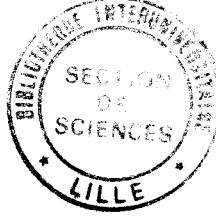


50376
1991
256



67198

50376
1991
256

THESE

présentée par

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN ELECTRONIQUE

par

GHETREFF ABDELMOUNIM

**MODELISATION THEORIQUE ET VALIDATION EXPERIMENTALE
DU RAYONNEMENT DES CABLES COAXIAUX A FUTES
FONCTIONNANT EN ONDES METRIQUES ET DECIMETRIQUES**

soutenue le 1^{er} Juillet 1991 devant la Commission d'Examen

Membres du jury : MM.	R. GABILLARD	Président, Rapporteur
	J. FONTAINE	Rapporteur
	B. DEMOULIN	Directeur de thèse
	P. DEGAUQUE	Examineur
	L. DERYCK	Invité
	M. HEDDEBAUT	Invité
	R. LIBBRECHT	Invité

*A mes parents, à mes soeurs, à mon frère
en témoignage de ma profonde affection*

A Mariam

A ma famille

A mes amis

A tous ceux qui me sont chers ...

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Radiopropagation et Électronique (L.R.P.E) de L'Université des Sciences et Techniques de LILLE Flandres-Artois, dirigé par Monsieur le Professeur *R. GABILLARD*.

Je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de toute ma reconnaissance et de mon plus profond respect pour avoir jugé ce travail et assuré la présidence du jury.

Cette thèse a été effectuée sous la direction de Monsieur *B. DEMOULIN*, Maître de Conférences, je le remercie très sincèrement pour les nombreux conseils; le soutien constant et les multiples encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer tout au long de ce travail ont été déterminants pour son aboutissement . Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour cette aide efficace.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur *P. DEGAUQUE* qui m'a fait bénéficier de son expérience, je le remercie de bien vouloir examiner ce travail.

Je remercie le Professeur *J. FONTAINE* de l'Université de Clermont-Ferrand II, qui me fait l'honneur d'examiner ce travail et d'assurer la tâche de rapporteur .

Mes remerciements vont également à Monsieur *L. DERYCK*, Professeur à l'Université de LIEGE qui m'a fait l'honneur d'examiner ce travail et de participer au jury . Qu'il veuille trouver ici l'expression de ma déférente gratitude.

Je tiens tout particulièrement à remercier Monsieur *M. HEDDEBAUT*, directeur de recherche au CRESTA (Centre de Recherche et d'Evaluation des Systèmes de Transport Automatisés) de sa sympathique collaboration tout au long de ce travail et de l'honneur qu'il me fait en acceptant d'examiner ce travail.

Monsieur *R. LIBBRECHT*, chargé de l'évaluation technique de Projets dans le cadre du programme européen DRIVE (C.E.E) a bien voulu examiner ce travail et faire parti de mon jury, qu'il en soit remercié.

Je remercie Madame *M.DEMOULIN* pour sa collaboration et son aide dans le calcul numérique.

Je ne terminerai pas cet avant-propos sans exprimer ma reconnaissance a Messieurs *PIRARD*, *MIZRAHI* et aux personnels du *CRESTA*, *ISSeP-INIEX* et *RATP* pour leur collaboration efficace qui a grandement facilité le déroulement des campagnes de mesures.

J'adresse également mes remerciements à *L. KONE*, Ingénieur au *L.R.P.E* pour l'aide qu'il a pu m'apporter tout au long de ce travail.

Mes remerciements vont à Monsieur *DEHORTER* qui a assuré la reproduction de ce manuscrit.

Enfin, que tout les membres du Laboratoire que j'ai côtoyé durant ces années, et grâce auxquels ce travail a pu s'effectuer dans une ambiance agréable, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de ma sympathie.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

p. 1

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I.1 : DIFFERENTS TYPES DE CABLES A FUITES

p. 6

I.1.1 : Câbles à fuites uniformément réparties :

I.1.1.1 : Dispositifs à fuites continues.

- a) La ligne monofilaire.
- b) La ligne bifilaire.
- c) La ligne coaxiale fendue.
- d) Les câbles coaxiaux à induction.

I.1.1.2 : Câbles à ouvertures périodiques.

- a) Dispositifs coaxiaux tressés.
- b) Dispositifs coaxiaux à blindage homogène.

I.1.1.3 : Systèmes à réseaux rayonnants.

- a) Câbles coaxiaux à fentes périodiques.
- b) Guides d'ondes à fentes.

I.1.1.4 : Les systèmes à lignes périodiques.

I.1.2 : Câbles rayonnants à dispersion localisée.

- a) Les câbles à tronçons rayonnants.
- b) Conversion de modes provoqués par l'insertion de quadripôles sur la ligne.

I.2 : DOMAINES D'APPLICATIONS DES CABLES COAXIAUX RAYONNANTS

p. 16

I.3 : ARCHITECTURES ET SYSTEMES A CABLES RAYONNANTS

p. 18

I.4 : CARACTERISATION D'UN CABLE RAYONNANT

p. 20

I.4.1 : Le coefficient de couplage.

I.4.2 : Atténuation linéique.

I.4.3 : Concentration du champ électromagnétique autour du câble.

**I.5: APPROCHE THEORIQUE TRADUISANT LE FONCTIONNEMENT
PHYSIQUE DES CABLES COAXIAUX RAYONNANTS A FUTIES
UNIFORMEMENT REPARTIES**

p. 24

I.5.1 : Comportement électromagnétique global du support rayonnant.

I.5.2 : Expression de la puissance rayonnée.

I.5.3 : Effet de la géométrie des ouvertures sur la structure des ondes cylindriques à l'extérieur du câble.

I.5.3.1 : Influence de l'orientation des ouvertures par rapport à l'axe du câble.

I.5.3.2 : Polarisabilités électrique et magnétique de quelques fentes.

I.5.3.3 : Réduction de la fente inclinée à un couple de dipôles magnétiques orthogonaux.

I.5.3.4 : Excitation des modes TE et TM.

CONCLUSION

CHAPITRE II

INTRODUCTION

**II.1 : DESCRIPTION ET COMPORTEMENT DES CABLES COAXIAUX
EN MODE RAYONNE**

p. 49

II.1.1 : Conditions de rayonnement et interférence modale d'un câble à fentes inclinées.

II.1.2 : Câble coaxial à groupement de fentes alternés.

II.1.3 : Effet de l'environnement du câble.

II.2 : EXPERIMENTATION DES CABLES SUR SITE OUVERT

p. 61

II.2.1 : Caractéristiques des câbles à fentes expérimentés.

II.2.2 : Description de la chaîne de mesure.

II.2.3 : Confrontation des résultats expérimentaux obtenus sur site ouvert avec le modèle théorique.

II.2.3.1 : Comportement des câbles à fréquence fixe.

a) Câble rayonnant à fentes simples.

b) Câble rayonnant à groupes de fentes alternés.

II.2.3.2 : Comportement des câbles en fonction de la fréquence.

<u>II.3 : COMPARAISON DES COEFFICIENTS DE COUPLAGE</u>	p. 76
<u>MESURES PUIS CALCULES</u>	
II.3.1 : Définition du coefficient de couplage.	
II.3.2 : Confrontation des coefficients de couplage mesurés puis calculés.	
<u>II.4 : MESURE DE LA CONSTANTE D'AFFAIBLISSEMENT</u>	p. 80
<u>DU MODE TEM</u>	
II.4.1 : Description de la chaîne de mesure.	
II.4.2 : Résultats obtenus sur le câble CFE1.	

CONCLUSION

CHAPITRE III

INTRODUCTION

<u>III.1 : LES LIMITES DU CONCEPT D'ONDE CYLINDRIQUE</u>	p. 87
<u>III.2 : LE CABLE A MODE COUPLE ASSIMILABLE A UNE GRANDE ANTENNE ELECTRIQUE</u>	p. 88
<u>III.3 : DETERMINATION DU COEFFICIENT DE COUPLAGE</u>	p. 99
<u>III.4 : LA NOTION D'IMPEDANCE DE TRANSFERT</u>	p. 102
<u>III.5 : CONFRONTATION DES COEFFICIENTS DE COUPLAGE</u>	P. 113
<u>MESURES PUIS CALCULES</u>	
III.5.1 : Modélisation par la théorie des ondes cylindriques.	
III.5.2 : Modèle de l'antenne électrique.	

CONCLUSION

CHAPITRE IV

INTRODUCTION

<u>IV.1 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DE LA CAMPAGNE DE MESURE MENEES DANS UN TUNNEL FERROVIAIRE "VOIE DES FETES"</u>	p. 123
---	--------

IV.1 .1 : Description du site et protocole des essais.

IV.1.1 : Principe de l'implantation des câbles coaxiaux rayonnants.

IV.1.2 : Protocole suivi lors des essais.

IV.1.2 : Interprétation des résultats

IV.1.3 : Confrontation des résultats expérimentaux avec le modèle théorique.

IV.2 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES MESURES MENEES

p. 132

DANS UN TUNNEL ROUTIER "QUAI SAINT LEONARD"

IV.2.1 : Description du site expérimental.

IV.2.2 : Mesure des fluctuations du champ électrique le long des câbles.

IV.2.3 : Caractérisation de la polarisation du champ électromagnétique autour des câbles.

IV.2.4 : Mesure du champ électromagnétique autour du câble et l'effet de masquage introduit par un véhicule.

IV.2.4.1 : Comportement du champ électromagnétique autour du câble.

IV.2.4.2 : Effet de masquage introduit par un véhicule.

CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

p. 146

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE

INTRODUCTION GENERALE

La mise en oeuvre de plans de régulation du trafic routier pose avec une certaine acuité le problème d'échange d'informations sol-véhicule ou vice-versa . Différents dispositifs peuvent évidemment faciliter les échanges d'informations et en tout premier lieu les liaisons par ondes hertziennes dont le choix de la fréquence porteuse n'est pas toujours simple à résoudre puisqu'il faut conjuguer des impératifs économiques, technologiques et d'ordre administratif.

Les émetteurs récepteurs micro-ondes fonctionnant dans les ondes millimétriques offrent dans ce domaine des possibilités prometteuses . Toutefois, dès maintenant, d'autres systèmes sont envisageables à des coûts peut être moindre et avec des équipements expérimentés . Nous pensons par exemple à la transmission des messages numériques sur la fréquence porteuse des émetteurs de radiodiffusion de la bande FM, de la diffusion des messages par les services d'urgence dans la bande des 400 MHz ou bien encore à l'usage du radiotéléphone dans sa future configuration cellulaire à 800 MHz.

Si, techniquement, l'utilisation de ces fréquences offre un potentiel appréciable, il faut résoudre la continuité de l'échange d'informations dans les milieux urbains denses; c'est le problème bien connu de l'extinction de la réception radio lors du passage de souterrains ou tunnels qui prend ici une dimension particulière.

La continuité des liaisons hertziennes dans les tunnels et les souterrains peut être faite au moyen de câbles rayonnants . Des dispositifs de ce type sont déjà largement utilisés dans le domaine ferroviaire ou routier . Si nous nous limitons à ce second secteur d'applications, nous pouvons citer les équipements du réseau routier souterrain de BRUXELLES, ceux du tunnel autoroutier de DORDRECHT aux Pays Bas, l'équipement remarquable du tunnel de Saint Gothard en SUISSE où 16 km de câble sont installés et le réseau de câble du tunnel de Saint Cloud à PARIS.

Le sujet de notre thèse a donc été de caractériser les performances radioélectriques de ces câbles rayonnants afin de faciliter leur choix lors de futures applications . Ce travail a été effectué dans le cadre d'un consortium Européen intégré au projet *DRIVE*(Dedicated Road Infrastructure for Vehicle safety in Europe) dont l'objectif était précisément de faire l'état de l'art de ces technologies à câbles rayonnants et de proposer de nouvelles applications au domaine routier.[1],[2],[3]

Le premier chapitre de notre thèse est donc consacré à une description des principaux dispositifs utilisant les câbles à fuites électromagnétiques . Compte tenu des gammes de fréquence envisagées dans le projet, l'intérêt s'est très vite porté sur les câbles coaxiaux rayonnants dont nous rappelons le principe.

Un émetteur connecté à une extrémité du câble coaxial y propage une onde électromagnétique porteuse du message . Des ouvertures disposées sur le blindage du

câble vont produire, par effet de diffraction électromagnétique, un champ à l'extérieur du câble . Cette énergie de fuite ne représentant qu'une faible partie de l'énergie initiale injectée dans le câble, on comprend aisément que, lorsque les ouvertures sont uniformément distribuées le long du câble, on obtient un support coaxial à fuites continues qui permet de s'affranchir des atténuations importantes des ondes naturellement guidées dans le tunnel.

La dimension et l'espacement des ouvertures sont donc des facteurs importants qui contrôlent les fuites électromagnétiques, c'est à la modélisation de ces phénomènes qu'est consacrée notre thèse.

Une première approche physique inspirée de la théorie des ondes cylindriques va mettre en relief des propriétés intéressantes . C'est ainsi que nous serons amenés à distinguer deux catégories de câbles coaxiaux à fuites : les câbles à mode rayonné et les câbles à mode couplé.

Le second chapitre de la thèse est précisément consacré à construire un modèle permettant de prévoir l'amplitude du champ électromagnétique issu des câbles à mode rayonné . Ces supports électromagnétiques se caractérisent par la présence sur leur blindage de fentes périodiques inclinées par rapport à l'axe du câble . On montre qu'un tel système d'ouvertures est équivalent sur le plan électromagnétique au rayonnement d'un réseau de dipôles magnétiques . La théorie montre qu'il existe dans le fonctionnement de ces câbles une bande de fréquence privilégiée où le champ rayonné est particulièrement intense et où la distribution de ce champ le long du câble est exempte de fluctuations . Nous appellerons ce fonctionnement singulier le rayonnement du mode fondamental, nous en simulerons le comportement et comparerons les résultats obtenus à des mesures pratiquées sur site.

Le troisième chapitre s'adresse au second type de câbles pour lesquels les ouvertures pratiquées sur le blindage se résument souvent à des petites ouvertures circulaires ou elliptiques . La période de ces ouvertures est, contrairement aux câbles à mode rayonné, beaucoup plus petite que la longueur d'onde . Cette structure géométrique influence par conséquent le fonctionnement du câble.

L'approche physique qui est proposée dans notre thèse consiste alors à reconnaître que le champ provenant de ces câbles est dû à la contribution de deux mécanismes . Les ouvertures provoquent dans un premier temps la conversion d'une partie de l'énergie du mode TEM intérieur en un mode extérieur que nous appellerons mode monofilaire; cette conversion modale justifie d'ailleurs l'appellation "mode couplé" . Ensuite le mode extérieur induit un courant sur la face extérieure du blindage dont le rayonnement devient analogue au champ produit par une antenne électrique de grande dimension longitudinale.

Le champ rayonné est cependant plus faible qu'avec les câbles étudiés au second chapitre . De plus, ce champ subit d'importantes fluctuations longitudinales . Ces inconvénients sont toutefois compensés par une bande passante très large qui peut couvrir aisément le spectre 100 MHz - 800 MHz envisagé dans nos applications . La modélisation du champ rayonné par ces câbles est proposée et les résultats comparés à des mesures obtenues sur site.

Le quatrième chapitre de la thèse rassemble de nombreux résultats d'essais pratiqués sur des sites en tunnel équipés de coaxiaux rayonnants des deux types . Les sites concernés sont des tunnels du métropolitain à PARIS ainsi qu'un tunnel situé à LIEGE . Les essais avaient surtout pour but de bien différencier le fonctionnement des deux types de câbles, d'offrir de nombreuses confrontations théorie-expérience et d'apprécier l'impact de l'environnement sur le rayonnement . C'est ainsi que des considérations sur l'épanouissement du champ autour du câble et sur l'effet de masque engendré par la circulation de véhicules viennent conclure notre thèse.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES SYSTEMES

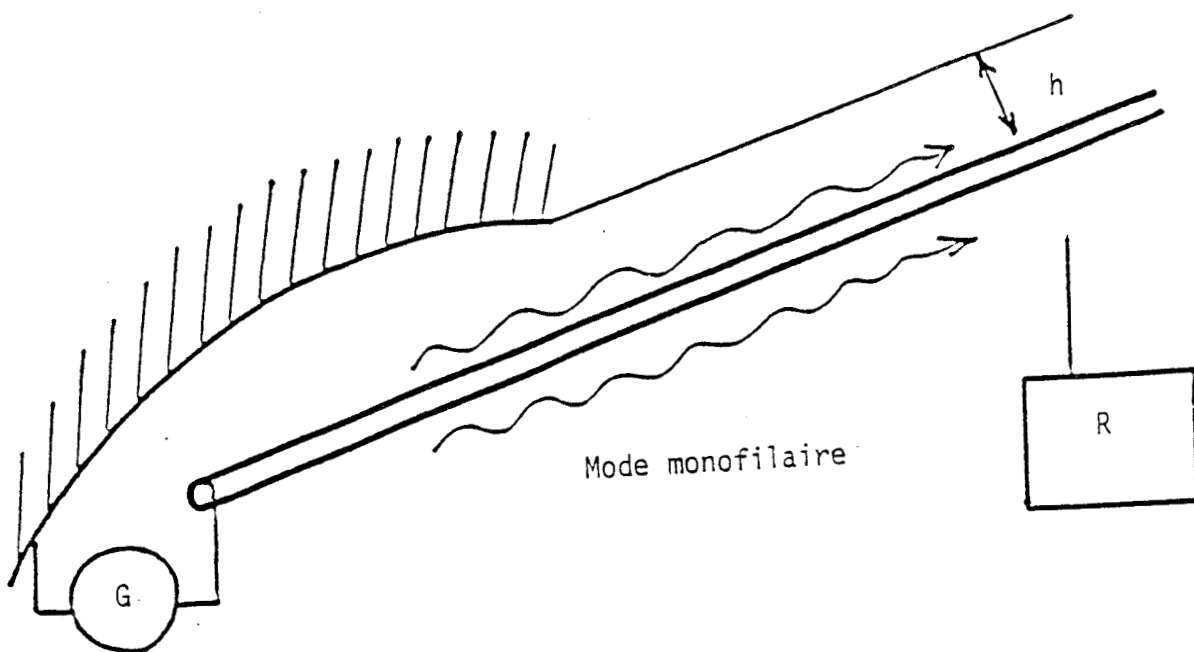
A CABLES RAYONNANTS

INTRODUCTION

Les câbles rayonnants constituent un des éléments nécessaires à l'établissement des liaisons radioélectriques entre un poste fixe et un poste mobile . Ils permettent d'assurer des liaisons en mode audio, vidéo ou transmission de données numériques . La facilité avec laquelle un élément rayonnant va disperser l'énergie électromagnétique dans son environnement immédiat est étroitement associée à sa structure géométrique, en particulier à la répartition des ouvertures qui seront pratiquées sur la surface du blindage.

Les procédés techniques et les principes utilisés pour établir le transfert d'énergie de l'intérieur de la structure vers l'extérieur étant nombreuses; nous présenterons dans ce premier chapitre tout d'abord les différents systèmes et dispositifs rayonnants tout en caractérisant leurs performances; nous serons confrontés alors aux paramètres suivants : le coefficient de couplage qui traduit le rapport entre les puissances à l'intérieur et à l'extérieur de la structure, l'atténuation linéique, la dispersion du champ dans l'espace et enfin la bande passante . L'architecture de quelques systèmes utilisant les câbles rayonnants sera par la suite étudiée en précisant les domaines potentiels de leur application.

Enfin nous étudierons le fonctionnement physique des câbles à couplage uniformément reparti . Tout d'abord, nous nous intéresserons à la structure des ondes qui se propagent à l'extérieur du câble dans le cas d'un guide ouvert et des câbles coaxiaux où des ouvertures ont été mises en oeuvre périodiquement sur le blindage : nous caractériserons l'énergie électromagnétique de l'onde se propageant à la surface extérieure de cette structure. Nous donnerons par la suite des renseignements sur les modes qui sont excités et par ailleurs sur le confinement global des câbles rayonnants que nous résumerons en deux modes de fonctionnements : le mode rayonné où nous considérons que le champ diffracté par l'ouverture est équivalent au rayonnement du dipôle magnétique parallèle à l'axe du câble et un mode couplé où nous ferons appel à la notion d'impédance de transfert qui caractérisera la conversion de modes entre l'intérieur et l'extérieur du câble.



Figure(I.1)

I.1 : DIFFERENTS TYPES DE CABLES A FUTES

I.1.1 : Câbles à fuites uniformément réparties

On distinguera les dispositifs dont le couplage est mis en oeuvre de façon continue sur le support rayonnant et les dispositifs rayonnants périodiques . Au premier type appartient la ligne monofilaire, la ligne bifilaire, les câbles coaxiaux fendus et à induction. Le second type concerne d'une part les coaxiaux pour lesquels le rayonnement se fait par de petites ouvertures mises en oeuvre sur le blindage, l'espacement de ces ouvertures ainsi que les dimensions étant petites par rapport à la longueur d'onde . D'autre part on distinguera aussi le cas de câbles ou guides d'ondes pour lesquels le blindage ou l'enveloppe métallique comporte des fentes petites par rapport à la longueur d'onde ayant cependant un espacement comparable à celle ci . Ces dispositifs fonctionnent suivant le principe du rayonnement du réseaux de petites antennes, c'est la raison pour laquelle nous les appellerons par la suite dispositifs à réseau rayonnant . Ensuite nous verrons le cas d'autres dispositifs périodiques comme la ligne bifilaire torsadée.

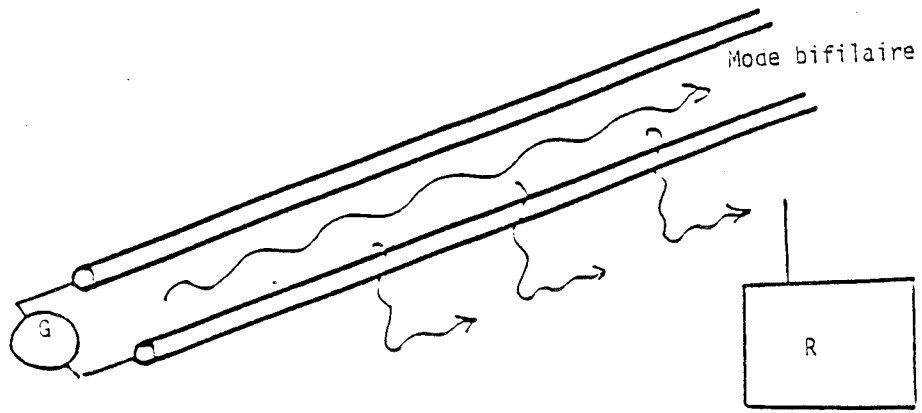
I.1.1.1: Dispositifs à fuites continues

a) La ligne monofilaire :

Il s'agit d' un simple conducteur disposé parallèlement à une référence, celle ci peut être le plan de sol ou la paroi d' un tunnel (*Figure I.1*) . Une source Radiofréquence disposée à une extrémité de la ligne excite un mode de propagation entre ce fil et la référence . Le coefficient de couplage entre ce mode et un récepteur mobile disposé dans l' environnement du conducteur est d'autant plus grand que la distance séparant le conducteur et la référence s'accroît . Toutefois; l'atténuation du mode monofilaire le long du conducteur va dépendre étroitement des caractéristiques du milieu environnant et notamment de la conductivité de la référence et aussi des nombreuses variations de l'impédance caractéristique dues à la présence d'obstacles ou d'irrégularités de surface de la référence.

Pour cette raison, ces dispositifs sont surtout utilisés aux fréquences basses, cependant pour des liaisons sur de petites distances longitudinales, ils peuvent bien fonctionner à fréquences élevées.

D'autre part, ils se comportent comme de longues antennes électrique et produisent à distance parfois importante du dispositif un champ électrique direct qui peut perturber des installations situées au voisinage.[4]



Figure(I.2)

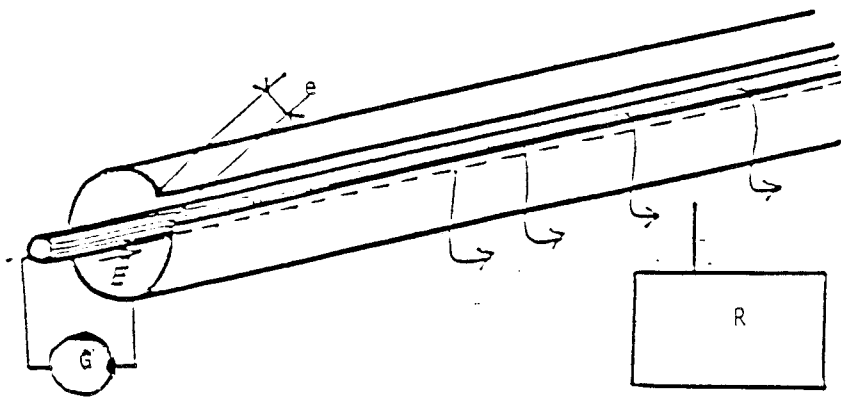


Figure (I.3)

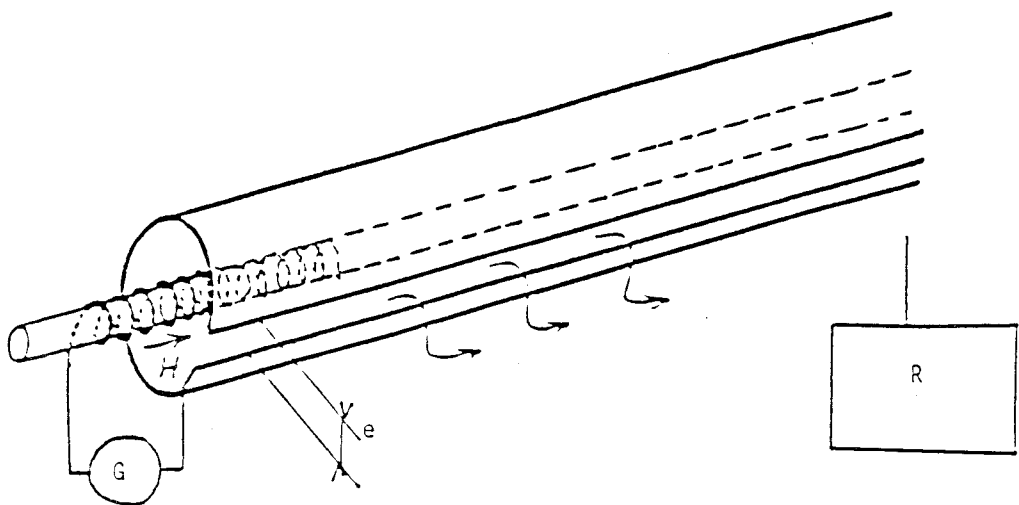


Figure (I.4)

b) La ligne bifilaire :

Contrairement au dispositif précédent, on utilise la conversion modale entre un mode bifilaire excité par une source RF branché à une extrémité de la ligne et un mode monofilaire qui se propage entre la ligne et la référence (*Figure I.2*).

Le coefficient de couplage étroitement lié au mécanisme de conversion modale va dépendre des caractéristiques géométriques de la ligne bifilaire (espacement des conducteurs) et surtout des dissymétries introduites par l'environnement . Contrairement à la ligne monofilaire, l'atténuation linéique du mode bifilaire est beaucoup plus faible et moins dépendante de l'environnement .

Ces dispositifs peuvent être utilisés jusqu'à une dizaine de MHz et même une centaine de MHz sur de courtes distances . L'isolation des fils peut être mise en oeuvre par des entretoises ininflammables et résistantes à la chaleur, ce qui confère à ces dispositifs une qualité de sécurité incendie.

Bien que plus faible qu'une ~~la~~ ligne monofilaire, le champ lointain rayonné par la ligne bifilaire est parfois suffisant pour générer des interférences électromagnétiques.

c) La ligne coaxiale fendue :

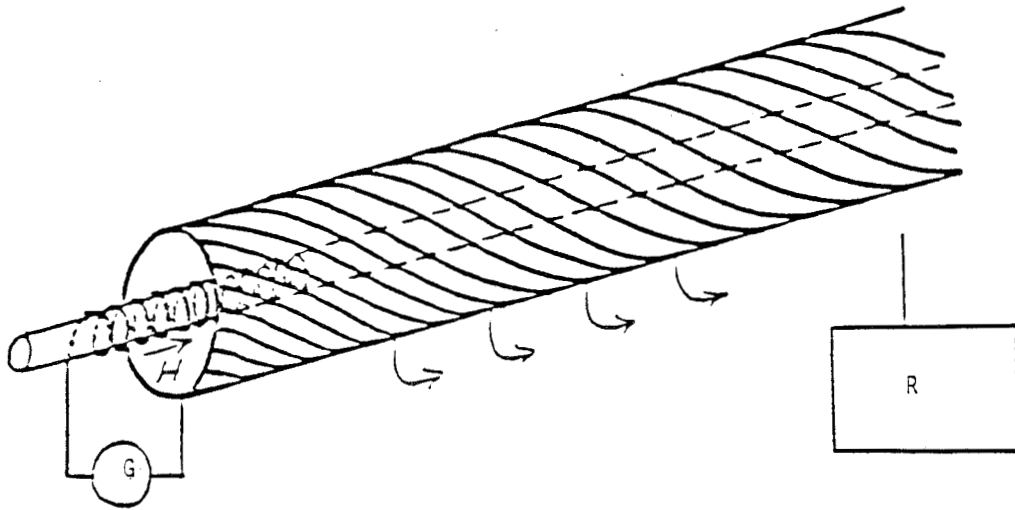
On propage par une source RF un mode coaxial (*Figure I.3*), c'est la conversion modale produite par une fente longue pratiquée sur le blindage qui produit le couplage du mode monofilaire.

Le coefficient de couplage dépend de la largeur de la fente . Par rapport à la ligne bifilaire, l'atténuation linéique sera encore réduite ce qui autorise le fonctionnement à des fréquences au dessus de 100 MHz.

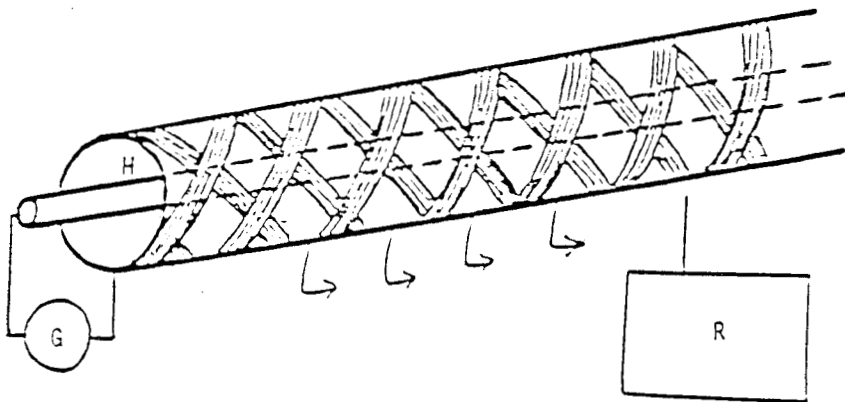
Toutefois un rayonnement direct du champ électrique à distance se produit entre le conducteur intérieur et un observateur éloigné du câble . C'est pour réduire ce rayonnement direct qu'ont été imaginés les câbles à induction et les dispositifs à ouvertures périodiques.

d) Les câbles coaxiaux à induction :

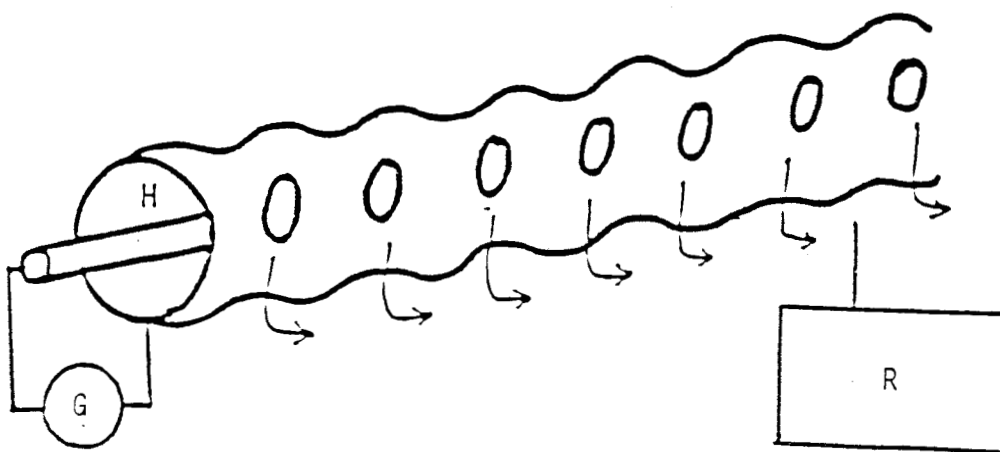
On utilise comme conducteur central un long solénoïde bobiné sur un noyau de ferrite (*Figure I.4*) . Ce conducteur se comporte vis à vis de l'environnement comme une longue antenne magnétique, le champ électrique direct rayonné à distance du câble est donc contrairement aux dispositifs précédents beaucoup plus réduit . Le courant circulant sur le solénoïde produit une composante axiale du champ magnétique à l'intérieur du



Figure(I.5)



Figure(I.6)



Figure(I.7)

câble coaxial; cette composante est diffractée par la fente donnant ainsi naissance à un mode monofilaire à l'extérieur du câble.

Ce dispositif est surtout utilisé aux fréquences relativement basses où les problèmes de Compatibilité Electromagnétique sont impératifs . Ces dispositifs ont été développés au JAPON par K. OKAMOTO . Une alternative à ce système consiste à remplacer le blindage fendu par un blindage hélicoïdal de façon à exciter le mode monofilaire par couplage magnétique mutuel entre deux solénoïdes concentriques (Figure I.5).

I.1.1.2 : Câbles à ouvertures périodiques

On a recherché à réduire le couplage direct du champ électrique en ayant recours à des ouvertures périodiques disposées sur le blindage du câble.

Nous distinguerons le cas d'ouvertures uniformément réparties sur toute la périphérie du blindage . Dans tous les cas les dimensions des ouvertures restent petites par rapport à la longueur d'onde ainsi que leur espacement.

a) Dispositifs coaxiaux tressés :

A ce type de câble de petit diamètre extérieur appartient le **CERLIL** (Figure I.6) conçu par le Charbonnage de FRANCE et l'université de LILLE qui comprend une tresse à faible recouvrement où on recherche une optimisation entre le coefficient de couplage et l'atténuation linéique . Ce genre de câble peut être utilisé jusqu'à plusieurs dizaines de MHz notamment pour l'usage sur les chantiers souterrains . Il peut être aussi utilisé pour des applications à plus de 100 MHz sur de courtes distances longitudinales.[5]

b) Dispositifs coaxiaux à blindage homogène :

Les ouvertures sont réparties sur une génératrice du blindage du câble, il peut s'agir de câble à blindage comportant des ouvertures qui sont obtenues par fraisage du sommet des annelures du conducteur extérieur comme les câbles proposés par ALCATEL-CABLES et ANDREW (Figure I.7) . Le couplage avec l'extérieur se traduit par le même mécanisme physique que les systèmes à tresses, c'est à dire la diffraction de la composante azimutale du champ magnétique associé au mode coaxial TEM excité par une source RF à travers les ouvertures.

L'atténuation est plus faible qu'avec les tresses puisque cette technologie autorise des diamètres des conducteurs extérieur et intérieur importants.

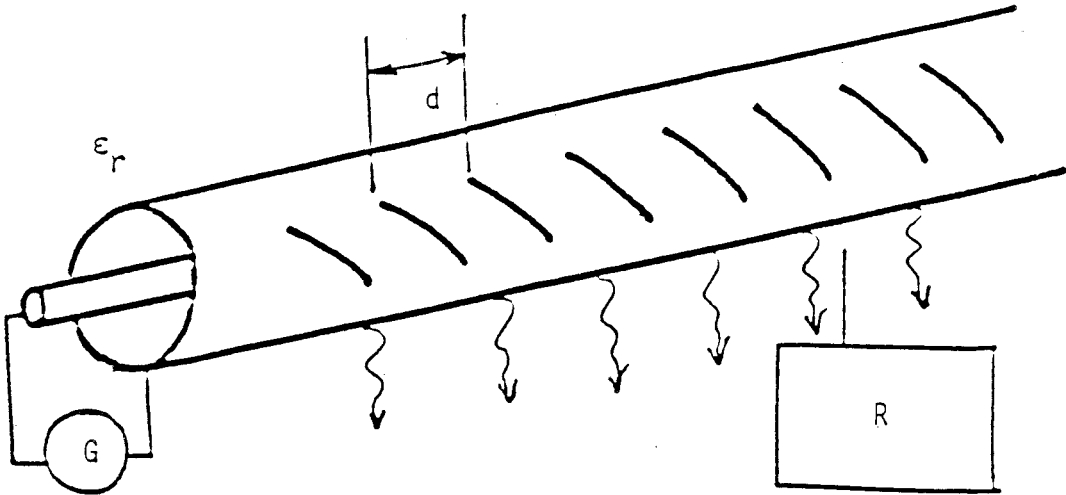


Figure (I.8)

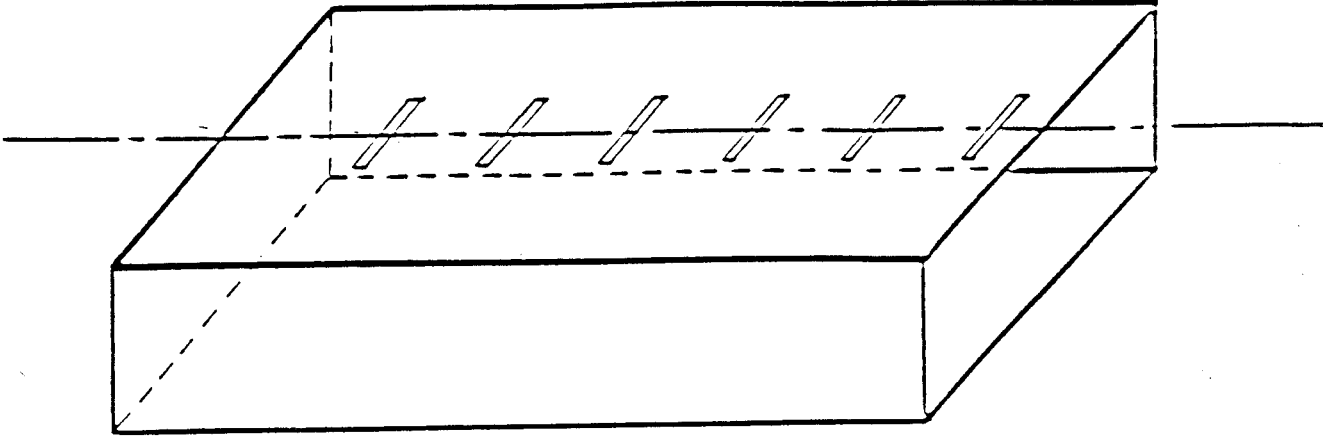


Figure (I.9)

I.1.1.3 : Systèmes à réseaux rayonnants

Le principe consiste à utiliser l'analogie existant entre la diffraction du champ électromagnétique par une fente et le rayonnement d'un dipôle magnétique . Suivant la fréquence d'utilisation, on rencontre soit des câbles coaxiaux à fentes périodiques soit des guides d'ondes à enveloppe métallique fendue périodiquement.

a) Câbles coaxiaux à fentes périodiques :

Si on matérialise sur la surface du blindage des fentes inclinées par rapport à l'axe du câble (*Figure I.8*), il sera montré qu'une telle fente excitée par le mode intérieur produit un dipôle magnétique parallèle à l'axe du câble . Lorsque l'espacement des fentes s'apparente à la longueur d'onde, le blindage se comporte alors comme un réseau d'antennes magnétiques, ce qui permet d'accroître le rayonnement du dispositif et donc réduire son coefficient de couplage . Contrairement aux câbles précédents la réduction du coefficient de couplage n'est possible que sur une bande de fréquence limitée mais suffisamment large pour qu'on puisse transmettre un grand nombre de canaux . D'autre part, afin de ne pas pénaliser l'atténuation linéique, les fentes auront une dimension longitudinale inférieure à leur premier mode de résonance.

b) Guides d'ondes à fentes :

La mise en oeuvre actuelle des câbles limitent leur utilisation à 900 MHz à cause de l'absorption imposée par les diélectriques d'usage courant . Pour cette raison, on a imaginé une autre structure basée sur le même principe que les câbles rayonnants que sont est les guides d'ondes rayonnants (*Figure I.9*).

Ces guides comportent sur une paroi des petites ouvertures qui assurent le couplage entre le mode fondamental propagé à l'intérieur du guide et le milieu environnant par un processus semblable au mécanisme mis en jeu sur les câbles coaxiaux . Contrairement à ceux ci, ils peuvent être utilisés à des fréquences élevées . Actuellement le système développé par GEC.ALSTHOM en collaboration avec l'USTLFA et l'INRETS fonctionne à 2.45 GHz [6],[7] .

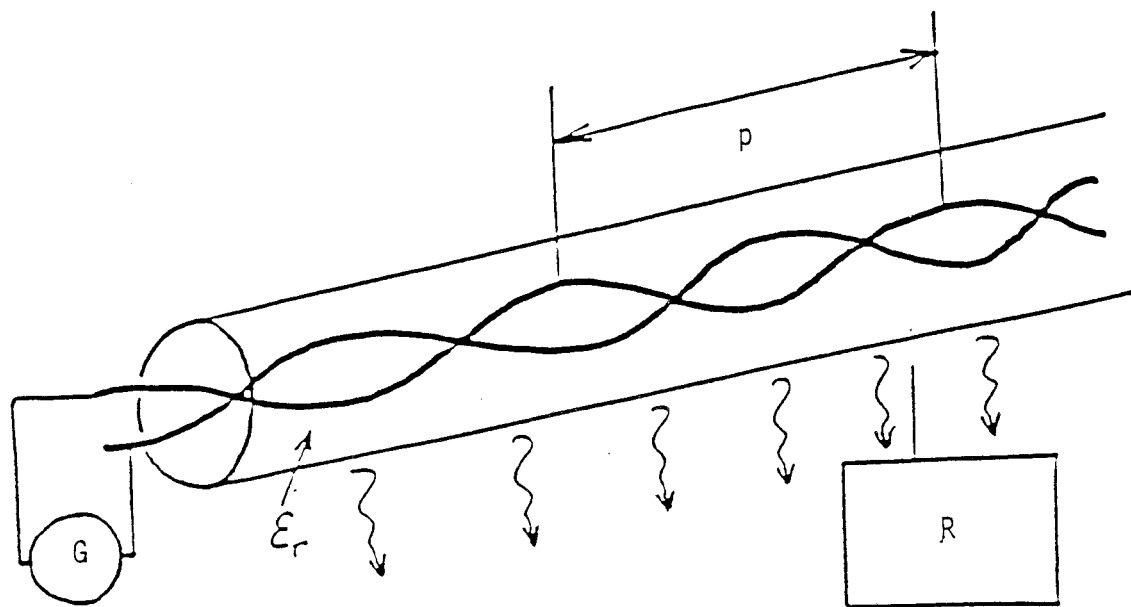


Figure (I.10)

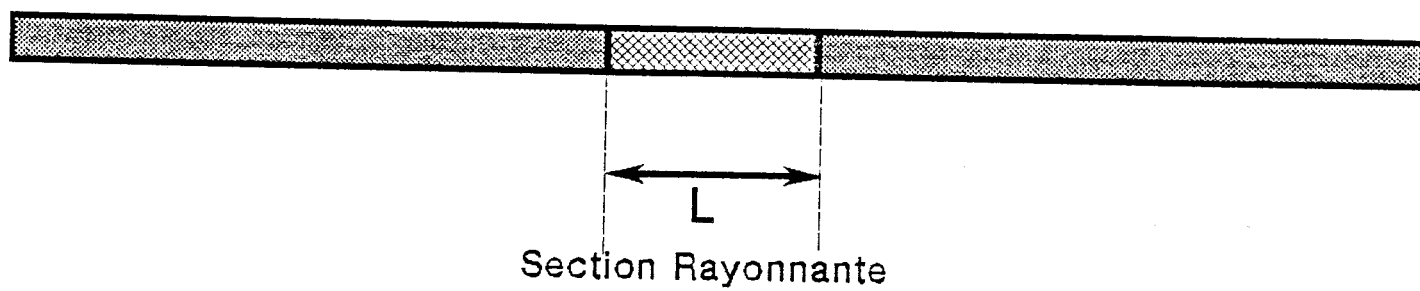


Figure (I.11)

I.1.1.4 : Les systèmes à lignes périodiques :

En hautes fréquences, le rayonnement d'une ligne bifilaire torsadée (*Figure I.10*) est équivalente au rayonnement de deux antennes hélicoïdales . En raison de la périodicité de la structure du câble, le système se comporte comme les câbles à fentes périodiques, toutefois sa bande passante est plus importante; en revanche l'atténuation linéique du mode bifilaire le long de la ligne est plus importante que celle du mode TEM propagé dans une structure coaxiale.[28]

I.1.2 : Câbles rayonnants à dispersion localisée :

Une solution permettant de provoquer des conversions de modes là où on le désire de telle sorte que l'on puisse maîtriser le long du câble le niveau de la conversion modale, consiste à propager le mode TEM sur un support coaxial non rayonnant puis à introduire localement un système de conversion approprié . Deux dispositifs sont actuellement utilisés pour produire cette conversion : il peut s'agir de court tronçon de câble rayonnant ou de quadripôle passif convertisseur de modes dont nous proposons de décrire brièvement le principe.

a) Les câbles à tronçons rayonnants :

Pour que le couplage du tronçon rayonnant soit suffisant, il faut que sa dimension longitudinale L soit supérieure à quelques longueurs d'ondes.

Pour satisfaire cette condition, on peut user de la convention[10] :

$$L = \frac{\lambda}{2(\sqrt{\varepsilon_r} - 1)} \quad (\text{I-1})$$

ou L est la longueur du tronçon, λ la longueur d'onde et ε_r la permittivité relative de l'isolant primaire du câble (*Figure I.11*).

Une section rayonnante est ainsi équivalente à une source produisant localement un mode monofilaire dont on peut pondérer l'amplitude par les pertes de couplage du tronçon rayonnant . L'espacement des tronçons successifs permet alors d'assurer le compromis entre l'amplitude du mode monofilaire et l'affaiblissement du mode TEM véhiculé dans le câble coaxial . Il faut aussi remarquer qu'un espacement trop petit peut engendrer des fluctuations longitudinales de champ rayonné dues aux battements entre les modes monofilaires des tronçons adjacents.

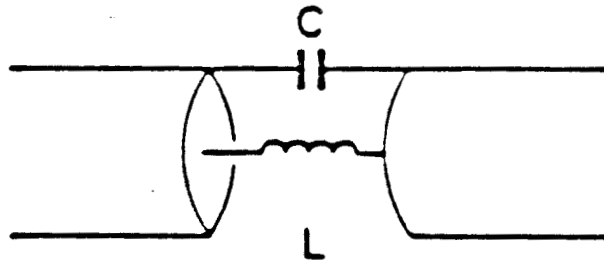


Figure (I.12)

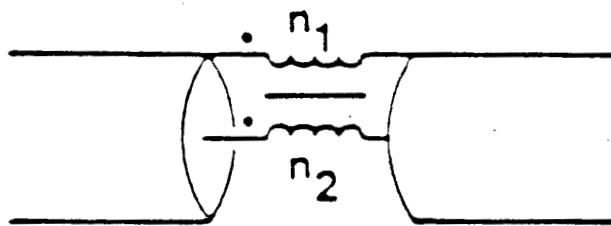


Figure (I.13)

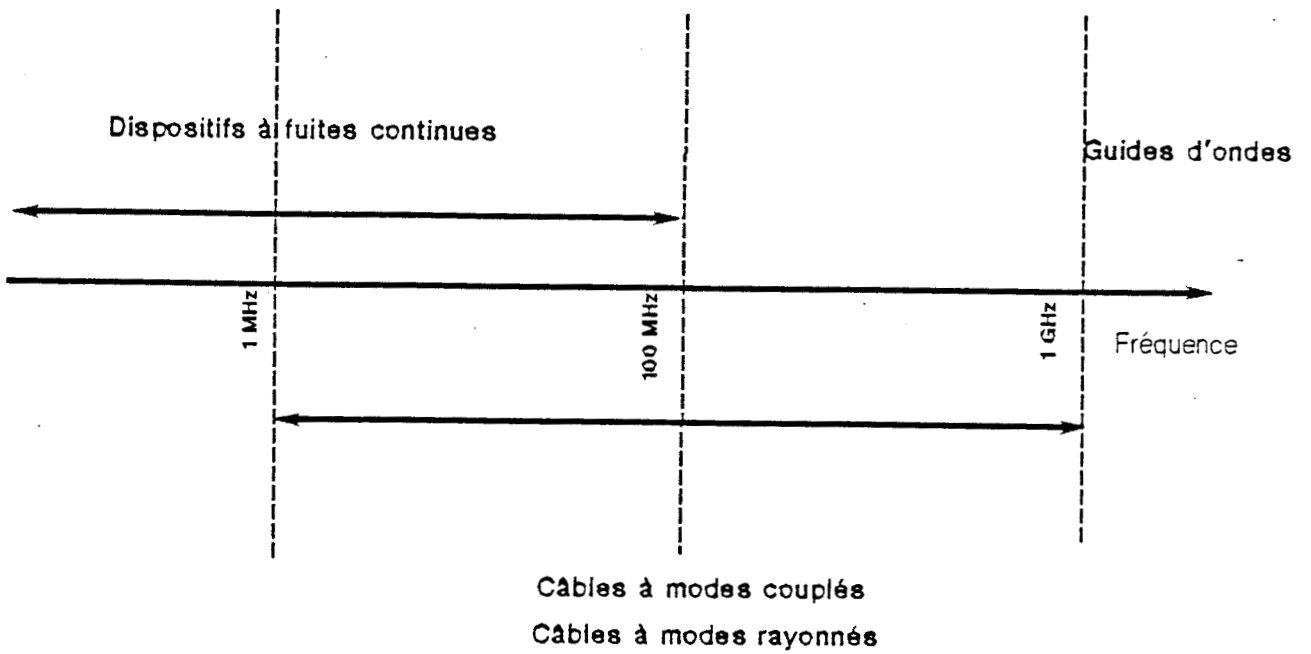


Figure (I.14)

b) Conversions de modes provoqués par l'insertion de quadripôles sur la ligne :

Une solution originale consiste à provoquer des conversions de modes soit en plaçant des impédances en série sur les conducteurs intérieur et extérieur de la ligne (Figure I.12), soit en introduisant des transformateurs en série sur ceux-ci (Figure I.13) afin de réaliser des conversions de modes sur une large gamme de fréquences . Ce système a été développé par les Professeurs DERYCK [9] et DELOGNE [10], il permet ainsi de contrôler l'amplitude du mode monofilaire en agissant sur les échanges d'énergie entre les modes se propageant à l'intérieur de la ligne et sur la partie extérieure.

Après cette description des différents systèmes de transmission, il faut convenir que le choix d'un support rayonnant dépend de nombreux paramètres, le coefficient de couplage est probablement celui qui offre à l'utilisateur d'un réseau de câble rayonnant une information objective sur les performances d'un tel dispositif : performance technologique et économique.

Toutefois la diversité des solutions existantes fait qu'il n'existe pas de règle absolue, quant à la correspondance dispositif-fréquence . Certaines propriétés électromagnétiques fondamentales font qu'on peut répartir les potentiels d'application sur le synoptique de la Figure (I.14).

I.2 : DOMAINES D'APPLICATION DES CABLES COAXIAUX RAYONNANTS

Une des applications potentielles des câbles rayonnants est d'assurer le bon fonctionnement des communications dans les chantiers souterrains et tunnels ferroviaires, le confinement du milieu est tel que les équipements de réception ou d'émission seront à proximité du câble rayonnant . Des pertes de couplage assez importantes pourront donc être tolérées alors que l'on recherchera la plus faible atténuation linéique possible .

Toutefois et c'est la principale difficulté liée au choix des câbles rayonnants il faut pratiquement étudier cas par cas : ainsi lorsqu'il s'agit de couvrir des distances longitudinales courtes, il semble intéressant d'utiliser des câbles à tresses comme ceux utilisés dans les galeries d'extraction des mines qui ont de plus l'avantage d'être flexibles; alors que dans le cas de longues distances à couvrir , nous serons obligés afin de diminuer l'atténuation linéique de choisir des câbles ayant un diamètre important et donc plus rigides.

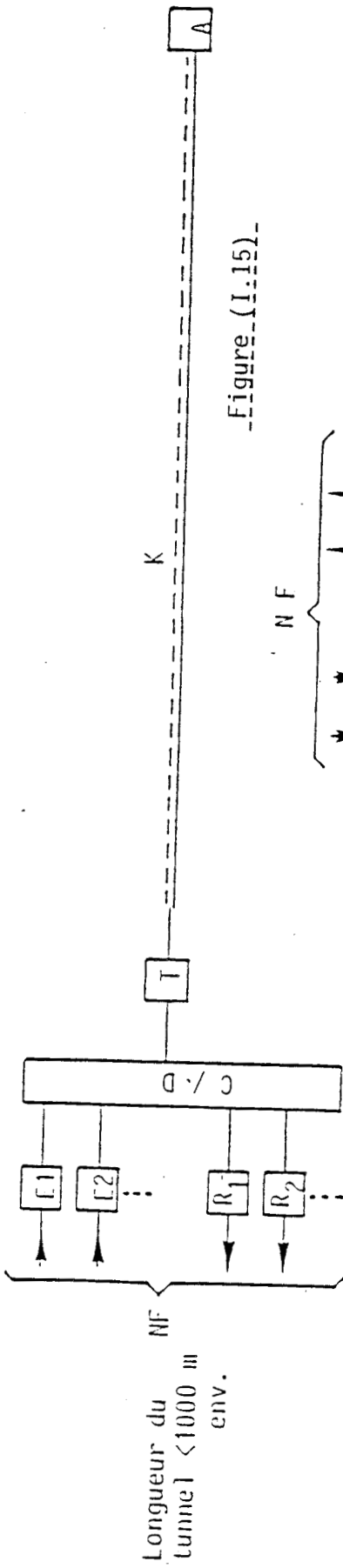


Figure (I.15)

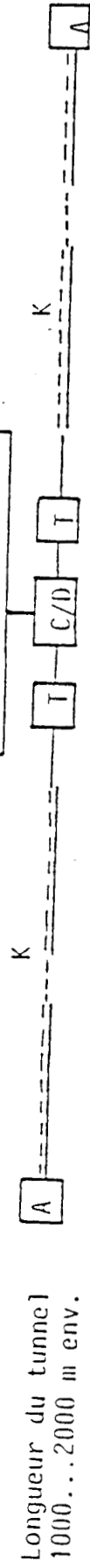


Figure (I.16)

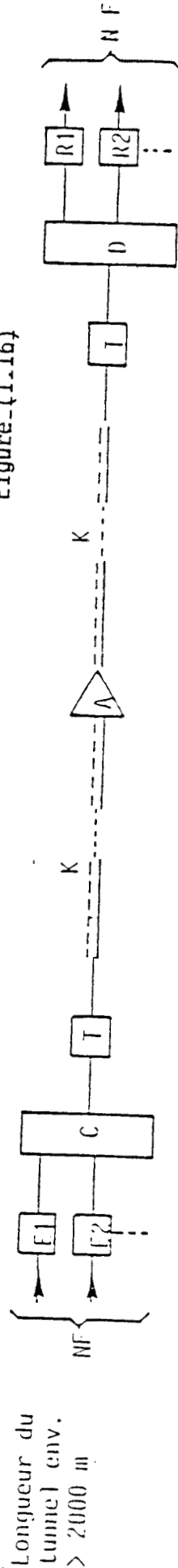


Figure (I.17)

A : Résistance d'arrêt

C : Multiplexeur

D : Démultiplexeur

R : Récepteur fixe

K : Câble rayonnant

NF : Signaux appel et conversation, basse fréquence

E : Emetteur

T : Transformateur d'impédance

A : Amplificateur à large bande

Les câbles rayonnants sont utilisés aussi pour une large variété de communication et de contrôle dans des édifices . Par exemple, ils peuvent assurer la surveillance médicale centralisée des patients se déplaçant dans l'enceinte d'un hôpital ou encore dans le cas d'un pénitencier où chaque gardien pourra être en contact radio permanent avec un centre de contrôle et les autres gardiens . Dans ce cas les câbles rayonnants utilisés doivent avoir un petit diamètre et installés verticalement afin d'avoir la couverture la meilleure, il est aussi préférable de les installer le plus près possible du centre de bâtiment pour avoir une couverture uniforme.

Enfin les câbles rayonnants peuvent être utilisés dans certaines zones spécifiques telles que des tronçons d'autoroute ou des tunnels routiers afin d'assurer la continuité de la diffusion des ondes radioélectriques ou encore, superposer à une émission de radiodiffusion en espace libre une émission locale fonctionnant sur la même fréquence . Le programme mono et stéréophonique n'est pas modifié par contre on peut sur cet émetteur local transmettre une trame RDS (Radio Data System) spécifique contenant des informations sur le trafic routier . On comprend alors que l'usage d'un câble rayonnant pour procéder à cette émission offre de gros avantages puisqu'il permet de délimiter l'action du message spécifique dans son encombrement spatial.

I.3 : ARCHITECTURES ET SYSTEMES A CABLES RAYONNANTS

Les systèmes connectés aux câbles rayonnants dépendent de la portée longitudinale souhaitée et des impératifs de faisabilité technique et économique . Nous présenterons les solutions les plus usuelles . Envisageons tout d'abord la plus simple : applicable à des tunnels de longueur réduite, elle consiste par exemple à connecter sur le support rayonnant les canaux de transmission au moyen d'un multiplexeur et démultiplexeur relié à des émetteurs ou récepteurs spécifiques . L'émetteur ou le récepteur mobile est donc couplé au câble rayonnant (*Figure I.15*).

Pour accroître la portée longitudinale de ce dispositif plusieurs problèmes vont se poser : Tout d'abord il faut compenser l'atténuation engendrée par la propagation du mode TEM à l'intérieur du support rayonnant . Plusieurs solutions sont alors possibles, on peut par exemple utiliser N tronçons de câbles rayonnants disposés tête bêche et connectés par un émetteur/récepteur propre (*Figure I.16*). Les différents émetteurs disposés sur le parcours sont contrôlés par une ligne téléphonique qui transporte l'information propre à chaque canal . C'est une solution efficace qui pose cependant quelques difficultés de mise en oeuvre notamment des risques d'interférences entre tronçons adjacents qui se traduiront par des phénomènes de battements, de plus il faut que les émetteurs soient synchronisés si l'on souhaite atténuer ce risque.

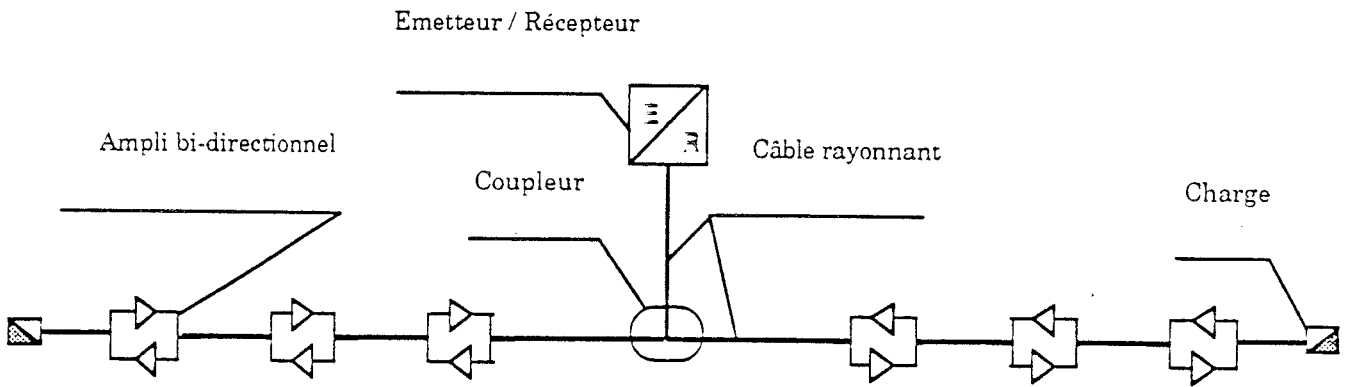


Figure (I.18)

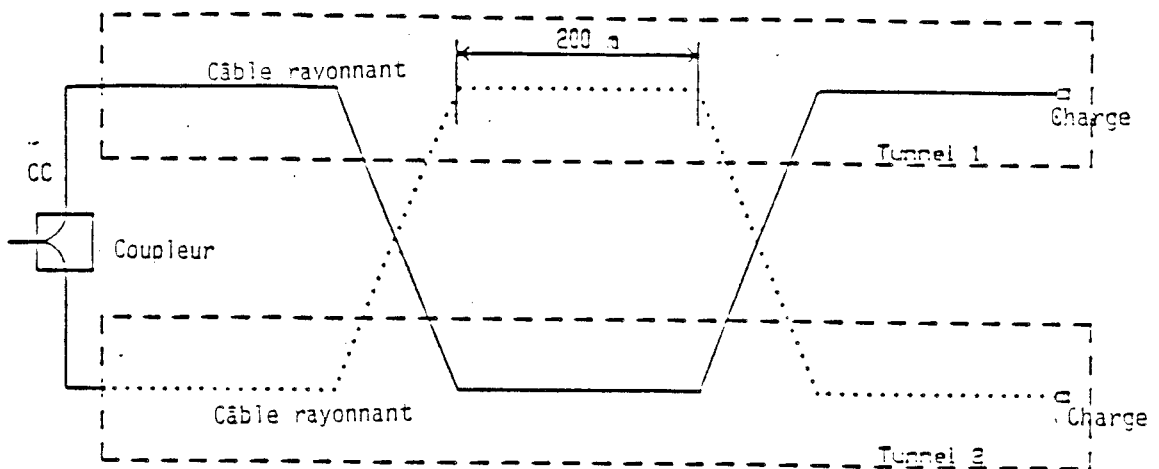
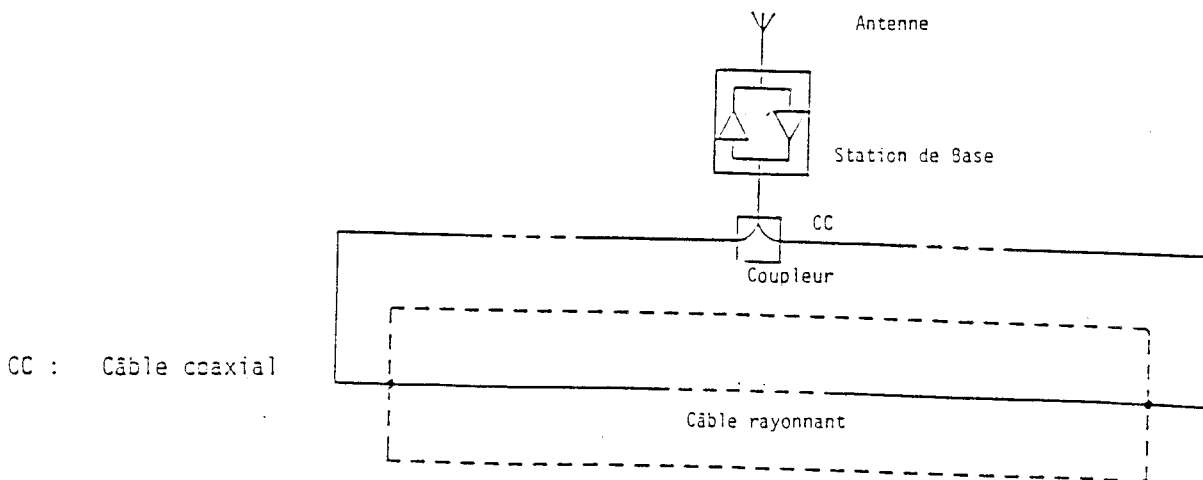


Figure (I.19)



CC : Câble coaxial

Figure (I.20)

Une alternance à la solution précédente consiste à régénérer le mode TEM au moyen d'amplificateurs couplés en cascade (*Figure I.17*) . Pour obtenir une liaison bidirectionnelle, il faut que le récepteur fixe connecté à l'extrémité du câble rayonnant puisse acheminer l'information à la station de contrôle au moyen d'une ligne téléphonique ou d'une fibre optique . Ce dispositif possède plusieurs inconvénients : on doit limiter le gain des amplificateurs afin d'éviter leur saturation et les risques d'auto-oscillation par bouclage . L'utilisation de plusieurs canaux accroît le risque d'intermodulation lorsque de nombreux amplificateurs sont mis en jeu . D'autre part si le câble rayonnant doit transférer des canaux occupant des bandes de fréquences différentes, il faut faire usage d'égaliseur pour compenser la dispersion de l'atténuation du mode TEM avec la fréquence.

On peut éviter l'usage de la ligne téléphonique ou la fibre optique en recourant par exemple à des amplificateurs bidirectionnels (*Figure I.18*) et à un seul émetteur/récepteur connecté à deux tronçons tête bêche.

Pour des raisons de sécurité, il est parfois impératif d'assurer la liaison même en cas de coupure du câble, il existe plusieurs solutions : envisageons tout d'abord la plus simple et la plus économique applicable lorsqu'on désire émettre dans deux tunnels parallèles, elle consiste à alterner le passage des câbles d'un tunnel vers l'autre (*Figure I.19*) . Cette solution permet d'assurer l'exploitation des services radioélectriques dans les deux tunnels en cas de coupure d'un seul câble néanmoins, elle reste inefficace en cas de coupure simultanée des deux câbles.

Une seconde solution rendant possible le maintien de communication en cas de coupure de câble consiste à l'alimenter à ses deux extrémités (*Figure I.20*) . Toutefois une telle connexion atténue fortement le signal acheminé par le câble et pénalise par ailleurs la couverture maximale du système.[11]

I.4 : CARACTERISATION D'UN CÂBLE RAYONNANT

Pour faciliter notre approche, nous considérons le cas où l'émetteur est connecté au câble et le récepteur mobile; l'expérience montre d'ailleurs qu'il y a réciprocité dans le couplage . Comme nous l'avons déjà évoqué, l'émetteur propage un mode TEM à l'intérieur de la structure coaxiale du câble . La structure particulière du blindage provoque une fuite de l'énergie électromagnétique dans l'environnement extérieur du câble . Le champ électromagnétique rayonné par le câble peut donc exciter l'antenne de réception située à proximité . On comprend aisément que tout paramètre permettant de caractériser ce couplage donnera une information précise sur les performances du câble rayonnant . Trois éléments vont donc entrer en concurrence, le coefficient de couplage proprement dit, l'atténuation linéique et l'évolution du champ autour du câble.

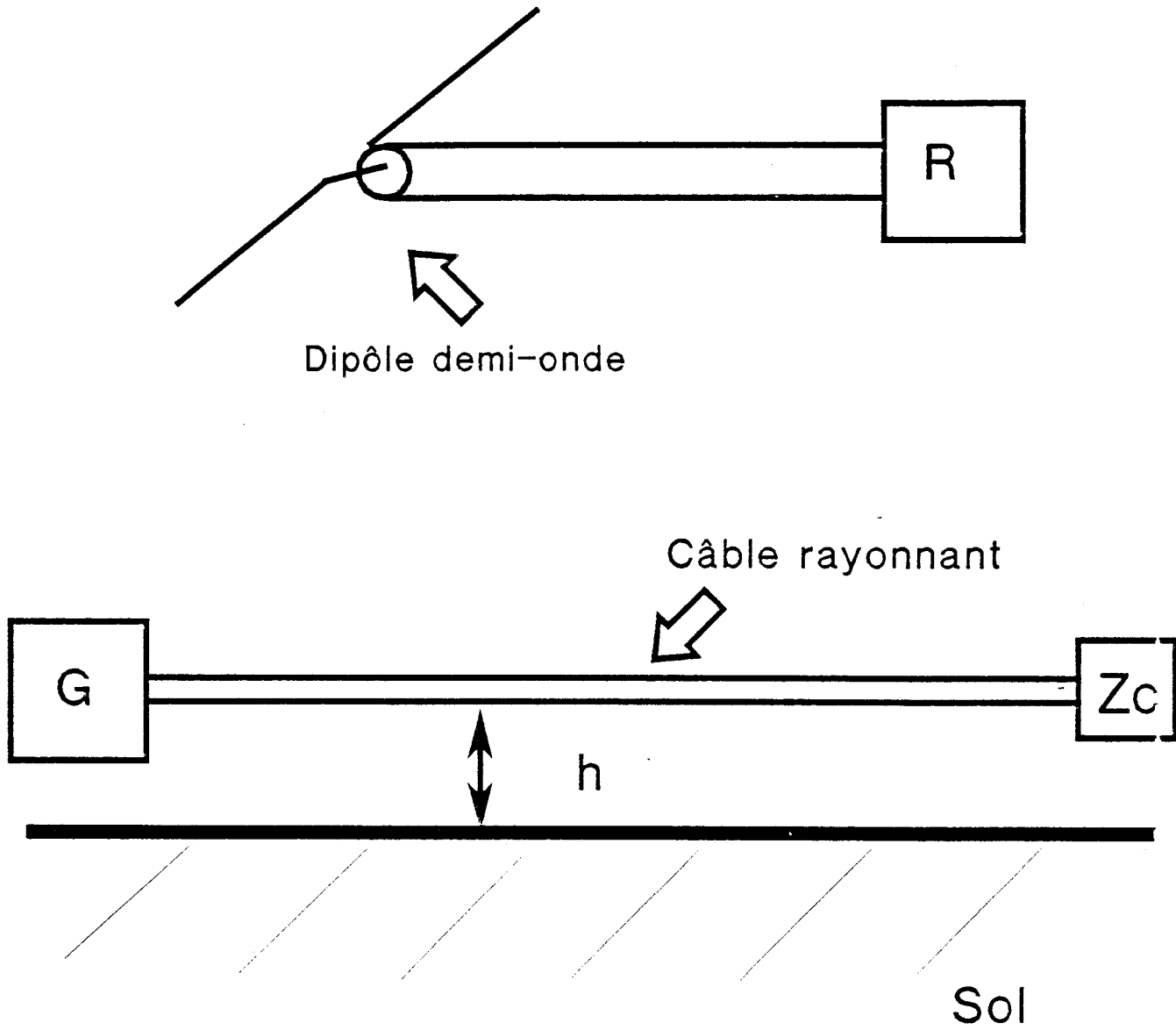


Figure (I.21)

I.4.1 : Le coefficient de couplage

Le coefficient de couplage est exprimé par le rapport en dB entre le niveau de puissance P_0 injectée par l'émetteur dans le câble et le niveau de puissance P_r reçue par un dipôle demi-onde accordé situé à une certaine distance du câble . Cette définition supposera que l'atténuation linéique du mode TEM soit compensée ou que le récepteur n'est pas trop éloigné de l'émetteur .

$$C = 10 \log \frac{P_0}{P_r} \quad (I.2)$$

La mesure du coefficient de couplage ainsi défini nécessite de connaître le champ rayonné à une distance du câble .

Le champ rayonné pourra être mesuré à l'aide d'un dipôle demi-onde accordé et orienté de façon à capter la composante de plus grande amplitude.

Le câble coaxial rayonnant alimenté par l'émetteur G est connecté à son extrémité sur son impédance caractéristique Z_c . Le coefficient de couplage ainsi défini peut être mesuré sur un tronçon de câble d'une dimension n'excédant pas 100 mètres . Ce câble est disposé à une distance "h" de la surface du sol, celui ci joue par exemple le rôle de la paroi du tunnel . L'antenne réceptrice est positionnée au dessus du câble et déplacée parallèlement au câble (*Figure I.21*).

I.4.2 : Atténuation linéique

L'atténuation linéique de l'onde TEM propagée dans les câbles coaxiaux rayonnants est un paramètre important pour leur efficacité . En effet, cette atténuation dépendra des propriétés intrinsèques du câble c'est à dire de la résistance HF linéique des conducteurs R_{HF} et des pertes diélectriques de l'isolant primaire dont nous devons tenir compte aux fréquences relativement élevées (au dessus de 400 MHz).

A cette atténuation viendra s'ajouter un affaiblissement supplémentaire α_{sup} dû à la fuite d'énergie électromagnétique qui sera d'autant plus importante que le coefficient de couplage est faible.

L'atténuation linéique peut être caractérisée au moyen de la constante d'atténuation linéique α donnée par :

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d + \alpha_{sup} \quad (I.3)$$

Une expression de α_c et α_d peut être donnée par les relations :

$$\alpha_c = \frac{R_{HF}}{2Z_c} \quad : \text{ Pertes ohmiques} \quad (I.4)$$

$$\alpha_d = \frac{G_o Z_c}{2} \quad : \text{ Pertes diélectriques} \quad (I.5)$$

La résistance HF des deux conducteurs est un élément qui influence le plus l'atténuation au dessus de 400 MHz, en effet R_{HF} est donnée par :

$$R_{HF} = \frac{1}{\sigma_e \pi \delta_e D_e} + \frac{1}{\sigma_i \pi \delta_i D_i} \quad (I.6)$$

D_i et D_e sont les diamètres des conducteurs intérieur et extérieur du câble, σ_i et σ_e leur conductivité et δ l'épaisseur de peau donnée par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \quad (I.7)$$

L'atténuation supplémentaire peut être en première approximation confondue avec un paramètre linéique . Cette atténuation provient du couplage du câble avec son milieu environnant . Nous verrons plus loin que pour les câbles à mode couplé, l'atténuation α_{SUP} peut s'exprimer comme une composante supplémentaire introduite lors de l'apparition du mode propre que nous appellerons par la suite mode monofilaire . En revanche pour les câbles à mode rayonné α_{SUP} provient des conductances parallèles localisées introduites par chaque ouverture rayonnante . Il faut donc minimiser α_{SUP} en faisant usage de fentes rayonnantes de dimensions inférieures à la première fréquence de résonance.

Toutefois pour certaines fréquences particulières notamment lorsque le câble fonctionne aux fréquences de transitions de coupure des modes, l'atténuation linéique peut prendre une valeur prohibitive due au mécanisme de propagation engendré par le caractère périodique des ouvertures distribuées sur le câble.

Il existe donc une liaison entre le coefficient de couplage et α_{SUP} . C'est un paramètre important à considérer lors de la conception du câble puisqu'il faut minimiser α_{SUP} sans toutefois pénaliser le couplage . Cet aspect a été mis en évidence lors de la conception des câbles rayonnants à tresse de type CERLIL [12] et lors de l'aide à la conception des câbles à réseaux rayonnants [13].

I.4.3 : Concentration du champ électromagnétique autour du câble

La concentration du champ électromagnétique autour du câble est aussi un paramètre déterminant dans le choix d'un câble rayonnant . La distribution de l'amplitude du champ rayonné va donc dépendre de la fréquence d'émission, du mode de fonctionnement du câble, de la structure du câble et aussi de la distance séparant le câble et la paroi . Comme nous l'avons signalé en introduction, il faut ici distinguer le champ lointain et le champ à proximité du câble.

Si nous nous intéressons au champ électromagnétique rayonné par le câble, la connaissance de cette distribution sera donc importante afin d'éviter les problèmes de compatibilité électromagnétique car dans certains cas le non rayonnement lointain peut être un critère primordial dans le choix d'un système rayonnant.

Ces considérations montrent que pour prévoir le coefficient de couplage d'un câble, il est nécessaire de simuler le fonctionnement des fuites électromagnétiques produites par le support rayonnant . Nous traiterons ce problème dans le prochain paragraphe que nous consacrons aux coaxiaux rayonnants . Les bifilaires et les monofilaires sont traités par d'autres voies et plus précisément par la théorie des lignes couplées que nous n'aborderons pas dans notre thèse.

I.5 : APPROCHE THEORIQUE TRADUISANT LE FONCTIONNEMENT PHYSIQUE DES CABLES COAXIAUX RAYONNANTS A FUTITES UNIFORMEMENT REPARTIES

Avant d'aborder de façon approfondie la théorie du couplage électromagnétique produit par un support rayonnant de type coaxial, nous proposerons dans un premier paragraphe d'introduire le fonctionnement de ces câbles au moyen du modèle du guide ouvert . Pour ce faire, nous admettrons que les ondes qui se propagent à l'extérieur du câble ont une structure cylindrique.

Lorsque ces ondes sont générées par un guide ouvert il y a simplement couplage du mode TEM à l'intérieur du support à l'onde cylindrique extérieure . Lorsque le couplage est mis en oeuvre par des ouvertures périodiques placées sur la surface du conducteur extérieur, le problème est plus complexe puisque les ondes cylindriques sont en fait la superposition d'un grand nombre de modes . L'expression de l'énergie rayonnée à l'extérieur des câbles peut alors nous renseigner sur leur fonctionnement . En effet suivant le rapport existant entre la période des ouvertures et la longueur d'onde, nous trouverons deux situations singulières : la composante réelle du vecteur de Poynting

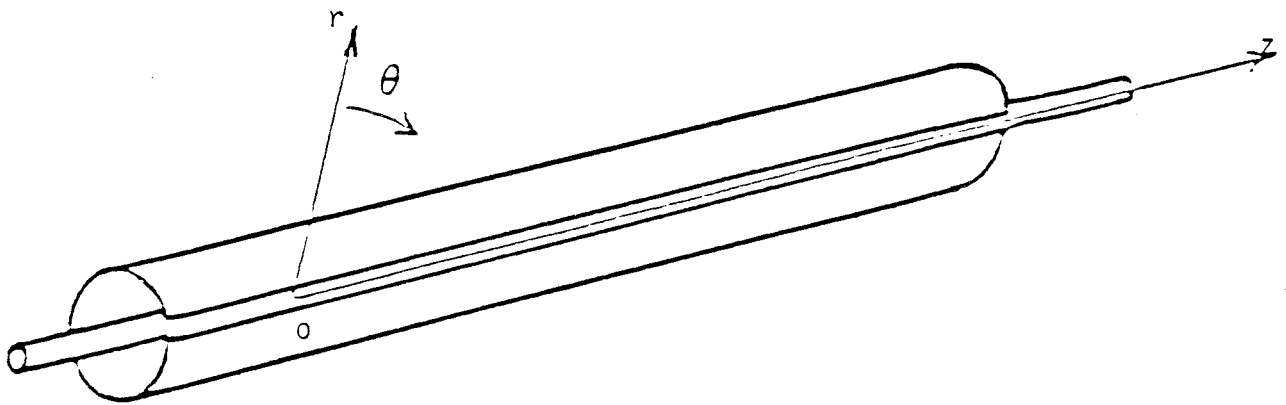


Figure (I.22)

associé à cette énergie est parallèle à l'axe du câble, ce qui signifie que l'énergie se propage bien dans une direction parallèle au câble, nous dirons que c'est un fonctionnement par mode couplé . Inversement, en dessous d'une certaine longueur d'onde de coupure, la composante radiale du vecteur de Pointyng devient réelle et l'énergie se disperse radialement, nous dirons que le câble fonctionne en mode rayonné.

Qu'elle soit couplée ou rayonnée l'énergie à l'extérieur du câble dépend de la géométrie des ouvertures . Nous verrons dans un second paragraphe que les notions de polarisabilités magnétique et électrique associées aux moments magnétique et électrique nous aideront à comprendre le transfert énergétique entre les modes intérieur et extérieur au câble . Ceci nous permettra de proposer les bases de l'approche théorique qui sera utilisée par la suite.

I.5.1 : Comportement électromagnétique global du support rayonnant

Dans un premier lieu nous considérons un câble placé en espace libre, ce qui signifie que nous négligerons toute interaction avec l'environnement extérieur du câble . Nous admettrons dans un premier temps que le transfert d'énergie est produit par une fente continue, nous obtenons donc un guide ouvert (*Figure I.22*).

Le champ électromagnétique véhiculé à l'extérieur du câble par la fente peut être assimilé à une onde cylindrique.

Nous écrivons le champ électromagnétique incident sous la forme :

$$\vec{E}_0(z) = \vec{E}_0 e^{-j\beta_g z}$$

(I.8)

$$\vec{H}_0(z) = \vec{H}_0 e^{-j\beta_g z}$$

L'hypothèse fondamentale du guide ouvert est de supposer que la vitesse de propagation de l'onde extérieure β_g est imposée par la vitesse de propagation v du mode TEM intérieur du câble, β_g prend alors pour expression :

$$\beta_g = \frac{\omega}{v} \quad \text{(I.9) ou } \omega = 2\pi f$$

v dépend de la permittivité relative ϵ_r du diélectrique donnée par :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad \text{(I.10) ou } c = 3.10^8 \text{ m/s}$$

La théorie des ondes cylindriques permet de distinguer deux modes de propagation :

※ Les modes transverses magnétiques TM caractérisés par une composante longitudinale du champ électrique \vec{E}_z non nulle.

※ Les modes transverses électriques TE caractérisés par une composante longitudinale du champ électrique \vec{H}_z non nulle.

Ces ondes obéissent à la symétrie de révolution et seront fonction de la seule coordonnée radiale par la fonction d'onde ψ et ψ^* que nous préciserons par la suite . Les expressions des composantes du champ électromagnétique des modes TM et TE sont données par les relations :

MODE TM

$$\vec{E}_z = k_c^2 \psi e^{-j\beta_g z} \vec{u}_z \quad (\text{I.11})$$

$$\vec{E}_r = -j\beta_g \frac{\partial \psi}{\partial r} e^{-j\beta_g z} \vec{u}_r \quad (\text{I.12})$$

$$\vec{H}_\theta = -Y_0 \frac{k_0}{\beta_g} \vec{u}_z \wedge \vec{E}_r \quad (\text{I.13})$$

MODE TE

$$\vec{H}_z = k_c^2 \psi^* e^{-j\beta_g z} \vec{u}_z \quad (\text{I.14})$$

$$\vec{H}_r = -j\beta_g \frac{\partial \psi^*}{\partial r} e^{-j\beta_g z} \vec{u}_r \quad (\text{I.15})$$

$$\vec{E}_\theta = -Z_0 \frac{k_0}{\beta_g} \vec{u}_z \wedge \vec{H}_r \quad (\text{I.16})$$

où k_0 représente le nombre d'onde en espace libre

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (\text{I.17})$$

Z_0 et Y_0 sont l'impédance et l'admittance d'onde dans l'air :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega \quad (\text{I.18})$$

$$Y_0 = \frac{1}{Z_0} \quad (\text{I.19})$$

ψ et ψ^* sont des fonctions d'onde qu'on exprime à l'aide de la fonction de Hankel de seconde espèce :

$$\psi = A H_0^{(2)}(k_c r) \quad (\text{I.20})$$

$$\psi^* = A^* H_0^{(2)}(k_c r) \quad (\text{I.21})$$

Les solutions en ondes cylindriques introduisent alors un nombre d'onde de coupure tel que :

$$k_c^2 = k_0^2 - \beta_g^2 \quad (\text{I.22})$$

Intéressons nous à l'évolution du champ électrique pour un observateur situé à une distance "r" du câble tel que l'approximation $|k_c r| > 1$ soit vérifiée.

Ceci autorise l'usage du développement asymptotique de la fonction de Hankel, ce qui facilite par la suite nos démonstrations.

$$H_0^{(2)}(k_c r) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k_c r}} e^{-jk_c r} e^{j\frac{\pi}{4}} \quad (\text{I.23})$$

Les expressions des composantes du champ électromagnétique soit pour le mode TM soit pour le mode TE peuvent alors s'écrire en fonction des variables r et z sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \vec{A}_0 \frac{e^{-jk_c r}}{\sqrt{k_c r}} e^{-j\beta_g z} \quad (\text{I.24})$$

En outre, d'après les relations (I.9) et (I.17), le nombre d'onde de coupure k_c peut s'écrire :

$$k_c = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \epsilon_r} \quad (\text{I.25})$$

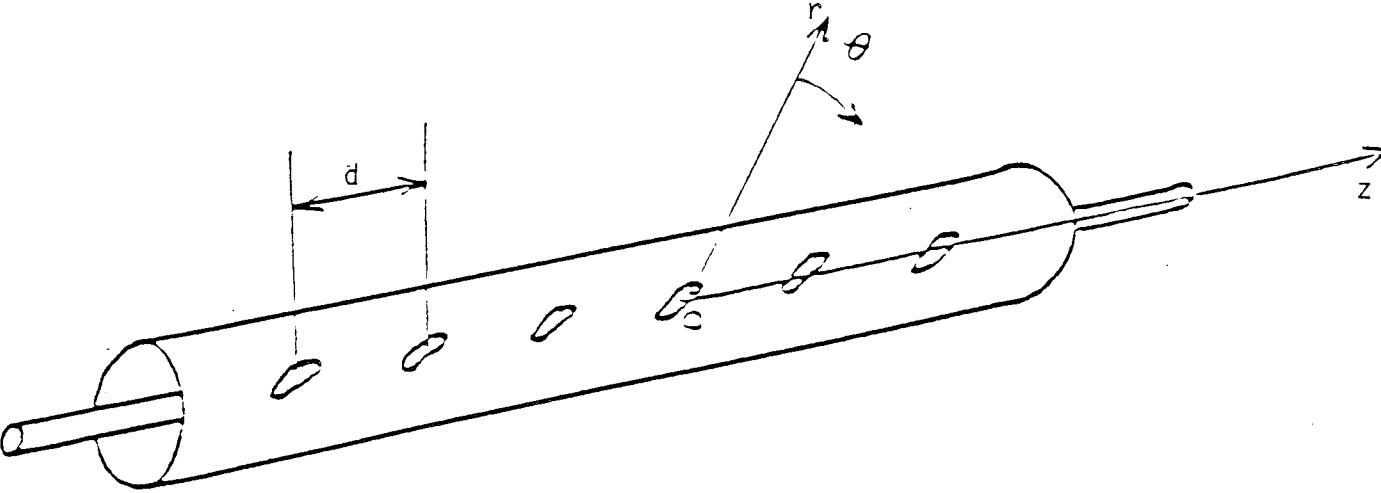


Figure (I.23)

La permittivité relative ϵ_r étant forcément une quantité supérieure à l'unité, il en résulte que le nombre d'onde de coupure est purement imaginaire et que la variation du champ autour du câble suit une loi exponentielle décroissante, loi qu'on peut exprimer en fonction d'une quantité " r_c " homogène à un rayon caractéristique par la relation :

$$G(r) = e^{-\frac{r}{r_c}} \quad (I.26)$$

où

$$r_c = \frac{c}{\omega\sqrt{\epsilon_r-1}} \quad (I.27)$$

Au dessous de ce rayon caractéristique, nous dirons que l'énergie électromagnétique est concentrée et que la propagation autour du câble s'apparente à la propagation d'une onde de GOUBAU.

Envisageons maintenant une structure où la fuite du champ est produite par des ouvertures périodiques où " d " représente la période (*Figure I.23*).

Ce caractère périodique a une conséquence fondamentale sur la loi de répartition du champ sur la surface extérieure du câble puisque celle ci devient une fonction périodique telle que :

$$|\vec{E}_0(z)| = |\vec{E}_0(z+Nd)| \quad (I.28)$$

$$|\vec{H}_0(z)| = |\vec{H}_0(z+Nd)|$$

où N est un entier.

Nous supposons comme précédemment que le mode TEM se propage à l'intérieur du câble. Le champ électromagnétique à l'intérieur du câble peut compte tenu du caractère périodique s'exprimer sous un développement en série de :

$$\begin{aligned} \vec{E}_0(z) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{E}_n e^{-\frac{j2\pi n z}{d}} e^{-j\beta_g z} \\ \vec{H}_0(z) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{H}_n e^{-\frac{j2\pi n z}{d}} e^{-j\beta_g z} \end{aligned} \quad (I.29)$$

Le champ à l'extérieur du câble est donc la superposition d'ondes cylindriques dont la constante de phase β_n dépend de l'ordre de ces ondes soit :

$$\begin{aligned}\vec{E}_0(z) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{E}_n e^{-j\beta_n z} \\ \vec{H}_0(z) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{H}_n e^{-j\beta_n z}\end{aligned}\quad (I.30)$$

$$\text{où } \beta_n = \beta_g + \frac{2\pi n}{d} \quad (I.31)$$

A chaque onde est associé le nombre d'onde k_{cn} qui est donné par :

$$k_{cn}^2 = k_o^2 - \beta_n^2 \quad (I.32)$$

En fonction de l'ordre "n" de l'onde, le nombre d'onde de coupure k_{cn} prendra soit une valeur purement imaginaire ou purement réelle . Dans le premier cas, nous retrouverons la structure d'onde cylindrique évoquée dans la théorie du guide ouvert . Dans le second cas, la loi de répartition du champ électrique autour du câble sera modifiée . En effet recherchons les conditions pour lesquelles k_{cn} est purement réelle soit :

$$k_o^2 - \beta_n^2 \geq 0 \quad (I.33)$$

Cette condition implique par conséquent à l'ordre "n" de vérifier la relation :

$$-\frac{d}{\lambda}(1+\sqrt{\epsilon_r}) \leq n \leq \frac{d}{\lambda}(1-\sqrt{\epsilon_r}) \quad (I.34)$$

où λ est la longueur d'onde en espace libre :

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (I.35)$$

Les ondes qui vont satisfaire la relation (I.34) auront pour module une loi de variation en fonction de la coordonnée radiale inversement proportionnelle à \sqrt{r} . L'énergie n'est donc plus concentrée autour du câble dans le rayon caractéristique " r_c ".

$$G(r) = \frac{1}{\sqrt{k_{cn} r}} \quad (I.36)$$

Cette condition est cependant restrictive puisque la plus grande longueur d'onde pour laquelle la variation du champ suit la loi (I.36) sera donnée pour $n=-1$ soit :

$$\lambda \leq d |1 + \sqrt{\epsilon_r}| \quad (I.37)$$

Nous allons chercher maintenant ce que cette condition implique sur la puissance rayonnée par le câble.

I.5.2 : Expression de la puissance rayonnée

Pour exprimer la puissance rayonnée ou transférée à l'extérieur du câble, nous écrivons le vecteur de Pointing \vec{P} en tenant compte de la symétrie cylindrique, ce qui signifie que seules les composantes, radiale et longitudinale, du vecteur nous intéressent.

$$\vec{P} = P_r \vec{u}_r + P_z \vec{u}_z \quad (I.38)$$

Ces composantes s'expriment pour chaque structure modale TM ou TE par :

Mode TM

$$\vec{P}_r = \vec{E}_r \wedge \vec{H}_\theta^* \quad \vec{P}_z = \vec{E}_z \wedge \vec{H}_\theta^* \quad (I.39)$$

Mode TE

$$\vec{P}_r = \vec{E}_\theta \wedge \vec{H}_r^* \quad \vec{P}_z = \vec{E}_\theta \wedge \vec{H}_z^* \quad (I.40)$$

La puissance totale rayonnée par unité de longueur sera donnée par le flux du vecteur de Pointing à travers un cylindre concentré autour du câble de surface S ayant un rayon r et une longueur égale à 1 mètre.

$$W = \int_S \vec{P} \cdot d\vec{S} \quad (I.41)$$

A une distance "r" du câble suffisante pour que la relation $k_c r \gg 1$ soit vérifiée, les composantes P_r et P_z pour une structure non périodique sont données par les relations suivantes :

Mode TM

$$P_z = \frac{\beta_g}{\omega \epsilon_0} |H_\theta|^2$$

$$P_r = \frac{k_c}{\omega \epsilon_0} |H_\theta|^2 \quad (I.42)$$

Mode TE

$$\begin{aligned} P_z &= \frac{\beta_g}{\omega \mu_0} |E_\theta|^2 \\ P_r &= \frac{k_c}{\omega \mu_0} |E_\theta|^2 \end{aligned} \quad (I.43)$$

Nous avons montrés précédemment, que pour une telle structure, k_c était purement imaginaire donc que P_r est une composante purement imaginaire, c'est à dire une puissance réactive qui ne contribue pas à la propagation d'énergie dans une direction radiale . En revanche, β_g est réelle : l'énergie se propagera donc parallèlement à l'axe du câble, c'est la raison pour laquelle nous appellerons ce type de fonctionnement "mode couplé" puisque l'énergie électromagnétique du mode TEM se propageant à l'intérieur du câble se transforme en mode TE et TM se propageant à l'extérieur du câble suivant une direction parallèle à l'axe du câble.

Dans le cas d'une structure périodique, les composantes du vecteur de Pointying s'écrivent de la façon suivante :

Mode TM

$$\begin{aligned} P_z &= \frac{1}{\omega \epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \beta_n |H_{\theta n}|^2 \\ P_r &= \frac{1}{\omega \epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} k_{cn} |H_{\theta n}|^2 \end{aligned} \quad (I.44)$$

Mode TE

$$\begin{aligned} P_z &= \frac{1}{\omega \mu_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \beta_n |E_{\theta n}|^2 \\ P_r &= \frac{1}{\omega \mu_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} k_{cn} |E_{\theta n}|^2 \end{aligned} \quad (I.45)$$

où $E_{\theta n}$ et $H_{\theta n}$ sont les termes du développement en série de E_θ et H_θ .

Si la relation entre la longueur d'onde et la distance séparant les ouvertures vérifie la relation (I.37), la composante radiale du vecteur de Pointying est purement réelle . Nous avons donc une puissance active, ce qui signifie que l'énergie est rayonnée

perpendiculairement à l'axe du câble . Ainsi nous dirons que le câble fonctionne en mode rayonné.

Cependant lorsque la longueur d'onde est trop grande, la relation (I.37) n'est pas vérifiée et la puissance rayonnée est réactive, le fonctionnement s'apparente alors au mode couplé.

I.5.3 : Effet de la géométrie des ouvertures sur la structure des ondes cylindriques à l'extérieur du câble

La principale difficulté dans l'évaluation du couplage électromagnétique réside dans la détermination de l'amplitude des ondes cylindriques associées aux modes TE et TM excités à l'extérieur du câble rayonnant, c'est à dire la liaison entre les coefficients A_n et A_n^* de la théorie précédente et la puissance électromagnétique du mode interne au câble.

Pour contourner cette difficulté, nous allons montrer que chaque ouverture pratiquée sur le blindage du câble rayonnant est équivalente à un couple dipolaire électrique et magnétique . La théorie des polarisabilités électrique et magnétique nous aidera à définir l'orientation et l'amplitude de ces dipôles . Nous introduirons pour conclure ce paragraphe quelques raisonnements qualitatifs qui nous permettront d'associer le champ rayonné par ces dipôles aux modes réellement excités à l'extérieur du câble.

C'est ainsi que les dipôles magnétiques ayant leur axe parallèle à l'axe du câble produiront naturellement un mode TE, alors que les autres dipôles c'est à dire les dipôles magnétiques à composante azimutale ou les dipôles électriques à composante radiale ne produisent pas naturellement le mode TM lequel résultera d'un mécanisme de conversion que nous expliquerons.

I.5.3.1 : Influence de l'orientation des ouvertures par rapport à l'axe du câble

Le mode TEM qui se propage à l'intérieur de la structure coaxiale va produire sur les ouvertures distribuées sur la périphérie du blindage un mécanisme de diffraction sous incidence rasante . En effet, chaque ouverture est illuminée par une onde électromagnétique localement plane ayant une composante magnétique H_θ^i parallèle au plan contenant l'ouverture et une composante électrique E_r^i qui lui est orthogonale .

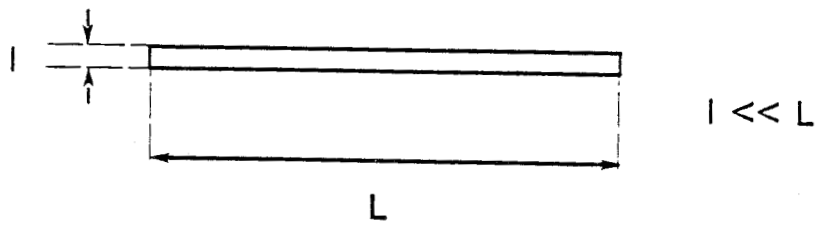
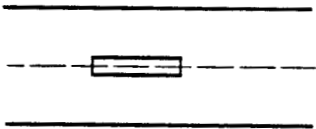
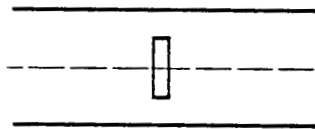


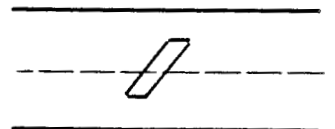
Figure (I.24)



(a) : Fentes axiales



(b) : Fentes circonférencielles



(c) : Fentes inclinées

Figure (I.25)

Les expressions de ces deux composantes sont données par les relations suivantes :

$$H_{\theta}^i = -\frac{I_0}{2\pi r} \quad (I.46)$$

$$E_r^i = -\frac{V_0}{r} \frac{1}{\text{Log}\left(\frac{D_e}{d_i}\right)} \quad (I.47)$$

où I_0 représente le courant circulant sur le conducteur intérieur et V_0 la tension entre ce conducteur et le blindage.

D_e et d_i représentent respectivement le diamètre des conducteurs extérieur et intérieur et "r" la coordonnée radiale.

En outre si le câble est branché sur son impédance caractéristique Z_c , le rapport tension/courant correspond à :

$$Z_c = \frac{V_0}{I_0} \quad (I.48)$$

Cette quantité peut être exprimée en fonction de D_e , d_i et de la permittivité relative ϵ_r de l'isolant primaire par :

$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \text{Log} \frac{D_e}{d_i} \quad (I.49)$$

Nous supposons tout d'abord que les ouvertures pratiquées sur le blindage sont des fentes de largeur l et de longueur L (*Figure I.24*)

Nous allons successivement considérer trois positions des fentes par rapport à l'axe du câble (*Figure I.25*).

Comme les dimensions des ouvertures sont plus petites par rapport à la longueur d'onde, le couplage produit par les ouvertures peut être assimilé à un mécanisme de diffraction par des petites ouvertures éclairées sous incidence rasante . Ce phénomène de diffraction peut être interprété physiquement par le rayonnement conjugué d'un dipôle électrique \vec{p} et d'un dipôle magnétique \vec{m} . Le dipôle électrique est normal au plan contenant la fente alors que le dipôle magnétique est tangentiel à ce plan .

Chacun des dipôles est relié aux composantes du champ électrique et magnétique par des relations très simples qui font intervenir les polarisabilités électrique et magnétique des fentes [12]:

$$\vec{p} = \epsilon_0 \alpha_e \vec{E}_r^i \quad (I.50)$$

$$\vec{m} = \alpha_m : \vec{H}_\theta^i \quad (I.51)$$

α_e est la polarisabilité électrique de la fente que l'on exprimera par un scalaire.

α_m est la polarisabilité magnétique qui possède le caractère dyadique, en général α_m et \vec{H}_θ^i ne sont pas colinéaires.

α_e et α_m sont dans le cas général calculés par des méthodes numériques, on remarquera que dans quelques cas particuliers des expressions analytiques sont utilisables, notamment pour des fentes circulaires, elliptiques ou encore des fentes rectangulaires étroites comme c'est souvent le cas.[15]

I.5.3.2 : Polarisabilités électrique et magnétique de quelques fentes [16]

Dans la configuration (a) de la *figure(I.25)* $\alpha_m^{(a)}$ est donnée par :

$$\alpha_m^{(a)} = \frac{\pi}{16} k^2 L^3 \quad (I.52)$$

alors que pour une fente circonférencielle (b) :

$$\alpha_m^{(b)} = \frac{\pi}{24} \frac{L^3}{\text{Log}\left(\frac{4}{k} - 1\right)} \quad (I.53)$$

où k est le rapport entre la largeur et la longueur de la fente :

$$k = \frac{l}{L} \quad (I.54)$$

La polarisabilité électrique α_e de la fente ne dépend pas de son orientation, elle est donnée dans les deux cas (a) et (b) par :

$$\alpha_e = \frac{\pi}{16} k^2 L^3 \quad (I.55)$$

I.5.3.3 : Réduction de la fente inclinée à un couple de dipôles magnétique orthogonaux

L'orientation du dipôle magnétique pour des fentes axiales est telle que son axe est perpendiculaire à celui du câble et son amplitude est donné par :

$$\vec{m}_\theta = H_\theta^i \alpha_m^{(a)} \vec{H}_\theta^i \quad (I.56)$$

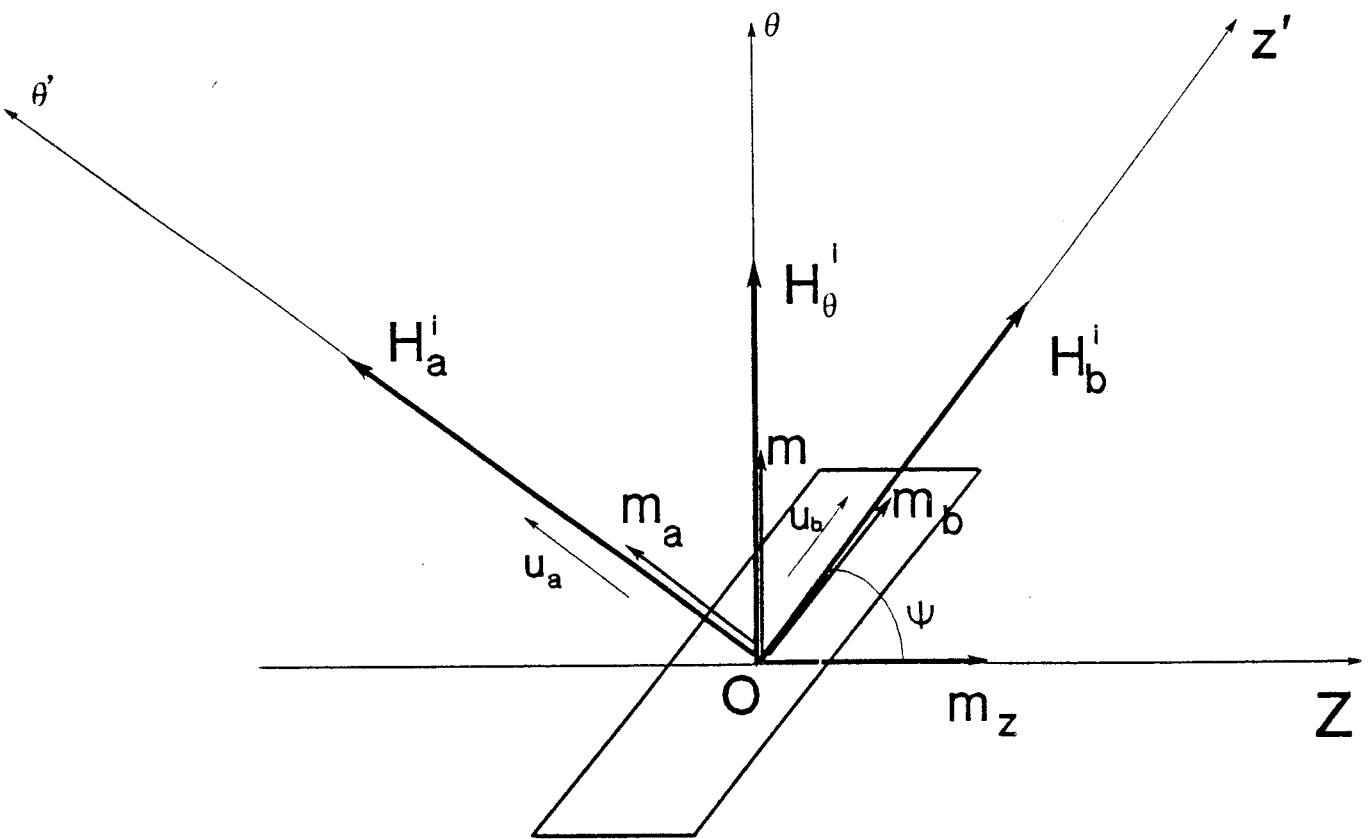


Figure (I.26)

Pour des fentes circonférencielles, le dipôle magnétique est orienté de la même façon que celui d'une ouverture axiale :

$$\vec{m}_\theta = \alpha_m^{(b)} \vec{H}_\theta^i \quad (I.57)$$

alors que pour des fentes inclinées, le champ incident peut être considéré comme étant la somme de deux composantes :

$$\vec{H}_\theta^i = \vec{H}_a^i + \vec{H}_b^i \quad (I.58)$$

\vec{H}_a^i et \vec{H}_b^i sont respectivement parallèle et perpendiculaire à la plus grande dimension de la fente (Figure I.26).

Des relations géométriques très simples font alors apparaître une composante de champ magnétique \vec{H}_b^i colinéaire à l'axe Oz' et une composante \vec{H}_a^i colinéaire à l'axe $O\theta'$.

$$\begin{aligned} \vec{H}_a^i &= \vec{u}_a H_\theta^i \cos \psi \\ \vec{H}_b^i &= \vec{u}_b H_\theta^i \sin \psi \end{aligned} \quad (I.59)$$

A chacune de ces composantes, nous allons associer une polarisabilité $\alpha_m^{(a)}$ et $\alpha_m^{(b)}$ qui sont les composantes dyadiques de α_m dans le repère (O, θ', z') .

Aux directions $O\theta'$ et Oz' nous attacherons les dipôles magnétiques \vec{m}_a et \vec{m}_b conformément aux expressions :

$$\begin{aligned} \vec{m}_a &= \vec{u}_a H_a^i \alpha_m^{(a)} \\ \vec{m}_b &= \vec{u}_b H_b^i \alpha_m^{(b)} \end{aligned} \quad (I.60)$$

Le moment résultant \vec{m} peut alors s'exprimer en fonction des composantes \vec{m}_a et \vec{m}_b :

$$\vec{m} = \vec{m}_a + \vec{m}_b \quad (I.61)$$

La représentation des composantes dipolaires dans le repère (O, θ', z') est peu commode pour traiter le problème de rayonnement de la fente, c'est pour cette raison que nous utiliserons le repère (O, θ, z) .

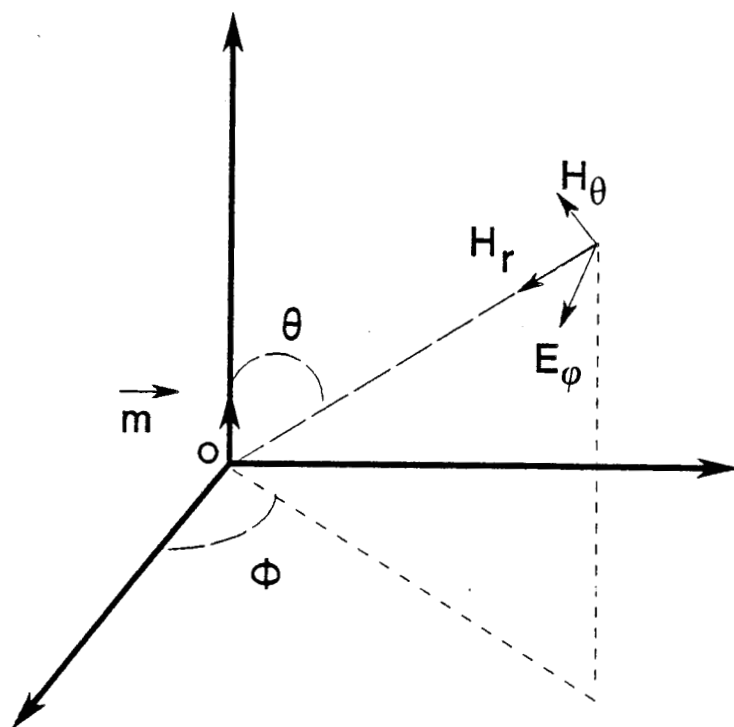


Figure (I.27)

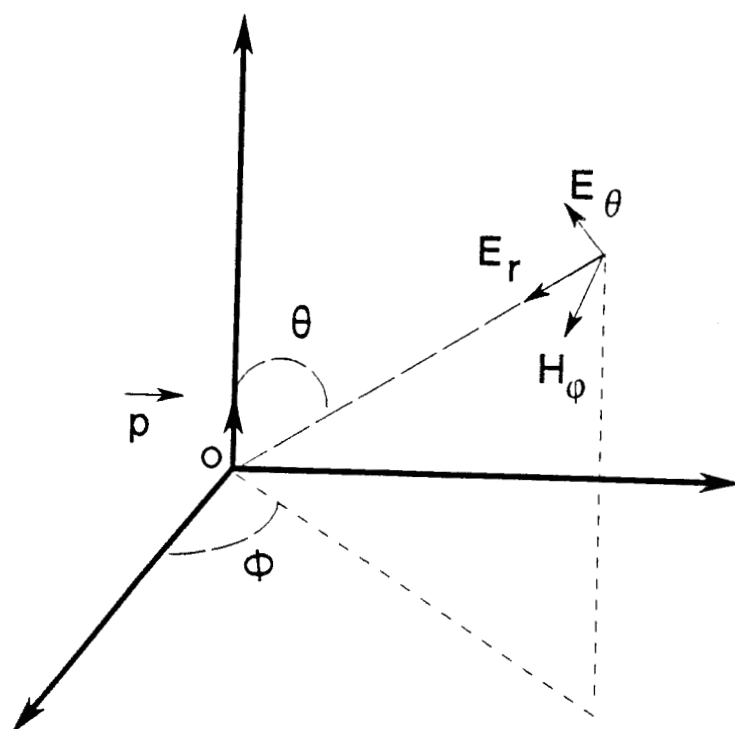


Figure (I.28)

$$\vec{m} = \vec{m}_\theta + \vec{m}_z \quad (\text{I.62})$$

où

$$\begin{aligned} |\vec{m}_\theta| &= m_a \cos\psi + m_b \sin\psi \\ |\vec{m}_z| &= m_b \cos\psi - m_a \sin\psi \end{aligned} \quad (\text{I.63})$$

Il est important de noter que la contribution de la diffraction de la composante magnétique H_θ^i par une fente inclinée se réduit par conséquent au rayonnement de deux dipôles magnétiques orthogonaux, ce qui n'est pas le cas pour des fentes axiales ou circonférencielles.

Comme nous venons de le faire à propos de l'excitation par le champ magnétique H_θ^i , on peut montrer que la composante électrique \vec{E}_r^i excite un dipôle électrique orienté perpendiculairement au câble possédant un moment \vec{p}_r :

$$\vec{p}_r = \epsilon_0 \alpha_e \vec{E}_r^i \quad (\text{I.64})$$

D'après ces équivalences entre les fentes et les dipôles rayonnants, nous avons vu que les fentes pratiquées sur la surface du blindage se comportaient comme une succession d'antennes . Avant de relier ces antennes aux modes TE et TM excités à l'extérieur du câble, il est important d'observer les expressions du champ électromagnétique rayonné par chaque dipôle.

La théorie de l'électromagnétisme montre que le champ rayonné par chaque dipôle (électrique ou magnétique) peut s'exprimer dans un repère sphérique ($\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_\varphi$) et qu'il comprend trois composantes (Figures I.27 et I.28) .[17]

Le dipôle magnétique rayonne trois composantes : $\vec{E}_\varphi, \vec{H}_r, \vec{H}_\theta$

$$\vec{E}_\varphi = (-j\omega\mu_0) \frac{|\vec{m}|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r^2} (1 + jk_0 r) e^{-jk_0 r} \vec{u}_\varphi \quad (\text{I.65})$$

$$\vec{H}_r = \frac{|\vec{m}|}{4\pi} \frac{2\cos\theta}{r^3} (1 + jk_0 r) e^{-jk_0 r} \vec{u}_r \quad (\text{I.66})$$

$$\vec{H}_\theta = \frac{|\vec{m}|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r^3} (1 + jk_0 r - k_0^2 r^2) e^{-jk_0 r} \vec{u}_\theta \quad (\text{I.67})$$

Le dipôle électrique rayonne trois composantes : \vec{E}_θ ; \vec{E}_r ; \vec{H}_φ

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_\theta = \frac{|\vec{p}|}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sin\theta}{r^3} (1 + jk_0 r - k_0^2 r^2) e^{-jk_0 r} \vec{u}_\theta \quad (I.68) \\ \vec{E}_r = \frac{|\vec{p}|}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\cos\theta}{r^3} (1 + jk_0 r) e^{-jk_0 r} \vec{u}_r \quad (I.69) \\ \vec{H}_\varphi = j\omega \frac{|\vec{p}|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r^2} (1 + jk_0 r) e^{-jk_0 r} \vec{u}_\varphi \quad (I.70) \end{array} \right.$$

Les expressions que l'on vient de poser peuvent être singulièrement simplifiées lorsque sont vérifiées les hypothèses du champ à proximité du dipôle et du champ lointain.

En ce qui concerne le champ à proximité, la distance "r" entre le dipôle et l'observateur est telle que :

$$k_0 r \ll 1 \quad (I.71)$$

ce qui conduit aux expressions limites suivantes :

Rayonnement du dipôle magnétique

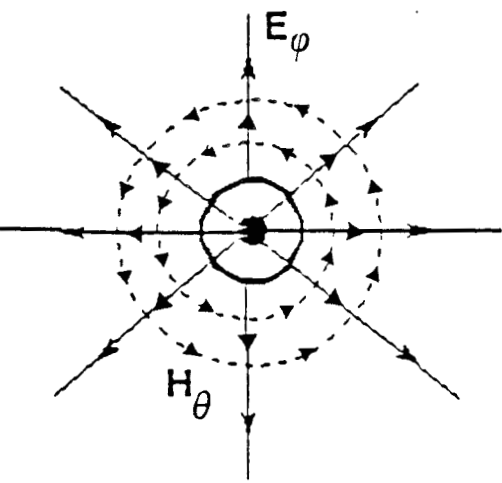
Rayonnement du dipôle électrique

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_\varphi = 0 \quad (I.72) \\ \vec{H}_r = \frac{|\vec{m}|}{4\pi} \frac{2\cos\theta}{r^3} \vec{u}_r \quad (I.73) \\ \vec{H}_\theta = \frac{|\vec{m}|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r^3} \vec{u}_\theta \quad (I.74) \end{array} \right.$$

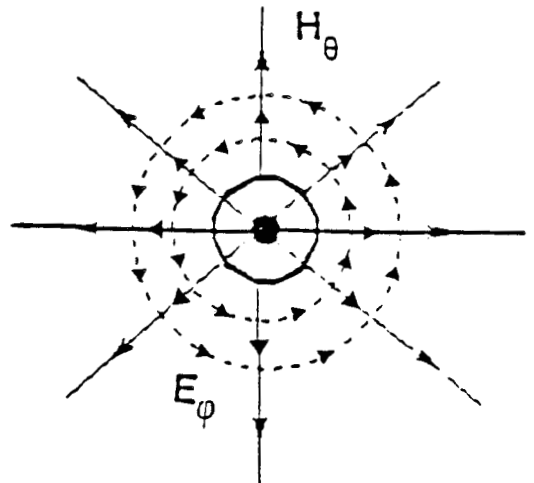
$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_r = \frac{|\vec{p}|}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\cos\theta}{r^3} \vec{u}_r \quad (I.75) \\ \vec{E}_\theta = \frac{|\vec{p}|}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sin\theta}{r^3} \vec{u}_\theta \quad (I.76) \\ \vec{H}_\varphi = 0 \quad (I.77) \end{array} \right.$$

En revanche, le champ lointain est obtenu lorsque la condition :

$$k_0 r \gg 1 \quad (I.78)$$



Mode TM



Mode TE

Figure (I.29)

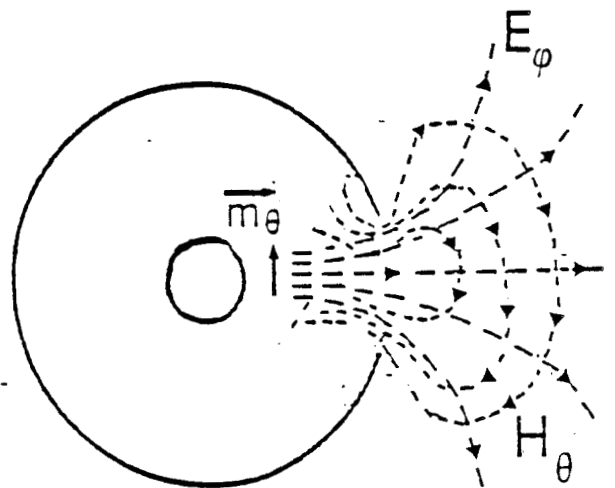
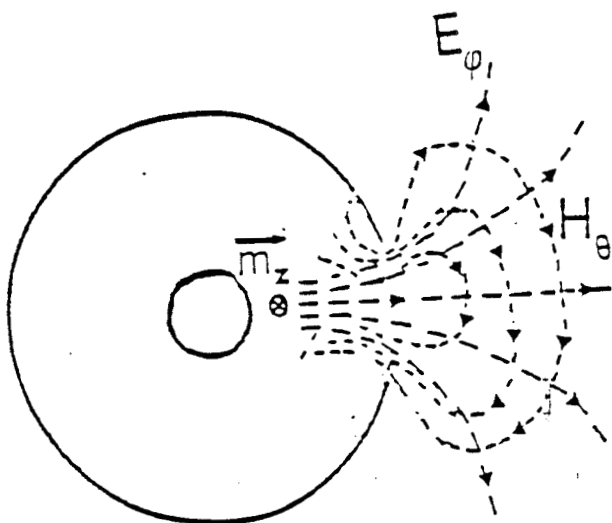


Figure (I.30)

est satisfaite . Ce qui conduit aux expressions suivantes :

Rayonnement du dipôle magnétique

$$\vec{E}_\varphi = (k_0 \omega \mu_0) \frac{|\vec{m}|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r} e^{-jk_0 r} \vec{u}_\varphi \quad (I.79)$$

$$\vec{H}_r = 0 \quad (I.80)$$

$$\vec{H}_\theta = -k_0^2 \frac{|\vec{m}|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r} e^{-jk_0 r} \vec{u}_\theta \quad (I.81)$$

Rayonnement du dipôle électrique

$$\vec{E}_\theta = -k_0^2 \frac{|\vec{p}|}{4\pi \epsilon_0} \frac{\sin\theta}{r} e^{-jk_0 r} \vec{u}_\theta \quad (I.82)$$

$$\vec{E}_r = 0 \quad (I.83)$$

$$\vec{H}_\varphi = -k_0 \omega \frac{|\vec{p}|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r} e^{-jk_0 r} \vec{u}_\varphi \quad (I.84)$$

Ces expressions simplifiées montrent que le champ à proximité de l'ouverture rayonné par le dipôle magnétique sera magnétostatique, alors que celui rayonné par le dipôle électrique aura un caractère électrique . En revanche, le champ lointain rayonné par le dipôle électrique ou magnétique peut être localement assimilé à une onde plane puisque le rapport des composantes E_φ et H_θ (E_θ et H_φ) s'identifie à l'impédance d'onde du milieu.

Nous allons nous intéresser maintenant à l'association du champ rayonné par ces dipôles aux modes réellement excités à l'extérieur du câble . Nous étudierons seulement la contribution du dipôle magnétique, toutefois un développement analogue à celui ci pourra s'appliquer au cas du dipôle électrique.

I.5.3.4 : Excitation des modes TE et TM

Nous allons maintenant relier de façon qualitative le champ électromagnétique rayonné par les dipôles à la structure des modes TE et TM des ondes cylindriques induites par ces dipôles . Nous avons représenté sur la *figure (I.29)* l'orientation des composantes transversales du champ électromagnétique des modes TE et TM . Si nous regardons maintenant l'orientation des composantes du champ électromagnétique rayonné par les dipôles \vec{m}_θ et \vec{m}_z dans un plan transversal (*Figure I.30*), nous remarquons que le dipôle \vec{m}_z induit une composante électrique \vec{E}_φ qui aura la symétrie de révolution autour du câble et par conséquent produira naturellement un mode TE . Dans ce cas, la présence du câble ne perturbe pas le rayonnement des dipôles; l'onde TE est donc

produite par la contribution du rayonnement de tous les dipôles situés le long du câble, nous dirons que le câble fonctionne en mode rayonné.

En revanche, le dipôle perpendiculaire à l'axe du câble \vec{m}_θ ne produit pas naturellement le mode TM en raison de l'absence d'une symétrie de révolution autour de l'axe du câble . Il induit tout simplement une composante magnétique \vec{H}_θ qui va contribuer en présence du câble à transformer le rayonnement en une propagation guidée parallèle à l'axe du câble : nous dirons que le câble fonctionne en mode couplé . En effet, la composante magnétique \vec{H}_θ va induire sur la surface extérieure du câble un courant qui caractérisera les ondes cylindriques portées par le mode TM . Cependant, si la période des ouvertures est petite par rapport à la longueur d'onde, la conversion du champ rayonné par le dipôle en onde cylindrique se fera au moyen de la notion d'impédance de transfert Z_t . Le câble rayonnant est alors dans ce cas équivalent à une longue antenne parcourue par le courant induit par le mode TM, le champ à distance du câble sera donc donné par le rayonnement de cette antenne . Par un développement analogue à celui utilisé pour le rayonnement des dipôles magnétiques, on peut montrer que le dipôle électrique n'intervient pas dans le rayonnement

L'approche théorique que nous allons développer dans les prochains chapitres permet, en définitive, de dire que seuls les dipôles permettront de quantifier le champ à l'extérieur du câble en utilisant dans le premier cas le rayonnement des dipôles magnétiques (mode rayonné) et dans le second cas le rayonnement de l'antenne (mode couplé).

CONCLUSION

La démarche que nous avons suivie tout au long de ce chapitre est fondée sur l'existence de deux modes de fonctionnement d'un câble coaxial rayonnant : le mode rayonné et le mode couplé.

Dans le mode rayonné, on assimile les ouvertures pratiquées sur le blindage au rayonnement d'un réseau de dipôles magnétique et électrique dont seul le dipôle magnétique parallèle à l'axe du câble apporte sa contribution au rayonnement . Notons que dans le cas où l'ouverture aura son axe orthogonal ou parallèle à l'axe du câble celle ci ne rayonnera pas, mais dès qu'elle présentera une inclinaison ψ il sera alors possible d'avoir un rayonnement . La recherche d'un câble performant consiste alors à exploiter le compromis le plus satisfaisant entre l'atténuation linéique et le coefficient de couplage de cette longue antenne que représente le câble rayonnant.

Par contre, le fonctionnement en mode couplé fait appel au couplage existant entre le mode TEM intérieur au câble et le mode monofilaire qui se propage à l'extérieur du blindage.

En effet la connaissance du fonctionnement des câbles rayonnants nous donne alors la possibilité de modéliser leur rayonnement en développant une formulation analytique qui nous permettra d'interpréter plus facilement les résultats expérimentaux.

CHAPITRE II

MODELISATION DES CABLES COAXIAUX

A MODE RAYONNE

INTRODUCTION

Nous abordons, dans ce chapitre, l'étude du rayonnement du réseau d'ouvertures périodiques pratiquées sur le blindage d'un câble coaxial à fuites . Ce réseau sera assimilé, comme nous l'avons montré au premier chapitre, à un réseau de dipôles magnétiques dont l'axe est parallèle à celui du câble.

Une étude paramétrique sera d'abord menée afin d'étudier les fluctuations de la tension reçue aux bornes d'une antenne de réception en fonction de la position du point de réception et ce, pour différentes valeurs de fréquence . Les résultats de cette étude seront par la suite confrontés à ceux des mesures effectuées sur site ouvert, à partir de deux échantillons de câbles de dimension modeste.

Nous rappelons les principales étapes du raisonnement conduisant au calcul du coefficient de couplage d'un câble rayonnant; nous montrons à cette occasion le bon accord obtenu avec le modèle théorique.

Nous présentons enfin les résultats des mesures qui concernent l'évolution de l'affaiblissement du mode de propagation coaxial . L'exploration particulièrement fine du spectre nous permet alors de mettre en évidence les fréquences de réjection propres au fonctionnement du câble à fentes, nous donnerons ensuite une interprétation théorique de ces phénomènes.

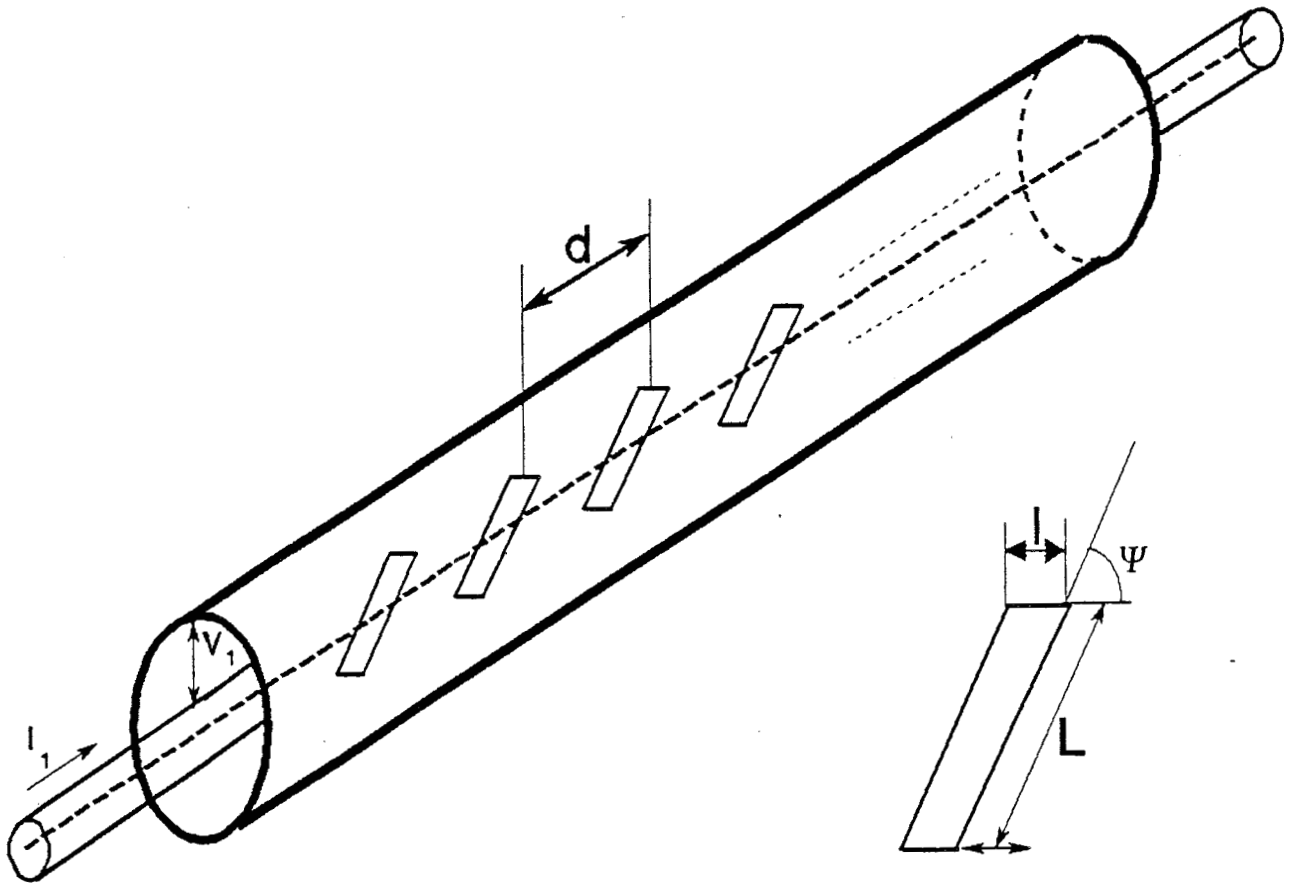


Figure (II.1)

II.1 : DESCRIPTION ET COMPORTEMENT DES CABLES COAXIAUX A MODE RAYONNE

Nous avons montré au chapitre précédent, en nous aidant de la théorie des ondes cylindriques et des propriétés des petites ouvertures diffractantes, qu'un câble coaxial à fentes inclinées périodiques possède la propriété remarquable de générer un mode TE à l'extérieur du câble . De plus lorsque la longueur d'onde est au dessous d'une longueur d'onde de coupure, l'énergie électromagnétique active peut être dispersée radialement au câble . Cette propriété sera mise à profit dans le présent chapitre pour mettre en oeuvre les câbles à mode rayonné dont le coefficient de couplage peut être singulièrement abaissé . Ce mode de fonctionnement implique toutefois une bande passante limitée par deux frontières : une fréquence de coupure basse qui correspond à la longueur d'onde de coupure au dessus de laquelle le rayonnement est inefficace et une fréquence de coupure haute qui correspond à une interférence modale dont l'effet est de produire d'importantes fluctuations longitudinales du champ rayonné .

Cet aspect est traité dans le premier paragraphe où le fonctionnement du câble est traité en terme de mode rayonné . Pour ce faire, nous assimilons le câble à un réseau de dipôles magnétiques ayant leur orientation parallèle à l'axe du câble; nous calculons le champ lointain rayonné par ce réseau et cherchons les conditions qui impliquent la recherche d'un lobe principal dans le diagramme de rayonnement . Cette condition aboutit alors à une longueur d'onde de coupure tout à fait équivalente au paramètre trouvé dans la théorie des ondes cylindriques . Cette approche a cependant l'avantage par rapport à celle utilisant les ondes cylindriques de mettre en évidence d'autre fréquences de coupure qui vont correspondre à des interférences entre modes rayonnés . Ces interférences donneront naissance aux fluctuations longitudinales du champ évoquées plus haut.

II.1.1 : Conditions de rayonnement et interférence modale d'un câble à fentes inclinées

Le câble coaxial rayonnant à fentes comprend des fentes rectangulaires inclinées par rapport à l'axe du câble . Chacune des fentes est caractérisée par son inclinaison ψ , sa longueur L et sa largeur l (*Figure II.1*) . [18][19]

L'espacement "d" des fentes sera comme nous allons le montrer un paramètre déterminant dans le fonctionnement du câble .

L'onde TEM progressive qui se propage à l'extérieur du câble coaxial est caractérisée par le couple courant - tension (I_1, V_1) .

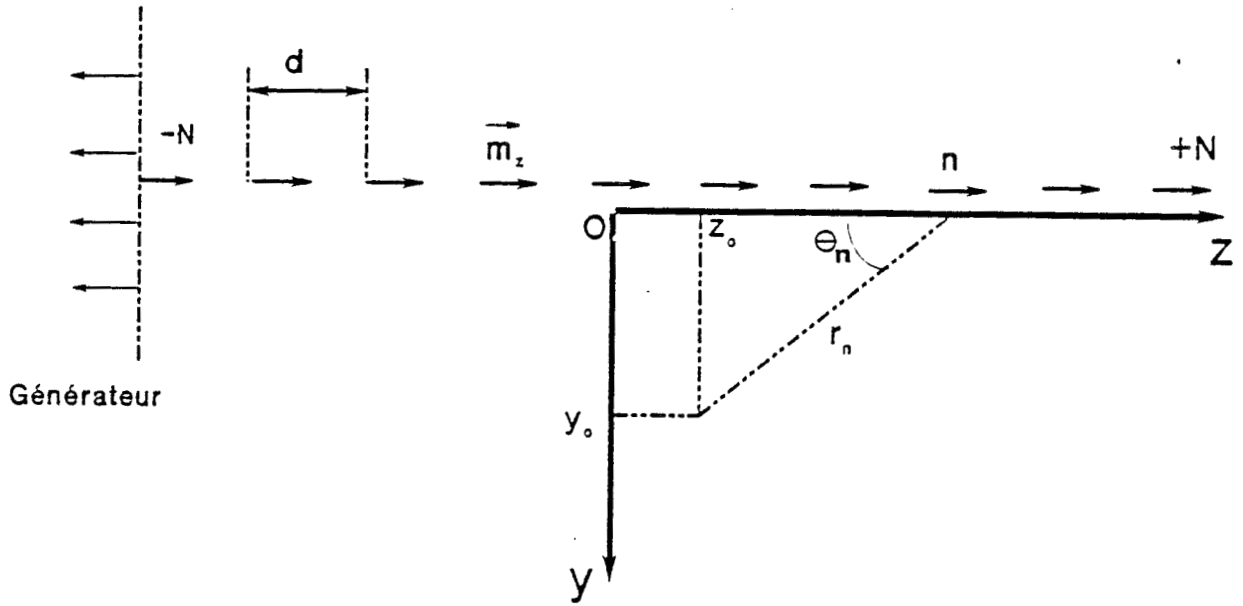


Figure (II.2)

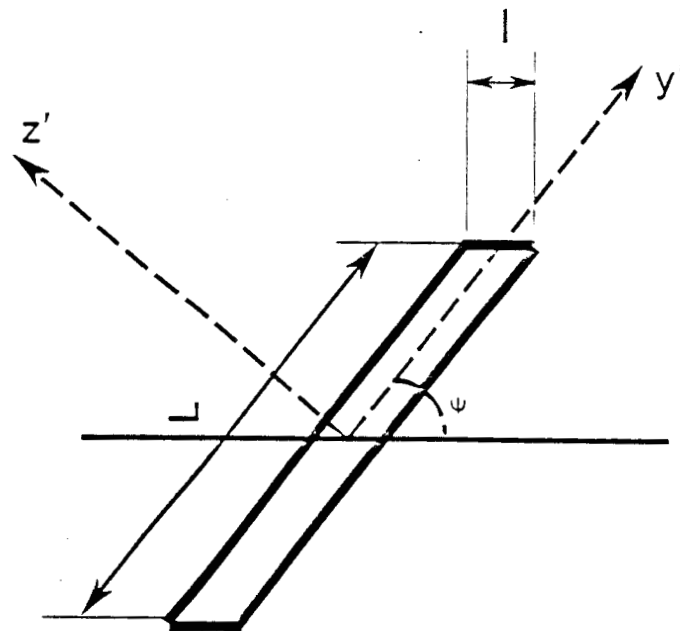


Figure (II.3)

D'après les résultats mentionnés dans le chapitre précédent, un câble rayonnant à fentes sera par conséquent équivalent à un réseau de dipôles magnétiques distribués parallèlement à l'axe du câble avec un espacement géométrique égal à "d" (*Figure II.2*). Ces dipôles vont donc engendrer une composante électrique azimutale et une composante magnétique parallèle à l'axe du câble, ces deux composantes vont donc correspondre à une expansion du champ électrique suivant une direction radiale.

Si nous attachons au réseau le repère cartésien et si le générateur est connecté à l'extrémité du câble correspondant au dipôle d'ordre "N", on peut écrire le champ rayonné par le dipôle "n" au moyen de l'expression :

$$E_{xn} = V_0 \frac{e^{-j\varphi_n}}{r_n} \sin \theta_n \quad (\text{II.1})$$

où :

E_{xn} est la valeur efficace du champ.

r_n est la distance entre le point de réception O' et la fente considérée.

$$r_n = \sqrt{(nd - z_0)^2 + y_0^2} \quad (\text{II.2})$$

θ_n est tel que :

$$\sin \theta_n = \frac{y_0}{r_n} \quad (\text{II.3})$$

φ_n correspond au temps de propagation de l'onde entre le générateur et le point de réception O' .

Le parcours de l'onde TEM à l'intérieur du coaxial est caractérisé par le déphasage $k_1(N+n)d$ et le parcours de l'onde entre la fente et le point d'observation est caractérisé par kr_n .

φ_n va être donné alors par la relation :

$$\varphi_n = kr_n + (N+n)k_1d \quad (\text{II.4})$$

Le champ total rayonné par les $2N+1$ dipôles va donc s'exprimer par la relation :

$$E_x = \sum_{-N}^{+N} E_{xn} = V_0 y_0 \sum_{-N}^{+N} \frac{e^{-j[kr_n + (N+n)k_1d]}}{r_n} \quad (\text{II.5})$$

où k et k_1 sont donnés par les équations suivantes :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{et} \quad k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r} \quad (\text{II.6})$$

ϵ_r représente la permittivité relative de l'isolant primaire du câble coaxial

Le coefficient V_0 est homogène à un potentiel et peut s'exprimer par la relation suivante :

$$V_0 = \frac{\pi}{\lambda^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} |\vec{m}_z| \quad (\text{II.7})$$

dans laquelle λ est la longueur d'onde en espace libre

$$\lambda = \frac{3.10^8}{f} \quad (\text{II.8})$$

et $|\vec{m}_z|$ le module du moment magnétique équivalent à l'ouverture tel que :

$$|\vec{m}_z| = |(\alpha_{mz'} - \alpha_{my'}) \cos \psi \sin \psi| \frac{V_1}{\pi D Z_c} \quad (\text{II.9})$$

$\alpha_{mz'}$, $\alpha_{my'}$ sont des composantes dyadiques de la polarisabilité magnétique d'une ouverture suivant des axes respectivement perpendiculaire et parallèle à la plus grande dimension de l'ouverture.

Z_c : l'impédance caractéristique du câble coaxial.

V_1 : la tension associée au mode TEM qui se propage à l'extérieur du câble.

D : le diamètre du câble coaxial.

S'il s'agit de fentes rectangulaires satisfaisant l'approximation $l < L$ (Figure II.3), les composantes de la polarisabilité magnétique seront données par :

$$\alpha_{my'} = \frac{\pi}{24} \frac{L^3}{\text{Log}\left(\frac{4}{k} - 1\right)} \quad (\text{II.10})$$

$$\alpha_{mz'} = \frac{\pi}{16} k' L^3 \quad (\text{II.11})$$

où :

$$k' = \frac{1}{L} \quad (\text{II.12})$$

Si nous nous plaçons maintenant à une distance du câble, grande par rapport à la longueur du câble, le développement dans l'annexe conduit à une expression analytique simple du module du champ électrique qui s'écrit :

$$|E_x| = \left| \frac{V_0 y_0}{r_0} \frac{\sin\left[\frac{2N+1}{2} (kdcos\theta + k_1d)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2} (kdcos\theta + k_1d)\right]} \right| \quad (\text{II.13})$$

La condition de rayonnement sera alors satisfaite par la recherche du maximum de rayonnement soit :

$$|E_x| = N E_0 \quad (\text{II.14})$$

où :

$$E_0 = \frac{V_0 y_0}{r_0} \quad (\text{II.15})$$

condition qu'on peut aussi traduire par :

$$kdcos\theta + k_1d = 2m\pi \quad m \text{ est un entier} \quad (\text{II.16})$$

Le lobe principal sera par conséquent donné dans la direction θ telle que :

$$\cos\theta = m \frac{2\pi}{kd} \cdot \frac{k_1}{k} \quad (\text{II.17})$$

que l'on peut aussi écrire :

$$\cos\theta = m \frac{\lambda}{d} - \sqrt{\epsilon_r} \quad (\text{II.18})$$

La relation (II.18) n'est cependant vérifiée qu'à condition que $\cos\theta$ soit compris dans ses limites mathématiques $[-1, +1]$ soit :

$$|\cos\theta| \leq 1 \quad (\text{II.19})$$

que l'on peut aussi traduire par :

$$-1 \leq m \frac{\lambda}{d} - \sqrt{\epsilon_r} \leq 1 \quad (\text{II.20})$$

La condition de rayonnement de champ maximum va donc correspondre au spectre des valeurs de la constante entière "m" satisfaisant la relation (II.20).

Evolution du champ électrique

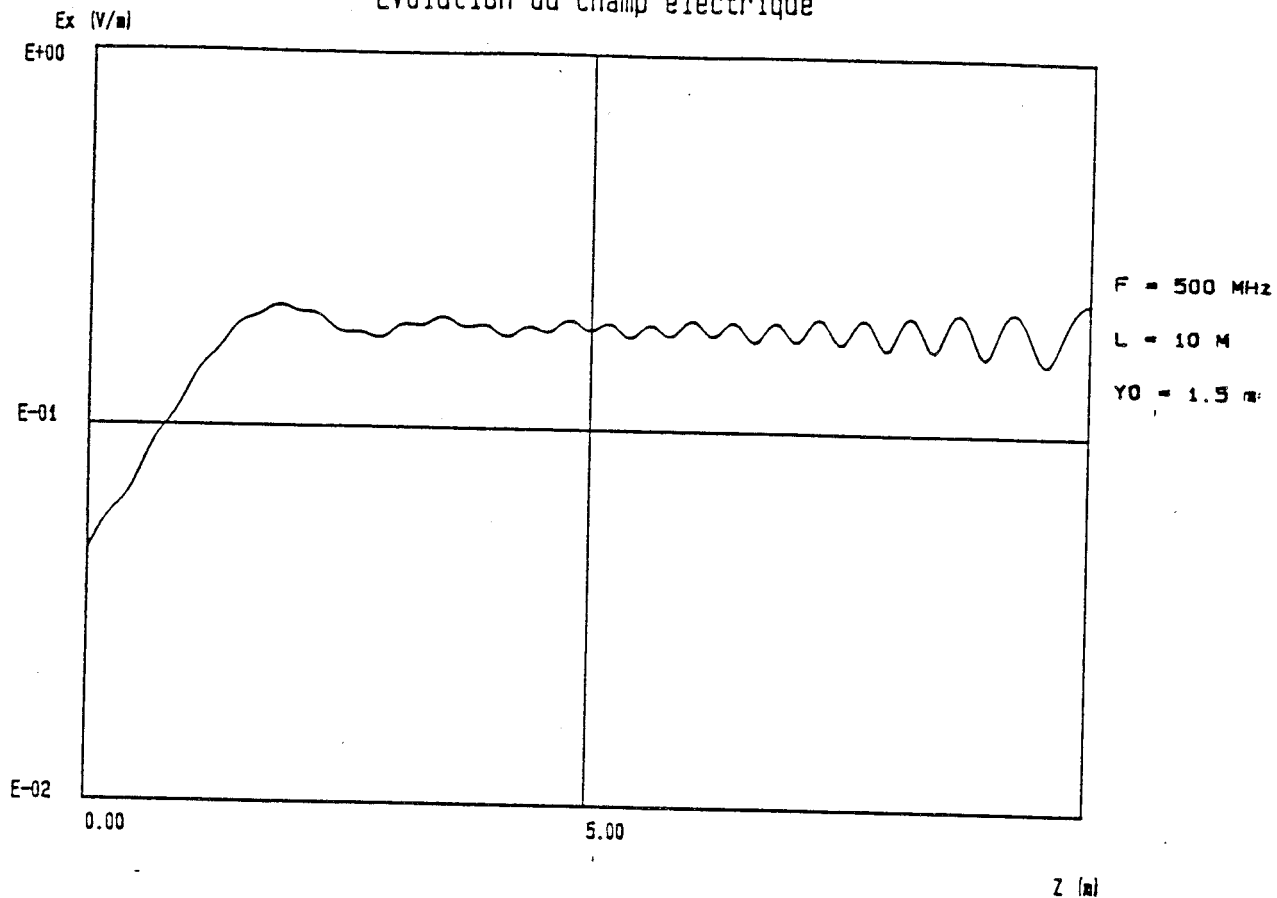


Planche (II.1)

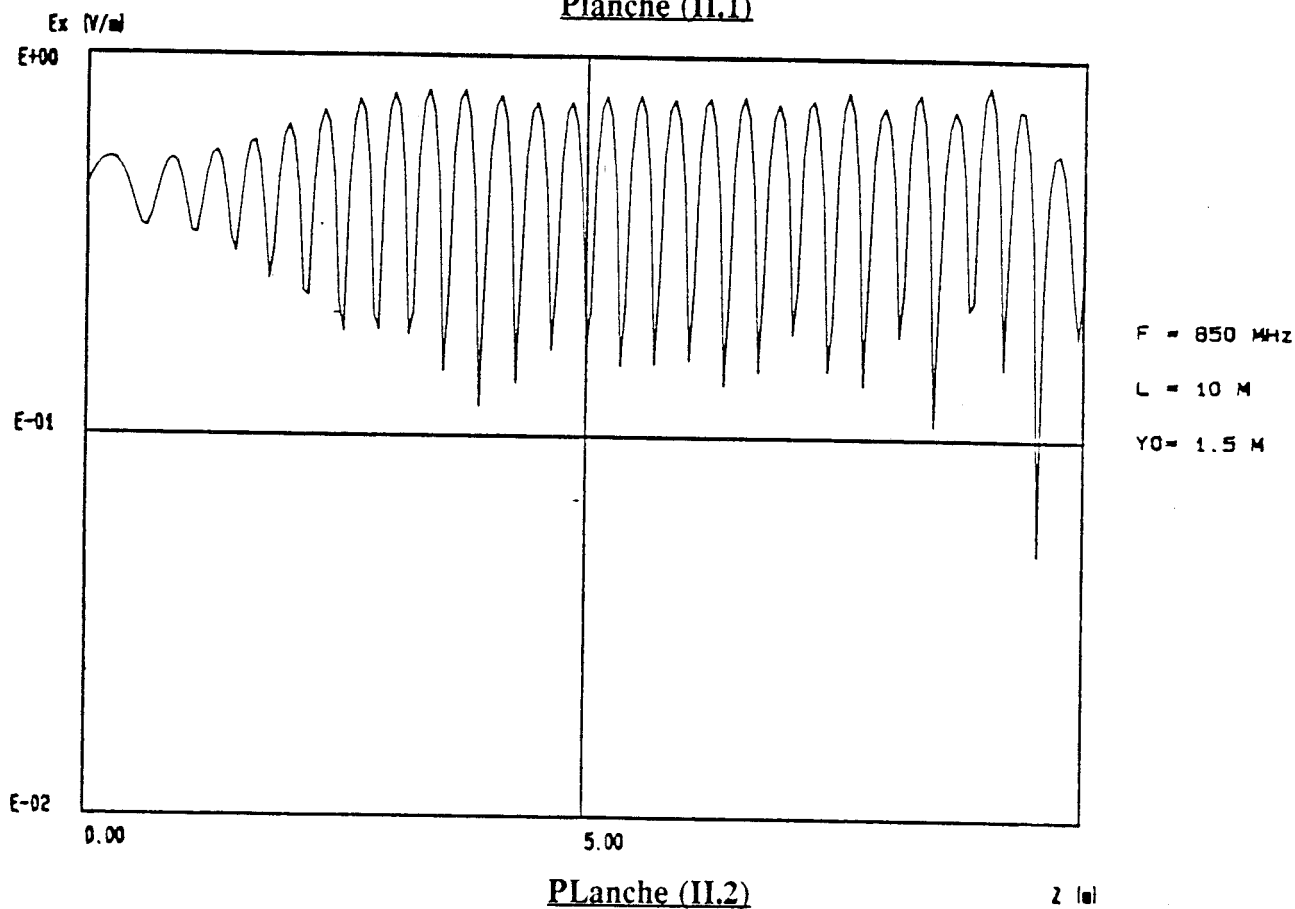


Planche (II.2)

Le rayonnement des câbles à fuites sera par conséquent effectif pour les signaux porteurs dont la longueur d'onde va satisfaire la relation :

$$(\sqrt{\epsilon_r} - 1) \frac{d}{m} \leq \lambda \leq (\sqrt{\epsilon_r} + 1) \frac{d}{m} \quad (\text{II.21})$$

Cette condition est tout à fait équivalente à celle trouvée dans la théorie des ondes cylindriques .

La relation (II.21) montre qu'à chaque valeur de l'entier "m", satisfaisant cette condition, correspondra un mode rayonné.

Les longueurs d'ondes qui satisferont la relation (II.22) soit :

$$\lambda \geq (1 + \sqrt{\epsilon_r}) d \quad (\text{II.22})$$

correspondent au cas où le câble ne fonctionne pas en mode rayonné . Nous verrons par la suite que ce mode de fonctionnement satisfait alors le couplage de modes évoqués auparavant.

Les cas où :

m = 1 : $\lambda_c = (1 + \sqrt{\epsilon_r}) d$, correspond à la longueur d'onde de coupure du 1^{er} mode rayonné.

m = 2 : Rayonnement du second mode, ce qui signifie qu'aux longueurs d'ondes telles que : $\lambda \leq (1 + \sqrt{\epsilon_r}) \frac{d}{2}$, plusieurs modes rayonnés interfèrent.

Nous allons montrer, à l'aide d'un exemple, que l'interférence des modes rayonnés a une influence sur la distribution du champ le long du câble.

On choisit $\epsilon_r = 1.5$ et $d = 0.35$ m : la longueur d'onde de coupure du premier mode rayonné est $\lambda_{c1} = 0.77$ m soit une fréquence $F_{c1} = 390$ MHz.

La longueur d'onde de coupure du deuxième mode rayonné sera $\lambda_{c2} = 0.385$ m soit une fréquence $F_{c2} = 780$ MHz.

La courbe de la Planche (II.1) représente les variations du champ pour une fréquence égale à 500 MHz comprise entre F_{c1} et F_{c2} , et la Planche (II.2) pour une fréquence égale à 850 MHz supérieure à F_{c2} .

L'interférence des modes rayonnés produit donc des fluctuations du champ parallèlement au câble . Si l'absence des fluctuations longitudinales peu être retenue comme un critère de choix, la bande passante d'un câble à mode rayonné est incluse dans la limite :

$$F_{c1} < F < 2 F_{c1} \quad (\text{II.23})$$

II.1.2 : Câble coaxial à groupement de fentes alternées [20],[21],[22]

Si on souhaite réduire la fréquence de coupure à une valeur assez basse, par exemple 100 MHz, il faut que l'espacement des fentes inclinées soit $d = 1.35$ m avec $\epsilon_r = 1.5$.

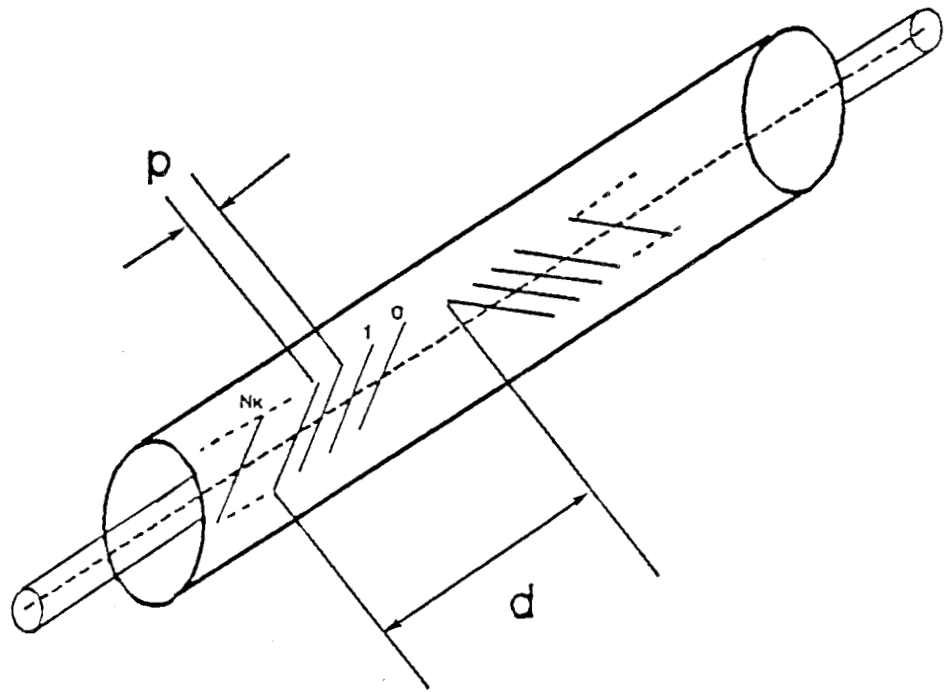


Figure (II.4)

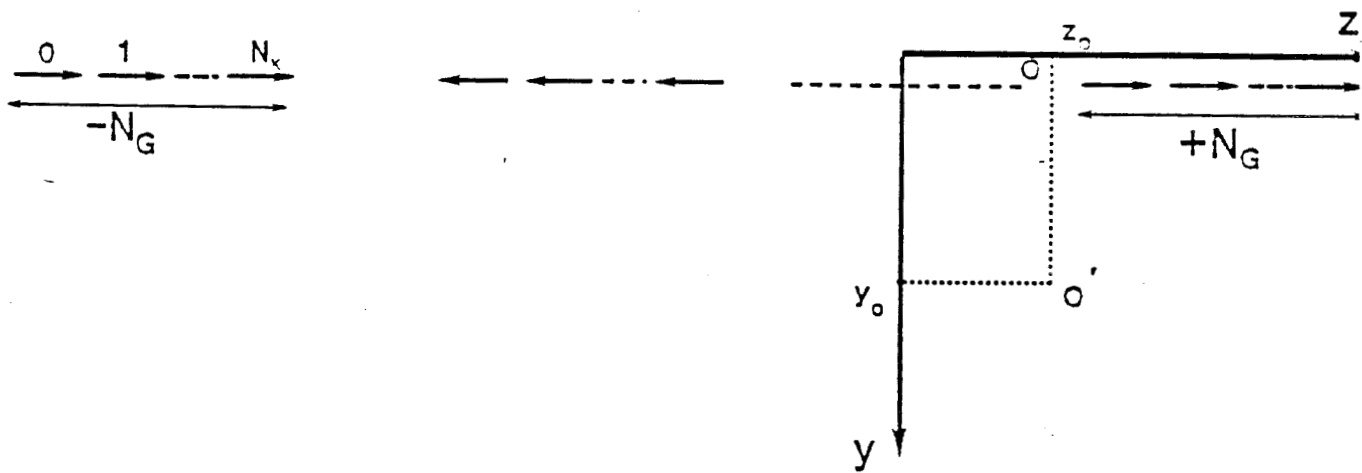


Figure (II.5)

Cette contrainte diminue la densité des ouvertures et par voie de conséquence il en résulte un accroissement du coefficient de couplage . Pour combattre cet effet, on peut réduire l'espacement d'un facteur deux tout en gardant la même fréquence de coupure mais en utilisant des fentes d'inclinaison alternée . Si on souhaite encore réduire le coefficient de couplage, on peut recourir à des groupes de fentes alternés .

Chaque groupe de fentes contient un certain nombre de fentes (*Figure II.4*), l'espacement entre celles-ci sera toutefois très inférieur à la longueur d'onde.

Si nous nous rapportons au raisonnement du paragraphe (II.1.1), le rayonnement des fentes est équivalent au rayonnement des composantes dipolaires ayant une orientation alternée, ce qui revient à exciter un groupe de fentes sur deux en opposition de phase . Le déphasage élémentaire δ va donc s'écrire :

$$\delta = k_1 d + \pi \quad (\text{II.24})$$

La condition de rayonnement sera donc :

$$k d \cos\theta + \delta = 2m\pi \quad (\text{II.25})$$

soit :

$$-1 \leq \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d} - \sqrt{\epsilon_r} \leq 1 \quad (\text{II.26})$$

Pour rayonner alors le mode fondamental ($m = 1$), l'espacement "d" doit être tel que :

$$\frac{\lambda}{2(\sqrt{\epsilon_r} + 1)} \leq d \leq \frac{\lambda}{2(\sqrt{\epsilon_r} - 1)} \quad (\text{II.27})$$

Les ouvertures alternées permettent alors de réduire l'espacement d'un facteur deux.

Si nous considérons maintenant que chaque groupe comprend $N_k + 1$ dipôles et que le câble comprend $2N_g + 1$ groupes (*Figure II .5*), la composante E_x du champ rayonné va donc s'écrire en module par :

$$|E_x| = \left| \sum_{n=-N_g}^{N_g} \sum_{m=0}^{N_k} E_{x_{n,m}} \right| \quad (\text{II.28})$$

où $E_{x_{n,m}}$ est la composante du champ rayonné par un dipôle magnétique élémentaire.

La composante E_x rayonné au point O' de coordonnées (z_0, y_0) par les dipôles s'exprime en module par :

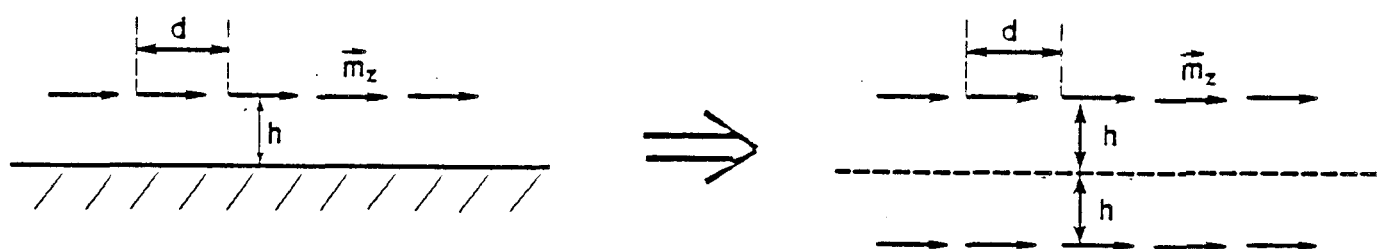


Figure (II.6)

$$|E_x| = \left| \sum_{n=-N_g}^{N_g} \sum_{m=0}^{N_k} \frac{V_o y_o}{r_{n,m}^2} e^{-j[kr_{n,m} + (N_g+n)(k_1 d + \pi) + mk_1 p]} \right| \quad (II.29)$$

où :

$$r_{n,m}^2 = (nd + mp - z_o)^2 + y_o^2 \quad (II.30)$$

II.1.3 : Effet de l'environnement du câble

L'effet de l'environnement du câble peut être caractérisé par deux mécanismes physiques : la proximité du câble vis-à-vis de la paroi ou du sol, c'est le cas par exemple d'un câble posé à proximité de la voûte d'un tunnel ou à proximité du sol . Cet effet va surtout influencer les propriétés du rayonnement du câble et par conséquent le coefficient de couplage. Le second mécanisme est lié au confinement du milieu en particulier, l'effet engendré par le tunnel ou la galerie souterraine. Les ondes rayonnées par le câble sont dans ce cas converties en modes hybrides guidés par le tunnel, ce qui signifie que le champ calculé, dans l'hypothèse qu'il est isolé dans l'espace, n'est qu'une grande approximation de la réalité physique, approximation d'autant justifiée qu'on s'approche du câble. Il est très difficile de faire intervenir ce mécanisme au moyen d'un modèle théorique . En revanche, l'influence de la paroi sur le coefficient de couplage peut être considérée en usant de la théorie des images . En effet, les dipôles magnétiques équivalents au câble fonctionnant dans le vide ont été déterminés en appliquant la théorie de polarisabilité mentionnée plus haut où le champ générateur est la composante magnétique azimutale équivalente au champ résultant qui illuminera l'ouverture si elle était dans écran plan de dimension infini, lorsque le câble est à proximité du plan conducteur les courants qui y sont induits par le réseau de dipôles calculés dans les conditions précédentes créent un champ de réaction qui n'est autre que le rayonnement de l'image électrique de ces dipôles. Celle ci consiste à assimiler la paroi à un plan parfaitement conducteur et suppose que le champ rayonné par le câble est la superposition du champ rayonné par le réseau des dipôles magnétiques équivalents aux ouvertures disposées sur le blindage auquel s'ajoute le champ rayonné par le réseau image correspondant aux dipôles magnétiques placés au dessus d'un plan (*Figure II.6*). Le champ rayonné par le câble coaxial à fentes va donc s'écrire :

$$|E_x| = \left| V_o y_o \sum_{-N}^{+N} \frac{e^{-j[kr_n + (N+n)k_1 d]}}{r_n^2} + V_o (y_o + 2h) \frac{e^{-j[kr'_n + (N+n)k_1 d]}}{r'_n{}^2} \right| \quad (II.31)$$

où :

$$r_n = \sqrt{(nd - z_o)^2 + y_o^2} \quad (II.32)$$

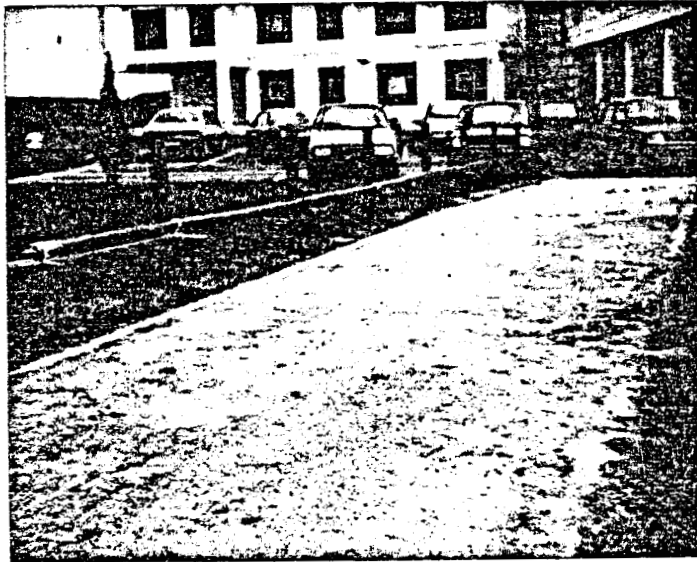


Planche (II.3)

$$r'_n = \sqrt{(nd - z_0)^2 + (y_0 + 2h)^2} \quad (\text{II.33})$$

De même le champ rayonné, par le câble coaxial à groupement de fentes alternés, au point de coordonnées (z_0, y_0) s'exprime par la relation suivante :

$$|E_x| = \left| \sum_{n=-N_g}^{N_g} \sum_{m=0}^{N_k} \frac{V_0 y_0}{r_{n,m}^2} e^{-j[kr_{n,m} + (N_g + n)(k_1 d + \pi) + mk_1 p]} + \frac{V_0 (y_0 + 2h)}{r'^2_{n,m}} e^{-j[kr'_{n,m} + (N_g + n)(k_1 d + \pi) + mk_1 p]} \right| \quad (\text{II.34})$$

où :

$$r_{n,m}^2 = (nd + mp - z_0)^2 + y_0^2 \quad (\text{II.35})$$

$$r'^2_{n,m} = (nd + mp - z_0)^2 + (y_0 + 2h)^2 \quad (\text{II.36})$$

II.2 : EXPERIMENTATION DES CABLES SUR SITE OUVERT

Les expériences entreprises au site ouvert du CRESTA (Centre de Recherche et d'évaluation des systèmes de transports Automatisés) à Villeneuve d'Ascq, ont porté sur des mesures effectuées à partir des échantillons de câbles de dimensions modestes(20 à 30 m) . Les résultats proposés dans ce paragraphe nous permettront de vérifier la validité du modèle théorique du rayonnement dipolaire.

Pour mettre en oeuvre les expériences le câble est placé, les ouvertures orientées vers l'espace libre, de façon à ce que la distance séparant le câble du sol soit réglable (Planche II.3).

II.2.1 : Caractéristiques des câbles à fentes expérimentés

Il s'agit dans un premier lieu d'un câble coaxial rayonnant à fentes périodiques que nous appellerons par la suite CFE1 (*Figure II.7*) dont les principaux paramètres géométriques sont donnés ci dessous :

Diamètre du câble : $D = 44 \text{ mm}$

Espacement des ouvertures : $d = 350 \text{ mm}$

Permittivité du diélectrique : $\epsilon_r = 1.5$

Longueur de la fente : $L = 145 \text{ mm}$

Largeur de la fente : $l = 5 \text{ mm}$

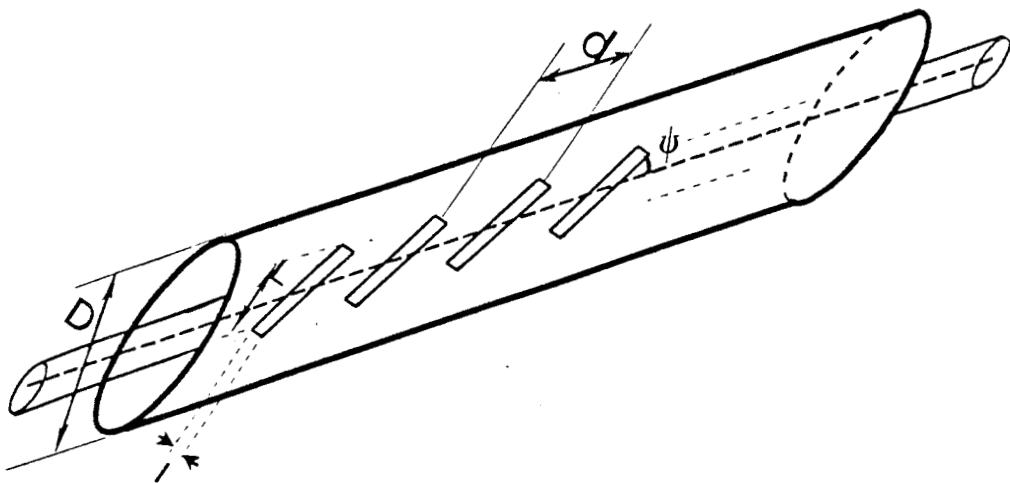


Figure (II.7)

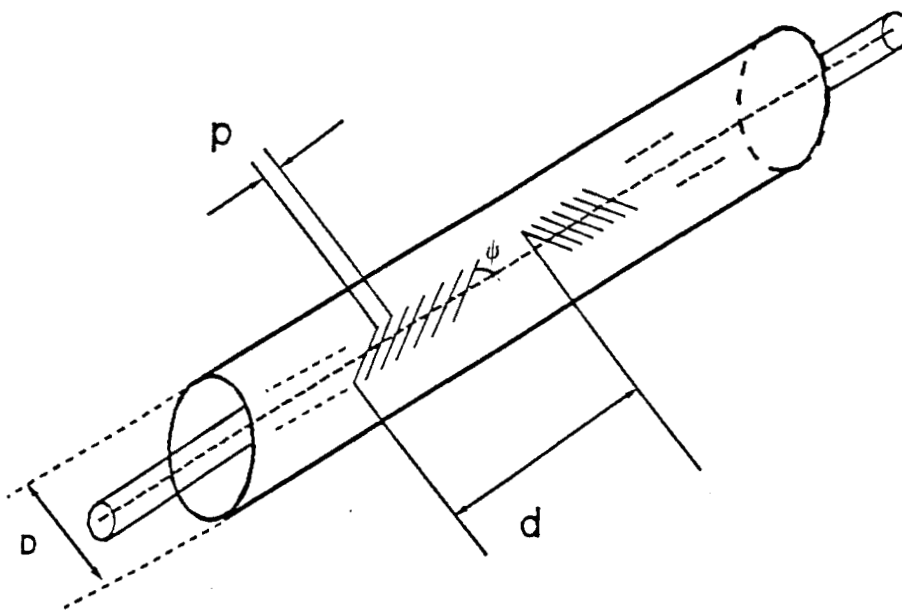


Figure (II.8)

Angle d'inclinaison : $\psi = 20^\circ$
Longueur du câble : $L_0 = 12 \text{ m}$
Impédance caractéristique : $Z_C = 50 \Omega$

La théorie du rayonnement décrite dans le premier paragraphe prévoit une première fréquence de coupure autour de 390 MHz.

Le deuxième câble à expérimenter est un câble coaxial rayonnant comprenant des groupes de 7 ouvertures à orientation alternée (*Figure II.8*). Nous l'appellerons par la suite

CFE2, les principaux paramètres géométriques sont donnés ci dessous :

Diamètre du câble : $D = 48 \text{ mm}$
Permittivité du diélectrique : $\epsilon_r = 1.5$
Distance séparant deux groupes d'ouvertures : $d = 1 \text{ m}$
Distance séparant deux ouvertures : $p = 125 \text{ mm}$
Caractéristiques de l'ouverture : $L = 80 \text{ mm}$ $l = 4.5 \text{ mm}$
Inclinaison de l'ouverture : $\psi = 9^\circ$
Longueur du câble : $L_0 = 36 \text{ m}$
Impédance caractéristique : $Z_C = 50 \Omega$

II.2.2 : Description de la chaîne de mesure

Le paramètre à déterminer au cours de la mesure est l'évolution de la composante du champ électrique rayonnée par le câble pour un observateur se déplaçant parallèlement à celui ci . Ce champ est mesuré à l'aide d'un dipôle électrique demi-onde accordé, disposé de façon à être sensible à la seule composante azimutale du champ notée E_x .

En effet, la direction du dipôle est perpendiculaire au plan contenant le point de réception et l'axe du câble.

Le récepteur utilisé au cours de ces essais est un analyseur de spectre . Le signal à la sortie de cet analyseur sera proportionnel au niveau du champ capté par l'antenne de réception . Il est ensuite numérisé par la centrale d'acquisition puis enregistré pour le dépouillement ultérieur.

Le synoptique de la *Figure(II.9)* montre les éléments principaux de la chaîne de mesure . La distance y_0 entre l'antenne et le câble est toutefois maintenue à une valeur constante au cours de l'exploration le long du câble, et reste bien inférieure à la longueur du câble.

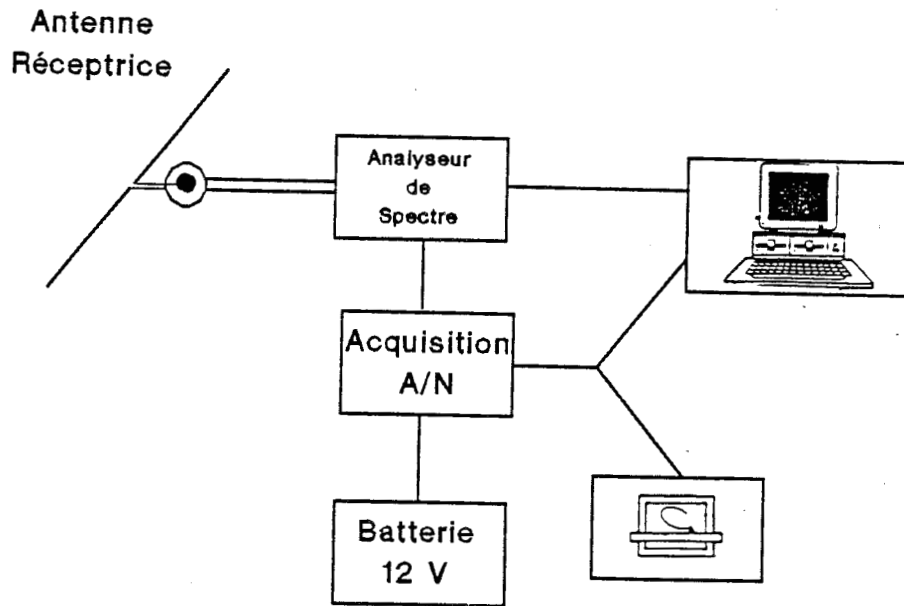


Figure (II.9)

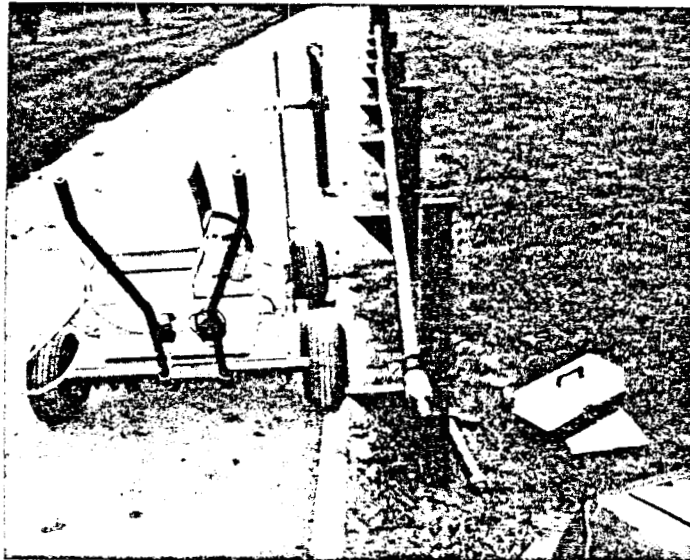


Planche (II.4)

CHAINE DE RECEPTION

Le générateur est connecté à une extrémité du câble rayonnant , alors que l'autre extrémité est branchée sur l'impédance caractéristique de façon à exciter une onde progressive.

La puissance à l'entrée du câble est maintenue à une valeur constante égale à 1.25W.

La longueur du câble sera suffisamment petite afin de négliger l'affaiblissement de l'onde TEM intérieure au câble.

II.2.3 : Confrontation des résultats expérimentaux obtenus sur site ouvert avec le modèle théorique

Le but de ces essais consistait à comparer l'évolution du champ rayonné par les deux câbles à celle donnée par la théorie dipolaire du rayonnement des câbles à fentes développée précédemment, et à retrouver les fréquences de coupure prévues par cette théorie.

Dans un premier temps, nous exposerons le comportement des câbles à fréquence fixe . Puis, nous nous intéresserons à leur comportement en fonction de la fréquence.

II.2.3.1 : Comportement des câbles à fréquence fixe

a) Câble rayonnant à fentes simples(CFE1) :

Le choix des fréquences d'émission a été dicté par le comportement théorique du câble CFE1 décrit dans le paragraphe (II.1.1), et précisément par la fréquence de coupure du premier mode rayonné qui se situe autour de 400 MHz . Trois fréquences d'émission ont été choisies :

i) F = 200 MHz : Le câble fonctionne en mode couplé.

ii) F = 500 MHz : Rayonnement du mode fondamental.

iii) F = 850MHz : Rayonnement du mode fondamental et du second mode.

Les résultats expérimentaux représentés sur les planches (II.5) et (II.6), montrent l'évolution de la tension reçue sur le récepteur telle qu'elle apparaît pour un observateur se déplaçant parallèlement au câble, et à la verticale de celui-ci à une distance constante.

Les variations de la tension reçue sur l'antenne sont caractérisées par des fluctuations plus ou moins importantes . La planche (II.5) correspond au cas où le câble est posé sur le sol, la distance séparant l'antenne du câble étant de 1.5 m .Les courbes représentées sur la planche (II.6) ont été obtenues en plaçant le câble à 30 cm du sol et en déplaçant l'antenne à une distance de 1.2 m du câble.

CABLE CFE1 F = 200MHz Câble - Antenne : 1.5 m Câble posé sur le sol

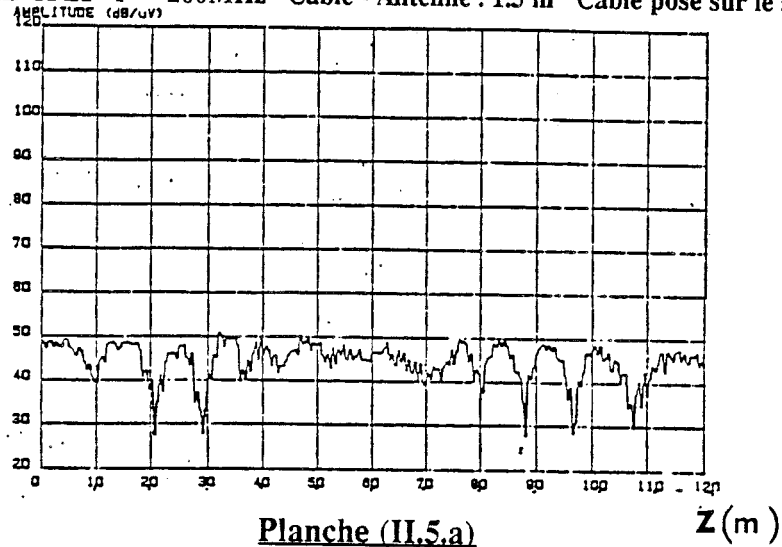


Planche (II.5.a)

CABLE CFE1 F = 500MHz Câble - Antenne : 1.5 m Câble posé sur le sol

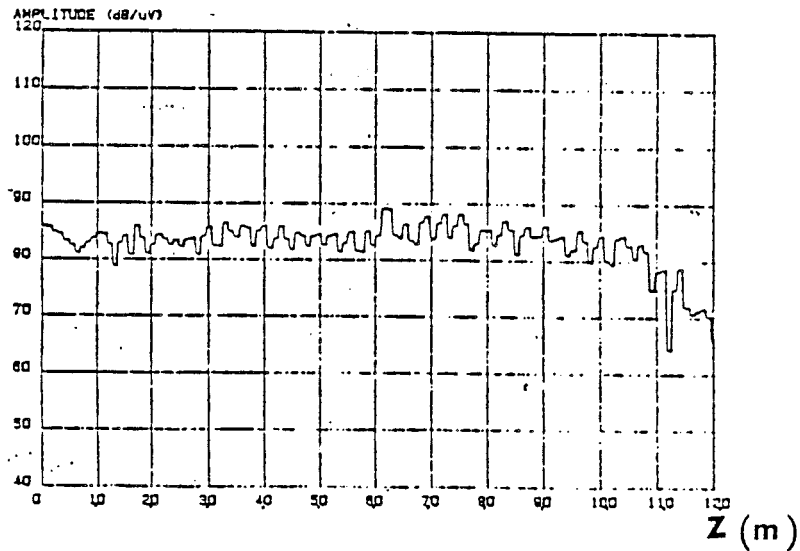


Planche (II.5.b)

CABLE CFE1 F = 850MHz Câble - Antenne : 1.5 m Câble posé sur le sol

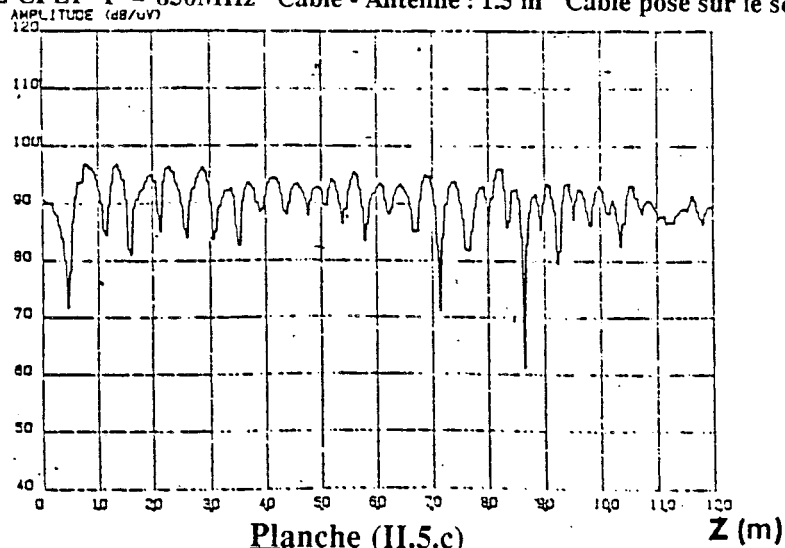
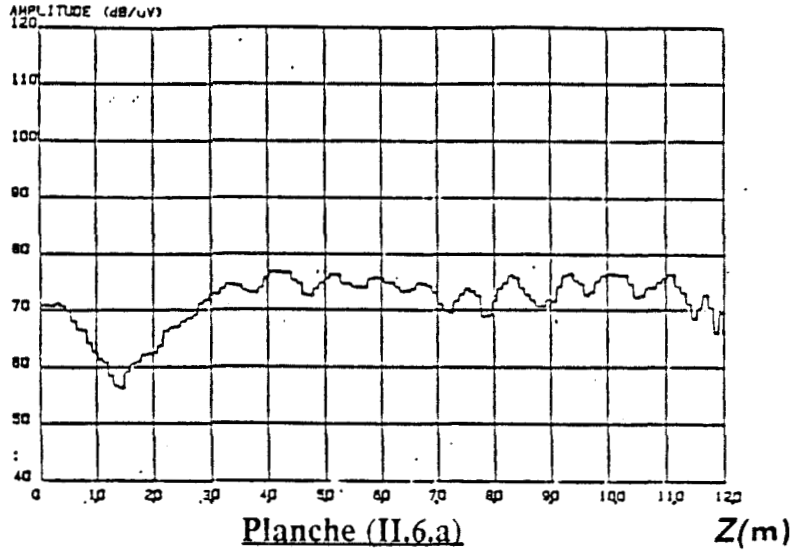


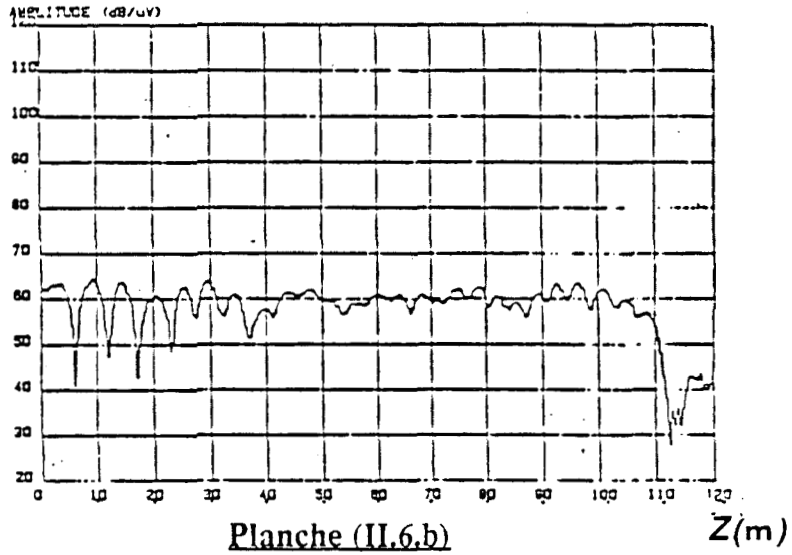
Planche (II.5.c)

PLANCHE (II.5)

CABLE CFE1 F = 200MHz Câble - Antenne : 1.5 m Câble - Sol : 30 cm



CABLE CFE1 F = 500MHz Câble - Antenne : 1.5 m Câble - Sol : 30 cm



CABLE CFE1 F = 850MHz Câble - Antenne : 1.5 m Câble - Sol : 30 cm

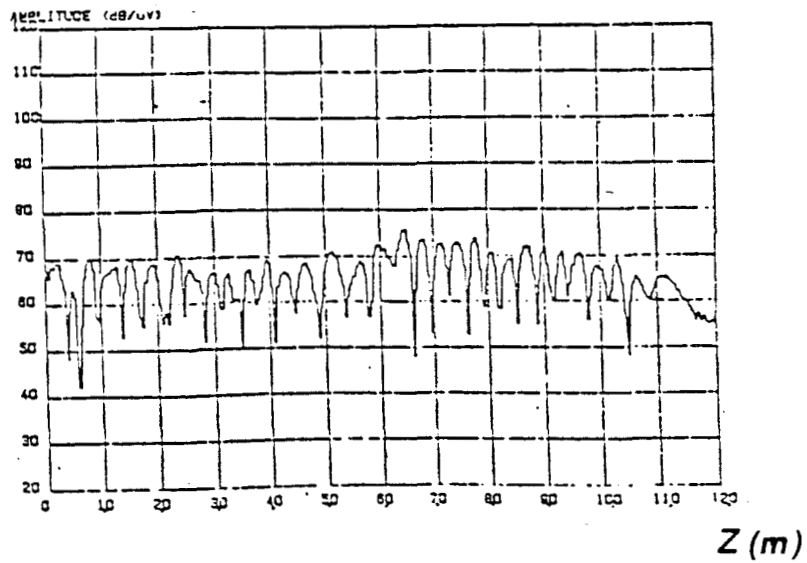
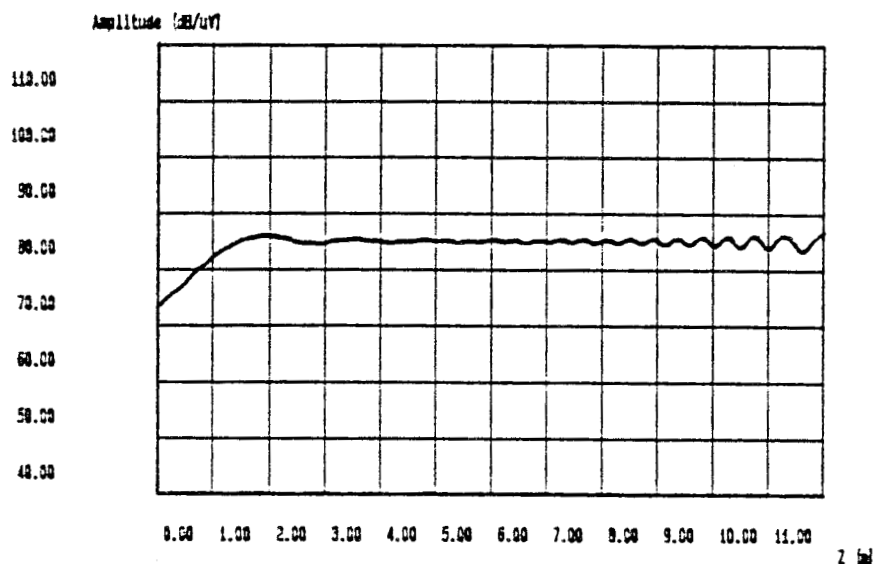


Planche (II.6)
Planche (II.6)

Tension recue sur le récepteur à 500 MHz



Tension recue sur le récepteur à 850 MHz

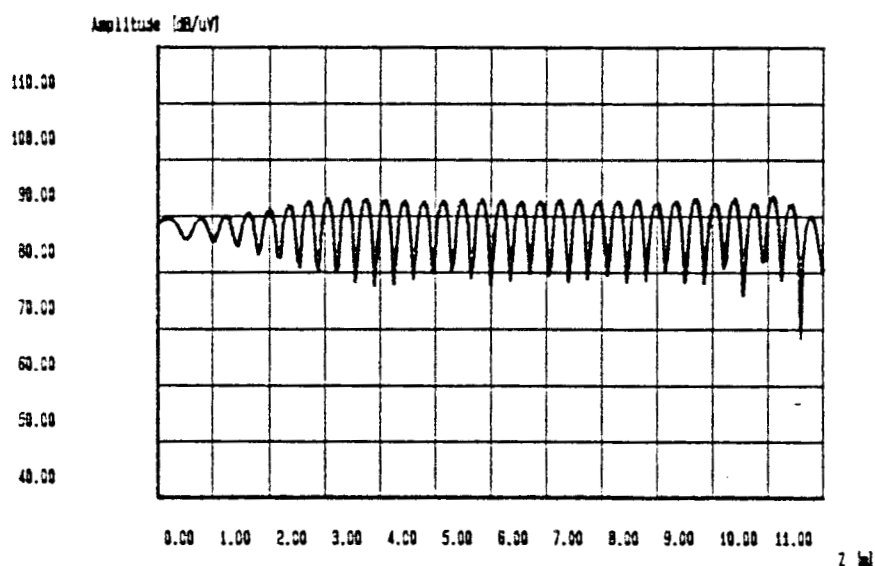


PLANCHE (II.7)

**Simulation de la tension recue aux bornes
de l'antenne de réception le long du câble CFE1 posé sur le sol**

D'après ces caractéristiques, nous remarquons deux phénomènes importants : le premier concerne d'une part l'accroissement du coefficient de couplage à 200 MHz et d'autre part les importantes fluctuations de l'amplitude du signal à 850 MHz probablement dues à l'interférence modale entre le premier et le second mode rayonné par le câble . Le second phénomène concerne l'augmentation du coefficient de couplage lorsque le câble est distant de la surface du sol .

Les résultats semblent en accord avec les hypothèses du premier chapitre . En effet, à 200 MHz, le câble fonctionne en dessous de la fréquence de coupure du premier mode rayonné : on a donc affaire à un mode couplé dont le coefficient de couplage s'accroît fortement lorsque le câble est posé sur le sol; lors du fonctionnement en mode rayonné, on obtient le contraire.

Nous avons représenté sur la planche (II.7) la tension électrique calculée au moyen du modèle théorique du câble rayonné à 500 MHz et à 850 MHz . Nous remarquons que le niveau moyen de la tension calculée est à peu près le même que celui mesuré sur le site ouvert .

Pour tenir compte de la présence du sol, nous utiliserons la théorie des images telle qu'elle est introduite au paragraphe (II.1.3) . Aux fréquences considérées, l'influence de la distance entre le câble et la surface du sol sur le comportement du champ électrique total rayonné, est due au déphasage entre les champs primaire et secondaire . Toutefois, compte tenu du comportement des dipôles magnétiques parallèles au plan conducteur, le câble posé sur le sol procure les meilleures conditions du rayonnement puisque le champ est deux fois plus important qu'avec un câble en espace libre .

La caractéristique de la planche (II.8) montre l'évolution de la tension reçue sur le récepteur, à 1.5 m du câble pour une fréquence égale à 500 MHz, en fonction du paramètre "h" . Effectivement, nous observons que le niveau du champ est réduit pour une hauteur $h=30\text{cm}$; autrement dit, le déphasage entre le champ provenant des dipôles primaires et leurs images est important, ce qui explique l'écart considérable entre les caractéristiques des planches (II.5.b) et (II.6.b).

b) Câble à groupes de fentes alternées (CFE2) :

Nous nous intéresserons tout d'abord à déterminer l'évolution de la tension telle qu'elle apparaît aux bornes de l'antenne de réception pour des fréquences respectivement égales à 150 MHz et 450 MHz, situées à l'intérieur et au dessus de la bande passante du câble.

Simulation de la tension recue à 500 MHz et
à 1.5 m du câble en fonction de la distance câble - sol

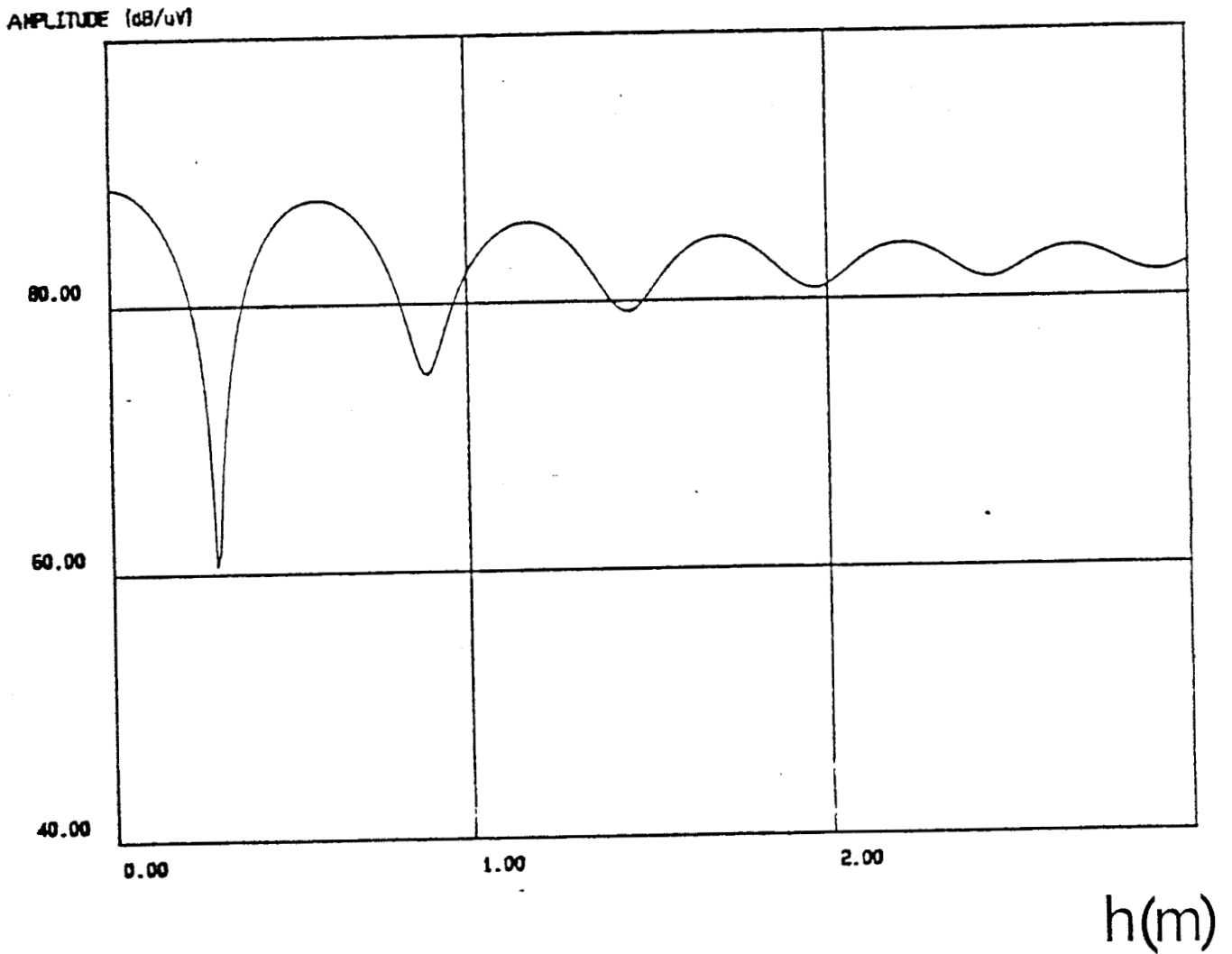


PLANCHE (II.8)

Sur la planche (II.9) est représentée l'évolution de la tension mesurée sur le récepteur à la fréquence de 150MHz (*planche II.9.a*) et 450 MHz (*planche II.9.b*), le câble étant posé sur la surface du sol.

Au dessus de 70 MHz, fréquence de coupure du câble, nous avons la propagation du premier mode rayonné, c'est le cas à 150 MHz . On observe, par ailleurs, sur la courbe théorique que la tension est pratiquement indépendante de la position longitudinale de l'antenne . Par contre à 450 MHz, il y a interférence du premier et du second mode rayonné, phénomène qui se traduit par d'importantes fluctuations de la tension reçue sur le récepteur .

Une confrontation de ces résultats expérimentaux avec la modélisation théorique du rayonnement vient étayer les hypothèses décrites au paragraphe (II.1.2) .

Les courbes simulées de la planche (II.10) confirme bien à la fois le comportement longitudinal et le module de la tension recue sur le récepteur . De plus, les courbes expérimentales exposées sur la planche (II.11), obtenues avec le câble situé à 30 cm de la surface du sol, montrent bien d'une part que le coefficient de couplage est minimum et d'autre part que les variations de la tension sont moins fluctuantes lorsque le câble est posé sur la surface du sol.

II.2.3.2 : Comportement des câbles en fonction de la fréquence

Les courbes de la planche (II.12) et (II.13) montrent l'évolution théorique du champ rayonné par les deux types de câbles à fentes en fonction de la fréquence . Ces courbes sont comparées aux résultats expérimentaux avec le protocole suivant : nous enregistrons le signal reçu sur le récepteur pour quinze valeurs de fréquence comprises entre 200 MHz et 900 MHz pour le câble CFE1 et entre 80 MHz et 900 MHz pour le câble CFE2; ensuite, nous déterminons pour chaque fréquence la valeur moyenne de cette tension; enfin, nous déduisons la valeur du champ rayonné en usant de la relation (II.36).

Aux fréquences inférieures à 400 MHz, nous observons une dispersion importante entre les valeurs théoriques et expérimentales du champ rayonné par le câble CFE1 tout à fait justifiée, puisque l'on ne satisfait pas la condition de rayonnement et que le fonctionnement en mode couplé n'est pas pris en compte par le modèle . En revanche, aux fréquences supérieures à 80 MHz pour le câble CFE2 et 400 MHz pour le câble CFE1, l'allure des caractéristiques théoriques et expérimentales est sensiblement la même avec toutefois un écart qui n'excède pas 6 dB.

Ces résultats montrent par conséquent que le modèle théorique utilisé représente assez bien la réalité physique, et qu'il peut être utilisé comme aide à la prédiction du coefficient de couplage que nous nous proposerons d'illustrer au prochain paragraphe.

SITE DU CRESTA

CABLE CFE2 POSE SUR LE SOL $P_0 = 1.25 \text{ W}$

FREQUENCE CENTRALE = 150 MHz

CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 1.5 M

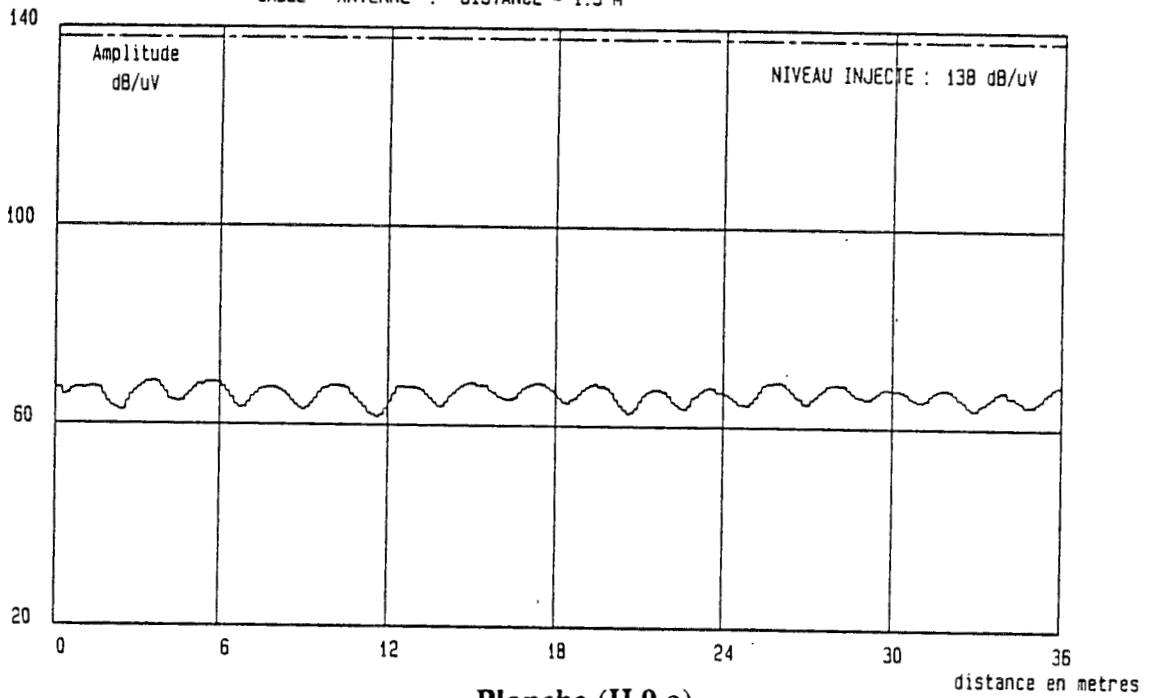


Planche (II.9.a)

SITE DU CRESTA

CABLE CFE2 POSE SUR LE SOL $P_0 = 1.25 \text{ W}$

FREQUENCE CENTRALE = 450 MHz

CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 1.5 M

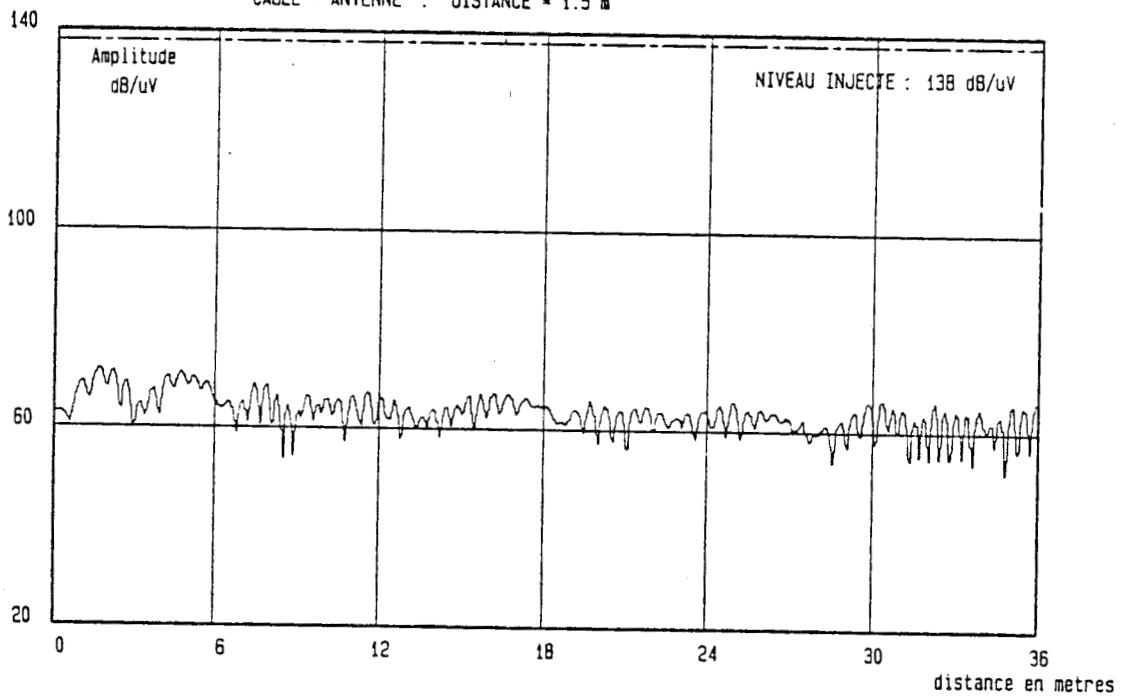
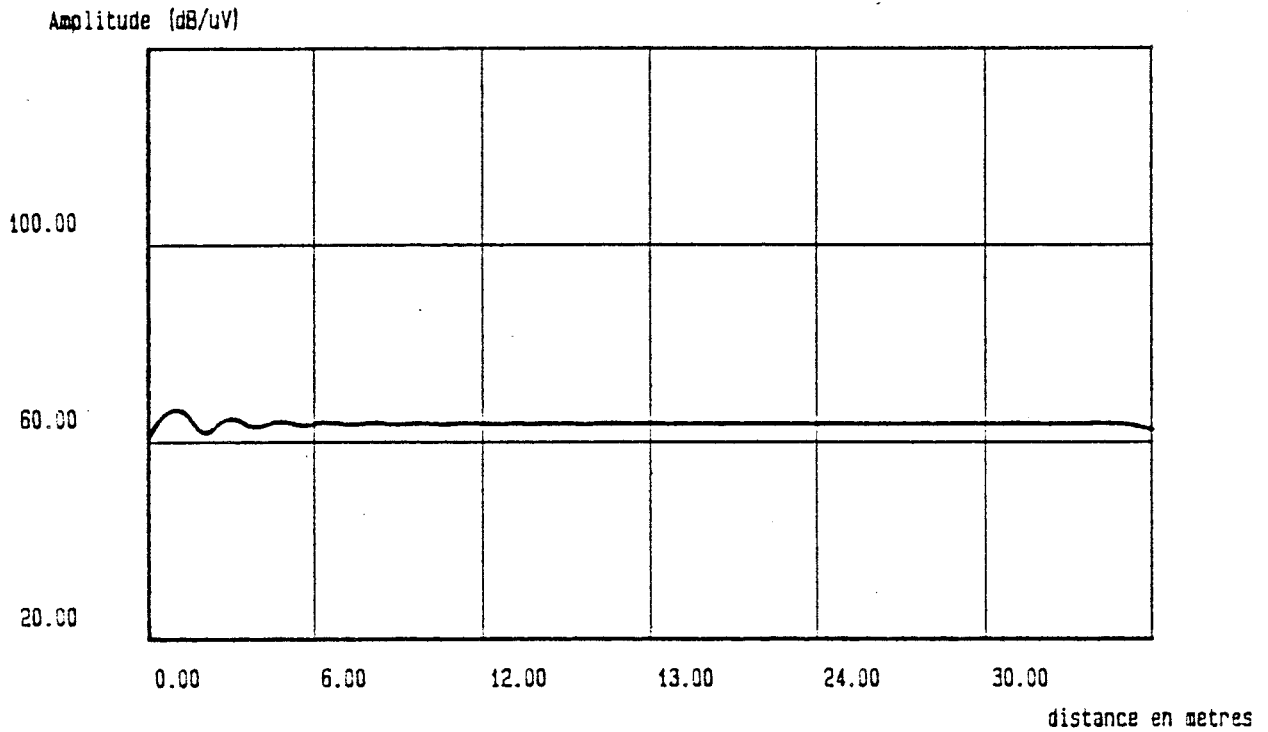


Planche (II.9.b)

PLANCHE II.9

Tension recue sur le récepteur à 150 MHz



Tension recue sur le récepteur à 450 MHz

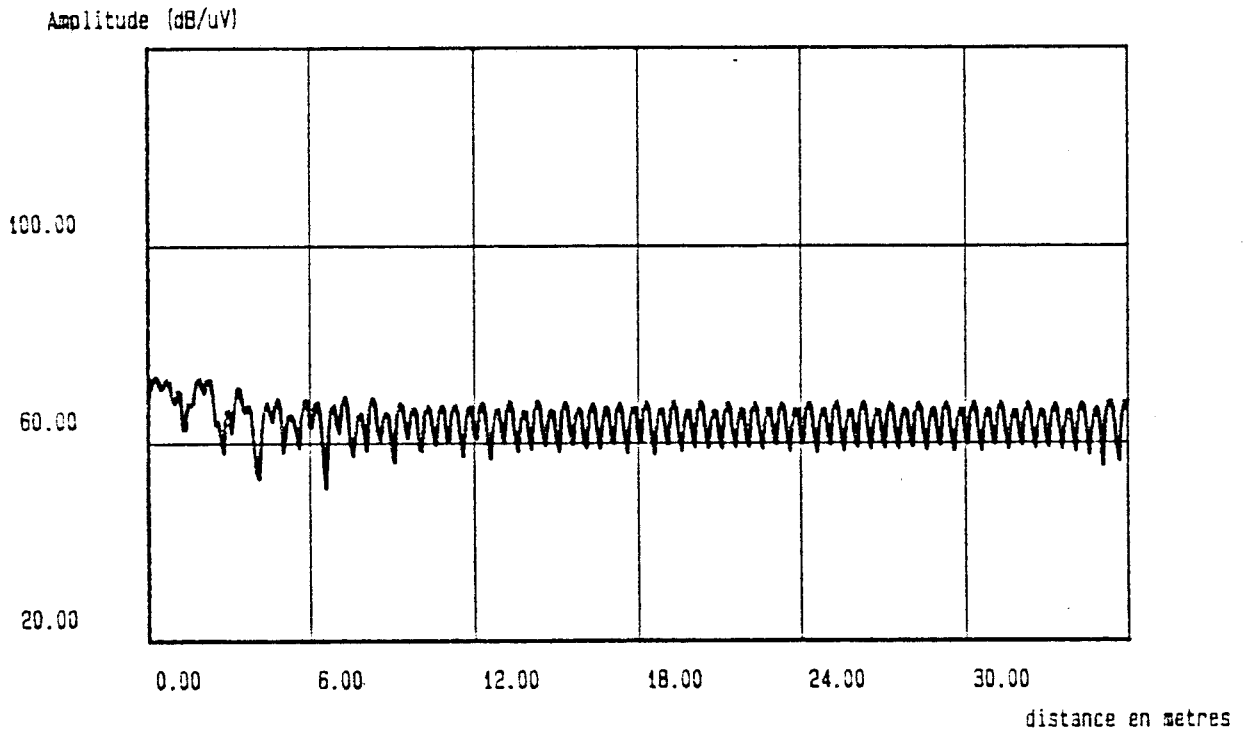


PLANCHE (II.10)

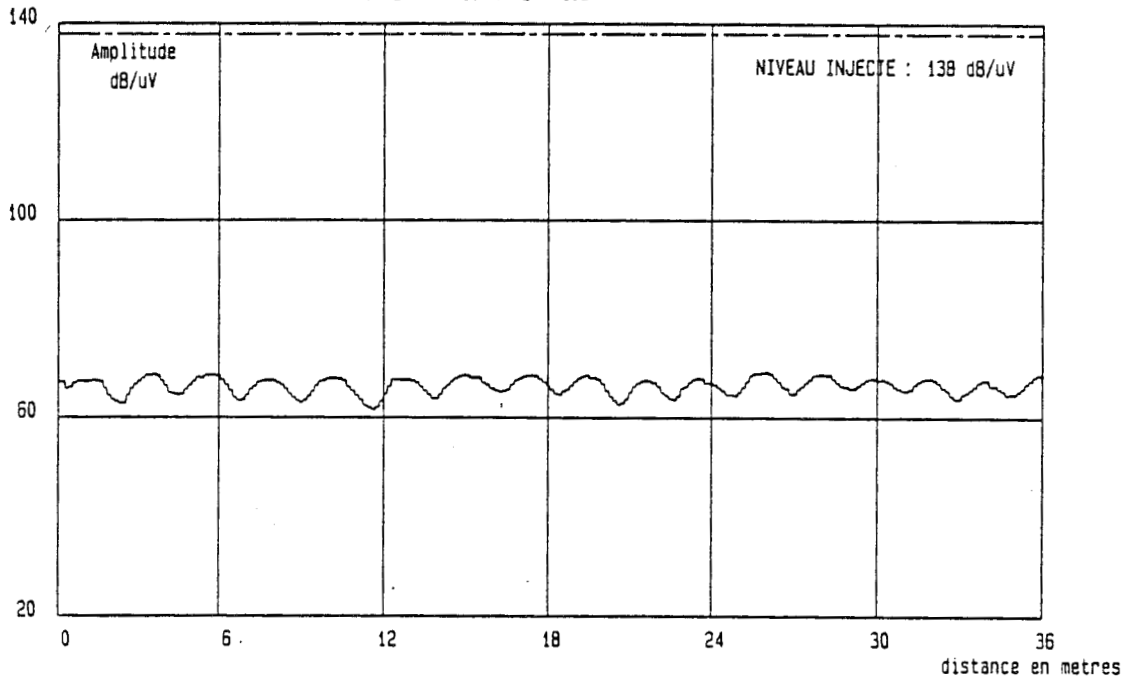
**Simulation de la tension aux bornes de l'antenne
de réception le long du câble CFE2 posé sur le sol**

SITE DU CRESTA

CABLE CFE2 POSE SUR LE SOL $P_0 = 1.25 \text{ W}$

FREQUENCE CENTRALE = 150 MHz

CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 1.5 M



SITE DU CRESTA

CABLE CFE2 CABLE - SOL : 30 cm $P_0 = 1.25 \text{ W}$

FREQUENCE CENTRALE = 150 MHz

CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 1.5 m

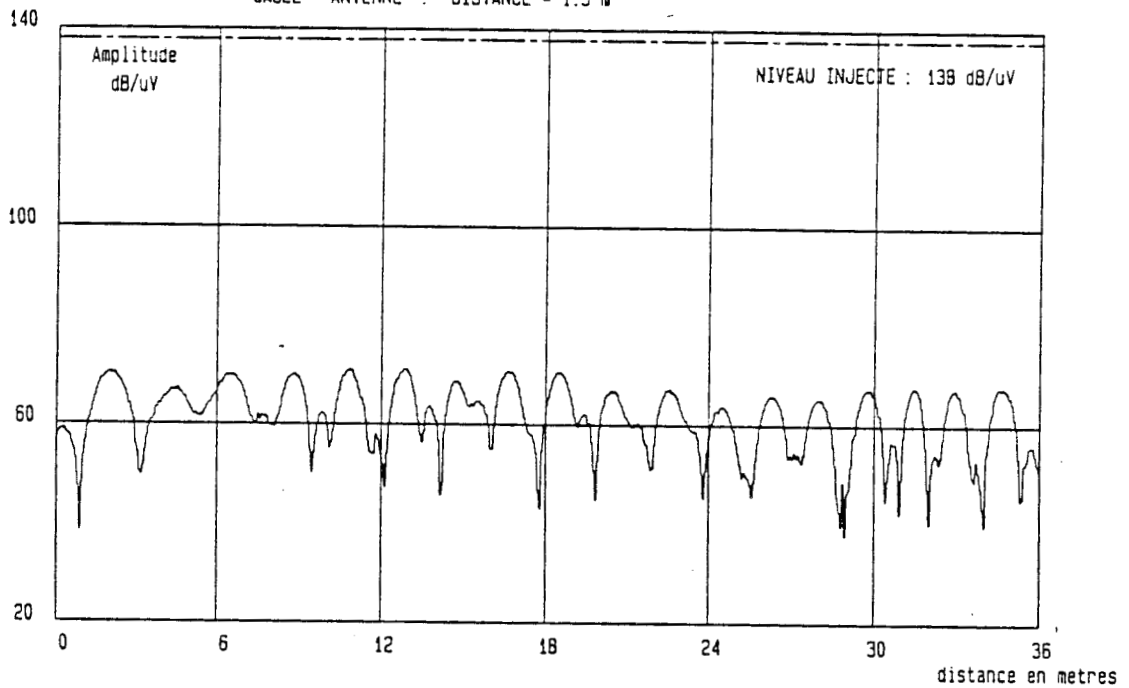
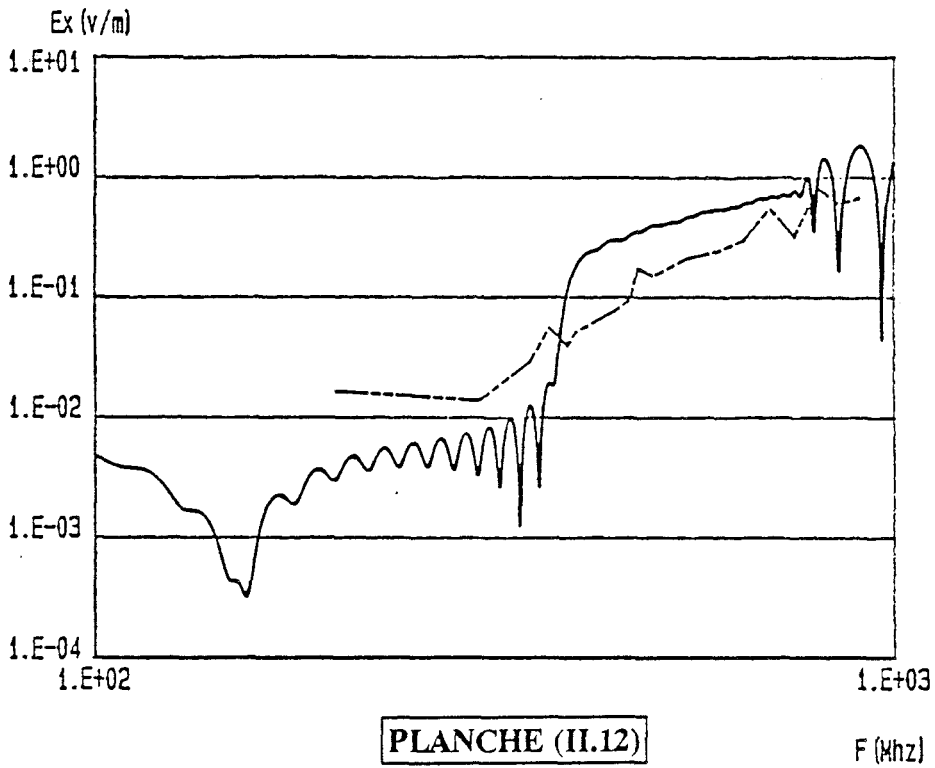


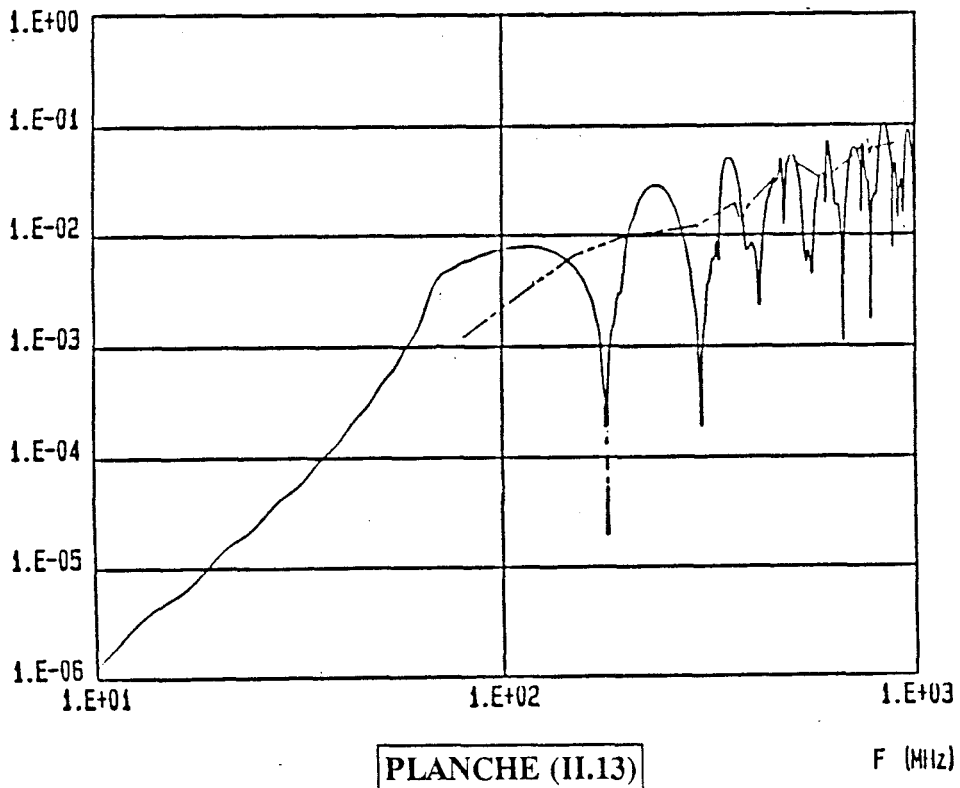
PLANCHE (II.11)

Champ rayonné par le câble CFE1 en fonction de la fréquence
Câble posé sur le sol / Câble - Antenne : 1.5 m



Champ rayonné par le câble CFE2 en fonction de la fréquence

Câble posé sur le sol / Câble - Antenne : 1.5 m



II.3 : COMPARAISON DES COEFFICIENTS DE COUPLAGE MESURES PUIS CALCULES

II.3.1 : Définition du coefficient de couplage

Cette notion introduite au premier chapitre qui relie la puissance injectée dans le câble à la puissance reçue sur le récepteur va être précisée afin de caractériser les performances d'un câble.

Considérons un câble coaxial rayonnant de longueur L_0 connecté à une extrémité à un générateur et à l'autre extrémité sur son impédance caractéristique. Le champ rayonné par le câble est mesuré au moyen d'un dipôle demi-onde disposé à l'aplomb du câble, à la distance y_0 de celui-ci. La direction du dipôle est perpendiculaire au plan contenant le point de réception et l'axe du câble (Figure II.10).

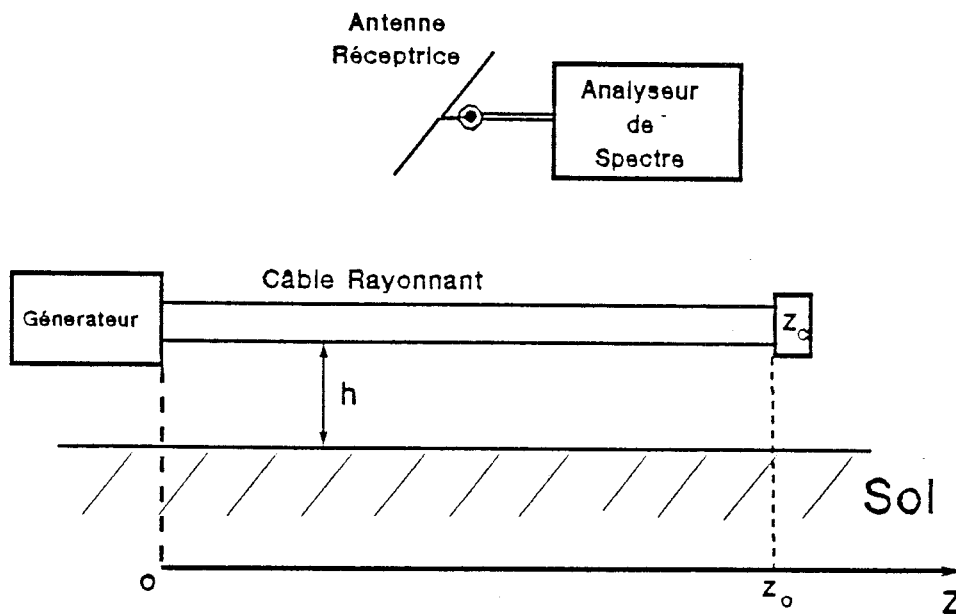


Figure (II.10)

De plus, nous supposons que le dipôle est électriquement adapté. Le coefficient de couplage est défini comme le rapport de la puissance incidente dans le câble et de la puissance reçue par le dipôle antenne.

$$C = 10 \log \left(\frac{P_0}{P_r} \right) \quad (\text{II.33})$$

P_0 est la puissance incidente délivrée par le générateur que l'on peut écrire :

CABLE CFE1

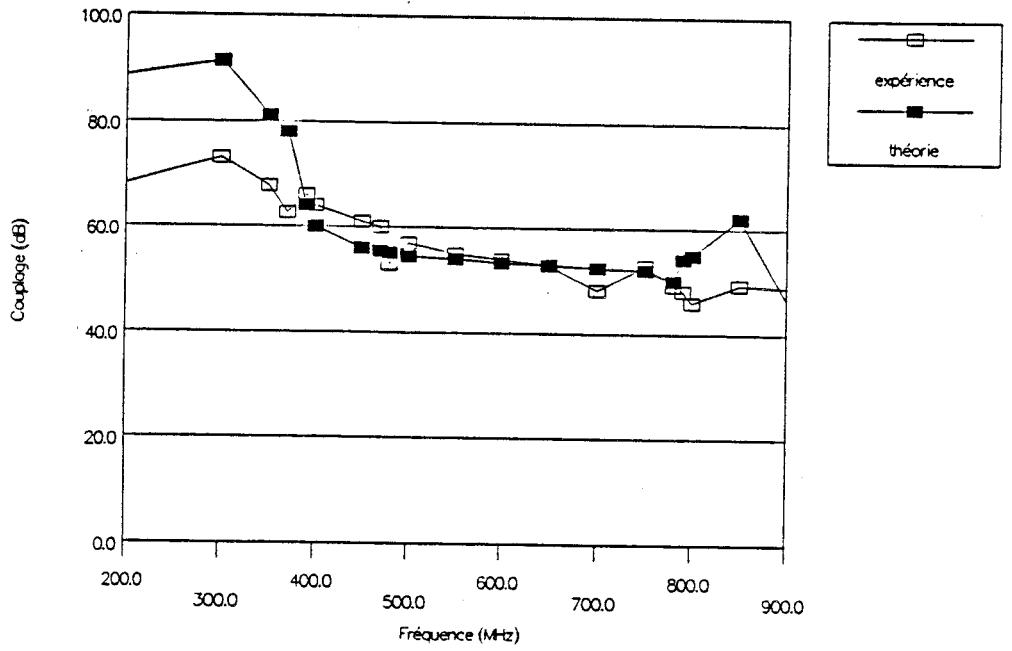


Planche (II.14.a)

CABLE CFE2

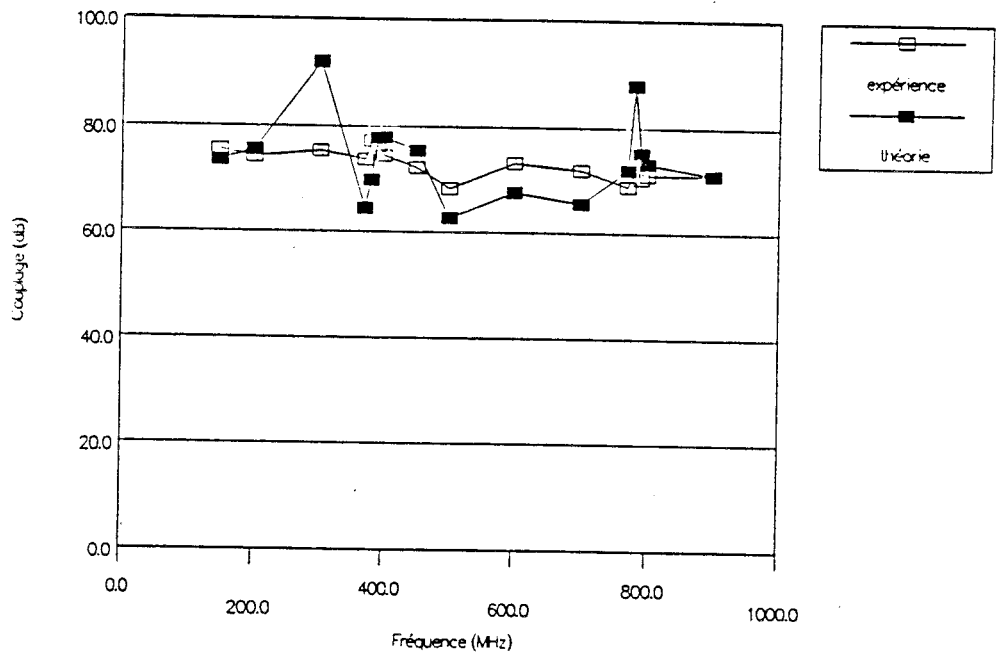


Planche (II.14.b)

PLANCHE (II.14)

$$P_o = \frac{V_1^2}{Z_c} \quad (\text{II.34})$$

P_r est la puissance à la réception donnée par :

$$P_r = \frac{V_r^2}{R_c} \quad (\text{II.35})$$

R_c est la résistance de rayonnement du dipôle demi-onde soit approximativement 75Ω .

V_r est la d.d.p aux bornes du dipôle donnée par la relation :

$$V_r = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\pi} E_x \quad (\text{II.36})$$

où λ représente la longueur d'onde en espace libre et E_x le champ rayonné.

Nous utilisons un dipôle accordé pour des raisons de sélectivités . Cette solution n'est cependant valable que dans la gamme des ondes métriques . Pour des longueurs d'onde plus grandes, il faut faire usage d'antennes de dimensions réduites dont il faut connaître la loi de variation du facteur d'antenne avec la fréquence . L'expression (II.36) s'exprime de façon générale :

$$V_r = A_o E_r \quad (\text{II.37})$$

où A_o est le facteur de correction qui est généralement fonction de la fréquence de l'émetteur.

II.3.2 : Confrontation des coefficients de couplage mesurés puis calculés

Les courbes présentées sur la planche (II.14) regroupent les courbes relatives aux échantillons de câbles à fentes expérimentés auparavant et notamment l'évolution du coefficient de couplage en fonction de la fréquence . Les variations du champ le long du câble étant fluctuantes, nous utilisons un coefficient moyen calculé à partir des coefficients maximum et minimum relevés sur les courbes.

En ce qui concerne le câble CFE1, nous enregistrons aux fréquences inférieures à 400 MHz un écart d'environ 20 dB entre les coefficients de couplage calculés et mesurés, écart tout à fait justifié comme nous l'avons déjà expliqué plus haut, alors qu'aux fréquences supérieures les caractéristiques théorique et expérimentale sont d'allure sensiblement identique et l'écart entre les deux courbes n'excède pas 6 dB.

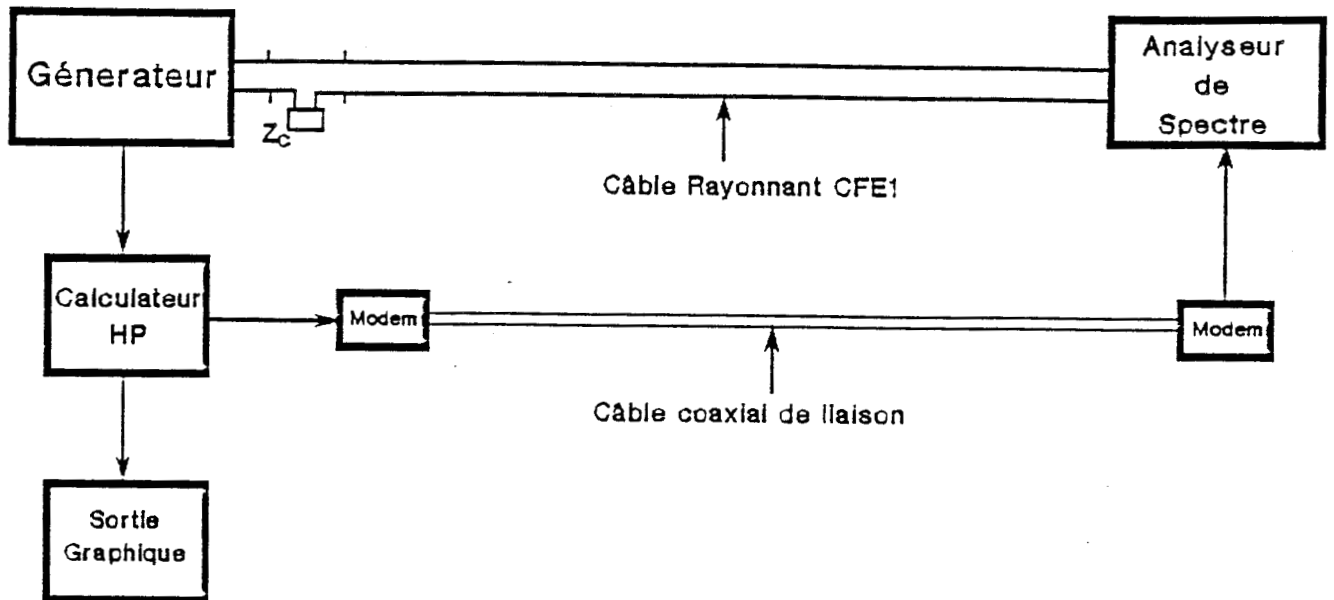


Figure (II.11)

Les résultats obtenus sur le câble CFE2 sont représentés sur la planche(II.14.b), où nous obtenons un accord satisfaisant sauf aux fréquences égales à 300 MHz et 780 MHz,, un écart ponctuel important qui peut être relié aux mécanismes de résonances traduites par les courbes théoriques de la planche(II.13).

II.4 : MESURE DE LA CONSTANTE D'AFFAIBLISSEMENT DU MODE TEM

Nous avons montré au premier chapitre de notre thèse, que l'atténuation du mode TEM comporte trois composantes : une composante due à la dissipation d'énergie dans les conducteurs intérieur et extérieur, une composante due à la dissipation d'énergie dans le diélectrique et une composante supplémentaire provoquée par le rayonnement du câble . A partir des essais sur site évoqués dans le paragraphe précédent, nous allons pratiquer une mesure de cette atténuation sur le câble à fentes CFE1 de bande passante 400 - 800 MHz par une méthode de mesure que nous décrirons.

Cette atténuation sera comparée à l'atténuation limite due uniquement aux dissipations dans les conducteurs à partir des formules simplifiées que nous avons introduites au premier chapitre (I.4.2)

II.4.1 : Description de la chaîne de mesure

Compte-tenu des risques de résonance qui peuvent se produire lorsque la longueur d'onde s'apparente à l'espacement des fentes, la mesure de la constante d'affaiblissement doit se faire avec une excellente résolution en fréquence . Seul le pilotage de la mesure par ordinateur autoriserait une description aussi fine du spectre.

Sur la *figure(II.11)*, nous avons reproduit le schéma synoptique de la chaîne de mesure qui comprend un ordinateur, un générateur programmable, un analyseur de spectre programmable et une sortie graphique . Etant donnée la distance entre le ordinateur et l'analyseur de spectre lors de la mesure de la tension d'extrémité, les signaux de commande sont transférés sur câble coaxial.

Le schéma de la *figure(II.11)* représente la configuration pour la mesure de la tension d'extrémité $V(L)$. En ce qui concerne la mesure de la tension de référence $V(0)$, il suffit de permuter l'analyseur de spectre et la charge 50Ω placée à l'origine du câble.

Après acquisition des mesures, le ordinateur détermine pour chaque fréquence l'affaiblissement α donné par :

$$\alpha = 20 \log \left| \frac{V(0)}{V(L)} \right| \quad (\text{II.38})$$

Mesure de l'affaiblissement sur le câble CFE1

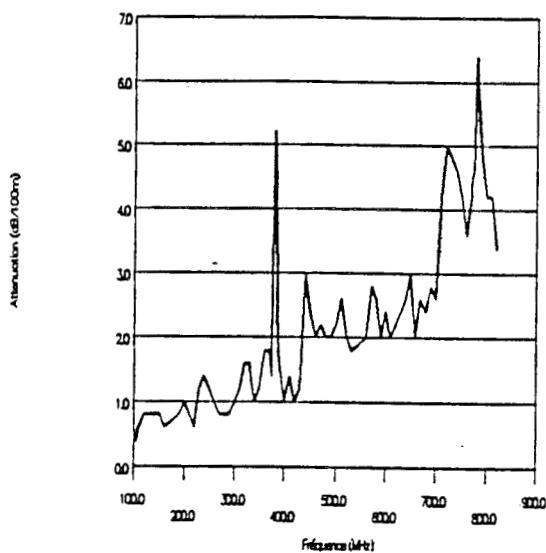


Planche (II.15.a)

Affaiblissement théorique dû à la dissipation d'énergie dans les conducteurs du câble CFE1

Atténuation (dB/100m)

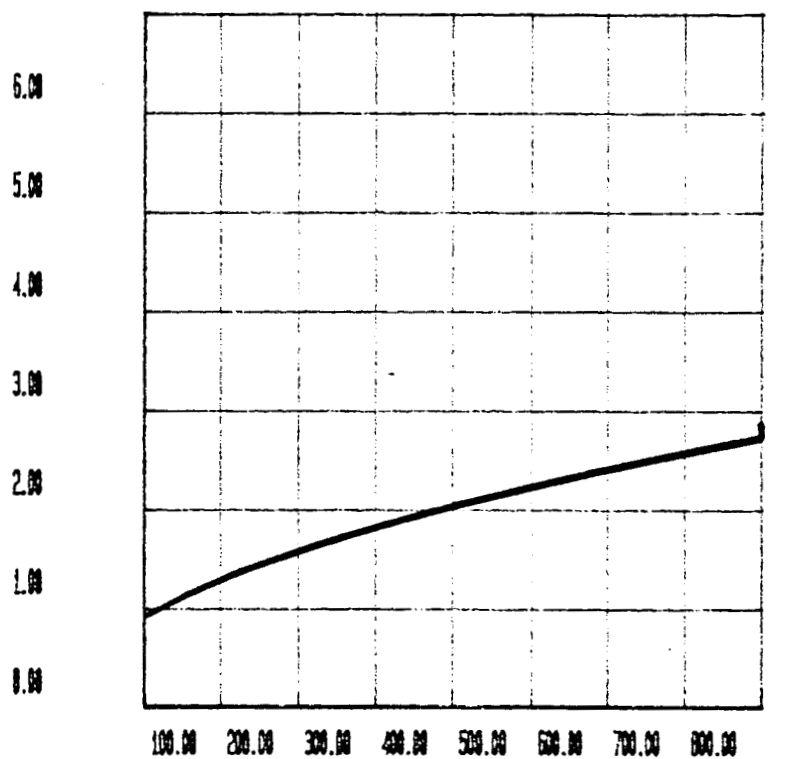


Planche (II.15.b)

F (MHz)

II.4.2 : Résultats obtenus sur le câble CFE1

L'évolution de l'affaiblissement mesuré sur le câble CFE1 est donnée sur la planche(II.15.a) entre 100 MHz et 900 MHz avec une résolution de 10 MHz . Ces résultats sont ensuite comparés avec la courbe théorique (planche II.15.b) qui ne tient compte que de la dissipation d'énergie dans les conducteurs . En effet, nous remarquons un accord satisfaisant entre les deux courbes, toutefois les allures des deux caractéristiques divergent à partir de 700 MHz, ceci est probablement dû d'une part à la dissipation d'énergie dans le diélectrique et d'autre part au rayonnement.

En plus la caractéristique de la planche (II.15.a) fait apparaître une singularité à la fréquence de 390 MHz qui correspond exactement à la fréquence de coupure du câble CFE1 . Afin d'expliquer l'origine de cette fréquence de résonance, qui semble étroitement liée à l'espacement des fentes, une hypothèse consiste à mettre en cause le transfert d'énergie entre le mode coaxial et le mode monofilaire qui n'est autre que le comportement du câble en mode couplé que nous exposerons au prochain chapitre . En effet, 390 MHz correspond à la première fréquence de coupure , frontière entre le mode couplé et le mode rayonné.

Imaginons que le blindage du câble soit terminé à chacune de ses extrémités par deux impédances Z_{c1} que l'on connecte entre le blindage et la surface du sol, nous pouvons alors assimiler ce système de lignes couplées au schéma de la *figure(II.12)* sur lequel chaque point symbolise une ouverture.

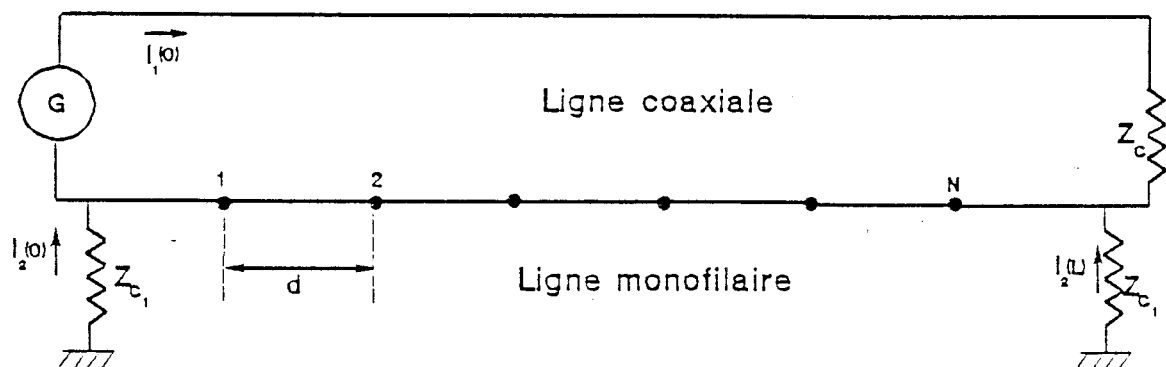


Figure (II.12)

Si on applique la théorie des lignes de transmission couplées, les courants $I_2(0)$ et $I_2(L)$ qui circulent dans les deux charges placées aux extrémités de la ligne monofilaire s'écrivent :

$$I_2(0) = -\frac{1}{2} \frac{Z_t}{Z_{c1}} I_1(0) \frac{1 - e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)Nd}}{1 - e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)d}} e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)d} \quad (\text{II.39})$$

$$I_2(L) = \frac{1}{2} \frac{Z_t}{Z_{c1}} I_1(0) \frac{1 - e^{-(\gamma_1 - \gamma_2)Nd}}{1 - e^{-(\gamma_1 - \gamma_2)d}} e^{-(\gamma_1 - \gamma_2)d} e^{-\gamma_2 L} \quad (\text{II.40})$$

Expressions dans lesquelles Z_t est l'impédance de transfert, γ_1 et γ_2 sont les constantes de propagation sur les lignes coaxiale et monofilaire telles que :

$$\gamma_1 = \alpha_1 + j\beta_1 \quad (\text{II.41})$$

$$\gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2 \quad (\text{II.42})$$

Si on néglige la dissipation due à l'affaiblissement intrinsèque des lignes, la puissance échangée entre le mode coaxial et le mode monofilaire est la puissance dissipée dans chacune de ces impédances d'extrémité soit :

$$P_o = Z_{c1} I_2^2(0) + Z_{c1} I_2^2(L) \quad (\text{II.43})$$

On peut imaginer qu'aux maximums de cette puissance correspond une atténuation maximale du mode coaxial.

D'après les équations (II.39) et (II.40) nous aurons un rayonnement maximum lorsque les conditions sur les paramètres de propagation vérifient les relations :

$$\sin\left(\frac{\beta_1 + \beta_2}{2} d\right) = 0 \Rightarrow F_n = \frac{nc}{(\sqrt{\epsilon_r} + \frac{1}{k}) d} \quad (\text{II.44})$$

$$\sin\left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} d\right) = 0 \Rightarrow F_n = \frac{nc}{|\sqrt{\epsilon_r} - \frac{1}{k}| d} \quad (\text{II.45})$$

où la constante k traduit le rapport entre la vitesse de propagation de l'onde monofilaire et la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique en espace libre.

La première fréquence qui correspond à un maximum d'atténuation $F = 385$ MHz, confirme le résultat retrouvé par l'expérience puisque la première fréquence était obtenue comme le montre la planche (II.15.a) à 390 MHz.

CONCLUSION

Ce second chapitre consacré à une confrontation de mesure sur site extérieur des champ et coefficient de couplage de câbles de dimension longitudinale raisonnable à ceux calculés par un modèle théorique, a révélé un accord satisfaisant.

Il est important de rappeler que cet accord n'a lieu que dans la bande passante des câbles, c'est à dire dans la région du spectre où le premier mode de rayonnement existe et éventuellement dans la région supérieure où le premier mode interfère avec le second . En dessous de la fréquence de coupure du premier mode rayonné, les résultats théoriques et expérimentaux divergent très sensiblement . Cela tient au fait que le mécanisme qui génère le couplage électromagnétique s'apparente au mode couplé introduit dans le premier chapitre.

Pour faire intervenir ce mécanisme, comme nous le verrons au prochain chapitre, il faut prendre en compte la composante dipolaire normale à l'axe du câble au moyen de la notion d'impédance de transfert.

Pour conclure ce chapitre, il est intéressant de souligner que les mesures faites ne concernent que le cas relativement idéalisé d'un tronçon de câble de dimension raisonnable posé contre ou à distance d'un plan de sol . Dans le cas où le câble est installé en tunnel, le confinement du milieu aura peut être un effet, que nous pourrions apprécier à partir d'une confrontation du modèle et des mesures faites en tunnels ferroviaire et routier exposée au chapitre IV.

CHAPITRE III

MODELISATION DES CABLES COAXIAUX

A MODE COUPLE

INTRODUCTION

Nous abordons, dans ce troisième chapitre, la modélisation des câbles fonctionnant en mode couplé . En effet, ces câbles se caractérisent par une grande densité d'ouvertures mise en oeuvre sur leur blindage, l'espacement de ces ouvertures étant toutefois bien inférieur à la longueur d'onde.

Le formalisme théorique des câbles à mode couplé sera d'abord présenté . Contrairement au câble à mode rayonné étudié au chapitre précédent, le champ électromagnétique produit par un câble à mode couplé n'est plus directement le champ rayonné par un réseau de dipôles magnétiques, le processus est plus complexe.

Le mode TEM intérieur au câble produit au moyen de chaque ouverture une diffraction qui induit à l'extérieur du câble un autre mode, ce mode extérieur produit sur la surface du blindage un courant dont la distribution le long du câble transforme le blindage en une antenne de grande dimension . C'est donc le champ rayonné par cette antenne qui nous permettra d'évaluer le coefficient de couplage du câble.

Pour illustrer cette approche, nous ferons une expérience sur un câble de petite dimension où les distributions de courant prévues par la théorie puis par la mesure seront comparées.

Ensuite c'est la mesure proprement dite de l'impédance de transfert qui sera considérée, puisque ce paramètre joue un rôle fondamental dans la modélisation des performances du câble . Pour conclure ce chapitre, une comparaison des coefficients de couplage calculés et mesurés sur site ouvert sera proposée.

III.1 : LES LIMITES DU CONCEPT D'ONDE CYLINDRIQUE

Dans le premier chapitre, nous avons considéré un câble rayonnant isolé dans l'espace et montré ses deux types de fonctionnements . Pour le mode couplé, qui correspond à un réseau de petites ouvertures de faible période par rapport à la longueur d'onde, l'énergie propagée à l'extérieur du câble est une énergie active dont le vecteur de Poynting est orienté parallèlement au câble; cette énergie est contenue dans un rayon caractéristique r_c dont la valeur est quasi proportionnelle à la longueur d'onde, autrement dit au dessus de r_c l'amplitude du champ est très faible, donc le câble n'est pas rayonnant mais, il fonctionne comme un guide ouvert.

Les expériences faites sur site montrent qu'il en va tout autrement et que le champ obtenu au-dessus du rayon caractéristique n'est pas du tout négligeable . On peut évidemment mettre en cause l'interaction électromagnétique du sol ou du plan de référence à proximité duquel se trouve le câble . Si la distance câble - sol est supérieure à r_c , l'onde ne doit pas interagir; or l'expérience prouve le contraire, c'est donc au concept même d'ondes cylindriques qu'il faut s'adresser.

En 1974, HILL et WAIT ont traité le problème de propagation sur un système comprenant un câble à fuites contenu dans un cylindre métallique . Dans cette approche, les auteurs supposent que l'onde TEM interne au câble est sans affaiblissement, ce qui signifie qu'ils négligent la contribution de la résistance des conducteurs par contre il faut intervenir l'atténuation des modes extérieurs au câble . Pour tenir compte des fuites produites par le blindage, les auteurs appliquent alors la condition limite sur le champ longitudinal E_z à la surface du câble, composante qui n'est pas nulle puisqu'elle correspond au transfert d'énergie via les ouvertures donnée par :

$$E_z = Z_t I_c \quad (\text{III.1})$$

où Z_t est un paramètre macroscopique qu'on appelle impédance de transfert et I_c le courant attaché au mode TEM interne.

Les développements analytiques menés par HILL et WAIT [23] aboutissent à un résultat remarquable . En effet, la résolution des équations transcendantes aboutit à des solutions dont les paramètres inconnus sont les exposants de propagation intérieur et extérieur au câble, exposants de propagation qui font intervenir l'interaction électromagnétique produite par le blindage .

L'exposant de propagation qui s'approche le plus de l'exposant du mode TEM n'est plus un paramètre purement imaginaire, mais un paramètre complexe dont la composante imaginaire est pratiquement confondue avec l'exposant du mode TEM interne au câble et dont la partie réelle dépend de la valeur de l'impédance de transfert, autrement dit cette partie réelle traduit le transfert d'énergie active du mode

TEM vers l'extérieur . Le concept d'ondes cylindriques introduit au premier chapitre exclut évidemment cette hypothèse puisque ces ondes sont censées ne pas s'affaiblir. Pour cette première raison le concept d'ondes cylindriques n'est pas satisfaisant . A celle ci s'ajoute une autre raison : en effet HILL et WAIT n'ont traité que le problème des câbles infinis, puisque l'application des conditions aux limites longitudinales est extrêmement embarrassante lorsqu'on traite le problème par la théorie des champs.[24]

La source HF étant forcément localisée et le câble étant forcément de dimension longitudinale limitée, les conditions imposées aux extrémités du câble ont certainement une influence majeure sur l'évolution du champ autour du câble . Pour cette raison et pour nous approcher de la réalité physique, nous allons abandonner partiellement le concept d'onde cylindrique pour assimiler le câble à mode couplé à une grande antenne électrique dont on s'efforcera de calculer le champ rayonné.

III.2 : LE CÂBLE A MODE COUPLE ASSIMILABLE A UNE GRANDE ANTENNE ELECTRIQUE

Considérons un câble à mode couplé connecté à une source à l'extrémité $z=0$ et en l'air en $z=L$ (Figure III.1).

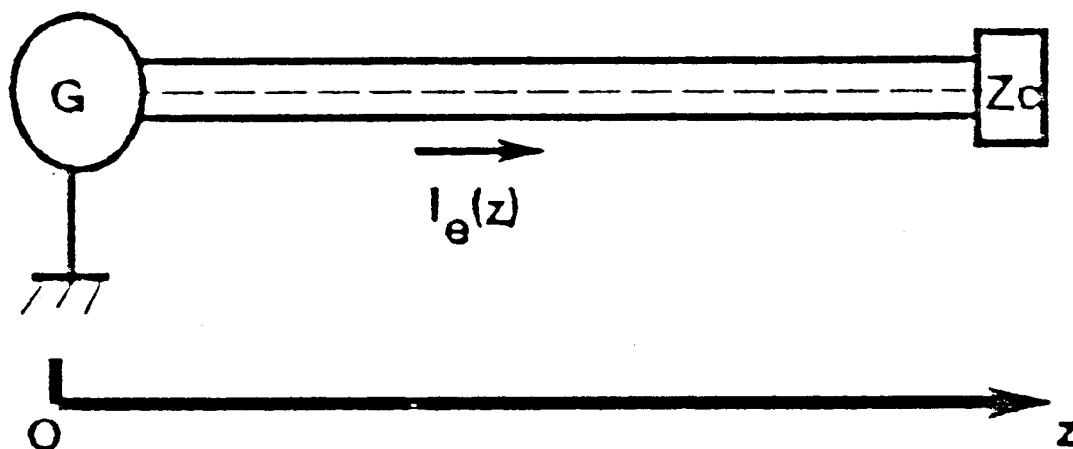


Figure (III.1)

Pratiquement ce câble est parallèle à une référence et l'extrémité $z=0$ est au potentiel de cette référence, ce qui signifie de façon très simplifiée que l'onde qui se propage à l'extérieur du câble voit en $z=0$ un court circuit alors qu'en $z=L$ elle voit un circuit ouvert.

Pour aborder le problème, il faut calculer le courant $I_e(z)$ à l'extérieur du câble, courant qui nous servira ensuite à évaluer le champ rayonné par cette antenne électrique.

La détermination du courant $I_e(z)$ n'est en principe pas chose facile . Aussi nous serons contraints de faire des approximations . Pour faciliter notre exposé nous allons envisager deux situations diamétralement opposées.

Dans un premier cas, nous admettrons que les ondes qui se propagent à l'extérieur du câble ne sont pas réfléchies aux extrémités . Deux arguments plaident en cette faveur : aux extrémités le câble peut longer le sol ce qui signifie que les impédances terminales s'apparentent à des impédances adaptées . Enfin, si le câble est de dimension longitudinale suffisamment grande, les ondes extérieures subissent une atténuation et ont de ce fait une amplitude bien amortie lorsqu'elles sont réfléchies . Si on considère un tel scénario, une partie infinitésimale du câble dz va donc produire une source de tension (Figure III.2).

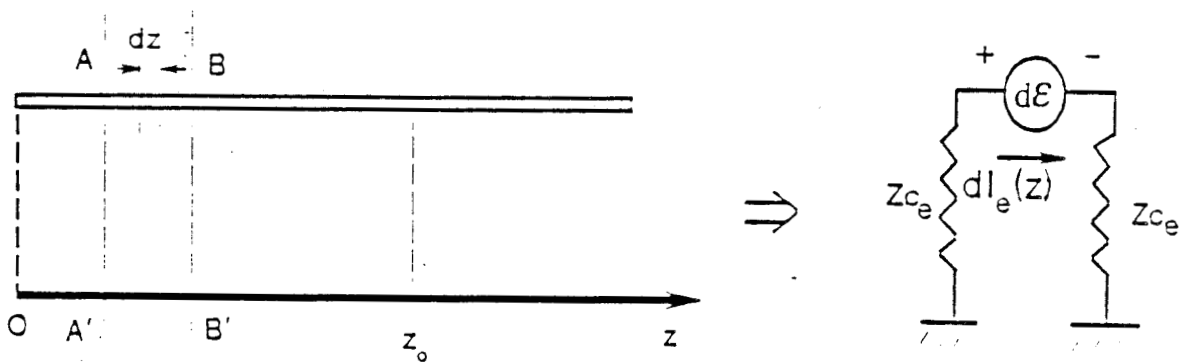


Figure (III.2)

Cette source de tension a pour amplitude :

$$d\mathcal{E} = Z_t I_0 e^{-\gamma_c z} dz \quad (\text{III.2})$$

où Z_t est l'impédance de transfert.

Elle produit un courant élémentaire $dI_e(z)$ dont l'amplitude est telle que :

$$dI_e(z) = \frac{d\mathcal{E}}{2Z_{ce}} \quad (\text{III.3})$$

Z_{ce} représente alors l'impédance caractéristique de l'onde extérieure au câble dont nous préciserons la valeur au prochain paragraphe.

Pour un observateur en $z=z_0$, avec $z_0 > z$, le courant élémentaire $dI_e(z)$ produit par cette source s'écrit :

$$dI_e(z_0) = dI_e(z) e^{-\gamma_e(z_0 - z)} \quad (\text{III.4})$$

soit d'une façon générale pour toute position z :

$$dI_e(z_0) = \frac{Z_t}{2Z_{ce}} I_0 e^{-\gamma_e |z_0 - z|} e^{-\gamma_c z} dz \quad (\text{III.5})$$

La contribution de l'ensemble des générateurs sera donnée par l'intégrale :

$$I_e(z_0) = \frac{Z_t}{2Z_{ce}} I_0 \int_0^L e^{-\gamma_e |z_0 - z|} e^{-\gamma_c z} dz \quad (\text{III.6})$$

dont la solution analytique s'exprime :

$$I_e(z_0) = -\frac{Z_t}{2Z_{ce}} I_0 \left[\frac{e^{-\gamma_c z_0} - e^{-(\gamma_c + \gamma_e)L} e^{\gamma_e z_0}}{\gamma_c + \gamma_e} + \frac{e^{-\gamma_c z_0} - e^{-\gamma_e z_0}}{\gamma_c - \gamma_e} \right] \quad (\text{III.7})$$

où I_0 est le courant produit par le générateur, γ_c et γ_e sont les exposants de propagation des ondes intérieures et extérieures.

γ_c et γ_e sont des complexes à partie réelle non nulle :

$$\gamma_c = \alpha_c + j\beta_c$$

$$\gamma_e = \alpha_e + j\beta_e$$

α_c et α_e proviennent de la conductivité des conducteurs ainsi que du couplage intérieur extérieur.

Dans les cas d'intérêt pratique, l'atténuation du mode extérieur est supérieure à l'atténuation du mode TEM $\alpha_e > \alpha_c$. De plus, si le câble est suffisamment long et que l'origine a été choisie à l'extrémité du câble, nous pouvons dire que : $e^{-\gamma_e L} \rightarrow 0$ et $e^{-\gamma_e z_0} \rightarrow 0$. Il en résulte que $I_e(z_0)$ converge vers l'expression :

$$I_e(z_0) \approx -\frac{Z_t}{2Z_{ce}} I_0 \left[\frac{e^{-\gamma_c z_0}}{\gamma_c + \gamma_e} + \frac{e^{-\gamma_c z_0}}{\gamma_c - \gamma_e} \right] \quad (\text{III.8})$$

Caracteristiques théorique et expérimentale du courant induit
sur le blindage du câble CERLIL (90 Ω)

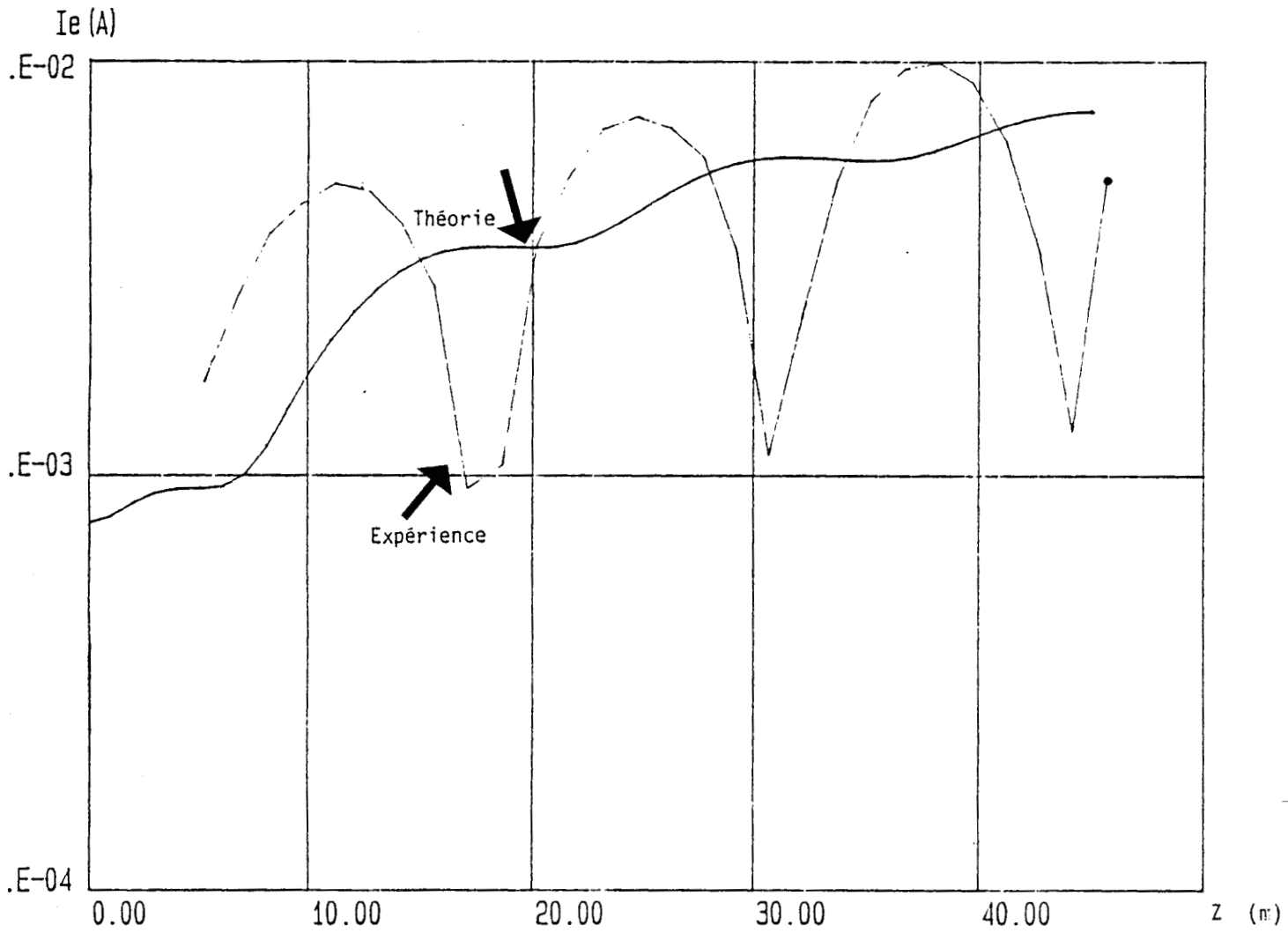


Planche (III.1)

En pratique les ondes extérieures et intérieures ont des vitesses très voisines, il en résulte que $|\gamma_c - \gamma_e| \ll |\gamma_c + \gamma_e|$, l'expression du courant se simplifie et nous pouvons en exprimer le module par la relation suivante :

$$|I_e(z_0)| = \frac{|Z_t|}{2Z_{ce}} I_0 \frac{e^{-\alpha_c z_0}}{\beta_e(\sqrt{\epsilon_r}-1)} \quad (III.9)$$

où ϵ_r est la permittivité relative de l'isolant primaire du câble.

Nous obtenons ainsi une expression limite de $I_e(z_0)$. Bien que très approchée, elle nous sera utile au prochain paragraphe.

La distribution donnée par la relation (III.7) a été comparée au résultat obtenu lors d'une expérience pratiquée sur un échantillon de câble du type CERLIL, de diamètre extérieur égal à 8.6 mm, de longueur $L=40$ m et d'impédance caractéristique égale à 90Ω . Pour mettre en oeuvre cette expérience, le câble a été placé à 30 cm au dessus du sol et ses extrémités longent ce dernier de telle façon que les ondes réfléchies à l'extrémité s'amortissent.

La distribution du courant est mesurée au moyen d'une pince de courant reliée à un analyseur de spectre (Figure III.3). La puissance d'émission a été fixée à 1W pour une fréquence de 10 MHz.

Les résultats présentés sur la planche (III.1) montrent l'évolution du courant I_e en fonction de la position longitudinale z ; celle ci est comparée à l'évolution théorique du courant donnée par la relation (III.7) établie plus haut. Ces distributions de courants semblent avoir les mêmes amplitudes. Toutefois, nous notons quelques oscillations concernant la distribution expérimentale, de période égale à 15 m tout à fait équivalente à la demi longueur d'onde, qui peuvent s'expliquer par les phénomènes de réflexion subis aux extrémités par l'onde se propageant à l'extérieur du câble, phénomènes qui ne sont pas pris en compte par la relation (III.7). En effet, la dimension longitudinale du site n'est pas assez importante pour assurer une adaptation satisfaisante du mode monofilaire.

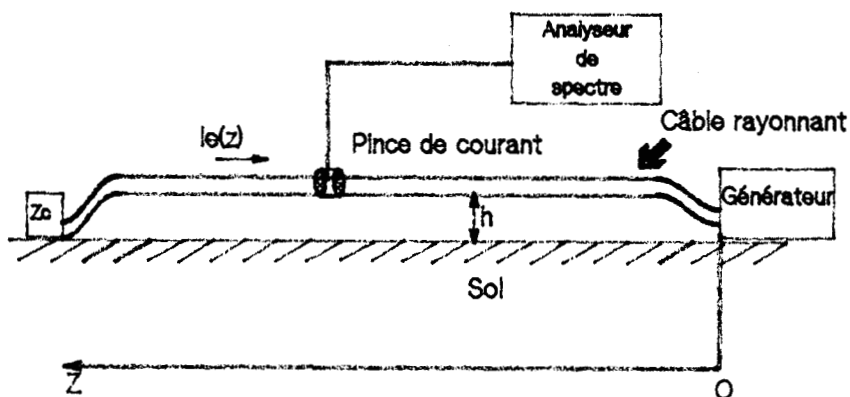


Figure (III.3)

Dans le second cas, nous allons considérer les ondes réfléchies aux extrémités $z=0$ et $z=L$, le schéma du générateur élémentaire est représenté sur la figure (III.4).

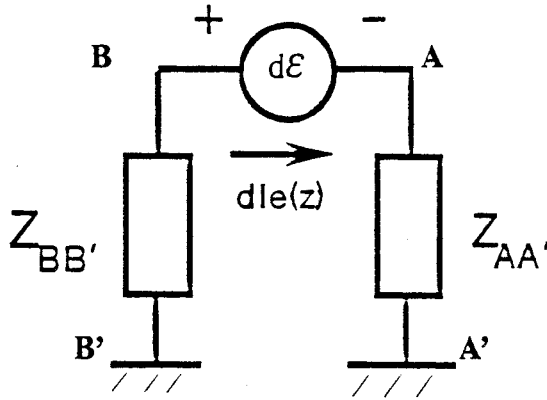


Figure (III.4)

où $Z_{AA'}$ et $Z_{BB'}$ sont les impédances $z=0$ et $z=L$ ramenées respectivement dans les plans AA' et BB' .

Si on admet que l'onde monofilaire rencontre un court circuit côté source et un circuit ouvert à l'autre extrémité du câble, $Z_{AA'}$ et $Z_{BB'}$ s'expriment par les relations suivantes:

$$Z_{AA'} = j Z_{ce} \operatorname{tg}(\beta_e z) \quad Z_{BB'} = \frac{Z_{ce}}{j Z_{ce} \operatorname{tg}[\beta_e(L-z)]} \quad (\text{III.10})$$

soit le courant élémentaire:

$$dI_e(z) = \frac{d\mathcal{E}}{Z_{AA'} + Z_{BB'}} \quad (\text{III.11})$$

soit

$$dI_e(z) = \frac{Z_t}{Z_{ce}} \frac{j \sin[\beta_e(L-z)] \cos(\beta_e z)}{\cos(\beta_e L)} I_0 e^{-\gamma_c z} dz \quad (\text{III.12})$$

La distribution de courant n'est plus donnée par une onde progressive mais une onde stationnaire, il faut alors calculer la distribution produite par $d\mathcal{E}$ en faisant usage de la théorie des lignes.

Considérons maintenant le problème canonique d'un câble alimenté par une source conformément au dispositif de la figure(III.5) . Nous admettons que la dimension du câble satisfait la condition de résonance $L = \frac{\lambda}{4}$, qui implique pour le produit $\beta_e L$ la propriété :

$$\beta_e = \frac{2\pi}{\lambda} \Rightarrow \beta_e L = \frac{\pi}{2}$$

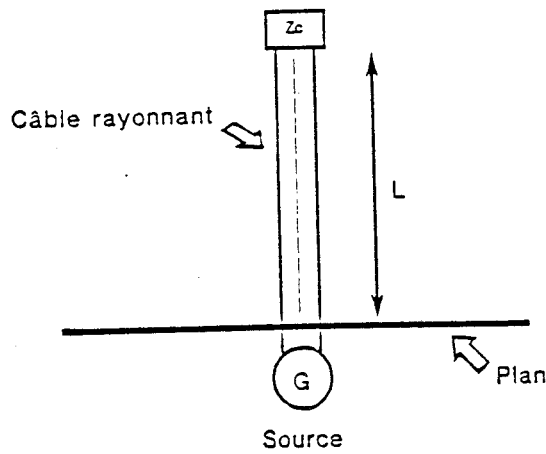


Figure (III.5)

Lorsque $\beta_e L = \frac{\pi}{2}$, l'expression (III.12) devient infinie alors que le courant est évidemment d'une amplitude limitée à cause de la résistance de rayonnement du dispositif. Il faut alors compléter le schéma conformément à la représentation de la figure (III.6).

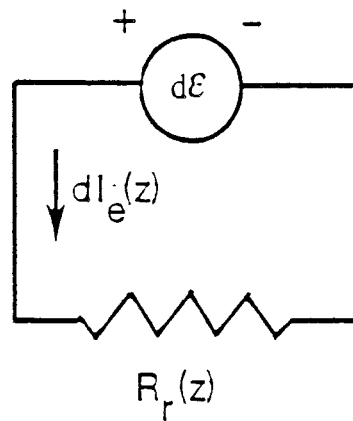


Figure (III.6)

où $R_r(z)$ représente la résistance de rayonnement vue par la source dE . Cette résistance de rayonnement va donc se définir par la relation habituelle :

$$R_r(z) [dI_e(z)]^2 = \int_{\text{demi sphère}} \vec{dP} \cdot dS \quad (\text{III.13})$$

où \vec{dP} est le vecteur de Poynting élémentaire dont le flux est calculé sur une demi sphère centrée sur la source dE .

Pour évaluer $R(z)$, Il faut connaître la distribution du courant due à "d \mathcal{E} ". En appliquant la théorie des lignes, on montre que la distribution de courant obéit dans notre cas particulier au modèle suivant :

$$dI_e(z) = dI_e(z_0) \frac{\cos(\beta_e z)}{\cos(\beta_e z_0)} \quad (\text{III.14})$$

où z_0 est la position du générateur élémentaire, l'expression de $dI_e(z_0)$ s'exprime alors :

$$dI_e(z_0) = \frac{Z_t}{R_r(z_0)} I_0 e^{-\gamma_c z_0} dz_0 \quad (\text{III.15})$$

On sait que la résistance de rayonnement du dipôle symétrique accordé en quart d'onde est égale à 73Ω . Si nous plaçons le générateur élémentaire en $z=0$, la distribution de courant sera donnée par la relation :

$$dI_e(z) = dI_e(0) \cos(\beta_e z) \quad (\text{III.16})$$

où

$$dI_e(0) = \frac{Z_t}{R_r(0)} I_0 dz \quad (\text{III.17})$$

Lorsque le générateur élémentaire est en $z=z_0$, $dI_e(z)$ et $dI_e(z_0)$ sont données par les relations (III.14) et (III.15). Si nous comparons le courant en $z=0$ nous aurons forcément la même amplitude absolue donc :

$$\frac{Z_t}{R_r(0)} I_0 = \frac{Z_t}{R_r(z_0)} I_0 \frac{1}{\cos(\beta_e z_0)} \Rightarrow R_r(z_0) = \frac{R_r(0)}{\cos(\beta_e z_0)} \quad (\text{III.18})$$

Le courant élémentaire $dI_e(z)$ en tout point de l'antenne peut alors s'écrire :

$$dI_e(z) = \frac{Z_t}{R_r(0)} I_0 e^{-\gamma_c z_0} \cos(\beta_e z) dz_0 \quad (\text{III.19})$$

d'où la distribution globale :

$$I_e(z) = \frac{Z_t}{R_r(0)} I_0 \cos(\beta_e z) \int_0^L e^{-\gamma_c z_0} dz_0 \quad (\text{III.20})$$

$$I_e(z) = \frac{Z_t}{R_r(0)} I_0 \cos(\beta_e z) \frac{1 - e^{-\gamma_c L}}{\gamma_c} \quad (\text{III.21})$$

Caracteristiques théorique et expérimentale du courant induit
sur le blindage du câble CERLIL (50 Ω)

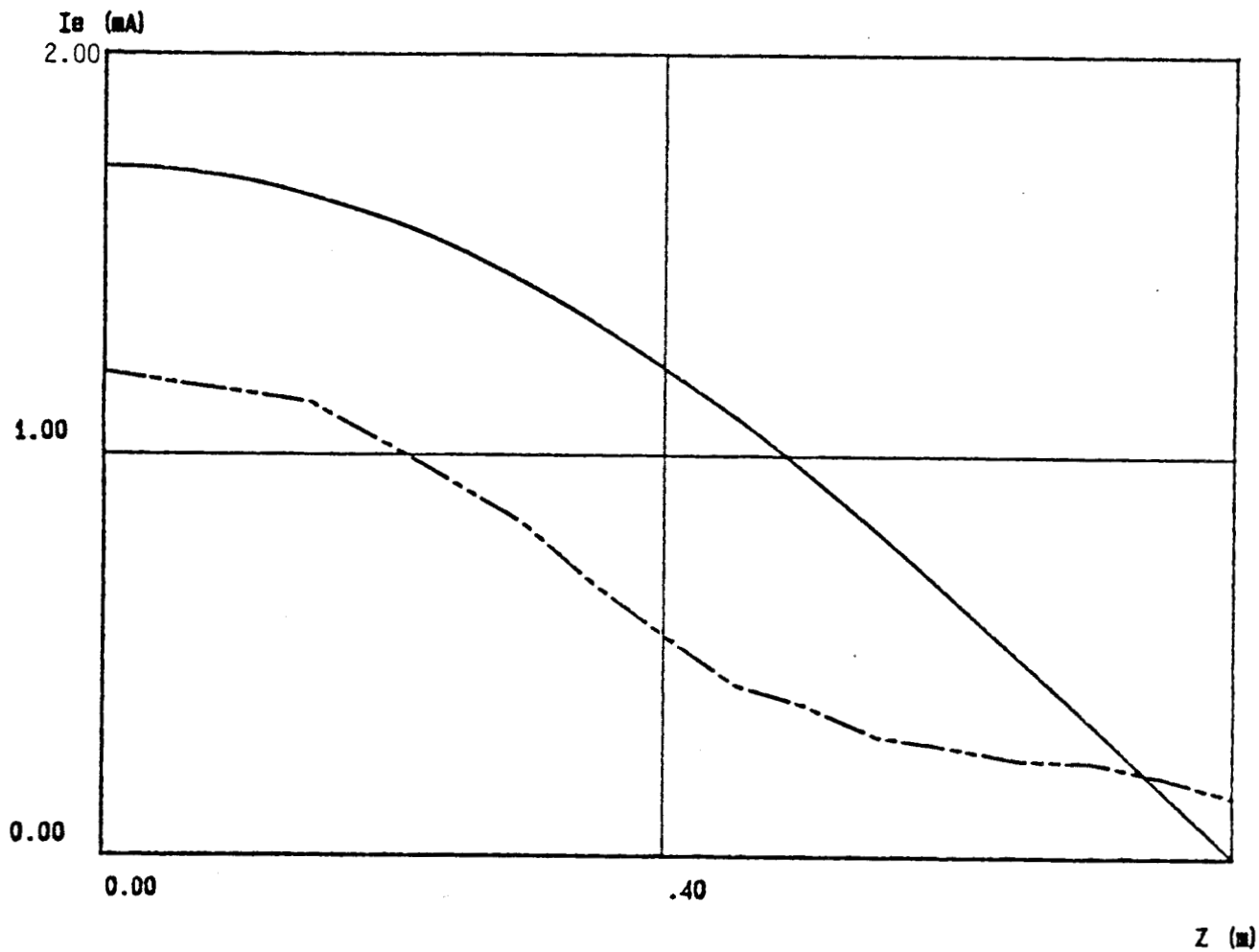


Planche (III.2)

Si ϵ_r est la permittivité relative du coaxial, on peut alors écrire :

$$\gamma_c = j \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r} \quad (III.22)$$

Nous verrons plus loin que l'impédance de transfert des coaxiaux rayonnants s'exprime par la relation suivante :

$$Z_t = j L_t \omega \quad (III.23)$$

où L_t est une inductance de transfert qui dépend de la structure des ouvertures disposées sur le blindage.

Le courant à l'extérieur du câble peut alors s'exprimer en module par :

$$|I_e(z)| = \sqrt{2} \frac{L_t c}{R_r(0) \sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{1 - \cos(\sqrt{\epsilon_r} \frac{\pi}{2})} I_0 \cos(\beta_e z) \quad (III.24)$$

Cette distribution a été comparée aux résultats obtenus lors d'une expérience pratiquée sur un échantillon de câble coaxial à fuites (planche III.2) . L'échantillon est du type tressé à faible recouvrement (CERLIL), de diamètre extérieur égal à 7 mm et de dimension longitudinal $L=0.8$ m . Pour mettre en oeuvre cette expérience, le câble a été placé normalement à un plan métallique de dimension 2×2 m (Figure III.7).

Le plan est à proximité du sol alors que l'alimentation du câble se fait par la partie inférieure au moyen d'un coaxial à bon recouvrement . La distribution de courant est mesurée au moyen d'une pince de courant reliée à un récepteur sélectif . Compte tenu de la dimension du câble $L= 0.8$ m, la fréquence de résonance est égale à 93.7 MHz, c'est donc à cette fréquence qu'est faite la mesure, la puissance injectée est de 20mW . On suppose que la présence de la gaine diélectrique extérieure au blindage ne modifie pas la vitesse de propagation de l'onde extérieure et que celle ci est pratiquement égale à 3.10^8 m/s.

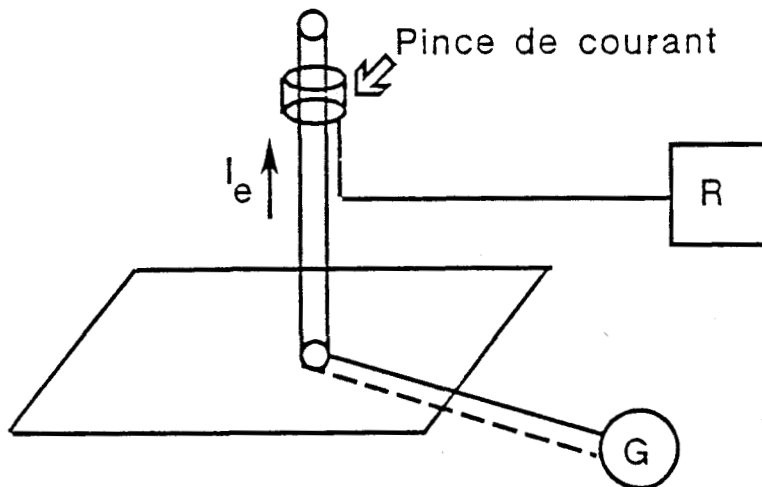


Figure (III.7)

De plus, une mesure de l'inductance de transfert du câble par la méthode exposée au quatrième paragraphe de ce chapitre montre que $L_t = 16 \text{ nH/m}$, la permittivité de cet échantillon est égale à $\epsilon_r = 1.5$.

La confrontation des deux distributions de courant semble assez satisfaisante, ce qui nous laisse supposer que le mode extérieur produit sur le blindage une distribution de courant qui va le transformer en une antenne électrique.

Lorsque nous sommes maintenant dans la situation où le câble n'est plus dans son mode de résonance, l'impédance $Z_{AA'} + Z_{BB'}$ est différente de zéro. Le courant est donc limité par cette impédance de nature purement réactive. Si on admet que le câble rayonne, il faut ajouter à cette impédance la résistance de rayonnement obtenue en $z=z_0 R_r(z_0)$, le schéma du générateur élémentaire est donc plus rigoureusement donné par la figure (III.8).

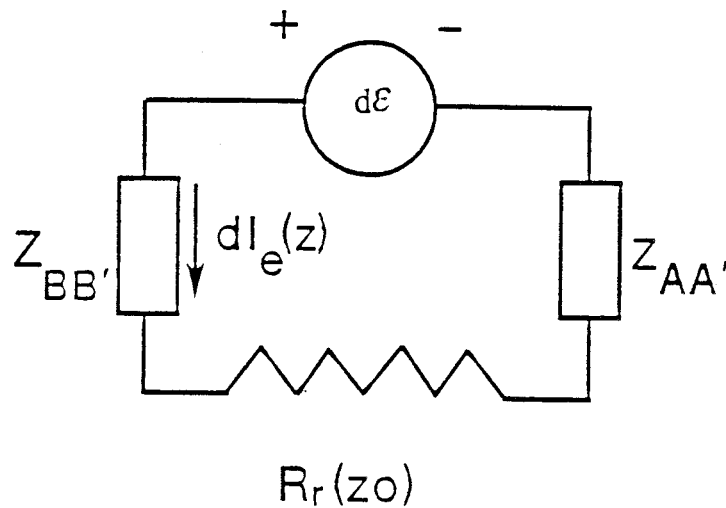


Figure (III.8)

$R_r(z_0)$ n'est pas à priori connue puisqu'elle dépend de la distribution de courant. Une détermination de cette distribution pourrait se faire par approximations successives.

Dans un premier temps, on suppose $R_r(z_0) = 0$ et on calcule $I_e(z)$, cette première distribution donnera alors une évaluation grossière de $R_r(z_0)$. Cette valeur est prise en compte pour déterminer une seconde distribution de courant et le processus est réitéré jusqu'à l'obtention d'une convergence.

Il faut reconnaître que la mise en oeuvre de cette méthode est fastidieuse. Nous y avons renoncé, préférant utiliser l'approximation pour laquelle $Z_{AA'}$ et $Z_{BB'}$ s'approximent par l'impédance caractéristique Z_{ce} et pour la raison évoquée au début du paragraphe.

Nous rappelons que cette approximation consiste à dire que les extrémités du câble sont adaptées vis à vis de l'onde extérieure autrement dit les ondes réfléchies à l'extrémité du câble sont suffisamment amorties. C'est donc dans cette hypothèse que nous déterminons dans le prochain paragraphe le coefficient de couplage.

III.3 : DETERMINATION DU COEFFICIENT DE COUPLAGE

Comme nous l'avons exposé plus haut, l'évaluation du coefficient de couplage du câble se fera au moyen du champ électrique rayonné à l'extérieur de la structure . Connaissant la distribution de courant parallèle au câble $I_e(z)$, il suffit d'intégrer cette loi pour connaître le champ rayonné .

Considérons le câble dans un repère cylindrique (ρ, ψ, z) (Figure III.9), un observateur P dans l'environnement du câble sera donc repéré par les coordonnées ρ_0, ψ_0, z_0 .

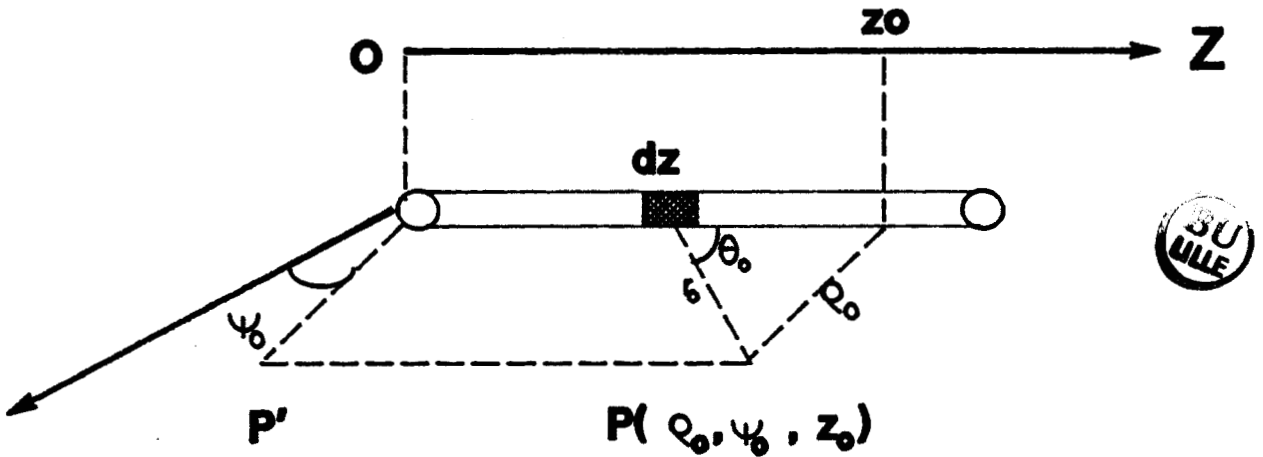


Figure (III.9)

Considérons maintenant un élément de câble dz , par rapport à cet élément situé à z l'observateur sera décrit dans un repère sphérique par les coordonnées $(r_0, \theta_0, \varphi_0)$.

Chaque coordonnée du repère sphérique se déduit aisément des coordonnées du repère cylindrique par les relations :

$$r_0 = \sqrt{(z - z_0)^2 + \rho_0^2} \quad (\text{III.25})$$

$$\varphi_0 = \psi_0 \quad (\text{III.26})$$

$$\theta_0 = \text{Arctg}\left(\frac{\rho_0}{z_0 - z}\right) \quad (\text{III.27})$$

le dipôle électrique élémentaire va produire des composantes élémentaires de champ qui auront conformément au repère choisi les amplitudes :

$$dE_{\theta} = \frac{I_e(z) dz}{4\pi j\omega\epsilon_0} \frac{\sin \theta}{r^3} (1 + jk_0 r - k_0^2 r^2) e^{-jk_0 r} \quad (III.28)$$

$$dE_r = \frac{I_e(z) dz}{4\pi j\omega\epsilon_0} \frac{2\cos \theta}{r^3} (1 + jk_0 r) e^{-jk_0 r} \quad (III.29)$$

$$dH_{\phi} = \frac{I_e(z) dz}{4\pi} \frac{\sin \theta}{r^2} (1 + jk_0 r) e^{-jk_0 r} \quad (III.30)$$

Cependant pour l'observateur nous devons considérer les composantes dans le repère cylindrique, il faut donc faire usage des formules de transformations suivantes :

$$dE_{\rho} = dE_r \sin \theta - dE_{\theta} \cos \theta \quad (III.31)$$

$$dH_{\psi} = dH_{\phi} \quad (III.32)$$

$$dE_z = dE_r \cos \theta - dE_{\theta} \sin \theta \quad (III.33)$$

En toute rigueur, nous devons utiliser les expressions exactes du champ rayonné; cependant, aux fréquences considérées dans notre thèse $F > 100$ MHz et compte tenu de la distance câble observateur qui sera souvent supérieure à 1.5 m, nous pouvons utiliser les composantes en champ lointain . Il en résulte que $|dE_r| < |dE_{\theta}|$. De plus l'expérience montre que le champ prépondérant issu du câble est la composante E_{ρ} . Par conséquent, intéresserons-nous à cette seule composante qui s'exprime dans l'approximation du champ lointain par :

$$dE_{\rho} = \frac{-j\omega\mu_0}{4\pi} I_e(z) \frac{\cos\theta_0 \sin\theta_0}{r_0} e^{-jk_0 r_0} dz \quad (III.34)$$

k_0 représente ici le nombre d'onde calculé pour l'onde hertzienne se propageant dans le vide soit :

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \quad (III.35)$$

La composante perçue par l'observateur sera alors calculée par l'intégrale :

$$E_{\rho} = \frac{-j\omega\mu_0}{4\pi} \int_0^L I_e(z) \frac{\cos\theta_0 \sin\theta_0}{r_0} e^{-jk_0 r_0} dz \quad (III.36)$$

Cette intégrale n'a pas de solution analytique, c'est donc numériquement que nous devons l'évaluer.

Revenons maintenant sur la loi de distribution de courant $I_e(z)$. Compte tenu des remarques avancées au paragraphe précédent, nous utilisons la formule approchée :

$$|I_e(z)| \approx \frac{|Z_t|}{2Z_{ce}} I_0 \frac{e^{-\alpha_c z}}{\beta_e(\sqrt{\epsilon_r} - 1)} \quad (\text{III.37})$$

Cette expression fait intervenir l'impédance caractéristique de l'onde extérieure au câble. Si nous considérons un câble isolé dans l'espace c'est à dire éloigné de tout plan de référence, cette impédance correspond à l'impédance de l'onde cylindrique qui se propage sur un conducteur de dimension infinie, SCHELKUNOFF [25] propose pour expression de cette impédance :

$$Z_{ce} = 60 \left[\text{Log}\left(\frac{\lambda}{\pi D}\right) + 0.116 \right] \quad (\text{III.38})$$

où λ est la longueur d'onde et D le diamètre du conducteur extérieur en l'occurrence le diamètre du blindage.

Lorsque le câble est à proximité d'un plan conducteur, la situation est plus complexe puisque Z_{ce} va dépendre du rapport qui existe entre la hauteur h du câble au dessus du plan et la longueur d'onde.

Lorsque h est petite par rapport à la longueur d'onde le mode induit à l'extérieur du blindage est une mode quasi TEM, il est donc légitime dans ce cas d'utiliser pour Z_{ce} l'expression de l'impédance caractéristique d'un conducteur au dessus d'un plan soit :

$$Z_{ce} = \frac{60}{\text{Log}\left(\frac{4h}{D}\right)} \quad (\text{III.39})$$

Inversement, lorsque cette approximation n'est plus justifiée, il faut recourir à une autre expression de Z_{ce} . Pour cela, nous proposerons d'utiliser la relation donnée plus haut lorsque le câble est isolé dans l'espace. La raison qui nous incite à faire ce choix rejoint la structure de l'onde cylindrique : en effet, nous avons admis que celle ci est contenue dans un cylindre de rayon caractéristique r_c dont nous rappelons ici l'expression :

$$r_c = \frac{c}{\omega\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (\text{III.40})$$

On peut donc dire que lorsque $h > r_c$, l'onde couplée à l'extérieur du blindage est peu influencée par la présence du plan et que de ce point de vue la relation (III.38) peut être utilisée pour attribuer une valeur numérique à Z_{ce} . Cette approche est d'ailleurs utilisée dans la méthode de mesure de l'impédance de transfert des câbles par la pince absorbante. [26]

S'agissant maintenant de l'évaluation du champ rayonné nous ferons intervenir la présence du plan en utilisant le câble image.

Le champ réellement utilisé par le modèle sera la superposition du champ dû au câble et du champ dû à son image . Cette hypothèse qui suppose la présence d'un plan de conductivité infinie ne semble pas trop éloignée de la réalité physique comme le confirment les résultats proposés au cinquième paragraphe.

III.4 : LA NOTION D'IMPEDANCE DE TRANSFERT

Considérons l'exemple canonique d'un câble coaxial parallèle à un plan (Figure III.10) . Si nous admettons que hauteur du câble est faible par rapport à la longueur d'onde, le blindage muni de petites ouvertures faiblement espacées par rapport à la longueur d'onde va produire à l'extérieur du câble un mode quasi TEM qui sera caractérisé par un courant $I_e(z)$ et un potentiel référencé par rapport au plan.

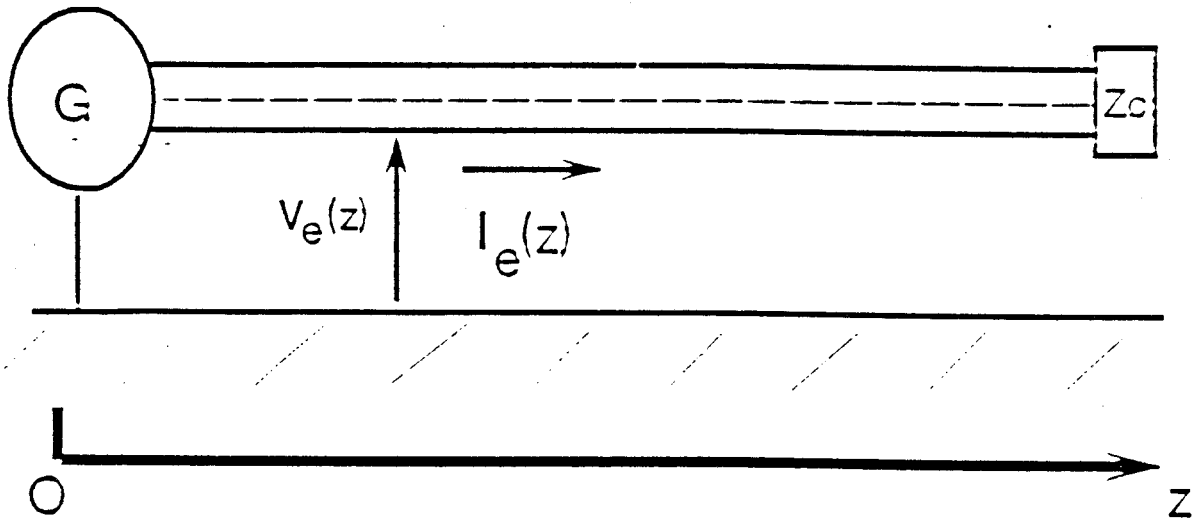


Figure (III.10)

Si nous appelons $I_c(z)$ et $V_c(z)$ les courant et tension associés au mode TEM intérieur au câble, on montre que les courant et tension sont reliés par une équation différentielle des lignes couplées. [12], [9], [27], [28]

$$-\frac{dV_e}{dz} = Z_e I_e - Z_t I_c$$

$$-\frac{dI_e}{dz} = Y_e V_e + Y_t V_c$$

(III.41)

où Z_t est l'impédance de transfert du câble et Y_t son admittance de transfert . Ces notions ont été introduites au premier chapitre de notre thèse, nous allons maintenant en préciser davantage le sens physique et l'importance stratégique.

L'impédance de transfert traduit deux phénomènes physiques : d'une part le couplage dû à la résistance linéique R_0 du blindage et d'autre part le couplage dû aux fuites magnétiques qui se manifestent à travers les ouvertures du blindage . Z_t peut alors s'écrire :

$$Z_t = R_0 + jL_t\omega \quad (\text{III.42})$$

où l'inductance de transfert L_t traduit précisément ces fuites.

Y_t est une admittance de transfert qui s'exprime par :

$$Y_t = jC_t\omega \quad (\text{III.43})$$

où la capacité de transfert C_t traduit le couplage électrique à travers les ouvertures . Pour les applications où le câble est suffisamment loin du plan de référence, C_t peut être négligée . On remarque également que dans ce domaine d'application la contribution de la résistance R_0 est négligeable et que seule l'inductance de transfert subsiste . Par conséquent, l'impédance de transfert s'écrit :

$$Z_t = jL_t\omega \quad (\text{III.44})$$

L'inductance de transfert peut aussi s'exprimer en fonction des paramètres des ouvertures par :

$$L_t = \nu \frac{\alpha_m \mu_0}{\pi^2 D^2} \quad (\text{III.45})$$

Cette formule donnée par LEE, BAUM et VANCE [28],[15] fait intervenir la densité d'ouvertures " ν ", le diamètre extérieur du câble " D " et la composante azimutale de la polarisabilité magnétique des ouvertures distribuées sur la surface du blindage . Ce concept a été largement rappelé dans le premier chapitre de notre thèse.

Etudions plus complètement l'interaction entre le câble coaxial et le plan : faisons pour cela intervenir une seconde équation :

$$-\frac{dV_c}{dz} = Z_c I_c - Z_t I_e \quad (\text{III.46})$$

$$-\frac{dI_c}{dz} = Y_c V_c + Y_t V_e$$

où apparaissent les paramètres attachés au mode TEM et à la ligne coaxiale génératrice du rayonnement.

Si on néglige la contribution de l'admittance de transfert, on aboutit à un système du second ordre qu'on écrit sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \frac{d^2 I_e}{dz^2} \\ \frac{d^2 I_c}{dz^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_e^2 & -Z_t Y_e \\ -Z_t Y_c & \gamma_c^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_e \\ I_c \end{pmatrix} \quad (\text{III.47})$$

où γ_e et γ_c sont respectivement les exposants de propagation des lignes extérieures et intérieure au blindage définis par :

$$\gamma_e^2 = Z_e Y_e \quad \text{et} \quad \gamma_c^2 = Z_c Y_c \quad (\text{III.48})$$

Pour résoudre ce système on peut passer dans une base propre i_1, i_2 telle que :

$$\begin{pmatrix} \frac{d^2 i_1}{dz^2} \\ \frac{d^2 i_2}{dz^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma_1^2 & 0 \\ 0 & \Gamma_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.49})$$

qui fait intervenir une matrice diagonale dont les coefficients Γ_1^2 et Γ_2^2 ne sont autres

que les valeurs propres que nous pouvons calculer à partir de l'équation suivante :

$$\begin{pmatrix} \gamma_e^2 - \chi & -Z_t Y_e \\ -Z_t Y_c & \gamma_c^2 - \chi \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{III.50})$$

où χ est la valeur propre qu'on peut écrire :

$$\chi = \frac{1}{2} [\gamma_c^2 + \gamma_e^2 \pm (\gamma_c^2 - \gamma_e^2) \sqrt{1 + \frac{4Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_c^2 - \gamma_e^2)^2}}] \quad (\text{III.51})$$

En général, le couplage exercé par le blindage est faible; de plus, les vitesses de propagation des modes extérieur et intérieur étant différentes, on peut alors admettre que :

$$\left| \frac{4Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_c^2 - \gamma_e^2)} \right| \ll 1 \quad (\text{III.52})$$

Ce qui autorise l'usage de l'approximation :

$$\chi = \frac{1}{2} [\gamma_c^2 + \gamma_e^2 + (\gamma_c^2 - \gamma_e^2) \left(1 + \frac{2Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_c^2 - \gamma_e^2)} \right)] \quad (\text{III.53})$$

qu'on peut aussi écrire :

$$\chi = \frac{1}{2} [\gamma_c^2 + \gamma_e^2 + (\gamma_c^2 - \gamma_e^2) (1 + \epsilon)] \quad (\text{III.54})$$

où

$$\epsilon = \frac{2Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_c^2 - \gamma_e^2)} \quad (\text{III.55})$$

soit les solutions :

$$\Gamma_1^2 = \gamma_c^2 - \frac{1}{2} \epsilon (\gamma_e^2 - \gamma_c^2) \dots \quad (\text{III.56})$$

$$\Gamma_2^2 = \gamma_e^2 - \frac{1}{2} \epsilon (\gamma_e^2 - \gamma_c^2) \dots \quad (\text{III.57})$$

Γ_1^2 est la solution qui s'approche le plus de γ_c^2 , nous l'appellerons mode propre coaxial

associé au coefficient de propagation Γ_c .

$$\Gamma_c^2 = \Gamma_1^2 = \gamma_c^2 - \frac{Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_e^2 - \gamma_c^2)} \dots \quad i_1 = i_c \quad (\text{III.58})$$

Γ_2^2 est la solution qui s'approche le plus de γ_e^2 , nous l'appellerons mode propre monofilaire associé au coefficient de propagation Γ_e .

$$\Gamma_e^2 = \Gamma_2^2 = \gamma_e^2 + \frac{Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_e^2 - \gamma_c^2)} \dots \quad i_2 = i_e \quad (\text{III.59})$$

Par hypothèse, nous avons admis que γ_c et γ_e sont des quantités purement imaginaires ainsi que Z_t , Y_e et Y_c . Nous pouvons faire usage de l'approximation suivante :

$$\Gamma_c \approx \gamma_c - \frac{1}{2} \frac{Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_e^2 - \gamma_c^2)} \dots \quad (\text{III.60})$$

$$\Gamma_e \approx \gamma_e + \frac{1}{2} \frac{Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_e^2 - \gamma_c^2)} \dots \quad (\text{III.61})$$

où les quantités ajoutées à γ_c et γ_e sont purement réelles, de plus nous savons que les vitesses de propagation intérieure et extérieure au câble vont être telles que :

$$|\gamma_c| < |\gamma_e| \quad (\text{III.62})$$

Les expressions de Γ_c et Γ_e peuvent alors s'écrire :

$$\Gamma_c = \gamma_c + \alpha_{12} \quad (\text{III.63})$$

$$\Gamma_e = \gamma_e - \alpha_{12} \quad (\text{III.64})$$

où α_{12} est homogène à une atténuation linéique :

$$\alpha_{12} = -\frac{1}{2} \frac{Z_t^2 Y_e Y_c}{(\gamma_e^2 - \gamma_c^2)} \quad (\text{III.65})$$

α_{12} sera pour les raisons invoquées une quantité purement réelle et positive. Le mode propre intérieur au câble va donc subir une atténuation qui traduit le couplage intérieur extérieur alors que le mode extérieur propre subit une atténuation négative qui traduit l'apport d'énergie de l'intérieur vers l'extérieur; cette propriété rejoint d'ailleurs les conclusions de HILL et WAIT lorsqu'ils traitent le problème par la théorie des ondes cylindriques.

Nous venons de considérer uniquement le comportement des modes propres . En réalité les courants s'exprimeront par :

$$\begin{pmatrix} I_c \\ I_e \end{pmatrix} = (T) \begin{pmatrix} i_c \\ i_e \end{pmatrix} \quad (\text{III.66})$$

où T représente une matrice de transfert qu'on obtient facilement à partir des vecteurs propres . Chaque mode propre est alors composé d'une onde progressive et régressive :

$$i_c = A_c e^{-\Gamma_c z} + B_c e^{\Gamma_c z} \quad (\text{III.67})$$

$$i_e = A_e e^{-\Gamma_e z} + B_e e^{\Gamma_e z}$$

Les coefficients A_c, B_c, A_e, B_e sont alors déterminés en appliquant les conditions aux limites sur les charges imposées tant sur la ligne coaxiale que monofilaire.

Cette approche montre ainsi comment se fait au sens de la propagation le transfert d'énergie; en pratique, et on le comprend aisément, α_{12} est une quantité souvent inférieure à l'atténuation propre du mode coaxial ou du mode monofilaire; ce fait est recherché lors de la conception des câbles coaxiaux rayonnants, c'est ce paramètre qui les différencie des bifilaires rayonnants pour lesquels on maîtrise beaucoup moins cette condition.

Lorsque α_{12} peut être négligée par rapport aux composantes naturelles de l'affaiblissement du coaxial dues à la résistance des conducteurs et à la conductance parallèle de leur isolant primaire . On considère alors que la seule équation :

$$-\frac{dV_e}{dz} = Z_e I_e - Z_t I_c \quad (\text{III.68})$$

$$-\frac{dI_e}{dz} = Y_e V_e$$

soit pour un élément infinitésimal :

$$dV_e = -Z_e I_e dz + Z_t I_c dz \quad (\text{III.69})$$

soit

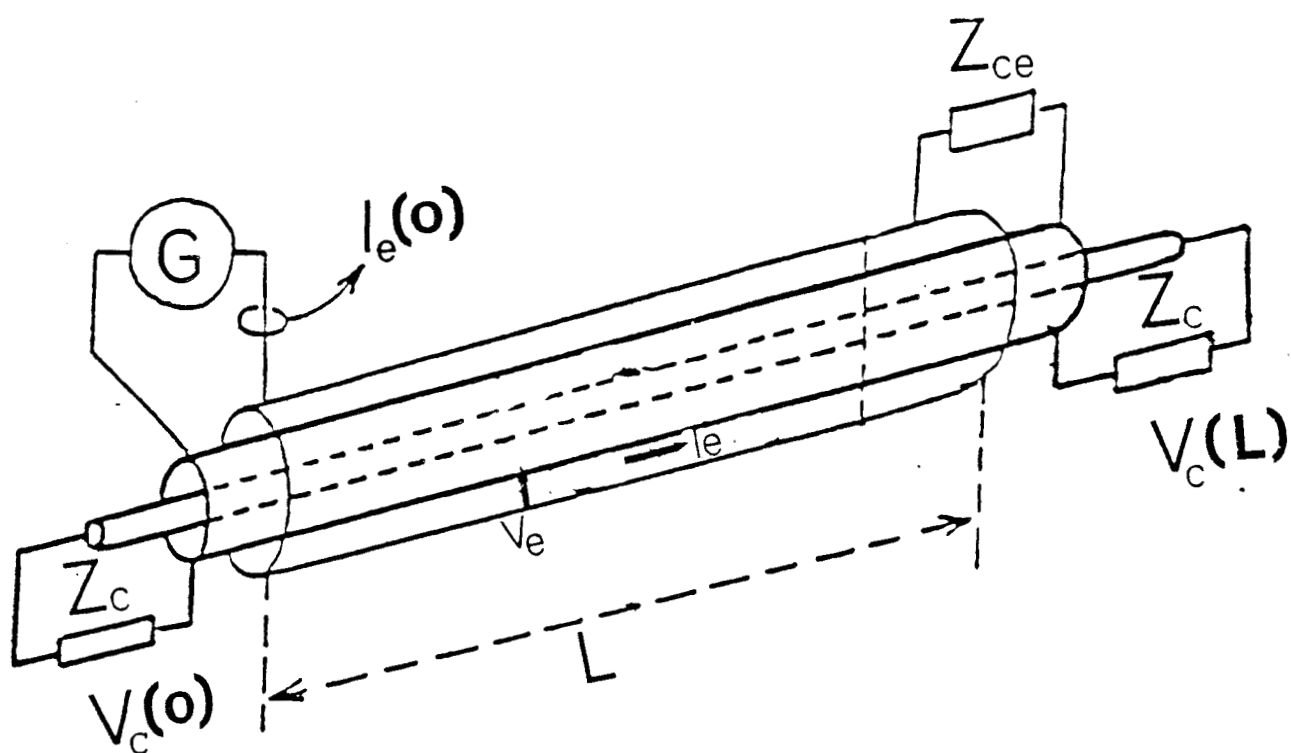


Figure (III.11)

$$dV_e = -Z_e I_e dz + d\mathcal{E} \quad (\text{III.70})$$

où

$$d\mathcal{E} = Z_t I_c dz \quad (\text{III.71})$$

équation à laquelle nous avons associé le schéma des paragraphes précédents (figure III.2 et III.3) . C'est donc ce générateur qui débite dans les impédances Z_{ce} ou $Z_{AA'}$, $Z_{BB'}$.

Ceci montre que notre raisonnement est donc approximatif puisqu'il tient compte d'un transfert d'énergie, mais que ce transfert n'a pas d'effet sur l'affaiblissement du mode TEM car nous négligeons de façon légitime l'impact de α_{12} .

Dans notre raisonnement le transfert d'énergie est donc imposé par la nature des conditions aux limites imposées sur l'onde monofilaire . Si celle ci est adaptée aux deux extrémités, l'énergie transférée est purement active et elle sera surtout dissipée dans les résistances de charge extérieures . La part due au rayonnement propre du câble sera donc une petite fraction de cette énergie dont nous sommes incapables de tenir compte par la théorie classique des lignes.

Si nous prenons l'exemple de la ligne de faible dimension non adaptée, l'énergie transférée est purement réactive et la démonstration du second paragraphe à bien mis en évidence qu'il fallait introduire le concept de résistance de rayonnement pour expliquer le transfert d'énergie active.

Ceci étant, l'impédance de transfert est un paramètre fondamental permettant de caractériser l'efficacité d'un câble rayonnant à mode couplé . La différence des vitesses de propagation est aussi un élément fondamental comme le montre la relation (III.37) : plus ces vitesses seront voisines l'une par rapport à l'autre, plus le câble sera performant.

L'impédance de transfert et par voie de conséquence l'inductance de transfert peut être prédite par la relation (III.45) qui fait appel à la polarisabilité magnétique des ouvertures disposées sur le blindage; cette polarisabilité est donnée par les formules proposées dans le premier chapitre de notre thèse.

L'impédance de transfert peut être également obtenue par la mesure au moyen de la méthode impulsionnelle suggérée par DEMOULIN [12] [29] . Nous allons en donner le principe et les informations permettant d'extraire des signaux l'inductance de transfert . Pour cela, nous utiliserons le banc de mesure développé au laboratoire, qui comprend une ligne perturbatrice et une ligne coaxiale que nous supposerons adaptées (Figure III.11) . La perturbation électromagnétique est composée d'impulsions de profil échelon caractérisé par un temps de transition τ_d .

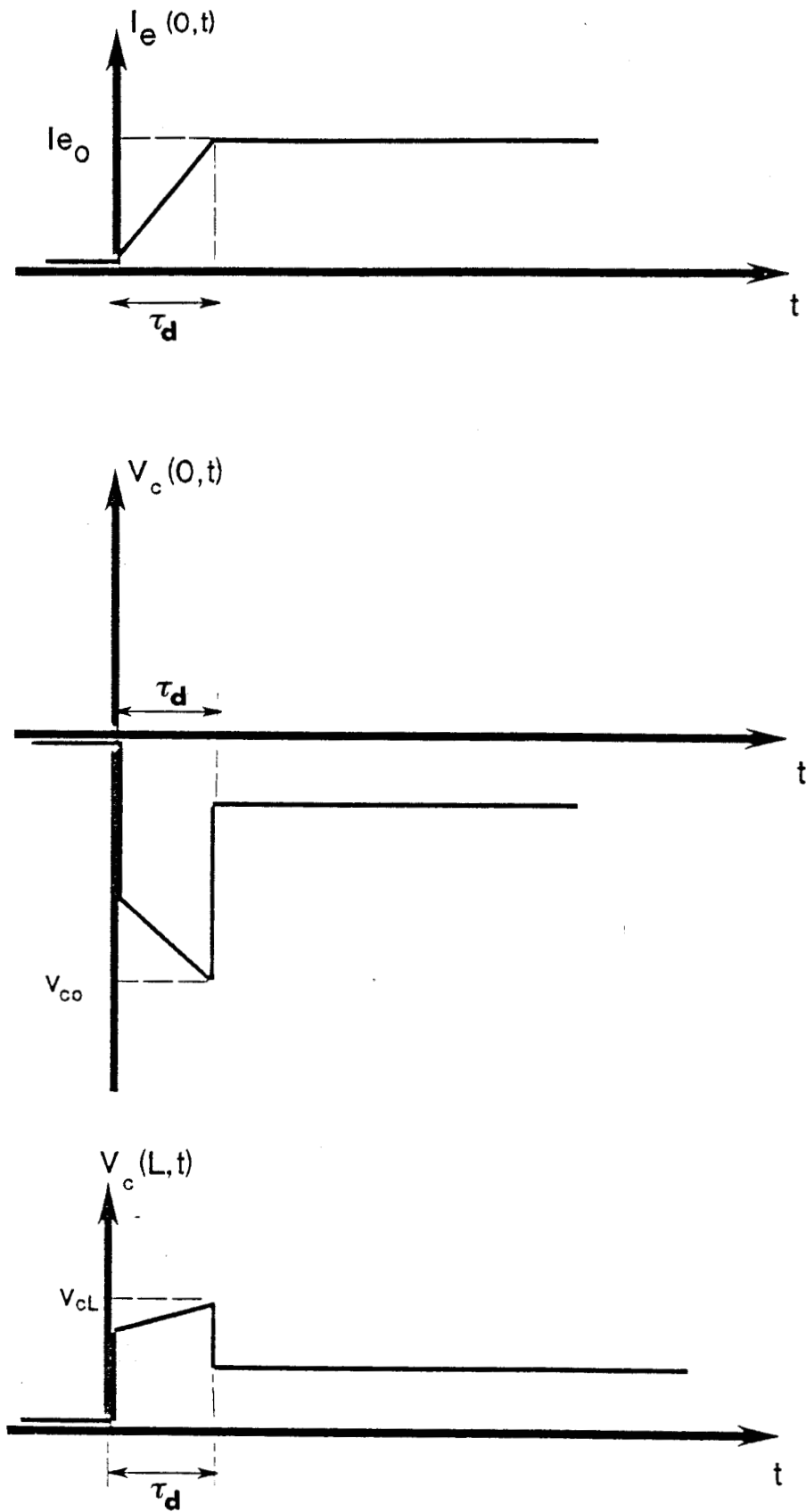


Figure (III.12)

Si nous nous limitons seulement au cas des câbles offrant un couplage magnétique et électrique prépondérant, nous pouvons sans ambiguïté définir une inductance de transfert et une capacité de transfert, nous représentons très simplement l'allure des signaux courant perturbateur $I_e(0,t)$ et tensions perturbatrices recueillies aux deux extrémités du câble $V_c(0,t)$ et $V_c(L,t)$. Si en plus nous négligeons la résistance linéique du blindage, l'amplitude et l'allure des tensions vont correspondre aux signaux de la figure (III.12).

Lorsque le temps de propagation est négligeable par rapport au temps de transition τ_d nous exprimons l'amplitude de la réponse du câble au moyen des relations suivantes :

$$V_{c0} = -\frac{1}{2} \frac{L_t + Z_c Z_{ce} C_t}{\tau_d} I_{e0} L \quad (\text{III.72})$$

$$V_{cL} = -\frac{1}{2} \frac{L_t - Z_c Z_{ce} C_t}{\tau_d} I_{e0} L \quad (\text{III.73})$$

Nous voyons, grâce à la connaissance de l'amplitude des trois signaux de la figure (III.1), qu'il est très facile de déterminer les paramètres de transfert du câble.

Les signaux représentés sur la planche (III.3) sont le fruit de l'expérience faite sur un échantillon de câble coaxial, que nous appelons par la suite LFR, à blindage homogène de dimension $L=2\text{m}$ et d'impédance caractéristique $Z_c=50\Omega$. Les ouvertures sont produites par usinage de sorte qu'elles se trouvent distribuées sur une génératrice comme l'indique la figure (III.13).

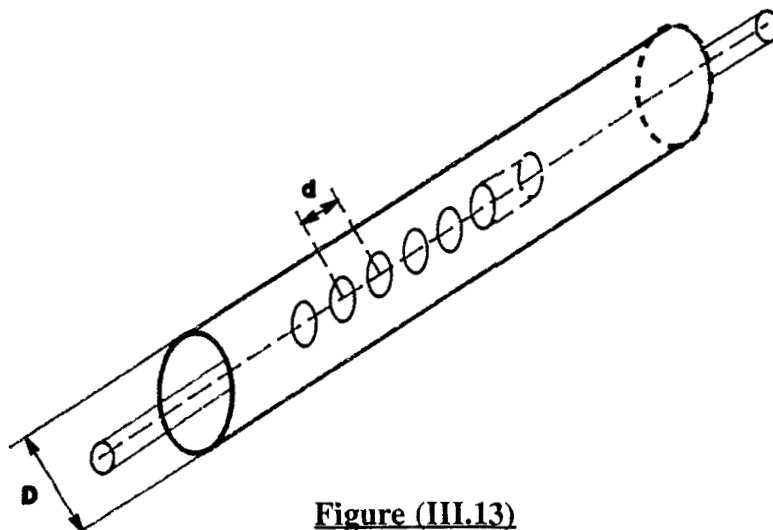


Figure (III.13)

Le diamètre du câble est de 22.5 mm, l'espacement des ouvertures est de 7 mm, la densité des ouvertures $\nu = 142$, ces ouvertures pouvant être approximées par de petites ellipses dont le grand axe est perpendiculaire à l'axe du câble.

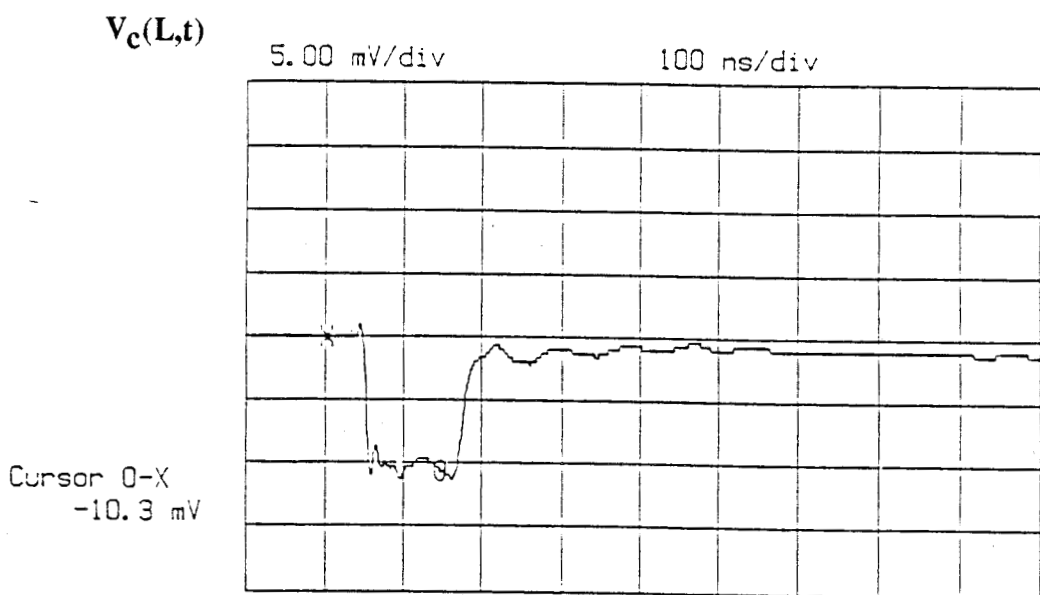
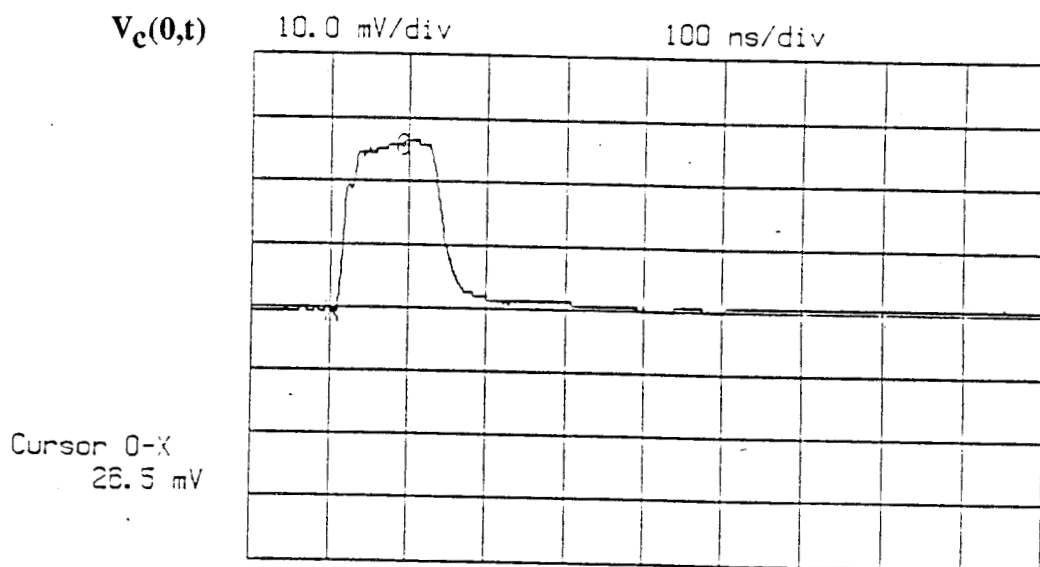
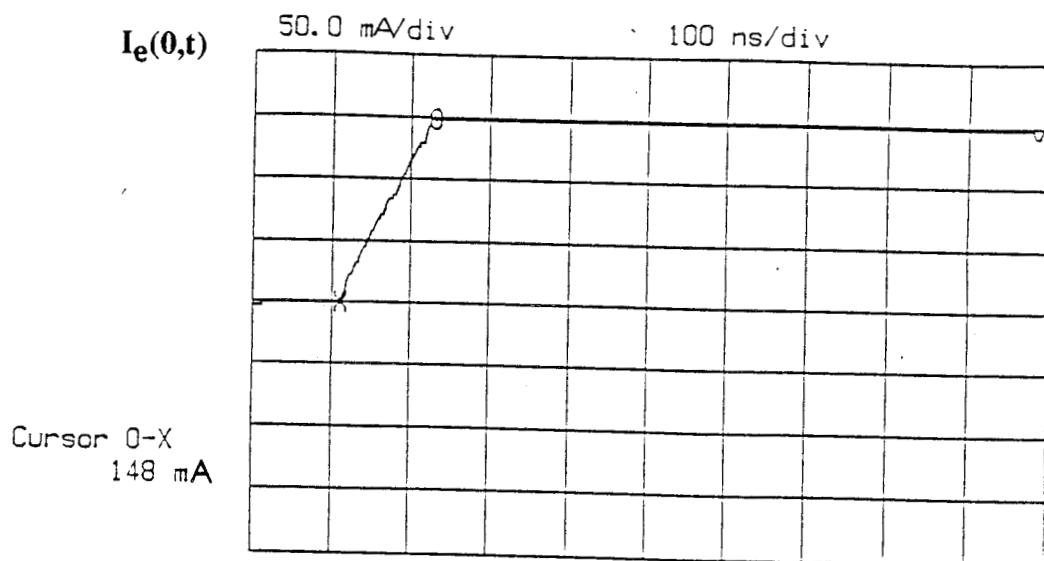


Planche (III.3)

Compte tenu des paramètres de l'impulsion perturbatrice :

$$I_0 = 148 \text{ mA}$$

$$\tau_d = 120 \text{ ns}$$

L'impédance caractéristique de la ligne perturbatrice $Z_{ce} = 56 \Omega$.

Nous déduisons les valeurs de L_t et C_t :

$$L_{t(\text{mesuré})} = 1 \text{ nH/m}$$

$$C_{t(\text{mesuré})} = 0.17 \text{ pF/m}$$

La valeur de l'inductance de transfert diffère de peu de celle calculée à partir de la relation (III.45) où nous obtenons :

$$L_{t(\text{calculé})} = 1.8 \text{ nH/m}$$

Après avoir calculé tous les paramètres nous permettant de déterminer le champ rayonné et en l'occurrence le coefficient de couplage nous proposerons dans le prochain paragraphe une confrontation de ce résultat avec celui mesuré sur site ouvert.

III.5 : CONFRONTATION DES COEFFICIENTS DE COUPLAGE MESURES PUIS CALCULES

Le câble expérimenté est le LFR dont nous avons donné les caractéristiques dans le paragraphe précédent . Un échantillon de 20 m a été installé sur le site ouvert du CRESTA puis testé conformément à la méthode de mesure exposée au deuxième chapitre (II.3) . La composante du champ électrique considérée est la composante radiale de sorte que le coefficient de couplage s'exprime par :

$$C = 10 \log \left(\frac{P_0 R_c}{V_r^2} \right) \quad (\text{III.74})$$

où R_c est la résistance de rayonnement du dipôle symétrique accordé égale à 73Ω , V_r est la tension reçue sur le récepteur et P_0 la puissance injectée dans le câble.

Nous proposons de reproduire tout d'abord les résultats d'expériences . En effet les courbes expérimentales représentées sur la planche (III.4) et la planche (III.5) montrent l'évolution de la tension reçue sur le récepteur telle qu'elle apparaît pour un observateur se déplaçant parallèlement au câble à une distance égale à 1.5 m et ceci pour trois fréquences d'émissions : 200 MHz, 450 MHz et 800 MHz . La planche (III.4) correspond au cas où le câble est à 20 cm de la surface du sol alors que la planche (III.5) a été obtenue dans le cas où le câble a été posé sur la surface du sol.

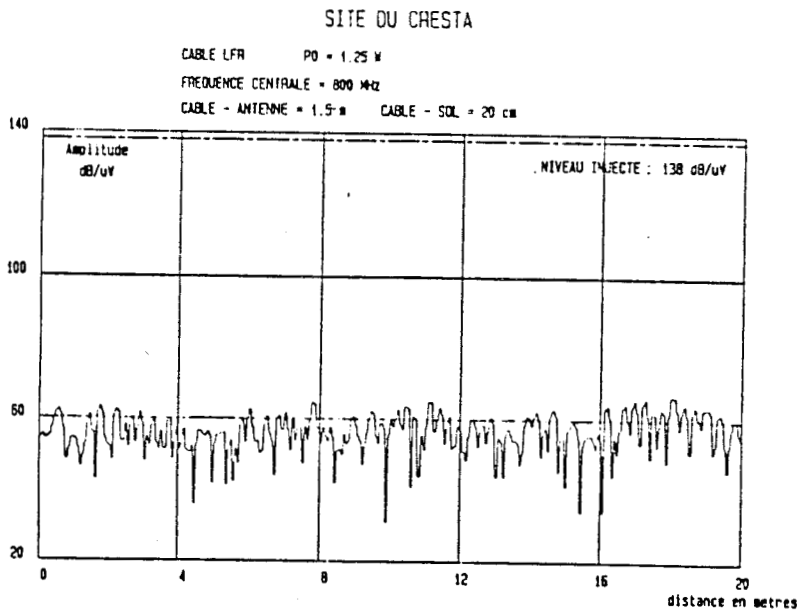
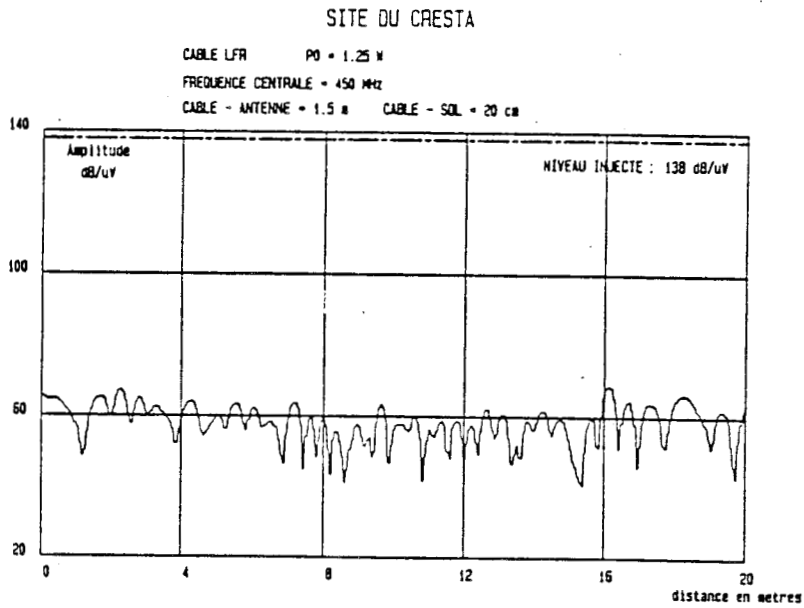
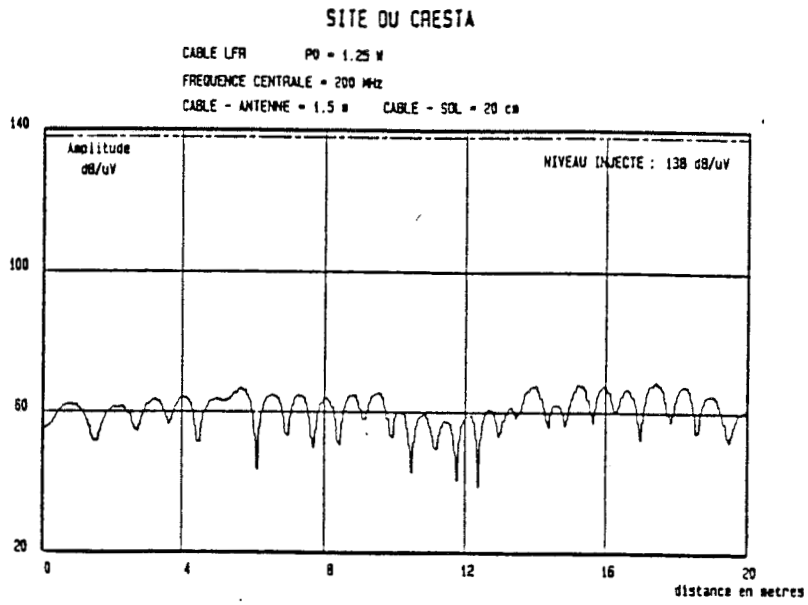
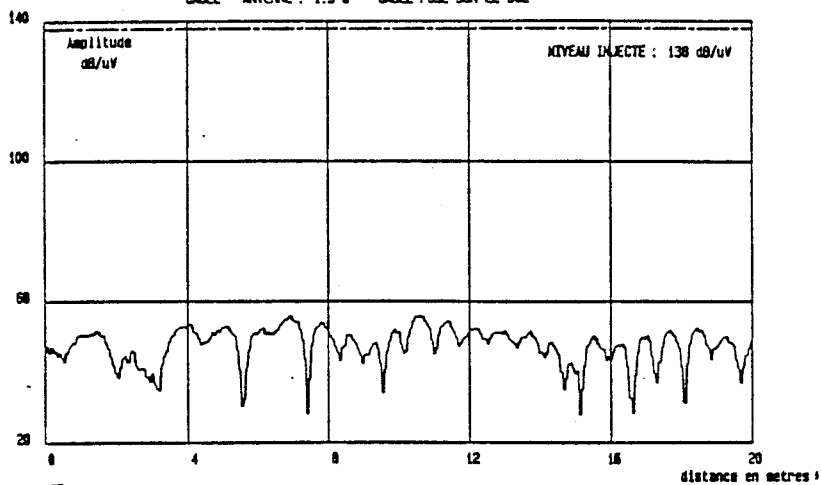


Planche (III.4)

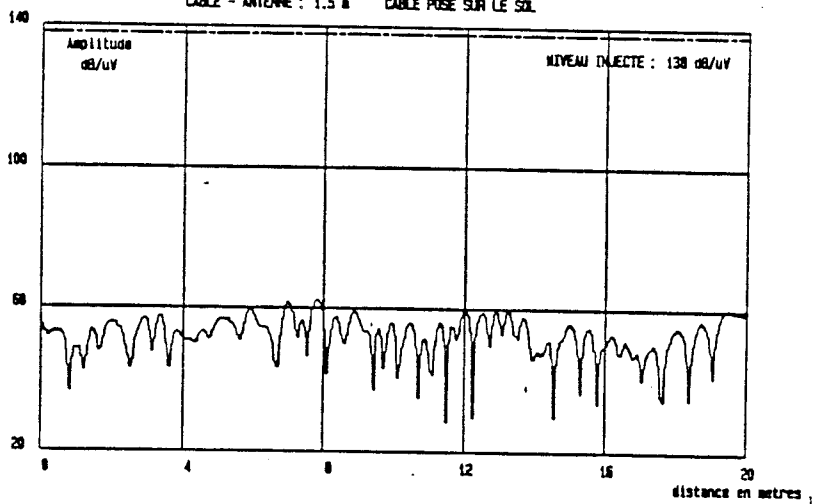
SITE DU CRESTA

CABLE LFR P0 = 1.25 m
FREQUENCE CENTRALE = 200 MHz
CABLE - ANTENNE : 1.5 m CABLE POSE SUR LE SOL



SITE DU CRESTA

CABLE LFR P0 = 1.25 m
FREQUENCE CENTRALE = 450 MHz
CABLE - ANTENNE : 1.5 m CABLE POSE SUR LE SOL



SITE DU CRESTA

CABLE LFR P0 = 1.25 m
FREQUENCE CENTRALE = 800 MHz
CABLE - ANTENNE : 1.5 m CABLE POSE SUR LE SOL

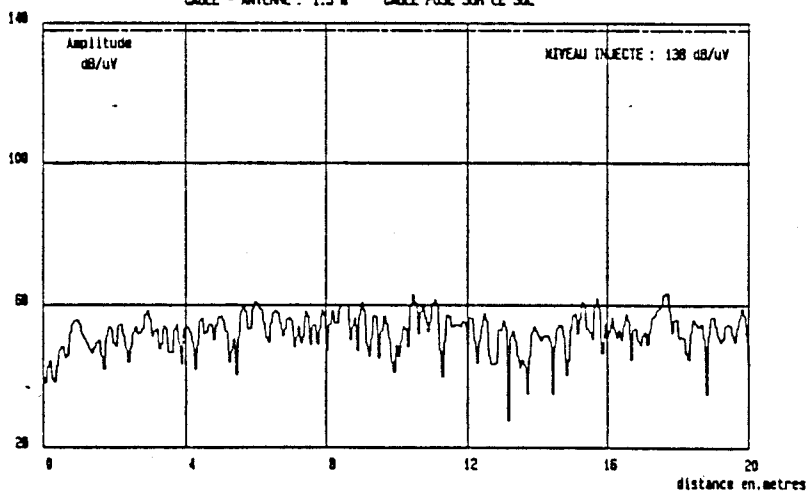


Planche (III.5)

D'après ces caractéristiques, nous remarquons deux phénomènes importants : le premier concerne les fluctuations de la tension enregistrées pour toutes les fréquences . En effet, l'antenne électrique assimilée au câble est ici perturbée par les réflexions multiples qui se produisent sur la surface du sol et qui auront tendance à modifier la distribution du courant sur la surface extérieure du blindage; cet effet va engendrer des fluctuations importantes.

Le second phénomène est lié à la position du câble par rapport à la surface du sol . Contrairement aux câbles à mode rayonné, plus la distance séparant le câble LFR du sol décroît, plus le niveau de la tension reçue sur le récepteur s'affaiblit . En d'autres termes, les coefficients de couplage seront d'autant plus grands que le câble est à proximité de la paroi ou de la surface du sol .

Nous allons maintenant nous intéresser à la modélisation du coefficient de couplage afin de le comparer avec les résultats présentés plus haut . Cette modélisation utilise la composante de champ E_r dont nous proposerons deux modèles de calcul : le premier est basé sur la théorie des ondes cylindriques telle qu'elle est introduite au premier chapitre et le second utilise l'approximation de l'antenne électrique introduite au second et troisième paragraphe du présent chapitre.

III.5.1 : Modélisation par la théorie des ondes cylindriques

Ce modèle fait usage du concept exposé au premier chapitre, l'expression de la composante radiale du champ électrique donnée par la relation (I.12) s'exprime alors :

$$E_r = A \beta_g k_c H_1^{(2)}(k_c r) \quad (\text{III.75})$$

alors que la composante azimutale du champ magnétique donnée par la relation (I.13) dont le module s'écrit :

$$H_\theta = Y_0 \frac{k_c}{\beta_g} E_r \quad (\text{III.76})$$

Il faut évaluer le coefficient indéterminé A . Pour cela, on fait usage de la condition limite sur la surface extérieure du blindage, condition qui n'est autre que l'application du théorème d'Ampère :

$$\pi D H_\theta (r = \frac{D}{2}) = I_e(z) \quad (\text{III.77})$$

où $I_e(z)$ est le courant sur la surface extérieure qu'on obtient par la relation (III.37) qui fait intervenir l'impédance de transfert.

Les deux relations précédentes nous permettent de déduire A soit :

$$A = \frac{I_e(z)}{\pi D Y_0 k_0 k_c H_1^{(2)}(k_c \frac{D}{2})} \quad (\text{III.78})$$

Nous pouvons alors déterminer la composante radiale du champ électrique guidé par le câble dont le module s'écrit :

$$E_r = \frac{I_e(z)}{Y_0} \frac{\beta_g}{\pi D k_0} \left| \frac{H_1^{(2)}(k_c r)}{H_1^{(2)}(k_c \frac{D}{2})} \right| \quad (\text{III.79})$$

E_r permet de calculer le coefficient de couplage en tout point de l'espace.

Dans le cas où le rayon caractéristique " r_c " est grand par rapport à la hauteur " h " séparant le câble du plan supposé parfaitement conducteur, il faudra tenir compte de la présence de ce plan et en l'occurrence du champ guidé par l'image du câble (Figure III.14).

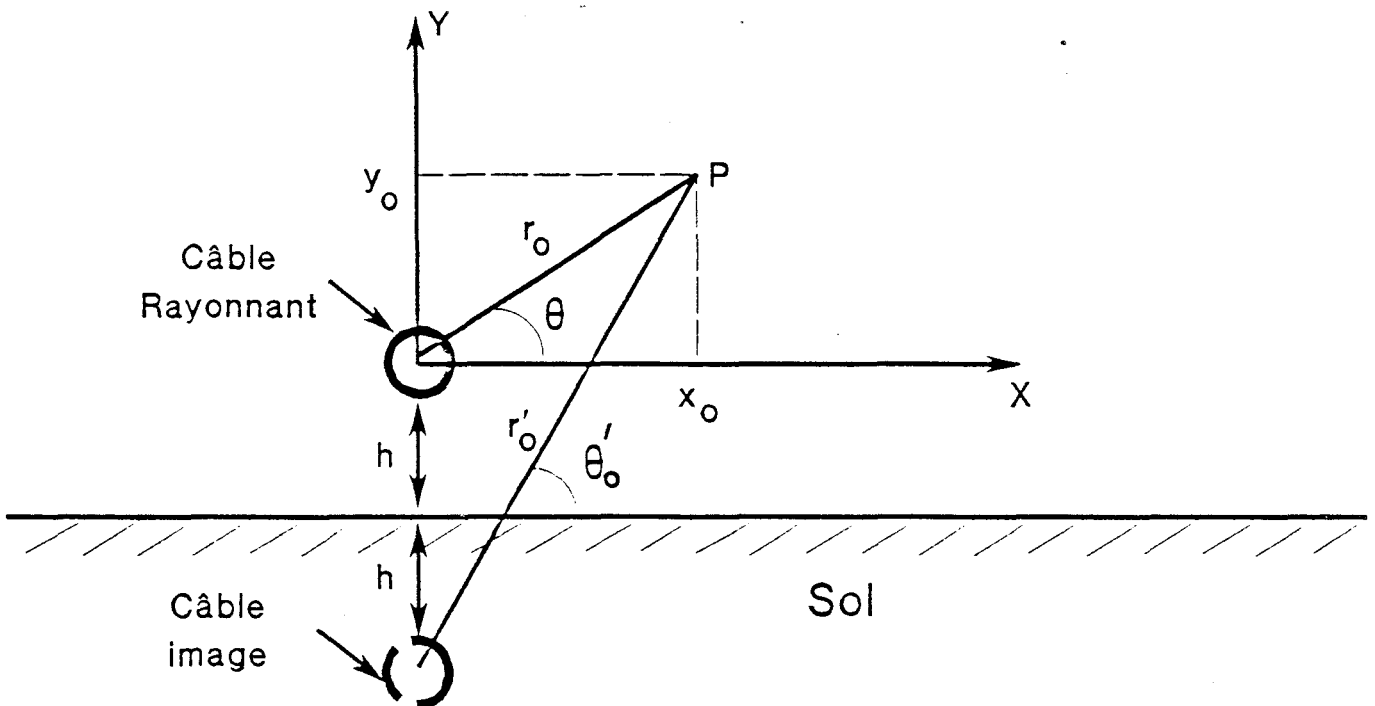


Figure (III.14)

Le module du champ électrique guidé par le câble sera donné par la relation suivante :

$$E_r = \sqrt{E_{r0}^2 + E_{r0'}^2 + 2E_r E_{r0'} \cos(\theta_0 - \theta_0')} \quad (III.80)$$

où E_{r0} et $E_{r0'}$ représentent les champs électriques guidés respectivement par le câble et son image . Ces expressions peuvent être calculées en remplaçant dans la relation (III.79) "r" respectivement par "r₀" et "r₀'" qui peuvent s'exprimer en fonction des coordonnées (x₀;y₀) du point de réception.

$$r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \quad (III.81)$$

$$r_0' = \sqrt{x_0^2 + (y_0 + 2h)^2} \quad (III.82)$$

Nous avons représenté dans le tableau (III.1) une confrontation entre les coefficients de couplage mesurés au site du CRESTA sur le câble LFR et ceux prédits par le modèle de l'onde cylindrique, ceci lorsque le câble est situé à 20 cm du sol et pour une distance câble-antenne égale à 1.5 m.

Fréquence	200 MHz	450 MHz	800 MHz
C _{mesuré}	77 dB	80 dB	81 dB
C _{théorique}	83 dB	129 dB	196 dB

Tableau (III.1)

Nous voyons que seul le coefficient calculé à 200 MHz donne un accord acceptable avec la mesure, en revanche aux autres fréquences nous obtenons un écart considérable qui n'est pas surprenant du fait que le rayon caractéristique décroît en fonction de la fréquence, il est respectivement égal à 15 cm pour 450 MHz et 8.5 cm pour 800 MHz.

III.5.2 : Modèle de l'antenne électrique

Dans le modèle de l'antenne électrique, on fait usage de l'intégrale (III.36) calculée numériquement dans laquelle une recherche des zéros de la fonction à intégrer est faite . nous déduisons la valeur du coefficient de couplage et puis nous la comparons avec les résultats expérimentaux présentés sur les planches (III.3) et (III.4) . Cette comparaison a été résumée dans les tableaux (III.2) et (III.3).

Fréquence	200 MHz	450 MHz	800 MHz
$C_{\text{mesuré}}$	77 dB	80 dB	81 dB
$C_{\text{théorique}}$	81 dB	86 dB	83 dB

Tableau (III.2) Câble - sol ; h = 20 cm

Fréquence	200 MHz	450 MHz	800 MHz
$C_{\text{mesuré}}$	90 dB	86 dB	86 dB
$C_{\text{théorique}}$	85 dB	91 dB	100 dB

Tableau (III.3) : Câble posé sur le sol

Dans le cas où le câble est posé sur le sol, nous avons utilisé dans le modèle théorique le diamètre du câble comme valeur du coefficient "h".

Ces résultats montrent que le modèle des grandes antennes électriques s'est révélé suffisamment juste, toutefois une discordance apparaît lorsque le câble est posé contre le plan. Cette situation nous amène à considérer l'usage pratique des câbles à mode couplé. En effet, pour espérer des performances honorables il faut que le câble soit distant de toute paroi d'au moins 20 cm. A de telles distances le modèle se révèle fiable et offre une bonne approximation de la réalité.

CONCLUSION

Pour conclure ce troisième chapitre de notre thèse, il est intéressant de nous interroger sur l'appellation un peu arbitraire de câble à "mode couplé" et câble à "mode rayonné".

A la lumière de nos développements, il apparaît que le câble à mode couplé fonctionne en réalité à la manière d'un dipôle électrique, autrement dit à une distance du câble importante vis à vis de sa dimension longitudinale il se comporte comme un dipôle électrique rayonnant alors que le câble à mode rayonné se comporte comme un réseau de dipôles magnétiques rayonnants. Ces deux représentations vont alors se distinguer par leur diagramme de rayonnement et la polarisation du champ.

L'appellation "câble à mode couplé" n'est justifiée que partiellement. En effet, un observateur situé dans l'environnement d'un câble à mode rayonné voit le champ direct issu des dipôles magnétiques alors qu'un câble à mode couplé produit la conversion du mode TEM diffracté par les ouvertures en champ guidé par le câble qui produit ensuite le courant qui servira de support au rayonnement.

Nous nous sommes posés la question suivante : comment fonctionne un câble à mode rayonné en dessous de la fréquence de coupure du mode fondamental, ce point a été évoqué au second chapitre et nous avons maintenant les éléments de réponse.

Le couplage produit par les ouvertures inclinées d'un câble à mode rayonné fait que chacune de ces fentes est équivalente à deux dipôles magnétiques orthogonaux : s'agissant du dipôle qui a une composante parallèle à l'axe du câble, le fait de passer en dessous de la fréquence de coupure du mode fondamental engendre une atténuation importante du champ global produit par ce réseau de dipôles puisque la combinaison des champs rayonnés n'est plus constructive, phénomène qui se traduit par l'impossibilité mathématique de trouver un lobe dominant dans le rayonnement du champ lointain du réseau. Les dipôles magnétiques perpendiculaires à l'axe du câble produisent quant à eux un mode couplé qui engendre un courant sur la face extérieure du blindage produisant ainsi un rayonnement de type électrique. Pour traduire ce mécanisme, on peut faire appel à la notion d'impédance de transfert. Compte tenu de l'espacement des ouvertures il faut considérer une impédance de transfert localisée à chaque ouverture ce qui complique un peu le formalisme, mais ne modifie guère le raisonnement.

CHAPITRE IV

EXPERIMENTATION DES CABLES COAXIAUX

RAYONNANTS EN TUNNELS

INTRODUCTION

Pour apprécier le fonctionnement des câbles rayonnants dans leur environnement et notamment en tunnel, nous avons recherché des sites qui se prêtaient à ce genre d'expérimentations : deux sites disponibles correspondaient aux tunnels du métropolitain à PARIS ainsi qu'un tunnel situé à LIEGE .

Ce quatrième chapitre rassemble par conséquent les résultats obtenus au cours des campagnes de mesure menées sur chacun de ces sites.

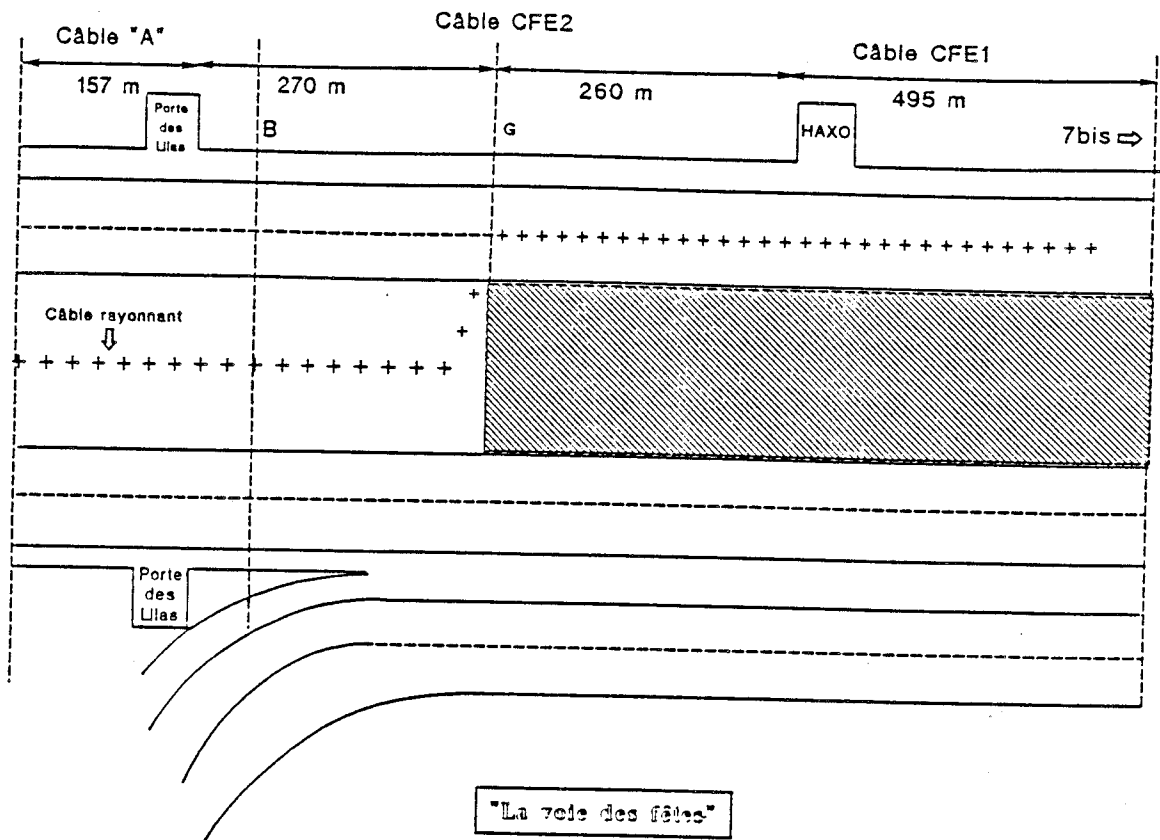


Figure (IV.1)

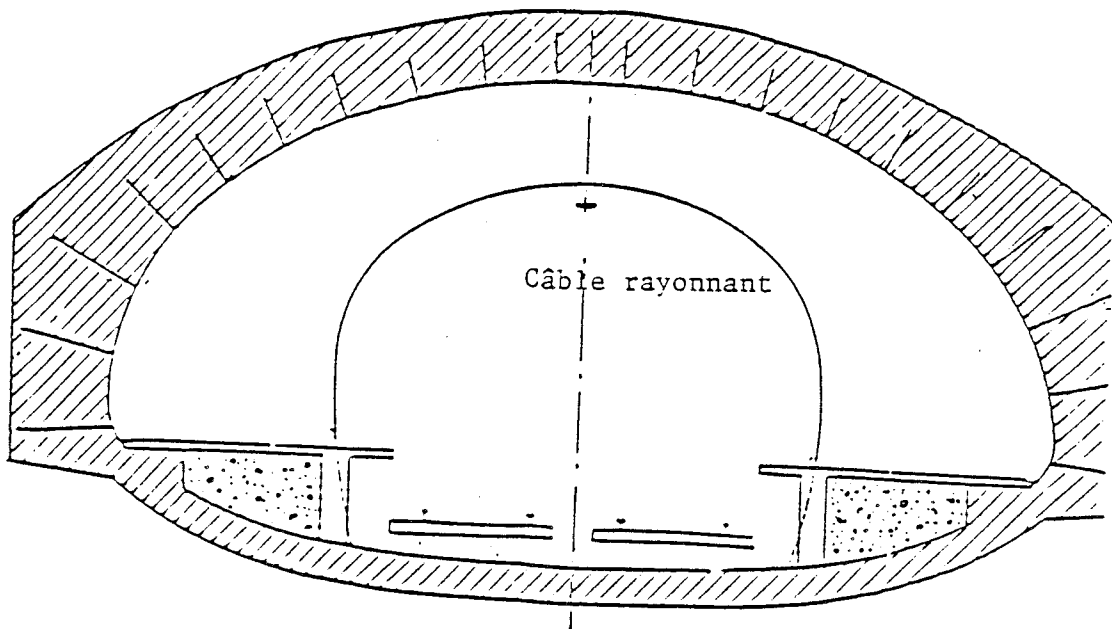


Figure (IV.2)

IV.1 : RESULTATS ET INTERPRETATION DE LA CAMPAGNE DE MESURE MENEES DANS UN TUNNEL FERROVIAIRE "VOIE DES FETES"

Le présent paragraphe contient les résultats de la campagne de mesure menée sur un réseau de câbles rayonnants implanté sur la base d'essai de la "Porte des Lilas" du métropolitain à PARIS qu'on appelle aussi "Voie des Fêtes".[30],[31]

L'installation sur laquelle nous avons effectuée ces essais est équipée de trois types de câbles rayonnants . Cependant, nous n'avons eu l'occasion d'en tester que deux d'entre eux : un câble à fentes périodiques du type CFE1, mais ayant un diamètre égal à 28 mm, et un autre câble du type CFE2 . Câbles dont la description est faite au deuxième chapitre.

Le but de cette campagne de mesures consistait à comparer les coefficients de couplage mesurés en tunnel à ceux prédits par le modèle théorique développé au second chapitre . Les détails concernant le site expérimental ainsi que le protocole des essais sont donnés dans une première partie.

Dans une seconde partie, nous interprétons les résultats des mesures qui concernent le comportement du champ électrique rayonné par les deux câbles dans un milieu où le déplacement des trains et la présence d'obstacles risquent d'influencer l'amplitude du champ reçu sur le récepteur.

La troisième partie de ce paragraphe concerne une confrontation du coefficient de couplage mesuré en tunnel et de celui calculé au moyen du modèle théorique.

IV.1.1 : Description du site et protocole des essais

IV.1.1.1 : Principe de l'implantation des câbles rayonnants

Les câbles coaxiaux rayonnants sont disposés sous la voûte des tunnels où ils sont repérés par une croix sur le plan de la figure (IV.1).

Trois types de câbles sont installés . Nous nous intéresserons toutefois qu'à deux d'entre eux : un câble du type CFE1 de dimension longitudinale égale à 495 m et un autre du type CFE2 , d'une longueur égale à 510 m.

Ces câbles sont suspendus sur la voûte du tunnel au moyen d'un câble porteur intégré à la gaine isolante extérieure . La distance nominale séparant les câbles à la voûte est, sauf exception, de 20 cm environ.(Figure IV.2)

La base d'essais présente des singularités architecturales qui ont, dans certains cas, généré des singularités de position des câbles qui peuvent influencer le couplage avec une antenne embarquée .



Planche (IV.1)



Planche (IV.2)

Ces singularités sont résumées en trois points :

i) Sur la longueur de la station, la hauteur du câble par rapport à la voie est la même qu'en tunnel . Toutefois, la hauteur de la voûte est réduite, sur 3 m de longueur, d'un mètre environ à cause de la présence d'un couloir d'accès aux quais au dessus de la voûte . Le câble rayonnant CFE2 est alors plaqué contre la voûte, ce qui nous oblige à commencer nos mesures sur le câble CFE2 à partir du point "B" où le câble retrouve sa position nominale.

ii) Du point "B" au point "G", le câble CFE2 est situé dans un tunnel à double voie (Planche IV.1), le début du tunnel simple voie est au point "G". (Planche IV.2)

iii) Le câble CFE1 est implanté entre la station HAXO et la ligne 7bis, celui-ci est à 20 cm de la voûte sauf en entrée et en sortie de station.

IV.1.1.2 : Protocole suivi lors des essais

Les essais pratiqués dans le tunnel "Voie des fêtes" ont consisté à mesurer l'évolution du champ rayonné par les câbles CFE1 et CFE2 à fréquence fixe pour un observateur se déplaçant parallèlement au câble . La méthode de mesure est identique à celle décrite dans le second chapitre(II.2.2).

Deux types de mesures ont été faites au cours de cette campagne : dans un premier lieu, l'antenne réceptrice est fixée sur un lorry afin d'étudier la dispersion du champ autour et le long du câble . Ensuite, l'antenne réceptrice est accrochée à l'extérieur d'une rame de métro se déplaçant à une vitesse moyenne de 7km/h.

Dans les deux cas, le dipôle électrique est maintenu parallèle au sol et perpendiculaire à l'axe du câble.

Nous avons mentionné dans le paragraphe précédent la présence de deux tunnels : l'un à double voie, entre le point "B" et le point "G", où l'antenne est décalée latéralement d'1m45 par rapport à l'axe du câble;. l'autre à voie unique, entre le point "G" et la ligne 7bis, où l'antenne réceptrice est juste en dessous du câble.

Le choix des fréquences d'émission est conditionné par le mode de fonctionnement des câbles à expérimenter . En effet, afin de mettre en évidence la fréquence de coupure du premier mode fondamental et de vérifier, comme le précise la théorie, que les câbles répondent à deux modes de fonctionnement distincts suivant que la fréquence d'émission est au dessus ou au dessous de cette fréquence de coupure, nous avons opté pour trois fréquences d'émission : 100 MHz, 400 MHz et 800 MHz.

La puissance d'émission est maintenue pour chacun des essais à une valeur constante égale à 1.25 W et elle est injectée pour le câble CFE1 à partir de la station "HAXO", alors que pour le câble CFE2 l'alimentation se fait à partir de la station "Porte des lilas".

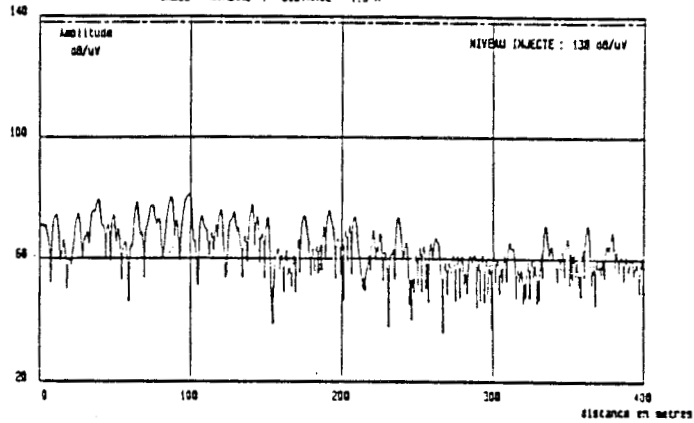
CABLE CFE1

Tunnel : " la voie des fetes " — 11 - 15 decembre 1989

PR = 1.25 W — HALO → LIGNE 7 BIS

FREQUENCE CENTRALE = 100 MHz — LORRY

CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 1.3 M

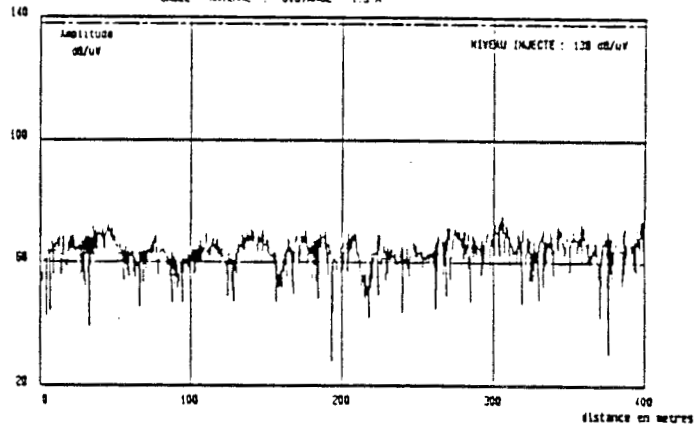


Tunnel : " la voie des fetes " — 11 - 15 decembre 1989

PR = 1.25 W — LIGNE 7 BIS → HALO

FREQUENCE CENTRALE = 400 MHz — LORRY

CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 1.3 M



Tunnel : " la voie des fetes " — 11 - 15 decembre 1989

PR = 1.25 W — HALO → LIGNE 7 BIS

FREQUENCE CENTRALE = 900 MHz — LORRY

CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 1.3 M

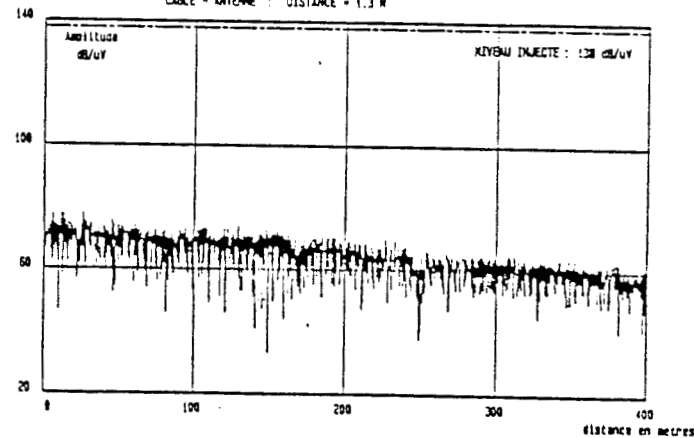


Planche (IV.3)

IV.1.2 : Interprétation des résultats

Pour chacune des expériences entreprises dans le tunnel, nous remarquons que leurs caractéristiques manifestent des fluctuations de l'amplitude de la tension reçue sur le récepteur . Nous pensons que ces fluctuations ont un caractère pseudo-erratique et résultent de la diffraction de l'énergie électromagnétique par les irrégularités géométriques réparties le long du tunnel . Une étude statistique de la distribution longitudinale de ces fluctuations a montré qu'elles s'apparentent en première approximation à une fonction aléatoire dont la fonction d'auto-correlation présente un lobe principal dont la base s'étend sur une demi-longueur d'onde [35] .

Cependant, ces fluctuations s'accroissent lors du fonctionnement des câbles en mode couplé, c'est à dire en dessous de la fréquence de coupure du premier mode fondamental . Ce comportement apparaît sur la planche(IV.3) obtenue avec le câble CFE1 dont la fréquence de coupure se situe à 390 MHz . En dessous de celle ci et en particulier à 100 MHz, nous remarquons des elongations de plus grande amplitude que celle enregistrées à 400 et 800 MHz.

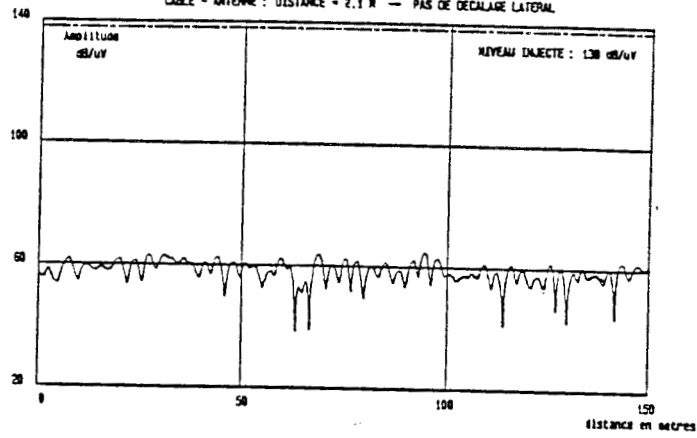
Quant à l'expansion du champ électromagnétique autour du câble, il semble bien difficile de tirer des conclusions solides . Toutefois, nous étudions cet aspect lors de la seconde partie de ce chapitre . En effet, nous avons représenté sur la planche(IV.4) l'évolution de la tension reçue lors du rayonnement du câble CFE2 pour trois distances câble-antenne différentes . Les caractéristiques ne révèlent pas de grandes différences, ceci est probablement dû d'une part à l'utilisation du dB/ μ V comme unité de la tension et d'autre part du fait que la valeur moyenne de la tension reçue sur le récepteur est noyée dans les fluctuations.

Lorsque nous regardons les fluctuations de la tension représentée sur la planche(IV.3), nous remarquons qu'elles sont centrées, à 400 MHz et 800 MHz, autour d'une valeur moyenne . En revanche, à 100 MHz, ces fluctuations sont distribuées autour d'une valeur moyenne qui varie le long du câble . En effet, ce phénomène est étroitement lié au mode de fonctionnement du câble : une hypothèse consiste à dire qu'à 100 MHz, le câble fonctionnant en mode couplé, les modes qui se propagent à l'extérieur du câble sont extrêmement sensibles à l'environnement du câble et en particulier à la présence d'une rame . Celle ci se comportant comme un objet diffractant de grande dimension qui occupe dans le tunnel en voie unique la presque totalité de la section transversale, de multiples réflexions se produiront entre le toit métallique de la rame et la voûte du tunnel.(Planche IV.5) . En ce qui concerne l'atténuation du mode coaxial, elle n'est apparente qu'à 800 MHz à cause de la dimension longitudinale du câble, qui n'excède pas 400 m.(Planche IV.6)

CABLE CFE1

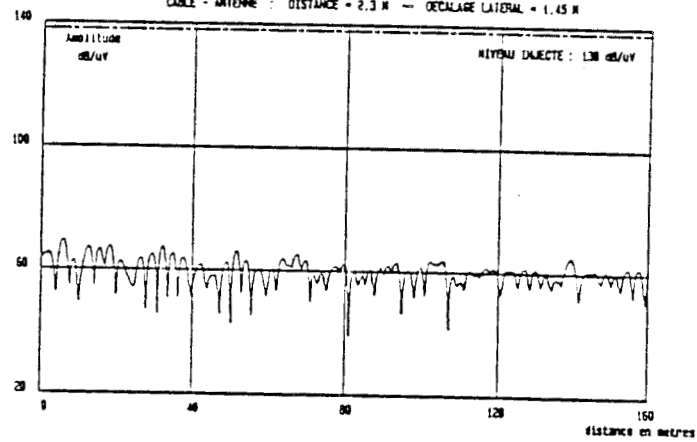
Tunnel : ' la voie des fetes ' -- 11 - 15 decembre 1989

PR = 1.25 W -- ESSAI EN VOIE UNIQUE
FREQUENCE CENTRALE = 100 MHz -- LORRY -- SECTION : S → HAUD
CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 2.1 M -- PAS DE DECALAGE LATERAL



Tunnel : ' la voie des fetes ' -- 11 - 15 decembre 1989

PR = 1.25 W -- ESSAI EN DOUBLE VOIE
FREQUENCE CENTRALE = 100 MHz -- LORRY -- SECTION : B → E
CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 2.3 M -- DECALAGE LATERAL = 1.45 M



Tunnel : ' la voie des fetes ' -- 11 - 15 decembre 1989

PR = 1.25 W -- ESSAI EN DOUBLE VOIE
FREQUENCE CENTRALE = 100 MHz -- LORRY -- SECTION : E → B
CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 3.1 M -- DECALAGE LATERAL = 1.45 M

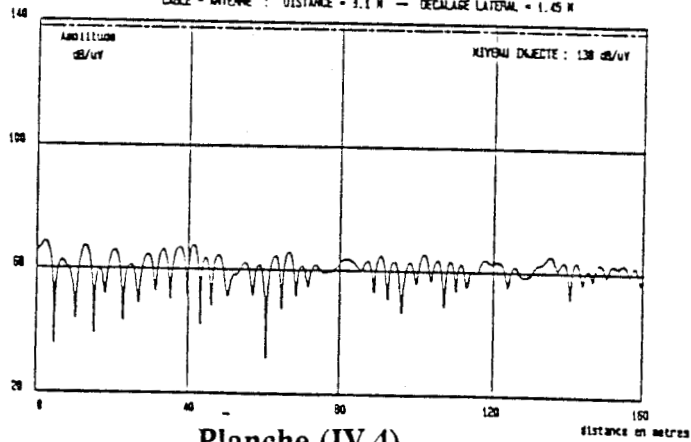


Planche (IV.4)

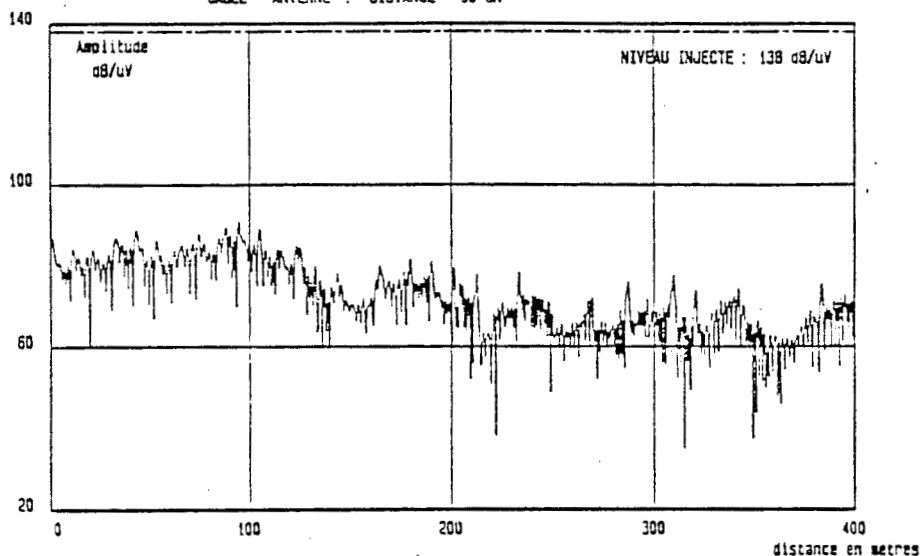
CABLE CFE1

Tunnel : " la voie des fetes " — 11 - 15 decembre 1989

P0 = 1.25 W — HAXO → LIGNE 7 BIS

FREQUENCE CENTRALE = 100 MHz — TRAIN

CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 30 CM

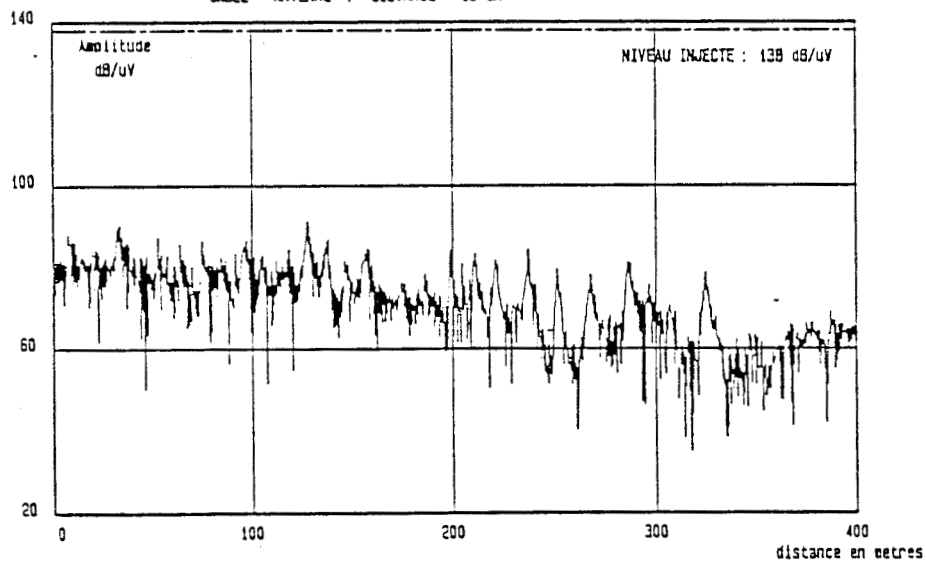


Tunnel : " la voie des fetes " — 11 - 15 decembre 1989

P0 = 1.25 W — HAXO → LIGNE 7 BIS

FREQUENCE CENTRALE = 400 MHz — TRAIN

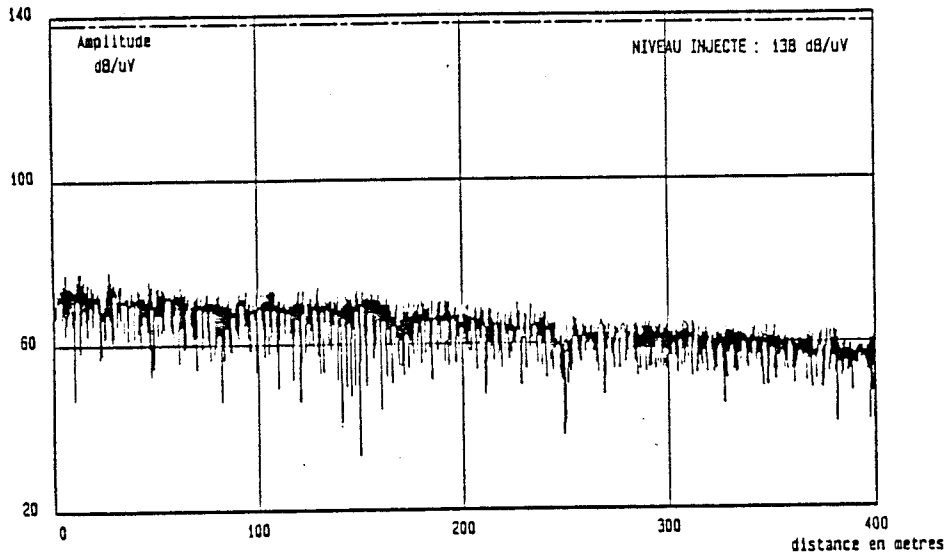
CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 30 CM



CABLE CFE1

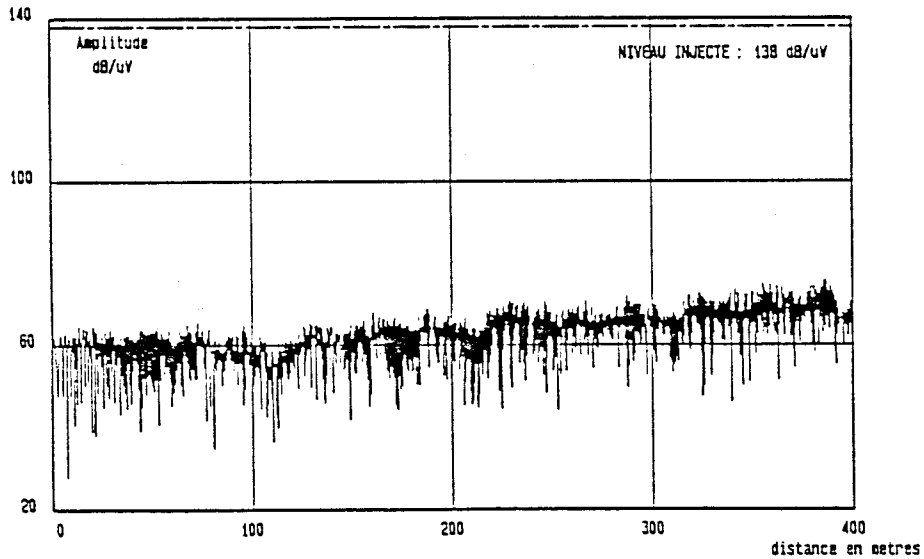
Tunnel : " la voie des fetes " — 11 - 15 decembre 1989

PO = 1.25 M — HAXO → LIGNE 7 BIS
FREQUENCE CENTRALE = 800 MHz — LORRY
CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 1.3 M



Tunnel : " la voie des fetes " — 11 - 15 decembre 1989

PO = 1.25 M — HAXO → LIGNE 7 BIS
FREQUENCE CENTRALE = 800 MHz — LORRY
CABLE - ANTENNE : DISTANCE = 2.1 M



IV.1.3 : Confrontation des résultats expérimentaux avec le modèle théorique

Nous allons présenter, dans ce paragraphe, une confrontation des coefficients de couplage mesurés en tunnel puis calculés par le modèle théorique développé au second chapitre . Nous résumons ces résultats dans trois tableaux : le premier montre la comparaison obtenue sur le câble CFE2 lorsque l'antenne de réception est fixée sur le lorry, alors que le second correspond au cas où elle est accrochée sur le toit de la rame . Nous représentons enfin dans un troisième tableau, les résultats obtenus sur le câble CFE1 . Cette confrontation semble satisfaisante; elle crédite par conséquent l'approche théorique basée sur le rayonnement des dipôles magnétiques.

Fréquence	100 MHz		400 MHz		800 MHz	
	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.
C : Coefficient de couplage						
$y_0 = 3.1$ m Voie double	76 dB	71 dB	81 dB	79 dB	71 dB	76 dB
$y_0 = 2.3$ m Voie double	77 dB	70 dB	78 dB	77 dB	67 dB	72 dB
$y_0 = 2.1$ m Voie unique	76 dB	69 dB	75 dB	77 dB	63 dB	73 dB

Tableau (IV.1)

Fréquence	100 MHz		400 MHz		800 MHz	
	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.
$y_0 = 1.3$ m Voie double	73 dB	69 dB	78 dB	77 dB	65 dB	72 dB
$y_0 = 0.3$ m Voie unique	66 dB	64 dB	65 dB	66 dB	54 dB	61 dB

Tableau (IV.2)

Fréquence	100 MHz		400 MHz		800 MHz	
	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.
$y_0 = 2.1$ m Lorry	76 dB	82 dB	70 dB	62 dB	54 dB	54 dB
$y_0 = 1.3$ m Lorry	71 dB	70 dB	67 dB	60 dB	53 dB	52 dB
$y_0 = 0.3$ m Train	63 dB	54 dB	58 dB	51 dB	46 dB	44 dB

Tableau (IV.3)

IV.2 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS DES MESURES MENEES DANS UN TUNNEL ROUTIER "QUAI SAINT LEONARD" [32],[33]

Ce second paragraphe contient les résultats et interprétations de la campagne de mesure sur les câbles rayonnants menée dans un tunnel routier à Liège . La campagne de mesure s'adressait plus particulièrement à une étude comparative entreprise sur le câble coaxial à mode rayonné CFE1 et le câble coaxial à mode couplé LFR . La description du site expérimental est donnée dans une première partie . Ensuite, nous décrivons les résultats des mesures qui concernent les fluctuations du champ électrique le long du câble, nous verrons plus particulièrement le comportement du coefficient de couplage.

Une partie de ce paragraphe est consacrée à la caractérisation de la polarisation du champ électrique autour des câbles . Nous remarquons que la composante E_x ,perpendiculaire à l'axe du câble et appartenant au plan parallèle au sol, est la prépondérante dans le cas d'un câble à mode rayonné . En revanche, dans le cas d'un câble à mode couplé c'est la composante E_y , perpendiculaire à la fois au sol et à l'axe du câble, qui domine.

Dans une dernière partie, nous étudions le comportement du champ électrique autour du câble et nous présentons les résultats obtenus par l'effet de masquage introduit par un véhicule.



Planche (IV.7)

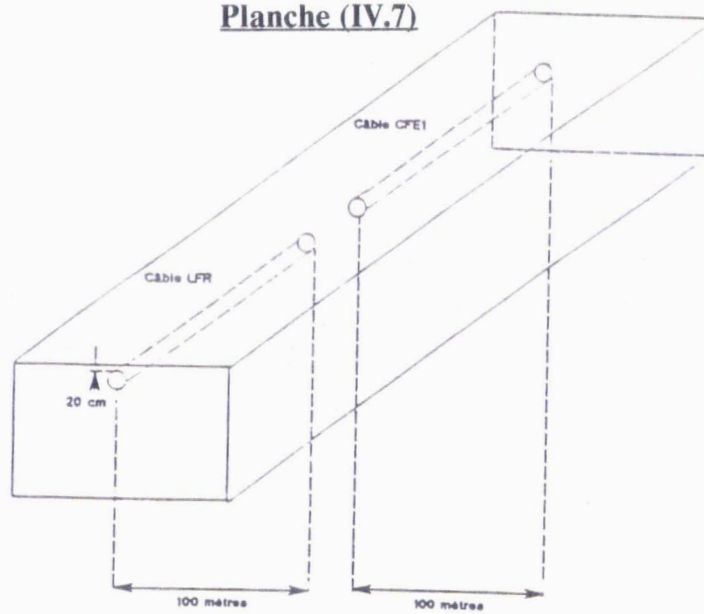


Figure (IV.3)

IV.2.1 : Description du site expérimental

Le site expérimental situé dans la ville de LIEGE, exploité par une compagnie de transport qui l'utilise comme dépôt de bus durant la nuit, nous permettait d'avoir une aire vide de tout obstacle . La section droite du tunnel étant parfaitement rectangulaire (Planche IV.7), le site de LIEGE nous offre ainsi des conditions favorables pour une étude comparative entre un câble à mode rayonné (CFE1) et un câble à mode couplé(LFR).

Les deux échantillons de câbles ont une dimension longitudinale égale à 100 m et sont suspendus sous la voûte du tunnel à une distance égale à 20 cm.(Figure IV.3)

IV.2.2 : Mesure des fluctuations du champ électrique le long des câbles

La mesure de l'évolution du champ électrique le long du câble est faite conformément à la description proposée au second chapitre (II.2.2) . La puissance à l'entrée du câble est maintenue à une valeur constante égale à 1.25 W . Quatre fréquences d'émission ont été choisies pour les mêmes raisons évoquées précédemment : 100 MHz, 200 MHz, 450 MHz et 800 MHz.

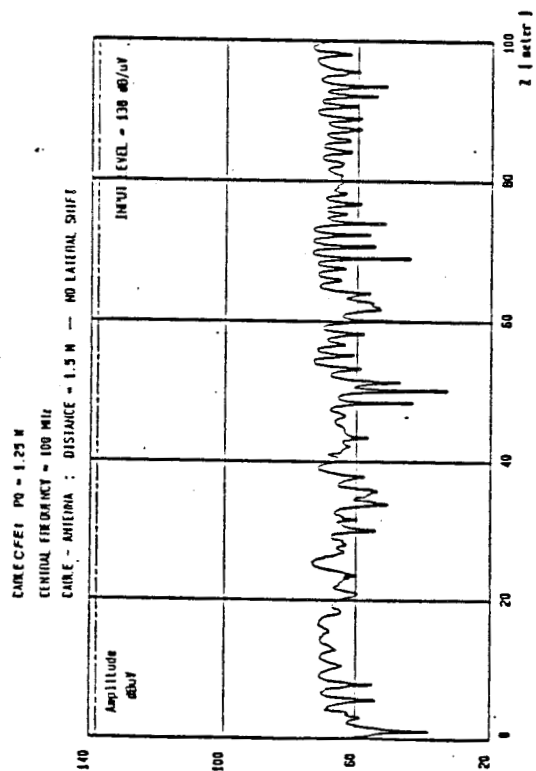
Les courbes présentées sur les planches (IV.8) et (IV.9) donnent successivement l'évolution de la tension reçue sur le récepteur telle qu'elle apparaît pour un observateur se déplaçant parallèlement au câble CFE1 et LFR.

A l'exception du câble CFE1 à 450 MHz, ces caractéristiques manifestent d'importantes fluctuations de la tension reçue sur le récepteur . Ce comportement résulte, dans le cas où les câbles fonctionnent en mode couplé, du mécanisme d'interférence modale entre le champ guidé par le câble et celui guidé par le tunnel, qui se concrétise par des variations du courant induit sur la surface extérieure du blindage . En revanche, les fluctuations enregistrées à 800 MHz pour le câble CFE1 résultent de l'interférence entre le mode fondamental et le second mode.

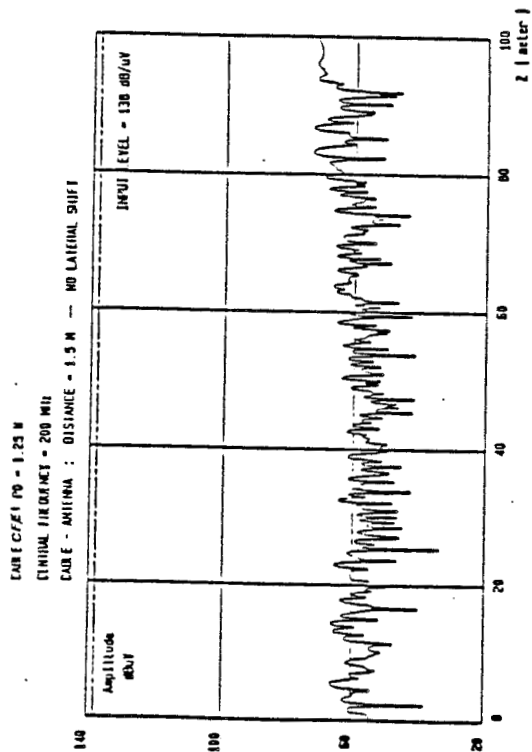
En ce qui concerne le câble CFE1 à 450 MHz, nous remarquons des variations très faibles de la tension reçue qui semblent obéir à la condition des modes rayonnés . En effet, le rayonnement est imposé par le courant à l'intérieur du câble et non pas par le courant induit . En outre, le champ rayonné a une amplitude importante qui lui offre des avantages déterminants.

Si nous nous intéressons maintenant au coefficients de couplage, le tableau(IV.4) illustre une comparaison entre les deux câbles . Il apparaît que le coefficient de couplage mesuré sur le câble CFE1 est réduit de 20 dB lorsque la fréquence d'émission est incluse dans la bande passante du câble, en l'occurrence à 450 MHz .

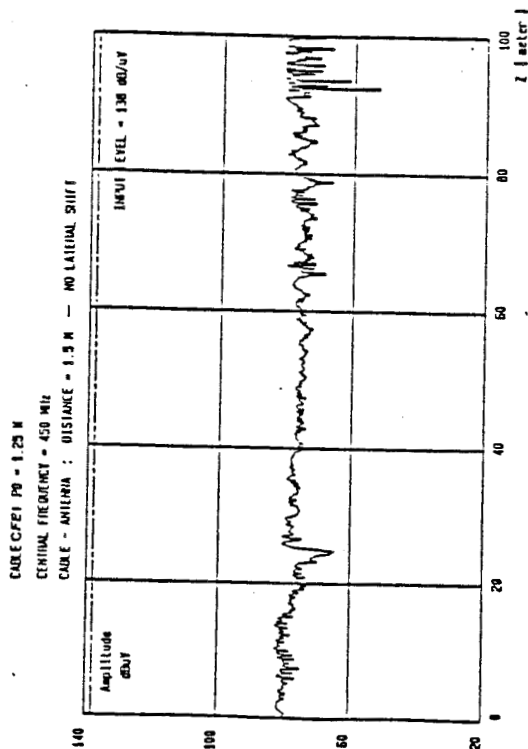
Liege : Tunnel * Oval St Leonard * --- 23 - 27 avril 1990



Liege : Tunnel * Oval St Leonard * --- 23 - 27 avril 1990



Liege : Tunnel * Oval St Leonard * --- 23 - 27 avril 1990



Liege : Tunnel * Oval St Leonard * --- 23 - 27 avril 1990

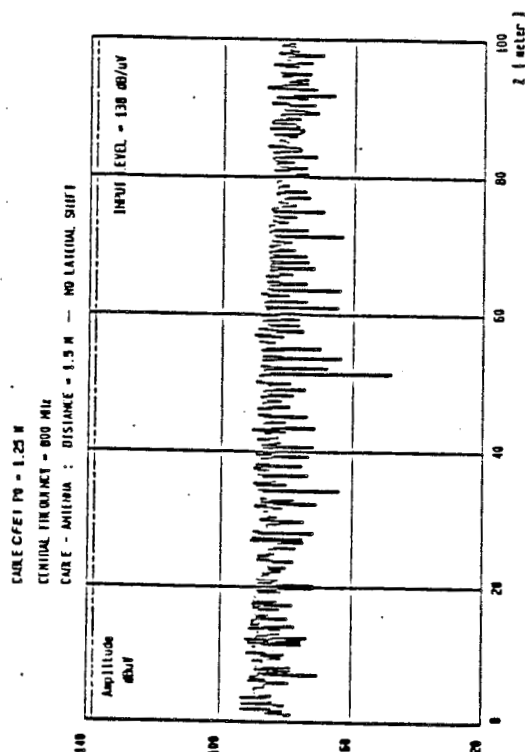
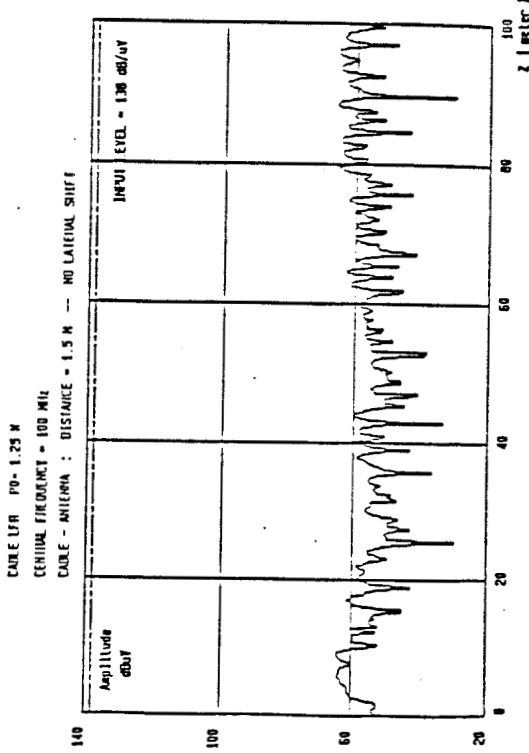
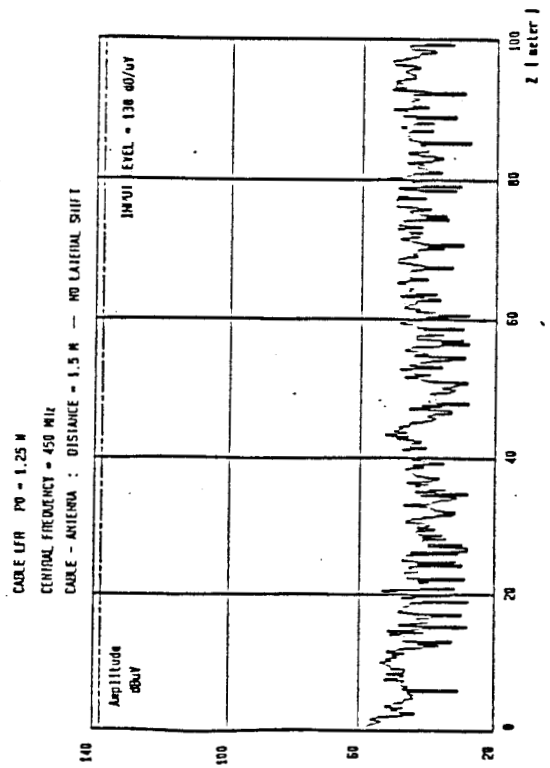


Planche (IV.8)

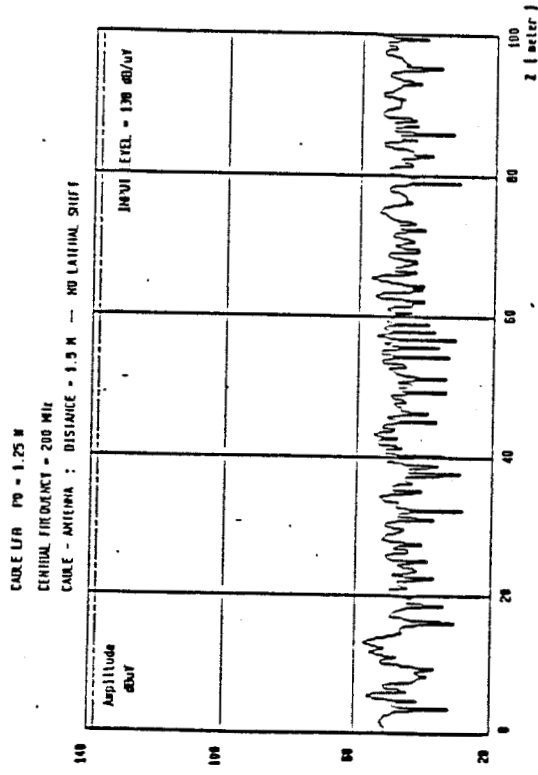
Liege : Tunnel " Dual St Leonard " -- 23 - 27 apr-11 1990



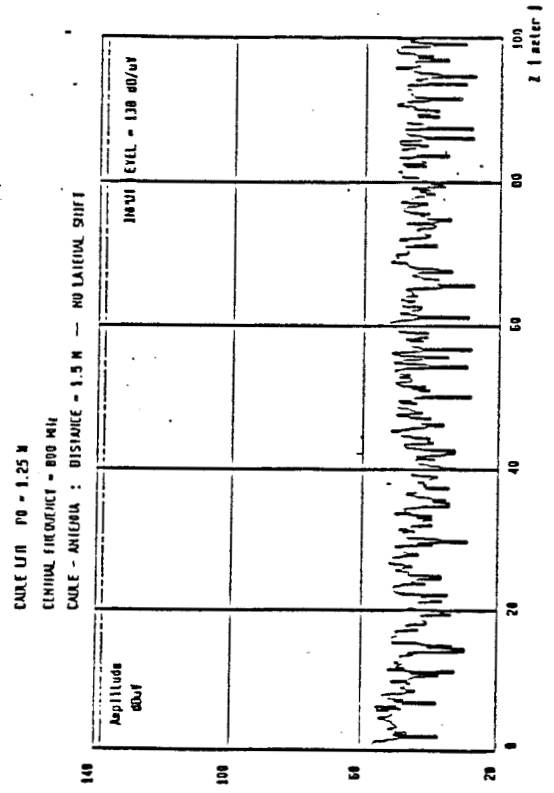
Liege : Tunnel " Dual St Leonard " -- 23 - 27 apr-11 1990



Liege : Tunnel " Dual St Leonard " -- 23 - 27 apr-11 1990



Liege : Tunnel " Dual St Leonard " -- 23 - 27 apr-11 1990



Ce résultat est lié au fait qu'un observateur voit le champ direct issu des dipôles magnétiques alors que le rayonnement du câble LFR et celui provenant du câble CFE1, fonctionnant en dessous de sa fréquence de coupure, est du type électrique.

Fréquence	100 MHz		200 MHz		450 MHz		800 MHz	
	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.	Exp.	Théo.
C: coefficient de couplage								
Câble CFE1	71 dB	70 dB	78 dB	76 dB	58 dB	60 dB	47 dB	52 dB
Câble LFR	81 dB	77 dB	89 dB	81 dB	92 dB	86 dB	89 dB	83 dB

Tableau (IV.4)

IV.2.3 : Caractérisation de la polarisation du champ électromagnétique autour du câble

Nous avons recherché, lors de ces essais, une orientation optimale de l'antenne de réception afin de capter un champ maximum et par conséquent d'obtenir un coefficient de couplage plus faible.

L'antenne se déplaçant à 2 m du câble, nous avons enregistré les variations de la tension reçue pour trois directions différentes du dipôle de réception (Figure IV.4), qui nous permettent de mesurer les trois composantes du champ électrique rayonné : E_x , E_y et E_z . Nous en déduisons les coefficients de couplage correspondants que nous notons : C_x , C_y et C_z .

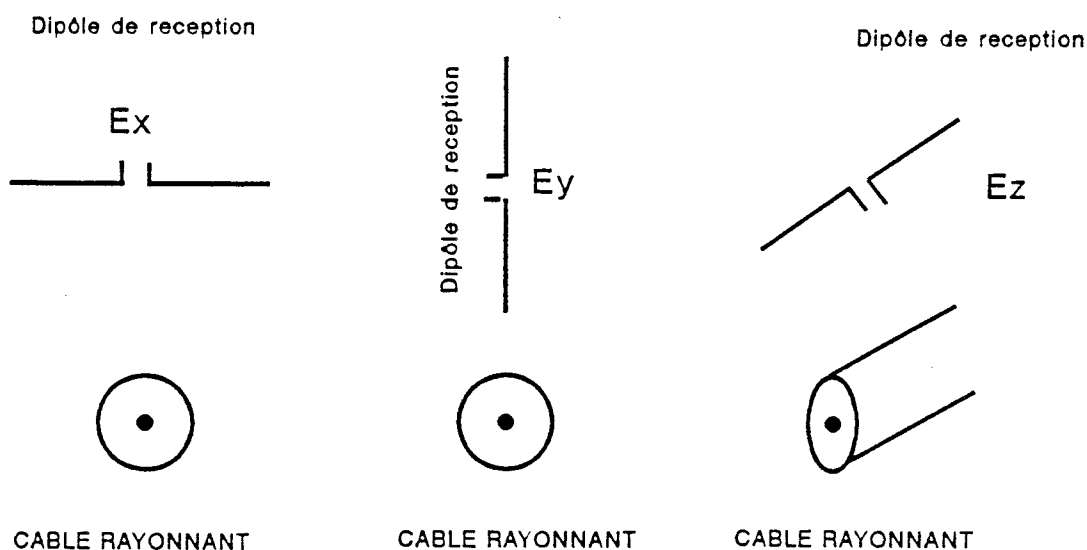
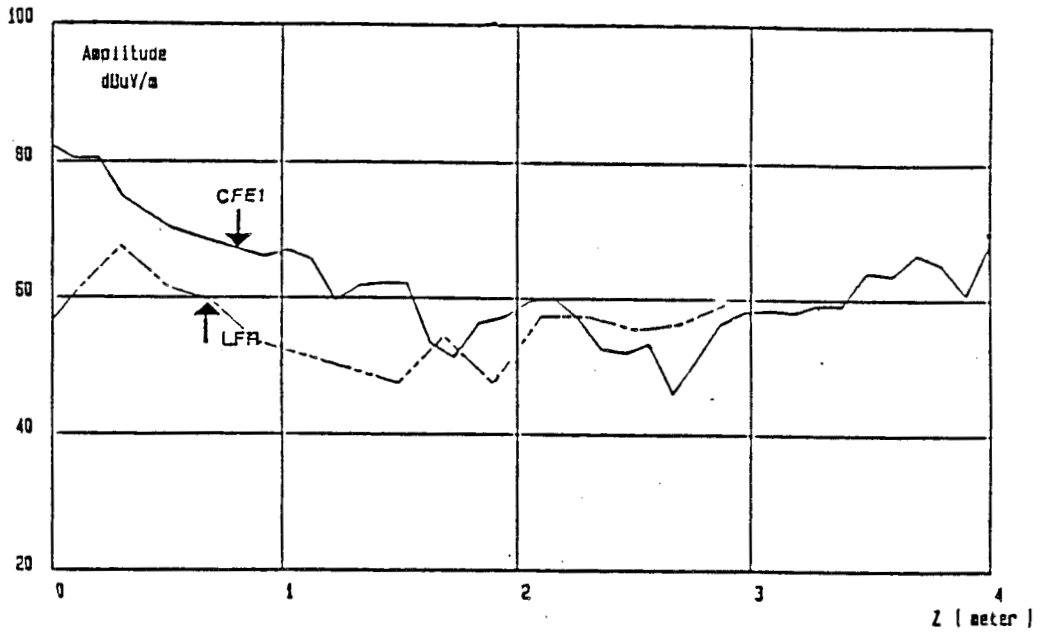


Figure (IV.4)

Liege : Tunnel " Quai St Leonard " — 23 - 27 april 1990

CABLE CFE1;LFR P0 = 1.25 W

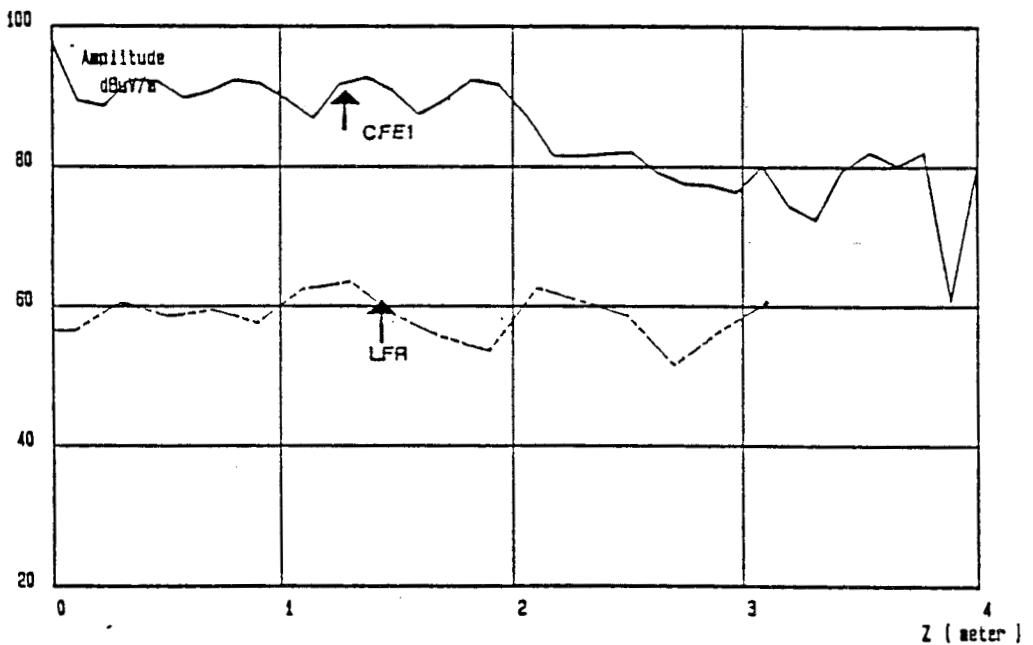
CENTRAL FREQUENCY = 200 MHz — VERTICAL DISPLACEMENT OF THE ANTENNA



Liege : Tunnel " Quai St Leonard " — 23 - 27 april 1990

CABLE CFE1;LFR P0 = 1.25 W

CENTRAL FREQUENCY = 450 MHz — VERTICAL DISPLACEMENT OF THE ANTENNA



Les fréquences d'émission explorées durant ces essais sont égales à 200 MHz et 450 MHz, la puissance est toujours fixée à 1.25 W . Ces mesures ont donné les résultats présentés dans le tableau (IV.5).

Fréquence	Type du câble	C_x	C_y	C_z
200 MHz	CFE1	81 dB	72 dB	79 dB
200 MHz	LFR	89 dB	82 dB	91 dB
450 MHz	CFE1	58 dB	61 dB	63 dB
450 MHz	LFR	93 dB	88 dB	90 dB

Tableau (IV.5)

Ces résultats suggèrent deux remarques : d'une part, le couplage optimum sera obtenu pour le câble à mode rayonné, fonctionnant dans sa bande passante, lorsque l'antenne de réception appartient au plan parallèle au sol tout en étant perpendiculaire à l'axe du câble .

D'autre part, lorsque le câble fonctionne en mode couplé, celui ci est obtenu lorsque l'antenne est orientée perpendiculairement à l'axe du câble tout en restant perpendiculaire à celui ci . Ces résultats confirment assez bien les hypothèses du comportement électromagnétique des câbles rayonnants décrits dans les chapitres précédents.

IV.2.4 : Comportement du champ électromagnétique autour du câble et l'effet de masquage introduit par un véhicule

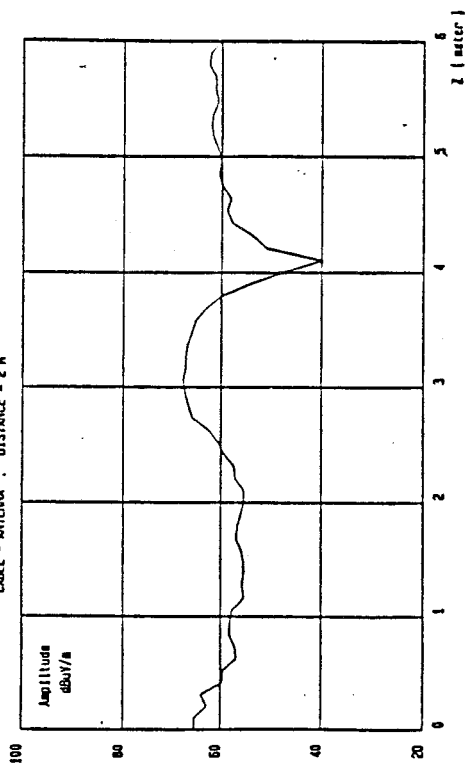
IV.2.4.1 : Comportement du champ électromagnétique autour du câble

Nous donnons dans un premier lieu l'évolution de la tension reçue sur l'antenne réceptrice en fonction de l'éloignement par rapport au câble . Les mesures ont été pratiquées à 200 MHz et 450 MHz, les résultats ont été portés sur la planche(IV.10).

Si nous regardons le comportement du champ autour des câbles à 200 MHz, nous nous apercevons que le champ guidé par le câble décroît rapidement en fonction de la distance câble-antenne y_0 pour atteindre une valeur constante autour de $y_0 = 1.5$ m . En effet, qu'il s'agisse du fonctionnement en mode couplé ou en mode rayonné, le champ capté par l'antenne est tout simplement le résultat de la superposition d'un champ direct guidé par le câble et d'un champ véhiculé par le guide d'onde naturel qu'est le tunnel .

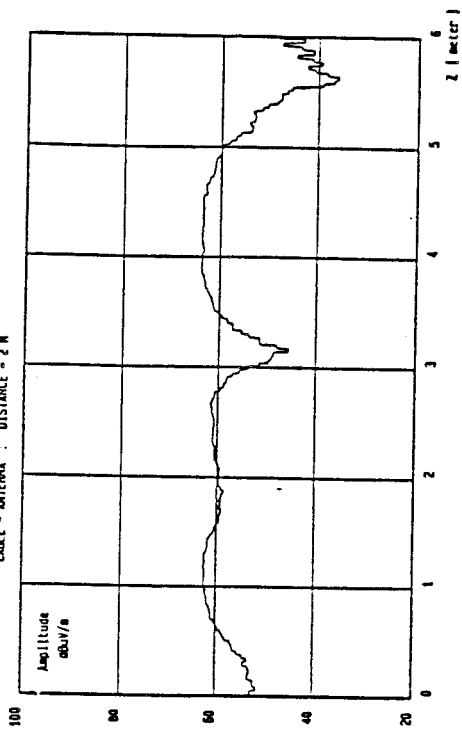
Liege : Tunnel * Quai St Leonard * -- 23 - 27 avril 1990

CABLE CFE1 P0 = 1.25 M
 CENTRAL FREQUENCY = 200 MHz
 CABLE - ANTENNA : DISTANCE = 2 M



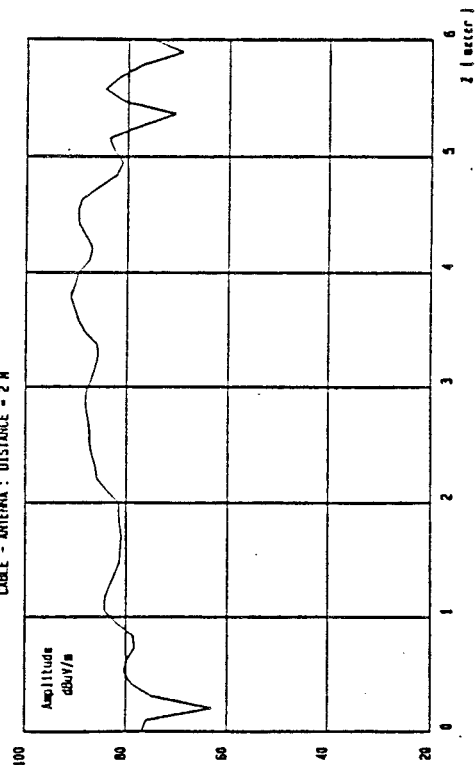
Liege : Tunnel * Quai St Leonard * -- 23 - 27 avril 1990

CABLE LFR P0 = 1.25 M
 CENTRAL FREQUENCY = 200 MHz
 CABLE - ANTENNA : DISTANCE = 2 M



Liege : Tunnel * Quai St Leonard * -- 23 - 27 avril 1990

CABLE CFE1 P0 = 1.25 M
 CENTRAL FREQUENCY = 450 MHz
 CABLE - ANTENNA : DISTANCE = 2 M



Liege : Tunnel * Quai St Leonard * -- 23 - 27 avril 1990

CABLE LFR P0 = 1.25 M
 CENTRAL FREQUENCY = 450 MHz
 CABLE - ANTENNA : DISTANCE = 2 M

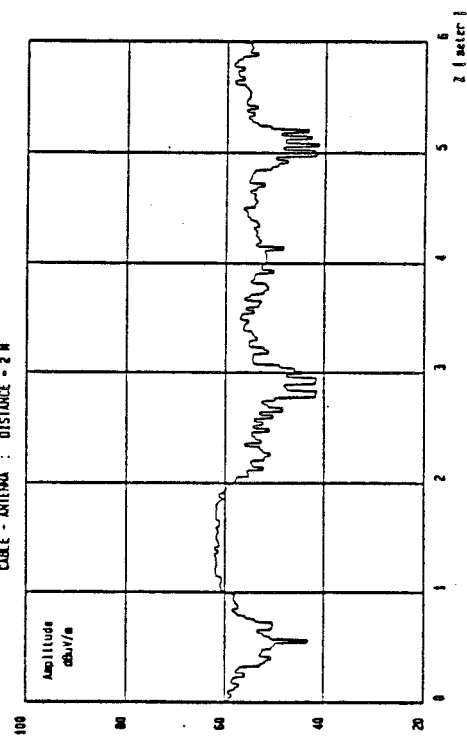


Planche (IV.11)

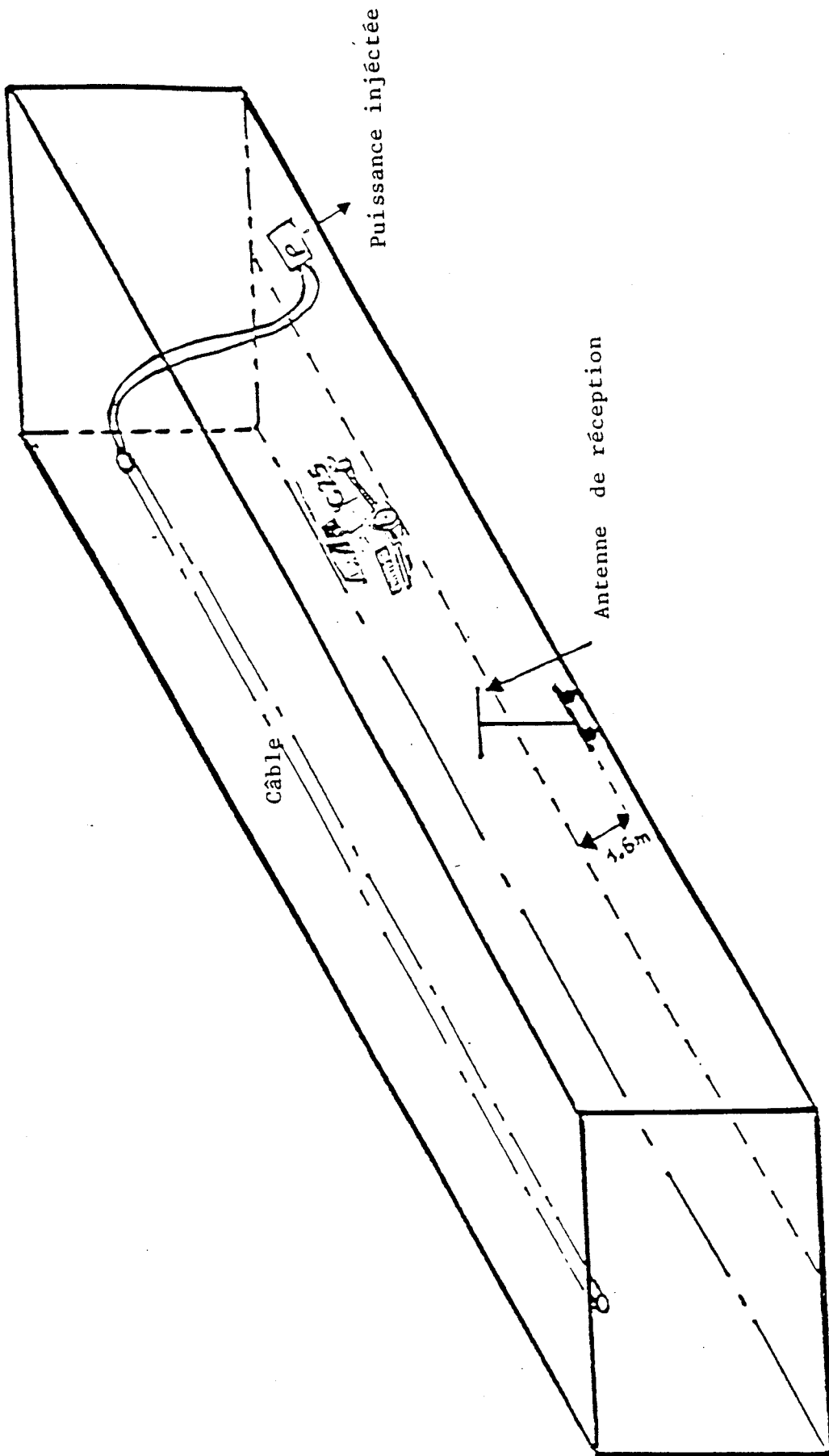


Figure (IV.5)

S'agissant du câble LFR, la loi de variation du champ avec la distance câble-antenne semble être dû au champ direct lorsqu'on se trouve à proximité du câble alors qu'à une distance plus éloigné, c'est le champ guidé qui domine . En revanche, pour le câble à mode rayonné c'est le champ direct qui semble dominant.

Ces hypothèses semblent confirmées par les résultats obtenus lors de la mesure de l'évolution du champ rayonné pour un observateur se déplaçant perpendiculairement à l'axe du câble (Planche IV.11), l'antenne de réception étant maintenue à 2 m du câble.

En effet, à 200 MHz pour les deux câbles et à 450 MHz pour le câble LFR, nous observons que les trois enregistrements sont centrés autour d'une même valeur moyenne, ce qui laisse croire que le champ capté n'est autre que le champ guidé par le tunnel . En outre, les minimums observés viennent appuyer cette hypothèse . Toutefois, si nous regardons l'évolution du champ rayonné par le câble CFE1 à 450 MHz, nous remarquons tout naturellement qu'il est maximum au milieu du tunnel, c'est à dire juste en dessous du câble . Ce résultat n'est guère surprenant puisque le champ rayonné par le câble est prépondérant et maximum le plus près possible du câble.

IV.2.4.2 : Effet de masquage introduit par un véhicule

L'expérience que nous avons mise en oeuvre consistait à évaluer l'effet de masquage introduit par un véhicule, se déplaçant dans le tunnel, sur le rayonnement du câble CFE1 . Pour cela, nous avons installé notre dipôle de réception à 50 m du générateur délivrant une puissance égale à 1.25 W et à 1.6 m de l'axe du câble . Puis, nous avons enregistré tout au long du câble l'évolution de la tension reçue par l'antenne.(Figure IV.5)

Le choix de la fréquence d'émission est conditionné par le mode de fonctionnement du câble CFE1 . En effet, les mesures ont été effectuées pour deux fréquences : 100 MHz où le câble fonctionne en mode couplé et 450 MHz où il fonctionne en mode rayonné.

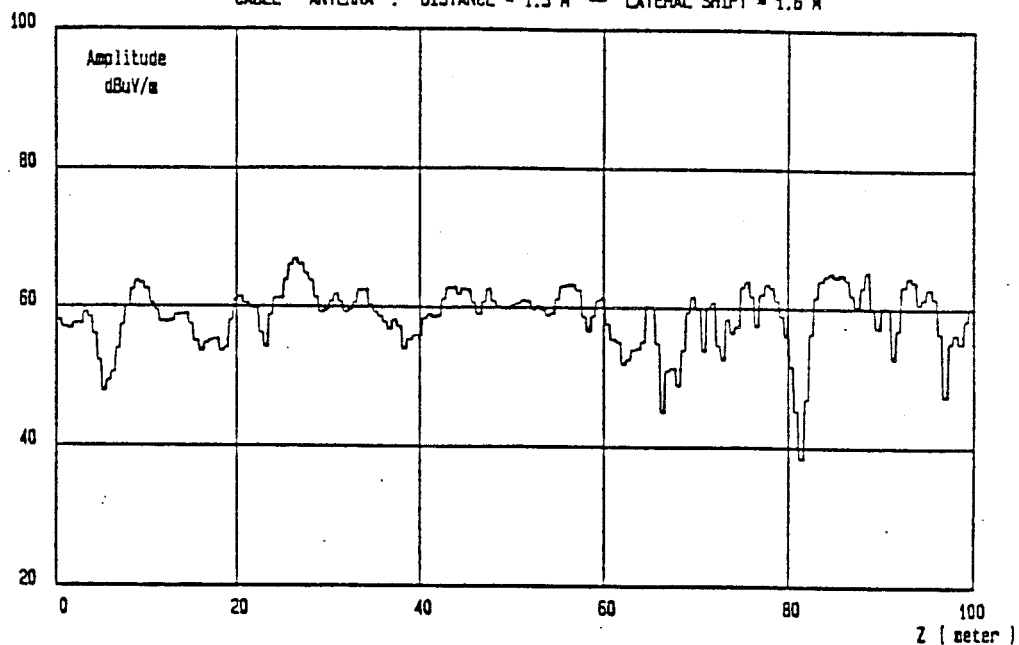
Ces résultats sont présentés sur la planche (IV.12) où nous remarquons des fluctuations de champ d'amplitude importante à 100 MHz, qui sont probablement corrélées à la présence de l'obstacle diffractant localisé qu'est le véhicule . En effet, comme nous l' avons déjà expliqué plus haut, à la position où l'antenne de réception a été placée, celle ci capte essentiellement le champ guidé par le tunnel, ce dernier étant très sensible aux multiples réflexions qui se produisent sur le véhicule.

Liege : Tunnel " Quai St Leonard " — 23 - 27 april 1990

CABLE CFE1 P0 = 1.25 M — INFLUENCE OF THE VEHICLE — FIXED ANTENNA

CENTRAL FREQUENCY = 100 MHz

CABLE - ANTENNA : DISTANCE = 1.3 M — LATERAL SHIFT = 1.6 M

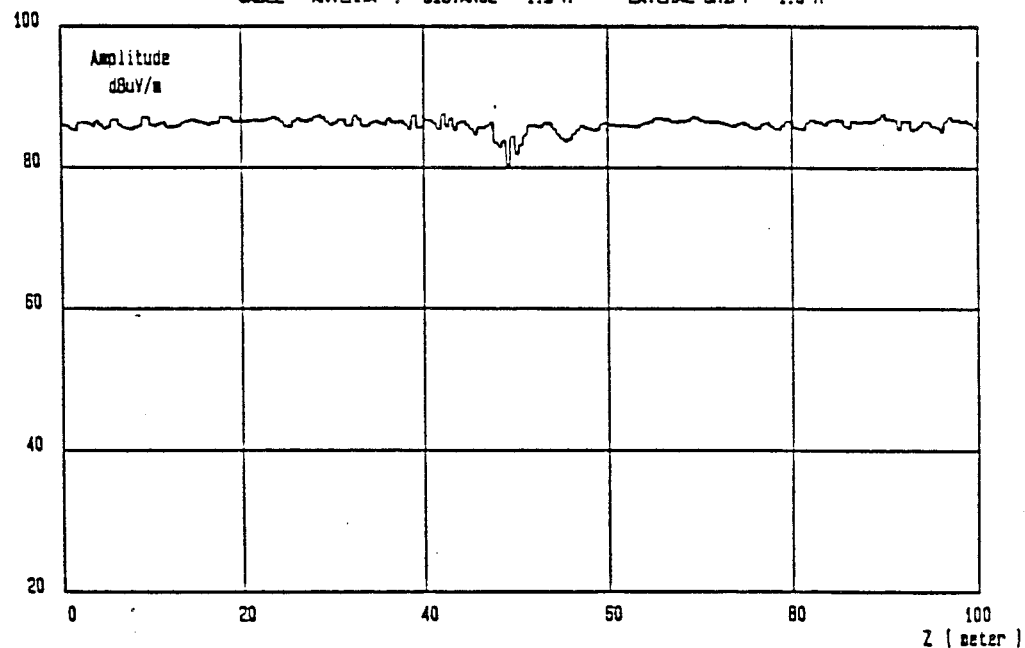


Liege : Tunnel " Quai St Leonard " — 23 - 27 april 1990

CABLE CFE1 P0 = 1.25 M — INFLUENCE OF THE VEHICLE — FIXED ANTENNA

CENTRAL FREQUENCY = 450 MHz

CABLE - ANTENNA : DISTANCE = 1.3 M — LATERAL SHIFT = 1.6 M



Par contre, il en va tout autrement à 450 MHz où nous enregistrons un champ presque uniforme sauf lors du passage du véhicule devant l'antenne de réception, qui peut être expliqué par l'effet de masquage produit par le véhicule . Ce résultat offre aux câbles à mode rayonné un avantage considérable pour la transmission des communications hertziennes.

CONCLUSION

Durant ce chapitre, nous avons présenté de nombreux résultats d'essais pratiqués sur un tunnel ferroviaire et un tunnel routier . Ces essais nous ont montré que le champ résultant dans le tunnel est la superposition de deux composantes : un champ primaire rayonné par le câble qui peut être prévu par les modèles déjà développés et un second champ guidé par le tunnel qui nous est difficile d'évaluer son amplitude .

Les mesures pratiquées nous ont aussi montré que les modes guidés avaient pour effet d'augmenter l'amplitude moyenne du champ dans un rapport de 6 à 10 dB, ce qui offre aux modèles une prédiction acceptable des performances des câbles rayonnants .

En plus, lors de ces essais il est apparu que le câble à mode couplé engendre des fluctuations longitudinales du champ assez importantes pour nuire à la qualité de transmissions des données numériques . En revanche, le câble à mode rayonné offre une amplitude importante du champ rayonné qui présente des variations faibles.

CONCLUSION GENERALE

Une part de notre travail a consisté à calculer le coefficient de couplage des câbles coaxiaux à fuites . Ce coefficient caractérise le rapport entre la puissance électromagnétique injectée dans le câble et la puissance reçue sur un récepteur localisé dans son environnement.

Les modèles des réseaux de dipôles magnétiques et de grandes antennes électriques respectivement appliqués aux câbles à "mode rayonné" et aux câbles à "mode couplé" se sont révélés suffisamment justes.

En effet, la comparaison des coefficients calculés à ceux mesurés sur site ont rarement dépassé un écart relatif supérieur à cinquante pour cent; ce type de modèle peut donc s'avérer un auxiliaire appréciable pour faciliter le choix d'un câble . En effet, il faut dire que les spécifications techniques des constructeurs sont dans ce domaine souvent limitées à un coefficient mesuré pour une seule distance câble - récepteur . De plus l'évaluation expérimentale de ce coefficient n'est pas aisée puisqu'elle nécessite un échantillon de câble d'au moins cinquante mètres qu'il faut disposer au dessus du sol et que les mesures se révèlent fastidieuses.

L'influence de l'environnement du câble a été prise en compte dans le modèle d'une manière très simplifiée qui considère le câble parallèle à un plan parfaitement conducteur faisant office de paroi ou de plan de sol.

Cette simplification qui peut paraître le point faible de notre modèle n'a toutefois pas de grandes conséquences sur la prévision des performances des câbles . En effet l'approximation du plan conducteur infini consiste à dire que le champ perçu par un observateur est la somme algébrique du champ initial rayonné par le câble et du champ rayonné par son image électrique . Cette approximation donne généralement satisfaction sauf lorsqu'un câble à mode rayonné est à une distance du plan telle que le champ image s'oppose au champ initial, ce mode d'utilisation du câble offrant que peu d'intérêt sur le plan pratique, l'approximation du modèle peut donc être considérée comme pleinement satisfaisante.

Une autre cause de discordance avec ce modèle apparaît lorsque le câble à mode couplé est posé contre le plan : le champ prévu théoriquement a alors tendance à exagérer le coefficient de couplage . Cette situation nous amène alors à considérer la réalité pratique puisque l'usage de câbles à mode couplé suppose qu'il soient distants de toute paroi d'au moins 10 à 20 cm . Dans de telles conditions, le modèle offre une approximation suffisante de la réalité et il se révèle de ce fait suffisamment fiable.

Si nous nous attardons maintenant sur le fonctionnement des coaxiaux à fuites en tunnels le modèle utilisé peut paraître éloigné de la réalité . Deux arguments nous incitent cependant à le valider même dans ce cas particuliers d'exploitation . En effet, pour des raisons de disponibilité de l'espace les câbles implantés en tunnels sont souvent

excentrés par rapport à l'axe du tunnel . Cette disposition géométrique correspond alors assez bien à celle invoquée par notre modèle et justifiée par l'approximation du plan de référence . Le second argument est par contre plus difficile à défendre . En effet, les campagnes de mesures sur site ont relaté que le câble agit vis à vis du tunnel comme un excitateur modal . Autrement dit, le champ résultant dans le tunnel est la superposition de deux composantes : un champ direct tel qu'il est prévu par le modèle et un champ secondaire induit par celui ci, ce champ secondaire correspond en fait aux modes de propagation véhiculés par le guide d'onde naturel qu'est le tunnel . L'évaluation de l'amplitude de ce champ secondaire est difficile dans la mesure où il est quasi impossible de prévoir la pondération de chaque mode guidé . Les mesures pratiquées aussi bien en tunnel routier que ferroviaire ont montré que les modes guidés avaient pour effet de rehausser l'amplitude moyenne du champ et ceci dans un rapport de 6 à 10 dB lorsque l'observateur est éloigné du câble à une distance d'une dizaine de mètres . Dans ce contexte, on peut donc considérer que le modèle offre au niveau d'un cahier des charges une prédiction optimiste des performances et que cette situation ne peut être qu'acceptable sur le choix d'un câble.

Si les résultats obtenus dans notre thèse répondent aux principales questions posées pour l'utilisation optimale de ces câbles, certaines restent encore sans réponse.

Deux aspects importants sur le plan pratique méritent d'être approfondis dans une étude ultérieure . En effet, lors des expériences menées sur site, il est apparu que les câbles à mode couplé engendrent des fluctuations longitudinales du champ d'assez grande amplitude . De telles fluctuations peuvent nuire à la qualité de transmission des données numériques.

L'hypothèse retenue pour expliquer ces phénomènes consiste à supposer que le champ rayonné par le grand dipôle électrique, qu'est le câble à mode couplé, est perturbé par les réflexions multiples qui se produisent soit sur le sol soit sur les diverses parois du tunnel . Ces champs réfléchis suivent les lois des réflexions multiples guidées par des différences de marche pseudo-aléatoire des champs . Dans le cas des câbles à mode couplé, ces phénomènes auront pour effet de modifier la distribution du courant sur la face extérieure du blindage, d'où l'existence de fluctuations importantes . Au contraire, pour les câbles à mode rayonné, ce champ est insuffisant pour modifier la source excitatrice des dipôles magnétiques équivalents aux ouvertures et ce phénomène sera amoindri comme l'expérience le prouve . Ces remarques sont évidemment très spéculatives et l'étude mérite d'être approfondie de façon plus quantitative.

Le second aspect concerne le comportement du champ rayonné à grande distance du câble, c'est à dire le champ perçu à une distance du câble au moins supérieure à sa dimension longitudinale.

Si cette question n'offre aucun intérêt lorsque le câble est installé en tunnel, elle se pose lorsqu' un coaxial à fuites est utilisé en espace libre pour canaliser une fréquence porteuse le long d'une route . Le risque d'interférence électromagnétique sur des équipements riverains fonctionnant sur la même porteuse est important et la question mérite d'être solutionnée . Le problème consiste alors à évaluer la compatibilité électromagnétique de ces câbles et de prouver par exemple si les câbles à mode couplé ou rayonné ont un comportement comparable ou si, au contraire, ils ont un comportement très spécifique vis à vis du champ lointain rayonné.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] : **DRIVE PROJECT NUMBER V1013**
"Technical report relative to the benchtest and evaluation of the coupling loss of leaky feeders"
Deliverable N° R7 September 1989
- [2] : **DRIVE PROJECT NUMBER V1013**
"Comparative evaluation of the different cables and systems technologies"
Quarterly technical report Number 6, August 1990
- [3] : **DRIVE PROJECT NUMBER V1013**
"Comparative evaluation of the different cables and systems technologies"
Quarterly technical report Number 1, April 1989
- [4] : **R. GABILLARD**
"Propagation des ondes radios dans les ouvrages souterrains"
CERCHAR, AEL 69-74-02 (1969)
- [5] : **P. DEGAUQUE, B. DEMOULIN, J. FONTAINE and R. GABILLARD**
"Theory and experiment of a mobile radiocommunication in tunnels by means of a leaky braided coaxial cable"
Radio Science, Vol. II, n°4, April 1976, pp 305-314
- [6] : **M. HEDDEBAUT, P. DEGAUQUE, D. DUHOT and J. MAINARDI**
"I.A.G.O : Command Control Link Using Coded Waveguide"
Advanced Technologies in Transp. Engrg. held at San Diego, CA
- [7] : **M. DOWLUT**
"Etude théorique et expérimentale d'un guide d'onde à fentes . Application à un système de télécommunication entre un mobile guide et un poste fixe"
Thèse d'électronique LILLE 1990
- [8] : **L. DERYCK**
"Etude de la propagation des ondes électromagnétiques guidées dans les galeries souterraines"
Thèse d'Etat LIEGE 1973

- [9] : **P. DELOGNE**
"Leaky feeder and subsurface radio communications"
Ed. IEE Electromagnetic waves series 14
- [10] : **P. DELOGNE and L. DERYCK**
"Underground uses of a coaxial cable with leaky sections"
IEEE Trans. on Antennas and Propagation Vol. AP - 28 N°6
November 1980, pp 875-883
- [11] : **DRIVE Project Number V1013**
"Overall report relative to the main existing radiating cable systems"
Deliverable N° R1 July 1989
- [12] : **B. DEMOULIN**
"Etude de la pénétration des ondes électromagnétiques à travers des
blindages homogènes ou tressés à structure coaxiale"
Thèse d'Etat, LILLE 1981
- [13] : **S. FICHEUX**
"Approche théorique et expérimentale des conditions d'optimisation du
blindage d'un câble coaxial rayonnant"
DEA, LILLE 1984
- [14] : **N. SAKO, S. MISAWA, T. NARUSE, H. YASUHARA, M. OGUCHI
and T. KATO**
"Leaky coaxial cable"
Fujikura Technical Review, 1974, pp 26-39
- [15] : **E.F. VANCE**
"Shielding effectiveness of braided-wire shields"
IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility.
Vol EMC 17 N°2, May 1975, pp. 71-77
- [16] : **K. S. LEE**
"EMP Interaction : Principles, Techniques and Reference data"
Dikewood Industries, Inc., Santa Monica, California

- [17] : **J.A. STRATON**
"Théorie de l'électromagnétisme"
Ed. Dunod 1961
- ✕ [18] : **K. MIKOSHIBA and Y. NURITA**
"Guided radiation by coaxial cable for train wireless system in tunnels"
IEEE Trans. on vehicular technology Vol. 18 N°2 pp. 66-69 August 1969
- ✕ [19] : **B. DEMOULIN**
"Etude théorique du fonctionnement des câbles coaxiaux à fuites dans la bande 100-500 MHz - Aide à la conception des câbles"
Rapport final du contrat USTL/Société Câble de Lyon, Juillet 1983
- [20] : **N. TAGO, H. SATANI, Y. MIYAMOTO and Y. AMANO**
"Design and characteristics of radiating cables"
Int. wire and cable symposium proceedings, 1983, pp 30-37
- [21] : **T. KISHIMOTO, H. KITANI, Y. NAGAI and Y. MIYAMOTO**
"Wide band coaxial cable for a 800 MHz band"
Hitachi Review Vol. 24, 1975, N°2
- [22] : **S. OKAMA, T. KISHIMOTO, K. AKAGAWA, Y. NAKAHARA
K. MIKOSHIBA, F. HORIGUCHI and K. OKAMOTO**
"Leaky coaxial cable for communication in high speed railway transportation"
The Radio and Electronic Engineer, Vol. 45, N°5, pp 224-228, May 1975
- ✕ [23] : **J.R. WAIT and D.A. HILL**
"Propagation along a braided coaxial cable in a circular tunnel"
IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-23, N°5, May 1975, pp 401-405
- ✕ [24] : **D.A HILL and J.R WAIT**
"Electromagnetic characteristics of a coaxial cable with periodic slots"
IEEE Trans. on EMC, Vol. EMC-22, N°4, Nov. 1980, pp 303-307

- [25] : **S.A. SHELKUNOFF, FRIIS (H.T)**
"Antennas theory and practice"
Ed. John Wiley and Sons - Inc. 1952.
- [26] : **B. SZENKKUTI and A. PEURALA**
"New views on the absorbing clamp in the testing of cable screening effectiveness"
5th symposium on EMC - ZURICH 1983
Symp. record pp. 391-396
- [27] : **P. DEGAUQUE J. HAMELIN**
"Compatibilité électromagnétique, bruits et perturbations radioélectriques"
Ed. Dunod
- [28] : **K.S.H LEE and C. BAUM**
"Application of modal analysis to braided shield cables"
IEEE Trans. EMC, USA 1975, 17, N°3
- [29] : **B. DEMOULIN, L. KONE, M. ROCHDI et P. DEGAUQUE**
"Techniques de calibration et de traitement des signaux pour la mesure de l'efficacité de blindage des câbles au moyen des méthodes temporelles"
Annales des Télécom. , 43, N° 11-12, 1988
- [30] : **DRIVE PROJECT NUMBER V1013**
"Technical report dealing with the measurements made on the radiated modes cables located in the subway in PARIS"
Deliverable N° R8-1, October 1990
- [31] : **L. DERYCK, R. DE KEYSER, H. HELLIN
B. DEMOULIN, A. GHETREFF, P. DEGAUQUE**
"Radiocommunications in road tunnels - Theoretical models and architecture of leaky feeder systems"
DRIVE Conference BRUSSELS - February 1991
Proceeding of the symposium - pp. 1384-1405

- [32] : **DRIVE Project Number V1013**
"Technical report dealing with measurements made in LIEGE tunnel for comparing the radiated modes and the coupled mode cables.
Theoretical formulation of the coupled modes cables"
Deliverable N°R8-2, October 1990
- [33] : **B. DEMOULIN, S. BARANOWSKI, A. GHETREFF, P. DEGAUQUE**
"Application of Radiating Cables to Road-Vehicle Communications"
24th ISATA Conference, FLORENCE - May 1991, pp 231-238
- [34] : **L. DERYCK, W. PIRARD**
"Architecture of Radiocommunications Systems used in Electromagnetic Shadow Areas"
24th ISATA Conference, FLORENCE - May 1991, pp 223-230
- [35] : **B. DEMOULIN, S. FICHEUX et P. DEGAUQUE**
"Etude des techniques de simulation pour faciliter le choix des câbles coaxiaux à fuites"
2^{ème} Rapport d'avancement de contrat RATP/USTL, 9 Decembre 1985

ANNEXE

**CALCUL DE L'EXPRESSION ANALYTIQUE DU CHAMP
LOINTAIN RAYONNE PAR LE RESEAU DE DIPOLES**

Si nous nous plaçons à une distance du câble grande par rapport à la longueur du câble, l'angle θ_n entre l'observateur et l'axe du câble sera le même quelque soit le dipôle "n" ($\theta_n = \theta$, $r_n = r_0$). L'expression du champ rayonné par l'ensemble des dipôles va s'écrire :

$$E_x = \frac{V_0 \sin\theta}{r_0} \sum_{n=0}^{2N} e^{-jn\varphi_0} \quad (\text{A.1})$$

où $\varphi_0 = k_1 d + k d \cos\theta$ (A.2)

Le champ lointain sera alors donné par la l'expression suivante :

$$E_x = \frac{V_0 \sin\theta}{r_0} \sum_{n=0}^{2N} e^{-jn[k_1 d + k d \cos\theta]} \quad (\text{A.3})$$

que l'on peut écrire :

$$E_x = \frac{V_0 \sin\theta}{r_0} S \quad (\text{A.4})$$

avec $S = \sum_{n=0}^{2N} u^n$ où $u = e^{-jn[k_1 d + k d \cos\theta]}$ (A.5)

d'où $S = \frac{1 - u^{2N+1}}{1 - u}$ (A.6)

$$S = \frac{1 - e^{-j(2N+1)[k_1 d + k d \cos\theta]}}{1 - e^{-j[k_1 d + k d \cos\theta]}} \quad (\text{A.7})$$

soit :

$$S = \frac{\sin \left[\frac{2N+1}{2} (k_1 d + k d \cos\theta) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (k_1 d + k d \cos\theta) \right]} e^{-\frac{j(2N+1)}{2} [k_1 d + k d \cos\theta]} \quad (\text{A.8})$$

Le module du champ lointain rayonné sera alors donné par :

$$|E_x| = \frac{V_0 \sin\theta \sin \left[\frac{2N+1}{2} (k_1 d + k d \cos\theta) \right]}{r_0 \sin \left[\frac{1}{2} (k_1 d + k d \cos\theta) \right]} \quad (\text{A.9})$$

ou

$$|E_x| = \frac{V_0 y_0 \sin \left[\frac{2N+1}{2} (k_1 d + k d \cos\theta) \right]}{\frac{2}{r_0} \sin \left[\frac{1}{2} (k_1 d + k d \cos\theta) \right]} \quad (\text{A.10})$$



RESUME

L'échange d'informations sol-véhicule et vice versa est toujours tributaire de la topographie, les accidents de terrains provoquent de très fréquentes perturbations et des affaiblissements du signal en particulier dans les milieux tels que les tunnels, urbains denses ou les parking souterrains . En effet, la continuité des liaisons hertziennes dans les tunnels et souterrains peut être faite au moyen de câbles rayonnants.

Le sujet de notre thèse a donc été de caractériser les performances radioélectriques de ces câbles et en particulier leur coefficient de couplage, qui est le rapport entre la puissance électromagnétique injectée dans un câble et la puissance reçue sur un récepteur localisé dans son environnement, afin de faciliter leur choix lors de futures applications . Ce travail a été effectué dans le cadre d'un consortium européen intégré au projet DRIVE (Dedicated Road Infrastructure for Vehicle safety in Europe).

Cette étude montre que les performances d'un câble peut être prédites par des modèles théoriques appliqués à deux types de câbles : " Câble à mode rayonné " et " Câble à mode couplé " . Une comparaison des résultats théoriques et ceux des essais pratiqués sur des sites différents est proposée.

MOTS CLES

Câble rayonnant.

Coefficient de couplage.

Mode rayonné.

Mode couplé.

Champ rayonné.

Impédance de transfert.

RESUME

L'échange d'informations sol-véhicule et vice versa est toujours tributaire de la topographie, les accidents de terrains provoquent de très fréquentes perturbations et des affaiblissements du signal en particulier dans les milieux tels que les tunnels, urbains denses où les parking souterrains . En effet, la continuité des liaisons hertziennes dans les tunnels et souterrains peut être faite au moyen de câbles rayonnants.

Le sujet de notre thèse a donc été de caractériser les performances radioélectriques de ces câbles et en particulier leur coefficient de couplage, qui est le rapport entre la puissance électromagnétique injectée dans un câble et la puissance reçue sur un récepteur localisé dans son environnement, afin de faciliter leur choix lors de futures applications . Ce travail a été effectué dans le cadre d'un consortium européen intégré au projet DRIVE (Dedicated Road Infrastructure for Vehicle safety in Europe).

Cette étude montre que les performances d'un câble peut être prédites par des modèles théoriques appliqués à deux types de câbles : " Câble à mode rayonné " et " Câble à mode couplé " . Une comparaison des résultats théoriques et ceux des essais pratiqués sur des sites différents est proposée.

MOTS CLES

Câble rayonnant.
Coefficient de couplage.
Mode rayonné.
Mode couplé.
Champ rayonné.
Impédance de transfert.