

50376
1990
352

50376
1990
352

N° d'ordre : 524

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN ELECTRONIQUE

par

Philippe PIGNET

Maître es Sciences-Physiques



CARACTERISATION ET APPLICATIONS DES PROPRIETES PHYSIQUES DES COMPOSITES FERROMAGNETIQUES POUR AMELIORER LA PROTECTION DES CABLES ET LIGNES DE TRANSMISSION CONTRE LES INTERFERENCES ELECTROMAGNETIQUES



Soutenue le 4 Mai 1990 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

MM. R. GABILLARD
J. FONTAINE
B. DEMOULIN
P. DEGAUQUE
J.Y. GOBLOT

Président Rapporteur
Rapporteur
Directeur de Thèse
Examineur
Invité

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Radiopropagation et Electronique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille (U.S.T.L) dirigé par le Professeur GABILLARD.

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

J'adresse mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur J.FONTAINE de l'Université de Clermont II qui a également assuré la tâche de rapporteur de cette thèse .

Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur B.DEMOULIN, Maître de Conférences à l'U.S.T.L . Les nombreux encouragements et conseils précieux qu'il m'a apportés ont été déterminants pour la réalisation de cette étude . Je tiens à lui exprimer ici l'expression de ma reconnaissance pour cette aide amicale et efficace .

Monsieur le Professeur P.DEGAUQUE a bien voulu examiner ce travail . Qu'il me soit permis de lui exprimer mes sentiments de profonde gratitude pour les nombreux conseils qu'il m'a accordés au long de cette étude .

Mes remerciements vont également à Monsieur GOBLOT de la société ACOME pour l'aide efficace qu'il m'a apportée dans la rédaction de ce texte . Je lui suis reconnaissant d'avoir bien voulu faire partie de mon jury .

Une partie de ce travail a été effectuée sous contrat avec la société ACOME . Je remercie cette société pour le soutien matériel qu'elle m'a apporté .

Je tiens également à remercier Madame DEMOULIN, Ingénieur au Laboratoire, de l'aide qu'elle m'a apportée sur les problèmes de résolution numérique .

Tous les autres membres de l'équipe m'ont également apporté leur collaboration sympathique . Que tous soient remerciés ici.

Je ne terminerais pas cet avant propos sans avoir exprimé mes remerciements aux personnes qui ont contribué à l'élaboration de ce document et notamment Monsieur DEHORTER et mon épouse Pascale.

A MES PARENTS.

MA FILLE MARINE.

MA FEMME PASCALE.

INTRODUCTION

-o-o-o-o-o-o-

L'utilisation croissante de systèmes électroniques de plus en plus sensibles aux perturbations EM (Electromagnétiques) fait que depuis plusieurs années des études sur le sujet ont cherché à amoindrir la sensibilité de ces systèmes aux rayonnements parasites. Ces recherches se sont déroulées dans le cadre de la CEM (Compatibilité électromagnétique).

Les études ont montré, entre autre, que les éléments du système parmi les plus réceptifs aux rayonnements parasites sont les câbles de transmission des signaux.

Un effort important a donc été fourni pour amoindrir leurs sensibilités et aboutir entre autre sur le développement de câbles multiblindages.

Plus récemment, les matériaux composites (à base de fibre de carbone par exemple) pour leurs remarquables propriétés mécaniques sont entrés en grande quantité dans la structure des automobiles et des avions. L'effet de blindage EM des matériaux métalliques classiques utilisés autrefois n'existe plus et les systèmes embarqués, d'ailleurs de plus en plus sophistiqués, sont soumis à des rayonnements parasites importants.

Pour palier à ces difficultés, on s'intéresse depuis peu aux propriétés électromagnétiques des matériaux composites, que ce soit en termes de permittivité, perméabilité et conductivité, qu'en terme d'efficacité de blindage et également à leurs applications en CEM.

L'objet de notre thèse est de caractériser les propriétés EM de divers composites généralement formés d'une matrice polymère dans laquelle est insérée une phase ferromagnétique et d'en étudier quelques applications.

Il nous a paru intéressant dans la première partie du premier chapitre de montrer l'étendue de l'utilisation des composites dans l'industrie moderne afin de bien saisir la nécessité de l'étude et de l'exploitation de leurs propriétés EM.

Dans une seconde partie, après avoir rappelé les principales définitions de l'efficacité de blindage des câbles, nous montrons l'intérêt d'utiliser dans le blindage des matériaux à perméabilité élevée (MUMETAL). Nous suggérons ensuite l'utilisation de composites dans diverses applications concernant les câbles.

Dans une troisième partie, il a semblé nécessaire de rappeler les propriétés EM de la matière homogène afin de mieux comprendre le comportement des composites. Nous introduisons quelques résultats de la théorie de la percolation et des paramètres effectifs concernant ces matériaux à structure hétérogène.

Enfin dans une quatrième partie, on cherche à caractériser l'efficacité de blindage de ces matériaux à partir de paramètres qui seront accessibles à la mesure. Pour les matériaux de conductivité élevée ($>1\text{MHO/m}$) dans la gamme de fréquence ($<1\text{GHz}$) on introduira la notion d'efficacité de blindage référencée.

Le deuxième chapitre est consacré à la mesure des caractéristiques électromagnétiques des composites.

Dans un premier temps, on étudie leurs propriétés dans le domaine des basses fréquences. Des méthodes classiques utilisant des cellules capacitives et des éprouvettes torriques sont utilisées pour rechercher les paramètres électromagnétiques de ces matériaux.

Ensuite pour des fréquences plus élevées, supérieures à 1MHz , on développe des méthodes spécifiques utilisant une cellule à constantes réparties. On utilisera tout d'abord la mesure par la méthode du "couplage parallèle" qui permet de caractériser des matériaux de conductivité peu élevée ($<10\text{Mho/m}$).

Cette méthode donne de bons résultats pour la plupart des matériaux utilisés pour renforcer l'efficacité de blindage des câbles et elle montre que ϵ_r et μ_r sont peu dépendants de la fréquence excitatrice.

L'autre méthode utilisée pour des matériaux de conductivité élevée ($>1\text{Mho/m}$) appelée "Méthode couplage série" permet d'obtenir directement par la mesure l'efficacité de blindage des différents

matériaux en s'approchant des définitions proposées dans le premier chapitre .

Enfin, des mesures d'impédances de transfert ont été faites sur des câbles dont l'une des couches du blindage est en composite. Son application se traduit par une appréciable réduction de ce paramètre sur une bande de fréquence importante.

Nous nous sommes ensuite attachés à étudier théoriquement le comportement de câbles enrobés de matériau composite de perméabilité importante placés au dessus d'un plan conducteur (σ infini), et soumis à un rayonnement EM parasite.

En première analyse, on peut imaginer que le courant induit sur la ligne formée par le câble et le plan sera fortement amoindri en HF par l'existence d'une inductance linéique importante (μ_r élevé. de l'enrobage) . Mais le problème se complique lorsque l'on sait que la perméabilité importante de l'enrobage traduit sa capacité à concentrer les lignes de champs magnétiques autour du conducteur et donc à accroître le flux magnétique induit sur le câble.

Le troisième chapitre étudie le comportement d'une structure cylindrique formée de deux conducteurs concentriques et de deux milieux intermédiaires également concentriques. L'épaisseur de ces milieux pouvant varier. Le milieu en contact avec le conducteur intérieur sera un composite du type de ceux étudiés dans les chapitres précédents, l'autre milieu sera de l'air.

Dans un premier temps nous validons notre modèle en ramenant notre structure à celle d'un coaxial à une seule couche intermédiaire.

Puis nous étudions le comportement fréquentiel des paramètres linéiques de la ligne à deux couches concentriques en fonction des caractéristiques EM du composite.

Cela nous amène tout naturellement à étudier la fonction de transfert de cette structure et l'on montre que le comportement de ce câble est très proche de celui d'un filtre passe bas à fréquence

de coupure.

Enfin, nous étudions le comportement des paramètres de la ligne en fonction des rapports des épaisseurs et des propriétés EM du composite.

On remarque bien sûr l'augmentation de l'inductance linéique avec μ_r et on étudie particulièrement le cas où l'épaisseur de la partie aérée est grande devant celle du composite. Ce cas nous permet d'évaluer le comportement des paramètres linéiques de la ligne équivalente formée par le câble parallèle au plan conducteur.

Dans le chapitre 4 nous évaluons d'abord les paramètres linéiques de la ligne équivalente formée par le câble et le plan conducteur. On montre leur formulation simple dans le cas de câbles situés assez loin du plan.

Cette ligne est soumise à l'action d'une onde plane EM de direction de propagation normale au plan conducteur.

Pour connaître le courant induit sur le câble en présence de composite, nous cherchons d'abord à déterminer le champ EM incident sur le conducteur. Nous étudions entre autre l'influence qu'a le composite sur la répartition du champ EM autour du conducteur.

Enfin, nous calculons le courant effectivement induit sur le câble et montrons l'influence non négligeable du composite sur l'amplitude de ce courant induit.

CHAPITRE I

-o-o-o-o-o-o-o-o-o-

I1f MATERIAUX COMPOSITES UTILISES DANS L'INDUSTRIE

I1af Définitions des matériaux composites (p1)

I1bf Exemples d'utilisation dans l'industrie . (p2)

I1cf Problèmes rencontrés du fait de l'utilisation de ces composites (p4)

I1df Câbles multicouches (p7)

I1d1 Notion d'impédance de transfert

I1d2 Notion d'admittance de transfert (p8)

I1d3 Blindages multiples

I1ef Câbles absorbants . (p12)

I2 f PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES DES COMPOSITES

ASPECTS MACROSCOPIQUES ET STATISTIQUES

I2af LES EQUATIONS DE MAXWELL DANS LA MATIERE . (p16)

I2a1 Les champs électriques et magnétiques macroscopiques.

I2a2 Les équations macroscopiques (p17)

A Les sources de champ

B Equations de MAXWELL macroscopiques dans la matière(p18)

I2bf LES PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES DE LA MATIERE HOMOGENE

I2b1 Les paramètres électromagnétiques réels, comportement statique.

α La permittivité relative (p21)

β la perméabilité relative (p22)

β_1 Milieux diamagnétiques et paramagnétiques(p23)

β_2 Milieux ferromagnétiques. (p25)

γ la conductivité (p28)

I2b2 Les paramètres électromagnétiques complexes

comportement dynamique. (p29)

α) permittivité complexe équivalente, resonances

α_1) permittivité complexe

α_2) Les résonances (p31)

β) Perméabilité complexe, résonnances ferromagnétiques

β_1) perméabilité complexe des ferromagnétiques(p33)

β_2) résonnances ferromagnétiques (p34)

β_3) Les polycristaux ferromagnétiques (p37)

I2cJ PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES DES COMPOSITES .

ASPECTS STATISTIQUES ET PERCOLATION .

I2c1 Definitions sur les milieux aléatoires macroscopiques. (p38)

I2c2 La percolation.

I2c3 Paramètres électromagnétiques effectifs. (p41)

I2c31 Comportement statique

I2c32 Comportement dynamique (p45)

I3 J DEFINITION DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE DE MATERIAUX

I31 J DEFINITION (p48)

I32 J APPROCHE DES ONDES MULTIPLES (p49)

I33 J APPROCHE PAR ECRITURE DES CONDITIONS DE CONTINUITE (p52)

I34 J EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN MATERIAU DE CONDUCTIVITE ELEVEE
ET NOTION D'EFFICACITE DE BLINDAGE REFERENCEE. (p55)

I35 J COMPORTEMENT EN FONCTION DES PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES (p58)

II] MATERIAUX COMPOSITES UTILISES DANS L'INDUSTRIE

IIa] Définitions des matériaux composites

Les progrès technologiques actuels imposent l'utilisation de matériaux à faible densité et aux propriétés de résistance mécanique et thermique importantes .On trouve en abondance ce type de matériaux dans la nature.

En effet les corps purs se trouvant dans la tranche médiane du tableau périodique de Mendeleïev tels que le carbone, l'aluminium, le silicium, l'azote et l'oxygène forment des composés aux liaisons interatomiques stables. L'oxyde d'aluminium (base du rubis et du saphir), l'oxyde de silicium (principal constituant du verre) ou même le carbone sous forme de graphite sont à la fois légers, durs, rigides et résistants à la chaleur ou à la corrosion. Malheureusement , le moindre défaut interne ou la moindre fissure suffisent à amorcer une rupture fatale .

Par contre les mêmes matériaux présentés sous forme de particules ou de fibres fines voient leur résistance à l'effort augmentée. Ainsi un verre filé en fibres de faible diamètre résiste à une traction six fois supérieure à celle de l'acier ordinaire. Ceci parce-que la probabilité pour qu'un défaut existe dans le matériau augmente avec sa taille ,et que toute fêlure d'une fibre y est circonscrite .Bien sûr un faisceau de fibres ne constitue pas une structure utilisable tel quel, c'est pourquoi les industriels sont amenés à fabriquer des composites .

On entend par matériaux composites , des matériaux formés par un ou plusieurs types de composants noyés dans une matrice polymère ou métallique avec laquelle ils sont en contact superficiel .Cette matrice crée un lien entre ces composants et assure la rigidité de l'ensemble. Ils gardent leurs propriétés chimiques et physiques propres et celles du composite sont souvent la somme des propriétés de ses constituants auxquelles s'ajoutent celles de type

synergétiques .Ces dernières traduisent le fait que la matrice renforce le composant et augmente l'énergie nécessaire pour le rompre.Ces composants peuvent prendre des formes diverses (fibres, poudres noyées dans une matrice polymère..) et peuvent également être de même matière (composites carbone-carbone , fibres de carbone noyées dans une matrice de carbone ..).

Ils remplacent avantageusement les métaux dans beaucoup d'applications industrielles .Par exemple , les fibres de carbone ont une résistance à la traction comparable à celle de métaux performants ceci avec un gain de poids appréciable et un coût de fabrication moins élevé que ceux des matériaux traditionnels .

I1bf Exemples d'utilisation dans l'industrie .

On rencontre les matériaux composites dans différents domaines de l'industrie tels que l'aéronautique ou l'automobile .

Ils peuvent être intégrés dans la structure même de l'engin ou être utilisés pour habiller celui-ci .

-Dans l'industrie automobile, les matériaux nouveaux utilisés sont souvent bien plus légers que les alliages traditionnels mais il faut un volume de matière plus important pour obtenir les mêmes propriétés mécaniques, le gain de poids reste donc relativement faible ,de plus , les matériaux légers étant plus chers que les matériaux conventionnels ,l'économie liée au poids doit compenser l'élévation du prix de revient .Actuellement ,peu de matériaux répondent à ces exigences.

Certains composites ont en fait d'autres avantages pour les constructeurs automobiles ,ils offrent des facilités d'usinage pour un faible coût de fabrication, et des possibilités de moulage à grande échelle .

On rencontre principalement des matériaux type SMC (Polyester renforcé+ fibre de verre , mis en oeuvre par compression) ou BMC (mêmes composants que SMC mais fabrication par injection) pouvant supporter de lourdes charges et des thermoplastiques souples dont la grande flexibilité leur permet d'absorber l'énergie de chocs de faible importance .

Des automobiles sont actuellement habillées à l'aide de panneaux composés de ces matériaux, cela permet de les alléger, de leur donner un bel aspect esthétique pour un coût de fabrication raisonnable (SMC, ailes en alliage thermoplastique injecté ..etc) Certains capôts moteur sont également fabriqués à l'aide de ces alliages. Nous verrons que cela s'accompagne de quelques problèmes liés à l'Electromagnétisme.

Signalons l'existence de composites à base de céramiques, seules ou associées à d'autres matériaux. Des particules ou des fibres de céramiques sont dispersées dans une structure métallique (généralement de l'aluminium ou du magnésium) pour donner des composites à matrice métallique solides, rigides et très résistants à l'usure, ce sont de bons isolants thermiques. On pense les utiliser, entre autre , dans certaines parties des moteurs automobiles modernes (ex Turbo-compresseurs des moteurs à essence...).

- Dans l'industrie aéronautique ou spatiale, on a tendance à utiliser principalement des composites à base de fibres de carbone, de KEVLAR (fibre organique), de fibre de verre ou de métaux filés, la matrice assurant la cohésion de l'ensemble et permettant le formage du matériau.

Ces matériaux nouveaux permettent un gain de poids appréciable pour des propriétés mécaniques souvent bien supérieures à celles des alliages traditionnels (plus résistants que l'acier, plus rigides que le titane, plus légers que l'aluminium). Les panneaux couvrant la structure doivent résister à des gradients de pression importants, à des températures élevées ainsi qu'à la corrosion .

On pense que les systèmes de propulsion de l'an 2000 contiendront 60 % de composites, à base de métal (acier, nickel, aluminium) ou de fibre de verre, ainsi que des céramiques, des composés carbone-carbone et des thermoplastiques pour les plus performants. De même, la carcasse sera fabriquée à l'aide d'alliages métalliques (aluminium, titane etc..) et de composites à base de fibres métalliques ou organiques .

On pourra ainsi alléger de près de 40 % les futurs avions commerciaux, ce qui réduira de façon notable la consommation de carburant. De plus les performances de ces matériaux permettront une réduction conséquente de la taille des appareils.

-l'industrie militaire exploite également les propriétés de ces composites, on peut citer l'exemple des missiles stratégiques dont on augmente la portée en en diminuant le poids.

-Enfin ,dans le domaine de l'avionique , on utilise entre autres des matériaux composites résistant à la chaleur.On peut donner l'exemple des gyrolasers équipant les centrales inertielles des engins volants modernes (missiles , Ariane etc....)

11cf Problèmes rencontrés du fait de l'utilisation de ces composites

L'usage a montré que l'utilisation de ces matériaux nouveaux dans la construction d'engins terrestres ou volants facilite la pénétration des ondes électromagnétiques dans les structures.

En effet, les structures traditionnelles composées presque exclusivement de métaux aux conductivités élevées formaient des blindages électromagnétiques efficaces .

Les profondeurs de pénétration des ondes étaient généralement très faibles devant l'épaisseur des panneaux couvrant la carcasse des avions .La structure métallique des automobiles formait quant à elle une bonne cage de Faraday .

l'introduction de matériaux composites à matrices polymères, aux conductivités moyennes très faibles modifie radicalement les propriétés électromagnétiques de ces structures .

Par exemple, la fabrication des capots en matériaux composites favorise le rayonnement des émissions parasites dûes aux divers éléments du moteur (Alternateurs, Allumage etc) .Celles-ci dégradent les systèmes de communication (TV,communications entre véhicules etc ..) à travers l'ensemble du spectre radio.[2]

L'utilisation de plus en plus fréquente de systèmes électroniques complexes sensibles aux perturbations électromagnétiques, tels que certains systèmes de freinage électroniques, augmente encore la susceptibilité du véhicule.

La solution employée par certains constructeurs est de recouvrir l'intérieur du capot moteur d'un grillage relié à la masse du véhicule .

On peut également envisager d'agir sur les systèmes émettant les parasites .Par exemple,les fils des bougies composant l'allumage sont enrobés d'un matériau absorbant les impulsions parasites émises par celles-ci.

On comprend que dans les domaines de l'aviation et de l'espace où l'électronique et les communications sont primordiales, la sensibilité accrue au rayonnement électromagnétique due à l'utilisation de composites entièrement organiques pose un réel problème .

Une solution envisagée par les chercheurs et les industriels est d'insérer au sein de ces matériaux des poudres ou des fibres métalliques, des matériaux amorphes tels que les verres métalliques afin d'améliorer les propriétés d'absorption électromagnétique de ces matériaux .

On peut, imaginer utiliser des rubans de verre métallique noyés dans une matrice polymère .En effet, ces rubans ont la même résistance à la traction que celle des fibres de verre avec une résistance mécanique transversale accrue et possèdent en plus une conductivité non négligeable de l'ordre de 10^4 S/m à 300 Kelvin.

En général, l'insertion de ces matériaux dans les composites en plus des fibres ou poudres déjà existantes s'accompagne d'une augmentation en poids et d'une perturbation des propriétés mécaniques de ceux-ci. De plus la mise en oeuvre et le coût s'en trouvent alourdis .

Ainsi, il apparaît nécessaire de développer des méthodes de mesure des paramètres électromagnétiques des composites qui sont, la permittivité relative, la conductivité et la perméabilité relative. Nous verrons qu'aux fréquences élevées, il est physiquement préférable de remplacer les deux premiers paramètres par une permittivité complexe équivalente et d'introduire le concept de perméabilité relative complexe .

on écrira :

$$\begin{aligned} \epsilon^* &= \epsilon' - j \epsilon'' \\ \text{et} \quad \mu^* &= \mu' - j \mu'' \end{aligned} \quad \text{Equ I-1}$$

De même il faut mettre au point des méthodes reproductibles pour la détermination de l'efficacité de blindage électromagnétique des matériaux .

Ce n'est que par une bonne connaissance du comportement électromagnétique des composites en fonction de leur composition que l'on pourra trouver le meilleur compromis entre l'efficacité de blindage recherchée et les propriétés mécaniques désirées .

Il est un autre domaine où les problèmes de perturbations électromagnétiques sont importants, celui des câbles de transmission électrique .

On cherche soit à protéger ces câbles des rayonnements extérieurs, c'est le domaine des câbles multicouches destinés à amoindrir le couplage de l'onde parasite avec l'âme centrale d'un coaxial ou les conducteurs intérieurs d'un multifilaire, soit à atténuer la propagation d'une onde parasite le long du câble et c'est ici le domaine des câbles absorbants .

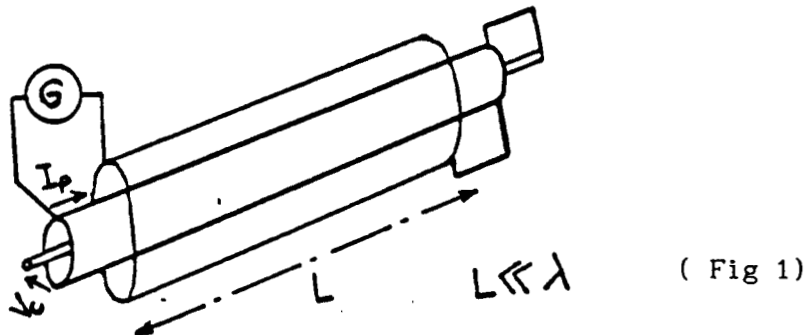
I1df Câbles multicouches

Les câbles multicouches sont également appelés câbles à blindages multiples.

Le blindage d'un câble est un écran qui permet de minimiser le couplage électromagnétique entre le milieu extérieur et le milieu intérieur au blindage. Ce couplage est parfaitement caractérisé par les grandeurs linéïques, impédance et admittance de transfert .

I1d1 Notion d'impédance de transfert

Considérons un câble blindé de longueur L .



Un rayonnement électromagnétique incident sur celui-ci induit un courant perturbateur I dans le blindage .Si une extrémité du coaxial est court-circuitée, on observe à l'autre extrémité une tension parasite V entre l'âme et le blindage .

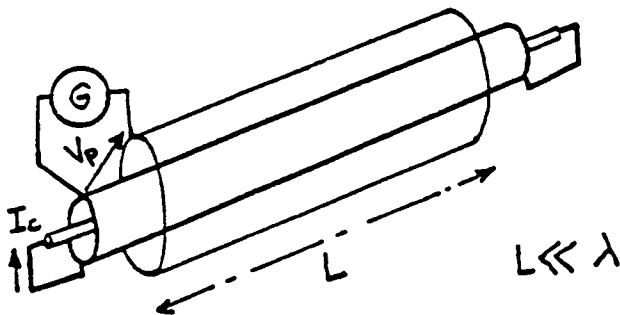
En supposant la longueur d'onde grande devant celle de l'échantillon, l'impédance de transfert s'écrit :

$$Z_T = \frac{1}{L} \frac{V_c}{I_p} \quad \text{Equ I-2}$$

C'est une caractéristique intrinsèque du blindage. Elle rend compte de la diffusion de la composante longitudinale du champ électrique dans le blindage .

I1d2 Notion d'admittance de transfert

Si le blindage comporte des ouvertures, il y aura pénétration de la composante transversale du champ électrique .L'admittance de transfert caractérise ce phénomène (Figure 2).



$$Y_t = \frac{1}{L} \frac{I_c}{V_p}$$

(Fig 2)

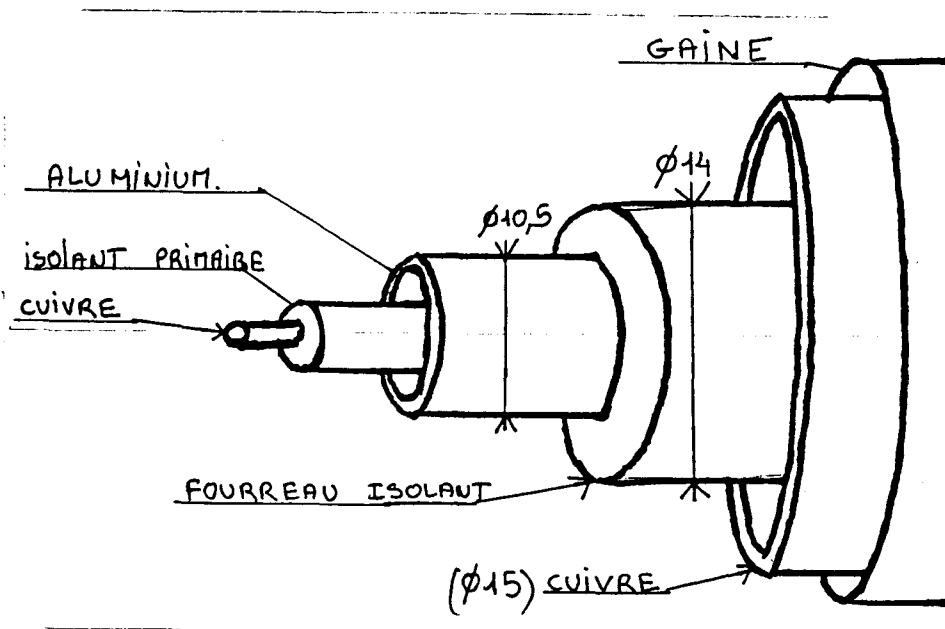
I1d3 Blindages multiples

On peut donner un exemple de blindage multiple (Fig 3)

Le conducteur central est un fil de cuivre rigide de 1.5 mm de diamètre, l'isolant primaire est un polyéthylène de diamètre 8.5 mm.

De l'intérieur vers l'extérieur du câble, nous trouvons successivement un conduit cylindrique homogène en aluminium d'épaisseur 1 mm. Sur le fourreau isolant prend place le blindage extérieur composé d'un écran homogène en cuivre faisant une épaisseur de 0.5 mm. Cet écran en cuivre est protégé extérieurement au moyen d'une gaine isolante de diamètre 19 mm.

Pour caractériser l'efficacité de blindage du câble nous cherchons à déterminer son impédance de transfert.



(Fig 3)

On montre que l'impédance de transfert d'un blindage homogène de rayon extérieur r_e et d'épaisseur e peut s'exprimer :

$$Z_t = \frac{1}{2\pi\sigma r_e(r_e - e)} \left[I_1(kr_e) K_1[k(r_e - e)] - I_1[k(r_e - e)] K_1(kr_e) \right]$$

$$\text{Avec } k = \sqrt{j \omega \mu_0 \mu_r \sigma}$$

σ conductivité du blindage .

μ_r perméabilité relative du blindage .

Equ I-3

Les fonctions I et K étant les fonctions de Bessel modifiées .

Si l'on suppose que le produit kr_e reste très inférieur à 1, on peut simplifier l'écriture de Z_t (Equ -4)

$$Z_t \approx (e (2re-1))/4\pi\sigma(re(re-e))^2$$

Equ I-4

L'impédance de transfert équivalente d'un câble de longueur quelconque comprenant un ou deux blindages homogènes pouvant ou non être espacés par une entretoise diélectrique, peut être calculée numériquement à partir d'un code de calcul.[3-4]

Nous l'avons utilisé pour déterminer l'impédance de transfert de la structure présentée au début de ce paragraphe (résultats Pl I)

En fait, pour espérer réduire l'impédance de transfert dans des proportions importantes, on peut :

Soit augmenter le diamètre des écrans, ce qui aura pour effet de réduire la résistance linéique du câble, c'est à dire l'impédance de transfert aux basses fréquences .

Soit augmenter l'épaisseur des blindages, ce qui réduira également la résistance linéique du câble et décalera la décroissance de l'impédance de transfert vers les fréquences plus basses.

Une troisième solution consiste à intervenir sur la nature des écrans et sur la structure du câble.

Les deux premières solutions auraient tendance à diminuer la souplesse mécanique et à augmenter le coût de fabrication de ces câbles .

On peut envisager l'insertion d'un troisième écran placé entre les écrans intérieurs et extérieurs du câble.

L'existence, de part et d'autre de cet écran de blindages bons conducteurs autorise l'usage de matériaux ferromagnétiques. La perméabilité magnétique élevée de ces matériaux permet en effet d'amoindrir très fortement la profondeur de pénétration des courants HF.

La simulation théorique a montré que la position du blindage supplémentaire entre les deux écrans influait peu sur le résultat. Afin de diminuer l'impédance linéique de celui-ci, nous l'avons placé très près du blindage extérieur.

La configuration choisie est telle que l'écran supplémentaire a un diamètre extérieur de 13.5 mm, le matériau employé est du mumétal de conductivité $\sigma = 6.10^6$ Mho/m .

Les courbes de la planche II représentent les résultats obtenus pour des perméabilités de $\mu_r=1000$ et $\mu_r=10000$ (supposées constantes avec la fréquence). Sur ces courbes on a fait varier l'épaisseur du mumétal.

On remarque que la perméabilité de ce matériau diminue de façon appréciable l'impédance de transfert du câble .

Malheureusement, ce type de solution n'est envisageable que pour les fréquences basses du spectre électromagnétique. En effet, la perméabilité relative des ferromagnétiques diminue fortement avec la fréquence, celle-ci tend très vite vers l'unité .

En haute fréquence, la solution serait d'utiliser des matériaux dont la perméabilité relative resterait constante sur une large gamme de fréquence. Il semble que certains matériaux composites répondent à cette exigence. Ce sont généralement des matériaux formés d'une matrice polymère dans laquelle est insérée une poudre de ferromagnétique mais on trouve également, noyées dans la matrice, des fibres de verre métallique dont la perméabilité relative μ_r est importante.

Si l'on observe bien une stabilité de μ_r en fréquence (qques Hertz au GHz) en revanche sa valeur reste relativement faible (entre 5 et 20 pour la plupart des matériaux testés). Elle est toutefois suffisante pour améliorer de façon conséquente l'impédance de transfert des câbles [3][6][25].

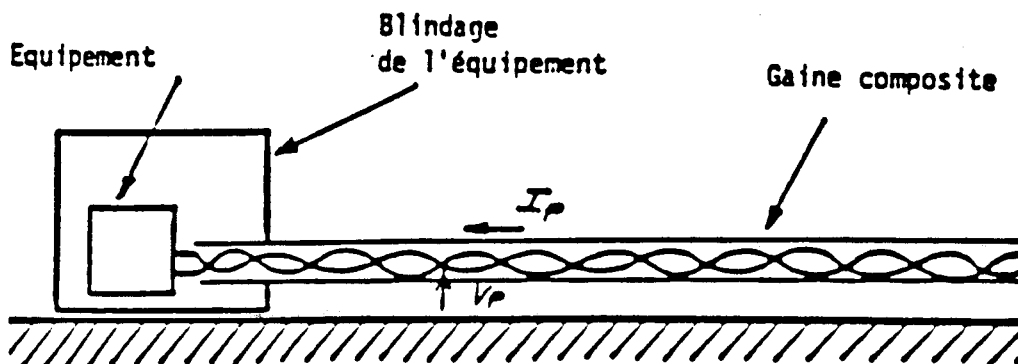
On conçoit qu'il est, ici encore, nécessaire de mettre au point des méthodes de mesures reproductibles des paramètres électromagnétiques de ces matériaux sur une large gamme de fréquences utiles afin d'en optimiser la fabrication et l'utilisation.

11e] Câbles absorbants .

Une autre application de ces matériaux est la fabrication de câbles absorbants [5].

On peut concevoir deux types de câbles absorbants :

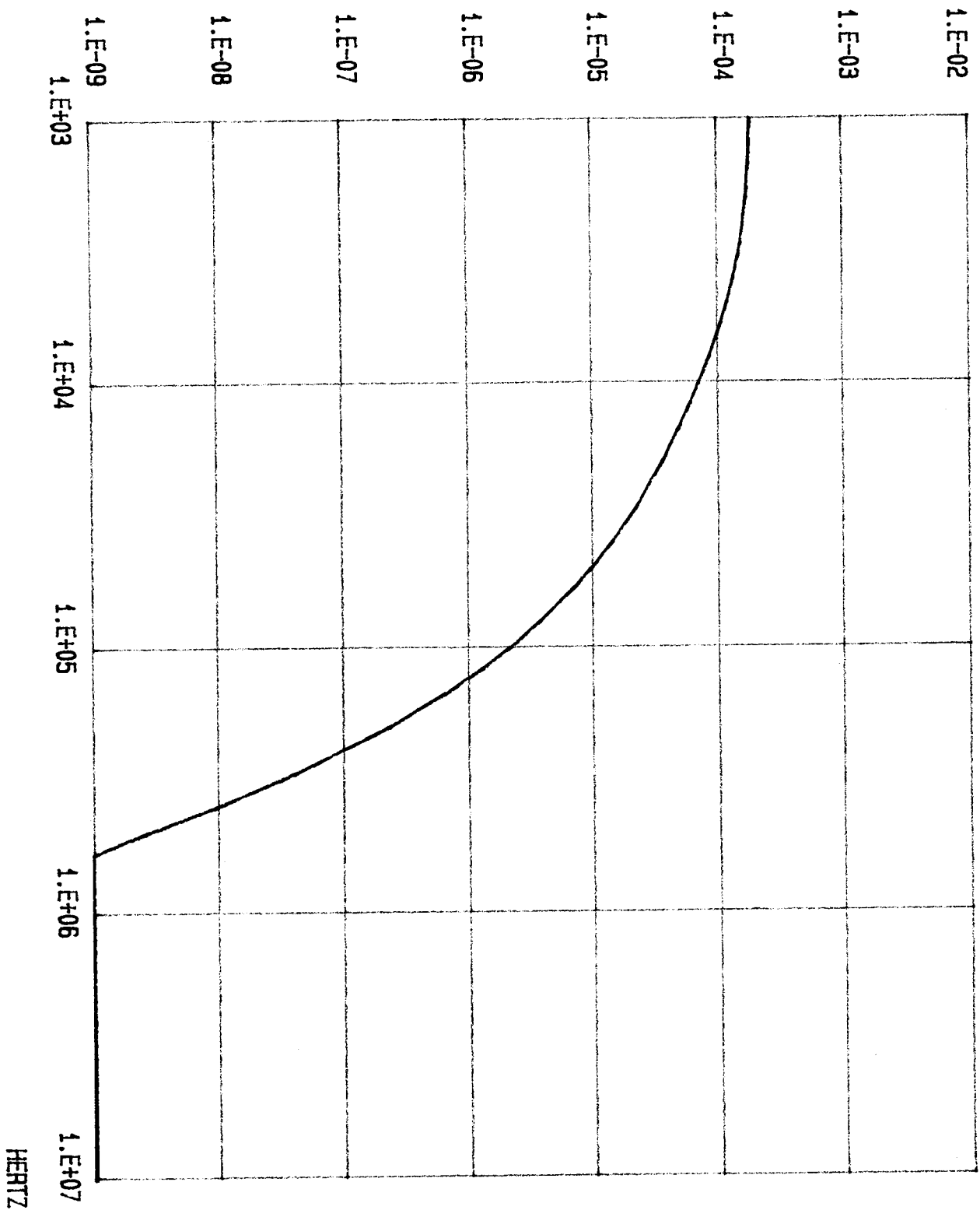
$\alpha)$ * Les câbles enrobés de matériaux composites, dont le but principal sera d'amortir la propagation d'une onde de mode commun se propageant entre le câble et le plan de masse, induite par une perturbation électromagnétique extérieure. (Fig. 4)



(Fig. 4)

IMPEDANCE DE TRANSFERT : blindages court-circuités

ZT: Ohm



IMPEDANCE CARACTERISTIQUE : fonction de permeabilite

Zt : Ohm

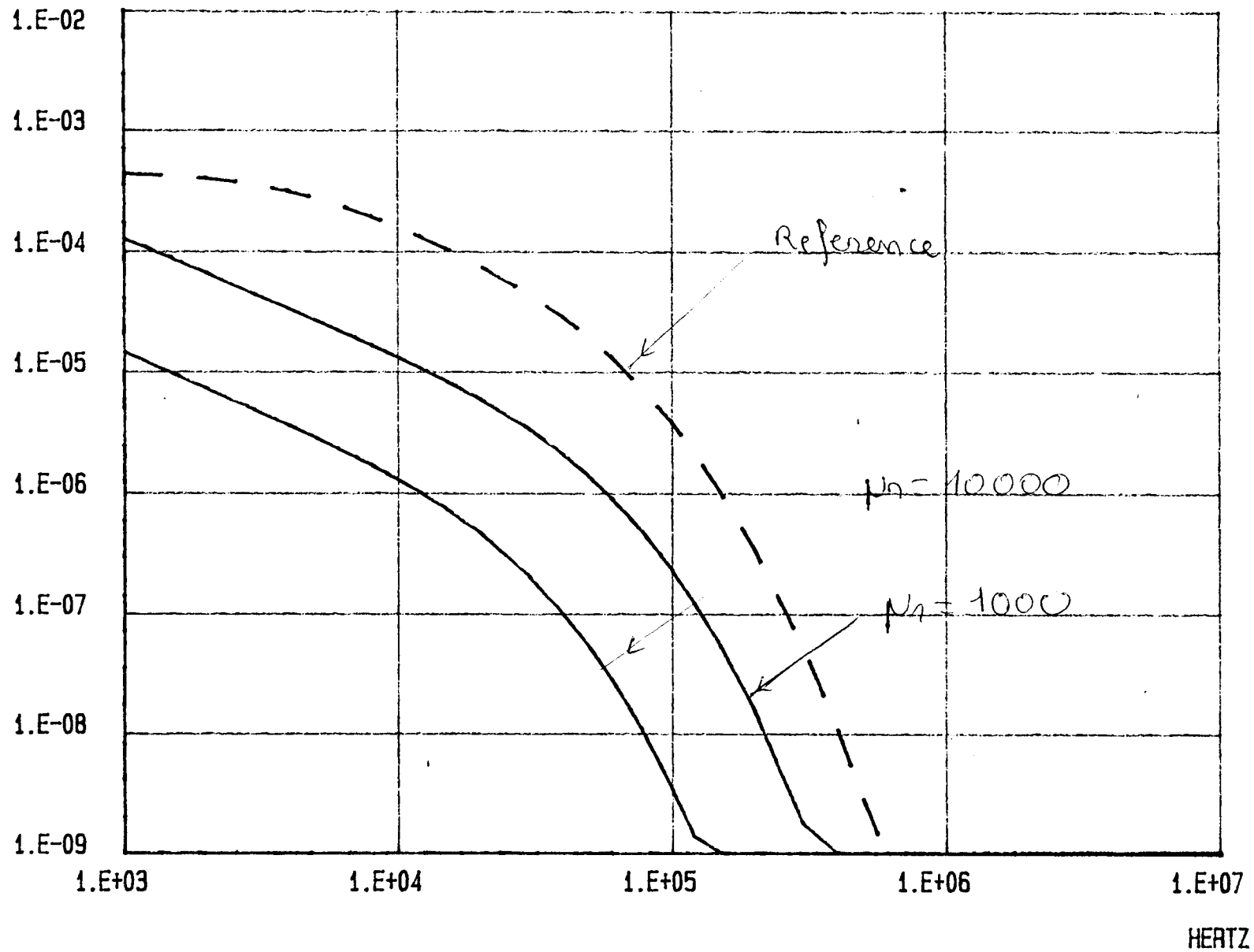


PLANCHE I-2

Cela se traduit par l'apparition d'un courant I_p et d'une tension V_p de mode commun, pouvant pénétrer et perturber les équipements.

On cherche donc principalement à augmenter l'atténuation de la ligne formée par le cylindre en composite et le plan de masse.

Suivant le schéma classique de la théorie des lignes, celle-ci peut être idéalisée par un circuit formé d'une impédance linéïque Z_1 et d'une admittance linéïque Y_1 .

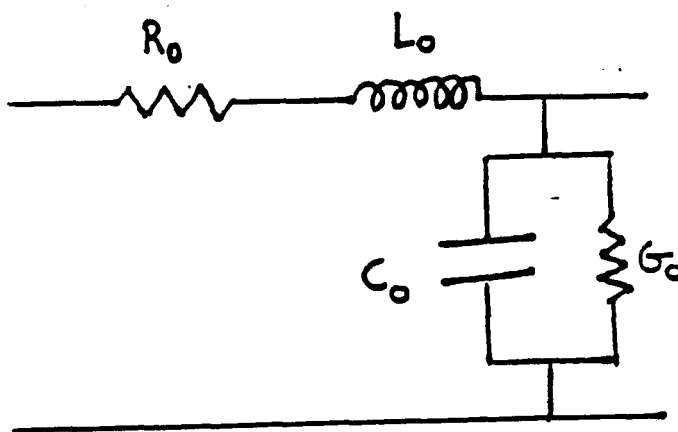
Les paramètres linéïques de la ligne, L_1 (inductance), G_1 (conductance) et C_1 (Capacité) sont proportionnels à $F(r,h)$ fonction de la structure et des dimensions géométriques de la ligne.

Nous obtenons, $L_1 = \mu^* F(r,h)$ et $C_1 = \epsilon^* / F(r,h)$ ce qui donne pour Z_1 et Y_1 :

$$Z_1 = (R_1 + \mu'' F(r,h) \omega) + j \mu' F(r,h) \omega = R_0 + j L_0 \omega$$

$$Y_1 = (G_1 + \epsilon'' / F(r,h) \omega) + j \epsilon' / F(r,h) \omega = G_0 + j C_0 \omega$$

On en déduit le circuit de la ligne équivalente :



(Fig 4')

On remarque en haute fréquence que la résistance linéïque de la ligne est principalement imposée par l'existence du μ'' .

L'atténuation linéique du mode commun peut s'écrire :

$$\alpha \approx \frac{R_o}{2 Z_c} + \frac{1}{2} (G_o) Z_c$$

Z_c est l'impédance caractéristique du mode commun et R_o , G_o des résistances et conductances linéiques. G_o aura peu d'influence car le câble est isolé du plan de masse. C'est donc l'effet de R_o , c'est à dire de μ'' que l'on cherchera à exploiter.

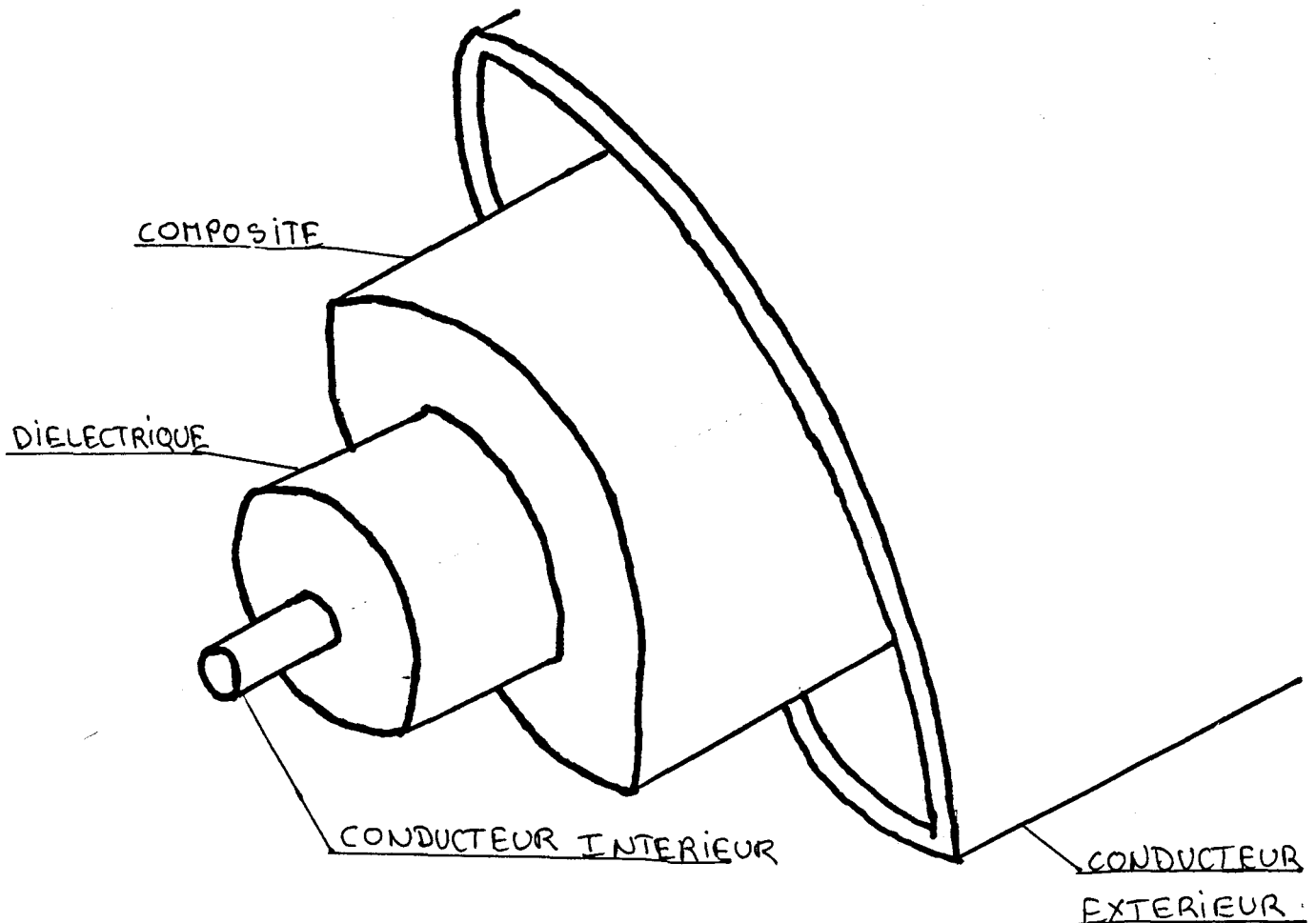
β)*Les câbles coaxiaux dans lesquels l'isolant primaire est composé de couches alternées de diélectrique et de composite. Cette structure se comporte comme un filtre passe bas dont la fréquence de coupure permet de définir la bande passante des signaux transmissibles et de caractériser la partie Haute Fréquence du spectre qui sera atténuée par le câble. (Fig 5)

On peut prendre comme exemple celui d'une transmission par câble à proximité d'un émetteur de télévision. Celui-ci peut induire sur le câble une onde parasite se propageant entre les conducteurs transmettant les signaux utiles (mode différentiel). Si la valeur de la fréquence maximale du spectre représentatif de ces signaux reste bien inférieure à celle de la fréquence porteuse de l'émetteur (500 MHz par exemple), l'utilisation d'un câble dont la fréquence de coupure serait intermédiaire entre ces deux valeurs permettrait d'atténuer le signal Haute Fréquence non désiré.

La bande passante de ces câbles doit pouvoir s'adapter en fonction des signaux à transmettre et de l'environnement perturbé.

La figure 5 présente un exemple de câble à fréquence de coupure. C'est une structure simple composée d'un conducteur interne métallique, d'une couche de diélectrique, d'une couche de composite et d'un conducteur extérieur également métallique.

On verra que l'intérêt de cette structure est de pouvoir faire varier la fréquence de coupure du filtre en fonction de différents paramètres tels que l'épaisseur relative de la couche de composite par rapport à celle du diélectrique ou les caractéristiques électromagnétiques du composite.



(Fig 5)

I2 ∫ PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES DES COMPOSITES

ASPECTS MACROSCOPIQUES ET STATISTIQUES

I2a ∫ LES EQUATIONS DE MAXWELL DANS LA MATIERE .

Avant de s'intéresser aux composites, nous allons d'abord rappeler l'origine des paramètres électromagnétiques dans un matériau homogène.

I2a1 Les champs électriques et magnétiques macroscopiques.[8]

Les milieux matériels peuvent être considérés comme des zones de l'espace vide contenant un nombre énorme de charges électriques microscopiques supposées ponctuelles (noyaux et électrons) placées dans le vide et soumises à des interactions mutuelles (ou extérieures) électriques et magnétiques régies par les équations de MAXWELL microscopiques (Voir annexe 1).

A l'aide d'une théorie classique, on peut décrire les champs électriques et magnétiques Macroscopiques (moyens) existant au sein de ces milieux matériels (Voir annexe 1).

Le moyennage se fait dans un volume $\Delta\tau$ infiniment petit à l'échelle macroscopique et infiniment grand à l'échelle atomique (Dimensions des atomes et molécules par exemple).

De même il se fait dans un intervalle de temps Δt infiniment grand devant les temps caractéristiques à l'échelle atomique (Périodes de vibrations atomiques et moléculaires par exemple)

Nous noterons ces champs :

$$\vec{E}(\vec{R}, t) \text{ et } \vec{B}(\vec{R}, t)$$

\vec{R} est la position du centre du volume $\Delta\tau$ dans un repère lié au milieu matériel.

I2a2 Les équations macroscopiques

A Les sources de champ

Nous pouvons obtenir les valeurs moyennes macroscopiques de la densité volumique de charge ρ_t et de la densité de courant \vec{J}_t résultant du mouvement de ces charges en faisant les mêmes hypothèses que précédemment (Voir annexe 1).

ρ_t et \vec{J}_t sont alors les sources de champs macroscopiques existant au sein de la matière.

Il existe deux types de sources:

* Les sources primaires, créant leurs propres champs indépendamment des autres. On les rencontre en étudiant l'électromagnétisme du vide. Par exemple la distribution de charges libres, à proximité ou à l'intérieur du milieu matériel ou les courants de conduction correspondant à un transfert de charges effectif dans ou à l'extérieur du milieu.

*Les sources secondaires issues de la modification de la structure sous l'action des champs dûs aux sources primaires. Ce sont essentiellement des charges de polarisation ou des courants de magnétisation (Ampériens) provenant de l'induction d'une dissymétrie dans les distributions de charges ou d'une orientation préférentielle de moments permanents existant sous l'action du champ primaire .

C'est l'existence de ces sources secondaires qui caractérise le milieu matériel.

B Equations de MAXWELL macroscopiques dans la matière

On peut ainsi écrire les équations de Maxwell macroscopiques :
(Voir annexe 1)

$$\text{div } \vec{E} = \rho_t / \epsilon_0$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_t + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Equ I-5

\vec{E} et \vec{B} sont les champs électriques et magnétiques macroscopiques définis précédemment.

ρ_t et \vec{J}_t comprennent les charges et courants induits dans le milieu par polarisation et magnétisation ainsi que par oscillation des champs. Ce sont des quantités difficiles à déterminer.

Par la suite, l'introduction de nouveaux vecteurs \vec{D} et \vec{H} nous permettra de nous affranchir de cette difficulté, du moins sur un plan phénoménologique. Les équations de Maxwell ne dépendront plus alors que de charges ou courants accessibles expérimentalement (sources extérieures).

On peut décomposer la densité totale de charge à l'aide d'un développement multipolaire [9]. Celui-ci tient compte des différences d'ordre de grandeur entre les dimensions des constituants élémentaires de la matière et celles des observations macroscopiques.

On obtient :

$$\rho_t = \rho_1 - \text{div}(\vec{P} - \text{div} \vec{Q}) \text{ au deuxième ordre.}$$

ρ_1 est la densité de charges libres dans le volume $\Delta\tau$

\vec{P} le moment dipolaire total somme de tous les moments dipolaires ponctuels \vec{p} appartenant au volume $\Delta\tau$.

\vec{Q} le moment quadrupolaire total, somme de tous les moments ponctuels \vec{q} appartenant à $\Delta\tau$.

Equ I-6

Nous pouvons de même décomposer la densité de courant totale. Dans le cas d'un milieu solide ne possédant pas de molécules polarisées mobiles, celle-ci s'écrit:

$$\vec{J}_t = \vec{J}_1 + \text{rot} \vec{M} + \frac{\partial}{\partial t} (\vec{P} - \text{div} \vec{Q} + \dots) \quad (\text{Equ I-7})$$

\vec{J}_1 est la densité de courant de charges libres dans $\Delta\tau$

\vec{M} est la densité de moment magnétique dans $\Delta\tau$ résultant de la somme des moments magnétiques ponctuels \vec{m} calculés à partir de la distribution moyenne de courant $\vec{J}(\vec{x})$ contenue dans $\Delta\tau$.

Dans l'annexe 2 on donne les moments dipolaires et quadrupolaires électriques ponctuels ainsi que le moment magnétique ponctuel d'une molécule de volume $\Delta\tau = V_{\text{mol}}$.

L'expression de \vec{J}_t fait apparaître l'interdépendance des phénomènes électriques et magnétiques en régime non stationnaire.

Introduisons le vecteur induction électrique \vec{D} :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} - \text{div } \vec{Q} + \dots$$

Equ I-9

De même l'excitation magnétique H :

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M} + \dots$$

Equ I-10

On peut alors réécrire les équations de Maxwell :

$$\text{div } \vec{D} = \rho_1$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J}_1 + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

J_1 et ρ_1 densités de
courants et de charges
libres .

Equ I-11

\vec{E} et \vec{B} sont les champs électriques et magnétiques.

On définira également le vecteur polarisation électrique :

$$\vec{P} = \vec{D} - \epsilon_0 \vec{E} = \vec{P} - \text{div } \vec{Q} + \dots$$

et le vecteur polarisation magnétique :

$$\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{H} = \vec{M} + \dots$$

Equ I-12

I2bJ LES PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES DE LA MATIERE HOMOGENEI2b1 Les paramètres électromagnétiques réels, comportement statique. α La permittivité relative [8][9]

En écrivant l'équation constitutive liant \vec{P} et \vec{E} , on obtient :

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \vec{\epsilon}_0 \vec{\kappa}_e \vec{E} + \epsilon_0 \vec{d} \vec{E} \vec{E} + \dots$$

Equ I-13

Avec \vec{P}_0 , polarisation instantanée. Source de phénomènes pyroélectriques.

$\vec{\kappa}_e$ est le tenseur de susceptibilité et \vec{d} est un tenseur traduisant la non-linéarité c'est à dire que les propriétés électromagnétiques du milieu ne dépendent pas seulement de la première puissance du champ.

Dans la majorité des cas, des considérations pratiques (ordre de grandeur des champs) ou théoriques (symétries du milieu) permettent de la réduire à des relations plus simples.

Si le milieu a des propriétés diélectriques isotropes, le tenseur $\vec{\kappa}_e$ se réduit à un simple scalaire.

Si le milieu est de plus linéaire, nous obtenons :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \kappa_e \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \kappa_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$$

Equ I-14

Soit $\epsilon_r = 1 + \kappa_e$ permittivité relative du milieu.

Si le milieu est anisotrope et linéaire, nous obtenons le tenseur de permittivité :

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 (\delta_{ij} + (\kappa_e)_{ij})$$

Equ I-15

Phénoménologiquement, il existe trois types de polarisation pouvant être induites dans le milieu sous l'action d'un champ extérieur (nous nous limitons dans ce paragraphe aux phénomènes statiques).

La polarisation électronique traduit le déplacement du barycentre des charges positives du noyau et des charges négatives des électrons dans un atome, créant ainsi un dipôle électrique. La susceptibilité électronique en résultant reste très faible.

Au sein d'un réseau cristallin, les ions de charges opposées se déplacent donnant naissance à une polarisation ionique. Dans ce cas, la susceptibilité ionique est également très faible.

Enfin, la polarisation d'orientation se rencontre principalement dans les liquides et les gaz. Les molécules peuvent avoir un moment permanent. Au repos, le mouvement BROWNIEN impose une équipartition spatiale de l'orientation de ces moments, sous l'action du champ excitateur, les dipôles prennent tous une direction privilégiée, provoquant ainsi la polarisation. (la susceptibilité d'orientation de l'eau est de 80 environ)

β la perméabilité relative [8][10]

Le comportement magnétique des milieux matériels se décompose en deux grandes catégories :

- Les comportements de type diamagnétique et paramagnétique donnant une perméabilité relative proche de 1.

- Le comportement de type Ferromagnétique pour lequel la perméabilité relative est souvent très supérieure à 1.

Nous les étudierons toujours séparément.

L'équation I-12 et la troisième équation de MAXWELL (I-11) permettent d'écrire en régime statique :

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 (\vec{J}_1 + \vec{J}_a)$$

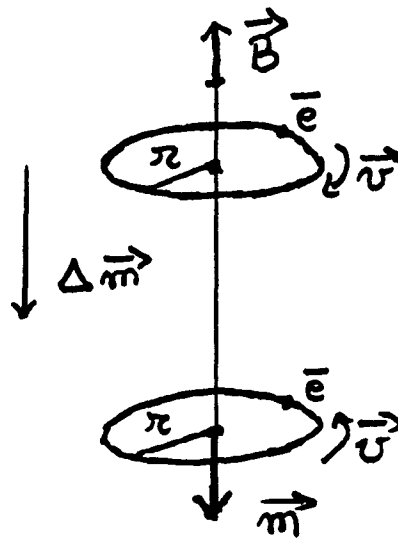
$\vec{J}_a = \text{rot } \vec{M}$ correspond aux courants AMPERIENS volumiques.

\vec{M} est aussi appelé le vecteur aimantation .

$\beta_1)$ Milieux diamagnétiques et paramagnétiques .

-L'atome diamagnétique est un atome dépourvu de moment magnétique permanent. Il apparaît sous l'action d'un champ \vec{B} , un moment magnétique opposé à \vec{B} et proportionnel à celui-ci.

Prenons l'exemple d'un atome à deux électrons appariés, parcourant en sens contraire deux orbites circulaires parallèles. (Fig. 6)



(Fig 6)

Le moment magnétique d'une orbite est exactement compensé par l'autre, d'où le moment magnétique orbital total de l'atome est nul. En appliquant un champ magnétique \vec{B} , il apparaît pour chaque orbite une variation de moment magnétique :

$$\Delta \vec{m} = - \frac{e^2 r^2}{4 m_e} \vec{B} \quad \text{opposé à } \vec{B}$$

D'où l'existence d'un moment magnétique orbital total de $2\Delta\vec{m}$ opposé à \vec{B} et proportionnel à celui-ci.

Une démonstration plus rigoureuse peut être faite à l'aide de la théorie classique de LANGEVIN .(Réf)

-Une substance paramagnétique a la propriété, lorsqu'elle est soumise à un champ \vec{B} de s'aimanter faiblement dans le sens du champ. Il s'agit d'un phénomène d'orientation des moments magnétiques permanents des unités élémentaires de la matière (atomes, molécules, noyaux, électrons de conduction etc....).

Le paramagnétisme des atomes et molécules, régit par la statistique de BOLTZMAN est essentiellement dépendant de la température. Par contre, celui des électrons de conduction, régit par la statistique de FERMI-DIRAC reste constant avec celle-ci.

L'équation constitutive peut s'écrire :

$$\vec{M} = \vec{\kappa}_m \vec{H} + \vec{d}_m \vec{H} \vec{H} + \dots$$

Il n'y a pas de terme d'aimantation spontanée, seuls les cristaux ferromagnétiques possèdent cette aimantation.

$\vec{\kappa}_m$ est la susceptibilité magnétique et \vec{d}_m traduit une non-linéarité totalement négligeable pour des champs suffisamment faibles.

Dans le cas de milieux linéaires et isotropes, le tenseur de susceptibilité se réduit à un scalaire, on obtient :

$$\vec{M} = \kappa_m \vec{H}$$

Expérimentalement, on obtient des valeurs de κ_m très inférieures à l'unité. De plus κ_m est positif pour les milieux paramagnétiques ($< 6.10^{-3}$) et est négatif pour les milieux diamagnétiques. (valeur absolue inférieure à 2.10^{-4}).

Nous aurons alors, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 (1 + \kappa_m) \vec{H}$

Soit la perméabilité magnétique $\mu_r = 1 + \kappa_m$

Si le milieu est anisotrope, nous aurons : $\mu_{ij} = \mu_0 (\delta_{ij} + (\kappa_m)_{ij})$

Avec dans la direction de l'espace correspondant à l'indice i :

$$B_i = \sum_j \mu_{ij} H_j$$

\vec{B} et \vec{H} ont alors des directions différentes .

β_2) Milieux ferromagnétiques.

Les milieux ferromagnétiques sont essentiellement paramagnétiques au dessus d'une température critique appelée température de CURIE. Dans ce cas, les moments magnétiques de spins S des ions de la structure ont des directions aléatoires. Par contre en dessous de cette température, une interaction appelée "interaction d'échange" a tendance à aligner entre eux les moments magnétiques de spin.

Leur état se distingue donc de celui du paramagnétisme par diverses propriétés, entre autre l'existence d'une aimantation spontanée.

Dans la plupart des cas, la température de CURIE est de l'ordre de quelques KELVIN, par contre, celle de quelques substances comme le Fer, le Nickel, le Cobalt ou le Gadolinium est bien supérieure à 273°K (1043 K pour le fer). Ces matériaux sont donc ferromagnétiques à température ambiante.

Dans ce type de matériau, l'aimantation provient essentiellement de l'existence du moment magnétique de spin électronique et de moment magnétique orbital de l'électron.

Un cristal ferromagnétique se divise en domaines où l'aimantation est uniforme dans une des directions privilégiées (WEISS) leurs dimensions vont de quelque μm au mm. L'énergie interne d'un domaine est proportionnelle à son volume. Entre deux domaines successifs, il existe une couche de transition, appelée paroi de BLOCH, dans laquelle la direction d'aimantation passe continuellement de celle d'un domaine à celle du domaine contiguë. En l'absence de champ extérieur, les domaines vont se créer de façon à minimiser l'énergie interne du matériau. L'aimantation résultante du matériau est généralement nulle dans ce cas.

Par contre, la taille des domaines dans lesquels l'aimantation est dans le sens d'un champ excitateur extérieur aura tendance à augmenter au détriment des autres.

Ces milieux sont donc fortement non-linéaires et souvent anisotropes. On ne peut définir qu'une perméabilité différentielle de la forme :

$$\mu(\vec{H}) = \left. \frac{dB}{dH} \right|_H$$

Ce qui impose une direction différente entre \vec{B} et \vec{H} .

La perméabilité des ferromagnétiques sera généralement très grande (10^3 à 10^4) en régime statique.

Cette perméabilité n'est bien définie que si l'on dispose de suffisamment de données sur l'histoire de l'échantillon considéré, c'est à dire si l'on connaît les traitements thermiques, mécaniques et surtout magnétiques qu'il a antérieurement subi (phénomène d'hystérésis).

Si l'on trace la courbe (fig 7) donnant l'aimantation B du matériau en fonction de l'excitation H_{ex} , on observe un cycle d'Hystérésis. Si l'excitation positive est suffisante on atteint l'aimantation de saturation.

Si l'excitation amène le matériau à ses limites de saturation positive et négative, l'expérience est reproductible et toutes les autres courbes d'Hystérésis sont contenues à l'intérieur de celle-ci.

L'aimantation de saturation est fonction de la température. Cette dépendance est d'autant plus sensible que l'on s'approche de la température de CURIE. Dans la suite on supposera que nous nous situons toujours très loin de cette température.

Quand l'excitation s'annule, il existe une aimantation rémanente (les domaines de WEISS n'ont pas repris leurs formes initiales). L'excitation négative qui annule cette aimantation est appelée champ coercitif.

La surface fermée de l'Hystérésis traduit l'énergie magnétique perdue durant un cycle.

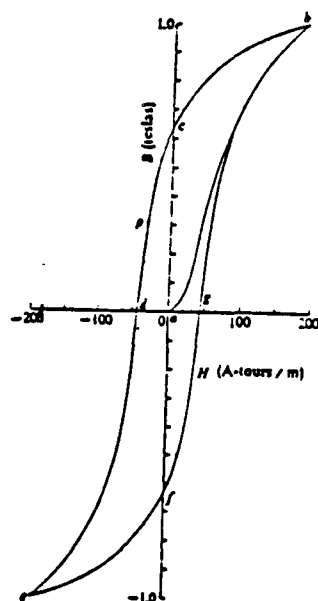
En fait, les parois de BLOCH ne se déplacent pas de façon continue sous l'action de l'excitation variable H . Elles sont régulièrement bloquées par l'existence d'impuretés ou d'imperfections dans le cristal. Pour une amplitude suffisante du champ excitateur elles reprennent leur mouvement. Lorsque la paroi est libérée, le champ est déjà supérieur à celui nécessaire au mouvement libre, le déplacement de la paroi est donc très rapide et il existe alors des champs magnétiques rapidement variables créant des courants d'induction dans le cristal. Ceux ci perdent leur énergie en chauffant le cristal. De plus le déplacement brusque des parois crée une onde sonore emportant de l'énergie. Nous avons décrit ici les phénomènes physiques à l'origine de la perte d'énergie magnétique par hystérésis.

On a montré que si le ferromagnétique se présente sous forme de particules très fines, la possibilité d'un déplacement des parois des domaines est fortement amoindrie, le champ coercitif devient alors très élevé et la perméabilité du matériau diminue.

Si le diamètre des particules est inférieur à $0.1 \mu\text{m}$ il n'existe plus en général qu'un seul domaine.

d: champ coercitif

b: aimantation de saturation



(Fig 7)

γ la conductivité [9]

En régime statique ou quasi-statique, la conductivité caractérise le déplacement de charges libres toutes mues avec la même vitesse \vec{v} (vitesse moyenne au sens de la statistique). Cette conductivité est également fonction d'un temps caractéristique τ , temps moyen de parcourt entre deux collisions des charges libres avec les atomes du milieu.

La mécanique quantique nous enseigne que, pour que ce temps soit bien défini, il faut que:

$$\tau \gg \frac{\hbar}{kT} \quad \begin{array}{l} k \text{ constante de Boltzman, } \hbar = h/2\pi \\ h \text{ constante de Planck.} \end{array}$$

Ce qui donne : $\tau \gg \frac{10^{-11}}{T} \text{ (s)}$ T température en kelvin.

La conductivité traduit la proportionnalité entre la densité de courant \vec{J}_1 et le champ électrique \vec{E} .

I2b2 Les paramètres électromagnétiques complexes comportement dynamique.

L'existence de paramètres électromagnétiques complexes est liée à des phénomènes de résonance apparaissant sous l'action de champs électromagnétiques variables et provoquant l'absorption d'énergie électromagnétique par le milieu.

En ce qui concerne la susceptibilité, qu'elle soit électrique ou magnétique, il n'est pas possible, du point de vue du physicien, de voir sa valeur tendre vers l'infini à la résonance, il doit donc exister une force dissipative amortissant ces résonances et donc absorbant de l'énergie (chocs entre atomes d'un réseau cristallin par exemple). C'est l'existence de cette force que traduit la partie imaginaire de la susceptibilité.

Les phénomènes d'Hystérésis diélectriques et magnétiques (dépense d'énergie pour réarranger les domaines de WEISS par exemple) contribuent également à l'absorption d'énergie électromagnétique.

Il faut donc introduire les notions de permittivité et perméabilité complexes, $\epsilon^* = \epsilon' - i \epsilon''$ et $\mu^* = \mu' - i \mu''$.

α) permittivité complexe équivalente, résonances [9]

α_1) permittivité complexe

On traduit la limitation de la vitesse (donc de l'énergie) des porteurs de charge libre due aux chocs de ceux-ci avec les atomes du milieu, par l'existence d'une force visqueuse proportionnelle à la vitesse des porteurs et inversement proportionnelle au temps de relaxation τ défini précédemment.

Supposons que ce milieu soit excité par un champ électrique uniforme, variable dans le temps (fréquence ω)

La conductivité s'écrit alors :

$$\sigma^*(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + j\omega\tau} \quad \sigma_0 \text{ est la conductivité statique.}$$

Equ I-16

Nous pouvons réécrire les équations de Maxwell sous forme complexe en supposant une variation sinusoïdale des champs et en prenant en compte l'existence de la conductivité complexe :

$$\text{div } \vec{D}_c = \rho_1$$

$$\text{div } \vec{B}_c = 0$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}_c = -i\omega \vec{B}_c$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}_c = \vec{J}_1 + i\omega \vec{D}_c$$

J_1 et ρ_1 densités de courants et de charges libres.

l'indice c indiquant la notation complexe.

$$\text{avec : } \vec{J}_1 = \sigma^* \vec{E}_c, \vec{D}_c = \epsilon^* \vec{E}_c \text{ et } \vec{B}_c = \mu^* \vec{H}_c$$

Equ I-17

$$\text{écrivons : } \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}_c = (\sigma^* + i\omega \epsilon^*) \vec{E}_c = i\omega \left(\epsilon^* - i \frac{\sigma^*}{\omega} \right) \vec{E}_c$$

On voit apparaître le terme $\epsilon_{eq}^* = \epsilon^* - i \frac{\sigma^*}{\omega}$ appelé permittivité complexe équivalente.

$$\text{Cela donne : } \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}_c = i\omega \epsilon_{eq}^* \vec{E}_c$$

$$\text{On peut écrire également : } \epsilon_{eq}^* = \epsilon_0 \epsilon_r^* = \epsilon_0 \left(\epsilon_r' - i (\epsilon_r'' + \sigma^*/\epsilon_0 \omega) \right)$$

Equ I-18

En reprenant la conductivité fréquentielle définie précédemment et en annulant ϵ_{eq}^* on trouve la pulsation de relaxation diélectrique :

$$\omega_0 = \frac{i}{2\tau} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4\tau \sigma_0 / (\epsilon_0 (\epsilon_r' - i\epsilon_r''))} \right)$$

ϵ_r' et ϵ_r'' sont supposés indépendants de la fréquence.

La partie réelle est appelée la fréquence plasma notée ω_p .

Pour un conducteur, ω_p est la pulsation en dessous de laquelle il ne peut y avoir propagation d'onde dans le milieu.

L'introduction de la permittivité équivalente est moins artificielle qu'il n'y paraît.

En effet, la mesure d'un courant en régime non statique revient à mesurer l'ensemble $\vec{J} + \partial \vec{D} / \partial t$ (car c'est l'ensemble qui est à flux conservatif) c'est à dire la permittivité équivalente.

Ce n'est en fait qu'aux fréquences relativement faibles que l'on peut séparer la conductivité et la permittivité, ceux-ci étant alors essentiellement réels.

En haute fréquence, l'amplitude des mouvements moyens des particules libres diminue, elles ne suivent plus les variations du champ excitateur à cause entre autre de leur inertie. La séparation entre particules libres et liées est moins marquée. La contribution des charges libres à \vec{J} diminue et est compensée par la variation temporelle de \vec{D} .

α2) Les résonances

Le phénomène de résonance de la susceptibilité fréquentielle due à la polarisation électronique se situe dans l'ultra-violet lointain.

On montre dans l'annexe 3 son comportement fréquentiel.

Le cas de la polarisation ionique est traité de la même façon et aboutit à la même représentation de la susceptibilité. Les ions étant beaucoup plus lourds que les électrons, la résonance ionique se situe dans l'infrarouge.

L'aspect statistique des phénomènes à l'origine de la polarisation par orientation suggère, pour la susceptibilité, un comportement fréquentiel identique à celui de la conductivité. Dans la matière condensée, on définit le temps de relaxation τ caractérisant le temps moyen entre deux interactions successives entre molécules provoquant la redistribution au hasard des moments dipolaires. Cette susceptibilité diminue fortement avec la fréquence.

Dans la réalité, on mesurera souvent des susceptibilités résultant de la combinaison de ces trois phénomènes.

Aux fréquences inférieures à celles des micro-ondes et dans les matériaux polycristallins tels que certains ferromagnétiques, on rencontre un autre type de polarisation appelé "polarisation interfaciale", l'effet est dû à la structure macroscopique du matériau.

Dans un cristal simple les charges libres peuvent se déplacer, tandis que dans un polycristal ces charges sont attirées par les atomes situés à la périphérie de la maille cristalline, il en résulte une charge d'espace provoquant une distorsion du champ.

Ce phénomène tend à augmenter la permittivité du matériau et bien sûr à diminuer sa conductivité.

β) Perméabilité complexe, résonnances ferromagnétiques

[9][10][11]

Traiter le cas de la perméabilité magnétique s'avère plus complexe. En régime variable, la susceptibilité magnétique des milieux diamagnétiques et paramagnétiques reste négligeable.

Les phénomènes d'absorption ou de dissipation d'énergie se rencontrent principalement dans les ferromagnétiques. Nous avons déjà défini de manière générale ces milieux au paragraphe précédent en particulier, nous avons précisé que le ferromagnétisme est lié à l'alignement parallèle de moments magnétiques de spin.

En fait, dans certains corps, le moment de spin de certains ions est antiparallèle aux autres, c'est le cas d'oxydes magnétiques appelés FERRITES tel que : Fe_3O_4 (composé d'ions Fe^{3+} de moments magnétiques de spin antiparallèles et d'ions Fe^{2+} de moments magnétiques tous parallèles entre eux)

Le ferrimagnétisme décrit les propriétés de l'ensemble des composés représentés par la formule générale : $\text{Me Fe}_3\text{O}_4$.

Me désigne un ou plusieurs métaux bivalent (cuivre, zinc, cadmium, cobalt, nickel)

 β_1) perméabilité complexe des ferromagnétiques

Dans un cas général, l'équation constitutive $\langle \vec{B} \rangle = [\mu] \langle \vec{H} \rangle$ s'écrit à l'aide d'un tenseur défini comme suit :

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu_x^* & -ik^* & 0 \\ ik^* & \mu_y^* & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z^* \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{avec } k^* = k' - ik'' \\ \text{et } \mu_x^* = \mu_x' - i\mu_x'' \end{array}$$

Equ I-19

Le tenseur traduit l'anisotropie existant dans les ferrimagnétiques.

Le terme μ_x^* est la perméabilité que l'on retrouverait dans le cas d'une isotropie des propriétés du moment magnétique dans le matériau ($\mu_x = \mu_z = \mu$).

On peut montrer que :

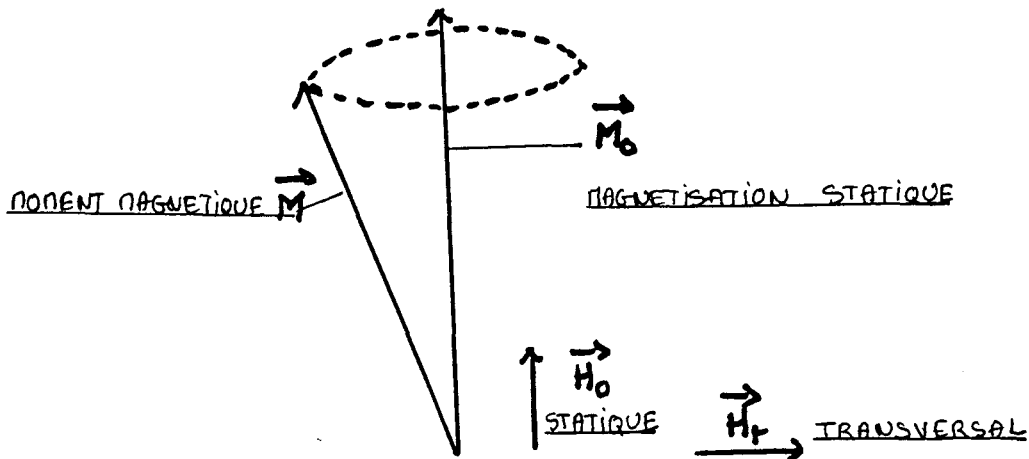
$$\begin{cases} \mu_j'' \geq 0 \\ |k''| \leq \mu_j'' \\ \mu_z'' \geq 0 \end{cases} \quad \text{avec } j = x, y$$

Le terme μ'' traduit essentiellement les termes dûs aux pertes magnétiques dans le matériau.

Ces pertes peuvent être dues au phénomène d'hystérésis déjà expliqué ou à des phénomènes de résonance ferromagnétiques.

β_2) résonnances ferromagnétiques

Le phénomène de résonance est dû à la précession des moments magnétiques de spins soumis à l'action d'un champ électromagnétique. (fig 9). Le moment magnétique tourne autour de la direction du champ magnétique statique. L'énergie du champ magnétique transversal est ainsi fortement absorbé. Il en résulte une valeur importante de la susceptibilité transversale. Si la fréquence du champ électromagnétique est égal à la fréquence naturelle de précession ω_0 , la précession angulaire devient maximale, ω_0 est la pulsation de résonance ferromagnétique.



(Fig 9)

Nous pouvons réécrire les composantes du tenseur défini précédemment :

$$\mu_x = \mu_0 + \chi_{xx} \quad , \quad \mu_y = \mu_0 + \chi_{yy}$$

$$k = -i \chi_{xy} \quad \text{et} \quad \mu_z = \mu_0 \quad (\text{milieu magnétiquement saturé suivant } z)$$

$$\text{avec } M_x = \chi_{xx} H_x + \chi_{xy} H_y$$

M est la magnétisation du matériau

$$\text{et } M_y = \chi_{yx} H_x + \chi_{yy} H_y$$

Equ I-20

On peut montrer que pour un milieu de dimension finie, la fréquence de résonance ferromagnétique n'est plus égale à la fréquence naturelle de précession ω_0 . elle est alors principalement liée à la forme du cristal et, éventuellement, à son anisotropie.

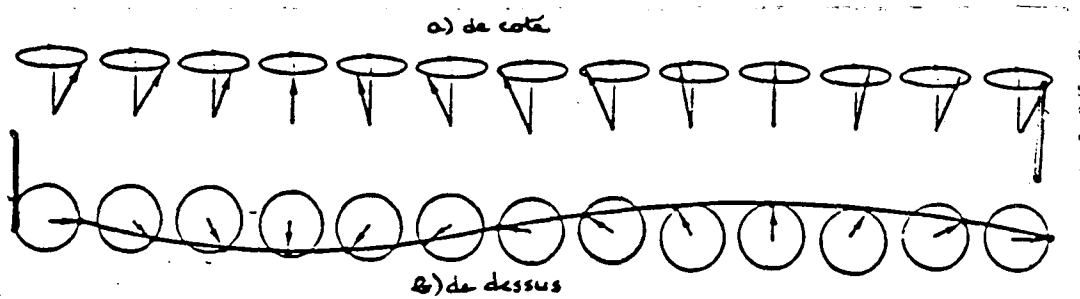
Elle traduit l'amplitude maximale de rotation des domaines de WEISS. (La fréquence correspondante se situe généralement entre 10 MHz et 1 GHz). La valeur de μ' reste faible (entre 100 et 1), μ'' peut atteindre des valeurs élevées à la résonance (de 10^4 à 10^5).

On peut observer un autre type de résonance à une fréquence plus élevée (supérieure au GHz), elle est due à la résonance des parois de BLOCH, les amplitudes résultantes de μ' et μ'' sont généralement plus faible.

On rencontre un dernier type de résonance dans les ferromagnétiques.

Sous l'action d'une excitation extérieure, la direction des moments magnétiques de spin est soumise à un mouvement de précession autour de la direction moyenne d'aimantation globale, et ce à une fréquence ω quantifiée.

Le système de spin a alors un mouvement d'ensemble ayant une forme ondulatoire appelée " Onde de Spin " (Fig 10). En champ excitateur faible, la résonance ferromagnétique aboutit souvent à ce phénomène. De plus, la résonance de celui-ci peut être à l'origine de l'absorption d'énergie magnétique.



(fig 10)

β3) Les polycristaux ferromagnétiques

Les polycristaux ferromagnétiques sont formés de cristaux de différentes dimensions et dont les moments magnétiques sont orientés de façon aléatoire. Ils peuvent être mélangés avec des particules non-magnétiques. Les conditions de résonnance peuvent alors varier d'un cristal à l'autre.

La "théorie des grains indépendants" de SCHLÖMANN [11] permet d'estimer la susceptibilité de ces matériaux.

Le champ démagnétisant de chacun des cristaux est la somme de la moyenne des magnétisations des autres cristaux et du champ démagnétisant des pôles libres existant à la surface du cristal. La susceptibilité effective étant la moyenne des susceptibilités de chacun des cristaux.

I2cJ PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES DES COMPOSITES .ASPECTS STATISTIQUES ET PERCOLATION .

[12][13][15]

Nous nous intéresserons principalement à des composites formés d'une matrice polymère dans laquelle est insérée une poudre ou des fibres de matériau conducteur.

I2c1 Définitions sur les milieux aléatoires macroscopiques.

Un matériau composite tel que défini précédemment, est un milieu hétérogène et désordonné, chaque phase y est répartie de manière aléatoire .

De même ,on y rencontre les désordres de position des éléments constitutifs, ainsi que les désordres de composition dûs à une hétérogénéité de composition sur une échelle grande devant les dimensions atomiques.

Enfin, entre les différentes phases du milieu, les interfaces de contact jouent un rôle très important dans les propriétés des composites (par exemple le contact entre matrice polymère et grains métalliques)

Les propriétés électromagnétiques de ces matériaux seront caractérisées par des paramètres effectifs (Moyennés) définis à l'aide de lois qui conservent la forme qu'elles ont pour des milieux homogènes.

I2c2 La percolation.

On suppose que le composite est une matière en grains, de formes diverses, et appartenant à plusieurs phases. Il existe alors une corrélation dans les positions de ces grains ainsi que dans leurs orientations. D'autres phénomènes physiques (coalescence, agrégation, non-homogénéité) contribuent à l'existence d'un ordre à plus ou moins longue distance.

On peut alors définir une longueur ξ de corrélation. Elle caractérise la dimension moyenne des amas d'une phase noyés dans les autres.

Pour expliquer ce qu'est la percolation, nous prendrons l'exemple d'un mélange isolant-conducteur et nous raisonnerons sur la conductivité. Supposons que l'échantillon ait une dimension spatiale infinie.

la fig 11 représente 3 états du milieu suivant la concentration p de la phase conductrice (noire).

Pour une faible valeur de p (Fig 11 a) nous avons dans le matériau des amas finis de la phase conductrice, isolés les uns des autres. Il ne peut donc y avoir conduction à travers le milieu.

Lorsque p atteint une valeur critique p_c appelée seuil de percolation (fig 11b), il y a apparition d'un amas infini. Un transfert de charge par conduction devient possible.

Lorsque p augmente (fig 11c), l'amas infini se développe et absorbe progressivement les amas finis, pour occuper tout l'espace à $p=1$.

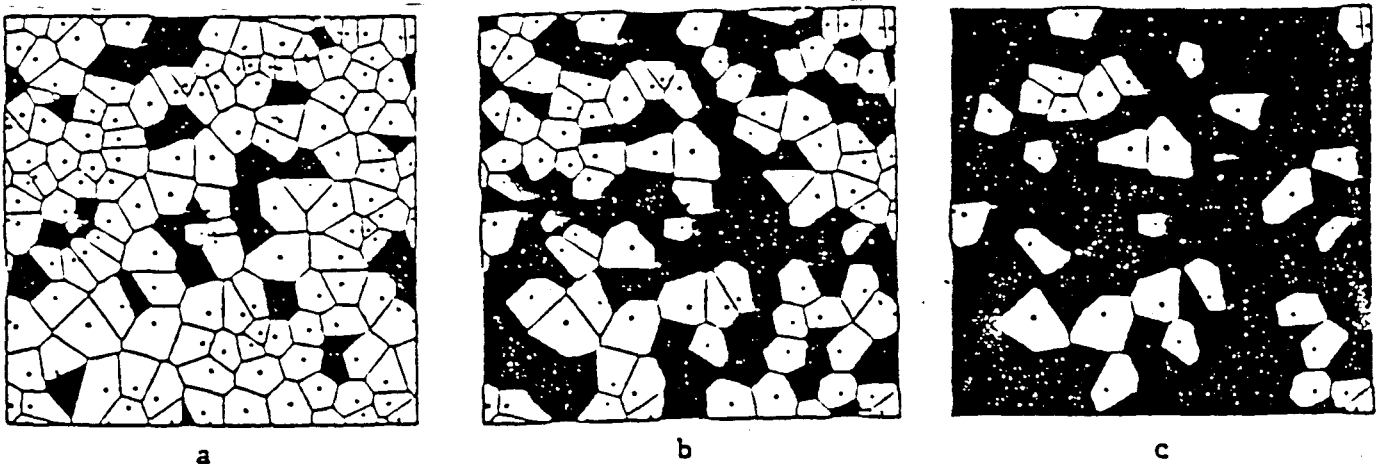


fig 11

La valeur du seuil d'un milieu réel aux dimensions finies, reste proche de celle déterminée pour un milieu infini.

La théorie de la percolation s'attache à décrire le comportement critique du système au voisinage du seuil.

Elle est un exemple simple de transition de phase comparable à celle d'un système magnétique à sa température de Curie. Le rôle de la température est joué par la probabilité p . A la région ferromagnétique correspondent les valeurs de p supérieures à p_c . La probabilité de percolation $P(p)$ c'est à dire la probabilité pour un site d'appartenir à l'amas infini, est l'analogue de l'aimantation $M(T)$.

On peut donc décrire les grandeurs caractéristiques près du seuil comme des lois en puissance.

Par exemple, la longueur de corrélation ξ , longueur caractéristique des amas de taille finie, est proportionnelle à : $|p-p_c|^{-\nu}$

Dans ce type de matériaux intervient, en fait, un double aspect de percolation de sites (exemple : grains conducteurs ou non) et de percolation de liens (exemple: bons ou mauvais contacts entre grains conducteurs).

La qualité des liens dépend à la fois de la présence de films interfaciaux, des rapports de conductance des phases en présence et du contact élastique entre grains (contacts de HERTZ) fonction des pressions appliquées.

Il est donc important de connaître la relation existant entre les propriétés électriques et mécaniques du matériau.

I2c3 Paramètres électromagnétiques effectifs.

I2c31 Comportement statique

Différents modèles ont été développés pour expliquer le comportement électromagnétique des milieux aléatoires. (Clausius, Mossoti, Maxwell, Lorentz, Lorenz).

Le modèle le plus récent est celui du milieu effectif introduit par Bruggeman en 1935 et développé par Landauer en 1952. Il consiste en la détermination d'une valeur moyenne des paramètres électromagnétiques des matériaux composites. [12][15]

Cette théorie permet donc de calculer la permittivité moyenne de milieux hétérogènes et est applicable à la conductivité.

La fig 12 représente un mélange de deux composants de concentration volumique p_1 et p_2 , de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 et de conductivité σ_1 et σ_2 .

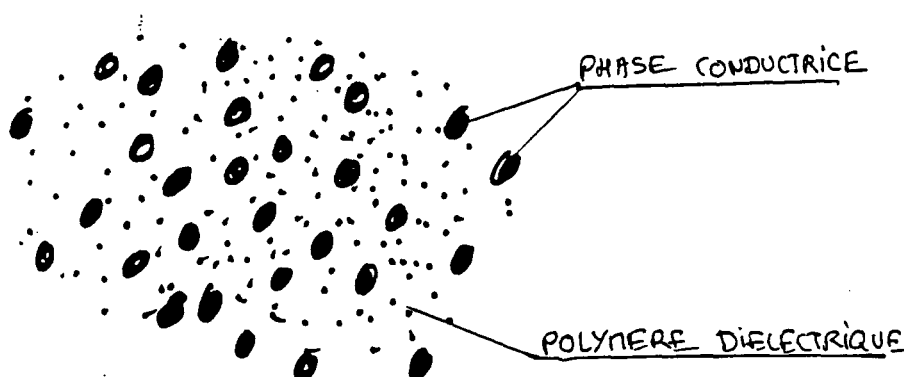


fig 12

En utilisant le modèle exposé ci-dessus, nous pouvons calculer les paramètres effectifs du composite ainsi formé.

Nous aboutissons (Réf 12) aux relations de compatibilité suivantes :

$$p_1 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_m}{\epsilon_1 + 2\epsilon_m} + p_2 \frac{\epsilon_2 - \epsilon_m}{\epsilon_2 + 2\epsilon_m} = 0$$

ϵ_m permittivité effective du composite

et

$$p_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_m}{\sigma_1 + 2\sigma_m} + p_2 \frac{\sigma_2 - \sigma_m}{\sigma_2 + 2\sigma_m} = 0$$

σ_m conductivité effective du composite

Equ I-21

Supposons que le milieu 2 soit un isolant parfait et que le milieu 1 soit un très bon conducteur. Etudions alors le comportement des paramètres effectifs en fonction de la concentration des constituants et estimons le seuil de percolation.

les concentrations des phases en présence sont liées par la relation : $p_1 + p_2 = 1$

Dans tout ce qui suit, nous prendrons comme paramètre variable la concentration de la phase conductrice p_1 .

Pour une conductivité du milieu 2 égale à zéro, on obtient :

$$\sigma_m = \sigma_1 (2p_1 - p_2) / 2 \quad \text{avec } p_1 + p_2 = 1$$

Equ I-22

Physiquement, la conductivité effective σ_m doit rester positive, soit $p_1 \geq p_2/2$. Cette condition impose donc l'existence de σ_m uniquement au delà d'une concentration limite de la phase conductrice.

On peut alors identifier cette limite $p_1 = p_2/2$ comme étant le seuil de percolation p_c , celui-ci est égal à 0.33.

Au voisinage de la percolation, $p_1 \approx p_c$, On peut alors donner une valeur approchée de σ_m :

$$\sigma_m = \sigma_1 (p_1 - p_c) \quad p_1 \geq p_c$$

Equ I-22'

En tenant le même raisonnement sur la permittivité et en faisant tendre celle du métal vers l'infini, on obtient la permittivité effective du milieu considéré :

$$\epsilon_m = \epsilon_2 \left(\frac{1}{p_2 - 2p_1} \right) \quad \text{avec } p_1 + p_2 = 1$$

Equ I-23

ϵ_m doit rester positif ce qui impose la condition $p_2 > 2p_1$. Il y a donc une concentration limite de la phase 'isolant', donnée par $p_2 = 2p_1$, au delà de laquelle la permittivité effective ϵ_m existe. On peut alors l'identifier au seuil de percolation de la permittivité.

Le calcul de ce seuil en prenant comme paramètre variable la concentration de la phase conductrice p_1 donne :

$$p_c = \text{de } 0.33$$

Au voisinage de la percolation, $p_1 \approx p_c$, on peut alors donner une valeur approchée de ϵ_m :

$$\epsilon_m = \left(\epsilon_2 / 2 \right) (p_c - p_1)^{-1} \quad p_1 < p_c$$

Equ I-24

La théorie de la percolation déjà exposée nous permet de décrire le comportement de la conductivité et de la permittivité du milieu au voisinage du seuil.

Dans le cas d'un mélange isolant-conducteur, le comportement de la conductivité peut être décrite à l'aide de la loi :

$$\sigma_m = \sigma_1 (p_1 - p_c)^t \quad p_1 \geq p_c$$

Equ I-25

Avec l'exposant t , de l'ordre de 1.3 à 2D et de 2 à 3D, déterminé grâce à des simulations numériques. Le seuil p_c étant égal à 0.27 .

On remarque que la formule obtenue est quelque peu différente de l'équation approchée I-22'.

I-22 et I-25 décrivent les phénomènes dans des domaines de concentration différentes.

Les deux modèles, percolation et paramètres effectifs se complètent et permettent de bien décrire le comportement des paramètres électromagnétiques de ces composites.

Dans les mêmes conditions, la permittivité relative ϵ' diverge pour p_1 tendant vers p_c par valeur inférieure : [12]

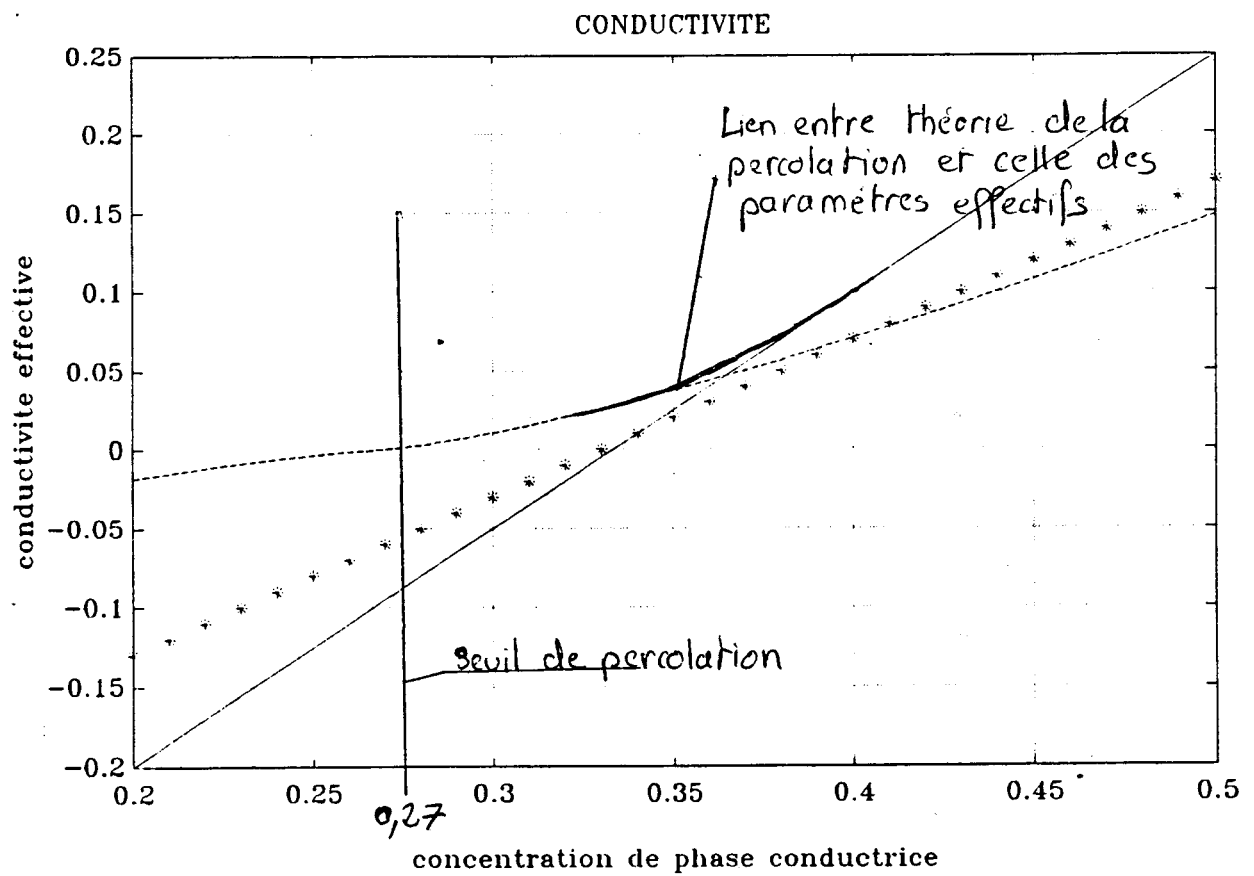
$$\epsilon_m \propto (p_c - p_1)^{-s} \quad p_1 \leq p_c$$

Equ I-26

avec $s=0.65$ et un seuil de percolation de : 0.27

D'où les mêmes conclusions que pour la conductivité.

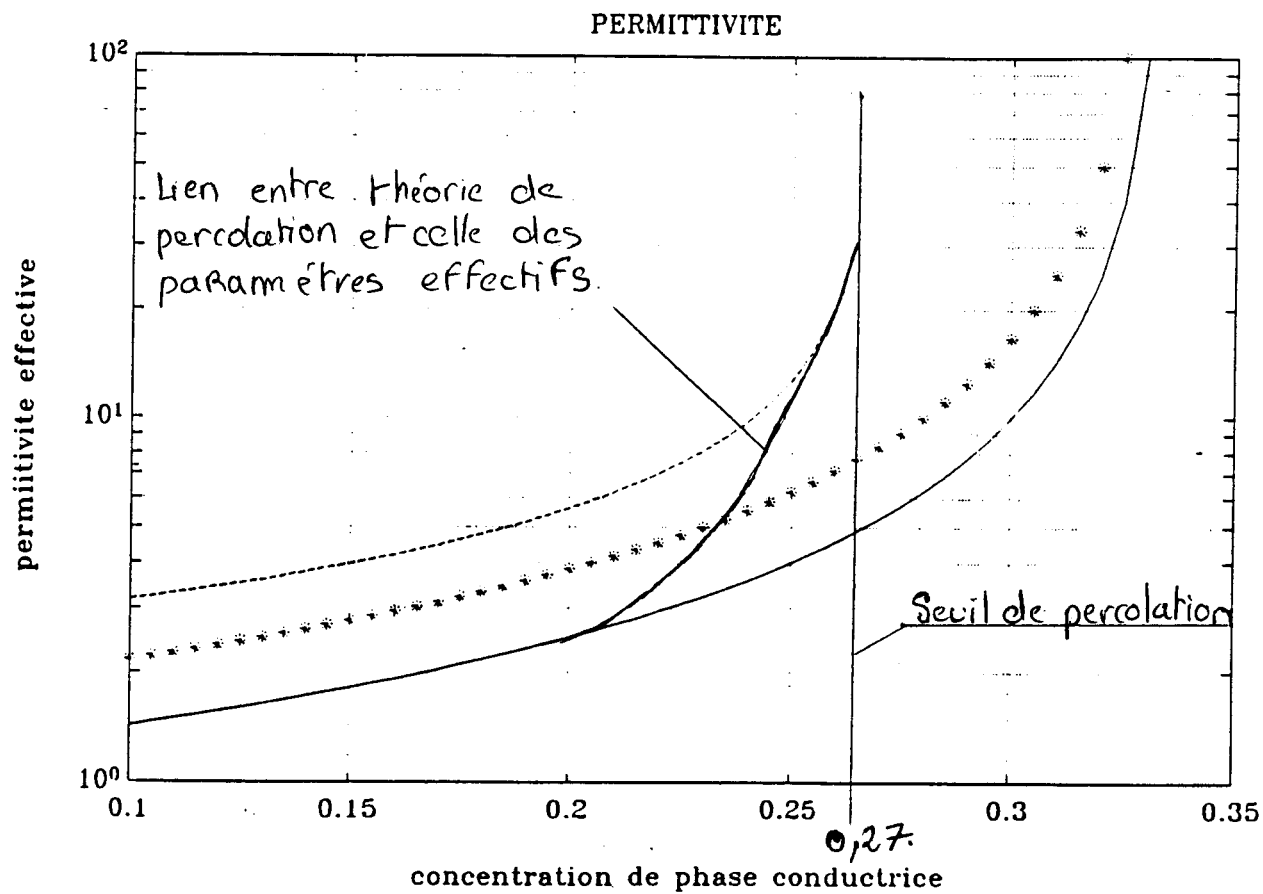
La planche I-3 représente la conductivité en fonction de la concentration de la phase conductrice ($\sigma=1S/m$). En trait plein, la conductivité effective, en trait pointillé la conductivité aux alentours du seuil de percolation $p_c=0.27$ et en trait étoilé celle déterminée au seuil $p_c=0.33$.



Trait plein : conductivité effective

Trait pointillé : conductivité au seuil de percolation $p_c = 0.27$

Trait étoilé : conductivité au seuil $p_c = 0.33$



Trait plein : permittivité effective

Trait pointillé : permittivité au seuil de percolation $p_c = 0.27$

Trait étoilé : permittivité au seuil $p_c = 0.33$

De même la planche I-4 représente la permittivité dans les mêmes conditions.

Nous pouvons décrire la perméabilité effective à l'aide d'une formulation similaire. Cela permet d'expliquer sa valeur relativement faible mesurée avec ce type de matériau. La phase conductrice étant fortement magnétique, on peut procéder comme pour la conductivité et faire tendre μ_1 vers l'infini.

$$\mu_m = \mu_2 \left(\frac{p_1 + p_2}{p_2 - 2p_1} \right) \quad \text{avec } p_1 + p_2 = 1 \\ \text{et } \mu_2 = 1$$

Equ I-27

En dessous du seuil $p_c=0.33$ déjà décrit, μ_m prend des valeurs relativement faibles. Par exemple, pour $p_1=0.25$, $\mu_m = 4$.

Au delà de ce seuil, la perméabilité se comporte essentiellement comme celle de la phase ferromagnétique.

I2c32 Comportement dynamique [14][16][17]

Prenons l'exemple de la conductivité. Son comportement en régime dynamique peut être expliqué à l'aide d'un modèle simple.

Une fourmi se déplace par saut entre les sites actifs des amas finis ou infinis de la phase conductrice.

On définit le temps d'exploration du milieu comme étant la période de l'excitation dépendant du temps. Si ce temps est court, la fourmi ne peut pas faire la différence entre un amas fini et un amas infini, son parcours moyen ne dépend pas de façon critique du seuil.

Au temps long, si $p_1 < p_c$, la fourmi explore l'amas sur lequel elle se trouve, au voisinage de p_c , elle peut passer par saut d'un amas à l'autre et si $p_1 > p_c$, la fourmi peut s'éloigner à l'infini.

Cela permet de comprendre qualitativement le fait que plus l'excitation a une fréquence élevée, moins le composite est sensible au seuil de percolation.

Des chercheurs comme Petr Chylek et Vandanna Srivastava (réf 17) ont montré que la permittivité effective fréquentielle d'un composite isolant-conducteur prend la forme suivante (en supposant que la longueur d'onde reste très grande devant les dimensions des grains) :

$$V_2 \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_m}{\epsilon_2 + 2\epsilon_m} \right) + V_1 \left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_m}{\epsilon_1 + 2\epsilon_m} \right) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 (\epsilon_1 - \epsilon_m) K = 0$$

1 pour le conducteur
2 pour l'isolant

avec $K = \frac{2\pi}{45} \int r^5 n(r) dr$

Equ I-28

V_1 et V_2 sont les volumes occupés par les deux phases.

c est la célérité de la lumière, ω la pulsation.

$n(r)$ caractérise la distribution des rayons r des grains métalliques.

Si les grains ont tous le même rayon r_1 , $n(r)$ se réduit à:

$$n(r) = N \delta(r - r_1)$$

N étant le nombre de grains métalliques par unité de volume.

L'équation I-27 s'écrit alors :

$$V_2 \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_m}{\epsilon_2 + 2\epsilon_m} \right) + V_1 \left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_m}{\epsilon_1 + 2\epsilon_m} \right) + \frac{1}{30} V_1 \left(\frac{\omega r_1}{c} \right)^2 (\epsilon_1 - \epsilon_m) = 0$$

Equ I-29

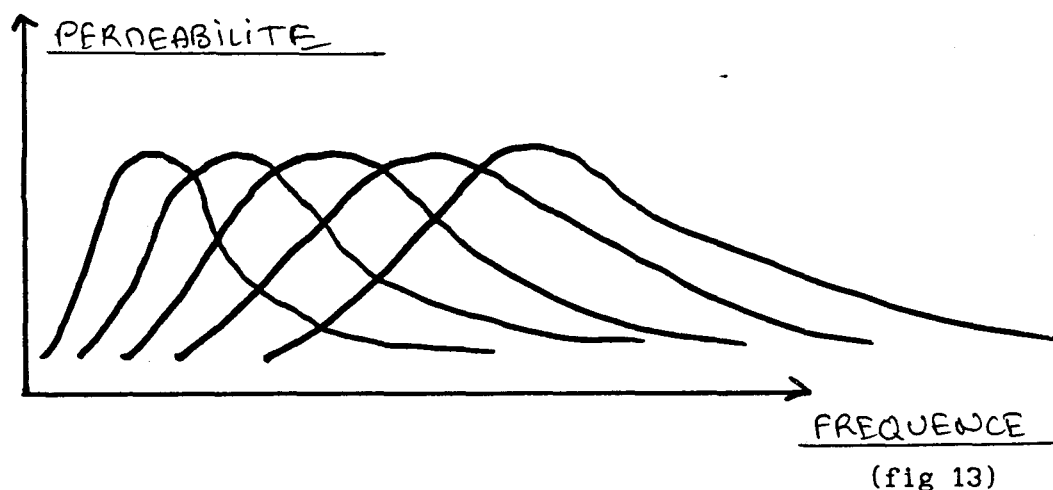
Pour la conductivité, on obtient une équation symétrique de celle de la permittivité.

La perméabilité d'un composite sera non négligeable si le composé noyé dans la matrice polymère est une poudre (ou des fibres) ferromagnétique (ou ferrimagnétique).

Nous avons vu que le nombre de domaines dans ces particules est très réduit, le champ coercitif est très important et la particule n'est pas magnétiquement saturée. La perméabilité d'une de ces particules est donc bien inférieure à celle d'un matériau épais.

Dans ce cas, la théorie de SCHLÖMANN déjà exposée peut être appliquée et permet d'estimer la susceptibilité magnétique effective du matériau. Du fait de la répartition aléatoire des magnétisations et des dimensions des particules, celle ci sera relativement faible. De plus, la résonance étant fonction de la forme et de la taille du grain, chaque particule aura sa résonance propre.

Si l'on considère que le nombre réduit de domaines d'une particule a tendance à diminuer l'amplitude de la résonance et à en augmenter fortement sa largeur, on imagine que la valeur moyenne de la susceptibilité puisse rester pratiquement constante sur une large gamme de fréquence. (Fig 13)



I3 ∫ DEFINITION DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE DE MATERIAUX

I31 ∫ DEFINITION

L'efficacité de blindage décrit la capacité qu'a un matériau ou une structure à s'opposer par réflexion ou absorption à la pénétration ou au passage d'un champ électromagnétique. Ce terme est généralement défini pour une source externe comme étant le rapport de la puissance du champ électrique ou magnétique en un point de l'espace avant et après le placement de la structure en question. Il existe des conditions de contraintes associées à cette définition :[19]

1. Le champ est généré par une antenne dipolaire dont les dimensions sont plus petites que la longueur de l'onde irradiée.
2. La longueur de l'antenne au matériau est plus grande que les dimensions de l'antenne.
3. La longueur de l'onde est grande comparée à celle de l'éventuel support maintenant le matériau.

Le principe permettant de déterminer l'efficacité de blindage des matériaux consiste donc à utiliser un émetteur d'ondes et un récepteur entre lesquels on placera le matériau à étudier. (fig 14)

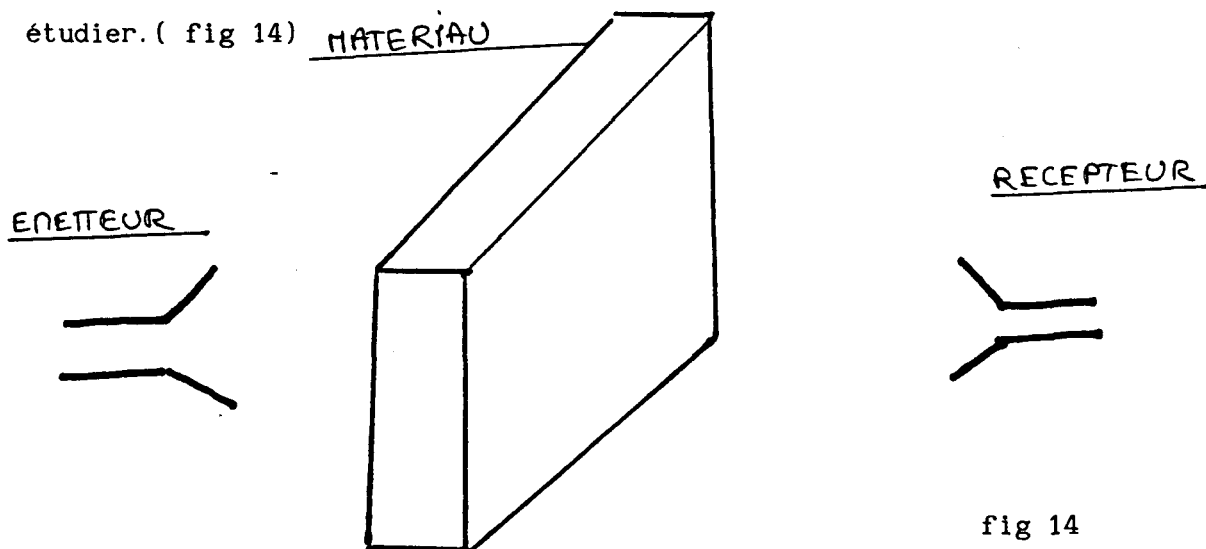


fig 14

L'efficacité de blindage sera alors définie comme étant le rapport

de la puissance du signal reçu en présence de matériau \mathcal{P}_{mt} sur celle reçue sans matériau \mathcal{P}_{mi} .

$$Eb = 10 \log_{10} \left(\frac{\mathcal{P}_{mt}}{\mathcal{P}_{mi}} \right) \quad \text{soit} \quad Eb = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{E_t}{E_i} \right| \right)$$

(Equ I-30)

Pour calculer celle-ci, nous simplifions le problème en le ramenant à celui d'un système formé de 3 milieux séparés par des surfaces planes parallèles et infinies. (fig 15)

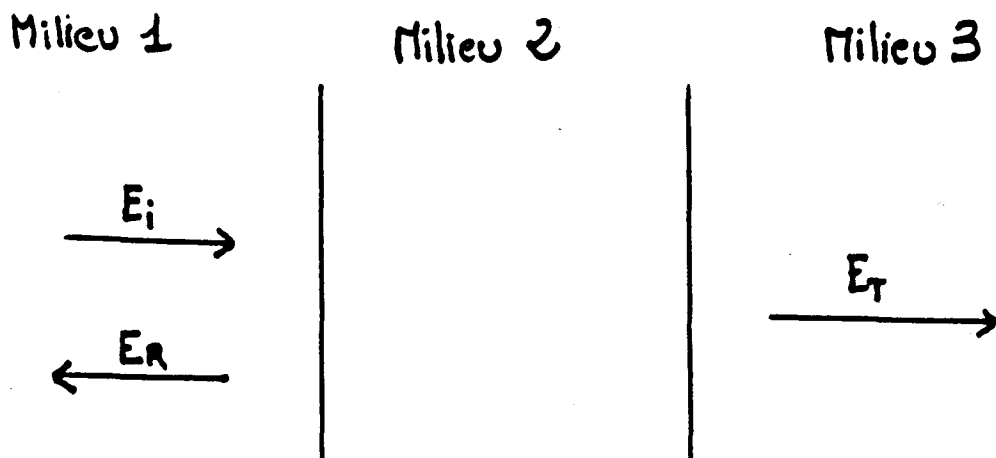


fig 15

Plusieurs approches sont possibles, nous considérerons dans un premier temps les réflexions multiples s'exerçant dans le matériau.

132 J APPROCHE DES ONDES MULTIPLES. [30]

On écrit d'abord les coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces 1 et 2. (Milieux 1 et 3 \rightarrow Air)
pour cela, on définit l'indice relatif du matériau :

$$n = \sqrt{(\mu' - j\mu'')(\epsilon' - j\sigma/\omega)} \quad / \quad \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

(Equ I-31)

le coefficient de réflexion du champ électrique au niveau des interfaces est :

$$\rho_{12} = \frac{n/\mu_r^* - 1}{n/\mu_r^* + 1} \quad \text{et} \quad \rho_{21} = -\rho_{12} \quad (\text{Equ I-32})$$

et le coefficient de transmission aux interfaces:

$$\tau_{12} = \frac{2}{n/\mu_r^* + 1} \quad \text{et} \quad \tau_{21} = n/\mu_r^* \tau_{12} \quad (\text{Equ I-33})$$

avec $\mu_r^* = \mu_r' - j \mu_r''$

La constante de propagation dans le matériau peut être écrite :

$$\gamma = n\omega/c \quad \text{avec} \quad c^2 = 1/\epsilon_0 \mu_0$$

Nous supposons que $\mu_r^* = \mu_r$ pour simplifier l'écriture des équations .

Nous pouvons alors suivre les différentes ondes réfléchies et transmises dans le matériau à partir de l'onde incidente E_i .

L'onde E_r réfléchie est alors égale à :

$$E_r = \rho_{12} E_i \left(1 - \frac{n}{\mu_r} \tau_{12}^2 \exp(-2j\gamma l) \left[1 + \rho_{12}^2 \exp(-2j\gamma l) + \rho_{12}^4 \exp(-4j\gamma l) + \dots \right] \right) \quad (\text{Equ I-34})$$

Les termes entre crochets traduisant les réflexions multiples dans le matériau.

De même le champ E_t transmis est égal à :

$$E_t = E_i \tau_{12}^2 \frac{n}{\mu_r} \exp(-j\gamma l) \left[1 + \rho_{12}^2 \exp(-2j\gamma l) + \rho_{12}^4 \exp(-4j\gamma l) + \dots \right] \quad (\text{Equ I-35})$$

La sommation des réflexions multiples se réduit à une série géométrique dont la limite est :

$$\left[\frac{-1}{\rho_{21}^2 \exp(-2j\gamma l) - 1} \right]$$

En supposant que le matériau soit fortement conducteur et que la fréquence soit basse, l'indice de réfraction et la constante de propagation s'écrivent :

$$n = c\sqrt{-j\mu\sigma/\omega} \quad \text{et} \quad \gamma = \sqrt{-j\mu\sigma\omega} \quad \text{avec } \sigma \gg \omega\epsilon$$

Nous pouvons faire apparaître le terme de profondeur de pénétration égale à : $\delta = \sqrt{2/\omega\mu\sigma}$ soit $\gamma = (1 - j) 1/\delta$ et $n = (j - 1)c/(\delta\omega)$

Si l'épaisseur du matériau est supérieure à la profondeur de pénétration, l'onde est fortement absorbée et le rapport de l'onde transmise à l'onde incidente s'annule. Le rapport de l'onde réfléchie à l'onde incidente est alors :

$$E_r/E_i = \rho_{12} = \frac{(j-1)c/(\delta\omega)-1}{(j-1)c/(\delta\omega)+1} \quad (\text{Equ I-36})$$

Dans les conditions exposées ci-dessus, $\rho_{12} \approx 1$. Ce qui montre que si le matériau est très absorbant, l'énergie de l'onde est entièrement réfléchie par celui-ci.

Lorsque, dans les mêmes conditions $\sigma \gg \omega\epsilon$, l'épaisseur du matériau est très inférieure à la profondeur de pénétration, le rapport E_t/E_i peut s'écrire en supposant que $n/\mu r \gg 1$:

$$E_t/E_i = 1/(1 + \eta_0 \sigma l/2) \quad \text{avec } \eta_0 = 120\pi \quad (\text{Equ I-37})$$

Equation valable pour une conductivité élevée.

I33 APPROCHE PAR ECRITURE DES CONDITIONS DE CONTINUITE. [44]

La deuxième approche consiste à écrire l'équation des champs électriques et magnétiques dans les différents milieux en écrivant les conditions de continuité au niveau de chaque interface.

Dans le milieu 1 on peut écrire:

$$E_1 = E_0 \exp(-jk_1 z - j\omega t) \text{ et } H_1 = -k_1 / \omega \mu_1 E_1$$

(Equ I-38)

et $E_r = E_1 \exp(jk_1 z - j\omega t) \text{ et } H_r = k_1 / \omega \mu_1 E_r$

Dans le milieu 2 interviennent les réflexions sur les deux interfaces :

$$E_2 = [E_{2i} \exp(-jk_2 z) + E_{2r} \exp(jk_2 z)] \exp(-j\omega t)$$

et $H_2 = [-E_{2i} \exp(-jk_2 z) + E_{2r} \exp(jk_2 z)] k_2 / \omega \mu_2 \exp(-j\omega t)$

(Equ I-39)

Dans le milieu 3 :

$$E_t = [E_3 \exp(-jk_3 z - j\omega t)] \text{ et } H_t = -k_3 / \omega \mu_3 E_t$$

(Equ I-40)

La détermination des coefficients E_1, E_{2i} etc.. se fera en écrivant les conditions de passage aux différentes interfaces pour les champs E et H .

Elles sont :

$$\begin{cases} E_1 + E_r = E_2 & \text{en } z=0 \\ H_1 + H_r = H_2 & \text{en } z=0 \\ \text{idem pour } z=1 \end{cases} \quad \text{avec } C_{1j} = \frac{\mu_1 k_j}{\mu_j k_1}$$

Après quelques calculs on obtient :

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(-2k_2 l)}{1 + r_{12} r_{23} \exp(-2k_2 l)}$$

$$\frac{E_3}{E_0} = \frac{1}{(1 + C_{12})(1 + C_{23})} \frac{4 \exp(-j(k_2 - k_3)l)}{1 + r_{12} r_{23} \exp(-2jk_2 l)}$$

(Equ I-41)

$$\text{avec } r_{ij} = \frac{\mu_j k_i - \mu_i k_j}{\mu_j k_i + \mu_i k_j} \quad \text{et } r_{ij} = -r_{ji}$$

Dans notre problème les milieux 1 et 3 sont identiques.

On calcule alors le carré du module des rapports :

$$\left| \frac{E_1}{E_0} \right|^2 = \frac{|r_{12}|^2 |1 - \exp(-2jk_2 l)|^2}{|1 - r_{12}^2 \exp(-2jk_2 l)|^2}$$

et

$$\left| \frac{E_3}{E_0} \right|^2 = \frac{16|C_{12}|^2}{|(1 + C_{12})^2|^2} \frac{1}{|1 - r_{12}^2 \exp(-2jk_2 l)|^2}$$

(Equ I-42)

Nous définissons l'efficacité de blindage comme étant le rapport de la puissance moyenne transmise sur la puissance moyenne incidente exprimée en décibels.

Nous avons $\mathcal{P}_{mt} \% |E_3|^2$ et dans les mêmes proportions $\mathcal{P}_{mi} \% |E_0|^2$.

On obtient :

$$\frac{P_{mt}}{P_{mi}} = \left| \frac{E_3}{E_0} \right|^2 \quad (\text{Equ I-43})$$

L'efficacité de blindage sera alors :

$$EB_{db} = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{E_3}{E_0} \right| \right) \quad (\text{Equ I-44})$$

Nous écrivons alors :

$$EB_{db} = -20 \log_{10} \left(\frac{|(1+C_{12})|^2}{4 |C_{12}|} |1 - r_{12}^2 \exp(-2jk_2l)| \right)$$

$$\text{posons } EB_{db} = -20 \log_{10} (K) \quad (\text{Equ I-45})$$

Supposons que l'épaisseur du matériau soit très inférieure à la profondeur de pénétration :

$$|2jk_2l| \ll 1 \quad (\text{Equ I-46})$$

$$\text{Alors } \exp(-2jk_2l) = 1 - 2jk_2l \text{ (1er ordre)}$$

Les milieux 1 et 3 sont de l'air, $k_1 = \omega/c$ et $\mu_2/\mu_1 = \mu_{r2}$ la perméabilité du milieu 2.

On obtient :

$$K = \left| 1 + j \frac{(1-C_{12})^2}{2} \frac{\mu_{r2} \omega}{c} \right| \quad (\text{Equ I-47})$$

$$k_2 \text{ est défini comme } k_2 = (-j\omega\mu_2(\sigma_2 + j\omega\epsilon_2))^{1/2} \text{ avec } C_{12} = \frac{c k_2}{\omega \mu_{r2}}$$

Supposons que $|k_2| \gg \frac{\omega \mu_{r2}}{c}$ soit $|C_{12}| \gg 1$. Cette condition impose que $\sigma_2^2 \gg \omega^2 \epsilon_0^2 (\mu_{r2}^2 - \epsilon_{r2}^2)$.

Aux fréquences suffisamment basses et pour une conductivité relativement élevée ($>1\text{S/m}$) on peut encore écrire :

$$\sigma_2 \gg \omega \epsilon_2 \text{ soit } k_2 = \sqrt{-j\omega\sigma_2\mu_2} \quad (\text{Equ I-48})$$

dans ce cas, $\sigma_2 \gg \omega\mu_{r2}\epsilon_0$ assure $|C_{12}| \gg 1$.

On obtient alors après quelques simplifications :

$$K = \left| 1 + \frac{1}{2} \eta_0 \sigma_2 \right| \text{ avec } \eta_0 = 120\pi \quad (\text{Equ I-49})$$

Toujours en supposant que la profondeur de pénétration est très supérieure à l'épaisseur du matériau, considérons le cas où la conductivité est négligeable même devant $\omega\epsilon_r$. Nous aurons alors :

$$K = \left| 1 + j \frac{(\mu_r - \epsilon_r)^{1/2} \omega}{2c} \right| \quad (\text{Equ I-50})$$

Ce qui montre dans ce cas un comportement fréquentiel de l'efficacité de blindage en fonction de ϵ_r symétrique de celui fonction de μ_r . De plus, si $(\mu_r - \epsilon_r)^{1/2} \omega/2c$ est « 1, $K \approx 1$ et l'efficacité de blindage est nulle.

I34 ∫ EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN MATERIAU DE CONDUCTIVITE ELEVEE ET NOTION D'EFFICACITE DE BLINDAGE REFERENCEE.

[21][22]

On déduit de l'équation I-49 l'efficacité de blindage correspondante (Equ I-51) pour un matériau de conductivité importante et d'épaisseur faible devant la longueur d'onde.

Nous allons établir les limites d'utilisation de cette formule, imposées par nos approximations (Equ I-46) et (Equ I-48) :

D'après (Equ I-48), si $\epsilon_{r2} > \mu_{r2}$ alors:

$$\sigma_2 \gg \omega \epsilon_0 \epsilon_{r2} > \omega \epsilon_0 \mu_{r2} \quad \text{La condition sur } \sigma_2 \text{ est :}$$

$$2\pi f \epsilon_2 \ll \sigma_2$$

$$\text{De plus :} \quad |k_2| \ll \frac{1}{2l} \quad \text{soit } \sigma_2 \ll \frac{3 \cdot 10^8}{4\pi} \frac{1}{\frac{1}{\mu_{r2}} f}$$

$$\text{on obtient :} \quad f \ll \frac{2.7 \cdot 10^9}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{\mu_{r2}} \epsilon_{r2}}} \quad (\text{Equ I-50'})$$

Si l'on travaille avec des matériaux peu épais par exemple $l=10^{-2}m$ alors :

$$f \ll (4.3 \cdot 10^9 / \mu_{r2} \epsilon_{r2}) \text{ HERTZ}$$

D'après (Equ I-48), si $\mu_{r2} > \epsilon_{r2}$ alors:

$$\sigma_2 \gg \omega \epsilon_0 \mu_{r2} \gg \omega \epsilon_0 \epsilon_{r2}$$

$$\text{et } 2\pi f \epsilon_0 \mu_{r2} \ll \sigma_2 \quad \text{soit} \quad f \ll \frac{2.7 \cdot 10^9}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\mu_{r2}^2}}$$

$$f \ll (4.3 \cdot 10^9 / \mu_{r2}^2) \text{ HERTZ} \quad (\text{Equ I-50''})$$

L'existence d'une perméabilité relative élevée ou d'une permittivité relative élevée peut limiter aux fréquences très basses l'utilisation de la formule établie. Il convient donc d'être prudent quant à son utilisation.

Dans la réalité du laboratoire il est difficile d'obtenir les conditions idéales présentées ci-dessus. Aussi doit on toujours veiller à ce que nos mesures restent dans le cadre des conditions de contraintes exposées au début du paragraphe.

Remarquons qu'en aucun cas la détermination de l'efficacité de blindage d'un matériau ne peut être une mesure absolue du fait de la dépendance de celle-ci avec l'épaisseur du matériau.

Toutefois, nous proposons la définition d'une " EFFICACITE DE BLINDAGE REFERENCEE " dans la mesure où les conditions (Equ I-46) et (Equ I-48) sont respectées.

Appelons l_0 l'épaisseur de référence. Soit une mesure effectuée sur un matériau d'épaisseur l .

(Equ I-49) donne :

$$EB_{db} = -20 \log_{10} \left(1 + \frac{1}{2} \eta_0 \sigma_2 l \right) \quad (\text{Equ I-51})$$

Avec l'épaisseur de référence, nous aurions :

$$EB_{db}^r = -20 \log_{10} \left(1 + \frac{1}{2} \eta_0 \sigma_2 l_0 \right)$$

En combinant les deux équations on obtient :

$$EB_{db}^r = 20 \log_{10} \left(1 + \frac{l_0}{l} \left(\frac{E_r}{E_i} - 1 \right) \right)$$

L'expérience a montré que l'épaisseur moyenne des matériaux est de l'ordre du cm. Nous suggérons donc de prendre comme épaisseur de référence $l_0 = 1 \text{ cm}$.

Toute autre épaisseur sera donc exprimée en cm .

$$EB_{db}^r = 20 \log_{10} \left(1 + \frac{1}{l} \left(\frac{E_r}{E_i} - 1 \right) \right) \quad (\text{Equ I-52})$$

Une autre technique permet d'obtenir l'efficacité de blindage de matériaux. Elle consiste en l'utilisation d'un guide d'onde, généralement coaxial, dans lequel la propagation de l'onde plane peut être perturbée par la présence du matériau. (Fig 16).

L'existence d'une onde plane nous permettra d'utiliser le formalisme exposé ci dessus.

Nous développerons plus en détail cette technique dans le chapitre suivant.

I35 COMPORTEMENT EN FONCTION DES PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES

Nous avons tracé sur la planche I-5 le comportement fréquentiel de l'efficacité de blindage d'un matériau d'épaisseur 3mm dont la conductivité varie :

Courbe 1 , $\sigma = 1.e-2$ S/m

Courbe 2 , $\sigma = 1.$ S/m

Courbe 3 , $\sigma = 1.e2$ S/m

courbe 4 , $\sigma = 1.e3$ S/m

Les paramètres ϵ_r et μ_r sont égaux à 1 et $\mu_r'' = 0$.

Les courbes 1 2 et 3 montrent une Efficacité de Blindage constante avec la fréquence en accord avec l'équation I-51.

Sur la courbe 4, au delà de $f=1.e8$ Hz, la condition I-46 n'est plus respectée. L'épaisseur du matériau n'est plus négligeable devant la profondeur de pénétration.

La planche I-6 montre l'Efficacité de Blindage obtenue pour un matériau de même épaisseur que précédemment, de conductivité nulle et dont on a fait varier ϵ_r , μ_r et μ_r'' .

La courbe 1 : $\epsilon_r=10$ ou $\mu_r=10$.

La courbe 2 : $\epsilon_r=50$ ou $\mu_r=50$.

La courbe 3 : $\epsilon_r=100$ ou $\mu_r=100$.

La courbe 4 : $\mu_r''=100$

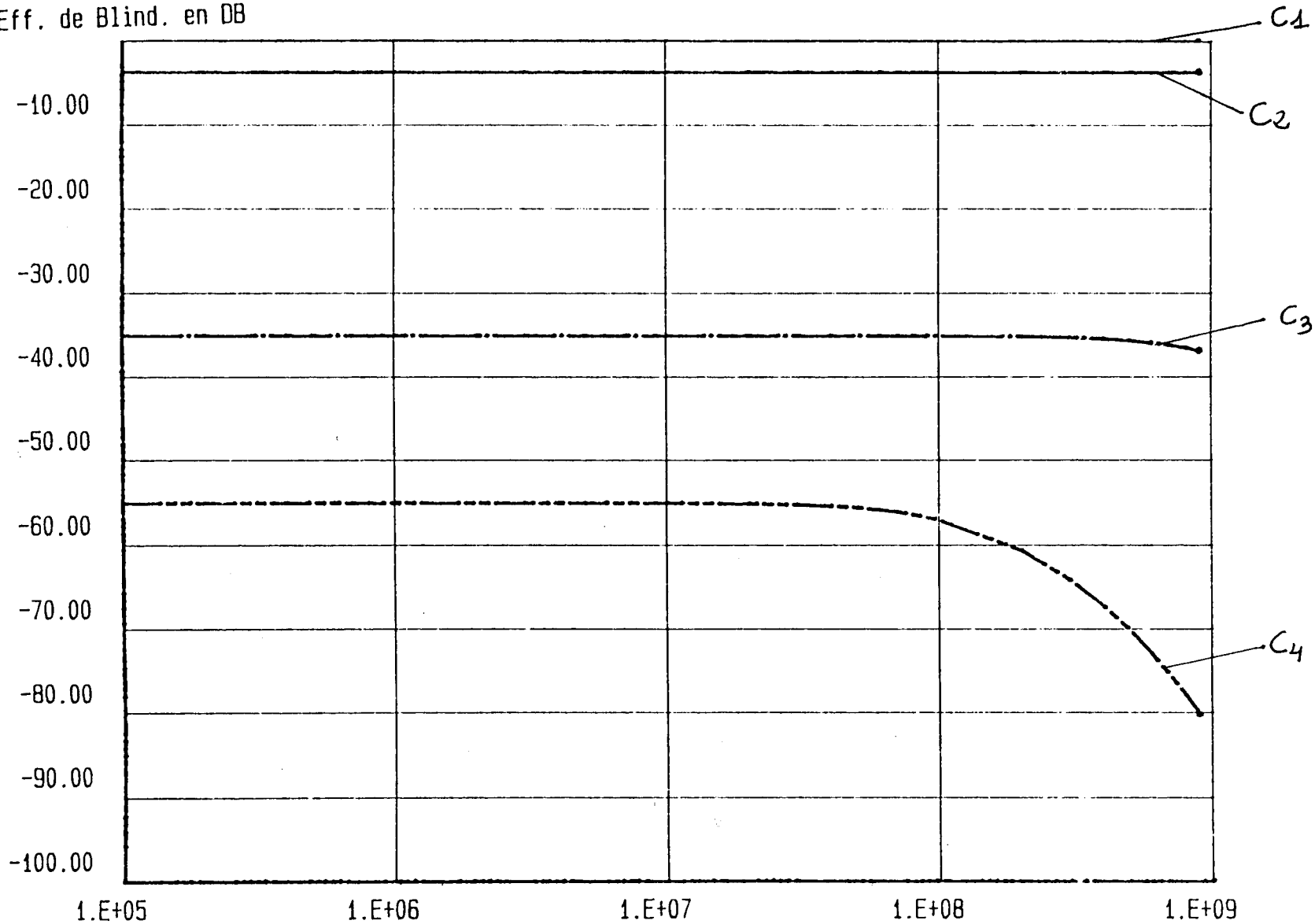
Nous observons des courbes identiques pour des paramètres ϵ_r et μ_r identiques. Ce qui est logique car la conductivité étant nulle, le comportement est donné par l'équation I-50".

On remarque (courbes 2 et 3) que le terme imaginaire de l'équation I-50" devient non négligeable pour $f>1.e8$.

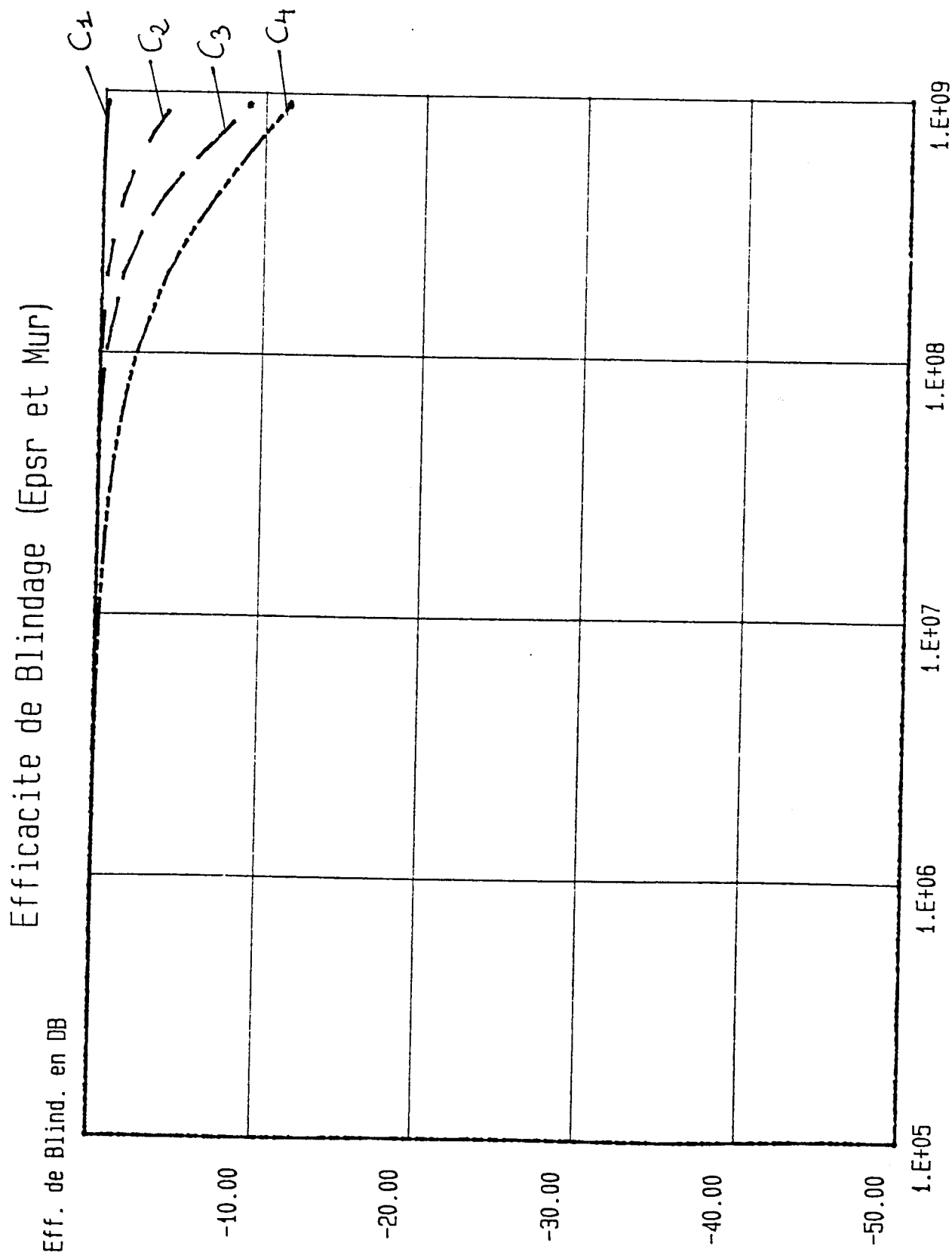
La courbe 4 montre que la perméabilité seconde égale à 100 a une influence importante sur l'efficacité de blindage. Par contre une simulation effectuée avec $\mu_r'' = 1$ a donné une Efficacité de Blindage négligeable sur toute la gamme de fréquence considérée.

Efficacite de Blindage (conductivite)

Eff. de Blind. en DB



Frequency Hz



La planche I-7 représente le comportement fréquentiel de l'Efficacité de blindage d'un matériau d'épaisseur 3mm et de conductivité $\sigma = 1.e2 \text{ S/m}$:

Courbe 1 : $\epsilon_r=10$ ou 50

Courbe 2 : $\mu_r=10$

Courbe 3 : $\mu_r=50$

Courbe 4 : $\mu_r''=1$

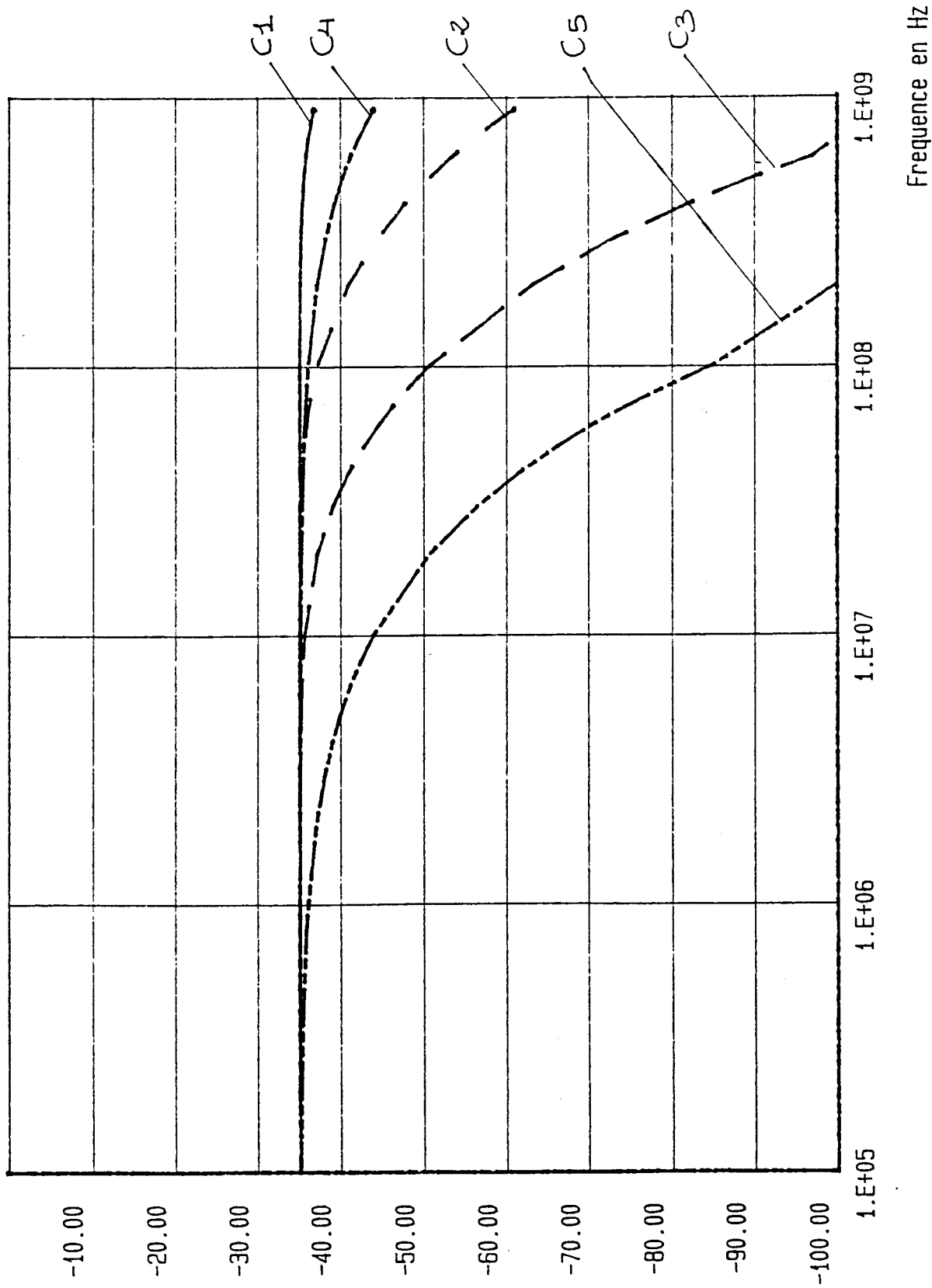
Courbe 5 : $\mu_r''=100$

La courbe 1 montre que ϵ_r n'a pas d'influence dans la gamme de fréquence considérée. Cela s'explique par le fait que la condition I-48 est toujours respectée dans cette gamme. Par conséquent l'Efficacité de Blindage reste indépendante de ϵ_r .

Les courbes 2 et 3 montrent l'influence de μ_r . Au delà de $f=1.e8$ pour la courbe 2 et de $f=1.e7$ pour la courbe 3, la condition I-46 sur la profondeur de pénétration n'est plus respectée.

Les courbes 4 et 5 montrent l'influence importante que peut avoir la perméabilité seconde sur l'efficacité de blindage. Une valeur de $\mu_r''=100$ fait chuter très vite l'Efficacité de Blindage.

Efficacite de Blindage (conductivite, Epsr et Mur)
Eff. de Blind. en DB



CHAPITRE II

-o-o-o-o-o-o-o-o-o-

IIJ INTRODUCTION (p60)

1ERE PARTIE : DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES

III J MESURES DANS LE DOMAINE BASSES FREQUENCES

II11J MESURE DE PERMITTIVITE ET CONDUCTIVITE, METHODE CAPACITIVE

- α) Principe de la méthode (p61)
- β) Conception et caractérisation de la cellule. (p62)
- γ) Résultats obtenus sur divers matériaux. (p64)
 - Diélectriques
 - Composites

II12J MESURE DE PERMEABILITE, METHODE INDUCTIVE

- α) Principe de la mesure (p66)
- β) résultats (p68)

II2 J MESURES EN HAUTES-FREQUENCES

II21J CELLULE COAXIALE TEM

- II21a) principe de la méthode (p70)
- II21b) description de la cellule. (p71)
- II21c) Modélisation de la cellule, caractérisation. (p72)
 - α) Equations des lignes
 - β) Entretoises (p74)
 - γ) Têtes (p74)
 - δ) Modélisation, influence des paramètres électromagnétiques. (p76)
- II21d) Mesures aux fréquences basses. (p79)
 - α) Court-circuit
 - β) Circuit-ouvert (p82)

II21e) Mesures aux fréquences hautes. (p83)

α) Principes

β) Résultats obtenus sur les matériaux (p85)

-Diélectrique

-Composites (p86)

II22 J EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CABLE FABRIQUE A L'AIDE DE
COMPOSITES .

α) Description des éprouvettes (p88)

β) expérimentation (p89)

2IEME PARTIE : DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE

II31) PRINCIPE DE LA MESURE (p92)

II32) RESULTATS OBTENUS (p95)

II.5 INTRODUCTION

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la détermination de l'efficacité de blindage d'une structure fabriquée à l'aide de composites nécessite la connaissance des propriétés électromagnétiques de ces matériaux.

Elles se caractérisent par trois paramètres fondamentaux, déjà exposés dans le premier chapitre. Ce sont la permittivité relative, la perméabilité relative et la conductivité.

Les méthodes qui nous ont permis d'obtenir ces paramètres sur une gamme de fréquence assez large, allant de quelques kilohertz jusqu'à presque un gigahertz sont fonction de la fréquence de la mesure.

La gamme de fréquence se divise en deux parties principales :

- De 1 KHz à 1 MHz, des mesures de capacité et d'inductance à l'aide de ponts de wheatstone et Maxwell ont permis d'obtenir les paramètres recherchés avec une bonne précision.

- De 1 MHz à 1 GHz, nous avons employé un guide coaxial, sur la base de la norme ASTM, développé et fabriqué au laboratoire. Pour les matériaux de faible conductivité ($\leq 1\text{S/m}$) des mesures de réflectométrie nous ont permis d'obtenir les paramètres électromagnétiques avec une bonne précision.

Pour les autres matériaux (conductivité $> 1\text{S/m}$), des mesures directes d'efficacité de blindage à l'aide de cette même cellule se sont avérées nécessaires.

Nous divisons donc ce chapitre en deux grandes parties, dans la première nous exposons les méthodes de mesure de paramètres électromagnétiques et dans la seconde celles permettant d'obtenir l'efficacité de blindage de matériaux.

Nous présentons les résultats obtenus avec ces différentes méthodes et nous montrons l'amélioration de l'impédance de transfert obtenue sur un câble éprouvette fabriqué avec des composites.

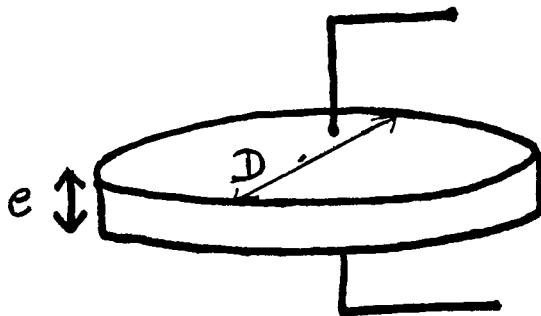
1ERE PARTIE : DETERMINATION DES PARAMETRES ELECTROMAGNETIQUES

III 1 MESURES DANS LE DOMAINE BASSES FREQUENCES

III11 MESURE DE PERMITTIVITE ET CONDUCTIVITE, METHODE CAPACITIVE

α) Principe de la méthode

Considérons un disque de matériau de diamètre " D " et d'épaisseur " e ", ce disque peut être interposé entre les armatures métalliques d'un condensateur. (Figure II-1)



(Figure II-1)

L'admittance " Y " entre les points de contact A et B peut être facilement représentée par un circuit comprenant une capacité " C " et une conductance " G " en parallèle.

Si l'épaisseur " e " de l'échantillon est petite par rapport au diamètre " D ", on peut relier assez simplement C , et G aux paramètres géométriques et surtout à la conductivité σ et la perméabilité relative ϵ_r du matériau.

Si l'on néglige les effets de bord, la capacité C et la conductance G s'écrivent en première approximation :

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\pi D^2}{4e}$$

$$G = \sigma \frac{\pi D^2}{4e} \quad (\text{Equ II-1})$$

Dans la réalité, Le diamètre des armatures sera par construction inférieur à celui de l'échantillon, aussi les effets de bord pourront être non négligeables.

On peut montrer [23] que la correction due aux effets de bord se ramène à l'adjonction d'une capacité C_b à C. C_b est alors donnée par l'équation suivante :

$$C_b = P(-0.089 + 0.02\varepsilon_r + 0.06\log_{10}(P/e))$$

P est le périmètre de l'échantillon et e son épaisseur.
Ils sont exprimés en centimètre. C_b est alors donné en pF.

La capacité que l'on mesure devient alors :

$$C_m = C + C_b \quad \text{soit} \quad C = C_m - C_b$$

De même, l'angle de perte D est donné par :

$$D = \frac{\omega C}{G}$$

On montre [24] que la correction due aux effets de bord est :

$$D = \frac{C_m D_m}{C}$$

β) Conception et caractérisation de la cellule.

Nous avons représenté la cellule de mesure blindée sur la planche II-1. Le blindage évite les perturbations dues aux couplages électriques avec l'environnement de la cellule.

Une des armatures, fixe, est en contact avec le corps de la cellule lui-même circulaire. L'autre armature est reliée à une tête taraudée dont le pas est de 1mm/tour. Celle ci permet de régler la pression exercée sur les armatures garantissant un bon contact avec l'échantillon.

La cellule est connectée à l'instrumentation par l'intermédiaire d'une embase "BNC".

La mesure de l'admittance se fait à l'aide d'un pont de mesure (SIEMENS K277) couvrant la bande de fréquence 30 Hz - 1.6 MHz dont la sensibilité peut être évaluée à quelques pF. pour les capacités et inférieure au μmho pour les conductances.

Pour caractériser la cellule, nous avons fait une mesure à vide de la capacité et apporté les corrections nécessaires dues au couplage des armatures avec le blindage.

En effet, la planche II-2 montre la mesure effectuée à vide pour une fréquence de 10 KHz. Les courbes théoriques et mesurées sont très éloignées.

On peut montrer [24][25] que la capacité à vide C_V mesurée est la somme de la capacité théorique C_v et d'une capacité parasite C_p variant avec l'épaisseur e .

On montre que C_p est en fait indépendante du diélectrique existant entre les armatures.

On peut alors déterminer la capacité C_m du condensateur plan formé par les armatures et le matériau par la différence entre la capacité C_M mesurée et la capacité C_p :

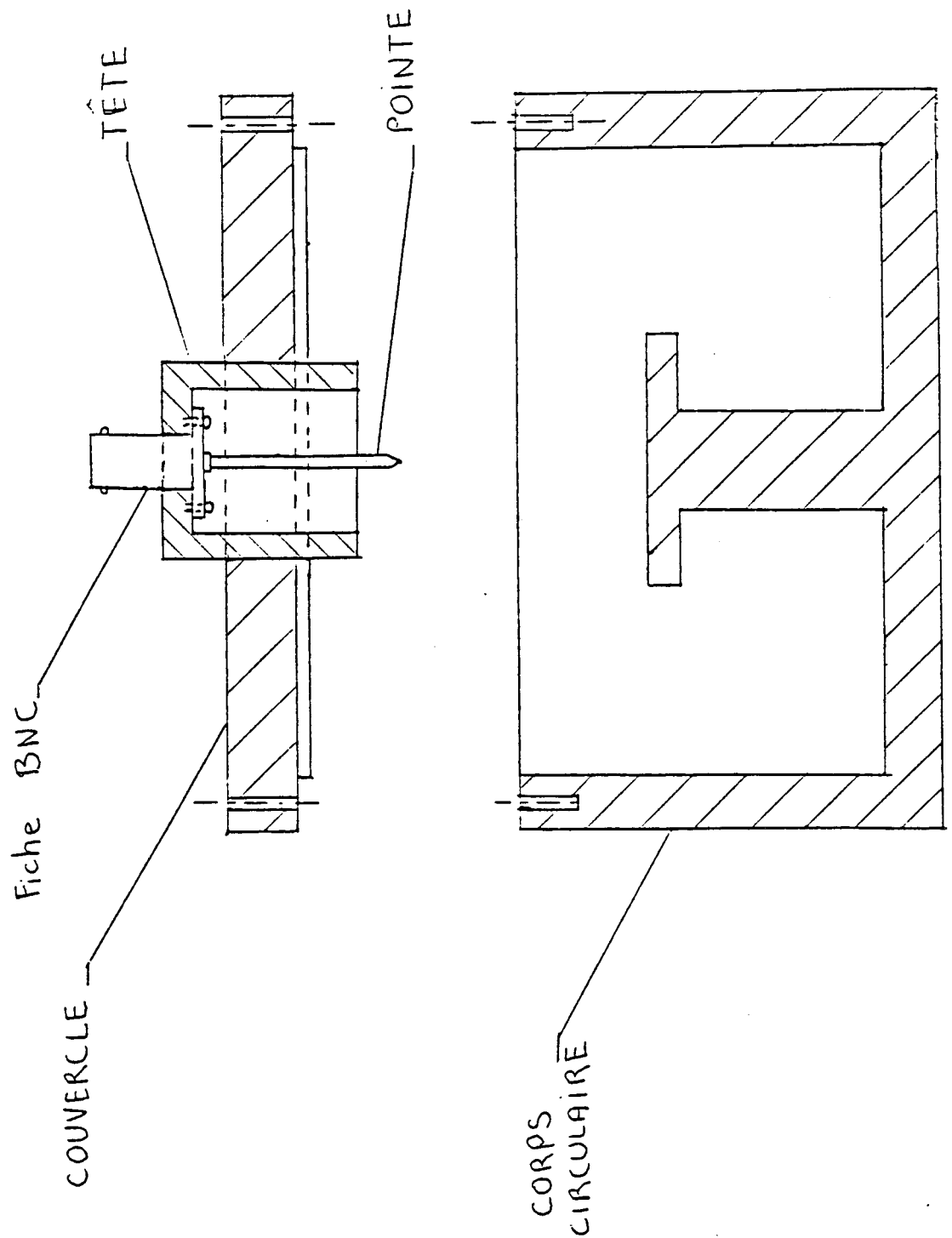
$$C_p = C_V - C_v$$

avec, C_V capacité mesurée sans échantillon (épaisseur e)
et C_v capacité théorique correspondante.

C_p est indépendant des caractéristiques Electromagnétiques du matériau.

$$C_m = C_M - C_p$$

CELLULE CAPACITIVE



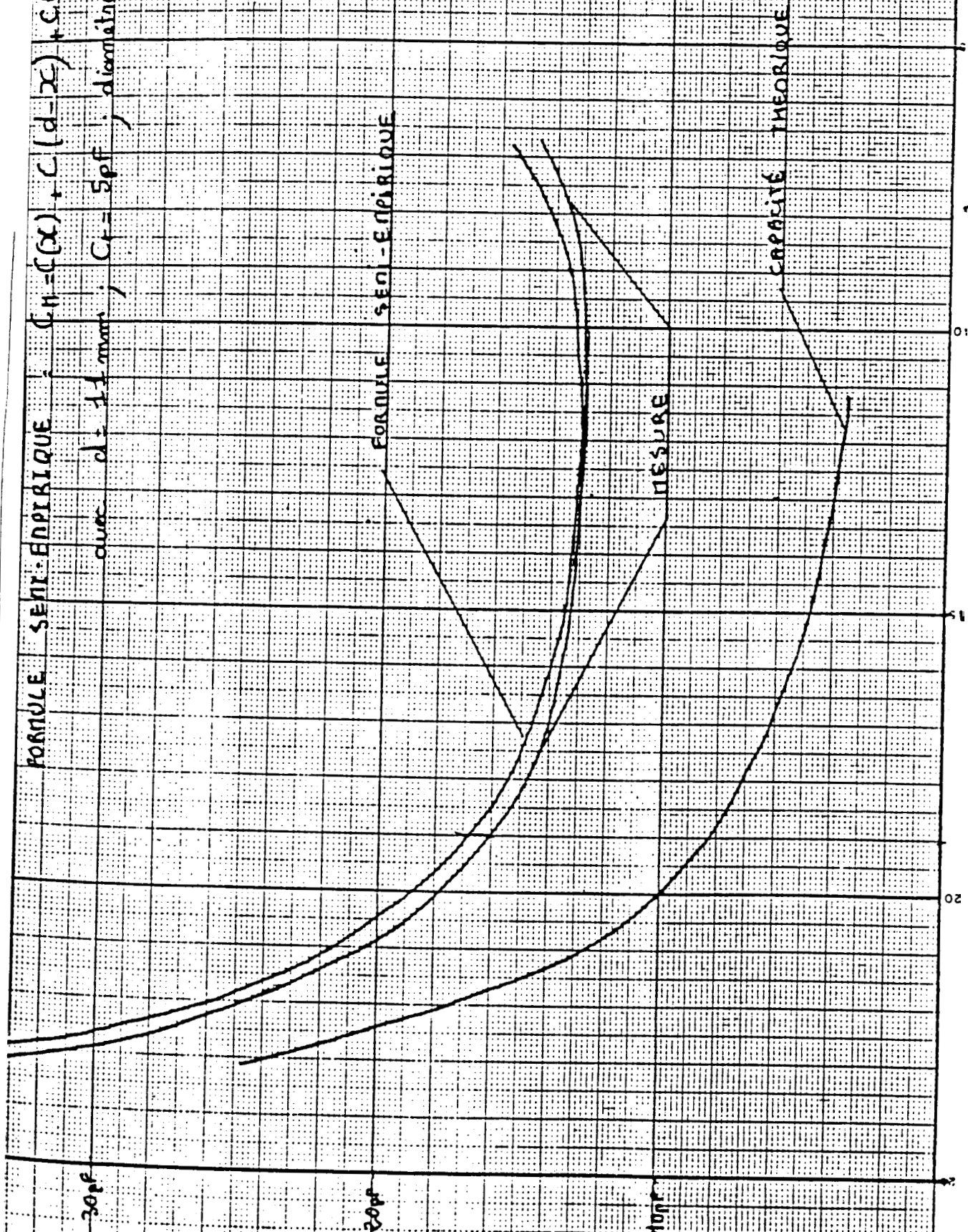
CARACTERISATION DE LA CELLULE CAPACITIVE

CAPACITE A VIDE

FORMULE SEMI-EMPIRIQUE : $C_H = C(X) + C(d-X) + C_r$

avec $d = 11 \text{ mm}$; $C_r = 5 \text{ pF}$; diamètre arêtes : 66 mm .

PLANCHE II- 2



Par contre, l'angle de perte mesuré DM est pratiquement égal à D_m car les pertes à vide ne sont pas mesurables au pont.

γ) Résultats obtenus sur divers matériaux.

-Diélectriques

Nous avons dans un premier temps effectué une mesure de la permittivité relative d'un échantillon en polyéthylène dont on connaît la valeur constante sur la bande 1KHz-1MHz : $\epsilon_r = 2.25$.

La planche II-3 montre que la valeur mesurée sur la même gamme de fréquence est égale à 2.27.

De même, la permittivité moyenne mesurée pour l'échantillon en silicone se situe aux alentours de 3.2. Ce qui est très proche des valeurs communément admises et comprises entre 3.1 et 3.3.

Les fluctuations observées principalement au dessous de 1KHz sont vraisemblablement dues aux interférences secteur. En effet, la recherche du minimum sur la diagonale du pont étant pratiquée avec un oscilloscope, le niveau des résiduelles secteur est peut-être suffisant pour engendrer de faux zéros.

-Composites

Nous avons effectué des mesures sur des matériaux composites formés d'une poudre de fer noyée dans une matrice polymère.

La série d'éprouvettes est ainsi composée :

Matériaux C1 et C2 formés de 80% en poids de poudre de fer l'épaisseur des grains variant d'un matériau à l'autre (valeurs inconnue).

Matériau C3 formé de 85% en poids de poudre de fer.

Les planches II-4 et II-5 montrent les résultats obtenus sur la conductivité et la permittivité de ces matériaux.

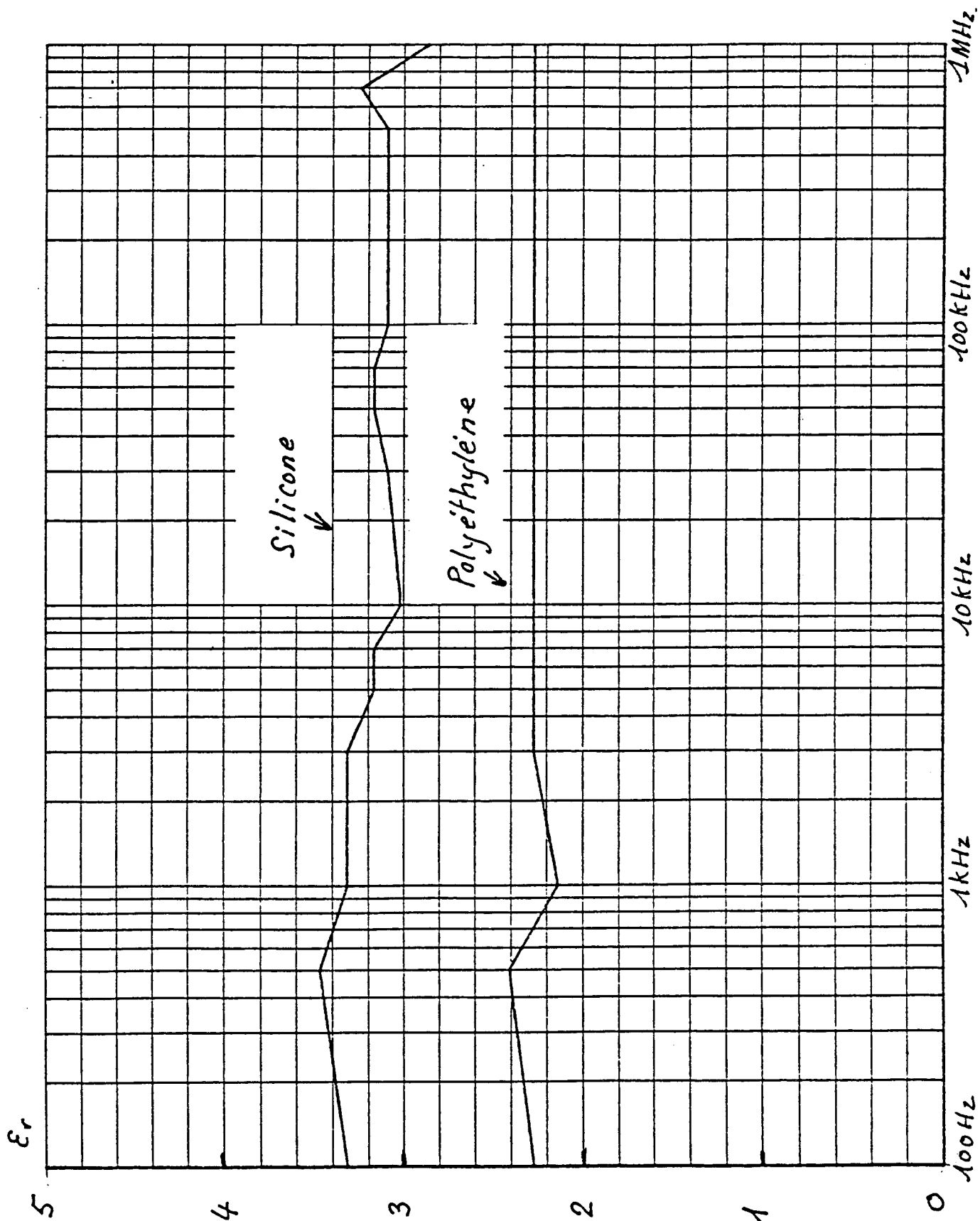
Nous observons logiquement une conductivité beaucoup plus grande pour C3 (10 à 1KHz) que pour C1 (10 à 1KHz) et C2 (10) Ceci est principalement lié à la quantité de matière métallique plus importante pour ce matériau.

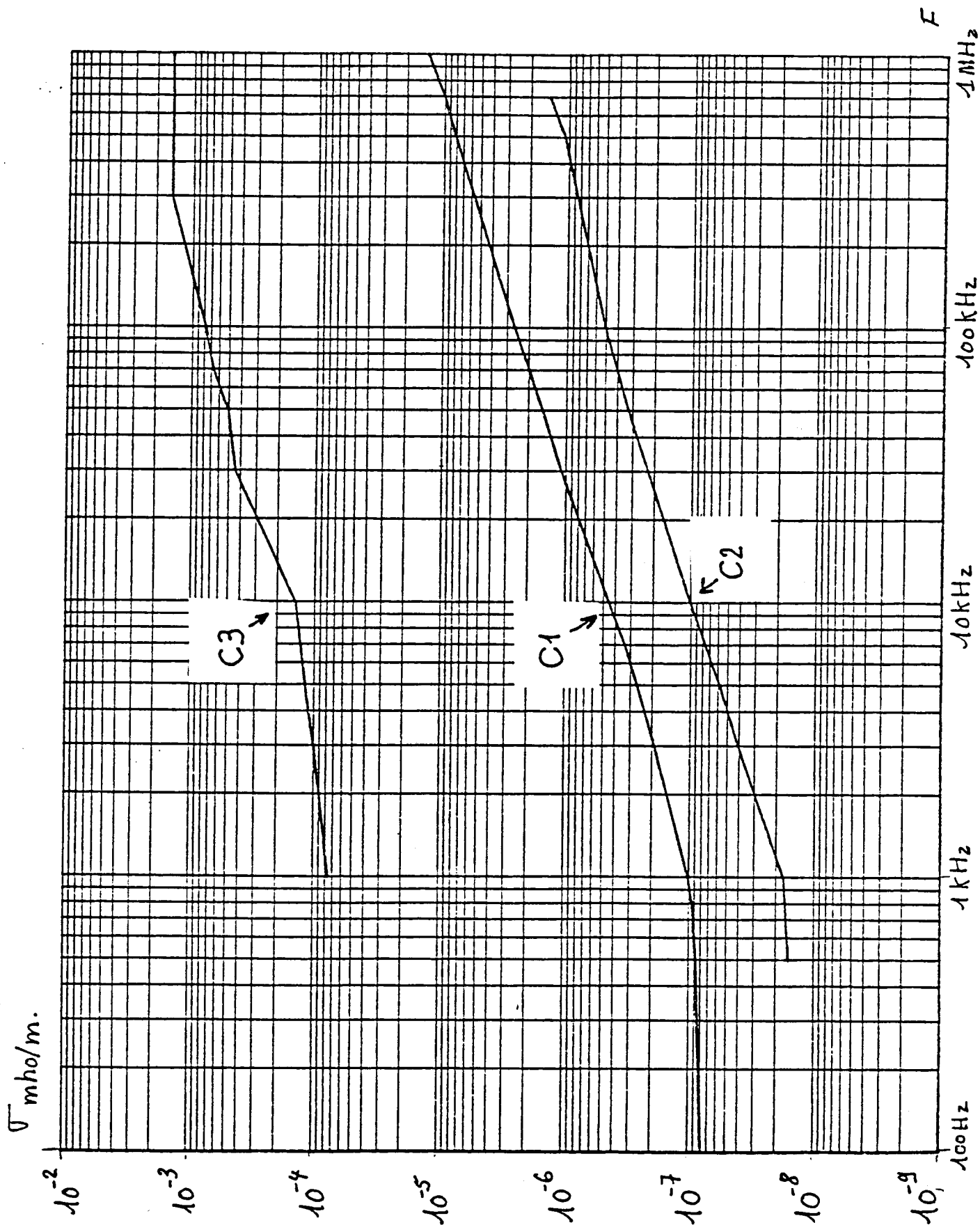
Pour l'ensemble de ces trois matériaux, la variation en fréquence de la conductivité est proportionnelle à ce paramètre. C'est une caractéristique que nous rencontrerons très souvent avec des matériaux pour lesquels le seuil de percolation n'est pas dépassé.

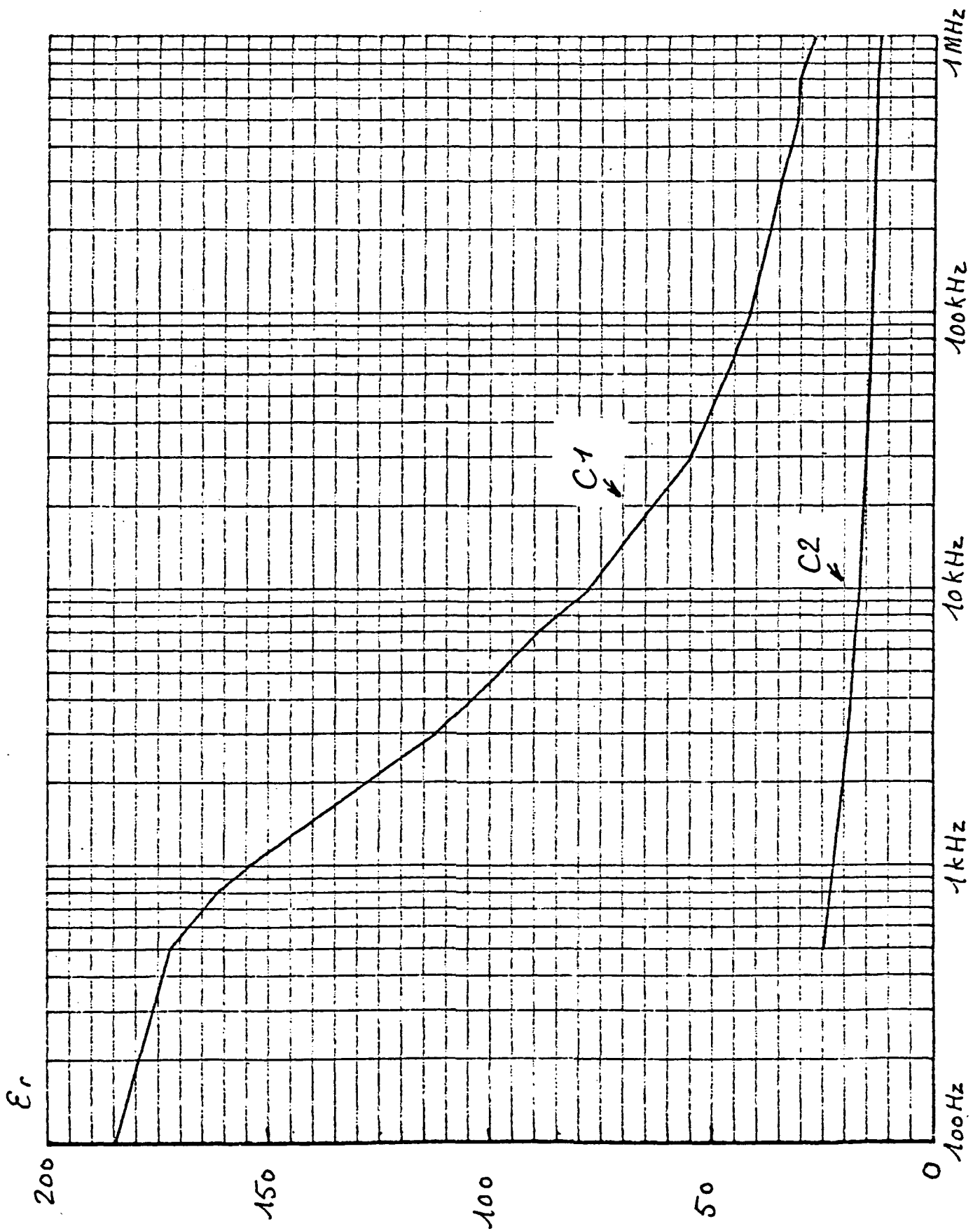
En comparant les résultats obtenus pour C1 et C2, nous voyons que la granulométrie, c'est à dire la forme et l'épaisseur des grains influence également la conductivité.

La permittivité du matériau C3 n'a pu être mesurée convenablement Cela est sans doute lié au fait que sa concentration en poudre de fer se situe aux alentours de la percolation.

La différence de permittivité entre C1 et C2 est due à la différence de granulométrie entre ces matériaux, en effet ils ont tous les deux la même concentration en particules métallique c'est donc le volume et la géométrie des particules qui influencent le champ électromagnétique.

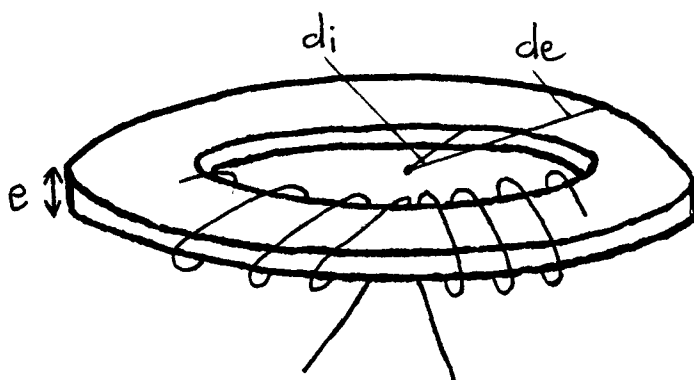






II12J MESURE DE PERMEABILITE, METHODE INDUCTIVEα) Principe de la mesure [23][24][25]

La détermination de la perméabilité magnétique d'un matériau composite en basse fréquence est basée sur la mesure de l'inductance d'une bobine torique dont le noyau est constitué de l'échantillon (Figure II-2).



(Figure II-2)

Soit d_i le diamètre intérieur de l'anneau, d_e son diamètre extérieur et e son épaisseur.

En supposant que la bobine soit formée de N spires et que $(d_e - d_i)$ soit très inférieur à d_i pour que l'on puisse supposer le champ magnétique H constant sur la surface d'une spire, l'inductance de la bobine peut s'écrire :

$$L = 4.6 \cdot 10^{-3} \mu_r N^2 e \operatorname{Log} \left(\frac{d_e}{d_i} \right) \text{ en } \mu\text{H}$$

(Equ II-2)

Dans la réalité, nous devons tenir compte de l'épaisseur ef des fils constituant les spires.

L'inductance totale de la bobine s'écrit alors:

(Equ II-3)

$$L_t = 0.0046 \left[N^2 K \log_{10}(D_2/D_1) f(\mu_r) - N(K + T)(\mathcal{A} + 0.332) \right] \mu H$$

avec : $K = e + e_f$ (e et e_f exprimés en cm)

D_1 = diamètre intérieur moyen = $d_i - e$

D_2 = diamètre extérieur moyen = $d_e + e$

T = épaisseur transversale moyenne = $(d_e - d_i)/2 + e_f$

$\mathcal{A} = \log_{10}(3.4904 N e_f / \pi(D_1 + D_2))$

Toutes les distances sont exprimées en cm.

$f(\mu_r)$ est une fonction de μ_r et est égale à 1 si $\mu_r = 1$.

Sinon, pour connaître la fonction f , il faut connaître la fraction du flux total qui traverse la section du noyau. Nous ferons quelques hypothèses simplificatrices sur la distribution du flux.

On supposera que le flux traversant le noyau est égal au produit de celui traversant le noyau non magnétique de même dimension par la perméabilité relative du matériau.

On supposera également que la correction à introduire pour tenir compte de l'épaisseur du bobinage est indépendante de μ_r .

Nous obtenons alors l'expression de la fonction f :

$$f(\mu_r) = \left[\frac{A_N}{A_B} \mu_r + \frac{A_B - A_N}{A_B} \right]$$

Avec A_N aire du noyau et A_B aire de la bobine.

Nous pouvons ainsi déterminer la perméabilité relative :

$$\mu_r = 1 - \frac{A_B}{A_N} \left[1 - \frac{1}{N^2 K \log_{10}(D_2/D_1)} \left[\frac{L_t}{0.0046} + N(K + T)(\mathcal{A} + 0.332) \right] \right]$$

L_t est exprimée en μH

(Equ II-4)

Celle-ci sera obtenue expérimentalement par la mesure de l'inductance L_t de la bobine torique à l'aide du pont (SIEMENS K277).

β) résultats

Nous avons testé les matériaux C₁, C₂ et C₃ décrits au paragraphe précédent. Nous avons représenté sur la planche II-6 les résultats obtenus.

On observe pour l'ensemble des matériaux une perméabilité magnétique constante avec la fréquence. Celles des matériaux C₁ et C₂ sont pratiquement identiques, voisines de $\mu_r \approx 5$, tandis que la perméabilité de C₃ est plus de deux fois plus grande, $\mu_r = 11$.

Comme pour la conductivité, la valeur de μ_r est principalement fonction de la masse de matière magnétique. Toutefois la différence entre les valeurs obtenues est beaucoup plus faible. Cela vient du fait que la condition aux limites de la composante magnétique dépend du contraste de perméabilité existant entre le silicone et les particules magnétiques, beaucoup plus faible qu'en conductivité.

Par contre, la forme et la taille des particules semble n'avoir que peu d'influence sur la perméabilité.

Des mesures de perméabilité ont également été faites sur une autre série d'échantillons. Nous noterons ces échantillons de type CMS. Ce sont des composites formés d'une matrice polymère dans laquelle est insérée de la poudre de fer. La composition et la granulométrie sont identiques pour les trois échantillons de la série, seule la concentration en poudre de fer augmente de CMS1 à CMS3.

Nous observons un comportement en accord avec celui déjà exposé, la perméabilité augmente avec la concentration de matière magnétique. Le tableau de la planche II-7 nous donne les valeurs de la perméabilité de ces matériaux mesurées à l'aide de cette méthode (méthode circuit). Nous verrons dans un prochain paragraphe que ce comportement est en accord avec la théorie de la percolation.

Enfin, nous avons également testé des composites formés de filaments de verre métallique (matériaux ferromagnétiques à l'état amorphe) insérés dans une matrice silicone. Ils sont référencés VM3 et VM4. Ces deux échantillons diffèrent par leurs concentrations en ferromagnétiques. Le tableau de la planche II-8 donne les résultats obtenus sur la perméabilité (Méthode circuits). On observe, dans le domaine de fréquence de la mesure, une perméabilité de 6 pour VM3 et de 9 pour VM4. Ce qui est conforme aux observations déjà effectuées par ailleurs.

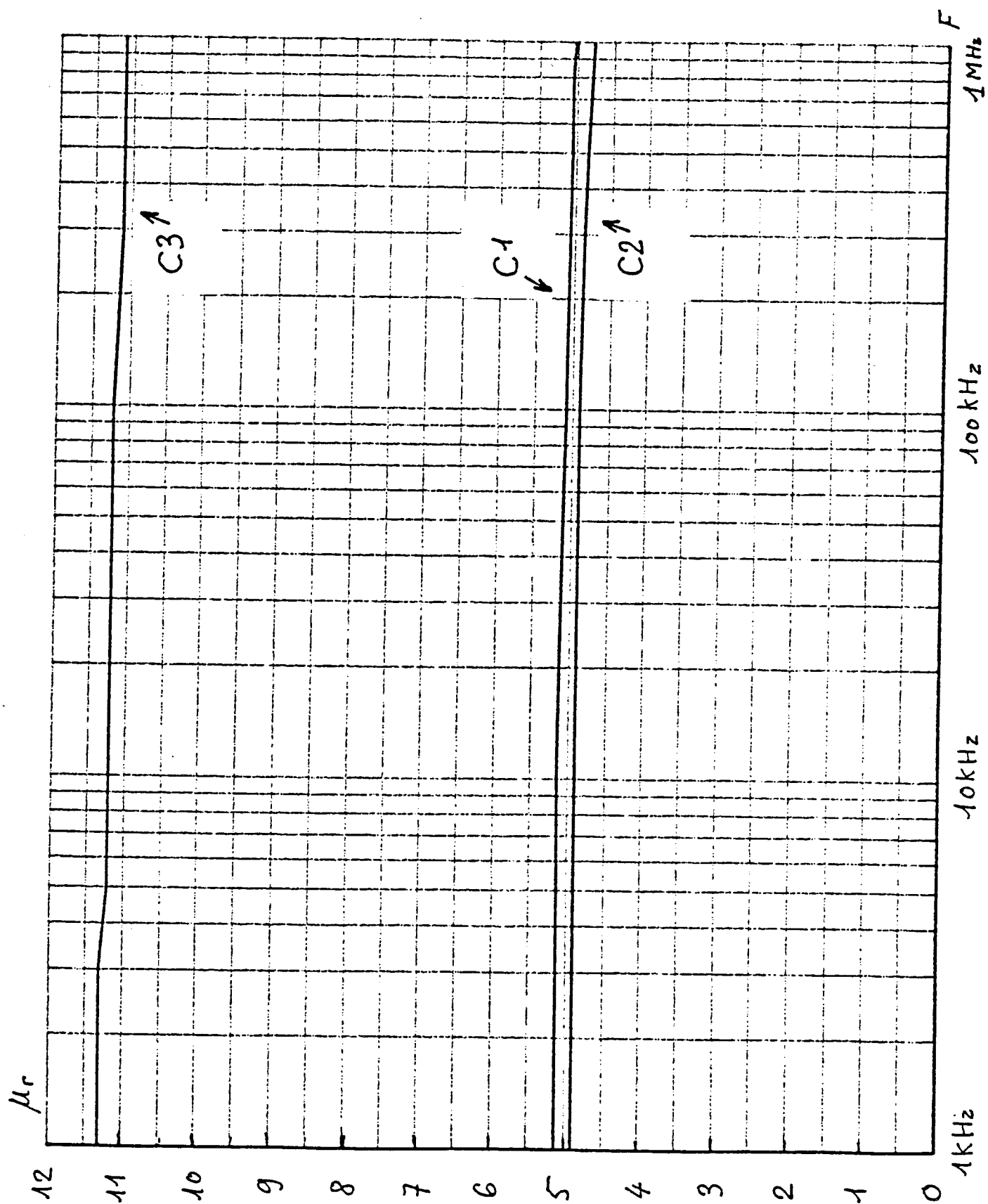


PLANCHE II- 7

C Méthode circuit (1 kHz à 1 MHz)
MATERIAUX CMS :
T Méthode TEM (300 kHz à 40 MHz)

MATERIAUX	MET.	DES	ϵ_r	σ (S/m)	μ_r
CMS 1	C	$C_0 = 0,8$	100 à 1 kHz 30 à 1 MHz $\alpha = - 0,19$	$1,6 \cdot 10^{-3}$ à 1 MHz $\beta = 0,9$	5
	T	$C_0 = 0,8$	38 à 1 MHz $\alpha = - 0,125$	$9 \cdot 10^{-4}$ à 1 MHz $\beta = 0,85$	4,5
CMS 2	T	$C_0 = 0,85$	110 à 1 Mhz $f < 1 \text{ MHz} :$ $\alpha = - 0,5$ $f > 1 \text{ MHz} :$ $\alpha = - 0,25$	$5 \cdot 10^{-3}$ à 1 Mhz $f < 1 \text{ MHz} :$ $\beta = 0,125$ $1 \text{ MHz} < f < 25 \text{ Mhz}$ $\beta = 0,59$ $f > 25 \text{ MHz}$ $\beta = 2,3$	7
	C				6,5 à 1 kHz 7 à 1 MHz
CMS 3	T	$C_0 = 0,70$	20 à 1 MHz $f < 1 \text{ MHz} :$ $\alpha = - 0,5$ $f > 1 \text{ Mhz} :$ $\alpha = - 0,125$	$7 \cdot 10^{-4}$ à 1 MHz $1 \text{ MHz} < f < 25 \text{ MHz}$ $\beta = 0,51$ $f > 25 \text{ MHz}$ $\beta = 2,3$	3,5
	C				3,2 à 1 MHz

† Variation : † Variation :

$$\text{Log } \epsilon_r = k + \alpha \text{Log} f \quad \sigma = k f^\beta$$

PLANCHE II- 8

C : Méthode Circuit (1 kHz à 1 MHz)
MATERIAUX VM :
T : Méthode TEM (300 kHz à 40 MHz)

MATERIAUX	MET.	DES	ϵ_r	$\sigma(S/m)$	μ_r
VM 3	C				6→6,2à1MHz
	T		130 à 1 MHz $\alpha = - 0,16$	610^{-3} 1,5MHz $\beta = 0,75$ $f < 40$ MHz	≈ 7
VM 4	C				9→9,3à1MHz
	T		90 à 40 MHz pas de mesures en dessous de 20 MHz pas de signification	$\sigma \approx 0,58$	≈ 10

II2J MESURES EN HAUTES-FREQUENCES

II21J CELLULE COAXIALE TEM [26][27][29]

II21a) principe de la méthode

La cellule coaxiale TEM, permet de simuler la propagation d'une onde plane. En effet, la structure cylindrique composée d'un conducteur central et d'un conducteur extérieur concentriques impose au mode fondamental de se propager dans la direction de l'axe de révolution des cylindres. Le champ électrique E_r est radial et le champ magnétique H_θ azimutal. Les composantes de l'onde électromagnétique sont normales à la direction de propagation. Cette onde TEM peut être assimilée à une onde plane.

L'échantillon placé au sein de la cellule remplace une partie du diélectrique et est illuminé par cette onde plane.

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, les coefficients de réflexion et de transmission sont fonction des caractéristiques électromagnétiques du composite. Il est possible par une mesure de ces coefficients de déterminer ϵ_r , μ_r et σ .

Nous avons également remarqué que pour une conductivité relativement faible, les composites offrent une transparence élevée à la propagation de l'onde électromagnétique. Par conséquent la sensibilité aux paramètres électromagnétique du coefficient de transmission reste assez faible aux fréquences inférieures au MHz.

Seules les mesures du coefficient de réflexion effectuées avec une bonne précision permettront l'obtention des paramètres électromagnétiques dans de bonnes conditions.

Comme nous le verrons par la suite, il est facile de lier le coefficient de réflexion d'une cellule coaxiale à l'impédance qu'elle présente à son extrémité.

La mesure d'impédance étant facilement accessible, c'est elle que nous choisirons.

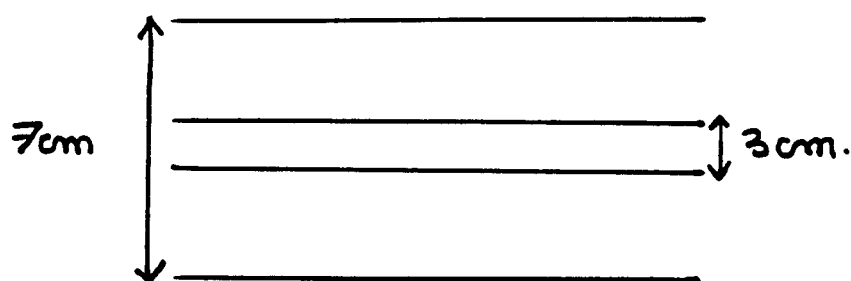
II21b) description de la cellule.

La figure II-3 représente une ligne coaxiale, le conducteur intérieur a un diamètre de 3 cm. Le diamètre intérieur du conducteur extérieur est de 7 cm. Ceci confère à la cellule une impédance caractéristique d'environ 50Ω (50.8Ω).

Le corps de la cellule se divise en deux tronçons droits de 39 cm de longueur réunis par l'intermédiaire de vis métalliques. Un des tronçons est aménagé pour faciliter la manipulation des échantillons. (voir planche II-9)

Ces tronçons sont reliés à des embases 50Ω de type N par l'intermédiaire de têtes coniques permettant une transition adaptée.

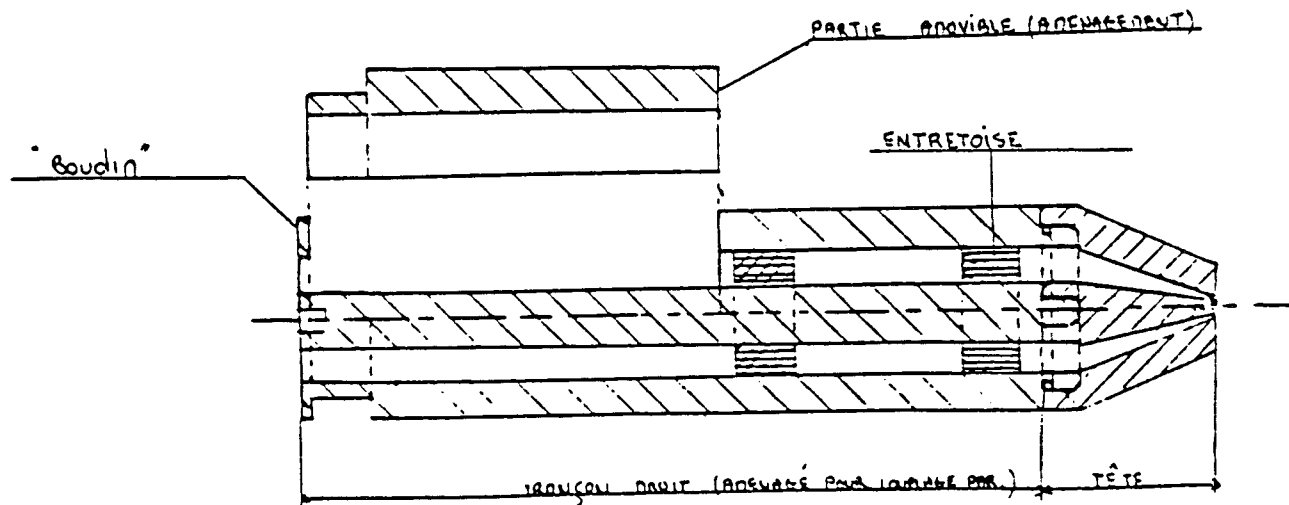
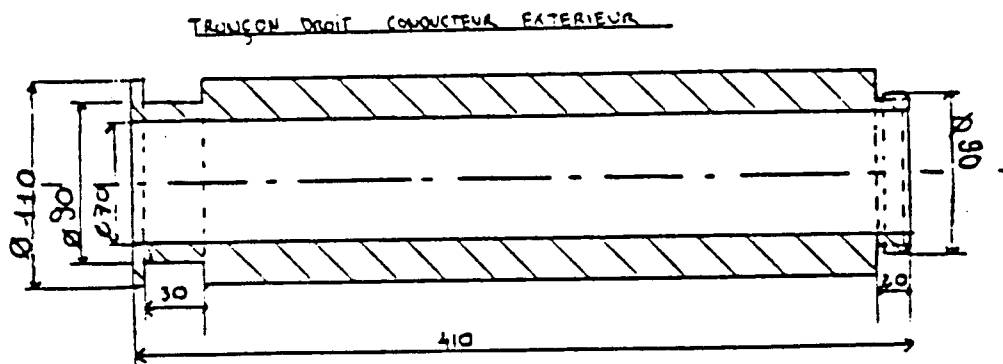
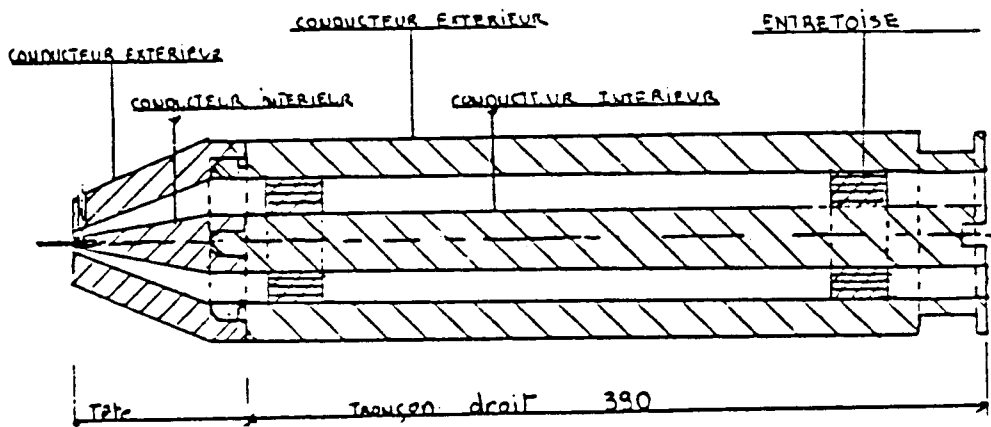
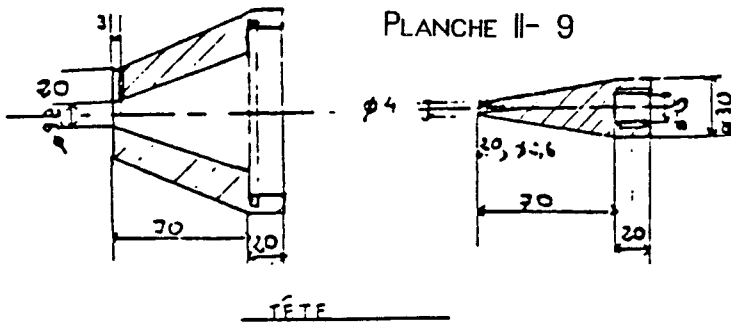
Le diélectrique utilisé est l'air. Les conducteurs intérieurs et extérieurs sont maintenus en place par l'intermédiaire de 4 entretoises de faible épaisseur et de permittivité 3.5.



(Fig II-3)

La fréquence de coupure du premier mode supérieur est d'environ 2 GHz lorsque le diélectrique est de l'air.

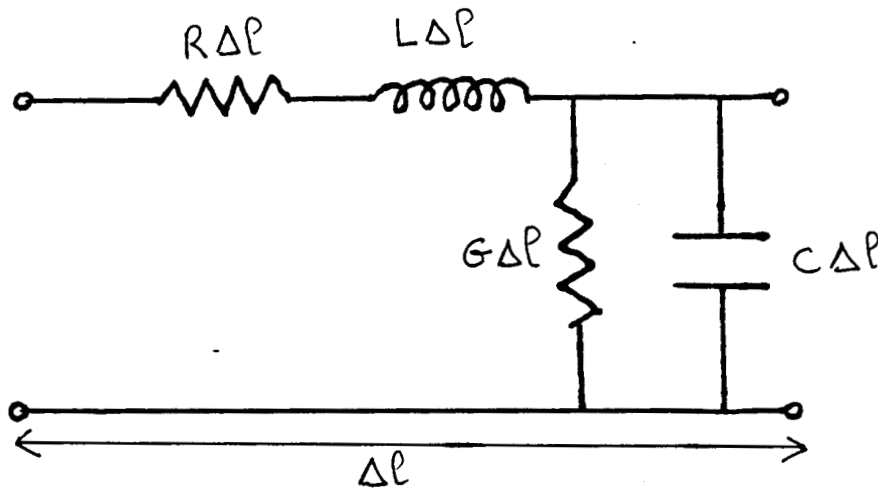
PLANCHE II- 9



II21c) Modélisation de la cellule, caractérisation.α) Equations des lignes

La ligne coaxiale formée par la cellule peut être modélisée à l'aide de la théorie des lignes.

La figure II-4 représente une ligne de transmission matérialisée par un tronçon de longueur infinitésimale Δl .



(Fig II-4)

Les paramètres primaires de la ligne coaxiale peuvent être aisément calculés en fonction des données géométriques transversales et des paramètres physiques μ , ϵ et σ :

$$R = \frac{1}{\sigma_0} \left(\frac{1}{\pi D \delta} + \frac{1}{\pi d \delta} \right)$$

$$C = \frac{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r}{\text{Log} \left(\frac{D}{d} \right)}$$

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi} \text{Log} \left(\frac{D}{d} \right)$$

$$G = \frac{2\pi \sigma}{\text{Log} \left(\frac{D}{d} \right)}$$

(Equ II-4)

Dans ces expressions nous trouvons :

-D diamètre extérieur de la ligne

-d diamètre intérieur de la ligne

- σ conductivité du métal composant la structure ($\sigma \approx 10^{-7} \text{S/m}$)

- $\mu = \mu_0 \mu_r$, μ_r perméabilité magnétique relative du matériau existant entre les conducteurs.

- $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, ϵ_r permittivité relative du matériau existant entre les conducteurs.

- σ conductivité de ce même matériau.

- δ est la profondeur de pénétration de l'onde dans le métal :

$$\delta = \sqrt{1/(\sigma \mu \omega \pi f)} \quad f \text{ fréquence de l'onde.}$$

Si le matériau est l'air : $\mu_r=1$ $\epsilon_r=1$ et $G=0$

Nous pouvons alors définir l'impédance caractéristique de la ligne comme étant :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad \text{avec } \omega = 2\pi f$$

(Equ II-4)

La constante γ caractérisant la propagation de l'onde sur la ligne est :

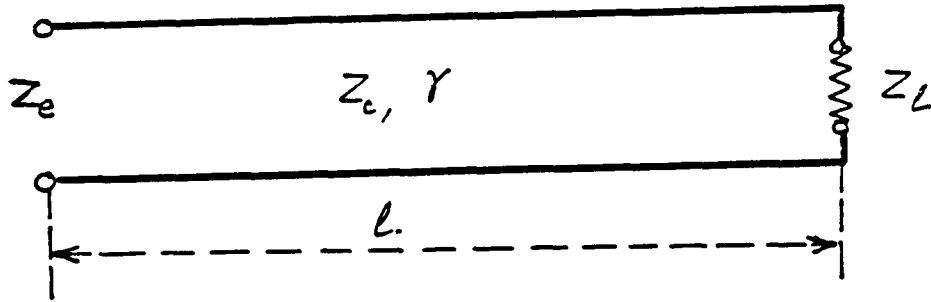
$$\gamma^2 = - (R + jL\omega)(G + jC\omega)$$

(Equ II-5)

L'impédance d'entrée d'un tronçon de ligne de longueur l , chargé par une impédance Z_l (figure II-5) est :

$$Z_e = \frac{Z_l + jZ_c \operatorname{tg}(\gamma l)}{1 + j(Z_l/Z_c) \operatorname{tg}(\gamma l)}$$

(Equ II-6)



(Fig II-5)

Notre cellule est formée d'un tronçon droit qui peut être parfaitement décrit à l'aide de la théorie des lignes.

β) Entretoises

On peut prendre en compte l'existence des entretoises en considérant que nous avons plusieurs lignes successives de mêmes dimensions transversales.

Il suffit alors de calculer l'impédance ramenée par chaque ligne à la surface de séparation de la ligne suivante.

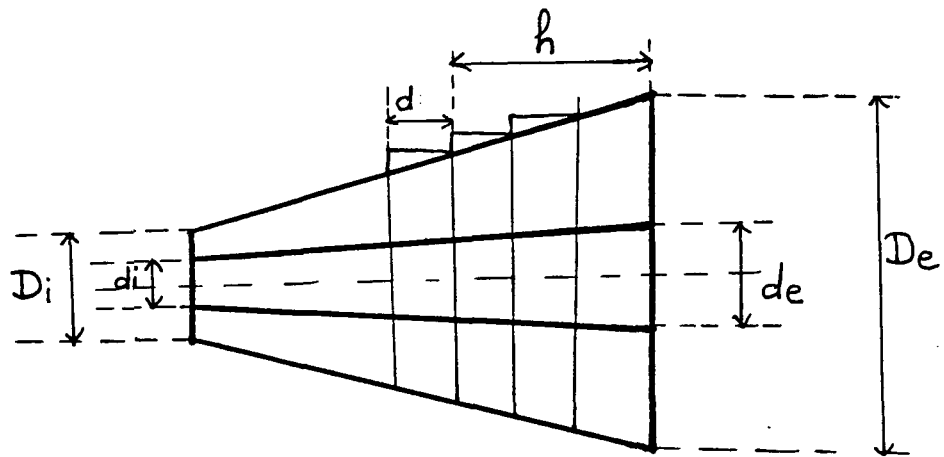
La simulation montre que les dimensions et le matériau choisis pour les entretoises n'apportent pratiquement aucune modification sur l'impédance d'entrée de la ligne jusqu'à 1 GHz.

γ) Têtes

Il reste maintenant à étudier l'influence des têtes coniques sur l'impédance effectivement mesurée sur la ligne.

Une tête conique peut être modélisée par division en tronçons de lignes de longueur infinitésimale comme sur la figure II-6.

L'impédance d'entrée est alors obtenue par calcul des impédances ramenées par chaque tronçon successif.



(Fig II-6)

Un calcul itératif permet de déterminer l'impédance d'entrée de la tête.

Dans notre cas, l'impédance caractéristique variant très peu d'un bout à l'autre de la tête, elle peut être assimilée à une ligne de longueur H et d'impédance caractéristique 50Ω .

Dans le cas contraire, on peut réduire considérablement les temps de calcul sur ordinateur, par l'obtention d'une équation donnant l'impédance d'entrée en fonction de l'impédance terminale Z de la tête.

Considérons un tronçon de ligne dh situé à une distance h de l'impédance terminale (figure II-6).

Si D_{ext} est le diamètre extérieur de la tête à la longueur h et D_{int} le diamètre intérieur, l'impédance caractéristique du tronçon s'écrit :

$$Z_c = 60 \log(D_{ext}/D_{int}) \text{ avec } D_{ext} = D_e - (D_e - d_e) h / H$$

$$D_{int} = D_i - (D_i - d_i) h / H$$

(Equ II-7)

Si Z est l'impédance ramenée dans le plan situé à la longueur h , l'impédance à $h+dh$ est alors :

$$Z_{dh} = \frac{Z - jZc \operatorname{tg}(\gamma dh)}{1 - j(Z/Zc) \operatorname{tg}(\gamma dh)}$$

(Equ II-8)

Nous pouvons déterminer la variation infinitésimale de Z par rapport à h en calculant la limite suivante :

$$\lim_{dh \rightarrow 0} \left[\frac{Z_{dh} - Z}{dh} \right] = \frac{dZ}{dh}$$

Ce qui donne :

$$\frac{dZ}{dh} = j (-Zc + Z^2/Zc) \gamma$$

(Equ II-9)

Nous obtenons une équation différentielle du type de riccati.[48]
 Zc varie avec h ce qui rend difficile la résolution de cette équation. Remarquons toutefois que si Zc est constant, la solution est celle de la ligne équivalente de longueur H .

δ) Modélisation, influence des paramètres électromagnétiques.[33]

En tenant compte de ce qui précède et en supposant que la cellule soit chargée avec un court-circuit .L'impédance d'entrée s'écrit :

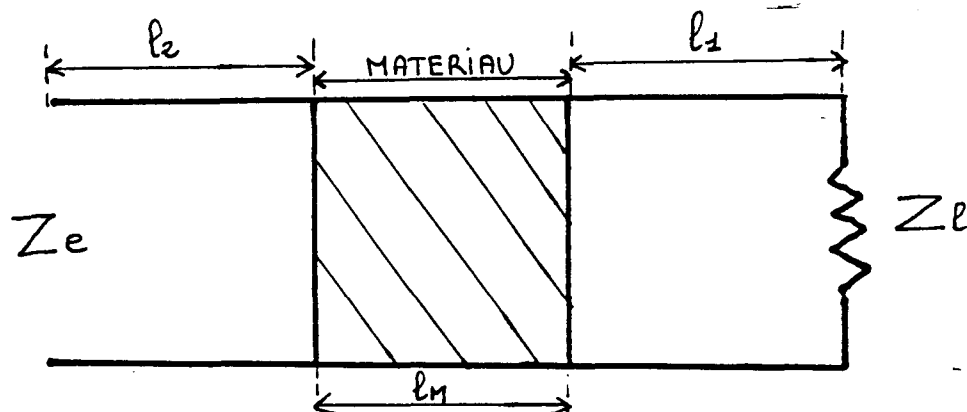
$$Z_e = jZc \operatorname{tg}(\gamma l) \quad (\text{Equ II-10})$$

l est la longueur totale de la cellule.

La planche II-10 représente la variation de Z_e avec la fréquence pour $l=1.12$ m ce qui correspond a la longueur totale de la ligne formée par la cellule et les connections. Nous observons la première résonance aux alentours de 40 MHz.

Nous avons représenté sur la même planche l'impédance mesurée (courbe avec des 'o'). Nous observons une très bonne concordance entre le modèle théorique et la mesure.

Si l'on insère un matériau d'épaisseur l_m dans la cellule TEM, celle-ci est équivalente à l'assemblage de trois lignes de longueurs l_1 , l_m et l_2 (voir figure II-7).



(Fig II-7)

l'impédance d'entrée de la ligne est obtenue par calcul des impédances ramenées successivement par chacune des lignes.

Prenons un matériau de longueur $l_m = 5$ cm, $\mu_r = 10$, $\epsilon_r = 30$. La planche II-10' montre que la position de l'échantillon dans la cellule influe peu sur son impédance d'entrée.

Courbe 1: échantillon au centre de la cellule.

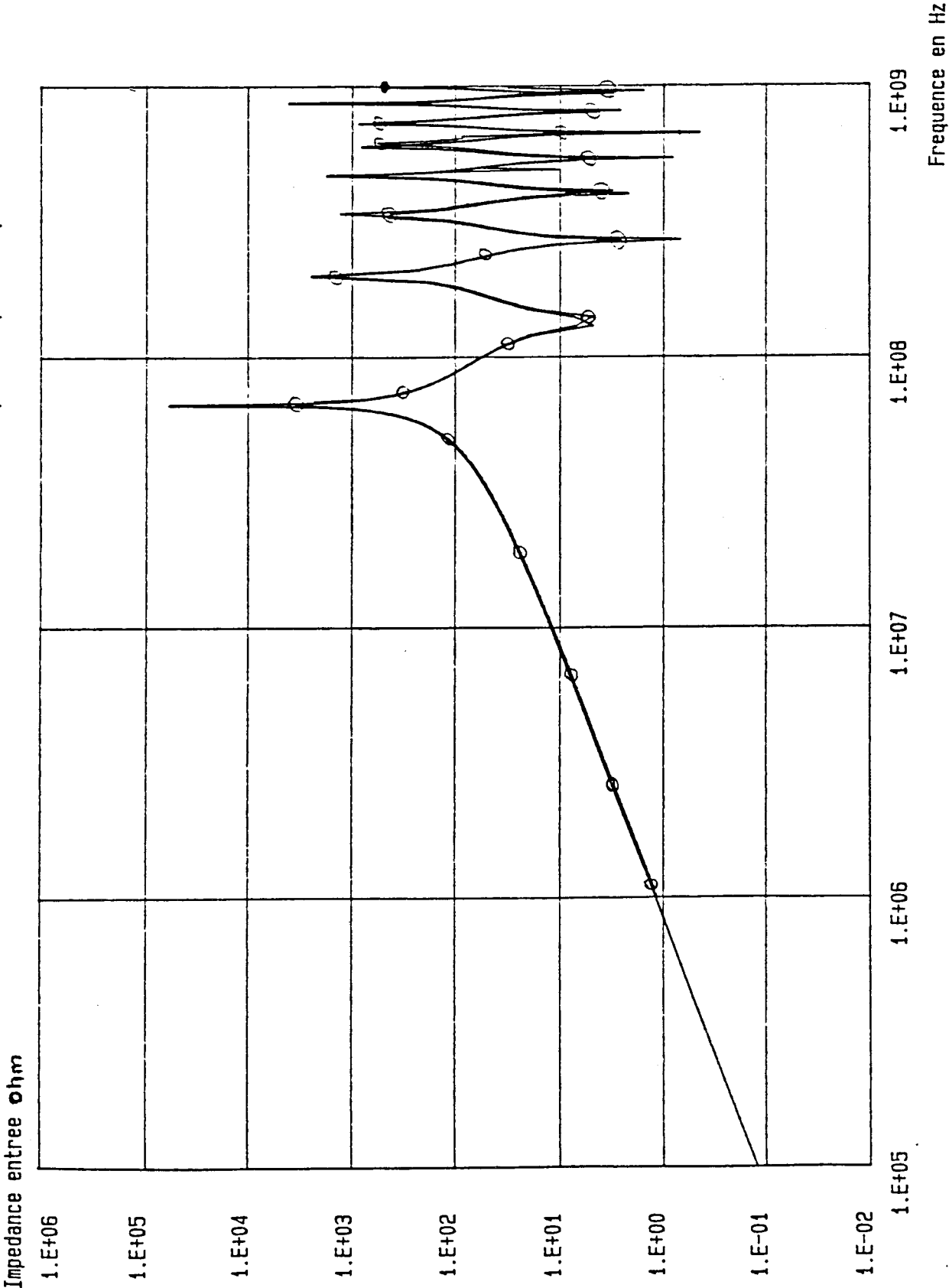
Courbe 2: échantillon à l'extrémité.

Plaçons un échantillon de permittivité relative 1 et de conductivité nulle ($l_m = 5$ cm) dans la partie médiane de la cellule, la planche II-11 montre qu'une augmentation de μ_r diminue la première fréquence de résonance de l'impédance d'entrée. Ce qui est logique car la vitesse de propagation dans le matériau est :

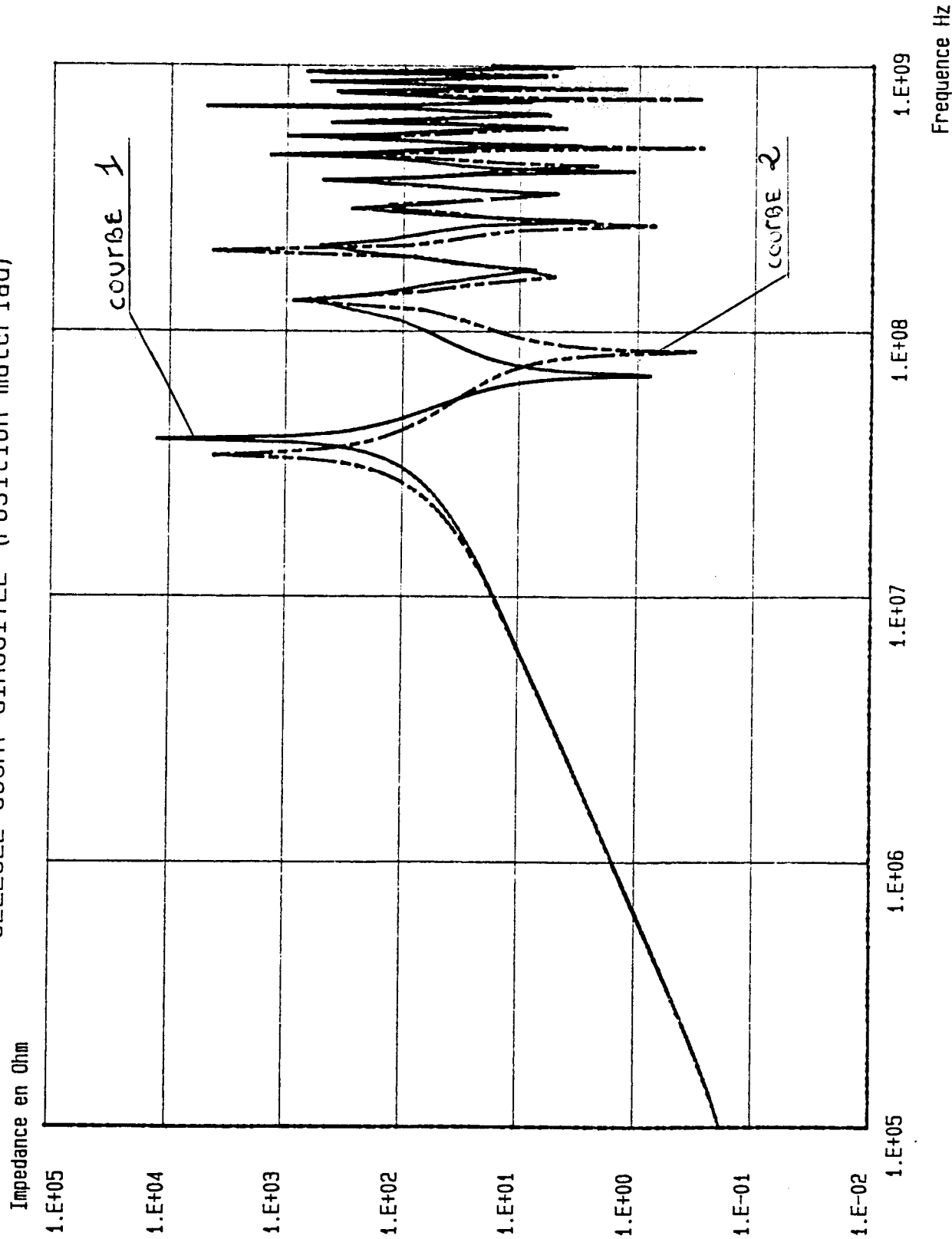
$$v = c / (\epsilon_r \mu_r)^{1/2}$$

Elle diminue lorsque μ_r augmente, il y a accroissement du temps de propagation dans la ligne ce qui revient à en augmenter sa longueur .

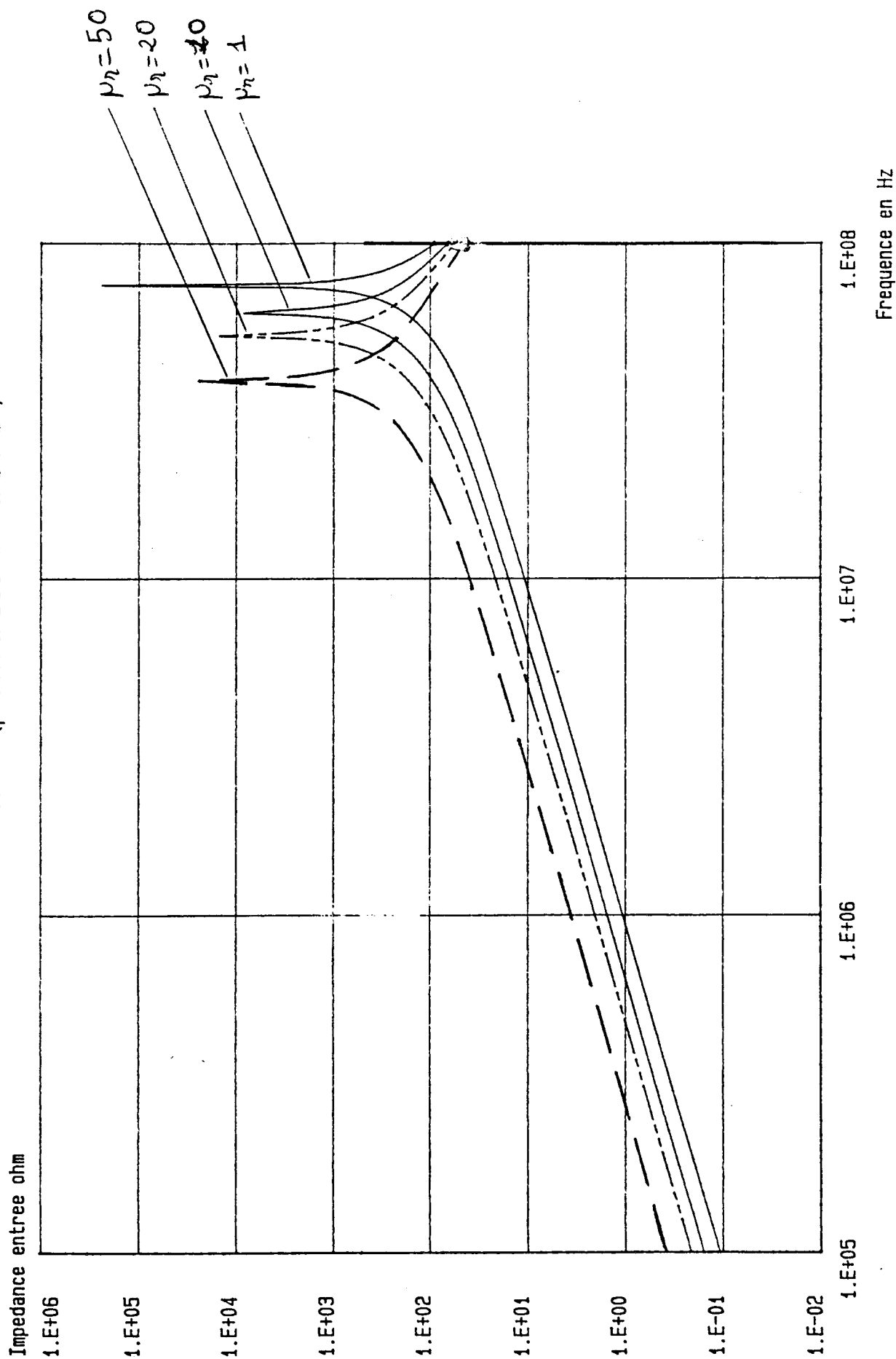
IMPEDANCE CELLULE COURT-CIRCUITEE (Theorique & pratique)



CELLULE COURT-CIRCUITEE (Position materiau)



CELLULE COURT-CIRCUITEE (permeabilite variable)



On observe donc la résonance pour une longueur d'onde $\lambda = c/f$ plus grande c'est à dire une fréquence plus faible. L'amplitude des pics est par compte peu affectée par la variation de μ_r . Le même comportement peut être observé avec ϵ_r .

La planche II-11' représente l'impédance d'entrée de la cellule court-circuitée de longueur 1m. L'échantillon est placé au centre de la cellule et ses paramètres électromagnétiques sont :

$$\epsilon_r = 30 \text{ et } \mu_r = 10$$

Valeurs très proche de celles que l'on peut mesurer.

On fait varier la conductivité du matériau de $\sigma=1.e-2$ S/m à $\sigma=100$ S/m.

Pour des conductivités assez faibles (<10 S/m courbes 1,2,3), on observe que la position de la fréquence de résonnance n'est pas perturbée. Seules la permittivité et la perméabilité imposent sa valeur.

Par contre l'amplitude des pics de résonnance est très sensible à ce paramètre. Elle diminue avec l'augmentation de la conductivité.

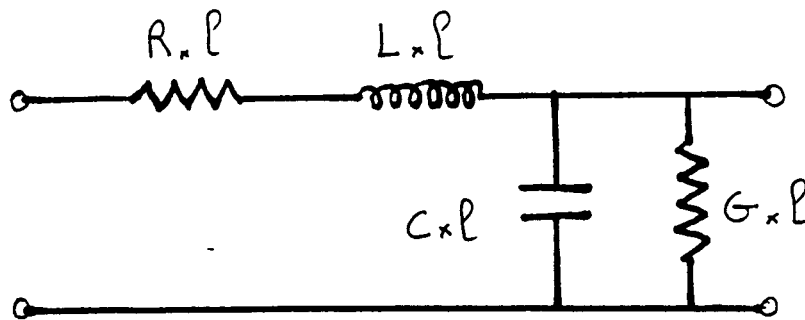
On constate que si la conductivité devient importante, ($\sigma=100$ S/m courbe 4) son effet masque totalement la résonnance. L'influence des paramètres ϵ_r et μ_r n'est plus mesurable. Nous verrons dans la deuxième partie de ce chapitre une autre méthode permettant de caractériser le comportement électromagnétique de ces matériaux.

La planche II-12 montre l'influence de la perméabilité seconde sur l'impédance d'entrée. Le matériau est tel que $\epsilon_r=1, \mu_r=1$ et $\sigma=0$. Pour $\mu'' < 1$ l'influence du paramètre est très faible donc peu mesurable.

II21d) Mesures aux fréquences basses. [33]

Le domaine des fréquences basses (100KHz-20MHz) se situe en dessous de la première fréquence de résonance. Dans ce cas on peut négliger les phénomènes de propagation de l'onde dans la ligne. La longueur d'onde est très supérieure à la longueur de la ligne.

La ligne peut être assimilée à un circuit à constantes localisées dont chaque élément est proportionnel à la longueur l (figure II-8).



(Fig II-8)

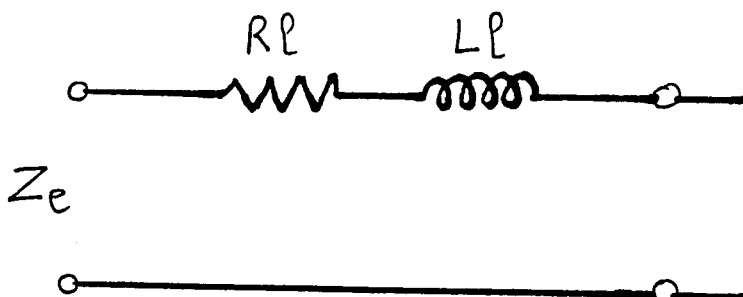
L , R , C et G sont les caractéristiques linéïques de la ligne que nous avons déjà explicitées.

 α) Court-circuit

Si la ligne est chargée avec un court-circuit, l'impédance d'entrée se réduit à :

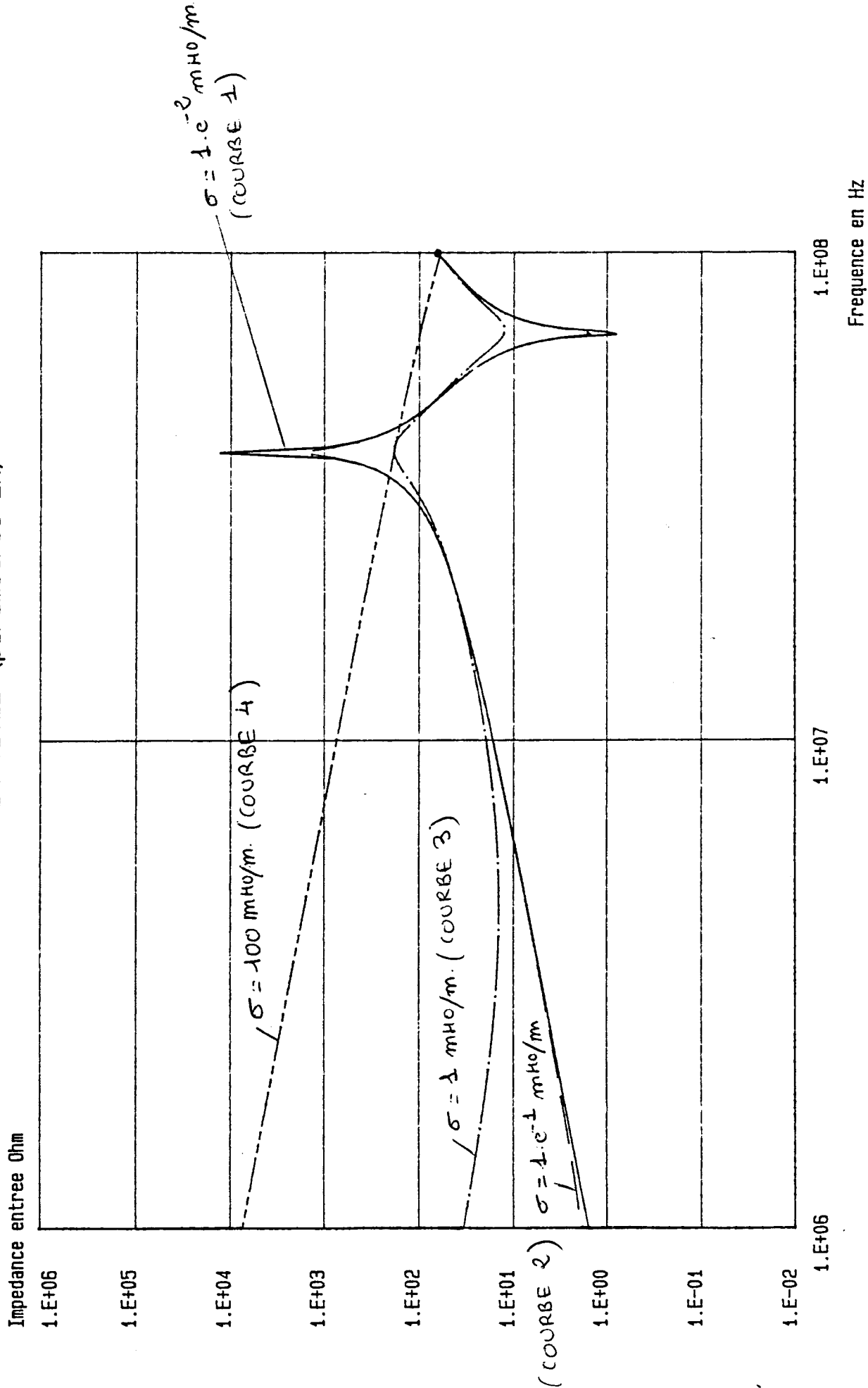
$$Z_e = (R + jL\omega)l$$

(Equ II-11)

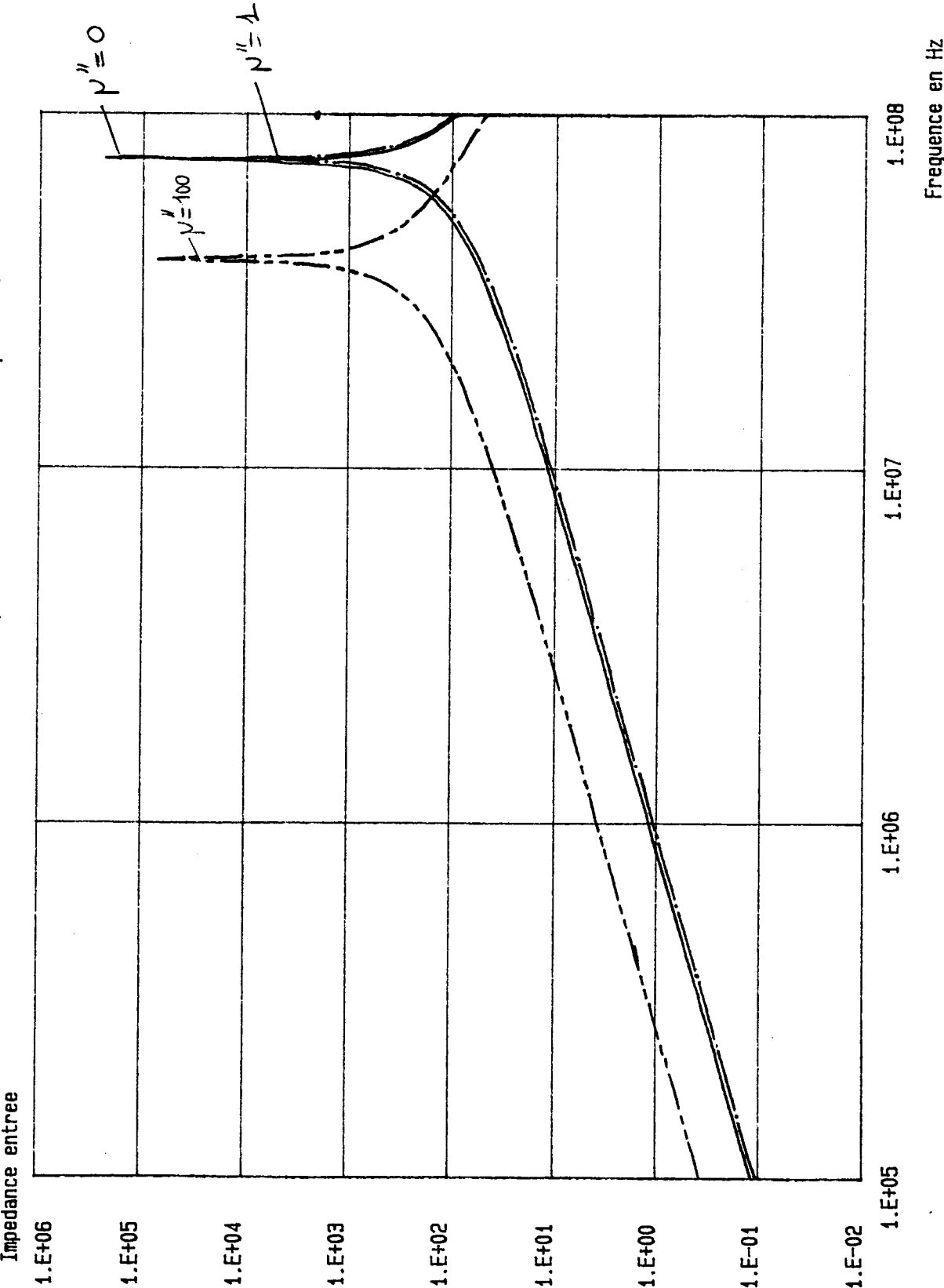


(Fig II-9)

CELLULE COURT-CIRCUITEE (parametres EM)



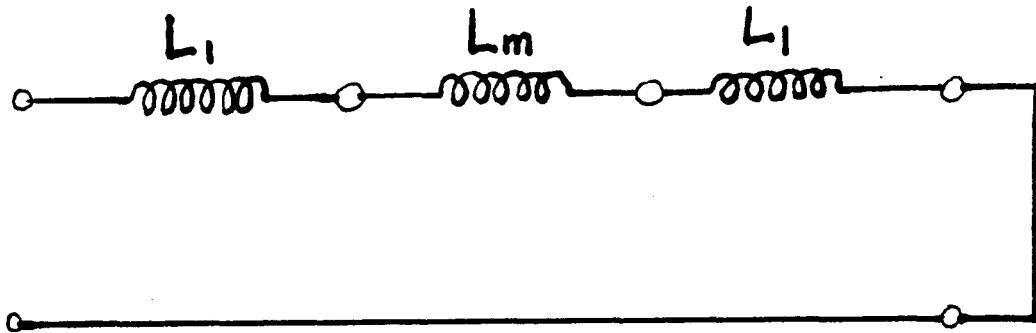
CELLULE COURT-CIRCUITEE (permeabilite complexe)



On place dans la partie médiane de la cellule un matériau de longueur l_m , l_m étant suffisamment grand pour obtenir une bonne précision sur la mesure.

On suppose que la longueur d'onde λ_m dans le matériau reste très supérieure à l_m .

Le schéma de la ligne est :



(Fig II-10)

La conductivité de l'aluminium étant très importante, on a négligé le terme de résistance linéique.

Les inductances L_1 sont égales à :

$$L_1 = L \left(\frac{1}{2} - \frac{l_m}{2} \right) \quad (\text{Equ II-12})$$

et l'inductance $L_m = \mu_r L l_m$

On peut facilement en déduire la perméabilité.

Soit Z_e l'impédance de la cellule court-circuitée sans le matériau et Z_m l'impédance avec matériau.

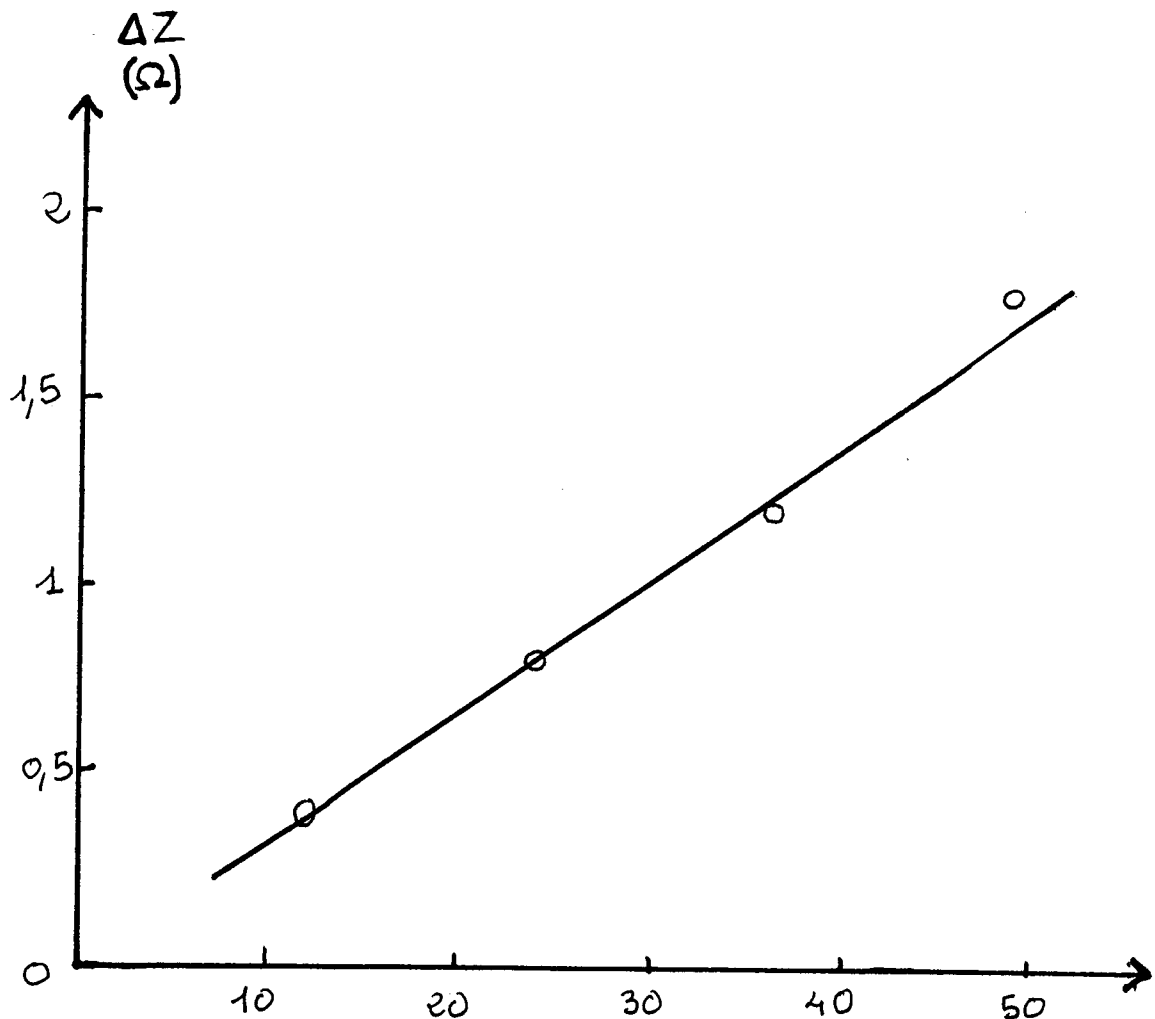
$$\mu_r = \frac{3(Z_e - Z_m)}{L l_m \omega} + 1 \quad \text{3 partie imaginaire}$$

(Equ II-13)

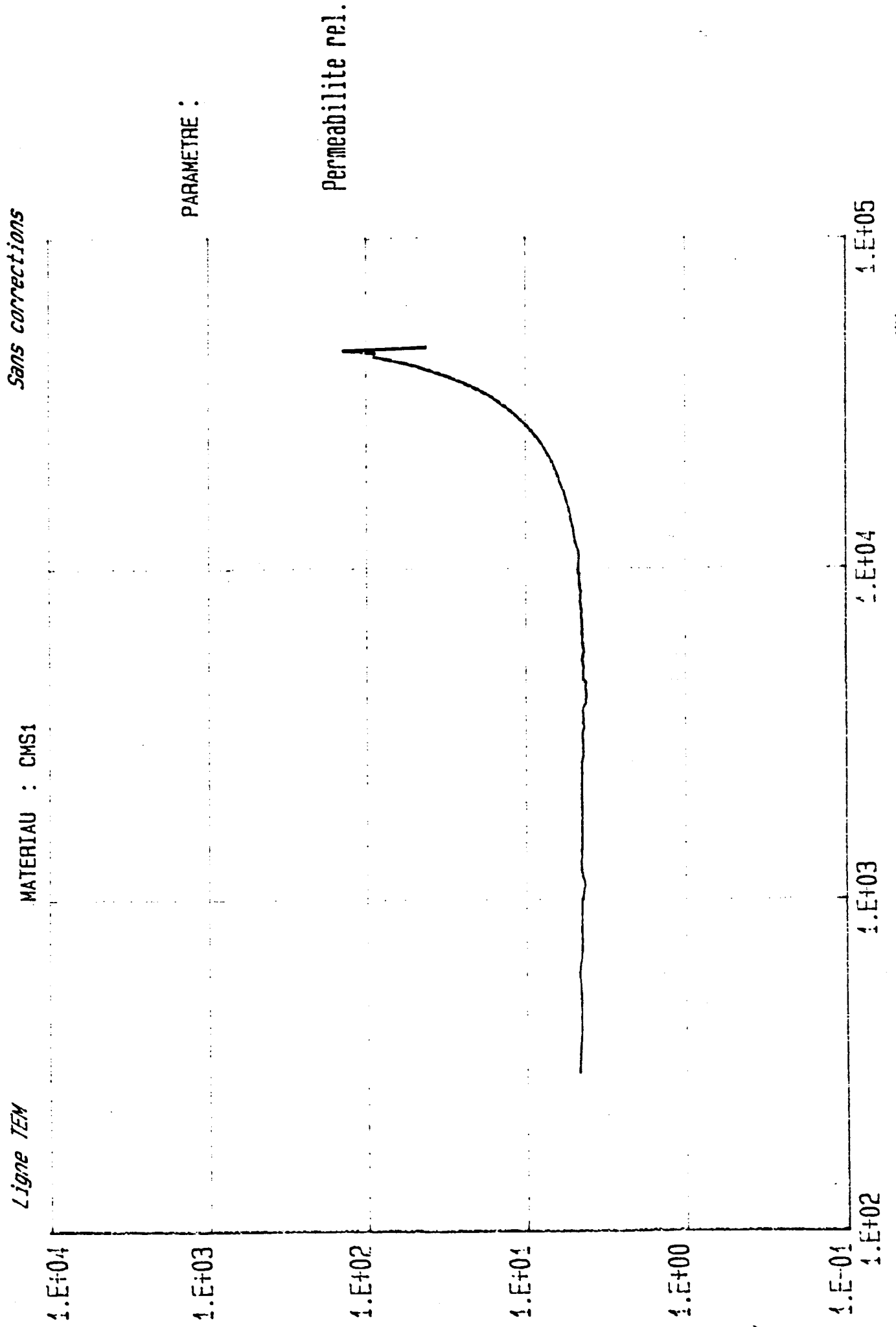
La planche II-13 montre une mesure effectuée sur un matériau de type CMS1.

On remarque la constance de $\mu_r \approx 5$ entre 100 KHz et 10MHz, ce qui corrobore les observations faites avec la méthode du tore. Au delà, la remontée de la courbe est due aux phénomènes de propagation dont on n'a pas tenu compte.

la figure 11 représente l'évolution de $(Z_e - Z_m)$ en fonction de l'épaisseur du matériau (à 10 MHz). Nous obtenons une droite ce qui montre que l'inductance est bien proportionnelle à l_m et donc que le tronçon de cellule avec matériau se comporte bien comme une ligne coaxiale.

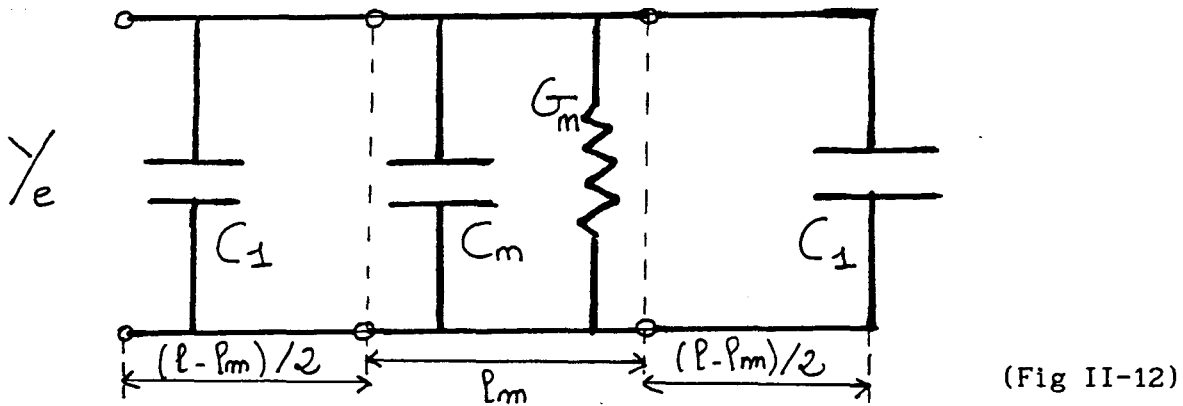


(Fig II-11)



β) Circuit-ouvert

Si la charge est infinie, le schéma équivalent de la ligne avec matériau est :



avec $C_1 = C (l/2 - l_m/2)$; $C_m = \epsilon_r C l_m$ et $G_m = G l_m$

Si l'on appelle Y_e l'admittance de la cellule sans matériau et Y_m celle avec matériau :

$$\epsilon_r = \frac{3(Y_e - Y_m)}{C l_m \omega} + 1 \quad \text{et} \quad G = \frac{R(Y_e - Y_m)}{l_m}$$

(Equ II-14)

Les planches II-14 et II-15 représentent la permittivité et la conductivité obtenues avec cette méthode pour le matériau CMS1. Les résultats sont en accord avec ce qui a été observé par la méthode de la cellule capacitive. (Courbes avec des 'o')

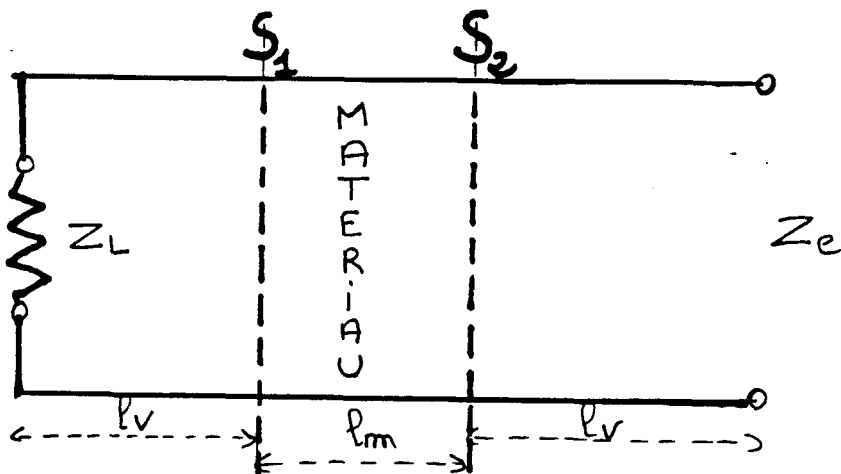
On remarque ici également qu'au delà de 10MHz, les phénomènes de propagation perturbent nos mesures. Le maximum observé pour la fréquence de 40MHz correspond à la première résonance de la ligne TEM.

Il est indispensable de corriger ces mesures au delà de 10MHz.

II21e) Mesures aux fréquences hautes.α) Principes

Aux fréquences supérieures à 10MHz, il est indispensable de tenir compte des phénomènes de propagation. Considérons la ligne chargée par une impédance Z_L et formée de trois tronçons de longueurs l_v, l_m, l_v avec :

$$l_v = (l - l_m)/2$$



(Fig 12')

La figure II-12' montre l'existence de deux surfaces de séparation que nous appellerons S_1 et S_2 .

L'obtention du module et de la phase de l'impédance caractéristique et de la constante de propagation du tronçon de ligne l_m nous permettra d'obtenir les paramètres électromagnétiques du matériau. Il faut d'abord mesurer avec une bonne précision les caractéristiques linéiques de la ligne sans matériau. Cela est possible en effectuant deux mesures de l'impédance d'entrée avec deux impédances Z_L différentes.

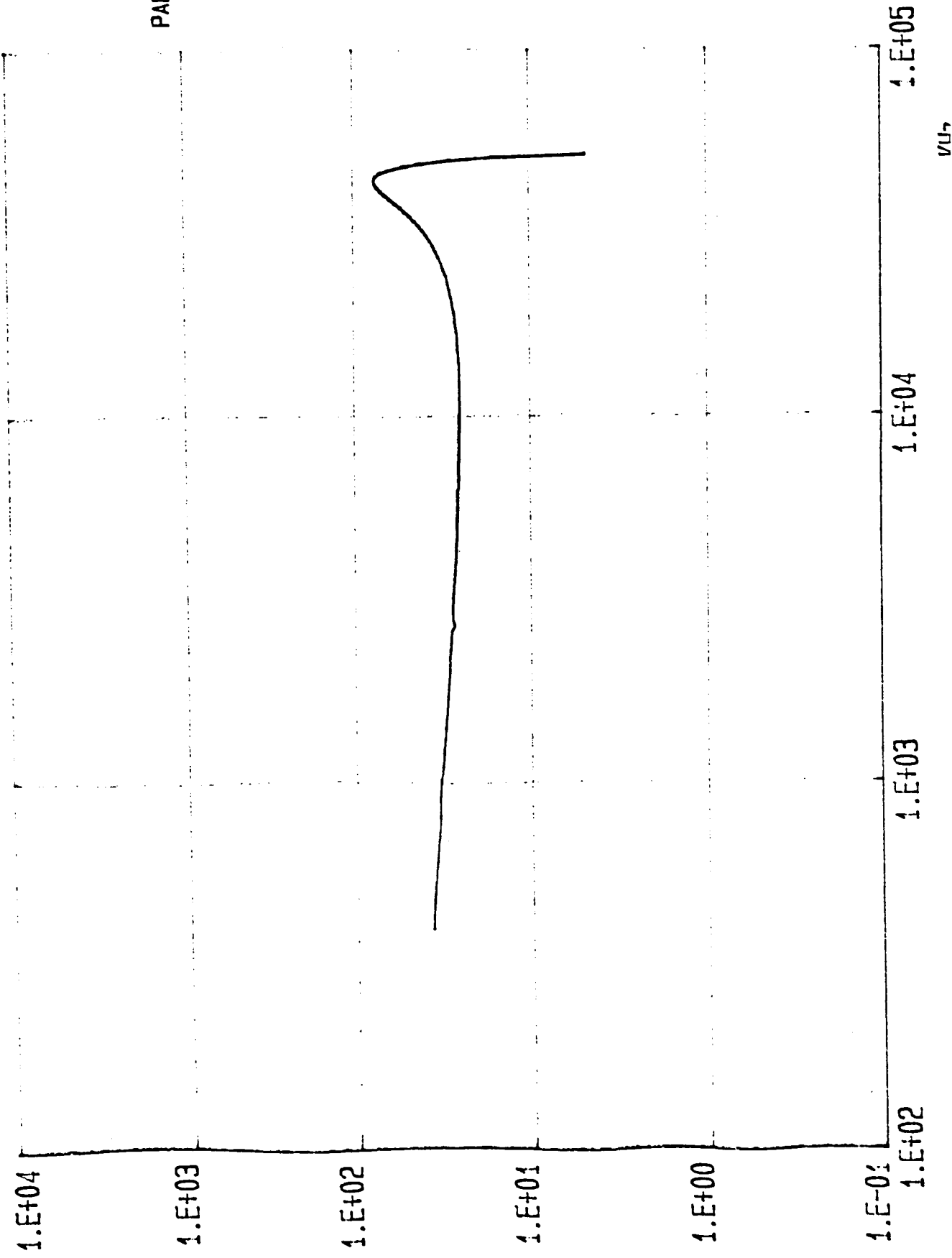
Sans corrections

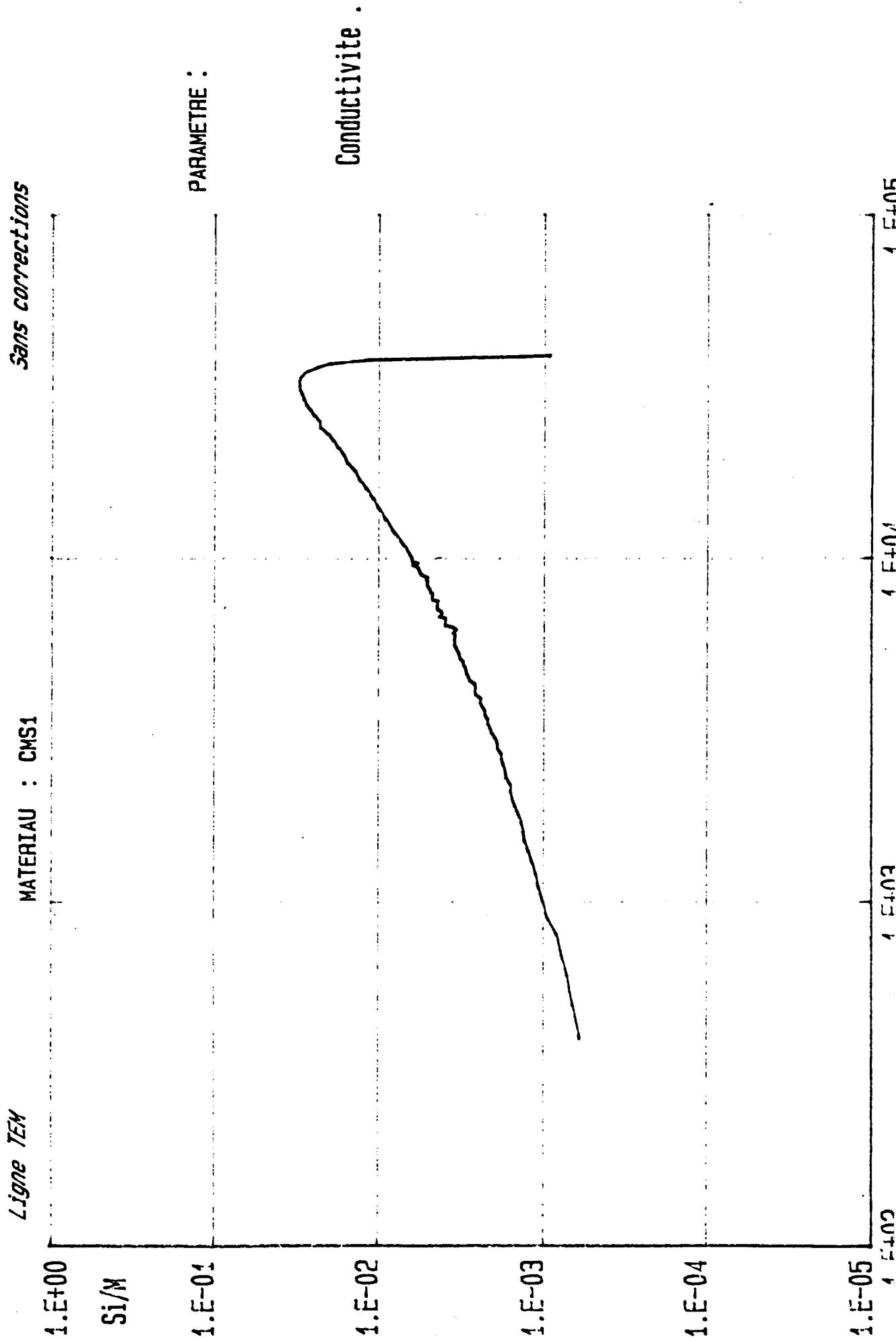
MATERIAU : CMS1

Ligne TEN

PARAMETRE :

Permittivite rel.





L'expérience nous a montré qu'il est préférable d'utiliser $Z_{11}=0\Omega$ et $Z_{12}=50\Omega$. Ces impédances se situant parfaitement dans la gamme d'impédances mesurables au VECTEUR-METRE.

Le schéma de la planche II-15' montre la chaîne de mesure utilisée.

Si l'on appelle Z_{e1} et Z_{e2} les impédances mesurées on obtient :

$$Z_c^2 = \frac{Z_{e1}Z_{11} - RZ_{e2}Z_{12}}{1 - R} \quad \text{avec} \quad R = \frac{Z_{e1}-Z_{11}}{Z_{e2}-Z_{12}}$$

$$\text{tg}(\gamma l) = j \left(\frac{Z_c (Z_{11}-Z_{e1})}{Z_c^2 - Z_{11}Z_{e1}} \right)$$

(Equ II-15)

Ce qui nous donne Z_c et γ de la cellule vide.

Nous insérons maintenant le matériau dans la partie médiane de la cellule et nous faisons à nouveau la double mesure d'impédances dans les mêmes conditions que précédemment.

A partir de ces mesures, nous calculons les impédances ramenées Z_{e1m} et Z_{e2m} dans le plan S2 à travers la ligne de longueur l_v :

$$Z_{e1m} = \frac{Z_{e1} - jZ_c \text{tg}(\gamma l_v)}{1 - j (Z_{e1}/Z_c) \text{tg}(\gamma l_v)} \quad \text{de même pour } Z_{e2m}$$

(Equ II-16)

De même les impédances Z_{11m} et Z_{12m} ramenées dans le plan S1 sont :

$$Z_{11m} = \frac{Z_{11} + jZ_c \text{tg}(\gamma l_v)}{1 + j (Z_{11}/Z_c) \text{tg}(\gamma l_v)} \quad \text{de même pour } Z_{12m}$$

(Equ II-17)

Nous obtenons alors :

$$Z_{cm}^2 = \frac{Z_{e1m}Z_{l1m} - RZ_{e2m}Z_{l2m}}{1 - R} \quad \text{avec} \quad R = \frac{Z_{e1m} - Z_{l1m}}{Z_{e2m} - Z_{l2m}}$$

$$\text{tg}(\gamma_{mlm}) = j \left(\frac{Z_{cm} (Z_{l1m} - Z_{e1m})}{Z_{cm}^2 - Z_{l1m}Z_{e1m}} \right)$$

(Equ II-18)

L'obtention des modules et phases de Z_{cm} et γ_m permet d'écrire un système de 4 équations dont les 4 inconnues sont les paramètres linéiques de la ligne : R_m , L_m , C_m , G_m .

d'où les paramètres électromagnétiques des matériaux :

$$\begin{aligned} \epsilon_r &= (C_m/C) \\ \mu_r' &= (L_m/L) \\ \sigma &= \text{Log}(7/3) * G / (2\pi) \\ \mu_r'' &= (R_m - R) / L\omega \end{aligned}$$

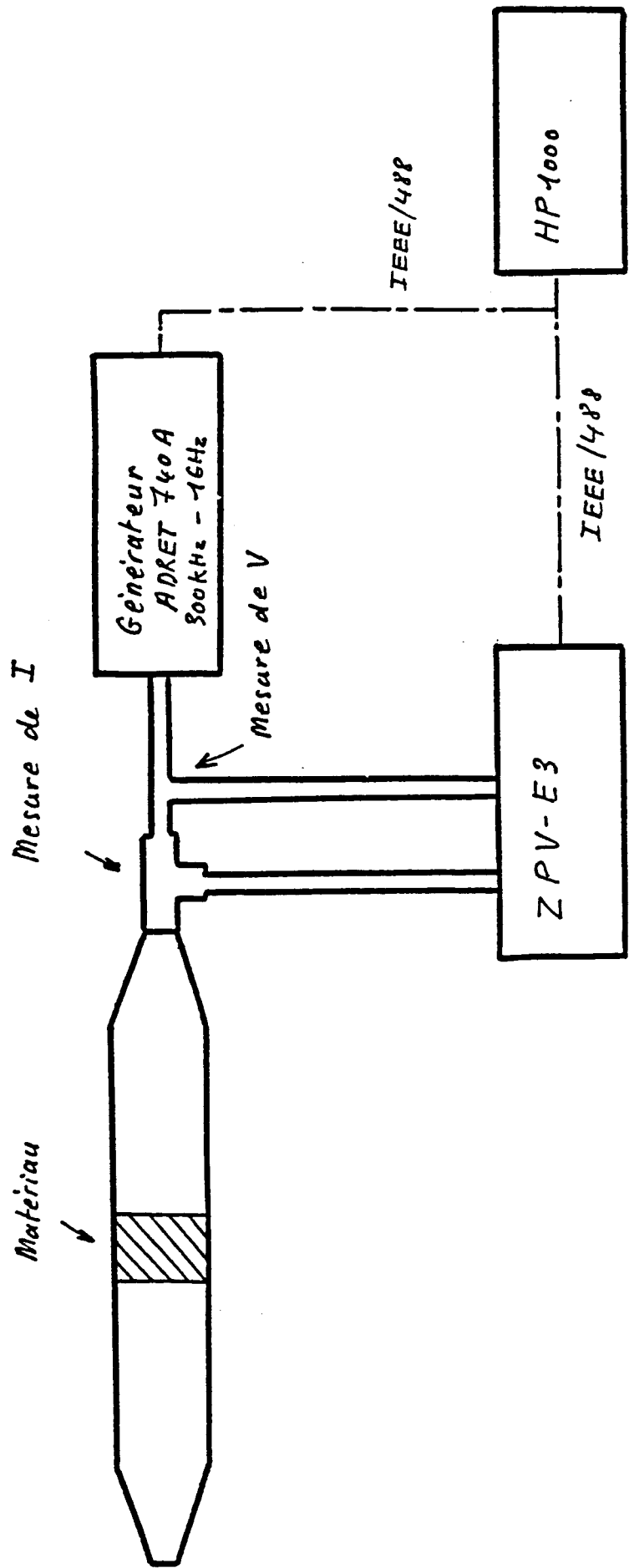
(Equ II-19)

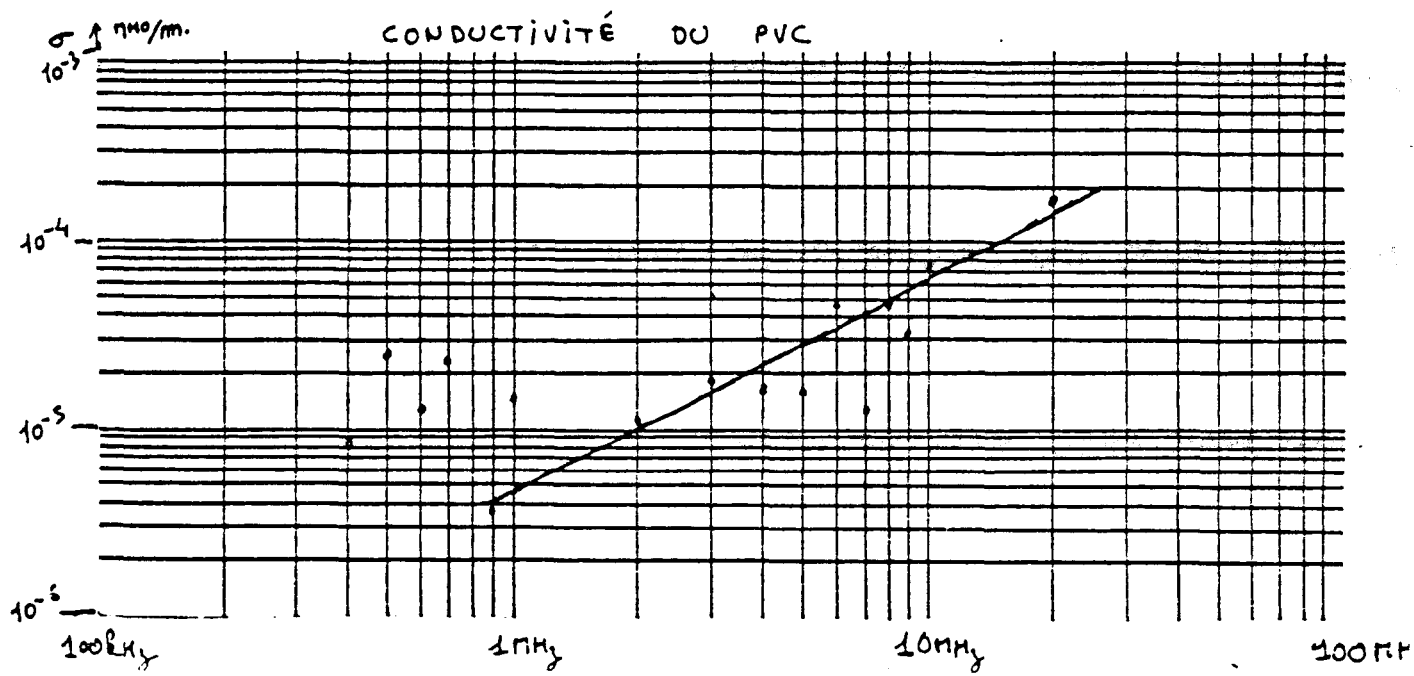
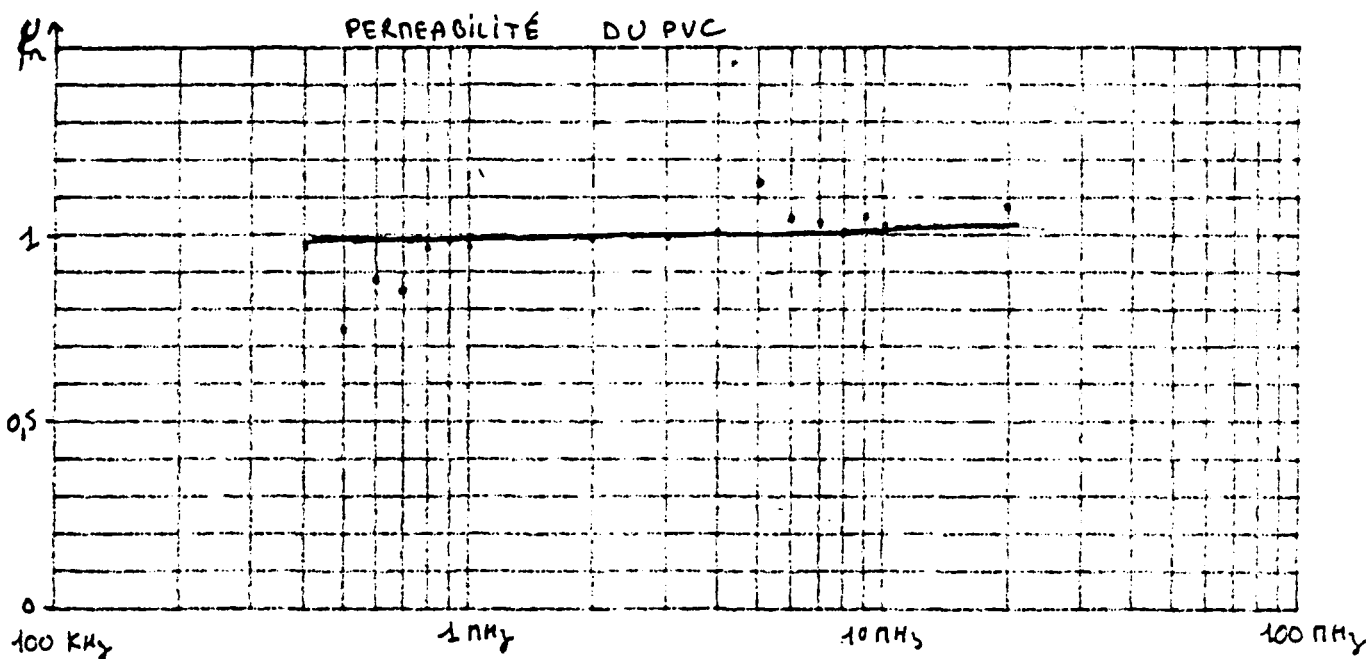
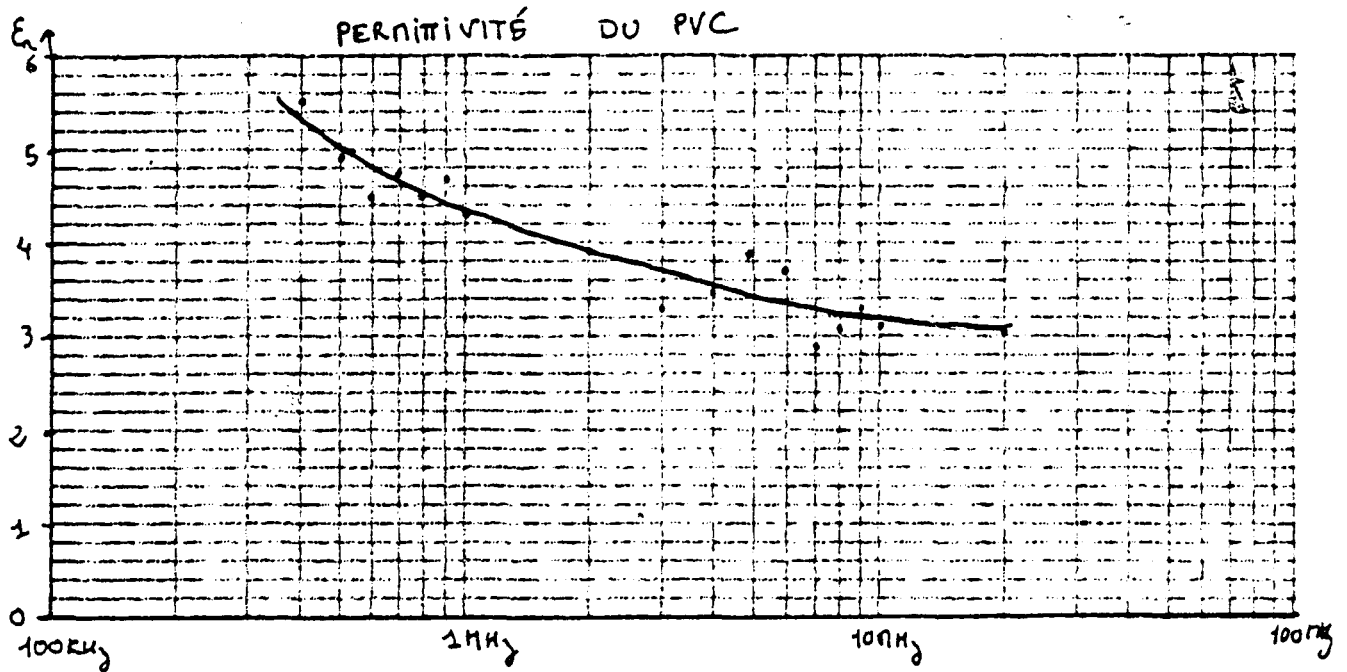
β) Résultats obtenus sur les matériaux [33]

-Diélectrique

Nous avons testé la méthode sur un matériau PVC.

La planche II-16 montre les résultats obtenus. La permittivité mesurée est équivalente à celle mesurée par la méthode du pont aux alentours de 1MHz. La perméabilité est proche de 1 et la conductivité est très faible.





-Composites

les planches II-17,II-18,II-19 montrent les mesures effectuées sur des matériaux de type CMS. Les mesures corroborent assez bien celles faites avec les méthodes de pont.

On observe une perméabilité et une permittivité réellement constantes jusqu'au delà de 100MHz. Propriété très intéressante dans l'application aux blindages multiples ainsi qu'aux câbles à fréquence de coupure.

La mesure de la perméabilité μ'' n'a pu être effectuée du fait de sa faible valeur.

Le tableau de la planche II-7 montre que la conductivité a un comportement fréquentiel de la forme :

$$\sigma = k f^{\beta}$$

On remarque que ce coefficient est nettement plus faible pour le matériau CMS3 dont la concentration est très éloignée du seuil de percolation.

Les caractéristiques de CMS1 sont tout à fait équivalentes à celles obtenues à l'aide de la méthode "fréquences basses" de la cellule TEM.

Les caractéristiques de cette série d'échantillons nous permettent d'ébaucher une courbe donnant les paramètres électromagnétiques du matériau en fonction de la concentration. (planche II-20).

Le comportement de la permittivité fait apparaître une divergence de sa valeur aux alentours de la concentration de 87 % en poids de poudre de fer celle-ci caractérisant sans doute le seuil de percolation du mélange . Nous mesurons par contre une conductivité qui bien qu'assez faible reste non négligeable ($\approx 10^{-3}$ S/m) en dessous du seuil de percolation. Elle caractérise la perte d'énergie de l'onde électromagnétique due à des phénomènes non magnétiques.

Si l'on tient compte des poids volumiques du silicone et du fer, cela donne une concentration volumique d'environ 35% pour la poudre de fer. Ce qui est assez proche des seuils de percolation théoriques obtenus dans le premier chapitre.

Nous avons effectué des mesures sur une autre série d'échantillons à base de verre métallique. Les planches II-21, 22, 23 montrent les résultats obtenus. Nous pouvons tirer les mêmes conclusions en ce qui concerne l'évolution des paramètres électromagnétiques en fonction de la fréquence et de la concentration.

Nous observons ici une conductivité constante avec la fréquence pour le matériau VM4. Ceci est certainement dû au fait que l'on se trouve au delà du seuil de percolation. La permittivité n'a d'ailleurs pas pu être mesurée convenablement.

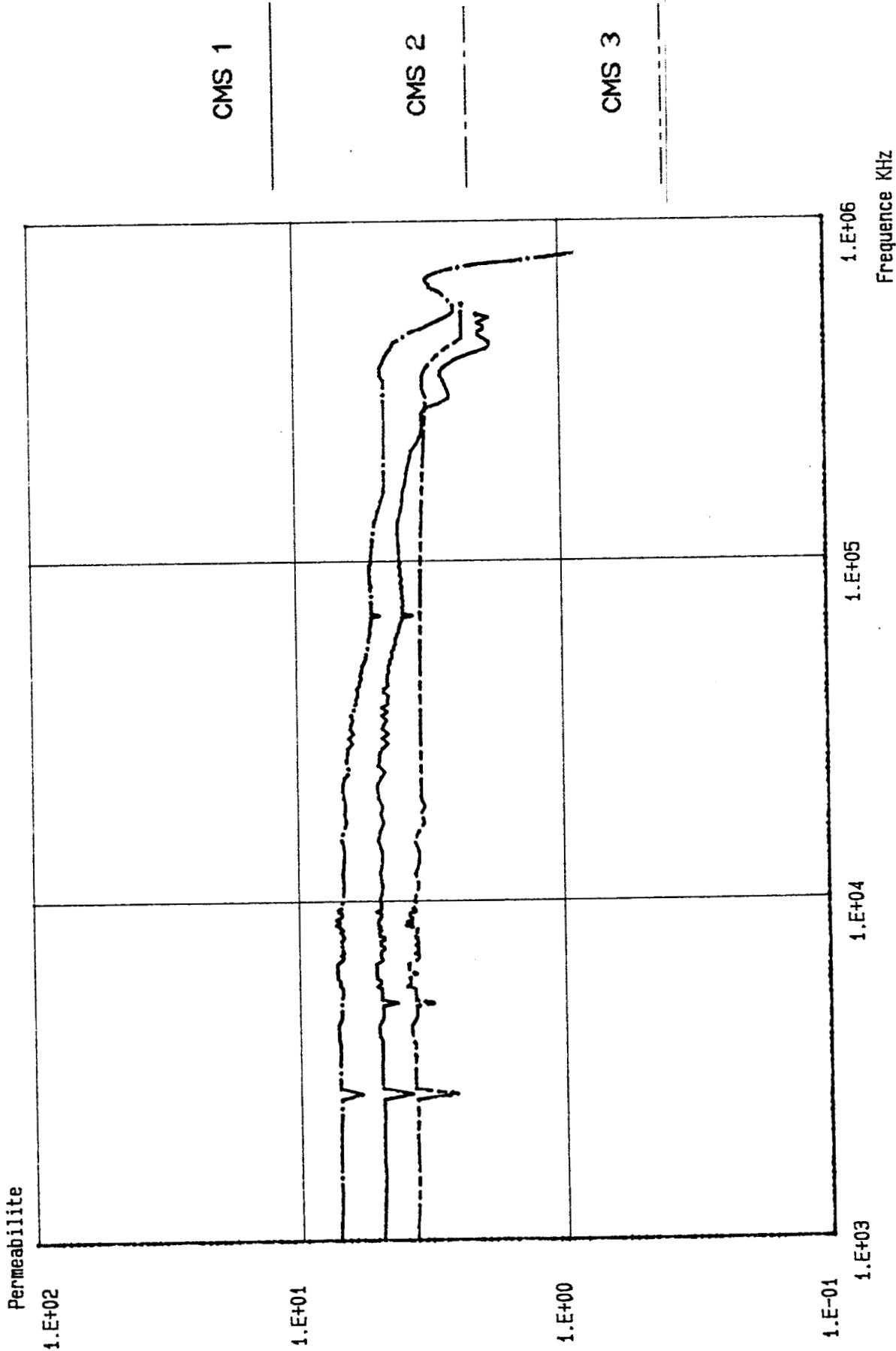
On constate encore la constance de la perméabilité avec la fréquence bien au delà de 100MHz.

Nous avons également testé des matériaux à base de ferrites. Les planches II-24, 25, 26 montrent les résultats obtenus.

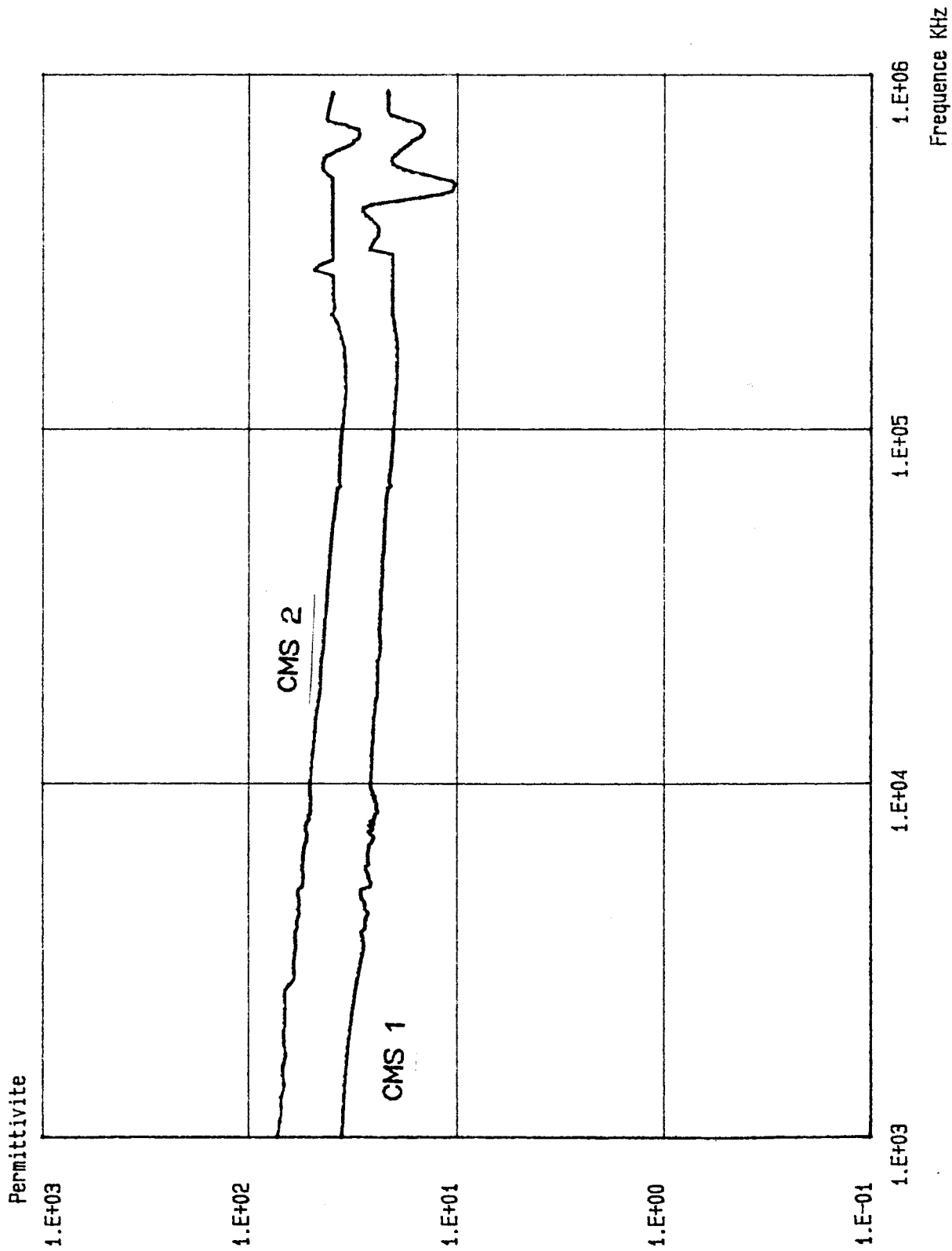
Les comportements sont pratiquement identiques à ceux observés précédemment. La valeur de la perméabilité magnétique se situe aux alentours de $\mu_r=15$ et reste constante avec la fréquence.

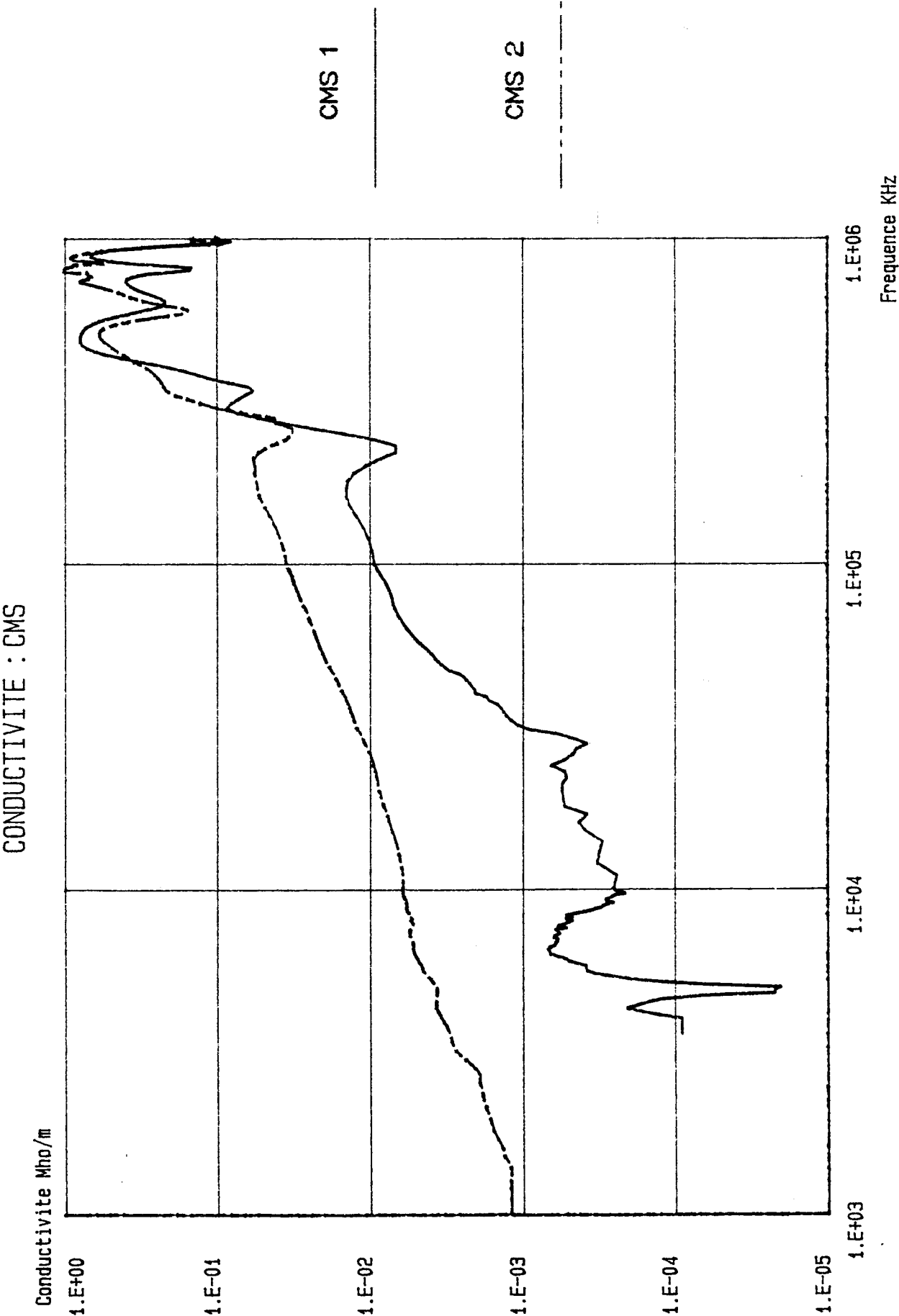
Enfin les planches 27-27' représentent les résultats obtenus sur un matériau également à base de ferrite mais ayant une autre origine. Toujours le même comportement des paramètres électromagnétiques en fonction de la fréquence. La valeur de μ'' a pu être obtenue, sa valeur reste relativement basse sur toute la gamme de fréquence (<45).

PERMEABILITE : CMS



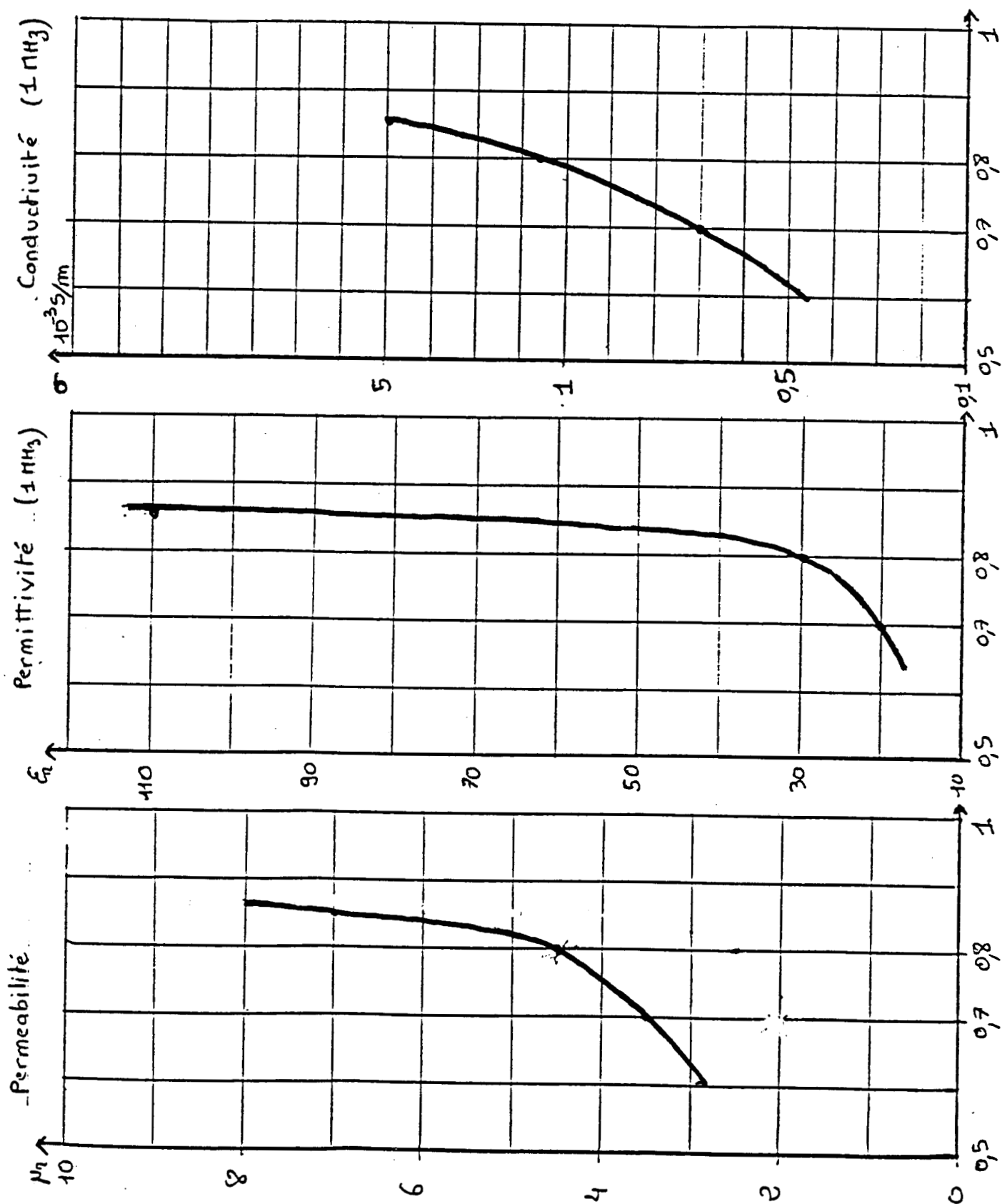
PERMITTIVITE RELATIVE : CMS





VARIATION DES PARAMETRES E.M.
AVEC LA CONCENTRATION (CMS)

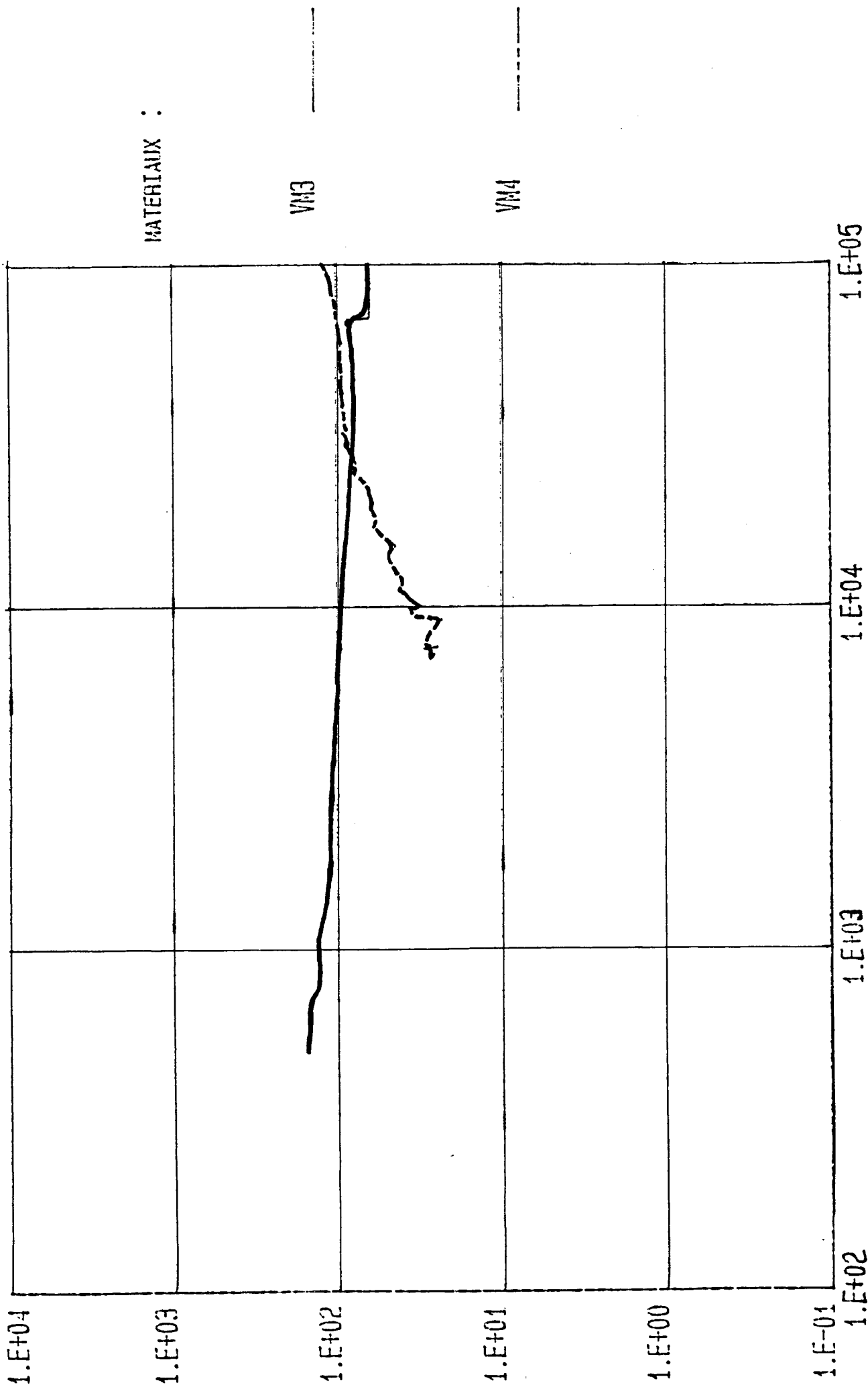
PLANCHE II-20



Avec corrections

PARAMETRE : Permittivite relative

Ligne Ten



MATERIAUX :

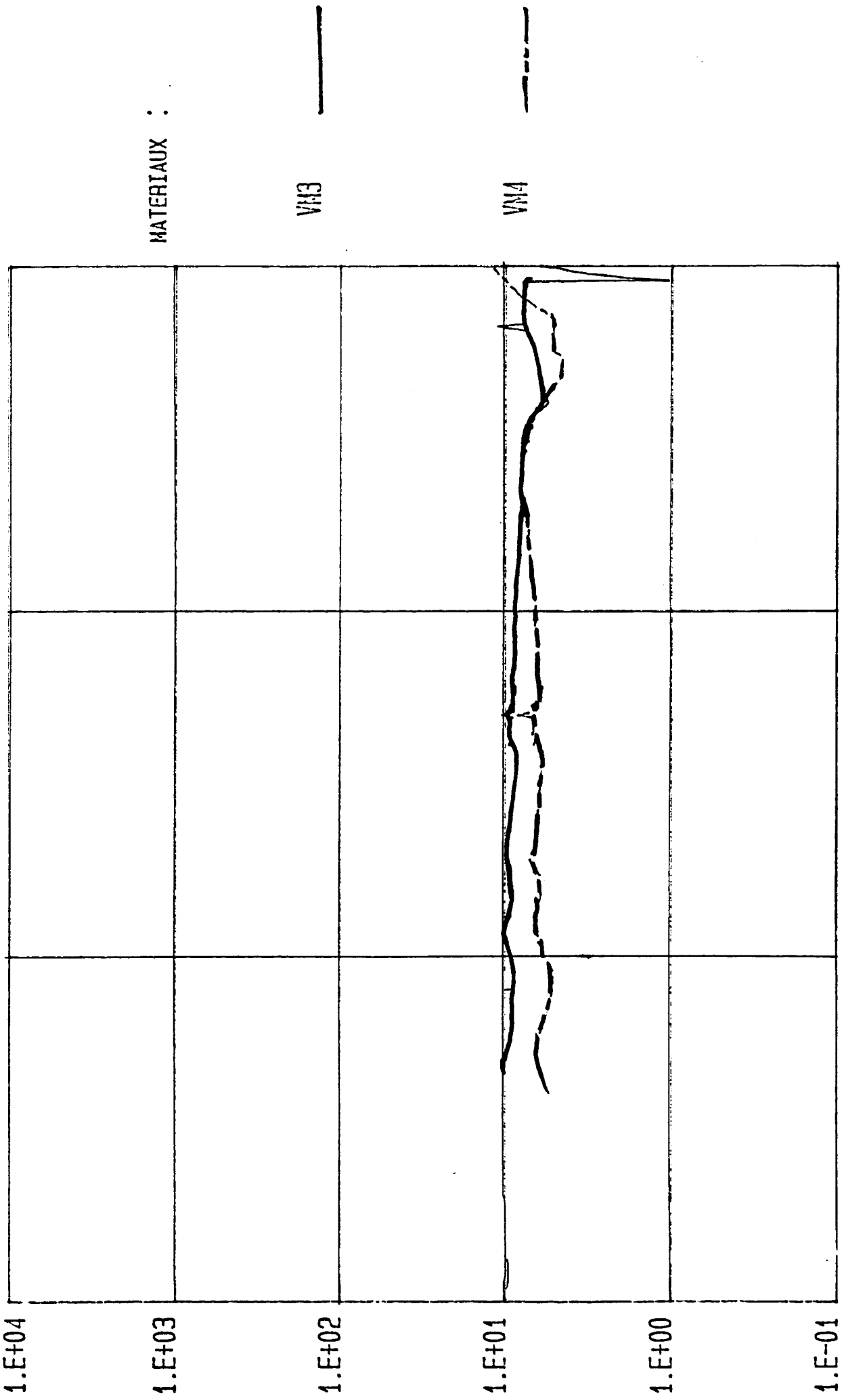
VM3

VM4

Avec corrections

PARAMETRE : Permeabilite relative

Ligne Tey



MATERIAUX :

VN3

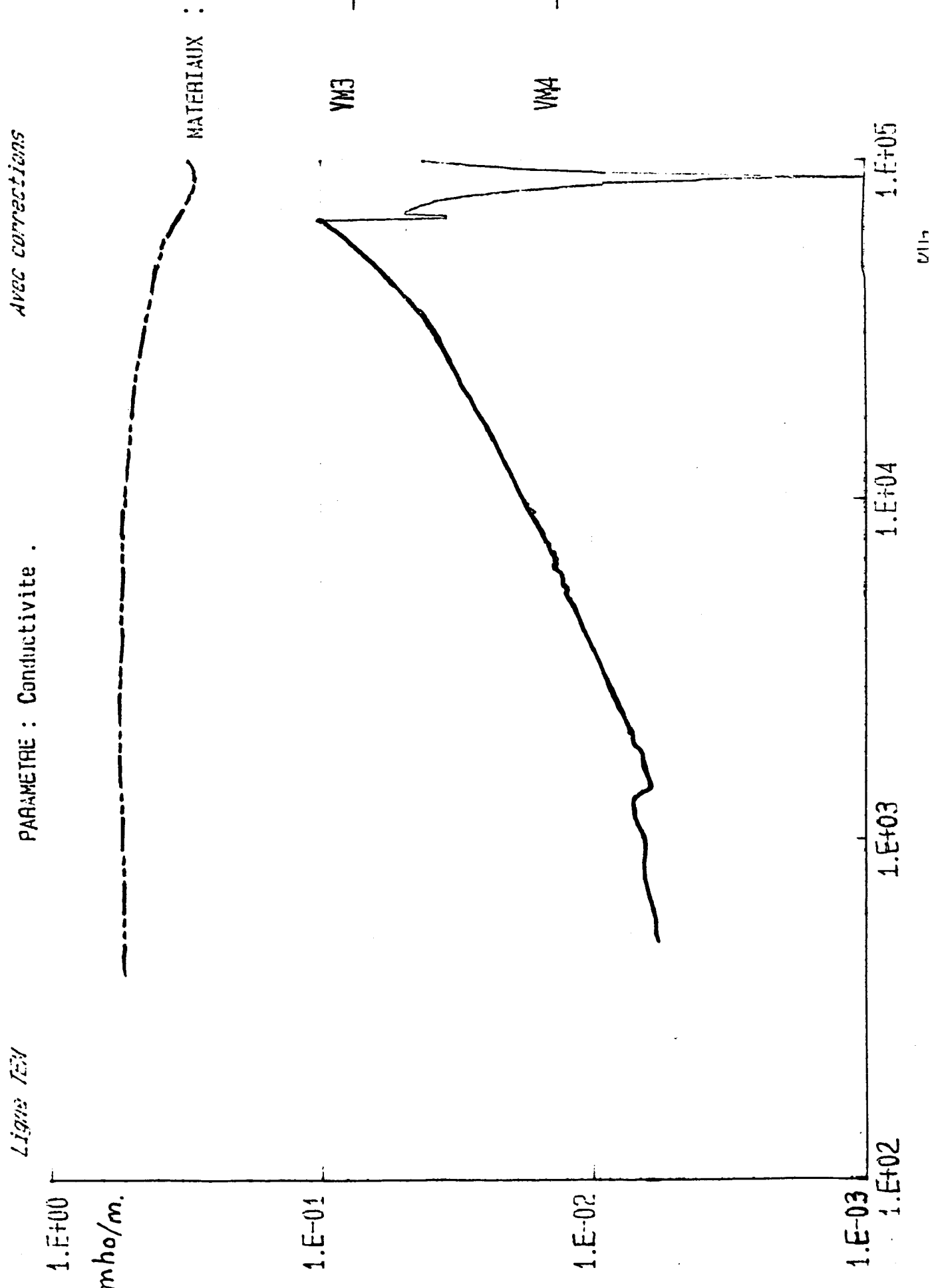
VN4

1 E+05

1 E+04

1 E+03

1 E+02



PERMEABILITE : FERRITES

Permeabilite

1.E+02

1.E+01

1.E+00

1.E-01

1.E+04

1.E+05

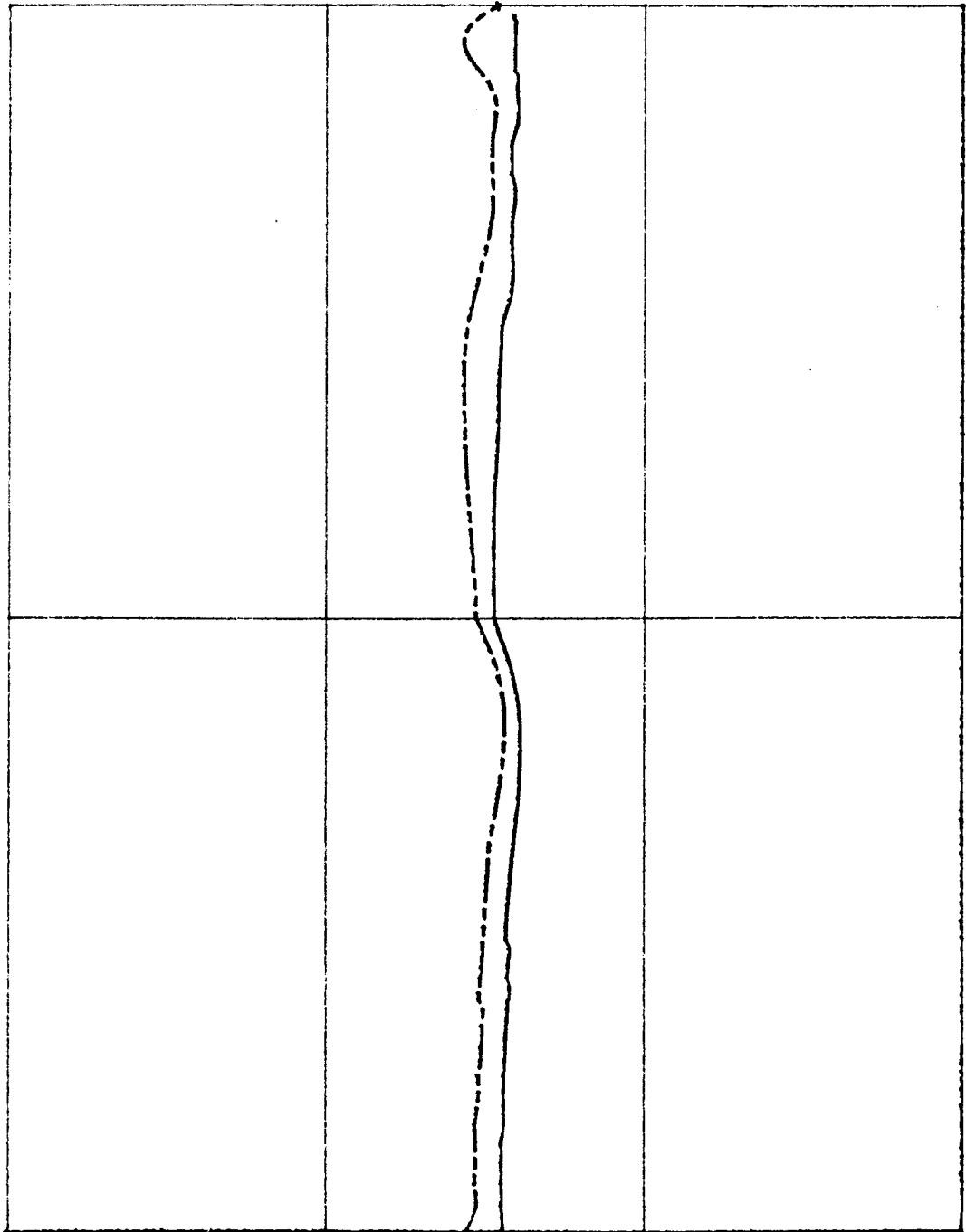
1.E+06

Frequence Khz

CONCENTRATION EN
POIDS :

75 %

80 %



PERMITTIVITE RELATIVE : FERRITES

Permittivite

1.E+02

1.E+01

1.E+00

1.E-01

1.E+04

1.E+05

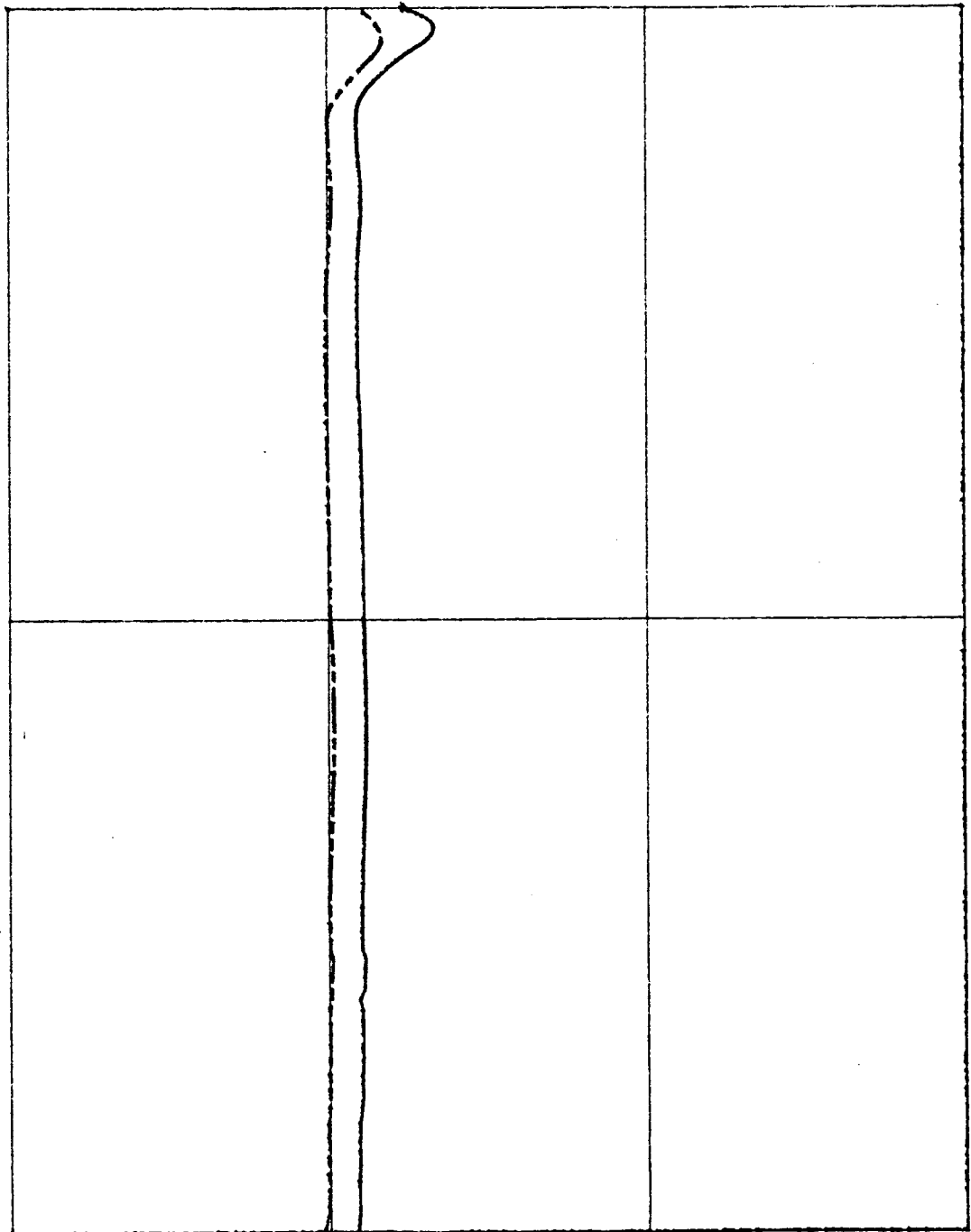
1.E+06

Frequency KHz

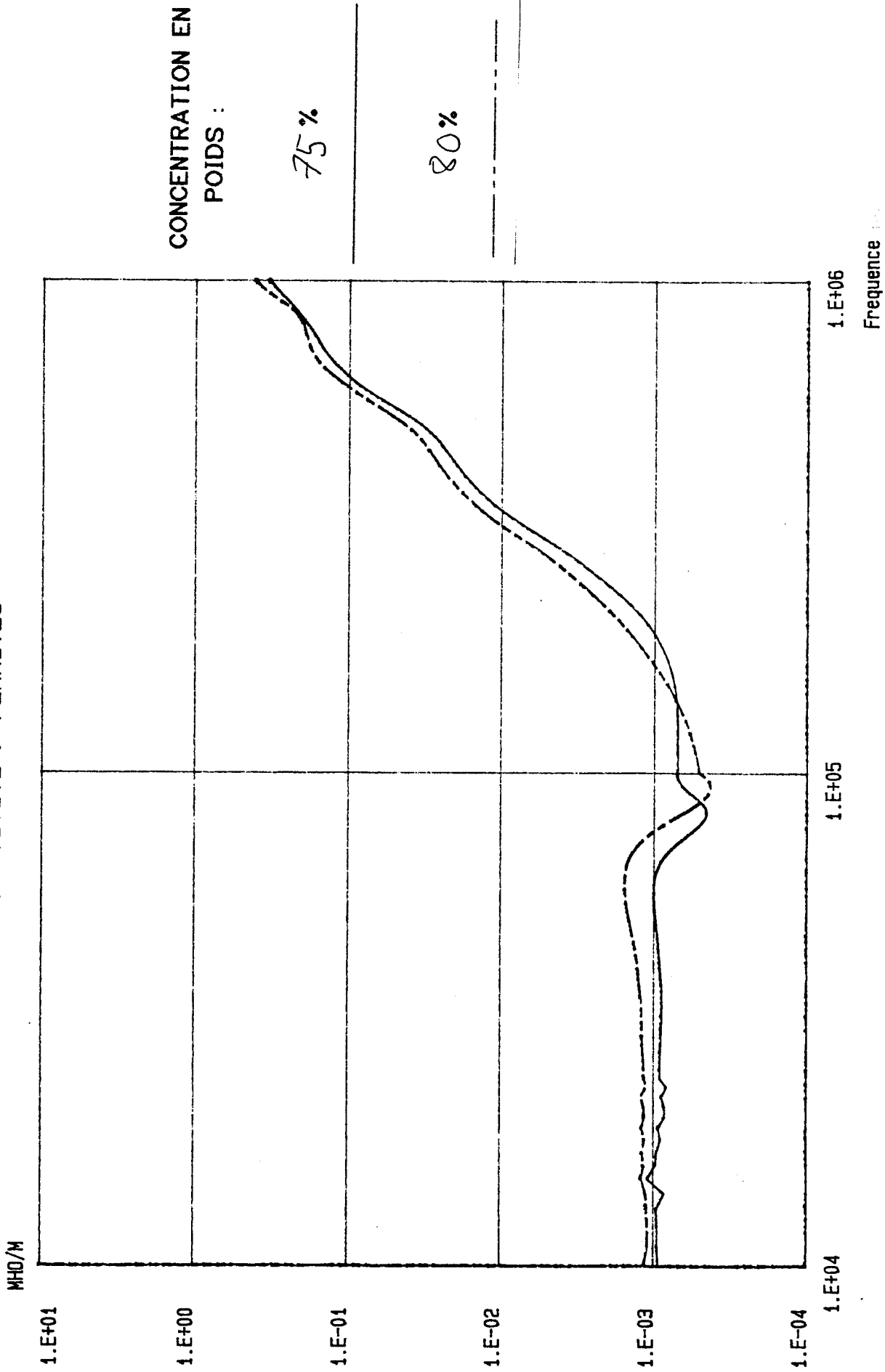
CONCENTRATION EN
POIDS :

75 %

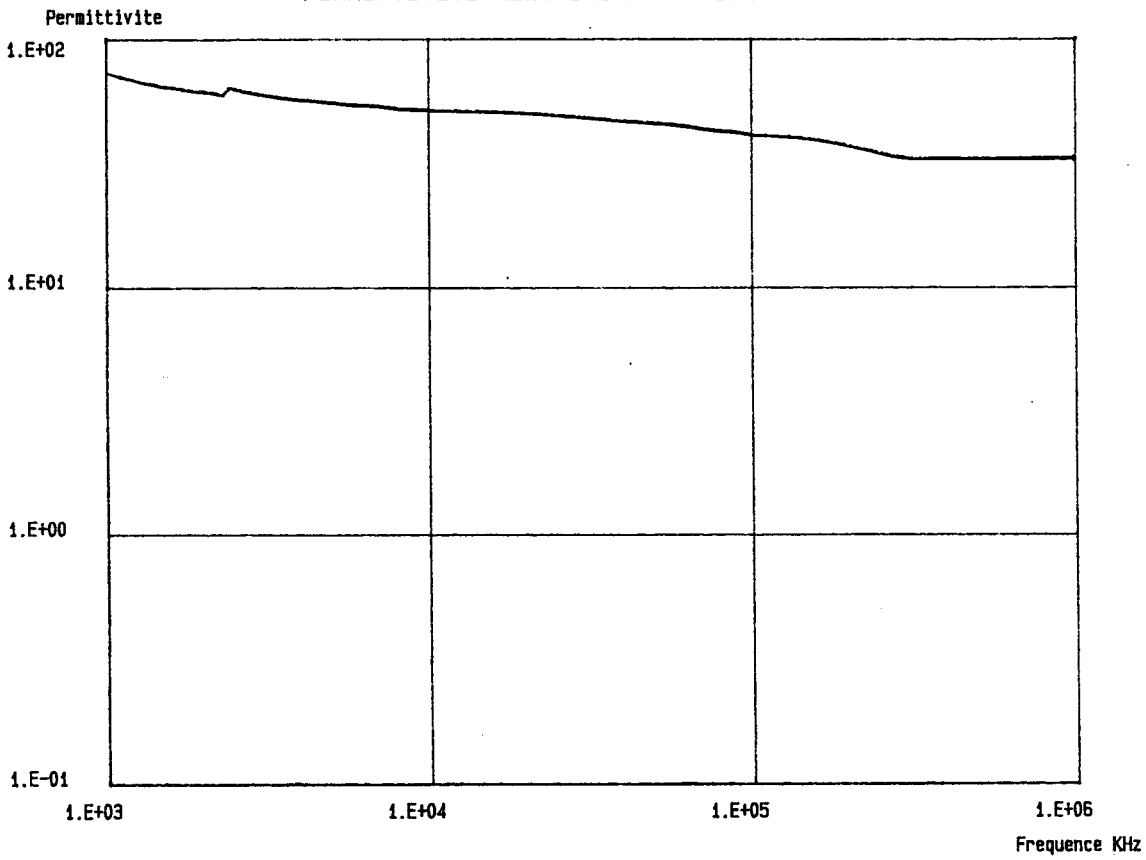
80 %



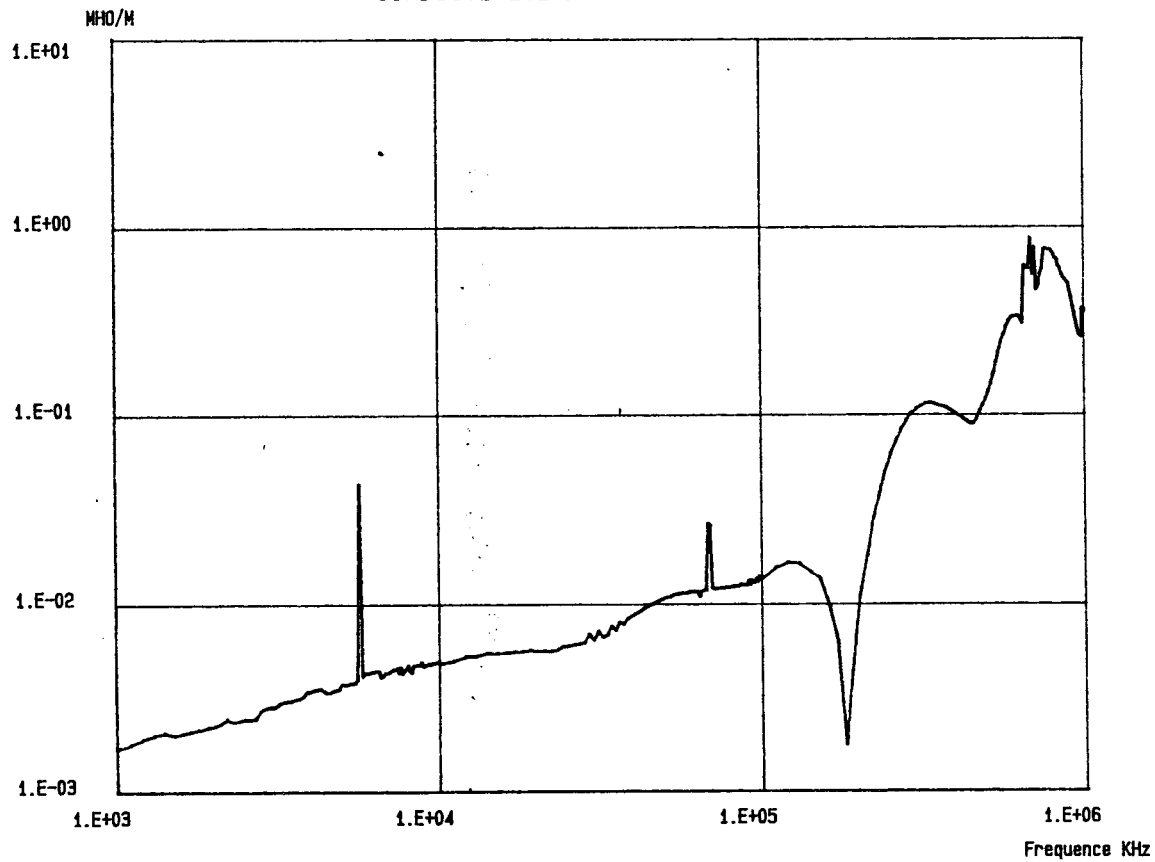
CONDUCTIVITE : FERRITES



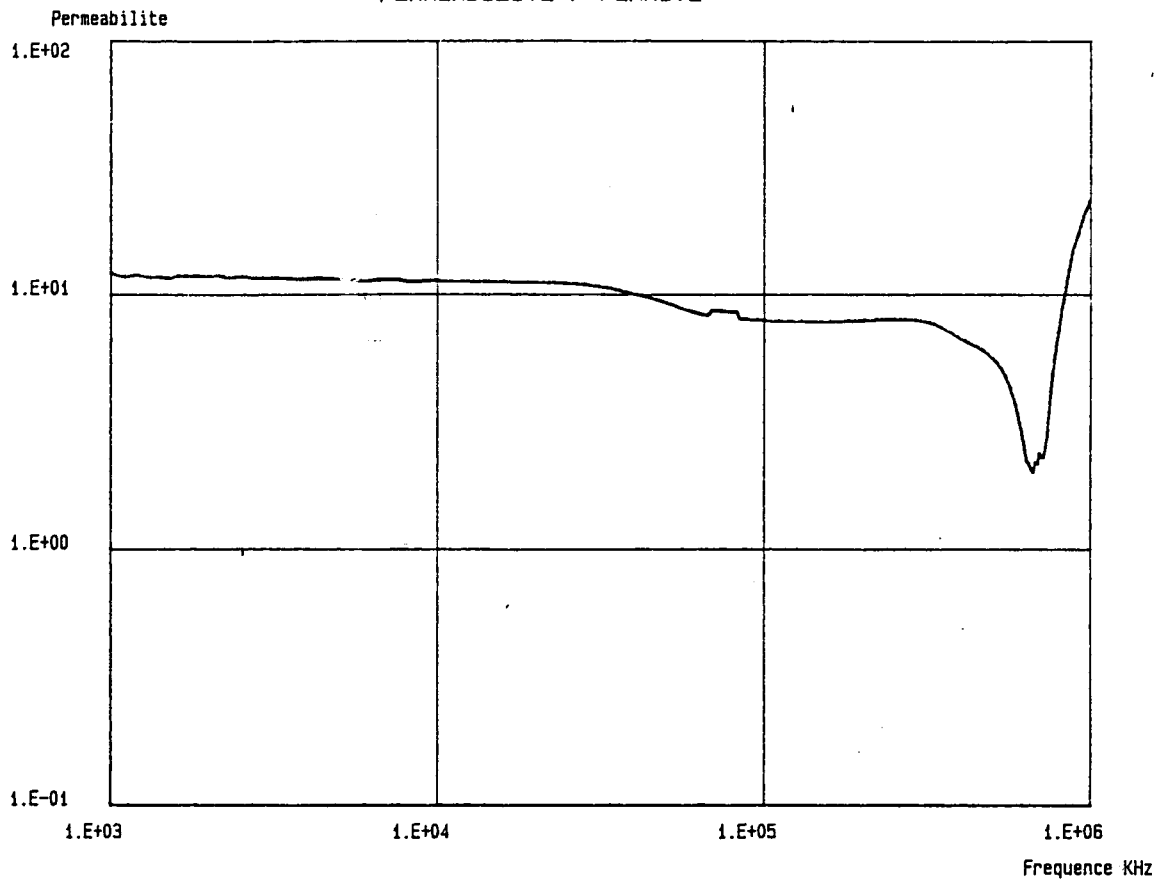
PERMITTIVITE RELATIVE : FERRITE



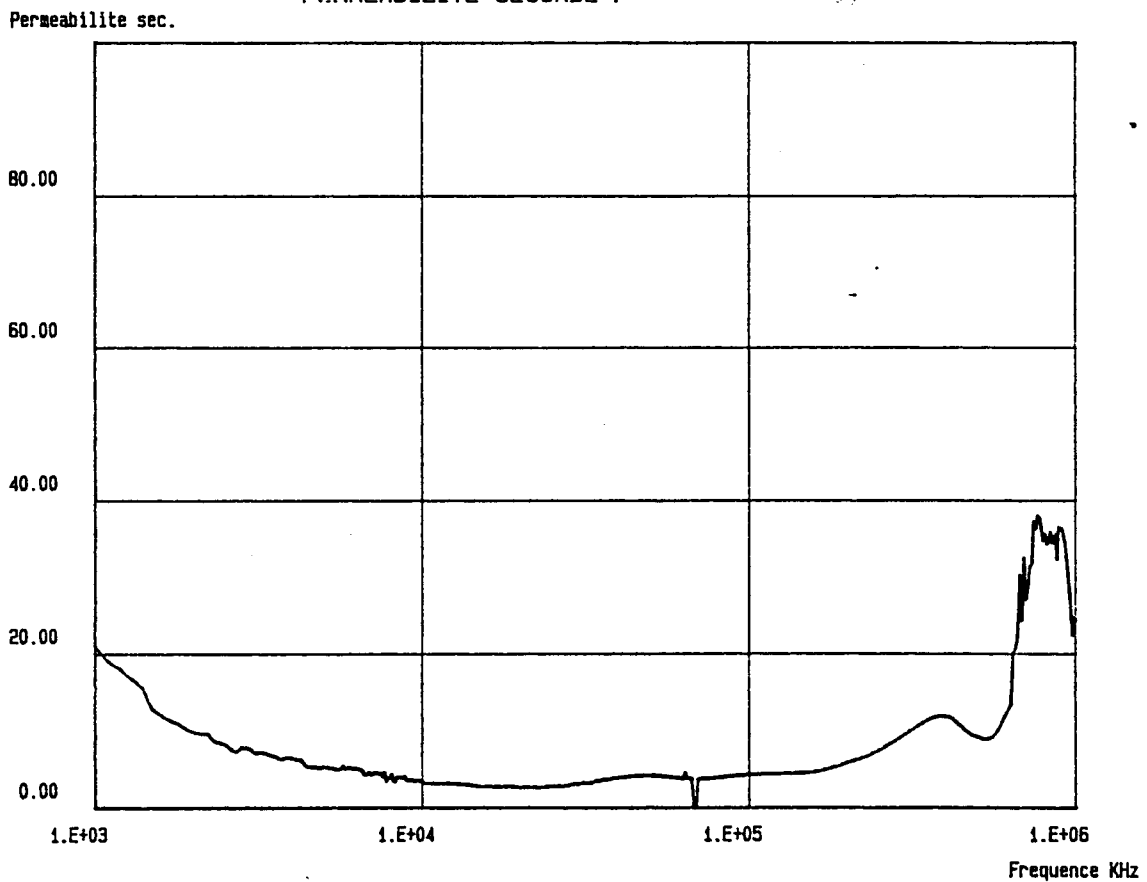
CONDUCTIVITE : FERRITE



PERMEABILITE : FERRITE



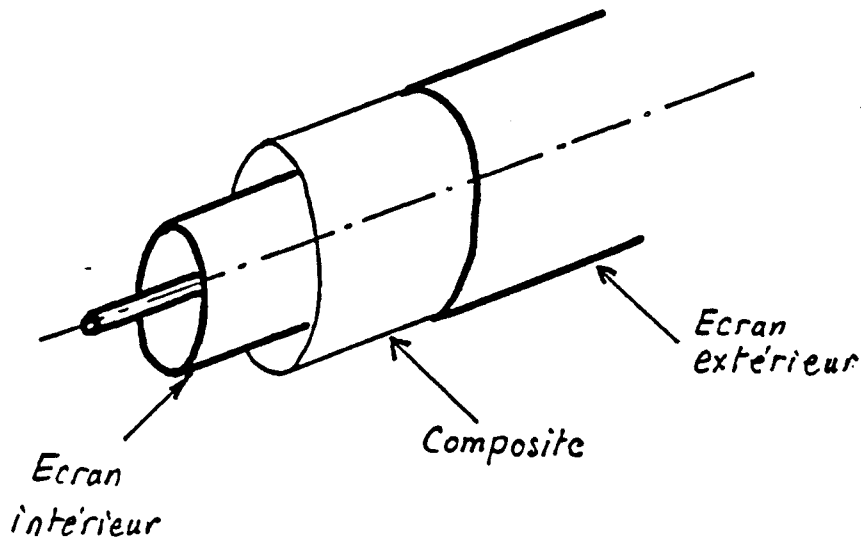
PERMEABILITE SECONDE :



II22) EFFICACITE DE BLINDAGE D'UN CABLE FABRIQUE A L'AIDE DE
COMPOSITES .
 [33]

α) Description des éprouvettes

Les éprouvettes sont composées de deux écrans concentriques afin de former une structure coaxiale à deux blindages. Le matériau est introduit entre les deux écrans (figure II-13).



(Fig II-13)

La dimension de l'éprouvette sera de 1 mètre, le diamètre extérieur de l'écran pourra atteindre 10 mm et la structure coaxiale intérieure a une impédance caractéristique de 93Ω . Son diamètre est tel que l'épaisseur du matériau introduit entre les deux écrans est au moins supérieure à quelques millimètres.

Dans le premier chapitre nous avons exposé la théorie de ce type de blindage.

Si les blindages sont court-circuités aux deux extrémités et si la longueur d'onde est très supérieure aux dimensions de l'éprouvette, l'impédance de transfert peut s'écrire avec une bonne approximation :

$$Z_t = \frac{Z_{\text{ext}} Z_{\text{int}}}{Z_0}$$

Z_{ext} et Z_{int} sont les impédances de transfert des blindages extérieurs et intérieurs

Z_0 est la somme de l'impédance linéique de la ligne de propagation contenant le composite et des impédances de surface $Z_{\text{s ext}}$ et $Z_{\text{s int}}$.

La structure intérieure sera un câble coaxial standard. L'écran intérieur sera donc une tresse en cuivre comprenant 16 fuseaux de 7 conducteurs d'un diamètre élémentaire de 0.162 mm. Le recouvrement est de 79.6 % et l'angle de tressage $\psi = 27^\circ$, le pas des fuseaux est égal à 25 mm. La structure coaxiale présente une impédance caractéristique de 93 Ω .

Le diamètre extérieur de l'écran intérieur est de 4.6mm.

On choisit pour écran extérieur un blindage homogène en cuivre formé à partir d'un ruban de 28mm de large et de 40 μ m d'épaisseur.

Le matériau composite déposé sur la tresse intérieure forme une entretoise cylindrique de 6.3mm. L'écran extérieur est en contact avec le matériau, la longueur de l'éprouvette est de 1 mètre.

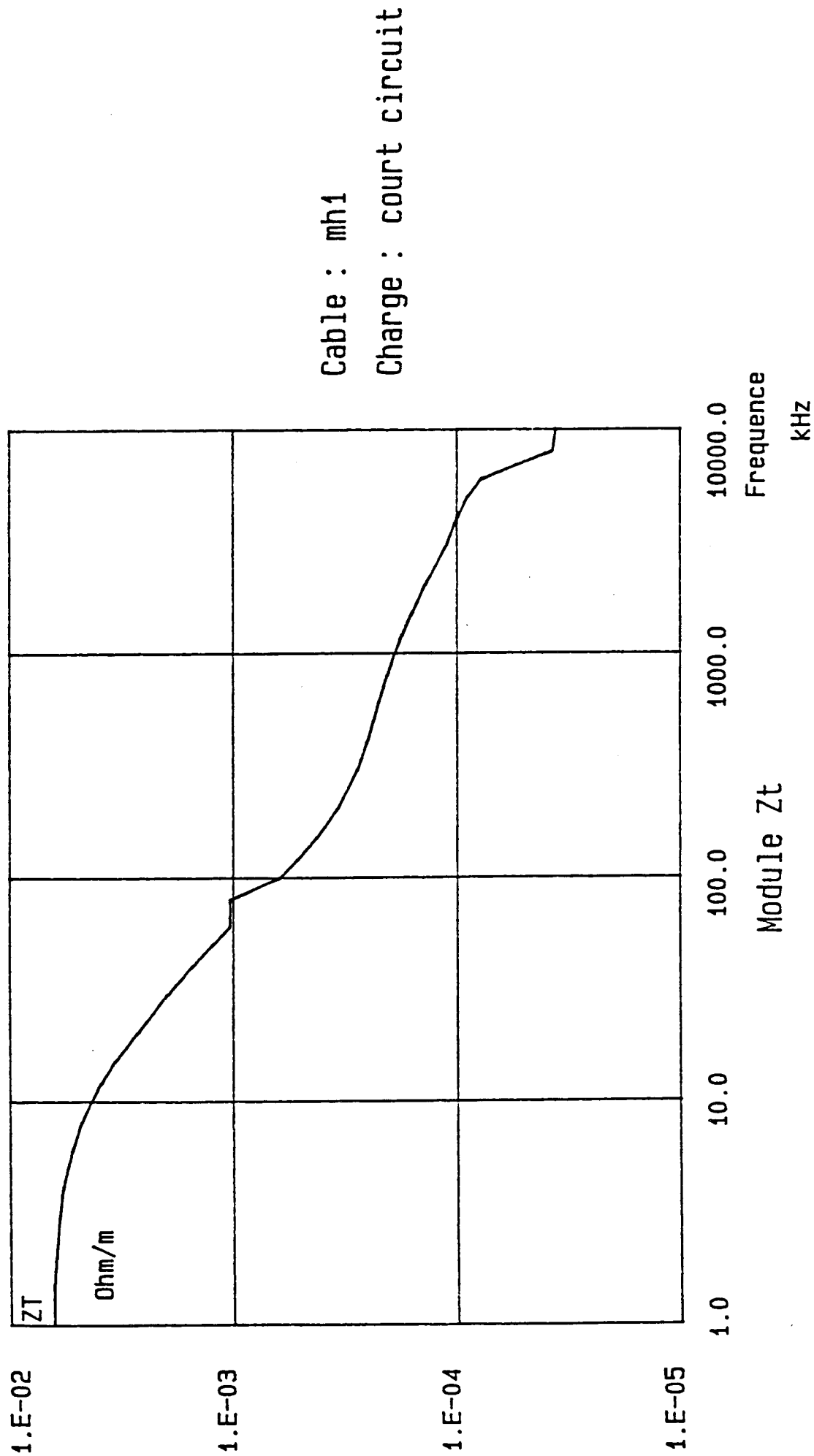
β) expérimentation

Le matériau composite introduit dans l'éprouvette porte la référence mh1. La courbe de la planche II-28 montre l'évolution de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence entre 1KHz et 10MHz.

Pour comparer ce résultat aux résultats théoriques, il nous faut bien connaître le comportement en fréquence de la tresse intérieure.

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

Methode harmonique



La planche II-29 montre son impédance de transfert mesurée ainsi que celle calculée à l'aide d'une simulation théorique dans laquelle le diamètre élémentaire est réduit à 0.142 mm pour tenir compte de l'allongement des fuseaux.

Sur la planche II-30 sont représentées 4 courbes.

- 1 impédance de transfert mesurée.
- 2 Impédance de transfert simulée avec perméabilité du composite $\mu_r=1$
- 3 Impédance de transfert avec $\mu_r=5$
- 4 Impédance de transfert avec $\mu_r=10$

On remarque que la courbe 3 suit convenablement l'impédance de transfert mesurée jusqu'à la fréquence de 100KHz.

Au delà de 100KHz, il existe une différence d'environ 90% entre les deux courbes. Au vu des résultats précédents deux hypothèses peuvent être formulées pour expliquer ce comportement :

- Il y a une anomalie de comportement du blindage extérieur.
- La simulation de l'impédance de transfert est incorrecte.

En ce qui concerne la première hypothèse, un examen minutieux de l'écran extérieur a montré l'existence de micro-coupures. Ceci est compréhensible vu la très faible épaisseur de ce blindage et la manipulation nécessaire de l'éprouvette. Ces ouvertures peuvent introduire une composante azimutale de champ magnétique à l'intérieur de l'écran et produire un couplage supplémentaire.

Une mesure de l'impédance de transfert de l'écran extérieur montre qu'un tel couplage existe. (planche II-31).

La remontée de la caractéristique mesurée suggère l'adjonction d'une réactance de transfert à l'impédance de transfert calculée par l'équation I-4 .

$$Z_t = Z_{tecran} + jL_t\omega$$

L'expérience montre que $L_t = 0.5 \text{ nH/m}$.

Les résultats obtenus sur la planche II-32 montrent l'évolution de Z_t tenant compte de cette correction pour différentes valeurs de L_t . Bien que nous observions une remontée de la caractéristique au delà de 1MHz, il est clair que cette correction n'est pas suffisante.

La deuxième hypothèse est certainement la plus plausible. En effet, la caractéristique de la planche II-28 est obtenue pour une tresse enrobée de diélectrique. Or, dans la structure qui nous intéresse, le composite est déposé directement sur la tresse celui-ci ayant diffusé dans les trous. Les propriétés de ce matériau modifient sensiblement le couplage à travers la tresse.

Sur la planche II-33 nous comparons les impédances de transfert obtenues pour la tresse avec diélectrique et la tresse avec composite.

On remarque en effet une remontée plus tôt en fréquence avec une pente plus forte de l'impédance de transfert de l'ensemble "TRESSE+COMPOSITE".

Enfin, sur la planche II-34 on a représenté la simulation corrigée tenant compte de ce phénomène. On trouve alors un bon accord avec l'expérimentation.

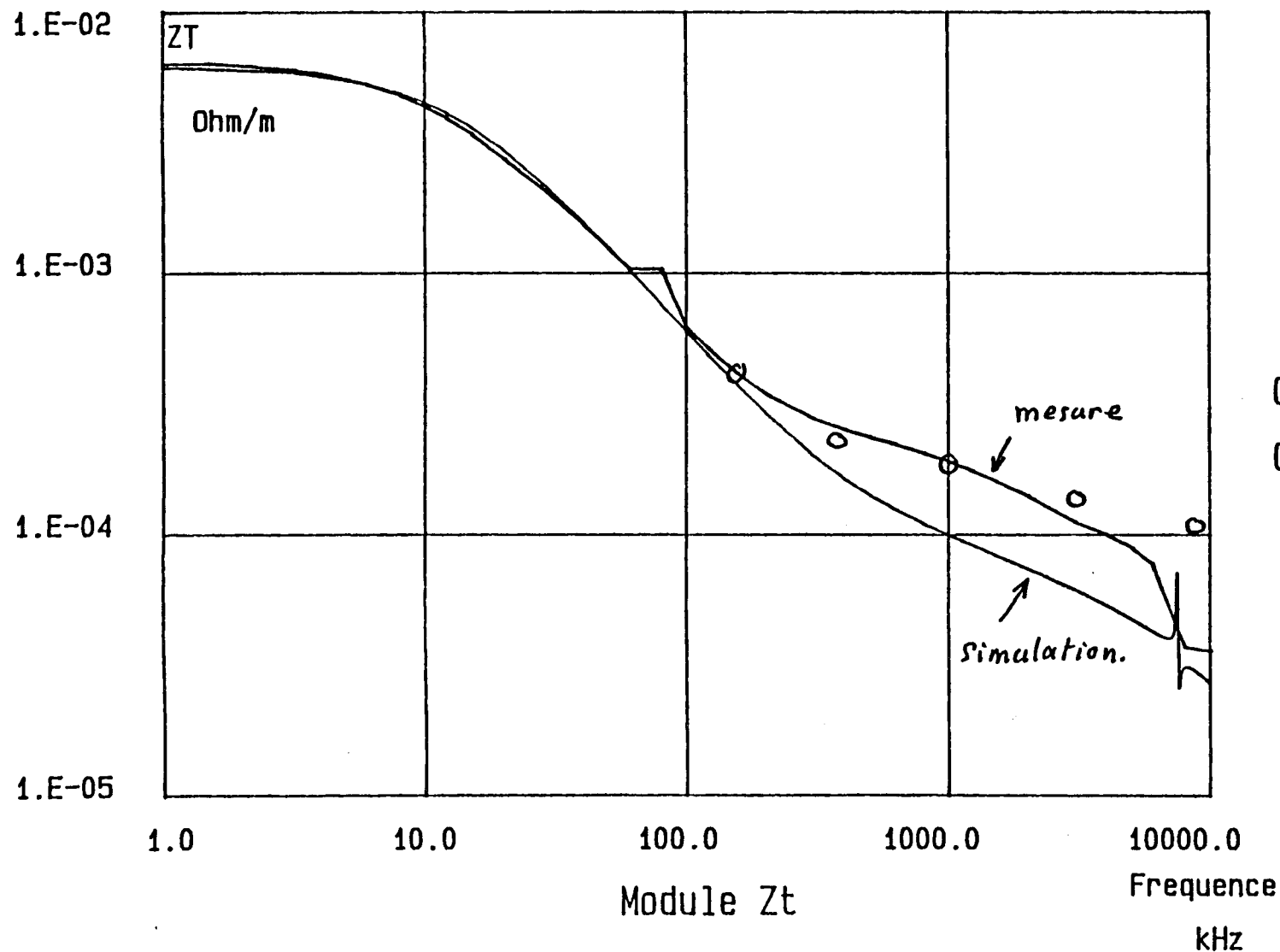
Retenons que l'introduction d'un matériau composite de perméabilité relative non négligeable et constante avec la fréquence dans la structure d'un blindage semble effectivement améliorer l'efficacité de blindage de celui-ci et ce sur une gamme de fréquence importante.

Enfin, la planche II-35 montre la mesure d'efficacité d'impédance de transfert effectuée sur 3 éprouvettes dont 2 fabriquées à l'aide de matériau MH1 (seul le diamètre extérieur change) et une avec le matériau de type CMS.

L'impédance de transfert de la courbe 1 a déjà été étudiée, remarquons toutefois que sur la courbe 2, la remontée de l'impédance de transfert à la fréquence de 100KHz est moins marquée, l'influence de la tresse diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du matériau.

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

Methode harmonique



\circ Simulation corrigée.

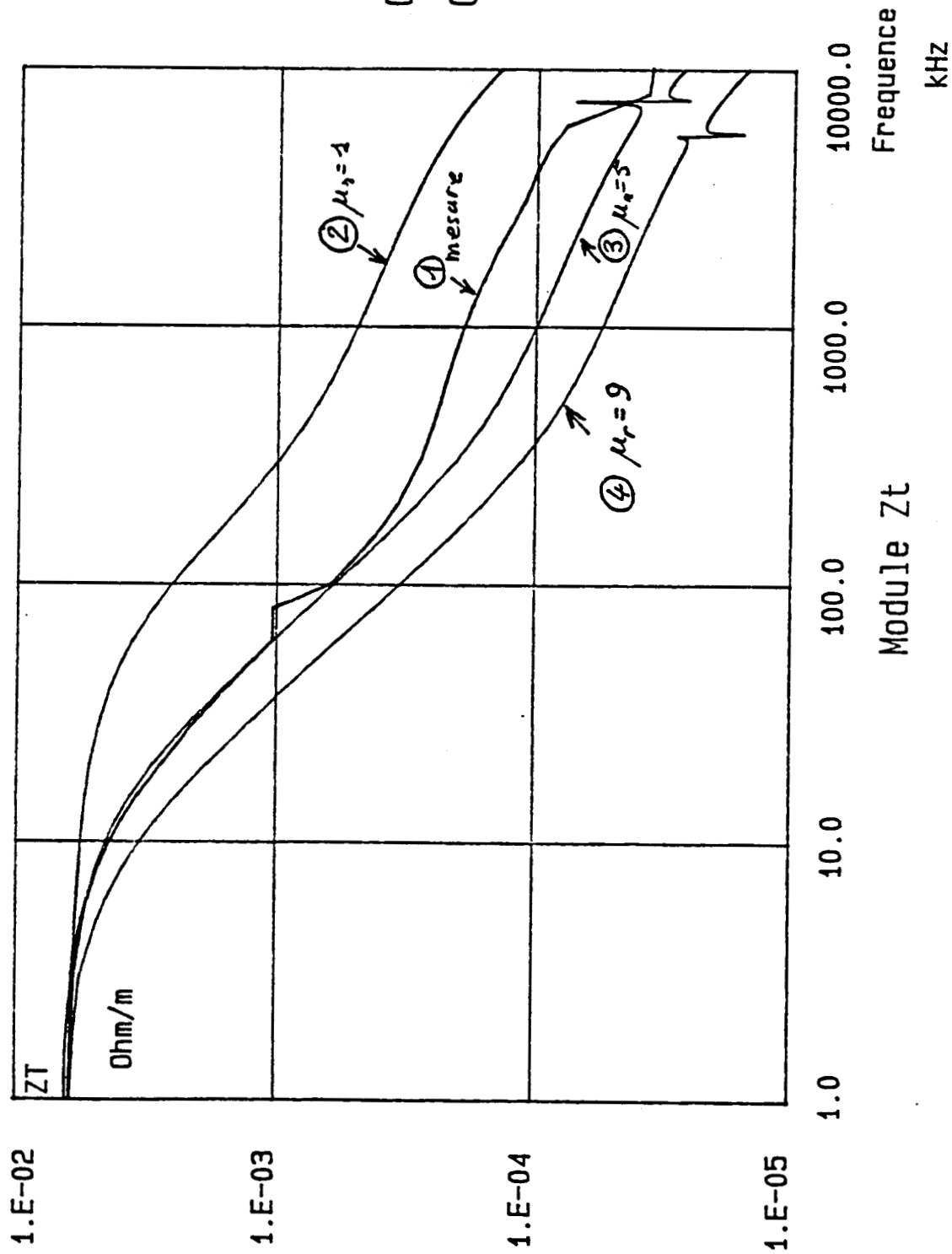
Cable : mh1

Charge : court circuit

PLANCHE II-29 II-34

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

Methode harmonique

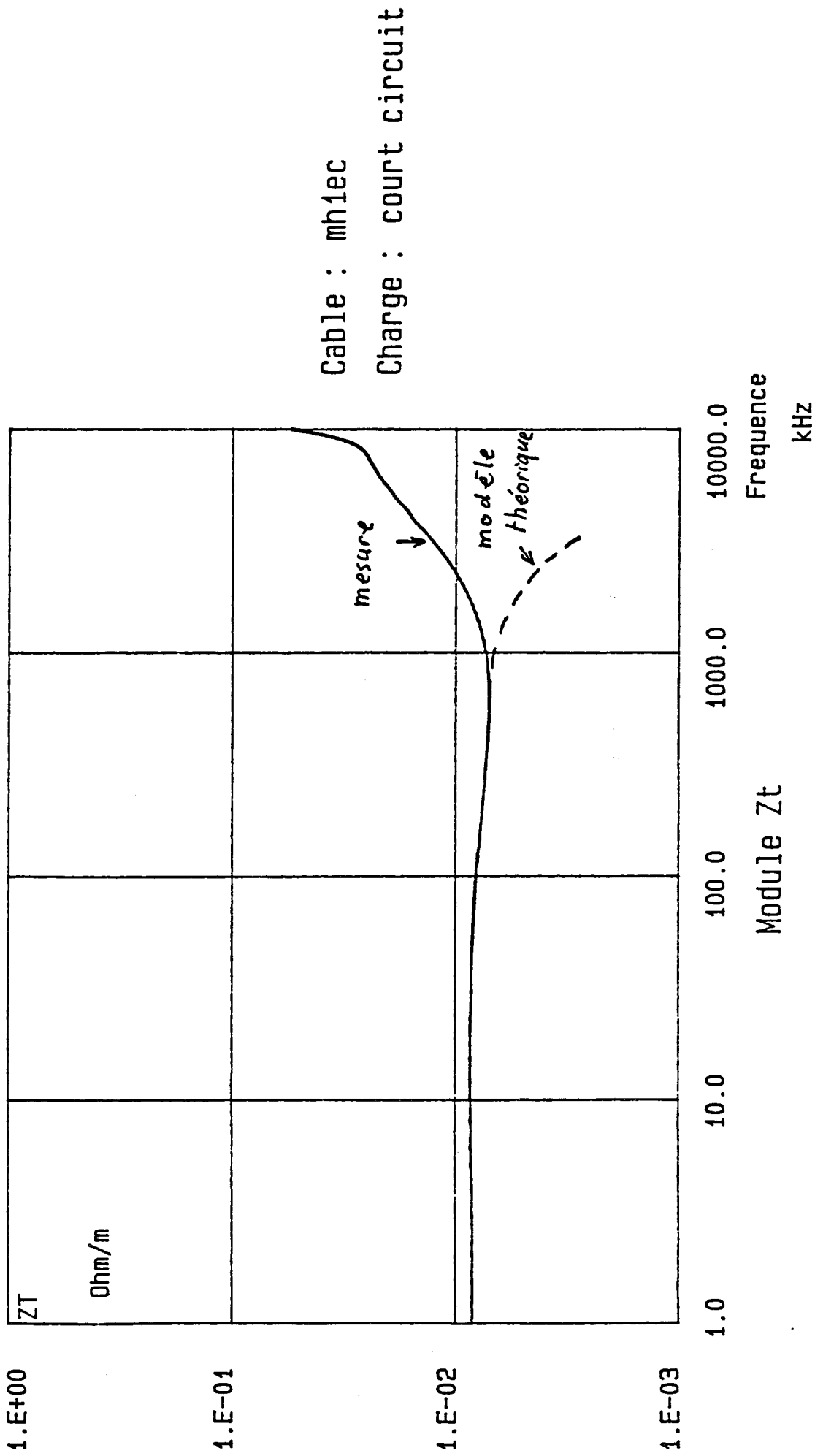


Cable : mh1

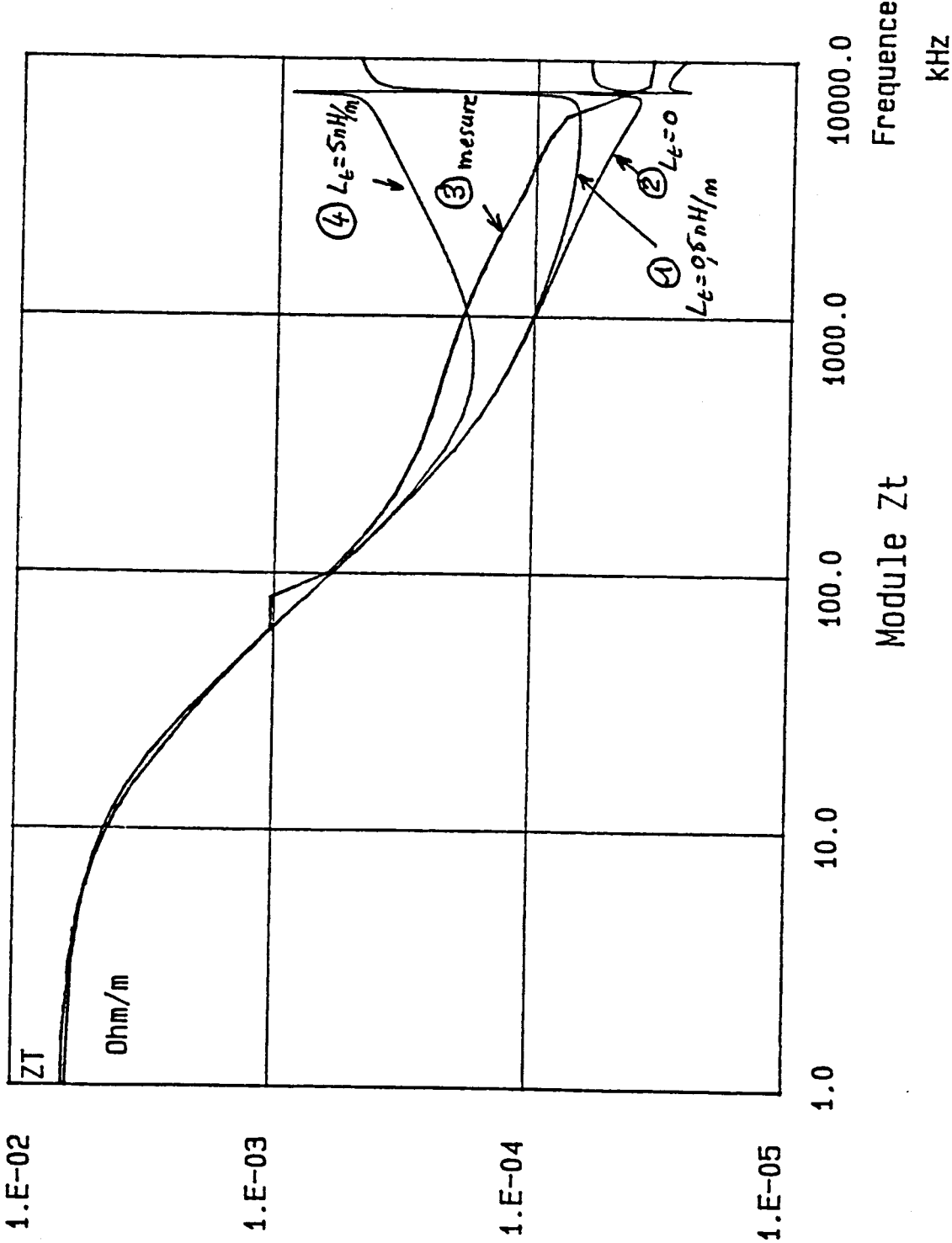
Charge : court circuit

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

Methode harmonique



MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT
Methode harmonique

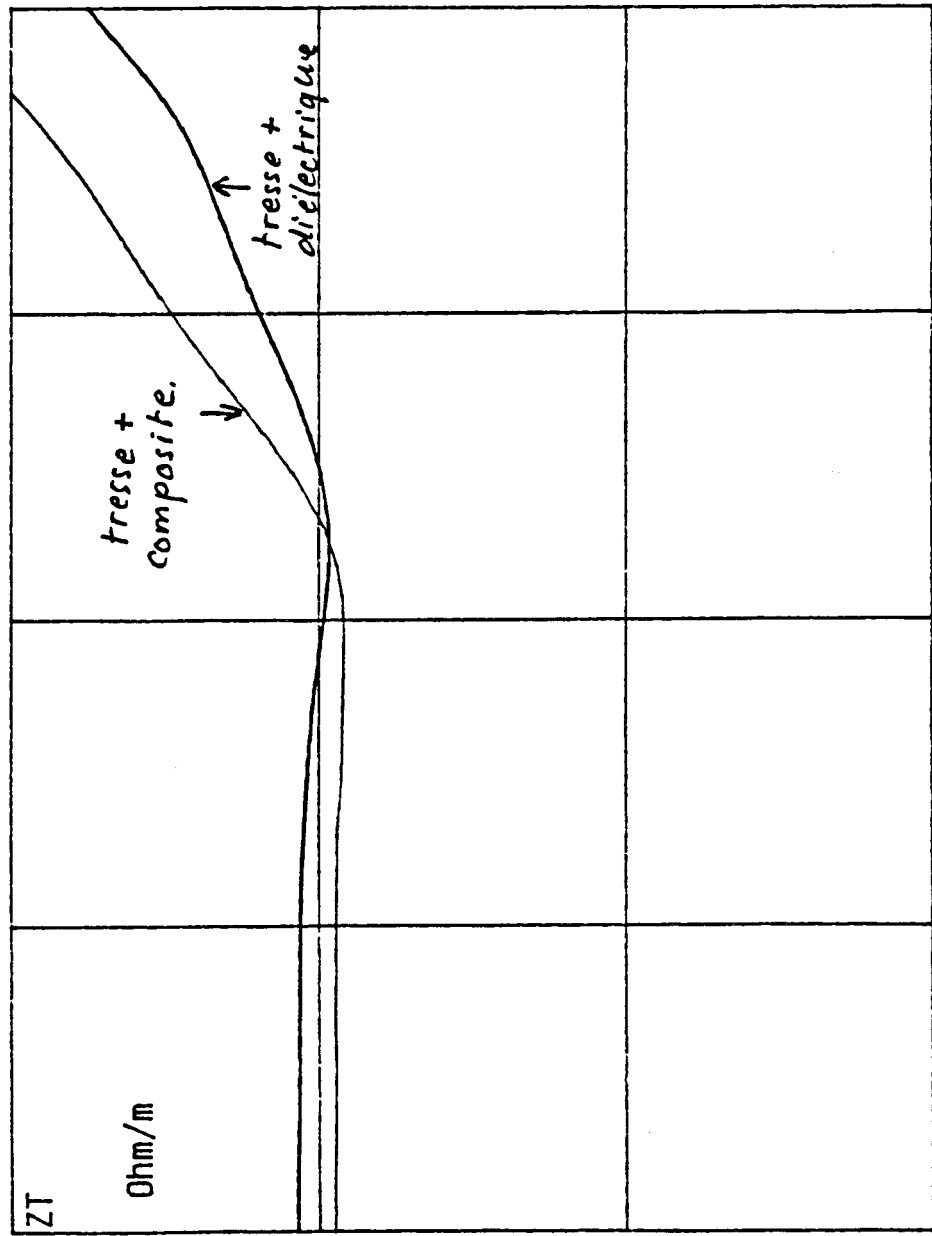


Cable : mh1

Charge : court circuit

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

Methode harmonique

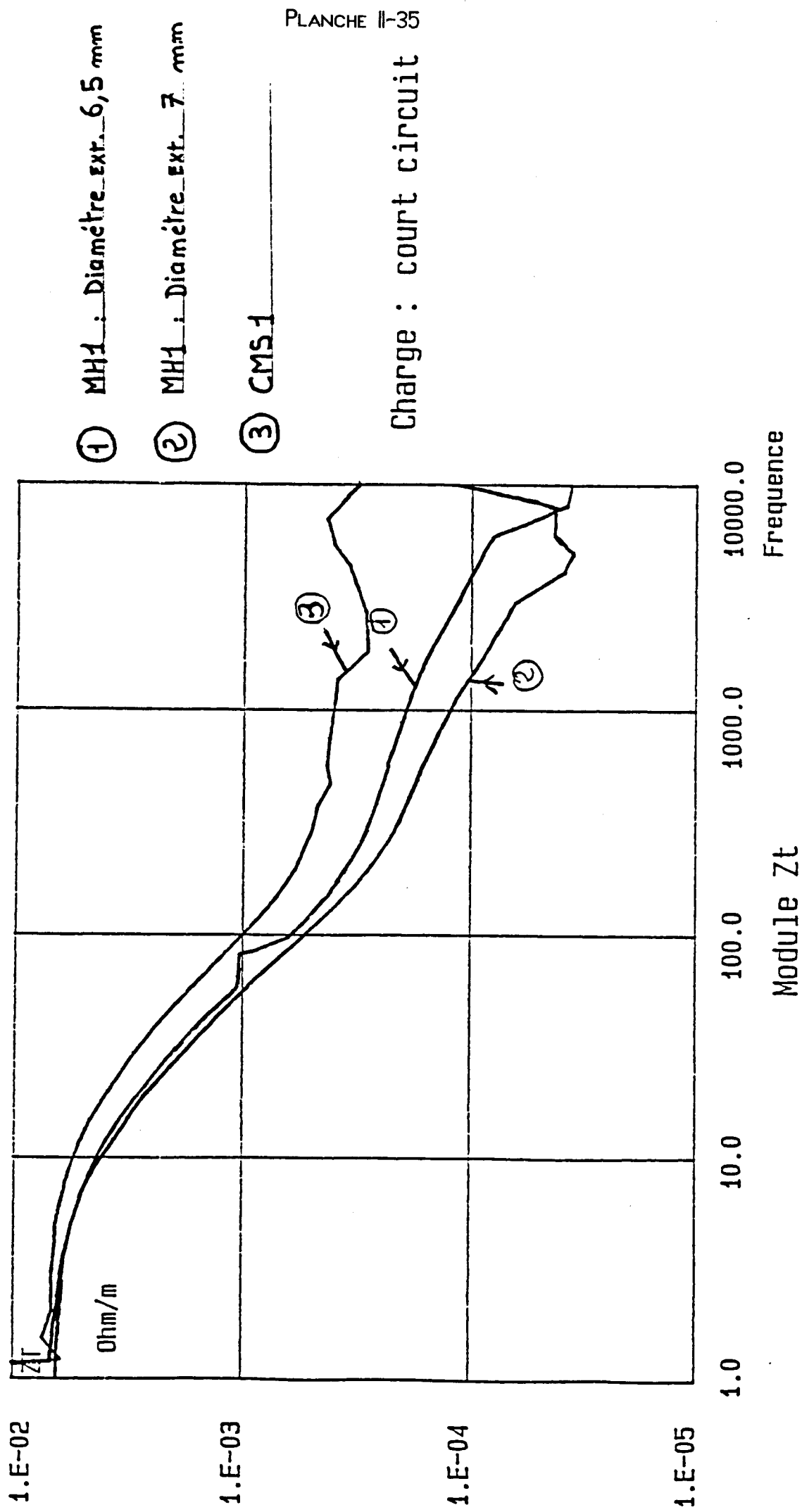


Cable : mhtresse

Charge : court circuit

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

Methode harmonique



2IEME PARTIE : DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE BLINDAGE

II31 \int PRINCIPE DE LA MESURE [34]

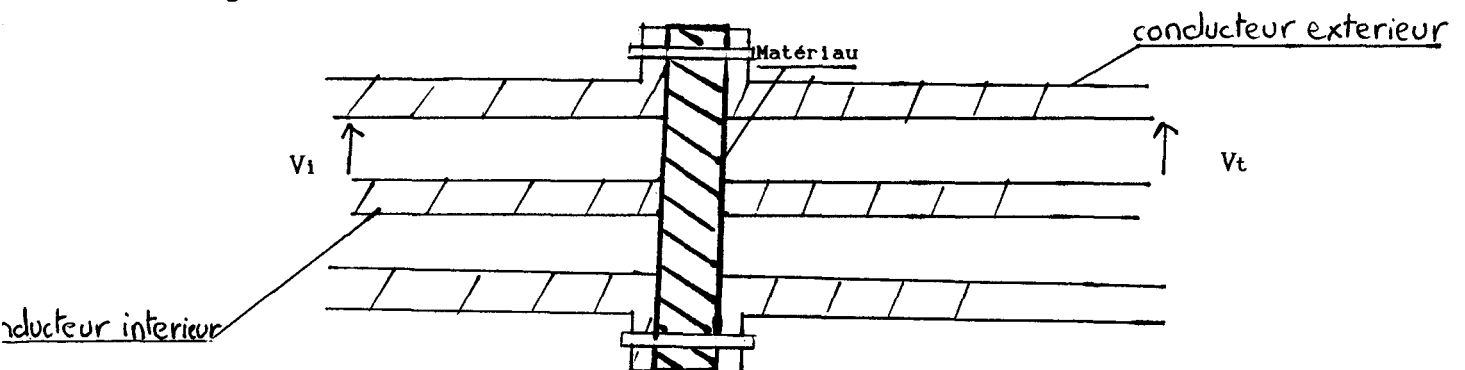
Lorsque le matériau a une conductivité importante ($> 1 \text{ S/m}$) le couplage de celui-ci avec la cellule devient prépondérant. Il faut alors assurer un excellent contact du matériau avec la cellule. On a montré (réf 34) que les mesures effectuées à l'aide de peintures métalliques ne sont pas très fiables et sont difficilement reproductibles.

Nous utiliserons donc une méthode permettant de nous affranchir du couplage matériau-cellule.

Celle-ci nous permettra de caractériser le comportement électromagnétique en fonction de la fréquence de ces matériaux par la détermination de leur efficacité de blindage.

Dans le chapitre 1 nous avons défini l'efficacité de blindage du matériau illuminé par une onde plane électromagnétique.

Pour faire cette mesure, nous utilisons la cellule coaxiale décrite précédemment. Les échantillons à tester ont la forme de disques pleins de 11 cm de diamètre et d'épaisseur faible (3mm). Ils sont placés au centre de la cellule comme le montre la figure II-14.



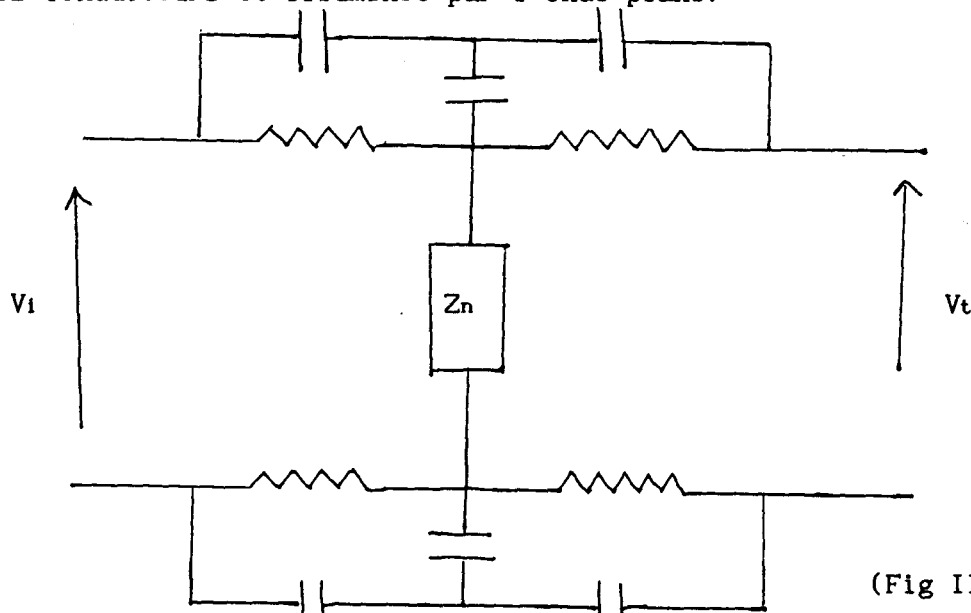
(Fig II-14)

L'échantillon est ainsi maintenu sur le pourtour à l'aide de vis métalliques facilitant le retour de masse et permettant un bon contact avec la cellule.

La pression exercée par la rotation des têtes permet un bon contact avec le conducteur central.

L'épaisseur du matériau doit rester assez faible

La figure 15 montre le couplage existant entre le matériau et la cellule. Z_n caractérisant la partie du matériau située entre les conducteurs et illuminée par l'onde plane.



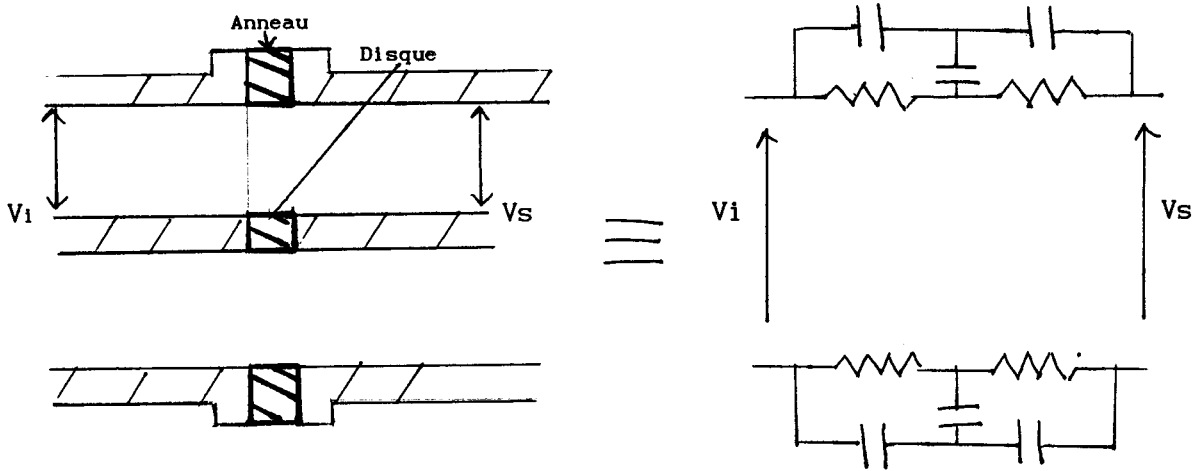
(Fig II-15)

Nous appellerons P_t la puissance transmise à travers le matériau et P_i la puissance incidente.

Pour effectuer une mesure convenable de l'efficacité de blindage il faut donc chercher à s'affranchir du couplage série.

Nous pouvons évaluer l'influence de ce couplage série en effectuant une mesure avec un anneau de 11cm de diamètre extérieur et 7cm de diamètre intérieur ainsi qu'un petit disque de 3cm de diamètre fabriqués à l'aide du même matériau d'épaisseur 3mm. Ces échantillons sont placés dans la cellule de la même manière que précédemment.

La figure II-16 représente une coupe transversale de la partie médiane de la cellule incluant ces échantillons ainsi que le couplage correspondant.



(Fig II-16)

Si nous appelons P_s la puissance transmise dans ce cas à l'extrémité de la cellule, l'efficacité de blindage sera alors :

$$Efb = 10 \log_{10}(P_r/P_s)$$

Les puissances sont proportionnelles au carré de l'amplitude du champ électrique. Les champs électriques étant proportionnels aux tensions transversales V_r et V_s .

Nous pouvons écrire :

$$Efb = 20 \log_{10}(V_r/V_s) \quad \text{en db}$$

soit en appelant E_i le champ incident et V_i la tension correspondante :

$$Efb = 20 \log_{10}(V_r/V_i) - 20 \log_{10}(V_s/V_i)$$

en db

On voit qu'il suffit de mesurer l'atténuation en db dans les deux cas de mesure et de faire la différence pour obtenir l'efficacité de blindage du matériau. L'excitation V_i étant la même dans les deux cas.

La mesure se fait à l'aide d'un VECTEUR-METRE et la cellule est à chaque extrémité chargée sur 50Ω . L'amplitude de l'onde incidente est obtenue directement à l'aide du pont diviseur de puissance. Cette mesure n'est donc pas perturbée par la réflexion du matériau.

Le déphasage que l'on peut observer sur la mesure est dû principalement au temps nécessaire à l'onde pour arriver sur le détecteur. Le trajet de l'onde est d'environ 2 mètres. Le déphasage supplémentaire que l'on peut observer est dû au ralentissement de l'onde dans le matériau.

II32 RESULTATS OBTENUS

Nous avons effectué des mesures sur différents matériaux de conductivité importante. La planche II-36 montre l'efficacité de blindage obtenue sur des matériaux composites pour lesquels la concentration de la phase métallique (Fibres de ferrites) augmente de BEC050 à BEC150. Ces matériaux ont une épaisseur de 3mm et l'on peut déterminer leur conductivité. Le comportement fréquentiel suit de très près celui théorique obtenu au premier chapitre pour des matériaux de conductivité élevée et dont la perméabilité complexe n'est pas négligeable. L'équation I-52 est donc ici applicable :

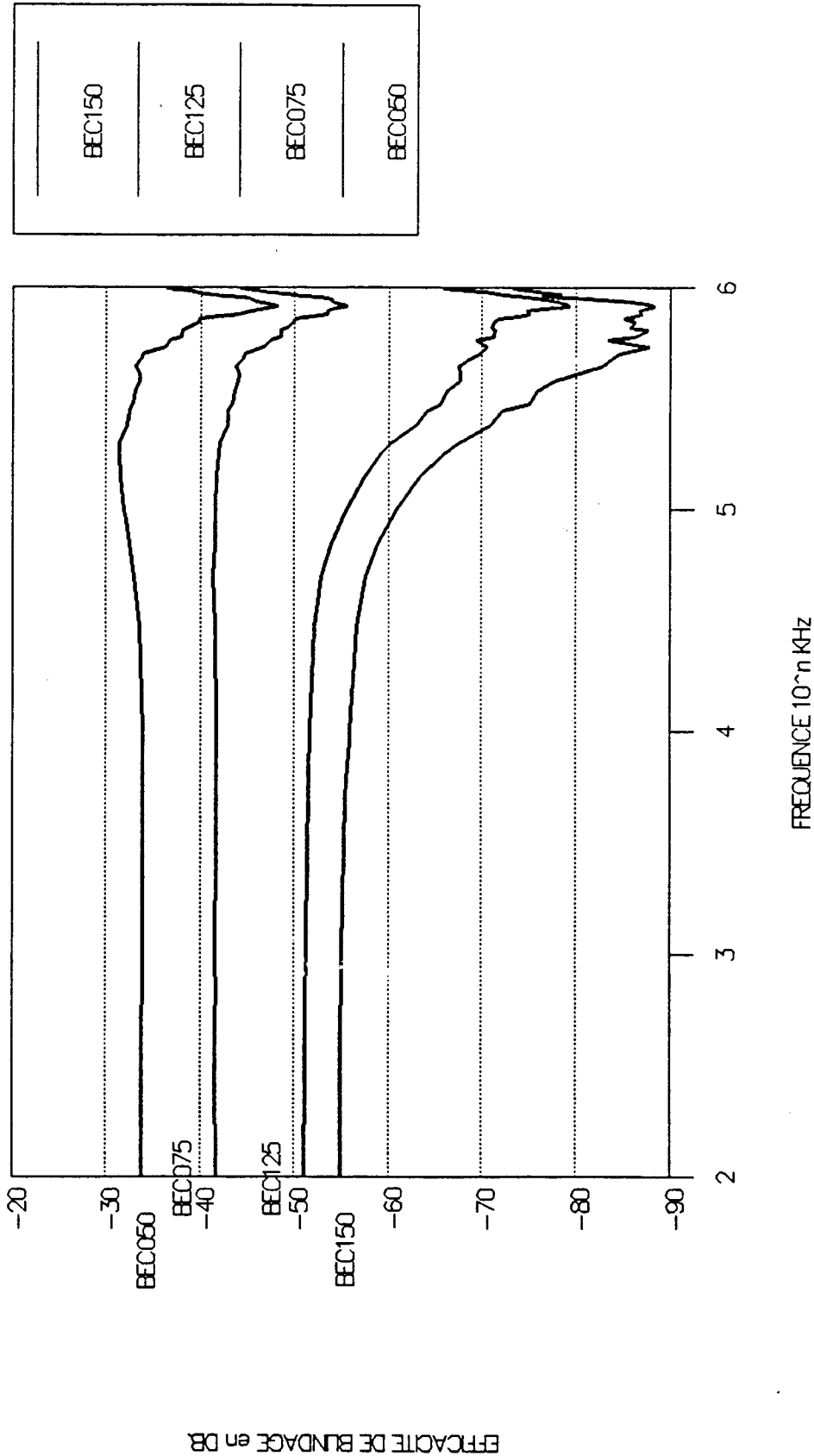
$$\text{BEC150} : \sigma = 1000 \text{ S/m}$$

$$\text{BEC125} : \sigma = 625 \text{ S/m}$$

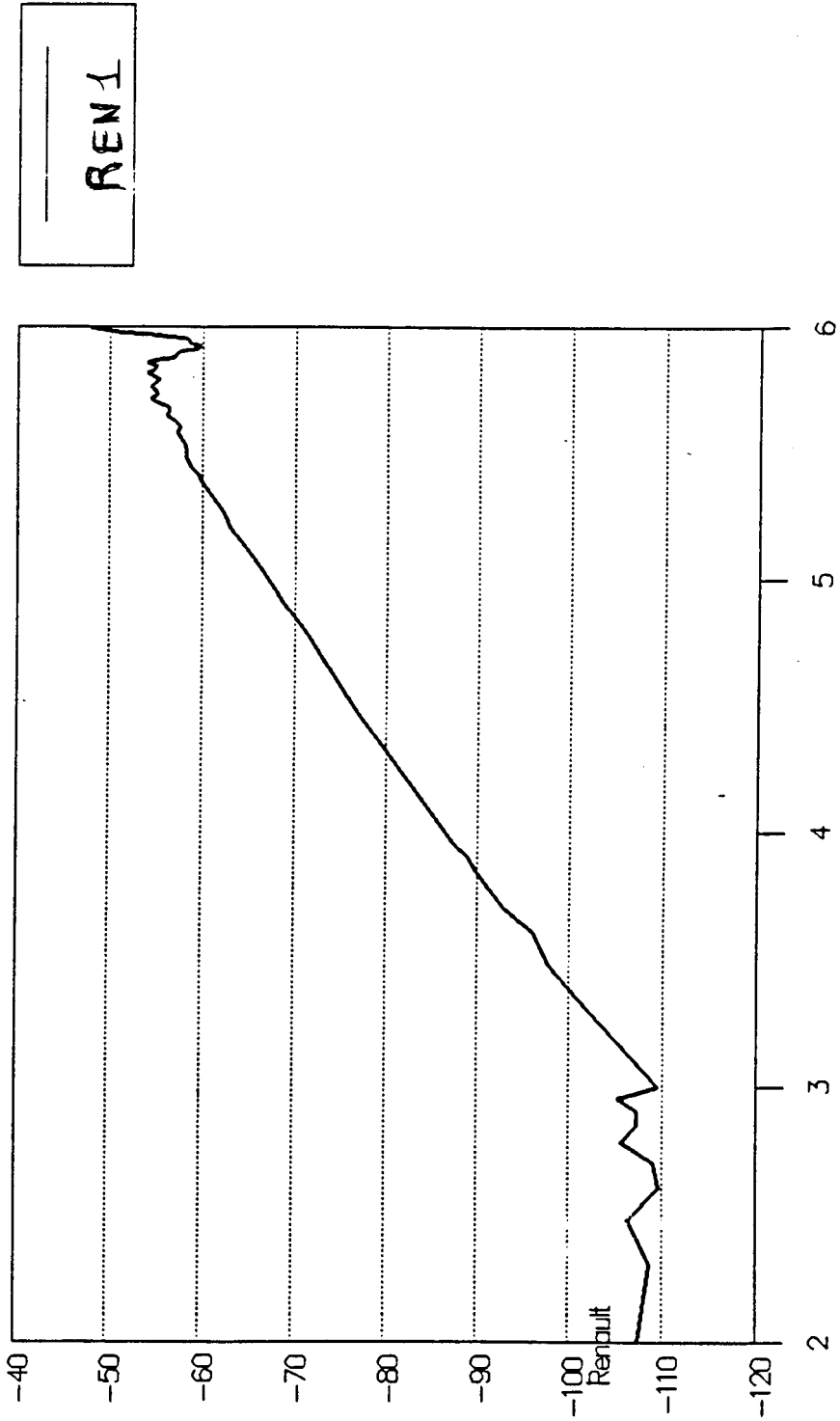
$$\text{BEC075} : \sigma = 197 \text{ S/m}$$

$$\text{BEC050} : \sigma = 89 \text{ S/m}$$

EFFICACITE DE BLINDAGE CORRIGEE



EFFICACITE DE BLINDAGE CORRIGEE



EFFICACITE DE BLINDAGE en DB

FREQUENCE 10^n KHz

La planche II-37 montre l'efficacité de blindage obtenue pour un échantillon confectionné par un constructeur automobile, référencé REN1, d'épaisseur 3mm. Celui-ci s'avère très efficace en basse fréquence mais perd très vite de son efficacité pour des fréquences plus élevées.

La planche II-38 montre l'efficacité de blindage d'un matériau d'épaisseur très faible (2/10ème mm) fabriqué à l'aide de fibres métalliques très fines. Nous constatons un comportement équivalent à celui d'un matériau de conductivité élevée. Mais ici, l'efficacité de blindage reste pratiquement égale à -32db jusqu'à 1GHz. La perméabilité relative du matériau doit donc être proche de 1.

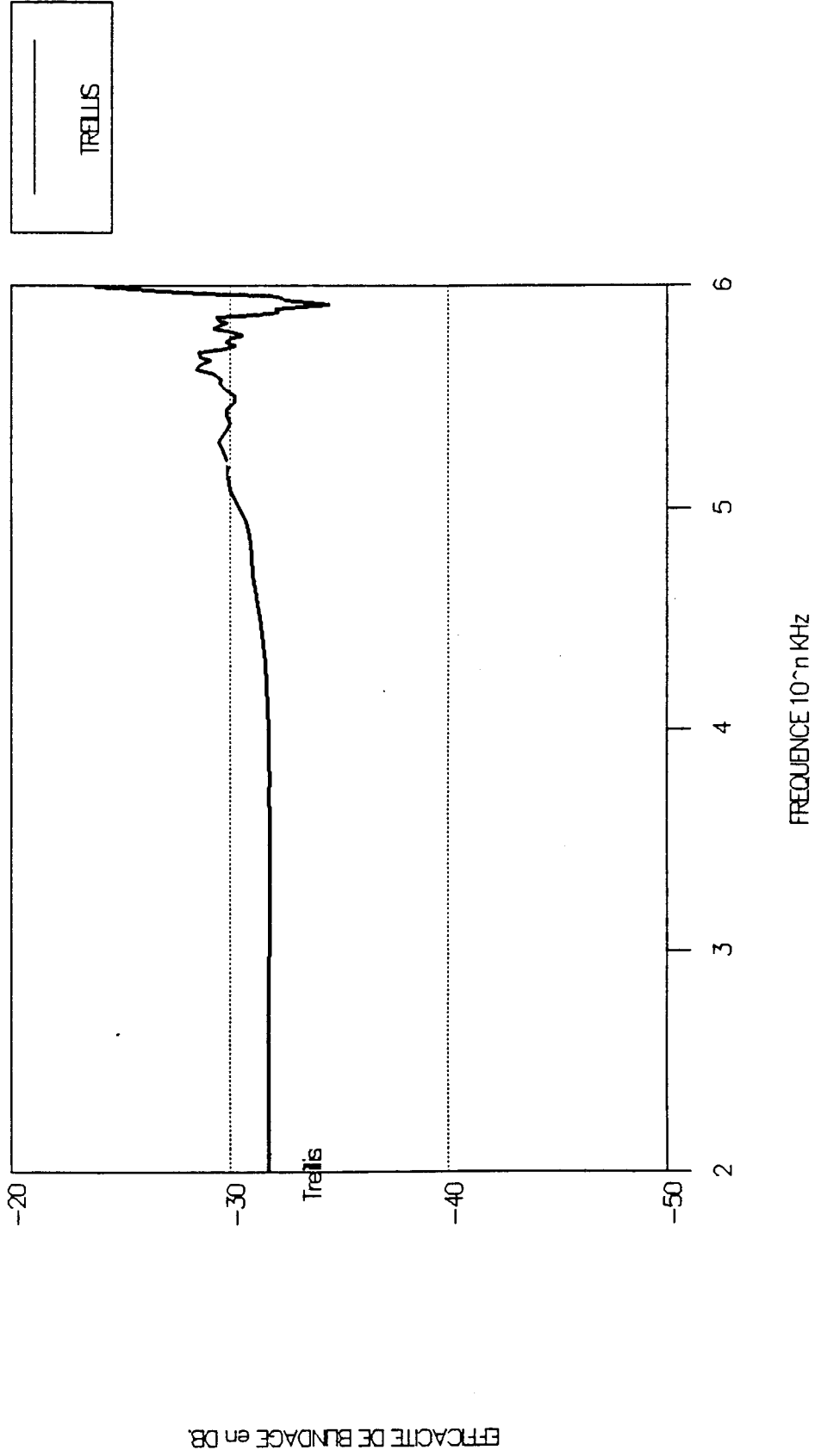
La planche II-39 montre l'Efficacité de Blindage Référencée (EBR) définie au premier chapitre et permettant de comparer l'efficacité de blindage des matériaux BEC150 , BEC050 et TREILLIS. Le domaine de validité de la comparaison se situe en deçà de la fréquence de 100MHz. Nous constatons que les matériaux BEC150 et TREILLIS ont des EBR très proches.

La planche II-40 montre l'efficacité de blindage obtenue pour un matériau de conductivité très faible (à base de FERRITE).

En basse fréquence, l'efficacité de blindage est faible et principalement due aux valeurs élevées de μ_r et ϵ_r . Elle a tendance à augmenter avec la fréquence au delà de 500 MHz. Ceci est un comportement en accord avec les simulations numériques effectuées au premier chapitre.

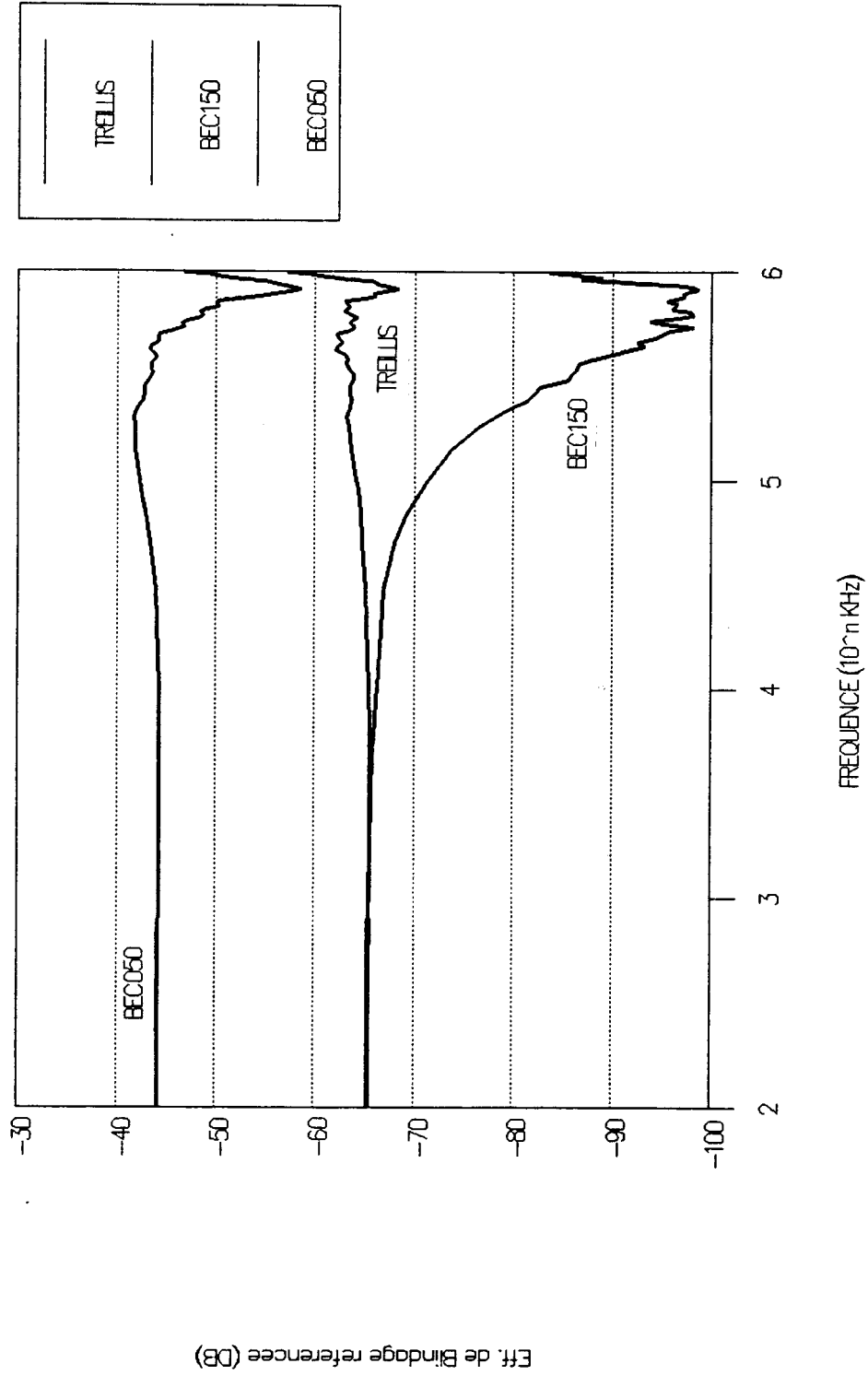
En conclusion, pour les très faibles conductivités, la transmission est totale, par contre les matériaux à conductivité élevée ont une efficacité de blindage pratiquement indépendante de la fréquence tant que la longueur d'onde dans le matériau reste très supérieure à son épaisseur.

EFFICACITE DE BLINDAGE CORRIGEE



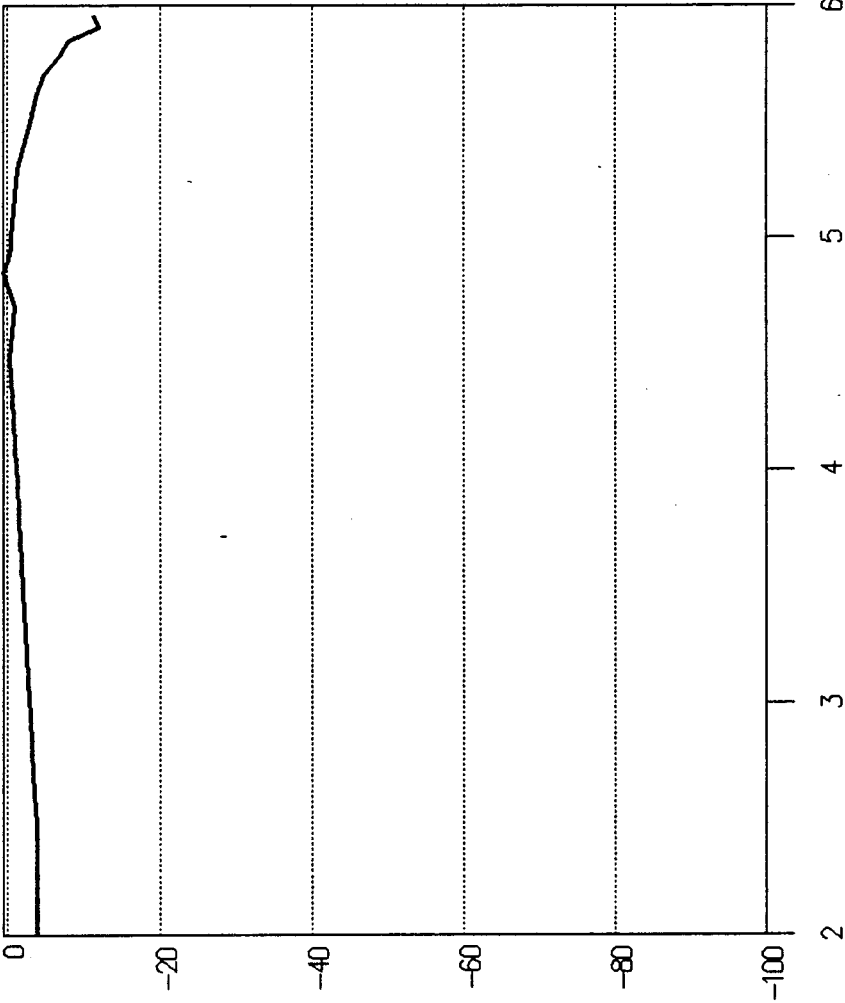
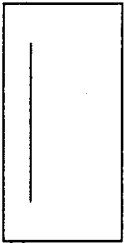
EFF. DE BLINDAGE REFERENCEE.

Comparaison de l'EB de matériaux cond.



EFFICACITE DE BLINDAGE

Matériau a base de FERRITE



EFFICACITE DE BLINDAGE en DB

FREQUENCE 10^n KHz

CHAPITRE III

-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-

III-1f INTRODUCTION

III-II f PRESENTATION DE LA STRUCTURE

III-1 Présentation :

III-2 Mise en équation :

III-3 Conditions de continuité :

III-4f CARACTERISTIQUES DE LA LIGNE :

III 4-1f Détermination de la constante de propagation :

III 4-2f Détermination des caractéristiques linéïques :

III 5f RESULTATS

III 5-2f Variation en fonction de la fréquence

III-5-3f CABLES A FREQUENCE DE COUPURE

III-5-4f Variation avec l'épaisseur.

CONCLUSION

I. INTRODUCTION

Dans le chapitre 2, nous avons étudié différents types de matériaux susceptibles d'améliorer l'efficacité de blindage de structures diverses et, en particulier, de câbles multicouches.

Nous avons vu (chapitre 1) que l'introduction d'un matériau composite à forte perméabilité entre deux blindages successifs amplifie l'inductance linéique de la ligne coaxiale formée par les deux blindages et le composite (fig. 1).

Cette inductance linéique a pour effet d'améliorer l'impédance de transfert du câble. Il est généralement assez simple de déterminer celle-ci pour une ligne coaxiale simple formée de deux conducteurs concentriques séparés par un milieu de perméabilité relative μ_r . L'équation classique donnée par la théorie des lignes est :

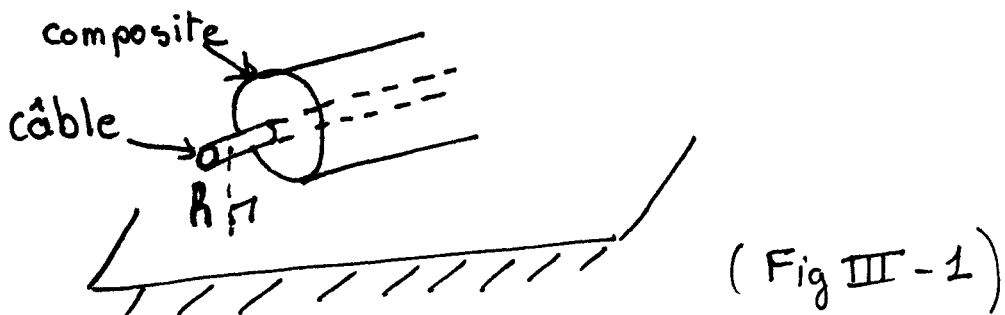
$$L = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi} \text{Log}(D_{\text{ext}}/D_{\text{int}})$$

(Equ III- 1)

Dans la réalité, la détermination de l'inductance linéique se trouve compliquée par l'existence d'un espace intermédiaire diélectrique entre composites et blindages.

De plus, l'impédance linéique élevée de la ligne en HF due à la grande valeur de l'inductance, aura pour effet d'atténuer les ondes parasites HF induites sur la ligne.

Si l'on considère maintenant un câble enrobé de composite et placée au dessus d'un plan conducteur (Fig 1), on peut imaginer (voir premier chapitre) que l'onde parasite HF induite sur la ligne équivalente formée par la ligne et le plan sera atténuée du fait de l'existence d'une inductance linéique importante sur la ligne.



Nous pouvons dans un premier temps, pour étudier le comportement de ce type de ligne imaginer un coaxial composé de deux conducteurs coaxiaux entre lesquels s'insèrent deux couches successives également coaxiales (Fig 1') dont on peut faire varier l'épaisseur.

Le comportement des paramètres de la ligne équivalente au dessus d'un plan conducteur peut être approximé à l'aide du cas limite où l'épaisseur de la troisième couche devient très grande, nous étudions la valeur des paramètres lineïques dans ce cas en fonction des caractéristiques EM de la ligne.

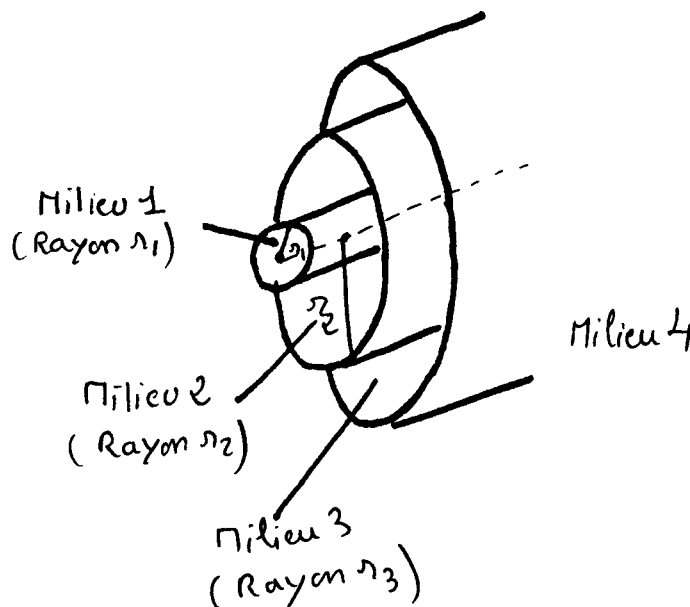
En étudiant la fonction de transfert de la ligne coaxiale (Fig 1'), on montrera que cette structure se comporte comme un câble à fréquence de coupure.

III] PRESENTATION DE LA STRUCTURE :

1 Présentation :

Nous avons ici une structure coaxiale avec 4 milieux ,le milieu 4 étant supposé infini.

Les milieux 1,2 et 3 ont une structure tubulaire et les rayons extérieurs successifs sont r_1, r_2, r_3 . Nous ne faisons pas d'hypothèses simplificatrices sur les caractéristiques des milieux 1 et 4.



(Fig III-1)

2 Mise en équation : [44][35][37]

L'équation donnant la composante E_z du champ électrique \vec{E} pour une structure cylindrique est :

$$E_z = \left[A J_0(Kr) + B N_0(Kr) \right] \exp(jk_z z) \quad (\text{Equ III-2})$$

le champ \vec{E} est lié à l'induction \vec{B} par la relation :

$$\text{rot}(\vec{E}) = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = - j\omega \mu \vec{H}$$

ceci avec :

$$K^2 = k^2 - k_z^2 \text{ et } k^2 = j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon)$$

cette relation donne :

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = - j\omega\mu H_\theta$$

$$\text{avec } E_r = - j \frac{k_z}{K} \exp(jk_z z) \left[A J_1(Kr) + B N_1(Kr) \right] \quad (\text{Equ III-3})$$

$$\text{et } H_\theta = \frac{jk^2}{\omega\mu K} \left[A J_1(Kr) + B N_1(Kr) \right]$$

Nous pouvons écrire les équations du champ électrique et magnétique dans les différents milieux .

milieu 1 : si r tend vers zero, $N_1(Kr)$ tend vers l'infini.

Pour éviter cela, $B = 0$.

$$\text{d'où } H_{\theta 1} = \frac{jk_1^2}{\omega\mu K_1} A_1 J_1(K_1 r)$$

$$\text{et } E_{z1} = A_1 J_0(K_1 r)$$

milieux 2 et 3 : nous utilisons l'indice $i=2$ ou 3

$$H_{\theta i} = \frac{jk_i^2}{\omega\mu K_i} (A_i J_1(K_i r) + B_i N_1(K_i r))$$

$$E_{z i} = (A_i J_0(K_i r) + B_i N_0(K_i r))$$

milieu 4 : $H_1(k_4 r)$ tend vers 0 si r tend vers l'infini

$$\text{d'où } H_{\theta 4} = \frac{jk_4^2}{\omega\mu K_4} A_4 H_1(K_4 r)$$

$$\text{et } E_{z 1} = A_4 H_0(K_4 r)$$

Les termes de propagation de la forme $\exp(jk_z z)$ sont implicites.

3 Conditions de continuité :

Aux différentes surfaces de séparation nous pouvons écrire les conditions de continuité des champs :

surface de conditions de continuité
séparation

$$1 - 2 \quad \left\{ \begin{array}{l} A_1 J_0(K_1 r_1) = A_2 J_0(K_2 r_1) + B_2 N_0(K_2 r_1) \\ A_1 J_1(K_1 r_1) = n_{21} \left[A_2 J_1(K_2 r_1) + B_2 N_1(K_2 r_1) \right] \end{array} \right.$$

$$2 - 3 \quad \left\{ \begin{array}{l} A_2 J_0(K_2 r_2) + B_2 N_0(K_2 r_2) = A_3 J_0(K_3 r_2) + B_3 N_0(K_3 r_2) \\ A_2 J_1(K_2 r_2) + B_2 N_1(K_2 r_2) = n_{32} \left[A_3 J_1(K_3 r_2) + B_3 N_1(K_3 r_2) \right] \end{array} \right.$$

$$3 - 4 \quad \left\{ \begin{array}{l} A_3 J_0(K_3 r_3) + B_3 N_0(K_3 r_3) = A_4 H_0(K_4 r_3) \\ A_3 J_1(K_3 r_3) + B_3 N_1(K_3 r_3) = n_{43} A_4 H_1(K_4 r_3) \end{array} \right.$$

$$\text{avec } n_{ij} = \frac{k_1 \mu_j}{\mu_1 k_j} \quad \text{et} \quad u_i = \frac{k_i}{K_i} \quad (\text{Equ III- 4})$$

Nous pouvons alors réécrire ce système sous forme matricielle. Si l'on fait passer tous les membres des équations à gauche on obtient:

$$\left[\begin{array}{cccccc} J_0(K_1 r_1) & -J_0(K_2 r_1) & -N_0(K_2 r_1) & 0 & 0 & 0 \\ J_1(K_1 r_1) & -n_{21} J_1(K_2 r_1) & -n_{21} N_1(K_2 r_1) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & J_0(K_2 r_2) & N_0(K_2 r_2) & -J_0(K_3 r_2) & -N_0(K_3 r_2) & 0 \\ 0 & J_1(K_2 r_2) & N_1(K_2 r_2) & -n_{32} J_1(K_3 r_2) & -n_{32} N_1(K_3 r_2) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & J_0(K_3 r_3) & N_0(K_3 r_3) & -H_0(K_4 r_3) \\ 0 & 0 & 0 & J_1(K_3 r_3) & N_1(K_3 r_3) & -n_{43} H_1(K_4 r_3) \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} A_1 \\ A_2 \\ B_2 \\ A_3 \\ B_3 \\ A_4 \end{array} \right] = 0$$

(Equ III- 5)

Pour que la solution ne soit pas triviale (Tous les coefficients égaux à zero) il faut que le déterminant de la matrice soit égal à zéro.

Cette condition $\Delta(k_z) = 0$ est une équation transcendante dont la solution donnera la constante de propagation k_z dans la structure.

Numériquement, il faut allier la méthode du calcul de déterminant à celle de Newton-Raphson permettant l'obtention de la solution d'une équation transcendante à deux variables.

L'algorithme doit alors calculer le déterminant de cette matrice plusieurs fois par itération qui rend le traitement informatique assez long.

Nous avons préféré écrire l'équation littérale permettant d'obtenir la constante de propagation.

La résolution du système III-4 nous donne des relations entre les différents coefficients A_i et B_i

$$\left\{ \begin{array}{l} B_2 = \alpha_2 A_2 \text{ avec } \alpha_2 = \frac{J_0(K_2 r_1) - R_{21} J_1(K_2 r_1)}{R_{21} N_1(K_2 r_1) - N_0(K_2 r_1)} \\ B_3 = \alpha_3 A_3 \text{ avec } \alpha_3 = \frac{J_0(K_3 r_3) - R_{43} J_1(K_3 r_3)}{R_{43} N_1(K_3 r_3) - N_0(K_3 r_3)} \\ A_3 = \beta A_2 \text{ avec } \beta = \frac{J_0(K_2 r_2) + \alpha_2 N_0(K_2 r_2)}{J_0(K_3 r_2) + \alpha_3 N_0(K_3 r_2)} \end{array} \right.$$

$$\text{avec } R_{21} = n_{21} \frac{J_0(K_1 r_1)}{J_1(K_1 r_1)} \text{ et } R_{43} = \frac{H_0(K_4 r_3)}{n_{43} H_1(K_4 r_3)}$$

Pour obtenir une convergence plus rapide dans la détermination numérique de la constante de propagation du système, nous calculerons tous les coefficients en fonction de : $A_1 = J_0(K_1 r_1) A_1$.

$$\text{soit } C_2' = \left[J_0(K_2 r_1) + \alpha_2 N_0(K_2 r_1) \right]^{-1}$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} A_2 = C_2' A_1' \\ B_2 = \alpha_2 C_2' A_1' \\ A_3 = \beta C_2' A_1' \\ B_3 = \alpha_3 \beta C_2' A_1' \\ A_4 = C_4 A_3 \text{ avec} \\ A_4 = C_4 \beta C_2' A_1' \end{array} \right.$$

4 Caractéristiques de la ligne :

4-1 Détermination de la constante de propagation :

L'utilisation des relations trouvées entre les différents coefficients nous permet d'écrire une équation transcendante fonction de la constante de propagation k_z .

Les systèmes 1 et 3, puis 2 nous donnent l'équation transcendante suivante :

$$\frac{J_0(K_2 r_2) + \alpha_2 N_0(K_2 r_2)}{J_1(K_2 r_2) + \alpha_2 N_1(K_2 r_2)} - \frac{1}{n_{32}} \left[\frac{J_0(K_3 r_2) + \alpha_3 N_0(K_3 r_2)}{J_1(K_3 r_2) + \alpha_3 N_1(K_3 r_2)} \right] = 0$$

(Equ III- 6)

Nous supposons que les constantes K_1 et K_4 sont telles que $K_1 = k_1$ et $K_4 = k_4$. Ce qui est vrai si ces milieux sont très conducteurs (métal).

La résolution de l'équation transcendante II-2 peut être faite à l'aide d'une méthode de Newton-Raphson (voir annexe 4). Elle permet d'obtenir les constantes K_2 et K_3 , c'est à dire la valeur de la constante de propagation k_z .

III 4-2f Détermination des caractéristiques linéiques :

L'impédance caractéristique de la ligne est le rapport de la tension au courant transverses.

$$Z_c = V_t / I_t$$

Le calcul de la tension transversale de la ligne coaxiale se fait sans difficulté en écrivant que :

$$\frac{\partial V_t}{\partial r} = E_r$$

Soit :

$$V_t = \int_{r_1}^{r_2} E_{r2} dr + \int_{r_2}^{r_3} E_{r3} dr$$

Cela impose que la conductivité des milieux 2 et 3 soit assez faible.

nous obtenons alors :

$$V_t = -j \frac{k_z}{K_2} \left[A_2 \left[J_0(K_2 r_2) - J_0(K_2 r_1) \right] + B_2 \left[N_0(K_2 r_2) - N_0(K_2 r_1) \right] \right] \\ - j \frac{k_z}{K_3} \left[A_3 \left[J_0(K_3 r_3) - J_0(K_3 r_2) \right] + B_3 \left[N_0(K_3 r_3) - N_0(K_3 r_2) \right] \right]$$

Nous allons également calculer le courant total transverse dans la ligne.

Dans le milieu i le courant est égal à:

$$I_i = \iint_S \sigma_i E_{zi} \, dS$$

La symétrie cylindrique nous permet d'écrire :

$$I_i = \int_{r_{i-1}}^{r_i} \sigma_i E_{zi} \, 2\pi r \, dr \quad \text{avec } r_0=0$$

Les champs dans les différents milieux sont :

$$E_{z1} = \exp(jk_z z) A_1 J_0(K_1 r_1)$$

$$E_{z2} = \exp(jk_z z) (A_2 J_0(K_2 r_1) + B_2 N_0(K_2 r_1))$$

$$E_{z3} = \exp(jk_z z) (A_3 J_0(K_3 r_1) + B_3 N_0(K_3 r_1))$$

$$E_{z4} = \exp(jk_z z) (A_4 H_0(K_4 r_1))$$

Pour calculer les courants nous avons besoin des propriétés d'intégration des fonctions de BESSEL : [47][48][50]

$$\int_r r J_0(Kr) dr = r/K J_1(Kr)$$

idem pour $N_0(Kr)$ et $H_0(Kr) = J_0(Kr) + j N_0(Kr)$

Les calculs numériques montrent que dans les conditions exposées ci-dessus, milieux 1 et 4 conducteurs, une partie infinitésimale du courant circule entre les deux conducteurs. Aussi nous pouvons réduire le calcul du courant à celui circulant dans le conducteur central :

$$I_t = 2\pi\sigma_1 \frac{A_1 r_1}{K_1} J_1(K_1 r_1)$$

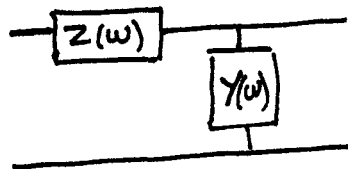
L'impédance caractéristique en résultant est égale à :

$$Z_c = -j \frac{K_1 k_z}{r_1 2\pi\sigma_1} \frac{J_0(K_1 r_1)}{J_1(K_1 r_1)} \left[\frac{C_2'}{K_2} \left[J_0(K_2 r_2) - J_0(K_2 r_1) + \alpha_2 \left[N_0(K_2 r_2) - N_0(K_2 r_1) \right] \right] \right. \\ \left. + \frac{\beta C_2'}{K_3} \left[J_0(K_3 r_3) - J_0(K_3 r_2) + \alpha_3 \left[N_0(K_3 r_3) - N_0(K_3 r_2) \right] \right] \right]$$

Nous pouvons dès lors déterminer les caractéristiques linéïques de la ligne qui sont :

la résistance et l'inductance linéïques ainsi que la conductance et la capacité linéïques.

En effet, la ligne est caractérisée par le schéma suivant :



avec $Z(\omega) = R + jL\omega$ et $Y(\omega) = G + jC\omega$

$Z(\omega)$ et $Y(\omega)$ sont reliés à kz et Z_c par les relations :

$$Y(\omega) = jkz/Z_c \quad \text{et} \quad Z(\omega) = jkzZ_c$$

III 5f Résultats

Nous cherchons d'abord à valider notre modèle par la simulation du comportement d'une ligne coaxiale dont la structure est composée d'un conducteur central métallique de rayon 1cm, d'une couche de matériau d'épaisseur 5mm, d'une couche d'air d'épaisseur 8 mm, le métal du conducteur extérieur est identique à celui du conducteur central.

Nous supposons dans un premier temps que le matériau de la structure décrite précédemment est de l'air, dans ce cas, l'impédance caractéristique théorique de la structure coaxiale est de 50 Ohms.

La courbe C1 de la planche 1 donne la variation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence celle-ci est égale à 50 Ohms, la courbe C1 de la planche 2 montre que la vitesse de propagation de l'onde est bien égale à 3.10^8 m/s.

III 5-2f Variation en fonction de la fréquence

Sur les planches III-1, III-2, III-3 nous avons représenté l'évolution de l'impédance caractéristique, de la vitesse de propagation et de l'inductance linéique pour la même structure que celle décrite précédemment.

Les courbes C1 correspondent à $\epsilon_r=1$, $\mu_r=1$ et $\sigma=0$.

Les courbes C2, C3, C4 correspondent à une variation de μ_r .

courbes C2 : $\mu_r = 5$

courbes C3 : $\mu_r = 10$

courbes C4 : $\mu_r = 50$

Les courbes C5, C6, C7 correspondent à une variation de ϵ_r .

courbes C5 : $\epsilon_r = 5$

courbes C6 : $\epsilon_r = 10$

courbes C7 : $\epsilon_r = 50$

-Impédance caractéristique.

Nous rappelons que l'impédance caractéristique d'une ligne est donnée par :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + iL\omega}{G + iC\omega}} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

On remarque que la variation de l'impédance caractéristique en fonction de ϵ_r est très faible. Ce qui est explicable par le fait que la capacité équivalente de la ligne est formée des capacités lineïques de chacune des couches placées en série et dont l'une augmente fortement avec ϵ_r (Fig III-2).

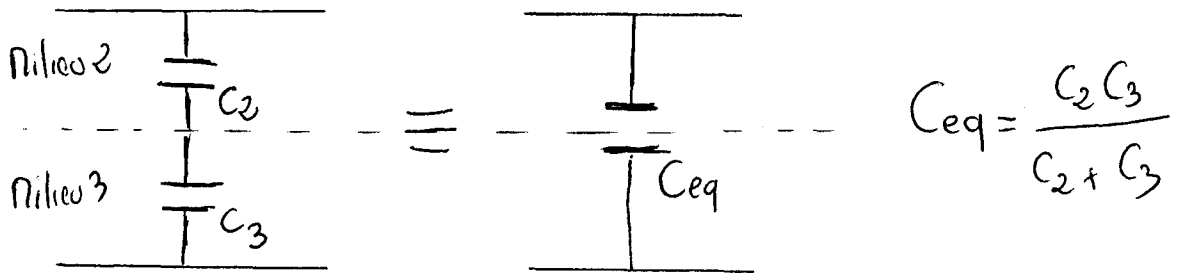


Fig III-2

Par contre, l'impédance caractéristique augmente fortement avec la perméabilité μ_r . On peut de la même façon expliquer ce comportement en modélisant l'inductance lineïque équivalente comme étant formée des inductances lineïques de chacune des couches et placées en série. (fig III-3)

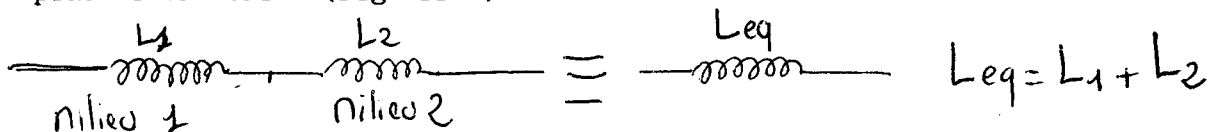
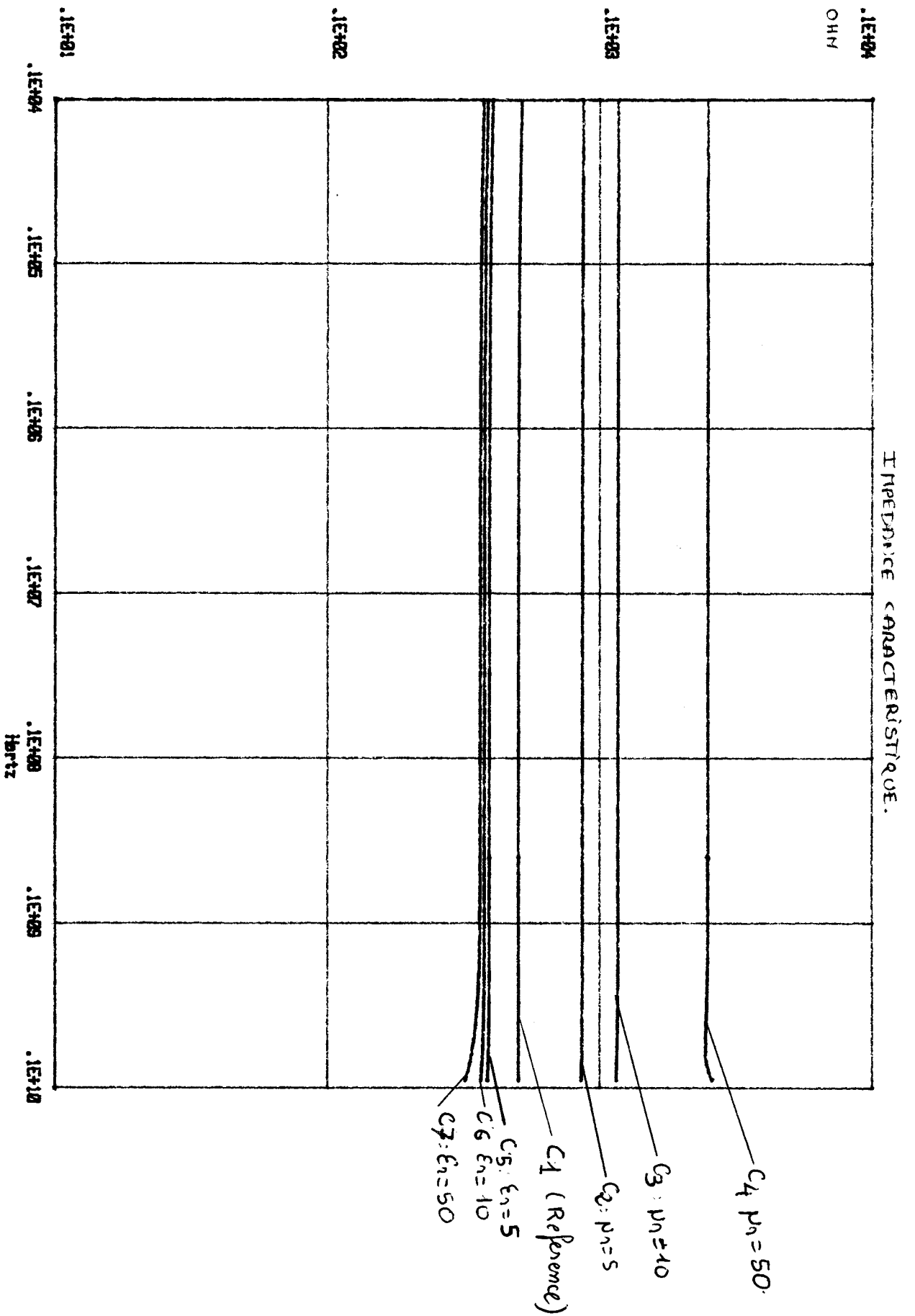
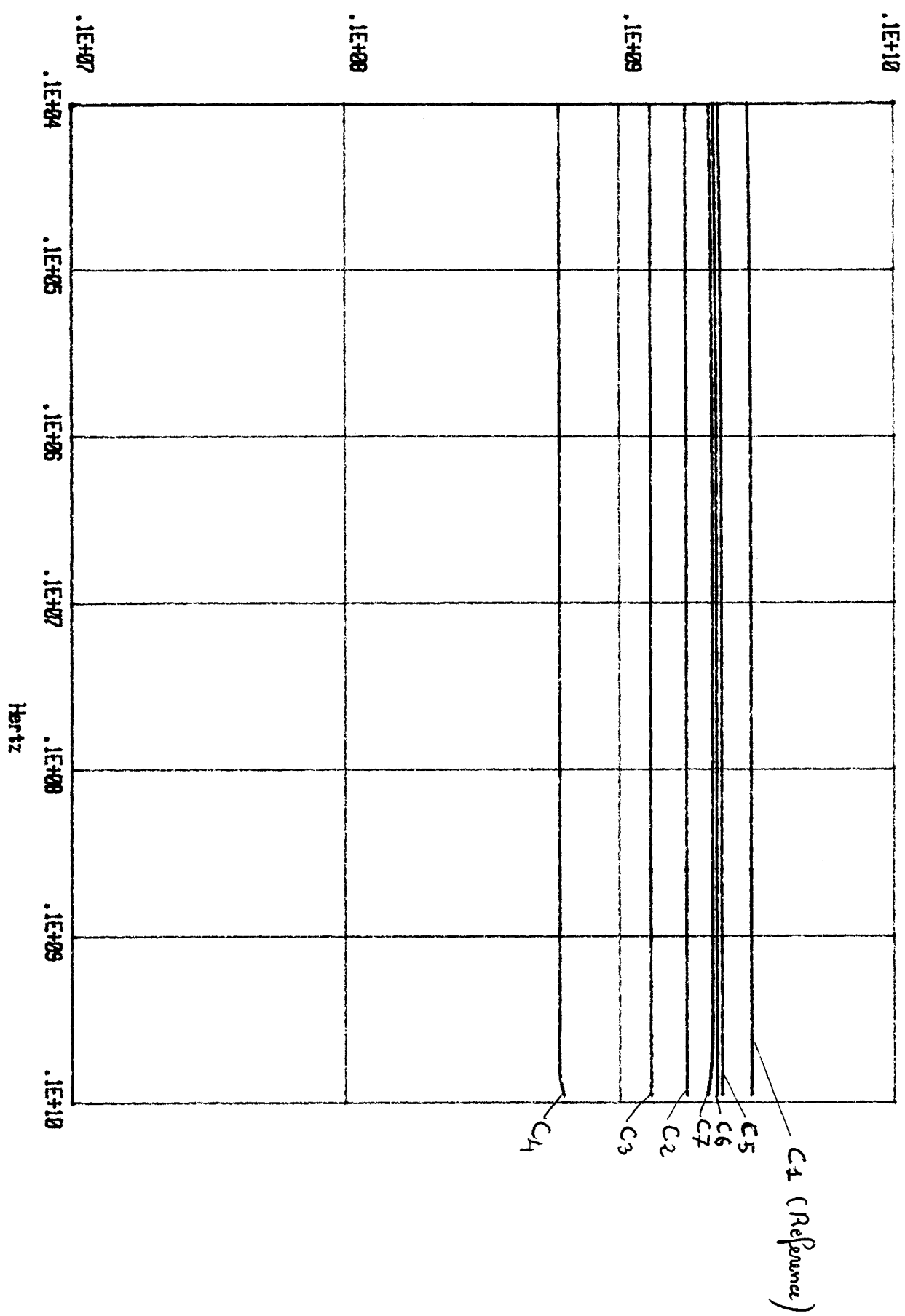


Fig III-3

PLANCHE III-1



VITESSE DE PROPAGATION



La planche III-3 montre d'ailleurs l'inductance linéique pour différentes valeurs de ϵ_r, μ_r .

Très logiquement, l'inductance linéique reste égale à celle de la référence quelque soit ϵ_r . Par contre, on observe une augmentation de sa valeur avec μ_r .

-Vitesse de propagation

La vitesse de propagation est liée à la partie réelle de la constante de propagation :

$$v = \frac{\omega}{\Re(k_z)}$$

Dans notre cas, k_z s'écrit très simplement : $k_z = \sqrt{LC}$

Les courbes de la planche 2 montrent que la vitesse de propagation dans la structure diminue avec tous les paramètres. Ce qui est compréhensible en considérant les schémas équivalents des figures 2 et 3 ainsi que les paramètres linéiques équivalents en résultant.

Enfin la planche III-4 montre la variation de la résistance linéique de la ligne lorsque $\mu''=1$. On remarque que l'existence de la perméabilité seconde permet d'augmenter l'impédance linéique de la ligne aux fréquences élevées.

III-5-3f CABLES A FREQUENCE DE COUPURE

Les schémas équivalents donnés précédemment suggère le schéma équivalent suivant (Fig III-4) pour la ligne :

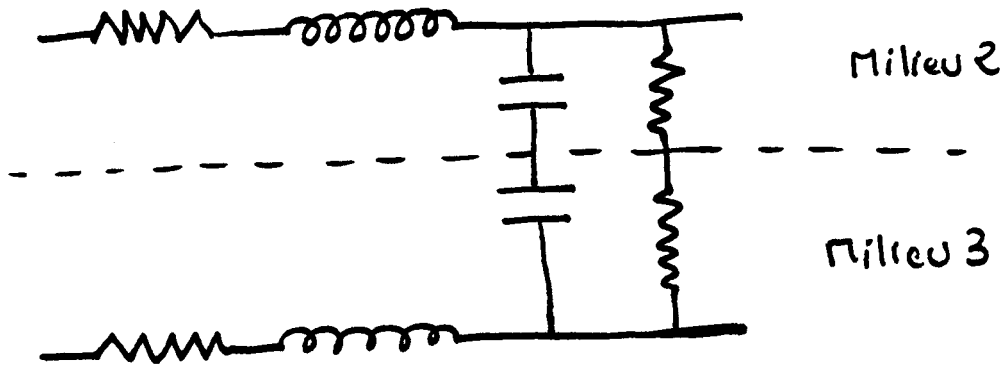


Fig III-4

Ce schéma équivalent correspond à un filtre dont on va caractériser la fonction de transfert.

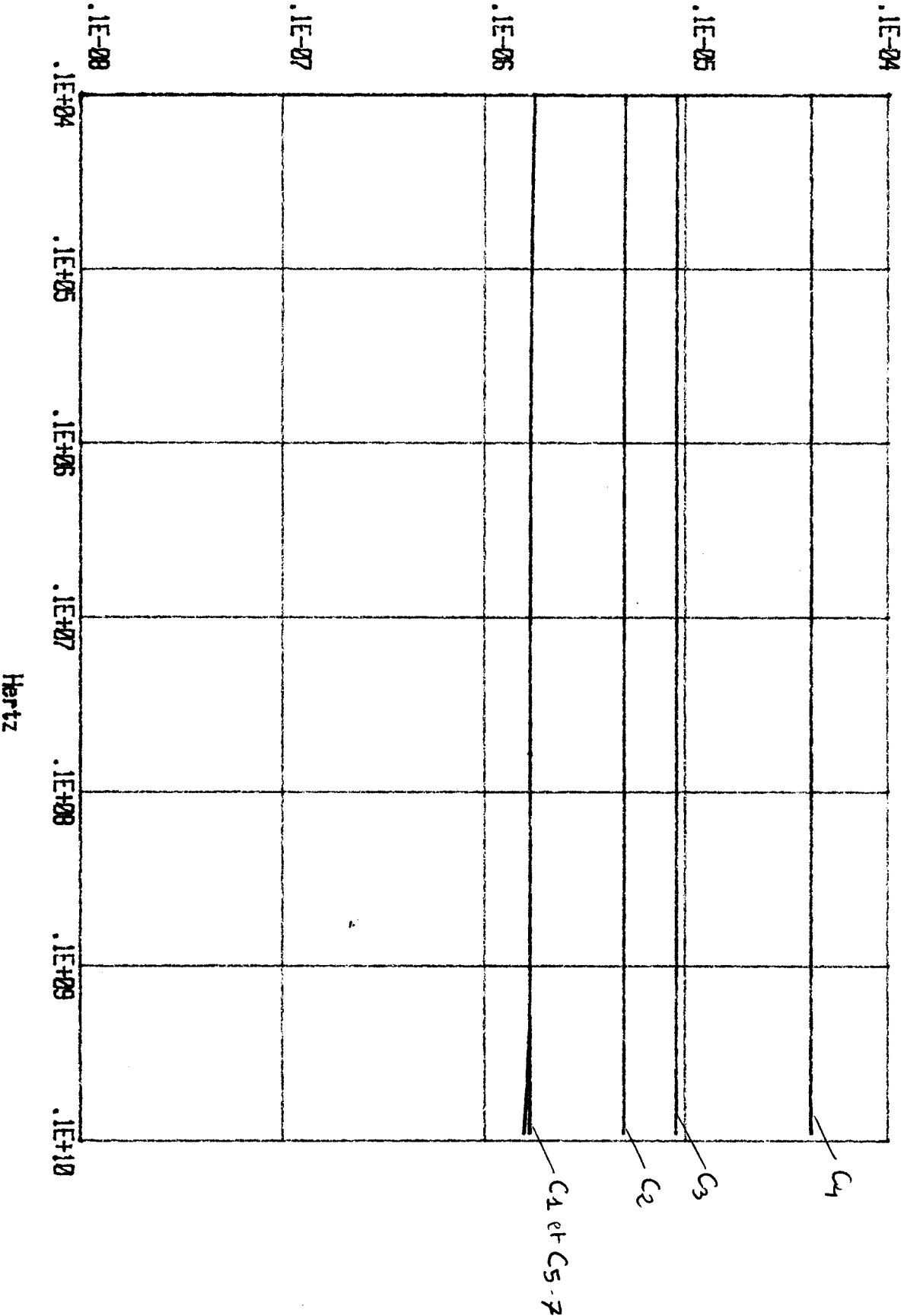
Pour caractériser celle-ci, nous nous sommes attachés à étudier la partie imaginaire de la constante de propagation en fonction de la fréquence pour une structure dont le rayon du conducteur intérieur vaut 1mm, le rayon intérieur du conducteur extérieur vaut 2.3mm, l'épaisseur de la couche de composite est .6mm.

Les courbes de la planche III-5 montrent la partie imaginaire de la constante de propagation pour différentes valeurs de conductivité. Pour $\sigma = 1 \cdot 10^{-10} \text{ S/m}$, on n'observe pas de fréquence de coupure dans la gamme de fréquence qui nous intéresse.

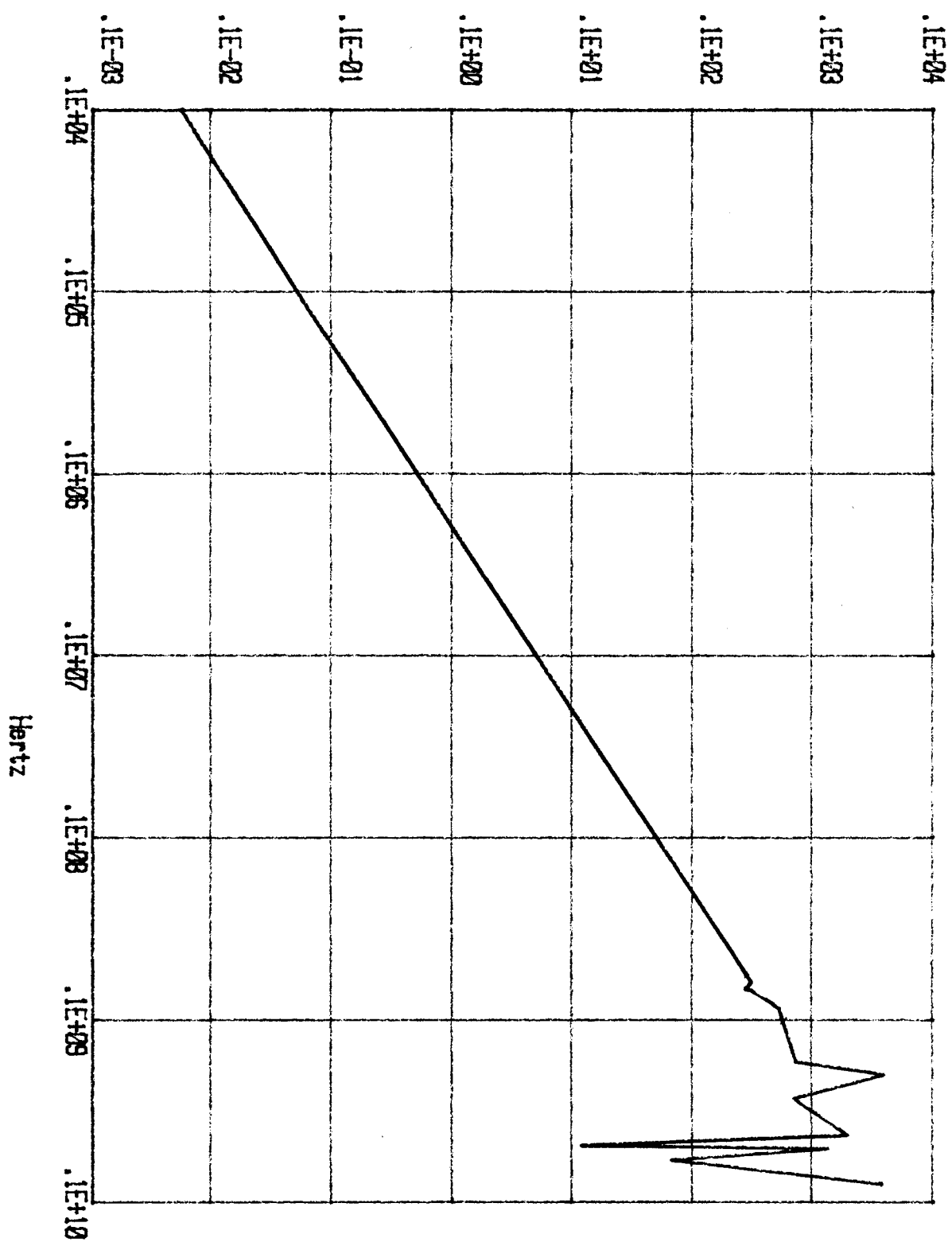
La fréquence de coupure augmente avec la conductivité ainsi que l'amplitude de l'atténuation.

La planche III-6 montre l'atténuation en fonction de ϵ_r pour un composite de conductivité $\sigma = 1 \cdot 10^{-5} \text{ S/m}$. On voit que la permittivité a tendance à diminuer le contraste d'atténuation.

INDUCTANCE LINEIQUE

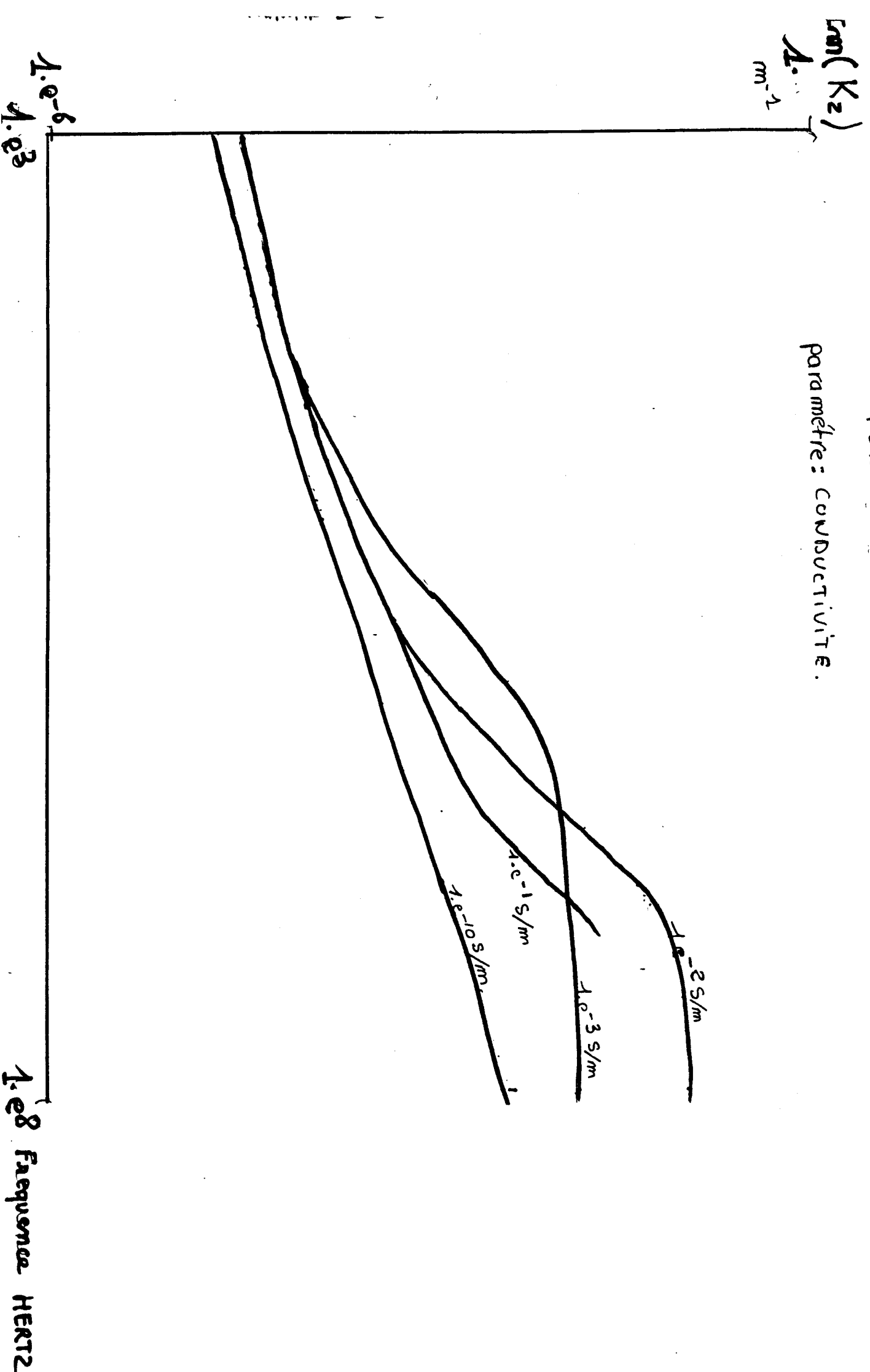


RESISTANCE LINEIQUE POUR $\mu = 1$



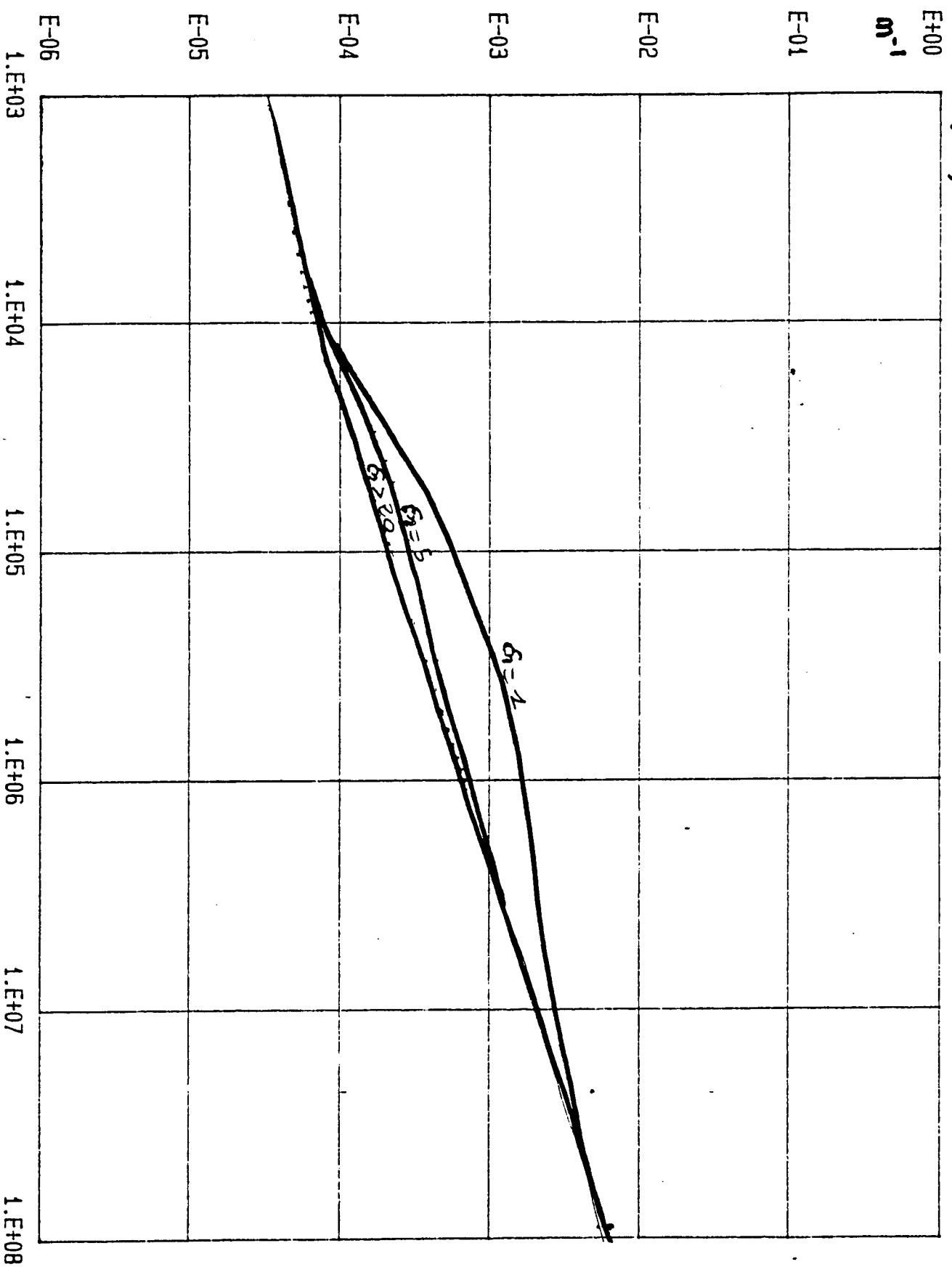
FONCTION DE TRANSFERT.

paramètre: conductivité.



$\ln(\kappa)$

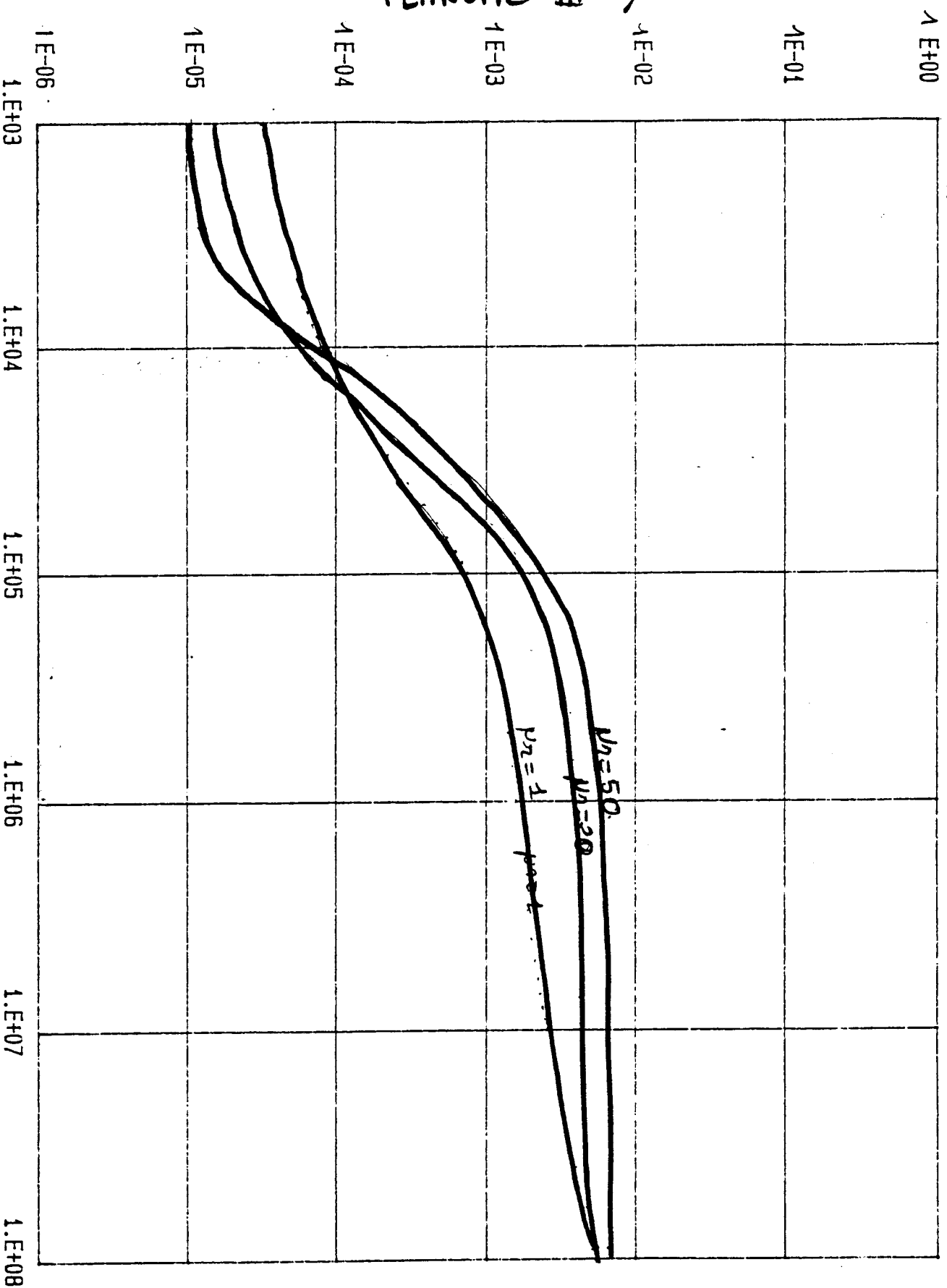
Paramètre : Permittivité. ($\sigma = 10^{-5} \text{ S/m}$)



HERTZ

Paramètre: Permeabilité ($\sigma = 10^{-5} \text{ S/m}$)

$J_m(k_3)$



Enfin, dans les mêmes conditions de conductivité, la planche III-7 montre que le contraste d'atténuation augmente fortement en fonction de la perméabilité. Par contre la position de la fréquence de coupure reste identique contrairement à ce que l'on a obtenu pour la conductivité.

Il apparaît que seuls la conductivité et la perméabilité complexe ont une influence appréciable sur la fonction de transfert de notre structure.

III-5-4f Variation avec l'épaisseur.

Nous étudions le comportement d'une structure dans laquelle le rayon du conducteur intérieur est de 1mm, l'épaisseur du composite est de 4mm et l'épaisseur de la partie aérée varie de 0mm à près de 10m.

Nous avons choisi la fréquence de 50 MHz.

Les courbes de chaque planche ont les mêmes références que précédemment.

La planche III-8 montre l'impédance caractéristique en fonction de l'épaisseur.

Pour une épaisseur du milieu aéré très grande devant celle du composite, l'augmentation de la permittivité relative fait tendre rapidement l'impédance caractéristique vers une valeur limite tandis que l'augmentation de la perméabilité accentue fortement sa valeur.

Nous observons le même phénomène sur l'inductance lineïque (Planche III-9) et la capacité lineïque (Planche III-10) de la ligne équivalente. L'inductance lineïque est constante avec l'épaisseur pour des valeurs de μ_r importantes.

Pour une épaisseur élevée du milieu aéré, la capacité lineïque garde une valeur pratiquement identique quel que soient les caractéristiques du composite.

Enfin la planche III-11 montre l'influence de la perméabilité seconde sur l'impédance linéique en fonction de l'épaisseur et la planche III-12 l'évolution de la vitesse de propagation en fonction de l'épaisseur.

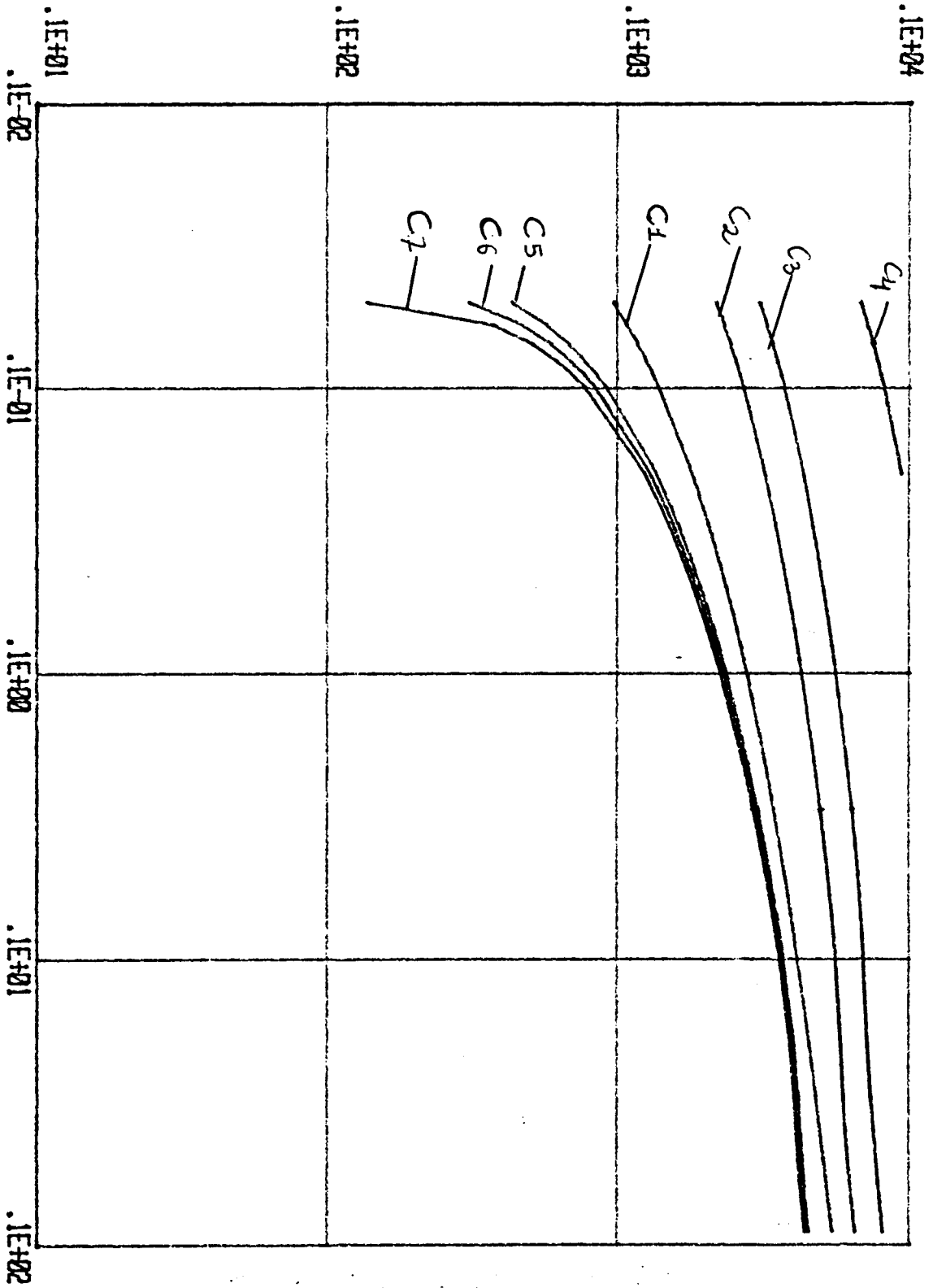
CONCLUSION

Nous avons constaté que la caractéristique du composite qui semble influencer grandement certains paramètres des structures étudiées (inductance linéique, vitesse de propagation, atténuation) est la perméabilité relative que ce soit pour les câbles à fréquence de coupure que pour une ligne placée au dessus d'un plan conducteur et modélisée dans ce chapitre par un coaxial à 4 milieux dont l'épaisseur du milieu 3 est très supérieure à celle du milieu 2.

Nous avons de même constaté que la permittivité n'a que peu d'influence sur ces paramètres.

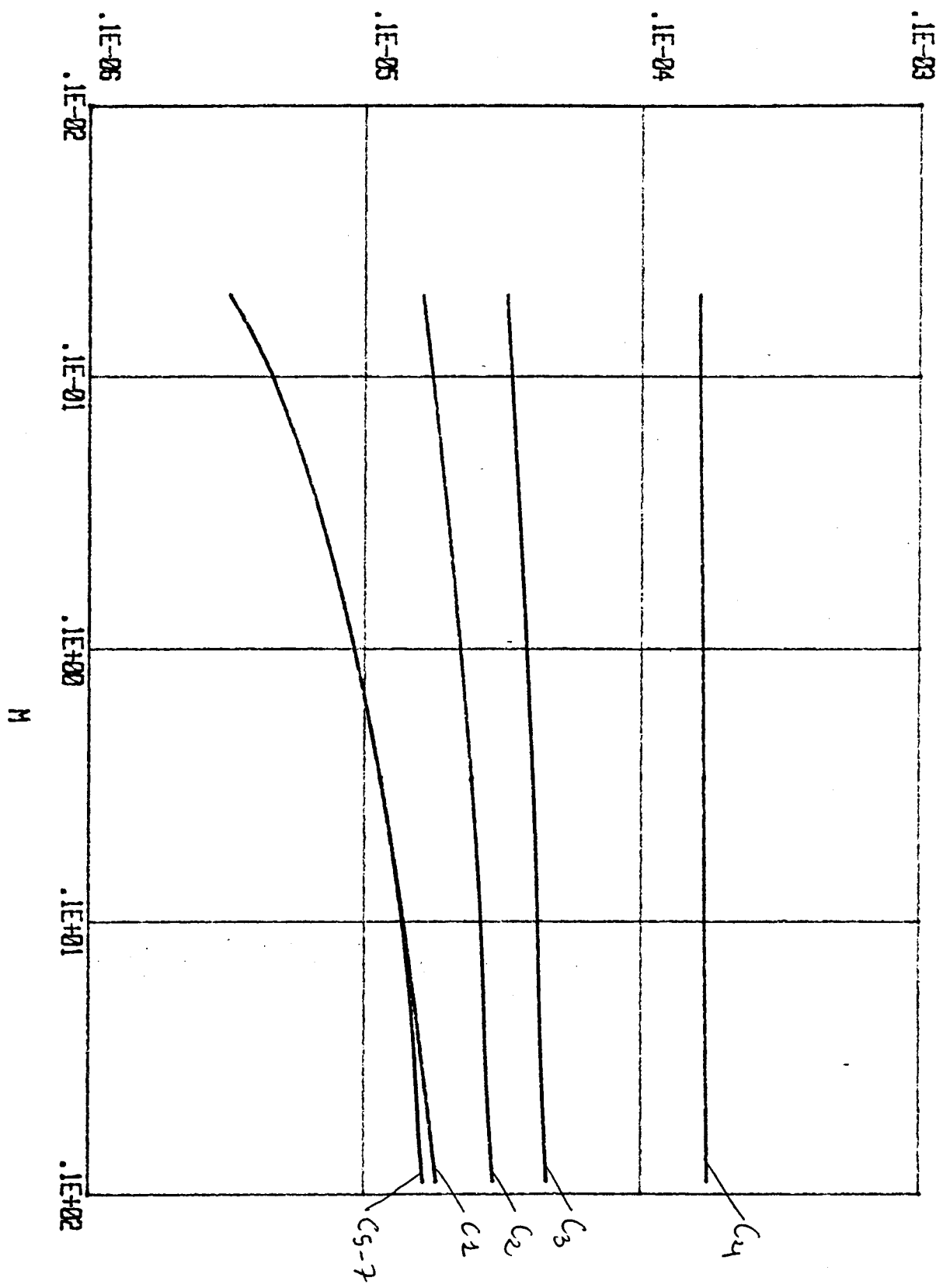
PLANCHE III-8

IMPEDANCE CARACTERISTIQUE

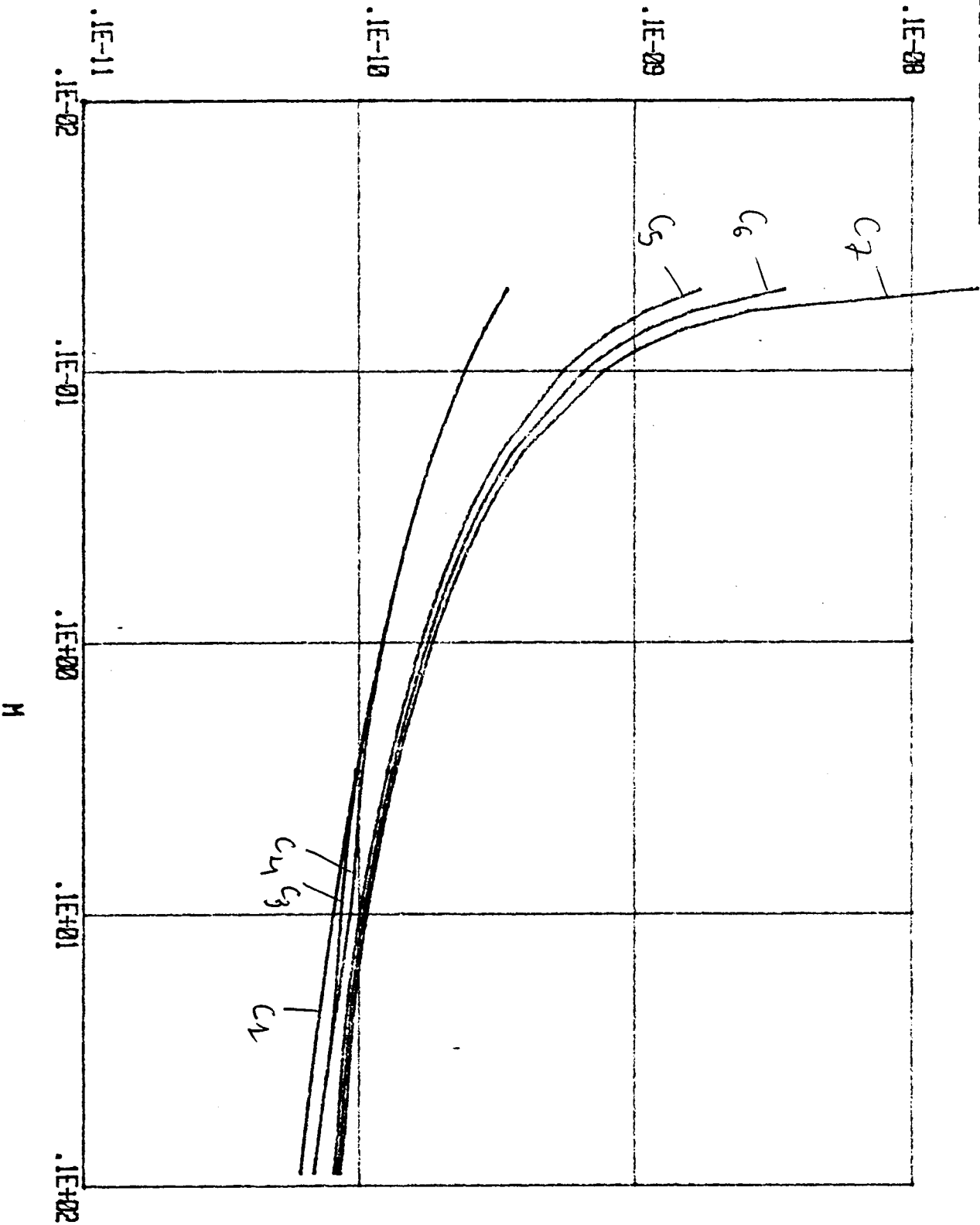


INDUCTANCE LINEIQUE

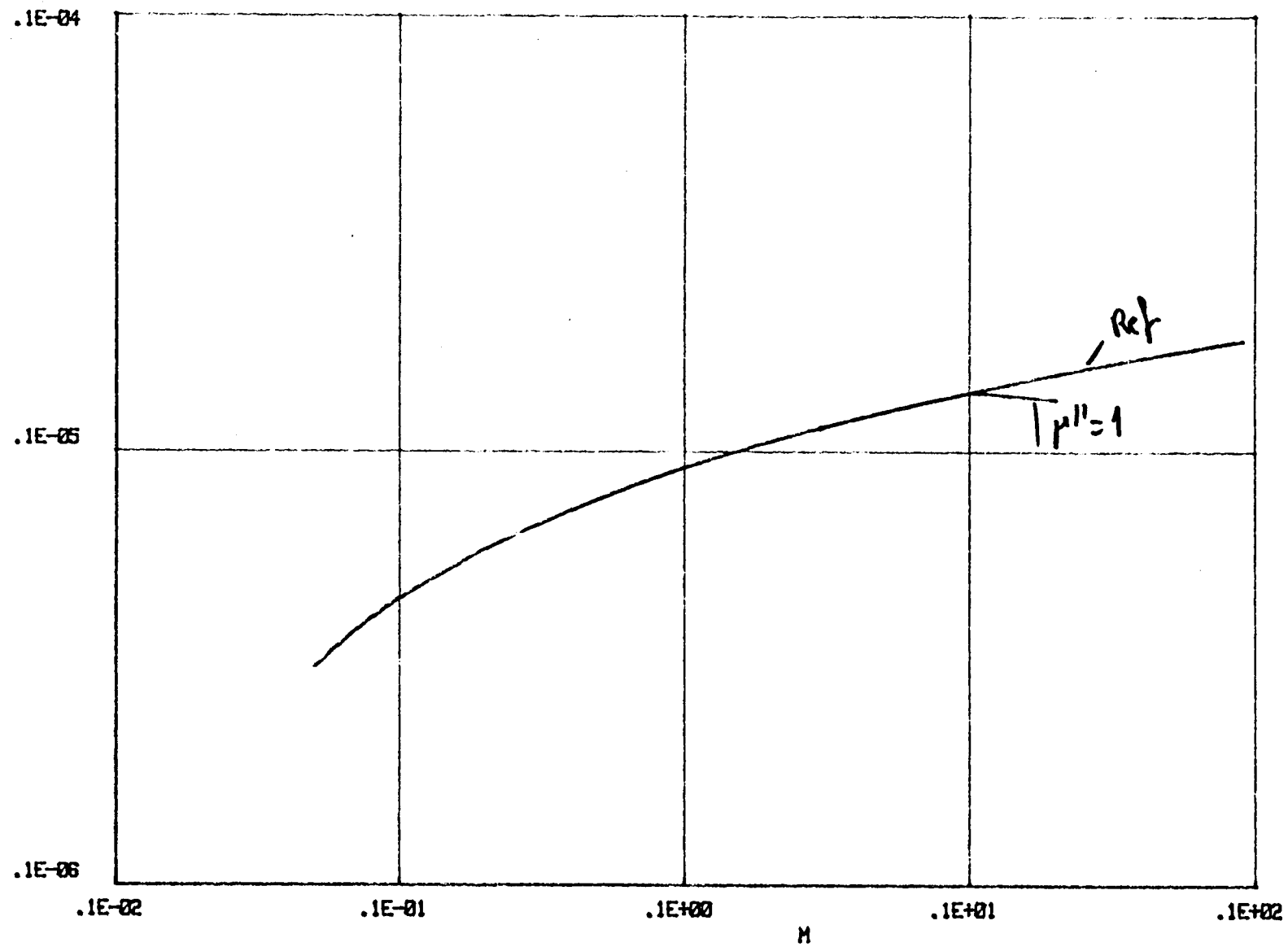
PLANCHE III-9



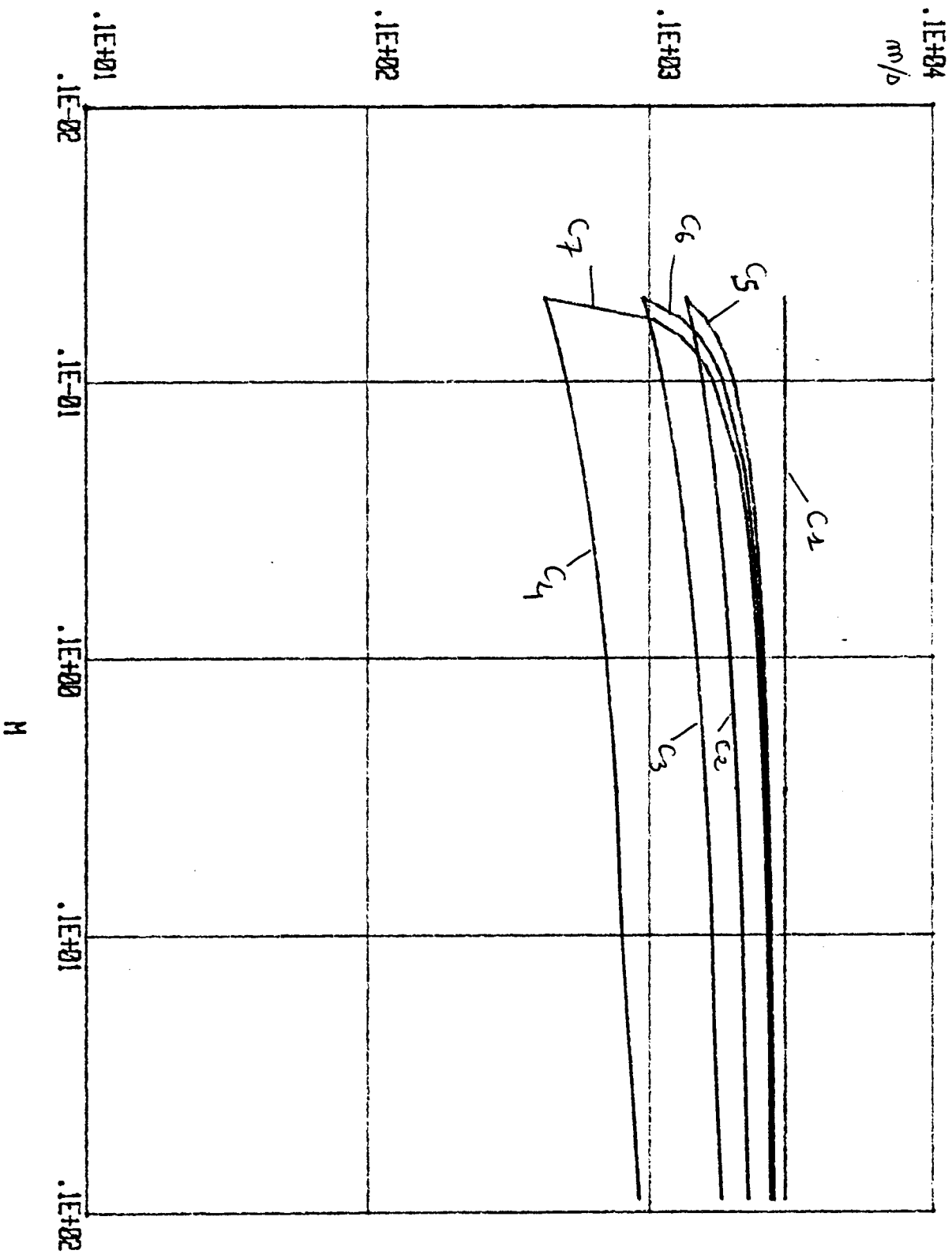
CAPACITE LINEIQUE



INDUCTANCE LINEIQUE



VITESSE DE PROPAGATION



CHAPITRE IV

-o-o-o-o-o-o-o-o-o-

IV-I] INTRODUCTION (113)

IV-II] DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE LIGNE EQUIVALENTE
(115)

IV-II1] Ecriture du potentiel de Hertz dans les différents
milieux

IV-II11] Câble isolé, potentiels primaires

IV-II12] Potentiels secondaires, potentiels de Hertz
dans les différents milieux.
(119)

IV II2] Détermination des caractéristiques de la ligne (129)

IV II21] Constante de propagation, Paramètre linéique.

IV II22] Impédance caractéristique (135)

IV III] REPONSE DE LA LIGNE A UNE EXCITATION SIMULTANEE. (138)

IV III1] Présentation du problème (139)

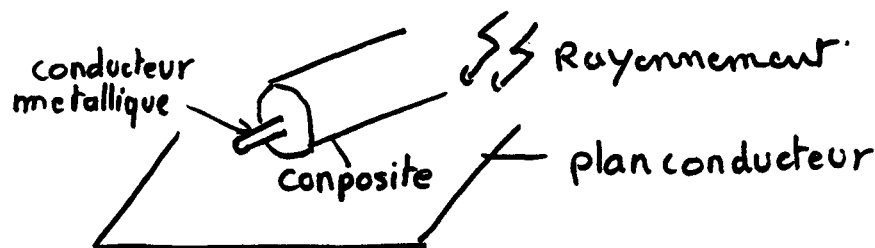
IV III2] Détermination du champ exciteur :

IV III] RESULTATS (145)

IV-1] INTRODUCTION

Nous avons vu dans le chapitre précédent l'intérêt d'utiliser un matériau composite de perméabilité importante dans le blindage d'un câble de par le fait qu'il améliore beaucoup l'impédance de transfert de celui-ci. On peut également employer ces matériaux sur des structures destinées à être placées au dessus d'un plan conducteur (par exemple le sol) dans le but d'amoindrir fortement l'effet de couplage de celui-ci avec le plan.

En effet, ces câbles soumis à l'illumination d'un rayonnement extérieur parasite sont susceptibles de véhiculer une onde de mode commun le long de la ligne formée par le câble et le plan conducteur, l'augmentation importante de l'impédance linéique de la ligne permettrait d'en atténuer fortement l'amplitude (Fig IV-1). Cela peut se faire en enrobant le câble avec un matériau de perméabilité importante afin d'accroître l'inductance linéique.



(Fig IV-1)

La résolution de ce problème est compliquée par le fait que cette perméabilité accrue crée un chemin privilégié pour les lignes de champs magnétiques B qui se concentrent alors autour du câble conducteur. Il en résulte un accroissement du courant parasite induit sur le câble.

Nous voyons donc que la perméabilité magnétique du milieu enrobant le câble permet d'absorber fortement les courants parasites se propageant sur celui-ci mais également d'en accentuer l'amplitude lors de leur induction.

Nous désirons connaître le comportement d'un câble enrobé de composite et situé au dessus d'un plan conducteur.

Nous prendrons le cas d'une illumination de direction normale à la surface de ce plan.

Le champ E sera dirigé suivant l'axe du cylindre formé par le câble.

Nous approcherons le problème en considérant l'ensemble "câble" + "référence" comme étant une ligne formée de deux conducteurs parallèles et séparés d'une longueur de h , $h/2$ étant la hauteur du câble par rapport au plan.

Cette approximation du problème réel impose la propagation d'une onde TEM sur la ligne.

Pour rester dans le cadre de la propagation d'une onde TEM, le câble ne devra pas être trop près du sol au vu de ses dimensions transversales.

Les limites d'utilisation du modèle pourront être déterminées à l'aide de la simulation théorique .

La résolution de ce problème se décompose en deux parties :

* dans un premier temps nous cherchons à déterminer les caractéristiques linéiques de la ligne formée par le câble et le sol parfaitement conducteur. Pour cela, nous supposons l'existence d'un courant :

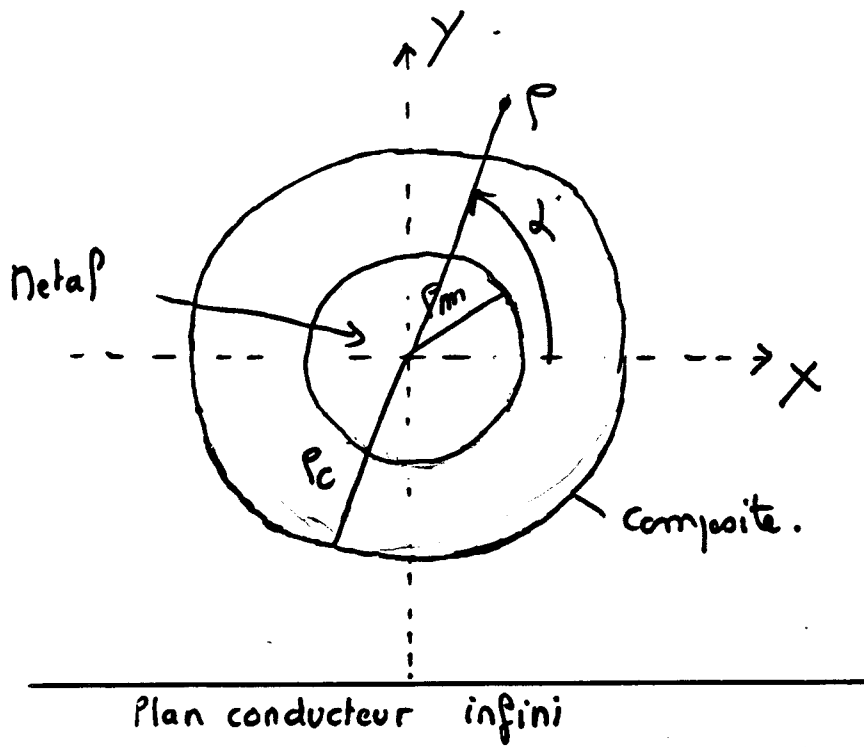
$$I = I_0(\rho, \vartheta) \exp(j\gamma_p z) \exp(j\omega t) \text{ sur la ligne.}$$

(Equ IV-1)

Dans l'approximation utilisée, le courant doit rester longitudinal et seule la composante I_z intervient .

* après avoir caractérisé la ligne équivalente, il faut connaître la valeur du champ existant à la surface du conducteur lorsque celui-ci est soumis à l'action d'une illumination simultanée.

Enfin nous pourrons, utilisant les équations classiques de propagation en théorie des lignes déterminer l'influence du composite sur l'induction d'un courant parasite I_p sur la ligne .



(Fig IV- 2)

IV-II1f DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE LIGNE EQUIVALENTE [35][37][45][54]

IV-III1f Ecriture du potentiel de Hertz dans les différents milieux

IV-III11f Câble isolé, potentiels primaires

En supposant l'existence d'un courant longitudinal (Equ IV- 1) sur la ligne, seule la composante Π_z du potentiel de Hertz intervient .

Il en résulte l'écriture des champs électriques et magnétiques suivants :

$$\begin{cases} E = \text{rot} \left[\text{rot}(\Pi_z) \right] - (j\omega\mu)\text{rot}(\Pi^* z) \\ H = (\sigma + j\omega\epsilon)\text{rot}(\Pi_z) - \text{rot} \left[\text{rot}(\Pi^* z) \right] \end{cases}$$

(Equ IV- 2)

Π et Π^* étant les potentiels de Hertz électrique et magnétique , z le vecteur directeur suivant z .

Dans un premier temps, nous supposons que le câble, de conductivité infinie et enrobé d'un composite, se trouve seul dans l'espace. Dans ce cas, le potentiel de Hertz magnétique est nul car la symétrie cylindrique impose l'existence d'une onde TM uniquement et seul subsiste le potentiel de Hertz électrique que nous appellerons "potentiel primaire".

Nous allons exprimer ce potentiel dans les deux milieux que sont l'air (indice a) et le composite (indice c) .Le métal étant supposé de conductivité infinie .

Le potentiel de Hertz répond à l'équation d'onde suivante :

$$\Delta \Pi_z - \gamma_i^2 \Pi_z = 0$$

avec $\gamma_i^2 = j\omega\mu_i(\sigma_i + j\omega\epsilon_i)$

et
$$\begin{cases} \mu_i = \mu_0\mu_{ri} \\ \epsilon_i = \epsilon_0\epsilon_{ri} \end{cases}$$

(Equ IV- 3)

i indice caractérisant les différents milieux, air et composite .

La solution de l'équation d'onde peut s'écrire :

$$\Pi_{pz} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[a_n I_n(\Gamma_i \rho) + b_n K_n(\Gamma_i \rho) \right] \left[a'_n \sin(n\alpha) + b'_n \cos(n\alpha) \right] \exp j(\gamma_p z + \omega t)$$

solution générale de (Equ IV- 3) avec $\Gamma_i^2 = \gamma_p^2 + \gamma_i^2$

* Dans l'air, pour ρ tendant vers l'infini, la valeur de Π_{pz} doit rester finie ;aussi doit on imposer $a_n = 0 \quad \forall n$.

En supposant que la distribution angulaire du courant soit uniforme dans un plan normal à sa direction de propagation, le potentiel de Hertz devient indépendant de α et nous aurons :

$$\Pi_{pz}^A = A_a K_0(\rho \Gamma_a) \exp j(\gamma_p z + \omega t)$$

indice a pour air.

Cette hypothèse est physiquement acceptable dans la mesure où l'on conserve une symétrie cylindrique .

La présence du plan sera susceptible de perturber cette symétrie.

* Dans le composite, nous devons tenir compte du fait que nous avons deux surfaces de séparation : air-composite et composite-métal . Le potentiel de Hertz dans le composite s'écrit alors :

$$\Pi_{pz}^c = A_c \left[I_0(\Gamma_c \rho) + \lambda K_0(\Gamma_c \rho) \right] \exp j(\gamma_p z + \omega t)$$

indice c pour composite

toujours dans l'hypothèse d'une répartition angulaire uniforme du courant dans le métal .

Si on suppose que le métal du câble est parfait (σ tend vers l'infini), les conditions aux limites sur le métal nous donnent :

$$\lambda = - \frac{I_0(\Gamma_c \rho_m)}{K_0(\Gamma_c \rho_m)} \quad \rho_m \text{ étant le rayon du cylindre métallique}$$

en effet, $\Gamma_c^2 \Pi_{pz}^c = E_z = 0$ à la surface du métal.

* La présence du plan rompt la symétrie cylindrique du problème. Des potentiels secondaires électriques et magnétiques apparaissent, dus à la réflexion de l'onde sur le plan et à la transmission à travers celui-ci .

* Pour simplifier notre problème, nous considérerons que le plan a une conductivité infinie .

* Nous allons nous intéresser d'abord à la détermination de la constante de propagation Γ du problème .

Cette constante doit être principalement indépendante de α . Nous allons donc écrire la solution des équations de passage à travers les différents milieux à l'ordre $n = 0$, supposant que pour les ordres supérieurs cette constante Γ reste identique .

Nous allons tenir compte de la présence du plan en réécrivant également le potentiel primaire dans l'air .

d'une manière générale, le potentiel primaire s'écrira :

$$\Pi_{pz} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[a_n I_n(\Gamma_1 \rho) + b_n K_n(\Gamma_1 \rho) \right] \left[a'_n \sin(n\alpha) + b'_n \cos(n\alpha) \right]$$

nous considérerons comme implicites les termes $\exp(j\gamma_p z)\exp(j\omega t)$. Des considérations de symétrie vont nous permettre de simplifier l'écriture de notre problème . En effet, sur la figure 2, on voit que , considérant le repère utilisé centré sur l'axe du conducteur et le plan infiniment conducteur supposé de dimension infinie, nous devons obtenir les mêmes propriétés des champs pour les angles α et $\pi - \alpha$.

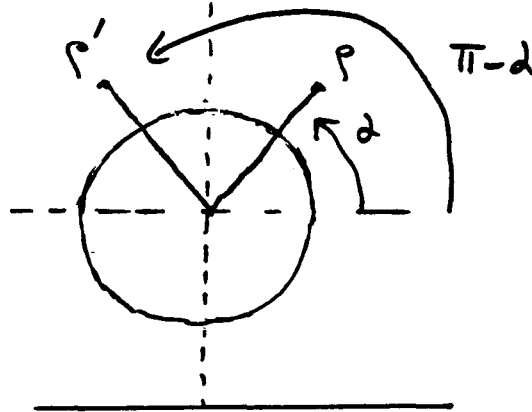


Fig IV - 3

Considérant cette symétrie, on remarque que si n est pair ($n = 2k$) alors

$$\sin[2k(\pi - \alpha)] = -\sin(\alpha 2k)$$

$$\text{et } \cos[2k(\pi - \alpha)] = +\cos(\alpha 2k)$$

d'où les termes $a_{2k} = 0$ pour conserver la symétrie

et si n est impair ($n = 2k + 1$) alors

$$\sin[(2k + 1)(\pi - \alpha)] = \sin(2k + 1)\alpha$$

$$\text{et } \cos \left[(2k + 1)(\Pi - \alpha) \right] = - \cos(2k - 1)\alpha$$

soit $b_{2k+1} = 0$

nous obtenons alors l'équation générale du potentiel primaire :

$$\begin{aligned} \Pi_{pz}^1 = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left(a_{2n} I_{2n}(\Gamma_1 \rho) + b_{2n} K_{2n}(\Gamma_1 \rho) \right) \cos(2n\alpha) \right. \\ \left. + \left(a_{2n+1} I_{2n+1}(\Gamma_1 \rho) + b_{2n+1} K_{2n+1}(\Gamma_1 \rho) \right) \sin \alpha (2n+1) \right] \end{aligned}$$

Equ IV-6

On peut réécrire l'équation du potentiel primaire dans l'air sous la forme :

$$\Pi_{pz}^a = \sum_{n=0}^{\infty} \left[b_{2n} K_{2n}(\Gamma_a \rho) \cos 2n\alpha + b_{2n+1} K_{2n+1}(\Gamma_a \rho) \sin(2n+1)\alpha \right]$$

et dans le composite ce potentiel conserve la forme générale IV-6 car nous devons tenir compte de la réflexion sur les différentes interfaces .

IV-II12f Potentiels secondaires, potentiels de Hertz dans les différents milieux.

Si l'on suppose que le plan conducteur a une conductivité infinie, cela se traduit par une réflexion totale de l'onde sur le plan considéré. En un point de l'espace nous obtenons la somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchie. Cette onde réfléchie est déphasée par rapport à l'onde incidente.

Les études antérieures ont montré que dans ce cas, en ne tenant compte que de l'ordre $n=0$, le potentiel de Hertz secondaire, caractérisant l'onde réfléchie déphasée, est proportionnel à :

$$K_0(\Gamma_a \rho') \quad \text{avec} \quad \rho' = \rho^2 \sin^2 \alpha + (h - \rho \cos \alpha)^2.$$

Le potentiel total est alors la somme du potentiel primaire et du potentiel secondaire.

L'existence du composite autour de la ligne ne change en rien l'écriture du potentiel primaire à l'ordre 0 et donc celle des conditions de passage à l'interface air-plan conducteur .

Pour tenir compte des ordres supérieurs de K et I , nous suggérons d'introduire le déphasage de l'onde réfléchie de la même façon qu'à l'ordre $n=0$ dans le potentiel secondaire.

Le potentiel total dans l'air s'écrit alors :

$$\Pi_T^a = \sum_{n=0}^{\infty} \left[b_{2n} K_{2n}(\Gamma_a \rho) \cos 2n\alpha - b'_{2n} K_{2n}(\Gamma_a \rho') \cos 2n\alpha \right. \\ \left. + b_{2n+1} K_{2n+1}(\Gamma_a \rho) \sin \alpha (2n+1) - b'_{2n+1} K_{2n+1}(\Gamma_a \rho') \sin \alpha (2n+1) \right]$$

(Equ IV- 7)

La relation entre les coefficients b_{2n} et b'_{2n} étant déterminée au niveau de l'interface air-plan . Dans ce cas, nous aurons :

$$\Pi_T^a (\alpha, \rho) = 0$$

$$\text{pour } \alpha = \alpha' \text{ et } \rho = \rho' \quad \forall \alpha \text{ et } \rho$$

$$\text{ce qui impose que : } \begin{cases} b_{2n} - b'_{2n} = 0 \\ b_{2n+1} - b'_{2n+1} = 0 \end{cases}$$

(Equ IV- 8)

Soit l'égalité des coefficients aux ordres pairs et impairs.

Dans le composite, la présence du plan impose également l'existence d'une onde, en retard par rapport à l'onde incidente. Nous pouvons alors tenir compte de ce retard en écrivant :

Pour écrire les conditions de passage de l'onde à l'interface air-composite, il faut pouvoir calculer la dérivée des fonctions de Bessel par rapport à différents paramètres tels que α, ρ , il faut donc bien connaître les propriétés de dérivation des fonctions de Bessel écrites dans des repères polaires différents. De plus, les potentiels s'écrivent sous forme de sommes infinies de termes en sinus et cosinus. Leurs propriétés d'orthogonalité nous seront très utiles.

121

Les relations d'orthogonalité des fonctions sinus et cosinus sont :

$$\int_0^{2\pi} \sin(n\nu) \sin(m\nu) d\nu = \begin{cases} 0 & \text{pour } n \neq m \\ \pi & \text{pour } n = m \end{cases}$$

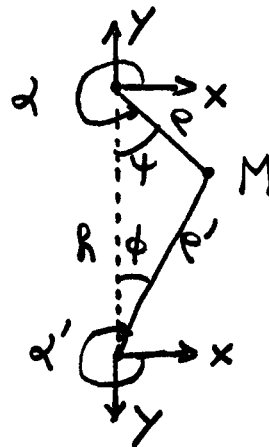
$$\int_0^{2\pi} \cos(n\nu) \cos(m\nu) d\nu = \begin{cases} 0 & \text{pour } n \neq m \\ \pi & \text{pour } n = m \end{cases}$$

si $n = m = 0$ alors $= 2\pi$

$$\text{et } \int_0^{2\pi} \sin(n\nu) \cos(m\nu) d\nu = 0 \quad \forall n \text{ et } m$$

(Equ IV- 9)

De plus nous utiliserons les théorèmes d'addition de Gegenbauers (Watson) : [47]



$$\alpha = \psi - \frac{3\pi}{2}$$

$$\alpha' = \psi - \frac{3\pi}{2}$$

(Fig IV-5)

Ces formules sont :

$$K_\nu(\rho') \cos_{\sin} \nu\Phi = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} K_{\nu+m}(h) I_m(\rho) \cos_{\sin} m\Phi$$

$$I_\nu(\rho') \cos_{\sin} \nu\Phi = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m I_{\nu+m}(h) I_m(\rho) \cos_{\sin} m\Phi$$

(Equ IV-10)

La condition de validité de ces formules est:

$$|\rho \exp \pm j\psi| < |h|$$

ce qui répond aux données de notre problème .

Remarquons que l'on peut s'affranchir de cette condition si ν est entier et si les seules fonctions impliquées sont de première espèce .

De ce théorème, on peut tirer des formules de dérivation qui seront très utiles pour la suite . En effet, la dépendance en α de ρ' implique la décomposition de $\text{In}(\Gamma\rho')$ et $\text{Kn}(\Gamma\rho')$ en une somme infinie de termes en (ρ, α) .

Nous aurons à calculer :

$$\frac{\delta \left[\text{K}\nu(\Gamma\rho') \frac{\cos(\nu\alpha')}{\sin(\nu\alpha')} \right]}{\delta\Gamma\rho} = \frac{1}{2} \left[\text{K}\nu-1(\Gamma\rho') \frac{\cos}{\sin} \left[(\nu-1)(\alpha'+\pi)-\alpha \right] \right. \quad (\text{Equ IV-12})$$

$$\left. + \text{K}\nu+1(\Gamma\rho') \frac{\cos}{\sin} \left[(\nu+1)(\alpha'+\pi)+\alpha \right] \right]$$

notons que $\alpha' = \Phi - 3\frac{\pi}{2}$ et $\alpha = \psi - 3\frac{\pi}{2}$ avec les repères choisis.

de même :

$$\frac{\delta \text{I}\nu(\Gamma\rho') \frac{\cos\nu\alpha'}{\sin\nu\alpha'}}{\delta\Gamma\rho} = \frac{1}{2} \left[\text{I}\nu-1(\Gamma\rho') \frac{\cos}{\sin} \left[(\nu-1)(\alpha'+\pi)-\alpha \right] \right. \quad (\text{Equ IV-13})$$

$$\left. + \text{I}\nu+1(\Gamma\rho') \frac{\cos}{\sin} \left[(\nu+1)(\alpha'+\pi)+\alpha \right] \right]$$

Les propriétés de symétrie remarquées tout à l'heure vont nous permettre d'écrire simplement le potentiel de Hertz dans le composite .En effet, les fonctions de Bessel ont comme coefficient un cosinus pour n pair et un sinus pour n impair .

Si l'on note \mathfrak{B} la fonction de Bessel considérée (I ou K) on a :

$$\mathfrak{B}\nu(\Gamma\rho') \frac{\cos(\nu\alpha')}{\sin(\nu\alpha')} \text{ pour } \nu \text{ pair} = 2n$$

$$\mathfrak{B}\nu(\Gamma\rho') \frac{\cos(\nu\alpha')}{\sin(\nu\alpha')} \text{ pour } \nu \text{ impair} = 2n+1$$

$$\mathfrak{B}\nu(\Gamma\rho') \cos(\nu\Phi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathfrak{B}_{m+\nu}(\Gamma h) \text{Im}(\Gamma\rho) \cos(m\psi) \quad \nu \text{ pair}$$

avec $\mathfrak{B}_{m+\nu} \equiv \mathfrak{B}_{m+\nu}$ pour $\mathfrak{B} = \text{K}$

et $\mathfrak{B}_{m+\nu} \equiv (-1)\mathfrak{B}_{m+\nu}$ pour $\mathfrak{B} = \text{I}$

nous aurons généralement à calculer :

$$\mathfrak{S}_\nu(\Gamma\rho')\cos(\nu\alpha') = \mathfrak{S}_\nu(\Gamma\rho')\cos(\nu\Phi - 3\nu\frac{\pi}{2})$$

$$\begin{aligned}\text{or, } \nu = 2n \text{ donc } \cos(\nu\Phi - 3\nu\frac{\pi}{2}) &= \cos(2n\Phi - 3n\pi) \\ &= \cos(2n\Phi - n\pi) \\ &= (-1)^n \cos(2n\Phi)\end{aligned}$$

Calculer $\mathfrak{S}_{2n}(\Gamma\rho')\cos 2n\alpha'$ revient à calculer :

$$(-1)^n \mathfrak{S}_{2n}(\Gamma\rho')\cos(2n\Phi)$$

on aura :

$$\mathfrak{S}_{2n}(\Gamma\rho')\cos(2n\alpha') = (-1)^n \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathfrak{S}_{m+2n}(\Gamma h) \text{Im}(\Gamma\rho) \cos(m\alpha + 3m\frac{\pi}{2})$$

$$\text{et } \mathfrak{S}_{2n+1}(\Gamma\rho')\sin\alpha'(2n+1) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathfrak{S}_{m+(2n+1)}(\Gamma h) \text{Im}(\Gamma\rho) \cos(m\alpha + 3m\frac{\pi}{2}) (-1)^n$$

$$\text{avec } \sin\alpha'(2n+1) = \sin\left[(2n+1)\Phi - (2n+1)\frac{3\pi}{2}\right]$$

on peut montrer que alors

$$\sin\alpha'(2n+1) = (-1)^n \cos\Phi(2n+1)$$

d'où, on peut écrire :

$$\mathfrak{S}_{2n+1}(\Gamma\rho')\sin\alpha'(2n+1) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathfrak{S}_{m+(2n+1)}(\Gamma h) \text{Im}(\Gamma\rho) \cos(m\alpha + \frac{3m\pi}{2}) (-1)^n$$

(Equ IV-14)

On peut écrire plus simplement le potentiel de Hertz dans le composite :

$$\begin{aligned} \Pi_T^c = & \sum_{n=0}^{\infty} \left[C_{2n} \left[I_{2n}(\Gamma_c \rho) + \delta_{2n} K_{2n}(\Gamma_c \rho) \right] \cos(2n\alpha) \right. \\ & \left. + C_{2n+1} \left[I_{2n+1}(\Gamma_c \rho) + \delta_{2n+1} K_{2n+1}(\Gamma_c \rho) \right] \sin\alpha(2n+1) \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} C'_{n,m} \left[\delta'_{n,m} K_{m+n}(\Gamma_c h) + (-1)^m I_{m+n}(\Gamma_c h) \right] \cos\left(m\alpha + \frac{3m\pi}{2}\right) I_m(\Gamma_c \rho) \end{aligned}$$

(Equ IV-15)

la troisième ligne caractérise le potentiel secondaire dans le composite .

Cette écriture vient du fait que la présence du plan impose un terme supplémentaire dû au rayonnement réfléchi par celui-ci et revenant au niveau du câble avec un certain retard lié à la hauteur $\frac{h}{2}$ à laquelle se trouve le câble .

Nous poserons tant que cela sera possible :

$$C'_{n,m} \left[\delta'_{n,m} K_{m+2n}(\Gamma_c h) + (-1)^m I_{m+2n}(\Gamma_c h) \right] = G_{n,m}$$

$G_{n,m}$ est essentiellement fonction de h

nous obtenons alors :

$$\Pi_s^c = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_{n,m} \cos m\left(\alpha + \frac{3\pi}{2}\right) I_m(\Gamma_c \rho)$$

que l'on peut réécrire :

$$\Pi_s^c = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} G_{n,m} \cos m\left(\alpha + \frac{3\pi}{2}\right) I_m(\Gamma_c \rho)$$

En ramenant la sommation sur m entre 0 et l'infini :

$$\Pi_s^c = \sum_{m=1}^{\infty} \left[\sum_{n=0}^{\infty} (G_{n,m} + G_{n,-m}) \right] \cos m(\alpha + \frac{3\pi}{2}) I_m(\Gamma_c \rho) + 2 \sum_{n=0}^{\infty} (G_{n,0}) I_0(\Gamma_c \rho)$$

(Equ IV-16)

Les conditions aux limites à la surface du conducteur vont permettre de préciser certains coefficients .

* on sait que si le conducteur est parfait, $E_z = 0$ soit $\Pi_T^c = 0$ pour $\rho = \rho_m$ (voir fig 3)

en écrivant cette condition et en utilisant les lois d'orthogonalité, on trouve :

$$\Delta_n = \sum_{m=0}^{\infty} (G_{n,m} + G_{n,1+m}) = (-1)^k C_n \left[1 + \delta_n \frac{K_n(\Gamma_c \rho_m)}{I_n(\Gamma_c \rho_m)} \right]$$

pour $n \neq 0$, avec $n = 2k + 1$ pour n pair

et $n = 2k$ pour n impair

or les δ_n et les C_n sont les coefficients caractérisant le potentiel primaire et l'on a :

$$\delta_m = - \frac{I_m(\Gamma_c \rho_m)}{K_m(\Gamma_c \rho_m)}$$

(si le potentiel primaire n'est pas modifié par le sol)

nous obtenons $\Delta_m = 0$ pour $m \neq 0$, le potentiel total peut alors s'écrire : (composite)

$$\begin{aligned} \Pi_T^c = & \Delta_0 I_0(\Gamma_c \rho) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{2n} \left[I_{2n}(\Gamma_c \rho) + \delta_{2n} K_{2n}(\Gamma_c \rho) \right] \cos(2n\alpha) \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} C_{2n+1} \left[I_{2n+1}(\Gamma_c \rho) + \delta_{2n+1} K_{2n+1}(\Gamma_c \rho) \right] \sin\alpha(2n+1) \\ & + C_0 \left[I_0(\Gamma_c \rho) + \delta_0 K_0(\Gamma_c \rho) \right] \end{aligned}$$

(Equ IV-17)

On peut déterminer le courant total à la surface du conducteur par le théorème d'Ampère :

$$\int_0^{2\pi} H\alpha(\Gamma_c \rho_m) \rho_m d\alpha = I$$

on trouve $\Delta_0 = 0$ avec

$$C_0 = - \frac{I}{2\pi \rho_m (\sigma_c + j\omega \epsilon_c) \left[I_0'(\Gamma_c \rho_m) + \delta_0 K_0'(\Gamma_c \rho_m) \right]}$$

$$\text{avec } I_0'(\Gamma \rho) = \frac{\partial I_0(\Gamma \rho)}{\partial(\Gamma \rho)} \quad \text{et } K_0'(\Gamma \rho) = \frac{\partial K_0(\Gamma \rho)}{\partial(\Gamma \rho)}$$

Le potentiel total dans le composite est maintenant totalement déterminé .(dans le cas où le potentiel primaire n'est pas modifié) dans l'air nous avons :

$$\begin{aligned} \Pi_T^a = & \sum_{n=1}^{\infty} b_{2n} \left[K_{2n}(\Gamma_a \rho) \cos 2n\alpha - K_{2n}(\Gamma_a \rho') \cos 2n\alpha' \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} b_{2n+1} \left[K_{2n+1}(\Gamma_a \rho) \sin \alpha(2n+1) - K_{2n+1}(\Gamma_a \rho') \sin \alpha(2n+1) \right] \\ & + b_0 \left[K_0(\Gamma_a \rho) - K_0(\Gamma_a \rho') \right] \end{aligned}$$

ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} \Pi_T^a = & \sum_{n=1}^{\infty} b_{2n} \left[K_{2n}(\Gamma_a \rho) \cos 2n\alpha \right] - \sum_{m=1}^{\infty} b_{2n} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m K_{m+2n}(\Gamma_a h) I_m(\Gamma_a \rho) \cos \left(m\alpha + \frac{3m\pi}{2} \right) \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} b_{2n+1} \left[K_{2n+1}(\Gamma_a \rho) \sin \alpha(2n+1) \right] \\ & - \sum_{m=0}^{\infty} b_{2n+1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^n K_{m+2n+1}(\Gamma_a h) I_n(\Gamma_a \rho) \cos \left(m\alpha + \frac{3m\pi}{2} \right) \\ & + b_0 \left[K_0(\Gamma_a \rho) - \sum_{m=-\infty}^{\infty} K_m(\Gamma_a h) I_m(\Gamma_a \rho) \cos \left(m\alpha + \frac{3m\pi}{2} \right) \right] \end{aligned}$$

(Equ IV-18)

soit, en regroupant les termes sous le signe $\sum_{m=-\infty}^{\infty}$

$$\begin{aligned}
 \Pi_T^a = & \sum_{n=1}^{\infty} \left[b_{2n} K_{2n}(\Gamma_a \rho) \cos 2n\alpha + b_{2n+1} \left[K_{2n+1}(\Gamma_a \rho) \sin \alpha (2n+1) \right] \right] \\
 & - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\left[(-1)^m K_{m+2n}(\Gamma_a h) I_m(\Gamma_a \rho) \right] b_{2n} \right. \\
 & \left. + \left[K_{m+2n+1}(\Gamma_a h) I_m(\Gamma_a \rho) (-1)^n \right] b_{2n+1} \right] \cos \left(m\alpha + \frac{3m\pi}{2} \right)
 \end{aligned}$$

(Equ IV-18)

on peut inverser \sum_n et \sum_m .

nous aurons donc :

$$\begin{aligned}
 \Pi_T^a = & \sum_{n=0}^{\infty} \left[b_{2n} K_{2n}(\Gamma_a \rho) \cos 2n\alpha + b_{2n+1} (\Gamma_a \rho) \sin \alpha (2n+1) \right] \\
 & - \sum_{m=0}^{\infty} D_m I_m(\Gamma_a \rho) \cos \left(m\alpha + 3m \frac{\pi}{2} \right)
 \end{aligned}$$

(Equ IV-19)

$$\begin{aligned}
 \text{avec } D_m = & \sum_{n=0}^{\infty} \left[\left[K_{m+2n}(\Gamma_a h) + K_{-m+2n}(\Gamma_a h) \right] (-1)^n b_{2n} \right. \\
 & \left. + \left[K_{m+2n+1}(\Gamma_a h) + K_{-m+2n+1}(\Gamma_a h) \right] (-1)^n b_{2n+1} \right]
 \end{aligned}$$

En effet, on peut regrouper la sommation des termes dépendant de n car ils sont indépendants de l'angle α .

Les b_{2n} et b_{2n+1} sont les coefficients correspondant au potentiel primaire dans l'air. Ils sont calculés en l'absence de sol (en supposant que le potentiel primaire n'est pas modifié par la présence du sol)

IV II2f Détermination des caractéristiques de la ligne

IV II21f Constante de propagation, Paramètre linéique.

Nous aurons à l'ordre $n = 0$

$$\Pi_T^a = b_0 K_0(\Gamma_a \rho) - b_0 \left[\sum 2 \left[K_m(\Gamma_a h) I_m(\Gamma_a \rho) \cos(m(\alpha + 3\pi/2)) \right] + K_0(\Gamma_a h) I_0(\Gamma_a \rho) \right]$$

et

$$\Pi_T^c = C_0 \left[I_0(\Gamma_c \rho) + \delta_0 K_0(\Gamma_c \rho) \right]$$

avec $\delta_0 = - \frac{I_0(\Gamma_c \rho_m)}{K_0(\Gamma_c \rho_m)}$

cela donne pour les champs E_z et H_α ;

$$E_z^a = - \Gamma_a^2 \Pi_T^a \text{ et } H_\alpha = - (\sigma + j\omega\epsilon) \frac{\partial \Pi_T}{\partial \rho}$$

$$E_z^c = - \Gamma_c^2 \Pi_T^c$$

Dans les expressions de H_α interviennent des termes dérivés tels que :

$$K'_\nu(z) = \frac{\partial K_\nu(z)}{\partial z} = - \frac{1}{2} (K_{\nu-1}(z) + K_{\nu+1}(z)) ; \quad \frac{\partial I_\nu(z)}{\partial z} = \frac{1}{2} (I_{\nu-1}(z) + I_{\nu+1}(z))$$

$$\text{ou} \quad I'_\nu(z) = \frac{\partial I_\nu(z)}{\partial z} = \frac{1}{z} (\nu I_\nu(z) + z I_{\nu+1}(z))$$

cela donne :

$$H_\alpha^a = \Gamma_a (-j\omega\epsilon_0) \left[K'_0(\Gamma_a \rho) - K_0(\Gamma_a h) I'_0(\Gamma_a \rho) \right] b_0 \\ - \left[\sum_{m=1}^{\infty} \left[2 K_m(\Gamma_a h) \right] I'_m(\Gamma_a \rho) \cos(m\alpha + 3m \frac{\pi}{2}) \right] b_0$$

$$\text{et } H_{\alpha}^c = Co\Gamma_c(\sigma_c + j\omega\epsilon_c) \left[I_0'(\Gamma_c\rho) + \delta_0 K_0'(\Gamma_c\rho) \right]$$

$$\text{avec } I_0'(\Gamma_a\rho) = \frac{\partial I_0(\Gamma_a\rho)}{\partial(\Gamma_a\rho)} \text{ et idem pour } K_0(\Gamma_a\rho)$$

la continuité des champs H_{α} et E_z en $\rho=\rho_c$, va nous permettre de déterminer une relation entre Γ_a et Γ_c :

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_a}{j\omega\epsilon_0} & \left[\frac{K_0(\Gamma_a\rho_c) - K_0(\Gamma_a h) I_0(\Gamma_a\rho_c) - \sum_{m=1}^{\infty} 2K_m(\Gamma_a h) I_m(\Gamma_a\rho_c) \cos(m(\alpha+3\pi/2))}{K_0'(\Gamma_a\rho_c) - K_0'(\Gamma_a h) I_0'(\Gamma_a\rho_c) - \sum_{m=1}^{\infty} 2K_m(\Gamma_a h) I_m'(\Gamma_a\rho_c) \cos(m(\alpha+3\pi/2))} \right] \\ & = \\ & \frac{\Gamma_c}{\sigma_c + j\omega\epsilon_c} \left[\frac{I_0(\Gamma_c\rho_c) + \delta_0 K_0(\Gamma_c\rho_c)}{I_0'(\Gamma_c\rho_c) + \delta_0 K_0'(\Gamma_c\rho_c)} \right] \end{aligned}$$

(Equ IV-20)

en supposant que $\Gamma_c\rho_c$, $\Gamma_a\rho_c$ soient $\ll 1$, calculons d'abord les termes sous le signe somme :

$$S_1 = \sum_{m=1}^{\infty} 2K_m(\Gamma_a h) I_m(\Gamma_a\rho_c) \cos(m\alpha + 3m\frac{\pi}{2}) \text{ et } S_2 = \left[\frac{\partial S_1}{\partial \Gamma_a\rho} \right]_{\rho=\rho_c}$$

$$\text{avec } K_m(\Gamma_a h) \simeq (m-1)! \frac{2^{m-1}}{(\Gamma_a h)^m} \text{ et } I_m(\Gamma_a\rho_c) \simeq \frac{1}{m! 2^m} (\Gamma_a\rho_c)^m \quad (m \neq 0)$$

$$\text{soit } S_1 = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \left[\frac{\rho_c}{h} \right]^m \cos m(\alpha + 3\frac{\pi}{2})$$

$$\text{et } S_2 = \frac{1}{\Gamma_a\rho_c} \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{\rho_c}{h} \right]^m \cos m(\alpha + 3\frac{\pi}{2}) + \Gamma_a\rho_c \frac{1}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m(m+1)} \left[\frac{\rho_c}{h} \right]^m \cos m(\alpha + 3\frac{\pi}{2}) \quad (h > \rho_c)$$

ces sommes se calculent aisément à l'aide de l'informatique .Nous avons :

$$K_0(\Gamma_a \rho_c) \approx -\log\left(\frac{\Gamma_a \rho_c}{2}\right) \text{ et } K_0(\Gamma_a h) \approx -\log\left(\frac{\Gamma_a h}{2}\right)$$

le développement limité de $I_0(\Gamma_a \rho) \approx 1$ pour $\Gamma_a \rho \ll 1$ cela nous donne :

$$-K_0(\Gamma_a \rho_c) + K_0(\Gamma_a h) I_0(\Gamma_a \rho) \approx -\text{Log}\left(\frac{\rho_c}{h}\right)$$

$$K'_0(\Gamma_a \rho_c) = -K_1(\Gamma_a \rho_c) \text{ et } I'_0(\Gamma_a \rho_c) = I_1(\Gamma_a \rho_c)$$

ce qui donne :

$$\begin{aligned} K'_0(\Gamma_a \rho_c) - K_0(\Gamma_a h) I'_0(\Gamma_a \rho_c) &= -K_1(\Gamma_a \rho_c) - K_0(\Gamma_a h) I_1(\Gamma_a \rho_c) \\ &= -\frac{1}{\Gamma_a \rho_c} + \text{Log}\left(\frac{\Gamma_a h}{2}\right) \frac{\Gamma_a \rho_c}{2} \end{aligned}$$

nous obtenons alors le premier terme de l'égalité IV-20 :

$$\frac{\Gamma_a}{j\omega\epsilon_0} \left[\frac{\text{Log}(h/\rho_c) - S_1}{\text{Log}(\Gamma_a h/2) \Gamma_a \rho_c/2 - 1/(\Gamma_a \rho_c) - S_2} \right]$$

le deuxième terme peut s'écrire :

$$\frac{2 \Gamma_c^2 \rho_c}{\sigma_c + j\omega\epsilon_c} \left[\frac{1 - \frac{\text{Log}(\Gamma_c \rho_c/2)}{\text{Log}(\Gamma_c \rho_m/2)}}{(\Gamma_c \rho_c)^2 - 2/(\text{Log}(\Gamma_c \rho_m/2))} \right]$$

si l'on suppose que $\Gamma_c \rho_c \ll 1$, alors $(\Gamma_c \rho_c)^2 \text{Log}(\frac{\Gamma_c \rho_m}{2}) - 2 \approx -2$

Ce terme se réduit à :

$$- \frac{\Gamma_c^2 \rho_c}{\sigma_c + j\omega \epsilon_c} \text{Log}(\frac{h m}{\rho_c})$$

De même avec $\Gamma_a h$ et $\Gamma_c \rho_c \ll 1$, nous avons :

$$\begin{aligned} (\Gamma_a \rho_c)^2 \left[\frac{1}{2} \text{Log}(\frac{\Gamma_a h}{2}) - \frac{1}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\rho_c}{h}\right)^m \frac{1}{m(m+1)} \cos m(\alpha + 3 \frac{\pi}{2}) \right] &<< \\ &<< \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\rho_c}{h}\right)^m \cos m(\alpha + 3 \frac{\pi}{2}) + 1 \end{aligned}$$

d'où l'égalité IV-20 se réduit à :

$$\frac{\Gamma_c^2}{\sigma_c + j\omega \epsilon_c} \text{Log}(\frac{\rho_m}{\rho_c}) = \frac{\Gamma_a^2}{j\omega \epsilon_0} \left[\frac{\text{Log}(\frac{h}{\rho_c}) - S_1}{S_3} \right]$$

(Equ IV-21)

$$\text{avec } S_1 = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \left(\frac{\rho_c}{h}\right)^m \cos m(\alpha + 3 \frac{\pi}{2})$$

pour $\alpha = -\pi/2$:

$$S_1 \rightarrow -\text{Log}(1 + (\rho_c/h))$$

pour $\alpha = 0$:

$$S_3 \rightarrow \frac{1}{1 + (\rho_c/h)^2}$$

$$\text{et } S_3 = \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{\rho_c}{h}\right)^m \cos m(\alpha + 3 \frac{\pi}{2})$$

pour $\alpha = -\pi/2$:

$$S_3 \rightarrow \frac{1}{1 + (\rho_c/h)}$$

Si sur une large gamme de fréquence l'on peut assurer que $\Gamma_a \rho_c$ reste < 1 , il n'en est pas de même de $\Gamma_c \rho_c$ ou $\Gamma_a h$, l'un parce que le composite peut avoir des caractéristiques ϵ_r , μ_r , σ grandes et l'autre pour que le calcul de γ_p reste valable quelque soit la hauteur .

L'égalité IV-21 permet de déterminer facilement la valeur de γ_p . Le calcul donne :

$$\gamma_p^2 = - \left[\frac{\text{Log}(\rho_c/\rho_m) + \frac{1}{\mu_{rc}} \frac{1}{S_3} \left[\text{Log}(h/\rho_c) - S_1 \right]}{\frac{1}{\gamma_c^2} \left[\text{Log}\left(\frac{\rho_c}{\rho_m}\right) + \frac{\sigma_c + j\omega\epsilon_c}{j\omega\epsilon_0} \frac{1}{S_3} \left[\text{Log}(h/\rho_c) - S_1 \right] \right]} \right]$$

(Equ IV-22)

de cette équation, en écrivant que $\gamma_p^2 = -ZY$, on obtient : [35]

$$Z = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[\mu_{rc} \text{Log}\left(\frac{\rho_c}{\rho_m}\right) + \frac{1}{S_3} \left[\text{Log}\left(\frac{h}{\rho_c}\right) - S_1 \right] \right]$$

$$\text{et } Y^{-1} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[\frac{\mu_{rc}}{\gamma_c^2} \text{Log}\left(\frac{\rho_c}{\rho_m}\right) + \frac{1}{\gamma_a^2} \frac{1}{S_3} \left[\text{Log}\left(\frac{h}{\rho_c}\right) - S_1 \right] \right]$$

Pour l'impédance Z , nous remarquons qu'elle est égale à deux termes : $Z = Z_1 + Z_2$

le premier terme $Z_1 = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[\mu_{rc} \text{Log}\left(\frac{\rho_c}{\rho_m}\right) \right]$ est

l'impédance linéique d'une ligne coaxiale de rayon intérieur ρ_m et de rayon extérieur ρ_c dont le diélectrique a une perméabilité μ_{rc} .

on remarque qu'il se calcule indépendamment de h et α .

Le second terme $Z_2 = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \frac{1}{S_3} \left[\text{Log}\left(\frac{h}{\rho_c}\right) - S_1 \right]$

si h est $\gg \rho_c$ nous aurons $S_3 \approx 1$ et $S_1 \approx 0$

$$Z_2 \approx \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \text{Log}\left(\frac{h}{\rho_c}\right)$$

Ce qui est l'impédance linéique d'une ligne bifilaire placée dans le vide et dont les fils de rayon ρ_c sont séparés d'une distance h .

Il convient d'être prudent, car pour la validité de l'équation il faut supposer que : $\Gamma_{ah} \ll 1$ de même que $\Gamma_{c\rho_c} \ll 1$.

Les termes S_1 et S_3 traduisent l'influence du sol. Ils sont essentiellement fonction de α .

Nous pouvons conclure la même chose de l'admittance linéique Y qui est telle que :

$$\frac{1}{Y} = \frac{1}{Y_1} + \frac{1}{Y_2}$$

avec $\frac{1}{Y_1} = \frac{j\omega\mu_r\epsilon_0\mu_0}{2\pi\gamma_c^2} \text{Log}\left(\frac{\rho_c}{\rho_m}\right)$ qui est l'inverse de l'admittance linéique de la ligne coaxiale équivalente déjà précisée et

$$\frac{1}{Y_2} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi\gamma_a^2} \frac{1}{S_3} \left[\text{Log}\left(\frac{h}{\rho_c}\right) - S_1 \right]$$

qui est l'inverse de l'admittance linéique de la ligne bifilaire déjà décrite (avec les mêmes restrictions).

Dans le cas qui nous préoccupe, nous pouvons encore considérer $\Gamma_{ah} \ll 1$ mais pas forcément $\Gamma_{c\rho_c} \ll 1$. Cela va transformer l'écriture de l'équation IV-21

nous aurons dans les mêmes conditions $\Gamma_{ah} \ll 1$

$$\left[\frac{I_0(\Gamma_c\rho_c) - \frac{I_0(\Gamma_c\rho_m)}{K_0(\Gamma_c\rho_m)} K_0(\Gamma_c\rho_c)}{I_1(\Gamma_c\rho_c) + \frac{I_0(\Gamma_c\rho_m)}{K_0(\Gamma_c\rho_m)} K_1(\Gamma_c\rho_c)} \right] \frac{\Gamma_c}{\sigma_c + j\omega\epsilon_c} = \frac{\Gamma_a^2\rho_c}{j\omega\epsilon_0} \left[\frac{\text{Log}\left(\frac{h}{\rho_c}\right) - S_1}{S_3} \right] \quad (\text{Equ IV-23})$$

pour résoudre cette équation transcendante, on regroupera les termes indépendants de γ_p .

$$\text{en posant : } S = \frac{\rho_c}{j\omega\epsilon_c} (\sigma_c + j\omega\epsilon_c) \left[\frac{\text{Log}\left(\frac{h}{\rho_c}\right) - S_1}{S_3} \right]$$

on obtient :

$$1 = \frac{1}{S} \left[\frac{\Gamma_c}{\Gamma_a^2} \left[\frac{K_0(\Gamma_c \rho_m) I_0(\Gamma_c \rho_c) - I_0(\Gamma_c \rho_m) K_0(\Gamma_c \rho_0)}{K_0(\Gamma_c \rho_m) I_1(\Gamma_c \rho_c) + I_0(\Gamma_c \rho_m) K_1(\Gamma_c \rho_0)} \right] \right]$$

avec $\Gamma_c^2 = \gamma_p^2 + \gamma_c^2$ et $\Gamma_a^2 = \gamma_p^2 + \gamma_a^2$

(Equ IV-24)

Nous utiliserons la méthode numérique de Newton permettant de résoudre les systèmes d'équations transcendantes du type :

$$\begin{cases} f(x,y) = 0 \\ g(x,y) = 0 \end{cases}$$

avec $\gamma_p = x + jy$

et l'équation IV-23 donne : $f(x,y) + jg(x,y) = 0$

IV II22 f Impédance caractéristique

L'impédance caractéristique est donnée par le rapport :

$$Z_c = \sqrt{Z/Y}$$

dans le cas où $\Gamma_c \rho$ reste lui aussi $\ll 1$, on obtient :

$$Z_c = - \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[\left[\mu_{rc} \text{Log} \left(\frac{\rho_c}{\rho_m} \right) + \frac{1}{S_3} \left[\text{Log} \left(\frac{h}{\rho_c} \right) - S_1 \right] \right] \right. \\ \left. \left[\frac{\mu_{rc}}{\gamma_c^2} \text{Log} \left(\frac{\rho_c}{\rho_m} \right) + \frac{1}{\gamma_a^2 S_3} \left[\text{Log} \left(\frac{h}{\rho_c} \right) - S_1 \right] \right] \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Equ IV-25})$$

Dans le cas où $\Gamma_c \rho$ n'est pas négligeable devant 1, il faut une autre méthode pour déterminer Z_c .

Le calcul est très délicat dans la mesure où nous n'avons pas une onde TEM qui se propage .

Nous introduirons alors la notion de "pseudo potentiel électrique" comme P. GRIVET (réf 35). Nous imposerons que ce potentiel soit calculé dans un plan transversal.

la tension V se calcule comme suit :

$$V = \int_{\rho_m}^{h/2} E_p d\rho$$

$$\text{or, } E_{\rho}^a = \frac{\partial^2 \Pi_{Tz}^a}{\partial z \partial \rho} \quad \text{et} \quad E_{\rho}^c = \frac{\partial^2 \Pi_{Tz}^c}{\partial z \partial \rho}$$

soit, si l'on reste dans l'approximation déjà employée :

$$E_{\rho}^a = j\gamma_p \frac{\partial \Pi_{Tz}^a}{\partial \rho} \quad \text{et} \quad \Delta V_T = \int_{\rho_m}^{h/2} j\gamma_p \frac{\partial \Pi_{Tz}}{\partial \rho} d\rho = \Delta V^a + \Delta V^c$$

$$\text{soit } \Delta V^a = j\gamma_p \left[\Pi_{Tz}^a \left(\frac{h}{2} \right) - \Pi_{Tz}^a (\rho_c) \right] \text{ dans l'air}$$

$$\text{de même : } \Delta V^c = j\gamma_p \left[\Pi_{Tz}^c (\rho_c) - \Pi_{Tz}^c (\rho_m) \right]$$

$$\text{avec } \Pi_{Tz}^a (\rho_c) = \Pi_{Tz}^c (\rho_c) \frac{\Gamma_c^2}{\Gamma_a^2}$$

cela donne :

$$\Delta V^T = j\gamma_p \left[\left(\text{Log} 2 - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos m(\alpha + 3\frac{\pi}{2})}{m2^m} \right) b_0 - C_0 \left[I_0(\Gamma_c \rho_c) + \delta_0 K_0(\Gamma_c \rho_c) \right] \left(\frac{\Gamma_c^2}{\Gamma_a^2} - 1 \right) \right]$$

$$\text{or , } b_0 = \frac{\Gamma_c^2}{\Gamma_a^2} \left[\frac{C_0(I_0(\Gamma_c \rho_c) + \delta_0 K_0(\Gamma_c \rho_c))}{\text{Log}(h/\rho_c) - S_1} \right] \quad (\text{Equ IV-26})$$

et C_0 est déterminé en calculant le courant total à la surface du conducteur intérieur .

$$C_0 = \frac{-I}{2\pi\rho_m\Gamma_c(\sigma_c + j\omega\epsilon_c) \left[I_1(\Gamma_c\rho_m) - \delta_0 K_1(\Gamma_c\rho_m) \right]}$$

$$Z_c = \frac{\Delta V^T}{I}$$

d'où :

$$Z_c = - \frac{j\gamma_p}{2\pi\rho_m\Gamma_c(\sigma_c + j\omega\epsilon_c)} \frac{I_0(\Gamma_c\rho_c) + \delta_0 K_0(\Gamma_c\rho_c)}{I_1(\Gamma_c\rho_m) - \delta_0 K_1(\Gamma_c\rho_m)} \frac{\Gamma_c^2}{\Gamma_a^2} \left[\frac{\text{Log} 2 - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos m(\alpha + 3\frac{\pi}{2})}{m2^m}}{\text{Log} \frac{h}{\rho_c} - S_1 + \frac{\Gamma_a^2}{\Gamma_c^2} - 1} \right]$$

(Equ IV-27)

IV IIII] REPOSE DE LA LIGNE A UNE EXCITATION SIMULTANEE :

IV IIII] Présentation du problème [49]

Après avoir caractérisé la ligne que nous cherchons à étudier, (nous connaissons sa constante de propagation et son impédance caractéristique), nous cherchons à connaître son comportement sous l'action d'une illumination simultanée de champ E_z parallèle à l'axe du cylindre .

Pour cela nous allons utiliser le résultat de la théorie des lignes.

Nous supposons une excitation de direction normale au plan infini .

$$\text{soit } \begin{cases} \frac{\partial V}{\partial z} + ZI = E_z \\ \frac{\partial I}{\partial z} + YV = 0 \end{cases} \quad (\text{Equ IV-28})$$

Z et Y sont les impédance et admittance linéïques de la ligne, déterminées soit à partir de γ_p et Z_c (cas général), soit directement grâce aux approximations effectuées .

La résolution de ce type de problème est très simple . La difficulté réside dans l'évaluation du champ E_z incident venant exciter la ligne (sur la surface du conducteur).

Si nous sommes très loin du sol, on peut se demander dans quelle mesure le champ E_z incident est symétrique autour du conducteur central (approximation souvent utilisée) . De plus, en s'approchant du sol, ce champ devient essentiellement dissymétrique. Nous sommes donc obligés de connaître celui-ci en chaque point du conducteur et de calculer éventuellement sa valeur moyenne sur la surface .

IV III2f Détermination du champ excitateur : [53]

Nous allons considérer un cylindre creux formé par le matériau composite et illuminé par une onde plane électromagnétique.

Ce cylindre est placé au dessus d'un plan conducteur et la direction de l'onde est normale à la surface de ce plan.

Nous allons tenir compte de la diffraction de l'onde par le cylindre et de la réflexion de celle ci sur le plan infiniment conducteur.

La figure IV-6 représente une coupe transversale du cylindre ainsi que les axes de coordonnées que nous utiliserons.

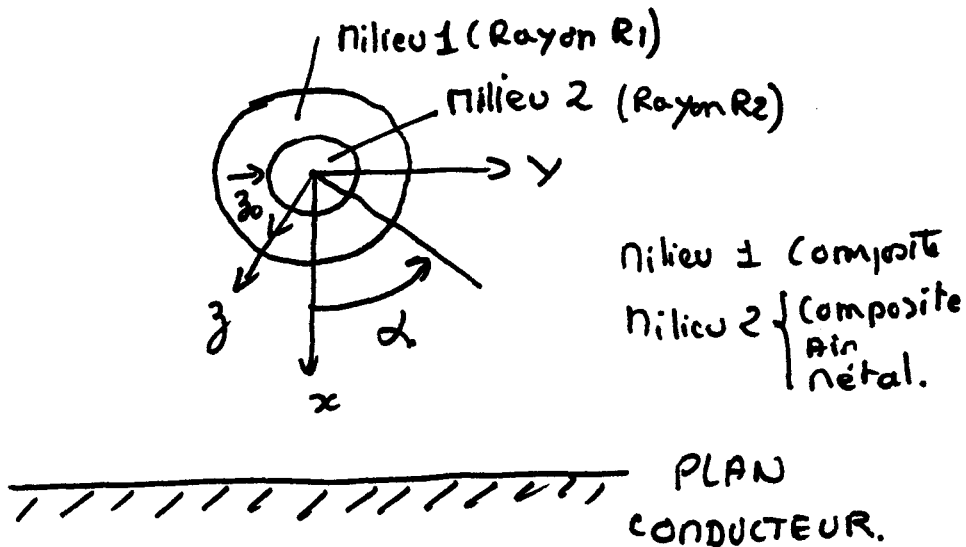


Fig IV-6.

soit une onde plane incidente de la forme : $E_m^{10} = z_0 A \exp(-jkex)$

on peut encore écrire cette onde sous la forme :

$$E_m^{10} = z_0 A \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n J_n(k_0 r) \exp(jn\alpha)$$

(Equ IV-29)

nous écrirons cette onde de façon un peu différente :

$$E_m^{10} = z_0 A_1 \sum_{n=0}^{\infty} f_n (-j)^n J_n(k_0 r) \cos n\alpha \quad \text{avec} \quad \begin{cases} f_n = 1 \text{ pour } n = 0 \\ f_n = 2 \text{ pour } n \neq 0 \end{cases}$$

L'onde est diffractée par le cylindre et l'on trouve le champ diffracté :

$$E_m^{1d} = z_0 A_1 \sum_n f_n e_n (-j)^n \cos(n\alpha) H_n^{(r)}(k_0 r) \quad (\text{Equ IV-30})$$

en étant le coefficient de diffraction

le champ H correspondant est donné par :

$$H = \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial \alpha} r_0 - \frac{\partial E}{\partial r} \alpha_0 \right]$$

Nous nous intéressons à la composante de H suivant α_0 , car c'est celle qui nous permettra d'écrire les conditions de continuité

nous avons :

$$H_m^{10}/\alpha = \frac{j A_1}{\omega \mu_0 \mu_r} \sum_n \left[-f_n (-j)^n J_n'(k_0 r) k_0 \cos n\alpha \right] \alpha_0$$

$$\text{et } H_m^{1d}/\alpha = \frac{j A_1}{\omega \mu_0 \mu_r} \sum_n \left[-f_n (-j)^n e_n H_n^{2'}(k_0 r) \cos n\alpha \right] \alpha_0 \quad (\text{Equ IV-31})$$

l'indice id indique la composante du champ diffracté. Ces équations traduisent le phénomène de diffraction dans l'air .

Dans le matériau composite nous obtenons :

$$E_{m1}^{ic} = z_0 A_1 \sum_n (-j)^n f_n \left[a_n^1 J_n(k, r) \cos n\alpha + b_n^1 Y_n(k, r) \cos n\alpha \right]$$

$$\text{et } H_{m1}^{ic} = \frac{-j A_1}{\omega \mu_0 \mu_1} \sum_n (-j)^n f_n k_1 \left[a_n^1 J_n'(k, r) \cos n\alpha + b_n^1 Y_n'(k, r) \cos n\alpha \right]$$

(Equ IV-32)

Dans la partie centrale aérée nous avons :

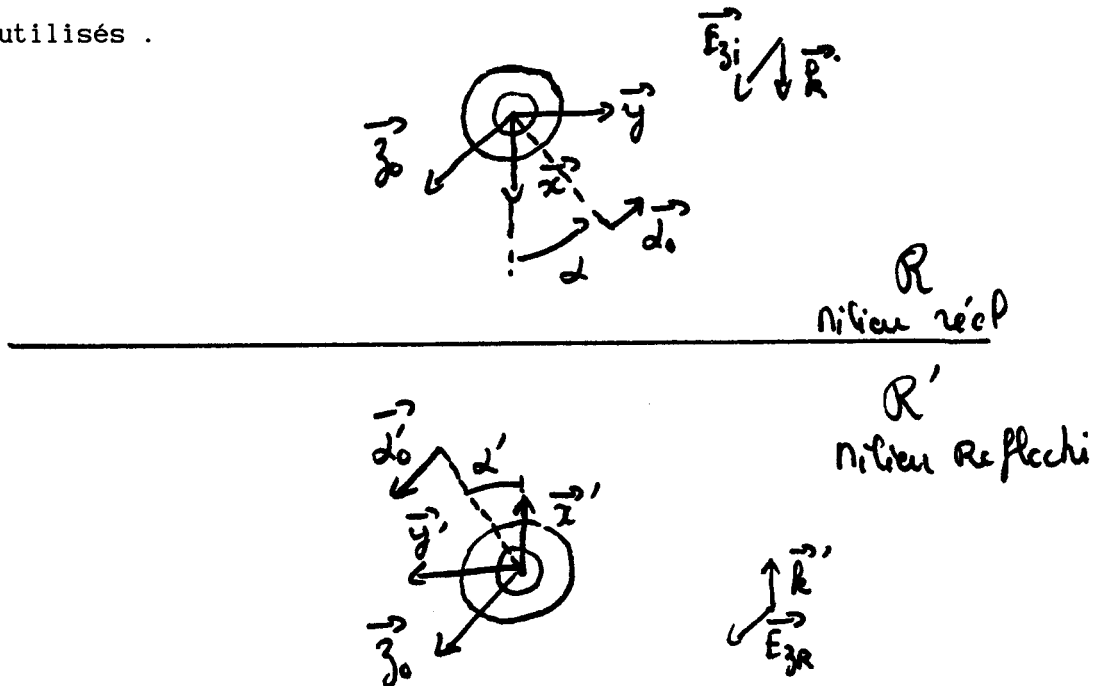
$$E_{m2}^i = z_0 A_1 \sum_n (-j)^n f_n a_n^2 J_n(k_2 r) \cos n\alpha$$

$$H_{m2}^i = - \frac{j A_1}{\omega \mu_0} \sum_n (-j)^n f_n a_n^2 k_2 J_n'(k_2 r) \cos n\alpha \quad \alpha_0$$

(Equ IV-32)

Les conditions aux limites sur les différentes interfaces nous donnent de façon classique les coefficients du problème .

Nous considérons maintenant l'existence de la surface de séparation (σ tend vers l'infini). Nous allons utiliser la théorie des images pour faire le calcul, en faisant bien attention aux axes utilisés .



R est le repère dans le milieu 1 et R' dans le milieu 2

Le principe du calcul est d'écrire que le champ total existant dans l'air est la somme du champ incident, de son champ diffracté, du champ réfléchi et du champ diffracté réfléchi puis de tenir compte des conditions de continuité au niveau de l'interface extérieure (air-composite).

Il ne faut cependant pas oublier que les champs à l'intérieur du composite sont également affectés par la présence du sol .

Nous écrivons les champs électriques incident et diffracté par le cylindre image dans le repère R'

$$\begin{aligned} E_m^R &= z_0 A_r \sum_{n=0}^{\infty} f_n (-j)^n \cos(n\alpha') J_n(kr') \\ E_m^{Rd} &= z_0 A_r \sum_{n=0}^{\infty} f_n e_n^r (-j)^n \cos(n\alpha') H_n^2(kr') \end{aligned} \quad (\text{Equ IV-33})$$

par symétrie, $r=r'$ et $\alpha'=-\alpha \forall r, r', \alpha, \alpha'$

La théorie des images impose que le champ E sur la surface de séparation s'annule

on trouve

$$J_n(kr)(A_i + A_r) + H_n(kr) (e_n A_i + e_n^r A_r) = 0$$

le problème étant totalement symétrique en $e_n = e_n^r$ et $A_i = -A_r$

Le champ E dans l'air est la somme des champs E_m^i, E_m^{id}, E_m^r et E_m^{rd} .

De même pour le champ magnétique H

Le champ dans le matériau est :

(Equ IV-34)

$$\begin{aligned} E_{m1} &= \sum_n (-j)^n f_n A_i \left[a_n^1 \mathcal{B}J_n(k_1 r) + b_n^1 \mathcal{B}Y_n(k_1 r) \right] z_0 \\ H_{m1}/\alpha &= \frac{-jA_i}{\omega\mu_0\mu_r} \sum_n (-j)^n f_n k_1 \left[a_n^1 \mathcal{B}J_n'(k_1 r) + b_n^1 \mathcal{B}Y_n'(k_1 r) \right] \end{aligned}$$

de même dans la partie centrale :

$$E_{m2} = \sum_n (-j)^n f_n A_1 \left[a_n^2 \mathcal{B}J_n(k_2 r) \right] z_0$$

$$H_{m1}/\alpha = \frac{-j A_1}{\omega \mu_0 \mu_r} \sum_n (-j)^n f_n k_2 \left[a_n^2 \mathcal{B}J_n'(k_2 r) \right]$$

avec $\mathcal{B}J_n(kr) = J_n(kr)\cos(n\alpha) - J_n(kr')\cos(n\alpha')$

Nous écrivons maintenant les équations de continuité sur les deux interfaces :

à l'extérieur $E_m^i(R_1) + E_m^r(R_1) + E_m^{id}(R_1) + E_m^{rd}(R_1) = E_{m1}(R_1)$
et de même pour le champ magnétique.

à l'intérieur $E_{m1}(R_2) = E_{m2}(R_2)$
et de même pour le champ magnétique.

des calculs longs et fastidieux nous amènent à déterminer les coefficients suivants :

Le coefficient de diffraction :

$$e_n = \frac{\delta_n \mathcal{B}J_n'(k_0 R_1) - \mathcal{B}J_n(k_0 R_1)}{\mathcal{B}H_n(k_0 R_1) - \delta_n \mathcal{B}H_n'(k_0 R_1)}$$

(Equ IV-35)

avec :

$$\delta_n = \frac{R_n \mathcal{B}Y_n(k_1 R_1) + \mathcal{B}J_n(k_1 R_1)}{\mathcal{B}J_n'(k_1 R_1) - R_n \mathcal{B}Y_n'(k_1 R_1)} \frac{k_0 \mu_1}{k_1 \mu_0}$$

$$R_n = \frac{\lambda_n \mathcal{B}J_n'(k_1 R_2) - \mathcal{B}J_n(k_1 R_2)}{\mathcal{B}Y_n(k_1 R_2) - \lambda_n \mathcal{B}Y_n'(k_1 R_2)}$$

$$\lambda_n = \frac{k_1 \mu_2}{k_2 \mu_1} \frac{\mathcal{B}J_n(k_2 R_2)}{\mathcal{B}J_n'(k_2 R_2)}$$

$$\text{avec : } \mathcal{B}J_n'(k_2 R_2) = \left[\frac{\partial \mathcal{B}J_n(kr)}{\partial kr} \right]$$

on remarque que si l'on n'a pas de câble mais simplement le plan conducteur, le coefficient de diffraction s'annule .

Nous voulons connaître le champ sur la surface interne du composite il faut donc connaître la constante a_n^2 :

$$a_n^2 = \frac{\mathcal{B}J_n(k_0 R_1) + e_n \mathcal{B}H_n(k_0 R_1)}{\mathcal{B}J_n(k_2 R_2)} \left[\frac{\mathcal{B}J_n(k_1 R_2) + R_n \mathcal{B}Y_n(k_1 R_2)}{\mathcal{B}J_n(k_1 R_1) + R_n \mathcal{B}Y_n(k_1 R_1)} \right]$$

Si la partie centrale est pleine du même composite, alors le coefficient $R_n = 0$.

Le champ électrique à $r=R_2$ est alors :

$$|E_z(R_2)| = |A_1 \sum f_n(-j)^n a_n^2 J_n(k_2 R_2) \cos(n\alpha)|$$

Ce champ E_z est fonction de α . Nous en déterminons une valeur moyenne sur la surface en calculant : [52]

$$\bar{E}_z = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} E_z(R_2, \alpha) d\alpha \quad (\text{Equ IV-36})$$

Que nous intégrons dans l'équation **Equ IV-28** pour déterminer le courant induit sur la ligne.

RESULTATS.

Les planches IV-1, IV-2, IV-3 représentent le champ E_z à la surface du cylindre de rayon R_2 dans 3 configurations de calcul différentes et pour des hauteurs différentes. Le cylindre intérieur a un rayon de 10^{-3} m et le cylindre extérieur un rayon de $5 \cdot 10^{-3}$ m. Les calculs ont été effectués à la fréquence de 50 MHz. Le composite a les mêmes caractéristiques que l'air.

Courbe C1 pour configuration à 2 milieux, milieu intérieur étant de l'air.

Courbe C3 pour configuration à 1 seul milieu.

Courbe C2 pour configuration à deux milieux, le milieu intérieur étant un conducteur cuivre.

Signalons que les calculs effectués en présence de conducteur présentent des problèmes de convergence.

Planche IV-1 , hauteur = 1m

L'amplitude du champ E_z en $r=R_2$ est le même pour les 3 configuration. Son amplitude est donnée par l'équation classique :

$$E_z = E_0 (1 - \exp(-2 \cdot j \cdot k_0 \cdot h)) \text{ avec } E_0 = 1V/m$$

Planche IV-2 , hauteur = .1m

Nous observons le même comportement.

Planche IV-3 , hauteur = .015m

L'amplitude de E_z en $r=R_2$ pour les configurations C1 et C3 sont identiques et égales à .

Par contre, l'influence de la présence du sol se fait sentir pour la configuration avec conducteur central.

Les planches IV-4, IV-5 représentent le champ E_z sur la surface $r=R_2$ pour les mêmes structures que précédemment aux hauteurs $h=1$ m et $h=.1$ m mais avec $\mu_r = 10$.

On remarque une légère augmentation du champs E_z avec μ_r , Les courbes C2 et C3 étant identiques, C1 donnant un champs pratiquement égal à celui de reference ($\mu_r=1$.).

PLANCHE IV-1

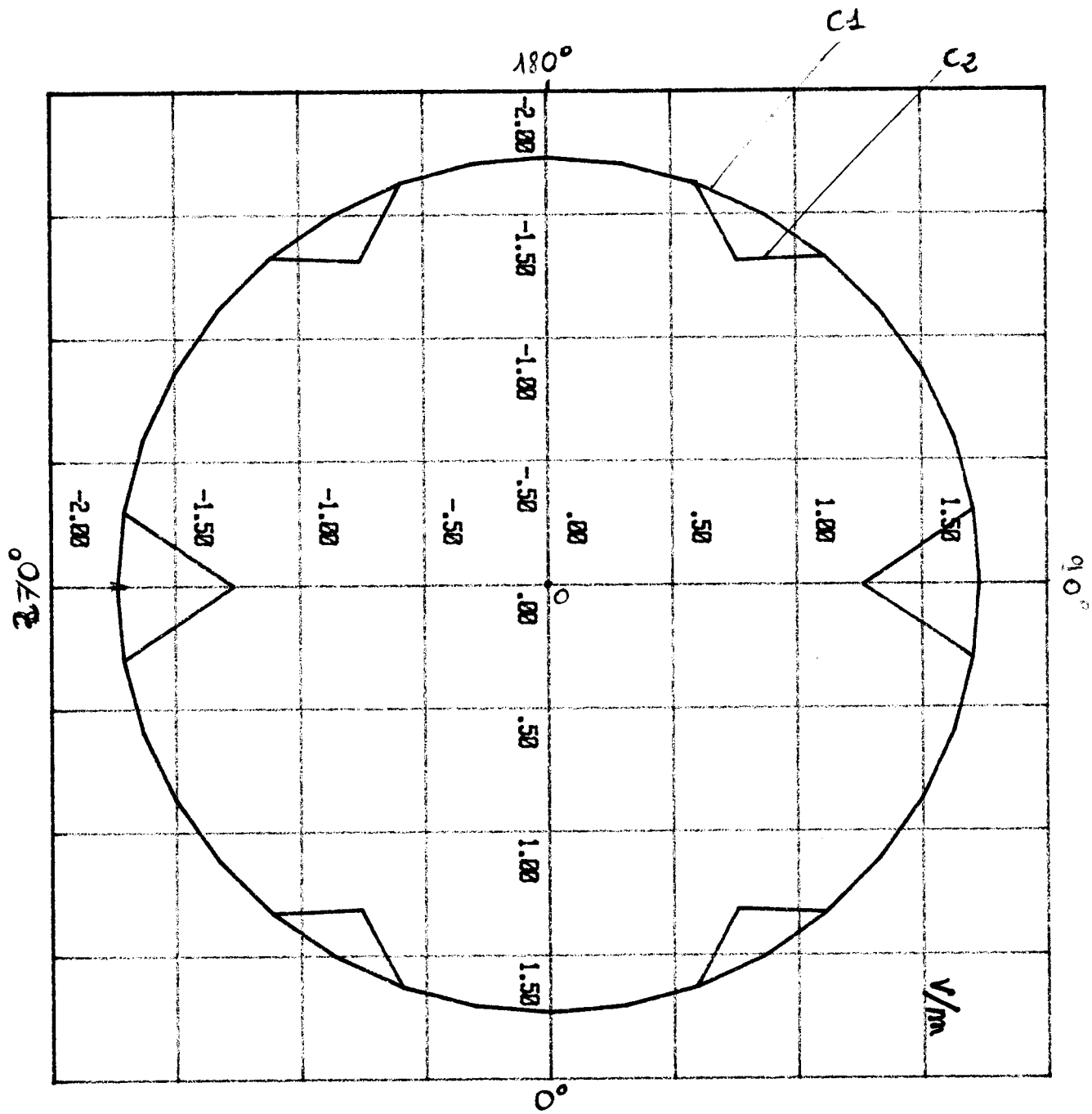
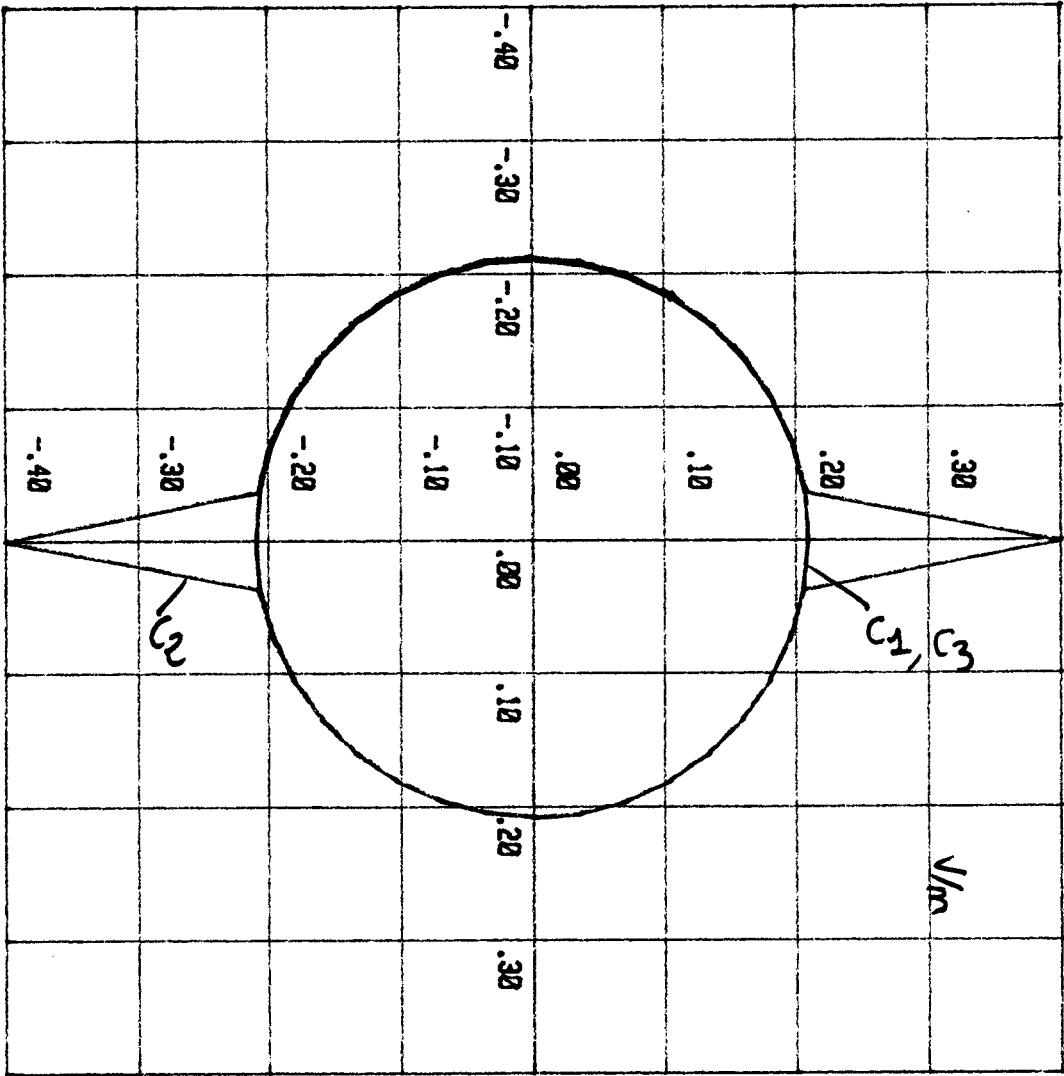


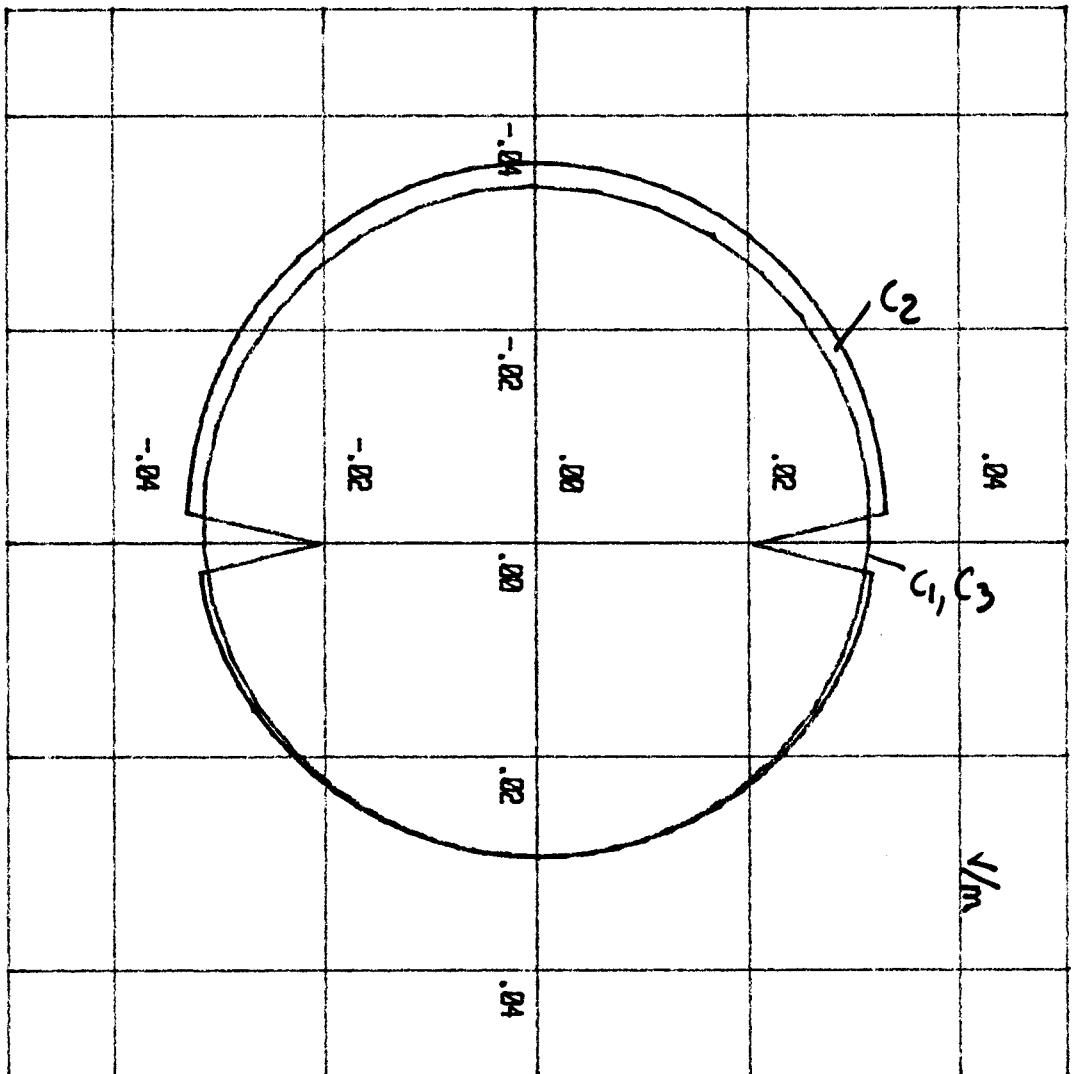
PLANCHE IV-2.

EZ Hauteur 0.1 m



V/M

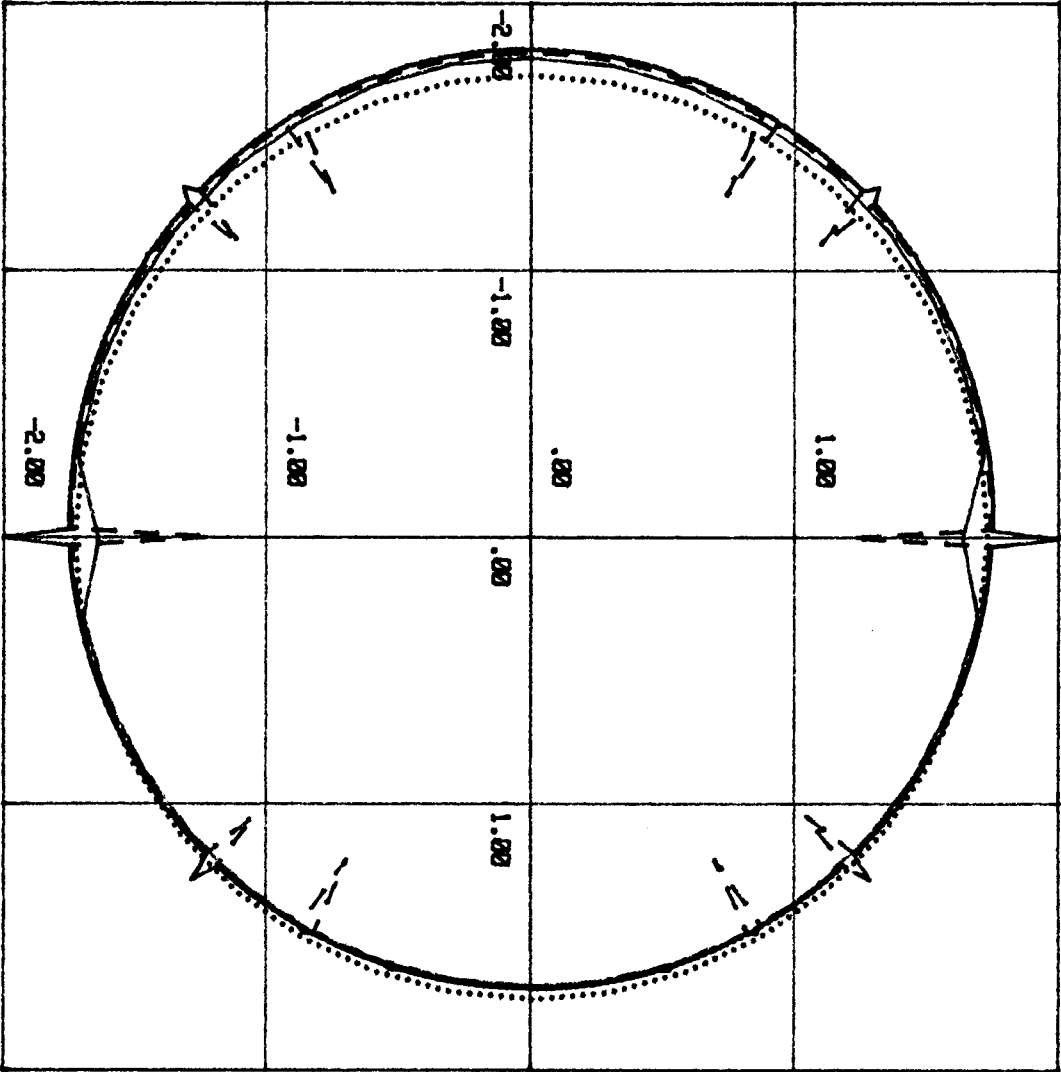
PLANCHE IV-3



EZ Hauteur .015m.

PLANCHE IV-4

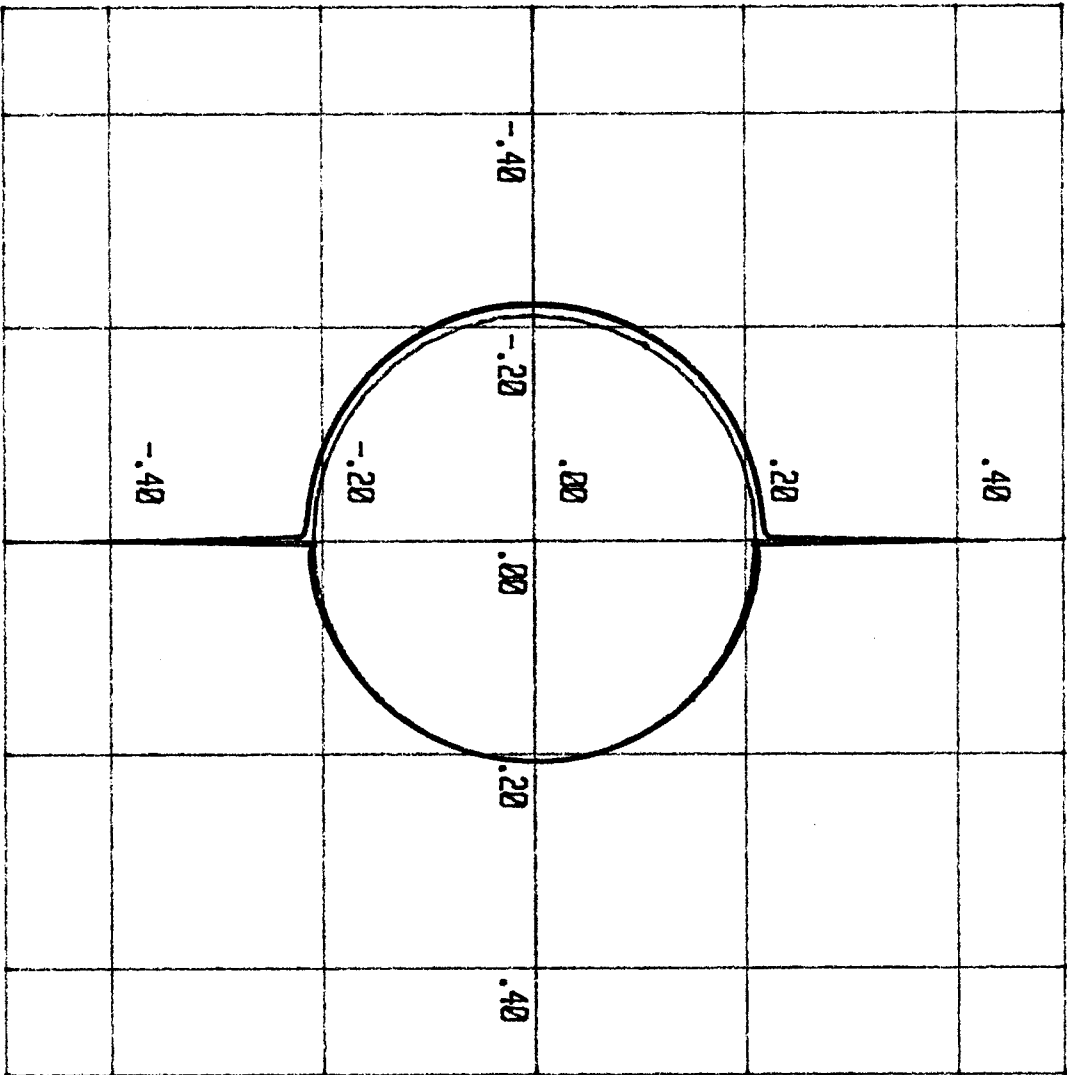
EZ mur=10. h=1m



W/A

PLANCHE IV-5

EZ $h=1m$ $H_{br}=80$



V/M

Nous remarquons que les configurations C2 et C3 donnent des champs identiques supérieurs à ceux donnés par C1.

Une simulation a été faite avec une configuration où $R1=1.5e-3m$ et $R2= 1.e-3$. L'épaisseur du composite est ici égale au rayon du conducteur central. Dans ce cas, Le champs E_z dans la configuration C3 s'est avéré être plus grand que dans la configuration C2.

Il semble donc que le cas le plus défavorable en ce qui concerne l'augmentation du champs à la surface $r=R2$ avec μ_r est celui de la configuration avec 1 seul milieu composite.

Nous prendrons donc cette configuration pour déterminer le courant induit sur la ligne.

Le calcul du courant induit donne : ($\vec{a}_z=0$)

$$I_0 = E_z (-j Z_c \sin kL - Z_L (1 - \cos kL)) / k D \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

L longueur de la ligne, Z_L impédance à L
 I_0 courant à l'extrémité $z=0$ de la ligne

$$D = -(Z_0 Z_L + Z_c^2) \sin kL + j Z_c (Z_0 + Z_L) \cos kL$$

La planche IV-6 montre le courant induit sur une ligne dont le conducteur central a un rayon de 1mm, et le composite une épaisseur de 4mm .Elle est située à 1M du sol et sa longueur est de 1M. Les impédances terminales sont de 0Ω . On a fait varier μ_r . On montre également le champ moyen calculé.

On observe l'influence importante de μ_r sur l'atténuation du courant induit.

La planche IV-7 montre l'influence de la partie imaginaire de la perméabilité seconde sur le courant induit.

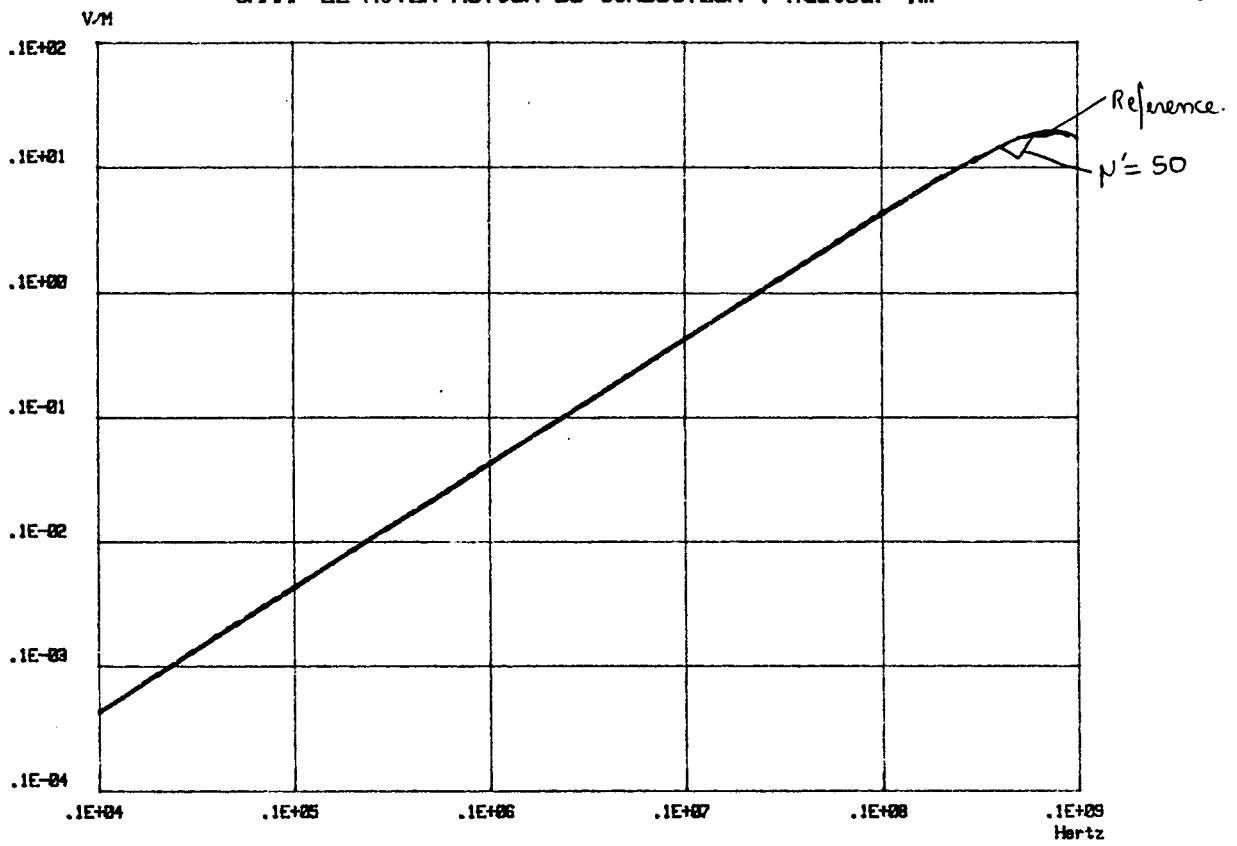
Par contre la planche IV-8 montre l'influence négligeable de la permittivité relative.

Enfin, la planche IV-9 représente le courant induit dans une configuration différente, la longueur de ligne est de 20 m et les impédances terminales sont de 100Ω , le conducteur intérieur a un diamètre de 2mm et l'épaisseur du matériau est de .5 mm. On remarque que l'amplitude du courant induit en bout de ligne augmente avec la perméabilité relative .De même, les fréquences de résonnance sont d'autant plus basse en fréquence que μ_r est grand.

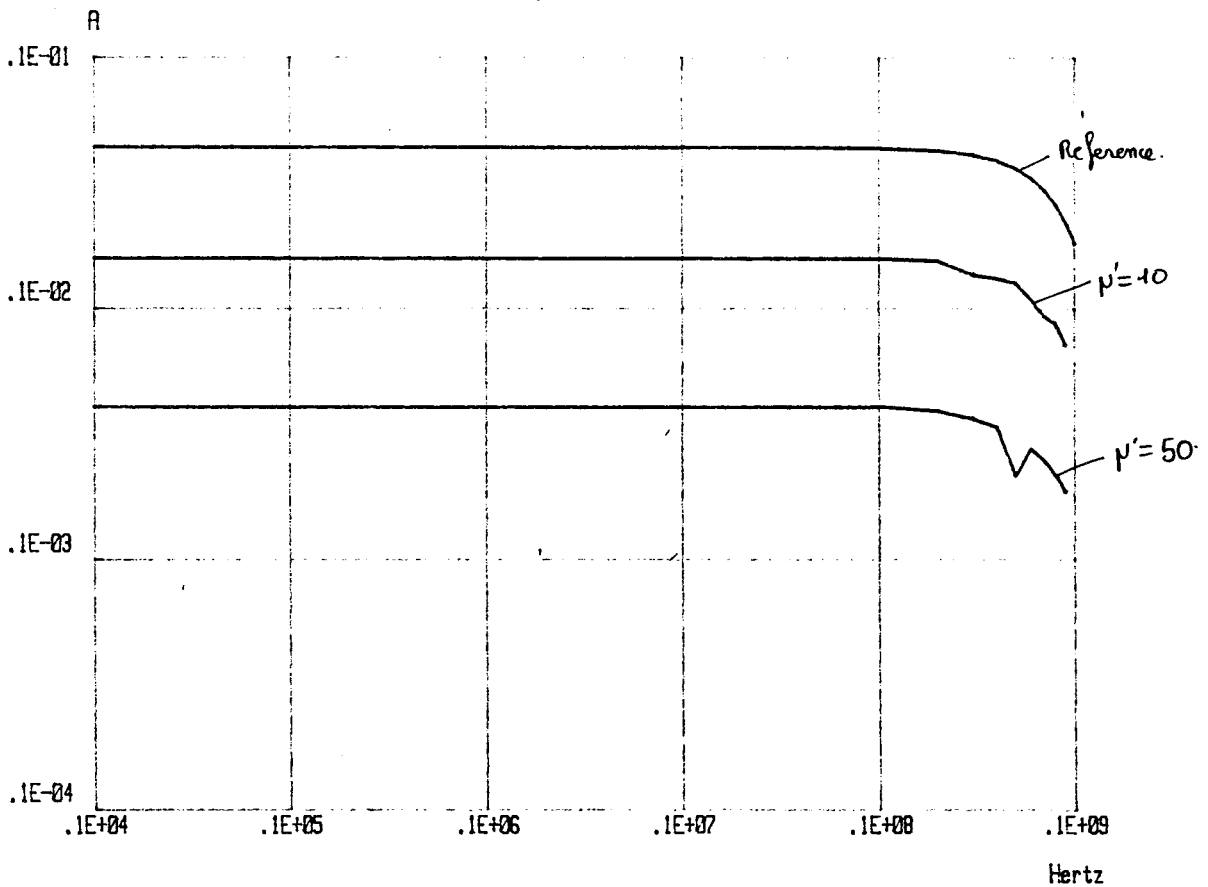
CONCLUSION

Nous avons montré dans ce chapitre que la concentration des lignes de champ Electromagnétique sur la surface d'un conducteur enrobé de composite, placé au dessus d'un plan parfaitement conducteur et soumis à l'action d'un champ électromagnétique parasite en incidence normale par rapport au plan ne perturbe en rien l'influence positive de la perméabilité du composite qui est d'amoindrir le courant parasite induit sur le câble.

Par exemple, dans le cas d'un câble de 1mm de rayon et de longueur 1m enrobé d'un composite d'épaisseur 4mm situé à une hauteur de 1m du plan, le courant induit est de 10dB moindre que celui induit sur le même câble sans composite.



COURANT INDUIT EN FONCTION DE PERMEABILITE



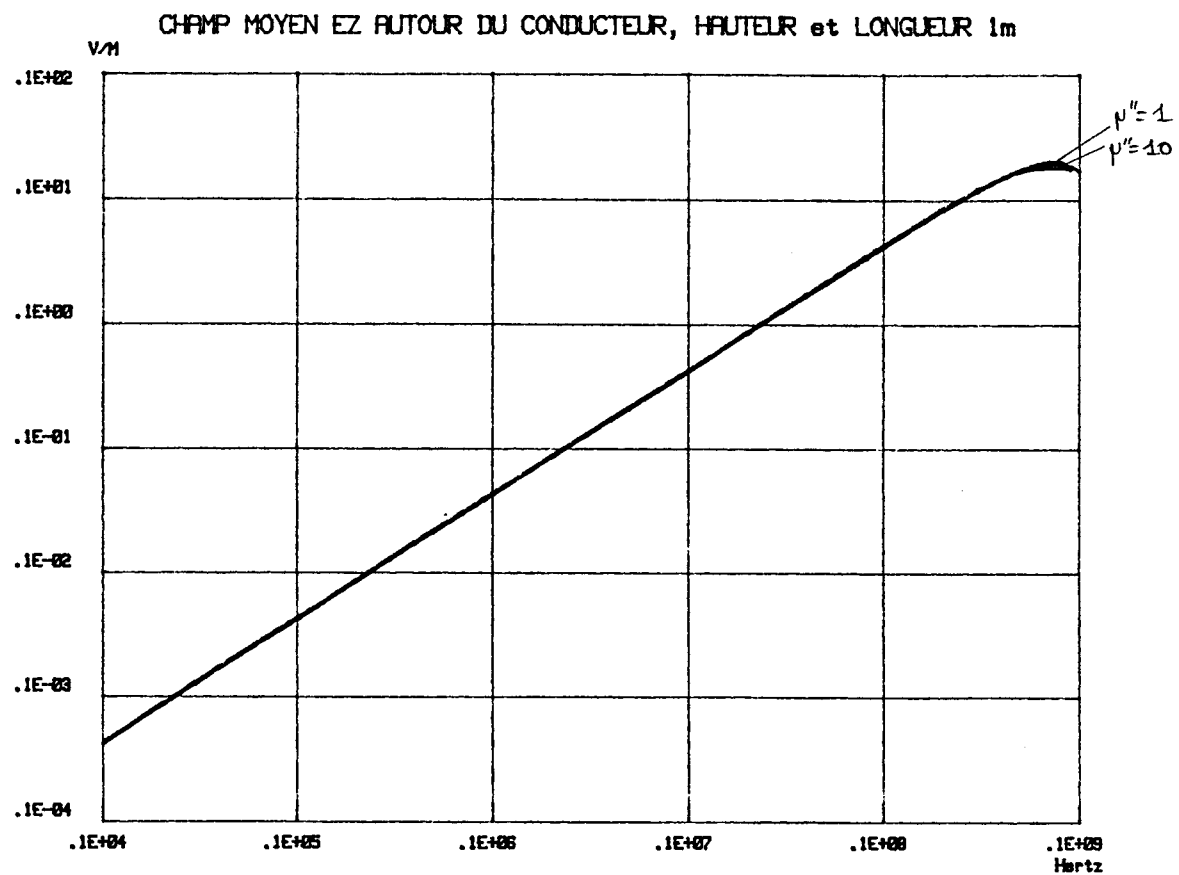
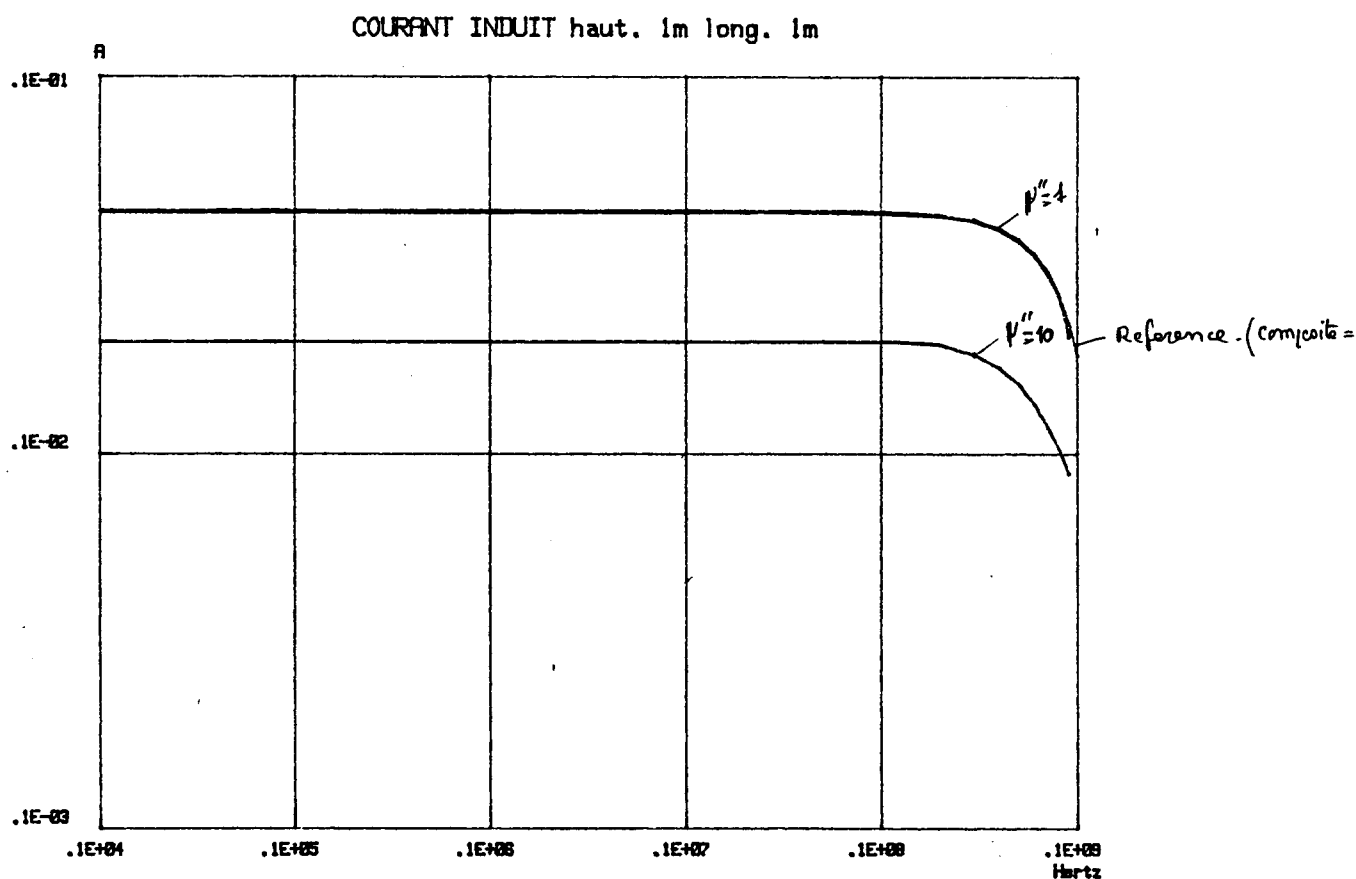


PLANCHE IV-7



CHAMP MOYEN EZ AUTOUR DU CONDUCTEUR, HAUTEUR 1m, LONGUEUR 1m

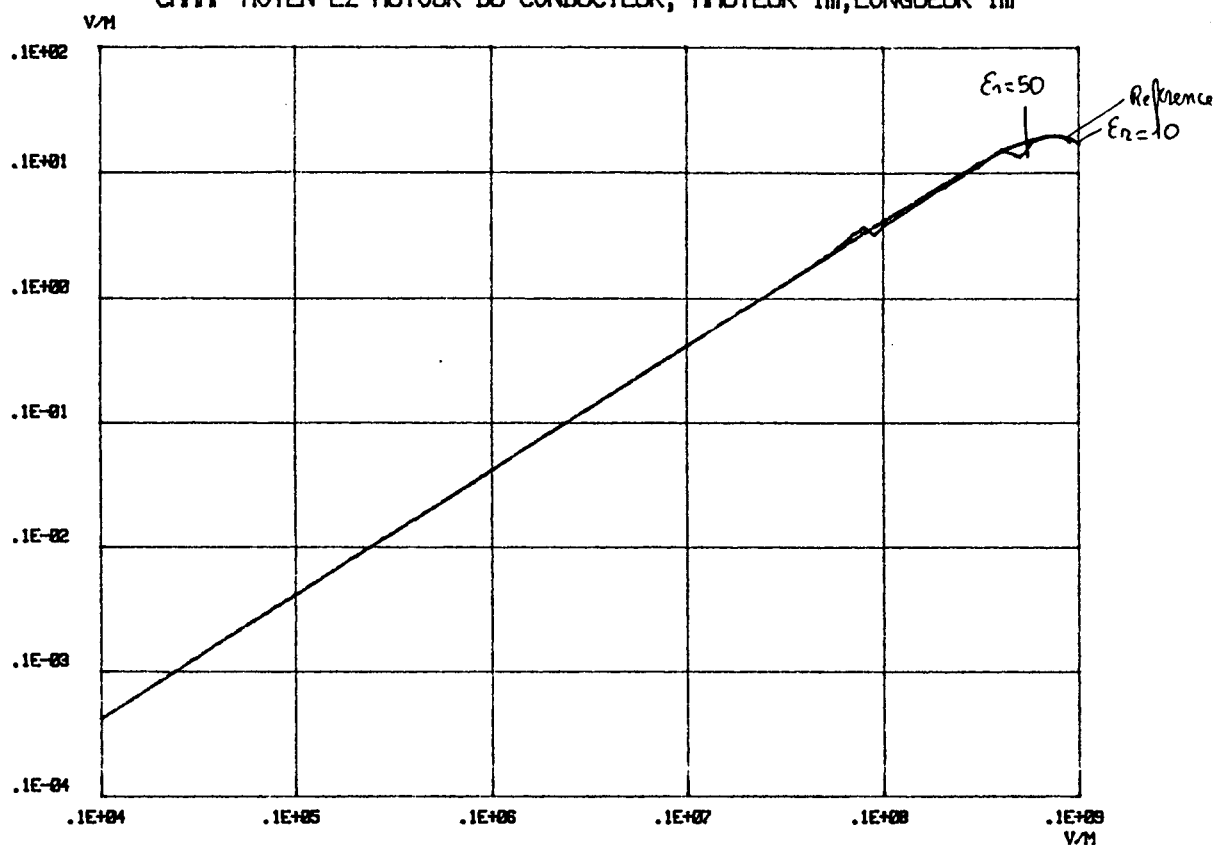
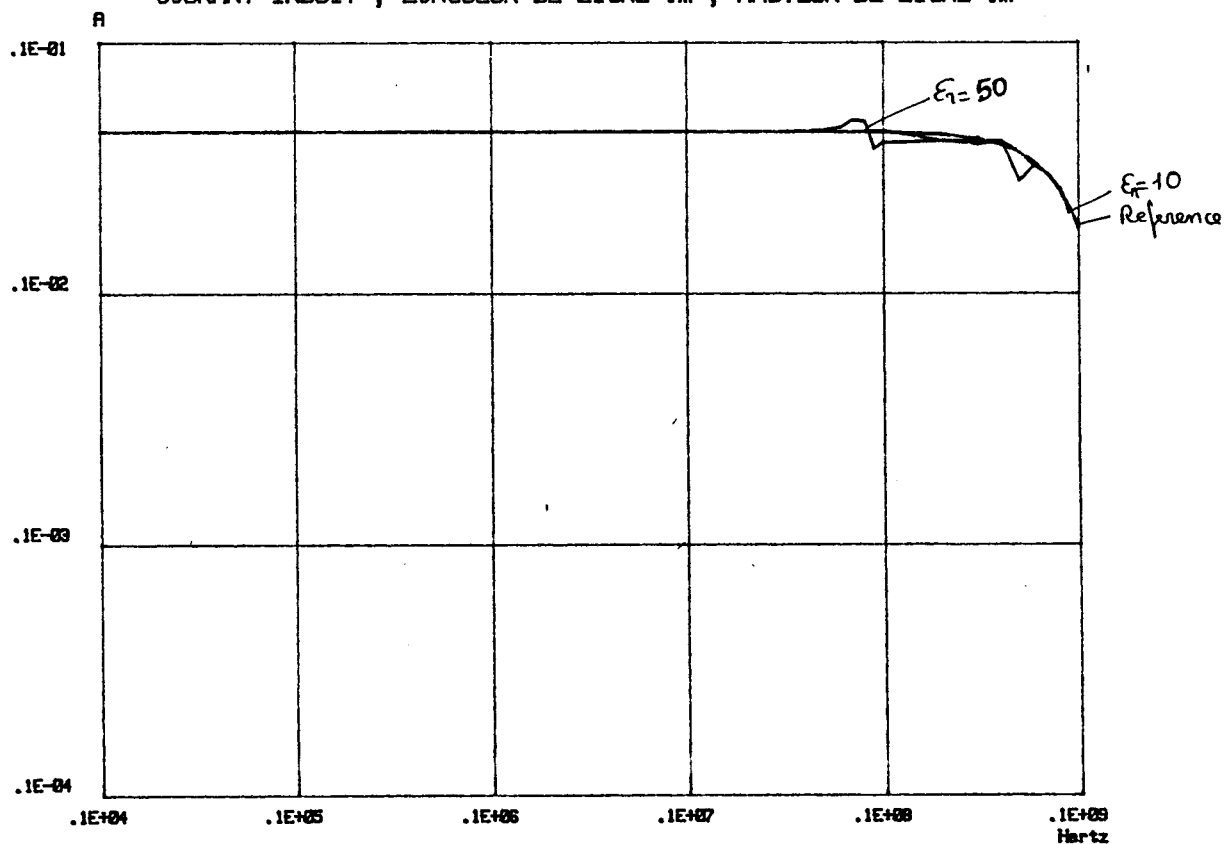


PLANCHE IV-8

COURANT INDUIT , LONGUEUR DE LIGNE 1m , HAUTEUR DE LIGNE 1m



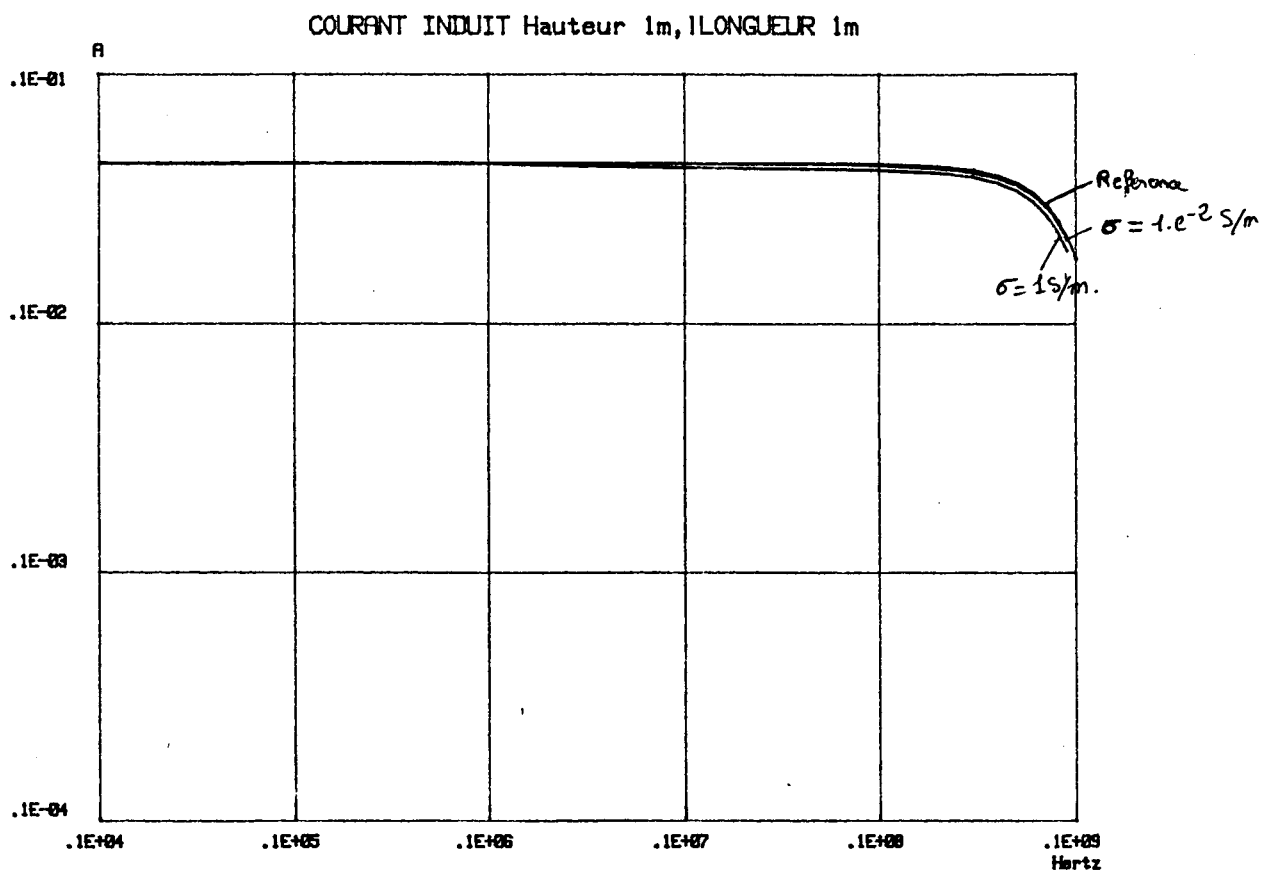
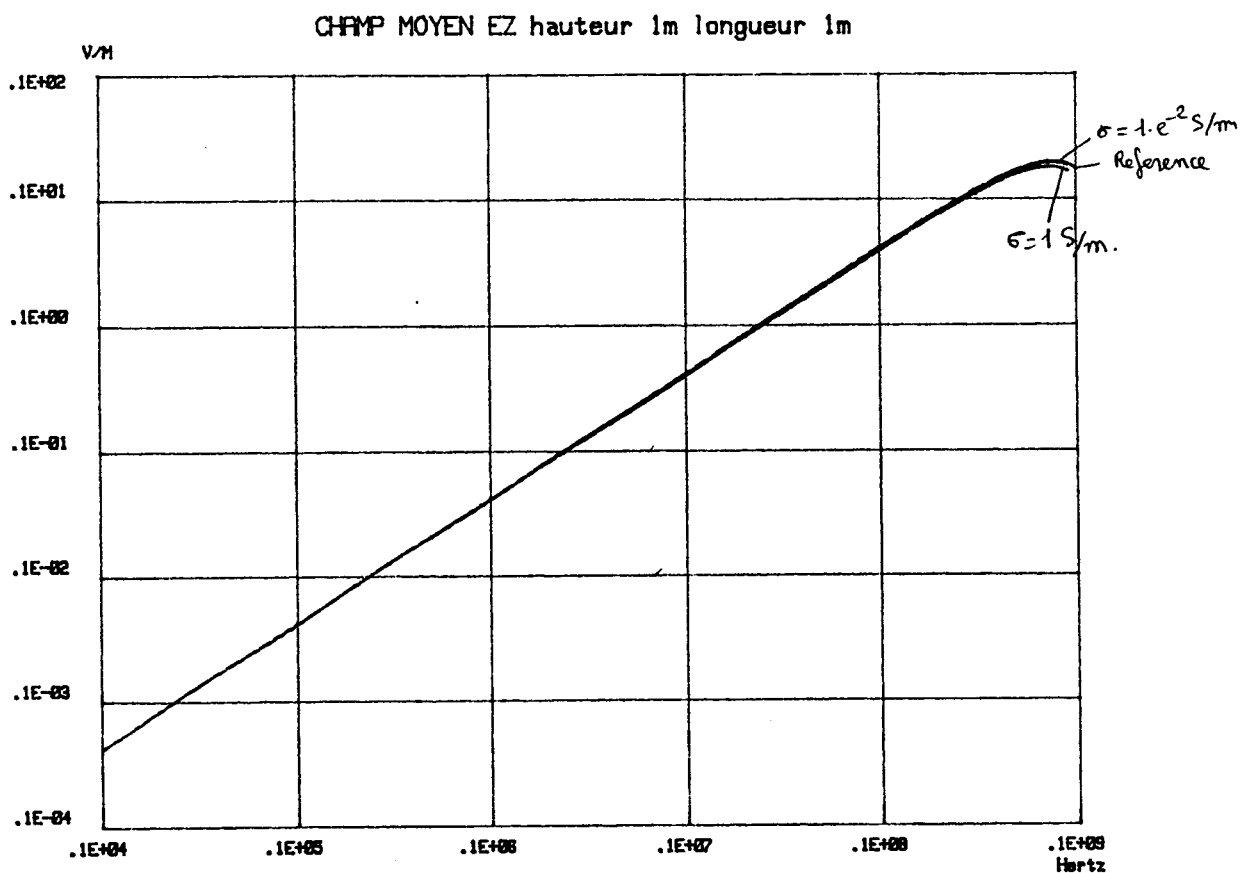
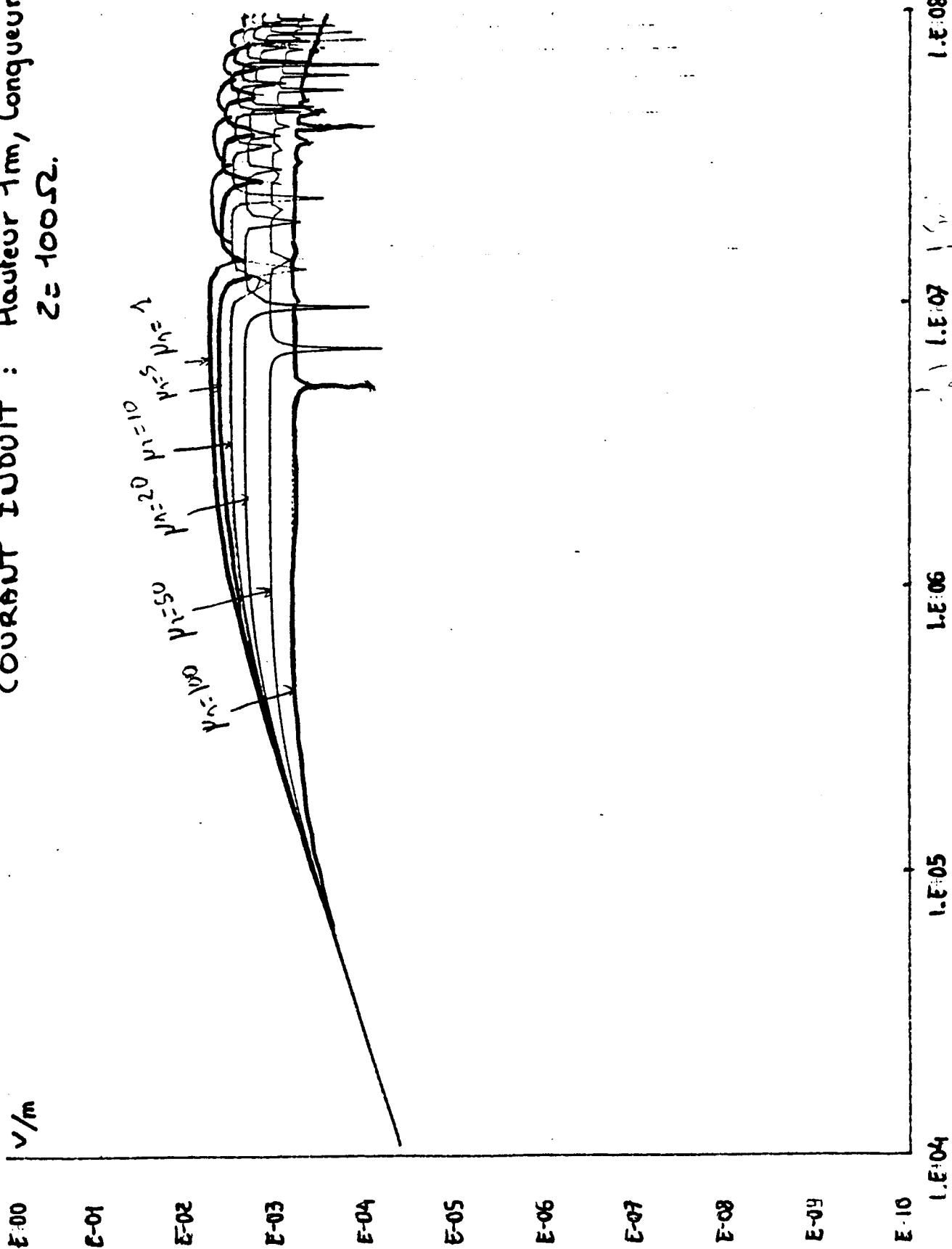


PLANCHE IV-8'



COURANT INDUIT : Hauteur 1m, longueur 20m.
 $Z = 100\Omega$.



HERTZ

CONCLUSION

-o-o-o-o-o-o-o-o-o-

Conclusion

L'emploi croissant des matériaux composites dans les industries de pointe alié à une sophistication de plus en plus importante des systèmes électroniques, nous a montré à quel point une bonne connaissance de leurs propriétés EM nous est nécessaire. Très vite, ces matériaux seront prépondérants dans notre environnement et il faut, dès maintenant, se donner les moyens de bien comprendre leur comportement EM.

Nous avons montré que des méthodes fiables permettent de caractériser physiquement ces matériaux composites, il faut maintenant les exploiter pour optimiser leur fabrication et leur utilisation .

Nous avons montré que les matériaux à base de ferromagnétiques ont une perméabilité relative variant de 3 à 20 en fonction de la concentration de la phase ferromagnétique et est constante sur une large gamme de fréquence allant de 10KHz à plus de 800MHz. Nous avons d'ailleurs pu constater que la permittivité relative a le même type de comportement.

Par contre, pour tous les échantillons sur lesquels elle a été mesurée, la composante imaginaire de la perméabilité s'est avérée être relativement faible sur toute la gamme de fréquence étudiée.

La conductivité de ces matériaux a été mesurée variant de quelque 10^{-6} S/m à près de 1S/m suivant le type de composite et la fréquence de mesure ce qui leur confère un comportement que l'on peut qualifier de semi-conducteur.

Dans le cadre de la CEM, ce type de matériaux peut être employé pour améliorer l'efficacité de blindage des câbles.

La détermination de l'impédance de transfert menée sur des câbles éprouvettes dont le blindage est composé en partie de composites ferromagnétiques a montré une amélioration de plus de 10DB de ce paramètre au delà de 100KHz.

Conclusion

Une autre application possible de ces matériaux de faible conductivité est leur emploi dans la fabrication de câbles à fréquence de coupure.

Nous avons montré dans une étude théorique de ce type de câble l'influence prépondérante de la perméabilité et de la conductivité sur sa fonction de transfert.

Une étude théorique a également été menée sur un câble enrobé de composite placé au dessus d'un plan conducteur et soumis à l'action d'un rayonnement électromagnétique induisant un courant parasite sur celui-ci.

On a montré que, malgré l'augmentation du flux d'induction dû à la concentration des lignes de champs magnétiques autour du conducteur central de part la présence du composite ferromagnétique, on observe une diminution du courant parasite circulant sur ce câble. Une confirmation pratique pourra être faite par l'utilisation de la nouvelle cellule TEM du Laboratoire.

Enfin, des mesures d'efficacité de blindage ont été menées sur des matériaux composites à conductivité supérieure à 1S/m.

Les résultats obtenus sur divers matériaux ont montré une efficacité constante (de -20DB à -80DB suivant les matériaux) sur une gamme de fréquence allant de moins de 1MHz à plus de 100MHz. L'étude théorique a montré que cela est principalement dû à la forte conductivité. De plus, les études théoriques et pratiques ont prouvé que la perméabilité relative autorise une amélioration appréciable de l'efficacité de blindage en haute fréquence (supérieure à 100MHz).

Ces matériaux peuvent être employés pour protéger des structures contre la pénétration de rayonnements parasites.

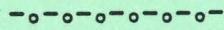
Conclusion

En conclusion, l'utilisation de composites ferromagnétiques en CEM permet une amélioration notable de l'efficacité de blindage des structures et de l'impédance de transfert des câbles. Le paramètre le plus influant pour les composites faiblement conducteurs étant la perméabilité magnétique.

Dans La conception des composites modernes utilisés en industries de pointe telle que l'aéronautique, un compromis devra être obtenu entre les propriétés mécaniques et électromagnétiques. On pourra également utiliser des composites spécifiques contre les rayonnements parasites, ils ont en effet l'avantage d'être plus légers que la plupart des matériaux utilisés pour cette application et peut-être moins coûteux.

Enfin, dans le domaine militaire, il serait intéressant d'étudier leur application dans le problème de la furtivité radar.

ANNEXES



ANNEXE 1

I Les équations microscopiquesChamps électriques et magnétiques macroscopiques.

Les milieux matériels peuvent être considérés comme des zones de l'espace vide contenant un nombre énorme de charges électriques microscopiques supposées ponctuelles (noyaux et électrons) placées dans le vide et soumises à des interactions mutuelles (ou extérieures) électriques et magnétiques régies par les équations de MAXWELL (1).

$$\operatorname{div} \vec{e} = \rho_{mic} / \epsilon_0$$

$$\operatorname{div} \vec{b} = 0$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{e} = - \frac{\partial \vec{b}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{b} = \mu_0 j_{mic} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{e}}{\partial t}$$

*l'indice mic indique que
les charges et courants
sont microscopiques .*

\vec{e} et \vec{b} sont les champs microscopiques électriques et magnétiques, fonctions du temps et de la position.

Dans le modèle des charges ponctuelles, les densités de charge ρ et de courant j peuvent être explicitées à l'aide de la fonction de Dirac : $\delta(\vec{r}_i - \vec{r})$, égale à 1 au point $\vec{r} = \vec{r}_i$ et nulle partout ailleurs:

$$\rho_{mic} = \sum_i q_i \delta(\vec{r}_i - \vec{r})$$

$$\vec{j}_{mic} = \sum_i q_i \vec{r}_i \delta(\vec{r}_i - \vec{r})$$

(q_i désigne les charges et \vec{r}_i leur position instantanée)

Dans la majorité des cas, nous cherchons à définir des paramètres macroscopiques. Aussi il suffit en général de connaître les champs macroscopiques existant au sein de la matière, c'est à dire les champs moyens régnant dans des éléments de volume $\Delta\tau$ ($\approx \mu\text{m}^3$) que l'on peut considérer comme infiniment petit à l'échelle macroscopique. Ce volume contient un très grand nombre de molécules (10^7 à 10^{11} molécules), il doit être infiniment grand au regard des dimensions atomiques.

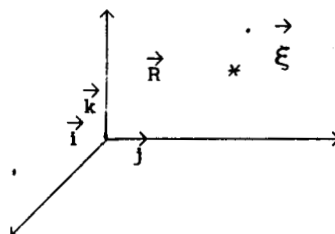
La distribution des états de mouvement de chaque particule élémentaire obéit aux lois de la statistique. Les définitions des champs macroscopiques \vec{E} et \vec{B} (equ 4) sont donc indépendantes des dimensions de $\Delta\tau$, pourvu que celui-ci reste dans les limites fixées précédemment, ce qui assure leur cohérence.

Considérons ce volume centré en un point M repéré par sa position \vec{r} . Les champs moyens \vec{E} et \vec{B} en M sont les moyennes statistiques des champs microscopiques \vec{e} et \vec{b} sur le volume $\Delta\tau$.

$$\vec{E}(\vec{R}) = \frac{1}{\Delta\tau} \int_{\Delta\tau} \vec{e} (\vec{R} + \vec{\xi}) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3$$

$$\vec{B}(\vec{R}) = \frac{1}{\Delta\tau} \int_{\Delta\tau} \vec{b} (\vec{R} + \vec{\xi}) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3$$

suivant le système
de coordonnées :



Prenons l'exemple d'un milieu matériel soumis à l'action d'un champ statique extérieur. \vec{E} et \vec{B} restent stationnaires bien que calculés à partir de champs microscopiques fluctuant énormément au cours du temps.

Supposons que le milieu soit maintenant soumis à l'action d'un champ externe variable au cours du temps, il faut alors définir à l'instant t , dans un intervalle de temps Δt , infiniment petit, du

point de vue macroscopique, par rapport aux temps caractéristiques des champs extérieurs (Période du signal) les moyennes temporelles de \vec{E} et \vec{B} . Δt doit être également grand devant les temps caractéristiques à l'échelle atomique (propagation de l'énergie entre atomes du milieu)

θ est un intervalle de temps microscopique par rapport à t .

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left[\frac{1}{\Delta \tau} \int_{\Delta \tau} \vec{e}(\vec{R} + \vec{\xi}, t + \theta) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 \right] d\theta$$

$$\vec{B}(\vec{R}, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left[\frac{1}{\Delta \tau} \int_{\Delta \tau} \vec{b}(\vec{R} + \vec{\xi}, t + \theta) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 \right] d\theta$$

Si le champ externe est une onde électromagnétique, sa longueur d'onde devra être bien supérieure aux dimensions atomiques (jusque l'Ultra-Violet).

Dans les équations de Maxwell microscopiques interviennent non seulement les champs, mais les charges (électron, noyau) de densité volumique ρ_{mic} et les densités de courant \vec{j}_{mic} dues au mouvement de ces charges.

Nous pouvons obtenir les valeurs moyennes macroscopiques de ρ et \vec{j} des sources de champ en faisant les mêmes hypothèses que précédemment.

$$\rho(\vec{R}, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left[\frac{1}{\Delta \tau} \int_{\Delta \tau} \rho_{mic}(\vec{R} + \vec{\xi}, t + \theta) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 \right] d\theta$$

$$\vec{j}(\vec{R}, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left[\frac{1}{\Delta \tau} \int_{\Delta \tau} \vec{j}_{mic}(\vec{R} + \vec{\xi}, t + \theta) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 \right] d\theta$$

$\Delta \tau$ et Δt ayant déjà été définis précédemment.

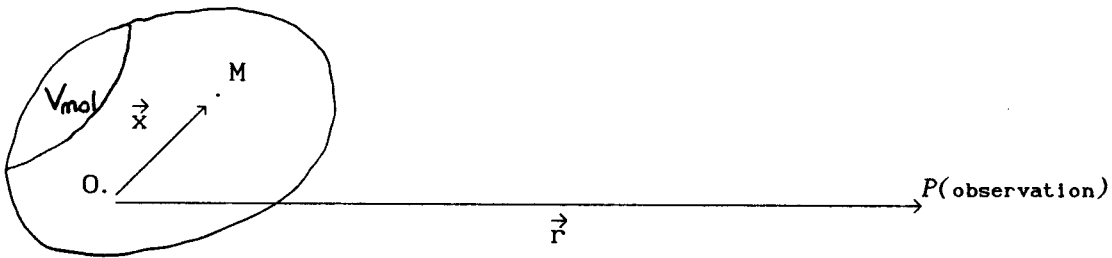
ANNEXE II

En supposant que les moments ponctuels soient ceux d'une molécule de volume V_{mol} on obtient :

$$\vec{p}(t - \frac{r}{c}) = \int_{V_{mol}} \rho(\vec{x}, t - \frac{r}{c}) \vec{x} d^3x \quad \text{et} \quad q_{\alpha\beta}(t - \frac{r}{c}) = \int_{V_{mol}} \frac{1}{2} \rho(\vec{x}, t - \frac{r}{c}) x_{\alpha} x_{\beta} d^3x$$

Equ I-7

Volume de la molécule



Dans ces équations, $(\frac{r}{c})$ traduit le retard nécessaire à la propagation de l'onde de la source M au point d'observation P .

c étant la célérité de la lumière (299 997 Km/s).

\vec{p} est le Moment dipolaire électrique de la molécule.

$q_{\alpha\beta}$ sont les composantes du tenseur de rang 2 appelé :

Moment quadrupolaire électrique

$\rho(\vec{x}, t - \frac{r}{c})$ est la densité volumique de charge observée au point P à l'instant t et qui existait au point M à l'instant $(t - \frac{r}{c})$.

De même le moment magnétique ponctuel est :

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int_{V_{mol}} \vec{x} \wedge \vec{j}(\vec{x}) d^3x$$

J est la densité volumique de courant.

ANNEXE III

Le phénomène de résonance de la susceptibilité fréquentielle due à la polarisation électronique est donné par :

$$\chi_e(\omega) = \chi_s \frac{\omega_e^2}{\omega_e^2 - \omega^2 + i\omega\omega_e\mathcal{A}}$$

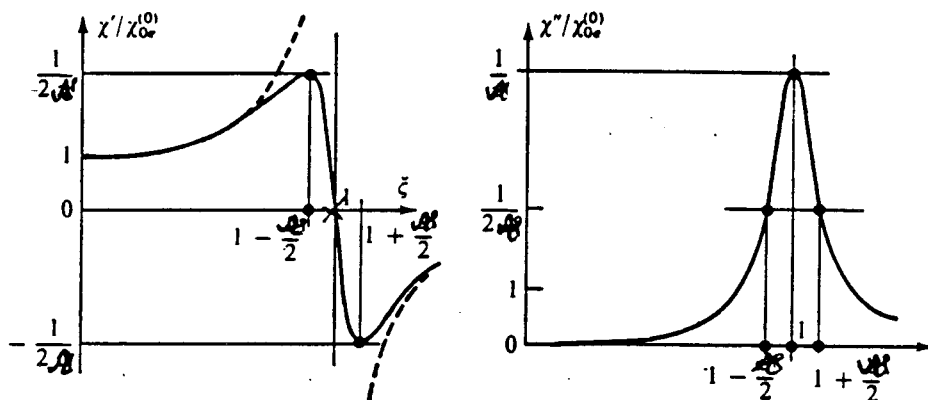
ω_e est la pulsation de résonance

$$\omega_e^2 = Z e^2 / (4\pi\epsilon_0 a^3 m)$$

a rayon de l'électron, Z nombre d'électrons
 m masse de l'électron, e sa charge

\mathcal{A} est le coefficient d'amortissement du phénomène de résonance

La courbe ci-dessous montre le comportement fréquentiel de la susceptibilité :



Le cas de la polarisation ionique est traité de la même façon et aboutit à la même représentation de la susceptibilité. Les ions étant beaucoup plus lourds que les électrons, la résonance ionique se situe dans l'infrarouge.

ANNEXE 4

RECHERCHE D'UNE SOLUTION DE L'EQUATION MODALE PAR LA METHODE DE NEWTON

Le problème consiste à trouver dans le plan complexe α , la valeur qui annule l'équation complexe et non linéaire $M(\alpha)$.

Si nous posons $\alpha = a + ib$ où a et b sont des valeurs réelles, l'équation modale peut s'écrire :

$$M(a, b) = F_1(a, b) + i F_2(a, b) = 0$$

$$\text{où} \quad F_1(a, b) = \operatorname{Re} \{ M(\alpha) \}$$

$$F_2(a, b) = \operatorname{Im} \{ M(\alpha) \}$$

F_1 et F_2 sont des fonctions réelles des variables réelles a et b .

L'équation modale peut donc se mettre sous la forme d'un système non linéaire de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} F_1(a, b) = 0 \\ F_2(a, b) = 0 \end{cases} \quad \text{ou encore } [F] = 0 \text{ sous la forme matricielle}$$

La linéarisation du système conduit à une formule itérative qui s'écrit :

$$[X_{k+1}] = [X_k] - [DF_k]^{-1} \cdot [F_k]$$

$$\text{où} \quad [X_k] = \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \quad [F_k] = \begin{bmatrix} F_1(a, b) \\ F_2(a, b) \end{bmatrix} \quad [DF_k] = (A_{ij}) \text{ avec } A_{ij} = \frac{\partial F_i}{\partial X_j}(a, b)$$

D'une opération à la suivante, pour que les nouvelles valeurs soient meilleures

que les précédentes, il faut que la relation suivante soit satisfaite :

$$\sum_{i=1}^2 F_i^2(X_{k+1}) \leq \sum_{i=1}^2 F_i^2(X_k)$$

Sinon nous effectuons une opération de bipartition définie par

$$[X_{k+1}] = \frac{1}{2} ([X_k] + [X_{k+1}])$$

Dans le programme, un test permet de limiter le nombre de bipartitions à une valeur fixée par l'utilisateur. Le test d'arrêt est défini par :

$$\sum_{i=1}^2 F_i^2(X_{k+1}) \leq \epsilon$$

où ϵ est également une valeur fixée par l'opérateur.

Le calcul des coefficients A_{ij} est programmé grâce aux formules écrites ci-dessous :

$$M(a, b) = F_1(a, b) + i F_2(a, b)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial M(a, b)}{\partial a} = \frac{\partial F_1(a, b)}{\partial a} + i \frac{\partial F_2(a, b)}{\partial a} \\ \frac{\partial M(a, b)}{\partial b} = \frac{\partial F_1(a, b)}{\partial b} + i \frac{\partial F_2(a, b)}{\partial b} \end{cases}$$

d'où

$$\begin{cases} \frac{\partial F_1(a, b)}{\partial a} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial M(a, b)}{\partial a} \right\} \\ \frac{\partial F_2(a, b)}{\partial a} = \operatorname{Im} \left\{ \frac{\partial M(a, b)}{\partial a} \right\} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \frac{\partial F_1(a, b)}{\partial b} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial M(a, b)}{\partial b} \right\} \\ \frac{\partial F_2(a, b)}{\partial b} = \operatorname{Im} \left\{ \frac{\partial M(a, b)}{\partial b} \right\} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial M(a, b)}{\partial a} = \frac{\partial M(a, b)}{\partial z} \times \frac{\partial z}{\partial a} = \frac{\partial M(a, b)}{\partial z} \\ \frac{\partial M(a, b)}{\partial b} = \frac{\partial M(a, b)}{\partial z} \times \frac{\partial z}{\partial b} = i \frac{\partial M(a, b)}{\partial z} \end{cases}$$

BIBLIOGRAPHIE
-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-

BIBLIOGRAPHIE

- (1) S.A. SCHELKUNOFF
"Electromagnetic waves"
VAN NOSTRAND Co, New York - 1945
- (2) F. MAYER
"Aspect statistique des rayonnements parasites des véhicules"
Journée sur la diffraction électromagnétique, SEE - 1989
- (3) B. DEMOULIN
"Etude de pénétration des ondes électromagnétiques à travers des blindages homogènes ou des tresses à structure coaxiale"
Thèse de doctorat d'Etat, Lille - 1981
- (4) M. DEMOULIN
"Modèles théoriques de l'efficacité de blindage des câbles coaxiaux à 3 tresses .Descriptif du logiciel TR3T"
Contrat CEA/CESTA - 12 juin 1984
- (5) F. MAYER
"Absortive low-pass cables: state of the art and an out look to the future"
IEEE trans. on Electromagn Compat, vol. EMC 28, N°1, Feb 1986
- (6) B. DEMOULIN, P. PIGNET, P. DEGAUQUE, J.Y GOBLOT
"Caractérisation des paramètres électromagnétiques de matériaux composites améliorant l'efficacité de blindage des câbles"
Conférence internationale sur la CEM, Evian - Sept. 1989
- (7) L. LANDAU, E. LIFCHITZ
"Electrodynamique des milieux continus"
Editions de Moscou - 1969

(8) SCHAMPS

"Electromagnétisme dans la matière"

Cours 2° cycle de physique fondamentale, Université Lille

(1984)

(9) C. VASSALO

"Electromagnétisme classique dans la matière"

CNET-ENST, Dunod, Paris - 1980

(10) C. KITTEL

"Physique de l'état solide"

Dunod Université, Paris - 1983

(11) P.J.B CLARRICOATS, BARLOW

"Microwave ferrites"

London, Chapman and Hall - 1961

(12) J.P TROADEC, D. BIDEAU, G. GIRAUD, E. GUYON

"Percolation, propriétés électriques et géométrie des mélanges désordonnés"

L'onde électrique, mars-avril 1985

(13) N.F. MOTT and EA DAVIS

"Electronic processes in non-crystalline materials"

OXFORD 1979

(14) P.M. HUI, D. STROUD

"Anomalous frequency-dependent transport in composites"

Physical review B, vol.32, N°12, 15 Dec.1985

(15) D.J. BERGMAN

"Bulk physical properties of composite media"

Ecole d'été d'analyse numérique CEA-EDF-INRIA, session:
homogénéisation, théorie et application, 27 juin-13
juillet 1983

- (16) PETR CHYLEK, VANDANA SRIVASTAVA
"Dielectric constant of a composite inhomogeneous medium"
Physical review B, vol.27, N°8, Apr.1983
- (17) PETR CHYLEK, VANDANA SRIVASTAVA
"Effective dielectrique constant of a metal-dielectrique composite"
Physical review, vol.30, N°2, 15 Juillet 1984
- (18) D. QUIVY
"Permittivité et perméabilité magnétique des mélanges"
Origine inconnue.
- (19) TORSTEN SJOEGREN
"Shielding effectiveness and wave impedance"
EMC technology, Juillet-Aout 1989
- (20) P. LORRAIN, D.R CORSON
"Champs et ondes électromagnétiques"
Armand Colin, Paris
- (21) P.F. WILSON, M.T. MA
"Technics for measuring the shielding effectiveness of materials"
7° Int. symposium on EMC, Zurich - March 1987
Symposium record, pp 547-552
- (22) J.W. ADAMS, E. VANZURA
"Shielding effectiveness measurements of plastics"
EMC Technology, September_October 1986 pp 39-44
- (23) R. VON HIPPEL
"Les diélectriques et leurs applications"
Editions Dunod - 1961

- (24) P. PIGNET
"Contribution à la caractérisation des paramètres électromagnétiques des matériaux composites"
DEA Electromagnétisme et Micro-ondes, Lille, Juillet 1987
- (25) B. DEMOULIN, P. PIGNET, P. DEGAUQUE
"Caractérisation des paramètres électromagnétiques des matériaux composites"
Rapport d'avancement, contrat ACOME, 30 Janvier 1987
- (26) C. VASSALO
"Théorie des guides d'ondes électromagnétiques"
Tomes 1 et 2, Eyrolles et CNET-ENST
- (27) NORME ASTM, ES-7-83
"Electromagnetic shielding effectiveness of planar materials"
pp 680-683
- (28) M. PATE, J.C. MAGE, J.P. CANNE
"Mesure des perméabilités et permittivités complexes en ligne coaxiale résonnante entre 2 et 18 GHz"
Thomson-CSF, Laboratoire central de recherches, Domaine de Corbevoie, Orsay
- (29) J.J. BONTE, L. FAUCON, J.P. PARNEIX
"Caractérisation électromagnétique systématique de nouveaux matériaux dans la bande de fréquence 45 MHz-25 GHz"
CHS, UA CNRS 287, Villeneuve d'Ascq
- (30) P. LE ROUX, F. JECKO
"Analyse critique des structures circulaires cylindriques contenant des échantillons de ferrite"
Université de Limoges, UFR sciences, Institut de recherche en communications optiques et micro-ondes (UA 356 du CNRS)

- (31) V. GOBIN, LABAUNE
"Caractérisation électromagnétique des matériaux composites"
DRET/AMD-BA/ONERA
- (32) P. GRIVET
"Physique des lignes de haute fréquence et d'ultra haute fréquence "
TOME 1.
Editions MASSON 1969
- (33) B. DEMOULIN, P. PIGNET, P. DEGAUQUE
"Caractérisation des paramètres électromagnétiques de matériaux composites"
Rapport final, ACOME/USTL, 28 Mars 1988
- (34) PERRY, F. WILSON, M.T. MA
"Electromagnetic shielding effectiveness of materials"
National bureau of standard, EM fields division (Boulder Colorado 80302)
- (35) A. ZEDDAM
"Couplage d'une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse à un câble de télécommunications"
Thèse de doctorat d'Etat, Univ. de Lille, 1988
- (36) J. FONTAINE
"Couplage d'une impulsion électromagnétique avec une ligne de télécommunications aérienne"
Rapport final, Convention Univ. Clermont-CNET
- (37) E.F. VANCE
"Coupling to shielded cables"
Wiley Intersciences - 1978

(38) A.A. SMITH

Coupling to external electromagnetic fields to transmission lines"

J. Wiley Ed., New York - 1977

(39) P. DEGAUQUE, A. ZEDDAM

"Couplage entre une onde électromagnétique et un câble aérien ou enterré. Remarques sur les approches basées sur la méthode des lignes de transmission"

Note technique, CNET, NT/LAA/ELR/465 - Avril 1985

(40) C. PAQUIER

"Réponse de lignes de transmission en présence d'un plan de masse parfaitement conducteur ou non à une impulsion électromagnétique. Confrontation entre différentes méthodes de calcul et résultats expérimentaux"

Journées nationales sur la Compatibilité Electromagnétique, Lille, 1981

(41) Y. BENIGUEL

"Courant induit par une onde incidente sur un conducteur rectiligne et filiforme situé au voisinage du sol"

Annales des Télécommunications, 37, N°3-4, p 155-186, 1982

(42) J.R. WAIT

"Theory of wave propagation along a thin wire parallel to an interface"

Radio Science, vol. 7, N°6, p 675-679, 1972

(43) G. COURBET, P. DEGAUQUE, R. GABILLARD

"Etude théorique et expérimentale de la répartition du courant le long d'un fil tendu au dessus d'un sol de conductivité finie"

Annales des Télécom, 37, N°5-6, p 225-238, Mai-Juin 1982

- (44) J.A. STRATON
"Théorie de l'électromagnétisme"
Dunod, 1961
- (45) A. ZEDDAM
"Couplage entre une onde électromagnétique et un câble
aérien ou enterré"
Journée Protection des équipements, Trégastel, Avril 1985
- (46) M. SOIRON
"Contribution à l'étude de la propagation d'une onde
électromagnétique sur une ligne multifilaire au dessus
d'un sol conducteur et en galerie souterraine"
Thèse de doctorat 3° cycle, Lille, 6 Juillet 1973
- (47) WATSON
"Theorie of Bessel function"
Second edition, Cambridge, 1944
- (48) A. ANGOT
"Compléments de mathématiques"
Editions de la Revue d'Optique, 1965
- (49) S.A. SHELKUNOFF
"Electromagnetic waves"
Van Nostrand Company Inc., New York, 1943
- (50) ABRAMOWITZ, I.A. SEGUN
"Handbook of mathematical functions"
Dover publication, Inc., New York
- (51) P. DEGAUQUE, G. COURBET, B. DEMOULIN
"Propagation d'une onde électromagnétique le long d'une
ligne parallèle à la surface du sol"
Journées nationales micro-ondes et colloque CHD, Lille,
Juin 1979, compte rendu p 83-86

(52) V. NIKOLSKI

"Electrodynamique et propagation des ondes
radio-électriques"

Editions de Moscou

(53) T.H. CHU, N.H. FARHAT

"Polarization effects in microwave diversity imaging of
perfectly conducting cylinders"

IEEE, Trans. on antennas and propagation, vol. 37, N°2,
February 1989

(54) COURBET

"Recherche théorique et expérimentale sur la propagation
d'une onde EM le long d'un fil parallèle à la surface du
sol. Application à l'étude du sous-sol proche."

THESE 3^{eme} cycle, USTL, 1980.

