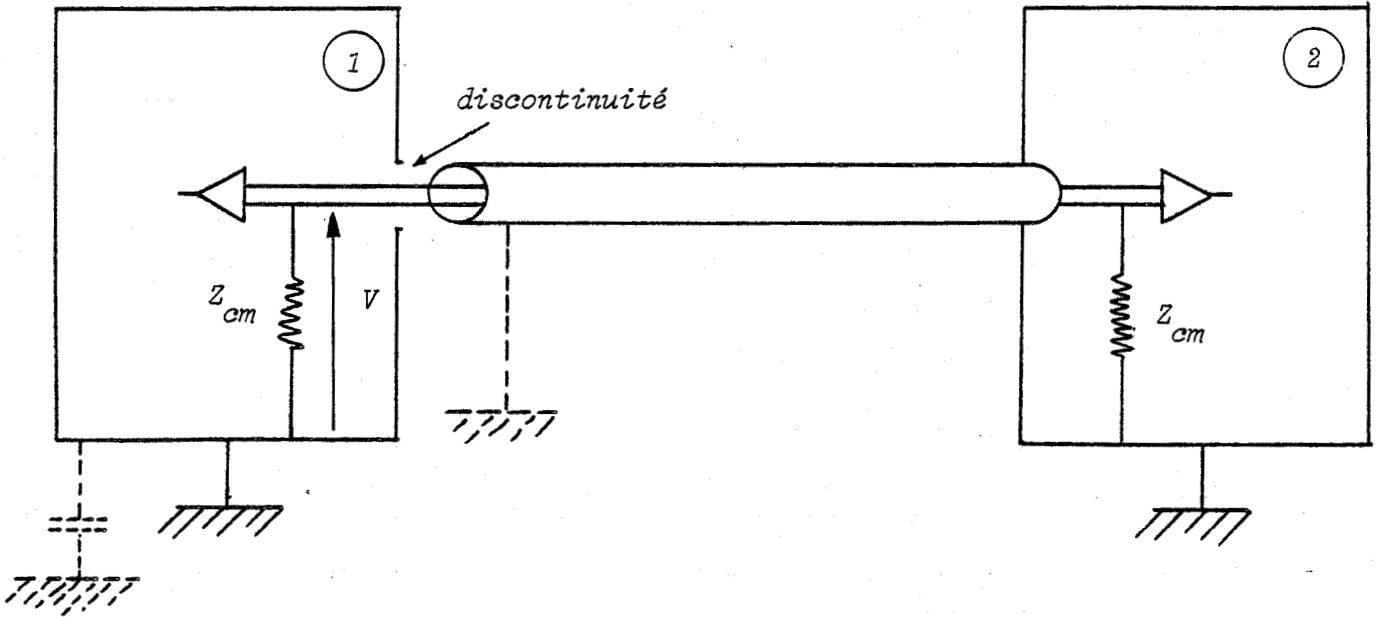


Figure 17

Connecter le câble à une seule extrémité par rapport au plan de masse revient alors à créer volontairement une discontinuité sans contact électrique à l'entrée de l'équipement ①. Une différence de potentiel V de très grande amplitude peut alors apparaître en mode commun sur cet équipement, étant donné que ce dernier n'est pas isolé de la masse. Dans ce cas de figure particulièrement typique, il est recommandé de placer deux connexions de masse aux deux extrémités. Si maintenant l'enceinte métallique est "isolée" de la masse, il existe néanmoins une capacité parasite de liaison (figure 17) qui, compte-tenu de l'impédance généralement très grande de mode commun, peut engendrer une tension de fort niveau, si on choisit le mode de connexion à une seule extrémité.

Ces propos montrent combien les discontinuités ont une importance sur le plan pratique, et qu'il faut parallèlement aux modèles canoniques présentés dans notre thèse, s'approcher des conditions aux limites imposées par les équipements.

INFLUENCE DE LA DISCONTINUITÉ SUR L'EFFICACITE DE BLINDAGE

EXPERIENCES FAITES SUR UN SIMULATEUR D'ONDES PLANES
(connexion de masse symétrique)

$$S_{db} = 20 \log |V_1(L)|$$

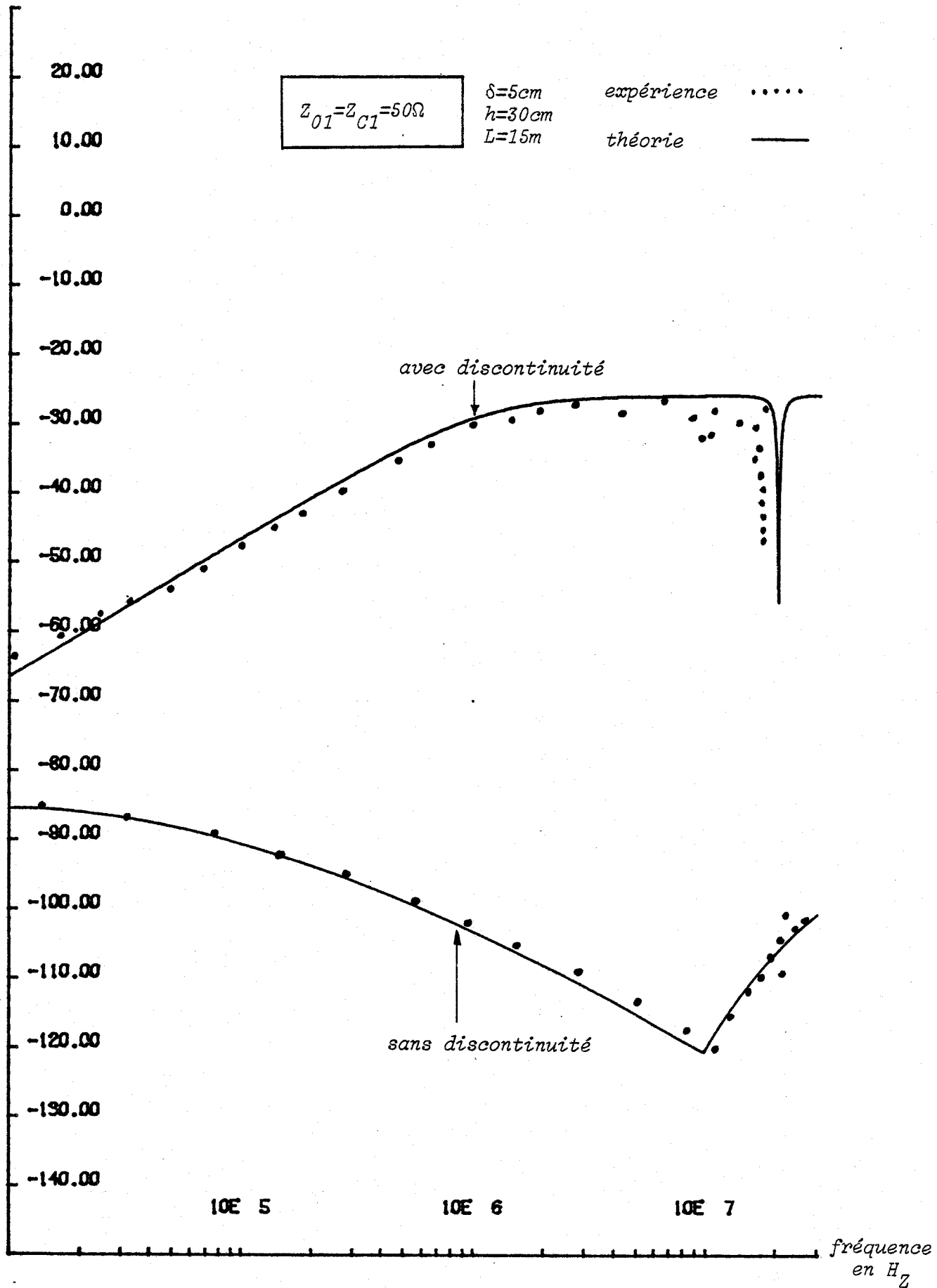


Figure 18

EXPERIENCE FAITE SUR UN SIMULATEUR D'ONDES PLANES
(connexion de masse symétrique)

$$S_{db} = 20 \log |V_1(L)|$$

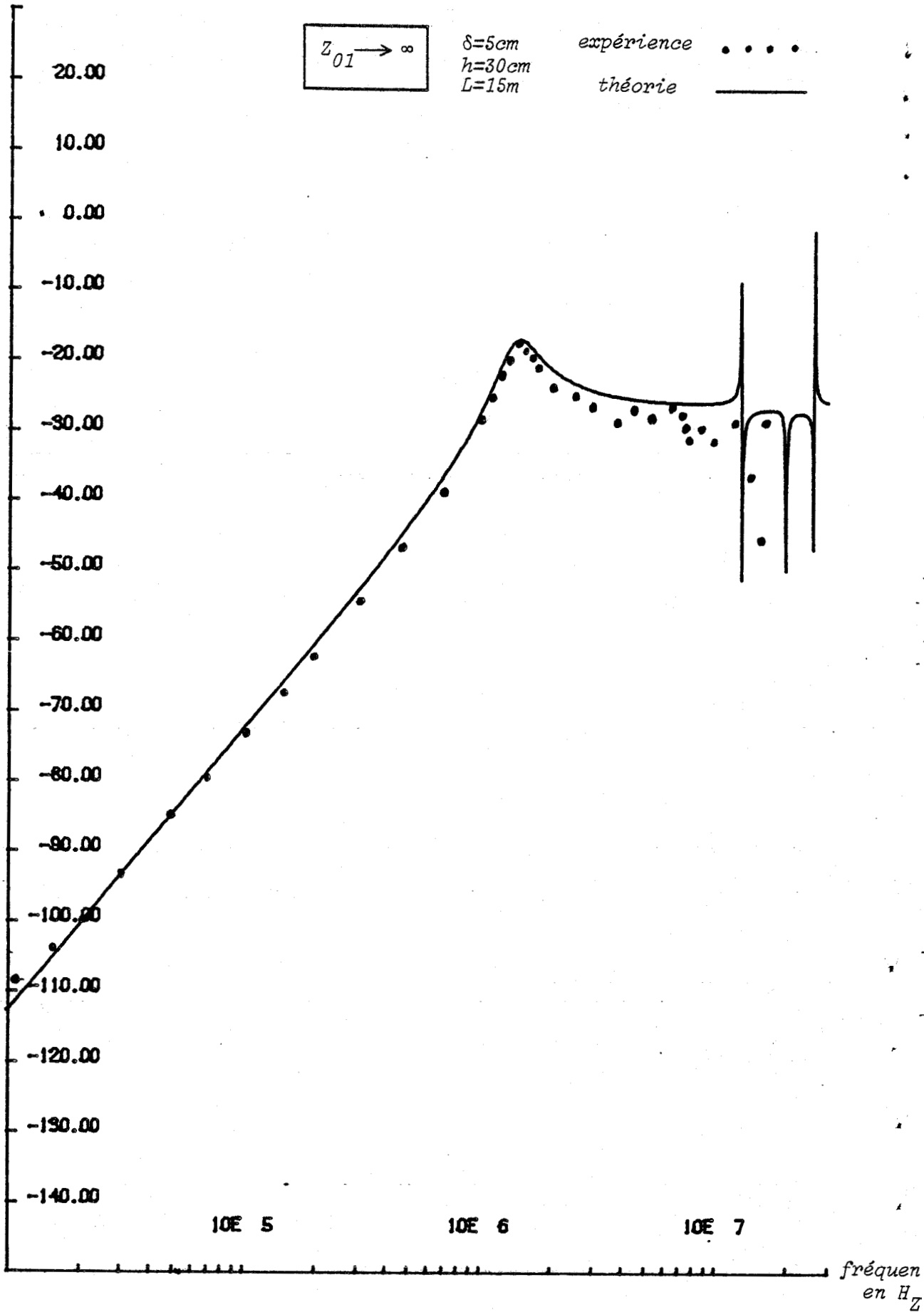


Figure 19

(connexion de masse symétrique)

$$S_{db} = 20 \log |V_1(L)|$$

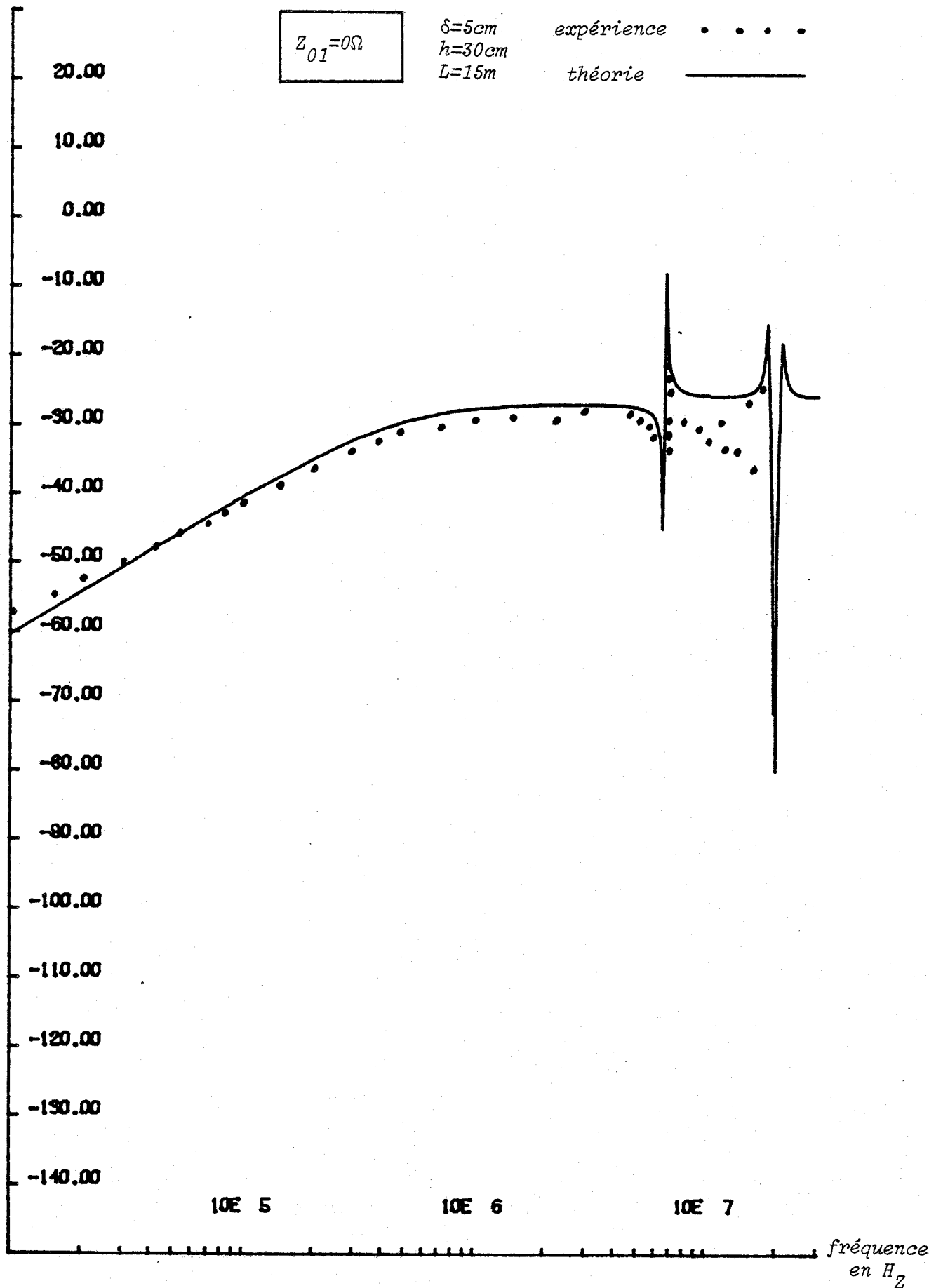


Figure 20

INFLUENCE DE L'INCIDENCE DE L'ONDE PLANE SUR L'EFFICACITE DE BLINDAGE

(connexion de masse asymétrique)

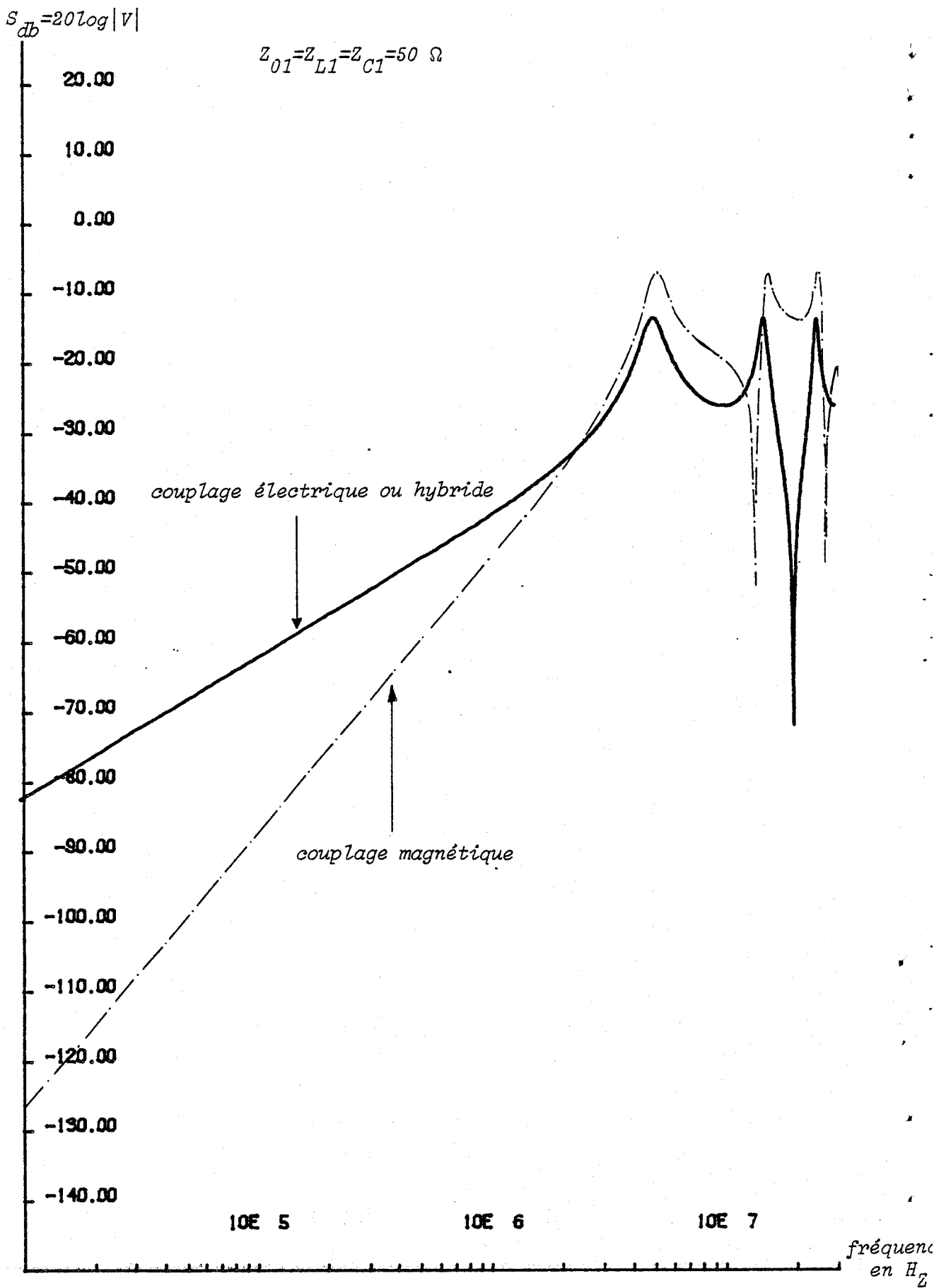


Figure 21

INFLUENCE DE L'INCIDENCE DE L'ONDE PLANE SUR L'EFFICACITE DE BLINDAGE (connexion de masse asymetrique)

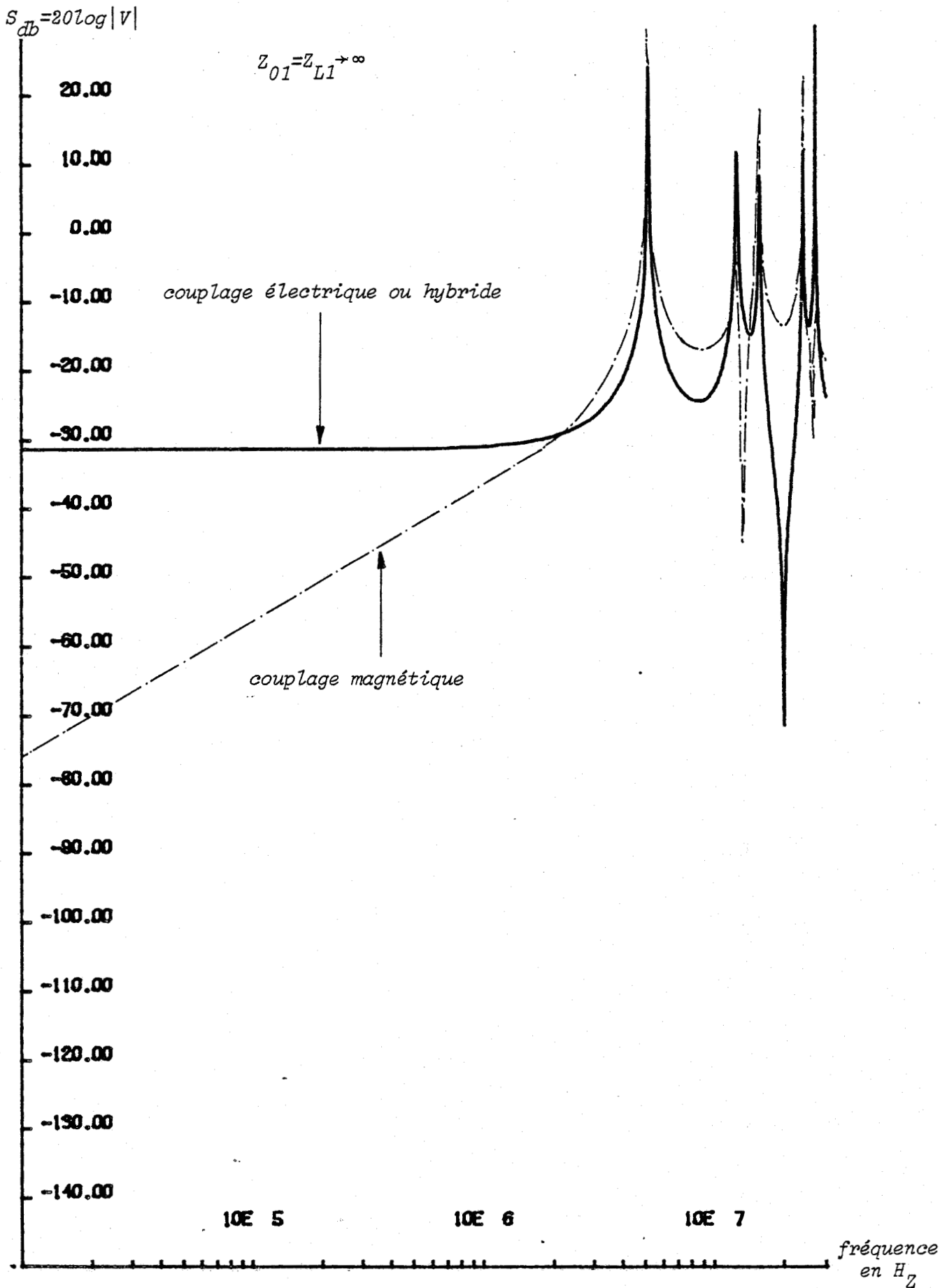


Figure 22.

INFLUENCE DE LA CONNEXION DE SECURITE SUR L'EFFICACITE DE BLINDAGE

EXPERIENCES FAITES SUR UN SIMULATEUR D'ONDES PLANES
(connexion de masse symétrique)

$$S_{db} \ 20 \log |V_1(L)|$$

$\delta=5cm$
 $h=30cm$
 $L=15m$

expérience
théorie

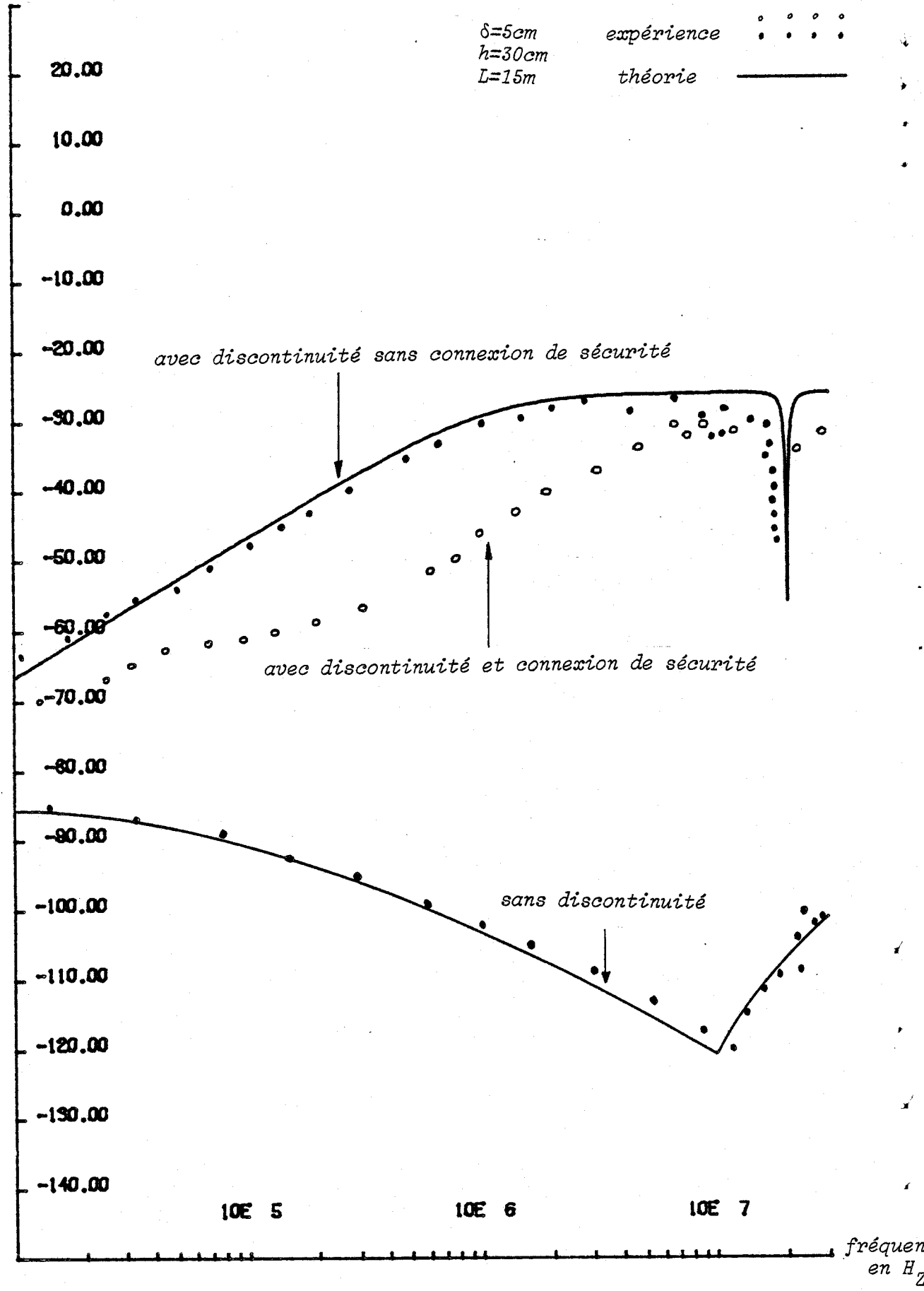
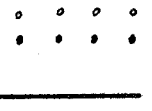


Figure 23

VI - CONCLUSION

L'étude qui vient d'être faite nous a permis de mieux comprendre les phénomènes physiques qui se produisent, lorsqu'un câble supportant une discontinuité de son blindage est illuminé par une onde plane. Nous avons tout d'abord montré que la perturbation n'avait pas d'effet direct sensible sur la discontinuité. D'autre part, l'interruption de blindage a un effet très néfaste sur l'efficacité de blindage. On constate en effet une chute croissante en fonction de la fréquence, allant de 20 dB à 10 KHz pour atteindre 70 dB à 1 MHz.

Les qualités intrinsèques du blindage sont sans influence sur le niveau des tensions parasites. Le couplage EM produit par la tresse est masqué par l'effet de l'interruption du blindage.

Les expériences faites sur un simulateur d'ondes planes ont montré l'influence de la nature des impédances de charge de la ligne coaxiale sur l'efficacité de blindage. Le blindage du câble était connecté à ses 2 extrémités au plan de masse. Le couplage était alors du type hybride.

La plupart des cas de figures étudiés ont montré que l'efficacité de blindage était une fonction décroissante de la fréquence. De plus, elle est indépendante de la longueur de la discontinuité.

Le mode de connexion asymétrique adopté lors de l'étude de l'influence du mode d'illumination a fait apparaître un cas très critique, lorsque le câble coaxial était connecté sur de grandes impédances. Ce mode de connexion de masse est à proscrire puisque le champ électrique normal au plan (E_x^i) induit des tensions parasites constantes de fortes amplitudes entre 10 KHz et 2 MHz. Le couplage magnétique donne les tensions parasites les plus faibles pour ce type de connexion.

Pour conclure ce chapitre, nous avons insisté sur l'importance pratique que revêt ces discontinuités sans contact électrique. Nous avons montré l'intérêt EM qu'apportaient en basses fréquences, des connexions de masse de "sécurité", lorsque celles-ci étaient pratiquées systématiquement à l'entrée de chaque équipement. Nous avons d'autre part mis en évidence une discontinuité terminale, lorsqu'une ligne multifilaire blindée voyait son blindage connecté à la masse qu'à une seule de ses extrémités.

CHAPITRE IV

APPLICATION DES PROPRIETES DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE POUR LA
MESURE DES PARAMETRES DE TRANSFERT DE CABLES COAXIAUX AUX FREQUENCES
SUPERIEURES A 100 MHz

CHAPITRE IV

.....

APPLICATION DES PROPRIETES DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE POUR LA MESURE DES PARAMETRES DE TRANSFERT DE CABLES COAXIAUX AUX FREQUENCES SUPERIEURES A 100 MHz

- I - INTRODUCTION p. 89

- II - POSSIBILITES ET LIMITES DES METHODES ACTUELLES DE LA MESURE DES
PARAMETRES DE TRANSFERT DE CABLES COAXIAUX p. 91
 - II.1 - *PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE*
 - II.2 - *LIMITES HAUTES FREQUENCES DU MONTAGE TRIAXIAL ADAPTE*

- III - ETUDE COMPARATIVE DE SOLUTIONS EXPERIMENTALES PERMETTANT LA MESURE
DE Z_T ET Y_T A DES FREQUENCES SUPERIEURES A 100 MHz p. 97

- IV - MISE EN OEUVRE EXPERIMENTALE p. 100

- V - TRAITEMENT NUMERIQUE DES SIGNAUX p. 101
 - V.1 - *MISE EN FORME DES SIGNAUX*
 - V.2 - *CALCUL DES SPECTRES PAR TRANSFORMATION NUMERIQUE DE FOURIER*
 - V.2.1 - *Traitement de l'échelon de courant par la méthode de Nicolson*
 - V.2.2 - *Transformation rapide de Fourier FFT*

- VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX p. 110

- VII - CONCLUSION. p. 114

CHAPITRE IV

.....

APPLICATION DES PROPRIETES DES DISCONTINUITES DE BLINDAGE POUR LA MESURE DES PARAMETRES DE TRANSFERT DE CABLES COAXIAUX AUX FREQUENCES SUPERIEURES A 100 MHZ

I - INTRODUCTION

Nous avons déjà évoqué l'importance que revêt la connaissance des paramètres de transfert pour chiffrer l'efficacité de blindage de câbles coaxiaux. Nous allons maintenant appliquer les propriétés inhérentes aux discontinuités de blindage pour accéder aux paramètres de transfert de câbles aux fréquences comprises entre 100 MHz et 1000 MHz. Dans un premier temps, nous montrerons que le banc de mesure en structure triaxiale, que nous avons décrit au début de notre thèse, ne permet pas les mesures objectives aux fréquences supérieures à 100 MHz. En effet, lorsque la dimension de l'échantillon du câble est bien plus petite que la longueur d'onde, les tensions perturbatrices sont en relation simple avec l'impédance et l'admittance de transfert. Par contre aux fréquences élevées, et lorsque cette condition n'est plus satisfaite, les phénomènes de propagation provoquent une erreur systématique, dont la correction est en théorie possible, mais qui s'avère en pratique peu satisfaisante si on recherche une certaine précision. Pour espérer atteindre le gigahertz, une solution consiste alors à réduire la longueur de l'échantillon. Nous verrons par la suite que cette contrainte conduit à un câble d'une longueur de 3 centimètres, qu'il est bien sûr impensable d'expérimenter au moyen de la méthode de mesure classique décrite précédemment.

Pour surmonter la difficulté imposée par cette dimension bien trop petite, nous avons imaginé utiliser un échantillon de longueur raisonnable, (un ou deux mètres) que l'on recouvre sur la partie extérieure de son blindage

d'un écran métallique pratiquement imperméable aux ondes E.M. (blindage en cuivre homogène). En d'autres termes, ce surblindage possède une impédance de transfert bien plus faible que le blindage expérimenté. Si un tel câble se trouve démunie du surblindage sur une portée de 3 centimètres implantée au centre de l'échantillon, on provoque une discontinuité qui donnera naissance à des tensions perturbatrices aux extrémités du câble, qui seront pleinement significatives des paramètres de transfert du blindage de ce câble.

L'originalité de la méthode réside dans le fait que les propriétés de la structure triaxiale seront parfaitement maintenues, tout en offrant les avantages de l'échantillon de petite dimension. La détermination des paramètres de transfert, va toutefois exiger la connaissance du courant perturbateur circulant sur la discontinuité ; cette variable n'étant accessible qu'à partir de la mesure du courant à l'extrémité de la ligne perturbatrice, il faut garantir l'adaptation de cette ligne, condition qui est très difficile de satisfaire à 1000 MHz. Afin de contourner ce problème, nous allons montrer qu'une excitation à l'aide d'un échelon à front de montée rapide (600 ps) nous conduit à exploiter toutes les possibilités d'analyses des transitoires, qui nous fournissent la chronologie des événements combinés à la propagation de la perturbation sur les lignes et sur la discontinuité. L'examen des signaux obtenus au cours de l'expérience permet ensuite d'extraire les séquences réellement significatives des courants et tensions perturbatrices auxquelles nous ferons suivre un traitement numérique, nous donnant directement l'évolution du module et de la phase de l'impédance et l'admittance de transfert entre 100 MHz et 1000 MHz.

II - POSSIBILITES ET LIMITES DES METHODES ACTUELLES DE LA MESURE DES PARAMETRES DE TRANSFERT DE CABLES COAXIAUX

Le montage classique de mesure des paramètres de transfert a été présenté dans le chapitre I figure 15. Rappelons brièvement ses principales caractéristiques et le principe de la mesure.

II.1 - PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE

Le câble coaxial est placé dans un cylindre creux qui lui est concentrique. Un courant perturbateur basse fréquence est injecté dans la ligne constituée par les deux gaines contigues, en l'occurrence le blindage et le cylindre. La mesure des tensions parasites qui apparaissent aux deux extrémités de la ligne coaxiale nous permet, après une simple transformation mathématique d'accéder aux grandeurs Z_T et Y_T . Précisons que la structure triaxiale présente l'avantage, par rapport au câble situé au-dessus d'un plan parfaitement conducteur, de garantir un courant perturbateur quasi-uniforme dans le blindage.

II.2 - LIMITES HAUTES FREQUENCES DU MONTAGE TRIAXIAL ADAPTE

Le banc de mesure est constitué de 2 lignes de transmission couplées, régies par les systèmes d'équations différentielles (7) et (8) du chapitre I. Rappelons que ces équations différentielles ont été résolues, en supposant que les niveaux des tensions et courants induits sur la ligne coaxiale, n'étaient pas suffisants pour perturber la ligne extérieure.

Les tensions perturbatrices qui apparaissent aux extrémités du câble sont données par les expressions (9) et (10) du chapitre I. Nous les écrivons de nouveau de façon à faire apparaître les fonctions G_0 et G_L qui traduisent les effets de propagation ; lorsque l'hypothèse des grandes longueurs d'ondes n'est plus vérifiée, nous avons :

$$V_1(0) = -\frac{1}{2} (Z_T + Z_{C1}Z_{C2} Y_T) LI_2(0) G_0(\gamma_1, \gamma_2) \quad (1)$$

$$V_1(L) = -\frac{1}{2} (Z_T - Z_{C1}Z_{C2} Y_T) LI_2(0) G_L(\gamma_1, \gamma_2) \quad (2)$$

$$\text{avec } G_0(\gamma_1, \gamma_2) = \frac{1 - e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)L}}{(\gamma_1 + \gamma_2)L} \quad (3)$$

$$G_L(\gamma_1, \gamma_2) = \frac{1 - e^{-(\gamma_2 - \gamma_1)L}}{(\gamma_2 - \gamma_1)L} e^{-\gamma_1 L} \quad (4)$$

où γ_1 et γ_2 représentent respectivement les constantes de propagation des lignes ① et ②.

Pour les grandes longueurs d'ondes, telles que $|\gamma_1 L| \ll 1$ et $|\gamma_2 L| \ll 1$, les fonctions G_0 et G_L peuvent être approchées en faisant usage des développements limités des fonctions exponentielles. G_0 et G_L s'identifient alors à l'unité. Dans ces conditions, nous pouvons directement exploiter la somme et la différence des tensions $V_1(z=0)$ et $V_1(z=L)$, pour isoler respectivement les paramètres Z_T et Y_T . Cette procédure reste valable tant que l'hypothèse des grandes longueurs d'ondes est vérifiée. Pour des échantillons d'environ un mètre de longueur, on peut estimer que la fréquence maximum se trouve au voisinage de 30 MHz.

Pour les fréquences supérieures à 30 MHz, l'erreur systématique introduite par les fonctions G_0 et G_L ne peut plus être négligée. Cette erreur se manifeste lorsque la longueur des lignes et la longueur d'onde deviennent des grandeurs comparables.

Pour préciser ces propos, nous étudions le comportement des fonctions G_0 et G_L . Nous donnons à cette occasion leurs évolutions en fonction de la fréquence sur un exemple caractéristique.

Si nous supposons les pertes négligeables dans les lignes, les constantes de propagation γ_i vont s'identifier aux constantes de phase β_i

$$\gamma_i = j \beta_i \quad (5)$$

Le milieu séparant le blindage du tube sera toujours l'air, la vitesse de propagation sera donc celle de la lumière. La constante diélectrique du câble sera notée ϵ_p et la longueur du câble L .

L'étude mathématique montre que les fonctions G_0 et G_L vont s'annuler pour les fréquences définies ci-après :

$$G_0 = 0 \quad \text{pour} \quad f = kf_0 \quad \text{avec} \quad f_0 = \frac{1}{L} \frac{c}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (6)$$

$$G_L = 0 \quad \text{pour} \quad f = kf_L \quad \text{avec} \quad f_L = \frac{1}{L} \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} - 1} \quad (7)$$

où c représente la célérité de la lumière : $c = 310^8$ m/s.

Les variations de ces fonctions sont reproduites sur la figure (1) et (2) dans le cas suivant :

$$L = 1 \text{ m}$$

$$\epsilon_r = 2,35.$$

Les câbles coaxiaux ont une constante diélectrique comprise entre 1,5 et 3. L'exemple que nous venons de prendre est donc significatif pour la majorité des lignes coaxiales.

A la vue de ces résultats, nous en déduisons que la phase des paramètres de transfert sera très sensible aux phénomènes de propagation, puisque nous enregistrons dès la fréquence de 300 KHz, une variation des arguments des fonctions G_0 et G_L , qui vont produire un déphasage apparent entre les tensions parasites et le courant perturbateur. L'observation de la figure 1 montre que les modules des fonctions G_0 et G_L varient différemment avec la fréquence. Le premier zéro de la fonction G_L apparaît à une fréquence bien supérieure à celle du premier zéro de la fonction G_0 , qui, nous le rappelons, est vérifié par les relations (6) et (7). La tension $V_1(L)$ mesurée à l'extrémité de la ligne, que nous appelons tension de télédiaphonie, est donc l'information la moins perturbée par les phénomènes de propagation.

Nous avons extrait des courbes, figure (1) et (2), quelques valeurs intéressantes pour montrer l'erreur que l'on commet sur les tensions, si les effets de propagation sont négligés.

Fréquence	10 MHz	30 MHz	50 MHz	100 MHz
erreur relative sur $ V_1(0) $	2 %	12 %	29 %	83 %
erreur relative sur $ V_1(L) $	0 %	1 %	2 %	6 %

Tableau 1

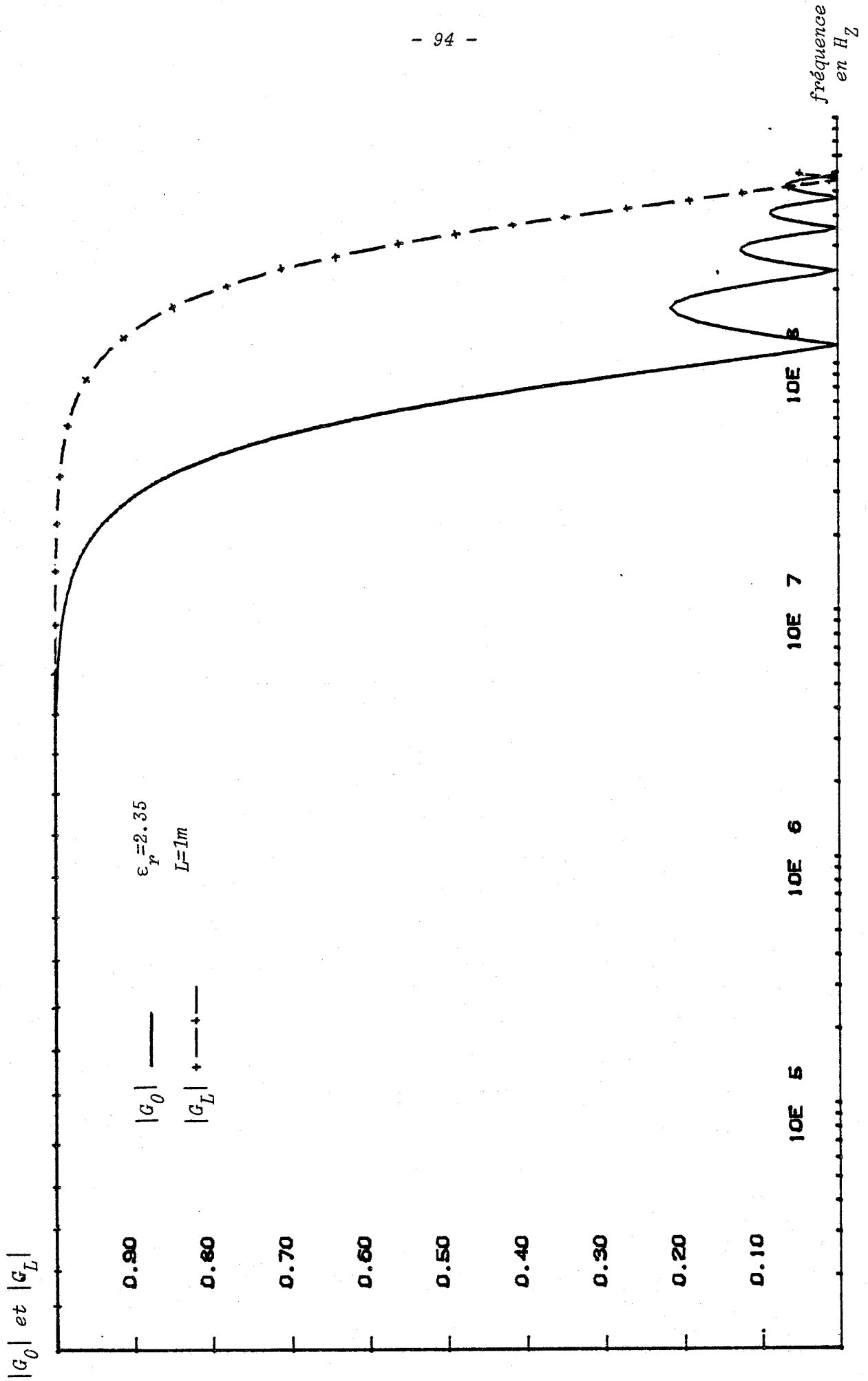


Figure 1

$\epsilon_r = 2.35$

$L = 1m$

PHASE DE G_0 ET DE G_L

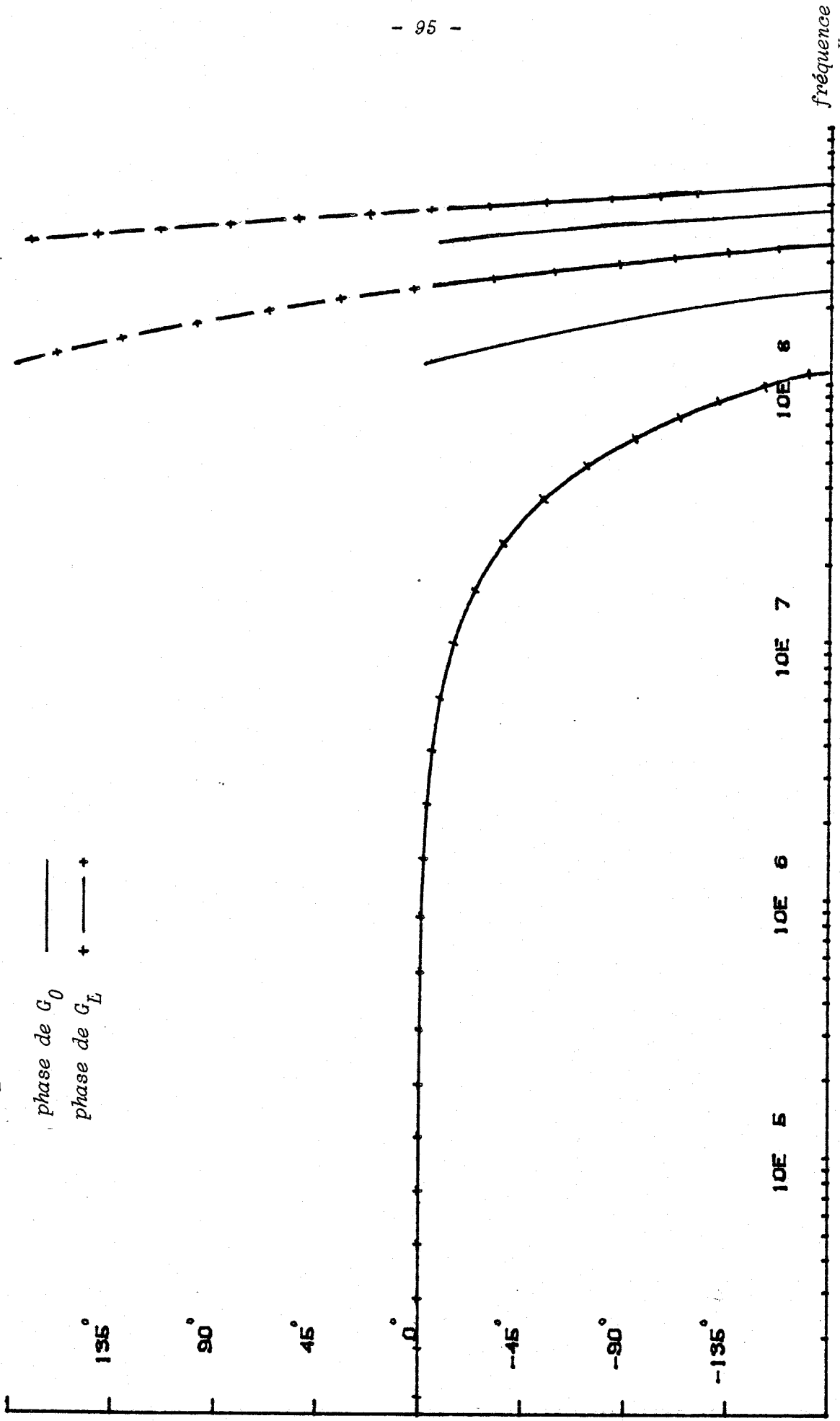


Figure 2

Fréquence	10 MHz	30 MHz	50 MHz	100 MHz
erreur absolue sur Arg $[V_1(o)]$ ou sur Arg $[V_1(L)]$	- 16°	- 45°	- 80°	- 150°

Tableau 2

A 100 MHz, l'erreur relative sur le module de la tension de télé-diaphonie $V_1(L)$ n'est que de 6 %, alors que cette même erreur est enregistrée à 20 MHz pour le module de la tension de paradiaphonie $V_1(o)$.

Nous retrouvons sur l'exemple traité, la valeur limite de la fréquence (25 MHz) qu'il ne faut pas dépasser afin de ne pas être trop perturbé par les phénomènes de propagation.

Au-delà de cette limite, pour exprimer simplement les paramètres de transfert par la somme et la différence des tensions perturbatrices, il est indispensable de corriger les résultats, en traitant numériquement les signaux obtenus lors de l'expérience à l'aide des fonctions G_o et G_L .

Les fonctions G_o et G_L présentent des points singuliers qui sont, comme nous l'avons vu, les zéros de ces fonctions. Or ces singularités ne sont pas aussi rigoureuses en pratique qu'en théorie. La correction apportée entraîne une imprécision qui se traduit par des résultats peu satisfaisants sur le plan de la compensation des effets de propagation.

Une remarque importante est toutefois nécessaire puisque nous pouvons, dans le cas défini ci-après, reculer la limite haute fréquence (25 MHz) évoquée précédemment, sans avoir recours à la compensation des effets de propagation. En effet, pour les câbles coaxiaux présentant une capacité de transfert négligeable, on satisfait l'inégalité $|Z_T| \gg |Z_{c1}Z_{c2} Y_T|$.

Dans ces conditions, les tensions parasites $V_1(o)$ et $V_1(L)$ sont donc toutes deux proportionnelles à Z_T . Au regard de la figure 1 et du tableau 1, nous constatons qu'il est avantageux de mesurer la tension perturbatrice qui apparaît sur le câble à l'extrémité opposée à celle où est connecté le générateur de perturbation. Il est évident dans ce cas, qu'on ne s'intéressera qu'au module de Z_T .

Un deuxième facteur limitatif est d'ordre technologique. En effet, nous pouvons garantir l'adaptation à l'entrée de la ligne perturbatrice, en ajustant le diamètre du surblindage. Ce point n'est cependant pas critique. Par contre l'adaptation de cette ligne à son extrémité opposée au générateur est très difficile à résoudre, puisqu'elle nécessite une transition géométrique qu'il faut ajuster très soigneusement. Pratiquement cette adaptation peut être réalisée jusque 100 MHz.

Ajoutons que la mesure des paramètres de transfert de câbles à haute immunité aux fréquences supérieures à 50 MHz, oblige l'expérimentateur à soustraire les appareils de mesure du champ rayonné par le surblindage. En effet, la masse est fixée par celle du récepteur connecté aux extrémités du câble, pour la mesure des tensions perturbatrices. Le potentiel du générateur est donc branché au surblindage transformant ce dernier en antenne émettrice. Une cage de Faraday permet une très bonne isolation EM des appareils de mesure. Une autre solution consiste à limiter le rayonnement en prenant une structure quadriaaxiale pour le banc de mesure.

III - ETUDE COMPARATIVE DE SOLUTIONS EXPERIMENTALES PERMETTANT LA MESURE DE Z_T ET Y_T A DES FREQUENCES SUPERIEURES A 100 MHz

La mesure des paramètres de transfert en haute fréquence est étroitement liée au mode d'excitation de la ligne perturbatrice.

Deux types d'excitations peuvent être envisagés. La première solution consiste à connecter un générateur à l'entrée de la ligne perturbatrice (entre le blindage et le surblindage) délivrant une onde sinusoïdale. Le balayage en fréquence se fait manuellement, ou est automatisé par un pilotage numérique.

Nous pouvons aussi considérer une méthode impulsionnelle. Cette méthode développée au laboratoire repose sur l'injection dans la ligne perturbatrice, d'un courant impulsionnel de forme trapézoïdale [3]. Le traitement numérique des signaux, basé sur une transformation numérique de Fourier, calcule les variations d'amplitude et de phase de Z_T et Y_T dans la gamme de fréquence 25 KHz - 25 MHz.

Compte-tenu des résultats obtenus dans le paragraphe précédent, nous ne pouvons espérer faire la mesure des paramètres de transfert à des fréquences supérieures à 100 MHz, sans apporter une modification, soit à la configuration du banc de mesure, soit à la méthode de mesure.

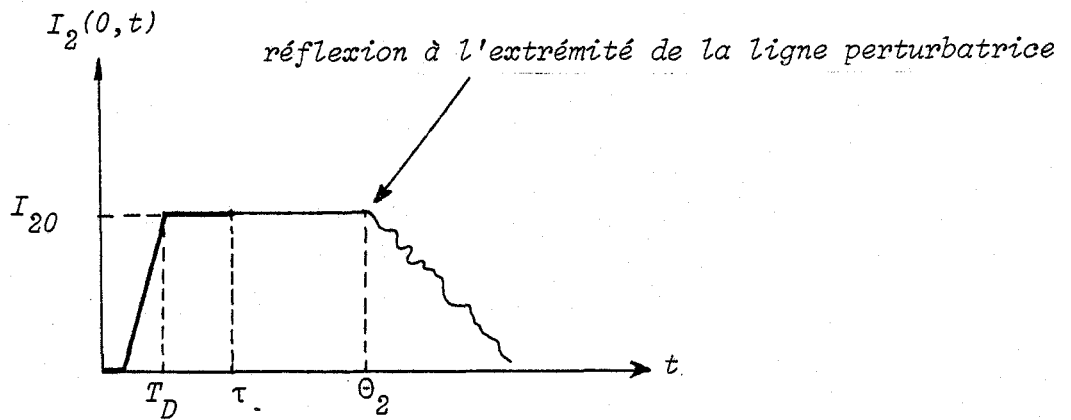
Dans un premier temps, nous pouvons éliminer les phénomènes de propagation en réduisant la longueur des échantillons de câbles. Si nous nous fixons une longueur du banc de mesure égale au dixième de la longueur d'onde λ_{ncus} obtenons pour la fréquence 1 GHz, une longueur de quelques centimètres (2 cm à 3 cm). Une telle ligne n'a plus de réalité physique. Pour palier à cet inconvénient majeur, nous considérons la ligne coaxiale à tester, comme une interruption de blindage. Cette ligne de longueur raisonnable (1 m à 2 m), voit à cette occasion son blindage recouvert d'une feuille de cuivre homogène, excepté sur une longueur δ avec $\delta \ll \lambda$. Ce surblindage présente bien sûr, une bonne immunité électromagnétique. Les tensions parasites apparaissant entre l'âme et le blindage du câble, sont donc provoquées par les phénomènes de couplage de la tresse, limités à la longueur δ de la discontinuité.

Pour éviter le problème de l'adaptation de la ligne perturbatrice, nous envisageons d'utiliser cette ligne en régime transitoire. Il suffit pour cela d'exciter la ligne perturbatrice par un signal dont la durée est bien inférieure au temps de propagation sur cette ligne. (Dans ce cas, l'impédance vue par le générateur est l'impédance caractéristique).

Pour réaliser cette condition, il faut disposer de signaux au temps de montée très rapide (quelques nanosecondes), et des grandes longueurs de câble afin de satisfaire l'adaptation durant les transitoires.

Nous limitons la longueur des échantillons à deux mètres pour deux raisons. Nous ne désirons pas un banc de mesure démesurément grand, pour rendre l'expérimentation plus commode, et pour faciliter le centrage du câble dans le cylindre, afin d'éviter les défauts d'homogénéité de la ligne triaxiale.

La ligne sera excitée par un échelon de courant dont le temps de montée T_D , sera très petit par rapport au temps de propagation (Θ_2) sur la ligne perturbatrice. Comme le montre la figure 3, la zone réellement exploitable de ce signal est donc comprise entre l'origine et l'instant qui correspond à

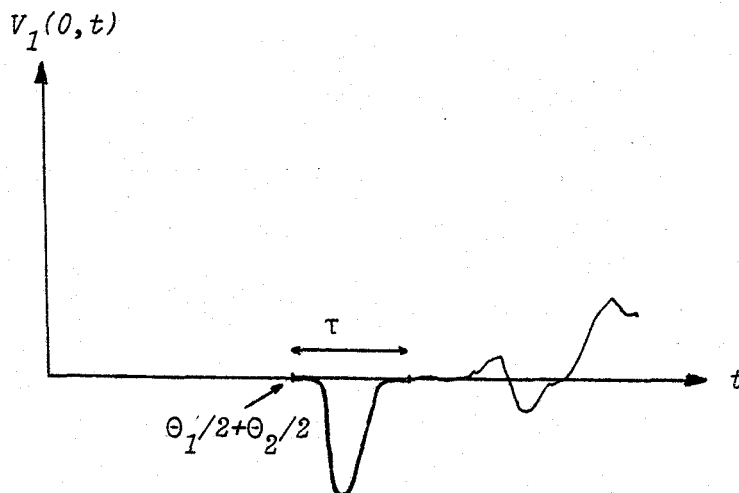


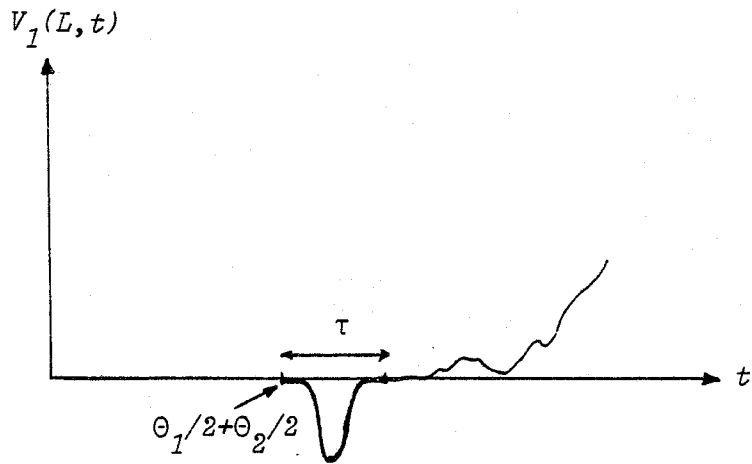
τ : durée du signal réellement pris en compte

Figure 3

la réflexion de l'onde incidente sur l'extrémité de la ligne perturbatrice, l'adaptation de la ligne à cette extrémité n'ayant plus aucune importance.

S'il s'agit d'expérimentation de câble à blindage tressé, comme c'est bien souvent le cas en pratique, les tensions perturbatrices obtenues aux deux extrémités de la ligne coaxiale seront approximativement les dérivées du courant perturbateur. La zone réellement utile du signal réponse, apparaîtra par rapport au courant perturbateur avec un retard τ' qui n'est autre que la superposition de l'intervalle de temps $\theta_2/2$ mis par le courant perturbateur pour atteindre la discontinuité, et de l'intervalle de temps $\theta_1/2$, nécessaire pour que la perturbation issue de la discontinuité parvienne à l'une des extrémités de la ligne. Ceci est mis clairement en évidence sur les schémas de la figure 4.





Θ_1 : temps de propagation sur le câble coaxial
 Θ_2 : temps de propagation sur la ligne perturbatrice

Figure 4

Il nous appartient maintenant de décrire la mise en oeuvre pratique de cette méthode de mesure.

IV - MISE EN OEUVRE EXPERIMENTALE

Le générateur de perturbation délivre un échelon de courant dont le temps de montée T_D vaut 600 ps. (L'inégalité $T_D \ll \Theta_2$ est vérifiée car $\Theta_2 = 6,7$ ns).

La chaîne de mesure présente la configuration générale illustrée ci-dessous

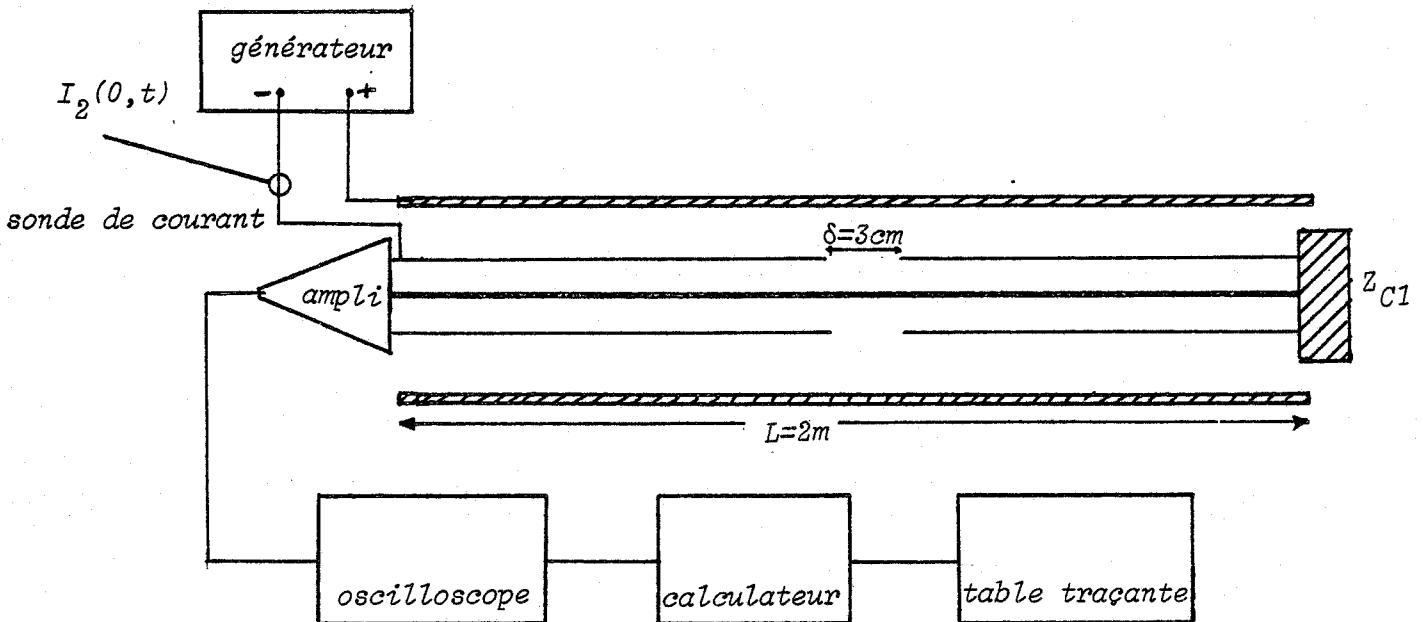


Figure 5

Le banc de mesure est associé à plusieurs éléments constituant la chaîne de mesure qui se compose de :

- la cellule triaxiale ($L = 2m$, $\delta = 3 cm$)
- le générateur de perturbation ($T_D = 600 ps$)
- un amplificateur large bande ($0 - 1 GHz$) de gain 27 dB qui permet d'amplifier les tensions parasites
- un oscilloscope programmable qui échantillonne jusqu'à 1024 points
- une sonde de courant large bande ($0 - 1 GHz$)
- un ordinateur
- une table traçante.

L'oscilloscope piloté par le ordinateur permet, d'une part la visualisation des signaux, et d'autre part l'échantillonnage de ces derniers qui sont alors transférés vers le ordinateur. Le rôle de ce dernier est de mémoriser sur fichiers les signaux échantillonnés et de les traiter numériquement afin d'accéder aux paramètres de transfert, dont l'évolution en fonction de la fréquence s'inscrit sur la table traçante.

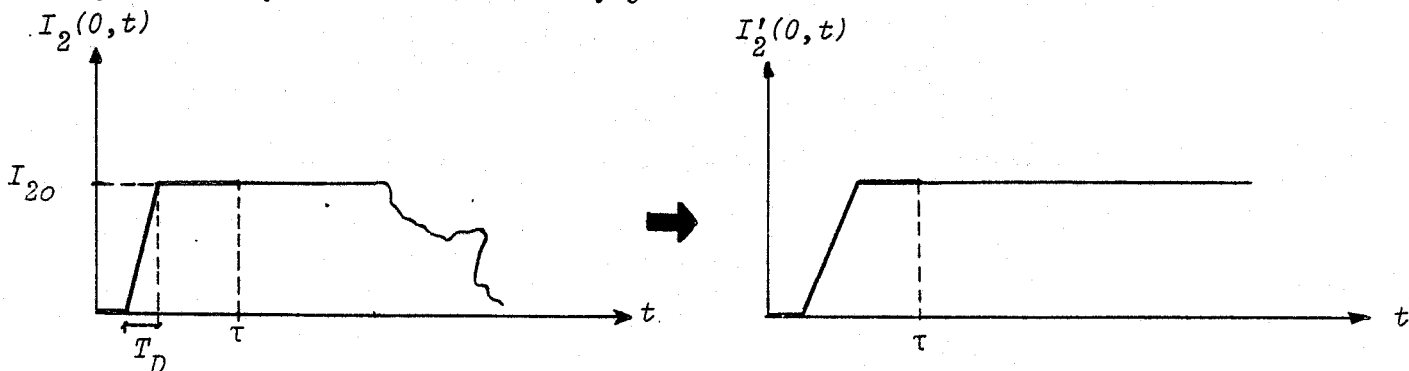
V - TRAITEMENT NUMERIQUE DES SIGNAUX

Le ordinateur utilisé est le modèle 9835 de Hewlett Packard. Le logiciel a été élaboré en langage Basic.

V.1 - MISE EN FORME DES SIGNAUX

Les échantillons de chaque signal sont stockés sur une mémoire de masse (disquette). Nous allons extraire, conformément aux hypothèses faites dans le paragraphe précédent, les séquences réellement significatives dues à la perturbation incidente.

Nous ne prenons en considération le signal issu de l'expérimentation, que sur une durée τ . Cette grandeur est bien évidemment inférieure au temps de propagation sur la ligne perturbatrice, mais ne doit pas être choisie trop faible pour ne pas tronquer la réponse. Les informations parasites qui existent en dehors de cette fenêtre vont être supprimées par le prolongement adéquat illustré sur la figure (6-b)



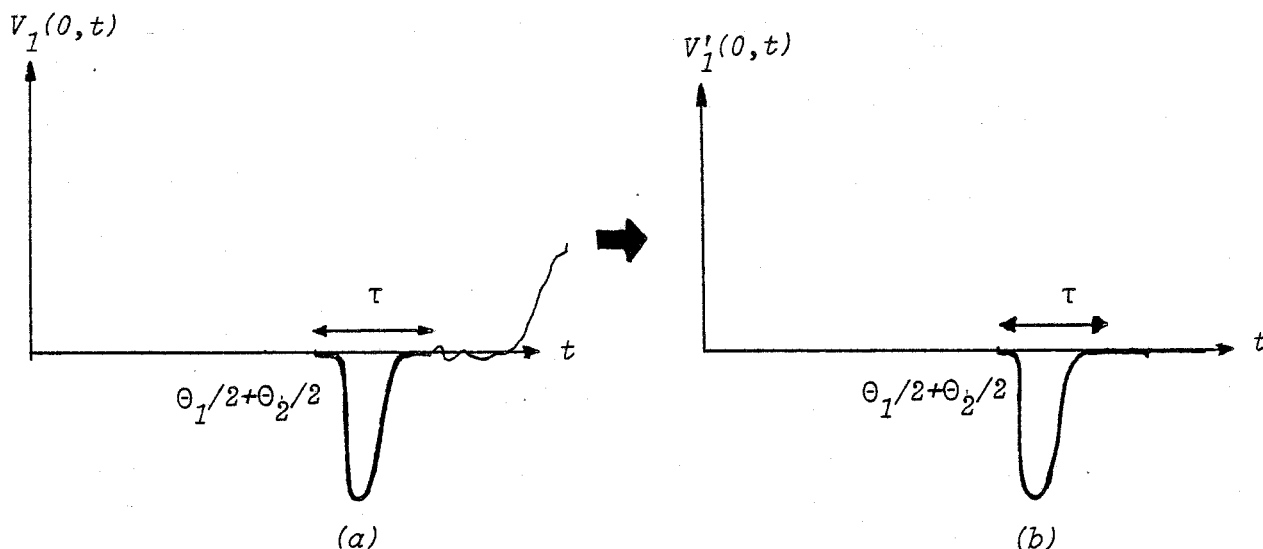


Figure 6

La tension $V_1(L,t)$ subit une transformation identique à celle de $V_1(0,t)$.

Le courant perturbateur retrouve dans ces conditions l'aspect bien connu de l'échelon. Quant aux tensions perturbatrices, leur réponse à l'échelon incident sera entièrement conservée. Le décalage dans le temps des tensions perturbatrices par rapport au courant, qui correspond aux temps de propagation sur les lignes, peut être compensé directement sur l'oscilloscope ou par le logiciel. Une erreur éventuelle du positionnement des signaux ne sera sensible que sur la phase des paramètres de transfert.

Après la mise en forme des signaux expérimentaux, on procède comme au chapitre I, en calculant la somme et la différence des tensions parasites.

$$V^+(t) = V'_1(0,t) + V'_1(L,t) \tag{8}$$

$$V^-(t) = V'_1(0,t) - V'_1(L,t) \tag{9}$$

Ces nouveaux signaux ainsi créés sont à la base du traitement de signal futur.

V.2 - CALCUL DES SPECTRES PAR TRANSFORMATION NUMERIQUE DE FOURIER

Pour extraire les paramètres impédance et capacité de transfert, nous calculons la transformée de Fourier des 3 signaux caractéristiques, en l'occurrence le courant perturbateur $I'_2(0,t)$ et les signaux somme et différence ($V^+(t)$, $V^-(t)$) des tensions parasites.

$$Y'_2(o, f) = \mathcal{F}[I'_2(o, t)] \quad (10)$$

$$V^+(f) = \mathcal{F}[V^+(t)] \quad (11)$$

$$V^-(f) = \mathcal{F}[V^-(t)] \quad (12)$$

En appliquant l'opérateur aux expressions (13) et (14) du chapitre I, nous en déduisons les relations qui expriment les impédance et admittance de transfert en module et en phase.

$$\begin{aligned} |Z_T(f)| &= \left| \frac{V^+(f)}{Y'_2(o, f)} \right| \times \frac{1}{L} & \text{Arg } |Z_T(f)| &= \text{Arg} \left| \frac{V^+(f)}{Y'_2(o, f)} \right| \\ |Y_T Z_{c1} Z_{c2}| &= \left| \frac{V^-(f)}{Y'_2(o, f)} \right| \times \frac{1}{L} & \text{Arg } |Y_T(f)| &= \text{Arg} \left| \frac{V^-(f)}{Y'_2(o, f)} \right| \end{aligned} \quad (13) \quad (14)$$

La transposition de ces résultats sur le plan numérique, aboutit au calcul de spectre, par une technique de transformation rapide de Fourier. Le nombre d'échantillons pris en compte est limité par la mémoire du calculateur. De plus, ces techniques impliquent qu'il n'y ait pas troncature des signaux, en d'autres termes, que l'amplitude du signal tende vers la même valeur au début comme à la fin de la fenêtre d'observation de ce signal. Pour les signaux somme et différence des tensions parasites, cette condition sera pratiquement satisfaite. Par contre, l'échelon de courant fait apparaître une discontinuité, due au problème de la coupure de ce signal en $t = T_0$, et ceci, quelle que soit la largeur T_0 de la fenêtre d'observation. L'application à un tel signal d'une des techniques de transformation rapide de Fourier, donne de très mauvais résultats. Pour atténuer la distorsion du spectre, nous pouvons multiplier ce signal en échelon par une fonction fenêtre, par exemple la fonction Gaussienne ou la fonction de Hamming. Cette méthode permet de vérifier la condition précédente sur l'amplitude des échantillons initial et final, sans pour autant supprimer la distorsion du spectre. Pour restituer l'amplitude exacte des échantillons de fréquence issus de la transformée discrète de Fourier, nous utilisons la méthode de Nicolson.

V.2.1 - Traitement de l'échelon de courant par la méthode de Nicolson

La méthode de Nicolson consiste à superposer à l'échelon $I'_2(o, t)$ une rampe $e(t)$ qui va d'une part, imposer les conditions requises aux échantillons initial et final, et va d'autre part permettre le calcul exact du spectre.

Le signal composite ainsi obtenu va alors s'écrire :

$$I_2^m(o,t) = I'_2(o,t) + e(t) \quad (15)$$

où $e(t)$ est la rampe de Nicolson et $I'_2(o,t)$, l'échelon de courant.

Nous pouvons faire correspondre à cette relation, le diagramme de la figure 7

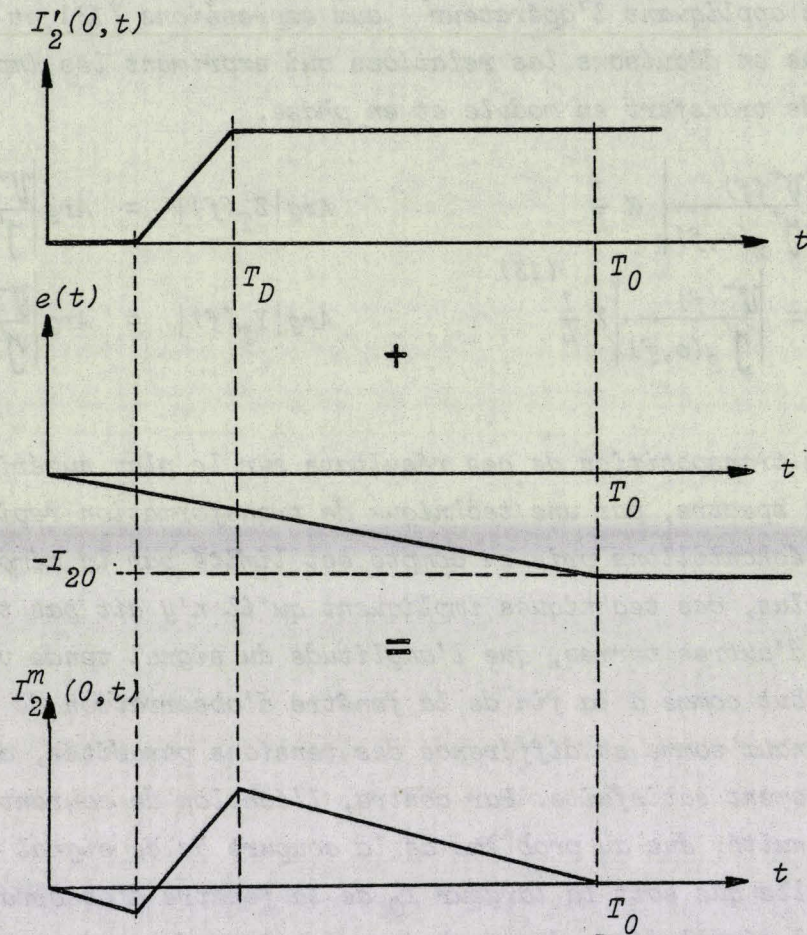




Figure 7

D'autre part, nous savons que la transformation rapide de Fourier d'un signal, n'est donnée que pour des fréquences discrètes $f_k = k/T_0$ où T_0 , rappelons le, est la durée pendant laquelle ce signal est observé. Si pour ces fréquences, le spectre du signal $e(t)$ est nul, celui de l'échelon ne subira aucune distorsion, compte-tenu de la propriété de linéarité de la transformation de Fourier.

Nous pouvons écrire :

$$I_2^m(o, t) = I_2'(o, t) + e(t) \quad (16)$$


 transformation rapide de Fourier


$$J_2^m(o, k/T_0) = J_2'(o, k/T_0) + \xi(k/T_0) \quad (17)$$

nous devons avoir : $\forall k \quad \xi(k/T_0) = 0 \quad (18)$

Or, le calcul analytique de la transformée de Fourier du signal $e(t)$ nous donne l'expression suivante :

$$\xi(k/T_0) = \frac{j I_{20}}{2\pi^2 T_0} e^{-j\pi f T_0} \frac{\sin(\pi f T_0)}{f^2} \quad (19)$$

Pour les fréquences considérées, c'est-à-dire $f = f_k = k/T_0$, nous constatons que l'expression précédente est identiquement nulle. Cette méthode, simple à mettre en oeuvre, va nous permettre d'obtenir les raies spectrales de l'échelon de courant sans distorsion. Insistons sur le fait que cette méthode n'est applicable que pour des signaux du type échelon. En effet, si en dehors de la fenêtre d'observation, le signal n'est pas constant, l'application de cette méthode apportera une perte d'information qui se traduira par un spectre erroné.

V.2.2 - Transformation rapide de Fourier FFT

Un logiciel basé sur l'algorithme de Sande va nous permettre de calculer le spectre des signaux mesurés au cours de l'expérience qui ont été modifiés conformément aux principes développés précédemment. Nous exploitons au maximum les possibilités d'échantillonnage de l'oscilloscope en prenant une densité de 1024 points pour numériser le signal. Compte-tenu du temps de montée très bref (600 ps) du générateur haute fréquence que nous utilisons, il faut choisir une fréquence d'échantillonnage des signaux suffisamment rapide, si nous ne voulons pas avoir très tôt des raies spectrales entachées d'erreur par l'effet de repliement. En choisissant une résolution de 1024 points sur 50 ns, la fréquence d'échantillonnage sera de 20 GHz.

Le spectre utile est donc constitué de 512 raies (les 512 autres échantillons en fréquence correspondent aux fréquences négatives), qui nous permettent d'explorer la gamme de fréquence suivante :

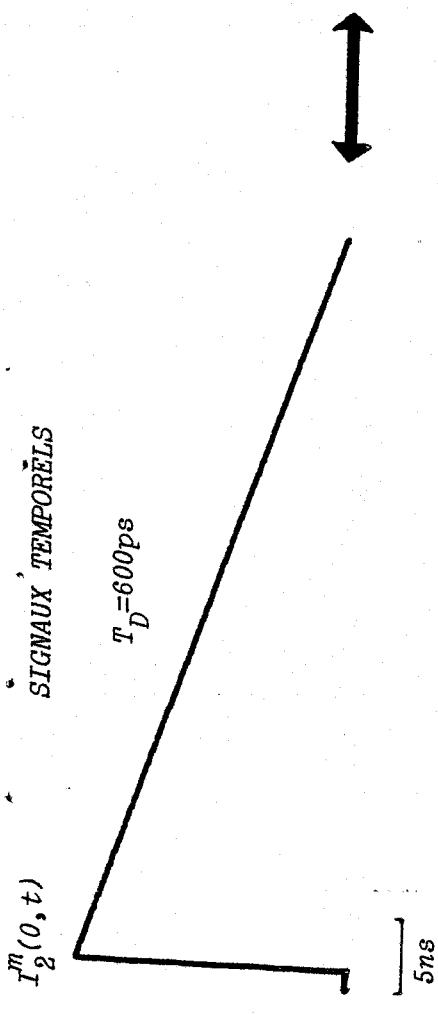
$$\Delta f = 20 \text{ MHz} \qquad f_{\min} = 20 \text{ MHz} \qquad f_{\max} = 10,24 \text{ GHz}$$

Nous avons simulé le comportement d'une tresse conformément aux données précédentes. La simulation numérique nous a permis de constater que de telles conditions nous permettraient le calcul de Z_T et Y_T jusque 5 GHz. Les raies spectrales relatives aux fréquences supérieures à cette valeur, sont trop entachées d'erreurs pour donner des résultats satisfaisants. Nous allons voir que nous sommes limités bien avant par le bruit de la chaîne de mesure.

La fréquence réellement atteinte se situe vers 1 GHz. L'expérience montre en effet que les 50 premiers échantillons en fréquence fournissent des résultats significatifs. Cette limite est surtout conditionnée par le bruit de la chaîne de mesure (amplificateur, oscilloscope), et par le caractère intrinsèque des spectres. En effet, la limite fréquentielle (1 GHz) correspond en fait à une valeur très proche du premier zéro de ces spectres ($f_1 = 1/T_D = 1,7 \text{ MHz}$). Pour les fréquences supérieures à 1 GHz, le rapport signal sur bruit devient trop faible pour en extraire les grandeurs Z_T et Y_T . Ceci est illustré par la figure (8) qui donne l'enveloppe du spectre de l'échelon modifié par la méthode de Nicolson ainsi que celle de la tension perturbatrice à l'entrée de la ligne.

Remarquons que la simulation fait appel à des signaux parfaitement définis. En particulier, la tension perturbatrice correspond à la dérivée de l'échelon, en s'identifiant à un créneau quasi-parfait. Dans la pratique, les signaux présenteront des transitions nettement moins marquées, ce que nous constatons sur un exemple expérimental illustré sur la Figure 9, où le temps de montée vaut 2 ns. Par conséquent, les lobes secondaires des spectres des tensions perturbatrices seront beaucoup moins prononcés que sur la Figure 8.

Pour obtenir l'évolution en fonction de la fréquence des modules et des phases de l'impédance et l'admittance de transfert dans la gamme 10 KHz - 20 MHz, nous pouvons exploiter la méthode de mesure existante, qui repose sur l'injection dans la ligne perturbatrice d'un courant de forme trapézoïdale. La longueur des échantillons est dans ce cas égale à 1,2 m et les 2 lignes sont adaptées. Cette méthode donne de bons résultats, mais nous observons



SPECTRES

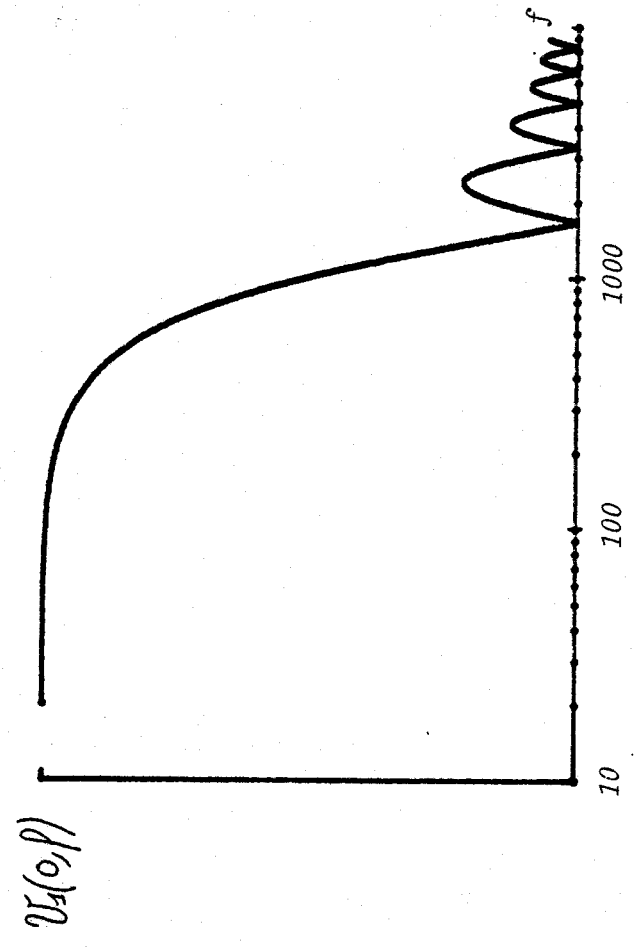
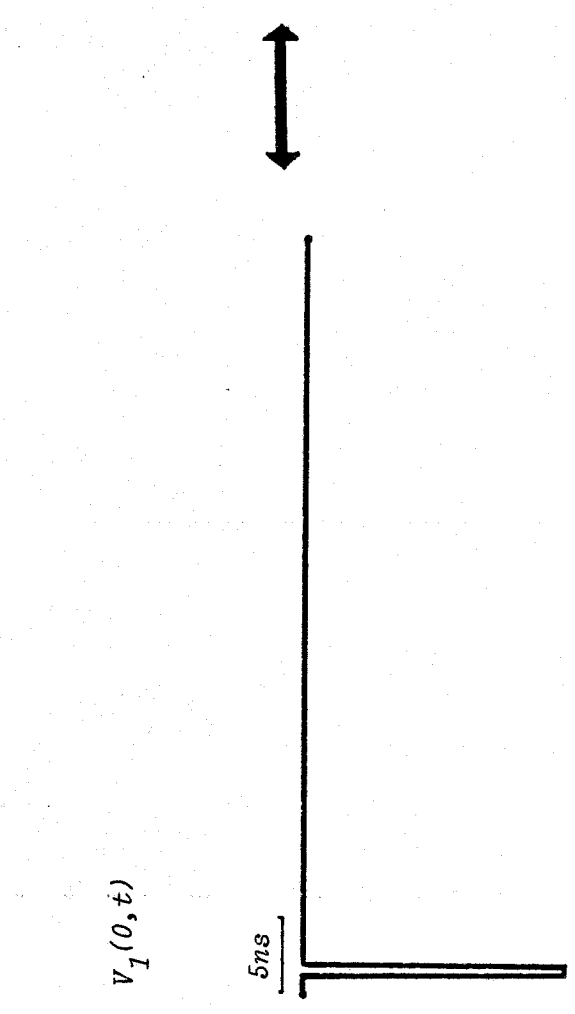
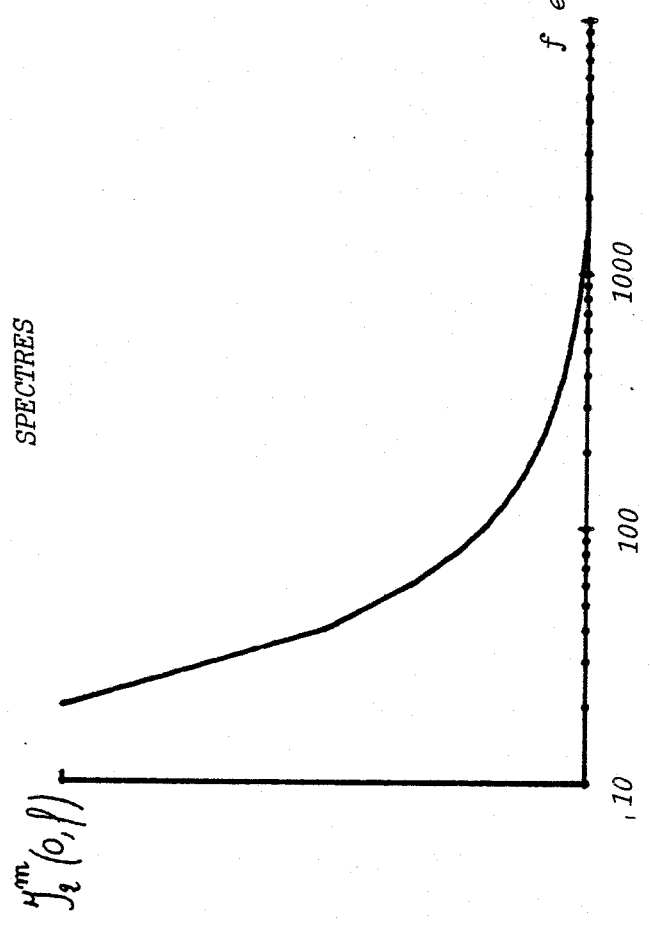
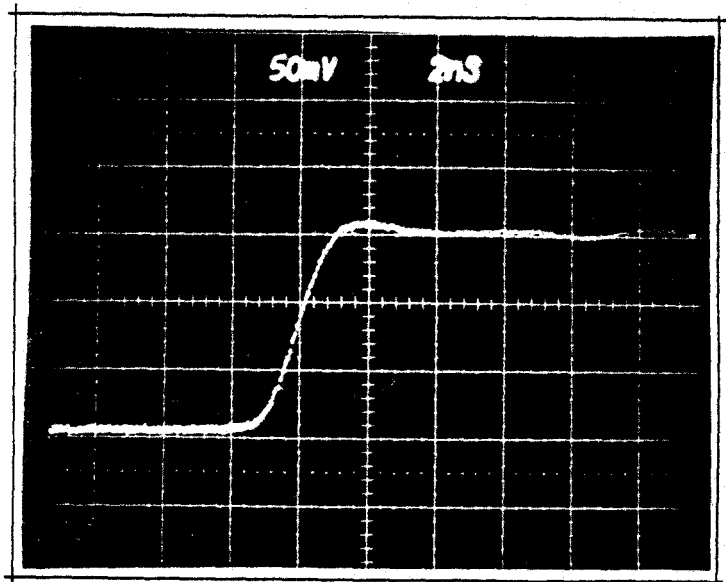
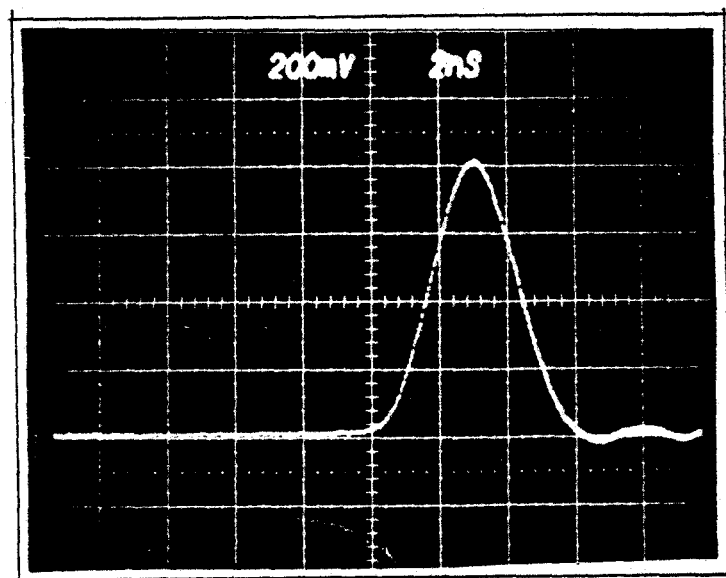


Figure 8

$I_2(o, t)$



$+V_1(o, t)$



$V_1(L, t)$

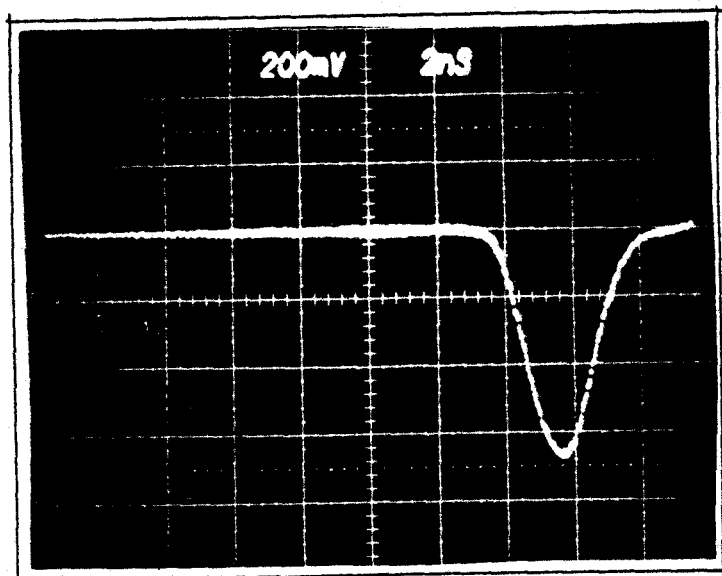
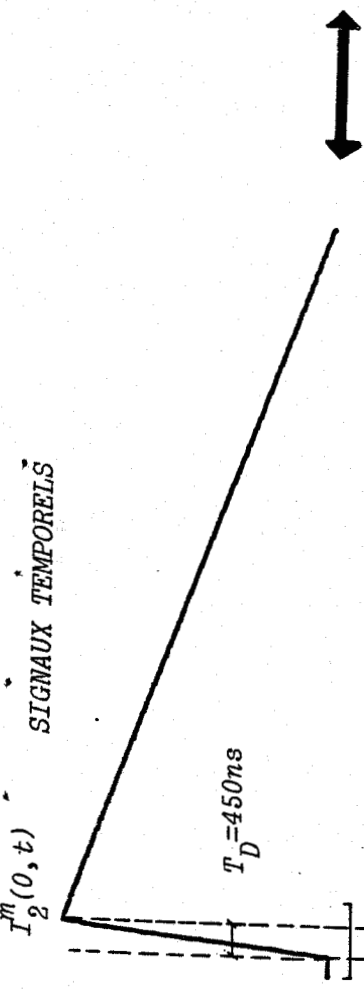
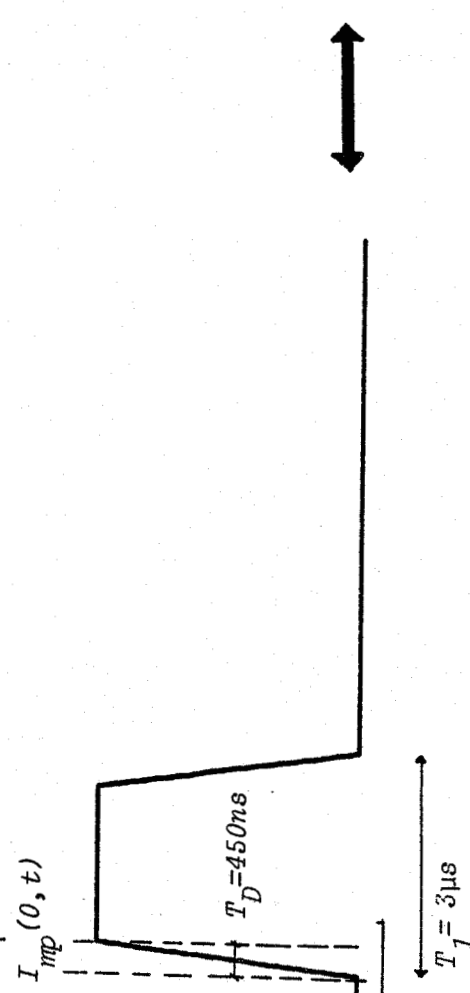


Figure 9



échelon modifié par la méthode de Nicolson



impulsion trapézoïdale

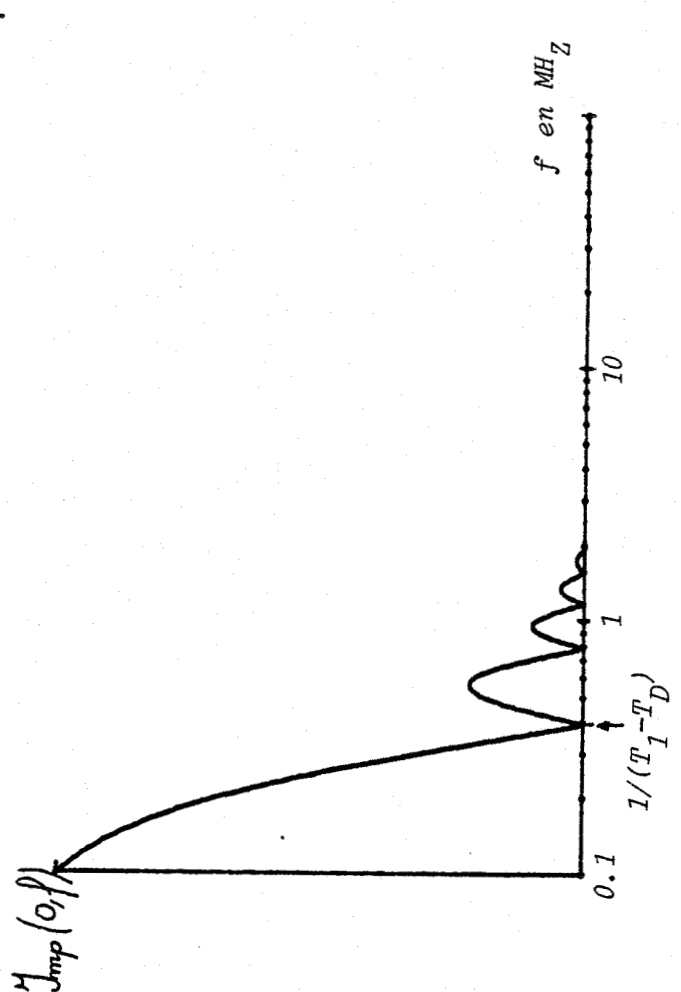
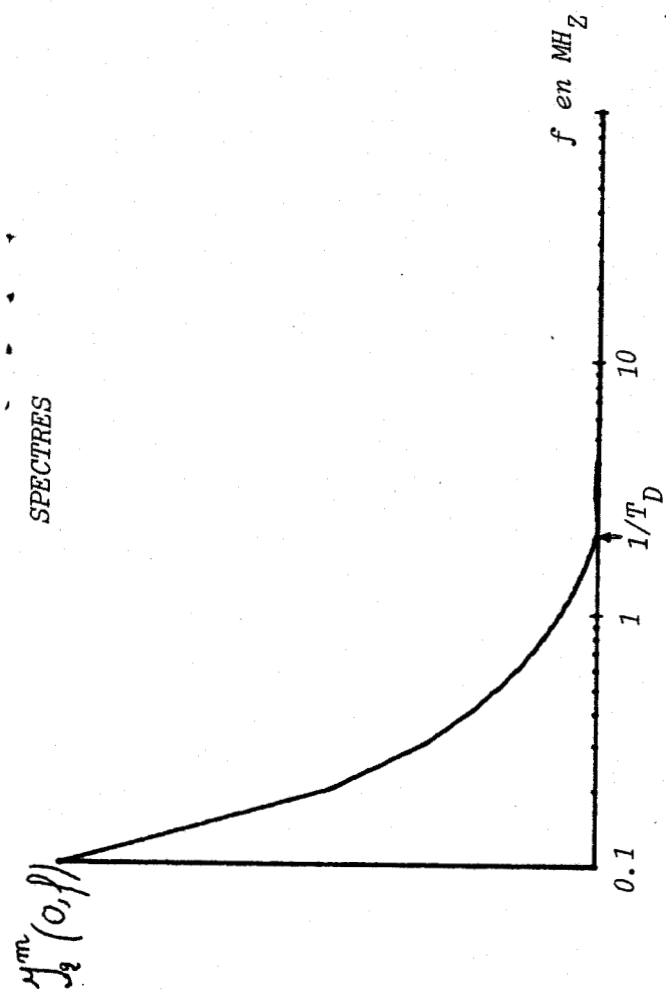


Figure 10

cependant une imprécision de ces derniers, lorsque nous sommes au voisinage des zéros du spectre du courant. En effet, le spectre s'annule pour les fréquences $f_k = k/(T_1 - T_D)$ où T_1 représente la largeur de l'impulsion trapézoïdale, et T_D sa durée de transition. Au voisinage de ces points singuliers, l'amplitude des raies devient très faible, ce qui entraîne une imprécision dans le calcul de Z_T et Y_T .

Lorsque le phénomène de relaxation, dû à la diffusion du champ électrique dans le blindage, n'est pas très prononcé, nous pouvons alors avantageusement supplanter cette méthode impulsionnelle par notre méthode utilisant des échelons de courant dont le spectre ne présente des points singuliers que pour des fréquences beaucoup plus importantes ($f_k = k/T_D$). La figure 10 illustre ce qui vient d'être dit. L'expérience confirme nos propos. La méthode dite "en échelon" sera généralisée pour les basses fréquences.

VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'expérimentation que nous nous proposons de décrire a été réalisée sur le câble Cerlil, dont on peut prévoir le comportement haute fréquence puisqu'il obéit au modèle de diffraction évoqué au chapitre I à propos des blindages à conducteurs tressés. Trois séries d'expériences sur ce câble seront nécessaires pour accéder à l'évolution en fonction de la fréquence de son impédance de transfert, sur une gamme de fréquence couvrant une dynamique de 5 décades, soit 10 KHz - 1000 MHz. Chaque expérience est bien sûr caractérisée par sa propre fenêtre d'observation T_0 tout en gardant la même densité d'échantillons ($N = 1024$ points). Pour les raisons qui ont été mentionnées plus haut, nous ne prenons en compte que les 50 premiers échantillons de fréquence.

Chacune des expériences va donc couvrir les intervalles suivants :

1ère expérience	$T_0 = 40 \mu s$	$\Delta f = 25 \text{ KHz}$	$f_{\min} = 25 \text{ KHz}$	$f_{\max} = 1,25$
2ème expérience	$T_0 = 4 \mu s$	$\Delta f = 250 \text{ KHz}$	$f_{\min} = 250 \text{ KHz}$	$f_{\max} = 12,5$
3ème expérience	$T_0 = 50 \text{ ns}$	$\Delta f = 20 \text{ MHz}$	$f_{\min} = 20 \text{ MHz}$	$f_{\max} = 1000$

L'évolution du module et de la phase de Z_T est reproduite respectivement sur les figure 11 et 12. Pour faciliter la représentation des résultats,

nous avons entrepris une interpolation qui a l'avantage par rapport à l'échantillonnage issu de la transformation rapide de Fourier, de donner une distribution des informations en progression géométrique, en harmonie avec l'échelle logarithmique.

Nous pouvons comparer les variations de Z_T en module et en phase représentées sur les figures 11 et 12, à celles illustrées sur la figure 16 du chapitre I. Ces dernières ont été obtenues par la méthode de mesure, qui consiste à injecter dans le blindage une impulsion de courant parfaitement calibrée en largeur et en durée de transition (chapitre I, paragraphe IV). Entre 20 KHz et 20 MHz, nous observons une bonne correspondance des résultats expérimentaux issus des 2 méthodes de mesure.

Pour explorer les plus hautes fréquences, nous avons limité la longueur de la tresse exposée à la perturbation EM, conformément au principe défini précédemment. La fréquence maximum atteinte est dans ces conditions, voisine de 1 GHz. La figure 11 traduit la continuité de l'évolution linéaire du module de Z_T , et ceci jusque 1 GHz. Quant à la phase, elle est quasiment égale à $\pi/2$ à partir de 1 MHz. Elle subit toutefois une rotation importante à partir de 500 MHz qui traduit la limite de la mesure de ce paramètre.

Nous déduisons de l'expérience les grandeurs linéiques suivantes :

$$R_o = 10 \text{ m}\Omega$$

$$L_T = 16 \text{ nH/m}$$

où R_o représente la résistance linéique et L_T l'admittance linéique du câble.

Nous n'avons pas représenté l'admittance de transfert de ce câble, car nous avons choisi un cylindre concentrique au câble dont le diamètre était important. Ceci a facilité le centrage du câble dans le cylindre. En contrepartie, la faible capacité linéique de la ligne triaxiale ne nous a pas permis d'obtenir des résultats suffisamment significatifs pour Y_T . La solution consiste à choisir une ligne triaxiale de plus faible diamètre, mais il faut alors soigner le centrage du câble dans le cylindre, afin de ne pas provoquer d'irrégularités géométriques qui seraient à l'origine de réflexions parasites.

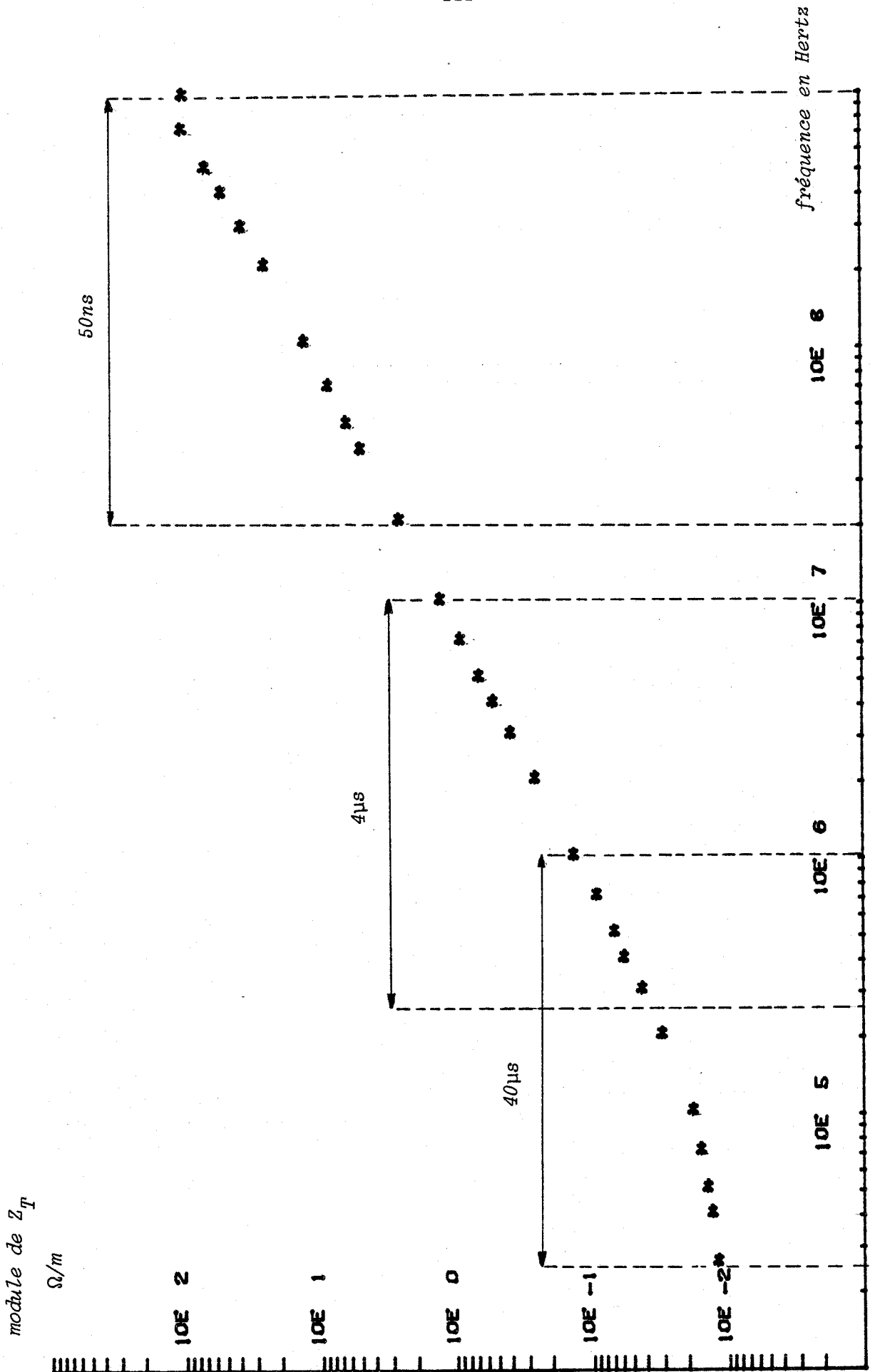


Figure 11

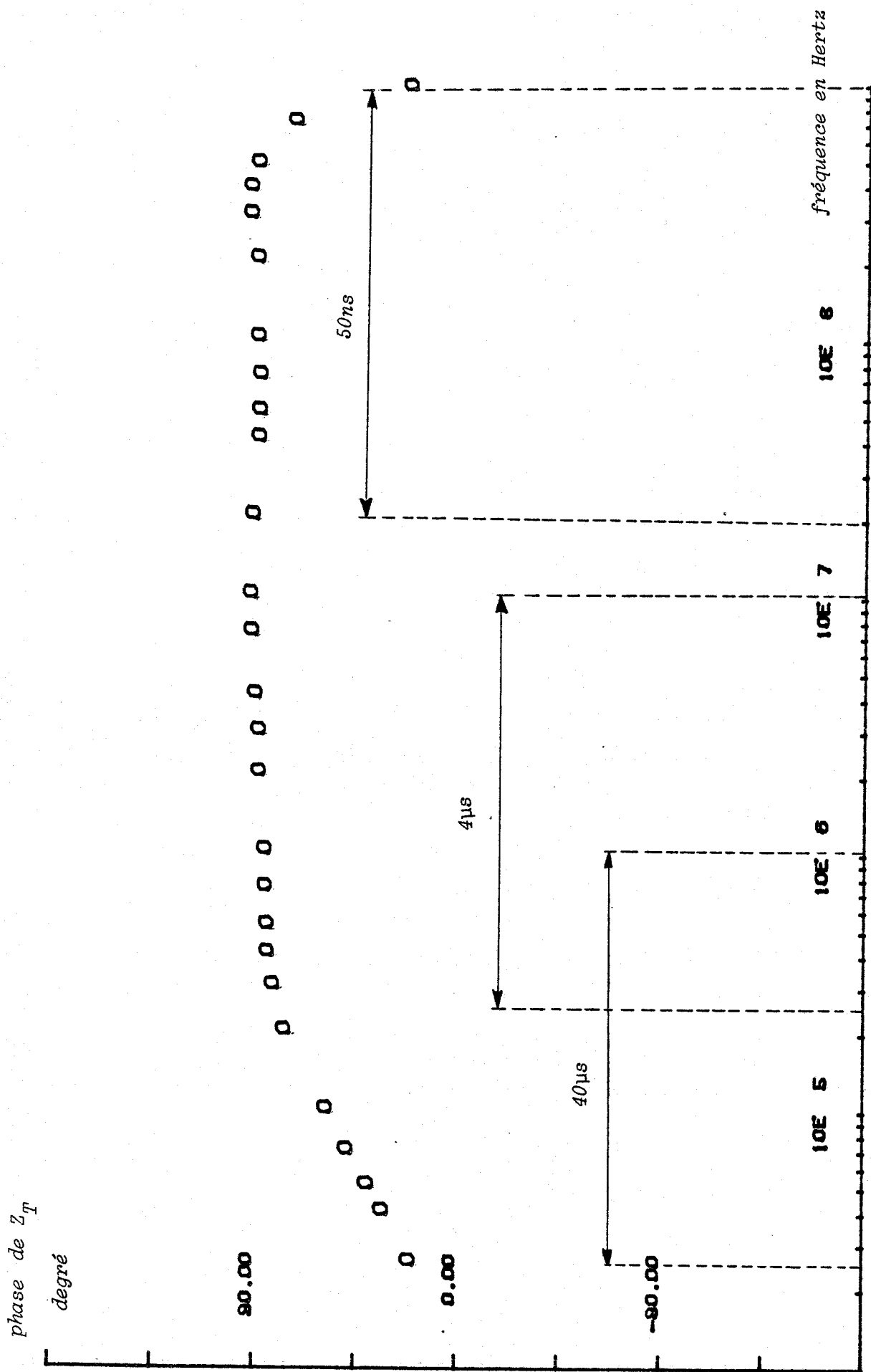


Figure 12

VII - CONCLUSION

La méthode de mesure que nous venons de décrire va permettre l'étude phénoménologique des couplages électromagnétiques qui prennent naissance dans les blindages tressés. Nous accédons en effet aux variations du module et de la phase des paramètres impédance et admittance de transfert dans une large gamme de fréquence (20 KHz - 1 GHz). La mesure de Z_T et Y_T à des fréquences supérieures à 100 MHz, a été possible en considérant la tresse à tester comme une interruption de blindage, et en excitant la ligne perturbatrice au moyen d'un échelon de courant au front de montée très bref. Dans ces conditions, l'adaptation de la ligne triaxiale n'est plus un problème, et les phénomènes de propagation ne perturbent plus la mesure des signaux. Le traitement numérique se fait en 2 étapes. Les signaux expérimentaux subissent un traitement élémentaire de façon à isoler l'information utile, et de plus, l'échelon de courant est transformé par la méthode de Nicolson. Les signaux ainsi modifiés peuvent alors être traités par un logiciel qui calcule leur transformée de Fourier discrète. L'addition et la soustraction des réponses aux deux extrémités du câble permettent alors d'extraire l'impédance et l'admittance de transfert. L'échantillon testé par cette méthode de mesure a donné des résultats satisfaisants ; cet échantillon présentait toutefois une inductance de transfert relativement importante.

Nous poursuivons actuellement ce cycle d'expériences sur des câbles tressés classiques offrant une meilleure efficacité de blindage. Une difficulté apparaît compte-tenu de la diminution importante de l'amplitude des tensions perturbatrices. Il faut alors procéder à l'isolation électromagnétique de nos appareils de mesure, et nous pensons obtenir des résultats aussi prometteurs que ceux proposés dans notre thèse.

CONCLUSION

CONCLUSION

L'étude que nous avons développée dans cette thèse, nous a conduit à étudier les effets de connexions de masse et de discontinuités de blindage sur l'immunité électromagnétique des lignes de transmissions. Tout au long de ce travail, nous avons voulu confronter les résultats expérimentaux à ceux obtenus par des modèles théoriques. C'est la raison pour laquelle le choix s'est porté sur un câble coaxial qui a servi de support à cette étude. Les concepts généraux émanant de cette étude pourront servir à des travaux ultérieurs sur des câbles à structure plus compliquée comme les multifilaires blindés. On s'intéressera alors plus particulièrement à discerner l'effet de la discontinuité sur le mode commun et le mode différentiel issu de la perturbation EM.

Si nous résumons maintenant les principaux résultats obtenus, nous pouvons dire que les perturbations engendrées par les connexions électriques reliant deux sections de blindage, ou le blindage et le surblindage d'un câble, sont étroitement reliées à la géométrie de ces connexions, et à leur répartition dans l'espace. Nous avons pu, dans cette situation, caractériser l'efficacité de blindage de la structure par les notions d'impédance et d'admittance de transfert. Les valeurs mesurées des inductances de transfert, dans le cas d'une discontinuité terminale correspondent approximativement à celles d'un mètre de câble tressé à bon recouvrement (quelques nanohenrys). Le meilleur résultat est obtenu en recherchant pour ces connexions des conducteurs plats les plus courts possibles, et en disposant leur plus grande surface dans un plan perpendiculaire à l'axe du câble.

Lors de l'étude des discontinuités sans contact électrique, les tensions perturbatrices apparaissant sur le câble coaxial sont indépendantes de la longueur de ces discontinuités, contrairement au cas précédent où l'inductance de transfert est quasiment proportionnelle à la longueur de la connexion. Pour ce type de discontinuité, le comportement est tout-à-fait différent. Il faut prendre en compte les impédances connectées aux extrémités des lignes de transmission, et les phénomènes d'induction qui prennent naissance sur les tronçons de blindage exposés à la perturbation EM.

La modélisation numérique a mis en évidence l'importance du mode de connexion asymétrique. La connexion de masse peut alors se comporter comme une antenne réceptrice qui induit sous l'action du champ électrique parallèle à cette connexion, des tensions parasites de fort niveau.

Les modèles simples qui ont été utilisés nous ont permis d'analyser et de comprendre les phénomènes. Nos résultats ne peuvent toutefois être appliqués directement aux réalités pratiques. Cependant, notre démarche constitue une première étape à l'analyse de grands systèmes, puisqu'elle nous permet de dissocier toute la chaîne du blindage en éléments simples dont nous comprenons maintenant assez bien le comportement.

La dernière partie de notre thèse a été consacrée à l'élaboration d'une méthode de mesure des paramètres de transfert des tresses de câbles coaxiaux. Cette méthode repose sur les propriétés inhérentes à la propagation des phénomènes transitoires sur les lignes, et sur l'utilisation d'échantillons partiellement masqués afin de traiter les câbles comme des interruptions de blindage. Les premiers résultats obtenus se sont révélés prometteurs, puisque nous avons couvert la mesure de l'impédance de transfert en module et en phase sur une gamme de fréquence allant de 10 KHz à 1000 MHz. Une étape ultérieure de notre travail consistera alors à valider cette méthode de mesure pour des échantillons de câble de plus en plus performant sur le plan de leur efficacité de blindage.

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

- (1) S.A. SCHELKUNOFF
"The Electromagnetic theory of coaxial transmission lines and cylindrical shields"
Bell System Tech. pp. 533-579, oct. 1934.
- (2) E.F. VANCE
"Coupling to shielded cable"
Ed. John Willey, 1978.
- (3) B. DEMOULIN
"Etude de la pénétration des Ondes Electromagnétiques à travers des blindages homogènes ou des tresses à structure coaxiale"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1981.
- (4) J.A. STRATTON
"Théorie de l'électromagnétisme"
Dunod, Paris.
- (5) B. DEMOULIN, P. DEGAUQUE, M. CAUTERMAN
"Shielding effectiveness of braids with optical coverage"
IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Zurich, 1981.
- (6) E.F. VANCE
"Shielding effectiveness of braided-wire shields"
IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC 17 n° 2, pp. 71-77, May 1975.
- (7) K.S.H. LEE and Carl BAUM
"Application of modal analysis to braided shielded cables"
IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC 17 n° 3 pp. 159-169, August 1975.
- (8) P. DUVINAGE
"Caractérisation d'une discontinuité de blindage par les notions d'impédance et d'admittance de transfert"
D.E.A., Lille, 1982.
- (9) C.R. PAUL
"Effect of pigtails on coupling to shielded wires"
EMC Symposium, pp. 268-273, San Diego, Oct. 1979.
- (10) B. DEMOULIN, P. DUVINAGE, P. CORNIC, P. DEGAUQUE
"Penetration through an interruption of the shield of a coaxial cable"
Proceedings pp 297-302, 5th Int. Symp. on Electromagnetic Comp. Zurich, 1983.

- (11) M. SOIRON
"Contribution à l'étude de la propagation d'une onde électromagnétique sur une ligne multifilaire au-dessus d'un sol conducteur et en galerie souterraine"
Thèse de 3ème cycle, 1973.
- (12) A.A. SMITH
"Coupling of external electromagnetic field to transmission lines"
John Wiley and Sons, 1977.
- (13) B. DEMOULIN, P. DUVINAGE and P. DEGAUQUE
"Electromagnetic coupling due to shield discontinuities near connectors"
URSI/APS/NEM Meeting
University of New Mexico Albuquerque, May 1982.
- (14) B. DEMOULIN, P. DEGAUQUE, P. DUVINAGE and P. CORNIC
"Etude des effets de connexions de masse et de discontinuités de blindage sur l'immunité aux perturbations électromagnétiques des lignes de transmission"
Rapport final Contrat n° 09364-4448, Société Aérospatiale USTL.
- (15) J.R. WAIT and D.A. HILL
"On the Electromagnetic field of a dielectric coated coaxial cable with an interrupted shield"
IEEE Trans. Antennas Propagation, Vol. PA23, pp. 470-479, July 1975.
- (16) J.R. WAIT and D.A. HILL
"Electromagnetic fields of a dielectric coated coaxial cable with an interrupted shield quasi static approach"
IEEE Trans. Antennas Propagation, Vol. AP21, pp. 679-682, November 1973.
- (17) C.D. TAYLOR, R.S. SATTERWHITE and C.W. HARRISON
"The response of a terminated two wires transmission line excited by a nonuniform electromagnetic field"
IEEE on Antennas and Propagation, Vol. AP 13, n° 6, pp. 987-989.
- (18) D.C. CHANG
"Equivalent circuit representation and characteristics of a radiating cylinder driven through a circumferential slot"
IEEE Trans. Antennas Propagation, Vol. AP21, November 1973.
- (19) R.E. COLLIN
"Field Theory of guided waves"
Ed. Mac Graw-Hill, New-York, 1960.
- (20) A. ANGOT
"Compléments de Mathématiques"
Ed. de la revue d'optique, Paris, 1965.
- (21) G.N. WATSON
"Theory of Bessel function"
Cambridge V Press, 1944.
- (22) M.C. LACHLAN NN
"Bessel Function of Engineers"
Oxford at the Clarendon Press, 1961.

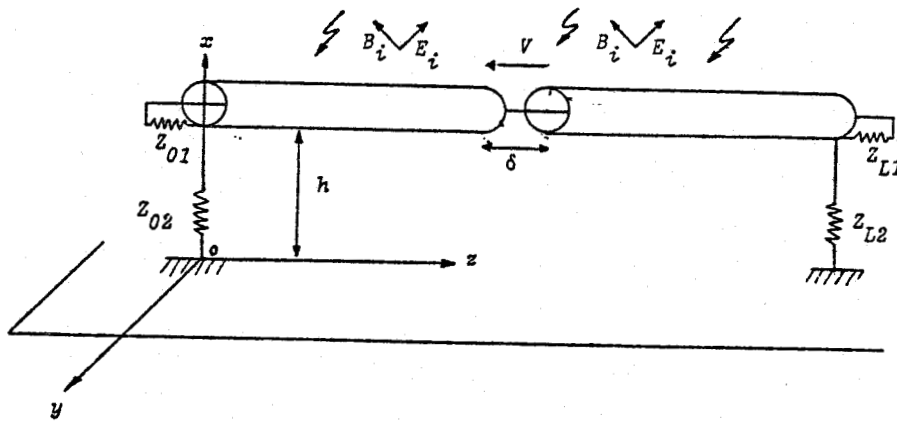
- (23) M. ABRAMOWITZ I.A. SEGUN
"Handbook of mathematical functions"
Dover Publication, Inc New-York.
- (24) P. CORNIC
"Perturbations induites sur une ligne coaxiale comprenant des défauts de blindage"
D.E.A., Lille, 1982.
- (25) G. CHANDESRIIS
"Recherche de la répartition des mises à la masse du blindage d'un câble coaxial permettant d'optimiser son immunité vis-à-vis des perturbations électromagnétiques"
Thèse de 3ème cycle, Lille, 1981.
- (26) A. CARON, A. ZEDDAM and B. DJEBARI
"Etudes des perturbations électromagnétiques dans le réseau local"
2ème Colloque national sur la Compatibilité Electromagnétique,
Trégastel, 1983.
- (27) B. DEMOULIN, P. DUVINAGE and P. DEGAUQUE
"Caractérisation des discontinuités de blindage sur les câbles coaxiaux"
2ème Colloque national sur la Compatibilité Electromagnétique,
Trégastel, 1983.
- (28) J. BARANGER
"Introduction à l'Analyse Numérique"
Hermann, Paris, 1977.
- (29) J. LIFERMANN
"Les méthodes rapides de transformation du signal"
2ème édition, Masson, 1979.
- (30) J. MAX
"Traitement du signal et application aux mesures physiques"
3ème édition, Masson, 1981.
- (31) E.O. BRIGHAM
"The Fast Fourier Transform"
Prentice-Hall, Inc Englewood Cliffs, New-Jersey, 1974.
- (32) J.L. SALOFRAN, Y. DUTUIT
J. Chem. Phys., 74, 1, 3056, 1981.

ANNEXE I

ANNEXE I

Calcul des tensions parasites apparaissant aux extrémités d'un câble coaxial excité par une onde plane dont le blindage est interrompu sur une longueur δ . Le câble est parallèle à un plan parfaitement conducteur.

Le développement qui va suivre se réfère au chapitre III paragraphe III. Le problème est de calculer les tensions parasites apparaissant entre l'âme et le blindage du câble à ses 2 extrémités.



Nous devons donc résoudre les systèmes différentiels suivants :

$$\begin{pmatrix} -\frac{dV_1}{dz} \\ -\frac{dV_2}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_1 & -Z_T \\ -Z_T & Z_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ -j\omega \int_0^h B_y^i(z) dx \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} -\frac{dI_1}{dz} \\ -\frac{dI_2}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_1 & Y_T \\ Y_T & Y_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Y_T \int_0^h E_x^i(z) dx \\ Y_{22} \int_0^h E_x^i(z) dx \end{pmatrix} \quad (2)$$

L'indice 1 se rapporte à la ligne coaxiale et l'indice 2 à la ligne constituée du blindage du câble et du plan parfaitement conducteur. La matrice impédance (Z) est composée des impédances linéiques des 2 lignes et de l'impédance de transfert du blindage. La matrice admittance (Y) est également reliée aux admittances linéiques des lignes et à l'admittance de transfert du câble coaxial. Les termes sources traduisent l'induction du champ incident.

Les systèmes (1) et (2) peuvent s'écrire sous forme matricielle de la façon suivante

$$\left(-\frac{dV}{dz}\right) = (Z) (I) + (S) \quad (3)$$

$$\left(-\frac{dI}{dz}\right) = (Y) (V) + (T) \quad (4)$$

En dérivant par rapport à z le système (4), nous obtenons un système d'équations du second degré

$$\left(\frac{d^2 I}{dz^2}\right) - (M) (I) = (Y) \left((S) - \left(\frac{dT}{dz}\right) \right) \quad (5)$$

avec $(M) = (Y) (Z)$

Nous diagonalisons la matrice (M), ce qui correspond à exprimer les grandeurs électriques dans une nouvelle base : la base diagonale.

Dans cette base la matrice (M) devient (M_D) .

$$(M_D) = \begin{pmatrix} \Gamma_1^2 & 0 \\ 0 & \Gamma_2^2 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Les coefficients Γ_1 et Γ_2 représentent les constantes de propagation associées aux courants et tensions exprimés dans la nouvelle base.

Le système devient

$$\left(\frac{d^2 i}{dz^2}\right) = (M_D) (i) + (P^{-1}) \left((Y) (S) - \left(\frac{dT}{dz}\right) \right) \quad (7)$$

où P représente la matrice de changement de base.

Exprimons la solution du système (7) pour les 3 types de couplage

- Couplage magnétique

Nous obtenons :

$$\begin{cases} i_1 = A_1 e^{-\Gamma_1 z} + B_1 e^{\Gamma_1 z} + SP1 \\ i_2 = A_2 e^{-\Gamma_2 z} + B_2 e^{\Gamma_2 z} + SP2 \end{cases} \quad (8)$$

Les termes i_1 et i_2 correspondent aux courants exprimés dans la base diagonale. Ils s'expriment par la solution générale du système d'équations sans le second membre, et par les solutions particulières SP1 et SP2.

- Couplage électrique et hybride

Pour ces 2 types de couplage, l'expression $(P^{-1}) \left((Y) (S) - \left(\frac{dT}{dz} \right) \right)$ est

identiquement nulle, le système (7) se simplifie :

$$\left(\frac{d^2 i}{dz^2} \right) = (M_D) (i)$$

Les solutions s'expriment donc :

$$\begin{cases} i_1 = A_1 e^{-\Gamma_1 z} + B_1 e^{\Gamma_1 z} \\ i_2 = A_2 e^{-\Gamma_2 z} + B_2 e^{\Gamma_2 z} \end{cases} \quad (9)$$

Les constantes d'intégration A_i et B_i vont être déterminées en appliquant les conditions aux limites dans la base initiale. Nous revenons dans la base de départ en utilisant la relation :

$$(I) = (P) (i) \quad (10)$$

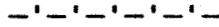
En exploitant la relation (4), nous exprimons les tensions sur les deux lignes.

$$(V) = - (Y)^{-1} \left(\left(\frac{d(I)}{dz} \right) + (T) \right) \quad (11)$$

Pour chaque tronçon, de part et d'autre de la discontinuité, nous obtenons 4 équations à 4 inconnues associées aux grandeurs électriques apparaissant sur les 2 lignes. Nous appliquons respectivement les conditions d'extrémité sur chaque ligne et les conditions aux limites au niveau de la discontinuité. Nous obtenons un système de 8 équations à 8 inconnues qui est résolu par la méthode du pivot maximum. Connaissant les constantes d'intégration, il est aisé de calculer les tensions aux 2 extrémités du câble.

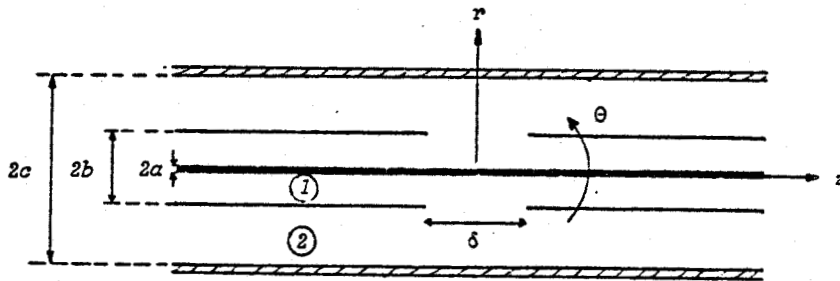
ANNEXE II

ANNEXE II



Calcul de la capacité de jonction présentée par une discontinuité annulaire

Nous avons choisi dans notre étude une structure triaxiale. La ligne



coaxiale (ligne ①) intérieure comprend une discontinuité de blindage de forme annulaire. La ligne perturbatrice est composée du blindage et du cylindre creux faisant office de surblindage. Compte-tenu de la symétrie axiale, les composantes du champ électromagnétique sont indépendantes de l'angle θ . Ces composantes pour chacune des régions sont :

$$E_{ri} = \frac{\partial^2 \pi_i}{\partial z \partial r} \quad E_{zi} = (k_i^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \pi_i \quad H_{\theta i} = -j\omega \epsilon_i \frac{\partial \pi_i}{\partial r_i}$$

avec i : indice relié aux lignes ① ou ②

$$k_i = \omega \sqrt{\epsilon_i \mu_0} \quad k_i \text{ représente le nombre d'onde}$$

π_i : composante longitudinale du vecteur de Hertz électrique

Résolution de l'équation d'onde

Le scalaire π_i est solution de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 \pi_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \pi_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 \pi_i}{\partial z^2} + k_i^2 \pi_i = 0$$

Exprimons π_i à l'aide de la transformée de Fourier :

$$\pi_i(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\pi}(r, \nu) e^{-j\nu z} d\nu$$

On obtient l'équation duale

$$\frac{\partial^2 \tilde{\pi}_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\pi}_i}{\partial r} + (k_i^2 - \nu^2) \tilde{\pi}_i = 0$$

On pose

$$U_i^2 = k_i^2 - \nu^2$$

La solution s'exprime de la façon suivante :

$$\tilde{\pi}_i(r, \nu) = A_i(\nu) J_0(U_i r) + B_i(\nu) Y_0(U_i r)$$

où J_0 et Y_0 représentent les fonctions de Bessel de 1ère et 2ème espèce d'ordre 0

Calcul des composantes du champ électrique

L'expression de $\tilde{\pi}$ nous permet de calculer la composante électrique E_{zi} et d'appliquer les conditions aux limites sur les conducteurs parfaits, en l'occurrence :

$$E_{z1}(r=a) = 0 \quad \text{et} \quad E_{z2}(r=c) = 0$$

Pour chaque milieu ces composantes s'expriment :

$$E_{z1} = \int_{-\infty}^{+\infty} U_1^2 A_1 \frac{J_0(U_1 r) Y_0(U_1 a) - Y_0(U_1 r) J_0(U_1 a)}{Y_0(U_1 a)} e^{-j\nu z} d\nu$$

$$E_{z2} = \int_{-\infty}^{+\infty} U_2^2 A_2 \frac{J_0(U_2 r) Y_0(U_2 c) - Y_0(U_2 r) J_0(U_2 c)}{Y_0(U_2 c)} e^{-j\nu z} d\nu$$

Appliquons maintenant les conditions de continuité au niveau de la discontinuité

$$E_{z1} (r = b) = E_{z2} (r = b)$$

qui nous permet d'obtenir une relation entre $A_1(\nu)$ et $A_2(\nu)$

$$A_2(\nu) = A_1(\nu) T(\nu)$$

$$\text{avec } T(\nu) = \frac{U_1^2}{U_2^2} \frac{Y_0(U_2c) J_0(U_1b) Y_0(U_1a) - Y_0(U_1b) J_0(U_1a)}{Y_0(U_1a) J_0(U_2b) Y_0(U_2c) - Y_0(U_2b) J_0(U_2c)}$$

Si V est la différence de potentiel entre les 2 sections de blindage, et $f(z)$ une fonction traduisant la répartition du champ électrique longitudinale E_{zV} sur la discontinuité, nous avons la relation :

$$E_{zV} = \frac{V}{\delta} f(z) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} f(z) \neq 0 & -\delta/2 < z < \delta/2 \\ f(z) = 0 & \delta/2 < z < -\delta/2 \end{cases}$$

La grandeur $\frac{V}{\delta}$ représente alors la valeur moyenne du champ sur la discontinuité. En appliquant les conditions de continuité du champ électrique sur l'ouverture, nous pouvons exprimer $A_1(\nu)$ et $A_2(\nu)$ uniquement en fonction de la nouvelle inconnue $f(z)$

$$E_{zV} = E_{z1} (r = b) = E_{z2} (r = b)$$

Nous avons

$$A_1(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{V}{\delta} \frac{1}{U_1^2} \frac{Y_0(U_1a)}{J_0(U_1b) Y_0(U_1a) - Y_0(U_1b) J_0(U_1a)} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} f(z) e^{-j\nu z} dz$$

Le terme $A_2(\nu)$ est obtenu en changeant U_1 en U_2 et a en c .

Conditions de normalisation

Le champ électrique sur la discontinuité est relié au potentiel absolu V_a par la relation :

$$E_{zV} = - \frac{\partial V_a}{\partial z}$$

Si nous intégrons ce champ électrique sur toute la longueur de la discontinuité, nous obtenons la condition de normalisation

$$\frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} f(z) dz = 1$$

Calcul des composantes du champ magnétique $H_{\theta i}$

Le calcul des expressions des composantes magnétiques se fait à partir de l'expression :

$$H_{\theta i} = -j\omega\epsilon_i \frac{\partial \pi_i}{\partial r}$$

Nous obtenons compte-tenu des résultats précédents

$$H_{\theta 1}(r) = j\omega\epsilon_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \frac{V}{\delta} \frac{1}{U_1} \frac{J_1(U_1 r) Y_0(U_1 a) - Y_1(U_1 r) J_0(U_1 a)}{J_0(U_1 b) Y_0(U_1 a) - Y_0(U_1 b) J_0(U_1 a)} e^{-j\nu z} \tilde{f}(\nu) d\nu$$

et

$$H_{\theta 2}(r) = j\omega\epsilon_2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \frac{V}{\delta} \frac{1}{U_2} \frac{J_1(U_2 r) Y_0(U_2 c) - Y_1(U_2 r) J_0(U_2 c)}{J_0(U_2 b) Y_0(U_2 c) - Y_0(U_2 b) J_0(U_2 c)} e^{-j\nu z} \tilde{f}(\nu) d\nu$$

où $\tilde{f}(\nu)$ représente la transformée de Fourier de la fonction $f(z)$

$$\tilde{f}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(z') e^{j\nu z'} dz'$$

Nous exprimons ces composantes sur la discontinuité conformément aux notations, introduites par Wait et Chang

$$H_{\theta 1}(b) = \frac{V}{2\pi\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} f(z') G_1(b, z, z') dz'$$

et
$$H_{\Theta 2}(b) = \frac{V}{2\pi\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} f(z') G_2(b, z, z') dz'$$

Nous supposons que l'excitation de la ligne (2) est provoquée par la composante angulaire magnétique H_{Θ}^{inc} d'un champ incident, associée à la propagation du mode quasi TEM dans la ligne (2). En appliquant le théorème d'Ampère sur la surface extérieure du blindage, nous relierons cette composante au courant I_0 circulant dans le blindage

$$H_{\Theta}^{inc} = \frac{I_0}{2\pi b} e^{-jk_2 z}$$

Si nous appliquons la condition de continuité du champ magnétique sur la discontinuité, nous relierons les champs induits $H_{\Theta 1}$ et $H_{\Theta 2}$ à la composante H_{Θ}^{inc} par la relation

$$H_{\Theta}^{inc} + H_{\Theta 2}(r = b) = H_{\Theta 1}(r = b)$$

que nous mettons sous la forme :

$$\frac{I_0}{2\pi b} e^{-jk_2 z} - \frac{V}{2\pi\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} f(z') \left[G_1(b, z, z') - G_2(b, z, z') \right] dz' = 0$$

La fonction $f(z')$ traduisant la distribution de E_z sur l'ouverture, est solution de cette équation intégrale et vérifie

$$\frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} f(z') dz' = 1$$

Calcul des fonctions G_1 et G_2

L'évaluation des fonctions G_1 et G_2 nécessite le calcul des intégrales I_1 et I_2

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{U_1} \frac{J_1(U_1 b) Y_0(U_1 a) - J_0(U_1 a) Y_1(U_1 b)}{J_0(U_1 b) Y_0(U_1 a) - J_0(U_1 a) Y_0(U_1 b)} e^{-jv|z-z'|} dv$$

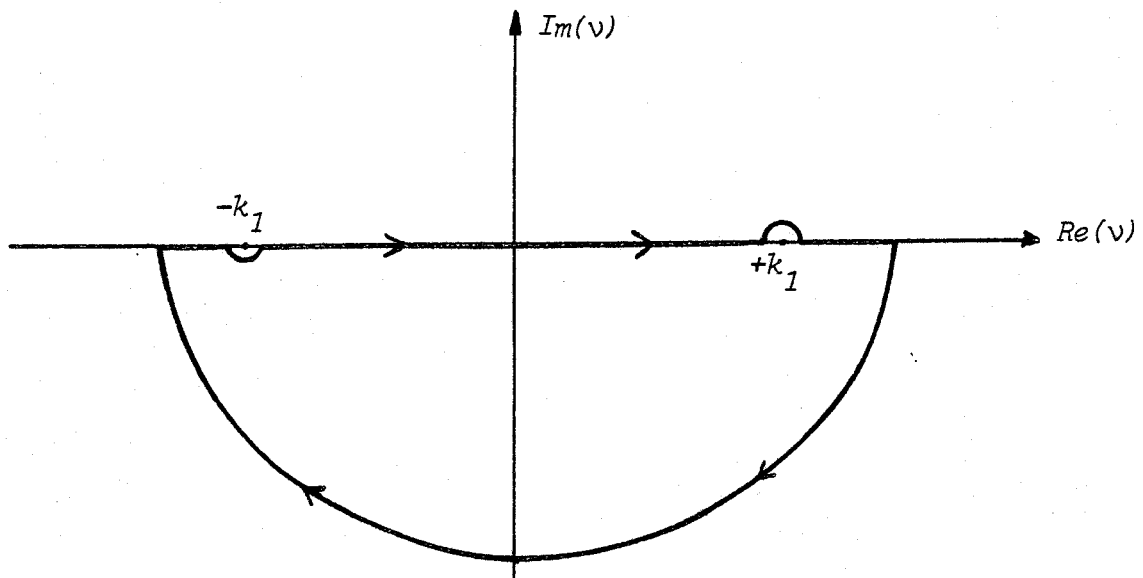
et
$$I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{U_2} \frac{J_1(U_2 b) Y_0(U_2 a) - J_0(U_2 a) Y_1(U_2 b)}{J_0(U_2 b) Y_0(U_2 c) - J_0(U_2 c) Y_0(U_2 b)} e^{-j|z-z'|} dv$$

Les fonctions à intégrer ne possèdent que des pôles simples et seront calculées par la méthode des résidus. Nous présentons le calcul de I_1 . Pour I_2 la méthode sera identique.

Les pôles sont solutions des équations

$$\begin{cases} U_1 = 0 \\ J_0(U_1 b) Y_0(U_1 a) - J_0(U_1 a) Y_0(U_1 b) = 0 \end{cases}$$

Le contour d'intégration est représenté ci-dessous :



Nous supposons qu'il n'y a pas de réflexion, c'est la raison pour laquelle le pôle $v = -k_1$ n'est pas pris en compte.

Nous obtenons l'expression de G_1 :

$$G_1 = -\pi \epsilon_1 \omega \text{Res}(v=k_1) - 2\pi \epsilon_1 \omega \sum_{p=1}^{\infty} \text{Res}(v = v_p^{(1)})$$

Si nous calculons le résidu relatif au pôle d'ordre zéro ($\nu_0^{(1)} = k_1$) nous obtenons

$$R_0^{(1)} = \frac{J_1(U_1 b) Y_0(U_1 a) - Y_1(U_1 b) J_0(U_1 a)}{\frac{\partial}{\partial \nu} \left[U_1 (J_0(U_1 b) Y_0(U_1 a) - J_0(U_1 a) Y_0(U_1 b)) \right]} e^{-j\nu |z-z'|} \Big|_{\nu = k_1}$$

Comme $U_1 \rightarrow 0$ nous pouvons utiliser les développements des fonctions de Bessel.

L'expression devient alors

$$R_0^{(1)} = - \frac{1}{k_1 b \text{Log} \frac{a}{b}} e^{-j k_1 |z-z'|}$$

Pour les pôles d'ordre supérieur, les résidus correspondants sont calculés par les expression

$$R_p^{(1)} = \frac{J_1(U_1 b) Y_0(U_1 a) - J_0(U_1 a) Y_1(U_1 b)}{-\nu \frac{\partial}{\partial U_1} \left[J_0(U_1 b) Y_0(U_1 a) - J_0(U_1 a) Y_0(U_1 b) \right]} e^{-j\nu |z-z'|} \Big|_{\nu = \nu_p^{(1)}}$$

Tout calcul fait, l'expression précédente devient,

$$R_p^{(1)} = \frac{e^{-j\nu_p^{(1)} |z-z'|}}{\nu_p^{(1)} b} \frac{J_0^2(U_1 a)}{J_0^2(U_1 a) - J_0^2(U_1 b)}$$

Le calcul des résidus relatif à la fonction intégrale G_2 se fait d'une façon analogue. La connaissance des intégrales I_1 et I_2 , nous permet d'exprimer $G_1(b, z, z')$ et $G_2(b, z, z')$

$$G_1(b, z, z') = \frac{-\pi \epsilon_1 \omega}{k_1 b \text{Log} \frac{a}{b}} e^{-j k_1 |z-z'|} + \frac{2\pi \epsilon_1 \omega}{b} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{e^{-j\nu_p^{(1)} |z-z'|}}{\nu_p^{(1)}} \frac{J_0^2(U_1 a)}{J_0^2(U_1 a) - J_0^2(U_1 b)}$$

$$G_2(b, z, z') = \frac{-\pi\epsilon_2\omega}{k_2 b \text{Log} \frac{c}{b}} e^{-jk_2|z-z'|} + \frac{2\pi\epsilon_2\omega}{b} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{e^{-j\nu_p^{(2)}|z-z'|}}{\nu_p^{(2)}} \frac{J_0^2(U_2c)}{J_0^2(U_2c) - J_0^2(U_2b)}$$

Résolution de l'équation intégrale dans le cas du champ électrique uniforme sur l'ouverture

Une hypothèse simplificatrice est de considérer le champ électrique E_z uniforme sur l'ouverture. Dans le cas général, il faudrait utiliser la méthode des moments pour connaître la fonction de distribution du champ électrique sur la discontinuité. Dans le cas présent nous avons $f(z) = 1$, ce qui permet d'appréhender analytiquement l'équation précédente. L'équation de continuité devient donc :

$$\begin{aligned} I_0 e^{-jk_2 z} &+ V \left(\frac{\pi\epsilon_1\omega}{k_1 \text{Log} \frac{a}{b}} (1 - e^{-jk_1 \delta/2} \text{Cos } k_1 z) \frac{2}{jk_1 \delta} \right. \\ &- \frac{\pi\epsilon_2\omega}{k_2 \text{Log} \frac{c}{b}} (1 - e^{-jk_2 \delta/2} \text{Cos } k_2 z) \frac{2}{jk_2 \delta} \left. \right) \\ &- V \left(2\pi\epsilon_1\omega \sum_{p=1}^{\infty} \frac{J_0^2(U_1a)}{J_0^2(U_1a) - J_0^2(U_1b)} (1 - e^{-j\nu_p^{(1)} \delta/2} \text{Cos } \nu_p^{(1)} z) \frac{2}{j(\nu_p^{(1)})^2 \delta} \right. \\ &- 2\pi\epsilon_2\omega \sum_{p=1}^{\infty} \frac{J_0^2(U_2c)}{J_0^2(U_2c) - J_0^2(U_2b)} (1 - e^{-j\nu_p^{(2)} \delta/2} \text{Cos } \nu_p^{(2)} z) \frac{2}{j(\nu_p^{(2)})^2 \delta} \left. \right) \\ &= 0 \end{aligned}$$

En prenant la valeur moyenne de cette équation sur la longueur de la discontinuité, nous arrivons à une formulation intéressante puisque celle-ci va nous permettre de donner un schéma équivalent de la discontinuité.

L'équation de continuité en valeur moyenne s'exprime de la façon suivante.

$$I_0 \frac{\sin k_2 \delta/2}{k_2 \delta/2} + V \left(\frac{\pi \epsilon_1 \omega}{k_1 \text{Log} \frac{a}{b}} g(k_1, \delta) - \frac{\pi \epsilon_2 \omega}{k_2 \text{Log} \frac{c}{b}} g(k_2, \delta) \right) \\ - V \left(2\pi \epsilon_1 \omega \sum_{p=1}^{\infty} \frac{g(v_p^{(1)}, \delta)}{v_p^{(1)}} \frac{J_0^2(U_1 a)}{J_0^2(U_1 a) - J_0^2(U_1 b)} \right. \\ \left. - 2\pi \epsilon_2 \omega \sum_{p=1}^{\infty} \frac{g(v_p^{(2)}, \delta)}{v_p^{(2)}} \frac{J_0^2(U_2 c)}{J_0^2(U_2 c) - J_0^2(U_2 b)} \right)$$

$$\text{avec } g(x, \delta) = \frac{2}{jx\delta} \left(1 - e^{-jx\delta/2} \frac{\sin(x\delta/2)}{x\delta/2} \right)$$

Une simplification peut être obtenue si nous supposons que la longueur de la discontinuité est petite par rapport à la longueur d'onde, c'est-à-dire :

$$k_1 \delta \ll 1 \text{ et } k_2 \delta \ll 1$$

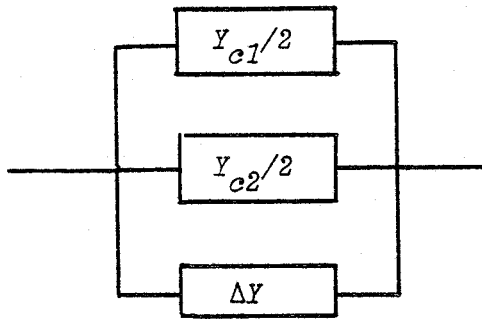
En exprimant le rapport du courant I_0 sur la tension V , on arrive à exprimer l'admittance équivalente de la discontinuité

$$Y_{ed} = \frac{Y_{c1}}{2} + \frac{Y_{c2}}{2} + \Delta Y$$

$$\text{avec } \Delta Y = 2\pi \epsilon_1 \omega \sum_{p=1}^{\infty} \frac{g(v_p^{(1)}, \delta)}{v_p^{(1)}} \frac{J_0^2(U_1 a)}{J_0^2(U_1 a) - J_0^2(U_1 b)} \dots$$

$$- 2\pi\epsilon_2\omega \sum_{p=1}^{\infty} \frac{g(v_p^{(2)}, \delta)}{v_p^{(2)}} \frac{J_0^2(U_2c)}{J_0^2(U_2c) - J_0^2(U_2b)}$$

avec $g(v_p^{(1)}, \delta) = \frac{2}{jv_p^{(1)}\delta} \left[1 - e^{-jv_p^{(1)}\delta/2} \frac{\sin v_p^{(1)}\delta/2}{v_p^{(1)}\delta/2} \right]$



Résolution numérique

La détermination de l'admittance équivalente de la discontinuité suppose la connaissance des pôles $v_p^{(1)}$ et $v_p^{(2)}$ qui sont respectivement les racines des équations

$$J_0(U_1b) Y_0(U_1a) - J_0(U_1a) Y_0(U_1b) = 0$$

$$\text{et } J_0(U_2b) Y_0(U_2c) - J_0(U_2c) Y_0(U_2b) = 0$$

Nous encadrons les racines par une méthode itérative que nous définissons avec une plus grande précision en utilisant la méthode de dichotomie.

Pour des arguments très grands les racines peuvent être définies analytiquement en utilisant les développements asymptotiques des fonctions de Bessel. Nous obtenons les expressions ci-dessous

$$v_p^{(1)} = -j \frac{p\pi}{b-a} \quad \text{et} \quad v_p^{(2)} = -j \frac{p\pi}{c-b}$$

Pour de telles expressions des valeurs de v nous avons :

$$\frac{J_0^2(U_1 a)}{J_0^2(U_1 a) - J_0^2(U_1 b)} = \frac{b}{b-a}$$

$$\text{et } g(v_p^{(1)}, \delta) = \frac{2j}{\left(\frac{\pi}{b-a}\right)^2 \delta} \left[\frac{1}{p^2} - \frac{1}{\frac{\pi \delta}{b-a}} \frac{1}{p^3} + \frac{1}{\frac{\pi \delta}{b-a}} \frac{e^{-\frac{\pi \delta}{b-a} p}}{p^3} \right]$$

Nous calculons ΔY en supposant que le comportement asymptotique des fonctions de Bessel est vérifié pour tous les pôles. Sachant que les pôles d'ordre les plus bas ne vérifient pas cette hypothèse, nous retranchons leurs contributions, et nous les recalculons exactement en reprenant l'expression générale de ΔY

$$\Delta Y = \Delta Y_1 + \Delta Y_2$$

où

$$\Delta Y_1 = 2\pi \epsilon_1 \omega \sum_{p=1}^n \frac{g(v_p^{(1)}, \delta)}{v_p^{(1)}} \frac{J_0^2(U_1 a)}{J_0^2(U_1 a) - J_0^2(U_1 b)}$$

$$+ \frac{4j \epsilon_1 \omega b (b-a)}{\pi \delta} \left[\left(\frac{\pi^2}{\delta} - \sum_{p=1}^n \frac{1}{p} \right) - \frac{1}{\frac{\pi \delta}{b-a}} \left(1,202 - \sum_{p=1}^n \frac{1}{p^3} \right) \right]$$

$$+ \frac{1}{\frac{\pi \delta}{b-a}} \sum_{p=n}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\pi \delta}{b-a}\right) p}}{p^3}$$

ΔY_2 a une expression analogue. D'autre part la série $\sum_{p=1}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\pi \delta}{b-a}\right) p}}{p^3}$ converge d'autant plus rapidement que $\frac{\delta}{b-a}$ est plus grand.



RESUME

La protection électromagnétique d'installations électroniques nécessite leur isolement du milieu perturbateur ambiant par une enceinte métallique et le blindage des lignes de transmission. L'immunité électromagnétique de ces installations est néanmoins limitée par l'apparition de discontinuités de blindage que l'on rencontre au niveau des jonctions entre lignes, ou lors de la transition vers un équipement. Nous distinguons deux types de discontinuités : la discontinuité avec contact électrique qui apparaît lorsque les blindages sont réunis par un conducteur filiforme, et la discontinuité totale, c'est-à-dire sans contact électrique. L'étude de la discontinuité avec contact électrique se fait avantageusement en généralisant à ce type de discontinuité, les phénomènes de couplage apparaissant sur les tresses à faible recouvrement optique. Au couplage magnétique on pourra associer une inductance de transfert, et au couplage électrique, une capacité de transfert. De part les conditions aux limites imposées par le 2e type de discontinuité, nous ne pourrons plus caractériser l'efficacité de blindage de la structure par les notions d'impédance et d'admittance de transfert. Il faut alors caractériser la discontinuité par un schéma équivalent et tenir compte des phénomènes d'induction apparaissant sur les tronçons de blindage exposés à l'onde incidente.

La dernière partie de cette thèse est la mise en application des propriétés des discontinuités de blindage à la mesure des paramètres de transfert de câbles coaxiaux dans la gamme de fréquence 100 MHz - 1000 MHz. La tresse de la ligne coaxiale est alors recouverte d'un blindage efficace excepté sur une longueur qui devra rester faible par rapport à la plus petite des longueurs d'ondes.

Mots clés

- défaut
- discontinuité
- blindage
- connexion
- masse
- mesure
- impédance
- admittance
- transfert
- perturbation électromagnétique
- câble coaxial